

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Astrofísica



**EVOLUCIÓN DINÁMICA DE CÚMULOS ESTELARES
ABIERTOS**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Raúl de la Fuente Marcos

Bajo la dirección del doctor

Sverre J. Aarseth

Madrid, 2003

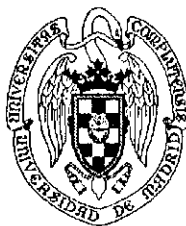
ISBN: 978-84-669-1572-4

©Raúl de la Fuente Marcos, 1997



TL 1997/34

TESIS DOCTORAL



Evolución Dinámica de Cúmulos Estelares Abiertos

Presentada en la

FACULTAD DE CC. FÍSICAS

de la

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

para la obtención del

GRADO DE DOCTOR EN CIENCIAS FÍSICAS

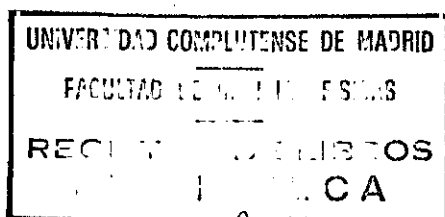
POR

Raúl de la Fuente Marcos

DIRECTOR: Sverre J. Aarseth

TUTOR: Manuel Cornide Castro-Piñeiro

Mayo, 1997



N.º REGISTRO. 23.488

© Raúl de la Fuente Marcos 1997

Reservados todos los derechos. Ni la totalidad, ni parte de esta tesis, puede reproducirse o transmitirse por ningún procedimiento electrónico o mecánico, incluyendo fotocopia, grabación magnética o cualquier otro tipo de procedimiento de almacenamiento de información y sistema de recuperación sin permiso escrito de Raúl de la Fuente Marcos

A mi madre y mi hermano,
sin cuyo apoyo y comprensión este trabajo no podría haberse llevado a cabo

Agradecimientos:

Esta tesis se ha beneficiado de las sugerencias, consejos y comentarios proporcionados por un gran número de investigadores. En primer lugar debo manifestar el más profundo de los agradecimientos a mi director de tesis, Dr. S. J. Aarseth, quien a lo largo de los últimos cinco años, y aún antes, ha supervisado pacientemente mi trabajo y me ha guiado por la maravillosa senda de la Dinámica Estelar. Agradezco también a mi tutor, Dr. M. Cornide, el gran interés mostrado por el presente trabajo desde el principio del mismo, así como la cuidadosa lectura de la versión final de esta tesis, que se ha visto enriquecida con muchos de sus comentarios. Por sus acertadas sugerencias y comentarios en cuanto al material observacional relativo a los cúmulos abiertos y por proporcionarme parte del mismo estoy en deuda con el Dr. J.-C. Mermilliod, el Dr. L. O. Lodén, el Dr. I. Platais, el Dr. G. del Río y la Dra. B. Nordström. Provechosas conversaciones acerca de la dinámica de sistemas estelares jerárquicos fueron mantenidas con el Dr. P. P. Eggleton y la Dra. L. G. Kiseleva a lo largo de mis visitas al Instituto de Astronomía de la Universidad de Cambridge. Debo mencionar también al Dr. Scalo que clarificó muchos de los aspectos relacionados con la función inicial de masas, a los Drs. P. P. Eggleton, C. A. Tout y E. Novotny por sus lecciones sobre evolución estelar, a la Dra. E. Terlevich y al Dr. S. von Hoerner por sus acertados comentarios sobre parte de este trabajo, a los Drs. H. A. Abt y H. Zinnecker por las interesantísimas conversaciones que mantuvimos sobre formación estelar y binarias en cúmulos a lo largo de un congreso celebrado en Santiago de Compostela, al Dr. S. Inagaki por sus comentarios sobre la evolución de modelos

multicomponentes, a los Drs. D. Lynden-Bell y M. J. Rees por sus comentarios sobre dinámica estelar teórica, al Dr. P. Kroupa por sus comentarios clarificadores y al Dr. T. van Albada por proporcionarme sus primeras publicaciones. Debo también agradecer al Departamento de Astrofísica de la Universidad Complutense de Madrid por proporcionarme el acceso a los excelentes medios de cálculo empleados en este trabajo. Gran parte de los cálculos expuestos se han realizado en los ordenadores del Centro de Proceso de Datos y del Servicio Informático de Somosaguas de la Universidad Complutense de Madrid. Ayuda técnica durante la realización de los cálculos fue obtenida de J. Palero, E. Lezcano, C. Bravo, P. Cuesta, Z. Martín, F.-J. González y F. Pescador. Además recibí ayuda y apoyo de A. González e I. de Inza (DEC España S.A.), A. de la Rosa (ONLINE Alpha AXP Systems) y J. Correa García. Por último, agradezco la hospitalidad del Instituto de Astronomía de la Universidad de Cambridge (Reino Unido) durante las estancias de investigación, a lo largo de las cuales parte de este trabajo fue desarrollado.

RAÚL DE LA FUENTE MARCOS

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

Mayo 1997

Evolución Dinámica de Cúmulos Estelares Abiertos

Raúl de la Fuente Marcos,
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID, 1997

Director de Tesis: Sverre J. Aarseth
Tutor: Manuel Cornide Castro-Piñeiro

Las estrellas que observamos no se formaron aisladamente, sino que lo hicieron en grupos o cúmulos. Estos sistemas estelares reciben el nombre de cúmulos estelares abiertos o galácticos cuando están constituidos por estrellas de la Población I. Los cúmulos abiertos se localizan preferentemente en el plano galáctico, y en muchos de ellos está teniendo lugar aún una activa formación estelar. El propósito principal de esta tesis doctoral es el estudio de la evolución dinámica de estos sistemas estelares por medio de simulaciones numéricas y de la comparación de sus resultados con datos observacionales. Con este fin se analizan los efectos que, sobre la dinámica de los cúmulos, ejercen varios fenómenos de interés astrofísico tales como el campo gravitatorio galáctico, la pérdida de masa causada por la evolución estelar y la presencia de binarias primordiales. En este trabajo se presentan los resultados de más de un centenar de modelos de cúmulos, con poblaciones comprendidas en el intervalo [100, 10.000] estrellas, calculados con **NBODY5**, un programa estándar en el campo de la Dinámica Estelar Experimental. De los mismos se deduce que el mecanismo principal que rige la dinámica de los cúmulos abiertos es la evolución estelar de su distribución de masas, encontrándose un comportamiento diferencial fuertemente dependiente de la población inicial del cúmulo. Los mecanismos responsables de la desintegración de los cúmulos abiertos son analizados en detalle, proponiéndose un modelo analítico que ajusta razonablemente los resultados de las simulaciones. Además, y con el fin de explicar el elevado número de sistemas múltiples observados en cúmulos abiertos, se estudian los efectos que, sobre los mismos, ejerce la presencia de una cierta fracción de binarias primordiales. El papel de las binarias también depende de la riqueza del cúmulo y sus efectos se interrelacionan con aquellos debidos a la evolución estelar. Por último, se aborda la posibilidad de construir diagramas de Hertzsprung-Russell teóricos a partir de las simulaciones y compararlos con datos procedentes de observaciones de cúmulos abiertos reales.

Índice

Agradecimientos:	iv
Resumen	vi
Índice de Tablas	xiii
Índice de Figuras	xv
Capítulo 1 Introducción	1
1.1 Introducción	1
1.2 Dinámica Estelar Experimental	3
1.2.1 Perspectiva histórica	4
1.2.2 Los comienzos	5
1.2.3 Modelos conservativos	6
1.2.4 Procesos de interés astrofísico	9
1.3 Observaciones de cúmulos abiertos	11
1.4 Este trabajo	13
Capítulo 2 Modelos de cúmulos	14
2.1 Introducción	14
2.2 El Tiempo de Relajación	15
2.3 Equipartición de la Energía y Segregación de Masa	17

2.4	Dinámica de las estrellas dobles	18
2.5	Hipótesis implícitas	20
2.5.1	Formación estelar	21
2.5.2	Segregación de masa primordial	22
2.5.3	Densidad estelar	23
2.5.4	Estrellas de Campo	24
Capítulo 3 NBODY5		26
3.1	Introducción	26
3.2	Unidades	26
3.3	Campo gravitatorio galáctico	27
3.4	Algoritmo de integración	30
3.5	Medios de cómputo utilizados	34
Capítulo 4 Función Inicial de Masa		37
4.1	Introducción	37
4.2	Resultados	42
4.2.1	Tiempo de Desintegración	42
4.2.2	Módulo de Evolución	43
4.2.3	Ritmo de Escape	48
4.2.4	Velocidad de escape	50
4.2.5	Evaporación Preferencial	54
4.2.6	Modelos densamente poblados	57
4.3	Discusión	63
4.4	Conclusiones	67
Capítulo 5 Evolución Estelar		69
5.1	Introducción	69
5.2	Pérdida de masa	70
5.3	Resultados	74

5.3.1	Tiempo de Desintegración	74
5.3.2	Módulo de Evolución	77
5.3.3	Ritmo de Escape	79
5.3.4	Formación de binarias	81
5.3.5	Velocidad de Escape	83
5.3.6	Evaporación preferencial	84
5.3.7	Modelos densamente poblados	85
5.4	Discusión	95
5.5	Conclusiones	101
Capítulo 6 Binarias Primordiales		103
6.1	Introducción	103
6.2	Función Inicial de Masas para Binarias Primordiales	106
6.3	Fracción de binarias y otros parametros de los sistemas binarios	107
6.4	Evolución Estelar en binarias	111
6.5	Resultados para modelos sin Evolución Estelar	112
6.5.1	Tiempo de Desintegración	112
6.5.2	Módulo de Evolución	113
6.5.3	Ritmo de Escape	116
6.5.4	Velocidad de Escape	116
6.5.5	Evolución de la población de binarias	119
6.5.6	Modelos densamente poblados	126
6.6	Resultados para modelos con Evolución Estelar	129
6.6.1	Tiempo de Desintegración	129
6.6.2	Módulo de Evolución	131
6.6.3	Ritmo de Escape	132
6.6.4	Velocidad de Escape	136
6.6.5	Evolución de la población de binarias	137
6.6.6	Escape preferencial de estrellas no binarias	144

6.6.7	Evolución del contenido estelar	147
6.6.8	Modelos densamente poblados	150
6.7	Discusión	161
6.8	Conclusiones	165
Capítulo 7 Desintegración de cúmulos estelares		167
7.1	Introducción	167
7.2	Un modelo matemático simple para la evolución de los cúmulos estelares	168
7.2.1	Ecuaciones básicas	168
7.2.2	Sistemas monocomponentes	170
7.2.3	Sistemas conservativos densamente poblados con un espectro de masas	171
7.2.4	Comparación con las simulaciones	174
7.2.5	Binarias Primordiales	174
7.2.6	<i>N</i> pequeño	178
7.2.7	Evaporación Preferencial	179
7.3	Conclusiones	180
Capítulo 8 Formación de sistemas múltiples		182
8.1	Introducción	182
8.2	Estabilidad de sistemas jerárquicos	184
8.3	Resultados	186
8.3.1	Evolución global	186
8.3.2	Diagrama (<i>e</i> , Log <i>P</i>)	189
8.3.3	Diagrama (Log <i>P_b</i> , Log <i>P_e</i>)	192
8.3.4	Diagrama (<i>m_b/m_e</i> , Log <i>P_e</i>)	193
8.4	Conclusiones	194
Capítulo 9 Restos de cúmulos abiertos		197
9.1	Introducción	197

9.2	Resultados	199
9.2.1	Modelos sin binarias primordiales	199
9.2.2	Modelos con binarias primordiales	201
9.3	Consecuencias observacionales	203
9.4	Conclusiones	207
Capítulo 10 Síntesis de diagramas H–R teóricos		209
10.1	Introducción	209
10.2	Resultados	211
10.2.1	Diagramas H–R teóricos	211
10.2.2	Magnitudes integradas	216
10.3	Discusión	223
10.4	Conclusiones	224
Capítulo 11 Cúmulos abiertos y dinámica galáctica		225
11.1	Introducción	225
11.2	Evolución Galáctica	226
11.3	Un modelo matemático para la longevidad de los cúmulos estelares abiertos	231
11.4	Paleodinámica del Sistema Solar	233
11.5	Conclusiones	234
Capítulo 12 Conclusiones		235
12.1	Implicaciones astrofísicas de los resultados obtenidos	235
12.2	Perspectivas de Futuro	239
Referencias		240

Índice de Tablas

3.1	Velocidades de cálculo	35
4.1	Funciones Iniciales de Masa	40
4.2	Características de los modelos conservativos	44
4.3	Velocidad de Escape (modelos conservativos)	52
4.4	Contraste de Masa (modelos conservativos)	55
4.5	Características de los modelos conservativos densamente poblados	57
4.6	Evolución de la velocidad de escape media (modelos conservativos densamente poblados)	62
4.7	Evolución del Contraste de Masa (modelos conservativos densamente poblados)	63
4.8	Evaporación Preferencial en modelos conservativos	66
5.1	Algoritmo de Evolución Estelar de Eggleton	73
5.2	Características principales de los modelos con evolución estelar	76
5.3	Velocidad de Escape (modelos con evolución estelar)	84
5.4	Contraste de Masa (modelos con evolución estelar)	85
5.5	Características de los modelos densamente poblados	86
5.6	Velocidad de Escape (modelos densamente poblados con evolución estelar)	93

6.1	Características de los modelos (binarias primordiales sin evolución estelar)	114
6.2	Velocidad de escape (binarias primordiales sin evolución estelar) . . .	119
6.3	Características de los modelos densamente poblados (binarias primordiales sin evolución estelar)	126
6.4	Características de los modelos (binarias primordiales con evolución estelar)	130
6.5	Velocidad de escape (binarias primordiales con evolución estelar) . . .	138
6.6	Fracción de binarias primordiales	143
6.7	Características de los modelos (binarias primordiales con evolución estelar)	154
8.1	Sistemas jerárquicos. Características de los modelos	187
8.2	Resultados para sistemas jerárquicos	190

Índice de Figuras

4.1	Funciones Iniciales de Masa	41
4.2	Módulo de Evolución para los distintos valores de N (modelos conservativos)	46
4.3	Módulo de Evolución para cada FIM (modelos conservativos)	47
4.4	Población frente al tiempo (modelos conservativos)	51
4.5	Módulo de Evolución frente a N (modelos conservativos densamente poblados)	58
4.6	Evolución de la población con el tiempo (modelos conservativos densamente poblados)	60
4.7	Distribución de las velocidades de escape para $N = 10.000$	61
4.8	Distribución de las masas de las estrellas que abandonan el cúmulo para $N = 10.000$	64
5.1	Trazas Evolutivas	72
5.2	Módulo de Evolución para cada valor de N (modelos con evolución estelar)	78
5.3	Módulo de Evolución para cada FIM (modelos con evolución estelar)	80
5.4	Población frente al tiempo (modelos con evolución estelar)	82
5.5	Módulo de Evolución para cada valor de N (modelos con evolución estelar)	88
5.6	Evolución de la población con el tiempo (modelos densamente poblados)	89

5.7	Distribución de las velocidades de las estrellas que abandonan el cúmulo para $N = 10.000$ (Modelo C)	90
5.8	Distribución de las velocidades de las estrellas que abandonan el cúmulo para $N = 10.000$ (Modelo D)	91
5.9	Distribución de las velocidades de las estrellas que abandonan el cúmulo para $N = 10.000$ (Modelo E)	92
5.10	Distribución de las masas de las estrellas que abandonan el cúmulo para $N = 10.000$	96
5.11	Tiempo de Desintegración	100
6.1	Funcion Inicial de Masa de Kroupa modificada	108
6.2	Funcion Inicial de Masa de Scalo modificada	109
6.3	Módulo de Evolución para los distintos valores de N (modelos sin evolución estelar)	115
6.4	Módulo de Evolución para cada FIM (modelos sin evolución estelar) .	117
6.5	Población frente al tiempo para cada valor de N (modelos sin evolución estelar)	118
6.6	Evolución de la población de binarias primordiales (modelos sin evolución estelar)	123
6.7	Evolución de la población total de binarias (modelos sin evolución estelar)	125
6.8	Módulo de Evolución para cada valor de N (modelos conservativos con N grande)	127
6.9	Evolución de la población con el tiempo (modelo conservativo densamente poblado)	128
6.10	Módulo de Evolución para cada valor de N (modelos con evolución estelar)	133
6.11	Módulo de Evolución para cada FIM (modelos con evolución estelar)	134
6.12	Evolución de la población para cada valor de N (modelos con evolución estelar)	135

6.13	Evolución de la población de BPs (modelos con evolución estelar) . . .	140
6.14	Evolución de la población total de binarias (modelos con evolución estelar)	141
6.15	Evolución de la fracción de binarias en el núcleo (modelos con evolución estelar)	145
6.16	Evolución de la fracción de binarias total (modelos con evolución estelar)	146
6.17	Tasa instantánea de escape adimensional	148
6.18	Módulo de Evolución para cada valor de N (modelos conservativos con N grande)	151
6.19	Evolución de la población con el tiempo (modelos conservativos con N grande)	152
6.20	Ritmo de escape adimensional para $N = 10.500$	153
6.21	Evolución del radio medio del cúmulo para $N = 10.500$	155
6.22	Escape relativo para $N = 10.500$	157
6.23	Distribución de las velocidades de escape para $N = 10.500$	158
6.24	Achatamiento de un cúmulo densamente poblado	160
6.25	Segregación de masa	162
6.26	Distribución de velocidades	163
7.1	Comparación entre el modelo teórico y las simulaciones	175
8.1	Diagrama (e , $\log P$) para sistemas jerárquicos	191
8.2	Diagrama de periodos observacional	193
8.3	Diagrama de periodos experimental	194
8.4	Razón de masas frente al periodo	195
9.1	Diagrama H-R teórico para un resto	204
10.1	Diagramas H-R teóricos para diferentes etapas evolutivas (I)	213
10.2	Diagramas H-R teóricos para diferentes etapas evolutivas (II)	214

10.3 Diagramas H–R teóricos para diferentes etapas evolutivas con fluctuaciones artificiales	215
10.4 Diagramas H–R teóricos para diferentes etapas evolutivas con binarias sin resolver	216
10.5 Magnitud absoluta integrada en el azul	218
10.6 Magnitud absoluta visual integrada	219
10.7 Magnitud absoluta visual integrada	220
10.8 Magnitud bolométrica absoluta integrada para uno de los modelos . .	221
11.1 Comparación entre las observaciones y los modelos con N pequeño .	228
11.2 Comparación entre las observaciones y los modelos con N intermedio	229
11.3 Comparación entre las observaciones y los modelos densamente poblados	230

Capítulo 1

Introducción

1.1 Introducción

Las estrellas que observamos no nacieron de forma aislada, sino que lo hicieron en grupos estelares o cúmulos de mayor o menor entidad. Una galaxia típica puede contener miles de estas aglomeraciones estelares cuyas poblaciones se hallan comprendidas en un intervalo bastante amplio: desde unas pocas decenas hasta varios millones de estrellas. En nuestra Galaxia estos sistemas se han clasificado tradicionalmente en dos tipos claramente diferenciados: los cúmulos estelares abiertos o galácticos y los cúmulos globulares (Binney y Tremaine 1987; Rego y Fernández 1988).

Los cúmulos globulares se hallan situados en el halo galáctico; están formados por estrellas de la Población II, poseen una simetría esférica evidente, contienen entre varias decenas de miles y varios millones de estrellas y en ellos la formación estelar parece haberse detenido hace ya mucho tiempo. Actualmente se conocen casi doscientos de estos cúmulos en nuestra Galaxia.

Por el contrario, los cúmulos estelares abiertos se sitúan preferentemente en el plano galáctico; están constituidos por estrellas de la Población I, muchos de ellos carecen de simetría alguna, contienen entre unas decenas y unas pocas decenas de miles de estrellas y, además, en muchos de ellos está teniendo lugar aún una activa forma-

ción estelar. Junto a los dos tipos de cúmulos citados, en nuestra Galaxia pueden encontrarse otras agrupaciones estelares de menor entidad denominadas asociaciones. Actualmente se admite la existencia de tres tipos de asociaciones, denominadas OB, R, y T, que representan respectivamente concentraciones de estrellas de tipos espectrales O y B, nebulosas de reflexión y estrellas de tipo T Tauri en ciertas regiones del cielo. Todas las asociaciones parecen estar conectadas con nubes moleculares. Las asociaciones estelares carecen de una simetría evidente y en la mayoría de los casos presentan una estructura filamentosa con una elevada dispersión de velocidades. Se cree que muchas de las estrellas que se observan se formaron en asociaciones. Debido a limitaciones observacionales, es muy posible que algunos cúmulos abiertos jóvenes formen parte, en realidad, de asociaciones más extensas. Si el diámetro aparente de este tipo de objetos es menor de 15 pc, se clasifican como cúmulos jóvenes y como asociaciones en caso contrario; pero existe una incertidumbre notable en la determinación de diámetros debido al bajo contraste de las zonas periféricas frente a las estrellas de campo. En nuestra Galaxia se conocen más de un millar de estos sistemas, entre cúmulos abiertos y asociaciones.

El estudio de los cúmulos abiertos y las asociaciones estelares aporta información esencial a otros campos de la Astrofísica, tales como la formación estelar, la evolución estelar, la cinemática y la dinámica de sistema estelares con N pequeño, formación y evolución de estrellas dobles y múltiples, estrellas variables, estrellas azules errantes y otros tipos de objetos exóticos en cúmulos. Los cúmulos estelares en general, y los abiertos en particular, son herramientas clásicas en la investigación tanto de la dinámica Galáctica como de la astrofísica estelar y han sido usados tradicionalmente en la determinación de distancias, edades y abundancias metálicas de las distintas poblaciones Galácticas y de sus gradientes a través del disco Galáctico. Por otra parte, al tratarse de muestras de estrellas con la misma composición química e idéntica edad, son los bancos de prueba idóneos a la hora de verificar la bondad de los modelos de evolución estelar. Por último, los cúmulos son los hogares de objetos

estelares curiosos que, como las cefeidas, las estrellas peculiares, etc, son de gran interés teórico.

Aunque puede obtenerse una cantidad relativamente amplia de información observacional sobre la situación actual de estos objetos, resulta prácticamente imposible predecir en que sentido evolucionarán o cómo eran en el pasado únicamente a partir de esos datos. La causa principal de esta limitación son los enormes lapsos temporales asociados a los procesos evolutivos característicos de los cúmulos estelares. Afortunadamente, las interacciones entre las estrellas que los constituyen están gobernadas por las Leyes de Newton, por lo que es posible plantear sus ecuaciones del movimiento y resolverlas numéricamente, estudiando de esta forma su evolución a lo largo del tiempo. Sin embargo, hubo que esperar a la aparición de las computadoras para que esta posibilidad teórica se convirtiese en un hecho factible.

1.2 Dinámica Estelar Experimental

Los cúmulos estelares se pueden contar entre los objetos más bellos y espectaculares que pueden observarse a través de un telescopio. Aunque sus imágenes parecen transmitir una sensación de quietud y reposo, en ellos están teniendo lugar violentos procesos dinámicos, muchos de los cuales generan gran parte de las emisiones de alta energía observadas. Sin embargo, en la mayor parte de los casos, las escalas temporales en que se desarrollan estos fenómenos son tan grandes que el recurso a la simulación numérica es la única vía para alcanzar un conocimiento profundo de este tipo de sistemas.

Con el fin de situar el presente trabajo en el marco de las investigaciones realizadas en este campo, en esta sección se resume de forma breve el trabajo llevado a cabo desde los años 60, en que se comenzó a abordar numéricamente el estudio de los cúmulos, hasta nuestros días, en los que ya han sido introducidos en los modelos un buen número de fenómenos astrofísicos de gran importancia en la evolución de estos objetos como, por ejemplo, la pérdida de masa debida a la evolución estelar, la

formación de sistemas múltiples, la presencia de binarias primordiales, etc.

1.2.1 Perspectiva histórica

La fuerza gravitatoria ejercida entre dos masas puntuales viene descrita por la Ley de la Gravitación Universal de Newton. La obtención de las trayectorias de las partículas para este problema, es decir la resolución de las ecuaciones del movimiento, es simple. El problema de dos cuerpos, como se le conoce en la literatura científica, es el único de este tipo con solución analítica. El problema de tres cuerpos es el siguiente en orden de complejidad pero, desafortunadamente, en este caso no se puede obtener una solución de las ecuaciones del movimiento en forma cerrada; tan sólo es posible aproximarse a la solución a través de series funcionales de convergencia muy lenta. Algunas variantes del problema de tres cuerpos, como el problema restringido circular o el de Hill si tienen, en cambio, solución analítica (Marchal 1990). La situación más general sería aquella que incluyese N cuerpos en interacción gravitatoria. A este problema se le denomina problema de N -cuerpos y la primera persona que propuso encontrar una solución general al mismo fue el matemático Weierstrass en el siglo pasado. A finales de siglo Bruns (1887) y Poincaré (1896) habían excluido ya ciertos tipos de soluciones analíticas al problema.

Las ecuaciones del movimiento en el problema de N -cuerpos vendrían dadas por:

$$(1.1) \quad \vec{F}_i = G m_i \sum_j \frac{m_j (\vec{r}_i - \vec{r}_j)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^3}, \quad j \neq i, \quad i = 1, \dots, N,$$

donde el sumatorio se extiende sobre las otras $N - 1$ masas. Parece lógico pensar que si el problema de tres cuerpos carece de solución analítica tampoco se podrá resolver en forma cerrada el problema más general. La única forma satisfactoria de abordar el estudio del sistema de ecuaciones descrito por la expresión (1.1) es la simulación numérica con la ayuda de computadoras. El desarrollo de estos dispositivos electrónicos ha permitido incrementar notablemente la comprensión global del problema

de N -cuerpos y profundizar en los detalles particulares de la dinámica de los cúmulos estelares. La posibilidad de efectuar este tipo de experimentos numéricos ha dado lugar al nacimiento de una nueva rama de la Astrofísica conocida como Dinámica Estelar Experimental.

1.2.2 Los comienzos

En teoría, llevar a cabo una simulación de este tipo puede parecer una tarea sencilla. Se generan unas cuantas masas puntuales sometidas a sus mutuas interacciones gravitatorias descritas por la ecuación (1.1) y se resuelven numéricamente las ecuaciones del movimiento, obteniéndose las trayectorias. En la práctica las cosas se complican; para que una simulación tenga sentido físico deben verificarse ciertas leyes de conservación, entre ellas la de la energía (si no se consideran procesos disipativos). Encontrar métodos numéricos de integración precisos y exactos para resolver las ecuaciones del movimiento no es difícil, pero si lo es, y mucho, hacer que esos resultados se obtengan en un tiempo razonable.

Los primeros estudios numéricos se remontan a 1958, año en el que Sebastian von Hoerner, por aquel entonces en la Universidad de Gotinga (Alemania), llevó a cabo unas simulaciones de pequeños cúmulos de 16 estrellas. Estas primeras simulaciones proporcionaron una idea cualitativa de los procesos que tienen lugar en los cúmulos estelares: formación de sistemas binarios, triples y de multiplicidad superior, cuasicolisiones y escape de estrellas del sistema. A finales de los años 60 otros investigadores, como S. J. Aarseth y T. van Albada, habían llevado a cabo estudios similares a los de von Hoerner y ampliado sus resultados. El procedimiento utilizado en estos primeros trabajos fue, a grandes rasgos, el descrito anteriormente, es el único autoconsistente y se le conoce como Método Directo en simulaciones de N -cuerpos. La principal ventaja de esta aproximación al problema es que no se hacen hipótesis de partida sobre la dinámica del sistema, preservándose toda la física subyacente, y su principal desventaja era el elevado tiempo de ejecución que requería una simulación

que hiciese uso de esta técnica. Hasta hace relativamente pocos años era inviable abordar estudios con más de mil estrellas. Como ejemplo, baste decir que cuando se inició esta tesis (hace menos de cinco años) la duración típica de una simulación con mil estrellas era de una semana de CPU, actualmente es de menos de 12 horas y simulaciones con 10^4 estrellas, como algunas de las presentadas aquí, requieren de unos 40 días de CPU en una máquina como el CRAY-YMP de nuestra Universidad (hace unos diez años la cifra hubiese ascendido a varios años de CPU). Las computadoras de la serie HARP-3, desarrolladas en la Universidad de Tokio (Sugimoto et al. 1990; Makino et al. 1990; Okumura et al. 1992; Makino et al. 1993; Makino 1996, 1997), permiten simular cúmulos con $N=32.000$ en unos 3 meses.

Por otra parte, a principios de los 60, D. Lynden-Bell y M. Hénon habían indicado, tras efectuar cálculos teóricos, que los cúmulos evolucionarían de forma que, al escapar gran parte de sus estrellas, las regiones centrales se contraerían cada vez más, engendrando una singularidad de densidad infinita en el centro de los mismos. Este fenómeno, denominado catástrofe gravotérmica, sólo ha podido ser constatado en una minoría de cúmulos globulares, lo que sugería la existencia de algún mecanismo dinámico que preservase a los cúmulos del proceso de contracción. A finales de los 70, Aarseth mostró que la formación de un sistema binario muy masivo en el centro del cúmulo facilitaba la detención del colapso. Estas binarias disminuyen paulatinamente su período y dominan las regiones centrales del cúmulo, expulsando las estrellas cercanas. La existencia de este tipo de binarias explicaría las emisiones de rayos X observadas en algunos cúmulos estelares, tanto galácticos como globulares.

1.2.3 Modelos conservativos

Hasta principios de los años 80 ninguna simulación que utilizase métodos directos había introducido el efecto de procesos como la pérdida de masa debida a evolución estelar o el intercambio de masa en estrellas binarias provocado por el incremento del radio de una o ambas de sus componentes. Este tipo de procesos alteran fuertemente

el comportamiento dinámico del cúmulo, ya que la situación apuntada en la sección anterior no es estable si se consideran procesos de pérdida de masa. En efecto, la binaria masiva que se forma en el centro del cúmulo puede disociarse fácilmente durante un fenómeno de supernova en una o ambas de sus componentes. Un modelo que no incluya los efectos de la evolución estelar, puede calificarse como conservativo. Junto a la posible formación de estrellas binarias, triples o de multiplicidad superior, el otro ingrediente importante en un modelo conservativo de un cúmulo estelar es la inclusión del campo gravitatorio Galáctico. Los cúmulos abiertos de nuestra Galaxia sufren la interacción de las fuerzas de marea del bulbo galáctico y esto influye en los procesos que dan lugar a su desintegración. Así, diversos autores señalaron que la presencia del campo gravitatorio Galáctico facilita el proceso de escape de las estrellas puesto que más allá de una distancia superior a un cierto valor, la atracción del centro Galáctico supera la generada por el campo gravitatorio medio del propio cúmulo. A esta distancia se la conoce como radio de las fuerzas de marea.

Por otra parte, un porcentaje importante de los estudios efectuados hasta los años 80 no incluían la existencia de un espectro de masas inicial para las estrellas del cúmulo; es decir, todas las estrellas del cúmulo tenían la misma masa (modelos monocomponentes). Esta suposición es muy poco realista y tiene consecuencias trascendentales en los resultados, sobre todo en los tiempos de vida medios de los cúmulos obtenidos a partir de las simulaciones. Si todas las estrellas tienen la misma masa, las interacciones gravitatorias entre estrellas individuales son muy poco efectivas y una estrella tarda mucho tiempo en obtener la energía necesaria para abandonar el cúmulo, aún en presencia de un campo gravitatorio externo. Para estos modelos, los lapsos temporales necesarios para que el cúmulo desaparezca son anormalmente elevados (hasta 10 veces el valor que podría deducirse a partir de los datos observacionales). La introducción de un espectro inicial de masas cambia drásticamente la situación; las estrellas de mayor masa interaccionan con las de menor masa absorbiendo energía de las mismas hasta alcanzar la equipartición. De esta forma las

estrellas masivas adquieren cada vez más energía potencial y menos cinética lo que hace que pueblen preferentemente las regiones centrales del cúmulo, mientras que las estrellas poco masivas incrementan su energía cinética situándose preferentemente en las regiones externas. De este modo se desarrolla una estructura dual núcleo-halo, en la cual las regiones del núcleo, preferentemente pobladas por estrellas masivas, sufren frecuentes incursiones por parte de las estrellas menos masivas del halo o corona, lo que provoca que éstas se hallen cada vez menos ligadas al cúmulo debido a su ganancia de energía cinética y consiguiente incremento de velocidad. Esta visión global de la evolución dinámica de un cúmulo tan sólo sería válida para cúmulos formados por estrellas poco masivas o para los primeros instantes de la evolución de cúmulos reales en los que aún no se ha producido una importante pérdida de masa debida a evolución estelar. Junto al campo gravitatorio galáctico existen otros efectos externos que pueden incluirse en las simulaciones, como las perturbaciones debidas a nubes moleculares. La interacción de un cúmulo estelar con una nube de gas puede destruir el cúmulo fácilmente y de esta forma se explicaría el número relativamente bajo de cúmulos estelares abiertos detectados (Terlevich 1987). Este fenómeno es particularmente relevante para distancias galactocéntricas inferiores a 5 kpc.

Aunque los efectos de un espectro de masas sobre la dinámica de los cúmulos estelares han sido estudiados desde los primeros días de los estudios numéricos, ha sido a partir de los años 80 cuando se han realizado estudios de forma más sistemática. Un conjunto de trabajos más antiguos habían combinado, en muchos casos, las aproximaciones numérica y teórica al problema (Michie 1963; Spitzer 1969; Hénon 1969, 1971; Spitzer y Hart 1971b; Saslaw y De Young 1976; Aarseth 1974; Spitzer y Shull 1975; Angeletti y Giannone 1977a, b) obteniendo los ritmos de escape y señalando la importancia de las binarias y de la pérdida de masa. Ya en los 80, Larson (1984) estudió el modelo de un cúmulo con dos grupos de masa en la etapa posterior al colapso inicial; Inagaki (1985) estudió también sistemas con dos grupos de masas principalmente en la vertiente de la equipartición de la energía; Inagaki y Saslaw

(1985) hicieron un estudio numérico sistemático de cúmulos multicomponentes utilizando las técnicas de Fokker-Planck desarrolladas por Cohn (1980) y un espectro de masas de ley de potencias simple; Stodólkiewicz (1985) llevó a cabo simulaciones de cúmulos globulares utilizando técnicas de Monte Carlo y una función de masas de ley de potencias simple; Terlevich (1983, 1985, 1987) incluyó el efecto de diferentes exponentes para la función inicial de masas en el comportamiento dinámico de los cúmulos estelares; de la Fuente Marcos (1993) realizó un estudio preliminar acerca de los efectos de diferentes funciones iniciales de masas sobre la dinámica de los cúmulos, continuando el estudio en de la Fuente Marcos (1995) de una forma más sistemática; por último, Lee y Goodman (1995) estudiaron la influencia de una función de masas salpeteriana sobre el ritmo de evaporación de cúmulos globulares sometidos a la acción del campo gravitatorio galáctico, en la fase de postcolapso. De los trabajos anteriormente citados sólo unos pocos (Terlevich 1983, 1985, 1997; Stodólkiewicz 1985; de la Fuente Marcos 1993, 1995; Lee y Goodman 1995) han tenido en cuenta la existencia de un espectro de masas realista.

1.2.4 Procesos de interés astrofísico

Las estrellas que no pertenecen a un sistema binario, evolucionan desde un radio relativamente pequeño, cuando se encuentran en la Secuencia Principal hasta otro notablemente mayor, cuando se transforman en gigantes en las últimas etapas de su evolución. La duración de la vida de una estrella disminuye conforme aumenta su masa inicial; es decir, cuanto más masiva es una estrella, tanto más rápida será su evolución. Alrededor del 80% de la vida de una estrella transcurre en la Secuencia Principal del Hidrógeno, el restante 10-20% discurre mientras la estrella es una gigante. Dependiendo de su masa, al finalizar la fase de las gigantes, puede desprenderse de sus capas más externas dando lugar a una nebulosa planetaria para generar posteriormente una enana blanca (si la masa de la estrella progenitora es inferior a unas $8 M_{\odot}$) o sufrir una explosión supernova (si la masa es superior o igual a $8 M_{\odot}$)

dando lugar a una estrella de neutrones o pulsar (o a un agujero negro, según sea la masa de la estrella progenitora). La inclusión de procesos como la pérdida de masa debida a evolución estelar afecta drásticamente a la evolución de los cúmulos estelares. La primera consecuencia de la inclusión de la evolución estelar en los modelos es una fuerte diferenciación entre cúmulos con bajo contenido estelar y aquellos otros fuertemente poblados. Para los primeros se observa una aceleración en su evolución, mientras que para los segundos se aprecia la tendencia contraria. Este tipo de comportamiento diferencial dependiente de la riqueza del cúmulo ha sido puesto de manifiesto recientemente por el autor de esta tesis y será analizado en profundidad en el Capítulo 5.

En los últimos años, el estudio de los procesos de intercambio de masa en binarias ha permitido analizar en detalle fenómenos de alta energía que tienen lugar en las regiones centrales de los cúmulos estelares, así como los procesos de fusión y las colisiones estelares que originan objetos exóticos como los de Thorne-Żytkow o las estrellas azules errantes. En el caso de las estrellas dobles, la evolución estelar no es tan simple de introducir en los cálculos, y sólo recientemente se han obtenido progresos (Aarseth 1996a; Portegies Zwart 1996; Aarseth et al. 1997). Si dos estrellas están ligadas, la presencia de una compañera limita el tamaño máximo que una estrella puede alcanzar durante su evolución hacia la rama de las gigantes, antes de verse fuertemente influenciada por la presencia de su compañera. Este radio, a partir del cual comienzan las interacciones, recibe el nombre de radio de Roche. Si la separación orbital entre las componentes del par se reduce como consecuencia de una perturbación externa o si la estrella más masiva se expande al evolucionar fuera de la Secuencia Principal, una de las componentes (la más masiva en el último caso) puede desbordar el límite de Roche. Parte de la masa que desborda cae hacia la compañera, el resto abandona el sistema sin interactuar con él. Si la masa que abandona el sistema no es muy elevada, sus efectos sobre la dinámica del cúmulo serán despreciables.

El efecto de la pérdida de masa sobre la dinámica de los cúmulos comenzó a estudiarse a finales de los años 70. Los primeros modelos consideraban únicamente un espectro de masas discreto, con dos o tres grupos de masas, en lugar de una función de masas continua. Por tanto, todas las estrellas correspondientes al mismo grupo evolucionaban al mismo tiempo (Heggie 1980a, b), dando lugar a enanas blancas de masa apropiada. Terlevich (1983, 1985, 1987) utilizó métodos directos y un algoritmo de pérdida de masa instantánea para confirmar que ésta juega un papel dominante en la evolución dinámica de los cúmulos. Sus resultados muestran que la pérdida de masa afecta al tiempo de vida medio de los cúmulos y al comportamiento dinámico de las binarias, encontrando además que las regiones centrales de los cúmulos se expanden a causa de la misma. El autor (de la Fuente Marcos 1993) llevó a cabo también un pequeño estudio que confirmó las conclusiones de los trabajos de Terlevich, enfatizando la importancia de las explosiones de supernova en las binarias de las regiones centrales de los cúmulos con pocos miembros. La inclusión en las simulaciones de fracciones significativas de binarias primordiales, es decir sistemas binarios ya formados en el momento de la aparición del cúmulo, ha permitido la explicación de la elevada fracción de sistemas binarios y de multiplicidad superior que pueden observarse en la vecindad solar.

1.3 Observaciones de cúmulos abiertos

Desde el punto de vista observacional las cuestiones más importantes están, en su mayor parte, relacionadas con las ya mencionadas en simulaciones. Durante muchos años, la aparente falta de estrellas poco masivas en cúmulos abiertos ha sido una cuestión de gran importancia (van den Bergh y Sher 1960; van den Bergh 1977). Las simulaciones (Aarseth 1971; Aarseth y Woolf 1972; Terlevich 1987) permitieron constatar que aunque efectivamente existe una tendencia pequeña, pero significativa, a que las estrellas menos masivas abandonen el cúmulo antes que las masivas, este proceso depende realmente de la riqueza del cúmulo. Este comportamiento está liga-

do profundamente a la universalidad de la función inicial de masas; tema este bastante controvertido, ya que una gran mayoría de investigadores abogan por tal universalidad, mientras que un grupo menor sugiere que dicha función depende fuertemente de las características físicas del medio ambiente de formación estelar, particularmente de la temperatura. La mejora en los medios observacionales (aparición de las cámaras CCD) pareció haber resuelto la controversia en favor de los primeros, ya que en una gran mayoría de cúmulos fueron detectadas estrellas poco masivas en cantidad suficiente. Sin embargo, un tipo especial de cúmulos, los pobremente poblados, continuaban mostrando una incontestable carencia de estrellas poco masivas, aún en los estudios llevados a cabo con la más moderna instrumentación. La existencia de estos objetos parecía confirmar la no universalidad de la función inicial de masas; sin embargo, las simulaciones presentadas en este trabajo indican que, en el caso de cúmulos pobremente poblados (un centenar de estrellas o menos), la tasa de escape para estrellas poco masivas es significativamente superior a la de las masivas, lo que permitiría explicar los resultados observacionales.

Otra cuestión de indudable interés astrofísico es la cuantía del porcentaje de binarias en cúmulos estelares abiertos. Al contrario que en los globulares, se ha descubierto un elevado número de sistemas binarios en cúmulos estelares abiertos. Sin embargo, el porcentaje de binarias en la vecindad solar parece ser superior al 50% lo que impondría severas restricciones a la fracción de binarias que debería ser observada en cúmulos abiertos, suponiendo que parte de las estrellas que se observan hayan nacido en ellos.

Otro tema de gran importancia es el destino final de los cúmulos abiertos de nuestra Galaxia. Es evidente que gran parte de los cúmulos formados en los últimos cientos de millones de años deberían mostrar aún una población de unas pocas decenas de miembros. Se conocen muy pocos de estos objetos (restos o remanentes de cúmulos estelares abiertos), debido a que en muchos casos las estrellas que los forman son muy débiles (de los últimos tipos espectrales).

Recientemente, se han propuesto nuevos objetos candidatos a que en ellos se encuentre la masa perdida que no se encuentra observacionalmente como materia luminosa. Las concentraciones compactas de objetos bariónicos serían cúmulos de estrellas muy poco masivas (quizás enanas marrones). Como se ha señalado previamente, los cúmulos estelares con todas sus componentes de la misma masa son extraordinariamente estables y además extremadamente difíciles de detectar en el caso de contener objetos subestelares debido a su bajo brillo superficial intrínseco.

1.4 Este trabajo

El propósito de esta tesis es analizar la evolución dinámica de este tipo de objetos astrofísicos haciendo uso tanto de la teoría como de la simulación numérica. La consistencia de los resultados obtenidos será contrastada en lo posible con los datos observacionales disponibles actualmente.

Esta tesis, incluye tres primeros capítulos (considerando el presente) de carácter introductorio en los que se sitúa el presente trabajo en el marco de la Dinámica Estelar, y se repasa someramente la terminología que será ampliamente usada en los capítulos posteriores. Además, se indican, y justifican en su caso, el tipo de aproximaciones realizadas y se describen los procedimientos de cálculo empleados.

A continuación se pasa al análisis de los resultados obtenidos. Los capítulos 4 al 6 proporcionan una perspectiva global de los mismos; por el contrario, los capítulos 7 al 11 se detienen en aspectos más concretos: el Capítulo 7 desarrolla un modelo semianalítico del ritmo de escape de los cúmulos; en el Capítulo 8 se estudia la formación de sistemas múltiples; el Capítulo 9 se dedica al estudio de los restos; en el Capítulo 10 se realiza la síntesis de diagramas de Hertzsprung-Russell teóricos y en el Capítulo 11 se analizan las relaciones entre los cúmulos abiertos y la dinámica Galáctica.

Por último, el Capítulo 12 será dedicado a formular las implicaciones astrofísicas de los resultados obtenidos, extrayéndose las conclusiones pertinentes.

Capítulo 2

Modelos de cúmulos

2.1 Introducción

Este capítulo está dedicado a exponer la terminología empleada en el resto de las secciones, prestándose especial atención a los conceptos teóricos más importantes y a las hipótesis implícitas en los cálculos numéricos, así como a la posible justificación de las mismas.

Cuando un sistema de masas puntuales en interacción gravitatoria evoluciona, lo puede hacer de dos formas notablemente diferentes. Puede sufrir un proceso de relajación violenta (Lynden-Bell 1967; Saslaw 1969, 1973) en una escala temporal del orden del Tiempo de Caída Libre en el sistema. En el transcurso de este tipo de proceso, la evolución del sistema de N -cuerpos puede considerarse como ausente de colisiones y puede describirse con la ecuación de Boltzmann no-colisional típica de los gases, estando las trayectorias de cualesquiera par de partículas ausentes de correlación alguna. Por otra parte, puede sufrir un proceso de relajación colisional (Jeans 1929; Chandrasekhar 1942) en una escala temporal del orden de $N/\log N$. Este fenómeno conduce a la formación de un núcleo denso rodeado por un halo extenso con una distribución de velocidades menos isótropa que en el núcleo. Durante el proceso, se genera un flujo radial de masa hacia las regiones periféricas del sistema y

otro flujo de energía gravitacional de ligadura hacia el núcleo. El estado final de este proceso es la formación de una binaria extremadamente energética en las regiones centrales del sistema. Durante la relajación colisional se produce una correlación no despreciable entre las trayectorias de los distintos pares de partículas ya que tienen lugar encuentros hiperbólicos entre las mismas.

2.2 El Tiempo de Relajación

De todos los mecanismos que conducen la evolución de los cúmulos, la relajación colisional o relajación de dos cuerpos es el que se propuso en primer lugar. Consiste en el intercambio de energía que se produce durante las aproximaciones a corta distancia entre pares de estrellas del cúmulo. El efecto acumulado de multitud de estas interacciones puramente gravitacionales gobernaría la dinámica de los cúmulos, teniendo esta lugar de forma tal que el sistema evoluciona sin alejarse mucho del equilibrio. En 1929, Jeans realizó una primera estimación cuantitativa de esta escala temporal; sus resultados fueron más tarde refinados y ampliados por Chandrasekhar (1942). La escala temporal en la que este mecanismo opera recibe el nombre de Tiempo de Relajación, definido por Spitzer (1987) como:

$$(2.1) \quad t_r = \frac{0,065 \langle v^2 \rangle^{3/2}}{\rho \langle m \rangle G^2 \ln(0,4 N)},$$

donde $\langle v^2 \rangle$ es la velocidad cuadrática media de las estrellas del cúmulo, ρ es la densidad espacial media del cúmulo, $\langle m \rangle$ es la masa media de las estrellas del cúmulo, G es la constante de la gravitación universal y N es la población del cúmulo. El coeficiente numérico de la fórmula anterior y el argumento del logaritmo pueden variar ligeramente según sean las hipótesis utilizadas en el cálculo de la variación de las velocidades durante el encuentro de un par de estrellas. Además, esta escala temporal depende del espectro inicial de masas y de la posible presencia de subcúmulos dentro del propio cúmulo. Esta es la escala temporal típica en que opera la relajación colisional.

En la expresión (2.1) aparece un cierto número de magnitudes que son locales; es decir, dependen del punto del cúmulo que se esté considerando y además son funciones del tiempo, por lo que el período de relajación no es ni mucho menos constante durante la evolución del cúmulo, ni es igual en cualquier región del mismo. Su valor es pequeño para las regiones centrales del sistema y mucho mayor para aquellas cercanas al radio de las fuerzas de marea. En muchos casos se considera más informativa otra magnitud denominada tiempo de relajación medio, que es el correspondiente a la región del cúmulo que contiene la mitad de la masa del mismo, cuyo radio puede denominarse radio medio, R_m . Siguiendo a Spitzer (1987), esta escala temporal viene dada por:

$$(2.2) \quad t_{rm} = 0.138 \frac{M^{1/2} R_m^{3/2}}{\langle m \rangle G^{1/2} \ln(0,4 N)},$$

donde M es la masa total del cúmulo.

La otra escala temporal empleada de forma asidua en el estudio de la dinámica de los cúmulos estelares es el Tiempo de Caída Libre, Tiempo Característico o Tiempo Propio del cúmulo, definido generalmente por:

$$(2.3) \quad t_p = \frac{2 R}{v},$$

donde R es una medida del tamaño típico del sistema y v es la velocidad media de las estrellas del mismo. Luego esta escala temporal, mide el tiempo que tardaría una estrella típica del cúmulo en atravesarlo de un extremo a otro. Es la escala temporal típica en que opera la relajación violenta. Usualmente se escoge R como el radio virial definido por:

$$(2.4) \quad R_{vir} = -G M^2 / 2 E,$$

donde E es la energía potencial total del sistema, excluyendo las energías de ligadura de cualesquiera binarias primordiales. El radio virial es comparable con el radio medio del cúmulo. Utilizando la expresión de la velocidad cuadrática media de las

estrellas del cúmulo ($\sqrt{GM/R_{vir}}$), el Tiempo Propio puede escribirse como:

$$(2.5) \quad t_p(\text{años}) = 4,2 \times 10^7 (M_{\odot}/M)^{1/2} (R_{vir}/pc)^{3/2},$$

que es la unidad que habitualmente se emplea para medir el tiempo en Dinámica Estelar Experimental.

2.3 Equipartición de la Energía y Segregación de Masa

El fenómeno de la relajación diferencia a las estrellas del cúmulo según su masa, provocando una tendencia a la equipartición de la energía cinética de modo que las estrellas de mayor masa tienden a ceder parte de su energía cinética a las estrellas menos masivas cuando sufren interacciones gravitatorias con ellas. Debido a ello, las estrellas más masivas tienden a ocupar las regiones centrales del cúmulo, ya que están más ligadas a él, y las estrellas menos masivas muestran tendencia a situarse en las regiones periféricas del mismo, el halo. Al proceso por el cual todas las estrellas del cúmulo tienden a alcanzar la misma energía cinética se le denomina equipartición de la energía y tiene lugar en una escala de tiempo del orden del Tiempo de Relajación. Al fenómeno asociado que provoca que las estrellas masivas ocupen las regiones centrales y las menos masivas las periféricas se le conoce como segregación de masa o estratificación de masa. La escala temporal en la que este proceso opera puede ser estimada con ayuda de la siguiente expresión obtenida por Spitzer (1987) para el caso de un cúmulo con dos grupos de masas:

$$(2.6) \quad t_{sm} = \frac{0,028 (\langle v_1^2 \rangle + \langle v_2^2 \rangle)^{3/2}}{m_1 m_2 \rho G^2 \ln 0,4 N},$$

donde los subíndices se refieren a los dos grupos.

Junto a estos procesos hay que mencionar otro más, que en cierto modo compite con la equipartición. Si una estrella con una cierta masa m se mueve a través de un sistema homogéneo de estrellas, y se desprecia el efecto de la autogravitación del sistema, el movimiento de cada estrella está determinado únicamente por la fuerza

ejercida por m . Bajo esta aproximación, la suma de las variaciones de velocidad radial es nula, pero la de la velocidad tangencial no, obteniéndose una contribución que da lugar a que la masa m sufra una paulatina deceleración que va frenando la estrella hasta que ésta alcanza el centro del sistema. Este fenómeno se conoce como Fricción Dinámica. La escala temporal en que opera este proceso depende de muchos factores, incluida la densidad espacial del sistema, por lo que es imposible obtener una expresión genérica. Sin embargo, esta escala temporal puede escribirse como:

$$(2.7) \quad t_{fd} \propto \frac{r^2 v}{m},$$

siendo r la distancia cumulo-céntrica y v la velocidad de la estrella de masa m . La importancia de la Fricción Dinámica es mayor para las estrellas más masivas.

2.4 Dinámica de las estrellas dobles

En muchos de los modelos, cuyos resultados se van a presentar, se ha incluido una cierta población de binarias iniciales; además, incluso en los modelos que inicialmente no incluyen binarias entre sus componentes se produce la formación, en una corta escala de tiempo, de un pequeño número de sistemas dobles. El comportamiento y relevancia dinámica de las binarias en los cúmulos se diferencia radicalmente según sea su energía de ligadura (Heggie 1972, 1975, 1980a). Se dice que una binaria es blanda (*soft*) si su energía de ligadura es menor que la energía cinética media local por estrella, y se habla de binarias duras (*hard*) en caso contrario. Dado que la energía de ligadura de una binaria con las dos estrellas de la misma masa es (en valor absoluto) $E_b = Gm^2/2a_b$, siendo a_b el semieje mayor de la binaria, y que la energía cinética media de una estrella, en virtud del Teorema del Virial, puede escribirse como $E_c = GNm^2/2R_{vir}$; la condición aproximada para que una estrella doble de un cúmulo pueda considerarse como dura es que su semieje mayor sea: $a_b \leq R_{vir}/N$. Si se considera un sistema de unidades en el que $G = 1$, $E = -1/4$, $M = 1$ y

$\langle v^2 \rangle = 1/2$, el semieje de la binaria es:

$$(2.8) \quad a_b = \frac{1}{3NE_b}$$

y el periodo orbital:

$$(2.9) \quad T_b = \frac{\sqrt{1/27\pi}}{NE_b^{3/2}}.$$

En ausencia de binarias iniciales, se produce la formación de un cierto número de binarias blandas. Estas binarias son de corta vida y su influencia sobre la dinámica de los cúmulos es despreciable. Sin embargo, una binaria blanda puede endurecerse tras un número de encuentros con otras estrellas del cúmulo (10-20 encuentros en media). Las binarias duras son extremadamente importantes para la dinámica de los cúmulos ya que pueden perdurar durante lapsos de tiempo comparables con el Tiempo de Desintegración del propio cúmulo, siendo por tanto muy estables. Estas binarias pueden llegar a contener una fracción muy significativa de la energía total de ligadura del cúmulo.

Las binarias blandas se forman en procesos puramente dinámicos. La simple consideración de la conservación de la energía, permite concluir que es imposible que una de estas binarias se forme en un encuentro de dos cuerpos tal como el considerado en el proceso de relajación colisional. Para la formación de una binaria blanda es necesario, como poco, un encuentro de tres cuerpos (si no se recurre a la existencia de procesos disipativos en el interior estelar), de forma que la tercera estrella recoja el exceso de energía que permita a las otras dos constituir un sistema ligado. Una vez que se tiene un sistema ligado, se pueden producir fácilmente encuentros entre binarias y estrellas sin compañera. El resultado de un encuentro de tres cuerpos de este tipo puede ser uno de los siguientes:

1. Formación transitoria de una configuración triple (difusión resonante). Este proceso no es el que conduce a la formación de un sistema jerárquico triple

(y por tanto ligado); para que tenga lugar este proceso, es necesario que una cuarta estrella absorba el exceso de energía.

2. Destrucción del sistema binario (ionización). La probabilidad de destrucción de las binarias blandas es independiente de su excentricidad inicial.
3. Intercambio entre una de las componentes de la estrella doble y la estrella incidente (intercambio).
4. Situación final igual a la inicial (encuentro hiperbólico). En este proceso se puede producir tanto un incremento de la energía de ligadura de la binaria (endurecimiento) como una disminución (ablandamiento) dependiendo de si la masa del tercer cuerpo es mayor o menor que la de las componentes de la binaria.

La escala de tiempo típica en que tiene lugar el endurecimiento de una binaria blanda es (Heggie 1974):

$$(2.10) \quad t_e = \frac{N^2}{100} t_p,$$

si el Tiempo de Relajación es $t_r = (0,1N/LnN)t_p$, se observa que para $N > 6$ el valor dado por (2.10) es menor que el propio Tiempo de Relajación.

2.5 Hipótesis implícitas

En esta sección se comentarán y justificarán, en su caso, las principales aproximaciones e hipótesis implícitas en los modelos numéricos que van a ser analizados en los siguientes capítulos. En primer lugar se considerará el controvertido tema del orden en que se produce la formación estelar, cuestión esta de capital importancia para los modelos que incluyen los efectos de la Evolución Estelar. En segundo lugar se analizarán los efectos de la posible existencia de segregación de masa inicial; es decir, que las estrellas de una determinada masa se formen preferentemente en alguna

región (central o periférica) del cúmulo. A continuación se discutirá el tema de la densidad espacial y másica inicial. En último lugar, se justificará la no inclusión de estrellas externas al cúmulo en los cálculos. Las aproximaciones realizadas para el campo gravitatorio Galáctico serán analizadas en el capítulo siguiente. Además de estas hipótesis principales, deben incluirse algunas otras de menor entidad que se comentarán a continuación. No se ha considerado la presencia de nubes moleculares, ya que sus efectos son menores que los del campo gravitatorio galáctico (Bouvier 1971; Wielen 1971; Terlevich 1987). Tampoco se considerarán los efectos del remanente gaseoso resultante de los procesos de pérdida de masa debida a evolución estelar; el gas abandonará el cúmulo sin efecto sobre las otras estrellas del mismo. En cúmulos reales, el gas escapa directamente o es absorbido por el medio interestelar. Por último, tampoco se considerará el efecto del intercambio de masa en binarias. Este proceso no afecta realmente a la energía del cúmulo, ya que este material no escapa del mismo; sin embargo, las binarias suelen ocupar las regiones centrales del cúmulo conforme éste evoluciona, y por tanto sus efectos pudieran ser significativos. Actualmente, la inclusión de estos procesos en simulaciones numéricas se halla en un estado muy avanzado (Aarseth 1996a).

2.5.1 Formación estelar

En los cálculos se supondrá que todas las estrellas inician la fase de la combustión del hidrógeno (Secuencia Principal del Hidrógeno, en adelante SPH) al mismo tiempo. Sin embargo, cuando las estrellas nacen en una nube molecular dada, las de menor masa se contraen más lentamente hacia la SPH. Las estrellas de mayor masa se contraen mucho más rápidamente que las menos masivas, por lo que se espera que inicien la SPH primero. En este trabajo se supondrá que para un mismo tiempo de comienzo de la SPH, las estrellas menos masivas se forman antes que las masivas, con lo que ambas iniciarían las reacciones nucleares en la misma época. Aunque el orden en que se produce la formación estelar está lejos de ser satisfactoriamente comprendido,

algunas teorías (Hayashi 1966) predicen que las estrellas de menor masa se forman primero y cuando la temperatura de la nube sufre un ligero incremento causado por el inicio de las reacciones nucleares en las estrellas menos masivas, comienza la formación de las estrellas más masivas a partir de la fragmentación de la nube progenitora. Además existen algunas evidencias observacionales que favorecen dicha conclusión teórica (Herbig 1962; Iben y Talbot 1966; Cohen y Kuhl 1979; Adams et al. 1983; Strom 1985); es decir, que las estrellas de menor masa se forman antes y a lo largo de un intervalo de tiempo mayor que las menos masivas. Sin embargo, existen otras evidencias observacionales que sugieren la interpretación opuesta; en los diagramas H-R de cúmulos muy jóvenes (NGC 2264, NGC 6530, la Nebulosa de Orión o las propias Pléyades) se ha encontrado que sólo las estrellas masivas han alcanzado la SPH, mientras que las estrellas menos masivas se hallan todavía a la derecha de ella. Parece ser que estas estrellas estarían todavía en la fase de contracción y no habrían iniciado aún las reacciones nucleares. De hecho parece que los resultados contrarios descansan en las trazas evolutivas teóricas pre-SPH. Recientemente, Zinnecker y sus colaboradores (1993) han puesto de manifiesto que aunque las estrellas menos masivas adquieren su masa final antes, necesitan más tiempo para alcanzar la secuencia principal de edad cero que las estrellas masivas; éstas tardan más en acumular su masa final, pero evolucionan más rápidamente hacia la SPH. De hecho, todas las observaciones actualmente disponibles son consistentes con una formación simultánea de estrellas de todas las masas (Stahler 1985; Schroeder y Comins 1988).

2.5.2 Segregación de masa primordial

Otra cuestión de gran importancia es la posible presencia de una segregación de masa inicial en el cúmulo; es decir, la localización preferencial en una cierta región del cúmulo de las estrellas de una determinada masa. Parece que la segregación de masa pudiera estar presente ya en los primeros fases de la evolución de los cúmulos estelares, según se desprende de las imágenes en el infrarrojo (Lada y Lada 1991).

Si se aplica el Criterio de Jeans a una nube isoterma con condensación central se obtiene que las estrellas poco masivas deberían formarse en el centro del cúmulo y las masivas en la periferia. Sin embargo, en las regiones centrales de una nube molecular, la escala temporal en la que tienen lugar las colisiones entre los glóbulos gaseosos que constituyen la nube es menor que la escala temporal de caída libre dentro de uno de estos glóbulos, por lo que cabe esperar que las estrellas masivas se formen cerca del centro de la nube; los glóbulos periféricos tienen una probabilidad significativamente inferior de sufrir una colisión, por lo que permanecerán con un tamaño menor generando estrellas de menor masa. Sin embargo, ésta no es toda la verdad, ya que la formación de estrellas masivas induce la generación de frentes de choque que pueden, a su vez, facilitar la formación, en las inmediaciones de estrellas masivas, de otras de menor masa. También las explosiones de supernova pueden inducir la formación de estrellas poco masivas. Dado que, actualmente, no existen pruebas concluyentes que permitan afirmar categóricamente la existencia de segregación inicial de masa en los cúmulos, no se considerará este fenómeno.

2.5.3 Densidad estelar

La cuestión de la densidad espacial inicial en los cálculos tiene, bajo cierto punto de vista, una importancia marginal, ya que en una escala de tiempo del orden del Tiempo de Relajación el sistema *olvida* las condiciones iniciales. La mayoría de los modelos calculados tienen una distribución espacial uniformemente esférica. Para el caso de los modelos con N más grande, también se han empleado otras densidades: proporcional a la inversa del cuadrado de la distancia al centro del cúmulo y densidad de Plummer (1911) o politropo con índice de politropía igual a 5. Ambas proporcionan configuraciones notablemente más concentradas que el caso uniforme. Los efectos de las diferentes densidades espaciales iniciales sobre la dinámica de los modelos se restringen a las primeras etapas de la evolución de los mismos, siendo la evolución a largo plazo completamente similar. El principal efecto global es una

ligera disminución del tiempo de vida, para los modelos más concentrados. En cuanto a la distribución de velocidades iniciales, para los modelos uniforme y de Plummer es tal que la configuración inicial es de equilibrio; en el caso de la otra densidad, las velocidades son aleatorias, por lo que se parte del no equilibrio. Debido a ello, este tipo de modelos se desintegran antes. Excepto donde se diga lo contrario, los resultados que se expondrán en los capítulos 4 al 6 han sido producidos a partir de configuraciones uniformemente esféricas. Otra cuestión que puede afectar de forma profunda a las simulaciones es la posible presencia de subagrupaciones iniciales en los cúmulos. Este aspecto fue estudiado por Aarseth y Hills (1972) llegando a la conclusión de que la evolución a largo plazo de los modelos no era significativamente dependiente de la existencia inicial de subcúmulos.

La cuestión de la importancia de la densidad de masa inicial es más delicada, puesto que los modelos están sometidos al campo gravitatorio Galáctico. Según sea aquella, la influencia del campo externo varía. Un valor típico para la densidad de masa media en un cúmulo real es $1,3 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ (Lohmann 1971, 1976a, b, 1977a, b, 1979) con un rango de 0,5-3,2 para una muestra de 11 cúmulos. Para los modelos con $N \leq 750$ se ha empleado la misma densidad estelar media pero no la misma densidad de masa media. Para esos modelos, la densidad de masa media está en el rango $6-12 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$. Estos valores son también consistentes con otros provenientes de observaciones más recientes (Margulis y Lada 1984; McNamara y Sekiguchi 1986; Leonard y Merritt 1989; Liebert et al. 1994).

2.5.4 Estrellas de Campo

Los cúmulos abiertos aparecen rodeados por estrellas ajenas, en muchos casos, al propio cúmulo. En los modelos que se van a desarrollar se va a ignorar el efecto que estas estrellas de campo puedan ejercer sobre el cúmulo. El posible efecto de las estrellas de campo sobre la dinámica de los cúmulos estelares fue estudiado por vez primera por Rosseland (1928). Estas estrellas pueden perturbar el movimiento de las

que componen el cúmulo y, en principio, pueden transferir suficiente momento a una estrella individual para que escape del campo gravitatorio del cúmulo. De esta forma, el cúmulo puede perder estrellas gradualmente. Sin embargo, la escala temporal en la que el cúmulo se disiparía debido a este proceso es $\geq 10^{10}$ años, mucho mayor que el tiempo necesario para que un cúmulo abierto medio se desintegre de forma completa. Por tanto, en general, puede considerarse despreciable el efecto de las estrellas de campo sobre la dinámica de los cúmulos abiertos. No obstante, existen cúmulos abiertos con edades de varios miles de millones de años; para este tipo de objetos sí sería relevante la influencia de las estrellas de campo. De hecho, algunos de los modelos que se van a presentar tienen tiempos de vida superiores a 6×10^9 años, por lo que para ellos podría haber una influencia significativa de este proceso.

Capítulo 3

NBODY5

3.1 Introducción

En este capítulo se exponen brevemente las principales características del programa empleado para llevar a cabo los cálculos, con los que se obtienen los resultados cuyo análisis constituye el núcleo de esta tesis. La discusión se concentrará principalmente, en las unidades y el método de integración empleados en los cálculos. En la última sección se comentarán aspectos técnicos relacionados con los medios de cálculo utilizados.

NBODY5 es un programa codificado en FORTRAN, desarrollado por el Dr. S. J. Aarseth en el Instituto de Astronomía de la Universidad de Cambridge (R.U.). Dicho programa es fruto de la experiencia del Dr. Aarseth durante más de 30 años en el campo de la Dinámica Estelar Experimental (Aarseth 1985, 1994, 1997).

3.2 Unidades

Además de las unidades naturales como el Radio Medio, el Tiempo Propio, etc, en la presentación de los resultados en Dinámica Estelar suele usarse el llamado sistema de unidades estándar normalizado (Heggie y Mathieu 1986) o unidades de N -cuerpos.

En este sistema la masa media es $1/N$, el Radio Virial vale 1, G es 1, la unidad de velocidad (velocidad cuadrática media) es $1/\sqrt{2}$, la energía total inicial tiene el valor de $-1/4$ y el Tiempo Propio es $2\sqrt{2}$. En los restantes capítulos, a la hora de mostrar los resultados se empleará el sistema de unidades estándar, excepto donde se haga notar explícitamente. Por ejemplo, las longitudes serán medidas en parsecs ($3,085721 \times 10^{16}$ m); el tiempo, en muchas de las figuras, estará expresado en unidades normalizadas ($1/\sqrt{8} t_p$) y en las restantes en años julianos.

El sistema de unidades estándar normalizado garantiza la máxima eficiencia numérica en los cálculos, aunque la principal razón para su utilización es que facilita la comparación del trabajo realizado por los diferentes investigadores. La equivalencia de este sistema de unidades con el S.I. es la siguiente:

$$(3.1) \quad U.T. = 1,3 \times 10^{15} N^{-1/2} (M_{\odot} / \langle m \rangle)^{1/2} (R_{vir}/pc)^{3/2} \text{ s},$$

$$(3.2) \quad U.L. = 3,1 \times 10^{16} (R_{vir}/pc) \text{ m},$$

$$(3.3) \quad U.M. = 2,0 \times 10^{30} N (\langle m \rangle / M_{\odot}) \text{ kg},$$

$$(3.4) \quad U.V. = 23,8 N^{1/2} (\langle m \rangle / M_{\odot})^{1/2} (pc/R_{vir})^{1/2} \text{ m/s},$$

$$(3.5) \quad U.E. = 1,1 \times 10^{33} N^2 (\langle m \rangle / M_{\odot})^2 (pc/R_{vir}) \text{ J},$$

siendo $\langle m \rangle$ la masa media de las estrellas del cúmulo.

3.3 Campo gravitatorio galáctico

Las ecuaciones del movimiento de las estrellas de un cúmulo consideradas puntuales vienen descritas por la Ec. (1.1); sin embargo, los cúmulos abiertos se hallan situados preferentemente en el plano Galáctico, de modo que están sometidos a la acción de un campo gravitatorio externo que debe ser incluido en los cálculos si se desean obtener resultados con una cierta aplicabilidad. Las ecuaciones del movimiento de un cúmulo sometido al campo gravitatorio de la Galaxia son similares a las ya comentadas, introduciendo una fuerza de marea simplificada. Utilizando un sistema de referencia

rotante centrado en el cúmulo y con el eje x dirigido radialmente hacia afuera del Centro Galáctico, se tiene para la i -ésima estrella (considerada puntual):

$$(3.6) \quad \ddot{\vec{r}}_i = G \sum_j \frac{m_j (\vec{r}_i - \vec{r}_j)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^3} - \mathfrak{T} \vec{r}_i - 2 \Omega \times \dot{\vec{r}}_i, \quad j \neq i,$$

donde el sumatorio se extiende sobre las otras $N - 1$ masas. \mathfrak{T} es el tensor fuerza gravitatoria galáctica dado por:

$$(3.7) \quad \mathfrak{T} = \begin{pmatrix} T_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & T_2 \end{pmatrix}.$$

Por tan

$$(3.8) \quad \begin{aligned} \ddot{x}_i &= G \sum_j \frac{m_j (x_i - x_j)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^3} - T_1 x_i + 2 \Omega y_i, \quad j \neq i \\ \ddot{y}_i &= G \sum_j \frac{m_j (y_i - y_j)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^3} - 2 \Omega x_i, \quad j \neq i \\ \ddot{z}_i &= G \sum_j \frac{m_j (z_i - z_j)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^3} - T_2 z_i, \quad j \neq i. \end{aligned}$$

T_1 y T_2 están relacionados con las constantes de Oort por las expresiones:

$$(3.9) \quad T_1 = -4A(A - B),$$

$$(3.10) \quad T_2 = -(4\pi G\rho + 2(A - B)(A + B)),$$

siendo ρ la densidad de masa local. T_1 es la componente radial y T_2 es el gradiente vertical de fuerzas, que puede ser considerado constante si la altura de la estrella sobre el plano Galáctico no es muy grande (menor que 0,5 kpc). El gradiente vertical de fuerzas, al tener signo negativo provoca la pérdida de la simetría esférica, dando lugar a un achatamiento de los cúmulos estelares abiertos.

Las constantes de Oort vienen dadas por:

$$(3.11) \quad A = \frac{1}{2} \left(\frac{V_c}{R} - \frac{dV_c}{dR} \right),$$

$$(3.12) \quad B = -\frac{1}{2} \left(\frac{V_c}{R} + \frac{dV_c}{dR} \right),$$

donde V_c es la velocidad circular galactocéntrica del cúmulo y R es la distancia galactocéntrica, siendo $\omega = V_c/R$ la velocidad angular. La densidad de masa en el plano Galáctico depende de la distancia galactocéntrica considerada. Como la luminosidad del disco Galáctico decrece exponencialmente conforme la distancia galactocéntrica aumenta, es posible considerar un modelo igualmente exponencial decreciente para la densidad de masa del disco (despreciando los efectos de la materia oscura): $\rho = \rho_0 e^{-kR}$, siendo ρ_0 la densidad en el Núcleo Galáctico, cuyo valor es de $5 \times 10^6 M_\odot/\text{pc}^3$. Si se considera que la densidad de masa a 8,5 kpc del Centro Galáctico (vecindad solar) es aproximadamente $0,11 M_\odot/\text{pc}^3$, se tiene que la constante k vale 2,1. Los valores utilizados para las constantes de Oort en la vecindad solar son: $A = 14,4 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, $B = -12,0 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (Kerr y Lynden-Bell 1986). En un sistema rotante, el punto de Lagrange, será aquel en el que la fuerza de marea se iguale a la fuerza de interacción gravitatoria mutua. Despreciando términos de segundo orden en la fuerza de marea y aproximando el potencial gravitatorio por el de una masa puntual situada en su centro se tiene:

$$(3.13) \quad r_t \approx \left(\frac{GM}{T_1} \right)^{1/3},$$

que se denomina radio de las fuerzas de marea.

Cuando se incluye el campo gravitatorio galáctico, la constante que juega un papel análogo al de la energía total de un cúmulo aislado, es la Integral de Jacobi-Painlevé escrita en el sistema rotante. Esta viene dada por:

$$(3.14) \quad C_i = \frac{1}{2} V_i^2 - \sum_{j=1, j \neq i}^N G \frac{m_j}{r_j - r_i} - \frac{1}{2} T_1 x_i^2 + (\text{términos de orden superior}),$$

donde V_i es la velocidad de la estrella en el sistema rotante. El principal efecto de esta perturbación externa es incrementar el ritmo de escape con respecto a cúmulos aislados.

3.4 Algoritmo de integración

La naturaleza fuertemente no lineal de las interacciones gravitatorias, plantea muchos problemas a la hora de resolver las ecuaciones (3.8) de forma numérica; de hecho, los sistemas de N -cuerpos son altamente caóticos, aumentando su caoticidad conforme N disminuye ($N \geq 3$). Puesto que el cálculo de las fuerzas de forma directa es muy costoso, sería deseable disponer de una formulación en diferencias que disminuya el esfuerzo de cómputo. **NBODY5** adopta el esquema en diferencias propuesto por Ahmad y Cohen en 1973. La idea básica de este esquema de cálculo es representar la fuerza total ejercida sobre una partícula mediante la suma de dos contribuciones que son evaluadas por separado. El efecto de las partículas vecinas genera la denominada componente irregular que debe ser actualizada más frecuentemente puesto que varía fuertemente. La contribución de las partículas más alejadas varía de forma mucho más suave, dando origen a la llamada componente regular. Bajo estas consideraciones, la fuerza sobre cada partícula se evalúa sumando los dos polinomios a que dan lugar las dos contribuciones anteriormente citadas. Las coordenadas son primero predichas hasta $F^{(I)}$, siendo esta la derivada primera de la fuerza. Estas coordenadas son empleadas para formar las diferencias divididas hasta orden 4 en la fuerza, que permiten calcular las coordenadas y velocidades para un tiempo t conocidas las de un tiempo t_0 anterior mediante las expresiones:

$$(3.15) \quad \vec{r}_i(t) = \vec{r}_i(t_0) + \vec{v}_i(t_0)\Delta t + \frac{\vec{F}_i(t_0)}{2m_i}(\Delta t)^2 + \sum_{k=1}^{IV} \frac{\vec{F}_i^{(k)}(t_0)}{m_i(k+2)!} (\Delta t)^{(k+2)},$$

$$(3.16) \quad \vec{v}_i(t) = \vec{v}_i(t_0) + \frac{\vec{F}_i(t_0)}{m_i} \Delta t + \sum_{k=1}^{IV} \frac{\vec{F}_i^{(k)}(t_0)}{m_i(k+1)!} (\Delta t)^{(k+1)},$$

donde $\Delta t = t - t_0$ y $\vec{F}_i^{(k)} = \vec{F}_i^{(k)} + \vec{F}_R^{(k)}$, $k = I, \dots, IV$. El ciclo de integración se completa eligiendo los nuevos pasos temporales dados por:

$$(3.17) \quad \Delta t = \eta \frac{F F^{(II)} + F^{(I)^2}}{F^{(I)} F^{(III)} + F^{(II)^2}},$$

donde η es un parámetro adimensional de tolerancia, con distinto valor para las partes regular e irregular, respectivamente, de la integración. De esta forma, se minimiza el número de sumas necesarias para obtener la fuerza. La evaluación de la componente irregular obliga a mantener listas con las partículas más próximas a cada partícula considerada. El radio de la esfera que contiene las partículas que se incluyen en las listas de vecinos es un parámetro de entrada. Los dos polinomios que permiten el cálculo de las componentes regular e irregular de la fuerza son evaluados con diferente paso temporal. La componente irregular es evaluada mucho más frecuentemente. Esta disposición de los cálculos permite un rango dinámico muy grande (del orden de 10^6) en cuanto a los pasos temporales se refiere, asociado con la realidad física de la diferencia de densidad estelar entre las regiones centrales y periféricas de los sistemas a estudiar. Globalmente, el método puede clasificarse como un método predictor-corrector de Adams-Bashforth-Moulton de cuarto orden de paso temporal individual y variable.

Incluso si no están presentes al comienzo, la evolución dinámica de un sistema de N -cuerpos, como los que se estudiarán en este trabajo, inevitablemente conduce a la formación de binarias, las cuales tienden a endurecerse con el tiempo. Una binaria dura completa, al menos, N periodos durante un Tiempo Propio del sistema; la situación puede ser mucho más problemática en el caso de una binaria muy energética. Por otra parte, el paso temporal de la componente irregular es proporcional a $R^{3/2}$, siendo R la distancia entre las partículas, lo que puede generar pasos de integración extremadamente pequeños en el caso del pericentro de una binaria dura. Estas dos circunstancias obligan al diseño de un algoritmo especializado en la regularización de tales situaciones. Las aproximaciones a corta distancia de dos cuerpos son tratadas adecuadamente por medio de la regularización de Kustaanheimo-Stiefel (Kustaanheimo y Stiefel 1965) que transforma la ecuación singular en la de un oscilador armónico, en el cual el paso temporal es independiente de la excentricidad, desapareciendo de esa forma la singularidad en el pericentro. Ya que en la situación actual, la fuerza

externa es una perturbación al término dominante debido al encuentro cercano, solamente hay que incluir un número relativamente pequeño de partículas próximas en los cálculos. De hecho, este algoritmo permite el movimiento no perturbado cuando no hay partículas cercanas que puedan perturbar el par en interacción. En este caso, el centro de masas del par puede tratarse como si fuera una partícula individual. De esta forma, la integración global se descompone en centro de masas más movimiento relativo regularizado. Este algoritmo puede trabajar con un número arbitrario de pares. En las simulaciones, cada binaria tiene un tratamiento de regularización de Kustaanheimo-Stiefel asociado.

Ya se comentó que las binarias duras evolucionan gracias a las interacciones con otras partículas, siendo las más importantes, aquellas con menor parámetro de impacto. Este tipo de interacciones no son tratadas de forma eficiente por el procedimiento de regularización anteriormente descrito. Por ello, y para el caso de interacciones triples energéticas, se diseñó un algoritmo especializado (Aarseth y Zare 1974), la regularización triple. Este algoritmo consiste, a grandes rasgos, en la introducción de dos transformaciones simultáneas de Kustaanheimo-Stiefel. Sin embargo, la inclusión de las perturbaciones debidas a los vecinos más cercanos es de gran complejidad, por lo que este tratamiento se reserva para casos en los que la perturbación externa al sistema triple es despreciable, pudiéndose considerar este como aislado (ausente de perturbación externa). La situación puede complicarse aún más si son cuatro las partículas implicadas. Para regularizar este tipo de situaciones Heggie ha diseñado un tratamiento análogo (Mikkola 1985), denominado regularización cuádruple. Pero en este caso, la inclusión de las perturbaciones externas al sistema ocasionadas por la presencia de vecinos cercanos es, incluso más compleja que en el caso anterior. Por tanto, este tratamiento sólo es empleado si la perturbación externa es completamente despreciable. Las consideraciones anteriores justifican que estos dos tratamientos sean utilizados únicamente cuando el subsistema puede considerarse aislado de interacciones externas.

El reciente desarrollo de la regularización múltiple ha llevado a la obtención del llamado Método de la Cadena (Mikkola y Aarseth 1993). Este método es una generalización de la regularización triple, donde una cadena de vectores interparticulares es seleccionada para ser tratada por el algoritmo de Kustaanheimo-Siefel, dando lugar a una regularización en cadena. La cadena puede incluir un número arbitrario de miembros en teoría, aunque su máxima eficiencia se alcanza con un número de miembros entre 3 y 5, en el caso de las simulaciones llevadas a cabo. El algoritmo de la cadena es muy flexible, permitiendo el estudio de un amplísimo rango de situaciones, ya que las perturbaciones externas se pueden incluir fácilmente. El algoritmo que desarrolla el Método de la Cadena es de gran complejidad y emplea un método de integración muy preciso conocido como integrador de Bulirsch-Stoer (1966). Este procedimiento de integración nació en íntima relación con el estudio del problema de tres cuerpos.

