



UNIVERSITAT DE BARCELONA

Modelos de curva de luz de las supernovas de tipo I

Rosario López Hermoso

ADVERTIMENT. La consulta d'aquesta tesi queda condicionada a l'acceptació de les següents condicions d'ús: La difusió d'aquesta tesi per mitjà del servei TDX (www.tdx.cat) i a través del Dipòsit Digital de la UB (diposit.ub.edu) ha estat autoritzada pels titulars dels drets de propietat intel·lectual únicament per a usos privats emmarcats en activitats d'investigació i docència. No s'autoritza la seva reproducció amb finalitats de lucre ni la seva difusió i posada a disposició des d'un lloc aliè al servei TDX ni al Dipòsit Digital de la UB. No s'autoritza la presentació del seu contingut en una finestra o marc aliè a TDX o al Dipòsit Digital de la UB (framing). Aquesta reserva de drets afecta tant al resum de presentació de la tesi com als seus continguts. En la utilització o cita de parts de la tesi és obligat indicar el nom de la persona autora.

ADVERTENCIA. La consulta de esta tesis queda condicionada a la aceptación de las siguientes condiciones de uso: La difusión de esta tesis por medio del servicio TDR (www.tdx.cat) y a través del Repositorio Digital de la UB (diposit.ub.edu) ha sido autorizada por los titulares de los derechos de propiedad intelectual únicamente para usos privados enmarcados en actividades de investigación y docencia. No se autoriza su reproducción con finalidades de lucro ni su difusión y puesta a disposición desde un sitio ajeno al servicio TDR o al Repositorio Digital de la UB. No se autoriza la presentación de su contenido en una ventana o marco ajeno a TDR o al Repositorio Digital de la UB (framing). Esta reserva de derechos afecta tanto al resumen de presentación de la tesis como a sus contenidos. En la utilización o cita de partes de la tesis es obligado indicar el nombre de la persona autora.

WARNING. On having consulted this thesis you're accepting the following use conditions: Spreading this thesis by the TDX (www.tdx.cat) service and by the UB Digital Repository (diposit.ub.edu) has been authorized by the titular of the intellectual property rights only for private uses placed in investigation and teaching activities. Reproduction with lucrative aims is not authorized nor its spreading and availability from a site foreign to the TDX service or to the UB Digital Repository. Introducing its content in a window or frame foreign to the TDX service or to the UB Digital Repository is not authorized (framing). Those rights affect to the presentation summary of the thesis as well as to its contents. In the using or citation of parts of the thesis it's obliged to indicate the name of the author.

UNIVERSIDAD DE BARCELONA FACULTAD DE FISICA
DEPARTAMENTO DE FISICA DE LA TIERRA Y DEL COSMOS

MODELOS DE CURVA DE LUZ DE LAS SUPERNOVAS DE TIPO I

Memoria presentada por Doña Rosario López Hermoso para
acceder al grado de Doctor en Ciencias, Sección Físicas

Barcelona, diciembre de 1984



41.471

AGRADECIMIENTOS

Doy las gracias:

- . Al Dr. J. J. de Orús por haber hecho posible la realización de esta tesis gracias al interés y la ayuda de todo tipo prestados.
- . Al Dr. R. Canal, bajo cuya dirección comencé a trabajar en este campo, por enseñarme las bases de la Astrofísica.
- . Al Dr. J. Isern por haber llevado a término la dirección de este trabajo y por la formación que he recibido de él.
- . Al Dr. R. Estalella por la ayuda prestada al facilitarme los programas de dibujo y escritura del ordenador PDP y por su asesoramiento en temas informáticos.
- . A J. Calaf y A. Solé por la ayuda prestada para resolver algunos problemas surgidos en el manejo del sistema operativo de los ordenadores IBM.
- . Al Dr. J.M. Massaguer y a su grupo de trabajo por haberme permitido asistir a sus seminarios de Cálculo Numérico.
- . A mis antiguos compañeros de la Cátedra de Mecánica de la ETSIIB y a los actuales del Departamento de Física de la Tierra y del Cosmos , en particular a los doctores J. Labay, E. Salvador y B. Sanahuja por su apoyo moral, sin el cual este trabajo difícilmente se hubiera llevado a cabo.

Introducción	1
I.- El fenómeno supernova: observaciones	
1.- Antecedentes históricos	6
2.- Tipos de supernovas	12
3.- Observaciones de supernovas de tipo I	22
II.- Modelos de explosión de supernovas de tipo I	
1.- Restricciones impuestas por la estadística	40
2.- Modelos de curvas de luz de SN I	43
3.- Mecanismos de la explosión	50
4.- Modelos analíticos de SN I : consecuencias	56
III.- El marco astrofísico.- Construcción de modelos	
1.- Enanas blancas sólidas como progenitores de las supernovas de tipo I	63
2.- Construcción y cálculo de los modelos numéricos ...	69
IV.- Curvas de luz de supernovas de tipo I : Resultados	
1.- Modelos iniciales	103
2.- Análisis de los resultados	110
V.- Conclusiones	134
Bibliografía	139
AI.- Esquema numérico	
1.- Conceptos previos	A1
2.- Discretización del sistema de ecuaciones	A5
3.- Limitador de flujo	A19
4.- Resolución de las ecuaciones	A23
AII.- Elaboración del perfil térmico de los modelos inicia- les compactos	A32
AIII.- Correcciones para un cuerpo negro truncado	A39

INTRODUCCION

En el presente trabajo se han conectado unos fenómenos pertenecientes al campo de la observación (las supernovas de tipo I, SN I) con los procesos físicos que tienen lugar en fases evolutivas avanzadas de los sistemas binarios compactos en los que hay una enana blanca de carbono-oxígeno que acreta materia. El estudio llevado a cabo muestra que el fenómeno observacional de las SN I es la consecuencia última de que dichos procesos se verifiquen bajo unas condiciones específicas y que es posible reproducir las características más notables de las supernovas de tipo I en el escenario a que nos referimos si se considera de forma realista las condiciones físicas existentes en el interior de la enana que da origen al fenómeno.

Es bien conocido el hecho de que las supernovas de tipo I son objetos de apariencia altamente homogénea, tanto en sus características espectroscópicas (ausencia de líneas de emisión y absorción del hidrógeno, presencia en el entorno del máximo de líneas de absorción correspondientes a elementos de masa intermedia, bandas de emisión en épocas tardías atribuibles al hierro) como en su aspecto fotométrico (rápida subida hasta alcanzar una luminosidad en el máximo de valor típico $-19 \lesssim M_B \lesssim -20$, descenso de unas tres magnitudes al cabo de unos 30 días, tras los que se inicia un declive más suave de la luminosidad, de perfil exponencial, con un tiempo característico de unos 60 días y que se prolonga hasta dos años después del máximo).

A pesar de este carácter homogéneo de las SN I, un análisis más detallado de las mismas mostró un rango de variación en la velocidad con que disminuye su brillo antes del comienzo de la cola exponencial, en la luminosidad que alcanzan en el máximo y en la velocidad con la que se expande el material de la fo-

tosfera. Se estableció por ello una subdivisión de las SN I en "lentas" y "rápidas" de acuerdo con la anchura y la amplitud de los máximos de las curvas de luz (Barbon, Ciatti y Rosino, 1973). Posteriores estudios (Pskovskii, 1977) condujeron a una división más fina en base a un parámetro indicativo del valor de la pendiente de la curva de luz del postmáximo previo al inicio del declive exponencial. Pudo comprobarse cómo las SN I "lentas" llevan asociadas velocidades de expansión más altas y son más luminosas que las "rápidas", de pendiente más abrupta, que presentan una luminosidad en el máximo menor y cuyo material se expande a menor velocidad (Pskovskii, 1977; Branch, 1981).

Otro hecho interesante son las propiedades estadísticas de las supernovas de tipo I extragalácticas, fundamentalmente su presencia en todos los tipos de galaxias, inclusive las elípticas, y su falta de correlación con los brazos cuando suceden en galaxias espirales.

La homogeneidad de su aspecto indica que los progenitores de las SN I deben ser un tipo muy específico de objetos, ya que es difícil admitir que entes de naturaleza muy diversa provoquen un mismo fenómeno observacional. La universalidad de su presencia permite afirmar que dichos progenitores han de encontrarse en todos los tipos de galaxias. Tampoco han de estar asociados a una población joven, dadas las propiedades estadísticas de las SN I.

En la actualidad, los sistemas binarios compactos, uno de cuyos miembros es una enana blanca de masa próxima al límite de Chandrasekhar que recibe materia de su compañera, son el escenario comúnmente aceptado como sede de los progenitores de las supernovas de tipo I. En último término, el proceso de acreción que sufre la enana blanca da lugar a que, bajo determinadas condiciones, se desarrollen inestabilidades que causan la explosión del objeto. La ignición termonuclear de una parte de la masa de la enana en las condiciones de densidad y temperatura que se registran producen ^{56}Ni . Dicho isótopo es inestable frente a las

desintegraciones β , convirtiéndose en ^{56}Co , que más tarde dará ^{56}Fe . Este proceso radioactivo es la fuente de energía que alimenta la curva de luz característica de las SN I: la desintegración del ^{56}Ni a ^{56}Co respondería de la luminosidad durante el máximo y el postmáximo hasta el comienzo del declive exponencial, mientras que, a partir de éste, la desintegración del ^{56}Co a ^{56}Fe explicaría la forma de la "cola" de la curva de luz.

Han sido formulados diversos modelos dentro de este marco con objeto de simular las características observacionales de las supernovas de tipo I. Los más logrados consiguen reproducir la forma de la curva de luz promedio de la subclase "rápida", así como obtener valores de observables, tales como velocidades de expansión del material y luminosidades, dentro de los rangos que se observan (Schurmann, 1983; Sutherland y Wheeler, 1984). No obstante, estos modelos, que postulan la ruptura total de la enana blanca a consecuencia de la explosión, son incapaces de reproducir el rango de variación en las pendientes del declive de las curvas de luz a la vez que su correlación con las velocidades de expansión del material y luminosidad en el máximo en el sentido que muestran las observaciones ("efecto Pskovskii-Branch").

Las relaciones dimensionales surgidas de las aproximaciones analíticas de Arnett (1980,1982) para modelos de curvas de luz de SN I arrojan luz sobre el origen de las dificultades con que se enfrentan los modelos antes citados para obtener las correlaciones observadas. Un estudio más cuidadoso de las condiciones físicas reinantes y de los procesos que tienen lugar en el interior de las enanas blancas masivas miembros de sistemas binarios compactos proporciona la clave para solucionar el problema.

En los modelos de explosión de supernova postulados hasta la fecha se considera que el interior de la enana blanca es totalmente fluido. En estas condiciones, la masa expulsada y la cantidad de ^{56}Ni generado son siempre las mismas, por lo que se

obtiene un modelo único de curva de luz. Si se admiten cambios "ad hoc" del valor de la masa de ^{56}Ni sintetizado, se obtiene un comportamiento inverso en cuanto a las correlaciones que se observan. Por el contrario, tener en cuenta que las condiciones evolutivas sufridas por la enana le han permitido desarrollar un núcleo sólido más o menos extenso da lugar a que se expulsen cantidades variables de materia y se sinteticen diferentes cantidades de ^{56}Ni , dependiendo ambas cosas del tamaño del núcleo sólido en el momento de producirse la ignición (Isern et al., 1984). Se cuenta de esta forma con un marco más general (el caso completamente fluido es un caso particular) que nos permite reproducir las correlaciones entre la pendiente de la curva de luz, velocidad de expansión del material y luminosidad en el máximo en el sentido mostrado por las observaciones como se demuestra en este trabajo.

El trabajo ha sido estructurado de la forma que se indica a continuación:

El primer capítulo se dedica a analizar las observaciones de SN I disponibles con objeto de establecer las restricciones que deben imponerse a los modelos que se formulen así como a los resultados que de ellos se obtengan.

En el segundo capítulo se discuten los diversos modelos que se han ido realizando hasta la fecha para explicar el fenómeno de las SN I, señalando los problemas que plantean y que los hacen inviables a la hora de dar una explicación totalmente satisfactoria del mismo. Se acaba con la presentación de las relaciones dimensionales obtenidas a partir de los modelos analíticos de Arnett, de gran importancia para entender el origen de las dificultades con que tropiezan los modelos teóricos de formulación más reciente.

Posteriormente, se presenta un escenario general que sirve de base para el desarrollo de las supernovas de tipo I: los sistemas binarios compactos que poseen enanas blancas masivas las cuales han desarrollado un núcleo sólido de carbono-oxígeno.

En el marco del citado escenario, se construyen modelos para simular numéricamente las curvas de luz de las SN I. Los modelos se han formulado teniendo en cuenta las relaciones dimensionales de Arnett y resultados previos de cálculos sobre explosión de objetos compactos. La integración numérica de las ecuaciones de conservación y de transporte bajo unas hipótesis físicas bastante generales permite obtener la evolución temporal de cada modelo y su comparación con los observables. Todo ello, marco astrofísico y método de construcción de los modelos, se expone en el tercer capítulo del trabajo.

