

DEPARTAMENTO DE ASTROFISICA

Universidad de La Laguna

***Fusión Galáctica:
Conteo de Fuentes y Dinámica de
Acrecimientos de Satélites***

Memoria que presenta
D^a. María del Carmen Eliche Moral
para optar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas.



INSTITUTO DE ASTROFISICA DE CANARIAS
febrero de 2007

FECHA DE LECTURA: *Febrero 2007.*

DIRECTORES DE TESIS:

Dr. Marc Balcells Comas y Dra. Mercedes Prieto Muñoz.

A Antonio, a mi familia, y a quien
todas las noches visita las playas
desiertas de nuestros sueños.

Resumen

Tanto las observaciones como las simulaciones cosmológicas indican que las fusiones de galaxias son procesos bastante frecuentes en el Universo. Sin embargo, aún se desconoce la relevancia de las fusiones en la evolución galáctica y en la constitución de los bulbos actuales frente a otros posibles procesos de formación. El objetivo básico de esta tesis consiste en estudiar el papel de las fusiones tanto en la aparición de la población galáctica de tipo temprano, como en la evolución de los bulbos galácticos, a nivel observacional y computacional.

Hemos analizado la relevancia de los ritmos de fusión mediante el estudio de las cuentas diferenciales de galaxias en U y B , obtenidas sobre un campo de ~ 900 arcmin² del muestreo GOYA que abarca la tira de Groth-Westphal. Las magnitudes límites alcanzadas han correspondido a $U = 24,8$ mag y $B = 25,5$ mag en el sistema de Vega (al 50% de eficiencia de detección para las fuentes puntuales). Las pendientes de las cuentas obtenidas han sido $d \log(N)/dm = 0,50 \pm 0,02$ para $B = 21,0 - 24,5$, y $d \log(N)/dm = 0,48 \pm 0,03$ para $U = 21,0 - 24,0$. Presentamos modelos de cuentas que, por primera vez, reproducen simultáneamente las cuentas observacionales en U y B en un rango de 15 magnitudes y las de K_s en un rango de 10 magnitudes, empleando sólo parámetros medidos observacionalmente y sin necesidad de introducir poblaciones exóticas de origen desconocido, ni diferentes ritmos de fusión para cada banda. Sólomente imponiendo un desplazamiento al rojo de formación relativamente reciente para las galaxias elípticas ($z_f \sim 1,5$), se puede reproducir el cambio de la pendiente que se observa en las cuentas infrarrojas en $K_s = 17,5$ mag. Una profundidad óptica moderada para todos los tipos galácticos (galaxias tempranas inclusive) nos asegura que las cuentas en U y B no presenten ningún incremento repentino asociado a la formación reciente que se ha impuesto en las elípticas. Nuestros modelos explican el origen y la evolución de las galaxias débiles azules hasta $z \sim 1,5 - 2$, a partir de la evolución natural de la mezcla local, la cual viene inducida por la formación jerárquica inherente a un Universo Λ CDM.

También hemos estudiado la influencia de las fusiones en el crecimiento de la estructura central de las galaxias, mediante simulaciones no colisionales de N -cuerpos de acrecimientos de satélites sobre galaxias de disco. Para asegurar que los cocientes de densidad entre la galaxia principal y la satélite en cada experimento (críticos en el resultado final de la fusión) son realistas, hemos empleado un escalado basado en la relación observacional de Tully-Fisher ($\mathcal{M} \propto V_{\text{rot}}^{\alpha_{\text{TF}}}$). Los remanentes de los experimentos de acreción muestran una clara estructura bulbo-disco, con curvas de rotación normales. Tanto la razón bulbo-disco como el índice n de Sérsic crecen como resultado del acrecimiento en todos los modelos, mostrando valores moderados al final de la simulación ($n = 1,0-1,9$). El bulbo crece independientemente de si el satélite, que se destruye completamente en todos los experimentos, llega al centro del remanente (casos con $\alpha_{\text{TF}} = 3,5$ ó 4) o no (casos con $\alpha_{\text{TF}} = 3$ y con razones de masas luminosas 1:6). Los parámetros estructurales globales evolucionan de forma sistemática, siguiendo tendencias similares a las de las observaciones. El mecanismo

dominante en el crecimiento del bulbo es el flujo hacia el centro de material del disco primario durante el decaimiento del satélite. Nuestros modelos son los primeros en confirmar que el crecimiento del bulbo a partir del material del disco, uno de los ingredientes centrales de los modelos de evolución secular, puede ser inducido desde fuera de la galaxia mediante acrecimientos de satélites.

Summary

Observations, as well as cosmological simulations, indicate that galaxy mergers are common processes in the life of galaxies. Nevertheless, the relevance of mergers in the galactic evolution and in bulge formation is still unknown. Using both observational and computational techniques, this thesis contributes to clarifying the role of mergers in the appearance of the early-type galaxian population, and their role in the evolution of galactic bulges.

We analyse the relevance of the merger rate observationally through the study of U and B galaxy differential number counts, obtained from a field of ~ 900 arcmin², based on GOYA Survey imaging of the HST Groth-Westphal Strip. Achieved 50% detection efficiencies are 24.8 mag in U and 25.5 mag in B in the Vega system. Number count slopes are $d \log(N)/dm = 0,50 \pm 0,02$ for $B=21.0-24.5$, and $d \log(N)/dm = 0,48 \pm 0,03$ for $U=21.0-24.0$. Simple number count models are presented that, for the first time, simultaneously reproduce the counts over 15 mag in U and B , and over 10 mag in K_s , just using observationally-measured parameters. Neither ad-hoc disappearing populations nor different merger rates for each band are needed to explain the counts if number evolution is introduced using an observationally-based z -evolution of the merger fraction. Only by setting a recent $z_f \sim 1,5$ formation redshift for early-type, red galaxies do the models reproduce the change of slope observed at $K_s = 17,5$ in NIR counts. A moderate optical depth for all galaxy types ensures that the recent formation for ellipticals does not leave a signature in the U or B number counts, which are featureless at intermediate magnitudes. The origin and evolution of faint blue galaxies is explained through to the natural evolution of the local populations due to the hierarchical formation, inherent to a Λ CDM Universe.

We study the influence of mergers in the growth of galactic bulges by performing N -body models of the accretion of satellites onto disc galaxies. A Tully-Fisher scaling between primary and satellite ($\mathcal{M} \propto V_{\text{rot}}^{\alpha_{\text{TF}}}$) ensures that density ratios, critical to the outcome of the accretion, are realistic. The remnants of the accretion have bulge-disk structure and normal rotation curves. Both the bulge-to-disc ratio and the Sérsic index (n) of the remnant bulge increase as a result of the accretion in all the models, with moderate final bulge Sérsic indices: $n = 1,0$ to 1.9. Bulge growth occurs independently from if the satellite material reaches the center ($\alpha_{\text{TF}}=3.5$ or 4) or not ($\alpha_{\text{TF}}=3$). The satellite fully disrupts in all the cases. Global structural parameters evolve systematically, following trends similar to observations. We show that the dominant mechanism for bulge growth is the inward flow of material from the disc to the bulge region during the satellite decay. Our models confirm for the first time that the growth of the bulge out of disc material, a central ingredient of secular evolution models, may be triggered externally through satellite accretion.

Índice

1. Introducción	1
1.1. El origen de la Secuencia de Hubble	1
1.2. Acrecimientos galácticos	3
1.2.1. Bulbos clásicos y pseudobulbos	4
1.2.2. Características de los pseudobulbos	5
1.2.3. Procesos seculares internos frente a los acrecimientos galácticos	6
1.2.4. Ambigüedad de las observaciones respecto al origen de los pseudobulbos	8
1.2.5. ¿Las fusiones como origen de la Secuencia de Hubble?	16
1.3. Cuentas de galaxias: Claves en la formación y evolución galácticas .	19
1.3.1. Muestreos profundos frente a modelos de Materia Oscura Fría	19
1.3.2. Cuentas de galaxias: compendios de estadíos del Universo . .	22
1.3.3. Cuentas en bandas azules: las cuentas por tipos morfológicos	23
1.3.4. Las galaxias débiles azules	25
1.3.5. Cuentas en bandas infrarrojas: el cambio de pendiente	28
1.3.6. Causas posibles del exceso de cuentas en bandas azules	29
1.3.7. Discrepancias entre cuentas en óptico y en infrarrojo: ¿Fusio- nes, evolución en luminosidad o efectos cosmológicos?	31
1.3.8. Los ritmos de fusión observacionales	33
1.3.9. La relevancia de las bandas azules	34
1.3.10. El potencial de los estudios multibanda: el muestreo GOYA .	35
1.4. Motivación de este trabajo	37
2. Objetivos	41
2.1. Cuestiones a abordar en este trabajo	41
2.2. Objetivos de este trabajo	42
2.2.1. Objetivos genéricos	42
2.2.2. Objetivos específicos	42
2.3. Metodología y estructura de la tesis	44
Parte I. Cuentas de galaxias en U y B	47

3. Observaciones	49
3.1. Campos del muestreo GOYA	49
3.2. El campo de Groth-Westphal	51
3.3. Observaciones en U y B con INT/WFC	52
4. Reducción de datos de INT/WFC en U y B	61
4.1. Reducción básica	61
4.1.1. Primera edición de las cabeceras	63
4.1.2. Corrección de bias y de corriente de oscuridad	65
4.1.3. Corrección de la linealidad	65
4.1.4. Corrección de campo plano	66
4.1.5. Escalado de las CCDs	70
4.1.6. Luz difusa frente a <i>superflat</i>	73
4.1.7. Máscaras de píxeles defectuosos	86
4.2. Calibración fotométrica	89
4.2.1. Calibración fotométrica de fuentes independientes	90
4.2.2. Condiciones fotométricas de la noche	92
4.2.3. Diferencia de masa de aire por amplitud de campo	94
4.2.4. Resultados finales de la calibración	95
4.3. Astrometría de WFC	98
4.3.1. Ajustes astrométricos con <code>mscred.msctpeak</code>	101
4.4. Combinación de imágenes y mapas de tiempo de exposición	105
4.4.1. Características de imágenes combinadas con <code>mscred.mscstack</code>	109
5. Obtención de catálogos en U y B	119
5.1. Problemas asociados a la extracción de fuentes	119
5.2. Parámetros de SEXTRACTOR	120
5.3. Eficiencia y fiabilidad	121
5.3.1. Correcciones por incompletitud	123
5.4. Análisis de eficiencia y fiabilidad empleando imágenes artificiales	126
5.5. Análisis de la eficiencia empleando las imágenes reales	128
5.6. Análisis de la fiabilidad empleando las imágenes reales	139
5.6.1. Definiciones básicas	139
5.6.2. Criterio de la señal a ruido límite en imágenes de tiempo mitad	140
5.6.3. Método de elección objetiva del nivel de detección y de la señal-a-ruido límite	143
5.6.4. Cálculos previos al método: equivalencia entre señal-a-ruido y magnitud, y matrices de eficiencia para el tiempo mitad	145
5.6.5. Probabilidad de rechazo de una fuente real	148
5.6.6. La población de fuentes reales rechazadas	152
5.6.7. Selección del nivel de detección y de la señal-a-ruido límite para la extracción de fuentes en U	155
5.6.8. Caracterización de la fiabilidad en B	163

5.6.9.	Características finales de las extracciones de fuentes en U y en B	166
5.7.	Corrección de la extinción galáctica	169
5.8.	Los catálogos finales y la base de datos.	170
5.8.1.	Contenido de los catálogos de fuentes en U y B en el campo de Groth.	170
5.8.2.	Catálogos combinados multibanda para el campo de Groth	171
5.8.3.	Aspectos astronómicos para la generación de catálogos.	171
5.8.4.	Degradación de la imagen en B a la PSF de U	177
6.	Cuentas de galaxias	183
6.1.	Conteo de objetos	183
6.2.	Separación estrella-galaxia	184
6.3.	Estimación de errores en las cuentas finales	190
7.	Resultados de cuentas de galaxias	195
7.1.	Cuentas diferenciales de galaxias en U y B	195
7.2.	Pendiente de las cuentas en U y B	197
7.3.	Modelos de cuentas de galaxias	202
7.3.1.	El código NCMOD	202
7.3.2.	Modelos de cuentas en U , B y K_S	206
7.3.3.	Novedades de nuestros modelos respecto del modelo de CH03	210
7.4.	Interpretación de los modelos de cuentas	211
7.5.	Distribuciones de color de los modelos	215
7.6.	Limitaciones de los modelos de cuentas	218
Parte II	Dinámica de acrecimientos de satélites	221
8.	Modelos de acrecimientos de satélites	223
8.1.	El crecimiento de bulbos mediante los acrecimientos de satélites	223
8.2.	Modelos iniciales	225
8.3.	Reglas de escalado galaxia primaria-satélite	228
8.4.	Condiciones iniciales	229
8.5.	Código de integración. Estabilidad y conservación de energía	232
9.	Análisis detallado de los modelos	237
9.1.	Metodología del análisis	237
9.2.	Fenomenología y morfología de los remanentes	238
9.3.	Perfiles de densidad superficial	248
9.3.1.	Crecimiento de los bulbos	252
9.3.2.	El problema de la fragilidad de los bulbos exponenciales	255
9.3.3.	Por qué crece n	258
9.3.4.	La mezcla de poblaciones	261
9.4.	Estructura vertical de los remanentes	264

9.5. Evolución en el espacio de fases	268
9.6. Cinemática de los remanentes	271
9.6.1. Curvas de rotación	271
9.6.2. Mapas de velocidad	273
10. Relaciones de escalado y correlaciones fundamentales de los remanentes	281
10.1. Relaciones de escalado bulbo-disco	281
10.2. Relación entre las escalas de bulbos y discos de los remanentes . . .	287
10.2.1. Por qué decrece el radio efectivo del bulbo	291
10.2.2. Procesos de formación estelar	291
10.2.3. El efecto de la M/L de las partículas	292
10.2.4. Descomposición dinámica de los remanentes	295
10.2.5. La órbita del encuentro	304
10.3. Correlaciones y planos fundamentales	305
10.3.1. Correlaciones de la densidad superficial central y del radio efectivo del bulbo con el índice de Sérsic	305
10.3.2. Relación de Tully-Fisher de los remanentes	308
10.3.3. Relación de Faber-Jackson de los bulbos de los remanentes .	310
10.3.4. Plano fotométrico de los remanentes	312
10.3.5. Planos fundamentales de los bulbos y discos de los remanentes	316
11. ¿Son los bulbos de nuestros remanentes pseudobulbos?	323
11.1. El crecimiento secular de los bulbos de nuestros modelos	323
11.2. Anisotropía de velocidad de los bulbos de los remanentes	324
11.2.1. El estado dinámico de los bulbos galácticos: el diagrama de anisotropía de velocidad	324
11.2.2. Cálculo del cociente $V_m/\bar{\sigma}$ de los bulbos de nuestros modelos	326
11.2.3. Cálculo de la elipticidad de los bulbos	330
11.2.4. El estado de rotación de los bulbos de los remanentes	332
11.2.5. Dificultades en la estimación del cociente $V_m/\bar{\sigma}$: aproximaciones a la rotación de los bulbos de los remanentes	333
11.3. Comparación de los bulbos de nuestros remanentes con los pseudobulbos	336
12. Limitaciones e interpretación de los modelos	347
12.1. Limitaciones de los modelos	347
12.2. Interpretación de los modelos	351
13. Conclusiones	355
13.1. Aportaciones de nuestro trabajo a las preguntas del estudio	355
13.2. Conclusiones finales	358

Apéndice A: Mecanismos de formación de estructura central en las galaxias	363
A.1. Mecanismos de los modelos CDM	363
A.2. Procesos de formación y evolución de bulbos	364
Apéndice B: Discrepancias y convergencias en los estudios de cuentas	367
B.1. La baja sensibilidad de las cuentas de galaxias al modelo cosmológico	367
B.2. El exceso de cuentas en las bandas ópticas	368
B.3. La fuerte evolución de los sistemas irregulares derivada de las cuentas azules	369
B.4. La baja evolución de las galaxias en las cuentas infrarrojas	370
Apéndice C: Sistematización de la reducción de INT/WFC	373
C.1. Los datos de cámaras mosaico: el formato MEF	373
C.2. WFC: Reducción de datos de INT/WFC	374
C.3. Breve guía de reducción de datos de INT/WFC	388
Apéndice D: Formato FITS para datos de N-cuerpos	393
D.1. La necesidad de un formato común	393
D.2. Formato FITS de nuestros modelos de N -cuerpos	395
Apéndice E: Acrónimos	401
Bibliografía	407
Agradecimientos	429

Índice de tablas

1.1. Profundidades y áreas de estudios de cuentas de galaxias en U y B .	38
3.1. Descripción de los campos del muestreo GOYA.	50
3.2. Datos sobre GWS del muestreo GOYA.	54
3.3. Características principales de INT/WFC.	55
3.4. Características de los filtros empleados.	55
3.5. Características de la noche de observación.	56
3.6. Características de los campos observados de estándares de Landolt.	56
4.1. Claves de las cabeceras para describir la geometría de INT/WFC.	64
4.2. Coeficientes de linealidad de INT/WFC.	69
4.3. Parámetros empleados en los ajustes de la luz difusa.	87
4.4. Coeficientes de la calibración fotométrica.	97
4.5. Posiciones y rotaciones relativas de las CCDs de INT/WFC.	106
4.6. Características principales de las imágenes finales en U y B .	109
5.1. Fracciones estimadas de fuentes reales y verdaderamente espurias rechazadas como “falsas” y de verdaderamente espurias no rechazadas	181
6.1. Cuentas diferenciales de estrellas en U en GWS.	184
6.2. Cuentas diferenciales de estrellas en B en GWS.	186
7.1. Cuentas diferenciales de galaxias en U sobre el campo de GWS	200
7.2. Cuentas diferenciales de galaxias en B sobre el campo de GWS	201
7.3. Pendientes de las cuentas de galaxias en U y B de diversos muestreos.	203
7.4. Parametrización de Schechter de las funciones de luminosidad en el modelo de cuentas.	208
7.5. Propiedades adoptadas para cada tipo galáctico en el modelo de cuentas.	208
8.1. Parámetros iniciales de la galaxia primaria y de los satélites.	227
8.2. Parámetros orbitales y de escala de los experimentos de acrecimientos.	227

9.1. Parámetros resultantes de los ajustes bulbo-disco de los remanentes
 finales. 251

10.1. Exponentes de los planos fotométricos obtenidos en varios trabajos. . 315

Índice de figuras

1.1.	Esquema de clasificación galáctica de Hubble.	2
1.2.	Ejemplos de bulbos clásicos y pseudobulbos.	7
1.3.	Relación entre las escalas del disco y el bulbo de las espirales.	10
1.4.	Objeciones a la afirmación de que “la Secuencia de Hubble está libre de escalas”.	11
1.5.	Correlaciones de los parámetros fotométricos con la magnitud del bulbo por BGP04b.	13
1.6.	Vectores de crecimiento en el plano $\log(n) - \log(B/D)$ para los modelos de ABP01.	18
1.7.	Esquema ilustrativo de la información contenida en las cuentas diferenciales de galaxias.	21
1.8.	Cuentas diferenciales de galaxias según el tipo morfológico.	24
1.9.	Cuentas diferenciales de galaxias en K_S	29
3.1.	Observaciones en el campo de GWS de otros trabajos.	52
3.2.	Observaciones en el campo de GWS del muestreo GOYA.	53
3.3.	Estatus del muestreo GOYA sobre el campo de GWS.	57
3.4.	Configuración geométrica del mosaico de INT/WFC.	59
4.1.	Esquema básico de reducción.	62
4.2.	Comportamiento real y esperado de las CCDs de WFC en el supuesto de linealidad, según el ING y según nuestras medidas.	67
4.3.	Ajustes de linealidad de las CCDs de WFC según el ING y según nuestro estudio.	68
4.4.	Corrección de luz difusa en INT/WFC.	79
4.5.	Filtrado mediante transformadas de Fourier de las estructuras difusas en las imágenes.	83
4.6.	Análisis comparativo de varios métodos tratados para eliminación de luz difusa y corrección por <i>superflat</i>	84
4.7.	Distribuciones poissonianas de cielo y curva de extinción teórica de La Palma.	88
4.8.	Análisis de las condiciones fotométricas mediante rectas de Burger.	94

4.9.	Resultados de los ajustes de la calibración fotométrica.	96
4.10.	Distorsiones radiales y residuos de INT/WFC por el ING.	100
4.11.	Residuos de la astrometría obtenidos mediante el ajuste directo con <code>mscred.msctpeak</code> a cada CCD.	101
4.12.	Residuos de la astrometría obtenidos con <code>mscred.msctpeak</code> , utilizando las posiciones corregidas de Taylor (2000).	102
4.13.	Rotación existente entre nuestra astrometría y la obtenida sobre GWS por DEEP.	103
4.14.	Imagen final en la banda U	110
4.15.	Imagen final en la banda B	111
4.16.	Mapa de tiempo de exposición.	112
4.17.	Mapa de distribución de PSF en las imágenes finales.	113
5.1.	Eficiencias y fiabilidades obtenidas de la imagen artificial en U	129
5.2.	Eficiencias y fiabilidades obtenidas de la imagen artificial en B	130
5.3.	Eficiencias funcionales de detección en U y B según el nivel de detección.	133
5.4.	Eficiencias funcionales de detección en U y B según el tamaño de la fuente.	134
5.5.	Matrices de eficiencia para los objetos puntuales de la banda B	135
5.6.	Matrices de eficiencia para los objetos puntuales de la banda U , en intervalos de magnitud de 0,5 mag.	136
5.7.	Histogramas de diferencias de magnitud en las imágenes de tiempo mitad y distribuciones de reales compatibles en U	144
5.8.	Fracciones estimadas de detecciones reales y verdaderamente espurias rechazadas.	160
5.9.	Número y fracciones de fuentes etiquetadas como “falsas” frente a su magnitud en la imagen de tiempo total.	162
5.10.	Número y fracciones de fuentes etiquetadas como “falsas” frente a su señal-a-ruido en la imagen de tiempo total.	164
5.11.	Histogramas de diferencias de magnitud en las imágenes de tiempo mitad y distribuciones de reales compatibles en B	165
5.12.	Posición de GWS en los mapas de extinción de Schlegel et al. (1998).	169
5.13.	Distribuciones espectrales de energía de algunas de las galaxias de GWS.	172
5.14.	Aperturas de SEXTRACTOR sobre la imagen final en B	176
5.15.	Distribuciones de FWHMs de las PSFs sobre GWS en nuestras imágenes en U y B	178
5.16.	Núcleo de convolución para degradar B a la PSF de U	179
6.1.	Cuentas diferenciales de objetos (galaxias y estrellas) en U y en B , según los grupos de tamaño.	185
6.2.	Cociente de magnitudes de apertura y totales frente a las magnitudes totales en cada banda.	187
6.3.	Cuentas de estrellas en U y B en GWS.	188

7.1. Cuentas diferenciales de galaxias en U sobre GWS.	197
7.2. Cuentas diferenciales de galaxias en B sobre GWS.	198
7.3. Predicción de cuentas en U , B y K_S de los modelos de evolución. . .	212
7.4. Distribuciones del color ($V - I$) observacionales y esperadas por el modelo.	216
7.5. Distribuciones del color ($V - I$) observacionales y esperadas por el modelo "test".	217
8.1. Relación de Tully-Fisher entre la galaxia primaria y los satélites al inicio de la simulación.	229
8.2. Disposición geométrica inicial de los modelos.	231
8.3. Ilustración esquemática de un código de N -cuerpos en forma de árbol (TREECODE).	233
8.4. Distancia de separación entre los centroides de cada galaxia frente al tiempo.	233
9.1. Evolución temporal de la distribución espacial de las partículas, vista frontal.	240
9.2. Evolución temporal de la distribución espacial de las partículas, vista de canto.	241
9.3. Evolución temporal de la densidad superficial del material luminoso, vista frontal.	242
9.4. Evolución temporal de la densidad superficial del material luminoso, vista de canto.	243
9.5. Anillo fino central originado por la deposición del material del bulbo del satélite, vista frontal. Primeros instantes de la evolución.	244
9.6. Anillo fino central originado por la deposición del material del bulbo del satélite, vista frontal. Instantes finales de la evolución.	245
9.7. Anillo fino central originado por la deposición del material del bulbo del satélite, vista de canto. Primeros instantes de la evolución.	246
9.8. Anillo fino central originado por la deposición del material del bulbo del satélite, vista de canto. Instantes finales de la evolución.	247
9.9. Ajustes a los perfiles radiales de densidad superficial de los remanentes.	250
9.10. Vectores de crecimiento en el plano $\log(n)$ - $\log(B/D)$ de nuestros mo- delos de acrecimiento de satélites.	252
9.11. Evolución temporal de los perfiles de densidad superficial de las di- versas componentes luminosas, modelo M3TF3D.	256
9.12. Distribuciones finales de densidad superficial de las diferentes com- ponentes luminosas de los remanentes.	257
9.13. Distribuciones fraccionales de masa para las componentes de la gala- xia primaria.	262
9.14. Medianas de las distribuciones verticales en los remanentes finales según componentes.	265

9.15. Distribuciones de densidad de partículas en el plano j_z - ε para cada una de las componentes.	269
9.16. Curvas finales de rotación del material luminoso en los remanentes, para las distintas componentes.	275
9.17. Curvas finales de rotación del material oscuro de ambas galaxias y del luminoso para las componentes del satélite.	276
9.18. Mapas de velocidad de todo el material luminoso y de las distintas componentes del remanente M3TF3D.	277
9.19. Mapas de velocidad de todo el material luminoso y de las distintas componentes del remanente M3TF4D.	278
9.20. Mapas de velocidad de todo el material luminoso y de las distintas componentes del remanente M6D.	279
9.21. Mapas de velocidad de todo el material luminoso y de las distintas componentes del remanente M2R.	280
10.1. Dependencia de los parámetros fotométricos con el incremento de la magnitud del bulbo en los remanentes.	284
10.2. Dependencia de los parámetros fotométricos con el incremento de la magnitud del disco en los remanentes.	286
10.3. Dependencia de las longitudes de escala del disco con las del bulbo en los remanentes.	287
10.4. Escalas de longitud de bulbos y discos en los remanentes frente a n y a B/D	288
10.5. Radios de mitad de masa luminosa de los remanentes frente a sus correspondientes radios efectivos.	290
10.6. Dependencia de los parámetros fotométricos de los remanentes con el incremento de la magnitud del bulbo, considerando diferente valor de M/L entre componentes.	293
10.7. Vectores de crecimiento en el plano n - $\log(B/D)$, considerando diferente valor de M/L entre componentes.	294
10.8. Dependencia de las longitudes de escala del disco con las del bulbo en los remanentes, considerando diferente valor de M/L entre componentes.	295
10.9. Diagrama de Lindblad y distribución de índices de circularidad de la galaxia de Abadi et al. (2003b).	296
10.10 Distribución de índices de circularidad para las distintas componentes galácticas del remanente M2TF35D.	297
10.11 Descomposición dinámica del remanente del modelo M2TF35D.	298
10.12 Dependencia de los parámetros fotométricos con el incremento de la magnitud del bulbo, descomposición dinámica.	302
10.13 Vectores de crecimiento en el plano n - $\log(B/D)$ de los remanentes, descomposición dinámica.	303
10.14 Dependencia de las longitudes de escala del disco con las del bulbo en los remanentes, descomposición dinámica.	304

10.15	Correlaciones entre el radio efectivo de los bulbos y los brillos centrales de los remanentes con el índice n de Sérsic.	306
10.16	Relación de Tully-Fisher para los modelos iniciales y los remanentes.	309
10.17	Relación de Faber-Jackson de los bulbos de los remanentes.	311
10.18	Plano fotométrico de los remanentes de nuestros modelos.	313
10.19	Ángulo entre los planos fotométricos ajustados considerando únicamente nuestros modelos y añadiendo los de ABP01.	314
10.20	Plano fundamental de los bulbos de nuestros remanentes.	319
10.21	Plano fundamental de los discos de nuestros remanentes.	321
11.1.	Cálculo del cociente $V_m/\bar{\sigma}$ para el bulbo del remanente M3R.	327
11.2.	Perfiles de elipticidad de los remanentes del modelo M3R.	331
11.3.	Diagrama de anisotropía ($V_m/\bar{\sigma}-\epsilon$) para nuestros modelos.	342
11.4.	Cálculo del cociente $V_m/\bar{\sigma}$ para el material del bulbo primario en el remanente M3R.	343
11.5.	Límites inferiores de nuestros remanentes en el diagrama $V_m/\bar{\sigma}-\epsilon$	344
11.6.	Límites superiores de nuestros remanentes en el diagrama $V_m/\bar{\sigma}-\epsilon$	345
11.7.	Evolución temporal de la densidad superficial del material luminoso en una vista frontal, región central.	346
A.1.	Clasificación de procesos de evolución galáctica de Zwicky.	365

1

Introducción

Tanto las observaciones como las simulaciones cosmológicas indican que las fusiones de galaxias son procesos bastante frecuentes en el Universo. Éstas últimas, en particular, demuestran que son mecanismos muy eficaces en la evolución de unos tipos morfológicos a otros más tempranos. Los actuales modelos de formación jerárquica las consideran el principal proceso de formación de las estructuras. Sin embargo, aún se desconoce la relevancia de las fusiones en la evolución galáctica a nivel observacional y su importancia en la constitución de los bulbos actuales. A raíz de la distinción de los bulbos en clásicos y en pseudobulbos que Kormendy introdujo en la comunidad científica, las fusiones y los acrecimientos galácticos son considerados los grados rivales de las barras como principales causantes del crecimiento de los bulbos. No obstante, la contribución relativa de cada uno de estos mecanismos a la constitución de los actuales tipos galácticos continúa siendo una incógnita. En este capítulo, exponemos el estatus actual de este problema.

1.1. El origen de la Secuencia de Hubble

Las imágenes profundas obtenidas por los grandes telescopios nos revelan un Universo configurado por una mezcla de distintos tipos morfológicos galácticos, que parece no haber experimentado grandes modificaciones desde $z \sim 0,5$ hasta hoy¹. Las galaxias constan básicamente de dos componentes luminosas morfológicamente diferenciables: un *disco* aplanado y/o un esferoide central, llamado *bulbo*. El primer sistema de clasificación de las galaxias fue diseñado por Hubble (1936), basándose en sus propiedades estructurales y morfológicas. Su sistema de clasificación sigue vigente hoy en día, setenta años después, si bien han surgido numerosas variantes del mismo (Sandage 1961; de Vaucouleurs 1959; Morgan 1970; van den Bergh 1960a; van den Bergh 1960b; van den Bergh 1976). La perdurabilidad del sistema de Hubble se debe a que, en definitiva, todos estos sistemas utilizan un mismo criterio angular de clasificación, que surge naturalmente de la propia constitución en

¹Vamos a emplear la notación numérica inglesa en todo el documento, en beneficio de la claridad.

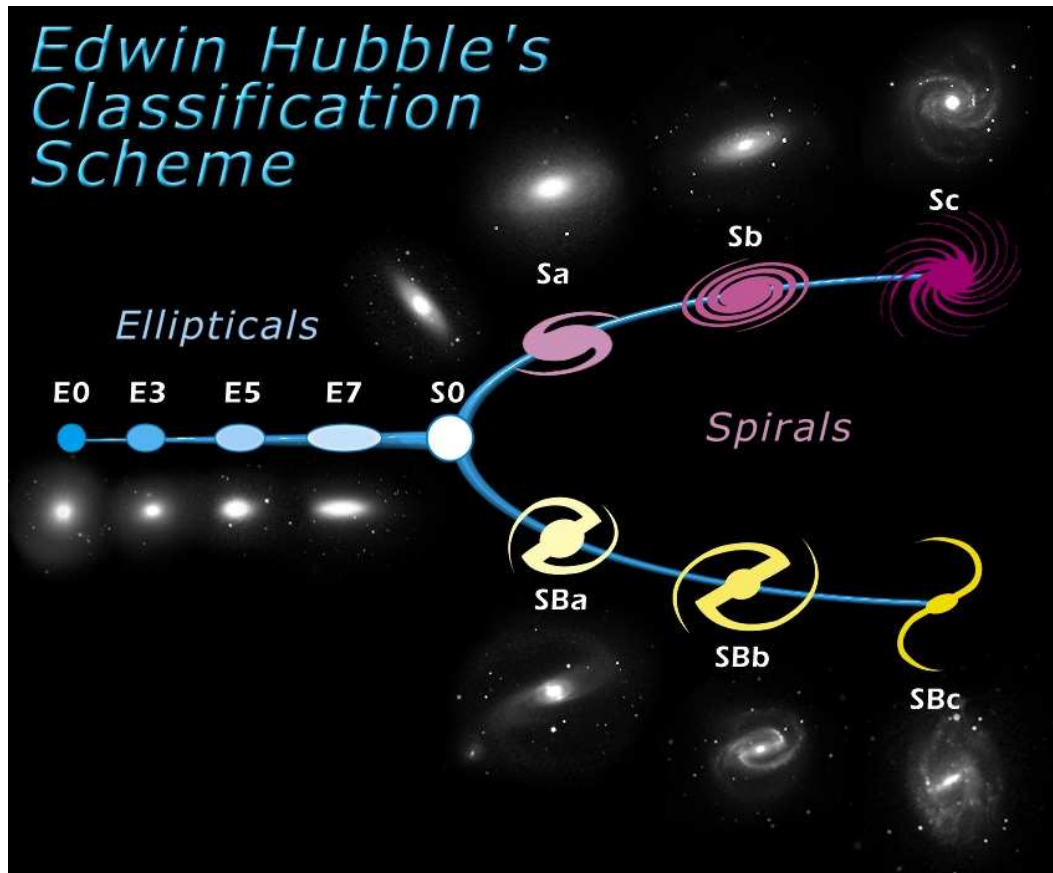


Figura 1.1: Esquema de clasificación de Hubble (1936), conocido como “esquema de tenedor de Hubble”. En un principio fue propuesto como un esquema evolutivo de izquierda a derecha, de tipos más tempranos (E/S0) a más tardíos (Sb/Sc). Actualmente se sabe que, en todo caso, la evolución de los tipos es a la inversa: de tardíos a tempranos, ya que los distintos escenarios propuestos de evolución galáctica aumentan siempre la estructura central de las galaxias (véase el texto).

dos componentes de las galaxias: la importancia del bulbo galáctico en comparación con el disco subyacente. Todos los sistemas de clasificación cuantifican de alguna forma la importancia relativa de uno sobre otro en la galaxia. En el sistema de Hubble, esquematizado en la Fig. 1.1, la relevancia de la componente esferoidal de las galaxias decrece de los tipos tempranos (elípticas y lenticulares, E/S0) a los tardíos (espirales, S). De hecho, son los bulbos galácticos los que definen la Secuencia de Hubble junto con otros parámetros, tales como la geometría de los brazos espirales y la relevancia del polvo en los discos.

Es lógico pensar que las diferencias morfológicas que observamos en las galaxias reflejan los mecanismos de formación que las han generado y los procesos evolutivos subsiguientes. De ahí que surjan numerosas cuestiones al respecto, como qué procesos de formación son los responsables de los distintos tipos galácticos, cómo se

transforman unos en otros en el caso de que existan conexiones evolutivas entre ellos, o cuáles son los más relevantes en la configuración de cada tipo.

La realidad física que subyace tras la Secuencia de Hubble es aún un debate abierto. La formación y evolución de los bulbos galácticos, claves en la definición de la Secuencia de Hubble, es uno de los dos objetivos principales de este trabajo. En particular, aportaremos resultados sobre la relevancia de los acrecimientos de satélites en el crecimiento de las estructuras centrales de las galaxias.

El interés de los acrecimientos galácticos estriba en que los modelos jerárquicos actuales de formación de estructuras predicen que aquéllos debieron ser muy relevantes a edades galácticas tempranas. No obstante, la importancia relativa de estos procesos va a depender de forma apreciable del modelo cosmológico. El vigente hoy en día está basado en materia oscura fría (CDM²), dominado por la constante cosmológica Λ tras el descubrimiento de la energía oscura (Λ CDM, Perlmutter et al. 1999).

Este modelo estima que un 73 % en masa del Universo procede de la contribución de la constante cosmológica Λ y que un 23 % es materia oscura. Tan sólo el 4 % de la masa del Universo sería materia bariónica. ¿Es capaz este Universo de reproducir las estructuras que observamos? ¿Qué papel juegan las fusiones galácticas realmente en la evolución de las galaxias? Actualmente, se está desarrollando un esfuerzo considerable en torno a este modelo: en primer lugar, en su corroboración a través de tests independientes del modelo cosmológico, y en segundo lugar, en la aplicación de esta teoría a la formación de las galaxias mediante modelos. El segundo objetivo científico de este trabajo está relacionado con la primera de estas facetas; en particular, se trata de una de las herramientas tradicionales, y aún muy activas, de la astronomía extragaláctica: las cuentas de galaxias en función de la magnitud. Veremos que los acrecimientos y fusiones galácticas también desempeñarán un papel clave en este tema en §1.3.

1.2. Acrecimientos galácticos

Actualmente, la comunidad científica piensa que existen tres mecanismos predominantes en la formación y evolución de los bulbos galácticos: las fusiones, las barras y la formación primordial.

Dentro de las fusiones, se suele distinguir entre fusiones mayores, fusiones menores y acrecimientos de satélites, según los cocientes de masas luminosas de las dos galaxias que interactúan. Así, las *fusiones mayores* serían las que presentan razones de masas mayores que 1:5; las *fusiones menores*, las que tienen razones de masas entre 1:5 y 1:20; y los *acrecimientos de satélites* presentarían razones de masa inferiores a 1:20 (Bertschik & Burkert 2004). Nosotros hablaremos indistintamente de “acrecimientos de satélites” y de “fusiones menores”.

²Todos los acrónimos del texto proceden del nombre en inglés del concepto. En el Apéndice E aparecen listados todos estos acrónimos junto con su significado.

Las simulaciones de fusiones galácticas apuntan a que estos procesos son altamente eficientes en la transformación de unos tipos morfológicos en otros más tempranos (en particular, a bulbos $r^{1/4}$ o a elípticas, Gerhard 1981; Barnes 1988; Mihos & Hernquist 1996; Moore et al. 1996; Walker et al. 1996; Dubinski 1998). Por esta razón y por la vigencia actual de los modelos jerárquicos, la comunidad científica considera a las fusiones mayores de galaxias como el mecanismo principal de evolución morfológica desde las espirales tardías (Sc/d) a los tipos más tempranos (Sa/S0/E) dentro de la Secuencia de Hubble. Las simulaciones cosmológicas parecen indicar que los colapsos en épocas tempranas del Universo tienen tendencia a crear bulbos de tipos tardíos (Domínguez-Tenreiro et al. 1998), y que éstos evolucionarían a tipos más tempranos mediante las fusiones posteriores.

Por otro lado, en los últimos años se está discutiendo el papel de las barras en la formación de los bulbos; sobretodo, a raíz de los estudios de J. Kormendy sobre bulbos generados mediante barras (Kormendy & Kennicutt 2004, a partir de ahora K&K04; Kormendy & Fisher 2005; Kormendy et al. 2006), donde se cuestiona la preponderancia de las fusiones como mecanismo generador dominante. No obstante, aún no se ha podido establecer la importancia relativa de cada proceso en la configuración de la Secuencia de Hubble.

1.2.1. Bulbos clásicos y pseudobulbos

Por el momento, se han empleado dos definiciones distintas para los bulbos, que no son ni equivalentes ni consistentes (véanse Erwin 2004; Athanassoula 2005; Athanassoula et al. 2005; Bureau et al. 2006):

1. El bulbo se define como la parte de la distribución de luz que sobresale en la zona central de un disco visto de canto.
2. Se considera como bulbo a la luz que existe en la parte central, sobre la extrapolación de un ajuste exponencial al perfil de brillo superficial de la galaxia, efectuado a la parte principal del disco.

Como la clasificación morfológica de los bulbos utilizando cualquiera de las dos definiciones previas conduce a clases muy inhomogéneas de objetos, K&K04 clasificaron los bulbos atendiendo también a sus propiedades cinemáticas. De esta forma, se pueden distinguir entre *bulbos clásicos* y *pseudobulbos*.

Los bulbos clásicos se caracterizan por disponer de una distribución triaxial no ligada aparentemente a su disco (Kormendy 1979; Ann 1995; Varela et al. 1996) y una cinemática sostenida por dispersión. Presentan alta concentración, medida habitualmente mediante el índice de Sérsic n (consúltese su definición en §9.3), lo que equivale a presentar $n \gtrsim 2$. Los bulbos clásicos guardan ciertas similitudes con las galaxias elípticas, tanto en sus perfiles fotométricos radiales, como en su cinemática y en sus poblaciones estelares (Davies et al. 1983; Franx 1993; Wyse et al. 1997).

Por el contrario, los pseudobulbos presentan características cinemáticas y estructurales similares a los discos en los que se encuentran, y suelen estar asociados a barras (Kormendy 1982a; Kormendy 1982b; Courteau et al. 1996; Carollo & Stiavelli 1998; Carollo et al. 1998; Andredakis et al. 1995, a partir de ahora APB95). Sus perfiles fotométricos radiales son aproximadamente exponenciales, lo que implica que $n \lesssim 2$.

Las diferentes características de ambas clases de bulbos parecen señalar a que cada tipo se ha generado de forma distinta (K&K04; Athanassoula 2005). En el Apéndice A, hemos incluido una discusión acerca de todos los mecanismos posibles de evolución de los bulbos. El origen de los pseudobulbos suele asociarse a procesos seculares (es decir, lentos) e internos a la galaxia, dadas las características comunes que presentan con el disco. En particular, su origen se atribuye a inestabilidades del disco, tales como las barras. Por su parte, los bulbos clásicos se consideran generados por fusiones galácticas, ya que éstas parecen ser altamente eficaces en la generación de bulbos con $n \sim 4$ (Gerhard 1981; Barnes 1988; Mihos & Hernquist 1996; Moore et al. 1996; Walker et al. 1996; Dubinski 1998)).

En un principio, se pensaba que los pseudobulbos se detectaban únicamente en galaxias espirales tardías, mientras que los clásicos se encontraban fundamentalmente en las espirales tempranas. Esto ha conllevado una asociación de los términos *pseudobulbos-tardíos* y *clásicos-tempranos* que parecía apoyar una dicotomía en los procesos de formación de los bulbos. Sin embargo, estadísticas actuales de bulbos clásicos y pseudobulbos indican que esto no es así: si bien $\sim 100\%$ de las espirales tardías (Sc-Im) presentan pseudobulbos, el $\sim 50\%$ de las espirales tempranas (S0-Sb) también los contienen. La transición de un porcentaje a otro es brusca, y aparece en el tipo de Hubble Sb (véase Carollo et al. 2002; y la revisión de este censo efectuada por K&K04). En la Fig. 1.2, mostramos algunas galaxias de cada una de estas dos clases como muestra. NGC 4030 y NGC 986 presentan pseudobulbos según K&K04, y han sido clasificadas como SBb y Sb, respectivamente: los pseudobulbos pueden encontrarse en cualquier tipo morfológico.

¿Podría interpretarse esta estadística como que la mitad de las espirales tempranas se han creado a partir de inestabilidades internas de los discos, en lugar de por fusión, tal y como se les atribuye habitualmente? ¿Es la evolución secular interna un proceso tan relevante en la formación de los bulbos galácticos, no sólo de tipos tardíos, sino también de la mitad de los tempranos?

1.2.2. Características de los pseudobulbos

Los “pseudobulbos” se caracterizan básicamente por ser estructuras centrales en las galaxias que están sostenidas por rotación. Sin embargo, su definición es tan ambigua como la de “bulbo”, tal y como acabamos de ver en la sección anterior. Existe actualmente en la literatura bastante confusión entre lo que sería una mera definición y los procesos a los que se les pretende atribuir su origen. Kormendy & Fisher (2005) establecen una lista de características típicas de los pseudobulbos, aunque no tienen por qué ser comunes a todos ellos:

1. El candidato a pseudobulbo debe parecer un disco cuando se vea de canto. Debe tener estructura espiral común a la del disco exterior o una elipticidad parecida ($\epsilon = 1 - b/a$).
2. Debe ser o contener una barra nuclear (esta característica no es necesaria, como ninguna de las expuestas). Suele exhibir fenómenos en la región del bulbo asociados a los discos, como anillos o discos nucleares.
3. Sus isofotas tienen forma de caja en una vista de canto. Nótese que los bulbos de tipo “caja” suelen atribuirse a barras nucleares que se han calentado en su dirección axial (Sellwood & Wilkinson 1993).
4. Poseen índices de Sérsic $n \sim 1 - 2$.
5. Están más dominados por rotación que los bulbos clásicos en el diagrama de anisotropía de velocidad: $V_m/\bar{\sigma}-\epsilon$, donde $V_m/\bar{\sigma}$ es el cociente entre la máxima velocidad de rotación del bulbo y su dispersión de velocidad promedio, y ϵ representa a la elipticidad media del bulbo. Por lo general, se considera que un bulbo es un pseudobulbo cuando se sitúa sobre la línea de los modelos oblatos sostenidos por rotación en este diagrama. Esta característica es casi definitiva para designar a un bulbo como pseudobulbo (K&K04).
6. Presenta un valor de σ menor que el que correspondería en la relación de Faber-Jackson a la luminosidad de su bulbo.
7. Están dominados por material de población I (estrellas jóvenes, gas y polvo), sin ningún indicio de que haya alguna fusión en progreso.

En la mayor parte de los textos, la definición de “pseudobulbo” suele darse a través de una descripción cinemática y estructural más o menos rigurosa, unida a algún tipo de sentencia que determina su origen relacionado con las barras. De hecho, muchos de los ejemplos observacionales a los que se les suele atribuir un pseudobulbo no cumplen todas las características anteriores, y su designación como tales se basa simplemente en que cumplen un par de ellas (véanse los dos pseudobulbos de Kormendy et al. 2006). Sin embargo, resulta obvio que *las características empleadas en la definición de un pseudobulbo no son rigurosas ni excluyentes, dotando de una alta ambigüedad a la definición.*

1.2.3. Procesos seculares internos frente a los acrecimientos galácticos

A pesar del apoyo mayoritario al origen secular interno de los pseudobulbos, se sospecha que otros procesos no estrictamente internos podrían generarlos (K&K04). De hecho, los bulbos de las galaxias S0 con y sin barras son bastante similares, lo que parece indicar que la contribución de las barras a la formación de los bulbos de las SB0 no es muy relevante (Aguerri et al. 2005). Es más probable que existan otros procesos, aparte de las barras, que deben considerarse para poder comprender

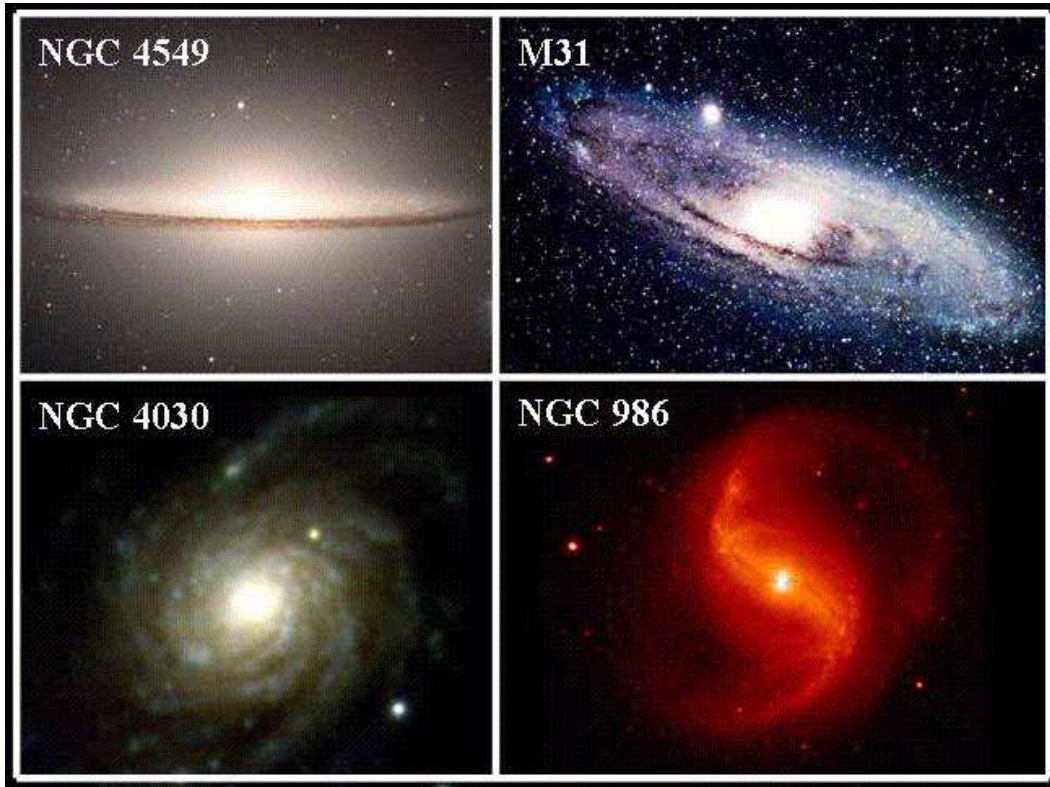


Figura 1.2: Algunos ejemplos de bulbos clásicos y pseudobulbos. Las galaxias del Sombrero (NGC 4549) y de Andrómeda (M31) son ejemplos de bulbos clásicos, ya que sus propiedades son muy similares a las de las galaxias elípticas. NGC 4030 y NGC986 aparecen clasificadas por K&K04 como pseudobulbos, puesto que éstos exhiben propiedades muy similares a las de los discos que las contienen. Nótese que, si bien los pseudobulbos suelen estar asociados a tipos morfológicos tardíos, K&K04 indican que están presentes también en los tempranos ($\sim 50\%$), como es el caso de NGC 4030. Fuentes de las imágenes: NGC 4549 o “galaxia Sombrero” de P. Barthel (*Astronomy Picture of the Day*: <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap011021.html>); M31 o “galaxia de Andrómeda” de J. Ware (*Astronomy Picture of the Day*: <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap971101.html>); NGC 4030 de E. Sheldon (<http://cheops1.uchicago.edu/esheldon/>); NGC 986 de la Universidad Nacional de Chungbuk, en Korea (<http://phys.chungbuk.ac.kr/~cheongho/-NGC/dir.ngc/index.htm>).

la formación de los pseudobulbos en las espirales tempranas; procesos que puedan simular o mimetizar el crecimiento de una estructura central mediante una barra, con un origen externo a la galaxia. Lo que sí parece obvio es que estos mecanismos deben ser seculares, para poder generar bulbos con características acopladas a las de los discos que los contienen (K&K04).

Tradicionalmente, *los candidatos más invocados a la hora de sustituir a las barras han sido las fusiones menores y el acrecimiento de satélites*³, procesos clasificados

³Recordemos que nosotros hablaremos de “fusiones menores” y de “acrecimientos de satélites”

por K&K04 como *seculares externos* (véase el Apéndice A; Walker et al. 1996; Huang & Carlberg 1997; Johnston et al. 1997; Ibata et al. 1997; Helmi et al. 1999). Sabemos que los ritmos de fusión galáctica aumentan con el desplazamiento al rojo (z) observacionalmente, gracias a estudios sobre la correlación angular de las estructuras galácticas (Roche & Eales 1999), de cuentas directas de pares galácticos y galaxias interactuantes con z (Carlberg et al. 2000; Le Fèvre et al. 2000; Patton et al. 2002; de Propis et al. 2005), o mediante estimaciones de la evolución del ritmo de formación estelar con z (Madau et al. 1996; Guzmán et al. 1997; Bouwens et al. 2004a; Bouwens et al. 2004b; Bouwens & Illingworth 2006). Y, por otra parte, los actuales modelos jerárquicos de formación de estructuras señalan a las fusiones galácticas como los procesos claves de formación y evolución de las galaxias. Luego las fusiones y los acrecimientos galácticos podrían ser los procesos equivalentes a los seculares internos en la generación de pseudobulbos. No obstante, tal y como K&K04 advierten, no se conoce realmente la importancia relativa de los procesos seculares internos y externos; ni tampoco está comprobado que el acrecimiento de satélites produzca un crecimiento de la estructura central de las galaxias similar al de los procesos seculares internos.

1.2.4. Ambigüedad de las observaciones respecto al origen de los pseudobulbos

Sólo a través de las mismas observaciones podremos extraer alguna información acerca del crecimiento de los bulbos, ya que los procesos que los han originado han debido dejar impresas ciertas propiedades características en las galaxias actuales. A pesar de existir diversos estudios con muestras muy significativas de bulbos (véanse Balcells & Peletier 1994; Block et al. 1994; Möllenhoff et al. 1995; de Jong 1996a; Peletier & Balcells 1997; Peletier et al. 1999; Abraham et al. 1999; Block et al. 2001; Buta & Block 2001; Combes et al. 2004; MacArthur et al. 2003; Balcells et al. 2004a, de ahora en adelante BGP04a; Hunt et al. 2004; Aguerri et al. 2005, entre otros), los resultados de éstos, además de ser difíciles de interpretar en muchos casos, resultan contradictorios entre los distintos autores. Aún así, parece que existen indicios concluyentes de que la evolución secular interna no da cuenta por sí sola de determinados resultados observacionales, sobretodo en lo referente a los bulbos de galaxias de tipo temprano. La naturaleza y el origen de ese 50 % de espirales tempranas que exhiben pseudobulbos sigue sin comprenderse a la luz de las teorías actuales que identifican “pseudobulbos” con “evolución secular interna” y “bulbos clásicos” con “fusiones galácticas”. A continuación, comentaremos algunos de los hechos observacionales en los que suelen apoyarse los autores que defienden el origen secular interno de los bulbos, y las controversias de de las que no se encuentran exentos.

indistintamente (Bertschik & Burkert 2003; Bertschik & Burkert 2004).

A.- ¿La Secuencia de Hubble, libre de escalas?

La correlación lineal que de Jong (1996) y Courteau et al. (1996) encontraron entre el radio efectivo de los bulbos (r_e) y las escalas de longitud de sus discos (h_D) en las galaxias espirales, independientemente de sus tipos morfológicos, ha sido extensamente comentada. En el panel superior de la Fig. 1.3, se muestran las escalas ajustadas a los bulbos y discos de la muestra de galaxias tardías de Courteau et al. (1996). Un ajuste lineal a todos los datos proporciona la línea discontinua que aparece representada en dicho panel; del cual se deriva fácilmente que el cociente r_e/h_D es igual a una constante (igual a la pendiente de la recta), y que ésta no depende del tipo morfológico de la galaxia. Este resultado se aprecia mejor en el panel inferior de la Fig. 1.3, donde se ha representado la distribución del cociente r_e/h_D según el tipo morfológico que Hunt et al. (2004) halló en su muestra de espirales. La nube de puntos no revela una tendencia clara con el tipo morfológico; antes bien, parece ser bastante constante.

La interpretación que los autores dieron a esta relación fue que *la Secuencia de Hubble debía estar libre de escalas*, ya que los tamaños relativos de los bulbos y los discos no parecían depender del tipo morfológico. Esta interdependencia de r_e y h_D indicaría que ambas componentes galácticas están conectadas. Courteau et al. (1996) encuentran en esto la evidencia de que los bulbos han crecido a partir de sus discos: “*el disco se forma primero y el bulbo que emerge naturalmente está fuertemente acoplado al disco*”; lo que apoyaría el origen secular interno de los bulbos. No obstante, esta correlación también se puede derivar del proceso inverso: Andredakis (1998) demostró que es posible reproducirla haciendo crecer un disco en torno a un bulbo ya constituido (véase el panel superior de la Fig. 1.4). Por lo tanto, la correlación entre las escalas de los discos y sus bulbos podría estar indicando también que los bulbos crecen independientemente de sus discos y que éstos se forman a su alrededor con posterioridad. En conclusión, *la conexión de las escalas de bulbos y discos no nos indica nada acerca del mecanismo de formación de unos y otros, al menos por el momento*. No es incompatible con un origen secular interno, pero tampoco lo es con un crecimiento del disco tras la formación del bulbo; y aún no se ha comprobado si las fusiones (mayores o menores) son capaces de reproducir esta tendencia.

A pesar de que la afirmación de que “la Secuencia de Hubble está libre de escalas” parece aceptada por la comunidad científica, se debe tener en cuenta que otros trabajos la ponen en duda. En primer lugar, no parece lógico que el tamaño relativo del bulbo al disco de una galaxia no determine en cierta forma su tipo morfológico, cuando el propio Hubble (1936) consideró el tamaño de la “región central no resuelta” de una galaxia (el bulbo) respecto de su disco como uno de los criterios claves para clasificarla morfológicamente. Los trabajos de Moriondo et al. (1998) y Graham & Prieto (1999) muestran que el valor constante que adquiere r_e/h_D está fuertemente influenciado por la parametrización que se hace del bulbo en los ajustes. Graham & Prieto (1999) ajustaron dos veces el perfil de brillo de 86 galaxias espirales modificando el valor asignado al índice n del bulbo ($n = 1$ y $n = 4$),

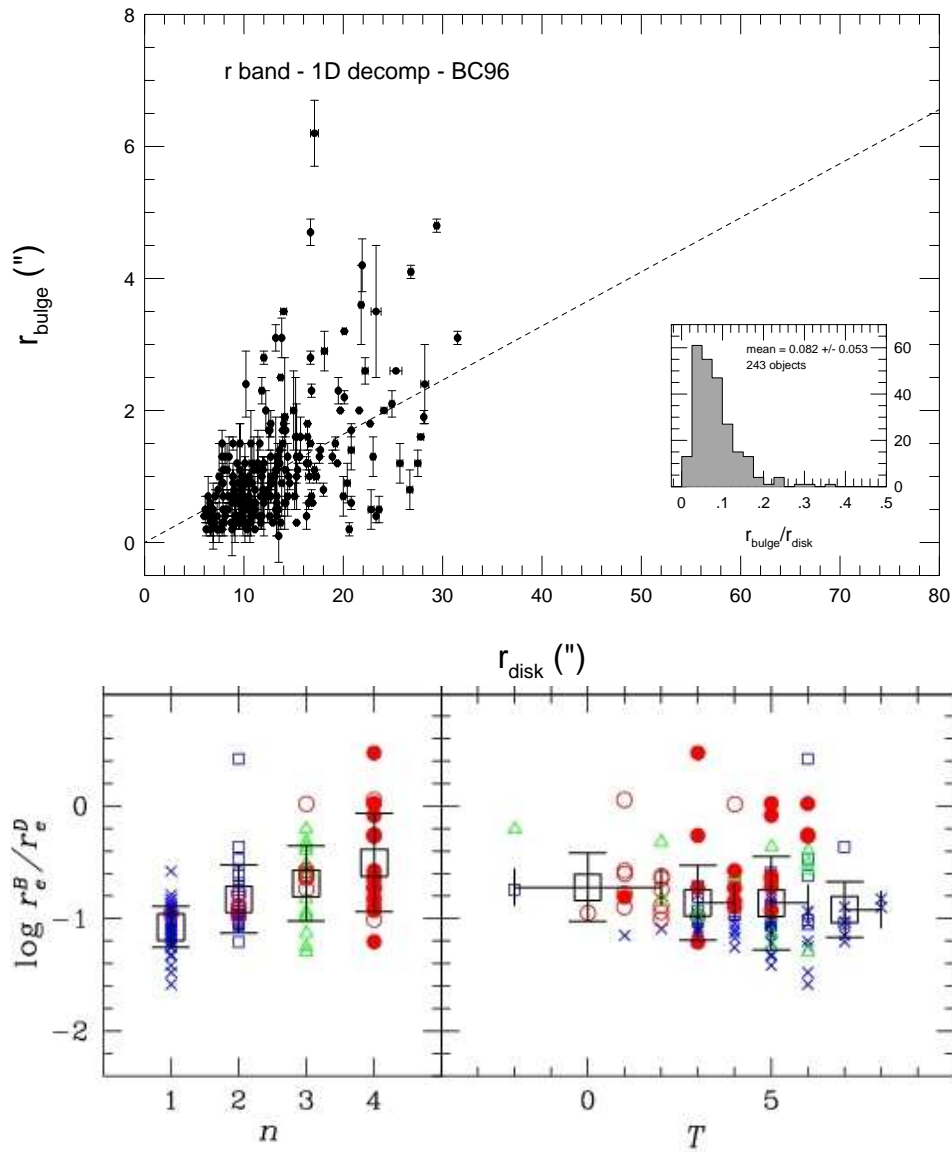


Figura 1.3: Relación entre las escalas del disco y el bulbo de las galaxias espirales. *Panel superior:* relación entre las escalas ajustadas a los bulbos y discos de la muestra de 326 galaxias Sb-Sc de Courteau et al. (1996), de donde se ha extraído esta figura. La línea discontinua es un ajuste a los datos, cuya pendiente viene dada por el valor medio del cociente r_e/h_D . El histograma de la derecha muestra la distribución de los cocientes bulbo-disco (B/D) de los datos, según el valor de r_e/h_D . Fuente: Courteau et al. (1996). *Panel inferior:* distribución del cociente r_e/h_D según el tipo morfológico de una muestra de 108 galaxias espirales del supercúmulo de Piscis-Perseo. *Negro:* bulbos con $n = 1$. *Azul:* bulbos con $n = 2$. *Verde:* bulbos con $n = 3$. *Rojo:* bulbos con $n = 4$. Fuente de la figura: Hunt et al. (2004).

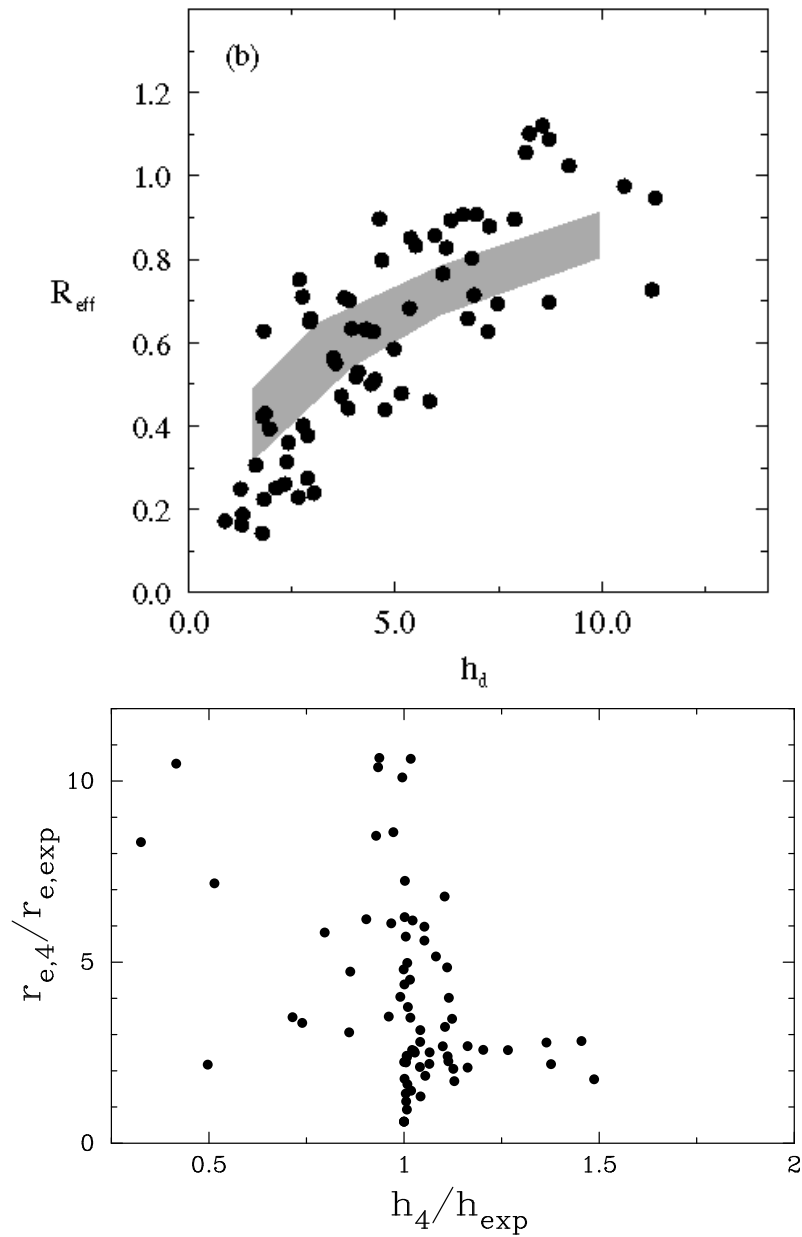


Figura 1.4: Algunas objeciones a la afirmación de Courteau et al. (1996) y de Jong (1996) sobre la ausencia de escalados entre los tipos morfológicos de la Secuencia de Hubble. *Panel superior*: relación entre h_D y r_e resultante de las simulaciones de Andredakis (1998) (área sombreada). Los resultados observacionales de la muestra de de Jong (1995) aparecen superpuestos simbolizados con círculos. Fuente: Andredakis (1998). *Panel inferior*: valores de r_e obtenidos empleando modelos de bulbo con $n = 4$ para la muestra de espirales de de Jong & van der Kruit (1994), divididos por los valores de r_e resultantes de los ajustes con modelos de bulbos con $n = 1$, frente a los cocientes de las escalas de disco h_D correspondientes a ambos tipos de ajuste. Fuente: Graham & Prieto (1999).

mientras que el disco lo parametrizaron en ambos casos con una ley exponencial. La muestra que utilizaron fue la de de Jong & van der Kruit (1994), la misma de la cual de Jong (1996) extrajo la conclusión de que “la Secuencia de Hubble está libre de escalas”. En el panel inferior de la Fig. 1.4, aparecen representados los valores de r_e de ambos ajustes para cada galaxia, frente al cociente de valores de h_D resultantes de ambos ajustes. Se puede observar que, mientras que la escala del disco no varía apenas, el radio efectivo del bulbo es mucho mayor en los ajustes con el bulbo $r^{1/4}$ que en los de bulbo exponencial. Es decir, el valor constante que exhibe r_e/h_D depende de si el índice n de Sérsic del bulbo se deja libre o no en el ajuste; y en caso de haberlo fijado, se observa que dicho cociente varía de forma apreciable según el valor que se concede a n . Luego Graham & Prieto vieron que la correlación está afectada por la elección de n fijo; resultado que pone en duda la veracidad de la correlación entre las escalas de bulbos y discos de Courteau et al. (1996) y de Jong (1996), ya que en ambos trabajos se utilizaron perfiles de brillo con $n = 1$ para los bulbos.

Sin embargo, Graham (2001, a partir de ahora G01), ajustando la misma muestra que Graham & Prieto (1999) con n libre, volvió a encontrar que r_e/h_D no dependía de T . En este trabajo, la distribución de r_e/h_D frente al tipo T de Hubble sigue sin mostrar correlación. Esto fue corroborado por los resultados de Hunt et al. (2004) (compárense las distribuciones de r_e/h_D frente a T que obtuvieron según los valores de n de los bulbos, en el panel inferior de la Fig. 1.3) y por los de Balcells et al. (2004b, a partir de ahora BGP04b) (véase el panel (h) de la Fig. 3 de BGP04b), empleando muestras distintas.

Una posible solución a la paradoja fue el *modelo iceberg*, propuesto por G01. Éste consiste en considerar que los bulbos tempranos y los tardíos se diferencian básicamente en el brillo superficial, y no en n o en el cociente r_e/h_D . Los tempranos tendrían un brillo superficial más alto que los tardíos, y por ello, dominarían la luz de la galaxia sobre el disco hasta un radio mayor. Mientras que los tardíos, aún cuando exhibiesen la misma pendiente central del bulbo (mismo n y r_e) en el mismo disco (mismo h_D), quedarían embebidos en el mismo al presentar menor brillo superficial, aparentando una escala del bulbo menor que en el caso anterior, cuando en realidad tendrían la misma.

Como se puede observar, los resultados hasta el momento acerca de las escalas de discos y bulbos no son concluyentes sobre el origen de los bulbos galácticos.

B.- Relaciones entre los parámetros fotométricos de bulbos y discos

Las teorías de evolución secular interna consideran que el bulbo se ha producido a través de inestabilidades internas en el disco; por lo que, lógicamente, las características del sistema formado (su masa, su concentración, su morfología, sus poblaciones,...) deberían depender fuertemente de las del sistema generador (del disco). Por esta razón, estas teorías predicen que deben existir fuertes correlaciones entre los parámetros fotométricos de bulbos y discos con la luminosidad del disco (L_D); y que, por el contrario, no se deben encontrar correlaciones significativas de

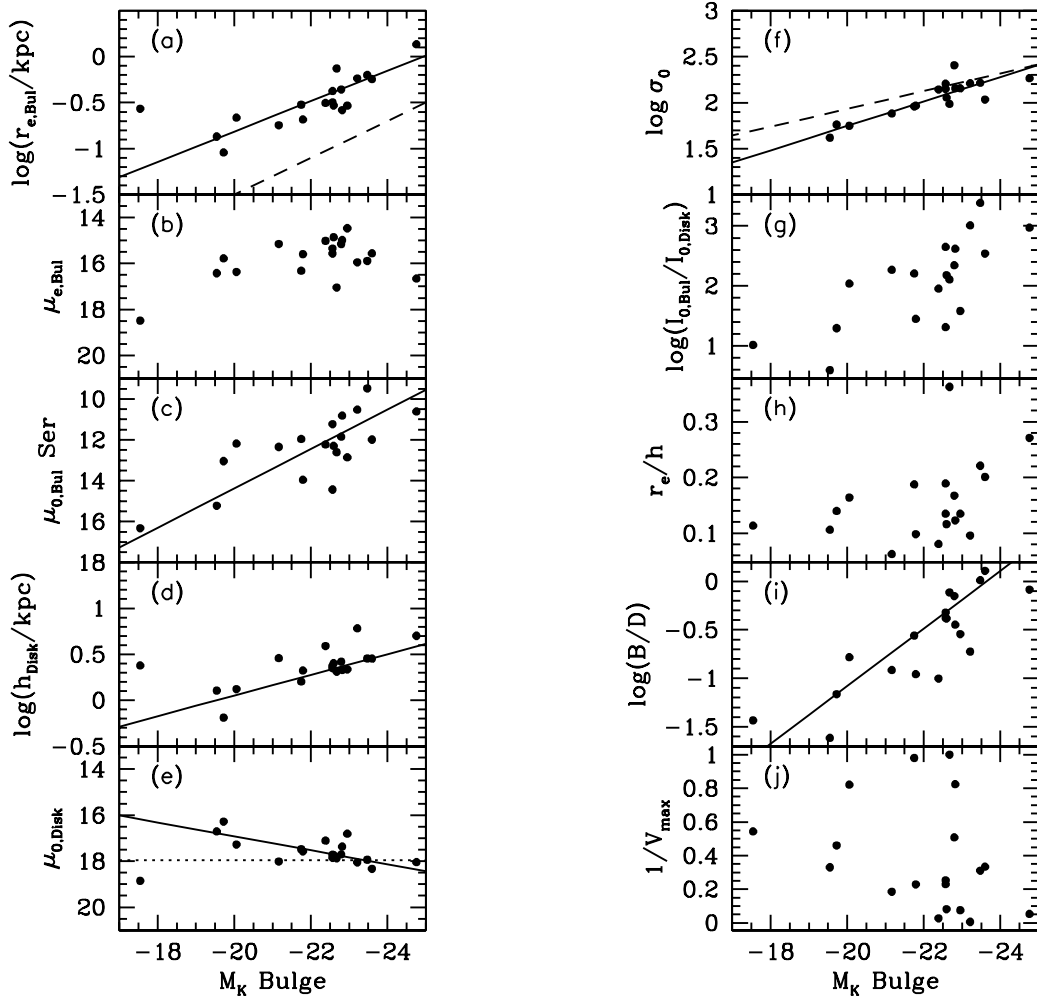


Figura 1.5: Correlaciones observadas por BGP04b de los parámetros fotométricos de una muestra de galaxias S0-Sb con la magnitud de sus bulbos. BGP04b indican que no observan correlaciones tan representativas cuando, en lugar de la magnitud del bulbo, se representa la del disco; lo que favorece a las teorías que predicen que los bulbos se han formado antes que los discos en las galaxias, y que éstos han crecido influenciados por los bulbos ya pre-existentes. Fuente de la figura: BGP04b.

éstos parámetros con la luminosidad del bulbo (L_B). Pero, ¿ocurre esto realmente? Nuevamente, los resultados al respecto son contradictorios.

Diversos trabajos indican que, en distintas muestras de espirales, se han hallado fuertes correlaciones de los parámetros fotométricos de las galaxias (tanto de discos como de bulbos) y de sus cociente con L_B , con los índices n de sus bulbos y con sus razones bulbo-disco, B/D (ABP95; Khosroshahi et al. 2000a; BGP04b). En la Fig. 1.5, se han reproducido las correlaciones que BGP04b encuentran entre diversos parámetros fotométricos de su muestra de espirales tempranas e intermedias con

L_B . Las correlaciones que estos autores encuentran con n también son significativas, aunque en menor grado (remitimos a la Fig. 3 de BGP04b). Estos mismos autores indican que no han encontrado relaciones tan significativas con L_D , apuntando más a que los discos han crecido a partir de sus bulbos que viceversa, y en contraposición, por tanto, a las teorías de evolución secular interna.

Los trabajos referidos en el párrafo anterior también indican que las correlaciones entre los parámetros fotométricos de bulbos y discos y el tipo morfológico de la galaxia no son significativas. Este resultado está corroborando la conclusión de Courteau et al. (1996) y de Jong (1996) de que la secuencia de Hubble está libre de escalas (véase §1.2.4). Aún más, las fuertes correlaciones que han encontrado con L_B han llevado a BGP04b a concluir que, *si bien la Secuencia de Hubble está libre de escalas, las galaxias en sí mismas no lo están, siendo la luminosidad del bulbo la escala crítica del sistema*. Si estas correlaciones tan fuertes con L_B se confirman, estarían apuntando a que los bulbos han tenido una formación temprana e independiente de sus discos, en contra de las teorías de evolución secular interna y de las conclusiones de Courteau.

No obstante, otros trabajos extraen correlaciones bastante diferentes: Hunt et al. (2004) observa que sólo los parámetros fotométricos del bulbo guardan correlación con n , y no los del disco. De hecho, en su estudio, los parámetros de bulbos y discos sólo establecen relaciones significativas entre sí si los bulbos son exponenciales ($n = 1$). Para n mayores (en particular, para los bulbos con $n = 4$), los bulbos de su muestra de espirales resultan independientes de sus discos. Aunque siguen apoyando la idea de que la Secuencia de Hubble está libre de escalas, los resultados de estos autores son más consistentes con un escenario de evolución secular interna, en el que el bulbo crece a través de procesos disipativos que tienen lugar en el disco.

Las diferencias de los resultados de Hunt et al. (2004) y BGP04b se pueden atribuir a demasiados aspectos como para poder discernir cuál de ellos es realmente el responsable. Los primeros utilizan una muestra de 108 galaxias, que abarca gran variedad de tipos morfológicos (S0-Sc/Irr+M), frente a la muestra de 19 galaxias de tipos S0-Sbc de BGP04b. Ambos trabajos también difieren en el tratamiento de los ajustes: Hunt et al. (2004) emplean un modelo de Sérsic generalizado a 2D para ajustar la distribución de brillo teniendo en cuenta la inclinación del disco de la galaxia; mientras que BGP04b deconvolucionan los perfiles con la función de dispersión de una fuente puntual (PSF) de cada imagen, dan opción a incluir en el perfil la existencia de una “fuente puntual central” no resuelta y utilizan un perfil clásico de Sérsic para ajustar los bulbos.

Al igual que en §1.2.4.A, de nuevo los estudios son dispares; lo que sigue impidiendo que se pueda extraer alguna conclusión clara acerca del origen y evolución de los bulbos galácticos.

C.- Distribuciones de valor del índice n de Sérsic

BGP04a encontraron que las galaxias de su muestra de espirales mostraban una tendencia continua en índices n de Sérsic, lo que está en clara oposición con la

disgregación tan clara de las pendientes de los bulbos en dos tipos ($n = 1$ y $n = 4$) que Carollo y colaboradores observan en sus muestras (Carollo 1999; Carollo & Stiavelli 1998; Carollo et al. 1997; Carollo et al. 1998; Carollo et al. 2001; Carollo et al. 2002; Seigar et al. 2002). Si bien es cierto que la muestra de BGP04a sólo incluye espirales tempranas e intermedias y que la de Carollo también contiene tipos tardíos (lo cual daría aparentemente más generalidad al resultado de Carollo et al.), hay que considerar también que los ajustes efectuados por Carollo y colaboradores no dejaban libre el parámetro n , tal y como BGP04a hacen. Carollo et al. ajustan los perfiles radiales de las galaxias con la ley exponencial ($n = 1$), la $r^{1/4}$ ($n = 4$) y el modelo de Nuker (Lauer et al. 1995), y luego decidían cuál de ellas ajustaba mejor, lo que ya está sesgando los resultados de los ajustes a presentar sólo dos valores posibles de las pendientes: $n = 1$ y $n = 4$. Si atendemos al resultado de Carollo y colaboradores, esta disgregación de índices de Sérsic en los bulbos apoya la idea de que los tipos tempranos y los tardíos se han formado por mecanismos diferentes. En contraposición, el resultado de BGP04a parece favorecer la existencia de una mezcla de procesos que hacen evolucionar unos tipos a otros. Nuevamente, los tratamientos no homogéneos de los datos impiden extraer conclusiones definitivas que ayuden a comprender el origen de los bulbos.

D.- Formación estelar, barras y fusiones galácticas

A pesar de que se encuentra bien establecido tanto observacional como computacionalmente que las barras inducen la formación estelar en el centro de las galaxias (Friedli & Benz 1993; Friedli & Benz 1995; Martin 1995; Martinet & Friedli 1997; Aguerri 1999), no se ha podido cuantificar aún la contribución de éstas a la formación de los bulbos actuales. El hecho de que ~ 60 - 70 % de las galaxias a z bajos presenten barras en el infrarrojo cercano (NIR, Eskridge et al. 2000; Knapen et al. 2000) nos está indicando que las barras son muy comunes en las espirales. Pero esto no implica que, por sí solas, sean el mecanismo principal de origen y crecimiento de los bulbos. De hecho, sabemos que las fusiones e interacciones pueden inducir barras en los discos galácticos (véanse los trabajos pioneros de Noguchi 1987; Noguchi 1988; y los artículos de revisión de Noguchi 1990 y Athanassoula 1994).

A este origen externo de las barras podría objetarse la baja fracción de sistemas peculiares y distorsionados que observamos a $z \lesssim 0,4$ ($\lesssim 10$ %, véase van den Bergh et al. 2000). Sin embargo, si en lugar de considerar fusiones mayores, nos restringimos a fusiones menores y acrecimientos galácticos, podríamos reconciliar esta baja fracción con un origen externo de muchas barras y procesos en los discos galácticos; ya que, a pesar de que los acrecimientos galácticos son procesos externos de fusión, son capaces de no imprimir daños tan relevantes a la estructura morfológica original de la galaxia como las fusiones mayores. Así pues, *los acrecimientos galácticos son procesos capaces de reconciliar los altos ritmos de fusión que se extraen de los modelos de formación jerárquica con el hecho de que la mayoría de las galaxias de disco actuales no presenten las deformaciones morfológicas características de las fusiones mayores, más violentas*. Por otra parte, considerar que las barras de muchas galaxias

pueden haber sido inducidas por fusiones menores o acrecimientos galácticos no es incompatible con la asociación estadística entre poblaciones estelares jóvenes y distorsiones morfológicas que se encuentra incluso en los tipos tardíos, tan íntimamente ligados con las barras (Kannappan et al. 2004).

1.2.5. ¿Las fusiones como origen de la Secuencia de Hubble?

De acuerdo con lo que acabamos de ver, se puede deducir que la evolución secular interna “pura” no es capaz de reproducir gran parte de estos resultados observacionales. Los procesos seculares internos parecen no ser los más importantes en el crecimiento de los bulbos (o al menos, en el de los clásicos), e incluso su papel hegemónico en la formación de los bulbos de espirales tardías debería cuestionarse. Por otra parte, existe gran cantidad de galaxias híbridas, con características que delatan que diversos procesos han contribuido a originar la parte central de la galaxia, tales como fusiones, barras, caídas de gas y agujeros negros supermasivos. No es obvio, pues, que las inestabilidades de tipo barra hayan configurado por sí solas la mayoría de los pseudobulbos, al menos, los de las espirales tempranas.

¿Pueden ser realmente los acrecimientos de satélites procesos clave en la formación de los bulbos? Como ya se ha comentado anteriormente, las fusiones menores y los acrecimientos de satélites son los principales candidatos a mimetizar el crecimiento de los pseudobulbos mediante las barras. Existen gran cantidad de estudios que indican que los procesos de interacción y/o fusión desplazan a una galaxia espiral a tipos más tempranos en la Secuencia de Hubble (S0-Sa), con una gran variedad de rangos de masa (Gerhard 1981; Barnes 1988; Moore et al. 1996; Walker et al. 1996; Dubinski 1998; Naab et al. 1999; Velázquez & White 1999; Bendo & Barnes 2000; Cretton et al. 2001; Naab & Burkert 2003; Bournaud et al. 2004; Bournaud et al. 2005; González-García & Balcells 2005, a partir de ahora GGB05). Las fusiones menores se han estudiado ampliamente en el pasado (Quinn et al. 1993; Velázquez & White 1999; Bournaud et al. 2004; Bournaud et al. 2005; Aceves & Velázquez 2005a; Aceves & Velázquez 2005b; Aceves et al. 2006). Sin embargo, el interés de los acrecimientos de satélites se ha centrado mayoritariamente en los efectos que producen sobre el disco, como el engrosamiento y el alabeo (Walker et al. 1996; Huang & Carlberg 1997; Helmi et al. 1999); y pocos trabajos se han preocupado de describir la evolución de los parámetros fotométricos del bulbo tras un acrecimiento. A pesar de que muchos trabajos enarbolan los acrecimientos galácticos como la otra alternativa a la generación de los pseudobulbos, aún no se ha estudiado en profundidad si la evolución que imprimen en la estructura central de las galaxias está de acuerdo con los resultados observacionales.

La excepción la tenemos en algunos modelos semianalíticos, capaces de predecir ciertas relaciones entre las luminosidades de ambas componentes y sus edades (véanse el modelo de fusiones de Kauffmann 1996 y el jerárquico de Mo et al. 1998), y en determinados trabajos de simulaciones N -cuerpos de fusiones mayores de discos puros que extraen algunas correlaciones entre los parámetros fotométricos de los remanentes, aunque no comparan con las observaciones exhaustivamente, ni se cen-

tran en explicar cómo se produce la evolución del bulbo (Aceves & Velázquez 2005a; Aceves & Velázquez 2005b; Aceves et al. 2006; GGB05; Naab & Trujillo 2006).

¿Están indicando las fuertes correlaciones observadas entre algunos parámetros fotométricos y L_B , y la tendencia continua en n de Sérsic que exhiben los bulbos (BGP04a,b), que el crecimiento de los bulbos se debe a procesos de fusión menor? Dicho de otra manera, ¿es el crecimiento de satélites consistente con las correlaciones observadas?

Las simulaciones pueden fácilmente indicarnos si los acrecimientos galácticos pueden inducir un crecimiento en los bulbos hacia tipos morfológicos más tempranos, de una forma consistente con las relaciones de escalado global que se observan entre bulbos y discos reales.

Existe un único trabajo precedente que abordó estas cuestiones: Aguerri et al. (2001, de ahora en adelante ABP01) investigaron el crecimiento del bulbo a través de las fusiones de satélites empleando simulaciones de N -cuerpos del crecimiento de satélites esferoidales densos, modelados con un perfil de Hernquist (Hernquist 1990a). Tras el crecimiento, descomposiciones del tipo bulbo-disco de las densidades superficiales de los remanentes mostraban un crecimiento apreciable del bulbo, donde el índice n de Sérsic crecía proporcionalmente a la masa del satélite. En la Fig. 1.6, se muestran los vectores de crecimiento de los modelos de ABP01 en el plano $\log(n) - \log(B/D)$. Cada flecha comienza en la posición inicial de la galaxia primaria, y termina en la situación del remanente resultante de cada fusión. Los remanentes presentaban un aumento considerable en n y B/D , compatible con la distribución observada en el plano de bulbos de galaxias reales (ABP95). Este crecimiento era tan eficiente que ABP01 llegaron a la conclusión de que los bulbos exponenciales de las espirales tardías del Universo local no han podido crecer a través de fusiones no colisionales de forma significativa.

No obstante, los satélites de ABP01 eran tan densos que llegaban sin destruirse al centro de las galaxias, al sufrir una destrucción muy leve por el campo de marea. Por ello, depositaban casi toda su masa, energía orbital y momento angular en el centro, dando lugar a un pico central en el perfil de brillo superficial. El resultado era un crecimiento excesivo y poco realista del bulbo. Las densidades de ABP01, aunque posibles, no son representativas de la mayoría de satélites reales. Por lo general, suelen ser inferiores.

El contraste de densidades entre la galaxia primaria y el satélite va a influir de forma definitiva en el resultado final de la fusión. Satélites menos densos que los de ABP01 tardarán mucho más en fusionar, dejando una mayor cantidad de material en órbitas externas sobre la galaxia principal, y posiblemente se destruyan por el campo de marea de la galaxia primaria antes incluso de llegar al centro. ¿Significaría esto que, en este caso de menor densidad, no crecería apenas el bulbo?

Además de que no es posible extrapolar los resultados de ABP01 a los casos de satélites menos densos, hemos comprobado que los parámetros fotométricos resultantes de las fusiones de ABP01 no reproducen significativamente las tendencias observacionales entre los parámetros fotométricos de bulbos y discos que indican

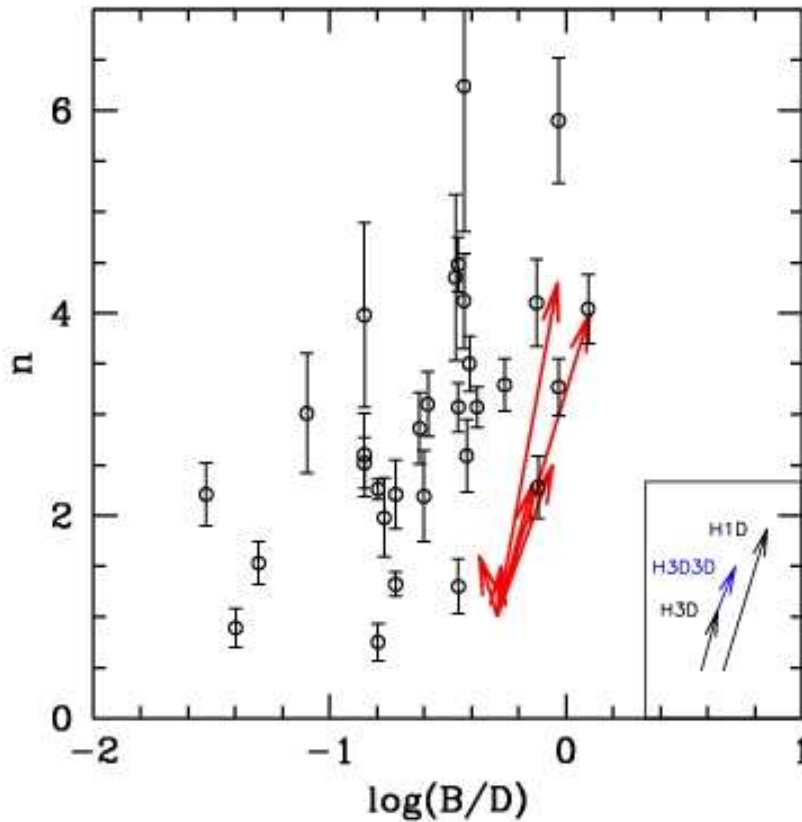


Figura 1.6: Vectores de crecimiento en el plano $\log(n) - \log(B/D)$ para los modelos de fusiones galácticas de ABP01. Se han superpuesto a la distribución observada en la muestra de bulbos de ABP95. *Flechas*: vectores de crecimiento de los modelos de ABP01. Cada flecha comienza en la posición inicial en el plano de la galaxia primaria, y termina en los valores que presentan los remanentes finales relajados. *Círculos*: valores de $n - (B/D)$ correspondientes a los bulbos observados por ABP95. Fuente de la figura: ABP01.

BGP04b. Es probable que la alta densidad de los satélites de ABP01 y su estructura tan simple (esferoidal) estén sesgando los resultados, de manera que les resta generalidad.

A raíz de estos resultados, diversas cuestiones surgen de manera inmediata: ¿Serán capaces de generar también un crecimiento apreciable del bulbo central los acrecimientos de satélites con menor densidad? ¿Podrán reproducir las correlaciones observadas entre los parámetros fotométricos los remanentes de estos acrecimientos? Y, en caso afirmativo, ¿serán los mecanismos físicos involucrados en el proceso los mismos que con satélites más densos? Estas cuestiones son algunas que hemos querido abordar con nuestro trabajo.

Por otra parte, suponiendo que los acrecimientos galácticos sean compatibles con las observaciones, surge la pregunta fundamental de hasta qué punto han contribui-

do en la configuración de la Secuencia de Hubble. Es decir, ¿cómo de importantes son las fusiones respecto de los restantes procesos de generación y crecimiento de la estructura central de las galaxias? Aquí tropezamos con otra de las incógnitas actuales de la creación de estructuras: establecer la importancia relativa de las fusiones (mayores y menores) respecto de otros procesos, como las barras o el colapso, en la evolución de los tipos morfológicos del Universo.

Los modelos cosmológicos actuales parecen apoyar mayoritariamente una formación jerárquica, en la que las estructuras crecen a través de fusiones e interacciones de bloques galácticos. Aún así, no dejan de ser modelos que han de ser corroborados por las observaciones. Arrojar algo de luz sobre el papel de las fusiones en la evolución de los bulbos y de las galaxias en general va a requerir de información a escala más global que la de algunas correlaciones entre parámetros fotométricos. Necesitaremos, pues, diagnósticos observacionales que nos informen acerca de la constitución del Universo en varios estadios de su evolución, con objeto de poder analizar el papel de las fusiones a través del tiempo. Y serán las cuentas de galaxias las que nos van a proporcionar esta información.

1.3. Cuentas de galaxias: Claves en la formación y evolución galácticas

1.3.1. Muestreos profundos frente a modelos de Materia Oscura Fría

El modelo cosmológico actualmente más aceptado es el de un Universo espacialmente plano, constituido por materia oscura fría no bariónica (Λ CDM), en expansión acelerada con $\Omega_M \sim 0,3$ y $\Omega_\Lambda \sim 0,7$. Este consenso se basa principalmente en las observaciones de la supernovas de Tipo Ia (Schmidt et al. 1998; Perlmutter et al. 1999), conjuntamente con las anisotropías observadas del fondo cósmico de microondas (Efstathiou et al. 1999). La planitud parece estar fuertemente apoyada por las medidas del tamaño angular del horizonte acústico en el desacoplamiento (de Bernardis 2000). No obstante, parecen existir ciertas dudas en la consideración de las supernovas como “candelas estándar” no evolutivas (Riess et al. 1999), además de que son necesarias más y mejores estimaciones de la extinción galáctica e intergaláctica para poder corroborar este modelo cosmológico.

La formación jerárquica parece ser actualmente la de mayor éxito a la hora de reproducir las propiedades del Universo real (Roche et al. 1997). En los modelos Λ CDM, las estructuras crecen a través del colapso gravitatorio de pequeñas perturbaciones iniciales, que a su vez son absorbidas en sistemas de masas cada vez mayores hasta virializarse (Kauffmann & White 1993). Por lo tanto, en estos escenarios las galaxias se forman jerárquicamente por enfriamiento y condensación de gas en halos de materia oscura (White & Rees 1978; Navarro & Steinmetz 2000).

Los resultados procedentes de los muestreos profundos actualmente llevados a cabo, principalmente los desarrollados por el telescopio espacial Hubble (HST, *Hubble Space Telescope*; véanse las referencias de Odewahn et al. 1996) parecen apoyar los modelos CDM, a pesar de que no se encuentren claros indicios de una ingen-

te población primordial de galaxias pequeñas y débiles, que serían los bloques que supuestamente han constituido las galaxias en el Universo local. Estas galaxias deberían detectarse en un gran número de líneas de emisión (en particular, en $Ly\alpha$) causadas por la formación estelar que llevarían asociada. Pero existen diversos factores que pueden convertirlos en objetos difícilmente detectables incluso para el HST, tales como la absorción por polvo y nubes intergalácticas, el desconocimiento de a qué z se observarían estos objetos, y la posibilidad de que se encuentren más allá del límite de detección de los telescopios.

Las teorías Λ CDM son cuestionadas en escalas de tamaño galáctico. Las simulaciones cosmológicas de formación de estructuras no son capaces de reproducir el tamaño actual de los discos. En todas, sistemáticamente, los bariones pierden demasiado momento angular y energía, con lo cual terminan concentrándose en el centro de las galaxias, y finalmente dan lugar a discos muy pequeños (Navarro & Benz 1991; Katz & Gunn 1991; Navarro & White 1994; Navarro et al. 1997; Abadi et al. 2003a; Abadi et al. 2003b; Robertson et al. 2004).

Este problema está relacionado con otras tres cuestiones discrepantes en lo referente a los halos de materia oscura: el *problema del exceso de satélites*, el de *los halos con perfiles de densidad suaves en el centro* y el de *frenado de las barras*.

El primero consiste en que los modelos de Λ CDM predicen un exceso de subestructura en el Universo, es decir, un mayor número de galaxias satélite alrededor de las galaxias luminosas ($\sim L^*$) de las que actualmente observamos (White & Rees 1978; Klypin et al. 1999; Moore et al. 1999a). Si bien estas subestructuras pudieran ser oscuras o de muy bajo brillo superficial, aún no existe una evidencia clara de su existencia, a pesar de que los resultados observacionales y los semianalíticos van convergiendo lentamente (Burkert 2000; Taylor et al. 2003; D'Onghia & Burkert 2003; van den Bosch 2004; van den Bosch et al. 2005a).

Por otra parte, el segundo problema está asociado a las curvas de rotación lineales que se observan en el centro de las galaxias. Éstas implican que los halos de materia oscura deben presentar un núcleo de densidad aproximadamente constante (de Blok et al. 2001a; de Blok et al. 2001b; Moore 1994; Flores & Primack 1994; Burkert 1995). Pero las simulaciones predicen halos de materia oscura con perfiles de densidad centrales de cierta pendiente: $\rho(r) \propto r^{-\gamma}$, con $\gamma \sim 1-2$ (véanse Navarro et al. 1997; Moore et al. 1999b; Fukushige & Makino 2001; Power et al. 2003; Swaters et al. 2004; van den Bosch et al. 2005b). Estos dos conflictos se producen básicamente porque las simulaciones Λ CDM predicen halos de materia oscura con densidades centrales muy altas.

Otro problema que surge en los escenarios cosmológicos de materia oscura fría es el de frenado de las barras. Las simulaciones a N -cuerpos con Universos Λ CDM dan lugar a halos de materia oscura tan concentrados centralmente que toda barra que se desarrollase en ellos experimentaría un frenado significativo por fricción dinámica. Sin embargo, existen numerosos ejemplos de barras reales que presentan una alta velocidad y que sólo serían compatibles con halos oscuros de baja concentración central (Debattista & Williams 2001; Aguerri et al. 2003; Corsini et al. 2004).

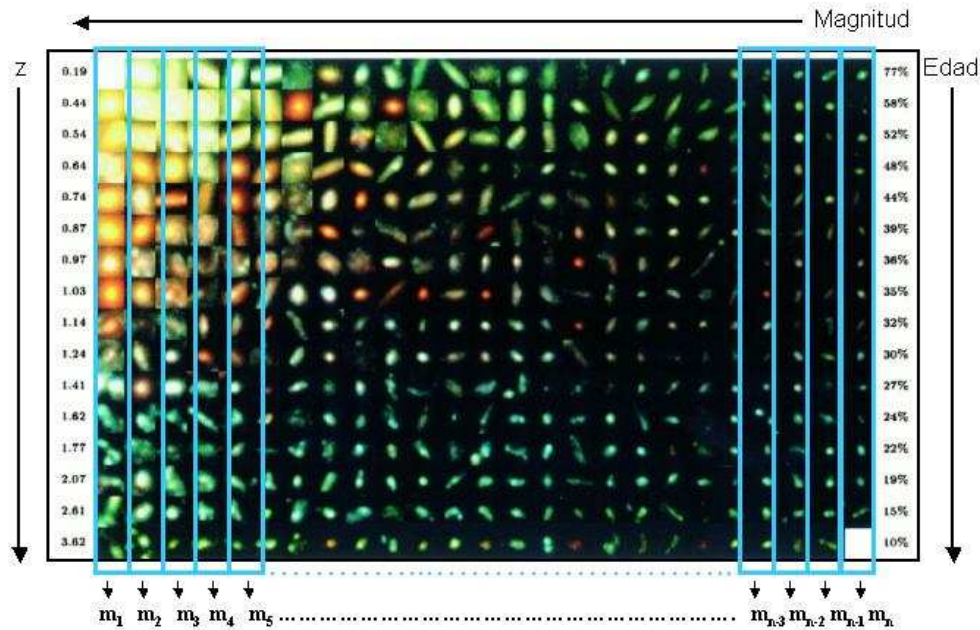


Figura 1.7: Esquema ilustrativo de la mezcla de información sobre poblaciones galácticas a distintos z que existe en las cuentas diferenciales de galaxias. En la figura aparece la clasificación de una submuestra de galaxias del campo profundo del HDF-N en B , según su z (eje vertical) y su magnitud aparente (eje horizontal), por Driver et al. (1998). Los rectángulos dibujados en dirección vertical indican los objetos que habría que contabilizar a cada magnitud en caso de querer obtener las cuentas de galaxias de esta submuestra. Nótese que en este recuento se están considerando en cada magnitud aparente galaxias a diferentes z , de distintas características morfológicas, colores y estadios evolutivos. Si además normalizásemos este conteo por el área sobre la que lo hemos efectuado, estaríamos obteniendo las cuentas diferenciales de galaxias de esta submuestra galáctica. Fuente de la figura: Driver et al. (1998).

Todos estos problemas de los escenarios Λ CDM nos obligan a buscar comprobaciones o pruebas independientes que puedan arrojar cierta luz sobre la naturaleza del Universo, la formación y evolución galácticas y sobre la existencia (o no) de esta numerosa población de galaxias débiles constituyentes de las galaxias actuales.

Uno de los tests observacionales clásicos son las cuentas diferenciales de galaxias (Hubble 1934). Éstas consisten básicamente en un conteo del número de galaxias por intervalo de magnitud en un área determinada del cielo, por la cual se normaliza el resultado. Para entender mejor qué información proporcionan las cuentas de galaxias, haremos uso de la Fig. 1.7. La figura de fondo ha sido tomada de Driver et al. (1998), y consiste en una clasificación de una submuestra de galaxias del

campo profundo del HST norte (HDF-N) en la banda B , según su z (eje vertical) y su magnitud aparente (eje horizontal). Supongamos que esta submuestra fuera completa en el área del HDF-N y que efectuamos un recuento de galaxias a cada magnitud en la Fig. 1.7, es decir, en dirección vertical, tal y como se ha señalado con los rectángulos dibujados. Nótese que en este recuento se están considerando en cada magnitud aparente galaxias a diferentes z , de distintas características morfológicas, colores y estadíos evolutivos. De esta forma, podríamos constituir una gráfica con el número de galaxias a cada magnitud aparente, normalizado por el área en la que hemos efectuado el conteo, y por el intervalo de magnitud que hemos utilizado en el mismo. Esta función observacional, que no es sino las cuentas diferenciales de galaxias en esta submuestra, aúna información no sólo de la evolución de las distintas poblaciones galácticas del universo, sino también de su geometría. Por tanto, cualquier modelo de formación de galaxias deberá reproducir las cuentas observadas en todas las bandas para ser considerado válido o completo. De ahí que las cuentas de galaxias sean uno de los campos de la Astronomía Extragaláctica más activos y trabajados en los últimos años.

1.3.2. Cuentas de galaxias: compendios de estadíos del Universo

Originalmente ideadas como test cosmológico (Hubble 1926), actualmente se sabe que las cuentas de galaxias son mucho más sensibles a la evolución galáctica que al modelo cosmológico empleado hasta que no se alcanzan magnitudes muy débiles ($B \gtrsim 24$) (Brown & Tinsley 1974). Las primeras medidas con cámaras de carga acoplada (CCD) y algoritmos de detección de fuentes automáticos mostraron *un exceso del número de galaxias en magnitudes débiles ($B \gtrsim 22$ mag) sobre la simple extrapolación de la tendencia local, cuya naturaleza era desconocida* (Hall & Mackay 1984; Tyson 1988; y la revisión de Koo & Kron 1992). A medida que nos vamos hacia bandas más azules, este exceso del número de galaxias respecto a los modelos no evolutivos⁴ aumenta (Koo 1986; Songaila et al. 1990; Jones et al. 1991). Este exceso sigue presentándose, aunque menos pronunciado, cuando se compararon las cuentas observacionales con modelos que consideran evolución en luminosidad pura (PLE, Gardner et al. 1996; Pozzetti et al. 1996).

Las cuentas de galaxias desde telescopios terrestres alcanzan actualmente profundidades de $U \sim 27$ mag, $B \sim 27$, $V \sim 27$, $R \sim 27$, $I \sim 26$, y $K = 24$ mag (Djorgovski et al. 1995; Metcalfe et al. 1995; Smail et al. 1995), y presentan densidades numéricas de galaxias en todos los filtros de $\sim 6 \times 10^5$ galaxias por grado cuadrado. En el Apéndice B, se resumen las principales conclusiones de los estudios

⁴Los modelos de cuentas *no evolutivos* o de *no-evolución* consideran que la población local de galaxias no ha experimentado ningún cambio ni en número ni en propiedades físicas intrínsecas, tales como el color o la luminosidad, a lo largo de la historia del Universo. Para predecir las cuentas de galaxias, estos modelos desplazan en z la mezcla de galaxias a $z \sim 0$, teniendo en cuenta sólo los efectos intrínsecamente cosmológicos que afectarían a la magnitud aparente de las galaxias en cada banda. Es decir, los modelos no evolutivos aplican la corrección K , pero no la evolutiva E ni evolución alguna en número.

de cuentas efectuados hasta el momento, así como sus divergencias tanto en interpretación como en resultados. Pasamos a comentar someramente las características de las cuentas según la banda fotométrica de observación.

1.3.3. Cuentas en bandas azules: las cuentas por tipos morfológicos

En bandas azules y en el ultravioleta (UV), las cuentas de galaxias presentan una pendiente $d \log N/dm \sim 0,46$ entre $18 \leq U \leq 23$ mag y $\sim 3-4$ veces más galaxias a $B = 24$ mag que lo que predicen los modelos de no evolución (Maddox et al. 1990; Lilly et al. 1991; Metcalfe et al. 1991). La forma funcional de las cuentas en bandas azules es monótonamente creciente, sin que en el rango observado exista ninguna característica muy definida, ni un cambio claro de la pendiente. Este exceso de cuentas en bandas ópticas implica que existe algún efecto cosmológico o algún tipo de evolución con z de la función de luminosidad (LF).

La Fig. 1.8 ha sido extraída de Odewahn et al. (1996). En ella, los autores han representado con distintos símbolos las cuentas diferenciales de galaxias de los HDFs en $F450W$ (un filtro similar al B de Johnson) frente a la magnitud. En el panel (a), se han representado las cuentas totales, mientras que en los otros tres paneles aparecen las cuentas de galaxias según el tipo morfológico asignado a cada galaxia mediante algoritmos automáticos: E/S0 en (b), Sabc en (c), e Irr/M en (d). Las líneas discontinuas de trazo largo y las punteadas corresponden a dos modelos de cuentas no evolutivos. Nótese que, en general, las cuentas de E/S0 no muestran un exceso muy elevado respecto de los modelos de no evolución (panel (b)), incluso para un filtro tan azul como $F450W$. Esto sugiere que los tipos tempranos no han experimentado una evolución apreciable desde $z \sim 1$, de lo que se deduce que estos sistemas debieron de estar formados ya a este z . En el panel (b) se puede ver que las espirales se sitúan sólo por encima de los modelos no evolutivos para $B_{F450W} \gtrsim 24$ mag, alcanzando hasta un factor ~ 3 sobre ellos. Pero son los sistemas Irr/M los que dominan las cuentas en el extremo débil en esta banda: superan a los modelos no evolutivos en factores que oscilan un factor entre $\sim 3 - 10$ para $B_{F450W} \gtrsim 22$. Por tanto, la población Irr/M es la responsable del exceso de cuentas en las bandas azules. Este exceso en los sistemas Irr/M frente a la simple extrapolación de la mezcla local es más acusado cuanto más UV es la banda de observación. De hecho, es en U donde el número de cuentas crece más abruptamente: un factor $\gtrsim 4$ respecto a los modelos de no evolución (Jones et al. 1991, por ej.). Según los autores, para reproducir los resultados observacionales con los ajustes, la población galáctica de tipo tardío en (d) debe de haber evolucionado mucho o estar dominada por enanas. La fracción de sistemas en colapso aumenta a $F450W \gtrsim 23$ mag hasta un tercio del total de sistemas de tipo tardío según este estudio.

Dado que los filtros UV y azules seleccionan preferentemente sistemas que han experimentado un estallido de formación estelar reciente, sabemos que el exceso de cuentas en azul respecto a los modelos de no evolución se debe a sistemas con alta formación estelar, azules y con magnitudes aparentes débiles. Los estudios de cuentas como el que acabamos de comentar de Odewahn et al. (1996) han podido establecer

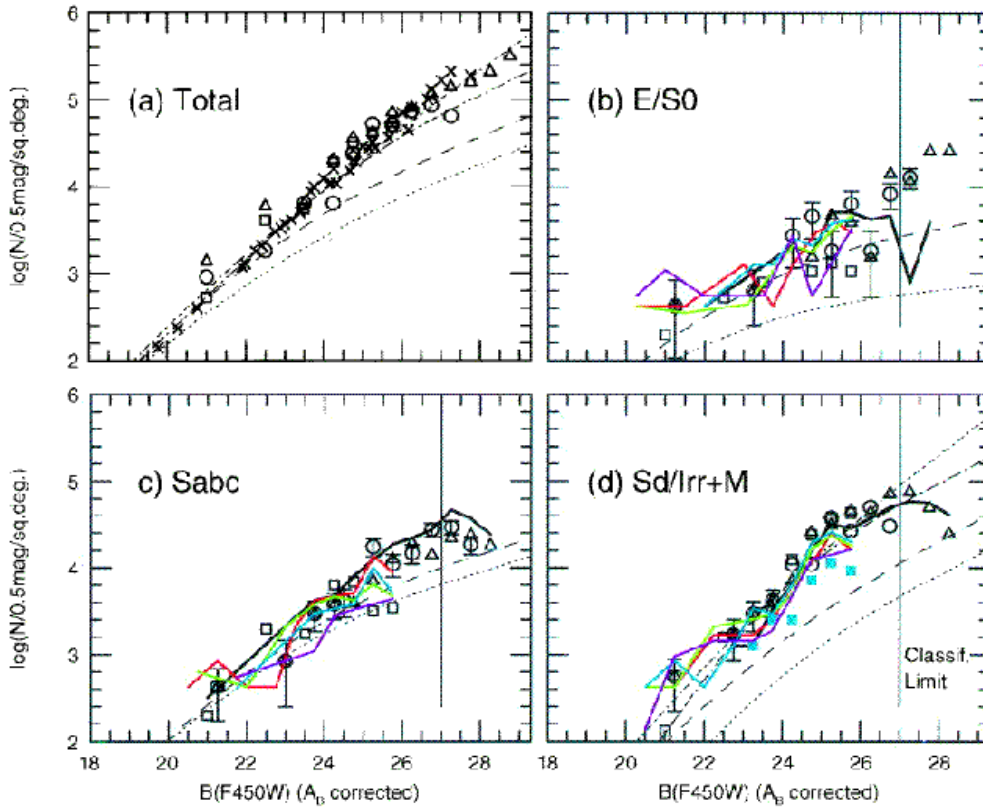


Figura 1.8: Cuentas diferenciales de galaxias en B_J en varios campos, según el tipo morfológico. Paneles: **a)** cuentas totales de galaxias; **b)** cuentas de galaxias E/S0; **c)** cuentas de galaxias Sabc; **d)** cuentas de galaxias Sd/Irr/M. Los distintos símbolos representan las cuentas morfológicas en cada campo. *Triángulos abiertos*: cuentas de galaxias del HDF según una clasificación automática. *Líneas gruesas de colores*: cuentas morfológicas del HDF según una clasificación visual en distintos filtros. *Línea púrpura*: en la banda U_{F300W} . *Línea azul*: en la banda B_{F450W} . *Línea verde*: en la banda V_{F606W} . *Línea roja*: en la banda I_{F814W} . *Líneas delgadas*: modelos de cuentas de galaxias. *Línea discontinua, trazo largo*: modelo no evolutivo que emplea la función de luminosidad (LF) local de Marzke et al. (1994). *Línea punteada*: modelo no evolutivo que utiliza la LF local de Loveday et al. (1992). *Línea de puntos-rayas*: modelo evolutivo para ajustar a la población Sd/Irr+M, que emplea estallidos de formación estelar con luminosidades de 1.5 mag a $z \sim 0,5$ y una LF local de Marzke. *Línea discontinua, trazo corto*: modelo evolutivo similar al anterior, más una población no evolutiva rica en enanas descrita mediante una LF de pendiente $\alpha = -2,0$. El panel (a) muestra la suma de los tres mejores ajustes de (b-d). Fuente de la figura: Odewahn et al. (1996).

que la población causante del exceso son básicamente galaxias irregulares y en fusión, junto con espirales tardías (aunque éstas en menor medida). De hecho, son estos trabajos de cuentas morfológicas los primeros en identificar las galaxias causantes de este exceso con las denominadas *galaxias azules débiles* (FBGs), descubiertas una década antes y cuyo origen y evolución era desconocido hasta hoy.

1.3.4. Las galaxias débiles azules

A.- Naturaleza observacional de las galaxias débiles azules

El problema de las FBGs surgió a finales de la década de los 80, cuando los estudios de cuentas en las bandas ópticas revelaron un exceso de galaxias en magnitudes débiles respecto a los modelos de no evolución, más dramático a medida que se utilizaban bandas más azules. Esta gran cantidad de galaxias débiles azules que poblaba los campos de profundidad intermedia carecía de contrapartida en el Universo local y su procedencia era totalmente desconocida (véanse Broadhurst et al. 1988; Colles et al. 1990; Cowie et al. 1991 y el artículo de revisión de Ellis 1997). En un principio, su existencia se explicó considerando que las galaxias eran más luminosas y azules en el pasado de lo que lo son actualmente, y que el Universo debía ser abierto. De esta forma, la unidad de volumen aumentaría de tamaño a alto z , con lo cual se incrementaría el número de sistemas azules detectado a alto z .

En 1995, las FBGs son identificadas con los objetos débiles y azules de tipo morfológico tardío, causantes del exceso de las cuentas, detectados con los estudios de cuentas morfológicas efectuados con el HST (Griffiths et al. 1994; Trager et al. 1994; Glazebrook et al. 1994; Glazebrook et al. 1995; Driver et al. 1995; Odewahn et al. 1996; Windhorst et al. 1998). En estos estudios, se observa que las cuentas de galaxias E/S0 y Sa/Sc se reproducen bastante bien con modelos no evolutivos o con evolución pura en luminosidad; frente a las de los sistemas Irr/M+Pec, responsables del exceso sobre los modelos de no evolución, y las cuales precisan de una evolución fuerte en número o en luminosidad para ser reproducidas (véase la Fig. 1.8). En la misma época, Efstathiou (1995) observó que las FBGs presentan una elevada densidad espacial, aunque se encuentran menos agrupadas que las galaxias luminosas normales. Pero son los estudios sobre las distribuciones de z y de tamaños angulares de las FBGs en 1997 y 1998 los que revelan la naturaleza real de las FBGs. Gracias trabajos como los de Roche et al. (1997), Driver et al. (1998) y Windhorst et al. (1998), se pudo comprobar empíricamente que estas galaxias irregulares estaban integradas por una mezcla de tres poblaciones galácticas a diferentes z :

1. Las *Irr normales a bajo z* .

Son similares a las Irr locales (a $z = 0$) y su contribución al exceso de las FBGs es despreciable.

2. Las *enanas azules en formación estelar a $0,3 \lesssim z \lesssim 0,6$* .

Son galaxias con brotes de formación estelar (muy azules) con tamaños angulares muy pequeños (enanas), situadas entre $0,3 \lesssim z \lesssim 0,6$, con $\langle z \rangle_{\text{FBG}} \sim 0,4$.

Se piensa que son enanas con estallidos de formación estelar a $z < 0,5$. Presentan luminosidades relativamente bajas y tamaños angulares pequeños, por lo que físicamente son FBGs en el sentido más estricto de la expresión (sistemas débiles y azules). Contribuyen básicamente a las cuentas azules en magnitudes intermedias ($22 \lesssim B \lesssim 24$ mag).

3. Las *irregulares peculiares* a $1 \lesssim z \lesssim 3$.

Este grupo está constituido por galaxias azules irregulares localizadas a alto z ($1 \lesssim z \lesssim 3$). Presentan tamaños normales, bajo brillo superficial aparente (de ahí que sean clasificadas como galaxias débiles azules) y diversas morfologías, habitualmente relacionadas con distorsiones y elevadas asimetrías (galaxias cadena, sistemas en colisión y remanentes de fusiones galácticas) y con estallidos de formación estelar (galaxias Irr y S normales, y esferoidales con núcleos muy azules). Su contribución a las cuentas azules en magnitudes más débiles que $B \sim 23$ mag supera el 90%, y representan un factor 1 ó 2 frente a los modelos de PLE a magnitudes muy débiles en las bandas azules. Al menos un tercio de estos sistemas a $z > 1,5$ están fusionándose o interactuando. Se piensa que son las predecesoras de las galaxias locales normales de L^* , que están evolucionando a $z \sim 0,8 - 2,0$.

El origen y la evolución hasta $z = 0$ de las FBGs sigue sin conocerse aún. En general, los modelos desarrollados para tratar de ajustar las cuentas en UV y azul necesitan utilizar una fuerte evolución en la LF de las galaxias (Metcalf et al. 1995) y/o un ritmo de interacción/fusión de galaxias alto para reproducir este exceso en bandas azules (Hogg et al. 1997, H97 a partir de ahora; Gardner et al. 2000; Fried et al. 2001).

La evolución de la población de enanas azules a $z \sim 0,5$ es totalmente desconocida. Algunos trabajos recientes han establecido sus propiedades fotométricas y dinámicas (Rix et al. 1997; Guhathakurta et al. 1999; Mitchell & Usher 2004), mediante las que se pretende establecer similitudes con las poblaciones a $z = 0$. Estas galaxias presentan magnitudes cercanas a $M_B \sim -19$ mag, colores de $(B - R) \sim 1$ y $v_{\text{circ}} \sim 66$ km/s. En el Universo local, encontramos galaxias con colores y velocidades circulares similares, pero menos brillantes en $\sim 1,5$ mag y en menor número; por lo que esta población de enanas azules a $z \sim 0,5$ se está identificando con las galaxias locales de luminosidad inferior a L^* .

Existen estudios observacionales sobre el agrupamiento de las FBGs que parecen indicar que éstas no se fusionan ni interactúan entre sí. Jones et al. (1991) analizaron la frecuencia de FBGs alrededor de galaxias normales con L^* a $z \sim 0,2 - 0,4$, en torno a objetos muy azules, e incluso alrededor de objetos rojos débiles. Concluyeron que las FBGs no muestran una tendencia clara de agrupamiento en torno a estos tipos de objetos.

B.- Teorías sobre el origen y la evolución de las galaxias débiles azules

La incógnita principal que rodea a esta población de galaxias enanas azules a $z \sim 0,5$ es a qué han evolucionado en el Universo local, puesto que no se detectan a $z = 0$.

Las simulaciones cosmológicas de Efstathiou (1995) indican que el grado de agrupamiento y la distribución espacial de las FBGs sólo puede explicarse si son poblaciones transitorias asociadas a los halos de materia oscura de masa y v_{circ} bajas. Esta misma idea es adoptada por el *modelo de evolución pasiva o evolución media de las FBGs* de Gronwall & Koo (1995). Éste considera que las FBGs deben de ser una población de galaxias azules de edad constante, que aparecen y desaparecen ya sea porque presentan un SFR cíclico o porque existe una formación continua de nuevas galaxias que se esfuman al alcanzar una determinada edad.

Sin embargo, Bouwens & Silk (1996) encontraron que este modelo no reproducía ni las cuentas de galaxias, ni las LF's observacionales. De hecho, necesitaban imponer una fuerte evolución a las FBGs, ya fuese numérica o en luminosidad, para poder reproducir las cuentas con modelos. Los modelos de cuentas que consideran que las FBGs han debido experimentar una fuerte evolución en luminosidad para ajustar las cuentas azules han de suponer un cambio de 0.6 mag en los tipos tardíos desde $z \sim 0,5$ (Fried et al. 2001; Huang et al. 2001a).

La evolución numérica no parece estar producida por fusiones de las FBGs (ya hemos visto que los muestreos espaciales no indican grados de agrupamiento preferencial entre ellas ni con otros objetos), sino más bien parecen estar asociadas a poblaciones de enanas con brotes momentáneos de formación estelar que se esfuman en el tiempo. De hecho, las simulaciones cosmológicas en Universos de CDM generan esta población de enanas de tipo tardío a $z \sim 0,8 - 1$, que se debilita hasta $z \sim 0$. El estadio final de esta evolución son enanas de tipos tempranos en el Universo local (Babul & Ferguson 1996). El punto fuerte de este modelo es que es capaz de reproducir tanto las distribuciones de tamaño, como el grado de agrupamiento y los efectos de lentes gravitatorias de las FBGs.

Aún así, existen modelos que consideran evolución en número mediante encuentros y fusiones. En particular, la *teoría dinámica de la fusión binaria* de Cavaliere & Menci (1997) y Menci & Cavaliere (1997) propone que las FBGs se fusionan en pares a grandes z , lo que da lugar a los brotes de formación estelar. De esta forma, reproducen la evolución de la LF hasta $z \sim 1$, las cuentas de galaxias y las distribuciones con z . Muchos estudios de cuentas de galaxias indican que la evolución numérica es necesaria para dar cuenta del exceso en las bandas azules, sea cual sea el modelo cosmológico (He et al. 2000). Esta evolución sería pequeña hasta $z \sim 1$, momento a partir del que ésta se dispara.

En general, en los modelos de cuentas, el exceso se reproduce introduciendo poblaciones en formación estelar a $z \sim 2 - 3$ cuando se utilizan cosmologías abiertas o dominadas por Λ ; mientras que cuando el modelo de Universo es plano, hay que introducir una población de enanas con brotes *ad hoc* además de la anterior.

Por último, Mihara (2001) ajusta las cuentas azules considerando que existen

dos poblaciones distintas de galaxias Irr: una con SFRs muy lentas (población lenta, S) y otra con SFRs de escala de tiempo muy corta (población rápida, R). Utilizando una mezcla de estas dos poblaciones, reproduce no sólo las cuentas, sino las distribuciones de z y de color con un modelo de Universo Λ CDM.

A pesar de todas estas teorías, las preguntas acerca de las FBGs siguen hoy siendo las mismas que las de hace una década: ¿por qué se produce este gran número de sistemas Irr/M azules en el Universo en magnitudes débiles? ¿A qué sistemas han evolucionado hoy en día, puesto que ya no los detectamos? Y puesto que la mayor parte de estas galaxias causantes del exceso están fusionándose e interaccionando con otras galaxias, ¿significa esto que las interacciones y colapsos de subestructuras han constituido realmente los hilos conductores de la evolución del Universo?

1.3.5. Cuentas en bandas infrarrojas: el cambio de pendiente

Por otra parte, las cuentas en infrarrojo cercano (NIR) presentan dos rangos bien diferenciados en la tendencia de la pendiente: mayor entre $10 \leq K \leq 16$ mag, y menor en entre $18 \leq K \leq 23$, en contraposición a la tendencia óptica que es prácticamente lineal y sin cambio de pendiente en magnitudes intermedias. Este cambio brusco de pendiente situado en $K_S = 17,5$ mag fue detectado por Gardner et al. (1993); y, a pesar de que otros trabajos también lo detectaron (Bershady et al. 1998; McCracken et al. 2000), ha quedado corroborado y definido con precisión recientemente en un trabajo del grupo GOYA (Cristóbal-Hornillos et al. 2003, a partir de ahora CH03). En la Fig. 1.9 se muestran estas cuentas, las de mayor producto área \times profundidad hasta el momento ($K_{S,\text{lím}} = 21$). Además de sus propios resultados, los autores seleccionaron los datos completos de otros trabajos. De esta forma, lograron definir con muy poca dispersión el cambio de pendiente en las cuentas en K . En caso de considerar que, en cada rango, la distribución se puede ajustar por una ley de potencias, las pendientes que éstas presentan son $d \log N/dm \sim 0,25$ para $18 \leq K \leq 23$ mag y $d \log N/dm \sim 0,59$ para $10 \leq K \leq 16$ mag (CH03, véase la Fig. 1.9).

En general, en bandas rojas e infrarrojas las cuentas son reproducibles con modelos que consideran que las galaxias actuales han experimentado poca o nula evolución numérica en tiempos pasados del Universo (Bershady et al. 1998; Yan et al. 1998; Saracco et al. 2001; Jackson & Dogson 2002); si bien el reto actual de los modelos de cuentas en NIR es la reproducción de este cambio brusco de la pendiente. De hecho, pocos modelos de cuentas en K son capaces de reproducir esta característica tan peculiar. Considerando un Universo dominado por la constante cosmológica ($H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_\Lambda = 0,7$, $\Omega_M = 0,3$), CH03 la reprodujeron retrasando la formación galáctica tanto en elípticas como en espirales a épocas relativamente tardías ($z_f \leq 2$), aunque tuvieron que introducir *a priori* una población de enanas de formación estelar a todos los z , de origen desconocido.

En resumen, actualmente se desconocen tanto el origen y la evolución de los sistemas causantes del exceso de cuentas en azul, como las causas del cambio de pendiente de las cuentas en NIR. Por tanto, modelar las cuentas observadas de

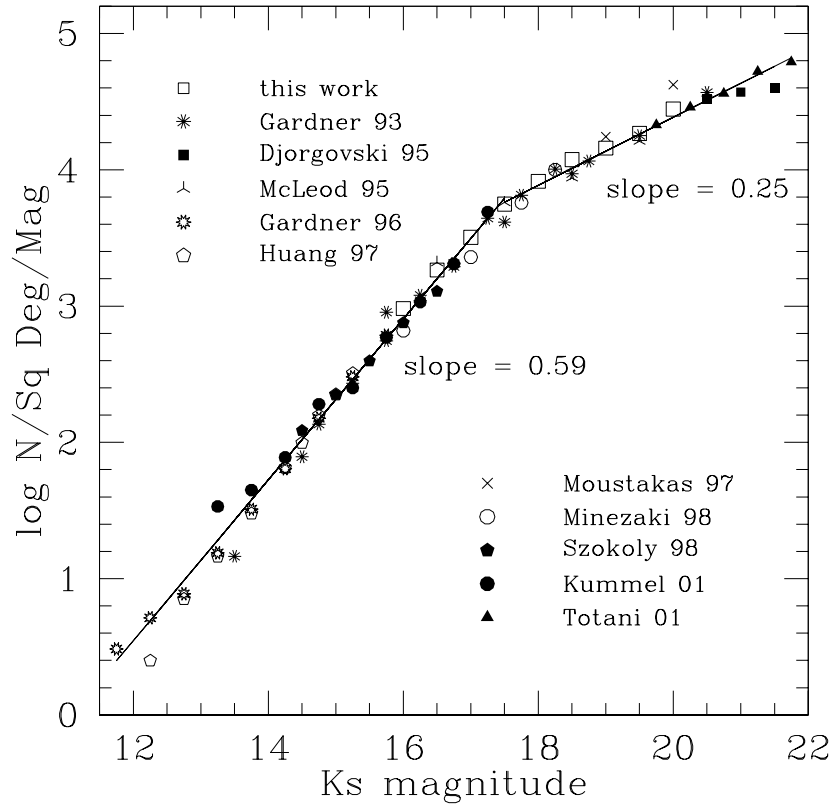


Figura 1.9: Cuentas diferenciales de galaxias en K_S de CH03. Con objeto de eliminar la dispersión entre autores, se filtraron los resultados de diversos trabajos considerando únicamente aquellos que eran completos. De esta forma, las pendientes en los rangos débil y brillante de la curva quedaban mejor definidas (véanse los valores ajustados representados sobre los datos). Fuente de la figura: CH03.

galaxias, tanto en NIR como en óptico, nos puede proporcionar gran cantidad de información acerca de las propiedades de las galaxias, de su evolución con z y de la propia naturaleza del Universo (véanse las revisiones de Tinsley 1972; Sandage 1988; Koo & Kron 1992).

1.3.6. Causas posibles del exceso de cuentas en bandas azules

Para comprender las causas que podrían explicar este exceso en cuentas, emplearemos la parametrización que hizo Schechter (1976) de la LF. Ésta es, básicamente, una ley de potencias truncada con una exponencial para magnitudes más brillantes que L_T^* :

$$\Phi(L, T) dL = \phi_T^* \left(\frac{L}{L_T^*} \right)^{\alpha_T} \exp \left(-\frac{L}{L_T^*} \right) \frac{dL}{L_T^*} \quad (1.1)$$

donde $\Phi(L, T) dL$ es el número de galaxias con luminosidades comprendidas entre $(L, L+dL)$ para el tipo morfológico T por unidad de volumen, $\phi^*(T)$ es la normalización en número de dicho tipo T , L^* es la luminosidad típica de una galaxia de tipo T a la cual se produce el truncamiento a $z = 0$, y α_T es el exponente de la ley de potencias. La magnitud absoluta que corresponde a L_T^* está en torno a $M_T^* - 5 \log(h) = -19,43$ en B (Madgwick et al. 2002), aunque ya hemos dicho que depende del tipo morfológico. A la vista de la ec.[1.1], vemos que existen diferentes factores evolutivos que podrían hacer que el número de galaxias varíe con z :

1. **Evolución en densidad por efectos cosmológicos** ($\alpha = \alpha(z)$, $\phi^* = \phi^*(z)$).

El exceso en cuentas ópticas e infrarrojas podría estar reflejando cambios en el elemento de volumen del Universo con z y tener una naturaleza cosmológica (Lilly et al. 1991).

2. **La evolución en luminosidad de las poblaciones galácticas** ($L^* = L^*(z)$).

Una evolución de las distribuciones espectrales de las galaxias (SEDs) que las hiciera más brillantes a alto z explicaría el exceso de galaxias observado a magnitudes débiles, respecto de lo que esperamos en caso de considerar las condiciones del Universo local (Metcalfé et al. 1995).

3. **La evolución en número** ($\phi^* = \phi^*(z)$).

Las interacciones y acrecimientos galácticos podrían jugar un papel importante en dicho exceso, ya que dos o más objetos a alto z darían lugar a un solo objeto a bajo z (Glazebrook et al. 1994; Fried et al. 2001).

4. **La existencia de poblaciones *extra* a considerar en la mezcla de tipos galácticos.**

En ocasiones, lo que se introduce *a priori* en los modelos de cuentas para poder reproducir el exceso de galaxias en los filtros azules es una población ingente de galaxias en formación estelar a z intermedio que se desvanece a $z \sim 0,4$ (Babul & Rees 1992), o que es constante a todos los z (CH03), a pesar de desconocer cómo evolucionan o desaparecen.

5. **La grumosidad de la formación estelar.**

A alto z , las galaxias parecen presentar morfología más grumosa, como las *galaxias cadena* (Driver et al. 1998). Si interpretásemos esto como que los estallidos de formación estelar son más compactos y abundantes en fases tempranas del Universo, podríamos estar contabilizando como varios objetos diferentes grumos de la misma galaxia (Colley et al. 1996; H97).

6. **La estructura a gran escala.**

Ciertos autores señalan que el agrupamiento típico en cúmulos de las galaxias de sus campos puede explicar por sí mismo, y sin necesidad de evolución, el exceso en cuentas (Crawford et al. 2000).

Todos estos efectos pueden estar influyendo a la vez, de manera que el alto número de parámetros libres a ajustar en los modelos de cuentas suele dar lugar a diversas interpretaciones de este exceso de galaxias. La influencia relativa de uno u otro efecto es aún desconocida, a pesar de que se intenta reducir el número de parámetros libres fijando los valores de aquéllos que están mejor determinados observacionalmente (véanse Peebles 1993; Gardner et al. 1996; Fried et al. 2001; Yasuda et al. 2001, entre otros). La única forma de reducir el número de parámetros libres es imponiendo restricciones observacionales más fuertes que las que se imponen ajustando las cuentas de galaxias en un único filtro. Y de aquí se deriva el interés de crear modelos que ajusten simultáneos a las cuentas en varias bandas fotométricas: las cuentas en óptico y NIR ofrecen restricciones observacionales complementarias a los modelos.

1.3.7. Discrepancias entre cuentas en óptico y en infrarrojo: ¿Fusiones, evolución en luminosidad o efectos cosmológicos?

Como hemos visto, las cuentas de galaxias en UV y filtros azules necesitan una evolución muy fuerte en luminosidad o ritmos de interacciones/fusiones elevados, frente a las cuentas en NIR que no precisan de esta fuerte evolución. Esto se debe a que el exceso de cuentas sobre los modelos de no evolución es más pronunciado a medida que se emplean filtros más azules, ya que éstos últimos seleccionan sistemas irregulares y en fusión, que son los causantes del exceso. Este hecho está reflejando la fuerte dependencia del tipo morfológico de una galaxia con los procesos de evolución que haya tenido la misma. Es decir, *los tipos tardíos exhiben una fuerte evolución en número o en luminosidad frente a la escasa o nula de los tipos tempranos*. Los modelos que ajustan datos en dos bandas, azul e infrarroja, obtienen información independiente sobre tipos tardíos (banda azul) y tempranos (banda infrarroja); por lo que pueden imponer mayores restricciones a la evolución galáctica que los modelos que ajustan solamente datos de una banda.

La evolución en número de las galaxias, las diferentes poblaciones que entran en juego de procedencia y evolución desconocidas (como las enanas con brotes que ciertos modelos insertan a todos los z), y los distintos modelos cosmológicos son efectos que se pueden solapar, contrarrestar y confundir. La superposición de efectos debidos a la evolución galáctica y a la cosmología da lugar a distintas interpretaciones incluso de los mismos datos. De forma que, hoy por hoy, resulta difícil discernir entre todas las posibilidades que proporcionan ajustes simultáneos aceptables a las cuentas ópticas e infrarrojas. De hecho, lo usual es que se propongan modelos de formación y evolución distintos para ajustar las cuentas en azul y en infrarrojo (véanse, por ej., Pozzetti et al. 1998; Totani & Yoshii 2000; Totani et al. 2001; Nagashima et al. 2002).

Uno de los primeros trabajos que abordaron el problema del ajuste simultáneo

de las cuentas azules e infrarrojas fue el de Broadhurst et al. (1992). Resolvieron la diferencia entre los excesos de cuentas ópticas e infrarrojas introduciendo en sus modelos evolución en número (fusiones) y considerando que el ritmo de formación estelar ascendía a z moderados. Más tarde, Gardner et al. (1996) reproducirían las cuentas en B , V , I y K hasta $B \sim 20$ y $K \sim 16$ mag empleando PLE en sus modelos, si bien tuvieron que incluir una alta normalización en B . Por el contrario, Pozzetti et al. (1996) ajustaron las cuentas y las distribuciones de colores y de z de varios autores en U , b_j , r_f , I y K con un modelo de PLE en un Universo abierto ($\Omega = 0,1$) sin fusiones; aunque se tuvo que modificar el modelo en óptico para reproducir las cuentas en NIR. Posteriormente, los mismos autores emplearon el mismo modelo para ajustar las cuentas de los HDFs en todas las bandas ópticas (Pozzetti et al. 1998). Sin embargo, en ese mismo trabajo se llega a la conclusión de que el modelo de Einstein-de Sitter⁵ (EdS) puede reproducir las cuentas también si se modelan las fusiones con un modelo sencillo.

Todos estos primeros trabajos trataban de ajustar cuentas en NIR obtenidas de datos muy ruidosos y con baja estadística, a menudo procedentes de fuentes distintas. En aquel momento, se llegó a pensar que las contradicciones entre los modelos disminuirían a medida que las observaciones en NIR se volviesen más profundas; pero lo único que ha conllevado una mejora de los datos es que la diferencia existente entre cuentas infrarrojas y ópticas se vuelva más pronunciada.

Más recientemente, Huang et al. (2001b) mostró que las cuentas en B y en K del muestro profundo de Calar Alto (CADIS) se reproducen mejor con modelos de evolución pasiva que con modelos no evolutivos, y que un modelo de Universo abierto es preferible al de EdS. Pero ha sido la consideración de los efectos de selección en los modelos la que ha suministrado una mayor homogeneidad a los resultados de los distintos autores: Totani y colaboradores los tuvieron en cuenta en sus modelos para ajustar datos profundos tanto ópticos como infrarrojos del HDF y del campo profundo del Subaru (SDF), respectivamente (Totani & Yoshii 2000; Totani et al. 2001). A pesar de que tanto sus cuentas ópticas como infrarrojas se reproducían bien con un modelo de PLE en un Universo plano dominado por Λ , tuvieron que emplear un ritmo de fusión medio o alto para ajustar las cuentas ópticas, mientras que las infrarrojas eran totalmente incompatibles con las fusiones. Además, Totani et al. (2001) observaron una pequeña discrepancia entre las cuentas observadas en IR y la predicción de un modelo PLE, que fue resuelta tratando a las elípticas gigantes y a las elípticas enanas como poblaciones distintas con LFs diferentes. Sus modelos descartaban el modelo estándar de baja densidad de EdS, mayoritariamente apoyado en aquellos momentos.

Los mismos datos fueron ajustados posteriormente por Nagashima y colaboradores (Nagashima et al. 2001; Nagashima et al. 2002) con un modelo semianalítico

⁵El modelo de Einstein-de Sitter considera un Universo homogéneo, isótropo y euclídeo ($\epsilon = 0$), en expansión uniforme y sin materia ($\Omega_m \sim 0$). Las imposiciones anteriores implican la existencia de una energía de punto cero, que denominamos *energía de vacío* o *energía de constante cosmológica* (Λ), de tal forma que la densidad de energía asociada a ella es constante e independiente de la expansión.

(SAM) que también incluía los efectos de selección. Sus resultados volvían a descartar el modelo de EdS, y favorecían más un modelo plano de Universo dominado por Λ que un Universo abierto, poco denso y con un alto ritmo de fusiones; resultado que contrasta fuertemente con otros análisis efectuados a las cuentas de galaxias con modelos semianalíticos que no tienen en cuenta los efectos de selección, puesto que estos últimos suelen favorecer modelos de Universo de EdS.

Estas discrepancias nos están indicando la relevancia de tener en cuenta los efectos de selección en los modelos de cuentas. En cierto modo, las diversas interpretaciones se ven afectadas por las variaciones entre campos observados, así como a las diferentes técnicas de reducción y análisis de datos empleados. *La utilización de diferentes ritmos de fusión para ajustar las cuentas ópticas y las infrarrojas se ha convertido en un procedimiento comúnmente empleado; si bien carece de sentido, puesto que el reto es encontrar un único ritmo de fusión que explique ambos observables.* Puede que uno de los puntos clave en la resolución del problema sea el cambio de pendiente de las cuentas en $K_S = 17,5$ mag (véase §B.4).

Sin embargo, hasta el momento, no se ha presentado ningún modelo autoconsistente que reproduzca simultáneamente el cambio de pendiente en K y las cuentas ópticas, carentes de cambios bruscos de pendiente a magnitudes intermedias.

1.3.8. Los ritmos de fusión observacionales

Uno de los parámetros libres más relevantes de los modelos de cuentas es el ritmo de fusión galáctica. Los primeros trabajos que intentaban establecerlo directamente a partir de las observaciones obtenían resultados muy distintos entre sí y fuertemente dependientes de efectos de selección. Puede que, por esta razón, los autores que han trabajado en modelos de cuentas sigan considerando el ritmo de fusión como un parámetro libre, en lugar de asignarle un valor extraído de las observaciones.

Toda la controversia de las fusiones galácticas experimentó un gran auge a mediados de los 90, cuando las imágenes profundas del HST y de los muestreos profundos preparatorios de la ciencia con los telescopios de 8-10 metros, tales como el muestreo DEEP⁶, el CADIS⁷ o el Canada-France Redshift Survey⁸, nos mostraron un exceso de galaxias con morfologías inusuales o distorsionadas respecto al que hay en el Universo local (Glazebrook et al. 1995; van den Bergh et al. 1996). En aquel momento surgieron cuestiones que aún hoy no están resueltas: ¿significaban estas morfologías distorsionadas un aumento de la frecuencia de interacciones con z ? ¿Implicaban estas distorsiones que la evolución galáctica se encuentra ciertamente dictada por el ritmo de fusiones e interacciones del Universo, tal y como los modelos Λ CDM apoyan?

Durante la segunda mitad de los 90, muchos trabajos observacionales apuntaban a que este aumento de la fracción de los sistemas en fusión con el z era real (Madau

⁶Más información acerca del muestreo DEEP en: <http://deep.ucolick.org>

⁷Más información del muestreo CADIS en: <http://www.mpiahd.de/GALAXIES/CADIS/science.index.html>

⁸Más información acerca de muestreo CFRS en: <http://www.astro.utoronto.ca/~lilly/CFRS/>

et al. 1996; Guzmán et al. 1997; Roche & Eales 1999; Le Fèvre et al. 2000), si bien otros estudios relativizaron su importancia y proporción. Debe tenerse en cuenta que, a medida que observamos a mayor z , la zona UV del espectro de las galaxias se desplaza al rojo; por lo cual, la luz que observamos en bandas como V o I puede corresponder a UV en reposo. Dado que las galaxias presentan en UV morfologías muy distintas a las que exhiben en óptico (Block & Puerari 1999), frecuentemente distorsionadas e irregulares, la fracción de sistemas irregulares podría estar siendo sobreestimada a alto z por estos trabajos (Wu et al. 2000).

Otra incertidumbre intrínseca a los ritmos de fusión procede de que las clasificaciones morfológicas clásicas resultan válidas hasta $z \sim 1,5$ únicamente, porque a partir de este z nos encontramos al límite de resolución de nuestros telescopios. El tamaño aparente de los objetos disminuye a mayor z , con lo cual podemos detectar menos detalles morfológicos a altos z . A estos valores de z , las clasificaciones clásicas se vuelven un tanto arbitrarias y la relación que guardan con la naturaleza de los objetos no está bien definida. Esta es la razón por la que, desde hace unos años, muchos autores están intentando desarrollar criterios de clasificación objetivos y basados más en la física del objeto que en la morfología que exhiba a una longitud de onda, criterios comúnmente denominados como *clasificaciones paramétricas* (Abraham et al. 1994; Schade et al. 1995; Conselice 2000; Wu et al. 2000).

Gracias a las clasificaciones paramétricas, automáticas e independientes del observador, se ha podido objetivizar y aumentar la estadística de las muestras para el cálculo de los ritmos de fusión. Ahora sabemos que éste aumenta con z observacionalmente, a través de estudios sobre la correlación angular de las estructuras galácticas (Roche & Eales 1999), con cuentas directas de pares galácticos, galaxias interactuantes o altamente asimétricas (Carlberg et al. 2000; Le Fèvre et al. 2000; Patton et al. 2002; de Propis et al. 2005), o mediante estimaciones de la evolución del ritmo de formación estelar con z (Bouwens et al. 2004a; Bouwens et al. 2004b; Bouwens & Illingworth 2006). Aún así, los resultados al respecto continúan discrepando bastante, y la relevancia de las fusiones en la evolución galáctica sigue sin estar bien establecida.

Diversos autores han señalado que sólo puede obtenerse una imagen realista de la evolución galáctica si se combinan cuentas de galaxias en NIR y óptico, distribuciones complementarias de z e información morfológica a través de imágenes de alta resolución (Tinsley 1972; Tinsley 1980; Binney & Tremaine 1987). Y, hoy por hoy, son los muestreos multibanda los que disponen de una información tan completa de ciertas regiones del Universo.

1.3.9. La relevancia de las bandas azules

La observación en UV y azul es relevante básicamente porque el flujo UV-óptico de las galaxias a z intermedios está dominado por completo por la población masiva de corta vida, fuertemente asociada a formación estelar activa. Para evitar las indeterminaciones asociadas a las correcciones K (la banda U en reposo se desplaza rápidamente al rojo al aumentar z), se suelen estudiar los objetos en bandas rojas

o infrarrojas, donde estas correcciones son menores, con la consecuente pérdida de sensibilidad a la evolución de la formación estelar que los filtros azules proporcionan. Por ej., la banda *I* sería adecuada para comparar morfologías de galaxias a $z \sim 0,6$ con morfologías en *V* a $z \sim 0$. Por tanto, sin las bandas azules, es imposible establecer la cuantía y naturaleza de los mecanismos de formación estelar.

Las bandas UV y azules son esenciales en el estudio de las propiedades de la formación estelar de las galaxias de campo hasta $z \sim 0,5$, ya que son las más propicias para trazar la historia de la formación estelar del Universo y la actividad de núcleos galácticos activos (AGN) y objetos cuasi-estelares (QSO) a z moderados (Radovich et al. 2004). Por otra parte, Kannappan et al. (2004) encuentran que existe una asociación estadística entre poblaciones jóvenes (azules, con formación estelar) y distorsiones morfológicas. Luego, si pretendemos estudiar la evolución del ritmo de fusión de las galaxias, deberemos tener en cuenta las bandas azules.

Se hacen, pues, necesarios estudios que describan las propiedades de las galaxias en UV y azul (sus cuentas, colores y morfologías), además de sus emisiones en otras bandas; con el fin de poder establecer la evolución que han experimentado las galaxias y los procesos y mecanismos responsables de la misma. Actualmente, son los muestreos profundos multibanda los que recopilan esta información.

1.3.10. El potencial de los estudios multibanda: el muestreo GOYA

Los muestreos profundos multibanda proporcionan la información necesaria para poder disminuir el número de parámetros libres de los modelos de cuentas; ya que los datos simultáneos en varias bandas permiten imponer restricciones más fuertes a los modelos.

Dentro de este contexto tan amplio de estudio de evolución galáctica, estamos desarrollando un muestreo profundo multibanda en varios campos: el muestreo GOYA (*Galaxy Origins and Young Assembly*); cuyo objeto es el de incrementar notablemente el producto área \times profundidad respecto a estudios precedentes (véanse Balcells et al. 2002; CH03). El muestreo está englobado en el proyecto GOYA⁹, en el que colaboran astrónomos de España, EE.UU., Francia y Reino Unido, especializados en el estudio de la formación y evolución galácticas. Uno de los objetivos principales de GOYA es la generación de una base de datos de galaxias lejanas hasta $z \sim 2,5$, para su posterior estudio espectroscópico con EMIR, el Espectrógrafo Multiobjeto en IR que se está construyendo para el *Gran Telescopio Canarias* (GTC, véanse Balcells 1998; Balcells 1999; Balcells et al. 2000; Garzón et al. 2005; Garzón et al. 2006). El atenuamiento cosmológico del brillo superficial, que actúa proporcionalmente a $(1+z)^4$, seleccionará a alto z las galaxias que exhiban un brillo superficial alto, conocidas como *Galaxias Luminosas Compactas Azules* (LBCGs), claves para el estudio de la evolución de los ritmos de formación estelar en el Universo. EMIR permitirá obtener espectros ópticos en reposo de grandes muestras de galaxias con

⁹Más información en la página web del proyecto GOYA: <http://www.iac.es/proyect/GOYAiac/-GOYAiac.html>

$1 < z < 2,5$, y facilitará el análisis de sus líneas de emisión, algo que hasta ahora sólo se ha obtenido en galaxias cercanas. Los diagnósticos sobre la excitación, la extinción, los ritmos de formación estelar y las metalicidades de las LBCGs que el estudio de estas líneas genere será fundamental para comprender una época crítica para el ensamblaje y crecimiento de las galaxias (Balcells et al. 2002).

Para la selección de las fuentes, el cálculo de sus z fotométricos (Bolzonella et al. 2000) y su caracterización fotométrica, estamos tomando imágenes complementarias en U , B , V , I , J y K . Comparando la luminosidad de la población estelar vieja de las galaxias (trazadas por bandas como J y K en reposo, véase Rix et al. 1992) y la emisión de los brotes de formación estelar (muestreadas en U y en B en reposo), se puede caracterizar la masa de los objetos, parámetro fundamental para el estudio de su evolución (Guzmán et al. 1996), mediante el uso de modelos de síntesis de poblaciones (Cristóbal-Hornillos et al. 2006).

Así pues, el muestreo GOYA está definido como un muestreo fotométrico multibanda en seis filtros anchos (U , B , V , I , J y K), que cubre $\sim 0,5$ grados cuadrados de cielo en diversos campos. Dado que se pretende detectar LBCGs hasta $z \sim 2,4$, las magnitudes límite que el muestreo debe alcanzar en estas bandas son $U = B = V = I = 26$ y $J = K = 22$ (mag AB).

Hasta el momento, los datos completos de que disponemos se centran en uno de los campos, la tira de Groth-Westphal (GWS, Groth et al. 1994). Las profundidades que se han alcanzado son $J = 22$, $K_S = 21$ en el sistema de Vega (tomados con WHT/INGRID, véase CH03), $V = I = 25$ Vega (del HST/WFPC2, datos procedentes del MDS), y $U = 25$ y $B = 25,5$ Vega (con INT/WFC, cuya reducción y análisis presentamos aquí). El resto de las bandas y campos se están obteniendo a través de muestreos propios paralelos con varios telescopios, o mediante acuerdos de colaboración con otros grupos.

Un muestreo de estas características resulta realmente útil para la definición de grandes muestras homogéneas de galaxias a amplios rangos de z , tanto por su área y profundidad como por el amplio rango de longitudes de onda cubierto. Por otra parte, se disponen de las morfologías, brillos superficiales y razones axiales con la mejor resolución espacial por el momento, gracias a las imágenes en $F606W$ ($\sim V$) y $F814W$ ($\sim I$) del HST. Toda esta información puede ayudarnos a discriminar cuál es la causa que está generando el exceso de cuentas en magnitudes débiles de entre todas las posibles que hemos considerado en §1.3.6.

En particular, en este trabajo presentaremos las observaciones y extraeremos las cuentas diferenciales de galaxias en U y B sobre uno de los campos del muestreo GOYA. Con estas dos bandas en el muestreo, se pretenden lograr los siguientes objetivos:

- Una mejor descripción de las propiedades de las galaxias en bandas ópticas azules (luminosidad y número), que junto a los datos a alta resolución del mismo campo en la banda $F814W$ del HST, permite relacionar morfología con formación estelar a alto z . Miembros del grupo utilizarán esta información para el análisis de los índices morfológicos de las galaxias a z cercanos e intermedios,

obtenidos a través de clasificaciones automáticas.

- Una definición más completa de las distribuciones espectrales de energía (SEDs) de las galaxias del muestreo (véase la Fig. 5.13), ya que la emisión de las poblaciones estelares jóvenes se da en estos filtros en galaxias hasta $z \sim 0,5$.
- Una mejor determinación de los desplazamientos al rojo fotométricos (Bolzonella et al. 2000); los cuales están siendo empleados por otros miembros del grupo en la identificación de LBCGs por técnicas relacionadas con la banda U (Steidel et al. 1996) y el cálculo de sus masas estelares hasta $z \sim 1$ (Cristóbal-Hornillos et al. 2006), en correcciones de los colores de elípticas y bulbos centrales de galaxias de la muestra (Domínguez-Palmero et al. 2006), y en el cálculo de funciones de luminosidad con z y de evolución de los ritmos de fusión a través de recuento de pares en las imágenes.

En la Tabla 1.1 aparecen las profundidades y áreas de los últimos estudios en cuentas realizados en las bandas U y B . Como se puede observar, presentan características muy variadas en campo y en profundidad: los muestreos profundos efectuados hasta el momento abarcan una área pequeña, mientras que aquellos que cubren una gran área de cielo no alcanzan magnitudes más débiles que $B \sim 24$ y $U \sim 21$ mag. Además de que ninguno cubre los campos de GOYA, ninguno de ellos supera el producto área \times profundidad en U del muestreo GOYA.

1.4. Motivación de este trabajo

Establecer cuantitativamente la relevancia de las fusiones y acrecimientos galácticos frente a otros mecanismos de evolución a nivel global respondería a la mayor parte de las cuestiones abiertas que hemos planteado a lo largo de esta sección: qué importancia tienen las fusiones en la configuración de los tipos de Hubble, cómo y por qué se encuentran pseudobulbos en un $\sim 50\%$ de los tipos tempranos, y si los acrecimientos y fusiones son las responsables básicas de la creación y evolución de los bulbos, tal y como predicen las simulaciones cosmológicas. Sin embargo, esto no es trivial en absoluto. Como ya hemos comentado en §1.3.8, las medidas observacionales de los ritmos de fusión galáctica y de formación estelar presentan niveles de incertidumbre altos y sesgos importantes. A pesar de que las cuentas de galaxias sean observables con menor dispersión entre los autores, ésta es suficiente como para que no se haya avanzado demasiado en los ajustes con modelos. Los tratamientos de los datos son muy distintos entre los diversos trabajos y existen conteos con muy baja estadística. Por otra parte, los modelos de cuentas presentan un número de parámetros libres tan elevado que ha sido muy difícil poder discernir entre distintas soluciones.

Muestreos como GOYA ofrecen una gran oportunidad para mejorar estudios previos. El excelente producto área \times profundidad de estos muestreos minimiza la dispersión por estadística de fuentes. Además, disponer de datos complementarios

Tabla 1.1: Profundidades y áreas de los estudios más recientes de cuentas de galaxias en U y B .

Referencia	Filtro	$M_{\text{límite}}$ (mag)	Área (arcmin ²)	Comentarios
Presente estudio.....	U	24,8	846,0	GWS (2.5m INT/WFC)
	B	25,5	888,0	GWS (2.5m INT/WFC)
Capak et al. (2004).....	U	25,4	720,0	Hawaii HDF-N
	B	26,1	720,	Hawaii HDF-N
Radovich et al. (2004).....	U	24,4	2520,0	VIRMOS Deep Imaging Survey
Huang et al. (2001b).....	B	22,5	1080,0	CADIS Survey
Kümmel & Wagner (2001)...	B_j	24,5	3857,0	Northern Ecliptic Pole Field
Metcalf et al. (2001).....	B_{Harris}	27,5	49,0	William Herschel Deep Field
	U_{RGO}	26,5	49,0	William Herschel Deep Field
	$F300W$	27,6	5,7	HDF-N (HST/WFPC2)
	$F450W$	28,6	5,7	HDF-N (HST/WFPC2)
	$F300W$	26,9	5,7	HDF-S (HST/WFPC2)
	$F450W$	28,1	5,7	HDF-S (HST/WFPC2)
Yasuda et al. (2001).....	$u' \& g$	21,0	$1,584 \cdot 10^6$	Sloan Digital Sky Survey
Gardner et al. (2000).....	UV	29,0	$\sim 20,0$	HDFs (HST/STIS)
	FUV	30,0	$\sim 20,0$	HDFs (HST/STIS)
Crawford et al. (2000).....	B	26,0	165,6	2.5m Du Pond Telescope
Driver et al. (1998).....	$F450W$	29,0	5,7	HST/WFPC2
H97.....	U	25,5	81,0	5m Hale Telescope
Williams et al. (1996).....	$F300W$	28,0	5,7	HDFs (HST/WFPC2)
	$F450W$	29,0	5,7	HDFs (HST/WFPC2)
Metcalf et al. (1995).....	B	27,5	19,7	2.5m INT
	B	28,0	3,5	4.5m WHT

NOTA.— Las magnitudes límite, $M_{\text{límite}}$, de todos los trabajos han sido convertidas al sistema de Vega. En este trabajo se presentan las cuentas de galaxias sobre uno de los campos del muestreo GOYA en U y B , sobre un área de casi de 900 minutos de arco cuadrados. Las magnitudes al 50 % de eficiencia de detección han resultado $U = 24,8$ y $B = 25,5$ mag.

en varias bandas y en campos distintos proporcionará información complementaria en los ajustes simultáneos a las bandas NIR y azules y disminuirá el efecto de la varianza cósmica, respectivamente.

Por otra parte, existen gran cantidad de estudios observacionales independientes que establecen los valores de algunos parámetros claves en los modelos de cuentas, tales como la cosmología, los ritmos de fusión y las extinciones. Emplearlos de entrada en estos modelos podría imponer mejores restricciones a los mismos, o al menos, establecer si los ritmos de fusión observacionalmente medidos son compatibles con las cuentas observadas.

Obviamente, toda deducción derivada de ajustes a cuentas carece de fiabilidad si los catálogos sobre los que se efectúa el conteo no tienen bien delimitados su fracción de espurias, su profundidad o los errores de las magnitudes calculadas. Los estudios de eficiencia y fiabilidad necesitan una estandarización y claras mejoras.

La consideración de los tres aspectos mencionados puede permitirnos dar un importante paso en nuestro conocimiento de la evolución galáctica en general y ayudarnos a dar respuestas a algunos de los interrogantes que nos hemos ido planteando en este capítulo acerca de las interacciones y fusiones galácticas.

Respecto a las simulaciones cosmológicas de N -cuerpos, las diferencias entre autores en cuanto a las escalas de tiempo de formación y los tamaños de los bulbos van convergiendo; aunque aún les falta resolución y la consideración de diversos mecanismos físicos en los modelos para poder concretar mecanismos de creación y crecimiento de los bulbos. Por otra parte, no existe una diferenciación clara entre “fusión” y “colapso simple”. ¿A partir de qué masa o tamaño diferenciamos a los grupos precolapsados del colapso y los consideramos fusiones?

En cuanto a los acrecimientos galácticos, en la actualidad no existe ningún estudio que se centre en explicar cómo evoluciona la zona central de una galaxia a través de ellos. A pesar de que muchos trabajos los consideran como la gran alternativa a la evolución secular interna, no sabemos siquiera si los acrecimientos pueden realmente mimetizar el crecimiento del bulbo mediante las barras, ni si son compatibles con las observaciones.

Lo más inmediato sería estudiar los acrecimientos galácticos empleando galaxias realistas en un marco sencillo. De las conclusiones más generales acerca de lo que acontezca al bulbo durante estas fusiones menores y de la comparación con las observaciones, puede que se extrajera información relativa a la relevancia de estos procesos en la creación de los bulbos a $z = 0$. Con el presente trabajo, hemos tratado de aportar nuevos conocimientos en varios de estos aspectos.

2

Objetivos

En este capítulo, estableceremos los objetivos de esta tesis y la metodología que se ha empleado para conseguirlos. Comenzamos indicando las cuestiones abiertas, relativas a la evolución galáctica, a cuyo esclarecimiento hemos contribuido con nuestro trabajo.

2.1. Cuestiones a abordar en este trabajo

A lo largo del capítulo introductorio, han surgido muchas cuestiones acerca de la evolución galáctica que permanecen abiertas. En este trabajo nos hemos centrado prácticamente en cuatro. La primera de ellas concierne a la relevancia de las fusiones menores y acrecimientos de satélites en la configuración de la Secuencia de Hubble. La segunda está íntimamente ligada a la anterior, se refiere a la relación entre el crecimiento secular y el acrecimiento de satélites. En tercer lugar, nos hemos preguntado por el efecto global de las fusiones en la evolución galáctica a través de las cuentas de galaxias. Y por último, nos hemos interrogado acerca de la naturaleza de las galaxias causantes del exceso de cuentas en bandas azules (las FBGs) y por el origen del cambio de pendiente de las cuentas en NIR.

Así pues, este estudio ha aportado importantes progresos a las siguientes cuestiones:

1. ¿Contribuyen los acrecimientos de satélites y las fusiones menores al crecimiento de un bulbo central de forma apreciable? ¿Son compatibles con las correlaciones observadas entre los parámetros fotométricos de bulbos y discos y con las tendencias de los índices n de Sérsic?
2. ¿Pueden los acrecimientos de satélites y las fusiones menores mimetizar los efectos de las barras y dar lugar a bulbos con características asociadas habitualmente a pseudobulbos? ¿O son las propiedades de los pseudobulbos directamente incompatibles con las de las galaxias que han acreitado un satélite?

3. ¿Es el ritmo de fusiones uno de los ingredientes básicos para poder interpretar las cuentas de galaxias azules e infrarrojas de forma simultánea?
4. ¿Cuál es el origen del exceso de cuentas en las bandas azules? Es decir, ¿cuál es el origen de las FBGs y a qué han evolucionado a $z = 0$?
5. ¿Cuál es la causa del cambio de pendiente en las cuentas en NIR?

Intentaremos arrojar algo de luz sobre las cuestiones relativas a los acrecimientos de satélites simulándolos con modelos de N -cuerpos (véase la Parte II de este trabajo); mientras que abordaremos las últimas preguntas mediante el análisis de las cuentas de galaxias que obtendremos en U y B , conjuntamente con los resultados en K_S sobre el mismo campo del muestreo GOYA (Parte I).

2.2. Objetivos de este trabajo

2.2.1. Objetivos genéricos

El objetivo básico de esta tesis es el estudio de las fusiones galácticas a dos niveles: observacional y computacional. El primer nivel se halla enmarcado dentro del estudio de la formación y evolución galácticas que el grupo GOYA está llevando a cabo; mientras que el segundo forma parte del proyecto de simulación numérica de procesos astrofísicos del Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC). Los objetivos principales de GOYA y el estado actual del proyecto se detallaron en §1.3.10, de manera que pasamos a listar los objetivos genéricos de este trabajo:

1. Estudiar observacionalmente la relevancia de las fusiones en la evolución del Universo hasta $z \sim 1,5$, para lo cual analizaremos las cuentas de galaxias obtenidas a partir de los datos en U , B y K_S del muestreo GOYA sobre la zona de GWS. Estudiar la naturaleza de las FBGs, población causante del exceso en las cuentas en azul, y el origen del cambio de pendiente en las cuentas en NIR. Este objetivo incluye la aportación de datos y software para el muestreo.
2. Estudiar computacionalmente la relevancia de las fusiones en el crecimiento de las componentes esferoidales de las galaxias de disco. Analizar las transformaciones estructurales y dinámicas de las galaxias de disco sujetas al acrecimiento de algún satélite. Comprobar si los acrecimientos de satélites pueden mimetizar la evolución en los bulbos inducida por los procesos seculares internos.

2.2.2. Objetivos específicos

En §2.1, comentábamos las cuatro cuestiones básicas que pretendemos abordar con nuestro trabajo. Los objetivos específicos de esta tesis están encaminados a resolverlas. Así pues, con esta tesis pretendemos:

1. Obtener y reducir imágenes profundas del campo de Groth-Westphal en las bandas U y B para su incorporación al muestreo GOYA.
2. Crear un paquete de tareas de reducción de imágenes de gran campo para datos de la cámara mosaico INT/WFC, para su utilización dentro del muestreo fotométrico GOYA.
3. Obtener las cuentas diferenciales de galaxias en el campo de Groth en las bandas U y B hasta profundidades de $U \sim B \sim 25$ mag (Vega), corregidas de eficiencia y de fiabilidad.
4. Objetivizar el método de la señal-a-ruido en imágenes de tiempo mitad para la identificación de fuentes espurias en catálogos de fuentes.
5. Colaborar en los modelos de cuentas que el grupo GOYA ha desarrollado para reproducir simultáneamente las cuentas observacionales en U , B y K_S sobre el campo de Groth, obtenidas a partir de los datos del muestreo. Obtener un modelo único que ajuste simultáneamente las cuentas en U , B y K_S obtenidas por nuestro grupo nos proporcionará información acerca de la relevancia de los ritmos de fusión en la formación y evolución de las galaxias y sobre la naturaleza del exceso en cuentas azules.
6. Realizar simulaciones de N -cuerpos de acrecimientos de galaxias satélite sobre galaxias de disco, cubriendo rangos realistas de masas y densidades relativas entre la galaxia principal y la satélite. Este objetivo ha incluido una estandarización en formato FITS de los ficheros de N -cuerpos.
7. Estudiar la estructura de los remanentes de los experimentos de acreción en función de los parámetros de las fusiones; en particular, analizar el cambio de la relación bulbo-disco y de la concentración del bulbo, medida ésta a través de su índice n de Sérsic.
8. Efectuar un análisis exhaustivo de las propiedades estructurales, morfológicas, cinemáticas y dinámicas de los remanentes de los modelos.
9. Comparar las propiedades, relaciones de escalado bulbo-disco y correlaciones varias (planos fundamentales, plano fotométrico, relaciones de Tully-Fisher y de Faber-Jackson) de los remanentes con las de los bulbos reales.
10. Estudiar hasta qué punto los acrecimientos modelados pueden dar lugar a estructuras que comúnmente se asocian al término “pseudobulbo”. Analizar si los acrecimientos modelados podrían mimetizar a los procesos seculares internos en el crecimiento de la estructura central de las galaxias de disco.

2.3. Metodología y estructura de la tesis

Debido a que este trabajo presenta dos contenidos muy diferenciados (observacional/computacional), hemos dividido la tesis en dos partes. En la Parte I, se desarrollará la faceta observacional de este trabajo. La Parte II, se dedicará íntegramente a la computacional. Por tanto, los primeros apartados de la tesis se han destinado a la obtención de las cuentas de galaxias en U y B en el campo de GWS (Parte I, §§3-7), mientras que los restantes están dedicados a las simulaciones de N -cuerpos (Parte II, §§8-12).

Para obtener las cuentas, hemos reducido los datos en U y B sobre el campo de GWS del muestreo GOYA, obtenidos con la cámara mosaico de campo amplio del telescopio Isaac Newton (INT/WFC). Las observaciones en U y B se describen en el capítulo §3, mientras que la reducción de los datos se comenta en §4. Dado que éstos han sido los primeros datos del muestreo obtenidos con esta cámara, no sólo hemos tenido que estudiar las técnicas propias de la reducción de mosaicos, sino que hemos desarrollado nuestras propias técnicas de corrección de determinados efectos característicos de este tipo de cámaras. Con el fin de facilitar la reducción de datos que GOYA ha tomado y planea tomar con esta misma cámara, hemos creado un paquete de tareas para la reducción específica de datos tomados con INT/WFC: **WFC**. Éste funciona dentro de **IRAF** y se presenta en el Apéndice C de la tesis. Dada la experiencia adquirida con los problemas inherentes a INT/WFC, se ha contribuido al muestreo GOYA planificando y llevando a cabo observaciones del muestreo con la misma cámara en otras bandas ópticas.

En el capítulo §5, exponemos los procedimientos seguidos para caracterizar el comportamiento del algoritmo de extracción de fuentes que vamos a emplear. Asimismo, hemos añadido modificaciones al método de señal-ruido en imágenes de tiempo mitad de CH03, de tal manera que es posible escoger objetivamente la S/N límite que discriminará entre fuentes espurias y reales, a través de estimaciones estadísticas sobre la fracción de cada una de ellas que se rechaza para cada grupo de parámetros.

El capítulo §6 está dedicado a la obtención de los catálogos en U y B , a su corrección por extinción galáctica, a la obtención de las cuentas de galaxias en ambas bandas fotométricas y a la corrección de éstas de diversos factores (eficiencia, objetos estelares,...). En este capítulo, también se establecen y cuantifican las fuentes de error, y se comenta la estrategia que hemos seguido en GOYA para la creación de una base de datos del proyecto que compila los datos fotométricos y morfológicos de las seis bandas sobre GWS.

En el capítulo §7, exponemos los resultados obtenidos de las cuentas de galaxias obtenidas y los compararemos con los de otros autores. Dado que, con el presente trabajo el grupo GOYA dispone de cuentas complementarias en U , B y K_S sobre GWS, las hemos ajustado simultáneamente en las tres bandas empleando modelos de evolución galáctica. Hemos reducido el número de parámetros libres del modelo de cuentas tomando su valor de observaciones independientes siempre que fuera

posible. Hemos considerado que el modelo ha de ser compatible además de con las distribuciones de cuentas, con la distribución de color observada. Uno de los ingredientes claves en los modelos ha sido la consideración de un ritmo de fusión galáctica adecuado. Comentaremos brevemente estos modelos, y veremos cómo es posible compaginar los altos ritmos medidos observacionalmente por determinados autores, el cambio de pendiente en K_S y la tendencia de las cuentas en U y B . También se comentarán las limitaciones de estos modelos en el mismo capítulo.

Los restantes capítulos (Parte II, §§8-12) exponen el trabajo efectuado en el campo de las simulaciones de acrecimientos galácticos. Se ha ampliado y completado el trabajo de ABP01 mediante simulaciones de N -cuerpos de acrecimientos galácticos con densidades menores y estructuras de los satélites más complejas que las empleadas por ellos. En el capítulo §8, se comentan la planificación inicial de estos modelos por A. López Aguerra y M. Balcells, los cuales ejecutaron también seis de los diez modelos que hemos analizado en este trabajo. Nosotros hemos evolucionado cuatro simulaciones más con la finalidad de completar el espacio de parámetros muestreado, y hemos llevado a cabo el análisis total de la serie completa (los diez modelos). En este capítulo, se estudiará la evolución general en lo referente a conservación de energía y momento angular, la geometría y la estabilidad de las simulaciones.

El análisis completo de la evolución estructural, cinemática y dinámica de todos los modelos se lleva a cabo en el capítulo §9. En este capítulo, se comentarán los procesos que han influido en la evolución de la estructura central de la galaxia primaria durante el acrecimiento de los satélites, y analizaremos si el crecimiento producido ha sido apreciable. Este trabajo ha conllevado que hallamos desarrollado una estandarización de los ficheros de salida de los códigos de N -cuerpos a formato FITS, así como programas de análisis y visualización de datos en este nuevo formato, que comentaremos en el Apéndice D.

El capítulo §10 se ha destinado al estudio de las correlaciones de los parámetros fotométricos de los bulbos y discos de los remanentes, y a comprobar si nuestros resultados son coherentes con las relaciones de escalado de bulbos y discos observadas en galaxias reales. Analizaremos los planos fotométrico y fundamental de los bulbos de nuestros remanentes, y los compararemos con los obtenidos observacionalmente y por otros trabajos de simulaciones.

En el capítulo §11, discutiremos si los acrecimientos de satélites pueden realmente mimetizar el crecimiento secular interno; para lo cual, hemos efectuado un estudio sobre qué propiedades presentan nuestros remanentes que habitualmente se atribuyen a los pseudobulbos.

Las limitaciones de los modelos se comentan ampliamente en el capítulo §12, junto con una breve interpretación de los resultados de nuestros modelos en el marco de la formación jerárquica de estructuras.

Por último y ya para finalizar, el capítulo §13 resume las conclusiones principales de este trabajo.

La Parte I de esta tesis ha dado lugar a dos artículos: los resultados de las cuentas de galaxias han sido publicados en Eliche-Moral et al. (2006a, de ahora en adelante

EM06a), mientras que la mejora del método de identificación de espurias se ha compilado en Eliche-Moral & Balcells (2006, a partir de ahora EMB06). Los resultados de las simulaciones de crecimientos (Parte II de la tesis) han sido publicados en Eliche-Moral et al. (2006b, de ahora en adelante EM06b).

_____ Parte I _____

Muestreo GOYA: Cuentas de galaxias
en U y B sobre el campo de
Groth-Westphal

3

Observaciones

Para obtener las cuentas de galaxias en U y B sobre el campo de Groth-Westphal, se han llevado a cabo observaciones profundas en U y B de un área de $\sim 0,29$ grados cuadrados que cubre el campo. Usando la cámara INT/WFC, integraciones de 4 h y ~ 3 h en U y B , respectivamente, han dado lugar a magnitudes límite de 24,8 y 25,5 mag en el sistema de Vega. Este capítulo incluye una descripción detallada de las observaciones, así como un resumen de la principales características de los campos del muestreo GOYA.

3.1. Campos del muestreo GOYA

Tal y como se ha indicado en §1.3.10, el muestreo GOYA está definido como un muestreo profundo multibanda, cuyo objetivo principal es la creación de una base de datos de LBCGs hasta $z \sim 2,5$, para un futuro análisis de las mismas con EMIR. Las magnitudes límite que se pretende alcanzar son $U = 25,7$, $B = 25,4$, $I = R = 25,5$ y $K_S = 22,9$ en el sistema AB (Oke & Gunn 1983).

El muestreo cubre $\sim 0,5$ grados cuadrados de cielo, repartidos en diversos campos, elegidos en base a dos criterios:

- Que tuviesen una baja extinción y poca contaminación por estrellas de la Galaxia, por lo que estos campos debían estar situados a alta latitud galáctica.
- Que se dispusiese de observaciones en varias longitudes de onda de los mismos, preferentemente del HST debido a su alta resolución espacial.

En la Tabla 3.1, aparecen los campos que se eligieron para el muestreo, junto con la referencia del trabajo en el cual cada uno de ellos fue definido y su posición en coordenadas ecuatoriales. La última columna de la tabla da una breve reseña de los datos en cada campo que GOYA ya dispone y de los que planea disponer.