Para los cálculos, los parámetros de entrada han sido elegidos de forma que el error total en la energía sea inferior a 10^{-4} por cada tiempo propio. De hecho, el error durante la mayor parte de los cálculos, es incluso inferior a 10^{-6} , estando asociados los mayores errores con interacciones entre binarias y procesos de colisión. Se ha observado que en las primeras fases (dominadas por los encuentros a corta distancia entre pares de partículas) el error es sistemáticamente negativo, pero a partir de ese momento los signos de los errores son aleatorios. En este aspecto, debe enfatizarse que los sistemas de N -cuerpos son caóticos por naturaleza y el más leve cambio en los parámetros de cálculo (el más importante es el paso temporal) provoca una divergencia exponencial de las trayectorias de las partículas con respecto a las originales. En principio, la escala de tiempo en que opera este proceso es inferior al Tiempo Propio del sistema considerado, pero la práctica demuestra que la situación no es tan crítica como parece, mostrando las simulaciones unas excelentes propiedades de reproducibilidad.

3.5 Medios de cómputo utilizados

En un proyecto de investigación relacionado con supercomputación, que se ha extendido ininterrumpidamente durante cinco años, es normal que se haya ido produciendo una mejora paulatina en los medios de cálculo. Los modelos presentados en el Capítulo 4 para $N \leq 750$ fueron calculados en el marco del proyecto de investigación *ERAES 93* que hizo posible la utilización del superordenador CONVEX 3820 del Centro de Supercomputación de Labein en Bilbao. Parte de los modelos análogos a los anteriores y presentados en el Capítulo 5 fueron también calculados durante la vigencia del mencionado proyecto de supercomputación. El resto de los modelos fueron calculados en el antiguo CONVEX C/120 del Servicio Informático de Somosaguas de la UCM. Todos estos cálculos fueron efectuados entre los últimos meses de 1993 y los primeros de 1994.

Los cálculos para los modelos con una fracción de binarias iniciales pero sin evolución estelar con $N \leq 750$ fueron realizados completamente sobre computadores de la serie DEC Alpha. Para estas simulaciones fue posible usar varias máquinas: la DEC 4000/610 AXP (mejorada posteriormente a 4000/710) del programa *ONLINE Alpha AXP Systems* en la sede de *Digital* en EE.UU.; una DEC 3000/500 AXP de la sede de DEC España S.A. en Madrid; y dos DEC 2100 (4/275 y 3/275 respectivamente) AXP del Centro de Proceso de Datos de la UCM en Moncloa. La evaluación realizada de estos sistemas en problemas de cálculo intensivo, ha sido extremadamente favorable y puede considerarse que el microprocesador Alpha AXP 64-bit RISC muestra excepcionales capacidades para cálculos de Dinámica Estelar Experimental. Los cálculos realizados en esta fase se extendieron durante todo 1994 y principios de 1995.

Los cálculos correspondientes a los modelos con binarias iniciales y evolución estelar, fueron realizados íntegramente en el VAX 9000/210 del Centro de Proceso de Datos de Moncloa. Estos cálculos se llevaron a cabo durante las dos primeras semanas de 1995.

Tabla 3.1: Velocidades de cálculo de las computadoras empleadas *

VAX 9000/210	100
CONVEX C/120	7
CONVEX 3820	222
DEC 4000/610 AXP	110
DEC 4000/710 AXP	145
DEC 3000/500 AXP	90
DEC 2100(3/275) AXP	293
DEC 2100(4/275) AXP	358
CRAY Y-MP EL	300

* Todas las velocidades en Mflops (millones de operaciones entre números reales por segundo).

Los modelos con $N > 1.000$, incluidos 9 modelos con $N = 10.000$, han sido calculados en el CRAY Y-MP EL cedido a la UCM en virtud del Convenio de Colaboración entre la Universidad Complutense y la empresa Cray Research de España vigente entre febrero de 1995 y febrero de 1997. Los 9 modelos con $N = 10.000$ representan un esfuerzo de supercomputación realmente enorme, y sin equivalente en ninguna otra universidad mundial, a excepción de las máquinas de la Universidad de Tokio que permiten calcular modelos de este tipo más fácilmente, gracias a sus velocidades de cálculo del orden del Tflop (10^{12} operaciones con números reales por segundo). Los primeros modelos fueron obtenidos a partir de una versión de NBODY5 poco optimizada y necesitaron (cada uno de ellos) una media de 40 días de CPU para completarse. Después de introducir algunas optimizaciones, este tiempo se redujo a unos 20 días, gracias a una vectorización más eficiente. En conjunto, se han utilizado más de 1,25 años de CPU, marca ciertamente impresionante. No se emplearon las posibilidades de paralelismo de la máquina debido a que el compilador paralelizante disponible realizaba optimizaciones no muy eficientes.

Las velocidades de cálculo indicadas en la Tabla (3.1) son las máximas que pueden alcanzar los equipos citados para resolver ciertos problemas matemáticos

estándar (como las pruebas de Dongarra). En realidad, las velocidades de cálculo obtenidas han sido significativamente menores, puesto que en el caso de las máquinas vectoriales como el Cray o el Convex sólo el cálculo de las fuerzas se vectoriza, el resto de los cálculos se hacen en forma escalar. La degradación del rendimiento proporcionado por las diferentes computadoras es particularmente significativa para el caso de los modelos con poblaciones numerosas de binarias primordiales.

Otro de las cuestiones técnicas relacionadas con las simulaciones realizadas, es la enorme cantidad de datos que generan. Las simulaciones para $N = 10.000$ generan cantidades superiores a los 200 Mbytes (cada una). En el caso de N inferior la información obtenida tiene un tamaño típico en el rango 10-20 Mbytes. La mayor parte de esta información no puede ser procesada durante la propia ejecución de la simulación y este procesado debe ser llevado a cabo con posterioridad. El análisis de toda esta información se ha hecho, en muchos casos, de manera altamente automatizada, gracias al uso intensivo de las herramientas que proporciona el sistema operativo UNIX (*grep, awk, sed, etc*).

Por último debe señalarse que varios de los computadores empleados estaban situados a muchos kilómetros de la UCM y no fue necesario el desplazamiento físico hasta ellos para llevar a cabo el trabajo. El desarrollo de las redes informáticas (incipiente cuando se comenzó este trabajo) ha facilitado enormemente la realización de esta investigación, demostrando que es posible compartir recursos de supercomputación entre diferentes Centros de forma altamente satisfactoria.

Capítulo 4

Función Inicial de Masa

4.1 Introducción

Las estrellas que observamos no se formaron aisladamente, sino que lo hicieron en grupos estelares más o menos compactos caracterizados por poseer un cierto espectro de masas. La distribución de las masas estelares en el momento de su formación, denominada también Función Inicial de Masas (en adelante FIM), es un parámetro fundamental para estudiar su espectro de masas. Desde un punto de vista teórico, la FIM puede ser el resultado de un proceso de fragmentación jerárquica limitado por la opacidad (Hoyle 1953; Rees 1976; Silk 1977; Shu et al. 1987).

Por otra parte, Salpeter (1955) utilizó la función de luminosidad de las estrellas de la vecindad solar y trazas evolutivas teóricas para deducir una FIM que puede ser aproximada analíticamente por una ley de potencias:

$$(4.1) \quad n(M) \approx M^{-\alpha},$$

donde $n(M)$ es el número de estrellas por unidad de intervalo de masa. El valor de α obtenido por Salpeter fue 2,35 para masas entre 0,4 y 10,0 M_{\odot} . Audouze y Tinsley (1976) obtuvieron una FIM con varios valores de α , dependiendo del intervalo de masa considerado ($\alpha = 2,30$ si $0,2 \leq M \leq 0,4$; $\alpha = 1,25$ si $0,4 < M < 2,0$;

$\alpha = 3,60$ si $2,0 \leq M \leq 20,0$). Mayor y Martinet (1977) dedujeron un valor de α bastante moderado (< 2) para la pendiente de la FIM en el rango $1 \leq M \leq 2$. Scalo (1978) obtuvo una FIM con exponente variable dado por: $\alpha = 1 + 0,94(1 + \log M)$, el cual varía desde 1 para $M = 0,1M_{\odot}$ hasta 3,82 para $M = 100M_{\odot}$. En cuanto a los cúmulos abiertos, los estudios sobre la FIM han ido encaminados a verificar si esta era similar a la obtenida para la vecindad solar. Taff (1974) llevó a cabo un estudio similar al de Salpeter en una muestra de cúmulos abiertos, encontrando diferentes valores del parámetro α , comprendidos en el intervalo [2,50, 2,74]. Según este autor, el valor de α depende de la concentración de estrellas en la región central del cúmulo, el contraste del cúmulo frente a las estrellas de campo circundantes (clasificaciones de Shapley (1933) y Trumpler (1930)) y la abundancia de estrellas y su rango de brillo. Otros estudios sobre la FIM realizados entre los años 50 y 70 y material posterior a esa fecha pueden consultarse en los excelentes artículos retrospectivos de Burki (1980) y Scalo (1986). Recientemente han sido publicados varios trabajos (Kroupa y Tout 1992; Kroupa et al. 1990, 1991, 1993) que incluyen el efecto de las binarias y el llamado sesgo de Malmquist. El primero de estos efectos es de gran importancia, ya que las observaciones sugieren la existencia de un elevado porcentaje de sistemas binarios tanto en la vecindad solar (Abt y Levy 1976, 1978; Halbwachs 1983, 1986; Gliese y Jahreiss 1988; Batten et al. 1989; Duquennoy y Mayor 1991; Martín 1997; Halbwachs et al. 1997) como en cúmulos abiertos (Stauffer 1984; Mermilliod et al. 1990; Levato et al. 1991; Reid 1993; Abt y Willmarth 1996; Herrera et al. 1997).

Aunque muchos de los estudios llevados a cabo en el campo de la Dinámica Estelar han empleado modelos con estrellas de la misma masa (modelos monocomponentes), es esencial para cualquier investigación que pretenda obtener consecuencias observacionales sobre la dinámica de los cúmulos abiertos la inclusión de un espectro de masas realista, ya que de otra forma los resultados experimentales pueden diferir significativamente respecto a los observacionales. La principal razón para considerar que el espectro de masas es un ingrediente esencial para la comprensión de la dinámi-

ca de los cúmulos estelares es la segregación de masa, que tiene lugar en una corta escala temporal en el caso de los cúmulos abiertos. Las estrellas de mayor masa tienden a ocupar las regiones centrales del cúmulo y las menos masivas, las más externas. Este hecho ha sido constatado tanto en simulaciones (Aarseth 1975; Wielen 1975), como en cúmulos estelares evolucionados (Pels et al. 1975; Mathieu 1985; Bergbusch y Blake 1996).

Con el objeto de estudiar el papel de la FIM en la evolución dinámica de los cúmulos estelares abiertos se han considerado varias de estas funciones (Tabla 4.1), las cuales difieren principalmente en el número de estrellas masivas y poco masivas generadas. La primera de las FIMs consideradas es la de Salpeter (1955) que viene dada por:

$$(4.2) \quad \psi(M) \approx 0,03 M^{-2,35},$$

donde $\psi(M) dM$ es el número de estrellas en el intervalo de masas $M, M + dM$. En segundo lugar se ha considerado la FIM debida a Taff (1974):

$$(4.3) \quad \psi(M) \approx 0,03 M^{-\alpha},$$

con $\alpha = 2,50$ para cúmulos poco poblados y $\alpha = 2,65$ para cúmulos más densamente poblados. En este estudio, el primer valor de α es utilizado en modelos con $N \leq 100$ y el segundo para $N > 100$. En tercer lugar se considera la FIM de Miller y Scalo (1979) que puede ser aproximada por la función generadora (Eggleton et al. 1989):

$$(4.4) \quad M = \frac{0,19 X}{(1 - X)^{0,75} + 0,032 (1 - X)^{0,25}},$$

donde X es una variable aleatoria, uniformemente distribuida en el intervalo $[0, 1]$. Para $X \sim 0,7-0,999$, esta expresión genera una ley de potencias con $\alpha = 7/3$ y para $X \ll 1$ genera un valor aproximadamente constante. Si $X > 0,999$ la pendiente se incrementa a 5. Esto da lugar a diferentes pendientes para la FIM según sea el intervalo de masa considerado. En cuarto lugar se empleará la FIM de Kroupa

Tabla 4.1: Funciones Iniciales de Masa empleadas en los cálculos

Salpeter	$\alpha = 2,35$
Taff	$\alpha = 2,5 (N \leq 100), \alpha = 2,65 (N > 100)$
Miller y Scalo	(Eggleton et al. 1989)*
Kroupa	(Kroupa et al. 1993)
Scalo	(Eggleton 1994)†

* Esta FIM es un ajuste de los resultados de Miller y Scalo (1979) realizado por Eggleton y sus colaboradores en 1989.

† Esta FIM es un ajuste de los resultados de Scalo (1986) realizado por Eggleton en 1994.

(Kroupa et al. 1993) dada por:

$$(4.5) \quad \psi(M) = \begin{cases} 0,035 M^{-1,3} & \text{si } 0,08 \leq M < 0,5, \\ 0,019 M^{-2,2} & \text{si } 0,50 \leq M < 1,0, \\ 0,019 M^{-2,7} & \text{si } 1,00 \leq M < \infty. \end{cases}$$

Para los cálculos se utilizara la función generadora:

$$(4.6) \quad M(X) = 0,08 + \frac{\gamma_1 X^{\gamma_2} + \gamma_3 X^{\gamma_4}}{(1-X)^{0,58}},$$

que es un ajuste de las relaciones anteriores, donde X es una variable aleatoria uniformemente distribuida en el intervalo [0, 1] y los parámetros γ_i vienen dados por $\gamma_1 = 0,19$, $\gamma_2 = 1,55$, $\gamma_3 = 0,050$ y $\gamma_4 = 0,6$. Esta fórmula no puede generar masas menores que $0,08 M_{\odot}$, que según ciertas teorías puede considerarse como el límite inferior para la masa de una estrella; objetos de menor masa serían considerados como de tipo subestelar. Por lo que respecta a la FIM propuesta por Scalo (1986), en los cálculos se utilizará la siguiente función generadora obtenida por Eggleton (1994):

$$(4.7) \quad M(X) = \frac{0,3 X}{(1-X)^{0,55}},$$

donde X es, como en los casos anteriores, una variable aleatoria uniformemente distribuida en el intervalo [0, 1]. La comparación gráfica entre los resultados que pro-

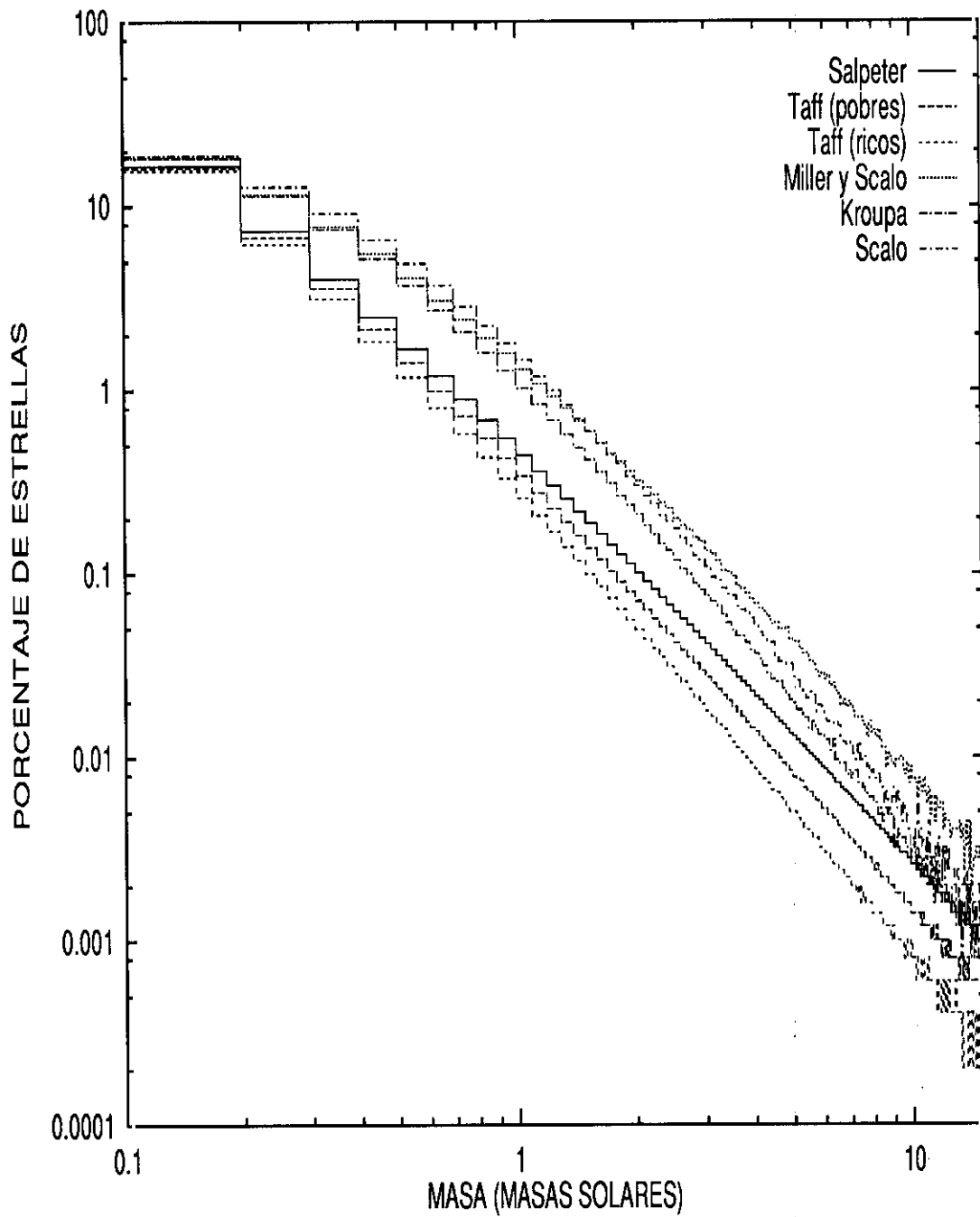


Figura 4.1: Distribución de masas estelares para cada una de las FIMs empleadas en los cálculos.

porcionan las distintas FIMs comentadas aparece en la Fig. (4.1).

4.2 Resultados

Con el objetivo de estudiar el papel que la FIM ejerce sobre la evolución de los cúmulos abiertos se calcularon una serie de modelos sin incluir fenómenos disipativos como la pérdida de masa producida por evolución estelar ni la presencia de binarias iniciales. Por tanto, y dadas sus características, podría decirse que este grupo de modelos es conservativo. Esta sección será dedicada a mostrar los principales resultados obtenidos para este primer conjunto de modelos. Un primer bloque de resultados se desarrolla en las secciones 4.2.1 a 4.2.5, correspondiendo a 24 modelos parcialmente publicados en de la Fuente Marcos (1995). El segundo bloque de modelos, expuesto en la sección 4.2.6, ha sido calculado haciendo uso del CRAY-YMP de la UCM y corresponderían a cúmulos abiertos ricos.

4.2.1 Tiempo de Desintegración

Un rápido vistazo a la Tabla (4.2) proporciona un resultado inmediato: los modelos sin un espectro de masas (I, VII, XIII, XIX) evolucionan más lentamente que uno equivalente con cualquier tipo de FIM. Esta mayor lentitud evolutiva es debida principalmente a que las interacciones gravitatorias en un cúmulo cuyas estrellas poseen todas la misma masa son poco eficientes a la hora de facilitar intercambios de energía. Además, este resultado depende de la población del cúmulo como puede apreciarse en las figuras (4.2)-(4.3), ya que, a medida que N crece, las consecuencias de una posible interacción energética entre dos (o más) componentes del modelo sobre la evolución global del mismo son menores.

Por otra parte, el intervalo de tiempo necesario para la desintegración de los modelos depende de la FIM. Modelos con FIMs realistas (Miller y Scalo, Kroupa, Scalo) muestran un incremento monótono del Tiempo de Desintegración (en unidades normalizadas) con N , evolucionando más rápidamente y desintegrándose antes. Este

resultado ha sido obtenido independientemente por Lee y Goodman (1995) a partir de simulaciones de Fokker-Planck, para el caso de cúmulos globulares. El tiempo total de vida del cúmulo tal y cómo se estudia aquí, debe considerarse con cierta cautela ya que, en las últimas etapas de los modelos, aparecen muy frecuentemente subsistemas estelares (triples y cuádruples) más o menos ligados que retrasan la completa desintegración de los modelos. Este fenómeno parece perder importancia conforme N aumenta.

4.2.2 Módulo de Evolución

El Módulo de Evolución fue definido por primera vez por von Hoerner en 1976 y presenta la ventaja de poder obtenerse directamente a partir de propiedades observacionales. El Módulo de Evolución se define como:

$$(4.8) \quad W = \log(R_m/R_n),$$

donde R_m es el radio medio del cúmulo o radio que contiene la mitad de la masa del mismo, y R_n es el radio del núcleo del cúmulo, es decir, el de las regiones centrales. El radio del núcleo ha sido definido por Casertano y Hut (1985) como:

$$(4.9) \quad R_n^{CH} = \Sigma_i \rho_i R_i / \Sigma_i \rho_i,$$

donde R_i es la distancia de la i -ésima estrella al centro de densidad del cúmulo, definido como el centroide relativo a la densidad estelar del sistema; la densidad local ρ_i se determina por la distancia $R_{6,i}$ de la estrella i -ésima a su sexto vecino más cercano de forma que:

$$(4.10) \quad \rho_i = M_{6,i} / R_{6,i}^3,$$

donde $M_{6,i}$ es la masa estelar total situada a una distancia menor o igual que $R_{6,i}$ de la estrella considerada, excluyendo la propia estrella. El sumatorio de la Ec. (4.9) está extendido a todas las estrellas del sistema. Sin embargo, por razones técnicas, es conveniente truncar la suma considerando únicamente aquellas estrellas cercanas

Tabla 4.2: Características principales de los modelos

<i>MOD.</i>	<i>FIM*</i>	<i>N</i>	M_{\max}^{\dagger}	M_{\min}^{\dagger}	$\langle M \rangle^{\dagger}$	R_0^{\ddagger}	$r_{t_0}^*$	$\langle R \rangle^{\diamond}$	T_d^{\dagger}
I	MO	100	1,0	1,0	1,0	1,26	6,56	1,15	455,4 (961)
II	SA	100	15,0	0,1	1,0	1,26	6,56	0,78	194,5 (410)
III	TA	100	15,0	0,1	1,0	1,26	6,56	0,73	288,5 (609)
IV	MS	100	15,0	0,1	0,7	1,26	5,83	1,06	140,0 (353)
V	KR	100	5,3	0,1	0,5	1,26	5,17	1,10	89,1 (270)
VI	SC	100	5,5	0,1	0,5	1,26	5,37	1,13	150,6 (429)
VII	MO	250	1,0	1,0	1,0	1,71	8,91	1,59	777,8 (1641)
VIII	SA	250	15,0	0,1	1,0	1,71	8,91	1,35	374,1 (789)
IX	TA	250	15,0	0,1	1,0	1,71	8,91	1,28	363,5 (767)
X	MS	250	15,0	0,1	0,6	1,71	7,68	1,50	157,0 (414)
XI	KR	250	5,3	0,1	0,4	1,71	6,75	1,59	156,3 (500)
XII	SC	250	5,6	0,1	0,5	1,71	7,20	1,57	145,7 (424)
XIII	MO	500	1,0	1,0	1,0	2,15	11,22	2,02	267,8 (565)
XIV	SA	500	15,0	0,1	1,0	2,15	11,22	2,00	291,3 (615)
XV	TA	500	15,0	0,1	1,0	2,15	11,22	1,96	499,2 (1053)
XVI	MS	500	15,0	0,1	0,6	2,15	9,59	2,02	179,6 (478)
XVII	KR	500	5,3	0,1	0,4	2,15	8,51	2,00	230,5 (733)
XVIII	SC	500	5,6	0,1	0,5	2,15	9,05	2,00	212,8 (619)
XIX	MO	750	1,0	1,0	1,0	2,47	12,84	2,32	777,8 (1649)
XX	SA	750	15,0	0,1	1,0	2,47	12,84	2,30	282,9 (600)
XXI	TA	750	15,0	0,1	1,0	2,47	12,84	2,32	265,9 (564)
XXII	MS	750	15,0	0,1	0,6	2,47	10,97	2,32	261,6 (704)
XXIII	KR	750	5,3	0,1	0,4	2,47	9,73	2,32	241,1 (774)
XXIV	SC	750	12,9	0,1	0,5	2,47	10,50	2,27	238,3 (684)

* MO modelo monocomponente, SA FIM de Salpeter, TA FIM de Taff, MS FIM de Miller y Scalo, KR FIM de Kroupa, SC FIM de Scalo.

† En M_{\odot} .

‡ Radio virial inicial en pc.

* Radio inicial de las fuerzas de marea en pc.

◊ Radio medio inicial en pc.

† Tiempo de Desintegración en unidades normalizadas (en millones de años). Los modelos monocomponentes se pararon antes de que se hubiesen desintegrado completamente.

al centro de densidad y realizar una media cuadrática en lugar de una media simple; por ello Aarseth (1994) propuso:

$$(4.11) \quad R'_n = \sqrt{\Sigma'_i \rho_i^2 R_i^2 / \Sigma'_i \rho_i^2},$$

donde la prima indica una suma truncada, que es la definición empleada en los cálculos. El Módulo de Evolución es una cantidad análoga al parámetro de concentración empleado en el estudio de los cúmulos globulares.

El Módulo de Evolución mide el grado de evolución dinámica del cúmulo como un todo. Como puede apreciarse en las figuras (4.2), (4.3) la variación del Módulo de Evolución con el tiempo es análoga en todos los modelos. Todos ellos muestran un comportamiento inicial similar: el Módulo de Evolución crece. Este hecho era predecible, puesto que en los primeros instantes se produce un colapso de las regiones más internas del modelo y en esos momentos el halo comienza a formarse gracias a las interacciones producidas en las regiones centrales. El comportamiento final es también similar en todos los modelos, el Módulo de Evolución alcanza un valor nulo cuando el halo se evapora y sólo permanece la región central, conteniendo unas pocas estrellas; el resultado final de la evolución dinámica del cúmulo puede denominarse resto o remanente del mismo. En las etapas intermedias se alcanza un valor máximo cuya cuantía parece ser prácticamente independiente de N . En las figuras se aprecia que la evolución es acelerada para el caso de las FIMs realistas a causa, principalmente, de los diferentes porcentajes relativos de estrellas masivas. Las estrellas que pueblan los halos de los modelos con FIMs realistas tienen menos energía de ligadura que sus homónimas de modelos con FIMs de ley de potencias simple. Para modelos con $N \leq 250$ la evolución dinámica depende significativamente de la FIM, aunque las diferencias de comportamiento entre las diversas FIMs desaparecen conforme N aumenta; de hecho, para modelos con $N = 750$ no se aprecian diferencias significativas en los resultados. La principal razón para la existencia de este comportamiento diferencial radica en que la granularidad de los modelos desaparece conforme crece N , puesto que los efectos promedios comienzan a jugar un papel dominante en la

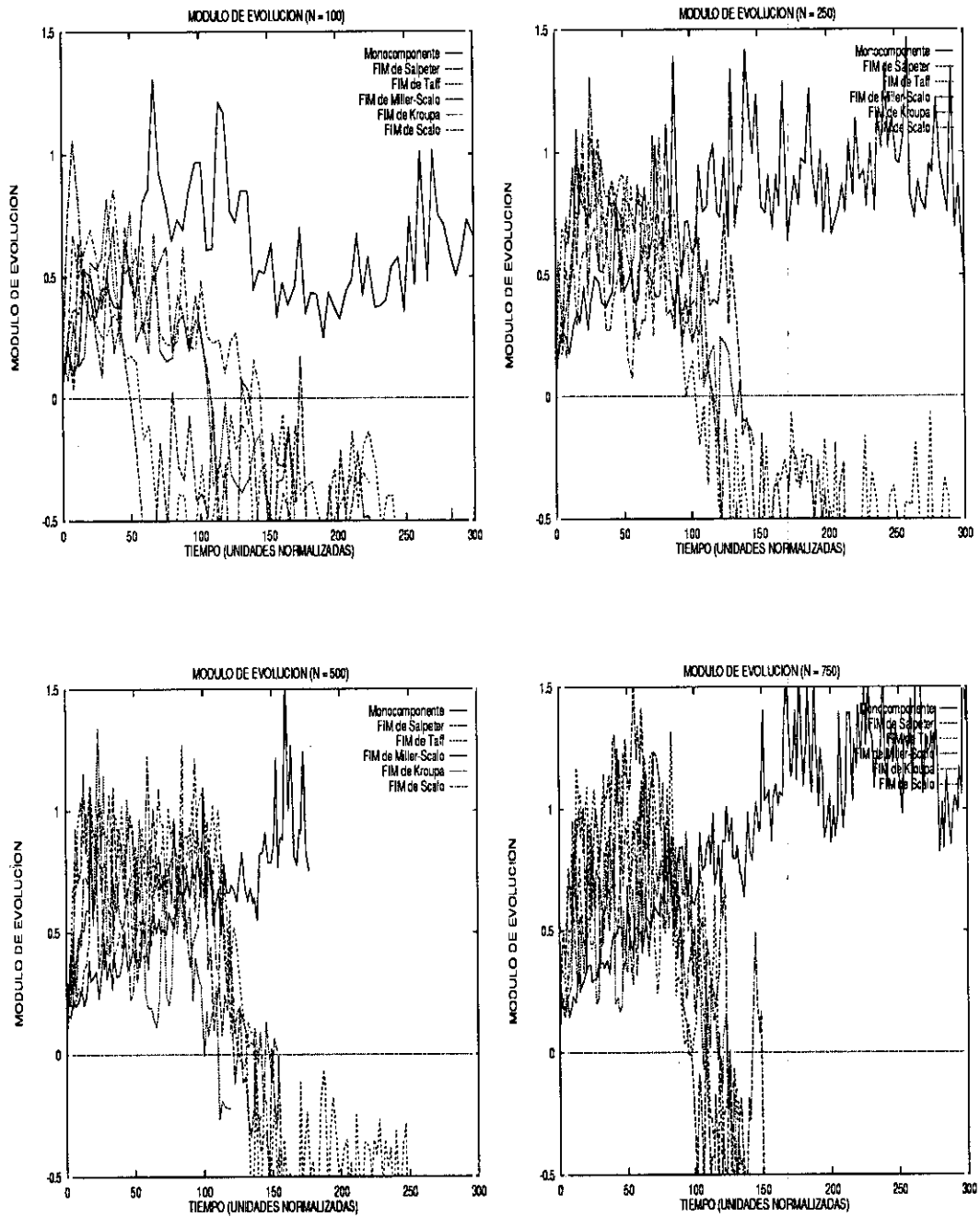


Figura 4.2: Módulo de Evolución para cada valor de N usado en los cálculos. En esta y en todas las gráficas subsiguientes en las que aparezca el tiempo, este se mide en unidades estándar, salvo que se diga explícitamente lo contrario.

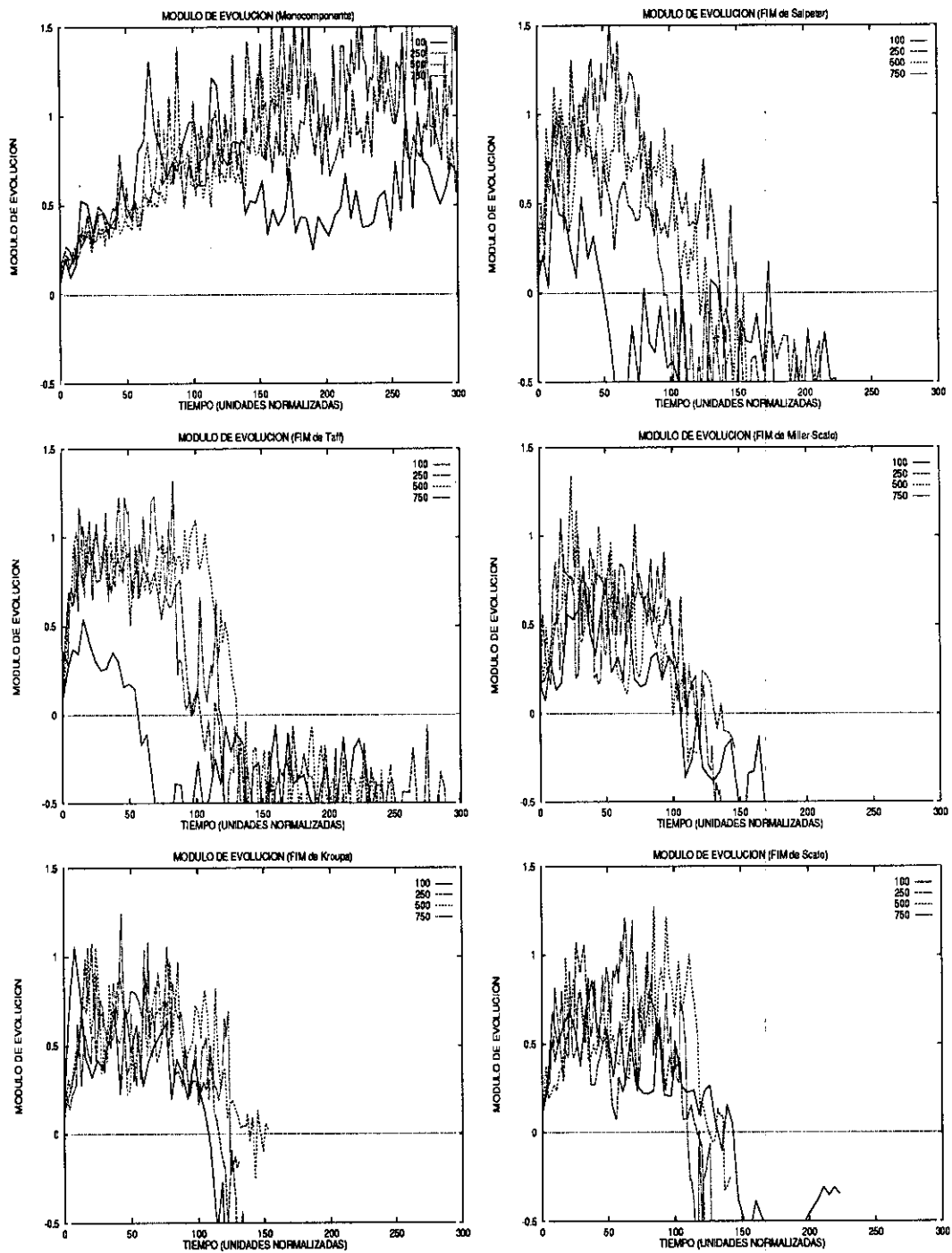


Figura 4.3: Módulo de Evolución para las distintas FIMs empleadas en los cálculos.

evolución. La evolución de los modelos monocomponentes es, en todo caso, sustancialmente más lenta que la de cualquier modelo multicomponente equivalente. La razón está, una vez más, en que el intercambio de energía entre las estrellas durante los acercamientos se favorece en el caso de modelos multicomponentes.

4.2.3 Ritmo de Escape

Es otra magnitud importante para el estudio de la evolución de los cúmulos estelares. Varios trabajos teóricos (Rosseland 1928; Ambartsumian 1938; Spitzer 1940; Chandrasekhar 1941, 1942, 1943a, b, c) abrieron el camino a las simulaciones. Tras el comienzo de los estudios numéricos ha aparecido un cierto número de artículos teóricos (Michie 1963; Hénon 1969; 1970). El trabajo llevado a cabo mediante simulaciones ha sido parcialmente recopilado por Terlevich (1987)

El Ritmo de Escape viene dado por dN/dt y permite estudiar cómo se produce la evaporación del cúmulo. En la Fig. (4.4) puede apreciarse la evolución del número de estrellas en función del tiempo; la pendiente de dicha gráfica coincide con el Ritmo de Escape. Para cúmulos poco poblados, $N = 100$, puede apreciarse una gran dispersión entre los resultados obtenidos para las diversas FIMs. Dado que para los modelos con N pequeño las FIMs de Kroupa y Scalo generan un número sustancialmente menor de estrellas masivas que el resto de FIMs, cabe esperar que la dispersión observada este relacionada con ese hecho. Las estrellas menos masivas tienen una mayor probabilidad de abandonar el cúmulo, ya que permanecen la mayor parte del tiempo en las regiones externas del mismo, debido a que su energía de ligadura es menor. Conforme la población del modelo crece, se obtienen comportamientos más próximos entre los diferentes modelos. En todos ellos el número de estrellas que escapan crece inicialmente con el tiempo, para ir disminuyendo con posterioridad.

La evolución del Ritmo de Escape parece ser el resultado de dos procesos: el primero es la eyección de estrellas tras un único encuentro a corta distancia y el

segundo es el proceso más gradual de la evaporación. Las estrellas sufren una gran cantidad de encuentros distantes que provocan pequeñas variaciones en su órbita alrededor del centro del cúmulo, incrementando su energía paulatinamente. Llegado el momento, un sólo encuentro poco energético puede provocar el escape de la estrella. Las estrellas situadas en las regiones centrales del cúmulo, tienen una mayor probabilidad de sufrir un encuentro a corta distancia debido a la mayor densidad estelar en estas zonas. Al iniciarse la evolución del cúmulo, los encuentros a corta distancia que tienen lugar en la región central del mismo pueblan el halo de estrellas con energías cinéticas relativamente elevadas, decreciendo la población del núcleo hasta en un 90%. Estos encuentros conllevan la formación de una o más binarias en las regiones centrales; generalmente, una de estas binarias se hace sustancialmente más energética que el resto. En cualquier caso, el número de binarias formadas dinámicamente en el curso de la evolución de estos modelos es muy pequeño en comparación con los valores que sugieren las observaciones. Ya que las estrellas del halo son más energéticas, sus órbitas, son también más elongadas y tienen mayor probabilidad de sufrir un elevado número de encuentros a larga distancia. Comparando las gráficas obtenidas para el Módulo de Evolución con las del Ritmo de Escape, puede observarse que la escala temporal en que tiene lugar la evaporación del halo ($W = 0$) es aproximadamente la misma que la necesaria para alcanzar el punto de inflexión de la curva del Ritmo de Escape.

Las gráficas del Ritmo de Escape parecen indicar la existencia de tres etapas en la evolución de un cúmulo. En la primera, el halo es generado a partir de encuentros a corta distancia y se produce la formación de binarias más o menos estables, preferentemente en la región central del cúmulo; en la segunda se produce el paulatino abandono del mismo por parte de las estrellas del halo, debido tanto a encuentros a media distancia con estrellas del núcleo cuando lo atraviesan como a encuentros a distancias largas con otras estrellas del propio halo; y la tercera etapa se caracteriza por la evaporación del cúmulo a causa de encuentros a larga distancia.

y de la influencia del campo gravitatorio Galáctico. Para modelos con N pequeño, las dos fases iniciales son muy cortas y casi todas las estrellas abandonan el cúmulo en la tercera etapa. En cuanto al papel de la FIM, este parece claro: cuanto mayor sea la proporción relativa de estrellas poco masivas, la primera etapa es más corta en modelos poco poblados. Sin embargo, conforme N crece aparecen las tres etapas netamente diferenciadas, independientemente de la FIM que haya sido usada en los cálculos. Por tanto, la evolución para N grande es cualitativamente idéntica, independientemente de la FIM empleada en los cálculos. En cuanto a las diferencias entre modelos monocomponentes y aquellos con un espectro de masas, se observa que la eficiencia en el intercambio de energía durante los encuentros entre miembros del cúmulo es sustancialmente inferior para los primeros. La estructura núcleo-halo es significativamente más estable y las estrellas del halo necesitan un número relativamente elevado de encuentros para abandonar el cúmulo. El decremento de población es más lento y prácticamente lineal; es decir, el ritmo de escape es muy pequeño y además tiende a disminuir con el tiempo. La dependencia del comportamiento evolutivo de los cúmulos estelares con el espectro de masas ya fue estudiada desde una perspectiva teórica por Hénon (1969), para el caso particular de un modelo de Plummer. Sus resultados mostraron que el ritmo de escape dependía de la masa del grupo de estrellas estudiado y que este era mayor cuanto menor fuese la masa considerada.

4.2.4 Velocidad de escape

El estudio de la distribución de velocidades de las estrellas que abandonan el cúmulo puede ser de gran utilidad a la hora de clarificar los mecanismos que conducen a la desintegración del mismo. En los cálculos, se considera que una estrella ha escapado del cúmulo y es eliminada de la simulación cuando su distancia al centro del mismo es superior al doble del radio de las fuerzas de marea. En ese instante se calcula la velocidad de la estrella referida al sistema rotante y centrado en el cúmulo, que se describió en el capítulo anterior; este es el dato que se va a estudiar. Para un cúmulo

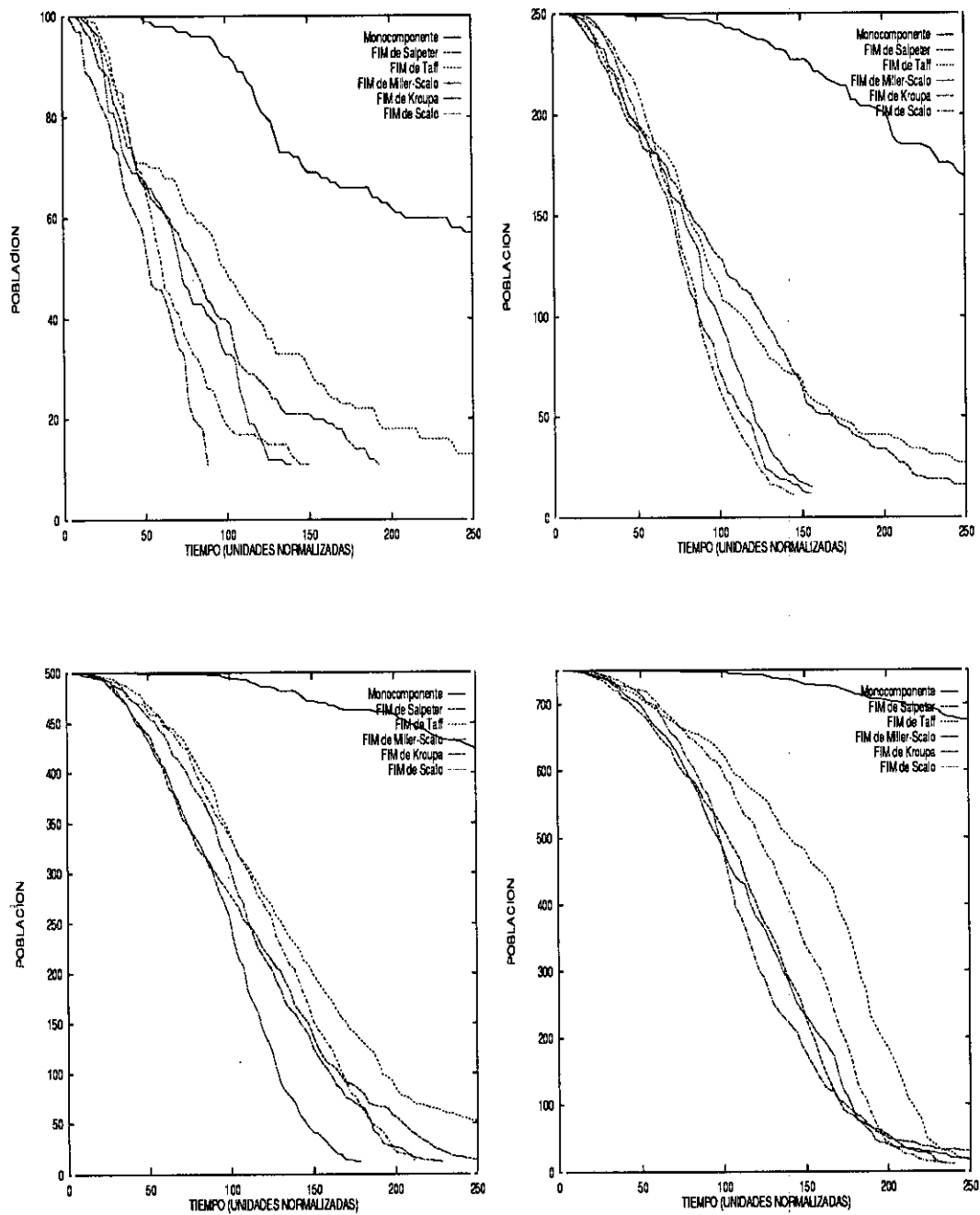


Figura 4.4: Evolución de la población de cada modelo con el tiempo, para cada valor de N usado en los cálculos. La pendiente de las gráficas coincide con el Ritmo de Escape. De izquierda a derecha, y de arriba a abajo, $N = 100, 250, 500$ y 750 , respectivamente.

Tabla 4.3: Velocidad de las estrellas que abandonan el cúmulo*

MODELO	N = 100				N = 250			
	$\langle v \rangle$	v_{min}	v_{max}	σ_m	$\langle v \rangle$	v_{min}	v_{max}	σ_m
MO	0,67	0,32	1,33	0,02	0,88	0,25	4,10	0,03
SA	1,09	0,37	4,36	0,08	1,33	0,25	5,25	0,05
TA	1,13	0,26	4,11	0,08	1,40	0,43	8,65	0,07
MS	0,78	0,22	1,66	0,03	0,98	0,00	6,58	0,04
KR	0,69	0,13	2,40	0,04	0,66	0,16	2,49	0,02
SC	0,77	0,26	3,08	0,05	0,77	0,18	2,10	0,02

MODELO	N = 500				N = 750			
	$\langle v \rangle$	v_{min}	v_{max}	σ_m	$\langle v \rangle$	v_{min}	v_{max}	σ_m
MO	0,73	0,32	2,24	0,03	1,03	0,36	6,83	0,02
SA	1,55	0,45	14,40	0,05	1,59	0,00	8,86	0,03
TA	1,43	0,32	9,37	0,04	1,77	0,51	18,88	0,04
MS	1,05	0,24	4,68	0,02	1,25	0,28	14,34	0,03
KR	0,82	0,00	5,49	0,02	0,93	0,00	6,12	0,01
SC	0,93	0,00	4,34	0,02	1,11	0,25	10,33	0,03

* Todas las velocidades en km/s y referidas al sistema de referencia rotante descrito en el Capítulo 3.

aislado, la velocidad de escape media es el doble de la velocidad cuadrática media ($v_e = \sqrt{2GN \langle m \rangle / R_{vir}}$, luego en realidad depende de la distancia al centro); pero los modelos estudiados introducen los efectos del campo gravitatorio Galáctico, por lo que las velocidades obtenidas pueden ser superiores a las predichas para un cúmulo aislado. Además, una estrella puede escapar de un cúmulo aunque su velocidad sea inferior a la teórica de escape, ya que la posición del centro del mismo varía muy rápidamente debido del retroceso originado tras cada eyección, sobre todo en el caso de modelos con N pequeño; por otra parte, las estrellas que se alejan de las regiones centrales son perturbadas y absorbidas por el halo. La importancia de estos efectos es mayor conforme N disminuye. En la Tabla (4.3) aparecen los valores de la velocidad media, los valores mínimo y máximo, y la desviación estandar.

En la tabla citada se observa que la velocidad media con la que las estrellas

abandonan el cúmulo aumenta, en general, con N . Además, se encuentra una fuerte dependencia de los valores de la velocidad con la FIM. Los valores de las velocidades medias para modelos con las FIMs de Salpeter y Taff son significativamente superiores a los obtenidos para las funciones de masas realistas. La causa de ello, es la mayor masa total de estos modelos. Además, la desviación estándar es también superior para las FIMs clásicas. Dado que las estrellas poco masivas tienen una influencia relativamente pequeña sobre los mecanismos de escape de las estrellas del cúmulo para modelos que no consideren los efectos de la evolución estelar, la única alternativa viable es atribuir estos resultados a la diferente distribución en la región de las estrellas masivas. Según esto, puede considerarse que el incremento en las velocidades medias de las estrellas que abandonan el cúmulo se debe a un aumento en la proporción de estrellas masivas. Dado que estas estrellas, en virtud del proceso conocido como segregación de masa, tienden a ocupar las regiones centrales del cúmulo, esto supone un incremento en la probabilidad de que una estrella en órbita excéntrica penetre en las regiones centrales del cúmulo sufriendo una interacción de corto o medio alcance que incremente su energía cinética de forma que su órbita pase a ser más externa.

Las velocidades de los escapes de alta velocidad también muestran un incremento con N . Este hecho parece relacionarse con la formación de sistemas binarios energéticos en las regiones centrales del cúmulo. Estas binarias (generalmente una por modelo) interactúan con todas aquellas estrellas que invaden las regiones centrales del cúmulo, intercambiando energía. El resultado de estos intercambios es el aumento de la energía de ligadura de la binaria con la consiguiente disminución de energía potencial de la estrella proveniente de las regiones externas. Suponiendo conservación de la energía, esto debe traducirse en un incremento de la energía cinética y, por tanto, de la velocidad de la estrella sin compañera. Cuanto más energética sea la interacción, mayor será la velocidad que puede alcanzar la estrella que penetró en la región de influencia de la binaria. La probabilidad de que tenga lugar uno de estos

encuentros energéticos, crece con la población del modelo, con lo que es de esperar un mayor número de estos eventos en modelos más poblados, como así se observa.

4.2.5 Evaporación Preferencial

Diversos estudios numéricos (Aarseth 1971; Aarseth y Woolf 1972; Terlevich 1987) han puesto de manifiesto que existe una pequeña, pero significativa, tendencia a que las estrellas menos masivas abandonen preferentemente el cúmulo en una escala temporal del orden de la vida media del mismo; esta circunstancia, había sido ya puesta de manifiesto observacionalmente (van den Bergh y Sher 1960; van den Bergh 1977). Sin embargo, la sustancial mejora en los medios instrumentales que ha tenido lugar en los últimos años ha permitido poner estos resultados iniciales en tela de juicio. En particular, las cámaras CCD con sensibilidad en el infrarrojo han hecho posible una búsqueda eficiente de enanas rojas en cúmulos abiertos cercanos. Aun a pesar de la mejora en los medios instrumentales de detección, se conocen varios cúmulos para los que es muy difícil identificar estrellas poco masivas, como por ejemplo IC 2391 (Stauffer et al. 1989). Estos cúmulos se denominan habitualmente Cúmulos Pobremente Poblados (en adelante CPP) (Platais 1990, 1994; Kozhurina-Platais et al. 1995; Platais et al. 1996) y es posible que la mitad de los cúmulos abiertos conocidos puedan considerarse incluidos en esta categoría, no siendo posible atribuir el defecto de estrellas poco masivas al escaso número de miembros o a efectos de selección. Su principal característica observacional es la presencia de una abrupta discontinuidad en su función de luminosidad para una magnitud absoluta visual aproximadamente igual a 3 magnitudes (lo que corresponde aproximadamente a tipos espectrales F tempranos, o lo que es lo mismo, estrellas de la Secuencia Principal de Edad Cero con una masa inferior o igual a $1,4 M_{\odot}$).

En los trabajos arriba mencionados, el escape preferencial de estrellas poco masivas es analizado separando las estrellas en intervalos de masa; sin embargo, en el presente trabajo se explorará una vía alternativa: el análisis de una magnitud global.

Tabla 4.4: Contraste de Masa

MODELO	N = 100			N = 250		
	D_{25}	D_{50}	D_{90}	D_{25}	D_{50}	D_{90}
SA	0,17	0,25	0,23	0,18	0,17	0,11
TA	0,19	0,24	0,23	0,11	0,12	0,11
MS	0,12	0,15	0,15	0,13	0,12	0,08
KR	0,20	0,16	0,10	0,02	0,06	0,08
SC	0,12	0,16	0,10	0,05	0,08	0,03

MODELO	N = 500			N = 750		
	D_{25}	D_{50}	D_{90}	D_{25}	D_{50}	D_{90}
SA	0,01	0,07	0,07	0,05	0,05	0,05
TA	0,05	0,05	0,07	0,06	0,05	0,05
MS	0,17	0,17	0,09	0,00	0,08	0,06
KR	0,14	0,10	0,04	0,10	0,07	0,04
SC	0,10	0,09	0,05	0,10	0,10	0,04

Para estudiar la reducción relativa en el número de estrellas poco masivas se define el Contraste de Masa como

$$(4.12) \quad D = \log \frac{\langle m \rangle}{\langle m_e \rangle},$$

donde $\langle m \rangle$ es la masa media de las estrellas del cúmulo al comienzo de la simulación y $\langle m_e \rangle$ es la masa media de las estrellas que abandonan el cúmulo. Esta magnitud es una cantidad integral a diferencia del espectro de masas. Con el objeto de estudiar la posible evaporación preferencial de estrellas poco masivas se ha evaluado D en tres instantes relevantes en la evolución del cúmulo, cuando el 25%, el 50% y el 90% (D_{25} , D_{50} y D_{90} respectivamente) de las estrellas han abandonado el cúmulo. De esta forma se obtiene información sobre la proporción de estrellas poco masivas que escapan del cúmulo en diferentes etapas evolutivas. La Tabla (4.4) muestra los valores del Contraste de Masa para las tres épocas escogidas. En general, es posible afirmar que en todas las etapas de la evolución del cúmulo aparece una tendencia más o menos acusada a que escapen preferentemente las estrellas de menor masa. Aunque los valores de D sean pequeños en muchos casos, la tendencia

puede considerarse significativa, ya que se observa para cualquier población inicial, con lo que es difícil atribuirle un origen estadístico. Además, se encuentra el mismo resultado independientemente de cual sea la FIM. Según esto, el fenómeno del escape preferencial de las estrellas de menor masa pierde importancia conforme aumenta la población inicial del cúmulo.

Las estrellas de masa menor superan en número a las masivas al comienzo de la vida del cúmulo. En un intervalo temporal relativamente corto, aparece la segregación de masa; debido a ella las estrellas masivas se sitúan preferentemente en las regiones centrales del cúmulo, mientras las menos masivas adoptan una distribución espacial más dispersa. Cuando una estrella poco masiva, en el transcurso de su órbita en torno al centro de masas del cúmulo, atraviesa las regiones centrales, la probabilidad de sufrir una interacción con otros miembros del cúmulo aumenta. La estrella pasa de sufrir una perturbación de fondo débil a una significativamente más fuerte, por entrar en el dominio de las estrellas masivas. Esta variación en el régimen de perturbación puede dar lugar a la ganancia de energía cinética necesaria para alcanzar la velocidad de escape del cúmulo. Por otra parte, las estrellas menos masivas están menos ligadas gravitacionalmente al cúmulo, por lo que necesitan un incremento de energía cinética también menor para lograr que su energía neta respecto al cúmulo sea positiva. Por el contrario, las estrellas masivas se encuentran sometidas a una perturbación más o menos uniforme debida principalmente a sus vecinas, también masivas, por encontrarse circunscritas a una región más pequeña. La ocasional entrada de una estrella poco masiva en el núcleo del cúmulo no perturba de forma notable el potencial medio del mismo, por lo que la región central del cúmulo es una zona en la que el potencial gravitatorio es mucho más estable. Por otra parte, la presencia de un campo gravitatorio externo, al ser no radial, induce un momento, de forma que las estrellas distantes expulsadas de las regiones centrales no regresan, en muchos casos, a la zona de alta densidad estelar. Estas consideraciones cualitativas explicarían las tendencias observadas.

Tabla 4.5: Características de los modelos densamente poblados

<i>MOD.</i>	<i>FIM*</i>	<i>N</i>	M_{\max}^{\dagger}	M_{\min}^{\dagger}	$\langle M \rangle^{\dagger}$	R_0^{\dagger}	$r_{t_0}^*$	$\langle R \rangle^{\circ}$	T_d^{\ddagger}
A	SA	1.900	15,0	0,1	1,0	3,00	17,40	2,85	415,8 (740)
B	SA	4.000	15,0	0,1	1,0	3,00	22,50	2,85	933,4 (1148)
C	SC	5.000	14,1	0,1	0,59	3,50	20,30	3,325	1278,5 (2314)
D	SC	10.000	15,0	0,1	0,58	5,20	25,48	5,72	1244,5 (2900)

* SA FIM de Salpeter, SC FIM de Scalo.

[†] En M_{\odot} .

[‡] Radio virial inicial en pc.

* Radio inicial de las fuerzas de marea en pc.

[◊] Radio medio inicial en pc.

[†] Tiempo de desintegración en unidades normalizadas (en millones de años).

El modelo D han sido calculado empleando una densidad espacial inicial proporcional a r^{-2} , siendo r la distancia al centro del cúmulo.

4.2.6 Modelos densamente poblados

Existen cúmulos abiertos con edades del orden de varios miles de millones de años que aún hoy retienen una fracción importante, incluso miles de estrellas, de su población inicial. Debido a su avanzada edad, es razonable suponer que un porcentaje significativo de su población inicial ha escapado de los mismos. En esta subsección, se expondrán los resultados de cuatro modelos en los que la población es sustancialmente mayor que en los presentados hasta ahora. Las características iniciales de los modelos aparecen en la Tabla (4.5). La Figura (4.5) muestra el Módulo de Evolución para estos cuatro modelos, observándose un comportamiento similar, en el caso de los modelos A, B y C, al ya comentado. Por el contrario, el modelo D muestra un decremento inicial en el Módulo de Evolución originado por la expansión de las regiones centrales. Este modelo no posee la misma densidad espacial inicial que los anteriormente estudiados, ya que en este caso el grado de concentración central inicial es notablemente superior. Sin embargo, la evolución a largo plazo del mismo es similar a la observada previamente ya que tras unos pocos tiempos característicos (Tiempo de Relajación) el sistema *olvida* las condiciones iniciales.

En cuanto al Ritmo de Escape, se observa que para los modelos A, B y C el

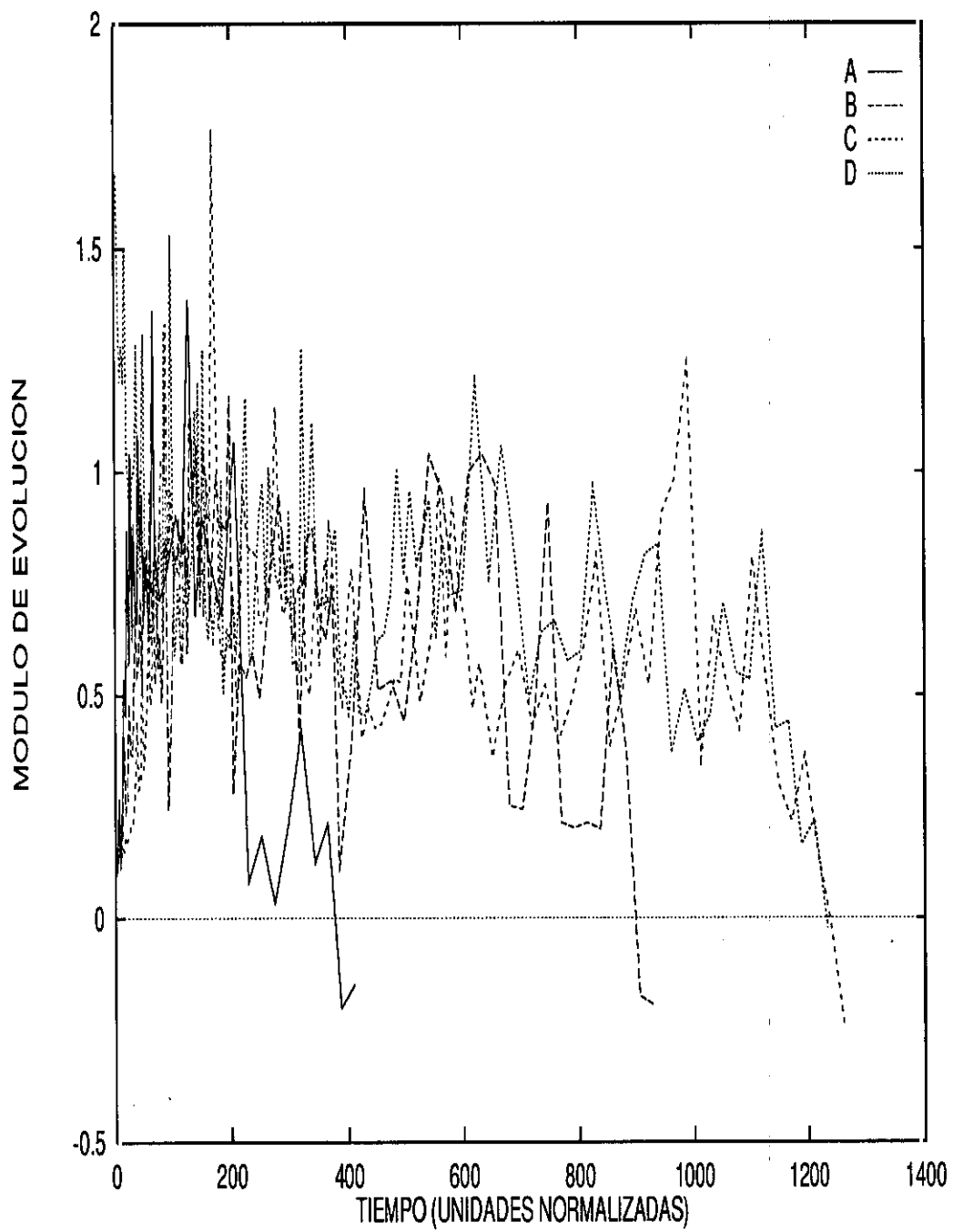


Figura 4.5: Módulo de Evolución para los modelos densamente poblados.

comportamiento es el mismo que el encontrado para modelos con N menor. Sin embargo, en el modelo D se aprecia que, inicialmente, la importancia de los encuentros a corta distancia decrece fruto de la expansión de las regiones centrales del cúmulo a causa de la diferente densidad espacial inicial. Al comparar la escala temporal en la que el Módulo de Evolución se anula con las curvas de población, se observa que coincide con la de desintegración total del cúmulo. Ya se comentó que el número de estrellas dobles formadas durante la evolución de los modelos con N menor era muy pequeño y en raras ocasiones se observó la fuga de sistemas binarios; para los presentes modelos no se altera significativamente esta situación. El modelo A genera el escape de dos binarias formadas dinámicamente y otra binaria más permanece en el resto del cúmulo. El modelo B provoca el escape de un sistema jerárquico triple y una binaria queda en el resto. La tercera componente del sistema triple es una de las estrellas de menor masa del cúmulo. Una situación similar se observa en el caso del modelo C, que genera el escape de 4 binarias, permaneciendo 2 más en el resto. Finalmente, para el modelo D se observa el escape de 8 binarias dinámicamente formadas. En cualquier caso, ni siquiera para modelos densamente poblados se consiguen porcentajes de binarias o sistemas de multiplicidad superior cercanos a los valores observados. Parece evidente que es completamente imposible explicar los valores de la fracción de binarias y múltiples observados a partir de modelos sin binarias primordiales (existentes en el momento de la formación del cúmulo), ni aún en el caso de cúmulos densamente poblados. La Figura (4.7) y la Tabla (4.6) muestran los resultados correspondientes a la velocidad con que las estrellas abandonan el cúmulo para el modelo D. Como puede apreciarse, la velocidad media aumenta conforme crece el número de estrellas que abandonan el cúmulo, pero sin embargo la dispersión decrece. Este hecho sugiere que el número de escapes a alta velocidad disminuye conforme aumenta la edad de los cúmulos. Cuando sólo se ha producido un 5% de fugas, la velocidad media es de 2,20 km/s, por lo que se hace evidente que en los primeros momentos de la evolución del cúmulo la velocidad media de es-

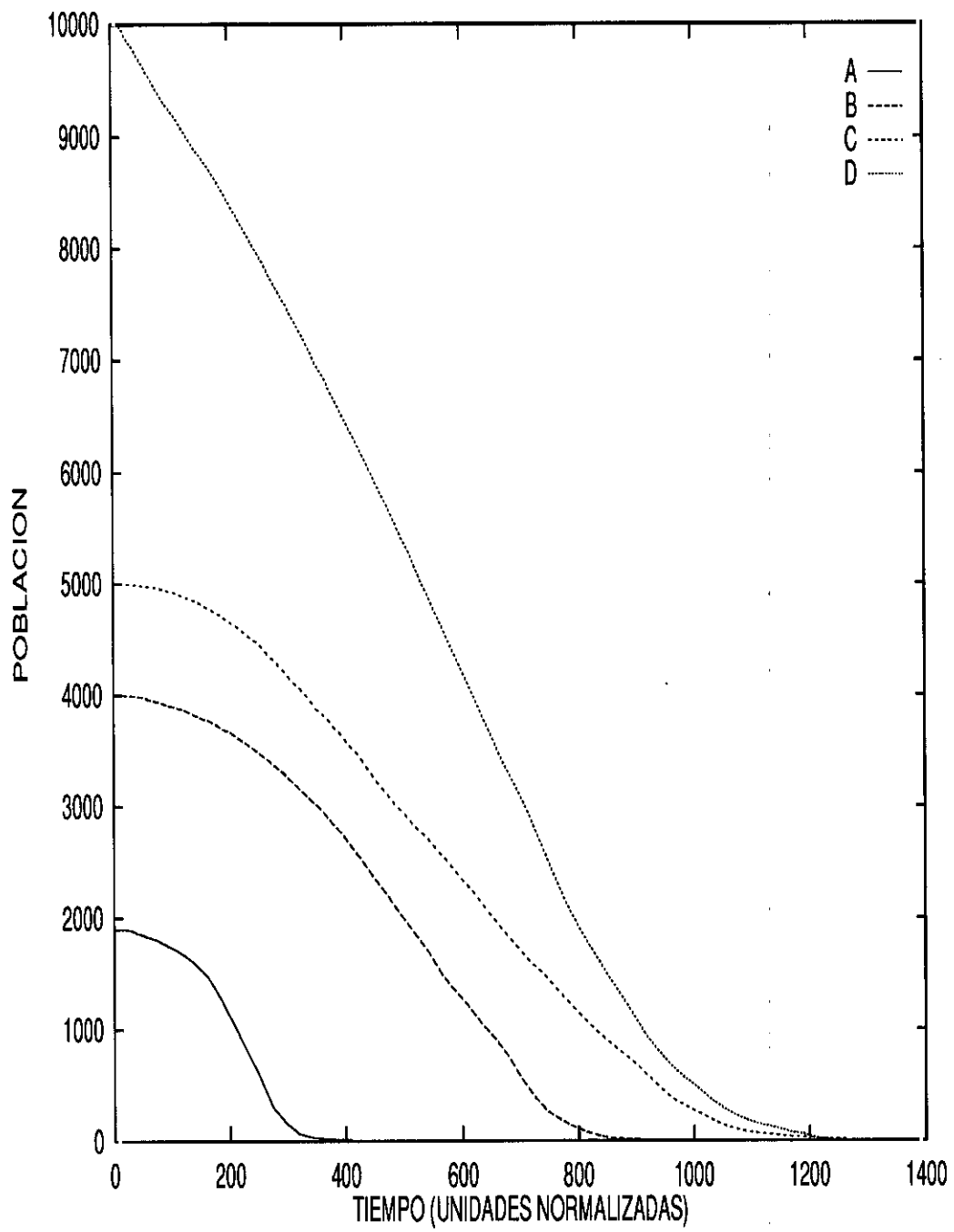


Figura 4.6: Evolución de la población del cúmulo con el tiempo para modelos densamente poblados.

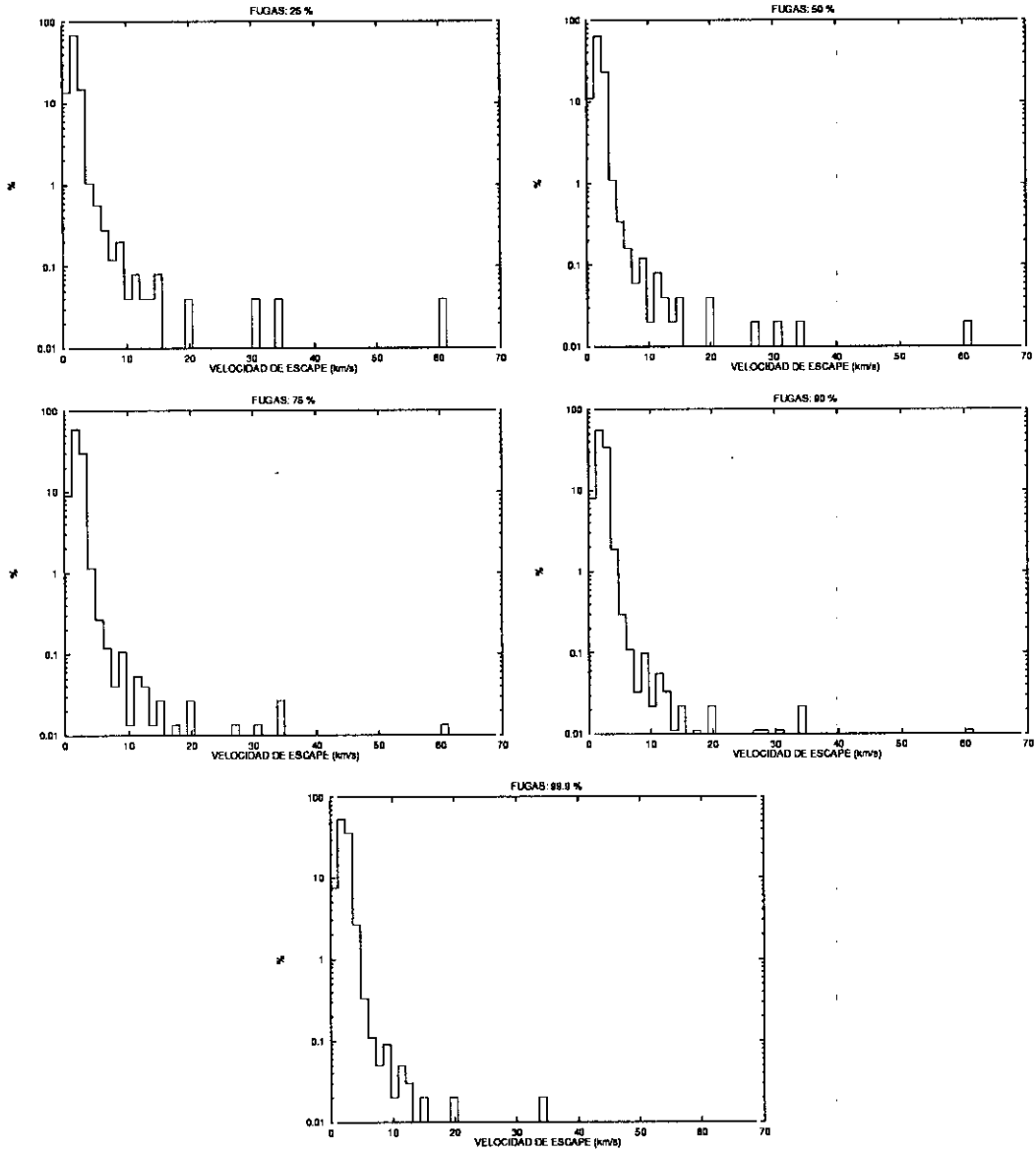


Figura 4.7: Distribución de las velocidades de escape para el modelo D. Las gráficas muestran la distribución de velocidades de escape de las estrellas que abandonan el cúmulo cuando se han producido un 25%, 50%, 75%, 90%, 99,9% de fugas, respectivamente. Nótese la pérdida de importancia relativa de los escapes de alta velocidad conforme se incrementa el tiempo y que la forma de la distribución es prácticamente constante con el tiempo. Como en el caso anterior, las velocidades están referidas al sistema rotante ya comentado.

Tabla 4.6: Evolución de la velocidad de escape media para el modelo D. En esta Tabla aparece la evolución de la velocidad de escape conforme se incrementa el porcentaje de estrellas que abandonan el cúmulo (F_e). La velocidad máxima correspondía en este caso al centro de masas de una binaria. Todas las velocidades están expresadas en km/s y referidas al sistema rotante ya comentado.

F_e	$\langle V_e \rangle$	V_{min}	V_{max}	σ
25%	2,08	0,00	60,06	0,04
50%	2,13	0,00	60,06	0,02
75%	2,21	0,00	60,06	0,01
90%	2,28	0,00	60,06	0,01
99%	2,33	0,00	60,06	0,01

cape es superior debido a que estas fugas son generadas tras interacciones a corta distancia. En la figura se observa que la importancia porcentual de los escapes de alta velocidad disminuye conforme decrece la población del cúmulo. Debe también señalarse que la forma de la distribución de velocidades es prácticamente constante a lo largo de la vida del modelo, presentándose las mayores variaciones en torno a una velocidad de 10 km/s. Desde un punto de vista observacional esta distribución de velocidades correspondería a la región del espacio inmediatamente contigua al cúmulo. Desafortunadamente, la precisión de las observaciones actuales dista mucho de poder permitir la elaboración de una distribución equivalente para cúmulos reales. El estudio de las fugas de alta velocidad en cúmulos abiertos ha sido llevado a cabo preferentemente por Leonard y Duncan (1988, 1990). En cuanto a la evaporación preferencial de estrellas poco masivas, es también evidente a partir de la Figura (4.8) que en el caso de modelos de cúmulos ricos se produce la evaporación preferencial de estrellas poco masivas, generándose una deflexión incluso superior a la observada en modelos con N más pequeño. En todos los casos se aprecia una cierta deflexión en el número de estrellas poco masivas. Esta preferencia en el escape de estrellas poco masivas es más acusada cuando el cúmulo ha perdido un 75% de sus miembros. En las figuras, se observa que existe una deficiencia de escapes para masas superiores a $3 M_{\odot}$ hasta que se ha producido un 75%, aproximadamente, de fugas del sistema. La

Tabla 4.7: Evolución del Contraste de Masa para el modelo D. En esta Tabla aparece la evolución del Contraste de Masa conforme se incrementa el número de estrellas que abandonan el cúmulo (F_e). $\langle M_e \rangle$ es la masa media de las estrellas que abandonan el cúmulo, siendo M_{min} el valor la mínimo, M_{max} el máximo y σ la desviación estandar. La masa de $27,0 M_{\odot}$ corresponde a la de una binaria.

F_e	$\langle M_e \rangle$	M_{min}	M_{max}	σ	D
5%	0,61	0,10	14,5	0,05	-0,047
10%	0,57	0,10	14,9	0,03	0,013
25%	0,54	0,10	27,0	0,02	0,076
50%	0,50	0,10	27,0	0,01	0,146
75%	0,50	0,10	27,0	0,01	0,148
90%	0,515	0,10	27,0	0,009	0,119
99%	0,577	0,10	27,0	0,010	0,005

función de masa de la figura correspondería a la que debería observarse en la envoltura del cúmulo (o lo que es lo mismo, a un campo estelar cuyos miembros se hubiesen generado en dicho cúmulo). Otro fenómeno que llama la atención, es la dependencia de D con el tiempo que aparece en la Tabla (4.7), mostrando un máximo.

4.3 Discusión

En este capítulo se ha estudiado la influencia de la FIM sobre la evolución de los cúmulos abiertos. Confirmando resultados previos, se ha establecido que la evolución de modelos monocomponentes es muy diferente de la obtenida para modelos con un espectro de masas. La influencia de la FIM es tanto mayor cuanto menor es la población del modelo. Para modelos con pocos miembros el ritmo de escape, aunque dependiente de la FIM, puede ajustarse razonablemente por una ley exponencial decreciente. Sin embargo, al aumentar el número de miembros se encuentran comportamientos similares para las diversas FIMs. Esta evolución puede ser estudiada analíticamente de forma sencilla como se verá en el Capítulo 7. La probabilidad de formación de binarias y la de su supervivencia aumenta conforme crece la población del modelo. En cualquier caso, el número de binarias que se forman durante la evo-

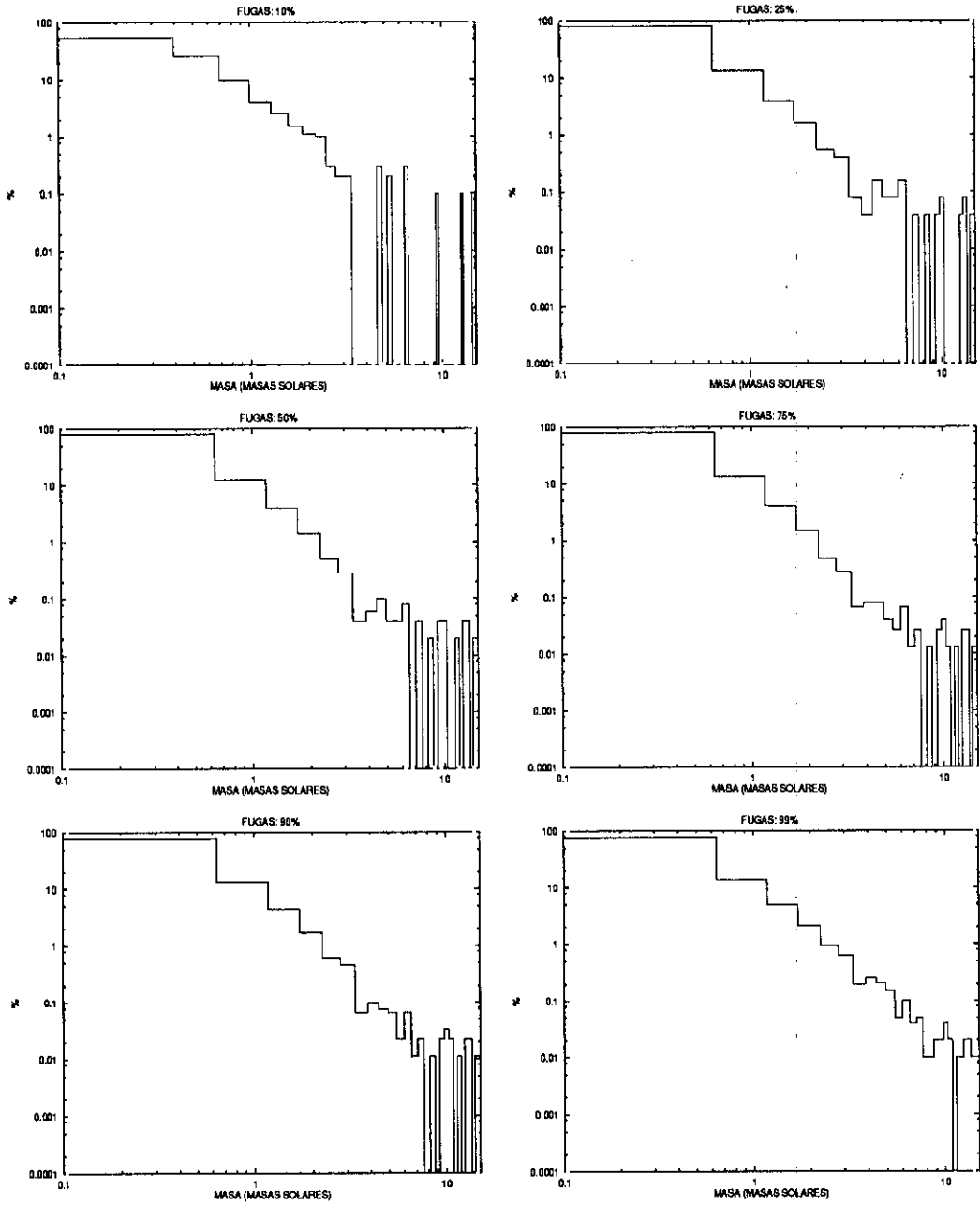


Figura 4.8: Distribución de las masas de las estrellas que abandonan el cúmulo para el modelo D. Las gráficas muestran la distribución de las masas de las estrellas que abandonan el cúmulo cuando se han producido un 10%, 25%, 50%, 75%, 90%, 99,9% de fugas, respectivamente. Los valores correspondientes a estas gráficas pueden consultarse en la Tabla (4.7).

lución de los modelos es muy pequeño (siempre inferior al 5%), siendo la mayoría de ellos poco energéticos y por tanto con tiempos de vida cortos, en general. Tan sólo una binaria por modelo llega a ser tan energética que es capaz de sobrevivir durante un tiempo del mismo orden que el necesario para la desintegración del cúmulo. Para el caso de sistemas de multiplicidad superior la situación es aún peor. El número de estrellas binarias que abandona el cúmulo (contribuyendo así a la fracción de binarias de campo) es muy pequeño, del orden del 0,1% o inferior, de donde se deduce que es imposible explicar como de origen dinámico la elevada fracción de sistemas binarios y múltiples observados tanto en la vecindad solar como en cúmulos, salvo que se considere como origen dinámico la formación de binarias via interacciones de fuerzas de marea entre protoestrellas dentro de los pequeños subagrupamientos que parecen observarse en regiones de formación estelar. El recurso más obvio para explicar las observaciones, consiste en admitir que los cúmulos poseen binarias desde el momento de su formación y además en un porcentaje significativo. Este hecho tiene importantes consecuencias en el campo de la formación estelar, ya que parece sugerir que un elevado porcentaje de las estrellas nace constituyendo ya un sistema binario.