El capítulo cuarto recoge y analiza los resultados de los cálculos que se han llevado a cabo. Se destacan en él los efectos que tiene el considerar como progenitores de las supernovas enanas blancas totalmente fluídas o, por el contrario, con un núcleo sólido. Se muestra mediante dos secuencias de modelos, una para cada caso, las consecuencias observacionales a que da lugar el que la explosión deje o no un residuo ligado, en especial en lo que se refiere a poder reproducir el efecto Pskovskii-Branch. Adicionalmente, se indican las incertidumbres que padecen los modelos y se estudian las consecuencias que supondría cambiar el valor de algunos parámetros no bien conocidos. Asimismo, se discuten las implicaciones cosmológicas del modelo de explosión de supernova que se presenta en lo relativo a su compatibilidad con determinados valores de la constante de Hubble.

Finalmente, se indican las posibles vías de continuación del trabajo.

I.- EL FENOMENO SUPERNOVA: OBSERVACIONES.

1.- ANTECEDENTES HISTORICOS.

Una supernova es la señal externa que pone de manifiesto el fin de la evolución de ciertas estrellas. Los mecanismos que determinan la muerte violenta de una estrella son complejos y, en muchos casos, no del todo conocidos, pero lo que si puede afirmarse es que la causa última responsable del fenómeno es la ruptura del equilibrio de fuerzas que mantienen ligada la estructura estelar. El efecto visible de dicho desequilibrio es la explosión del objeto, con su total o parcial destrucción como objeto ligado y la consiguiente expulsión de materia integrante del mismo a grandes velocidades (superiores a los 10.000 km/s), inyección en el medio circundante de metales producidos en las fases evolutivas previas y liberación de una energía $\geq 10^{49}$ erg. en el transcurso de uno o dos años en forma de radiación electromagnética.

En el máximo de su esplendor (se calcula que éso ocurre entre 10 a 20 días después de producirse la explosión que destruyó la estrella) la supernova alcanza un brillo del mismo orden que el de la galaxia en que se encuentra. Por este motivo, es lógico suponer que la aparición de una "estrella nueva" en una determinada zona del cielo, sobre todo si su proximidad le posibilitaba ser visible en pleno día, no haya pasado desapercibida cualquiera que fuese la época histórica en que ocurrió. Posiblemente algunos de los sucesos de este tipo registrados en crónicas de diferentes culturas a lo largo de la Historia reflejen lo que hoy conocemos como una explosión de supernova.

Clark y Stephenson (1982) llevaron a cabo un estudio en el

que se recogen las supernovas que han podido observarse en época histórica. Analizaron los datos sobre "estrellas con un brillo excepcional" que figuran en los escritos de diversas culturas de Europa y Asia y encontraron unos candidatos ciertos y otros posibles. En la Tabla 1 se muestran las "supernovas históricas" que resultaron de dicho estudio. De ellas, la que dió origen a la actual Nebulosa del Cangrejo y las de Tycho y Kepler son las más conocidas, por mejor documentadas.

TABLA I

SUPERNOVAS HISTORICAS (Clark y Stephenson, 1982)

Supernova	Fecha	Referencia	Duración	Coordenadas		Magnitud estimada en el max.	Distancia aprox. al p. galact.
				l	b		
185 DC	7.12.0185	Ch	20 meses	315	-2	-8	< 80 pc.
386 DC(?)	Abr /mayo	Ch	3 meses	10	0	+1	> 25 pc.
393 DC	Feb/marzo	Ch	8 meses	345	0	-1	> 20 pc.
1006 DC	1.05.1006	Ar,Ch, Eu,Jp.	Varios años	330	+15	-8 a -10	250 pc.
1054 DC	4.07.1054	Ar,Ch,Jp	22 meses	185	-6	-4 a -5	200 pc.
1181 DC	6.08.1181	Ch, Jp	185 días	130	+3	0	400 pc.
1572 DC	8.11.1572	Ch,Eu,Co	16 meses	120	+1	-4	80 pc.
1604 DC	8.10.1604	Ch,Eu,Co	12 meses	5	+7	-2.5	600 pc.

Referencia : China (Ch), Japón (Jp), Corea (Co), Europa (Eu), Arabes (Ar)

Fuera de estos sucesos de valor fundamentalmente histórico, la observación sistemática y posterior estudio del fenómeno supernova es muy reciente. Como señala Trimble (1982), las supernovas, entendidas en el sentido actual de explosiones estelares capaces de liberar una energía superior a los 10^{49} ergios en el transcurso de uno o dos años, comenzaron a brillar entre los años 1920 y 1934.

Una vez que las nebulosas espirales fueron consideradas sistemas extragalácticos, se hizo necesario concluir que algunas novas debieron ser objetos extraordinariamente brillantes. El primero en darse cuenta de ello fue Lundmark. Señaló que, de hallarse la Nebulosa de Andrómeda a una distancia de 650.000 años-luz, la "nova" S Andrómeda, conocida hoy como la supernova 1885a, debería haber alcanzado una magnitud visual absoluta $M_V = -15$. Sugirió entonces que algunas estrellas pueden lograr una luminosidad miles de veces superior a la de la "nebulosa" que las alberga.

Por esta época, las actuales novas y supernovas eran englobadas bajo el mismo epígrafe de "novas". En 1921, Curtis propuso dividir las en dos grupos de acuerdo con su magnitud en el máximo. Le impulsó a ello el constatar una dispersión de al menos 10^m en las magnitudes alcanzadas por las novas de las diferentes galaxias espirales. El hecho era evidente si se comparaba la nova S Andrómeda con otras novas más débiles que aparecieron por aquella época en la citada galaxia.

Sin embargo, fueron Baade y Zwicky quienes en los años 30 establecieron de forma definitiva la distinción entre "novas comunes", con una magnitud en el máximo $M_V \geq -11$, y las "supernovas", con magnitudes visuales absolutas de alrededor de -13 . Estos valores fueron calculados tomando $H_0 = 536$ km/s/Mpc, lo admitido por esa época. Enumeraron asimismo las características, cualitativamente válidas en la actualidad, que consideraron

más destacables de los objetos clasificados en la categoría de supernovas:

- a) La energía total liberada por ellos es de $3 \times 10^{51} - 10^{55}$ erg. Este elevado valor proviene de la creencia de los autores acerca de que la luz visible era emitida por una fotosfera de un radio de sólo 10^{13} cm; el flujo observado supondría entonces una temperatura de cuerpo negro de $10^5 - 10^6$ K, con lo que existiría además una emisión considerable de flujo en las regiones X y UV del espectro.
- b) Una supernova representa la transición de una estrella ordinaria a una estrella de neutrones.
- c) Las supernovas son fuente de radiación cósmica. El flujo emitido estaría en buen acuerdo con las observaciones si explotara en la galaxia una supernova cada 1.000 años liberando una energía de $10^{53} - 10^{54}$ erg en forma de radiación cósmica.
- d) Las supernovas eyectan capas de gas ionizado a grandes velocidades.

Lo anteriormente expuesto lo concluyeron a partir de los datos fotométricos disponibles pertenecientes a 12 supernovas descubiertas entre 1900 y 1930 (6 de ellas en el Cúmulo de Virgo) más la S Andrómeda (SN 1885a), Z Cen (1885b en NGC 2553) y la de Tycho. De todas ellas se disponía tan sólo de puntos de su curva de luz pero no de datos espectroscópicos.

A partir de 1934, Zwicky catalogó las supernovas enumerándolas por el orden cronológico en que habían aparecido, continuando la secuencia según iban surgiendo nuevos ejemplares. La revisión de viejas placas fotográficas hizo que se descubrieran algunas supernovas no incluidas en el catálogo, por lo que hubo que rehacer la numeración al objeto de mantener el orden cronológico del mismo, problema que volvía a plantearse cada vez con una frecuencia mayor. A raíz del programa de búsqueda de supernovas iniciado por el propio Zwicky en 1936 con el Schmidt de 18 pulgadas de Monte Palomar, los descubrimientos de supernovas fuera del orden cronológico

establecido en el catálogo resultaba demasiado frecuente como para que el sistema de catalogación fuera práctico. También fue Zwicky quien propuso en 1963 el sistema que se usa en la actualidad para designar a las supernovas. Consiste éste en asignar a cada supernova como "nombre" el año en el que se produjo su máximo de luminosidad, seguido por una letra, en orden alfabético, de acuerdo con el orden en que apareció dentro de dicho año.

Los programas de búsqueda sistemática y catalogación de supernovas comenzaron a aportar un material cuyo análisis empezó pronto a poner de manifiesto la idiosincracia de los objetos englobados bajo ese nombre. Un paso importante lo constituyó la toma de espectros correspondientes a diferentes fases del desarrollo del fenómeno.

Apenas hay espectros correspondientes a las supernovas anteriores a la 1937a. Entre los más antiguos, figuran los de las supernovas 1926a y 1936a, discutidos por Humanson (1936) y Baade (1936). Los autores señalan la presencia en ellos de líneas de la serie de Balmer del hidrógeno y, posiblemente, N III ($\lambda = 4650 \text{ \AA}$) con una anchura Doppler correspondiente a una velocidad de unos 6000 km/s. También merecen ser citados los trabajos de Payne-Gaposchkin (1936 a,b), que describen los espectros de S And. y Z Cen. De su estudio infieren ensanchamiento de líneas correspondientes a velocidades del orden de 10.000 km/s, temperaturas fotosféricas de alrededor de 20.000 K, radios de $10^{14} - 10^{15}$ cm y una energía total emitida de 10^{48} erg., valores que, como se verá más adelante, son bastante acordes con los aceptados actualmente, hecha la salvedad del cambio en la escala de distancias extragalácticas.

En el año 1937 se produjo una supernova muy brillante ($m_V \sim 8.4$) en la galaxia enana irregular IC 4182: la 1937c. Esta y la 1937d en NGC 1003 sirvieron de base para las primeras discusiones sistemáticas de las curvas de luz de supernovas (Baade y Zwicky,

1938) y de sus propiedades espectroscópicas (Minkowski, 1940). Por lo que se refiere al espectro, Minkowski dedujo que los espectros de todas las supernovas tomados en una determinada época después del máximo son muy similares y se caracterizan por presentar anchas bandas de emisión de origen desconocido. Desde el punto de vista fotométrico, se encontró muy poca dispersión en los máximos de luminosidad (Baade, 1938). Este hecho indujo a Wilson (1939) y a Zwicky (1939) a sugerir que las supernovas podrían ser útiles como unos indicadores de distancias para galaxias externas.

En 1940 apareció otra supernova en NGC 4725 (la 1940c). Minkowski describió su aspecto como completamente distinto al de las supernovas que había observado antes. A causa de ello, propuso a título provisional distinguir entre dos grupos de supernovas: las supernovas de tipo I, cuyo prototipo sería la 1937c y las de tipo II, representadas por la 1940c. Esta clasificación, fundamentada esencialmente en el espectro, persiste hasta nuestros días.

2.- TIPOS DE SUPERNOVAS.

La clasificación de las supernovas en dos subtipos que estableciera Minkowski a título provisional en los años 40 se ha visto confirmada por las cada vez más numerosas observaciones fotométricas y espectroscópicas de estos objetos.

El espectro óptico de una supernova es quien proporciona la base para integrarla en uno de los dos grandes grupos (Tipo I o Tipo II) o bien considerarla como peculiar en algunos casos. La base inicial para la clasificación de las supernovas en distintos tipos fueron las características existentes en sus espectros. Las notorias diferencias fotométricas y de distribución estadística entre supernovas pertenecientes a los distintos tipos refuerza la señalada división e implica que los progenitores de las supernovas de tipo I han de ser de naturaleza bien diferente a los que originan las supernovas de tipo II.

Las principales características de las supernovas de tipo I (SN I) y de las de tipo II (SN II) se resumen en la Tabla II.

TABLA II

CARACTERISTICAS MAS NOTORIAS DE LAS SN I Y DE LAS SN II

	SN I	SN II
	Homogeneidad fotométrica espectroscópica	Diversidad fotométrica espectroscópica
Curva de luz	Forma típica: fig. 1 $L_M \sim 10^{43}$ erg/s $M_B \sim -20$ ($H_0 = 50$) Descenso rápido (3^m en 30 d.) Cola exponencial $\tau \sim 50$ d.	Forma más usual: fig. 2 $M_B \sim -19$ ($H_0 = 50$) Presencia de un típico "rellano"
Espectro	Líneas intensas Ausencia de H (en emisión y en absorción). Líneas de absorción de elementos metálicos Bandas de emisión de Fe.	Líneas débiles Presencia de H_α y H_β
Distribución estadística	Presencia en todos los tipos de galaxias	Preferencia por los brazos espirales de las galaxias (fundamentalmente Sb y Sc)

La diferencia más notoria entre los espectros de una supernova de tipo II y otra de tipo I radica en la intensidad de las líneas del hidrógeno. Las líneas H_{α} y H_{β} aparecen inconfundiblemente y con gran intensidad en los espectros de las SN II. Una supernova se dice de tipo I si las líneas de H están ausentes de su espectro. Este factor es determinante para asignar uno u otro tipo a una determinada supernova.

Todas las líneas de los espectros de las SN II son relativamente débiles, lo que refleja un elevado valor para la relación de la opacidad del continuo a la de las líneas. Ocurre lo contrario para una SN I: las líneas son relativamente intensas, indicando con ello un valor bajo para la relación opacidad del continuo - opacidad de las líneas.