Tabla 3.1: Descripción de los campos que configuran el muestreo GOYA. En la última columna se indican los datos que GOYA dispone en cada campo y aquéllos que prevé disponer en el futuro.

Campo	Referencia y Coordenadas (J2000.0)	Datos
GWS.....	Groth et al. (1994) $\alpha = 14^{\text{h}}16^{\text{m}}38,79^{\text{s}}$ $\delta = +52^{\circ}16'52,32''$	- 28 de 28 apuntados en $F606W$ y $F814W$ con HST/WFPC2 - 1 de 1 apuntado en U y B con INT/WFC - 11 de 11 apuntados en J y K_S con WHT/INGRID - Espectros de ~ 800 galaxias de Keck/LRIS con $I < 24$ - Imágenes profundas en radio (VLA) y rayos X (Chandra) - Imágenes en MIR y FIR (Spitzer) y en FUV (GALEX) - 3 de 4 apuntados en K_S con WHT/INGRID - Imágenes en B y R del 3.5m WIYN KPNO
Coppi.....	Coppi et al. (2000, 2001) $\alpha = 11^{\text{h}}59^{\text{m}}31,00^{\text{s}}$ $\delta = +29^{\circ}14'42,97''$	- Imágenes en rayos X (Chandra) - Previstas imágenes en V e I con HST - 5 de 9 apuntados en K_S con WHT/INGRID - Apuntados en U , B , V , I y H del HST
SA68.....	Munn et al. (1997) $\alpha = 00^{\text{h}}17^{\text{m}}10,80^{\text{s}}$ $\delta = +15^{\circ}46'10,43''$	- Apuntados en B y R del 4m Mayall KPNO - Espectros de ~ 200 galaxias de Keck/LRIS con $I < 24$ - Previstas imágenes en U , B , V , R e I con CFHT/CFH12K
VVDS.....	Le Fèvre et al. (2004) $\alpha = 02^{\text{h}}26^{\text{m}}00,00^{\text{s}}$ $\delta = -04^{\circ}30'00,00''$	- Previstas imágenes en K' con ESO-NTT/SOFI - Espectros y z_{spectr} para ~ 15000 objetos con VIMOS y NIRMOS - Previstas imágenes en $F435W$, $F606W$, $F775W$ y $F850LP$ con HST/ACS
GOODS-N..	Dickinson et al. (2003) y Giavalisco et al. (2004) $\alpha = 12^{\text{h}}36^{\text{m}}00,00^{\text{s}}$ $\delta = +47^{\circ}00'00,00''$	- Previstos apuntados con Spitzer/IRAC (3.6-8 μm) y MIPS (24 μm) - Previstas imágenes en Rayos X con Chandra y XMM-Newton

3.2. El campo de Groth-Westphal

Uno de los campos seleccionados fue el GWS (Groth et al. 1994). Este campo ha sido objeto de estudio en diversas ocasiones por varios grupos, tal y como se puede apreciar en la Fig. 3.1, en la que se muestran tan sólo algunas de las observaciones que se han llevado a cabo en la región.

En el panel inferior de la misma figura, se han marcado en verde los 28 apuntados tomados con HST/WFPC2 que definen el GWS, enmarcados en los programas GTO5090 y GTO5109. Éstos se extienden a lo largo de una banda lineal de 45 minutos de arco de longitud, con apuntado central de $\alpha = 14^{\text{h}}16^{\text{m}}38,79^{\text{s}}$ y $\delta = 52^{\circ}16'52,32''$ (J2000.0), y abarcan un área total de unos 150 minutos cuadrados. La latitud galáctica de la tira es 60° y su inclinación respecto al N en el plano del cielo es de $40^{\circ}3'48''$. Todos los apuntados del HST presentan un tiempo de exposición de 4400 s en $F814W$ y de 2800 s en $F606W$, a excepción de uno de ellos que presenta 25200 s y 24400 s en ambos filtros, respectivamente (Ratnatunga et al. 1995; Ratnatunga et al. 1999). Las imágenes del HST alcanzan una profundidad de $I = 25$ (Roche et al. 1996), y la morfología y fotometría de las fuentes está a disposición de toda la comunidad científica a través del proyecto DEEP¹ (Phillips et al. 1997; Simard et al. 2002; Weiner et al. 2005).

Aparte de los datos en U y B con INT/WFC que presentamos en este trabajo (véase §3.3), en una campaña de observación con el mismo instrumento en Mayo de 2003, se obtuvieron apuntados de GWS en R y más exposiciones en U . Adicionalmente, GOYA dispone de 11 apuntados en J y K_S con WHT/INGRID cubriendo el campo (más información en CH03). Con las observaciones en J y K_S en Mayo de 2003 se ha alcanzado $J = 21$, y se ha aumentado la profundidad de K_S en 0,5 mag. En la Fig. 3.2, aparecen indicados los apuntados efectuados por el grupo hasta el momento en GWS, junto con los 28 campos del HST en la zona. Las imágenes de INT/WFC contienen el campo de GWS en diagonal. También se indican en dicha figura los valores de la extinción en U y B en algunos puntos del campo de INT/WFC, obtenidos con el estimador de extinción de la base de datos extragaláctica de la NASA (NED²), el cual se basa en los mapas y modelos de extinción de Burstein & Heiles (1982). Como máximo, la extinción en el filtro U_{RGO} es menor de 0.07 mag en todo el campo, y en B_{KPNO} , de 0,06 mag.

Por último, resta decir que también existen imágenes del campo efectuadas por otros grupos con el 4m (Mayall) del *Kitt Peak National Observatory* (KPNO), espectros del espectrómetro de imagen de baja resolución del telescopio Keck (Keck/LRIS) de unas 800 galaxias con $I \leq 24$, imágenes profundas en radio del *Very Large Array* (VLA) y con Chandra en rayos X (Alonso-Herrero et al. 2004). Se dispone de datos en NIR y FIR con el *Space InfraRed Telescope Facility* (SIRTF), y con el *Galaxy Evolution Explorer* (GALEX) en FUV. En la Tabla 3.2 se muestran

¹La página web del proyecto DEEP está disponible en: <http://deep.ucolick.org/>

²La página web de NED (*NASA Extragalactic Database*) se encuentra en: <http://nedwww.ipac.caltech.edu/forms/calculator.html>

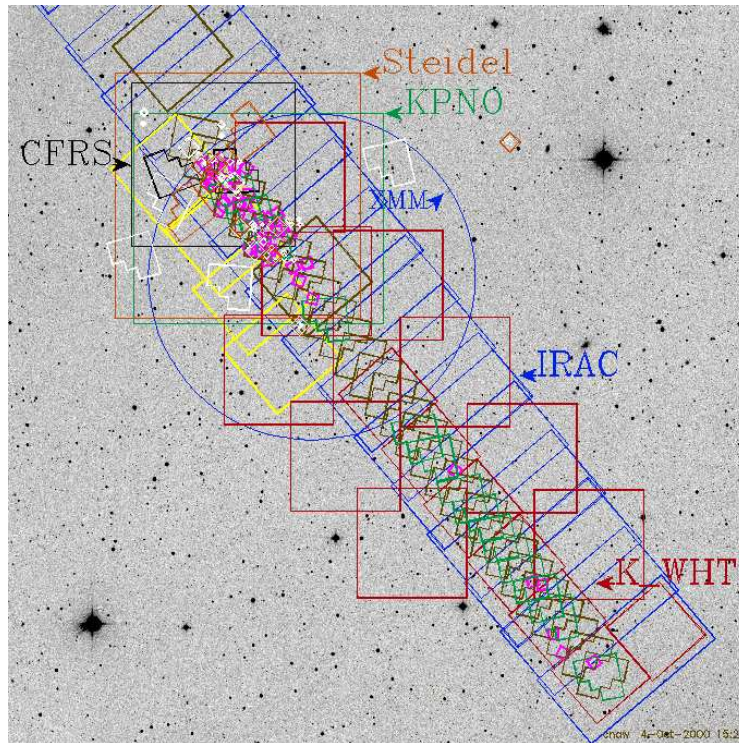


Figura 3.1: Observaciones en el campo de GWS de otros trabajos. Se muestran los apuntados de HST/WFPC2 definiendo el campo de GWS (en diagonal), superpuestos sobre una imagen del Digitized Sky Survey (DSS). Se han marcado algunas de las observaciones efectuadas por otros estudios en la zona, tanto desde observatorios terrestres como espaciales. Fuente de la figura: página web del proyecto DEEP.

los datos de los que el muestreo GOYA ha obtenido en el campo de GWS (véase también el estatus del muestreo sobre GWS en la Fig. 3.3).

3.3. Observaciones en U y B con INT/WFC

Los datos que aquí se presentan fueron tomados la noche del 14 de mayo de 2002, con el mosaico de cuatro detectores CCD del telescopio de 2.5m Isaac Newton (INT/WFC), en el Observatorio del Roque de los Muchachos (La Palma). La configuración geométrica de las cuatro CCDs, de 2048×4096 píxeles cada una, se muestra en el panel superior de la Fig. 3.4. En esta disposición, el área total en un solo apuntado de la cámara abarca 1034 arcmin^2 , con una escala de $0,3334''/\text{píxel}$. El espacio medio entre las CCDs es de $\sim 1''$. Los filtros en U y B se escogieron de entre todos los disponibles procurando que presentasen la máxima transmisión, con un perfil cuadrado en la medida de lo posible y con los mínimos defectos en la cosmética. Finalmente, se emplearon el filtro U_{RGO} , centrado en 3581 \AA y con un

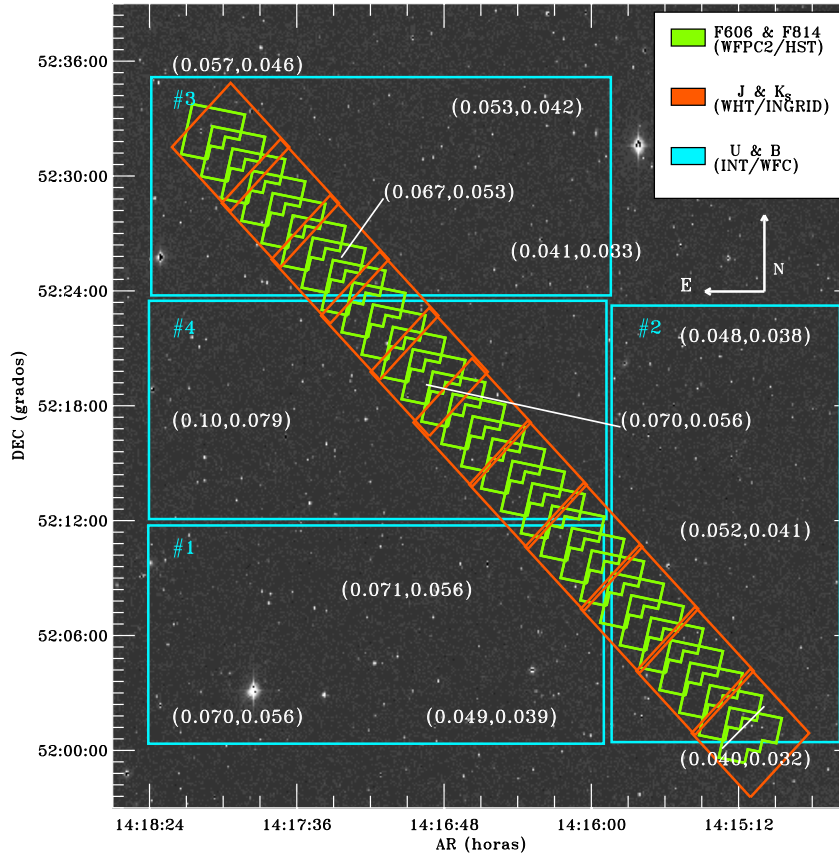


Figura 3.2: Observaciones en el campo de GWS del muestreo GOYA, marcadas sobre una imagen del DSS. Verde: posiciones de los 28 apuntados en $F606W$ y $F814W$ con HST/WFPC2. Rojo: apuntados en J y K_S con WHT/INGRID. Azul: apuntado en U y B con INT/WFC, datos cuya reducción y análisis se presentan en este trabajo. Éste abarca un área irregular de $\sim 45' \times 45'$, con el campo de GWS atravesándolo en diagonal en dirección NE-SO. Los valores por parejas escritos sobre zonas de la imagen indican la extinción en magnitudes en las bandas U y B en esa zona respectivamente, calculadas mediante el estimador de extinción de NED.

ancho de 638 \AA , y el B_{KPNO} , centrado en 4407 \AA y con una anchura de 1022 \AA . Las características principales de WFC³ aparecen listadas en la Tabla 3.3, y las de los filtros empleados, en la Tabla 3.4. Cabe destacar que el filtro U presentaba una curva de transmisión menos cuadrada que el B , con unas colas en los laterales, y peor cosmética (tenía una burbuja en el fluido).

Si bien el procedimiento de obtención y reducción de datos ópticos está bastante establecido, la geometría irregular en mosaico de WFC introduce dificultades adicionales en la reducción de los datos. En particular, la astrometría y la combinación final de las exposiciones son más complejas. Pero es el campo amplio de la cámara

³Más información en la página web de INT/WFC: <http://www.ing.iac.es/Astronomy-instruments/wfc/index.html>

Tabla 3.2: Datos sobre GWS de los que dispone el muestreo GOYA. Todas las observaciones, a excepción de los apuntados de HST/WFPC2, han sido efectuadas por nuestro grupo.

Filtro	Apuntados	Área (arcmin ²)	Tiempo de exposición (s)	Telescopio/ Instrumento	FWHM (arcsec)	$M_{\text{límite}}$ (mag)
<i>U</i>	1	~ 1020	14400	INT/WFC	1,3	24.8
<i>B</i>	1	~ 1020	10300	INT/WFC	1,2	25.5
<i>F606W</i>	28	~ 150	2800	HST/WFPC2	0,14	~25.0
<i>F814W</i>	28	~ 150	4400	HST/WFPC2	0,14	~25.0
<i>J</i>	10	~ 160	1800	WHT/INGRID	0,6 – 1,0	~21.0
<i>K_S</i>	11	~ 180	5400	WHT/INGRID	0,6 – 1,3	~21.5

NOTA.— Las magnitudes límites, $M_{\text{límite}}$, corresponden al 50 % de eficiencia de detección, véase §5.

Las fechas de observación de los datos fueron: 03/1994 y 04/1994 (*F606W* y *F814W*), 04/2000 y 06/2001 (*K_S*), 05/2002 (*U* y *B*) y 05/2003 (*J*).

ra el que introduce la mayoría de los defectos, tales como el viñeteo, el patrón de iluminación irregular de los campos planos de cielo y la distorsión inherente a los campos amplios. Por otra parte, existe mayor probabilidad de inserción en un campo amplio de muchas estrellas brillantes, que pueden saturar en las largas exposiciones y plagan la imagen de luz difusa. El panel inferior de la Fig. 3.4 muestra el campo de WFC con el área de viñeteo de la cámara señalizada: la CCD #3 es el que lo acusa más, junto con la zona superior derecha de la CCD #2.

La secuencia de observación aparece expuesta en la Tabla 3.5. Como ésta muestra, a lo largo de la noche se alternaron exposiciones del campo de GWS con observaciones de estrellas estándares del catálogo de Landolt en *U* y *B* (Landolt 1992), con objeto de estimar el punto cero fotométrico en cada filtro y la extinción atmosférica. Los campos de Landolt empleados se enumeran en la Tabla 3.6, junto con las masas de aire a las cuales los observamos.

Con un único apuntado de WFC se puede cubrir todo el campo de GWS (véase la Fig. 3.2). Pero, dado que la zona NE del campo de visión sufre un viñeteo bastante acusado, se desplazó el apuntado central para evitarla. Se perdió así una pequeña fracción del apuntado más al S-O de HST/WFPC2 de los 28 que definen el campo de GWS (véase la misma figura). Por otra parte, con objeto de cubrir los huecos entre las CCDs en la exposición final combinada, se suele insertar cierto desplazamiento entre exposiciones. Estos desplazamientos minimizan a su vez errores residuales que puedan quedar tras la corrección de campo plano y facilitan la corrección de los píxeles defectuosos durante la combinación final de las exposiciones. En nuestras observaciones, se desplazaron las exposiciones $\sim 10''$ en la dirección N-S; con lo cual, los huecos existentes entre las CCDs #1, #2 y #3 se pudieron cubrir, pero no el espacio entre éstas y la CCD #2. El desplazamiento se fijó en un valor bajo con el fin de maximizar el área de máximo tiempo de exposición y para asegurar que ésta resultase uniforme.

Tabla 3.3: Principales características de INT/WFC*.

Parámetros globales de WFC/INT				
Campo de visión.....	Irregular, $\sim 34' \times 34'$			
Tipo de detector.....	EEV			
Área colectora.....	$5,07 \text{ m}^2$			
Razón focal en WFC.....	3.29			
Tamaño de píxel.....	$13,5\mu\text{m} \times 13,5\mu\text{m}$			
Escala de píxel.....	$0,3334''/\text{píxel}$			
Formato CCDs.....	2048×4096 píxeles			
Planitud del campo.....	$\pm 20 \mu\text{m}$			
Tiempo en lectura.....	56 s (en modo lento)			
Rayos cósmicos (nivel del mar).....	$\sim 2000 \text{ h}^{-1}$ por CCD			
Punto de saturación.....	~ 60000 ADUs			
Planitud de chip.....	$6\text{-}10 \mu\text{m}$			
Píxeles defectuosos.....	$\leq 2\%$			
Parámetros de cada CCD de WFC/INT				
	CCD#1	CCD#2	CCD#3	CCD#4
Ganancia (e^-/ADU).....	2,8	3,0	2,5	2,9
Bias (ADUs)	1527,	1590,	1623,	1644,
Eficiencia cuántica en U^1 (%).....	67,	72,	62,	61,
Eficiencia cuántica en B^1 (%).....	80,	87,	80,	78,
Corriente de oscuridad ² (ADU/h).....	3,8	3,3	2,9	2,0
Ruido de lectura (e^-).....	6,4	6,9	5,5	5,8

* Fuente: página web oficial de INT/WFC.

¹ Las eficiencias cuánticas se han medido a -120°C .

² La corriente de oscuridad se ha medido a -120°C .

Tabla 3.4: Características de los filtros empleados en las observaciones*.

Filtro	Centro (\AA)	Anchura (\AA)	Transmisión (%)
U_{RGO}	3518	638	80
B_{KPNO}	4407	1022	80

* Fuente: página web oficial de INT/WFC.

Tabla 3.5: Secuencia de exposiciones y características globales de la noche de observación.

Secuencia de observación el 14/05/2002 en el INT			
1 ^a mitad de la noche.....	Estándares (dos filtros) 4 exposiciones* en <i>B</i> de 1800 s Estándares (dos filtros) 4 exposiciones en <i>U</i> de 1800 s		
2 ^a mitad de la noche.....	4 exposiciones en <i>U</i> de 1800 s 3 exposiciones en <i>B</i> de 1800 s 1 exposición en <i>B</i> de 1300 s Estándares (dos filtros)		
Características finales			
Filtro	Tiempo de exposición (s)	FWHM (arcsec)	$M_{\text{límite, Vega}}$ (mag)
<i>U</i>	14400	1,3	24,8
<i>B</i>	10300	1,2	25,5

*Dos de estas exposiciones fueron eliminadas por cirros.

Tabla 3.6: Características de los campos de estrellas estándares del catálogo de Landolt (1992) observados para la calibración fotométrica de las observaciones del 14/05/2002 en el INT.

Campo Landolt	α (<i>h m s</i>)	δ ($^{\circ}$ ' ")	\mathcal{N}° de estándares	Masas de aire
PG1047+003....	10:50:02,897	-00:00:38,01	4	1,15
104-335.....	12:42:20,900	-00:33:09,02	4	1,15
PG1323-086.....	13:25:39,397	-08:49:20,04	5	1,27
SA107.....	15:39:10,002	-00:15:51,00	8	1,45; 2,47
SA108.....	16:37:12,401	00:02:29,97	3	1,81; 1,74
SA109.....	17:45:19,900	-00:25:50,98	3	1,37
SA110.....	18:42:48,199	00:06:28,94	4	1,21

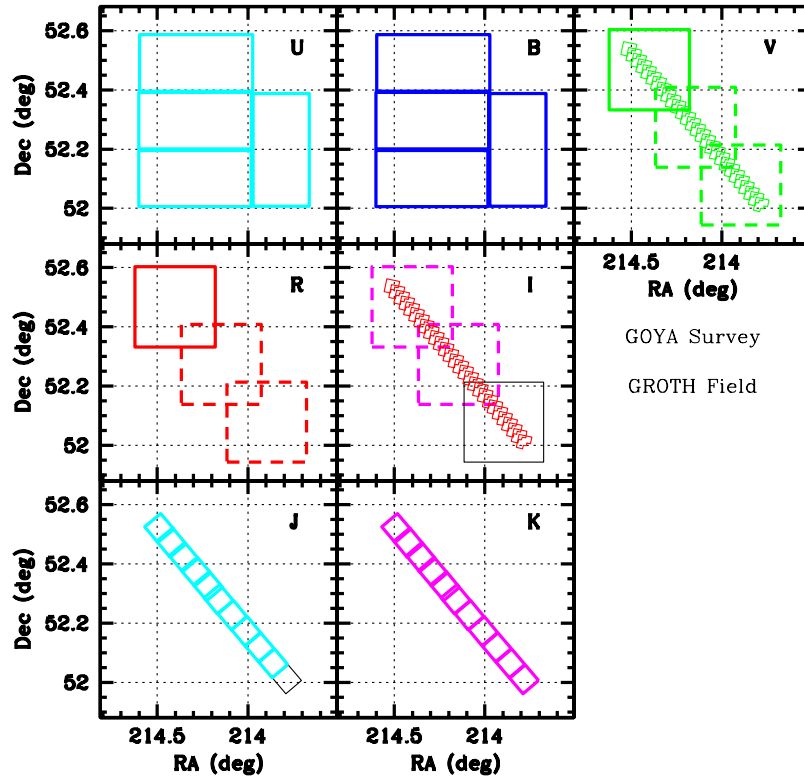


Figura 3.3: Estatus del muestreo GOYA sobre el área de GWS. *Líneas gruesas de color*: las observaciones completadas por el grupo GOYA o disponibles a través de acuerdos con otros grupos. *Líneas delgadas grises*: observaciones no completadas.

La noche de observación fue oscura (la luna se ocultó antes de las 21:00 horas de tiempo local), sin polvo ni humedad, pero con poca transparencia de cielo en la primera mitad de la noche debido a cirros altos, aunque se aclaró en la segunda parte. Debido a que perdimos luz en la primera fase de observación, no se alcanzó la profundidad deseada en U (llegamos a $U_{AB} = 25,5$ mag, cuando se pretendía llegar a $U_{AB} = 25,7$ mag); aunque sí se llegó a $B_{AB} = 25,4$ mag, tal y como estaba planeado. En la Tabla 3.5, aparecen las magnitudes límite⁴ alcanzadas al 50% de eficiencia de detección para un objeto puntual del campo. Como se verá en §5, a magnitudes menores que éstas, la señal a ruido (S/N) de cualquier fuente es mayor o igual que 3. Debido a esta pérdida de luz, los tiempos totales de exposición en ambos filtros (14400 s en U y 10300 s en B) equivaldrán a tiempos efectivos ligeramente inferiores. No obstante, GOYA dispone de más observaciones con INT/WFC en la banda U efectuadas en mayo de 2003, con las que se estima alcanzar la profundidad necesaria para un cálculo fiable de z fotométricos hasta $z \sim 3$. Con las imágenes presentadas

⁴La transformación entre las magnitudes en el sistema AB y las de Johnson en los filtros U y B de Bessel viene dada por las siguientes expresiones: $U = U_{AB} - 0,731$ y $B = B_{AB} + 0,163$ (Johnson & Morgan 1953; Oke 1974; Frei & Gunn 1994; Bessell 1990).

en este trabajo, hemos llegado a $z \sim 1,5$ como mínimo.

El *seeing* fue estable toda la noche. La anchura característica de su PSF (*Point Spread Function*) se mantuvo en $\sim 1,3''$ en el filtro U durante la primera mitad, y en $\sim 1,2''$ durante la segunda. En la banda B , osciló entre $1,2''$ al principio y $1,1''$. En la imagen final combinada, la PSF fue de FWHM= $1,3''$ en U y de FWHM= $1,2''$ en B , con fluctuaciones muy pequeñas a lo largo de todo el campo. Como se verá en §5.8.4, el cociente entre las FWHMs de las PSFs de las zonas internas y externas del mosaico resultó ser $\lesssim 1,2$ en ambas bandas. La emisión del cielo fue aproximadamente de $21,5$ mag por segundo de arco cuadrado en U , y de $21,7$ en B .

Adicionalmente, se tomaron imágenes de iluminación plana, tanto de cúpula como de cielo, al principio y al final de la noche, con objeto de efectuar la corrección de las diferentes respuestas píxel a píxel de las CCDs. Numerosas exposiciones de tiempo de exposición cero nos sirvieron a su vez para estimar el grado de estructura del bias de la cámara en cada CCD. Se disponía además de una serie de exposiciones cortas destinadas al análisis de la linealidad de cada detector (véase §4.1.3). Por último, sólo nos resta indicar que el nivel de franjas de interferencia por líneas de emisión del cielo es despreciable a longitudes de onda tan cortas como las de los filtros U y B aquí empleados.

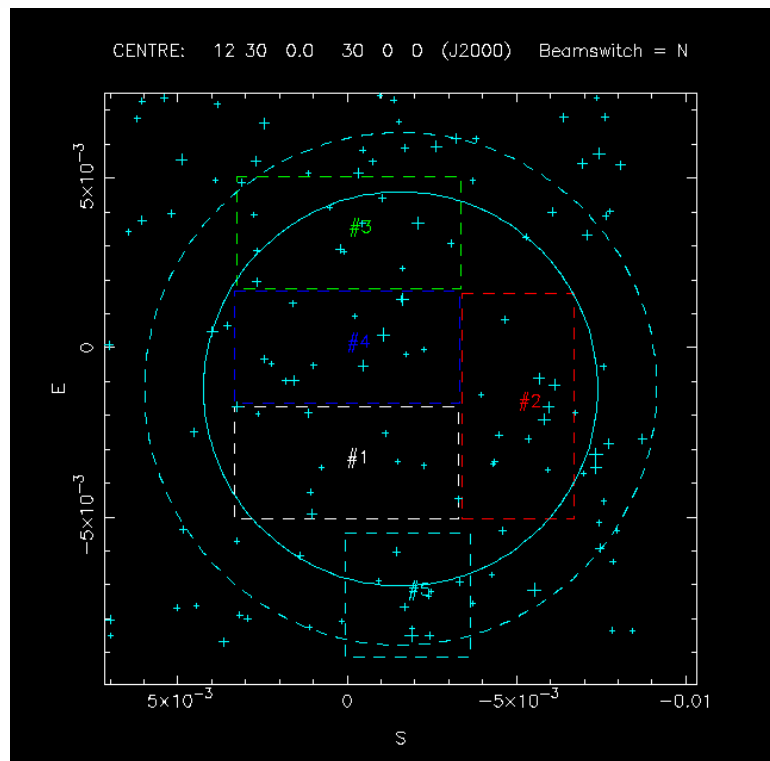
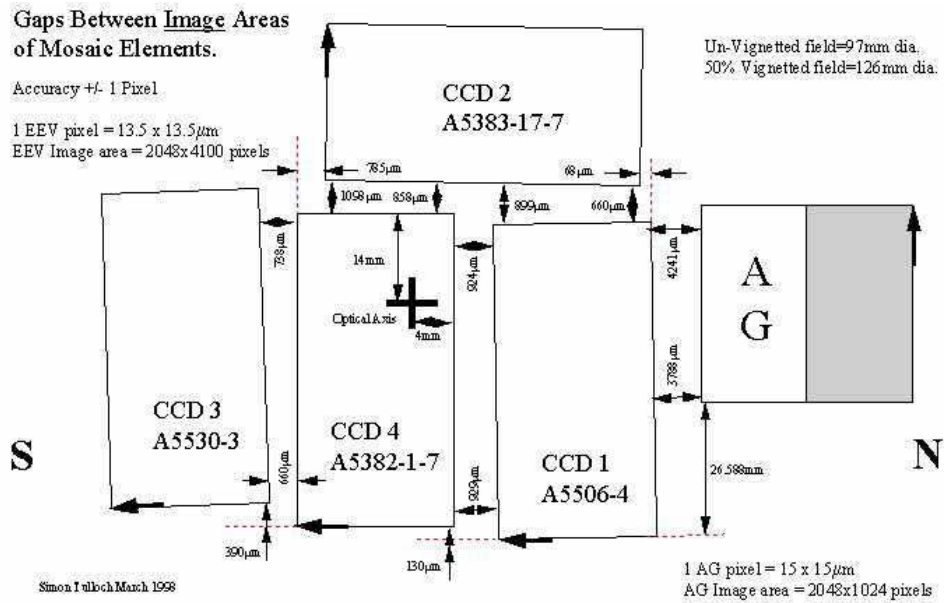


Figura 3.4: Configuración geométrica del mosaico de INT/WFC. *Panel superior*: disposición geométrica entre las CCDs del mosaico de WFC. Fuente: Página web oficial de INT/WFC. *Panel inferior*: esquema del campo de WFC. Los detectores tienen una escala de $13,5 \mu\text{m} = 0,3334''/\text{píxel}$ en el foco primario del INT, y cada uno cubren un área de $22,8' \times 11,4'$ de cielo. Una sola exposición de WFC abarca un total de $0,29$ grados cuadrados. Sobre la figura se muestra el área viñeteada de la cámara, señalizada mediante la corona circular. Fuente: página web del muestro ING *Wide Field Imaging Survey*.

4

Reducción de datos de INT/WFC en U y B

En este capítulo, describiremos la reducción de los datos de INT/WFC, las particularidades del tratamiento de los mosaicos de CCDs y las técnicas novedosas que tuvimos que desarrollar hasta obtener las imágenes finales en U y B de los datos del muestreo GOYA.

4.1. Reducción básica

La reducción de datos ópticos se complica si se emplean cámaras mosaico de varias CCDs para abarcar un gran campo. A la disposición de las diferentes CCDs del mosaico y a que cada una exhibe diferentes respuestas y características, hay que añadir que un gran campo siempre introduce estructuras a gran escala del cielo, no observables en caso de cubrir pequeñas áreas, y distorsiones ópticas más acentuadas a medida que nos alejamos del eje óptico de la cámara.

Nuestros datos fueron tomados con *Wide Field Camera* (WFC), cámara de 4 CCDs que hemos descrito en la sección §3.3. Los datos de WFC son guardados en ficheros *multiextensión* (MEF). Éstos son ficheros de tipo FITS que constan de varias unidades de datos (DUs), de forma que cada una de las CCDs del mosaico se almacena en una de las DUs del fichero MEF.

La reducción básica se desarrolló utilizando una serie de programas diseñado por nosotros para reducir específicamente las imágenes MEF de INT/WFC. Estos programas están basados en MSCRED¹, un conjunto de tareas que funciona dentro de IRAF², diseñado para el análisis de la cámara mosaico de 8 CCDs de NOAO (Valdés 1998, 1999, 2001; Valdés & Tody 1998). Nuestras tareas han sido reunidas en un

¹La página web de MSCRED (*MoSaiC data REDuction system*) está disponible en: <http://iraf.noao.edu/scripts/irafref?mscred>

²IRAF (*Image Reduction and Data Facility*) es un software creado para la reducción y el análisis de datos astronómicos. Más información en: <http://iraf.noao.edu/>



Figura 4.1: Esquema básico de reducción seguido con los datos de WFC. A la derecha se indican algunas de las tareas del paquete diseñado, WFC, para cada paso de reducción, con la única excepción de `ccdproc` y `msarith`, que pertenecen a MSCRED.

programa global, que hemos llamado `wfc`³, y que aparece ampliamente comentado en el Apéndice C⁴. En la reducción no sólo se han empleado tareas de WFC, sino también de MSCRED y de otros paquetes de tareas de IRAF. La información acerca de la estructura de los MEFs y sus cabeceras, de MSCRED y acerca de la reducción de mosaicos procede de las guías y artículos de Valdés (véanse las referencias) y de las páginas web de IRAF.

En la Fig. 4.1 se muestra el esquema de reducción total que hemos seguido. A

³A partir de ahora, toda tarea irá precedida del paquete de tareas al que pertenece. Por ejemplo, nos referiremos a la tarea `ccdproc` de MSCRED como `mscred.ccdproc`.

⁴A lo largo de este capítulo, indicaremos las tareas de WFC que se han utilizado en cada momento; si bien algunas tareas básicas que lo configuran, tales como `wfc.wfcnorm` y `wfc.selectkeyw`, no se comentan en este capítulo. Remitimos al Apéndice C para una descripción completa de WFC.

pesar de que iremos detallándolo más adelante, comentaremos en general los pasos principales del proceso básico. En primer lugar, se efectúa una primera edición de las cabeceras para insertar la información necesaria en las mismas que no aparece o que es incorrecta (véase §4.1.1). Después, se elimina la corriente de oscuridad y el bias (§4.1.2). Tras cortar las imágenes a sus secciones útiles, procedimos a corregir la no linealidad del detector (§4.1.3). Algo fundamental en cualquier reducción de CCDs es la corrección de la diferente respuesta que presentan los píxeles del detector (*flatfield* o *flat*, §4.1.4).

Por otra parte, en cámaras de gran campo, se debe corregir el patrón de iluminación que se suele introducir en las imágenes al dividir por el *flatfield*. Dado que en nuestras imágenes existían patrones muy prominentes de luz difusa, no nos fue posible corregir el patrón de iluminación (§4.1.6.A-C). Sin embargo, hemos desarrollado un método que permite eliminar la luz difusa en un $\gtrsim 98\%$, aún cuando se traten de estructuras irregulares, variables de CCD a CCD, e incluso cambiantes en exposiciones sucesivas de la misma CCD (§4.1.6.D-E).

El último paso de la reducción básica es la creación de las máscaras de píxeles defectuosos o saturados, que se corregirán durante la combinación final de las exposiciones en cada banda (§4.1.7). Las calibraciones fotométrica, astrométrica y la combinación final de las imágenes se tratarán por separado (§§4.2-4.4).

4.1.1. Primera edición de las cabeceras

Las imágenes MEF deben tener cierta información que describan las propiedades y geometría del mosaico que configuran. Ésta se codifica en algunos parámetros (o claves) en las cabeceras de los MEF. Esto no sólo es necesario para representar el mosaico en una ventana de visualización, sino también para ciertas tareas que hacen uso de secciones definidas de las CCDs. Algunas de estas claves no se encontraban correctamente introducidas en las cabeceras iniciales de las imágenes, de manera que hubo que insertarlas. Las principales son:

- EXTNAME: nombre que se asigna a la extensión. Su valor debe ser 'im1', 'im2', etc., según a qué extensión pertenezca la imagen (la primera, la segunda,...).
- IMAGEID: identificador de la imagen, u orden de la extensión en el fichero MEF. En nuestro caso, varía de 1 a 4 porque INT/WFC posee cuatro CCDs.
- CCDNAME: nombre arbitrario asignado al CCD. Se suele emplear la notación "ccd1", "ccd2",..., según la extensión.
- DETSEC: sección en píxeles que describe la posición que vamos a asignar a cada CCD en el mosaico total. Debe tener las mismas dimensiones que DATASEC y es arbitraria. No obstante, con objeto de visualizar las cuatro CCDs de cada exposición de forma similar a como se sitúan en el plano focal y facilitar posteriormente la astrometría, se les ha dado unos valores que reproducen estas posiciones aproximadamente desde el principio.

Tabla 4.1: Valores de las claves de la cabecera empleados por la tarea `wfc.wfcfirsthedit` para definir la disposición geométrica deseada de las CCDs de WFC en la ventana de visualización. Los valores mostrados representan al CCD #2 en una posición aproximada a la que muestra en el plano focal de WFC.

Claves Geom.	CCD #1	CCD #2	CCD #3	CCD #4
EXTNAME...	im1	im2	im3	im4
IMAGEID.....	1	2	3	4
CCDNAME...	ccd1	ccd2	ccd3	ccd4
DETSEC.....	[4097:6144,1:4096]	[6145:8192,1:4096]	[6145:8192,1:4096]	[2049:4096,1:4096]
DATASEC.....	[54:2101,1:4096]	[1:4096,1:2048]	[54:2101,1:4096]	[54:2101,1:4096]
TRIMSEC.....	[54:2101,1:4096]	[1:4096,1:2048]	[54:2101,1:4096]	[54:2101,1:4096]
CCDSEC.....	[1:2048,1:4096]	[1:4096,1:2048]	[1:2048,1:4096]	[1:2048,1:4096]

- DATASEC: sección en píxeles de la CCD que es ocupada únicamente por los datos, es decir, sin regiones de *overscan* o *underscan*.
- TRIMSEC: región de datos útiles, también en píxeles. Puede ser diferente a DATASEC, pero siempre debe estar contenida en ella. En caso de existir esta clave, la tarea `mscred.mscredisp` representaría sólo esta sección de todo el mosaico.
- CCDSEC: sección de la CCD que se corresponde con zona de datos.

En la Tabla 4.1, se listan los valores empleados de estas claves para representar la CCD #2 en una posición similar a la que exhibe físicamente respecto a las demás CCDs. La tarea `wfc.wfcfirsthedit` inserta estas claves, además de otras que eran incorrectas o que no aparecían en las cabeceras desde el principio (tales como EPOCH y BIASSEC, la época de observación y la sección en píxeles del *overscan* de cada CCD, respectivamente).

En caso de que esta información esté codificada con otros nombres, MSCRED admite que se utilice un fichero que relacione el nombre estándar que debería tener cada clave con el que realmente presenta en las cabeceras. Este fichero, llamado *fichero instrumental*, se introduce como parámetro general de MSCRED. Sin embargo, hemos comprobado que da problemas en casos en los que se llama a una tarea externa a MSCRED, ya que pierde las definiciones del entorno. Por esta razón, preferimos editar directamente los parámetros de las cabeceras.

Con estas claves en las cabeceras, ya se pueden emplear tareas para la visualización del mosaico en una ventana de visualización (SAOIMAGE, DS9 o XIMTOOL); en particular, dos desarrolladas por nosotros: `wfc.wfcdisp`, tarea que representa cada CCD en un marco distinto de la ventana, y `wfc.wfcpos2`, que modifica los parámetros de la cabecera particular de la CCD #2 para definir su posición en la ventana de visualización paralela o transversalmente a las demás CCDs cuando se representen con `mscred.mscredisp`.

4.1.2. Corrección de bias y de corriente de oscuridad

Durante las observaciones se habían obtenido imágenes de tiempo de exposición cero (*bias*) con objeto de poder corregir del nivel de cuentas que se introduce en cada CCD para evitar que presente valores negativos. A pesar de que la página web del INT avisaba de la existencia de una estructura 2-D periódica en los *bias*, en nuestro caso no se apreció ninguna en el *bias* final combinado, al menos mayor de un 0,1%. Por esta razón y para corregir de este “nivel cero”, se emplearon las regiones de *overscan* (un grupo de columnas no expuestas) en lugar del *bias* combinado. Cada fila de *overscan* se ajusta con una constante con el fin de hallar el valor medio de todas las columnas de *overscan* en cada fila de la imagen y evitar posibles valores de columnas que se desviasen. La corriente de oscuridad se corrige también con esta operación, al estar incluida en las columnas de *overscan*. Tras esta corrección, se cortan las CCDs a sus secciones de datos útiles. La tarea `wfc.wfcoverstrim` ha sido diseñada para agilizar este proceso con los datos de WFC.

4.1.3. Corrección de la linealidad

Los tests de linealidad del grupo del INT (ING) con *flatfields* de cúpula indican que las CCDs #2 y #4 presentan respuestas no lineales apreciables en todo el rango dinámico, en particular, de $\sim 2\%$ a partir de 50000 ADUs. Las CCDs #1 y #3 son esencialmente lineales en menos de un 1% en todo el rango. Estos comportamientos son estables en el tiempo, y están relacionados con uno de los amplificadores de WFC, compartido por las CCDs #2 y #4. En la Fig. 4.2, aparece representado el comportamiento no lineal de cada una de las CCDs, según las medidas tomadas por el ING.

En §3.3, se comentó que la noche de observación se tomaron ciertas imágenes destinadas al cálculo de los coeficientes de linealidad de cada detector. Éstas consisten en secuencias de exposiciones con la cúpula iluminada, con tiempos de integración progresivamente más altos (sin llegar a la saturación de los detectores). Con ello, se pretende caracterizar el incremento del número de ADUs con el tiempo, t , ante un campo de iluminación constante y plano. Los coeficientes de linealidad se estiman tal y como sigue:

1. Se representan los valores de la mediana de ADUs de cada exposición, \overline{ADU}_i^5 , frente al tiempo de exposición de la misma, t_i , para cada CCD.
2. Aquellos valores con tiempo de exposición menor se encontrarán probablemente en el rango lineal de la cámara. Si ajustamos con una recta la zona de bajo tiempo de la gráfica, sabremos qué número de cuentas correspondería a un

⁵A partir de ahora, tendremos que referirnos a numerosos parámetros cuyo valor varía según la CCD de WFC considerada. Así que, para denotar esta dependencia, utilizaremos el subíndice i . Podrá adoptar los valores $i = 1, 2, 3$ y 4 , según nos estemos refiriendo a la CCD #1, #2, #3 y #4, respectivamente.

tiempo de exposición dado en el hipotético caso de que la respuesta fuese lineal en todo el rango, mediante una expresión del tipo: $\overline{ADU}_{i,\text{lineal}} = a_1 + a_2 t_{\text{exp}}$.

3. El cociente entre el número de ADUs esperado en un tiempo t_i por esta extrapolación lineal ($\overline{ADU}_{i,\text{lineal}}$) y el número real medido (ADU_i) nos da cuenta de la desviación de la linealidad de la CCD en ese rango dinámico. Este cociente (C_{lineal}) describirá el comportamiento no lineal de la CCD:

$$C_{i,\text{lineal}} \equiv \frac{\overline{ADU}_{i,\text{lineal}}}{ADU_i}. \quad (4.1)$$

4. La variación de $C_{i,\text{lineal}}$ con el nivel de cuentas suele admitir un buen ajuste mediante un polinomio de grado bajo. En nuestro caso, utilizamos un polinomio de segundo grado en ADU_i para describir esta dependencia, tal y como indica el ING en su web:

$$C_{i,\text{lineal}}(ADU_i) \equiv C_1 + C_2 ADU_i + C_3 ADU_i^2. \quad (4.2)$$

A los coeficientes C_1 , C_2 y C_3 se les denomina *coeficientes de linealidad*. Una vez que hayamos ajustado un polinomio según la ec. [4.2], corregiremos el valor de cada píxel de la CCD multiplicando su valor por $C_{i,\text{lineal}}$ (ec. [4.1]):

$$ADU_{i,\text{lineal}} = C_{i,\text{lineal}}(ADU_i) ADU_i. \quad (4.3)$$

En la Fig. 4.3, hemos representado estos ajustes para cada CCD. Como puede observarse, los valores medidos en las imágenes tomadas para este cálculo no cubren el rango dinámico en ADUs de manera gradual y continua, sino que se agrupan en valores muy altos o muy bajos. Definir la curva en todo el rango con sólo estos puntos introduce mucho error en la corrección de la linealidad. A pesar de que la diferencia en ADUs de los valores medidos a los corregidos por linealidad nos resultaba $\lesssim 2\%$ ($\sim 0,02$ mag), consideramos que nuestras mediaciones eran menos fiables que las del ING. En la Tabla 4.2, se comparan nuestros coeficientes de linealidad con los que aparecen en la web del ING. Aunque presentaban órdenes similares, decidimos emplear estos últimos, ya que se suponen estables en el tiempo y precisos en un 0,2% en el rango de 0-50K ADUs (véase la diferencia en cuentas entre usar unos coeficientes u otros en todo el rango dinámico de las CCDs en la Fig. 4.2). La tarea `wfc.wfclinerity` emplea los valores del ING para corregir de linealidad por defecto, aunque pueden modificarse a través de la lista de parámetros.

4.1.4. Corrección de campo plano

La reducción de campo plano se lleva a cabo exponiendo la CCD a un campo de iluminación plano, que puede ser la cúpula del telescopio iluminada por una lámpara o el cénit justo tras el ocaso o antes de la salida del sol. De esta forma, se logra un mapa de la diferente respuesta de los píxeles de cada una de las CCDs a un campo

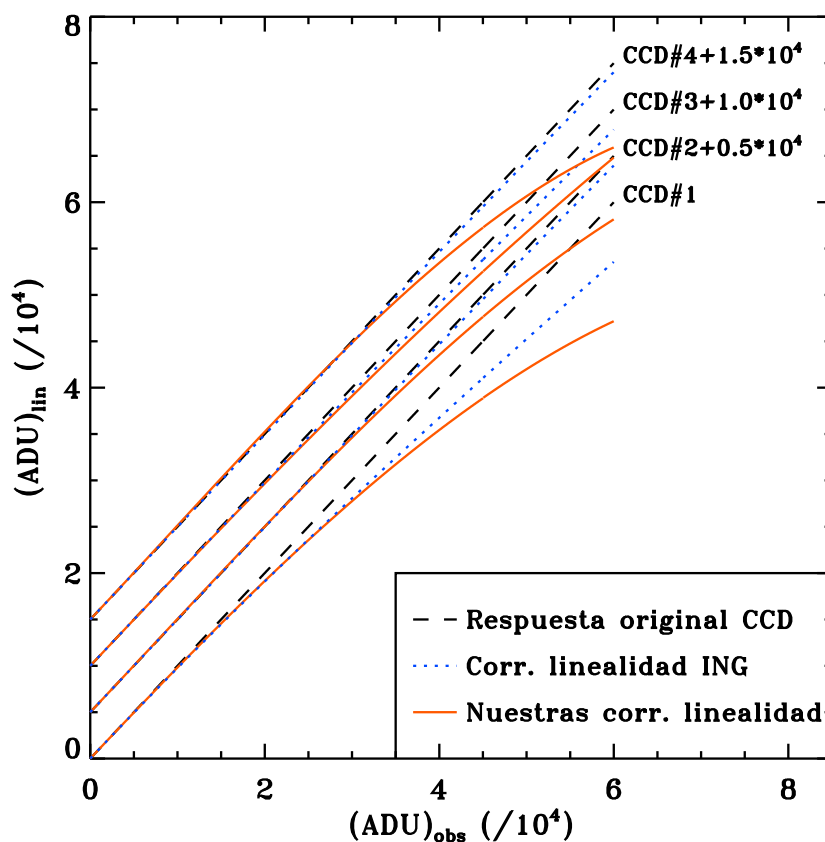


Figura 4.2: Comportamiento real y esperado de cada una de las 4 CCDs de WFC en el supuesto de linealidad, según el ING y según nuestras medidas. Hemos desplazado verticalmente las curvas para evitar solapamiento. *Líneas discontinuas en negro*: respuesta original de cada CCD. *Líneas punteadas en azul*: valores esperados por la corrección de linealidad con los coeficientes del ING. *Líneas continuas en rojo*: valores esperados por la corrección de linealidad empleando nuestros ajustes. Nótese que en todas las CCDs de WFC la corrección por linealidad disminuye el número de cuentas observado.

de iluminación constante (*flatfield*). Nosotros disponíamos tanto de *flatfields* de cielo como de cúpula en ambos filtros. Tras varias combinaciones de ambas clases en cada banda, llegamos a las siguientes conclusiones:

- Los *flatfields* de cúpula presentaban una media de cuentas bastante inferior a los de cielo. Por esta razón, cuando se consideraban en combinaciones separadas de *flats* de cúpula y cielo, se observó que los *flats* promediados de cúpula no corregían los defectos en un grado tan óptimo como los promediados de cielo en ambos filtros. De hecho, al dividir un *flatfield* construido combinando únicamente *flats* de cúpula por el obtenido usando sólo los de cielo, aparecían en la imagen resultante unas estructuras periódicas de $\lesssim 0,9\%$ el nivel promedio, asociadas en su mayor parte a los *flats* de cúpula. Esto ocurría en los dos

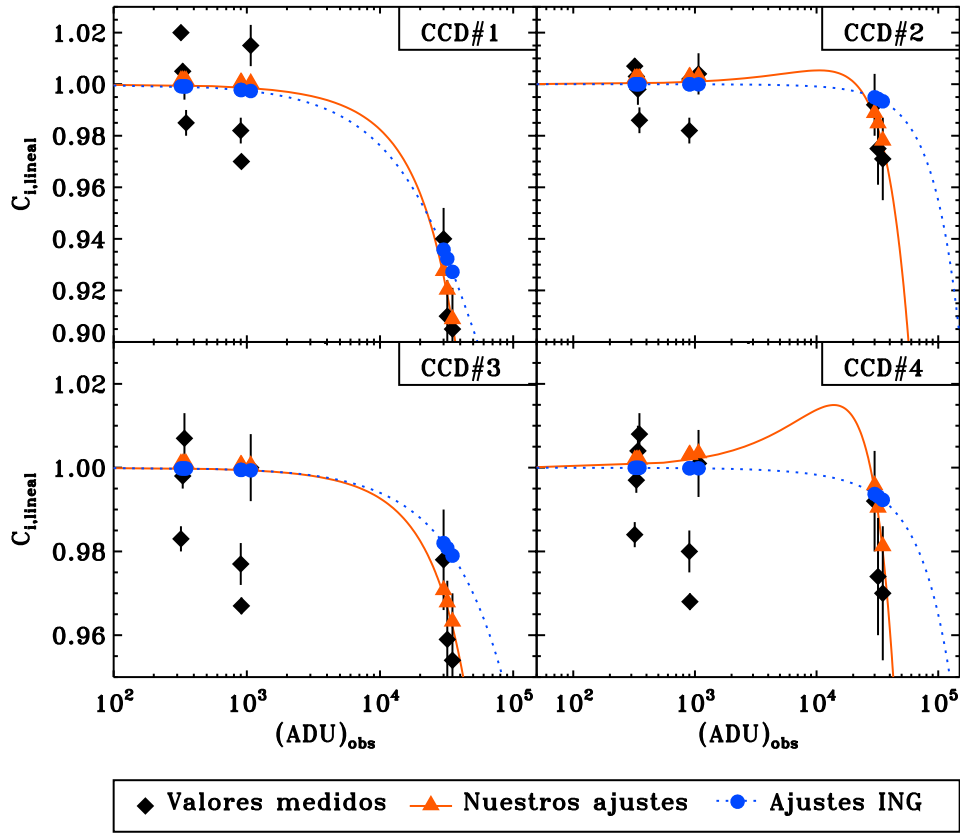


Figura 4.3: Ajustes de linealidad de las CCDs de WFC. Se representa el cociente entre las cuentas corregidas de linealidad y las observadas frente a estas últimas para cada CCD; es decir, $C_{i,lineal}$ frente a las ADUs observadas (ec. [4.3]). *Rombos en negro*: medidas observadas en nuestros tests de linealidad. *Círculos en azul*: valores esperados empleando los ajustes del ING (coeficientes en la Tabla 4.2). *Triángulos en rojo*: valores esperados empleando los ajustes efectuados por nosotros a nuestras medidas (coeficientes resultantes en la Tabla 4.2). *Líneas continuas en rojo*: curva ajustada para cada $C_{i,lineal}$ mediante nuestras medidas. Se han empleado polinomios de orden 2 en los ajustes, al igual que el ING. *Líneas punteadas en azul*: curva ajustada para cada $C_{i,lineal}$ por el ING.

filtros.

- Generamos una combinación de *flatfields* de cúpula y cielo tanto en U como en B , con el resultado de que disminuía la capacidad del *flat* final para eliminar estructuras. Esta fue la razón por la que decidimos sólo emplear *flats* de cielo en las combinaciones finales.
- En el filtro U se habían tomado *flatfields* de cielo tanto al principio como al final de la noche, mientras que en B sólo disponíamos de *flatfields* al atardecer. Se generó el cociente de los campos promedio del principio respecto al promedio del final de la noche en U , con lo que comprobamos que la respuesta de las

Tabla 4.2: Valores de los coeficientes de linealidad de INT/WFC calculados por el ING y por medio de nuestras medidas. Los primeros se encuentran disponibles en la página web del ING.

CCD ID	ING			Nuestros ajustes		
	C_1	$C_2(/10^{-7})$	$C_3(/10^{-12})$	C_1	$C_2(/10^{-7})$	$C_3(/10^{-12})$
#1.....	1,00±0,02	-20,0±0,4	8,00±0,16	1,00±0,10	-14,0±1,5	-36±4
#2.....	1,00±0,02	-0,50±0,01	-4,0±0,1	1,00±0,12	10,2±1,0	-49±4
#3.....	1,00±0,02	-6,00±0,12	0,00±0,02	1,00±0,10	-5,943±0,021	-14,0±1,6
#4.....	1,00±0,02	-1,50±0,03	-2,00±0,04	1,00±0,20	21,6±0,9	-78±5

CCDs no había cambiado a lo largo de la noche de manera apreciable ($\lesssim 0,1\%$). Así que se decidió combinar todos los *flatfields* de cielo en cada filtro.

- Algunos *flatfields* de cielo en *B* presentaban estrellas desenfocadas. Éstas aparecían en el *flat* final combinado como varias pupilas desplazadas correspondientes al trazo dejado por cada una de las estrellas, con valores de un 1.5% sobre la media local. No desaparecían aún combinándolas con medianas porque se solapaban varias veces en imágenes sucesivas de *flats*. En un primer intento para eliminarlas, se dio valor 1 (el valor medio de los *flatfields* normalizados) a todos aquellos píxeles de estos *flatfields* cuyas cuentas superasen en 3σ la media del píxel correspondiente. De esta forma, logramos eliminar las pupilas. No obstante, todos aquellos píxeles de los *flats* con una sensibilidad muy superior a la media ($\sim 50 - 100$ píxeles) también eran rechazados mediante este procedimiento; con lo cual, éstos no eran corregidos al dividir por el *flat* combinado. Finalmente, logramos eliminar las estrellas en las imágenes de *flatfield* en *B* generando máscaras de cada imagen de campo plano con el mismo criterio de antes (píxeles de estos *flatfields* cuyas cuentas superasen en 3σ la media del píxel correspondiente). Estas máscaras se emplean al combinar los *flatfields* en *B* con un algoritmo de rechazo (**minmax**) para sustituir sus valores. De esta forma, se evitaba el rechazo directo de un píxel que siempre presentase valores altos debido a una alta sensibilidad. La tarea `wfc.wfcflatcomb` se diseñó específicamente para este fin (más información en el Apéndice C).

Tal y como comentamos en §3.3, INT/WFC presenta un viñeteo elevado, característica típica de las cámaras de campo amplio. Los *flatfields* finales no han sido capaces de eliminar del todo el viñeteo del extremo NE de la CCD #3, aunque sí el del extremo W de la CCD #2. El nivel de viñeteo residual es de un 20% en *U* y de un 5% en *B* ($\sim 0,2$ y $\sim 0,05$ mag, respectivamente) y está limitado al extremo inferior izquierdo de la CCD #3. La gran pupila central que ocupaba todo el centro de la CCD #4 (la “sombra” del soporte del espejo) desaparece por completo tras la reducción por *flatfield*. El error por la corrección de *flatfield* que se ha introducido en la fotometría en las zonas no viñeteadas es de un 0.5% como máximo, o equiva-

lentamente, de 0,005 mag, valor despreciable comparado con los errores típicos de extracción de fuentes.

4.1.5. Escalado de las CCDs

La tarea `mscred.ccdproc` es capaz de escalar todas las CCDs al valor de una de las claves de las cabeceras (`CCDMEAN`), siempre y cuando ésta esté definida. Esta clave representa el valor medio de *todos* los píxeles de *todas* las CCDs del fichero MEF. Está diseñada para que la tarea `mscred.ccdproc` pueda normalizar por este valor el *flatfield* final cuando utilizamos esta tarea para dividir las imágenes de ciencia por el *flatfield*.

La tarea `mscred.ccdproc` efectúa esta división por el valor de `CCDMEAN` porque no normaliza los *flatfields* combinados. La finalidad de no normalizar los *flatfields* antes de dividir por ellos es que, de esta forma, se compensan las diferentes ganancias de las CCDs, reflejadas en el distinto valor medio de ADUs de cada CCD del *flatfield* combinado. Esto evita tener que escalar entre sí las CCDs de cada imagen de ciencia cuando se proceda a combinarlas, y hace posible que sólo tengamos que hacer la calibración fotométrica de una de ellas, ya que ésta será extensible a las otras CCDs.

Por tanto, si el valor en el `CCDMEAN` de cada CCD representase realmente el valor medio de sus píxeles en ADUs, este procedimiento sería correcto. El problema surge cuando el valor de `CCDMEAN` de la cabecera es incorrecto, que fue nuestro caso. Al haber combinado los *flats* con una tarea diferente de `mscred.ccdproc`, el valor de `CCDMEAN` en el *flatfield* combinado de cada filtro no se había actualizado. Nuestras tareas de combinación simplemente asignaban el valor de `CCDMEAN` de la primera imagen de la lista de *flats* que combinábamos, en lugar de volver a calcularlo en el *flatfield* final combinado. Por tanto, cuando utilizamos `mscred.ccdproc` para dividir las imágenes de ciencia por los *flatfields*, la tarea dividió por este `CCDMEAN` incorrecto todas y cada una de las CCDs de las imágenes de ciencia. Es decir, cuando dividimos cada imagen por el *flat* correspondiente, estábamos multiplicando por un factor constante igual al valor de `CCDMEAN` de la cabecera del *flat*.

Cuando nos percatamos de que habíamos introducido este factor en las imágenes de ciencia, las corregimos dividiendo por él (tengamos en cuenta que este factor está dividiendo al *flatfield* combinado, luego multiplica a cualquier imagen de ciencia que, a su vez, haya sido dividida por el *flatfield* para corregirla de campo plano). También lo eliminamos de los *flatfields* generados en cada banda, multiplicando por su valor en cada filtro. Dado que la calibración fotométrica había sido ya calculada, introdujimos el factor multiplicativo de cada banda como una constante adicional, que sumamos al punto cero de la calibración en cada filtro (véase §4.1.5.B).

Sin embargo, con este procedimiento, las imágenes nos quedaron sin unidades físicas, tal y como explicaremos en §4.1.5.A. Para lograr un tratamiento estadístico de los errores que sea coherente, las imágenes corregidas por *flatfield* deben estar en ADUs o en fotones, puesto que son éstos los que siguen una ley de Poisson (en §4.1.6 comprobaremos que el cielo en nuestras imágenes se ajusta bien a esta distribución). Precisamente, el factor que nos “falta” para solventar la falta de unidades físicas de

nuestras imágenes es ese valor medio de todas las CCDs del *flat* en cada banda, el valor correcto de CCDMEAN.

Para asignar de unidades físicas a nuestras imágenes, se puede calcular este valor correcto del CCDMEAN y multiplicar por él todas las imágenes ya corregidas de *flat*. O también se puede utilizar una normalización que hemos desarrollado mediante la cual las imágenes quedan dadas en *cuentas promedio*, a través de la definición de una *ganancia promedio*. Este factor también se traduce en una constante que hay que añadir al punto cero de la fotometría en cada filtro, tal y como comentamos a continuación.

A.- Normalización a una ganancia promedio

Veamos por qué las imágenes reducidas por *flatfield* empleando `mscred.ccdproc` carecen de unidades físicas. La imagen en ADUs de cada CCD del mosaico, $I_i(x, y)$, se relaciona con el campo original de fotones procedentes de los objetos (galaxias y estrellas) que ha atravesado la atmósfera a través de una función que da cuenta de la respuesta píxel a píxel de cada CCD y del factor de conversión de electrones (e^-) a ADUs de la misma (la ganancia). Según esta afirmación, podemos decir que:

$$I_i(x, y) = \frac{1}{g_i} \mathcal{F}_i(x, y) R_i(x, y), \quad (4.4)$$

donde el subíndice i se refiere a cada una de las cuatro CCDs del mosaico ($i = 1, 2, 3, 4$); $\mathcal{F}_i(x, y)$ es el campo de flujos de los objetos celestes en electrones en la CCD # i ; $R_i(x, y)$ es la función respuesta del sistema óptico y de la CCD # i ; y g_i es la ganancia de la CCD # i , es decir, el factor de transformación de electrones a ADUs.

De igual forma, el *flatfield* promedio en ADUs (sin normalizar) de la CCD # i , $FF_i(x, y)$, podría escribirse en función de la fuente de iluminación promedio que lo ha generado de manera análoga:

$$FF_i(x, y) = \frac{1}{g_i} \mathcal{C}_i(x, y) R_i(x, y), \quad (4.5)$$

donde $\mathcal{C}_i(x, y)$ representa el campo medio de flujo de cielo que ha resultado de la combinación de todas las exposiciones de *flat* para generar el *flatfield* promedio. Tal y como ya se ha advertido antes, cuando el campo de la cámara es muy amplio, el cielo no es una constante, sino que presenta gradientes de iluminación. Por ello, $\mathcal{C}_i(x, y)$ puede considerarse como el producto de un nivel promedio emitido por el cielo en electrones, \overline{C} , multiplicado por una función que reproduciría el patrón de iluminación del *flat* promediado, $P_i(x, y)$, en la forma:

$$\mathcal{C}_i(x, y) \equiv \overline{C} P_i(x, y). \quad (4.6)$$

Teniendo en cuenta las ecs. [4.4]-[4.6], si dividimos la imagen por el *flatfield* para corregirla, $I_{i,FF}(x, y)$, nos quedará:

$$I_{i,\text{FF}}(x, y) \equiv \frac{I_i(x, y)}{FF_i(x, y)} = \frac{\mathcal{F}_i(x, y)}{\overline{C} P_i(x, y)}. \quad (4.7)$$

De esta expresión se deduce fácilmente que las imágenes corregidas de *flatfield* carecen de unidades físicas, ya que tanto $\mathcal{F}_i(x, y)$ como \overline{C} vienen dadas en electrones y $P_i(x, y)$ es adimensional.

La mayoría de programas de extracción y fotometría de fuentes suele asignar un error poissoniano al flujo de cada fuente detectada, proporcional a la raíz del número de electrones de la fuente más los del cielo asociado. Para ello, considera que la imagen sobre la que trabaja está en ADUs y pide como parámetro de entrada la ganancia, la cual emplea para transformar el número de ADUs a electrones. Así pues, tener definidas las imágenes de ciencia en ADUs es fundamental para un correcto análisis de errores. Dado que el algoritmo de detección que empleamos nosotros sigue precisamente este método, era conveniente que nuestras imágenes se encontrasen en ADUs, una vez habíamos equilibrado las distintas ganancias de cada CCD del mosaico. Indicamos a continuación cómo introducimos estas unidades en las imágenes de ciencia adimensionales, es decir, cómo las transformamos a *cuentas promedio*.

Dotar de unidades físicas a la última expresión consistiría simplemente en hallar algún tipo de normalización para el *flat*, de tal manera que las imágenes fuesen proporcionales a alguna magnitud física (por ej., multiplicándolas por el valor correcto de CCDMEAN, véase la sección anterior). De hecho, a nosotros nos convendría más que esta normalización, de alguna forma, estuviese relacionada con la *ganancia promedio* a la que queda la imagen tras equilibrar las diferentes ganancias, para que las imágenes estuviesen dadas en unidades similares a unas *cuentas promedio*. Esta ganancia promedio se definiría como:

$$\overline{g} \equiv \langle g \rangle_{\forall i} = (g_1 + g_2 + g_3 + g_4) / 4. \quad (4.8)$$

Para hallar esta normalización, vamos a calcular el valor promedio del *flat* final de la CCD #i, mediante la ec. [4.5]. Si tenemos en cuenta que la media de $R_i(x, y)$ y de $P_i(x, y)$ son, por definición, ~ 1 , promediando la ec. [4.5] podemos llegar a que:

$$\overline{FF}_i \equiv \langle FF_i(x, y) \rangle_{\forall i} \simeq \overline{C} / g_i, \quad (4.9)$$

es decir, que este valor promedio resulta aproximadamente proporcional a \overline{C} / g_i .

Vamos a definir como *factor de normalización*, \overline{FF}^{-1} , al valor medio de los inversos de estos \overline{FF}_i para las cuatro CCDs. Sustituyendo las ecs. [4.8] y [4.9] en esta definición, podemos deducir fácilmente que este factor de normalización es proporcional a $\overline{g} / \overline{C}$:

$$\overline{FF}^{-1} \equiv \langle (\overline{FF}_i)^{-1} \rangle_{\forall i} \equiv \sum_{i=1}^4 (\overline{FF}_i)^{-1} / 4 \simeq \overline{g} / \overline{C}. \quad (4.10)$$

De manera que, si normalizamos por este valor la imagen corregida de *flatfield* (ec. [4.7]), nos queda:

$$I_{i,ADU} = \frac{I_{i,FF}(x, y)}{\overline{FF^{-1}}} \sim \frac{\mathcal{F}_i(x, y)}{\bar{g} P_i(x, y)}. \quad (4.11)$$

Finalmente, con esta normalización hemos obtenido el campo de flujos original, dividido por el patrón a gran escala que introduce inevitablemente el *flat*, en unidades de cuentas promedio, tal y como queríamos. Por tanto, para transformar las imágenes corregidas por *flat* a cuentas promedio, dividimos todas las imágenes de ciencia por el factor de $\overline{FF^{-1}}$ que correspondía según el filtro. Como la calibración fotométrica había sido realizada con anterioridad a este estudio, introducimos estos factores de normalización en el punto cero de la calibración de cada banda (véase la subsección siguiente).

B.- Escalas a aplicar a las imágenes y su traslación a la calibración fotométrica

En las secciones anteriores, se han introducido dos factores constantes en las imágenes de ciencia de cada banda por dos causas: la primera, por el escalado que `mscred.ccdproc` efectuó a los *flatfields* finales usando la clave `CCDMEAN` de las cabeceras; la segunda, por la conversión a cuentas promedio que después hemos efectuado en todas las imágenes de ciencia corregidas por el *flatfield*, normalizando por el factor $\overline{FF^{-1}}$ en cada filtro. Por tanto, las escalas por las que hay que multiplicar las imágenes van a depender del filtro, y vienen dadas por:

$$\begin{aligned} f_U &= \left[(\text{CCDMEAN})_U \cdot (\overline{FF^{-1}})_U \right]^{-1} = 0,680233, \\ f_B &= \left[(\text{CCDMEAN})_B \cdot (\overline{FF^{-1}})_B \right]^{-1} = 0,761769. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Esta normalización se traduce en un sencillo cambio en el punto cero de la calibración fotométrica de cada banda (que en aquel momento ya estaba realizada), en la forma:

$$\begin{aligned} u_{0,\text{corr}} &= u_{0,\text{calib}} - 2,5 \log(f_U) = u_{0,\text{calib}} + 0,418356, \\ b_{0,\text{corr}} &= b_{0,\text{calib}} - 2,5 \log(f_B) = b_{0,\text{calib}} + 0,295442, \end{aligned} \quad (4.13)$$

donde $u_{0,\text{corr}}$ y $b_{0,\text{corr}}$ son los nuevos puntos cero fotométricos en U y B respectivamente, y $u_{0,\text{calib}}$ y $b_{0,\text{calib}}$ representan los puntos cero obtenidos de la calibración fotométrica directa de las imágenes corregidas por *flatfield*, sin haberles efectuado ninguna corrección de escalas.

4.1.6. Luz difusa frente a *superflat*

En esta sección describiremos cómo corrige un *superflat* los patrones de iluminación que se introducen al dividir por el *flatfield* (§4.1.6.A), y por qué no es posible

crear un *superflat* a partir de imágenes de un campo afectado por luz difusa, caso en el que se encuentran nuestras imágenes (§4.1.6.B). A continuación, se describen algunos de los procedimientos que se trabajaron tratando de eliminar y/o separar la luz difusa del patrón de iluminación (§4.1.6.C). Dado que todos ellos resultaron infructuosos, se decidió eliminar únicamente la luz difusa, puesto que representaba un problema más grave que el patrón de iluminación. En §4.1.6.D, se comentan los métodos que trabajamos y que nos dieron resultados negativos. Finalmente, en §4.1.6.E, describiremos el novedoso método con el que logramos eliminar las estructuras difusas de las imágenes, sin afectar apreciablemente a la fotometría de las fuentes, ni siquiera en torno a los halos de estrellas brillantes.

A.- Patrones de iluminación y su corrección por *superflat*

En las cámaras de gran campo, al reducir por *flatfield*, se introduce otro efecto más a tener en cuenta: el patrón de iluminación que se suele utilizar para describir la respuesta píxel a píxel de las CCDs no es del todo homogéneo, sino que presenta gradientes de iluminación debido a que la lámpara utilizada (en el caso de que sean *flatfields* de cúpula) o el sol (si son de cielo) iluminan la zona de apuntado desde una dirección dada. Este gradiente es despreciable en pequeños campos, en los cuales la iluminación del *flatfield* se puede considerar constante; pero puede ser notable si la cámara abarca una gran área proyectada en la bóveda celeste. Si hemos empleado una combinación de diversas exposiciones de cielo para obtener un mapa promedio de respuesta de las CCDs, estamos insertando en ella no uno, sino una combinación de los gradientes de cada exposición, que habrán ido variando a medida que el sol salía o se ponía al tomarlos. De esta forma, al dividir las imágenes de ciencia por este *flatfield* promedio, hemos dividido a su vez por este patrón de iluminación combinado, totalmente espurio.

Este patrón, causado por los gradientes de iluminación del cielo a gran escala, se suele corregir generando una imagen de *superflat* o *skyflat*, que no es sino una imagen proporcional a él. Volvamos a la ec. [3.2] para ver mejor cómo se introduce este patrón en las imágenes. En el razonamiento que sigue, obviaremos el subíndice i relativo al número identificativo de la CCD (se sobreentenderá).

En el caso de que no existan estructuras difusas o estrellas saturadas, podemos considerar que el campo de flujos original $\mathcal{F}(x, y)$ está constituido por un campo de fuentes (estrellas y galaxias), al que llamaremos $\mathcal{F}_G(x, y)$, más la emisión del cielo, $\mathcal{F}_S(x, y)$. Por tanto, la imagen de ciencia, $I(x, y)$, puede describirse como:

$$I(x, y) = \frac{1}{g} [\mathcal{F}_G(x, y) + \mathcal{F}_S(x, y)] R_O(x, y) R_D(x, y), \quad (4.14)$$

donde además hemos considerado que la función respuesta del sistema óptica-detector, $R(x, y)$, puede descomponerse en dos contribuciones separadas: la respuesta de la óptica del telescopio por un lado, $R_O(x, y)$, y la del detector por otro, $R_D(x, y)$.

Por la misma razón, el *flatfield* combinado del filtro correspondiente será proporcional al producto del patrón de iluminación del *flatfield*, $P(x, y)$, por las respuestas

de la óptica y del detector; ya que, de la ec. [4.5], se puede derivar que:

$$FF(x, y) = \frac{\bar{C}}{g} P(x, y) R_O(x, y) R_D(x, y). \quad (4.15)$$

Por tanto, y dado que para corregir de campo plano se divide la imagen de ciencia por el *flat*, este patrón $P(x, y)$ se introduce en las imágenes corregidas según la expresión que sigue:

$$I_{FF}(x, y) = \frac{I(x, y)}{FF(x, y)} = \frac{\mathcal{F}_G(x, y) + \mathcal{F}_S(x, y)}{\bar{C} P(x, y)}. \quad (4.16)$$

Si normalizamos las imágenes para que estén en cuentas promedio dividiendo por la escala dada en la ec. [4.10], este patrón de iluminación sigue contaminando la imagen:

$$I_{ADU}(x, y) = \frac{I_{FF}(x, y)}{FF^{-1}} \simeq \bar{g} \frac{\mathcal{F}_G(x, y) + \mathcal{F}_S(x, y)}{P(x, y)}. \quad (4.17)$$

Para corregirlo, debemos aislar el patrón $P(x, y)$ de alguna forma. El procedimiento habitual consiste en crear una imagen de *superflat*. Ésta se obtiene en cada filtro a través de una combinación de todas las imágenes corregidas de *flatfield*, en las que se procura eliminar los objetos por medio de algún filtro de mediana o algoritmo de rechazo. El resultado de la operación anterior, normalizado, será la imagen de *superflat*. Lógicamente, cuantas más imágenes combinemos y cuanto mayor sea el desplazamiento del campo entre ellas, mejor será el rechazo de los objetos en la combinación.

Veamos por qué este procedimiento genera una imagen directamente proporcional al patrón de iluminación. La combinación de n imágenes de ciencia corregidas de *flatfield* generaría una imagen inversamente proporcional a $P(x, y)$:

$$I_{ADU}^{\text{comb}}(x, y) = \sum_{j=1}^n \frac{I_{ADU,j}(x, y)}{n} \simeq \frac{\bar{g}}{n} \sum_{j=1}^n \frac{\mathcal{F}_{G,j}(x, y) + \mathcal{F}_{S,j}(x, y)}{P(x, y)}, \quad (4.18)$$

donde el índice j recorre las n imágenes combinadas. En el último término, se ha utilizado la ec. [4.17]. Supongamos que, en dicha combinación, hacemos uso de algún algoritmo de rechazo de fuentes. La imagen resultante podríamos escribirla tal que:

$$I_{ADU}^{\text{comb, filt}}(x, y) \equiv \Pi_{\text{filt}} \otimes \left[I_{ADU}^{\text{comb}}(x, y) \right] = \frac{\bar{g}}{n} \Pi_{\text{filt}} \otimes \left\{ \sum_{j=1}^n \frac{\mathcal{F}_{G,j}(x, y) + \mathcal{F}_{S,j}(x, y)}{P(x, y)} \right\}, \quad (4.19)$$

expresión en la que Π_{filt} representa al proceso de filtrado. En definitiva, el objeto de este filtrado es eliminar cualquier frecuencia espacial alta en cada una de las imágenes combinadas; en particular, el campo de objetos $\mathcal{F}_{G,j}(x, y)$, las anomalías pequeñas del cielo $\mathcal{F}_{S,j}(x, y)$ y las pequeñas oscilaciones del patrón de iluminación $P(x, y)$. Como éste último es un patrón de iluminación procedente de los gradientes

de luz del cielo, se compone básicamente de frecuencias espaciales bajas; por tanto, se puede considerar que permanecerá inalterado por este proceso de filtrado. Por otro lado, en nuestro caso la emisión del cielo nocturno, $\mathcal{F}_{S,j}(x, y)$, no es más que un nivel promedio de cielo (\overline{S}_j) más una distribución de ruido poissoniano que irá como $\sigma = \sqrt{\overline{S}_j}$. El filtro eliminará el ruido de esta distribución, y dejará inalterado el nivel promedio de cielo. Por tanto, la expresión anterior puede aproximarse por:

$$I_{\text{ADU}}^{\text{comb,flt}}(x, y) \simeq \frac{\overline{g}}{n} \sum_{j=1}^n \frac{\overline{S}_j}{P(x, y)} = \frac{\overline{g} \langle \overline{S} \rangle}{P(x, y)}, \quad (4.20)$$

donde hemos llamado $\langle \overline{S} \rangle$ al valor promedio de todos los valores medios de emisión del cielo nocturno de cada imagen de ciencia que combinamos: $\langle \overline{S} \rangle \equiv \sum_{j=1}^n \overline{S}_j/n$. Una vez se normaliza la expresión anterior, obtenemos la imagen de *superflat*:

$$SF(x, y) \equiv \frac{I_{\text{ADU}}^{\text{comb,flt}}(x, y)}{\left\langle I_{\text{ADU}}^{\text{comb,flt}}(x, y) \right\rangle_{\forall x, y}} \simeq \frac{\overline{g} \langle \overline{S} \rangle}{P(x, y)} \frac{1}{\overline{g} \langle \overline{S} \rangle} = \frac{1}{P(x, y)}, \quad (4.21)$$

ya que el promedio de $P(x, y)$ es ~ 1 por definición.

Finalmente, si dividimos las imágenes corregidas de *flatfield* por este *superflat*, podremos corregir el patrón de iluminación $P(x, y)$:

$$I_{SF}(x, y) \equiv \frac{I_{\text{ADU}}(x, y)}{SF(x, y)} \simeq \overline{g} [\mathcal{F}_G(x, y) + \mathcal{F}_S(x, y)], \quad (4.22)$$

donde hemos utilizado las ecs. [4.17] y [4.21].

B.- El problema de la luz difusa

El patrón de iluminación y la luz difusa son estructuras de distinto origen que contaminan las imágenes astronómicas, aunque ambas suelen afectar a grandes escalas en las imágenes.

La luz difusa es un problema muy habitual de los campos profundos y amplios, ya que las reflexiones internas son comunes en el óptico, el campo ostentará una mayor probabilidad de inclusión de estrellas brillantes y las cámaras saturan en las fuentes más brillantes debido al largo tiempo de exposición. Lauer & Valdés (1997) indican que la luz difusa de objetos cercanos afecta al cielo en grandes áreas, y que, al ser un patrón que varía a medida que se desplaza el apuntado del telescopio, la luz difusa afecta en pequeñas escalas al promediar las imágenes por su estructura irregular y cambiante. Es decir, que, en contra de lo que comúnmente se piensa, las estructuras difusas (por lo general, de gran escala) pueden afectar a la fotometría de apertura incluso de fuentes con área pequeña. La razón de esto es que estas estructuras difusas varían entre las diversas exposiciones del campo. Al ser éstas combinadas mediante algoritmos de rechazo, se generan variaciones a pequeña escala en el nivel de cielo

de las imágenes, que no se eliminarán cuando se corrige de cielo empleando un anillo de apertura. Además, en este trabajo hemos comprobado que la luz difusa también introduce errores en la estimación de los parámetros estructurales de las fuentes; ya que estos últimos se deducen mediante un análisis isofotal, que va a estar directamente afectado por estas variaciones de pequeña escala, derivadas de la combinación de exposiciones con patrones de luz difusa sin corregir.

Los errores fotométricos introducidos por no haber corregido las estructuras difusas de un campo amplio pueden ser significativos en la fotometría global de un muestreo. Esto se aprecia en muchos muestreos profundos, como el del Capodimonte, en cuya fotometría Capaccioli et al. (2001) halla un error del 3% en las bandas anchas causado por estructuras difusas no corregidas. Otro ejemplo es la fotometría de VIRMOS: Manfroid et al. (2001) comprobaron que las variaciones del punto cero fotométrico a lo largo del mosaico WFI eran una consecuencia de la luz difusa, y que ésta introducía un error adicional de 0,1 mag en el punto cero en U de la fotometría elaborada por Radovich et al. (2004).

De todo lo que acabamos de exponer, se extrae la conclusión de que eliminar la luz difusa de los campos amplios es esencial para lograr una fotometría fiable; aunque no es sencillo. Valdés (2000a) indica que se necesita un modelo teórico de la respuesta del telescopio-detector para extraer la luz difusa del mosaico de ocho CCDs de NOAO. Como esto es algo complejo, los autores no suelen corregir la luz difusa, sino que, a lo sumo, estiman los errores que ésta inserta en la fotometría. Lo ideal sería lograr modelar de forma sencilla y fiable los patrones de luz difusa de las imágenes para poder sustraerla. Pero, para ello, deberíamos poder haber eliminado el otro patrón a gran escala que afecta a las imágenes: el patrón de iluminación.

Los procedimientos actuales que existen para crear esa imagen de *superflat* precisan que las imágenes de ciencia cumplan dos condiciones: que el campo esté libre de estrellas saturadas o que las imágenes presenten desplazamientos suficientes entre sí, para rechazarlas eficientemente, y que no exista demasiada luz difusa en las imágenes.

Obviamente, si los campos no se encuentran lo suficientemente desplazados entre sí o tenemos pocas imágenes de ciencia para combinar, el filtrado de los objetos resultará peor, por lo que la calidad del *superflat* disminuirá. Por otro lado, si las imágenes de ciencia presentan luz difusa producida por las reflexiones internas de la óptica o porque la luz de estrellas saturadas esparce carga por los píxeles anexos, todo el razonamiento anterior para la generación de un *superflat* no es válido. Este patrón difuso entraría en la ec. [4.14], y al ser de gran escala, no desaparecería en los filtrados ni en las combinaciones. Por lo tanto, no podemos aislar $P(x, y)$ al crear el *superflat*.

Veamos cómo influiría la luz difusa en caso de tenerla en cuenta. La ec. [4.14] se transformaría en:

$$I(x, y) = \frac{1}{g} \{ [\mathcal{F}_G(x, y) + \mathcal{F}_S(x, y) + \mathcal{F}_{\text{dif},1}(x, y)] R_O(x, y) R_D(x, y) \} + \frac{1}{g} \{ \mathcal{F}_{\text{dif},2}(x, y) R_D(x, y) \}, \quad (4.23)$$

donde hemos hecho distinción entre la componente difusa procedente de estrellas saturadas que se derrama por todo el detector y que, básicamente, estará afectada por la respuesta de éste, $\mathcal{F}_{\text{dif},2}(x, y)$, y la componente difusa de reflexiones internas en la óptica del telescopio, que atravesará todo el sistema óptico del telescopio y que está afectada por la respuesta tanto del detector como del telescopio, $\mathcal{F}_{\text{dif},1}(x, y)$. Si corregimos esta expresión de *flat* utilizando la ec. [4.15], las contribuciones difusas impiden que podamos eliminar $R_O(x, y)$:

$$I_{\text{FF}}(x, y) = \frac{I(x, y)}{FF(x, y)} = \frac{\mathcal{F}_G(x, y) + \mathcal{F}_S(x, y) + \mathcal{F}_{\text{dif},1}(x, y)}{P(x, y)} + \frac{\mathcal{F}_{\text{dif},2}(x, y)}{P(x, y) R_O(x, y)}. \quad (4.24)$$

Nótese que la naturaleza de los patrones de luz difusa y de iluminación es diferente: $\mathcal{F}_{\text{dif}}(x, y)$ es una componente aditiva a la luz de los objetos astronómicos, mientras que $P(x, y)$ es un factor multiplicativo. Sin embargo, ambos son patrones a gran escala. De ahí que un *superflat* no sirva para nada en el caso de luz difusa: los filtros de mediana, los rechazos y las combinaciones no pueden separar ambas contribuciones.

El hecho de que nuestras imágenes presentaban patrones de luz difusa variables con un nivel hasta de un 50 % el valor del cielo en algunas zonas nos obligó a plantearnos diversos métodos para intentar estimar los patrones de *superflats*, y a desarrollar procedimientos novedosos para la eliminación de las estructuras difusas de las cámaras de gran campo. Intentamos aislar el patrón de *superflat* del de la luz difusa mediante varios métodos; pero todos resultaron infructuosos, tal y como comentaremos en §4.1.6.C. Así pues, optamos por corregir únicamente la luz difusa, ya que, al fin y al cabo, era ésta la que representaba la mayor fuente de error. Estimamos que la contribución del patrón $P(x, y)$ era despreciable frente a las incertidumbres en la eliminación de la componente difusa (véase §4.1.6.C). En el apartado §4.1.6.D, se comentan varios procedimientos fallidos que se intentaron para lograr eliminar esta componente difusa. Finalmente, hemos desarrollado un método sencillo y fiable que permite eliminar la luz difusa en más de un $\gtrsim 98\%$, aún cuando se traten de estructuras irregulares, variables de CCD a CCD, e incluso cambiantes en exposiciones sucesivas de la misma CCD. Gracias a este método, que se explica en detalle en §4.1.6.E, redujimos los patrones difusos a menos de un 1 % del nivel del cielo en las regiones más afectadas por ellos. A pesar de que no se corrigió por ningún *superflat*, diseñamos una tarea específica para su generación con datos de WFC: `wfc.wfcombine`.

C.- Procedimientos de separación de los patrones de iluminación y de luz difusa

En esta sección, comentaremos una serie de métodos en los que se trabajó para tratar de eliminar la luz difusa y separar su contribución de la del *superflat*, a pesar de que ninguno de ellos resultó adecuado. Tal y como ya se ha comentado, nuestras imágenes presentaban gran cantidad de luz difusa, en estructuras variables

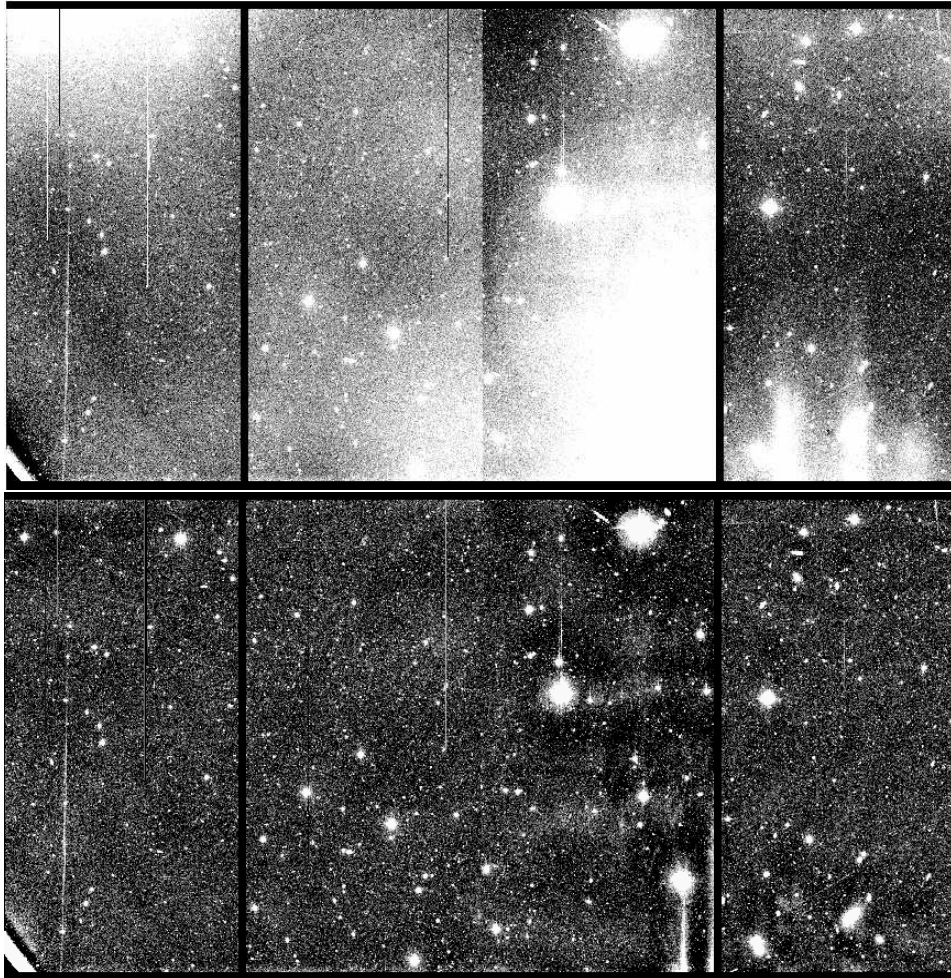


Figura 4.4: Corrección de las estructuras difusas de las imágenes de ciencia. *Panel superior*: estructuras difusas típicas en una de las exposiciones en *B*, debidas a luz de estrellas saturadas que se desparrama por los píxeles contiguos y a reflexiones en la óptica interna del telescopio. Desde la izquierda, los números identificativos de las CCDs son: #3, #4, #1 y #2. En esta figura puede apreciarse el viñeteo residual en la esquina inferior izquierda de la CCD#3 tras la corrección de *flatfield*. *Panel inferior*: mismo apuntado que en el panel superior, una vez se le sustrajo el patrón de luz difusa. Los niveles de grises en ambos paneles no es el mismo, ya que en este último hemos querido enfatizar las estructuras residuales que quedan en torno a los halos de estrellas muy brillantes tras la sustracción de la luz difusa. Estos residuos son $\sim 1\%$ del nivel del cielo de la imagen antes de la sustracción.

de exposición en exposición (véase el panel superior de la Fig. 4.4). Procedía de estrellas saturadas y reflexiones internas del sistema óptico del telescopio. Además, los desplazamientos entre exposiciones eran insuficientes para crear un *superflat* de calidad, puesto que lo que primaba para nosotros era disponer de la máxima área con tiempo de exposición homogéneo.

Nuestro objetivo era separar la componente difusa del patrón de iluminación. En un principio, a partir de la expresión [4.23], probamos con varios métodos basados en combinaciones, rechazos, filtros de mediana y/o ajustes a superficies de la estructura difusa, para aislarla y poder eliminarla. Ninguno resultaba del todo satisfactorio: siempre quedaba luz difusa residual que sería considerada como patrón de cielo procedente del *flatfield* en un *superflat*. Estos residuos de luz difusa asignarían una sensibilidad mayor de la real a aquellos píxeles en los que se encontrase, cuando se dividiese por el *superflat*. De esta manera, si nos quedaban residuos de luz difusa del 10 %, éstos se introducirían en la estimación de $1/P(x, y)$ al construir el *superflat*. Al dividir por éste para corregir el patrón de iluminación, estaríamos disminuyendo en un 10 % el flujo de las fuentes, lo que implica un error de 0.1 mag en la fotometría de las fuentes afectadas. De hecho, este efecto se puede observar al comparar la fotometría de las mismas fuentes en imágenes corregidas de *flatfield* y en las mismas imágenes con la corrección por alguno de los *superflats*, tal y como veremos más adelante.

Intentando estimar $P(x, y)$, dividimos nuestros *flats* por otros disponibles en la página web del INT. Pensamos que, si la respuesta global de las CCDs, $R_O(x, y) \cdot R_D(x, y)$, no había cambiado demasiado con el tiempo, podríamos estimar el valor de este patrón de esta forma, ya que lo único que debía diferenciar nuestros *flats* de los del INT debía ser $P(x, y)$. Pero las variaciones entre ellos eran demasiado altas para proceder de la iluminación del cielo. Como la respuesta intrínseca a gran escala de las CCDs había cambiado apreciablemente, este razonamiento tampoco nos sirvió.

Otra prueba fue la de crear un *superflat* con las únicas imágenes de campo que carecen de luz difusa: los campos estelares de calibración. Tampoco dio buenos resultados, ya que la S/N del cielo en estas exposiciones tan cortas es muy baja, precisamente con objeto de que las estrellas de calibración no saturen. El escaso número de ADUs del fondo de la imagen se corresponde más con la estructura de la corriente de oscuridad del detector que con el cielo, y no es constante en todas las exposiciones. De forma que no estamos muestreando el patrón de luz introducido al corregir por *flat*, sino la estructura de la corriente de oscuridad.

Finalmente, examinando las zonas no afectadas por viñeteo o luz difusa de las imágenes, estimamos que la contribución de $P(x, y)$ no podía ser superior a un 0.5 % del nivel del cielo. Y dado que la luz difusa era la principal fuente de error en nuestras imágenes y que su corrección introducía residuos aún mayores que $P(x, y)$ ($\sim 1-2\%$, véase §4.1.6), decidimos no corregir el patrón de iluminación y centrarnos en eliminar la componente difusa.

D.- Procedimientos de eliminación de los patrones de luz difusa

En los apartados anteriores, hemos visto que nuestras exposiciones estaban surcadas por estructuras irregulares de luz difusa en escalas de varios minutos de arco, de más del 50 % del nivel del cielo, procedente de estrellas saturadas y de reflexiones en la óptica interna del telescopio. Además, los patrones de desplazamiento de los

datos eran insuficientes para poder filtrar estas estructuras en la generación de un *superflat*.

Ya hemos comentado que la eliminación de la luz difusa es un problema complejo, por lo que no se suele corregir. A lo sumo, los autores estiman los errores que ésta pudiera haber insertado en la fotometría. Nosotros hemos desarrollado un método relativamente sencillo para el modelado y sustracción de la luz difusa que proporciona resultados altamente fiables. Lo comentaremos en §4.1.6.E. A continuación, vamos a exponer otros métodos que se trabajaron en su momento para eliminar la componente difusa de la imagen y que resultaron infructuosos.

En un principio, intentamos ajustar superficies de grado n al cielo de las imágenes para modelar la componente difusa. Para ello, diseñamos una tarea con la cual podían ajustarse cada CCD de WFC con un conjunto de parámetros diferentes (`wfc.wfcsurfit`). Sin embargo, aún empleando fuertes filtros y algoritmos de eliminación de objetos, la estructura variable de la luz difusa no se reproducía bien con los ajustes.

También intentamos modelar la componente difusa mediante un filtrado de las frecuencias espaciales más bajas de cada imagen, ya que éstas corresponderían a la estructura difusa y al cielo (véase Nordlung et al. 2002). Para ello, se calcula la transformada discreta de Fourier (FFT) de una imagen de ciencia corregida de *flatfield*, $I_{\text{FF}}(x, y)$, según:

$$I(\varpi) \equiv \text{FFT} [I(x, y)] = \frac{1}{N} \sum_{x=0}^{N-1} \sum_{y=0}^{N-1} I(x, y) \exp \left[2\pi j \varpi \left(\frac{x}{N_x} + \frac{y}{N_y} \right) \right], \quad (4.25)$$

donde $I(\varpi)$ es la FFT de $I_{\text{FF}}(x, y)$, N_x y N_y son el número de puntos con que muestreamos el intervalo espacial en cada dirección, y ϖ es la frecuencia espacial. El espectro de potencias de la imagen vendrá dado por:

$$P(\varpi) = \log\{|I(\varpi)|\} \quad (4.26)$$

Si consideramos un filtro paso baja, como cualquiera de los dos que siguen:

$$\begin{aligned} \text{Filtro exponencial :} \quad & F_{\text{exp}}(\varpi, \varpi_c) \equiv \exp \left[- \left(\frac{\varpi}{\varpi_c} \right)^2 \right], \\ \text{Filtro de Butterworth :} \quad & F_{\text{Butt}}(\varpi, \varpi_c) \equiv 1 / \left[1 + \left(\frac{\varpi}{\varpi_c} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (4.27)$$

podemos atenuar las frecuencias espaciales de la imagen que cumplan $|\varpi| > |\varpi_c|$, siendo ϖ_c una frecuencia de corte impuesta por nosotros. Es decir, podemos filtrar todas las estructuras espaciales de la imagen menores que un tamaño l , fijado por nosotros a través de la frecuencia de corte que elijamos, ya que:

$$\varpi_{\text{corte}} = 1/l \quad (4.28)$$

Si volvemos al espacio físico esta imagen una vez la hemos filtrado en el espacio de frecuencias, podremos obtener la imagen original sin objetos ni defectos. Esta

imagen filtrada contendrá únicamente las estructuras extensas de la imagen original, y viene dada por la transformada de Fourier inversa de la imagen resultante con la ec. [4.25], una vez hallamos filtrado sus frecuencias espaciales altas. De forma que podemos considerarla como un buen modelo del patrón de luz difusa de la imagen, al que llamaremos $\mathcal{I}_{\text{dif}}(x, y)$:

$$\mathcal{I}_{\text{dif}}(x, y) \simeq FFT^{-1} [I(\varpi) F(\varpi, \varpi_c)]. \quad (4.29)$$

En esta expresión, $F(\varpi, \varpi_c)$ simboliza uno de los dos filtros descritos en las ecs. [4.27]. Llegados a este punto, bastaría con sustraer esta imagen filtrada a la original para eliminar las componentes difusas de esta última:

$$I_{\text{Dif.corr.}}(x, y) = I_{\text{FF}}(x, y) - \mathcal{I}_{\text{dif}}(x, y). \quad (4.30)$$

Nótese por último que $\mathcal{I}_{\text{dif}}(x, y)$ describe tanto la contribución difusa procedente de estrellas saturadas, como la debida a reflexiones en la óptica interna del telescopio; ya que puede escribirse como (véase la ec. [4.23]):

$$\mathcal{I}_{\text{dif}}(x, y) = \frac{1}{g} \mathcal{F}_{\text{dif},1}(x, y) R_O(x, y) R_D(x, y) + \frac{1}{g} \mathcal{F}_{\text{dif},2}(x, y) R_D(x, y). \quad (4.31)$$

En la Fig. 4.5, se muestra uno de los filtrados de estructuras extensas que hicimos a una de las imágenes de ciencia. En este caso, se eliminaron las estructuras con menos de 200 píxeles en la imagen, que era lo que aproximadamente se extendían los halos de las estrellas saturadas. En este ejemplo, se utilizó el filtro exponencial de las ecs. [4.27], que resultó más eficiente que el de Butterworth en el atenuamiento de las frecuencias espaciales. Los dos paneles de la izquierda de la figura muestran el espectro de potencias original en la dirección de las columnas de la imagen (panel superior izquierdo) y tras el filtrado de las frecuencias con $\varpi > \varpi_c$ (panel inferior izquierdo). Las líneas punteadas verticales marcan la posición de $\pm\varpi_c$. Los dos paneles centrales muestran exactamente lo mismo, pero para la dirección de las filas de la imagen. Nótese el enorme atenuamiento de las frecuencias mayores que la frecuencia de corte elegida (la misma en ambas direcciones). Las frecuencias espaciales bajas que quedan en la imagen filtrada representan un buen modelo de la emisión extensa, tanto de la difusa como de la de las estrellas saturadas (panel superior derecho de la Fig. 4.5).

La imagen resultante de la sustracción de la luz difusa modelada mediante esta técnica a la imagen original puede apreciarse en el panel derecho inferior de la Fig. 4.5. La planitud del cielo alcanzada mediante este método era sorprendente. No sólo eliminaba a la perfección las estructuras difusas, por irregulares que éstas fueran, además lo hacía sin modificar la fotometría de las galaxias. El gran defecto del método seguía estando en cómo afectaba al entorno de las estrellas brillantes. En la figura pueden apreciarse “pozos” en torno a las estrellas más brillantes, producidos porque el filtrado eliminaba los halos extensos de estas estrellas, e incluso, las columnas saturadas que producían a su alrededor. Dado que estas estrellas eran

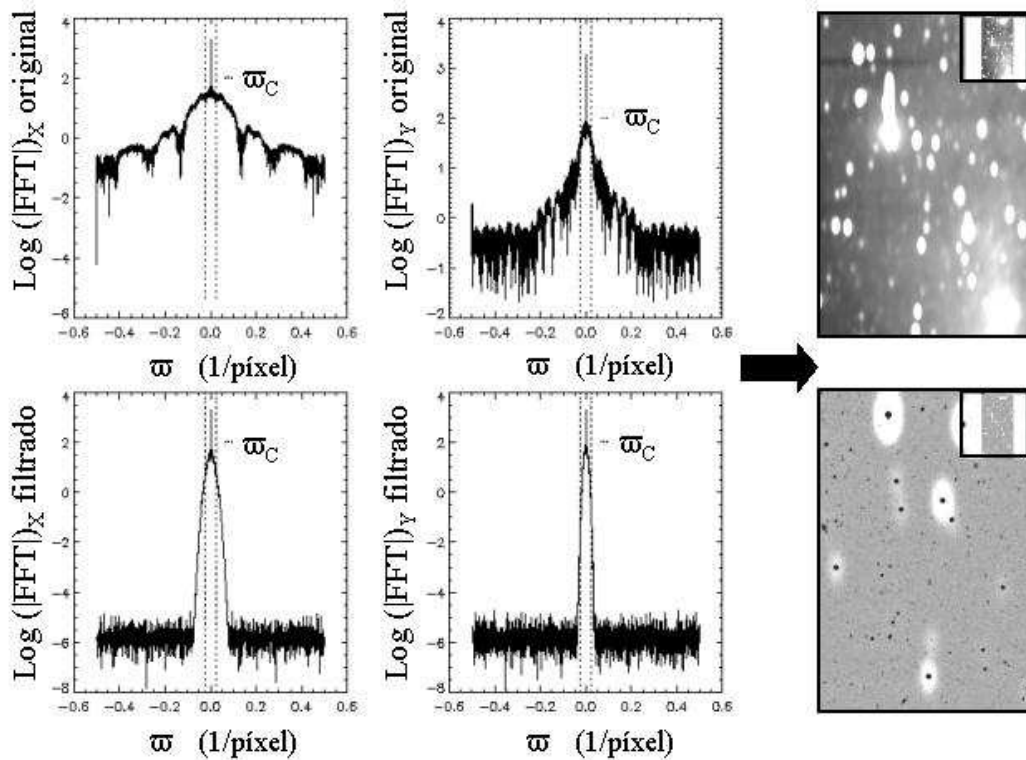


Figura 4.5: Filtrado exponencial de las frecuencias espaciales más altas de una de las imágenes en B , en un intento de modelado de las estructuras difusas. *Pareja de paneles superiores de la izquierda*: espectros de potencias de la imagen original en cada una de las dos direcciones de la imagen. *Pareja de paneles inferiores de la izquierda*: espectros de potencias de la misma imagen, una vez se han filtrado las frecuencias espaciales mayores que la de corte, ω_c , en ambas direcciones de la imagen. Esta frecuencia equivaldría a una longitud espacial de 200 píxeles. *Líneas verticales punteadas*: posición de la frecuencia espacial de corte. *Panel derecho superior*: resultado del filtrado en una de las regiones de la imagen, donde sólo han quedado las estructuras de más de 200 píxeles. *Panel derecho inferior*: otra región de la imagen tras sustraer el resultado del filtrado (panel superior derecho) a la imagen original. Obsérvense los “huecos” que el filtrado ha producido en torno a los halos de las estrellas más brillantes, razón por la que se rechazó este método de modelado de la luz difusa.

muy abundantes en el campo por el gran tiempo de exposición de las imágenes, se afectaba la fotometría de muchos objetos lejanos. Por esta razón, se desechó también este método de eliminación de luz difusa.

E.- Corrección final de la luz difusa

En esta sección, exponemos un método sencillo capaz de modelar la superficie del cielo y sus estructuras difusas con resultados óptimos incluso alrededor de las

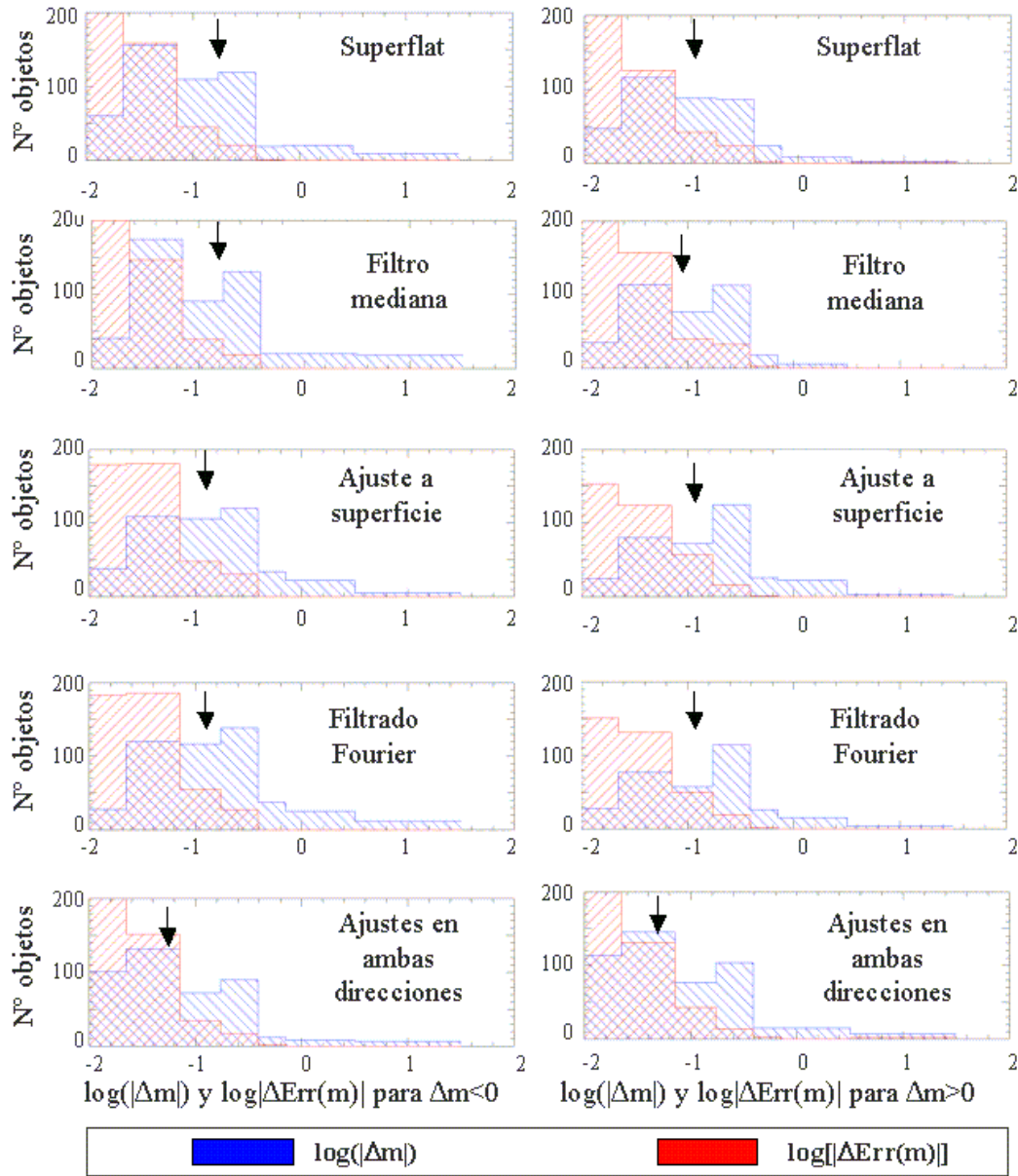


Figura 4.6: Análisis comparativo de varios de los métodos tratados para la eliminación de luz difusa y la corrección por *superflat*. Se muestran los histogramas de diferencias entre las magnitudes en logaritmo antes de aplicar el método y tras aplicarlo ($\log |\Delta m|$), para los objetos contenidos en una sección de 1000×1000 píxeles de la imagen en U (CCD #1). También se representa la estadística de las diferencias en los errores de las magnitudes calculados antes y tras aplicar cada método ($\log |\Delta \text{Err}(m)|$). *Paneles de la izquierda*: histogramas para $\Delta m < 0$. *Paneles de la derecha*: histogramas para $\Delta m > 0$. *Azul*: histogramas de $\log |\Delta m|$. *Rojo*: histogramas de $\log |\Delta \text{Err}(m)|$. *Flechas*: mediana de las distribuciones de $\log |\Delta m|$ en cada caso.

estrellas saturadas. Sustrayendo los modelos de luz difusa ajustados mediante este procedimiento, conseguimos reducir la contribución de la luz difusa a $\lesssim 1\%$ de su nivel inicial (en los peores casos, llegaba a un 50% del nivel del cielo originalmente), sin afectar apreciablemente a la fotometría de los objetos. Básicamente, consiste en efectuar ajustes 1-D con *splines* en cada imagen de ciencia en las dos direcciones espaciales consecutivamente, al mismo tiempo que se utilizan algoritmos de rechazo para eliminar los objetos presentes en el campo de los ajustes. Es un procedimiento aplicable a cualquier imagen de cualquier telescopio, siempre y cuando no esté excesivamente poblada.

Así pues, se obtuvo una primera aproximación al patrón de luz difusa haciendo los ajustes 1-D de *splines* a todas las filas de la imagen, independientes entre sí de una fila a otra. Los residuos fila a fila de este primer modelo se eliminaron cuando efectuamos la segunda tanda de ajustes a las columnas de este primer modelo. El resultado es una imagen que reproduce la estructura de la luz difusa y del cielo para cada imagen, con desviación estándar (RMS) muy pequeña, incluso en áreas minúsculas ($\text{RMS} \lesssim 0,01$ en secciones de 5×5 píxeles). Tras sustraer cada modelo de componente difusa a su imagen de ciencia correspondiente, los residuos de luz difusa se redujeron a $\lesssim 1\%$ del nivel del cielo de la imagen original para todo el campo y en todas las exposiciones (compárense los dos paneles de la Fig. 4.4). Este método eliminaba también el nivel medio de cielo en todas las imágenes, con lo que no tuvimos que sustraerlo después.

Para comprobar que no alterábamos la fotometría de los objetos, se verificó que la fotometría de apertura de estrellas no afectadas originariamente por luz difusa no se modificaba de una forma apreciable. El error típico introducido por la corrección de la luz difusa era de $\sim 0,007$ mag, insignificante comparado con los errores típicos de la fotometría ($\sim 0,1 - 0,3$ mag). Las mayores diferencias se obtenían en las zonas que exhibían los patrones difusos más complejos y exagerados; pero, aún así, estos errores no superaban las 0.015 mag, con lo que seguían siendo despreciables en comparación con los fotométricos.

Para automatizar las correcciones de luz difusa en nuestras imágenes, se definieron unos conjuntos de valores de los parámetros de los ajustes, capaces de reproducir estructuras difusas en varias imágenes, siempre y cuando éstas exhibieran ciertas características comunes (tales como estructuras difusas filamentosas verticales, o gradientes muy marcados desde un extremo o esquina de la imagen). Estos grupos de parámetros aparecen listados en la Tabla 4.3, y se incorporaron a una tarea especialmente diseñada para sustraer la luz difusa de las imágenes de WFC: `wfc.wfcfit1d1d` (más información en el Apéndice C).

En la Fig. 4.6 se muestra un análisis comparativo entre éste y los diversos métodos que hemos comentado. Los métodos que se comparan son: 1) la corrección de *superflat* sin tener en cuenta la luz difusa; 2) la corrección de la luz difusa utilizando un filtro de mediana y ciertos algoritmos de rechazo para modelarla; 3) la corrección de ésta empleando ajustes a superficies bidimensionales para modelarla; 4) la corrección de la luz difusa con filtros de Fourier; 5) la corrección de ésta utilizando

ajustes consecutivos en cada dirección de la imagen para modelarla. Se representan los histogramas de diferencias entre las magnitudes en logaritmo antes de aplicar el método y tras aplicarlo ($\log |\Delta m|$), para los objetos contenidos en una sección de la imagen en U (en azul). También se representa la estadística de las diferencias en los errores de las magnitudes calculados antes y tras aplicar cada método ($\log |\Delta \text{Err}(m)|$, en rojo). Se han diferenciado los casos de $\Delta m \geq 0$ con objeto de detectar posibles tendencias de cada método a incrementar o disminuir las magnitudes de los objetos. Por las medianas de las distribuciones de $\log |\Delta m|$ en cada método (flechas), podemos deducir que el método de ajustes unidimensionales que finalmente empleamos es el que altera en menor medida las magnitudes originales de los objetos. Al fin y al cabo, esto es lo que se pretende, puesto que las magnitudes de apertura no deben experimentar cambios muy apreciables por patrones de gran escala, como los difusos. De igual forma, este último método afecta poco a los errores de las magnitudes de los objetos, además de no mostrar una tendencia definida clara a sobreestimar o infravalorar las magnitudes de los objetos en global. Esto es una gran ventaja que los otros métodos no presentan (compárense los histogramas de $\Delta m > 0$ y $\Delta m < 0$ para los procedimientos del *superflat*, del filtro de mediana o del filtrado por transformadas de Fourier).

Una vez corregimos la luz difusa, comprobamos que el cielo presentaba una distribución de Poisson. Así lo mostraban los histogramas de ADUs que hicimos en regiones vacías o poco pobladas: eran similares a curvas poissonianas, a pesar de que fuentes no resueltas, embebidas en el ruido del cielo, los sesgaran un poco hacia valores mayores que la media de la distribución (véase el panel superior de la Fig. 4.7).

4.1.7. Máscaras de píxeles defectuosos

Los píxeles defectuosos suelen corregirse de dos maneras: sustituyéndolos por el valor que resulta de interpolar con los píxeles anexos no defectuosos, o eliminando sus valores de la media en la combinación final de todas las exposiciones. Este último método afecta en menor medida a los datos, aunque requiere que las exposiciones hayan sido desplazadas entre sí lo suficiente como para evitar que los píxeles defectuosos caigan siempre en la misma región de cielo. Nosotros corregiremos de píxeles defectuosos de esta última forma.

Se pueden generar máscaras de píxeles defectuosos asociadas a cada una de las CCDs de un MEF con MSCRED. Durante todo el proceso de astrometría y reducción, y siempre y cuando el nombre de estas máscaras aparezcan en la cabecera de las imágenes a través de la clave BPM, MSCRED es capaz de trasladar los repixelados, cambios de coordenadas y soluciones astrométricas a las máscaras asociadas.

Existen varias fuentes de píxeles defectuosos. Además de las columnas defectuosas de por sí en las imágenes, los píxeles saturados deben identificarse igualmente para tratar de eliminarlos en la combinación final. Asimismo, estos píxeles suelen desparramar carga en torno a ellos, generando esos trazos verticales u horizontales característicos, conocidos como “zonas sangrantes”. MSCRED puede crear máscaras

Tabla 4.3: Parámetros empleados en los ajustes de las estructuras de luz difusa, e implementados como opción en la tarea `wfc.wcfit1d1d`.

Identificador	Parámetros		Tipo de estructuras	CCDs de aplicación
	Ajuste en Y	Ajuste en X		
DIFFUSE.....	ord=5 lsig=3 hsig=1 grow=100	ord=21 lsig=3 hsig=3 grow=2	Difusas debidas a refracciones internas. Alargadas en Y, Filamentosas.	<i>B</i> : CCD #2
SATURATED...	ord=5 lsig=3 hsig=1 grow=100	ord=3 lsig=3 hsig=3 grow=2	Difusas debidas a estrellas altamente saturadas. Patrones muy irregulares.	<i>U, B</i> : CCD #1
GRADIENT.....	ord=3 lsig=3 hsig=1 grow=100	ord=3 lsig=3 hsig=3 grow=2	Fondo de cielo con gradiente desde alguna esquina. Para el viñeteo.	<i>U, B</i> : CCD #3 <i>U</i> : CCD #2
PLAIN.....	ord=2 lsig=3 hsig=1 grow=100	ord=2 lsig=3 hsig=3 grow=2	Cielos planos, sin grandes estructuras difusas ni saturadas.	<i>U, B</i> : CCD #4

NOTA.— *Col.(1)*: identificador del grupo de parámetros. *Col.(2)-(3)*: valores de los parámetros utilizados en los ajustes en ambas direcciones (columnas, *X*, y filas, *Y*), asignados a cada grupo (orden del ajuste, número de σ para el rechazo superior de la media, número de σ para el rechazo inferior a la media y radio en píxeles para extender el rechazo). *Col.(4)*: tipo de estructuras que cada grupo de parámetros reproduce de manera óptima. *Col.(5)*: CCDs en las que se ha utilizado cada grupo de parámetros para ajustar la luz difusa.

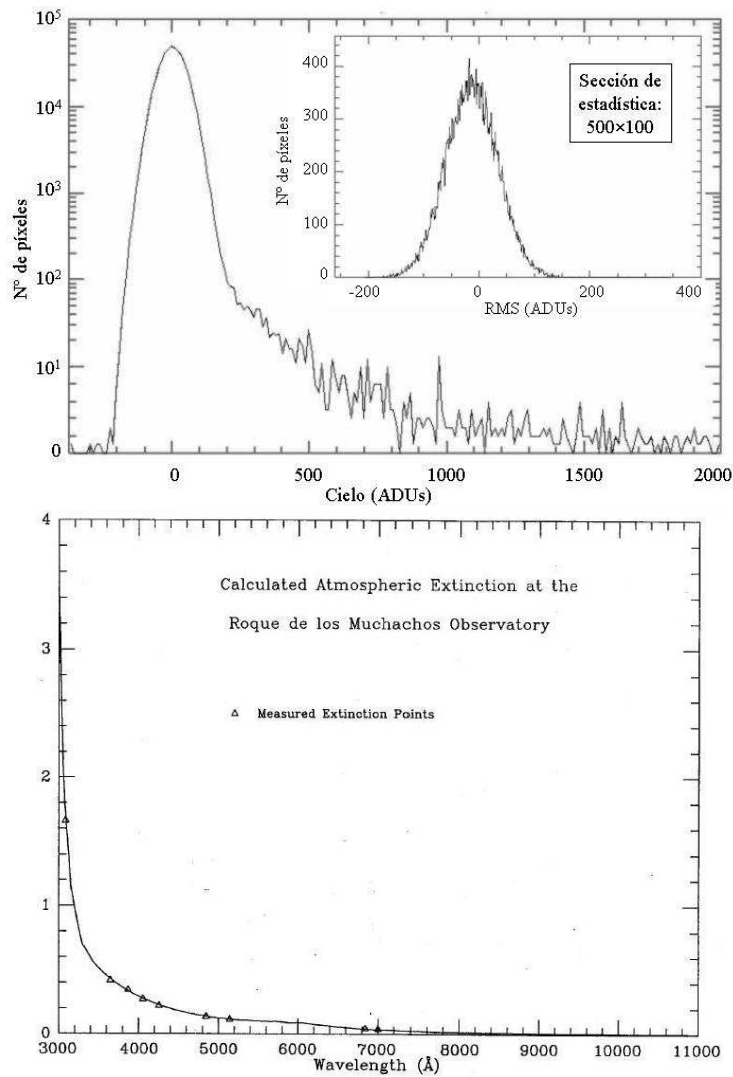


Figura 4.7: Distribuciones poissonianas de cielo en una de las exposiciones en U y curva de extinción teórica de La Palma de King (1985). *Panel superior*: histograma de cuentas sobre un área de 500×1000 píxeles de la exposición. La distribución presenta forma poissoniana, a pesar de estar sesgada hacia la derecha debida a fuentes presentes en dicho área. El comportamiento de las distribuciones de cielo era poissoniano en todas nuestras exposiciones y en ambos filtros. El panel secundario muestra la distribución de valores en ADUs de la RMS del cielo en la misma sección de la imagen. *Panel inferior*: curva de extinción atmosférica teórica para la altitud del Observatorio del Roque de Los Muchachos, en La Palma, cubriendo el rango espectral entre 3000 y 11000 Å. El eje de ordenadas muestra la extinción atmosférica en magnitudes por masa de aire. Fuente de la figura: King (1985).

que identifiquen píxeles sangrantes y saturados, pero no admite ficheros de entrada que definan las secciones defectuosas de cada CCD. Nosotros hemos aunado ambos procesos al implementar la tarea `wfc.wfcfixpix`, la cual permite definir secciones defectuosas, saturadas y sangrantes mediante una serie de parámetros simples, creando una máscara que reúne toda esta información. Las máscaras resultantes se asocian a las imágenes nuevamente con la clave `BPM` en la cabecera, para que sean tratadas conjuntamente con su imagen correspondiente durante la astrometría con `MSCRED`.

4.2. Calibración fotométrica

Tal y como ya hemos comentado, se observaron campos de estrellas estándares del catálogo de Landolt (1992), tanto al principio como al final de la noche (véase la Tabla 3.5). Éstos se seleccionaron de forma que cubrieran un rango amplio de colores ($-1,2 < U - B < 2,0$) y de masas de aire durante la noche. A pesar de que ésta presentó cirros al principio, la transparencia de cielo fue completa al final, por lo que pudimos calibrar haciendo uso únicamente de los campos de estándares tomados durante la segunda mitad de la noche. También se eliminaron de los ajustes las exposiciones de algunos campos cuya distancia cenital era mayor de 60° , puesto que introducían mucho error.

Por otra parte, en la definición de los tiempos de exposición, tuvimos que indagar acerca del significado de un comentario expuesto en la web de INT/WFC. Éste indicaba que “*los tiempos de exposición por debajo de 2 segundos no son fiables*”; lo que implicaba una cierta imprecisión en el tiempo de exposición que, dados los tiempos tan bajos de nuestros campos de calibración, podía convertirse en un error considerable en la calibración. Preguntamos sobre esta nota al personal del ING, que nos aclaró que el tiempo de exposición es altamente uniforme sobre todo el campo; pero que existe un desplazamiento entre el tiempo real y el indicado en la cabecera de la imagen de $\sim 0,01$ s. Estimamos que este error en los tiempos de exposición de nuestras imágenes de calibración afectaba a la fotometría en $\lesssim 0,0054$ mag en U y $\lesssim 0,0014$ en B . Dado que estos valores eran insignificantes comparados con los errores típicos de fotometría, no los tuvimos en cuenta en la calibración.

Las estrellas estándares se habían situado en el centro de WFC, en la CCD libre de viñeteo (#4). La calibración efectuada puede aplicarse al resto de las CCDs, ya que todas han sido convertidas a unidades de cuentas promedio (véase §4.1.5). Para la fotometría de apertura de las estándares, empleamos `daophot` y los ajustes se llevaron a cabo con `digiphot`, ambos paquetes de tareas de IRAF. Las aperturas adoptadas para calcular las magnitudes instrumentales de las estrellas de calibración fueron lo suficientemente grandes como para evitar pérdidas relevantes del flujo de la estrellas, lo que obviamente puede alterar considerablemente el resultado de la calibración fotométrica, sin solapar con otras fuentes cercanas ($R_{\text{apert}} = 20$ píxeles). El cielo se extrae empleando un anillo en torno a la apertura lo suficientemente grande para tener buena estadística, pero nuevamente lo suficientemente pequeño

como para no solapar con otras fuentes ($\Delta R_{\text{cielo}} = 5$ píxeles).

El ajuste tuvo en cuenta en un principio, aparte de los términos por extinción y el de color, el término de segundo orden del producto del color y la masa de aire, ya que a las longitudes de onda en las que trabajamos puede ser importante. Las ecuaciones de corrección por extinción atmosférica y de transformación al sistema de Landolt que empleamos en un principio fueron (Hardie 1962):

$$\begin{aligned} m_U &= U + u_0 + u_1 X + u_2 (U - B) + u_3 (U - B) X \\ m_B &= B + b_0 + b_1 X + b_2 (U - B) + b_3 (U - B) X, \end{aligned} \quad (4.32)$$

donde m_U y m_B son las magnitudes instrumentales definidas como $-2,5 \log(\mathcal{F}_{\text{ADU}}/t)$, con $\mathcal{F}_{\text{ADU}}/t$ representando al flujo en cuentas por unidad de tiempo en las bandas U y B, respectivamente; U y B son las magnitudes Johnson; X representa a la masa de aire; y el resto de parámetros son los coeficientes de transformación en U (u_0, u_1, u_2, u_3) y B (b_0, b_1, b_2, b_3). Los coeficientes u_0 y b_0 representan a los puntos cero, u_1 y b_1 son los términos de extinción, u_2 y b_2 representan a los términos de color; y u_3 y b_3 dan cuenta del término cruzado en el color y la masa de aire.

Los resultados de varios ajustes de prueba en los que fijábamos los términos de segundo orden nos llevaron a la conclusión de que carecíamos de información suficiente para discernir si el término cruzado influía o no en el ajuste. Dado que el introducirlo no reducía los residuos, optamos por no considerarlo en los ajustes finales. Por tanto, las ecs. [4.32] de calibración fotométrica se simplificaron a las siguientes:

$$\begin{aligned} m_U &= U + u_0 + u_1 X + u_2 (U - B) \\ m_B &= B + b_0 + b_1 X + b_2 (U - B). \end{aligned} \quad (4.33)$$

4.2.1. Calibración fotométrica de fuentes independientes

Paralelamente a la calibración, y con objeto de poder comprobar los resultados que íbamos obteniendo, buscamos fuentes independientes que estimaran los parámetros fotométricos para nuestra noche de observación:

- **Punto cero fotométrico.**

La web del INT indica que los puntos cero típicos en La Palma para nuestras bandas, si los flujos se expresan en ADUs⁶, son: $u_0 = -22,5$ y $b_0 = -24,6$ mag. Por otra parte, el ING está desarrollando un muestreo de todo el cielo con WFC (WFS), de manera que en su página web se pueden consultar los puntos cero de aquellas noches en las que observan. Los del día más próximo a nuestra fecha de observación eran muy similares a los típicos: $u_0 = -22,6$ y $b_0 = -24,7$ mag. Estas estimaciones de los puntos cero nos ayudarán a

⁶Para expresar los puntos cero se debe indicar si, cuando se ha hecho la calibración fotométrica, los flujos se han introducido en ADUs o en electrones. Para transformar los puntos cero expresados mediante ADUs a electrones, sólo hay tener en cuenta el factor de conversión entre ellos, que no es sino la ganancia (g). De forma que: $a_0(e^-) = a_0(\text{ADU}) + 2,5 \log(g)$.

discernir si nuestra calibración fotométrica es correcta, puesto que nos deben dar resultados muy similares.

■ **Término de extinción.**

Los telescopios Mercator⁷ y Carlsberg⁸ efectuaron medidas de la extinción esa misma noche en La Palma en V y r' , respectivamente. Según sus fuentes, la noche de observación fue fotométrica en el Roque, al menos en sus emplazamientos. Haciendo uso de la curva de extinción teórica del Roque de Los Muchachos (King 1985, véase el panel inferior de la Fig. 4.7) y conociendo el coeficiente de extinción en una banda cualquiera durante la noche, se pueden estimar los coeficientes de extinción en cualquier otra longitud de onda. Para ello, es necesario que la noche sea fotométrica (la nuestra lo fue durante la segunda mitad, más adelante veremos cómo se llegó a esta conclusión); puesto que, en ese caso, esta curva simplemente experimenta un desplazamiento constante en todas las longitudes de onda, cuyo valor depende básicamente de la cantidad de aerosoles y polvo de la atmósfera:

$$A_{\text{aerosol}} = A_{\text{teórica}}(\lambda) - A_{\text{noche}}(\lambda). \quad (4.34)$$

La diferencia de las medidas de extinción de los telescopios Carlsberg y Mercator con respecto a las estimadas mediante la curva teórica en sus filtros, nos proporcionará el valor de esta constante, A_{aerosol} . A continuación, si sumamos esta constante al valor que presenta la curva teórica en las longitudes de onda centrales de nuestros filtros, obtendremos una estimación del coeficiente de extinción de la noche en nuestras bandas:

$$\begin{aligned} A_{\text{noche}}(U_{\text{RGO}}) &= A_{\text{teórico}}(U_{\text{RGO}}) - A_{\text{aerosol}} \\ A_{\text{noche}}(B_{\text{KPNO}}) &= A_{\text{teórico}}(B_{\text{KPNO}}) - A_{\text{aerosol}} \end{aligned} \quad (4.35)$$

De esta manera, obtuvimos dos estimaciones diferentes del término de extinción de aquella noche en nuestros dos filtros, utilizando los coeficientes de extinción medidos en V y r' por cada telescopio respectivamente:

$$\begin{aligned} u_{1,\text{Mercator}} &= 0,48 \text{ mag}; & u_{1,\text{Carlsberg}} &= 0,51 \text{ mag}; \\ b_{1,\text{Mercator}} &= 0,21 \text{ mag}; & b_{1,\text{Carlsberg}} &= 0,24 \text{ mag}. \end{aligned} \quad (4.36)$$

Por otra parte, según la web del INT, la extinción típica en La Palma en nuestros filtros es: $u_1 = 0,46$ y $b_1 = 0,22$ mag, valores muy similares a los obtenidos en las ecs. [4.36].

■ **Término de color.**

⁷La página web del telescopio Mercator está disponible en: http://www.mercator.iac.es/-extinction/extin_previous.html

⁸Más información del telescopio Carlsberg en: http://www.ast.cam.ac.uk/~dwe/SRF/-camc_extinction.html

En la página web del muestreo *Wide Field Imaging Survey* (WFS⁹), sólo encontramos información sobre el valor típico de uno de los términos de color ($u_2 = -0,084$), aunque el término b_2 debe ser del mismo orden, por la cercanía de las longitudes de onda centrales de ambos filtros y la similitud de sus curvas de transmisión.

Estos valores de comparación (puntos cero, términos de extinción y color) nos resultaron muy útiles a la hora de determinar qué franja de la noche había sido realmente fotométrica, tal y como veremos a continuación.

4.2.2. Condiciones fotométricas de la noche

Por las notas de la observación, sabíamos que había habido cirros altos en un momento dado al principio de la noche. Durante esta fase de cirros, se habían tomado algunas imágenes de un campo de calibración, que tuvimos que eliminar de la calibración porque presentaba más ADUs cuanto menor era su tiempo de exposición. Después, estos cirros habían desaparecido, o se habían tornado más transparentes a la radiación; pero desconocíamos hasta qué punto. Empezamos a considerar seriamente que la noche no había sido fotométrica (o, al menos, en parte) cuando efectuamos los ajustes a las ecs. [4.33] con `digiphot.photcal.fitparams`. Incluyendo todas las estrellas estándares de la noche, los resultados diferían demasiado de los valores esperados (véase §4.2.1) como para considerar estas diferencias dentro de la incertidumbre típica. El acoplamiento de los parámetros en las ecuaciones de transformación, junto con datos no fotométricos que probablemente no seguían las tendencias de estas ecuaciones, desvirtuaban el peso que los ajustes debían asignar a cada parámetro. Como resultado, los puntos cero superaban en casi 1,5 mag a los valores esperados, las extinciones resultaban el doble de lo esperado y los términos de color eran positivos. A la vista del campo no fotométrico que habíamos tenido que rechazar al principio de la noche por cirros, nos planteamos qué parte de la noche había sido realmente fotométrica.

Los ajustes de las ecs. [4.33] presentaban demasiados parámetros acoplados entre sí como para hacer un análisis independiente del comportamiento de cada uno de ellos según la franja de la noche. De manera que decidimos aislar cada parámetro para el estudio de estas dependencias utilizando estrellas con las mismas X o colores para los ajustes. En primer lugar, analizamos el comportamiento de los coeficientes de extinción, ajustando las rectas de Burger:

$$\begin{aligned} m_U - U &= C_1 + u_1 X \\ m_B - B &= C_2 + b_1 X, \end{aligned} \quad (4.37)$$

a todas las estrellas, y a las del principio y final de la noche por separado. Las expresiones anteriores son idénticas a las ecs. [4.33], considerando estrellas con el mismo color $U - B$. No obstante, como los términos de color pueden despreciarse en

⁹Más información del muestreo *Wide Field Imaging Survey* en: <http://www.ing.iac.es/WFS/>

primera aproximación, hicimos los ajustes considerando estrellas de distinto color. Luego, podemos considerar que: $C_1 \sim u_0$ y $C_2 \sim b_0$.

En segundo lugar, estudiamos los términos de color mediante ajustes del tipo:

$$\begin{aligned} m_U - U &= C_3 + u_2 (U - B) \\ m_B - B &= C_4 + b_2 (U - B), \end{aligned} \quad (4.38)$$

que son las ecs. [4.33], válidas únicamente para las estrellas que han experimentado la misma extinción en el momento en que se observaron esa noche. Estas relaciones son válidas para estrellas que presentaban la misma X cuando se observaron. Después, se hizo la media de todos los términos de color ajustados, considerando todas las estrellas, las observadas durante la primera mitad de la noche y las observadas durante la segunda mitad.

En la Fig. 4.8, se han representado los resultados de los ajustes efectuados a las ecs. [4.37], considerando todas las estrellas estándares observadas durante toda la noche (negro), las observadas únicamente durante la primera mitad de la noche (rojo) y las observadas durante la segunda mitad (azul). Los ajustes fueron realizados con IDL, y en todos se ha pesado por los errores fotométricos. Los coeficientes de extinción que resultaron fueron:

$$\begin{aligned} u_{1,todas} &= 0,46 \pm 0,07; & u_{1,1^a \text{ mitad}} &= 0,40 \pm 0,09; & u_{1,2^a \text{ mitad}} &= 0,52 \pm 0,11; \\ b_{1,todas} &= 0,31 \pm 0,07; & b_{1,1^a \text{ mitad}} &= 0,34 \pm 0,04; & b_{1,2^a \text{ mitad}} &= 0,25 \pm 0,09. \end{aligned} \quad (4.39)$$

Si se comparan estos valores con los términos de extinción calculados para esa misma noche por los telescopios Carlsberg y Mercator (ecs. [4.36]), resulta obvio que sólo son similares y coherentes si únicamente se consideran los campos de calibración observados durante la segunda mitad de la noche. Por otro lado, los valores ajustados de C_1 ($\sim u_0$) y C_2 ($\sim b_0$) para las estrellas de la segunda mitad de la noche eran muy similares entre sí y a los puntos cero esperados (§4.2.1). Esto último ya representaba una gran avance, puesto que los ajustes con `digiphot.photcal.fitparams` eran 1.5 mag más débiles que los puntos cero típicos del INT. La dispersión que presentaban los valores ajustados de C_1 y C_2 eran del orden del término de color que estamos despreciando en estas expresiones.

Si ahora consideramos los resultados de los ajustes y medias efectuados a las ecs. [4.38]:

$$\begin{aligned} u_{2,todas} &= -0,12 \pm 0,03; & u_{2,1^a \text{ mitad}} &= -0,10 \pm 0,04; & u_{2,2^a \text{ mitad}} &= -0,13 \pm 0,04; \\ b_{2,todas} &= -0,06 \pm 0,03; & b_{2,1^a \text{ mitad}} &= -0,04 \pm 0,04; & b_{2,2^a \text{ mitad}} &= -0,09 \pm 0,03. \end{aligned} \quad (4.40)$$

vemos que los resultados presentan menor dispersión entre considerar todas las estrellas, las de la primera mitad de la noche o las de la segunda mitad. Sabemos que $u_2 \sim -0,084$, por lo que utilizar todas las estrellas en la calibración, las de la primera mitad o las de la segunda mitad no va a influir demasiado en este término de color. Teniendo en cuenta estos resultados y los de las expresiones [4.39], concluimos que la noche no había sido fotométrica durante la primera mitad, aunque sí durante la segunda.

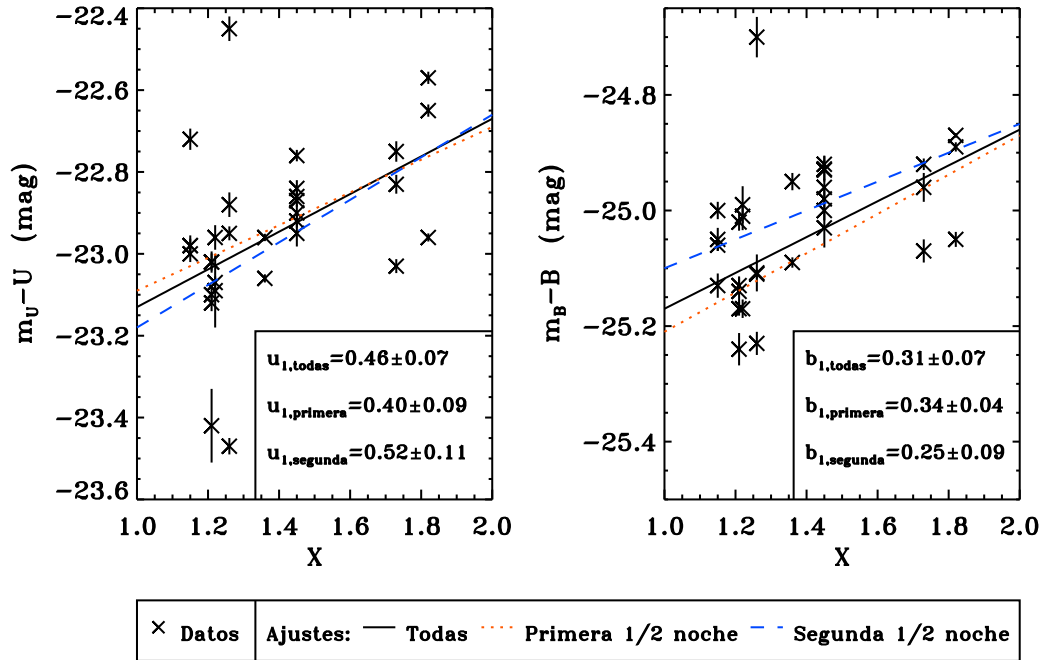


Figura 4.8: Análisis de las condiciones fotométricas durante la noche de observación por medio de las rectas de Burger en U (panel izquierdo) y B (panel derecho). Línea continua en negro: ajustes empleando todas las estrellas estándares observadas durante la noche. Línea punteada en rojo: ajustes empleando los campos de estándares observados durante la primera mitad de la noche. Línea discontinua en azul: ajustes empleando únicamente las estándares observadas durante la segunda mitad de la noche. Obsérvese cómo la consideración de las estrellas de la primera mitad dispara la extinción en B y la subestima en U , en comparación con las medidas por los telescopios Mercator y Carlsberg para esa misma noche en La Palma.

4.2.3. Diferencia de masa de aire por amplitud de campo

Antes de indicar cómo se llevó a cabo la calibración fotométrica final, nos plantearemos qué error puede introducir en la fotometría la gran amplitud de campo de WFC. Tengamos en cuenta que, debido a ella, existe una diferencia en masa de aire entre las CCDs de la misma exposición, que puede llegar a ser significativa en lo referente al término de extinción.

Estimemos, en primer lugar, la diferencia en masa de aire, ΔX , que existe entre un píxel situado sobre el eje óptico de la cámara y otro situado en sus límites externos. Consideramos el eje óptico porque es el punto al que se refiere la masa de aire de la cabecera de cada apuntado. En INT/WFC, éste se sitúa prácticamente en el centro de su campo, que en total abarca unos $\sim 34' \times 34'$ proyectados de cielo (véase la Fig. 3.4). En cuanto al píxel límite de la cámara, esta elección nos asegura que la diferencia ΔX que estimemos va a ser máxima.

La masa de aire de un objeto da cuenta de la capa de la atmósfera que atraviesa la luz del objeto normalizada a la que atravesaría si dicho objeto estuviese en el

cénit. Su dependencia con la distancia cenital (z) puede aproximarse a primer orden por la siguiente expresión (Hardie 1962):

$$X = \sec(z) - 0,0018167 [\sec(z) - 1]. \quad (4.41)$$

Por otro lado, la distancia cenital se define como: $z = 90^\circ - h$, siendo h la altura sobre el horizonte del objeto en cuestión. Teniendo en cuenta el campo total angular de INT/WFC y considerando que su eje óptico está en el centro, la distancia máxima angular en dirección N-S entre un píxel límite de la cámara y el eje óptico es, precisamente, la mitad de la longitud de su campo en dicha dirección. Por tanto: $\Delta h = \Delta z \sim 17' = 0,2833^\circ$, es el error máximo en z que cometemos en un apuntado al considerar el mismo valor de z (el del eje óptico) para toda la cámara.

Utilizando la propagación de errores de la ec. [4.41], podemos estimar ΔX asociado a considerar un cierto desplazamiento Δz , a un z determinado:

$$\Delta(X) = |1,0018167 \sec(z) \tan(z) \Delta z|. \quad (4.42)$$

Obviamente, el valor de ΔX va a depender de la distancia cenital z en la que el objeto se encuentra en el momento de observarlo. La función dada por esta expresión es monótonamente creciente en z . Luego, para un mismo desplazamiento Δz , ΔX será mayor a medida que z aumenta. Como la máxima distancia cenital que permitimos en nuestras observaciones fue $z = 60^\circ$ para evitar un enrojecimiento excesivo por la atmósfera, el error máximo que estamos cometiendo en X al considerar la misma z para toda la cámara es, en el peor de los casos: $\Delta X = 0,017$. Luego, los errores máximos en la corrección por extinción que cometemos al considerar la misma masa de aire para toda la cámara son, en el peor de los casos ($z = 60^\circ$):

$$\begin{aligned} \Delta[u_1 X] &\sim 0,52 \Delta X \sim 0,009 \text{ mag}; \\ \Delta[b_1 X] &\sim 0,25 \Delta X \sim 0,004 \text{ mag}; \end{aligned} \quad (4.43)$$

donde hemos utilizado los valores de los coeficientes de extinción en U y B de las ecs. [4.39], en cuyos ajustes sólo se habían considerado los campos de calibración de la segunda mitad de la noche. Veremos en §4.2.4 que, a pesar de que no son los coeficientes definitivos, son muy similares a los finales. Por tanto, podemos concluir que los errores cometidos en la calibración fotométrica al considerar la misma masa de aire para toda la cámara son despreciables comparados con los errores típicos de la calibración. De manera que no se tuvieron en cuenta finalmente.

4.2.4. Resultados finales de la calibración

Para calibrar fotométricamente las observaciones de toda la noche, decidimos adoptar el procedimiento siguiente:

- Para obtener la calibración fotométrica en las dos bandas, ajustaríamos con `digiphot.photcal.fitparams` las ecs. [4.33], considerando únicamente las estrellas estándares observadas durante la segunda mitad de la noche.

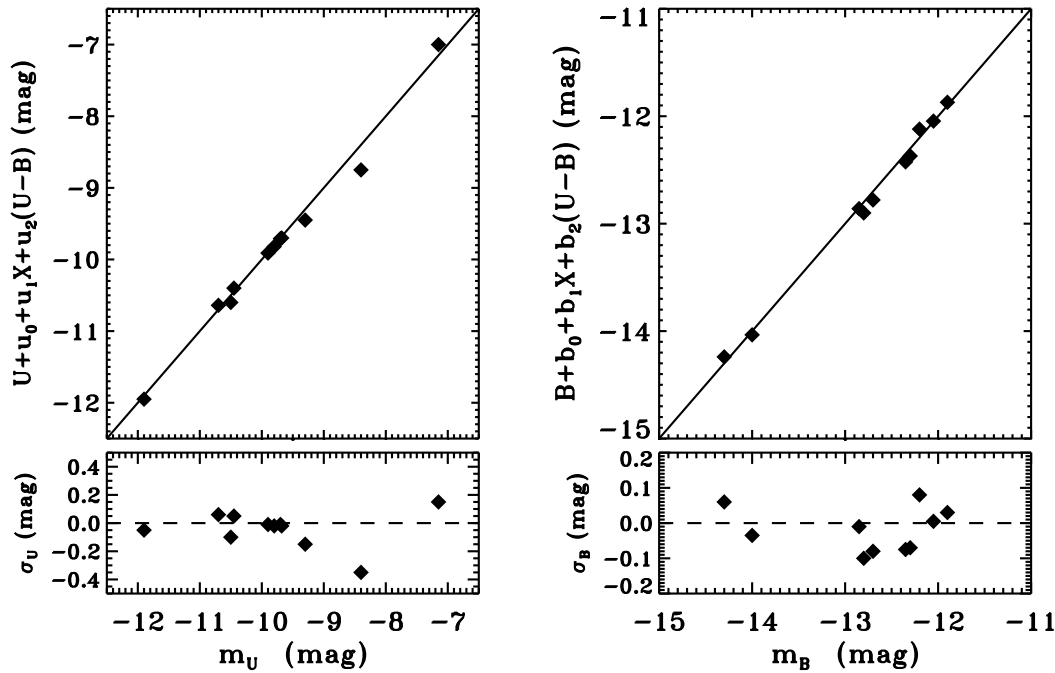


Figura 4.9: Resultados de los ajustes de la calibración fotométrica, considerando tan sólo los campos de calibración de la segunda mitad de la noche. *Paneles superiores*: calibración fotométrica de los ajustes para los filtros U y B . Los coeficientes empleados son los que aparecen tabulados en la Tabla 4.4. *Paneles inferiores*: residuos en magnitudes de cada ajuste fotométrico.

- Las imágenes de esta segunda mitad se calibrarían directamente con la solución fotométrica obtenida para cada uno de los filtros.
- Las imágenes tomadas durante la primera mitad de la noche (no fotométricas), se escalarían en flujo a una del final de la noche (fotométrica) en su mismo filtro, puesto que la pérdida de luz debida a cirros sólo es una constante que afecta a todo el campo por igual. De esta forma, se podrían calibrar con la solución de la segunda mitad de la noche, tanto en U como en B .

En la práctica, este escalado en flujo había que hacerlo de todas formas. Como se verá en §4.4, para proceder a la combinación final, todas las exposiciones se han de escalar en flujo a una de su mismo filtro (la de referencia), con el fin de ponerlas todas a una misma masa de aire y al mismo tiempo de exposición. Seleccionando como referencia en cada filtro una imagen de la segunda parte de la noche, resolvíamos al mismo tiempo el comportamiento no fotométrico del principio de la noche y colocábamos todas las exposiciones a la masa de aire de la exposición de referencia. Teniendo en cuenta esto, se puede introducir el término de extinción en el punto cero de la calibración, puesto que será constante e igual para todas las exposiciones en cada filtro una vez las hayamos escalado a la misma X .

Tabla 4.4: Coeficientes de la calibración fotométrica para U y B , según las ecs. [4.33].

Filtro	Punto cero ^a	Extinción ^b	Término de color ^c	RMS ^d	X_{ref} ^e
U	$23,64 \pm 0,16$	$0,52 \pm 0,11$	$-0,13 \pm 0,04$	0,093	1,24
B	$25,34 \pm 0,12$	$0,25 \pm 0,09$	$-0,09 \pm 0,03$	0,062	1,62

^a Los puntos cero están dados en mag/ADU/s, en el sistema de Vega. Para transformar a mag/e⁻/s, se deben sustraer $\sim 1,2$ mag (véase §4.2.1).

^b Coeficientes de extinción, en mag por unidad de masa de aire.

^c Coeficientes de color (adimensionales).

^d RMS del ajuste de calibración correspondiente.

^e Masa de aire de la imagen de referencia a la que se ha escalado el flujo de las restantes en cada filtro.

Los ajustes efectuados a las ecs. [4.33] y sus residuos, teniendo en cuenta únicamente las estrellas estándares de la segunda mitad de la noche, aparecen representados en la Fig. 4.9. En la Tabla 4.4 se listan los coeficientes resultantes de estos ajustes, junto con sus errores. Los ajustes son mucho mejores que considerando todos los campos de calibración, ya que los coeficientes fotométricos que se obtienen con ellos son coherentes con los que teníamos para comparar, procedentes de otras fuentes (§4.2.1). La RMS global del ajuste en U resultó peor que el de B ($\text{RMS}_U = 0,093$ mag, $\text{RMS}_B = 0,062$ mag).

Como ya hemos comentado, una vez tengamos las imágenes finales combinadas en cada filtro, se aplicarán las relaciones de calibración siguientes a los objetos que sean detectados:

$$\begin{aligned} m_U &= U + u'_0 + u_2 (U - B) \\ m_B &= B + b'_0 + b_2 (U - B), \end{aligned} \quad (4.44)$$

donde los nuevos puntos cero u'_0 y b'_0 incluyen los anteriores puntos cero (u_0 y b_0), los términos de extinción a las X de referencia en cada banda y las constantes de normalización a la ganancia promedio. Por lo tanto, los coeficientes finales de esta expresión son:

$$\begin{aligned} \text{En } U &\rightarrow \left\{ \begin{array}{l} u'_0 \equiv u_0 + f_U + u_1 X_{\text{ref},U} = -22,58 \pm 0,09 \\ u_2 = -0,13 \pm 0,04 \end{array} \right\}; \\ \text{En } B &\rightarrow \left\{ \begin{array}{l} b'_0 \equiv b_0 + f_B + b_1 X_{\text{ref},B} = -24,65 \pm 0,06 \\ b_2 = -0,09 \pm 0,03 \end{array} \right\}; \end{aligned} \quad (4.45)$$

donde hemos tenido en cuenta las masas de aire de las imágenes de referencia (Col. 5 de la Tabla 4.4) y las escalas de normalización indicadas en las ecs. [4.13].

Finalmente, sólo nos resta indicar cómo aplicaremos la calibración a los catálogos de objetos que obtengamos en U y B :

- Toda aquella fuente detectada en ambos filtros será corregida empleando el término de color de las ecs. [4.44]. Los errores en la magnitud de cada filtro vendrán dados por la raíz cuadrada de la suma cuadrática de la RMS del ajuste correspondiente (que es el error global del ajuste), del error poissoniano que el algoritmo de detección asignará al cielo y a la emisión de la propia fuente y de los errores que obtengamos de la corrección por extinción galáctica (§5.7).
- Las fuentes que sean detectadas tan sólo en uno de los dos filtros se corregirán empleando únicamente el punto cero correspondiente a su banda, según las ecs. [4.44]. El error se estimará de la misma forma que en el otro caso.

Teniendo en cuenta esto, los errores de fotometría promedios son como mucho de $\sim 0,10$ mag en U y de $\sim 0,05$ mag en B , en fuentes más brillantes que la magnitud límite correspondiente al 50% de eficiencia de detección en cada banda, tal y como se verá en la sección §5.5. Para facilitar la calibración fotométrica, se creó una tarea que llama a `daophot.phot` interactivamente sobre una lista de imágenes MEF: `wfc.photcal`. La solución fotométrica se introdujo en las cabeceras de las imágenes con la tarea `wfc.dophotcnt`, otra tarea diseñada para WFC (más información en el Apéndice C).

4.3. Astrometría de WFC

Un *sistema de coordenadas celeste* (WCS) define la transformación entre el sistema de coordenadas físicas de una imagen (píxeles) y unas coordenadas celestes expresadas en unidades arbitrarias (por ej., ascensión recta y declinación, o latitud y longitud galácticas, etc., véanse Greisen & Calabretta 2002; Calabretta & Greisen 2002). En una imagen bidimensional, éste puede expresarse como:

$$\left\{ \begin{array}{l} [l, m] = \widehat{L} \cdot [x - x_{\text{ref}}, y - y_{\text{ref}}] \\ [\alpha, \delta] = \widehat{F}(l, m, \alpha_{\text{ref}}, \delta_{\text{ref}}) \end{array} \right\} \quad (4.46)$$

donde (x, y) son las coordenadas lógicas de un píxel de la imagen, (α, δ) son las coordenadas celestes correspondientes a dicho punto, $(x_{\text{ref}}, y_{\text{ref}})$ son las coordenadas lógicas en píxeles de un punto de referencia, $(\alpha_{\text{ref}}, \delta_{\text{ref}})$ son las coordenadas celestes del mismo punto de referencia, \widehat{L} es una matriz que define la parte lineal de la transformación, \widehat{F} es una función que integra la parte no lineal de la transformación, y (l, m) son unas coordenadas intermedias en las que se han tenido en cuenta las transformaciones lineales. \widehat{L} reproduce los cambios de escala, el desplazamiento, la rotación general del campo y la expansión de ejes del campo; mientras que \widehat{F} reproduce las proyecciones en el cielo y las aberraciones no lineales de la cámara. Al igual que la mayoría de cámaras de campo amplio, WFC presenta una fuerte distorsión radial de tipo “corsé” (véase el panel izquierdo de la Fig. 4.10), que escala como r^3 , siendo r la distancia de cualquier punto de la cámara a su eje óptico (Taylor 2000). Un grado de distorsión radial tan alto suele volver bastante complejo

el ajuste de \hat{F} . De hecho, en el panel derecho de la misma figura se muestran los residuos astrométricos resultantes de este modelo de Taylor, con valores de $\sim 1''$ en los laterales del campo.

En un principio, dado que el WCS codificado en la cabecera de las imágenes por el INT presentaba un formato obsoleto y además contenía campos con valores erróneos, se eliminó esta astrometría de las cabeceras para generar un nuevo WCS con MSCRED (véase Valdés 1998, 2000a, 2000b, 2001). A la hora de seleccionar el catálogo de estrellas astrométricas, tuvimos en cuenta que los autores de la base de datos de DEEP sobre GWS había utilizado el *Guide Star Catalogue-I* (GSC-I). No obstante, y dado que la astrometría de este catálogo utiliza un sistema de referencia ligado al Sistema Solar (el FK5), decidimos emplear un catálogo más moderno y completo. El USNO-A2.0¹⁰ utiliza el sistema de referencia de coordenadas internacional (ICRS), independiente del Sol, además de estar basados en datos de las misiones astrométricas Hipparcos (*High-Precision PARallax Collecting Satellite*) y Tycho. Sin embargo, encontramos diferencias bastante acusadas entre las posiciones de los objetos en GWS calculadas con la astrometría final para U y B (con USNO-A2.0) y la obtenida para K_S por otros miembros del grupo (con GSC-I). Tras comprobar que estas discrepancias no se podían atribuir ni a un simple cambio del sistema de referencia (de ICRS a FK5), ni a los errores típicos de la astrometría, llegamos a la conclusión de que debían existir errores en la calibración de uno de los dos catálogos. Precisamente, otros autores han informado de errores astrométricos por zonas en el USNO-A2.0, los cuales desaparecen si se emplea el GSC-II (Fienga et al. 2002). Por tanto, decidimos finalmente utilizar el GSC-II¹¹, ya que también estaba referido al ICRS y además era ~ 3 mag más profundo que el GSC-I ($V_{\text{lim}} \sim 15$). Este catálogo presentaba del orden de 30 a 50 estrellas por CCD en nuestro campo, suficientes para describir correctamente las distorsiones en cada CCD.

Por otro lado, como las distorsiones dependen de la longitud de onda de observación, tuvimos que calcular una solución astrométrica en cada filtro. Detallamos a continuación el procedimiento que hemos seguido para obtener la solución astrométrica. Básicamente, se han seguido los procedimientos de Valdés (Valdés 1997, 1999):

1. En primer lugar, se gira la CCD #2 a su posición física real en el plano focal con `wfc.wfcpos2`. En caso de no hacerlo, las coordenadas de los objetos de la CCD #2 presentarían rotaciones de 90° respecto de la orientación de los otros CCDs. Al intentar ajustar una solución de WCS a las 4 CCDs conjuntamente, IRAF interpretará de forma equivocada esa rotación como una enorme distorsión del WCS, lo que daría lugar a ajustes sin sentido alguno.
2. Se genera un WCS primario con `mscred.ccmmap` en una imagen, sólo ajustando la matriz de transformaciones lineales, \hat{L} . Para ello, se asignan las coordenadas

¹⁰El catálogo USNO-A2.0 se encuentra disponible en: <http://vizier.u-strasbg.fr/vizier/VizieR/-pmm/usno2.htx#ast>

¹¹El catálogo GSC-II está disponible en: <http://www-gsss.stsci.edu/gsc/gsc2/GSC2home.htm>

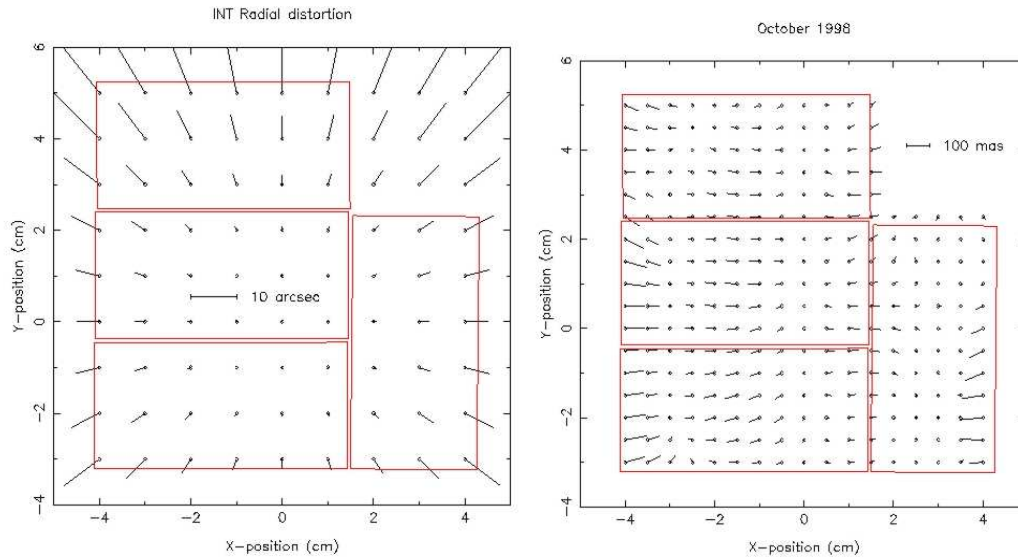


Figura 4.10: Distorsiones radiales y residuos astrométricos de INT/WFC por el ING. *Panel de la izquierda*: distorsiones radiales de la cámara. La aberración es de tipo “corsé” y aumenta a medida que nos alejamos del eje óptico como $\propto r^3$. *Panel de la derecha*: residuos de la astrometría de Taylor. Este autor indica que el patrón residual era estable en el tiempo, por lo que era previsiblemente mejorable. Fuente: página web de WFC en INT.

del centroide de una serie de estrellas no saturadas ni muy débiles a sus coordenadas en el catálogo. El WCS ajustado es descrito en un fichero y codificado en la cabecera a través de una serie de claves estándares.

3. Se perfecciona el WCS en la imagen anterior para dar cuenta de las distorsiones ópticas del sistema utilizando la tarea `mscred.msctpeak`, que emplea complejas funciones polinómicas para ajustar la transformación entre las coordenadas de ecs. [4.46]. En este caso, empleamos una proyección de plano tangente celeste junto con polinomios de tercer orden, específicos para reproducir las distorsiones (proyección “TNX”). Utilizando un procedimiento que combinaba los ajustes de `mscred.msctpeak` con información adicional acerca de la geometría de la cámara, se logró una astrometría con una exactitud de ≤ 1 píxel en todo el campo de WFC, lo que equivale a una precisión mayor de $0.333''$. Describiremos este procedimiento con más detalle en §4.3.1.
4. Se introduce el WCS en las cabeceras de todas las imágenes del mismo filtro empleando `mscred.msctsetwcs`.
5. Se asigna de nuevo un punto de referencia en las imágenes (una estrella próxima al eje óptico en todas las imágenes), indicando sus coordenadas (x,y) y (α,δ) . Con esto, se pretenden evitar posibles errores del *software* del telescopio al escribir el punto de referencia en la cabecera o de su sistema de

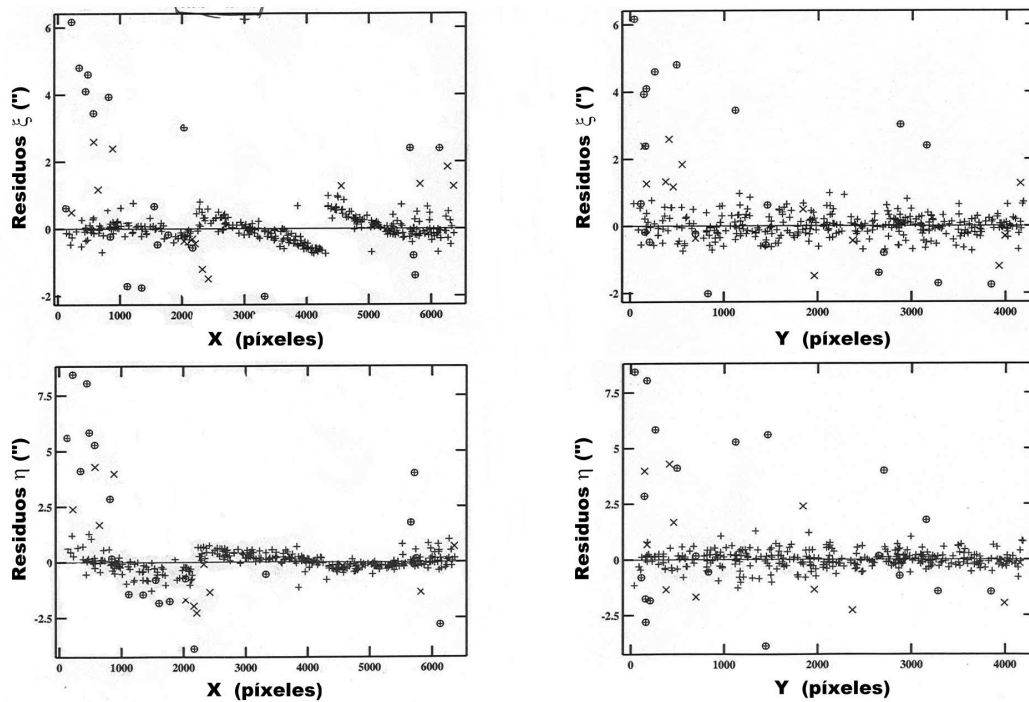


Figura 4.11: Residuos de la astrometría obtenidos mediante el ajuste directo con la tarea `mscred.msctpeak` a cada una de las CCDs de WFC sobre GWS. Se muestran los ajustes ξ - X , η - X , ξ - Y y η - Y , siendo ξ y η unas coordenadas transformadas intermedias (véase §4.3.1). Las discontinuidades tan manifiestas de los residuos en X e Y se deben a que los ajustes individuales a cada CCD no proporcionan una descripción continua en los límites de las CCDs.

guiado. Para introducir los valores adecuados en cada imagen, se emplea la tarea `mscred.mszero`.

6. Con `mscred.msccmatch`, se determina y aplica una corrección lineal al WCS, manteniendo la geometría del detector y las distorsiones ópticas del WCS. De esta forma, se ajustan los cambios en la posición aparente del cielo debidos a la refracción atmosférica y a errores en el apuntado del telescopio.

Por último, nos queda indicar que la tarea `wfc.wfcwcs` inserta la astrometría que hemos calculado y presenta la posibilidad de transformar de un sistema de coordenadas celeste a otro.

4.3.1. Ajustes astrométricos con `mscred.msctpeak`

Teniendo en cuenta la dependencia en r^3 de las distorsiones de WFC, comenzamos por emplear polinomios de grado 3 en los primeros ajustes con `mscred.msctpeak`. Sin embargo, las soluciones astrométricas presentaban residuos de casi $1''$ en los límites externos de las CCDs con este orden de ajuste; por lo que se intentó mejorar el

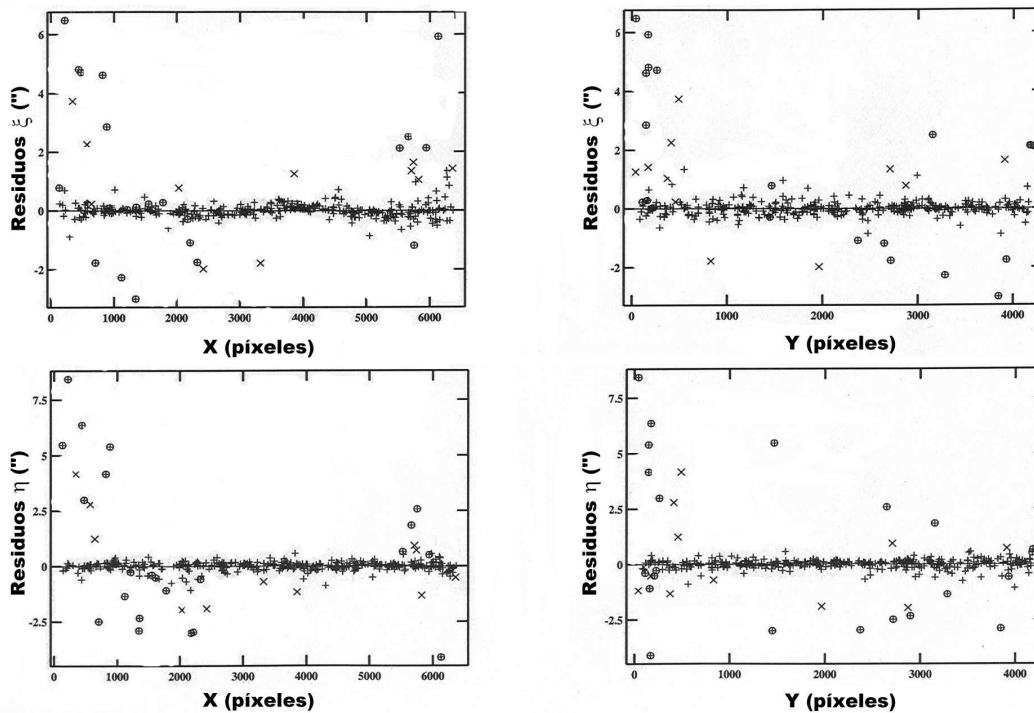


Figura 4.12: Residuos de la astrometría obtenidos con la tarea `mscred.msctpeak`, sobre imágenes uniextensión de todo el campo creadas utilizando las posiciones de las CCDs de WFC obtenidas por Taylor (2000) y corregidas por nosotros (consúltense en la Tabla 4.5). Se muestran los ajustes ξ - X , η - X , ξ - Y y η - Y , siendo ξ y η unas coordenadas transformadas intermedias (véase §4.3.1). Las discontinuidades de los residuos en X e Y se han reducido mucho en comparación con los obtenidos ajustando una solución astrométrica en cada CCD (véase la Fig. 4.11).

ajuste aumentando los órdenes de los polinomios. Con esto no sólo no disminuíamos los residuos de manera apreciable, sino que, además, los residuos exhibían una tendencia polinómica muy clara, con el mismo orden que el del ajuste. ¿Por qué un ajuste a r^3 podía resultar tan complejo?

La tarea `mscred.msctpeak` presenta una desventaja frente a otras formas de describir las distorsiones. Ésta ajusta los términos de la distorsión en el plano de coordenadas transformadas η y ξ (consúltense sus definiciones en Calabretta & Greisen 2002 y Greisen & Calabretta 2002), donde la dependencia en r^3 de la distorsión se diluye en una compleja combinación de términos cruzados. De ahí que el algoritmo de ajuste no sea capaz de asignar el peso adecuado a cada término cuando el orden es mayor que 2. Por esta razón, la astrometría en los extremos de las CCDs no mejoraba con la inclusión de términos de mayor orden. Este hecho se hizo aún más evidente cuando se muestrearon las cuatro CCDs de cada exposición a una red uniforme en el cielo utilizando estas soluciones astrométricas, ya que, en la imagen resultante, aparecían residuos de más de $1''$ que cambiaban abruptamente de signo

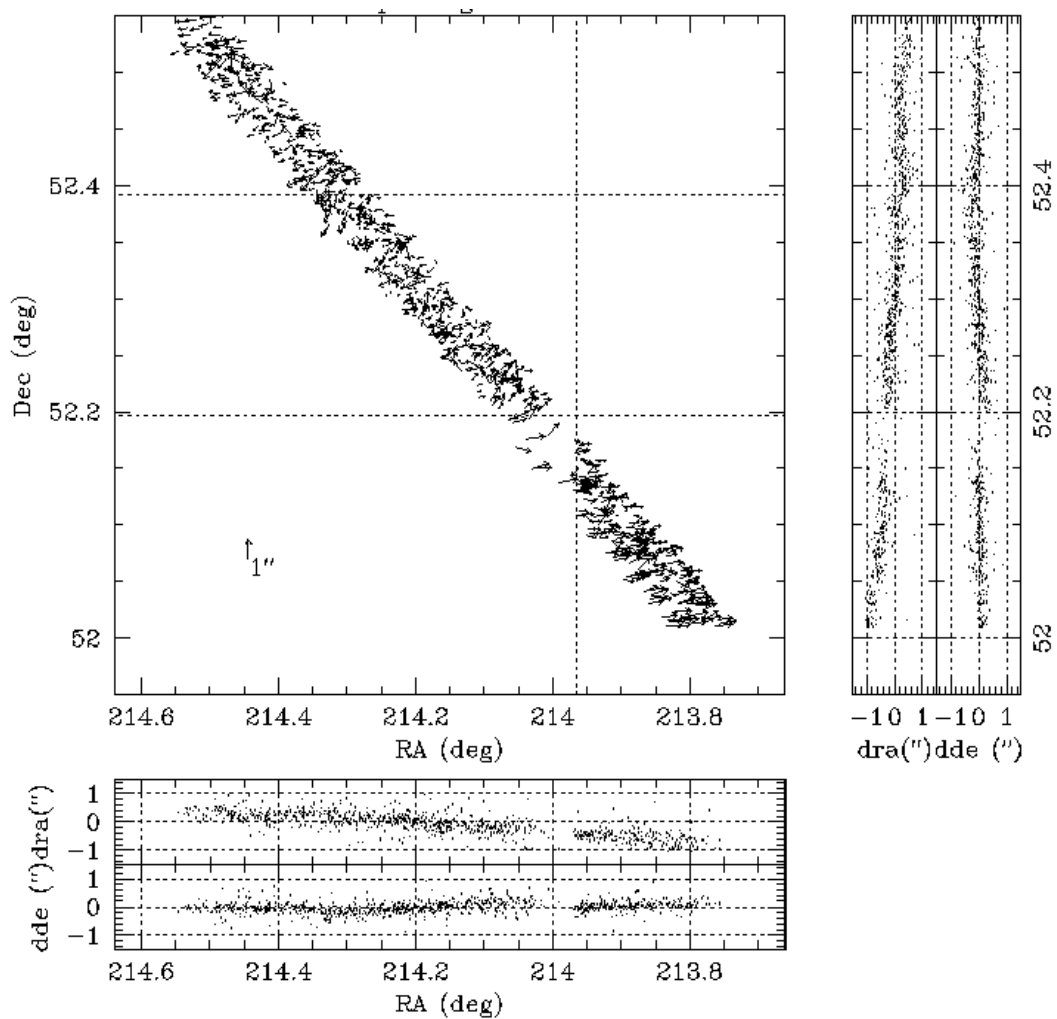


Figura 4.13: Rotación existente entre nuestra astrometría y la obtenida sobre GWS por DEEP. Las flechas muestran las diferencias en posiciones entre utilizar la astrometría de DEEP y la nuestra, para diversas fuentes situadas sobre GWS. Los residuos en ascensión recta y declinación frente a sus valores en nuestra astrometría aparecen en los paneles laterales secundarios. Las tendencias de éstos nos revelan una rotación de nuestra astrometría respecto a la de DEEP de $\sim 0,075^\circ$ en un plano tangente al cielo, en dirección N-E. El centro de rotación se situaba en $\alpha = 14,28333^h$ y $\delta = 52,35^\circ$.

en las transiciones entre las CCDs (véase la Fig. 4.11).

Hoy por hoy, no existe una forma estándar de describir la astrometría de un campo con altas distorsiones. Sólo IRAF implementa un conjunto de claves descriptoras de una astrometría de este tipo (la proyección antes comentada “TNX”). Y dado que tampoco existe otro programa a disposición de toda la comunidad científica capaz de afrontar la astrometría y combinación de MEFs, decidimos seguir trabajando con MSCRED; si bien concluimos que lo que necesitábamos era un único ajuste a todo

el campo para no perder la geometría radial de las distorsiones, en lugar de cuatro independientes entre sí (uno por CCD).