Por otra parte, la masa media de las estrellas que abandonan el cúmulo es inferior al valor de la masa media inicial de las estrellas en el modelo. Estos resultados sugieren que las estrellas menos masivas tienen una probabilidad mayor de abandonar el cúmulo que las masivas, si no se considera la pérdida de masa debida a la evolución estelar y no se incluyen binarias primordiales en los modelos. Este resultado depende de N , ya que las diferencias observadas disminuyen conforme la población aumenta para el primer conjunto de modelos. Sin embargo, aunque para cúmulos muy poblados se observa el mismo fenómeno, este depende fuertemente del tiempo. Según muestra la Tabla (4.4), el fenómeno del escape preferencial de estrellas poco masivas tiene su mayor importancia para cúmulos poco poblados, de hecho el Contraste de Masa para $N = 100$ y 50% de la población inicial es muy alto para modelos con FIMs de Salpeter y Taff. Desde un punto de vista cuantitativo la masa media de las estrellas

Tabla 4.8: Masa Media *

MODELO	N = 100			
	$\langle m \rangle_0$	$\langle m \rangle_{25}$	$\langle m \rangle_{50}$	$\langle m \rangle_{90}$
SA	1,00	0,68	0,56	0,59
TA	1,00	0,65	0,58	0,59
MS	0,70	0,53	0,50	0,49
KR	0,49	0,31	0,34	0,39
SC	0,55	0,42	0,38	0,44

* Todas las masas en masas solares.

que escapan del cúmulo para estos modelos es notablemente diferente de la inicial como puede apreciarse en la siguiente tabla:

Aunque la masa media para los dos modelos de ley de potencias es demasiado alta en comparación con la masa media típica de las estrellas de un cúmulo, estos resultados coinciden muy aproximadamente con aquellos procedentes de observaciones (Platais 1994, 1995). Los resultados obtenidos tienen fuertes implicaciones en un tema de gran importancia en Astrofísica, el de la universalidad de la FIM. En general, se admite que la FIM es la misma para todos los cúmulos, a pesar de ciertos resultados discordantes. Estos cúmulos que parecen tener una FIM diferenciada son los CPP y en principio la causa de ello puede ser doble: de una parte puede ser un fenómeno intrínseco prueba de la no universalidad de la FIM y de otra parte puede ser producto de la evolución dinámica del propio cúmulo. De los modelos anteriormente expuestos parece suficientemente claro que para $N \leq 250$ el defecto de estrellas poco masivas puede ser explicado como de origen dinámico; sin embargo, no parece que para cúmulos más ricos este defecto pueda ser consecuencia únicamente de procesos dinámicos. Esta evaporación preferencial de estrellas poco masivas puede tener interesantes consecuencias observacionales a la hora de determinar FIMs en cúmulos abiertos, ya que según sea la edad del cúmulo y su riqueza, la proporción relativa de estrellas poco masivas ha podido resultar alterada en mayor o menor grado con

respecto a la fracción de estrellas masivas. De este modo la pendiente de la función inicial de masas puede haber variado respecto a la que se observaría en ausencia de escape preferencial. La variación en la pendiente de la FIM para un grupo de masas entre M y $M + dM$ sería:

$$(4.13) \quad \delta\alpha = -\frac{1}{\text{Ln}M} \frac{\delta n(M)}{n(M)},$$

siendo C una constante de normalización. Este hecho podría conducir a conclusiones erróneas acerca de la no universalidad de la FIM, aún en el caso de que si lo fuese. No obstante, y como se verá en el Capítulo 6, este fenómeno está conectado con el posible escape preferencial de estrellas individuales en cúmulos con una cierta población de binarias primordiales.

En lo que respecta a las estrellas de alta velocidad observadas, su existencia puede justificarse como fruto de interacciones en las regiones centrales de los cúmulos abiertos. Según los resultados obtenidos, cuanto mayor sea la velocidad de la estrella, mayor y más masivo sería el cúmulo donde nació.

4.4 Conclusiones

Las principales conclusiones de este capítulo se pueden resumir en:

1. Las edades observadas en los cúmulos abiertos reales sólo pueden explicarse suponiendo que las estrellas que los componen poseen un cierto espectro de masas.
2. Las consecuencias dinámicas de la existencia de un espectro de masas dependen principalmente de la proporción de estrellas masivas y de la riqueza del cúmulo.
3. Los cúmulos desarrollan una estructura dual núcleo-halo, en una corta escala de tiempo. Esta dicotomía tiene importantes consecuencias observacionales puesto que se hace bastante difícil observar las poco densas regiones perifé-

- cas sobre el fondo de las estrellas de campo. La trascendencia de este efecto desafortunadamente se incrementa con la población del cúmulo.
4. La proporción de sistemas binarios y múltiples observados, tanto en cúmulos como en la Galaxia en general, no puede explicarse sin admitir la existencia de una población significativa de binarias primordiales, es decir, existentes en el momento de la formación del cúmulo.
 5. La gran mayoría de las estrellas que abandonan los cúmulos lo hacen como consecuencia de la paulatina ganancia de energía cinética fruto de encuentros a larga distancia. Un pequeño porcentaje de estrellas abandonan el cúmulo con velocidades significativamente superiores a la media, a causa de encuentros a corta distancia en las regiones centrales del mismo.
 6. La determinación de la FIM en cúmulos está afectada por errores producto de la evaporación preferencial de estrellas poco masivas. La magnitud de este fenómeno parece depender del tiempo, lo que añadiría un sesgo de edad en dichas determinaciones.
 7. El incremento en el porcentaje de estrellas masivas de los modelos genera también un aumento en las velocidades medias de las estrellas que abandonan los mismos. Los encuentros entre binarias centrales masivas y estrellas sin compañera generan principalmente las fugas de alta velocidad.

Capítulo 5

Evolución Estelar

5.1 Introducción

La masa de una estrella es su característica física principal. Para una cierta composición química, la masa inicial de una estrella determina completamente su estructura y evolución posterior. Sin embargo, esta no permanece constante a lo largo de su vida: son posibles tanto un aumento debido a acreción de materia, como una disminución a causa de la eyección de sus capas superficiales o por las reacciones nucleares. Para estrellas situadas en cúmulos, la acreción de materia proveniente de nubes interestelares es un proceso poco probable, ya que precisa de una velocidad relativa (entre la estrella y la nube) mucho menor que las velocidades típicas observadas en cúmulos abiertos. Por tanto, la importancia de este proceso es muy pequeña en la mayoría de los cúmulos con excepción, quizás, de los muy jóvenes. Sin embargo, el intercambio de masa entre las componentes de un sistema binario puede producirse fácilmente; aunque en los modelos que se examinarán en este capítulo este proceso se considerará irrelevante, ya que su papel sobre la dinámica global del cúmulo no es excesivamente importante tal y como se discutirá en el próximo capítulo.

Por otra parte, la masa perdida en las reacciones nucleares puede considerarse despreciable en comparación con la que la estrella pierde a causa de la evolución

estelar; esta última puede ser el proceso dominante en la dinámica de los cúmulos abiertos. Las estrellas pueden perder masa gradualmente en forma de viento estelar, o violentamente dando lugar a eyecciones. La importancia de ambos procesos aumenta con la masa de la estrella considerada. Para estrellas de masa similar a nuestro Sol, las eyecciones ocurren principalmente en la fase de gigante roja. La pérdida de masa, originada en el transcurso de la evolución estelar, tiene dos efectos principales. En primer lugar, si la masa total del cúmulo disminuye, la energía total del mismo aumenta con lo que el cúmulo está cada vez menos ligado (energía total menos negativa). El efecto es análogo al que se produce cuando las estrellas abandonan el cúmulo a causa de encuentros con otros miembros del mismo, aunque este último proceso se produce de forma menos continua. En segundo lugar, al producirse la pérdida de masa, la fracción relativa de estrellas masivas y poco masivas varía con respecto al caso de un cúmulo sin evolución estelar, alterándose el tiempo de vida del sistema con respecto a uno conservativo. La inclusión de la pérdida de masa estelar en simulaciones numéricas es crucial si se quieren obtener resultados directamente comparables con los obtenidos de las observaciones. Dado que un número notable de cúmulos tienen edades superiores a 10^8 años, muchas de sus estrellas han sufrido una pérdida de masa significativa durante su evolución.

5.2 Pérdida de masa

Para obtener la disminución de masa en función del tiempo, se han adoptado las funciones desarrolladas por Eggleton y sus colaboradores (1989) para estrellas de la Población I. Este conjunto de fórmulas de interpolación permiten calcular de forma rápida y simple la pérdida de masa debida a evolución estelar. Las expresiones están basadas en una serie de modelos obtenidos gracias al algoritmo de evolución estelar desarrollado por Eggleton (1971, 1972), y permiten calcular la luminosidad de una estrella dadas su masa y edad. Las trazas evolutivas producidas con esas fórmulas aparecen en la Fig. (5.1), así como la Secuencia Principal de Edad Cero. Todas las

estrellas comienzan su existencia en la Secuencia Principal de Edad Cero con una composición uniforme de hidrógeno, $X = 0,7$, helio, $Y = 0,28$, y metalicidad, $Z = 0,02$. Por razones técnicas, la pérdida de masa se considera en intervalos discretos, cuando se acumula una disminución de masa del 1%; esta pérdida de masa se supone instantánea debido a la diferencia de escalas temporales. Se supone también que el gas eyectado abandona el cúmulo sin interactuar con el resto de los miembros del mismo. En cúmulos reales, este gas se aleja de los mismos directamente o es absorbido por el medio interestelar debido a la gran diferencia de presiones. Aunque no se aprecia en la figura, se observará en próximos capítulos que, desafortunadamente, las expresiones proporcionan un comportamiento erróneo para una masa de $1,334 M_{\odot}$. Este pequeño defecto, intrascendente para este trabajo, ha sido recientemente subsanado (1997) por el Dr. Eggleton, por lo que todos los modelos presentados aquí adolecen del mismo. Los resultados que proporcionan dichas fórmulas coinciden razonablemente con los observacionales (Popper 1980, 1982). Modelos numéricos más recientes (Maeder y Meynet 1988), muestran sólo pequeñas discrepancias con los resultados obtenidos a partir de las fórmulas citadas. Sin embargo, las nuevas opacidades obtenidas por Rogers e Iglesias (1992) han modificado alguno de estos resultados. Estas opacidades han sido introducidas en los modelos de Schaller et al. (1992); dichos modelos muestran ciertas diferencias respecto a los anteriores, principalmente en el caso de estrellas con masa inferior a $5 M_{\odot}$. Una comparación entre los resultados que dan las fórmulas de Eggleton y los modelos más recientes de Schaller y sus colaboradores puede verse en la Tabla (5.1). Desafortunadamente, los nuevos modelos aún no han sido transformados en un conjunto compacto de fórmulas como las desarrolladas por Eggleton y sus colaboradores; por tanto, en las simulaciones se emplearán los modelos antiguos. Sin embargo, la incidencia de las pequeñas discrepancias existentes entre unos y otros sobre los resultados que aquí se presentan no es significativa.

En los cálculos se supondrá que todas las estrellas inician la Secuencia Prin-

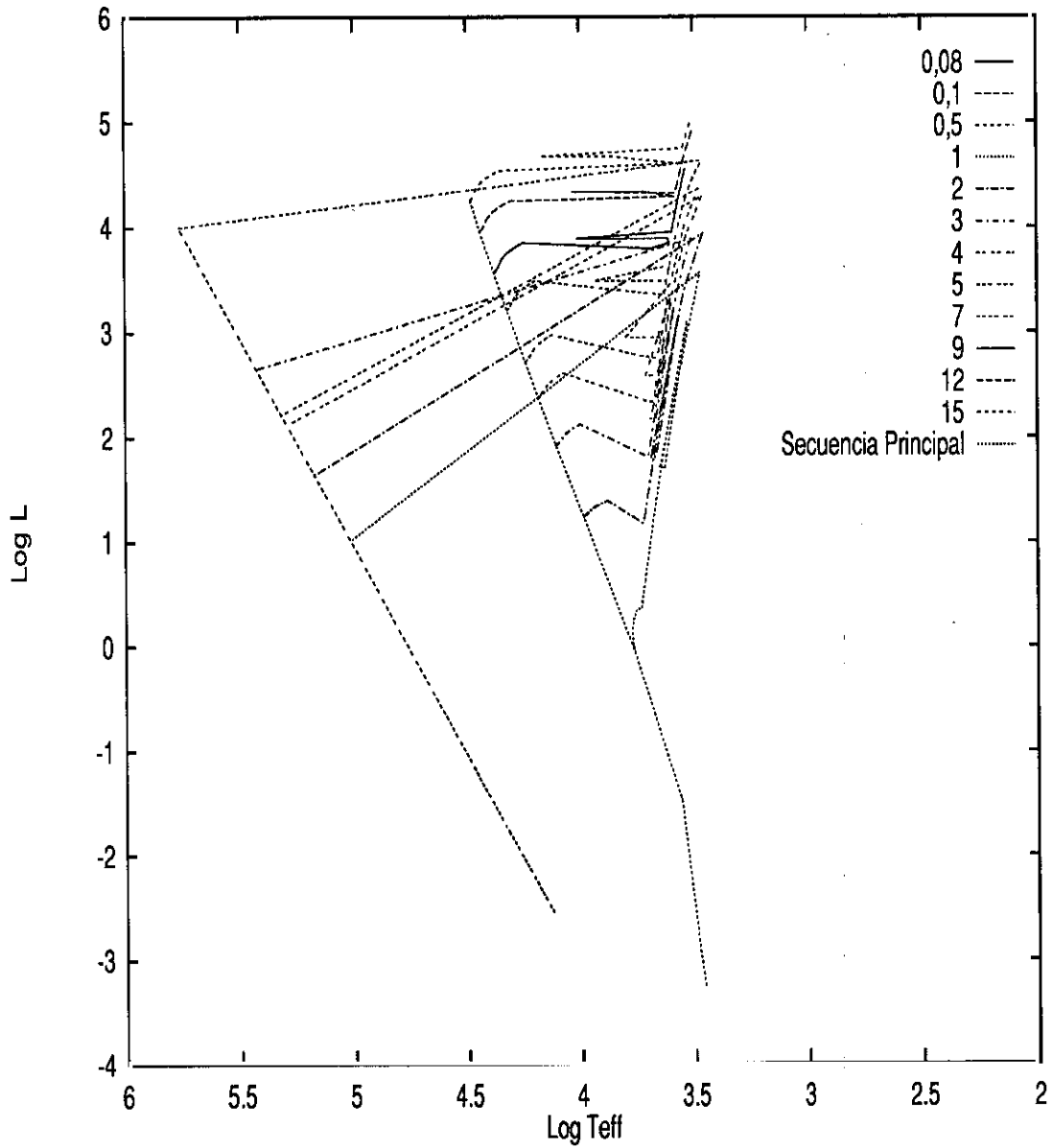


Figura 5.1: Secuencia Principal de Edad Cero y trazas evolutivas obtenidas a partir del algoritmo de evolución estelar de Eggleton para estrellas de masas iguales a 15, 12, 9, 7, 5, 4, 3, 2 y 1 M_{\odot} , respectivamente. Cuando la traza evolutiva alcanza el extremo de la izquierda se produce la formación de una nebulosa planetaria. A partir de ahí, tiene lugar el enfriamiento de la enana blanca. Las trazas para estrellas con masas superiores a 8 M_{\odot} han sido cortadas en el momento en que se produce la supernova. Las luminosidades están en luminosidades solares.

Tabla 5.1: Tiempo de permanencia en las dos secuencias principales. Comparación entre los modelos de evolución estelar. Masas en M_{\odot} . Tiempos en millones de años.

MASA	Algoritmo de Eggleton		Schaller et al. (1992)	
	Combustión-H	Combustión-He	Combustión-H	Combustión-He
15	11,5	1,0	11,6	1,1
12	16,5	1,5	16,0	1,6
9	27,8	3,8	26,4	2,6
7	46,0	7,5	43,2	4,7
5	94,5	18,5	94,5	12,4
4	156,0	32,0	164,7	26,2
3	308,0	64,0	352,5	86,2
2	922,0	100,0	1115,9	240,9
1	9718,0	-	9961,7	-

principal del Hidrógeno al mismo tiempo, hipótesis que, aunque en principio es cuestionable, parece justificada por las observaciones tal y como se comentó en la sección correspondiente del Capítulo 2. En cuanto al resultado final de la evolución estelar, el algoritmo de Eggleton genera enanas blancas cuando la masa inicial de la estrella es inferior a $8 M_{\odot}$ y estrellas de neutrones (tras una supernova de Tipo II) si la masa es superior o igual a esa cantidad. No se contempla la formación de agujeros negros para estrellas muy masivas, debido a la incertidumbre que rodea la formación de estos objetos. Estimaciones observacionales sobre la masa mínima de la estrella progenitora, necesaria para dar lugar a un agujero negro, sitúan ésta en el rango $40-80 M_{\odot}$ (van den Heuvel y Habets 1984; van den Heuvel 1992); estimaciones más recientes rebajan un tanto esta cantidad, dando un valor de $50 \pm 10 M_{\odot}$ (Tsujimoto et al. 1997). En cualquier caso, estos valores están muy alejados de las masas estelares típicas observadas en cúmulos estelares abiertos. La formación de las estrellas de neutrones va acompañada siempre de un fuerte impulso originado por la eyección asimétrica del exceso de masa durante la supernova (Bell 1997); este fenómeno se simula en los cálculos asignándole una velocidad superior al cuádruplo de la cuadrática media de las estrellas del modelo; los valores generados pueden ser, por tanto, inferiores a

los que da una reciente distribución obtenida por Lyne y Lorimer (1994) a partir de observaciones en radioondas. Esto provoca que la probabilidad de que el cúmulo retenga las estrellas de neutrones sea muy baja, aumentando en todo caso para cúmulos muy poblados. Actualmente, sólo existen dos candidatos a estrellas de neutrones en cúmulos abiertos: el primero es el pulsar de rayos X X0142+614 situado en el campo de NGC 663 (Hellier 1994), el segundo es una detección en rayos γ en el campo del cúmulo abierto joven Collinder 347 (Yadigaroglu y Romani 1997) por parte de los instrumentos de EGRET. Ambos cúmulos tienen edades del orden de 10 millones de años. Cabe suponer que estos posibles pulsares permanecen aún en el cúmulo donde han nacido, porque son muy jóvenes y aún no han tenido tiempo de abandonarlo, ya que la escala de tiempo típica para que una estrella de neutrones abandone el cúmulo donde nació es de unos 20 millones de años (una vez que tiene lugar la supernova) empleando las distribuciones de velocidades observacionales más recientes.

5.3 Resultados

En las primeras secciones se mostrarán los resultados para un primer conjunto de 20 modelos con $N \leq 750$ publicados en de la Fuente Marcos (1996). A continuación, se expondrán los resultados de otro grupo de modelos con una población estelar sustancialmente mayor calculados con el CRAY-YMP de la UCM. Con estos modelos se pretenden estudiar los efectos que, sobre la dinámica de los cúmulos abiertos, tiene la evolución estelar.

5.3.1 Tiempo de Desintegración

De los resultados que aparecen en la Tabla (5.2), se desprende que la inclusión de la pérdida de masa debida a evolución estelar cambia de forma notable los valores obtenidos para los tiempos de desintegración. Para modelos con $N = 100$ ó 250, dichos tiempos son, en general, inferiores a los de modelos equivalentes discutidos en el Capítulo 4. En cambio, para N superior el comportamiento es significativamente

diferente, el tiempo de desintegración aumenta. Por tanto, aparece un comportamiento diferencial dependiente de N . Para cúmulos pequeños, la evolución estelar acelera su desintegración, pero en el caso de cúmulos ricos aparece una tendencia estabilizadora, retrasándose la desintegración del cúmulo. Si se comparan los tiempos medios de desintegración para modelos con $N \leq 250$, se tiene que para los modelos con evolución estelar hay una disminución de unos 100 millones de años en media y sin embargo, para $N > 250$ se obtiene un incremento medio superior a los 100 millones de años con respecto a los modelos sin pérdida de masa. Si se pone en relación esta escala temporal con la obtenida a partir de las trazas evolutivas, se tiene que para los modelos con $N = 100$ todas las estrellas con masa inferior a $4 M_{\odot}$ han evolucionado hasta ser objetos colapsados (estrellas de neutrones y enanas blancas), para $N = 250$ es $3 M_{\odot}$, para $N = 250$ es $2,5 M_{\odot}$, y para $N = 750$ es $2 M_{\odot}$.

Como se indicó en el capítulo anterior, el tiempo necesario para la desintegración del cúmulo debe considerarse con cautela, puesto que una vez que el cúmulo se convierte en un sistema no ligado, la formación de un cierto número de subsistemas temporalmente estables puede retrasar la desintegración completa del mismo. Sin embargo, en los modelos presentados en este capítulo se observa que el momento en el que la evolución dinámica cesa, coincide muy aproximadamente con el de desintegración del modelo.

De los resultados anteriores, se deduce que la causa del comportamiento diferencial del Tiempo de Desintegración con la población inicial del cúmulo se relaciona con la pérdida de masa y con la propia población del modelo. Para modelos poco poblados la escala de tiempo en que se produce la desintegración de los mismos, es del mismo orden que la necesaria para que la pérdida de masa en estrellas de masa intermedia sea significativa; dicha pérdida de masa, conduciría a una disminución de la energía potencial del modelo y por ello a su rápida desintegración. Este proceso da lugar a una reducción en el Tiempo de Desintegración de los modelos que incluyen la evolución estelar con respecto a aquellos otros que no la tienen en cuenta. Por el

Tabla 5.2: Principales características de los modelos

<i>MOD.</i>	<i>FIM*</i>	<i>N</i>	M_{\max}^{\dagger}	M_{\min}^{\dagger}	$\langle M \rangle^{\dagger}$	R_0^{\ddagger}	$r_{t_0}^*$	$\langle R \rangle^{\diamond}$	T^{\lrcorner}
I	SA	100	10,0	0,1	1,0	1,26	6,56	0,92	180,3 (380)
II	TA	100	10,0	0,1	1,0	1,26	6,56	0,86	99,0 (209)
III	MS	100	10,0	0,1	0,6	1,26	5,64	1,12	72,84 (192)
IV	KR	100	5,3	0,1	0,5	1,26	5,17	1,10	90,0 (272)
V	SC	100	5,5	0,1	0,5	1,26	5,37	1,13	85,0 (242)
VI	SA	250	15,0	0,1	1,0	1,71	8,91	1,35	239,7 (506)
VII	TA	250	15,0	0,1	1,0	1,71	8,91	1,28	188,1 (397)
VIII	MS	250	15,0	0,1	0,6	1,71	7,68	1,50	163,4 (431)
IX	KR	250	5,3	0,1	0,4	1,71	6,75	1,59	125,9 (403)
X	SC	250	5,6	0,1	0,5	1,71	7,20	1,57	142,1 (414)
XI	SA	500	15,0	0,1	1,0	2,15	11,22	2,00	378,3 (798)
XII	TA	500	15,0	0,1	1,0	2,15	11,22	1,96	345,1 (728)
XIII	MS	500	15,0	0,1	0,6	2,15	9,59	2,02	248,9 (662)
XIV	KR	500	5,3	0,1	0,4	2,15	8,51	2,00	183,9 (585)
XV	SC	500	5,6	0,1	0,5	2,15	9,05	2,00	218,5 (636)
XVI	SA	750	15,0	0,1	1,0	2,47	12,84	2,30	413,0 (875)
XVII	TA	750	15,0	0,1	1,0	2,47	12,84	2,32	533,2 (1130)
XVIII	MS	750	15,0	0,1	0,6	2,47	10,97	2,32	317,5 (854)
XIX	KR	750	5,3	0,1	0,4	2,47	9,73	2,32	240,3 (772)
XX	SC	750	12,9	0,1	0,5	2,47	10,50	2,27	280,0 (804)

* SA FIM de Salpeter, TA FIM de Taff, MS FIM de Miller y Scalo, KR FIM de Kroupa, SC FIM de Scalo.

† En M_{\odot} .

‡ Radio virial inicial en pc.

* Radio inicial de las fuerzas de marea en pc.

◊ Radio medio inicial en pc.

⌞ Tiempo de desintegración del cúmulo (en millones de años).

contrario, cuando se consideran modelos con una población mayor, algunas estrellas poco masivas han tenido tiempo de completar su evolución hacia el estado de enana blanca, con lo que el modelo llega a estar poblado principalmente por objetos con masas del orden de la solar y con una pérdida de masa poco significativa. Un sistema estelar de estas características es mucho más estable que uno equivalente que contuviese tanto estrellas muy masivas como poco masivas, lo que explica el aumento del Tiempo de Desintegración para cúmulos ricos cuando se incluyen los efectos de la pérdida de masa originada por la evolución estelar.

5.3.2 Módulo de Evolución

Como se comentó en el capítulo anterior, debido al colapso inicial de las regiones internas del cúmulo, el Módulo de Evolución crece al inicio de cada simulación. Una vez que alcanza un valor máximo, decrece hasta un valor nulo en una escala temporal dependiente de las condiciones iniciales. Para los modelos presentados en este capítulo, se aprecian tendencias cualitativamente similares (figs. 5.2 y 5.3); sin embargo hay notables diferencias cuantitativas, de forma que la influencia de la evolución estelar sobre el Módulo de Evolución parece ser fuertemente dependiente de la fracción de estrellas masivas. Para modelos poco poblados con ley de potencias simple, los cuales tienen una masa media más alta y un mayor número de estrellas masivas, la evolución de W difiere bastante de la presentada para modelos sin pérdida de masa; sin embargo, para el resto de FIMs la evolución es muy similar. El caso extremo se produce para las FIMs de Kroupa y de Scalo, en las que la evolución casi no puede distinguirse de la presentada en el capítulo previo. Solamente en las fases finales de la evolución de los modelos, se aprecian diferencias atribuibles a los efectos de la pérdida de masa.

Un hecho que llama bastante la atención en las gráficas, en comparación con los modelos sin pérdida de masa, es que la evolución de W parece ser más uniforme a lo largo de la vida del cúmulo. Esta característica se observa claramente en los modelos

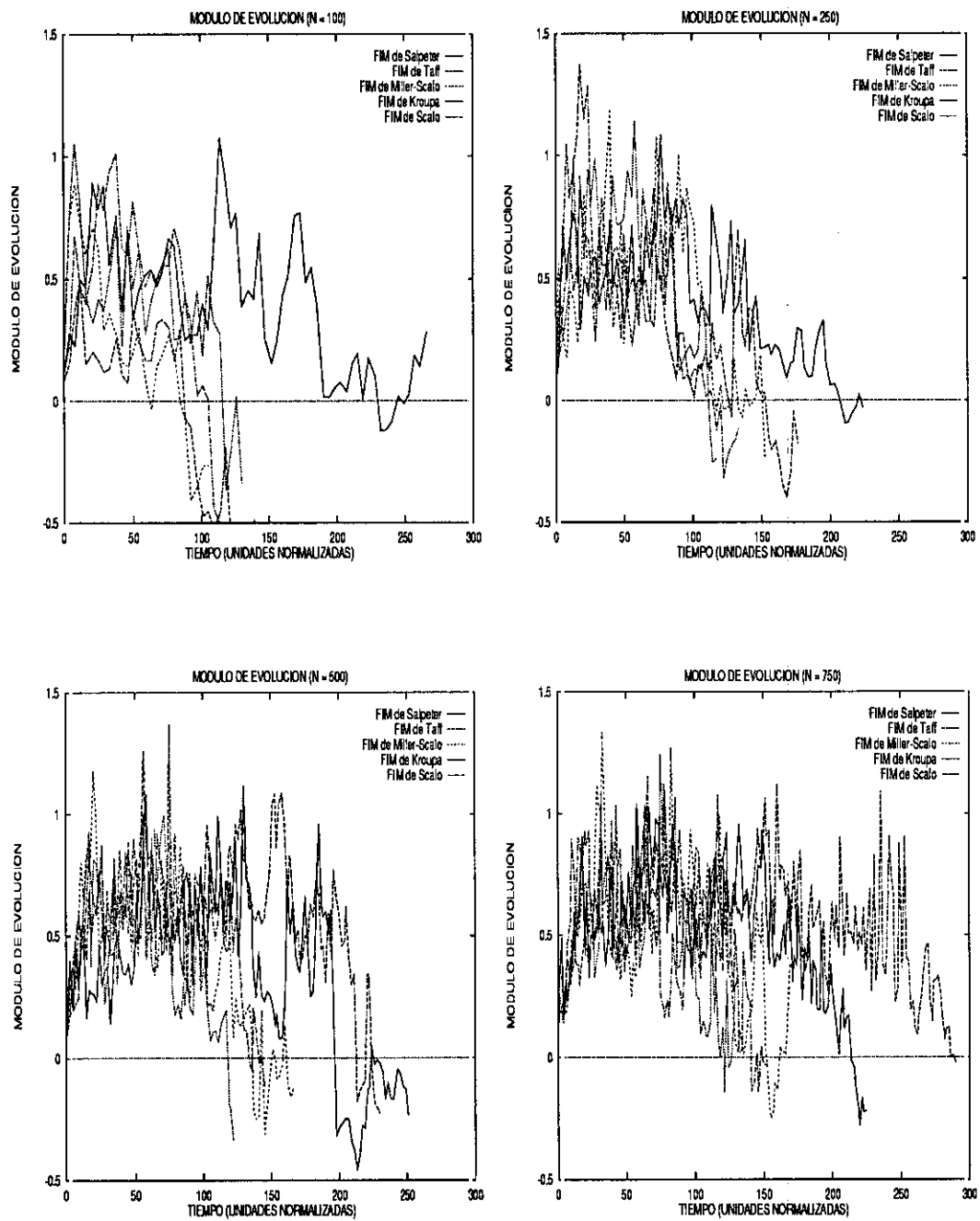


Figura 5.2: Módulo de Evolución para cada valor de N usado en los cálculos. En esta figura y en las siguientes, el tiempo se mide en unidades normalizadas estándar, salvo que se diga lo contrario.

más poblados. La pérdida de masa suaviza el colapso inicial de las regiones centrales. Las estrellas de mayor masa tienden a permanecer en las mismas y son las involucradas de forma principal en la pérdida de masa durante las primeras etapas de la evolución de los cúmulos; por el contrario, las menos masivas tienden a localizarse en el halo, siendo la pérdida de masa irrelevante en ellas durante la mayor parte de la vida del cúmulo. Este hecho sugiere que el radio medio, R_m , es mucho más estable en los presentes modelos, lo que unido a la pérdida de importancia del colapso inicial de las regiones centrales, explicaría la mayor estabilidad del Módulo de Evolución a lo largo de la evolución del cúmulo. La disminución de la masa media de las estrellas de las regiones centrales del cúmulo conforme progresa la evolución estelar tiene otro efecto adicional, cuya importancia se restringe a los modelos más poblados. Las estrellas del halo, al irrumpir a través de las regiones centrales, ya no encuentran estrellas masivas con las que intercambiar energía, sino estrellas con una masa aproximadamente igual a la suya propia, con la consiguiente disminución en la eficiencia del intercambio de energía durante los encuentros a corta distancia. Por ello, las estrellas del halo son menos energéticas y necesitan un mayor número de pasos a través de las regiones centrales del cúmulo para alcanzar la velocidad necesaria para abandonar el mismo, lo que redundaría en un aumento del Tiempo de Desintegración para estos modelos.

5.3.3 Ritmo de Escape

La Fig. (5.4) muestra como evoluciona la población de los modelos con el tiempo. Las mayores diferencias con respecto al comportamiento descrito en el capítulo anterior aparecen para $N = 100$, apreciándose desviaciones muy importantes con respecto al comportamiento previamente presentado. La causa de estas grandes diferencias, radica en que para estos modelos gran parte de la pérdida de masa puede producirse en las regiones periféricas del cúmulo, alterándose la posición del centro de masas del mismo de forma violenta, lo que puede arrojar estrellas a distancias superiores al radio de marea facilitándose de este modo el escape de las mismas. Para $N = 250$, el

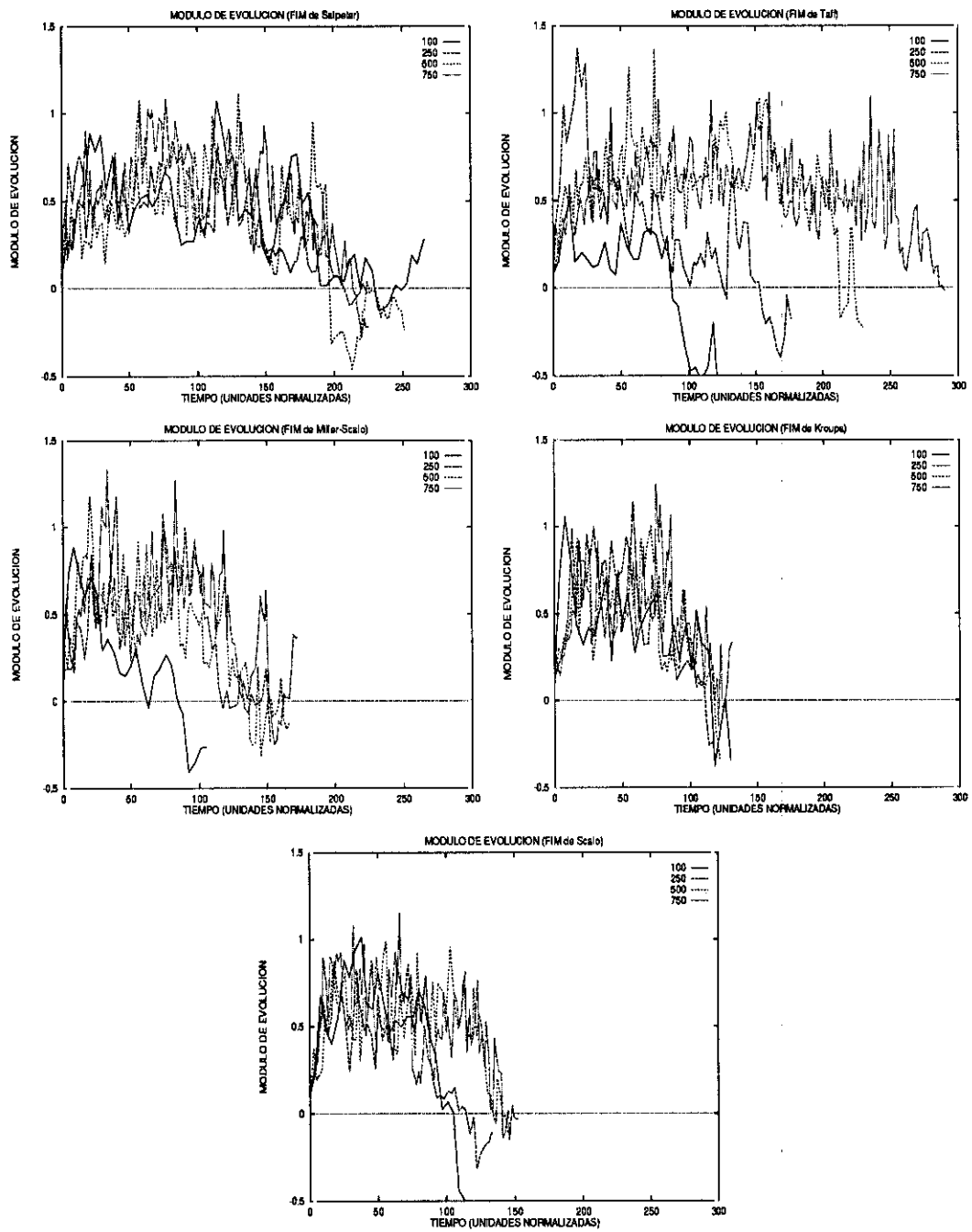


Figura 5.3: Módulo de Evolución para cada FIM.

ritmo de escape de la mayoría de los modelos es prácticamente lineal, lo que sugiere que la importancia de los encuentros a corta distancia disminuye en comparación con los modelos sin pérdida de masa. Para N mayor, se aprecian comportamientos cualitativamente similares a los presentados en el capítulo anterior, aunque la evolución transcurre más lentamente. Dicha evolución es tanto más lenta cuanto mayor sea el porcentaje de estrellas masivas. Este hecho está causado directamente por la evolución estelar, ya que las estrellas con masa inferior a $8 M_{\odot}$ pasan a ser enanas blancas y por tanto estrellas poco masivas. Las estrellas de masa superior evolucionan hasta convertirse en estrellas de neutrones que abandonan rápidamente el cúmulo a causa del gran aumento de velocidad que sufren durante su formación. Debido a que la masa por debajo de la cual comienzan a aparecer enanas blancas en el cúmulo es de unas $8 M_{\odot}$, cabe esperar que la escala temporal asociada a la evolución de este tipo de estrellas sea también relevante en la dinámica del cúmulo como un todo. La razón principal para esta afirmación se apoya en el fenómeno de la segregación de masa, de notable importancia cuando los efectos de la evolución estelar son tenidos en cuenta.

5.3.4 Formación de binarias

Otro proceso de capital importancia es el ritmo de formación de binarias. Ya que todas las estrellas se forman en agrupaciones estelares más o menos densas (asociaciones o cúmulos abiertos), es razonable suponer que las binarias que se observan entre las estrellas de campo han de haberse generado en dichas agrupaciones. Sin embargo, la formación de sistemas múltiples se reduce enormemente para los modelos con pérdida de masa en comparación con los modelos conservativos, a pesar de ser ya bastante baja en estos últimos. Por tanto, la evolución estelar incide fuertemente sobre la formación dinámica de sistemas binarios. Si el ritmo de formación de binarias se reduce con la pérdida de masa, se precisa de otro mecanismo para explicar los elevados porcentajes de binarias observados. La explicación más simple es postular la existencia de una elevada fracción de binarias primordiales. Estas binarias

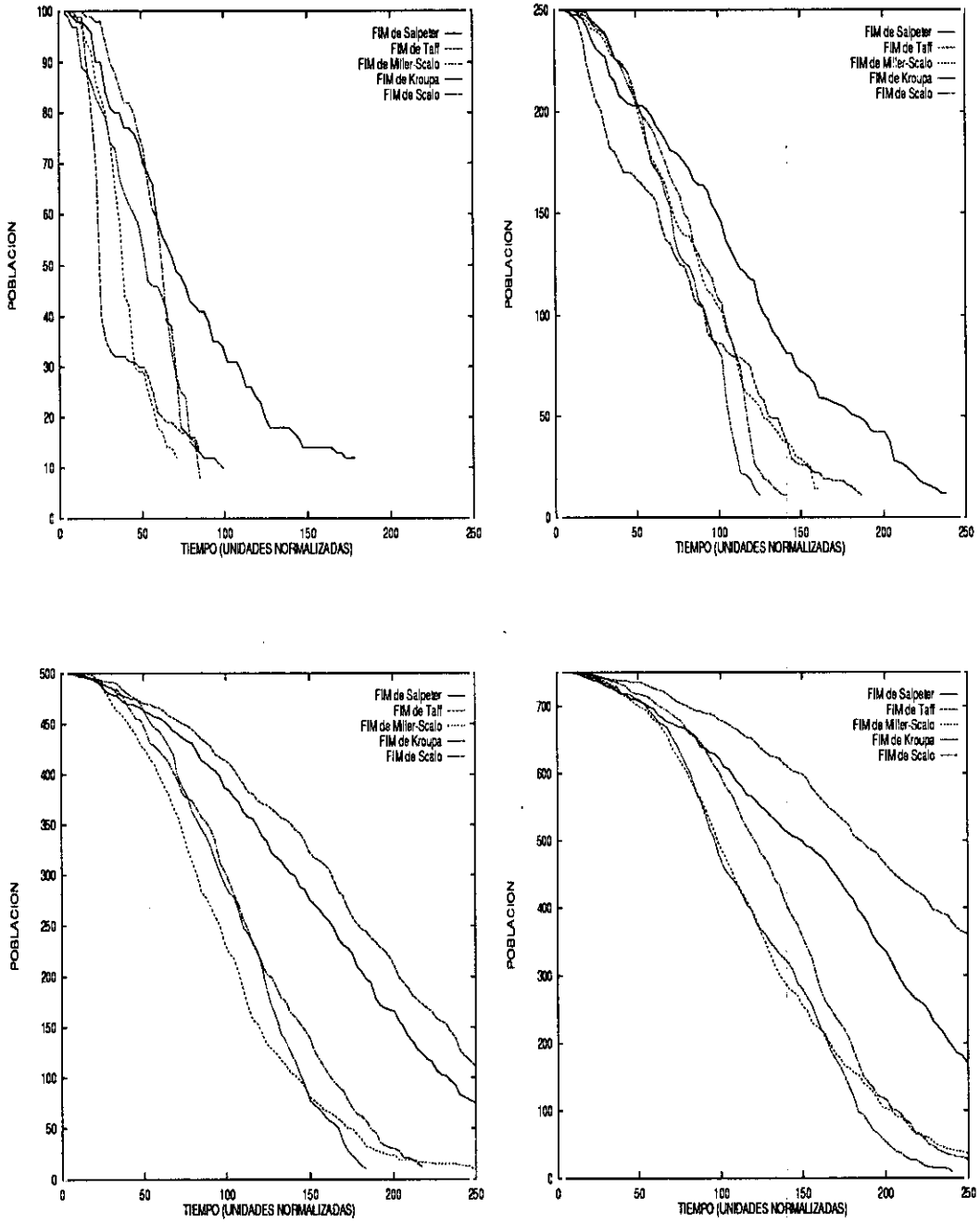


Figura 5.4: Evolución de la población de los modelos frente al tiempo. El ritmo de escape, dN/dt , es la pendiente de la gráfica. De izquierda a derecha, y de arriba a abajo, $N = 100, 250, 500$ y 750 , respectivamente.

primordiales son más estables que las formadas dinámicamente y pueden dominar la evolución de los cúmulos alterando sus vidas medias. La existencia de las binarias primordiales conduciría a un elevado número de fugas de binarias e incluso de sistemas con multiplicidad superior. Tras abandonar el cúmulo, estos sistemas contribuirían a explicar porcentajes elevados de binarias como los observados en la vecindad solar.

5.3.5 Velocidad de Escape

La pérdida de masa tiene también influencia sobre la velocidad con la que las estrellas abandonan el cúmulo. Los resultados de la Tabla (5.3) muestran la misma tendencia que los ya expuestos, la velocidad de escape crece conforme aumenta N . Además, la velocidad media disminuye en la mayoría de los modelos con respecto a aquellos sin pérdida de masa. La cuantía media de esta disminución es del 10% y es mayor para los cúmulos menos poblados, donde puede ser superior al 20%, para descender en los modelos más ricos hasta el 5%. Las velocidades máximas también son menores, siendo la disminución más acusada cuanto mayor es la población del cúmulo.

La disminución observada en las velocidades de escape medias está directamente relacionada con la menor importancia del halo para los modelos con pérdida de masa y con la disminución de la energía potencial total conforme progresa el decrecimiento de la masa del sistema. Ya se comentó, que los halos de estos modelos eran menos energéticos y también menos extensos, y esto repercute en la mayor facilidad que tienen las estrellas para abandonar el cúmulo. Por otra parte, la acusadísima disminución en los valores de la velocidad máxima está causada por la reducción en el ritmo de formación de sistemas binarios. Las fugas de alta velocidad son generadas a partir de interacciones gravitatorias entre dos o más componentes del cúmulo; como en los presentes modelos este conjunto de procesos disminuyen su importancia, se genera un menor número de este tipo de fugas y además sus velocidades son inferiores.

Tabla 5.3: Velocidad de las estrellas que abandonan el cúmulo*

	N = 100				N = 250			
	$\langle v \rangle$	v_{min}	v_{max}	σ_m	$\langle v \rangle$	v_{min}	v_{max}	σ_m
SA	0,86	0,37	2,60	0,03	1,10	0,25	3,81	0,02
TA	0,84	0,41	2,11	0,03	1,14	0,00	3,87	0,03
MS	0,72	0,38	1,85	0,02	0,87	0,27	3,10	0,02
KR	0,67	0,13	2,40	0,04	0,64	0,00	2,06	0,02
SC	0,60	0,18	1,61	0,03	0,74	0,18	3,28	0,02
	N = 500				N = 750			
	$\langle v \rangle$	v_{min}	v_{max}	σ_m	$\langle v \rangle$	v_{min}	v_{max}	σ_m
SA	1,35	0,32	4,70	0,02	1,51	0,00	5,03	0,02
TA	1,32	0,32	5,36	0,02	1,42	0,00	5,38	0,02
MS	1,05	0,24	2,74	0,02	1,15	0,00	4,14	0,01
KR	0,83	0,00	4,93	0,02	0,92	0,00	4,22	0,01
SC	0,97	0,22	9,93	0,02	1,04	0,00	4,64	0,01

* Todas las velocidades en km/s.

5.3.6 Evaporación preferencial

En la Tabla (5.4) se encuentran los valores del Contraste de Masa para el presente conjunto de modelos. El valor de D se ha obtenido ahora considerando la masa perdida por evolución estelar que es descontada en cada etapa considerada, calculando la masa media instantánea. Como puede apreciarse, para $N = 100$ y las FIMs de ley de potencias simple, se produce el efecto contrario, aumenta la proporción de estrellas poco masivas como causa de la evolución estelar. Para la práctica totalidad del resto de los modelos, sí se produce un escape preferencial de estrellas de baja masa aún considerando la pérdida de masa. De hecho, la deflexión parece ser más notable en el caso de algunos modelos con N mayor, como los que se calcularon con FIMs de ley de potencias simple o con la FIM de Miller y Scalo. La razón está en la mayor facilidad para el escape de las estrellas del halo, que para el caso de los modelos con N elevado, son preferentemente estrellas poco masivas.

Tabla 5.4: Contraste de Masa

MODELO	N = 100			N = 250		
	D_{25}	D_{50}	D_{90}	D_{25}	D_{50}	D_{90}
SA	0,04	0,14	0,08	0,17	0,26	0,10
TA	-0,21	-0,08	0,07	0,15	0,09	0,04
MS	-0,36	-0,16	0,01	0,22	0,21	0,06
KR	0,44	0,36	0,13	0,20	0,18	-0,06
SC	0,38	0,24	0,12	0,18	0,20	-0,004

MODELO	N = 500			N = 750		
	D_{25}	D_{50}	D_{90}	D_{25}	D_{50}	D_{90}
SA	0,16	0,20	0,11	0,23	0,14	0,07
TA	0,09	0,11	0,04	0,17	0,19	0,08
MS	0,19	0,18	0,10	0,37	0,27	0,10
KR	0,10	0,16	0,01	-0,05	0,08	-0,01
SC	0,31	0,14	0,01	0,01	0,02	-0,02

5.3.7 Modelos densamente poblados

En esta sección se comentarán los resultados obtenidos para 5 modelos en los que la población es mayor que en los casos anteriores. Para estos modelos las estrellas con masa inferior a $1,25 M_{\odot}$ han evolucionado hasta convertirse en enanas blancas, por lo que el número de estos objetos en ciertos momentos de la evolución del cúmulo puede ser muy elevado, superior al 10% cuando la población del cúmulo ha descendido a la mitad. En el resto, este porcentaje puede ser aún mayor.

Lo primero que llama la atención de la Tabla (5.5), es la diferencia en cuanto al Tiempo de Desintegración para modelos con la misma población pero distinta distribución espacial inicial. Se observa que los modelos con densidad uniforme se desintegran más lentamente a igualdad del resto de características. La desintegración es más rápida para modelos con densidad inicial inversamente proporcional al cuadrado de la distancia cumulocéntrica. Esta circunstancia va a ser confirmada analizando otras magnitudes tales como la evolución de la población del modelo, y la distribución de velocidades. La distribución espacial inicial no es la única diferencia

Tabla 5.5: Características de los modelos densamente poblados

<i>MOD.</i>	<i>FIM*</i>	<i>N</i>	M_{\max}^{\dagger}	M_{\min}^{\dagger}	$\langle M \rangle^{\dagger}$	R_0^{\dagger}	$r_{t_0}^*$	$\langle R \rangle^{\circ}$	T^{\ddagger}
A	SA	4.000	15,0	0,1	1,0	3,00	22,50	2,85	3824,0 (4704)
B	SC	4.000	14,8	0,1	0,58	3,00	18,60	3,03	1810,2 (2914)
C	SC	10.000	14,9	0,1	0,58	5,20	25,48	4,94	2839,7 (6617)
D	SC	10.000	14,9	0,1	0,58	5,20	25,48	4,06	2426,8 (5654)
E	SC	10.000	14,9	0,1	0,57	5,20	24,96	5,10	2234,5 (5251)

* SA FIM de Salpeter, SC FIM de Scalo.

[†] En M_{\odot} .

[‡] Radio virial inicial en pc.

* Radio de marea inicial en pc.

[◦] Radio medio inicial en pc.

[†] Tiempo de desintegración en unidades normalizadas (en millones de años).

C Los modelos B y E han sido calculados empleando una densidad espacial inicial proporcional a r^{-2} , siendo r la distancia al centro del cúmulo. El modelo D tiene una densidad inicial de Plummer.

entre los modelos C, D y E; el primer modelo tiene una distribución de velocidades también uniforme e isotrópica; el segundo, una distribución de Plummer, tanto en posiciones como en velocidades; y el tercero, tiene una distribución de velocidades uniforme e isotrópica. Por tanto, el tercer modelo no posee un equilibrio inicial y esta es la causa de su acelerado ritmo evolutivo. En cuanto a la comparación con los modelos conservativos densamente poblados, se aprecia un incremento en los tiempos de desintegración, que llega al triple en algunos casos. Este hecho confirma la tendencia ya apuntada, a que la evolución estelar incrementa la vida media de los cúmulos con una población inicial superior a unos 250 miembros. Además, este incremento parece crecer con N .

El Módulo de Evolución (Fig. (5.5)) también muestra diferencias dependientes de la distribución espacial inicial y estas diferencias están conectadas con la diferente distribución inicial de velocidades. Como puede observarse, hay variaciones en el aspecto de las curvas con respecto a los modelos con N menor. En particular, para los modelos B y E se observa un pequeño incremento inicial, para luego dar lugar a una disminución cuando el tiempo en unidades estándar es igual a 400. La causa

de este comportamiento es la expansión de las regiones centrales a causa de la alta densidad estelar y de la falta de equilibrio inicial ya comentada. En cualquier caso las diferencias de comportamiento entre los diferentes modelos se restringen a las primeras fases de su evolución, siendo posteriormente bastante similar, aunque en escalas de tiempo diferentes.

Con respecto a la evolución de la población con el tiempo, la Figura (5.6) muestra también diferencias en lo que respecta a las primeras etapas de la misma. Sin embargo, el comportamiento a largo plazo es similar, con la salvedad de que la diferencia de comportamiento inicial induce un retraso en la evolución de unos modelos con respecto a otros. La evolución asintótica de los modelos es siempre similar a la que se estudió en el caso de N menor. Debe también notarse que la cúspide que alcanza el Módulo de Evolución coincide muy aproximadamente con el punto de inflexión de la curva de población, o lo que es lo mismo, con el instante en que el mecanismo dominante para el escape de las estrellas del cúmulo pasa a ser de tipo evaporativo.

Las figuras (5.8) muestran un espectro de velocidades muy distinto de los presentados hasta ahora. Aparecen claramente dos distribuciones de velocidades, una para estrellas colapsadas (estrellas de neutrones) y otra para estrellas normales. La causa es que las velocidades de las estrellas de neutrones tienen como valor mínimo cuatro veces la velocidad cuadrática media de las estrellas del cúmulo, por ello forman una distribución con un valor medio distinto. Existen evidencias observacionales en favor de este tipo de situaciones (Gott et al. 1970). En las cercanías de la asociación I Gem se encuentran varios pulsares (entre ellos el del Cangrejo) con velocidades muy elevadas, que parecen haber sido generados en la asociación y han escapado de ella tras las explosiones de supernova. Sin embargo, debe hacerse notar que los valores dados a las velocidades de las estrellas de neutrones pudieran no ser representativos a la luz de los últimos descubrimientos ya comentados, que multiplicarían incluso por 100 los valores aquí presentados. En la Tabla (5.6) se observa que la evolución de

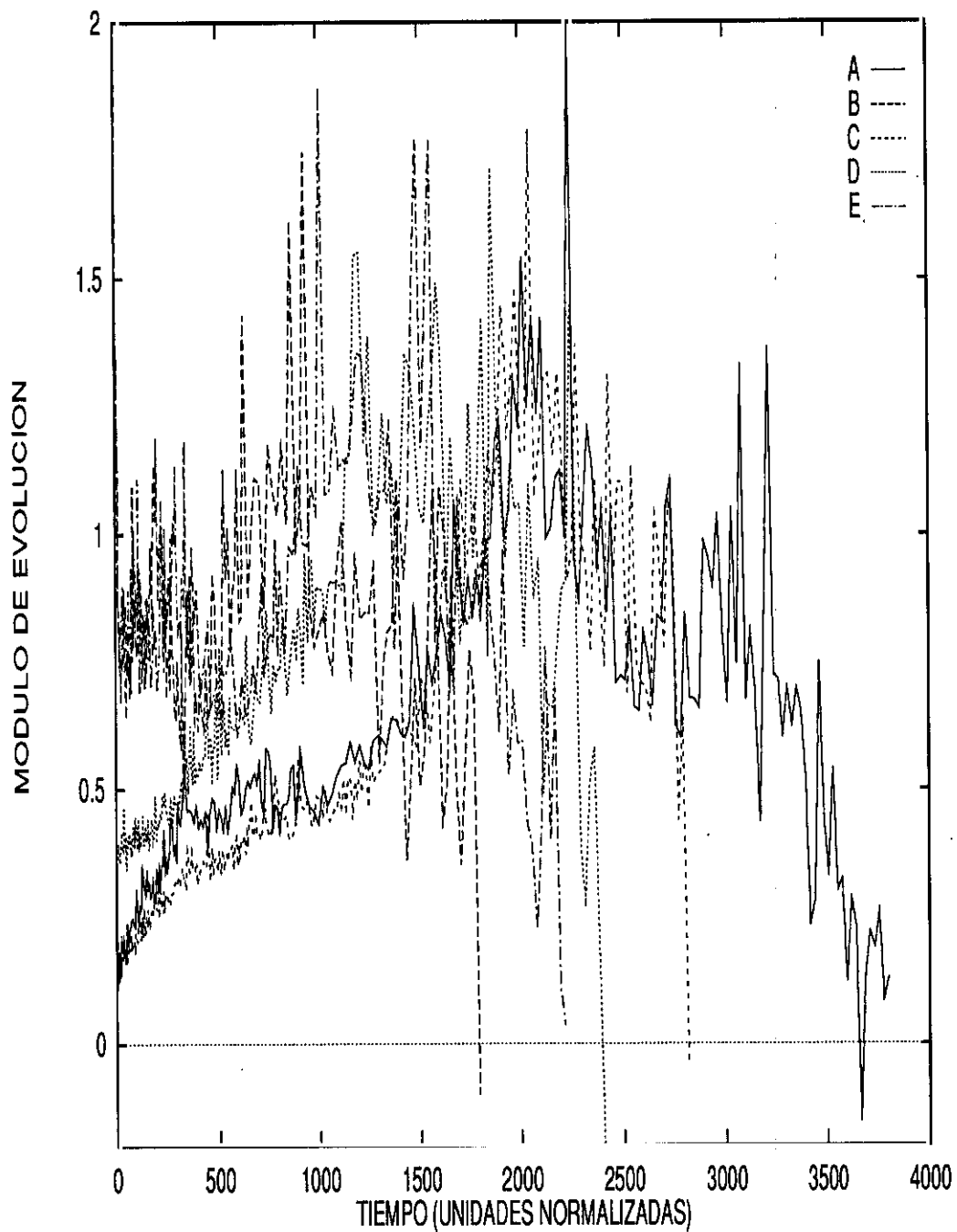


Figura 5.5: Módulo de Evolución para los modelos densamente poblados. Es evidente un comportamiento diferencial dependiente de la densidad espacial inicial, sobre todo en el caso de las primeras etapas evolutivas. Como referencia, los modelos que comienzan con Módulo de Evolución más bajo son el A y el C, el siguiente es el D y los otros dos son el B y el E.

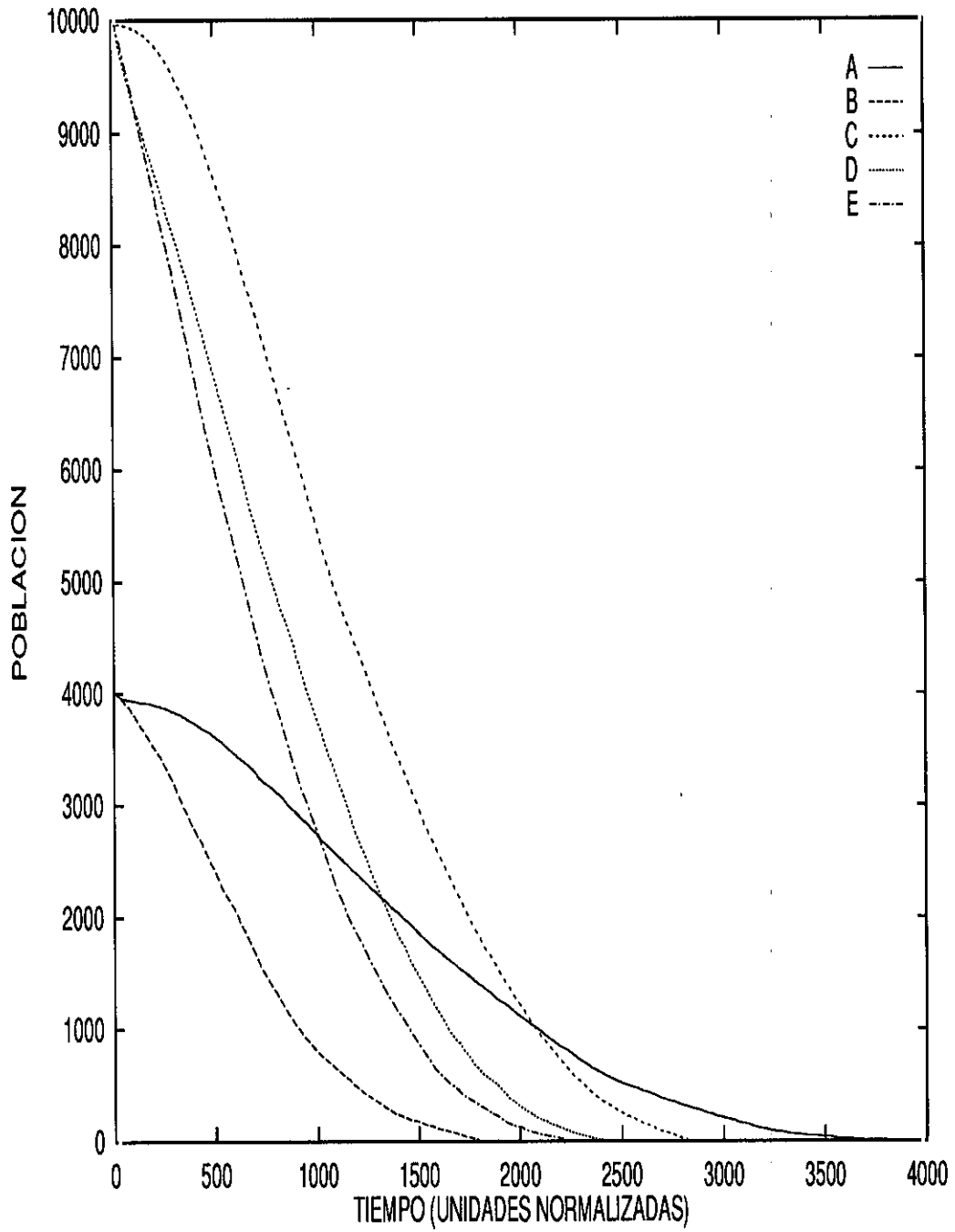


Figura 5.6: Evolución de la población del cúmulo con el tiempo para modelos densamente poblados. Se aprecia una diferencia de comportamiento dependiente de la densidad espacial inicial como en el caso de la Fig. (5.5).

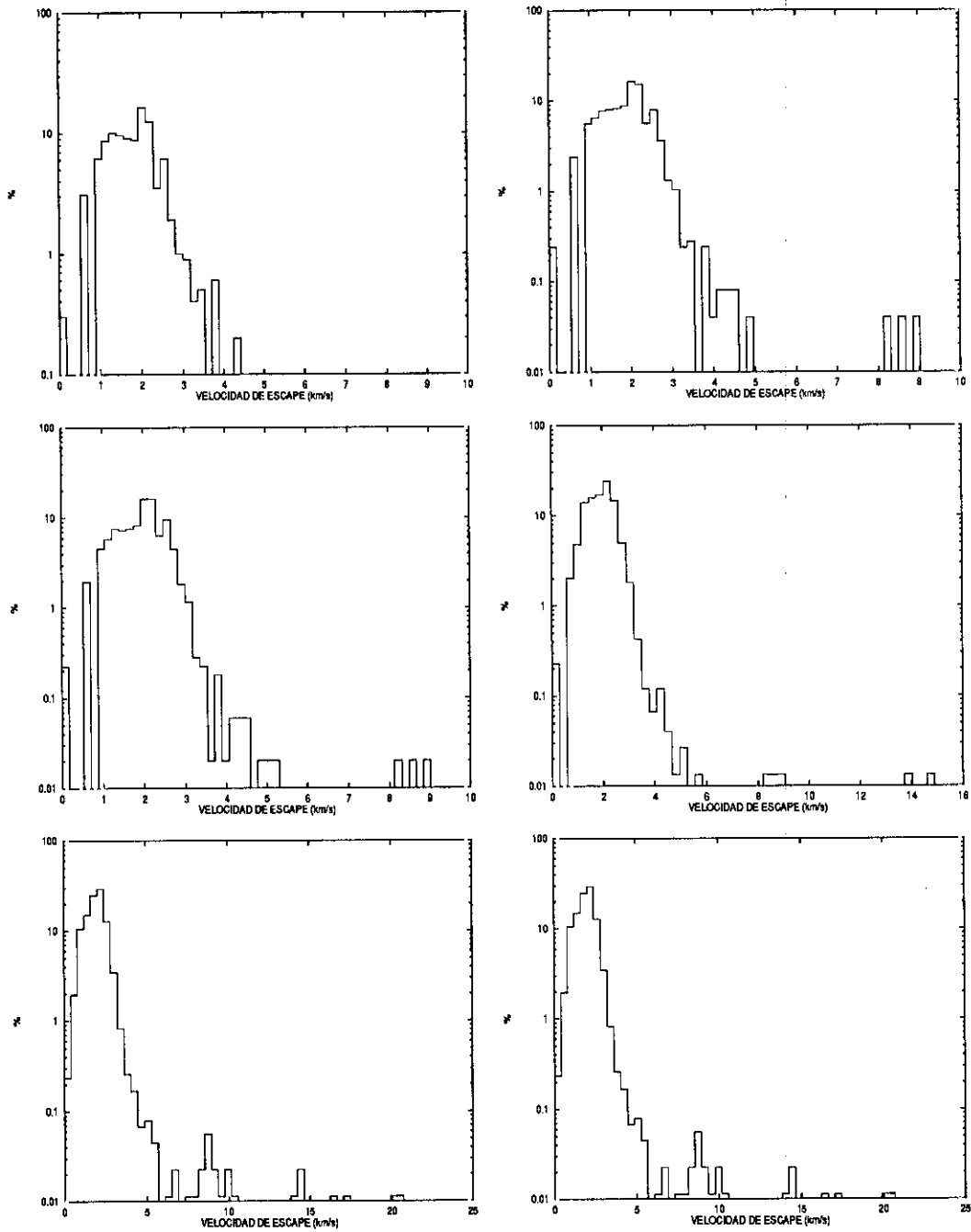


Figura 5.7: Distribución de las velocidades de las estrellas que abandonan el cúmulo para el modelo C. Las gráficas muestran la distribución de las velocidades de las estrellas que abandonan el cúmulo cuando se han producido un 10%, 25%, 50%, 75%, 90%, 99,9% de fugas, respectivamente.

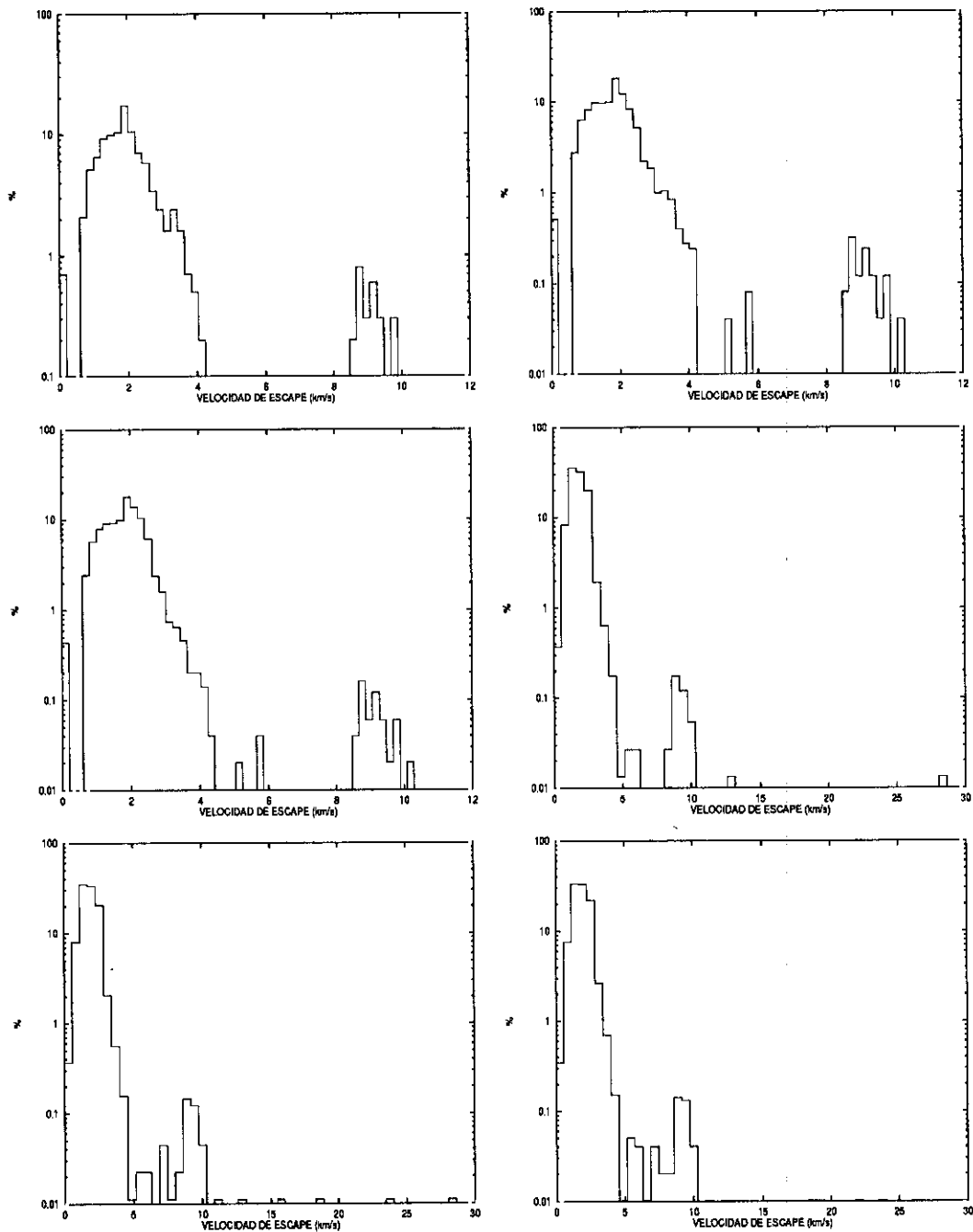


Figura 5.8: Distribución de las velocidades de las estrellas que abandonan el cúmulo para el modelo D. Las gráficas muestran la distribución de las velocidades de las estrellas que abandonan el cúmulo cuando se han producido un 10%, 25%, 50%, 75%, 90%, 99,9% de fugas, respectivamente.

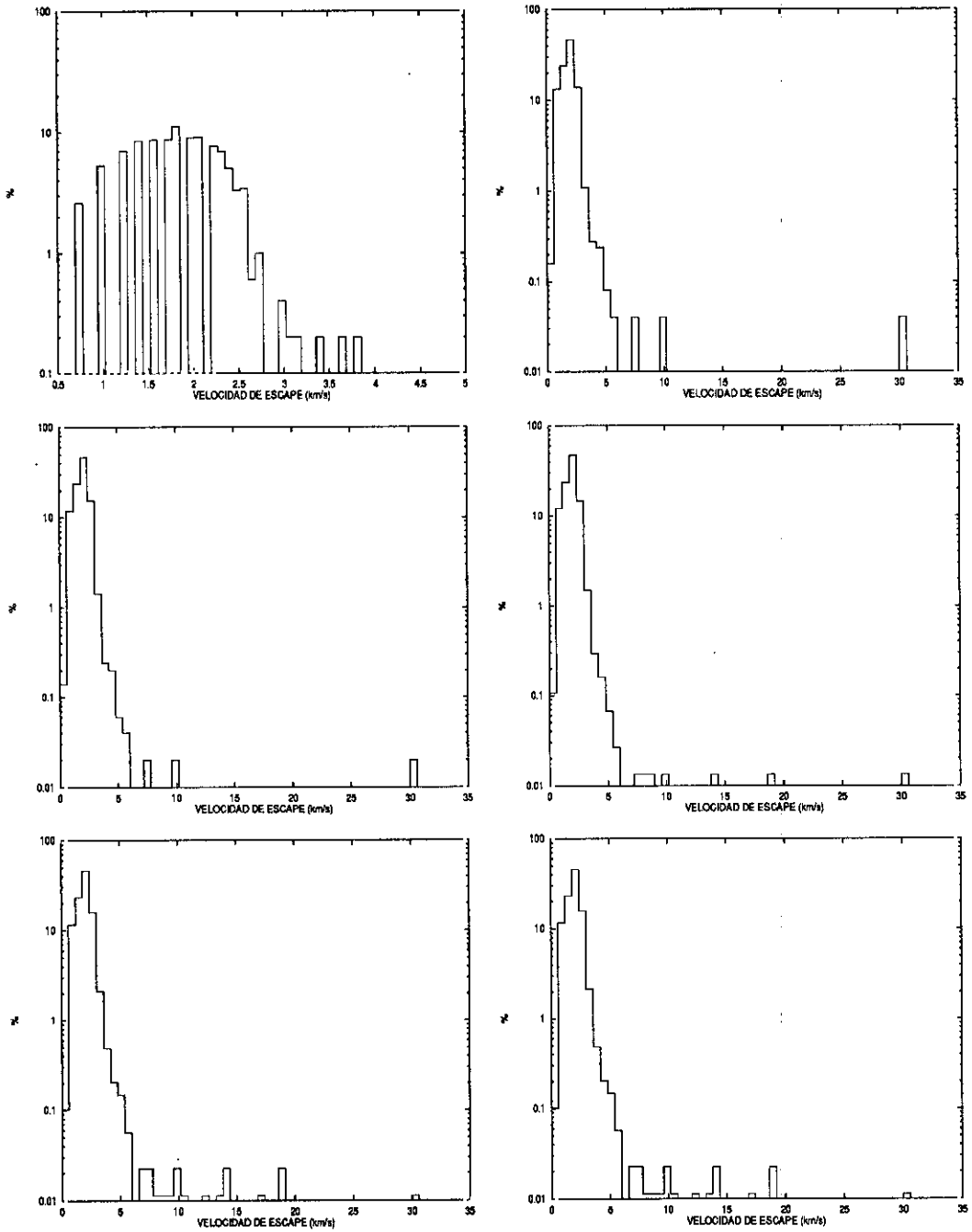


Figura 5.9: Distribución de las velocidades de las estrellas que abandonan el cúmulo para el modelo E. Las gráficas muestran la distribución de las velocidades de las estrellas que abandonan el cúmulo cuando se han producido un 10%, 25%, 50%, 75%, 90%, 99,9% de fugas, respectivamente.

Tabla 5.6: Velocidad de Escape

%	C	D	E
	$\langle v_e \rangle$	$\langle v_e \rangle$	$\langle v_e \rangle$
5%	$1,80 \pm 0,04$	$2,46 \pm 0,08$	$1,86 \pm 0,02$
10%	$1,84 \pm 0,02$	$2,12 \pm 0,04$	$1,86 \pm 0,02$
25%	$1,91 \pm 0,01$	$1,91 \pm 0,02$	$1,94 \pm 0,02$
50%	$1,960 \pm 0,008$	$1,89 \pm 0,01$	$1,958 \pm 0,010$
75%	$1,934 \pm 0,007$	$1,875 \pm 0,009$	$1,958 \pm 0,008$
90%	$1,979 \pm 0,008$	$1,893 \pm 0,009$	$1,999 \pm 0,008$
99%	$1,979 \pm 0,008$	$1,931 \pm 0,009$	$1,999 \pm 0,008$

la velocidad media de escape depende del grado de concentración inicial del modelo. Así, el modelo con densidad espacial inicial de Plummer, muestra un comportamiento sensiblemente distinto a los otros dos. En las primeras fases de la evolución, las velocidades medias son bastante elevadas, disminuyendo posteriormente para volver a aumentar en las etapas finales. Esto sugiere un mecanismo de escape dominante distinto para este modelo en las primeras etapas evolutivas. La razón es la fuga de una veintena de estrellas de neutrones con velocidades típicas de unos 9 km/s, circunstancia que no se produce en los otros modelos. En ellos, las estrellas de neutrones escapan mucho después y sus velocidades son similares a la media del resto de las estrellas.

El número de binarias y sistemas múltiples formados en estos modelos es mayor que para los anteriores, pero sigue siendo extremadamente bajo. Por ejemplo, el porcentaje máximo de binarias formadas dinámicamente que abandonan el cúmulo es del 0,2%. En el modelo A se produce el escape de 6 estrellas dobles y un sistema jerárquico triple. El resto contiene 2 enanas blancas. En el modelo B escapan 6 binarias y quedan 3 enanas blancas en el resto. El modelo C sufre el escape de 8 binarias y un sistema triple, aunque lo más importante en la formación de un objeto de Thorne-Żytkow (una gigante roja cuyo núcleo está formado por una estrella de neutrones). El modelo D pierde 7 binarias y quedan 7 enanas blancas en el resto. En el modelo E se produce la fuga de 8 binarias y el resto contiene 3 enanas

blancas y se produce la formación de otro objeto de Thorne-Żytkow. De los resultados anteriores, se desprende que el porcentaje de objetos colapsados en los restos de los modelos es bastante alto, incluso del 70% para cúmulos muy poblados. En todos estos modelos, se generan un cierto número de sistemas jerárquicos triples en las últimas etapas de la evolución del cúmulo. Las colisiones que dieron lugar a los objetos de Thorne-Żytkow se produjeron siempre en el seno de sistemas triples. Los objetos de Thorne-Żytkow fueron descubiertos teóricamente en 1975 (Thorne y Żytkow 1977) y se generan cuando una estrella de neutrones se sitúa en una órbita de corto periodo en torno a una gigante roja. De acuerdo con la teoría, la poderosa fuerza de gravedad de la estrella de neutrones absorbe materia de la gigante, pero como la estrella de neutrones sólo puede incorporar materia a un ritmo limitado, el gas se apila en torno a ella, frenándola. A causa de ello, la estrella de neutrones recorre una trayectoria espiral hacia su compañera penetrando en ella y destruyendo el núcleo de la gigante. De esta forma se tendrá una estrella de neutrones superdensa en el seno de una extensa y difusa gigante roja. Sin embargo, en los cálculos el mecanismo por el que se han producido estos objetos ha sido un poco diferente. En el seno de un sistema jerárquico triple, la componente más masiva ha evolucionado dando lugar a una supernova, debido a la pérdida asimétrica de masa se produce un efecto de retroceso sobre la estrella de neutrones que provoca que esta salga a gran velocidad en línea recta. Si a lo largo de su trayectoria atraviesa la gigante roja que la acompaña, es frenada por su denso núcleo al que destruye, sustituyéndolo y dando lugar a uno de estos objetos exóticos.

Además, en la formación de los objetos de Thorne-Żytkow juega un papel principal la población del cúmulo, que debe superar un cierto valor para que tenga lugar la formación de este tipo de objetos, por otra parte muy improbable. En el modelo C, la formación del objeto tiene lugar cuando la población del cúmulo es el 18% de la inicial, pero en el modelo E el objeto se genera cuando la población es el 70% de la inicial. Este hecho está relacionado directamente con la diferente densidad

espacial inicial de ambos modelos.

Si se comparan las funciones de masa instantáneas para las estrellas que abandonan el cúmulo que aparecen en la Figura (5.10) con las de la Figura (4.1), puede apreciarse cómo influye la evolución estelar sobre la FIM de las estrellas que abandonan el cúmulo. El rasgo más sobresaliente es la presencia de una abrupta discontinuidad para estrellas de alrededor de $4 M_{\odot}$ en comparación con la FIM inicial y la Figura (4.8). Debe señalarse que la función de masas que aparece en la figura, sería la que correspondería a la zona externa al cúmulo. Es evidente, que en todas las fases de la evolución del cúmulo hay una indudable carencia de estrellas luminosas. Ni aún en los primeros pocos millones de años, se produce la fuga de una estrella con una masa superior a $4 M_{\odot}$. Este hecho impone ciertas restricciones al tipo de cúmulos en los que se forman la mayor parte de las estrellas observables.