Por lo que se refiere a la evolución temporal de los espectros, ambos tipos muestran también un comportamiento diferente. No se encuentra un patrón de variación característico para el espectro de una SN II, que se comporta de una manera diferente de una supernova a otra. En cambio, la evolución con el tiempo de los espectros de las SN I resulta extraordinariamente similar en todas ellas, hasta el punto que puede estimarse la fase en que se hallaba la supernova y el tiempo transcurrido desde que se produjo el máximo cuando fue tomado el espectro comparando éste con otros de casos que cuenten con una cronología bien establecida.

Si no se dispone del espectro de la supernova, puede clasificarse ésta dentro de uno u otro tipo en base a la evolución de su luminosidad con el tiempo (curva de luz).

La homogeneidad que las SN I exhiben en la evolución temporal de sus espectros es respetada también por sus curvas de luz. A groso modo, el comportamiento de la luminosidad de las SN I se caracteriza por una subida rápida hasta alcanzar un máximo de $\sim 10^{43}$ erg/s, sigue luego una disminución brusca de

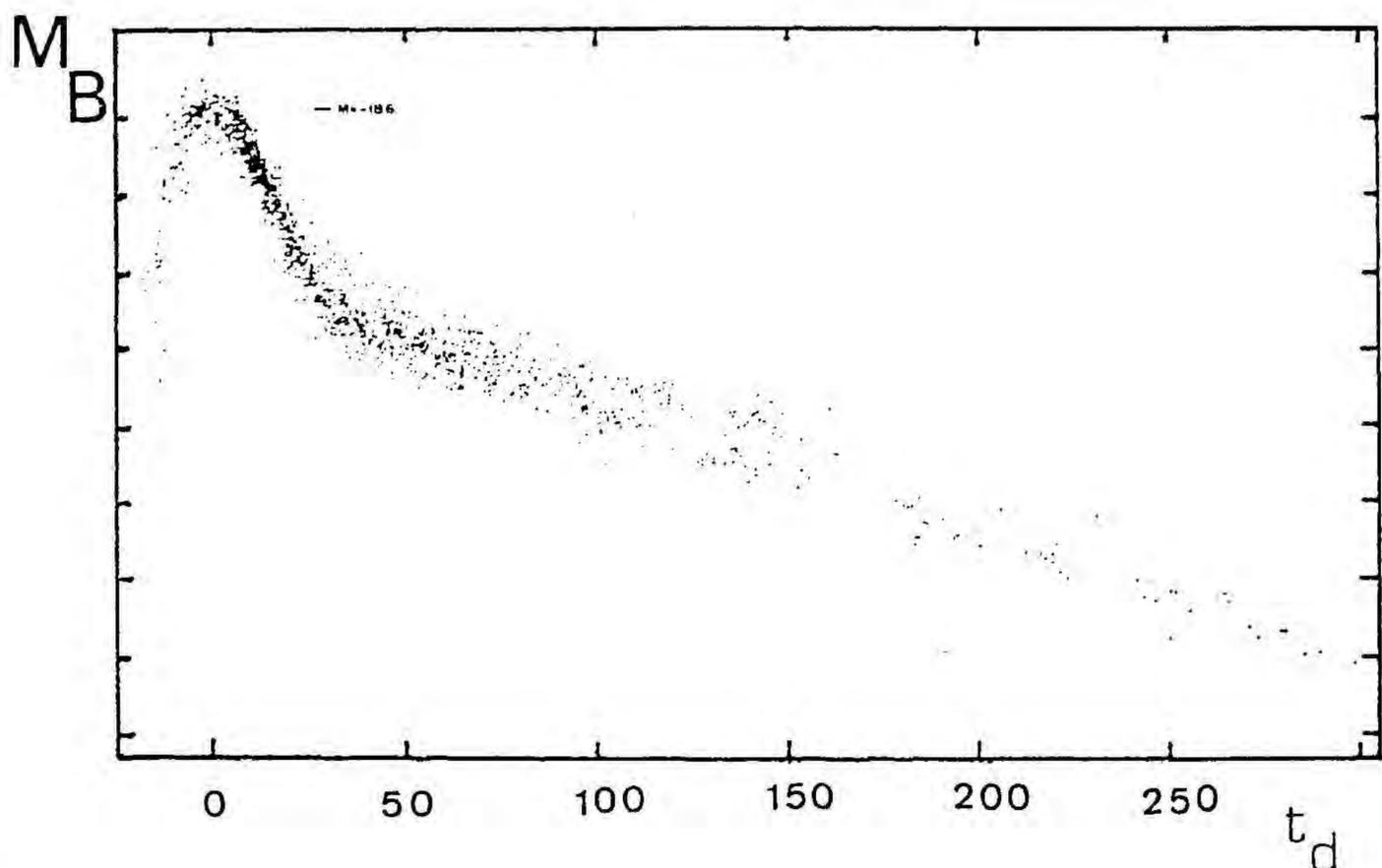
la misma (unas 5^m en unos 30 días) y un cambio de pendiente a partir de aproximadamente 30 días después del máximo que deja paso a una forma de "cola" exponencial en la curva de luz, caracterizada por una vida media de unos 60 días que puede prolongarse por espacio de unos dos años (Kirshner 1981, Barbon et al. 1984).

El valor de la luminosidad en el máximo es sensiblemente constante para todas las supernovas de tipo I. Se estima que en él, $M_B = -19.78 + 5 \log (H_0/50)$ (Tammann 1982), con dispersiones de 0.4 a 0.8 magnitudes.

La referida homogeneidad en las curvas de luz de las SN I permitió elaborar una "curva de luz promedio" a partir de las observaciones (Fig. 1). (Barbon, Ciatti y Rosino 1973)

FIGURA 1

Curva de luz compuesta (en la banda fotométrica B) obtenida ajustando 38 observaciones de supernovas de tipo I. (Los intervalos señalados en ordenadas son de una magnitud). (Barbon, Ciatti y Rosino, 1973).



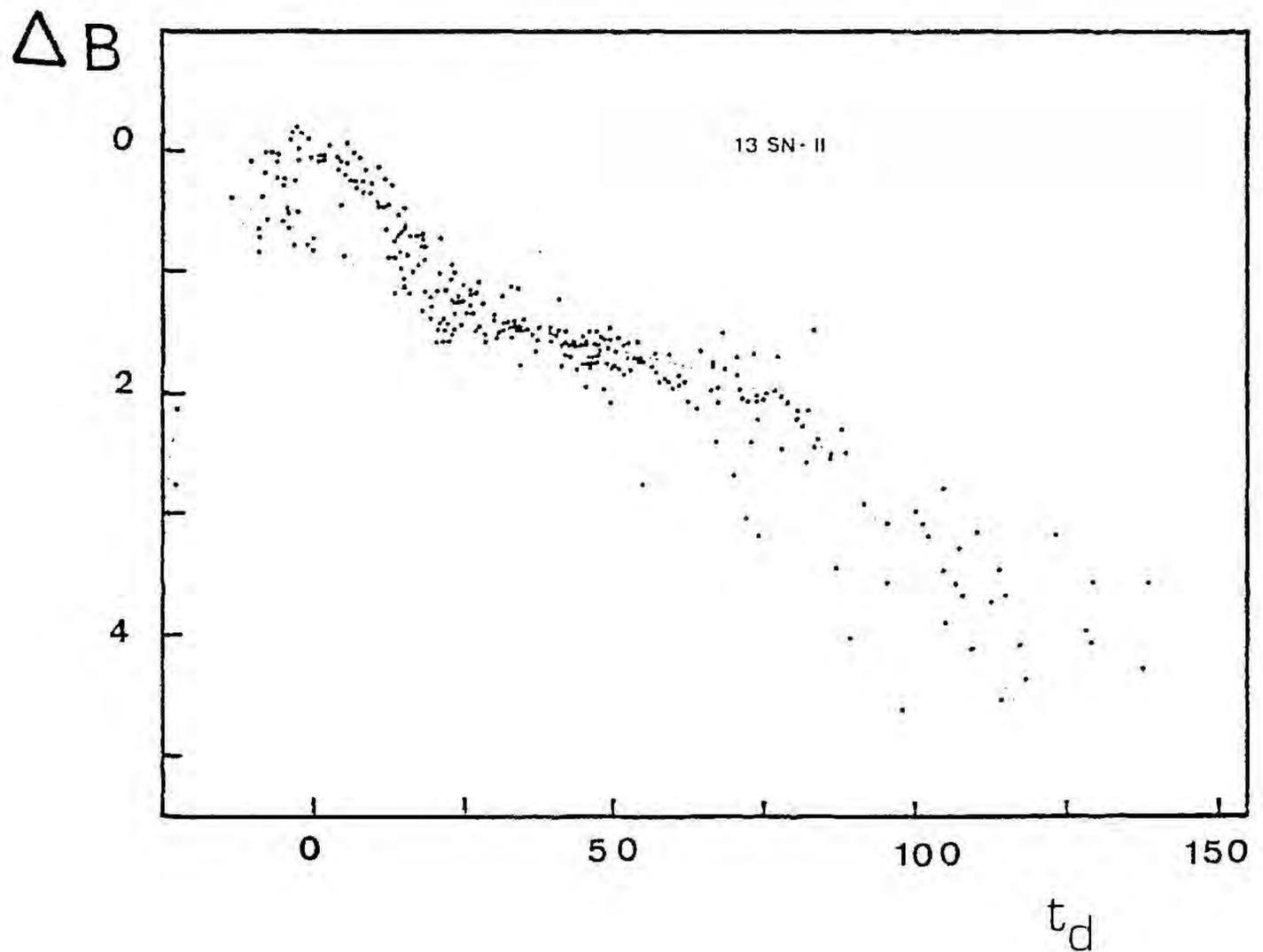
La utilidad de la curva de luz "promedio" se cifra en el hecho de que permitiría estimar la luminosidad en el máximo y la época en que éste tuvo lugar para una supernova de la que no se posean observaciones en ese periodo, ya que aquella haría posible la reconstrucción de la curva de luz de dicha supernova ajustando los datos disponibles de la misma a la curva de luz promedio.

Contrastando con la homogeneidad fotométrica de las SN I, las curvas de luz de las SN II ofrecen una mayor variedad. Algunas presentan un típico rellano interrumpiendo el ritmo de declive de su luminosidad y otras carecen de él, comenzando a disminuir su luminosidad rápidamente a partir del máximo. Este distinto comportamiento dentro de las SN II, correlacionado con diferencias espectroscópicas, parece indicar la existencia de al menos dos subtipos dentro de ellas (Barbon et al., 1979). La luminosidad que alcanzan durante el máximo presenta también un mayor rango de variación que el de las SN I. Barbon et al. (1979) encuentran una dispersión de 1 a 1.4 magnitudes alrededor de un valor medio $M_B = -19$ (para $H_0 = 50$ km/s/Mpc).

En la figura 2 se muestra una curva de luz típica de una supernova de tipo II.

FIGURA 2

Curva de luz compuesta, en la banda fotométrica B, obtenida a partir de 13 supernovas de tipo II. (Barbon, Ciatti y Rosino, 1974).



La distribución estadística según el tipo de galaxia de las supernovas de uno u otro tipo viene en apoyo de la pertenencia de los progenitores de cada uno de ellos a poblaciones estelares diferentes.

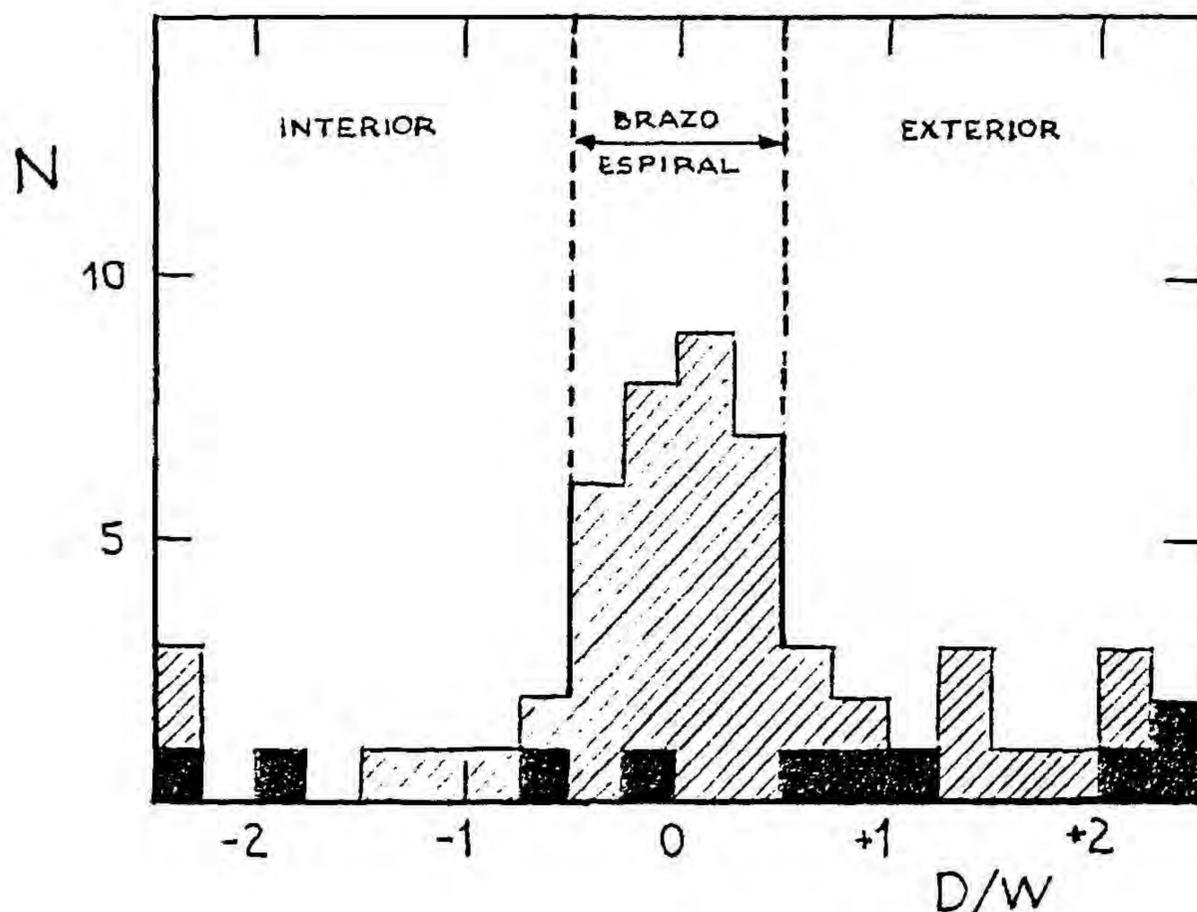
Las estadísticas llevadas a cabo por diferentes autores concuerdan en poner de manifiesto cómo las supernovas de tipo I se dan en todos los tipos de galaxias, mientras que las de tipo II prefieren las galaxias con estructura espiral, en cuyos brazos se manifiestan.