Para ello, teníamos en primer lugar que crear imágenes simples uniextensión en las que cada CCD apareciera situada en la posición que ocupaba en el plano focal del INT. Cuanto más similares a las reales fuesen estas posiciones, menos rotaciones, desplazamientos y expansiones tendría que ajustar `mscred.msctpeak`, con lo que mejoraba la probabilidad de que asignase los pesos correctos a los términos cruzados. Necesitábamos, pues, conocer las posiciones y ángulos de rotación relativos de las cuatro CCDs de WFC.

Taylor (2000) describe la solución astrométrica que en el WFS obtuvieron para WFC mediante ecuaciones simples. Esta astrometría presentaba una precisión de ~ 2 píxeles en las zonas externas del campo ($\sim 0,66''$), lo que era insuficiente según los requerimientos de nuestro muestreo. Por otra parte, nos interesaba que la astrometría estuviese codificada en la cabecera de las imágenes, y transformar la solución de (Taylor) a la proyección “TNX” para poder usar MSCRED no era trivial. Él describe las distorsiones lineales de la cámara como desplazamientos y rotaciones simples, y las aberraciones no lineales como transformaciones $\propto r^3$. Así, las coordenadas corregidas de distorsiones (x'_i, y'_i) de un píxel, que inicialmente presenta las coordenadas (x_i, y_i), se obtendrían trasladando éstas de tal forma que el origen coincidía con el eje óptico del telescopio, rotando después éstas el ángulo correcto y, finalmente, corrigiendo el efecto de distorsión radial. Es decir:

$$\begin{aligned}
 x_i^{\text{desp}} &= x_i - X_i \\
 y_i^{\text{desp}} &= y_i - Y_i \\
 x_i^{\text{rot}} &= x_i^{\text{desp}} \cos \theta_i - y_i^{\text{desp}} \sin \theta_i \\
 y_i^{\text{rot}} &= x_i^{\text{desp}} \sin \theta_i + y_i^{\text{desp}} \cos \theta_i \\
 x_i' &= x_i^{\text{rot}} \{1 + D [(x_i^{\text{rot}})^2 + (y_i^{\text{rot}})^2]\} \\
 y_i' &= y_i^{\text{rot}} \{1 + D [(x_i^{\text{rot}})^2 + (y_i^{\text{rot}})^2]\},
 \end{aligned} \tag{4.47}$$

donde (X_i, Y_i) son las coordenadas iniciales en píxeles del eje óptico del instrumento, en el sistema de coordenadas de la CCD #i; θ_i es el ángulo con el que la CCD #i se sitúa en el plano focal en sentido horario desde la vertical; y D es el coeficiente de distorsión tipo “corsé”. Los valores de estos coeficientes según Taylor (2000) se listan en las Cols. [2]-[4] de la Tabla 4.5.

Las imágenes simples uniextensión se crearon situando cada CCD en una imagen vacía lo suficientemente grande como para albergar los cuatro CCDs de WFC, tal y como aparecen en el plano focal del INT (6400×6400 píxeles). El eje óptico del sistema se fijó en las coordenadas (2223.0,72.0) en este marco, con lo cual, las coordenadas (X_i, Y_i) del eje óptico en el sistema de referencia de cada CCD se transformaron a este sistema global, teniendo en cuenta los ángulos entre las CCDs. Los coeficientes de Taylor transformados aparecen en las Cols. (5)-(6) de la Tabla 4.5. Después, utilizamos las cuatro primeras ecs. de [4.47] para averiguar la posición de las cuatro esquinas de cada CCD en el marco global de referencia. Estas secciones nos sirvieron para copiar los datos de cada CCD al marco global, con lo cual ya teníamos

las imágenes uniextensión de todo el plano focal que buscábamos. A continuación, volvimos a ajustar una solución de tercer grado mediante la proyección “TNX” con `mscred.msctpeak`, para describir las distorsiones radiales y los residuos lineales que pudieran existir en el campo aún. Con este procedimiento, mejorábamos la RMS final del ajuste, pero seguían apareciendo discontinuidades de la solución global en las zonas de separación de las CCDs, del orden de $\sim 1''$, tal y como aparecen en la Fig. 4.11. Por tanto, estas discontinuidades tenían que estar generadas por imprecisiones en las posiciones de Taylor (2000), ya que su astrometría presentaba una precisión de $\sim 0,7''$ como máximo.

Como necesitábamos que nuestra astrometría tuviese una exactitud mejor que un píxel ($\lesssim 0,333''$) para poder correlacionar los catálogos de las distintas bandas del muestreo, procedimos a estimar correcciones a las posiciones de Taylor. Desplazamos las posiciones relativas de las CCDs hasta encontrar una combinación que minimizase las discontinuidades en la astrometría en las zonas entre CCDs. En la Tabla 4.5, indicamos las correcciones a los desplazamientos de Taylor (2000) que hallamos. Gracias a este procedimiento, conseguimos eliminar las discontinuidades en la solución astrométrica, reduciendo la RMS de un nuevo ajuste de orden 3 a $\lesssim 0,3''$ en todo el campo de la cámara ($\sim 36' \times 36'$). En la Fig. 4.12 mostramos los residuos de estos nuevos ajustes: las discontinuidades entre CCDs que antes mostraban (véase la Fig. 4.11) se han reducido considerablemente.

Por otra parte, cuando estábamos construyendo el catálogo general del muestreo en GWS, al correlacionar las posiciones de las fuentes para compilar la información en las seis bandas de cada una, detectamos una rotación global de nuestro WCS respecto al de la base de datos de DEEP para las imágenes de HST/WFPC2. Nuestro sistema de coordenadas estaba rotado $\sim 0,075^\circ$ en un plano tangente al cielo, respecto del de DEEP, en dirección N-E, tal y como puede apreciarse en la Fig. 4.13. Esta rotación se centraba en $\alpha = 14,28333^h$ y $\delta = 52,35^\circ$. Tras comprobar que esta rotación no se debía a los distintos sistemas de referencia celestes (FK5 en el HST e ICRS en el INT), llegamos a la conclusión de que el origen del problema podía radicar en el bajo número de estrellas que se empleó para calibrar las imágenes del HST (sólo 4 para toda la tira, Groth 2003, comunicación privada). Por otra parte, podrían estar influyendo también los errores zonales en el sistema FK5, de cuya existencia varios autores nos han advertido (Requieme et al. 1995; Zhu & Yang 1999; Mignard & Froeschlé 2000). Finalmente, incluimos las coordenadas de cada fuente tanto en el sistema del GSC-II, como en el de DEEP, con el fin de facilitar las correlaciones entre nuestros datos fotométricos y los de la base de datos de DEEP.

4.4. Combinación de imágenes y mapas de tiempo de exposición

La combinación de diversas exposiciones del mismo campo y en el mismo filtro desplazadas entre sí permite obtener una imagen cuya S/N es la de una imagen con el tiempo total de exposición. Además, aparte de poder suprimir los huecos entre CCDs y originar una imagen de mayor área, en la combinación se pueden eliminar

Tabla 4.5: Posiciones y rotaciones relativas de las CCDs de INT/WFC.

ID	Coefs. Taylor (2000)			Coefs. Transform.		Coefs. Corregidos		Desplazam.	
	θ_i	X_i	Y_i	X_i	Y_i	X_i	Y_i	ΔX_i	ΔY_i
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
#1...	0,01868	-336,74	3039,14	4338,73	61,97	4339,73	57,47	1,0	-4,5
#2...	-90,62115	3180,68	1729,67	2305,90	6298,23	2308,90	6296,73	3,0	-1,5
#3...	0,11436	3876,73	2996,30	130,26	96,97	134,76	99,47	4,5	2,54
#4...	0,00000	1778,00	3029,00	2223,00	72,00	2223,00	72,00	0,0	0,0

NOTA.— *Cols. (2)-(4)*: valores originales de Taylor (2000) para los ángulos de rotación (en grados) y las posiciones del eje óptico en el sistema de referencia de cada CCD (en píxeles). *Cols. (5)-(6)*: las mismas posiciones, pero en un sistema de referencia global donde el eje óptico se ha situado en las coordenadas (2223,0,72,0). *Cols. (7)-(8)*: coeficientes empleados en este trabajo, referidos al mismo marco global de referencia. *Col. (9)-(10)*: diferencias entre los coeficientes de este trabajo y los de Taylor. Todas las posiciones se dan en píxeles.

los rayos cósmicos y corregir columnas defectuosas de las CCDs.

Para crear una imagen final resultado de la combinación de todas las exposiciones en cada filtro, se debe “rediseñar” el trazado en píxeles de cada imagen, con objeto de corregir las distorsiones ópticas del campo. También es preciso ajustar las escalas de intensidad de las distintas imágenes entre sí antes de combinarlas, para que todas las exposiciones presenten la intensidad correspondiente a un tiempo de exposición y a una masa de aire dados. El procedimiento que hemos seguido para conseguir la imagen combinada en cada filtro es el descrito en la guía de MSCRED por Valdés (1998):

1. Sustracción de cielo:

En primer lugar, cualquier desnivel en el cielo entre exposiciones a combinar produce defectos en la imagen final. Las tres fuentes principales de dichos desniveles son los gradientes del cielo, las diferencias en el nivel de cielo entre CCDs y las diferencias de cielo entre exposiciones. En nuestro caso, al reducir por un *flat* no normalizado, se equilibraron los distintos niveles de respuesta en cada CCD por sus distintas ganancias; de forma que no esperamos diferencias de nivel entre CCDs de la misma exposición.

Por otro lado, cuando se eliminó la luz difusa (§4.1.6), también se sustrajo cualquier nivel de cielo. A pesar de ello, se procedió a ajustar los posibles residuos a gran escala con superficies de orden bajo y se sustrajeron después.

2. Construcción de imágenes simples:

Para crear una imagen simple a partir de las 4 CCDs del mosaico se tienen que muestrear los píxeles de cada extensión a una red uniforme en el cielo, donde

aparecerán corregidas tanto las distorsiones no lineales de la cámara, como las rotaciones y desplazamientos que puedan existir entre las CCDs de la misma. Por esta razón, el sistema de coordenadas en el que se hallan registradas todas las imágenes debe ser el mismo. La tarea `mscred.mscimage` crea estas imágenes simples interpolando las posiciones de los píxeles de cada extensión a la red de coordenadas uniforme en el cielo, utilizando la astrometría efectuada. La función de interpolación que escogimos fue una “sinc”, ya que según Valdés es la que mantiene más inalteradas las características estadísticas del ruido tras interpolar. Esta tarea propaga estos cambios a las máscaras de píxeles defectuosos para poder utilizarlas en la combinación final.

3. Ajuste de las escalas de intensidad de las imágenes:

El hecho de que las imágenes tengan distintos tiempos de exposición y masas de aire, o el que algunas estén afectadas por nubes, varía el nivel de intensidad de la misma fuente de imagen en imagen. Si estas variaciones no se nivelan, la combinación final presentará defectos ocasionados por los saltos de intensidad entre las imágenes combinadas. Para corregirlos, se ajustan las escalas de intensidad de todas las imágenes a la de una de ellas, que será la imagen de referencia. Así pues, se determinan dos parámetros en cada imagen: una constante aditiva que dará cuenta de las variaciones en brillo del cielo entre la exposición en cuestión y la de referencia, y otra multiplicativa que indicará los cambios por transparencia y variaciones en tiempo de exposición entre ambas exposiciones. La tarea `mscred.mscimatch` calcula estas escalas midiendo los flujos de una serie de estrellas en todas las exposiciones. Sus posiciones se introducen mediante una lista, y es preferible que estas estrellas presenten un rango amplio de brillos para definir mejor las escalas. Los flujos medidos de las estrellas en todas las imágenes se utilizan para ajustar las relaciones siguientes:

$$F_j = A_{ij} + B_{ij} F_i, \quad (4.48)$$

donde los subíndices i y j recorren todas las imágenes a combinar, F_j y F_i son los flujos de cada estrella en las imágenes de índice j e i respectivamente, y A_{ij} y B_{ij} son las escalas aditiva y multiplicativa de cada imagen i respecto de la j . No obstante, las únicas constantes que se escriben en la cabecera de cada imagen son las escalas de ésta respecto de la imagen de referencia. Como el cielo se había eliminado cuando se corrigió la luz difusa, las escalas A_{ij} son aproximadamente nulas en todas las imágenes. Estas escalas se aplicarán en las combinaciones finales de todas las exposiciones de cada filtro. De esta forma, todas las exposiciones presentan flujos que corresponden al tiempo de exposición y masa de aire de la imagen de referencia (a este tiempo lo llamaremos *tiempo de referencia*, t_{ref} , de cada imagen final); lo que se debe tener en cuenta cuando se calibren fotométricamente los objetos que se detecten en la imagen final (véase §4.2.4). Debemos destacar que, aunque los flujos de las imágenes finales estén escalados al tiempo de exposición de las imágenes de

referencia en cada banda, el ruido en ellas también lo estará, de forma que la S/N de cada una de las imágenes finales es la que exhibiría una imagen hipotética que hubiera sido expuesta un tiempo igual a la suma de los tiempos de cada exposición (el *tiempo total de exposición* de las imágenes finales, t_{tot}).

4. Combinación, filtrado de rayos cósmicos y corrección de defectos:

La combinación final de todas las imágenes de cada banda se efectuó calculando la media de todas ellas y pesando por el tiempo de exposición que cada una exhibía antes de escalarse, proceso que conserva la naturaleza poissoniana del ruido del cielo (Valdés 1998). La tarea utilizada para esta combinación fue `mscred.mscstack`. Hicimos varias pruebas de combinación, variando los valores de los parámetros y algoritmos de rechazo. Al final, decidimos emplear el algoritmo de rechazo “`avsigclip`”, recomendado por las guías de IRAF para eliminar los rayos cósmicos y corregir píxeles defectuosos con las máscaras definidas en las cabeceras (§4.1.7). Los niveles de rechazo tuvieron que ser algo extremos, de 10σ tanto el superior como el inferior. La razón de esto es que MSCRED trabaja por filas independientes, por lo que calcula las medias para los rechazos empleando los valores de toda la fila. Si en una fila aparecen un número elevado de píxeles cercanos a la saturación por la presencia de estrellas muy brillantes, esta media se dispara y se rechazan valores correctos simplemente porque quedan varias σ por debajo de esa media. Esto generaba rechazos masivos en la dirección de las filas y, por esta razón, la imagen final combinada aparecía con un aspecto rayado en esta dirección. Este problema se corregía empleando valores de rechazo altos. Los rayos cósmicos se rechazaban correctamente aún con estos niveles de rechazo.

En las Figs. 4.14 y 4.15 se muestran las imágenes finales resultantes de la combinación de todas las exposiciones del mosaico en U y en B . Las dos imágenes presentan características similares, salvo que la de la banda B es $\sim 0,7$ mag más profunda. Cubren un campo irregular de $\sim 40' \times 40'$, con un hueco sin datos entre la CCD #2 y los demás, ya que los desplazamientos entre las exposiciones no resultaron suficientes para cubrirlo. Las regiones sin datos por no haber sido cubiertas con las exposiciones, o porque estaban siempre saturadas, se representan en color en cada figura (violeta en la Fig. 4.14 y azul en la Fig. 4.15). Las características principales de las dos imágenes finales se resumen en la Tabla 4.6.

La tarea `mscred.mscstack` proporciona mapas de tiempo de exposición, que son imágenes con las mismas dimensiones que las finales y cuyo valor en cada píxel es el tiempo de exposición neto que presenta el mismo tras los rechazos en la combinación. Mostramos el correspondiente a la imagen final en U en la Fig. 4.16. Los distintos tonos de gris apuntan a diferente tiempo de exposición (más oscuro a medida que presenta menos). Nótese las trazas que las columnas defectuosas, al haber sido su posición en el cielo desplazada en las exposiciones, han generado en la imagen final. Como siempre son rechazadas gracias a los mapas de píxeles defectuosos, las regiones de cielo proyectado sobre las que han ido cayendo presentan menos tiempo

Tabla 4.6: Características principales de las imágenes finales en U y B .

Filtro	Secuencia	t_{tot} (s)	t_{ref} (s)	FWHM (arcsec)	$M_{\text{lím}}$ (mag)	DETECT_THRESH (σ_{cielo})	Área (arcmin ²)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
U	8×1800	14400	1800	1,3	24,8	0,6	846
B	$1300 + 4 \times 1800$	10300	1800	1,2	25,5	0,6	888

NOTA.— *Col. (2)*: tiempo de exposición de las exposiciones que se han combinado en cada banda. *Col. (3)*: tiempo total de exposición de las imágenes finales. *Col. (4)*: tiempo al que se han escalado los flujos de las imágenes finales (*tiempo de referencia*). *Col. (5)*: FWHM medias de las PSFs. *Col. (6)*: las magnitudes límite de las imágenes finales al 50% de eficiencia de detección (§5). *Col. (7)*: nivel de detección, en número de σ de cielo, que emplearemos para la detección de fuentes (§5). *Col. (8)*: área de máxima exposición sobre la que efectuaremos el conteo de fuentes (véase §6.1).

de exposición. También existen un par de regiones muy pequeñas en mitad del campo en las que no existe ningún dato. Esto se debe a que esas áreas de cielo han estado saturadas en todas las exposiciones. Los mapas de exposición son muy útiles a la hora de determinar las áreas de tiempo de exposición máximo y uniforme, sobre las que se efectuará el conteo de fuentes (véase la Tabla 4.6).

La PSF de las imágenes finales variaba un poco según la zona considerada del campo. En la Fig. 4.17 puede observarse que era mayor en la zona central y en los bordes, mientras que adoptaba valores menores en un anillo grueso centrado en el eje óptico. Esto podría deberse a que ciertos telescopios, con objeto de maximizar el área de foco óptico, desenfocan un poco la imagen en la zona central del campo para que en un anillo en torno al apuntado se obtenga mejor PSF. El cociente entre los valores de la PSF en el centro del campo y en sus laterales es $\lesssim 1,2$ en promedio en ambos filtros, por lo que podemos considerar que es bastante uniforme. En promedio, la FWHM en U resultó de $1,3''$, mientras que en B era algo menor (en torno a $1,2''$).

4.4.1. Características de imágenes combinadas con `mscred.mscstack`

A continuación comentaremos ciertos aspectos y características de estas imágenes combinadas, y se comprobará que el procedimiento de combinación es correcto, es decir, que hemos generado imágenes con S/N iguales a las que hubiéramos obtenido si hubiéramos expuesto un tiempo igual al tiempo total de exposición en cada banda.

A.- Recuperación del flujo real por píxel en la imagen final

El flujo por píxel de los datos originales no es correcto por dos razones básicas. La primera es que el área física de los píxeles varía de uno a otro por la construcción

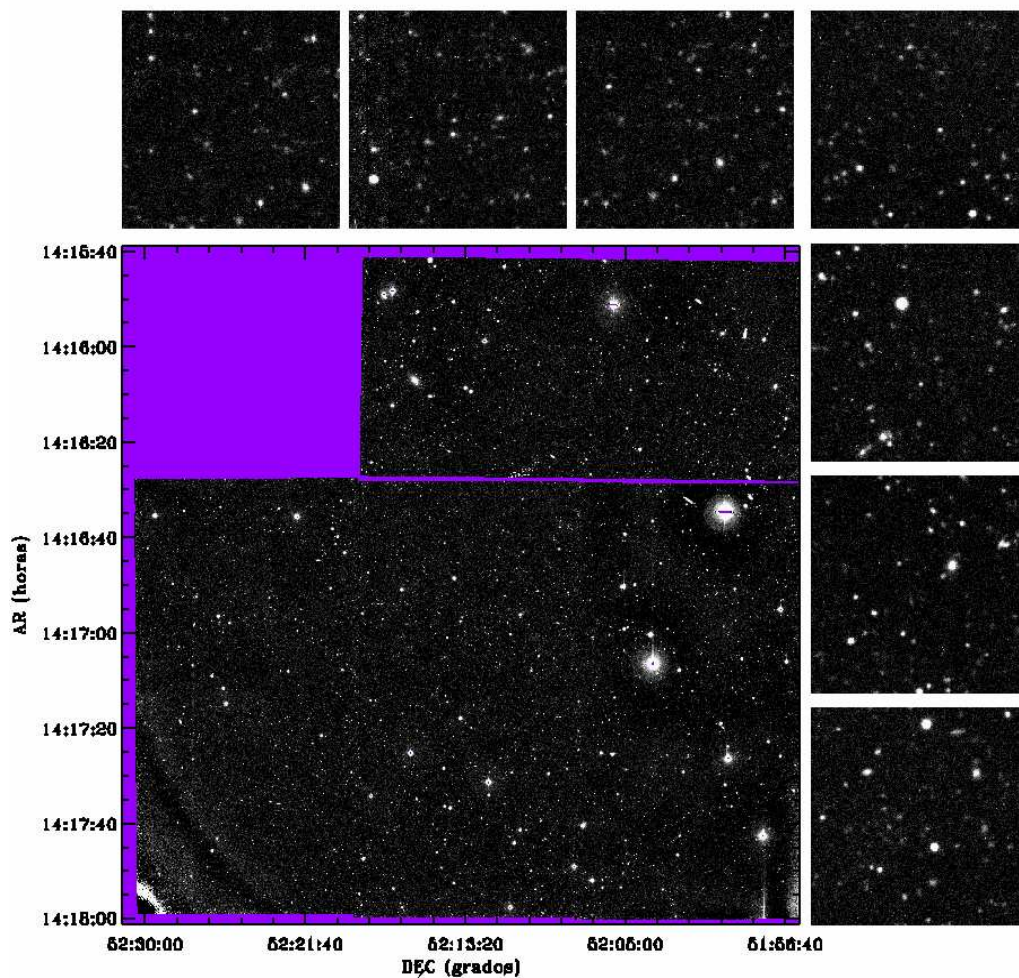


Figura 4.14: Imagen final combinada en la banda U sobre GWS. Su tiempo total de exposición es de 14400 s. *Violeta*: regiones que carecen de datos en U . *Paneles auxiliares*: algunos detalles de la imagen.

de las CCDs; y la segunda es que las distorsiones del sistema óptico alteran el área proyectada en el cielo de cada píxel, con lo cual el flujo varía. Se hace, pues, necesaria la corrección de estos dos defectos para obtener el flujo real por píxel “ideal” que tendría una fuente; es decir, el flujo de dicha fuente en un píxel de dimensiones estándares (exactamente de $0,3334'' \times 0,3334''$), cuya proyección en el cielo no sufriese distorsión alguna por el sistema óptico.

La primera parte de la corrección se lleva a cabo cuando corregimos por *flatfield*. Supongamos que la respuesta del detector y del sistema óptico fuese ideal. En este caso, el *flatfield* sería plano por completo. Sin embargo, el hecho de que haya píxeles de un tamaño físico mayor que otros originaría mayor número de cuentas en los de mayor área, como si los de mayor tamaño físico presentasen mayor respuesta.

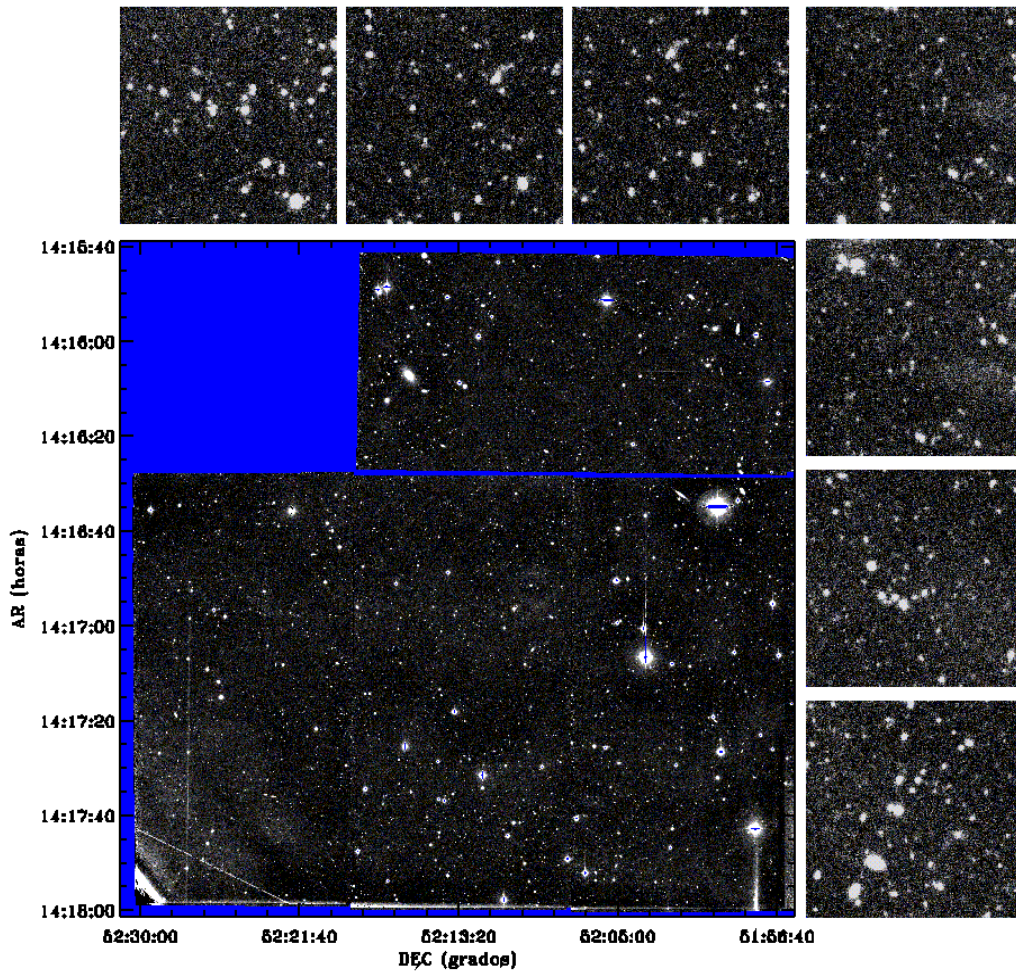


Figura 4.15: Imagen final combinada en la banda B sobre GWS. Su tiempo total de exposición es de 10300 s. *Azul*: regiones que carecen de datos en B . *Paneles auxiliares*: algunos detalles de la imagen.

Al dividir una imagen de ciencia por este flatfield, los píxeles de más área se dividirían por un factor mayor. Este escalado nivelaría todas las respuestas a un *tamaño promedio*. De ahí que el efecto geométrico que los distintos tamaños de los píxeles originan sobre el flujo de una fuente se corrija con la corrección del *flatfield*.

La segunda parte, correspondiente a la distorsión del campo por el sistema telescopio-detector, se lleva a cabo cuando se construyen imágenes simples a partir de ficheros MEF. En este proceso, se rediseña la red de píxeles de forma uniforme corrigiéndose las distorsiones ópticas, y se introducen los valores en cada nuevo píxel “ideal” mediante interpolación. Como resultado, se han corregido los efectos que las distorsiones ópticas podían haber introducido en el área proyectada de cada píxel. Así pues, los flujos por píxel de las imágenes finales se han corregido completamente

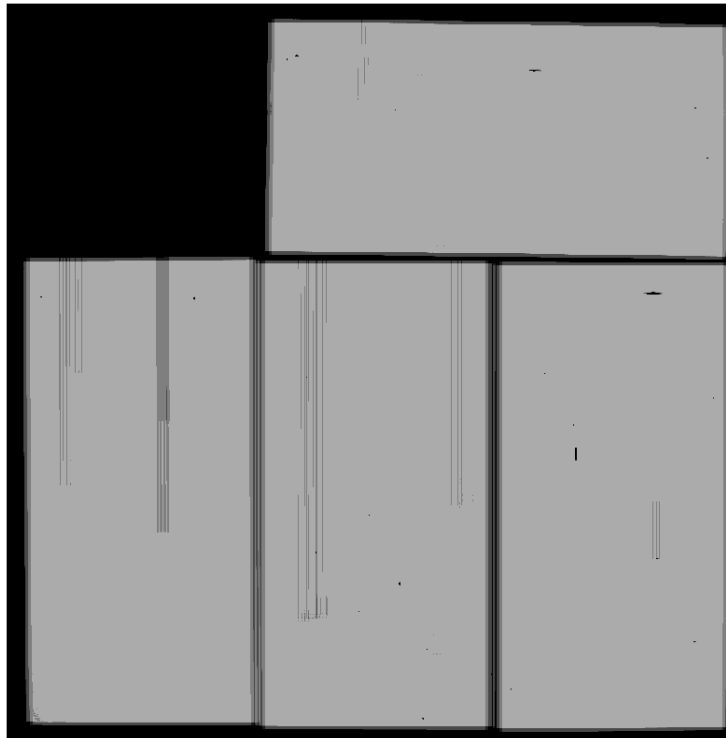


Figura 4.16: Mapa de tiempo de exposición de la imagen final en U . La escala de grises indica los distintos tiempos de exposición que presenta cada píxel, según los rechazos efectuados en el mismo durante la combinación. Gracias a los pequeños desplazamientos empleados entre exposiciones, el área cubierta con el máximo tiempo de exposición es bastante uniforme y amplia. El mapa de tiempo de exposición del filtro B es muy similar.

de estos dos efectos.

B.- Señal a ruido esperada en las imágenes finales

Toda la discusión que vamos a mantener en este apartado surgió a raíz de la comprobación de la fiabilidad de las detecciones, para la cual necesitábamos entender el proceso de combinación de las exposiciones y cómo afectaba éste a la S/N final.

El que la S/N resultante de exponer la cámara durante toda la noche sea la misma que si sumamos exposiciones tomadas a lo largo de la misma se fundamenta en la naturaleza poissoniana del campo de fotones. Las exposiciones cortas conllevan una serie de ventajas, como que habrá menos saturación, menores errores en el guiado e, incluso, se tendrá la posibilidad de corrección de píxeles defectuosos y rayos cósmicos con simples rechazos. Sin embargo, a menudo, las tareas de combinación se emplean como “cajas negras”, en las que nos limitamos a modificar parámetros hasta obtener una imagen final adecuada a nuestro parecer, sin tener en cuenta:

1. si estamos alcanzando la S/N real de nuestros datos, basándonos en la naturaleza poissoniana de éstos;

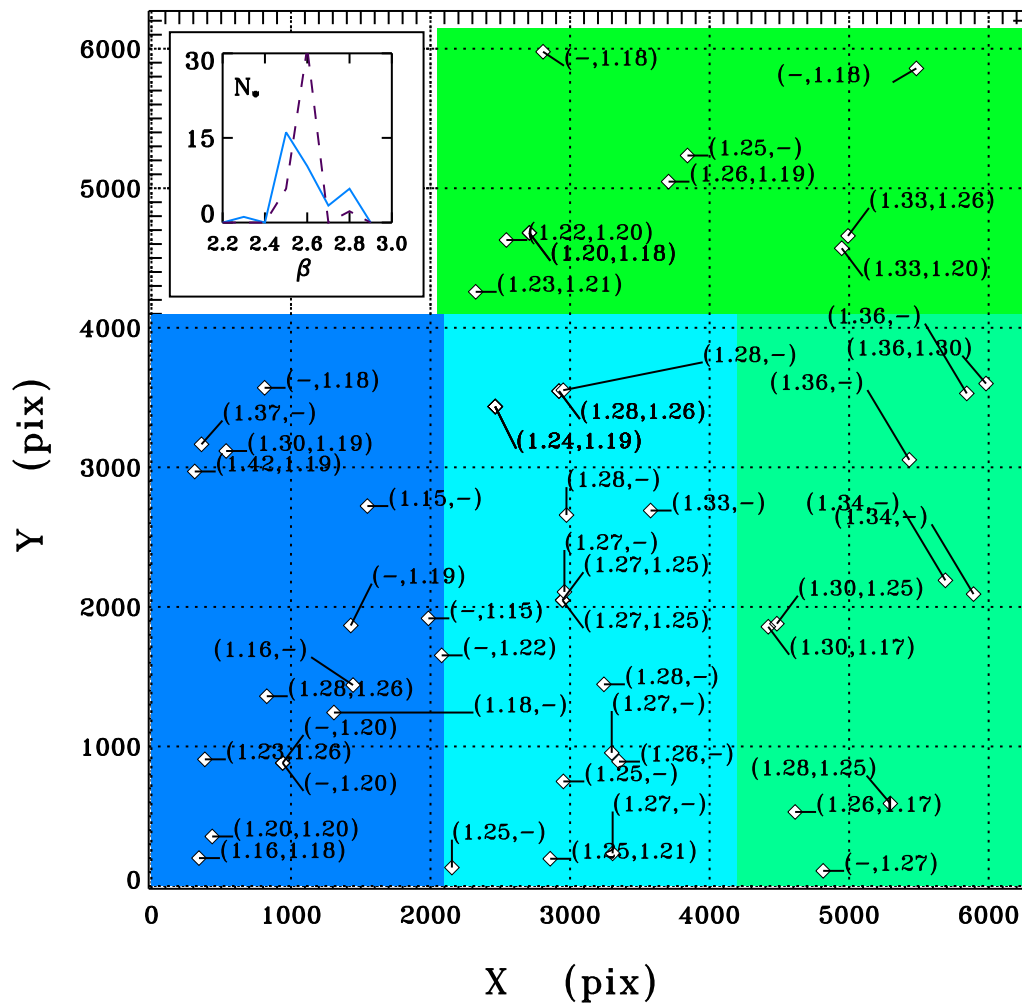


Figura 4.17: Mapa de la distribución de los FWHMs de las PSFs en varios puntos del campo de las imágenes finales. *Panel principal*: valores de FWHMs de las PSFs sobre el campo de WFC en nuestros datos. Cada pareja de valores indica las FWHMs de las estrellas utilizadas en U y en B , respectivamente. El cociente de los valores de las PSFs entre la zona externa e interna del campo es $\sim 1,2$ en los dos filtros. *Panel superior a la izquierda*: histograma de distribución del parámetro β de las Moffattianas empleadas para ajustar las estrellas y definir las FWHMs (véase §5.8.4), en U (línea morada) y en B (línea azul).

- ni si estamos falseando los flujos y errores reales asociados al ruido del cielo al usar determinados algoritmos o formas de combinar. No siempre los que dejan el nivel de cielo más plano en la imagen final son los que nos proporcionan mayor calidad de los datos.

Por tanto, no es tan obvio que la imagen que hemos obtenido con una combinación determinada se corresponda físicamente con los campos de radiación que

intentamos captar en un principio, con sus flujos y su ruido.

Ya hemos comentado que nosotros obtuvimos la imagen final combinada con la tarea `mscred.mscstack`. Esta tarea genera una imagen con la S/N que tendría una exposición con el tiempo total, pero con el flujo por objeto correspondiente al tiempo de la imagen de referencia y con el ruido del cielo escalado de tal manera que la S/N de cualquier objeto sea el correspondiente al tiempo total de exposición. El que la señal esté dada a un tiempo de referencia y el ruido esté modificado no afecta al proceso de detección, porque para el algoritmo de detección lo relevante es la S/N de la imagen; pero sí debe tenerse en cuenta este escalado de los datos finales en algunos razonamientos, en particular, en el estudio de la fiabilidad, donde continuamente nos referiremos a niveles de ruido, flujos de fuentes y a S/N a un tiempo determinado (§5.6).

Al efectuar la combinación de las imágenes, es indispensable emplear un escalado de cada exposición a una de referencia, para poder efectuar la media de todos los valores de flujo de cada píxel. Además, este proceso sitúa todas las fuentes a la misma masa de aire de la imagen de referencia; con lo cual, la imagen promedio final poseerá dicha masa de aire y se podrá aplicar la calibración fotométrica de manera sencilla sobre los flujos que se calculen sobre esta imagen final.

Considerando que se ha eliminado el nivel de cielo de las exposiciones, la transformación en flujo se efectúa sólo mediante un factor multiplicativo y sin ninguna constante aditiva. Este factor, que cambiará en cada exposición, constará de dos contribuciones independientes: la escala por la diferente masa de aire y la escala al tiempo de referencia. Por tanto, en una de las exposiciones podríamos escribir este factor, f_i , en función de ambas contribuciones de la siguiente manera:

$$f_i = \chi_i \frac{t_{\text{ref}}}{t_i}, \quad (4.49)$$

donde el subíndice i recorre las N exposiciones a combinar, χ_i son los factores de transformación de la masa de aire de la exposición i a la de referencia, t_{ref} representa el tiempo de la imagen de referencia, y t_i es el tiempo de exposición de la imagen i . El factor t_{ref}/t_i convertiría los flujos de la imagen i al tiempo de exposición de la de referencia. Nótese que el factor f_i es calculado por la tarea `mscred.mscimage`, sin distinguir entre ambas contribuciones, y se introduce en la cabecera de las imágenes (§4.4). Por tanto, cuando se utiliza `mscred.mscstack` para combinar, se multiplica por las dos contribuciones necesariamente.

Ahora bien, si queremos alcanzar la S/N correcta, además de usar estos escalados por flujo en la combinación final, es necesario *pesar por el tiempo de exposición* de cada imagen. Si sólo escalásemos flujos y no pesáramos por el tiempo de exposición, la S/N de la imagen combinada sería inferior a la que presentaría una imagen expuesta un $t_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^N t_i$, donde N es el número total de exposiciones que hemos tomado en cada filtro. Veamos el porqué: cuando escalamos según la ec. [4.49], tanto las intensidades de los objetos como el nivel promedio de cielo serán proporcionales a t_{ref} ; pero no va a ocurrir lo mismo con el ruido del cielo. Éste, que por su naturaleza poissoniana era $\propto \sqrt{t_i}$ en la exposición original, tras el escalado de la ec. [4.49]

será $\propto t_{\text{ref}}/\sqrt{t_i}$. Al calcular la media de todas las imágenes, la imagen resultante exhibirá flujos de fuentes y del cielo $\propto N^{-1} \sum_{i=1}^N t_{\text{ref}} = t_{\text{ref}}$, y ruidos de cielo $\propto N^{-1} \sum_{i=1}^N (t_{\text{ref}}/\sqrt{t_i}) = (t_{\text{ref}}/N) \sum_{i=1}^N (t_i)^{-1/2}$. Luego, si no pesamos por los tiempos de exposición la S/N de esta imagen combinada será $\propto N / \sum_{i=1}^N (t_i)^{-1/2}$ (y no $\propto \sqrt{t_{\text{tot}}}$, como debiera ser).

Veamos ahora cuál es la S/N de un píxel de la imagen final si, además del escalado de los flujos, se pesa por el tiempo de exposición. Como estos pesos vendrían definidos por:

$$\omega_i \equiv \frac{t_i}{t_{\text{tot}}}, \quad (4.50)$$

si al promediar todas las exposiciones pesamos por ellos y escalamos los flujos a los de la exposición de referencia, la intensidad en fotones de un píxel (x,y) de la imagen final vendría dada por:

$$I_{\text{comb}}(x, y) = \sum_{i=1}^N f_i \omega_i I_i(x, y) = \sum_{i=1}^N \chi_i \frac{t_{\text{ref}}}{t_i} \frac{t_i}{t_{\text{tot}}} I_i(x, y) = \frac{t_{\text{ref}}}{t_{\text{tot}}} \sum_{i=1}^N \chi_i I_i(x, y), \quad (4.51)$$

donde hemos empleado las definiciones dadas en las ecs. [4.49] y [4.50], y donde $I_i(x, y)$ representa el número de fotones en el píxel (x,y) en la exposición i .

El producto $\chi_i I_i(x, y)$ de la expresión anterior se corresponde con la intensidad de la exposición i corregida a la masa de aire de la de referencia:

$$I_{i,\text{ref}}(x, y) \equiv \chi_i I_i(x, y). \quad (4.52)$$

Nótese que esta intensidad coincide también con la de una hipotética imagen con el mismo tiempo de exposición de la imagen i , que hubiese sido tomada a la masa de aire de la imagen de referencia, $I_{i,\text{ref},\text{ideal}}(x, y)$. Sin embargo, el ruido de $I_{i,\text{ref},\text{ideal}}(x, y)$ y el de $I_{i,\text{ref}}$ es distinto: el de $I_{i,\text{ref},\text{ideal}}(x, y)$ presentaría la naturaleza poissoniana inherente al campo de fotones, es decir:

$$\sigma_{i,\text{ref},\text{ideal}}(x, y) = \sqrt{I_{i,\text{ref},\text{ideal}}(x, y)} = \sqrt{\chi_i I_i(x, y)}; \quad (4.53)$$

mientras que la propagación de errores en la ec. [4.52] (Bevington 1969) nos dará una desviación estándar de $I_{i,\text{ref}}$ tal que:

$$\sigma_{i,\text{ref}}(x, y) = \chi_i \sigma_i(x, y) = \chi_i \sqrt{I_i(x, y)}; \quad (4.54)$$

puesto que, en este caso, es el campo de fotones de cada exposición el que presenta naturaleza poissoniana ($\sigma_i(x, y) = \sqrt{I_i(x, y)}$). Por tanto, cuando convertimos el flujo de la exposición i de su masa de aire, X_i , a la de referencia, X_{ref} , no estamos convirtiendo su ruido al que hubiéramos obtenido si se hubiese tomado la imagen i a X_{ref} .

Introduciendo la def. [4.52] en la ec. [4.51], obtenemos:

$$I_{\text{comb}}(x, y) = \frac{t_{\text{ref}}}{t_{\text{tot}}} \sum_{i=1}^N I_{i,\text{ref}}(x, y); \quad (4.55)$$

ecuación cuyo sumatorio representa el número de fotones que habría tenido el píxel (x, y) en una hipotética imagen que hubiera sido expuesta un tiempo igual a t_{tot} , y durante el cual el campo se hubiese mantenido a la masa de aire de la imagen de referencia. La desviación estándar de esta expresión vendrá dada por (Mandel 1964; Calot 1970):

$$\sigma_{\text{comb}}(x, y) = \frac{t_{\text{ref}}}{t_{\text{tot}}} \sqrt{\sum_{i=1}^N [\sigma_{i,\text{ref}}(x, y)]^2} = \frac{t_{\text{ref}}}{t_{\text{tot}}} \sqrt{\sum_{i=1}^N \chi_i^2 I_i(x, y)}, \quad (4.56)$$

donde hemos sustituido $\sigma_{i,\text{ref}}(x, y)$ por su valor (ec. [4.54]).

Por tanto, utilizando las ecs. [4.51] y [4.56], podemos calcular la S/N en un píxel (x, y) cualquiera de la imagen final combinada escalando los flujos y pesando por el tiempo de exposición:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{comb}} = \frac{I_{\text{comb}}(x, y)}{\sigma_{\text{comb}}(x, y)} = \frac{\left(\frac{t_{\text{ref}}}{t_{\text{tot}}}\right) \sum_{i=1}^N \chi_i I_i(x, y)}{\left(\frac{t_{\text{ref}}}{t_{\text{tot}}}\right) \sqrt{\sum_{i=1}^N \chi_i^2 I_i(x, y)}} = \frac{\sum_{i=1}^N \chi_i I_i(x, y)}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \chi_i^2 I_i(x, y)}}. \quad (4.57)$$

A continuación, demostraremos que la S/N del píxel (x, y) de esta imagen combinada (ec. [4.57]) es la misma que la que se hubiese obtenido en el caso de haber tomado una exposición siguiendo el campo durante un tiempo t_{tot} , en la cual hubiéramos ido corrigiendo las diferentes masas de aire que el campo ha presentado durante en el recorrido para convertirlas a la de referencia ($I_{\text{tot}}^{\text{ref}}(x, y)$). Esta intensidad $I_{\text{tot}}^{\text{ref}}(x, y)$ se puede considerar compuesta de varias contribuciones de flujos de fotones, tomadas a distintas masas de aire. Supongamos que hacemos coincidir esta descomposición con las exposiciones que hemos tomado en realidad; entonces:

$$I_{\text{tot}}^{\text{ref}}(x, y) = \sum_{i=1}^N \chi_i I_i(x, y), \quad (4.58)$$

donde χ_i son los mismos que habíamos definido en la ec. [4.49]. Nótese de nuevo que, quienes siguen la distribución de Poisson, son los fotones captados $I_i(x, y)$ a lo largo de toda la exposición. Por tanto, el ruido de esta imagen hipotética de t_{tot} vendrá dado por (Bevington 1969):

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{ref}}(x, y) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \chi_i^2 \sigma_i^2(x, y)} = \sqrt{\sum_{i=1}^N \chi_i^2 I_i(x, y)}. \quad (4.59)$$

Aquí vemos que el ruido de esta hipotética imagen de t_{tot} , suma de todas las exposiciones y corregida a la masa de aire de referencia, es un factor $t_{\text{tot}}/t_{\text{ref}}$ menor que el de nuestra imagen combinada (compárense las ecs. [4.56] y [4.59]):

$$\sigma_{\text{comb}}(x, y) = \frac{t_{\text{ref}}}{t_{\text{tot}}} \sigma_{\text{tot}}^{\text{ref}}(x, y) \quad (4.60)$$

De las ecs. [4.58] y [4.59], podemos deducir la S/N en un píxel (x, y) de esta imagen hipotéticamente expuesta t_{tot} y corregida por las diferencias en masas de aire:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{tot}}^{\text{ref}}(x, y) = \frac{I_{\text{tot}}^{\text{ref}}(x, y)}{\sigma_{\text{tot}}^{\text{ref}}} = \frac{\sum_{i=1}^N \chi_i I_i(x, y)}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \chi_i^2 I_i(x, y)}}; \quad (4.61)$$

que es igual a la de la imagen generada con `mscred.mscstack` pesando por el tiempo de exposición y escalando los flujos (ec. [4.57]). Por tanto, acabamos de comprobar que, tal y como debe ser, nuestras imágenes combinadas, pesando por el tiempo de exposición y escalando en flujos, presentan las mismas S/N que las de unas hipotéticas imágenes expuestas durante un tiempo igual al total y corregidas a X_{ref} en cada banda. Nuestras imágenes combinadas exhiben flujos escalados al tiempo de exposición de la imagen de referencia en cada filtro, y ruidos de cielo un factor $t_{\text{ref}}/t_{\text{tot}}$ menores que los que presentarían las imágenes hipotéticas de t_{tot} en cada banda.

C.- Medias y desviaciones estándar de cielo de las imágenes finales

Acabamos de ver que la tarea `mscred.mscstack`, siempre y cuando se escale en flujo y por el tiempo de exposición, genera una imagen con una media del cielo correspondiente al tiempo de exposición de la imagen de referencia (en nuestro caso, ésta tenía 1800 s de tiempo de exposición en ambos filtros); mientras que el ruido del cielo es inferior al de una imagen de dicho tiempo. De esta forma, la S/N de la imagen combinada es la misma que la de una exposición con un tiempo igual al total, en la que se hubiesen introducido correcciones por masa de aire. En §4.4.1.B, hemos comprobado que, en efecto, el procedimiento de combinación que hemos seguido obliga a nuestras imágenes finales a presentar la S/N que tendrían si hubiésemos expuesto de forma continuada el campo hasta t_{tot} en ambos filtros. Pero, ¿es realmente el ruido de nuestras imágenes finales $t_{\text{ref}}/t_{\text{tot}}$ veces el que tendrían estas imágenes hipotéticas de t_{tot} ? Si fuese así, tendríamos una comprobación directa de que el procedimiento de combinación ha sido el correcto.

Para comprobarlo, estimemos en primer lugar el ruido del cielo de estas imágenes hipotéticamente expuestas durante un t_{tot} con correcciones a X_{ref} . Supongamos que podemos despreciar las correcciones de masa de aire (veremos que los resultados que obtengamos lo justifican). En este caso, el nivel de cuentas medio de cielo que tendrían estas hipotéticas imágenes sería simplemente la suma de los niveles medios

de cielo de las exposiciones en cada filtro (ec. [4.58] con $\chi_i = 1$), es decir:

$$\begin{aligned} \langle I_{U,\text{cielo}} \rangle &\sim 4295 \text{ ADU/píxel} = 2026 \text{ e}^-/\text{píxel}, \\ \langle S_{B,\text{cielo}} \rangle &\sim 17321 \text{ ADU/píxel} = 48500 \text{ e}^-/\text{píxel}; \end{aligned} \quad (4.62)$$

donde se han usado las medias de cielo de todas las exposiciones para calcular esos valores.

Como comprobamos que el ruido del cielo en ambos filtros era poissoniano (§4.1.6), el ruido que le correspondería a estas imágenes hipotéticas sería la raíz cuadrada de su nivel promedio de cielo *en electrones*, ya que son éstos los que siguen una distribución de Poisson (y no las ADUs):

$$\begin{aligned} \left\langle \sigma_{\text{tot},U}^{\text{ref}} \right\rangle &\sim 110 \text{ e}^-/\text{píxel} = 39 \text{ ADU/píxel}, \\ \left\langle \sigma_{\text{tot},B}^{\text{ref}} \right\rangle &\sim 220 \text{ e}^-/\text{píxel} = 79 \text{ ADU/píxel}. \end{aligned} \quad (4.63)$$

Por otra parte, el ruido de cielo tras la combinación de nuestras imágenes finales resulta:

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{\text{comb},U} \rangle &= 4,6 \text{ ADU/píxel}, \\ \langle \sigma_{\text{comb},B} \rangle &= 16,2 \text{ ADU/píxel}. \end{aligned} \quad (4.64)$$

Este ruido de cielo está centrado en un nivel nulo de ADUs, porque el cielo se sustrajo antes de la combinación. Por tanto, desconocemos el cielo promedio que habría resultado en las imágenes finales.

Ahora bien, según la ec. [4.60], el ruido que debemos esperar en nuestras imágenes combinadas debería ser $t_{\text{ref}}/t_{\text{tot}}$ veces el de las imágenes de t_{tot} (ecs. [4.63]):

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{\text{comb},U} \rangle' &= \frac{t_{\text{ref},U}}{t_{\text{tot},U}} \left\langle \sigma_{\text{tot},U}^{\text{ref}} \right\rangle \sim 4,8 \text{ ADU/píxel}, \\ \langle \sigma_{\text{comb},B} \rangle' &= \frac{t_{\text{ref},B}}{t_{\text{tot},B}} \left\langle \sigma_{\text{tot},B}^{\text{ref}} \right\rangle \sim 14 \text{ ADU/píxel}; \end{aligned} \quad (4.65)$$

donde hemos sustituido los valores de RMS de cielo calculados para estas imágenes hipotéticamente expuestas un t_{tot} (véanse las ecs. [4.63]). Y, en efecto, los resultados son similares a los obtenidos en las imágenes finales (ecs. [4.64]). Probablemente, el haber despreciado las correcciones a la misma masa de aire está influyendo los valores: de ahí que no sean idénticos. Además, en *B* la similitud puede que sea peor debido a que esta banda está más afectada por las condiciones no fotométricas del principio de la noche. Aún así, los valores son muy parecidos, lo que demuestra que el procedimiento de escalar por flujos y pesar por el tiempo de exposición en la combinación con `mscred.mscstack` es el correcto: logra una imagen final con la *S/N* que esperaríamos en el caso de haber expuesto ininterrumpidamente un tiempo igual al total en cada filtro.

5

Obtención de catálogos en U y B

La caracterización de la eficiencia y la fiabilidad del algoritmo de detección sobre nuestras imágenes finales es fundamental para determinar los errores de las cuentas de galaxias, y por tanto, para imponer límites de confianza a los modelos que intentan reproducirlas. Este capítulo se ha destinado a todas las cuestiones relacionadas con el estudio que efectuamos para caracterizar la eficiencia y la fiabilidad, en función de los parámetros utilizados en el algoritmo de detección, así como a las técnicas desarrolladas en este trabajo para mejorar las ya existentes. También se describe la corrección de la extinción galáctica y todo lo relacionado con la creación de los catálogos finales y de la base de datos multibanda del muestreo GOYA. Dado el carácter técnico del capítulo, puede obviarse la lectura del análisis de la eficiencia y la fiabilidad (§§5.3-5.6.8), y pasar directamente a los resultados obtenidos del mismo (§5.6.9).

5.1. Problemas asociados a la extracción de fuentes

Si la naturaleza del ruido del cielo no se ha modificado durante el proceso de toma de datos, podemos hacer una primera estimación de la magnitud límite de detección en nuestras imágenes finales, considerando un nivel de 3σ de cielo para una fuente puntual en la siguiente expresión:

$$M_{\text{lím}}(3\sigma) = a_0 - 2,5 \log(3\sigma\sqrt{A}), \quad (5.1)$$

donde a_0 es el punto cero en cada banda (§4.2) y A es el área de la apertura seleccionada en píxeles. Para una apertura de $1.0''$, obtuvimos $U_{\text{lím}} \sim 24.4$ mag y $B_{\text{lím}} \sim 25.9$ mag para un nivel de 3σ . Sin embargo, los límites fotométricos del muestreo deben caracterizarse de manera más exacta, con el objeto de obtener catálogos fiables y correlacionar diferentes bandas.

Antes de proceder a la detección y caracterización de las fuentes de nuestros datos, necesitamos saber cómo de eficiente es nuestro algoritmo de detección dadas las características de cielo de nuestras imágenes, y estimar cuántas fuentes espurias introduce el algoritmo de detección.

En nuestro caso, se efectuó la detección, la asignación de coordenadas astrométricas y la fotometría de fuentes utilizando SExtractor (Bertin & Arnouts 1996). Este algoritmo básicamente considera como una detección todo grupo de píxeles conexos que superen un nivel de detección impuesto, tras haber convolucionado la imagen con un filtro corrector de anchura aproximadamente igual a la PSF de la imagen. El área mínima de píxeles contiguos y el nivel de detección (expresado en σ de cielo) a partir del cual consideraremos una fuente van a ser los dos parámetros básicos que definan la existencia de un objeto en las imágenes.

El número de detecciones aumentará a medida que disminuyamos el nivel de detección, al mismo tiempo que el número de espurias introducidas, ya que el programa comienza a identificar como fuentes las estructuras en el ruido del cielo y aquellos defectos que no se han corregido durante la reducción, a medida que nos aproximamos al límite de detección. Por esta razón, se debe llegar a un acuerdo en la definición de este nivel, de forma que se detecten el mayor número posible de fuentes, con el mínimo de espurias introducidas.

La eficiencia de un algoritmo de detección se suele establecer mediante simulaciones de detecciones de tipo Monte Carlo. Sin embargo, los métodos de caracterización de la fiabilidad de un algoritmo de detección aún no están estandarizados, por lo que cada autor introduce un método alternativo o alguna mejora a los que ya existen. En este trabajo, seguiremos el método de caracterización de la fiabilidad descrito en CH03, aunque hemos añadido algunas modificaciones (véanse también H97; Bershady et al. 1998 y Lin et al. 1998).

5.2. Parámetros de SExtractor

Tal y como hemos indicado, los parámetros que empleemos en el algoritmo de extracción de fuentes van a determinarnos hasta qué nivel los resultados son fiables y cuán eficientes hemos sido en la detección. Los principales parámetros que definen la extracción son los siguientes:

- DETECT_THRESH: según los autores de SExtractor, éste es el parámetro que en esencia gobierna la detección. Define el nivel en unidades de RMS de cielo a partir del cual se va a considerar una detección, por lo que dependerá de las características del cielo de las imágenes y de su estructura. Las simulaciones que se describen en §5.5 están destinadas a determinar qué valor de este parámetro nos proporciona una mayor eficiencia de detección, con el mínimo número de detecciones espurias.
- DETECT_MINAREA: es el segundo parámetro más importante en el algoritmo. Determina el área mínima en píxeles que debe tener una fuente detectada para ser considerada como tal. CH03 indican que la función de filtrado y el área mínima están bien delimitadas en función del *seeing* de la imagen. Dado que nuestro FWHM es de $1.3''$ en U y $1,2''$ en B , una fuente simétrica con un diámetro igual al FWHM tendría 4 píxeles de diámetro, puesto que la

escala de WFC es de $0,333''/\text{píxel}$. No obstante, como el algoritmo aplica una deconvolución por la PSF de la imagen durante la detección, el área mínima se fijó al de una fuente simétrica con un diámetro igual a $1/2$ del FWHM de las estrellas en la imagen.

- `DEBLEND_NTHRESH`: una vez que `SEXTRACTOR` detecta una posible fuente según los criterios impuestos por los dos primeros parámetros, el algoritmo disecciona la fuente en niveles de flujo, de forma que en cada uno analiza la conexión o no de las distintas partes de la fuente con el objeto de separar fuentes que puedan superponerse en la detección. En el manual de `SEXTRACTOR`¹, se indica que un valor adecuado de niveles es 32.
- `DEBLEND_MINCONT`: límite inferior de la fracción del flujo total de una detección que definiría una fuente diferente en el área total conexas extraída, siempre que en ese nivel existan más de una parte que cumplan este límite. En el manual se dan unos valores de referencia.
- `FILTER_NAME`: la detección depende básicamente del ruido del cielo en la imagen. Si aplicamos un filtro a las imágenes antes de comenzar la detección, reducimos el ruido y mejoramos de forma visible la detección. Este parámetro indica qué filtro, de los disponibles en el código, vamos a emplear. En nuestro caso se convolucionó la imagen con una gaussiana con la FWHM de las imágenes (4×4 píxeles).

`SEXTRACTOR` presenta a su vez gran cantidad de parámetros que definen propiedades de los datos, tales como la escala de píxel o la ganancia de las CCDs (que en nuestro caso sería la ganancia promedio), y otras características secundarias de la extracción.

5.3. Eficiencia y fiabilidad

La *eficiencia* de un algoritmo en la detección de fuentes debe medir la capacidad de dicho algoritmo para detectar fuentes. Por lo general, la eficiencia nos indica qué porcentaje de una cantidad de fuentes determinada es capaz de detectar el algoritmo, dependiendo del brillo superficial de las mismas. Por otro lado, la *fiabilidad* de un algoritmo de detección indica cuán probable es que la fuente identificada por el algoritmo exista realmente, y no sea una estructura de cielo identificada como tal o parte de otra fuente aún mayor. Por tanto, *cuantas más detecciones efectúe el algoritmo, tanto más eficiente es éste. Cuantas menos fuentes erróneas, falsas o espurias introduzca un algoritmo en un catálogo, tanto más fiable es.*

El parámetro más importante en la detección es claramente el nivel de detección, `DETECT_THRESH`. El problema radica en que no podemos emplear un nivel todo lo

¹El código fuente y el manual de `SEXTRACTOR` están disponibles en: <http://astroa.physics.metu.edu.tr/MANUALS/sextractor/> y http://terapix.iap.fr/rubrique.php?id_rubrique=91/

bajo que queramos, ya que a medida que nos aproximamos al nivel del ruido del cielo, comenzaremos a detectar más fuentes espurias. Asimismo, distinguir éstas de las fuentes reales es complejo en el límite de detección. Por lo general, todos los estudios de cuentas van acompañados de un análisis de la eficiencia y fiabilidad de las detecciones según el nivel de detección empleado.

Los efectos de incompletitud se suelen cuantificar empleando métodos Monte Carlo: el comportamiento del algoritmo de detección se caracteriza estudiando cómo detecta una distribución de fuentes con magnitudes y posiciones conocidas *a priori*, las cuales han sido insertadas en las imágenes de ciencia o en imágenes sintéticas que simulan las características de ruido de las de ciencia. Tras haber ejecutado el programa de detección sobre la simulación preparada, se puede deducir la probabilidad de detección que presenta una magnitud dada en nuestra imagen, en función de los parámetros de detección que se hayan usado.

Estudios previos han mostrado que las caracterizaciones de la eficiencia y fiabilidad con imágenes sintéticas tienden a sobreestimar la eficiencia y a subestimar el número de fuentes espurias, probablemente debido a que las fuentes artificiales presentan geometrías demasiado regulares y artificialmente simétricas, y a que el ruido real del cielo de una imagen no es estrictamente poissoniano (Bershady et al. 1998 y CH03). No obstante, el estudio con imágenes sintéticas es útil para delimitar el rango de valores de `DETECT_THRESH`, con los que efectuar un estudio más detallado sobre las imágenes de ciencia. *Por ello, en este estudio se han medido eficiencias y fracciones de espurias en primer lugar sobre imágenes sintéticas de GWS (véase §5.4), y posteriormente, se ha desarrollado un estudio más detallado de los efectos de la incompletitud con las imágenes de ciencia. Éste será considerado como el definitivo para la corrección de completitud (§5.5).*

`SEXTRACTOR` es más efectivo detectando fuentes de alto brillo superficial; es decir, las fuentes compactas presentan una probabilidad más alta de ser detectadas que las fuentes extensas a la misma magnitud. Para determinar esta dependencia en el estudio con las imágenes de ciencia, se procederá a efectuar el análisis de la eficiencia de detección sobre tres grupos de objetos con distintos tamaños. Siguiendo a CH03, estos grupos se definirán empleando el *radio de mitad de luz* o de *media luz* de las estrellas² en las imágenes, $r_{1/2,*}$: los objetos con $r_{1/2} \leq 1,5 r_{1/2,*}$ serán definidos como *fuentes puntuales*; aquéllos con $1,5 r_{1/2,*} \leq r_{1/2} \leq 3 r_{1/2,*}$ serán las *fuentes de tamaño intermedio*; y los que presenten $r_{1/2} \geq 3 r_{1/2,*}$ se considerarán *fuentes extensas*. Por tanto, nuestro estudio de eficiencia sobre las imágenes de ciencia caracterizará la eficiencia de detección no sólo en función de la magnitud de la fuente, sino también de su tamaño (§5.5).

El flujo acumulado a un radio r en una moffatiana es:

$$F_{\text{moffat}}(r) = 1 - \left[1 + \left(\frac{r}{\alpha} \right) \right]^{1-\beta}, \quad (5.2)$$

²El radio a mitad de luz de una estrella es el radio al que el objeto emite la mitad de su flujo total. Este radio puede extraerse con `SEXTRACTOR`, indicándole en el fichero de salidas del algoritmo que extraiga el parámetro `FLUX_RADIUS`. El algoritmo lo deduce al efectuar el análisis isofotal sobre cada fuente.

donde α es igual al FWHM/2 de la moffatiana, y β es un parámetro característico de la misma, que en las imágenes de U y de B adoptaba el valor 2,6 (tal y como se vio con los ajustes interactivos que hicimos sobre varias estrellas del campo con la tarea `mscred.msceamine`, véase el subpanel de la Fig. 4.17). El radio al cual esta expresión toma valor 0,5 será el $r_{1/2,*}$ de una estrella del campo, y éste resultó ser 0,83". Como este valor es teórico, definiremos como objetos puntuales a los que presenten un $r_{1/2}$ menor o igual a 1.5 veces este valor para dejar un pequeño margen de tamaño.

5.3.1. Correcciones por incompletitud

Las cuentas diferenciales se suelen corregir de eficiencia a través de la *matriz de eficiencia*, $P(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$, o de la *función de eficiencia*, $E(m_{\text{out}})$. Yan et al. (1998) definen el elemento $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}}) \equiv P_{\text{in,out}}$ de la matriz de eficiencia como la probabilidad de un objeto con una magnitud original m_{in} de ser detectado con magnitud m_{out} :

$$P(m_{\text{in}}; m_{\text{out}}) \equiv \frac{N_{\text{det}}(m_{\text{in}}, m_{\text{out}})}{N_{\text{orig}}(m_{\text{in}})}, \quad (5.3)$$

donde $N_{\text{det}}(m_{\text{in}}, m_{\text{out}})$ es el número de objetos con magnitud original m_{in} que son recuperados con magnitud m_{out} , y $N_{\text{orig}}(m_{\text{in}})$ es el número total de objetos inyectados con una magnitud m_{in} . Nótese que *esta definición es independiente de la distribución inicial de fuentes*, ya que la probabilidad de un objeto de magnitud original m_{in} de ser recuperado por SExtractor con m_{out} sólo depende de su tamaño, su magnitud original de entrada m_{in} y de las características del ruido de la imagen, pero no del número total de objetos con magnitud original m_{in} . La matriz de eficiencia da cuenta de los efectos de incompletitud intrínsecos al algoritmo de detección, a la corrección del *flatfield* y a los errores de la sustracción del cielo. Dependiendo de cómo se calcule esta matriz, pueden incluirse también los errores derivados de la confusión de fuentes en el campo.

La *eficiencia funcional*, $E(m_{\text{out}})$, se define como la fracción de fuentes detectadas con magnitud m_{out} , independientemente de su magnitud original de entrada, del total de objetos con magnitud original m_{out} :

$$E(m_{\text{out}}) \equiv \frac{N_{\text{det}}(m_{\text{out}})}{N_{\text{orig}}(m_{\text{out}})}, \quad (5.4)$$

en donde $N_{\text{det}}(m_{\text{out}})$ representa al número de fuentes que son detectadas con m_{out} , mientras que $N_{\text{orig}}(m_{\text{out}})$ es el número de fuentes que originalmente fueron introducidas con m_{out} en la imagen. Por lo tanto, la eficiencia funcional se define como un “ritmo de detección”, y va a depender fuertemente del número inicial de fuentes insertadas en cada magnitud, es decir, de la distribución de entrada $N_{\text{orig}}(m_{\text{out}})$.

De las definiciones previas, se deriva que la relación entre $E(m_{\text{out}})$ y $P(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ viene dada por:

$$E(m_{\text{out}}) = \frac{\sum_{\forall m_{\text{in}}} N_{\text{det}}(m_{\text{in}}, m_{\text{out}})}{N_{\text{orig}}(m_{\text{out}})} = \frac{\sum_{\forall m_{\text{in}}} P(m_{\text{in}}; m_{\text{out}}) N_{\text{orig}}(m_{\text{in}})}{N_{\text{orig}}(m_{\text{out}})}. \quad (5.5)$$

Nótese que si y sólo si la distribución utilizada para el cálculo de las eficiencias, $N_{\text{orig}}(m_{\text{in}})$, fuese constante para toda magnitud inicial de entrada m_{in} , entonces podríamos decir que $E(m_{\text{out}}) = \sum_{\forall m_{\text{in}}} P(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$.

La eficiencia funcional $E(m_{\text{out}})$ se suele emplear más a menudo que la matriz de eficiencia $P(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ en los estudios de cuentas de galaxias (Radovich et al. 2004; Metcalfe et al. 2001; Bershady et al. 1998); ya que, suelen aparecer problemas de inestabilidad con frecuencia al tratar de invertir esta matriz para corregir la eficiencia. Sin embargo, tal y como H97 apunta, la ventaja de emplear $P(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ es que no sólo se corrigen los errores de completitud por pérdida de fuentes, sino también los errores fotométricos.

Como ya hemos comentado, SEXTRACTOR es más eficiente detectando fuentes más compactas a la misma magnitud. Para incluir esta dependencia en el tamaño del objeto en la caracterización de la eficiencia, se calculan matrices y funciones de eficiencia por separado para cada uno de los grupos de tamaño definidos en §5.3. Por ello, de ahora en adelante hablaremos de matrices y funciones de eficiencia para un grupo de tamaño s dado: $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ y $E_s(m_{\text{out}})$, respectivamente.

En este trabajo, *hemos corregido por eficiencia las cuentas de galaxias en GWS con ambos métodos: empleando las matrices de eficiencia, $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$, y las eficiencias funcionales, $E_s(m_{\text{out}})$, calculadas sobre las imágenes de ciencia; mientras que hemos usado sólo la eficiencia funcional en el estudio con imágenes sintéticas, puesto que su objetivo es simplemente una primera estimación del rango de valores del DETECT_THRESH que se van a estudiar con más detalle sobre las imágenes de ciencia.* Como se comentará más tarde, el método matricial se vuelve inestable a magnitudes débiles cuando lo utilizamos para corregir las cuentas de estrellas de la eficiencia (véase §6.2). Por tanto, *decidimos aplicar las correcciones definitivas de eficiencia utilizando únicamente la eficiencia funcional $E_s(m_{\text{out}})$ que calculamos con las imágenes de ciencia.* No obstante, *las matrices de eficiencia resultaron esenciales en el método alternativo de análisis de la fiabilidad que hemos desarrollado en este trabajo (§5.6).*

Una vez hayamos calculado $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ y $E_s(m_{\text{out}})$ utilizando las imágenes de ciencia, aplicaremos las correcciones por eficiencia tal y como sigue. Inicialmente, obtendremos los primeros catálogos de fuentes ejecutando SEXTRACTOR sobre las imágenes finales en U y B . Debemos remarcar que las correcciones de eficiencia deben aplicarse al número de cuentas obtenido de los catálogos *después de haber eliminado las fuentes espurias de los mismos*; ya que las matrices y funciones de eficiencia se calculan considerando únicamente el número de fuentes que son recuperadas de una distribución inicial de entrada, *sin contabilizar las detecciones espurias*. Por tanto, tras haber rechazado las fuentes espurias de ambos catálogos, tal y como se describirá en §5.6, procedimos a contabilizar las fuentes por intervalos de magnitud

en cada uno de los tres grupos de tamaño que hemos definido en §5.3. Las cuentas diferenciales pueden entonces corregirse de incompletitud mediante uno de los dos métodos siguientes:

1. *Utilizando la función de eficiencia $E_s(m_{\text{out}})$.* Las cuentas de objetos de tamaño s , por intervalo de magnitud y de área, corregidas de eficiencia vendrán dadas por:

$$N_{\text{orig},s}(m_{\text{out}}) = \frac{N_{\text{det},s}(m_{\text{out}})}{0,5 A E_s(m_{\text{out}})}, \quad (5.6)$$

donde hemos definido intervalos de magnitud de 0.5 mag, el índice $s = 1, 2, 3$ se refiere al grupo de tamaño al que nos referimos, $N_{\text{orig},s}(m_{\text{out}})$ son las cuentas corregidas de completitud para el grupo de tamaño s y en la magnitud m_{out} , $N_{\text{det},s}(m_{\text{out}})$ representa a las cuentas detectadas para dicho grupo de tamaño e intervalo de magnitud *ya corregidas de las detecciones espurias*, A es el área sobre el que hemos efectuado el conteo de fuentes, y $E_s(m_{\text{out}})$ es la eficiencia funcional calculada para dicho grupo de tamaño e intervalo de magnitud. Finalmente, las contribuciones de los tres grupos de tamaño en cada banda se han de sumar para proporcionarnos las cuentas totales corregidas por eficiencia:

$$N_{\text{orig,total}}(m_{\text{out}}) = \sum_{s=1}^3 N_{\text{orig},s}(m_{\text{out}}). \quad (5.7)$$

2. *Empleando la matriz de eficiencia $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$.* A partir de la definición de $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$, el número de fuentes de tamaño s detectadas con magnitud m_{out} , independientemente de su magnitud de entrada (sin contabilizar las fuentes espurias), viene dado por:

$$N_{\text{det},s}(m_{\text{out}}) = \sum_{\forall m_{\text{in}}} N_{\text{orig},s}(m_{\text{in}}) P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}}), \quad (5.8)$$

donde $N_{\text{orig},s}(m_{\text{in}})$ representa el número de fuentes que originalmente se inyectaron en m_{in} para el grupo de tamaño s , $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ es el elemento $(m_{\text{in}}, m_{\text{out}})$ de la matriz de eficiencia correspondiente al grupo de tamaño s , y $N_{\text{det},s}(m_{\text{out}})$ son el número de fuentes detectadas en dicho grupo de tamaño e intervalo de magnitud *corregidas de detecciones espurias*, al igual que antes. De esta expresión, se deduce que las cuentas corregidas de eficiencia, por intervalo de magnitud y área, vendrán dadas por:

$$N_{\text{orig},s}(m_{\text{in}})' = \frac{1}{0,5 A} \left\{ \sum_{\forall m_{\text{out}}} N_{\text{det},s}(m_{\text{out}}) P_s^{-1}(m_{\text{out}}, m_{\text{in}}) \right\}. \quad (5.9)$$

Hemos definido como $P_s^{-1}(m_{\text{out}}, m_{\text{in}})$ al elemento $(m_{\text{out}}, m_{\text{in}})$ de la matriz inversa de $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$, para objetos del grupo de tamaño s . De nuevo, las

contribuciones de los tres grupos de tamaño en cada banda deben sumarse para obtener las cuentas totales corregidas de eficiencia, mediante la ec. [5.7].

En §6.3, describiremos cómo se han estimado los errores en las cuentas empleando cada método. A modo de breve reseña, cuando utilizamos la función de eficiencia, sumamos cuadráticamente los errores derivados de $E_s(m_{\text{out}})$ y los estadísticos procedentes del conteo; mientras que los errores empleando las matrices de eficiencia $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ se han cuantificado mediante estimación de cuánto cambiarían las cuentas si se considerasen los errores máximos, tanto del conteo estadístico como de $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$, dentro de la ec. [5.9], aunque por separado.

Un valor dado de `DETECT_THRESH` resultará más o menos eficiente y fiable en la detección según la naturaleza del ruido del cielo en las imágenes. De su elección depende en gran parte los errores en las detecciones, y de éstos, la fiabilidad del análisis de las cuentas. Pasamos a describir la caracterización de la eficiencia y la fiabilidad que realizamos sobre imágenes sintéticas y sobre las reales en ambos filtros.

5.4. Análisis de eficiencia y fiabilidad empleando imágenes artificiales

Como ya se ha comentado, el estudio de la eficiencia y fiabilidad empleando imágenes sintéticas debe interpretarse con cuidado, dada la dificultad en reproducir las condiciones del cielo de la imagen real y los perfiles de las fuentes simuladas, que habitualmente resultan regulares en exceso. Por ello, remarcaremos que hemos usado este análisis con datos sintéticos tan sólo para delimitar el rango de valores de `DETECT_THRESH` cuya eficiencia y fiabilidad habremos de estudiar sobre las imágenes reales con más detalle, cuyos resultados serán presumiblemente más fiables.

Como primera aproximación al análisis de la eficiencia y la fiabilidad en los datos en función del `DETECT_THRESH` seleccionado, generaremos imágenes artificiales con un cielo lo más parecido posible al de nuestras imágenes finales en U y B , y caracterizaremos la capacidad de `SEXTRACTOR` en la detección de una serie de fuentes que insertaremos en unas posiciones y con magnitudes impuestas por nosotros en estas imágenes artificiales. Para crear estas imágenes en cada banda, utilizamos las tareas de `artdata` en IRAF, tal y como describimos a continuación:

1. Se crean un mapa de cielo y otro de RMS local de la imagen real con `SEXTRACTOR`. Éstos se deben generar empleando el mismo filtrado que utilizaremos en la detección de fuentes. `SEXTRACTOR` calculará estos valores mediante una interpolación en una malla de dimensiones definidas por el usuario.
2. Se crea una imagen de ruido poissoniano con media nula y RMS igual a la unidad con la tarea `artdata.mknoise`. Una vez se ha multiplicado esta imagen por el mapa de RMS extraído con `SEXTRACTOR`, se le añade un valor constante igual a la media del cielo de la imagen real. De esta manera, se obtiene una imagen con la misma media y RMS que las imágenes reales sobre nuestro campo, y de características locales similares.

3. Añadimos objetos (estrellas y galaxias) a esta imagen en un número similar al total que puede existir en la imagen real. Las magnitudes de estas fuentes deben cubrir el rango de las de las fuentes reales. Estos objetos, cuyas magnitudes y tamaños conocemos, se han de añadir en una serie de posiciones determinadas mediante las siguientes dos tareas:

`artdata.starlist`: que define unas posiciones y magnitudes para un número de estrellas que vamos a simular en la imagen artificial. Con el objeto de reproducir las estrellas, se emplearon Moffatianas de FWHM idéntica a la de la PSF de la imagen real en cada filtro, y se distribuyeron de forma potencial en el intervalo de magnitud de 15 a 30, siguiendo los modelos de Bahcall & Soneira (1981a) y Bahcall & Soneira (1981b), para las coordenadas galácticas del GWS. Su distribución espacial fue aleatoria a lo largo de toda la imagen.

`artdata.gallist`: que define las posiciones y magnitudes de un número de galaxias dado, en las que se puede seleccionar el porcentaje de cada tipo morfológico, la distribución en magnitudes, la inclinación en el cielo, y los parámetros morfológicos que van a describir su brillo superficial (ley $R^{1/4}$ o exponencial), entre otros. El tamaño de la mitad de los objetos introducidos se fijó a un FWHM de la PSF típica en cada banda, mientras que se le concedió el doble de tamaño al resto de la muestra. También asignamos distribuciones uniformes en magnitud entre 18 y 30 mag a las galaxias, con una fracción del 30 % de sistemas E/S0 respecto del total (Bahcall 1977), y un número total de galaxias similar al que detecta SExtractor con `DETECT_THRESH=1` (~ 40000 objetos). En este caso, la distribución en z viene determinada por la ley de distribución en magnitudes que hemos empleado, que ha sido una ley de potencias de exponente 0,6 (el valor para un Universo euclídeo). En realidad, se debe emplear los valores de las pendientes de las cuentas en ambos filtros que se hayan obtenido en primera estimación; pero como éstos eran bastante similares al 0,6 euclídeo tanto en U como en B (véase §7.1), y al fin y al cabo, este estudio no es sino preeliminar y preparatorio, se decidió emplear el valor euclídeo.

Finalmente, estos objetos se insertan en la imagen simulada de cielo mediante la tarea `artdata.mkobject`, imponiendo un tiempo de exposición de 1800 s para el escalado de los flujos en la imagen simulada, ya que es éste el tiempo de exposición que presentan los flujos de nuestras imágenes finales en U y en B (§4.4.1).

Estas imágenes artificiales permiten analizar el número de fuentes recuperadas frente al introducido en cada intervalo de magnitud en función del `DETECT_THRESH` empleado en SExtractor, es decir, $E_s(m_{\text{out}})$ para cada nivel de detección (ec. [5.4]).

Además, podemos discriminar cuáles de las detecciones son espurias, porque sabemos las posiciones exactas de todas las fuentes en las imágenes; con lo que podemos estimar la fracción de detecciones espurias en cada intervalo de magnitud respecto del total de fuentes insertadas con dicha magnitud. De esta forma, se calcularon las eficiencias de detección y fracciones de espurias en función de la magnitud ejecutando SEXTRACTOR con distintos valores de DETECT_THRESH sobre estas imágenes (más detalles en Lin et al. 1998; Metcalfe et al. 2001; Radovich et al. 2004). En el panel superior de la Fig. 5.1 se comparan las eficiencias de detección $E_s(m_{\text{out}})$ del filtro U , obtenidas utilizando varios valores de DETECT_THRESH sobre la imagen artificial de esta banda. A medida que disminuimos su valor, aumenta el límite en el que se alcanza el 50 % de eficiencia de detección ($m_{50\%}$), a la vez que aumenta también el número de espurias rápidamente a medida que nos aproximamos a $m_{50\%}$ (véanse los paneles inferiores de la misma figura). El comportamiento en B es muy similar, tal y como se puede apreciar en la Fig. 5.2. Observando ambas figuras, podemos deducir que valores de DETECT_THRESH entre $0,4$ y $0,7 \sigma$ de cielo proporcionarían un buen compromiso entre una alta eficiencia de detección y una baja fracción de espurias en ambas bandas. De forma que decidimos adoptar los siguientes valores para el estudio definitivo con las imágenes reales: DETECT_THRESH = $0,4$, $0,5$, $0,6$ y $0,7$.

Nótese que hemos determinado fácilmente las fracciones de espurias en este estudio con imágenes sintéticas, porque todas las fuentes que existen en éstas han sido insertadas por nosotros. Pero este no es el caso cuando estudiemos la eficiencia con imágenes reales, donde vamos a tener una mezcla de fuentes insertadas por nosotros y de fuentes reales existentes en las imágenes. De hecho, el análisis de la fiabilidad cuando se utilizan imágenes de ciencia es bastante más complejo (véase §5.6).

5.5. Análisis de la eficiencia empleando las imágenes reales

El análisis de la eficiencia y la fiabilidad sobre las imágenes reales proporciona una visión más realista de los errores en la detección, y nos definirá más concretamente el valor de DETECT_THRESH a usar para crear el catálogo definitivo en cada filtro.

Hemos desarrollado una serie muy extensa de simulaciones para cuantificar la eficiencia de detección utilizando las imágenes reales (véanse H97; Huang et al. 2001b; Kümmel & Wagner 2001 y CH03). Describiremos a continuación el procedimiento que seguimos:

1. Se genera un catálogo inicial de objetos en cada banda, incluyendo en él su radio de media luz ($r_{1/2}$), con un valor promedio de DETECT_THRESH de los que vamos a estudiar. El análisis de la eficiencia con imágenes reales se va a desarrollar en función no sólo de la magnitud del objeto, sino también del tamaño del mismo. De ahí que en §5.3 definiéramos los tres grupos de tamaño en los que caracterizaremos la eficiencia.

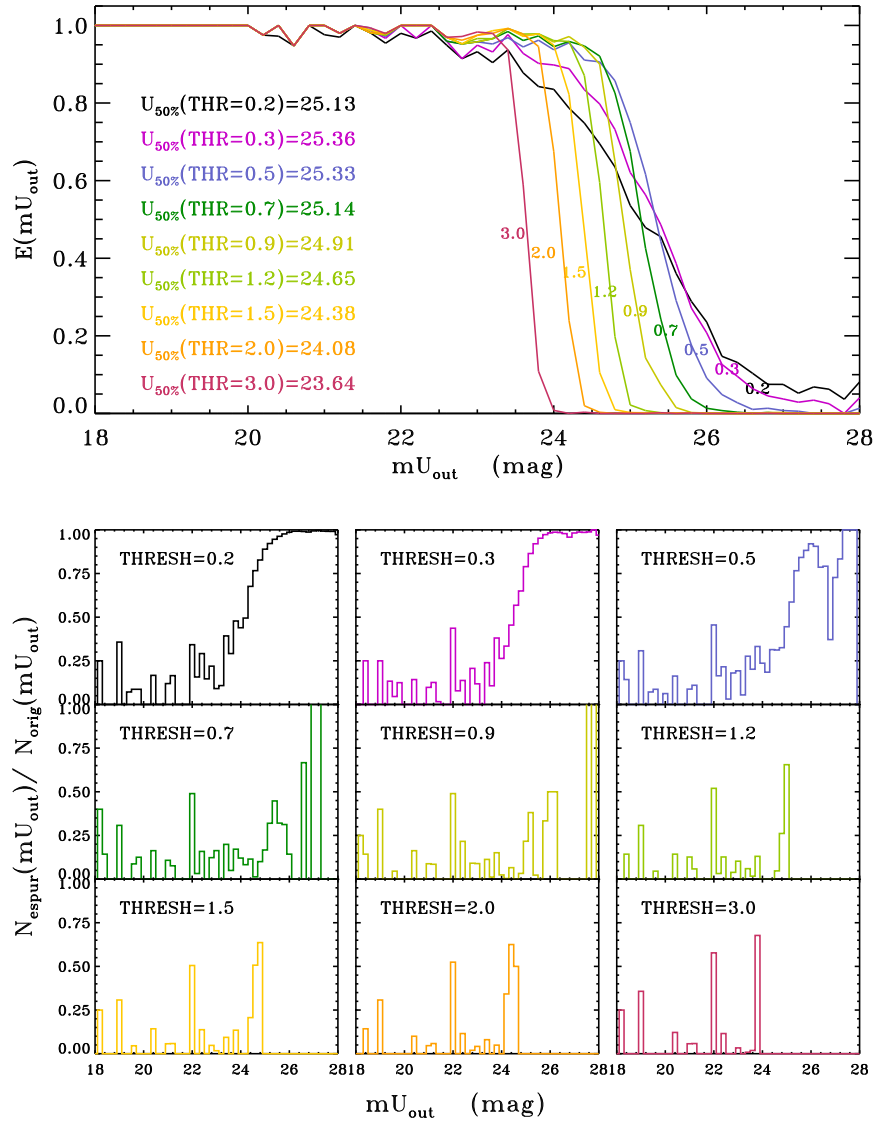


Figura 5.1: Comparación de las eficiencias de detección $E(m_{out})$ y fracciones de espurias en función de la magnitud de detección m_{out} , obtenidas con distintos valores de DETECT_THRESH sobre la imagen artificial de GWS en U . Las curvas mostradas incluyen todos los objetos simulados, independientemente de cuáles fuesen sus tamaños. *Panel superior*: eficiencias como función de la magnitud de detección. Se aprecia claramente que a mayor nivel de detección, la magnitud a la que la eficiencia de detección cae al 50% es menor (consúltense los valores a la izquierda del panel). *Panel inferior*: fracciones de fuentes espurias detectadas en cada intervalo de magnitud, relativas al número total de fuentes insertadas en dicha magnitud. A menor DETECT_THRESH, el número de espurias aumenta en las magnitudes más débiles.

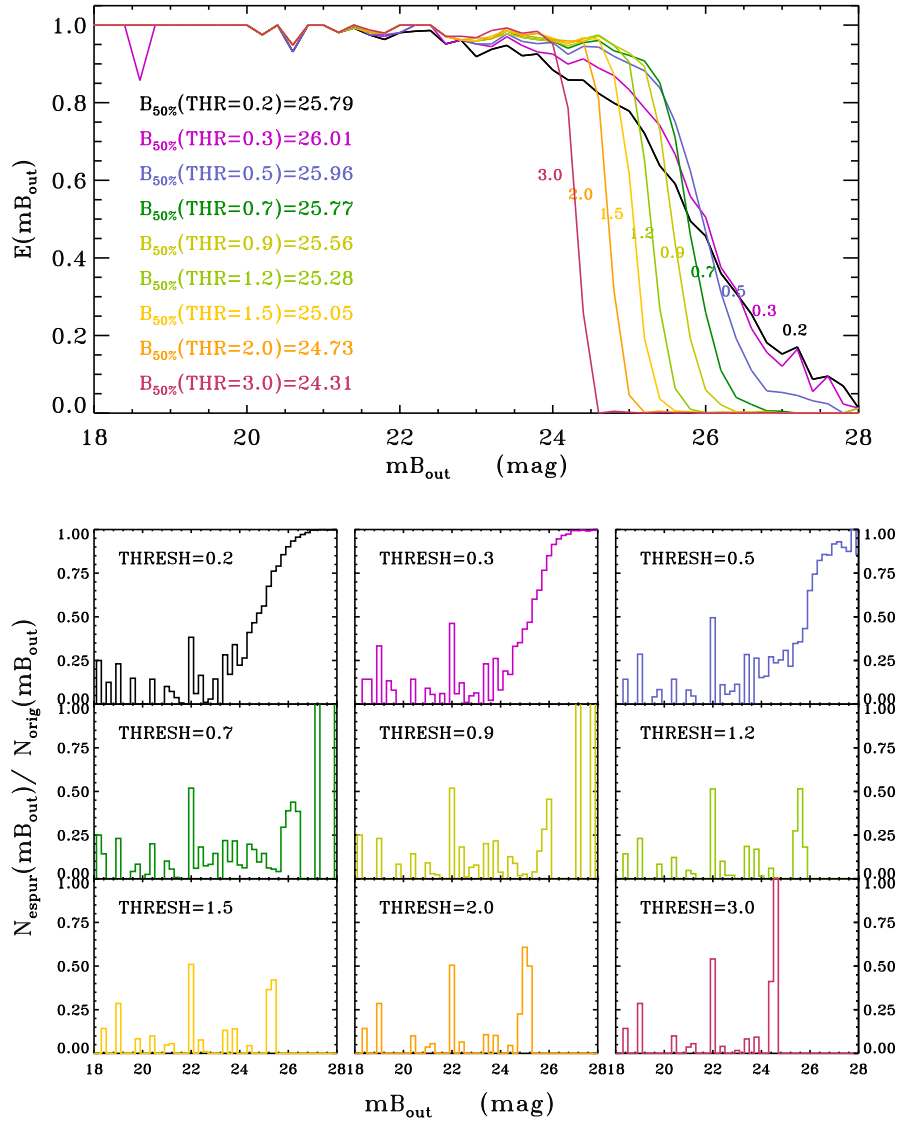


Figura 5.2: Comparación de las eficiencias de detección $E(m_{\text{out}})$ y fracciones de espurias en función de la magnitud de detección m_{out} , obtenidas con distintos valores de DETECT_THRESH sobre la imagen artificial de GWS en B . Las curvas mostradas incluyen todos los objetos simulados, independientemente de cuáles fuesen sus tamaños. Véase el pie de la Fig. 5.1.

2. Se escoge de cada grupo de tamaño el objeto más brillante que exista en las imágenes, se extrae su sección de la imagen y se filtra el ruido del cielo de la misma. Se crea una copia de la imagen real para cada grupo de tamaño, y se inserta en cada una el objeto seleccionado (característico de dicho grupo) varias veces en posiciones aleatorias, escalando su magnitud para seguir una distribución plana en magnitudes ($18 \leq B$ (ó $U \leq 28$). Al asignar las posiciones, impusimos que las fuentes escaladas distasen como mínimo $1''$ del centroide de la fuente más cercana ya existente en la imagen, para evitar una sobreestimación de los efectos de la confusión de fuentes en el cálculo de $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ y $E_s(m_{\text{out}})$ (recordemos que nuestras imágenes tienen ya de por sí una alta cantidad de objetos, están muy pobladas). En cada intervalo de 0.1 mag entre 18 y 28 mag, se han introducido 20 objetos; es decir, la simulación de cada grupo de tamaño presenta 2000 objetos. De manera que tenemos 3 simulaciones (una para cada tamaño de objeto) con 2000 objetos simulados de diferentes magnitudes sobre cada una de ellas. Esto se repite variando las posiciones de forma aleatoria 50 veces, con lo que disponemos de 50 imágenes para cada grupo de tamaño; con lo cual, disponemos de 2000 objetos/simulación \times 3 simulaciones (una para cada tamaño de objeto) \times 50 repeticiones aleatorias de cada simulación, lo que hacen un total de 300000 objetos introducidos en 150 imágenes copiadas de GWS, en cada filtro.
3. Ejecutamos SExtractor sobre cada imagen simulada variando el parámetro DETECT_THRESH, según los valores que seleccionamos en la sección anterior (DETECT_THRESH=0,4, 0,5, 0,6, 0,7). Por tanto, se ejecutó 600 veces SExtractor en cada filtro (50 imágenes en cada grupo de tamaño \times 3 grupos de tamaño \times 4 valores de DETECT_THRESH).
4. A continuación, haciendo uso de cada uno de los catálogos obtenidos en cada ejecución de SExtractor, se calcula la matriz de eficiencia $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ y las funciones de eficiencia $E_s(m_{\text{out}})$ para cada grupo de tamaño, según las definiciones de las ecs. [5.3] y [5.4], en cada simulación. Dado que algunos objetos no se recuperarán en absoluto ya sea porque están inmersos en un objeto mayor o porque directamente no es posible detectarlos, la probabilidad total de recuperar una magnitud m_{in} no será 1 en todos los casos.
5. Se hace un promedio de todas las matrices $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ obtenidas *para cada tipo de objeto y cada DETECT_THRESH*, de forma que finalmente tendremos 12 matrices $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ (una para cada grupo de tamaño y para cada uno de los 4 valores de DETECT_THRESH). Cada uno de los elementos de estas matrices finales se calculará como la media de los valores obtenidos mediante cada una de las 50 simulaciones para cada tipo de objeto y valor del DETECT_THRESH, y se le asociará como error la desviación estándar de estos 50 valores. De esta manera, cada una de las doce matrices $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ llevará asociada otra matriz de errores $\sigma_{P,s}(m_{\text{in}}, m_{\text{out}})$. H97 apoya la corrección de la incompletitud empleando las matrices de eficiencia, ya que la incompletitud estadística en

cada intervalo de magnitud calculada con $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ no depende de la forma funcional de la distribución de entrada de objetos frente a la magnitud. No obstante, y dado que la pendiente en las cuentas de galaxias no presentan cambios abruptos a lo largo del rango de magnitudes de interés, está justificada la conversión de esta matriz en una función de eficiencia frente a la magnitud (ec. [5.5]), y el empleo de ésta última en la corrección de incompletitud. Por tanto, calculamos las funciones $E_s(m_{\text{out}})$ para cada tipo de tamaño y valor de DETECT_THRESH con la ec. [5.4], asignándole de nuevo como error la desviación estándar de las 50 estimaciones de $E_s(m_{\text{out}})$ en cada simulación del mismo grupo de tamaño.

En la Fig. 5.3, mostramos las funciones $E_s(m_{\text{out}})$ promediadas de todas las simulaciones, como función de la magnitud de detección y del grupo de tamaño, para los 4 valores de DETECT_THRESH que estamos estudiando y en ambas bandas: U y B . Las barras de error se asignan mediante la suma cuadrática de las RMS de todas las simulaciones (Bevington 1969), como ya se ha comentado. Sólo hemos superpuesto las correspondientes a DETECT_THRESH= 0,6 para evitar confusión en la figura, dado que las de los otros niveles de detección son muy parecidas. En todos los casos, $E_s(m_{\text{out}})$ muestra una tendencia descendente suave, seguida de una caída brusca cerca del límite de detección. Las magnitudes al 50 % de eficiencia para objetos puntuales en ambos filtros son:

$$\begin{aligned}
 U_{\text{DET}=0,4} [50\%] &= 25,19 & \text{y} & & B_{\text{DET}=0,4} [50\%] &= 25,77; \\
 U_{\text{DET}=0,5} [50\%] &= 24,98 & \text{y} & & B_{\text{DET}=0,5} [50\%] &= 25,62; \\
 U_{\text{DET}=0,6} [50\%] &= 24,83 & \text{y} & & B_{\text{DET}=0,6} [50\%] &= 25,45; \\
 U_{\text{DET}=0,7} [50\%] &= 24,71 & \text{y} & & B_{\text{DET}=0,7} [50\%] &= 25,32.
 \end{aligned}
 \tag{5.10}$$

Éstas pueden diferir hasta $\sim 0,6$ mag según el DETECT_THRESH empleado, dentro del mismo grupo de tamaño. Estas tendencias son muy similares a las que Bershady et al. (1998) y CH03 encontraron. Para todos los DETECT_THRESH, en el filtro B se alcanzan $m_{50\%}$ más profundas que en U , aunque los comportamientos de $E_s(m_{\text{out}})$ en ambos filtros es muy similar. Hemos comprobado que nuestras imágenes sintéticas sobreestimaban la eficiencia de detección de SEXTRACTOR, en relación a la obtenida con este estudio sobre las imágenes de ciencia, lo que corrobora lo que Bershady et al. (1998) y CH03 indicaron. Esto puede deducirse sin más que comparar los valores de $m_{50\%}$ de las imágenes sintéticas (Figs. 5.1 y 5.2) con los de las simulaciones sobre las imágenes de ciencia (Fig. 5.3) para DETECT_THRESH= 0,5 y 0,7 en cualquier filtro.

Por otra parte, para el mismo DETECT_THRESH, los objetos compactos son más fáciles de detectar a la misma magnitud que los extensos, tal y como se aprecia en la Fig. 5.4, donde comparamos las funciones $E_s(m_{\text{out}})$ obtenidas para los tres grupos de tamaño a cada valor de DETECT_THRESH. Si comparamos las magnitudes al 50 % de eficiencia de detección para los distintos grupos de tamaño dentro del mismo valor de DETECT_THRESH, podemos ver que son $\sim 0,7$ mag más profundas para las fuentes puntuales que para los objetos de mayor tamaño a la misma magnitud.

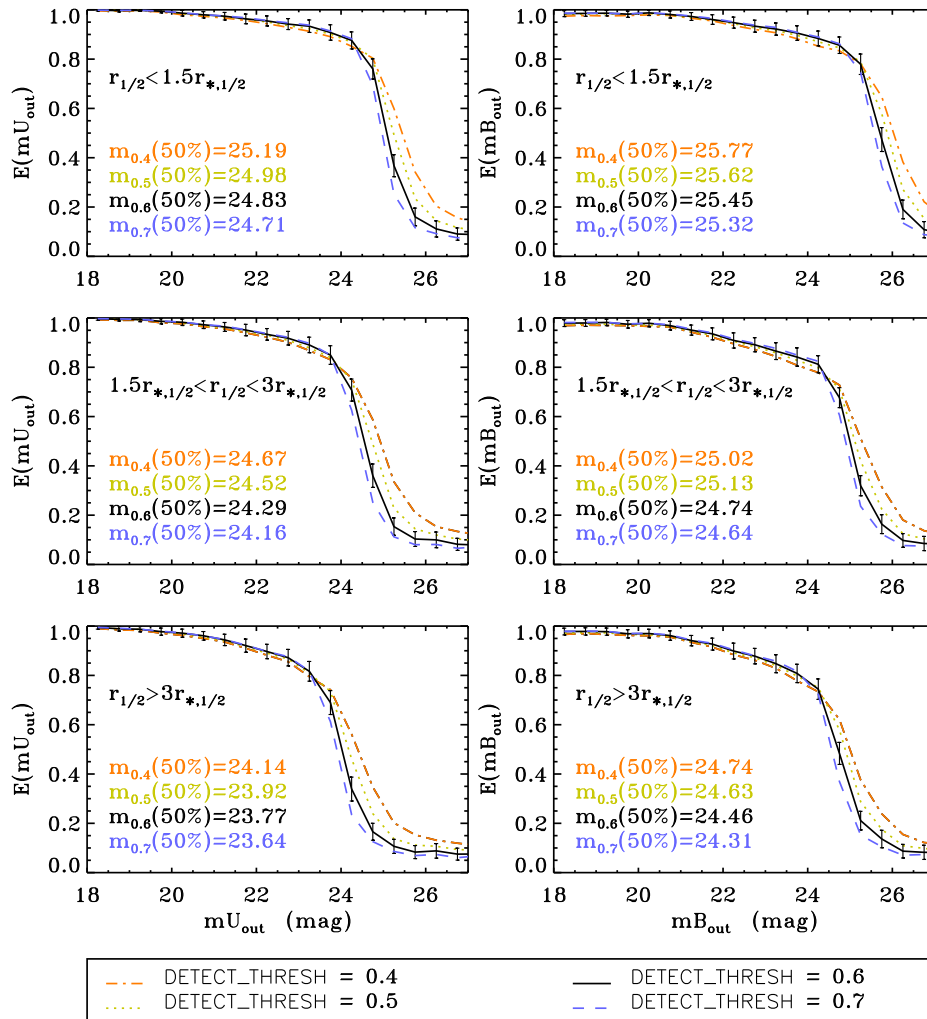


Figura 5.3: Eficiencias funcionales de detección $E_s(m_{\text{out}})$ en función de la magnitud de detección m_{out} , según el valor de DETECT_THRESH empleado en las detecciones, para los tres grupos de tamaño. *Paneles a la izquierda*: eficiencias de detección funcionales en U , para los tres grupos de tamaño que hemos definido, con DETECT_THRESH=0,4, 0,5, 0,6 y 0,7. Sólo se han superpuesto las barras de error en las curvas correspondientes a DETECT_THRESH=0,6 para evitar confusión en la gráfica, y porque son muy similares para todos los niveles de detección empleados. Cada tipo y color de línea se corresponde con un valor empleado de DETECT_THRESH, tal y como muestra la leyenda. El panel superior son las eficiencias funcionales calculadas para los objetos puntuales, el segundo muestra lo mismo para las fuentes de tamaño intermedio, y el inferior, para los objetos extensos. Las magnitudes de 50% de eficiencia de detección se listan a la izquierda de cada panel. *Paneles a la derecha*: lo mismo para la imagen en B . Nótese que, para el mismo tamaño de objeto, un valor más bajo del nivel de detección alcanza una magnitud de 50% de eficiencia más profunda.

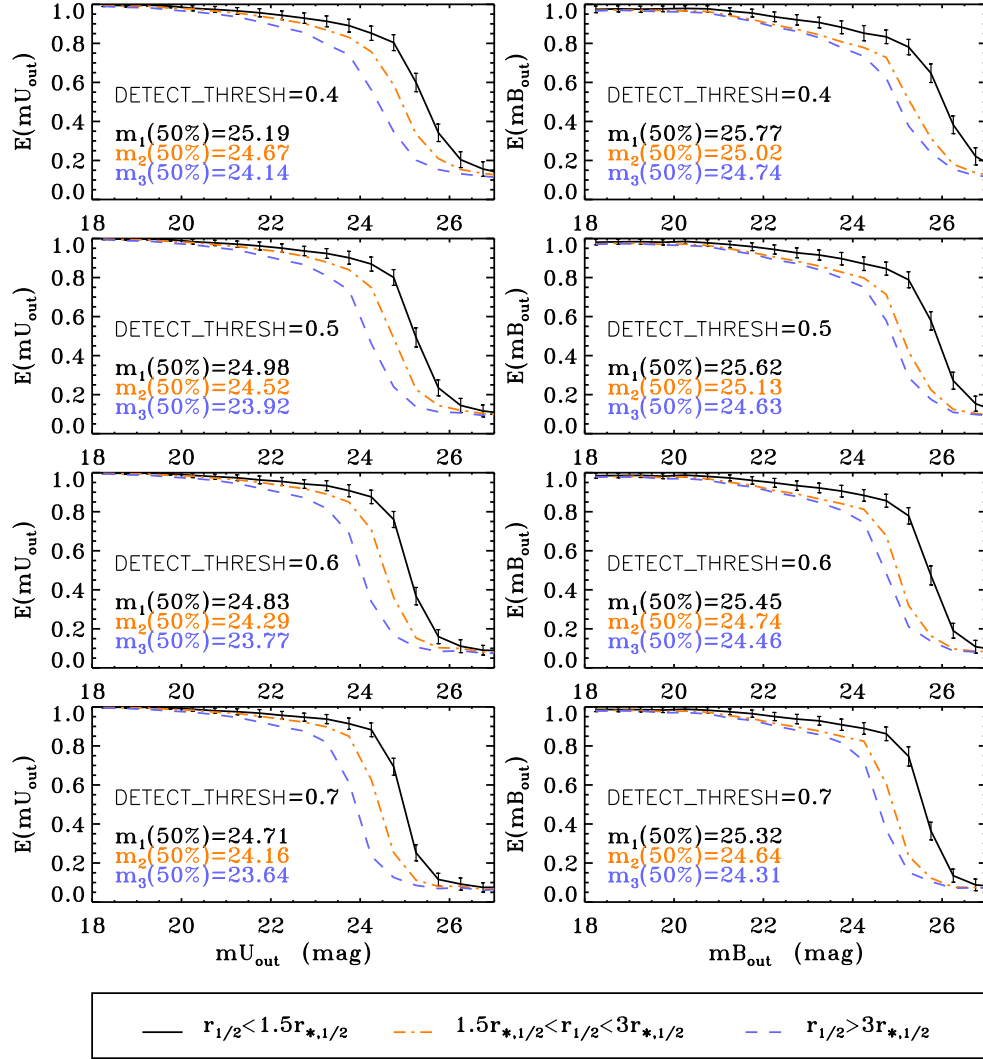


Figura 5.4: Eficiencias funcionales de detección $E_s(m_{\text{out}})$ en función de la magnitud de detección m_{out} , según el tamaño de las fuentes, para los cuatro valores de DETECT_THRESH empleados. *Paneles de la izquierda*: eficiencias de detección funcionales en U para los cuatro valores de DETECT_THRESH, según el tamaño de las fuentes. Cada color de línea se corresponde con uno de los grupos de tamaño definidos en §5.3, según la leyenda. Comenzando por el superior, los paneles se corresponden con DETECT_THRESH=0,4, 0,5, 0,6 y 0,7. *Paneles de la derecha*: lo mismo para la imagen en B . Nótese que, para la misma magnitud y DETECT_THRESH, un objeto puntual presenta mayor probabilidad de detección que uno más extenso.

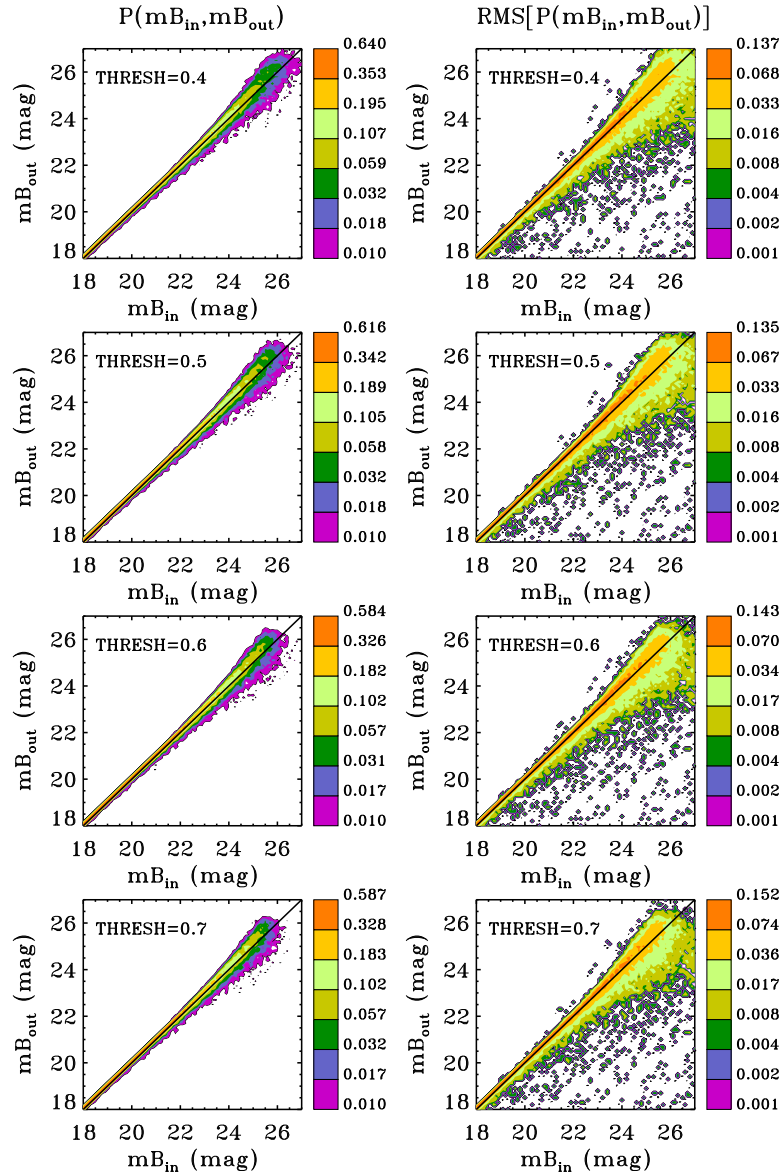


Figura 5.5: Matrices de eficiencia $P_s(m_{in}; m_{out})$ y sus correspondientes matrices de desviaciones estándar $\sigma_{P,s}(m_{in}, m_{out})$ para los objetos puntuales en la banda B , empleando los cuatro valores de DETECT_THRESH que estamos analizando. Los intervalos de magnitud son de 0.1 mag. *Izquierda*: matrices de probabilidad $P_s(m_{in}; m_{out})$ de recuperar con magnitud m_{out} una fuente insertada inicialmente con m_{in} , para objetos puntuales y utilizando DETECT_THRESH= 0,4, 0,5, 0,6 y 0,7. La línea negra marca dónde se cumple $mB_{in} = mB_{out}$. Se aprecia la mayor probabilidad de recuperar una fuente con una magnitud $m_{out} \geq m_{in}$. *Derecha*: matrices de desviaciones estándar $\sigma_{P,s}(m_{in}, m_{out})$ asociadas a las matrices de eficiencia de la izquierda. Los comportamientos en los otros dos grupos de tamaño y para el filtro U son muy similares.

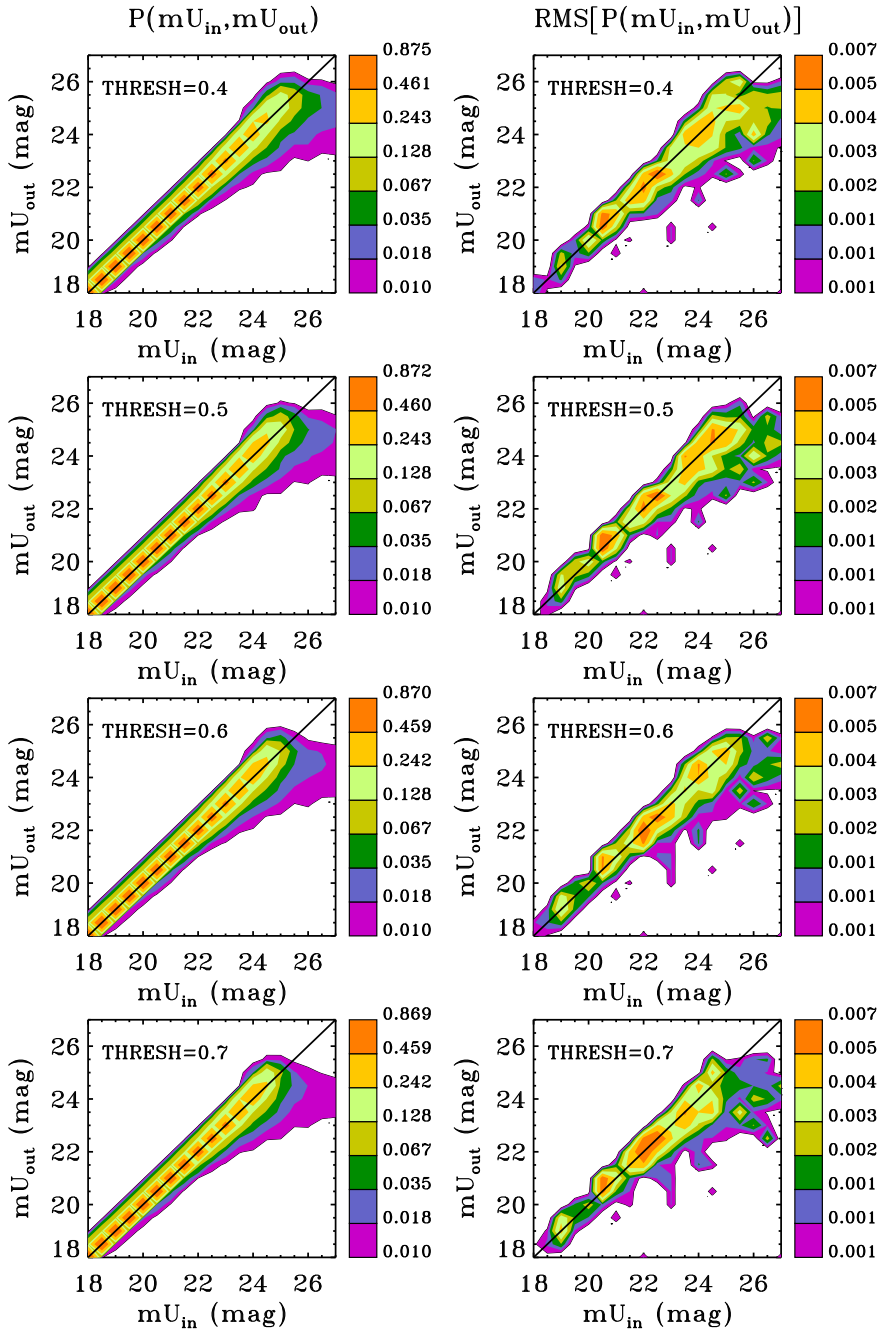


Figura 5.6: Matrices de eficiencia $P_s(m_{in}; m_{out})$ y sus correspondientes matrices de desviaciones estándar $\sigma_{P,s}(m_{in}, m_{out})$ para los objetos puntuales en la banda U , empleando los cuatro valores de DETECT_THRESH que estamos analizando. Los intervalos de magnitud son de 0,5 mag. Los comportamientos en los otros dos grupos de tamaño y para el filtro B son muy similares. Consúltese el pie de la Fig. 5.5.

Básicamente, con la misma emisión en flujo, siempre es más sencillo detectar un objeto que presente mayor brillo superficial, es decir, que sea más compacto. Los tamaños de los objetos seleccionados como representantes de cada grupo de tamaño eran bastante típicos del grupo, a excepción del seleccionado como representante de “tamaño intermedio” en B , que es demasiado grande dentro de su grupo de tamaño. Esto puede deducirse de los paneles de la derecha de la Fig. 5.4: en B , la curva del tamaño intermedio está más desplazada hacia la de tamaño grande que hacia la de las fuentes puntuales, mientras que en U (paneles de la izquierda) está bastante más centrada. No obstante, hemos comprobado que esto no subestima la eficiencia de detección típica para este grupo de tamaño en aquellas magnitudes menores a la magnitud de 70 % de eficiencia de detección a cada `DETECT_THRESH`, puesto que desplazar la curva en magnitudes para centrarla apenas afecta a estas magnitudes. A magnitudes mayores, la curva de eficiencia se desplazaría menos de 0,15 mag hacia magnitudes más débiles en caso de haber empleado un objeto de tamaño más representativo del grupo de tamaño (es decir, menor). Pero los cambios en los resultados serían despreciables en el último intervalo de magnitud significativo (el de 50 % de eficiencia de detección), porque hemos definido intervalos de 0,5 mag y la eficiencia cae del 70 % al 50 % en menos de 0,5 mags (véase la Fig. 5.3). Por tanto, podemos considerar que el brillo superficial de cada uno de los objetos seleccionados para representar a cada grupo de tamaño es típico del grupo al cual representa.

Los valores de las matrices promedio $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ para las fuentes puntuales en la banda B aparecen representadas en la Fig. 5.5 para los cuatro valores de `DETECT_THRESH` que estamos estudiando, utilizando un intervalo de magnitud de 0,1 mag. Sus matrices de errores $\sigma_{P,s}(m_{\text{in}}, m_{\text{out}})$, que también se muestran en la figura, han sido calculadas de la misma manera que los errores de $E_s(m_{\text{out}})$ (como la RMS de todas las simulaciones en cada magnitud, véase Bevington 1969). Los comportamientos resultaron ser muy similares fuera cual fuese el `DETECT_THRESH` utilizado y el grupo de tamaño. El comportamiento de las matrices $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ en U era completamente análogo.

Dado que las cuentas de galaxias se dan siempre en intervalos de 0,5 mag, se condensaron las matrices $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ promediando cada 5 intervalos de 0,1 mag, en el rango estudiado de 18 a 28 mag. Los valores de $\sigma_{P,s}(m_{\text{in}}, m_{\text{out}})$ en estos intervalos más anchos descienden debido a la mejor estadística (ahora estamos promediando $5 \times 5 \times 50 = 1250$ valores, no sólo 50). A partir de ahora, nos referiremos siempre a intervalos de 0,5 mag, que son los que emplearemos para definir las cuentas de galaxias. En la Fig. 5.6 se muestran las matrices $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ y sus errores $\sigma_{P,s}(m_{\text{in}}, m_{\text{out}})$ utilizando los nuevos intervalos de 0,5 mag, en U y para los objetos puntuales. Nótese que los valores de $\sigma_{P,s}(m_{\text{in}}, m_{\text{out}})$ han descendido un orden de magnitud respecto de los mostrados en la Fig. 5.6, a expensas de la pérdida de resolución en magnitud que claramente se aprecia en esta estructura “romboidal” de los contornos de las nuevas matrices $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$. Este comportamiento es análogo para los otros grupos de tamaño y en ambos filtros.

Tal y como ya hemos comentado, efectuamos la corrección de incompletitud de

las cuentas de objetos empleando tanto las matrices $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ para cada grupo de tamaño, como las funciones $E_s(m_{\text{out}})$. El primer método se volvía muy inestable en las magnitudes débiles cuando lo utilizamos para corregir de eficiencia las cuentas de estrellas (véase §6.2); de forma que decidimos aplicar las correcciones definitivas de eficiencia utilizando únicamente la eficiencia funcional $E_s(m_{\text{out}})$. Sin embargo, las matrices de eficiencia fueron extremadamente útiles cuando desarrollamos nuestra variación del método de análisis de la fiabilidad de CH03, tal y como se describe en §5.6.

Debemos remarcar que la determinación de $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ no depende de la distribución de fuentes de entrada que se inyecta en las imágenes de ciencia; y que, por tanto, $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ puede emplearse para corregir la completitud sea cual sea la distribución real de entrada. Por el contrario, lo mismo no es cierto para $E_s(m_{\text{out}})$, que necesitaría una distribución de entrada inyectada lo más similar posible a la real (véase la ec. [5.5]). Sin embargo, esto no es posible cuando se emplean imágenes de ciencia, ya que éstas se encuentran demasiado pobladas de por sí: insertar una población adicional de objetos escalados en un número tan alto como el de los reales poblaría en exceso la imagen simulada, proporcionando matrices y funciones de eficiencia que sobreestimarían los efectos de la confusión de fuentes. Cuantificar los errores por confusión de fuentes no es sencillo en un código como SEXTRACTOR, en el que se efectúa un análisis por niveles para determinar cuándo tenemos fuentes distintas. Esto, por consiguiente, añadiría más errores a las cuentas al corregir de eficiencia.

Pero podemos estimar el error cometido al no utilizar una distribución de fuentes de entrada similar a la existente en las imágenes, sino una uniforme en magnitud. Hemos definido el error en $E_s(m_{\text{out}})$ como sigue:

$$\Delta E_s(m_{\text{out}}) = \frac{E_s(m_{\text{out}}) - \tilde{E}_s(m_{\text{out}})}{E_s(m_{\text{out}})}, \quad (5.11)$$

donde $E_s(m_{\text{out}})$ es nuestra función de eficiencia calculada empleando una distribución de entrada de fuentes plana en magnitudes para el grupo de tamaño s , y $\tilde{E}_s(m_{\text{out}})$ representa la función de eficiencia que habría sido obtenida utilizando una distribución que reprodujese una primera estimación de la pendiente de las cuentas (es decir, la “correcta”). Para estimar $\tilde{E}_s(m_{\text{out}})$ en cada intervalo de magnitud, hemos empleado el razonamiento siguiente: consideremos en primera aproximación que la distribución de fuentes de entrada es idéntica a la que detectamos, una vez se han eliminado las fuentes espurias en cada grupo de tamaño s , $N_{\text{input},s}(m_{\text{in}}) = N_{\text{det},\text{sin esp},s}(m_{\text{out}})$. Nótese que, en este caso, la variable de magnitud es equivalente tanto si nos referimos a magnitudes detectadas m_{out} como originales m_{in} . Como $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ es independiente de la distribución de fuentes de entrada, la distribución de fuentes que vamos a detectar será:

$$N_{\text{det},s}(m_{\text{out}}) = \sum_{\forall m_{\text{in}}} N_{\text{input},s}(m_{\text{in}}) P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}}). \quad (5.12)$$

Es más, si hubiésemos empleado la función de eficiencia “correcta”, $\tilde{E}_s(m_{\text{out}})$, la distribución de fuentes detectadas debería haber sido exactamente la misma:

$$N_{\text{det},s}(m_{\text{out}}) = N_{\text{input},s}(m_{\text{out}}) \tilde{E}_s(m_{\text{out}}). \quad (5.13)$$

Así que podemos deducir $\tilde{E}_s(m_{\text{out}})$ de las dos expresiones anteriores, mediante:

$$\tilde{E}_s(m_{\text{out}}) = \frac{\sum_{\forall m_{\text{in}}} N_{\text{input},s}(m_{\text{in}}) P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})}{N_{\text{input},s}(m_{\text{out}})}. \quad (5.14)$$

Hemos estimado en primera aproximación el error que hemos cometido utilizando $E_s(m_{\text{out}})$ en lugar de $\tilde{E}_s(m_{\text{out}})$ a través de las ecs. [5.14] y [5.11], y considerando la distribución de fuentes detectada en primera instancia como la distribución de entrada $N_{\text{det},\text{sin esp},s}(m_{\text{out}})$, una vez eliminamos las espurias de los catálogos (véase §5.6 más adelante). El máximo error $\Delta E_s(m_{\text{out}})$ que alcanzábamos en ambas bandas (y por tanto, en las cuentas) es $\lesssim 10\%$ para magnitudes $m < m_{50}\%$ en cada grupo de tamaño. Esto es menor que el error total cometido por conteo estadístico y por los errores de cálculo de $E(m_{\text{out}})$, así que no lo hemos tenido en cuenta. Ahora bien, nos podemos preguntar por qué no hemos utilizado la estimación que hemos hecho de $\tilde{E}_s(m_{\text{out}})$ en este cálculo para corregir las cuentas, siendo la función “correcta”. La razón es que la determinación de $E_s(m_{\text{out}})$ presenta en sí misma una incertidumbre altísima que dispararía los errores de la eficiencia. Esta indeterminación estriba en la división por $N_{\text{input},s}(m_{\text{out}})$ ($= N_{\text{det},\text{sin esp},s}(m_{\text{out}})$) en los intervalos de magnitud en los que tenemos baja estadística, además de la acumulación de errores de $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ por propagación de errores de la ec. [5.14]. Por todo lo expuesto, finalmente se decidió ignorar este error y utilizar $E_s(m_{\text{out}})$ en lugar de $\tilde{E}_s(m_{\text{out}})$ para la corrección definitiva de incompletitud de las cuentas.

5.6. Análisis de la fiabilidad empleando las imágenes reales

La selección del valor de DETECT_THRESH no es simple; ya que, escogiendo el más bajo, vamos a detectar mayor cantidad de objetos, pero también introduciremos más fuentes espurias en los catálogos. Así pues, una vez hemos determinado el comportamiento del algoritmo para cada valor de DETECT_THRESH, el siguiente paso será cuantificar el número de espurias introducidas con cada nivel de detección.

5.6.1. Definiciones básicas

En la sección §5.3, definimos los conceptos de “eficiencia” y “fiabilidad”. A continuación, definiremos una serie de conceptos asociados a los dos anteriores que vamos a emplear con bastante frecuencia durante toda esta sección:

- *Fuentes reales*: Son todas aquellas detecciones que se corresponden con objetos celestes reales (estrellas y galaxias). El objetivo principal es detectarlas casi en su totalidad. El problema es que una gran parte de ellas se encuentran

embebidas en el ruido del cielo, al ser más débiles que los picos de RMS de la emisión de la atmósfera.

- *Fuentes verdaderamente espurias o realmente espurias*: Son aquellas detecciones incluidas en los catálogos iniciales que no corresponden a ningún objeto real (estrella o galaxia), sino a estructuras en el ruido del cielo que el algoritmo, incapaz de discernir si son o no reales, detecta. Los catálogos, sobretudo en las magnitudes más débiles, presentarán una mezcla de fuentes reales y de estas fuentes verdaderamente espurias. El objetivo del análisis de la fiabilidad es eliminar a la mayoría de estas últimas de los catálogos.
- *Detecciones falsas*: Denominaremos así a todas aquellas fuentes que, siguiendo algún criterio fundamentado en las características de la imagen y del proceso de detección, vamos a considerar con una elevada probabilidad de ser fuentes verdaderamente espurias. Hoy por hoy, no existe ningún método que con una fiabilidad del $\sim 100\%$ sea capaz de diferenciar las fuentes reales de las verdaderamente espurias en un catálogo. Por consiguiente, dentro de las fuentes que quedan etiquetadas como “detecciones falsas” y que se eliminarán del catálogo, vamos a tener una población de fuentes verdaderamente espurias y de fuentes reales. Los pesos de cada población van a depender del criterio empleado para etiquetar las detecciones falsas. Cuanto menor sea la población de fuentes reales identificada como detecciones falsas o cuanta más seguridad se tenga de ello, el criterio de identificación será más fiable.
- *Reales rechazadas*: Fuentes reales que son identificadas como detecciones falsas por el criterio empleado (cualquiera que éste sea) para discriminar entre fuentes reales y verdaderamente espurias. Estas fuentes se eliminarán de los catálogos. El objetivo es lograr que esta población de fuentes sea mínima dentro de las detecciones etiquetadas como falsas.

5.6.2. Criterio de la señal a ruido límite en imágenes de tiempo mitad

Hemos caracterizado la fiabilidad de SExtractor sobre nuestras imágenes empleando el método de CH03, basado a su vez en el de Bershady et al. (1998). Básicamente, consiste en crear dos imágenes con tiempo de exposición mitad a partir de mitades complementarias de los datos en cada banda fotométrica.

Una vez se han construido estas imágenes de tiempo mitad, es de suponer que las fuentes reales aparecerán en cada una de las dos mitades con una S/N disminuida un factor $\sqrt{2}$ respecto a la que exhibe en la imagen total. Sin embargo, las fuentes espurias producidas por estructuras correlacionadas de ruido, existentes en una sola exposición, aparecerán tan sólo en una de las dos imágenes mitad: en aquella en la que se utilizó la exposición correspondiente, ya que la probabilidad de que en la misma posición de cualquier otra exposición aparezca otra espuria es despreciable. Aunque así fuese, las magnitudes de estas dos espurias serían, con toda probabilidad, muy diferentes (CH03).

De esta forma, si empleamos SEXTRACTOR detectando las fuentes en la imagen de tiempo total, t_{tot} , pero midiendo magnitudes en la misma posición en las dos imágenes mitades³, dispondremos de las diferencias de magnitud medidas en las imágenes de tiempo mitad para cada fuente detectada en la imagen de t_{tot} . Estas diferencias se corresponderán en algunos casos con fuentes reales, y en otros, con espurias, de manera que sólo necesitamos un criterio para diferenciar las unas de las otras.

Las fuentes espurias detectadas en la imagen de tiempo total exhibirán magnitudes muy diferentes cuando sean medidas en las imágenes de tiempo mitad, ya que presentarán una probabilidad muy alta de aparecer tan sólo en una de las imágenes de tiempo mitad. Por otro lado, las fuentes reales presentarán magnitudes muy similares cuando se mida en sus posiciones en ambas imágenes de tiempo mitad, puesto que tendrán una probabilidad muy alta de aparecer en estas imágenes con un flujo muy similar.

Nótese que este método de diferenciación no pudo aplicarse a los datos en B directamente, debido a que sus exposiciones no permitían una división en mitades complementarias (véase la Tabla 4.6). Sin embargo, los resultados obtenidos mediante este método en la banda U pueden emplearse para caracterizar la fiabilidad en B , como indicaremos más adelante. Por tanto, *este método se utilizó para caracterizar la fiabilidad de SEXTRACTOR sobre nuestra imagen en U únicamente, y sus resultados se extrapolaron a la de B al final.*

El criterio de identificación de espurias de CH03 se basa en la S/N de las fuentes, que a partir de ahora se definirá como el cociente entre el flujo de una fuente y el error de éste medido por SEXTRACTOR. El método de CH03 consiste en asumir que todas las fuentes que presenten una S/N por debajo de un límite dado, $(S/N)_{\text{lím}}$, en una o en ambas imágenes de tiempo mitad son “detecciones falsas”, y por consiguiente, deben eliminarse del catálogo de tiempo total. Esto se basa en que las fuentes reales suelen presentar una S/N mayor que las espurias por lo general, excepto cuando llegamos a magnitudes muy bajas, en las que las fuentes reales se encuentran embebidas en el ruido del cielo. A estas magnitudes o a estas S/N , las fuentes reales no pueden distinguirse de las verdaderamente espurias, y el algoritmo de detección comienza a identificar todo pico de RMS del cielo o grupo de ellos como una fuente. De ahí que, por debajo de una S/N límite característica de esta situación de confusión de fuentes, que llamaremos $(S/N)_{\text{lím}}$, la probabilidad de que la fuente detectada sea una fuente verdaderamente espuria se dispara. Esto justifica que toda detección que presente $S/N < (S/N)_{\text{lím}}$ sea identificada como “detección falsa” (consúltense las definiciones en §5.6.1).

Obviamente, dentro de este grupo de fuentes etiquetadas como “detecciones falsas”, estaremos rechazando fuentes que son realmente espurias (a las que hemos llamado “verdaderamente espurias”) y fuentes que, de hecho, son objetos reales cuya S/N obedecen el criterio impuesto (a las que hemos denominado “reales recha-

³Para esto, la imagen de tiempo total y las dos de tiempo mitad deben estar perfectamente alineadas. A esta forma de trabajar con SEXTRACTOR se le llama *modo doble imagen*.

zadas”). A medida que incrementemos el valor impuesto a $(S/N)_{\text{lím}}$, la probabilidad de estar rechazando fuentes verdaderamente espurias aumentará; pero, al mismo tiempo, la probabilidad de estar rechazando una fuente real confundíendola con una verdaderamente espuria también crece. Debe existir un valor límite, $(S/N)'_{\text{lím}}$, que debe rechazar la mayor parte de las detecciones verdaderamente espurias del mismo. El usar $(S/N)_{\text{lím}} > (S/N)'_{\text{lím}}$ no va a rechazarnos más detecciones realmente espurias, porque la mayoría de ellas ya han sido rechazadas imponiendo $(S/N)'_{\text{lím}}$, que es menor. Lo que conseguiríamos aumentando la $(S/N)_{\text{lím}}$ por encima de este valor sería rechazar más fuentes reales como “detecciones falsas” (aquellas con $(S/N)'_{\text{lím}} < S/N < (S/N)_{\text{lím}}$). Esto se debe a que la población de fuentes reales presentará mayores S/N en promedio que la población de detecciones verdaderamente espurias, las cuales están relacionadas con el ruido del cielo en su mayor parte. Por tanto, *la fracción de fuentes verdaderamente espurias que conseguimos rechazar se volverá aproximadamente constante para valores $(S/N)_{\text{lím}} > (S/N)'_{\text{lím}}$, cuyo valor va a depender del DETECT_THRESH. Podemos, pues, considerar a esta fracción constante como la fracción máxima de fuentes realmente espurias que vamos a tener en los catálogos.* Nótese que el valor de $(S/N)'_{\text{lím}}$ debe ser igual a uno de las S/N más elevadas que exhiben las fuentes realmente espurias del catálogo.

En resumen, para un DETECT_THRESH fijo, valores bajos de la $(S/N)_{\text{lím}}$ impuesta identificarán a pocas fuentes del catálogo como “detecciones falsas”, aunque con un alto nivel de confianza en que la mayoría de ella son detecciones realmente espurias, en lugar de fuentes reales. Por el contrario, valores altos de la $(S/N)_{\text{lím}}$ impuesta identificarán a un número alto de fuentes del catálogo como “detecciones falsas”, pero se incluirá una cantidad indeterminada, quizás dominante, de fuentes reales en el grupo marcado para rechazo. También hemos visto que para valores de $(S/N)_{\text{lím}}$ mayores que una S/N límite desconocida por el momento, $(S/N)'_{\text{lím}}$, el número de detecciones realmente espurias que rechazamos permanece constante; mientras que el número de fuentes reales que quedan etiquetadas como “detecciones falsas”, las cuales serán rechazadas, sigue ascendiendo a medida que empleamos valores más altos de $(S/N)_{\text{lím}}$.

Es más, un valor dado de $(S/N)_{\text{lím}}$ discriminará bien las fuentes reales de las detecciones verdaderamente espurias si la mayoría de las fuentes etiquetadas como “detecciones falsas” son fuentes verdaderamente espurias. Éstas presentarán, por tanto, magnitudes muy diferentes cuando se las mida en las dos imágenes de tiempo mitad. Si representamos el histograma de las diferencias en magnitud de estas “detecciones falsas”, $\Delta m \equiv m_{t/2,1} - m_{t/2,2}$, éste mostrará una *estructura bimodal*, con grandes diferencias de magnitud alcanzadas en ambas imágenes y pocas centradas en cero, puesto que la mayoría de las fuentes etiquetadas como “falsas” son realmente espurias. Por el contrario, si la $(S/N)_{\text{lím}}$ impuesta no distingue bien entre reales y verdaderamente espurias, las detecciones etiquetadas como falsas exhibirán dos poblaciones diferentes en el histograma de Δm : las fuentes realmente espurias que son rechazadas, que volverán a tener una estructura bimodal, y las fuentes reales que se rechazan, que contribuirán a una distribución estrecha centrada en $\Delta m = 0$, porque

presentan una probabilidad alta de aparecer en las imágenes de tiempo mitad con magnitud similar.

En la Fig. 5.7, mostramos los histogramas de diferencias de magnitud entre las imágenes de tiempo mitad de las fuentes candidatas a “detecciones falsas” en U (líneas continuas), para distintos valores de la $(S/N)_{\text{lím}}$ impuesta y para los cuatro valores de DETECT_THRESH que decidimos estudiar (§5.4). Se han analizado 17 valores de $(S/N)_{\text{lím}}$ desde 0.2 a 10, aunque, en beneficio de la claridad del gráfico, se han representado sólo los resultados para $(S/N)_{\text{lím}} = 1,4, 2,2, 2,8, 3,5, 4,5, 7$ y 10. Como podemos observar para los valores más bajos de $(S/N)_{\text{lím}}$, cuando ésta discrimina bien entre reales y verdaderamente espurias, el histograma de los rechazos correspondientes muestra una estructura bimodal. A medida que incrementamos $(S/N)_{\text{lím}}$, fuentes con mayores S/N , y con mayor probabilidad de ser reales por tanto, se clasifican como “detecciones falsas”. Esta situación es la responsable de las distribuciones unimodales, centradas en $\Delta m = 0$, que se observan para las $(S/N)_{\text{lím}}$ más altas. Como puede derivarse de la Fig. 5.7, *seleccionar una combinación DETECT_THRESH- $(S/N)_{\text{lím}}$ a partir de estos histogramas es complicado, porque éstos evolucionan de bimodales a unimodales de manera gradual; lo que quiere decir que siempre existe una población de reales mezclada con las verdaderamente espurias dentro de las fuentes etiquetadas como “detecciones falsas” por este método.*

El problema que ahora surge es, ¿qué combinación de DETECT_THRESH- $(S/N)_{\text{lím}}$ debemos escoger de entre todas las que podrían ser adecuadas? Hasta ahora, esta elección había quedado sujeta a la subjetividad del autor, dependiendo de cuál de todos los histogramas parecía el más bimodal y poblado al mismo tiempo (consúltese CH03). En este trabajo, hemos desarrollado un procedimiento autoconsistente para seleccionar la combinación de DETECT_THRESH- $(S/N)_{\text{lím}}$ más adecuada objetivamente, de forma que esta combinación maximice el número de detecciones, minimizando el número de rechazos de fuentes reales y maximizando a su vez el de verdaderamente espurias que se rechaza⁴.

5.6.3. Método de elección objetiva del nivel de detección y de la señal-a-ruido límite

De la Fig. 5.7 se puede deducir que, a medida que aumenta la $(S/N)_{\text{lím}}$ impuesta, la distribución de detecciones etiquetadas como falsas tiende a estar dominada por la distribución de reales que han entrado con ese corte de $(S/N)_{\text{lím}}$. En cada corte de $(S/N)_{\text{lím}}$, debe existir una distribución de reales compatible con parte del histograma de diferencias de magnitudes que se obtiene, que estará sesgada por la S/N límite que hemos impuesto. *No podemos discriminar directamente si una fuente etiquetada como “falsa” es verdaderamente espuria o real; pero si fuese posible estimar en cada histograma qué distribución de fuentes reales pudiera estar contenida entre estos rechazos para cada pareja de valores de DETECT_THRESH- $(S/N)_{\text{lím}}$, podríamos calcular las fracciones de fuentes reales que rechazamos como “falsas”, de las verda-*

⁴Este estudio se ha publicado en EMB06.

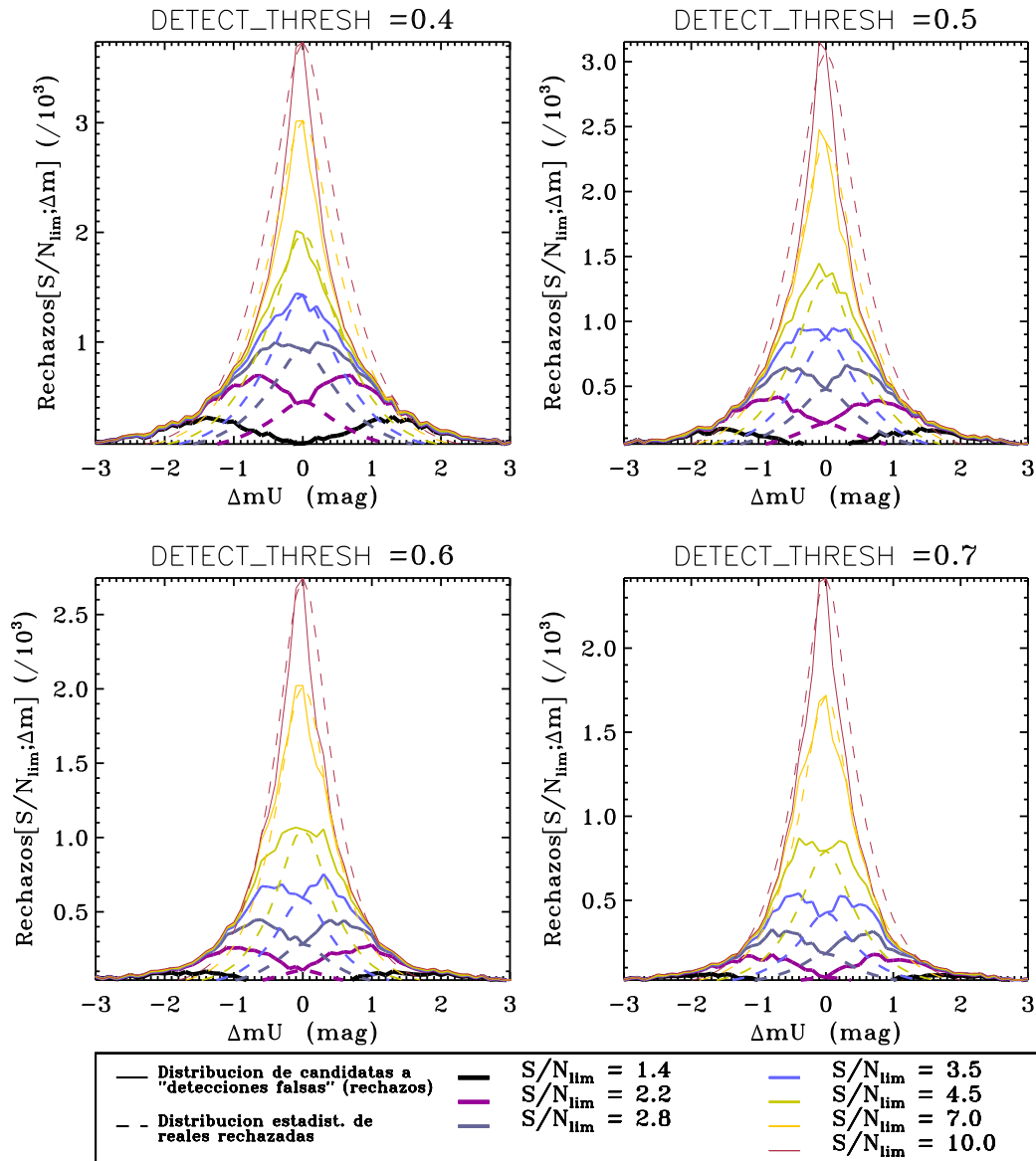


Figura 5.7: Histogramas de diferencias de las magnitudes en las imágenes de tiempo mitad de las fuentes candidatas a “detecciones falsas” y sus correspondientes distribuciones estimadas de reales compatibles en el filtro U , para los 4 valores de DETECT_THRESH que estamos considerando. Mostramos los histogramas correspondientes a $(S/N)_{lim} = 1,4, 2,2, 2,8, 3,5, 4,5, 7$ y 10 . *Líneas continuas*: histogramas de diferencias de magnitud entre las imágenes de tiempo mitad para las detecciones etiquetadas como “falsas”, para distintas combinaciones DETECT_THRESH- $(S/N)_{lim}$, según la leyenda. *Líneas discontinuas*: distribuciones estimadas de reales compatibles con cada uno de los histogramas de fuentes etiquetadas como “detecciones falsas” (consúltese la leyenda).

deramente espurias que se rechazan como “falsas”, e incluso, la fracción de fuentes verdaderamente espurias que quedan en el catálogo. En este caso, y de acuerdo con esta información, podríamos seleccionar la combinación $\text{DETECT_THRESH-}(S/N)_{\text{lím}}$ más conveniente para minimizar el número de reales rechazadas y maximizar el de espurias rechazadas. En esto precisamente consiste nuestro método de elección objetiva, pero a un nivel estadístico: hemos estimado estadísticamente la distribución de detecciones reales compatible con los histogramas de diferencias de magnitud obtenidos para cada combinación $\text{DETECT_THRESH-}(S/N)_{\text{lím}}$, asumiendo determinadas aproximaciones. Una vez se conocen estas distribuciones, las fracciones de fuentes reales y espurias rechazadas pueden estimarse fácilmente.

5.6.4. Cálculos previos al método: equivalencia entre señal-a-ruido y magnitud, y matrices de eficiencia para el tiempo mitad

Antes de pasar a detallar el método que hemos desarrollado para efectuar una elección objetiva de la combinación $\text{DETECT_THRESH-}(S/N)_{\text{lím}}$ que utilizaremos en la creación del catálogo final, vamos a introducir dos conceptos básicos que serán utilizados posteriormente. En primer lugar, vamos a explicar que, dadas las condiciones observacionales de nuestras imágenes en U , podemos establecer una equivalencia unívoca entre señal a ruido y magnitud de una fuente en la imagen (§5.6.4). En segundo, utilizaremos esta equivalencia para poder calcular las matrices de eficiencia correspondientes a las imágenes de tiempo mitad (§5.6.4), evitando así el tener que efectuar de nuevo todas las simulaciones que hicimos para estimar las de tiempo total (§5.5), pero, esta vez, sobre las imágenes de tiempo mitad.

A.- Equivalencia entre señal-a-ruido y magnitud

En el momento en que las características del cielo y las condiciones de observación de una imagen están fijadas, existe una relación de naturaleza estadística entre la S/N y la magnitud m de una fuente de la imagen. Por esta razón, a partir de ahora, emplearemos magnitudes y S/N indistintamente. De acuerdo con esto, cuando utilizamos una $(S/N)_{\text{lím}}$ dada para discriminar “detecciones falsas” y “verdaderas”, lo que estamos realmente imponiendo en última instancia es una magnitud límite para diferenciarlas, $m_{\text{lím}}$, unívocamente asociada a la correspondiente $(S/N)_{\text{lím}}$. Por tanto, *todas las fuentes etiquetadas como “detecciones falsas”, por tener $S/N \leq (S/N)_{\text{lím}}$ en alguna de las dos imágenes de tiempo mitad, deben presentar magnitudes $m \geq m_{\text{lím}}$ en dicha imagen mitad.*

Deduzcamos la magnitud $m_{\text{lím}}$ que corresponde a cada $(S/N)_{\text{lím}}$ fijada. El flujo de un objeto en electrones por unidad de área y tiempo es, por definición:

$$\mathcal{F} = \frac{N}{t} \frac{g}{A} = \frac{g}{A} 10^{0,4(|a_0|-m)}, \quad (5.15)$$

donde N es el número de ADUs integrado del objeto, t es el tiempo de exposición, a_0 es el punto cero de la calibración fotométrica en magnitudes, g representa la

ganancia de la CCD, A es el área colectora del telescopio en cm^2 (si el flujo viene dado en electrones por cm^2), y m denota la magnitud de la fuente. Se ha empleado la conocida relación $m = -2,5 \log(N/t) + a_0$ en la expresión anterior. La S/N y el flujo \mathcal{F} de una fuente en una imagen CCD se relacionan mediante la expresión (Kitchin 1984):

$$\left(\frac{S}{N}\right) = \frac{\mathcal{F} \cdot A \cdot t \cdot QE \cdot T}{\sqrt{(\mathcal{F} + n_{\text{pix}} \cdot \mathcal{F}_C) \cdot A \cdot t \cdot QE \cdot T + (N_d \cdot t + N_r^2) \cdot n_{\text{pix}}}}, \quad (5.16)$$

donde QE es la eficiencia cuántica del detector, T la transmisión del filtro, \mathcal{F}_C es el flujo del cielo por unidad de tiempo en un píxel, N_d representa la corriente de oscuridad de la CCD, n_{pix} es el área en píxeles de la fuente (o de la apertura empleada) y N_r es el ruido de lectura⁵. Empleando las ecs. [5.15] y [5.16], podemos asociar unívocamente una S/N a cada magnitud m en las imágenes de tiempo mitad de U ; y, en particular, podemos calcular la magnitud única $m_{\text{lím}}$ que corresponde a cada $(S/N)_{\text{lím}}$ fijada mediante estas dos expresiones. De forma que, a una $(S/N)_{\text{lím}}$ dada, le corresponde una magnitud, $m_{\text{lím}}$. Una fuente real, una vez fijadas ciertas características de la observación, como \mathcal{F}_C y t . Si una fuente real aparece en uno de los histogramas de la Fig. 5.7 mezclada con la población de detecciones verdaderamente espurias, su S/N en una o en ambas imágenes de tiempo mitad debe cumplir que $S/N \leq (S/N)_{\text{lím}}$ por construcción del histograma. Pero, de acuerdo con las ecs. [5.15] y [5.16], el criterio previo equivale a imponer que su magnitud en una o en ambas imágenes mitades debe cumplir que $m \geq m_{\text{lím}}$. Así que, a partir de ahora emplearemos ambos criterios indistintamente: una fuente del histograma debe exhibir una $S/N \leq (S/N)_{\text{lím}}$, o equivalentemente, presentar una $m \geq m_{\text{lím}}$, en una o en ambas imágenes de tiempo mitad.

B.- Las matrices de eficiencia para las imágenes de tiempo mitad

Hemos deducido las matrices de eficiencia de las imágenes de tiempo mitad, $P_{t/2,s}(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$, para cada grupo de tamaño s , a partir de las que calculamos para las imágenes de tiempo total, $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$. Desarrollamos este procedimiento con el fin de evitar la repetición de todas las simulaciones efectuadas sobre las imágenes finales, pero esta vez sobre las de tiempo mitad (véase §5.5).

La S/N de una fuente por unidad de área y tiempo en una imagen se relaciona con su magnitud m , el flujo de cielo \mathcal{F}_C y el tiempo de exposición de la imagen t mediante las ecs. [5.15] y [5.16], en tanto se hayan fijado el resto de parámetros observacionales que intervienen (tales como QE , g , a_0 , N_d ,...). Aún más, si el cielo

⁵Los valores de las transmisiones de nuestros filtros U y B , las eficiencias cuánticas a las longitudes de onda centrales de los mismos, las corrientes de oscuridad y los ruidos de lectura se tomaron de la página web del ING: <http://www.ing.iac.es>. Los valores empleados en este cálculo fueron (véanse las Tablas 3.3 y 3.4): $T(U_{\text{RGO}}) = 0,8$; $QE_U(\lambda = 358\text{nm}) = 0,526$; $T(B_{\text{KPNO}}) = 0,8$; $QE_B(\lambda = 441\text{nm}) = 0,820$; N_r : CCD#1= 6.4; CCD#2=6.9; CCD#3=5.5; CCD#4=5.8; N_d (ADU/h, @ -120°C): CCD#1= 3.8; CCD#2=3.3; CCD#3=2.9; CCD#4=2.0.

de nuestras imágenes ha seguido una distribución de Poisson estable durante toda la noche (tal y como ocurre en nuestros datos en U , véase la Fig. 4.7), la RMS del cielo (σ_C) va como la raíz cuadrada del flujo del cielo. Por tanto, el flujo del cielo que presentaría una imagen con un tiempo de exposición cualquiera puede calcularse sin más que conocer el flujo de cielo y su RMS en un tiempo de referencia, y la RMS en el tiempo de exposición en el que estamos interesados:

$$\mathcal{F}_C(t) = \left[\frac{\sigma_C(t)}{\sigma_C(t_{\text{tot}})} \right]^2 \mathcal{F}_C(t_{\text{tot}}) \quad (5.17)$$

donde $\mathcal{F}_C(t_{\text{tot}})$ y $\sigma_C(t_{\text{tot}})$ son los valores de referencia del flujo de cielo y la RMS, medidos en la imagen de tiempo total. Por consiguiente, podemos decir que la S/N de una fuente es una función de su magnitud m , de σ_C y de t , a través de las ecs. [5.15]-[5.17].

Nótese que, debido también a que el ruido de cielo era poissoniano en nuestras imágenes y a que las condiciones no variaron durante la noche para los datos en U , la RMS del cielo es una función de t una vez conozcamos su valor en un tiempo de referencia:

$$\sigma_C(t) = \sqrt{\frac{t}{t_{\text{tot}}}} \sigma_C(t_{\text{tot}}), \quad (5.18)$$

donde hemos tomado como tiempo de referencia el total.

Como consecuencia, la magnitud m y S/N de una fuente se relacionan únicamente a través del tiempo de exposición t y del área n_{pix} de la fuente en píxeles mediante las ecs. [5.15]-[5.18], ya que el resto de las variables están fijadas por el sistema telescopio-detector (como la ganancia, la eficiencia cuántica, etc.), o por las condiciones de la noche (como la naturaleza poissoniana del cielo, su media y RMS a un tiempo de exposición fijo, el punto cero de la calibración fotométrica, etc.).

Todo esto implica que podemos considerar que el elemento de matriz $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ (calculado mediante la imagen de tiempo total) nos está proporcionando la probabilidad de que una fuente con una señal a ruido original de entrada $(S/N)_{\text{in}}$ sea detectada con una señal a ruido $(S/N)_{\text{out}}$, donde estas señales a ruido son las equivalente a las magnitudes m_{in} y m_{out} para $t = t_{\text{tot}}$, calculadas mediante las expresiones anteriores. Por tanto, la matriz $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ se puede transformar en una matriz $P[(S/N)_{\text{in}}; (S/N)_{\text{out}}]$ para $t = t_{\text{tot}}$, sin más que transformar las variables de m a variables de S/N , mediante las ecs. [5.15]-[5.18].

Por otra parte, el hecho de detectar o no una fuente con SExtractor va a depender básicamente de la S/N por píxel de dicha fuente y de su área. Una vez un grupo de objetos ha superado el área mínima requerida que hemos impuesto para ser considerada como fuente, su detección sólo depende de cuántas veces supera su señal al ruido típico del cielo en la imagen. Por tanto, una vez hemos fijado el resto de variables, la detección de una fuente sólo depende del cociente S/N entre su señal y el ruido de cielo, y no del valor en sí del ruido de cielo (σ_C) o del tiempo de exposición. Esto significa que la probabilidad de detectar una fuente con $(S/N)_{\text{out}}$ en una imagen de tiempo mitad, cuando inicialmente tenía $(S/N)_{\text{in}}$, es *la misma*

que la de detectar una fuente en la imagen de tiempo total con las mismas S/N original y de detección, si el resto de variables permanece inalterado. Pero nótese que, para los mismos valores de $(S/N)_{\text{in}}$ y $(S/N)_{\text{out}}$, las magnitudes correspondientes en la imagen de tiempo mitad serán más brillantes que las correspondientes en la imagen de tiempo total (consúltense las ecs. [5.15] y [5.16]). Por tanto, teóricamente, podemos considerar que la matriz calculada $P[(S/N)_{\text{in}}; (S/N)_{\text{out}}]$ para $t = t_{\text{tot}}$ nos da la probabilidad de encontrar una fuente que originalmente tenía $(S/N)_{\text{in}}$ con $(S/N)_{\text{out}}$, sea cual sea el tiempo de exposición y el ruido de cielo, y siempre que estén fijos el resto de variables en nuestro problema (del sistema del telescopio y el valor de referencia de σ_C).

Según esto, podemos estimar la probabilidad de detección que está asociada a cada par de magnitudes $(m_{\text{in}}, m_{\text{out}})$ en la imagen de tiempo mitad, simplemente calculando las correspondientes $[(S/N)_{\text{in}}, (S/N)_{\text{out}}]$ mediante las ecs. [5.15]-[5.18] para un tiempo $t = t_{\text{tot}}/2$. Interpolaremos en la matriz $P[(S/N)_{\text{in}}; (S/N)_{\text{out}}]$ para cada par de señales a ruido, con objeto de hallar la probabilidad de detección asociada a su correspondiente pareja de magnitudes. Mediante este procedimiento, se pueden estimar las matrices de eficiencia para las imágenes de tiempo mitad, $P_{t/2}[(S/N)_{\text{in}}; (S/N)_{\text{out}}]$, evitando las simulaciones de §5.5, bastante más elaboradas. De hecho, mediante este método podríamos derivar las matrices de eficiencia para un tiempo de exposición arbitrario \tilde{t} utilizando las que se calcularon para la imagen de tiempo total, sin más que usar $t = \tilde{t}$ en lugar $t = t_{\text{tot}}/2$ y haciendo todo de forma similar.

5.6.5. Probabilidad de rechazo de una fuente real

Para estimar la población de fuentes reales que se está mezclando en cada histograma de rechazos de la Fig. 5.7, vamos a necesitar la probabilidad de que una fuente real con magnitud original m_{in} presente magnitudes en las imágenes de tiempo mitad $m_{\text{out},1}$ y $m_{\text{out},2}$, tales que $m_{\text{out},1} \geq m_{\text{lím}}$ y/o $m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}}$. Y esto, debemos hallarlo para cada valor de la diferencia de magnitud $\Delta m = (m_{\text{out},1} - m_{\text{out},2})$ entre las dos imágenes de tiempo mitad. Para ello, debemos hallar la probabilidad de que una fuente real de magnitud m_{in} sea detectada con magnitud m_{out} en una de las dos imágenes de tiempo mitad, para cada DETECT_THRESH y grupo de tamaño. Es decir, necesitamos las *matrices de eficiencia para las imágenes de tiempo mitad* en cada grupo de tamaño, $P_{t/2,s}(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$.

Vamos a suponer que las matrices de probabilidad para cada grupo de tamaño son exactamente iguales en ambas imágenes de tiempo mitad, lo que está justificado porque las condiciones de observación fueron estables y constantes en la banda U durante toda la noche. Estas *matrices de eficiencia de tiempo mitad*, $P_{t/2,s}(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$, se han calculado tal y como hemos descrito en §5.5, por lo que son conocidas para cada DETECT_THRESH y grupo de tamaño.

Podríamos efectuar un análisis de fiabilidad para cada grupo de tamaño, descomponiendo los histogramas de la Fig. 5.7 en tres, según el tamaño de la fuente. Pero, tal y como se verá más adelante (en la Tabla 7.1), la mayor parte de nuestras

detecciones en U son fuentes puntuales ($\sim 70\%$) y de tamaño intermedio ($\sim 30\%$); mientras que detectamos muy pocos objetos del grupo de tamaño más alto. En lugar de efectuar esta subdivisión, hemos trabajado con una matriz de eficiencia “media” y una eficiencia funcional “media” en cada `DETECT_THRESH`, promediando las matrices $P_{t/2,s}(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$ y las funciones $E_s(m_{\text{out}})$ de los tres grupos de tamaño, y pesando cada una por la fracción de fuentes detectadas en cada grupo. No obstante, se puede generalizar fácilmente el procedimiento que vamos a comentar a cada grupo de tamaño por separado, haciéndolo para histogramas en los que aislásemos las contribuciones de las fuentes puntuales, intermedias y extensas. Sin embargo, aunque extrajésemos una combinación adecuada de `DETECT_THRESH`- $(S/N)_{\text{lím}}$ en cada tamaño, tendríamos que emplear una única $(S/N)_{\text{lím}}$ para todo el catálogo si queremos que el catálogo sea completo hasta una determinada magnitud (véase §5.6.4); de ahí que prefiriésemos trabajar con todas las fuentes a la vez y con las matrices y funciones de eficiencia promediadas. Por lo tanto, a partir de ahora, en la caracterización de la fiabilidad no vamos a diferenciar el tamaño de las fuentes.

El error que introduce esta consideración conjunta de todos los grupos de tamaño es despreciable, en primer lugar, porque básicamente sólo contribuyen a los histogramas de diferencias las fuentes puntuales; y, en segundo lugar, la diferencia entre las matrices y funciones de eficiencia en estos dos grupos de tamaño (recordemos que apenas si existen fuentes extensas en las imágenes), para el mismo intervalo de magnitud y `DETECT_THRESH`, es menor que un 20% en todos los casos (incluido el intervalo donde se localiza el descenso brusco de la eficiencia). Dados los errores involucrados en estas estimaciones, el que estamos tratando puede considerarse irrelevante.

Considerando que vamos a tratar indistintamente las fuentes puntuales y las intermedias, el error que podemos cometer estimando fracciones de reales y espurias rechazadas es del orden:

$$\left[\frac{\Delta N_{\text{orig,tot}}(m_{\text{out}})}{N_{\text{orig}}(m_{\text{out}})} \right] \lesssim \frac{[N_{\text{orig},s=2}]}{[N_{\text{orig,tot}}(m_{\text{out}})]} [\Delta E(m_{\text{out}})] \sim 0,3 \cdot 0,2 = 0,06.$$

Es decir, que los errores que introducimos en la estimación de las fracciones de espurias y de reales rechazadas por considerar que todas las fuentes son puntuales son menores del 6%. Considerando, pues, que todas las detecciones son puntuales, la probabilidad de detectar una fuente real cuya magnitud original es m_{in} con magnitudes $m_{\text{out},1}$ y $m_{\text{out},2}$ en cada una de las dos imágenes de tiempo mitad será:

$$P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1}; m_{\text{out},2}) = P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1}) P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},2}), \quad (5.19)$$

donde $P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1})$ y $P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},2})$ son las probabilidades de detectar una fuente real con magnitud de entrada m_{in} en las magnitudes $m_{\text{out},1}$ y $m_{\text{out},2}$, en una de las imágenes de tiempo mitad, respectivamente. Nótese que:

$$P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1} = m_{\text{A}}; m_{\text{out},2} = m_{\text{B}}) = P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1} = m_{\text{B}}; m_{\text{out},2} = m_{\text{A}}). \quad (5.20)$$

Una fuente real con magnitud original m_{in} aparecerá en el histograma si se detecta con una magnitud $m_{\text{out}} \geq m_{\text{lím}}$ en una o en ambas imágenes de tiempo mitad. Podemos calcular la probabilidad de que una fuente con magnitud original m_{in} sea detectada con una magnitud $m_{\text{out},1} \geq m_{\text{lím}}$ de la siguiente manera:

$$P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1} \geq m_{\text{lím}}; m_{\text{out},2}) = \sum_{\forall m_{\text{out},1} \geq m_{\text{lím}}} P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1}; m_{\text{out},2}). \quad (5.21)$$

En esta expresión, $P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1}; m_{\text{out},2})$ viene dada por la ec. [5.19]. Equivalentemente, la probabilidad de detectar una fuente cuya magnitud original era m_{in} con $m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}}$ será:

$$P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1}; m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}}) = \sum_{\forall m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}}} P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1}; m_{\text{out},2}) \quad (5.22)$$

La ec. [5.21] puede ser particularizada al caso en que la diferencia de las magnitudes de detección de una fuente real en ambas imágenes de tiempo mitad sea un valor fijo, $\Delta m = (m_{\text{out},1} - m_{\text{out},2})$. En este caso, tenemos tres posibilidades de que dicha fuente entre en el histograma: que $m_{\text{out},1} \geq m_{\text{lím}}$, que $m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}}$, o que ocurran ambas condiciones.

Consideremos la primera posibilidad: que $m_{\text{out},1} \geq m_{\text{lím}}$. En este caso, la probabilidad de detectar una fuente real cuya magnitud original era m_{in} en ambas imágenes de tiempo mitad, con una diferencia de magnitudes de detección Δm , y tal que cumple que $m_{\text{out},1} \geq m_{\text{lím}}$, vendrá dada por:

$$P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1} \geq m_{\text{lím}}; m_{\text{out},2} = m_{\text{out},1} - \Delta m) = \sum_{\forall m_{\text{out},1} \geq m_{\text{lím}}} P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1}; m_{\text{out},2} = m_{\text{out},1} - \Delta m). \quad (5.23)$$

Esta expresión nos da la probabilidad de que una fuente real con magnitud de entrada m_{in} aparezca en el histograma de la Fig. 5.7 con Δm , siendo su detección en la primera imagen de tiempo mitad la que cumple el criterio de $m_{\text{out},1} \geq m_{\text{lím}}$ (o, lo que es equivalente, $(S/N)_{\text{out},1} \leq (S/N)_{\text{lím}}$). Para el mismo valor Δm , la probabilidad de esta misma fuente real de aparecer en el histograma, siendo esta vez su detección en la segunda imagen de tiempo mitad la que obedece el criterio $m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}}$ (o, lo que es lo mismo, $(S/N)_{\text{out},2} \leq (S/N)_{\text{lím}}$) se obtiene mediante una expresión similar:

$$P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1} = m_{\text{out},2} + \Delta m; m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}}) = \sum_{\forall m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}}} P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1} = m_{\text{out},2} + \Delta m; m_{\text{out},2}). \quad (5.24)$$

Reordenando los términos de la ec. [5.23] y haciendo uso de la ec. [5.20], se puede inferir que:

$$P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1} \geq m_{\text{lím}}; m_{\text{out},2} = m_{\text{out},1} - \Delta m) = P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1} = m_{\text{out},2} - \Delta m; m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}}). \quad (5.25)$$

Y por consiguiente, la probabilidad de un objeto real con magnitud original m_{in} de exhibir una diferencia de magnitudes Δm en las imágenes mitad y $m_{\text{out},1} \geq m_{\text{lím}}$ es la misma que la probabilidad de dicho objeto de presentar una diferencia de magnitudes de detección $-\Delta m$ entre ambas imágenes de tiempo mitad y $m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}}$. Se debe tener en cuenta que, en general, $P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1} = m_{\text{out},2} + \Delta m; m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}}) \neq P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1} = m_{\text{out},2} - \Delta m; m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}})$ para la misma Δm .

Como ya sabemos, el criterio para que una fuente detectada aparezca en uno de los histogramas de la Fig. 5.7 es que su S/N en una o en ambas imágenes de tiempo mitad sea $S/N \leq (S/N)_{\text{lím}}$; lo que equivalía a considerar que su magnitud de detección en una o en ambas imágenes de tiempo mitad fuese $m \geq m_{\text{lím}}$. Por tanto, para calcular la probabilidad total de que una fuente real con m_{in} exhiba una diferencia de magnitud Δm y de ser clasificada como “detección falsa”, $\tilde{P}_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{lím}}; \Delta m)$, debemos contabilizar las tres posibilidades de que se cumpla el criterio sobre $m_{\text{lím}}$:

- (a) $m_{\text{out},1} \geq m_{\text{lím}}$ pero $m_{\text{out},2} < m_{\text{lím}}$;
- (b) $m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}}$ pero $m_{\text{out},1} < m_{\text{lím}}$;
- (c) y $m_{\text{out},1}, m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}}$ a la vez.

Por un lado, si $\Delta m \geq 0$, entonces $m_{\text{out},1} \geq m_{\text{out},2}$ por definición, y por tanto, no existe ningún caso del tipo (b). En esta situación, todos los casos en los que una fuente real tiene Δm y es etiquetada como “falsa” corresponden a los tipos (a) o (c). Pero todos los casos del tipo (a) y (c) ya están incluidos cuando sumamos para todas las magnitudes $m_{\text{out},1}$, tales que $m_{\text{out},1} > m_{\text{lím}}$, en la ec. [5.23]. Por tanto, la probabilidad total de que una fuente real con magnitud original m_{in} sea clasificada como “falsa” para una $m_{\text{lím}}$ dada, y de que presente un valor determinado de $\Delta m \geq 0$ en las imágenes de tiempo mitad, será:

$$\tilde{P}_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{lím}}; \Delta m \geq 0) \equiv P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1} \geq m_{\text{lím}}; m_{\text{out},2} = m_{\text{out},1} - \Delta m), \quad (5.26)$$

donde $P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1} \geq m_{\text{lím}}; m_{\text{out},2} = m_{\text{out},1} - \Delta m)$ viene dada por la ec. [5.23].

Por otra parte, si $\Delta m < 0$, entonces $m_{\text{out},2} > m_{\text{out},1}$ por definición, y no se puede dar ningún caso del tipo (a). Por lo tanto, todos los casos en los que la fuente real presenta un valor dado Δm y en los que se la clasifica como “falsa” corresponden a los casos (b) o (c). Mas, de nuevo, los casos del tipo (c) están incluidos en el sumatorio sobre todos los casos del tipo (b) en la ec. [5.24], es decir, cuando sumamos para todas las magnitudes de detección $m_{\text{out},2}$ tales que $m_{\text{out},2} > m_{\text{lím}}$. Por consiguiente, la probabilidad total de una fuente con magnitud original m_{in} de exhibir una diferencia dada $\Delta m < 0$ en las imágenes de tiempo mitad, y de ser clasificada como “falsa” para una $m_{\text{lím}}$ fija, vendrá dada mediante:

$$\tilde{P}_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{lím}}; \Delta m < 0) \equiv P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1} = m_{\text{out},2} + \Delta m; m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}}), \quad (5.27)$$

donde $P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1} = m_{\text{out},2} + \Delta m; m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}})$ se extrae de la ec. [5.24].

Para $\Delta m < 0$ y considerando la ec. [5.25], podemos reescribir la expresión anterior como:

$$\begin{aligned}
\tilde{P}_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{lím}}; \Delta m < 0) &= \tilde{P}_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{lím}}; -|\Delta m|) \\
&= P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1} = m_{\text{out},2} - |\Delta m|; m_{\text{out},2} \geq m_{\text{lím}}) \\
&= P_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{out},1} \geq m_{\text{lím}}; m_{\text{out},2} = m_{\text{out},1} - |\Delta m|) \\
&= \tilde{P}_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{lím}}; |\Delta m|). \tag{5.28}
\end{aligned}$$

Esto significa que la probabilidad total de una fuente real cuya magnitud original sea m_{in} de ser etiquetada como “falsa” es simétrica en Δm ; de donde se deduce que podemos calcular $\tilde{P}_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{lím}}; \Delta m)$ independientemente del signo de Δm mediante la siguiente generalización de las ecs. [5.26] y [5.27]:

$$\begin{aligned}
\tilde{P}_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{lím}}; \Delta m) &= \tilde{P}_{t/2}(m_{\text{in}}; m_{\text{lím}}; |\Delta m|) \\
&= P_{t/2}(m_{\text{in}}; m \geq m_{\text{lím}}; m - |\Delta m|) \tag{5.29} \\
&= \sum_{\forall m \geq m_{\text{lím}}} P_{t/2}(m_{\text{in}}; m; m - |\Delta m|).
\end{aligned}$$

Esta última ecuación nos proporciona lo que estábamos buscando: la probabilidad de que una fuente real con magnitud original m_{in} exhiba una $\Delta m = (m_{\text{out},1} - m_{\text{out},2})$ dada entre las dos imágenes de tiempo mitad, indistintamente de en cuál de ambas imágenes su magnitud de detección es mayor que $m_{\text{lím}}$.

5.6.6. La población de fuentes reales rechazadas

Con el objeto de estimar la distribución de fuentes reales compatible con cada histograma de diferencias de magnitud para cada pareja de valores $\text{DETECT_THRESH}(S/N)_{\text{lím}}$, hemos asumido las siguientes aproximaciones e hipótesis:

1. La distribución de fuentes detectadas directamente por **SEXTRACTOR** en U , $N_{\text{det}}(m)$, se adoptó como una primera aproximación de la distribución de fuentes reales detectadas, $N_{\text{det,real}}(m)$, siendo m la magnitud de detección ($m_{\text{out}} = m$). Por tanto, en primera aproximación también consideraremos que el total de detecciones reales, $\mathcal{N}_{\text{det,real}}$, será similar al de detecciones totales del catálogo, \mathcal{N}_{det} . Esta hipótesis se basa en los resultados de los estudios de eficiencia y fiabilidad que hicimos sobre imágenes artificiales de GWS en ambos filtros (§5.4). Como puede deducirse fácilmente de las Figs. 5.1 y 5.2, el número de fuentes realmente espurias que se detecta en estas imágenes simuladas es despreciable para magnitudes más brillantes que la correspondiente al 50% de eficiencia de detección, para cualquier valor del DETECT_THRESH dentro del rango de valores que estamos estudiando. Esto nos asegura que la aproximación realizada no es muy desacertada en este rango de magnitudes. Además, la validez de esta hipótesis está avalada por la similitud de la pendiente que exhiben las cuentas antes y tras corregirlas por la eficiencia, para

los cuatro valores del DETECT_THRESH que estamos analizando (esto lo podremos apreciar más adelante para DETECT_THRESH= 0,6 en la Fig. 6.1, pero se ha comprobado que ocurre igual con los otros tres valores).

2. La distribución $N_{\text{det,real}}(m)$ se truncó en U para $m \geq 26$ mag. La razón es que cualquier fuente con $m \gtrsim 26$ va a presentar casi una probabilidad de $\sim 100\%$ de ser una detección verdaderamente espuria dadas las características de nuestras imágenes, porque las magnitudes de 50 % de eficiencia de detección son menores que 25 mag para los cuatro valores de DETECT_THRESH que estamos estudiando, y las eficiencias funcionales de detección caían a partir de estas magnitudes a cero en menos de 0,5 mag. Por ello, los intervalos de magnitud correspondientes a magnitudes mayores que ~ 26 mag no van a contribuir a la población de fuentes reales en los histogramas de la Fig. 5.7. No necesitamos detectar fuentes reales en esas magnitudes, porque sabemos que *a priori* no las hemos detectado.
3. Hemos considerado también que todas las fuentes de los histogramas con $\Delta m = (m_{\text{out},1} - m_{\text{out},2}) = 0$ son detecciones reales. Esto está justificado en cuanto que la probabilidad poissoniana de detectar dos fuentes espurias, en la misma posición y con la misma magnitud, en dos exposiciones distintas del campo es despreciable (véase CH03).