5.4 Discusión

En las secciones previas se ha comentado que los resultados dependían del número de estrellas considerado en cada modelo. De la teoría cinética elemental se deduce que los encuentros entre las estrellas del cúmulo conducen a la equipartición de la energía cinética. Esta equipartición se alcanza tras un lapso de tiempo igual al Tiempo de Relajación del cúmulo. Los modelos que aquí se presentan tienen posiciones y velocidades iniciales sin correlación alguna con las masas estelares consideradas, puesto que se supone que el sistema se ha formado por relajación violenta. Tras un lapso temporal del mismo orden que el Tiempo de Relajación, las estrellas masivas han poblado el núcleo del cúmulo. Actualmente, no existe una expresión que permita calcular el Tiempo de Relajación para un cúmulo estelar con un espectro de masas, por lo que los argumentos cuantitativos que se muestran a continuación deben considerarse como aproximados. Del Teorema del Virial se tiene que el tiempo de relajación, en millones de años, es 14,4, 32,0, 59,2 y 80,1, respectivamente, para los modelos con $N = 100, 250, 500$ y 750 . El comportamiento diferencial encontrado,

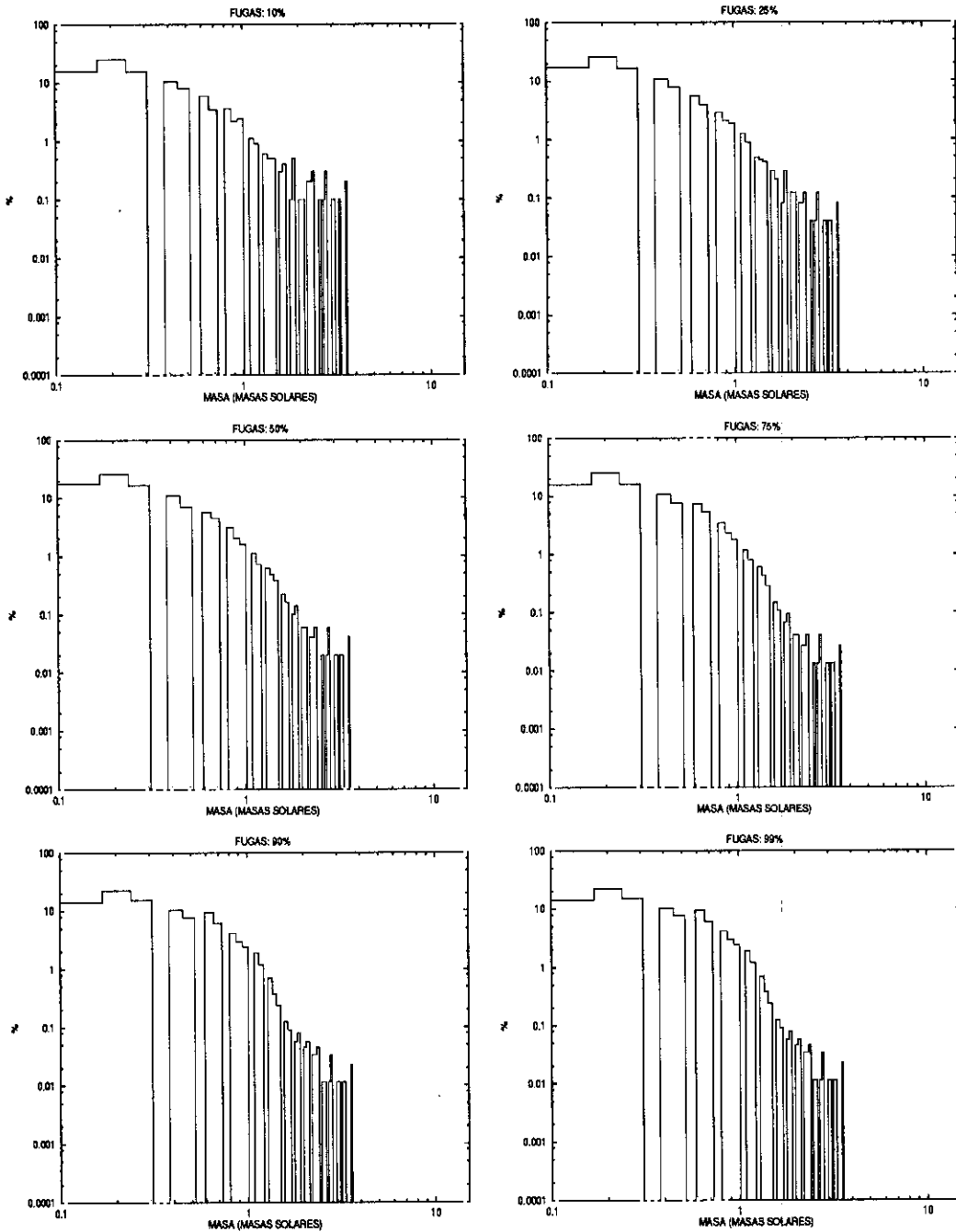


Figura 5.10: Distribución de las masas de las estrellas que abandonan el cúmulo para el modelo E. Las gráficas muestran la distribución de las masas de las estrellas que abandonan el cúmulo cuando se han producido un 10%, 25%, 50%, 75%, 90%, 99,9% de fugas, respectivamente.

parece señalar una variación de comportamiento a partir de $N = 250$. Por otra parte, las fórmulas que se han empleado en los cálculos de la evolución estelar generan una enana blanca a partir de una estrella de $7 M_{\odot}$ en unos 57 millones de años. Por tanto, para modelos con población de 500 estrellas o superior el tiempo de relajación es mayor que el necesario para que evolucionen las estrellas más masivas del cúmulo, por lo que la mayor pérdida de masa tiene lugar cuando las estrellas masivas aún no han alcanzado las regiones centrales. Por tanto, la equipartición no se logra antes de que la mayor parte de las estrellas masivas hayan pasado a ser objetos degenerados. En cambio, para cúmulos pobres la mayor parte de la pérdida de masa tiene lugar en las regiones centrales del cúmulo; es decir, cuando este ya ha logrado la equipartición. Esto conduce a que los modelos poco poblados se desintegren antes; en cambio para modelos más poblados, las estrellas masivas han alcanzado masas parecidas a la masa media del cúmulo antes de lograr la equipartición, por lo que el comportamiento posterior es similar al que tiene lugar en un modelo monocomponente como los presentados en el capítulo anterior. Estos modelos se caracterizan por ser muy estables y presentar tiempos de desintegración muy elevados. Este comportamiento diferencial ya fue constatado por Lyngå y sus colaboradores (1988), al analizar de forma exhaustiva los datos disponibles sobre las propiedades del sistema de cúmulos abiertos de nuestra Galaxia. En su estudio, encontraron que la inmensa mayoría de los cúmulos de mayor edad tenían poblaciones significativamente superiores que en el caso de los cúmulos más jóvenes. Aunque pudiera pensarse que este fenómeno es debido a un efecto de selección, la tendencia se observa tanto para cúmulos cercanos (distancia inferior a 1,5 kpc) como para los más lejanos. La diferencia en longevidad, debe atribuirse a que los cúmulos pequeños tienden a desintegrarse más fácilmente que los de mayor población. Este resultado es exactamente el que se obtiene en los modelos calculados. De esta forma, para las estrellas que son los constituyentes elementales de los cúmulos estelares, la evolución estelar da lugar a que cuanto mayor sea su masa, menor sea el tiempo que tardan en evolucionar; pero para los cúmulos

el efecto es el contrario, cuanto mayores y más masivos sean tanto más larga será su vida. Este hecho es bastante sorprendente, puesto que tradicionalmente se han hecho muchas y afortunadas analogías entre la Física Nuclear y la Dinámica Estelar, y claramente está conectado con el hecho de que las estrellas tienen calores específicos positivos (al aumentar la temperatura desprenden más energía) y sin embargo los sistemas estelares tienen calores específicos negativos (Lynden-Bell y Wood 1968), con lo que al aumentar la temperatura se absorbe energía (cuando en un sistema estelar se habla de temperatura, en realidad es equivalente a hablar de velocidades). Por otra parte, el comportamiento diferencial parece estar conectado con la masa crítica (de la progenitora) a partir de la cual se genera una estrella de neutrones. Si esto fuese así, habría entonces una influencia determinante de la metalicidad, a través de la evolución estelar, sobre la dinámica de los cúmulos abiertos; sin embargo, este hecho queda ya fuera de los objetivos de este trabajo.

Junto al fenómeno de la equipartición, existe otro proceso que compite en cierto modo con el: se trata de la Fricción Dinámica o frenado de las estrellas hacia el núcleo del cúmulo. La escala de tiempo característica en que opera este proceso es inversamente proporcional a la masa estelar (Ec. (2.7)), es decir, cuanto mayor sea la masa más rápido es el proceso. Para modelos sin pérdida de masa, las estrellas masivas sufren una mayor Fricción Dinámica, pero en el caso de la pérdida de masa, las estrellas masivas conforme evolucionan se ven sometidas a una Fricción Dinámica menor.

En el caso de los modelos densamente poblados se ha comentado la formación de un par de objetos de Thorne-Zytkow. En ambos casos la formación de los objetos ha tenido lugar en el seno de un sistema jerárquico triple. La formación de sistemas jerárquicos de larga duración no puede lograrse si la densidad estelar es muy elevada, ya que la perturbación de las estrellas vecinas impide que un sistema triple alcance una configuración estable. Dado que conforme transcurre la evolución del cúmulo su densidad disminuye, es de esperar que la formación de estos objetos tenga lugar

preferentemente en las etapas finales de la evolución de los cúmulos. Sin embargo, esta circunstancia puede depender de la distribución espacial inicial de las estrellas en el cúmulo. Así, en el modelo C, con densidad uniforme, la formación del objeto se produce cuando el cúmulo ha perdido gran parte de sus miembros; en cambio, para el modelo E, densidad inversamente proporcional al cuadrado de la distancia cumulo-céntrica, ocurre cuando sólo se ha perdido 1/3 de su población, porque este modelo comienza con una cierta expansión de las regiones centrales, lo que reduce la densidad en las mismas facilitando la formación de binarias y triples que pueden dar lugar posteriormente al objeto de Thorne-Żytkow. La detección de estos objetos aún no ha sido posible, aunque se conocen varias características observacionales que permitirían su identificación. Así, ciertos cálculos predicen abundancias de litio anormalmente elevadas. Además, el proceso de caída en espiral hacia la gigante roja o de destrucción del núcleo de la gigante en el caso de un impacto directo, generaría una cantidad de radiación gravitacional, predicha por la Teoría General de la Relatividad de Einstein (1916, 1918), elevada (Nazin y Postnov 1995), que sería detectable con interferometría láser a partir de instrumentos a bordo de satélites en órbita. En cualquier caso, parece que los principales candidatos a poseer objetos de este tipo son los cúmulos abiertos evolucionados tales como M 67 o NGC 188.

La influencia de la elección de la distribución inicial de posiciones y velocidades fue estudiada para N pequeño en de la Fuente Marcos (1993). Allí se encontró que las diferencias, para modelos en el rango 50-250, no eran muy significativas, existiendo una gran dispersión en los resultados aún cuando parece vislumbrarse una tendencia a que los modelos con mayor densidad central se desintegren de forma más rápida. En el caso de los modelos con $N = 4.000$ y 10.000 es claro que el ritmo de desintegración aumenta con el grado de concentración inicial; y el aumento es máximo en el caso de los modelos que parten de configuraciones iniciales de no equilibrio.

Las funciones de masa obtenidas para las estrellas que abandonan los modelos densamente poblados, muestran una masa máxima a partir de la cual no se producen

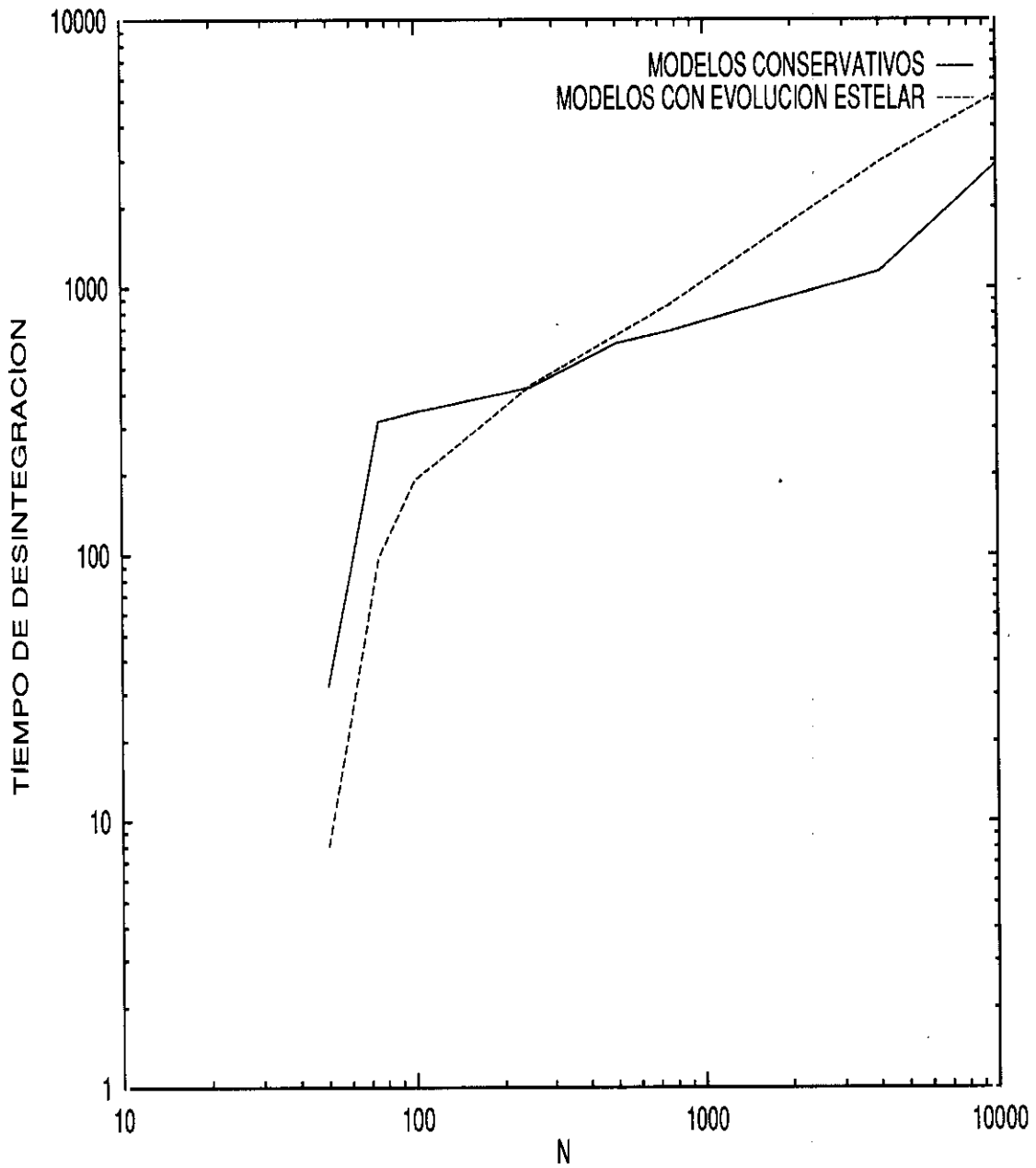


Figura 5.11: Tiempo de desintegración en función de N para modelos conservativos y con pérdida de masa seleccionados. El tiempo está expresado en millones de años. Se observa la aparición de un comportamiento diferencial inducido por la evolución estelar, produciéndose un cambio en la pendiente de la figura que se analizará en el Capítulo 11.

fugas del sistema. Esto significa que los cúmulos masivos retienen preferentemente sus estrellas de mayor masa durante las etapas previas a la generación de objetos colapsados. La consecuencia de este resultado es que si las estrellas que observamos se hubiesen formado preferentemente en cúmulos masivos, el número observable de estrellas masivas alejadas de regiones de alta densidad estelar, debería ser muy reducido, lo cual no es cierto. La conclusión inmediata, es que el tipo de cúmulo abierto que ha generado la mayoría de estrellas del disco Galáctico debe ser poco masivo. En particular, los resultados sobre el comportamiento diferencial previamente mostrados, apuntan a que la población inicial de este tipo de cúmulos podría ser del mismo orden que la que marca la separación para el incremento de longevidad de los modelos. En la Figura (5.11), este valor parece estar entre 250 y 500 miembros. Recientemente, Kroupa (1995a, b, c) ha propuesto que el tipo de cúmulos abiertos en los que mayoritariamente se han formado las estrellas de la Galaxia contienen unos 200 miembros con todas las estrellas siendo binarias inicialmente. Este resultado ha sido también obtenido mediante simulaciones, pero en ellas no se incluyó la evolución estelar.

5.5 Conclusiones

Las principales conclusiones que se deducen de los resultados expuestos en este capítulo pueden resumirse en:

1. El efecto de la evolución estelar sobre la evolución dinámica de los cúmulos abiertos depende de su población. Para cúmulos poco poblados la evolución es acelerada, desintegrándose el cúmulo rápidamente. Para cúmulos ricos, se produce un efecto estabilizador que se traduce en un incremento significativo del tiempo de vida del cúmulo. En términos de masa, esto equivale a decir que cuanto más masivo sea un cúmulo evoluciona más lentamente y cuanto menor sea su masa tanto más rápida será su evolución. La razón última de

- este comportamiento está en que los cúmulos estelares tienen calores específicos negativos. El efecto es el contrario del que causa la evolución estelar en estrellas.
2. El grado de concentración inicial del cúmulo influye sobre la velocidad de desintegración del mismo, encontrándose que cuanto mayor sea ese grado de concentración, tanto más rápidamente se producirá la desintegración del modelo. La distribución de velocidades inicial también juega un papel, encontrándose que los modelos con condiciones iniciales alejadas del equilibrio evolucionan más rápidamente.
 3. La probabilidad de retención de las estrellas de neutrones es muy baja en los modelos estudiados. Los únicos candidatos serios, en cuanto a cúmulos estelares abiertos se refiere, para llevar a cabo detecciones de este tipo de objetos colapsados son, por una parte cúmulos con edades menores de unos 60 millones de años, que es lo que tardaría una estrella de neutrones en abandonar el cúmulo tras evolucionar a partir de una estrella de $8 M_{\odot}$, y cúmulos densamente poblados y de edad avanzada como NGC 2420 o M 11.
 4. La mayor parte de las estrellas que se observan en el disco de la Galaxia deben haber nacido en cúmulos poco poblados, puesto que los cúmulos densamente poblados no generan un número significativo de escapes con masa elevada. A la luz de los resultados obtenidos la mayor parte de las estrellas de la Galaxia han debido nacer en cúmulos con una población inicial inferior a unas 300 estrellas.
 5. La inclusión de la evolución estelar, disminuye el ritmo de formación de sistemas binarios respecto al caso de sistemas conservativos. Por tanto, se hace evidente la necesidad de recurrir a la existencia de fracciones significativas de binarias iniciales en los cúmulos, para dar cuenta de las fracciones de binarias observadas en la realidad.

Capítulo 6

Binarias Primordiales

6.1 Introducción

Nuestra estrella, el Sol, no posee compañeras conocidas, sin embargo existen evidencias observacionales concluyentes (Abt 1983; Halbwachs 1986, 1987; Reipurth 1988; Mathieu 1989; Zinnecker 1989; Duquennoy y Mayor 1991; Leinert et al. 1991, 1993; Simon et al. 1992, 1993, 1995; Ghez et al. 1993, 1994; Prosser et al. 1994; Richichi et al. 1994; Brandner et al. 1996; Padgett et al. 1996) en favor de una elevada fracción de sistemas binarios y de multiplicidad superior, tanto en la vecindad solar, como en cúmulos abiertos jóvenes y viejos. La formación dinámica de estrellas múltiples, aún en el caso de binarias, es un episodio altamente improbable en una región de baja densidad estelar, como es el caso de la vecindad solar ($0,044 M_{\odot}/\text{pc}^3$). Por tanto, la explicación más simple y natural para el considerable número de binarias y sistemas múltiples observados, sería la formación de los mismos durante el colapso de la nube de gas, a partir de la cual nació el cúmulo. Estas binarias, existentes en el momento de la formación de los cúmulos, se denominan binarias primordiales (de aquí en adelante BPs). Por otra parte, la formación de sistemas múltiples puede hacerse efectiva a partir de interacciones gravitacionales entre estrellas individuales en una región de alta densidad estelar; sin embargo, la tasa de formación de binarias y múltiples es

demasiado baja, como se ha puesto de manifiesto en los capítulos anteriores, para justificar el posible origen dinámico de la elevada fracción de estrellas dobles y de multiplicidad superior detectadas.

Las binarias de los cúmulos estelares son de gran importancia tanto para la astrofísica teórica como para la observacional (ver el excelente artículo retrospectivo de Trimble 1980). Desde el punto de vista observacional, se ha comprobado la existencia de una considerable población de estrellas dobles en cúmulos estelares abiertos; aunque los datos actuales no permiten confirmar la fracción exacta. Dicha fracción parece depender del cúmulo considerado. Teóricamente, estas binarias deberían ser observadas preferentemente en las regiones centrales de los cúmulos en virtud del proceso de segregación de masa, ya que son objetos más masivos (el doble) que la media. Imágenes obtenidas en el infrarrojo han mostrado que la segregación de masa puede estar presente desde los primeros momentos de la vida del cúmulo (Lada y Lada 1991). Sin embargo, los resultados obtenidos por diferentes investigadores parecen ser contradictorios. Así, Mathieu y Latham (1986) han encontrado que las binarias espectroscópicas de M 67 presentan una mayor concentración central que las estrellas individuales del cúmulo; sin embargo, Raboud y Mermilliod (1994) han mostrado que la concentración de binarias, en los cúmulos de su muestra, carece de relevancia estadística. Por otra parte, existen evidencias a favor de una aparente falta de binarias primordiales (Penny et al. 1993) en algunos cúmulos (Trumpler 14). Estas discrepancias en los resultados observacionales son interpretadas actualmente como fruto de la existencia de distintos medio ambientes en el momento en que se inició la formación estelar en cada cúmulo. Los dos mecanismos vigentes en la actualidad para explicar la formación de sistemas binarios y múltiples primordiales (fragmentación causada por rotación durante el colapso de una nube de gas e inestabilidad gravitacional de discos protoestelares masivos), dependen fuertemente de la temperatura. Durisen y Sterzik (1994) han mostrado que las diferencias encontradas en los cúmulos abiertos, en cuanto a binarias primordiales, son debidas a que el ritmo

de formación de binarias es mayor en nubes con baja temperatura. Los resultados observacionales sugieren que la población de binarias en cúmulos puede interpretarse en términos de dos mecanismos de formación complementarios: las binarias de largo período (mayor que 100 años) pueden tener tanto origen dinámico como a partir de procesos de fragmentación, pero las binarias de corto período han de ser primordiales. Junto a estas binarias tradicionales, en algunos cúmulos abiertos se observa un cierto número de estrellas más allá del punto de giro de su secuencia principal. El origen de estas estrellas, conocidas como estrellas azules errantes (*blue stragglers*), podría ser la fusión de dos estrellas (Wheeler 1979), la ampliación de los tiempos de vida en la secuencia principal a causa de un proceso de mezclado en el interior estelar (Abt 1985), o la transferencia de masa en sistemas binarios (McCrea 1964). También las estrellas OB fugitivas (*runaway OB stars*) son interpretadas como binarias que escapan de cúmulos estelares (De Cuyper 1982; Sutantyo 1982; Hills 1983; Gies y Bolton 1986). Los sistemas binarios se relacionan además con las emisiones de rayos X observadas en algunos cúmulos; así, las fuentes detectadas en el viejo cúmulo abierto M 67 son, en su mayoría, sistemas binarios de tipo RSCVn (Verbunt et al. 1994). Estas binarias de corto período, contienen estrellas cromosféricamente activas (Montesinos et al. 1988). Además, las binarias de los cúmulos abiertos son usadas como indicadores de distancia.

Por otra parte, desde los primeros tiempos de las simulaciones numéricas (von Hoerner 1960, 1963; van Albada 1968a, b; Aarseth 1971) fue evidente que las binarias dominaban la evolución dinámica de los cúmulos estelares. Sin embargo, las binarias estudiadas en estos trabajos se habían formado en interacciones gravitacionales de tres cuerpos y hasta hace relativamente poco tiempo no se había prestado mucha atención a los efectos de una posible población inicial de binarias. En principio, estas binarias pueden desempeñar un papel muy relevante en la evolución de los cúmulos estelares, principalmente a causa del fenómeno de segregación de masa ya descrito y porque las interacciones entre binarias y estrellas individuales provocan, en muchos casos,

el escape de estrellas del cúmulo con velocidades muy altas. El primer estudio que consideró una población inicial de binarias fue llevado a cabo por Aarseth (1975), que calculó un modelo con 100 estrellas y un 11% de binarias ligeramente energéticas. Tras este trabajo pionero, se han venido efectuando simulaciones directas de N -cuerpos con una población de BPs desde los años ochenta (Aarseth 1980; Giannone y Molteni 1985; McMillan et al. 1990, 1991a, b; Heggie y Aarseth 1992; McMillan 1993; McMillan y Hut 1994; Kroupa 1995a, b, c; de la Fuente Marcos 1996b, 1997). Desde los primeros trabajos se concluyó que la evolución dinámica de los cúmulos estudiados era significativamente alterada por la presencia de, incluso una pequeña fracción de BPs. En los trabajos más recientes se han estudiado cúmulos más ricos y sus resultados han revelado interesantes características de la evolución de estas binarias y de sus interacciones, tanto entre ellas como con estrellas individuales. Desde un punto de vista teórico, el papel de las BPs ha sido estudiado principalmente por Heggie (1975, 1977), Hills (1975b), Alexander y Budding (1979), Goodman y Hut (1989) y Hut et al. (1992). Por el contrario, la inclusión de la evolución estelar en modelos con BPs ha sido muy reciente (Aarseth 1996a, b; de la Fuente Marcos 1997).

En este capítulo se abordará el estudio del papel dinámico de estas BPs en la evolución de los cúmulos abiertos. Este estudio se estructurará en dos partes; en primer lugar se analizará el efecto de estas binarias sobre cúmulos en los que la pérdida de masa debida a evolución estelar no es tenida en cuenta y en segundo lugar se incluirán los efectos de la misma.

6.2 Función Inicial de Masas para Binarias Primordiales

En las simulaciones que se analizarán en este capítulo se han empleado las mismas FIMs que en los precedentes, incluyéndose además una FIM específica para binarias, ya que existen evidencias observacionales que abogan por la existencia de una función de masas particular para las mismas (Scalo 1986). Con el objeto de incluir este hecho en los modelos, se ha usado la siguiente correlación (Eggleton 1995) entre las masas

de las componentes del sistema doble:

$$(6.1) \quad \left(\frac{M_1}{M_2}\right)^* = \left(\frac{M_1}{M_2}\right)^{0.4},$$

donde el subíndice 1 se refiere a la primaria (estrella más masiva) y el 2 a la secundaria. El primer miembro de la Ec. (6.1) es el cociente de masas tras aplicar la correlación y de él se obtienen las masas finales manteniendo constante la suma de las masas iniciales de ambas componentes obtenidas a partir de la expresión de la FIM para estrellas aisladas correspondiente. Desde un punto de vista teórico, la correlación es inducida por el mecanismo de formación de los sistemas binarios. Esta correlación ha sido empleada únicamente en el caso de las FIMs de Kroupa y de Scalo. Las distribuciones de masas generadas para estas FIMs aparecen en las figuras (6.1) y (6.2). Para las otras FIMs no se ha empleado correlación alguna en la generación de las masas de las componentes de las binarias. En los casos en que no se emplea la correlación hay que fijar la razón de masas entre la primaria y la binaria completa ($M_1/(M_1 + M_2)$). Este parámetro es usado en lugar de la expresión de la correlación para los modelos con FIM de Salpeter, Taff y Miller y Scalo; para ellos se utiliza como razón 1/2. El número de binarias descubiertas en cúmulos no es lo suficientemente grande como para obtener una distribución observacional para la razón de masas, por lo que el valor utilizado no debe considerarse como justificado a partir de las observaciones.

6.3 Fracción de binarias y otros parámetros de los sistemas binarios

El número de BPs en un cúmulo es parametrizado por la fracción de binarias f definida como:

$$(6.2) \quad f \equiv \frac{N_b}{N_b + N_i},$$

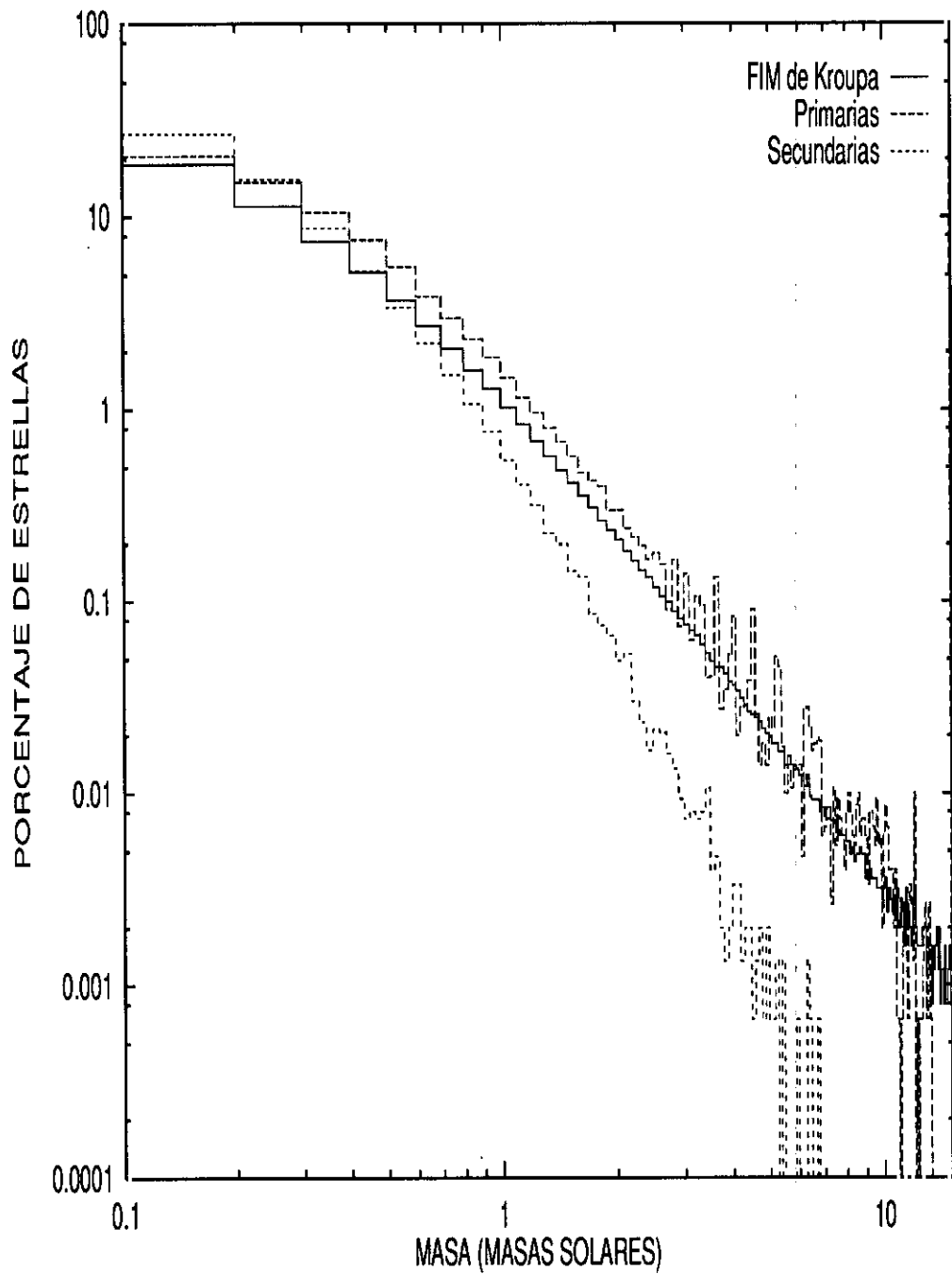


Figura 6.1: Distribución de masas estelares para la FIM de Kroupa modificada con la correlación para binarias descrita en el texto. Nótese la escala logarítmica en ambos ejes.

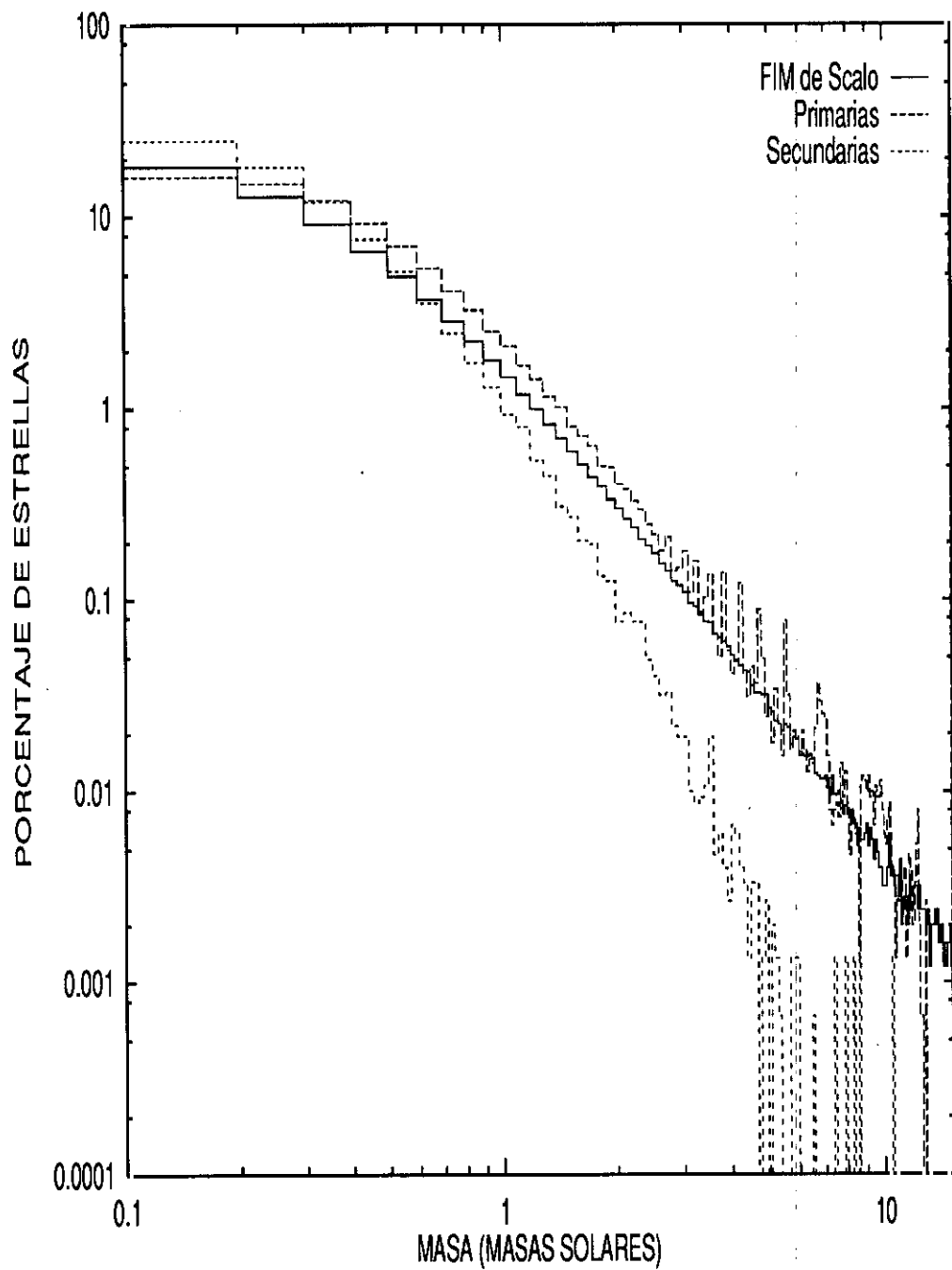


Figura 6.2: Distribución de masas estelares para la FIM de Scalo modificada con la correlación para binarias descrita en el texto. Nótese la escala logarítmica en ambos ejes.

donde N_b y N_i son, respectivamente, el número de sistemas binarios y el número de estrellas individuales. El valor de f para los modelos citados en las tablas (6.1), (6.4) es $1/3$, es decir hay un 33% de binarias. Para estos modelos el número de estrellas sin compañera y de binarias fue escogido de forma tal que el número total de estrellas fuese el mismo que para los modelos presentados en los capítulos 4 y 5 para poder llevar a cabo comparaciones directas. Esta elección arbitraria, altera ligeramente algunas de las propiedades iniciales de los modelos, como es el caso del radio de las fuerzas de marea. Las fracciones observadas en cúmulos reales van desde al menos un 23% en Praesepe (Mermilliod et al. 1990) hasta un 60% en las Hyades (Reid 1993), pasando por un 26% en las Pléyades (Stauffer 1984).

Junto a la fracción de binarias se deben fijar algunos otros parámetros iniciales para obtener un conjunto de binarias apropiado. Los dos más importantes, son el semieje mayor y la excentricidad. Para generar una población inicial de binarias duras, el semieje mayor debe ser del orden de $-G M^2/4 E N$, siendo el significado de los símbolos el mismo que en el Capítulo 2. En los cálculos, la distribución tomada para los semiejes es uniforme: $a_b = a_b^0 10^{-q}$, donde a_b^0 es un parámetro de entrada cuyo valor es $1/N$ en unidades del radio virial y q es igual a $X \log R$, donde X es un número aleatorio uniformemente distribuido en el intervalo $[0, 1]$ y R es otro parámetro de entrada, denominado Rango. Este último parámetro proporciona la anchura de la distribución de los semiejes y, por tanto, de las energías y periodos de las binarias. Valores grandes de R , generan binarias con semieje pequeño que a efectos dinámicos actuarán como estrellas individuales. El valor de R utilizado en los modelos de las tablas (6.1), (6.4) es 10. La elección del Rango es de gran importancia para la formación de sistemas jerárquicos (triples, cuádruples) a partir de encuentros entre binarias con ionización. Para esta distribución, el valor medio del semieje es $\langle a_b \rangle = (1 - \frac{1}{R}) \frac{a_b^0}{\log R}$, con $a_b^{max} = a_b^0$ y $a_b^{min} = a_b^0/R$. Las excentricidades se escogen de una distribución aleatoria (termalizada) (Jeans 1929); de la misma forma se genera el pericentro, el nodo y la inclinación. Los valores de N_b y a_b^0 de los modelos aparecen

en la Tabla (6.1).

6.4 Evolución Estelar en binarias

Como en el capítulo anterior, se han utilizado las funciones de Eggleton et al. (1989) para obtener la disminución de la masa estelar en función del tiempo para estrellas de la Población I. No se considerarán procesos de transferencia de masa en binarias, por lo que las escalas de tiempo evolutivas dadas por las fórmulas utilizadas no varían en el caso de las estrellas dobles. Tampoco se considera la presencia de discos de acreción, que podrían alterar las trazas evolutivas. Los únicos procesos que pueden variar las trazas evolutivas son las colisiones estelares. Cuando tiene lugar la colisión entre una gigante roja y una estrella de neutrones se produce la formación de un objeto de Thorne-Żytkow (Thorne y Żytkow 1977; Cannon et al. 1992). El resto de colisiones pueden generar una estrella azul errante o una amarilla, dependiendo de la masa de las estrellas que colisionan.

La pérdida de masa se supone instantánea y sin efectos sobre el resto de los miembros del cúmulo o la estrella compañera, en el caso de binarias. La conservación aproximada de la energía, se consigue efectuando las correcciones correspondientes sobre la energía potencial. En la inmensa mayoría de los modelos presentados aquí, la energía de ligadura de la binaria es corregida por el término $\Delta M/r$, donde ΔM es la masa perdida y r es la separación entre las componentes de la estrella doble. Para binarias de corto período, la pérdida de masa se supone siempre en el apocentro, de ahí que su efecto sea menor. Cuando la pérdida de masa es grande, la binaria generalmente se destruye. La pérdida de masa en binarias es un problema dinámico muy complicado, que genera alteraciones muy importantes en los elementos orbitales de la binaria. Este problema ha sido estudiado principalmente por Hadjidemetriou (1963, 1966, 1968). El periodo orbital puede aumentar o disminuir secularmente en función de las condiciones de pérdida de masa. El caso más simple es aquel en el que la masa es perdida de forma isótropa. Esta situación es la supuesta en los modelos,

excepto en el caso de supernovas, en el que se tiene en cuenta el impulso que sufre la estrella de neutrones. Dado que no se han incluido los efectos de la evolución binaria (binarias semiseparadas y en contacto) no se pueden producir supernovas de Tipo I.

6.5 Resultados para modelos sin Evolución Estelar

El objeto de esta sección es estudiar el papel de las binarias iniciales sobre la dinámica de modelos de cúmulos abiertos sin pérdida de masa. En primer lugar, se analizarán los modelos que incluyen una población de BPs pero sin evolución estelar. Las primeras secciones describen los resultados para un conjunto de 24 modelos aparecidos en de la Fuente Marcos (1996b). En este grupo de modelos no se ha empleado la regularización en cadena. Los objetivos que animan el análisis de estos modelos, son el estudio de la consistencia entre la fracción de binarias observadas y el ritmo de escape para las binarias en las simulaciones, y de los efectos de dichas binarias sobre varias características de los modelos. La última sección se reserva al análisis de un modelo con una población mayor, que ha sido calculado con el CRAY-YMP de la UCM.

6.5.1 Tiempo de Desintegración

El primer punto a destacar es la gran diferencia, en cuanto al Tiempo de Desintegración se refiere, entre los modelos monocomponentes y sus homólogos con un espectro de masas. Los primeros, son mucho más estables y se desintegran más tarde. Excepto en el caso de $N = 100$, los modelos monocomponentes se desintegran en una escala temporal doble, al menos, que en el caso de uno equivalente con un espectro de masas. Por detrás de los monocomponentes, aparecen los de Taff (excepto para $N = 750$). Para N menor (100, 250), se observa que los modelos con FIMs modernas se desintegran antes que los de ley de potencias simple, invirtiéndose la tendencia cuando N crece. En la Tabla (6.1) se aprecia una cierta dispersión con respecto a los resultados presentados en el Capítulo 4; sin embargo, es difícil sacar conclusiones.

Para la FIM de Salpeter, la presencia de las BPs acelera la desintegración del modelo; por el contrario, los modelos con FIM de Miller y Scalo muestran la tendencia opuesta. Este comportamiento, más bien aleatorio, parece sugerir una influencia limitada de las BPs sobre la dinámica a largo plazo del modelo, como resultado de una fracción de binarias supervivientes, en las regiones centrales, del mismo orden que la obtenida en el caso de binarias formadas dinámicamente (Capítulo 4). En cualquier caso, los resultados pueden variar sustancialmente en función de la fracción de BPs considerada y del rango de energías de las mismas (por ejemplo, comparar con los resultados del Tiempo de Desintegración mostrados en el Capítulo 8).

6.5.2 Módulo de Evolución

La evolución de esta magnitud adimensional con el tiempo aparece en las figuras (6.3) y (6.4). La evolución de W para los modelos monocomponentes es muy similar a la presentada en el Capítulo 4, lo cual era predecible puesto que los intercambios energéticos son poco eficientes cuando todas las estrellas del modelo tienen la misma masa. Para estos modelos, la inclusión de una fracción de BPs no altera significativamente la evolución de los mismos. Tan sólo aparecen diferencias en las primeras fases de la evolución de los modelos, en las cuales W es mayor que para los modelos sin BPs. Este hecho se explica por la formación de un halo o corona más extenso que en el caso de los primeros modelos. Además, esta tendencia se observa también en los modelos con un espectro de masas, independientemente de cuál sea este. Este fenómeno es conocido como detención del colapso de las regiones del núcleo (ver el artículo retrospectivo de Ostriker 1985). Inicialmente, las estrellas masivas tienden a situarse en las regiones centrales del cúmulo, decreciendo el radio medio y, por tanto, W . Sin embargo, la presencia de, incluso una pequeña fracción de BPs retrasa este proceso.

En el caso de la FIMs de Salpeter y Taff se observa un comportamiento diferencial. Para los modelos poco poblados la evolución se acelera, pero se observa lo

Tabla 6.1: Características principales de los modelos (sin evolución estelar)

MOD.	FIM*	N^*	N_b	$a_b^{0 \times}$	M_{\max}^\dagger	M_{\min}^\dagger	$\langle M \rangle^\dagger$	R_0^\ddagger	$r_{t_0}^*$	$\langle R \rangle_0^\circ$	T_d^\dagger
I	MO	100	25	0,0131	1,0	1,0	1,0	1,26	5,82	1,26	108,9 (592)
II	SA	100	25	0,0131	15,0	0,1	1,0	1,26	5,96	0,78	166,2 (406)
III	TA	100	25	0,0131	15,0	0,1	1,0	1,26	5,96	0,74	328,8 (802)
IV	MS	100	25	0,0131	15,0	0,1	0,7	1,26	5,39	1,06	142,1 (403)
V	KR	100	25	0,0131	5,5 / 1,8	0,2 / 0,1	1,2 / 0,4	1,26	5,16	1,05	93,3 (283)
VI	SC	100	25	0,0131	5,8 / 2,0	0,3 / 0,1	1,3 / 0,4	1,26	5,37	1,10	84,2 (237)
VII	MO	250	62	0,0068	1,0	1,0	1,0	1,71	8,06	1,60	512,0 (1249)
VIII	SA	250	62	0,0068	15,0	0,1	1,0	1,71	8,11	1,40	266,6 (651)
IX	TA	250	62	0,0068	15,0	0,1	1,0	1,71	8,11	1,32	287,1 (700)
X	MS	250	62	0,0068	15,0	0,1	0,6	1,71	7,03	1,37	140,7 (424)
XI	KR	250	62	0,0068	5,5 / 4,8	0,2 / 0,1	0,9 / 0,4	1,71	6,75	1,66	145,0 (464)
XII	SC	250	62	0,0068	5,8 / 5,1	0,2 / 0,1	1,0 / 0,5	1,71	7,20	1,62	177,5 (516)
XIII	MO	500	125	0,0057	1,0	1,0	1,0	2,15	10,19	2,00	721,3 (1753)
XIV	SA	500	125	0,0057	15,0	0,1	1,0	2,15	10,19	1,91	230,5 (560)
XV	TA	500	125	0,0057	15,0	0,1	1,0	2,15	10,19	1,85	296,3 (720)
XVI	MS	500	125	0,0057	15,0	0,1	0,6	2,15	8,75	1,98	188,9 (578)
XVII	KR	500	125	0,0057	5,5 / 5,1	0,2 / 0,1	0,9 / 0,4	2,15	8,51	2,02	203,7 (648)
XVIII	SC	500	125	0,0057	5,8 / 5,4	0,2 / 0,1	1,1 / 0,5	2,15	9,05	1,98	231,9 (499)
XIX	MO	750	187	0,0033	1,0	1,0	1,0	2,47	11,68	2,32	958,8 (2339)
XX	SA	750	187	0,0033	15,0	0,1	1,0	2,47	11,68	2,30	200,3 (489)
XXI	TA	750	187	0,0033	15,0	0,1	1,0	2,47	11,68	2,30	271,5 (663)
XXII	MS	750	187	0,0033	15,0	0,1	0,6	2,47	9,98	2,32	251,8 (776)
XXIII	KR	750	187	0,0033	5,5 / 5,2	0,2 / 0,1	0,9 / 0,4	2,47	9,73	2,27	248,9 (799)
XXIV	SC	750	187	0,0033	5,8 / 12,9	0,2 / 0,1	1,0 / 0,6	2,47	10,50	2,27	294,9 (846)

* MO modelo monocomponente, SA FIM de Salpeter, TA FIM de Taff, MS FIM de Miller y Scalo, KR FIM de Kroupa, SC FIM de Scalo.

• Número total de estrellas ($N_s + 2 N_b$).

× Semieje mayor inicial de las BPs en pc.

† En \mathcal{M}_\odot . Para los modelos KR y SC (Binaria / Simple).

‡ Radio virial inicial en pc.

* Radio de las fuerzas de marea en pc.

◊ Radio medio inicial en pc.

† Tiempos de desintegración en unidades normalizadas (en millones de años). Los modelos monocomponentes se pararon antes de su desintegración completa.

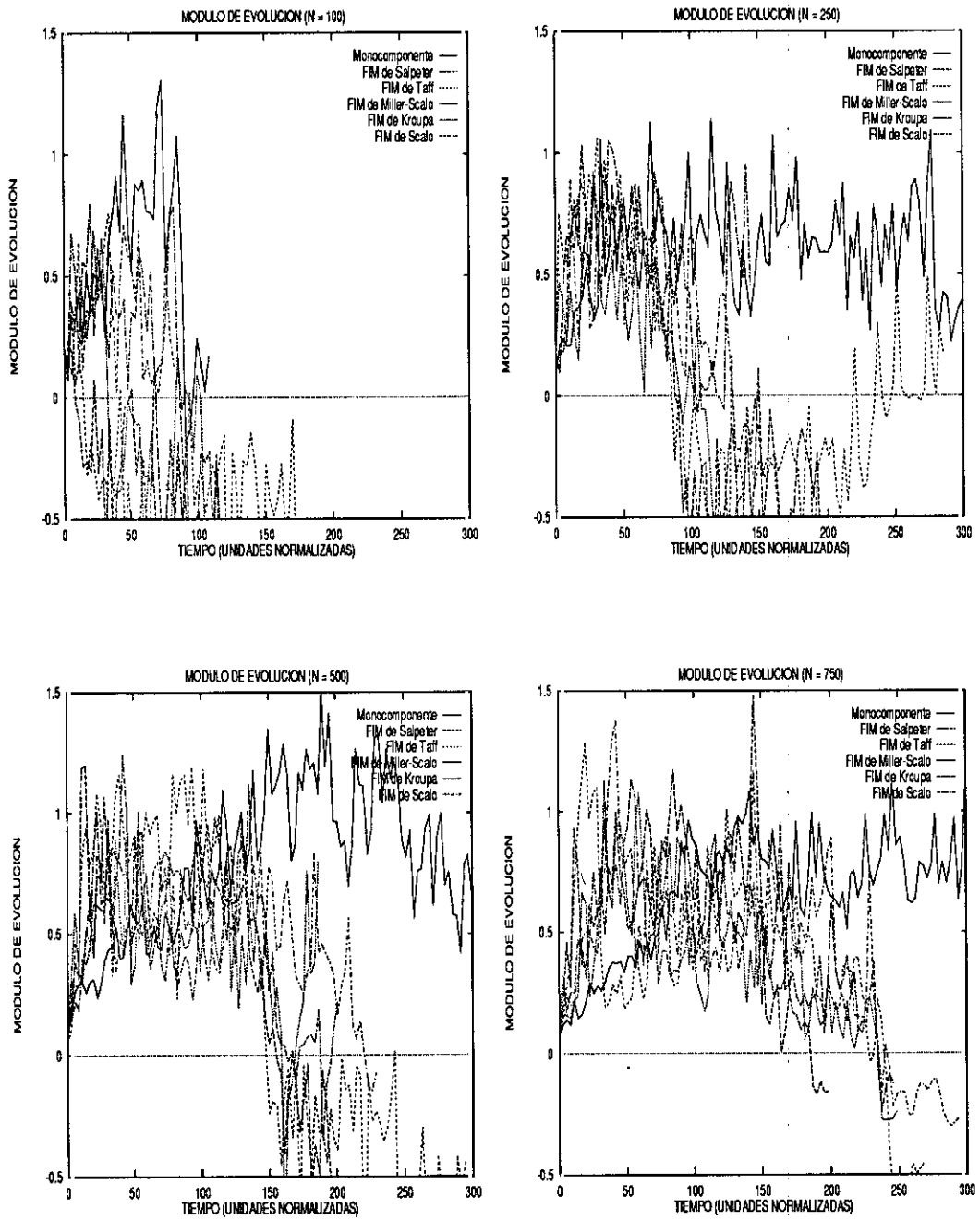


Figura 6.3: Módulo de Evolución para cada valor de N usado en los cálculos.

contrario para los modelos más poblados.

6.5.3 Ritmo de Escape

En las figuras (6.5) se observa que la evolución de la población total del cúmulo con el tiempo para el caso de modelos monocomponentes es similar a la de los modelos sin BPs, excepto en el caso de $N = 100$. Para modelos con un espectro de masas las diferencias son también pequeñas y parecen depender de la población inicial del cúmulo. Comparativamente hablando, las binarias de los modelos con $N = 100$ son más energéticas, lo que explicaría su mayor influencia en la dinámica de los modelos. En todos ellos, se aprecia una mayor influencia de las binarias durante las primeras etapas de la evolución de los mismos.

Varios modelos con $N = 100$ muestran decrementos de población prácticamente exponenciales. Estas curvas exponenciales están asociadas a procesos de escape preferentemente evaporativos. En estos modelos, las interacciones binaria a binaria son dominantes en las regiones centrales del cúmulo generando un halo de estrellas menos masivas con energías cinéticas elevadas. Estas estrellas con velocidades próximas a la de escape abandonan gradualmente el cúmulo. Sin embargo, para modelos con mayor población inicial el comportamiento del ritmo de escape (la pendiente de la gráfica población-tiempo) es muy similar al que aparecía en los modelos sin BPs.

6.5.4 Velocidad de Escape

En la Tabla (6.2) se observa que el valor de la velocidad de escape media aumenta con N , en particular para los modelos con $N > 250$. Sin embargo, la dispersión disminuye conforme N aumenta. Las velocidades máximas también aumentan con la población del modelo, siendo más elevadas para los modelos con FIM de ley de potencias simple. En todos los casos las velocidades medias son más elevadas que las obtenidas para los correspondientes modelos presentados en el Capítulo 4, por tanto la presencia de una cierta fracción de BPs aumenta las velocidades de las estrellas que

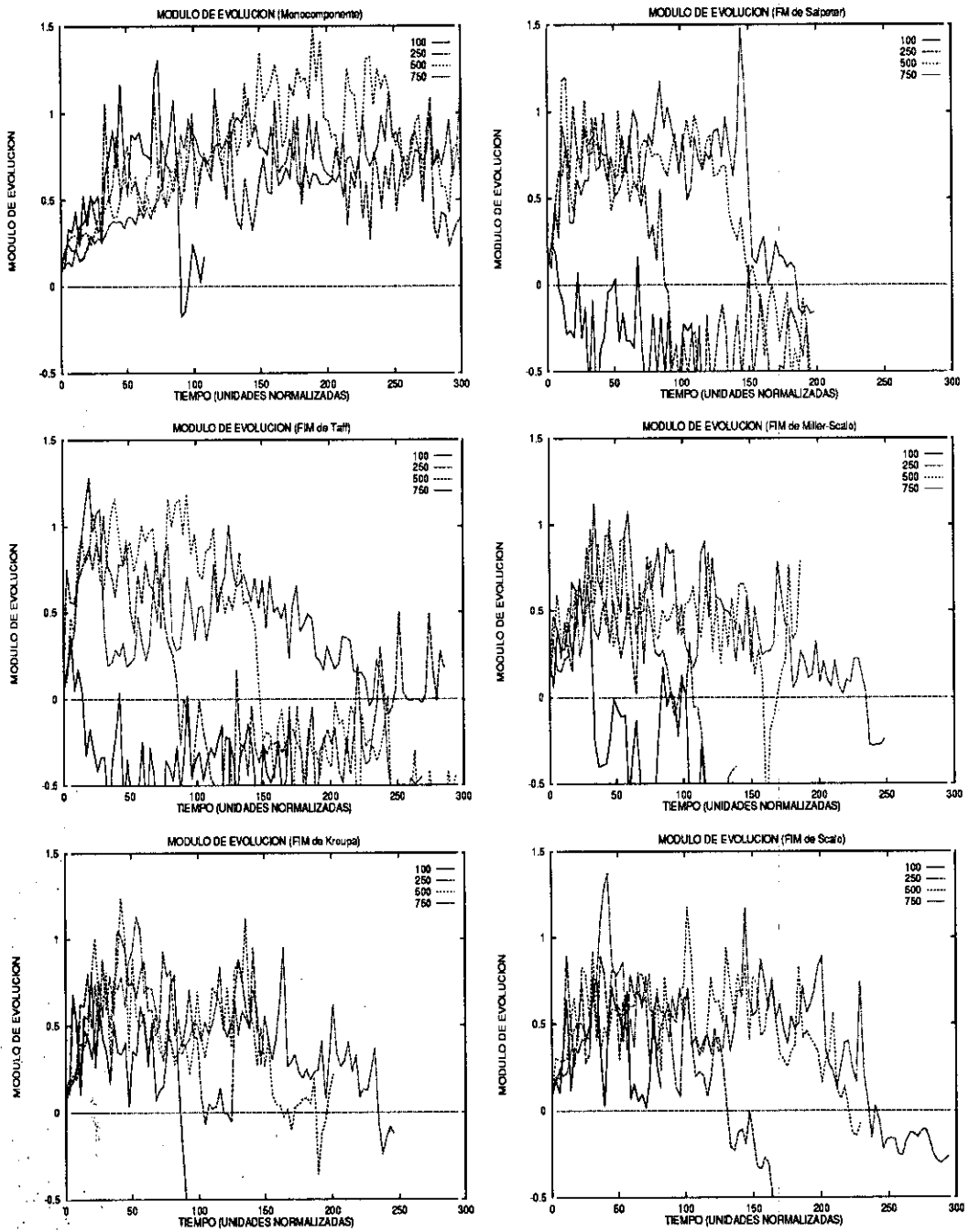


Figura 6.4: Variación del Módulo de Evolución con el tiempo para cada FIM.

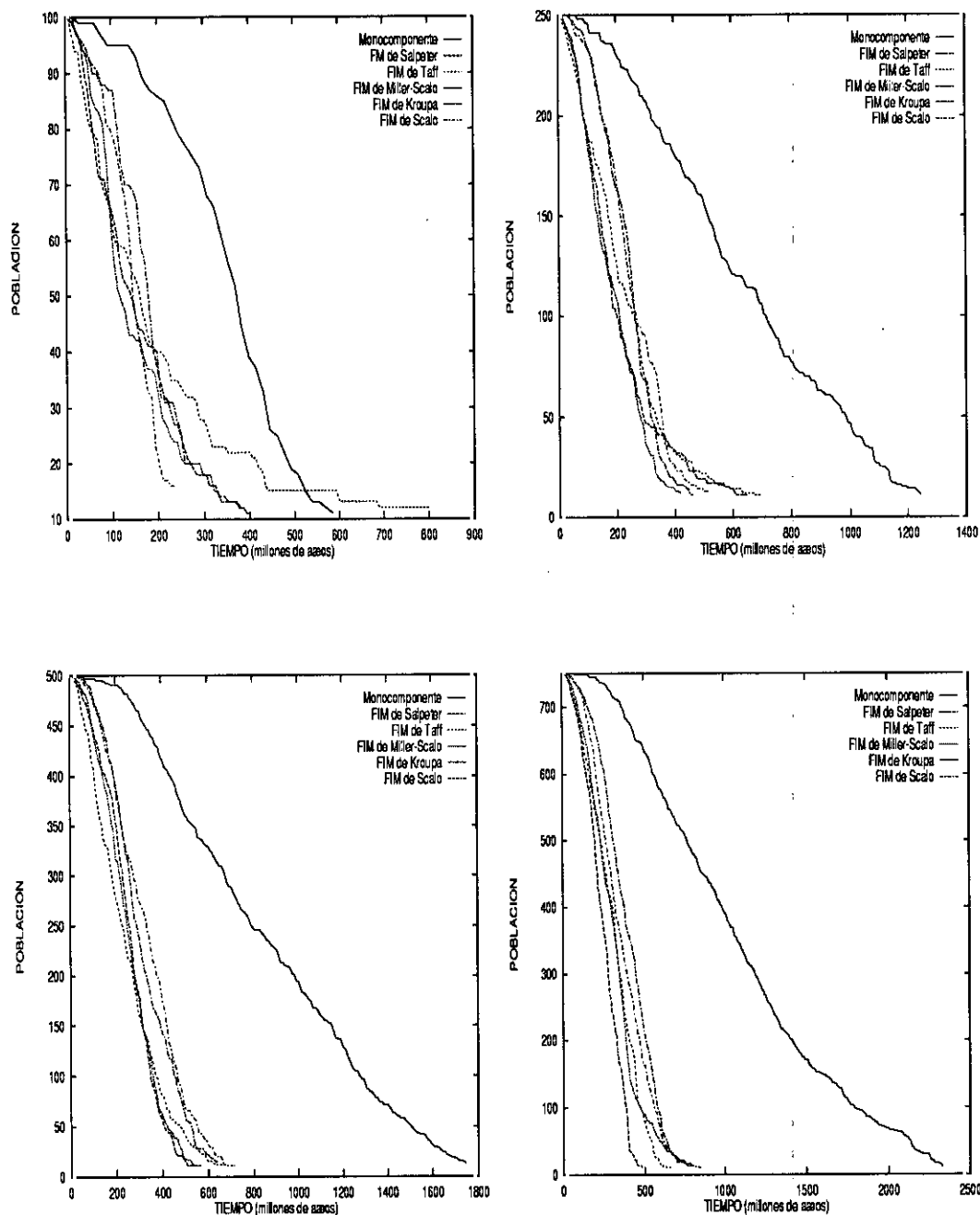


Figura 6.5: Evolución de la población de los modelos para cada valor de N . El ritmo de escape, dN/dt , es la pendiente de la gráfica en cada instante considerado. Los tiempos están expresados en millones de años. De izquierda a derecha y de arriba a abajo, $N = 100, 250, 500$ y 750 , respectivamente.

Tabla 6.2: Velocidad de las estrellas que abandonan el cúmulo* (modelos sin evolución estelar)

	N = 100				N = 250			
	$\langle v \rangle$	v_{min}	v_{max}	σ_m	$\langle v \rangle$	v_{min}	v_{max}	σ_m
MO	0,74	0,00	2,96	0,05	1,03	0,25	7,21	0,05
SA	1,48	0,18	6,13	0,15	1,30	0,25	7,29	0,07
TA	1,69	0,49	7,19	0,17	1,30	0,25	11,68	0,11
MS	0,98	0,31	3,07	0,07	0,97	0,19	5,91	0,04
KR	0,68	0,15	1,87	0,04	0,76	0,19	4,17	0,03
SC	0,85	0,35	3,19	0,06	0,82	0,20	4,61	0,04
	N = 500				N = 750			
	$\langle v \rangle$	v_{min}	v_{max}	σ_m	$\langle v \rangle$	v_{min}	v_{max}	σ_m
MO	1,16	0,00	7,77	0,03	1,25	0,36	11,24	0,03
SA	1,75	0,32	15,60	0,09	1,57	0,36	13,22	0,04
TA	1,77	0,32	14,11	0,08	1,71	0,00	15,83	0,05
MS	1,13	0,26	4,69	0,03	1,26	0,28	8,73	0,03
KR	1,07	0,24	5,26	0,02	1,17	0,00	6,81	0,03
SC	1,15	0,37	8,22	0,04	1,32	0,00	7,63	0,03

* Todas las velocidades en km/s y referidas al sistema rotante.

abandonan el modelo, lo que confirma el hecho ya señalado del aumento de energía de los halos correspondientes a estos modelos en comparación con sus análogos sin BPs. Las interacciones entre binarias y estrellas sin compañera dan lugar a que las estrellas del halo ganen energía de forma más eficiente. Sin embargo, las velocidades máximas no parecen guardar una relación clara entre unos y otros modelos. En algunos casos se tiene que las velocidades son mayores para los modelos sin BPs, pero en otros casos se observa la tendencia opuesta.

6.5.5 Evolución de la población de binarias

Los resultados obtenidos sugieren que los efectos de las BPs son poco significativos en el caso de modelos monocomponentes. La principal razón está en la disminución de la importancia de los encuentros entre binarias cuando estas tienen la misma masa.

Los encuentros entre binarias son dominantes en las primeras etapas de la evolución de los modelos. Cuando tiene lugar un encuentro entre binarias, generalmente se produce un intercambio de las componentes menos masivas por las masivas (Hills 1975a, b; Hills y Fullerton 1980); sin embargo, en los modelos monocomponentes no pueden darse este tipo de intercambios. Por esta causa, la dinámica de estos modelos no es muy sensible a la fracción de BPs. La situación opuesta se encuentra para los modelos con un espectro de masas. En las figuras (6.6) se observa que algunas BPs desaparecen temporalmente y luego reaparecen tras unos pocos tiempos característicos. Mientras tanto, pueden haber sufrido varios intercambios o una configuración resonante (sistema triple o cuádruple). Al inicio de la evolución del cúmulo, las BPs interactúan con estrellas sin compañera y con otras BPs o incluso con binarias de origen dinámico. Los encuentros a corta distancia con estrellas no binarias generan, en la mayoría de los casos, un efecto de retroceso en la binaria. Este proceso puede expulsar la binaria de las regiones centrales, pero las binarias tienen una masa mayor que la de las estrellas aisladas, y debido a la equipartición de la energía vuelven a caer hacia las regiones centrales. Por el contrario, los encuentros a corta distancia con otras binarias favorecen situaciones que originan intercambios o eyecciones. En muchos casos, los encuentros entre binarias finalizan con un escape a alta velocidad. Los resultados sugieren que la fase de encuentros entre binarias es más temprana que la de encuentros entre estrellas dobles y no binarias. La principal evidencia que justifica esta conclusión es que las fugas en los primeros momentos de la evolución del cúmulo tienen velocidades medias superiores a la media global del cúmulo. La razón última está en que las binarias alcanzan las regiones centrales del cúmulo antes que las estrellas que no pertenecen a sistemas dobles, de forma que la densidad de binarias se incrementa en los primeros instantes de la evolución de los modelos. Cuando la población de binarias se ha reducido gracias a desintegraciones o escape, muchas de las BPs están situadas en las regiones periféricas y acaban escapando de ellas por evaporación. La aceleración de la evolución para modelos con N pequeño

puede explicarse como resultado de los encuentros entre binarias y posteriormente entre estrellas no binarias y dobles, además las BPs de los modelos con $N = 100$ son más energéticas que las de los cúmulos más ricos. Esta descripción se apoya en el hecho de que las fugas en los modelos con $N = 100$ son, en media, más energéticas (como sería de esperar para una fuga por eyección) que en cúmulos más poblados.

Como puede apreciarse en las figuras (6.7), también se produce la formación de binarias (no primordiales) durante la evolución de los modelos. Estas binarias son claramente identificables en las figuras; aparecen como *espículas* en las curvas de los modelos más ricos. Estas binarias de origen dinámico son generalmente muy poco energéticas y por ello, su vida media es muy corta (unos pocos tiempos característicos). Estas binarias se forman preferentemente en las primeras etapas de la evolución de los modelos con un espectro de masas, aunque en el caso de los modelos monocomponentes no existe una época preferencial para su formación. Estas binarias, de origen dinámico, se forman en mucha menor cuantía que en el caso de los modelos sin BPs ya que las regiones centrales del cúmulo se expanden por efecto de las interacciones entre BPs, disminuyendo la densidad de las regiones centrales. Por tanto, uno de los efectos principales de la presencia de una fracción de BPs es la práctica inhibición de los procesos de formación dinámica de binarias. Además, las pocas que se forman son tan poco energéticas que su vida media es muy pequeña, por lo que sus efectos sobre la evolución del cúmulo son despreciables. Una binaria formada dinámicamente necesita una decena, en promedio, de interacciones energéticas con otros miembros del cúmulo para endurecerse; sin embargo, cuando se incluyen BPs, un sólo encuentro de la binaria recién formada con una BP energética puede disociarla antes de que tenga oportunidad de llegar a ser una binaria dura.

Las curvas de evolución para el porcentaje de BPs supervivientes tienen dos etapas diferenciadas en el caso de modelos con un espectro de masas. La primera, que tiene lugar en los primeros tiempos característicos, se caracteriza por los encuentros entre BPs que originan eyecciones de estrellas y desintegración de binarias. La des-

trucción de binarias (Mikkola 1983, 1984; Hut 1992) es el proceso dominante cuando la densidad de binarias es elevada. Mikkola (1983, 1984) ha encontrado que este tipo de encuentros tienen un poder destructivo considerable, y en ellos se libera una cantidad notable de energía. Esta fase es corta para los cúmulos poblados y de mayor duración en el caso de los modelos poco poblados. La segunda etapa se caracteriza por que en ella son dominantes los procesos evaporativos. Un cierto porcentaje de las binarias supervivientes a las interacciones destructivas en las regiones centrales acaban poblando el halo merced a encuentros distantes con estrellas no binarias. Una vez alcanzadas las regiones periféricas, abandonan el cúmulo por evaporación antes de volver a regresar al núcleo otra vez. Por otra parte, los modelos monocomponentes muestran una disminución exponencial de la fracción de BPs, lo que señala al mecanismo evaporativo como responsable del escape de las BPs.

Si se considera el ritmo total de escape de binarias, se tiene que las curvas para N grande son muy similares a las del escape global, a pesar de representar las binarias un porcentaje muy pequeño de las fugas; esta situación cambia en el caso de los modelos para $N = 100$ donde las binarias parecen escapar más rápidamente que las estrellas sin compañera. Por otra parte, el ritmo de escape de las binarias depende del espectro de masas, ya que las binarias escapan más tarde en el caso de los modelos monocomponentes. En todos los casos, el escape de las estrellas sin compañera se inicia antes que el de las binarias, lo que confirma el hecho antes apuntado de la existencia de una etapa temprana en la que las interacciones entre binarias son dominantes. El número de estrellas dobles que escapan de los modelos monocomponentes es menor que en los modelos con un espectro de masas a causa del ineficiente intercambio de energía cuando las binarias son prácticamente idénticas desde un punto de vista dinámico. El número total de binarias que escapan de los modelos es siempre inferior al inicial, a causa de los procesos destructivos comentados y a que un número elevado de binarias suele permanecer en el resto del cúmulo (3 ó más binarias, de 10 estrellas). Por otra parte, una fracción no despreciable de las

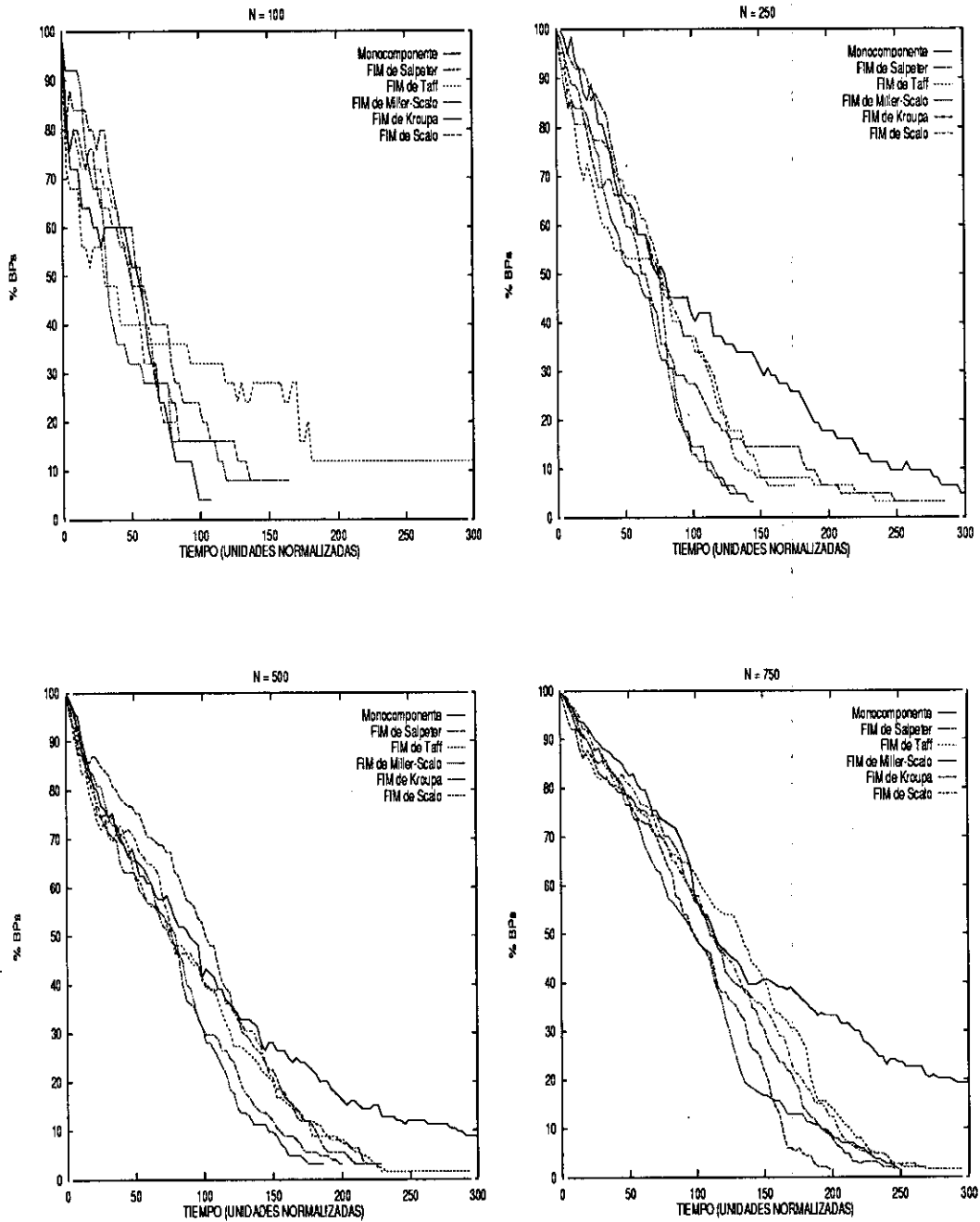


Figura 6.6: Evolución de la población de binarias primordiales con el tiempo para cada valor de N usado en los cálculos.

estrellas dobles que abandonan el cúmulo no son puramente primordiales, muchas de ellas han tenido una agitada historia dinámica con varios eventos de intercambio. El porcentaje de sistemas puramente primordiales que abandonan el cúmulo suele ser mayor del 70% (70-80%), a continuación se encontraría una fracción de dobles en las que una de las componentes pertenecía originalmente a otra BP, y por último se encontrarían los sistemas en los que una de las componentes era originalmente una estrella no binaria. El número de fugas en las que la estrella binaria se ha formado en un encuentro de tres cuerpos (tres estrellas inicialmente aisladas) es extremadamente pequeño, habiéndose observado algunos ejemplos (pocos) en los modelos con N mayor.

Otro fenómeno no muy habitual, pero de gran interés tanto teórico como observacional, es la formación de sistemas jerárquicos. Se han observado 4 de tales fenómenos; en todos ellos la binaria central era bastante energética y otra estrella (generalmente la antigua componente de una BP) la orbitaba, por tanto se trataba de sistemas jerárquicos triples. Estos sistemas triples son el producto de interacciones entre binarias. Durante estas interacciones, se puede lograr una configuración cuádruple transitoria, destruyéndose una de las binarias para dar lugar a un escape de alta velocidad y un sistema jerárquico triple temporalmente estable. La vida típica de estos sistemas puede extenderse a lo largo de varios (incluso cientos) millones de años, llegando incluso a abandonar el cúmulo sin desintegrarse previamente. Un análisis más profundo de este tipo de sistemas se postpondrá hasta el Capítulo 8. La fracción de escapes binarios en este conjunto de simulaciones está en el rango 15%-25%. Esta fracción sería suficiente para explicar algunas estimaciones conservativas de la fracción binaria total entre las estrellas de campo, aunque resulta insuficiente para satisfacer otras estimaciones que superan el 50%. En cualquier caso, esta conclusión debe considerarse con cautela, ya que los resultados dependen fuertemente del parámetro R , que en nuestro caso ha sido 10 pero que tal vez es incluso de 10^3 . Por tanto, las simulaciones sólo incluyen parte de la posible distribución primordial de

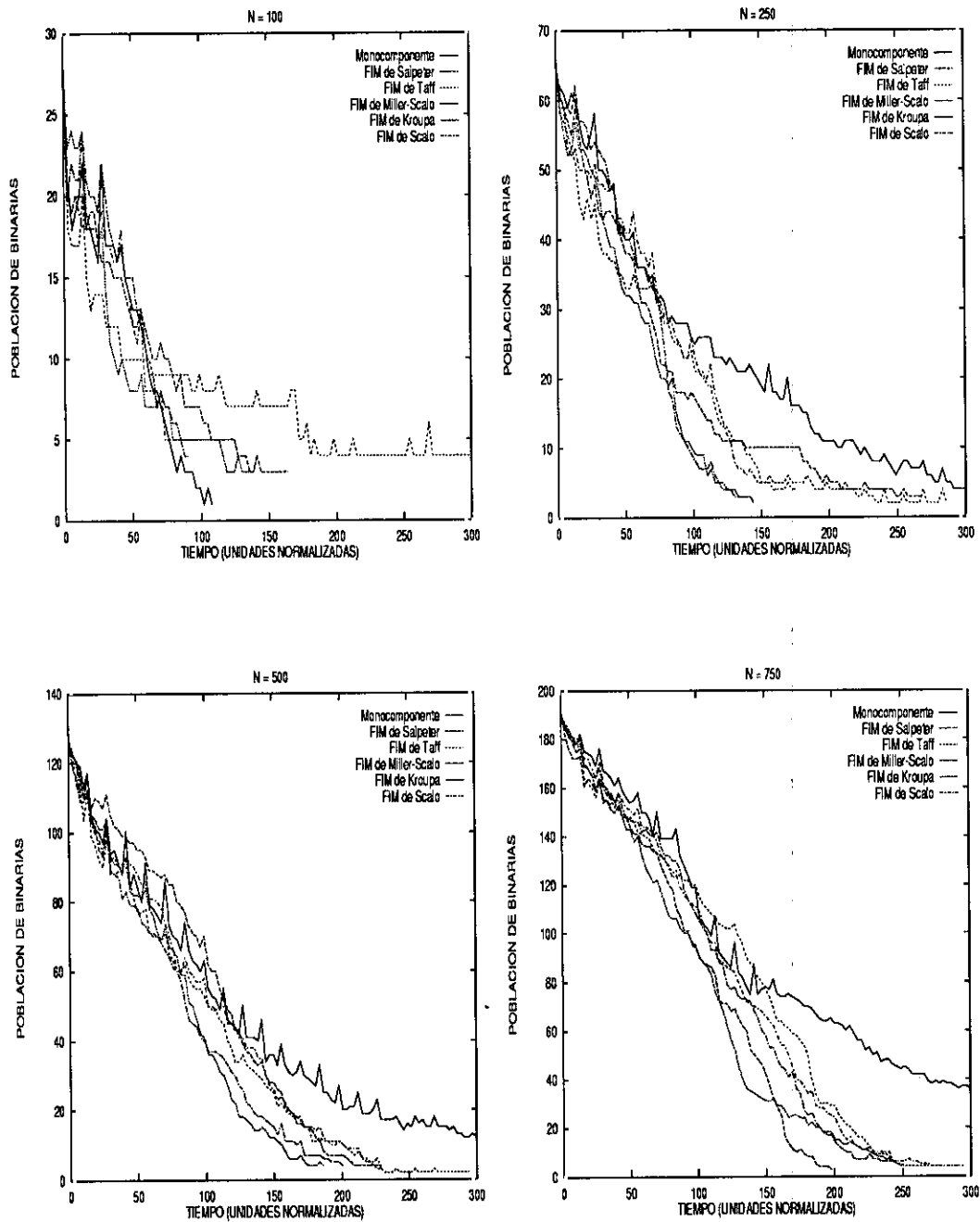


Figura 6.7: Evolución de la población de binarias con el tiempo, para cada valor de N usado en los cálculos.

Tabla 6.3: Características principales de los modelos (sin evolución estelar)

<i>MOD.</i>	<i>FIM*</i>	<i>N*</i>	<i>N_b</i>	$a_b^0 \times$	M_{\max}^\dagger	M_{\min}^\dagger	$\langle M \rangle^\dagger$	R_0^\ddagger	r_{t0}^*	$\langle R \rangle_0^\diamond$	T_d°
A	SC	10.010	2	0,000059	14,9 / 0,7	0,1 / 0,7	0,6 / 0,7	5,2	25,5	5,4	1210,6 (2808)

- * SC FIM de Scalo (sin correlación).
- Número total de estrellas ($N_s + 2 N_b$).
- × Semieje mayor inicial de las BPs en pc.
- † En M_\odot (Binaria / Simple).
- ‡ Radio virial inicial en pc.
- * Radio inicial de las fuerzas de marea en pc.
- ◊ Radio medio inicial en pc.
- ◉ Tiempo de Desintegración en unidades normalizadas (en millones de años).

periodos. De todas formas se tendrían suficientes binarias en ese rango de energías.

6.5.6 Modelos densamente poblados

En esta sección se presentan los resultados para un modelo conservativo con $N = 10.000$ (Tabla (6.3)) en el que se incluyen dos binarias primordiales relativamente duras. Si se compara la gráfica del Módulo de Evolución con la correspondiente del Capítulo 4, sólo aparecen diferencias en los primeros momentos de la evolución. Este hecho confirma las tendencias previamente señaladas; es decir, que la influencia de las binarias se restringe principalmente a las etapas iniciales de la evolución de los modelos. Además, la duración de esa etapa en la que las binarias dominan, es proporcional al número de binarias.

La gráfica (6.9) que muestra la evolución del número de componentes del modelo, no hace sino corroborar la conclusión anterior. La influencia que las binarias tienen sobre la dinámica de los cúmulos estelares se limita a las primeras fases de su evolución, siendo la evolución a largo plazo prácticamente indistinguible de la de un modelo sin BPs.