A título ilustrativo, reflejamos algunos de los resultados de los trabajos de Maza y van den Bergh (1976) y de los más recientes de Tammann (1982).

La figura 3 (Maza y van den Bergh, loc. cit.) representa la distribución de las supernovas en relación a los brazos espirales. Corresponde a una muestra de 84 supernovas, 17 de las cuales son de tipo I (la asignación del tipo se ha hecho a través de sus espectros). Sólo una de estas 17 SN I ocurrió en un brazo espiral, lo que apoya la afirmación de que este tipo de supernovas no está asociado a la población joven de los brazos. En ordenadas se representa la frecuencia (N) y en abcisas la relación entre la distancia de la supernova al centro del brazo más próximo y la anchura de dicho brazo. (Las SN I son las de color más oscuro).

FIGURA 3

Distribución de las supernovas en las galaxias espirales con relación a los brazos: frecuencia de supernovas (N) en función del cociente entre la distancia de la supernova al centro del brazo más próximo (D) y la anchura del brazo (W). El relleno más oscuro corresponde a las supernovas de tipo I. (Maza y van den Bergh, 1975).



La Tabla III (Tammann, 1982) muestra la frecuencia de supernovas por 100 años y por $10^{10} L_{\odot}$ en función del tipo de galaxia.

TABLA III

FRECUENCIA DE SN EN μ SN (por $10^{10} L_{\odot}$ por 100 años)
PARA DISTINTOS TIPOS DE GALAXIAS

	SN (todas)	SN I	SN II	nSN
E	0.22	0.22	0	13
S0	0.12	0.12	0	6
S0a, Sa	0.28	0.28	0	9
Sab, Sb	0.69	0.37	0.32	38
Sbc, Sc, Scd, Sd	1.38	0.77	0.61	93
Sdm, Sm, Im	1.02	0.83	0.19	11
I0		indeterminado		7

(1 μ SN = supernovas/ $10^{10} L_{\odot}$ / 100 años).

El autor no da valores numéricos para las galaxias IO debido a que su absorción interna es muy elevada y mal conocida, de forma que se hace muy difícil corregir las observaciones de dicha absorción. Una galaxia de este tipo, la NGC 5253, ha sido escenario de al menos dos supernovas de tipo I. Se supone que la presencia de las SN I en estas galaxias es elevada (Thomson, 1981).

De la inspección de la Tabla III aparecen como más destacables los siguientes hechos:

- 1) La restricción de las supernovas de tipo II a las galaxias con estructura espiral bien marcada.
- 2) La frecuencia similar que presentan los dos tipos de supernovas en las galaxias donde se dan ambos.
- 3) El incremento de las frecuencias totales y de las SN I en particular a lo largo de la secuencia que va desde las galaxias elípticas (E) y lenticulares (S0) hasta las espirales (S) e irregulares (I), si bien la frecuencia de las SN I en este tipo de galaxias es discutible (Tammann, 1982). Este comportamiento estadístico de las SN I parece indicar un predominio de objetos pertenecientes a la población del disco y a la población I, pero su presencia en las galaxias elípticas indican que dicho tipo de supernovas no pueden producirse únicamente a expensas de objetos de la Población I extrema.

La breve descripción comparativa de las características espectroscópicas, fotométricas y estadísticas de las supernovas de tipo I y II justifican la afirmación de que ambos grupos encierran objetos de naturaleza y comportamiento muy diferente, debiendo ser también distintos en ambos casos los mecanismos desencadenantes del fenómeno. A groso modo, las propiedades estadísticas (preferencia por los brazos espirales, regiones "cuna" de estrellas) y espectroscópicas (presencia de las líneas de la serie de Balmer del hidrógeno) de las SN II

indican su relación con los miembros de la Población I y su variedad en el aspecto fotométrico puede ser reflejo de una diversidad de estructuras progenitoras o bien de los mecanismos responsables del fenómeno. En contraste con lo anterior, la homogeneidad fotométrica y espectroscópica de las SN I apuntan más bien hacia un tipo de progenitor prácticamente único y a un mecanismo desencadenante muy similar para todas ellas, mientras que las características de su espectro (ausencia de H y presencia notoria de elementos metálicos) así como su producción en todos los tipos de galaxias, sugiere su relación con objetos estelares evolucionados.

En el presente trabajo nos centramos sólo en las supernovas de tipo I. Por este motivo, dedicamos los próximos apartados a exponer más ampliamente sus características fotométricas, espectroscópicas y estadísticas.

3.- OBSERVACIONES DE SUPERNOVAS DE TIPO I.

Es imprescindible extraer de las observaciones un conocimiento de las principales características de las supernovas de tipo I, ya que los modelos teóricos que se formulen para explicar su naturaleza han de estar sometidos a las restricciones que se deduzcan de los datos de observación. Sería de desear que las limitaciones impuestas por ellos permitieran decidirse inequívocamente por un marco único para el desarrollo del fenómeno que nos ocupa, pero no suele ser esto lo habitual en ningún suceso astrofísico. De todas formas, veremos cómo las características de las supernovas de tipo I requieren un escenario bastante concreto para poder desenvolverse.

3.1 EL ESPECTRO.

Se dispone de espectros correspondientes a supernovas de tipo I que se han ido detectando desde hace 40 años. Los espectros mejor estudiados por contar con mayor documentación pertenecen a las supernovas 1972e en NGC 5253 y a la 1981b en NGC 4536 (véase, entre otros, Branch y Tull, 1979: espectro obtenido entre los 15 y 50 días después del máximo; Kirshner et al., 1973; Kirshner y Oke, 1975: espectro hasta 700 días después del máximo, todo ello para la SN 1972e y Barbon et al., 1982; Branch et al., 1982; Branch et al., 1983 para los espectros de la 1981b).

Del estudio de los diversos espectros de SN I se deducen una serie de características comunes a todos ellos y que se exponen a continuación.

Un hecho a destacar es la gran similitud que existe entre espectros de supernovas de tipo I diferentes que fueron tomados

cuando todas ellas se hallaban en la misma fase evolutiva; la evolución temporal de los espectros de las SN I es, por consiguiente, notoriamente uniforme (Kirshner, 1982).

La ausencia de líneas de hidrógeno, en absorción y en emisión, es un rasgo tan característico de este tipo de supernovas que sirve de base para clasificar una supernova como de tipo I si su espectro carece de las líneas del citado elemento (Kirshner, 1980).

Los espectros tomados durante la época en torno al máximo óptico muestran líneas de absorción pertenecientes a elementos de masa intermedia (O, Mg, S, Si y Ca). Hay evidencias de que las abundancias de estos elementos, referidas al Si, son aproximadamente las solares. No se ha detectado Fe en estas fases tempranas. Particularmente incierta es la abundancia de He, debido a que las líneas que podrían esperarse de este elemento corresponderían a estados muy excitados del mismo y resulta muy difícil su identificación. Algo similar ocurre con las del C (Wheeler, 1982).

Es común que las líneas más intensas aparezcan en emisión y en absorción presentando típicos perfiles P-Cygni. Los mínimos correspondientes a la absorción han sufrido un corrimiento hacia el azul, indicativo de una velocidad de desplazamiento de unos 15.000 km/s e incluso más, mientras que el máximo de emisión se observa algo desplazado hacia el rojo (pero próximo) con respecto a la longitud de onda en reposo de la línea en cuestión. Todo ello refleja la existencia de importantes cantidades de masa en movimiento: las líneas con perfiles P-Cygni se forman en una atmósfera en expansión que dispersa, pero no absorbe, los fotones procedentes de la fotosfera (Kirshner, 1980).

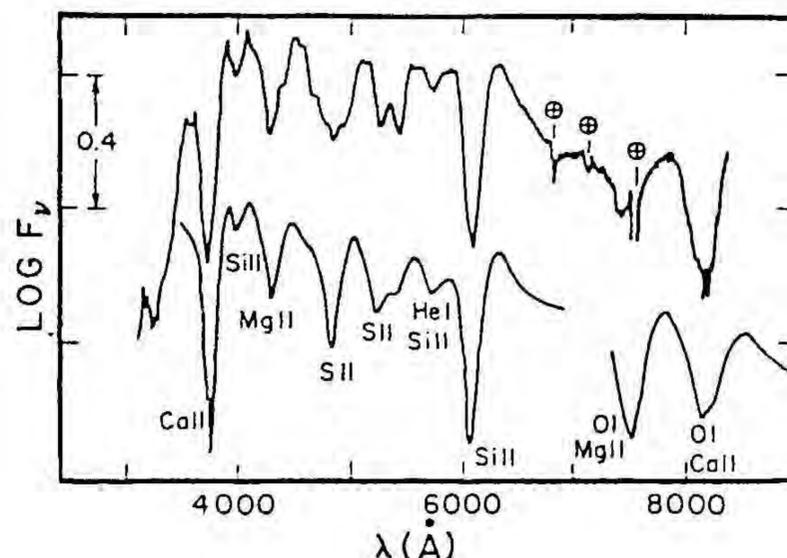
El espectro de las SN I puede ser considerado planckiano para longitudes de onda comprendidas entre 4.000 y 22.000 Å; sin embargo, pierde este carácter en la región ultravioleta, quedando por debajo de la curva correspondiente al cuerpo negro para longitudes de onda inferiores a 4.000 Å. Como señala Branch (1981), la deficiencia ultravioleta que aparece en el espectro no

implica necesariamente el carácter no planckiano del mismo en la fotosfera óptica; puede deberse a un incremento de la opacidad en la región ultravioleta en relación a la existente para mayores longitudes de onda. Ello significaría que la formación del espectro UV se llevaría a cabo en capas más externas, y por consiguiente más frías, que las capas en las que se forma el espectro óptico.

Conforme se avanza en el tiempo, se reduce de manera significativa la contribución del continuo y el espectro es dominado por anchas bandas de emisión. Las más características aparecen a $\lambda\lambda$ 4.200, 4.600, 5.000 y 5.300 Å. Fotométricamente, el inicio de esta época coincide con el comienzo del declive exponencial de la curva de luz. El origen de las bandas puede explicarse de forma bastante satisfactoria si se atribuye a la superposición de gran cantidad (más de doscientas) de líneas correspondientes a [Fe III] (cf. los trabajos de Kirshner y Oke, 1975; Meyerott, 1980 y Axelrod, 1980).

FIGURA 4

Espectro observado (trazo superior) y sintético (trazo inferior) de la SN I 1981b durante el máximo óptico. (Branch, 1982).



Por lo que a nosotros se refiere, los espectros de las SN I representan un fuente de información sobre datos relativos a la composición del material del objeto así como de las condiciones físicas que reinan en el mismo. En concreto, interesa conocer la temperatura a que se encuentra el gas en la región directamente "visible" y la velocidad con la que se mueve dicho gas, los elementos que lo integran y sus abundancias. Todo ello ha de ser ajustado por los modelos teóricos que se formulen.

La identificación de las líneas que aparecen en la fase temprana (en torno al máximo) del espectro de las supernovas de tipo I se había venido haciendo por comparación con espectros patrones (cf. Branch y Tull, 1979; Gordon, 1981). La tarea se veía dificultada por la superposición y ensanchamiento Doppler que presentan. Un método alternativo consiste en sintetizar amplias regiones del espectro mejor que en concentrarse en hechos individuales. Branch et al. (1982, 1983) aplican con éxito este método para el bien documentado espectro de la supernova 1981b. Básicamente, suponen la formación de las líneas espectrales como debida a la dispersión resonante que tiene lugar en una envoltura con simetría esférica que se expande homológamente. Localizan su formación encima, pero muy cerca, de una fotosfera cuya emisión en el continuo corresponde a la de un cuerpo negro. Consideran el perfil de una línea con un máximo de emisión a la longitud de onda en reposo y con una componente de absorción desplazada hacia el azul a consecuencia de la velocidad con que se mueve el material en la fotosfera. Toman la profundidad óptica en la fotosfera para cada línea como un parámetro a ajustar y escogen la temperatura que ajusta mejor la forma del continuo mediante una función de Planck.