Llamemos $f_{\text{det,real}}(m)$ a la distribución de fuentes reales detectadas, normalizada por el número total de detecciones *reales* en el catálogo, y $f_{\text{det}}(m)$ a la distribución de detecciones reales, normalizada por el número total de detecciones (reales y espurias) del catálogo. Por tanto:

$$f_{\text{det,real}}(m) \equiv N_{\text{det,real}}(m)/\mathcal{N}_{\text{det,real}}; \quad (5.30)$$

$$f_{\text{det}}(m) \equiv N_{\text{det,real}}(m)/\mathcal{N}_{\text{det}}. \quad (5.31)$$

Nótese que desconocemos $\mathcal{N}_{\text{det,real}}$ porque precisamente, el catálogo está infestado de detecciones espurias. Como necesitaremos estimar $\mathcal{N}_{\text{det,real}}$, por la hipótesis (1) se podrá aproximar $f_{\text{det,real}}(m) \sim f_{\text{det}}(m)$. De esta forma, podremos mantener $\mathcal{N}_{\text{det,real}}$ en las ecuaciones y calcularemos su valor aproximado. Por lo tanto:

$$N_{\text{det,real}}(m) = \mathcal{N}_{\text{det,real}} f_{\text{det,real}}(m) \sim \mathcal{N}_{\text{det,real}} f_{\text{det}}(m) \quad (5.32)$$

Empleando la ec. [5.4], se puede derivar la distribución de fuentes reales original mediante:

$$N_{\text{orig,real}}(m) = \frac{N_{\text{det,real}}(m)}{E(m)}, \quad (5.33)$$

donde $N_{\text{det,real}}(m)$ es la distribución detectada de fuentes reales y $E(m)$ representa la eficiencia de detección para la magnitud de detección m . Nótese que, empleando la eficiencia funcional de detección, $m_{\text{out}} = m = m_{\text{in}}$. Haciendo uso de la hipótesis

(1), podemos aproximar $f_{\text{det,real}}(m) \sim f_{\text{det}}(m)$. Por consiguiente, la ec. [5.33] puede aproximarse en primer orden por:

$$N_{\text{orig,real}}(m) = \frac{\mathcal{N}_{\text{det,real}}}{E(m)} f_{\text{det,real}}(m) \sim \frac{\mathcal{N}_{\text{det,real}}}{E(m)} f_{\text{det}}(m). \quad (5.34)$$

Como estamos interesados en estimar la población de fuentes reales mezclada con los rechazos de los histogramas de la Fig. 5.7, calcularemos el número de fuentes reales con magnitud original m etiquetadas como “falsas” para cada $m_{\text{lím}}$ impuesta que van a contribuir a una diferencia Δm dada, tal y como sigue:

$$N_{\text{real}}(m; m_{\text{lím}}; \Delta m) = N_{\text{orig,real}}(m) \tilde{P}_{t/2}(m; m_{\text{lím}}; \Delta m), \quad (5.35)$$

donde $\tilde{P}_{t/2}(m; m_{\text{lím}}; \Delta m)$ es la probabilidad total de que una fuente real con magnitud de entrada m sea etiquetada como “falsa”, para la $m_{\text{lím}}$ fijada y para una diferencia Δm determinada; y viene dada por la ec. [5.29]. La población de fuentes reales compatible con los histogramas de la Fig. 5.7, para cada valor de $m_{\text{lím}}$ y cada Δm , será la contribución total de todas las magnitudes originales (es decir, de entrada) de la expresión anterior:

$$N_{\text{real}}(m_{\text{lím}}; \Delta m) = \sum_{\forall m} N_{\text{real}}(m; m_{\text{lím}}; \Delta m) = \sum_{\forall m} N_{\text{orig,real}}(m) \tilde{P}_{t/2}(m; m_{\text{lím}}; \Delta m). \quad (5.36)$$

Empleando la aproximación de la ec. [5.34], la ecuación anterior puede reescribirse como:

$$N_{\text{real}}(m_{\text{lím}}; \Delta m) \sim \mathcal{N}_{\text{det,real}} \sum_{\forall m < 26} \frac{f_{\text{det}}(m)}{E(m)} \tilde{P}_{t/2}(m; m_{\text{lím}}; \Delta m), \quad (5.37)$$

donde hemos limitado el sumatorio a $m < 26$ mag en virtud de la hipótesis (2). Esta distribución debe ser simétrica en Δm , por la ec. [5.28]. Para obtener $N_{\text{real}}(m_{\text{lím}}; \Delta m)$, necesitamos estimar $\mathcal{N}_{\text{det,real}}$, puesto que todas las variables del segundo término de la expresión anterior son conocidas. La hipótesis (3) nos va a ayudar en tal fin, ya que por ella conocemos el valor de $N_{\text{real}}(m_{\text{lím}}; \Delta m)$ para $\Delta m = 0$; que no es otro sino el número de fuentes con $\Delta m = 0$ de los histogramas de la Fig. 5.7 para cada $m_{\text{lím}} (\equiv (S/N)_{\text{lím}})$. Por tanto, podemos calcular una primera aproximación al número de detecciones reales $\mathcal{N}_{\text{det,real}}$ sin más que particularizar la ec. [5.37] al caso de $\Delta m = 0$:

$$\mathcal{N}_{\text{det,real}} \sim \frac{N_{\text{real}}(m_{\text{lím}}; \Delta m = 0)}{\sum_{\forall m < 26} \frac{f_{\text{det}}(m)}{E(m)} \tilde{P}_{t/2}(m; m_{\text{lím}}; \Delta m)}. \quad (5.38)$$

Una vez hemos calculado $\mathcal{N}_{\text{det,real}}$, podemos emplear la ec [5.37] para estimar $N_{\text{real}}(m_{\text{lím}}; \Delta m)$, la distribución en número de fuentes reales en función de Δm compatible con cada valor de la $m_{\text{lím}}$ impuesta. Y como imponer una $m_{\text{lím}}$ es equivalente a imponer una $(S/N)_{\text{lím}}$ dada, $N_{\text{real}}(m_{\text{lím}}; \Delta m)$ equivaldrá a su vez a $N_{\text{real}}[(S/N)_{\text{lím}}; \Delta m]$.

Con el procedimiento que acabamos de describir, hemos estimado la distribución $N_{\text{real}}[(S/N)_{\text{lím}}; \Delta m]$ de fuentes reales compatible con el histograma correspondiente a cada combinación de valores $\text{DETECT_THRESH}-(S/N)_{\text{lím}}$ de la Fig. 5.7. En esta figura, hemos superpuesto con líneas discontinuas la distribución de fuentes reales compatible con cada histograma de diferencias de magnitudes en las imágenes de tiempo mitad, estimada mediante las ecs. [5.37] y [5.38]. Hemos utilizado el mismo color que el del histograma de detecciones etiquetadas como falsas correspondiente. Las anchuras de estas distribuciones ($\text{FWHM} \sim 0,4 - 0,7 \text{ mag}$) son consistentes con los errores fotométricos de las fuentes a dichas S/N en las imágenes de tiempo mitad, lo que está apoyando la robustez de nuestro método. Nótese que, a medida que $(S/N)_{\text{lím}}$ aumenta, la distribución de reales estimada se asemeja más al histograma de rechazos correspondiente. Para valores muy altos de $(S/N)_{\text{lím}}$, el número de reales llega a ser incluso mayor que el de rechazos, lo que implicaría que existe un número negativo de fuentes realmente espurias en el histograma. Claramente, esto carece de sentido, ya que este número sólo puede incrementarse con $(S/N)_{\text{lím}}$ o, como máximo, permanecer constante a partir de la $(S/N)_{\text{lím}}'$ que rechaza todas las detecciones verdaderamente espurias del catálogo. A pesar de que esto parezca algo paradójico, debemos tener en cuenta que las distribuciones de reales que hemos estimado con este método son estadísticas y se basan en varias aproximaciones. Por tanto, su comportamiento no es del todo fiable a altos valores de $(S/N)_{\text{lím}}$. Sin embargo, este hecho es del todo irrelevante, puesto que estas estimaciones sólo nos resultan útiles en la selección de los valores de $\text{DETECT_THRESH}-(S/N)_{\text{lím}}$ para el catálogo final, y valores de $(S/N)_{\text{lím}}$ tan altos obviamente no se van a emplear.

5.6.7. Selección del nivel de detección y de la señal-a-ruido límite para la extracción de fuentes en U

Una vez se ha estimado la distribución $N_{\text{real,rech}}^{\text{tot}} [(S/N)_{\text{lím}}]$ compatible con cada histograma de diferencias de magnitud, para cada combinación de $(S/N)_{\text{lím}}-\text{DETECT_THRESH}$, podemos estimar fácilmente las fracciones de fuentes reales y verdaderamente espurias que estamos rechazando del catálogo, respecto del número total de detecciones con cada DETECT_THRESH . Y obviamente, podremos estimar la fracción de espurias que quedan en el catálogo en cada caso, tal y como exponemos a continuación.

Simplemente sumando para todas los posibles Δm en $N_{\text{real}}[(S/N)_{\text{lím}}; \Delta m]$ (ec. [5.37]), podemos extraer el número *total* de fuentes reales que estamos rechazando del catálogo, para cada $(S/N)_{\text{lím}}$ y DETECT_THRESH impuestos:

$$N_{\text{real,rech}}^{\text{tot}} [(S/N)_{\text{lím}}] \equiv N_{\text{real,rech}}^{\text{tot}}(m_{\text{lím}}) = \sum_{\forall \Delta m} N_{\text{real}}(m_{\text{lím}}; \Delta m) \quad (5.39)$$

Por tanto, el número total de fuentes verdaderamente espurias que estamos rechazando del catálogo, para dichos $(S/N)_{\text{lím}}$ y DETECT_THRESH , se obtiene por simple sustracción de número total de fuentes reales rechazadas al total de rechazos efectuados (es decir, al número total de fuentes etiquetadas como “detecciones

falsas”):

$$N_{\text{espur,rech}}^{\text{tot}} [(S/N)_{\text{lím}}] = N_{\text{fals,rech}}^{\text{tot}}(m_{\text{lím}}) - N_{\text{real,rech}}^{\text{tot}}(m_{\text{lím}}) \quad (5.40)$$

donde $N_{\text{fals,rech}}^{\text{tot}}(m_{\text{lím}})$ representa a este número total de fuentes del catálogo que son rechazadas (o sea, que cumplen $m \geq m_{\text{lím}}$, o equivalentemente, cuya $S/N \leq (S/N)_{\text{lím}}$ en las imágenes de tiempo mitad), y $N_{\text{real,rech}}^{\text{tot}}$ viene dado por la ec [5.39]. Nótese que $N_{\text{fals,rech}}^{\text{tot}}(m_{\text{lím}})$ no es más que el número total de fuentes que hay en el histograma de cada $(S/N)_{\text{lím}}$ de la Fig. 5.7, así que lo conocemos fácilmente para cada $(S/N)_{\text{lím}}$.

Podemos también estimar la señal a ruido límite $(S/N)_{\text{lím}}'$, tal que, aunque empleásemos $(S/N)_{\text{lím}} > (S/N)_{\text{lím}}'$, no conseguiríamos rechazar más fuentes verdaderamente espurias. Tal y como ya hemos comentado, $(S/N)_{\text{lím}}'$ será la $(S/N)_{\text{lím}}$ a partir de la cual el número de fuentes verdaderamente espurias que es rechazado para un DETECT_THRESH determinado se vuelve constante para $(S/N)_{\text{lím}} > (S/N)_{\text{lím}}'$. Nosotros hemos estimado $N_{\text{espur,rechaz}}^{\text{tot}} [(S/N)_{\text{lím}}]$ para varios valores de $(S/N)_{\text{lím}}$ y para cada nivel de detección impuesto. La $(S/N)_{\text{lím}}$ a partir de la cual este número permanece constante, se considera como $(S/N)_{\text{lím}}'$, y a dicho número, como el total de fuentes verdaderamente espurias existente en el catálogo correspondiente a cada DETECT_THRESH. Éste es el máximo número de fuentes verdaderamente espurias que podremos rechazar mediante este método, y al que, a partir de ahora, llamaremos $N_{\text{espur}}^{\text{tot}}$. Nótese que este valor cambiará según el DETECT_THRESH empleado.

Así pues, podemos estimar el número de fuentes realmente espurias que nos quedan sin rechazar en el catálogo, para cada combinación de DETECT_THRESH- $(S/N)_{\text{lím}}$, sin más que sustraer el número estimado de fuentes verdaderamente espurias que hemos rechazado (ec. [5.40]) al número total de verdaderamente espurias que hay originalmente en el catálogo ($N_{\text{espur}}^{\text{tot}}$):

$$N_{\text{espur,no rech}}^{\text{tot}} [(S/N)_{\text{lím}}] = N_{\text{espur}}^{\text{tot}} - N_{\text{espur,rech}}^{\text{tot}}((S/N)_{\text{lím}}). \quad (5.41)$$

Recordemos que a valores de $(S/N)_{\text{lím}}$ muy elevados, la distribución de reales compatibles con cada histograma podía superar en número a la distribución de rechazos, en la cual se supone que ha de estar inmersa. Esto tenía su origen en que la distribución de reales compatibles no es sino una estimación estadística. Por tanto, y con el fin de evitar números negativos de fuentes espurias rechazadas, hemos impuesto que el número de objetos realmente espurios que son rechazados permanezca constante e igual al valor más alto que alcanza antes de descender a medida que aumentamos $(S/N)_{\text{lím}}$, y sólo para $(S/N)_{\text{lím}}$ mayores que aquélla a la cual adopta este valor máximo. A éste valor de rechazos realmente espurios se le considerará como el número total de fuentes realmente espurias que existe originalmente en nuestro catálogo, para cada DETECT_THRESH. Y a la $(S/N)_{\text{lím}}$ a partir de la cual haremos este valor constante, se la considerará $(S/N)_{\text{lím}}'$.

La Fig. 5.8 muestra las fracciones estimadas de detecciones reales y verdaderamente espurias que han sido rechazadas frente al total de detecciones para cada pareja de valores de DETECT_THRESH- $(S/N)_{\text{lím}}$, calculadas mediante las ecs. [5.39]-[5.41]. Hemos empleado distintos tipos de línea según el valor de DETECT_THRESH,

tal y como la leyenda indica. Mostramos con líneas delgadas los resultados que obtendríamos sin imponer que el número de fuentes verdaderamente espurias eliminadas no puede disminuir a medida que aumentamos $(S/N)_{\text{lím}}$; con líneas gruesas, los resultados haciendo dicha imposición. Éstos últimos van a ser los que vamos a considerar como definitivos.

El panel superior de la figura representa la fracción de detecciones verdaderamente espurias que son rechazadas para cada $(S/N)_{\text{lím}}$, respecto del total de detecciones en el catálogo. Esta fracción permanece constante para $(S/N)_{\text{lím}} \gtrsim 4$ en cada DETECT_THRESH por la imposición que explicábamos en el párrafo anterior. Este panel muestra que $\sim 30\%$ de nuestro catálogo son detecciones verdaderamente espurias, para los cuatro valores de DETECT_THRESH que estamos estudiando. El panel superior de la Fig. 5.8 también indica que la fracción máxima de rechazos realmente espurios es la igual para DETECT_THRESH= 0,4, 0.5 y 0.6, aunque ésta se alcance a distintos valores de $(S/N)_{\text{lím}}$. Es decir, si pudiéramos eliminar únicamente y en su totalidad las fuentes verdaderamente espurias del catálogo, estaríamos eliminando casi un tercio del catálogo para dichos valores de DETECT_THRESH. Como ya hemos comentado, vamos a considerar a la fracción máxima de fuentes verdaderamente espurias que se alcanza con cada DETECT_THRESH como el número total de detecciones verdaderamente espurias que SExtractor ha insertado en el catálogo. Por tanto, ya podemos deducir que en los catálogos generados con estos valores de DETECT_THRESH, casi un tercio de las detecciones son fuentes verdaderamente espurias.

Nótese cómo la fracción de detecciones realmente espurias disminuye, llegando a ser incluso negativa, si no hacemos la imposición de que permanezca constante, a partir de que $(S/N)_{\text{lím}}$ alcanza su valor máximo (líneas delgadas de la Fig. 5.8). Esto justifica la imposición de que ésta permanezca constante e igual a su valor máximo a partir de $(S/N)_{\text{lím}}'$.

En el panel intermedio de la Fig. 5.8, se muestra la fracción de reales rechazadas para cada DETECT_THRESH y $(S/N)_{\text{lím}}$, respecto del total de detecciones del catálogo extraído con cada DETECT_THRESH. Como se puede apreciar, a medida que utilizamos valores más bajos del nivel de detección, obtendremos fracciones de reales rechazadas mayores, sea cual sea la $(S/N)_{\text{lím}}$. Luego, DETECT_THRESH= 0,6 es preferible a DETECT_THRESH= 0.4 ó 0.5 en este sentido: elimina una fracción de fuentes verdaderamente espurias similar, eliminando menos reales del catálogo. Además, la profundidad límite obtenida con estos tres valores de DETECT_THRESH es similar. Por consiguiente, debemos emplear DETECT_THRESH= 0,6 ó 0,7.

El panel intermedio también muestra cómo aumenta la fracción de fuentes reales que son rechazadas a medida que aumentamos el valor de $(S/N)_{\text{lím}}$, debido a que valores más altos de $(S/N)_{\text{lím}}$ incluirán más fuentes reales. A partir de $(S/N)_{\text{lím}} \gtrsim 8$, las tendencias para los distintos niveles de detección son muy similares; mientras que, por debajo de este límite, rechazamos más objetos reales a medida que utilizamos DETECT_THRESH más bajos, simplemente porque detectamos más fuentes.

El panel inferior de la figura representa el cociente entre el número de fuentes

reales y fuentes verdaderamente espurias que son rechazadas para cada $(S/N)_{\text{lím}}$. A partir de $(S/N)_{\text{lím}} \geq 5$, por cada dos fuentes verdaderamente espurias rechazadas, se rechaza una fuente real como mínimo.

Otra característica llamativa que ya hemos comentado es que la fracción de fuentes verdaderamente espurias rechazadas respecto del total de detecciones se vuelve aproximadamente la misma para $\text{DETECT_THRESH} = 0,4, 0,5$ y $0,6$, a partir de $(S/N)_{\text{lím}} \sim 3,5$ (véase el panel superior de la Fig. 5.8). Esto implica que:

$$\frac{N_{\text{espur},0,6}}{N_{\text{tot},0,6}} = \frac{N_{\text{espur},0,6}}{N_{\text{espur},0,6} + N_{\text{real},0,6}} = \frac{N_{\text{espur},0,5}}{N_{\text{tot},0,5}} = \frac{N_{\text{espur},0,5}}{N_{\text{espur},0,5} + N_{\text{real},0,5}}, \quad (5.42)$$

donde $N_{\text{real},i}$ representa al número de reales que son rechazadas, $N_{\text{espur},i}$ es el número de detecciones verdaderamente espurias que son rechazadas, $N_{\text{tot},i}$ es el total de rechazos efectuados, y con $i = 0,5$ y $0,6$ nos referimos al DETECT_THRESH empleado. Sea ahora F la fracción de fuentes verdaderamente espurias que se añaden al disminuir el nivel de detección de $\text{DETECT_THRESH} = 0,6$ a $0,5$, respecto de las halladas con $\text{DETECT_THRESH} = 0,6$; y R la de reales que se añaden al disminuir el nivel de detección de $\text{DETECT_THRESH} = 0,6$ a $0,5$, respecto de las halladas con $\text{DETECT_THRESH} = 0,6$. Introduciendo estas definiciones en la expresión anterior, obtenemos:

$$\frac{N_{\text{espur},0,6}}{N_{\text{tot},0,6}} \sim \frac{N_{\text{espur},0,6} (1 + F)}{N_{\text{fals},0,6} (1 + F) + N_{\text{real},0,6} (1 + R)} \quad (5.43)$$

Es obvio que la única forma de que se cumpla la igualdad es que $F \sim R$; lo que implica que las distribuciones de reales y espurias que se comienzan a detectar para $\text{DETECT_THRESH} = 0,5$ y $0,6$ presentan características similares. Como esto ocurre también entre $\text{DETECT_THRESH} = 0,4$ y $0,5$, podemos deducir que el disminuir el nivel de detección a partir de $\text{DETECT_THRESH} = 0,6$ incrementa por igual las detecciones espurias y las reales, con respecto a sus propias poblaciones. La razón de esto puede estribar en que, a estos niveles de detección tan extremos, la distribución de fuentes reales se confunde plenamente con el ruido, llegando incluso a formar parte de él. De hecho, la distribución de galaxias débiles cubrirá casi todo el campo, porque el número de galaxias a estas magnitudes es muy elevado, además de que la FWHM de las imágenes puede ensancharlas hasta llegar a solaparlas. Es como si, añadido al proceso poissoniano del cielo, hubiese otro también poissoniano, pero relativo a las galaxias con magnitudes extremadamente débiles. Al estar confundidas ambas poblaciones, siguen distribuciones similares. De ahí que, si se encuentran un tanto por ciento de espurias de más procedentes del ruido del cielo al bajar el nivel de detección respecto de otro, se encontrarán aproximadamente el mismo tanto por ciento de fuentes reales débiles de más respecto a las que ya existían. El cambio de comportamiento de los resultados con $\text{DETECT_THRESH} = 0,7$ indica que, con este nivel, ya no tenemos el mismo grado de confusión de galaxias y ruido de cielo.

En base a esta figura, seleccionaremos qué combinación $\text{DETECT_THRESH} - (S/N)_{\text{lím}}$ es la más adecuada para generar el catálogo definitivo en U . Debemos hallar aquella

que nos permita eliminar el menor número posible de fuentes reales y el máximo de fuentes espurias, procurando al mismo tiempo detectar el máximo número de fuentes. Nótese que $(S/N)_{\text{lím}} \leq 2,5$ rechazan una fracción de objetos reales inferior al $\sim 10\%$ del total de detecciones (véase el panel intermedio de la Fig. 5.8). Es decir, con $(S/N)_{\text{lím}} \leq 2,5$, rechazamos menos de una fuente real por cada 10 detecciones. Por otra parte, se necesitan $(S/N)_{\text{lím}} \geq 1,5$ para rechazar una fracción de fuentes verdaderamente espurias superior al $\sim 10\%$ de las detecciones totales (véase el panel superior de la Fig. 5.8). Es decir, con $(S/N)_{\text{lím}} \geq 1,5$ rechazamos más de una fuente verdaderamente espuria por cada 10 detecciones. Como la fracción total de fuentes verdaderamente espurias insertadas por SExtractor en el catálogo se corresponde con el $\sim 30\%$ del total de detecciones en el mismo, entonces rechazar una fracción de fuentes verdaderamente espurias $\gtrsim 10\%$ de las detecciones totales implica que estamos rechazando $\gtrsim 10/30 \gtrsim 1/3$ de todas las fuentes verdaderamente espurias que existen en el catálogo. Por tanto, vamos a reducir las opciones de selección a `DETECT_THRESH=0,6` y `0,7`, y a $(S/N)_{\text{lím}}$ tales que $1,5 \leq (S/N)_{\text{lím}} \leq 2,5$; es decir: $(S/N)_{\text{lím}} = 1,8, 2,2$ y $2,5$.

En la Tabla 5.1, hemos comparado las fracciones (respecto del total de detecciones) de fuentes reales rechazadas, fuentes verdaderamente espurias rechazadas y fuentes verdaderamente espurias no rechazadas, calculadas empleando las ecs. [5.39]-[5.41], para los cuatro valores de `DETECT_THRESH` y para los 17 valores de $(S/N)_{\text{lím}}$ que estamos analizando en U . El cociente entre las fracciones de fuentes reales rechazadas y las de verdaderamente espurias rechazadas también se han listado en cada caso. Nótese de nuevo que la fracción de rechazos verdaderamente espurios permanece constante por imposición a partir de $(S/N)_{\text{lím}}' > 2,2$ en `DETECT_THRESH=0,4`, para $(S/N)_{\text{lím}}' > 3,0$ en `DETECT_THRESH=0,5`, para $(S/N)_{\text{lím}}' > 3,5$ en `DETECT_THRESH=0,6` y para $(S/N)_{\text{lím}}' > 4,0$ en `DETECT_THRESH=0,7`. Esto implica que el máximo número de fuentes verdaderamente espurias que estamos rechazando en cada `DETECT_THRESH` se alcanza a estos valores de $(S/N)_{\text{lím}}'$, en cada caso; por lo que, no tenemos ninguna ventaja si empleamos $(S/N)_{\text{lím}} > (S/N)_{\text{lím}}'$ en cada nivel de detección. Como hemos visto en la Fig. 5.8, la fracción máxima de fuentes verdaderamente espurias que hay en el catálogo correspondiente, sea cual sea el valor de $(S/N)_{\text{lím}}$, es la misma para `DETECT_THRESH` $\leq 0,6$ ($\sim 30\%$, véase la Tabla), pero distinta para `DETECT_THRESH=0,7` ($\sim 25\%$). Esto implica que `DETECT_THRESH=0,6` parece ser un límite entre dos comportamientos distintos de la detección en la imagen.

Aunque la fracción total de fuentes reales que son rechazadas (respecto del total de detecciones) es más alta empleando `DETECT_THRESH=0,6` que con `DETECT_THRESH=0,7`, ésta puede controlarse; y, por tanto, es posible alcanzar magnitudes más profundas que la que alcanzaríamos con `DETECT_THRESH=0,7`. Nótese que, empleando `DETECT_THRESH=0,6` y $(S/N)_{\text{lím}} = 1,8$ ó $2,2$, rechazaríamos fracciones de fuentes verdaderamente espurias y de reales muy parecidas a las obtenidas con `DETECT_THRESH=0,7` y $(S/N)_{\text{lím}} = 2,2$ ó $2,5$ (compárense las columnas correspondientes en la Tabla 5.1); y en todos estos casos estaríamos dejando en el catálogo

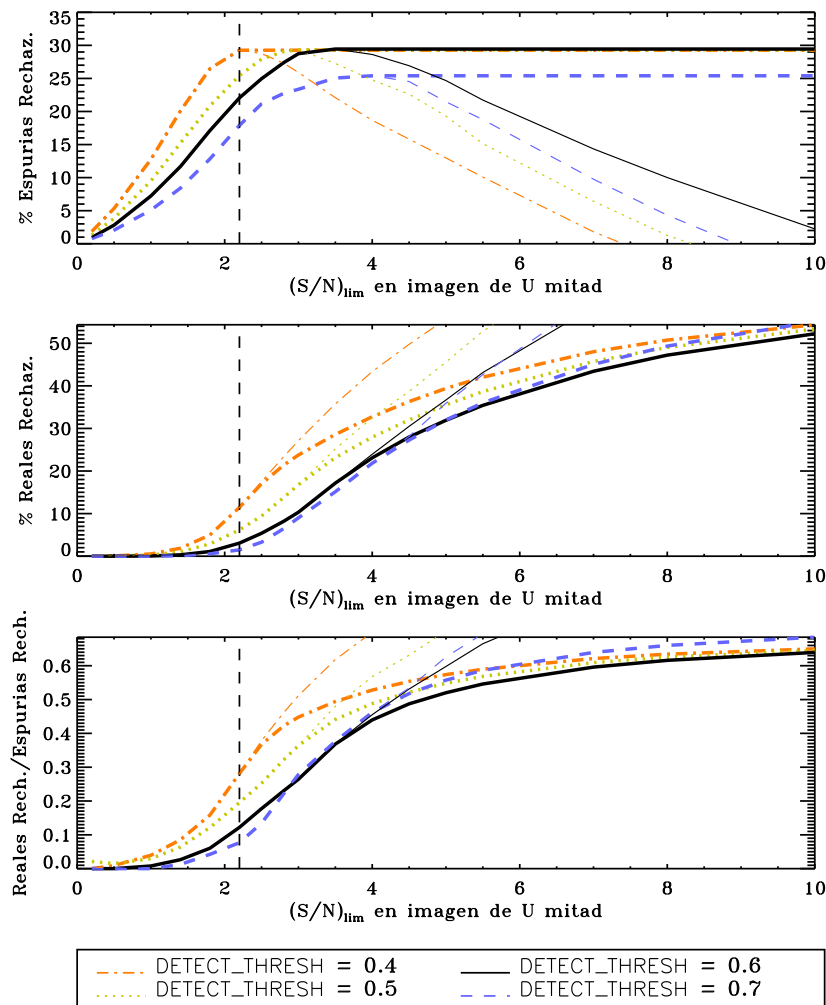


Figura 5.8: Fracciones estimadas de detecciones reales y verdaderamente espurias rechazadas, en función de la $(S/N)_{\text{lim}}$ impuesta, para los cuatro valores de DETECT_THRESH que estamos analizando. *Panel superior*: fracción estimada de fuentes verdaderamente espurias que son rechazadas, respecto del total de detecciones en el catálogo, para cada $(S/N)_{\text{lim}}$ impuesta en las imágenes de tiempo mitad, según el DETECT_THRESH . *Panel intermedio*: fracción estimada de fuentes reales rechazadas, respecto del total de detecciones en el catálogo, para cada $(S/N)_{\text{lim}}$ en la imagen de tiempo mitad y cada nivel de detección. *Panel inferior*: cociente entre los números de fuentes reales y verdaderamente espurias que son rechazadas para cada combinación de DETECT_THRESH - $(S/N)_{\text{lim}}$. *Línea vertical discontinua*: valor de $(S/N)_{\text{lim}}$ finalmente escogido para $\text{DETECT_THRESH} = 0.6$. *Líneas gruesas*: resultados imponiendo que el número de fuentes verdaderamente espurias que son rechazadas permanezca constante e igual al valor más alto que alcanza antes de descender, a medida que aumentamos $(S/N)_{\text{lim}}$, y sólo para $(S/N)_{\text{lim}}$ mayores que aquélla a la cual adopta este valor máximo (véase el texto). *Líneas delgadas*: resultados que obtendríamos sin la imposición anterior.

un número de espurias no rechazadas muy parecido.

Como con una elección adecuada de $(S/N)_{\text{lím}}$ podemos alcanzar fracciones similares de reales y espurias rechazadas, y de espurias no eliminadas del catálogo, lo que prevalece en este caso es incrementar el número de detecciones tanto como podamos y alcanzar una magnitud límite lo más profunda posible. Dado que `DETECT_THRESH= 0,6` genera un mayor número de detecciones, finalmente se decidió descartar `DETECT_THRESH= 0,7`, y emplear `DETECT_THRESH= 0,6` en el catálogo. Además, para este valor del nivel de detección, $(S/N)_{\text{lím}} = 2,2$ proporciona un buen compromiso entre las fracciones de fuentes reales y verdaderamente espurias que rechazamos; ya que con él se rechaza menor número de reales del catálogo que con $(S/N)_{\text{lím}} = 2,5$, y a la vez se mantiene el número de fuentes verdaderamente espurias no rechazado del catálogo por debajo del 10 % del total de detecciones del catálogo, al contrario que con $(S/N)_{\text{lím}} = 1,8$.

Veamos qué distribución de magnitudes presentan las fuentes rechazadas con $(S/N)_{\text{lím}} = 2,2$. En la Fig. 5.9, aparecen representadas las fracciones de rechazos con $(S/N)_{\text{lím}} = 2,2$ en U (es decir, las detecciones etiquetadas como “falsas”), frente a la magnitud medida en la imagen de tiempo total, m , para los cuatro valores de `DETECT_THRESH`. En el panel superior, el número total de fuentes etiquetadas como “falsas” se representa frente a m ; en el intermedio, la fracción de rechazos sobre el número total de detecciones en cada intervalo de magnitud; mientras que, en el panel inferior, aparece la fracción acumulativa de rechazos frente a m . Nótese que la fracción de rechazos por número total de detecciones en cada intervalo de magnitud (panel intermedio) es muy similar para todos los niveles de detección, por debajo de la magnitud de 50 % de eficiencia para `DETECT_THRESH= 0,6`, la cual hemos marcado mediante una línea vertical en la figura. Esto apoya nuevamente la elección efectuada del nivel de detección, puesto que no tenemos ninguna ventaja eligiendo uno más bajo. El hecho de que la fracción acumulada de rechazos sea similar para los cuatro valores de `DETECT_THRESH`, hasta ~ 1 mag más profunda que la magnitud de 50 % de eficiencia para `DETECT_THRESH= 0,6`, apunta a que todas las fuentes etiquetadas como “falsas”, utilizando $(S/N)_{\text{lím}} = 2,2$ para $m \lesssim 25$, ya están siendo rechazadas incluso utilizando el nivel de detección más alto. En conclusión, la única diferencia en emplear un nivel de detección u otro es básicamente el número de detecciones a magnitudes más débiles que $m = 25$ mag en U , y la mezcla de fuentes reales y verdaderamente espurias que existe a estas magnitudes tan débiles.

En los dos primeros paneles de la Fig. 5.10, el número de rechazos y su fracción respecto del total de detecciones en cada intervalo de magnitud se representan en función de su S/N en la imagen de tiempo total en U , para los cuatro valores de `DETECT_THRESH` y $(S/N)_{\text{lím}} = 2,2$. De nuevo, el panel inferior muestra la fracción acumulativa respecto del total de detecciones en cada nivel de detección, también frente a la S/N que alcanzan estas fuentes en la imagen de tiempo total. Tal y como les ocurría a CH03, algunas de estas fuentes etiquetadas como “falsas” en las imágenes de tiempo mitad presentan $S/N \geq 4$ en la de tiempo total; aunque la probabilidad de encontrar un grupo de píxeles en el cielo, con el área mínima

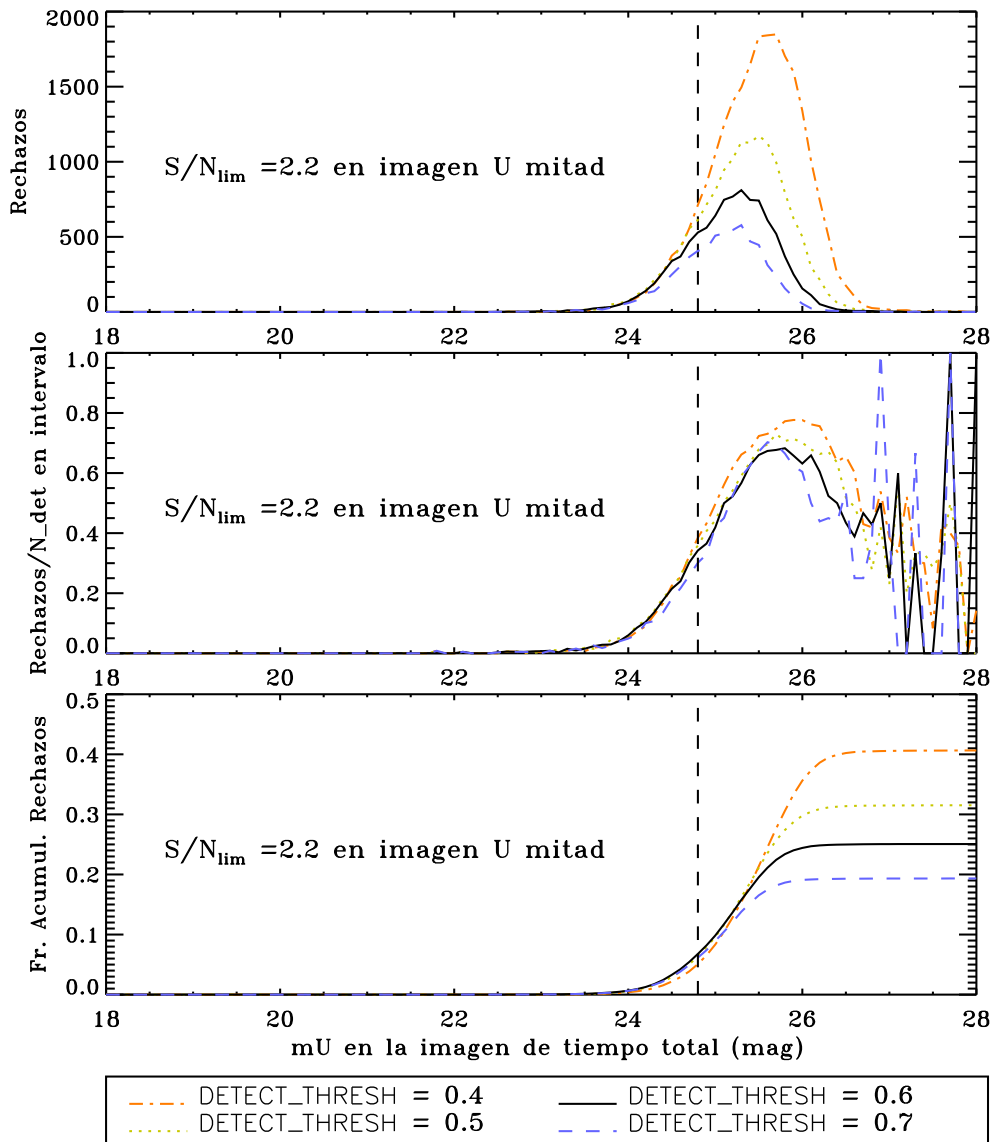


Figura 5.9: Número y fracciones de fuentes etiquetadas como “falsas”, en función de su magnitud de detección en la imagen de tiempo total en U , para $(S/N)_{\text{lim}} = 2,2$ y los cuatro valores de DETECT_THRESH que estamos analizando. *Panel superior*: número de rechazos en cada intervalo de magnitud, para los cuatro valores de DETECT_THRESH y con $(S/N)_{\text{lim}} = 2,2$. La magnitud del 50% de eficiencia de detección para $\text{DETECT_THRESH} = 0,6$ aparece marcado con una línea vertical en la figura. *Panel intermedio*: fracción de las mismas respecto del total de detecciones en cada intervalo de magnitud. La línea indica lo mismo que en el panel superior. Nótese que los valores de $\text{DETECT_THRESH} \leq 0,6$ presentan idéntico comportamiento hasta $U \sim 24,5$. *Panel inferior*: fracción acumulativa de rechazos frente a la magnitud de detección en la imagen de tiempo total en U .

impuesta y exhibiendo estas S/N en la imagen de tiempo total, sea completamente despreciable por la estadística poissoniana. De hecho, la elección subjetiva de la $(S/N)_{\text{lím}}$ por CH03 los condujo a eliminar $\sim 14\%$ de fuentes de su catálogo con $S/N > 5$ en sus imágenes de tiempo total; mientras que con nuestro método de elección objetiva, nosotros estamos rechazando $\lesssim 1\%$ de fuentes de nuestro catálogo con $S/N > 5$, $\lesssim 9\%$ con $3 < S/N < 5$ y $\sim 13\%$ con $S/N < 3$, tal y como se puede deducir del panel inferior de la Fig. 5.10. Nuestro método nos permite estimar además que sólo $\sim 3\%$ de fuentes reales con $S/N < 3,1$ son rechazadas del catálogo en U .

5.6.8. Caracterización de la fiabilidad en B

Tal y como hemos comentado antes, este método de $(S/N)_{\text{lím}}$ no podía aplicarse a los datos en B directamente ante la imposibilidad de crear imágenes de tiempo mitad complementarias, dada su secuencia de exposiciones en B (véase la Tabla 4.6). En la Fig. 5.11, aparecen los histogramas asociados a la creación de dos imágenes complementarias con los datos disponibles en B . Una de las dos imágenes complementarias contenía una exposición de 1300 s de más con respecto a la otra (en este caso, la identificada con el índice “2”). Los histogramas no son simétricos, sino que aparece una acumulación de fuentes clasificadas como “falsas” procedentes de la exposición de 1300 s. Estas detecciones “falsas” son realmente espurias de la imagen de 1300 s, que están desplazadas a diferencias de magnitud negativas porque, al medir magnitudes en su posición en la otra imagen complementaria, sólo encontraremos cielo. Como el tiempo de exposición de cada imagen complementaria es diferente, la ec. [5.20] no es cierta, lo que invalida todo el método comentado en §5.6.5 de selección de $(S/N)_{\text{lím}}$. De hecho, se invalida el método en sí de imposición de $(S/N)_{\text{lím}}$, porque la S/N de las fuentes reales en la imagen complementaria de mayor tiempo de exposición es mayor que en la otra.

Si hubiéramos creado dos imágenes complementarias con las exposiciones de B con el mismo tiempo de exposición, y por tanto, sin utilizar todas ellas, estas imágenes habrían correspondido a tiempos de exposición menores que $t_{\text{total}}/2$. Por lo tanto, el procedimiento de etiquetado de fuentes “falsas” seguido en U sería menos fiable cuando se efectuase sobre B , además de que perderíamos las detecciones espurias que correspondiesen a aquellas exposiciones no empleadas en la creación de las imágenes complementarias.

No obstante, es posible utilizar los resultados para el filtro U para estimar la combinación de $\text{DETECT_THRESH}-(S/N)_{\text{lím}}$ para la imagen en B . Esto se debe a que las imágenes en U y en B presentan características muy similares de flujo, de distribución de fuentes y de ruidos de cielo poissonianos. Por tanto, el nivel de detección para la imagen en U debería proporcionar resultados muy similares en la de B ; puesto que, a pesar de que σ_C es mayor en la imagen en B , ésta es más profunda que la de U . De hecho, sus matrices y funciones de eficiencia se comportan de manera muy similar (véase la Fig. 5.3). Por tanto, hemos decidido emplear $\text{DETECT_THRESH}=0,6$ también para la banda B , con lo que obtendríamos una magnitud de 50% de efi-

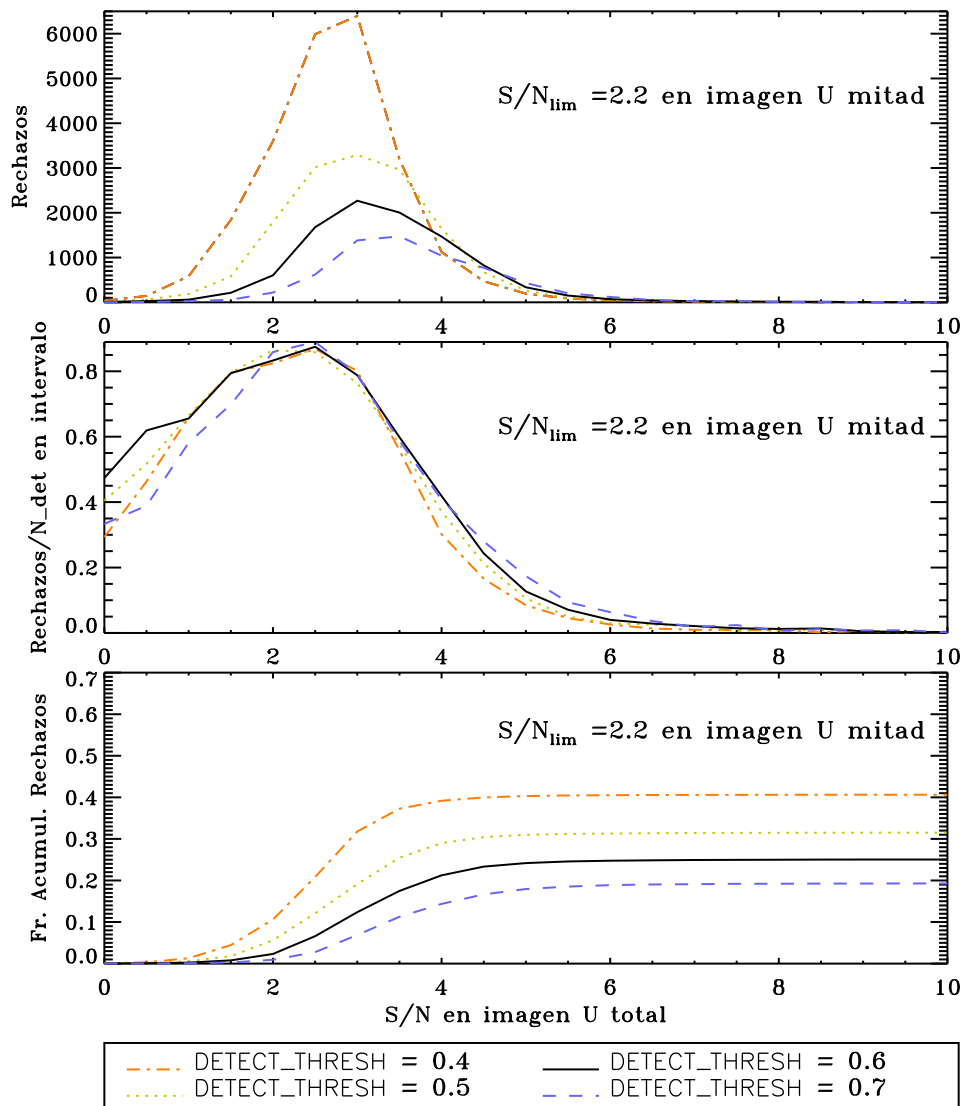


Figura 5.10: Número y fracciones de fuentes etiquetadas como “falsas”, en función de su S/N en la imagen de tiempo total en U , para $(S/N)_{\text{lim}} = 2,2$ y los cuatro valores de `DETECT_THRESH` que estamos analizando. *Panel superior*: número de rechazos en cada intervalo de magnitud, para los cuatro valores de `DETECT_THRESH` y con $(S/N)_{\text{lim}} = 2,2$. Nótese que existe cierto número de fuentes con $S/N \geq 3,1$ en la imagen final que son rechazadas para `DETECT_THRESH = 0,6`. *Panel intermedio*: idéntica distribución que en el panel anterior, pero normalizada por el número de fuentes detectadas en cada intervalo de S/N en la imagen total. *Panel inferior*: fracción acumulativa de rechazos frente a la S/N en la imagen de tiempo total en U . Para `DETECT_THRESH = 0,4` y $(S/N)_{\text{lim}} = 2,2$ rechazaríamos $\sim 40\%$ del número total de detecciones, frente a `DETECT_THRESH = 0,7` y $(S/N)_{\text{lim}} = 2,2$, con los que sólo se rechazaría $\sim 20\%$.

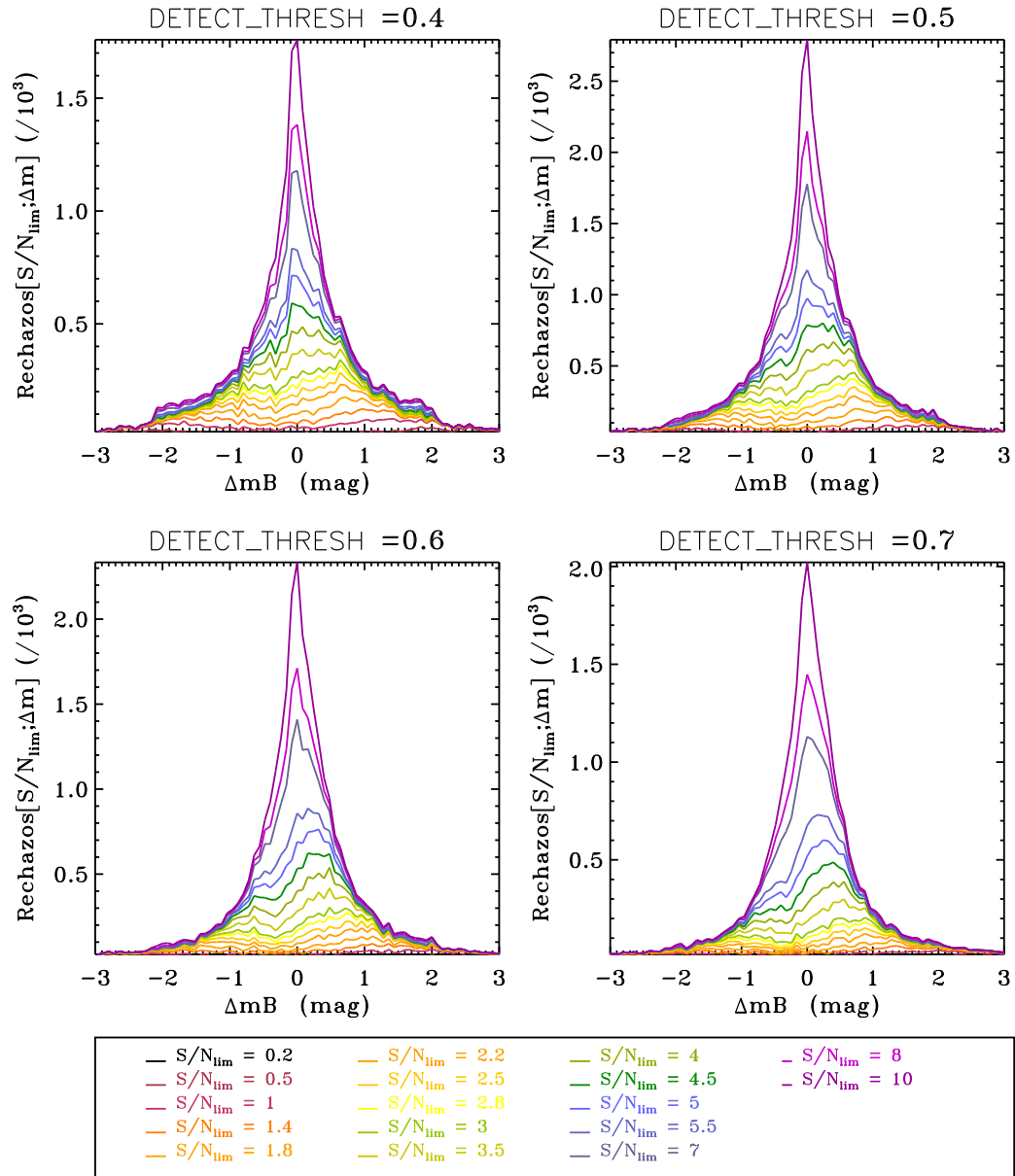


Figura 5.11: Histogramas de diferencias de las magnitudes en las imágenes de tiempo mitad de las fuentes candidatas a “detecciones falsas”, en el filtro B , para los valores de DETECT_THRESH que estamos considerando y para varios valores de $(S/N)_{lim}$. Mostramos los histogramas correspondientes a todos los valores de $(S/N)_{lim}$ estudiados (consultense los colores en la leyenda).

ciencia de detección $B_{\text{DET}=0,6} [50\%] = 25,45$ mag (ecs. [5.10]).

En lugar de imponer $(S/N)_{\text{lím}}$ en imágenes de tiempo mitad, en B vamos a imponerlo en la imagen de tiempo total. Para ello, hemos tenido en cuenta que las detecciones sólo dependen de la S/N de las fuentes, una vez se ha fijado un área mínima para ellas y las condiciones de observación están bien determinadas (véase §5.6.4). Cuando la S/N de una fuente se sitúa por debajo de una $(S/N)_{\text{lím}}$ fijada, su flujo por unidad de tiempo y área debe ser inferior que el flujo correspondiente a $(S/N)_{\text{lím}}$. Las ecs. [5.15]-[5.18] relacionan el flujo y la S/N de una fuente en función de varios parámetros de la imagen. Este flujo puede expresarse en unidades de σ_C . Por tanto, una fuente con $(S/N)_{\text{lím}} = 2,2$ en U , con el mínimo área y $t = t_{\text{tot}}/2$, tendría un flujo por píxel y por unidad de tiempo igual $1,73 \sigma_C$ de la imagen total en U . Extrapolar este resultado a la imagen de B está justificado debido a la similitud de ésta con la de U , y por tanto, hemos considerado que una fuente en B sólo será real si su flujo por píxel es también mayor que $1,73 \sigma_C$ de la imagen de tiempo total, pero esta vez en B ; lo que equivale a imponer una $(S/N)_{\text{lím}} = 2,8$ en la *imagen de tiempo total en B* . Por tanto, en el catálogo de B , rechazaremos como espuria toda fuente cuya S/N sea inferior que $(S/N)_{\text{lím}} = 2,8$ en la imagen de tiempo total en B .

En el panel intermedio de la Fig. 5.10 mostrábamos el número de fuentes que consideraremos espurias en U para $(S/N)_{\text{lím}} = 2,2$ frente a la S/N que las fuentes exhiben en la imagen de tiempo total, por intervalo de S/N . La mayoría de ellas presentan $S/N \leq 3,11$, que es la S/N en la imagen de tiempo total equivalente a una $S/N = 2,2$ medida en la de tiempo mitad. No obstante, existen algunas fuentes en U con $S/N > 3,11$ que también han sido rechazadas, porque presentaban $(S/N)_{\text{lím}} \leq 2,2$ en una de las imágenes de tiempo mitad. Nótese que este efecto no lo tendremos en B , porque no rechazamos imponiendo una $(S/N)_{\text{lím}}$ en imágenes de tiempo mitad, sino imponiéndola directamente en la imagen de t_{tot} . No obstante, el método empleado en U permite no tener que rechazar las fuentes reales más débiles de la imagen, cuya S/N está por debajo de la límite; con lo cual, el método de la fiabilidad en U es más fiable que en B . Otra desventaja de no poder haber hecho el mismo análisis de la fiabilidad en B es que desconocemos qué fracción de espurias queda sin corregir en B , y qué fracción de reales podemos estar eliminando del catálogo, información que sí podemos estimar en U con el método de $(S/N)_{\text{lím}}$.

5.6.9. Características finales de las extracciones de fuentes en U y en B

Teniendo en cuenta la discusión previa, finalmente decidimos emplear los valores $\text{DETECT_THRESH} = 0,6$ y $(S/N)_{\text{lím}} = 2,2$ para obtener el catálogo en U . Gracias al análisis de la eficiencia y fiabilidad que hemos desarrollado a lo largo de las secciones §§5.5 y 5.6, sabemos que *esta elección en U* conlleva las implicaciones que siguen:

1. El nivel de detección elegido impone que la magnitud de 50% de eficiencia de detección se sitúe en $U_{\text{DET}=0,6}(\text{Eff} = 50\%) = 24,83$ mag para las fuentes puntuales (véanse la Fig. 5.3 y las expresiones [5.10]).

2. Al fijar $(S/N)_{\text{lím}} = 2,2$, estamos rechazando una cantidad de fuentes realmente espurias que se corresponde con el $\sim 22\%$ del total de detecciones del catálogo.
3. Como hemos estimado que la fracción total de fuentes verdaderamente espurias que existe en el catálogo es del $\sim 29\%$ del total de detecciones, una vez hayamos eliminado las detecciones clasificadas como “falsas” del catálogo original, aún nos quedarán un $\sim 29 - 22 = 7\%$ del total de detecciones del catálogo original que son fuentes verdaderamente espurias. También sabemos que la mayoría de ellas se encuentra probablemente a magnitudes más débiles que la magnitud de 50% de eficiencia.
4. Todo esto significa que, con $(S/N)_{\text{lím}} = 2,2$, somos capaces de eliminar $\sim 22/29 \sim 3/4$ del total de detecciones verdaderamente espurias que existen en el catálogo.
5. Con la elección de $(S/N)_{\text{lím}} = 2,2$, sabemos que, dentro de todas las fuentes que eliminamos como “falsas”, estamos rechazando un $\sim 3\%$ del total de detecciones del catálogo que se corresponden con fuentes reales.
6. Una $S/N = 2,2$ en las imágenes de tiempo mitad en U , equivale a una $S/N = 3,1$ en la imagen de tiempo total. Luego la mayor parte de las fuentes que estamos considerando como fuentes “no falsas” presentarán $S/N \gtrsim 3,1$ en la imagen de tiempo total, *aunque no obligatoriamente*. Ese $\sim 3\%$ de fuentes reales que estamos eliminando presentan en su mayor parte $S/N \lesssim 3,1$.
7. El cociente de detecciones etiquetadas como falsas, frente al total de detecciones, es despreciable en la mayor parte del rango de magnitudes, subiendo bruscamente cerca de la magnitud de 50% de eficiencia de detección. Éste se corresponde con la línea continua (DETECT_THRESH=0.6) del panel inferior de la Fig. 5.9. El pico de detecciones falsas tiene lugar a magnitudes más débiles que este límite de detección. Este comportamiento es análogo al encontrado por Radovich et al. (2004).
8. Con nuestro método de elección objetiva, estamos rechazando $\lesssim 1\%$ de fuentes de nuestro catálogo con $S/N > 5$, $\lesssim 9\%$ con $3 < S/N < 5$ y $\sim 13\%$ con $S/N < 3$; valores mucho mejores que los obtenidos por CH03 con su elección subjetiva, que los condujo a eliminar $\sim 14\%$ de fuentes de su catálogo con $S/N > 5$ en sus imágenes de tiempo total.

En cuanto a la banda B , hemos visto que no era posible aplicar el método de las imágenes de tiempo mitad (§5.6.8). Por tanto, la $(S/N)_{\text{lím}}$ se ha de imponer en la imagen de tiempo total. Teniendo en cuenta las similitudes de las imágenes finales en U y B , decidimos escoger DETECT_THRESH= 0,6 y $(S/N)_{\text{lím}} = 2,8$ en la *imagen de tiempo total en B*. Las implicaciones de *esta elección en B* son las siguientes:

9. La elección de $\text{DETECT_THRESH} = 0,6$ conlleva una magnitud de 50 % de eficiencia de detección de $B_{\text{DET}=0,6} [50\%] = 25,45$ mag para las fuentes puntuales (ecs. [5.10]).
10. Al rechazar como espuria toda fuente cuya S/N es inferior a $(S/N)_{\text{lím}} = 2,8$ en la imagen de tiempo total en B , no vamos a eliminar ninguna detección con S/N superior, al contrario que en U . La S/N de corte en el catálogo en B está más definida que en U .
11. No obstante, el método empleado en U es mucho más fiable que el de B , puesto que se eliminan detecciones que, aunque presenten una S/N muy alta en la imagen de tiempo total, presentan variaciones de brillo extremas entre las exposiciones (por ejemplo, algún rayo cósmico que se nos haya escapado en la imagen al combinar). Otra desventaja de imponer una $(S/N)_{\text{lím}}$ directamente en la imagen de tiempo total es que desconocemos qué fracción de fuentes verdaderamente espurias queda sin corregir en B , y qué fracción de reales podemos estar eliminando del catálogo, información que sí hemos podido estimar en U y que es fundamental a la hora de caracterizar la completitud del catálogo.

En resumen, y ya para concluir, los catálogos en U y B se extrajeron empleando $\text{DETECT_THRESH} = 0,6$ en ambos casos. La eliminación de detecciones espurias en U se llevó a cabo imponiendo $(S/N)_{\text{lím}} = 2,2$ en las imágenes de tiempo mitad, siguiendo el procedimiento que hemos explicado en §5.6.2. No obstante, como este método no podía aplicarse en B , su catálogo se corrigió de espurias eliminando todas las fuentes con $S/N \leq 2,8$ en la imagen de tiempo total en B . También se eliminaron de los catálogos todas aquellas fuentes que estaban saturadas⁶.

Nuestro método de estimación de la distribución de fuentes reales compatible con cada histograma de Δm de los rechazos es una clara mejora al procedimiento de la $(S/N)_{\text{lím}}$ en las imágenes de tiempo mitad de CH03. Su utilidad radica en que nos permite seleccionar de forma objetiva la combinación de valores de $\text{DETECT_THRESH}-(S/N)_{\text{lím}}$ que minimiza el número de reales rechazadas, maximizando el número de fuentes verdaderamente espurias que rechazamos, y alcanzando la magnitud límite más profunda compatible al mismo tiempo. La robustez de nuestro método está corroborada por la consistencia existente entre las anchuras de las distribuciones estimadas de reales compatibles con los histogramas de rechazos de la Fig. 5.7, y por la coherencia entre los errores fotométricos típicos de las fuentes con $S/N \sim (S/N)_{\text{lím}}$ en las imágenes de tiempo mitad y las anchuras de los histogramas en Δm . La similitud de las cuentas que derivaremos de nuestro catálogo en U con las obtenidas por otros autores es otro punto a favor de nuestro método de elección objetiva de los valores de $\text{DETECT_THRESH}-(S/N)_{\text{lím}}$.

⁶Una fuente puntual con $\text{FWHM} = 1,3''$ satura a magnitudes más brillantes que $U \sim 18,3$ mag y $B \sim 20,0$ mag en nuestras imágenes.

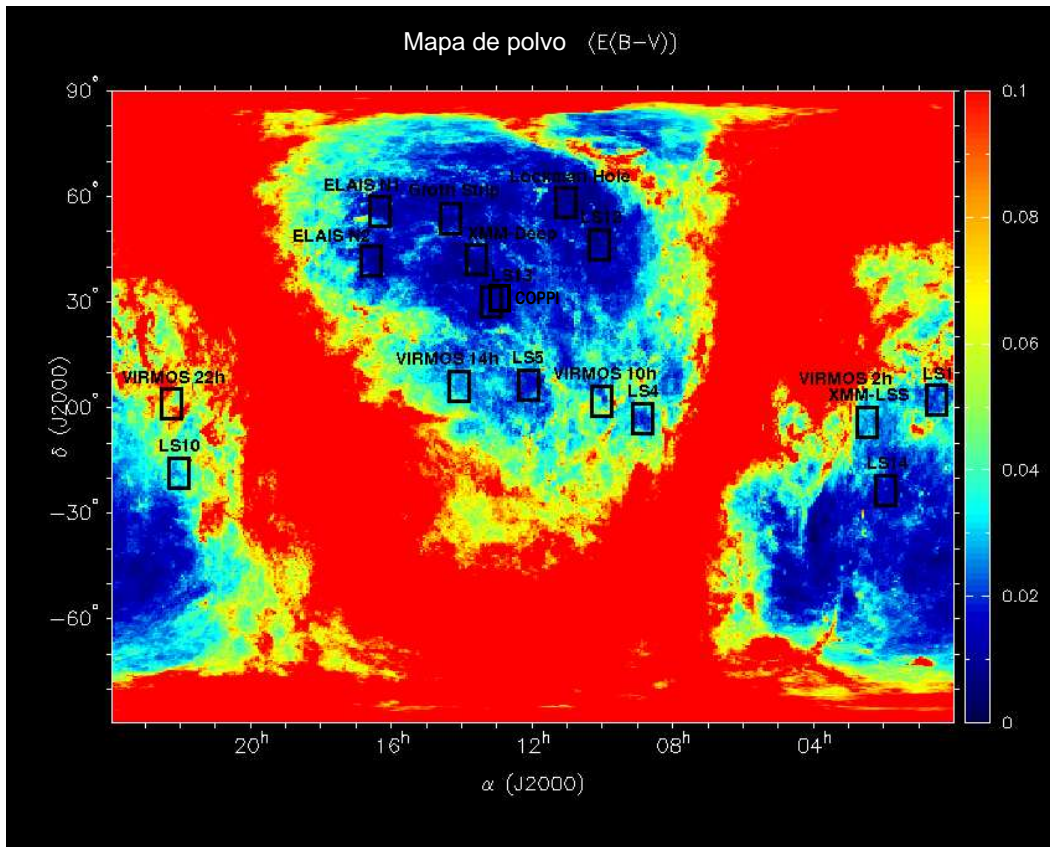


Figura 5.12: Posición de GWS (marcado como “Groth Strip” en la figura) en los mapas de extinción de Schlegel et al. (1998). Fuente: muestreo *CFHT Legacy Survey*, <http://www.astro.utoronto.ca/~merrall/fields>.

5.7. Corrección de la extinción galáctica

Incluso a latitudes galácticas tan altas como las de GWS ($b=60^\circ$, véase la Fig. 5.12), la extinción galáctica puede resultar importante en U y B , hasta el punto de afectar las cuentas de galaxias de forma apreciable. De hecho, las diferencias tan llamativas entre las cuentas en U de varios autores se suelen atribuir a haber ignorado en muchas ocasiones los efectos de la extinción galáctica (Heidt et al. 2003; Radovich et al. 2004). Nosotros hemos calculado las correcciones por extinción galáctica de cada fuente de los catálogos (ya corregidos de espurias) en ambas bandas, haciendo uso de los mapas de extinción de Schlegel et al. (1998)⁷. El valor medio de la extinción en GWS resultó ser $E(B - V) = 0,011037 \pm 0,000004$, variando entre $0,008 \leq E(B - V) \leq 0,018$. Las correcciones *máximas* por extinción

⁷Los mapas de extinción de Schlegel et al. (1998) y el software de cálculo de las correcciones por extinción para una posición dada en el cielo están disponibles en: <http://astron.berkeley.edu/davis/dust/local/local.html>

galáctica que hemos tenido que aplicar en nuestros catálogos han sido de $A_U \sim 0,11$ mag y $A_B \sim 0,08$ mag (véanse algunas parejas de valores de la extinción en U y B superpuestas al campo de WFC en la Fig. 3.2). Los errores procedentes de la corrección de la extinción galáctica de cada fuente se suman cuadráticamente a los de la calibración fotométrica y a los de la propia medición de SExtractor, los cuales proceden básicamente del conteo de fotones y de la corrección de cielo que SExtractor efectúa.

5.8. Los catálogos finales y la base de datos.

5.8.1. Contenido de los catálogos de fuentes en U y B en el campo de Groth.

Una vez disponemos de los catálogos corregidos de detecciones falsas, aplicamos la calibración fotométrica obtenida en §4.2 a las magnitudes derivadas por SExtractor de cada fuente, además de la corrección por la extinción galáctica que hemos visto en §5.7. De esta forma, obtuvimos los catálogos finales en U y B , los cuales abarcan un área de ~ 1100 minutos cuadrados de cielo. Contienen 36329 fuentes en U y 37032 en B (si no se hubiesen eliminado las detecciones falsas, se tendrían 40016 y 38542 fuentes en U y B , respectivamente). Las magnitudes límite al 50% de eficiencia de detección alcanzadas son de 24,8 mag en U y 25,5 mag en B en el sistema de Vega. Los errores fotométricos están alrededor de $\sim 0,09$ mag en U y de $\sim 0,06$ en B .

Para cada fuente, cada catálogo proporciona los siguientes parámetros:

- Número de identificación de la fuente (NUMBER).
- Posición del baricentro de la misma en la imagen, en píxeles (X_IMAGE, Y_IMAGE).
- Ascensión recta y declinación (J2000.0) del baricentro de la fuente en grados (ALPHA_SKY, DELTA_SKY).
- Distintas medidas del flujo de la fuente en cuentas, con sus respectivos errores. Tres de las medidas del flujo se calcularon empleando distintas aperturas (FLUX_APER y sus errores FLUXERR_APER, véase la §5.8.3); dos de ellas se corresponden con medidas de flujos totales: isofotal corregida (FLUX_ISOCOR y su error FLUXERR_ISOCOR) y mediante aperturas elípticas similares a las de Kron (FLUX_AUTO y su error FLUXERR_AUTO); y, finalmente, la mejor de estas dos últimas, según SExtractor (MAG_BEST).
- Las magnitudes correspondientes a los flujos anteriores (MAG_APER, MAG_ISOCOR, MAG_AUTO, MAG_BEST), junto con sus errores (MAGERR_APER, MAGERR_ISOCOR, MAGERR_AUTO, MAGERR_BEST).
- Eje mayor de la fuente en grados (A_WORLD).

- Eje menor de la fuente en grados (B_WORLD).
- Ángulo de posición de la fuente (medido del Este al Norte) en grados (THE-TA_SKY).
- Aperturas de Kron en unidades de los ejes mayor y menor (KRON_RADIUS).
- Área isofotal sobre el nivel de DETECT_THRESH empleado en píxeles cuadrados (ISOAREA_IMAGE).
- Elipticidad de la fuente (ELLIPTICITY).
- La FWHM de la fuente (FWHM).
- El índice de estelaridad de la fuente (CLASS_STAR).
- Indicaciones de errores de extracción (FLAGS).

5.8.2. Catálogos combinados multibanda para el campo de Groth

Los datos en U y B sobre el campo de GWS que nuestros catálogos aportan han sido incorporados a una base de datos, que reúne la información de las seis bandas sobre este campo del muestreo GOYA (U , B , $F606W$, $F814W$, R , K_S). Para ello, se ha efectuado una correlación cruzada de las posiciones de las fuentes en todas las bandas, empleando un algoritmo desarrollado por P. Erwin para el proyecto GOYA.

Esta correlación cruzada compiló la información fotométrica y morfológica de las seis bandas. En aquellas fuentes en las que se carecía de medida en alguna banda, ya fuese porque la fuente en cuestión hubiese saturado o porque no hubiese sido detectada, se asignaron valores especiales a las magnitudes, con el fin de poder estimar correctamente los márgenes de error de los desplazamientos al rojo fotométricos (z_{fot}). El catálogo final del grupo GOYA se encuentra en una plataforma web que permite búsquedas booleanas complejas, y en donde se ha incluido la información morfológica, los ajustes bulbo-disco y los z espectroscópicos de la base de datos de DEEP, además de los índices morfológicos CAS (Concentración-ASimetría) (Conselice et al. 2000) y los z_{fot} , ambos calculados por nuestro grupo. GOYA ha desarrollado una serie de programas específicos para la explotación de la base de datos. En particular, en la Fig. 5.13 se muestran las imágenes en las seis bandas de GOYA de algunas de las fuentes de GWS, junto con sus correspondientes SEDs y los z fotométricos calculados con HyperZ a partir de ellas. La figura muestra la relevancia de la banda U en la discriminación de las fuentes con $z > 1$, gracias a que, a estos desplazamientos al rojo, las fuentes dejan de detectarse en dicha banda.

5.8.3. Aspectos astronómicos para la generación de catálogos.

Para diseñar la base de datos de GOYA que habría de compilar toda la información sobre GWS en las seis bandas (U , B , V , I , J , K_S), tuvimos que planificar una

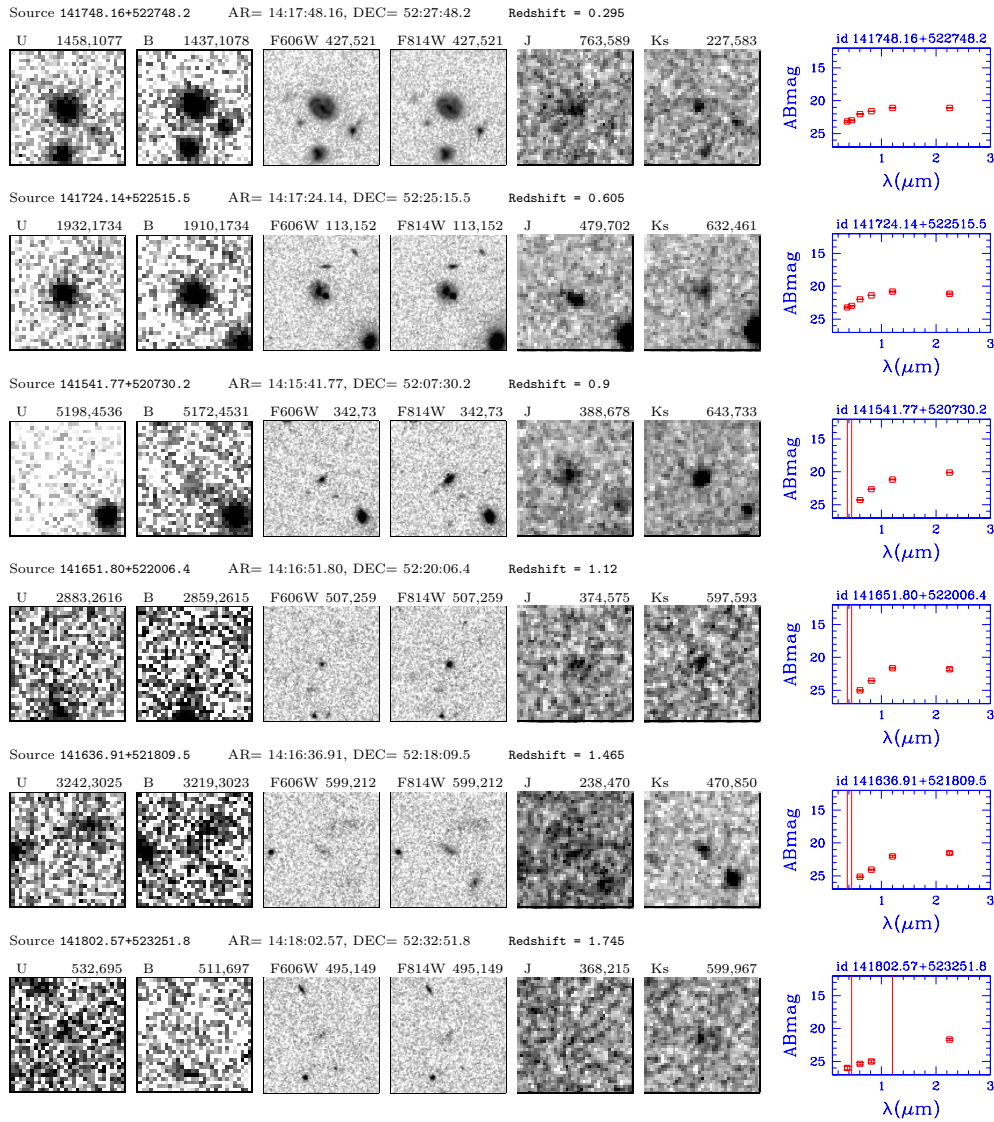


Figura 5.13: Distribuciones espectrales de energía de algunas de las galaxias de GWS. Cada fila proporciona información relativa a una única galaxia. Están ordenados de menor a mayor z fotométrico, calculado por el grupo GOYA. Los seis primeros paneles de cada fila muestran las imágenes en las bandas U , B , $F606W$, $F814W$, J y K_S de cada fuente. El Norte es hacia arriba de las imágenes; el Este, hacia la izquierda. Cada imagen presenta un campo de $10'' \times 10''$. El último panel de cada fila muestra la SED de la galaxia, obtenidas gracias al catálogo del muestreo GOYA. Nótese cómo las bandas U y B son esenciales para discriminar las fuentes con $z > 0,9$ y $z > 1,1$, respectivamente, gracias a los saltos de banda producidos por el desplazamiento al rojo. Fuente: D. Abreu, en el congreso *First Light Science with the GTC*, celebrado en Miami, del 28 al 30 de Junio de 2006.

estrategia de obtención de catálogos en cada filtro, con el fin de que los catálogos dispusiesen exactamente de la misma información fotométrica y de que ésta fuese obtenida mediante procedimientos análogos en todas las bandas. Enumeramos a continuación algunas de las pautas que seguimos:

1. La astrometría en cada banda.

Lo primordial para correlacionar catálogos de distintas bandas sobre el mismo campo es haber confeccionado astrometrías altamente precisas en las diferentes imágenes, sobretodo si los datos se han tomado con diferentes instrumentos. Esto nos asegura que las coordenadas ecuatoriales asignadas a una fuente en las distintas imágenes presentan errores tan pequeños que no es posible confundirla con otra, lo que simplifica la correlación y le concede más verosimilitud. Por ello, en primer lugar, se procuró que cada banda tuviera una astrometría lo más precisa posible. En este sentido, las bandas *U* y *B* fueron las más problemáticas, tanto por el tamaño del campo de WFC como por sus notables distorsiones. De ahí que hayamos puesto tanto empeño en minimizar los residuos de la astrometría de WFC (§4.3).

Como ya indicamos en §4.3.1, detectamos una rotación global de nuestro WCS respecto al de la base de datos de DEEP para las imágenes de HST/WFPC2. Por lo cual, decidimos incluir las coordenadas de cada fuente tanto en el sistema del GSC-II (el de nuestra astrometría) como en el de DEEP, con el fin de facilitar las correlaciones entre nuestros datos fotométricos y los de la base de datos de DEEP. Esto simplificaba también la correlación con las posiciones en *K_S* y *J* de nuestros filtros azules, ya que su astrometría estaba en el sistema de DEEP.

2. Los parámetros de SExtractor.

Generamos los catálogos utilizando SExtractor (Bertin & Arnouts 1996), algoritmo que hace uso de un fichero de configuración, en el que se indican los parámetros para efectuar las detecciones. Algunos de sus parámetros fundamentales ya los comentamos en §5.2, y en los apartados anteriores hemos detallado el procedimiento para seleccionar el valor más adecuado del principal de ellos: el nivel de detección, DETECT_THRESH.

3. La definición de las magnitudes.

La definición de las magnitudes en cualquier fotometría es siempre un tema sujeto a debate. SExtractor proporciona magnitudes medidas sobre aperturas circulares de radio arbitrario, y magnitudes totales calculadas mediante análisis isofotal y mediante un método de aperturas adaptativas, basado en el algoritmo de momentos definido por Kron (1980). Este segundo método se supone independiente del área asignada al objeto, mientras que el primero utiliza una corrección para la estimación de la magnitud total. El programa define como la “mejor” magnitud total de estas dos a aquella que presente el menor error (MAG_BEST).

El tipo de magnitud a obtener (total, isofotal, de apertura, etc.) depende de cuáles sean los usos científicos de los datos. Para el conteo de galaxias en U y en B que desarrollaremos en §6.1, basta con catalogar magnitudes totales en cada banda. Para ello, emplearemos las magnitudes `MAG_BEST` de `SEXTRACTOR`. Por otra parte, y dado que íbamos a integrar estos catálogos en la base de datos de GOYA con el fin de definir las SEDs de las fuentes (necesarias para calcular z_{fot} y masas estelares), fue preciso obtener fotometría de apertura con las características que se exponen a continuación.

Los z_{fot} se pretendían calcular con el código `HyperZ` (Bolzonella et al. 2000). La base del cálculo de los desplazamientos al rojo fotométricos es la comparación de las SEDs de las galaxias con SEDs patrones, reales o sintéticas, desplazadas en longitud de onda. Simulaciones con `HyperZ` revelan que es fundamental que la fotometría en cada banda, empleada para definir la SED de la galaxia, integre sobre la misma área física de las galaxias. Si las áreas fueran diferentes, se introducirían variaciones de flujo entre bandas que llevarían a una determinación errónea del z_{fot} (Bolzonella et al. 2000; Fernández-Soto et al. 2002). Esta condición impone dos requisitos en la fotometría a realizar en todas las bandas: se debe usar magnitudes de apertura, y éstas deben obtenerse en imágenes con PSF homogeneizada en todas las bandas. El tamaño de la apertura influye poco, siempre que no sea tan pequeña que pierda mucha luz (lo que dispararía los errores fotométricos en fuentes débiles), ni tan grande que lleve a problemas de solapamiento de fuentes. Es conveniente, en cualquier caso, que las magnitudes de apertura no difieran mucho de las magnitudes totales, con el fin de poder aplicar correctamente filtros bayesianos dependientes de la magnitud absoluta (Bolzonella et al. 2000).

Para el cálculo fotométrico de masas estelares, la situación es análoga al caso de z_{fot} , ya que se trata de ajustar SEDs, si bien se precisa una magnitud total en una banda (típicamente, roja) para obtener la masa total.

Como precisábamos tanto de magnitudes medidas sobre áreas uniformes en las fuentes como de magnitudes totales, decidimos extraer las magnitudes totales isofotales y de Kron, además de medir magnitudes sobre una serie de aperturas fijas e iguales en todos los filtros. La cuestión derivaba ahora en designar los tamaños de estas aperturas.

4. La degradación de las imágenes a la misma PSF.

Para determinar colores, muchos expertos prefieren definir aperturas centrales mas pequeñas que el tamaño total de las galaxias, con el fin de minimizar los efectos introducidos por gradientes de colores internos de cada galaxia (Koo & Kron 1992). No obstante, cuando se trabaja con galaxias lejanas no resueltas, como es nuestro caso, parece más lógico considerar aperturas que engloben toda la fuente. Esto puede asegurarse trabajando con aperturas que sean más de dos veces el FWHM de la PSF de la imagen.

Como esta apertura ha de abarcar la misma área en todos los filtros, las imágenes de todas las bandas deberían estar degradadas al peor *seeing* que se tuviera en ellas (1.3'' en nuestro caso, porque la imagen de peor PSF fue la de *U*). En la sección §5.8.4 se detallará cómo se degradó la imagen en *B* al *seeing* de la de *U*, procedimiento que se siguió también en los otros filtros. Se crearon dos catálogos en *B*: uno extraído de la imagen degradada y otro de la no degradada, con exactamente los mismos parámetros. Combinando la información de estos dos catálogos, se crea el definitivo en *B*. En él, todas las magnitudes físicas medidas sobre aperturas (flujos, magnitudes y sus errores) se tomaron del catálogo de la imagen degradada. El resto de información se extrajo del catálogo de la imagen no degradada. En *U*, únicamente hizo falta un catálogo, ya que ésta era la imagen de todas las bandas que presentaba el mayor *seeing*. Se emplearon tres diámetros de apertura en todas las bandas, iguales a 1, 2 y 3 veces la FWHM común a las imágenes degradadas.

5. Convolución por un filtro gaussiano.

Por otra parte, se decidió emplear el filtrado de SExtractor, que convoluciona la imagen con una función gaussiana antes de la detección de las fuentes, lo que reduce la detección de picos de ruido como fuentes. En nuestro caso, se utilizó uno con una FWHM de 4 píxeles ($\sim 1,3''$, valor próximo tanto a las PSF de las imágenes originales en *U* y *B*, como a la común a la que se degradaron todos los datos).

6. Utilización de los mapas de RMS del cielo como pesos.

SExtractor no sólo puede estimar el cielo de forma local en un anillo, sino que, además, presenta la posibilidad de generar un mapa de cielo que dé cuenta de las variaciones del nivel de ruido en función de la posición en la imagen. Éstas tienen su origen en los patrones de desplazamiento de las distintas exposiciones, los cuales van a conferir de distinto tiempo de exposición a cada zona de la imagen final, en función del número de exposiciones que contribuyan en la misma en la combinación final (véase la Fig. 4.16). El muestreo del cielo global se efectúa mediante filtrados y promedios en secciones de la imagen. Nosotros empleamos un tamaño de red para medición del cielo de 50 píxeles, con el cual nos asegurábamos de no mutilar las PSFs ni afectar a las proximidades de estrellas muy brillantes (más información en la página web del catálogo Vizier del HDF-s⁸). Hicimos una primera ejecución del programa sobre cada una de las imágenes (*U*, *B* y *B* degradada), con el fin de extraer el mapa de RMS del cielo en cada banda. En una segunda ejecución, se suministraban estos mapas como pesos para la designación de los errores fotométricos. Estos catálogos serían los definitivos. En la Fig. 5.14 aparece una sección de la imagen en *B* degradada con las aperturas que SExtractor ha utilizado

⁸El catálogo Vizier del HDF-S está disponible en: <http://hires.gsfc.nasa.gov/~research/hdfs-btc/>

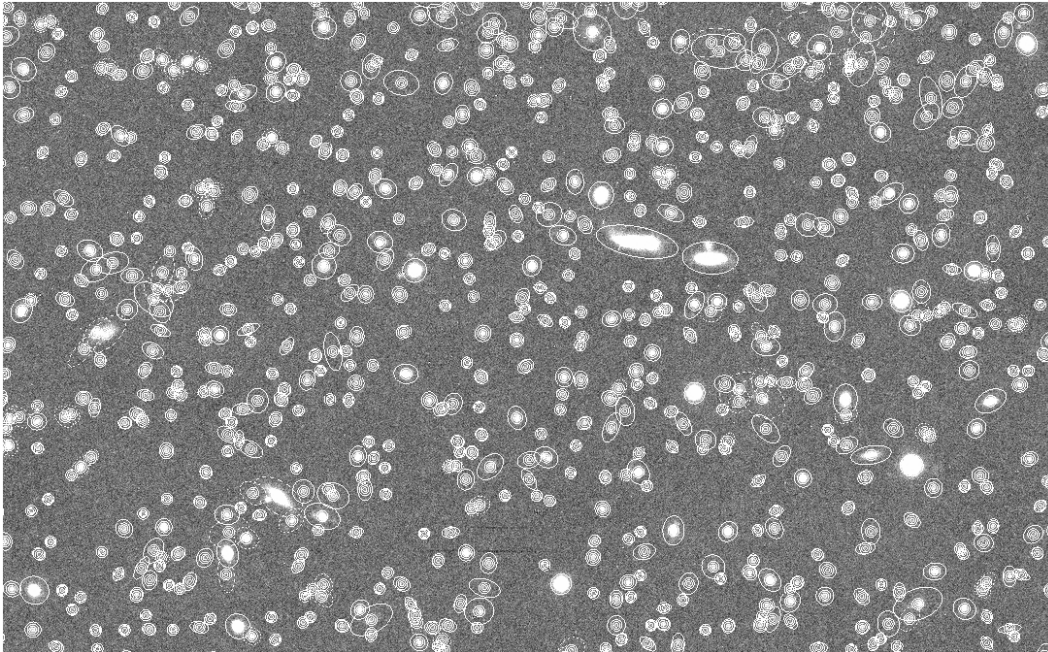


Figura 5.14: Aperturas de SExtractor sobre una zona de la imagen final en B . Se ha empleado `DETECT_THRESH= 0,6` en la imagen. Se puede imponer un límite de saturación, de forma que toda fuente que lo supere no es incluida en los catálogos, tal y como les sucede a algunas estrellas de la imagen.

en las detecciones en la zona. Aparte de las tres aperturas circulares definidas en cada fuente, aparece representada la isofota elíptica empleada para la definición de la magnitud isofotal en cada una de ellas.

7. Parámetros de salida.

Los parámetros de salida de SExtractor fueron los mismos en todas las bandas con el fin de uniformizar la información en todas ellas (se pueden consultar en §5.8.1). Éstos se declaran en un fichero de parámetros de salida. Además de las magnitudes totales y de apertura (junto con sus flujos y errores correspondientes), se extrajeron parámetros morfológicos procedentes del análisis isofotal y del cielo local. SExtractor también proporciona un índice (`FLAG`) que codifica los posibles problemas fotométricos que se han podido tener durante la fotometría. A pesar de que diversos autores han dudado de su fiabilidad (Capaccioli et al. 2001 y CH03), SExtractor asigna un índice de estelaridad a las fuentes detectadas, en función de su compacidad (`CLASS_STAR`).

8. Calibración fotométrica y corrección por extinción galáctica.

A las magnitudes obtenidas en estos catálogos en U , B y B degradado se les aplicó la correspondiente calibración fotométrica (consúltese §4.2.4). Finalmente, los catálogos finales en cada banda se corrigieron de extinción galáctica,

tal y como se detalla en §5.7.

5.8.4. Degradación de la imagen en B a la PSF de U .

Para el cálculo de colores, masas estelares y z_{fot} , necesitamos asegurarnos de que estamos considerando la misma región física de cada galaxia en las seis bandas. Asimismo, para poder correlacionar las fuentes de los catálogos de distintas bandas, necesitaremos que la resolución en todas ellas sea la misma. No tendría sentido correlacionar dos catálogos en los que, en uno de ellos, un grupo de objetos se confunde en uno sólo, mientras que en el otro aparecen varios picos diferenciados. De todo esto se deduce la necesidad de degradar todas las imágenes a una PSF común, que, lógicamente, ha de ser la de peor *seeing* de todas las imágenes.

Para asignar una PSF a cada imagen, antes hemos de efectuar un estudio de la variación de las PSFs sobre ellas, siempre y cuando presenten un campo muy grande. Sin embargo, debemos tener en cuenta que el FWHM de una estrella va a depender del perfil de la misma. Habitualmente, se suele describir éste con un perfil gaussiano; pero, por lo general, las estrellas en una imagen suelen exhibir un perfil moffatiano, que presenta una caída más rápida y una mayor cantidad de luz distribuida en las colas que el gaussiano. Nosotros comprobamos que las estrellas de nuestras imágenes presentaban perfiles moffatianos, efectuando ajustes con moffatianas y gaussianas sobre dichas estrellas (`images.imexam`). Por tanto, utilizamos moffatianas para medir las FWHMs de 45 estrellas brillantes y no saturadas procedentes del GSC-II, distribuidas sobre todo el campo de WFC, con la tarea `nmisc.psfmeasure`. En la Fig. 5.15, mostramos las distribuciones de las FWHMs de las PSFs obtenidas, en función de su posición horizontal y vertical en las imágenes finales de U y B . Las líneas discontinuas marcan la posición de la media de la distribución en cada banda. Como puede apreciarse, las distribuciones en ambos filtros presentan una “línea de base” bastante bien definida mediante la media de la distribución; por lo que nos inclinamos a pensar que las desviaciones de algunas estrellas, aparentemente demasiado “anchas”, debían proceder de errores en las medidas o, directamente, no ser estrellas, sino galaxias compactas. De hecho, el GSC-II identifica como “estrella” mediante un índice de compacidad, por lo que esta confusión no sería improbable. Los valores de estas medias fueron⁹: $\langle \text{FWHM} \rangle_{\text{moffat}}(U) = 1,29'' \pm 0,10''$ y $\langle \text{FWHM} \rangle_{\text{moffat}}(B) = 1,22'' \pm 0,07''$.

Nótese que, tanto en U como en B , la PSF es peor justo en la zona central del campo, disminuye en una corona en torno a ella y vuelve a degradarse en los bordes de las imágenes. Esto puede deberse a que, dado que el plano óptico de los telescopios nunca es exactamente plano, se procura maximizar el área enfocada en una corona en torno al eje óptico. De ahí que este efecto se observe en ambos filtros. El hecho de que sea más acusado en U podría estar relacionado con que el filtro

⁹Para poner de manifiesto la diferencia entre el perfil moffatiano y gaussiano, baste indicar que las líneas de base que hubiéramos obtenido utilizando el perfil gaussiano serían algo mayores: $\langle \text{FWHM} \rangle_{\text{gauss}}(U) = 1,32''$ y $\langle \text{FWHM} \rangle_{\text{gauss}}(B) = 1,27''$

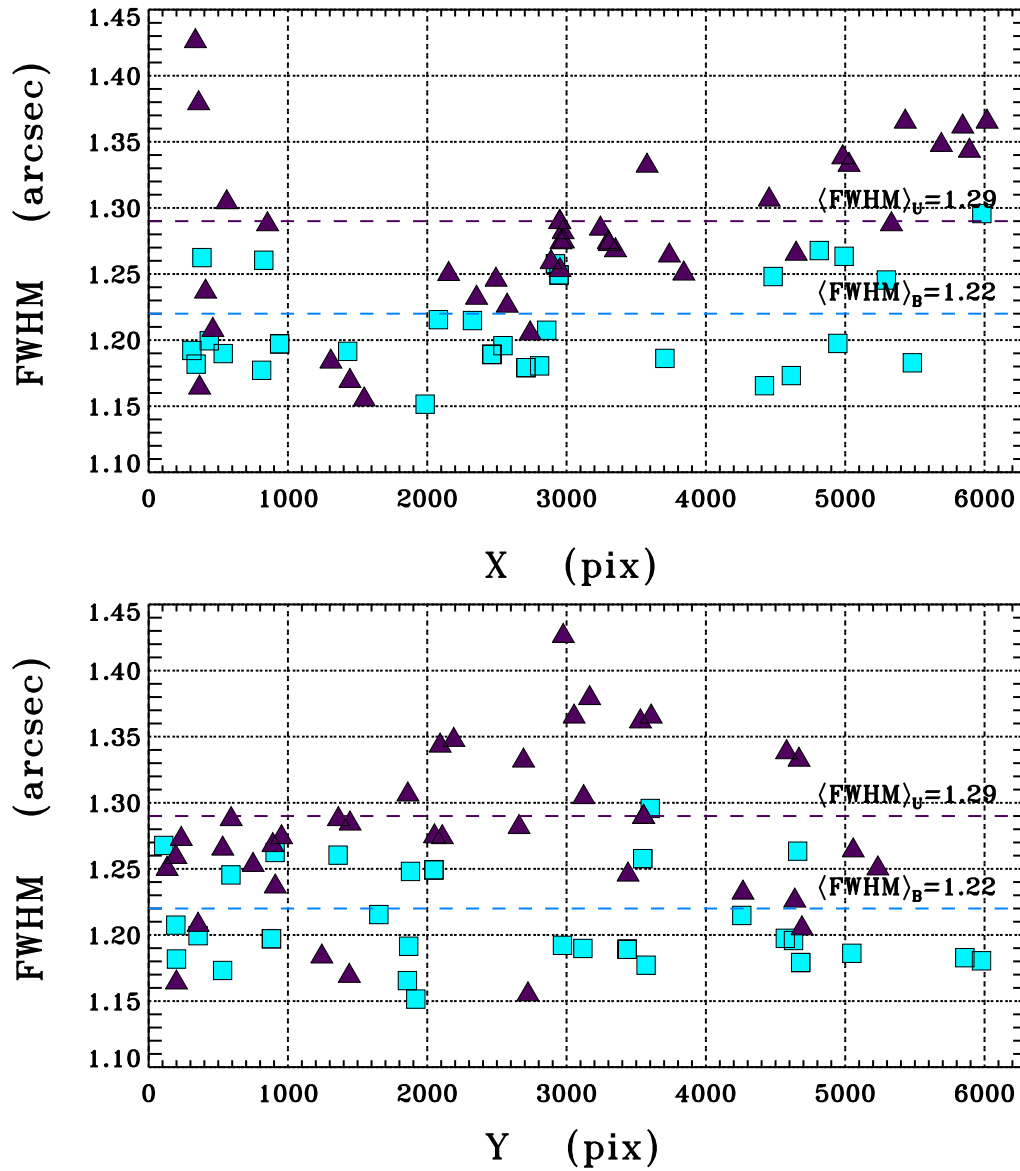


Figura 5.15: Distribuciones de FWHMs de las PSFs sobre GWS en nuestras imágenes en U y B . Se han utilizado 45 estrellas no saturadas del GSC-II sobre todo el campo de WFC. *Panel superior*: distribución de FWHMs en función de la posición horizontal en las imágenes. *Panel inferior*: distribución de FWHMs en función de la posición vertical en las imágenes. *Triángulos morados*: para la imagen en U . *Cuadrados azules*: para la imagen en B . *Líneas discontinuas horizontales*: media de la distribución de FWHMs en cada filtro.

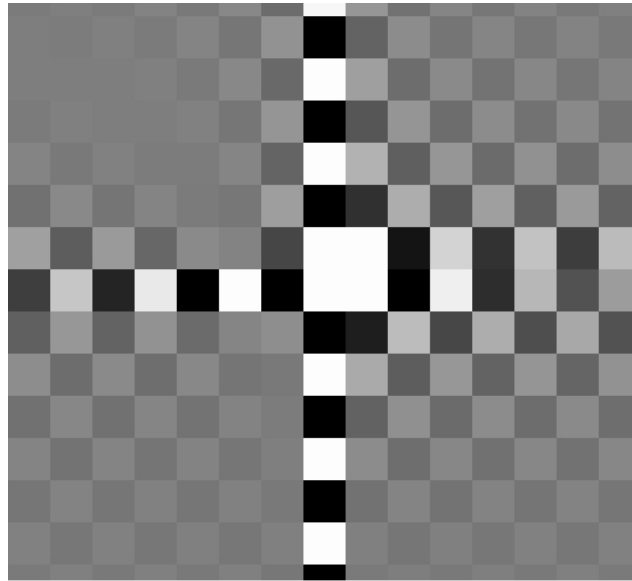


Figura 5.16: Núcleo de convolución obtenido mediante `immatchx.psfmatch`, por el cual se convolucionaba la imagen en B para la degradación de ésta a la PSF de U . Este *kernel* muestra la diferencia entre las PSFs de la imagen sintética creada con la misma PSF que U y nuestra imagen en B , en el espacio transformado de Fourier.

U presentaba algunos defectos en la cosmética y una respuesta menos “cuadrada” que B . Como las variaciones de PSF en todo el campo no eran en ningún caso superiores al $\sim 15\%$, se utilizó la media de las FWHMs en cada filtro como valor representativo. Por tanto, la imagen en U era la que presentaba la peor PSF de todos los datos, junto con la de alguna de las imágenes en K_S , aunque sus valores coincidían.

Así pues, decidimos degradar todas las imágenes de GWS a la PSF de U (en particular, B); para lo cual utilizamos la tarea `immatchx.psfmatch`. En primer lugar, se creó con `mkpattern` una imagen de ceros con las mismas dimensiones que la imagen que queríamos degradar (la B , en nuestro caso), y se le añadieron “estrellas modelo” (PSFs sintéticas) con la FWHM a la que queremos degradar la imagen de B , en las mismas posiciones en las que se encontraban una serie de estrellas de la imagen en B . Para esto último, utilizamos `artdata.mkobject`. A continuación, ajustamos las diferencias entre las PSFs de nuestra imagen sintética y la original en B con `immatchx.psfmatch`; tarea que utiliza transformadas de Fourier para degradar las PSFs de las imágenes. En la Fig. 5.16, se ha representado el núcleo de convolución obtenido mediante `immatchx.psfmatch`, que muestra la diferencia entre las PSFs de la imagen sintética creada con la misma PSF a la que queríamos degradar B y la de nuestra imagen en B . Finalmente, se volvió a ejecutar de nuevo `nmisc.psfmeasure` sobre la imagen en B resultante de la degradación con `immatchx.psfmatch`, para comprobar que el procedimiento había sido válido. En efecto, la imagen degradada presentaba una FWHM promedio de $1.3''$, tal y como se pretendía.

Por último, queremos resaltar que los perfiles ajustados mediante `nmisc.psfmeasure` y los utilizados por `artdata.mkobject` para generar las PSFs modelo difieren en los parámetros que definen el perfil moffatiano; lo que se debe tener en cuenta a la hora de introducir los parámetros en `artdata.mkobject` para generar estas PSFs sintéticas. La tarea `nmisc.psfmeasure` define el perfil de intensidad de la moffatiana (con pico igual a la unidad) en función de los parámetros α y β :

$$I_{\text{moffat}}(r) = \left[1 + \left(\frac{r}{\alpha} \right)^2 \right]^{-\beta}. \quad (5.44)$$

Por lo que la FWHM en función de los parámetros α y β será:

$$\text{FWHM} = 2\alpha \sqrt{2^{1/\beta} - 1}. \quad (5.45)$$

Por su parte, `artdata.mkobject` utiliza para definir el perfil de la moffatiana el mismo parámetro β y un parámetro que denomina `radius`, y que nosotros notaremos como \mathcal{R} :

$$I_{\text{moffat}}(r) = \left[1 + \left(2^{1/\beta} - 1 \right) \cdot \left(\frac{r}{\mathcal{R}} \right)^2 \right]^{-\beta}. \quad (5.46)$$

Comparando las ecs. [5.44] y [5.46], que definen exactamente lo mismo, podemos deducir fácilmente que:

$$\mathcal{R} = \alpha \sqrt{2^{1/\beta} - 1} = \text{FWHM}/2, \quad (5.47)$$

donde se ha sustituido la expresión de α resultante de la ec. [5.45].

Como la tarea `artdata.mkobject` proporciona como resultado de sus ajustes los valores de FWHM y β , es sencillo calcular tanto α (despejándola de la ec. [5.45]), como \mathcal{R} (mediante la ec. [5.47]). El parámetro β era aproximadamente igual para todas las estrellas medidas en la banda U : $\langle \beta \rangle = 2,60 \pm 0,08$ (consúltese la distribución de valores de β para cada filtro en el subpanel de la Fig. 4.17). Como sabemos que $\langle \text{FWHM} \rangle_{\text{moffat}}(U) = 1,29'' \pm 0,10''$, obtuvimos finalmente $\alpha = 1,14''$ y $\mathcal{R} = 0,63''$, valor este último empleado junto con el β promedio para definir las PSFs con `artdata.mkobject`.

Tabla 5.1: Fracciones estimadas de fuentes reales y verdaderamente espurias rechazadas como “falsas”, y de fuentes verdaderamente espurias no rechazadas del catálogo en U , para distintas combinaciones de $\text{DETECT_THRESH}-(S/N)_{\text{lím}}$.

$(S/N)_{\text{lím}}$	0,2	0,5	1,0	1,4	1,8	2,2	2,5	2,8	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	7,0	8,0	10,0
DETECT_THRESH=0.4																	
% Reales rechazadas	0,00	0,05	0,5	1,9	5,0	11,5	17,0	21,4	23,8	28,6	32,8	36,3	39,4	42,0	48,0	50,8	54,4
% Espurias rechazadas	1,9	5,3	12,8	20,1	26,5	29,3	29,3	29,3	29,3	29,3	29,3	29,3	29,3	29,3	29,3	29,3	29,3
% Espurias no rechazadas	27,4	23,9	16,5	9,2	2,8	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
% Reales Rech. / Espurias Rech.	0,0	0,9	4,0	8,5	15,8	28,1	36,7	42,2	44,8	49,4	52,8	55,4	57,4	59,0	62,1	63,4	65,0
DETECT_THRESH=0.5																	
% Reales rechazadas	0,03	0,06	0,3	1,0	2,9	6,2	9,4	13,8	16,8	23,1	28,0	32,0	35,6	38,7	45,7	49,1	53,4
% Espurias rechazadas	1,3	3,8	9,5	15,2	20,9	25,4	27,9	29,1	29,3	29,3	29,3	29,3	29,3	29,3	29,3	29,3	29,3
% Espurias no rechazadas	28,0	25,5	19,8	14,1	8,5	3,9	1,4	0,3	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
% Reales Rech. / Espurias Rech.	2,1	1,5	3,0	6,4	12,1	19,5	25,2	32,2	36,4	44,1	48,8	52,2	54,8	56,9	61,0	62,6	64,5
DETECT_THRESH=0.6																	
% Reales rechazadas	0,0	0,0	0,1	0,3	1,1	3,1	5,4	8,2	10,3	17,2	23,1	28,0	31,9	35,4	43,4	47,2	52,2
% Espurias rechazadas	0,9	2,8	7,2	11,7	17,1	22,1	25,0	27,4	28,7	29,4	29,4	29,4	29,4	29,4	29,4	29,4	29,4
% Espurias no rechazadas	28,5	26,6	22,2	17,8	12,3	7,4	4,5	2,1	0,7	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
% Reales Rech. / Espurias Rech.	0,0	0,0	0,8	2,6	6,0	12,2	17,7	23,0	26,4	36,8	44,0	48,7	52,0	54,6	59,6	61,6	64,0
DETECT_THRESH=0.7																	
% Reales rechazadas	0,0	0,0	0,0	0,1	0,6	1,5	3,3	6,5	9,0	15,1	21,8	27,3	32,0	36,0	45,0	49,3	55,1
% Espurias rechazadas	0,8	2,1	5,1	8,4	12,8	17,9	21,2	22,7	23,4	25,1	25,4	25,4	25,4	25,4	25,4	25,4	25,4
% Espurias no rechazadas	24,6	23,3	20,3	17,0	12,6	7,5	4,2	2,7	2,0	0,3	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
% Reales Rech. / Espurias Rech.	0,0	0,0	0,0	1,2	4,2	7,7	13,4	22,1	27,8	37,6	46,2	51,8	55,7	58,6	64,0	66,0	68,4

NOTA.— En esta tabla, nos referimos a las detecciones verdaderamente espurias simplemente como “espurias”. Los primeros tres porcentajes de cada bloque de DETECT_THRESH se han calculado respecto al total de detecciones en el catálogo en U , obtenido con cada nivel de detección. La fracción de fuentes verdaderamente espurias que no han sido rechazadas del catálogo (tercera fila de cada bloque de DETECT_THRESH) se ha calculado sustrayendo el número de rechazos realmente espurios al número máximo de fuentes verdaderamente espurias que se estima que exista en el catálogo original: $\sim 29\%$ del total de detecciones para $\text{DETECT_THRESH}=0,4, 0,5$ y $0,6$ y $\sim 25\%$ para $\text{DETECT_THRESH}=0,7$ (véase el texto).

6

Cuentas de galaxias

La dispersión tan alta que se observa entre los estudios de cuentas de galaxias que existen se debe básicamente a las distintas correcciones a las que se someten los resultados en bruto, al distinto tratamiento de los datos y a determinaciones poco rigurosas de sus errores. A continuación, expondremos el procedimiento seguido en este trabajo para la obtención de las cuentas de galaxias en U y B , a partir de los catálogos no degradados que generamos en §5.8. Al final de este capítulo, describiremos el tratamiento de errores de las cuentas.

6.1. Conteo de objetos

El procedimiento que debemos seguir hasta obtener las cuentas de galaxias es simple: los catálogos finales se obtuvieron ejecutando SExtractor sobre las imágenes finales en U y B con `DETECT_THRESH=0.6`, y excluyendo después a las fuentes saturadas y a las candidatas a espurias, de acuerdo a los criterios expuestos en §5.6.7 y 5.6.8. Las correcciones de la extinción galáctica se aplicaron a todas las fuentes de los catálogos (§5.7). Para efectuar el conteo, las áreas laterales del campo, de menor exposición debido al patrón de desplazamientos utilizado en las exposiciones, se excluyeron. Sólo se consideraron zonas del mosaico con máxima exposición (14400 s en U y 10300 s en B), para cuya definición se emplearon los mapas de exposición que se fabricaron en §4.4. Esto nos asegura una S/N máxima y uniforme en las cuentas. Las áreas finales de conteo fueron 846 arcmin^2 ($0,2350 \text{ deg}^2$) para U y 888 arcmin^2 ($0,2466 \text{ deg}^2$) para B , tal y como se expone en la Tabla 4.6. A continuación, se efectúa el conteo de fuentes por intervalo de media magnitud en cada uno de los grupos de tamaño que definimos (§5.3). Después, se procede a corregir cada grupo de tamaño de completitud, utilizando las funciones o las matrices de eficiencia calculadas para cada uno, tal y como se describe en §5.3.1.

El tratamiento de errores está detallado en §6.3, y se lleva a cabo una vez se haya eliminado la contribución de las estrellas a las cuentas de objetos puntuales en cada banda.

Tabla 6.1: Cuentas diferenciales de estrellas en U sobre GWS.

U (1)	$N_{*,brutas}$ (2)	$N_{*,1}$ (3)	$\sigma_{u,1}$ (4)	$\sigma_{l,1}$ (5)	$N_{*,2}$ (6)	$\sigma_{u,2}$ (7)	$\sigma_{l,2}$ (8)
18,25	144,68	144,68	171,87	108,97	226,34	167,88	103,84
18,75	238,30	238,30	200,20	139,78	461,55	212,70	153,56
19,25	246,81	246,81	134,46	65,15	25,01	119,91	48,68
19,75	314,90	314,90	223,96	164,95	635,51	239,36	181,48
20,25	151,74	153,85	150,60	83,49	79,77	136,88	68,50
20,75	556,38	567,87	228,70	168,52	619,46	237,36	177,83
21,25	404,64	415,41	205,63	143,64	365,02	198,07	135,82
21,75	657,54	682,67	247,63	187,18	725,96	253,45	193,00
22,25	708,12	741,54	256,88	196,22	595,24	239,57	179,28
22,75	1315,08	1395,82	332,97	273,78	1588,32	362,57	300,18
23,25	1719,72	1842,21	376,94	318,20	1257,36	282,47	235,81
23,75	2174,93	2395,14	432,02	372,85	4076,67	694,77	600,13
24,25	2377,25	2713,88	469,13	408,58
24,75	2225,51	2927,68	535,40	466,94
25,25	1466,82	3990,05	1011,32	881,00

NOTA.— *Col. (2)*: cuentas de estrellas brutas en unidades de $N \text{ mag}^{-1} \text{ deg}^{-2}$ (una vez se habían eliminado las espurias del catálogo). *Col. (3)*: cuentas de estrellas en U corregidas por eficiencia empleando el método funcional, en unidades de $N \text{ mag}^{-1} \text{ deg}^{-2}$ (subíndice “1”). *Cols. (4)-(5)*: errores superior e inferior correspondientes a un nivel de confianza de $1-\sigma$, asociados a la corrección de eficiencia mediante el método funcional. *Col. (6)*: cuentas de estrellas en U corregidas por eficiencia empleando el método matricial, en unidades de $N \text{ mag}^{-1} \text{ deg}^{-2}$ (subíndice “2”). *Cols. (7)-(8)*: errores superior e inferior correspondientes a un nivel de confianza de $1-\sigma$, asociados a la corrección de eficiencia mediante el método matricial.

En la Fig. 6.1 aparecen las cuentas en cada grupo de tamaño, brutas y corregidas de eficiencia, tanto con las funciones de eficiencia, como con las matrices. Nótese que, empleando el método de las matrices de eficiencia, la corrección por completitud puede llegar a ser negativa, tal y como H97 indican. Esto es debido a que este método no sólo corrige de errores por la eficiencia de detección, sino también la pérdida de número de fuentes por errores fotométricos, lo cual es una gran ventaja frente al método funcional. No obstante, la inversión de las matrices resultaba muy inestable para magnitudes mayores que las correspondientes al 50 % de eficiencia en cada filtro (compárense los resultados de ambos métodos para las magnitudes más débiles). Por esta razón, se decidió emplear únicamente la corrección mediante las funciones de eficiencia, como veremos más adelante.

6.2. Separación estrella-galaxia

En nuestros catálogos, tenemos mezcladas estrellas y galaxias. Para proporcionar las cuentas de galaxias, tenemos que descontaminar las cuentas de objetos de la contribución estelar. Para ello, se deben abstraer las cuentas de estrellas a las cuentas totales en cada intervalo de magnitud, una vez las cuentas de objetos estén

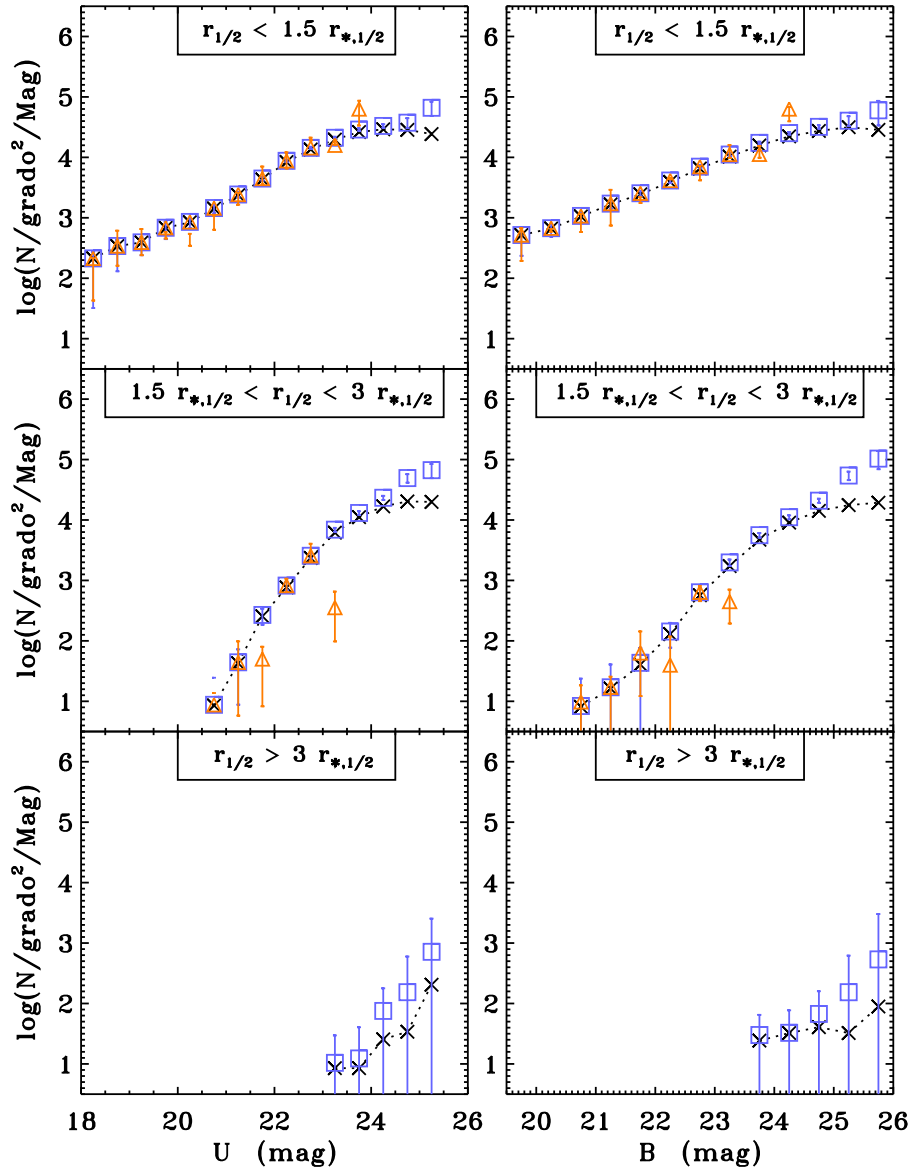


Figura 6.1: Cuentas diferenciales de objetos (galaxias y estrellas) de nuestros catálogos finales en U y en B , según los grupos de tamaño definidos en §5.3. *Paneles de la izquierda:* cuentas de objetos en U . *Paneles de la derecha:* cuentas de objetos en B . *Aspas en negro:* cuentas brutas de objetos en cada filtro. *Cuadrados azules:* cuentas de objetos corregidas utilizando las funciones de eficiencia en cada banda y con las espurias eliminadas. *Triángulos rojos:* cuentas de objetos corregidas utilizando las matrices de eficiencia en cada banda y con las espurias eliminadas. En aquellos intervalos de magnitud en los que no aparece ningún valor de las cuentas mediante el método matricial, debe entenderse que la inversión de la matriz resultó inestable para dichas magnitudes. Las barras de error incluyen los errores por conteo y los de la corrección de eficiencia.

Tabla 6.2: Cuentas diferenciales de estrellas en B sobre GWS.

B (1)	$N_{*,brutas}$ (2)	$N_{*,1}$ (3)	$\sigma_{u,1}$ (4)	$\sigma_{1,1}$ (5)	$N_{*,2}$ (6)	$\sigma_{u,2}$ (7)	$\sigma_{1,2}$ (8)
19,75	322,77	322,77	225,84	166,34	611,48	237,29	177,20
20,25	204,02	206,57	164,21	98,61	179,91	158,92	92,89
20,75	408,04	415,95	205,89	143,82	387,84	202,26	140,04
21,25	765,08	786,34	260,79	200,95	817,84	264,97	205,34
21,75	714,07	743,40	257,47	196,64	736,53	256,42	195,49
22,25	765,08	806,99	267,99	206,69	819,00	268,92	207,41
22,75	867,09	928,63	285,79	224,09	806,13	271,33	209,65
23,25	1224,13	1327,75	332,46	271,29	1732,40	379,34	315,42
23,75	1224,13	1351,64	339,39	277,33	114,46	187,24	136,30
24,25	2346,24	2654,93	461,26	400,19	4839,61	770,67	674,54
24,75	3315,34	3871,50	563,09	502,02
25,25	3366,35	4320,23	643,00	578,23
25,75	3009,31	6352,74	1143,72	1050,85

NOTA.— Las columnas representan lo mismo que las de la Tabla 6.1.

corregidas de eficiencia:

$$N_{\text{final}}(m_{\text{out}}) = N_{\text{orig,total}}(m_{\text{out}}) - N_{\text{orig,*}}(m_{\text{out}}), \quad (6.1)$$

donde $N_{\text{final}}(m_{\text{out}})$ serían las cuentas finales de galaxias en cada banda en función de la magnitud m_{out} , $N_{\text{orig,total}}(m_{\text{out}})$ representan a las cuentas efectuadas en el catálogo de cada banda corregidas de espurias y de eficiencia (§5.3.1) y $N_{\text{orig,*}}(m_{\text{out}})$ son las cuentas de estrellas en dicha banda corregidas de eficiencia de la misma forma que las cuentas del catálogo.

En ocasiones, lo que se hace es descontaminar los catálogos de estrellas directamente, y efectuar el conteo de galaxias sobre ellos. La diferenciación entre estrellas y galaxias se efectúa a través de métodos que asignan directamente un índice de estelaridad a cada objeto, basándose en criterios de color y en su compacidad (véase CH03). `SExtractor` proporciona un índice de estelaridad, `CLASS_STAR`. Valores de este parámetro mayores o iguales que 0.95 indican que la fuente es probablemente una estrella. Sin embargo, este índice de estelaridad no es fiable en imágenes con un *seeing* cuya $\text{FWHM} > 1''$, porque muchas galaxias simplemente no se encuentran bien resueltas. Por tanto, descontaminar los catálogos de estrellas mediante este método es algo arriesgado, ya que presenta una gran probabilidad de error en las magnitudes más débiles.

Otros procedimientos de clasificación hacen uso del hecho de que las estrellas presentarán un cociente de flujo a una apertura dada sobre el flujo total que será constante, ya que todas son moffatianas de iguales características. De esta forma, en un gráfico que represente la magnitud deducida con una apertura pequeña frente a la magnitud total, las estrellas guardarán una relación lineal, mientras que las galaxias quedarán más dispersas en el diagrama (Capaccioli et al. 2001). No obstante, este método tampoco resultaba válido por la misma razón de antes: en U la mayor parte

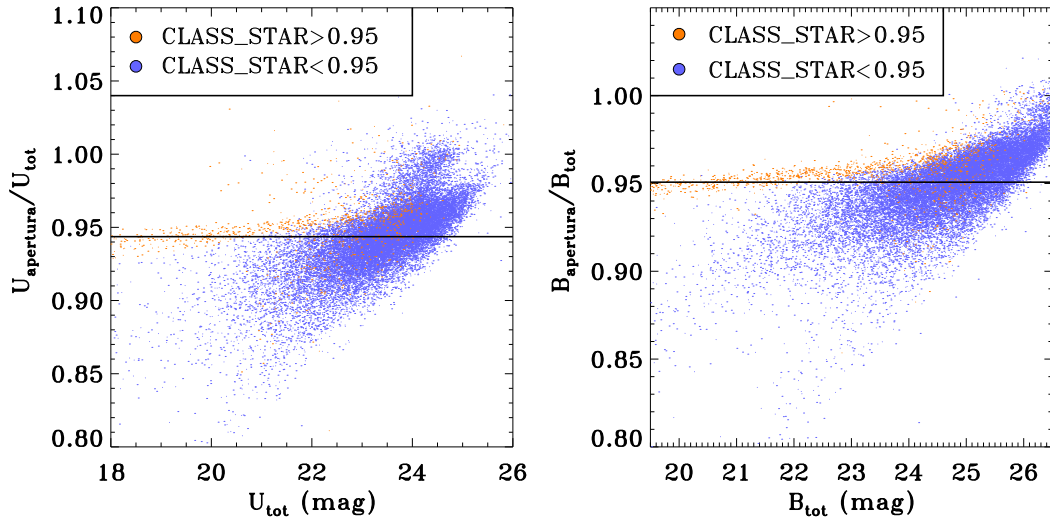


Figura 6.2: Cociente de magnitudes de apertura y totales frente a las magnitudes totales en U y B , empleando una apertura de diámetro igual a 1 FWHM de la PSF en cada banda, y definiendo como magnitud total el valor de `MAG_BEST`. *Panel izquierdo*: cociente en la banda U . *Panel derecho*: cociente en la banda B . *En rojo*: fuentes en cada banda con `CLASS_STAR` $\geq 0,95$. *En azul*: fuentes en cada banda con `CLASS_STAR` $< 0,95$. *Líneas negras*: ajustes a una constante para las fuentes que exhiben `CLASS_STAR` $\geq 0,95$ en el rango más débil en cada banda ($18 < U < 21$ y $19,5 < B < 22$). Obsérvese cómo, a magnitudes débiles, la distribución de fuentes compactas (con $m_{\text{apertura}}/m_{\text{tot}}$ constante) y la de extensas se confunde, volviendo este método de separación estrella-galaxia poco fiable a partir de $U \gtrsim 23$ mag. La dispersión en torno a las constantes ajustadas aumenta a medida que consideramos magnitudes más débiles, debido a los errores fotométricos.

de las fuentes son muy compactas, incluso a magnitudes no extremadamente débiles para nuestra eficiencia de detección ($U \gtrsim 22$ mag). Esto puede observarse en la Fig. 6.2, donde hemos representado el cociente de las magnitudes de una apertura de diámetro igual a 1 FWHM de la PSF y la total medida con el parámetro `MAG_BEST`, para las fuentes de U y B . Las galaxias aparecen como objetos extensos con un cociente $m_{\text{apertura}}/m_{\text{tot}}$ variable, dispersas en una nube; mientras que las estrellas y los objetos puntuales presentan un cociente $m_{\text{apertura}}/m_{\text{tot}}$ constante, definiendo claramente una recta. A magnitudes brillantes, es fácil establecer la separación entre la zona de distribución de las estrellas y la de las galaxias. Pero, a medida que nos vamos a magnitudes más débiles, la PSF domina sobre la distribución espacial real, y la separación estrella-galaxia se vuelve más subjetiva. De ahí que también rechazásemos este método.

En nuestro caso, sin embargo, la determinación de qué fuentes son estrellas puede realizarse de forma robusta, puesto que disponemos de imágenes de HST de parte del campo. Con una PSF de $0.1''$, las ambigüedades estrella-galaxia se reducen drásticamente. La clasificación estrella-galaxia está hecha en los catálogos del MDS (Ratnatunga et al. 1999), y nos permite una estimación estadística del número de

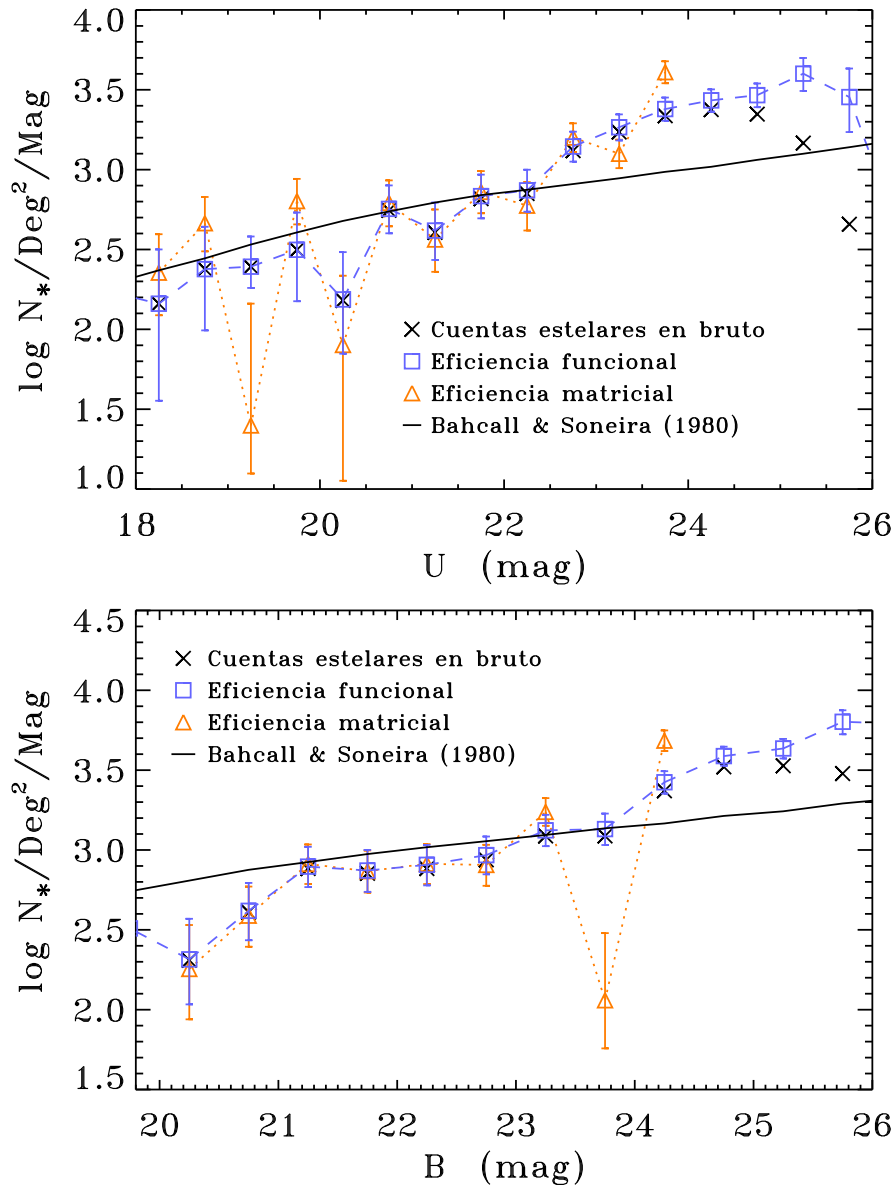


Figura 6.3: Cuentas diferenciales de estrellas en U y B sobre GWS, corregidas por eficiencia mediante los métodos funcional y matricial. *Panel superior*: cuentas de estrellas en U . *Panel inferior*: cuentas de estrellas en B . *Aspas negras*: cuentas de estrellas brutas en cada banda (con las espurias eliminadas). *Cuadrados azules*: cuentas de estrellas corregidas de completitud mediante funciones de eficiencia. *Triángulos rojos*: cuentas de estrellas corregidas de completitud mediante matrices de eficiencia. *Línea continua en negro*: predicción de cuentas de estrellas en cada filtro de los modelos de la Vía Láctea de Bahcall & Soneira (1980,1981a), para las coordenadas galácticas de GWS (más detalles en el texto). Las barras de error se corresponden con la suma en cuadratura de los errores estadísticos del conteo y de los procedentes de la corrección de eficiencia de cada método (§6.3).

estrellas por intervalo de magnitud y área, tal y como se indica en CH03. Para ello, se identificaron los objetos comunes a nuestras imágenes y a las del HST sobre GWS, que habían sido identificados como estrellas por el MDS. Esto se consiguió con una correlación simple de las posiciones de las fuentes de nuestros catálogos con las del catálogo en *F606W* del MDS, de forma que se le asignaba la etiqueta de “estrella” a toda fuente en nuestros catálogos cuya contrapartida en el catálogo del HST hubiese sido identificada como estrella por el MDS (Ratnatunga et al. 1999). Las fuentes etiquetadas como estrellas en cada banda formarán parte de dos catálogos de estrellas (uno en *U* y otro en *B*), sobre el área común de ambos muestreos sobre GWS, ya que pocas estrellas emiten en *U* o en *B* y no lo hacen en *F606W*. Además, el catálogo del MDS tiene una profundidad similar a los nuestros, lo que aporta mayor fiabilidad a la completitud de estos catálogos estelares. Con estos dos catálogos, se extrajeron las cuentas de estrellas en esta área común, las cuales se corrigieron por eficiencia empleando las matrices y las funciones de eficiencia para los objetos puntuales de cada filtro (véase §5.3.1). Nótese que estas cuentas estelares deben escalarse al área común entre nuestras imágenes del INT y las de WFPC2 en las exposiciones del MDS, y no a la total de nuestras imágenes.

Las cuentas de estrellas por intervalo de magnitud y por grado cuadrado obtenidas de esta forma en cada filtro se muestran en la Fig. 6.3. Hemos representado las cuentas brutas y las corregidas por eficiencia, tanto empleando las matrices como las funciones de eficiencia. Los errores que se muestran se han calculado tal y como se indicará en §6.3. Ambos procedimientos de corrección de la eficiencia de detección proporcionan resultados similares en todo el rango de magnitudes. Sin embargo, los datos corregidos por eficiencia matricial reflejan la inestabilidad del método, ya discutido en §5.5, a niveles débiles ($U > 23$; $B > 24$), y fluctuaciones en $U < 20,5$ (véase la Fig. 6.3). Por esta razón, decidimos emplear únicamente las funciones de eficiencia para corregir la completitud de las cuentas, tanto de estrellas como de galaxias.

Hemos comparado nuestros resultados con las cuentas de estrellas predichas por los modelos de la Vía Láctea de Bahcall & Soneira (1980,1981a)¹ en nuestras bandas y para las coordenadas galácticas de GWS ($b = 60^\circ$, $l = 95^\circ$) (véanse también Bahcall & Soneira 1980; Bahcall 1986; Ratnatunga & Bahcall 1985). Los parámetros que hemos adoptado para la Vía Láctea proceden de la Tabla 1 de Cabanac et al. (1998), los parámetros de la LF se han tomado de Mamon & Soneira (1982), y los términos de color representativos proceden de Bahcall & Soneira (1981b). Hemos superpuesto las cuentas predichas por estos modelos a las obtenidas por nosotros en la Fig. 6.3. Los modelos y nuestras cuentas coinciden bastante bien en magnitudes intermedias. Las divergencias que aparecen en las magnitudes débiles no representan ningún problema, ya que sabemos que el modelo de Bahcall & Soneira pierde fiabilidad a magnitudes más débiles que $B = 20$ mag (Bahcall et al. 1985;

¹El código fuente para el cálculo del número de cuentas de estrellas de la Vía Láctea según el modelo de Bahcall & Soneira está disponible en *Astrophysics Source Code Library Archive*, BSGMODEL: <http://ascl.net/bsgmodel.html>

Lasker et al. 1987; Santiago et al. 1996; Bath et al. 1996). Sin embargo, en el extremo brillante, los modelos predecían ~ 10 fuentes por cada intervalo de 0,5 magnitudes en $U \sim 20$ y en $B \sim 22$ mag, para un área similar al de los datos del HST sobre GWS; mientras que nuestros conteos obtenían ~ 2 objetos. De hecho, las cuentas estelares que representamos en la Fig. 6.3 para $U < 20$ y $B < 22$ no son las estimadas mediante este procedimiento, sino que las obtuvimos con el método que describiremos a continuación.

Esta baja estadística de estrellas brillantes por simple conteo es debida probablemente a los rechazos de objetos saturados que efectuamos en los catálogos (véase §5.6.8). Así pues, para extraer el número de estrellas en este rango brillante que aparece representado en la Fig. 6.3, entre $U \sim 20$ y $B \sim 22$ mag el límite de saturación de cada banda², hemos recurrido al índice de estelaridad que calcula para cada detección SExtractor (CLASS_STAR). Capaccioli et al. (2001) demuestran que este índice identifica las estrellas con una alta fiabilidad a magnitudes muy brillantes en bandas azules: las fuentes con CLASS_STAR > 0,9 tanto en U como en B exhiben una probabilidad muy alta de ser estrellas. Así obtuvimos las cuentas en el rango brillante que aparecen representadas en la Fig. 6.3.

En las Tablas 6.1 y 6.2 aparecen tabuladas las cuentas brutas de estrellas y las corregidas por eficiencia, junto con los errores derivados según el método de corrección de completitud empleado. En las columnas se listan las cuentas de estrellas brutas, y las cuentas resultantes de la corrección de la eficiencia, tanto por el método funcional como por el matricial. Los errores superior e inferior de cada método también se indican. El resultado es que la corrección en $\log(N)$ debida a las cuentas de estrellas es menor que 0,05 en las magnitudes más débiles. Los errores de conteo de estrellas se calculan de la misma forma que los errores por conteo de galaxias, tal y como comentaremos a continuación. Estos errores por corrección de las cuentas de estrellas se sumarán cuadráticamente a los errores de las cuentas finales, procedentes de las correcciones por estadística y por eficiencia, para obtener los errores finales de las cuentas de galaxias (§6.3).

6.3. Estimación de errores en las cuentas finales

El tratamiento de errores es análogo al desarrollado por CH03. Los errores que se cometen en las cuentas de galaxias proceden de los errores por la corrección de la eficiencia y de los errores estadísticos por conteo. Estos últimos se pueden aproximar por (Gehrels 1986):

$$\sigma_{u,s}^{N,\text{stat}}(m_{\text{out}}) = \sqrt{N_{\text{det},s}(m_{\text{out}}) + \frac{3}{4}} \quad (6.2)$$

$$\sigma_{l,s}^{N,\text{stat}}(m_{\text{out}}) = N_{\text{det},s}(m_{\text{out}}) - N_{\text{det},s}(m_{\text{out}}) \left[1 - \frac{1}{9N_{\text{det},s}(m_{\text{out}})} - \frac{1}{3\sqrt{N_{\text{det},s}(m_{\text{out}})}} \right]^3,$$

²Una fuente puntual satura en WFC con nuestros tiempos de exposición a $U \sim 18,3$ y $B \sim 20,0$ mag.

donde s es el índice que se refiere al grupo de tamaño (véase §5.4), $N_{\text{det},s}(m_{\text{out}})$ representa al número bruto de cuentas en m_{out} para el grupo de tamaño s una vez se han eliminado las espurias del catálogo y se han aplicado las correcciones por extinción galáctica, y $\sigma_{\text{u},s}^{\text{N,stat}}$ y $\sigma_{\text{l},s}^{\text{N,stat}}$ se corresponden con los niveles de confianza superior e inferior a 1σ , respectivamente.

Según el procedimiento empleado en la corrección de eficiencia, los errores se han estimado tal y como sigue:

1. *Empleando el método de la eficiencia funcional, $E(m_{\text{out}})$.* Teniendo en cuenta los errores por conteo (ecs. [6.2]) y los de las funciones de eficiencia (§5.5), la propagación de errores de la ec. [5.6] para cada grupo de tamaño s nos conduce a (Bevington 1969):

$$\sigma_s^{\text{N}}(m_{\text{out}}) = \frac{1}{0,5 A} \sqrt{\left[\frac{\sigma_s^{\text{N,estad}}(m_{\text{out}})}{E_s(m_{\text{out}})} \right]^2 + \left[\sigma_s^{\text{E}}(m_{\text{out}}) \frac{N_{\text{det},s}(m_{\text{out}})}{E_s^2(m_{\text{out}})} \right]^2}, \quad (6.3)$$

donde $\sigma_s^{\text{N,estad}}(m_{\text{out}})$ es el error estadístico asociado al conteo (superior o inferior, dependiendo de cuál estemos calculando), $E_s(m_{\text{out}})$ es la eficiencia a la magnitud m_{out} y para el grupo de tamaño s , A es el área de conteo en grados cuadrados, y $\sigma_s^{\text{E}}(m_{\text{out}})$ es el error de la eficiencia para dicha magnitud y grupo de tamaño. El factor 0,5 da cuenta del tamaño del intervalo de magnitud que hemos empleado para contar (de 0,5 mag en nuestro caso). Empleando los errores estadísticos superior e inferior de las ecs. [6.2], se obtienen los correspondientes errores totales superior e inferior, $\sigma_{\text{s,u}}^{\text{N}}(m_{\text{out}})$ y $\sigma_{\text{s,l}}^{\text{N}}(m_{\text{out}})$.

Puesto que sumamos las cuentas de los tres grupos de tamaño (ec. [5.7]), los errores correspondientes vendrán dados por:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{l,total}}(m_{\text{out}}) &= \sqrt{\sum_{s=1}^3 \left[\sigma_{\text{l},s}^{\text{N}}(m_{\text{out}}) \right]^2}, & (6.4) \\ \sigma_{\text{u,total}}(m_{\text{out}}) &= \sqrt{\sum_{s=1}^3 \left[\sigma_{\text{u},s}^{\text{N}}(m_{\text{out}}) \right]^2}. \end{aligned}$$

Nótese que los errores superior e inferior procedentes de la corrección de las estrellas se calcularán también según la ec. [6.3], empleando las eficiencias para las fuentes puntuales ($s = 1$). Particularizando la expresión anterior para el caso de las cuentas de estrellas, tenemos que el error de las cuentas de estrellas será:

$$\sigma_*(m_{\text{out}}) = \frac{1}{0,5 \tilde{A}} \sqrt{\left[\frac{\sigma_*^{\text{estad}}(m_{\text{out}})}{E_1(m_{\text{out}})} \right]^2 + \left[\sigma_1^{\text{E}}(m_{\text{out}}) \frac{N_{\text{det},*}(m_{\text{out}})}{E_1^2(m_{\text{out}})} \right]^2}, \quad (6.5)$$

donde $\sigma_*^{\text{estad}}(m_{\text{out}})$ es el error estadístico asociado al conteo de estrellas (superior o inferior, dependiendo de cuál estemos calculando), $E_1(\widetilde{m}_{\text{out}})$ es la eficiencia a la magnitud m_{out} para los objetos puntuales ($s = 1$), \widetilde{A} es el área de conteo de estrellas (es decir, el área común entre las imágenes en $F606W$ de GWS del HST y las muestras en cada banda), y $\sigma_1^E(m_{\text{out}})$ es el error de la eficiencia para dicha magnitud y para los objetos puntuales. De nuevo, el factor 0,5 indica el tamaño del intervalo de magnitud empleado. De esta forma, obtendremos los errores superior e inferior del conteo de estrellas, empleando los errores estadísticos por conteo de estrellas superior e inferior, que vendrán dados también por las ecs. [6.2].

Finalmente, el error de todos los grupos de tamaño (ec. [6.4]) se suma cuadráticamente al asociado a la corrección de estrellas, según la propagación de errores de la ec. [6.1]); con lo cual se obtienen los errores finales superior e inferior de las cuentas de galaxias, incluyendo las contribuciones del conteo estadístico, de la corrección de la eficiencia y de la sustracción de estrellas:

$$\begin{aligned}\sigma_{l,\text{final}}(m_{\text{out}}) &= \sqrt{[\sigma_{l,\text{total}}(m_{\text{out}})]^2 + [\sigma_{l,*}(m_{\text{out}})]^2} \\ \sigma_{u,\text{final}}(m_{\text{out}}) &= \sqrt{[\sigma_{u,\text{total}}(m_{\text{out}})]^2 + [\sigma_{u,*}(m_{\text{out}})]^2},\end{aligned}\quad (6.6)$$

donde $\sigma_{l,*}(m_{\text{out}})$ y $\sigma_{u,*}(m_{\text{out}})$ los errores inferior y superior de las cuentas de estrellas, según la ec. [6.5].

2. *Empleando el método de las matrices de eficiencia*, $P_s(m_{\text{in}}; m_{\text{out}})$. Hemos considerado las dos fuentes de error que están interviniendo por separado en la ec. [5.9] (los errores por conteo y por la corrección de la eficiencia):

- Hemos estimado los errores estadísticos por conteo añadiendo los errores estadísticos superior e inferior de la ec. [6.2] por separado a la inversión de la matriz de eficiencia en cada grupo de tamaño (ec. [5.9]). De esta forma, estimaremos la diferencia máxima respecto a no considerarlos que estaríamos introduciendo en la inversión de la matriz, en caso de considerarlos:

$$\begin{aligned}N_{l,s}(m_{\text{in}})' &= \frac{1}{0,5A} \left\{ \sum_{\forall m_{\text{out}}} [N_{\text{det},s}(m_{\text{out}}) + \sigma_{u,s}^{\text{N,stat}}(m_{\text{out}})] P_s^{-1}(m_{\text{out}}, m_{\text{in}}) \right\} \\ N_{u,s}(m_{\text{in}})' &= \frac{1}{0,5A} \left\{ \sum_{\forall m_{\text{out}}} [N_{\text{det},s}(m_{\text{out}}) - \sigma_{l,s}^{\text{N,stat}}(m_{\text{out}})] P_s^{-1}(m_{\text{out}}, m_{\text{in}}) \right\},\end{aligned}\quad (6.7)$$

donde $N_{l,s}(m_{\text{in}})'$ y $N_{u,s}(m_{\text{in}})'$ serán los extremos inferior y superior del intervalo de error que corresponderían a la ec. [5.9], respectivamente; $N_{\text{det},s}(m_{\text{out}})$ son las cuentas brutas en m_{out} tras haber eliminado espurias y haber corregido de extinción galáctica los catálogos; y $P_s^{-1}(m_{\text{out}}, m_{\text{in}})$ se corresponde con el elemento $(m_{\text{out}}, m_{\text{in}})$ de la inversa de la matriz de eficiencia correspondiente al grupo de tamaño s .

Por tanto, los errores máximo y mínimo vendrán dados por la distancia de estos valores extremos respecto al obtenido de la inversión de la matriz con las cuentas brutas, sin considerar los errores:

$$\begin{aligned}\sigma_{l,s}^N(m_{in})' &= N_{orig,s}(m_{in})' - N_{l,s}(m_{in})' \\ \sigma_{u,s}^N(m_{in})' &= N_{u,s}(m_{in})' - N_{orig,s}(m_{in})',\end{aligned}\quad (6.8)$$

donde $N_{orig,s}(m_{in})'$ se obtiene mediante la ec. [5.9]. Nótese que la adición de un límite superior a las cuentas brutas va a dar lugar a un límite inferior a las cuentas obtenidas mediante ec. [5.9], *debido a la inversión de la matriz*, y viceversa. Por ello, emplear el error estadístico inferior de las cuentas brutas nos dará lugar a un error superior de las cuentas corregidas, y al revés: emplear el error estadístico superior de las cuentas brutas nos dará lugar a un error inferior de las cuentas corregidas.

- Los errores procedentes de la corrección de eficiencia se estiman de forma análoga; pero añadiendo o substrayendo los errores superior e inferior de la matriz $P_s(m_{in}; m_{out})$ a ella misma en la inversión (ec. [5.9]). Los límites superior e inferior al número de cuentas debidos a los errores de las matrices de eficiencia vendrán dados por:

$$\begin{aligned}N_{l,s}^{Ef}(m_{in})' &= \frac{1}{0,5A} \left\{ \sum_{\forall m_{out}} N_{det,s}(m_{out}) \left[(\widehat{P}_s + \widehat{\sigma}_{P,s})^{-1}(m_{out}, m_{in}) \right] \right\} \\ N_{u,s}^{Ef}(m_{in})' &= \frac{1}{0,5A} \left\{ \sum_{\forall m_{out}} N_{det,s}(m_{out}) \left[(\widehat{P}_s - \widehat{\sigma}_{P,s})^{-1}(m_{out}, m_{in}) \right] \right\},\end{aligned}\quad (6.9)$$

siendo $\widehat{\sigma}_{P,s}$ la matriz de RMS correspondiente a la de eficiencia para el grupo de tamaño s (véase la Fig. 5.5).

Por tanto, los errores superior e inferior en $1-\sigma$ correspondientes a la corrección de la completitud con las matrices de eficiencia serán las diferencias de estos valores con respecto a los obtenidos directamente de dicha ec. [5.9], tal y como sigue:

$$\begin{aligned}\sigma_{l,s}^{Ef}(m_{in})' &= N_{orig,s}(m_{in})' - N_{l,s}^{Ef}(m_{in})' \\ \sigma_{u,s}^{Ef}(m_{in})' &= N_{u,s}^{Ef}(m_{in})' - N_{orig,s}(m_{in})'.\end{aligned}\quad (6.10)$$

Cuando corregimos de eficiencia mediante el método matricial, hallamos los errores totales superior e inferior de la ec. [5.9] en cada grupo de tamaño sumando cuadráticamente los errores estimados en las ecs. [6.8] y [6.10] en cada caso:

$$\begin{aligned}\sigma_{u,s}(m_{in})' &= \sqrt{[\sigma_{u,s}^{Ef}(m_{in})']^2 + [\sigma_{u,s}^N(m_{in})']^2} \\ \sigma_{l,s}(m_{in})' &= \sqrt{[\sigma_{l,s}^{Ef}(m_{in})']^2 + [\sigma_{l,s}^N(m_{in})']^2}.\end{aligned}\quad (6.11)$$

Los errores de las cuentas de estrellas se estiman de forma análoga con las ecs. [6.8]-[6.11]; pero empleando las cuentas brutas de estrellas y las matrices de eficiencia y sus matrices de RMS para el caso puntual. Finalmente, el

error total superior o inferior de las cuentas en m_{out} corresponderá a la suma cuadrática de los valores superior o inferior de la ec. [6.11] para los tres grupos de tamaño y de los errores superior o inferior debidos a la corrección de las estrellas, respectivamente, al igual que en las ecs. [6.4] y [6.6].

7

Resultados de cuentas de galaxias

En este capítulo, presentamos las cuentas de galaxias en U y B , obtenidas sobre un área total de 0.2350 deg^2 y 0.2467 deg^2 de cielo sobre GWS, respectivamente. Han sido corregidas de espurias, de eficiencia y de cuentas estelares, y muestran una gran concordancia con trabajos anteriores en los rangos de $18 \lesssim U \lesssim 25$ y $19,5 \lesssim B \lesssim 25,5$. Las pendientes obtenidas fueron de $d \log(N)/dm = 0.50 \pm 0.02$ para $U=21.0-24.0$ mag y $d \log(N)/dm = 0.48 \pm 0.03$ para $B=21.0-24.5$ mag, muy similares a las medidas por otros autores. Nuestras cuentas en bandas azules, combinadas con las cuentas en K_S sobre GWS del grupo, han proporcionado información acerca de la época de formación de las galaxias E/S0, de forma independiente a los ajustes espectrales efectuados sobre esta población en el Universo local. Los modelos de ajuste de cuentas de galaxias que hemos desarrollado revelan que la población de tipo temprano surgió con los colores que hoy observamos hace ~ 9 Gaños. Nuestros modelos son los primeros capaces de reproducir las cuentas en U y B y el cambio de pendiente en K_S de forma simultánea, empleando sólo parámetros medidos observacionalmente y sin necesidad de insertar poblaciones exóticas de origen desconocido. El origen y la evolución de las FBGs, necesarias para reproducir las cuentas en azul a cada z , se explica en nuestros modelos a partir de la evolución natural de la mezcla local, mediante la formación jerárquica inherente a un Universo Λ CDM. A la ejecución de los modelos de evolución galáctica que dieron lugar a las secciones §§7.3-7.6, contribuyeron de forma notable varios miembros del grupo GOYA en el IAC¹.

7.1. Cuentas diferenciales de galaxias en U y B

Como hemos descrito en §6, hemos obtenido las cuentas de galaxias a partir de los catálogos tras corregir la extinción galáctica de sus magnitudes (§5.7), eliminar las espurias de los catálogos (§5.6), efectuar el conteo inicial (§6.1), corregir de eficiencia las cuentas brutas obtenidas mediante las funciones de eficiencia (§5.3.1),

¹Todos estos resultados se han publicado en EM06a.

y finalmente, substrayendo las cuentas de estrellas que aparecen en las Tablas 6.1 y 6.2 en cada filtro. (§6.2).

Nuestras cuentas diferenciales de galaxias en U y B aparecen tabuladas en las Tablas 7.1 y 7.2, respectivamente. Las magnitudes están dadas en el sistema de Vega.

Las cuentas procedentes de los catálogos en bruto en cada banda (es decir, sin eliminar las espurias de los mismos) se listan en las Cols. (2)-(4) de cada tabla, para cada uno de los tres grupos de tamaño que definimos en §5.3. Las cuentas corregidas de fuentes espurias aparecen en las Cols. (5)-(7). En las Cols. (8)-(10) se muestran los factores de corrección de la eficiencia aplicados para cada grupo de tamaño. La Col. (11) proporciona las cuentas diferenciales de galaxias definitivas (N) por unidad de magnitud y área; mientras que los errores superior e inferior a $1-\sigma$ para N se muestran en las Cols. (12) y (13), calculados tal y como se explicó en §6.3. También se lista el logaritmo de N en la Col. (14). Estas cuentas se han derivado de un área total de 0.2350 deg^2 y 0.2467 deg^2 de cielo en U y B , respectivamente. El rango de magnitudes que abarcamos es $18 \lesssim U \lesssim 25$ y $19,5 \lesssim B \lesssim 25,5$. El límite brillante está impuesto por el límite de saturación de WFC; mientras que el extremo débil se corresponde con el 50 % de eficiencia de detección para las fuentes puntuales en cada banda: $U_{50\%} = 24,83$ y $B_{50\%} = 25,46 \text{ mag}$ (§§5.6.7 y 5.6.8). Se detectaron muy pocas fuentes en el grupo de mayor tamaño, tal y como se puede apreciar en la Col. (4) de las Tablas 7.1 y 7.2, y éstas se concentran básicamente en los intervalos de magnitud más débiles. Mediante inspección visual, comprobamos que la mayoría de estas detecciones eran estructuras de varios picos embebidas en regiones de elevado ruido de cielo; pero que eran identificadas como fuentes simples por SEXTRACTOR. Aunque debían incluir fuentes reales (nótese que estas detecciones han sobrevivido al filtro impuesto para eliminar las espurias), es bastante improbable que estas fuentes del grupo de mayor tamaño correspondan realmente a galaxias individuales, débiles y extensas. Sin embargo, por consistencia, decidimos aplicarles las correcciones de eficiencia pertinentes y tenerlas en cuenta en nuestras cuentas finales de galaxias. Su contribución a las cuentas totales es del todo irrelevante.

Las Figs. 7.1 y 7.2 muestra nuestras cuentas de galaxias en U y B frente a la magnitud aparente, conjuntamente con los resultados de otros autores. Únicamente hemos incluido los datos de cuentas de galaxias procedentes de observaciones con CCDs (hemos excluido los de placas fotográficas), que apareciesen tabuladas en sus respectivas fuentes. Asimismo, se ha procedido a convertir todos los datos en U y B dados en otros sistemas fotométricos a las magnitudes de Vega, en el sistema de Landolt. Como puede observarse, nuestras cuentas muestran un acuerdo excelente con datos de otros estudios. Nótese que las cuentas en los extremos más débil y brillante del rango en magnitudes representado proceden de estudios distintos, y que nuestras cuentas actúan de puente de unión entre los muestreos extensos poco profundos y los muy profundos, pero que abarcan áreas muy pequeñas de cielo. La dispersión que se aprecia entre los diferentes autores es mayor en U que en B ; y se debe básicamente a las diferencias de los tratamientos de la incompletitud y de la eliminación de espurias, así como a que la mayor parte de estudios ignoran las

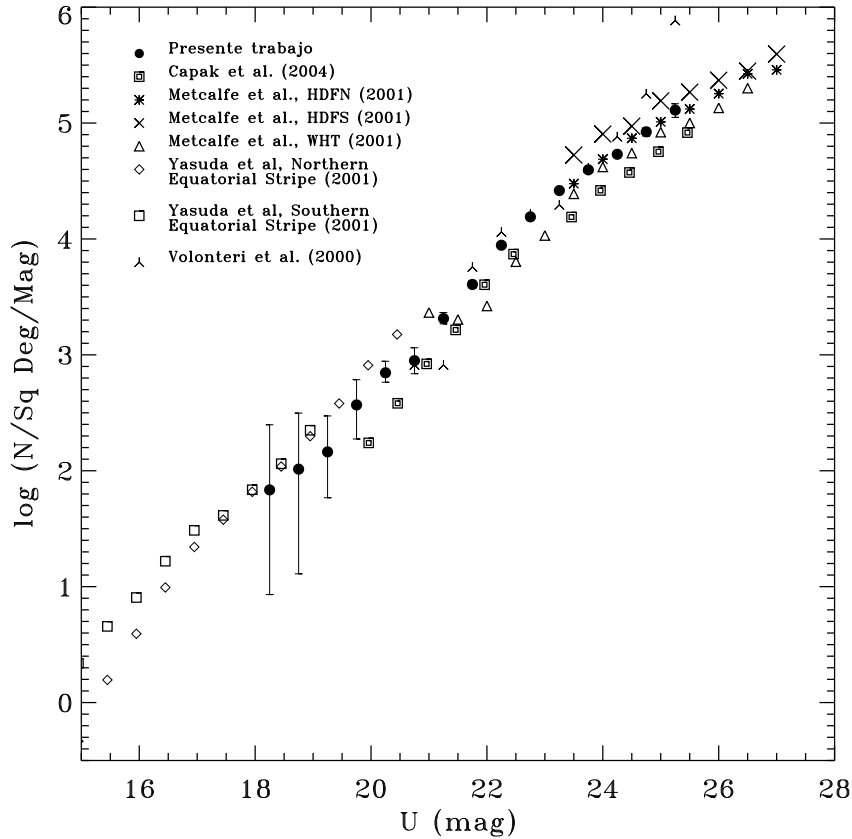


Figura 7.1: Cuentas diferenciales de galaxias en U en ~ 900 arcmin² sobre el campo de GWS. Mostramos sólo las cuentas de galaxias de trabajos previos que apareciesen tabuladas y procedentes de datos tomados con CCDs (véanse Gardner et al. 1996; Volonteri et al. 2000; Metcalfe et al. 2001; Yasuda et al. 2001; Huang et al. 2001b; Kümmel & Wagner 2001 y Capak et al. 2004). El dato más débil se corresponde con la magnitud de 50% de eficiencia de detección, mientras que el más brillante alcanza el límite de saturación de INT/WFC en cada banda.

correcciones de la extinción galáctica.

Otra fuente que está contribuyendo a la dispersión entre los distintos autores es el grado de agrupamiento de las galaxias y la varianza cósmica de cada campo. Hemos estimado que la contribución a nuestras cuentas de la fluctuación debida al agrupamiento podría representar un ~ 10 -40% de los errores estadísticos por conteo entre $20 < U(B) < 24$ mag en ambos filtros (véanse Jones et al. 1991; Metcalfe et al. 1995; Volonteri et al. 2000; Yasuda et al. 2001).

7.2. Pendiente de las cuentas en U y B

Obtuvimos las pendientes de nuestras cuentas mediante ajustes por mínimos cuadrados, lo que nos dio: $d \log(N)/dm = 0.50 \pm 0.02$ para $U=21.0$ - 24.0 , con $\chi^2=0.033$;

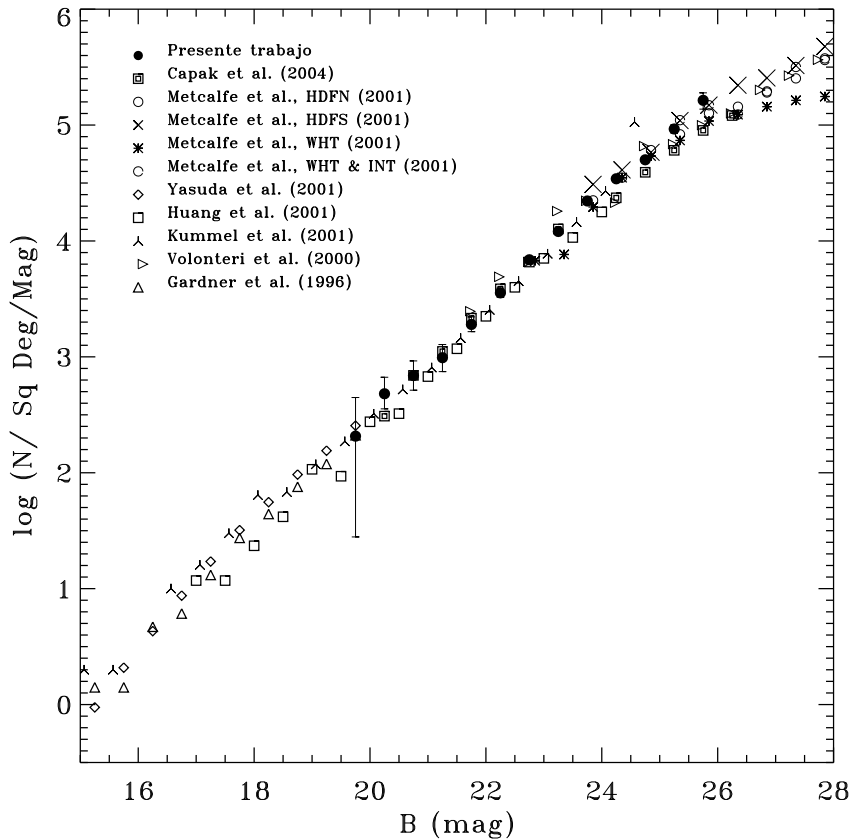


Figura 7.2: Cuentas diferenciales de galaxias en B en ~ 900 arcmin² sobre el campo de GWS. Mostramos sólo las cuentas de galaxias de trabajos previos que apareciesen tabuladas y procedentes de datos tomados con CCDs (véanse Gardner et al. 1996; Volonteri et al. 2000; Metcalfe et al. 2001; Yasuda et al. 2001; Huang et al. 2001b; Kümmel & Wagner 2001 y Capak et al. 2004). El dato más débil se corresponde con la magnitud de 50 % de eficiencia de detección, mientras que el más brillante alcanza el límite de saturación de INT/WFC en cada banda.

y $d \log(N)/dm = 0.48 \pm 0.03$ para $B=21.0-24.5$, con $\chi^2=0.018$. En la Tabla 7.3, mostramos nuestras pendientes junto con las de otros muestreos en U y B con objeto de compararlas. Como puede observarse, el acuerdo con los otros estudios es bastante bueno, con la excepción de los valores de Williams et al. (1996) en ambas bandas y de Metcalfe et al. (2001) en B . Estas discrepancias pueden explicarse atendiendo a las diferencias entre las bandas fotométricas y a los intervalos de magnitud empleados. Además, las diferencias de la mayoría de autores con los resultados de Williams et al. (1996) pueden proceder de que su muestra estaba seleccionada en una banda roja ($F606W+F814W$), por lo que sus objetos están sesgados hacia colores muy rojos. Por otra parte, tal y como Kümmel & Wagner (2001) indican, el cambio de pendiente a $B \sim 24$ de las cuentas de Metcalfe et al. (2001) es mucho más plano que en otros estudios, lo que parece apuntar a efectos propios del campo observado o a

problemas con la completitud.

Yasuda et al. (2001) mostró que en las magnitudes brillantes, donde las correcciones cosmológicas y evolutivas son relativamente pequeñas, la forma de la relación de las cuentas de galaxias y la magnitud está bien caracterizada mediante $N(m_\lambda) \propto 10^{0,6 m_\lambda}$; que no es sino la relación esperada para una distribución homogénea de galaxias en un Universo euclídeo. Sin embargo, y dado que el cielo nocturno sería infinitamente brillante si esta tendencia se mantuviese para siempre, sabemos que a cierta magnitud débil la pendiente en U y en B debe cambiar. H97 predijo que el cambio de pendiente en U debería ocurrir a $27 < U < 28$, donde la mediana de $U - R$ se corresponde con el valor en UV de una galaxia en formación estelar. De hecho, en el rango inmediatamente anterior ($F300W(\text{Vega})=26$), Volonteri et al. (2000) no encuentran evidencia de un descenso o aplanamiento de la pendiente de las cuentas en U , al contrario que Pozzetti et al. (1998).

Williams et al. (1996) detectan un cambio de la pendiente a $U \sim 25.3$ en las cuentas del HDF-N. Nuestros datos parecen mostrar un cambio de pendiente en las cuentas en U a magnitudes más débiles que $U \sim 23,25$. Teniendo en cuenta que, con nuestra combinación de área y profundidad, nuestro muestreo cubre el rango de $18,25 \lesssim U \lesssim 25,25$ mag con mejor estadística y grado de completitud que el resto de muestreos, nuestro cambio de pendiente podría ser mucho más significativo que el indicado por los datos de Williams et al. (1996), cuya área representa menos del 0.5% de la nuestra.

Por otra parte, el cambio de pendiente en B es detectado por Lilly et al. (1991) a $B \sim 25$ mag. Dentro del rango que cubrimos, nuestras cuentas no muestran un cambio claro de pendiente, si bien no llegamos a la magnitud a la que Lilly et al. (1991) lo encuentran. Parece que a $B \sim 24$ mag la tendencia de nuestras cuentas parece cambiar, pero necesitaríamos imágenes más profundas para poder corroborarlo. Sin embargo, otros autores detectan este cambio de pendiente a $B \sim 24$ (véase Kümmel & Wagner 2001; Arnouts et al. 1999; Williams et al. 1996 y Metcalfe et al. 1995), por lo que nuestro cambio de pendiente en B es probablemente real.

De hecho, Metcalfe et al. (1995) detectaron un pequeño incremento de la pendiente en las cuentas en B a $B \sim 23$ mag, que se combina con el decrecimiento de pendiente a magnitudes más débiles que $B \sim 24,5$ mag, dando lugar a una pequeña “prominencia” en las cuentas, centrada en $B \sim 24$. Nuestras cuentas en B muestran una leve inflexión de la pendiente a esa magnitud. De hecho, Metcalfe et al. (1995) indican que este bulto en las cuentas es característico de los modelos de PLE, y que está causado por galaxias de tipo temprano en fuerte evolución a alto z . Sin embargo, nuestros modelos interpretan esta inflexión como un cambio de pendiente que acontece a $B \sim 24$ debido a la formación de las tempranas, tal y como veremos en la sección siguiente.

Tabla 7.1: Cuentas diferenciales de galaxias en U sobre el campo de GWS

U (mag) (1)	N_1^{Brutas} (2)	N_2^{Brutas} (3)	N_3^{Brutas} (4)	N_1^{Espur} (5)	N_2^{Espur} (6)	N_3^{Espur} (7)	$E_1(U)$ (8)	$E_2(U)$ (9)	$E_3(U)$ (10)	N (N/mag/deg ²) (11)	σ_u (N/mag/deg ²) (12)	σ_l (N/mag/deg ²) (13)	$\log(N)$ (14)
18.25	25	0	0	25	0	0	0.999	0.997	0.995	68.38	180.91	59.84	1.835
18.75	40	0	0	40	0	0	0.997	0.995	0.989	103.23	211.11	90.32	2.014
19.25	46	0	0	46	0	0	0.998	0.993	0.987	145.47	151.87	86.98	2.163
19.75	80	0	0	80	0	0	0.994	0.986	0.978	369.82	240.85	181.83	2.568
20.25	99	0	0	99	0	0	0.986	0.982	0.971	700.43	179.72	120.06	2.845
20.75	167	1	0	167	1	0	0.980	0.973	0.961	891.53	260.83	203.41	2.950
21.25	278	5	0	278	5	0	0.974	0.964	0.944	2057.71	262.29	208.84	3.313
21.75	505	30	0	505	30	0	0.963	0.951	0.921	4048.07	341.39	291.94	3.607
22.25	983	90	0	983	89	0	0.955	0.933	0.897	8830.89	440.50	399.18	3.946
22.75	1589	276	0	1589	276	0	0.942	0.918	0.872	15517.46	627.92	590.18	4.191
23.25	2313	724	1	2313	723	1	0.934	0.890	0.817	26166.13	897.11	866.13	4.418
23.75	3082	1309	1	3075	1303	1	0.908	0.849	0.690	39491.81	1385.45	1361.52	4.597
24.25	3418	1972	3	3409	1937	3	0.876	0.707	0.339	53784.13	2176.80	2158.07	4.731
24.75	3347	2380	4	3346	2088	3	0.760	0.360	0.166	84023.84	6954.28	6943.38	4.924
25.25	2857	2338	24	2855	1200	9	0.368	0.153	0.107	129374.22	17466.33	17449.77	5.112

NOTA.— *Cols. (2)-(4)*: cuentas de objetos efectuadas sobre los catálogos sin eliminar las espurias (“cuentas brutas”) para los grupos de tamaño $r_e \leq 1.5''$, $1.5'' \leq r_e \leq 3''$, y $r_e \geq 3''$, respectivamente, en intervalos de 0.5 mag centrados en las magnitudes que aparecen en la Col. (1). *Cols. (5)-(7)*: cuentas brutas de objetos corregidas de detecciones espurias. *Cols. (8)-(10)*: corrección de eficiencia (funcional) aplicada a las cuentas ya corregidas de espurias, para cada uno de los grupos de tamaño antes descritos. *Col. (11)*: cuentas diferenciales de galaxias definitivas por unidad de área y magnitud (corregidas ya de espureidad, de eficiencia y con las cuentas de estrellas substraídas). *Cols. (12)-(13)*: niveles de confianza superior e inferior en 1- σ de las cuentas diferenciales finales de la Col. (11). *Col. (14)*: logaritmo de la Col. (11).

Tabla 7.2: Cuentas diferenciales de galaxias en B sobre el campo de GWS

B (mag) (1)	N_1^{Brutas} (2)	N_2^{Brutas} (3)	N_3^{Brutas} (4)	N_1^{Espur} (5)	N_2^{Espur} (6)	N_3^{Espur} (7)	$E_1(B)$ (8)	$E_2(B)$ (9)	$E_3(B)$ (10)	N (N/mag/deg ²) (11)	σ_u (N/mag/deg ²) (12)	σ_1 (N/mag/deg ²) (13)	$\log(N)$ (14)
19.75	64	0	0	64	0	0	1.000	1.000	1.000	206.90	238.93	178.96	2.316
20.25	82	0	0	82	0	0	0.988	0.979	0.970	480.55	186.23	124.56	2.682
20.75	130	1	0	130	1	0	0.981	0.969	0.962	689.34	233.03	173.83	2.838
21.25	206	2	0	206	2	0	0.973	0.951	0.941	983.33	294.54	237.09	2.993
21.75	302	5	0	302	5	0	0.961	0.936	0.927	1902.86	308.81	253.34	3.279
22.25	484	16	0	484	16	0	0.948	0.909	0.899	3563.79	353.15	301.57	3.552
22.75	808	70	0	808	70	0	0.934	0.891	0.878	6883.04	439.10	393.41	3.838
23.25	1267	213	0	1267	212	0	0.922	0.865	0.847	12073.11	583.52	542.64	4.082
23.75	1941	581	3	1941	581	3	0.906	0.841	0.808	22130.66	864.11	833.89	4.345
24.25	2741	1114	4	2741	1114	3	0.884	0.812	0.744	34401.66	1258.68	1230.61	4.537
24.75	3377	1747	5	3376	1743	4	0.856	0.677	0.483	50142.56	2040.21	2017.83	4.700
25.25	3891	2175	4	3884	2140	4	0.779	0.319	0.211	92527.11	7562.70	7551.66	4.966
25.75	3520	2382	11	3505	2134	9	0.474	0.164	0.136	163445.76	26245.47	26235.68	5.213

NOTA.— Las columnas son las mismas que las de la Tabla 7.1.

7.3. Modelos de cuentas de galaxias

El elevado producto área×profundidad que presentan nuestras cuentas en U y B , conjuntamente con la disponibilidad de cuentas de galaxias en K_S para el mismo campo, permiten una comparación útil de éstas con las predicciones de los modelos de formación galáctica. Restringiremos esta comparación a los modelos de cuentas tradicionales, que evolucionan las funciones de luminosidad a $z = 0$ hacia atrás en el tiempo, en contraposición a los modelos semianalíticos (SAM), que evolucionan los modelos hacia delante en el tiempo, hasta $z = 0$. Mientras que las cuentas en las bandas azules se pueden reproducir bastante bien con un amplio rango de valores de los parámetros del modelo de cuentas, el ajuste de las cuentas en NIR resulta más complicado, debido a peculiar cambio de pendiente que exhiben a $K_S = 17,5$ mag (Gardner et al. 1993; CH03). CH03 mostraron que la consideración de una época muy reciente de formación para las elípticas ($z_f \sim 1,5$), daba lugar a un cambio de pendiente similar al observado, pero necesitaron introducir una población de enanas para ajustar las cuentas en las magnitudes débiles. Además, nosotros hemos comprobado que su modelo no ajusta adecuadamente nuestras cuentas de galaxias en U y B .

La combinación de las distribuciones de cuentas en U y B , que no muestran características muy relevantes en el rango de magnitudes observado, con las cuentas en K_S , que presentan el cambio de pendiente tan acusado a $K_S = 17,5$, va a proporcionar a los modelos fuertes restricciones observacionales a la historia de formación de los distintos tipos galácticos. En el grupo GOYA, hemos desarrollado el primer modelo que es capaz de ajustar simultáneamente las cuentas en las tres bandas (U , B y K_S), reproduciendo el cambio de pendiente en K_S . La ventaja de nuestras cuentas es que, el hecho de trabajar en la misma región del cielo en las tres bandas, nos asegura que las diferencias entre los perfiles de las cuentas en NIR y en azul no se deben a la varianza cósmica.

7.3.1. El código NCMOD

Para ajustar las cuentas de galaxias en las tres bandas, hemos empleado el código NCMOD² de Gardner (1998), que traza la evolución de las poblaciones galácticas atrás en el tiempo, empleando SEDs del modelo GISSEL96 (Galaxy Isochrone Synthesis Spectral Evolution Library, véanse Bruzual & Charlot 1993; Leitherer et al. 1996), y un modelo para la extinción interna de las galaxias por polvo. En estos modelos, los tipos morfológicos galácticos son identificados con una historia determinada de formación estelar, la cual va a establecer la forma en la que ha evolucionado la luminosidad de cada tipo morfológico hacia atrás en el tiempo. Mientras que, en códigos anteriores a NCMOD, se empleaban de tres a cinco tipos espectrales (es decir, de tres a cinco SEDs) y éstos se identificaban con los tipos morfológicos de Hubble (por ej., E/S0, Sa, Sb, Sc, Irr; véase Yoshii & Takahara 1988), Gardner (1998) per-

²El código NCMOD está disponible en: <http://survey.gsfc.nasa.gov/~gardener/ncmod>

Tabla 7.3: Pendientes de las cuentas de galaxias en U y B obtenidas por varios trabajos.

Referencia	$d\log(N)/dm$	Rango de Magnitudes
Banda U		
Koo (1986)	~ 0.68	$20,0 < U(\text{Vega}) < 22,0$
Williams et al. (1996)	~ 0.45	$26,0 < F300W(\text{AB}) < 28,0$
	~ 0.40	$23,0 < F300W(\text{AB}) < 26,0$
H97	~ 0.467	$20,3 < U(\text{AB}) < 26,3$
Pozzetti et al. (1998)	~ 0.49	$20,0 < U(\text{Vega}) < 25,0$
Fontana et al. (1999)	~ 0.49	$20,0 < U(\text{Vega}) < 25,0$
Volonteri et al. (2000)	0.47 ± 0.05	$22,25 < F300W(\text{AB}) < 27,25$
Metcalfe et al. (2001)	~ 0.4	$18,0 < U(\text{Vega}) < 25,0$
Radovich et al. (2004)	0.54 ± 0.06	$18,5 < U(\text{Vega}) < 22,5$
Capak et al. (2004)	0.526 ± 0.017	$20,0 < U(\text{AB}) < 24,5$
Este trabajo	0.48 ± 0.03	$21,0 < U(\text{Vega}) < 24,0$
Banda B		
Tyson (1988)	~ 0.45	$22,0 < B_j(\text{Vega}) < 27,0$
Jones et al. (1991)	0.442 ± 0.003	$19,0 < B_j(\text{Vega}) < 23,5$
Metcalfe et al. (1991)	0.491 ± 0.009	$19,0 < B_j(\text{Vega}) < 24,4$
Metcalfe et al. (1995)	0.396 ± 0.001	$22,4 < B_j(\text{Vega}) < 26,9$
Williams et al. (1996)	~ 0.16	$26,0 < F450W(\text{AB}) < 29,0$
	~ 0.39	$23,0 < F450W(\text{AB}) < 26,0$
Bertin & Dennefeld (1997)	~ 0.464	$16,0 < B_j(\text{Vega}) < 21,0$
Pozzetti et al. (1998)	~ 0.45	$20,0 < b_j(\text{Vega}) < 25,0$
Arnouts et al. (1999)	~ 0.31	$25,0 < F450W(\text{AB}) < 28,0$
Volonteri et al. (2000)	0.4 ± 0.1	$22,25 < F450W(\text{AB}) < 25,25$
	0.19 ± 0.01	$25,25 < F450W(\text{AB}) < 27,25$
Metcalfe et al. (2001)	~ 0.25	$15,0 < B(\text{Vega}) < 29,0$
Huang et al. (2001b)	0.473 ± 0.006	$16,75 < B_j(\text{Vega}) < 24,75$
Kümmel & Wagner (2001)	0.479 ± 0.005	$14,4 < B_j(\text{Vega}) < 23,6$
Capak et al. (2004)	0.450 ± 0.008	$20,0 < B_j(\text{Vega}) < 25,5$
Este trabajo	0.497 ± 0.017	$21,0 < B(\text{Vega}) < 24,5$

NOTA.— Las pendientes dadas en la banda B_j proceden todas de la Tabla 5 de Kümmel & Wagner (2001).

mite cualquier número de tipos al incluir la posibilidad de interpolar las SEDs de los mismos para ajustar una distribución de color dada. Por tanto, NCMOD incluye las SEDs de las galaxias en función del tipo galáctico, tanto para generar un modelo de no evolución (en tal caso, utilizaría SEDs locales), como para crear un modelo de evolución (donde emplearía SEDs en función del tiempo).