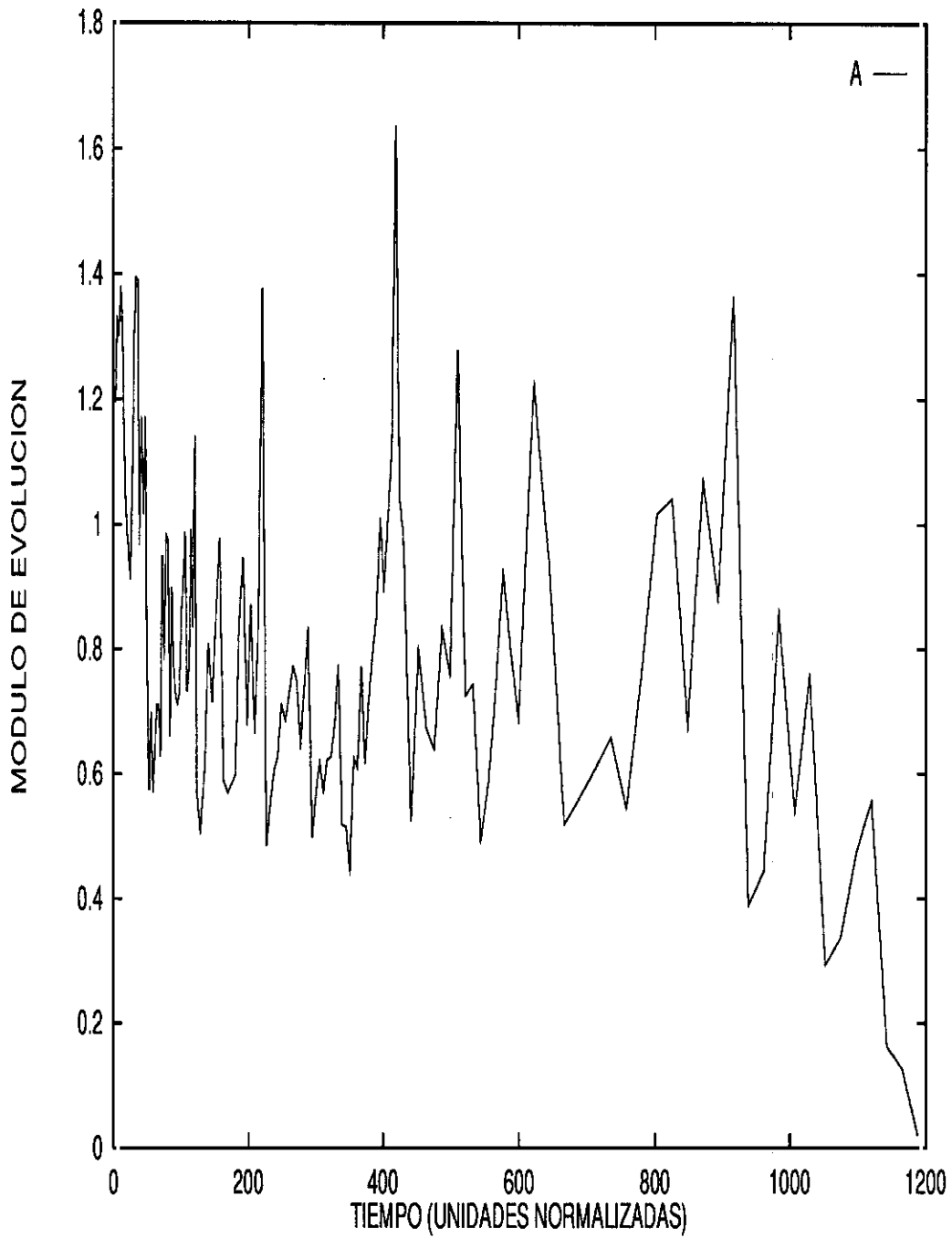


Figura 6.8: Módulo de Evolución para los modelos densamente poblados. Es evidente un comportamiento idéntico, excepto en las fases tempranas de la evolución del modelo, que en el caso del presentado en el Capítulo 4. Un número muy reducido de BPs influye de forma despreciable sobre los resultados.

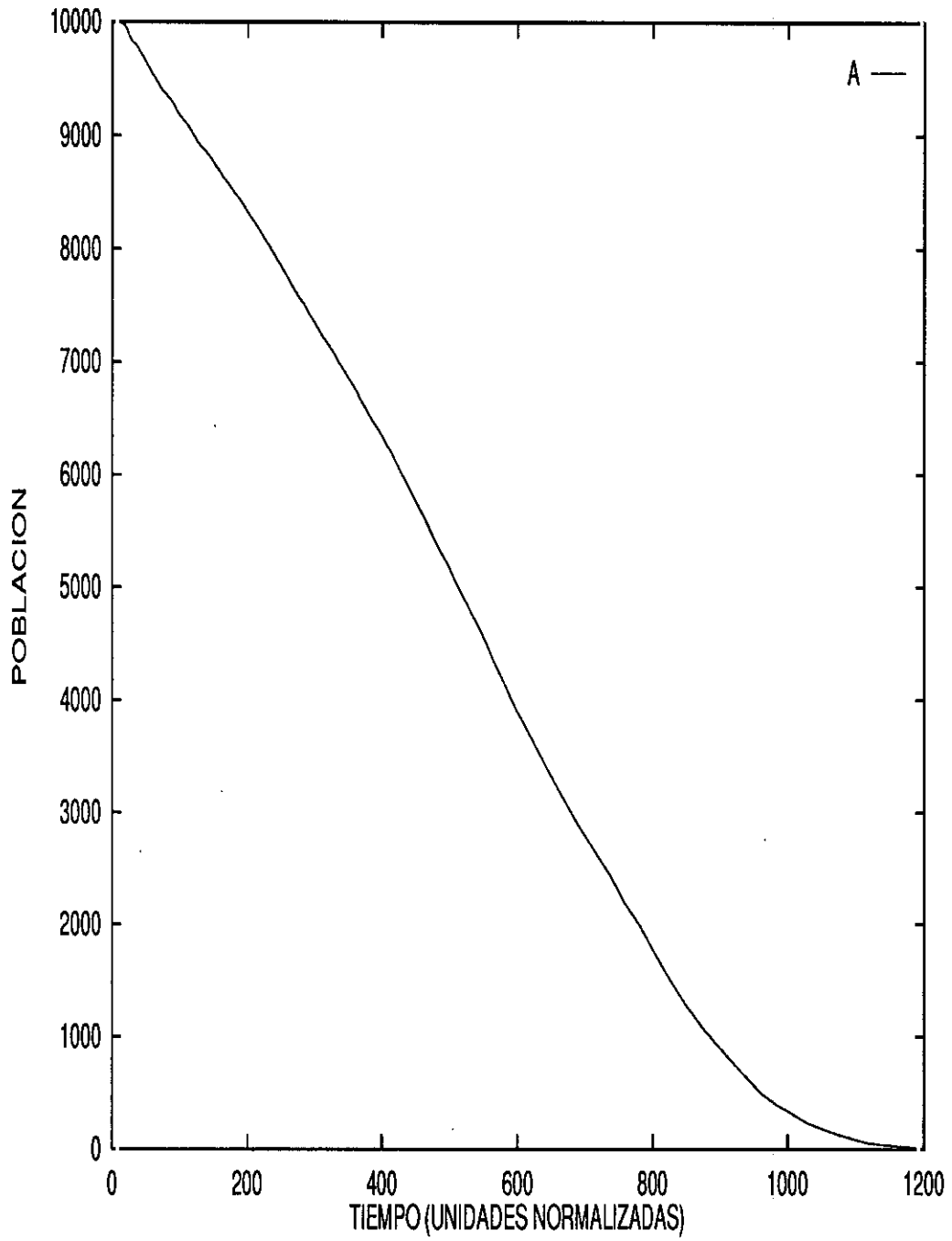


Figura 6.9: Evolución de la población del cúmulo con el tiempo para un modelo densamente poblado.

6.6 Resultados para modelos con Evolución Estelar

En este apartado se expondrán los resultados de los modelos más realistas que se han calculado en este trabajo; en este caso se incluyen todos los fenómenos que antes habían sido considerados por separado. Las primeras secciones de este apartado se dedican a exponer los resultados de 20 modelos con la misma fracción de BPs que en la Sección (6.5), haciendo incapié preferentemente en el estudio del efecto simultáneo del espectro de masas, la fracción de binarias inicial y la pérdida de masa debida a evolución estelar sobre la dinámica de los modelos. Las últimas secciones se dedicarán a mostrar los resultados para modelos densamente poblados.

6.6.1 Tiempo de Desintegración

La Tabla (6.4) muestra el Tiempo de Desintegración para estos modelos, que incluyen no sólo una fracción de binarias primordiales sino también los efectos de la evolución estelar. Si se comparan los valores del Tiempo de Desintegración con los correspondientes a la sección anterior, se observa que para los modelos con $N = 100$ esta escala temporal es menor para los modelos con FIMs de Salpeter, Taff y Miller y Scalo, mientras que para los otros se incrementa. Ya que la principal diferencia entre ambos grupos de modelos, está en las masas de las estrellas masivas, parece evidente que debe atribuirse este resultado a las explosiones de supernova que tienen lugar en las regiones centrales de los cúmulos. Dos supernovas son suficiente para liberar la energía necesaria para desintegrar un cúmulo pobremente poblado. Este fenómeno de aceleración de la desintegración es más evidente para los modelos con FIM de ley de potencias simple, al comparar los valores del Tiempo de Desintegración con los encontrados en el Capítulo 5. Resultados similares son encontrados para $N = 250$ y 500.

Para $N = 750$, los modelos con FIM de ley de potencias simple muestran tiempos de desintegración mayores que en el caso de los modelos presentados en la Sección (6.5), pero algo menores que los mostrados en el Capítulo 5. Para las FIMs

Tabla 6.4: Características principales de los modelos (con evolución estelar)

MOD.	FIM*	N*	N_b	$a_b^0 \times$	M_{\max}^\dagger	M_{\min}^\dagger	$\langle M \rangle^\dagger$	R_0^\ddagger	r_{i0}^*	$\langle R \rangle_0^\diamond$	T_d^\odot
I	SA	100	25	0,0131	15,0	0,1	1,0	1,26	5,96	0,78	30,4 (74)
II	TA	100	25	0,0131	15,0	0,1	1,0	1,26	5,95	0,78	47,4 (116)
III	MS	100	25	0,0131	15,0	0,1	0,7	1,26	5,39	1,06	91,9 (261)
IV	KR	100	25	0,0131	5,5 / 1,8	0,2 / 0,1	1,2 / 0,4	1,26	5,16	1,05	111,7 (335)
V	SC	100	25	0,0131	5,8 / 2,0	0,3 / 0,1	1,3 / 0,4	1,26	5,37	1,10	89,9 (256)
VI	SA	250	62	0,0068	15,0	0,1	1,0	1,71	8,11	1,40	118,1 (288)
VII	TA	250	62	0,0068	15,0	0,1	1,0	1,71	8,11	1,32	184,6 (450)
VIII	MS	250	62	0,0068	15,0	0,1	0,6	1,71	7,03	1,37	171,8 (517)
IX	KR	250	62	0,0068	5,5 / 4,8	0,2 / 0,1	0,9 / 0,4	1,71	6,75	1,66	177,5 (568)
X	SC	250	62	0,0068	5,8 / 5,1	0,2 / 0,1	1,0 / 0,5	1,71	7,20	1,62	217,8 (634)
XI	SA	500	125	0,0057	15,0	0,1	1,0	2,15	10,19	2,00	205,1 (498)
XII	TA	500	125	0,0057	15,0	0,1	1,0	2,15	10,19	1,91	280,0 (680)
XIII	MS	500	125	0,0057	15,0	0,1	0,6	2,15	8,75	1,98	204,4 (625)
XIV	KR	500	125	0,0057	5,5 / 5,1	0,2 / 0,1	0,9 / 0,4	2,15	8,51	2,02	270,1 (859)
XV	SC	500	125	0,0057	5,8 / 5,4	0,2 / 0,1	1,1 / 0,5	2,15	9,05	1,98	262,4 (763)
XVI	SA	750	187	0,0033	15,0	0,1	1,0	2,47	11,68	2,30	329,5 (804)
XVII	TA	750	187	0,0033	15,0	0,1	1,0	2,47	11,68	2,30	387,5 (945)
XVIII	MS	750	187	0,0033	15,0	0,1	0,6	2,47	9,98	2,32	162,6 (503)
XIX	KR	750	187	0,0033	5,5 / 5,2	0,2 / 0,1	0,9 / 0,4	2,47	9,73	2,27	227,0 (729)
XX	SC	750	187	0,0033	5,8 / 12,9	0,2 / 0,1	1,0 / 0,6	2,47	10,30	2,27	369,8 (1061)

* SA FIM de Salpeter, TA FIM de Taff, MS FIM de Miller y Scalo, KR FIM de Kroupa, SC FIM de Scalo.

• Número total de estrellas ($N_s + 2 N_b$).

× Semieje mayor inicial de las BPs en pc.

† En M_\odot . Para los modelos KR y SC (Binaria / Simple).

‡ Radio virial inicial en pc.

* Radio inicial de las fuerzas de marea en pc.

◇ Radio medio inicial en pc.

⊙ Tiempo de Desintegración en unidades normalizadas (en millones de años).

de Miller y Scalo y de Kroupa, los tiempos de desintegración son menores que para modelos sin BPs o sin evolución estelar. Sin embargo, para el modelo con FIM de Scalo el Tiempo de Desintegración es mayor. Estos resultados sugieren que los efectos de la FIM, las BPs y la evolución estelar se entrelazan de forma compleja a la hora de influir sobre el Tiempo de Desintegración (la vida media) de los cúmulos. Para cúmulos poco poblados es evidente que la evolución estelar en el seno de BPs domina la evolución dinámica de los mismos. Para una población intermedia, los modelos con ley de potencias simple se desintegran antes que sus homónimos sin pérdida de masa. La mayor longevidad de los modelos con $N = 750$ puede explicarse como consecuencia de la formación de sistemas múltiples temporalmente estables (sistemas jerárquicos triples y cuádruples). La formación de este tipo de sistemas depende fuertemente de la fracción de BPs, de la población del cúmulo y del parámetro R . Cuanto mayor sea la población del cúmulo, su fracción de BPs y R , tanto mayor será el número de sistemas jerárquicos formados. En cualquier caso, la existencia de BPs induce una mayor dispersión en los resultados como consecuencia de la introducción de un número mayor de grados de libertad; esta circunstancia favorece una mayor caoticidad en el comportamiento global de los sistemas estudiados.

6.6.2 Módulo de Evolución

Las figuras (6.10) y (6.11) muestran el comportamiento del Módulo de Evolución para el nuevo conjunto de modelos. En el caso de los modelos con FIM de Salpeter, el comportamiento de W es muy diferente del encontrado en el Capítulo 5. Para $N = 100$, el cúmulo se desintegra incluso teniendo $W > 0$. En el caso de $N = 250$ la evolución también se acelera pero no tanto como para $N = 100$. Por el contrario, para $N = 500$ la escala de tiempo necesaria para la evolución del cúmulo es prácticamente la misma. La evolución se hace más lenta para $N = 750$ debido a la formación de sistemas múltiples temporalmente ligados en las últimas etapas de la evolución del cúmulo. La formación de estos sistemas se relaciona con la disminución de la

densidad estelar en esta fase. Se aprecia también que, en general, el valor medio de W es inferior ahora, si se compara con modelos sin evolución estelar. En general, los modelos que incluyen los efectos de la evolución estelar generan halos menos extensos que en el caso de modelos conservativos. Para la FIM de Taff sólo aparecen diferencias notables atribuibles a la pérdida de masa para $N = 100$. En este modelo la evolución se acelera notablemente. Si se comparan los modelos con los de la Sección (6.5) se observa que la pérdida de masa tiende a estabilizar la estructura núcleo-halo.

Los modelos que emplean la FIM de Miller y Scalo muestran un comportamiento muy similar al presentado en el Capítulo 5. Las únicas diferencias significativas acontecen en los primeros momentos de la evolución, siendo el valor de W mayor que en el caso de los modelos sin BPs. La causa está en que el halo de estos modelos es menos energético. Sin embargo, para modelos con la FIM de Kroupa la evolución es muy distinta. Para $N = 100$ la evolución es acelerada, aunque en menor cuantía que en el caso de modelos con FIM de ley de potencias simple. Para N mayor, se observa una ralentización de la evolución. Finalmente, en el caso de la FIM de Scalo la evolución se hace más lenta para $N \geq 250$ y se acelera un poco para N menor.

6.6.3 Ritmo de Escape

En este caso, la Figura (6.12) muestra el número de componentes del cúmulo en función del tiempo. Para $N = 100$, la inclusión de la evolución estelar en modelos con BPs diferencia claramente entre modelos con FIM de ley de potencias simple y los que incluyen FIMs realistas. Si se comparan estas gráficas con las de los modelos sin evolución estelar, se observa que para los modelos con FIM de ley de potencias el ritmo de escape se acelera, pero para las FIMs realistas este ritmo disminuye. La misma tendencia se observa para $N = 250$, aunque de forma menos acusada.

Para $N = 500$, el comportamiento del ritmo de escape es muy diferente del que se observó para modelos con BPs pero sin pérdida de masa. Los modelos con FIMs de ley de potencias simple aceleran su evolución. En el caso de los modelos

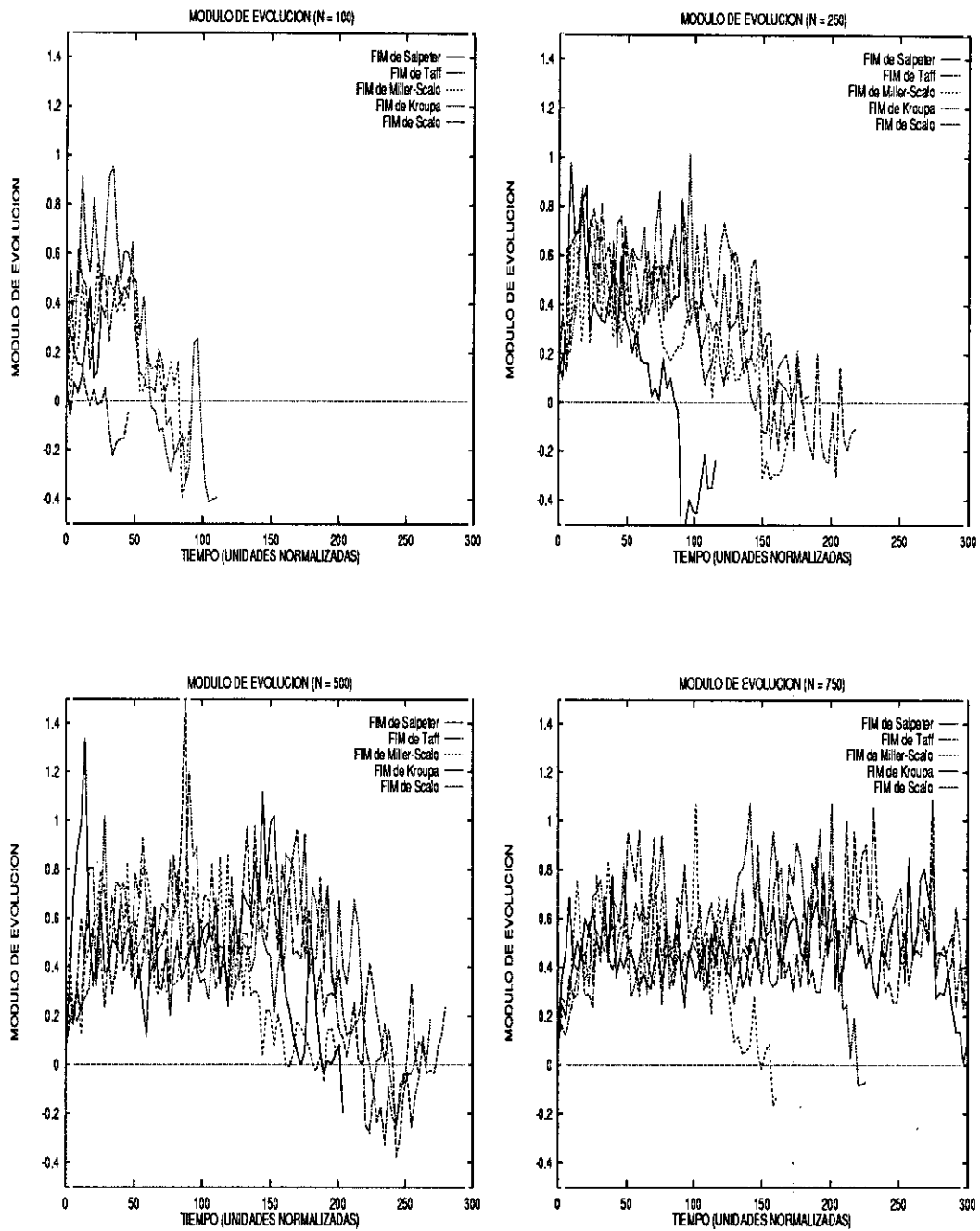


Figura 6.10: Módulo de Evolución para cada valor de N usado en los cálculos.

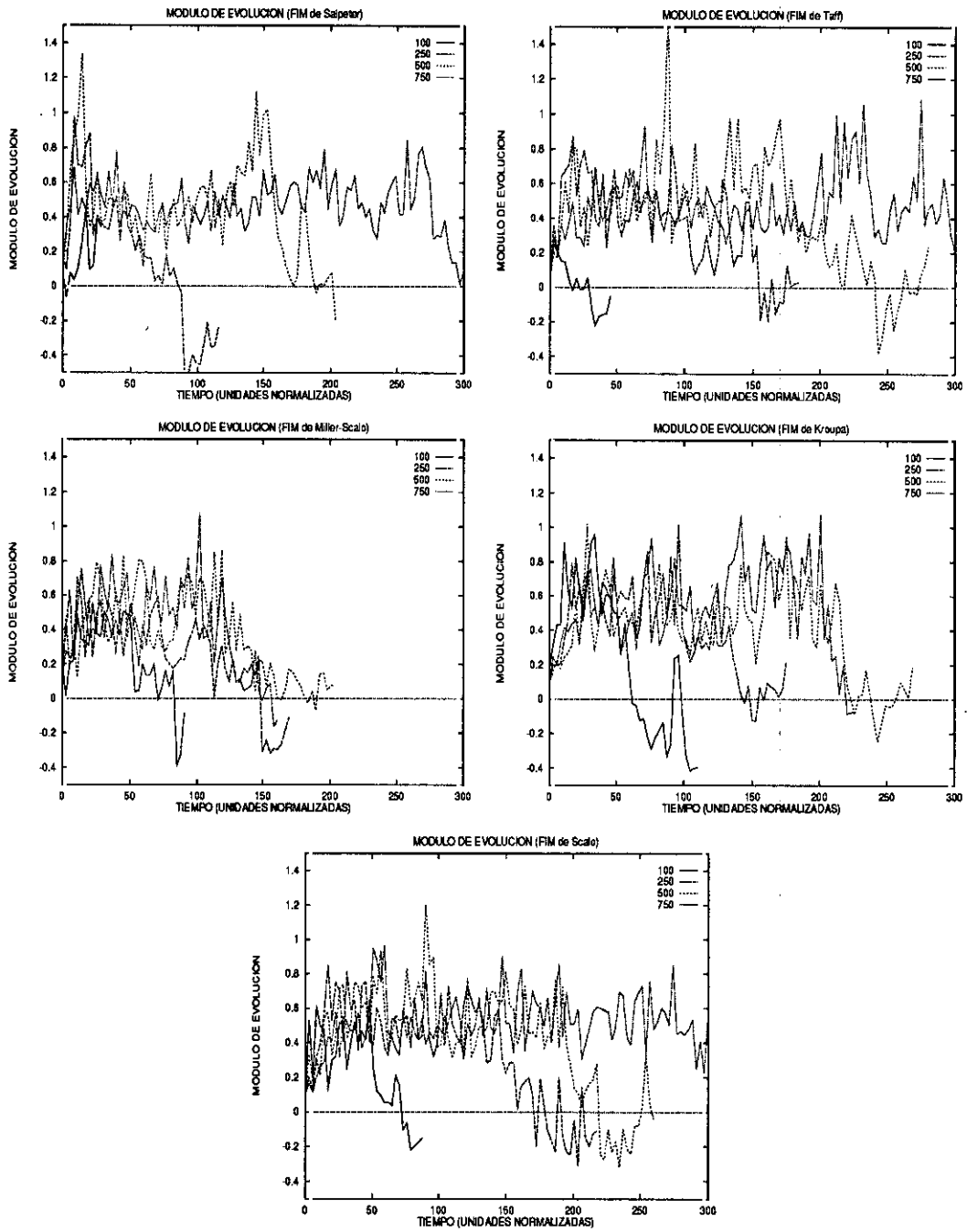


Figura 6.11: Módulo de Evolución para cada FIM empleada en los cálculos.

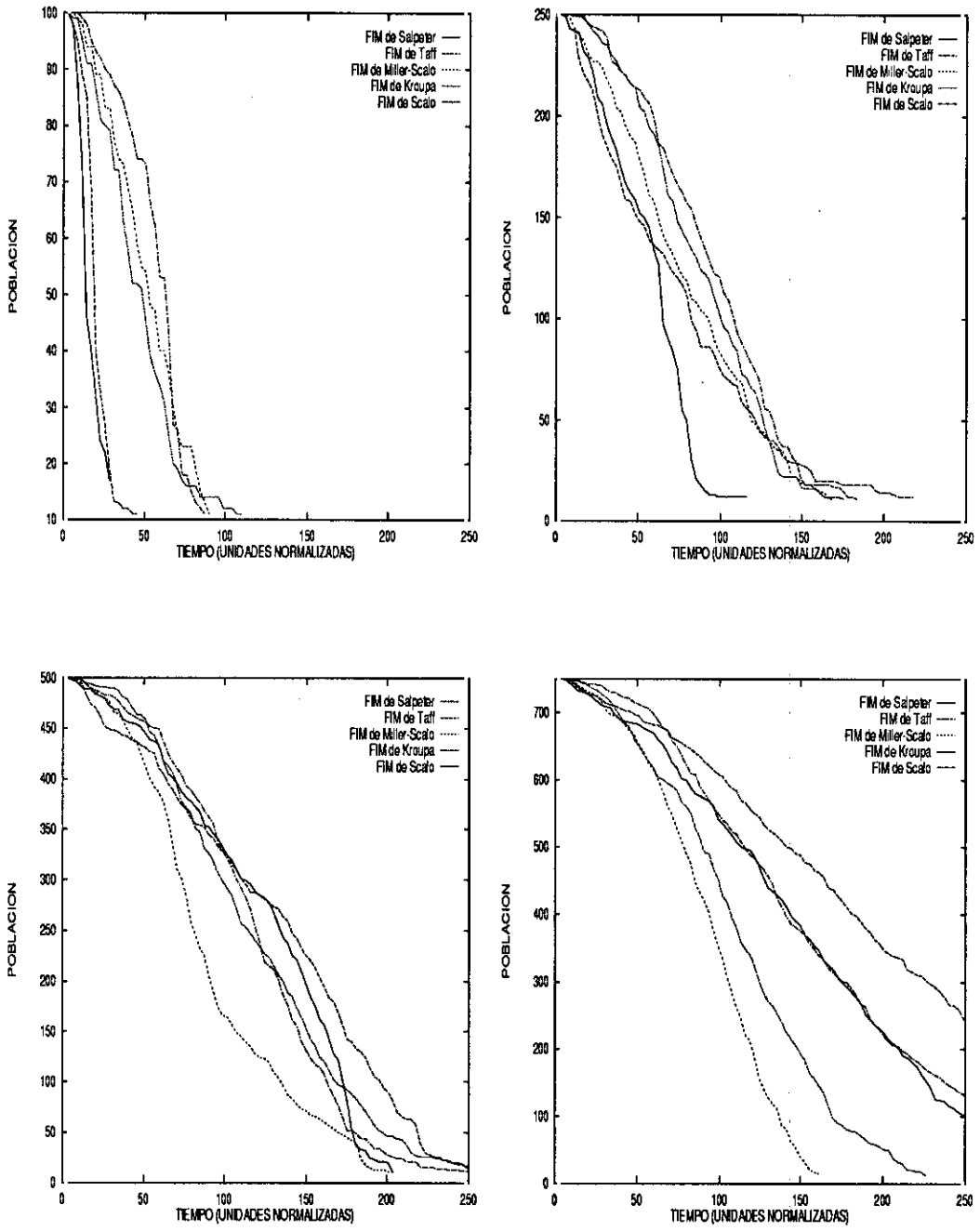


Figura 6.12: Evolución del número de miembros de los modelos para cada valor inicial de N empleado en los cálculos. El ritmo de escape, dN/dt , es la pendiente de la gráfica en cada instante considerado. De izquierda a derecha y de arriba a abajo, $N = 100, 250, 500$ y 750 , respectivamente.

con FIMs realistas, el ritmo de escape se reduce. Para $N = 750$, la inclusión de la evolución estelar en modelos con BPs sólo produce un cambio significativo en el ritmo de escape para FIMs de ley de potencias. Este se ve frenado con respecto a los modelos sin pérdida de masa. Sin embargo, en los modelos con FIMs realistas, excepto para la FIM de Scalo, es muy similar al caso de los modelos sin evolución estelar.

Las diferencias entre los modelos con $N = 100$ están ligadas a los distintos porcentajes de estrellas masivas. La pérdida de masa en modelos con N pequeño y BPs es el mecanismo que gobierna la evolución de los mismos. A causa de esto el halo que se forma es muy poco extenso, con lo que la fracción de estrellas que pueden abandonar el modelo de forma suave, es decir por evaporación, es muy reducida.

6.6.4 Velocidad de Escape

En esta sección se estudiará la distribución de velocidades de las estrellas que escapan de los modelos. La intención principal es comparar los resultados actuales con los previos para modelos con BPs pero sin pérdida de masa, modelos sin BPs pero con pérdida de masa y modelos sin pérdida de masa ni BPs. Debe recordarse que se considera que una estrella ha escapado del cúmulo cuando alcanza una distancia cumulo-céntrica superior al doble del radio de las fuerzas de marea. En ese momento se contabiliza la velocidad de la estrella (si no tiene compañera) o la del centro de masas, en el caso de una estrella doble. Los límites de la frontera del cúmulo dependen de los parámetros del campo gravitatorio Galáctico utilizado; por tanto, las velocidades resultantes son mayores que las obtenidas a partir de la expresión teórica ($2 < v >$). La Tabla (6.5) presenta los valores de la velocidad de escape media, la desviación estandar de la media y los valores máximo y mínimo. En la misma se observan dos claras tendencias: la velocidad media de escape aumenta con N y la dispersión disminuye al crecer N . Esto está conectado de alguna forma con el tamaño de los modelos. Además, las mayores velocidades de escape se observan siempre para

modelos con FIM de ley de potencias simple. Estos escapes de alta velocidad muchas veces están asociados a la formación de una estrella de neutrones durante una explosión supernova, aunque en otras ocasiones son fruto de interacciones energéticas entre binarias. La velocidad máxima de escape crece de forma significativa con N . Con respecto a la comparación de estos resultados con los previos, se observan notables diferencias. La velocidad media decrece en la mayoría de los presentes modelos con respecto a los que incluían BPs pero no pérdida de masa. Estas diferencias son atribuibles principalmente a la pérdida de masa en estrellas masivas. Como consecuencia de ella, se produce la desintegración de algunas de las BPs, disminuyendo por tanto el número de binarias disponibles para ocasionar escapes de alta velocidad. Si se compara con los modelos presentados en el Capítulo 5, se observa un ligero incremento en los valores de las velocidades medias de escape (por causa de los encuentros entre estrellas no binarias y dobles). Con respecto a la relación de las velocidades con las masas de las estrellas que escapan, se observa una distribución bimodal. La mayoría de ellas tienen velocidades del orden de la media, y un pequeño porcentaje muestran velocidades superiores al triple de la media. Este hecho sugiere la presencia de dos procesos responsables de los escapes observados. Los escapes con baja velocidad son generados por evaporación, mientras que los de mayor velocidad son causados tras interacciones entre estrellas sin compañera y dobles o entre binarias, pudiendo ser también estrellas de neutrones que abandonan el cúmulo fruto del impulso que sufren tras una supernova asimétrica. Respecto a este último caso, debe recordarse que las velocidades asignadas a las estrellas de neutrones en los cálculos pueden ser hasta 100 veces inferiores a las que han sido observadas en el caso de pulsares reales, como se ha puesto recientemente de manifiesto.

6.6.5 Evolución de la población de binarias

Esta sección está dedicada a estudiar la evolución de las BPs para el conjunto de modelos que están siendo analizados. Se intentará, de forma preferente, la comparación

Tabla 6.5: Velocidad de las estrellas que abandonan el cúmulo* (modelos con evolución estelar)

	N = 100				N = 250			
	$\langle v \rangle$	v_{min}	v_{max}	σ_m	$\langle v \rangle$	v_{min}	v_{max}	σ_m
SA	0,93	0,26	4,45	0,07	1,19	0,25	7,55	0,06
TA	0,87	0,41	4,43	0,06	1,27	0,43	5,99	0,05
MS	0,82	0,31	3,51	0,06	1,00	0,00	5,77	0,04
KR	0,70	0,00	2,41	0,04	0,86	0,27	3,99	0,03
SC	0,71	0,22	3,14	0,05	1,05	0,21	6,91	0,05
	N = 500				N = 750			
	$\langle v \rangle$	v_{min}	v_{max}	σ_m	$\langle v \rangle$	v_{min}	v_{max}	σ_m
SA	1,42	0,00	11,26	0,05	1,56	0,34	6,96	0,03
TA	1,46	0,00	18,43	0,06	1,54	0,34	8,67	0,04
MS	1,14	0,24	5,05	0,03	1,14	0,27	6,39	0,02
KR	1,05	0,24	4,73	0,02	1,16	0,00	7,99	0,03
SC	1,21	0,26	7,82	0,04	1,25	0,00	11,08	0,03

* Todas las velocidades en km/s y referidas al sistema rotante.

con los modelos sin evolución estelar. En las figuras (6.13) se muestra el porcentaje de BPs en el cúmulo en función del tiempo. En las figuras, se observa que la población de BPs, en el caso de modelos con $N = 100$, disminuye más rápidamente que en el caso de los modelos sin evolución estelar. Además, la evolución de la fracción de BPs supervivientes en el caso de los modelos con FIM de ley de potencias simple es claramente diferente de la observada para modelos con FIMs realistas. La disminución en el número de BPs es más rápida, como consecuencia de que la evolución del cúmulo también lo es por efecto de las explosiones de supernova. En los modelos de Salpeter y Taff se producen dos supernovas que provocan la aceleración del ritmo de escape. Para $N = 250$ se observan algunas diferencias con respecto a los modelos sin pérdida de masa. Para el modelo con FIM de Salpeter las supernovas provocan la aceleración de su desintegración, aunque el modelo con FIM de Taff muestra un comportamiento similar al de su homónimo sin pérdida de masa. Algo parecido puede decirse para las FIMs realistas, excepto en el caso de la FIM de Scalo. En cuanto a los modelos con $N = 750$ se advierte la desaparición del comportamiento exponencial decreciente observado en los modelos sin evolución estelar. Aunque inicialmente aparece una disminución aproximadamente lineal en el número de BPs, posteriormente se observa un frenado en su ritmo de desaparición. La fracción de BPs se incrementa hasta en un 20% por encima de los valores obtenidos para modelos sin pérdida de masa. Para los modelos con $N = 750$ se observa un decremento lineal en la mayoría de los casos. Debe recordarse que las BPs pueden desaparecer a causa de dos procesos: destrucción y escape. Los procesos de destrucción sólo son importantes en las primeras fases de la evolución de los modelos, cuando la densidad de binarias es importante; en cambio, los procesos de escape operan durante toda la evolución de los modelos. La fracción de BPs destruidas siempre es inferior al 20%.

Un parámetro interesante a estudiar, es la fracción de binarias tanto en el núcleo como en el cúmulo completo. La Tabla (6.6) proporciona los valores de las fracciones de binarias en el núcleo y en el cúmulo completo en tres épocas selec-

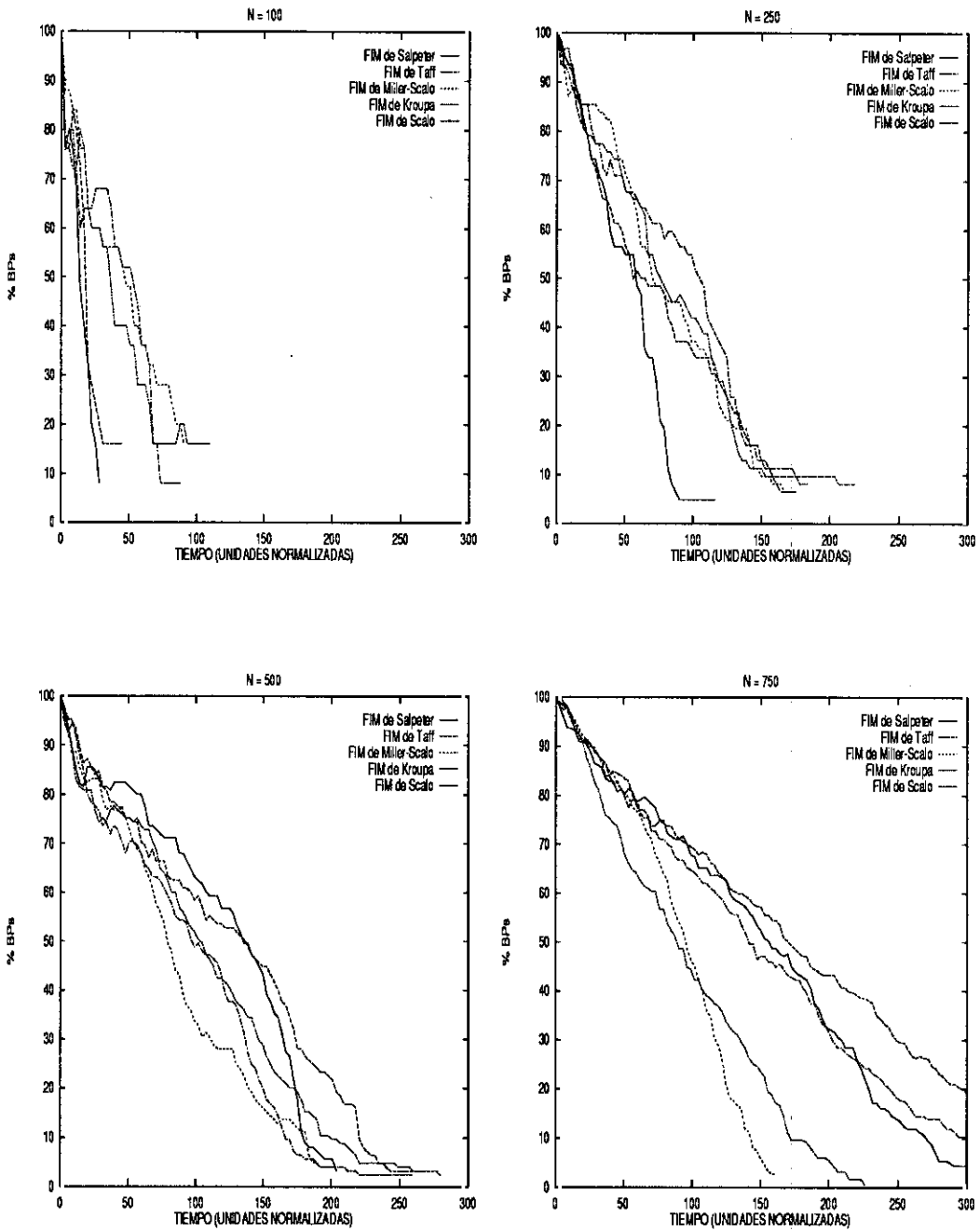


Figura 6.13: Evolución de la población de binarias primordiales con el tiempo para cada valor de N usado en los cálculos.

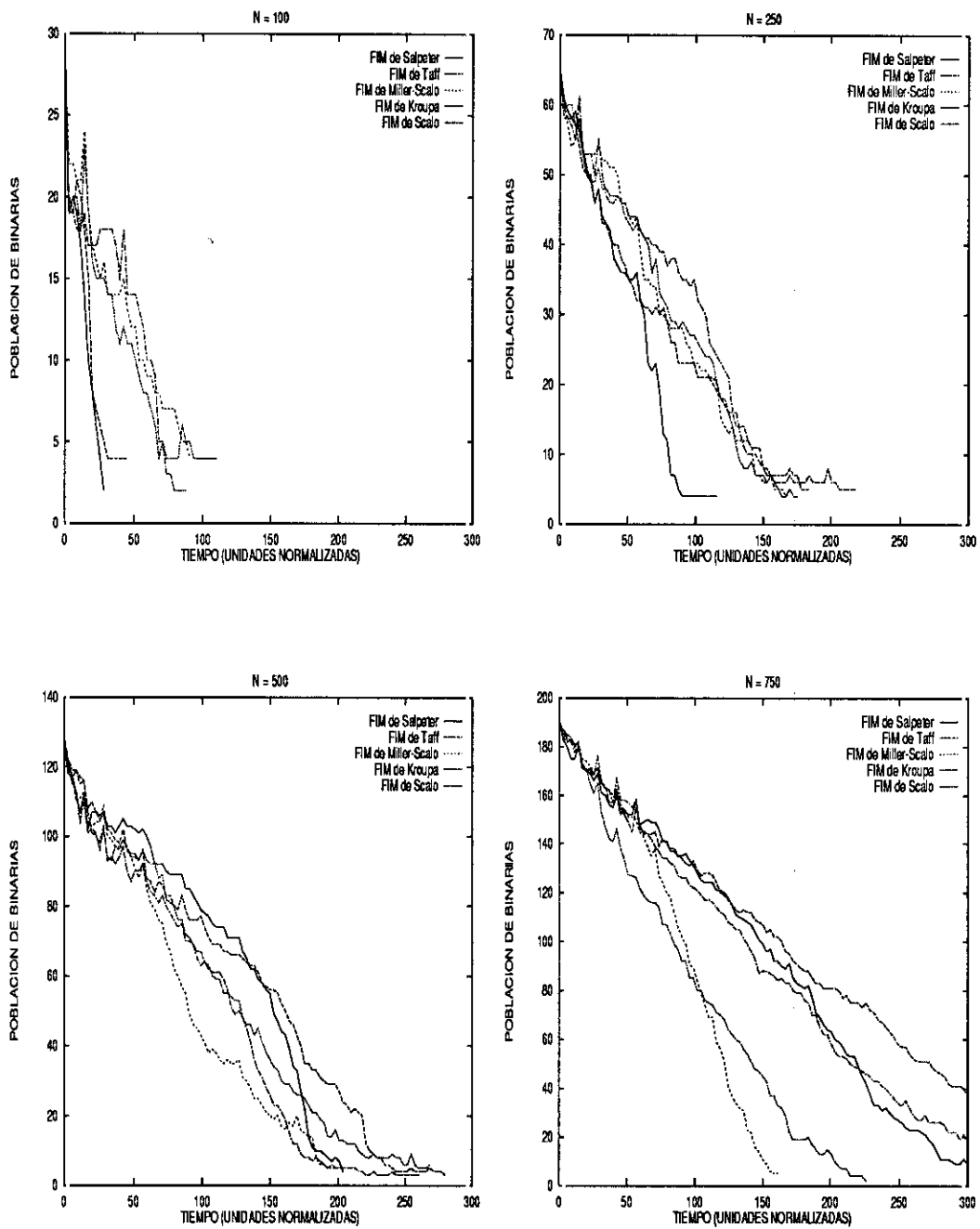


Figura 6.14: Evolución de la población de binarias con el tiempo para cada valor de N usado en los cálculos.

cionadas: al inicio de la simulación, cuando el modelo ha perdido la mitad de sus componentes y cuando finaliza la simulación. Esta Tabla sólo tiene en cuenta BPs, ya que son las únicas duras en la práctica, dado que el proceso de endurecimiento de binarias formadas dinámicamente es inhibido, casi en su totalidad, por la presencia de las BPs. De la tabla se desprende que, para modelos con FIM de ley de potencias simple, las BPs muestran una acusada tendencia a abandonar las regiones centrales en una corta escala temporal a causa de grandes interacciones entre las mismas. La razón debe encontrarse en la pérdida de masa que tiene lugar en las regiones centrales cuando se producen explosiones supernova. Estas dominan la evolución, conduciendo a las binarias fuera de las regiones centrales, puesto que la fracción de binarias total es aproximadamente igual para todos los modelos cuando el número de miembros del cúmulo se ha reducido a la mitad. En todos los modelos se observa un descenso inicial del valor de la fracción de binarias, pero esta vuelve a incrementarse, en la mayoría de los casos, cuando la población del modelo ha decrecido suficientemente. Este hecho sugiere que se produce un escape preferencial de las estrellas no binarias en modelos con una fracción de BPs. Sin embargo, la evolución de la fracción de binarias en el núcleo con el tiempo es muy irregular. Su comportamiento es extremadamente caótico, aunque en todos los modelos se observa una disminución inicial como la señalada en Aarseth (1996b, c). Este efecto es más importante para los modelos con N mayor y las FIMs realistas. En segundo lugar, el valor de la fracción de binarias total hacia el final de cada modelo para $N \leq 250$ es 0,57 en la mayoría de ellos; este es el valor más aceptado para la fracción de binarias en la vecindad solar (Duquennoy y Mayor 1991). Este valor aparece preferentemente para modelos con FIMs de Miller y Scalo, y Kroupa, de forma que es posible suponer la existencia de una relación entre el tamaño del cúmulo en el que las estrellas nacieron, su FIM y la fracción de binarias en una cierta región del espacio. Las figuras (6.15) y (6.16) muestran la evolución de la fracción de binarias en el núcleo y en el cúmulo completo. Del primer grupo de gráficas es evidente que una pérdida de masa relevante en estas

Tabla 6.6: Fracción de binarias en el núcleo y en el cúmulo completo. El subíndice n hace referencia al núcleo y el t al total. El superíndice 0 hace referencia al inicio, el m al instante en que la población es la mitad de la inicial y el f al momento en que finaliza la simulación.

<i>MODELO</i>	f_n^0	f_t^0	f_n^m	f_t^m	f_n^f	f_t^f
I	0,31	0,33	0,00	0,35	0,00	0,13
II	0,33	0,33	0,00	0,28	0,00	0,57
III	0,63	0,33	0,80	0,28	0,36	0,57
IV	0,45	0,33	0,33	0,27	0,18	0,57
V	0,47	0,33	0,27	0,23	0,09	0,22
VI	0,33	0,33	0,32	0,31	0,25	0,50
VII	0,35	0,33	0,00	0,31	0,00	0,83
VIII	0,30	0,33	0,33	0,31	0,27	0,57
IX	0,33	0,33	0,17	0,29	0,09	0,57
X	0,36	0,33	0,36	0,39	0,33	0,71
XI	0,36	0,33	0,75	0,34	0,19	0,57
XII	0,37	0,33	0,42	0,31	0,09	0,38
XIII	0,34	0,33	0,50	0,32	0,09	0,83
XIV	0,36	0,33	0,33	0,28	0,08	0,63
XV	0,27	0,33	0,33	0,28	0,25	0,33
XVI	0,34	0,33	0,00	0,35	0,00	0,63
XVII	0,33	0,33	0,00	0,28	0,00	0,80
XVIII	0,32	0,33	0,47	0,32	0,33	0,50
XIX	0,37	0,33	0,55	0,25	0,13	0,22
XX	0,36	0,33	0,55	0,30	0,29	0,56

regiones provoca que las regiones centrales pierdan completamente su fracción de binarias. Además, este proceso es irreversible puesto que la fracción de binarias en el núcleo no se recupera a lo largo de la evolución del cúmulo. La situación apuntada se observa preferentemente en modelos con FIM de ley de potencias simple. Por el contrario, en la mayoría de modelos con FIMs realistas se producen grandes oscilaciones en el valor de la fracción de binarias en el núcleo. Estas grandes oscilaciones son causadas por la reducida estadística de las regiones centrales, en las que la población es pequeña. En cualquier caso, se observa que los valores medios son altos, significativamente por encima del valor inicial para el cúmulo completo (45% ó más). Por tanto puede hablarse claramente de una segregación de las binarias hacia el centro del cúmulo, aunque el valor concreto depende del estado evolutivo del mismo y, tal vez, de la FIM.

La fracción de binarias total en el cúmulo varía de forma completamente diferente. En la mayoría de los casos se produce una disminución inicial más o menos parabólica, para incrementarse posteriormente hasta alcanzar valores muy elevados en las últimas fases de la evolución de los modelos. Este hecho alerta sobre la posibilidad de obtener conclusiones generales sobre la fracción de binarias existente en los cúmulos reales. Dicha fracción de binarias, además de depender fuertemente de la región del cúmulo considerada, sufre variaciones en función de la etapa evolutiva en que se encuentre el cúmulo.

6.6.6 Escape preferencial de estrellas no binarias

Ya se ha comentado en el Capítulo 4, que existen evidencias observacionales que sugieren la existencia de un número substancial de cúmulos que presentan un número relativo de estrellas poco masivas significativamente inferior al que sería esperable si su FIM fuese estándar. También se señaló que las simulaciones parecen explicar suficientemente este fenómeno para cúmulos poco poblados, aunque en el caso de cúmulos más poblados el origen dinámico de esta falta de estrellas poco masivas no

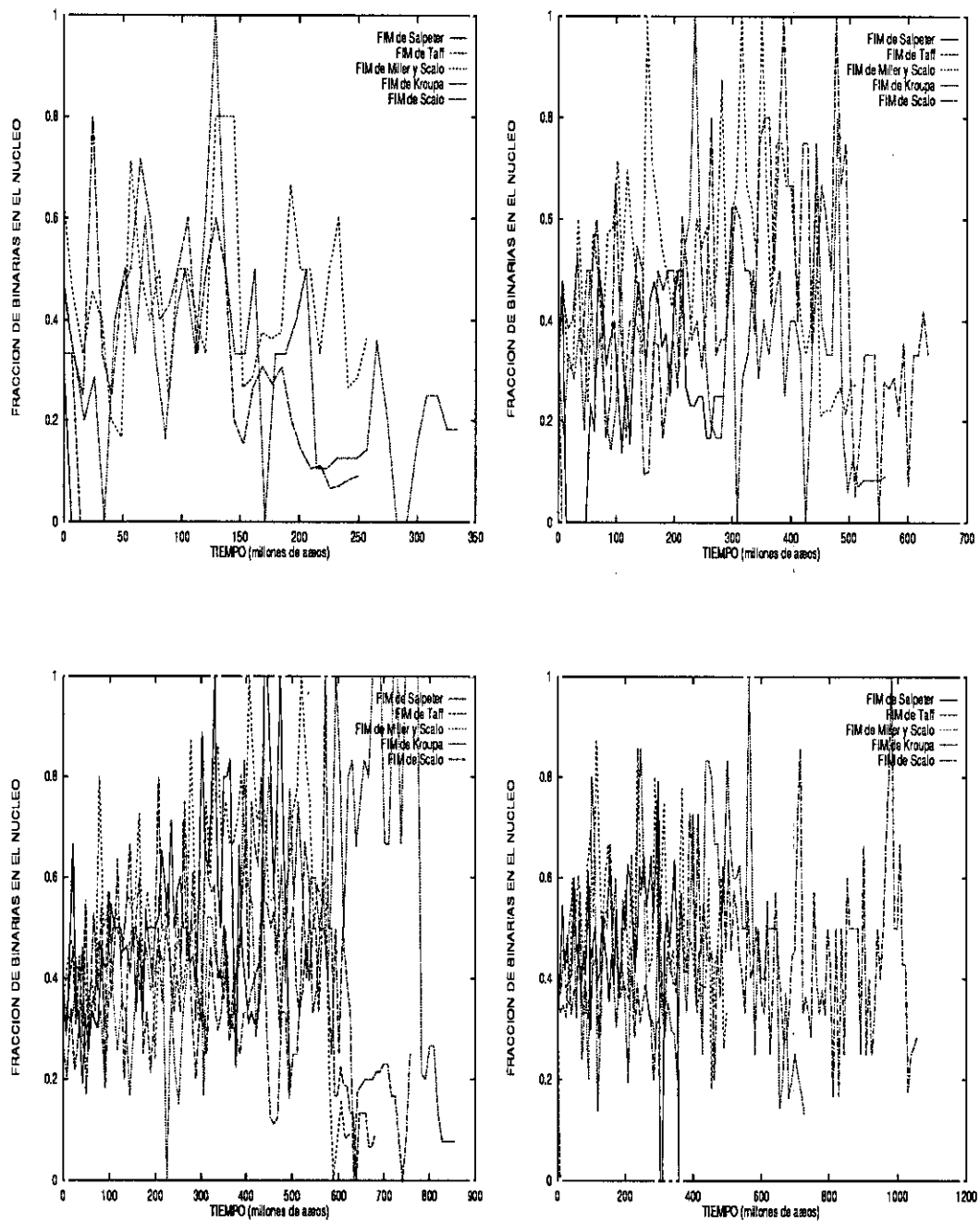


Figura 6.15: Evolución de la fracción de binarias en el núcleo del cúmulo en función del tiempo, para cada valor de N usado en los cálculos.

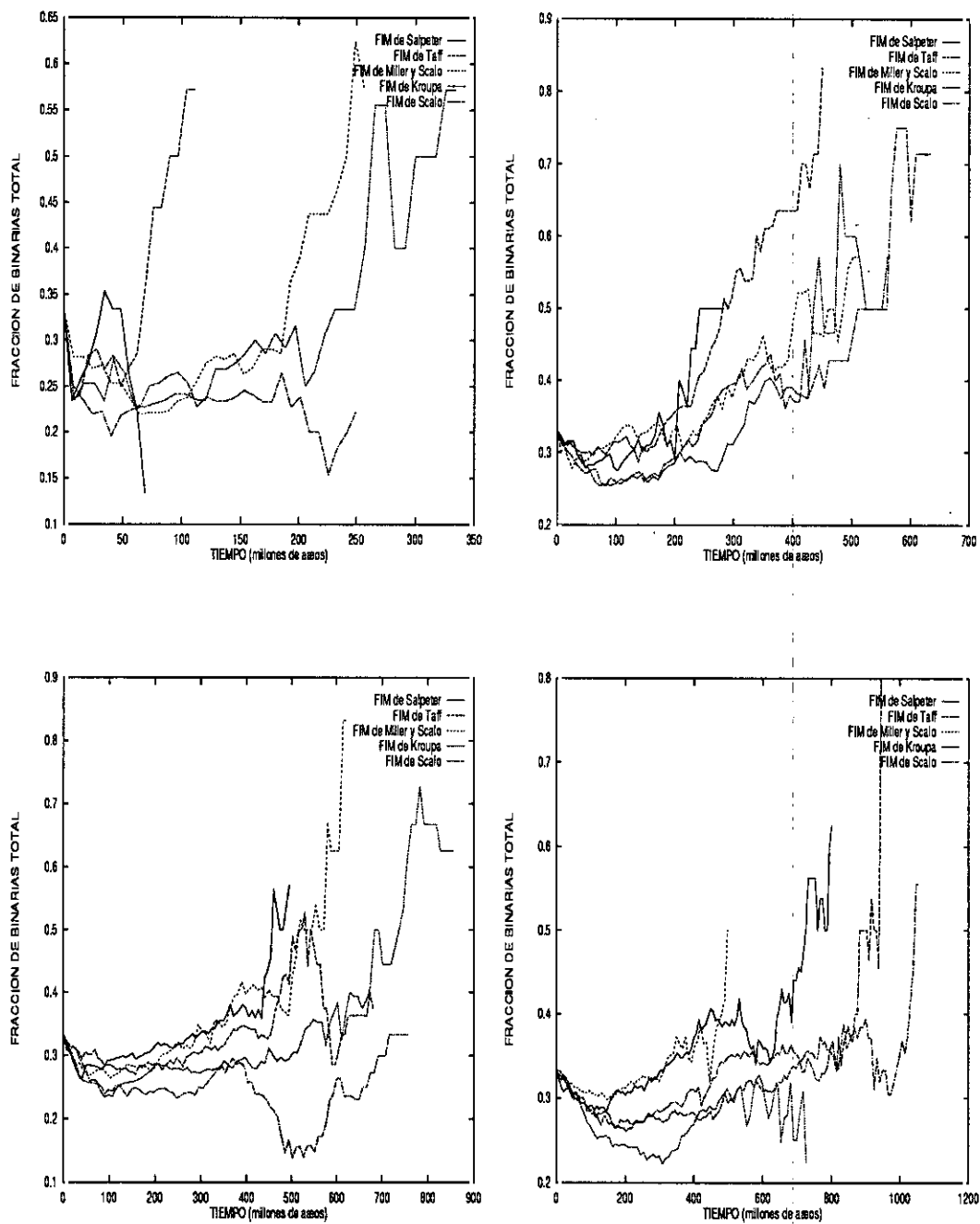


Figura 6.16: Evolución de la fracción de binarias total en función del tiempo para cada valor de N usado en los cálculos.

parece ser enteramente satisfactorio. En cualquier caso, estas afirmaciones deben hacerse con cautela ya que se trata de modelos en los que los efectos de la evolución estelar y de la presencia de una población de binarias primordiales no han sido aún introducidos. En principio, podría pensarse que el fenómeno de la evaporación preferencial de estrellas poco masivas podría dar origen a una posible evaporación preferencial de las estrellas no binarias frente a las dobles. Esta sección se dedicará a estudiar la existencia de una posible evaporación preferencial de estrellas no binarias. Para ello se definirá el ritmo o tasa instantánea de escape adimensional como:

$$(6.3) \quad \psi_i = -\frac{t_p}{N_i} \frac{dN_i}{dt},$$

siendo el subíndice i , s ó b según corresponda la magnitud a estrellas aisladas o dobles.

En las figuras (6.17) se observa la evolución del ritmo de escape adimensional con el tiempo. El coeficiente de correlación lineal es bajo, entre 0,4 y 0,8, y las pendientes se solapan si se tienen en cuenta las desviaciones asociadas a las mismas. Por tanto, puede afirmarse que no se produce una evaporación preferencial desde un punto de vista global. Esto no impide que en ciertas fases de la evolución de los modelos se pueda observar una mayor importancia relativa de los escapes de estrellas sin compañera frente a las binarias. En el caso de modelos con N menor (no mostrados) el comportamiento es significativamente más irregular, debido al incremento de la granularidad del sistema, pero la tendencia es muy similar.

6.6.7 Evolución del contenido estelar

Esta sección está dedicada principalmente a analizar el destino de los objetos colapsados en los modelos. En la Tabla (6.4) puede verse que varios de los modelos aquí presentados (especialmente los que emplean un FIM de ley de potencias simple) contienen estrellas lo suficientemente masivas como para dar lugar a una supernova (debe recordarse que esto ocurre para estrellas con masas superiores a $8 M_{\odot}$). Los

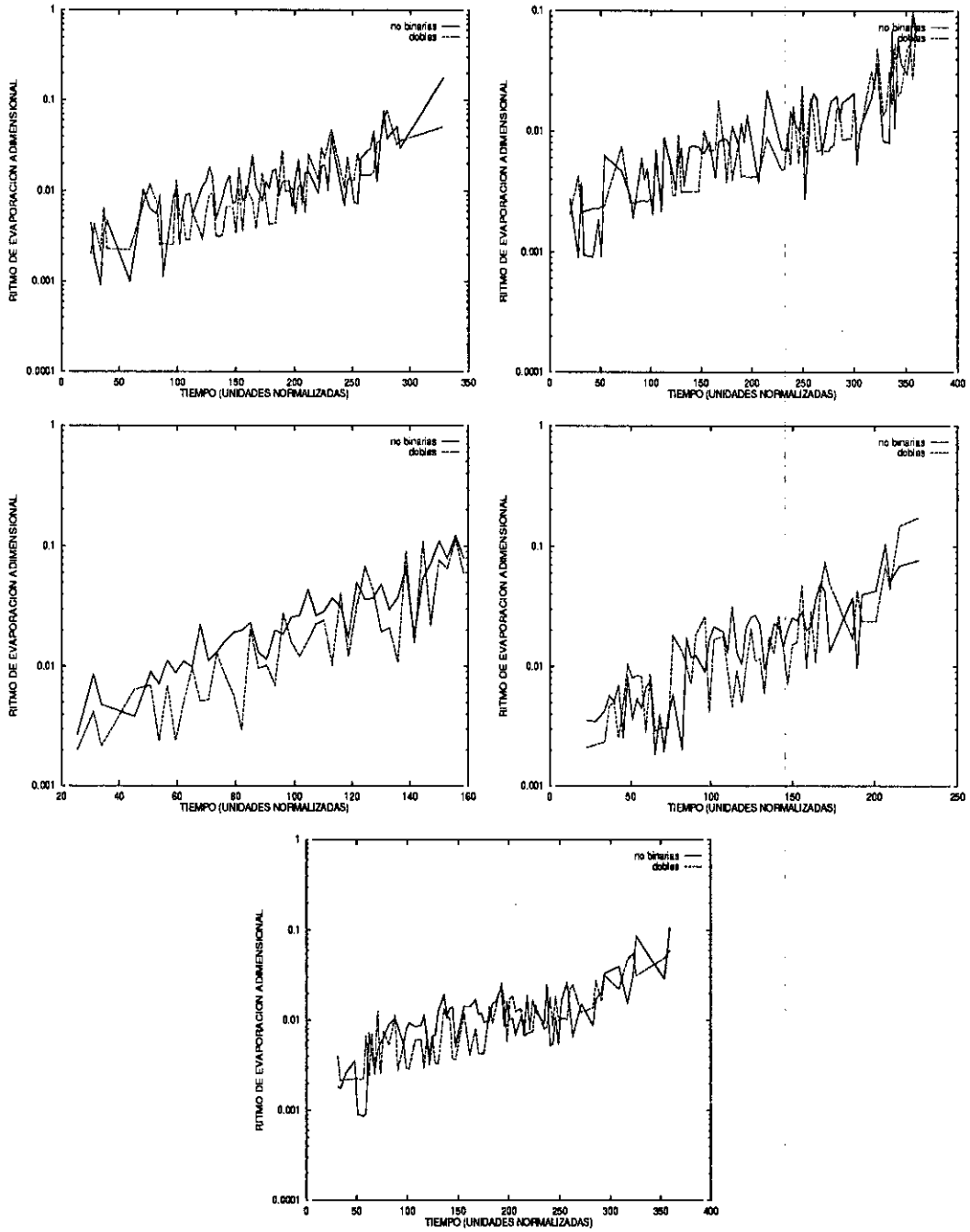


Figura 6.17: Las figuras muestran el ritmo de escape adimensional para todos los modelos con $N = 750$. De izquierda a derecha y de arriba a abajo: Salpeter, Taff, Miller-Scalo, Kroupa y Scalo.

conocimientos actuales sobre evolución estelar, permiten afirmar que tras una explosión de este tipo se produce la formación de una estrella de neutrones (denominada pulsar si su radioemisión puede ser detectada desde la Tierra) o un agujero negro. Este último tipo de objeto colapsado no ha sido introducido en los modelos estudiados por las razones apuntadas en su momento. En cualquier caso, para que tenga lugar la formación de uno de estos objetos, es necesario que la masa del objeto que es generado por la supernova sea mayor que el límite de Oppenheimer-Volkov ($1,5-2 M_{\odot}$) que marca la frontera a partir de la cual la presión de un gas de neutrones degenerado ya no puede soportar la fuerza gravitatoria. Este valor es difícilmente alcanzable con el rango de masas considerado en los modelos. La formación de estrellas de neutrones si ha sido considerada. Se ha detectado un considerable número de pulsares (estrellas de neutrones) en cúmulos globulares, pero, hasta el momento no ha sido posible detectar ninguno de forma concluyente en cúmulos abiertos; aunque según se indicó, existen dos posibles candidatos. En los modelos estudiados ninguna estrella de neutrones permanece mucho tiempo en el cúmulo una vez que se forma. Debido al aumento de velocidad originado por la supernova (4 veces el valor de la velocidad cuadrática media), la estrella de neutrones abandona el cúmulo rápidamente. Aunque modelos con N mayor, pueden retener una cierta población de estrellas de neutrones (como se comentó en el Capítulo 5 cuando se habló de la formación de objetos de Thorne-Zytkow), ninguna de ellas ha sido retenida en los modelos actualmente en estudio. Este hecho podría explicar el prácticamente nulo éxito en detectar este tipo de objetos en cúmulos abiertos, ya que la estrella de neutrones abandona el cúmulo en unos pocos millones de años. Sin embargo, puede estimarse que la probabilidad de detectar uno de estos objetos crece para cúmulos densamente poblados, siendo M 67 un buen candidato para obtener detecciones.

Por el contrario, las enanas blancas permanecen en los modelos durante muchos millones de años, en la mayoría de los casos. En algunos modelos se han encontrado incluso 1 ó 2 de estos objetos en el resto del cúmulo. La probabilidad de

retener la enanas blancas crece con N y depende también de la FIM, puesto que la proporción de enanas blancas se relaciona directamente con el número de estrellas en el intervalo $(8, 2) M_{\odot}$, para los modelos presentados en esta sección. La fracción de este tipo de objetos en algunas etapas de la evolución de los modelos es muy elevada, llegando a superar el 20%. Excepto en las etapas finales de la evolución de los modelos, la mayor parte de las componentes de los mismos son estrellas de la secuencia principal.

6.6.8 Modelos densamente poblados

Esta sección se dedicará a exponer los resultados para 4 modelos con $N = 10.000$ y una cierta población de binarias primordiales. En la Tabla (6.7) se observa una notable dispersión en cuanto a los tiempos de desintegración se refiere, aunque la tendencia es a que estos sean inferiores a los valores que aparecían para modelos análogos en el Capítulo 5, considerando los valores en millones de años. La grafica correspondiente al Módulo de Evolución, muestra también una cierta aceleración de la evolución, particularmente significativa en el caso de las primeras etapas. Pasados estos momentos, la evolución es cualitativamente similar a la que mostraban los modelos equivalentes sin BPs. Los modelos B y C son prácticamente idénticos ya que sólo difieren en la fracción de binarias en una pequeña cantidad (10 frente a 30), y de las figuras se aprecia que hasta un cierto instante la evolución es completamente similar, pero a partir de un tiempo igual a 500 en unidades estándar, se observa una divergencia entre ellos, de forma que el modelo con una fracción de binarias mayor se desintegra antes. Nuevamente se observa la diferencia de comportamiento ya señalada para diferentes configuraciones espaciales y de velocidades iniciales. La Figura (6.20) muestra la evolución del ritmo de escape adimensional para el modelo D, en el caso de estrellas no binarias y dobles. Se aprecia la existencia de tres etapas a lo largo de la vida del modelo. En la primera ($T < 500$), se produce un escape preferencial de binarias debido a aproximaciones a muy corta distancia en las

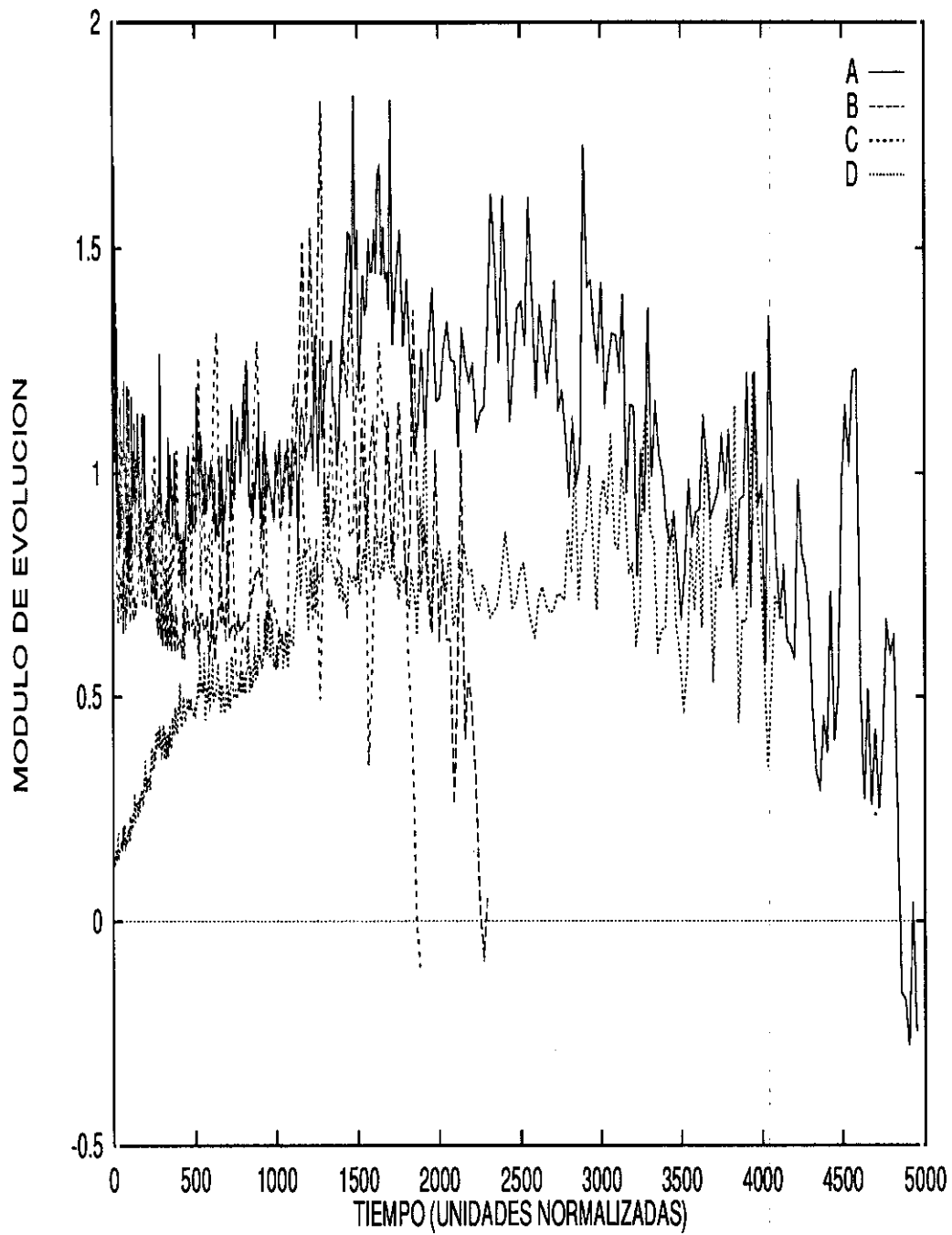


Figura 6.18: Módulo de Evolución para los modelos densamente poblados. Es evidente un comportamiento diferencial dependiente de la densidad espacial inicial. Los modelos que comienzan con un valor de W mayor son el A y el D, los que tienen una evolución inicial extremadamente similar son el B y el C.

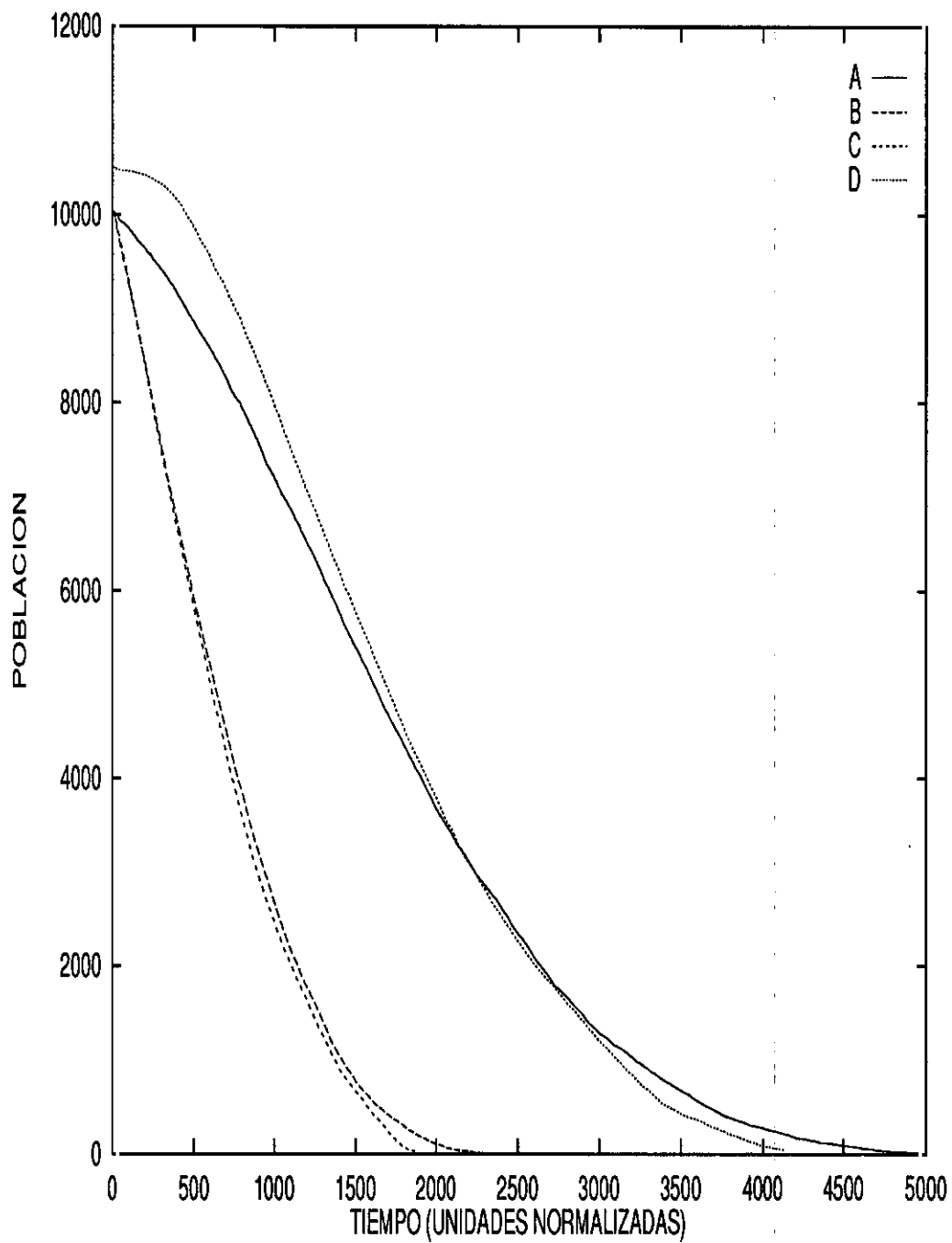


Figura 6.19: Evolución de la población del cúmulo con el tiempo para modelos densamente poblados. Se aprecia una diferencia de comportamiento dependiente de la densidad espacial inicial como en el caso de la Figura (6.18). Nótese el efecto sobre la evolución del cúmulo de un pequeño incremento en la fracción de binarias entre los modelos B y C.

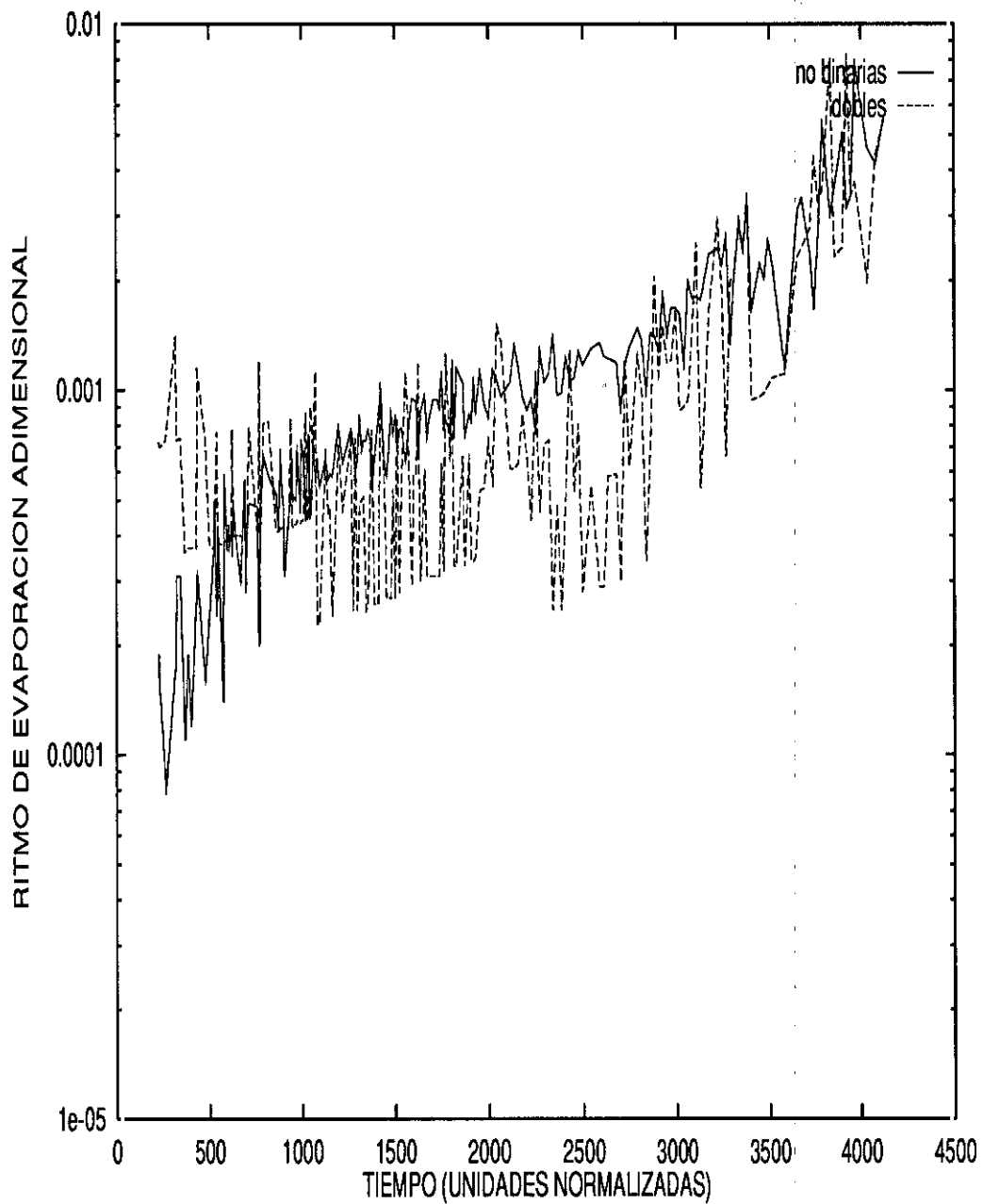


Figura 6.20: En la figura se muestra la evolución del ritmo de escape adimensional para el modelo D. Se observa claramente que en las primeras fases de la vida del cúmulo, existe un escape preferencial de estrellas dobles, originado por las interacciones entre binarias que tienen lugar en las regiones centrales del cúmulo. Posteriormente se aprecia una preferencia por la fuga de estrellas no binarias.

Tabla 6.7: Características principales de los modelos (con evolución estelar)

MOD.	FIM*	N*	N_b	$a_b^0 \times$	M_{\max}^\dagger	M_{\min}^\dagger	$\langle M \rangle^\dagger$	R_0^\dagger	$r_{t_0}^*$	$\langle R \rangle_0^\diamond$	T_d^\odot
A	SC	10.010	10	0,000059	14,8 / 1,4	0,1 / 0,5	0,6 / 0,9	3,2	21,5	3,2	4961,1 (5656)
B	SC	10.010	10	0,000059	14,8 / 1,4	0,1 / 0,5	0,6 / 0,9	5,2	25,5	5,2	2308,0 (5424)
C	SC	10.030	30	0,000059	14,8 / 3,2	0,1 / 0,5	0,6 / 0,9	5,2	25,5	5,2	1897,9 (4460)
D	SC	10.500	500	0,000060	14,5 / 9,2	0,1 / 0,5	0,6 / 1,1	4,0	23,5	4,0	4182,3 (6399)

* SC FIM de Scalo.

• Número total de estrellas ($N_s + 2 N_b$).

× Semieje mayor inicial de las BPs en pc.

† En M_\odot (Binaria / Simple).

‡ Radio virial inicial en pc.

* Radio inicial de las fuerzas de marea en pc.

◇ Radio medio inicial en pc.

⊙ Tiempo de Desintegración en unidades normalizadas (en millones de años).

regiones centrales del modelo. A continuación el ritmo de escape de binarias decrece por debajo del correspondiente a las estrellas sin compañera. Esta fase está dominada por la evaporación de estrellas no binarias del halo. Este fue construido a partir de los encuentros dominantes entre binarias acontecidos en la primera etapa. Durante esta segunda etapa podría hablarse de un escape preferencial de estrellas no binarias. La tercera etapa ($T > 3600$) muestra un valor medio para ambos notablemente similar, no pudiéndose hablar de escape preferencial. Si se efectúa un análisis global de la evolución del ritmo de evaporación adimensional tratando de buscar una correlación lineal, se observa que las pendientes de ambas curvas se solapan, dentro de los límites de error asociados a cada una de ellas. Además, el coeficiente de correlación lineal es muy pobre, menor de 0,5. De la descripción efectuada, se deduce que el escape preferencial de binarias o estrellas sin compañera depende de la etapa evolutiva del cúmulo considerada.