Los espectros de la SN 1981b obtenidos alrededor del máximo de luminosidad son consistentes con un espectro sintético caracterizado por una temperatura de color de unos 17.000 K y una velocidad del material fotosférico de alrededor de unos 12.000

km/s (la velocidad de expansión oscila entre los 10.100 y los 15.400 km/s deducidos a partir de las líneas del S II y del Ca II respectivamente).

Las principales líneas que identificaron en el espectro de la citada supernova corresponden a los elementos Ca II, Si II, S II, Mg II, O I y He II. La identificación de estos dos últimos elementos es más dudosa debido a efectos de superposición de líneas a consecuencia del desplazamiento Doppler.

Transcurridos 17 días después del máximo, el espectro de esta supernova requiere para su ajuste razonable un espectro sintético con una temperatura de unos 8.000 K y una velocidad fotosférica de unos 11.000 km/s. Aún se encuentran presentes las líneas del Ca II, Si II y, posiblemente, las del O I; no obstante, ha disminuido de una forma considerable la intensidad de las ocasionadas por el Mg II y S II. Aparecen superposiciones de Fe II (transiciones permitidas) y se atribuye la absorción a 5.715 Å a la línea D del Na.

Espectros sintéticos para fases más avanzadas de este mismo objeto han sido formulados principalmente por Axelrod (1980). Los correspondientes a épocas tardías de la SN 1972e fueron realizados por Kirshner y Oke, por Meyerott y por Axelrod (loc. cit.). En ambos casos (SN 1972e y SN 1981b) se atribuye al Fe ionizado la responsabilidad de las bandas de emisión características que aparecen en el espectro de las SN I en épocas avanzadas.

En síntesis, puede decirse que los espectros de las supernovas de tipo I muestran como más sobresalientes las siguientes características:

- a) Uniformidad en su evolución con el tiempo.
- b) Ausencia significativa de líneas de hidrógeno.
- c) Presencia, en la época en torno al máximo óptico, de líneas correspondientes a iones de elementos de masa intermedia (O a Ca). Dichas líneas se caracterizan por aparecer con perfiles P-Cygni. El desplazamiento hacia el azul experimenta —

do por los mínimos de absorción indican velocidades de expansión del material de 10.000 a 12.000 km/s. El continuo puede ser ajustado en esta etapa por un cuerpo negro con una temperatura entre 15.000 a 20.000 K, si bien aparece un bloqueo en la región ultravioleta del espectro para longitudes de onda inferiores a los 4.000 Å.

- d) Predominio de anchas bandas de emisión en épocas más tardías (coincidiendo con el comienzo del declive exponencial de la curva de luz) que los espectros sintéticos explican por superposición de líneas de emisión de iones de Fe.
- e) No aparece Fe en las épocas tempranas del espectro, pero sí en épocas tardías, lo que parece indicar que este elemento se halla confinado en regiones internas, opacas en la época en que se produce el máximo, pero que se muestran más adelante debido a la transparencia progresiva que sufre la envoltura del objeto a causa de la expansión a que se encuentra sometida.

3.2 LA CURVA DE LUZ

La evolución de la luminosidad con el tiempo en diferentes bandas constituye uno de los observables más directos que puede proporcionar información acerca de la naturaleza del fenómeno de las supernovas de tipo I.

A partir de los años 30 del presente siglo se dispone de las curvas de luz de las supernovas que han ido apreciando. La mayor parte de ellas registran la evolución de las magnitudes en los tres colores U, B y V desde épocas en torno al máximo (la detección observacional exacta del máximo es excepción) hasta varios meses después de que apareciera (uno o varios centenares de días, según los casos). De las más antiguas sólo se dispone de la curva de luz de su magnitud fotográfica. Recientemente podemos contar incluso con curvas de luz correspondientes a regiones infrarrojas (J, H, K, L), tanto de las épocas próximas al máximo del visible (Elias et al., 1981; Allen et al., 1984) como las que se refieren a épocas más tardías (Elias et al., 1983).

3.2.1 CURVA DE LUZ EN EL OPTICO

Al hacer la distinción entre ambos tipos de supernovas, se mencionó a groso modo las características esenciales de las curvas de luz en el visible de las SN I, destacando particularmente su gran homogeneidad, que permite definir un patrón de comportamiento.

Cerca del máximo, la mayor parte de la energía es radiada en el óptico y emerge en el continuo. Ajustando dicho continuo por un cuerpo negro, puede estimarse que la luminosidad bolométrica en el máximo es del orden de 10^{43} erg/s (esta cifra se encuentra afectada aproximadamente por un factor dos en ambos senti-

dos debido, por una parte, al valor que se adopte para H_0 y por otra, a que existe una dispersión real en los máximos de las SN I que permite establecer una clasificación más fina dentro de ellas, como se verá más adelante). La magnitud alcanzada en el máximo presenta escasa variación de unas supernovas a otras, si bien el valor numérico de la misma depende también del que se tome para H_0 . A título indicativo, Sandage y Tammann (1982) establecen para el máximo en B, $M_B = -19.78 + 5 \log (H_0/50)$. Mucho antes, Kowal (1968) había hallado $M_{pg} = -18.6 + 5 \log (H_0/100)$ como límite inferior de la magnitud fotográfica en el máximo para una SN I a partir de una muestra de 33 supernovas.

Al iniciarse el declive exponencial de la curva de luz, la emisión en el continuo se reduce notablemente en importancia y comienzan a dominar las bandas de emisión.

3.2.2 CURVA DE LUZ EN EL INFRARROJO

Se cuenta con algunas observaciones en el infrarrojo de SN I. Dan idea de cómo se comportan estos objetos en la citada región del espectro, aunque no se puede hablar de una curva de luz infrarroja típica con sólo los datos de que se dispone.

Las observaciones infrarrojas de supernovas de tipo I más recientes que se poseen corresponden a la 1980n y 1981d en NGC 1316 y a la 1981b en NGC 4536 (Elias et al., 1981; Panagia, 1984) otras pertenecientes a épocas más avanzadas de las mismas supernovas (Elias et al., 1983) y a la 1983n de NGC 5236, en el pre-máximo y postmáximo cercano. Esta última es la primera SN I de la que se dispone de datos infrarrojos para fases tempranas del desarrollo del fenómeno (Allen et al., 1984).

También existe la fotometría infrarroja de la supernova 1972e (Kirshner et al., 1973).

Las curvas de luz en J, H, y K de las supernovas 1980n, 1981b y 1981d son muy similares. Destaca en ellas la presencia de

un doble máximo. El mínimo secundario que los separa tiene lugar transcurridos entre 15 y 20 días después del máximo óptico. El segundo máximo infrarrojo se produce unos 30 días pasado el máximo óptico. Tras el segundo máximo infrarrojo, comienza el declive de la curva de luz correspondiente a esta región del espectro a razón de unas 0.04 mag/día (Panagía, loc. cit.). (Nótese que el segundo máximo infrarrojo viene a coincidir con el inicio de la parte exponencial de la curva de luz óptica).

Las observaciones de Elias et al. (1981) muestran, no obstante, que el mínimo y el segundo máximo no se producen simultáneamente en los tres colores, siendo ambos hechos más tardíos en J (aproximadamente, unos cinco días). También es más profundo el mínimo en J que en los otros colores.

El doble máximo que presentan las curvas de luz infrarrojas es atribuido a la existencia de una absorción transitoria que afecta a la región del espectro comprendida entre $0.7 \mu\text{m}$ y $2 \mu\text{m}$, con un máximo de intensidad localizado a $1.2 \mu\text{m}$. Dadas sus características, la citada absorción parece atribuible a una sola especie, pero no se ha propuesto ningún candidato.

El enrojecimiento progresivo con el transcurso del tiempo de las curvas de luz infrarrojas se interpreta como debido al enfriamiento de la fotosfera y al bloqueo del continuo por las líneas, creciente conforme decrece la longitud de onda.

La supernova 1983n tiene un comportamiento infrarrojo algo diferente del de las anteriores (Allen et al., 1984). En particular, no se ha observado la estructura de doble máximo. Los datos del postmáximo infrarrojo indican para el declive en J, H y K un ritmo de unas 0.025 mag/día, más lento que el de las otras supernovas. Se estima que el máximo infrarrojo tuvo lugar unos 10 días después del máximo óptico. Las pendientes de las ramas de subida se evalúan en 0.1, 0.075 y 0.055 mag/día en J, H y K respectivamente. No se dispone de datos infrarrojos para el pre-máximo de las otras tres supernovas.

Los colores de la 1983n quedan bien aproximados por los de

un cuerpo negro con un rango de temperaturas de 6.000 a 7.000 K (Allen et al., loc. cit.) y el espectro infrarrojo de la 1981b resulta ajustado y bien conectado con el de la región ultravioleta si se toma el de un cuerpo negro a 6.000 K (Panagía, loc. cit.).

En síntesis, puede decirse que no se dispone de observaciones en número suficiente como para decidir si la homogeneidad planteada por las curvas de luz ópticas de las SN I es extensible a la región infrarroja del espectro.

3.2.3 SUPERNOVAS "LENTAS" Y SUPERNOVAS "RAPIDAS"

El aspecto homogéneo que ofrecen las curvas de luz de las supernovas de tipo I indujo a Barbon et al. (1973) a buscar una curva de luz promedio representativa de ellas en forma y magnitud. Como ya señalaron los autores, contar con ella podría representar el tener una útil herramienta de trabajo para el estudio fotométrico de las SN I. Permitiría determinar a partir de la misma la magnitud aparente del máximo y la época en que se produjo para cualquier supernova observada fuera de su máximo mediante un simple ajuste de la parte de la curva de luz observada a la citada curva de luz promedio. Con la calibración en magnitudes absolutas de la curva patrón, las SN I podrían ser utilizadas como indicadores de distancias.

Los autores hicieron uso de curvas de luz pertenecientes a 38 supernovas de las que disponían de suficiente información para elaborar la curva de luz promedio a la que nos referimos. Aunque llegaron a encontrar una, se vieron en dificultades para lograr un buen ajuste para todas las curvas individuales disponibles. Algunas supernovas poseen una curva de luz que cae más deprisa y con una anchura del máximo menor que otras, de disminución más lenta y máximo más ancho. Encontraron asimismo una dispersión de $\pm 0.4^m$ en torno a la magnitud promedio del máximo

(la magnitud absoluta de la curva de luz promedio la cifran dentro de un rango de -18.2 a -19.0 . Adoptaron para la calibración el valor dado por Kowal: $M_{pg} = -18.6 \pm 0.6$, con $H_0 = 100$ km/s/Mpc)

Las diferencias a que se alude les llevaron a considerar como posible que existieran dos subgrupos dentro de las supernovas de tipo I. Las dividieron en "lentas" y "rápidas" de acuerdo con tres parámetros:

- 1) ΔT : Tiempo necesario, contado a partir del máximo, para que la magnitud disminuya en dos unidades. Los valores medios son 32 días para las rápidas y 38 para las lentas.
- 2) Δm : Disminución de la magnitud desde el máximo hasta el punto de inflexión. Para las lentas es 2.5^m y para las rápidas, 3.25^m en media.
- 3) R : Razón de disminución de la luminosidad, expresada en magnitudes/día, correspondiente a la época que va desde los 30 a los 150 días después del máximo. Da como valores medios para las rápidas y las lentas 0.016 y 0.012 respectivamente.

El paso siguiente consistió en elaborar la curva de luz promedio de cada uno de los subgrupos. Cabe destacar que encontraron una mayor dispersión en torno a la magnitud del máximo en las rápidas que en las lentas.

La dicotomía encontrada dentro de la homogeneidad de estos objetos parece obedecer mejor a causas reales, con algún significado físico, que a dispersiones atribuibles a errores de observación. Los autores pretenden reforzar esta idea con un argumento de carácter estadístico: la frecuencia con que ambos subtipos aparecen en diferentes tipos de galaxias. A partir de una muestra de 26 supernovas, encuentran la distribución expuesta en la Tabla IV.

TABLA IV

DISTRIBUCION DE LAS SN I LENTAS Y RAPIDAS SEGUN EL TIPO MORFOLOGICO DE GALAXIA (Barbon, Ciatti, Rosino, 1973)

Tipo de galaxia	E+S0	S+SB	Irr
rápidas	0	8	3
frecuencia de SN I			
lentas	3	12	0

La tabla indica que las supernovas rápidas evitan las galaxias elípticas, mientras que las lentas lo hacen con las irregulares. Las galaxias espirales disponen en cambio de ambos subtipos de SN I. La distribución diferencial según el tipo morfológico de galaxia de las SN I lentas y las rápidas hizo sugerir a los autores que cada uno de dichos subtipos se encuentra vinculado a una población estelar diferente. No obstante, no se pueden aceptar sus conclusiones con la única base de este muestreo, ya que la tabla es bastante ficticia debido al escaso número de ejemplares que contiene.