Además, el modelo requiere de una descripción de la población local de las galaxias, que describa la distribución de los tipos galácticos y las LFs de cada tipo. Imponiendo una historia de formación estelar para cada tipo morfológico, la población local es evolucionada hacia atrás en el tiempo; para lo cual, se debe imponer además un modelo cosmológico. Es decir, se deben fijar los valores de q_0 , Λ_0 , H_0 en el modelo.

Actualmente, la mayor parte de modelos de cuentas de galaxias se basan en el desarrollado por Yoshii & Takahara (1988), donde la LF local en una banda fotométrica específica se convierte a otros filtros empleando colores de las galaxias locales, obtenidos mediante modelos de síntesis de poblaciones. Estos modelos proporcionan la SED de cada tipo de galaxia en función del tiempo que hace que se formó la galaxia en cuestión. NCMOD emplea las SEDs del modelo GISSEL96 (Bruzual & Charlot 1993; Leitherer et al. 1996), que las proporciona en función del tiempo, a partir de la historia de formación estelar que hemos impuesto a la galaxia. Cualquier historia de formación estelar es posible, por lo que se pueden construir un gran número de tipos espectrales. Además, estos modelos incluyen los efectos de las diferentes metalicidades en los colores.

El modelo obtiene las cuentas de galaxias contabilizando todas las galaxias que existen en un área finita del cielo, en función de la magnitud aparente. Si $n(m_F, z) dm_F dz$ es el número de galaxias con magnitudes entre $(m_F, m_F + dm_F)$ en la banda fotométrica F , y localizadas entre $(z, z + dz)$, entonces:

$$n(m_F, z) dm_F dz = \frac{\omega}{4\pi} \frac{dV}{dz} \psi(m_F, z) dm_F dz, \quad (7.1)$$

donde ω es el área angular en esterorradianes sobre la que contabilizamos las galaxias, dV/dz representa a la variación del volumen comóvil con z (que viene determinada por el modelo cosmológico que hemos empleado), y $\psi(m_F, z)$ es la densidad numérica de galaxias existente a desplazamiento al rojo z con magnitud aparente m_F . Integrando $n(m_F, z) dm_F dz$ respecto a z (y sumando para todos los tipos galácticos), obtendremos las cuentas diferenciales de galaxias en función de la magnitud aparente:

$$n(m_F) dm_F = \int_0^{z_F} n(m_F, z) dm_F dz, \quad (7.2)$$

siendo z_F el desplazamiento al rojo límite de nuestro recuento de galaxias. En caso de integrar sobre otros parámetros, el modelo nos puede proporcionar el número de galaxias en función de z , $n(z) dz$, y distribuciones de color.

Nótese que $\psi(m_F, z = 0)$ es conocido: no es sino la LF local (de hecho, la tenemos definida para cada tipo morfológico). Para extraer $\psi(m_F, z)$ para cada tipo, extrapolaremos la parametrización que se suele emplear de la LF local para

cualquier z . Ésta suele ser la de Schechter (1976), descrita en la ec. [1.1]. Esta expresión equivale a su vez a la siguiente:

$$\psi(M_F) dM_F = \frac{\ln 10}{2,5} \phi^* \exp \left\{ -\frac{\ln 10}{2,5} (\alpha + 1)(M_F - M_F^*) - \exp \left[-\frac{\ln 10}{2,5} (M_F - M_F^*) \right] \right\} dM_F, \quad (7.3)$$

donde $\psi(M_F) dM_F$ es la densidad numérica de galaxias en función de la magnitud absoluta M_F en la banda fotométrica F , ϕ^* es la normalización en número, M_F^* es la magnitud equivalente a la luminosidad típica L_F^* de una galaxia en la banda F , y α es el mismo exponente que aparece en la ec. [1.1].

Los modelos de cuentas se construyen en coordenadas comóviles, ya que las LFs se encuentran formuladas en estas coordenadas. Siguiendo a Yoshii & Takahara (1988), la relación entre la magnitud aparente (m_F) y la absoluta (M_F) en una banda fotométrica F viene dada por:

$$m_F = M_F + E_F(z) + 5 \log(D_L/10 \text{ pc}), \quad (7.4)$$

siendo $E_F(z)$ un término que da cuenta de las correcciones K y que depende del tiempo de formación de la galaxia, del espectro de la misma y de la respuesta del filtro empleado, y D_L representa a la distancia luminosa. Ésta última es una función de z y de los parámetros cosmológicos del modelo. Conocida la relación entre la magnitud absoluta y la aparente en el modelo cosmológico que hemos empleado (ec. [7.4]), podemos conocer $\psi(m_F, z)$ (ec. [7.1]), sustituyendo la relación $m_F - M_F$ en la ec. [7.3]. Una vez el modelo ha calculado $\psi(m, z)$, emplea la ec. [7.2] para obtener las cuentas diferenciales de galaxias, $n(m_F) dm_F$.

La cosmología empleada en el modelo proporciona la relación entre z , el módulo de distancia y las correcciones K , además de la relación entre el tiempo y el desplazamiento al rojo. Esta relación se aplica para, una vez se han fijado los desplazamientos al rojo de formación de cada tipo galáctico, extraer la SED correspondiente a dicho tipo galáctico en función de z (recordemos que los modelos de síntesis espectral nos la proporcionan en función del tiempo que ha transcurrido desde la creación de la galaxia). De esta forma, se incluyen las correcciones evolutivas de la luminosidad en el modelo de evolución.

Adicionalmente, el modelo incluye la posibilidad de tener en cuenta los efectos de la extinción interna de las galaxias, con un modelo que considera la influencia de un disco de polvo absorbente y simétrico en torno a plano ecuatorial de la galaxia (Bruzual et al. 1988; Wang 1991).

Ante la evidencia observacional de que la fracción de fusiones aumenta con z (Le Fèvre et al. 2000; Conselice 2003; Cassata et al. 2005), debemos tener en cuenta que los ritmos de fusión pueden ser muy relevantes a la hora de reproducir las cuentas de galaxias. Los primeros en incluir los efectos de las fusiones en los modelos de cuentas fueron Koo (1990) y Guiderdoni & Rocca-Volmerange (1990), Rocca-Volmerange & Guiderdoni (1990). El modelo simula los efectos de las fusiones subdividiendo, a cada z , las galaxias de una fracción determinada de cada tipo galáctico en dos galaxias del mismo tipo, de acuerdo con un ritmo de fusión impuesto por nosotros, mientras que

se modifica la luminosidad característica de las galaxias en la forma correspondiente para conservar la densidad total de luminosidad. Es decir, la evolución en número adquiere la forma $\phi^* \propto (1+z)^\beta$ en la parametrización de Schechter; y, con el fin de que la densidad de luminosidad se conserve, se impone que $L^* \propto (1+z)^{-\beta}$. El parámetro β es un parámetro libre, relacionado con el ritmo de fusión galáctica, que tiene la función de dividir el flujo de una galaxia a alto z entre varias galaxias a bajo z . De esta forma, la evolución debida a las fusiones se incorpora al modelo, a través de estas modificaciones a los parámetros característicos de la función de luminosidad.

Por otra parte, existen diversos modelos de cuentas en los que es necesario incluir poblaciones “extra” de enanas en formación estelar a todos los z , para reconciliar las predicciones de los modelos con el exceso de cuentas observadas a magnitudes débiles. NCMOD ofrece también la posibilidad de la inclusión de estas poblaciones de enanas, aunque representan una elección *ad-hoc* y sin ninguna justificación observacional.

7.3.2. Modelos de cuentas en U , B y K_S

En nuestros modelos, *hemos tratado de minimizar los parámetros libres del modelo NCMOD de Gardner (1998), adoptando los valores observacionales que estudios independientes proporcionan de la mayoría de ellos. De hecho, el único parámetro totalmente libre que tendremos es la época de formación de los distintos tipos galácticos (z_t)*. Los principales parámetros de entrada del código que hemos adoptado han sido los siguientes:

- **La parametrización de las LFs locales de los diferentes tipos galácticos.**

En nuestros modelos, se han empleado las LFs de Nakamura et al. (2003), extraídas a partir de los datos del muestreo Sloan (SDSS), las cuales vienen definidas para cuatro tipos morfológicos: E-S0, S0/a-Sb, Sbc-Sd e Im. A las profundidades del muestreo ($B \leq 17,3$ mag), las LFs computadas incluyen las enanas azules compactas locales, cuyas magnitudes rondan $12 \leq B \leq 17$ mag. En la Tabla 7.4, se muestra la parametrización de Schechter de estas LFs en el filtro r^* del SDSS, para la cosmología adoptada (véase la ec. [1.1]).

- **Los parámetros de las poblaciones galácticas.**

Las poblaciones galácticas empleadas en el modelo son las estándares (E-S0, S0/a-Sb, Sbc-Sd, Im). Vienen fijadas prácticamente por la selección de las LFs por tipos que hemos utilizado. Después de un estudio de las LFs existentes hasta la fecha de realización de este trabajo (2003), decidimos emplear las LFs de Nakamura et al. (2003) porque su LF total coincidía con la mayoría de las obtenidas por otros autores y porque distingue en tipos morfológicos. Además, la LF por tipos de Nakamura et al. está basada en las 1000 galaxias

más brillantes del muestreo Sloan, lo que nos asegura una buena identificación morfológica de las galaxias, e incluye las enanas locales.

Los parámetros de poblaciones que se han utilizado para la descripción de cada tipo galáctico son los estándares y aparecen expuestos en la Tabla 7.5. Se emplearon una función inicial de masas (IMF) de Salpeter en todos los tipos. Para las E-S0 y S0/a-Sb, se adoptaron metalicidades solares; mientras que a los tipos tardíos se les asignó metalicidades menores (Tremonti et al. 2004). La historia de formación estelar (SFH) de cada tipo galáctico se parametriza empleando el z de formación de cada tipo (z_f), junto con la escala de tiempo de decaimiento de la SFR (τ). La formación estelar se definió instantánea para las E-S0 (modelos de población estelar simple o SSP), de decaimiento exponencial para espirales, y constante para las Im. Respecto al z_f de cada tipo, que es el único parámetro realmente libre del modelo, se desarrollaron modelos con varios valores. Como veremos, para reproducir el cambio de la pendiente en K_S , vamos a necesitar imponer que $z_f=1.5$ para E-S0, frente a un z_f del resto de tipos, que puede variar en un amplio rango, entre $1,5 \lesssim z_f \lesssim 10$.

- **Los parámetros cosmológicos.**

El modelo cosmológico adoptado fue el modelo estándar actual: $\Omega_\Lambda = 0,7$, $\Omega_M = 0,3$ y $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. No obstante, se hicieron pruebas con otras cosmologías. Cuando se utilizaba un modelo de EdS, éste reproducía las cuentas en U y B , pero no las de K_S . De hecho, la reproducción de las cuentas en las tres bandas parece favorecer a la Cosmología dominada por Λ , tal y como Totani & Yoshii (2000) denotan.

- **Los efectos del ritmo de fusiones en el Universo.**

Como ya hemos visto, la evolución numérica de la LF con z suele darse como $\Phi^* \propto (1+z)^\beta$ y $L^* \propto (1+z)^{-\beta}$, donde $\beta \sim 1-3$. Nuestras cuentas en U , B y K_S eran reproducibles empleando $\beta \sim 2$. Esto equivale a un ritmo de fusión moderadamente alto hasta $z \sim 2$, lo cual está en concordancia con los ritmos de fusión medidos observacionalmente mediante recuento de pares o con índices de asimetría y concentración. Estos estudios parametrizan el número de sistemas en fusión como una función de z en la forma: $dN_{\text{fusión}} \propto (1+z)^\mu$, con $\mu \sim 2,2-2,6$ (Le Fèvre et al. 2000; Cassata et al. 2005). Además de utilizar la ley anterior, también se implementó la parametrización de Broadhurst et al. (1992), en la que $\Phi^* \propto \exp\{-Q/\beta[(1+z)^{-\beta} - 1]\}$, donde Q equivale al número de objetos a $z = 1$ que han de fusionarse para formar una galaxia típica en el Universo local y β es, en este caso, una función del tiempo *medido hacia atrás*. Veremos que con $Q \sim 1$ se obtenían resultados razonables, lo cual sugiere que las cuentas hasta $z \sim 2$ son compatibles con ritmos de fusión moderadamente altos en el Universo a $z \gtrsim 1$. Nótese que $Q = 1$ implica que, desde $z \sim 1$ hasta ahora, las fusiones han sido irrelevantes y que es $z \gtrsim 1$ cuando su influencia comienza a ser apreciable.

Tabla 7.4: Parametrización de Schechter de las funciones de luminosidad en el modelo de cuentas

Parámetros de LF (1)	$M^*(r^*)$ ^{a,b} (2)	α (3)	$\Phi^*(0,001 \text{ Mpc}^{-3})$ ^b (4)
E-S0.....	-21.53 ± 0.17	-0.83 ± 0.26	1.61 ± 0.09
S0/a-Sb.....	-21.08 ± 0.19	-1.15 ± 0.26	3.26 ± 0.15
Sbc-Sd.....	-21.08 ± 0.20	-0.71 ± 0.26	1.48 ± 0.05
Im ^c	-20.78	-1.90	0.37

^a $M^*(r^*)$ en magnitudes AB (Stoughton et al. 2002).

^b Convertido a $h \equiv H_0/100 = 0,7$.

^c Galaxias irregulares, en formación estelar.

Tabla 7.5: Propiedades adoptadas para cada tipo galáctico en el modelo de cuentas

Tipo galáctico (1)	SFR		Z/Z_\odot (4)	IMF (5)
	Tipo (2)	τ^a (3)		
E-S0	SSP	0	1	Salpeter
S0/a-Sb	exponencial	4	1	Salpeter
Sbc-Sd	exponencial	7	2/5	Salpeter
Im	constante	...	1/5	Salpeter

^a Escala de tiempo de decaimiento de la formación estelar en Gaños.

■ La extinción interna de las galaxias.

El modelo adoptado para implementar la extinción interna de las galaxias es la de un disco de polvo absorbente y simétrico en torno a plano ecuatorial de la galaxia (Bruzual et al. 1988; Wang 1991). El parámetro que gobierna la extinción es la profundidad óptica en B (τ_B). Se le asignó un valor de $\tau_B = 0,6$, valor intermedio de los derivados de las observaciones de varios autores (Peletier & Willner 1992; Boselli & Gavazzi 1994; Gardner 1998; Xilouris et al. 1999). Para poder reproducir las cuentas simultáneamente en las tres bandas, es preciso considerar extinción en todas las clases galácticas.

Aunque la mayoría de parámetros del modelo se adoptaron de estudios independientes, hicimos pruebas variando sus valores alrededor de un cierto rango; pero los mejores ajustes se obtenían precisamente con los valores iniciales, es decir, con los obtenidos por los otros estudios.

Los paneles de la izquierda de la Fig. 7.3 muestran las predicciones de cuentas de uno de nuestros modelos en las tres bandas que estamos estudiando (U , B y K_S). Sobre ellas, se han representado nuestras cuentas de galaxias, conjuntamente con los datos de otros autores: en U (Volonteri et al. 2000; Metcalfe et al. 2001;

Yasuda et al. 2001); en la banda B (Gardner et al. 1996; Volonteri et al. 2000; Metcalfe et al. 2001; Yasuda et al. 2001; Huang et al. 2001b; Kümmel & Wagner 2001); y en K_S (Gardner et al. 1993; Djorgovski et al. 1995; McLeod et al. 1995; Huang et al. 1997; Minezaki et al. 1998; Totani et al. 2001; CH03). Los modelos que hemos desarrollado han logrado reproducir simultáneamente las cuentas en NIR y en óptico, sin necesidad de introducir ninguna hipótesis a priori (como una población de enanas azules a cada z) y utilizando parámetros medidos observacionalmente. Este modelo se ha obtenido fijando $z_f = 1,5$ para las elípticas y espirales tempranas, y $z_f = 4$ para el resto de los tipos galácticos considerados. La elección de $z_f = 1,5$ para las elípticas y espirales tempranas resultaba forzosa si dejábamos el resto de los parámetros fijos; mientras que la z_f de los tipos tardíos admitía prácticamente cualquier valor entre $1 < z_f < 10$. Adicionalmente, se ha de asumir que existe una evolución por fusión que va como $(1+z)^\beta$, y considerar extinción en todos los tipos morfológicos (elíptica incluidas).

Un segundo modelo que evita asignar un z_f tan bajo a las espirales tempranas se muestra en los paneles de la derecha de la Fig. 7.3. Este modelo, en el que se asigna $z_f = 4$ para las espirales tempranas también, proporciona una descripción aceptable de las cuentas observadas en U , B y K_S . En este caso, se tuvo que emplear la prescripción de Broadhurst et al. (1992) con $Q = 1$, para poder descender la pendiente de la zona débil de las cuentas en K_S , que era más abrupta que la tendencia de los datos, en caso de utilizar la descripción de los efectos de las fusiones del modelo anterior. Para las elípticas, nuevamente hubo que imponer $z_f = 1,5$ para poder reproducir el cambio de pendiente a $K_S = 17,5$ mag. A pesar de que los dos modelos presentados en las Fig. 7.3 difieren en algunos detalles, los dos son capaces de reproducir en un grado similar las cuentas observadas en azul y NIR. Realmente, no hay mucha diferencia entre estos dos modelos, puesto que ambos coinciden en lo fundamental: $z_f = 1,5$ y extinción para las elípticas. Difieren en la época de formación de las espirales tempranas que, como hemos visto, no queda muy acotada para las espirales en general.

Como podemos observar en ambos modelos, las cuentas en U y B están dominadas por las espirales tempranas, especialmente en U . A magnitudes brillantes en estas bandas, la baja contribución al modelo de las galaxias E-S0 e Im simplemente están reflejando su bajo ϕ^* a $z = 0$ (véase la Tabla 7.4). De hecho, las galaxias Im contribuyen a $\sim 1/20$ de las cuentas totales en todo el rango que abarcamos de magnitudes; mientras que la contribución de las galaxias E-S0 decrece con la magnitud. En K_S , las cuentas están dominadas por E-S0 a magnitudes brillantes y por espirales tempranas a $K_S > 19,5$ mag.

La gran novedad de estos modelos es que son los primeros en reproducir las cuentas en U y B y el cambio de pendiente en K_S sin necesidad de introducir poblaciones en formación estelar en z intermedios *ad hoc*, al contrario que la mayor parte de los modelos previos (Babul & Rees 1992; Phillips & Driver 1995; Driver et al. 1995; Babul & Ferguson 1996; Ellis 1997; Driver et al. 1998; Phillips et al. 2000). Nuestros modelos sólo comprenden las galaxias de las LF locales, evolucionadas atrás

en el tiempo.

Una vez se han fijado observacionalmente todos los parámetros de entrada de cada modelo, los puntos clave para la reproducción de las cuentas en azul e infrarrojo han sido:

1. Considerar extinción para todas las galaxias, incluidas las elípticas y S0, lo que está apoyado observacionalmente por varios trabajos (Xilouris et al. 1999; Smail et al. 2002; Förster Schreiber et al. 2004).
2. Fijar $z_f = 1,5$ para las elípticas. En caso contrario, el cambio de pendiente en K_S no se reproduce con ninguna otra combinación posible de parámetros.
3. Utilizar un ritmo de fusiones moderadamente alto ($\beta = 2$), lo que está ampliamente apoyado por diversos trabajos observacionales (Le Fèvre et al. 2000; Cassata et al. 2005), aparte de resultar fundamental para la reproducción de las pendientes de las cuentas en los extremos débiles tanto en U y B , como en K_S .

Como ya hemos comentado, los valores de $\beta = 2$ y $Q = 1$ en las parametrizaciones del efecto de las fusiones en las cuentas (según Gardner 1998 y Broadhurst et al. 1992, respectivamente) equivalen a ritmos de fusión moderadamente altos a $z \gtrsim 1$. Nuestros modelos son, pues, coherentes con el ritmo de fusión estimado observacionalmente por Le Fèvre et al. (2000, $\mu = 2,7 \pm 0,6$), que en su momento se consideró excesivamente alto. Por tanto, *nuestros modelos sugieren que las fusiones han sido un proceso determinante en la evolución de los tipos galácticos en el Universo*. Además, la evolución de ~ 0.6 mag en luminosidad que otros autores emplean para reconciliar las cuentas en óptico y NIR, es un resultado directo del estudio de Le Fèvre et al. (2000), que estima que el remanente fusionado es ~ 0.5 mag más brillante que los progenitores juntos, debido a la formación estelar que la interacción induce.

7.3.3. Novedades de nuestros modelos respecto del modelo de CH03

Los modelos de cuentas que aquí se presentan son similares al desarrollado por CH03 en algunos de los aspectos necesarios para la reproducción de las cuentas en infrarrojo, tales como el modelo de Universo o la formación a z relativamente recientes de los tipos tempranos; aunque difieren en otras cuestiones fundamentales para la reproducción de las cuentas azules. De hecho, *el primer resultado novedoso de nuestro trabajo en cuentas respecto del de CH03 es que nuestros modelos son capaces de reproducir las cuentas en U , B y K_S ; mientras que el de CH03 sólo es capaz de ajustar las cuentas en K_S* , tal y como hemos comprobado intentando ajustar nuestras cuentas azules con su modelo.

La segunda ventaja de nuestros modelos respecto del de CH03 es que únicamente hemos empleado parámetros medidos observacionalmente para ajustar las cuentas azules e infrarrojas; mientras que CH03 necesitaron incluir una población de enanas

a todos los z ad-hoc para ajustar sus cuentas infrarrojas, una hipótesis carente de una base observacional. En un principio, atribuimos esta diferencia entre nuestros modelos y el de CH03 a las distintas LFs empleadas en cada caso. Sin embargo, comprobamos que ambas resultan similares, a pesar de que la empleada por CH03 (tomada de Gardner et al. 1997) es global y la utilizada en los presentes modelos está dada según tipos morfológicos (Nakamura et al. 2003). Además, ambas LFs incluyen la población de enanas a $z \sim 0$, puesto que en ambos casos se contabilizan todas las galaxias locales hasta $B \sim 17$. Luego el hecho de que nuestros modelos no precisen de poblaciones de enanas “extra”, mientras que el modelo de CH03 sí las requiere, no deriva del uso de diferentes LFs.

En realidad, las diferencias entre el modelo de CH03 y los nuestros estriban en aquellos parámetros empleados en nuestros modelos que resultan fundamentales para proporcionar mejores ajustes a las cuentas en azul, pero que apenas afectan a las cuentas infrarrojas. Dos parámetros fundamentales a los que les ocurre esto son la extinción galáctica y la consideración de fusiones galácticas. Estos dos aspectos fueron obviados en el modelo de CH03, simplemente porque el considerarlos apenas afecta a la forma de las cuentas en K_S ; mientras que en nuestros modelos es fundamental que entren en juego para reproducir las cuentas en las bandas azules. La fiabilidad de los valores e implementaciones utilizadas para la extinción galáctica y las fusiones en nuestros modelos deriva de que están basadas en resultados observacionales. Por tanto, *otra de las ventajas de nuestros modelos respecto del de CH03 es que, mientras que su modelo no incluye los efectos de las fusiones ni de la extinción galáctica para poder reproducir las cuentas en NIR, nuestros modelos los incluyen y son capaces de reproducir tanto las cuentas azules como las infrarrojas.*

7.4. Interpretación de los modelos de cuentas

Hemos visto que la única forma de reproducir el cambio de la pendiente en las cuentas de galaxias en K_S es fijar la formación de las galaxias elípticas a z_f intermedios, y, una vez impuesta la condición anterior, la única manera de ajustar las cuentas ópticas es suponer extinción en las elípticas. De hecho, se intentó infructuosamente reproducir el cambio modificando otros parámetros de los modelos, tales como la evolución del ritmo de fusiones o la ley de extinción.

Esto nos está indicando que, a medida que trazamos la historia de los tipos galácticos hacia atrás en el tiempo, la mayoría de las galaxias precursoras de los tipos tempranos dejan de tener los colores típicos de elípticas actuales a partir de $z \gtrsim 1.5$. Por otra parte, los modelos parecen señalar que estas galaxias en esta época debieron contener grandes cantidades de polvo interestelar. Pero, ¿qué procesos dieron lugar a la aparición de grandes cantidades de galaxias rojas a $z \sim 1.5$?

Realmente, los tres parámetros libres (y novedosos) que han resultado claves en los ajustes simultáneos de las cuentas ópticas e infrarrojas ($z_f = 1.5$ en las elípticas, extinción en las elípticas y evolución en número basada en ritmos de fusión observacionales) parecen señalar a una formación de las elípticas mediante de fusiones de

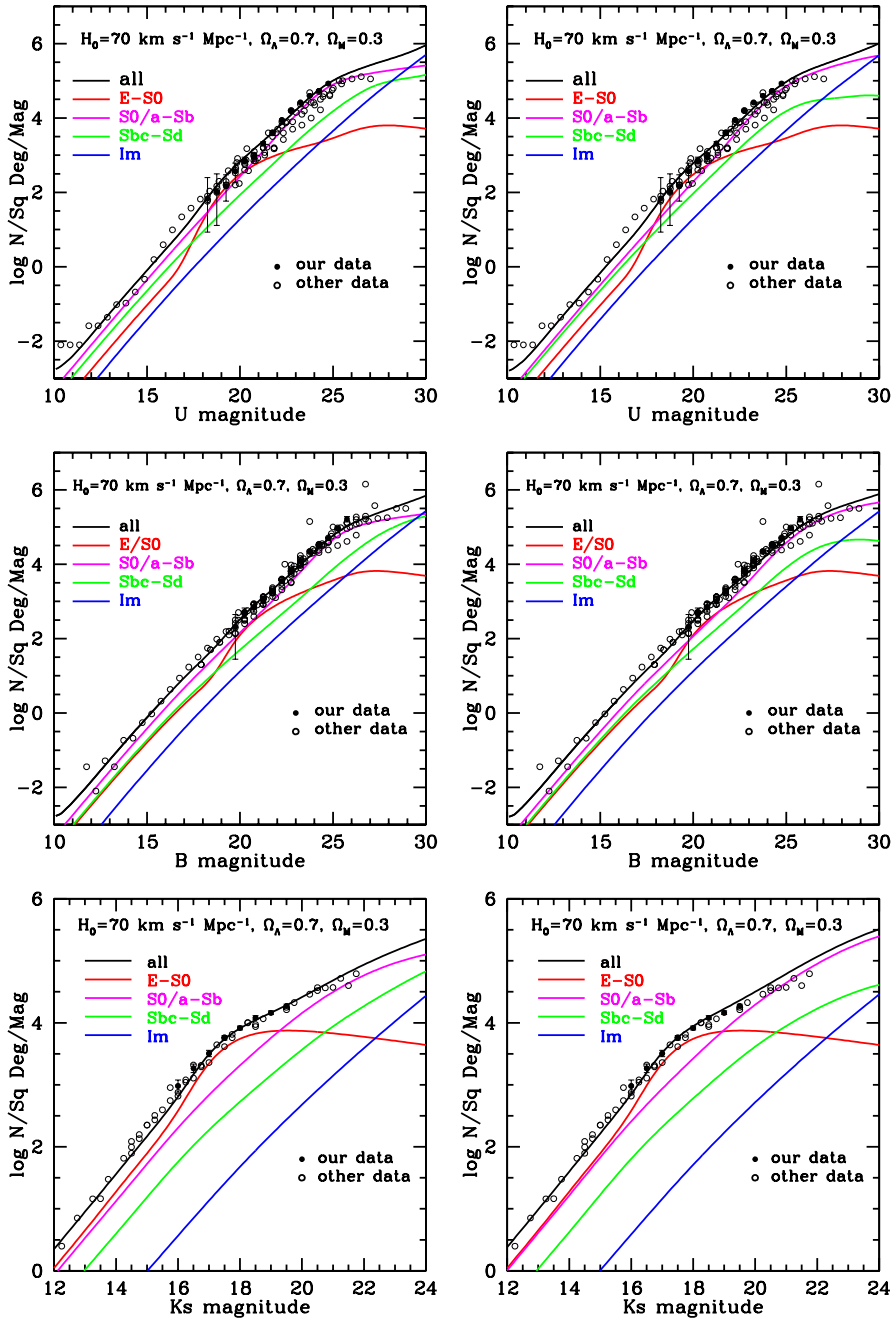


Figura 7.3: Modelos de evolución superpuestos a las cuentas de galaxias en U , B y K_S . *Paneles de la izquierda*: modelos con $z_f = 1,5$ para las elípticas y espirales tempranas, y $z_f = 4$ para el resto de tipos. La evolución en número de la función de luminosidad se modela utilizando $\phi^* \propto (1+z)^\beta$, con $\beta = 2,0$. *Paneles de la derecha*: modelos con $z_f = 1,5$ para las elípticas, y $z_f = 4$ para el resto de tipos, espirales tempranas incluidas. La evolución en número de la función de luminosidad se modela utilizando la prescripción de Broadhurst et al. (1992), con $Q_b = 1,0$. *Círculos rellenos*: nuestros datos sobre GWS en cada banda. *Círculos abiertos*: cuentas de galaxias de otros autores (véanse las referencias en el texto). *Descripción de las líneas*: predicción de los modelos de las cuentas de galaxias totales (*negro*); predicción para las elípticas (*rojo*); predicción para las espirales tempranas (*fucsia*); predicción para las espirales tardías (*verde*); predicción para las galaxias Im (*azul*).

discos.

A pesar de que actualmente las teorías jerárquicas están más en boga, la formación de parte de las elípticas a través del colapso monolítico de grandes nubes protogalácticas a $z \sim 1,5$ también sigue siendo factible. De hecho, la diferenciación entre el colapso de una nube fragmentada y la fusión de bloques precolapsados no deja de ser controvertida. También puede producirse esta formación en la forma que proponen Birnboim & Dekel (2003). Según estos autores, hacia $z \sim 1,5$, los halos de materia oscura que han alcanzado masas mayores que $6 \cdot 10^{11}$ masas solares truncan la formación de nuevas estrellas. Esto se produciría porque, a partir de esta masa crítica, la acreción de gas intergaláctico pasa por procesos de choque hidrodinámico que calientan el gas a temperaturas cercanas al virial. La inhibición de la formación estelar daría lugar a estas galaxias rojas. Por otra parte, la aparición de estas galaxias rojas a $z \sim 1,5$ podrían estar relacionada con la alta actividad de fusión galáctica a estos z y con la aparición de los tipos morfológicos de Hubble a $1 \lesssim z \lesssim 2$. Lo más probable es que cada mecanismo haya contribuido en parte a la formación de las galaxias tempranas.

Obviamente, esta última hipótesis de formación encaja mejor con el escenario de formación por fusiones que los actuales modelos jerárquicos proponen. Los modelos CDM dan lugar a las componentes esferoidales de las galaxias (bulbos y galaxias elípticas) mediante fusiones de discos o de fragmentos pregalácticos. La aparición temprana de estas estructuras hace que se encuentren dominadas por poblaciones rojas. Además, las fusiones de grandes espirales siempre incluyen grandes cantidades de polvo, lo que es coherente con que nuestros modelos precisen de extinción en las elípticas. Eso está constatado tanto por las observaciones de galaxias ultraluminosas en IR, como por modelos teóricos, que predicen la acumulación masiva de polvo en el centro del remanente tras la fusión, y su posterior expulsión al medio intergaláctico debido a las explosiones de las supernovas. Por tanto, dentro de las teorías vigentes de formación jerárquica, la interpretación de estos modelos es que estamos viendo *la formación de las galaxias de tipos tempranos a través de las fusiones de las galaxias de disco en épocas intermedias del Universo* ($z \sim 1,5$ equivale a una época de hace unos 9.3 Gaños, para un Universo con una edad de unos 14 Gaños).

En los últimos años, estamos asistiendo a una gran discusión acerca de las edades de las elípticas, entre los trabajos basados en poblaciones estelares y los modelos CDM. Por un lado, muchos estudios sitúan la formación de las elípticas más allá de $z = 4$ basándose en las edades de sus poblaciones estelares (Vazdekis et al. 2001; Cimatti et al. 2006). Para estos estudios, las edades tan viejas de las estrellas de las elípticas son un fuerte indicio de que no pueden haberse mediante fusiones.

Sin embargo, Moore (2001) infiere poblaciones estelares con una media de ~ 8 Gaños para las S0 y de ~ 9 Gaños para el cúmulo de Coma, edades similares a las sugeridas por nuestros modelos. De hecho, $z \sim 1,5$ implicaría una edad de formación de 9.3 Gaños, lo que no dista demasiado de las edades que se encuentran para las poblaciones de las elípticas de campo a $z = 0$, que suelen ser unos 10 Gaños. Heavens et al. (2004) incluso encuentra que el pico de formación estelar del Universo

se encontraría a 5 Gaños (no a $\sim 8-9$ Gaños), aunque indican que, cuanto mayor masa presenta una galaxia, más temprano se formaron sus estrellas. En un análisis de los gradientes de color de galaxias de los HDF, Menanteau et al. (2001) hallan evidencia de una formación tardía de las E/S0. Más recientemente, McCarthy et al. (2004) encuentran que la densidad de galaxias rojas en $z \sim 1,8$ es aproximadamente el 16% de la local, lo que implica que la mayor parte de ellas se ha debido generar a $z \lesssim 1,8$. Esto está confirmado en cierta medida por el trabajo de Giallongo et al. (2005), en el que se detecta una disminución de la densidad numérica de las galaxias tempranas a partir de $z \gtrsim 1$.

Esta formación tardía de las galaxias E/S0 ($z_f = 1,5$) no tiene por qué contraponerse a que sus poblaciones se hayan podido constituir mucho antes en el Universo, a $z \sim 4$. Debemos tener en cuenta que el nacimiento estructural de una elíptica podría ser posterior a la formación de la mayoría de las estrellas que la van a configurar (Toomre 1977). Las fusiones, por tanto, podrían resolver esta aparente controversia, al permitir que las galaxias elípticas puedan ser más jóvenes que las estrellas que las configuran. Además, nuestros modelos hablan de período de formación de la mayoría de las elípticas, lo que no es incompatible con que se formasen algunas elípticas a $z \sim 4$, ni con que existan otros procesos de formación de elípticas aparte de los que dan lugar a las que aparecen a $z \sim 1,5$. Nuestros modelos se sitúan en un punto intermedio entre las teorías estrictamente jerárquicas y los trabajos de poblaciones.

Hasta ahora, no existía evidencia alguna del mecanismo responsable de esta disminución en el número de galaxias rojas; a excepción de ciertos modelos semianalíticos jerárquicos en un Universo CDM, que predicen un pico en la densidad de las elípticas a $z \sim 2$ debido a su formación mediante fusiones (Cole et al. 2000). *Nuestros modelos de cuentas en azul e infrarrojo parecen sugerir que una gran proporción de las elípticas actuales han debido formarse en épocas intermedias, hace ~ 9 Gaños, a través de las fusiones de los discos galácticos ya existentes.*

Por último, en nuestros modelos, el origen de las FBGs que dan lugar al exceso en azul en las magnitudes débiles no resultan ningún problema: este exceso se corresponde con una mezcla de espirales de todos los tipos que procede de la evolución esperable por el modelo de la mezcla local. Como las LFs a $z = 0$ empleadas incluyen las enanas azules y los discos locales, podemos ver que una evolución natural en luminosidad debida al cambio de volumen cosmológico con z y a los ritmos de fusión impuestos da cuenta del exceso en azul, sin necesidad de insertar hipótesis *a priori* carentes de base observacional. Es decir, en estos modelos, no es necesario considerar que las FBGs presentan de SFR cíclicas o que existe una formación continua de enanas a todos los z que desaparecen a $z = 0$ sin dejar rastro. En nuestro modelo, *las FBGs necesarias para explicar las cuentas en azul a cada z surgen de la evolución natural de la mezcla local por la formación jerárquica del Universo Λ CDM que hemos impuesto.* Este es otro de los méritos de este modelo: *el origen y la evolución a $z = 0$ de las FBGs se puede explicar de forma sencilla, basándonos únicamente en hipótesis y parámetros corroborados observacionalmente.*

7.5. Distribuciones de color de los modelos

Gardner (1998) indica que las distribuciones de color proporcionan información adicional sobre los procesos evolutivos de las galaxias y complementaria a la de las cuentas. Dado que el catálogo de GOYA es más completo en las bandas del HST (V e I), nos hemos centrado más en las distribuciones de color ($V - I$) para analizar las distribuciones de color de nuestra muestra. Empleando el modelo en el que $z_f = 1,5$ para las espirales tempranas (paneles superiores de la Fig. 7.3), en la Fig. 7.4a se comparan la distribución de color ($V - I$) de este modelo con la de los datos. Claramente, la distribución del modelo es mucho más estrecha que la de los datos, *revelándonos que el modelo presenta un déficit de galaxias rojas*.

La línea punteada muestra el resultado de convolucionar la distribución del modelo con una función gaussiana, con el fin de reproducir el efecto que los errores observacionales tendrían sobre la distribución teórica. Ni aún así se logra cierta similitud de la distribución del modelo con la de los datos, lo que implica que los errores fotométricos no explican las diferencias entre ambas. Gardner (1998) denotó que las predicciones de color del código NCMOD solían resultar demasiado estrechas debido a la naturaleza discreta de las poblaciones galácticas que se modelan. Esto explica por qué las galaxias espirales, que aparecen representadas (tardías y tempranas) en la Fig. 7.4c, y las irregulares (Fig. 7.4d) son tan estrechas. No obstante, este no es el caso de las elípticas, representadas en la Fig. 7.4b, cuya distribución teórica es ancha. Probablemente, las fuertes correcciones K que sus poblaciones (viejas) necesitan dan lugar a esta anchura en su distribución de color teórica.

La Fig. 7.4 sugiere que la discrepancia en las distribuciones de color del modelo y de los datos procede de la imposibilidad de incluir galaxias más rojas como precursoras de las actuales galaxias espirales tempranas. Probablemente, la clase morfológica temprana que utilizan las LFs de Nakamura et al. (2003), S0/a-Sb, es demasiado amplia e incluye galaxias muy diferentes en colores. El modelo parece perder la contribución de los bulbos a la luz integrada de las espirales tempranas, y las considera más azules en global, identificándolas con los tipos más intermedios (Sb) de la clase morfológica S0/a-Sb.

Lo ideal sería poder dividir la clase de las espirales tempranas en dos; pero estamos limitados por las LFs de Nakamura et al. (2003). Así es que se construyó un modelo hipotético de comprobación, en el que se subdividían los objetos de esta clase en dos grupos iguales. El primer grupo representaría a las S0/a-Sa, por lo que se les asignó una SFH similar a la de las elípticas (SSP, metalicidad solar, una IMF de Scalo y $z_f = 1,5$). El segundo grupo, que representaría a las Sb, se les asignó $z_f = 4$, una SFH con caída exponencial, $\tau = 7$ Gaños y metalicidad solar. Las distribuciones de color ($V - I$) para este modelo “test” aparecen en la Fig. 7.5a, junto con la observada. Claramente, el acuerdo de los colores de este modelo con los observados es mucho mayor, especialmente cuando se suaviza la distribución teórica para dar cuenta de los errores fotométricos (línea punteada). Por otra parte, esta subdivisión de la clase S0/a-Sb en dos no afectaba a los ajustes de las cuentas de

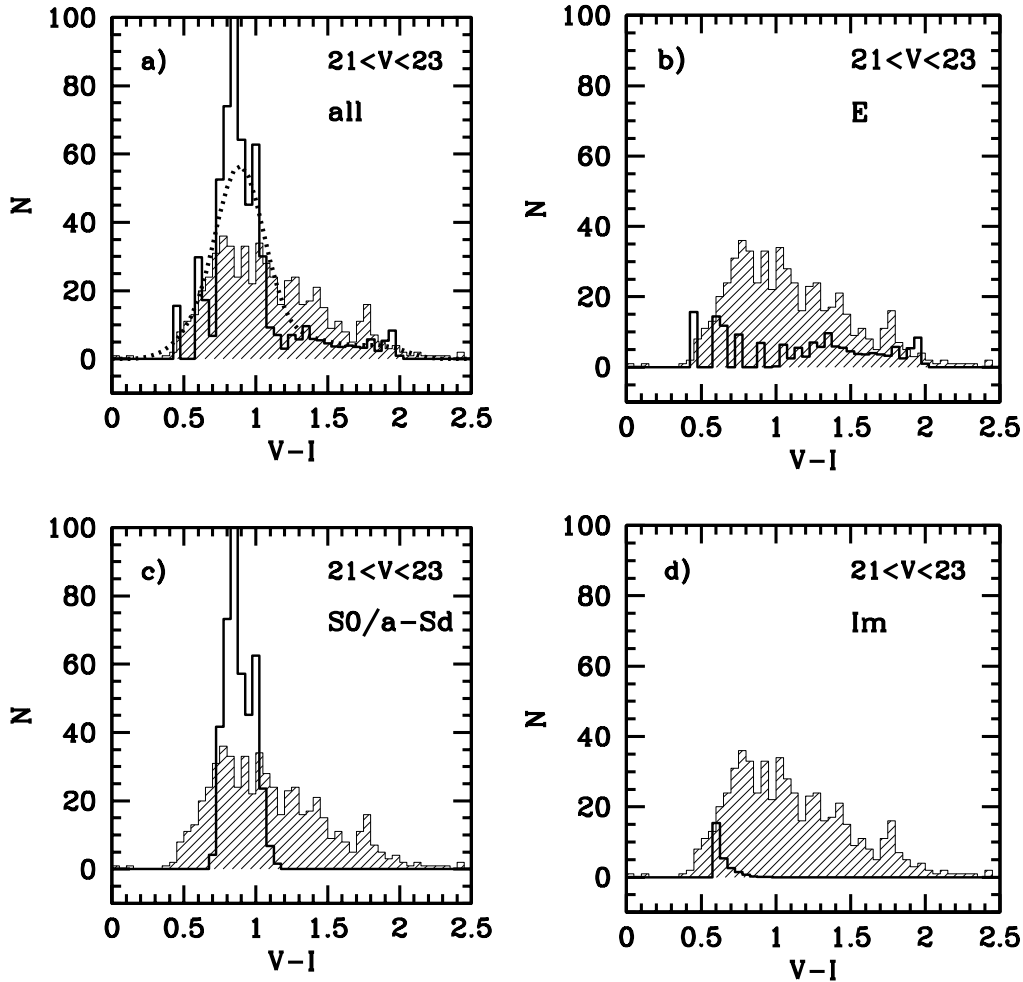


Figura 7.4: Distribuciones del color ($V - I$) para los datos, superpuestas a cuatro representaciones de las distribuciones de color ($V - I$) para el modelo de cuentas con $z_f = 1,5$ para las espirales tempranas. El modelo está normalizado al número de galaxias en cada intervalo de magnitud en V . Únicamente se han representado las galaxias con $21 < V < 23$. Pueden derivarse conclusiones similares para otros rangos de magnitud. *Histogramas sombreados*: distribuciones de los datos con $21 < V < 23$. *Histogramas vacíos con líneas gruesas*: distribuciones del modelo. *Líneas punteadas*: efecto de los errores fotométricos sobre el histograma teórico, obtenido convolucionándolo con una función gaussiana de $\sigma_{(V-I)} = 0,13$. Paneles: **a)** distribuciones de color para toda la población; **b)** distribuciones de color para las E/S0; **c)** distribuciones de color para las S0/a-Sd; **d)** distribuciones de color para las Im.

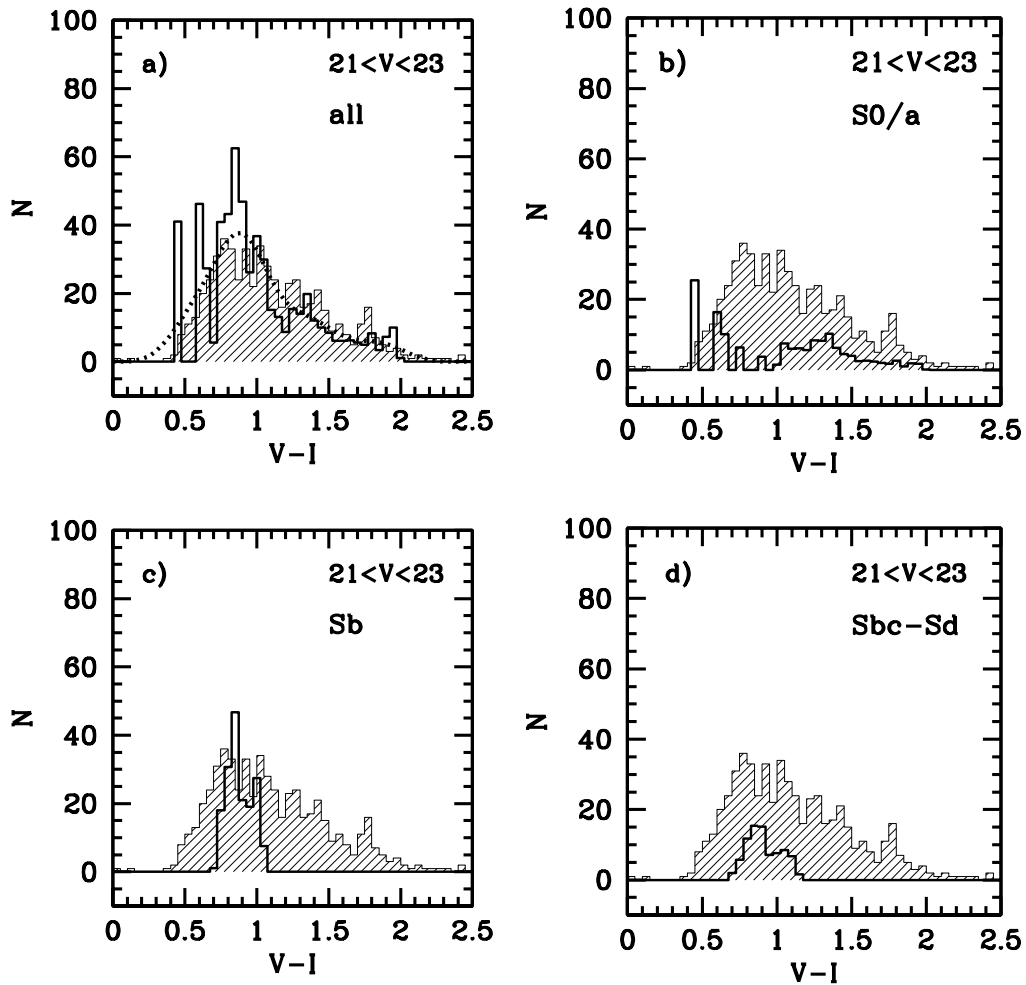


Figura 7.5: Distribuciones del color ($V - I$) para los datos, superpuestas a cuatro representaciones de las distribuciones de color ($V - I$) para el modelo “test”, en el que la clase de las espirales tempranas se ha subdividido en dos mitades correspondiente a las poblaciones S0/a-Sa y Sb, respectivamente. El modelo está normalizado al número de galaxias en cada intervalo de magnitud en V . Únicamente se han representado las galaxias con $21 < V < 23$. Pueden derivarse conclusiones similares para otros rangos de magnitud. *Histogramas sombreados*: distribuciones de los datos con $21 < V < 23$. *Histogramas vacíos con líneas gruesas*: distribuciones del modelo. *Líneas punteadas*: efecto de los errores fotométricos sobre el histograma teórico, obtenido convolucionándolo con una función gaussiana de $\sigma_{(V-I)} = 0,13$. Paneles: **a)** distribuciones de color para toda la población; **b)** distribuciones de color para las S0/a-Sa; **c)** distribuciones de color para las Sb; **d)** distribuciones de color para las Sbc-Sd. Para este modelo, las distribuciones de color de las E-S0 es muy similar a la mostrada en la Fig. 7.4b.

manera apreciable en ninguna de las tres bandas.

Este ejercicio indica que el déficit en galaxias rojas de nuestro modelo de la Fig. 7.4 se debe básicamente a la descripción simplista de la población de las espirales que insertamos en el modelo. Es posible que también nos esté afectando el que el modelo impone una única edad a cada población (un único z_f). De hecho, si una fracción apreciable de las espirales tempranas actuales pudiera haberse formado antes que las restantes, ésta fracción de espirales estaría dominada por poblaciones más rojas que las que asume nuestro modelo, con lo cual obtendríamos distribuciones de color más anchas para las S0/a-Sb.

7.6. Limitaciones de los modelos de cuentas

Los límites de las conclusiones derivadas de los modelos surgen de las propias limitaciones de las cuentas a las que los ajustamos y de las inherentes al código de ajuste. En realidad, las limitaciones de las cuentas en óptico de todos los autores que hemos utilizado al ajustar los modelos nos van a afectar más que las de K_S ; ya que estas últimas están filtradas, considerándose únicamente las cuentas completas de varios estudios en K_S , tal y como se describe en CH03. De ahí que las cuentas en K_S de la Fig. 7.3 muestren menor dispersión que las de U y B .

En primer lugar, estamos utilizando no sólo nuestras cuentas obtenidas en U y B , sino las cuentas de diversos autores para ampliar el rango de magnitudes al que ajustamos las cuentas; y éstos han empleado distintos tratamientos en la corrección de efectos, tales como la completitud del catálogo o la fiabilidad de las fuentes del mismo. En otras ocasiones, ni tan siquiera corrigen de extinción o de cuentas de estrellas; por lo que la tendencia que ajustamos fuera del rango de nuestras cuentas con los modelos podría ser muy distinta si se utilizase un criterio común de cómputo de cuentas.

Uno de los principales efectos que está contribuyendo a la dispersión de las cuentas de varios autores es la varianza cósmica. En el rango de magnitudes más brillantes, la estadística de muestreo es lo suficientemente alta como para haber minimizado dicha contribución (se corresponden con las cuentas obtenidas por el SDSS). No obstante, en la zona débil, donde nos estamos guiando básicamente por las cuentas del HDF, este efecto puede ser muy relevante, dada el área tan pequeña que presenta este campo. Por otra parte, debemos tener en cuenta que los errores en las magnitudes pueden desplazar hacia la derecha algunos de los puntos más débiles de las cuentas; aunque por la distribución de errores de nuestros catálogos, sabemos que este desplazamiento no superaría 0.2-0.3 mag en el peor de los casos.

Todos los efectos anteriores se minimizarían obteniendo cuentas más profundas en un rango de magnitudes mayor, y siguiendo siempre el mismo procedimiento de obtención. También se podrían reducir las incertidumbres ajustando los modelos únicamente a las cuentas de los autores que cumplan ciertos requisitos, tales que nos aseguren su fiabilidad. Ésta fue la forma en la que CH03 mejoraron la detección del cambio de pendiente en K_S : consideraron únicamente las cuentas de otros autores

que eran *completas*. Definieron como completas sólo aquellas cuentas que habían sido obtenidas con más de 10 objetos (para que el valor sea mayor que tres veces su desviación estadística) y que incluían correcciones de eficiencia y fiabilidad rigurosas. Si quisiéramos reducir la dispersión de las cuentas empleadas en el ajuste en nuestro caso, deberíamos considerar también sólo aquellos autores que corrigen la extinción galáctica.

En lo referente al código, la limitación más relevante puede que sea la imagen tan simplista que utiliza de la formación galáctica, en la cual las fusiones cambian el número y las luminosidades de las galaxias, pero no los tipos morfológicos de éstas. En realidad, es más plausible que las galaxias, al fusionarse, cambien de un tipo morfológico a otro; en particular, de tipos más tardíos a más tempranos (Gerhard 1981; Barnes 1988; Mihos & Hernquist 1996; Moore et al. 1996; Walker et al. 1996; Dubinski 1998; ABP01; EM06b). Este proceso de formación de las elípticas debe ser prolongado en el tiempo. No tiene sentido pensar que *todas* las elípticas se han formado a $z \sim 1,5$ a la vez. Sin embargo, dado que NCMOD no reproduce el hecho de que la fusión de dos espirales pueda dar lugar a una elíptica, sino que considera que el remanente será una espiral del mismo tipo, contrarrestamos esta limitación al imponer que la población elíptica presenta una formación instantánea (modelo SSP) y surge completamente a $z = 1,5$. De esta manera, NCMOD mimetiza el proceso de creación de la población roja mediante las fusiones, minimizando la fase durante la cual las galaxias contienen estrellas jóvenes. Por tanto, no podemos interpretar literalmente el hecho de que únicamente reproducimos el cambio de pendiente de las cuentas en K_S imponiendo $z_f = 1,5$ para las E-S0. Lo que sí podemos decir, en base a los conocimientos que se tienen acerca de la formación de estos sistemas, es que la mayor parte de la población elíptica terminó de formarse a $z \sim 1,5$, una época relativamente reciente respecto a anteriores consideraciones que la situaban en $z \sim 4$, dadas las edades de sus estrellas constituyentes. Dentro de un escenario de formación jerárquica, podemos entender que las elípticas se hayan terminado de ensamblar a $z \sim 1,5$ y que sus estrellas sean más viejas, puesto que proceden de los bloques pregalácticos o galaxias de disco previas que se fusionaron para configurarlas. De ahí que interpretemos este $z = 1,5$ como la época en la que terminaron de formarse las elípticas *estructuralmente*. La desventaja de esta implementación tan sencilla de la formación galáctica es que el z de formación de las espirales está muy mal restringido: valores de $1,5 < z < 10$ para las espirales tempranas y de $0,5 < z < 10$ para las tardías dan lugar a resultados aceptables. El modelo que hemos utilizado debería incluir parametrizaciones más complejas de las fusiones galácticas para describir mejor los procesos evolutivos de las galaxias (quizás empleando aproximaciones semianalíticas).

La inclusión de la extinción en todos los tipos galácticos ha resultado ser clave para reproducir las cuentas azules e infrarrojas simultáneamente. No obstante, el modelo de aplicación de la extinción puede mejorarse y se deben corroborar las profundidades ópticas de los diversos tipos galácticos (en particular, de los tempranos) a través de un mayor esfuerzo observacional. Sería necesario obtener diagnósticos

directos independientes del polvo sobre las poblaciones que constituyen las elípticas o sobre las de las galaxias que han sido precursoras de las mismas. Pero la obtención de estos diagnósticos no resulta sencilla, ni tampoco establecer cuáles han sido estas galaxias precursoras.

Respecto a las LFs empleadas, hemos visto que sería preciso caracterizar mejor los distintos tipos morfológicos que entran en juego en la evolución galáctica, con el fin de ajustar mejor la distribución de colores que el modelo proporciona.

La pregunta en la que derivan las conclusiones de nuestros modelos es por qué la distribución de épocas de formación de las elípticas presentan su máximo en $z \sim 1,5$. Una alternativa a las limitaciones del modelo es la utilización de modelos semianalíticos. De hecho, el grupo GOYA está tratando de resolver esta cuestión en el marco de una colaboración con el grupo de Cosmología Teórica de la Universidad de Barcelona, el cual lleva tiempo desarrollando su modelo AMIGA, un modelo SAM de formación y evolución galáctica donde, de forma consistente, se considera toda la física de este proceso.

_____ Parte II _____

Dinámica de acrecimientos de satélites

Modelos de acrecimientos de satélites

La segunda parte de esta tesis compila todo el trabajo efectuado con modelos de N -cuerpos para simular el proceso de los acrecimientos de satélites. Hemos escalado sus densidades a la de la galaxia primaria de tal forma que obedecen la relación observacional de Tully-Fisher. En este capítulo, describiremos el modelo de galaxia utilizado, el escalado empleado entre la galaxia primaria y el satélite, y todo lo relacionado a la preparación y ejecución del conjunto de experimentos que planificamos.

8.1. El crecimiento de bulbos mediante los acrecimientos de satélites

En el capítulo §1, comentábamos que las observaciones revelan que las fusiones de galaxias son procesos bastante frecuentes en el Universo. De hecho, acabamos de ver que los modelos de cuentas de galaxias en NIR y en azul hasta $z \sim 2$ apoyan la existencia de ritmos de fusión intermedios-altos a partir de $z \gtrsim 1$, aunque desde $z \sim 1$ hasta hoy hayan perdido relevancia (§7).

Es más, los modelos actuales que parecen reproducir en mayor medida las propiedades del Universo actual son los de Λ CDM, que precisamente abogan por la formación jerárquica de las estructuras del Universo (Roche et al. 1997). Por otra parte, las simulaciones de N -cuerpos han establecido que las fusiones son mecanismos muy eficaces en la evolución de unos tipos morfológicos a otros más tempranos. Aunque se sabe que no son los únicos procesos capaces de ejercer un cambio notable en la estructura central y en el tipo morfológico de las galaxias: las barras y las inestabilidades internas de los discos galácticos rivalizan con las fusiones como causa principal del crecimiento de los bulbos. Por tanto, establecer la relevancia que las fusiones hayan podido ejercer en la constitución de los bulbos actuales es fundamental para entender la mezcla morfológica local.

Kormendy ha clasificado los bulbos en dos tipos: los bulbos clásicos y los pseudobulbos; aunque las características de ambos tipos no están definidas de forma excluyente ni rigurosa (Kormendy & Fisher 2005). La clasificación asocia a cada

tipo de bulbo unos procesos de formación que, hipotéticamente, habrían dado lugar a dichas características. En particular, se relacionan a los bulbos clásicos con las fusiones y a los pseudobulbos con las barras. Sin embargo, esta asociación no proporciona una explicación satisfactoria al hecho de que la mitad de las espirales tempranas, supuestamente originadas a través de fusiones, albergan pseudobulbos (véase §1.2.1).

Para resolver esta cuestión, se suele recurrir a los acrecimientos de satélites como posibles sustitutos de las barras en la generación de los pseudobulbos (§1.2). La razón de esto es que se espera que los acrecimientos sean capaces de inducir cambios en la galaxia menos violentos que los de una fusión mayor, pero manteniendo las transformaciones típicas de un proceso de fusión. A pesar de que numerosos trabajos han estudiado los efectos de las fusiones galácticas (y en particular de los acrecimientos de satélites), por lo general, éstos se han centrado poco en la evolución de los parámetros fotométricos del bulbo a raíz de las fusiones de satélites, en los procesos que dan lugar a la evolución de la estructura central, y en la consistencia de ésta con las observaciones. El estudio que presentamos a continuación pretende esclarecer si los acrecimientos de satélites sobre galaxias de disco realmente conducen a un crecimiento apreciable del bulbo de la galaxia principal, y si éste es consistente con las observaciones. De hecho, si los acrecimientos han sido relevantes en la evolución de las galaxias, las características de los remanentes de nuestras simulaciones deberían ser coherentes con las relaciones de escalado globales que se observan entre los bulbos y los discos reales.

Este estudio pretende ampliar y completar el trabajo efectuado por ABP01 (véase §1.2.5). Obviamente, los efectos del acrecimiento van a ser extremadamente sensibles a la razón entre las densidades de la galaxia primaria y del satélite. ABP01 utilizaron satélites esferoidales con alta densidad central, simulando el acrecimiento de una galaxia elíptica satélite sobre una principal de disco. Nosotros vamos a simular un caso más común: que el satélite sea también una galaxia de disco. Para asegurarnos de que el contraste de densidades entre la galaxia principal y la satélite es realista, hemos empleado un escalado entre ambas basado en la relación observacional de Tully-Fisher (TF), la cual obedecen todos los discos de las espirales en mayor o menor medida. Una vez se completó la evolución de todos los modelos, desarrollamos un completo análisis estructural, cinemático y dinámico de las evoluciones de la masa del bulbo, de su concentración central y de las relaciones de escalado entre los parámetros globales de bulbos y discos en los remanentes.

En las secciones siguientes, veremos que nuestros modelos sugieren que los acrecimientos de satélites con densidades escaladas con TF (a los que llamaremos a partir de ahora “satélites TF”) producen un crecimiento apreciable tanto de la relación B/D como del índice n de Sérsic del bulbo, al igual que los modelos de mayor densidad de ABP01 (véase §1.2.5). Sin embargo, los mecanismos que generan el crecimiento del bulbo en nuestros modelos son diferentes a los de los experimentos de ABP01. Por otra parte, nuestras simulaciones indican que los procesos de acrecimiento de satélites TF producen cambios sistemáticos en las galaxias, puesto

que dan lugar a remanentes cuyas propiedades resultan estar escaladas entre sí, en función de la razón de masa entre el satélite y la primaria y de la órbita del encuentro que se utilicen. Es más, estas relaciones de escalado bulbo-disco reproducen las tendencias observadas en galaxias de disco reales.

El resultado más interesante de nuestros modelos es que confirman que el crecimiento del bulbo a expensas del material del disco puede estar inducido desde fuera de la propia galaxia, a través de los acrecimientos de satélites. Nuestros modelos son los primeros en demostrar que los acrecimientos galácticos pueden producir evolución secular en el bulbo de una galaxia, y dar lugar a similitudes estructurales y poblacionales del bulbo con el disco. Y el hecho de que la evolución secular pueda proceder de fusiones menores (y no sólo de inestabilidades internas del disco) resuelve la paradoja de que los pseudobulbos sean estructuras presentes en la mitad de las espirales tempranas¹.

8.2. Modelos iniciales

Para construir la galaxia primaria, se ha utilizado el código `GalactICS`, disponible bajo petición a los autores (Kuijken & Dubinski 1995). Éste genera modelos estables compuestos de un disco exponencial (Shu 1969), un bulbo que sigue el modelo de King (King 1966) y un halo oscuro, generado según el modelo de Evans (Kuijken & Dubinski 1994). El código emplea una forma analítica determinada de la función de distribución de cada componente, dada en función de integrales del movimiento conocidas. Esto nos asegura que los modelos que deduzcamos simularán galaxias en equilibrio o cerca de él, ya que obedecen por construcción la ecuación de Poisson:

$$\nabla^2\psi(R, z) = 4\pi G [\rho_{\text{Disco}}(R, z) + \rho_{\text{Bulbo}}(R) + \rho_{\text{Halo}}(R, z)], \quad (8.1)$$

donde $\psi(R, z)$ representa el potencial global de la galaxia y ρ_{Disco} , ρ_{Bulbo} y ρ_{Halo} son las densidades de cada componente, extraídas de la integración de sus correspondientes funciones de distribución.

La función de distribución del bulbo viene dada por la siguiente expresión truncada (King 1966):

$$f_{\text{bulbo}}(E) \equiv \begin{cases} \rho_b (2\pi\sigma_b^2)^{-3/2} \exp [(\Psi_0 - \Psi_c)/\sigma_b^2] \{ \exp [-(E - \Psi_c)/\sigma_b^2] - 1 \} & \text{si } E < \Psi_c \\ 0 & \text{resto} \end{cases}; \quad (8.2)$$

donde existen tres parámetros libres: Ψ_c (el potencial de corte del bulbo), ρ_b (aproximadamente, la densidad central del bulbo, siempre que se ignore el truncamiento de la función de distribución) y σ_b (que gobierna la dispersión de velocidad del bulbo). Ψ_0 es el potencial gravitatorio en el centro del modelo y E la energía específica.

Por su parte, la función de distribución del halo viene dada a través de cuatro parámetros libres, según la expresión truncada derivada por Kuijken & Dubinski

¹Los resultados de este estudio han sido publicados en EM06b.

(1994) a partir del modelo de Evans (1993):

$$f_{\text{halo}}(E, L_z^2) \equiv \begin{cases} [(AL_z^2 + B) \exp(-E/\sigma_0^2) + C] [\exp(-E/\sigma_0^2) - 1] & \text{si } E < 0, \\ 0 & \text{resto} \end{cases}. \quad (8.3)$$

En esta ecuación, L_z representa al momento angular específico en la dirección de achatamiento del modelo, Ψ_0 es la profundidad del pozo de potencial en el centro, σ_0 escala con la velocidad, y los parámetros A , B y C están relacionados con el achatamiento en la dirección Z del halo.

La función de distribución del disco exponencial viene dada por la siguiente expresión (Shu 1969):

$$f_{\text{disco}}(E_p, L_z, E_z) \equiv \frac{\Omega(R_c)}{(2\pi^3)^{1/2} \kappa(R_c)} \frac{\tilde{\rho}_d(R_c)}{\tilde{\sigma}_R^2(R_c) \tilde{\sigma}_z(R_c)} \exp \left[-\frac{E_p - E_c(R_c)}{\tilde{\sigma}_R^2(R_c)} - \frac{E_z}{\tilde{\sigma}_z^2(R_c)} \right]. \quad (8.4)$$

En esta ecuación, E_p representa a la energía de movimiento en el plano ($E_p \equiv E - E_z$), L_z es el momento angular específico en la dirección del eje de simetría del disco, R_c y E_c son el radio y la energía de una órbita circular con momento angular L_z , y Ω y κ representan las frecuencias circular y epicíclica a radio R . Aproximadamente, $\tilde{\rho}_d(R)$, $\tilde{\sigma}_R(R)$ y $\tilde{\sigma}_z(R)$ equivalen respectivamente a la densidad media, a las dispersiones de velocidad radial y vertical respecto del plano galáctico ($z = 0$) y a radio R .

Los parámetros empleados en la construcción de la galaxia inicial son los mismos que los del modelo denominado "A" en el artículo de Kuijken & Dubinski (1995): el radio del núcleo del modelo de King se ha fijado en 0,15, en las unidades que a continuación comentaremos, y el parámetro de concentración es 6,7. La densidad superficial del disco es exponencial tanto radial como verticalmente, con una escala de altura 10 veces menor que la escala de longitud radial del disco (Guthrie 1992; de Grijs 1998). Ésta última es igual a $h_D = 1,0$ en las unidades de la simulación (por tanto, $z_D = 0,1$). El radio máximo del disco es de 5,0 unidades. El modelo de Kuijken & Dubinski (1995) escoge una dispersión de velocidad del disco tal que el disco tiene un parámetro de Toomre de $Q = 1,7$, suficiente para asegurar que el disco es estable ante la generación de barras cuando evoluciona aislado. Las masas, radios y números de partículas empleados para cada una de las tres componentes del modelo aparecen en la Tabla 8.1. Nuestros experimentos emplean un valor de la constante de la gravitación universal de $G = 1$, una unidad de longitud igual a la escala de longitud característica del disco exponencial y una masa total de la galaxia primaria igual a 6,44 unidades. El modelo reproduce a la Vía Láctea cuando se emplean las siguientes unidades de longitud, velocidad y masa: $R = 4,5$ kpc, $v = 220$ km s⁻¹, $M = 5,1 \times 10^{10} M_\odot$. En este caso, la unidad de tiempo se corresponde con 20,5 Maños.

El satélite es una réplica escalada de la galaxia primaria en todos los experimentos, por lo que está constituido también por un halo de materia oscura, un disco y un bulbo central. En total, cada simulación consta de 185000 partículas, 45000 de las cuales corresponden al satélite (consúltese el reparto de partículas en cada componente en la Tabla 8.1).

Tabla 8.1: Parámetros iniciales de la galaxia primaria y de los satélites.

\mathcal{N}° Part. ($/10^3$)							Galaxia Primaria					
NP	D1	B1	H1	D2	B2	H2	\mathcal{M}_B	\mathcal{M}_D	\mathcal{M}_H	r_B	h_D	z_D
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
185	40	10	90	10	5	30	0,42	0,82	5,20	0,195	1,0	0,1

NOTA.— *Col. (1)*: número total de partículas ($/10^3$). *Col. (2)*: número de partículas del disco primario. *Col. (3)*: número de partículas del bulbo primario. *Col. (4)*: número de partículas del halo primario. *Col. (5)*: número de partículas del disco del satélite. *Col. (6)*: número de partículas del bulbo del satélite. *Col. (7)*: número de partículas del halo del satélite. *Col. (8)*: masa del bulbo primario. *Col. (9)*: masa del disco primario. *Col. (10)*: masa del halo primario. *Col. (11)*: radio de media masa del bulbo primario. *Col. (12)*: escala de longitud del disco primario. *Col. (13)*: escala vertical del disco primario.

Tabla 8.2: Parámetros orbitales y de escala de los experimentos de acrecimientos.

Código	\mathcal{MR}_1	\mathcal{MR}_2	α_{TF}	R_S/R_P	$L_{z,0}$	e	R_{peri}	V_{peri}	θ_1	$t_{fusión}$	t_{tot}
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
M2TF4D....	1/2	1/6	4,0	0,40	0,4815	0,907	0,73	1,981	30	~ 66	100
M2TF35D..	1/2	1/6	3,5	0,46	0,4815	0,907	0,73	1,981	30	~ 72	100
M2TF3D....	1/2	1/6	3,0	0,54	0,4815	0,907	0,73	1,981	30	~ 80	100
M3TF4D....	1/3	1/9	4,0	0,33	0,3532	0,900	0,79	1,793	30	~ 70	100
M3TF35D..	1/3	1/9	3,5	0,39	0,3532	0,900	0,79	1,793	30	~ 80	100
M3TF3D....	1/3	1/9	3,0	0,48	0,3532	0,900	0,79	1,793	30	~ 85	100
M6D.....	1/6	1/18	3,5	0,28	0,1963	0,892	0,86	1,606	30	~ 116	122
M2R.....	1/2	1/6	3,5	0,46	0,4815	0,907	0,73	1,981	150	~ 80	100
M3R.....	1/3	1/9	3,5	0,39	0,3532	0,900	0,79	1,793	150	~ 87	100
M6R.....	1/6	1/18	3,5	0,28	0,1963	0,892	0,86	1,606	150	~ 142	154

NOTA.— *Col. (1)*: código del modelo. *Col. (2)*: cociente inicial entre la masa luminosa del satélite y la masa del bulbo primario. *Col. (3)*: cociente inicial entre la masa luminosa del satélite y la masa luminosa de la galaxia primaria. *Col. (4)*: índice de Tully-Fisher empleado en el escalado. *Col. (5)*: cociente inicial de los radios de media masa del satélite y de la galaxia primaria. *Col. (6)*: momento angular inicial de la órbita en unidades de la simulación. *Col. (7)*: excentricidad orbital. *Col. (8)*: distancia entre las dos galaxias en el pericentro en unidades de la simulación. *Col. (9)*: velocidad en el paso por el pericentro en unidades de la simulación. *Col. (10)*: ángulo inicial entre el momento angular de la órbita y el espín del disco primario. *Col. (11)*: tiempo de fusión completa en unidades de la simulación. *Col. (12)*: número total de pasos de tiempo calculados en las unidades de la simulación.

8.3. Reglas de escalado galaxia primaria-satélite

Sabemos que la densidad relativa entre la galaxia primaria y el satélite va a controlar el destino de esta última en el campo de marea de la primaria; y, en particular, queremos estudiar si satélites con densidades relativas realistas se destruirán o sobrevivirán al acrecimiento. Si lo que pretendemos es que el escalado de masa y tamaño que impongamos reproduzca densidades relativas realistas, éste debe estar motivado físicamente. De ahí que se impusiera que las luminosidades y las velocidades de rotación de la galaxia primaria y de los satélites cumplieran entre sí la relación observacional de TF: $L \sim V_{\text{circ}}^{\alpha_{\text{TF}}}$, siendo α_{TF} el *exponente de TF*.

Siguiendo González-García & Balcells (2005, a partir de ahora GGB05), los sistemas próximos al equilibrio del virial cumplen: $2E_C = -E_P$, donde E_C y E_P representan a la energía cinética y potencial del sistema, respectivamente. Por consiguiente, obedecen las siguiente relación:

$$V^2 \propto \frac{GM_{\text{tot}}}{R_G}, \quad (8.5)$$

donde V^2 es dos veces la energía cinética por unidad de masa o específica de la galaxia, y R_G es el radio gravitatorio derivado de la energía potencial de la galaxia.

Suponiendo que la masa luminosa escala con la luminosidad (es decir, que M/L es constante) y considerando que la galaxia cumple la relación de TF (o sea, que $L \propto V_{\text{max}}^{\alpha_{\text{TF}}}$), entonces llegamos a que:

$$M_{\text{lum}} \propto V_{\text{max}}^{\alpha_{\text{TF}}}. \quad (8.6)$$

Considerando que $V \propto V_{\text{max}}$, de las dos ecuaciones anteriores podemos derivar que:

$$\frac{M_{\text{tot}}}{R_G} \propto M_{\text{lum}}^{2/\alpha_{\text{TF}}}. \quad (8.7)$$

Con lo cual, y asumiendo que $M_{\text{tot}}/M_{\text{lum}}$ es constante en nuestros modelos, obtenemos que las galaxias homólogas con idéntica razón masa-luminosidad (M/L) cumplirán la relación TF si sus tamaños (R) y sus masas (M) escalan como:

$$R \propto M^{1-2/\alpha_{\text{TF}}}. \quad (8.8)$$

El escalado de la ec. [8.8] fue empleado en nuestros modelos. Dado que la densidad media ($\bar{\rho}$) de cada galaxia es proporcional al cociente de M/R^3 , de la expresión anterior se deduce que $\bar{\rho}$ escalará como:

$$\bar{\rho} \propto M^{\frac{6}{\alpha_{\text{TF}}}-2}. \quad (8.9)$$

Por tanto, para $M_2/M_1 < 1$, $\bar{\rho}_2/\bar{\rho}_1$ crece con α_{TF} . Así pues, los satélites escalados empleando mayores valores de α_{TF} poseerán densidades centrales más altas que si se utilizan valores menores. El valor observacional de α_{TF} depende de la banda fotométrica que se emplee. Sakai et al. (2000) encontraron que $\alpha = 3,2 - 4,5$ de la

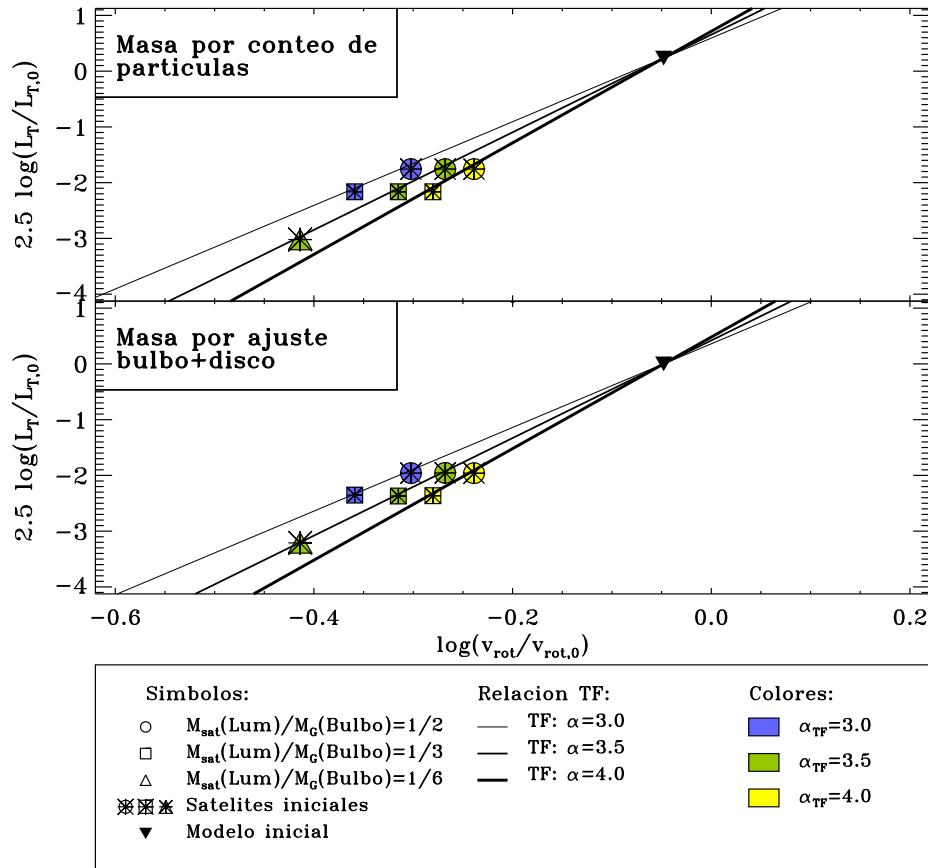


Figura 8.1: Relación de Tully-Fisher ($L_{\text{total}}-V_{\text{circ}}^{\alpha_{\text{TF}}}$) entre la galaxia primaria y los satélites al inicio de la simulación. *Panel superior:* relación de TF calculando la luminosidad total de los modelos iniciales mediante el conteo directo de masa de las partículas. *Panel inferior:* relación de TF calculando la luminosidad total de los modelos iniciales mediante ajustes bulbo-disco a sus perfiles radiales de densidad superficial. *Líneas continuas:* relaciones $L_{\text{total}} \propto V_{\text{circ}}^{\alpha_{\text{TF}}}$ para los tres exponentes empleados en nuestros modelos ($\alpha_{\text{TF}} = 3,0, 3,5$ y $4,0$, consúltese la leyenda en la figura).

banda B a la H , en una muestra observacional que incluía espirales de todos los tipos. Para abarcar todo este posible rango, hemos utilizado tres valores distintos en el escalado del satélite a la galaxia primaria: $\alpha_{\text{TF}} = 3,0, 3,5$ y $4,0$. En la Fig. 8.1, mostramos el escalado inicial existente entre la galaxia primaria y los satélites para los tres valores del índice α_{TF} que vamos a estudiar.

8.4. Condiciones iniciales

El espacio de parámetros iniciales que intervienen en una simulación a N -cuerpos de la fusión de dos galaxias espirales presenta, como mínimo, 12 dimensiones principales: la separación inicial entre las dos galaxias, la razón de masas entre ambas, el

cociente de las densidades centrales, las razones B/D de cada una de ellas, las velocidades tangencial y radial relativas, los ángulos de los planos galácticos respecto del plano orbital de cada galaxia $(\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2)$ y la distancia del pericentro orbital. Nosotros hemos modificado únicamente aquéllas que pensamos podían afectar más directamente al resultado de la simulación: el cociente de masas entre ambas galaxias, el cociente de densidades centrales (parametrizado mediante α_{TF}) y el acoplamiento espín-órbita. El resto de parámetros, a priori menos influyentes que los anteriores, permanecen fijos en todos los experimentos.

En la Tabla 8.2, listamos los parámetros orbitales empleados para los experimentos, las razones de masas entre satélite y galaxia primaria, y los cocientes de radios de media masa entre ambas en cada experimento. Se adoptaron cocientes iniciales entre la masa luminosa del satélite y la masa del bulbo primario iguales a 1:2, 1:3 y 1:6; las cuales equivalen a cocientes de masas luminosas entre el satélite y la primaria de 1:6, 1:9 y 1:18, respectivamente.

Bertschik & Burkert (2004) clasifican las fusiones en tres grandes grupos según los cocientes de masas luminosas de las dos galaxias que interactúan: *fusiones mayores* (razones de masas $> 1 : 5$), *fusiones menores* (razones de masas entre $1 : 5 > y > 1 : 20$), y *acrecimientos de satélites* (razones de masa $< 1 : 20$). Si seguimos estrictamente esta clasificación, nuestros experimentos serían fusiones menores; pero teniendo en cuenta que nuestros modelos con razón de masas 1:18 están más próximos a ser considerados “acrecimientos de satélites” que “fusiones menores” de acuerdo con este criterio, a partir de ahora nos referiremos indistintamente a nuestros modelos utilizando ambas menciones.

En la Fig. 8.2, hemos representado esquemáticamente la disposición geométrica inicial de nuestros modelos, aunque sin respetar las escalas. El sistema de coordenadas presenta el origen en el centro de masas del sistema primaria-satélite, contiene a la órbita en el plano XY y el momento angular orbital apunta a $+Z$. La galaxia primaria se encuentra situada muy cerca del origen de coordenadas al principio de la simulación (representa al grueso de la masa), en $X < 0$, y el satélite está inicialmente posicionado en el eje $+X$, a una distancia de 15 unidades del centro de la primaria.

Las simulaciones cosmológicas parecen indicar que no existe ninguna correlación entre los planos orbitales de las fusiones y los espines de los halos; también se encuentra que las órbitas son independientes de la masa del progenitor y de la razón de masas entre las galaxias que se fusionan (Khochfar & Burkert 2006). Por esta razón, sabemos que, en principio, podemos elegir orientaciones arbitrarias de las galaxias respecto de la órbita, aunque hemos preferido evitar un acoplamiento espín-órbita completo en nuestros experimentos, que podría dar lugar a efectos extremos. De ahí que hayamos planificado tanto casos directos como retrógrados.

Las orientaciones de los espines de los discos están dadas en coordenadas esféricas estándares (θ, ϕ) . Para cada masa del satélite, ejecutamos una simulación con órbita directa $(\theta_1 = 30^\circ)^2$ y otra con órbita retrógrada $(\theta_1 = 150^\circ)$, véase la Fig. 8.2).

²Los subíndices 1 y 2 se refieren a la galaxia primaria y al satélite, respectivamente.

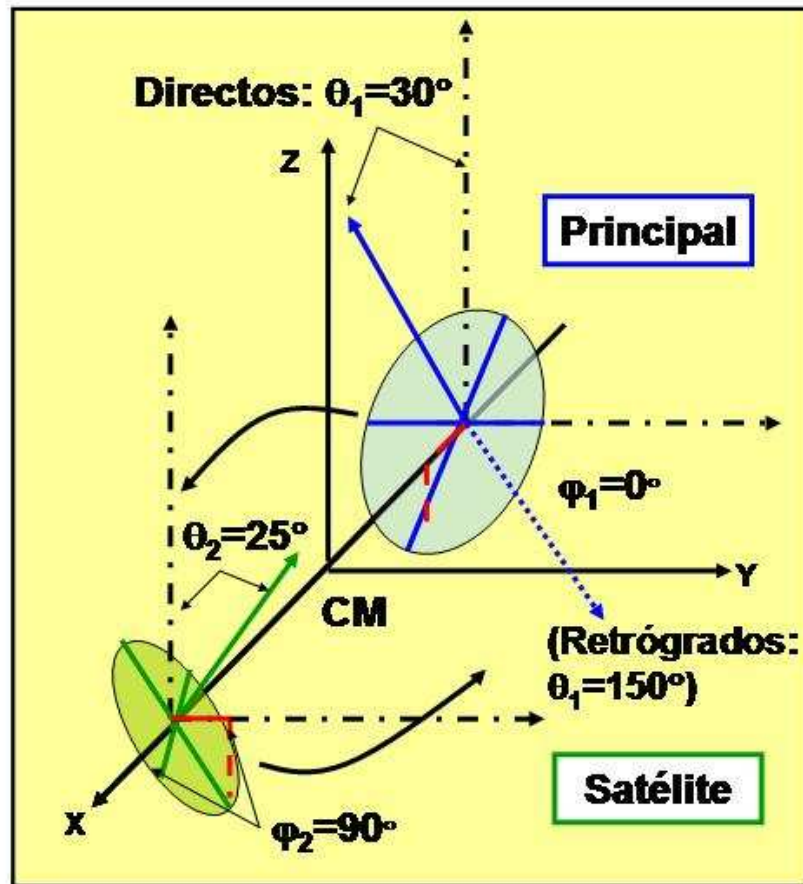


Figura 8.2: Disposición geométrica inicial de las dos galaxias en todos nuestros experimentos (directos y retrogrados). El origen de coordenadas lo define la posición del centro de masa (“CM”), el plano XY contiene la órbita del encuentro y el eje Z está en la dirección del momento angular orbital. En los casos retrogrados, simplemente se invertía el espín de la galaxia principal.

En todos los casos, los otros tres ángulos son constantes: $\phi_1 = 0^\circ$, $\theta_2 = 25^\circ$ y $\phi_2 = 90^\circ$. La elección de estos ángulos, si bien podría ser completamente aleatoria como acabamos de ver, está basada en el *efecto Holmberg*: Holmberg (1969) detecta en una muestra de galaxias que, estadísticamente, no existen satélites en una región de $\pm 30^\circ$ sobre el plano del disco de las principales; lo que significa que los satélites cuyas órbitas estaban contenidas en esta región han sido acretados por la galaxia principal con preferencia al resto. Esto ha sido corroborado por otros trabajos observacionales (Zaritsky et al. 1993); aunque existen estudios con simulaciones que no reproducen este efecto (Quinn & Goodman 1986; Khochfar & Burkert 2006), e incluso otros análisis observacionales la desmienten (Carignan et al. 1997). Las órbitas de satélites que han sido “absorbidas” con preferencia a lo largo de la historia

del Universo nos indican que presentan mayor probabilidad de fusionarse sobre la galaxia principal. Por tanto, las órbitas de acrecimientos que estén inclinadas menos de 30° con respecto al plano galáctico principal han sido más frecuentes en el Universo. De ahí que hayamos escogido justo este límite observacional, al imponer que $\theta_1 = 30^\circ$.

Todos nuestros experimentos presentan excentricidades altas (véase la Tabla 8.2), de acuerdo con simulaciones cosmológicas recientes que establecen que la mitad de todas las fusiones entre los halos de materia oscura han debido ocurrir con $e \sim 1$ (Khochfar & Burkert 2006). Las órbitas originales se eligieron elípticas, con una distancia en el apocentro igual a dos veces el radio externo del disco ($d_{\text{apoc}} \sim 15$, en unidades de la simulación), y con el pericentro igual a la escala de longitud del disco primario ($d_{\text{peric}} \sim 1$, en unidades de la simulación).

Como hemos comentado en §8.3, decidimos emplear tres valores distintos del exponente α_{TF} dentro de su rango observacional para escalar el satélite a la primaria: $\alpha_{\text{TF}} = 3,0, 3,5$ y $4,0$ (recordemos que este parámetro rige básicamente el contraste de densidades entre ambas galaxias). Todas las configuraciones orbitales tienen al menos un modelo con $\alpha_{\text{TF}} = 3,5$. Además, hemos ejecutado modelos con $\alpha_{\text{TF}} = 3,0$ y $4,0$ en el caso directo para los dos mayores cocientes de masa, con el objeto de estudiar la diferente respuesta del sistema a variaciones en el contraste de densidad entre la primaria y el satélite.

A partir de ahora, utilizaremos un código de tres componentes para referirnos a los modelos, en la forma: $Mm\text{TF}\alpha[\text{D/R}]$, donde m indicará la razón de masa bulbo-satélite empleada, α denotará el exponente TF, (por ejemplo, TF35 para el caso $\alpha_{\text{TF}} = 3,5$), y las letras “D” o “R” describirán el tipo de órbita empleada (“D” para el caso directo y “R” para el retrógrado). En aquellos casos en los que sólo hemos empleado el exponente TF35 para esa masa del satélite y órbita, se omitirá el “TF α ”.

8.5. Código de integración. Estabilidad. Conservación de energía y momento angular

Los cálculos se desarrollaron en máquinas SunBlade100. El código empleado para el cálculo de las fuerzas fue el TREECODE de L. Hernquist (véanse Hernquist 1987; Hernquist & Katz 1989; Hernquist 1990a; Hernquist 1990b). Desde hace casi dos décadas, los códigos de N -cuerpos en estructura de tipo árbol (o *tree-codes*) se han aplicado con éxito a una gran cantidad de problemas de dinámica de galaxias, formación galáctica y de estructuras a nivel cosmológico (Barnes & Hut 1986; Hernquist 1987; Bouchet & Hernquist 1988). Se denominan así a aquellos códigos que, para calcular la fuerza que un grupo de partículas ejerce sobre una cualquiera, aproximan el valor que se obtendría por suma directa de las fuerzas individuales por el obtenido considerando que toda la masa del grupo se concentra en el centro de masas del mismo, siempre y cuando se cumplan ciertos requisitos para que la aproximación resulte válida. Para identificar los casos en los que se pueda utilizar

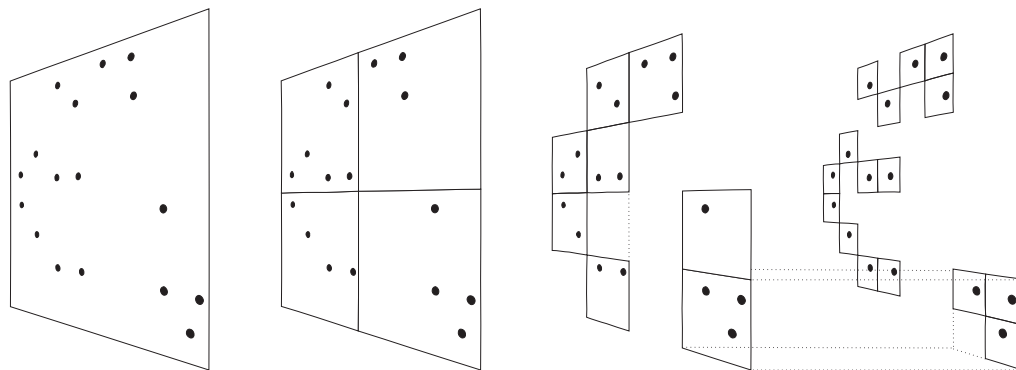


Figura 8.3: Ilustración esquemática del código de N -cuerpos en forma de árbol (*treecode*) de Barnes & Hut (1986), para dos dimensiones. Las partículas se encierran en un primer cuadrado (la “raíz” del esquema en árbol). Posteriormente y de forma iterativa, el cuadrado se va subdividiendo en cuatro cuadrados del mismo tamaño, hasta que únicamente queda una partícula en cada cuadrado final (las “hojas” del esquema en árbol). En la estructura en árbol resultante, un cuadrado de cada nivel puede ser progenitor de hasta cuatro subceldas en el nivel siguiente (nótese que los cuadrados vacíos no requieren ser considerados). Fuente de la figura: Springel et al. (2001).

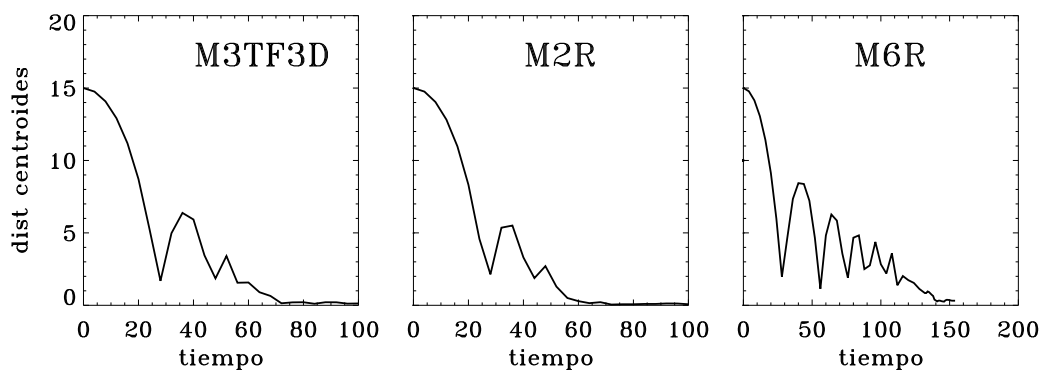


Figura 8.4: Distancia de separación entre los centroides del material que originalmente pertenece a cada una de las dos galaxias en función del tiempo (en unidades de la simulación), para tres de los modelos ejecutados: M3TF3D, M2R y M6R. Los primeros dos pasos por el pericentro orbital son a $t \sim 26$ y a $t \sim 58$ en todos los modelos. Cuanto menor sea la razón de masa entre el satélite y la galaxia primaria, la fusión completa acontece antes durante el acrecimiento. En los modelos de razón de masa 1:6, la distancia de separación no llega a ser completamente cero porque el satélite experimenta una destrucción completa sin llegar al centro del remanente.

esta aproximación, los *treecodes* subdividen el espacio en celdas cúbicas de un tamaño dado, e identifican aquéllas cuyo tamaño es pequeño respecto a la distancia a la partícula en cuestión, según:

$$\frac{l}{d} \leq \theta, \quad (8.10)$$

donde l es el tamaño de la celda espacial, d es su distancia a la partícula y θ es el *parámetro de tolerancia*, un límite por debajo del cual la celda ya no se abre y se computa la interacción de la partícula con la masa total de la celda situada en su centro de masas. Los valores típicos de θ son $0 < \theta < 1$. Para $\theta = 0$, se recupera la suma directa de las fuerzas.

Este proceso de subdivisión del espacio se hace iterativamente, de forma que se construye un esquema en árbol como el de la Fig. 8.3. Para calcular la fuerza sobre una partícula, el código recorre todo el esquema desde el nodo raíz, aplicando el criterio de la ec. [8.10] en cada uno de los nodos de subdivisión, respecto a la celda en la que se sitúa la partícula en cuestión. En aquellas subceldas que lo cumplen, se calcula la fuerza considerando que toda la masa de la subcelda se concentra en el centro de la misma, y no se sigue el esquema a niveles inferiores a partir de ese nodo.

La ventaja de estos códigos es que el tiempo de computación escala sólo como $\propto N \log(N)$, siendo N el número de partículas de la simulación; mientras que los códigos de “suma directa de las fuerzas” escalan como $\propto N^2$, por lo que el ahorro de tiempo de cálculo con los *treecodes* es considerable para los N típicos de las simulaciones de fusiones galácticas, que son muy elevados. Otra de las ventajas de estos códigos es que permiten abordar problemas con cualquier tipo de geometría, al contrario que los “códigos de malla”, los cuales establecen unos puntos espaciales fijos donde se calculan las magnitudes físicas, determinando la geometría en cierta forma.

No obstante, los códigos en árbol también presentan desventajas. La naturaleza discreta de los sistemas de N -cuerpos suele conllevar una relajación artificial del sistema y un calentamiento excesivo por causas numéricas en los sistemas no colisionales (en particular, en las galaxias), en escalas de tiempo relativamente cortas. Estos efectos numéricos pueden enmascarar o confundirse con otros de naturaleza dinámica, y derivan de que la representación discretizada del sistema no reproduce exactamente la naturaleza continua del potencial del sistema (Walker et al. 1996). De ahí que, cuando se construyen modelos de galaxias, se empleen números muy elevados de partículas, puesto que cuanto mejor muestreado se tenga el espacio de fases, menor será el efecto de la discretización del potencial y se reproducirán más fielmente las estructuras de menor escala.

En la implementación de Hernquist, las ecuaciones de movimiento son integradas usando un algoritmo de tipo “salto de rana” centrado en el tiempo, con pasos temporales variables (Press et al. 1986). La fuerza gravitatoria se suaviza con un polinomio de tipo *spline* con una longitud de suavizado constante: $\varepsilon = 0,02$. El código es capaz de calcular las fuerzas con pérdidas menores del 1% respecto del valor

calculado por suma directa, siempre y cuando se apliquen las correcciones de los momentos cuadrupolares con un parámetro de tolerancia igual a $\theta = 0,8$. En nuestros experimentos, comprobamos que las pérdidas de energía y momento angular a lo largo de toda la simulación eran inferiores al 0,1 %.

Tanto la galaxia primaria como el satélite fueron relajadas aisladamente durante 100 pasos temporales, en las unidades de la simulación, antes de posicionarlas en las órbitas de la fusión. Como veremos a continuación, este tiempo fue el estimado inicialmente como el total que deberíamos evolucionar todos los modelos para asegurar la fusión y relajamiento suficiente de la estructura. Esta evolución aislada de las galaxias que se iban a fusionar nos permitió comprobar que los modelos eran estables, es decir, que tanto su perfil de densidad, su curva de velocidad circular y el grosor de su disco no variaban de forma apreciable. Asimismo, todos los modelos se evolucionaron más allá del momento de fusión completo, que oscila entre $t_{\text{fusión}} \sim 65\text{-}140$ unidades de tiempo de la simulación, con el objeto de permitir al remanente que se relajase. Los tiempos de fusión completa y los totales aparecen en la Tabla 8.2. En principio, se evolucionaron los sistemas durante un tiempo que era 4 ó 5 veces el tiempo de paso por el pericentro de la órbita inicial ($t_{\text{peric}} \sim 26$ para todos los modelos, véase la Fig. 8.4). Sin embargo, con objeto de que los remanentes alcanzasen una situación cercana al equilibrio, se continuó la evolución durante ~ 4 tiempos de cruce del halo más, a partir del instante de fusión completo; excepto en los modelos de razón de masa 1:6, en los que resultaron suficientes de 1 a 2 tiempos de cruce del halo.

9

Análisis detallado de los modelos

En este capítulo, mostramos el análisis morfológico, estructural, cinemático y dinámico que hemos efectuado a los remanentes resultantes de nuestras simulaciones. Veremos que los acrecimientos de satélites escalados con TF dan lugar a un incremento apreciable de n y B/D (al igual que los satélites más densos de ABP01). El crecimiento más suave de n y de B/D de nuestros modelos alivia en cierta forma la excesiva fragilidad de los bulbos exponenciales deducida de las simulaciones de ABP01. Sin embargo, el mecanismo de crecimiento es diferente del de los experimentos de ABP01. Mientras que, en los experimentos de ABP01, la deposición del núcleo intacto del satélite en el centro era fundamental en el crecimiento de n y B/D , en nuestros experimentos todos los satélites se destruyen por completo, llegue o no su material al centro del remanente. El crecimiento de la estructura central se debe básicamente a la inyección de material del disco hacia el centro del remanente y, en menor medida, a la deposición de material del satélite durante el acrecimiento. Nuestros modelos son los primeros en demostrar que el crecimiento del bulbo a partir de material del disco, ingrediente inherente a la evolución secular, puede ser inducido desde fuera de la galaxia a través de acrecimientos de satélites.

9.1. Metodología del análisis

El objetivo básico de estos modelos es comprobar si el acrecimiento de satélites escalados con TF dan lugar a un crecimiento apreciable de la estructura central de la galaxia primaria. Para ello, vamos a comprobar si el índice n del bulbo y el cociente B/D de la galaxia experimentan algún aumento significativo tras la fusión respecto de sus valores iniciales. Para ello, analizaremos la evolución experimentada por los perfiles de densidad tras el acrecimiento tanto en dirección radial (§9.3) como vertical (§9.4), y las causas que hayan generado dicha evolución. Con el fin de comprender dinámicamente los cambios acontecidos en la galaxia, analizaremos cómo se han modificado las distribuciones de energía y de momento angular de cada una de las componentes luminosas involucradas en los experimentos (§9.5). Finalmente,

estudiaremos las características cinemáticas de los remanentes, tanto con las curvas de rotación como con los mapas de velocidad por componentes (§§9.6.1 y 9.6.2). En todos aquellos aspectos de estos análisis en los que sea posible, compararemos con resultados observacionales en galaxias de disco. Con el fin de facilitar y estandarizar el análisis de los modelos, hemos generalizado el formato binario en el que se suele guardar la información de los modelos a ficheros FITS, siguiendo las ideas para este formato propuestas por Barnes et al. (1988) y Teuben (1993). En el Apéndice D, describimos este formato en detalle. Asimismo, se han desarrollado una serie de programas en IDL¹, para el análisis morfológico, estructural, cinemático y dinámico de modelos de N -cuerpos dados en nuestro formato.

Comenzamos describiendo los fenómenos físicos que acontecen durante el acrecimiento y las características morfológicas globales de los remanentes.

9.2. Fenomenología y morfología de los remanentes

La evolución de nuestros sistemas es la típica de cualquier fusión de dos discos de distinta masa, por lo que se encuentra descrita detalladamente desde los primeros trabajos que simulaban fusiones (Toomre & Toomre 1972). En las Figs. 9.1 y 9.2, mostramos la evolución temporal de las distintas componentes del modelo M3TF35D en una vista frontal y en otra de canto de la galaxia principal², respectivamente. Hemos representado las componentes (bulbos, discos y halos) por separado en beneficio de la claridad del gráfico. La primera columna de cada figura muestra las partículas de los bulbos de ambas galaxias (rojo: primaria, amarillo: satélite). La segunda, el material de los discos (azul: primaria, verde: satélite). En la columna tercera aparece toda la materia luminosa. La columna cuarta muestra la evolución de los halos de materia oscura (violeta: primaria, blanco: satélite). Empleando las unidades que escalarían la galaxia primaria a la Vía Láctea (§8.2), el tiempo entre cada panel (20 pasos de tiempo) equivaldría a unos 400 Maños y el total de la simulación (100 pasos de tiempo) a ~ 2 Gaños. Poco tiempo después del paso por el pericentro a $t \sim 26$, aparecen largas colas de marea y un puente de material conectando las dos galaxias. En respuesta a la fuerza de marea de la galaxia compañera, el disco primario desarrolla patrones espirales y distorsiones no axisimétricas en su región interna.

Estas características transitorias pueden contemplarse mejor en la Fig. 9.3, en la cual se muestra la evolución temporal de los mapas de densidad superficial de todo el material luminoso del mismo experimento (M3TF35D), en una vista frontal de la galaxia primaria. Tras la fusión, los patrones espirales y las distorsiones se

¹El lenguaje de programación IDL (*Interactive Data Language*) presenta una plataforma de análisis y visualización de datos e imágenes muy potente. Más información disponible en: <http://www.rsinc.com/idl/>

²Hemos definido el punto de vista frontal de una galaxia en la misma dirección que la del momento angular total de la materia luminosa de dicha galaxia; mientras que el punto de vista de canto se ha definido en la dirección de la línea de intersección entre el plano perpendicular al momento angular total de la materia luminosa de la galaxia y el plano XZ .

diluyen por completo durante la fase de relajación, quedando alguna estructura espiral residual únicamente en la zona exterior del disco. En la Fig. 9.4, se muestra la evolución de los mapas de densidad superficial del mismo modelo, pero en una vista de canto. El disco primario sufre el engrosamiento inherente a toda simulación de fusiones, además de desarrollar un leve alabeo al final. No se aprecian barras ni estructuras “en X” claras en ningún caso.

Al final de la simulación, el material del satélite queda distribuido en un amplio rango de radios sobre el disco primario, que más adelante analizaremos y cuantificaremos con detenimiento. A la vista de las Figs. 9.1-9.4, podemos concluir que un escalado del tipo TF entre la galaxia primaria y el satélite conduce a una destrucción importante del último. De hecho, *el satélite se destruye en todos nuestros experimentos, llegue o no su material al centro del remanente*. Por destrucción debe entenderse que su material deja de constituir una estructura autogravitante, para terminar incorporándose plenamente al potencial de la galaxia principal.

Parte del material del satélite llega al centro del remanente, con lo cual contribuirá a la luz del bulbo del remanente final, pero una gran fracción del mismo se ha depositado sobre el disco primario, a radios intermedios. Esta contribución del satélite a la creación de un disco grueso en la galaxia también se observaba en uno de los experimentos de ABP01, precisamente en el de menor densidad, y también en simulaciones cosmológicas de evolución de sistemas de disco (Abadi et al. 2003a). Más adelante, veremos que, dependiendo de la densidad y la masa del satélite, su material alcanza o no el centro del remanente (§9.3.3).

En las Figs. 9.5-9.6 y 9.7-9.8, aparece la evolución de la densidad superficial del bulbo del satélite, para un modelo en el que el material del satélite no alcanza el centro (en este caso, razón de masas 1:6). Al igual que acontece con el material del disco del satélite, el del bulbo del satélite se deposita sobre el remanente a partir del segundo paso por el pericentro, siguiendo una distribución similar al disco. Veremos más adelante (§§9.4 y 9.6) que su distribución es más estrecha verticalmente y concentrada que la del disco de satélite, y que se compone básicamente de órbitas circulares. Es decir, el bulbo del satélite da lugar a un disco frío interno en los remanentes, que, en los casos en los que el material del satélite no alcanza el centro ($\alpha_{TF} = 3,0$ o razón de masas 1:6), queda reducido a un anillo central de cinemática fría, tal y como se aprecia en los paneles de la derecha de las Figs. 9.5-9.6 y 9.7-9.8.

La evolución de los modelos retrógrados es similar a la de los casos directos, salvo porque, en los primeros, las colas de marea se inhiben por el menor acoplamiento espín-órbita (Mihos & Hernquist 1996) y por un menor impulso en el pericentro, debido a que la separación en el pericentro es mayor que el radio de marea del satélite en los casos retrógrados (GGB05).

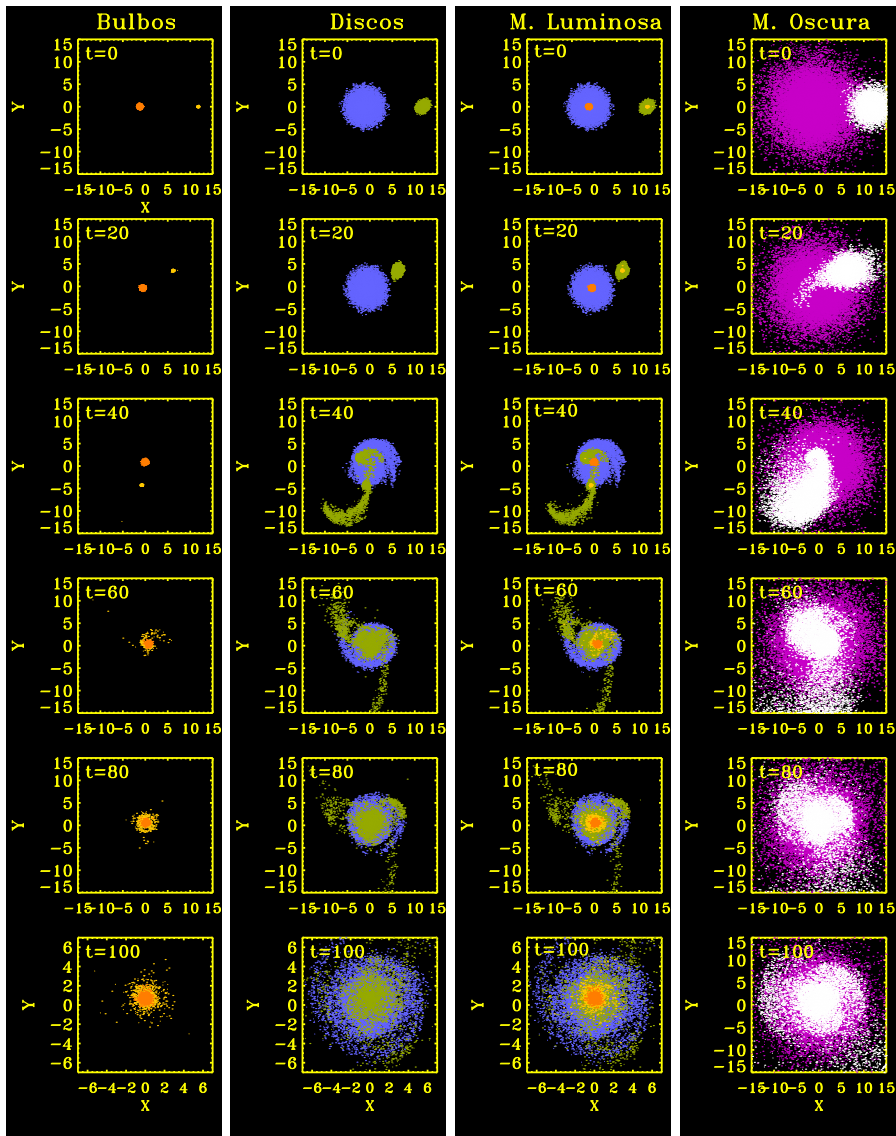


Figura 9.1: Evolución temporal de la distribución espacial de las partículas del modelo M3TF35D. Mostramos un punto de vista frontal del plano galáctico de la primaria, con el centroide de masas de ésta en el origen de coordenadas. En cada columna se muestra la evolución de un tipo de componente diferente. El tiempo aparece en la esquina izquierda superior de cada panel en las unidades de la simulación. El primer y el segundo paso por el pericentro se producen en $t = 28$ y $t = 48$, respectivamente. El plano XY se corresponde con el plano inicial del disco de la galaxia primaria, excepto en los paneles inferiores, en los que se representa el plano galáctico del remanente final. La órbita tiene el sentido inverso a las agujas del reloj, y es prógrada con la rotación de la galaxia primaria.

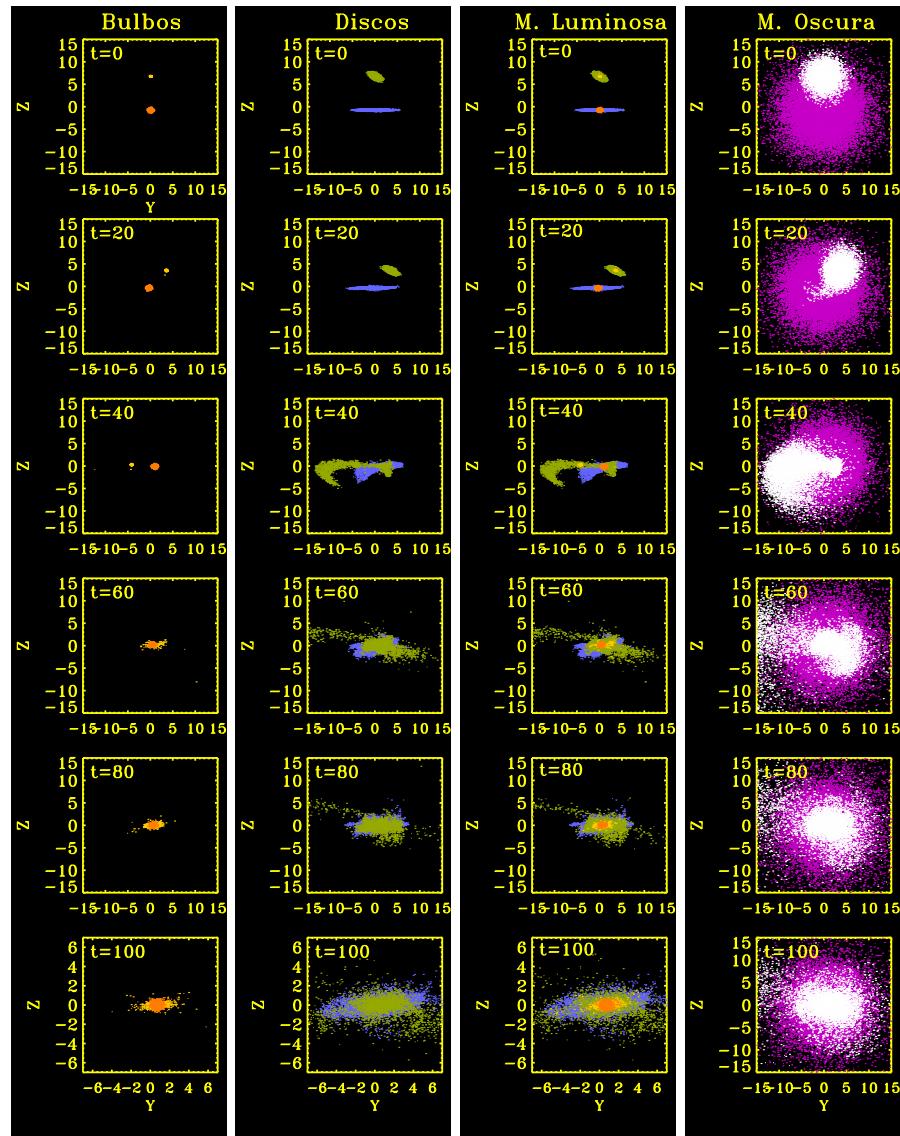


Figura 9.2: Evolución temporal de la distribución espacial de las partículas del modelo M3TF35D. Se muestra la galaxia primaria vista de canto, centrada en el origen. El tiempo aparece en la esquina izquierda de arriba de cada panel en las unidades de la simulación. La dirección Z es perpendicular al plano galáctico de la galaxia primaria, excepto en los paneles inferiores, en los que esta dirección es perpendicular al plano galáctico del remanente final. Consúltense el pie de la Fig. 9.1.

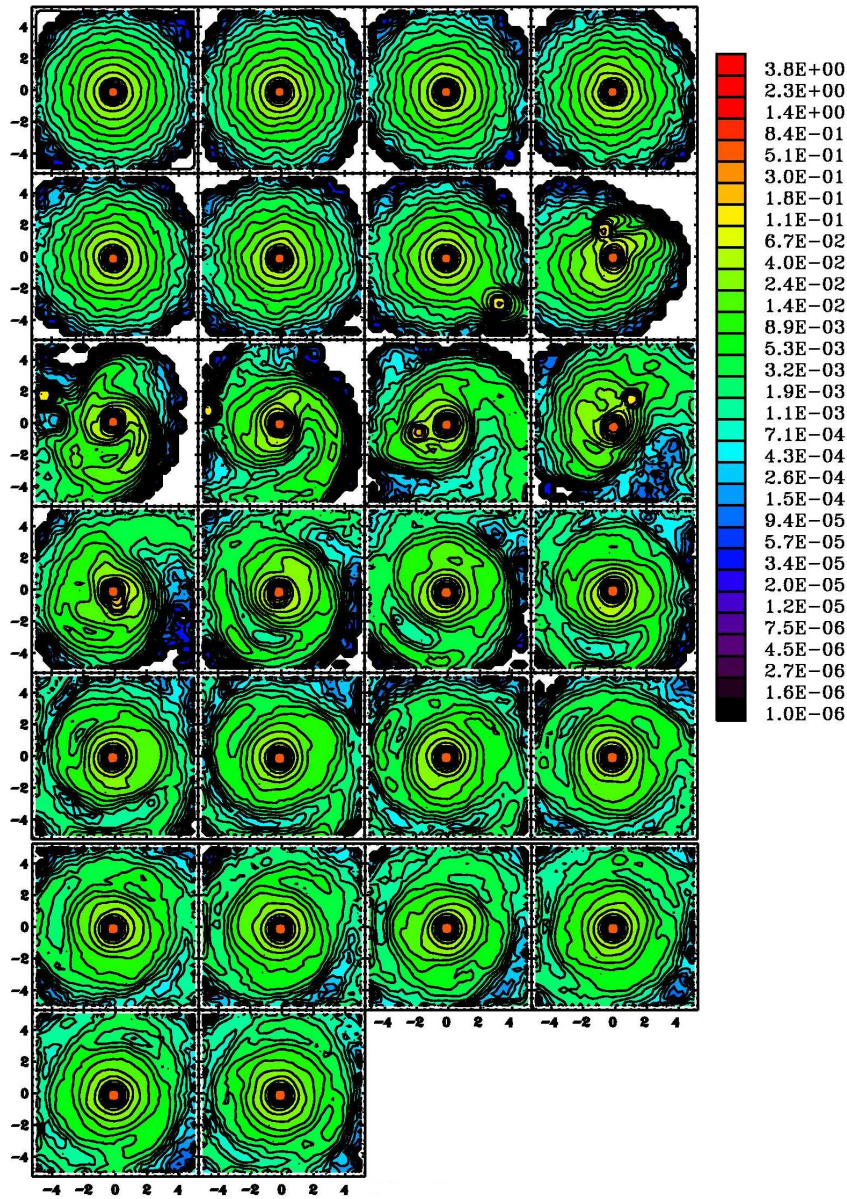


Figura 9.3: Evolución temporal de la densidad superficial del material luminoso del modelo M3TF35D, empleando un punto de vista frontal de la galaxia primaria. Cada panel de izquierda a derecha y de arriba a abajo se corresponde con un instante temporal del acrecimiento distinto, separados entre sí por $\Delta t = 4$, en unidades de la simulación. El código de color indica distintos valores de densidad, de acuerdo con la leyenda de niveles de la derecha de la figura. Las líneas en negro representan las curvas de isodensidad en cada instante de tiempo. El eje de abscisas se corresponde con el Y de la Fig. 9.1; el de ordenadas, con el X. Los ejes se encuentran en las unidades de longitud de la simulación.

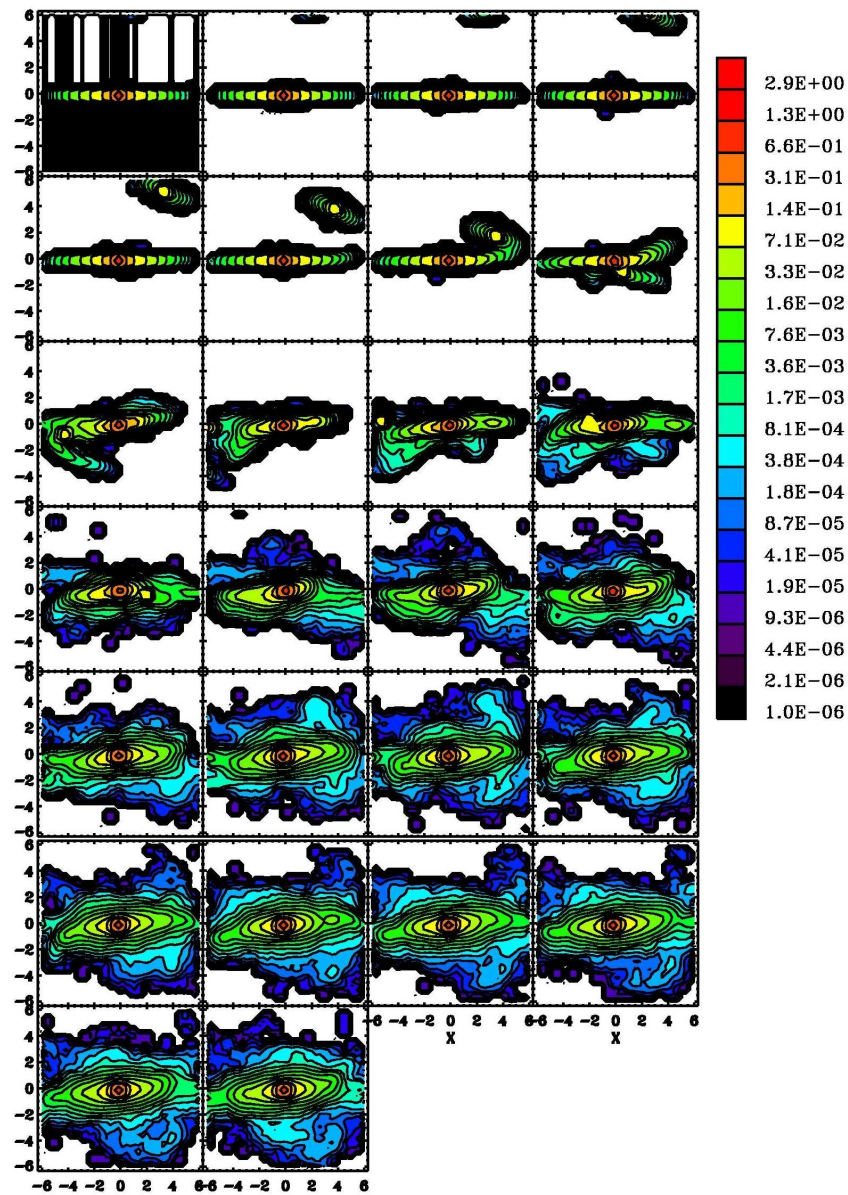


Figura 9.4: Evolución temporal de la densidad superficial del material luminoso del modelo M3TF35D, empleando un punto de vista de canto de la galaxia primaria. Cada panel de izquierda a derecha y de arriba a abajo se corresponde con un instante temporal del acrecimiento distinto, separados entre sí por $\Delta t = 4$, en unidades de la simulación. El código de color indica distintos valores de densidad, de acuerdo con la leyenda de niveles de la derecha de la figura. Las líneas en negro representan las curvas de isodensidad en cada instante de tiempo. El eje de abscisas se corresponde con el Y de la Fig. 9.2; el de ordenadas, con el Z. Los ejes se encuentran en las unidades de longitud de la simulación.

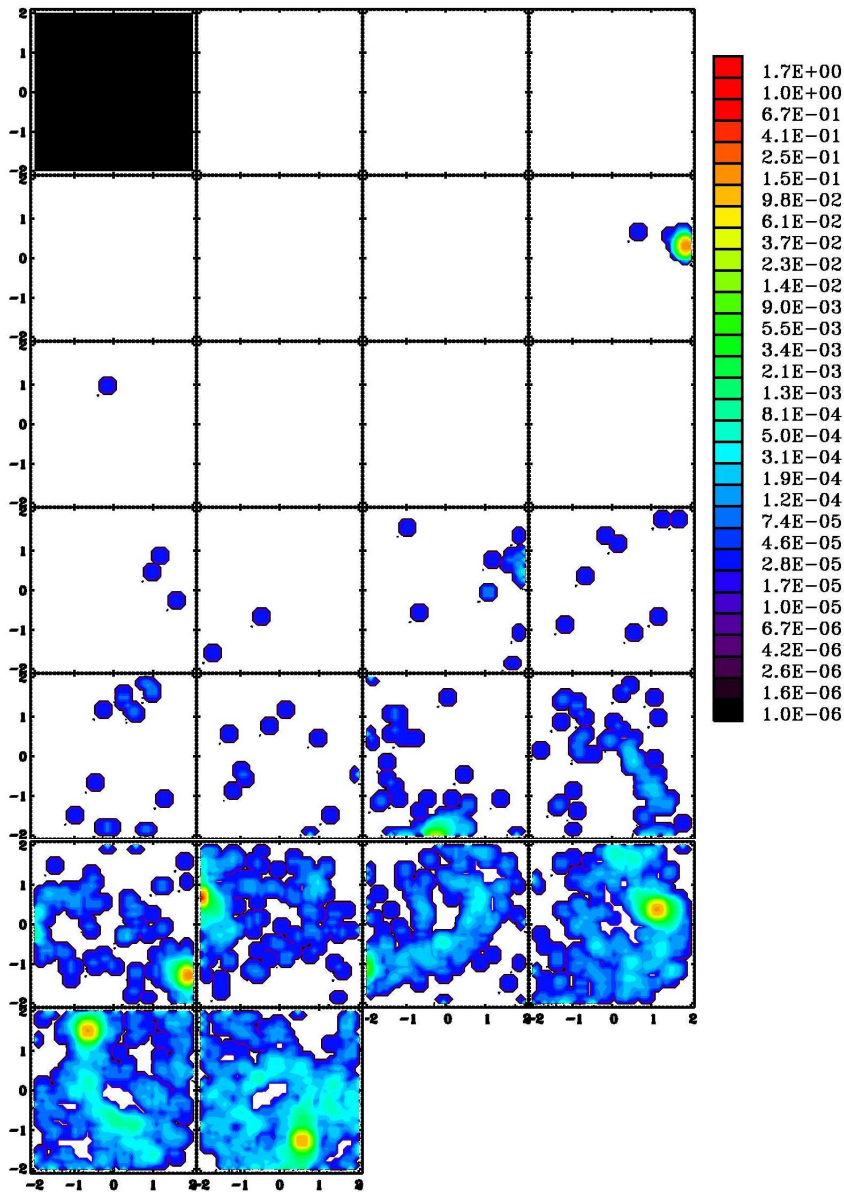


Figura 9.5: Evolución temporal de la densidad superficial del material que originariamente constituye el bulbo del satélite, para el modelo M6D y para un punto de vista en el que la galaxia primaria aparecería de frente. Se comienza a generar un anillo central por parte de este material en los primeros estadios de evolución del sistema. Mostramos la evolución de los cien primeros instantes de tiempo del experimento (los últimos instantes de la evolución se muestran con más detalle en la Fig. 9.6). Cada panel de izquierda a derecha y de arriba a abajo están separados entre sí por $\Delta t = 4$, en unidades de la simulación. El código de color indica distintos valores de densidad, según la leyenda de la derecha. El eje de abscisas se corresponde con el X de la Fig. 9.1; el de ordenadas, con el Y . Los ejes se encuentran en las unidades de longitud de la simulación.

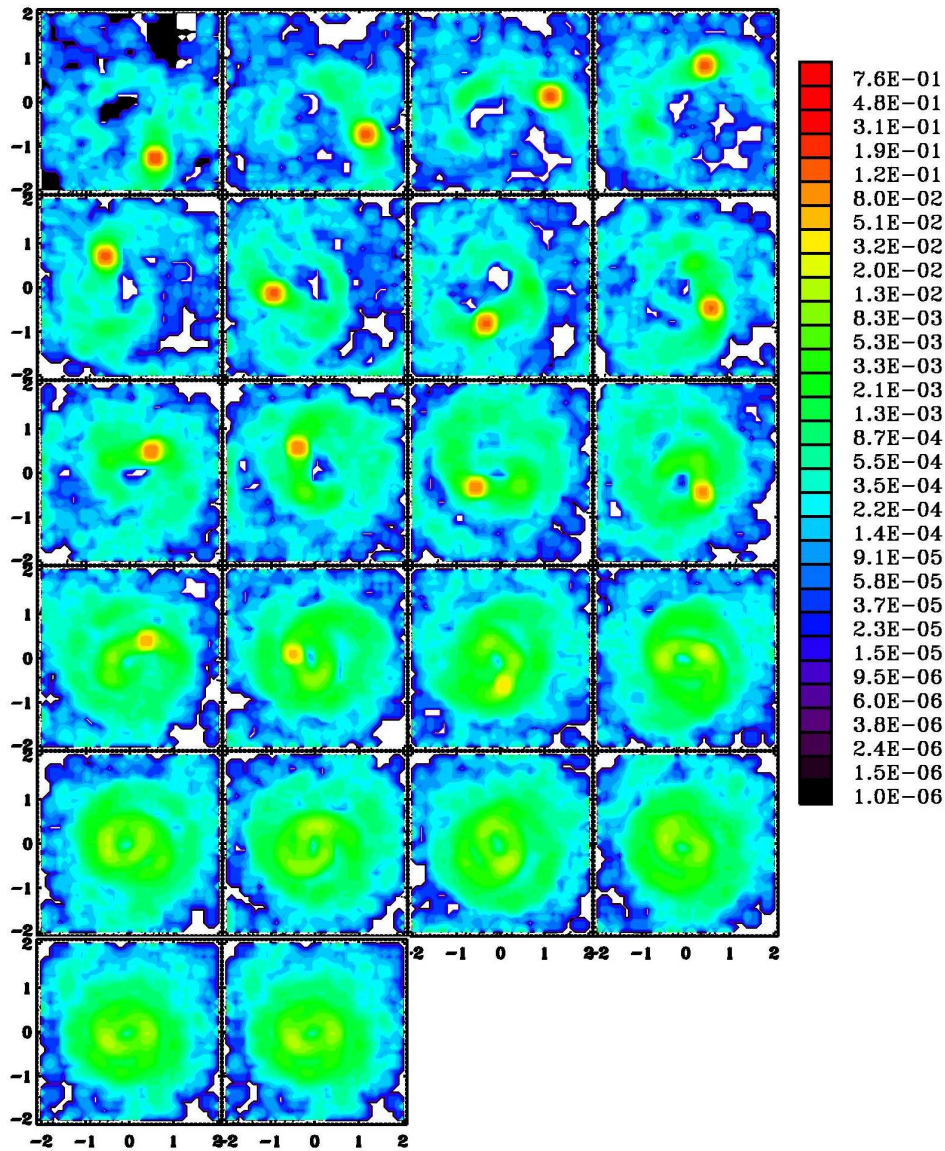


Figura 9.6: Evolución temporal de la densidad superficial del material que originariamente constituye el bulbo del satélite, para el modelo M6D y para un punto de vista en el que la galaxia primaria aparecería de frente. Se aprecia la constitución del anillo central por parte de este material en los últimos estadios de evolución del sistema. Mostramos la evolución de los 22 últimos instantes de tiempo de la simulación (los primeros instantes de la evolución se muestran con más detalle en la Fig. 9.5). Cada panel de izquierda a derecha y de arriba a abajo están separados entre sí por $\Delta t = 1$, en unidades de la simulación. El código de color indica distintos valores de densidad, según la leyenda de la derecha. El eje de abscisas se corresponde con el X de la Fig. 9.1; el de ordenadas, con el Y . Los ejes se encuentran en las unidades de longitud de la simulación.

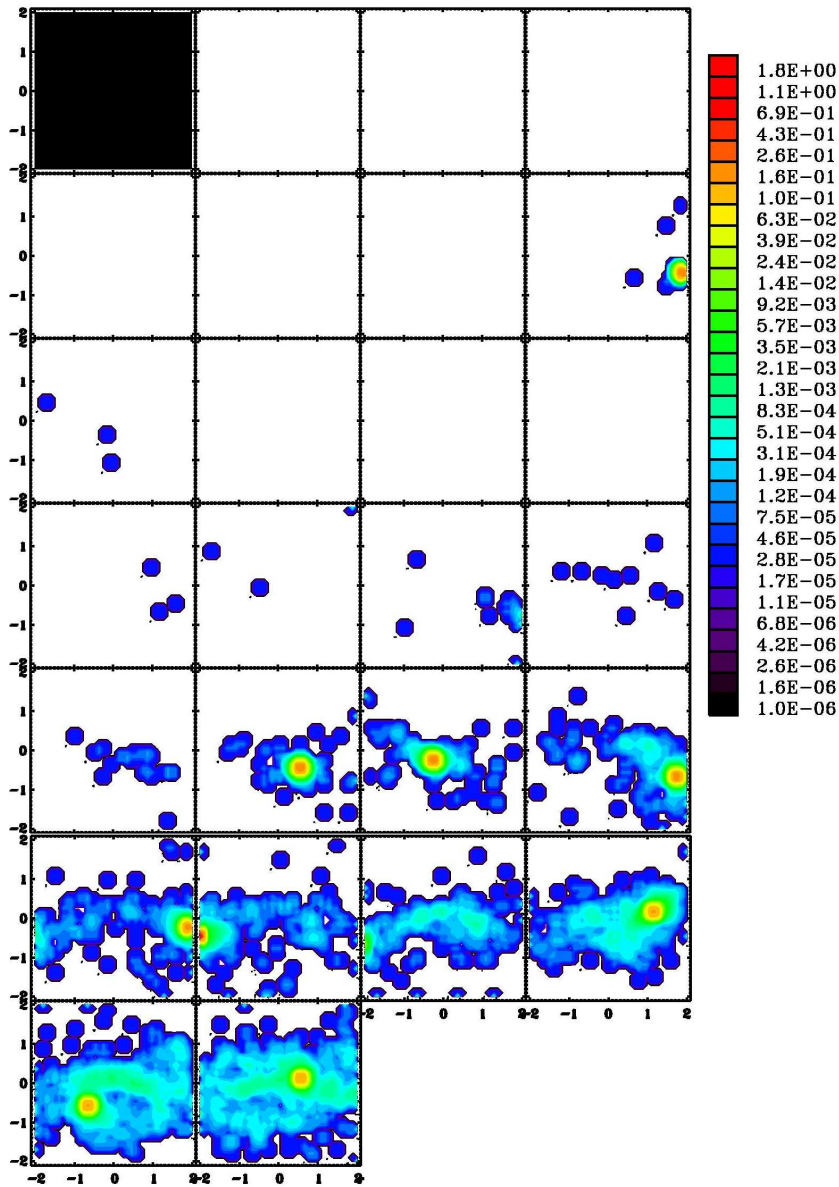


Figura 9.7: Evolución temporal de la densidad superficial del material que originariamente constituye el bulbo del satélite, para el modelo M6D y con un punto de vista en el que la galaxia primaria inicial aparecería de canto. Se comienza a generar un anillo central por parte de este material en los primeros estadios de evolución del sistema. Mostramos la evolución de los cien primeros instantes de tiempo del experimento (los últimos instantes de la evolución se muestran con más detalle en la Fig. 9.6). Cada panel de izquierda a derecha y de arriba a abajo están separados entre sí por $\Delta t = 4$, en unidades de la simulación. El código de color indica distintos valores de densidad, según la leyenda de la derecha. El eje de abscisas se corresponde con el Y de la Fig. 9.2; el de ordenadas, con el Z . Los ejes se encuentran en las unidades de longitud de la simulación.

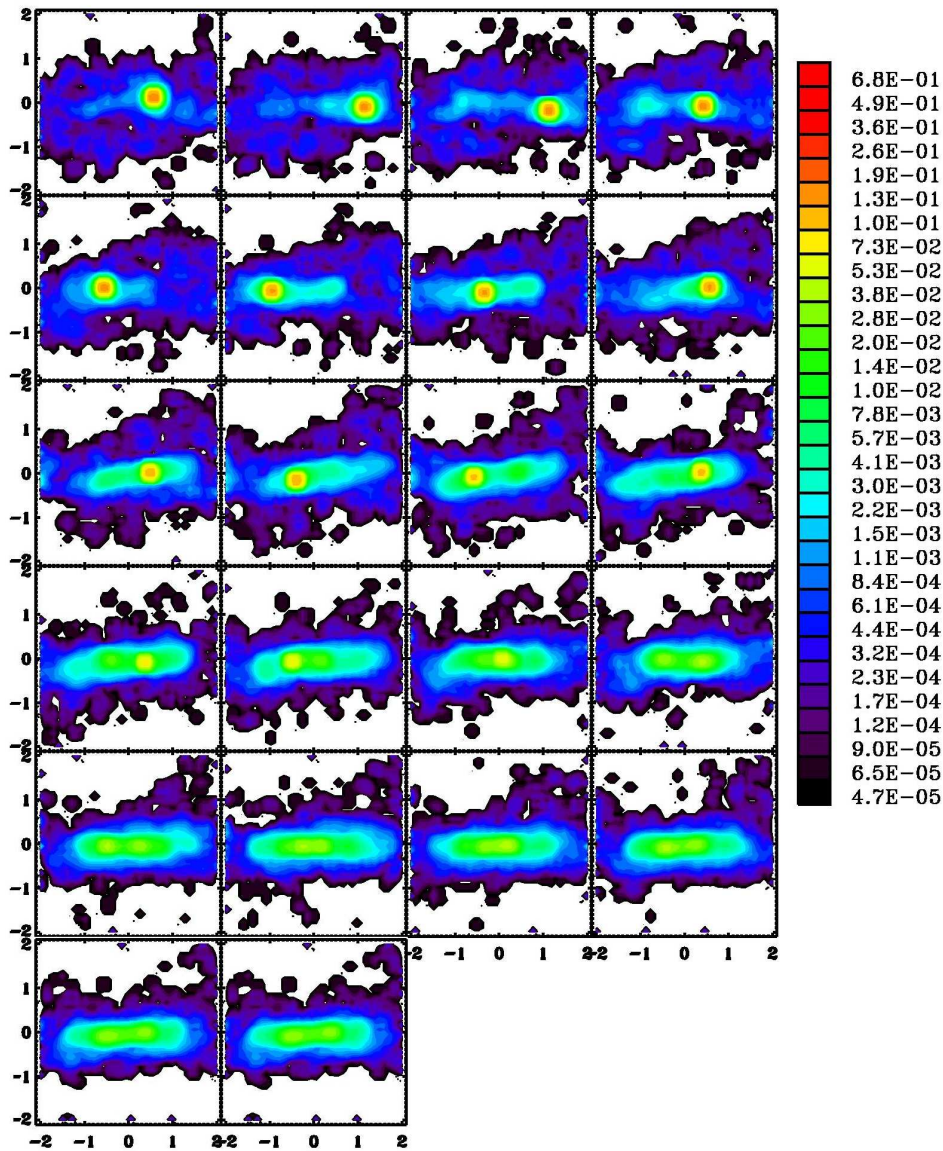


Figura 9.8: Evolución temporal de la densidad superficial del material que originariamente constituye el bulbo del satélite, para el modelo M6D y con un punto de vista en el que la galaxia primaria inicial aparecería de canto. Se aprecia la constitución del anillo central por parte de este material en los últimos estadios de evolución del sistema. Mostramos la evolución de los 22 últimos instantes de tiempo de la simulación (los primeros instantes de la evolución se muestran con más detalle en la Fig. 9.7). Cada panel de izquierda a derecha y de arriba a abajo están separados entre sí por $\Delta t = 1$, en unidades de la simulación. El código de color indica distintos valores de densidad, según la leyenda de la derecha. El eje de abscisas se corresponde con el Y de la Fig. 9.2; el de ordenadas, con el Z . Los ejes se encuentran en las unidades de longitud de la simulación.

9.3. Perfiles de densidad superficial

Tal y como ya hemos comentado, los parámetros fotométricos del bulbo y del disco experimentaron cambios tras el crecimiento. Para inferir su evolución, utilizamos el mismo procedimiento que emplean los observadores para deducir los parámetros fotométricos de las galaxias reales: se ajusta una función a los perfiles de brillo superficial del material luminoso de cada remanente. Nosotros empleamos perfiles promediados azimutalmente en una vista frontal de cada remanente. La función empleada para ajustar el perfil de densidad combinaba un perfil de Sérsic para la descripción del bulbo central, más uno exponencial para el disco.

La ley de Sérsic, destinada a dar cuenta del perfil del bulbo central, se ha usado muy a menudo para este fin (Sérsic 1968; G01; Möllenhoff & Heidt 2001; Prieto et al. 2001; MacArthur et al. 2003). Su forma funcional es la siguiente:

$$I(r) = I_e \cdot \exp \{-b_n [(r/r_e)^{1/n} - 1]\} \quad (9.1)$$

donde r_e es el radio efectivo del bulbo, I_e representa a la densidad superficial a r_e y n es el índice de Sérsic, que mide en cierta forma la concentración central del bulbo. El factor b_n es una función de n , y se extrae resolviendo la siguiente ecuación:

$$\Gamma(2n) = 2\gamma(2n, b_n), \quad (9.2)$$

donde Γ y γ son las funciones gamma completa e incompleta, respectivamente. En el rango de $1 < n < 10$, G01 demostró que la expresión anterior puede aproximarse por la forma más sencilla: $b_n = 1,9992n - 0,3271$, con un error $< 0,15\%$ en todo ese rango (véase la Fig. 7 de G01).

El índice n básicamente nos describe la forma de la curva con la que cae el perfil de Sérsic, y está siendo muy utilizado por los observadores como indicativo de la concentración central en los bulbos reales. Para $n = 1$ la ec. [9.1] se torna una ley exponencial (Freeman 1970); mientras que para $n = 4$ tendríamos la ley de de Vaucouleurs o $r^{1/4}$ (de Vaucouleurs 1959). La gran ventaja de la ley de Sérsic es que deja libre el parámetro n , por lo que se pueden ajustar perfiles de diferente concentración. No obstante, existen ciertos estudios basados en clasificaciones no paramétricas de las galaxias que encuentran que n es libre, tanto para los bulbos de las galaxias espirales como para las elípticas, y que no guarda relación alguna con el tipo morfológico de la galaxia (Fasano et al. 2003; Cassata et al. 2005). Sin embargo, otros estudios abogan por el significado físico comprobado de n . Trujillo et al. (2001) definieron un nuevo índice de concentración basado en el índice $C(\alpha)$ de Abraham et al. (1994), $TGC(\alpha)$, como el siguiente cociente de flujos:

$$TGC(\alpha) = \frac{\sum_{i,j \in E(\alpha r_e)} I_{ij}}{\sum_{i,j \in E(r_e)} I_{ij}}, \quad (9.3)$$

donde $E(r_e)$ es la isofota que encierra la mitad de la luminosidad total del perfil y $E(\alpha r_e)$ es la isofota a un radio α veces r_e . Por tanto, $0 < \alpha < 1$. En el caso de un

perfil de Sérsic, $TCG(\alpha)$ se relaciona con n según:

$$TCG(\alpha) = \frac{\gamma(2n, b_n \alpha^{1/n})}{\gamma(2n, b_n)}. \quad (9.4)$$

La concentración así definida es una función monótonamente creciente de n . Graham et al. (2001a) detectaron que tanto n como $TCG(\alpha)$ presentan fuertes correlaciones con la luminosidad total de las galaxias, con sus radios efectivos, brillos centrales, concentraciones y dispersiones de velocidad. Adicionalmente, n ha resultado estar fuertemente correlacionado con la masa de los agujeros negros supermasivos que se detectan en el centro de las galaxias (Graham et al. 2001b).

La ley exponencial nos proporciona una manera adecuada de modelar los discos (Freeman 1970), aunque los discos reales presentan frecuentes truncamientos y anti-truncamientos en sus perfiles de brillo (Pohlen et al. 2002; Erwin et al. 2005). La forma funcional del perfil exponencial viene descrita por:

$$I(r) = I_0 \cdot \exp(-r/r_0) \quad (9.5)$$

donde r_0 indica la escala de longitud del perfil, e I_0 es la densidad superficial central. El código empleado para ajustar los perfiles de densidad superficiales fue el descrito por G01, sin utilizar el algoritmo de convolución por el *seeing* que el código lleva implementado. El código emplea el método de Levenberg-Marquardt para efectuar un ajuste no lineal a los parámetros, de forma que localiza aquellos valores de éstos que minimizan el χ^2 del ajuste. El código asigna distintos pesos a cada punto a ajustar, según el error del mismo. Los puntos dentro del radio del núcleo del perfil de King que hemos empleado para generar el bulbo se han excluido del ajuste ($r = 0,15$), ya que el perfil de King se aplanan en el centro, mientras que la ley de Sérsic presenta un pico central. También se hicieron varios ajustes incluyendo ~ 5 puntos más internos al radio de King y excluyendo $\sim 5 - 10$ puntos externos a éste. De esta forma, comprobamos que estos cambios no afectaban los resultados de los ajustes de forma significativa (consúltese el estudio elaborado al respecto por Aceves et al. 2006).

Nuestras distribuciones de masa luminosa pueden compararse directamente con las distribuciones de luz de las galaxias reales, si tenemos en cuenta que la M/L de los bulbos y discos difieren como mucho por un factor 2 (Portinari et al. 2004). En las Figs. 9.9b-k, mostramos los perfiles de densidad superficiales finales de toda la materia luminosa en función del radio (calculados como promedios azimutales), para todos los modelos, junto con la descomposición bulbo-disco ajustada en cada caso. La Fig. 9.9a representa el ajuste efectuado al perfil de densidad superficial de la materia luminosa de la galaxia primaria al principio de la simulación.

Los residuos de los ajustes aparecen dados en magnitudes bajo sus paneles correspondientes en la figura, definidos como: $\Delta m = 2,5 \log(I/I_{\text{ajuste}})$. La RMS típica de los ajustes es de $\sim 0,05$ mag, un resultado bastante razonable, comparado con los errores típicos observacionales. Teniendo en cuenta que tenemos 5 parámetros libres

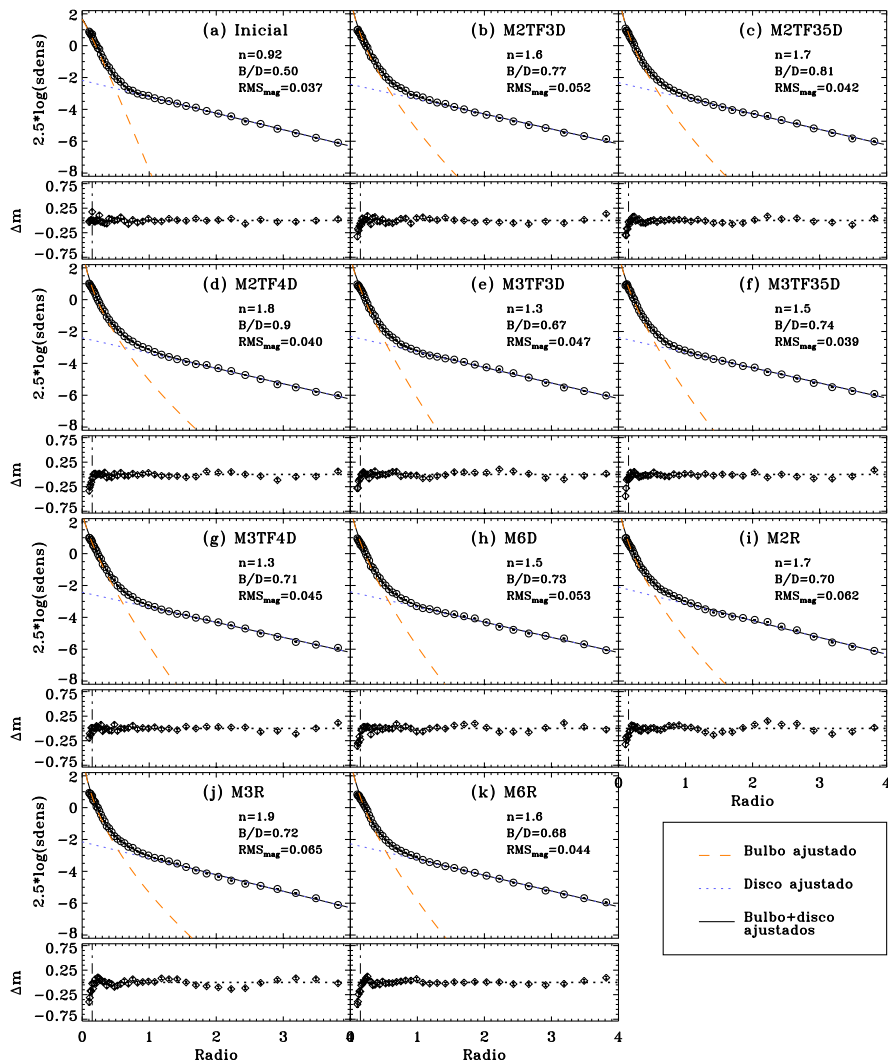


Figura 9.9: Perfiles radiales de densidad superficial de la materia luminosa, junto con los ajustes efectuados a los mismos (Sérsic+exponencial). *Paneles superiores de cada figura*: Distribuciones de densidad superficial y ajustes resultantes. Los valores ajustados de n , B/D y RMS del ajuste aparecen indicadas en cada panel. *Círculos abiertos*: medidas extraídas de cada modelo, con sus correspondientes barras de error. *Línea discontinua en rojo*: componente de Sérsic ajustada ($r^{1/n}$). *Línea punteada en azul*: componente exponencial ajustada. *Línea continua en negro*: suma de las dos componentes (Sérsic+exponencial) ajustadas. *Paneles inferiores de cada figura*: residuos de los perfiles resultantes de los ajustes, en magnitudes. *Rombos*: residuos de los modelos. Las barras de error aparecen de nuevo superpuestas sobre los residuos (en magnitudes). *Línea vertical discontinua*: región inferior excluida de los ajustes ($r < 0,15$). *Paneles*: **a**) modelo primario inicial; **b**)-**h**) modelos de órbita directa, una vez la simulación ha finalizado; **i**)-**k**) modelos de órbita retrógrada, una vez ha finalizado la simulación.

Tabla 9.1: Parámetros resultantes de los ajustes bulbo-disco efectuados a los remanentes finales de los acrecimientos.

Código (1)	RMS (2)	$\log(\mu_{0,D})$ (3)	h_D (4)	$\log(\mu_e)$ (5)	r_e (6)	n (7)	B/D (8)
Inicial.....	0,037	$-0,871 \pm 0,016$	$1,051 \pm 0,023$	$0,01 \pm 0,04$	$0,199 \pm 0,009$	$0,92 \pm 0,11$	$0,50 \pm 0,03$
M2TF3D....	0,052	$-0,97 \pm 0,03$	$1,16 \pm 0,04$	$0,11 \pm 0,06$	$0,192 \pm 0,013$	$1,62 \pm 0,30$	$0,77 \pm 0,08$
M2TF35D..	0,042	$-0,93 \pm 0,04$	$1,11 \pm 0,05$	$0,16 \pm 0,07$	$0,182 \pm 0,014$	$1,71 \pm 0,36$	$0,81 \pm 0,09$
M2TF4D....	0,040	$-0,96 \pm 0,07$	$1,13 \pm 0,06$	$0,12 \pm 0,13$	$0,191 \pm 0,023$	$1,78 \pm 0,80$	$0,85 \pm 0,3$
M3TF3D....	0,047	$-0,92 \pm 0,03$	$1,11 \pm 0,03$	$0,13 \pm 0,08$	$0,184 \pm 0,015$	$1,32 \pm 0,34$	$0,67 \pm 0,08$
M3TF35D..	0,039	$-0,95 \pm 0,03$	$1,14 \pm 0,04$	$0,16 \pm 0,07$	$0,182 \pm 0,012$	$1,47 \pm 0,29$	$0,74 \pm 0,08$
M3TF4D....	0,045	$-0,97 \pm 0,03$	$1,15 \pm 0,04$	$0,07 \pm 0,06$	$0,200 \pm 0,012$	$1,32 \pm 0,23$	$0,71 \pm 0,06$
M6D.....	0,053	$-0,96 \pm 0,04$	$1,14 \pm 0,05$	$0,16 \pm 0,15$	$0,179 \pm 0,023$	$1,49 \pm 0,58$	$0,73 \pm 0,15$
M2R.....	0,062	$-0,84 \pm 0,04$	$1,03 \pm 0,03$	$0,11 \pm 0,07$	$0,187 \pm 0,014$	$1,68 \pm 0,51$	$0,70 \pm 0,11$
M3R.....	0,065	$-0,86 \pm 0,05$	$1,05 \pm 0,05$	$0,16 \pm 0,16$	$0,173 \pm 0,024$	$1,87 \pm 0,79$	$0,72 \pm 0,18$
M6R.....	0,044	$-0,91 \pm 0,03$	$1,10 \pm 0,03$	$0,15 \pm 0,08$	$0,175 \pm 0,015$	$1,56 \pm 0,32$	$0,68 \pm 0,08$

NOTA.— *Col. (1)*: código del modelo. *Col. (2)*: RMS del ajuste en magnitudes. *Col. (3)*: densidad superficial central del disco. *Col. (4)*: escala de longitud del disco. *Col. (5)*: densidad superficial efectiva del bulbo. *Col. (6)*: radio efectivo del bulbo. *Col. (7)*: índice de Sérsic del perfil del bulbo. *Col. (8)*: razón bulbo a disco derivada de los parámetros del ajuste Sérsic+exponencial.

en cada ajuste (n , r_e , I_e , r_0 e I_0) y las múltiples combinaciones entre los parámetros, no podemos descartar la posibilidad de que los ajustes hayan caído en mínimos secundarios del espacio de χ^2 . Para comprobar si esto ha sido de esta manera, ejecutamos varias veces el código de ajuste variando cada uno de los parámetros iniciales hasta un factor ~ 10 . La conclusión fue que los perfiles de χ^2 presentaban mínimos absolutos muy bien definidos en todos los parámetros, por lo que los ajustes efectuados resultan altamente fiables. La Tabla 9.1 lista los parámetros fotométricos finales de los perfiles de densidad superficial de los remanentes y los B/D derivados de los ajustes, según:

$$\frac{B}{D} = \frac{n \Gamma(2n) e^{bn}}{b_n^{2n}} \left(\frac{r_e}{h_D} \right)^2 \left(\frac{I_{e,B}}{I_{0,D}} \right). \quad (9.6)$$

Los errores de los parámetros se han asignado mediante el método de *bootstrap* (Efron & Tibshirani 1993; Press et al. 1994; y referencias ahí). Éste consiste en sustituir una fracción $\sim 1/e$ de los puntos que se tienen para el ajuste por los valores de los anexos, de forma aleatoria, y se vuelve a efectuar el ajuste. La dispersión de los valores de cada parámetro obtenidos efectuando este procedimiento un alto número de veces es representativo del error aleatorio propagado que el ajuste lleva implícito, teniendo en cuenta la dependencia de cada parámetro con los restantes.

En todos nuestros experimentos, recuperamos sistemas bien descritos por dos componentes, en los que las partes externas se describen bien con un perfil exponencial (es decir, un disco), mientras que un perfil de Sérsic representa adecuadamente a las internas con valores de $n > 1$ en todos los casos. Teniendo en cuenta que la galaxia primaria fue diseñada para exhibir un bulbo exponencial ($n = 0,94$) y un cociente $B/D = 0,5$, la Tabla 9.1 nos indica que todos nuestros remanentes pre-

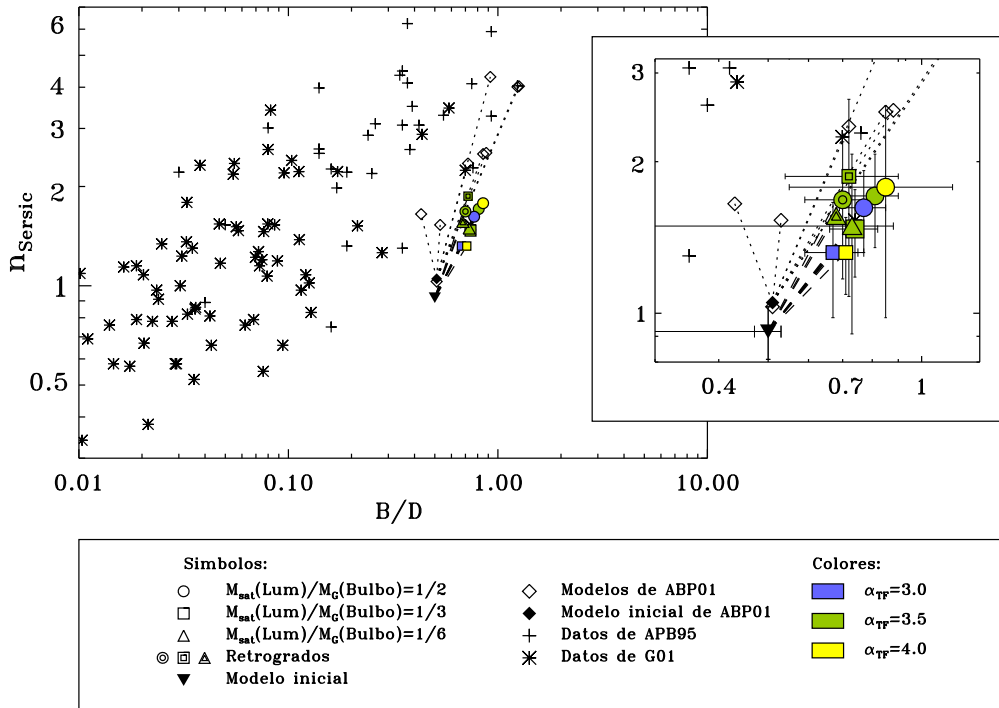


Figura 9.10: Vectores de crecimiento en el plano $\log(n)$ - $\log(B/D)$ de nuestros modelos de acrecimiento de satélites. El panel de la derecha muestra una ampliación del panel izquierdo. Cada segmento de líneas discontinuas comienza en la localización en el plano del punto correspondiente al modelo original, y finaliza en los valores de n y B/D derivados de los ajustes a las dos componentes de los perfiles de densidad superficial tras la fusión. Se han representado las barras de error de la Tabla 9.1 sobre los puntos del panel derecho. También se han marcado con línea punteada los vectores de crecimiento de los modelos de ABP01 como comparación. En la figura, también hemos trazado las distribuciones de n frente a $\log(B/D)$ de varias muestras de bulbos reales (de Jong 1996; G01; ABP05). La leyenda indica la codificación de símbolos y colores empleada en la figura.

sentan al final mayores valores de n y de B/D que al principio. Luego podemos contestar ya a una de las cuestiones que nos planteábamos en §2.1, relativas a los modelos: *nuestros experimentos indican que los acrecimientos de satélites escalados con TF también generan un crecimiento apreciable del bulbo central, al igual que los modelos de ABP01*, tal y como se deduce de los incrementos experimentados tanto por n como por B/D tras el acrecimiento (Tabla 9.1).

9.3.1. Crecimiento de los bulbos

Tal y como ya hemos indicado, el índice n y el cociente B/D crecen tras la fusión en todos nuestros experimentos. En la Fig. 9.10 se muestran los vectores de crecimiento en el plano $\log(n)$ - $\log(B/D)$, donde, recordemos, B/D se ha derivado de los

parámetros resultantes de los ajustes a los perfiles de densidad superficial (ec. [9.6]). Cada segmento comienza en el punto del plano donde se encuentra la galaxia primaria al principio de la simulación; y finaliza en el punto en el que se sitúa el bulbo del remanente en el plano n -log(B/D) al final de la fusión. Como comparación, se han representado los vectores de crecimiento trazados por los modelos de ABP01, además de distribuciones de bulbos reales procedentes de las muestras de de Jong (1996), reanalizadas por G01, y APB95.

En todos nuestros acrecimientos de satélites, *el acrecimiento de un satélite conduce a un crecimiento simultáneo de B/D y del índice n del bulbo*. La densidad del satélite, parametrizada en nuestros modelos mediante α_{TF} , ejerce poca influencia sobre el crecimiento del bulbo para el rango de valores de α_{TF} estudiado.

ABP01 habían detectado una tendencia en este diagrama muy similar, empleando satélites modelados como esferoides más densos. Nuestros modelos demuestran que este aumento de la estructura central persiste cuando los satélites acretados están escalados utilizando TF y presentan una estructura de disco; aunque, tal y como se verá más adelante, los procesos que conducen al crecimiento en n y en B/D en los modelos de ABP01 son distintos de los que los producen en los nuestros (§9.3.3).

A continuación, comparemos las tendencias seguidas por cada conjunto de simulaciones. Lo más notable es que los experimentos de ABP01 y los nuestros muestran características muy similares: *existe una tendencia de los satélites más masivos a producir mayores cambios en n y B/D* . No obstante, cuantitativamente existen diferencias notables: *nuestros modelos, para el mismo crecimiento en B/D , inducen un incremento menor en n que los experimentos de ABP01*.

Tanto las fusiones menores de ABP01 como las nuestras parecen situarse sobre secuencias del tipo $n = \beta(B/D)^\alpha$. Para forzar a la línea log(n)-log(B/D) a pasar por el punto correspondiente al modelo inicial, hemos ajustado nuestros modelos según:

$$\log \left[\frac{n}{n_{\text{inic}}} \right] = \alpha \log \left[\frac{(B/D)}{(B/D)_{\text{inic}}} \right], \quad (9.7)$$

donde $(B/D)_{\text{inic}}$ y n_{inic} representan los valores iniciales correspondientes a la galaxia primaria (véase la Tabla 9.1). Hemos empleado un algoritmo de expansión del gradiente para efectuar ajustes no lineales por mínimos cuadrados a la ec. [9.7]. Nuestros modelos escalados con TF obedecen la ec. [9.7] para $\alpha = 1,4 \pm 0,8$, con $\chi^2 = 0,021$. Por tanto, en nuestros experimentos, n crece un factor $\sim 2,6$ cuando el cociente B/D se duplica, partiendo desde $n_{\text{inic}} = 0,94$ (nótese que nuestros experimentos no alcanzan en ningún momento un incremento tan alto de B/D , véase la Tabla 9.1). Sin embargo, los remanentes de ABP01 obedecen peor la tendencia descrita por la ec. [9.7], ya que obedecen dicha ecuación para $\alpha = 1,7 \pm 0,7$ con $\chi^2 = 0,090$. Esto significa que, en los modelos de ABP01, n crece por un factor $\sim 3,2$ (desde $n = 1$) cuando la razón B/D se duplica. El máximo valor de n alcanzado en nuestros modelos es $n = 1,87$, frente a $n = 4,30$ que obtuvieron ABP01.

Los bulbos reales se distribuyen a lo largo de una secuencia de mayor n a me-

didada que aumenta B/D (véase la Fig. 9.10). Nuestros resultados indicarían que las galaxias en la zona inferior izquierda del diagrama (bulbos poco masivos, con $n \sim 1$) se desplazarían hacia la zona derecha superior del diagrama (bulbos más masivos, con valores de n mayores) cuando acretasen un satélite. ABP01 ejecutaron un experimento en el que se apreciaban los efectos acumulativos de las fusiones (véase el modelo que denominan H3D3D). Encontraron que el crecimiento en n y en B/D en un par de acrecimientos consecutivos de satélites con la misma masa (1:3) sobre la misma galaxia primaria era exactamente el mismo que si se acretaba toda la masa de una vez. Por tanto, si los efectos de las fusiones son realmente acumulativos, tal y como este experimento parece indicar, los acrecimientos de satélites proporcionarían un nexo evolutivo entre los bulbos pequeños con n bajo y los bulbos masivos con n alto. Es más, Khochfar & Silk (2005) encontraron en sus simulaciones cosmológicas que las fusiones menores son un orden de magnitud más frecuentes que las mayores, resultado que apoyaría la posible relevancia de las fusiones menores en la configuración de los bulbos actuales.

Sin embargo, la Fig. 9.10 revela que nuestros modelos comienzan con un B/D muy alto dentro del rango de los valores observados en los bulbos reales. Este desplazamiento a valores tan elevados de B/D se debe básicamente a las limitaciones computacionales: galaxias con bulbos más pequeños producirían un alto rango de escalas de tiempo dinámico, lo que conduciría a tiempos de cálculo prohibitivos. Además, experimentos con bulbos menores en la galaxia primaria requerirán satélites aún menores, los cuales tardarán más en fusionarse con la galaxia principal, lo que volvería a incrementar el tiempo de computación demasiado.

Es probable que las transformaciones dinámicas principales que acontecen en nuestros modelos sean extrapolables al caso de que la galaxia principal tuviese un menor B/D . Aunque los casos difieran en algunos detalles, el acrecimiento de un satélite sobre una galaxia con menor B/D producirá también un crecimiento en n y en B/D . Los bulbos pequeños, con $n < 1$, presentarán un campo de marea más débil que permitirá que los satélites lleguen al centro sin destruirse. Esto generará una tendencia en $\log(n)$ - $\log(B/D)$ más acusada que la hallada con los presentes modelos (ec. [9.7]). Por el contrario, en caso de comenzar con un bulbo más masivo de $n > 1$, lo lógico sería esperar pendientes de crecimiento menos acusadas que las de nuestros modelos en el diagrama $\log(n)$ - $\log(B/D)$. Si consideramos, tal y como el experimento de ABP01 que comentábamos antes sugiere, que la evolución de los bulbos en el plano $\log(n)$ - $\log(B/D)$ no depende de si la totalidad de la masa es acremada en un sólo evento o en varios de menor envergadura, los acrecimientos de satélites podrían cubrir por completo el rango que ocupan las galaxias reales en el diagrama de $\log(n)$ - $\log(B/D)$.

Se podría pensar que, a pesar de que la pendiente de crecimiento se suavice a mayores n , un par de acrecimientos podrían expulsar cualquier galaxia de la región ocupada por los bulbos reales en el diagrama $\log(n)$ - $\log(B/D)$. Sin embargo, existen indicios en los modelos de ABP01 de que el crecimiento de n vía acrecimientos de satélites (no disipativos) satura en algún valor de n , alrededor de $n \sim 4$. Esto

mantendría, tras una fusión, a los bulbos más masivos dentro de la región ocupada por los bulbos reales en el diagrama $\log(n)$ - $\log(B/D)$.

9.3.2. El problema de la fragilidad de los bulbos exponenciales

Este crecimiento más suave en n que presentan nuestros modelos contribuye a aliviar, hasta cierto punto, el problema planteado por numerosos trabajos computacionales acerca de la *fragilidad de los bulbos exponenciales ante un crecimiento o fusión menor*. Las simulaciones de fusiones galácticas hasta la fecha demostraban que éstas eran mecanismos extremadamente eficientes en evolucionar los bulbos exponenciales a bulbos con $n > 3$ (Gerhard 1981; Barnes 1988). En particular, los modelos de ABP01 se mostraban tan eficientes incrementando n , que los autores concluyeron que los bulbos exponenciales son extremadamente frágiles ante las fusiones y que no han podido sufrir ninguna a lo largo de la historia del Universo. Pero, por otra parte, los actuales modelos cosmológicos de CDM predicen que han debido existir ritmos de fusión elevadísimos en el Universo, siendo las fusiones menores un orden de magnitud más frecuentes que las mayores a todos los z ; e incluso las observaciones establecen ritmos de fusión que implican que las galaxias han debido experimentar en promedio más de una fusión a $z > 1$. Le Fèvre et al. (2000) llega incluso a inferir que una galaxia ha debido experimentar en promedio un crecimiento desde $z \sim 1$ hasta hoy. Si las fusiones hubiesen sido realmente tan comunes en el Universo y si fuesen mecanismos tan eficientes en hacer crecer los bulbos exponenciales, entonces no podemos explicar por qué son tan comunes a $z \sim 0$ las espirales tardías con bulbos exponenciales, puesto que una única fusión habría sido suficiente para incrementar el n de su bulbo a $n > 1$.

De todo esto se deduciría que las espirales con bulbos exponenciales han debido estar extraordinariamente protegidas frente a crecimientos y fusiones, en contraste con el resto de galaxias. Pero, ¿por qué razón? ¿Qué las protege si no se encuentran particularmente aisladas?

A la luz de los presentes modelos, vemos que la fragilidad de los bulbos exponenciales de ABP01 ante las fusiones procedía del hecho de emplear satélites de alta densidad. Nuestros modelos demuestran que, si las densidades de los satélites son lo suficientemente bajas como para producir una destrucción importante de los mismos durante el crecimiento, su material se va depositando por capas sobre las regiones más externas del disco primario, sin apenas afectarlo (tal y como Abadi et al. 2003b encontraron en sus modelos). *Como resultado, el crecimiento en n es bajo; por lo que un bulbo exponencial podría seguir siéndolo tras una fusión, con tal de que el satélite acretado fuese lo suficientemente pequeño y presentase una densidad similar a la de nuestros modelos.* Y esto no es muy difícil: basta con que el satélite cumpla la relación de TF, relación que, por otra parte, cumplen observacionalmente todas las galaxias espirales. Por tanto, nuestros modelos alivian hasta cierto punto el problema de la fragilidad de los bulbos exponenciales.

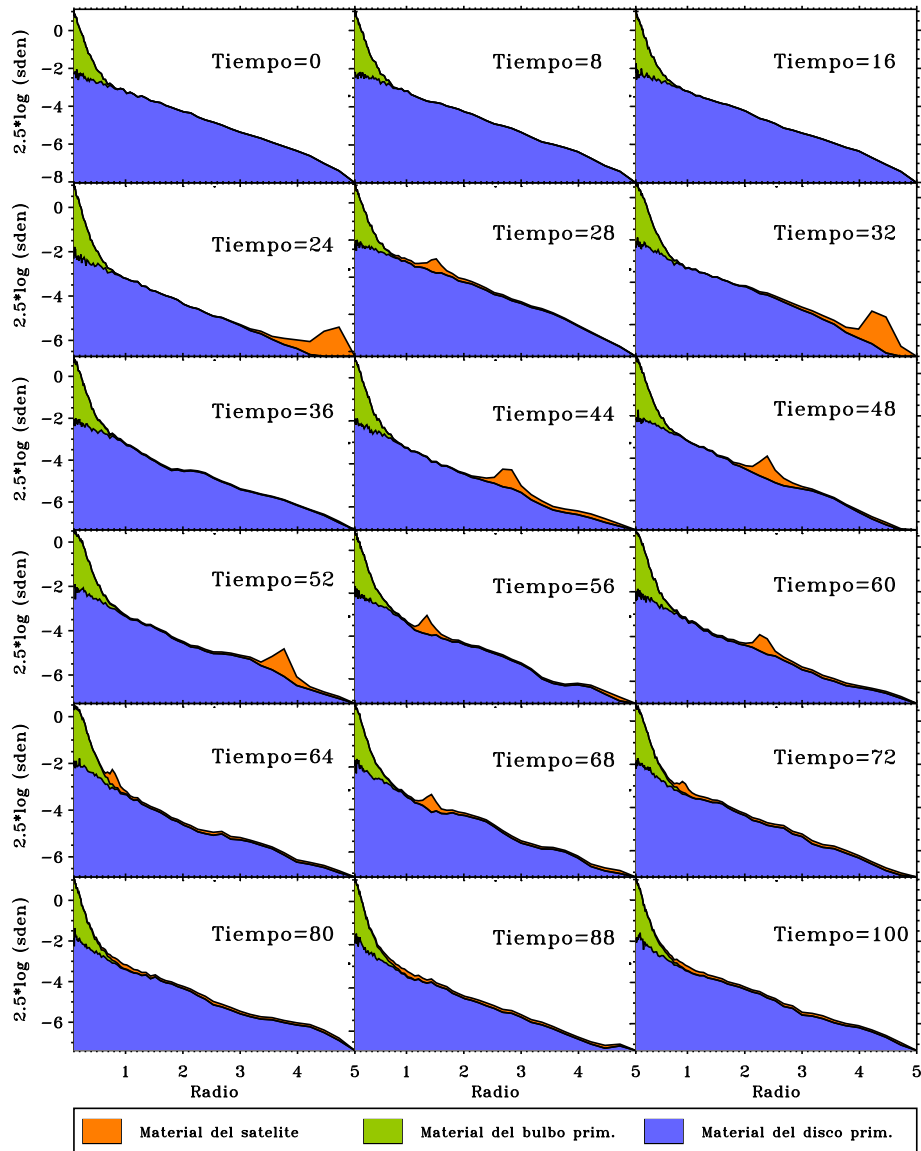


Figura 9.11: Evolución temporal de los perfiles de densidad superficial de las diversas componentes luminosas, promediados azimutalmente y para una vista frontal de la galaxia principal, en el modelo M3TF3D. Las contribuciones de las distintas componentes al perfil se representan con distintos colores, según la leyenda. El tiempo aparece en la esquina superior derecha de cada panel. Los pasos por el pericentro tienen lugar a $t \sim 28$ y $t \sim 48$, en unidades de tiempo de la simulación. *Azul*: contribución de las partículas del disco primario al perfil de densidad superficial en cada instante temporal. *Rojo*: contribución de las partículas del bulbo primario añadida a la del material del disco primario. *Verde*: contribución del material luminoso del satélite añadida al material luminoso de la galaxia primaria (bulbo+disco).