La Figura (6.21) muestra la evolución del radio medio del cúmulo frente al logaritmo del tiempo expresado en años. En la misma, se aprecian tres etapas que

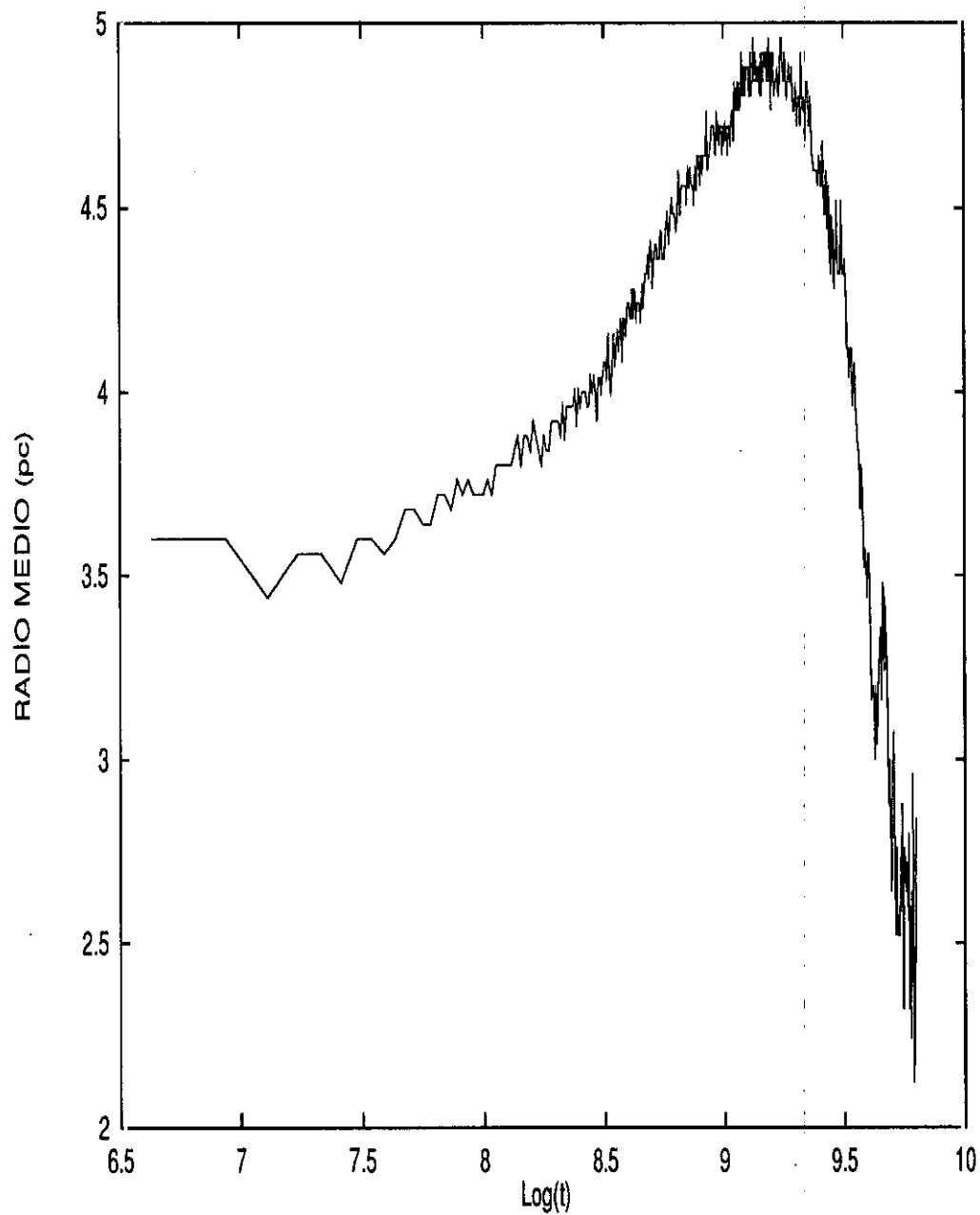


Figura 6.21: En la figura se aprecia la evolución del radio medio del modelo D con el logaritmo del tiempo expresado en años. Debe señalarse que las tres fases de la evolución del modelo, se corresponden con las tres variaciones de la pendiente que se aprecian en la figura.

coinciden temporalmente con las indicadas previamente. Inicialmente el radio medio del cúmulo crece de forma exponencial (lineal con el tiempo), esta es la etapa dominada por las interacciones energéticas entre binarias. Esta etapa afecta principalmente a las regiones centrales, expandiéndose las más externas fruto de los acontecimientos que tienen lugar en la parte central. Cuando se alcanza el equilibrio dinámico en las zonas centrales, la evolución del cúmulo se desacelera. A continuación, el radio medio alcanza un máximo en cuya proximidad permanece durante unos 4.500 millones de años. Durante ese lapso de tiempo, la mayoría de las estrellas que abandonan el cúmulo lo hacen por evaporación, siendo principalmente estrellas no binarias pertenecientes al halo. Por último, cuando el número de miembros del cúmulo ha disminuido suficientemente, el radio medio colapsa, dirigiéndose el cúmulo hacia la formación del resto final. Esta descripción de la evolución de un cúmulo abierto sólo es válida para los muy poblados, puesto que en el caso de cúmulos con $N < 3.000$ el crecimiento exponencial del radio medio no se llega a invertir, desintegrándose el cúmulo directamente. Esta diferencia de comportamiento, nuevamente conduce a la misma conclusión, que los cúmulos más poblados ven incrementada su longevidad con respecto a aquellos que se componen de un número menor de miembros. La distribución de las velocidades de escape para el modelo D aparece en la Figura (6.23). Comparando con las gráficas del Capítulo 5, se observa la aparición de una característica distintiva para los modelos con BPs y evolución estelar: aparece un exceso de fugas con velocidades superiores a 5 km/s. Este incremento es originado por las interacciones energéticas entre binarias en las regiones centrales del cúmulo durante las primeras etapas de la evolución del mismo. En los trabajos numéricos citados a lo largo de estos capítulos se ha comentado la existencia de diversos fenómenos que, como la segregación de masa, la equipartición de la energía o el achatamiento, habían sido puestos de manifiesto por diferentes autores para modelos con $N \leq 1.000$, Aarseth (1973) mostró que sus simulaciones producían un achatamiento pronunciado, encontrando una razón de 2:1 para las regiones externas. Evidencias observacionales

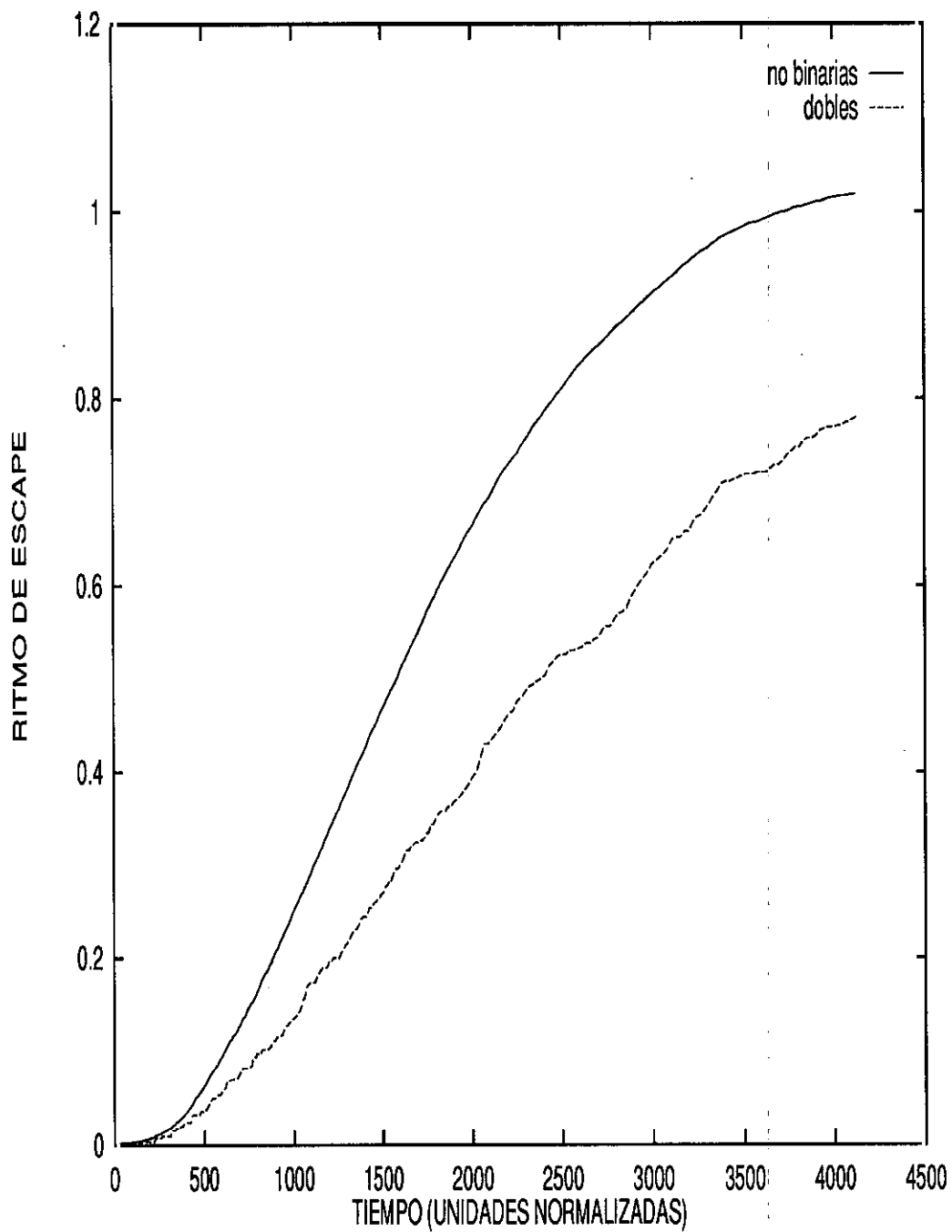


Figura 6.22: La figura muestra la evolución del número de escapes dobles y no binarias con el tiempo. Como puede apreciarse, la forma de las curvas es bastante similar. El aspecto de las curvas es inducido por las tres etapas evolutivas comentadas en el texto.

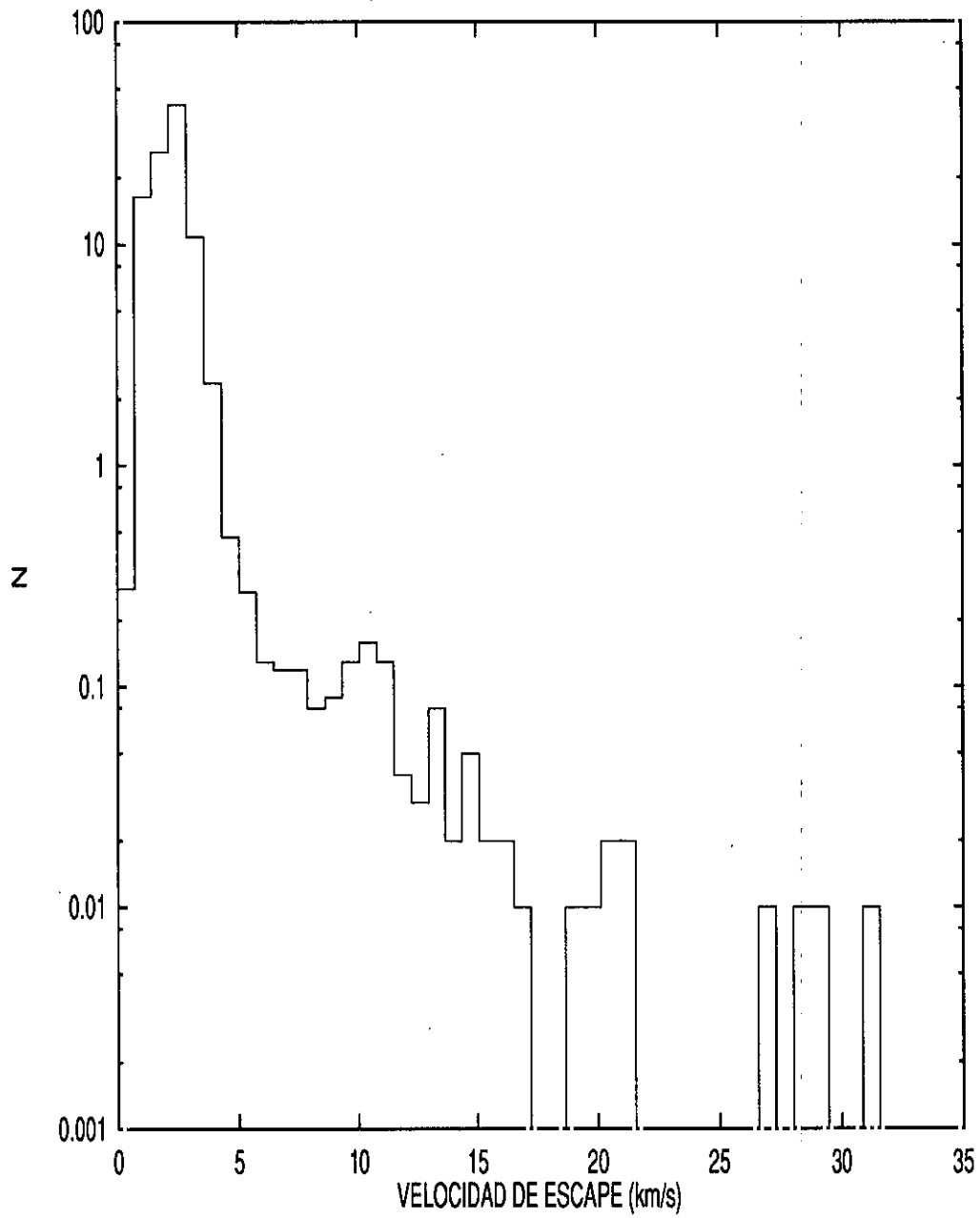


Figura 6.23: Distribución de las velocidades de escape para el modelo D. La mayor parte de las fugas con velocidades superiores a 15 km/s han sido producidas tras explosiones de supernova, o debido a interacciones entre binarias.

de achatamiento han sido encontradas para las Hyades (Oort 1979) y las Pléyades (van Leeuwen 1983). El cúmulo abierto que muestra un achatamiento mayor es NGC 3532. Para modelos con N aún mayor no existían hasta la fecha resultados, pero en lo siguiente se mostrará que estos procesos operan, por supuesto, en estos modelos. En el Capítulo 3 se describieron las características del modelo del campo gravitatorio galáctico utilizado en los cálculos y se comentó que el gradiente vertical de fuerzas generaba una componente neta con sentido hacia el plano galáctico. Esta componente da lugar a que se produzca un achatamiento en el eje z . El fenómeno puede observarse claramente en la Figura (6.24). Esta pérdida de la simetría esférica provocada por el achatamiento por los polos del cúmulo puede tener también importantes consecuencias observacionales. Como las observaciones de los cúmulos abiertos son hechas desde el plano galáctico (X - Y), pueden incluirse graves errores al considerar las regiones externas del cúmulo. En las figuras es evidente que el efecto sobre las regiones centrales es despreciable, pero su importancia crece conforme se toma en consideración el halo o corona del cúmulo. El semieje vertical del cúmulo es de unos 4 pc, pero sus dimensiones en el plano son mayores de 7 pc. El modelo mostrado en la figura tiene una edad de 1.380 millones de años y 6.471 miembros. En ese momento, el radio de las regiones del núcleo es de 0,35 pc, el radio medio 4,6 pc y el radio de las fuerzas de marea 20,8 pc. Este modelo servirá también para ilustrar el fenómeno de la segregación de masa en cúmulos con binarias primordiales. En la Figura (6.25) se han dividido las estrellas supervivientes en cinco grupos de masa y la distribución de ha representado frente a la distancia cumulo-céntrica en el mismo instante de tiempo considerado para mostrar el achatamiento. En la Figura es evidente la existencia de una fuerte segregación de masa, aún considerando que las estrellas de mayor masa tan sólo tienen unas $2,5 M_{\odot}$ debido a la evolución estelar. Además, muchas de las estrellas de menor luminosidad permanecen a una elevada distancia del centro del cúmulo, por lo que se pueden llegar a cometer grandes errores en la determinación de la población estelar de los cúmulos si no se consideran adecuadamente las regiones

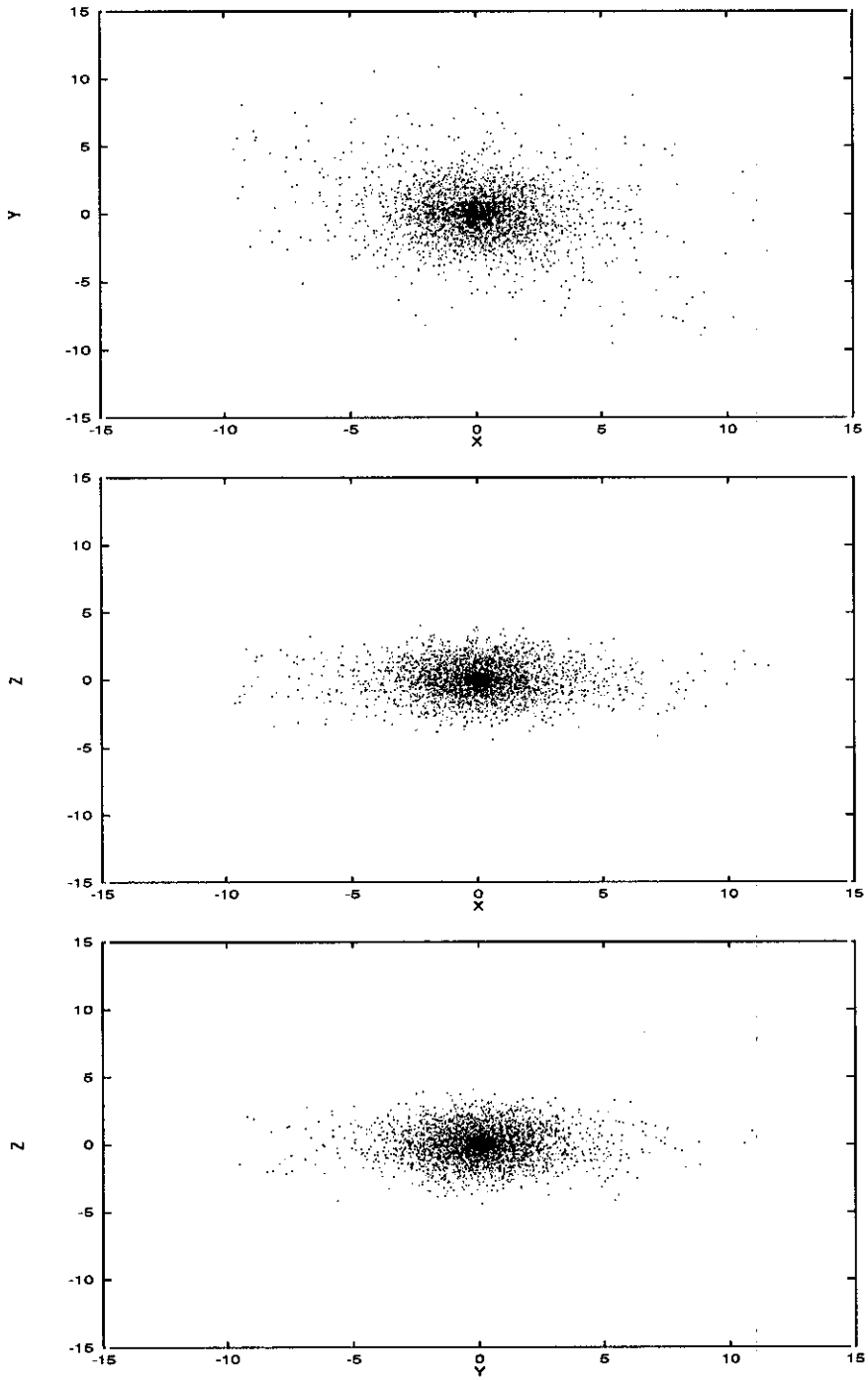


Figura 6.24: Achatamiento por los polos en un modelo con $N = 10.000$.

externas de los mismos. Continuando con el mismo conjunto de datos, la causa de la segregación de masa se halla principalmente en la equipartición de la energía cinética. Las estrellas menos masivas tienen velocidades medias más altas que las masivas como puede apreciarse en la Figura (6.26).

6.7 Discusión

Una de las cuestiones de mayor importancia en relación con las binarias y los cúmulos abiertos es el valor de la fracción de binarias en los mismos. Las observaciones muestran un rango muy amplio para este parámetro, desde prácticamente cero para Trumpler 14, hasta un 60% para las Hyades. Esta dispersión en los valores de la fracción de binarias puede ser un fenómeno intrínseco, producto de las propias circunstancias de la formación estelar. Según esto, si se admite que las observaciones carecen de efectos de selección y que las muestras son completas, la explicación más razonable de la dispersión observada estaría en la dependencia de las características físicas (principalmente la temperatura) del medio gaseoso donde se ha producido la formación del cúmulo. Sin embargo, los modelos numéricos han puesto de manifiesto que pese a que, inicialmente, la fracción de binarias es prácticamente la misma en todo el cúmulo, se desarrolla de forma relativamente rápida una distribución anisótropa de las binarias. Esta distribución anisótropa puede conducir a una evaluación errónea de la fracción de binarias si no se considera adecuadamente la estructura dual del cúmulo, núcleo-corona. En particular, si las observaciones analizan muestras situadas en las regiones centrales parece que la tendencia sería a sobreestimar esa fracción hasta en un 100% (considerando FIMs realistas y $N = 750$). No obstante, debe señalarse que las supernovas producidas en las regiones centrales pueden provocar el efecto contrario, haciendo que la fracción de binarias en las regiones centrales sea inferior que en las periféricas. Por otra parte, las simulaciones muestran que aún cuando se considere de forma apropiada la realidad dual de los cúmulos existe otro factor a considerar cuando se llevan a cabo comparaciones entre los valores de la fracción de

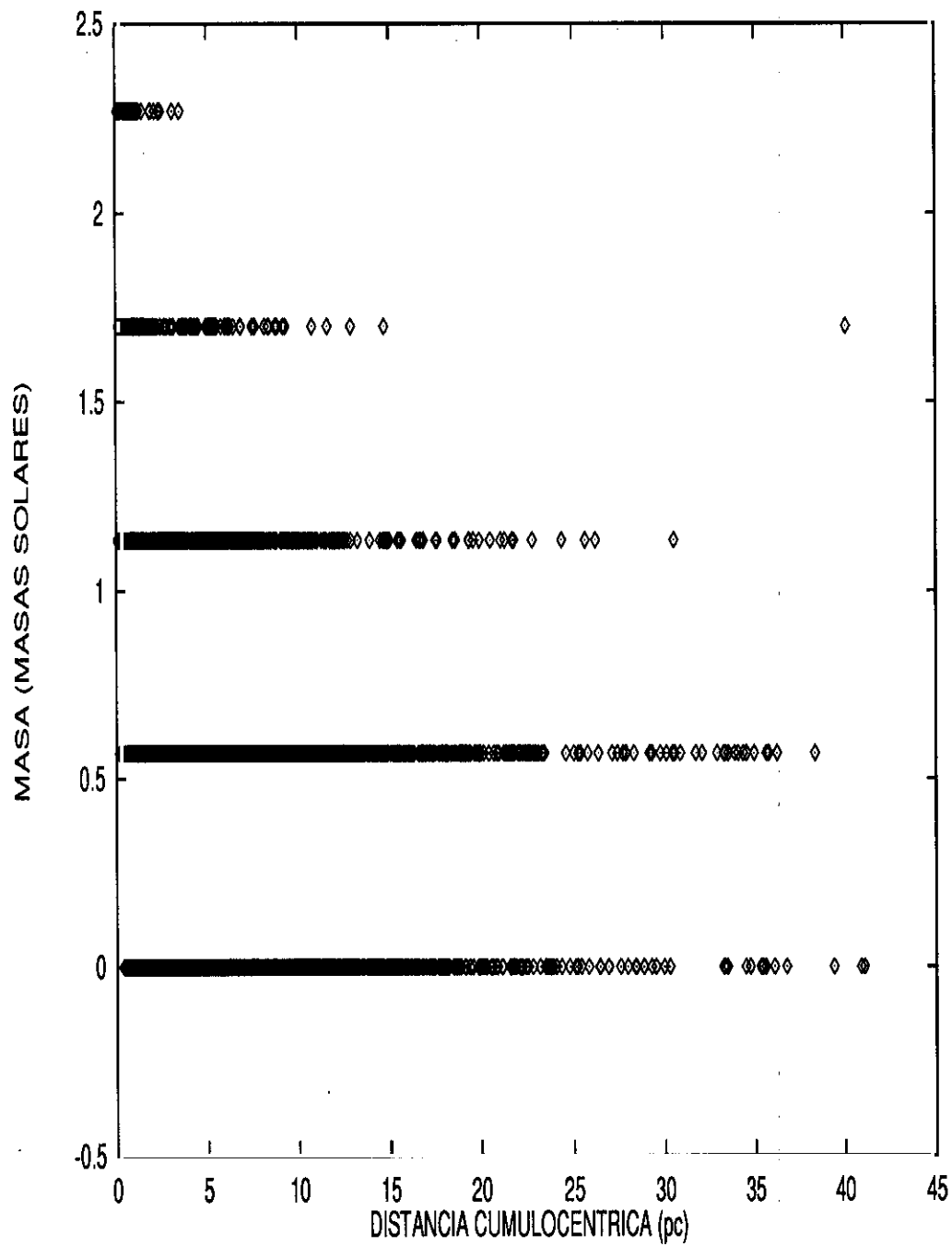


Figura 6.25: En esta figura es evidente la existencia de una fuerte segregación de masa. Las características del modelo aparecen en el texto.

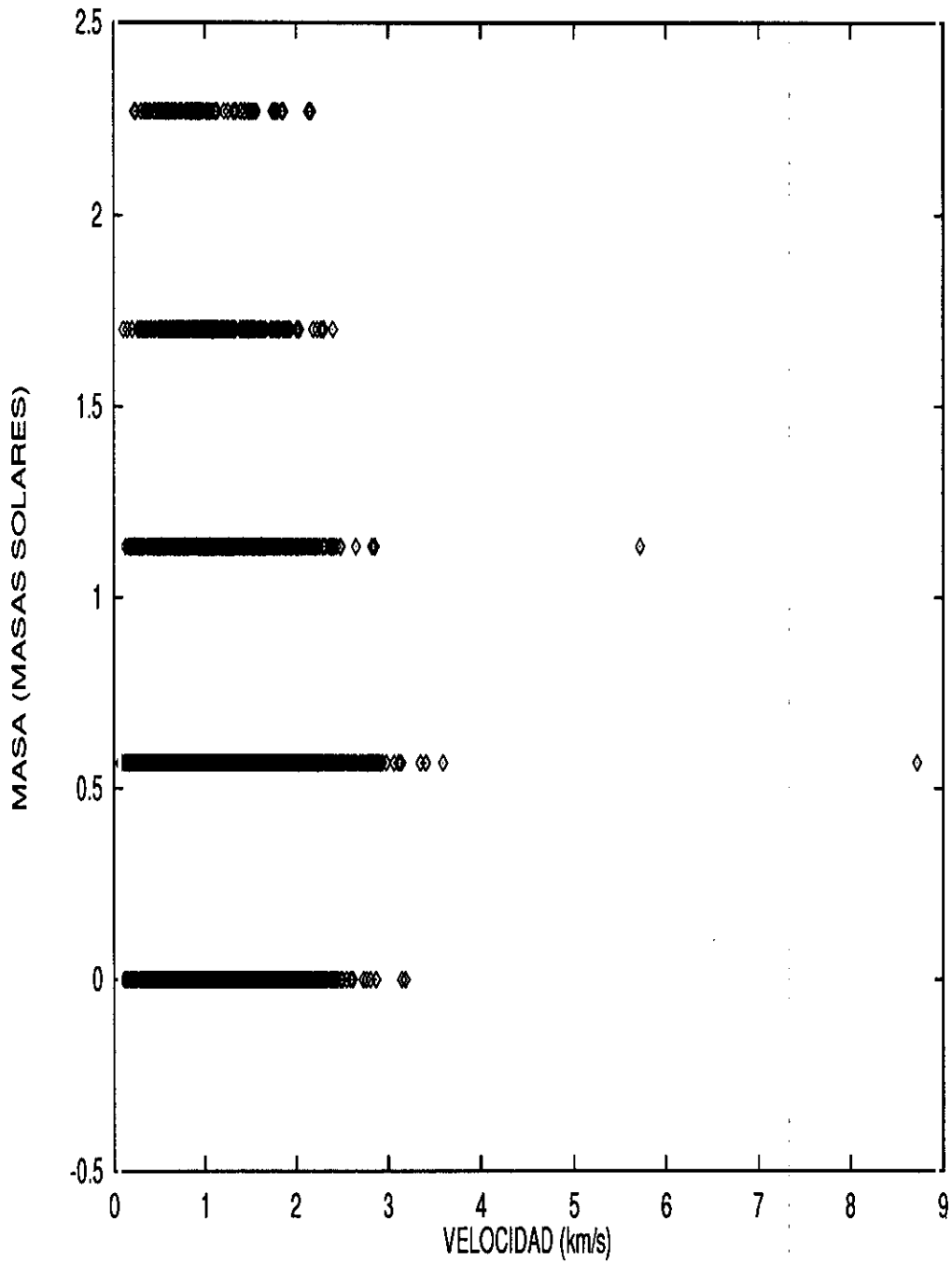


Figura 6.26: La causa de la segregación de masa es la equipartición de la energía cinética. Esta figura, análoga a la anterior, muestra las velocidades de esos cinco grupos de masa.

binarias en cúmulos diferentes. La edad del cúmulo parece influir sobre la fracción de binarias observables; por tanto, las comparaciones sólo deberían realizarse entre cúmulos de similar edad. Por supuesto, también es posible la interferencia de los efectos de la diferente metalicidad que influye sobre el ritmo al que tiene lugar la evolución estelar.

Ya se comentó en la introducción, que existía una cierta dispersión en cuanto a los resultados sobre la concentración preferente de binarias en las regiones centrales de los cúmulos. Muy recientemente, se ha llevado a cabo un estudio muy profundo del cúmulo rico y medianamente evolucionado ($1,45 \pm 0,10 \times 10^9$ años) NGC 3680 (Nordström et al. 1997). Este estudio ha puesto de manifiesto que las binarias de este cúmulo están más concentradas en las regiones centrales que las estrellas sin compañera. Este resultado estaría en consonancia con el tipo de comportamientos observados en los modelos con N mayor.

En cuanto al tema ya comentado de los CPP, se van a comparar a continuación los últimos resultados respecto a este tipo de cúmulos (Vansevičius et al. 1997) con los modelos más realistas calculados en este trabajo. El cúmulo NGC 7209 puede considerarse incluido en la categoría de los CPP. En el trabajo citado se confirma la existencia de 96 miembros con 6 binarias entre ellos, esto da un porcentaje de un 6% de binarias. Este cúmulo parece tener una edad de unos 450 millones de años. Sus características son muy similares a las de los modelos con $N = 500$ con una población de un 33,3 % de binarias primordiales y con pérdida de masa. Para estos modelos, cuando el tiempo es de ese orden se tienen unos 100 componentes con 10 binarias en media, de forma que reproduce con bastante aproximación lo observado. Por tanto, es muy posible que dicho cúmulo tuviese inicialmente una población de unos 500 miembros.

La evolución de un cúmulo con una población de binarias primordiales y evolución estelar presenta tres etapas diferenciadas. En la primera fase, la evolución del cúmulo está gobernada por las interacciones entre las binarias. Conforme se va

produciendo la pérdida de masa, las interacciones dominantes pasan a ser entre binarias y estrellas sin compañera que penetran en las regiones centrales. Debido a la ganancia de energía cinética por parte de estrellas no binarias que abandonan las regiones centrales, el radio medio aumenta. Esta expansión se ve acompañada por una contracción de las regiones más internas (lineal con el logaritmo de la edad). Dicha contracción no cesa durante toda la vida del cúmulo. Esta primera etapa se caracteriza por un escape preferente de las binarias frente a las estrellas sin compañera a causa de las fuertes interacciones entre aquellas. Este tipo de situación progresa hasta que la población de binarias disminuye suficientemente, alcanzándose una especie de equilibrio dinámico. En ese momento la tasa de escape de las binarias decrece, incrementándose la de las estrellas sin compañera que han poblado preferentemente el halo tras sufrir interacciones con binarias en la etapa anterior. En esta fase, la mayoría de las fugas se producen por evaporación y el radio medio permanece más o menos estable. Tras una etapa de relativa tranquilidad, el cúmulo ha perdido la mayor parte de sus miembros y comienza a colapsar dando lugar a la tercera etapa. En ella, el cúmulo continúa perdiendo miembros pero ahora con un ritmo muy atenuado. En esta etapa, no hay preferencia en cuanto al tipo de escapes producidos (no binarios o dobles). Para cúmulos con N pequeño, la evolución no pasa de la primera etapa, puesto que el cúmulo se desintegra debido al efecto combinado de las binarias y de la pérdida de masa. Para cúmulos con N intermedio (1.000), la evolución alcanza la segunda fase, pero se desintegra completamente durante la misma. El desarrollo completo no puede alcanzarse sino para los modelos con N más elevado (en el caso estudiado, 10.000).

6.8 Conclusiones

Las principales conclusiones de este capítulo pueden resumirse en:

1. Las binarias controlan completamente las primeras etapas de la evolución de los cúmulos. Su influencia a largo plazo es, sin embargo, más limitada, siendo la evolución asintótica cualitativamente similar a la mostrada por los modelos sin binarias primordiales.
2. La presencia de una cierta fracción de binarias primordiales en los modelos inhibe en gran medida la formación dinámica de binarias.
3. Las binarias muestran una clara tendencia a situarse en las regiones centrales de los cúmulos. Este resultado experimental se haya respaldado por un cierto número de resultados observacionales. En cualquier caso, debe señalarse que el grado de concentración central depende de la población del cúmulo, de la evolución estelar y de la edad, pudiendo producirse situaciones en las que las regiones centrales muestren una carencia de binarias.
4. La fracción de binarias en los cúmulos es una magnitud claramente anisótropa, por lo que cualquier conclusión sobre la fracción de binarias en cúmulos debe considerar tanto las regiones centrales como la corona, de lo contrario se puede sobreestimar notablemente la fracción de binarias. La gran dispersión observada en la fracción de binarias en cúmulos tiene muy probablemente su origen en un sesgo de las observaciones a la hora de considerar las regiones centrales y las periféricas.
5. La evolución de los modelos realistas muestra tres etapas netamente diferenciadas, aún cuando la importancia relativa de cada una de ellas depende fuertemente de la población inicial de los mismos.

Capítulo 7

Desintegración de cúmulos estelares

7.1 Introducción

La escala temporal en que se produce la desintegración de los cúmulos estelares abiertos depende tanto de su población, como de su distancia galactocéntrica. Las estrellas pueden escapar de un cúmulo estelar como resultado de una amplia gama de encuentros a corta distancia (dobles, triples o de orden superior), o debido a una lenta ganancia de energía causada tras un cierto número de encuentros a media o larga distancia (evaporación).

El estudio, desde un punto de vista teórico, del ritmo de escape de las estrellas de los cúmulos ha sido de interés desde los años 40. Un primer conjunto de teorías estudió sistemas ideales aislados (Ambartsumian 1938; Spitzer 1940; Chandrasekhar 1942, 1943a, b, c; Spitzer y Härm 1958; King 1965; Danilov 1973; Johnstone 1993) explicando la desintegración de los cúmulos estelares como fruto del proceso de relajación (escape del cúmulo debido al efecto acumulado de múltiples interacciones débiles con otros miembros del mismo) y obteniendo un Ritmo de Escape dado por: $dN/dt \propto N/T_r$. Otro tipo de teorías (Hénon 1960a, 1969; Woolley y Dickens 1962)

se centraron más en explicar el escape como consecuencia de aproximaciones de dos cuerpos individuales, obteniendo resultados análogos a las anteriores excepto en el factor de proporcionalidad. Otras teorías, más o menos híbridas de las anteriores, son las de Kaliberda (1969), Spitzer y Hart (1971a, b) y Saito (1976).

Las actuales teorías que describen el Ritmo de Escape de las estrellas de un cúmulo estelar, basan sus resultados en ciertas hipótesis de partida de tipo dinámico, tales como suponer que los encuentros a corta distancia son despreciables frente al efecto de los encuentros a larga distancia, o que el cúmulo estelar se halla aislado de toda interacción externa. En las próximas secciones se desarrollará una teoría semianalítica del ritmo de escape de las estrellas en cúmulos estelares. Dicha teoría no hace hipótesis alguna acerca de la naturaleza dinámica del escape de las estrellas de los cúmulos estelares y se basa únicamente en sencillas leyes de conservación.

7.2 Un modelo matemático simple para la evolución de los cúmulos estelares

7.2.1 Ecuaciones básicas

Considérese un cúmulo estelar constituido inicialmente por $N(0)$ estrellas que, en general, no poseerán la misma masa, por lo que en un cierto instante t la masa media de las estrellas del cúmulo $\langle m(t) \rangle$ se relaciona con la masa total del cúmulo $M(t)$ y con el número de estrellas del mismo por la expresión:

$$(7.1) \quad \langle m(t) \rangle = \frac{M(t)}{N(t)},$$

donde $N(t)$ es el número de estrellas que posee el cúmulo en ese instante, t . Por otra parte, si se admite que para ese mismo instante las masas de las estrellas pueden tomar un continuo de valores entre uno máximo $m_s(t)$ y otro mínimo $m_i(t)$, cuya magnitud puede variar con el tiempo, se tiene que:

$$(7.2) \quad M(t) = \int_{m_i(t)}^{m_s(t)} m \phi(m, t) dm,$$

donde $\phi(m, t)$ es una función de distribución que proporciona el número de estrellas con masa entre m y $m + dm$ para un cierto instante t (número de estrellas por unidad de intervalo de masa); es decir, una función de masas dependiente del tiempo, de la distancia cumulocéntrica, y de la velocidad (aunque no se ha indicado explícitamente es estos dos últimos casos). La expresión de $\phi(m, t)$ viene dada por (Hénon 1969):

$$(7.3) \quad \phi(m, t) = \int_0^\infty 4 \pi r^2 dr \int_0^{v_e} 4 \pi v^2 g(r, v, m) dv,$$

donde r y v son, respectivamente, los módulos de la posición y de la velocidad de una estrella de masa m , v_e es la velocidad de escape y $g(r, v, m)$ es el número de estrellas en el elemento de volumen tridimensional $dr dv dm$. De las ecuaciones (7.1) y (7.2) se tiene:

$$(7.4) \quad N(t) = \frac{1}{\langle m(t) \rangle} \int_{m_i(t)}^{m_s(t)} m \phi(m, t) dm.$$

Derivando con respecto al tiempo la expresión (7.1) y despejando se obtiene que el Ritmo de Escape es:

$$(7.5) \quad \frac{dN(t)}{dt} = \frac{1}{\langle m(t) \rangle} \frac{dM(t)}{dt} - \frac{M(t)}{\langle m(t) \rangle^2} \frac{d \langle m(t) \rangle}{dt}.$$

Teniendo en cuenta la ecuación (7.4) y empleando el Teorema de Leibnitz del Cálculo Integral, la expresión anterior puede reescribirse como:

$$(7.6) \quad \frac{dN(t)}{dt} = \frac{1}{\langle m(t) \rangle} \left(\int_{m_i(t)}^{m_s(t)} m \frac{\partial \phi(m, t)}{\partial t} dm + m_s(t) \phi(m_s(t), t) \frac{dm_s(t)}{dt} - m_i(t) \phi(m_i(t), t) \frac{dm_i(t)}{dt} \right) - \frac{1}{\langle m(t) \rangle^2} \frac{d \langle m(t) \rangle}{dt} \int_{m_i(t)}^{m_s(t)} m \phi(m, t) dm,$$

que es la ecuación diferencial que describe el Ritmo de Escape de las estrellas del cúmulo en forma general, despreciando infinitésimos de orden superior al primero en la masa. La forma funcional de (7.3) hace difícil obtener una expresión analítica para el Ritmo de Escape de forma directa. Con el objeto de obtener una expresión más simple han de formularse un cierto número de aproximaciones.

7.2.2 Sistemas monocomponentes

En el caso de un cúmulo cuyas estrellas posean todas la misma masa, la situación se simplifica enormemente, ya que $\langle m(t) \rangle$ es una constante a lo largo de toda la vida del cúmulo. En este caso, la ecuación (7.5) se simplifica para dar:

$$(7.7) \quad \frac{dN(t)}{dt} = \frac{1}{\langle m(t) \rangle} \frac{dM(t)}{dt}.$$

Si se promedia la derivada de la masa total del sistema a lo largo de toda la vida del mismo se obtiene que:

$$(7.8) \quad \frac{dM(t)}{dt} \approx -\frac{M(t)}{\gamma T_r},$$

donde γ es la vida media del cúmulo en unidades del tiempo de relajación T_r . Sustituyendo (7.8) y (7.1) en (7.7) se obtiene:

$$(7.9) \quad \frac{dN(t)}{dt} = -\frac{1}{\gamma T_r} N(t).$$

Integrando la ecuación diferencial obtenida con la condición inicial $N(0) = N_0$ se obtendría:

$$(7.10) \quad N(t) = N_0 e^{-t/\gamma T_r}.$$

Luego la población del cúmulo presenta un decrecimiento exponencial, físicamente asociado a un mecanismo de escape preferentemente evaporativo, lo que explica la lentitud del mismo encontrada en las simulaciones de modelos monocomponentes. Ya se ha señalado a lo largo de las secciones previas que, para estos modelos, el intercambio de energía durante interacciones entre pares de partículas es muy poco eficiente, puesto que mecanismos como la segregación de masa, la equipartición de la energía o incluso la Fricción Dinámica no tienen, en este caso, ningún papel. El Ritmo de Escape es lineal con $N(t)$. En el caso de sistemas con un espectro de masas el cálculo es más complejo, como se verá en la próxima sección.

7.2.3 Sistemas conservativos densamente poblados con un espectro de masas

Considérese en primer lugar un cúmulo estelar densamente poblado; en este caso puede suponerse que $m_i(t) = cte.$ y $m_s(t) = cte.$, ya que aunque se verificase un escape preferencial de las estrellas poco masivas, su elevada proporción relativa a las estrellas masivas permite considerar que la masa mínima permanece constante. Por otra parte, debido al proceso de equipartición de la energía, las estrellas masivas pueblan preferentemente la región central del cúmulo, por lo que puede considerarse que la estrella más masiva permanece generalmente en esta zona, incluso en las últimas etapas de la evolución del cúmulo. No obstante, para hacer esta aproximación debe suponerse también que las estrellas tienen masa constante; es decir no se consideran los efectos de la pérdida de masa causada por la evolución estelar. Con estas consideraciones puede reescribirse la ecuación (7.6) como:

$$(7.11) \quad \frac{dN(t)}{dt} = \frac{1}{\langle m(t) \rangle} \int_{m_i(t)}^{m_s(t)} m \frac{\partial \phi(m, t)}{\partial t} dm - \frac{1}{\langle m(t) \rangle^2} \frac{d \langle m(t) \rangle}{dt} \int_{m_i(t)}^{m_s(t)} m \phi(m, t) dm.$$

Si $N(t)$ es una función continua, suave y diferenciable pueden hacerse además las siguientes aproximaciones adicionales:

1) De los resultados expuestos en los capítulos precedentes, el ritmo de escape para cúmulos monocomponentes es prácticamente lineal y su valor es pequeño, con lo que puede sustituirse la derivada parcial por un promedio temporal:

$$(7.12) \quad \frac{\partial \phi(m, t)}{\partial t} \approx - \frac{\phi(m, t) - \phi(m, 0)}{\tau},$$

donde τ es el instante en que comienzan a producirse las primeras fugas del sistema, siendo un parámetro ajustable del modelo a determinar a partir de las simulaciones.

2) Realizando el mismo tipo de promedio para la derivada temporal de la masa media:

$$(7.13) \quad \frac{d \langle m(t) \rangle}{dt} \approx - \frac{\frac{M(t)}{N(t)} - \frac{M(0)}{N(0)}}{\tau}.$$

3) Por último, se sustituirá el cociente $M(0)/M(t)$ por 1, que es su valor aproximado en un entorno de τ .

La validez de estas aproximaciones aumenta con N . Bajo estas simplificaciones, la ecuación (7.11) puede reescribirse como:

$$(7.14) \quad \frac{dN(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau} N(t) + \frac{1}{\tau N_0} N(t)^2,$$

con $\tau = \tau^*/2$. La ecuación diferencial obtenida es de la forma:

$$(7.15) \quad \frac{dy}{dt} = \lambda y + \mu y^2$$

que es una ecuación de Bernoulli. La solución de (7.14) es:

$$(7.16) \quad N(t) = \frac{N_v N_0}{N_v + (N_0 - N_v) e^{-(T_v - t)/\tau}},$$

donde se ha empleado la condición de contorno $N(T_v) = N_v$, siendo T_v el período de vida del cúmulo o tiempo de desintegración del mismo (arbitrariamente escogido).

A partir de la ecuación (7.14) puede definirse otra cantidad de interés: la tasa de escape instantánea $k(t) = \frac{1}{N(t)} \frac{dN(t)}{dt}$. Para el presente modelo es:

$$(7.17) \quad k(t) = \frac{1}{\tau N_0} (N(t) - N_0).$$

Sustituyendo la ecuación (7.16) y operando, se tiene:

$$(7.18) \quad k(t) = \frac{1}{\tau} \frac{N_v - N_0}{(N_0 - N_v) + \frac{N_v}{N_0} \exp(-(T_v - t)/\tau)}.$$

Esta tasa de escape instantánea se corresponde con los ritmos de escape adimensionales empleados habitualmente en el análisis de simulaciones de cúmulos globulares realizadas con técnicas de Fokker-Plank. El instante en que el ritmo de desintegración es máximo coincide aproximadamente con aquel en el que la población del modelo se ha reducido a la mitad. En el caso de un sistema monocomponente la tasa de escape instantánea es constante.

Según este modelo teórico, el Ritmo de Escape parece ser resultado de la competencia de dos términos: el primero $(-N(t)/\tau)$ generaría un decremento exponencial en la población del cúmulo (desintegración por evaporación) y el segundo, que sólo es importante en las primeras etapas de la evolución del cúmulo, reduce el decremento exponencial de la población estelar. La interpretación física de ambos términos parece también clara a la luz de los resultados numéricos comentados en los capítulos previos. El término que genera el decremento exponencial tiene en cuenta la evaporación del cúmulo debido a encuentros más o menos distantes. Gracias a estos acercamientos reiterados, la energía de las estrellas se incrementa paulatinamente hasta que abandona el cúmulo. El segundo término ha de estar relacionado con algún mecanismo que tienda a retener las estrellas del cúmulo. Este proceso es la formación de configuraciones binarias via interacciones de tres cuerpos y es frecuente en los primeras etapas de la evolución de los cúmulos, aún cuando la estabilidad de las binarias formadas (binarias blandas) es muy precaria, por lo que sus vidas medias son muy cortas.

Por tanto, la evolución de un cúmulo puede considerarse dividida en tres etapas: en la primera, los encuentros a corta distancia que tienen lugar en las regiones centrales del cúmulo pueblan el halo, produciéndose un aumento del radio medio del sistema; en la segunda, las estrellas del halo abandonan poco a poco el cúmulo, aunque también se producen interacciones múltiples; y en la tercera, el ritmo de escape es prácticamente cero, formándose un resto. En la primera fase, el término dominante en el Ritmo de Escape es el segundo. Durante la segunda etapa, los dos términos compiten dando lugar a un ritmo de escape casi lineal. Por último, en la tercera etapa la contribución del primer término es la dominante.

Si se introduce el efecto de la pérdida de masa debida a evolución estelar, se obtiene un resultado análogo aunque con diferentes valores de los parámetros del modelo, tras despreciar infinitésimos de orden superior al primero en la masa. La razón está en que, aunque la masa media se reduce debido a la evolución estelar,

también puede aumentar debido al escape preferencial de las estrellas poco masivas. La tendencia observada en los modelos es una compensación parcial entre ambos procesos, lo que justifica que las curvas de la evolución de la población de los cúmulos con el tiempo para modelos que incluyen la evolución estelar sean cualitativamente similares a las de modelos conservativos.

7.2.4 Comparación con las simulaciones

En la Figura (7.1) se observa que el modelo teórico previamente expuesto supone una aproximación bastante razonable para la evolución de modelos conservativos de cúmulos con $N = 750$. Comparando las predicciones teóricas que proporciona el presente modelo con los resultados de las simulaciones para modelos conservativos, se aprecia que la validez del mismo crece con N ; esto es, cuanto mayor sea la población del cúmulo mejor es el ajuste entre la presente teoría y los resultados de los modelos numéricos. Para modelos con N pequeño, el decremento de la población parece seguir una tendencia exponencial o incluso lineal, aunque existe una gran dispersión en los resultados. La separación entre los dos comportamientos parece situarse entre 250-500 estrellas. Por tanto, el modelo presentado permite describir cúmulos con $N > 500$, incrementándose su validez cuando N aumenta. Uno de los aspectos más interesantes del modelo desarrollado es que, convenientemente calibrado a partir de las simulaciones numéricas (obtención de T_v y τ), puede emplearse para volver hacia atrás en el tiempo y calcular la población de un cúmulo en el pasado conociendo la actual y su edad. Este modelo se usará en el Capítulo 11 para desarrollar una teoría sobre la evolución del sistema de cúmulos abiertos en nuestra Galaxia y para predecir las poblaciones iniciales de algunos cúmulos estelares abiertos bien estudiados.

7.2.5 Binarias Primordiales

Sea un cúmulo con $N_s(0)$ estrellas no binarias y $N_b(0)$ estrellas dobles (binarias) en un cierto instante inicial $t = t_0 = 0$, tal que el número de objetos total sea

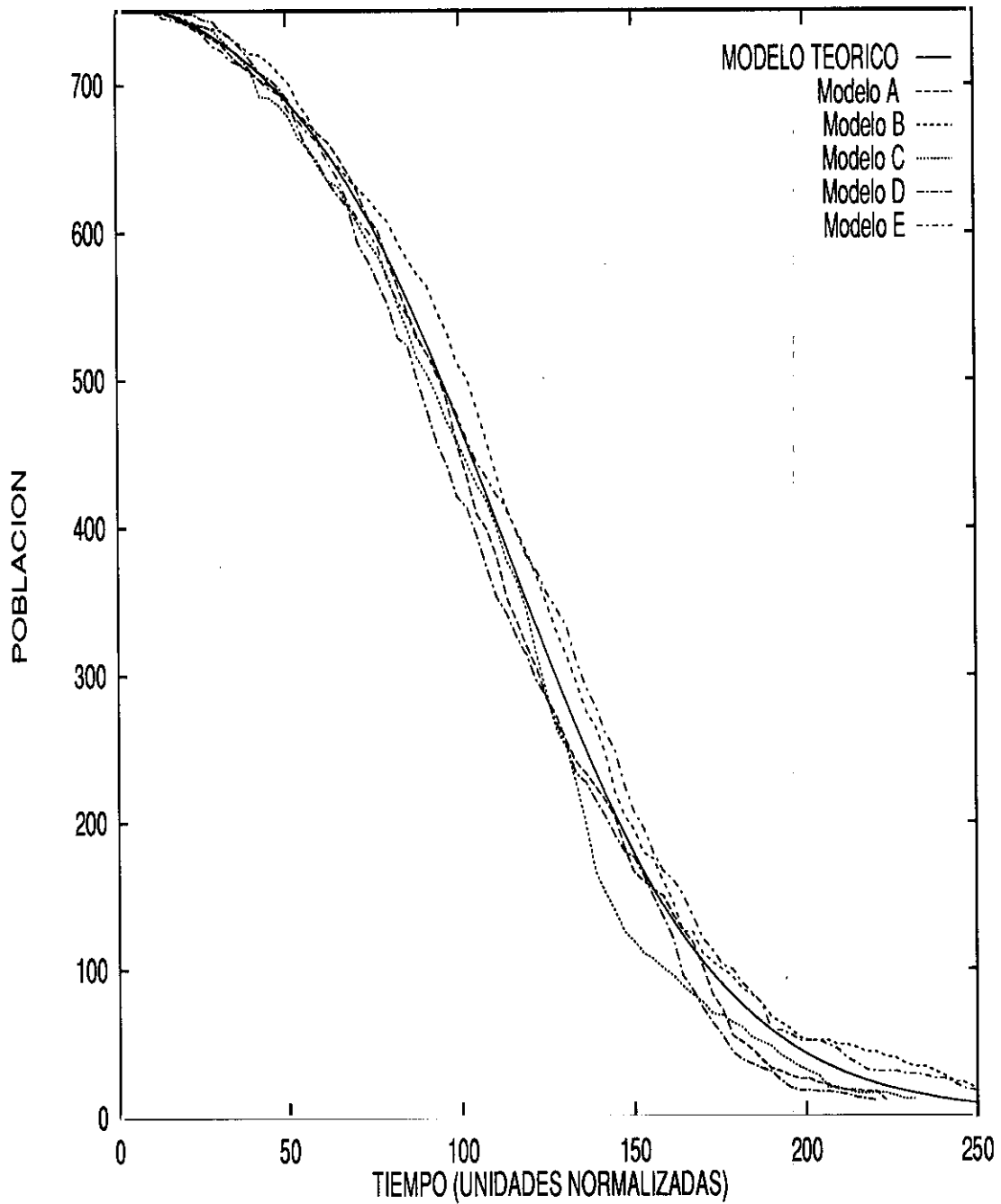


Figura 7.1: Comparación entre el modelo teórico expuesto en el texto y varios modelos sin pérdida de masa como los descritos en el Capítulo 4 con la FIM de Miller y Scaló y $N = 750$. Para el presente ajuste y en unidades estándar normalizadas: $\tau = 30$, $T_v = 250$, $N_v = 10$. Los modelos numéricos difieren únicamente en la secuencia de números aleatorios empleada para generar las condiciones iniciales.

$N_t(0) = N_s(0) + N_b(0)$ (estrellas individuales y centros de masa de las binarias). Puede considerarse (a partir de los resultados experimentales) que el Ritmo de Escape para el sistema completo viene dado por la Ecuación (7.14). Introduciendo la expresión $N_t(t) = N_s(t) + N_b(t)$ en dicha ecuación diferencial, operando y separando las contribuciones asociadas al Ritmo de Escape de estrellas sin compañera y binarias se obtiene:

$$(7.19) \quad \begin{aligned} \frac{dN_s(t)}{dt} &= -\frac{1}{\tau} N_s(t) + \frac{1}{\tau N_t(0)} N_s(t)^2 + \frac{1}{2\tau N_t(0)} N_s(t) N_b(t), \\ \frac{dN_b(t)}{dt} &= -\frac{1}{\tau} N_b(t) + \frac{1}{\tau N_t(0)} N_b(t)^2 + \frac{1}{2\tau N_t(0)} N_b(t) N_s(t), \end{aligned}$$

Se trata de un sistema autónomo no lineal por lo que la solución del mismo, en principio no puede calcularse. Como los subsistemas de las estrellas sin compañera y de las binarias están en interacción aparece en cada ritmo de escape un término que da cuenta de la influencia existente entre ambas subpoblaciones. Aunque la solución para $N_t(t)$ es conocida, parece difícil afrontar la resolución del sistema que constituyen las ecuaciones (7.20), ya que es no lineal. Sin embargo, si se restan ambas ecuaciones y se simplifica, se tendría:

$$(7.20) \quad \frac{d(N_s(t) - N_b(t))}{dt} = -\frac{1}{\tau} (N_s(t) - N_b(t))$$

$$(7.21) \quad + \frac{1}{\tau N_t(0)} (N_s(t) - N_b(t)) (N_s(t) + N_b(t)).$$

Si se tiene en cuenta que $N_t(t) = N_s(t) + N_b(t)$ viene dado por la expresión (7.16) y se realiza el cambio de variable $X = N_s(t) - N_b(t)$, puede escribirse la ecuación diferencial en variables separadas:

$$(7.22) \quad \frac{dX}{dt} = X \left(\frac{N_t(T_v) N_t(0)}{N_t(T_v) + (N_t(0) - N_t(T_v)) e^{-(T_v - t)/\tau}} \frac{1}{\tau N_t(0)} - \frac{1}{\tau} \right).$$

Separando variables y definiendo $\mu = (N_t(0) - N_t(T_v))/(N_t(T_v)e^{T_v/\tau})$, se tiene:

$$(7.23) \quad \frac{dX}{X} = \frac{1}{\tau} \left(\frac{1}{1 + \mu e^{t/\tau}} - 1 \right) dt,$$

que es fácilmente integrable realizando un cambio de variable. Efectuando el cálculo se obtiene:

$$(7.24) \quad X = K \left(\frac{1}{1 + \mu e^{t/\tau}} \right),$$

donde K es una constante de integración que se determinará a partir de las condiciones iniciales. En este caso se tiene que: $K \approx N_s(0) - N_b(0)$. Por otra parte, se verifica que: $N_t(t) = N_s(t) + N_b(t)$ y $X = N_s(t) - N_b(t)$. Por tanto:

$$(7.25) \quad N_s(t) = \frac{1}{2} (N_t(t) + X),$$

$$(7.26) \quad N_b(t) = \frac{1}{2} (N_t(t) - X).$$

Si se define $\beta = N_t(t)/N_t(0)$, puede escribirse finalmente:

$$(7.27) \quad N_s(t) = \frac{1}{2} (N_t(t) + K \beta),$$

$$(7.28) \quad N_b(t) = \frac{1}{2} (N_t(t) - K \beta).$$

con las expresiones anteriores se puede calcular la fracción de binarias en un instante cualquiera, obteniéndose:

$$(7.29) \quad f_b = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{K \beta}{N_t(t)} \right).$$

El modelo desarrollado tiene, no obstante, ciertas limitaciones que deben señalarse. En primer lugar, sólo contribuyen al ritmo de escape los encuentros entre estrellas no binarias (relajación de dos cuerpos), los encuentros entre binarias y los encuentros entre binarias y estrellas sin compañera; sin embargo, si la fracción de binarias es elevada ($\geq 50\%$) los encuentros entre tres binarias e incluso interacciones más complejas cuando se ha producido la formación de sistemas jerárquicos estables, pueden ser dominantes durante extensas etapas de la evolución de los cúmulos. Términos que incluyesen estas contribuciones, podrían ser introducidos fácilmente en las ecuaciones, aunque la resolución del sistema podría complicarse de forma notable. En segundo lugar, no se ha considerado término alguno asociado a la destrucción dinámica de las

BPs. Existen expresiones semiempíricas que dan cuenta de este ritmo de destrucción de BPs, pero desafortunadamente la forma funcional de las mismas da lugar a que el sistema no pueda resolverse analíticamente. Por tanto, este modelo predice que la fracción de binarias a largo plazo coincide con la inicial, ya que no se incluyen procesos de destrucción.

7.2.6 N pequeño

Cuando N es pequeño, la utilización de un modelo continuo es de difícil justificación, por lo que debería contruirse un análogo discreto de la ecuación (7.14). En este caso es más ventajoso, desde un punto de vista estrictamente matemático, estudiar la evolución en el número de fugas y no la propia población del cúmulo. De este modo se trabajará con la misma ecuación anterior pero cambiada de signo. Se tendría entonces la ecuación en diferencias:

$$(7.30) \quad N_{i+1} = A N_i - B N_i^2,$$

donde las constantes A y B son parámetros del modelo. Esta ecuación se denomina habitualmente ecuación en diferencias logística. Si se efectúa el cambio de variable, $Y = BN/A$ la ecuación se reescribe como:

$$(7.31) \quad Y_{i+1} = A Y_i (1 - Y_i).$$

Esta es, sin lugar a dudas, la ecuación en diferencias no lineal más simple, aunque para evitar la divergencia en Y debe restringirse su valor en el intervalo $(0, 1)$. La ecuación (7.31) tiene un máximo en $Y = 0,5$. El análisis de esta ecuación (May 1976) ha permitido descubrir que ecuaciones en diferencias, aparentemente simples y deterministas, pueden dar lugar a una sorprendente gama de comportamientos dinámicos, desde puntos estables a una jerarquía bifurcante de ciclos estables que generan fluctuaciones aparentemente aleatorias en el sistema. Según sean los valores del parámetro A , que durante la evolución del cúmulo varía, pueden aparecer comportamientos caóticos. Si $A \geq 4$, el comportamiento del sistema es puramente

determinístico pero cuando $A = 3$ el punto fijo se hace inestable; la región caótica para los valores de A comienza cuando vale 3,5699.... Dado que la interpretación física de A se relaciona con la inversa de la escala temporal en la que se producen las primeras fugas del sistema, es razonable pensar que la caoticidad es mayor en las primeras etapas de la evolución de los modelos con N pequeño. Sin embargo, ha quedado demostrado a partir de las simulaciones que, aunque el comportamiento del sistema durante los primeros tiempos propios no afecta a la evolución cualitativa a largo plazo, sí lo hace en cuanto al Tiempo de Desintegración. Este hecho explicaría la elevada dispersión encontrada en los tiempos de vida de los modelos con N pequeño. Esta dispersión puede ser enorme, como se mostró en de la Fuente Marcos (1993), para modelos con $N = 50$ y pérdida de masa. El comportamiento caótico de los sistemas con N pequeño aumenta en el caso de modelos con pérdida de masa y BPs, puesto que el valor de A fluctúa aún más rápidamente dando lugar a que el sistema pase por diferentes regiones de comportamiento caótico en una escala temporal muy corta.

7.2.7 Evaporación Preferencial

Hasta ahora los cálculos se han concentrado en la obtención de ecuaciones que reprodujesen el comportamiento global de los cúmulos, pero nada se ha dicho con respecto a un hecho que ha quedado bastante bien establecido a lo largo del análisis de los resultados de las simulaciones numéricas: la evaporación preferencial de estrellas poco masivas. A continuación se obtendrá una expresión que relaciona el Ritmo de Escape para estrellas de masa m con magnitudes globales del sistema.

Como en la Sección 7.2.1, considérese un cúmulo con un espectro de masas cuyo número de componentes y masa total vienen dados por:

$$(7.32) \quad N(t) = \int_{m_i(t)}^{m_s(t)} \phi(m, t) dm,$$

y la ecuación (7.2), respectivamente. Si se derivan con respecto al tiempo ambas expresiones, considerando que los límites superior e inferior para la masa permanecen

contantes se obtienen las ecuaciones:

$$(7.33) \quad \frac{dN(m,t)}{dt} = \phi(m,t) \frac{dm}{dt},$$

$$(7.34) \quad \frac{dM(t)}{dt} = m \phi(m,t) \frac{dm}{dt}.$$

Dividiendo ambas expresiones y operando se obtiene:

$$(7.35) \quad \frac{dN(m,t)}{dt} = \frac{1}{m} \frac{dM(t)}{dt}.$$

Este sería el ritmo de escape para las estrellas de masa m y, como puede apreciarse, es mayor cuanto menos masiva sea la estrella considerada. Si se tienen en cuenta, la ecuación (7.1), la expresión (7.14) y las aproximaciones indicadas en la Sección 7.2.2, el Ritmo de Escape para las estrellas de masa m será:

$$(7.36) \quad \frac{dN(m,t)}{dt} = - \frac{\langle m(0) \rangle}{\tau m} N(t) + \frac{\langle m \rangle}{\tau m N_0} N(t)^2.$$

La ecuación obtenida es análoga a (7.14) y por tanto el comportamiento, en lo que se refiere al escape, es similar para cada grupo de masas.

7.3 Conclusiones

Los cálculos analíticos desarrollados en este capítulo han permitido justificar de forma teórica algunos de los resultados experimentales mostrados en los capítulos anteriores.

Las principales conclusiones obtenidas son:

1. El Ritmo de Escape en cúmulos monocomponentes es lineal, pero en el caso de cúmulos con un espectro de masas es de tipo parabólico.
2. El Ritmo de Escape para estrellas de masa m es inversamente proporcional a dicho valor de m , por lo que se produce un escape preferencial de estrellas poco masivas.

3. En general, la evolución de los cúmulos estelares puede dividirse en tres fases netamente diferenciadas. En la primera, los encuentros a corta distancia son dominantes, lo que da lugar a la formación del halo del sistema. En la segunda, la importancia de los encuentros a larga distancia va creciendo paulatinamente, evaporándose el halo. La mayoría de las estrellas abandonan el cúmulo en esta etapa. Por último, la tercera etapa se extiende hasta la total desintegración del sistema y en ella el mecanismo evaporativo de escape es dominante.
4. Para cúmulos con N pequeño, el comportamiento es esencialmente caótico, estando las predicciones dinámicas seriamente limitadas por la presencia de importantes fluctuaciones aleatorias. La frontera entre el comportamiento puramente caótico en el que la ecuación en diferencias debe ser aplicada y el otro tipo de comportamiento (*determinista*), en el que la ecuación diferencial es válida parece estar en el rango 250-500.

Capítulo 8

Formación de sistemas múltiples

8.1 Introducción

Aunque la observación y catalogación de estrellas dobles ha permitido obtener un conocimiento bastante profundo acerca de su naturaleza, etapas evolutivas y mecanismos de formación, la situación para los sistemas con multiplicidad superior es notablemente distinta a pesar de que, en los últimos años, se han obtenido evidencias observacionales sugiriendo que un porcentaje significativo de las estrellas que observamos en nuestra Galaxia constituyen sistemas cuyo número de componentes es superior a 2 (Abt y Levy 1976, 1978; Halbwachs 1983, 1986; Gliese y Jahreiss 1988; Batten et al. 1989; Duquennoy y Mayor 1991; Martin 1997; Halbwachs et al. 1997). El estudio de los sistemas con multiplicidad superior a 2 proporciona datos muy valiosos sobre los valores de las masas estelares y sus luminosidades que pueden ser contrastados con predicciones de la teoría de la evolución estelar.

Los sistemas múltiples no pueden formarse en regiones con densidad estelar pequeña tales como la vecindad solar; por ello, han de generarse en zonas de alta densidad estelar como las regiones de formación estelar, los cúmulos abiertos y las asociaciones estelares (T, R y OB). En este tipo de aglomeraciones estelares se han llevado a cabo búsquedas sistemáticas de sistemas binarios y de multiplicidad supe-

rior, tanto entre estrellas de la Secuencia Principal de Edad Cero como entre estrellas Pre-Secuencia Principal (Ghez et al. 1992; Leinert et al. 1992; Simon 1992; Mathieu et al. 1990; Mermilliod et al. 1992; Ghez et al. 1993; Mason et al. 1993; Mayer et al. 1994; Mermilliod et al. 1994; Simon et al. 1995; Brandner et al. 1996; Zinnecker 1996; Abt y Willmarth 1997; Padgett et al. 1997). En el caso de regiones de formación estelar, la frecuencia de sistemas con multiplicidad superior a 2 es del 35%, siendo de un 20% para las estrellas de campo (vecindad solar).

La fracción de este tipo de sistemas descubierta en cúmulos abiertos es menor, pero la mejora progresiva en los detectores y en los algoritmos de reducción de observaciones la están incrementando continuamente. La frecuencia de sistemas múltiples en cúmulos estelares abiertos depende de forma crítica del procedimiento considerado para discriminar el núcleo y la corona de los mismos. El valor concreto depende fuertemente de la completitud de las muestras consideradas en las partes más externas de los cúmulos. La mayoría de los sistemas conocidos son triples, y en menor grado cuádruples, pero en ambos casos los sistemas son usualmente de tipo jerárquico. Sistemas jerárquicos triples e incluso de mayor multiplicidad, han sido encontrados en las Pléyades (Mermilliod et al. 1992), las Hyades (Griffin y Gunn 1981; Griffin et al. 1985; Mason et al. 1993), Praesepe (Mermilliod et al. 1994), M 67 (Mathieu et al. 1990) y NGC 1502 (Mayer et al. 1993).

El origen de estos sistemas jerárquicos es aún controvertido. En el momento actual, no existe un mecanismo de formación que pueda considerarse dominante. Duquennoy (1988) analizó una muestra de 17 sistemas (14 triples y 3 cuádruples) en la vecindad solar. En su trabajo, este autor obtuvo una correlación lineal entre los logaritmos de los periodos de la binaria interna y del cuerpo externo expresados en días. Esto fue interpretado como una prueba del origen no dinámico de estos sistemas. Boss (1991) describió de forma teórica la formación de sistemas jerárquicos durante el colapso de objetos protoestelares. Sus cálculos sugieren también que los sistemas observados son todos de origen primordial y no dinámico. Cálculos hidrodinámicos

(Bonnell et al. 1991; Bonnell 1997) también generan sistemas jerárquicos a partir de la fragmentación de discos protoestelares. Sin embargo, existen observaciones recientes de sistemas jerárquicos en cúmulos (Mermilliod et al. 1994) mostrando valores elevados para la razón de periodos (250) lo que sugiere un origen dinámico.

La formación y evolución de sistemas jerárquicos ha sido estudiada en el marco de las simulaciones de N -cuerpos por métodos directos debido a que las complejas interacciones gravitatorias entre estrellas de diferentes masas sólo pueden seguirse en detalle por este procedimiento. Recientemente se han llevado a cabo varios estudios utilizando estas técnicas (Kroupa 1995; Aarseth 1996b; Kiseleva et al. 1996; Eggleton y Kiseleva 1996; Kiseleva 1996; de la Fuente Marcos et al. 1997a, b).

8.2 Estabilidad de sistemas jerárquicos

El principal objetivo de este conjunto de simulaciones es el estudio de la formación y evolución de sistemas jerárquicos en modelos de cúmulos estelares abiertos. Desde un punto de vista teórico, es de esperar que los únicos sistemas múltiples estables sean los de tipo jerárquico; es decir, aquellos en los que una binaria de relativamente corto periodo es orbitada por una compañera distante. Este tipo de sistemas pueden ser estables durante un intervalo muy amplio de tiempo si la perturbación externa es despreciable. Las configuraciones no jerárquicas son siempre inestables, excepto en unos pocos casos concretos (Marchal 1990). Incluso en el caso de sistemas jerárquicos triples, el análisis de la estabilidad no es un tema sencillo. Existe un cierto número de criterios para discriminar entre estabilidad e inestabilidad, tanto de índole numérica como analítica (ver el trabajo retrospectivo de Kiseleva (1996)). Estos criterios difieren significativamente unos de otros. **NBODY5** emplea el criterio de Harrington (1977) en la forma:

$$(8.1) \quad Y_0^{min} = \kappa \left(1 + \mu \log \left(\frac{1 + m_3/(m_1 + m_2)}{3/2} \right) \right),$$

con $\kappa = (2.65 + e)(1 + m_3/(m_1 + m_2))^{1/3}$ modificado por la excentricidad de la binaria interna e , según Bailyn (1984) y $\mu = 0.7$. Aquí Y_0^{min} es el valor crítico del cociente entre el valor del periastro de la masa externa m_3 y el apoastro de la binaria interna, $m_1 + m_2$. En cualquier caso, un sistema jerárquico triple será estable si permanece en la misma configuración (excluyendo intercambios y desintegraciones). Este criterio discrimina aquellos sistemas triples que van a mantenerse durante un cierto tiempo en ausencia de perturbaciones externas significativas, de aquellos otros que se desintegrarán rápidamente. Las principales condiciones que se exigen para considerar la formación de un sistema triple son:

- a) La binaria interna debe ser dura y la componente distante externa debe, asimismo, formar otra binaria dura con el centro de masa de la binaria interna.
- b) Si el cuerpo más externo es una binaria, no ha de estar perturbada.
- c) El criterio (8.1) para estabilidad jerárquica debe satisfacerse, añadiendo un 10% más al valor calculado para adoptar un criterio numérico más conservador.

Si las tres condiciones se satisfacen simultáneamente el sistema es considerado como jerárquico almacenándose todas sus características. A continuación se combinan el centro de masas de la binaria interna con la estrella externa para permitir un tratamiento de Kustaanheimo-Stiefel. Se considera que el sistema ha dejado de ser estable, finalizándose el tratamiento específico, si se da alguna de las siguientes circunstancias:

- 1) El criterio de estabilidad deja de verificarse debido a, por ejemplo, cambios significativos en la excentricidad del cuerpo externo debido a pequeñas perturbaciones seculares externas al sistema.
- 2) La perturbación externa (o el valor estimado del pericentro) sobrepasa un cierto valor crítico.
- 3) Los efectos de la evolución estelar se hacen dominantes; por ejemplo la pérdida de masa en la binaria interna supera el 1%.

Estas circunstancias pueden ocasionar que el mismo sistema jerárquico aparezca reiteradamente con sus parámetros ligeramente cambiados, sobre todo en etapas de pérdida de masa. En los cálculos que se van a presentar se han producido dos tipos de sistemas: triples y cuádruples. Los sistemas triples constan de una binaria interna de corto periodo y una estrella sin compañera como tercer cuerpo. Los sistemas cuádruples, en cambio, constan de dos binarias.

8.3 Resultados

Las características de los modelos se muestran en la Tabla (8.1). Todos los modelos incluyen la FIM de Scalo modificada con la correlación descrita en el Capítulo 6; además, todos ellos incluyen la pérdida de masa debida a evolución estelar. Ninguno de los modelos ha empleado la regularización en cadena; así pues, sólo se regularizan las interacciones triples y cuádruples (tratamiento no perturbado). Los modelos incluyen dos fracciones de binarias 10% y 50% y además cuatro valores para R , el parámetro que proporciona la anchura de la distribución de los semiejes de las BPs (Sección 6.3). El valor de este parámetro es de suma importancia a la hora de producir sistemas jerárquicos. Los valores máximos iniciales de los semiejes de las BPs están comprendidas en el intervalo 230-1000 UA. La razón de escoger este rango es que, en el momento actual, las observaciones parecen ser más sensibles en ese intervalo de separaciones. La mayoría de los resultados observacionales sobre estrellas dobles y múltiples en cúmulos se restringen habitualmente a este rango por limitaciones técnicas (en particular el *seeing*).

8.3.1 Evolución global

La mayoría de los sistemas encontrados son triples. Se aprecia una ligera tendencia a que estos sistemas se formen en las últimas etapas de la evolución de los modelos, cuando la densidad estelar disminuye notablemente lo que redundaría en facilitar la consecución de situaciones estables. También se han encontrado sistemas en las primeras

Tabla 8.1: Principales características de los modelos

<i>MOD.</i>	N^\bullet	f_b	$a_b^{\circ \times}$	R	M_{\max}^\dagger	M_{\min}^\dagger	$\langle M \rangle^\dagger$	R_0^\ddagger	$r_{t_0}^*$	$\langle R \rangle_0^\diamond$	T_d^\odot
I	110	0,10	0,0047	5	5,8 / 4,1	0,4 / 0,1	1,6 / 0,5	0,5	5,50	0,42	540,2 (373)
II	110	0,10	0,0047	10	5,8 / 4,1	0,4 / 0,1	1,6 / 0,5	0,5	5,50	0,42	319,8 (221)
III	110	0,10	0,0047	50	5,8 / 4,1	0,4 / 0,1	1,6 / 0,5	0,5	5,50	0,42	659,0 (455)
IV	110	0,10	0,0047	100	5,8 / 4,1	0,4 / 0,1	1,6 / 0,5	0,5	5,50	0,42	486,5 (336)
V	150	0,50	0,0047	5	5,8 / 5,1	0,2 / 0,1	1,1 / 0,4	0,5	6,05	0,45	503,6 (299)
VI	150	0,50	0,0047	10	5,8 / 5,1	0,2 / 0,1	1,1 / 0,4	0,5	6,05	0,45	562,9 (334)
VII	150	0,50	0,0047	50	5,8 / 5,1	0,2 / 0,1	1,1 / 0,4	0,5	6,05	0,45	472,4 (281)
VIII	150	0,50	0,0047	100	5,8 / 5,1	0,2 / 0,1	1,1 / 0,4	0,5	6,05	0,45	591,4 (351)
IX	550	0,10	0,0019	5	5,8 / 5,4	0,2 / 0,1	1,1 / 0,5	1,0	9,40	0,92	978,7 (856)
X	550	0,10	0,0019	10	5,8 / 5,4	0,2 / 0,1	1,1 / 0,5	1,0	9,40	0,92	823,1 (720)
XI	550	0,10	0,0019	50	5,8 / 5,4	0,2 / 0,1	1,1 / 0,5	1,0	9,40	0,92	902,4 (790)
XII	550	0,10	0,0019	100	5,8 / 5,4	0,2 / 0,1	1,1 / 0,5	1,0	9,40	0,92	916,4 (802)
XIII	750	0,50	0,0019	5	5,8 / 12,9	0,2 / 0,1	1,1 / 0,6	1,0	10,5	0,91	1052,2 (779)
XIV	750	0,50	0,0019	10	5,8 / 12,9	0,2 / 0,1	1,1 / 0,6	1,0	10,5	0,91	743,9 (556)
XV	750	0,50	0,0019	50	5,8 / 12,9	0,2 / 0,1	1,1 / 0,6	1,0	10,5	0,91	1027,1 (760)
XVI	750	0,50	0,0019	100	5,8 / 12,9	0,2 / 0,1	1,1 / 0,6	1,0	10,5	0,91	800,5 (592)
XVII	1100	0,10	0,0011	5	5,8 / 12,9	0,2 / 0,1	1,0 / 0,6	1,5	12,0	1,39	1158,7 (1251)
XVIII	1100	0,10	0,0011	10	5,8 / 12,9	0,2 / 0,1	1,0 / 0,6	1,5	12,0	1,39	752,4 (835)
XIX	1100	0,10	0,0011	50	5,8 / 12,9	0,2 / 0,1	1,0 / 0,6	1,5	12,0	1,39	1258,7 (1398)
XX	1100	0,10	0,0011	100	5,8 / 12,9	0,2 / 0,1	1,0 / 0,6	1,5	12,0	1,39	1233,2 (1369)
XXI	1500	0,50	0,0011	5	13,4 / 12,9	0,2 / 0,1	1,1 / 0,6	1,5	13,5	1,41	1199,3 (1124)
XXII	1500	0,50	0,0011	50	13,4 / 12,9	0,2 / 0,1	1,1 / 0,6	1,5	13,5	1,41	1176,7 (1102)

- Número total de estrellas ($N_s + 2 N_b$).
- × Semieje mayor máximo inicial para las BPs en pc.
- † En M_\odot (no binaria, binaria).
- ‡ Radio virial inicial en pc.
- * Radio inicial de las fuerzas de marea en pc.
- ◊ Radio medio inicial en pc.
- ⊙ Tiempo de Desintegración en unidades normalizadas (en millones de años).

fases de la evolución de los modelos aunque su existencia no fue muy dilatada. En los restos suelen aparecer uno o dos de estos sistemas por modelo. El número de sistemas que abandonan el cúmulo antes de su desintegración es reducido, menor del 5%. Las binarias internas de los sistemas formados suelen ser generalmente primordiales. Los sistemas cuádruples que se forman en cúmulos pobres son generalmente más excéntricos. Estos sistemas cuádruples, en el caso de cúmulos ricos, tienden a formarse en las últimas etapas de la evolución de los modelos y en las regiones centrales. El mayor número de sistemas jerárquicos formados simultáneamente es 3 (aunque este fue un límite arbitrario que se impuso por convención). Como puede observarse en las Tablas (8.1) y (8.2), cuanto menor es R más pequeña es, en general, la probabilidad de formación de estos sistemas, decreciendo hasta cero en el caso de $N = 100$.