En cualquier caso, lo que sí pusieron de manifiesto los trabajos de Barbon et al. es la existencia de una división más fina en las supernovas de tipo I, hecho que se vió confirmado con los trabajos de Pskovskii (1977) y Branch (1981), como se indica

a continuación.

Pskovskii (loc. cit.) no sólo encontró una subdivisión más fina que la bimodal propuesta por Barbon et al., postulando para las SN I una secuencia continua mejor que dos subclases, sino también una correlación entre la pendiente del postmáximo de la curva de luz, la luminosidad en el máximo y la velocidad de expansión que se infiere de los espectros tomados en épocas próximas al mismo.

Las pendientes de las curvas de luz en la primera etapa del postmáximo (antes de iniciarse el declive exponencial) pueden caracterizarse por el parámetro β , definido por el autor como el cociente entre la diferencia de magnitudes entre la del máximo y la correspondiente al punto de inflexión y la diferencia entre los tiempos respectivos, multiplicado dicho cociente por 100. Encontró que las SN I presentan valores de β comprendidos entre 6 y 14. El parámetro β puede ser utilizado para establecer una clasificación fotométrica de las supernovas.

La correlación que existe entre los valores de β y los de otros observables, fotométricos (magnitud en el máximo) y cinemáticos (velocidad de expansión del material) es una prueba evidente de que el rango de variación dentro de las SN I es un hecho real y, en consecuencia, debe tener determinadas implicaciones físicas.

En efecto; se determinó la velocidad de expansión del material a partir de los desplazamientos Doppler de las líneas de absorción más características del espectro ($\lambda 6.150 \text{ \AA}$, identificada con las $\lambda \lambda 6.347, 6.371 \text{ \AA}$ del doblete del Si II y $\lambda 4.300 \text{ \AA}$, correspondiente a $\lambda 4.481 \text{ \AA}$ del Mg II). Se encontró el hecho aparentemente paradójico de que cuanto mayor es la velocidad de expansión, más lentamente declina la curva de luz de la supernova: a β altas corresponden pues valores bajos de la velocidad de expansión. (Pskovskii, loc. cit.). A la misma conclusión llegó Branch en su análisis (Branch, 1981). El efecto, que puede visualizarse en la fig. 5, podemos aproximar por

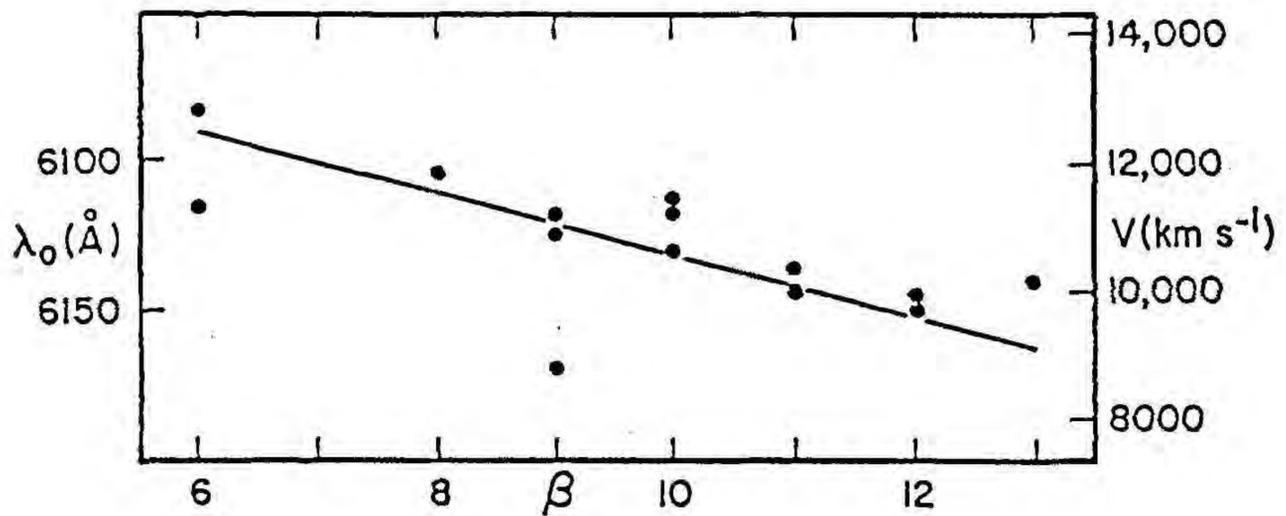
medio de la relación :

$$v_g = 1.2 + 0.05 (7 - \beta) \quad (1)$$

donde v_g es la velocidad expresada en unidades de 10^9 cm/s.

FIGURA 5

Velocidad de expansión, obtenida a partir de la línea de absorción del Si II, en función del parámetro β de Pskovskii, para las supernovas de tipo I. Se muestra la recta de regresión. (Branch, 1982).



La magnitud absoluta del máximo también guarda relación con el valor de β : cuanto más despacio decrece la luminosidad de la supernova (menor β), más brillante fue en su máximo.

La relación entre la magnitud absoluta en la banda fotométrica B y β puede aproximarse por la expresión:

$$M_B = -19.69 + 0.22 (\beta - 10.7) \quad (2)$$

en la que la constante ha sido ajustada de forma que las supernovas con $\beta = 9$ alcancen una magnitud igual al valor medio que se obtiene a partir de las catalogadas por Pskovskii y Branch (loc. cit.). Puede comprobarse que la diferencia entre las magnitudes absolutas de la subclase más lenta y brillante ($\beta = 6$) y la más rápida ($\beta = 14$) es de 1.8 .

Hemos recogido las supernovas de la muestras utilizadas por Pskovskii y por Branch (loc. cit.) para observar su distribución en los distintos tipos morfológicos de galaxias según el valor de β . La muestra es de 44 ejemplares y arroja los resultados que se presentan en la Tabla V

TABLA V

DISTRIBUCION DE SN I SEGUN EL TIPO MORFOLOGICO DE GALAXIA
(Datos procedentes de las tablas de PSKOVSKII, 1977 y BRANCH, 1982)

β	No. TOTAL SN I	No. DE SN I EN GALAXIAS		
		E	S	Irr
14	5	1	3	1
13	1	-	1	-
12	5	2	2	1
11	4	-	4	-
10	13	4	8	1
9	8	3	3	2
8	3	-	3	-
6	3	-	3	-

Si bien la muestra es reducida, no se observa ninguna relación tipo de galaxia - subclase de supernova. En particular, no aparece reflejada la conclusión de Barbon et al. de que las supernovas rápidas evitan las galaxias elípticas. Dado que Barbon et al. (1973, 1975 y 1982) clasifican como "lentas" supernovas a las que Pskovskii y/o Branch asignan valores de β iguales a 6, 8 ó 9 y como rápidas a casos en los que β vale 11 ó 12, hemos reescrito la Tabla V para que sea más directamente comparable

con la Tabla IV de Barbon et al.. Se han omitido las supernovas con $\beta = 10$ al no encontrar ninguna con este valor de β a las que Barbon et al. les hayan asignado un determinado subgrupo. El resultado se muestra en la Tabla VI.

TABLA VI

DISTRIBUCION DE LAS SUBCLASES DE SN I SEGUN EL TIPO MORFOLOGICO DE LA GALAXIA (Datos procedentes de la TABLA V)

SUBCLASE DE SN I	TIPO DE GALAXIA		
	E	S	Irr
Rápidas			
($\beta = 14-11$)	3	10	2
Lentas			
($\beta = 9-6$)	3	9	2

La Tabla VI no reproduce las conclusiones de Barbon et al.. La discrepancia puede ser debida al escaso número de ejemplares existentes en la muestra . En cualquier caso, es aventurado concluir algo acerca de la existencia de relación alguna entre la pendiente del declive del postmáximo temprano, materializada por

el valor de β , y el tipo de galaxia en el que tuvo lugar la supernova.

Como resumen, puede afirmarse que las curvas de luz en el visible de las SN I son muy similares en cuanto a su forma, si bien presentan cierta dispersión que permite establecer una clasificación más fina de las mismas. El parámetro β , representativo de la pendiente del postmáximo temprano de la curva de luz en B, se emplea para nombrar las diferentes subclases. Es de destacar el hecho de que cuánto más lento es el declive de la curva de luz, más luminosa es la supernova y se deducen de su espectro mayores velocidades de expansión; por el contrario, conforme la pendiente de la curva de luz es más abrupta, se registran velocidades de expansión y luminosidades en el máximo más bajas. Estas correlaciones apoyan el carácter real de la existencia de supernovas de tipo I "lentas" y "rápidas" con una secuencia continua de valores de β . Nada puede concluirse acerca de la preferencia de unas sobre otras por un determinado tipo morfológico de galaxias a partir de los datos de que disponemos. Tampoco se poseen datos suficientes como para establecer el comportamiento, homogéneo o no, de las curvas de luz de estos objetos a longitudes de onda infrarroja.

II.- MODELOS DE EXPLOSION DE SUPERNOVAS DE TIPO I

1.- RESTRICCIONES IMPUESTAS POR LA ESTADISTICA

Una vez conocido el comportamiento observacional de las supernovas de tipo I, cabe preguntarse acerca del escenario propicio para que el fenómeno tenga lugar, así como por los mecanismos que lo desencadenan. Interesa, por tanto, establecer qué tipo de estrellas pueden ser los progenitores de las supernovas de tipo I, qué tipo de objetos son susceptibles de desarrollar procesos que ocasionen el fenómeno explosivo base del hecho y de qué procesos se trata.

Se han venido considerando tradicionalmente dos tipos de escenarios para las SN I : uno establece como progenitores de las mismas a estrellas aisladas y otro hace responsable a enanas blancas pertenecientes a sistemas binarios compactos. Aunque, como se expondrá más adelante, este último es quien cuenta en la actualidad con un mayor número de adeptos y en él se encuadra el modelo que nos permite explicar el rango de variación "lentas" - "rápidas", las estrellas aisladas como progenitoras de las supernovas de tipo I no han sido descartadas totalmente por algunos autores.

En un reciente estudio de Miller y Chevalier (1983) se analiza la viabilidad de ambos escenarios. Señalan las restricciones con que cuenta cada uno de ellos desde el punto de vista de la distribución estadística de las supernovas de tipo I en los diferentes tipos de galaxias. Si las SN I procedieran de estrellas aisladas, la masa de dichas estrellas ha de encontrarse dentro de un rango de $(2 \leq M \leq 7) M_{\odot}$. Un límite superior análogo para la masa de los progenitores de las supernovas de tipo I es el estimado por Wheeler (1982); en este caso, unas $6 M_{\odot}$. Para apoyar esta

idea, se arguye el hecho de que algunas observaciones parecen indicar la asociación de supernovas de tipo I con poblaciones estelares no demasiado antiguas (observación de supernovas de tipo I en galaxias irregulares de tipo IO, Oemler y Tinsley, 1979). Pero, por otro lado, la localización de las SN I en el interior de las galaxias espirales no está circunscrita a los brazos, lugar de formación de estrellas, como sucede con las de tipo II. Como señala Wheeler (loc. cit.), los progenitores de las SN I pueden ser relativamente jóvenes y masivos, pero no tanto como para recordar su origen, y ello implica masas inferiores a las $8 M_{\odot}$.

No obstante, el considerar como progenitores de las SN I a estrellas aisladas y relativamente jóvenes cuenta con fuertes contraargumentos. Los resultados de las estadísticas llevadas a cabo por diferentes autores evidencian que las SN I se dan en todos los tipos de galaxias (véase I 3. 3.2.3). En particular, el tipo I es el único que aparece en las galaxias elípticas. La distribución de estos objetos en el interior de dichas galaxias no guarda correlación con la distribución que presenta el polvo y el gas, materia prima para la formación de estrellas. Tampoco parece que pueda compatibilizarse la capacidad de formación de estrellas con la cantidad requerida para dar cuenta de las frecuencias de SN I en galaxias elípticas si se acepta como única posibilidad que sus progenitores sean estrellas jóvenes, teniendo como base los resultados de observaciones en el UV del citado tipo de galaxias. Por otro lado, no puede pensarse que las supernovas de tipo I de las galaxias elípticas se generen por un mecanismo diferente del que produce objetos análogos en los otros tipos de galaxia, dada la homogeneidad característica de todas las SN I. Otro inconveniente que tiene considerar estrellas aisladas, moderadamente masivas y no muy viejas como progenitores de las SN I es que, debido a que tales estrellas poseen una envoltura de hidrógeno, de su explosión cabría esperar un fenómeno de aspecto algo diferente al que presentan las SN I: es lo que Iben

(1983) califica como "SN I 1/2".

Un escenario alternativo asocia el fenómeno de las supernovas de tipo I a sistemas binarios compactos de masa pequeña ($M_T \leq 5 M_\odot$) que contienen una enana blanca capaz de recibir material procedente de su compañera (cf. Wheelan e Iben, 1973). Se justifica con ello la producción de SN I en todos los tipos de galaxias a la vez que se ofrece un marco astrofísico adecuado en el que desarrollar los mecanismos inductores del fenómeno. Es el escenario más ampliamente aceptado en la actualidad, si bien los mecanismos que han sido propuestos como origen del fenómeno SN I son varios.