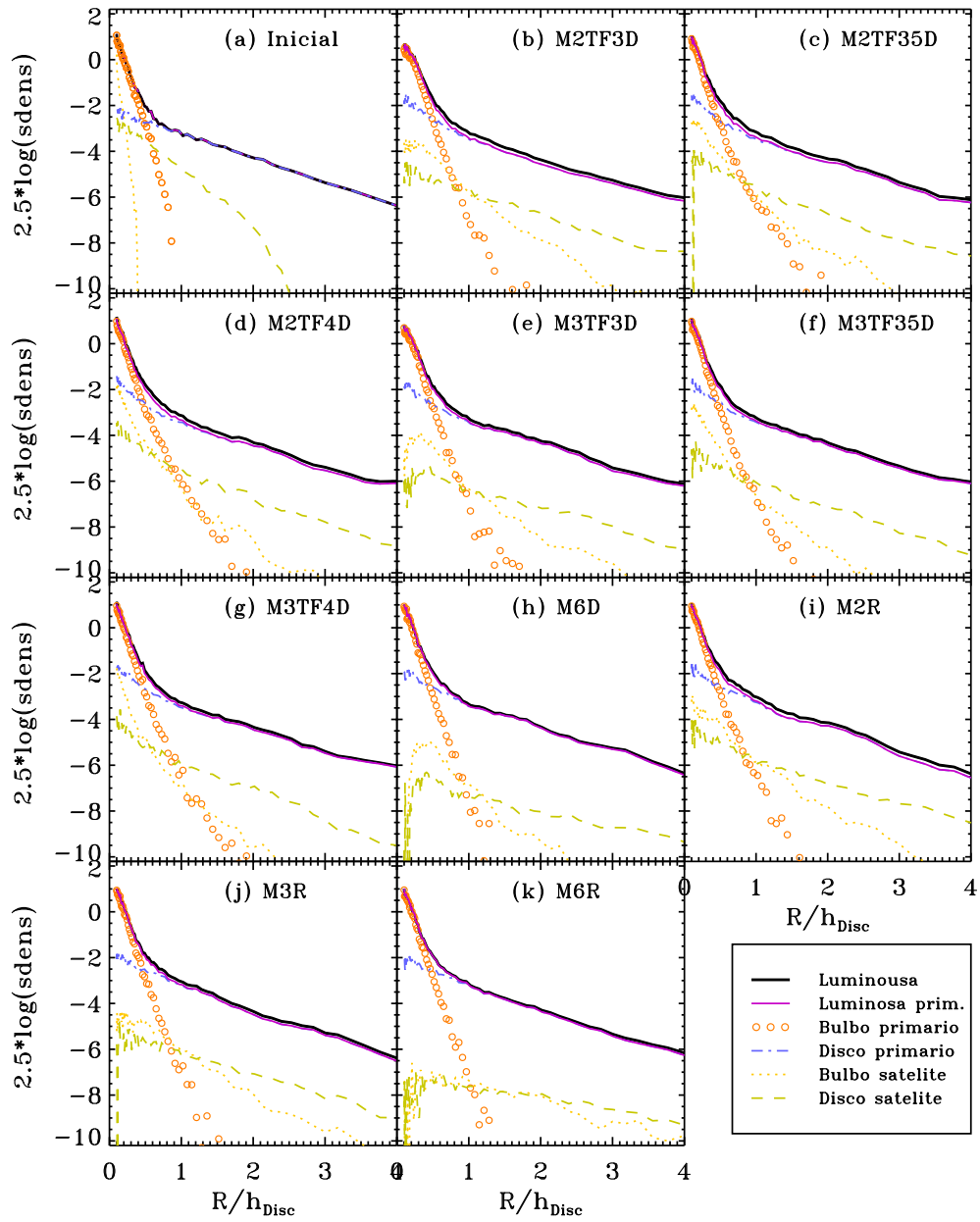


Figura 9.12: Distribuciones de densidad superficial de las diferentes componentes luminosas de todos los remanentes, para un punto de vista frontal. *Líneas continuas en negro*: material luminoso total. Para el modelo inicial, sólo se considera el material luminoso de la galaxia primaria. *Líneas continuas en violeta*: material luminoso de la galaxia primaria. *Círculos rojos*: material del bulbo primario. *Líneas rayadas-punteadas en azul*: material del disco primario. *Líneas punteadas en amarillo*: material del bulbo del satélite. *Líneas rayadas en verde*: material del disco del satélite.

9.3.3. Por qué crece n

Con el fin de entender qué mecanismos son los que están produciendo el crecimiento en n y B/D tras el acrecimiento, analizaremos a continuación las distribuciones radiales de masa por componentes para todos los modelos. La evolución temporal de la contribución de cada componente a los perfiles de densidad se representa para el modelo M3TF3D en la Fig. 9.11. Se muestran las contribuciones de las partículas del bulbo primario, del disco primario y del satélite. Debe tenerse en cuenta que, dado que estos perfiles se calculan como promedios azimutales en torno al centro de masas de la galaxia primaria, y que el proceso de la fusión da lugar a situaciones intermedias altamente asimétricas, los perfiles de densidad del material del satélite en la figura no nos muestran la distribución espacial real con el tiempo, sino un promedio radial de la misma. Por tanto, la Fig. 9.11 lo único que proporciona es una primera visualización del proceso de destrucción del satélite en los sucesivos acercamientos que tiene hasta que termina fusionándose con la galaxia primaria. Lo primero que debemos destacar es que *en todos los casos, el satélite se destruye por completo durante el acrecimiento. En los casos de menor α_{TF} (es decir, en los de menor densidad central del satélite) y menores razones de masa (1:6), el satélite deposita su masa sobre un amplio rango de radios sobre el disco primario sin llegar al centro del remanente*, tal y como le ocurre al modelo de la figura. Por el contrario, *en los modelos con mayores α_{TF} y razones de masa, el material del satélite alcanza el centro del remanente*. Sin embargo, en esta figura puede observarse que su contribución a la zona central no es tan relevante como la de la galaxia primaria. Más adelante, veremos que en ninguno de nuestros modelos se origina un pico en la densidad central de material del satélite, que era lo que ocurría en los modelos de ABP01. En su lugar, el disco primario experimenta inestabilidades que inyectan material del mismo al centro del perfil (véanse las fuertes distorsiones que aparecen en el disco primario en la Fig. 9.11). Frente al bulbo, que permanece casi intacto, el perfil del disco se curva hacia dentro, mostrando una densidad superficial central mayor que la que tenía al principio. Mientras, el material del satélite rellena los huecos dejados por el material del disco y reconstruye el perfil exponencial de lo que será el disco final del remanente. De hecho, todos nuestros remanentes exhiben perfiles de disco bastante exponenciales, con pequeñas desviaciones de la exponencialidad similares a las que se suelen observar en las galaxias reales (de Jong 1996a; Prieto et al. 2001).

Analizaremos a continuación las distribuciones radiales de masa por componente de cada modelo, para determinar cuál de los mecanismos induce realmente el crecimiento de n y B/D . En la Fig. 9.12, paneles (b)-(k), hemos representado los perfiles finales de densidad superficial de cada componente para todos los modelos. El panel (a) corresponde a los perfiles de la galaxia primaria y del satélite con $\alpha_{\text{TF}} = 3,5$ antes de la fusión. La figura muestra que existen tres procesos diferentes que contribuyen a la redistribución de la masa durante el acrecimiento:

1. En primer lugar, el material del satélite se deposita sobre un amplio rango

radial en los remanentes, tal y como ya se apreciaba en la Fig. 9.1. *En todos los experimentos, el satélite se ha destruido por completo, llegue o no su material al centro. En los experimentos con $\alpha_{\text{TF}} = 3,5-4,0$ el satélite alcanza el centro del remanente; mientras que los casos de menor densidad ($\alpha_{\text{TF}} = 3,0$) o de menor masa (M6) el satélite no deposita su masa en el centro.* En estos casos, el material de satélite se deposita en una estructura extensa de tipo toroidal, como se mostrará más adelante.

2. *En segundo lugar, las capas más externas del bulbo primario se expanden ligeramente, reduciendo el truncamiento original del modelo.*
3. *El tercer y último proceso es que el material del disco primario incrementa su concentración central, mostrando perfiles finales que no son exponenciales, sino que se curvan hacia el centro en todos los modelos: mientras que el bulbo primario responde al crecimiento expandiéndose, el disco primario lo hace contrayéndose. Este proceso es habitual en los sistemas de fusiones menores, ya que los alabeos y patrones espirales que suelen inducir conducen material al centro del remanente (Mihos & Hernquist 1994).*

Veamos que la redistribución de la masa del disco primario es el principal contribuyente al cambio en el perfil de densidad de la galaxia. En todos los modelos, las contribuciones de la materia del satélite a la densidad superficial total están $\sim 2-6$ magnitudes por debajo de las del material de la galaxia primaria. Tan sólo en el caso de $\alpha_{\text{TF}} = 4,0$, las contribuciones en $r = 0$ del disco primario y del bulbo del satélite son similares. Para destacar la pequeña contribución del material del satélite, hemos representado en la Fig. 9.12 la contribución del material luminoso de la primaria al perfil total de los remanentes (línea violeta). Las diferencias entre éste y el perfil luminoso total (líneas negras continuas) en cada panel sólo están debidas a la contribución del material luminoso del satélite. Tal y como se puede deducir de la figura, el material del satélite contribuye en menos de $0.2 \text{ mag arcsec}^{-2}$ al perfil luminoso total, a todos los radios y en todos los modelos.

Además, la exclusión del material del satélite de los ajustes bulbo-disco modifica los parámetros obtenidos en menos de un $\sim 20\%$. En tal caso, habríamos obtenido mayores n y $\mu_{0,\text{Bulbo}}$, y menores $\mu_{0,\text{Disco}}$ y r_e que los ajustados considerando todo el material luminoso. En general, los valores de B/D habrían sido más altos en los remanentes finales, con incrementos $\lesssim 0,12$. Esto está indicando que, aunque en menor medida que la contribución del disco primario, la del satélite también es relevante, ya que es capaz de modificar los parámetros finales en una cantidad que está por encima de los errores observacionales típicos.

Por tanto, en ningún caso *el material del satélite domina la densidad superficial en el centro*, una situación bastante diferente de la de los satélite esferoidales de alta densidad de ABP01, en los que la densidad en el centro estaba dominada por el material acretado. La deposición de material del satélite únicamente suaviza el perfil en la región de transición del bulbo al disco. En conclusión, *en todos nuestros*

modelos, n crece a través de la inyección de material del disco primario hacia el centro, y en menor medida, mediante la deposición de material del satélite.

Nótese las diferencias respecto a los mecanismos de crecimiento del bulbo existentes entre estos modelos y los experimentos de alta densidad de ABP01. Éstos necesitaban que el satélite llegase al centro del remanente sin destruirse para que los parámetros fotométricos del bulbo experimentasen cambios apreciables. La evolución de los perfiles de los bulbos se producía básicamente por la deposición del núcleo de alta densidad del satélite en el centro del remanente y por la expansión de material del bulbo primario en menor medida. A pesar de que sus modelos exhibían una respuesta del disco primario al campo gravitatorio del satélite bastante similar a la de nuestros modelos, su contribución a la forma final del perfil era despreciable en comparación con el núcleo central del satélite que se les depositaba en el centro; mientras que en nuestros acrecimientos escalados con TF, este mecanismo del disco es esencial en el crecimiento del bulbo. De hecho, este material que originalmente pertenecía al disco primario, y que se ha introducido en la región del bulbo, contribuye a la zona central del perfil, y se identifica como material del bulbo del remanente cuando hacemos los ajustes bulbo-disco.

ABP01 también ejecutaron un caso en el que utilizaban la relación de TF para el escalado del satélite, y encontraron que, aunque se producía un cambio casi despreciable en n , la redistribución de la masa conducía a un incremento de la densidad central. A partir de esto, predijeron que satélites de menor densidad depositarían su material en las regiones más externas al bulbo primario, tal y como nuestros modelos corroboran. No obstante, sí que parece que, para alcanzar $n \gtrsim 4$, se necesita una mayor inyección de masa al centro del perfil que la que se obtiene en nuestros modelos, lo que precisaría de densidades de satélites mayores que las nuestras o de varios acrecimientos como los que estudiamos aquí.

Analicemos la distribución fraccional de masa (FMD) con el fin de determinar las contribuciones relativas del disco y del bulbo primarios al cambio en el perfil. La Fig. 9.13 muestra el FMD (es decir, el radio que encierra un porcentaje dado de la masa) para las partículas del bulbo primario (panel superior) y para las del disco primario (panel inferior), en todos los modelos. En el bulbo primario, la expansión de sus capas más externas sólo afecta al 20 % de la masa más externo ($r \sim 0,2 - 1,0$) y es más fuerte en los casos de satélites más densos (TF4). Sin embargo, el 70 % de masa más interno permanece sin distorsión en todos los casos. Para el disco primario, la FMD cambia a todos los radios: el 20 % más interno se contrae (a radios $r \leq 0,8$), mientras que las fracciones de masa más externas tienden a expandirse.

Esto demuestra que *los cambios en los perfiles de brillo finales están básicamente inducidos por la redistribución del material del disco*. Al incrementar su concentración central, el disco añade material a la región del bulbo, incrementando su densidad superficial en el centro. Al volverse más brillante a radios en los que los perfiles cambian de estar dominados por el bulbo a estarlo por el disco, el material del disco da al perfil final una curvatura más suave, que conduce a la obtención de mayores n de Sérsic en los ajustes. Los cambios en la FMD del bulbo primario poseen sólo

un efecto secundario en los perfiles finales, ya que la expansión de éste acontece en posiciones radiales donde su contribución al perfil total está varias magnitudes por debajo de la del disco primario.

El proceso físico que produce a expansión de las regiones externas del bulbo es la absorción de energía orbital y momento angular por sus partículas. La expansión del bulbo es mayor para los satélites más densos (TF4, véase la Fig. 9.13); pero, en general, es menor en nuestros modelos que en los de ABP01, debido a la menor masa y densidad central de nuestros satélites, que conllevan a una destrucción progresiva de los mismos. En el disco, la implosión del 20 % interno de la masa se debe a la existencia de distorsiones no axisimétricas transitorias que aparecen en el disco, como resultado del campo de marea del satélite (Mihos & Hernquist 1994) y a la deposición de material oscuro del halo del satélite en el centro del remanente. Nótese también que la zona externa del disco primario se expande, contribuyendo al incremento de las escalas de longitud del disco en los remanentes finales (véanse las líneas de $FMD \geq 30\%$ en el panel inferior de la Fig. 9.13).

9.3.4. La mezcla de poblaciones

Cuantifiquemos la mezcla de poblaciones que ha tenido lugar en la región del bulbo debido a la fusión del satélite. Para efectuar este análisis, hemos definido la región del bulbo como $r \leq 0,5$ (véase la Fig. 9.9), y estudiaremos la evolución del siguiente parámetro:

$$\eta_i(t) \equiv \frac{M_i(t)}{M_{Lum}(t=0)} \quad (9.8)$$

donde M denota a la masa en $r = 0,5$; t es el tiempo, e $i = B1, D1, B2, D2$ hace referencia al material del bulbo y del disco de la galaxia primaria, y al del bulbo y del disco del satélite, respectivamente. Hemos denominado $M_{Lum}(t=0)$ a la masa total luminosa de la galaxia primaria que inicialmente existe en $r \leq 0,5$. Por tanto, $\eta_{total}(0) = 1$, pero nótese que $\eta_{total}(t_{final}) \neq 1$. La contribución del disco a la región del bulbo (inicialmente de $\eta_{D1}(0) = 0,16$) se incrementa en todos los modelos proporcionalmente a la masa del satélite: $\eta_{D1}(t_{final}) = 0,18, 0,19$ y $0,20$ para las razones de masa 1:6, 1:3 y 1:2, respectivamente. Estos números son algo inferiores en los casos retrógrados, y no parecen depender del exponente de TF.

La contribución del bulbo (inicialmente $\eta_{B1}(0) = 0,84$) decrece en todos los casos proporcionalmente a la masa y la densidad del satélite, hasta $\eta_{B1}(t_{final}) \sim 0,79$ en el caso más masivo y denso (M2TF4D). Respecto a las partículas del bulbo del satélite, terminan acumulándose en la región central, mientras que el material del disco del satélite se deposita mayoritariamente en regiones externas al bulbo. Como se esperaba, la deposición es mayor cuanto más masivos y densos son los satélites acretados, y para las órbitas directas. Los valores más altos alcanzados (correspondientes al modelo M2TF4D) son $\eta_{B2}(t_{final}) = 0,09$ y $\eta_{D2}(t_{final}) = 0,03$.

Nuestros modelos no incluyen evolución estelar, por lo que no podemos determinar con fiabilidad el grado de mezcla de poblaciones en la región central de la galaxia, tras el acrecimiento. Una forma algo burda de determinarlo consiste en identificar

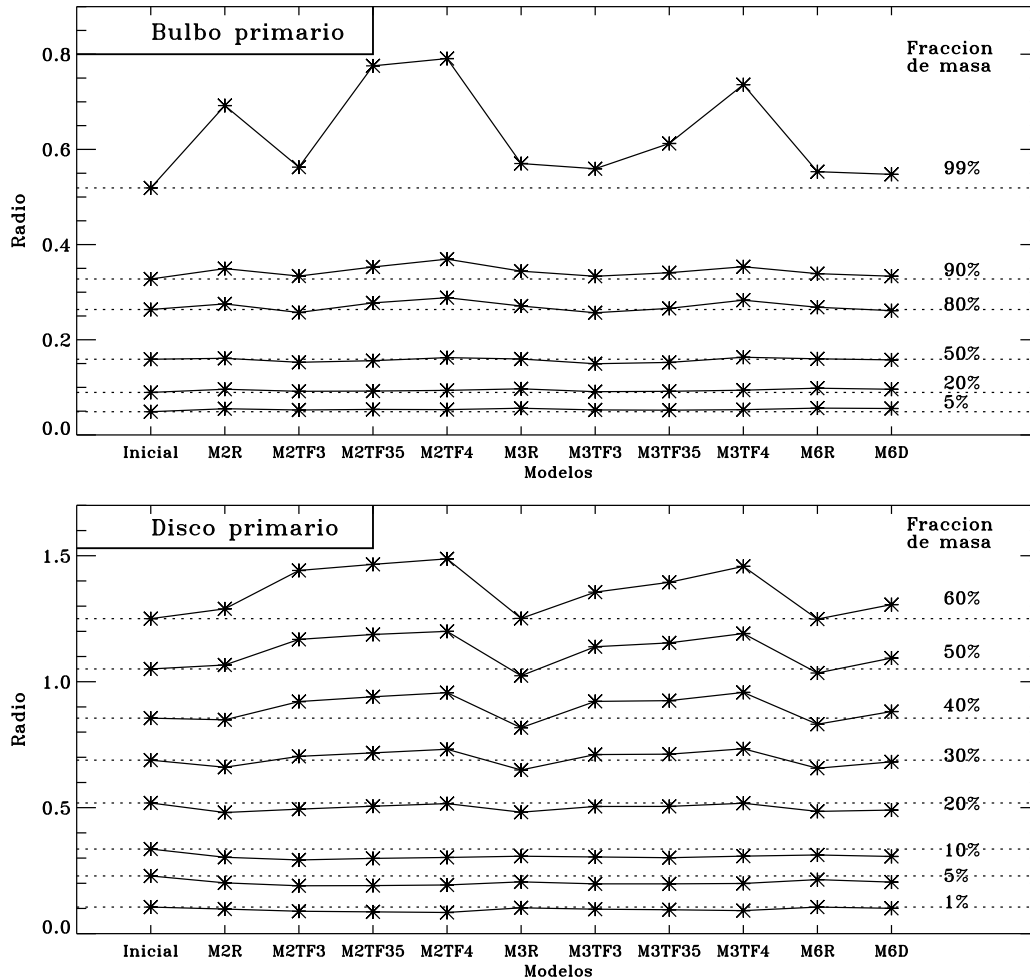


Figura 9.13: Distribuciones fraccionales de masa para las componentes de la galaxia primaria (radios que encierran un porcentaje dado de masa de cada una de las componentes iniciales), para todos los modelos. Los valores de la abcisa se corresponden con los códigos de los modelos que aparecen en la Tabla 8.2. Las líneas horizontales punteadas marcan los radios que inicialmente encierran un porcentaje de masa dada, que aparece al lado de la línea correspondiente, a la derecha de la figura. *Panel superior*: para las partículas que inicialmente pertenecen al bulbo primario. *Panel inferior*: para las partículas que inicialmente pertenecen al disco primario.

el material de los bulbos de ambas galaxias como de población II (estrellas viejas), y el de los discos, como de población I (estrellas jóvenes, gas y polvo). Calculando cuánto se incrementa la población de cada tipo con respecto a las fracciones iniciales correspondientes en la región central de la galaxia, podemos dar una cuenta aproximada de si, considerando procesos estrictamente no colisionales, el bulbo final del remanente presentaría una mayor contribución de población joven que al principio. En principio, definiremos las fracciones de ambas poblaciones en un instante t en la región de $r \leq 0,5$ (con respecto a la cantidad inicial de cada población) como:

$$\begin{aligned} f_{\text{PII}}(t) &\equiv [M_{\text{B1}}(t) + M_{\text{B2}}(t)]/M_{\text{B1}}(t = 0); \\ f_{\text{PI}}(t) &\equiv [M_{\text{D1}}(t) + M_{\text{D2}}(t)]/M_{\text{D1}}(t = 0). \end{aligned} \quad (9.9)$$

En nuestros modelos, de una fracción inicial de $f_{\text{PII}}(t = 0) = 0,84$, se incrementa hasta un valor máximo de $f_{\text{PII}}(t_{\text{final}}) \sim 0,88$, de forma proporcional a la masa y a la densidad del satélite. De igual manera, de una fracción inicial de $f_{\text{PI}}(t = 0) = 0,16$, llegamos hasta $f_{\text{PI}}(t_{\text{final}}) = 0,22$ para el caso más denso y masivo. Es decir, los efectos estrictamente dinámicos a nivel no colisional del acrecimiento están aumentando las contribuciones de ambos tipos de población en el centro con respecto a lo que inicialmente se tenía.

No obstante, la mezcla de poblaciones se mide observacionalmente a través de los colores de los bulbos. La cuestión es cuál de ambos crecimientos prevalece en el bulbo final: si fuese la población I, el bulbo final sería con toda probabilidad más azul que al principio; si fuese la población II, presumiblemente sería más rojo. Pero en nuestros modelos, por la razón que acabamos de comentar, no tiene mucho sentido hablar de colores.

Lo que sí podemos calcular es el cambio en la proporción relativa de masa de población I y de población II con respecto a la que inicialmente existía en $r \leq 0,5$. Por tanto, definiremos la fracción de cada población en el centro en un tiempo t con respecto al total de masa luminosa en el mismo instante como:

$$\begin{aligned} F_{\text{PII}}(t) &\equiv [M_{\text{B1}}(t) + M_{\text{B2}}(t)]/M_{\text{Lum}}(t); \\ F_{\text{PI}}(t) &\equiv [M_{\text{D1}}(t) + M_{\text{D2}}(t)]/M_{\text{Lum}}(t). \end{aligned} \quad (9.10)$$

Y así podremos calcular cuánto cambia la contribución relativa de cada población al centro en un instante t con respecto al principio, según:

$$\begin{aligned} \xi_{\text{PII}}(t) &\equiv F_{\text{PII}}(t)/F_{\text{PII}}(t = 0); \\ \xi_{\text{PI}}(t) &\equiv F_{\text{PI}}(t)/F_{\text{PI}}(t = 0). \end{aligned} \quad (9.11)$$

Empleando las definiciones de las ecs. [9.10]-[9.11], se encuentra que la fracción relativa de material de población II (material de los bulbos) desciende en la región interna en todos los modelos tras la fusión. De una fracción inicial de $\xi_{\text{PII}}(t = 0) = 1$, desciende hasta $\xi_{\text{PII}}(t_{\text{final}}) = 0,95$. Por el contrario, la contribución relativa de la población I al centro (material de los discos) aumenta en todos los casos tras el acrecimiento: de $\xi_{\text{PI}}(t = 0) = 1$, hasta $\xi_{\text{PI}}(t_{\text{final}}) = 1,26$.

Por tanto, en proporción relativa al total de masa luminosa en t_{final} , la cantidad de partículas de población I (bulbos 1 y 2) en el centro disminuye respecto de la del principio (bulbo 1 sólo). Esto implicaría una contribución relativa de la población II al color del centro menor, por lo que el centro emitiría relativamente menos en población característicamente roja por un factor 0,05. Respecto a la población I (discos), el aumento de la fracción relativa en todos los casos incrementa la contribución relativa de población más azul en el centro, en un $\lesssim 26\%$. Nuestros bulbos son, por consiguiente, más azules tras los acrecimientos que al principio de la simulación. Y esto sin considerar gas ni formación estelar, sino por la simple inyección de material del disco primario en el centro.

Por supuesto, debemos tener en cuenta que estos resultados se modificarían por completo en caso de haber modelado formación estelar y de haber incluido gas en nuestros experimentos. De hecho, si los hubiésemos considerado, los bulbos remanentes serían probablemente aún más azules que en nuestros experimentos (el gas se habría acumulado en la región central y habría inducido formación estelar en ella). Esta redistribución radial de materia de ambas galaxias, que en la sección §9.4 veremos que es también vertical, produce una mezcla de poblaciones que podría explicar que las diferencias de color entre los bulbos reales y sus discos sean menores que las existentes entre bulbos de galaxias diferentes o entre discos (Terndrup et al. 1994; Peletier & Balcells 1996).

9.4. Estructura vertical de los remanentes

Las simulaciones de fusiones de galaxias nos han enseñado que este tipo de eventos puede calentar los discos incluso cuando la masa del satélite es una fracción muy pequeña de la masa del disco (Quinn et al. 1993), o incluso cuando existe una componente gaseosa fuertemente disipativa insertada en la simulación (Mihos & Hernquist 1994; Huang & Carlberg 1997). Tal y como indican Tóth & Ostriker (1992), los efectos del engrosamiento del disco pueden establecer fuertes restricciones sobre cuál es la importancia real de las fusiones en la evolución de las galaxias de disco: un engrosamiento extremo implicaría que las fusiones no han podido ser tan relevantes en la formación de las galaxias de disco. De hecho, las fusiones son procesos tan eficientes en el engrosamiento de las estructuras, que difícilmente se pueden reconciliar los elevados ritmos de fusión galáctica predichos por las simulaciones actuales de CDM con la existencia de tantos discos delgados en el Universo. Este problema es similar al de las galaxias con bulbos exponenciales que comentábamos en §9.3.2 (véase una discusión detallada del problema en Kormendy & Fisher 2005). Nuestros modelos no son una excepción en este sentido: el disco final de todos los remanentes exhiben escalas verticales mayores que la del disco primario. En esta sección, establecemos medidas del engrosamiento que experimenta el disco durante los acrecimientos.

En la Fig. 9.14, comparamos las medianas de las distribuciones verticales finales del material luminoso de todos los remanentes ($|z_{\text{mediana}}|$), en cuatro posiciones ra-

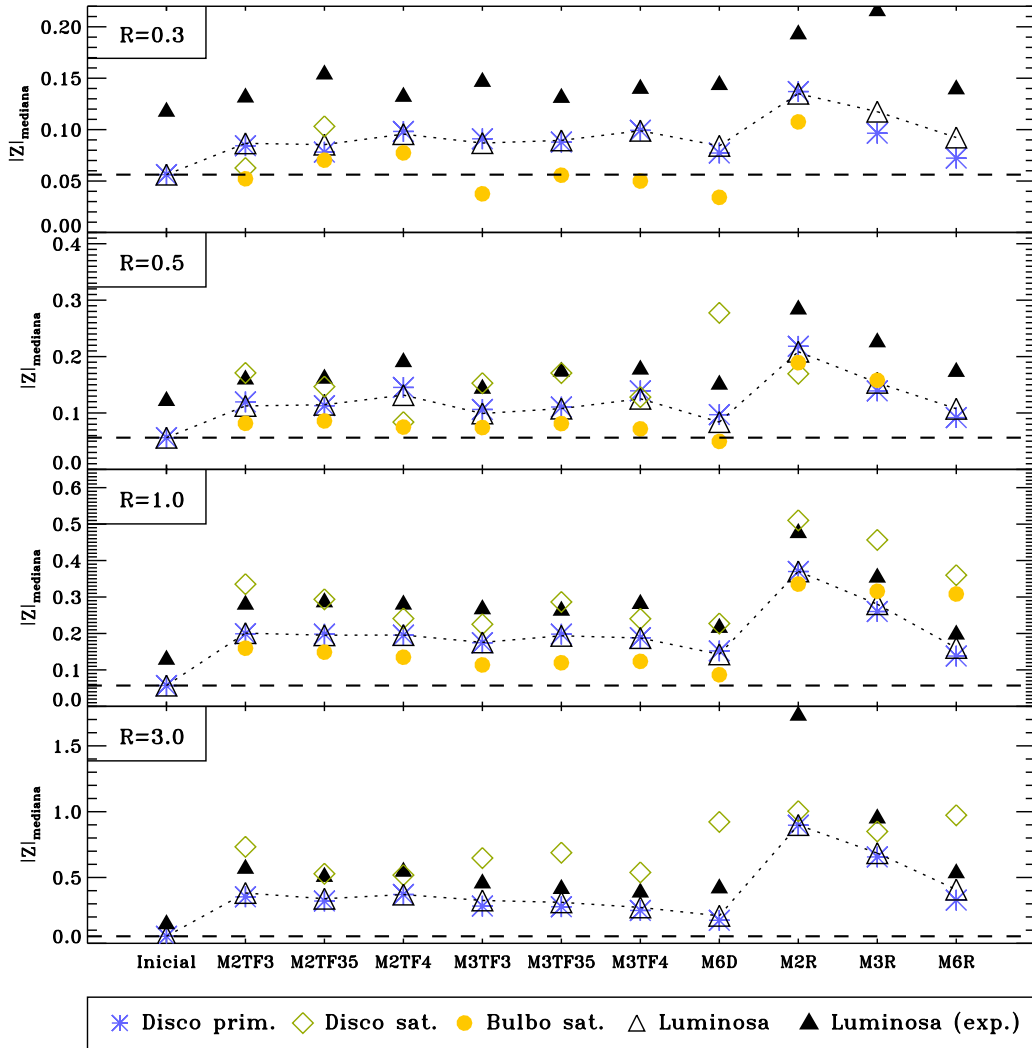


Figura 9.14: Medianas de las distribuciones verticales en los remanentes finales para las partículas que inicialmente pertenecen a cada componente, para cuatro radios prefijados en el plano galáctico ($r = 0,3, 0,5, 1,0, 3,0$). Los valores de la abcisa son los códigos de los modelos indicados en la Tabla 8.2. Las líneas horizontales discontinuas en cada panel indican la escala vertical inicial del disco primario a cada radio. Únicamente se han representado aquellos puntos con más de 50 partículas por intervalo. *Asteriscos azules*: escalas verticales para las partículas que inicialmente pertenecían al disco primario. *Rombos verdes*: escalas verticales para las partículas que inicialmente pertenecían al disco del satélite. *Círculos amarillos*: escalas verticales para las partículas que inicialmente pertenecían al bulbo del satélite. *Triángulos abiertos*: escalas verticales de todo el material luminoso. *Triángulos rellenos*: escalas verticales obtenidas a través de un ajuste exponencial a la distribución vertical de todo el material luminoso a cada radio.

diales fijas ($r = 0,3, 0,5, 1,0$ y $3,0$). También representamos las obtenidas para las partículas que inicialmente pertenecían a cada una de las diferentes componentes modeladas: disco primario, y disco y bulbo del satélite. Para cada radio, las distribuciones de las partículas del disco primario (asteriscos azules) se esparcen hacia escalas verticales mayores tras el acrecimiento; es decir, el disco primario se ha calentado cinemáticamente. Centrándonos en el panel correspondiente a $r = 1$, vemos que los $|z_{\text{mediana}}|$ para las partículas del disco primario crece un factor entre 2 y 4 desde un valor inicial de $|z(t=0)|_{\text{mediana}} \sim 0,05$.

Hemos representado también las escalas de altura que se obtienen mediante un ajuste exponencial a las distribuciones verticales de todo el material luminoso en cada posición radial: el disco final de los remanentes, constituido por una mezcla de material del disco primario y luminoso del satélite, tiene mayores escalas verticales que el disco original en todos los modelos (y también radiales, como se verá en §10.1).

Las medianas para el bulbo y el disco del satélite aparecen marcadas en la Fig. 9.14 con círculos amarillos y rombos verdes respectivamente, y sólo en aquellos casos en los que el número de partículas era mayor que 50, para que la medida fuese estadísticamente significativa. Centrándonos ahora en el panel de $r = 0,5$, podemos observar que los $|z_{\text{mediana}}|$ del disco del satélite son siempre mayores que la mediana de la distribución de las partículas del disco primario, lo que implica que el material del disco del satélite contribuye, en todo caso, a un *disco grueso*. Por el contrario, nótese que las partículas del bulbo del satélite presentan escalas verticales siempre menores o idénticas que las del disco primario a cada radio, excepto en los casos retrógrados, donde son un poco mayores. *Esto implica que, tras la fusión, las partículas del bulbo del satélite se confinan en escalas verticales menores que las del disco del satélite, con valores muy similares a las del disco primario.* Además, estas partículas no pueblan regiones con $r \gtrsim 2,0$: esta es la razón por la que no aparecen en el panel correspondiente a $r = 3,0$ en la figura (panel inferior). De todo esto se deduce que el material del bulbo del satélite contribuye a una estructura interna (bajos r) y fina (bajos $|z|$). Mostraremos en §9.5 que estas estructuras, comunes a todos nuestros experimentos, están soportadas por rotación circular alrededor del centro de remanente, constituyendo discos y anillos internos finos y fríos dinámicamente.

La Fig. 9.14 también muestra cómo las distribuciones finales de los discos tanto de la galaxia primaria como del satélite exhiben escalas verticales mayores a medida que incrementamos el radio al que las calculamos para el mismo modelo; es decir, nuestros discos finales se van abriendo con la posición radial, fenómeno conocido como *flare* (algo así como “acampanado” o “en forma de llama”). Tanto las *flares* como los alabeos de los discos son muy comunes en las galaxias reales (de Grijs & Peletier 1997), y pueden reproducirse fácilmente con simulaciones de acrecimientos de pequeños satélites (Quinn et al. 1993).

Los valores representados en la Fig. 9.14 son medidas en bruto, sin ninguna corrección del engrosamiento numérico debido a la colisionalidad residual del código. Para estimar esta corrección, asumiremos que la inyección de energía en los

movimientos verticales del disco procede, por una parte, de los encuentros entre dos cuerpos, y por otra, de la propia dinámica de la fusión, y que ambas contribuciones son independientes una de otra. El calentamiento vertical del disco debido a los encuentros entre dos cuerpos está dominado por las interacciones con las partículas del halo primario, cuyos efectos no deberían variar demasiado si el disco, a su vez, está siendo engrosado por la acreción del satélite. Y viceversa: la inyección de energía cinética vertical en el disco producida por la fusión no debería variar demasiado frente a pequeñas variaciones del grosor del disco debidas a los encuentros entre partículas del disco y del halo. Bajo esta hipótesis, entonces tenemos que:

$$K_{z,\text{simul}} = K_{z,\text{inicial}} + \Delta K_{z,2B} + \Delta K_{z,\text{fusión}}; \quad (9.12)$$

o, equivalentemente:

$$\sigma_{z,\text{simul}}^2 = \sigma_{z,\text{inicial}}^2 + \Delta\sigma_{z,2B}^2 + \Delta\sigma_{z,\text{fusión}}^2 \quad (9.13)$$

donde K_z denota a la energía cinética vertical, σ_z representa a la dispersión de velocidad vertical y los subíndices *inicial*, *2B*, *fusión*, *simul* hacen referencia a “inicial”, a “encuentros a dos cuerpos”, “fusión” y a “sistema final”, respectivamente. Como, verticalmente, los discos son aproximadamente isoterms, tenemos que: $h_z = \sigma_z / (2\pi G \rho_0)^{1/2}$ (Spitzer 1942; van der Kruit & Searle 1981), donde ρ_0 es la densidad volúmica en el plano galáctico. En el límite de un crecimiento de baja masa, válido para nuestros modelos, la densidad superficial vertical del disco se conserva, por lo que: $\mu \propto \rho_0 h_z = \text{constante}$. Por consiguiente, $h_z \propto \sigma_z^2$, y la ec. [9.13] se reduce a: $h_{z,\text{simul}} = h_{z,\text{inicial}} + \Delta h_{z,2B} + \Delta h_{z,\text{fusión}}$. Bajo estas aproximaciones, los efectos del engrosamiento se sumarían linealmente, es decir:

$$\Delta h_{z,\text{fusión}} \approx \Delta h_{z,\text{simul}} - \Delta h_{z,2B}, \quad (9.14)$$

donde $\Delta h_{z,\text{simul}}$ viene dado por las medidas de la Fig. 9.14. Para determinar $\Delta h_{z,2B}$, hemos evolucionado el modelo de la galaxia primaria aisladamente durante la duración típica de uno de nuestros experimentos (100 unidades de tiempo). Obtuvimos que $\Delta h_{z,2B} = 0,05$, un resultado similar al obtenido por Kuijken & Dubinski (1995). Teniendo en cuenta esto y la ec. [9.14], de la inspección de la Fig. 9.14 se puede concluir que $\Delta h_{z,\text{fusión}} \approx 0$ para los satélites de menor masa de nuestros experimentos (1:6), en los cuales el engrosamiento medido está básicamente dominado por los efectos de los encuentros partícula-partícula. Para la mayor parte de los modelos, $\Delta h_{z,\text{fusión}}/h_{z,\text{inicial}} \approx 3$, y $\Delta h_{z,\text{fusión}}/h_{z,\text{inicial}} \approx 6$ para el caso retrógrado más masivo.

Obviamente, nuestros remanentes no reproducen los discos finos de las espirales reales. Sus propiedades se asemejan más a las de los discos gruesos. Nuestro análisis demuestra que los satélites acretados pueden contribuir a la formación de los discos gruesos de las galaxias (Abadi et al. 2003b). Asumiendo que, en un crecimiento real, el gas reconstruiría un disco fino tras la fusión, el engrosamiento del disco debido al crecimiento que presentan nuestros modelos no constituiría problema alguno para considerar que gran parte de los bulbos reales proceden de fusiones y acrecimientos. Más bien al contrario, ya que sería coherente con el hecho de que los discos

gruesos se detecten preferentemente en los tipos de Hubble más tempranos (Burstein 1979; Mould 2005). Nuestros resultados ratifican los de Abadi et al. (2003b): *los satélites acretados contribuyen a la formación de un disco grueso, generado por el calentamiento de las partículas del disco primario y por la deposición de material del satélite sobre radios intermedios*. No obstante, debemos tener en cuenta que nuestros resultados pueden no resultar extrapolables, ya que el rango de inclinaciones orbitales de nuestros experimentos es muy limitado.

9.5. Evolución en el espacio de fases

Las transformaciones estructurales discutidas en §9.3.3 deben ser el resultado de una serie de cambios en la estructura en el espacio de fases de las galaxias. Veamos que éste es el caso mostrando las proyecciones del espacio de fases de las componentes galácticas en los diagramas de Lindblad (energía-momento angular). La Fig. 9.15 presenta los diagramas del momento angular específico frente a la energía específica ($j_z - \varepsilon$), antes y después del crecimiento, para cada componente galáctica de los modelos M3TF3D y M3TF4D. Estos dos modelos nos mostrarán los efectos de la densidad central del satélite (mayor para $\alpha_{TF} = 4,0$) en la estructura dinámica final de los remanentes. Los paneles superiores de la figura nos muestran las distribuciones iniciales de las partículas para las componentes luminosas de la galaxia primaria y del satélite. Los cuatro paneles intermedios presentan las distribuciones finales (tras la fusión) del modelo M3TF3D, y los cuatro paneles inferiores, lo mismo pero para M3TF4D. Las densidades de partículas en los diagramas de Lindblad se han representado con niveles logarítmicamente espaciados con el objeto de destacar las estructuras de bajo nivel. La dirección z esta definida por el espín total de todo el material luminoso de la galaxia primaria (paneles [a]-[b]), del satélite (paneles [c]-[d]) y del remanente final (paneles [e]-[h] y [i]-[l]). La línea gruesa discontinua en cada panel indica la localización en el diagrama de las órbitas circulares de corrotación ($j_z > 0$) y contrarrotación ($j_z < 0$), que denominaremos $j_{\text{circ}}(\varepsilon)$, correspondientes al potencial de la galaxia primaria (paneles [a]-[b]), del satélite (paneles [c]-[d]) y del remanente final (paneles [e]-[h] y [i]-[l]).

Lo que la Fig. 9.15 nos está mostrando es que el material de la galaxia primaria modifica su distribución en el plano $\varepsilon - j_z$ de forma muy moderada. Las partículas del disco, que inicialmente estaban distribuidas todas en órbitas aproximadamente circulares, se desparraman sobre la región de las órbitas directas admitidas por el potencial (compárese el panel [a] con los paneles [e] y [i] de la figura). Las partículas del bulbo, que inicialmente carecían de rotación, adquieren algo de rotación en sus regiones más externas ($\varepsilon \gtrsim -3,0$; véanse los paneles [b] y [f],[j]). Los procesos experimentados por las partículas del bulbo y del disco primario contribuyen a hacer más similares las dos distribuciones de partículas; es decir, la acreción conduce a una mezcla del material del bulbo y del disco en el espacio de fases. Los cambios en los perfiles de densidad superficial y en la estructura vertical de la galaxia (§§9.3.1 y 9.3.4) son consecuencias de esta mezcla en el espacio de fases. Esta transforma-

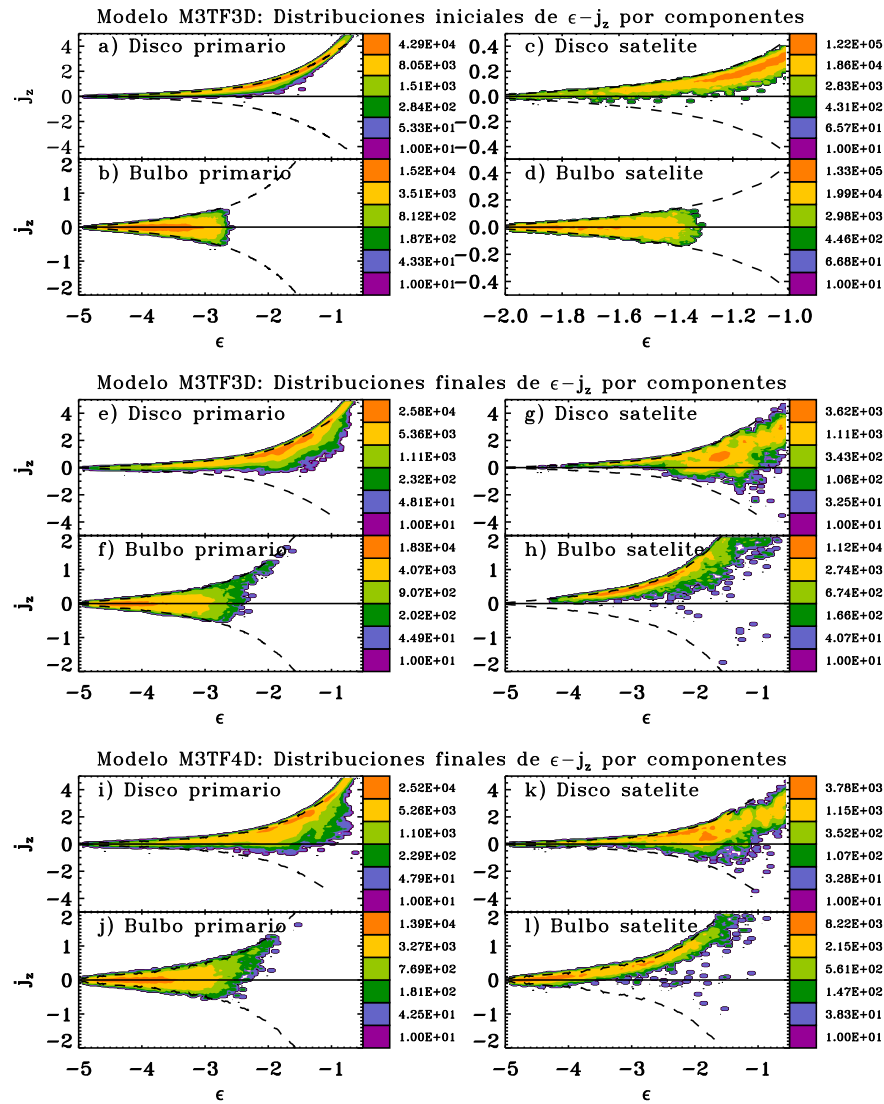


Figura 9.15: Distribuciones iniciales y finales de densidad de partículas en el plano j_z - ϵ para cada una de las componentes galácticas de los modelos M3TF3D y M3TF4D, siendo j_z la componente z del momento angular específico y ϵ , la energía específica. Niveles más rojizos de los contornos de densidad indican un mayor número de partículas poblando el correspondiente intervalo de j_z - ϵ (véase la leyenda correspondiente a la derecha de cada panel). Los contornos se encuentran logarítmicamente espaciados. Paneles **a)**-**d)**: distribuciones iniciales en el plano $\epsilon-j_z$ para el modelo M3TF3D (las distribuciones iniciales para todos los modelos son análogas). Paneles **e)**-**h)**: distribuciones tras la fusión para el modelo M3TF3D. Paneles **i)**-**l)**: distribuciones tras la fusión para el modelo M3TF4D. *Líneas discontinuas*: localización de las órbitas circulares, $j_{\text{circ}}(\epsilon)$, de corrotación ($j_z > 0$) y contrarrotación ($j_z < 0$), en cada caso.

ción es muy suave, puesto que los rangos de energía y momento angular globales no cambian durante el acrecimiento.

La evolución en el espacio de fases de las partículas del satélite es mayor. El material del disco del satélite, originalmente próximo a la localización de las órbitas circulares del satélite, termina rellenando todo el espacio de órbitas directas, y poblando algunas órbitas retrógradas (compárense el panel [c] con los paneles [g] y [k]). Por consiguiente, *el disco del satélite es completamente destruido durante el acrecimiento*. De hecho, que sus órbitas no sean circulares en el potencial final es un resultado de la destrucción tan temprana de las zonas externas del satélite durante el acrecimiento. Aquellas partículas del disco del satélite que no han caído aún sobre el remanente aparecen en colas de marea, constituyendo grumos de ε constante en las figuras.

El material del bulbo del satélite presenta el comportamiento inverso: inicialmente en una distribución caliente no rotante (panel [d]), sus partículas terminan agrupadas en torno a las posiciones de las órbitas circulares directas en los casos directos (paneles [h] y [l]). La situación es similar en los casos retrógrados, salvo que las partículas del bulbo del satélite se acumulan en las órbitas circulares retrógradas. *Por tanto, el bulbo del satélite también se destruye por completo*. En §9.4 vimos que las partículas del bulbo de satélite constituían una estructura interna plana tras la fusión. En la Fig. 9.15, comprobamos que esta estructura está sostenida por rotación, por lo que consiste en un disco dinámicamente frío. El hecho de que *las partículas del bulbo del satélite se depositen en órbitas circulares tras la fusión (en el potencial del remanente) implica que la fricción dinámica ha circularizado la órbita del satélite antes de la destrucción del bulbo del satélite*. Un disco interno como el que se forma en estos modelos es demasiado débil para ser detectado en el caso de que existiera en una galaxia real, excepto quizás para puntos de vista muy inclinados. No obstante, esta estructura podría ser más brillante para otras razones de masa, configuraciones de fusión o en el caso de que se hubiese modelado gas en el satélite con posibilidad de formar estrellas (Mihos & Hernquist 1994). *Puede que estos mecanismos permitiesen la identificación de estas estructuras con los discos (o anillos) “internos” o “nucleares”, comúnmente detectados en las espirales tempranas* (Carignan et al. 1997; Erwin et al. 2003; Erwin 2004) *y, en el caso de los modelos retrógrados, con los discos centrales contrarrotantes que se han observado en muchas galaxias* (Emmellem et al. 2004; Falcón-Barroso et al. 2003; Falcón-Barroso et al. 2004). Nótese que, en los casos de menor densidad del satélite ($\alpha_{\text{TF}} = 3$, paneles [g] y [h] de la Fig. 9.15), las partículas del satélite no ocupan las órbitas más ligadas permitidas por el potencial. Esto se debe a que *la destrucción más temprana del satélite evita que su material llegue al centro; por lo que, en lugar de un disco interno, se forma un “anillo interno”*. En los casos mas densos ($\alpha_{\text{TF}} = 4$: Fig. 9.15, paneles [k] y [l]), el material sí adquiere estas energías más ligadas, dando lugar a un disco interno.

9.6. Cinemática de los remanentes

Pasamos a analizar las características cinemáticas de nuestros remanentes. Estudiaremos las curvas de rotación y los mapas de velocidad globales y por componentes, con el fin de determinar el estado de rotación en los remanentes finales, y si éste es compatible o no con las observaciones de galaxias espirales.

9.6.1. Curvas de rotación

En esta sección, analizaremos las curvas de rotación de las distintas componentes de los remanentes tras el acrecimiento. En la Fig. 9.16, se han representado las curvas de rotación iniciales y tras la fusión de las componentes luminosas de todos los experimentos. Las velocidades son velocidades en la línea de visión, medidas a lo largo de una rendija virtual situada sobre el eje mayor del disco. Hemos empleado un punto de vista inclinado con $i = 60^\circ$ ($\theta = 60^\circ$, $\phi = 90^\circ$) en lugar de una visión de canto con el fin de destacar la contribución de la partículas del bulbo en el centro de la curva de rotación. La longitud y la anchura de la rendija son de 6,0 y 0,5 unidades de la simulación, respectivamente. La curva que hemos etiquetado como “satélite” comprende todo el material luminoso que inicialmente pertenecía al satélite. Las curvas de rotación finales de toda la materia luminosa (líneas continuas en negro) son bastante simétricas, con una forma global muy parecida a la que exhiben las curvas de rotación de las espirales tempranas. Todas ellas son muy similares a la curva de rotación original de la galaxia primaria; de lo que se deduce que nuestros satélites escalados con TF imprimen cambios muy leves a la curva de rotación inicial. En las regiones más externas, la rotación decrece hacia afuera, lo que es una característica frecuente en las galaxias tempranas (Casertano & van Gorkom 1991). La rotación general en las zonas más externas de los remanentes decrece, sin que ningún remanente alcance una velocidad final máxima mayor que inicialmente. Por el contrario, en las regiones más internas de los remanentes, el bulbo primario adquiere rotación neta (rombos rojos), siendo mayor el efecto cuanto más denso es el satélite (compárense los paneles [b]-[c] o los [e]-[g]).

Tal y como hemos comentado en §9.5, las partículas del bulbo primario que adquieren rotación en los casos directos se corresponden con las zonas más externas del bulbo ($r > 0,2$). Aunque representan una fracción bastante pequeña de la masa original de esta componente, la rotación es notable en la curva de esta componente por corresponder a un promedio de valores a cada radio. Es más, estas capas externas nunca rotan más rápido que el material del disco primario, al contrario que lo que les ocurría a los modelos de más densidad de ABP01. La mayor parte del material del bulbo primario queda confinado en su posición inicial, en el núcleo de la galaxia ($r < 0,2$), sin adquirir rotación, tal y como muestran los diagramas de Lindblad de la Fig. 9.15. Si se comparan las curvas de rotación finales para distintas densidades centrales a una razón de masa dada en la Fig. 9.16, podemos comprobar que la rotación es mayor cuanto más denso es el satélite (a mayor α_{TF}), ya que estos casos inyectan más cantidad de masa y momento angular al centro del remanente. En los

experimentos retrógrados, el bulbo no adquiere ninguna rotación o contrarrotación casi imperceptiblemente (véanse los paneles [i]-[k] de la Fig. 9.16).

Que la curva de rotación del disco primario apenas se modifique durante la fusión es un indicio claro de que la relajación es suave en los acrecimientos de satélites escalados mediante TF. Los acrecimientos de satélites más densos simulados por ABP01 producían un cambio brusco en el centro de la galaxia, disminuyendo la rotación neta del disco en el centro a medida que aumentaban la aleatoriedad de los movimientos. Sus bulbos primarios prácticamente experimentaban un encuentro con un cuerpo de la misma masa (el satélite), por lo que absorbían gran parte del momento angular orbital y terminaban rotando más rápido incluso que la galaxia primaria (véase la Fig. 8 de ABP01). En contraste, nuestros satélites escalados con TF no modifican la rotación rápida interna del disco primario, e imprimen una rotación muy leve al bulbo primario.

Debemos tener en cuenta que la contribución a la curva de rotación total del bulbo primario está muy afectada por el hecho de que nuestros bulbos no rotaban inicialmente. Si hubiésemos incluido rotación en los bulbos desde el principio, las curvas finales tendrían una pendiente mayor en el centro. De igual manera, la contrarrotación tan leve que se aprecia en las partículas del bulbo primario de los modelos retrógrados desaparecería en el caso de haber asignado rotación inicial al bulbo.

La Fig. 9.17 muestra la contribución a las curvas de rotación finales de las dos componentes luminosas del satélite por separado, así como las curvas de rotación de la materia oscura que inicialmente pertenecía a cada halo. El material del satélite no contribuye apreciablemente a la curva final de ningún experimento, dado su bajo brillo superficial. Por esta razón, a pesar de que tanto el material del bulbo como el del disco del satélite contrarrotan en todos los experimentos retrógrados, *la contrarrotación no puede detectarse en las curvas de rotación globales en ningún caso. Esto es un punto a favor de estos modelos, ya que alivia en cierta medida el problema de los modelos de alta densidad de ABP01; los cuales mostraban una tendencia a desarrollar contrarrotación excesiva en comparación con lo que realmente se observa* (Prada et al. 1996; Silchenko et al. 1997; Prada & Gutiérrez 1999; Pizzella et al. 2004).

En cuanto a las partículas del bulbo del satélite (rombos amarillos, Fig. 9.17), muestran una elevada rotación final. Esto se debe a que sus órbitas experimentan un alto grado de circularización, por lo que terminan configurando un disco fino frío interno en el remanente, tal y como vimos en §9.5. Como este material pasa a ser identificado como material del bulbo fotométrico, nuestros bulbos finales identificados fotométricamente están sostenidos parcialmente por rotación en todos nuestros modelos, lo que por otra parte, está de acuerdo con las observaciones de muchos bulbos galácticos (Kormendy 1982b; Kormendy & Illingworth 1982; Kormendy 1993). En contraposición, las partículas del disco del satélite (aspas verdes en la figura) exhiben menos rotación neta, tal y como podemos inferir de sus contribuciones a los diagramas de Lindblad (Fig. 9.15).

La cinemática de la materia oscura en su totalidad aparece reflejada en la

Fig. 9.16, y por componentes en la Fig. 9.17. Esta última figura muestra que las partículas de materia oscura del halo primario ganan muy poca rotación en el centro, mientras que las del satélite han absorbido gran parte del momento angular orbital y adquieren una rotación muy similar a la del resto del material del satélite, dependiendo de si su encuentro es directo o retrógrado. Aún así, la curva de rotación global de la materia oscura no rota en ningún modelo (Fig. 9.16), salvo levemente en las zonas más internas y en los casos de satélites más masivos. Dado que ninguno de nuestros halos rotaba inicialmente, los leves trazos de rotación que se observan en la curva final se deben básicamente a la deposición de masa del satélite.

9.6.2. Mapas de velocidad

A continuación, analizaremos la estructura de la rotación en la zona interna de los remanentes mediante los mapas de velocidad finales. En las Figs. 9.18-9.21 mostramos los mapas de rotación, de dispersión de velocidad y de S/N de los remanentes de los modelos M3TF3D, M3TF4D, M6D y M2R, respectivamente. Se ha utilizado un punto de vista de canto en todos ellos. Los mapas superiores corresponden a todo el material luminoso; los intermedios, a los del material que inicialmente pertenecía a la galaxia primaria; y los inferiores, a los mapas del material que inicialmente configuraba el satélite. Se han superpuesto los contornos de isodensidad en todos los paneles.

En todos los casos, se observan formas zigzagueantes en el centro de los mapas de rotación globales a $R \sim \pm 0,3$, que no aparecían en los mapas de velocidad de la galaxia primaria inicial. La estadística de partículas es lo suficientemente fiable en estas regiones centrales ($r < 0,2 r_{e,\text{Bulbo}}$) como para asegurarnos que estas características son realistas, tal y como los correspondientes mapas de S/N nos demuestran en cada caso. Estas estructuras en zigzag están relacionadas con la distribución del material del satélite en el centro, que suele disponerse en una distribución estrecha en el centro, influyendo en la formación de estos zigzags a $R \sim \pm 0,3$ en los mapas, como muestran las líneas de isodensidad de los paneles intermedios e inferiores de las Figs. 9.18-9.21. De hecho, los contornos de isodensidad de las partículas del satélite en los remanentes con $\alpha_{TF} = 3,0$, o con razón de masa 1:6, dibujan las estructuras aplanadas y toroidales que forma el material del satélite en el centro de la galaxia que tanto hemos comentado (paneles inferiores de las Figs. 9.18 y 9.20). Los remanentes con $\alpha_{TF} = 3,5, 4,0$ y con mayores razones de masa no exhiben estos agujeros centrales en la distribución del material del satélite, aunque constituyen también estructuras finas (paneles inferiores de las Figs. 9.19 y 9.21). Estos zigzags centrales son comunes a todos los experimentos, incluso en los casos retrógrados, donde podemos apreciar claramente que el material del satélite da lugar a discos que contrarrotan con el material de la galaxia primaria, como es el caso de M2R (paneles intermedios e inferiores de la Fig. 9.21). *Estos discos centrales no se pueden detectar ni dinámicamente en los mapas de velocidad generales (paneles superiores de la Fig. 9.21), ni fotométricamente, como ya hemos visto en §9.4; aunque podrían identificarse con las estructuras centrales contrarrotantes que se observan en algunas*

galaxias en caso de ser más brillantes (Falcón-Barroso et al. 2003; Falcón-Barroso et al. 2004; Emsellem et al. 2004). Mientras que el material de la primaria describe básicamente el campo de rotación general de la galaxia, el material del satélite contribuye a una estructura aplanada que sigue la rotación de la galaxia primaria en los casos directos, y que contrarrotta en los retrógrados.

Por último, los mapas de las dispersiones de velocidad de todo el material luminoso (paneles centrales superiores de las Figs. 9.18-9.21) nos revelan distribuciones de dispersión de velocidad bastante “planas” hasta radios en los que la densidad superficial comienza a estar dominada por el disco de los remanentes ($r < 5 r_{e,\text{Bulbo}}$). Observacionalmente, un perfil de dispersión de velocidad plano en una galaxia implica dispersiones similares en el bulbo y disco. Estos bulbos se interpretan como el resultado de discos que se han engrosado cuando se detectan en tipos tempranos (Falcón-Barroso et al. 2003) o como productos de evolución secular, inducida por barras, cuando se encuentran en espirales tardías (Kormendy 1993). *Los mapas de dispersión planos de nuestros remanentes indican que los acrecimientos de satélites escalados con TF pueden dar lugar a bulbos con ciertas similitudes con los discos que los albergan.* En nuestros experimentos, sabemos que estas similitudes proceden de la combinación de varios procesos dinámicos: de la inestabilidad radial en el disco original, de su engrosamiento y de la deposición de masa del satélite en menor medida.

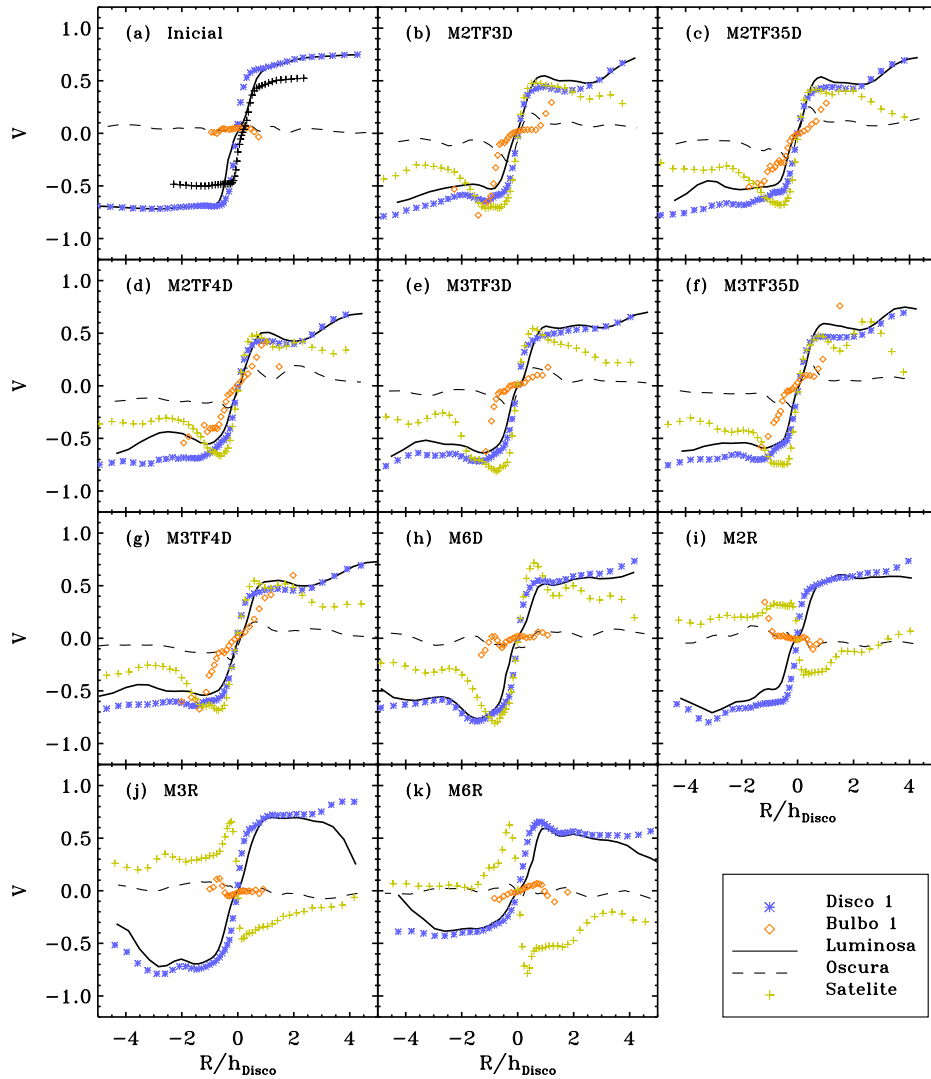


Figura 9.16: Curvas finales de rotación del material luminoso en los remanentes. Las velocidades son en la línea de visión de los modelos, empleando una rendija situada sobre el eje mayor del disco del remanente, para un punto de vista inclinado: $\theta = 60^\circ$, $\phi = 90^\circ$. El eje de abscisas se ha invertido en los modelos retrógrados. La curva etiquetada como “satélite” comprende todo el material luminoso que inicialmente pertenecía al satélite. Paneles: **a)** modelos iniciales de la galaxia primaria y del satélite; **b)-h)** modelos directos una vez se ha completado la fusión; **i)-k)** modelos retrógrados una vez que la fusión se ha completado. *Asteriscos azules*: material del disco primario. *Rombos rojos*: material del bulbo primario. *Cruces verdes*: material luminoso de satélite (bulbo+disco). *Línea continua negra*: material luminoso total (satélite+galaxia primaria), excepto para el panel **a)**, donde únicamente se ha representado el material luminoso de la galaxia primaria. *Línea discontinua negra*: materia oscura total (satélite+galaxia primaria), excepto para el panel **a)**, donde únicamente se ha representado la materia oscura de la galaxia primaria.

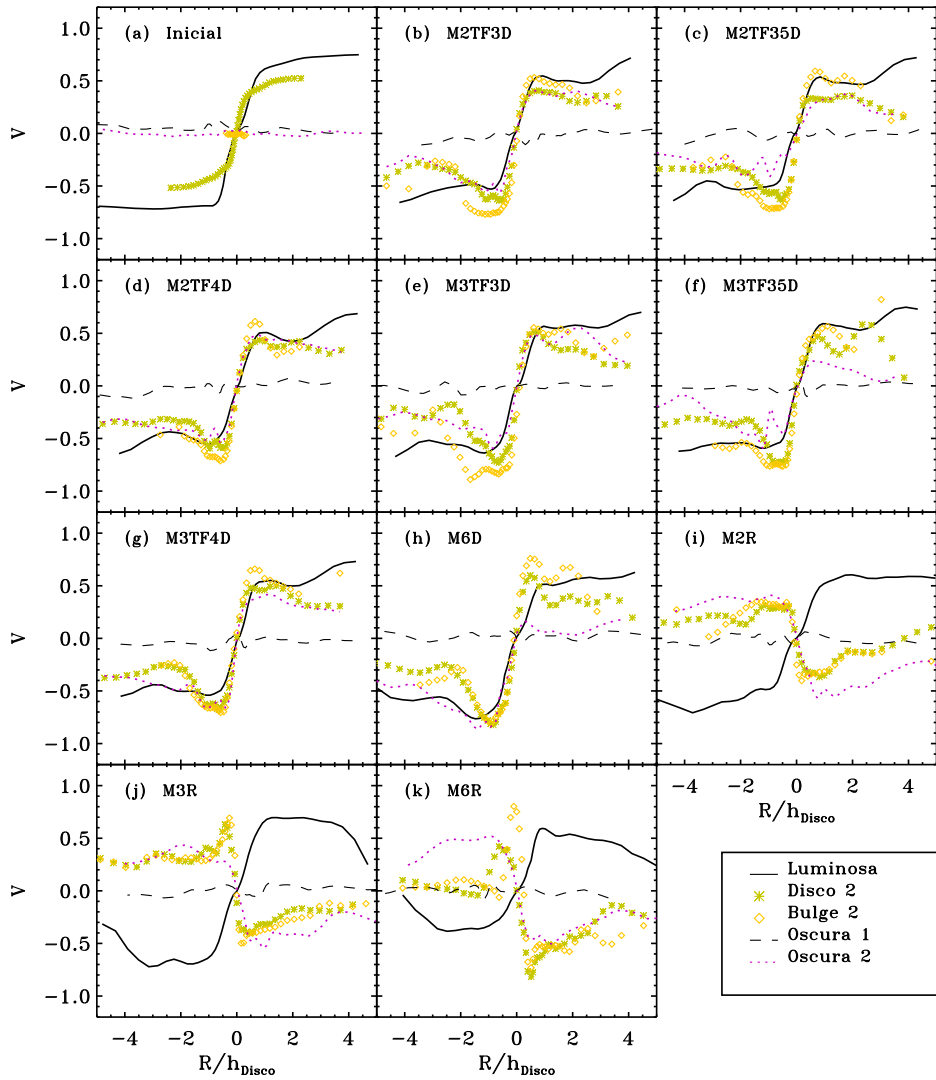


Figura 9.17: Curvas finales de rotación del material oscuro de ambas galaxias y del luminoso para las componentes del satélite. Las velocidades son en la línea de visión de los modelos una vez que la fusión se ha completado, empleando una rendija situada sobre el eje mayor del disco del remanente con un punto de vista inclinado: $\theta = 60^\circ$, $\phi = 90^\circ$. Paneles: **a)** modelos iniciales de la galaxia primaria y del satélite; **b)-h)** modelos directos una vez se ha completado la fusión; **i)-k)** modelos retrógrados una vez que la fusión se ha completado. *Asteriscos verdes*: material del disco del satélite. *Rombos amarillos*: material del bulbo del satélite. *Líneas continuas*: material luminoso total (satélite+galaxia primaria), excepto para el panel **a)**, donde únicamente se ha representado el material luminoso de la galaxia primaria. *Línea discontinua*: materia oscura de la galaxia primaria. *Línea punteada violeta*: materia oscura del satélite.

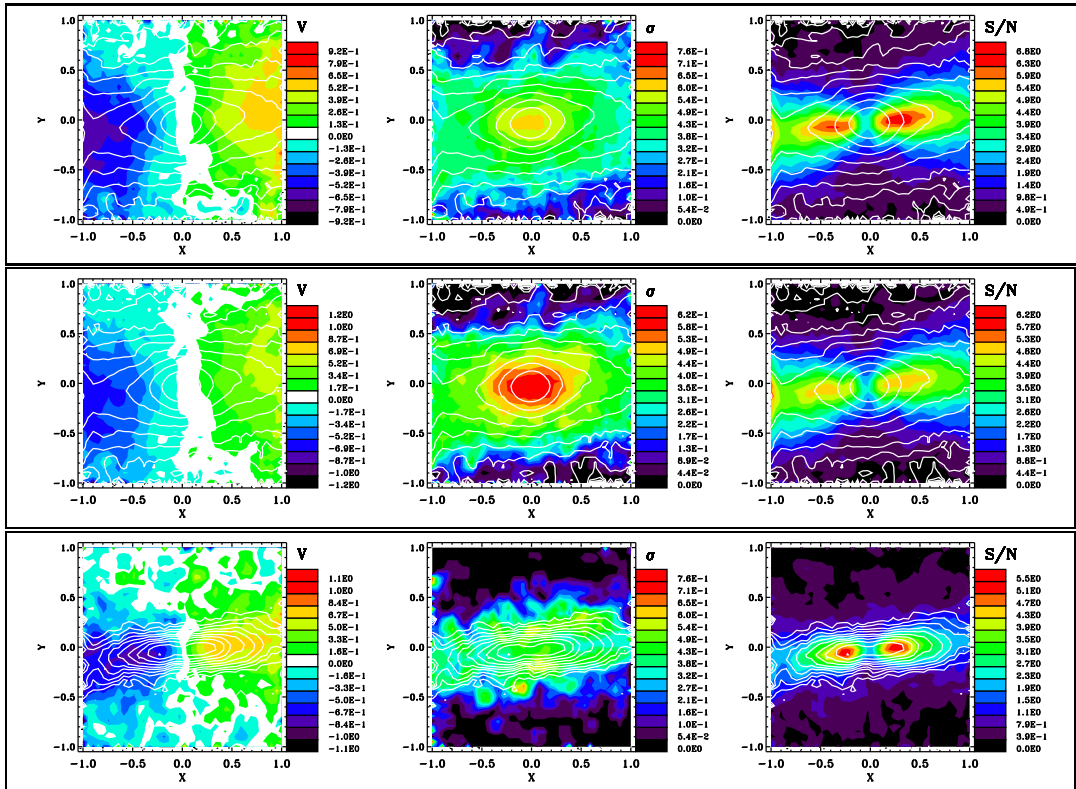


Figura 9.18: Mapas de velocidad de todo el material luminoso y de las distintas componentes del remanente del modelo M3TF3D, empleando un punto de vista de canto. *Paneles superiores*: mapas considerando todo el material luminoso. *Paneles intermedios*: mapas del material que inicialmente pertenecía a la galaxia primaria. *Paneles inferiores*: mapas de las partículas que inicialmente pertenecían al satélite. *Mapas a la izquierda de cada fila*: mapas de velocidad media. *Mapas en el centro de cada fila*: mapas de dispersión de velocidad. *Mapas a la derecha de cada fila*: mapa de S/N para los mapas de velocidad media. *Líneas en blanco*: contornos de isodensidad correspondientes al material considerado en cada mapa.

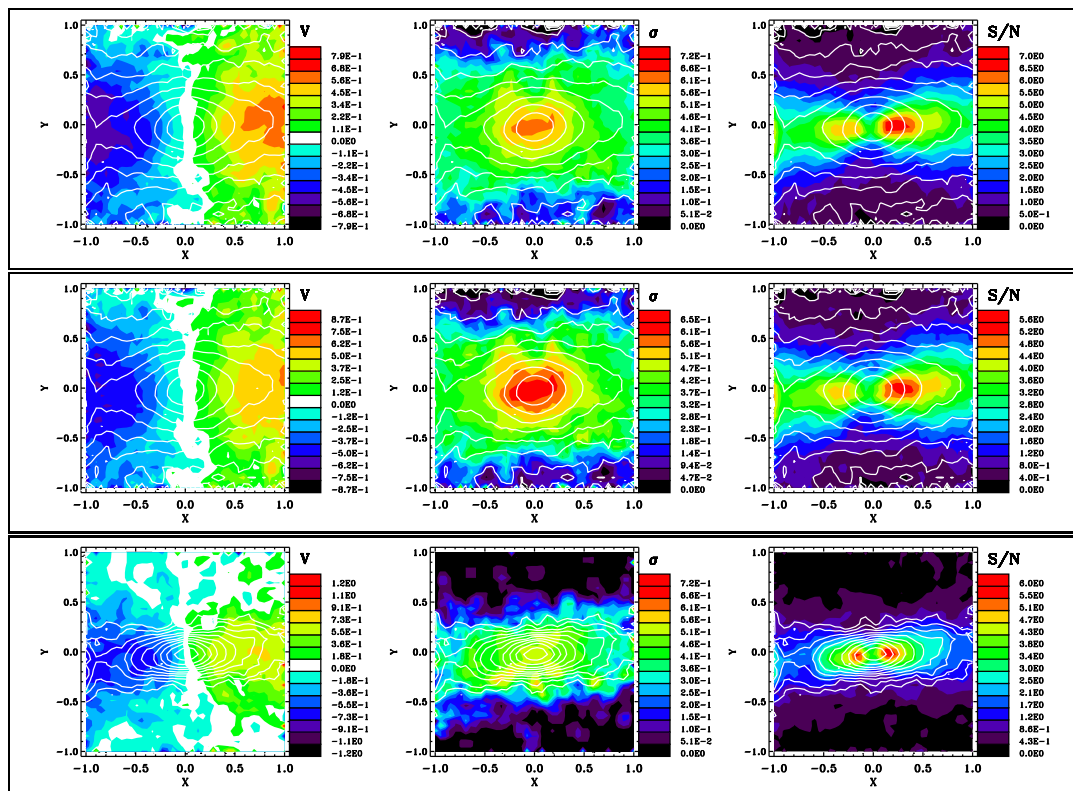


Figura 9.19: Mapas de velocidad de todo el material luminoso y de las distintas componentes del remanente del modelo M3TF4D, empleando un punto de vista de canto. Véase la leyenda de la Fig. 9.18.

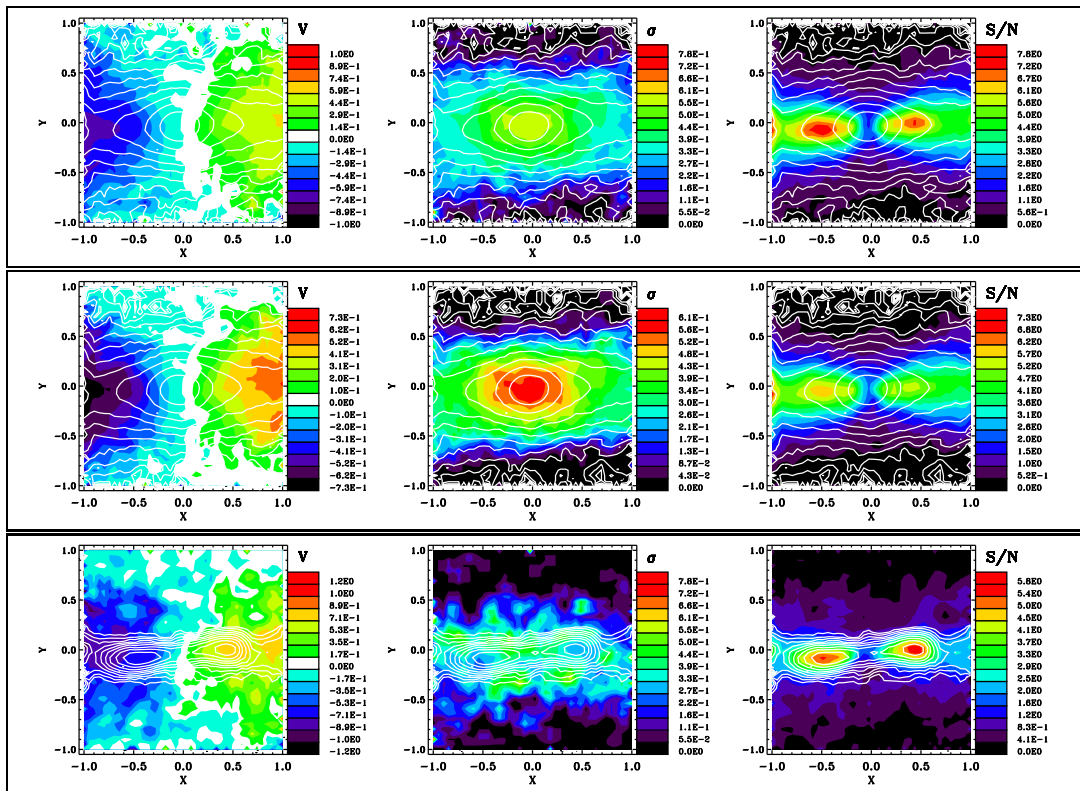


Figura 9.20: Mapas de velocidad de todo el material luminoso y de las distintas componentes del remanente del modelo M6D, empleando un punto de vista de canto. Véase la leyenda de la Fig. 9.18.

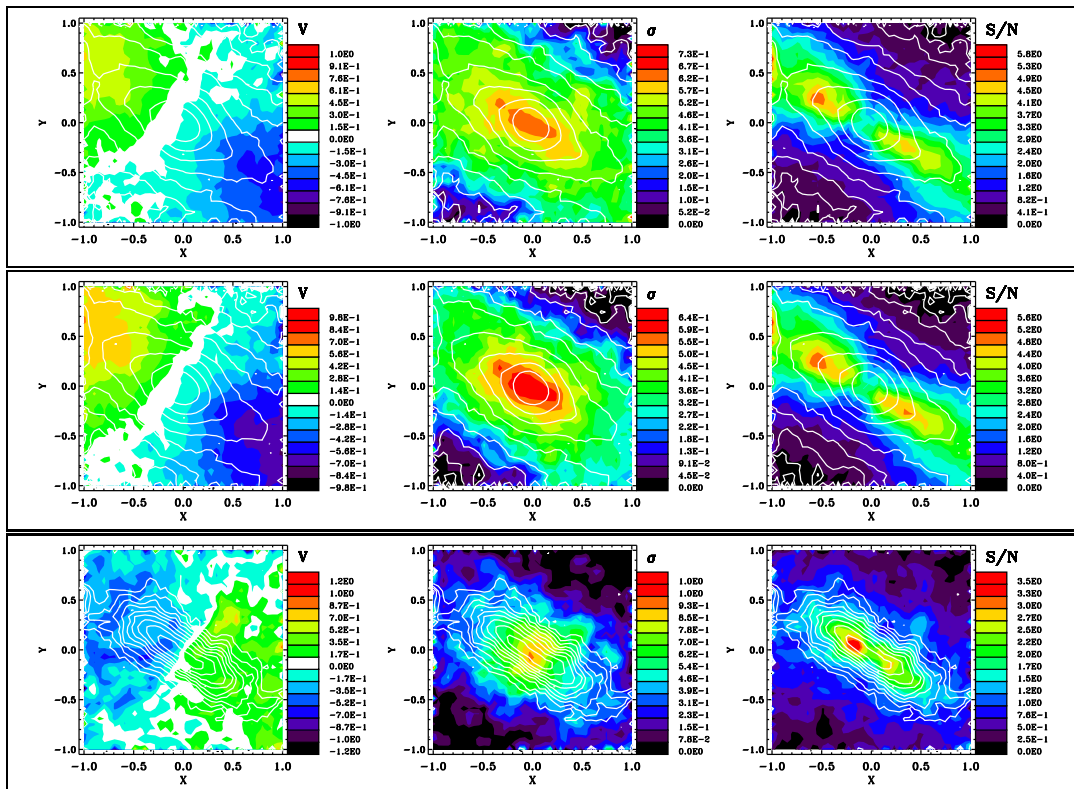


Figura 9.21: Mapas de velocidad de todo el material luminoso y de las distintas componentes del remanente del modelo M2R, empleando un punto de vista de canto. Véase la leyenda de la Fig. 9.18.

10

Relaciones de escalado y correlaciones fundamentales de los remanentes

En este capítulo, mostraremos que nuestros modelos de acrecimientos son capaces de reproducir la mayor parte de las relaciones de escalado de los parámetros fotométricos de bulbos y discos con la luminosidad del bulbo, que se han detectado en las espirales reales (BGP04b). También se analizará el comportamiento de nuestros remanentes respecto a varias correlaciones constatadas observacionalmente, tales como las relaciones de Tully-Fisher y Faber-Jackson y los planos fundamentales de bulbos y discos, entre otras.

10.1. Relaciones de escalado bulbo-disco

Para poder considerar a los acrecimientos galácticos como mecanismos potencialmente relevantes en el crecimiento de los bulbos, deben producir remanentes cuyas características sean coherentes con las de las galaxias reales. Si los bulbos reales crecieran a través de acrecimientos galácticos, las transformaciones en los parámetros de bulbos y discos deberían generar relaciones entre ellos que siguiesen las relaciones de escala observadas. A continuación, analizaremos si los cambios que se han producido en las relaciones de escalado bulbo-disco de nuestros modelos son compatibles con las tendencias globales observadas entre los parámetros de espirales reales. A pesar de que nuestros modelos sean casos muy particulares y de que la generalización de sus resultados deba permanecer dentro de ciertos límites, su análisis puede resultar un buen primer paso en un estudio más general de este proceso. Por tanto, nos preguntaremos, en primer lugar, si los acrecimientos de satélites que hemos modelado siguen algún comportamiento sistemático; y, en segundo, si los acrecimientos tienden a engrosar o distorsionar alguna de las relaciones de escalado previas que pudieran existir. En este capítulo, mostraremos que la mayor parte de las relaciones de escalado que BGP04b observaron (aunque no todas) son compatibles con los resultados obtenidos en nuestros modelos.

En la Tabla 9.1, se listan los parámetros fotométricos y las razones B/D que se derivan a partir de los ajustes efectuados a los perfiles de densidad de los remanentes. Estos valores se han utilizado para generar la Fig. 10.1, en la que, con objeto de comparar con las tendencias observacionales, hemos representado los parámetros fotométricos de nuestros remanentes frente al incremento en la magnitud del bulbo. En beneficio de la claridad, se han adimensionalizado los parámetros en el eje de ordenadas del gráfico mostrando los cocientes entre los parámetros finales de los remanentes y aquéllos que inicialmente la galaxia primaria presentaba.

La masa del bulbo se ha calculado empleando los ajustes simultáneos bulbo-disco que efectuamos a los perfiles de densidad de los remanentes (§9.3), según:

$$\mathcal{M}_{\text{Bulbo}} = \int_0^\infty 2\pi R I_B(R) dR = 2\pi I_{0,B} r_e^2 n b_n^{-2n} \Gamma(2n). \quad (10.1)$$

Asumiendo la misma M/L para todos los bulbos (Portinari et al. 2004), hemos definido el incremento en la magnitud del bulbo como:

$$\Delta M_{\text{Bulbo}} \equiv M_{\text{Bulbo}} - M_{\text{Bulbo,inic}} = -2,5 \cdot \log(\mathcal{M}_{\text{Bulbo}}/\mathcal{M}_{\text{Bulbo,inic}}), \quad (10.2)$$

donde $\mathcal{M}_{\text{Bulbo}}$ y $\mathcal{M}_{\text{Bulbo},0}$ representan las masas del bulbo del remanente y del bulbo primario inicial, respectivamente. En todos nuestros modelos, los bulbos tras la fusión son más brillantes (\equiv masivos) que inicialmente.

La Fig. 10.1 muestra que *la mayor parte de los parámetros fotométricos presentan tendencias muy fuertes con el incremento en la magnitud del bulbo*. Los paneles se corresponden con los siguientes parámetros: *a)* radio efectivo de la componente de Sérsic del ajuste (bulbo); *b)* densidad superficial efectiva de la componente de Sérsic (bulbo); *c)* densidad superficial central de la componente de Sérsic (bulbo), extrapolada del ajuste; *d)* escala de longitud de la componente exponencial del ajuste (disco); *e)* densidad superficial central de la componente exponencial (disco), extrapolada del ajuste; *f)* índice de Sérsic n ; *g)* razón bulbo-disco de las intensidades centrales; *h)* razón entre el radio efectivo del bulbo y la escala de longitud del disco; *i)* razón de masas bulbo-disco; *j)* razón entre la escala vertical del disco a $r = 2 h_D$ y su escala de longitud; *k)* dispersión de velocidad central; y, finalmente, *l)* velocidad de rotación máxima.

La mayoría de ellos crece a medida que $\mathcal{M}_{\text{Bulbo}}$ aumenta (es decir, a medida que el bulbo se vuelve más masivo (o, equivalentemente, más brillante), tal y como les ocurre al índice de Sérsic (n), a la razón bulbo-disco (B/D), a las densidades superficiales efectiva y central del bulbo ($\mu_{0,B}$ y $\mu_{e,B}$), a la escala de longitud del disco (h_D), al cociente bulbo-disco de las intensidades centrales ($I_{0,B}/I_{0,D}$) y a la dispersión de velocidad central (σ_0); mientras que la densidad superficial central del disco ($\mu_{0,D}$) decrece hacia mayores $\mathcal{M}_{\text{Bulbo}}$ (bulbos más masivos o, equivalentemente, más brillantes). Los discos finales presentan escalas de longitud radiales y verticales más elevadas que las del disco primario en todas las fusiones, excepto en dos de los casos retrógrados (Fig. 10.1, paneles [d] y [j]). Nótese que las relaciones de escalado correspondientes a los modelos con satélites de mayor densidad de ABP01

(representadas con rombos en la figura) exhiben tendencias más débiles que las de nuestros satélites escalados con TF.

Las líneas continuas en cada panel de la Fig. 10.1 son los resultados de ajustar las tendencias de nuestros parámetros mediante regresiones ortogonales. En estos ajustes, no se ha forzado al ajuste a pasar por el punto inicial, sino que éste se ha considerado como otro punto más en el mismo. Las tendencias exhibidas por $\mu_{0,B}$, n , $\log(I_{0,B}/I_{0,D})$, $\log(B/D)$ y $\log(\sigma_0)$ (paneles [c], [f], [g], [i] y [k] de la Fig. 10.1) tienen unos coeficientes de Pearson por encima de 0,88. En la mayoría de estos ajustes, la hipótesis nula es rechazada para nuestro número de puntos (11 modelos, incluyendo el inicial), al 95 % de nivel de significación y considerando una distribución de dos colas. Tal es el caso de μ_e , $\mu_{0,B}$, n , $\log(I_{0,B}/I_{0,D})$, r_e/h_D , $\log(B/D)$, $\log(\sigma_0)$, y $\log(v_{\text{rot}})$; mientras que las correlaciones encontradas para las escalas de longitud tanto del bulbo como del disco y el brillo superficial central del disco no son estadísticamente significativas. Sin embargo, los ajustes relativos a μ_e y a $\log(r_e/h_D)$ presentan coeficientes de correlación de Pearson por encima de 0,78.

Las correlaciones de la Fig. 10.1, conjuntamente con la correlación hallada entre $\log(n)$ - $\log(B/D)$ (ec. [9.7]), indican que *los acrecimientos de satélites escalados con TF no alteran las galaxias aleatoriamente: los cambios en las relaciones de escalado entre bulbos y discos producidos por los acrecimientos escalan sistemáticamente con el cambio en la masa del bulbo.*

En la Fig. 10.1, hemos señalado con flechas las tendencias de las correlaciones significativas entre los mismos parámetros fotométricos y la magnitud del bulbo que BGP04b encontraron en una muestra de espirales de tipo intermedio-temprano (véase la Fig. 1.5). Muchos de los cambios en los parámetros fotométricos de nuestros acrecimientos siguen tendencias similares a las correlaciones con la magnitud del bulbo que observaron BGP04b. En particular, los parámetros de los discos ($\mu_{0,D}$ y h_D), la dispersión de velocidad central, el brillo superficial central de los bulbos, el índice de Sérsic n y el cociente B/D (compárense las tendencias observacionales de BGP04b en cada panel – flechas- con las de nuestros modelos - líneas continuas- en la Fig. 10.1). Nuestros modelos también reproducen la falta de correlación significativa entre $\mu_{e,B}$ y la magnitud del bulbo que BGP04b detectaron en su muestra de espirales (Fig. 10.1, panel [b]).

Tal y como ocurre en las observaciones, en nuestros modelos de acrecimientos escalados con TF se observa que:

- n crece hacia mayores luminosidades del bulbo (es decir, hacia menores magnitudes del mismo, M_{Bulbo}).
- $\log(B/D)$ crece hacia mayores luminosidades del bulbo.
- $\mu_{0,B}$ crece hacia mayores luminosidades del bulbo.
- $\mu_{e,B}$ crece hacia mayores luminosidades del bulbo.
- $\mu_{0,D}$ decrece hacia mayores luminosidades del bulbo.

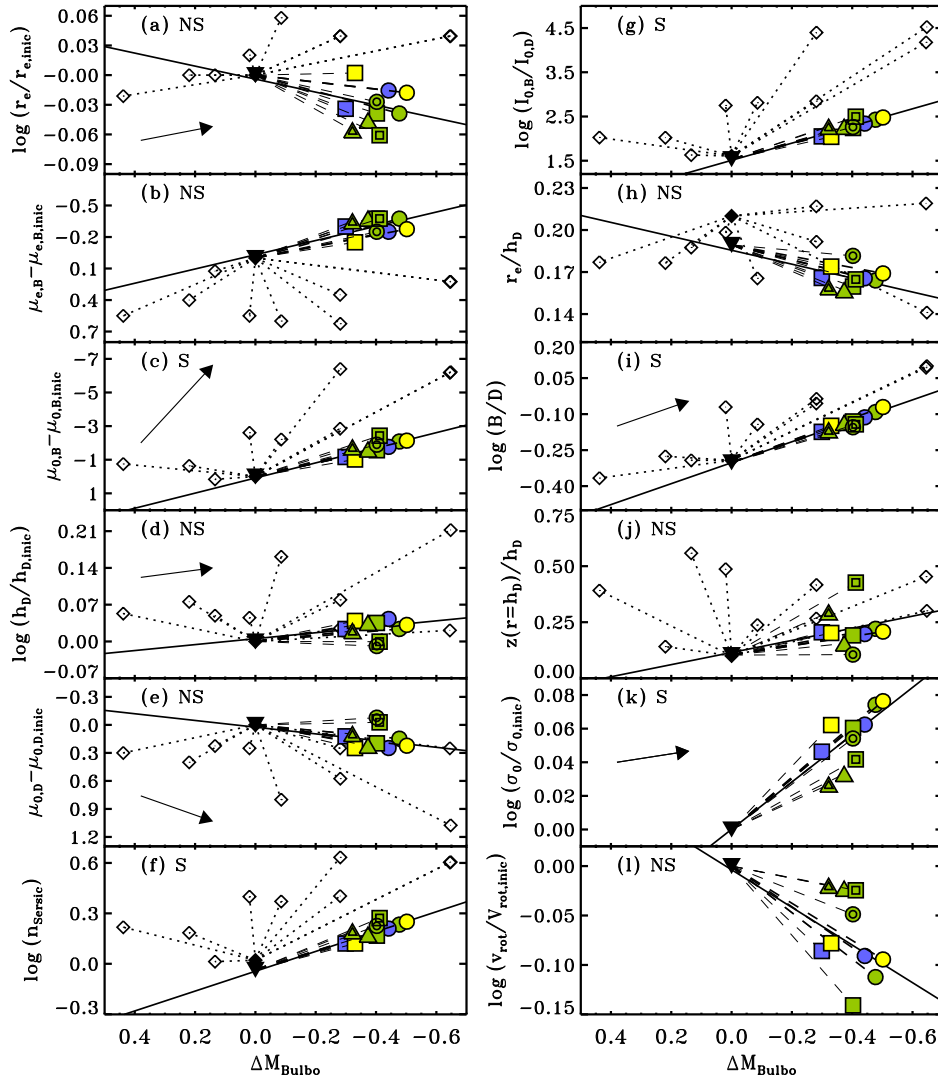


Figura 10.1: Dependencia de los parámetros fotométricos de los bulbos y discos y del cociente B/D con el incremento de la magnitud del bulbo en los remanentes (véase la definición en el texto). La leyenda es la misma que la de la Fig.9.10. En la columna de la izquierda, hemos representado los parámetros fotométricos obtenidos directamente de las descomposiciones bulbo-disco. En la columna de la derecha, mostramos los cocientes entre parámetros, las escalas verticales del disco y las velocidades típicas en función del incremento de la magnitud del bulbo. *Líneas continuas*: regresiones ortogonales a los puntos de los modelos. A la derecha de la letra identificativa de cada panel, las letras “S” o “NS” indican si el ajuste es o no significativo al 95% de nivel de confianza, respectivamente. *Líneas discontinuas*: vectores de crecimiento de nuestros modelos escalados con TF. *Líneas punteadas*: vectores de crecimiento de los modelos de alta densidad de ABP01. *Flechas*: tendencias de las correlaciones observadas por BGP04b en una muestra de espirales de tipo intermedio-temprano.

- h_D crece hacia mayores luminosidades del bulbo.
- $\log(I_{0,B}/I_{0,D})$ crece hacia mayores luminosidades del bulbo.
- σ_0 crece hacia mayores luminosidades del bulbo.

Las tendencias seguidas por los modelos también presentan algunas discrepancias con las observaciones. La razón bulbo-disco de las intensidades centrales correlaciona débilmente con la magnitud del bulbo en la muestra observacional de BGP04b, mientras que lo hace de forma significativa en nuestros modelos (Fig. 10.1, panel [g]). Más relevante es el hecho de que nuestros modelos no reproducen las tendencias que involucran al radio efectivo del bulbo, r_e (véanse los paneles [a] y [h] en la figura). Éste se vuelve menor tras el acrecimiento, lo que está en contraposición con que los bulbos observados poseen radios efectivos mayores a medida que son más luminosos (Hubble 1926; Binggeli et al. 1984; Möllenhoff & Heidt 2001; BGP04b, entre otros). En §10.2, comentaremos ampliamente esta aparente contradicción de nuestros modelos con respecto a las observaciones; y veremos que la tendencia se puede corregir sin más que considerar diferente M/L entre las partículas del bulbo y del disco, o modificando la órbita de encuentro de la fusión.

A pesar de no reproducir las tendencias del radio efectivo del bulbo con la luminosidad de éste, el que nuestros modelos reproduzcan las tendencias observadas por BGP04b del resto de parámetros fotométricos con la magnitud del bulbo (como las razones B/D , σ_0 y brillos centrales, tanto del bulbo como del disco) es todo un logro de los presentes modelos. Es más, BGP04b comentan que las correlaciones de los mismos parámetros fotométricos con la luminosidad del disco son más débiles que con la luminosidad del bulbo, cuando no inexistentes. Con el fin de compararlas con las de nuestros modelos, definiremos la masa de los discos a partir de los parámetros resultantes de los ajustes bulbo-disco efectuados en §9.3, según:

$$\mathcal{M}_{\text{Disco}} = \int_0^\infty 2\pi R I_D(R) dR = 6,28256 \mu_{0,D} h_D. \quad (10.3)$$

De nuevo, asumiendo la misma M/L para todos los discos (Portinari et al. 2004), hemos definido el incremento en la magnitud del disco como:

$$\Delta M_{\text{Disco}} \equiv M_{\text{Disco}} - M_{\text{Disco,inic}} = -2,5 \cdot \log(\mathcal{M}_{\text{Disco}}/\mathcal{M}_{\text{Disco,inic}}), \quad (10.4)$$

donde $\mathcal{M}_{\text{Disco}}$ y $\mathcal{M}_{\text{Disco},0}$ denotan las masas del disco del remanente y del disco primario inicial, respectivamente. Excepto en dos de los modelos retrógrados, el resto de modelos presentan discos menos brillantes (\equiv menos masivos) tras la fusión que inicialmente.

En la Fig. 10.2, mostramos las tendencias seguidas por los parámetros fotométricos de nuestros modelos con el incremento de magnitud del disco. Tan sólo los parámetros de los discos (h_D y $\mu_{0,D}$) muestran correlaciones significativas al 95 % de nivel de significación. El resto de correlaciones, además de no ser estadísticamente

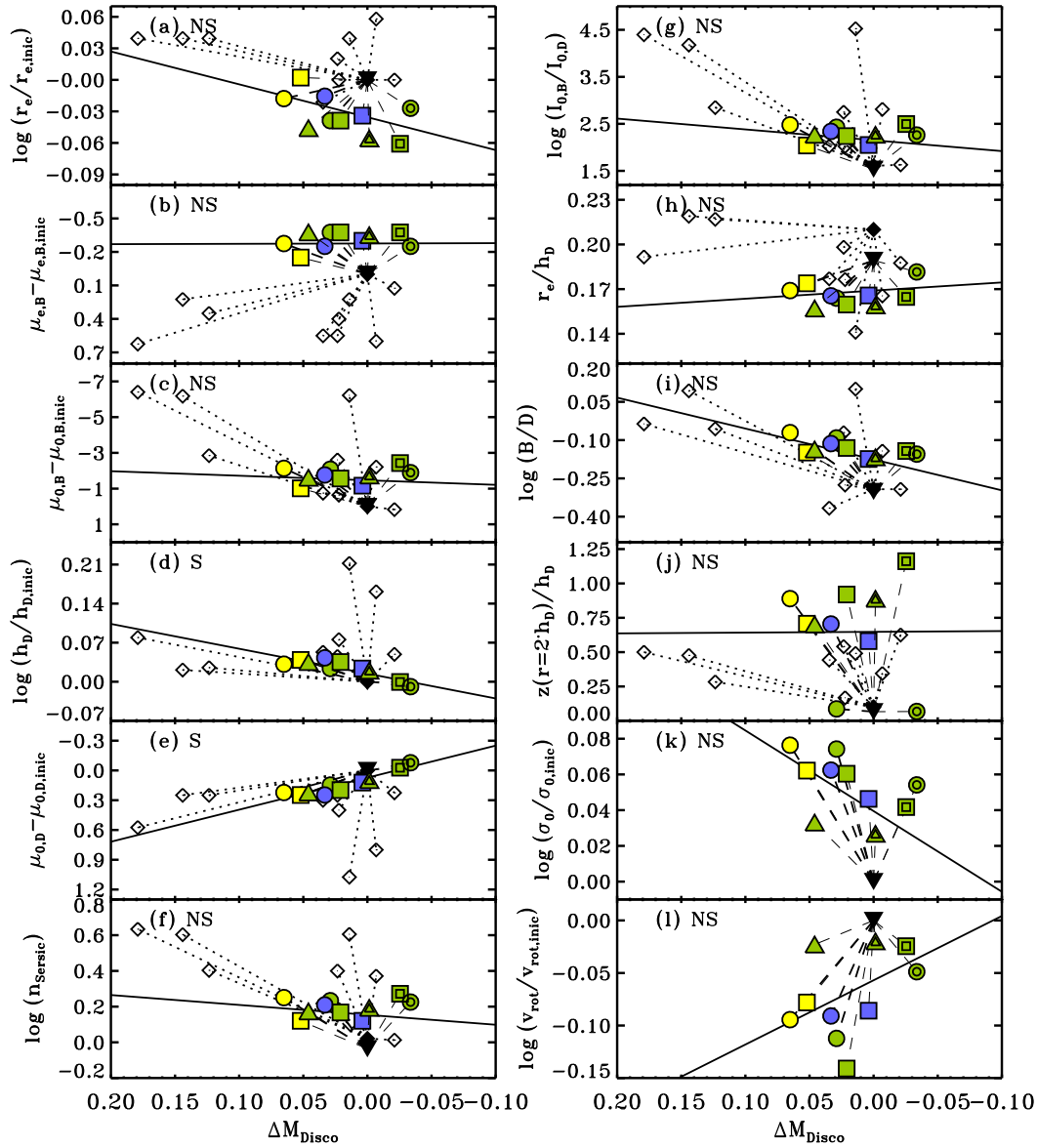


Figura 10.2: Dependencia de los parámetros fotométricos de los bulbos y discos y del cociente B/D con el incremento de la magnitud del disco en los remanentes. Todos los parámetros proceden de los ajustes bulbo-disco a los brillos superficiales de los remanentes (Tabla 9.1). La leyenda de los símbolos es la misma que la de la Fig. 9.10. Consúltese el pie de la Fig. 10.1.

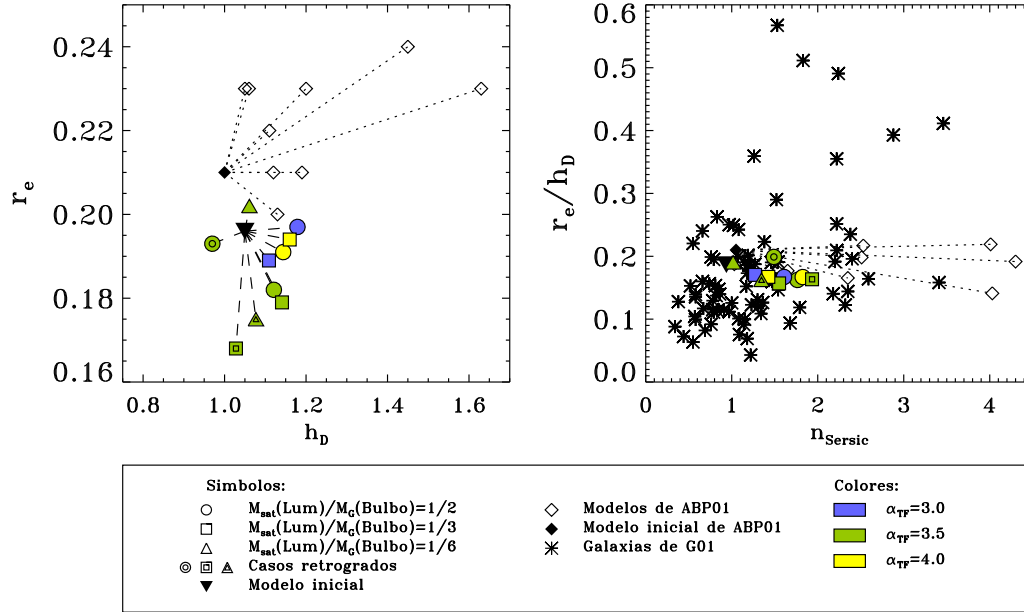


Figura 10.3: Dependencia de las longitudes de escala del disco con las del bulbo en los remanentes de nuestros modelos. *Panel de la izquierda:* relación entre la escala de longitud del disco, h_D , y el radio efectivo del bulbo, r_e , para nuestros modelos, antes y después del acrecimiento. *Panel de la derecha:* cociente de r_e/h_D en función del índice n en nuestros modelos, antes y después del acrecimiento. La leyenda es la misma que la de la Fig. 9.10.

significativas, presentan coeficientes de correlación absolutos inferiores a 0,5 en todos los casos. Por tanto, nuestros modelos también reproducen la debilidad de las correlaciones de los parámetros fotométricos con la magnitud del disco que BGP04b encuentran, salvo los parámetros del disco, que en nuestros modelos presentan correlaciones fuertes.

10.2. Relación entre las escalas de bulbos y discos de los remanentes

El acrecimiento de un satélite no sólo altera la escala vertical del disco (z_D) de una galaxia, como vimos en §9.4, sino que también ha modificado las escalas de longitud tanto del disco (h_D) como del bulbo (r_e).

La dependencia de r_e con h_D aparece en el panel izquierdo de la Fig. 10.3. Lo que observacionalmente se espera es que el radio efectivo aumente a medida que lo hace la escala del disco, y además, siguiendo cierta proporcionalidad (véase el panel superior de la Fig. 1.3). Sin embargo, a pesar de que la escala del disco aumenta en nuestros modelos, no ocurre lo mismo con la del bulbo; por lo que no cumplimos con la relación esperada en las espirales reales. Nótese que no ocurre lo mismo con los modelos de alta densidad de ABP01 (véase el panel izquierdo de la Fig. 10.3).

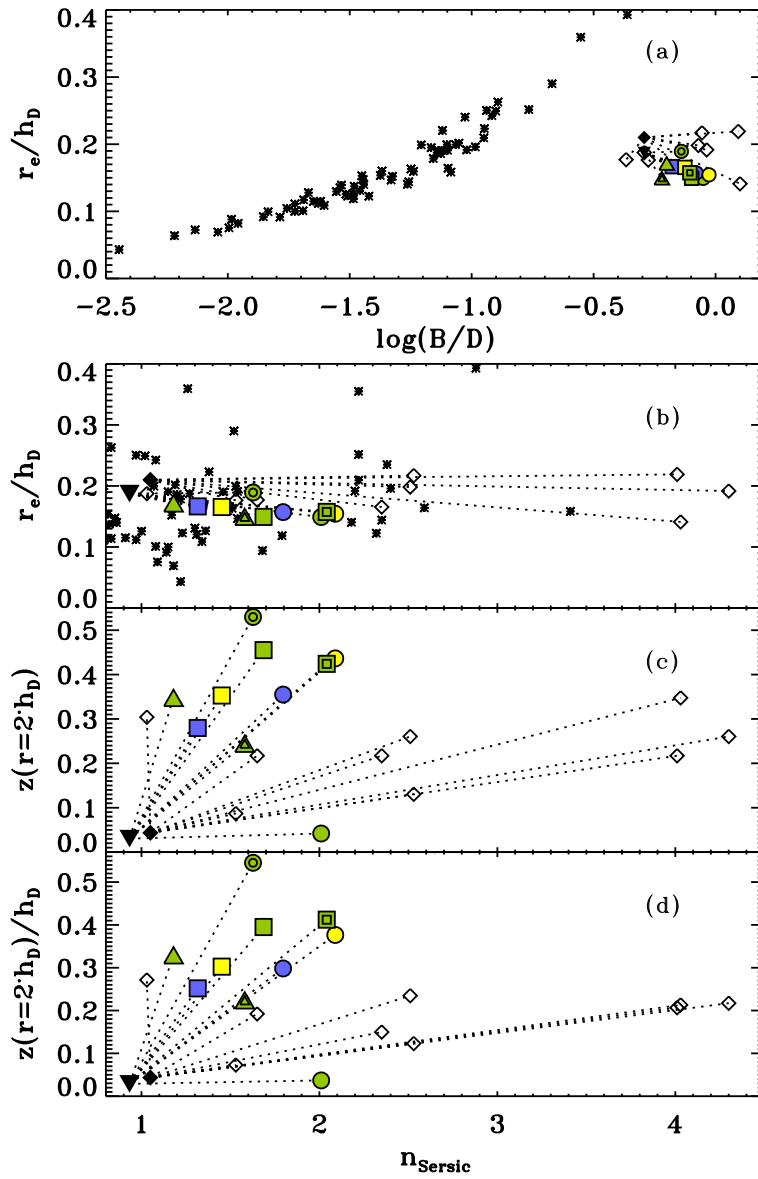


Figura 10.4: Vectores de crecimiento en los planos r_e/h_D - $\log(B/D)$ (panel [a]), r_e/h_D - n (panel [b]), z_D - n (panel [c]) y z_D/h_D - n (panel [d]) para nuestros modelos. Cada flecha comienza en la posición de la galaxia original, y termina en la posición adquirida por el remanente, una vez la fusión se ha completado y el remanente está relajado. Los vectores de crecimiento de los modelos de ABP01 y los valores de r_e/h_D observados por G01 para una muestra de espirales reales aparecen representados como comparación. Consúltese la leyenda de la Fig. 9.10.

A pesar de que nuestros modelos no reproducen la escala de los bulbos, la distribución de r_e/h_D que obtenemos frente a n es compatible con la de las galaxias reales (véase el panel derecho de la figura); incluso más que la de los modelos de ABP01. Aunque en todos nuestros modelos r_e/h_D decrece tras la fusión, este cambio es tan pequeño que, tal y como se aprecia en la figura, podemos considerar que este cociente de escalas apenas si varía con n , que es casi constante. De hecho, el comportamiento con n de nuestros modelos parece ser consistente con muchos trabajos observacionales que no detectan correlación entre este cociente de escalas y n o el tipo T de Hubble (de Jong 1996; Courteau et al. 1996; BGP04b), lo que dio lugar a la conocida sentencia de que “la secuencia de Hubble está libre de escalas”.

En la Fig. 10.4, representamos los vectores de crecimiento de nuestros modelos en los planos r_e/h_D - $\log(B/D)$ (panel [a]), de nuevo r_e/h_D - n (panel [b]), z_D - n (panel [c]) y z_D/h_D - n (panel [d]). La escala vertical del disco z_D se ha calculado a una distancia radial de dos veces la longitud de escala del disco inicial, desde el centro galáctico. Lo primero que nos llama la atención es el desplazamiento tan alto de nuestros modelos con respecto a la tendencia observacional de los bulbos reales de G01 en el panel (a). Nos encontramos muy por debajo de los valores de r_e/h_D que se esperan para galaxias con los valores de B/D que observamos en nuestros remanentes, o con valores muy altos de B/D para el cociente de escalas bulbo-disco que tenemos en los modelos. Probablemente, estamos obteniendo radios efectivos en nuestros remanentes demasiado pequeños comparados con la tendencia observacional. Nótese que los bulbos reales siguen una tendencia con esa forma tan definida porque, empleando las leyes de Sérsic para el bulbo y de Freeman para el disco, el cociente B/D resulta ser proporcional a $(r_e/h_D)^2$ (consúltese la ec. [9.6]).

Como ya habíamos visto, la distribución de r_e/h_D que obtenemos frente a n es compatible con la de las galaxias reales (consúltese el panel [b] de la Fig. 10.4). Es posible que lo que nuestros modelos no reproduzcan bien sea el cociente B/D para la razón de escalas bulbo-disco que exhiben. Analizando los parámetros que intervienen en la obtención del cociente B/D , podemos deducir que el hecho de que nuestros modelos no reproduzcan el aumento observacional de r_e con la luminosidad del bulbo no es el principal causante del desplazamiento de nuestros modelos en el plano r_e/h_D - B/D . Recordemos que los cocientes B/D se han obtenido a partir de los ajustes bulbo-disco efectuados a los perfiles de densidad de los remanentes mediante la ec. [9.6]. Hemos comprobado que el desplazamiento en el plano r_e/h_D - B/D de nuestros modelos se debe más a los elevados cocientes de $I_{0,B}/I_{0,D}$ que exhiben (panel [g] de la Fig. 10.1) que a los valores de r_e/h_D o de n . Esto implica que el problema de nuestros modelos no se limita a la escala efectiva de los bulbos de los remanentes, sino que existen procesos que están afectando a la estructura central de las galaxias reales que nuestros modelos no están teniendo en cuenta. De todas formas, la tendencia global de los acrecimientos que hemos modelado es la de ensanchar la correlación observada.

Por otra parte, los paneles (c)-(d) muestran que los incrementos en z_D no parecen seguir tendencia alguna con la masa del satélite acretado, al contrario que

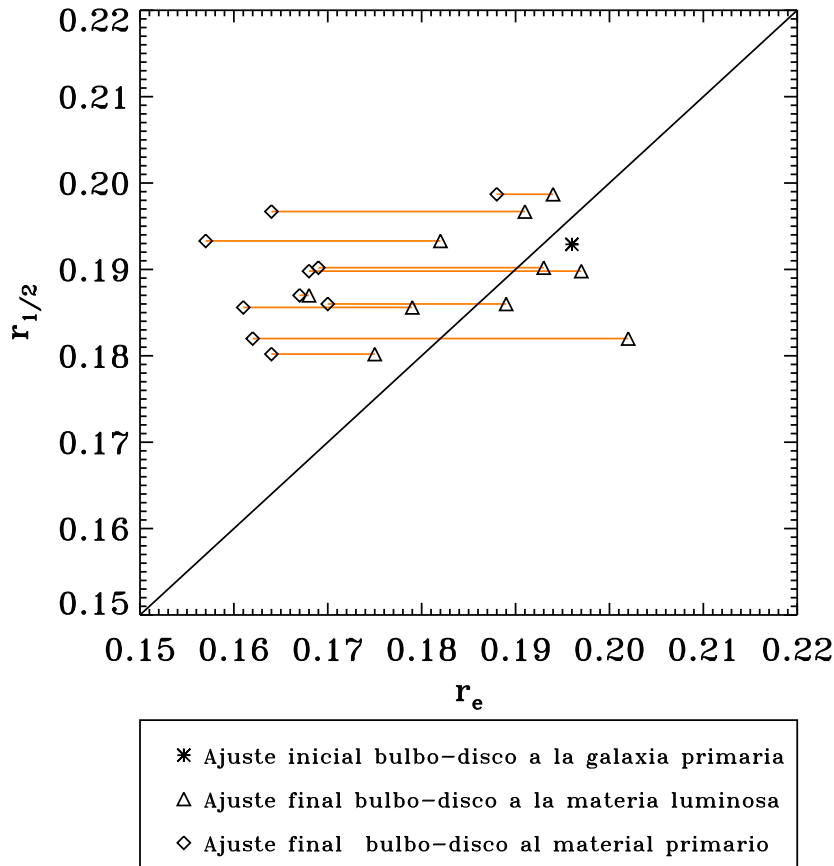


Figura 10.5: Radios de mitad de masa luminosa de los remanentes, $r_{1/2}$, frente a los radios efectivos resultantes de los ajustes bulbo-disco. *Asterisco*: posición inicial de la galaxia primaria. *Triángulos*: posiciones de los remanentes en el diagrama $r_{1/2}$ - r_e , considerando toda la materia luminosa en el ajuste bulbo-disco para obtener r_e . *Rombos*: posiciones de los remanentes en el diagrama $r_{1/2}$ - r_e , considerando únicamente el material que originalmente pertenecía a la galaxia primaria en los ajustes bulbo-disco, para obtener r_e .

en las simulaciones de ABP01 (rombos en la figura), en las que el engrosamiento era proporcional a ésta. Tampoco existe una dependencia clara con el acoplamiento espín-órbita o con la densidad central. Nuestros discos pueden engrosarse hasta un factor 4, como hemos indicado en §9.4 (véase el panel [c] de la figura), valores muy similares a los obtenidos por los modelos de mayor densidad de ABP01. Como h_D no aumenta de forma considerable en nuestras fusiones (véanse en la Tabla 9.1 los valores de h_D ajustados), la tendencia del cociente z_D/h_D con n es similar a la distribución de z_D (compárense los paneles [c] y [d]).

10.2.1. Por qué decrece el radio efectivo del bulbo

Acabamos de ver que las únicas tendencias observacionales entre los parámetros fotométricos de bulbos y discos con la magnitud del bulbo que nuestros modelos no reproducen son las que involucran al radio efectivo del bulbo, r_e . Podría ser que este problema, en lugar de deberse en sí a la distribución que adquiere la materia tras la fusión, derive de que los ajustes de los que extraemos r_e no nos estén dando cuenta realmente de la escala de la estructura central de la galaxia. La mejor forma de comprobarlo es ver si los r_e obtenidos reproducen correctamente los radios de mitad de masa de la materia luminosa de los remanentes, $r_{1/2}$; ya que, en un perfil de Sérsic, ambos deberían coincidir.

En la Fig. 10.5, mostramos $r_{1/2}$ frente a r_e para el material luminoso de la galaxia primaria y el de los remanentes. Vemos que la tendencia de los radios efectivos es bastante correcta, y que da cuenta aproximadamente del radio en el cual la componente interna alcanza el radio de mitad de masa. El material central del disco final de nuestras galaxias podría alterar en cierta forma la distribución de $r_{1/2}$, haciendo que éste se alcance a radios menores que a los r_e correspondientes; pero vemos que su contribución al centro es tan baja que esto no sucede así. Si únicamente considerásemos el material que originalmente pertenecía a la galaxia primaria en el momento de efectuar los ajustes bulbo-disco en los remanentes, veremos que todos los radios efectivos descienden (rombos en la figura). Esto nos está asegurando que el radio efectivo que calculamos nos está midiendo realmente la distribución de masa final en el remanente, y no sólo la del material del bulbo primario, que permanece casi inalterada (§9.3.3). Luego el problema de que los r_e no crezcan con L_B no deriva de un mal cálculo de los radios efectivos, sino de los procesos de la fusión en sí.

Por tanto, y a la vista de que las restantes tendencias son coherentes con los remanentes resultantes de nuestros acrecimientos, procedemos a analizar a continuación las posibles causas que podrían invertir la tendencia de r_e con la magnitud del bulbo.

10.2.2. Procesos de formación estelar

Nuestros modelos son estrictamente no colisionales y no disipativos. No modelan procesos hidrodinámicos ni de formación estelar. No obstante, sabemos que la forma de la galaxia en su región más interna podría estar más afectada por procesos de formación estelar durante el acrecimiento que el resto de la misma, ya que el enfriamiento disipativo del gas generaría poderosos flujos de gas hacia el centro del remanente (Mihos & Hernquist 1996). Este ingrediente tan relevante a nivel físico podría ser el responsable de que las escalas centrales de nuestros remanentes no reproduzcan las tendencias observadas. De hecho, es sorprendente que nuestros modelos escalados con TF reproduzcan tantas correlaciones observacionales de galaxias reales sin haber incluido gas ni formación estelar en las simulaciones. Dado que las estructuras del centro de las galaxias y la luz que emiten dependen en extremo de la historia de formación estelar de la galaxia, lo más esperable sería que nuestros

modelos, que no dan cuenta alguna de ella, no reprodujesen ninguna correlación de los parámetros fotométricos centrales. Y, por el contrario, no ocurre así.

De igual manera, sabemos que los agujeros negros centrales que se suponen en la mayor parte de las galaxias afectarían también a los perfiles de brillo y a las curvas de rotación en el centro (Rees 1993; Graham et al. 2001b). Su existencia podría alterar los parámetros fotométricos en el centro. Curiosamente, nuestros modelos reproducen las tendencias de éstos con la luminosidad del bulbo bastante bien (a excepción de la longitud de escala del bulbo).

Sería lógico esperar que los parámetros de larga escala de la galaxia no se van a ver muy afectados por la existencia de estos agujeros negros centrales o por estallidos de formación estelar del disco, que fuesen alimentados por los flujos radiales de gas hacia el centro. Es más, las tendencias tan fuertes que detectamos en nuestros modelos no deberían modificarse demasiado en caso de considerar procesos hidrodinámicos y de formación estelar en nuestros modelos, ya que la correlación entre $\log(B/D)-M_{\text{Bulbo}}$ es muy similar a la observada (la modelada exhibe una pendiente de -0.40, mientras que la observacional es de -0.30 ± 0.04 , véase la Fig. 10.1). Además, una correlación similar e igual de significativa ha sido detectada por Kauffmann (1996) empleando SAMs de fusiones que incluían formación estelar. De igual forma, se podría razonar con respecto a algunas otras correlaciones.

Por tanto, podemos concluir que la consideración de la formación estelar afectaría básicamente a las tendencias de los parámetros de la región central. Puede que, por esta razón, nuestros modelos parecen reproducir mejor las tendencias a gran escala de la galaxia que las centrales.

10.2.3. El efecto de la M/L de las partículas

A pesar de que nuestros modelos no tengan en cuenta formación estelar, hemos intentado analizar hasta qué punto la formación estelar podría afectar a los parámetros fotométricos del centro, y si podría invertir la tendencia de r_e con la M_{Bulbo} en nuestros modelos. La formación estelar prácticamente afectaría a las zonas donde hubiese gas; por lo que, en primera aproximación, vamos a considerar que el gas va a estar ligado a las partículas de los discos de la primaria y del satélite durante todo el acrecimiento. Por otra parte, Portinari et al. (2004) indican que los procesos de formación estelar pueden hacer que el cociente M/L de los bulbos observacionales y que el de sus discos difieran un factor $\lesssim 2$. Así pues, en los remanentes, hemos asignado el doble de M/L a las partículas que inicialmente pertenecían a los bulbos de ambas galaxias que a las que pertenecían a los discos, intentando equiparar nuestros perfiles de densidad con los perfiles luminosos que en realidad se observan. Por tanto, si se extraen de nuevo los perfiles de brillo teniendo en cuenta esto, las partículas que inicialmente pertenecían a los discos pesarán el doble en estos nuevos perfiles que en los que hicimos al principio (§9.3), porque llevan asociada la formación estelar y brillarán el doble; mientras que las partículas que inicialmente componían los bulbos pesarán lo mismo que entonces. Tras efectuar de nuevo los ajustes bulbo-disco a los perfiles de densidad considerando esta diferencia de M/L , obtuvimos la Fig. 10.6. En

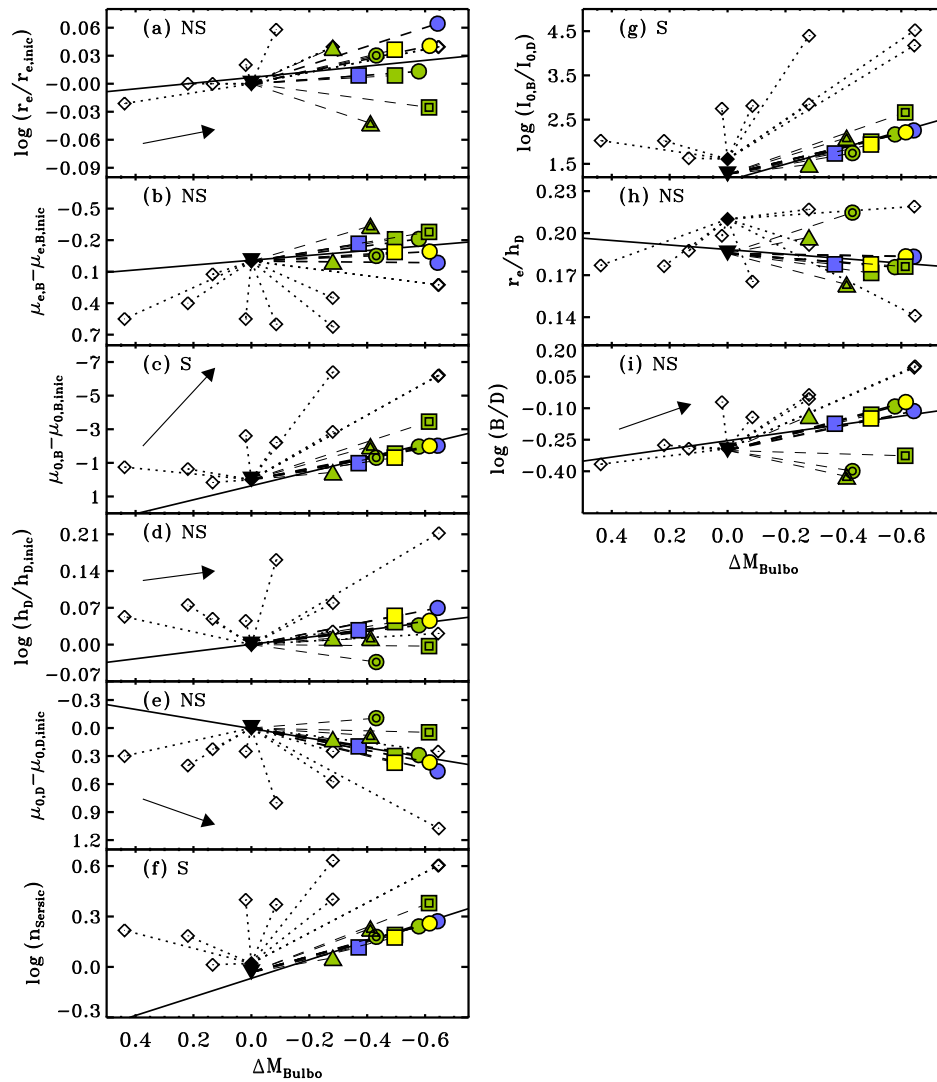


Figura 10.6: Dependencia de los parámetros fotométricos de los bulbos y discos y del cociente B/D con el incremento de la magnitud del bulbo, considerando que el cociente M/L de las partículas de los bulbos es el doble que el de las partículas de los discos. Todos los parámetros proceden de ajustes bulbo-disco a los brillos superficiales de los remanentes, teniendo en cuenta la diferencia de M/L entre las partículas. La leyenda de los símbolos es la misma que la de la Fig. 9.10. Consúltese el pie de la Fig. 10.1.

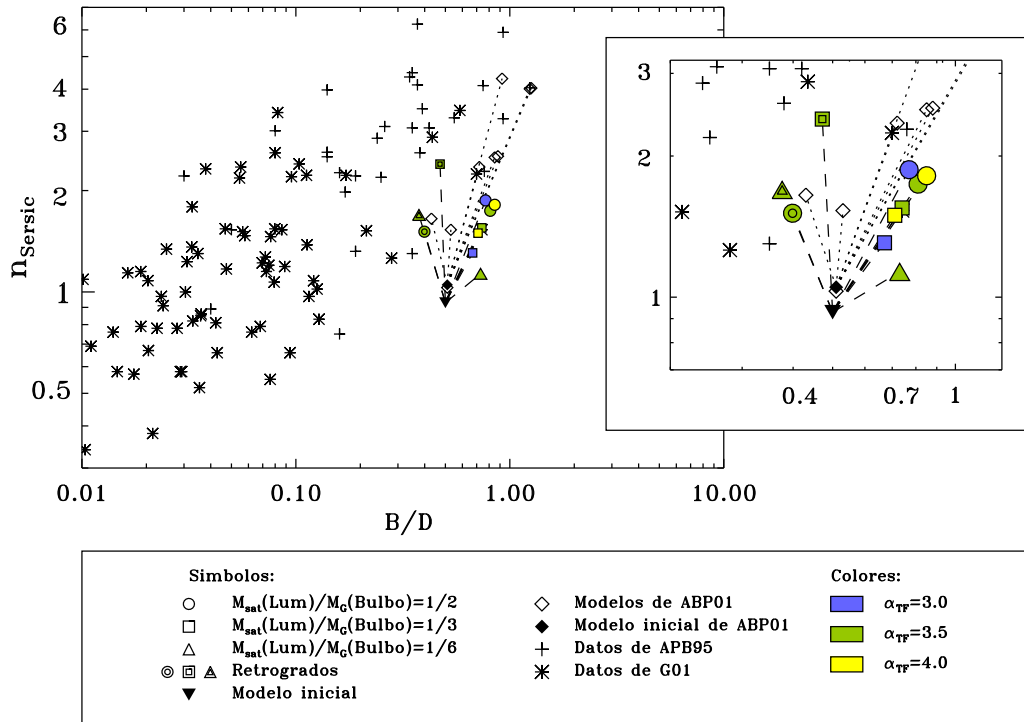


Figura 10.7: Vectores de crecimiento en el plano n - $\log(B/D)$ de nuestros modelos de acrecimiento de satélites, considerando que el cociente M/L de las partículas de los bulbos es el doble que el de las partículas de los discos. Todos los parámetros proceden de ajustes bulbo-disco a los brillos superficiales de los remanentes, teniendo en cuenta la diferencia de M/L entre las partículas. La leyenda es la misma que la de la Fig. 9.10.

ella, representamos de nuevo las dependencias de los parámetros fotométricos con el incremento de la magnitud del bulbo. Lo más llamativo es que, con este recurso de pesar el doble la contribución del material de los discos, invertimos la tendencia de r_e con ΔM_{Bulbo} , recuperando el hecho observacional de que los radios efectivos crecen con la luminosidad del bulbo de BGP04b (panel [a] de la figura). Lo más admirable de este test es que el resto de las correlaciones se mantienen similares a las obtenidas cuando no se considera esta diferencia de M/L , incluso con valores similares de la ρ_{Pearson} (compárese la Fig. 10.6 con la 10.1). Sin embargo, la tendencia de r_e/h_D con el incremento de magnitud del bulbo (panel [h]) no se recupera del todo (la envolvente debería ser creciente con L_B , según BGP04b).

En cuanto a los vectores de crecimiento de nuestros modelos en el plano $\log(n)$ - $\log(B/D)$, si se tiene en cuenta la diferencia de M/L entre las partículas que estamos considerando, se obtiene la Fig. 10.7. La tendencia de los modelos directos apenas si se modifica con respecto a no considerar diferencias en M/L (compárese la figura con la Fig. 9.10); mientras que los retrógrados decrecen el cociente B/D tras el acrecimiento. A pesar de que esto último no sigue la tendencia general de los bulbos observados, tampoco la contradice explícitamente; ya que los acrecimientos

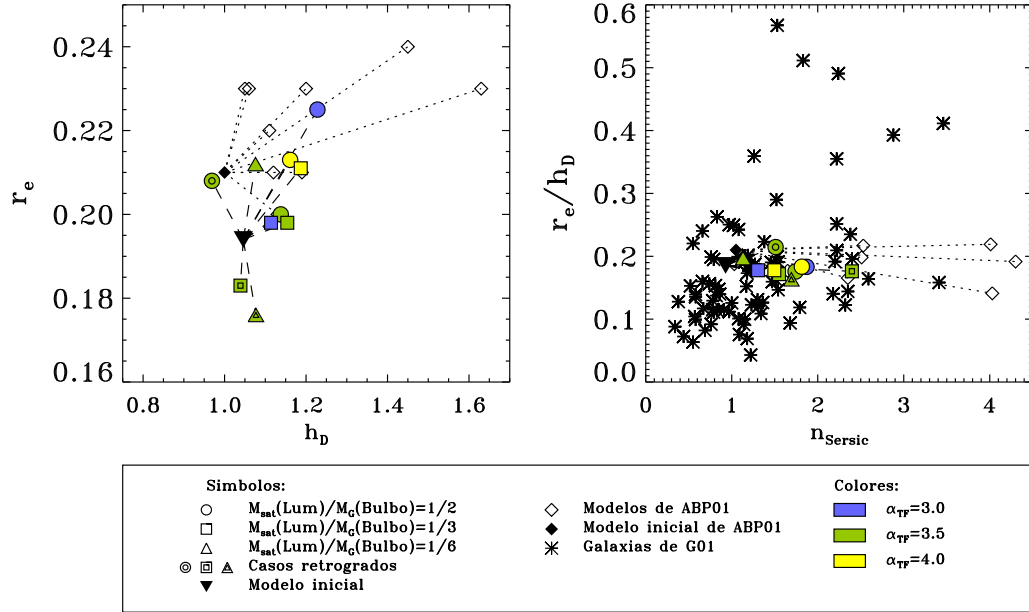


Figura 10.8: Dependencia de las longitudes de escala del disco con las del bulbo en nuestros modelos, considerando que el cociente M/L de las partículas de los bulbos es el doble que el de las partículas de los discos. *Panel de la izquierda:* relación entre la escala de longitud del disco, h_D , y el radio efectivo del bulbo, r_e , para nuestros modelos antes y después del acrecimiento. *Panel de la derecha:* cociente de r_e/h_D en función del índice n en nuestros modelos. La leyenda es la misma que la de la Fig. 9.10.

retrógrados son más improbables que los directos: Quinn & Goodman (1986) encuentran en sus simulaciones que las galaxias acretan preferiblemente los satélites con órbitas directas.

En el panel izquierdo de la Fig. 10.8, mostramos cómo queda la dependencia de las radios efectivos de los bulbos con las escalas de longitud de sus discos empleando esta diferencia de M/L entre bulbos y discos. Recuperamos la tendencia observacional de que r_e aumenta con h_D (compárese con la Fig. 1.3), sin dejar de presentar una distribución de r_e/h_D frente a n compatible con la observada (panel derecho de la Fig. 10.8).

En definitiva, los resultados indican que una diferencia de M/L entre las partículas del disco y del bulbo podría ser suficiente para invertir la tendencia de $r_{e,Bulb} - \mathcal{M}_{Bulbo}$ obtenida por nuestros modelos. La persistencia del resto de correlaciones entre los parámetros fotométricos y L_B y entre $\log(n)$ - $\log(B/D)$ apoya la fiabilidad de los resultados obtenidos en nuestras simulaciones de acrecimientos.

10.2.4. Descomposición dinámica de los remanentes

Considerar que la M/L de las partículas de los bulbos es el doble que la de los discos de las dos galaxias que estamos fusionando no deja de ser una primera

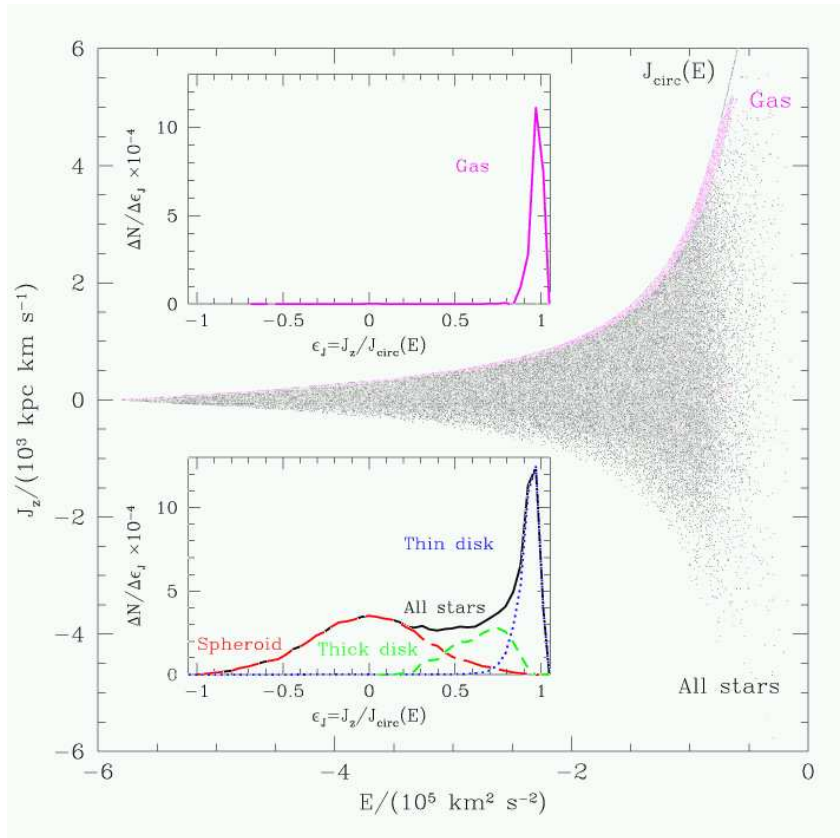


Figura 10.9: Diagrama de Lindblad (momento angular-energía) y distribución de índices de circularidad, ϵ_J , para la galaxia de Abadi et al. (2003b), constituida por fusiones de bloques pregalácticos en una simulación cosmológica. *Panel principal*: diagrama de Lindblad de las partículas de dicha galaxia. Los autores han marcado la distribución de sus partículas de gas (*fucsia*). *Paneles secundarios*: distribuciones de ϵ_J de las partículas estelares de la galaxia (*panel inferior*) y del gas (*panel superior*). En el panel inferior, la distribución total de las partículas (*línea continua negra*) ha sido dividida en tres componentes dinámicas: un bulbo caliente (*línea discontinua roja*), un disco fino frío (*línea punteada azul*) y un disco grueso (*línea discontinua verde*). Fuente: Abadi et al. (2003b).

aproximación un tanto simplista de la situación real en los remanentes. De hecho, sabemos que la parte de la galaxia sostenida por rotación y contenida en el plano galáctico (el “disco dinámico”) se compone no sólo de partículas de los discos de la galaxia primaria y del satélite, sino también de discos o toroides finos y fríos constituidos por partículas del bulbo del satélite. El gas se concentraría (en el caso de haberlo incluido) en el plano de este disco dinámico, y en particular, en la parte central del mismo. Por consiguiente, lo que deberíamos incrementar en un factor dos en los perfiles de densidad de nuestros modelos (para asemejarlos más a los perfiles luminosos de las galaxias reales) son estos discos dinámicos, y no las partículas que

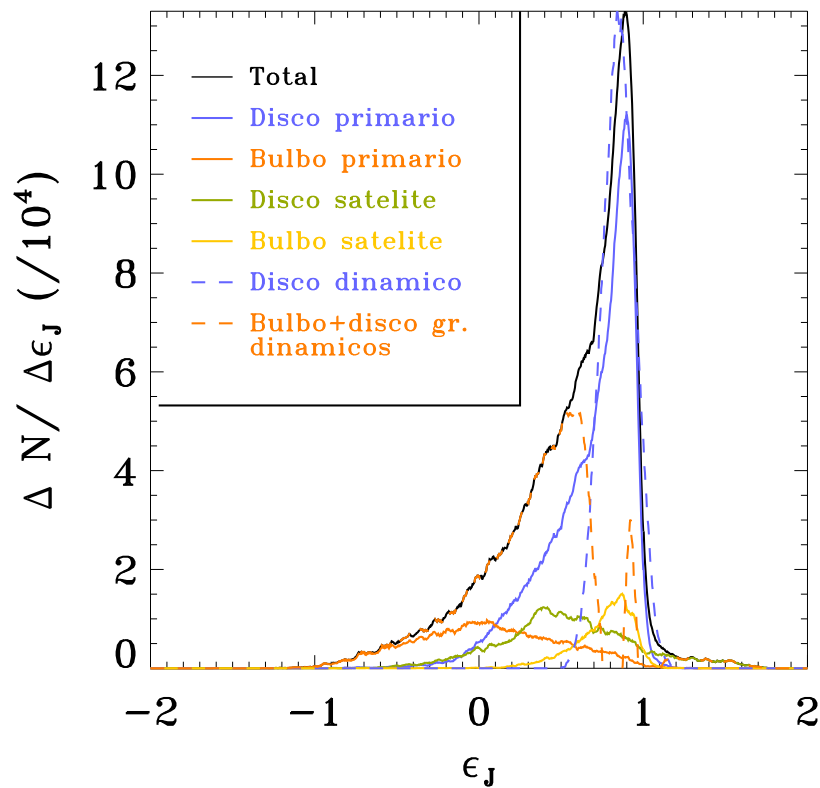


Figura 10.10: Distribución de índices de circularidad, ϵ_J , para las partículas de las distintas componentes galácticas del remanente M2TF35D. *Líneas continuas*: distribuciones de ϵ_J del total de la materia luminosa (*negro*), de las partículas que inicialmente constituían el bulbo primario (*rojo-naranja*), el disco primario (*azul*), el bulbo del satélite (*amarillo*) y el disco del satélite (*verde*). *Línea discontinua azul*: componentes dinámicas resultantes de un ajuste a la distribución total luminosa de un disco fino frío dinámico de Freeman. *Línea discontinua rojo-naranja*: partículas no incluidas en el disco fino dinámico, identificadas con una componente que aunaría el bulbo y el disco grueso dinámicos.

originariamente pertenecían a los discos de las dos galaxias que se fusionan.

Definir dinámicamente qué parte de la galaxia es disco y cuál es bulbo es complicado, ya que la transición bulbo-disco de las galaxias sigue una distribución continua. Una partícula que constituye parte del bulbo puede presentar una órbita completamente circular, sin ser por ello del disco frío. Cualquier descomposición dinámica que se haga no deja de tener cierto aspecto subjetivo que condiciona los resultados. No obstante, y con el fin de estudiar si la tendencia de los radios efectivos con la luminosidad del bulbo se podría corregir por la inclusión de la hidrodinámica y de formación estelar, efectuaremos una descomposición dinámica en nuestros remanentes y multiplicaremos por un factor dos la contribución a los perfiles de brillo

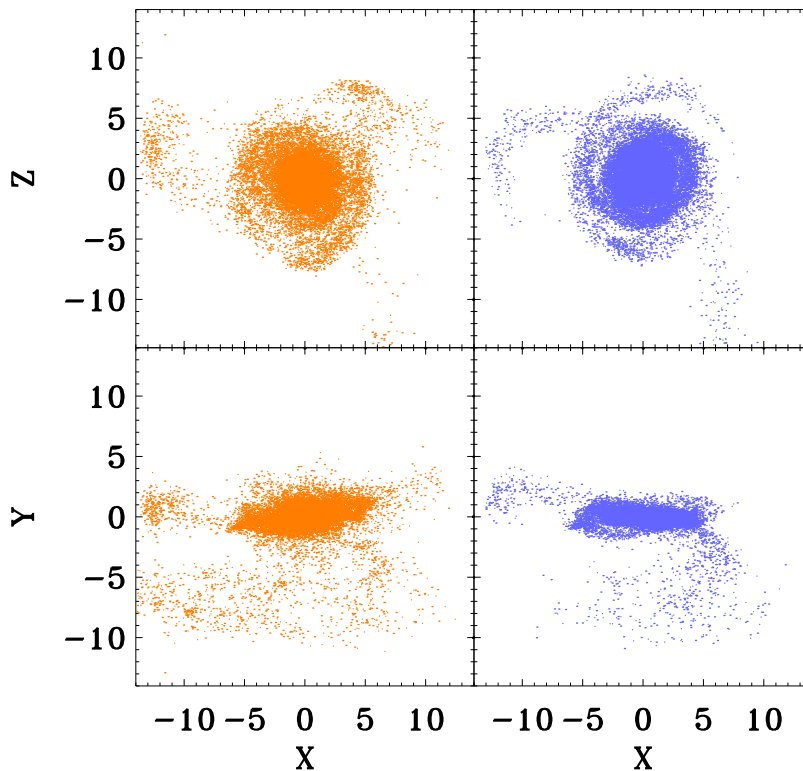


Figura 10.11: Vistas frontal y de canto de las dos componentes dinámicas en las que hemos descompuesto el remanente del modelo M2TF35D (véase la Fig. 10.10). *Paneles superiores:* vistas de cara. *Paneles inferiores:* vistas de canto. *Rojo-naranja:* componente dinámica correspondiente al bulbo+disco grueso dinámicos. *Azul:* componente dinámica correspondiente al disco fino frío de Freeman (1970).

superficial de aquellas partículas que constituyan el disco dinámico.

Para efectuar la descomposición dinámica, nos basaremos en el procedimiento seguido por Abadi et al. (2003b), que descompusieron en tres componentes (bulbo-disco fino-disco grueso) el remanente resultante de varias fusiones en una de sus simulaciones cosmológicas. Una estrella o partícula con energía específica, ϵ , atrapada en un potencial galáctico axisimétrico $\Phi(R)$ dado puede presentar multitud de órbitas, según el momento angular específico que presente (j_z), siempre y cuando su energía no supere al potencial en cada radio al que se encuentre. Cuando, a un radio dado, la energía cinética de la partícula se iguala a su energía potencial, esta partícula presenta una órbita circular contenida en el plano ecuatorial de la galaxia. La condición para que una estrella presente una órbita circular con una velocidad

angular $\dot{\phi}$, por tanto, es (Binney & Tremaine 1987):

$$\left[\frac{\partial \Phi}{\partial R} \right]_{(R_G, z=0)} = \frac{j_z^2}{R_G^3} = R_G \dot{\phi}^2, \quad (10.5)$$

donde R_G es el radio de la órbita circular.

Para un potencial $\Phi(R)$ determinado, podemos conocer el momento angular correspondiente a una órbita circular ($j_{z,\text{circ}}$) con un radio R dado sin más que resolver la ec. [10.5]. Abadi et al. definen como *índice de circularidad* de la órbita de cada una de las partículas de su galaxia como el cociente entre el momento angular específico que tiene la partícula, j_z , y el que, al radio R en el que se encuentra, debería tener para que su órbita fuese circular, $j_{z,\text{circ}}$:

$$\epsilon_J \equiv \frac{j_z}{j_{z,\text{circ}}}. \quad (10.6)$$

Si una partícula está atrapada en el potencial de la galaxia, mostrará valores de $|\epsilon_J| \leq 1$, siendo el máximo valor que puede presentar para estar ligada a la galaxia $\epsilon_J = 1$ (caso en el que la partícula presenta una órbita circular a su radio directa), y el mínimo, $\epsilon_J = -1$ (caso en el que tenga una órbita circular contrarrotante). Toda partícula que a su radio presente $|\epsilon_J| > 1$ no está ligada al potencial galáctico.

En la Fig. 10.9, reproducimos la Fig. 1 de Abadi et al. (2003b). En ella, se muestra la distribución de valores del índice de circularidad orbital para las partículas de su galaxia. En el eje de abscisas, se representan los valores de ϵ_J ; en el de ordenadas, el número de partículas por intervalo de ϵ_J ($dN/d\epsilon_J$). Si se observa la distribución que adquieren las partículas de la galaxia del artículo de Abadi et al. (panel secundario inferior), se pueden distinguir tres componentes bien diferenciadas: una componente estrecha que pica a $\epsilon_J = +1$, una distribución claramente gaussiana centrada en $\epsilon_J = 0$ que se extiende entre $\epsilon_J = \pm 1$, y una componente a valores de $0 < \epsilon_J < +1$ que une las dos componentes anteriores, pero diferenciándose muy bien de ellas. Abadi et al. identifican la componente estrecha con un disco dinámico frío; la gaussiana, con la distribución de un bulbo dinámico caliente; y la componente “puente”, con un disco dinámico grueso.

En lo referente a nuestros modelos, mostramos en la Fig. 10.10 la distribución de valores del índice de circularidad orbital para las partículas de cada una de las componentes galácticas iniciales del remanente M2TF35D. Las partículas que inicialmente pertenecían al disco primario (línea continua azul) siguen una distribución que presenta un pico en torno a $\epsilon_J = 1$; es decir, siguen estando distribuidas en órbitas aproximadamente circulares en su mayoría en el remanente final, constituyendo básicamente el disco fino frío dinámico del remanente. Al principio, esta distribución era mucho más estrecha; pero el proceso de la fusión ha dispersado algunas de sus partículas a órbitas con ϵ_J menores, incrementando la “temperatura cinética” de la distribución. No obstante, el disco primario no es el único que contribuye al disco dinámico frío en el remanente: las partículas del bulbo de satélite se han

distribuido también en órbitas aproximadamente circulares (línea continua amarilla) en el potencial del remanente. Por el contrario, las partículas que inicialmente constituían el bulbo de la primaria (línea continua en rojo-naranja) se distribuyen, como al principio de la simulación, según una gaussiana centrada en $\epsilon_J = 0$, que llega hasta $\epsilon_J = \pm 1$. Esta distribución es característica de una estructura caliente dinámicamente, sostenida por la presión de los movimientos aleatorios. En cuanto a las partículas del disco del satélite (línea continua verde), se han distribuido en el remanente ocupando órbitas con $0 < \epsilon_J < 1$ en su mayoría. Su distribución presenta una cola que puebla órbitas contrarrotantes tras el acrecimiento ($\epsilon_J < 0$).

Todas estas distribuciones, sumadas entre sí, dan lugar a una distribución total de las partículas del remanente, en la cual sólo se pueden diferenciar dos componentes (línea continua negra): una componente estrecha que pica a $\epsilon_J = 1$ y una gran cola hacia valores inferiores de ϵ_J . Las componentes correspondientes al bulbo y al disco grueso dinámicos que Abadi et al. (2003b) encuentran tan bien diferenciadas, en nuestro remanente se encuentran mezcladas, hasta tal punto, que no pueden diferenciarse. El bulbo dinámico, al igual que el fotométrico, se encuentra embebido en una estructura similar a un disco grueso. No nos es posible subdividir estas dos componentes sin introducir algunos criterios un tanto subjetivos, aunque sí es posible ajustar la distribución que pica a $\epsilon_J = 1$ a un disco fino frío.

Para extraer la forma funcional de la distribución de momento angular en un disco fino frío exponencial (Freeman 1970), hemos distribuido radialmente un número aleatoriamente alto de partículas, siguiendo un perfil de densidad exponencial (ec. [9.5]). A cada partícula, se le asigna un valor de ϵ_J , distribuyéndolos siguiendo una gaussiana truncada en torno a $\epsilon_J = 1$. El truncamiento se ha impuesto teniendo en cuenta que una órbita con $\epsilon_J > 1$ no estaría ligada al potencial del disco. De la distribución resultante, se extrae la forma funcional de $dN/d\epsilon_J$ en función de ϵ_J para un disco fino frío. Esta distribución presenta tres parámetros modificables que son: el valor en el pico de $dN/d\epsilon_J$, el valor de ϵ_J en el que la distribución pica y la anchura en torno al pico de la distribución. En la Fig. 10.10, representamos la distribución de un disco fino dinámicamente frío, que ajusta mejor a la distribución global de $dN/d\epsilon_J$ en el remanente M2TF35D (línea discontinua en azul). El resto hasta completar la distribución total de partículas constituiría la contribución de una componente dinámica bulbo+disco grueso al diagrama $dN/d\epsilon_J - \epsilon_J$ (línea discontinua en rojo-naranja).

Para efectuar una descomposición dinámica de nuestro remanente, tenemos que asignar a cada partícula del mismo la etiqueta de que “pertenece al disco fino frío dinámico” o “pertenece a la componente dinámica gruesa” (bulbo+disco grueso). Aquí entra en juego la subjetividad del autor, porque existen valores de ϵ_J en los que hay contribución del disco dinámico frío y de la componente bulbo+disco grueso dinámicos. Sólo a modo de test, hemos ido asignando las partículas del disco frío dinámico atendiendo al valor de ϵ_J , y comenzando la asignación de cada ϵ_J por aquellas partículas que presentaban una altura menor sobre el plano galáctico. De esta forma, distribuimos las partículas en un disco fino dinámicamente frío. Las res-

tantes son etiquetadas como pertenecientes a la componente gruesa. Representamos el resultado de esta descomposición en dos componentes dinámicas en la Fig. 10.11, de frente y de canto. La componente “no fría dinámicamente” presenta una escala vertical mayor que el disco frío dinámico, y está constituida por un número similar de partículas que el disco fino frío.

El resto de modelos da lugar a distribuciones del parámetro de circularidad análogas; salvo en los casos retrógrados, en los que la distribución de órbitas netamente circulares de las partículas del bulbo del satélite crean un pequeño pico contrarrotante en $\epsilon_J = -1$.

Una vez disponemos de las descomposiciones dinámicas para todos los modelos, volvemos a extraer las densidades superficiales, pesando por dos la contribución de las partículas del disco frío dinámico, para dar cuenta de que las partículas de la componente dinámica gruesa deben tener un cociente M/L aproximadamente el doble que el de las partículas del disco fino dinámico. De esta forma, los perfiles de densidad que extraemos pueden compararse más directamente con los perfiles de brillo reales de las galaxias. A continuación, volvemos a efectuar los ajustes bulbo-disco a los modelos, tal y como se hizo en §9.3.

La Fig. 10.12 muestra cómo quedarían las correlaciones de los distintos parámetros fotométricos con el incremento de la magnitud del bulbo. Los resultados vuelven a ser sorprendentes: el hecho de haber efectuado una descomposición dinámica de los remanentes y de haber pesado por dos la luz del disco dinámico en los perfiles sigue reproduciendo las correlaciones observacionales entre los parámetros y L_B (BGP04b), que ya reproducíamos sin haber efectuado consideración alguna de diferencia de M/L entre las partículas (compárese con las Fig. 10.1). Es más, los índices de correlación de algunos de nuestros ajustes incluso han mejorado, hasta colocarse por encima de $\rho_{\text{Pearson}} \sim 0,98$, como es el caso de las correlaciones de $\mu_{0,B}$, $\mu_{0,D}$, n , $\log(I_{0,B})/\log(I_{0,D})$ y r_e/h_D (paneles [c],[e],[f],[g] y [h], respectivamente). Recordemos que, considerando únicamente la diferencia de M/L entre las partículas asignadas a los discos y a los bulbos de primaria y satélite, seguíamos reproduciendo las tendencias, pero no las mejorábamos (véase la Fig. 10.6). Quizás sea aún más relevante el hecho de que reproduzcamos la tendencia observacional de mayores r_e para mayores L_B (panel [a] de la figura), a pesar de que seguimos sin recuperar la falta de correlación observada con L_B del cociente de r_e/h_D (panel [h]), al igual que ocurría cuando simplemente pesábamos por distinto cociente M/L (§10.2.3). De la misma forma, al igual que lo que ocurría cuando se considera distinto cociente M/L para bulbos y discos, la tendencia de $\log(n)$ frente al $\log(B/D)$ se mantiene coherente con los resultados observacionales (compruébese en la Fig. 10.13); aunque se desdibuja un poco más que en el caso original (Fig. 9.10) y que cuando utilizamos simplemente diferente M/L para las partículas de los discos y de los bulbos de las simulaciones (Fig. 10.7).

En la Fig. 10.14, volvemos a representar la tendencia entre las escalas de longitud de bulbos y discos en nuestras simulaciones. El panel izquierdo nos muestra que la descomposición dinámica ha corregido la tendencia original de los modelos en cierta

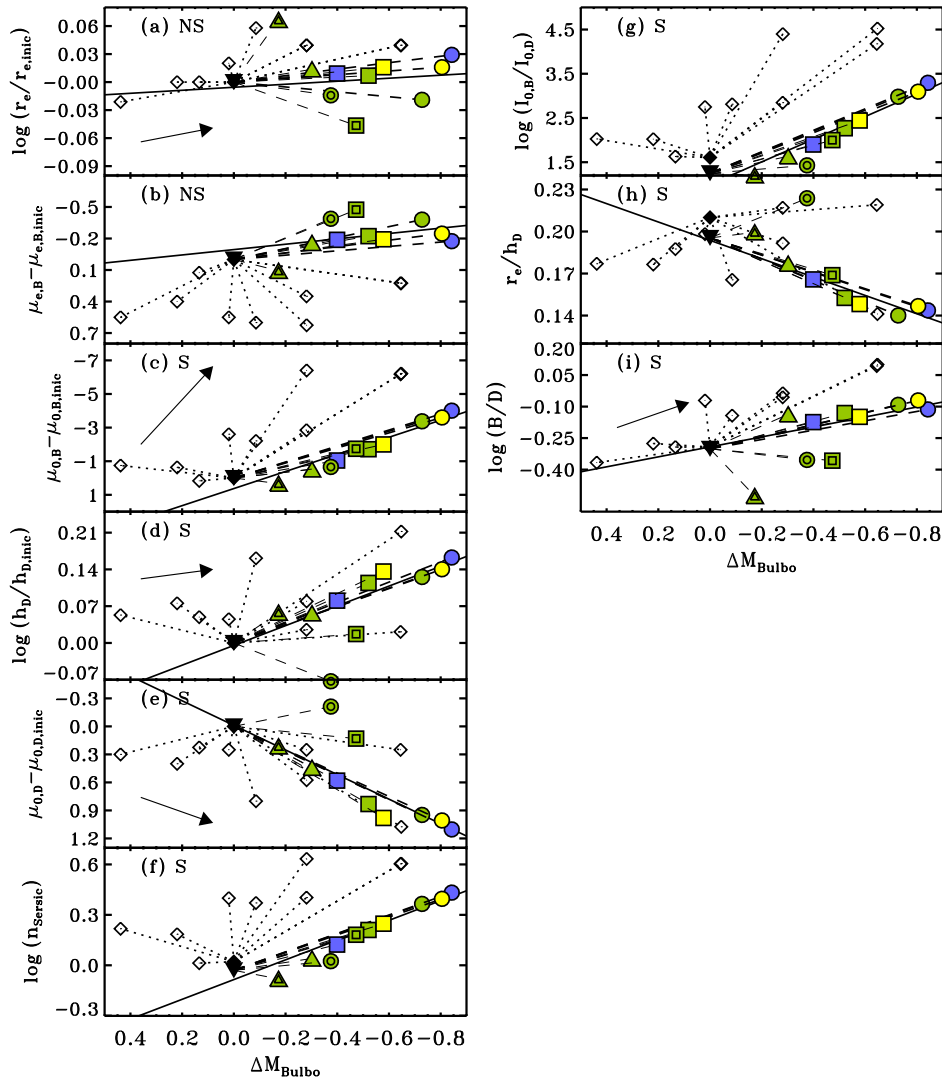


Figura 10.12: Dependencia de los parámetros fotométricos de los bulbos y discos y del cociente B/D con el incremento de la magnitud del bulbo, considerando que el cociente M/L de las partículas de las componentes gruesas dinámicas (bulbo+disco grueso) es el doble que el de las partículas de los discos dinámicos. Todos los parámetros proceden de ajustes bulbo-disco a los brillos superficiales de los remanentes, teniendo en cuenta la diferencia de M/L entre las partículas. La leyenda de los símbolos es la misma que la de la Fig. 9.10. Consúltense el pie de la Fig. 10.1.

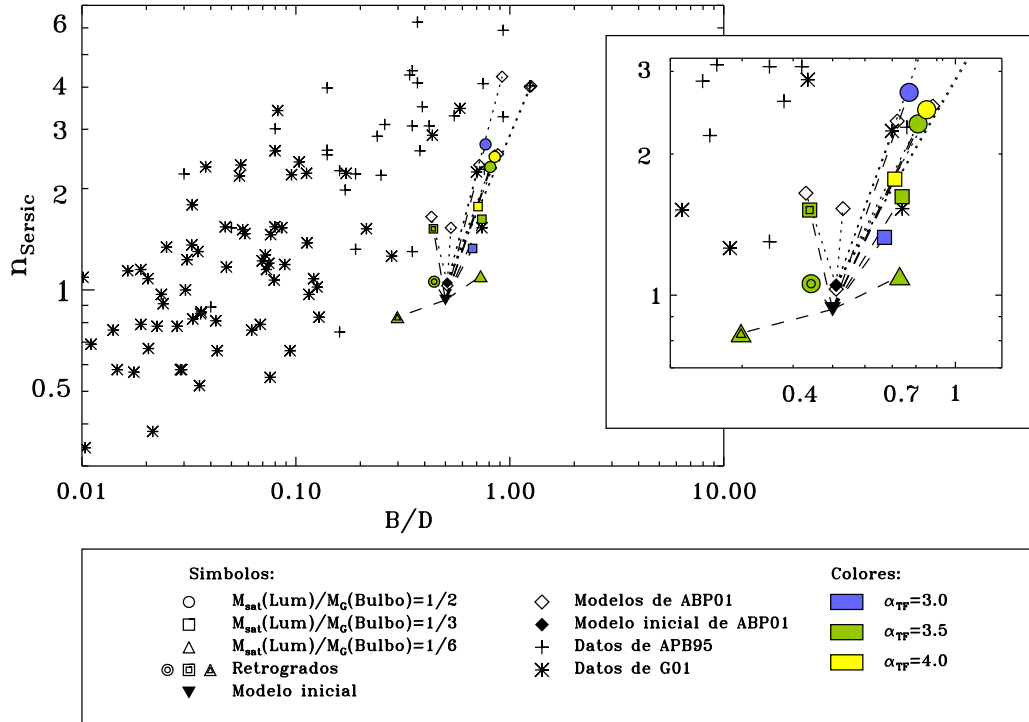


Figura 10.13: Vectores de crecimiento en el plano n - $\log(B/D)$ de nuestros modelos de acrecimiento de satélites, considerando que el cociente M/L de las partículas de las componentes gruesas dinámicas (bulbo+disco grueso) es el doble que el de las partículas de los discos dinámicos. Todos los parámetros proceden de ajustes bulbo-disco a los brillos superficiales de los remanentes, teniendo en cuenta la diferencia de M/L entre las partículas asignadas a cada componente dinámica. La leyenda es la misma que la de la Fig. 9.10.

medida (compárese con el panel izquierdo de la Fig. 10.3), haciendo que r_e crezca a medida que aumenta h_D en algunos modelos. El crecimiento sigue sin mostrar una proporcionalidad manifiesta, tal y como se espera observacionalmente (Courteau et al. 1996). El panel derecho nos ratifica que, a pesar de la descomposición dinámica, la tendencia de r_e/h_D con n sigue siendo compatible con la distribución de los bulbos reales, si bien la descomposición dinámica ha acentuado la dependencia con la masa del satélite que existía en el diagrama original (compárese con el panel derecho de la Fig. 10.3) o la del diagrama en el que simplemente pesábamos por diferente cociente M/L las partículas de bulbos y discos (compárese con el panel derecho de la Fig. 10.8).

Esta descomposición dinámica, si bien no está exenta de cierta subjetividad, demuestra que la consideración de la hidrodinámica y la formación estelar en nuestros modelos podría corregir la tendencia de los radios efectivos de los bulbos frente a los de los discos, sin afectar al resto de correlaciones. A pesar de que no recuperemos la tendencia de la envolvente creciente de r_e/h_D con $\mathcal{M}_{\text{Bulbo}}$, descrita por BGP04b, las

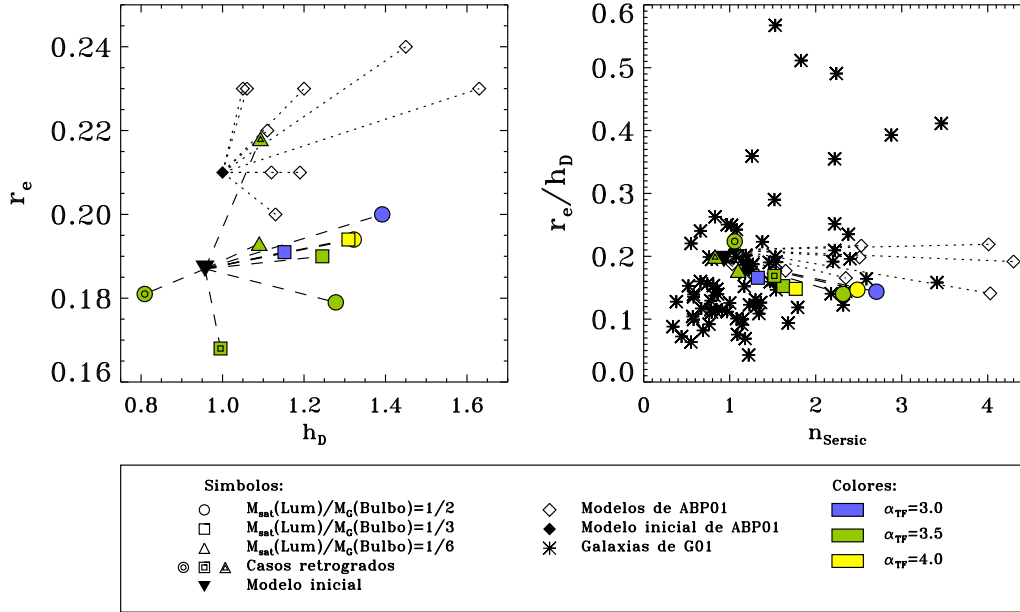


Figura 10.14: Dependencia de las longitudes de escala del disco con las del bulbo en nuestros modelos, considerando que el cociente M/L de las partículas de las componentes gruesas dinámicas (bulbo+disco grueso) es el doble que el de las partículas de los discos dinámicos. *Panel de la izquierda:* relación entre la escala de longitud del disco, h_D , y el radio efectivo del bulbo, r_e , para nuestros modelos antes y después del acrecimiento. *Panel de la derecha:* cociente de r_e/h_D en función del índice n en nuestros modelos. La leyenda es la misma que la de la Fig. 9.10.

tendencias detectadas con esta descomposición dinámica en nuestros modelos entre los parámetros de bulbos y discos y la magnitud del bulbo, entre B/D y n , y entre r_e/h_D y n siguen reproduciendo las tendencias observadas en muestras de bulbos reales (G01; BGP04b). Todo este estudio sigue apoyando la compatibilidad de los acrecimientos galácticos con las tendencias observadas de bulbos y discos reales, lo que sugiere que han debido de ser procesos importantes en la configuración de las galaxias actuales.

10.2.5. La órbita del encuentro

La órbita del encuentro podría afectar a la evolución de r_e , aunque no lo podemos explorar con los modelos presentados, ya que todos presentan la misma órbita. Este aspecto entra dentro del trabajo futuro. Resultados preliminares con modelos en preparación, semejantes a los que presentamos en esta tesis pero con un pericentro orbital más lejano ($r = 1,5R_G$, siendo R_G el radio externo del disco galáctico primario), sugieren que la tendencia de r_e con L_B puede corregirse sin más que considerar una órbita diferente. El resto de correlaciones que aparecen en las Figs. 9.10 y 10.1 se mantendrían, además de que la que involucra a r_e/h_D parece mostrar

un comportamiento más acorde con lo observado en bulbos reales, creciendo con n (BGP04b).

10.3. Correlaciones y planos fundamentales

Los acrecimientos de satélites son procesos que se sitúan en un término intermedio entre las fusiones violentas y la evolución secular de las barras. Si los mecanismos que desencadenan han sido realmente relevantes en la configuración de las galaxias actuales, éstos deberían de reproducir la mayoría de las propiedades físicas de las galaxias. A continuación, indagaremos si los acrecimientos galácticos son coherentes con las relaciones de escalado más conocidas de las galaxias: la de Tully-Fisher, la de Faber-Jackson y los planos fundamentales de bulbos y discos.

En toda esta sección, utilizaremos los ajustes que inicialmente se efectuaron a los perfiles de densidad directamente extraídos de las simulaciones (es decir, sin considerar ninguna diferencia entre el cociente M/L del bulbo y el del disco). Los parámetros empleados en la extracción de los planos fundamentales y relaciones observacionales han sido, por tanto, los de la Tabla 9.1, que son los mismos empleados en las Figs. 9.10 y 10.1-10.4.

10.3.1. Correlaciones de la densidad superficial central y del radio efectivo del bulbo con el índice de Sérsic

Numerosos trabajos observacionales han detectado una fuerte correlación entre el brillo central de las galaxias elípticas y el índice n cuando sus perfiles se ajustan con una ley de Sérsic (D'Onofrio 2001; Rothberg & Joseph 2004; Ravikumar et al. 2006). Ésta ha sido reproducida mediante simulaciones no colisionales de fusiones de discos sin bulbos, donde todos los remanentes resultaban ser elípticas y a los que los autores ajustaban únicamente un Sérsic (Aceves et al. 2006). Sin embargo, esta correlación es normal, ya que tanto μ_0 como n están midiendo la concentración central de la galaxia de una u otra forma (Trujillo & Aguerri 2004). Por tanto, es lógico pensar que también deben detectarse estas correlaciones en los bulbos de espirales.

En la Fig. 10.15, mostramos las correlaciones de $\mu_{0,\text{total}}$ (segundo panel), $\mu_{0,\text{Bulbo}}$ (tercer panel) y $\mu_{0,\text{Disco}}$ (cuarto panel) con n , que existen en nuestros modelos y en los de ABP01. Hemos representado también las correlaciones que se observarían en los bulbos de la muestra de espirales de G01. Para poder comparar la muestra real con las distribuciones de los modelos, hemos escalado nuestros modelos y los de ABP01 a los bulbos reales, haciendo coincidir nuestro punto inicial con la mediana de la distribución observada en cada panel en el eje de ordenadas. Como no podía ser de otra forma, reproducimos bien las correlaciones observadas entre los brillos centrales y n , debido a las propiedades del perfil de Sérsic que hemos comentado anteriormente. Hemos ajustado relaciones del tipo $I_{0,\text{Total}} \propto n^\gamma$ (segundo panel), $I_{0,\text{Bulbo}} \propto n^\eta$ (tercer panel) y $I_{0,\text{Disco}} \propto n^\zeta$ (cuarto panel) a la distribución de nuestros modelos, a la de los de ABP01, considerando ambas conjuntamente y a la de

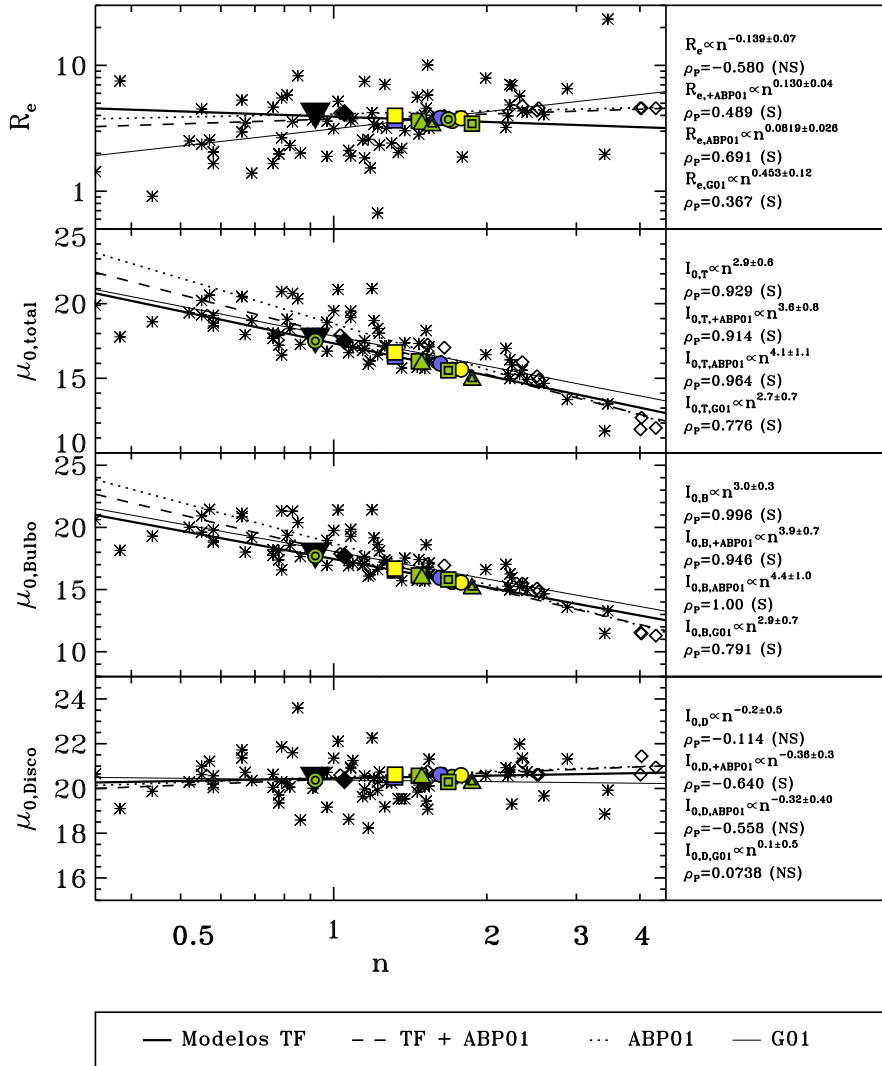


Figura 10.15: Correlaciones entre el radio efectivo de los bulbos y los brillos centrales de los remanentes con el índice n de Sérsic. Mostramos las relaciones entre: $\log(r_e)$ - $\log(n)$ (primer panel), $\mu_{0,\text{total}}$ - $\log(n)$ (segundo panel), $\mu_{0,\text{Bulbo}}$ - $\log(n)$ (tercer panel) y $\mu_{0,\text{Disco}}$ - $\log(n)$ (cuarto panel), para nuestros modelos y los de ABP01. Hemos representado también las correlaciones que se observarían en los bulbos de la muestra de espirales de G01. A la derecha de cada panel, se listan los resultados de las relaciones ajustadas: $r_e \propto n^\theta$ (primer panel), $I_{0,\text{Total}} \propto n^\gamma$ (segundo panel), $I_{0,\text{Bulbo}} \propto n^\eta$ (tercer panel) y $I_{0,\text{Disco}} \propto n^\zeta$ (cuarto panel), a la distribución de nuestros modelos (líneas continuas gruesas), a la de los de ABP01 (líneas punteadas), considerando ambas conjuntamente (líneas discontinuas) y a la de los bulbos reales de G01 (líneas continuas delgadas). Las letras “S” y “NS” indican si el ajuste ha sido o no significativo al 95 % de nivel de confianza, respectivamente. Consúltese la leyenda de la Fig. 9.10.

los bulbos reales de G01 en cada diagrama. Los resultados aparecen a la derecha del panel correspondiente en cada figura. En los ajustes que involucran las intensidades centrales total y del bulbo, encontramos que se rechaza la hipótesis nula al 95 % de significación para una distribución de dos colas. Aparte de altamente significativos (sus índices de correlación de Pearson superan 0.77 en todos los casos), los exponentes ajustados resultan del mismo orden y coherentes entre sí en cada caso; en particular, los exponentes obtenidos por nuestros modelos y los obtenidos por nuestros ajustes a los bulbos de la muestra de G01 son prácticamente iguales. Las tendencias seguidas por los modelos de ABP01 difieren algo más. Como comentábamos anteriormente, en las galaxias elípticas y en remanentes elípticos resultantes de simulaciones de fusiones de discos también se encuentra una correlación del tipo $I_0 \propto n^\gamma$, aunque los exponentes son algo más elevados: $\gamma = 5,88$ (D’Onofrio 2001), $\gamma = 7,14$ (Rothberg & Joseph 2004; Ravikumar et al. 2006) y $\gamma = 7,14$ (Aceves et al. 2006), en lugar del $\gamma = 2,7-4,6$ que obtenemos en las espirales (véanse los resultados en la Fig. 10.15).