Aunque el número de sistemas formados es pequeño y por tanto la relevancia estadística de los resultados es limitada, se han observado varias tendencias universales. Para N pequeño, e independientemente de la fracción de binarias, el ritmo de formación de estos sistemas crece cuando el parámetro R aumenta; si R es pequeño no se forma ningún sistema. Este hecho sugiere que cuando N es pequeño, el proceso dominante en la formación de estos sistemas es el encuentro entre dos binarias con desintegración de una de ellas, puesto que la eficiencia de este proceso aumenta notablemente cuando los semiejes de las binarias son muy diferentes y disminuye hasta anularse en el caso de binarias con semiejes idénticos. Para N mayor no puede hablarse de un comportamiento genérico. En los modelos con $N = 1.500$ y 50% de binarias, todos los sistemas formados lo han sido gracias a la destrucción previa de una binaria primordial.

Los principales resultados cuantitativos aparecen en la Tabla (8.2), que muestra los valores medios para un conjunto de magnitudes relevantes en el caso de sistemas múltiples. En ella se observa que el número de sistemas formados por millón de años es bastante bajo, aunque muestra una tendencia a incrementarse cuando N au-

menta. Los sistemas cuádruples sólo se forman en el caso de modelos con N elevado. También se observa que esta tasa de formación parece relacionarse con R , de forma que cuando el valor de este parámetro crece, también aumenta, en general, dicha tasa de formación. Las excentricidades de las órbitas de los cuerpos externos (estrellas no binarias o dobles) son bastante altas y, en general, las masas de los mismos son menores que la de la propia binaria. En algunos casos, el cuerpo externo es una enana blanca. La vida media de los sistemas formados es bastante elevada, por lo que la probabilidad de observar uno de ellos en un cúmulo real no es en absoluto despreciable. Actualmente se conocen sólo tres sistemas con elementos orbitales bien establecidos. Hay dos en las Hyades: ν B 75 y μ Orionis. El primero es un sistema triple y el segundo, cuádruple. El otro es SZ Cam en NGC 1502 que es también cuádruple. Este hecho condiciona que las comparaciones con sistemas observacionales que se lleven a cabo se restrinjan a sistemas observados fuera de cúmulos estelares abiertos. En cualquier caso, y como se comentó previamente, los sistemas que ahora se observan aislados pudieron, en principio, haberse generado en cúmulos abiertos y dado que una vez abandonado el cúmulo las posibilidades de sufrir una interacción externa que varíe de forma significativa sus parámetros dinámicos son muy reducidas, está suficientemente justificada la realización de comparaciones con muestras de sistemas aislados.

8.3.2 Diagrama (e , $\log P$)

Uno de los diagramas más interesantes a la hora de analizar los resultados de las observaciones de estrellas dobles es la representación de la excentricidad frente al logaritmo del período. Este tipo de diagrama proporciona una visión mucho más profunda que cualquier otro en lo que se refiere a los detalles de la evolución de los sistemas dobles. Dado que un sistema múltiple se puede interpretar como recursivamente doble, podría pensarse que este tipo de representación puede resultar igualmente útil para el caso de las estrellas múltiples. La Figura (8.1) muestra los resultados para

Tabla 8.2: Principales resultados de los modelos

MOD.	n_3/n_4^*	A_3	A_4^\dagger	a_1/a_0^\ddagger	Y^0	T_{lf}^\dagger	T_{lf}^\ddagger	e^*	m_b/m_e	N_{ej}^{++}
I	0 / 0	0,000	0,000	-	-	-	-	-	-	-
II	0 / 0	0,000	0,000	-	-	-	-	-	-	-
III	5 / 0	0,011	0,000	62,9	3,86	3,42	23,2	0,72	2,32	0
IV	3 / 0	0,009	0,000	73,9	13,25	34,4	100,0	0,61	7,40	0
V	0 / 0	0,000	0,000	-	-	-	-	-	-	-
VI	1 / 0	0,003	0,000	17,3	3,48	7,02	1858,0	0,37	3,8	0
VII	4 / 0	0,015	0,000	26,8	4,50	3,98	1056,5	0,46	3,7	1
VIII	7 / 0	0,021	0,000	23,9	2,87	1,43	43,9	0,41	1,4	0
IX	2 / 0	0,002	0,000	10,0	648,81	21,03	5595,0	0,57	13,84	0
X	13 / 0	0,018	0,000	118,9	5,75	4,38	118,1	0,72	1,8	1
XI	6 / 0	0,008	0,000	20,8	3,11	49,40	2130,7	0,29	2,1	0
XII	3 / 0	0,004	0,000	14,1	2,26	10,62	3351,0	0,45	3,5	0
XIII	14 / 0	0,019	0,000	21,6	1,83	7,09	657,5	0,58	4,0	1
XIV	3 / 0	0,005	0,000	25,2	2,85	3,15	94,3	0,53	18,5	2
XV	16 / 4	0,022	0,005	42,0 / 53,6	5,55 / 1,87	3,22 / 1,92	1268,1 / 142,0	0,51 / 0,22	4,4 / 1,6	0
XVI	36 / 3	0,063	0,005	82,0 / 90,1	7,96 / 2,10	0,74 / 0,10	489,4 / 6,0	0,63 / 0,70	6,5 / 0,9	1
XVII	3 / 0	0,002	0,000	12,6	1,99	5,91	1330,7	0,36	2,34	0
XVIII	5 / 0	0,006	0,000	23,0	2,04	5,95	1455,2	0,62	3,7	0
XIX	18 / 2	0,013	0,001	199,6 / 180,6	13,08 / 5,96	0,55 / 3,72	125,2 / 1536,0	0,66 / 0,69	3,2 / 1,3	2
XX	5 / 1	0,004	0,001	17,7 / 744,5	2,23 / 8,36	5,35 / 0,33	741,0 / 1,0	0,48 / 0,31	7,9 / 1,2	0
XXI	16 / 3	0,013	0,003	22,3 / 45,4	1,95 / 1,69	7,71 / 7,83	768,7 / 241,0	0,52 / 0,52	6,1 / 0,7	2
XXII	32 / 6	0,039	0,005	25,5 / 65,1	3,13 / 4,38	3,6 / 11,3	667,6 / 170,5	0,58 / 0,38	19,9 / 2,3	1

* Número de triples jerárquicas / Número de cuádruples jerárquicas.

† Sistemas jerárquicos triples formados por unidad de tiempo (10^6 años).

‡ Sistemas jerárquicos cuádruples formados por unidad de tiempo (10^6 años).

= Cociente de semiejes mayores (triple / cuádruple).

† Tiempo de vida medio en millones de años (triple / cuádruple).

‡ Tiempo de vida medio en unidades del periodo del cuerpo interno (triple / cuádruple).

* Excentricidad del cuerpo externo (triple/cuádruple).

++ Número de sistemas jerárquicos que abandonan el cúmulo.

los sistemas triples del modelo XVI, que pueden considerarse representativos para el conjunto de modelos calculados. Todos los sistemas con excentricidades elevadas son de vida corta. Los sistemas formados en modelos con N menor son, en media, más excéntricos. Las principales características que se observan en el diagrama son:

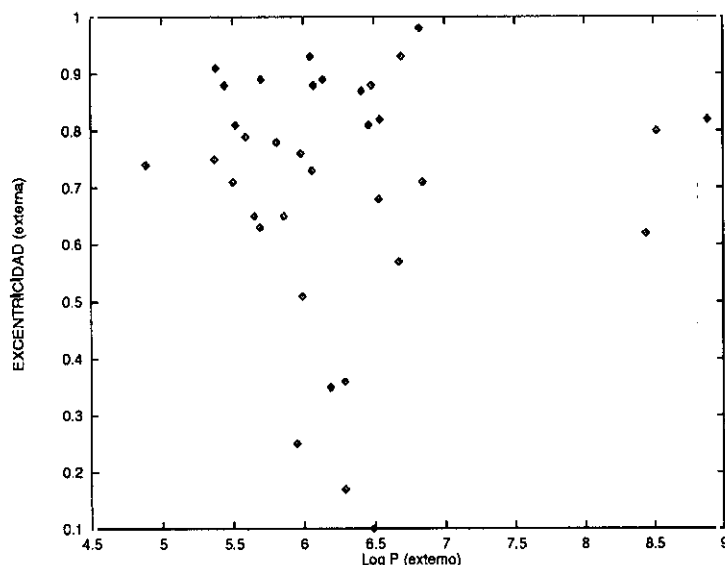


Figura 8.1: Diagrama (e , $\text{Log P}(\text{días})$) para la binaria externa. Los sistemas con elevada excentricidad son de vida corta.

- Un periodo mínimo, por debajo del cual no se observaron sistemas.
- Un periodo máximo, por encima del cual tampoco se observaron sistemas.
- Una región con excentricidades prohibidas para periodos de la binaria externa superiores aproximadamente a 9.000 años.

El periodo mínimo. Su valor parece ser independiente de los valores iniciales de los parámetros de la población inicial de binarias. El periodo de corte es mayor en el caso de sistemas en los que la binaria interna no es puramente primordial (una o ambas de sus componentes han sido intercambiadas).

El periodo máximo. Su valor está influido fuertemente por las condiciones de estabilidad escogidas, ya que se exige que si la estrella más externa es no binaria, la perturbación sobre ella no exceda un cierto valor, y si es doble que sea nula. Cuanto mayor sea el rango de energías (semiejes) considerado, más elevado es el periodo de corte. Además depende de la naturaleza de la binaria interna; aquellos sistemas que contienen una binaria primordial muestran valores más altos que los que no la contienen.

La región prohibida. Para sistemas con periodos externos superiores a 9.000 años no se observan excentricidades inferiores a 0,6.

8.3.3 Diagrama ($\text{Log } P_b$, $\text{Log } P_e$)

Desafortunadamente, la medida de excentricidades es compleja y sujeta a múltiples fuentes de error, por lo que para la mayoría de los sistemas que se han estudiado observacionalmente no se conoce el valor de este parámetro. Por el contrario, el valor de los periodos sí suele ser conocido o, cuando menos, estimado. Con el objeto de comparar los resultados obtenidos con los pocos disponibles a partir de observaciones, se ha considerado la representación del logaritmo del periodo externo frente al interno, ambos en días. Para la comparación, se hará uso de la muestra de triples localizados en la vecindad solar, estudiada por Duquennoy (1988) (Fig. (8.2)). Para esa muestra de 13 sistemas triples, este autor encontró una correlación lineal, con pendiente 0,68 y coeficiente de correlación 0,91. Del resultado obtenido, el autor citado extrajo como conclusión que los sistemas jerárquicos triples se formaban preferentemente por fragmentación, considerando, de este modo, despreciable la importancia de los procesos de captura en regiones de alta densidad estelar ya que, según él, estos generarían una distribución aleatoria de periodos. Sin embargo, las muestras de triples generadas en los modelos estudiados presentan también una cierta correlación lineal en cuanto a los logaritmos de los periodos se refiere, a pesar de tener origen dinámico y no primordial. Para el modelo presentado en la Figura (8.3) con 1.500 estrellas, 1000 de

ellas en binarias primordiales, se obtiene una pendiente de $0,68 \pm 0,09$. En cualquier caso, no debe descartarse una pendiente diferente para sistemas cuádruples como se muestra en de la Fuente Marcos et al. (1997a). La ausencia de sistemas con periodos externos elevados pero internos pequeños que muestran los resultados, puede ser de gran interés, tanto teórico como observacional. En principio, la causa podría estar en que un sistema de tales características no daría lugar a una binaria externa dura, con lo que no sería seleccionado para una configuración jerárquica por el algoritmo de cálculo. Según los datos proporcionados por un catálogo de muy reciente elaboración (Tokovinin 1997) esa parte del diagrama podría tener un número notable de representantes.

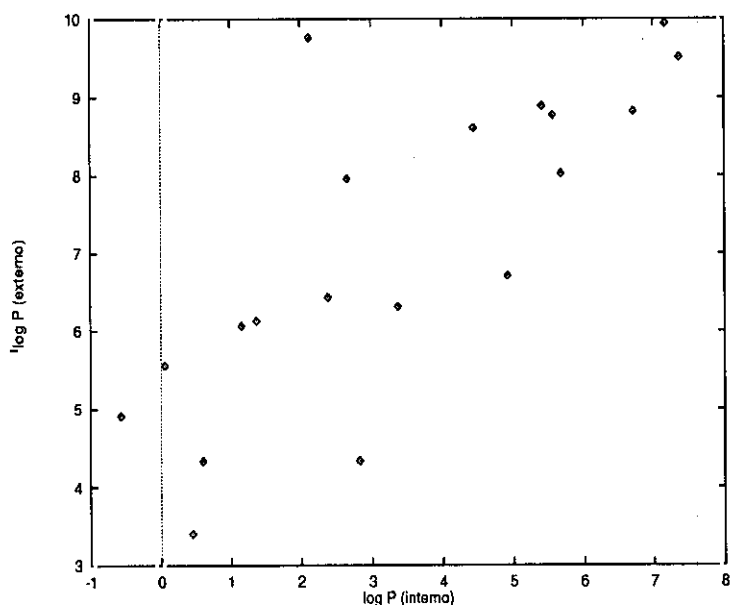


Figura 8.2: Diagrama para los periodos de la muestra de sistemas múltiples aparecida en Duquennoy (1988). Deben notarse los periodos externos algo mayores que los de la Fig. (8.3) debido a que la mayoría de ellos son parámetros estimados.

8.3.4 Diagrama (m_b/m_e , $\text{Log } P_e$)

El plano presentado en la Figura (8.4) contiene también información de utilidad astrofísica, aunque es difícil de obtener a partir de las observaciones. La figura

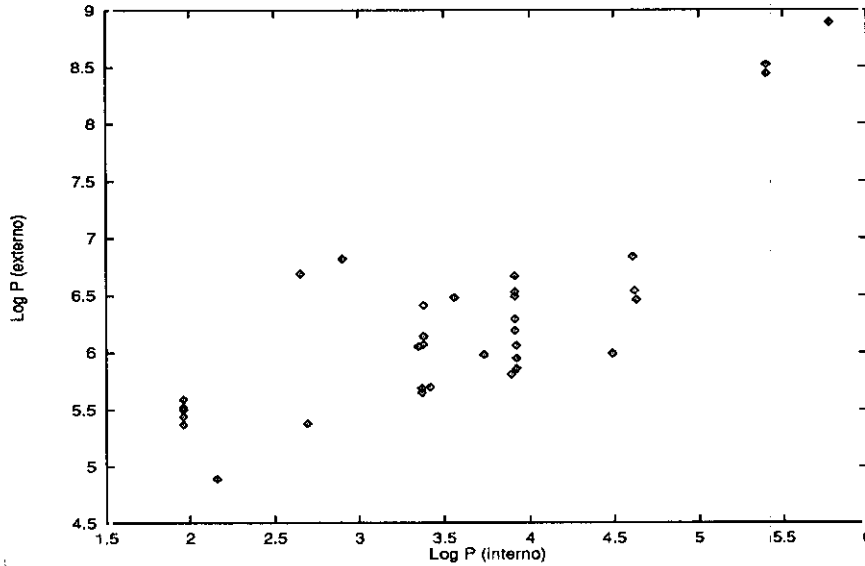


Figura 8.3: Diagrama $\text{Log } P_e$ frente a $\text{Log } P_b$, ambos en días, para uno de los modelos estudiados (XXII).

muestra que para valores del periodo superiores a 9.000 años no existen sistemas con una razón de masas superior a 2. En la mayoría de los sistemas, la masa del cuerpo más externo es similar a la masa media de los componentes de la binaria, aunque en algunos casos esta puede ser inferior o superior. Particularmente interesantes son aquellos casos en los que el cuerpo externo es una enana blanca. En la figura mostrada aparecen dos de esos casos, siendo este fenómeno bastante habitual en los modelos calculados. Los sistemas cuádruples suelen tener razones de masas próximas a 1.

8.4 Conclusiones

Aunque los resultados de este capítulo son bastante preliminares, y se necesitará un estudio más detallado para poder obtener conclusiones más firmes (de la Fuente Marcos et al. 1997b), no deja de ser interesante la posibilidad de reproducir resultados observacionales haciendo uso de un experimento numérico. En cualquier caso, las principales conclusiones que se desprenden del presente estudio son:

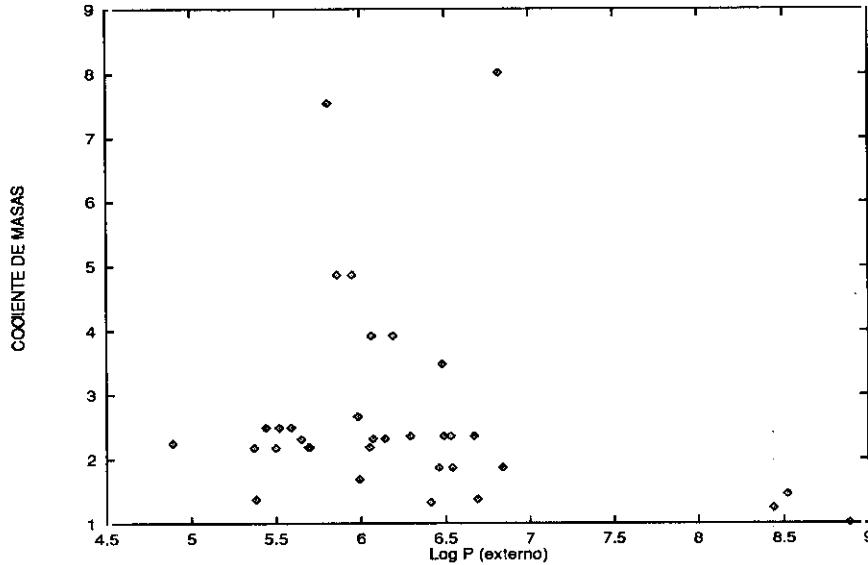


Figura 8.4: Cociente de masas frente al logaritmo del periodo del cuerpo externo, en días, para uno de los modelos estudiados (XXII).

1. El tipo de sistema jerárquico preferencialmente formado en los modelos es el triple, en el que el tercer cuerpo es una estrella no binaria. No se han formado sistemas en el que el cuerpo más masivo sea una estrella inicialmente sin compañera, y una doble (de masa conjunta menor) lo orbite.
2. La vida media de este tipo de sistemas en cúmulos es lo suficientemente larga como para que la probabilidad de observarlos sea significativa.
3. La correlación lineal observada en una muestra de sistemas jerárquicos triples reales puede justificarse admitiendo una formación puramente dinámica para los mismos. Este hecho sugiere que el origen de los sistemas jerárquicos observados en cúmulos puede explicarse a partir de interacciones dinámicas entre binarias primordiales (principalmente) o entre binarias y estrellas sin compañera.
4. La población inicial del cúmulo y el espectro de energías de las binarias primordiales del mismo, juegan un importante papel en la formación de sistemas jerárquicos.

5. El grupo de estrellas que queda tras la desintegración de los modelos contiene habitualmente uno o dos sistemas jerárquicos.
6. La fracción de sistemas múltiples de origen dinámico observables en un cúmulo puede depender fuertemente de la edad del mismo y por tanto de su estado evolutivo.

Capítulo 9

Restos de cúmulos abiertos

9.1 Introducción

En los capítulos precedentes se han analizado la evolución dinámica de los cúmulos abiertos y los mecanismos que los hacen desaparecer; sin embargo, aún no se ha considerado la respuesta a una pregunta que surge de forma natural como consecuencia de lo desarrollado hasta ahora, ¿qué queda tras la desintegración de un cúmulo abierto?. Responder a esta pregunta es de gran importancia, puesto que liga los campos de la formación estelar, la dinámica estelar y la existencia de estrellas aisladas (alejadas de agrupamientos estelares), como nuestro Sol. Si se admite la posibilidad de que el Sol naciese en un cúmulo abierto, ¿donde está lo que queda de ese cúmulo?, ¿donde se formó nuestro Sol?. Estas y otras preguntas similares son de gran interés, ya que nuestro planeta pudo haberse originado en las etapas inmediatamente posteriores al escape del Sol desde el cúmulo abierto donde, tal vez, nació.

El residuo final de la evolución de los cúmulos abiertos se suele denominar resto de cúmulo abierto (RCA de aquí en adelante). El número de cúmulos abiertos desintegrados en nuestra Galaxia puede ser muy elevado (Lodén y Rickman 1974). Desde un punto de vista estrictamente teórico, Ambartsumian (1938) y Spitzer (1940) mostraron que es imposible que un cúmulo estelar se evapore totalmente. Además,

Spitzer propuso dos posibles destinos finales para los cúmulos estelares: la evaporación de estrellas progresa hasta que las colisiones físicas entre estrellas llegan a ser posibles, o se forman sistemas estables binarios o incluso de mayor multiplicidad. Para cúmulos ricos, diversos autores (ver el excelente artículo retrospectivo de Heggie (1985)) encontraron otros escenarios teóricos en los que el colapso gravitatorio predicho por Antonov (1962) y Lynden-Bell y Wood (1968) era contrarrestado gracias a algún mecanismo energético: un agujero negro central, un sistema binario central o masiva pérdida de masa en el centro del cúmulo.

El estudio de los objetos finales resultantes de la evolución de los cúmulos abiertos fue iniciado por von Hoerner (1960, 1963) y continuado por Aarseth (1968) y van Albada (1968b) con modelos con 25 a 250 estrellas. Este último autor, en sus modelos con $N = 24$, encontró que el resultado final de la evolución de pequeños cúmulos estelares era un sistema jerárquico triple o varias binarias, e indicó posibles candidatos observacionales para este tipo de objetos. Desafortunadamente, la velocidad de cálculo de los ordenadores disponibles en esos años retrasó la obtención de resultados para cúmulos más ricos, que permitiesen generalizar lo que ya se había obtenido para cúmulos muy poco poblados. Desde una perspectiva teórica, Lodén y Rickman (1974) analizaron la estabilidad de pequeños cúmulos o restos de cúmulos y llegaron a la conclusión de que las configuraciones más duraderas serían aquellas en las que todas las estrellas tuviesen aproximadamente la misma masa. Este razonamiento teórico ha quedado avalado con el presente conjunto de simulaciones.

En los años siguientes, Lodén (1973, 1980a, 1980b, 1981a, 1981b, 1984a, 1984b, 1984c, 1987, 1988, 1993) ha venido publicando resultados observacionales en este campo. Recientemente, el autor de esta tesis analizó restos de modelos de cúmulos abiertos (de la Fuente Marcos 1996b, 1997) llegando a conclusiones coincidentes con los resultados observacionales conocidos.

9.2 Resultados

En esta sección se analizarán los productos finales del presente conjunto de simulaciones. En la mayor parte de los modelos, la simulación acaba cuando la población del cúmulo alcanza la cifra de diez estrellas; por tanto, se analizarán principalmente restos de cúmulos formados por una decena de componentes. Los resultados obtenidos muestran diferencias entre modelos con y sin binarias primordiales y también evidencian un comportamiento diferencial dependiente de la riqueza del cúmulo para modelos con pérdida de masa.

9.2.1 Modelos sin binarias primordiales

Los restos de cúmulos monocomponentes, es decir con todas las estrellas de la misma masa, están formados fundamentalmente por binarias. En modelos sin binarias primordiales ni pérdida de masa debida a evolución estelar se produce una intensa formación y destrucción de binarias durante las simulaciones, por lo que no es sorprendente que en el objeto final el número de binarias sea alto. Estas binarias son en su mayoría blandas (poco ligadas, por tanto).

En cúmulos con un espectro inicial de masas hay también binarias en el resto pero su número es inferior, generalmente una única binaria dura, aunque a veces acompañada por otra blanda. Normalmente, la binaria dura contiene una o las dos estrellas más masivas del sistema. El origen de estos sistemas binarios dinámicamente formados pero con ambas componentes masivas es fruto del proceso de segregación de masa, que provoca un aumento de la densidad espacial de estrellas masivas en las regiones internas del cúmulo. Este aumento de densidad estelar, incrementa la probabilidad de formación de una binaria masiva tras un encuentro próximo entre tres estrellas individuales.

La introducción de la evolución estelar provoca la aparición de un comportamiento diferencial dependiente de la riqueza del cúmulo; así, los cúmulos pobres pierden la mayoría de su población antes de que la pérdida de masa debida a evolu-

ción estelar sea importante incluso para las estrellas más masivas del sistema, por lo que en el resto final pueden encontrarse tanto estrellas masivas como de masa menor. Como en el caso de modelos sin evolución estelar, siempre se encuentra al menos una binaria dura entre las componentes del objeto final. Aquí, la formación de binarias blandas se ve muy reducida, por lo que de encontrarse otra binaria en el resto suele ser dura también. El fenómeno ya comentado de la existencia de un comportamiento diferencial dependiente de la población inicial del cúmulo, tiene importantísimas consecuencias sobre la composición del resto final. En cúmulos pobres, las binarias encontradas pueden ser de cualquier tipo, es decir con ambas componentes masivas o no masivas, o una primaria masiva y como secundaria una estrella poco masiva fruto de un intercambio. Sin embargo, para cúmulos ricos se encuentra que las binarias supervivientes tienen ambas componentes casi de la misma masa (pequeña en cualquier caso). Además, en la mayor parte de los casos, se trata de sistemas binarios con ambas componentes pertenecientes a los últimos tipos espectrales, típicamente en el rango K5-M5. A lo sumo, se encuentra alguna binaria con una gigante roja como primaria y una enana M como secundaria. Esto claramente favorece una interpretación según la cual, se produciría una supervivencia preferencial de binarias poco masivas, con ambas componentes casi idénticas. Por otra parte, la ausencia de objetos colapsados (enanas blancas y estrellas de neutrones) entre las componentes de las binarias de los restos de cúmulos ricos sugiere la falta de estabilidad, frente a destrucción o escape por eyección, de este tipo de sistemas. En los restos de cúmulos pobres si pueden encontrarse, en cambio, binarias con una enana blanca como secundaria.

En cualquier caso, hasta ahora no se ha mencionado el ingrediente esencial para que una agrupación estelar pueda ser descubierta: ha de haber un contraste suficiente entre el hipotético cúmulo y las estrellas de campo que, de forma aparente, lo rodean. Suponiendo una densidad de referencia de $0,044 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$, que es el valor aceptado de la densidad de masa en estrellas para la vecindad solar, cualquier densidad de este orden o inferior sería imposible de distinguir entre las estrellas de

campo. Con los valores de densidad iniciales (Capítulo 2) utilizados en los cálculos, la mayoría de los modelos alcanzan el valor de referencia cuando todavía poseen entre un 40% y un 3% de sus miembros. El valor concreto depende de N y es más alto cuanto menor sea la población inicial (sobre 40% para $N = 100$, y 3% para $N = 750$). De hecho, un criterio bastante natural para finalizar una simulación, como las llevadas a cabo en este trabajo, sería alcanzar la densidad media de la vecindad del cúmulo. En ese momento, el cúmulo, a todos los efectos, se ha desintegrado. Desde un punto de vista estrictamente astrofísico, debe redefinirse el Tiempo de Desintegración como el necesario para que un cúmulo alcance una densidad estelar media igual a la correspondiente a las estrellas aisladas a la distancia galactocéntrica considerada.

9.2.2 Modelos con binarias primordiales

Los resultados para modelos con una cierta población de binarias primordiales, incluso pequeña, difieren sustancialmente de los expuestos en el apartado anterior. En los modelos previamente discutidos, el porcentaje de binarias en el resto final es inferior o igual al 20% en la inmensa mayoría de los casos. Sin embargo, en el caso de los restos de modelos con una fracción de binarias primordiales, este porcentaje sube hasta un valor medio del 80% y no es extraño encontrar modelos en los que las 12 últimas estrellas del cúmulo forman seis binarias o incluso aparece algún sistema jerárquico triple o de multiplicidad superior. Además, estos resultados son independientes de si el modelo estudiado incluía o no la evolución estelar y del tipo de función de masa considerada. Ya que la presencia de binarias primordiales prácticamente inhibe la formación de binarias durante encuentros de tres cuerpos, la población final de binarias en el resto es fundamentalmente primordial; aunque en algunos casos, las binarias presentan alguna de sus componentes fruto de un intercambio con otra binaria primordial. En muy pocas ocasiones la componente no primordial era una estrella inicialmente no binaria.

Cuando se introduce la evolución estelar en los modelos, los resultados mues-

tran la misma tendencia global, pero se observan comportamientos dependientes de la población inicial del cúmulo. Este tipo de respuesta diferencial, dependiente de la riqueza del sistema estelar, es fruto del acoplamiento entre las escalas temporales asociadas a los fenómenos de desintegración del cúmulo y de pérdida de masa debida a evolución estelar de las estrellas que lo componen. En el caso de cúmulos con un bajo contenido estelar, menor que unos pocos centenares de estrellas, la desintegración del cúmulo se produce antes de que las estrellas de masa intermedia hayan tenido tiempo de abandonar la Secuencia Principal. Por tanto, las binarias de estos modelos se ven relativamente poco perturbadas por fenómenos de eyección de masa antes de abandonar el cúmulo donde nacieron. Las binarias supervivientes en el resto tienen igual probabilidad de ser o no masivas, ya que estas últimas no han sido aún destruidas o eyectadas del cúmulo a causa de los procesos de pérdida de masa. Conforme la población inicial del cúmulo aumenta, la escala temporal de desintegración del mismo se acerca cada vez más a los tiempos evolutivos característicos para que estrellas masivas (con masas superiores a $4 M_{\odot}$) abandonen la Secuencia Principal. Para cúmulos con 500 estrellas pueden observarse a veces en el resto binarias con una enana blanca como secundaria o incluso primaria; sin embargo, no se ha detectado en ningún modelo la presencia en el resto de una binaria con un estrella de neutrones. Este tipo de binarias, que raramente aparecen en las simulaciones son siempre eyectadas del cúmulo al poco de suceder el fenómeno de supernova. Para cúmulos aún más poblados ($N = 750$ ó 1.000), la composición binaria del resto es muy uniforme. La mayoría de estas presentan ambas componentes con casi la misma masa, típicamente inferior a $0,6$ masas solares. En algunos casos se observa la presencia de una sub-gigante o de una gigante como primaria, pero en ningún caso aparecen entre las componentes objetos colapsados como enanas blancas o estrellas de neutrones. Las binarias que contienen este tipo de objetos abandonan el cúmulo antes de que éste alcance la veintena de miembros. Los comentarios realizados en la sección anterior sobre la densidad de masa asociada a la desintegración del cúmulo

son aplicables igualmente para estos modelos. En este caso, el porcentaje de estrellas pertenecientes al cúmulo cuando este alcanza la densidad crítica es algo mayor para los modelos con $N = 750$ (7%).

En el caso de cúmulos densamente poblados la probabilidad de encontrar objetos colapsados en el resto aumenta, en particular, para el caso de las enanas blancas. El diagrama Hertzsprung-Russell teórico de uno de estos objetos puede apreciarse en la figura (9.1). En este caso se trata de un resto de cúmulo con una edad de 5.387 millones de años. Contiene 32 estrellas, entre ellas varias enanas blancas, 15 estrellas en la secuencia principal y 6 en la región de las gigantes rojas. El radio del núcleo para el resto es 0,768 pc, el medio 1,952 pc y el de las fuerzas de marea 4,48 pc. El modelo contenía inicialmente 10.010 estrellas con 10 binarias primordiales. La densidad espacial inicial era proporcional al cuadrado del inverso de la distancia cumulocéntrica. Sólo hay una binaria en el resto. Con estos valores, la densidad media estelar del resto sería de unas $0,2 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$. Este tipo de objeto si sería detectable con la instrumentación adecuada.

9.3 Consecuencias observacionales

Si se admite la validez general de los resultados arriba expuestos surge inmediatamente la necesidad de evaluar la viabilidad del estudio observacional de este tipo de objetos. Se trataría de buscar regiones del cielo con una concentración de estrellas más o menos aparente, en las cuales la densidad superficial de binarias superase significativamente la media para las estrellas de campo. La existencia de objetos de este tipo ya fue apuntada por van Albada (1968b) indicando posibles candidatos observacionales (σ Ori, ADS 12696, ρ Oph, 1 Cas, 8 Lac y 67 Oph) para ser RCAs. Wielen (1975) sugirió que Collinder 285 (Ursa Major) podría ser uno de estos objetos, que con una edad de unos 200 millones de años contiene las famosas binarias ζ UMa AB (Mizar) y 80 UMa (Alcor). Lodén (1973, 1977, 1979, 1980a, b, 1981, 1987) puso de manifiesto que, en las placas de regiones de nuestra Galaxia obtenidas con el método

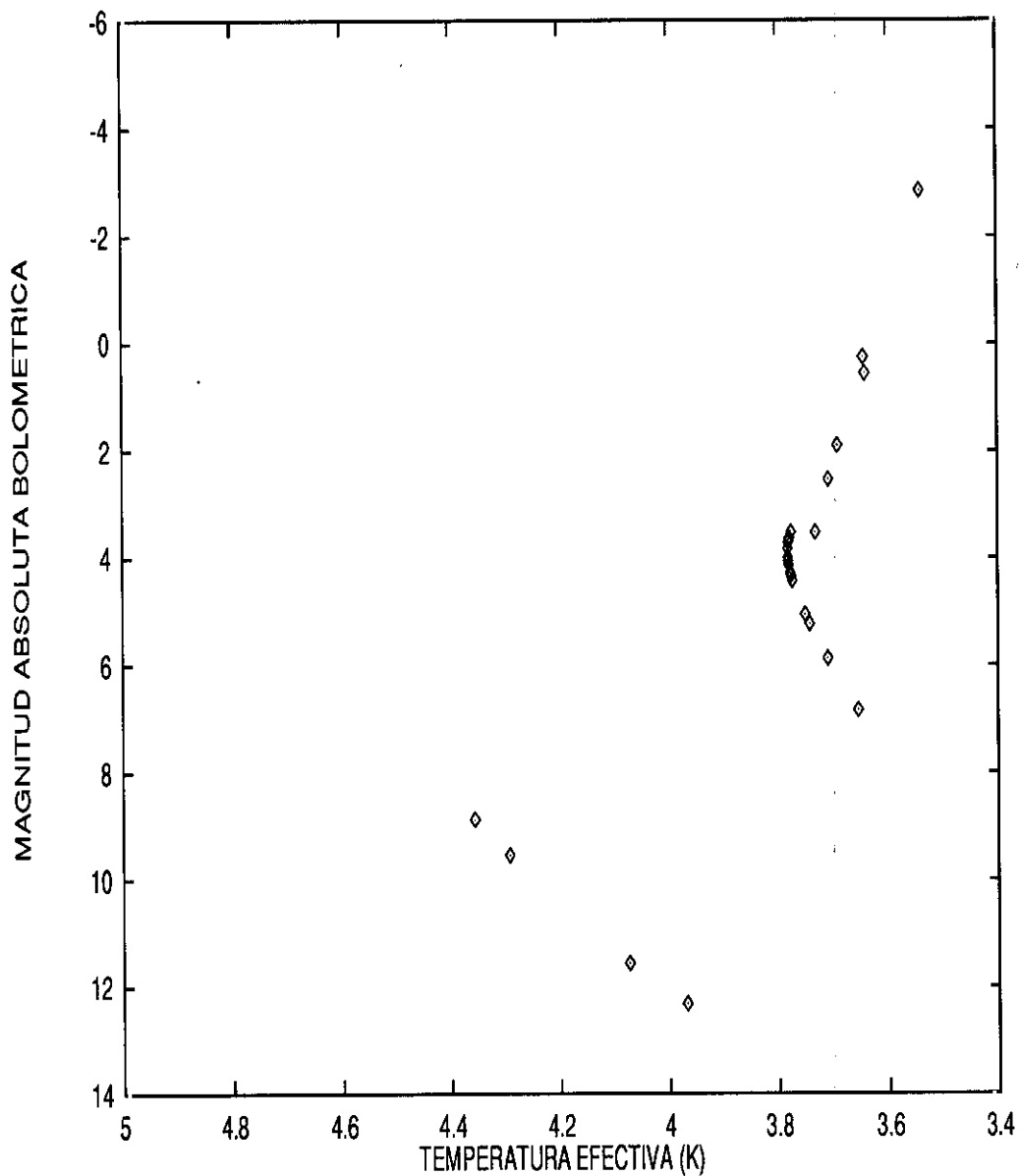


Figura 9.1: Diagrama H-R para un resto de cúmulo con una edad de 5.387 millones de años. Contiene 32 estrellas, entre ellas varias enanas blancas, 15 estrellas en la secuencia principal y 6 en la región de las gigantes rojas. El radio del núcleo para el resto es 0,768 pc, el medio 1,952 pc y el de las fuerzas de marea 4,48 pc. El modelo contenía inicialmente 10.010 estrellas con 10 binarias primordiales. La densidad espacial inicial era proporcional al cuadrado del inverso de la distancia cumulocéntrica. Sólo hay una binaria en el resto.

del prisma-objetivo aparecían acumulaciones de espectros del mismo tipo asociados a una posible agrupación física de alguna especie. En el curso de una búsqueda sistemática llevada a cabo en el hemisferio Sur, se detectaron varios miles de estos objetos, que se interpretaron como cúmulos muy poco poblados y poco densos. Estos objetos se clasificaron en cuatro conjuntos, estando formado el tercero de ellos por cúmulos extremadamente pequeños y poco poblados, posiblemente restos de cúmulos estelares con una frecuencia del 20%. El cuarto de ellos eran sistemas múltiples con separaciones extremas entre componentes, tal vez la última etapa de un cúmulo en desintegración, con una frecuencia del 10%. Los resultados obtenidos por este autor tienen un fuerte efecto de selección ya que los objetos fueron descubiertos por inspección visual de las placas obtenidas con el procedimiento del prisma-objetivo, y los espectros de las estrellas brillantes de los primeros tipos espectrales (tipos B a F) son más fáciles de detectar en este caso (Lodén 1996). La población de estos objetos es $N \leq 15$, con una edad típica en el rango 50 a 200 millones de años, con un valor medio de 150 millones de años. Estos RCAs muestran una fracción de binarias elevada. Otros autores (Mermilliod 1996) se manifiestan escépticos ante estos resultados, ya que se conocen regiones del espacio con una cierta concentración de estrellas con tipo espectral similar (como los objetos comentados) en las que el estudio de los movimientos propios no ha conseguido encontrar varias estrellas con la misma velocidad. Pese a todo, las características de los objetos encontrados por el Dr. Lodén son notablemente similares a las que muestran los restos de los modelos con N pequeño ($N = 250$) que contienen una fracción de binarias primordiales.

Según Lodén el porcentaje de objetos de este tipo por descubrir sería muy elevado. De hecho, en las proximidades del Sistema Solar parece encontrarse uno de estos objetos. El sistema triple α Cen AB y Proxima Cen está situado cerca de otras dos binarias (Gliese 140.1 y Gliese 676), el sistema triple ADS 10288 (Gliese 649.1) y seis estrellas individuales. Anosova et al. (1994) han obtenido que la probabilidad de que todos estos objetos formen un grupo estelar en movimiento es muy alta. De

esta forma, podría suceder que uno de estos restos estuviese situado en la propia vecindad solar. Tal vez, incluso el propio Sol pudo una vez haber formado parte de este posible cúmulo. Desafortunadamente, la detección de un RCA como el descrito para los modelos muy poblados es bastante difícil a no ser que se encontrase en la vecindad solar. De hecho, la observación de uno de estos objetos es un gran reto, incluso para los mayores telescopios actuales. En uno de estos objetos, salvo por la presencia de una gigante o subgigante, las estrellas más brillantes serían de tipos espectrales K tempranos, muy difíciles de detectar a grandes distancias. Más simple sería la detección del resto de un cúmulo pobre, puesto que en él se pueden encontrar estrellas de tipos tempranos e incluso enanas blancas. Este tipo de restos son lo que, con toda probabilidad, ha encontrado Lodén. El problema en este caso sería el bajo contraste, ya que en estos casos la densidad media es igual a la de las estrellas de campo cuando el cúmulo todavía tiene un número de miembros significativo (más de un 20%).

La posible existencia de un gran número de restos de cúmulos abiertos en el disco galáctico puede tener implicaciones en el tema de la Materia Oscura. En el pasado, el número de cúmulos abiertos tuvo que ser bastante grande para dar cuenta del número de estrellas presentes en el disco galáctico. Suponiendo una población media inicial de unas 300 estrellas para un cúmulo abierto típico y que el número de estrellas en el disco es de unas 10^{11} se obtiene un número aproximado de 10^8 cúmulos abiertos lo que daría una cifra equivalente de restos, dado que el número de cúmulos actualmente detectados es muy pequeño frente a esa cantidad, se trataría de objetos intrínsecamente débiles para poder pasar inadvertidos. Si la masa de estos restos es de unas 10 masas solares en media, la masa en restos de cúmulos estelares abiertos debería ascender como mínimo a más de 4×10^9 masas solares. Según esta estimación, el 4% de la masa estelar de la Galaxia podría estar en forma de restos de cúmulos estelares abiertos. Sin embargo, esta cifra está muy lejos de las estimaciones actuales, que cifran en un 30% la cantidad de materia oscura en la vecindad solar.

Los resultados arriba expuestos han sido obtenidos, en su mayoría, sin utilizar la opción de NBODY5 que permite la regularización en cadena, es decir la formación transitoria de sistemas con multiplicidad superior a 4 con perturbación externa. Incluyendo esta opción, la probabilidad de que tengan lugar colisiones y fenómenos de fusión estelar se incrementa. Así, para que tenga lugar una colisión estelar en un modelo sin binarias primordiales es necesario que la población sea superior a 3.000 estrellas ya que se trata de un proceso extremadamente poco probable. Sin embargo para un cúmulo con una cierta fracción de binarias primordiales en el que se incluyan los efectos de la evolución estelar binaria (envoltura común, etc) la probabilidad de que tengan lugar estos procesos crece notablemente, de tal forma que en las últimas etapas de su evolución pueden darse varios de estos fenómenos provocando la aparición de objetos de Thorne-Żytkow e incluso agujeros negros a partir de supernovas de Tipo I.

9.4 Conclusiones

Las principales conclusiones obtenidas en el presente capítulo pueden resumirse en:

1. El Tiempo de Desintegración de los cúmulos estelares abiertos debe redefinirse como el necesario para que su densidad volúmica de masa en estrellas sea numéricamente igual al valor de dicha densidad a la distancia galactocéntrica considerada (densidad crítica).
2. En principio, sólo los restos de cúmulos muy masivos proporcionarían el suficiente contraste para ser distinguidos entre las estrellas de campo. Aún así, su baja luminosidad intrínseca dificultaría notablemente su detección.
3. Las características de los restos observados por Lodén son muy similares a las que presentan los restos de modelos numéricos con $N = 250$ y una cierta fracción de binarias primordiales.

4. El número de restos de cúmulos abiertos presentes en el disco galáctico podría ser tan elevado como 10^8 y su contribución a la masa total en estrellas en el disco podría ser superior al 4%.

Capítulo 10

Síntesis de diagramas H–R teóricos

10.1 Introducción

La forma más apropiada de estudiar la correlación entre las propiedades estelares es el diagrama de Hertzsprung-Russell. Desarrollado de forma independiente por el astrónomo danés E. Hertzsprung en 1911 y el astrónomo norteamericano H. N. Russell en 1913, pronto se reconoció que se trataba de una herramienta insustituible a la hora de estudiar la evolución estelar. Este diagrama representa las estrellas de acuerdo a dos características de las mismas fácilmente observables: la magnitud absoluta visual M_v y el tipo espectral, o en su defecto el índice de color B - V. Dado que la magnitud absoluta visual esta relacionada con la luminosidad, L , y el tipo espectral con la temperatura de la superficie estelar, T_{ef} , es posible construir un diagrama equivalente al de color-magnitud con la temperatura efectiva y la luminosidad. Cuando se representa $\log(L/L_{\odot})$ frente a T_{ef} se habla de diagrama H–R teórico. Si se representan las dos magnitudes observables para las estrellas de la vecindad solar en un diagrama de este tipo, la mayoría de las estrellas se distribuyen a lo largo de una región diagonal estrecha denominada Secuencia Principal de Edad Cero (en adelante

SPEC), encontrándose las estrellas más calientes en la parte superior izquierda y las más frías en la parte inferior derecha. Las estrellas de esta zona, entre ellas el Sol, reciben el nombre de enanas (clase de luminosidad V). En una región horizontal, en la parte superior derecha, se encuentran unas estrellas luminosas pero más frías que sus homónimas de la SPEC denominadas gigantes rojas (clase de luminosidad III). Por encima de ellas se encuentran otras estrellas aún más luminosas, las supergigantes rojas (clase de luminosidad I). Finalmente, en la esquina inferior izquierda aparecen unas estrellas poco luminosas, pero muy calientes denominadas enanas blancas.

Los diagramas H-R observacionales presentan varias limitaciones que deben ser tenidas en cuenta. Dado que los cúmulos galácticos se sitúan preferentemente en el plano del disco galáctico, los valores de las cantidades observacionales (magnitudes e índices de color) resultan alterados a causa de la presencia de nubes de materia interestelar (Shu 1982; Rego y Fernández 1988). Esta materia, que se encuentra entre los cúmulos y el observador, altera la luz emitida de dos formas principales: por extinción y por enrojecimiento. La extinción interestelar es debida a la absorción y dispersión de la luz del cúmulo por efecto de los granos de polvo suspendidos en el espacio. El progresivo enrojecimiento de la luz de las estrellas es ocasionado por la extinción selectiva de la luz azul frente a la roja. Estos procesos fueron puestos de manifiesto por Trumpler en 1930, mostrando que aparecían desviaciones de la relación lineal teórica entre el brillo aparente y el cuadrado del diámetro angular de los cúmulos abiertos conforme se estudiaban objetos más alejados de la vecindad solar. El fenómeno fue interpretado como debido a la presencia de materia entre el observador y el cúmulo; materia cuya cantidad se incrementaba con la distancia. Otros efectos producidos por esta materia son la polarización interestelar y los fenómenos de reflexión; estos últimos son particularmente importantes en cúmulos abiertos jóvenes, como las Pléyades. Por otra parte, la presencia de binarias sin resolver en cúmulos abiertos provoca la aparición de una segunda secuencia principal, paralela a la SPEC (Haffner y Heckmann 1937); además, la rotación estelar genera resultados similares

(Lastennet y Valls-Gabaud 1996). Junto a estos problemas se tiene que, en general, la distancia al cúmulo es conocida con una cierta incertidumbre, a veces muy grande, lo que provoca importantes errores en la obtención de las magnitudes absolutas. Frente a estos problemas observacionales en la confección de diagramas H-R (junto a los consabidos efectos de selección para estrellas poco masivas), la síntesis teórica de los mismos a partir de los resultados de simulaciones numéricas carece (en principio) de limitaciones, por lo que podría ser de gran utilidad su comparación con resultados observacionales.

10.2 Resultados

Desde sus comienzos, tanto el estudio de la Dinámica Estelar como el de la Evolución Estelar han seguido caminos diferentes, de forma que los resultados obtenidos por la dinámica no han sido empleados en el estudio de la evolución, y sólo recientemente, los resultados de la evolución estelar han sido introducidos en estudios de Dinámica Estelar Experimental. Los resultados que se van a presentar aquí deben interpretarse como una primera aproximación al futuro potencial del empleo combinado de técnicas dinámicas y evolutivas para el análisis de la evolución de los cúmulos estelares abiertos. En primer lugar, se mostrarán los diagramas H-R para dos modelos seleccionados, uno de ellos para N pequeño y otro para un modelo densamente poblado. Desafortunadamente, en muchas ocasiones las observaciones no son de calidad suficiente como para confeccionar un diagrama H-R detallado. En muchos casos los resultados fotométricos sólo permiten obtener la magnitud integrada del cúmulo. Este dato puede ser obtenido fácilmente de los modelos y sus resultados se analizarán también.

10.2.1 Diagramas H-R teóricos

Una secuencia de diagramas H-R pertenecientes a un modelo con $N = 100$ aparece en la Figura (10.1). En ella se observa que las estrellas masivas desaparecen comple-

tamente del modelo conforme este evoluciona. La Figura (10.2) muestra la evolución del diagrama H-R correspondiente al modelo A del Capítulo 6. Este modelo tenía inicialmente una densidad espacial proporcional al inverso del cuadrado de la distancia al centro del cúmulo. Su población inicial era de 10.010 estrellas con 10 binarias primordiales. Como puede apreciarse, existe una discontinuidad en la evolución de las estrellas con una magnitud absoluta visual de aproximadamente $+3^M$. Esta discontinuidad es imputable a un mal comportamiento del algoritmo de evolución empleado en esa zona, como ya se comentó en el Capítulo 5.

Los diagramas observacionales muestran, sin embargo, una cierta dispersión, tanto en el eje de temperaturas (índices de color) como en el de magnitudes absolutas visuales. Esta dispersión puede ser fácilmente simulada a partir de los resultados anteriores. En la Figura (10.3), se han introducido desviaciones aleatorias en ambos ejes. Para el eje de temperaturas la desviación máxima es de $\pm 0,04$ y para el de magnitudes de $\pm 0,05$.

En los diagramas H-R teóricos, la situación además está idealizada en otro aspecto importante: todos los sistemas binarios están resueltos, cosa que no suele darse en cúmulos reales. Los diagramas H-R observacionales se confeccionan habitualmente considerando que todas las estrellas carecen de compañeras. Sin embargo, los cúmulos pueden poseer una fracción muy significativa de binarias como ya se ha comentado, y este hecho tiene importantes consecuencias a la hora de elaborar los diagramas. Debido a que en la determinación del índice de color o de la temperatura sólo se observa la componente más luminosa del sistema, y sin embargo, en la determinación de la magnitud absoluta visual la luminosidad completa del sistema es integrada, en los diagramas de cúmulos estelares reales aparecen un cierto número de estrellas por encima de la Secuencia Principal. Estas estrellas son las binarias que el cúmulo contiene, pero que no han podido resolverse. Este fenómeno es también fácilmente reproducible en los cálculos, basta sumar las luminosidades de ambas componentes para obtener la magnitud absoluta visual integrada del sistema, y asignar

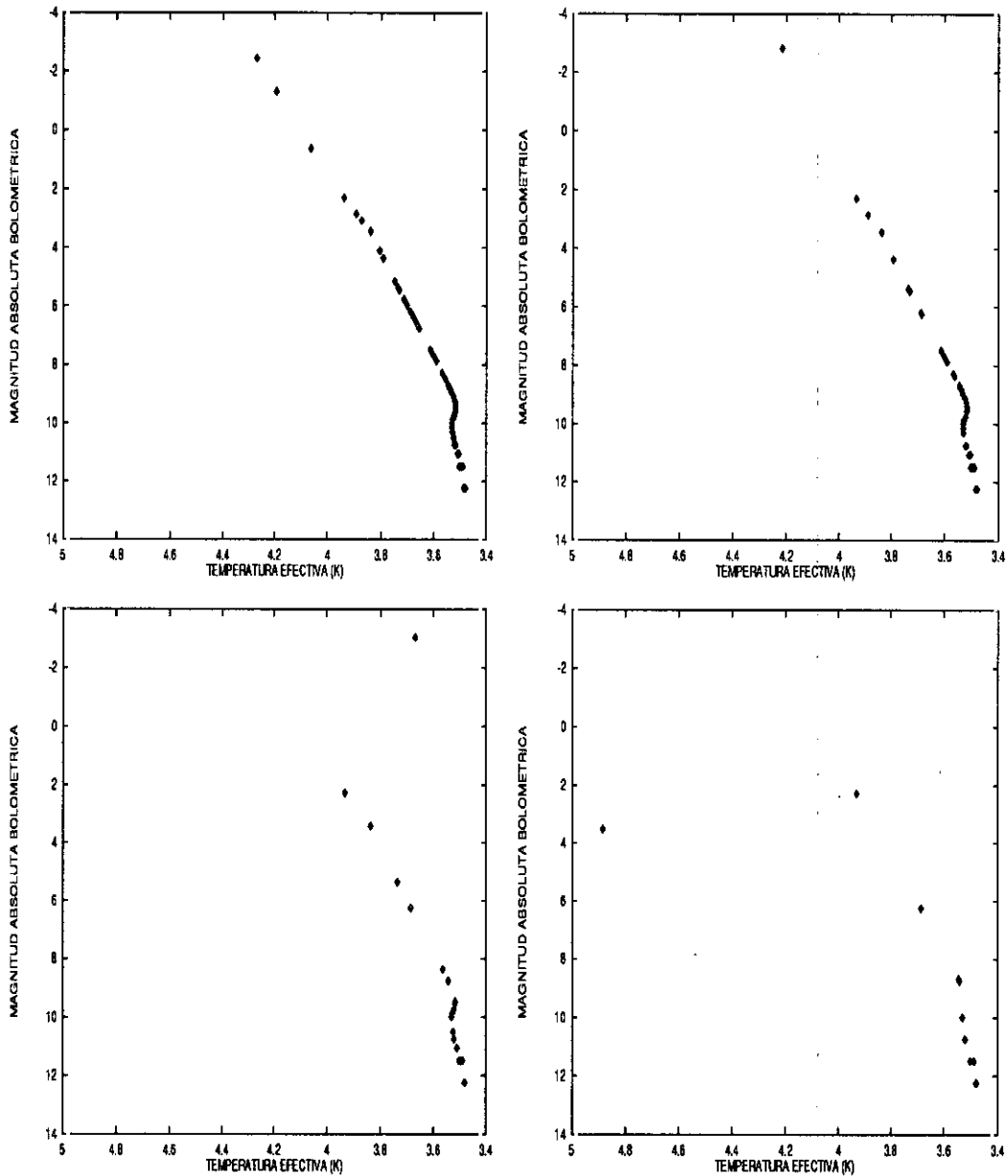


Figura 10.1: Diagramas H-R teóricos para diferentes etapas de la evolución de un modelo con 100 estrellas iniciales. La densidad espacial inicial es uniforme. De izquierda a derecha y de arriba a abajo las edades son 0, 47, 88, 101 millones de años. En todos los diagramas H-R mostrados en este capítulo el eje de abcisas contiene el logaritmo de la temperatura.

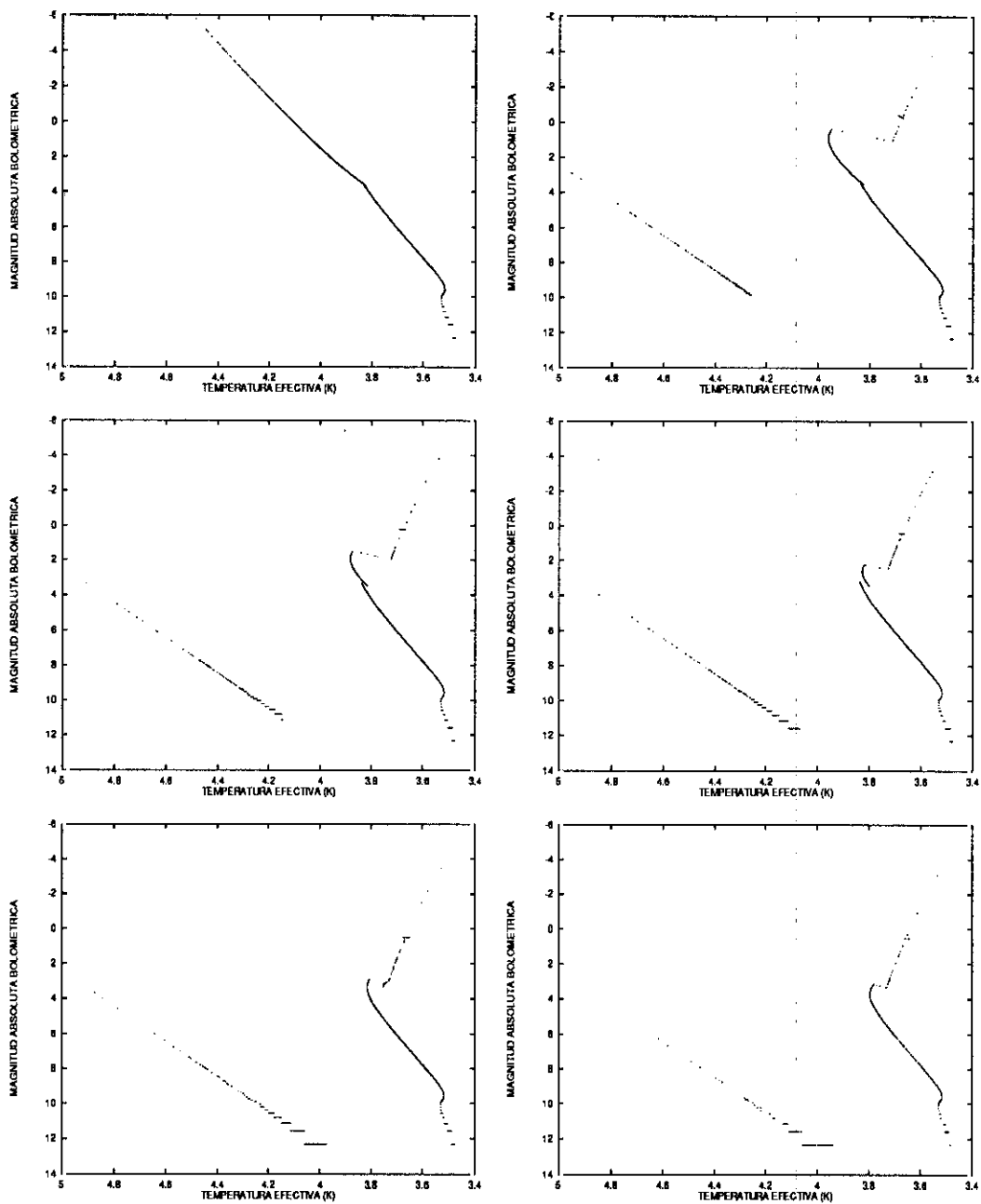


Figura 10.2: Diagramas H-R teóricos para diferentes etapas de la evolución de un modelo con 10.010 estrellas iniciales, con 10 BPs. La densidad espacial inicial es proporcional al inverso del cuadrado de la distancia cumulo-céntrica. De izquierda a derecha y de arriba a abajo las edades son 0, 430, 860, 1.380, 2.536, 4.000 millones de años. El estado final de este modelo se mostró en el capítulo anterior.

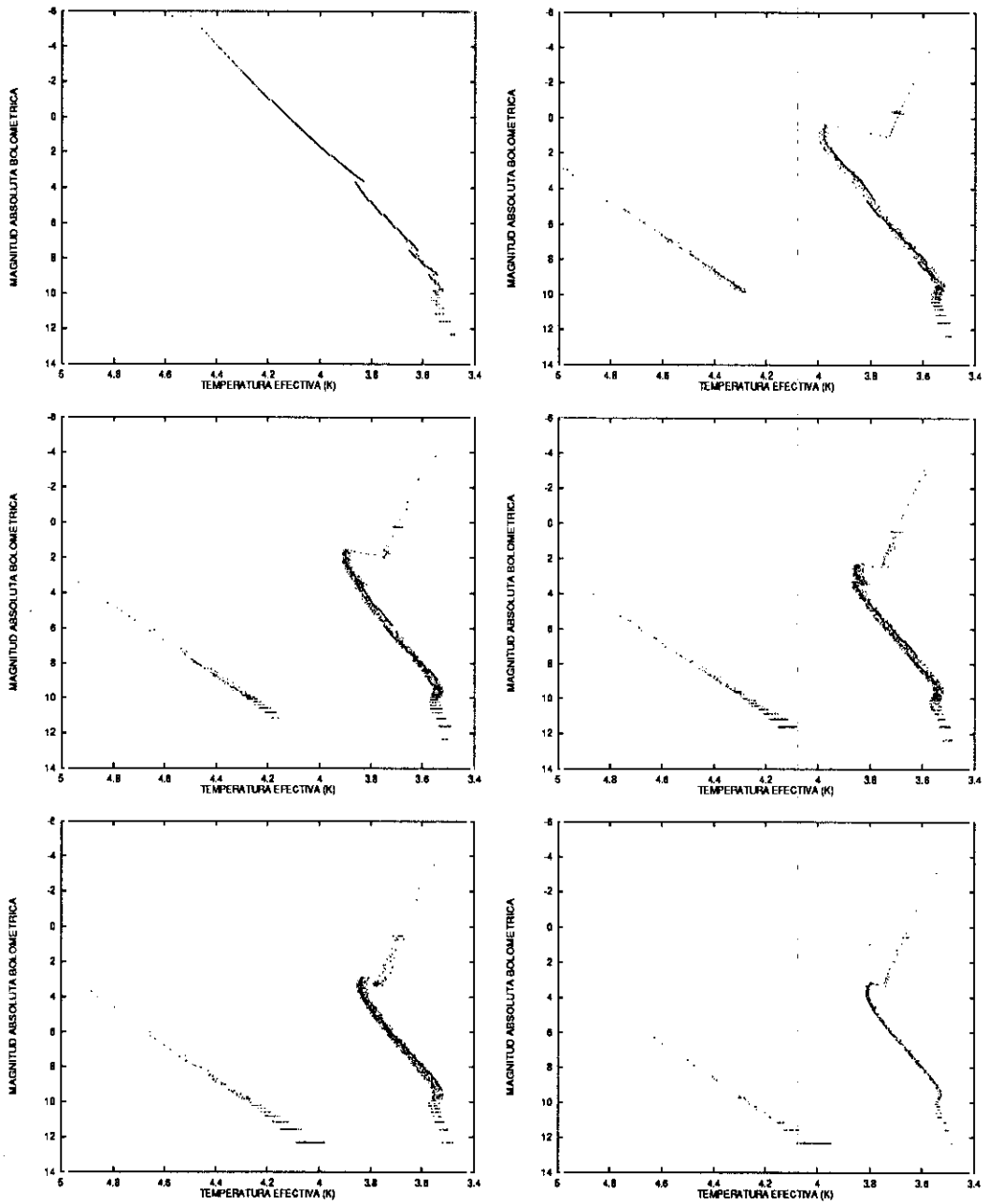


Figura 10.3: Los mismos diagramas mostrados anteriormente pero con desviaciones aleatorias introducidas en ambos ejes. La desviación máxima en magnitudes es de $\pm 0,05$ y la desviación en T_{ef} es $\pm 0,04$.

como temperatura al sistema así combinado la de la estrella más caliente. De esta forma pueden obtenerse diagramas como el de la Figura (10.4), en el que se aprecian varios puntos por encima de la Secuencia Principal, zona de magnitud +8.

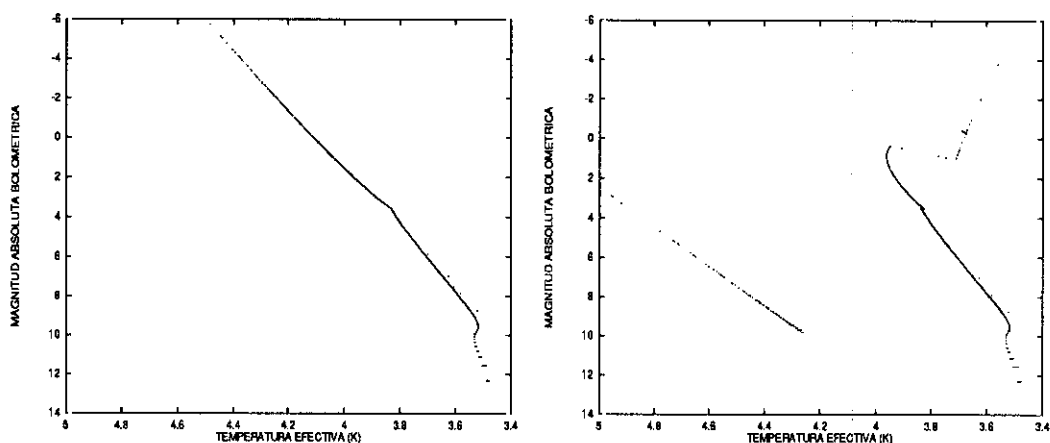


Figura 10.4: Dos diagramas análogos a los anteriores en los que se ha seguido en procedimiento comentado en el texto para reproducir la secuencia principal de las binarias. Estas pueden apreciarse como unos pocos puntos por encima de la secuencia principal, en la zona de las estrellas poco masivas (magnitud +8).

10.2.2 Magnitudes integradas

Desde un punto de vista observacional, los diagramas color-magnitud son a veces difíciles de obtener ya que se precisa de información de alta calidad (a menudo espectroscópica) y, en algunos casos, es necesario contentarse con cantidades de carácter global, como el brillo integrado. Si la luminosidad de las N estrellas de un cúmulo se mide en unidades de la solar, la magnitud bolométrica integrada del cúmulo sería:

$$(10.1) \quad M_{bol} = 4,75 - 2,5 \text{ Log}_{10} \left(\sum_1^N L_i \right),$$

donde L_i es la luminosidad de la i -ésima estrella expresada en unidades de la solar.

Por otra parte, existe un número de trabajos bastante grande en relación con la función de luminosidad de estrellas individuales (y por tanto con la FIM) pero, sin embargo, se ha investigado poco en la obtención de una función de luminosidad

a partir de las magnitudes integradas de los cúmulos estelares abiertos (van den Bergh y Lafontaine 1984). Al igual que resulta de gran interés el conocimiento de la FIM de estrellas individuales, la elaboración de una FIM para los propios cúmulos podría arrojar bastante luz sobre la historia del disco Galáctico y su dinámica. La magnitud absoluta visual integrada de un cúmulo abierto puede llegar a valer -10 aunque un valor más típico es -5. La Figura (10.5) muestra la distribución de las magnitudes absolutas totales en el azul, $M_B(tot)$, para una muestra de 164 cúmulos abiertos tomados de Buscombe (1963), con un valor medio $\langle M_B(tot) \rangle = -4^M,95$, un valor máximo de $-9^M,8$ (*h Persei*) y un valor mínimo de $+0^M,5$. Compilaciones de resultados más recientes (Börnstein 1982) para 277 cúmulos, muestran un valor medio de -4,4 magnitudes con un mínimo de +0,5 (Hogg 18) y un máximo de -9,8 (IC 2944, NGC 6231). Con respecto a la magnitud integrada en el visible la situación es idéntica; la Figura (10.6) muestra la distribución de cúmulos del catálogo de Sagar et al. (1983). Si se compara esta figura con la equivalente para cúmulos globulares (10.7) se observa rápidamente una diferencia significativa. Los cúmulos globulares tienen una función de luminosidad gaussiana mientras que los abiertos muestran un crecimiento de su función de luminosidad para objetos menos luminosos.

De los datos observacionales se desprende que los cúmulos más jóvenes son los más brillantes pero no se pueden sacar conclusiones acerca de como evoluciona el brillo de un cúmulo abierto con el tiempo ya que en la mayoría de los casos se carece de información fiable sobre la población real del cúmulo. En este caso pueden ser de gran utilidad los resultados procedentes de las simulaciones numéricas ya que estas permiten obtener la magnitud absoluta integrada para cada instante a partir de la suma de las luminosidades de las estrellas que componen el cúmulo. De esta forma, es posible estudiar la evolución, desde un punto de vista teórico, de la magnitud absoluta integrada con el tiempo. Ya que los resultados de las simulaciones no están contaminados por la presencia de estrellas de campo, la existencia de binarias, o efectos de selección, puede ser útil la comparación de los mismos con las obser-

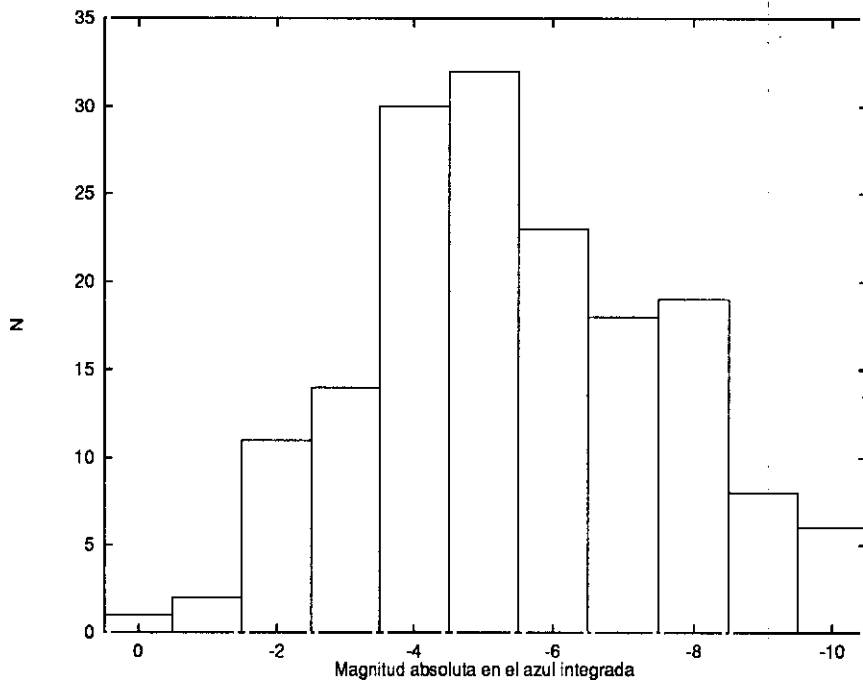


Figura 10.5: Distribución de las magnitudes absolutas totales en el azul para una muestra de 164 cúmulos abiertos. Los datos han sido tomados de Börnstein (1982). Los cúmulos más brillantes son todos muy jóvenes. Es evidente una deficiencia de cúmulos con magnitud integrada superior a -3,5, aunque muy probablemente es debida a limitaciones observacionales.

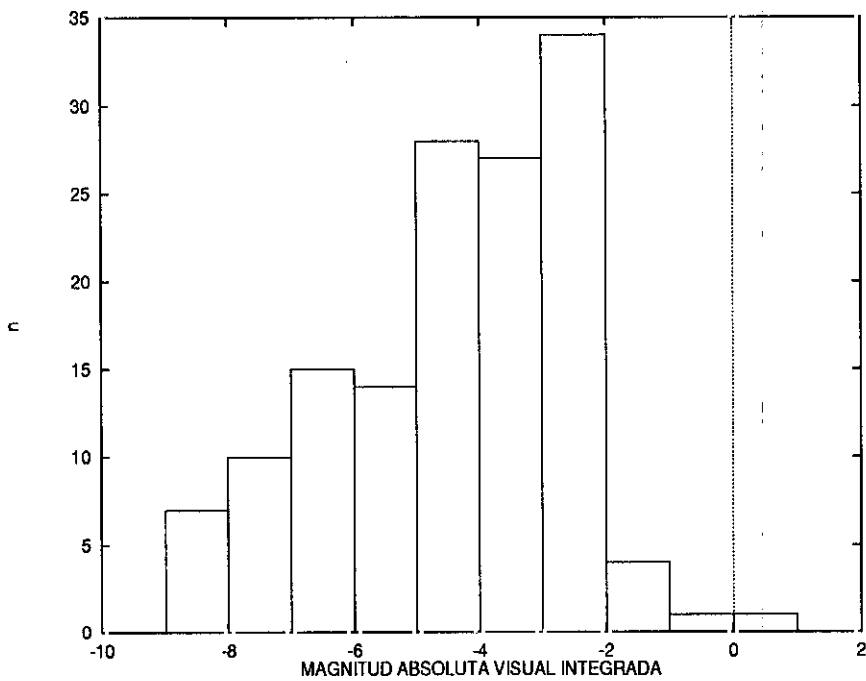


Figura 10.6: Distribución de la magnitud absoluta visual integrada para una muestra de 142 cúmulos estelares abiertos recopilada en Sagar et al. (1983). La muestra es 2/3 completa para cúmulos en un radio de 400 pc de la vecindad solar. La aparente falta de cúmulos con magnitudes mayores que -2 podría ser debida a efectos de selección.

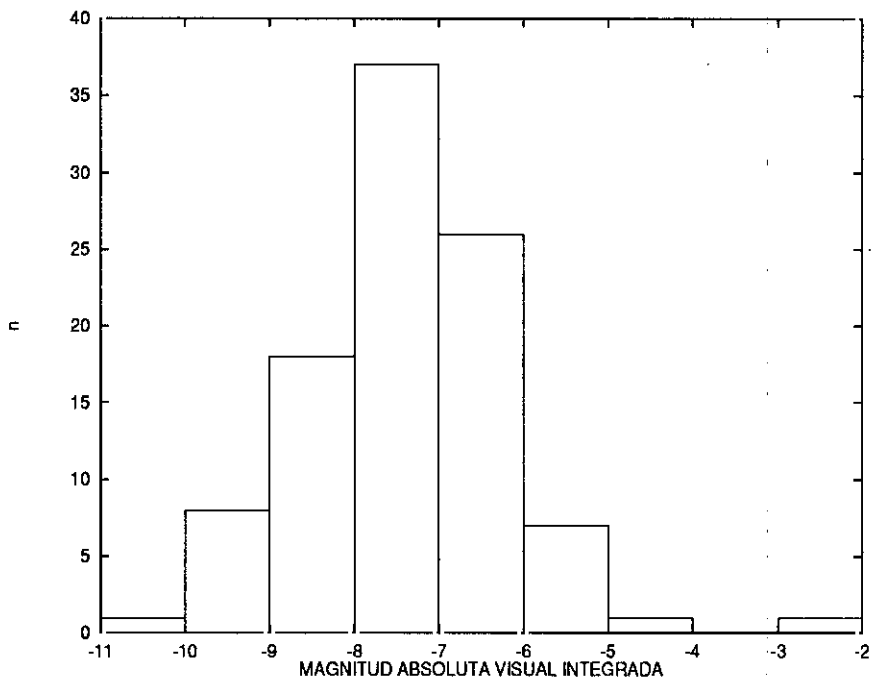


Figura 10.7: Distribución de la magnitud absoluta visual integrada para la muestra de cúmulos globulares recopilada en Harris y Racine (1979). La figura muestra claramente una distribución gaussiana y pone de manifiesto las grandes diferencias entre las funciones de luminosidad (y por tanto de los espectros de masa) de los cúmulos abiertos con respecto a los globulares.

vaciones anteriormente señaladas. En la Figura (10.8) se muestra la evolución de la magnitud absoluta bolométrica integrada para un modelo que contenía inicialmente 100 estrellas. La simulación fue parada cuando permanecían 10 estrellas en el resto. Las variaciones abruptas en el valor de la magnitud integrada son causadas tanto por la propia evolución estelar, como por la dinámica. Recuérdese que en el caso de los modelos con N pequeño, en algunas fases de la evolución se produce el escape preferente de las estrellas masivas, lo que disminuye la luminosidad y por tanto aumenta el valor de la magnitud.

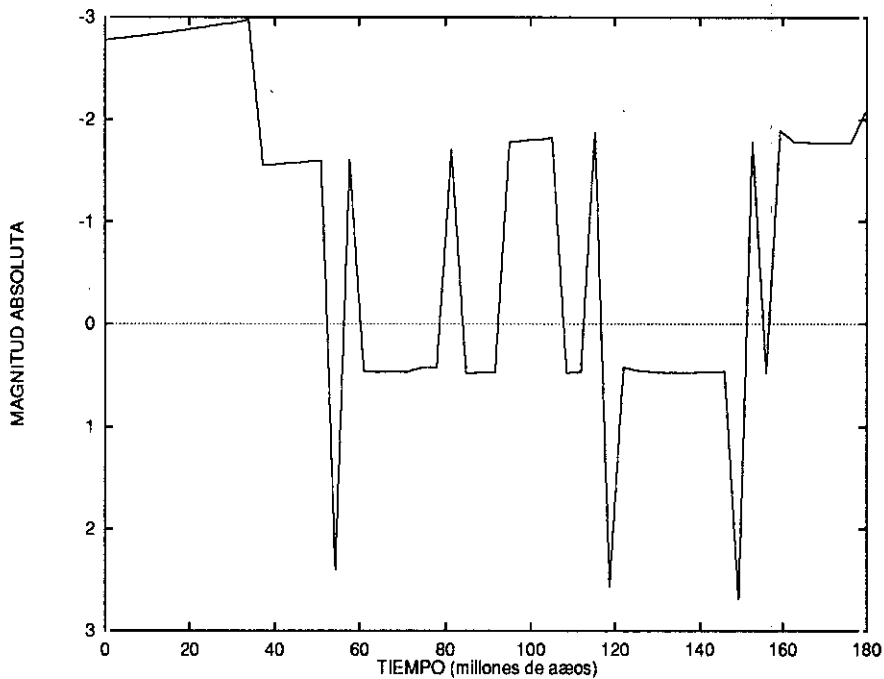


Figura 10.8: Evolución de la magnitud absoluta bolométrica integrada para un modelo con $N = 100$ sin binarias primordiales. Los saltos son debidos a la fuga de estrellas del sistema. El tiempo está expresado en millones de años.

Ya se ha comentado que en los modelos se produce en muchos casos un escape preferencial de estrellas poco masivas y que la magnitud que permite caracterizar este deflexión es D (Sección 4.2.5). A continuación se va a intentar relacionar el valor de D con cantidades observables directamente. De las observaciones se pue-

de obtener la magnitud visual media \overline{M}_v para el cúmulo y calcular $\log \frac{\overline{M}_v}{\overline{M}_{vf}}$, donde \overline{M}_{vf} es la magnitud visual media para el campo estelar circundante. Esta magnitud está relacionada con D . En cualquier momento se tiene:

$$(10.2) \quad N_0 \overline{M}_0 = N(t) \overline{M}(t) + N_{esc}(t) \overline{M}_{esc}(t),$$

$$(10.3) \quad N_{esc}(t) = N_0 - N(t),$$

donde N_0 es la población inicial del cúmulo, siendo $N(t)$ la población en un tiempo cualquiera, N_{esc} es el número de estrellas que han abandonado el cúmulo en ese instante y \overline{M}_0 , $\overline{M}(t)$ y \overline{M}_{esc} son, respectivamente, la masa media inicial del cúmulo, la masa media en un instante arbitrario t , y la de las estrellas que han abandonado el cúmulo hasta ese instante. Sustituyendo la Ec. (10.3) en (10.2) y después de algunos cálculos se tiene que:

$$(10.4) \quad N_0 = \left(\frac{1 - \frac{\overline{M}(t)}{\overline{M}_{esc}(t)}}{1 - \frac{\overline{M}_0}{\overline{M}_{esc}(t)}} \right) N(t).$$

Seguendo a Popper (1980), la relación entre las masas y las luminosidades estelares para binarias con masas conocidas es $L \propto M^\beta$ donde $\beta \approx 3,8$ en media. Esta relación masa-luminosidad es seguida por las estrellas de la secuencia principal, aunque muchas gigantes (excepto las rojas) y supergigantes siguen una ley similar. Si se emplean estrellas del cúmulo y del campo estelar circundante que estén a la misma distancia aproximadamente, puede escribirse:

$$(10.5) \quad \frac{\overline{M}(t)}{\overline{M}_{esc}(t)} = \left(\frac{\overline{L}_c}{\overline{L}_s} \right)^{1/\beta},$$

donde \overline{L}_c es la luminosidad media de las estrellas del cúmulo y \overline{L}_s es la luminosidad media para el campo estelar circundante. Si se usa la expresión que relaciona la luminosidad con la magnitud bolométrica y se supone que la misma corrección bolométrica sirve para las estrellas del cúmulo y las circundantes se tiene que:

$$(10.6) \quad \left(\frac{\overline{L}_c}{\overline{L}_s} \right)^{1/\beta} = 10^{\frac{\overline{M}_{vf} - \overline{M}_v}{2.5\beta}}$$

y entonces la ecuación (10.4) puede reescribirse como:

$$(10.7) \quad N_0 = \left(\frac{1 - 10^{\frac{\overline{M}_{vf} - \overline{M}_v}{2.5\beta}}}{1 - 10^D} \right) N(t).$$

Utilizando los valores observacionales para \overline{M}_v , \overline{M}_{vf} y $N(t)$, y estimaciones teóricas para D obtenidas a partir de las simulaciones, puede calcularse el valor de la población inicial del cúmulo, dependiendo la incertidumbre en su valor del cociente $N(t)/N_0$.

10.3 Discusión

La plasmación en fórmulas compactas, de los resultados de los modelos de evolución estelar ha permitido incluir este importantísimo fenómeno en la los estudios de Dinámica Estelar. Gracias a ello, es posible construir diagramas temperatura-luminosidad que reproducen con bastante aproximación los resultados observacionales. Estos diagramas podrían, en principio, ser usados para ajustar secuencias principales de cúmulos reales y reconstruir, de forma aproximada, la historia tanto dinámica como evolutiva del mismo.