El modelo que sirve de base a nuestro trabajo se inscribe en este último marco, pero antes de pasar a la descripción del mismo conviene tener presente los mecanismos que pueden responsabilizarse directamente del aspecto fotométrico y de las propiedades espectrales de las SN I, descritas en el capítulo anterior. También conviene mencionar los modelos que se han elaborado para explicarlas, especialmente aquellos que están de moda.

2.- MODELOS DE CURVA DE LUZ DE SUPERNOVAS DE TIPO I

Es evidente que la curva de luz de estos objetos sugiere la relación del fenómeno de las SN I con procesos altamente energéticos. Básicamente, se han propuesto dos tipos de modelos de curvas de luz de supernovas de tipo I: unos consideran que la energía que alimenta la curva de luz se depositó de forma instantánea en el centro de una envoltura y otros abogan por una liberación gradual de la citada energía.

2.1 MODELOS QUE SUPONEN LA LIBERACION INSTANTANEA DE LA ENERGIA

Como ejemplo de modelos que suponen un depósito instantáneo de energía, citaremos el modelo formulado por Lasher (1975). Esencialmente, postula la liberación instantánea de energía (entendiéndose como tal que se verifique en un tiempo mucho más pequeño que cualquier otro tiempo característico) en la envoltura de una supergigante. Esta energía puede haberla proporcionado bien el colapso, bien la explosión de un objeto denso, pero el mecanismo es indiferente por lo que afecta al modelo.

Cada modelo viene definido por tres parámetros: densidad de la envoltura, masa de la misma y energía depositada en ella. Mediante la variación de estos parámetros, trata de ajustar tres observables: magnitud en la banda fotométrica B en el máximo, forma de la curva de luz hasta su aumento en una magnitud después del máximo y velocidad media de expansión del material. El modelo que reproduce mejor las observaciones posee una densidad de 10^{-8} g/cm^3 , con un perfil constante, una envoltura de $2 M_{\odot}$ y un radio inicial de $5 \times 10^{13} \text{ cm}$. La energía depositada es 10^{51} erg .

Las posibilidades de este tipo de modelos son muy escasas. Es cierto que dando a los parámetros que los definen los valores an-

teriormente citados se reproduce la forma de la curva de luz promedio de una supernova de tipo I en el máximo y postmáximo cercano; sin embargo, existen diversos factores que no apoyan la validez de este tipo de modelos. En primer lugar, el mismo autor realizó pruebas para varias composiciones químicas. Los modelos sin hidrógeno (recuérdese que en los espectros observados no aparece el hidrógeno) muestran comportamiento diferente del real: la curva de luz que producen los modelos se caracteriza por tener un máximo plano, que se prolonga aproximadamente durante 30 días, a partir de los cuales la curva de luz cae de forma brusca. En segundo lugar, con este tipo de modelos es imposible reproducir y justificar el declive de forma exponencial de las curvas de luz observadas. Si además nos inclinamos a considerar estructuras iniciales más compactas, más acordes con el tipo de progenitores que hoy goza con amplia aprobación (enanas blancas de sistemas binarios), resulta que los modelos en los que la única fuente de energía es un mecanismo que la deposita en el objeto de forma instantánea tampoco es capaz de reproducir la luminosidad del máximo y del postmáximo temprano. Ello es debido a que la mayor parte de la energía que se depositara en el centro de la envoltura se gasta en expansionar el gas adiabáticamente. Este último se ha enfriado demasiado para la época en la que alcanza su transparencia óptica, de forma que es imposible que una parte importante de la energía que se le inyectara pueda manifestarse como radiación en el visible.

2.2 MODELOS QUE INCLUYEN OTRAS FUENTES DE ENERGIA : FUENTE DE ENERGIA DE ORIGEN RADIOACTIVO

Todo lo anterior pone de manifiesto la necesidad de incluir en los modelos otras fuentes que liberen la energía de forma más gradual.

Algunos modelos un tanto exóticos proponen como fuente de energía adicional la existencia de un púlsar en el centro de la envoltura extensa (Bodenheimer y Ostriker, 1974), pero la forma adoptada para la energía proporcionada por esta fuente es bastante arbitraria. Por otro lado, no está claro que de esta manera puedan obtenerse las propiedades observacionales de las SN I.

Una fuente de energía capaz de liberar ésta de forma paulatina es una fuente radioactiva. Especular a priori con este argumento no es una idea descabellada si se consideran las supernovas de tipo I como estadios avanzados de evolución de estrellas no demasiado jóvenes. El material de su progenitor, al menos en parte, ha debido pasar por diversas fases de combustión termonuclear, fruto de las cuales puede ser un elemento radioactivo capaz de constituirse en la fuente de energía que se necesita para obtener modelos acordes con las observaciones.

El que una fuente de energía radioactiva desempeñe un papel importante en la evolución de las supernovas de tipo I no es una idea reciente. Tiene su inspiración en el declive exponencial que las curvas de luz presentan a partir de unos 30 días después del máximo. Burbidge et al. (1957) hicieron observar que el ^{254}Cf posee una vida media de 45 días, aproximadamente igual a la del declive de la parte exponencial de la curva de luz (56 a 60 días); pero pronto fue rechazado como elemento responsable de proporcionar la energía de origen radioactivo que alimenta las curvas de luz de las SN I, ya que los mecanismos que gene-

ran el fenómeno y las cantidades necesarias de dicho elemento para producir el efecto observado son incompatibles (Clayton y Craddock, 1965).

Pankey (1962) fue el primero en sugerir que la desintegración radioactiva del ^{56}Ni podría jugar un importante papel en la generación de las curvas de luz de las SN I. La viabilidad de esta propuesta fue apoyada más tarde por los cálculos de Truran et al. (1967) y por los de Bodansky et al. (1968). Los primeros mostraron como muy probables la formación de ^{56}Ni a partir de las condiciones esperadas en una explosión estelar. Los segundos encontraron que dicho producto es algo natural en los procesos de combustión nuclear avanzada.

Con 28 protones y 28 neutrones, el ^{56}Ni es un núcleo doblemente mágico. Presenta la energía de ligadura por nucleón más alta que la de cualquier otro núcleo en el que haya el mismo número de protones que de neutrones ($Z = N$). Por ello, las reacciones termonucleares a altas temperaturas en las que intervengan núcleos con $Z = N$ tienden hacia la formación de ^{56}Ni . Materia de estas características es común en estrellas que se encuentren en un estado avanzado de evolución. Tras la combustión del ^{28}Si , producto de las del ^{12}C y ^{16}O , los núcleos alcanzan un estado estacionario respecto a las reacciones nucleares y las abundancias de los elementos pueden determinarse por principios estadísticos: se establece el equilibrio estadístico nuclear. En ausencia de desintegraciones β , el núcleo más abundante para temperaturas $T_9 \lesssim 5$ es el ^{56}Ni . De esta forma, combustiones explosivas, con tiempos característicos del orden del segundo, pueden generar ^{56}Ni . Ahora bien; el ^{56}Ni se desintegra por captura electrónica (o emisión de un positrón) para convertirse en ^{56}Co , siendo su vida media de 6.1 días. También el ^{56}Co se desintegra a ^{56}Fe y su vida media es de 77 días; por tanto, el ^{56}Ni podría destruirse por desintegración durante el proceso de combustión si las condiciones lo permiten. No obstante, aunque a altas densidades las capturas electrónicas favorecen la destrucción del ^{56}Ni ,

para $\rho \leq 10^9 \text{ g/cm}^3$, el ritmo de captura electrónica se hace demasiado lento como para que la destrucción del ^{56}Ni formado explosivamente sea grave. La expansión posterior reduce aún más este peligro (Arnett, 1982).

2.2.1 MODELO DE COLGATE Y MCKEE

A la vista de todo ello, Colgate y Mckee (1969) formularon modelos de explosiones de supernovas en los que los procesos de desintegración del ^{56}Ni al ^{56}Co y de éste al ^{56}Fe alimentan sus curvas de luz.

Los modelos de Colgate y Mckee parten de la explosión de una enana blanca que libera de forma instantánea una energía de 10^{51} ergios. Por lo que respecta a las consecuencias ulteriores, es indiferente que la energía provenga del colapso del núcleo del objeto o de la detonación del carbono. Los efectos que se consiguen son análogos: eyección de, aproximadamente, una masa solar de productos resultantes de la combustión del ^{28}Si , entre ellos ^{56}Ni , a una velocidad media acorde con la energía gravitatoria del objeto inmediatamente antes de la explosión. Se obtiene una distribución de velocidades en la que la velocidad de cada elemento de masa es función de la posición de dicho elemento respecto al centro donde se produjo la explosión.

Pasados seis días después de la explosión, la estrella se ha expandido hasta alcanzar un radio de 10^{15} cm y ha gastado en la expansión la mayor parte de la energía que generó la explosión. Pero, a diferencia de los modelos compactos que no llevan una fuente de energía radioactiva, la desintegración del ^{56}Ni permite que el gas alcance temperaturas superiores a los 10.000 K y puedan producirse las luminosidades que se observan.

Después del máximo, cada vez es más importante la energía

proporcionada por la desintegración del ^{56}Co , que pasa a ser dominante en la parte de la curva de luz con perfil exponencial.

2.2.2 MODELO DE COLGATE, PETSCHER Y KRIESE : LA FUNCION DE DEPOSITO

Los modelos de Colgate y Mckee iniciaron una línea dentro de la cual se inscriben los que hoy son más aceptados: el modelo con un depósito inicial de energía de carácter instantáneo, que se utiliza en expansionar el gas y alcanzar un perfil de densidad típico, más una fuente de energía de liberación paulatina y origen radioactivo. Sin embargo, los modelos formulados por estos autores no consiguieron reproducir la cola exponencial de la curva de luz típica del postmáximo tardío. Arnett (1979) propuso que el escape parcial, en función de la transparencia progresiva de la envoltura gaseosa, de los positrones procedentes de la desintegración del ^{56}Co podría ser utilizado para ajustar la parte exponencial de la curva de luz (Colgate y Mckee suponían que todos los positrones quedaban atrapados en el campo magnético del gas).

La sugerencia de Arnett fue recogida por Colgate, Petschek y Kriese (1980) e incorporada a sus modelos. Dichos modelos se encuadran en el marco de las enanas blancas miembros de sistemas binarios que acretan materia. La explosión deja un residuo ligado (una estrella de neutrones) de $1 M_{\odot}$ y se eyectan en ella $0.5 M_{\odot}$ de productos de la combustión del ^{28}Si , un 50% de los cuales es ^{56}Ni .

En estos modelos, la curva de luz es alimentada por la energía desprendida en la cadena de desintegración del ^{56}Ni al ^{56}Fe , pero también se tiene en cuenta que la densidad decreciente del gas a causa de su expansión facilita que parte de esa energía pueda escapar del objeto. La altura y la anchura del má-

ximo de la curva de luz vienen determinados por la difusión de la energía procedente de la desintegración del ^{56}Ni . El rápido declive, característico del postmáximo temprano, está regido por la progresiva transparencia del gas a los fotones γ que se liberan en las desintegraciones de ^{56}Ni a ^{56}Co y de ^{56}Co a ^{56}Fe . Por último, el postmáximo tardío de la curva de luz, con su típica cola exponencial de ~ 56 días de vida media, se encuentra gobernado por el escape gradual de los positrones procedentes de la desintegración del ^{56}Co .

La innovación que introdujeron estos tres autores radica en evaluar la fracción de energía procedente de las desintegraciones que queda atrapada en el gas mediante unas denominadas funciones de depósito para los fotones γ y para los β^+ . El valor numérico de dichas funciones puede ir desde 0, cuando se permite que escape toda la energía, hasta 1 si toda la energía queda en el gas. Tras realizar una serie de cálculos detallados para diversas composiciones químicas del material empleando para ello métodos de Montecarlo, encontraron unas expresiones analíticas para las citadas funciones de depósito. Dichas expresiones han sido aceptadas e incorporadas en los cálculos de curvas de luz realizados con posterioridad por diversos autores. Nuestros modelos también las utilizan y en la parte correspondiente al cálculo de los modelos se volverá a tratar sobre ellas.

3.- MECANISMOS DE LA EXPLOSION

En la actualidad, está ampliamente aceptado el modelo de explosión de supernova basado en la desintegración radioactiva del ^{56}Ni : la cadena de desintegración del ^{56}Ni al ^{56}Fe ya mencionada permite explicar de manera satisfactoria la curva de luz de estos objetos y los espectros de épocas avanzadas se ajustan razonablemente bien mediante espectros sintéticos en los que figuran distintos iones del Co y del Fe (Axelrod, 1980). Todo ello refuerza enormemente este mecanismo de generación de la luminosidad en las SN I.

Si la luminosidad en el máximo es proporcional a la masa de ^{56}Ni sintetizado, las observaciones han de fijar los rangos para el valor de dicha masa. A la vez, los valores que se obtengan para ella supondrán unas restricciones que harán o no compatibles los modelos de desintegración radioactiva con los distintos escenarios que se han propuesto para el desarrollo del fenómeno de las supernovas de tipo I.