En cuanto a la tendencia de $I_{0,\text{Disco}}$ con n , tanto nuestros modelos como los de ABP01 indican que el brillo central del disco disminuye con n , al contrario que lo que se detecta en la muestra de G01. No obstante, ninguna de las correlaciones supera el test de la hipótesis nula con una significación del 95 %.

En el primer panel de la Fig. 10.15, hemos vuelto a escalar los radios efectivos de los modelos a los de los bulbos reales, utilizando como referencia el modelo inicial, cuyo radio efectivo se ha igualado a la media de la distribución de r_e observada por G01. Téngase en cuenta que, al fin y al cabo, lo único que queremos comparar son las pendientes de las tendencias de crecimiento de nuestros modelos y de las observaciones. Al igual que ocurre con las galaxias reales de cualquier tipo morfológico (D’Onofrio 2001; Rothberg & Joseph 2004; Ravikumar et al. 2006), $\log(r_e)$ y $\log(n)$ no correlacionan fuertemente en nuestros modelos ni en los bulbos reales. Esto también lo reproducen las elípticas resultantes de simulaciones de fusiones de Aceves et al. (2006). A pesar de que nuestros remanentes no reproducen la tendencia de r_e - n de los bulbos de las espirales reales (G01 en la figura), los incrementos de n y de r_e de nuestros bulbos son coherentes con la dispersión observacional.

Los ajustes del tipo $r_e \propto n^\theta$ a la distribución observada de G01 y a la de los modelos de ABP01 proporcionan ajustes significativos, aunque con bajo nivel de correlación (consúltense en la figura los coeficientes de Pearson de cada ajuste). A pesar de que el exponente de la correlación de nuestros modelos tenga distinto signo que las de ABP01 y G01, hay que tener en cuenta que los órdenes son muy parecidos y que, tal y como vimos en §10.2, la tendencia a descender tras el acrecimiento del radio efectivo de los bulbos puede invertirse sin más que incluir gas y formación estelar en los modelos o variando la órbita del encuentro.

Las elípticas de los cúmulos de Virgo presentan $r_e \propto n^{1,92}$ (Caon et al. 1993), y las de Fornax, $r_e \propto n^2$ (D’Onofrio 1994); los datos de tipos tempranos de D’Onofrio (2001) proporcionan $r_e \propto n^{2,67}$, mientras que Rothberg & Joseph (2004) encuentran para remanentes de fusiones cercanas que $r_e \propto n^{3,84}$. Todos estos exponentes de

galaxias elípticas son reproducidos por los modelos de fusiones de discos sin bulbo de Aceves et al. (2006) ($r_e \propto n^{4,54}$), donde todos los remanentes resultan elípticos. Por tanto, los exponentes resultantes de nuestros ajustes y de los ajustes a las galaxias de G01 (consúltese la Fig. 10.15) son un orden de magnitud inferiores a los obtenidos en las galaxias elípticas reales y simuladas por fusiones.

Sin embargo, el distinto comportamiento de los bulbos de las espirales y de las galaxias elípticas en el diagrama r_e - n podría deberse a la mala correlación que en todos los casos se detecta entre estos parámetros, y no a la distinta naturaleza de cada componente. De hecho, esta correlación no es sino una proyección del plano fotométrico de las galaxias, que analizaremos en §10.3.5.

10.3.2. Relación de Tully-Fisher de los remanentes

Pasamos a comprobar si nuestros remanentes siguen la misma relación de TF que la galaxia primaria y los satélites: $L_{\text{total}} \propto V_{\text{circ}}^{\alpha_{\text{TF}}}$, con L_{total} la luminosidad total de la galaxia (que equivale a masa luminosa en nuestro caso) y V_{circ} la velocidad circular máxima del disco de la misma (Tully & Fisher 1977). Para ello, se han aplicado las correcciones por el “desplazamiento asimétrico” de cada remanente. Esta corrección da cuenta de la cantidad por la difieren la velocidad tangencial a una distancia radial R , $v_\phi(R)$, y la velocidad circular a dicho radio, $v_{\text{circ}}(R)$, cuando la dispersión de velocidad en el disco es elevada. Utilizando las ecuaciones de Jeans y la definición de la velocidad circular a un radio R dado, Binney & Tremaine (1987) deducen que la relación existente entre v_{circ} y la velocidad en la dirección tangencial, v_ϕ , viene dada por:

$$v_{\text{circ}}^2 = v_\phi^2 + \sigma_\phi^2 - \sigma_r^2 - \frac{R}{\nu} \frac{\partial(\nu v_R^2)}{\partial R} - R \frac{\partial(v_R v_z)}{\partial z}, \quad (10.7)$$

donde ν representa la densidad espacial de estrellas en el disco, que, en el caso de un disco exponencial, tiene una expresión sencilla:

$$\nu(R) = \nu_0 \exp\left(-\frac{R}{h_D}\right). \quad (10.8)$$

Rechazando el último término de la ec. [10.7] y considerando que $\sigma_\phi^2/\sigma_R^2 = 0,5$ para una curva de rotación plana (Hinz et al. 2001), podemos llegar a que:

$$v_{\text{circ}}^2 = v_\phi^2 + \sigma_\phi^2 \left[2 \left(\frac{R}{h_D} - \frac{\partial \ln \sigma_R^2}{\partial \ln R} \right) - 1 \right]. \quad (10.9)$$

El término $\partial \ln \sigma_R^2 / \partial \ln R$ es despreciable para galaxias S0 (Neistein et al. 1999), y dado que debe ser menor para discos más “ordenados”, puede despreciarse en nuestros remanentes. Por tanto, la relación entre v_{circ} y v_ϕ se puede aproximar por:

$$v_{\text{circ}}^2 = v_\phi^2 + \sigma_\phi^2 \left(2 \frac{R}{h_D} - 1 \right), \quad (10.10)$$

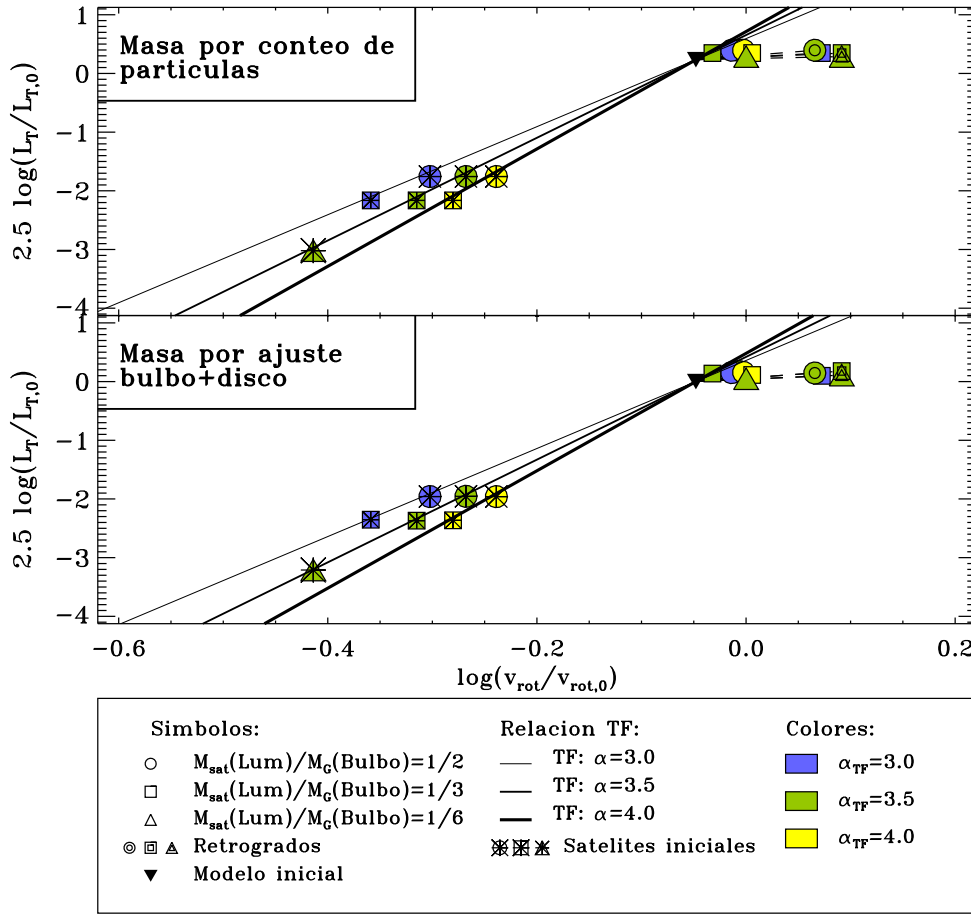


Figura 10.16: Relación de Tully-Fisher ($L_{\text{total}} \propto V_{\text{circ}}^{\alpha_{\text{TF}}}$) para los modelos iniciales y los remanentes de nuestros experimentos. *Panel superior*: relación de TF calculando la luminosidad total de los modelos iniciales (galaxia primaria y satélites) mediante el conteo directo de masa de las partículas. *Panel inferior*: relación de TF calculando la luminosidad total de los modelos iniciales (galaxia primaria y satélites) mediante los ajustes bulbo-disco. La luminosidad total de los remanentes de los modelos se ha calculado mediante sus ajustes bulbo-disco en ambos paneles. *Líneas continuas*: relaciones $L_{\text{total}} \propto V_{\text{circ}}^{\alpha_{\text{TF}}}$ para los tres exponentes empleados en nuestros modelos ($\alpha_{\text{TF}} = 3,0; 3,5$ y $4,0$). Consulte la leyenda en la figura.

donde R es la posición radial a la que se alcanza la máxima velocidad de rotación del disco; v_{ϕ} sería esta velocidad máxima de rotación en la línea de visión, corregida del ángulo de inclinación i (en nuestro caso, y dado que calculamos v_{rot} con la galaxia de canto, no precisamos de esta corrección); v_{circ} representa la velocidad circular en R ; y h_{D} es la escala de longitud del disco.

En la Fig. 10.16, mostramos la relación entre la luminosidad total de los remanentes de nuestros acrecimientos (lo que equivale a la masa luminosa total de los

mismos) frente a $v_{\text{rot,máx}}$ de sus discos, aplicando la correspondiente corrección por desplazamiento asimétrico según la ec. [10.10]. En el panel superior, la luminosidad (\equiv masa luminosa para nosotros) de los modelos iniciales (primaria y satélites) se ha calculado sumando la masa de las partículas que constituyen el remanente; mientras que, en el panel inferior, se han calculado sus masas luminosas totales a través de los ajustes bulbo-disco efectuados, según:

$$\mathcal{M}_{\text{tot}} = \mathcal{M}_{\text{Bulbo}} + \mathcal{M}_{\text{Disco}} = 2\pi \frac{n \exp(b_n)}{b_n^{2n}} \mu_{e,B} r_{e,B}^2 \Gamma(2n) + 6,28256 \mu_{0,D} h_D, \quad (10.11)$$

donde hemos utilizado las ecs. [10.1] y [10.3]. La luminosidad total en ambos paneles de los remanentes se ha calculado mediante la ec. [10.11] (tras la fusión, no podemos separar entre partículas del bulbo y del disco en el remanente final). En la figura, se han representado también la posición inicial tanto de la galaxia primaria como de los satélites iniciales, los cuales, por construcción, se encuentran situados sobre las líneas de $L_{\text{total}} \propto V_{\text{circ}}^{\alpha_{\text{TF}}} (\S 8.2)$.

Todos los remanentes están desplazados a luminosidades menores que las que les corresponderían a su α_{TF} y v_c ; o, equivalentemente, todos presentan velocidades circulares mayores que las esperadas para sus luminosidades. Los modelos directos exhiben diferencias de $\lesssim 0,5$ mag respecto a los valores esperados por TF, mientras que los retrógrados presentan dispersiones mayores ($\lesssim 1,0$ mag). Sin embargo, estos valores son muy similares a las dispersiones obtenidas para la relación de TF observada en espirales de campo ($\sigma_{\text{BVRI}} \sim 0,38$ mag, Sakai et al. 2000), en espirales de campo de tipo tardío ($\sigma_V \sim 0,82$ mag, Matthews et al. 1998), y en galaxias S0 de campo y de cúmulos ($\sigma_I \sim 0,7$ mag, Neistein et al. 1999; $\sigma_I \sim 0,5$ mag, Hinz et al. 2001); de donde se puede deducir que los acrecimientos de satélites con densidades realistas podrían ser una de las fuentes de dispersión de la relación observacional de TF.

10.3.3. Relación de Faber-Jackson de los bulbos de los remanentes

Una característica común de las galaxias de tipo temprano (E/S0) y de los bulbos de las espirales es la existencia de una fuerte correlación entre la dispersión de velocidad central de la galaxia (σ_0) y la luminosidad del bulbo de la misma; relación que fue descubierta por Faber & Jackson (1976). Para entender el origen de la relación de Faber-Jackson (FJ), apliquemos el teorema del virial a una distribución de masa esférica de radio R . En ese caso:

$$\sigma_0^2 \propto \frac{GM(R)}{R}, \quad (10.12)$$

donde G es la constante de gravitación universal y $M(R)$ representa a la masa encerrada en la esfera hasta el radio R (luminosa+oscura). Asumiendo que tanto M/L como el brillo superficial promedio son constantes para todas las galaxias (para elípticas, para bulbos y para discos), se llega a que:

$$L \propto \sigma_0^4. \quad (10.13)$$

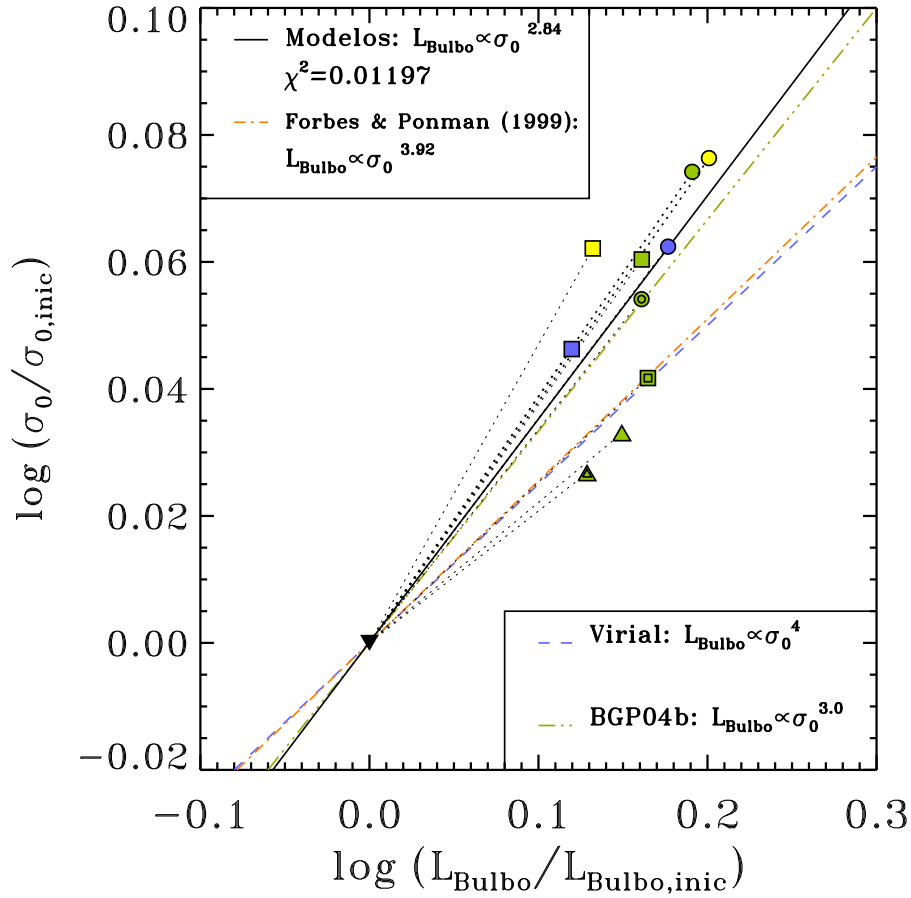


Figura 10.17: Relación de Faber-Jackson (σ_0 - L_{Bulbo}) para los bulbos remanentes de nuestros experimentos. La leyenda de los símbolos (formas y colores) es la misma que la de la Fig. 9.10. *Línea continua en negro*: ajuste efectuado a nuestros modelos. *Línea rayada-punteada en rojo*: relación detectada por Forbes & Ponman (1999) en una muestra compuesta por elípticas. *Línea discontinua en azul*: relación esperada por el teorema del virial, adoptando las condiciones indicadas en el texto. *Línea raya-tres puntos en verde*: relación detectada por BGP04b en una muestra compuesta por espirales de tipos tempranos a intermedios.

donde ahora L representa a la luminosidad del material dentro de la esfera de radio R . En nuestro caso, L sería la luminosidad de cada uno de los bulbos de nuestros remanentes. En las galaxias reales (bulbos y E/S0), el exponente de la anterior relación oscila entre $3 < \beta < 5$ (Bender et al. 1992).

En la Fig. 10.17, mostramos la relación de FJ para los bulbos resultantes de nuestros acrecimientos. Todos nuestros remanentes han incrementado la dispersión de velocidad central con respecto al valor inicial, tal y como se espera de una fusión.

En términos generales, el aumento es de $\sim 15\%$ tras los acrecimientos. Pero, ¿son estos crecimientos de σ_0 realistas?

Considerando que nuestro modelo inicial reproduce la Vía Láctea con determinadas unidades (§8.2), la dispersión inicial de nuestro bulbo sería del orden de $\sigma_v \sim 118$ km/s, y se incrementaría hasta $\sigma_v \sim 136$ km/s al final de uno de nuestros acrecimientos; valores que son coherentes con los esperados en los bulbos de las espirales reales ($\sigma_v \sim 50 - 150$ km/s, Gebhard et al. 2000; Bershadsky et al. 2005).

La línea continua en negro de la figura indica el resultado de ajustar la relación $L_{\text{Bulbo}} \propto \sigma_0^\beta$ a la distribución de nuestros remanentes (incluyendo el punto inicial). Además de que la dispersión del ajuste es muy baja ($\chi^2 = 0,011$), el coeficiente de correlación de Pearson es bastante elevado ($\rho_{\text{Pearson}} = 0,89$). El exponente que resulta del ajuste a nuestros modelos ($\beta = 2,84$) es similar al obtenido por BGP04b para su muestra de galaxias espirales de tipo intermedio-temprano ($\beta = 3,0 \pm 0,5$), aunque difiere bastante del obtenido por Forbes & Ponman (1999) para una muestra de elípticas ($\beta = 3,92$, véase la figura). Bajo el supuesto de que la galaxia inicial cumpliera la relación observacional de BGP04b, todos los bulbos de nuestros remanentes (a excepción de los casos retrógrados y del caso directo con razón de masas 1:6) muestran dispersiones de velocidad superiores a las esperadas para sus correspondientes luminosidades por la relación de BGP04b.

Veamos que la dispersión de nuestros modelos con respecto a la relación observada entra dentro de lo esperado. El desplazamiento en dispersión de velocidad de los bulbos reales con respecto a la relación $L \propto \sigma_0^{3,0 \pm 0,5}$ de BGP04b es $\lesssim 60\%$. El máximo desplazamiento de nuestros bulbos con respecto a la ley ajustada observacionalmente es de $\sim 30\%$; luego *el hecho de que algunos de nuestros modelos estén fuera de la relación de FJ esperada entra dentro de la dispersión típica de dicha relación.*

En realidad, la relación de FJ no es sino una de las proyección del plano fundamental de los sistemas esferoidales de las galaxias (plano $L-\sigma_0-r_e$). La superficie de este plano no está cubierta por completo de galaxias, sino que los tipos de Hubble se distribuyen en ella aproximadamente en forma de “tiras”, según los tipos morfológicos. Por esta razón, el que muchas leyes de escalado (en particular, la de FJ) parezcan muy finas no se debe a que sean proyecciones en las que el plano fundamental está de canto, sino a esta distribución en tiras de los distintos tipos de Hubble en el mismo (Burstein et al. 1997). Pasamos a estudiar los planos fundamentales de nuestros remanentes.

10.3.4. Plano fotométrico de los remanentes

Las componentes esferoidales de las galaxias obedecen una estrecha relación entre los parámetros r_e-n-I_0 :

$$n \propto r_e^\alpha I_0^\beta. \quad (10.14)$$

Khosroshahi et al. (2000a) denominaron a esta relación *plano fotométrico* (PHP, véase Caon et al. 1993; Graham 2002) y no es más que un análogo del plano funda-

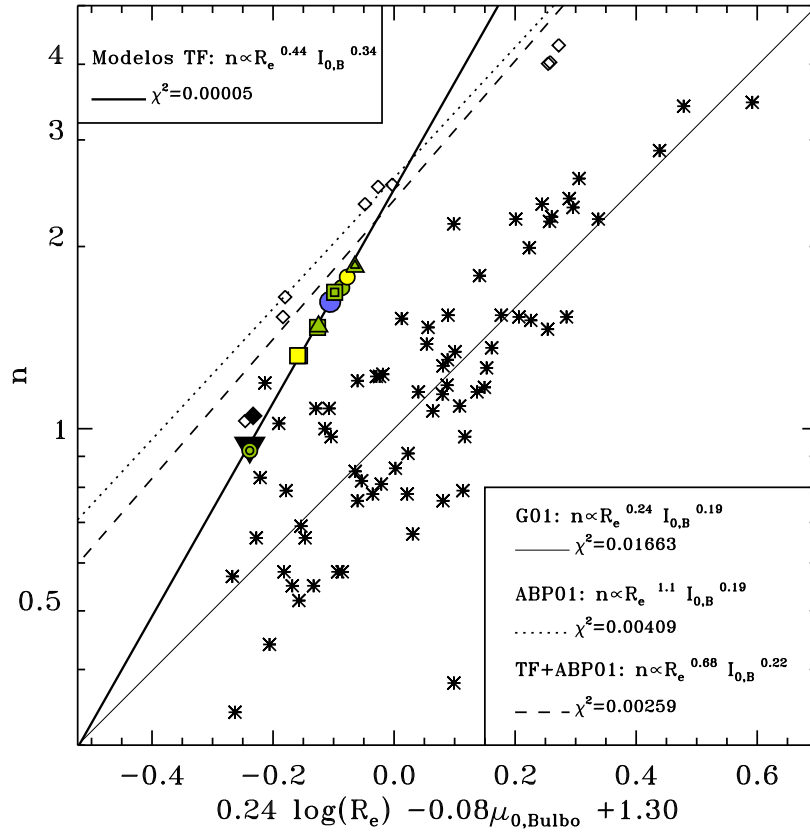


Figura 10.18: Plano fotométrico de los remanentes de nuestros modelos. Se ha representado el PHP ajustado por nosotros a los bulbos de G01. Sobre la figura, se muestra la posición de los bulbos de nuestros remanentes, de los remanentes de ABP01 y de los bulbos reales de G01 (véase la leyenda en la Fig. 9.10). Hemos señalado las proyecciones de los distintos PHPs ajustados con diferentes trazos de línea. *Línea continua delgada*: PHP ajustado a los bulbos de G01. *Línea continua gruesa*: PHP ajustado a nuestros remanentes (acrecimientos de satélites escalados con TF). *Línea punteada*: PHP ajustado a los remanentes de los modelos de ABP01 (acrecimientos de satélites esféricos de alta densidad). *Línea discontinua*: PHP ajustado a los modelos de ABP01 y a los nuestros conjuntamente. Los ajustes resultantes aparecen indicados en la leyenda de la figura.

mental de las galaxias (Djorgovski & Davis 1987; Dressler et al. 1987).

En la Fig. 10.18, mostramos el PHP que hemos ajustado por mínimos cuadrados a los bulbos de G01, adoptando logaritmos en la ec. [10.14]:

$$\log(n) = \alpha \log(r_e) + \beta \log(I_{0,B}) + \gamma; \quad (10.15)$$

o, equivalentemente, y empleando $\mu_{0,B} \equiv -2,5 \log(I_{0,B}) + a_0$:

$$\log(n) = \alpha \log(r_e) + B \mu_{0,B} + \Gamma, \quad (10.16)$$

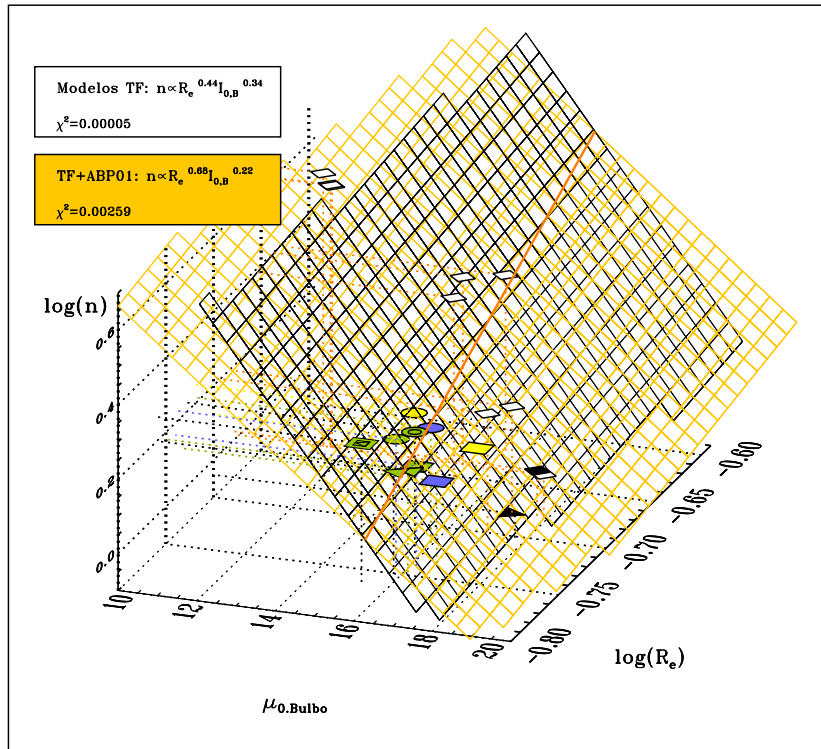


Figura 10.19: Ángulo entre los planos fotométricos ajustados considerando únicamente nuestros modelos (*plano en negro*) y añadiendo los de ABP01 al ajuste (*plano en naranja*). Hemos representado la posición de nuestros remanentes y la de los modelos de ABP01, siguiendo la leyenda de la Fig. 9.10. La figura nos desvela la curvatura que existe en el PHP en valores de n bajo cuando se utiliza la ley de Sérsic para derivarlo. Esta curvatura, unida al hecho de que nuestros acrecimientos de satélites no generan valores de n mayores que $n = 2$, da lugar a que el PHP ajustado a nuestros modelos se encuentre girado respecto al ajustado a los bulbos reales de G01; cuyo ángulo en el espacio tridimensional $\log(n)$ - $\log(r_e)$ - $\mu_{0,B}$ es, no obstante, muy similar al del PHP resultante si ajustamos nuestros modelos y los de ABP01 (véase la discusión en el texto). *Línea roja*: línea de intersección de ambos planos.

donde $\beta \equiv -2,5B$ y $\Gamma \equiv B a_0 + \gamma$, siendo a_0 el punto cero de la calibración. El ajuste de los bulbos de G01 es significativo, mostrando una baja dispersión ($\chi^2 \sim 0,02$). Sobre esta figura, hemos representado las posiciones en el diagrama de nuestros modelos y de los de ABP01. Hemos tenido que escalar tanto los radios efectivos como los brillos centrales de nuestros modelos y de los de ABP01 a los de los bulbos reales; para lo cual, se han igualado el r_e y el $\mu_{0,B}$ de nuestro modelo inicial a los valores medios del parámetro correspondiente de la distribución de G01. Hemos marcado con líneas de distinto trazo las proyecciones en este plano de los PHPs ajustados a la distribución de nuestros modelos, a los de ABP01 y a ambas distribuciones conjuntamente. Los coeficientes α y β resultantes de los distintos PHPs ajustados y sus RMS

Tabla 10.1: Exponentes de los planos fotométricos obtenidos en varios trabajos.

Referencia	Tipo de muestra	α	β	RMS
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
ABP01	Bulbos S's simuladas	1,11	0,19	0,004
Nuestros modelos	Bulbos S's simuladas	0,44	0,34	0,00005
ABP01+nuestros modelos	Bulbos S's simuladas	0,68	0,22	0,003
Khosroshahi et al. (2000a)	E's de Coma	0,17	0,1725	0,04
Khosroshahi et al. (2000b)	E's de Fornax	0,09	0,145	0,06
D'Onofrio (2001)	E/S0	0,21	0,186	0,13
Rothberg & Joseph (2004)	E's	0,05	0,1425	0,05
Ravikumar et al. (2006)	E	0,16	0,205	0,07
	dE's	0,11	0,135	0,06
Aceves et al. (2006)	E's simuladas	0,05	0,1425	0,05
G01	Bulbos S's	0,24	0,19	0,017

NOTA.— *Col. (1)*: referencia del trabajo. *Col. (2)*: clase de galaxias que integran la muestra; todas las simulaciones reproducen fusiones de galaxias. *Col. (3)*: exponente α de la ec. [10.14]. *Col. (4)*: exponente β de la ec. [10.14]. *Col. (5)*: desviación cuadrática media del plano ajustado.

aparecen listados en la Tabla 10.1, junto con los de otros trabajos observacionales y computacionales.

Atendiendo a los valores de la tabla, vemos que nuestros modelos no son capaces de reproducir el exponente α de las galaxias espirales de G01; lo cual era esperable, dado que nuestros radios efectivos no siguen la tendencia observacional de aumentar a medida que n aumenta. A pesar de que este hecho debe estar afectando al ajuste en $I_{0,B}$ de la ec. [10.14], el valor de su exponente β sí resulta más similar al de la muestra de bulbos de G01, al del resto de observaciones (Khosroshahi et al. 2000a, 2000b; D'Onofrio 2001; Rothberg & Joseph 2004; Ravikumar et al. 2006) y al de las otras simulaciones (ABP01; Aceves et al. 2006). Lo que resulta más llamativo es la desviación cuadrática media tan baja del PHP ajustado a nuestros remanentes (RMS= 0,00005). Incluso, añadiendo los remanentes de los modelos más densos de ABP01, el ajuste empeora levemente (RMS= 0,003).

Las proyecciones de los PHPs ajustados a nuestros modelos y a los de ABP01 se muestran con líneas de distinto trazo en la Fig. 10.18. La pendiente del PHP ajustados a los modelos de ABP01 reproduce mejor la de los bulbos reales que la de nuestros modelos. Un plano que considera a ambos grupos de simulaciones (las nuestras y las de ABP01) corrige bastante la tendencia de nuestros modelos y reproduce bastante mejor la pendiente observada en los bulbos reales (G01).

Mostramos el ángulo existente entre el PHP de nuestros modelos y el que obtendríamos añadiendo los puntos de ABP01 al ajuste en la Fig. 10.19. La línea roja indica la recta de intersección de ambos planos. Como puede observarse, este ángulo es pequeño. Por otra parte, si nos fijamos bien en la tendencia de los remanentes de

ABP01, descubriremos que existe una pequeña curvatura de sus modelos a valores pequeños de n , que los hace situarse en las proximidades de nuestros propios modelos. El comportamiento de nuestros modelos y de los de ABP01 a n bajo se debe únicamente a las propiedades del perfil de Sérsic, tal y como demuestran Aceves et al. (2006). Sus simulaciones de fusiones de discos también presentan una pequeña curvatura de la superficie del plano $\log(n) = A \log(r_e) + B \mu_{0,\text{Sérsic}} + C$ en valores bajos de n . Todos sus remanentes semejabán galaxias elípticas y los autores las ajustaban únicamente con un perfil de Sérsic. Si se deriva el PHP a partir del perfil del Sérsic, se puede llegar a que:

$$\log(L) = \log(n) - 0,4 \mu_{0,\text{Sérsic}} + 2 \log(r_e) + \log [f_2(n)], \quad (10.17)$$

donde $f_2(n)$ es una función algo compleja de n . La expresión anterior sería un plano en logaritmo, si no fuera porque el factor $\log [f_2(n)]$ depende de n . Este factor es pequeño para $n \gtrsim 1$, e importante para $n < 1$. De ahí que el PHP derivado de los ajustes a los perfiles luminosos con una ley de Sérsic no sea exactamente un plano a valores de n bajos, sino que muestre esta curvatura, intrínseca a las propiedades del perfil de Sérsic; tal y como los modelos de ABP01 y los nuestros presentan.

En conclusión, *tanto los remanentes de nuestros modelos con satélites escalados con TF como los de ABP01 se sitúan sobre planos del tipo r_e - n - I_0 con una dispersión muy baja*. A pesar de que la pendiente de nuestros modelos no reproduce fielmente la de las galaxias reales, la inclusión de los modelos de ABP01 corrige bastante la tendencia. De hecho, si trasladásemos nuestros remanentes por simple escalado en la Fig. 10.18 al centro de la distribución de bulbos observados, las posiciones de nuestros modelos sería perfectamente compatible con la RMS típica de las galaxias reales.

10.3.5. Planos fundamentales de los bulbos y discos de los remanentes

El teorema del virial establece relaciones entre parámetros globales de las galaxias o sistemas que se encuentren en equilibrio dinámico. Si E_P y E_C representan respectivamente a la energía potencial y a la cinética de un sistema esférico de masa M en equilibrio virial, podemos definir la dispersión de velocidad, $\langle v^2 \rangle$, y el radio gravitatorio, R_G , del sistema a través de:

$$E_C = \frac{1}{2} M \langle v^2 \rangle, \quad (10.18)$$

$$E_P = -\frac{GM^2}{R_G}. \quad (10.19)$$

En este caso, el teorema de virial establece que:

$$\langle v^2 \rangle = \frac{GM}{R_G}. \quad (10.20)$$

Por otra parte, el brillo superficial medio del sistema, $\langle I \rangle$, y su luminosidad, L , se relacionan mediante:

$$\langle I \rangle \equiv \frac{L}{2\pi R_G^2}. \quad (10.21)$$

Suponiendo que la razón M/L es constante para todos los sistemas del tipo del que estamos tratando, de las ecs. [10.20]-[10.21] puede deducirse que:

$$\langle v^2 \rangle = 2\pi G \frac{M}{L} R_G \langle I \rangle; \quad (10.22)$$

o equivalentemente:

$$\log(R_G) = 2 \log(\langle v \rangle) + 0,4 \langle \mu \rangle - \log\left(\frac{M}{L}\right) + \gamma; \quad (10.23)$$

donde $\langle \mu \rangle$ ($\equiv -2,5 \log(\langle I \rangle) + a_0$) es el brillo superficial medio en magnitudes, y la constante γ incluye el punto cero (a_0) y el resto de constantes ($\gamma \equiv a_0 - \log(2\pi G)$).

La expresión anterior establece relaciones básicas entre la escala del sistema (R_G), su velocidad característica ($\langle v \rangle$) y su brillo superficial típico ($\langle \mu \rangle$). Cuando este desarrollo se aplica a un sistema de geometría no estrictamente esférica, en la ec. [10.23] aparecen una serie de constantes estructurales que se incluirían en la constante γ .

La versión observacional en componentes galácticas de la relación teórica [10.23] se ha denominado *plano fundamental* (FP) de la componente galáctica en cuestión, y se ha aplicado tanto a las componentes esféricas de las galaxias (bulbos y galaxias elípticas) como a los discos de las espirales. En particular, *para los bulbos de las galaxias espirales*, el plano fundamental teórico, derivado a partir del teorema del virial, vendría dado por:

$$\log(r_e) = 2 \log(\sigma_0) + 0,4 \mu_e - \log\left[\left(\frac{M}{L}\right)_B\right] + \gamma'. \quad (10.24)$$

Nótese que las diferencias geométricas y de M/L entre bulbos/E's y discos establecen, por lo pronto, que los planos han de presentar distintos valores de términos independientes.

La derivación teórica de un equivalente al plano fundamental en discos conlleva ciertas suposiciones observacionales. Para un radio R y una geometría axial (no esférica), el balance de las fuerzas centrípeta y gravitatoria indica que la masa dinámica del sistema será:

$$\frac{GM(R)}{R^2} = \frac{v(R)^2}{R}. \quad (10.25)$$

Como la luminosidad del disco viene dada por $L_D = 2\pi I_{0,D} h_D^2$, de la ecuación anterior se puede inferir que:

$$\frac{M(r)}{L} \propto \frac{v(R)^2 R}{I_{0,D} h_D^2}. \quad (10.26)$$

Adoptando $R = 4 h_D$ y bajo las suposiciones de que la velocidad máxima medida en el disco es una buena estimación de la velocidad de rotación circular en dicho radio, y de que la masa del disco a dicho radio es prácticamente la total (e ídem

con la luminosidad) (McGaugh & de Blok 1998; McGaugh et al. 2000), se llega al teorema del virial *para los discos*:

$$v^2 \propto \frac{M}{L} I_{0,D} h_D; \quad (10.27)$$

de donde se puede extraer un plano teórico equivalente al de la ec. [10.24], pero *para los discos*:

$$\log(h_D) = 2 \log(v_{\text{rot,max}}) + 0,4 \mu_{0,D} - \log \left[\left(\frac{M}{L} \right)_D \right] + \gamma'', \quad (10.28)$$

donde $v_{\text{rot,max}}$ representa la velocidad de rotación circular del disco en $R = 4 h_D$ (corregida, por tanto, de desplazamiento asimétrico, véase §10.3.2).

En las siguientes dos secciones analizaremos si los discos y bulbos de nuestros remanentes son compatibles con los planos fundamentales de discos y bulbos reales.

Plano fundamental de los bulbos

El radio efectivo, la dispersión de velocidad central y el brillo efectivo de los bulbos y galaxias elípticas siguen observacionalmente una relación del tipo:

$$\log(r_e) = A \log(\sigma_0) + B \mu_e + \Gamma', \quad (10.29)$$

conocida como el FP de estos sistemas (Dressler et al. 1987; Djorgovski & Davis 1987; Bender et al. 1992). Las constantes A , B y Γ' difieren poco entre los bulbos ($A = 1,30$ y $B = 0,30$, Falcón-Barroso et al. 2002) y las galaxias elípticas ($A = 1,24-1,5$ y $B = 0,30-0,328$, Jørgensen et al. 1996; Bernardi et al. 2003), lo que indica que los planos fundamentales de cada tipo de sistema presentan un ángulo entre sí, aunque pequeño. Comparando la ec. [10.29] con la [10.23], podemos establecer las posibles causas de las diferencias entre los planos y de éstos con el plano del virial teórico ($A = 2$ y $B = 0,40$, véase la ec. [10.24]). Atendiendo a la ec. [10.24], estas causas son dos básicamente: que ambos tipos de sistemas no sean homólogos (ya sea estructural o dinámicamente) o que exista una variación de M/L con la L (González-García 2003; GGB05). Existen estudios que establecen que este ángulo se debe en un 25 % al efecto de la variación de M/L (poblaciones estelares), y en un 75 % a la no homología de ambos sistemas (Trujillo et al. 2004b).

La existencia de diferencias en la forma geométrica de bulbos y elípticas (no homología estructural) afectaría al plano en el sentido de que las elípticas suelen seguir una ley $R^{1/4}$ (aunque no necesariamente), mientras que los bulbos presentan un rango continuo de índices de Sérsic. Se plantea incluso que es posible que no exista homología estructural entre los propios bulbos (no homología dinámica). Es probable que el hecho de que el decaimiento de la densidad superficial varíe en cada bulbo afecte a los valores de las constantes de su FP. De hecho, el decaimiento viene dado por n , que sabemos que varía mucho entre bulbos (BGP04a). Por el contrario, se piensa que las elípticas presentan alta homología, es decir, una estructura constante e idéntica a lo largo de la secuencia de Hubble (Renzini & Ciotti 1993).

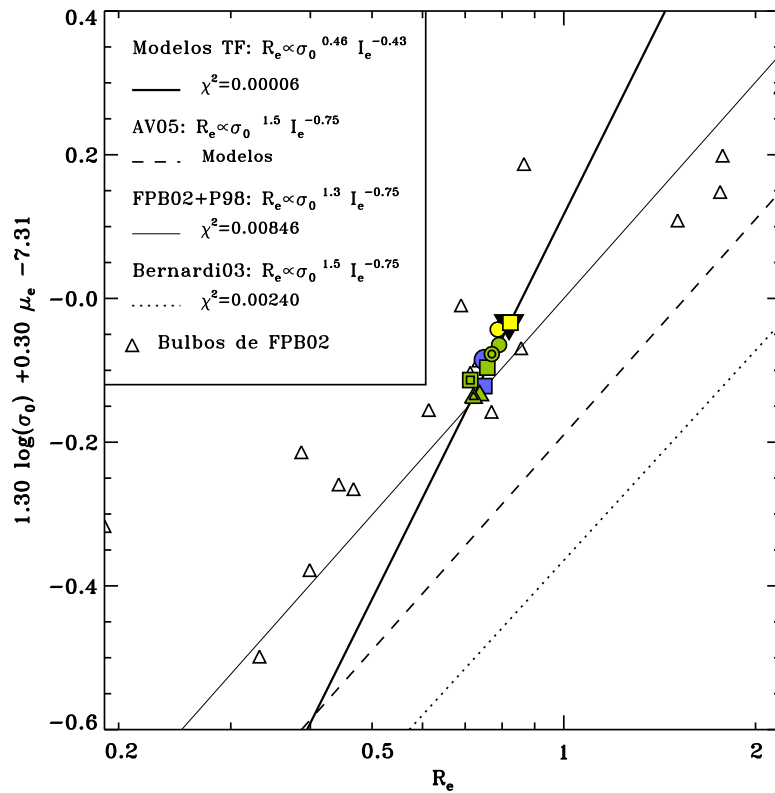


Figura 10.20: Plano fundamental de los bulbos de nuestros remanentes. Se ha representado el FP ajustado por Falcón-Barroso et al. (2002) a su muestra de espirales. Sobre la figura, se muestra la posición de los bulbos de nuestros remanentes, siguiendo la leyenda de la Fig. 9.10. *Triángulos abiertos*: bulbos observados por Falcón-Barroso et al. (2002). Hemos señalado las proyecciones de los distintos FPs ajustados con diferentes trazos de línea. *Línea continua delgada*: FP ajustado a los bulbos de Falcón-Barroso et al. (2002). *Línea continua gruesa*: FP ajustado a nuestros remanentes. *Línea punteada*: FP ajustado por Bernardi et al. (2003) a su muestra de elípticas reales. *Línea discontinua*: FP ajustado por Aceves & Velázquez (2005a) a los remanentes elípticos resultantes de sus modelos de fusiones de discos. Los ajustes resultantes aparecen indicados en la leyenda de la figura.

La variación de M/L con L dependería del filtro, sobretodo, en los tipos de Hubble más tardíos. Es posible también que muchas galaxias espirales hayan perdido bariones por fuertes vientos galácticos y presenten, por tanto, cantidades de gas mayores que de estrellas. Esto afectaría a sus radios característicos, haciéndolos parecer menores de lo que realmente son.

En la Fig. 10.20, hemos representado el FP que Falcón-Barroso et al. (2002) obtuvieron en una muestra de espirales tempranas (S0-Sb): $\log(r_e) = 1,30 \log(\sigma_0) + 0,3 \mu_e + \Gamma'_2$. Asimismo, mostramos la posición de los bulbos de los remanentes de

nuestros modelos, escalando todas las variables a los valores medios de las mismas variables de los bulbos de Falcón-Barroso et al. Como puede observarse, la pendiente del plano fundamental que constituyen es muy diferente de la observada en los bulbos reales de Falcón-Barroso et al. (2002) y de las elípticas de Bernardi et al. (2003) (compárense las distintas líneas que los trazan en la figura); si bien esto es esperable, ya que nuestros modelos no incluyen fenómenos hidrodinámicos ni de formación estelar, además de que representan un tipo de evento muy particular. Quizás lo más relevante sería señalar que los acrecimientos engrosarían el FP, aunque las desviaciones que han producido parecen ser compatibles con la RMS del FP observacional. El sentido del engrosamiento en nuestros modelos es hacia r_e menores, debido a que nuestros modelos no reproducen la tendencia creciente del radio efectivo de los bulbos con la luminosidad de estos. Por tanto, la distribución general de nuestros remanentes carece de fiabilidad. De hecho, también hemos representado en la Fig. 10.20 la proyección del plano fundamental obtenido por las simulaciones de Aceves et al. (2006) de fusiones de discos; y, como puede observarse, a pesar de que los remanentes de sus modelos semejan galaxias elípticas, reproducen el plano fundamental de los bulbos reales, mientras que no ocurre así con los nuestros.

Otro detalle interesante es que nuestros modelos se sitúan con una desviación sorprendentemente pequeña (RMS= 0,00006) sobre el plano fundamental al que los hemos ajustado: $\log(r_e) = 0,46 \log(\sigma_0) + 0,17 \mu_e + \Gamma'_1$. Si esto fuese una consecuencia simplemente de que las magnitudes involucradas no varían demasiado entre los experimentos, lo más probable sería que todos los remanentes cayesen en una misma región del diagrama, sin un orden expreso. Sin embargo, los remanentes muestran tendencias demasiado sistemáticas en la Fig. 10.20, implicando que los acrecimientos de satélites escalados con TF generan cambios estructurales en la galaxia primaria tan sistemáticos como para que originen una tendencia bien definida.

En conclusión, *nuestros modelos demuestran que los acrecimientos de satélites escalados con TF no destruyen el FP de los bulbos; en todo caso, pueden ser responsables en parte de la dispersión que se observa en el FP de los bulbos reales.*

Plano fundamental de los discos

La universalidad de la relación de TF (§10.3.2) en las galaxias espirales nos establece que, para una velocidad de rotación dada, una galaxia presenta una luminosidad constante, dentro de la dispersión típica de la relación TF. Ésta fue empleada por Zwaan et al. (1995) para inferir que, a una L dada, la razón M/L debe variar linealmente a medida que h_D aumente, o equivalentemente, como $I_0^{-1/2}$. Anteriormente, Salucci et al. (1991) habían establecido que $M/L_B \propto L_B^{-0,4}$, suponiendo que todos los discos galácticos presentaban el mismo brillo superficial central. Sin embargo, el mismo año, Karachentsev (1991) encuentra que M/L_B es independiente de L , suponiendo que M/L_B crece linealmente con h_D . Es en el año 2002 cuando Graham propone reemplazar la relación de TF por una relación que incluya como parámetro adicional la escala del disco (un plano entre los logaritmos de $v_{\text{rot}}-I_{0,D}$ -

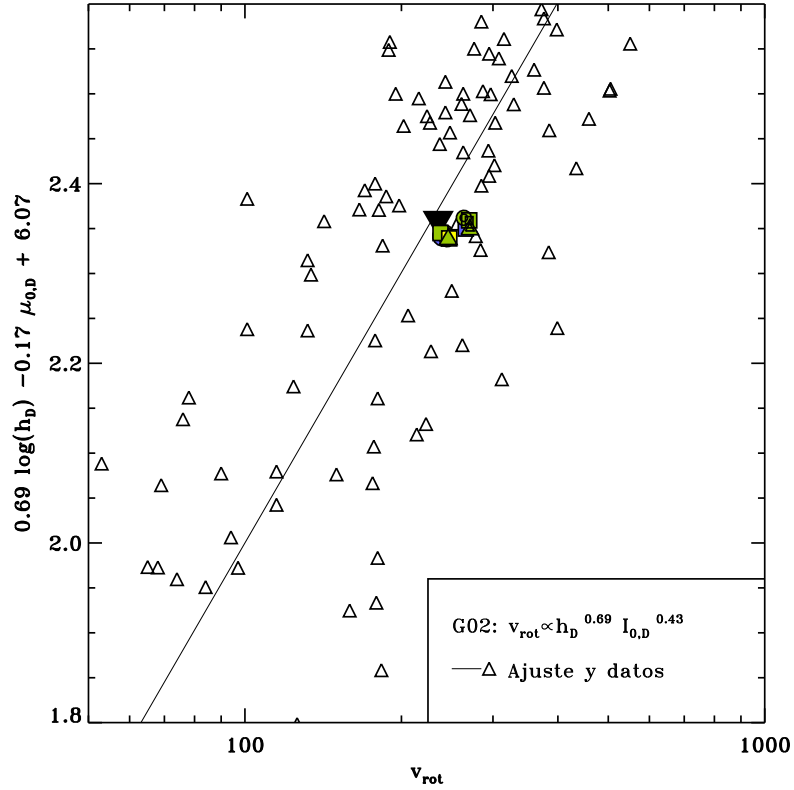


Figura 10.21: Plano fundamental de los discos de nuestros remanentes. Se ha representado el FP ajustado por Graham (2002) a su muestra de 100 espirales. Sobre la figura, se muestra la posición de los discos de nuestros remanentes siguiendo la leyenda de la Fig. 9.10. *Línea continua*: FP ajustado a los discos de Graham (2002). El ajuste resultante aparece indicado en la leyenda de la figura.

h_D), con objeto de poder establecer cómo varía M/L con L independientemente de la escala y del brillo central. Observacionalmente, encuentra que, en una muestra de 100 espirales, las galaxias se sitúan sobre los planos $v_{\text{rot}} \propto I_{0,D}^{0,50} h_D^{0,77}$ en la banda B y $v_{\text{rot}} \propto I_{0,D}^{0,43} h_D^{0,69}$ en la banda R ; lo que implicaba que la razón M/L en los discos de las espirales varía con la luminosidad de la galaxia en cualquier banda fotométrica.

Al plano $h_D - \mu_{0,D} - v_{\text{rot,max}}$ se le denomina *plano fundamental de los discos*, dada su similitud con el de los bulbos (§10.3.5). La expresión más utilizada de este plano es:

$$\log(v_{\text{rot}}) = A'' \log(h_D) + B'' \mu_{0,D} + \Gamma''; \quad (10.30)$$

cuya versión teórica derivada a partir del virial sería:

$$\log(v_{\text{rot,max}}) = 0,5 \log(h_{\text{D}}) - 0,2 \mu_{0,\text{D}} + 0,5 \log \left[\left(\frac{M}{L} \right)_{\text{D}} \right] - \gamma'', \quad (10.31)$$

que no es sino la ec. [10.28], con sus términos reordenados. Es decir, el FP teórico derivado del virial establecería que $v_{\text{rot}} \propto I_{0,\text{D}}^{0,50} h_{\text{D}}^{0,50}$, relación muy similar a las detectadas por Graham (2002).

En la Fig. 10.21, representamos el FP derivado para los discos reales por Graham (2002) en la banda *R*. Hemos escogido este filtro porque traza mejor la masa que la banda *B*, con lo cual, la comparación entre nuestros modelos y los resultados observacionales resulta más “lícita”. Hemos superpuesto las posiciones de nuestros remanentes, tras el correspondiente escalado con respecto a dicho plano observacional (los parámetros h_{D} , $\mu_{0,\text{D}}$ y $v_{\text{rot,máx}}$ de nuestro modelo inicial se han hecho coincidir con las correspondientes medias de la distribución observada). Los valores de $v_{\text{rot,máx}}$ de nuestros modelos incluyen la corrección por el desplazamiento asimétrico según la ec. [10.10].

La Fig. 10.21 nos pone de manifiesto algo que ya sabíamos: que *los acrecimientos apenas si han modificado las características del disco de la galaxia* (véanse los parámetros fotométricos derivados para los discos de los remanentes en la Tabla 9.1 y las zonas externas de las curvas de rotación globales en la Fig. 9.16). De ahí que todos los remanentes aparezcan agrupados en torno a la posición del modelo inicial, porque los parámetros de los discos apenas si han sufrido modificación respecto al disco primario en $t = 0$. El acrecimiento apenas afecta a la escala radial, al estado de rotación y a la pendiente de la densidad superficial del disco, por lo que tampoco se ve modificado el brillo central ajustado del disco de forma significativa. Por tanto, combinaciones lineales de estos parámetros tampoco se verán modificadas.

En vista de la poca dispersión de nuestros modelos respecto a la posición inicial, no parece plausible ajustar una expresión como la de la ec. [10.30] a la distribución de nuestros bulbos. No podemos, pues, concluir si nuestros remanentes son o no compatibles con la pendiente observada del FP de discos reales, puesto que, al modificarse tan poco sus parámetros, el hecho de que todos se acumulen alrededor de la posición inicial puede no ser más que un efecto sistemático. Previsiblemente, i nuestros modelos hubiesen incluido gas e hidrodinámica, se habrían modificado más las características del disco, ya que el gas habría constituido un disco fino y habría contribuido a la reestructuración de la materia de éste. Los fenómenos asociados al gas y a la formación estelar son básicos en la configuración de los discos reales. La inserción de “algoritmos” en los modelos que simulasen la hidrodinámica existente en el problema probablemente afectaría a las tendencias de los discos de los remanentes en la Fig. 10.21.

Si la distribución de los discos de nuestros remanentes en el plano no resulta ser un efecto sistemático, nuestros modelos parecen indicar que este tipo de acrecimientos son compatibles con la dispersión observada en el FP observacional de los discos galácticos. No obstante, para comprobarlo se requerirían modelos de acrecimientos de satélites incluyendo gas e hidrodinámica.

¿Son los bulbos de nuestros remanentes pseudobulbos?

La naturaleza secular de los acrecimientos que hemos modelado, el crecimiento de los bulbos a través del material del disco, y el sostenimiento parcial por rotación de los nuevos bulbos nos plantea la cuestión de si nuestros remanentes presentan algunas de las características que habitualmente se atribuyen a los pseudobulbos. Hemos desarrollado un estudio para comprobar cuáles de las características típicamente atribuidas a los pseudobulbos comparten los bulbos de nuestros remanentes. Veremos que las condiciones iniciales de nuestros modelos no sólo condicionan en un alto grado los resultados finales, sino que dificultan la extracción de resultados concluyentes. Aún así, en este capítulo, veremos que los bulbos de nuestros remanentes exhiben algunas de las características comúnmente atribuidas a los pseudobulbos, si bien no todas. Nuestros modelos son los primeros en indicar que el crecimiento de los pseudobulbos podría inducirse desde fuera de la propia galaxia, a través de acrecimientos de satélites.

11.1. El crecimiento secular de los bulbos de nuestros modelos

Los procesos “lentos” o “seculares” son, por definición, aquéllos que acontecen durante escalas de tiempo del orden de varios períodos de rotación de la galaxia, es decir, de varios Gaños (K&K04; Athanassoula 2005, véase el Apéndice A). Por tanto, cada uno de nuestros acrecimientos puede ser considerado como un proceso secular, puesto que tardan $\gtrsim 2$ Gaños en completar la fusión, en el caso de emplear el sistema de unidades que hace que nuestra galaxia primaria reproduzca la Vía Láctea (véase §8.2). Por otra parte, los bulbos de nuestros remanentes han crecido básicamente a partir del material del disco que se ha introducido en el centro, a través de las distorsiones no axisimétricas inducidas por la fusión. Tanto este material del disco, como el depositado por el satélite en el centro, presentan una rotación muy elevada (§9.5); luego sabemos que los bulbos identificados fotométricamente en nuestros remanentes están sostenidos parcialmente por rotación.

La naturaleza secular del crecimiento, el que nuestros bulbos hayan crecido a través del material del disco y el sostenimiento parcial por rotación de los nuevos bulbos nos plantea la cuestión de si nuestros remanentes presentan algunas de las características que habitualmente se atribuyen a los pseudobulbos reales. En caso afirmativo, nuestros modelos estarían indicando que los crecimientos de satélites podrían ser el germen de estructuras similares a los pseudobulbos (de hecho, sabemos que los crecimientos inducen barras, y éstas sí podrían ser el origen de pseudobulbos). Las interconexiones que podrían establecerse entre pseudobulbos y crecimientos (y barras inducidas por éstos) resolverían numerosas cuestiones que surgen cuando únicamente se considera que los pseudobulbos proceden exclusivamente de inestabilidades internas de los discos (véase §1.2.3) y, además, proporcionarían una explicación plausible de la existencia de pseudobulbos en el $\sim 50\%$ de los bulbos tempranos que observamos a $z \sim 0$ (los crecimientos de satélites habrían podido generar el pseudobulbo o inducir una barra que lo haya generado).

Pasamos, pues, a analizar aquellas características de los bulbos de nuestros remanentes en las cuales los observadores suelen apoyarse para definir a un bulbo como pseudobulbo. La principal es, probablemente, el estado de rotación de los bulbos. A lo largo de la sección §11.2, veremos que las condiciones iniciales de nuestros experimentos no sólo dificultan el análisis del estado de la rotación en el bulbo de los remanentes, sino que determinan éste en gran medida. Finalmente, revisaremos las características que suelen atribuirse a los pseudobulbos y compararemos con las que exhiben nuestros remanentes (§11.3).

11.2. Anisotropía de velocidad de los bulbos de los remanentes

En esta sección, mostraremos los procedimientos que hemos seguido para intentar aislar la cinemática de los bulbos de nuestros remanentes respecto de la de sus discos. Mostramos a continuación las técnicas que hemos empleado, siguiendo las que adoptan los observadores.

11.2.1. El estado dinámico de los bulbos galácticos: el diagrama de anisotropía de velocidad

La característica más relevante a la hora de asignar a un bulbo la condición de pseudobulbo es que esté más dominados por rotación que los bulbos clásicos. Usualmente, esto se mide comparando las cantidades de “movimiento ordenado” y “desordenado” del bulbo en cuestión, es decir, cuantificando de alguna forma cuánto más está sostenido el bulbo por rotación que por dispersión. Una forma de hacer esto es comparando la velocidad máxima de rotación que adquiere el bulbo (V_m) con su dispersión de velocidad media ($\bar{\sigma}$).

Pero en la caracterización del estado de rotación de un sistema no sólo es relevante la cantidad de movimiento ordenado de rotación sobre la de movimiento desordenado del sistema ($V_m/\bar{\sigma}$), sino también la anisotropía de la cinemática estelar, es decir, las diferencias en las tres direcciones del espacio de la dispersión de

velocidad. Estas anisotropías van a influir directamente en la forma geométrica del sistema y en el grado de achatamiento del bulbo.

Habitualmente, lo que los observadores comparan a la hora de caracterizar el estado de rotación de los bulbos en las galaxias reales es la cantidad de movimiento ordenado sobre la de desordenado con el grado de achatamiento del sistema. Para ello, representan el cociente $V_m/\bar{\sigma}$ del bulbo frente a su elipticidad media (ϵ). Las observaciones han revelado que los bulbos y las elípticas, según su grado de sostenimiento por rotación, se distribuyen en diferentes regiones del diagrama $V_m/\bar{\sigma}-\epsilon$. De ahí que este diagrama se haya convertido en una herramienta clave a la hora de asignar el estado de rotación de un sistema.

Utilizando el teorema del virial, Binney (1978, 2005) deduce la relación existente entre V/σ y ϵ para un sistema con diferentes valores de anisotropía de velocidad, δ , y para distintas contribuciones de la dispersión de velocidades en la línea de visión. El parámetro δ , para un sistema con $\sigma_x = \sigma_y \neq \sigma_z$, se define como:

$$\delta \equiv \frac{\Pi_{xx} - \Pi_{zz}}{\Pi_{xx}}, \quad (11.1)$$

siendo Π_{ii} los elementos diagonales del tensor de dispersión de velocidad. En el caso isótropo, $\Pi_{xx} = \Pi_{yy} = \Pi_{zz}$ y $\delta = 0$. La contribución de la dispersión de velocidad en la línea de visión se mide a través de un parámetro adimensional introducido por Binney, α , que adopta un valor $\alpha = 0$ para la curva de rotación de un cuerpo sólido. Según δ y α , podemos calcular la cantidad de “movimiento ordenado” para una elipticidad dada. De esta forma, conoceríamos el estado dinámico del sistema que estudiamos. En el caso de $\alpha = 0$, Binney extrae la siguiente relación entre v/σ y ϵ según el valor de δ :

$$\left(\frac{v}{\sigma}\right)^2 = 2(1 - \delta) \frac{W_{xx}}{W_{zz}} - 2; \quad (11.2)$$

siendo W_{xx}/W_{zz} una función de la elipticidad:

$$\frac{W_{xx}}{W_{zz}} \equiv \frac{0,5}{1 - e^2} \frac{\arcsen(e) - e\sqrt{1 - e^2}}{\frac{e}{\sqrt{1 - e^2}} - \arcsen(e)}, \quad (11.3)$$

con:

$$e \equiv [1 - (1 - \epsilon)^2]^{1/2}. \quad (11.4)$$

Comparando la posición de los bulbos de galaxias reales con las líneas teóricas de Binney (1978; 2005) en el diagrama $V_m/\bar{\sigma}-\epsilon$, se pueden deducir la anisotropía de velocidad del sistema, y por tanto, comprender su estado dinámico (si está sostenido por rotación o por dispersión, su geometría, etc.). Se considera que un bulbo es un pseudobulbo cuando se sitúa por encima de la línea de los modelos oblatos sostenidos totalmente por rotación ($\delta = 0$) en este diagrama. Por tanto, vamos a comparar la situación de los bulbos de los remanentes de nuestros modelos con esta línea, para comparar sus características morfológico-cinemáticas con las de los pseudobulbos.

Comentamos a continuación los detalles de los cálculos de V_m , $\bar{\sigma}$ y ϵ para los bulbos de los remanentes de nuestros modelos.

11.2.2. Cálculo del cociente $V_m/\bar{\sigma}$ de los bulbos de nuestros modelos

Para medir la máxima velocidad de rotación (V_m) y la dispersión de velocidad central ($\bar{\sigma}$) en el bulbo de los remanentes, hemos seguido el mismo procedimiento que KI82 utilizaron observacionalmente para determinarlas en las galaxias reales. Utilizaron galaxias con bulbos prominentes, para situar sobre ellos rendijas con las que medir la rotación de la estructura central. Las galaxias debían encontrarse de canto para poder aislar completamente la contribución del disco de la del bulbo. Sólo en esta posición, podían colocar las rendijas sobre el bulbo, desplazadas del plano de la galaxia, evitando así la contaminación de la rotación del disco en los espectros. Utilizando varias posiciones de las rendijas sobre el plano galáctico, obtuvieron una serie de valores de $\bar{\sigma}$ y V_m en función de la altura z sobre dicho plano. Este método, aunque plagado de elecciones poco rigurosas, se ha estandarizado entre los observadores. Por tanto, es el que vamos a seguir para extraer los valores de $V_m/\bar{\sigma}$ en los bulbos de nuestros remanentes, con el fin de poder comparar directamente con los resultados observacionales.

Lo primero que debemos resaltar es que, a nivel observacional, sólo se ha medido el valor de $V_m/\bar{\sigma}$ en galaxias de canto con bulbos muy prominentes, que sobresalen mucho del disco en una visión de canto del mismo (como NGC 4549, véanse Kormendy 1982a, 1982b; KI82; Kormendy 1993). Esto se ha hecho con la intención de evitar la contaminación del disco cuando se colocan las rendijas para deducir la velocidad de rotación y la dispersión de velocidad del bulbo, puesto que esta contribución del disco subyacente resulta muy difícil de corregir. De hecho, en caso de que la galaxia no cumpla esta condición, los observadores no calculan el cociente $V_m/\bar{\sigma}$, sino que emplean cualquiera de las otras características que hemos expuesto en §1.2.2 para determinar si un bulbo es o no un pseudobulbo (véase Kormendy et al. 2006).

Nuestros modelos, ya desde el principio de la simulación, presentan bulbos inmersos en los discos. El engrosamiento que han experimentado los discos producido por los acrecimientos han empeorado esta situación. De ahí que, desde el principio, ya se puede intuir que el gran problema que vamos a tener en la obtención de los valores de $V_m/\bar{\sigma}$ va a ser la *contaminación del disco*.

Esta situación se refleja muy bien en el último panel de la tercera columna de la Fig. 9.2, en el que representábamos todo el material luminoso visto de canto de uno de los remanentes finales. Podemos comprobar que tanto el disco primario como la deposición de material del disco secundario han dado lugar a una estructura gruesa, sostenida parcialmente por rotación, que abarca todos los radios. Este “disco grueso” nos está limitando por completo la determinación de $\bar{\sigma}$ y V_m del bulbo porque, al encontrarse el bulbo del remanente completamente embebido en él, en cualquier posición en la que situemos la rendija sobre el plano galáctico, este material del disco grueso nos va contribuir.

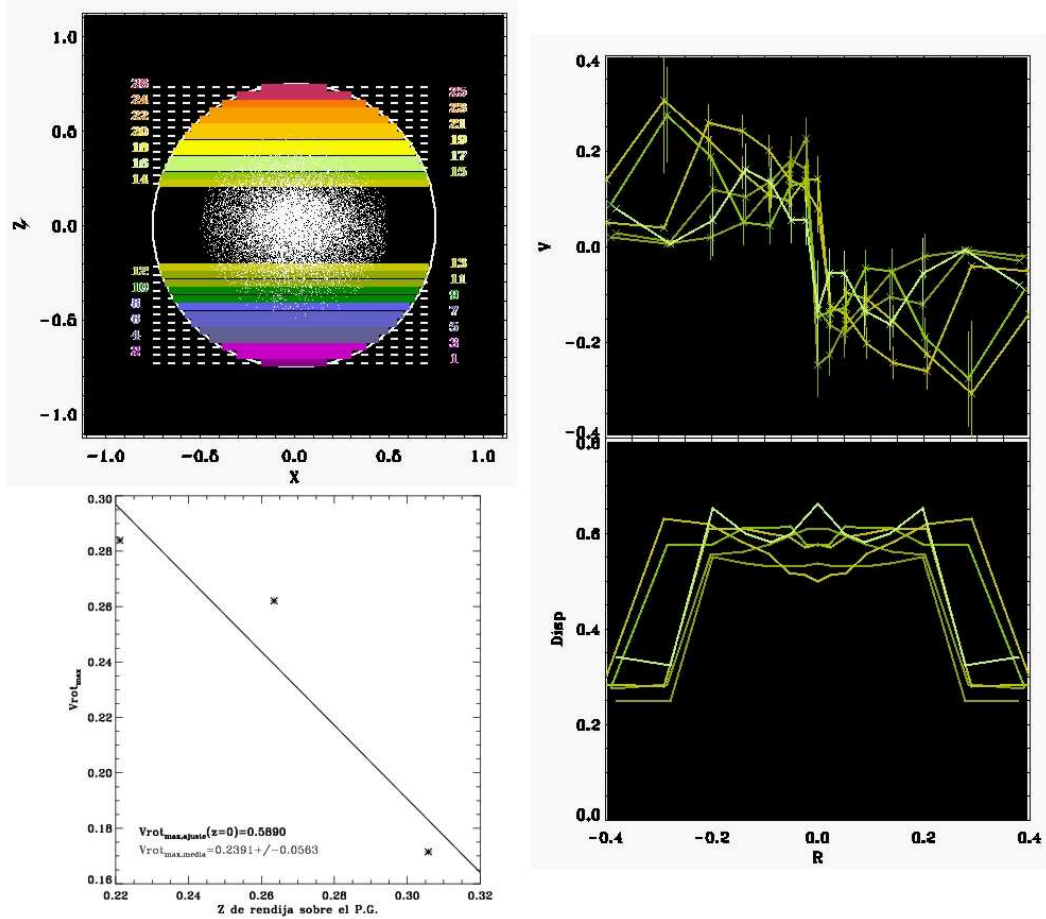


Figura 11.1: Cálculo del cociente $V_m/\bar{\sigma}$ para el bulbo del remanente M3R. *Panel superior izquierdo*: Posiciones de rendijas sobre el remanente final del modelo visto de canto, considerando únicamente el material contenido en una esfera central de $R = 0,5$. Las rendijas se han situado a partir de una altura sobre el plano galáctico (z) igual a la escala vertical del disco, calculada a $R = 1$ mediante un ajuste exponencial a la distribución vertical. *Paneles de la derecha*: curvas de rotación y perfiles de dispersión de velocidad para aquellas rendijas del panel superior izquierdo que superaban las 100 partículas. Los colores son los mismos que los de las rendijas a las que corresponden. *Panel inferior izquierdo*: perfil de $V_{rot}(z)$ frente a z (altura de la rendija sobre el plano galáctico), extraído mediante las curvas de rotación obtenidas para el modelo M3R (panel superior derecho). Los perfiles en cada rendija se han simetrizado para aumentar la señal a ruido de cada punto. La recta representa el ajuste por mínimos cuadrados efectuado al perfil con el fin de obtener el valor de $V_{rot}(z = 0)$. También se muestra el valor de la media de los V_{rot} como comparación con la extrapolación al centro por el ajuste.

Por tanto, con el fin de evitar la contaminación de esta estructura gruesa, cuando situamos las rendijas tal y como describen KI82 sobre nuestros remanentes vistos de canto, hemos considerado únicamente el material contenido en una esfera centrada en el bulbo del remanente, de radio tal que el material del bulbo primario domina la contribución al perfil de densidad superficial en toda la esfera (típicamente, este radio es $R \sim 2,5 r_e = 0,5$).

Para determinar la altura sobre el plano galáctico a partir de la cual van a considerar que las rendijas no están demasiado contaminadas por el disco, KI82 utilizan el método de Davies & Illingworth (1983). Tras analizar los perfiles de $V_m(z)$ frente a z que han obtenido con varias rendijas desplazadas en z , llegan a la conclusión de que la contaminación del disco al valor de V_m es despreciable para valores $z > 0,25z_e$, donde z_e es una escala específica representativa del perfil. Los autores obtienen esta escala ajustando una ley $z^{1/4}$ o de de Vaucouleurs (1959) al perfil $V_m(z)$ - z .

Como veremos, nuestras rendijas generan curvas de rotación bastante ruidosas, y nuestros perfiles de $V_m(z)$ - z no siguen tendencias tan específicas. En la zona que estamos estudiando ($R \leq 0,5$), el bulbo domina el perfil de densidad frente al disco a cualquier altura, pero sabemos que su contribución a las curvas de rotación puede ser relevante, por pequeña que sea la masa del disco que interviene. Por esta razón, decidimos comenzar a situar las rendijas a partir de una altura sobre el plano del disco que nos asegurase que la contribución de éste era irrelevante comparada con la del bulbo.

En §9.4, habíamos calculado las escalas verticales del material luminoso resultantes de ajustar una ley exponencial al perfil vertical en $R = 1$, $z_0(R = 1)$. A este radio, que era igual a la escala del disco primario original, la contribución del bulbo era del todo despreciable en todos los remanentes, y por tanto, nos asegurábamos de que la escala de altura calculada era realmente representativa del disco de la galaxia final. Estas escalas de altura implicaban que, a este radio y para $z \geq z_0(R = 1)$, la contribución del disco caía por debajo de $\mu_0(R = 1)/e$, siendo $\mu_0(R = 1)$ el brillo central que tiene el perfil ajustado. Como los discos de nuestros remanentes aumentaban su escala de altura con el radio (es decir, son discos en forma de “flare”, véase §9.4), la escala vertical que exhiben en la zona del bulbo ($R < 0,5$) debe ser inferior incluso que la calculada en $R = 1$. Por tanto, situando las rendijas a alturas sobre el plano del disco mayores que $z_0(R = 1)$, nos aseguramos que la contribución del disco es incluso inferior a $\mu_0(R)/e$, para todos los radios que abarca la rendija ($R \leq 0,5$). Téngase en cuenta que, en este caso, $\mu_0(R)$ representaría al brillo en el plano galáctico del perfil exponencial del disco a cada R considerado, que no podemos calcular adecuadamente en la zona central porque no podemos diferenciar entre las contribuciones del bulbo y del disco. Por otra parte, esta elección resulta algo conservadora, lo que es preferible para asegurar que el disco no va a contribuir a las medidas de velocidad de las rendijas.

En el panel superior izquierdo de la Fig. 11.1, mostramos las rendijas que situamos sobre la región $R < 0,5$ en una vista de canto del remanente M3R. El

plano galáctico de la galaxia se sitúa sobre $z = 0$, y las rendijas se han situado a $z > z_0 (R = 1)$ en cada caso (estas escalas pueden consultarse en la Fig. 9.14). Como puede verse, la exclusión del material externo a la esfera $R > 0,5$ hace que, sobre la mayor parte de las rendijas consideradas, apenas existan partículas. Para asegurarnos de que las curvas de rotación sean fiables, sólo vamos a considerar los resultados de velocidad máxima de rotación y de dispersión obtenidos en aquellas rendijas en las que el número de partículas sea superior a 100, de forma que el error estadístico sea inferior a 1/10 de su valor. A la derecha de la Fig. 11.1, aparecen las únicas curvas de rotación (panel superior) y los perfiles de dispersión de velocidad (panel inferior) que cumplen esta imposición en el modelo M3R (presentan el mismo color que la rendija a la que corresponden en el panel superior izquierdo de la misma figura). Nótese el ruido tan elevado que presentan las curvas de rotación, a pesar de haber sido simetrizadas para reducirlo en un factor $\sqrt{2}$. La situación es análoga en todos los experimentos.

Para determinar $\bar{\sigma}$, simplemente se hizo una media de las dispersiones centrales obtenidas de las rendijas consideradas en cada caso (panel inferior derecho de la Fig. 11.1). Sin embargo, la determinación de V_m resulta más compleja. En realidad, V_m representa la velocidad máxima de rotación del bulbo *en el plano galáctico* ($z = 0$). En los bulbos de KI82, V_m es una función decreciente de la altura sobre el plano galáctico (z); pero no puede deducirse directamente $V_m(z = 0)$, puesto que, cerca del plano galáctico, los valores de V_m están muy influenciados por la contribución de disco. Para calcular $V_m(z = 0)$, KI82 utilizan los resultados empíricos de los mapas de velocidad de dos galaxias elípticas. Tal y como hemos indicado anteriormente, en estas elípticas, $V_m(z)$ frente a z sigue un perfil $z^{1/4}$. Estos autores extrapolan dicha forma funcional al caso de los bulbos para deducir que sus bulbos dominan a partir de $z > 0,25z_e$. Sin embargo, en lugar de utilizar esta ley para calcular el valor de V_m a $z = 0$, deciden que es mejor extrapolar utilizando una recta, basándose tanto en sus mapas de rotación, como en el modelo de bulbo aplanado por rotación de Larson (1975). Por tanto, estos autores ajustan a una recta por mínimos cuadrados $V_m(z)$ para $z > 0,25z_e$, y extraen $V_m(z = 0)$ de la ordenada en el origen del ajuste. En todos sus casos, KI82 indican que el valor obtenido de $V_m(z = 0)$ es inferior al real, lo que les asegura que no están sobreestimando la rotación del bulbo.

En el panel inferior izquierdo de la Fig. 11.1, aparece el perfil $V_m(z)$ frente a z correspondiente del remanente M3R, junto con el ajuste que hemos efectuado al mismo, siguiendo el mismo procedimiento que en las observaciones. El perfil que mostramos es un promedio simetrizado de los obtenidos por encima y por debajo del plano galáctico, con lo que mejorábamos la señal a ruido del perfil. Sólo mostramos los valores correspondientes a las rendijas seleccionadas. En este modelo en particular, $V_m(z)$ exhibe una tendencia decreciente con z , tal y como les ocurre a los bulbos reales de KI82. Sin embargo, en alguno de los restantes modelos, los valores obtenidos de $V_m(z)$ eran aproximadamente constantes con z , llegando incluso a invertirse la tendencia.

Esta característica se observa también en los bulbos reales con isofotas de tipo

“caja”. En estos bulbos, la rotación se torna importante a altos z , con valores similares a los de la dispersión de velocidad. KI82 indican que, cuando $V_m(z)$ y $\sigma(z)$ son constantes con z , el bulbo se asemeja a un cilindro que rota diferencialmente a largas distancias sobre el plano del disco. Esta rotación cilíndrica se observa en NGC 4565 (KI82), en NGC 1382 (Davies & Illingworth 1983) y en NGC 128 (Bertola & Capaccioli 1977; Athanassoula & Bureau 1999; Bureau & Athanassoula 1999). Muchos sistemas de alta rotación simulados con N -cuerpos también desarrollan esta estructura en caja (Hohl & Zang 1979; Combes & Sanders 1981). En estos casos, KI82 emplearon una media de los valores obtenidos de $V_m(z)$ en el perfil para estimar $V_m(z = 0)$, en lugar de utilizar la extrapolación al centro del ajuste. Nosotros hicimos lo mismo en aquellos de nuestros modelos en donde la rotación aumentaba a medida que nos elevábamos sobre el plano del disco. Dado que, en los casos en los que extrapolábamos con el ajuste a la recta, el valor de esta media era siempre inferior al de la extrapolación, teníamos la seguridad de que no estábamos sobreestimando el valor de $V_m(z = 0)$ en estas situaciones.

Los errores de $V_m/\bar{\sigma}$ se corresponden con la dispersión de estos valores calculados en las diferentes rendijas que se consideraron finalmente.

Por último, nótese que la inclinación afecta a los valores de $V_m/\bar{\sigma}$ según:

$$\left[\frac{V_m}{\bar{\sigma}} \right]_{\text{incl}} = \frac{V_m}{\bar{\sigma}} \times \frac{\cos(i)}{[1 - \delta \sin^2(i)]^{1/2}}, \quad (11.5)$$

donde δ mide la anisotropía de velocidad del sistema y que definimos en la ec. [11.1]. La inclinación puede disminuir artificialmente el valor de $V_m/\bar{\sigma}$, siendo el valor máximo el de un punto de vista en el que la galaxia esté de canto (Burkert & Naab 2005). No obstante, dado que nuestros cálculos utilizan este punto de vista, esta corrección no es necesaria en nuestro caso.

11.2.3. Cálculo de la elipticidad de los bulbos

La elipticidad de los bulbos se ha obtenido mediante ajustes de elipses a sus isofotas. Hemos empleado un ángulo de inclinación de la galaxia de $i = 60^\circ$, con el fin de destacar la contribución del bulbo a las isofotas. En los dos paneles superiores de la Fig. 11.2, mostramos las isofotas y sus ajustes para el modelo M3R en dos rangos espaciales diferentes: en la región del bulbo (panel de la izquierda) y en la zona dominada por el disco (panel de la derecha). Los resultados de estos ajustes aparecen representados en función de la posición radial en los cuatro paneles inferiores: la elipticidad (ϵ), el ángulo de posición (PA) y la posición del centro de las elipses (X_c, Y_c).

Estas elipticidades obtenidas (rombos rojos) deben corregirse del ángulo de inclinación utilizado, calculando cuáles serían sus valores con un punto de vista tal que la galaxia estuviese de canto ($i = 0^\circ$). En esta situación, las elipticidades adquieren sus valores máximos a cada radio. Nótese que no utilizamos directamente este ángulo porque, en tal caso, tendríamos una alta contaminación del disco en el centro, y lo que buscamos es la elipticidad del bulbo.

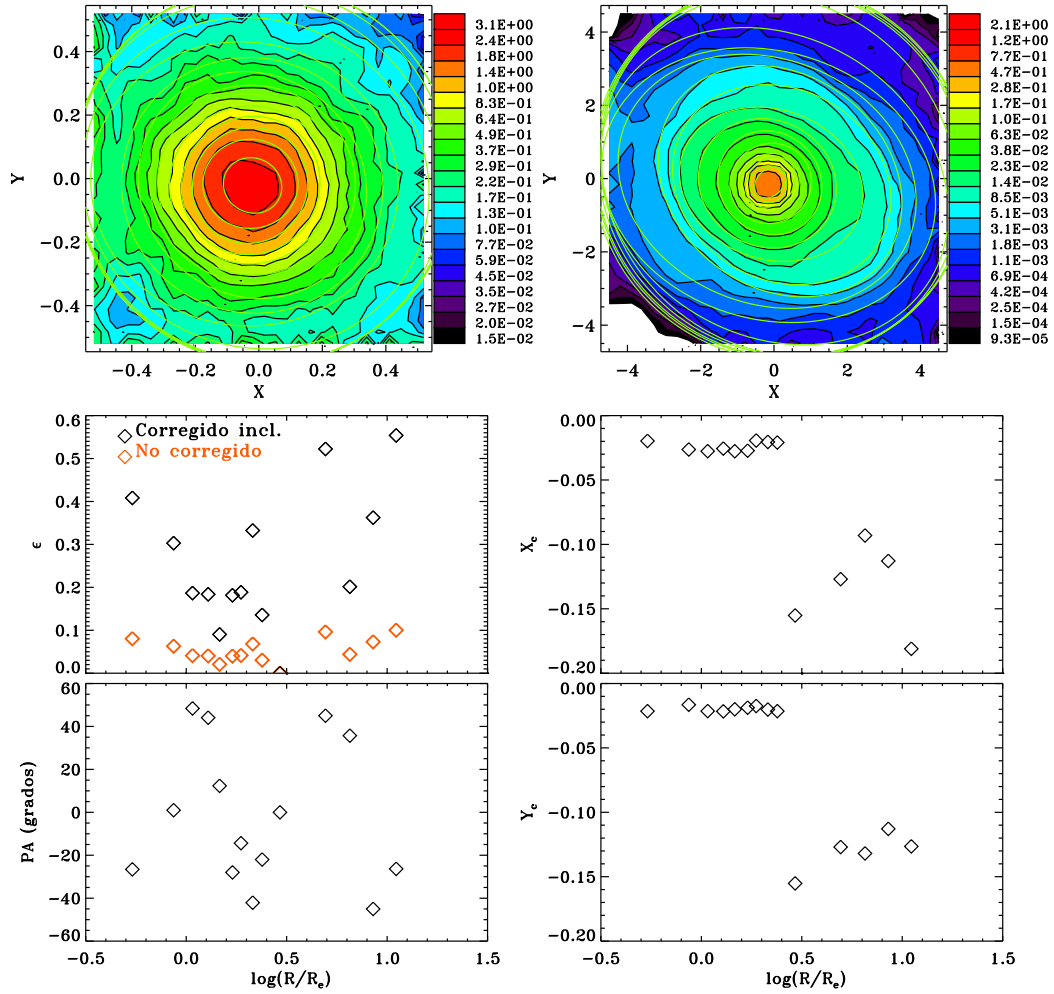


Figura 11.2: Perfiles de elipticidad de los remanentes. Se ha descompuesto en dos regiones la galaxia para muestrear con mayor resolución espacial la región del bulbo, con el fin de calcular la elipticidad promedio de los bulbos de los remanentes ($R < 0,5$). *Paneles superiores*: isofotas en la región más interna del remanente (izquierda) y en la región externa (derecha). Las elipses ajustadas a cada isofota se han representado con línea verde. El ángulo de inclinación de la galaxia es de $i = 60^\circ$. *Paneles inferiores*: perfiles de elipticidad (ϵ), ángulo de posición en grados (PA) y posiciones centrales (X_c, Y_c) de las elipses ajustadas a las isofotas en función de R/R_e . *Rombos rojos*: perfiles de elipticidad sin corregir la inclinación. *Rombos negros*: perfiles de elipticidad corrigiendo la inclinación.

Según Burkert & Naab (2005), la inclinación afecta a la elipticidad de un sistema según:

$$\epsilon_{\text{incl}} = 1 - \sqrt{1 - \epsilon(2 - \epsilon) \cos^2(i)} \quad (11.6)$$

Empleando esta expresión, se han corregido los valores de la elipticidad a $i = 0^\circ$ (véanse los rombos negros del panel correspondiente en la Fig. 11.2). Finalmente y por homogeneidad, la elipticidad de bulbo se ha definido como el promedio de los valores de ϵ obtenidos para $R < 0,5$, región sobre la que habíamos estimado $V_m/\bar{\sigma}$ (§11.2.2). Los errores de ϵ se corresponden con la dispersión de los valores de las diferentes isofotas a $R < 0,5$.

11.2.4. El estado de rotación de los bulbos de los remanentes

Empleando los valores de $V_m/\bar{\sigma}$ y ϵ calculados para los bulbos de nuestros remanente en §§11.2.2 y 11.2.3, obtuvimos finalmente el diagrama de anisotropía que aparece en la Fig. 11.3.

Como hemos seguido un procedimiento análogo al seguido por KI82 en los bulbos de galaxias reales, podemos comparar nuestros resultados con los de bulbos y elípticas reales (Kormendy 1982b; KI82; Davies & Illingworth 1983; Davies et al. 1983; Bender 1988; Kormendy 1993), los cuales aparecen también representados en la figura con distintos símbolos (consúltese el pie de la figura). Hemos trazado las relaciones teóricas esperadas considerando la curva de rotación de un cuerpo sólido ($\alpha = 0$) y distintos valores de la anisotropía del sistema δ , según las ecs. [11.2]-[11.4] (véanse las líneas continuas en negro en la figura). La línea discontinua en rojo etiquetada como “oblata” representa a los modelos esferoidales con distribuciones de velocidad isotropa aplanados por rotación y de morfología oblata con elipticidad constante; mientras que la línea etiquetada como “prolata” muestra la relación mediana de la distribución esperada de modelos isótropos prolatos (Binney 1978).

A la vista de las posiciones de los bulbos de nuestros remanentes en la Fig. 11.3, deduciríamos que casi todos ellos se sitúan por encima de la línea de $\delta = 0$ en el diagrama, región característica de los pseudobulbos. Sin embargo, no podemos deducir de esto que los bulbos de nuestros remanentes presenten una rotación muy elevada por dos razones. La primera es que los errores tanto en ϵ como en $V_m/\bar{\sigma}$ presentan tal magnitud que podrían desfigurar por completo la situación en el diagrama de los bulbos simulados. Y la segunda, aún más relevante, es que el bulbo inicial de la galaxia primaria también aparece en el diagrama con una elevada contribución de la rotación ($v/\sigma = 0,62$), cuando sabemos que, dado que inicialmente éste no presentaba rotación, su posición debiera presentar $v/\sigma \sim 0$.

La razón de que el bulbo inicial presente rotación, cuando por construcción no la tiene, es que el bulbo de la primaria se encuentra embebido en su disco desde el inicio de la simulación. Por tanto, todas las rendijas que hemos situado sobre el bulbo de la galaxia inicial incluyen una fracción de material del disco subyacente, a pesar de haber procurado minimizarla utilizando sólo el material de la zona del

bulbo ($R < 0,5$) y de haber situado las rendijas a partir de $z > z_v$ del disco. Si ya en la galaxia inicial la contaminación del disco primario nos impide discernir el estado de rotación auténtico del bulbo, ¿hasta qué punto está ocurriendo lo mismo en los bulbos de los remanentes?

En el modelo inicial, podemos diferenciar entre las dos componentes luminosas de la galaxia primaria porque las conocemos por construcción, por lo que podemos atribuir la rotación que se observa en el diagrama al material subyacente del disco primario. Sin embargo, en los remanentes ignoramos qué material constituye el bulbo y cuál el disco. En particular, parte del material de disco primario se ha inyectado al centro durante el acrecimiento, formando parte del nuevo bulbo, por lo que sabemos que existe material altamente rotante que constituye a los bulbos finales (§9.3.3). También sabemos que el bulbo de los satélites constituye un disco fino frío interno y que el disco de los mismos se incorpora a varios radios, manteniendo parte de rotación. Luego no podemos atribuir toda la rotación que estamos viendo en los bulbos de los remanentes de la Fig. 11.3 a la contaminación del disco subyacente, como en el modelo inicial.

Por otra parte, el modelo inicial presenta un bulbo con un cociente $B/D = 0,5$, es decir, es un bulbo clásico desde el principio. Dado que los acrecimientos de satélites que hemos simulado apenas si han modificado la distribución del bulbo inicial, el bulbo final va a seguir siendo clásico en gran medida.

Por tanto, la Fig. 11.3 indica únicamente que *los bulbos de los remanentes presentan una elipticidad similar a la del bulbo inicial, baja anisotropía* (son coherentes con los modelos de $\delta < 0,2$, mientras que Burkert & Naab (2005) deducen alta anisotropía en sus elípticas generadas mediante fusiones de discos) *y más rotación en promedio que el bulbo primario inicial*. Sin embargo, *desconocemos cuánto más rotan los bulbos de los remanentes, puesto que en este diagrama debiera de eliminarse la contribución del disco subyacente en cada caso*, lo que no resulta sencillo.

11.2.5. Dificultades en la estimación del cociente $V_m/\bar{\sigma}$: aproximaciones a la rotación de los bulbos de los remanentes

En §11.2.4, hemos visto que no podíamos aislar bien la contribución del disco subyacente en el cálculo de $V_m/\bar{\sigma}$ para los bulbos de nuestros remanentes; por lo que esta contaminación introduce una incertidumbre en las posiciones de nuestros bulbos en la Fig. 11.3 difícil de determinar.

El grosor del disco inicial es un problema ya desde los modelos iniciales. Únicamente aumentando la resolución de los modelos se podría disminuir un poco el grosor del disco de los remanentes; es decir, incrementando el número de partículas. Simulaciones recientes de Velázquez (2005) han mostrado que los encuentros entre las partículas del disco y las del halo (mucho más masivas, por lo general) son los responsables básicamente del intercambio de energía que aumenta la dispersión de velocidad vertical de las partículas del disco, lo que hace que esta estructura aumente de grosor. Una de las formas de evitar el calentamiento artificial por la “granularidad” del potencial en los modelos es disminuir al máximo la misma, muestreando

con muchas partículas cada galaxia. De ahí que la falta de resolución de nuestros modelos nos impida discernir si nuestros remanentes se sitúan o no en la región de los pseudobulbos en el diagrama $V_m/\bar{\sigma}-\epsilon$.

No obstante, es posible establecer límites superiores e inferiores a las posiciones de nuestros bulbos en dicha figura, tal y como comentamos a continuación.

Límites inferiores a la rotación de los bulbos de los remanentes

Un límite inferior que podemos imponer a la rotación de los bulbos de nuestros sistemas es la rotación que haya adquirido únicamente el material del remanente que pertenecía inicialmente al bulbo de la galaxia primaria. Sabemos que este material apenas si experimenta modificación en su distribución, salvo una leve expansión de sus capas más externas (§9.3.3), y que, del material que va a constituir la zona central del remanente, es el que exhibe menos rotación (§9.5). Por tanto, el resto de material que contribuye a los bulbos finales identificados fotométricamente (del disco primario o del satélite) añadiría rotación en caso de ser considerado; de ahí que las posiciones de los bulbos remanentes en el diagrama $V_m/\bar{\sigma}-\epsilon$ considerando sólo el material que inicialmente pertenecía al bulbo primario sean límites inferiores a la posición de los bulbos remanentes considerando todo su material.

En el panel izquierdo superior de la Fig. 11.4, hemos representado las posiciones de las rendijas sobre una visión de canto del remanente M3R (el mismo que mostrábamos en la Fig. 11.1), pero considerando únicamente el material que originalmente pertenecía al bulbo primario. En caso de emplear sólo el material del bulbo primario para el cálculo de V/σ , no vamos a tener contaminación del disco subyacente porque el material del bulbo primario constituye el bulbo del remanente básicamente (véase la Fig. 9.12). Podemos, pues, situar las rendijas sobre cualquier altura por encima del plano galáctico, gracias a lo cual, tendremos más rendijas que superen las 100 partículas y dispondremos de una mayor cantidad de curvas de rotación y perfiles de dispersión (paneles a la derecha de la Fig. 11.4). En el panel izquierdo inferior de la figura, vemos el ajuste resultante al perfil de $V_{\text{rot,max}}(z)$ que hemos obtenido en este caso, junto con los valores de $V_{\text{rot,max}}(z=0)$ resultantes de la extrapolación del ajuste y de la media de los valores. Como era de esperar por los diagramas de Lindblad y las curvas de rotación del material del bulbo primario (§§9.5 y 9.6), las partes más externas del material del bulbo primario (mayores z) adquieren algo de rotación, mientras que las internas se mantienen sin rotar apenas.

En el panel superior de la Fig. 11.5, mostramos los resultados de considerar estrictamente el material del bulbo primario en el cálculo de $V_m/\bar{\sigma}$. Como puede observarse, el error en V/σ ha disminuido por la consideración de un mayor número de rendijas, lo que invariablemente sitúa a todos los modelos en una región de baja rotación. El desplazamiento que experimentan nuestros modelos en V/σ entre considerar todo el material luminoso en la esfera de $R < 0,5$ y únicamente el del bulbo primario aparece marcado en la Fig. 11.3 con flechas en rojo-anaranjado. Como ya hemos comentado, estos son los límites inferiores a la rotación de nuestros bulbos; lo que, a su vez, no nos está diciendo nada adicional a lo que ya sabíamos. Como el

material del bulbo primario apenas modifica su estado dinámico e inicialmente no rotaba, el límite inferior que imponemos a nuestros bulbos no es otro que que no presenten rotación. Este gráfico nos está volviendo a poner de relieve que la rotación que pueda haber en la región del bulbo de los remanentes, en ese bulbo “mezcla” constituido por material del bulbo primario, del disco primario y de satélite, sólo procede del material del disco primario y del satélite que se han introducido en el centro durante el acrecimiento.

El grosor del nuevo “disco” del remanente (al igual que el del disco inicial) nos impide extraer el estado de rotación del nuevo “bulbo”. Eliminar la contribución del disco subyacente es bastante complejo, ya que requiere de un modelado del disco frío que existe en los remanentes. Simplemente con intención de hacer un test, hemos efectuado una corrección algo burda de la contribución del disco subyacente. Para efectuarla, hemos tomado una velocidad característica del disco en la zona central en cada modelo y la hemos sustraído a las curvas de rotación considerando el material en $R < 0,5$. Vamos a considerar que los valores de V_{rot} de una rendija situada sobre el plano galáctico en $R = \pm 0,5$, con el remanente puesto de canto, son característicos del disco en dichas posiciones. Aproximaremos la curva de rotación del disco subyacente en $R < 0,5$ por una recta que una los dos valores de V_{rot} en los extremos: a $X = \pm 0,5$. La media de los valores absolutos de las velocidades de esta recta central será adoptada como la velocidad típica del disco en la región central ($R < 0,5$). En el panel inferior de la Fig. 11.5, mostramos la posición de los remanentes en el diagrama de anisotropía sustrayendo la velocidad típica del disco en el centro, calculada en primera aproximación, tal y como acabamos de comentar. Comparando las posiciones en este diagrama de los remanentes con las que tenían sin aplicar la corrección (Fig. 11.3), se deduce que la contaminación del disco en el centro es tan elevada que no nos es posible extraer conclusiones definitivas sobre la posición en este diagrama de los bulbos de nuestros remanentes. Por otra parte, la corrección no debe ser muy desacertada, ya que las posiciones de los modelos son muy similares a las que tendrían si únicamente se considerase el material del bulbo primario en el cálculo de V/σ (panel superior de la Fig. 11.5).

Supongamos que realmente nuestros bulbos no presentasen valores de $V_{\text{m}}/\bar{\sigma}$ tan elevados como los exhibidos por los pseudobulbos de elipticidades similares. Pues ni tan siquiera en este caso podríamos discernir si los acrecimientos de satélites TF son o no capaces de generar pseudobulbos; porque, si hubiésemos incluido rotación inicial en los bulbos de la galaxia primaria y el satélite, los valores de $V_{\text{m}}/\bar{\sigma}$ finales probablemente serían mayores, al existir mayor momento angular en juego, lo que desplazaría los límites inferiores de la Fig. 11.5 a la región de los bulbos clásicos, e incluso, a la de los pseudobulbos.

Así pues, lo único concluyente que podemos extraer del análisis de los límites inferiores de nuestros modelos en el diagrama $V_{\text{m}}/\bar{\sigma}-\epsilon$ es que hemos obtenido unos remanentes con baja anisotropía y todos con valores similares de V/σ . Esto último se contrapone a los resultados obtenidos en simulaciones de fusiones de galaxias con masas desiguales (Naab & Burkert 2003; Burkert & Naab 2005; González-García

& Balcells 2005, a partir de ahora GGB05).

Límites superiores a la rotación de los bulbos de los remanentes

Acabamos de imponer límites inferiores a los remanentes de nuestros modelos en el diagrama $V_m/\bar{\sigma}-\epsilon$. También podemos imponer límites superiores. Tengamos en cuenta que, para minimizar la contribución del disco subyacente, en la Fig. 11.3 consideramos sólo el material en una esfera de $R < 0,5$. De esta forma, evitábamos que el material del disco contribuyese en proyección a las curvas de rotación. Si, por el contrario, no impusiésemos esta restricción, obtendríamos valores de la rotación mayores. Nótese que estos valores serían los que un observador reportaría sin más.

Esto es lo que aparece en la Fig. 11.6: la posición de los bulbos de nuestros remanentes en el diagrama de anisotropía, calculándola situando las rendijas a partir de una $z_v(R = 1)$ del disco, pero sin imponer que el material esté contenido en esfera alguna. Estas posiciones se corresponden con los límites superiores de las posiciones de la Fig. 11.3 (flechas violetas). En este caso, todos los remanentes de nuestros acrecimientos mostrarían contribuciones altísimas de la rotación en el bulbo. Todos se sitúan en la región de los pseudobulbos a pesar de los errores, incluido el bulbo de la galaxia primaria. La anisotropía en todos ellos sería baja, pues todos se sitúan sobre la línea de $\delta = 0$, por lo que, a la vista de este diagrama, podría pensarse que nuestros bulbos son sistemas oblatos y rotantes, con dispersiones de velocidad isotropas y aplanados por rotación. Sin embargo, la posición del bulbo de la galaxia primaria en el diagrama (que supuestamente debería presentar $V/\sigma \sim 0$) ya nos está indicando que la contribución del disco subyacente está contaminando mucho los resultados, y que la deducción anterior es errónea.

En conclusión, la contaminación del disco subyacente es difícil de cuantificar en los bulbos de nuestros remanentes, por lo que no resulta sencillo extraer el estado de rotación del bulbo. Lo único que parece bien establecido es que nuestros bulbos son bastante isotropos, al contrario que los resultados de simulaciones de fusiones de galaxias con masas desiguales.

No obstante, el que un bulbo esté más dominado por rotación que los bulbos clásicos en el diagrama $V_m/\bar{\sigma}-\epsilon$ no es una condición única ni obligatoria para considerarlo como pseudobulbo (aunque parece que sí suficiente, según K&K04). Por ello, analizaremos a continuación cuántas de las características típicas de los pseudobulbos enumeradas en §1.2.2 exhiben los bulbos de nuestros remanentes.

11.3. Comparación de los bulbos de nuestros remanentes con los pseudobulbos

Analicemos las condiciones que imponen K&K04 y Kormendy & Fisher (2005) a los pseudobulbos para constatar si los bulbos de nuestros remanentes lo son (§1.2.2):

1. *El candidato a pseudobulbo debe parecer un disco cuando se vea de canto.*

La comparación de nuestros modelos con las galaxias reales en este sentido es complicada, porque presentan un engrosamiento vertical que, a pesar de deberse en bastante medida al proceso del acrecimiento (§9.4), no deja de ser muy alto (Fig. 9.2). Ya hemos comentado que una mejor resolución de los modelos (es decir, un mayor número de partículas) debe reducir la escala vertical final de los remanentes. La inclusión de hidrodinámica y de formación estelar reduciría también el grosor de los discos, ya que el gas es una componente altamente disipativa. No obstante, y a pesar del grosor de los discos, en todos los modelos el bulbo aparece embebido en el disco final. Esto puede apreciarse en los mapas de densidad finales de cualquier modelo utilizando una vista de canto, como el de la Fig. 9.4. De hecho, nuestros remanentes parecen exhibir morfologías más planas en el centro que en el modelo inicial (Fig. 9.2), a pesar de que todos los remanentes representarían tipos más tempranos que el original, dados sus valores finales de B/D y n .

2. *Debe tener estructura espiral común a la del disco exterior o una elipticidad parecida.*

La Fig. 11.2 muestra un perfil de elipticidad típico en nuestros modelos. Al igual que en esta figura, la elipticidad no muestra valores altos en el centro de ningún remanente, lo que implica que el bulbo central no ha desarrollado una barra. Lo que puede observarse es que la elipticidad del bulbo es muy similar a la del disco hasta $R \sim 10 r_e \sim 2 h_D$, después aumenta un poco debido a la mayor relevancia de la estructura espiral en la densidad superficial a radios mayores. Este perfil de elipticidad es muy similar a los perfiles de NGC 7690 y NGC 4593, clasificados como pseudobulbos por Kormendy et al. (2006): la elipticidad en el centro es muy baja hasta bien entrado en el rango radial dominado por el disco, y después crece bastante (ya sea bruscamente o con suavidad) hacia la parte externa del disco, llegando a disminuir de nuevo en el límite de éste. Podemos considerar, pues, que nuestros modelos cumplen que la elipticidad del bulbo y del disco sea parecida.

Por otra parte, los brazos espirales son un fenómeno básicamente de tipo gaseoso. No obstante, la Fig. 9.3 muestra que también se generan estructuras espirales estelares desde el centro de la galaxia principal a lo largo de toda la simulación. En la Fig. 11.7, representamos la evolución temporal de los mapas de densidad superficial de uno de los modelos, para un punto de vista frontal. Lo relevante de estos mapas es que muestran que, a partir del primer acercamiento del satélite ($t \sim 28 - 32$), el disco primario comienza a desarrollar brazos espirales transitorios, que parten desde la zona central, desde el mismo bulbo. No obstante, estos patrones se difuminan con la relajación del sistema, no siendo notables en el instante final de la simulación. Es posible que, en caso de haber existido gas en los modelos, éste habría contribuido al desarrollo de estos patrones espirales más duraderos y prominentes.

3. *Suelen exhibir fenómenos en la región del bulbo asociados a los discos, como*

barras, anillos o discos nucleares.

Acabamos de indicar la inexistencia de barras en nuestros modelos. Ciertas deformaciones que experimenta el disco primario en estadios intermedios del acrecimiento (sobre todo en los casos con razón de masas 1:6) parecen semillas de barras, aunque no llegan a desarrollarse, probablemente por la acción estabilizadora del bulbo (véase la Fig. 9.3). No obstante, y tal y como se comentó en §§9.3.3 y 9.6, el material del bulbo del satélite da lugar a discos o anillos internos, dinámicamente fríos. El anillo interno que se generó en el modelo M6D se apreciaba muy bien en las Figs. 9.5-9.8.

4. *Sus isofotas tienen forma de caja en una vista de canto.*

Las barras guardan una íntima relación con los bulbos de tipo “caja” o con forma de “cacahuete” o “X” (Merrifield & Kuijken 1999). Muchos trabajos teóricos proponen como el principal mecanismo para la formación de este tipo de bulbos la torcedura de la barra mediante inestabilidades verticales (Combes & Sanders 1981; Combes et al. 1990; Raha et al. 1991; Quillen 2002; Martínez-Valpuesta & Shlosman 2004; Debattista et al. 2005; Debattista et al. 2006). Los acrecimientos también pueden dar lugar a la formación de estructuras con forma de “X” a través de barras transitorias (Mihos et al. 1995). Aunque las distorsiones de tipo barra crecen en nuestros discos en los primeros estadios del acrecimiento, ninguno de nuestros remanentes exhiben bulbos de tipo caja, tal y como ponen de manifiesto los mapas de densidad superficial con un punto de vista de canto de nuestros modelos (Fig. 9.4). El último panel de la gráfica de la derecha de esta última figura nos muestra las isofotas del material luminoso del remanente M3TF35D, en una vista de canto al final del acrecimiento, que claramente, son de tipo “disco”.

Existen gran cantidad de factores que pueden inhibir la formación de estructuras de tipo “X”. La más relevante es, probablemente, la debilidad de las distorsiones de tipo barrado que aparecen momentáneamente en nuestros modelos. De hecho, sus niveles de brillo son del orden de $\sim 1/100$ la del bulbo primario en las regiones centrales. Es más, la deposición de material del satélite sobre la región de transición bulbo-disco está afectando al potencial central durante el acrecimiento y modifica las órbitas de las partículas, difuminando una posible estructura incipiente en “X”. De hecho, una interacción violenta podría incluso borrar cualquier estructura de este tipo que se generase. Y por último, la existencia de un bulbo inicial en ambas galaxias debilita la formación de estructuras en “X” en ellos inhibiendo la formación de las barras (Debattista et al. 2005). Nuestros resultados no contradicen las observaciones, ya que existen muchas espirales que carecen de bulbos de tipo “caja” o en “X” (Bureau & Athanassoula 1999).

5. *Poseen índices de Sérsic $n \sim 1 - 2$.*

Esto sí lo cumplen nuestros modelos. Los crecimientos en n han sido moderados en todos nuestros acrecimientos, no superando $n \sim 1,9$ desde $n \sim 1$ (§9.3.1).

6. *Están más dominados por rotación que los bulbos clásicos en el diagrama $V_m/\bar{\sigma}-\epsilon$.*

En la sección §11.2.4, acabamos de mostrar que, puesto que el bulbo en los remanentes se encuentra embebido en el disco engrosado de la galaxia, no es posible aislar la cinemática del bulbo final de la del disco final tras el acrecimiento. La posición de nuestros bulbos en el diagrama $V/\sigma-\epsilon$ presenta una contribución del disco final muy difícil de determinar. Además, la rotación que ha ganado la estructura identificada fotométricamente como bulbo procede del material “nuevo” acreitado en la región central (del disco primario y del satélite) y no de que las partículas del bulbo hayan adquirido rotación; luego nos encontramos con que resulta aún más complicado aislar la rotación del bulbo final de la del disco final en los remanentes. Por tanto, el hecho de que nuestros bulbos finales parezcan dominados por rotación en el diagrama puede ser verdadero o completamente falso, y nos es imposible dilucidar cuál de estas opciones es la correcta dada la resolución de nuestros modelos. Lo que sí sabemos, por los análisis dinámicos a que hemos sometido los modelos, es que parte del bulbo está sostenida por rotación, pero casi toda al nivel del plano galáctico: parte del material del disco primario ha ingresado en la zona del bulbo (§9.3.3); el bulbo secundario ha dado lugar en la zona interna a discos o anillos fríos, sostenidos íntegramente por rotación (§9.2 y Fig. 9.15); parte del material del disco del satélite (con rotación neta) se ha depositado en la zona del bulbo (§9.3.3); y las capas más externas del bulbo han comenzado a rotar apreciablemente (Fig. 9.16). El análisis del estado de rotación de nuestros modelos mediante el diagrama $V/\sigma-\epsilon$ parece indicar que los bulbos de nuestros remanentes han resultado ser bastante isótropos (§11.2.4-11.2.5).

Por otra parte, el modelo inicial presenta un bulbo clásico desde el principio. Como los acrecimientos de satélites que hemos modelado apenas si han modificado la distribución del bulbo inicial, el bulbo final va a seguir siendo clásico en gran medida. De la misma manera, si los bulbos iniciales hubiesen presentado rotación, el cociente V/σ habría sido mayor. Por tanto, los resultados finales están altamente influenciados por las condiciones iniciales. De hecho, en caso de haber tenido un bulbo inicial más pequeño, el centro habría estado más dominado por el material del disco que ha sido empujado hacia el centro, lo que habría disparado el valor de V/σ con toda probabilidad, situando a los bulbos de nuestros remanentes en la región de los pseudobulbos.

7. *Presenta valores de σ bajos en la relación de FJ.*

En §10.3.3, ya vimos que nuestros modelos no cumplen esta condición: suelen presentar dispersiones de velocidad mayores que las esperadas por la relación de FJ en los casos directos, pero dentro de la dispersión típica de sus valores.

Sólo los casos retrógrados y el directo de razón de masas 1:6 se sitúan por debajo de la relación de FJ ajustado por BGP04b a su muestra de espirales de tipos intermedios a tempranos.

8. *Están dominados por material de población I, sin ningún indicio de que haya alguna fusión en progreso.*

No podemos saber si nuestros modelos presentarían estrellas jóvenes, gas y polvo en el centro porque no hemos simulado la formación estelar. Sabemos por simulaciones anteriores que incluyen gas y formación estelar (Barnes & Hernquist 1991; Barnes & Hernquist 1996; Mihos & Hernquist 1994) que el gas es una componente altamente disipativa que tiende a acumularse en el centro del remanente, alimentando fuertes estallidos de formación estelar en el núcleo de la galaxia. Probablemente, si hubiésemos incluido gas, las distorsiones y los patrones espirales transitorios que se han desarrollado en estadios intermedios del encuentro en el disco primario habrían empujado el gas del disco al centro, tal y como lo han hecho con el propio material estelar del disco. Incluso, en caso de haber simulado gas en el satélite, esta componente podría haber seguido la tendencia a circularizar sus órbitas del material estelar del satélite, dando lugar a discos y a anillos internos más brillantes que los que tenemos por la formación estelar que habrían conllevado (§9.6). Posiblemente, en este caso, estas estructuras centrales podrían haber sido visibles en los perfiles de brillo y en mapas de brillo superficial y de velocidad de todo el material luminoso, y no sólo serían evidentes cuando únicamente se analiza el material del satélite.

Una de las características que evidencian la existencia de población I en los pseudobulbos es que sus colores internos deben ser similares a los de los discos. Al igual que lo anterior, no podemos comprobar esto, pero sabemos que ha habido una inyección relevante de material del disco primario y del satélite en el bulbo primario. Esta mezcla de componentes o, equivalentemente, de poblaciones, promovería la similitud de colores entre la zona del bulbo y la el disco. En caso de haber tenido gas, cabría esperar incluso una similitud de colores mayor, debido a la formación estelar inducida.

En la sección §9.3.4, habíamos desarrollado un test sencillo en el que identificábamos las partículas de los bulbos de ambas galaxias con la población II, y las de ambos discos, con la población I. Este experimento mostraba que, sin considerar siquiera gas ni formación estelar, la masa asociada a la población I aumentaba en la región central respecto al total de la masa, mientras que la de población II disminuía. Es decir, los colores de los bulbos de los remanentes serían más azules que los del bulbo inicial, lo que favorece la similitud de colores entre el bulbo central y el disco en los remanentes.

Con respecto a que no presenten signos ni evidencias de fusiones aconteciendo o que hayan acontecido, esto no lo cumplimos. Nuestros remanentes exhiben colas de marea en el estadio final de la simulación y alabeos del disco (Figs. 9.1

y 9.2). No obstante, si hubiésemos modelado la formación estelar, es posible que su brillo superficial fuese tan bajo que no se pudiesen detectar. Sin embargo, debemos tener en cuenta que esta condición, al igual que las restantes analizadas, no es estrictamente necesaria en la definición de pseudobulbo.

El hecho de que nuestra galaxia primaria inicial ya exhibiese un bulbo clásico bastante grande ($B/D = 1/2$) no sólo ha contribuido a que el bulbo final siga siendo clásico en gran medida (nuestros acrecimientos no han afectado apenas al bulbo inicial), sino que además ha debido inhibir la formación de una barra. Según Kormendy & Fisher (2005), si una galaxia presenta un cociente $B/T \gtrsim 1/2$ (o $B/D \gtrsim 1$), probablemente es un bulbo clásico; límite que nuestra galaxia primaria no alcanza (presenta $B/T \sim 1/3$). Si el B/D inicial de la galaxia hubiese sido menor, si hubiésemos dado mayor resolución a los modelos, o si nuestros bulbos iniciales hubiesen rotado, probablemente la posición de nuestros modelos en el diagrama V/σ - ϵ hubiera resultado muy diferente.

En conclusión, los bulbos de nuestros remanentes no pueden calificarse de pseudobulbos, a pesar de que cumplen muchas de las condiciones que Kormendy & Fisher (2005) imponen para definirlos. Pero tampoco podemos concluir definitivamente que no lo sean, ya que no podemos eludir la contaminación que el disco -muy engrosado- ejerce sobre nuestras medidas de la cinemática del bulbo. De hecho, Kormendy et al. (2006) califican de pseudobulbos a los bulbos de NGC 7690 y NGC 4593 en base únicamente a sus perfiles de elipticidad, a su morfología y a sus colores. Teniendo en cuenta, pues, las definiciones tan imprecisas que se han hecho de los pseudobulbos, nuestros bulbos podrían ser clasificados como tales ateniéndonos simplemente a algunas de las características que acabamos de ver que cumplen. Aquí se demuestra la ambigüedad de la clasificación que actualmente se hace de bulbos clásicos y pseudobulbos: las dos clases se encuentran mal definidas, ya que en sus definiciones se mezclan características físicas con hipótesis sobre el origen de las mismas, cuando existen mecanismos muy distintos pueden generar las mismas propiedades, tal y como nuestros modelos de acrecimientos demuestran.

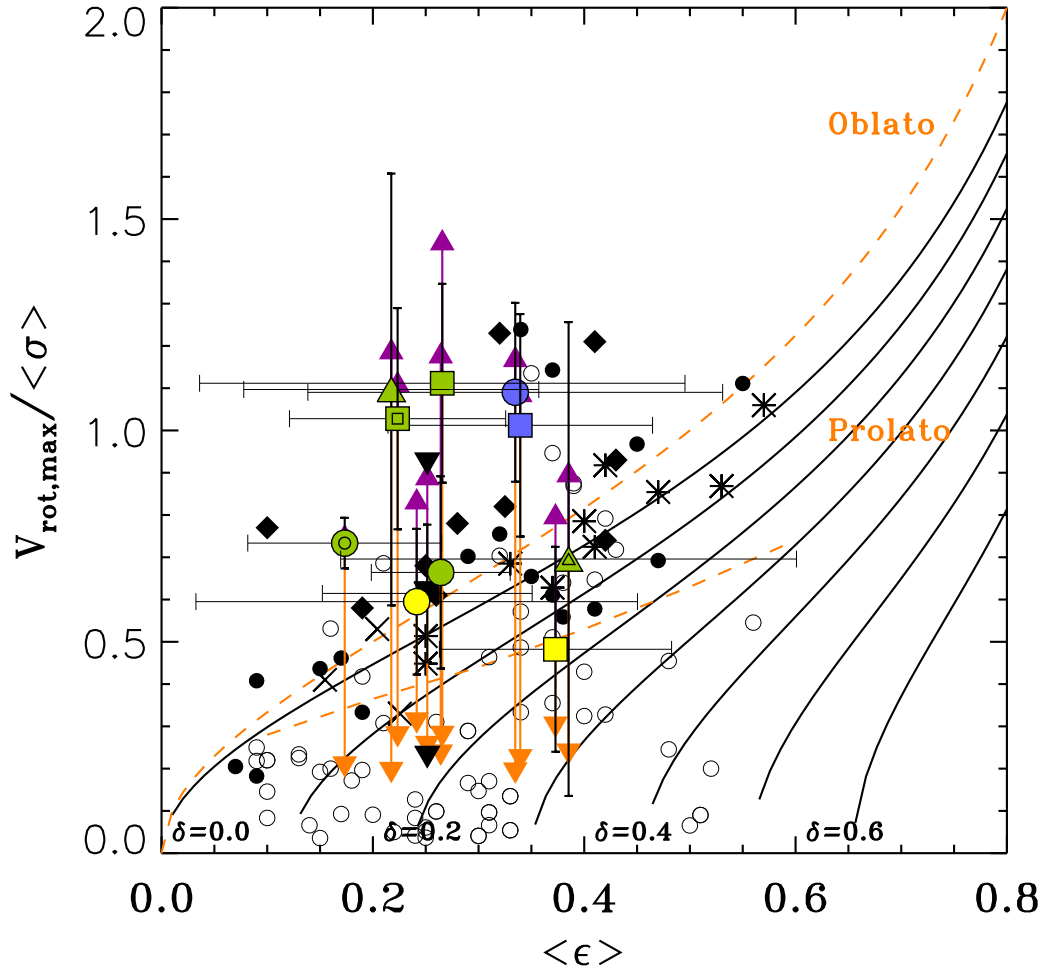


Figura 11.3: Cociente $V_m/\bar{\sigma}$ frente a ϵ para nuestros modelos, considerando el material luminoso en $R < 0,5$. La leyenda es la misma que la empleada en la Fig. 9.10. Se han superpuesto numerosos resultados observacionales (Kormendy 1982b; KI82; Davies & Illingworth 1983; Davies et al. 1983; Bender 1988; Kormendy 1993): elípticas luminosas ($M_B^{UH} > -20,5$, círculos abiertos), elípticas de baja luminosidad ($M_B^{UH} > -20,5$, círculos rellenos), bulbos de galaxias SA (asteriscos), bulbos SB ordinarios (aspas), bulbos SB triaxiales (rombos rellenos). Líneas continuas en negro: relación esperada de V/σ frente a ϵ para una anisotropía dada δ , adoptando $\alpha = 0$ (Binney 1978, 2005). Líneas discontinuas en rojo: la línea etiquetada como “oblatas” muestra la relación $V_m/\bar{\sigma}-\epsilon$ para sistemas oblatos esferoidales con dispersiones de velocidad isótropas y que están aplanados por rotación (Binney 1978). La línea etiquetada como “prolata” define la relación mediana para la distribución esperada de galaxias en este diagrama para los modelos prolata con dispersión isótropa. Flechas en rojo-anaranjado: límites inferiores a las posiciones de nuestros remanentes en el diagrama (véase §11.2.5). Flechas en violeta: límites superiores a las posiciones de nuestros remanentes en el diagrama (véase §11.2.5).

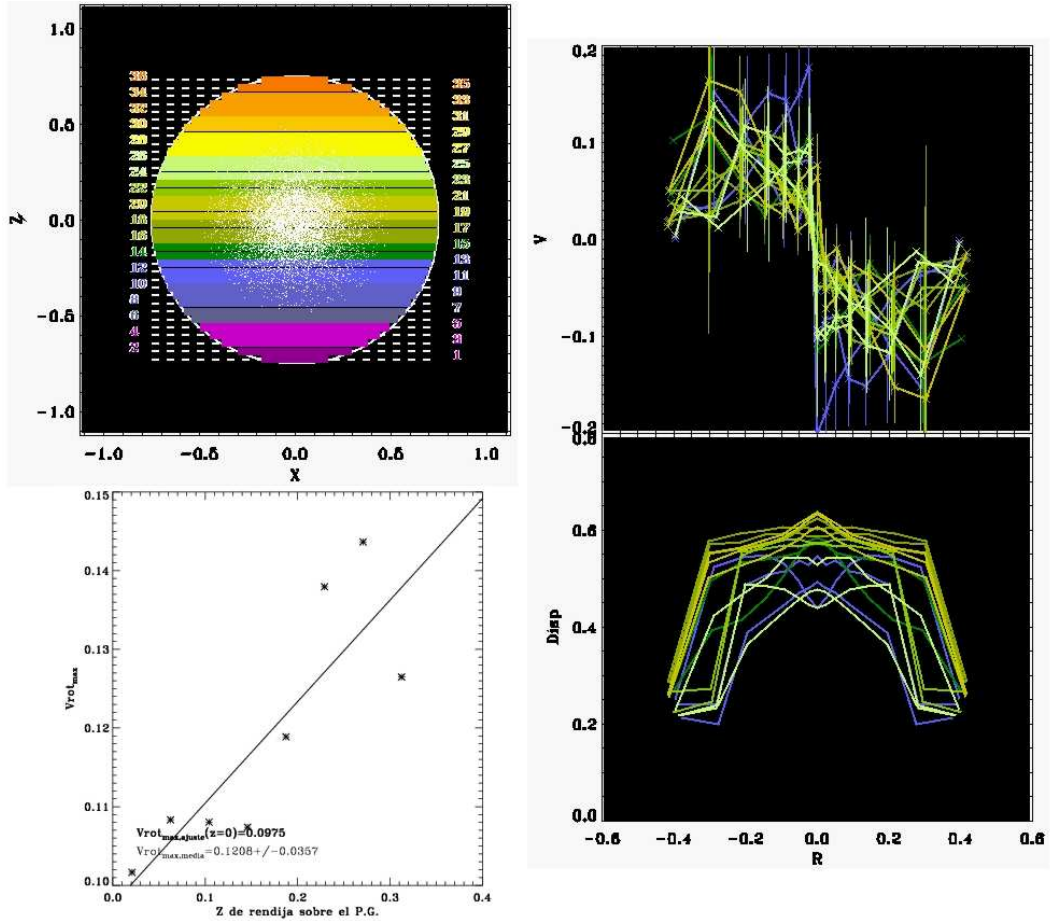


Figura 11.4: Cálculo del cociente $V_m/\bar{\sigma}$ para el material que inicialmente pertenecía al bulbo primario en el remanente M3R. *Panel superior izquierdo*: posiciones de rendijas sobre el remanente final del modelo visto de canto, considerando únicamente el material que originariamente constituía el bulbo primario, en una esfera central de $R = 0,5$. En este caso, no se ha considerado altura alguna sobre el plano galáctico a partir de la cual se deben colocar las rendijas. *Paneles de la derecha*: curvas de rotación y perfiles de dispersión de velocidad para aquellas rendijas del panel superior izquierdo que superaban las 100 partículas. Los colores son los mismos que los de las rendijas a las que corresponden. *Panel inferior izquierdo*: perfil de $V_{rot}(z)$ frente a z (altura de la rendija sobre el plano galáctico), extraído de las curvas de rotación consideradas (panel superior derecho). Los perfiles en cada rendija se han simetrizado para aumentar la señal a ruido de cada punto. *Línea recta*: ajuste por mínimos cuadrados efectuado al perfil con el fin de obtener el valor de $V_{rot}(z = 0)$. También se muestra el valor de la media de los V_{rot} como comparación con la extrapolación al centro por el ajuste.

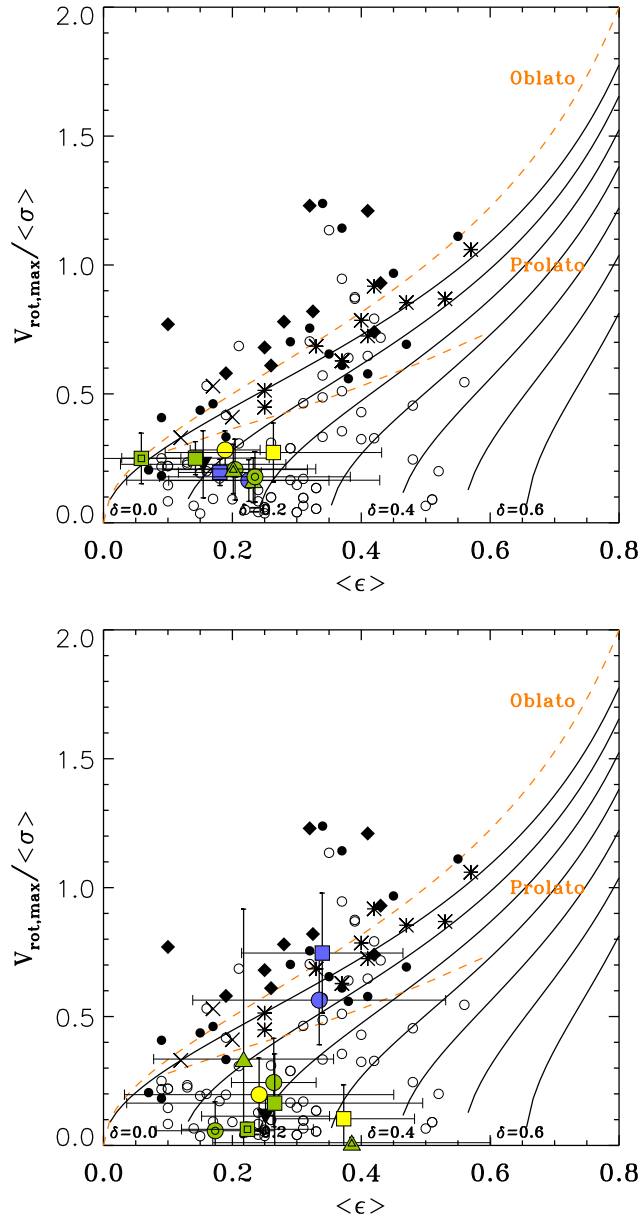


Figura 11.5: Límites inferiores de nuestros remanentes en el diagrama $V_m/\bar{\sigma}-\epsilon$. *Panel superior*: límites inferiores obtenidos considerando únicamente el material del bulbo primario para el cálculo de V/σ . Hemos representado la elipticidad media obtenida para este mismo material. *Panel inferior*: límites inferiores obtenidos aplicando una corrección de la contribución aproximada del disco subyacente. La elipticidad media corresponde a todo el material luminoso en $R < 0,5$ (es decir, son los mismos valores de ϵ que en la Fig. 11.3). La leyenda es la misma que la de la Fig. 11.3.

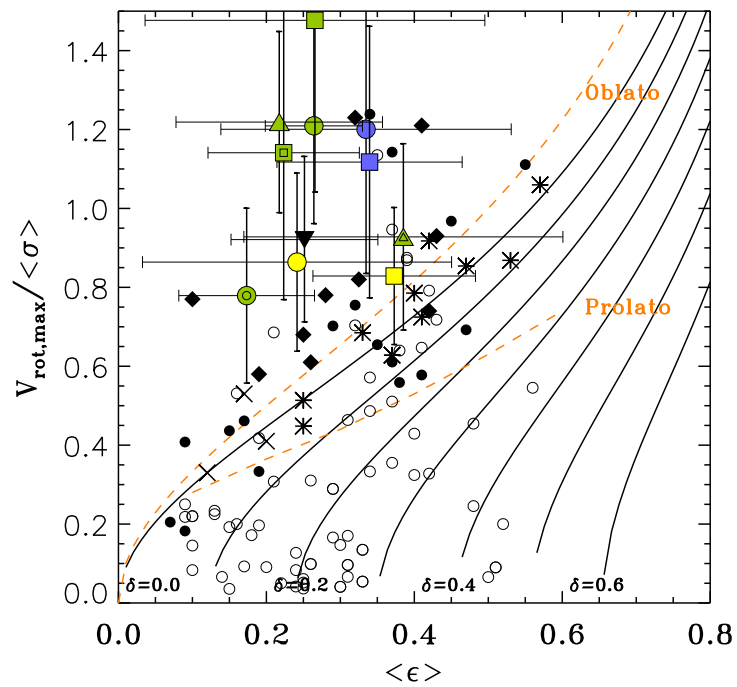


Figura 11.6: Límites superiores de nuestros remanentes en el diagrama $V_m/\bar{\sigma}-\epsilon$, obtenidos considerando todo el material luminoso en proyección, es decir, sin la imposición de que el material a considerar en las curvas de rotación cumpla $R < 0,5$. La leyenda es la misma que la de la Fig. 11.3.

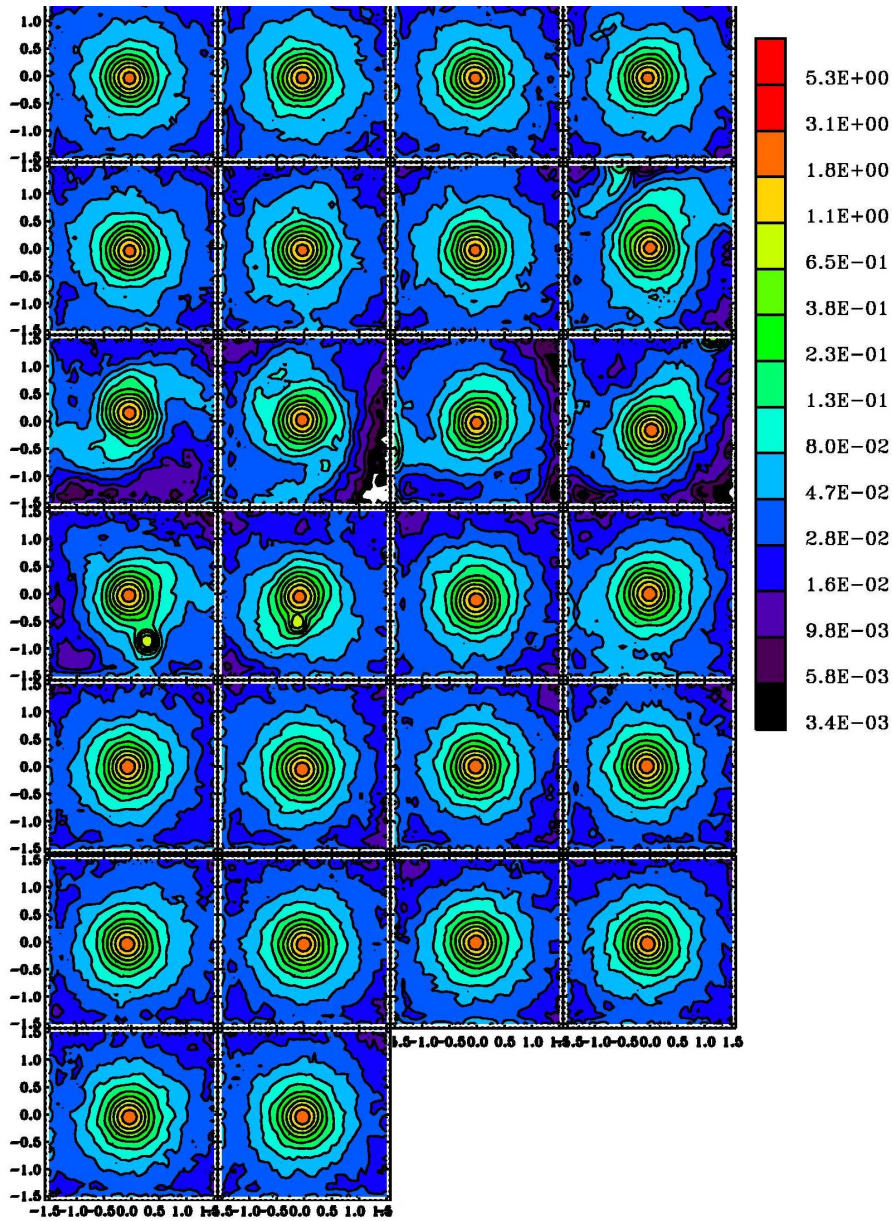


Figura 11.7: Evolución temporal de la densidad superficial de todo el material luminoso en el modelo M2TF35D, empleando un punto de vista en el que la galaxia primaria estaría de frente y ampliando la región central de la galaxia. Cada panel de izquierda a derecha y de arriba a abajo se corresponde con un instante temporal del crecimiento distinto, separados entre sí por $\Delta t = 4$, en unidades de la simulación. El código de color indica distintos valores de densidad, de acuerdo con la leyenda de niveles de la derecha de la figura. Las líneas en negro representan las curvas de isodensidad en cada instante de tiempo.

12

Limitaciones e interpretación de los modelos

A pesar de que los resultados de los modelos que hemos presentado son coherentes con las observaciones, a la hora de generalizar nuestros resultados debemos tener en cuenta que el estudio en sí no es completo. En este capítulo, comentaremos las limitaciones más importantes que presentan nuestros modelos. Teniéndolas en cuenta, finalizaremos esta parte del estudio discutiendo el papel que pueden haber desempeñado los acrecimientos de satélites en el origen y crecimiento de los bulbos galácticos, dentro del marco actual de la formación jerárquica.

12.1. Limitaciones de los modelos

Como ocurre con todo trabajo computacional, los resultados obtenidos dependen fuertemente de las condiciones iniciales, lo que da lugar a restricciones a la hora de aplicar los resultados obtenidos. Puede que la limitación principal de nuestros modelos sea el hecho de que, con nuestros acrecimientos de satélites escalados con TF, no reproducimos la correlación entre r_e y L_B detectada por BGP04b (§10.1). Analicemos, pues, las restricciones que presentan nuestros modelos:

1. *El uso de la misma razón B/D inicial en todos los experimentos.*

Los bulbos y discos de nuestros experimentos cumplen relaciones muy específicas, que hacen que no sean sistemas libres de escalado. De hecho, distintos valores iniciales para el cociente B/D de la galaxia primaria afectarían a las distribuciones finales de cada componente en los remanentes, tal y como se comentó en §9.3.1. Mayores valores del B/D inicial en la primaria conducirían a una destrucción más eficiente del satélite, y por tanto, a menores cambios en B/D y n . Por el contrario, un valor más pequeño del B/D inicial de la primaria habría contribuido a hacer más inestable el disco, promoviendo las

distorsiones no axisimétricas que se desarrollan en él, e incentivando la formación de barras duraderas que contribuirían aún más a la mezcla interna. Esto habría producido un mayor crecimiento del bulbo a partir de material del disco primario. Además, valores iniciales inferiores del B/D de la galaxia primaria conllevarían una destrucción más leve del satélite, con lo que su contribución al crecimiento del bulbo sería aún menor que la que se observa en nuestros modelos. Todo esto implica que la pendiente en el plano $\log(n)$ - $\log(B/D)$ que nuestros modelos exhiben (ec. [9.7]) es únicamente válida para galaxias primarias con el B/D de nuestros modelos. Probablemente, la pendiente de crecimiento será mayor/menor para galaxias primarias con menor/mayor valor inicial de B/D .

También es probable que esta pendiente de crecimiento en plano $\log(n)$ - $\log(B/D)$ disminuya a medida que el bulbo primario presente mayores valores de n . El mecanismo de crecimiento parece saturar a partir de $n \sim 3-4$ (ABP01), lo que prevendría que los bulbos escapasen de la región en el diagrama que ocupan los bulbos reales tras una serie de acrecimientos consecutivos. De hecho, comprender cómo se comportarían las galaxias en la región de bajo B/D tras un acrecimiento es fundamental, puesto que la mayoría de galaxias reales presentan un B/D inferior al de nuestra galaxia primaria (Fig. 9.10).

Un caso particular que adquiere un interés especial es cuando el sistema inicial carece de bulbo. Nuestros modelos sugieren que una galaxia así desarrollaría un bulbo rápidamente con un acrecimiento, aunque el satélite fuese muy pequeño. Esto no es más que otra manifestación del problema que las galaxias sin bulbo implican para los modelos de formación jerárquicos (D'Onghia & Burkert 2004). Los experimentos con menor B/D inicial presentan dos problemas básicos: de tipo numérico y de coste temporal. Experimentos de acrecimientos sobre bulbos primarios más pequeños requerirán pasos de tiempo menores, debido a que los tiempos dinámicos del bulbo y del satélite serán inferiores. Además, dado que requerirán más tiempo en decaer, precisarán de integraciones orbitales más largas. Todo esto incrementa ineludiblemente el tiempo de cómputo a niveles casi prohibitivos. Además, modelar una galaxia con un bulbo pequeño, o directamente sin él, es complejo, dada la inestabilidad inherente al disco. No obstante, tal y como se deduce no sólo de nuestros experimentos sino de cualquier experimento de fusión, la formación de un bulbo central en la galaxia parece algo inevitable, incluso si la galaxia principal careciese de él y el satélite presentase una masa muy baja.

2. *El perfil del halo.*

Nuestros halos se construyeron empleando un perfil isoterma (§8.2). Emplear distinto tipo de perfil en el halo, en particular, el perfil de NFW (Navarro et al. 1995; Navarro et al. 1997), va a influirnos de manera apreciable en la deposición de masa en el centro del remanente, en la destrucción del satélite y en la circularización que experimentan sus órbitas. Al ser la componente más

masiva de la galaxia, es la que rige el pozo de potencial de la misma. De hecho, el análisis de la influencia del perfil del halo en la deposición de masa en el centro del remanente podría proporcionar información muy relevante de cómo es la estructura central de los halos reales.

3. *La rotación del bulbo y del halo.*

La rotación es uno de los parámetros libres en nuestros modelos que resultan claves. Con el fin de garantizar simplicidad en la interpretación de la dinámica tras el acrecimiento, no aplicamos una rotación inicial ni en los bulbos ni en los halos. Sin embargo, los bulbos reales rotan (KI82), y los halos probablemente también, aunque exista poca información acerca de la orientación y amplitud de este movimiento. Si hubiésemos introducido rotación inicial, no sólo se hubiese visto afectada la curva final de rotación, sino la propia distribución final de masa, debido al distinto acoplamiento espín-órbita que habríamos tenido. Para cuantificar el efecto de la rotación, serían precisos nuevos modelos que la incluyesen desde un principio.

4. *La órbita.*

Tanto la inclinación como la energía de la órbita iniciales son las mismas en todos nuestros experimentos, con el fin de reducir el número de parámetros libres que influyen en los resultados. Configuraciones orbitales distintas a la utilizada habrían generado distribuciones finales de masa diferentes. Obviamente, muestrear el espacio orbital con un conjunto lo más completo posible de órbitas, en particular con órbitas extraídas de simulaciones cosmológicas (Zaritsky & Rix 1997; Zaritsky et al. 1997a; Zaritsky et al. 1997b), aportaría mayor generalidad a los resultados. Pero, en primer lugar, los resultados de las simulaciones cosmológicas en este sentido son contradictorios por el momento (Bertschik & Burkert 2003; Khochfar & Burkert 2006); y en segundo lugar, una muestra mayor de experimentos, con órbitas diferentes, conllevarían cálculos excesivamente costosos temporalmente, en el caso de que se llevase a cabo con todos ellos un análisis tan exhaustivo como el que hemos desarrollado con éstos. No obstante, los resultados cualitativos extraídos de nuestros modelos no deberían verse excesivamente afectados por cambios en los parámetros orbitales, a pesar de que la distribución de masa sí variase.

5. *Gas y formación estelar.*

Nuestros modelos son no colisionales, es decir, no tienen en cuenta la hidrodinámica del gas ni la formación estelar. Uno podría argumentar que, dado que el gas sólo contribuye en un 10% a la masa bariónica de una galaxia espiral típica, sus efectos sobre la dinámica estelar deben ser poco relevantes. Sin embargo, cambios relevantes podrían establecerse desde el momento en el que el gas se concentra en el centro del remanente, ya que simetrizaría el potencial en el centro de la galaxia y modificaría las órbitas permitidas del gas y de las estrellas. Teniendo en cuenta o no estos efectos dinámicos, lo cierto es que el gas

respondería más bruscamente a las perturbaciones gravitatorias y la formación estelar que conllevaría alteraría sustancialmente el perfil de brillo de bulbos y discos finales (Barnes & Hernquist 1991, 1996; Mihos & Hernquist 1994). De hecho, hemos visto que cambios en las razones M/L de los bulbos y sus discos de sólo un factor $\lesssim 2$ (Portinari et al. 2004) son suficientes para corregir la tendencia r_e-L_B , obtenida por nuestros modelos (§10.2.3).

6. *La presencia de barras y otras componentes galácticas.*

Nuestra galaxia primaria podría haber tenido una barra central, ya que la mayor parte de espirales la exhiben en el NIR ($\sim 60-70\%$, Eskridge et al. 2000; Knapen et al. 2000). Las componentes centrales iniciales, tales como barras o lentes, influirían apreciablemente el potencial galáctico en el centro, alterando nuevamente la distribución de masa con respecto a lo obtenido en los presentes modelos. En particular, una barra contribuiría a aumentar el grado de mezcla del material del bulbo y del disco que observamos en estos modelos; aunque, nuevamente, se requerirían simulaciones adicionales para cuantificar el efecto.

7. *La época de referencia de la galaxia primaria.*

Se piensa que los bulbos actuales son el resultado de procesos que han venido aconteciendo desde $z \sim 1 - 2$ (Lilly et al. 1999; EM06a). Algunas simulaciones cosmológicas indican que las fusiones menores son procesos muy comunes en los Universos de CDM (un halo similar a la Vía Láctea ha experimentado una en un tiempo de Hubble), alcanzándose la máxima probabilidad sobre $z \sim 0,85$ (Bertschik 2004; Bertschik & Burkert 2004). Obviamente, los efectos de los acrecimientos de satélites en el crecimiento de las estructuras centrales de las galaxias deberían estudiarse empleando modelos de galaxias que reprodujesen las que existían cuando el ritmo de fusión menor en el Universo era relevante. Sin embargo, nuestros modelos han empleado una galaxia que reproduce la Vía Láctea a $z \sim 0$, lo que dificulta la comparación directa de nuestros resultados con las características observacionales de las galaxias actuales. En todo caso, nuestros modelos estarían estudiando los efectos de los acrecimientos en el Universo reciente. La pregunta, pues, sería cuándo las galaxias presentaban ya discos bien constituidos, semejantes al empleado en nuestra galaxia primaria, de forma que los acrecimientos estudiados en este trabajo pudiesen constituir un mecanismo relevante de crecimiento de estructura central. Y precisamente, determinar esta época no resulta sencillo. Según las simulaciones cosmológicas empleando CDM (Bertschik 2004; Bertschik & Burkert 2004) y ciertos trabajos observacionales (Le Fèvre et al. 2000), las probabilidades de fusión mayor y menor son relevantes a $z \gtrsim 1$, aunque la posición del pico depende fuertemente del entorno y de la masa del objeto (Gottlöber et al. 2001). En esta época, la secuencia de Hubble se encontraba constituida y los tamaños de las galaxias eran similares a los actuales (Simard et al. 1999; Ravindranath et al. 2004; Trujillo & Aguerri 2004); por lo que nuestros modelos podrían ser aplicables.

Por otra parte, existen varios estudios que apuntan que las componentes esféricas del Universo actual (bulbos y elípticas) aparecieron sobre $1 \leq z \leq 2$ (Lilly et al. 1999; EM06a). A medida que nos desplazamos a z mayores, las morfologías habituales se distancian más de los tipos clásicos de Hubble: las galaxias eran más pequeñas, ricas en gas, menos regulares geoméricamente y formaban estrellas a ritmos mayores que los actuales (Griffiths et al. 1995; Steidel et al. 1996; Zepf et al. 1997; Lowenthal et al. 1997; Driver et al. 1998; Bunker et al. 2000; Trujillo et al. 2004a). Por tanto, pocos bulbos que daten de estas épocas tan tempranas del Universo podrán ser reproducidos con los modelos que aquí presentamos (lo que no implica que no hayan podido formarse a través de acrecimientos).

En resumen, tanto la generalización de los resultados obtenidos con los presentes modelos, como su comparación con las galaxias reales, parecen justificadas en tanto que la dinámica galáctica involucrada en ellos resulta válida para condiciones iniciales distintas de las utilizadas. Por tanto, aunque modelos más complejos o diferentes contribuirían a un entendimiento más completo de los procesos físicos envueltos en estos acrecimientos, nuestros resultados sugieren que los acrecimientos de satélites son consistentes con muchas de las correlaciones observadas entre los parámetros fotométricos de las galaxias.

12.2. Interpretación de los modelos de acrecimientos galácticos y su papel en la formación de los bulbos

Nuestros modelos demuestran que el acrecimiento de un satélite incrementa simultáneamente la razón B/D y el índice n del bulbo. Por otra parte, nuestros experimentos indican que los acrecimientos de satélites inducen una evolución sistemática que obliga a los parámetros estructurales de la galaxia a correlacionar fuertemente con la luminosidad del bulbo final, tal y como se observa en las galaxias reales (BGP04b). Teniendo en cuenta que la fusión de pequeños sistemas bariónicos precolapsados es un ingrediente inherente de los modelos de formación galáctica de CDM (Kauffmann & White 1993; Navarro & Steinmetz 2000), lo más natural sería interrogarnos sobre los efectos que gran cantidad de eventos como los que acabamos de estudiar tendrían sobre el Universo. Las simulaciones cosmológicas parecen indicar que las galaxias suelen originarse como discos exponenciales, y que la estructura central surge a través de una evolución posterior, básicamente conducida por acrecimientos y fusiones con otros sistemas (Domínguez-Tenreiro et al. 1998). Nuestros experimentos sugieren que, si los efectos de las fusiones son acumulativos (ABP01), el bulbo incrementaría en n y B/D progresivamente a través de los acrecimientos, dando lugar a una evolución continua de las galaxias de disco hacia tipos de Hubble cada vez más tempranos.

También hemos visto que la evolución en los modelos viene generada por diversos procesos dinámicos, que dan lugar a un remanente con un bulbo central constituido por el material pre-existente del bulbo primario, de material del disco primario

que se ha inyectado al centro mediante distorsiones transitorias en el mismo, y por partículas del satélite depositadas sobre la estructura remanente de la galaxia primaria. Esta redistribución radial y vertical de materia de ambas galaxias produce una mezcla de poblaciones que podría explicar la similitud observada de colores entre los bulbos reales y sus discos (Terndrup et al. 1994; Peletier & Balcells 1996).

K&K04 listan a los acrecimientos de satélites entre los procesos seculares inducidos por el medio, capaces de imprimir evolución a las galaxias, atendiendo a la capacidad de las fusiones de acumular gas en el centro de las galaxias. Sin embargo, ellos mismos relativizan su importancia cuando exponen que “los acrecimientos no dan lugar más que a algún que otro cuasi-pseudobulbo”. Ya habíamos visto que la abundancia de pseudobulbos en el Universo ($\sim 100\%$ de los tipos tardíos y $\sim 50\%$ de los tempranos, §1.2.1) indica la enorme relevancia de sus procesos de formación en el origen y en la evolución de todos los bulbos. Pero atribuir a las barras “puras” el origen de la mayor parte de los bulbos del Universo actual no parece justificado. Dados los resultados de nuestros modelos, nosotros proponemos que los acrecimientos también pueden contribuir al crecimiento de un pseudobulbo a través de un proceso distinto al de K&K04: mediante el transporte de material del disco original a la región del bulbo. De hecho, las características finales de los bulbos de nuestros remanentes parecen indicar que nuestros remanentes son galaxias de tipo intermedio con parte de su cinemática central fría y asociada a la de su disco; es decir, los remanentes resultantes de nuestros acrecimientos de satélites escalados con TF podrían identificarse con pseudobulbos observacionales hasta cierto punto, dentro de la resolución tan limitada de nuestros modelos (véase §11.1). Por tanto, nuestros experimentos, al demostrar por primera vez que la evolución secular puede ser inducida también a través de acrecimientos de satélites, podrían estar indicando que los acrecimientos de satélites son la clave fundamental para entender la existencia de pseudobulbos en los tipos tempranos.

Por otra parte, los acrecimientos de satélites son capaces de explicar varios hechos observacionales que las inestabilidades internas de los discos no pueden. En primer lugar, los acrecimientos conectan en cierta manera los procesos externos e internos de las galaxias, puesto que diversos trabajos han demostrado que las barras se excitan fácilmente a través de interacciones de marea (Noguchi 1987; Gerin et al. 1990; Miwa & Noguchi 1998). En segundo lugar, los acrecimientos de satélites son compatibles con la asociación estadística encontrada por Kannappan et al. (2004) entre poblaciones jóvenes y distorsiones morfológicas (lo que apunta a mecanismos evolutivos externos, más que internos, en las galaxias). Y, por otra parte, también pueden explicar la baja fracción de galaxias con morfologías distorsionadas y peculiares a $z \lesssim 0.4$ ($\lesssim 10\%$, según van den Bergh et al. 2000); ya que, a pesar de ser procesos “de fusión”, el acrecimiento de un satélite imprime menos daños a la morfología original de la galaxia que una fusión mayor, tal y como nuestros modelos indican (§9.3.3). Por tanto, los acrecimientos de satélites pueden resultar claves para poder reconciliar los elevados ritmos de fusión que predicen los escenarios de formación jerárquica y el hecho de que diversas galaxias de disco no exhiban signos

de violencia mayor.

Las simulaciones cosmológicas muestran que el colapso, las fusiones y los procesos seculares internos pueden acontecer al mismo tiempo, e incluso, inducirse unos a otros (White & Rees 1978; Baugh et al. 1996; Sommer-Larsen et al. 2003; Abadi et al. 2003a; Abadi et al. 2003b). Es obvio que, a pesar de que varios procesos hayan contribuido a la formación de los bulbos actuales, existen algunos que predominan en distintas épocas o escenarios, generando galaxias que exhiben características comunes y que nosotros clasificamos como pertenecientes a un tipo morfológico dado. Entendiendo la formación galáctica como una mezcla de procesos en la cual alguno influye más que otros en un determinado momento, pero que puede darse al mismo tiempo que los demás e inducir a los otros, es posible reconciliar la dinámica asociada al disco (o a una barra) de muchos bulbos tempranos con un posible origen de éstos a través de fusiones menores o acrecimientos. Nuestros modelos nos han revelado que la existencia de pseudobulbos en aproximadamente la mitad de los tipos tempranos se puede entender a la luz de los acrecimientos galácticos, capaces de generarlos y de inducir el desarrollo de barras en el disco. Y dado que las fusiones menores de galaxias pueden haber sido mecanismos muy relevantes en épocas tempranas del Universo, los acrecimientos galácticos han podido ser procesos clave en la constitución de la secuencia de Hubble tal y como la conocemos hoy.

Conclusiones

El estudio de las cuentas de galaxias y de los modelos de acrecimientos de satélites que hemos efectuado desvelan y clarifican diversos aspectos relacionados con la relevancia de las fusiones de galaxias en la constitución del Universo actual. Para finalizar esta tesis, comentaremos la aportación de nuestro trabajo a los interrogantes que planteamos en §2.1 acerca de las fusiones y los acrecimientos galácticos, y se resumirán las conclusiones más relevantes de este estudio, tanto para las cuentas de galaxias como para los modelos de N -cuerpos de acrecimientos de satélites.

13.1. Aportaciones de nuestro trabajo a las preguntas del estudio

En §2.1, enumerábamos una serie de preguntas acerca del papel de las fusiones galácticas en la formación de las estructuras en el Universo, a las cuales hemos tratado de dar respuesta con este estudio. Comentamos la aportación a las mismas que se derivan del presente trabajo:

1. *¿Contribuyen los acrecimientos de satélites y las fusiones menores al crecimiento de un bulbo central de forma apreciable? ¿Son compatibles con las correlaciones observadas entre los parámetros fotométricos de bulbos y discos y con las tendencias de los índices n de Sérsic?*

Nuestros modelos de N -cuerpos de acrecimientos de satélites con densidades realistas indican que éstos contribuyen a un crecimiento apreciable del bulbo central de la galaxia que sufre la acreción. No sólo crecen n y B/D tras la fusión, sino que sus incrementos son suaves y proporcionales a la masa de los satélites acrecidos ($n \lesssim 2$ desde $n \sim 0,9$ en todos nuestros experimentos), lo que los hace coherentes con la existencia en el Universo actual de bulbos con perfil de brillo exponencial. De hecho, la tendencia de crecimiento en el plano $\log(n)$ - $\log(B/D)$ es compatible con la observada en las espirales reales. Lo más relevante de nuestros modelos es que revelan que el acrecimiento de un satélite con densidad realista imprime en la galaxia cambios estructurales sistemáticos.

Como resultado, nuestros modelos son capaces de reproducir la mayor parte de las correlaciones de los parámetros fotométricos con la luminosidad del bulbo que se observan en espirales reales, así como la tendencia continua en índices n de Sérsic que se detecta en los bulbos reales (BGP04a; BGP04b). Además, las características de nuestros remanentes son coherentes con las dispersiones típicas de relaciones observacionales de las galaxias reales, tales como Tully-Fisher, Faber-Jackson, los planos fundamentales de bulbos y discos y el plano fotométrico.

2. *¿Pueden los acrecimientos de satélites y las fusiones menores mimetizar los efectos de las barras, y dar lugar a bulbos con características asociadas habitualmente a pseudobulbos?*

Los resultados de nuestros modelos son los primeros en demostrar que el crecimiento de la estructura central de la galaxia a partir de material del disco, uno de los ingredientes principales de la evolución secular, puede ser inducido a través de los acrecimientos de satélites. Los bulbos de nuestros remanentes no pueden calificarse de pseudobulbos, a pesar de que cumplen muchas de las condiciones que Kormendy & Fisher (2005) imponen para definirlos. Pero tampoco podemos concluir definitivamente que no lo sean, ya que no podemos eludir la contaminación que el disco -muy engrosado- ejerce sobre nuestras medidas de la cinemática del bulbo.

A la vista del comportamiento observado en nuestros modelos, sería esperable que los remanentes parezcan más pseudobulbos si los modelos iniciales tuvieran un valor B/D inferior al empleado; ya que la existencia de un gran bulbo en la galaxia primaria desde el principio ha inhibido las inestabilidades de tipo barra que pudieran haberse desarrollado en el bulbo. A la vista de los resultados de los presentes modelos, se puede concluir que los acrecimientos de satélites pueden haber jugado un papel fundamental en ese 50% de bulbos tempranos que son pseudobulbos.

3. *¿Es el ritmo de fusiones uno de los ingredientes básicos para poder interpretar las cuentas de galaxias azules e infrarrojas de forma simultánea?*

El logro principal de nuestros modelos de cuentas es que son los primeros capaces de reproducir simultáneamente el cambio de la pendiente en las cuentas en K_S y las cuentas en azul, simplemente empleando parámetros extraídos de las observaciones y sin introducir poblaciones exóticas a z intermedios. Además, el ritmo de fusión empleado en las bandas azules es exactamente el mismo que el de la banda infrarroja, tal y como debe esperarse en un escenario en el que la formación y la evolución galáctica viene conducido básicamente por las fusiones galácticas.

Nuestros modelos de cuentas indican que es preciso un ritmo de fusiones moderadamente elevado para reproducir simultáneamente las cuentas en U , B y K_S desde $z \lesssim 2,0-1.5$; si bien, a partir de $z \sim 1$ y hasta el momento presente,

la relevancia de las fusiones decae hasta resultar prácticamente irrelevante. Estos ritmos de fusión son muy similares a los obtenidos directamente de las observaciones, tanto a los deducidos mediante el recuento de pares galácticos, como a los extraídos del análisis de índices no paramétricos (asimetría y concentración) en las galaxias (Carlberg et al. 2000; Le Fèvre et al. 2000; Patton et al. 2002; Cassata et al. 2005; de Propis et al. 2005).

4. *¿Cuál es el origen del exceso de cuentas en las bandas azules? Es decir, ¿cuál es el origen de las FBGs y a qué han evolucionado a $z = 0$?*

En nuestros modelos, el origen de las FBGs que dan lugar al exceso en azul en las magnitudes débiles no resultan ningún problema: este exceso se corresponde con una mezcla de espirales de todos los tipos que procede de la evolución hacia atrás en el tiempo de la mezcla local de poblaciones galácticas. Como las LFs a $z = 0$ empleadas incluyen las enanas azules y los discos locales, podemos ver que una evolución natural en luminosidad, debida al cambio de volumen cosmológico con z y a los ritmos de fusión empleados, da cuenta del exceso en azul sin necesidad de insertar hipótesis *a priori* que carezcan de base observacional. Es decir, en estos modelos, no es necesario considerar que las FBGs presentan de SFR cíclicas o que existe una formación continua de enanas a todos los z que desaparecen a $z = 0$ sin dejar rastro.

5. *¿Cuál es la causa del cambio de pendiente en las cuentas de galaxias en NIR?*

Hemos comprobado que la única forma de reproducir el cambio de la pendiente en $K_S = 17,5$ mag con nuestros modelos es situar la formación de las galaxias elípticas en épocas intermedias del Universo ($z_f = 1,5$). De hecho, una vez impuesta la condición anterior, la única manera de ajustar las cuentas ópticas es suponer extinción en todos los tipos galácticos, elípticas incluidas.

Por tanto, nuestros modelos de cuentas en azul e infrarrojo parecen sugerir que una gran proporción de las elípticas actuales han debido formarse en épocas intermedias, hace ~ 9 Gaños, a través de las fusiones de los discos galácticos ya existentes; sin que esto sea incompatible con que existan otros procesos de formación de elípticas que hayan podido constituir parte de su población en épocas más tempranas, así como más tardías, del Universo.

Esta época de formación que nuestros modelos parecen establecer debe entenderse más como un límite o pico en la formación de estos sistemas, que como un momento en el que toda la población se constituyó. Es más lógico pensar que las elípticas se han ido constituyendo a lo largo de un cierto intervalo de tiempo, y que la mayor parte de la población terminó de formarse a $z \sim 1,5$. Dentro de un escenario de formación jerarquizada, podemos entender que las elípticas se hayan terminado de ensamblar a $z \sim 1,5$ y que sus estrellas sean más viejas, puesto que proceden de los bloques pregalácticos o galaxias de disco previas que se fusionaron para configurarlas.

13.2. Conclusiones finales

Nuestro trabajo se ha centrado en el análisis del papel que desempeñan las fusiones galácticas en la formación y evolución de las galaxias, tanto a nivel observacional como computacional.

Conclusiones de la Parte I: Cuentas de Galaxias

En lo referente al aspecto observacional de esta tesis, hemos presentado las cuentas de galaxias en U y B de un campo del muestreo GOYA que cubre ~ 900 arcmin² sobre la tira de Groth-Westphal. Para la reducción de los datos, obtenidos con la cámara mosaico de campo amplio INT/WFC, hemos desarrollado un paquete de tareas específico en IRAF, que compila técnicas totalmente novedosas de corrección de algunos problemas inherentes a esta cámara; en particular, nos referimos a la corrección de los patrones difusos, de las distorsiones radiales de la cámara, a la normalización a una ganancia promedio y al proceso de combinación adecuado que nos aseguren la obtención de una S/N en la imagen final realista. Finalmente, las cuentas se derivaron sobre áreas de exposición máxima y uniforme de 0.2350 y 0.2467 grados cuadrados de cielo en U y B , respectivamente.

En la obtención de las cuentas, se ha corregido de la eficiencia de detección en función del tamaño de la fuente. Asimismo, se ha desarrollado una versión mejorada del método de S/N límite en imágenes de tiempo mitad complementarias, con el fin de eliminar las detecciones espurias de los catálogos. La identificación estrella-galaxia se ha desarrollado haciendo uso de un método estadístico que emplea las imágenes del HST y los índices de estelaridad de SEXTRACTOR. Las magnitudes límites alcanzadas (al 50% de eficiencia de detección para las fuentes puntuales) han correspondido a $U = 24,8$ mag y $B = 25,5$ mag, en el sistema de Vega.

Los rangos de magnitud que abarcan nuestras cuentas son 7 mag en U y 6 mag en B ($18,0 < U < 25,0$ y $19,5 < B < 25,5$), y combinan un área amplia y alta profundidad, derivadas de las características del muestreo GOYA. En las dos bandas de estudio, nuestras cuentas muestran un buen acuerdo con los resultados de otros estudios, que suelen cubrir rangos de magnitudes más brillantes o más débiles que el nuestro. De hecho, nuestras cuentas representan un “puente de conexión” fiable y coherente entre los estudios de mayor área y de menor profundidad, y los muy profundos pero con áreas estadísticamente no representativas. Las pendientes de las distribuciones de cuentas que hemos detectado son muy similares a las extraídas por otros autores: $d \log(N)/dm = 0,48 \pm 0,03$ para $U=21.0-24.0$ y $d \log(N)/dm = 0,50 \pm 0,02$ para $B=21.0-24.5$.

Cuando combinamos nuestras cuentas en U y B con otras en K_s , logramos imponer fuertes restricciones a los modelos de formación y evolución galácticas. Esto se debe a que en $K_s = 17,5$ mag aparece un acusado cambio de la pendiente en las cuentas en NIR, mientras que las bandas azules carecen de este tipo de característica. Para ajustar un modelo a las cuentas de galaxias en las tres bandas, se ha empleado el código NCMOD de Gardner (1998). Adoptando una cosmología

dominada por Λ ($\Omega_M = 0,3$, $\Omega_\Lambda = 0,7$, $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$), un sencillo modelo de cuentas de galaxias que incluye evolución en luminosidad (a través de las SEDs de GISSEL) y evolución en número extraída de los estudios observacionales ($\phi^* \propto (1+z)^{2,0}$) reproduce con precisión las cuentas observadas en U , B , y K_s de forma consistente. Se ha minimizado el número de parámetros libres del modelo tomándolos de observaciones independientes. Este modelo sugiere que, únicamente asumiendo un desplazamiento al rojo de formación intermedio ($z_f \sim 1,5$) para la población dominante en NIR (las elípticas) y una profundidad óptica moderada para todos los tipos galácticos (elípticas incluidas), se reproducen, por primera vez y de forma simultánea, el cambio de pendiente de las cuentas en K_S y las cuentas en U y B . Ninguna de las tres hipótesis claves (el ritmo de fusión adoptado, $z_f \sim 1,5$ en elípticas y extinción moderada en todas las galaxias) se contraponen con las ideas actuales de formación y evolución galácticas en Universos jerárquicos.

Este $z_f \sim 1,5$ de las elípticas debe entenderse como una época dominante de formación de galaxias de tipos tempranos. Podríamos decir que, desde $z_f \sim 1,5$, la mayoría de las elípticas estaban formadas, con las poblaciones que las caracterizan. De hecho, es más lógico pensar que, si realmente las galaxias tempranas de campo se han constituido a través de las fusiones de galaxias de disco, tal y como los modelos jerárquicos indican, éstas deben haber requerido de una época de formación extendida en el tiempo, en lugar de aparecer repentinamente en el escenario galáctico a un z_f determinado. Esta limitación en la interpretación de los modelos procede de la descripción tan simplista de las fusiones que utiliza el código empleado, ya que no tiene en cuenta el hecho de que las galaxias cambian de tipo morfológico al fusionarse. De ahí que el grupo GOYA esté planeando comparar nuestros resultados con futuros modelos de formación galáctica SAM, lo que esperamos contribuirá a comprender mejor el significado del $z_f = 1,5$ para las elípticas que nuestro modelo requiere.

En nuestros modelos, la evolución natural en luminosidad y número de las poblaciones locales da cuenta del exceso de fuentes en azul, sin necesidad de insertar hipótesis *a priori* que carezcan de base observacional y basándose únicamente en parámetros corroborados observacionalmente. Este es otro de los méritos de este modelo: el origen y la evolución a $z = 0$ de las FBGs se puede explicar de forma sencilla, a partir de la evolución natural de las enanas azules y discos locales, incluidos en la LF local utilizada.

Resumiendo, el modelo de cuentas desarrollado, a pesar de su sencillez, es el primero en reproducir simultáneamente las cuentas de galaxias en las bandas azules (U, B) e infrarrojas (K_s), sin que resulte necesario introducir en el modelo poblaciones de enanas en formación estelar que desaparecen del modelo *ad-hoc* y sin necesidad de utilizar ritmos de fusión galáctica distintos para cada banda. El gran mérito del modelo es que únicamente se utilizan parámetros constatados observacionalmente y de valores fiables, como las LFs procedentes del SDSS, los parámetros que describen la extinción y los ritmos de fusión.

Conclusiones de la Parte II: Dinámica de acrecimientos de satélites

Hemos ejecutado modelos de N -cuerpos de acrecimientos de satélites sobre galaxias de disco, utilizando una estructura bulbo-disco-halo para ambas galaxias. Dado que los efectos del acrecimiento son sensibles a la razón de las densidades entre la galaxia primaria y el satélite, hemos utilizado un escalado entre la galaxia principal y la secundaria fundamentado en la relación de Tully-Fisher, con el fin de asegurarnos de que el contraste de densidad de ambas galaxias sea realista. A raíz de esto, se ha llevado a cabo un completo análisis estructural, cinemático y dinámico de la evolución de la masa del bulbo, de su concentración central y de las relaciones de escalado entre los parámetros globales de bulbos y discos. Nuestras simulaciones de acrecimientos de satélites escalados con la relación TF nos han mostrado que:

1. Los acrecimientos de satélites escalados con TF producen una evolución secular de las galaxias pre-existentes hacia tipos más tempranos (mayores valores de B/D y n). Los satélites más masivos producen mayores incrementos en n , en el cociente B/D y en la escala vertical del disco (más engrosamiento). Los vectores de crecimiento en el plano $\log(n)$ - $\log(B/D)$ siguen tendencias similares a los de acrecimientos de satélites más densos, llevadas a cabo por ABP01.
2. La destrucción de los satélites de nuestros modelos es relativamente eficiente, dependiendo de la masa del satélite: de $n \sim 1$ en el modelo inicial hasta un máximo de $n \sim 2$. Para un valor inicial de $B/D=0.5$, B/D y n incrementa de tal forma que, aproximadamente, n crece en un factor $\sim 2,3$ cuando B/D se duplica. Por tanto, los acrecimientos de satélites escalados con TF son menos eficientes incrementando n que los de satélites más densos modelados por ABP01, lo que es bienvenido, a la vista de que estos últimos predecían una debilidad de los discos exponenciales frente a procesos de fusión excesiva frente a lo que realmente se observa. Se espera que bulbos iniciales con valores inferiores de B/D experimenten un crecimiento más acusado de n .
3. La evolución del bulbo central básicamente viene inducida por la inyección de material del disco primario al centro del remanente, a través de distorsiones no axisimétricas transitorias que tienen lugar el disco; y, en menor medida, por la expansión del material del bulbo pre-existente y por la deposición de material del satélite. El calentamiento vertical incrementa el grosor del disco original. El bulbo primario únicamente expande sus capas más externas, suavizando el truncamiento original de su perfil de densidad superficial, impuesto por el modelo, mientras que las regiones internas permanecen imperturbadas.
4. El exponente de TF escogido para el escalado en densidad de las galaxias resulta crítico para el radio de marea del satélite. Aunque el satélite se destruye completamente en todos los casos para el valor inicial de $B/D=0.5$ modelado en nuestros experimentos, un exponente de $\alpha_{TF} = 3$ o la menor razón de

masas estudiada (1:6) evita que el material del satélite alcance el centro del remanente, dando origen a una estructura toroidal central; mientras que los satélites llegan al centro en caso de haber empleado $\alpha_{\text{TF}} = 3,5, 4,0$, y en los casos de menor razón de masa (1:6).

5. El disco del satélite deposita su masa sobre el remanente del disco primario; mientras que las partículas del bulbo del satélite se acumulan en una estructura central, fría e interna, similar a un disco o anillo interno, debido a la circularización que experimentan sus órbitas.
6. La redistribución radial y vertical del material por el calentamiento produce una mezcla de poblaciones. Parte del material que, en un principio, constituía el disco primario es interpretado como bulbo en las descomposiciones bulbo-disco de los remanentes finales. Además, el material que originalmente pertenecía al satélite se ha depositado en órbitas con rotación ordenada a lo largo de un amplio rango radial. Por tanto, el bulbo final identificado fotométricamente está sostenido parcialmente por rotación, tal y como se observa en numerosas galaxias reales.
7. Las curvas finales de rotación exhiben formas simétricas y una declinación suave a medida que nos desplazamos radialmente hacia la parte externa del disco, típica en las galaxias reales de tipos tempranos. El material del satélite no domina la parte central del remanente en ningún caso, y por consiguiente, la contrarrotación que su material exhibe con respecto al material de la galaxia primaria en los casos retrógrados no es detectable en las curvas finales de rotación de todo el material luminoso. Esto resuelve en parte el exceso de contrarrotación observado en los modelos de alta densidad de ABP01, con respecto a las galaxias reales.
8. Los acrecimientos de satélites escalados con TF producen unas transformaciones estructurales sistemáticas en la galaxia primaria, hacia mayores valores de B/D , n , σ_0 , h_D , $\mu_{0,B}$ y hacia menores valores de $\mu_{0,D}$, todos siguiendo tendencias similares a las de las correlaciones observadas con la luminosidad del bulbo por BGP04b en galaxias espirales. Por otra parte, algunas de las tendencias observacionales, que no muestran correlación a nivel observacional con la magnitud del bulbo, la presentan, y muy fuerte, en nuestros modelos, tales como el cociente entre las intensidades centrales bulbo-disco y $\mu_{e,B}$. Lo que nuestros modelos no son capaces de reproducir son las tendencias que involucran r_e ; aunque hemos demostrado que la consideración de distinta M/L para las partículas de los discos y de los bulbos, ya sean los originales o los derivados de una descomposición dinámica de los remanentes, puede corregir la tendencia. Por tanto, la consideración del gas y de los procesos de formación estelar ha de resultar esencial a la hora de reproducir las escalas de los bulbos. Modelos en curso de análisis semejantes a los presentados, demuestran que la tendencia ascendente de r_e con la luminosidad del bulbo puede recuperarse

sin más que considerar una configuración orbital distinta de la empleada en nuestros modelos.