Con respecto al tema de las magnitudes integradas, los trabajos observacionales citados hacen hincapié en atribuir la discontinuidad en la función de luminosidad para cúmulos estelares abiertos a efectos de selección. Sin embargo, según los resultados del capítulo anterior y los del presente, todo parece apuntar a que la selección es en este caso natural. Los objetos con magnitud visual integrada superior a +2 serían restos de cúmulos abiertos pobres, con densidades estelares muy bajas y que, por tanto, serían difícilmente detectables. Según esto, si se extrapola linealmente la función de luminosidad a los objetos más débiles parece que podría haber un número elevadísimo de cúmulos intrínsecamente débiles por detectar, suponiendo que pudiesen ser detectables, punto este que, como se ha comentado, es muy discutible.

10.4 Conclusiones

Las principales conclusiones de este capítulo se pueden resumir en:

1. Es posible sintetizar diagramas de Hertzsprung-Russell teóricos y reproducir un buen número de las características observacionales para cúmulos abiertos.
2. Los datos obtenidos con fotometría de gran apertura para cúmulos abiertos muestran una carencia muy acusada de objetos con magnitud absoluta visual integrada superior a +2. Esta carencia puede ser interpretada en conjunción con los datos sobre población frente a la edad como una muestra de que los cúmulos más pobres se desintegran a mayor velocidad que los que poseen mayor número de miembros. Este resultado es el que también se desprende de los resultados de las simulaciones presentadas en esta tesis.
3. La función de luminosidad observada para los cúmulos abiertos en la Galaxia puede ser un indicador, a la luz de los presentes resultados, de la existencia de un número muy elevado de RCAs intrínsecamente débiles.

Capítulo 11

Cúmulos abiertos y dinámica galáctica

11.1 Introducción

Este capítulo está dedicado a la comparación global de los resultados teóricos y numéricos obtenidos, con los datos disponibles actualmente sobre cúmulos abiertos en la Galaxia. Los resultados observacionales empleados se han extraído de la base de datos para estrellas en cúmulos abiertos galácticos (BDA). Esta base de datos está siendo desarrollada desde 1987 en el Instituto de Astronomía de la Universidad de Lausana (<http://obswww.unige.ch>) por parte del Dr. J.-C. Mermilliod (1988, 1992a, 1992b, 1993, 1996a). Los datos más interesantes para el presente estudio son la distancia, el diámetro angular y el tipo espectral más temprano observado. Aunque la base de datos contiene información sobre más de 1.000 cúmulos, tan sólo se conocen datos completos para unos 418 de ellos. La mayoría de la información contenida en esta base de datos procede del catálogo compilado por Lyngå (Lyngå y Lundström 1980; Lyngå 1987)

11.2 Evolución Galáctica

El principal problema que presenta la utilización de los cúmulos abiertos para estudiar la evolución de la Galaxia es la aparente dispersión en la calidad de las observaciones disponibles. En la Figura (11.1) se muestra la evolución del radio de las regiones centrales y del radio medio con el tiempo para un modelo con un 30% de binarias primordiales y $N = 100$, sobre los valores del radio de una muestra de cúmulos de distancia conocida tomada de la base de datos ya comentada. El principal problema de los datos observacionales es que el radio del cúmulo que proporcionan no tiene una relación sencilla y unívoca con el tipo de magnitudes empleado en Dinámica Estelar. Así, los valores que aparecen en los trabajos observacionales se refieren a las regiones centrales del cúmulo, ignorando la presencia de una corona o halo alrededor de ellas. Sin embargo, hay algunos trabajos recientes que si han tenido en cuenta de forma consistente las regiones periféricas, por ello es muy posible que los datos disponibles sobre cúmulos no sean muy homogéneos en cuanto a su calidad; en particular, teniendo en cuenta que la influencia de este tipo de limitaciones tiene efectos diferentes dependiendo de la población del cúmulo considerado. Volviendo a la figura comentada, es evidente que hay una falta de datos para el caso de cúmulos pobres evolucionados. Dado que es de esperar que la mayor parte de los cúmulos sean pequeños, este hecho puede suponer la pérdida de una cantidad enorme de información con respecto a los cúmulos poco poblados. Sin embargo, este hecho es sólo aparente, ya que al calcular las densidades típicas para uno de estos objetos se advierte rápidamente que son inferiores a la propia densidad de las estrellas de campo. Por tanto, es completamente imposible la detección de tal tipo de objeto. Cuando el radio medio de un cúmulo con $N = 100$ alcanza los 5 pc, la densidad ya es prácticamente la mitad del valor más aceptado para la vecindad solar ($0,044 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$), con lo que, hablando con propiedad, puede decirse que a partir de ese momento no existe ningún tipo de cúmulo. Por otra parte, la gráfica parece sugerir que unos investigadores están recogiendo resultados de regiones más externas que

otros. La Figura (11.2) muestra un modelo análogo al anterior pero con $N = 750$. En ella se observan las tendencias ya apuntadas: no parece haber datos sobre cúmulos evolucionados y además, se adivina una cierta dispersión en cuanto a la calidad de los resultados observacionales. Como en el caso anterior, si se calcula la densidad cuando uno de estos cúmulos alcanza un radio medio de 10 pc, se comprueba que es la cuarta parte del valor de referencia (vecindad solar), con lo que el contraste frente a las estrellas de campo sería nulo. Sin embargo, el caso más espectacular aparece en la Figura (11.3). El modelo usado para construirla es el D del Capítulo 6 con 10.500 estrellas y 500 binarias primordiales. Aparentemente, si se han detectado los restos de cúmulos densamente poblados, pudiéndose hablar, posiblemente, de una muestra completa. En cualquier caso, es evidente que hay grandes diferencias en la calidad de los datos. Algunos trabajos han medido probablemente el radio medio y otros el radio del núcleo. De las consideraciones anteriores se sigue que el estudio de la dinámica Galáctica a partir de los datos observados de los cúmulos estelares abiertos debe hacerse con cautela, ya que del análisis anterior parece desprenderse una cierta inhomogeneidad en los datos disponibles.

Por otra parte, un cúmulo poco poblado, $N \leq 300$, tendría una magnitud absoluta típica de -4,0 si su función de masas fuese la de Scalo. De los resultados expuestos en el capítulo anterior, se desprende que el máximo en la función de luminosidad para los cúmulos abiertos se encuentra precisamente en torno a ese valor, sufriendo un fuerte declive a partir de magnitudes en torno a -2. Esta sería la magnitud asociada a un objeto con unos 50 componentes. De las simulaciones se desprende que un cúmulo realista con una población inicial inferior a 50 miembros probablemente se desintegraría en unos pocos millones de años. Según esto, los datos disponibles acerca de la función de luminosidad en cúmulos abiertos tienen dos posibles interpretaciones. En primer lugar, podría pensarse que el déficit en la función de luminosidad de los cúmulos abiertos es debido a efectos de selección, y que la extrapolación lineal de la función de luminosidad predice un número elevadísimo de cúmulos abiertos muy

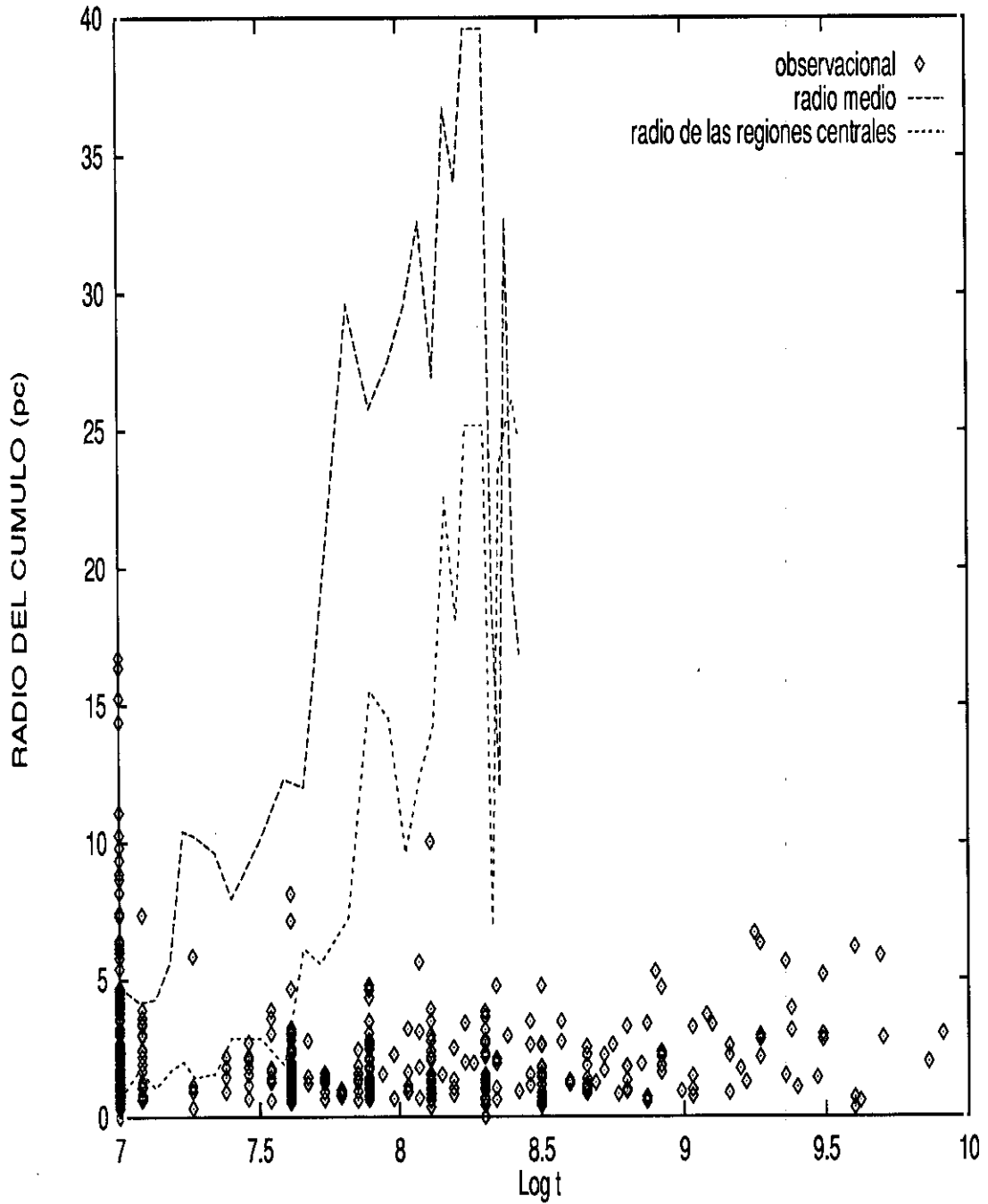


Figura 11.1: Representación de la evolución del radio medio y del radio del núcleo para un modelo con $N = 100$ sobre la representación del radio frente a la edad del cúmulo para la muestra considerada.

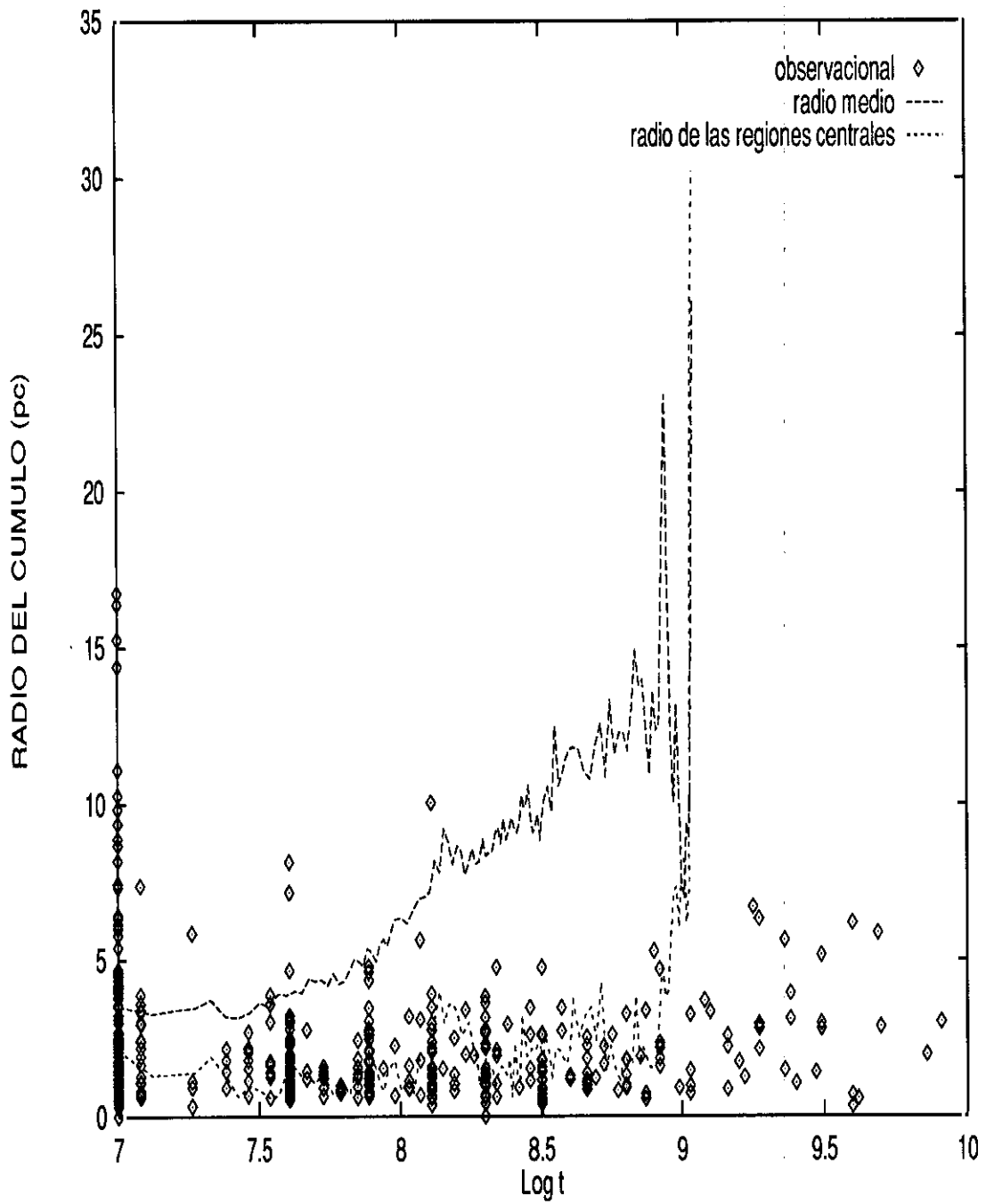


Figura 11.2: Idéntica figura a la anterior, pero ahora el modelo superpuesto tiene $N = 750$.

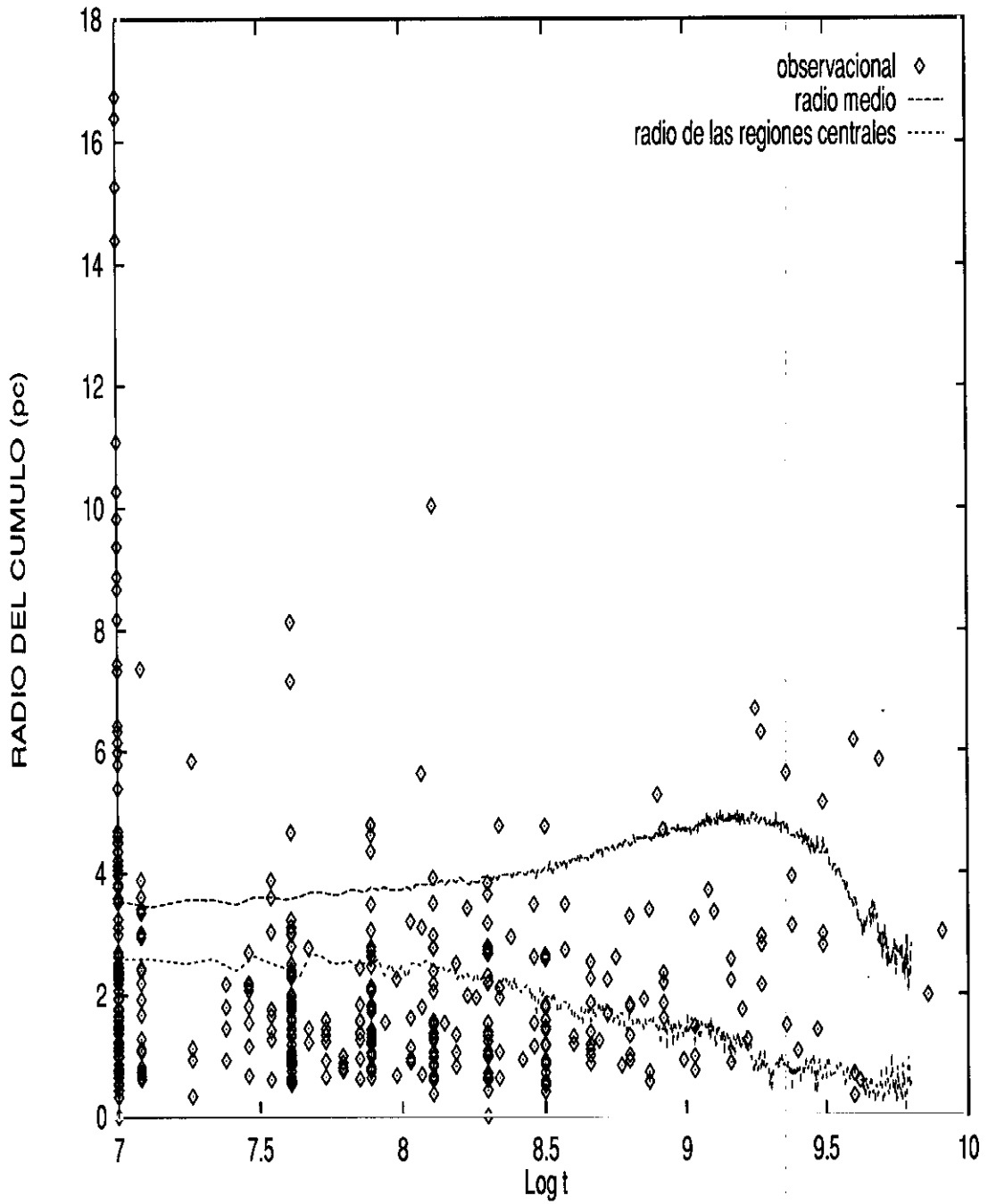


Figura 11.3: Análoga figura a las anteriores pero en este caso el modelo tiene $N = 10.500$. Nótese el cambio de comportamiento para los radios y como las trazas del modelo se ajustan razonablemente bien a los resultados observacionales.

poco poblados por descubrir, lo cual es muy improbable. En segundo lugar, podría suponerse que la función de luminosidad para cúmulos abiertos está bien determinada y la deficiencia de cúmulos poco luminosos es intrínseca al disco Galáctico; en este supuesto, y considerando los resultados de las simulaciones, todo parece indicar que la formación estelar tiene lugar preferentemente en cúmulos abiertos con poblaciones en el rango 50-300. La segunda interpretación es, tal vez, más sólida.

Con respecto a las vidas medias típicas de los cúmulos abiertos, las simulaciones llevadas a cabo permiten hablar de una tendencia evolutiva cualitativamente diferencial. Según esto, habría dos posibles regímenes de comportamiento dependiendo de la población inicial, con una región de transición entre ellos. Para cúmulos con $N > 200$, el tiempo de desintegración puede ajustarse por la ley de potencias, $T_d = 8 N^{0,7}$ en millones de años. En el caso de cúmulos con $N < 100$, la ley de potencias es, $T_d = 2 \times 10^{-7} N^{4,5}$, también en millones de años. El modelo propuesto en el capítulo 7 puede ser utilizado a la inversa para estimar la población inicial de un cúmulo conocida su edad y su población aproximada actual. Por ejemplo, NGC 6791 posee actualmente unos 7.000 miembros con una edad de unos 9.500 millones de años (Kaluzny y Udalski 1992); aplicando el procedimiento citado, se obtiene que pudo poseer más de 40.000 componentes en el momento de su nacimiento.

11.3 Un modelo matemático para la longevidad de los cúmulos estelares abiertos

El Ritmo de Escape de los cúmulos abiertos individuales induce un comportamiento unitario en cuanto a la desintegración del sistema de cúmulos abiertos de la Galaxia en su conjunto. Suponiendo un ritmo de formación uniforme para los cúmulos estelares abiertos de nuestra Galaxia, $\Phi(t)$, durante un cierto intervalo temporal y suponiendo que la tasa de escape del cúmulo viene dada por (7.14) puede aplicarse a la desintegración de una muestra de cúmulos formados en un tiempo T en el pasado,

el número de cúmulos de edad T supervivientes en el momento actual es:

$$(11.1) \quad \mathfrak{N}(t, T) = \frac{N(T_v, T) \Phi(t)}{N(T_v, T) + (N(0, T) - N(T_v, T)) e^{-(T_v - t)/\tau}},$$

siendo τ el parámetro de longevidad. El número total de cúmulos supervivientes en el rango de edades t_1 a t_2 será:

$$(11.2) \quad N(t_1 - t_2, T) = \int_{t_1}^{t_2} \frac{N(T_v, T) \Phi(t)}{N(T_v, T) + (N(0, T) - N(T_v, T)) e^{-(T_v - t)/\tau}} dt.$$

La integral es idéntica a la que apareció en el Capítulo 7 y da como resultado:

$$(11.3) \quad N(t_1 - t_2, T) = \Phi(t) \tau \text{Ln} \left[\frac{(N(0, T) - N(T_v, T)) + N(T_v, T) e^{(T_v - t_1)/\tau}}{(N(0, T) - N(T_v, T)) + N(T_v, T) e^{(T_v - t_2)/\tau}} \right].$$

La verdadera utilidad de esta expresión radica en que puede ser empleada para reconstruir la información en $t = 0$, a partir de la conocida en la actualidad. Si $N(0, T) - N(T_v, T) \approx N(0, T)$ y se define $Z = N(0, T)/N(T_v, T)$ puede despejarse esta última cantidad, obteniéndose:

$$(11.4) \quad Z = \frac{e^{((N(t_1 - t_2, T)/\Phi(t)) - t_2 + T_v)/\tau} - e^{(T_v - t_1)/\tau}}{1 - e^{N(t_1 - t_2, T)/(\Phi(t)\tau)}}.$$

Como ejemplo práctico, se aplicará esta fórmula para el caso de los cúmulos abiertos más viejos de la Galaxia, cuyas edades parecen ser del orden de 10.000 millones de años. Se conocen unos 20 cúmulos abiertos en el rango 8.000-12.000 millones de años (Friel 1995); empleando los valores citados en Janes et al. (1988) para $\Phi(t)$ y de las simulaciones un valor de τ igual a 1.000 millones de años y T_v igual a 10.000 millones de años se puede calcular el valor de Z . En ese caso se tiene que $Z \approx 17$. Por tanto, este modelo simplificado predice que cuando tuvo lugar el nacimiento del disco había unos 340 cúmulos estelares abiertos con tiempos de desintegración superiores a 1.000 millones de años, de los cuales se habrían desintegrado más del 90%. Esto implicaría que el número inicial de cúmulos abiertos era similar al observado en el caso de los globulares, pero su ritmo de destrucción ha sido considerablemente superior.

11.4 Paleodinámica del Sistema Solar

En esta sección se van a discutir de una manera, quizás, un poco especulativa la trascendencia de los resultados obtenidos con respecto a nuestro propio Sistema Solar. Todas las pruebas experimentales coinciden en asignar una edad aproximada a nuestro Sistema Solar de unos 4.600 millones de años. Este lapso de tiempo incluye también la etapa en la que se formó el disco de polvo y gas del cual, posiblemente, surgieron los planetesimales que dieron lugar posteriormente a los planetas. En el momento presente, el Sol no parece estar dentro de ningún cúmulo, si se exceptúa el hecho, señalado en el capítulo dedicado a los restos de cúmulos estelares abiertos, de su posible pertenencia a uno de estos restos. Sin embargo, es razonable suponer que el Sol nació en un cúmulo abierto de mayor o menor entidad. Dado que el Sol no parece ser una estrella binaria y además el valor de su masa es mas bien bajo, es posible suponer que pudo pasar gran parte de su existencia, mientras pertenecía a ese hipotético cúmulo, en las regiones más externas o halo del mismo, donde la densidad estelar es menor.

En cualquier caso, si se consideran los primeros millones de años de la vida del Sol, este pudo sufrir interacciones relativamente fuertes con otros miembros del cúmulo hasta que ganó la suficiente energía cinética como para poblar definitivamente las regiones de la corona. El paso del Sol en excursiones ocasionales a través de las regiones más densas del cúmulo pudo inducir turbulencia en el disco protoplanetario y excitar la propagación de ondas espirales en el mismo, así como la generación de vórtices gaseosos en las regiones más externas. En cualquier caso estas interacciones tuvieron que ser tales que permitieran acretar gas a los proto-planetesimales gigantes. Este último proceso tuvo que realizarse en una escala temporal de unos pocos millones de años, que es el tiempo que tardaría el propio Sol en remover el gas de la Nebulosa protoplanetaria. Una vez situado en el halo del cúmulo y dado que la densidad en estas regiones puede ser tan baja como unas pocas masas solares por parsec cúbico, el impacto que pudo tener esta primera etapa de la vida del Sol sobre el incipiente

Sistema Solar pudo ser más bien pequeño. Si, como se desprende de los resultados de este trabajo, el Sol pudo formarse en un cúmulo más bien pequeño, su estancia en el mismo no se prolongó más allá de unos 200 millones de años, que es la vida media de un cúmulo abierto pobre. Por tanto, es muy posible que el Sistema Solar no haya sufrido ninguna perturbación externa significativa en los últimos 4.400 millones de años, estando prácticamente finalizada su formación en el momento en que el Sol abandonó el cúmulo donde, posiblemente, nació.

11.5 Conclusiones

Las principales conclusiones de este capítulo se pueden resumir en:

1. La mayor parte de la formación estelar parece tener lugar en cúmulos cuyo número de miembros está en el rango 50-300 estrellas.
2. La calidad de las observaciones de los cúmulos abiertos no es uniforme, mostrando muchos trabajos tendencia a considerar únicamente las regiones centrales.
3. Las características del Sistema Solar son compatibles con el nacimiento del Sol en el seno de un cúmulo abierto poco poblado.

Capítulo 12

Conclusiones

Este último capítulo está dedicado a resumir las implicaciones astrofísicas principales de los resultados obtenidos. En cada uno de los capítulos se han señalado las conclusiones más importantes por lo que ahora se intentará relacionarlas entre sí con el objeto de lograr una visión de conjunto de la dinámica de los cúmulos abiertos.

12.1 Implicaciones astrofísicas de los resultados obtenidos

Como se ha podido comprobar a través del desarrollo de esta tesis, las implicaciones observacionales de los resultados obtenidos son varias y algunas de ellas, ciertamente importantes. A continuación se resumen las principales:

- 1) Los cúmulos estelares muestran una fuerte dicotomía núcleo-corona. Dado que las medidas en la zona de la corona son muy difíciles de realizar debido a la falta de contraste entre el propio cúmulo y las estrellas de campo, esto puede conducir a la determinación de propiedades globales sesgadas. El efecto puede ser aún mayor para cúmulos densamente poblados, en los que el notable achatamiento inducido por el campo gravitatorio Galáctico hace desaparecer la simetría esférica, generando configuraciones elipsoidales.

- 2) La constatación de una cierta evaporación preferencial de las estrellas poco masivas de los cúmulos puede tener implicaciones a la hora de la determinación de las funciones de masa iniciales de los mismos, sesgándola. Por otra parte, dicha evaporación preferencial parece depender de la etapa evolutiva del cúmulo, por lo que la importancia del efecto varía según la edad del mismo. Además, esta circunstancia favorece la interpretación de los resultados observacionales sobre la FIM en cúmulos como consistentes con una FIM universal, siendo las diferencias observadas debidas a efectos puramente dinámicos. La existencia de los CPP no sería, por tanto, un hecho raro.
- 3) La determinación de la fracción de binarias en cúmulos depende drásticamente de la completitud de las muestras consideradas, ya que existe una fuerte anisotropía en la distribución de las estrellas dobles de los cúmulos abiertos. Por otra parte, dicha anisotropía puede depender fuertemente de la edad del cúmulo y de la proporción de estrellas masivas en el mismo.
- 4) Los tipos de cúmulo abierto candidatos a realizar en ellos la detección de una estrella de neutrones son de una parte, cúmulos con edades inferiores a unos 60 millones de años y de otra, cúmulos muy viejos, que pudieran haber retenido alguna de ellas en el seno de una binaria.
- 5) La fracción de sistemas con multiplicidad superior a dos existente en cúmulos puede depender significativamente de la edad de los mismos. Los datos actuales sobre sistemas múltiples en la vecindad solar parecen ser compatibles con un origen dinámico de los mismos.
- 6) La contribución a la masa del disco Galáctico de los remanentes de cúmulos abiertos podría ser superior al 4%.
- 7) Los restos de cúmulos abiertos poco poblados parecen haber sido observados, no estando del todo claro si se dispone de una muestra razonable de restos de cúmulos densamente poblados.

- 8) La inclusión de la evolución estelar en los experimentos de dinámica estelar, puede ayudar a interpretar las observaciones de cúmulos abiertos reales a través de la síntesis de diagramas H-R teóricos.

Por otra parte, también se han evidenciado implicaciones de tipo teórico:

- 9) La evolución de los cúmulos abiertos se desarrolla en tres etapas claramente diferenciadas: en la primera, las interacciones entre binarias son dominantes, generándose el halo; la segunda se caracteriza por el escape paulatino de las estrellas del halo; y la tercera conduce a la desintegración del cúmulo con la formación de un resto.
- 10) El número de binarias observado tanto en la vecindad solar como en cúmulos estelares abiertos, no puede ser explicado sin admitir la existencia de una notable población de binarias primordiales. Según esto, un porcentaje importante de las estrellas nacen siendo binarias. Este hecho impone fuertes restricciones a los resultados de cualquier teoría analítica o modelo numérico que pretenda explicar la formación estelar, ya que estos deben producir un porcentaje significativo de binarias, probablemente superior al 30%. Dado que aproximadamente un 20% de la población primordial puede destruirse como fruto de interacciones dinámicas en el propio cúmulo, el porcentaje inicial de binarias debería ser incluso superior al 50%.
- 11) La mayor parte de las estrellas que abandonan los cúmulos lo hacen por evaporación. Tan sólo un porcentaje inferior al 1% abandona el cúmulo con velocidades significativamente superiores a la media. Este hecho depende realmente del tipo espectral, y el porcentaje de fugas de alta velocidad aumenta hasta el 100% en el caso de objetos colapsados como las estrellas de neutrones. Por otra parte, la dependencia con el tipo espectral está condicionada por la propia población del cúmulo, siendo los resultados algo diferentes para cúmulos poco poblados; además, la distribución espacial inicial parece jugar también un papel, sobre

todo, en las primeras fases de la evolución de los cúmulos. En estas fases se producen preferentemente las fugas de alta velocidad.

- 12) La masa crítica de la estrella progenitora, a partir de la cual se genera una estrella de neutrones, parece tener implicaciones sobre la evolución de los cúmulos abiertos. Así, parece que la igualdad entre las escalas de tiempo, evolutiva para estas estrellas, y de relajación para un cúmulo proporcionaría el valor aproximado de la población que marcaría la frontera entre una aceleración o deceleración de la desintegración de los cúmulos con respecto a un modelo ideal conservativo.
- 13) El grado de concentración inicial del cúmulo parece influir significativamente sobre la velocidad con la que éste se desintegra. De los resultados presentados se deduce que a mayor concentración inicial, menor es el tiempo de vida del cúmulo, suponiendo un cúmulo inicialmente ligado.
- 14) La pérdida de masa causada por la evolución estelar induce una mayor longevidad en los cúmulos más poblados, facilitando, por el contrario la desintegración de los que tienen una población menor. Este hecho justificaría que los cúmulos abiertos más poblados son también los de mayor edad, como así parece deducirse de las observaciones.
- 15) Los resultados, tanto numéricos como observacionales, son compatibles con una formación estelar llevada a cabo preferentemente en cúmulos con poblaciones iniciales en el rango 50-300 miembros.
- 16) Conforme la población inicial del cúmulo decrece, el comportamiento del mismo es más caótico, pudiéndose analizar el ritmo de escape con una ecuación en diferencias de tipo logístico. La evolución de la población de cúmulos abiertos con $N > 500$ puede describirse con la ecuación diferencial $dN/dt = -N/\tau(1 - N/N_0)$. La validez de esta ecuación se incrementa según crece la población inicial.

12.2 Perspectivas de Futuro

De todo lo expuesto se desprende que todavía queda un largo camino por recorrer en el estudio de los cúmulos estelares abiertos. Una gran cantidad de incógnitas que afectan directamente al modo en que se formó el disco Galáctico y a su dinámica quedan aún abiertas. Por otra parte, las simulaciones deben ser extendidas para estudiar cómo influye la distancia galactocéntrica sobre los resultados a partir de la utilización de algún modelo para el potencial Galáctico. No debe olvidarse que todos los resultados obtenidos son para sistemas situados en la vecindad solar, por lo que su extrapolación a regiones alejadas de la misma no está exenta de riesgos. En los últimos años ha llegado a ser evidente que el número de estrellas con masas inferiores a $0,5 M_{\odot}$ puede ser muy significativo, aunque su contribución a la masa total sea reducida. Esta circunstancia es particularmente importante en el caso de los objetos subestelares ($M < 0,08M_{\odot}$), cuya dinámica en el seno de los cúmulos abiertos debería ser estudiada de forma detallada.

Las observaciones deberían encaminarse a la selección de una muestra no muy amplia de cúmulos de acuerdo con sus características más representativas y cubriendo un rango de edades suficientemente grande. Dicha muestra debería ser empleada para realizar un meticuloso análisis de cada uno de sus miembros tanto desde el punto de vista fotométrico como espectroscópico y, en particular, una determinación exhaustiva de movimientos propios con el objeto de confirmar la pertenencia al objeto estudiado de cada una de las estrellas observadas. Particular cuidado debería tenerse en la consideración de la dualidad núcleo-halo de forma consistente para evitar posibles sesgos.

Referencias

- [1] AARSETH S. J.: *Bull. Astron.*, Ser. 3, vol. 3, 1968, p. 105
- [2] AARSETH S. J.: *Astrophysics & Space Science*, vol. 14, 1971, p. 118
- [3] AARSETH S. J.: *Vistas in Astronomy*, vol. 15, 1973, p. 13
- [4] AARSETH S. J.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 35, 1974, p. 237
- [5] AARSETH S. J.: *Dynamics of Stellar Systems*, D. Reidel, 1975, p. 58
- [6] AARSETH S. J.: *Star Clusters*, D. Reidel, 1980, p. 325
- [7] AARSETH S. J.: *Multiple Time Scales*, Academic Press, 1985, p. 377
- [8] AARSETH S. J.: *Galactic Dynamics and N-body Simulations*, Springer Verlag, 1994, p. 277
- [9] AARSETH S. J.: *The Origins, Evolution and Destinies of Binary Stars in Clusters*, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 90, 1996a, p. 423
- [10] AARSETH S. J.: *Dynamical Evolution of Star Clusters: Confrontation of Theory and Observations*, IAU Symp. 174, Kluwer Academic Publishers, 1996b, p. 161
- [11] AARSETH S. J.: *comunicación personal*, 1996c
- [12] AARSETH S. J.: *Computational Astrophysics: Gas Dynamics and Particle Methods*, Springer Verlag, 1997, (a aparecer)

- [13] AARSETH S. J., ZARE K.: *Celestial Mechanics*, vol. 10, 1974, p. 185
- [14] AARSETH S. J., HILLS J. G.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 21, 1972, p. 255
- [15] AARSETH S. J., WOOLF N. J.: *Astrophysical Letters*, vol. 12, 1972, p. 159
- [16] AARSETH S. J., TOUT C. A., POLS O. R., EGGLETON P. P.: 1997, (en preparación)
- [17] ABT H. A.: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, vol. 21, 1983, p. 343
- [18] ABT H. A.: *Astrophysical Journal*, vol. 294, 1985, p. L103
- [19] ABT H. A., LEVY S. G.: *Astrophysical Journal Supplements*, vol. 30, 1976, p. 273
- [20] ABT H. A., LEVY S. G.: *Astrophysical Journal Supplements*, vol. 36, 1978, p. 241
- [21] ABT H. A., WILLMARTH D. W.: *The Origins, Evolution and Destinies of Binary Stars in Clusters*, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 90, 1996, p. 105
- [22] ADAMS M. T., STROM S. E., STROM K. M.: *Astrophysical Journal*, vol. 53, 1983, p. 893
- [23] AHMAD A., COHEN L.: *Journal of Computational Physics*, vol. 12, 1973, p. 389
- [24] ALBADA T. S. van: *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, vol. 2, 1967, p. 67
- [25] ALBADA T. S. van: *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, vol. 19, 1968a, p. 479

- [26] ALBADA T. S. van: *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, vol. 20, 1968b, p. 57
- [27] ALEXANDER M. E., BUDDING E.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 73, 1979, p. 227
- [28] AMBARTSUMIAN V. A.: *Annals Leningrad State University*, vol. 22, 1938, p. 19
- [29] ANGELETTI L., GIANNONE P.: *Astrophysics & Space Science*, vol. 46, 1977a, p. 205
- [30] ANGELETTI L., GIANNONE P.: *Astrophysics & Space Science*, vol. 50, 1977b, p. 311
- [31] ANOSOVA J., ORLOV V. V., PAVLOVA N. A.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 292, 1994, p. 115
- [32] ANTONOV V. A.: *Vestnik Leningrad Gros. Univ.*, vol. 7, 1962, p. 135
- [33] AUDOUZE J., TINSLEY B. M.: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 14, 1976, p. 43
- [34] BATTEN A. H., FLETCHER J. M., McCARTHY D. G.: *Publications of the Dominion Astrophysical Observatory*, vol. 17, 1989, p. 1
- [35] BAYLIN C. D.: *resultado no publicado*, 1984
- [36] BELL J. F.: *The Many Faces of Neutron Stars*, 1997 (a aparecer)
- [37] BERGBUSCH P. A., BLAKE R. M.: *The Origins, Evolution and Destinies of Binary Stars in Clusters*, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 90, 1996, p. 489
- [38] BERGH S. van den: *Astrophysical Journal*, vol. 215, 1977, L103

- [39] BERGH S. van den, SHER D.: *Publ. David Dunlap Obs.*, vol. 2, 1960, p. 203
- [40] BERGH S. van den, LAFONTAINE A.: *Astronomical Journal*, vol. 89, 1984, p. 1822
- [41] BINNEY J., TREMAINE S.: *Galactic Dynamics*, Princeton University Press, 1987
- [42] BÖRNSTEIN L.: *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, Grupo VI, vol. 2, *Astronomy and Astrophysics*, Springer Verlag, 1982
- [43] BONNELL I.: *Visual Double Stars: Formation, Dynamics and Evolutionary Tracks*, Kluwer Academic Publishers, 1997 (a aparecer)
- [44] BONNELL I., MARTEL H., BASTIEN P., ARCORAGI J. P., BENZ W.: *Astrophysical Journal*, vol. 377, 1991, 553
- [45] BOSS A. P.: *Nature*, vol. 351, 1991, p. 298
- [46] BOUVIER P.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 14, 1971, p. 341
- [47] BRANDNER W., ALCALA J. M., KUNKEL M., MONETI A., ZINNECKER H.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 307, 1996, p. 121
- [48] BRUNS H.: *Acta Mathematica*, vol. XI, 1887
- [49] BURKI G.: *Star Clusters*, D. Reidel Publishing Company, 1980, p. 169
- [50] BULIRSCH R., STOER J.: *Num. Math.*, vol. 8, 1966, p. 1
- [51] BUSCOMBE W.: *Mt. Stromlo Mimeogr.*, No. 6, 1963
- [52] CANNON R. C., EGGLETON P. P., ŻYTKOW A. N., PODSIADŁOWSKI P.: *Astrophysical Journal*, vol. 386, 1992, p. 206
- [53] CASERTANO S., HUT P.: *Astrophysical Journal*, vol. 298, 1985, p. 80

- [54] CHANDRASEKHAR S.: *Astrophysical Journal*, vol. 94, 1941, p. 511
- [55] CHANDRASEKHAR S.: *Principles of Stellar Dynamics*, University of Chicago Press, 1942
- [56] CHANDRASEKHAR S.: *Astrophysical Journal*, vol. 97, 1943a, p. 255
- [57] CHANDRASEKHAR S.: *Astrophysical Journal*, vol. 97, 1943b, p. 263
- [58] CHANDRASEKHAR S.: *Astrophysical Journal*, vol. 98, 1943c, p. 54
- [59] COHEN M., KUHI L. V.: *Astrophysical Journal Supplements*, vol. 41, 1979, p. 743
- [60] COHN H.: *Astrophysical Journal*, vol. 242, 1980, p. 765
- [61] DANILOV V. M.: *Soviet Astronomy*, vol. 17, 1973, p. 346
- [62] DE CUYPER J.-P.: *Binary and Multiple Stars as Tracers of Stellar Evolution*, D. Reidel Publishing Company, 1982, p. 417
- [63] DUQUENNOY A.: *The Few-Body Problem*, D. Reidel Publishing Company, 1988, p. 257
- [64] DUQUENNOY A., MAYOR M.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 248, 1991, p. 485
- [65] DURISEN R. H., STERZIK M. F.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 286, 1994, p. 84
- [66] EGGLETON P. P.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 151, 1971, p. 351
- [67] EGGLETON P. P.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 156, 1972, p. 361
- [68] EGGLETON P. P.: *comunicación personal*, 1994

- [69] EGGLETON P. P.: *comunicación personal*, 1995
- [70] EGGLETON P. P.: *comunicación personal*, 1997
- [71] EGGLETON P. P., FITCHETT M. J., TOUT C. A.: *Astrophysical Journal*, vol. 347, 1989, p. 998
- [72] EGGLETON P. P., KISELEVA L. G.: *Evolutionary processes in Binary Stars*, NATO ASI Series, 1996, p. 345
- [73] EINSTEIN A.: *Sb. Pruess. Akad. Wiss.*, 1916, p. 688
- [74] EINSTEIN A.: *Sb. Pruess. Akad. Wiss.*, 1918, p. 145
- [75] FRIEL E. D.: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, vol. 33, 1995, p. 381
- [76] FUENTE MARCOS R. de la: *Trabajo de Investigación de Tercer Ciclo*, 1993, Universidad Complutense de Madrid
- [77] FUENTE MARCOS R. de la: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 301, 1995, p. 407
- [78] FUENTE MARCOS R. de la: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 308, 1996a, p. 141
- [79] FUENTE MARCOS R. de la: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 314, 1996b, p. 453
- [80] FUENTE MARCOS R. de la: *Astronomy & Astrophysics*, 1997 (a aparecer) astro-ph/9701003 (<http://xxx.soton.ac.uk/>)
- [81] FUENTE MARCOS R. de la, AARSETH S. J., KISELEVA L. G., EGGLETON P. P.: *Visual Double Stars: Formation, Dynamics and Evolutionary Tracks*, Kluwer Academic Publishers, 1997a (a aparecer) astro-ph/9701022 (<http://xxx.soton.ac.uk/>)

- [82] FUENTE MARCOS R. de la, AARSETH S. J., KISELEVA L. G., EGGLETON P. P.: 1997b (en preparación)
- [83] GHEZ A. M., NEUGEBAUER G., MATTHEWS K.: *Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research*, IAU Colloq. 135, 1992, p. 1
- [84] GHEZ A. M., NEUGEBAUER G., MATTHEWS K.: *Astronomical Journal*, vol. 106, 1993, p. 2066
- [85] GHEZ A. M., EMERSON J. P., GRAHAM J. R., MEIXNER M., SKINNER C.: *Astrophysical Journal*, vol. 434, 1994, p. 707
- [86] GIES D. R., BOLTON C. T.: *Astrophysical Journal Supplements*, vol. 61, 1986, p. 419
- [87] GIANNONE G., MOLTENI D.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 142, 1985, p. 321
- [88] GLIESE W., JAHREISS H.: *Astrophysics & Space Science*, vol. 142, 1988, p. 49
- [89] GOODMAN J., HUT P.: *Nature*, vol. 339, 1989, p. 40
- [90] GOTT J. R. III, GUNN J. E., OSTRIKER J. P.: *Astrophysical Journal*, vol. 160, 1970, p. L91
- [91] GRIFFIN R. F., GUNN J. E.: *The Observatory*, vol. 106, 1981, p. 35
- [92] GRIFFIN R. F., GUNN J. E., ZIMMERMAN B. A., GRIFFIN R. E. M.: *Astronomical Journal*, vol. 90, 1985, p. 609
- [93] HADJIDEMETRIOU J. D.: *Icarus*, vol. 2, 1963, p. 440
- [94] HADJIDEMETRIOU J. D.: *Icarus*, vol. 5, 1966, p. 34
- [95] HADJIDEMETRIOU J. D.: *Astrophysics & Space Science*, vol. 1, 1968, p. 336

- [96] HAFFNER H., HECKMANN O.: *Veröff. Univ. Sternwarte Göttingen*, 1937, No. 55
- [97] HALBWACHS J.-L.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 128, 1983, p. 399
- [98] HALBWACHS J.-L.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 168, 1986, p. 161
- [99] HALBWACHS J.-L.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 183, 1987, p. 234
- [100] HALBWACHS J.-L., HOEG E., MAKAROV V., WAGNER K.: *Visual Double Stars: Formation, Dynamics and Evolutionary Tracks*, Kluwer Academic Publishers, 1997 (a aparecer)
- [101] HARRINGTON R. S.: *Astronomical Journal*, vol. 80, 1977, p. 1081
- [102] HARRIS W. E., RACINE R.: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* vol. 17, 1979, p. 241
- [103] HAYASHI C.: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, vol. 4, 1966, p. 171
- [104] HEGGIE D. C.: *Tesis Doctoral*, 1972, Universidad de Cambridge (R.U.)
- [105] HEGGIE D. C.: *The stability of the solar system and of small stellar systems*, D. Reidel Publishing Company, 1974
- [106] HEGGIE D. C.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 173, 1975, p. 729
- [107] HEGGIE D. C.: *Comm. Astrophys.*, vol. 7, 1977, p. 43
- [108] HEGGIE D. C.: *Globular Clusters*, Cambridge University Press, 1980a, p. 281
- [109] HEGGIE D. C.: *Star Clusters*, D. Reidel Publishing Company, 1980b, p. 401
- [110] HEGGIE D. C.: *Dynamics of Star Clusters*, D. Reidel Publishing Company, 1985, p. 139

- [111] HEGGIE D. C., MATHIEU R. D.: *The Use of Supercomputers in Stellar Dynamics*, Springer Verlag, 1986, p. 233
- [112] HEGGIE D. C., AARSETH S. J.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 257, 1992, p. 513
- [113] HELLIER C.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 271, 1994, p. L21
- [114] HÉNON M.: *Ann. d'Astrophys.*, vol. 23, 1960a, p. 668
- [115] HÉNON M.: *Ann. d'Astrophys.*, vol. 23, 1960b, p. 467
- [116] HÉNON M.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 2, 1969, p. 151
- [117] HÉNON M.: *Astrophysics & Space Science*, vol. 13, 1971, p. 284
- [118] HERBIG G. H.: *Astrophysical Journal*, vol. 135, 1962, p. 736
- [119] HERRERA M. A., POVEDA A., NIGOCHÉ A., SEGURA A.: *Visual Double Stars: Formation, Dynamics and Evolutionary Tracks*, Kluwer Academic Publishers, 1997, p. (a aparecer)
- [120] HEUVEL E. P. J. van den: *Proc. European ISY'92 Conference*, 1992
- [121] HEUVEL E. P. J. van den, HABETS G. M. H. J.: *Nature*, 1984, vol. 309, p. 698
- [122] HILLS J. G.: *Astronomical Journal*, vol. 80, 1975a, p. 809
- [123] HILLS J. G.: *Astrophysical Journal*, vol. 80, 1975b, p. 1075
- [124] HILLS J. G., FULLERTON L. W.: *Astronomical Journal*, vol. 85, 1980, p. 1281
- [125] HOERNER S. von: *Zeitschrift für Astrophysik*, vol. 44, 1958, p. 221

- [126] HOERNER S. von: *Zeitschrift für Astrophysik*, vol. 50, 1960, p. 184
- [127] HOERNER S. von: *Zeitschrift für Astrophysik*, vol. 57, 1963, p. 47
- [128] HOERNER S. von: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 46, 1976, p. 293
- [129] HOYLE F.: *Astrophysical Journal*, vol. 118, 1953, p. 513
- [130] HUT P.: *X-Ray Binaries and the Formation of Binary and Millisecond Pulsars*,
D. Reidel Publishers, 1992
- [131] HUT P., McMILLAN S., ROMANI R. W.: *Astrophysical Journal*, vol. 389,
1992, p. 527
- [132] IBEN I., TALBOT R. J.: *Astrophysical Journal*, vol. 144, 1966, p. 968
- [133] INAGAKI S.: *Dynamics of Star Clusters*, D. Reidel, 1985, p. 189
- [134] INAGAKI S., SASLAW W. C.: *Astrophysical Journal*, vol. 292, 1985, p. 339
- [135] JANES K. A., TILLEY C., LYNGÅG.: *Astronomical Journal*, vol. 95, 1988,
p. 771
- [136] JEANS J. H.: *Astronomy and Cosmogony*, Cambridge University Press, 1929
- [137] JOHNSTONE D.: *Astronomical Journal*, vol. 105, 1993, p. 155
- [138] KALIBERDA V. S.: *Astrofizika*, vol. 5, 1969, p. 433
- [139] KALUZNY J., UDALSKY A.: *Acta Astronomica*, vol. 42, 1992, p. 29
- [140] KERR F. J., LYNDEN-BELL D.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical
Society*, vol. 221, 1986, p. 1023
- [141] KING I. R.: *Astronomical Journal*, vol. 70, 1965, p. 376

- [142] KISELEVA L. G.: *Dynamical Evolution of Star Clusters: Confrontation of Theory and Observations*, IAU Symp. 174, Kluwer Academic Publishers, 1996, p. 233
- [143] KISELEVA L. G., AARSETH S. J., EGGLETON P. P., FUENTE MARCOS R. de la: *The Origins, Evolution and Destinies of Binary Stars in Clusters*, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 90, 1996, p. 433
- [144] KOZHURINA-PLATAIS V., GIRARD T. M., PLATAIS I., ALTENA W. F. van, IANNA P. A., CANNON R. D.: *Astronomical Journal*, vol. 109, 1995, p. 672
- [145] KROUPA P.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 277, 1995a, p. 1491
- [146] KROUPA P.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 277, 1995b, p. 1507
- [147] KROUPA P.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 277, 1995c, p. 1522
- [148] KROUPA P., TOUT C. A.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 259, 1992, p. 223
- [149] KROUPA P., TOUT C. A., GILMORE G.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 244, 1990, p. 76
- [150] KROUPA P., TOUT C. A., GILMORE G.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 251, 1991, p. 293
- [151] KROUPA P., TOUT C. A., GILMORE G.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 262, 1993, p. 545
- [152] KUSTAAHEIMO P., STIEFEL E. L.: *J. Reine Angew. Math.*, vol. 218, 1965, p. 204

- [153] LADA C. J., LADA E. A.: *The Formation and Evolution of Star Clusters*,
Astronomical Society of the Pacific, 1991, p. 3
- [154] LARSON R. B.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 206,
1984, p. 197
- [155] LASTENNET E., VALLS-GABAUD D.: *The Origins, Evolution and Destinies
of Binary Stars in Clusters*, Astronomical Society of the Pacific Conference Series,
vol. 90, 1996, p. 464
- [156] LEE H. M., GOODMAN J.: *Astrophysical Journal*, vol. 443, 1995, p. 109
- [157] LEEUWEN F. van: *Tesis Doctoral*, 1983, Universidad de Leiden (Holanda)
- [158] LEINERT CH., HAAS M., RICHICHI A., ZINNECKER H., MUNDT R.: *As-
tronomy & Astrophysics*, vol. 250, 1991, p. 407
- [159] LEINERT CH., (y 12 autores más): *Complementary Approaches to Double and
Multiple Star Research*, IAU Colloq. 135, 1992, p. 21
- [160] LEINERT CH., ZINNECKER H., WEITZEL N., LENZEN R., HAAS M.,
CHRISTOU J., RIDGWAY S., JAMESON R.: *Astronomy & Astrophysics*, vol.
278, 1993, p. 129
- [161] LEONARD P. J. T., DUNCAN M. J.: *Astronomical Journal*, vol. 96, 1988, p.
222
- [162] LEONARD P. J. T., MERRITT D.: *Astrophysical Journal*, vol. 339, 1989, p.
195
- [163] LEONARD P. J. T., DUNCAN M. J.: *Astronomical Journal*, vol. 99, 1990, p.
608
- [164] LEVATO H., MALARODA S., MORRELL N., GARCIA B., HERNANDEZ
C.: *Astrophysical Journal Supplements*, vol. 75, 1991, p. 869

- [165] LIEBERT J., SAFFER R. A., GREEN E. M.: *Astronomical Journal*, vol. 107, 1994, p. 1408
- [166] LIGHTMAN A. P., SHAPIRO S. L.: *Reviews of Modern Physics*, vol. 50, 1978, p. 437
- [167] LODÉN L. O.: *Astrophysics & Space Science*, vol. 24, 1973, p. 511
- [168] LODÉN L. O.: *Star Clusters*, Dordrecht Reidel Publishers, 1980a, p. 121
- [169] LODÉN L. O.: *Astronomy & Astrophysics Supplements*, vol. 41, 1980b, p. 173
- [170] LODÉN L. O.: *Astronomy & Astrophysics Supplements*, vol. 44, 1981a, p. 155
- [171] LODÉN L. O.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 98, 1981b, p. 71
- [172] LODÉN L. O.: *Observational test of the Stellar Evolution Theory*, Dordrecht Reidel Publishers, 1984a, p. 117
- [173] LODÉN L. O.: *Astronomy & Astrophysics Supplements*, vol. 58, 1984b, p. 431
- [174] LODÉN L. O.: *Astronomy & Astrophysics Supplements*, vol. 58, 1984c, p. 595
- [175] LODÉN L. O.: *Irish Astronomical Journal*, vol. 18, 1987, p. 95
- [176] LODÉN L. O.: *Astrophysics & Space Science*, vol. 142, 1988, p. 177
- [177] LODÉN L. O.: *Astrophysics & Space Science*, vol. 199, 1993, p. 165
- [178] LODÉN L. O.: *comunicación personal*, 1996
- [179] LODÉN L. O., RICKMAN H.: *The Stability of the Solar System and of Small Stellar Systems*, Dordrecht Reidel Publishers, 1974, p. 231
- [180] LOHMANN W.: *Astron. Nachr.*, vol. 292, 1971, p. 193
- [181] LOHMANN W.: *Astrophysics & Space Science*, vol. 41, 1976a, p. 27

- [182] LOHMANN W.: *Astrophysics & Space Science*, vol. 45, 1976b, p. 27
- [183] LOHMANN W.: *Astrophysics & Space Science*, vol. 47, 1977a, p. 447
- [184] LOHMANN W.: *Astrophysics & Space Science*, vol. 51, 1977b, p. 173
- [185] LOHMANN W.: *Astrophysics & Space Science*, vol. 66, 1979, p. 103
- [186] LYNDEN-BELL D.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 136, 1967, p. 101
- [187] LYNDEN-BELL D., WOOD R.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 138, 1968, p. 495
- [188] LYNE A. G., LORIMER D. R.: *Nature*, vol. 369, 1994, p. 127
- [189] LYNGÅG.: *The Lund Catalogue of open star cluster*, quinta edición revisada, 1987
- [190] LYNGÅG., LUNDSTRÖM I.: *Star Clusters*, Dordrecht Reidel Publishers, 1980, p. 123
- [191] MAKINO J.: *Dynamical Evolution of Star Clusters: Confrontation of Theory and Observations*, IAU Symp. 174, Kluwer Academic Publishers, 1996, p. 151
- [192] MAKINO J.: *Astrophysical Journal*, 1997, (a aparecer)
- [193] MAKINO J., ITO T., EBISUZAKI T.: *Publications of the Astronomical Society of Japan*, vol. 42, 1990, p. 717
- [194] MAKINO J., KOKUBO E., TAJI M.: *Publications of the Astronomical Society of Japan*, vol. 45, 1993, p. 349
- [195] MAEDER A., MEYNET G.: *Astronomy & Astrophysics Supplements*, vol. 76, 1988, p. 411
- [196] MARCHAL C.: *The Three Body Problem*, Elsevier, 1990

- [197] MARGULIS M., LADA C. J.: *Royal Observatory Star Formation Workshop*, 1984, p. 41
- [198] MARTIN C.: *Visual Double Stars: Formation, Dynamics and Evolutionary Tracks*, Kluwer Academic Publishers, 1997, p. (a aparecer)
- [199] MASON B. D., McALISTER H. A., HARTKOPF W. I., BAGNUOLO W. G., Jr.: *Astronomical Journal*, vol. 105, 1993, p. 220
- [200] MATHIEU R. D.: *Dynamics of Star Clusters*, D. Reidel, 1985, p. 427
- [201] MATHIEU R. D.: *Highlights of Astronomy*, D. Reidel, vol. 8, 1989, p. 111
- [202] MATHIEU R. D., LATHAM D. W.: *Astronomical Journal*, vol. 92, 1986, p. 1364
- [203] MATHIEU R. D., LATHAM D. W., GRIFFIN R. F.: *Astronomical Journal*, vol. 100, 1990, p. 1859
- [204] MAY R. M.: *Nature*, vol. 261, 1976, p. 459
- [205] MAYER P., LORENZ R., CHOCHOL D., IRSMAMBETOVA T. R.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 288, 1994, p. L13
- [206] MAYOR M., MARTINET L.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 55, 1977, p. 221
- [207] McCREA W. H.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 128, 1964, p. 147
- [208] McNAMARA B. J., SEKIGUCHI K.: *Astrophysical Journal*, vol. 310, 1986, p. 613
- [209] McMILLAN S.: *Dynamics of Globular Clusters*, ASP Conference Series, 1993, p. 171
- [210] McMILLAN S., HUT P.: *Astrophysical Journal*, vol. 427, 1994, p. 793

- [211] McMILLAN S., HUT P., MAKINO J.: *Astrophysical Journal*, vol. 362, 1990, p. 522
- [212] McMILLAN S., HUT P., MAKINO J.: *Astrophysical Journal*, vol. 372, 1991a, p. 111
- [213] McMILLAN S., HUT P., MAKINO J.: *The Formation and Evolution of Star Clusters*, ASP Conference Series, 1991b, p. 421
- [214] MERMILLIOD J.-C.: *Inform. Bull. CDS*, vol. 35, 1988, p. 77
- [215] MERMILLIOD J.-C.: *Astronomy from Large Databases II*, ESO Conf. and Work. Proc. no 43, 1992a, p. 373
- [216] MERMILLIOD J.-C.: *Inform. Bull. CDS*, vol. 40, 1992b, p. 115
- [217] MERMILLIOD J.-C.: *Databases for Galactic Structure*, L. Davis Press, 1993, p. 27
- [218] MERMILLIOD J.-C.: *The Origins, Evolution and Destinies of Binary Stars in Clusters*, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 90, 1996a, p. 475
- [219] MERMILLIOD J.-C.: *comunicación personal*, 1996b
- [220] MERMILLIOD J.-C., WEIS E. W., DUQUENNOY A., MAYOR M.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 235, 1990, p. 114
- [221] MERMILLIOD J.-C., ROSVICK J. M., DUQUENNOY A., MAYOR M.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 265, 1992, p. 513
- [222] MERMILLIOD J.-C., DUQUENNOY A., MAYOR M.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 283, 1994, p. 515
- [223] MEYLAN G., HEGGIE D. C.: *The Astronomy and Astrophysics Review*, 1997, (a aparecer)

- [224] MICHIE R. W.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 126, 1963, p. 331
- [225] MIKKOLA S.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 203, 1983, p. 1107
- [226] MIKKOLA S.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 207, 1984, p. 115
- [227] MIKKOLA S.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 215, 1985, p. 171
- [228] MIKKOLA S., AARSETH S. J.: *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, vol. 57, 1993, p. 439
- [229] MILLER G. E., SCALO J. M.: *Astrophysical Journal Supplements*, vol. 41, 1979, p. 513
- [230] MONTESINOS B., GIMÉNEZ A., FERNÁNDEZ-FIGUEROA M. J.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 232, 1988, p. 361
- [231] NAZIN S. N., POSTNOV K. A.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 303, 1995, p. 789
- [232] NORDSTRÖM B., ANDERSEN J., ANDERSEN M. I.: *Astronomy & Astrophysics*, 1997, (a aparecer)
- [233] OKUMURA S. K., MAKINO J., EBISUZAKI T., FUKUSHIGE T., ITO T., SUGIMOTO D., HASHIMOTO E., TOMIDA K., MIYAKAWA N.: *Proceeding of the 25-th Hawaii International Conference on System Science*, vol. 1, 1992, p. 151
- [234] OORT J. H.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 78, 1979, p. 312
- [235] OSTRIKER J. P.: *Dynamics of Star Clusters*, Dordrecht Reidel Publishers, 1985, p. 347

- [236] PADGETT D. L., STROM S. E., EDWARDS S., (y 10 autores más): *Disks and Outflows around Young Stars*, Springer-Verlag, 1996
- [237] PADGETT D. L., STROM S. E., GHEZ A. M.: *Astrophysical Journal*, vol. 477, 1997, p. 705
- [238] PELS G., OORT J. H., PELS-KLUYVER H. A.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 43, 1975, p. 243
- [239] PENNY L. R., GIES D. R., HARTKOPF W. I., MASON B. D., TURNER N. H.: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 105, 1993, p. 588
- [240] PETROVSKAYA L. V.: *Soviet Astronomy*, vol. 13, 1970, p. 647
- [241] PLATAIS I.: *Nordic-Baltic Astronomy Meeting*, 1990, Uppsala, p. 245
- [242] PLATAIS I.: *Galactic and Solar System Optical Astrometry*, 1994, Cambridge University Press, p. 211
- [243] PLATAIS I.: *comunicación personal*, 1995
- [244] PLATAIS I, LEEUWEN F. van, MERMILLIOD J.-C.: *Future Possibilities for Astrometry in Space*, 1996, p.
- [245] PLUMMER H. C.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 71, 1911, p. 460
- [246] POINCARÉ H.: *Acta Mathematica*, vol. XIII, 1896
- [247] POPPER D. M.: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, vol. 18, 1980, p. 115
- [248] POPPER D. M.: *Astrophysical Journal*, vol. 262, 1982, p. 641
- [249] PORTEGIES ZWART S. F.: *Tesis Doctoral*, 1996, Universidad de Amsterdam (Holanda)

- [250] PROSSER C. F., STAUFFER J. R., HARTMANN L., SODERBLOM D. R., JONES B. F., WERNER M. W., McCAUGHREAN M. J.: *Astrophysical Journal*, vol. 421, 1994, p. 517
- [251] RABOUD D., MERMILLIOD J.-C.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 289, 1994, p. 121
- [252] REES M. J.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 176, 1976, p. 483
- [253] REGO M., FERNÁNDEZ M. J.: *Astrofísica*, EUDEMA, 1988
- [254] REID N.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 265, 1993, p. 785
- [255] REIPURTH B.: *Formation and Evolution of Low Mass Stars*, Dordrecht Reidel Publishers, 1988, p. 305
- [256] RICHICHI A., LEINERT CH., JAMESON R., ZINNECKER H.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 287, 1994, p. 145
- [257] ROGERS F. J., IGLESIAS C. A.: *Astrophysical Journal Supplements*, vol. 401, 1992, p. 361
- [258] ROSSELAND S.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 88, 1928, p. 208
- [259] SAGAR R., JOSHI U. C., SINVHAL S. D.: *Bulletin of the Astronomical Society of India* vol. 11, 1983, p. 44
- [260] SAITO M.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 46, 1976, p. 171
- [261] SALPETER E. E.: *Astrophysical Journal*, vol. 121, 1955, p. 161
- [262] SASLAW W. C.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 143, 1969, p. 437

- [263] SASLAW W. C.: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 85, 1973, p. 5
- [264] SASLAW W. C., DE YOUNG D. S.: *Astrophysical Journal*, vol. 170, 1976, p. 423
- [265] SCALO M. J.: *Protostars and Planets*, The University of Arizona Press, 1978, p. 265
- [266] SCALO M. J.: *Fundamentals of Cosmic Physics*, vol. 11, 1986, p. 1
- [267] SCHALLER G., SCHAERER D., MEYNET G., MAEDER A.: *Astronomy & Astrophysics Supplements*, vol. 96, 1992, p. 269
- [268] SCHROEDER M. C., COMINS N. F.: *Astrophysical Journal*, vol. 326, 1988, p. 756
- [269] SHAPLEY H.: *Star Clusters*, Handbook of Astrophysics, 5/2, 1933
- [270] SHU F. H.: *The Physical Universe*, University Science Books, 1982
- [271] SHU F. H., ADAMS F. C., LIZANO S.: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, vol. 25, 1987, p. 23
- [272] SILK J.: *Astrophysical Journal*, vol. 214, 1977, p. 718
- [273] SIMON M.: *Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research*, IAU Colloq. 135, 1992, p. 41
- [274] SIMON M., CHEN W. P., HOWELL R. R., BENSON J. A., SLOWIK D.: *Astrophysical Journal*, vol. 384, 1992, p. 212
- [275] SIMON M., GHEZ A. M., LEINERT CH.: *Astrophysical Journal*, vol. 408, 1993, p. L33

- [276] SIMON M., GHEZ A. M., LEINERT CH., (y 7 autores más): *Astrophysical Journal*, vol. 443, 1995, p. 625
- [277] SPITZER L. Jr.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 100, 1940, p. 396
- [278] SPITZER L. Jr.: *Astrophysical Journal*, vol. 158, 1969, p. L139
- [279] SPITZER L. Jr.: *Dynamical Evolution of Globular Clusters*, Princeton University Press, 1987
- [280] SPITZER L. Jr., HÄRM R.: *Astrophysical Journal*, vol. 127, 1958, p. 544
- [281] SPITZER L. Jr., HART M. H.: *Astrophysical Journal*, vol. 164, 1971a, p. 399
- [282] SPITZER L. Jr., HART M. H.: *Astrophysical Journal*, vol. 166, 1971b, p. 483
- [283] SPITZER L. Jr., SHULL J. M.: *Astrophysical Journal*, vol. 201, 1975, p. 773
- [284] STAHLER S. W.: *Astrophysical Journal*, vol. 293, 1985, p. 207
- [285] STAUFFER J. R.: *Astrophysical Journal*, vol. 280, 1984, p. 189
- [286] STAUFFER J. R., HARTMANN L. W., JONES B. F., McNAMARA B. R.: *Astrophysical Journal*, vol. 342, 1989, p. 285
- [287] STODÓLKIEWICZ J. S.: *Dynamics of Star Clusters*, Dordrecht Reidel Publishers, 1985, p. 361
- [288] STROM S. E.: *Protostars and Planets II*, University of Arizona Press, 1985, p. 17
- [289] SUGIMOTO D., CHIKADA Y., MAKINO J., ITO T., EBISUZAKI T., UEMURA M.,: *Nature*, vol. 345, 1990, p. 33
- [290] SUTANTYO W.: *Galactic X-Ray Sources*, Wiley, 1982, p. 27

- [291] TAFF L. G.: *Astronomical Journal*, vol. 79, 1974, p. 11
- [292] TERLEVICH E.: *Tesis Doctoral*, 1983, Universidad de Cambridge (R.U.)
- [293] TERLEVICH E.: *Dynamics of Star Clusters*, Dordrecht Reidel Publishers, 1985, p. 471
- [294] TERLEVICH E.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 224, 1987, p. 193
- [295] THORNE K. S., ŻYTKOW A. N.: *Astrophysical Journal*, vol. 212, 1977, p. 832
- [296] TOKOVININ A. A.: *Astronomy & Astrophysics*, 1997, (a aparecer)
- [297] TRIMBLE V. L.: *Star Clusters*, Dordrecht Reidel Publishers, 1980, p. 259
- [298] TRUMPLER R.: *Lick Bulletin*, vol. 14, 1930, Nr. 420
- [299] TSUJIMOTO T., YOSHII Y., NOMOTO K., MATTEUCCI F., THIDEMANN F.-K., HASHIMOTO M.: *Astrophysical Journal*, 1997, (a aparecer)
- [300] VANSEVICIUS V., PLATAIS I., PAUPERS O., ABOLINS E.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 285, 1997, p. 871
- [301] VERBUNT F., JOHNSTON H., HASINGER G., BELLONI T., BUNK W.: *Symposium on Interacting Binary Stars in conjunction with the 105 Meeting of the Astronomical Society of the Pacific*, ASP Series, 1994, p. 244
- [302] WHEELER J. C.: *Astrophysical Journal*, vol. 234, 1979, p. 569
- [303] WIELEN R.: *Astronomy & Astrophysics*, vol. 13, 1971, p. 309
- [304] WIELEN R.: *Dynamics of Stellar Systems*, D. Reidel, 1975, p. 119
- [305] WOOLLEY R. v. d. R., DICKENS D. A.: *ROE Bull.*, 1962, p. 54

- [306] YADIGAROGLU I.-A., ROMANI R. W.: *Astrophysical Journal*, vol. 476, 1997, p. 347
- [307] ZINNECKER H.: *ESO Workshop on Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects*, European Southern Observatory, 1989, p. 447
- [308] ZINNECKER H.: *The Origins, Evolution and Destinies of Binary Stars in Clusters*, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 90, 1996, p. 57
- [309] ZINNECKER H., McCAUGHREAN M. J., WILKING B. A.: *Protostars and Planets III*, The University of Arizona Press, 1993, p. 429

Índice analítico

- Aarseth, 5, 6, 8, 10, 11, 21, 24, 26, 32,
33, 39, 45, 54, 105, 106, 142,
184, 198
- Abt, 38, 103, 105, 182, 183
- acreción de materia, 69
- Adams, 22
- agujeros negros, 73
- Ahmad, 30
- Alexander, 106
- algoritmo de Eggleton, 73
- Ambartsumian, 48, 167, 197
- Angeletti, 8
- Antonov, 198
- asociaciones, 2
- Astrofísica, 5
- Audouze, 37
- Börnstein, 217, 218
- Batten, 38, 182
- BDA, 225
- Bell, 73
- Bergbusch, 39
- binarias blandas, 18
- binarias duras, 18
- binarias primordiales, 103
- Binney, 1
- Blake, 39
- Bolton, 105
- Bonnell, 184
- Boss, 183
- Bouvier, 21
- Brandner, 103, 183
- Bruns, 4
- Budding, 106
- Burki, 38
- Buscombe, 217
- cámaras CCD, 54
- cúmulos abiertos, 1
- cúmulos globulares, 1, 43
- cúmulos pobremente poblados, 12, 54
- campo gravitatorio galáctico, 27
- candidatos a restos, 203
- Cannon, 111
- caos, 33
- Casertano, 43

catástrofe gravotérmica, 6
 centro de densidad, 43
 Chandrasekhar, 14, 15, 48, 167
 Cohen, 22, 30
 Cohn, 9
 Collinder 285, 203
 Collinder 347, 74
 Comins, 22
 componentes regular e irregular, 30
 comportamiento diferencial, 98
 composición química inicial, 71
 concentraciones compactas de objetos
 bariónicos, 13
 consecuencias observacionales, 235
 consecuencias teóricas, 237
 constantes de Oort, 28
 Contraste de Masa, 55
 CONVEX 3820, 34
 CONVEX C/120, 34
 CRAY Y-MP EL, 35
 CRAY-YMP, 6
 Criterio de Jeans, 23

 Danilov, 167
 De Cuyper, 105
 de la Fuente Marcos, 9, 11, 42, 74, 99,
 106, 112, 179, 184, 193, 194,
 198
 De Young, 8

 densidad de masa Galáctica, 29
 desintegración, 167
 diagrama de Hertzsprung-Russell, 209
 Dickens, 167
 difusión resonante, 20
 Dinámica Estelar, 38
 Dinámica Estelar Experimental, 5, 26
 Duncan, 62
 Duquennoy, 38, 103, 142, 182, 183, 192
 Durisen, 104

 efecto sobre el Sistema Solar, 234
 Eggleton, 39, 70, 71, 106, 111, 184
 Einstein, 99
 emisiones de rayos X, 6
 enanas blancas, 73
 enanas marrones, 12
 encuentro de tres cuerpos, 20
 encuentro hiperbólico, 20
 equipartición de la energía, 7, 17
 errores, 33
 escape preferencial, 54
 estabilidad de sistemas jerárquicos, 184
 estrellas azules errantes, 10
 estrellas de neutrones, 73
 estructura filamentosa, 2
 evolución binaria, 10
 Evolución Estelar, 10, 69
 evolución estelar, 10

Fernández, 1, 210
 FIM de Kroupa, 40
 FIM de Miller y Scalo, 39
 FIM de Salpeter, 39
 FIM de Scalo, 40
 FIM de Taff, 39
 Fokker-Planck, 9
 formación estelar, 12, 21
 FORTRAN, 26
 fracción de binarias, 12
 Fricción Dinámica, 18
 Friel, 232
 Fullerton, 120
 Función Inicial de Masas, 37-39, 42

 Ghez, 103, 183
 Giannone, 8, 106
 Gies, 105
 Gliese, 38, 182
 Goodman, 9, 43, 106
 Gott, 87
 gradiente vertical de fuerzas, 28
 Griffin, 183
 Gunn, 183

 Hénon, 6, 8, 48, 50, 167, 169
 Härm, 167
 Habets, 73
 Hadjidemetriou, 111
 Haffner, 210

 Halbwachs, 38, 103, 182
 HARP-3, 6
 Harris, 220
 Hart, 8, 168
 Heckmann, 210
 Heggie, 11, 18, 20, 26, 32, 106, 198
 Hellier, 74
 Herbig, 22
 Herrera, 38
 Hertzsprung, 209
 Hills, 24, 105, 106, 120
 Hogg, 18, 217
 Hoyle, 37
 Hut, 43, 106, 122
 Hyades, 110, 183, 189

 I Gem, 87
 Iben, 22
 IC 2944, 217
 M 2391, 54
 Iglesias, 71
 Inagaki, 8
 integrador de Bulirsch-Stoer, 33
 Integral de Jacobi-Painlevé, 29
 intercambio, 20
 intercambio de masa, 69
 ionización, 20

 Jahreiss, 38, 182
 Janes, 232

Jeans, 14, 15, 110
 Johnstone, 167
 Kaliberda, 168
 Kaluzny, 231
 Kerr, 29
 King, 167
 Kiseleva, 184
 Kozhurina-Platais, 54
 Kroupa, 38, 106, 184
 Kuhi, 22
 Kustaanheimo, 31
 Lada, 22, 24, 104
 Lafontaine, 217
 Larson, 8
 Lastennet, 211
 Latham, 104
 Lee, 9, 43
 Leinert, 103, 183
 Leonard, 24, 62
 Levato, 38
 Levy, 38, 182
 Leyes de Newton, 3
 Liebert, 24
 litio, 99
 Lodén, 197, 198, 203, 205
 Lohmann, 24
 longevidad de los cúmulos abiertos, 232
 Lorimer, 74
 Lundström, 225
 Lynden-Bell, 6, 14, 29, 98, 198
 Lyne, 74
 Lyngå, 97, 225
 M 11, 102
 M 67, 99, 104, 105, 149, 183
 Método de la Cadena, 33
 Método Directo, 5
 Módulo de Evolución, 43
 Maeder, 71
 Makino, 6
 Marchal, 4, 184
 Margulis, 24
 Martin, 38, 182
 Martinet, 38
 masa estelar, 69
 masas estelares, 37
 Mason, 183
 Mathieu, 26, 39, 103, 104, 183
 May, 178
 Mayer, 183
 Mayor, 38, 103, 142, 182
 McCrea, 105
 McMillan, 106
 McNamara, 24
 Mermilliod, 38, 104, 110, 183, 184, 225
 Merritt, 24
 Meynet, 71

Michie, 8, 48
 Mikkola, 32, 33, 122
 Miller, 39
 modelos conservativos, 7
 modelos monocomponentes, 7
 Molteni, 106
 Monte Carlo, 9
 Montesinos, 105

 Nazin, 99
 NBODY5, 26
 Nebulosa de Orión, 22
 NGC 1502, 183, 189
 NGC 188, 99
 NGC 2264, 22
 NGC 2420, 102
 NGC 3532, 159
 NGC 3680, 164
 NGC 6231, 217
 NGC 6530, 22
 NGC 663, 74
 NGC 7209, 164
 M 6791, 231
 Nordström, 164
 nubes moleculares, 8, 21

 objetos de Thorne-Zytkow, 10, 93, 98,
 111, 207
 Okumura, 6
 Oort, 159

 origen de los sistemas jerárquicos, 183
 μ Orionis, 189

 pérdida de masa, 10, 71
 paámetro de tolerancia adimensional,
 31
 Padgett, 103, 183
 Pels, 39
 Penny, 104
 Petrovskaya, 48
 Pléyades, 22, 110, 159, 183
 Platais, 54, 66
 Plummer, 93
 Población I, 1, 111
 Población II, 1
 Poincaré, 4
 Popper, 71
 Portegies Zwart, 10
 Postnov, 99
 Praesepe, 110, 183
 primeras simulaciones, 5
 problema de N -cuerpos, 4, 5
 problema de dos cuerpos, 4
 problema de tres cuerpos, 4
 procesado de datos, 36
 Prosser, 103
 punto de Lagrange, 29

 Raboud, 104
 Racine, 220

radio de las fuerzas de marea, 7, 29
radio de Roche, 10
radio del núcleo, 43
radio medio, 43
radio virial, 16
Rees, 37
Rego, 1, 210
regularización cuádruple, 32
regularización de Kustaanheimo-Stiefel,
 31
regularización triple, 32
Reid, 38, 110
Reipurth, 103
relajación colisional, 14, 15
relajación de dos cuerpos, 15
relajación violenta, 14
restos de cúmulos estelares abiertos, 12
reproducibilidad, 33
Richichi, 103
Rickman, 197, 198
Ritmo de Escape, 48
Rogers, 71
Romani, 74
Rosseland, 48
Russell, 209
Sagar, 217, 219
Saito, 168
Salpeter, 37–39
Saslaw, 8, 14
Scalo, 38, 39, 106
Schaller, 71
Schroeder, 22
segregación de masa, 17, 53
Sekiguchi, 24
serie DEC Alpha, 34
sesgo de Malmquist, 38
Shapley, 38
Sher, 11, 54
Shu, 37, 210
Shull, 8
Silk, 37
Simon, 103, 183
simulaciones de Fokker-Planck, 43
sistema de referencia, 27
Sistemas RSCV_n, 105
Spitzer, 8, 15–17, 48, 167, 168, 197,
 198
Stahler, 22
Stauffer, 38, 54, 110
Sterzik, 104
Stiefel, 31
Stodólkiewicz, 9
Strom, 22
Sugimoto, 6
supercomputación, 34
Sutantyo, 105

SZ Cam, 189
 T Tauri, 2
 Taff, 38, 39
 Talbot, 22
 Teorema del Virial, 18
 Terlevich, 8, 9, 11, 21, 48, 54
 Thorne, 111
 Tiempo de Relajación, 15, 17
 Tiempo Propio, 16
 Tinsley, 37
 Tokovinin, 193
 Tout, 38
 Tremaine, 1
 Trimble, 104
 Trumpler, 38
 Trumpler 14, 104, 161
 Tsujimoto, 73
 Udalski, 231
 unidades, 26
 ζ UMa AB, 203
 80 UMa, 203
 UNIX, 36
 Valls-Gabaud, 211
 van Albada, 5, 105, 198
 van den Bergh, 11, 54, 217
 van den Heuvel, 73
 Vanssevicius, 164
 VAX 9000/210, 34
 vB 75, 189
 velocidad de cálculo, 35
 Verbunt, 105
 von Hoerner, 5, 43, 105, 198
 Weierstrass, 4
 Wheeler, 105
 Wielen, 21, 39, 203
 Willmarth, 38, 183
 Wood, 98, 198
 Woolf, 11, 54
 Woolley, 167
 X0142+614, 74
 Yadigaroglu, 74
 Zare, 32
 Zinnecker, 22, 103, 183
 Żytkow, 111