9. Todos los modelos exhiben luminosidades menores que las esperadas para sus velocidades circulares por la relación de TF. Aún así, las posiciones de los bulbos de nuestros remanentes son compatibles con la dispersión típica de la relación en espirales reales de campo y de cúmulo. Nuestros bulbos reproducen la relación de FJ esperada para las galaxias espirales de tipos intermedios a tempranos, con una dispersión con respecto a la relación observada coherente con la dispersión observacional.
10. A pesar de que nuestros modelos no reproducen las pendientes de los planos fundamentales de bulbos y de discos reales, ni el plano fotométrico de los bulbos, son compatibles con las dispersiones típicas de los mismos.
11. Nuestros remanentes presentan algunas de las características comúnmente atribuidas a los pseudobulbos: bulbos embebidos en discos, fenómenos relacionados con el disco en la región del bulbo (patrones espirales, discos y anillos internos), sustentación parcial por rotación del bulbo identificado fotométricamente, elipticidades similares entre las zonas de bulbo y del disco, y $n \lesssim 2$. No obstante, la falta de resolución nos impide poder designarlos como tales, puesto que nos impide establecer con fiabilidad la posición de nuestros remanentes en el diagrama $V/\sigma-\epsilon$.
12. Los modelos que hemos presentado demuestran que la evolución secular de los bulbos galácticos, que actualmente se considera resultado de inestabilidades de tipo barra en el disco de la galaxia, puede ser inducida también a través de acrecimientos galácticos, mediante el transporte de material del disco hacia la región central del bulbo que la fusión induce. Dado que, según los modelos vigentes de formación jerárquica, las fusiones menores fueron mecanismos muy relevantes en etapas tempranas del Universo (incluso más que las mayores), los acrecimientos galácticos han podido constituir un proceso clave en la configuración actual de la secuencia de Hubble.

A

Apéndice: Mecanismos de formación de estructura central en las galaxias

A lo largo del tiempo, se han propuesto diversos escenarios de formación y crecimiento de las estructuras centrales de las galaxias. En la actualidad, la comunidad científica aboga principalmente por dos procesos: las fusiones de sistemas galácticos, apoyada por los actuales modelos de formación jerárquica, y la evolución secular interna, con la que básicamente nos estamos refiriendo a las barras. No obstante, existen otros mecanismos que pueden contribuir al crecimiento del bulbo galáctico. En este apéndice, comentaremos todos estos procesos.

A.1. Mecanismos de los modelos CDM

Los modelos actuales de formación jerárquica predicen la formación de los discos de las galaxias a través del colapso gravitatorio y del enfriamiento de gas (Fall & Efstathiou 1980; Mo et al. 1998; Sommer-Larsen et al. 1999). Antes de la formación de éstos, los bulbos se generarían a través de interacciones y fusiones de grumos pregalácticos (Kauffmann et al. 1993; Kauffmann et al. 1994; Kauffmann 1996), o por colapso gravitatorio de los halos protogalácticos en etapas tempranas del Universo (Eggen et al. 1962; Gilmore & Wyse 1998).

Respecto al primer proceso, las simulaciones cosmológicas de N -cuerpos que incorporan hidrodinámica nos muestran a los bariones colapsando en los halos de materia oscura. La naturaleza “grumosa” del potencial en estos primeros instantes del Universo genera concentraciones de materia en regiones del tamaño de los bulbos actuales, mientras que el momento angular se termina transfiriendo al halo externo. La formación de la galaxia se efectúa en dos fases: en la primera, el gas se acreta en discos inestables, cuyas distorsiones van depositando gas en el centro y desarrollando el bulbo central; en la segunda, el potencial central del bulbo formado vuelve a constituir un disco fino frío soportado rotacionalmente, a partir del gas que continúa cayendo sobre la galaxia (van den Bosch 1998). Según estos modelos jerárquicos,

las fusiones fueron dominantes en épocas tempranas del Universo, y produjeron la virialización de los cúmulos galácticos (K&K04).

Por su parte, el origen por colapso gravitatorio de los bulbos se apoya en las similitudes encontradas entre los bulbos y las galaxias elípticas; aunque este proceso se considera menos probable cada vez a la luz de observaciones que nos revelan que las poblaciones de los bulbos son más parecidas a las de los discos que los albergan, que a las de otros bulbos (Peletier & Balcells 1996).

A pesar de que estos modelos cosmológicos parecen proporcionar una explicación satisfactoria a la formación de los bulbos galácticos, aún no se han estudiado en profundidad sus mecanismos de formación o de evolución (véanse las revisiones de Wyse et al. 1997; K&K04). El principal problema de estos modelos es que los discos formados no reproducen los tamaños de los que actualmente se observan o, equivalentemente, que los bulbos resultantes son demasiado grandes (Abadi et al. 2003a; Abadi et al. 2003b; Governato et al. 2004). Esto se debe a que predicen ritmos de fusión muy elevados, y las fusiones son mecanismos extremadamente eficientes en la generación de bulbos $r^{1/4}$ en las galaxias, tal y como nos muestran las simulaciones (Gerhard 1981; Barnes 1988). Con lo cual, las simulaciones cosmológicas dan lugar a bajo z a galaxias de bulbos muy grandes en comparación con los discos que los albergan, resultados que son incompatibles con las observaciones en el Universo local ($z \sim 0$) de gran cantidad de galaxias sin bulbo o *discos puros* (D’Onghia & Burkert 2004).

Actualmente, sabemos que el conocido paradigma de que “los bulbos son estructuras viejas” no es del todo cierto (véanse, por ej., Kormendy 1993; Peletier et al. 1999; Carollo et al. 2006); lo que ha dado lugar al desarrollo de teorías diferentes, en las cuales los bulbos van creciendo a lo largo del tiempo, tras la formación del disco. En caso de fusión, la estructura central puede generarse a partir de estrellas pre-existentes; y por lo tanto, el bulbo no tendría la edad de las estrellas que lo constituyen, sino que sería una estructura “nueva” en la galaxia formada por estrellas viejas (Dominici et al. 1999).

A.2. Procesos de formación y evolución de bulbos

En la Fig. A.1, se muestra un esquema de clasificación, extraído de K&K04, de los posibles procesos generadores o evolutivos de los bulbos galácticos, de acuerdo con su rapidez (*rápidos* y *lentos* o *seculares*) y según la naturaleza de la causa que los origina: *externa* o *interna* respecto de la galaxia (véase también Athanassoula 2005). Los procesos se consideran *rápidos* si tienen lugar en menos de una escala dinámica de tiempo (el tiempo de caída libre del sistema), mientras que los *lentos* o *seculares* necesitan de varios períodos de rotación de la galaxia para actuar, del orden de Gaños.

■ Internos y rápidos.

Aquí se enmarcaría la posible formación de los bulbos galácticos durante el

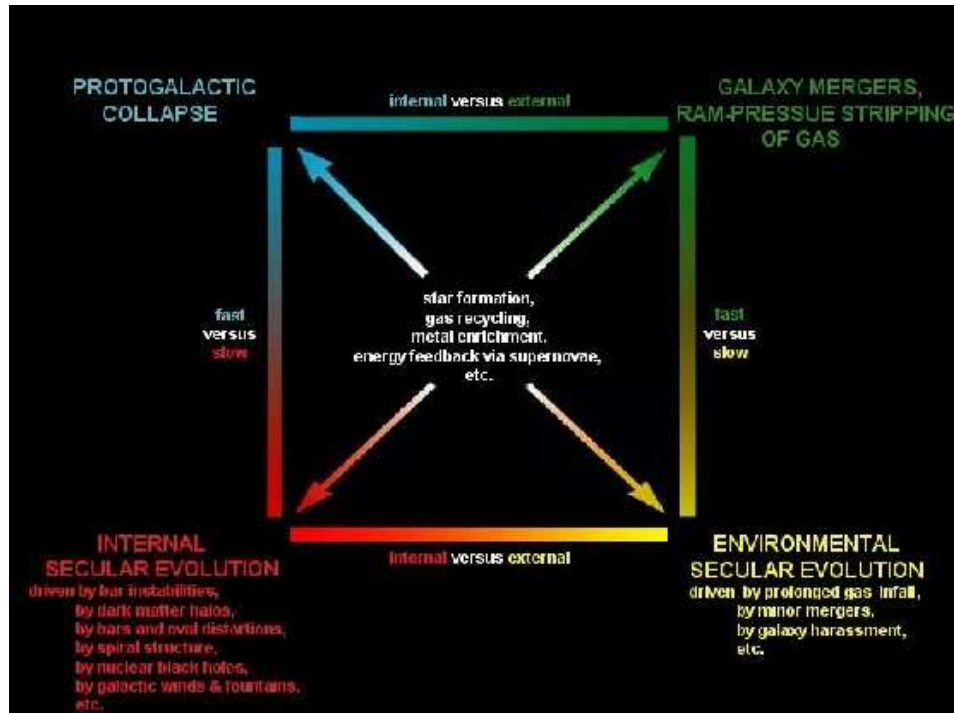


Figura A.1: Caja morfológica de procesos de evolución galáctica de Zwicky (1957), adaptada por Kormendy (Kormendy 1982b; K&K04). Los procesos están divididos verticalmente en rápidos (zona superior) y lentos (zona inferior). La evolución rápida tiene lugar en una escala de tiempo *dinámica* o *de caída libre*. Los procesos lentos implican muchos períodos de rotación galáctica. Éstos se descomponen horizontalmente en aquéllos que ocurren debido a razones estrictamente internas de la galaxia (izquierda), y aquéllos que son inducidos por el medio, tales como las interacciones entre galaxias (derecha). Los procesos que aparecen en el centro son aspectos que conllevan todos los tipos de evolución galáctica.

colapso temprano de los halos protogalácticos (Eggen et al. 1962; Gilmore & Wyse 1998; Samland & Gerhard 2003; Immeli et al. 2004a).

■ Externos y rápidos.

Los modelos jerárquicos reproducen los bulbos a partir de interacciones y fusiones de grandes fragmentos pregalácticos, alrededor de los cuales se generarían los discos a través de la caída de gas sobrante tras la fusión (Toomre & Toomre 1972; Kauffmann et al. 1993; Kauffmann et al. 1994; Kauffmann 1996).

■ Internos y seculares.

Estos mecanismos incluyen los procesos internos que envían gas y estrellas al centro de las galaxias de forma progresiva. En este tipo, se incluyen teorías en las que el bulbo crece a partir de una inestabilidad interna del disco de tipo barrado, seguida por otra inestabilidad vertical en la propia barra (Hohl

1971; Combes & Sanders 1981; Pfenniger & Norman 1990; Debattista et al. 2004). Una variante de esto considera que los bulbos se generarían a partir de la disolución de una barra ya existente, debido a la aparición de una concentración central de masa (Hasan & Norman 1990; Hasan et al. 1993). Los patrones espirales (Combes et al. 1990; Raha et al. 1991) y los agujeros negros supermasivos (Pfenniger & Norman 1990) son considerados también procesos internos desencadenantes de la formación de un bulbo, porque son capaces de enviar material al centro de las galaxias.

■ **Externos y seculares.**

En estos procesos, la causa del crecimiento del bulbo es inducida por el entorno de la galaxia. Los procesos seculares externos comprenderían las caídas de gas muy prolongadas (Andredakis 1998) y las fusiones menores o acrecimiento de satélites. En estos últimos, el crecimiento de la estructura central procedería del material depositado del satélite, del propio disco galáctico (Pfenniger 1993; Mihos et al. 1995), o de una combinación de ambos procesos (ABP01; Abadi et al. 2003a; Abadi et al. 2003b; EM06b).

En realidad, no se puede establecer una separación estricta entre los procesos que acabamos de comentar. No sólo pueden darse conjuntamente, sino que pueden ser inducidos unos por los otros, dependiendo de si la galaxia se encuentra aislada o pertenece a algún grupo o cúmulo galáctico.

B

Apéndice: Discrepancias y convergencias en los estudios de cuentas

Existen gran cantidad de factores que influyen de forma notoria en los resultados observacionales de las cuentas, lo que a su vez afecta a su interpretación con los modelos. La principal fuente de dispersión en los resultados observacionales estriba en las diferencias en el tratamiento de los datos y en la estimación de los errores que cada autor hace. Asimismo, las variaciones de campo a campo debidas al agrupamiento de las galaxias en cúmulos, a la varianza cósmica o a la absorción variable, han dado lugar a diversas interpretaciones de las cuentas; en muchas ocasiones, contradictorias. No obstante, los estudios de cuentas han logrado establecer resultados comúnmente aceptados por toda la comunidad científica en lo referente a la evolución de las galaxias en el Universo. En este apéndice, comentamos los cuatro resultados más firmemente asentados de los estudios de cuentas.

B.1. La baja sensibilidad de las cuentas de galaxias al modelo cosmológico

La determinación de propiedades cosmológicas del Universo suele exigir el empleo de cuentas de galaxias de un grupo de objetos homogéneos o con poca evolución, como el número de E/S0's o el de núcleos activos. Con esto se intentan aislar los efectos puramente cosmológicos de los estrictamente evolutivos, puesto que este tipo de objetos presentan características bien establecidas, como sus LFs y épocas de formación (z_f). Al reducir el número de parámetros libres respecto al que una mezcla normal de poblaciones galácticas tendría, disminuimos la posibilidad de que varias combinaciones de ellos reproduzcan las cuentas de galaxias, por lo que los parámetros cosmológicos así definidos resultan más fiables.

Un ejemplo de la dificultad de aislar la cosmología de los efectos evolutivos lo proporcionan los trabajos que han intentado ajustar las cuentas ópticas de los campos profundos del HST (HDFs). Phillips et al. (2000) ajustaron el número de galaxias tempranas en estos campos en la banda $F814W$ ($\sim I$) con varios modelos de Universo. De todos, el que mejor reproducía las cuentas y la distribución frente a z fue un modelo de EdS con una evolución pasiva simple, es decir, sin colapso de subestructuras galácticas. Phillips y colaboradores indicaron que los modelos abiertos, con o sin Λ , no predecían la distribución observada de galaxias a alto z . Sin embargo, ajustando también un modelo semianalítico a las cuentas de galaxias de los HDFs pero a todas (tardías y tempranas), Nagashima et al. (2001) concluyeron que el modelo CDM estándar no era preferible a otros, y que Λ no resultaba ser un parámetro crítico. Lo que era indispensable en sus modelos para reproducir las cuentas observadas era considerar que la escala de tiempo de formación estelar es independiente de z (y no proporcional a la de formación de los discos galácticos, como suele considerarse).

Por otra parte, estudios independientes apoyan los modelos CDM: Jackson & Dogson (2002) encuentran que las cuentas en K_s de las radiogalaxias son reproducibles con modelos de CDM, y que el ajuste resulta mejor en el caso de un Universo de alta densidad ($\Omega_M = 1$), sin Λ y sin considerar interacciones o fusiones.

Como estamos viendo, el número de galaxias frente a magnitud no es un observable que pueda diferenciar inequívocamente entre distintos modelos cosmológicos. Y esta afirmación adquiere más peso si tenemos en cuenta que los distintos modelos estándares vigentes en cada época han sido ajustados con más o menos éxito a resultados observacionales que no diferían tanto entre sí (Metcalf et al. 1994; Metcalf et al. 1995; Metcalf et al. 2001). De hecho, las cuentas de galaxias han demostrado ser más efectivas proporcionándonos información acerca de la formación y evolución galácticas, que sobre los parámetros cosmológicos del universo.

B.2. El exceso de cuentas en las bandas ópticas y su origen: las galaxias débiles azules

El HST ha sido clave y fundamental para desentrañar la naturaleza del exceso de cuentas azules; gracias a que presenta un brillo de cielo menor y una alta resolución espacial, capaz de resolver escalas de $0.1''$ (Smail et al. 1995). Las profundidades alcanzadas por el HST son las mayores hasta el momento ($I_{F814W,AB} = 29$, $V_{F606W,AB} = 29$, $B_{F450W,AB} = 29$, $U_{F300W,AB} = 28$; véanse Odewahn et al. 1996; Phillips et al. 2000; Nagashima et al. 2001), si bien el área de muestreo no es lo suficientemente alta para considerar las cuentas representativas en cuanto a estadística de cielo comparadas con otros estudios.

La ventaja indiscutible de los muestreos del Hubble es que permite calcular cuentas de galaxias según los tipos morfológicos, habitualmente asignados mediante algoritmos de clasificación automática. De esta forma, Glazebrook et al. (1994, 1995) pusieron de manifiesto que el exceso de cuentas en los filtros azules y en UV es debido

básicamente a galaxias irregulares y en fusión muy azules (Irr/M o Im), mientras que las distribuciones de elípticas y lenticulares (E/S0) y espirales (S) se ajustaban bien a los modelos no evolutivos en todas las bandas. Este resultado fue corroborado posteriormente por infinidad de estudios (véanse Abraham et al. 1996a; Odewahn et al. 1996; Lee & Hwang 2000; Phillips et al. 2000, entre otros), y estableció que el exceso de cuentas en bandas azules se debía a las FBGs. En particular, Abraham et al. (1996a), estudiando las cuentas morfológicas en $F814W$ sobre los campos del MDS, concluye que $\sim 50\%$ de los sistemas presentan distorsiones de marea; lo que está señalando la gran relevancia de las fusiones en la evolución de las FBGs.

B.3. La fuerte evolución de los sistemas irregulares derivada de las cuentas azules

Como vimos en §1.3.6, las diferencias entre la densidad superficial de galaxias medida y la esperada por la extrapolación de la función de luminosidad local en bandas azules pueden deberse a cambios del elemento de volumen cosmológico, a una evolución intrínseca de la SED de las galaxias con z , a una evolución en número debido a las fusiones galácticas, o a la existencia de poblaciones “exóticas” de galaxias cuyos mecanismos de evolución son desconocidos. Probablemente, se deban a una combinación de varios de estos procesos.

Existen diversos mecanismos físicos que pueden inducir brotes de formación estelar en las galaxias, hasta tal punto, que actualmente desconocemos exactamente cuál o cuáles de ellos generan el exceso de las cuentas en magnitudes débiles que acabamos de comentar.

Metcalfé et al. (1995) reproducen las cuentas hasta $B = 27,5$ mag utilizando PLE, sin necesidad de introducir colapso o interacción de sistemas y sin incluir una población adicional de FBGs a priori.

Por otra parte, los modelos de H97 emplean evolución en número. Este autor contempla tres posibles causas de este exceso en número de sistemas Irr/M a alto z :

- Que el ritmo de colapso galáctico sea elevado a alto z , por lo que esta gran cantidad de galaxias a alto z evolucionaron mediante fusiones al menor número de sistemas que observamos a bajo z . Esto implicaría que la masa de las galaxias a alto z es menor que la actual.
- Que exista una gran población de pequeñas galaxias que se evaporan y oscurecen tras su primer estallido de formación estelar y supernovas, razón por la cual no las observamos en el Universo local.
- O que las galaxias se formen a alto z con aproximadamente la misma masa que las actuales, pero que los estallidos de formación estelar sean más numerosos, locales y compactos a alto z que en el Universo local. De esta forma, cuando los observamos a alto z , estaríamos contabilizando varias veces una misma galaxia, ya que consideraríamos sus diferentes grupos de formación estelar como distintos objetos.

Por el contrario, Crawford et al. (2000) indican que el cambio de pendiente que detectan en $B \sim 24$ en las cuentas de dos campos con profundidad hasta $B = 26$ correlaciona fuertemente con la estructura a gran escala de los mismos. Para ellos, cabe la posibilidad de que el exceso no se deba a cambios en la función de luminosidad ni a evolución alguna, sino a aglomeraciones de galaxias en los filamentos del Universo, es decir, a una gran varianza cósmica.

En definitiva, hasta ahora los estudios en filtros ópticos, sobretodo en los UV, no parecen converger en la causa o causas del exceso observado en cuentas respecto a modelos no evolutivos. La cuestión en este momento sería cómo discernir entre todas cuál o cuáles se corresponden con la naturaleza real del exceso. Los modelos que hemos desarrollado en este trabajo (§7) han logrado reproducir bien las cuentas ópticas hasta $B \sim 26$ mag, y nos han proporcionado una explicación sencilla al origen y la evolución de las FBGs sin necesidad de hipótesis exóticas. Según nuestros modelos, las FBGs a cada z surgen de forma natural cuando evolucionamos inversamente (hacia atrás en el tiempo) la población local de enanas rojas y azules mediante fusiones de galaxias.

B.4. La baja evolución de las galaxias en las cuentas infrarrojas

Los filtros IR seleccionan las galaxias más por la masa de éstas que por la luz que emiten, ya que la emisión en IR de los sistemas está menos afectada por los estallidos de formación estelar, en contraste con los UV y azules. Por lo tanto, a z intermedios-bajos, las cuentas de galaxias en IR proporcionan información general sobre la evolución galáctica más independiente de los procesos causantes de la formación estelar. Las cuentas de galaxias en NIR fueron consideradas como un método efectivo para poder aislar la evolución en número de la evolución en luminosidad pura que aparecen mezcladas en las cuentas azules; ya que en el NIR se muestrea básicamente la evolución de la masa de las galaxias, y por tanto, aísla mejor la evolución en número de los sistemas. Por otra parte, otras ventajas del NIR son que la corrección K es despreciable en general y que la extinción por el polvo es menor que en el óptico y UV (Cowie et al. 1994; Gardner et al. 1996; Moustakas et al. 1997; McCracken et al. 2000; Väisänen et al. 2000; Martini 2001). Esto hace que las cuentas y modelos en NIR se vean afectados en menor medida por diferencias entre campos y filtros que en el óptico; lo que ha contribuido a que los estudios de cuentas en NIR se hayan desarrollado mucho en los últimos años, a pesar de que el exceso es bastante menos pronunciado que en azul.

No obstante, se debe tener en cuenta que, a alto z , la parte UV en reposo del espectro de una galaxia se desplaza a filtros IR; por lo que las cuentas en magnitudes muy débiles y en determinados filtros nos muestrean galaxias con formación estelar activa en épocas muy tempranas del Universo. Esto volvería a implicar un solapamiento de procesos de nuevo. Por otra parte, el tamaño de los detectores en NIR actualmente es menor que el de los ópticos. Como los detectores infrarrojos abarcan áreas de cielo menores que las CCDs en óptico, la estadística suele ser peor

en NIR que en óptico. Además, las observaciones en NIR alcanzan profundidades inferiores a las ópticas: se ha llegado a $K = 24$, $J = 24,5$ (Bershady et al. 1998), y a $H = 24,8$ con HST/NICMOS (Yan et al. 1998). Todo ello contribuye a que, a pesar de las ventajas observacionales del NIR, sus cuentas presenten dispersiones similares a las de las cuentas azules; y, al igual que en óptico, las pendientes de las cuentas en NIR resultan insensibles a la cosmología empleada para ajustarlas (Bershady et al. 1998).

Los trabajos de cuentas en NIR revelaron que, si bien el exceso de éstas respecto a modelos no evolutivos era bastante menor que en óptico, se seguía precisando de cierta evolución en los modelos para reproducirlas. Bershady et al. (1998) detectaron que el exceso en cuentas en J y K respecto a los modelos no evolutivos es mayor en las galaxias de tamaño aparente más grande que en los objetos pequeños y débiles, a pesar de que estos últimos representan la mayor proporción del total de objetos en magnitudes débiles. Los autores señalan que la naturaleza de estas dos poblaciones, que parecen ser las causantes del exceso en NIR, no puede ser determinada sólo con los datos en NIR, y que es necesaria información adicional de estos objetos, tanto espectroscópica como morfológica. Sin diferenciar entre estas dos poblaciones, los modelos de Saracco et al. (2001) utilizaron evolución por colapso e interacción para reproducir cuentas en J y K_S . Poco después, Jackson & Dogson (2002) ajustarían las cuentas de radiogalaxias en K considerando PLE, sin fusiones.

En la Fig. 1.9, mostrábamos las cuentas de galaxias en K_S de mayor producto área \times profundidad hasta el momento (CH03), hasta $K_S = 21$. Los autores lograron definir con muy poca dispersión el cambio de pendiente en las cuentas en K que otros trabajos ya habían detectado, aunque con menor precisión (Gardner et al. 1993; Bershady et al. 1998; McCracken et al. 2000). Los autores lograban reproducir este cambio de pendiente de las cuentas en K retrasando la formación galáctica tanto en elípticas como en espirales a épocas muy tardías ($z_f \leq 2$), para un Universo dominado por la constante cosmológica. Sin embargo, tuvieron que introducir *a priori* una población de enanas de formación estelar a todos los z , de origen desconocido.

Dado que las cuentas en NIR tampoco pueden determinar la naturaleza del exceso de galaxias en las magnitudes débiles por sí solas, se necesita combinar la información de todos los rangos del espectro para extraer alguna conclusión sobre el modelo cosmológico y la evolución galáctica. Los modelos que se han obtenido en este trabajo (§7) consiguen reproducir el cambio de la pendiente en K_S a la vez que las cuentas en óptico, y todo esto sin necesidad de incluir poblaciones de origen desconocido a cada z y empleando únicamente parámetros constatados observacionalmente.

C

Apéndice: Sistematización de la reducción de INT/WFC

En este apéndice, describiremos `wfc`, el paquete de tareas que hemos creado específicamente para reducir datos de INT/WFC, y estableceremos unas líneas de guía para efectuar la reducción.

C.1. Los datos de cámaras mosaico: el formato MEF

Como se ha comentado en §4.1, la cámara mosaico WFC del INT proporciona los datos de los cuatro CCDs en cada exposición en forma de ficheros FITS multiextensión (MEF), consistentes en 5 unidades de datos (DU). La primera DU, llamada la *cabecera global* o *primaria*, contiene únicamente información común a las cuatro CCDs de WFC. Las restantes DUs, llamadas *extensiones*, almacenan las cuatro imágenes y cabeceras de cada una de los CCDs del mosaico. Este formato de fichero es muy útil siempre y cuando se sepa cómo manejar, ya que trabajar con los cuatro CCDs de forma paralela y conjunta presenta varias ventajas frente a la reducción de cada extensión por separado. En particular, podremos visualizar las cuatro CCDs en conjunto, obtener una única solución astrométrica para toda la cámara (con lo cual se pueden corregir de forma más fiable las distorsiones del campo y relacionar entre sí la geometría de los cuatro CCDs), y combinar de forma simple todas las imágenes en un único campo al final.

La desventaja de todo lo anterior es que desarrollar programas que trabajen de manera coherente y ordenada con MEFs no es inmediato. En particular, se tiene que comprender la geometría de la cámara y cómo ésta se codifica en forma de claves o campos en la cabecera. Por otra parte, se deben tener en cuenta las distintas propiedades de cada CCD, y trabajar con gran cantidad de parámetros, que van a variar según el proceso a efectuar durante la reducción.

Actualmente y a disposición de la comunidad científica, existe un paquete de

tareas que trabaja dentro de IRAF, MSCRED, diseñado por el proyecto NOAO¹ para la reducción de datos del *NOAO CCD Mosaic imager*, una cámara de ocho CCDs. Si bien este paquete es el más avanzado del momento en este sentido, aún se encuentra en su primera fase de desarrollo. Por esta razón, sus tareas trabajan leyendo los ficheros en la dirección de las filas y no tienen en cuenta las relaciones en la dirección de las columnas, por lo que los procesos de rechazo y combinación no están optimizados del todo. También presenta la desventaja de estar diseñado para el mosaico de NOAO, cuya geometría es más simple que la de WFC, por lo que generalizar a mosaicos de CCDs más complejos resulta difícil la primera vez que se trabaja con ellos.

El muestreo GOYA tiene prevista la obtención un gran volumen de datos en varios filtros ópticos con INT/WFC, de forma que necesitábamos automatizar y simplificar el proceso de reducción. A pesar de que existe un paquete de reducción de datos de esta cámara diseñado por el grupo del INT, éste efectúa el proceso de reducción de forma muy global y desarrolla algunos pasos de forma muy básica. Una de las desventajas de este paquete es que no presenta tantas opciones ni posibilidades como MSCRED, y al fin y al cabo, muchos de los pasos de la reducción habría que efectuarlos con MSCRED u otras tareas de IRAF. Por otra parte, la codificación en la cabecera del WCS que emplea el INT es algo anticuada, y versiones muy actualizadas de IRAF no la reconocen.

Por todo lo anterior y paralelamente a la reducción, se ha desarrollado un paquete de tareas que trabaja con MSCRED dentro de IRAF (WFC), especialmente diseñado para la reducción de datos de INT/WFC.

C.2. WFC: Reducción de datos de INT/WFC

WFC está definido y funciona de la misma manera que cualquier otro paquete de tareas de IRAF. A continuación, comentaremos los parámetros de cada una de las tareas de las que consta WFC y su utilidad:

- **dophotcnt**: Introduce la solución fotométrica en la cabecera de las imágenes. Los parámetros de los que consta son los siguientes:

```

PACKAGE = wfc
TASK    = dophotcnt

images =          Images to hedit
r1     =          -25.    r1 photometric zero point (with sign)
r2     =           0.4    r2 photometric airmass coeff (with sign)
r3     =         -0.08    r3 photometric colour coeff (with sign)

```

¹Más información acerca del proyecto del *National Optical Astronomy observatorios* (NOAO), del diseño de MSCRED y el *software* de reducción y análisis de datos astronómicos en: <http://iraf.noao.edu/projects/mosaic>

```

col      =      'U-B'  Colour used in photometric calibration
rms      =      0.    RMS of photometric solution

(airmass =      AIRMASS)  Airmass image header keyword
(err_r1  =      0.)    r1 error
(err_r2  =      0.)    r2 error
(err_r3  =      0.)    r3 error
(verify  =      no)    Verify header editing ?
(verbose  =      yes)   Verbose?
(hlist   =      )
(flpar   =      no)    flush pfile on assign?
(mode    =      ql)

```

Los parámetros obligatorios son la imagen o lista² con las imágenes cuya cabecera vamos a editar (**images**), y los tres coeficientes fotométricos de la calibración junto con sus errores fotométricos: el punto cero (**r1**, **err_r1**), el término correspondiente a la masa de aire (**r2**, **err_r2**) y el de color (**r3**, **err_r3**). También se pueden introducir el color respecto del que se calibra (**col**), la desviación estándar de la calibración en magnitudes (**rms**) y la masa de aire de la imagen (**airmass**). Esta tarea se utilizó para insertar en la cabecera de todas las imágenes la calibración fotométrica de su filtro (§4.2).

- **fitsurf1d1d**: Tarea que ajusta un polinomio a cada una de las filas de una imagen o lista de imágenes (**image**) en primer lugar, y a todas las columnas seguidamente, para suavizar los residuos fila a fila de los anteriores ajustes. Los parámetros a editar son:

```

PACKAGE  =  wfc
TASK     =  fitsurf1d1d

image    =  Image to fit
outimage =  Fit image
(funcnt  =  spline3)  Fitting function
(interac =  yes)      Interactive fitting?

(axi1    =  2)        First axis along which fitting
(o1      =  3)        Order of first fitting function
(lowrej1 =  3.)       Low rejection in sigma of fit
(highrej =  1.)       High rejection in sigma of fit
(gr1     =  10.)     Fit rejection growing radius in pix

(axi2    =  1)        Second axis along which fitting
(o2      =  3)        Order of second fitting function
(lowrej2 =  3.)       Low rejection in sigma of fit
(highrej =  1.)       High rejection in sigma of fit
(gr2     =  10.)     Fit rejection growing radius in pix
(fd1     =  )
(fd2     =  )
(flpar   =  no)       flush pfile on assign?
(mode    =  ql)

```

La salida es la imagen resultante del ajuste (**outimage**). Se puede modificar el tipo de función de ajuste (**funcnt**), el eje o dirección en la que debe efectuarse cada conjunto de ajustes (**axis1** y **axis2**, respectivamente), los órdenes de los

²Al igual que en otras tareas de IRAF, en WFC pueden insertarse listas de imágenes sin más que anteponer un “@” al nombre del fichero que contiene la lista en el parámetro correspondiente.

polinomios en cada dirección (`o1` y `o2`), los niveles de rechazo alto y bajo en σ de cada conjunto de ajustes (`lowrej1` y `highrej1` para la primera dirección y `lowrej2` y `highrej2` para la segunda) y el radio para propagar el rechazo de los ajustes en cada eje (`gr1` y `gr2`). Esta tarea puede ejecutarse interactivamente a través del parámetro `interac`, modo en el que se muestran gráficas de los ajustes y sus residuos para poder cambiar los parámetros de los ajustes sobre la marcha. Es una tarea auxiliar de `wfc.wcfitsurf1d1d`, que resultó muy útil en el ajuste y sustracción de la componente difusa de las imágenes (§4.1.6).

- **maskhigh**: Genera máscaras de los píxeles que sobrepasan un nivel de sigmas a imponer. Los parámetros a editar son:

```

PACKAGE = wfc
TASK    = maskhigh

input   =                               input files (single-extens. files)
(maskroo =                               msk.) prefix for mask file name
(hsigcut =                               3.) upper sigma maskout factor
(statsec = [1001 : 2000, 2001 : 3000]) section for mean, sigma
(flpar   =                               no) flush pfile on assign?
(mode    =                               ql)

```

Esta tarea trabaja sobre imágenes uniextensión (`input`). Crea ficheros de salida en los que se identifican las posiciones de todos los píxeles de la imagen que superan un nivel dado (`highcut`), dado en número de σ sobre la media de una sección de la imagen (`statsec`). Los ficheros de salida se nombran utilizando un prefijo (`maskroot`), seguido del nombre de la imagen. Esta tarea es llamada por (`wfc.wfcflatcombine`), para caracterizar estructuras luminosas residuales (estrellas desenfocadas) en los *flatfields* de cielo.

- **photcalib**: Tarea diseñada para llamar interactivamente a PHOT sobre una lista de imágenes MEF. Consta de los parámetros siguientes:

```

PACKAGE = wfc
TASK    = photcalib

input   =                               List of input images
fwhmsig =                               List of FWHM and sky STDDEV

(extensi =                               4) Extension to do photometry to
(output  =                               default) Output photometry file(s)
                                                (default: image.mag)
(datapar =                               ) Data dependent parameters
(centerp =                               ) Centering parameters
(fitskyp =                               ) Sky fitting parameters
(photpar =                               ) Photometry parameters

(fd1    =                               )
(fd2    =                               )
(flpar  =                               no) flush pfile on assign?
(mode   =                               ql)

```

Esta tarea permite editar todos los parámetros asociados a `daophot.phot` desde ella: parámetros dependientes de los datos (`datapars`), del algoritmo de centrado (`centerpars`), de los de ajuste de cielo (`fitskypars`) y de los de la

fotometría (**photpars**). Estas listas de parámetros son estándares en IRAF, por lo que se pueden consultar en las ayudas correspondientes de IRAF. Además de la lista de imágenes sobre las cuales se va a efectuar la fotometría (**input**), se requiere una lista con las FWHMs de las PSFs y las RMS del cielo de cada imagen (**fwhmsig**). Pueden modificarse la extensión sobre la que se va a efectuar la fotometría (**extensi**) y el sufijo que se añade al nombre de la imagen para crear el nombre de los ficheros de salida (**output**). Éstos compilan toda la información de la fotometría de la imagen: posiciones en las que se han detectado las fuentes, flujo, error del flujo, magnitud, error en la magnitud, cielo, etc.

- **selectkeyw**: Tarea completamente equivalente a **images.hselect** para trabajar sobre ficheros MEF sin tener que seleccionar una extensión. Los parámetros que presenta son:

```

PACKAGE = wfc
TASK    = selectkeyw

images =                Images from which selection is to be drawn
fields =                Fields to be extracted
condit =                no Any condition to the selection?
(output =                STDOUT) Output file
(extens =                1) Image extension to use in case of MEF

(keywtyp = string) Keyword type (string|number) for comparing
(keyw   =          ) Keyword for comparing in images
(svalu  =          ) If keyword is a string, value for comparing
(stroper = =)       If keyword is a string, operator for comparing
(nvalu  = 0.)       If keyword is a number, value for comparing
(oper   = =)       If keyword is a number, operator for comparing

(fd1    =          )
(flpar  = no) flush pfile on assign?
(mode   = ql)

```

Además del nombre de las imágenes a las que se quiere extraer la información (**images**), se debe insertar obligatoriamente el nombre o nombres de las claves que queremos extraer de la cabecera (**fields**), y si se va a imponer alguna condición booleana a los mismos a la hora de ser considerados (**condit**). La información de salida puede darse por terminal o dirigirla a un fichero (**output**). El parámetro (**extens**) define las extensiones sobre cuya cabecera vamos a trabajar. En caso de que queramos imponer una condición (**condit=yes**), se deben editar los parámetros siguientes:

- **keyw**: Nombre de la clave de la cabecera sobre cuya información se va a imponer la condición.
- **keywtyp**: Tiene sólo dos valores posibles: **string** o **number**. Define el tipo de valor que guarda la clave **keyw**.
- **svalu**: Si **keyw** guarda información no numérica, aquí se debe introducir el valor no numérico con el cual vamos a comparar el campo de **keyw** para

imponer la condición.

- **stroper**: Tipo de operador booleano impuesto en caso de que **keyw** guarde información no numérica. En este caso, se limita a “igual” y “no igual” (= y !=).
- **nvalu**: Si **keyw** guarda información numérica, aquí se introduce el valor numérico con el cual vamos a comparar **keyw** para imponer la condición.
- **oper**: Tipo de operador booleano impuesto en caso de que **keyw** guarde información numérica. En este caso, puede ser “igual” (=), “desigual” (!=), “mayor” o “menor” (>, <) y “mayor o igual” o “menor o igual” (<=, >=).

Con esta tarea pueden seleccionarse, por ejemplo, las imágenes de un filtro dado o extraer el tiempo de exposición de cada una. Genera directamente listas con la información requerida, y en caso de pedir el nombre de la imagen (**keyw=\$I**), lo extrae sin añadir ninguna extensión, por lo que es una tarea útil para generar listas de entrada sin tener que editarlas, al contrario que con `images.hselect`.

- **wfcombine**: Tarea para la combinación de imágenes por media o por mediana, con múltiples parámetros de rechazo (tanto por niveles como por algoritmos más complejos). A continuación, indicamos los parámetros:

```

PACKAGE = wfc
TASK = wfcombine

input = List of input images
output = Final combined image

combine = average Type of combine operation
(reject = avsigclip) Type of rejection
(scale = mode) Image scaling
(zero = none) Image zero point offset
(weight = none) Image weights
(blank = 1.) Value if there are no pixels
(grow = 0.) Radius (pixels) for neighbor rejection
(statsec = ) Image section for computing statistics

(lthresh = INDEF) Lower threshold
(hthresh = INDEF) Upper threshold
(nkeep = 1) Minimum to keep (> 0) or maximum to reject (< 0)
(nlow = 1) minmax: Number of low pixels to reject
(nhigh = 1) minmax: Number of high pixels to reject
(mclip = yes) Use median in sigma clipping algorithms?
(lsigma = 2.) Lower sigma clipping factor
(hsigma = 0.25) Upper sigma clipping factor

(rdnoise = !READNOIS) ccdclip: CCD readout noise (electrons)
(gain = !GAIN) ccdclip: CCD gain (electrons/DN)

```

```

(snoise = 0.) ccdclSensitivity noise (fraction)
(pclip = -0.5) pclip: Percentile clipping parameter

(medfilt = yes) Median filter to the final image?
(xstep = 20.) Median filter x step
(ystep = 20.) Median filter y step

(verbose = yes) Print operations?
(editit = no) Edit title at the final header?
(tithea = ) Header title of combined image
(fd1 = )
(flpar = no) flush pfile on assign?
(mode = ql)

```

Introduce la posibilidad de pasar un filtro de mediana, con pasos en cada dirección a imponer. Está diseñada para combinar imágenes de campo plano, y para generar patrones de iluminación introducidos en el cielo de las imágenes por la corrección de campo plano (véase §4.1.4). La entrada de la tarea debe ser una lista con las imágenes que se van a combinar (**input**). La salida será la imagen combinada resultante (**output**), en la cual podemos modificar el título de la cabecera, a través de los parámetros **editit** y **tithead**. La combinación puede ser por media, mediana o moda. Sus parámetros son en su mayoría los mismos que los de la tarea **ccdred.combine** de IRAF, por lo que pueden ser consultados en la correspondiente ayuda de IRAF (**reject**, **lhtresh**, **htresh**, **nkeep**, **nlow**, **nhigh**, **scale**, **zero**, **weight**, **blank**, **grow**, **statsec**, **mclip**, **lsigma**, **hsigma**, **rdnoise**, **gain**, **snoise**, **pclip**). El filtro de mediana que hemos incorporado a la tarea se acciona con el parámetro **medfilt**, en cuyo caso se han de definir los pasos para el filtrado en ambas direcciones (**xpass**, **ypass**).

- **wfcctran**: Tarea para cambiar el sistema de referencia celeste al que está referido el WCS de la cabecera de una imagen. Los parámetros de los que consta son:

```

PACKAGE = wfc
TASK = wfcctran

image = WFC/INT image for changing WCS
(outimag = ) Output image
(verbose = yes) Print messages about actions taken?
(update = yes) Update the image header?
(wfcrsp = ) Celestial reference system parameters set
(fd1 = )
(fd2 = )
(flpar = no) flush pfile on assign?
(mode = ql)

```

Esta tarea también traslada todos los cambios al WCS de las cabeceras de las máscaras de píxeles defectuosos, en caso de estar definidas a través del campo **BPM** de la cabecera. La imagen o imágenes de entrada (**image**) pueden ser modificadas directamente si el parámetro **update** se acciona, o pueden modificarse copias de éstas, cuyo nombre se fija con **outimage**. El grupo de parámetros **wfcrsp** fija los parámetros del nuevo sistema de referencia celeste entre los que IRAF dispone: **FK4**, **FK5**, **ICRS**, **noFK4**, aparente, equinoccio, eclíptico, galáctico y supergaláctico. Sus parámetros son:

```

PACKAGE = wfc
TASK    = wfccrspar

(refsyst =          icrs)  Output celestial coordinate system
(equinox =          J2000.0) New equinox (years)
(epoch   =          J2000.0) New epoch (J/Byears)
(nx      =           5)    The coordinate grid size in x
(ny      =           5)    The coordinate grid size in y
(flpar   =          no)    flush pfile on assign?
(mode    =           ql)

```

donde `refsyst` indica el nuevo sistema de referencia celeste, `equinox` y `epoch` indican el equinoccio y la época, y `nx` y `ny` son el tamaño en cada dirección de la red de interpolación que se emplea para remuestrear la astrometría original de la imagen al nuevo sistema de referencia.

- `wfcdisp`: Esta tarea representa cada CCD por separado en un marco distinto de la ventana de visualización. Sólo necesitamos suministrar el nombre del fichero MEF a través del parámetro `image`:

```

PACKAGE = wfc
TASK    = wfcdisp

image   =          WFC/INT image to display
(flpar  =          no)  flush pfile on assign?
(mode   =           ql)

```

- `wfcfirsthedit`: Esta tarea efectúa la primera edición de las cabeceras, introduciendo las claves necesarias para poder representar las 4 CCDs en una ventana de visualización con `mscred.msdisplay`. Indicamos los parámetros a continuación:

```

PACKAGE = wfc
TASK    = wfcfirsthedit

image   =          WFC/INT image for a first header
           editing
outimage =          Output image name
(showing =          yes) Show performed operations?

(verify =          no)  Verify each operation?
(datasec =          [54 : 2101, 1 : 4096]) Image section that correspond to
           data
(ccdsect =          [1 : 2048, 1 : 4096])  CCD section that correspond to data
(biassec =          [14 : 53, 1 : 4096])   Overscan section
(trimsec =          [54 : 2101, 1 : 4096])  Trim section

(detsec1 =          [4097 : 6144, 1 : 4096]) CCD1 section in mosaic/frame
(detsec2 =          [6145 : 8192, 1 : 4096]) CCD2 section in mosaic/frame
(detsec3 =          [1 : 2048, 1 : 4096])   CCD3 section in mosaic/frame
(detsec4 =          [2049 : 4096, 1 : 4096]) CCD4 section in mosaic/frame
(epoch   =          J2000.0) Reference epoch of equinox
(fd1     =          )
(fd2     =          )
(flpar   =          no)  flush pfile on assign?
(mode    =           ql)

```

Esta tarea fue la primera que se utilizó en la reducción de datos, puesto que inserta claves en la cabecera que no aparecen y corrige algunas dadas inco-

rrectamente por el telescopio. Si no se proporcionan nombres para imágenes de salida (`outimage`), las de entrada son modificadas (`image`). Los parámetros tienen por defecto asignados valores para representar las cuatro CCDs de forma paralela. Esto es preferible en primera instancia para poder eliminar el *bias* con `wfc.wfcoverstrim`, ya que esta tarea emplea la sección estándar de *overscan* en las cuatro CCDs, definida en posición paralela. Una vez se haya eliminado el *bias* y cortado las CCDs, puede utilizarse `wfc.wfcpos2` para trasladar las CCD #2 a su posición transversal en el plano focal. Las claves básicas de definición de la posición que esta tarea introduce en las cabeceras son: `DATASEC`, `CCDSEC`, `BIASSEC`, `TRIMSEC` y las cuatro secciones de posicionamiento en el plano focal: `DETSEC1`, `DETSEC2`, `DETSEC3` y `DETSEC4`. Para obtener una descripción de estas claves de la cabecera remitimos a la sección §4.1.1. Esta tarea inserta también la clave de la época (`EPOCH`), la cual no aparece de entrada en los ficheros MEF del telescopio.

- `wfcfit1d1d`: Esta tarea es muy versátil, ya que puede emplearse para sustraer el cielo de una imagen, para ajustar y sustraer la luz difusa, o para obtener una superficie que ajuste a las frecuencias espaciales bajas de una imagen, tales como un patrón de iluminación o *superflat*, y dividir por ella. Utiliza como auxiliar `wfc.fit1d1d` para ajustar un modelo a la emisión extensa de la imagen, con posibilidad de efectuar rechazos. A continuación, mostramos sus parámetros:

```

PACKAGE = wfc
TASK = wfcfit1d1d

image = Image to fit
outimage = Fitted image
type = fit Type of output (fit, difference,
ratio, normratio)

fitpar1 = saturated Fitting parameters set for CCD1
fitpar2 = diffuse Fitting parameters set for CCD2
fitpar3 = gradient Fitting parameters set for CCD3
fitpar4 = plain Fitting parameters set for CCD4
(statsec = [1000 : 2000, 1000 : 2000]) Section for statistics for norm
(func = spline3) Fitting function
(verbose = yes) Print operations?
(fd1 = )
(fd2 = )
(flpar = no) flush pfile on assign?
(mode = ql)

```

La salida puede ser el ajuste, la diferencia de éste con la imagen original, su cociente o su cociente tras normalizar el ajuste, y se selecciona con el parámetro `type`. El nombre de la imagen o imágenes de salida se fija con `outimage`, mientras que en `image` se introduce la imagen o imágenes sobre las que vamos a efectuar los ajustes. Cada CCD puede ajustarse empleando cuatro grupos de parámetros diferentes, que tienen ya definidos los grados del polinomio a ajustar en cada dirección, los niveles de rechazo superior e inferior en σ de ambos ajustes, y el radio de rechazo en ambos casos también. Estos cuatro

grupos de parámetros han sido seleccionados específicamente para reproducir los cuatro casos generales siguientes:

- **Diffuse:** Estructura difusa alargada por reflexiones internas del sistema óptico.
- **Saturated:** Estructura irregular por luz reflejada o dispersa de estrellas saturadas.
- **Plain:** Estructura de fondo plana.
- **Gradient:** Estructura en forma de plano inclinado.

Los valores empleados por cada uno de los grupos de parámetros que acabamos de definir pueden consultarse en la Tabla 4.3. Cada uno de estos tipos de ajustes puede asignarse a cada CCD con los parámetros `fitpar1` (CCD #1), `fitpar2` (CCD #2), `fitpar3` (CCD #3), y `fitpar4` (CCD #4). La función de ajuste es la misma para todos los CCDs y se define por medio de `funct`. En el caso de haber seleccionado que la salida sea el cociente de la imagen original y del ajuste normalizado (como cuando estamos reduciendo de *superflat*), la sección para calcular la norma del ajuste se proporciona a través del parámetro `statsec`. Esta tarea se utilizó para eliminar la luz difusa de los datos (§4.1.6) y en las pruebas de corrección por *superflat* (§4.1.6).

- **wfcfixpix:** Esta tarea se diseñó para crear máscaras de píxeles defectuosos y saturados, e introducir sus nombres en la cabecera de la imagen correspondiente a través de la clave BPM. Mostramos sus parámetros a continuación:

```

PACKAGE = wfc
TASK    = wfcfixpix

image   =                               Image to create/correct from BPM
bpmcor  =                               no  Apply bad pixel mask correction?
(outimag =                               )  Output corrected from BPM
(bpmdir  =                               bpm_) Root name for each BPM directory
(fixfile =                               )  Lists of introduced BPM files
(satur   =                               60000) Saturated pixel threshold
(sgr     =                               0.)  Saturated pixel grow radius
(bleed   =                               50000) Bleed pixel threshold
(blen    =                               5.)  Bleed trail minimum length
(bgr     =                               0.)  Bleed pixel grow radius
(fd1     =                               )
(fd2     =                               )
(fd3     =                               )
(flpar   =                               no)  flush pfile on assign?
(mode    =                               ql)
```

Esta tarea presenta dos ventajas frente a la función de la tarea `mscred.-ccdproc` en la creación de máscaras de píxeles defectuosos. En primer lugar, no sólo genera las cuatro máscaras de píxeles defectuosos de cada imagen MEF de entrada (`image`), sino que permite corregir de ellas por interpolación si se acciona `bpmcor`. En este caso, habría que suministrar una lista de imágenes de salida (`outimag`) si no se desea que se sobrescriban las imágenes. En segundo

lugar, esta tarea permite introducir una lista de cuatro ficheros con las secciones en píxeles de zonas y columnas defectuosas de cada CCD (con `fixfile`), cosa que no es posible con `mscred.ccdproc`. Asimismo, incluye parámetros para definir las características de los trazos sangrantes y los píxeles saturados (`sgr`, `bleed`, `blen`, `bgr`), que se definen exactamente igual que los correspondientes de `mscred.ccdproc`. La tarea escribe el nombre del directorio donde se van a guardar (definido a través del parámetro `bpmdir`) en la clave BPM de la cabecera. En nuestro caso, utilizamos esta tarea únicamente para crear las máscaras, ya que la corrección de éstas se llevó a cabo en la combinación final de las imágenes (§§4.1.7 y 4.4).

- **wfcflatcomb**: Combina las imágenes de campo plano, con la posibilidad de generar unas máscaras que eliminen posibles estrellas de las mismas, mediante la tarea auxiliar `wfc.maskhigh`. Sus parámetros son:

```

PACKAGE = wfc
TASK    = wfcflatcomb

input   =          Input MEF files to combine
output  =          output combined file

(masktyp =          none)  mask type to apply
(makemas =          yes)   Create high mask to remove stars?
(maskroo =          msk.)  prefix for mask file name
(hsigcut =          3.)    upper sigma maskout factor
(statsec = [1001 : 2000, 2001 : 3000]) section for mean, sigma
(flpar   =          no)    flush pfile on assign?
(mode    =          ql)

```

Esta tarea se construyó específicamente para combinar los *flats* de cielo en *B*, ya que algunos de ellos presentaban estrellas desenfocadas (§4.1.4). Las imágenes de *flatfield* de entrada se proporcionan en el parámetro `input`, mientras que el nombre del *flat* combinado se fija con `output`. El proceso de filtrado de las zonas que superan un nivel dado de desviaciones estándar sobre la media se activa con `makemask`. El resto de los parámetros es idéntico a los de la tarea `wfc.maskhigh`.

- **wfclinearity**: Esta tarea aplica la corrección por linealidad de cada CCD. Los parámetros de los que consta son:

```

PACKAGE = wfc
TASK    = wfclinearity

image   =          Image to correct
outimage =          Output image
(expr1  = (1,0 * a) - (2,5E - 06 * (a ** 2)) + (1,2E - 11 * (a ** 3))) Lin. expr. CCD1
(expr2  = (1,0 * a) - (0,5E - 07 * (a ** 2)) - (4,0E - 12 * (a ** 3))) Lin. expr. CCD2
(expr3  = (1,0 * a) - (6,0E - 07 * (a ** 2)))                      Lin. expr. CCD3
(expr4  = (1,0 * a) - (1,5E - 07 * (a ** 2)) - (2,0E - 12 * (a ** 3))) Lin. expr. CCD4
(fd1    =          )
(fd2    =          )
(flpar  =          no)    flush pfile on assign?
(mode   =          ql)

```

De nuevo, los parámetros `image` y `outimage` pueden ser listas de imágenes a

corregir y los nombres de las salidas correspondientes. Los parámetros `expr1`, `expr2`, `expr3` y `expr4` son las correcciones de linealidad a aplicar a cada CCD. Los valores por defecto de los coeficientes que se emplean en cada CCD son los que se indican en la web del muestreo que se está desarrollando con WFC, pero pueden cambiarse. Esta tarea facilitó la aplicación de la linealidad a los ficheros MEF (§4.1.3).

- `wfcnorm`: Tarea que normaliza cada CCD a su media, mediana o moda. Presenta los parámetros siguientes:

```

PACKAGE = wfc
TASK    = wfcnorm

image   =          Image to normalize
outimage =        Output normalized image

(field  =      mean) Field : mean,midpt,mode
(love   =      INDEF) Lower cutoff for pixel values
(uppe   =      INDEF) Upper cutoff for pixel values
(lowthr =      INDEF) Lower cutoff in units of sigma
(highthr =     INDEF) Upper cutoff in units of sigma
(statsec =      ) Section for statistics
(verbose =      yes) Print operations?
(fd1    =      )
(fd2    =      )
(flpar  =      no) flush pfile on assign?
(mode   =      ql)

```

La imagen o lista con las imágenes de entrada se suministra en `image`, mientras que los nombres correspondientes a las salidas se introducen en `outimage`. El tipo de normalización a aplicar (media, mediana o moda) viene dado por el parámetro `field`. Esta tarea permite definir una sección para poder hacer la estadística (`statsec`) e introducir unos filtros para valores altos y bajos, tanto en píxeles (`love`, `uppe`), como en unidades de σ de la imagen (`lowthr`, `highthr`). Esta tarea es auxiliar de otras, como `wfc.wfcfit1d1d`.

- `wfcoverstrim`: Tarea para sustracción del *overscan* de cada CCD, con posibilidad de rechazo y ajuste por un polinomio de un grado indefinido. También puede efectuar el corte de las imágenes a la sección que se desee. Sus parámetros se especifican a continuación:

```

PACKAGE = wfc
TASK    = wfcoverstrim

image   =          Image to trim and correct from
outimage =        Output image name

(oversec =          [14 : 53, 1 : 4096]) Overscan section
(trimsec  =         [54 : 2101, 1 : 4096]) Trimming section
(ndatase  =          [1 : 2048, 1 : 4096]) New data section
(funct    =          legendre) Fittig function
(ord      =          2.) Order for the fitting

```

```

(interac = no)  Fit overscan interactively?

(sampl  =   )  Sample points to fit
(naver  =  1)  Number of sample points to combine
(niter  =  1)  Number of rejection iterations
(lowrej =  3.) Low sigma rejection factor
(highrej = 3.) High sigma rejection factor
(gr     =  0)  Rejection growing radius
(fd1   =   )
(fd2   =   )
(fd    =   )
(flpar = no)  flush pfile on assign?
(mode  = ql)

```

Además de los parámetros con las imágenes de entrada y salida (`image` y `outimage`), se deben definir la sección de *overscan* (`oversec`), de corte (`trimsec`) y la nueva sección de los datos tras efectuar el corte (`ndatasec`). Como estas secciones serán comunes para todas las CCDs, la posición en la que el CCD #2 debe aparecer ha de ser paralela al resto cuando se utilice esta tarea. Esta es la disposición inicial, una vez hemos editado los ficheros MEF con `wfc.wfcfirsthedit`. Esta posición paralela puede intercambiarse a la posición transversal con la tarea `wfc.wfcpos2`, como veremos a continuación. Asimismo, puede definirse una función de ajuste de *overscan* y su orden a través de `funct` y `ord`, respectivamente. Por otra parte, se pueden emplear algoritmos de rechazo mediante parámetros estándares de `mscred.ccdproc`, cuyo significado puede consultarse en la ayuda correspondiente (`sampl`, `naver`, `niter`, `lowrej`, `highrej` y `gr`). Estos pueden ser modificados en función de las gráficas de residuos que aparecerán en la terminal, en el caso de haber activado el ajuste interactivo con `interac`. Esta tarea se utilizó para corregir de *bias* y cortar las imágenes (véase §4.1.2).

- `wfcpos2`: Esta tarea permite la transposición del CCD #2 desde una posición paralela a las otras tres CCDs a una perpendicular, tal y como realmente se sitúa en el plano focal del telescopio, y viceversa. Indicamos sus parámetros a continuación:

```

PACKAGE = wfc
TASK    = wfcpos2
image   =                               Image for changing CCD2 location
outimage =                               Output image name
position =           paralell            CCD position
(bpmtran =           yes)              If CCD2 BPM image exists, transpose it too?
(overbpm =           no)               If CCD2 BPM image exists, overwrite BPM images?
(bpmdir  =           DEFAULT)          Directory for saving BPM directories.

(verify  =           no)              Verify hedit operations?
(verbose =           yes)              Verbose?
(show    =           yes)              Show performed operations?
(fd1    =           )
(fd2    =           )
(flpar  =           no)              flush pfile on assign?
(mode   =           ql)

```

Esta tarea no sólo transpone la imagen o imágenes iniciales (`image`), asignándoles el nombre de salida correspondiente (`outimage`), sino que además modifica

los campos de la cabecera necesarios para la visualización con `mscred.msdisp` de los cuatro CCDs. Efectúa el mismo proceso con la máscara de píxeles defectuosos del CCD #2, en caso de que estuviera definida en la cabecera a través de la clave BPM. Para ello, se debe activar el parámetro `bpmtran`, y permitir o no que las máscaras se sobrescriban (`overbpm`), y en caso negativo, asignar el nombre al nuevo directorio que ha de guardarlas (`bpmdir`). La posición deseada se define a través de `position`, que es obligatorio. El CCD #2 debe situarse en la posición perpendicular en el momento de efectuar la calibración astrométrica (§4.3), cuando se inserte la astrometría en la cabecera de una imagen con `wfc.wfcwcs`, y en el instante de proceder a combinar las exposiciones en el mismo filtro (véase §4.4).

- `wfcsurfit`: Tarea que ajusta una superficie a cada CCD de WFC. Sus parámetros son:

```

PACKAGE = wfc
TASK    = wfcsurfit

image   =          WFC/INT image for surface fitting
outimage =          Output image
(outtype =          fit) Type of output (fit,residual,response,clean)
(wfcsurf =          ) Fitting parameters for the INT/WFC CCDs
(join    =          yes) Join extensions in MEF?
(verbose =          yes) Print messages about actions taken?
(fd1    =          )
(fd2    =          )
(flpar  =          no) flush pfile on assign?
(mode   =          ql)

```

La salida (`outimage`) puede ser el ajuste a la imagen original (`image`), o el resultado de sustraer o dividir ésta por el ajuste. Cada una de estas posibilidades se selecciona mediante el parámetro `outtype`. La tarea también ofrece la posibilidad de unir o no las 4 extensiones de la salida en un MEF, accionando el parámetro `join`. Adicionalmente, se incluyen parámetros para efectuar rechazos iterativos, e incluso para emplear un filtro de mediana antes de ajustar la superficie. Todos los parámetros de ajuste, rechazo y filtrado se reúnen en el grupo de parámetros `wfc.wfcsurfitpar`, accesibles desde esta tarea, los cuales listamos a continuación:

```

PACKAGE = wfc
TASK    = wfcsurfitpar

(funcio =          spline3) Function to be fit (legendre,chebyshev,
                             spline3)
(crosste =          yes) Include cross-terms for polynomials?
(xorder1 =          2) Order of function in x for CCD1
(yorder1 =          2) Order of function in y for CCD1
(xorder2 =          2) Order of function in x for CCD2
(yorder2 =          2) Order of function in y for CCD2
(xorder3 =          2) Order of function in x for CCD3
(yorder3 =          2) Order of function in y for CCD3
(xorder4 =          2) Order of function in x for CCD4
(yorder4 =          2) Order of function in y for CCD4

```

```

(xmedian = 30) X length of median box
(ymedian = 30) Y length of median box
(median_ = 20.) Minimum fraction of pixels in median box
(lower   = 4.) Number of sigma for pixel rejection
(upper   = 1.) Number of sigma for pixel rejection
(rgrow   = 5) Radius of region growing circle
(n_iter  = 0) Maximum number of rejection cycles
(regions = all) Good regions (all,rows,columns,
border,sections)
(rows    = ) Rows to be fit
(columns = ) Columns to be fit
(border  = 50) Width of border to be fit
(section = ) File name for sections list
(circle  = ) Circle specifications
(div_min = INDEF) Division minimum for response output
(flpar   = no) flush pfile on assign?
(mode    = ql)

```

Los parámetros `function` y `crosste` definen el tipo de polinomio a ajustar y si deseamos emplear términos cruzados en el mismo. Los órdenes del polinomio en cada dirección se explicitan a través de `xorder i` , `yorder i` , donde i varía entre 1 y 4, indicando a qué CCD nos referimos. Los parámetros que definen el filtro de mediana son los pasos de éste en cada dirección (`xmedian` e `ymedian`). Todos los parámetros restantes de rechazo (`lower`, `upper`, `rgrow`, `n_iter`, `regions`, `median_`, `rows`, `columns`, `border`, `section`, `circle` y `div_min`) son los mismos que los de la tarea `images.imsurfit`, por lo que su definición puede consultarse en las ayudas correspondientes de IRAF. En caso de que no existan patrones difusos muy irregulares, esta tarea puede emplearse para eliminarlos. También puede utilizarse para ajustar y sustraer el cielo de una imagen. En nuestro caso, y dado que los patrones de luz difusa eran altamente irregulares, en nuestra reducción se empleó `wfc.wfcfit1d1d`.

- `wfcwcs`: Esta tarea introduce en la cabecera un WCS básico en el sistema ICRS, con una precisión mejor que 0.3'', incluso en las zonas más externas del campo. Para ello, elimina en primer lugar todos los campos de la cabecera relacionados con el WCS del INT, y examina si la imagen está cortada o no, y si el CCD #2 está en la posición transpuesta (la adecuada para que el WCS funcione correctamente). Sus parámetros son:

```

PACKAGE = wfc
TASK    = wfcwcs

image   = WFC/INT image for changing WCS
(outimag = ) Output image
(ra     = RA) Right ascension keyword (hours)
(dec    = DEC) Declination keyword (degrees)
(equinox = EQUINOX) Equinox keyword (years)
(epoch  = EPOCH) Epoch keyword (J/Byears)
(filt   = WFFBAND) Filter keyword

```

```

(newref = no) Change the celestial coordinate system?
(wfccrsp = ) Parameters of new celestial coordinate system
(verbose = yes) Verbose?

(fd1 = )
(fd2 = )
(fd3 = )
(flpar = no) flush pfile on assign?
(mode = ql)

```

Esta tarea elimina todos los campos obsoletos de las cabeceras de las imágenes relacionados con el WCS. Las claves asociadas a la ascensión recta y declinación se transforman al sistema ICRS en caso de hallarse en otro, para lo cual se deben indicar los nombres de las claves de la cabecera que corresponden a la ascensión recta (**ra**), declinación (**dec**), al equinoccio (**equinox**), a la época (**epoch**) y a la banda fotométrica (**filt**). Esta tarea examina si la imagen se ha cortado o no, y si el CCD #2 está transpuesto, ya que esto último es necesario para que el WCS funcione. Por otra parte, es capaz de trasladar todos los cambios al WCS de las cabeceras de las máscaras de píxeles defectuosos, definidas mediante la clave BPM. Por último, esta tarea ofrece la posibilidad de cambiar de sistema de referencia celeste, llamando a la tarea `wfc.wfcctran`. De hecho, desde esta tarea puede accederse a los parámetros de `wfc.wfccrspar`, que ya comentamos en la tarea `wfc.wfcctran`. Una vez generamos el primer WCS para una de las imágenes de WFC (véase la sección §4.3), esta tarea se utilizó para insertarlo en la cabecera de las restantes imágenes. Nótese que para insertar la astrometría final en cada imagen, se debe tener en cuenta la banda en la que se ha tomado la misma. Como sólo tenemos la astrometría disponible para nuestras dos bandas (*U* y *B*), en caso de que el filtro sea distinto, se aplica la astrometría en *B*. Posteriormente, puede perfeccionarse con `mscred.msctpeak` (§4.3).

Todas las tareas presentan la posibilidad de emplearse sobre una única imagen MEF o sobre una lista de ellas, poseen un conjunto de parámetros o conjuntos de ellos editables de la misma forma que se editan los de cualquier otra tarea de IRAF, constan de avisos y errores y de listados de información (**verbose**). Además, es posible definir una sección en todas aquellas tareas que realizan algún tipo de estadística. Este paquete se utilizará en la reducción de más datos de otros campos de GOYA, tomados con INT/WFC. Los conocimientos adquiridos con la reducción de WFC nos ha permitido ayudar a otros investigadores a desarrollar la astrometría no sólo de INT/WFC, sino de otras cámaras mosaico, y a combinar las exposiciones MEF en una única imagen final.

C.3. Breve guía de reducción de datos de INT/WFC

Comentaremos brevemente el procedimiento a seguir para la reducción de datos de INT/WFC con WFC, el paquete de tareas diseñado por nosotros a tal efecto, y MSCRED. Se pueden consultar algunos ejemplos de los parámetros a utilizar en las

tareas de WFC en el apartado anterior. Los pasos básicos a seguir en la reducción son:

1. Editar las cabeceras y corregirlas (§4.1.1):

Para ello, se utilizará `wfc.wfcfirsthedit`.

2. Eliminar el *bias* de las imágenes y cortarlas (§4.1.2):

Para lo cual, puede emplearse la tarea `wfc.wfcoverstrim` si se quiere emplear la sección de *overscan*. En caso de disponer de imágenes de *bias*, se pueden combinar con `wfc.combine` sin ningún tipo de rechazo o filtro, y sustraer el resultado con `mscred.msarith` a todas las imágenes. Para cortar únicamente las imágenes, puede utilizarse `mscred.ccdproc`.

3. Corregir la linealidad de las CCDs (§4.1.3):

Se puede emplear la tarea `wfc.wfclinearity` para ello, con los coeficientes de linealidad del ING (los designados por defecto) o introduciendo otros cualesquiera.

4. Generar los *flatfields* en cada banda y corregir de la planitud del campo (§4.1.4):

Se pueden utilizar las tareas `wfc.wfcflatcombine` o `wfc.wfccombine` para combinar las imágenes MEF de *flats* de cúpula y/o de cielo en cada banda. Para dividir las imágenes de ciencia entre los *flatfields* combinados es recomendable utilizar `mscred.ccdproc`, cuidando de eliminar la clave CCDMEAN de la cabecera de los *flats* combinados, para que la tarea no escale por ella las imágenes (§4.1.5). De esta forma, conseguimos eliminar las diferencias por ganancia entre las cuatro CCDs de WFC (§4.1.5). Pero, en caso de que no nos interese, ya sea porque preferimos hacer una calibración relativa entre ellas o por cualquier otra razón, se puede normalizar el *flatfield* combinado con `wfc.wfcnorm`, y dividir entre él las imágenes de ciencia utilizando `mscred.-msarith`. Una buena reducción de *flatfield* debe ser capaz de eliminar el viñeteo de las CCDs en su mayor parte.

5. Aplicar la normalización a cuentas promedio (§4.1.5):

La definición y cálculo de esta normalización está ampliamente comentado en §4.1.5, y una vez calculada, puede aplicarse con `mscred.msarith`.

6. Eliminar la luz difusa (§4.1.6):

La tarea `wfc.wfcfit1d1d` fue desarrollada con este fin, y ha resultado ser muy efectiva en la eliminación de patrones muy irregulares de luz difusa de estrellas saturadas o procedentes de reflexiones internas de la óptica del telescopio. Esta tarea puede darnos la imagen MEF con las superficies ajustadas únicamente (`type=fit`), que después se han de sustraer a las imágenes correspondientes

(puede emplearse `mscred.mscarith` para ello), o directamente podemos pedir a la tarea que nos proporcione la sustracción (`type=difference`). En el caso de que el patrón de luz difusa no sea muy irregular, se puede eliminar con la tarea `wfc.wfcsurfit`, que utiliza superficies regulares para ajustar el patrón difuso. La opción `outtype=residual` nos proporcionaría los residuos resultantes de sustraer el patrón ajustado a la imagen de ciencia correspondiente.

7. Corregir por *superflat* (§4.1.6):

En caso de que los datos obtenidos no presenten patrones de luz difusa prominentes ni estrellas muy saturadas, se puede proceder a la generación de un *superflat*, siempre y cuando el número de imágenes de ciencia y sus desplazamientos relativos en el mismo filtro sean lo suficientemente elevados. A pesar de que éste no era nuestro caso, hemos desarrollado tareas con este fin: `wfc.wfccombine`, `wfc.wfcfit1d1d` y `wfc.wfcsurfit`.

Si utilizamos la primera tarea para hacer una combinación de todas las imágenes de ciencia una vez se han corregido por *flat*, se deben emplear uno de los algoritmos de rechazo de la tarea con objeto de eliminar todos los objetos en cada imagen. La normalización se haría con `wfc.wfcnorm` y, para dividir por el *superflat* resultante, podemos usar `mscred.mscarith`.

Por otra parte, la tarea `wfc.wfcfit1d1d` también incorpora fuertes algoritmos de rechazo para ajustar las frecuencias espaciales bajas de la imagen. Se podrían extraer ajustes al fondo de cada imagen de ciencia (`type=fit`), y combinarlos todos con `wfc.wfccombine`, lo que nos minimizaría los residuos aún más que en la opción anterior (sólo con `wfc.wfccombine`). El *superflat* resultante debería ser normalizado (`wfc.wfcnorm`), antes de dividir todas las imágenes de ciencia por él con `mscred.mscarith`. La tarea `wfc.wfcfit1d1d` podría ser útil en el hipotético caso de que sólo tuviéramos una imagen de ciencia con una contribución despreciable de luz difusa, ya que podría ofrecernos el cociente entre la imagen de ciencia y su ajuste normalizado mediante la opción `type=normratio`, con lo cual habríamos corregido ya el patrón de iluminación insertado por la corrección de campo plano, si conseguimos filtrar los objetos adecuadamente.

La tarea `wfc.wfcsurfit` también podría utilizarse para ajustar los patrones de iluminación de cada imagen, activando sus algoritmos de rechazo. Al igual que en el caso de `wfc.wfcfit1d1d`, se combinarían los ajustes resultantes (`wfc.wfccombine`), se normalizaría el resultado (`wfc.wfcnorm`) y se dividiría por él todas las imágenes de ciencia (`mscred.mscarith`). En caso de disponer de tan sólo una exposición en una banda, podemos proceder con esta tarea de forma similar a con `wfc.wfcfit1d1d`, pero accionando la opción `outtype=response` en `wfc.wfcsurfit`.

8. Situar el CCD #2 en la posición transversal:

A partir de este momento, será necesario que el CCD #2 ocupe la posición aproximada que tiene en el plano focal del telescopio. La edición inicial que hicimos con `wfc.wfcfirtshedit` la colocó paralelamente al resto de CCDs. Intercambiar entre ambas posiciones es simple con `wfc.wfcpos2`. Una vez lo hayamos hecho, podemos emplear `mscred.mscreddisplay` para visualizar las cuatro extensiones en un mismo marco de la pantalla, o `wfc.wfcdisp` para representar cada una en un marco diferente.

9. Corregir los píxeles defectuosos (§4.1.7):

Para crear las máscaras de píxeles defectuosos, se ha creado la tarea `wfc.-wfcfixpix`, que aúna la información de secciones defectuosas de las CCDs y la de los píxeles saturados y sangrantes. La primera es insertada mediante cuatro ficheros editables con dichas secciones, uno por CCD. Las áreas saturadas y sangrantes se definen mediante una serie de parámetros (véase la definición de éstos en la sección anterior). Se puede corregir directamente de estas máscaras mediante una interpolación con los píxeles anexos a las regiones defectuosas no considerados como tales (`bpmcor=yes`). Pero es mejor reservar esta corrección para la combinación final de cada campo, ya que estas zonas defectuosas estarán situadas en regiones de cielo desplazadas entre sí en las distintas exposiciones, por lo que es probable que dispongan de datos en otras imágenes. Las máscaras de píxeles defectuosos se asocian a su imagen correspondiente a través de la clave BPM en la cabecera.

10. Efectuar la calibración fotométrica (§4.2):

La tarea `wfc.photcalib` tiene la ventaja de que llama interactivamente a `daophot.phot` de IRAF sobre una lista de MEF. Por otra parte, presenta accesos directos a los grupos de parámetros básicos que se han de editar cuando se ejecuta `daophot.phot` (`datapars`, `centerpars`, `fitskypars` y `photpars`), lo cual simplifica la calibración en gran medida. Una vez que la calibración ya está efectuada, se puede insertar en la cabecera de la imagen mediante la tarea `wfc.dophotcnt`.

11. Efectuar la calibración astrométrica (§4.3):

Cuando se dispone de una imagen de WFC con la astrometría en la cabecera, se puede copiar esta información astrométrica a otras imágenes con la tarea `mscred.mscredsetwcs`. En caso de ser de la misma banda, es posible que la astrometría no precise de más correcciones. Pero, en caso de que los filtros sean distintos, se deberá utilizar `mscred.mscredsetpeak` para ajustar una nueva astrometría y corregir las diferencias (véase la ayuda de esta tarea en IRAF). A veces, con una corrección lineal es suficiente (`mscred.mscredmatch`). Disponer de una astrometría de referencia es una gran ventaja a la hora de reducir, pues se evita el tener que crear un WCS básico, tal y como tuvimos que hacer nosotros (§4.3).

Una opción que hemos incluido en WFC es emplear `wfc.wfcwcs` para introducir la astrometría en la cabecera de las imágenes desde unos ficheros que contienen toda la información astrométrica de las bandas *U* y *B* de nuestras imágenes, cuya precisión es inferior al píxel ($\lesssim 0,3'$). Esta tarea inserta la información en la cabecera de las imágenes de entrada, según la banda de la imagen. En el caso de que el filtro de esta imagen no sea ninguno de los nuestros, se utiliza la astrometría en *B* por defecto; en cuyo caso se requerirá de alguna corrección, tal y como ya hemos comentado.

12. Sustracción de cielo (§4.1.6):

Si hemos tenido que corregir de luz difusa, el cielo se habrá corregido por defecto. En caso contrario, podemos eliminarlo utilizando `wfc.wfcfit1d1d`, utilizando la opción de ajuste “plain” en todas las CCDs (en `fitpar1`, `fitpar2`, `fitpar3` y `fitpar4`), y pidiendo a la tarea que nos proporcione la diferencia de cada imagen con su ajuste (`type=diference`). También podemos emplear `wfc.wfcSURFIT`, que ajusta una superficie a la imagen; aunque debemos fijar los órdenes de ajuste en cada dirección, teóricamente a 1, ya que el cielo es una constante en todo el campo. Esta tarea también puede proporcionar la diferencia de cada imagen con el resultado de su ajuste (`outtype=residual`).

13. Combinar las imágenes (§4.4):

El método seguido en este trabajo para combinar las imágenes y obtener los mapas de exposición es el de Valdés (1998), el cual describimos brevemente en §4.4. En él se emplean las siguientes tareas de MSCRED: `mscred.mscimage`, `mscred.mscimatch` y `mscred.mscstack`. Remitimos a dicha sección y a las ayudas de IRAF para más información.

El procedimiento de reducción que acabamos de describir es extensible a datos en óptico de cualquier cámara mosaico. En las bandas ópticas más rojas (*I* y *R*), el telescopio genera franjas de interferencia, que se pueden ajustar y sustraer de cada imagen con la tarea `wfc.wfcfit1d1d`.

D

Apéndice: Formato FITS para datos de N -cuerpos

Las simulaciones de N -cuerpos se han convertido en una herramienta muy común en el estudio de fenómenos astrofísicos, desde el advenimiento de los primeros ordenadores con potencia de cálculo suficiente en los años 90. Varios autores han señalado la necesidad de que existan entornos de programación, formatos de datos y programas de análisis comunes a toda la comunidad científica, tales como IRAF para los observadores. Con el fin de facilitar y estandarizar el análisis de los modelos, hemos generalizado el formato binario en el que se suele guardar la información de los modelos a ficheros FITS, siguiendo las ideas para este formato propuestas por Barnes et al. (1988) y Teuben (1993).

D.1. La necesidad de un formato común

Los códigos de N -cuerpos no colisionales ni disipativos suelen proporcionar siete números por partícula en cada paso de tiempo de integración: la posición, la velocidad y su masa o potencial. Cuando el código incluye hidrodinámica y procesos de formación estelar, la información por partícula se incrementa al entrar en juego muchos otros parámetros físicos que, en el caso anterior, se obvian, tales como la temperatura, la densidad, el tipo de partícula (si es gas o estrella), el instante de formación (en caso de ser una partícula estelar), la longitud de suavizado, etc. Además, cada simulación debe almacenar sus parámetros para estar completamente definida. Actualmente, se están utilizando del orden de $10^5 - 10^8$ partículas por simulación, lo que claramente está complicando no sólo el almacenaje de los datos, sino también su análisis y visualización. De ahí que surja la necesidad de estandarizar los formatos, con el fin de poder desarrollar herramientas potentes de análisis y visualización que puedan ser empleadas por toda la comunidad científica.

Muchos autores disponen de paquetes de análisis propios, algunos muy sofis-

ticados, que trabajan con determinados formatos (como STARLAB³, IPSY⁴, IFRIT⁵, ASTROMD⁶, XNBODY⁷, VIRGO⁸, entre otros muchos); sin que por ahora exista estandarización alguna. Siguiendo a Teuben (1993), para que un código de almacenamiento de datos de N -cuerpos pudiese ser considerado como estándar, debería ser independiente de la máquina, estar bien documentado y ser autoexplicativo hasta cierto punto. Por otra parte, debería mostrar gran flexibilidad, para poder almacenar una gran variedad de estructuras de datos, lo que lo convertiría en extensible y eficiente. Esto elimina directamente cualquier tipo de formato en ASCII, sobretodo si la precisión y la capacidad es importante.

Teniendo en cuenta las condiciones del párrafo anterior, Barnes et al. (1988) fueron los primeros en proponer un formato estándar para datos de N -cuerpos basado en el formato FITS⁹. El formato FITS (*Flexible Image Transport System*, Wells et al. 1981; Cotton et al. 1995) se ha convertido en un formato estándar no sólo en la Astrofísica, sino en muchas otras ramas científicas. De hecho, algunas divisiones de la NASA exigen que sus datos públicos se encuentran almacenados en formato FITS. Este formato presenta la ventaja de que puede almacenar formato binario y ASCII al mismo tiempo, soporta tablas binarias (lo que incrementa su eficiencia) y presenta la posibilidad de ampliar un fichero con varias extensiones (es, por tanto, extensible). Los datos numéricos se mantienen en formato IEEE, lo que garantiza su independencia de la máquina con que trabajemos. Las tablas binarias, las cuales han sido ratificadas por los comités regionales de FITS, son un método excelente de almacenamiento de datos de N -cuerpos.

El código que hemos empleado en nuestros modelos (el TREECODE, véanse Hernquist 1987; Hernquist & Katz 1989; Hernquist 1990a; Hernquist 1990b) proporciona los datos de salida en formato binario siguiendo la implementación XVP de M. Balcells. Ésta proporciona en cada instante de tiempo de salida siete números para cada partícula: posición, velocidad y potencial; mientras que las masas de las partículas se codifican en la cabecera de 128 números reales, sin palabras clave, que existen al principio del fichero. Esta codificación requiere que cada componente galáctica que existe en la simulación presente una masa común para todas las partículas que la constituyen desde el principio. Estas partículas seguirán siendo

³STARLAB fue creado por Piet Hut, Steve McMillan y Jun Makino. Más información en: <http://www.ids.ias.edu/~starlab/starlab.html>.

⁴IPSY fue creado por Neal Katz y Tom Quinn. Más información en: <http://www-hpcc.astro.washington.edu/tools/tipsy/tipsy.html>.

⁵IFRIT fue creado por Gnedin. Más información en: <http://home.fnal.gov/gnedin/IFRIT/>.

⁶ASTROMD es un programa de visualización y análisis de datos multidimensionales. Más información en: <http://cosmolab.cineca.it/>.

⁷XNBODY es una herramienta de visualización por red para el formato de salida del código *nbody6++*. Más información en: <http://www.fz-juelich.de/zam/xnbody/>.

⁸VIRGO es un consorcio de varios proyectos relacionados con las simulaciones a N -cuerpos. Distribuyen su propio *software* de análisis. Más información en: <http://www.virgo.dur.ac.uk/new/index.php>.

⁹El programa de visualización y análisis de datos del formato que ellos mismos han desarrollado se denomina NEMO (Teuben 1993). Más información en: <http://bima.astro.umd.edu/nemo/>.

reconocibles a lo largo de la simulación porque la información relativa a cada una de ellas se conservará en la misma posición en el fichero de salida de cada instante de tiempo. Esta forma de codificar la información es una variante de la de P. Quinn (XVM), en la cual, lo que se proporcionaba era la posición, la velocidad y la masa de cada partícula. La desventaja de estos formatos es que son difícilmente ampliables, por lo que no pueden utilizarse si se utilizan códigos hidrodinámicos y con algoritmos de formación estelar.

Por esta razón, decidimos definir un formato más estándar, que se pudiese ampliar de forma simple para añadir toda aquella información que requiriéramos. Y para ello, nos basamos en el formato FITS, siguiendo las líneas propuestas por Barnes et al. (1988) y Teuben (1993).

D.2. Formato FITS de nuestros modelos de N -cuerpos

Nuestros ficheros de N -cuerpos son ficheros FITS multiextensión (como los de los datos de INT/WFC), de forma que en cada extensión almacenamos la información relativa a un instante de tiempo dado de la simulación en una tabla de datos binaria (BINTABLE). La información se guardará en columnas, refiriéndose cada una a un parámetro físico dado de todas las partículas. Si los conjuntos de datos de distintos tipos de partículas presentasen diferentes atributos, esta información adicional podría guardarse en otras extensiones o empleando *vectores* de longitud variable como columnas, tal y como Teuben (1993) proponen. Por ejemplo, en caso de que tuviéramos partículas SPH, éstas precisarán de parámetros adicionales a los de las partículas N -cuerpos “puras” (no colisionales y no disipativas).

Cada extensión de nuestros ficheros dispone, en principio, de siete columnas: X, Y, Z, VX, VY, VZ y PPOT (posición, velocidad y potencial sobre la partícula). Son matrices de dimensión 1 (podrían presentar más) y de longitud el número de partículas de la simulación. Cada extensión dispone de una cabecera ASCII con palabras clave que codificarán información general relativa al formato de la tabla, al modelo o experimento ejecutado (instante temporal, número de galaxias que intervienen en la simulación, masa de cada una, parámetros globales iniciales del modelo, etc.), a cada grupo de partículas que inicialmente definían una componente en el modelo (masa, número de partículas, tipo de partículas, identificación de las mismas por posición, etc.), e información general acerca de la procedencia de los datos (autor, fecha, código empleado, tipo de máquina, etc.). Adicionalmente, existe una cabecera “general, global o cero” que compila la información común de las cabeceras individuales de todas las extensiones (es decir, a todos los instantes de tiempo) y añade información adicional sobre el formato de las columnas de la tabla.

A continuación, mostramos cómo hemos definido una de las cabeceras globales de nuestros modelos. Salvo las claves generales que describen el formato de la tabla binaria (como TTYPE, NAXIS o TFORM), el resto han sido definidas por nosotros. Cada clave aparece descrita en la propia tabla, a la derecha del valor que ésta adopta:

```

header>> *****
          HEADER : M3TF4D.fits --> EXTENSION :0
header>> *****
SIMPLE    =                               T / Written by IDL: Tue Dec 16 12:39:57 2003
BITPIX    =                               8 /
NAXIS     =                               2 / Binary table
NAXIS1    =                               0 / Number of bytes per row
NAXIS2    =                               0 / Number of rows
TFIELDS   =                               0 / Number of columns
EXTEND     =                               T / FITS dataset may contain extensions
EXTNAME   = 'NBODY '                       / Name of binary table extension
EXTVER    =                               0 / Extension version
EXTLEVEL  =                               1 / Extension level

*** Model information ***
Binary table: NAXIS1 columns by NAXIS2 rows (particles)

NPART     =                               185000 / Number of particles
NSNAP     =                               26 / Number of time snapshots in file
GRAVCONS  =                               1.00000 / Gravitational constant
NDIM      =                               3 / Number of dimensions
NGAL      =                               2 / Number of galaxies
FORMAT    =                               1 / 1 original file contained xvp, 0 other
NGROUPS   =                               6 / Number of body mass groups

*** Groups of mass definitions ***

GR1NPAR   =                               40000 / Bodies 1:n1 have mass m1
GR1PMAS  =                               2.04450E-05 / The body mass m1
GR1GAL   =                               1 / Galaxy to which group of particles belongs
GR1TYPE  = 'STARS '                       / Type of matter
GR1COMP  = 'DISK '                         / Initial galaxy component of group
GR2NPAR   =                               50000 / Bodies n1+1:n2 have mass m2
GR2PMAS  =                               4.22370E-05 / The body mass m2
GR2GAL   =                               1 / Galaxy to which group of particles belongs
GR2TYPE  = 'STARS '                       / Type of matter
GR2COMP  = 'BULGE '                       / Initial galaxy component of group
GR3NPAR   =                               140000 / Bodies n2+1:n3 have mass m3
GR3PMAS  =                               5.73489E-05 / The body mass m3
GR3GAL   =                               1 / Galaxy to which group of particles belongs
GR3TYPE  = 'DARK '                        / Type of matter
GR3COMP  = 'HALO '                        / Initial galaxy component of group
GR4NPAR   =                               150000 / Bodies n3+1:n4 have mass m4
GR4PMAS  =                               8.99001E-06 / The body mass m4
GR4GAL   =                               2 / Galaxy to which group of particles belongs
GR4TYPE  = 'STARS '                       / Type of matter
GR4COMP  = 'DISK '                         / Initial galaxy component of group
GR5NPAR   =                               155000 / Bodies n4+1:n5 have mass m5
GR5PMAS  =                               9.28617E-06 / The body mass m5
GR5GAL   =                               2 / Galaxy to which group of particles belongs
GR5TYPE  = 'STARS '                       / Type of matter
GR5COMP  = 'BULGE '                       / Initial galaxy component of group
GR6NPAR   =                               185000 / Bodies n5+1:n6 have mass m6
GR6PMAS  =                               1.89130E-05 / The body mass m6
GR6GAL   =                               2 / Galaxy to which group of particles belongs
GR6TYPE  = 'DARK '                        / Type of matter
GR6COMP  = 'HALO '                        / Initial galaxy component of group

*** General information ***

COORDSYS  = 'CARTESIAN'                   / Coordinate system
CODE      = ' '                            / N-body code which generated model
VERSION   = 'v1.0 '                       / XVP2FITS version
VERSDATE  = 'Nov/2003'                    / XVP2FITS version date
DATE      = '16/Dec/2003'                 / FITS file creation date
AUTHOR    = 'mcm '                        / Author of data
COMPUTER  = 'SUNW '                       / Computer system
HOSTNAME  = 'camaron '                    / Host name
ORIGFILE  = 'M3TF4D.xvp1'                 / Original file name
HISTORY   = XVP2FITS M3TF4D.xvp1
END

```


La cabecera particular de cada extensión va a estar referida al instante de tiempo cuya información se guarda en dicha extensión. Por tanto, va a incluir el tiempo, el momento angular y la energía totales en dicho instante de tiempo, la distancia entre los centroides de cada galaxia y todos aquellos parámetros globales dependientes del tiempo que hemos considerado relevantes. Un ejemplo de cabecera individual de cada extensión se muestra a continuación. Al igual que antes, cada clave aparece descrita en la propia tabla:

```
header>> *****
          HEADER : M3TF4D.fits -- > EXTENSION :26
header>> *****
XTENSION  = 'BINTABLE'           /Written by IDL: Tue Dec 16 12:41:40 2003
BITPIX    =                    8 /
NAXIS     =                    2 /Binary table
NAXIS1    =                    28 /Number of bytes per row
NAXIS2    =                   185000 /Number of rows
PCOUNT    =                    0 /Random parameter count
GCOUNT    =                    1 /Group count
TFIELDS   =                    7 /Number of columns
COMMENT   *** Column formats ***
COMMENT   TFORM1 = 'E ' /
COMMENT   TFORM2 = 'E ' /
COMMENT   TFORM3 = 'E ' /
COMMENT   TFORM4 = 'E ' /
COMMENT   TFORM5 = 'E ' /
COMMENT   TFORM6 = 'E ' /
COMMENT   TFORM7 = 'E ' /
COMMENT   *** Column Names ***
COMMENT   TTYPE1 = 'X ' /
COMMENT   TTYPE2 = 'Y ' /
COMMENT   TTYPE3 = 'Z ' /
COMMENT   TTYPE4 = 'VX ' /
COMMENT   TTYPE5 = 'VY ' /
COMMENT   TTYPE6 = 'VZ ' /
COMMENT   TTYPE7 = 'PPOT ' /
COMMENT   *** End of required fields ***
COMMENT   EXTNAME = 'NBODY ' /Name of binary table extension
COMMENT   EXTVER  =                    26 /Extension version
COMMENT   EXTLEVEL =                    1 /Extension level

          *** Model information ***
          Binary table: NAXIS1 columns by NAXIS2 rows (particles)

NPART     =                   185000 /Number of particles
NSNAP     =                    26 /Number of time snapshots in file
ITER      =                    100 /Iteration number
TIME      =                    100 /Time interval
ETOTAL    =                   7.10340 /Total energy
AMTOTAL   =                   2.90699 /Total angular momentum
MASSTOT   =                   5.83029 /Total mass
GRAVCONS  =                   1.00000 /Gravitational constant
```

```

NDIM      =          3  /Number of dimensions
NGAL      =          2  /Number of galaxies
MASSTOT1  =      6.39975 /Total mass of galaxy 1
RADHM1    =      1.00000 /Half mass radius of galaxy 1
RMAX1     =      0.00000 /Initial rmax of galaxy 1
AMX1      =      0.525247 /Angular momentum of galaxy 1 in x
AMY1      =     -0.0919662 /Angular momentum of galaxy 1 in y
AMZ1      =      2.05554  /Angular momentum of galaxy 1 in z
MASSTOT2  =      0.703645 /Total mass of galaxy 2
RADHM2    =      0.330000 /Half mass radius of galaxy 2
RMAX2     =      0.00000 /Initial rmax of galaxy 2
AMX2      =      0.177056 /Angular momentum of galaxy 2 in x
AMY2      =      0.126152 /Angular momentum of galaxy 2 in y
AMZ2      =      1.43448  /Angular momentum of galaxy 2 in z
DISTANCE  =      0.175378 /Separation between galaxies centroids
ORBPHASE  =      260.956  /Orbital phase
ZDISTANC  =      0.0275619 /Z of separation between glxs centr
VELRAD    =      0.0598055 /Radial component of relative velocity
VELTAN    =      0.0112912 /Tangential component of relative velocity
VELZ      =      0.0163140 /Z-component of relative velocity
FORMAT    =          1  /1 file contains xvp, 0 otherwise
NGROUPS   =          6  /Number of body mass groups

*** Groups of mass definitions ***

NPART1    =          40000 /Bodies 1:n1 have mass m1
PMASS1    =      2.04450E-05 /The body mass m1
GALX1     =          1  /Galaxy to which group of particles belongs
TYPE1     =  'STARS '  /Type of matter
COMP1     =  'DISK '  /Initial galaxy component of group
SOFTLN1   =      0.0200000 /Epsilon (softening length)
NPART2    =          50000 /Bodies n1+1:n2 have mass m2
PMASS2    =      4.22370E-05 /The body mass m2
GALX2     =          1  /Galaxy to which group of particles belongs
TYPE2     =  'STARS '  /Type of matter
COMP2     =  'BULGE ' /Initial galaxy component of group
SOFTLN2   =      0.0200000 /Epsilon (softening length)
NPART3    =          140000 /Bodies n2+1:n3 have mass m3
PMASS3    =      5.73489E-05 /The body mass m3
GALX3     =          1  /Galaxy to which group of particles belongs
TYPE3     =  'DARK '  /Type of matter
COMP3     =  'HALO '  /Initial galaxy component of group
SOFTLN3   =      0.0200000 /Epsilon (softening length)
NPART4    =          150000 /Bodies n3+1:n4 have mass m4
PMASS4    =      8.99001E-06 /The body mass m4
GALX4     =          2  /Galaxy to which group of particles belongs
TYPE4     =  'STARS '  /Type of matter
COMP4     =  'DISK '  /Initial galaxy component of group
SOFTLN4   =      0.0200000 /Epsilon (softening length)
NPART5    =          155000 /Bodies n4+1:n5 have mass m5
PMASS5    =      9.28617E-06 /The body mass m5
GALX5     =          2  /Galaxy to which group of particles belongs
TYPE5     =  'STARS '  /Type of matter
COMP5     =  'BULGE ' /Initial galaxy component of group
SOFTLN5   =      0.0200000 /Epsilon (softening length)
NPART6    =          185000 /Bodies n5+1:n6 have mass m6
PMASS6    =      1.89130E-05 /The body mass m6
GALX6     =          2  /Galaxy to which group of particles belongs
TYPE6     =  'DARK '  /Type of matter
COMP6     =  'HALO '  /Initial galaxy component of group
SOFTLN6   =      0.0200000 /Epsilon (softening length)

```

```
*** General information ***

COORDSYS = 'CARTESIAN'           /Coordinate system
CODE      = ' '                  /N-body code which generated model
VERSION   = 'v1.0 '             /XVP2FITS version
VERSDATE  = 'Nov/2003'         /XVP2FITS version date
DATE      = '16/Dec/2003'      /FITS file creation date
AUTHOR    = 'mcem '            /Author of data
COMPUTER  = 'SUNW'              /Computer system
HOSTNAME  = 'camaron '         /Host name
ORIGFILE  = 'M3TF4D.xvp1'      /Original file name
HISTORY   XVP2FITS M3TF4D.xvp1
END
```

Este formato facilita el almacenamiento e intercambio de datos de N -cuerpos, incluso a pesar de que las columnas de las tablas binarias presenten configuraciones diferentes o definiciones personales. Resulta sencillo comprenderlas y leerlas gracias a la información codificada en las cabeceras. Asimismo, se puede extender al número de componentes y galaxias que queramos, sin más que ir añadiendo columnas a las tablas y definiéndolas coherentemente en las cabeceras. Finalmente, nos queda indicar que se han desarrollado una serie de programas en IDL que trabajan con este formato para efectuar el análisis morfológico, estructural, cinemático y dinámico de nuestros modelos.

E

Apéndice: Acrónimos empleados en el texto

La mayor parte de los acrónimos empleados en el texto proceden del término en inglés que define el concepto, o se corresponden con nombres de proyectos, instrumentos o telescopios:

ABP01 Para referirnos al trabajo de Aguerri et al. (2001).

ADU De “Analog-to-Digital Units”. Es el factor de conversión de unidades analógicas a digitales. En nuestro caso se corresponde con el número de electrones al que corresponde una cuenta en cada CCD.

AGN “Active Galactic Nuclei”, o núcleos galácticos con actividad.

APB95 Para referirnos al trabajo de Andredakis et al. (1995).

BGP04a Para referirnos al trabajo de Balcells et al. (2004a).

BGP04b Para referirnos al trabajo de Balcells et al. (2004b).

CADIS “Calar Alto Deep Infrared Survey”, o muestro profundo infrarrojo de Calar Alto.

CAS “Concentration and ASymmetry”. Se refiere a los índices de concentración y asimetría empleados en las clasificaciones paramétricas de la morfología galáctica.

CCD “Charge Coupled Device”. Dispositivo de imagen fotoelectrónico, con un tamaño típico de 1.5 cm de lado. Está compuesto por cristal semiconductor de silicón, dividido en múltiples elementos individuales sensibles a los fotones (píxeles).

- CDM** De “Cold Dark Matter”. Se refiere a las teorías cosmológicas que consideran materia oscura fría, en forma de nuevas y exóticas partículas dentro del marco de varias teorías unificadoras. Entre los más atractivos candidatos para materia oscura fría, están las partículas llamadas axiones, aunque su existencia no ha sido aún confirmada.
- CH03** Para referirnos varias veces en el texto al artículo de Cristóbal-Hornillos et al. (2003).
- DU** “Data Unit”, o unidad de datos.
- EM06a** Para referirnos al trabajo de Eliche-Moral et al. (2006a).
- EM06b** Para referirnos al trabajo de Eliche-Moral et al (2006b).
- EMB06** Para referirnos al trabajo de Eliche-Moral & Balcells (2006).
- EMIR** “Espectrógrafo Multiobjeto InfraRrojo” para GTC.
- EdS** “Einstein-de Sitter”, modelo cosmológico que considera que $\Omega_\Lambda = 1$ y $\Omega_M \sim 0$.
- FBG** De “Faint Blue Galaxy”, o galaxias azules débiles.
- FFT** De “Fast Fourier Transform”, o transformada rápida de Fourier.
- FIR** “Far InfraRed”, o infrarrojo lejano.
- FJ** “Faber-Jackson”, o relación observacional detectada entre la luminosidad y la dispersión de velocidad central en galaxias elípticas y en bulbos de espirales, encontrada por Faber & Jackson (1976).
- FMD** “Fractional mass distribution”, o distribución fraccional de masa.
- FP** “Fundamental Plane”, o plano fundamental de las galaxias. Tradicionalmente, se refiere al plano constituido por los parámetros $r_e\text{-}\sigma_0\text{-}\mu_e$ en las componentes esferoidales de las galaxias (E/S0 y bulbos), aunque también se ha concedido este nombre al plano que configuran los parámetros $h_D\text{-}V_{\text{rot,max}}\text{-}\mu_{0,D}$ de los discos de las espirales.
- FUV** “Far UltraViolet”, o ultravioleta lejano.
- G01** Para referirnos al trabajo de Graham (2001).
- GALEX** “GALaxy evolution EXplorer”, es un telescopio espacial en el rango del UV, operado por la NASA.
- GGB05** Para referirnos al trabajo de González-García & Balcells (2005).
- GOYA** “Galaxy Origins and Young Assembly”. Proyecto del IAC en el que se ha englobado la parte observacional de este trabajo.

- GTC** “Gran Telescopio Canarias”, el telescopio de 10 m que operará en el Observatorio del Roque de los Muchachos.
- GWS** “Groth-Westphal Strip”, tira de Groth-Westphal. Campo de 28 apuntados con HST/WFPC2, definido en Groth et al. (1994).
- H97** Para referirnos varias veces en el texto al artículo de Hogg et al. (1997).
- HDF** “Hubble Deep Field”. Son dos campos profundos efectuados por el telescopio espacial Hubble en zonas de alta latitud galáctica, en cuatro bandas. Cada uno se obtuvo con unas 150 órbitas de exposición, es decir, unos 10 días de tiempo de exposición.
- HST** “Hubble Space Telescope”, el telescopio espacial Hubble, operado por NASA.
- IAC** “Instituto de Astrofísica de Canarias”.
- ICRS** “International Celestial Reference System”, o sistema de referencia celeste internacional. Es un sistema de referencia que cumple las recomendaciones y prescripciones de la Unión Astronómica Internacional (IAU) de 1991. Su origen se sitúa en el baricentro del Sistema Solar, y su polo se dirige en la dirección definida por los modelos convencionales del IAU para la precesión y nutación. El origen de la ascensión recta está implícitamente definido al fijar la ascensión recta de la fuente 3C-273B al valor en J2000.0 en el sistema FK5.
- IMF** “Initial Mass Function”, o función inicial de masas. Es la función que describe el número de estrellas que nacen con una masa $m \in (m, m + dm)$.
- ING** “Isaac Newton Group of telescopes”. Grupo que opera los telescopios William Herschel (4.2 m), Isaac Newton Telescope (2.5 m) y el Jacobus Kapteyn (1.0 m) en nombre del “Particle Physics and Astronomy Research Council” (PPARC) del Reino Unido, del “Nederlandse Organisatie voor Wetenschappelijk Onderzoek” (NWO) de los Países Bajos y del Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC) en España. Está situado en el Observatorio del Roque de Los Muchachos en La Palma.
- INGRID** “Isaac Newton Group Red Imaging Device”. Cámara infrarroja del WHT.
- INT** “Isaac Newton Telescope”, el 2.5 m del Observatorio del Roque de los Muchachos, en La Palma, España.
- IR** “InfraRed”, infrarrojo.
- IRAF** “Image Reduction and Analysis Facility”, es un programa diseñado para la reducción y análisis de datos astronómicos.
- Keck/LRIS** “Keck/Low Resolution Imaging Spectrometer”, es un espectrómetro de baja resolución que opera en el telescopio Keck, que tiene también la posibilidad de hacer imagen.

- K&K04** Para referirnos al trabajo de Kormendy & Kennicutt (2004).
- KI82** Para referirnos al trabajo de Kormendy & Illingworth (1982).
- KPNO** “Kitt Peak National Observatory”.
- LBCG** De “Luminous Blue Compact Galaxies”, o galaxias compactas azules luminosas.
- LF** De “Luminosity Function”, o función de luminosidad de las galaxias. Indica el número de galaxias con una luminosidad L entre $(L, L + dL)$.
- MDS** El “Medium Deep Survey” es un proyecto internacional que emplea el HST en modo “Pure Parallel” con el objetivo de estudiar la naturaleza de las galaxias más lejanas.
- MEF** De “MultiExtension Fits file”. Es un fichero de tipo FITS donde pueden almacenarse a la vez varias imágenes CCD bidimensionales, cada una en una *extensión*.
- Mscred** “MoSaiC data REDuction system”, paquete de tareas de IRAF diseñado por Valdés para la reducción de cámaras mosaico.
- NASA** “National Aeronautics and Space Administration”.
- NED** “NASA Extragalactic Database”, o base de datos extragaláctica de NASA.
- NICMOS** “Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer”, o espectrómetro multiobjeto y cámara infrarroja, que opera en el HST.
- NIR** “Near InfraRed”, o infrarrojo cercano.
- NOAO** “National Optical Astronomy Observatory”, creado para dirigir los observatorios astronómicos terrestres de EE. UU.: Kitt Peak National Observatory, Cerro Tololo Inter-American Observatory y el National Solar Observatory. Representa a los EE. UU. en el Proyecto Internacional Gemini.
- PHP** “PHotometric Plane”, o plano fotométrico de las galaxias. Se refiere al plano que configuran los parámetros $r_e - n - \mu_0$ de las componentes esferoidales de las galaxias (E/S0 y bulbos).
- PLE** “Pure Luminosity Model”, o modelo de luminosidad pura. Son aquellos modelos que consideran únicamente un cambio en la luminosidad intrínseca de las galaxias a lo largo de la historia del Universo, para poder ajustar el número de cuentas de galaxias observado en cada intervalo de magnitud.
- PSF** De “Point Spread Function”, la forma funcional en la que se dispersa en el plano focal de un telescopio la luz procedente de una fuente puntual, debido a la atmósfera.

- QSO** “Quasi-estellar Object”, u objeto cuasiestelar.
- RMS** De “root mean square”, o desviación típica de la media.
- SAM** “SemiAnalytical Model”. Un modelo semianalítico conjuga el tratamiento teórico de un problema con información observacional del mismo.
- SDF** “Subaru Deep Field”, muestreo profundo del telescopio Subaru.
- SDSS** “Sloan Digital Sky Survey” es un muestreo en el que participan varias instituciones y universidades estadounidenses, con el objetivo de muestrear sistemáticamente un cuarto de la bóveda celeste. Además de obtener imágenes detalladas, se ha determinado la posición y la magnitud absoluta de 100 millones de objetos, además de haber medido la distancia a más de un millón de galaxias cercanas.
- SED** “Spectral energy distribution”, distribución espectral de energía de un objeto.
- SFH** “Star Formation History”, o historia de formación estelar.
- SFR** “Star Formation Rate”, o ritmo de formación estelar.
- SIRTF** “Space InfraRed Telescope Facility”, es un telescopio espacial infrarrojo que opera la NASA.
- SSP** “Simple Stellar Population”. Se refiere a los modelos que consideran una única población estelar.
- TF** “Tully-Fisher”. Para referirnos a la relación observacional de Tully & Fisher (1977), entre la luminosidad total de una galaxia espiral y la velocidad de rotación máxima que alcanza su disco.
- UV** “UltraViolet”, o ultravioleta.
- VLA** “Very Large Array”. Es un observatorio radioastronómico en el desierto de Socorro, en Nuevo México, con 27 antenas de 25 m de diámetro.
- WCS** De “World Coordinate System”. Sistema de transformaciones necesario para convertir las posiciones en píxeles de los objetos en la imagen a coordenadas α y δ en el cielo.
- WFC** “Wide Field Camera”, cámara óptica de gran campo que opera en el INT.
- WFPC2** “Wide Field Planetary Camera 2”, cámara óptica que opera en el HST.
- WFS** “Wide Field Survey”, muestreo profundo con WFC que están desarrollando el ING.
- WHT** “William Herschel Telescope”, el 4.2 m del Observatorio del Roque de los Muchachos, en La Palma, España.

Bibliografía

- Abadi, M. G., Navarro, J. F., Steinmetz, M., & Eke, V. R. 2003a, ApJ, 591, 499
- Abadi, M. G., Navarro, J. F., Steinmetz, M., & Eke, V. R. 2003b, ApJ, 597, 21
- Abraham, R. G., Valdés, F., Yee, H. K. C., & van den Bergh, S. 1994, ApJ, 432, 75
- Abraham R. G., van den Bergh S., Glazebrook K., Ellis R. S., Santiago B. X. & Surma P. 1996a, ApJSS, 107, 1
- Abraham R. G., Tanvir N. R., Santiago B. X., Ellis R. S., Glazebrook K. & van den Bergh S. 1996b, MNRAS, 279, L47
- Abraham, R. G., Ellis, R. S., Fabian, A. C., Tanvir, N. R., & Glazebrook, K. 1999, MNRAS, 303, 641
- Aceves, H., & Velázquez, H. 2005a, MNRAS, 360, L50
- Aceves, H., & Velázquez, H. 2005b, RMxAA, 41, 523
- Aceves, H., Velázquez, H., & Cruz, F. 2006, enviado a MNRAS, ArXiv:astro-ph/0601412
- Aguerri, J. A. L. 1999, A&A, 351, 43
- Aguerri, J. A. L., Balcells, M., & Peletier, R. F. 2001, A&A, 367, 428 (ABP01)
- Aguerri, J. A. L., Debattista, V. P., & Corsini, E. M. 2003, MNRAS, 338, 465
- Aguerri, J. A. L., Elías-Rosa, N., Corsini, E. M., & Muñoz-Tuñón, C. 2005, A&A, 434, 109
- Amend, P., & Cutterford, P. 1991, ApJ, 368, 79
- Alonso-Herrero, A., Pérez-González, P. G., Rigby, J., et al. 2004, ApJS, 154, 155
- Andredakis, Y. C. 1998, MNRAS, 295, 725
- Andredakis, Y. C., Peletier, R. F., & Balcells, M. 1995, MNRAS, 275, 874 (APB95)
- Ann, H. B. 1995, JKAS, 28, 209

- Arnouts, S., D'Odorico, S., Christiani, S., Zaggia, S., Fontana, A., Giallongo, E. 1999, *A&A*, 341, 651
- Arnouts, S., et al. 2001, *A&A*, 379, 740
- Athanassoula, E. 1994, en *Mass-Transfer Induced Activity in Galaxies*, Proc. de la Conferencia celebrada en la Universidad de Kentucky, ed. I. Shlosman (Cambridge: Cambridge University Press), pág. 143
- Athanassoula, E. 2005, artículo de revisión en *Planetary Nebulae as Astronomical Tools*, Gdansk (Polonia), 28 June - 2 July 2005, ArXiv:astro-ph/0510808
- Athanassoula, E., & Bureau, M. 1999, *ApJ*, 522, 699
- Athanassoula, E., Lambert, J. C., & Dehnen, W. 2005, *MNRAS*, 363, 496
- Babul, A., & Rees, M. J. 1992, *MNRAS*, 255, 346
- Babul, A., & Ferguson, H. C. 1996, *ApJ*, 458, 100
- Bahcall, J. N. 1986, *ARA&A*, 24, 577
- Bahcall, J. N., & Soneira, R. M. 1980, *ApJS*, 44, 73
- Bahcall, J. N., & Soneira, R. M. 1981a, *ApJS*, 47, 357
- Bahcall, J. N., & Soneira, R. M. 1981b, *ApJ*, 246, 122
- Bahcall, J.N., Ratnatunga, K. U., Buser, R., Fenkart, R. P., & Spaenhauer, A. 1985, *ApJ*, 299, 616
- Bahcall, N. A. 1977, *ApJ*, 217L, 77
- Bahcall, N. A. 1998, en *Formation of Structure in the Universe*, eds. J. P. Ostriker y A. Dekel (Cambridge: Cambridge University Press), pág. 135
- Balcells, M. 1998, en *Galactic Halos*, *Ap&SS*, Vol. 136, ed. D. Zaritsky, pág. 84
- Balcells, M. 1999, *Ap. Sp. Sc.*, 263, 361
- Balcells, M., & Peletier, R. F. 1994, *AJ*, 104, 135
- Balcells, M., Guzmán, R., Patrón, J., et al. 2000, en *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, Proc. SPIE, eds. I. Masanori & F. A. Moorwood (SPIE), Vol. 4008, pág. 797
- Balcells, M., Cristóbal-Hornillos, D., Prieto, M., et al. 2002, *ING Newsl.*, Vol. 6, pág. 11
- Balcells, M., Graham, A. W., & Peletier, R. F. 2004a, enviado a *ApJ*, ArXiv:astro-ph/0404379 (BGP04a)
- Balcells, M., Graham, A. W., & Peletier, R. F. 2004b, enviado a *ApJ*, ArXiv:astro-ph/0404381 (BGP04b)
- Barnes, J. E. 1988, *ApJ*, 331, 699
- Barnes, J. E., & Hut, P. 1986, *Nature*, 324, 446
- Barnes, J. E., & Hernquist, L. 1991, *ApJ*, 370L, L65

- Barnes, J.E., & Hernquist, L. 1996, ApJ, 471, 115
- Barnes, J.E., Hernquist, L., Hut, P., & Teuben, P. 1988, Bull. Americ. Astro. Soc., 20, 706
- Bath, J. L., Larsen, J. A., & Humphreys, R. M. 1996, BAAS, 188, 0801
- Baugh, C. M., Cole, S., & Frenk, C. S. 1996, MNRAS, 283, 1361
- Bender, R. 1988, A&A, 193, L7
- Bender, R., Burstein, D., & Faber, S. M. 1992, ApJ, 399, 462
- Bendo, G. J., & Barnes, J. E. 2000, MNRAS, 316, 315
- Bernardi, M. A., Sheth, R. K., Annis, J., et al. 2003, AJ, 125, 1866
- Bershady, M. A., Lowenthal, J. D., & Koo, D. C. 1998, ApJ, 505, 50
- Bershady, M. A., Vils, M., Hoyos, C., Guzmán, R., & Koo, D. C. 2004, en *Starbursts: From 30 Doradus to Lyman Break Galaxies*, ed. R. de Grijs y R. M. González-Delgado, Astrophysics & Space Science Library, Vol. 329 (Dordrecht: Springer), pág. 1577
- Bertelli, G., Vallenari, A., Pasetto, S., & Chiosi, C. 2003, en *GAIA Spectroscopy: Science and Technology*, ASP Confer. Proc., ed. U. Munari, Vol. 298, pág. 153
- Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, A&ASS, 117, 393
- Bertin, E., & Dennefeld, M. 1997, A&A, 317, 43
- Bertola, F., & Capaccioli, M. 1977, ApJ, 211, 697
- Bertschik, M. 2004, Tesis doctoral, Facultades combinadas para las Ciencias Naturales y las Matemáticas de la Universidad de Heidelberg, Alemania
- Bertschik, M., & Burkert, A. 2003, en *Minor mergers of galaxies: theory vs observation*, Rev. Mex. Astron. Astrofis. (Confer. Series), eds. V. Avila-Reese, C. Firmani, C. S. Frenk y C. Allen, Vol. 17, pág. 144
- Bertschik, M., & Burkert, A. 2004, en *Satellite and Tidal Streams*, ASP Confer. Series, eds. F. Prada, D. Martínez-Delgado y T. J. Mahoney, Vol. 327, pág. 129
- Bessell, M. S. 1990, PASP, 102, 1181
- Bevington, P. R. 1969, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, 1ª edición (New York: McGraw-Hill), cap. 4, pág. 56
- Binggeli, B., & Jersen, H. 1998, A&A, 333, 17
- Binggeli, B., Sandage, A., & Tarenghi, M. 1984, AJ, 89, 64
- Binney, J. 1978, MNRAS, 183, 501
- Binney, J. 2005, MNRAS, 363, 937
- Binney, J., & Tremaine, S. 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton: Princeton University Press)

- Birnboim, Y., & Dekel, A. 2003, MNRAS, 345, 349
- Block, D. L., & Puerari, I. 1999, A&A, 342, 627
- Block, D. L., Bertin, G., Stockton, A., et al. 1994, A&A, 288, 365
- Block, D. L., Puerari, I., Knapen, J. H., et al. 2001, A&A, 375, 761
- Bolzonella, M., Miralles, J., & Pelló R. 2000, A&A, 363, 476
- Boselli, A., & Gavazzi, G. 1994, A&A, 283, 12
- Bouchet, F. R., & Hernquist, L. 1988, AJSS, 68, 521
- Bournaud, F., Combes, F., & Jog, C. J. 2004, A&A, 418L, 27
- Bournaud, F., Jog, C. J., & Combes, F. 2005, A&A, 437, 69
- Bouwens, R., & Silk, J. 1996, ApJ, 471L, 19
- Bouwens, R., & Illingworth, G. 2006, New Astronomy Reviews, 50, 152
- Bouwens, R., Illingworth, G. D., Blakeslee, J. P., Broadhurst, T. J., & Franx, M. 2004a, ApJ, 611, L1
- Bouwens, R., Illingworth, G. D., Thompson, R. I., et al. 2004b, ApJ, 606, 25L
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Thompson, R. I., & Franx, M. 2005, ApJ, 624, L5
- Broadhurst, T. J., Ellis, R. S. & Shanks, T. 1988, MNRAS, 235, 827
- Broadhurst, T. J., Ellis, R. S., & Glazebrook, K. 1992, Nature, 355, 55
- Brown, G. S., & Tinsley, B. M. 1974, ApJ, 194, 555
- Bruzual, G. A., & Charlot, S. 1993, ApJ, 405, 538
- Bruzual, G. A., Magris, G., & Calvet, N. 1988, ApJ, 333, 673
- Bunker, A. J., Moustakas, L. A., & Davis, M. 2000, ApJ, 531, 95
- Bureau, M., & Athanassoula, E. 1999, ApJ, 522, 686
- Bureau, M., Aronica, G., Athanassoula, E., Dettmar, R.-J., Bosma, A., & Freeman, K. C. 2006, enviado a MNRAS, http://www-astro.physics.ox.ac.uk/~bureau/pub_list.html
- Burkert, A. 1995, ApJ, 447, L25
- Burkert, A. 2000, ApJ, 534, 143
- Burkert, A., & Naab, T., 2005, MNRAS, 363, 597
- Burstein, D. 1979, ApJ, 234, 829
- Burstein, D., & Heiles, C. 1982, AJ, 87, 1165
- Burstein, D., Bender, R., Faber, S., & Nolthenius, R. 1997, AJ, 114, 1365
- Buta, R., & Block, D. L. 2001, ApJ, 550, 243
- Butcher, H., & Oemler, A. 1978, ApJ, 226, 559

- Cabanac, R. A., Borra, E. F., & Beauchemin, M. 1998, *ApJ*, 509, 309
- Calabretta, M. R., & Greisen, E. W. 2002, *A&A*, 395, 1077
- Calot, G. 1970, *Curso de Estadística Descriptiva* (Madrid: Ed. Paraninfo)
- Caon, N., Capaccioli, M., & Di Onofrio, M. 1993, *MNRAS*, 265, 1013
- Capaccioli, M. 1987, en *Structure and Dynamics of Elliptical Galaxies*, IAU. Symp., ed. P. T. De Zeeuw (Dordrecht: Reidel), Vol. 127, pág. 47
- Capaccioli, M., Alcalá, J. M., Silvotti, R., et al. 2001, *The Capodimonte Deep Field: Data Reduction and First Results on Galaxy Clusters Identification*, <http://www.na.astro.it/oacdf/OACDFPAP/OACDFPAP.html>
- Capak, P., Cowie, L. L., Hu, E. M., et al. 2004, *AJ*, 127, 180
- Carignan, C., Côte, S., Freeman, K. C., & Quinn, P. J. 1997, *AJ*, 113, 1585
- Carlberg, R. G., Cohen, J. G., Patton, D. R., et al. 2000, *ApJ*, 532, L1
- Carollo, C. M. 1999, *ApJ*, 523, 566
- Carollo, C. M., & Stiavelli, M. 1998, *AJ*, 115, 2306
- Carollo, C. M., Stiavelli, M., de Zeeuw, P. T., & Mack, J. 1997, *AJ*, 114, 2366
- Carollo, C. M., Stiavelli, M., & Mack, J. 1998, *AJ*, 116, 68
- Carollo, C. M., Stiavelli, M., de Zeeuw, P. T., Seigar, M., & Dejonghe, H. 2001, *ApJ*, 546, 216
- Carollo, C. M., Stiavelli, M., Seigar, M., de Zeeuw, P. T., & Dejonghe, H. 2002, *AJ*, 123, 159
- Carollo, C. M., Scarlata, C., Stiavelli, M., Wyse, R., & de Zeeuw, P. T. 2006, *Old and Young Late-Type Bulges*, enviado a *ApJ*, <http://www.exp-astro.phys.ethz.ch/carollo/>
- Casertano, S., & van Gorkom, J. H. 1991, *AJ*, 101, 1231
- Cassata, P., Cimatti, A., Franceschini, A., et al. 2005, *MNRAS*, 357, 903
- Cavaliere, A., & Menci, N. 1997, *ApJ*, 480, 132
- Chen, H. W., McCarthy, P. J., Marzke, R. O., et al. 2002, *ApJ*, 570, 54
- Chiba, M., & Yoshii, Y. 1999, *ApJ*, 510, 42
- Cimatti, A., Daddi, E., Renzini, A., Lucey, J. R., Kuntschner, H., Davies, R. L., & Colles, M. 2001, *ApJSS*, 277, 429
- Cole, S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Frenk, C. S. 2000, *MNRAS*, 319, 168
- Colles, M. M., Ellis, R. S., Taylor, K., & Hook, R. H. 1990, *MNRAS*, 244, 408
- Colley, W. N., Rhoads, J. E., & Ostriker, J. P. 1996, *ApJ*, 473, L63
- Combes, F., & Sanders, R. H. 1981, *A&A*, 96, 164
- Combes, F., Debbasch, F., Friedli, D., & Pfenniger, D. 1990, *A&A*, 233, 82

- Combes, F., García-Burillo, S., Boone, F., et al. 2004, *A&A*, 414, 857
- Conselice, C. J. 2000, en *Deep Fields*, Proc. del ESO Workshop, ed. S. Cristiani, A. Renzini y R. E. Williams (Berlin: Springer)
- Conselice, C. J. 2003, *ApJSS*, 147, 1
- Conselice C. J., Bershadsky M., & Jangren A. 2000, *ApJ*, 529, 886
- Conselice, C. J., Bershadsky, M. A., Dickinson, M., & Papovich, C. 2003, *AJ*, 126, 1183
- Coppi, P. S., & Guzmán, R. 2001, en *Two Years of Science with Chandra*, Chandra Symposium, pág. 57
- Coppi, P. S., Guzmán, R., Zepf, S., Roscherr, B., & Woo, J. H. 2000, AAS/HEAD Meeting, 32, 2619
- Corsini, E. M., Aguerri, J. A. L., & Debattista, V. P. 2004, IAUS, n^o. 220, eds. S. D. Ryder, D. J. Pisano, M. A. Walker y K. C. Freeman (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific), pág. 271
- Cotton, W. D., Tody, D., & Pence, W. D. 1995, *A&ASS*, 113, 159
- Couch, W. J., Ellis, R. S., Kibblewhite, E. J., Malin, D. F., & Godwin, J. 1984, *MNRAS*, 209, 307
- Courteau, S., de Jong., R. S., & Broeils, A. H. 1996, *ApJ*, 457, L73
- Cowie, L. L., Songaila, A., & Hu, E. M. 1991, *Nature*, 354, 460
- Cowie, L. L., Gardner, J. P., Hu, E. M., Songaila, A., Hodapp, L. W. & Wainscoat, R. J. 1994, *ApJ*, 434, 114
- Crawford, S. M., Majewski, S. M., & Bershadsky, M. A. 2000, en *Deep Fields*, Proc. del ESO Workshop, ed. S. Cristiani, A. Renzini y R. E. Williams (Berlin: Springer), pág. 152
- Cretton, N., Naab, T., Rix, H. W., & Burkert, A. 2001, *ApJ*, 554, 291
- Cristóbal-Hornillos, D., Balcells, M., Prieto, M., et al. 2003, *ApJ*, 595, 71 (CH03)
- Cristóbal-Hornillos, D., et al. 2006, en preparación
- Daddi, E., Röttgering, H. J. A., Labbé, I., et al. 2003, *ApJ*, 588, 50
- Davies, R. L., & Illingworth, G. 1983, *ApJ*, 266, 516
- Davies, R. L., Efstathiou, G., Fall, S. M., Illingworth, G., & Schechter, P. L. 1983, *ApJ*, 266, 41
- De Bernardis, P. 2000, *Nature*, 404, 955
- De Blok, W. J. G., McGaugh, S. S., Bosma, A., & Rubin, V. 2001a, *ApJ*, 552, 23
- De Blok, W. J. G., McGaugh, S. S., & Rubin, V. 2001b, *AJ*, 122, 2396
- De Grijs, R. 1998, *MNRAS*, 299, 595
- De Grijs, R., & Peletier, R. F. 1997, *A&A*, 320, L21

- De Jong, R. S. 1995, Tesis Doctoral en la Universidad de Groningen, Países Bajos
- De Jong, R. S. 1996a, *A&AS*, 118, 557
- De Jong, R. S. 1996, *A&A*, 313, 45
- De Jong, R. S., & van der Kruit, P. C. 1994, *A&AS*, 106, 451
- De Mello, D. F., Daddi, E., Renzini, A., Cimatti, A., di Serego Alighieri, S., Pozzetti, L., & Zamorani, G. 2004, *ApJ*, 608, L29
- De Propris, R., Liske, J., Driver, S. P., Allen, P. D., & Cross, N. J. G. 2005, *AJ*, 130, 1516
- De Vaucouleurs, G. 1959, *Handbuch der Physik*, 53, 275
- Debattista, V. P., & Williams, T. B. 2001, en *Galaxy Disks and Disk Galaxies*, ASP Conference Series, Vol. 230, pág. 553
- Debattista, V. P., Carollo, C. M., Mayer, L., & Moore, B. 2004, *ApJ*, 604, 93
- Debattista, V. P., Carollo, C. M., Mayer, L., & Moore, B. 2005, *ApJ*, 628, 678
- Debattista, V. P., Mayer, L., Carollo, C. M., Moore, B., Wadsley, J., & Quinn, T. 2006, *ApJ*, 645, 209
- Dickinson, M., & Papovich, C. 2003, *ApJ*, 587, 2
- Djorgovski, S. G., & Davis, M. 1987, *ApJ*, 313, 59
- Djorgovski, S. G., Soifer, B. T., Pahre, M. A., et al. 1995, *ApJ*, 438, L13
- Domínguez-Palmero, L. F., et al. 2006, en preparación
- Domínguez-Tenreiro, R., Tissera, P. B., & Sainz, A. 1998, *ApJ*, 508, L123
- Dominici, T. P., Horvath, J. E., Medina Tanco, G. A., Teixeira, R., & Benevides-Soares, P. 1999, *A&AS*, 139, 321
- D'Onghia, E., & Burkert, A. 2003, *ApJ*, 586, 12
- D'Onghia, E., & Burkert, A. 2004, *ApJ*, 612, L13
- D'Onofrio, M. 2001, *MNRAS*, 326, 1517
- D'Onofrio, M., Capaccioli, M., & Caon, N. 1994, *MNRAS*, 271, 523
- Dressler, A., Lyndell-Bell, D., Burstein, D., Davies, R. L., Faber, S. M., Terlevich, R. J., & Wegner, G. 1987, *ApJ*, 313, 42
- Driver, S. P., Windhorst, R. A., Ostrander, E. J., Keel, W. C., Griffiths, R. E., & Ratnatunga, K. U. 1995, *ApJ*, 449, 23
- Driver, S. P., Fernández-Soto, A., Couch, W. J., et al. 1998, *ApJ*, 496L, 93
- Dubinski, J. 1998, *ApJ*, 502, 141
- Efron, B., & Tibshirani, R. J. 1993, *An Introduction to the Bootstrap* (New York: Chapman & Hall)
- Efstathiou, G. 1995, *MNRAS*, 272, 25

- Efstathiou, G., Bernstein, G., Tyson, J. A., Katz, N., & Guhathakurta, P. 1991, *ApJ*, 380L, 47
- Efstathiou, G., Bridle, S. L., Lasenby, A. N., Hobson, M. P., & Ellis, R. S. 1999, *MNRAS*, 303L, 47
- Eggen, O., Lyndell-Bell, D., & Sandage, A. 1962, *ApJ*, 136, 748
- Eliche-Moral, M. C., & Balcells, M. 2006, en preparación (EMB06)
- Eliche-Moral, M. C., Balcells, M., Prieto, M., et al. 2006a, *ApJ*, 639, 644 (EM06a)
- Eliche-Moral, M. C., Balcells, M., Aguerri, J. A. L., & González-García, C. A. 2006b, *A&A*, 457, 91 (EM06b)
- Elli, R. S. 1997, *ARA&A*, 35, 389
- Ellis, R. S., & Allen, D. A. 1983, *MNRAS*, 203, 685
- Emsellem, E., Cappellari, M., Peletier, R. F., et al. 2004, *MNRAS*, 352, 721
- Erwin, P. 2004, *A&A*, 415, 941
- Erwin, P., Vega-Beltrán, J. C., Graham, A. W., & Beckman, J. E. 2003, *ApJ*, 597, 929
- Erwin, P., Beckman, J. E., & Pohlen, M. 2005, *ApJ*, 626, L81
- Eskridge, P. B., Frogel, J. A., Pogge, R. W., et al. 2000, *AJ*, 119, 536
- Evans, N. W. 1993, *MNRAS*, 260, 191
- Faber, S. M., & Jackson, R. E. 1976, *ApJ*, 204, 668
- Falcón-Barroso, J., Peletier, R. F., & Balcells, M. 2002, *MNRAS*, 335, 741
- Falcón-Barroso, J., Balcells, M., Peletier, R. F., & Vazdekis, A. 2003, *A&A*, 405, 455
- Falcón-Barroso, J., Peletier, R. F., Emsellem, E., et al. 2004, *MNRAS*, 350, 35
- Fall, S. M., & Efstathiou, G. 1980, *MNRAS*, 193, 189
- Fasano, G., Poggianti, B., Betoni, D., et al. 2003, *MmSAI*, 74, 355
- Fathi, K., & Peletier, R. F. 2003, *A&A*, 407, 61
- Ferguson, H. C., & Sandage, A. 1991, *AJ*, 101, 765
- Fernández-Soto, A., Lanzetta, K. M., Chen, H.-W., Levine, B., & Yahata, N. 2002, *MNRAS*, 330, 889
- Fienga, A., Arlot, J.-E., Baron, N., Bec-Borsenberger, A., Crochot, A., Emelyanov, N., & Thuillot, N. 2002, *A&A*, 391, 767
- Flores, R. A., & Primack, J. 1994, *ApJ*, 427, L1
- Fontana, A., D'Odorico, S., Fosbury, R., et al. 1999, *A&A*, 343, L19
- Forbes, D. A., & Ponman, T. J. 1999, *MNRAS*, 309, 623
- Förster Schreiber, N. M., van Dokkum, P. G., Franx, M., et al. 2004, *ApJ*, 616, 40

- Franx, M. 1993, en *Galactic Bulges*, IAU Symp. 153, eds. H. De Jonghe y H. J. Habing (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ.), pág. 243
- Franx, M., Labbé, I., Rudnick, G., et al. 2003, ApJ, 587, L79
- Freeman, K. C. 1970, ApJ, 160, 811
- Frei, Z., & Gunn, J. E. 1994, AJ, 108, 1476
- Fried, J., Von Kuhlmann, B., Meisenheimer, K., et al. 2001, A&A, 376, 788
- Friedli, D., & Benz, W. 1993, A&A, 268, 65
- Friedli, D., & Benz, W. 1995, A&A, 301, 649
- Fukushige, T., & Makino, J. 2001, ApJ, 557, 533
- Gardner, J. P. 1998, PASP, 110, 291
- Gardner, J. P., & Satyapal, S. 2000, AJ, 119, 2589
- Gardner, J. P., Cowie, L. L., & Wainscoat, R. J. 1993, ApJ, 415, L9
- Gardner, J. P., Sharples, R. M., Carrasco, B. E., & Frenk, C. S. 1996, MNRAS, 282, L1
- Gardner, J. P., Sharples, R. M., Frenk, C. S., & Carrasco, B. E. 1997, ApJ, 480, L99
- Gardner, J. P., Brown T. M., & Ferguson, H. C. 2000, ApJ, 542, 79
- Garzón, F., Abreu, D., Barrera, S., et al. 2005, en *II International GTC Workshop: Science with GTC 1st-light Instruments and the LMT*, eds. A. M. Hidalgo-Gómez, J. J. González, J. M. Rodríguez-Espinosa y S. Torres-Peimbert, RM-xAA, Serie de Conferencias, Vol. 24, pág. 21
- Garzón, F., Abreu, D., Barrera, S., et al. 2006, en *Ground-based and Airbone Instrumentation for Astronomy*, eds. I. S. McLean y M. Iye, Proceedings de SPIE, Vol. 6269, pág. 40
- Gebhard, K., Bender, R., Bower, G., et al. 2000, ApJ, 539, L13
- Gehrels, N. 1986, ApJ, 303, 336
- Gerhard, O. 1981, MNRAS, 197, 179
- Gerin, M., Combes, F., & Athanassoula, E. 1990, A&A, 230, 37
- Gerritsen, J. 1997, *Star Formation and the Interstellar Medium in Galaxy Simulations*, Tesis doctoral en la Universidad de Groningen, Países Bajos
- Giallongo, E., Salimbeni, S., Menci, N., et al. 2005, ApJ, 622, 116
- Giavalisco, M., Ferguson, H. C., Koekemoer, A. M., et al. 2004, ApJ, 600L, 93
- Gilmore, G., & Wyse, R. F. G. 1998, AJ, 116, 748
- Glazebrook, K., Peacock, J. A., Collins, C. A., & Miller, L. 1994, MNRAS, 266, 65

- Glazebrook, K., Ellis, R., Santiago, B., & Griffiths, R. 1995, MNRAS, 275, L19
- Glazebrook, K., Abraham, R. G., McCarthy, P. J., et al. 2004, Nature, 430, 181
- Golay, M. 1974, *Introduction to astronomical photometry*, Astrophysics and Space Science Library (D. Reidel Publishing Company)
- González-García, A. C. 2003, *Elliptical Galaxies: Merger Simulations and the Fundamental Plane*, tesis doctoral de la Universidad de Groningen, Países Bajos
- González-García, A. C., & Balcells, M. 2005, MNRAS, 357, 753 (GGB05)
- Gottlöber, S., Klypin, A., & Kravtsov, A. V. 2001, ApJ, 546, 223
- Governato, F., Mayer, L., Wadsley, J., et al. 2004, ApJ, 607, 688
- Graham, A. W. 2001, AJ, 121, 820 (G01)
- Graham, A. W. 2002, MNRAS, 334, 859
- Graham, A. W., & Prieto, M. 1999, ApJ, 524, 23
- Graham, A. W., & Guzmán, R. 2003, AJ, 125, 2936
- Graham, A. W., Trujillo, I., & Caon, N. 2001a, MNRAS, 326, 869
- Graham, A. W., Erwin, P., Caon, N., & Trujillo, I. 2001b, ApJ, 563L, 11
- Greisen, E. W., & Calabretta, M. R. 2002, A&A, 395, 1061
- Griffiths, R. E., Ratnatunga, K. U., Neuschaefer, L. W., et al. 1994, ApJ, 437, 67
- Griffiths, R. E., Georgantopoulos, I., Boyle, B. J., et al. 1995, MNRAS, 275, 77
- Groth, E. J., Kristian, J. A., Lynds, R., O'Neil, E. J., Balsano, R., Rhodes, J., & Idt, W. 1994, BAAS, 185, 5309
- Gronwall, C., & Koo, D. C. 1995, ApJ, 440L, 1
- Guhathakurta, P., Dolphin, A. E., Geisler, D., et al. 1999, AAS, 195.0805
- Guiderdoni, B., & Rocca-Volmerange, B. 1990, A&A, 227, 362
- Guthrie, B. N. G. 1992, A&AS, 93, 255
- Guzmán, R., et al. 1996, ApJ, 460L, 5
- Guzmán, R., Gallego, J., Koo, D.C., et al. 1997, ApJ, 489, 559
- Hall, P., & Mackay, C. D. 1984, MNRAS, 210, 979
- Hammersley, P. 1998, New Astronomy Reviews, 42, 533
- Hardie, R. H. 1962, en *Astronomical Techniques. Vol. II: Stars and Stellar Systems*, Vol. 2, ed. W. A. Hiltner (Chicago: Univ. Chicago Press), 178
- Hasan, H., & Norman, C. 1990, ApJ, 361, 69
- Hasan, H., Pfenniger, D., & Norman, C. 1993, ApJ, 409, 91
- He, P., Zou, Z.-L., & Zhang, Y.-Z. 2000, Ap&SS, 274, 557
- Heavens, A., Panter, B., Jiménez, R., & Dunlop, J. 2004, Nature, 428, 625

- Heidt, J., Appenzeller, I., Gabasch, A., et al. 2003, *A&A*, 398, 49
- Heller, C.H. 1991, Tesis doctoral en la Universidad de Yale, EE.UU.
- Heller, C.H., & Shlosman, I. 1994, *ApJ*, 424, 84
- Helmi, A., White, S.D.M., de Zeeuw, P. T., & Zhao, H. 1999, *Nature*, 402, 53
- Hernquist, L. 1987, *ApJS*, 64, 715
- Hernquist, L. 1990a, *ApJ*, 356, 359
- Hernquist, L. 1990b, *J. Comput. Phys.*, 87, 137
- Hernquist, L., & Katz, N. 1989, *ApJS*, 70, 419
- Hernquist, L., & Barnes, J.E. 1990, *ApJ*, 349, 562
- Hinz, J. L., Rix, H.-W., & Bernstein, G.M. 2001, *AJ*, 121, 683
- Hogg, D. W., Pahre, M. A., McCarthy, J. K., Cohen, J. G., Blandford, R., Smail, I., & Soifer, B. T. 1997, *MNRAS*, 288, 404 (H97)
- Hohl, F. 1971, *ApJ*, 168, 343
- Hohl, F., & Zang, T. A. 1979, *AJ*, 84, 585
- Holmberg, E. 1969, *Arkiv Astr.*, 5, 305
- Huang, S., & Carlberg, R. G. 1997, *ApJ*, 480, 503
- Huang, J. S., Cowie, L. L., Gardner, J. P., Hu, E. M., Songaila, A., & Wainscoat, R. J. 1997, *ApJ*, 476, 12
- Huang, J. S., Thompson, D., Kümmel, M. W., et al. 2001a, *A&A*, 368, 787
- Huang, J. S., Kümmel, M. W., Wagner, S. J., et al. 2001b, *A&A*, 370, 384
- Hubble, E. P. 1926, *ApJ*, 64, 321
- Hubble, E. P. 1934, *ApJ*, 79, 8
- Hubble, E. P. 1936, *Realm of the nebulae* (Yale University Press)
- Hunt, L. K., Pierini, D., & Giovanardi, C. 2004, *A&A*, 414, 905
- Ibata, R. A., Wyse, F. G. A., Gilmore, G., Irwin, M. J., & Suntzeff, N. B. 1997, *AJ*, 113, 634
- Immeli, A., Samland, M., Gerhard, O., & Westera, P. 2004a, *A&A*, 413, 547
- Immeli, A., Samland, M., Westera, P., & Gerhard, O. 2004b, *ApJ*, 611, 20
- Jackson, J. C., & Dogson, M. 2002, *MNRAS*, 332, 479
- Johnson, H. L., & Morgan, W. W. 1953, *ApJ*, 117, 313
- Johnston, K. V., Majewski, S. R., Siegel, M. H., Reid, I. N., & Kunkel, W. E. 1997, *AJ*, 118, 1719
- Jones, L. R., Fong, R., Shanks, T., Ellis, R. S., & Peterson, B. A. 1991, *MNRAS*, 249, 481

- Jørgensen, I., Franx, M., Kjaergaard, P. 1996, MNRAS, 280, 167
- Kannappan, S. J., Jansen, R. A., & Barton, E. J. 2004, AJ, 127, 1371
- Karachentsev, I. D. 1991, Sov. Astron. Lett., 17, 283
- Katz, N., & Gunn, J. E. 1991, ApJ, 377, 365
- Kauffmann, G. 1996, MNRAS, 281, 487
- Kauffmann, G., & White, S. D. 1993, MNRAS, 261, 921
- Kauffmann, G., White, S. D. M., & Guiderdoni, B. 1993, MNRAS, 264, 201
- Kauffmann, G., Guiderdoni, B., & White, S. D. M. 1994, MNRAS, 267, 981
- Khochfar, S., & Silk, J. 2005, MNRAS accepted, ArXiv:astro-ph/0509375
- Khochfar, S., & Burkert, A. 2006, A&A, 445, 403
- Khosroshahi, H. G., Wadadekar, Y., & Kembhavi, A. 2000a, ApJ, 533, 162
- Khosroshahi, H. G., Wadadekar, Y., Kembhavi, A., & Mobasher, B. 2000b, ApJ, 531, L103
- King, I. R. 1966, AJ, 71, 64
- King, D. L. 1985, *Atmospheric extinction at the Roque de Los Muchachos Observatory, La Palma*, RGO/La Palma Technical Note (La Palma: ING), N° 31, http://www.ing.iac.es/Astronomy/observing/manuals/man_tn.html
- Kitchin, C. R. 1984, *Astrophysical Techniques* (Bristol: A. Hilger, Ltd.)
- Klypin, A., Kravtsov, A. V., Valenzuela, O., & Prada, F. 1999, ApJ, 522, 82
- Knapen, J. H., Shlosman, I., & Peletier, R. F. 2000, ApJ, 529, 93
- Koo, D. C. 1986, ApJ, 311, 651
- Koo, D. C. 1990, en ASP Conf. Proc. 10, *The Evolution of the Universe of Galaxies: The Edwin Hubble Centennial Symposium*, ed. R. G. Kron (San Francisco: ASP), pág. 268
- Koo, D. C., & Kron, R. G. 1992, ARA&A, 30, 613
- Koo, D. C., Simard, L., Willmer, C. N. A., et al. 2005, ApJS, 157, 175
- Kormendy, J. 1979, ApJ, 227, 714
- Kormendy, J. 1982, en *Morphology and Dynamics of Galaxies, Proc. of the Twelfth Advanced Course*, ed. L. Martinet y M. Mayor (Sauverny: Geneva Obs.), pág. 113
- Kormendy, J. 1982, ApJ, 257, 75
- Kormendy, J. 1993, en *Galactic Bulges*, IAU Symp., eds. H. DeJonghe y H. J. Habing, Vol. 153, pág. 209
- Kormendy, J., & Illingworth, G. 1982, ApJ, 256, 460 (KI82)
- Kormendy, J., & Kennicutt, R. C. Jr. 2004, ARA&A, 42, 603 (K&K04)

- Kormendy, J., & Fisher, D. B. 2005, en *the Ninth Texas-Mexico Conference on Astrophysics*, Rev. Mex. Astron. Astrofis. (Confer. Series), eds. S. Torres-Peimbert y G. MacAlpine, Vol. 23, pág. 101
- Kormendy, J., Cornell, M. E., Block, D. L., Knapen, J. H., & Allard, E. L. 2006, ApJ, 642, 765
- Kron, R. G. 1980, ApJS, 43, 305
- Kuijken, K., & Dubinski, J. 1994, MNRAS, 269, 13
- Kuijken, K., & Dubinski, J. 1995, MNRAS, 277, 1341
- Kümmel, M. W., & Wagner, S. J. 2001, A&A, 370, 384
- Labbé, I., Rudnick, G., Franx, M., et al. 2003, ApJ, 591, L95
- Landolt, A. U. 1992, AJ, 104, 340
- Larson, R. B. 1975, MNRAS, 173, 671
- Lasker, B. M., Garnavich, P. M., & Reynolds, A. P. 1987, ApJ, 320, 502
- Lauer, T., & Valdés, F. 1997, NOAO Newsletter (Tucson: NOAO), 52, <http://www.noao.edu/noao/noaonews/dec97/node23.html>
- Lauer, T. R., Ajhar, E. A., Byun, Y.-I., et al. 1995, AJ, 110, 2622
- Le Fèvre, O., Abraham, R., Lilly, S. J., et al. 2000, MNRAS, 311, 565
- Le Fèvre, O., Vettolani, G., Paltani, S., et al. 2004, A&A, 428, 1043
- Lee, M. G., & Hwang, N. 2000, ISASS, 14, 131
- Leitherer, C., Alloin, D., Fritze-v. Alvensleben, U., et al. 1996, PASP, 108, 996
- Lilly, S. J., Cowie, L. L., & Gardner, J. P. 1991, ApJ, 369, 79
- Lilly, S. J., Eales, S. A., Gear, W. K., et al. 1999, en *The formation of galactic bulges*, Cambridge Contemporary Astrophysics, ed. C. M. Carollo, H. C. Ferguson y R. F. G. Wyse (New York: Cambridge University Press), pág. 26
- Lin, H., Yee, H. K. C., Carlberg, R. G., et al. 1998, en *The Young Universe: Galaxy Formation and Evolution at Intermediate and High Redshift*, ASP Conf. Ser., Vol. 146, ed. S. D'Odorico, A. Fontana y E. Giallongo (ASP), pág. 190
- Liske, J., Lemon, D. J., Driver, S. P., Cross, N. J. G., & Couch, W. J. 2003, MNRAS, 344, 307
- Loveday, J., Peterson, B. A., Efstathiou, G., & Maddox, S. J. 1992, ApJ, 390, 338
- Lowenthal, J. D., Koo, D. C., Guzmán, R., et al. 1997, ApJ, 481, 673
- MacArthur, L. A., Courteau, S., & Holtzman, J. A. 2003, ApJ, 582, 689
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., Giavalisco, M., Steidel, C. C., Fruchter, A. 1996, MNRAS, 283, 1388
- Maddox, S. J., Efstathiou, G., Sutherland, W. J., & Loveday, J. 1990, MNRAS, 242, 43

- Madgwick, D. S., Lahav, O., Baldry, I. K., et al. 2002, MNRAS, 333, 133
- Mamon, G. A., & Soneira, R. M. 1982, ApJ, 255, 181
- Mandel, J. 1964, *The statistical analysis of experimental* (Madrid: Ed. Dover)
- Manfroid, J., Selman, F., & Jones, H. 2001, The Messenger, 104, 16
- Martin, P. 1995, AJ, 109, 2428
- Martinet, L., & Friedli, D. 1997, A&A, 323, 363
- Martínez-Valpuesta, I., & Shlosman, I. 2004, ApJ, 613L, 29
- Martini, P. 2001, AJ, 121, 598
- Marzke, R. O., Geller, M. J., Huchra, J. P., & Corwin, H. G. Jr. 1994, AJ, 108, 437
- Mather, J., Fixsen, D. J., Shafer, R. A., Mosier, C., & Wilkinson, D. T. 1999, ApJ, 512, 511
- Matthews, L. D., van Driel, W., & Gallagher, J. S. III. 1998, AJ, 116, 2196
- McCarthy, P. J., Le Borgne, D., Crampton, D., et al. 2004, ApJ, 614, L9
- McCracken, H. J., Metcalfe, N., Shanks, T., Campos, A., Gardner, J. P., & Fong, R. 2000, MNRAS, 311, 707
- McCracken, H. J., Le Fèvre, O., Brodwin, M., Foucaud, S., Lilly, S. J., Crampton, D., & Mellier, Y. 2001, A&A, 376, 756
- McGaugh, S. S., & de Blok, E. 1998, ASPC, 136, 210
- McGaugh, S. S., Schombert, J. M., Bothun, G. D., & de Blok, W. J. G. 2000, ApJ, 533L, 99
- McLeod, B. A., Bernstein, G. M., Rieke, M. J., Tollestrup, E. V., & Fazio, G. G. 1995, ApJS, 96, 117
- Menanteau, F., Jiménez, R., & Matteucci, F. 2001, ApJ, 562, L23
- Menci, N., & Cavaliere, A. 1997, ASPC, 117, 485
- Merrifield, M. R., & Kuikjen, K. 1999, A&A, 345, L47
- Metcalfe, N., Shanks, T., Fong, R., & Jones, L. R. 1991, MNRAS, 249, 498
- Metcalfe, N., Shanks, T., Roche, N., & Fong, R. 1994, IAUS, 161, 645
- Metcalfe, N., Shanks, T., Fong, R., & Roche, N. 1995, MNRAS, 273, 257
- Metcalfe, N., Shanks, T., Campos, A., McCracken, H. J., & Fong, R. 2001, MNRAS, 323, 795
- Mignard, F., & Froeschlé, M. 2000, A&A, 354, 732
- Mihara, K. 2001, PASJ, 53, 611
- Mihos, J. C., & Hernquist, L. 1994, ApJ, 425, L13
- Mihos, J. C., & Hernquist, L. 1996, ApJ, 464, 641

- Mihos, J. C., Walker, I. R., Hernquist, L., Mendes de Oliveira, C., & Bolte, M. 1995, *ApJ*, 447, 87
- Minezaki, T., Kobayashi, Y., Yoshii, Y., & Peterson, B. A. 1998, *ApJ*, 494, 111
- Mitchell, K. J., & Usher, P. D. 2004, *ApJS*, 153, 119
- Miwa, T., & Noguchi, M. 1998, *ApJ*, 499, 149
- Mo, H. J., Mao, S., & White, S. D. M. 1998, *MNRAS*, 295, 319
- Möllenhoff, C., & Heidt, J. 2001, *A&A*, 368, 16
- Möllenhoff, C., Matthias, M., & Gerhard, O. E. 1995, *A&A*, 301, 359
- Monaghan, J. J. 1992, *ARA&A*, 30, 543
- Moore, B. 1994, *Nature*, 370, 629
- Moore, S. H. W. 2001, *Stellar populations in early-type Coma cluster galaxies*, Tesis doctoral en la Universidad de Durham (Reino Unido)
- Moore, B., Katz, N., Lake, G., Dressler, A., & Oemler, A. Jr. 1996, *Nature*, 379, 613
- Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., Lake, G., Quinn, T., Stadel, J., & Tozzi, P. 1999a, *ApJ*, 524, 19
- Moore, B., Quinn, T., Governato, F., Stadel, J., & Lake, G. 1999b, *ApJ*, 524, 19
- Morgan, W. W. 1970, en *The Spiral Structure of our Galaxy*, Proc. del 38 IAU Symposium, ed. W. Becker y G. I. Kontopoulos (Dordrecht, Reidel: International Astronomical Union), pág. 9
- Moriondo, G., Giovanardi, C., & Hunt, L. K. 1998, *A&AS*, 130, 81
- Mould, J. 2005, *AJ*, 129, 698
- Moustakas, L. A., Davis, M., Graham, J. R., et al. 1997, *ApJ*, 475, 445
- Munn, J. A., Koo, D. C., Kron, R. G., et al. 1997, *ApJS*, 109, 45
- Naab, T., & Burkert, A. 2003, *ApJ*, 597, 893
- Naab, T., & Trujillo, I. 2006, *MNRAS*, 463, en prensa, ArXiv:astro-ph/0508362
- Naab, T., Burkert, A., & Hernquist, L. 1999, *ApJ*, 523L, 133
- Nagashima, M., Totani, T., Gouda, N., & Yoshii, Y. 2001, *ApJ*, 557, 505
- Nagashima, M., Yoshii, Y., Totani, T., & Gouda, N. 2002, *ApJ*, 578, 675
- Nakamura, O., Fukugita, M., Yasuda, N., et al. 2003, *AJ*, 125, 1682
- Nakata, F., Shimasaku, K., Doi, M., et al. 1999, *MNRAS*, 309, L25
- Navarro, J. F., & Benz, W. 1991, *ApJ*, 380, 320
- Navarro, J. F., & White, S. D. M. 1994, *MNRAS*, 267, 401
- Navarro, J. F., & Steinmetz, M. 2000, *ApJ*, 538, 477
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1995, *MNRAS*, 275, 720

- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, M. 1997, ApJ, 478, 13
- Neistein, E., Maoz, D., Rix, H.-W., & Tonry, J. L. 1999, AJ, 117, 2666
- Noguchi, M. 1987, MNRAS, 228, 635
- Noguchi, M. 1988, A&A, 203, 259
- Noguchi, M. 1990, en *The Interstellar Medium in Galaxies, Proceedings* de la 2^a Conferencia celebrada en Teton (Dordrecht: Kluwer Academia Publishers), pág. 323
- Nordlung, Å., Nilsson B., & Toft, S. 2002, Computer Physics
- Odehahn, S., Windhorst, R., Driver, S., & Keel, W. 1996, ApJ, 472, L13
- Oke, J. B. 1974, ApJS, 27, 21
- Oke, J. B., & Gunn, J. E. 1983, ApJ, 266, 713
- Patton, D. R., Pritchett, C. J., Carlberg, R., et al. 2002, ApJ, 565, 208
- Peebles, P. J. E. 1993, AAS, 182, 5701
- Peletier, R. F., & Willner, S. P. 1992, AJ, 103, 1761
- Peletier, R. F., & Balcells, M. 1996, AJ, 11, 2238
- Peletier, R. F., & Balcells, M. 1997, NewAst, 1(4), 349
- Peletier, R. F., Balcells, M., Davies, R. L., Andredakis, Y., Vazdekis, A., Burkert, A., & Prada, F. 1999, MNRAS, 310, 703
- Perlmutter, S., Turner, M. S., & White, M. 1999, Physical Review Letters, Vol. 83, N^o. 4, pág. 670
- Pfenniger, D. 1993, en *Galactic Bulges*, IAU. Symp., ed. H. Habing y H. Dejonghe (Dordrecht: Kluwer), Vol. 153, pág. 387
- Pfenniger, D., & Norman, C. 1990, ApJ, 363, 391
- Phillips, A. C., & Driver, S. P. 1995, MNRAS, 274, 832
- Phillips, A. C., Guzmán, R., Gallego, J., et al. 1997, ApJ, 489, 543
- Phillips, S., Driver, S. P., Couch, W., et al. 2000, MNRAS, 319, 807
- Pizzella, A., Corsini, E. M., Vega Beltrán, J. C., & Bertola, F. 2004, A&A, 424, 447
- Pohlen, M., Dettmar, R.-J., Lütticke, R., & Aronica, G. 2002, A&A, 392, 807
- Portinari, L., Somer-Larsen, J., & Tantalo, R. 2004, MNRAS, 347, 691
- Power, C., Navarro, J. F., Jenkins, A., Frenk, C. S., White, S. D. M., Springel, V., Stadel, J., & Quinn, T. 2003, MNRAS, 338, 14
- Pozzetti L., Bruzual A. G., & Zamorani G. 1996, MNRAS, 281, 953
- Pozzetti L., Madau, P., Zamorani, G., Ferguson, H. C., & Bruzual, A. 1998, MNRAS, 298, 1133

- Prada, F., & Gutiérrez, C. M. 1999 *ApJ*, 517, 123
- Prada, F., Gutierrez, C. M., Peletier, R. F., & McKeith, C. D. 1996, *ApJ*, 463, L9
- Prescott, M., Impey, C., & Scoville, N. 2004, *AAS*, 204, 4303
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., & Vetterling, W. T. 1986, *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing* (New York: Cambridge University Press)
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1994, *Numerical Recipes in Fortran* (New York: Cambridge University Press)
- Prieto, M., Aguerri, J. A. L., Varela, A. M., & Muñoz-Tuñón, C. 2000, *A&A*, 367, 405
- Quilis, V. 2004, *MNRAS*, 352, 1426
- Quillen, A. C. 2002, *AJ*, 124, 722
- Quinn, P. J., & Goodman, J. 1986, *ApJ*, 309, 472
- Quinn, P. J., Hernquist, L., & Fullagar, D. P. 1993, *ApJ*, 403, 74
- Radovich, M., Arnaboldi, M., Ripepi, V., et al. 2004, *A&A*, 417, 51
- Raha, N., Sellwood, J. A., James, R. A., & Kahn, F. D. 1991, *Nature*, 352, 411
- Ratnatunga, K. U., & Bahcall, J. N. 1985, *ApJS*, 59, 63
- Ratnatunga, K. U., Ostrander, E. J., Griffiths, R. E., & Im, M. 1995, *ApJ*, 453, L5
- Ratnatunga, K. U., Griffiths, R. E., & Ostrander, E. J. 1999, *AJ*, 118, 86
- Ravikumar, C. D., Barway, S., Kembhavi, Mobasher, B., & Kuriakose, V. C. 2006, *A&A*, 446, 827
- Ravindranath, S., Ferguson, H. C., Conselice, C., et al. 2004, *ApJ*, 604, L9
- Rees, M. 1993, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 333, 523
- Renzini, A., & Ciotti, L. 1993, *ApJ*, 416, L49
- Requieme, Y., Morrison, L. V., Helmer, L., et al. 1995, *A&A*, 304, 121
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Li, W. & Schmidt, B. P. 1999, *AJ*, 118, 2668
- Rix, H.-W., Franx, M., Fisher, D., & Illingworth, G. 1992, *ApJ*, 400, L5
- Rix, H.-W., Guhathakurta, P., Colless, M., & Ing, K. 1992, *MNRAS*, 285, 779
- Robertson, B., Yoshida, N., Springel, V., & Hernquist, L. 2004, *ApJ*, 606, 32
- Rocca-Volmerange, B., & Guiderdoni, B. 1990, *MNRAS*, 247, 166
- Roche, N., & Eales, S. A. 1999, *MNRAS*, 307, 703
- Roche, N., Ratnatunga, K. U., Griffiths, R. E., Im, M., & Neuschaefer, L. 1996, *MNRAS*, 282, 1247
- Roche, N., Ratnatunga, K., Griffiths, R. E., & Im, M. 1997, *MNRAS*, 288, 200

- Rothberg, B., & Joseph, R. D. 2004, *AJ*, 128, 2098
- Sakai, S., Mould, J. R., Hughes, S. M. G., et al. 2000, *ApJ*, 529, 698
- Salucci, P., Ashman, K. M., & Persic, M. 1991, *ApJ*, 379, 89
- Samland, M., & Gerhard, O. E. 2003, *A&A*, 399, 961
- Sandage A. 1961, *The Hubble Atlas of Galaxies* (Washington, D. C.: Carnegie Institution of Washington)
- Sandage A. 1988, *ARA&A*, 26, 561
- Santiago, B., Gilmore, G., & Elson, R. A. W. 1996, *MNRAS*, 281, 871
- Saracco, P., Iovino, A., Garilli, B., Maccagni, D., & Chincarini, G. 1997, *AJ*, 114, 887
- Saracco, P., Giallongo, E., Cristiani, S., et al. 2001, *A&A*, 375, 1
- Schade, D., Lilly, S. J., Crampton, D., Hammer, F., Le Fèvre, O., & Tresse, L. 1995, *ApJ*, 451, L1
- Schechter, P. 1976, *ApJ*, 203, 297
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- Schmidt, B. P., Suntzeff, N. B., Phillips, M. M., et al. 1998, *ApJ*, 507, 46
- Seigar, M. S., Carollo, C. M., Stiavelli, M., de Zeeuw, P. T., & Dejonghe, H. 2002, *AJ*, 123, 184
- Seigar, M. S., Chorney, N. E., & James, P. A. 2003, *MNRAS*, 342, 1
- Sellwood, J. A., & Wilkinson, A. 1993, *Rep. Prog. Phys.*, 56, 173
- Sellwood, J. A., & Moore, E. M. 1999, *ApJ*, 510, 125
- Sérsic, J. L. 1968, *Atlas de Galaxias Australes*, Observatorio Astronómico, Córdoba
- Shectman, S. A., Landy, S. D., Oemler, A., Tucker, D. L., Lin, H., Kirshner, R. P., & Schechter, P. L. 1996, *ApJ*, 470, 172
- Shu, F. H. 1969, *ApJ*, 158, 505
- Silchenko, O. K., Vlasyuk, V. V., & Burenkov, A. N. 1997, *A&A*, 326, 941
- Simard, L., Koo, D. C., Faber, S. M., et al. 1999, *ApJ*, 519, 563
- Simard, L., Willmer, C. N. A., Vogt, N. P., et al. 2002, *ApJS*, 142, 1
- Smail, I., Hogg, D. W., Yan, L., & Cohen, J. G. 1995, *ApJ*, 449L, 105
- Smail, I., Owen, F. N., Morrison, G. E., Keel, W. C., Ivison, R. J., & Ledlow, M. J. 2002, *ApJ*, 581, 844
- Sommer-Larsen, J., Gelato, S., & Vedel, H. 1999, *ApJ*, 519, 501
- Sommer-Larsen, J., Götz, M., & Portinari, L. 2003, *ApJ*, 596, 47
- Songaila, A., Cowie, L. L., & Lilly, S. J. 1990, *ApJ*, 348, 371

- Spitzer, L., Jr. 1942, ApJ, 95, 329
- Springel, V., Yoshida, N., & White, S. D. M. 2001, *New Astronomy*, 6, 79
- Steidel C. C., Giavalisco M., Dickinson M., & Adelberger K. L. 1996, AJ, 112, 352
- Stoughton, C., et al. 2002, AJ, 123, 485
- Swaters, R. A., Verheijen, M. A. W., Bershady, M. A., & Andersen, D. R. 2004, en Proc. of the International Astronomical Union Symposium no. 220, eds. S. D. Ryder, D. J. Pisano, M. A. Walker, & K. C. Freeman (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific), pág. 77
- Taylor, M. 2000, *Astrometric calibration for INT Wide Field Camera images* (Durham: Starlink Project), <http://www.star.bris.ac.uk/~mbt/wfc/-calibrate/>
- Taylor, J. E., Silk, J., & Babul, A. 2003, en *Dark Matter in Galaxies*, Proc. of IAU Symp., eds. S. Ryder, D. J. Pisano, M. Walker, & K. Freeman (San Francisco: ASP)
- Terndrup, D. M., Davies, R. L., Frogel, J. A., Depoy, D. L., & Wells, L. A. 1994, ApJ, 432, 518
- Teuben, P. 1993, *NEMO: A Stellar Dynamics Toolbox*, Universidad de Maryland, <http://astro.umd.edu/nemo>
- Tinsley, B. M. 1972, A&A, 20, 383
- Tinsley, B. M. 1980, ApJ, 241, 41
- Toomre, A. 1977, ARA&A, 15, 437
- Toomre, A., & Toomre, J. 1972, ApJ, 178, 623
- Totani, T., & Yoshii, Y. 2000, ApJ, 540, 81
- Totani, T., Yoshii, Y., Maihara, T., Iwamuro, F., & Motohara, K. 2001, ApJ, 559, 592
- Tóth, G., & Ostriker, J. P. 1992, ApJ, 389, 5
- Trager, S. C., Faber, S. M., Groth, E. J., Holtzman, J. A., Lynds, R., O'Neil, E. J. Jr., & WF/PC IDT. 1994, AAS, 185, 5310
- Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., et al. 2004, ApJ, 613, 898
- Trujillo, I., & Aguerri, J. A. L. 2004, MNRAS, 355, 82
- Trujillo, I., Graham, A. W., & Caon, N. 2001, MNRAS, 326, 869
- Trujillo, I., Rudnick, G., Rix, H.-W., et al. 2004a, ApJ, 604, 521
- Trujillo, I., Burkert, A., & Bell, E. F. 2004b, ApJ, 600L, 39
- Tully, R. B., & Fisher, J. R. 1977, A&A, 54, 661
- Tyson, J. A. 1988, AJ, 96, 1
- Väisänen, P., Tollestrup, E. V., Willner, S. P., & Cohen, M. 2000, ApJ, 540, 593

- Valdés, F. 1997, *Using MSCRED with Generic Data* (Tucson: NOAO), <http://iraf.noao.edu/projects/ccdmosaic/>
- Valdés, F. 1998, *Guide to the NOAO Mosaic Data Handling Software, MSCRED V. 2.0*. Página de ayuda de IRAF para MSCRED (*msecguide*) (Tucson: NOAO), <http://iraf.noao.edu/projects/ccdmosaic/>
- Valdés, F. 1999, en *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*, ASP Conf. Ser., ed. G. Hunt & H. E. Payne (ASP), 125
- Valdés, F. 2000a, *NOAO Image Data Structure Definitions* (Tucson: NOAO), <http://iraf.noao.edu/projects/ccdmosaic/>
- Valdés, F. 2000b, *Creating a Mosaic World Coordinate System* (Tucson: NOAO)
- Valdés, F. 2001, *The Reduction of CCD Mosaic Data*, Automated Data Analysis in Astronomy, ed. H. P. Singh y R. A. Gupta, <http://iraf.noao.edu/projects/ccdmosaic/>
- Valdés, F. 2002, en *Astronomical Data Analysis II*, Proc. SPIE, 4847, ed. J.-L. Starck & F. D. Murtagh (SPIE), 217, <http://iraf.noao.edu/projects/ccdmosaic/>
- Valdés, F. G., & Tody, F. 1998, en *Optical Astronomical Instrumentation*, Proc. SPIE, 3355, ed. S. D'Odorico (SPIE), pág. 497, <http://iraf.noao.edu/projects/ccdmosaic/>
- Van den Bergh, S. 1960a, ApJ, 131, 215
- Van den Bergh, S. 1960b, ApJ, 131, 558
- Van den Bergh, S. 1976, ApJ, 206, 883
- Van den Bergh, S., Abraham, R. G., Ellis, R., Tanvir, N. R., Santiago, B. X., & Glazebrook, K. G. 1996, AJ, 112, 359
- Van den Bergh, S., Cohen, J. G., Hogg, D. W., & Blandford, R. 2000, AJ, 120, 2190
- Van den Bosch, F. C. 1998, ApJ, 507, 601
- Van den Bosch, F. 2004, en *Baryons in Dark Matter Halos*, Proc. of Science, eds. R. Dettmar, U. Klein y P. Salucci (SISSA), pág. 41
- Van den Bosch, F., Tormen, G., & Giocoli, C. 2005a, MNRAS, 359, 1029
- Van den Bosch, F., Weinmann, S. M., Yang, X., Mo, H. J., Li, C., & Jing, Y. P. 2005b, ArXiv:astro-ph/0502466
- Van der Kruit, P. C., & Searle, L. 1981, A&A, 95, 105
- Varela, A. M., Muñoz-Tuñón, C., & Simmoneau, E. 1996, A&A, 306, 381
- Vazdekis, A., Kuntschner, H., Davies, R. L., Arimoto, N., Nakamura, O., & Peletier, R. 2001, ApJ, 551, L127
- Velázquez, H. 2005, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 41, 389

- Velázquez, H., & White, S. D. M. 1999, MNRAS, 304, 254
- Volonteri, M., Saracco, P., Chincarini, G., & Bolzonella, M. 2000, A&A, 362, 487
- Walker, I. R., Mihos, J. C., & Hernquist, L. 1996, ApJ, 460, 121
- Wang, B. 1991, ApJ, 383, 137
- Weiner, B. J., Phillips, A. C., Faber, S. M., et al. 2005, ApJ, 620, 595
- Wells, D. C., Greisen, E. W., & Harten, R. H. 1981, A&ASS, 44, 363
- White, S. D. M., & Rees, M. 1978, MNRAS, 183, 341
- Williams, R. E., Blacker, B., Dickinson, M., et al. 1996, AJ, 112, 1335
- Windhorst, R. A., Pascarelle, S., Odewahn, S., Cohen, S., Burg, C., Kell, W., & Driver, S. P. 1998, en *The Hubble Deep Field*, Proc. del STSci, eds. M. Livio, S. M. Fall y P. Madau, pág. 219
- Wolf, C., Meisenheimer, K., Rix, H.-W., Borch, A., Dye, S., & Kleinheinrich, M. 2003, A&A, 401, 73
- Wu, K. L. 1999, *A quantitative study of peculiarities in galaxy morphology*, Tesis doctoral en la Universidad de California, Santa Cruz, EE.UU.
- Wu, K. L., Faber, S. M., & Lauer, T. R. 2000, en *Deep Fields*, Proc. del ESO Workshop, ed. S. Cristiani, A. Renzini y R. E. Williams (Berlín: Springer)
- Wyse, R. F. G., Gilmore, G., & Franx, M. 1997, ARA&A, 35, 637
- Xilouris, E. M., Byun, Y. I., Kylafis, N. D., Paleologou, E. V., & Papamastorakis, J. 1999, A&A, 344, 868
- Yan, L., McCarthy, P. J., Dtorrie-Lombardi, L. J., & Weymann, R. J. 1998, ApJ, 503, 19
- Yasuda, N., Fukugita, M., Narayanan, V. K., et al. 2001, AJ, 122, 1104
- Yoshii, Y., & Takahara, F. 1988, ApJ, 326, 1
- Yoshii, Y., & Peterson, B. A. 1991, ApJ, 372, 8
- Zaritsky, D., & Rix, H. W. 1997, ApJ, 477, 118
- Zaritsky, D., Smith, R., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1993, ApJ, 405, 464
- Zaritsky, D., Smith, R., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997a, ApJ, 478, 39
- Zaritsky, D., Smith, R., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997b, ApJ, 478L, 53
- Zepf, S. E., Moustakas, L. A., & Davis, M. 1997, ApJ, 474L, 1
- Zhu, Z., & Yang, T. 1999, AJ, 117, 1103
- Zwaan, M. A., van der Hulst, J. M., de Blok, W. J. G., & McGaugh, S. S. 1995, MNRAS, 273, L35
- Zwicky, F. 1957, *Morphological Astronomy* (Berlin: Springer)

Agradecimientos

Desde aquí, quisiera reconocer la labor de todos aquellos que, de una forma u otra, han colaborado en la realización de este trabajo.

Quisiera agradecer a mis directores de tesis, Marc Balcells y Mercedes Prieto, todo el esfuerzo, atención y motivación brindados para resolver todos y cada uno de los problemas que han ido apareciendo a lo largo de estos años. Asimismo, me gustaría expresar mi agradecimiento a aquellos componentes del grupo GOYA y del grupo de Simulación Numérica del IAC que han contribuido a este trabajo.

Gracias también a Rosa, a Gracia y a Soledad por su afán de buscar siempre lo excelso en sí mismas y en los demás, y por su maravillosa amistad.

Por supuesto, a mi familia, a mis padres y hermanos, por el apoyo que he recibido. En particular, a mi abuela Ascensión y a mi abuelo Lorenzo, quienes me han hecho comprender que lo importante de las personas es lo que dejan remanente en el corazón de aquéllos a quienes tratan, aún cuando ya se han ido.

Y gracias a ti, Antonio, por estar a mi lado en todo momento. Quiero dedicarte la tesis porque, al fin y al cabo, tú has sido mi mejor maestro. Gracias por tu apoyo incondicional, por enseñarme a vislumbrar la belleza de todo cuanto nos rodea y por explorar conmigo, cada día, los senderos de la vida. Ojalá nos sea permitido caminar siempre juntos por campos sin límite y disfrutar de eternidades de estrellas.