Un hecho a tener en cuenta es que la masa de ^{56}Ni necesaria para obtener una luminosidad dada se encuentra afectada por el valor que se adopte para la constante de Hubble. Como pone de manifiesto Wheeler (1983), para reproducir las luminosidades observadas se requiere una masa de ^{56}Ni que va desde 1 a $0.2 M_{\odot}$ según que se considere para H_0 un valor de 50 ó de 100 km/s/Mpc.

El requerir la eyección de cantidades relativamente importantes de ^{56}Ni limita el campo en el que buscar a los progenitores de las SN I, aunque no tanto como sería de desear, ya que existe una amplia variedad de escenarios que son aptos para producir cantidades de ^{56}Ni dentro de los rangos que se requieren para ajustar las observaciones. Por ejemplo (Branch, 1982):

. Enanas blancas pertenecientes a sistemas binarios que reciben materia de su compañera. Estos objetos pueden explotar de diversas formas, según sus masas iniciales y ritmos de acreción, obteniéndose en la explosión cantidades considerables de ^{56}Ni .

. Modelos que suponen la explosión, con la destrucción completa, de una enana blanca en el interior de una envoltura extensa, también cumplen los requerimientos en cuanto a masa de ^{56}Ni sintetizado.

. Modelos que postulan el colapso del núcleo de la enana blanca, dejando una estrella de neutrones como residuo ligado de la explosión, resultan viables en el caso de que sólo sea necesario una fracción relativamente pequeña de masa solar de ^{56}Ni .

No obstante, no todos los mecanismos para la obtención de las cantidades correctas de ^{56}Ni son compatibles con las restantes características observacionales de las SN I, como discutiremos a continuación.

La mayoría de los modelos teóricos que se formulan para reproducir el fenómeno involucran enanas blancas en sistemas binarios compactos. Se diferencian unos modelos de otros por la naturaleza de la enana o bien por los mecanismos que desencadenan la explosión. Entre ellos, destacamos los siguientes, por más conocidos en la literatura.



3.1 DETONACION DE ENANAS BLANCAS DE HE

Mazurek (1973) y, más tarde, Nomoto y Sugimoto (1977) propusieron como mecanismo desencadenante de la explosión que da origen a una SN I la detonación que se produce en una enana blanca de He, miembro de un sistema binario compacto, a consecuencia de la acreción de materia sobre ella.

Ahora bien; este modelo no es un buen candidato a progenitor de las SN I por varias razones (Wheeler, 1982). En primer lugar, la elevada energía específica que posee el He trae como resultado que el material adquiera velocidades de expansión mucho más elevadas que las que muestran las observaciones. En segundo lugar, si se consideran enanas blancas de He masivas ($M_{EB} \sim 1 M_{\odot}$), éstas resultarían incineradas hasta ser convertidas por completo en ^{56}Ni , lo cual viola la apariencia de los espectros observados debido a la ausencia de elementos de masa intermedia en los espectros que proporciona este modelo teórico. A ello hay que añadir que la existencia de sistemas binarios compactos con enanas blancas de He tan masivas es altamente problemático. Si, por el contrario, consideramos que la enana blanca de He es menos masiva, no toda su masa es procesada hasta ^{56}Ni , pero entonces la cantidad generada de este elemento no es suficiente para explicar las luminosidades que se registran en las observaciones.

3.2 MODELOS CON ENANAS BLANCAS DE CARBONO - OXIGENO

3.2.1 MODELOS DE DOBLE DETONACION

Los modelos más en boga tienen como base los procesos que desencadena la acreción sobre enanas blancas de carbono-oxígeno. Las condiciones físicas de la enana y los ritmos de acreción son determinantes para el desarrollo de un mecanismo de explosión dado.

Si el ritmo con el que la enana recibe materia está comprendido dentro del rango $10^{-9} \leq \dot{M} \leq 4 \times 10^{-8} M_{\odot} / \text{año}$, el hidrógeno recibido se consume, mientras que el helio resultante se va acumulando en estado de degeneración y va formando una capa. Cuando se alcanzan las condiciones físicas adecuadas en la base de dicha envoltura de He, se produce la ignición del mismo. Cálculos numéricos (Woosley et al., 1980; Nomoto, 1980) muestran cómo se genera una detonación que se propaga en dos sentidos: hacia el interior del objeto y hacia el exterior del mismo, a través de la envoltura. Son los modelos conocidos por "modelos de doble detonación del carbono". Una consecuencia de este proceso es la incineración prácticamente total de la masa de la estrella y su procesado a ^{56}Ni . Este modelo tampoco es adecuado para explicar las supernovas de tipo I. En primer lugar, se obtienen velocidades de eyección elevadas en exceso. En segundo lugar, el modelo no produce elementos de masa intermedia moviéndose a velocidades de unos 12.000 km/s, en desacuerdo con las observaciones espectrales. Adicionalmente, el modelo de doble detonación del C cuenta con un fuerte contraargumento: está construido sobre la base de que existe simetría esférica en el interior del objeto. Nada garantiza esta propiedad, sino que más bien ocurre lo contrario. Por tanto, es de esperar que la onda de choque generada

por la implosión sea inestable y se disipe sin llegar a provocar la detonación que incinera el material.

3.2.2 MODELOS DE DEFLAGRACION DEL CARBONO

Si el ritmo de acreción se halla en el intervalo $4 \times 10^{-8} \leq \dot{M} \leq 10^{-7} M_{\odot}/\text{año}$, tanto el hidrógeno como el helio se van quemando en las zonas superficiales de la estrella y ninguno llega a acumularse en cantidades apreciables. La masa de la enana va creciendo, acercándose a la masa límite de Chandrasekhar, y llega un momento en que se inicia la combustión del carbono en el centro del objeto. El frente de combustión no se propaga en régimen supersónico (detonación), sino subsónico (deflagración) (cf. Mazurek y Wheeler, 1980). Dicha propagación se lleva a cabo por un mecanismo de convección si se considera que el interior de la enana blanca es totalmente fluido.

A grandes rasgos, las consecuencias derivadas de estos modelos se traducen en la incineración de la región central de la enana, cuyo material es procesado a ^{56}Ni , y en la combustión parcial de una región más externa, cuyos productos se mezclan con los de las regiones más superficiales, que no han sufrido proceso alguno. Se produce también la explosión de la enana, que se destruye sin dejar ningún tipo de residuo ligado.

En esta línea se sitúan los modelos de Schurmann (1983) y de Sutherland y Wheeler (1984), los más logrados hasta ahora. Ambos modelos incineran de forma instantánea parte del material de la estrella, consiguiendo con ello una cantidad de ^{56}Ni comprendida entre 0.7 y 1 M_{\odot} . La masa expulsada en la explosión es la masa total de la enana en todos los casos.

Tanto los modelos de Schurmann como los de Sutherland y Wheeler consiguen reproducir las características medias de las SN I: forma de la curva de luz promedio, luminosidad en el máximo, ve-

locidades de expansión del material, presencia de elementos de masa intermedia en las capas más externas, etc. No obstante, tienen el inconveniente de ser incapaces de generar el rango de variación existente dentro de las SN I. Si, en el marco de estos modelos se toma la masa de Ni como un parámetro variable, se consigue un rango de variación para las curvas de luz; sin embargo, las correlaciones que se obtienen entre la pendiente del postmáximo temprano de la curva de luz, la luminosidad en el máximo y la velocidad de expansión del material van en sentido inverso al que muestran las observaciones. La justificación cualitativa de este comportamiento se expondrá una vez se expliquen las relaciones dimensionales obtenidas a partir de los modelos analíticos de Arnett.

4.- MODELOS ANALITICOS DE SN I : CONSECUENCIAS

Resulta instructivo detenerse en algunos de los aspectos que implican las soluciones analíticas para las curvas de luz de las supernovas de tipo I obtenidas por Arnett (1979,1980,1982 (a), 1982 (b)), pues, aunque las hipótesis introducidas restringen la precisión de los resultados, proporcionan información sobre los órdenes de magnitud y dan unas relaciones cualitativas que desvelan la física del fenómeno.

El problema complejo del cálculo de los observables en los modelos teóricos de supernovas queda transformado y reducido a un esquema tratable por procedimientos analíticos en virtud de una serie de simplificaciones:

. Modelos de explosión termonuclear. La energía de la explosión proviene de la de formación del ^{56}Ni . Las conclusiones a que se llega también son válidas en caso de que esta energía sea proporcionada por otros mecanismos, tales como el colapso gravitatorio del núcleo del objeto, aunque entonces dicha energía no está relacionada tan directamente con la cantidad de ^{56}Ni sintetizado.

. Carácter homólogo de la expansión que sigue a la explosión del objeto.

. Dominio de la presión de radiación frente a la del gas.

. Dispersión Thomson como principal (y única) fuente de opacidad.

Es posible resolver analíticamente en este marco de condiciones el sistema de ecuaciones formado por:

. La primera ley de la termodinámica

$$\frac{dE}{dt} + P \frac{dV}{dt} = - \frac{\partial L}{\partial m} + \dot{\epsilon} \quad (3)$$

. Difusión de la radiación

$$\frac{L}{4\pi r^2} = - \frac{\lambda c}{3} \frac{\partial (aT^4)}{\partial r} \quad (4)$$

. Expansión hidrodinámica

(los símbolos tienen su significado habitual).

Lo que nos interesa de estos modelos son los parámetros que gobiernan el proceso y determinadas relaciones analíticas que relacionan las propiedades observables de las SN I con esos parámetros.

En cada instante t , la luminosidad que emite el objeto puede calcularse a través de la relación

$$L(t) = \dot{\epsilon}_{Ni} M_{Ni} \wedge(x,y) \quad (5)$$

en la que M_{Ni} representa la masa de Ni existente en el instante

inicial, $\dot{\xi}_{Ni}$ es la energía que, por unidad de masa y de tiempo, se desprende en la desintegración de aquél y $\Lambda(x,y)$ es una función adimensional tabulada (Arnett, 1982).

La anchura de la curva de luz está regida por un "tiempo efectivo de difusión", τ_m , definido como

$$\tau_m = (2 \tau_d \cdot \tau_h)^{1/2} \quad (6)$$

τ_m es proporcional a la media geométrica de los tiempos característicos de difusión, τ_d , e hidrodinámico, τ_h , calculados éstos en el instante inicial, $t = 0$.

$$\tau_d = [3 R^2 \kappa / v \alpha c]_{t=0} \quad (7)$$

$$\tau_h = R(0) / v_{sc}$$

donde κ es la opacidad, v_{sc} es la velocidad de escala para la expansión homóloga y α es un autovalor que fija la distribución espacial de la energía térmica (para más detalle sobre el mismo, véase A II).

Dada una distribución de densidad, la velocidad de escala está relacionada únicamente con la energía cinética debida a

la expansión del material expulsado (E_c), quien, a su vez, es función de la cantidad de Ni, que fija la energía de la explosión (E_{SN}). En el modelo de Arnett, la energía de la explosión se convierte íntegramente en energía cinética. Siguiendo un criterio más conservativo, puede considerarse que es sólo una fracción importante de ella (es decir, admitir ciertas pérdidas); no obstante, se mantienen cualitativamente las relaciones que se indican y, lógicamente, las consecuencias que tales relaciones implican.

Si M_{Ni} es la masa de Ni generado en la explosión, q_{Ni} es la energía promedio que, por unidad de masa, se desprende al formarse el Ni y M_e es la masa expulsada, puede escribirse:

$$v_e^2 \propto q_{Ni} M_{Ni} / M_e \quad (8)$$

A partir de las expresiones (5) a (8), se encuentran las siguientes relaciones dimensionales:

$$\tau_m \propto [M_e^3 / M_{Ni}]^{1/4} \quad (I)$$

$$v_e \propto [M_{Ni} / M_e]^{1/2} \quad (II)$$

$$L_{m\acute{a}x} \propto M_{Ni} \quad (III)$$

En lo sucesivo, a las relaciones (I), (II) y (III) las denominaremos "relaciones dimensionales de Arnett".

La primera de las expresiones, obtenida combinando (6) , (7) y (8), establece la dependencia del que hemos llamado "tiempo efectivo de difusión" con la masa de Ni sintetizado y la masa de gas expulsado. Puede verse fácilmente a partir de su definición que cuanto mayor sea el valor del mismo, disminuye más despacio la luminosidad de la supernova. A la subclase "lenta" corresponderá, por tanto, mayores tiempos efectivos de difusión que los que tendrán las supernovas de la subclase "rápida".

La segunda expresión muestra la dependencia que une la velocidad de expansión del gas con el cociente entre la masa de Ni y la masa expulsada.

La tercera relación indica que la luminosidad bolométrica que la supernova alcanza durante el máximo es proporcional a la cantidad de Ni que contuviera inicialmente. Obtener supernovas luminosas requiere por ello producir cantidades de Ni altas.

Un simple análisis cualitativo de las relaciones dimensionales facilita el entendimiento de cómo se comportan los modelos numéricos a que nos hemos referido en (II 3. 3.2). En particular, justifican el sentido que adoptan las correlaciones entre el declive de la curva de luz, la luminosidad del máximo y la velocidad de expansión del material, así como el porqué de las correlaciones experimentales Pkovskii-Branch.

En efecto; los modelos que postulan la ruptura completa de la estrella conllevan fijar un parámetro en las relaciones dimensionales: la masa expulsada, M_e , por lo que se obtiene una configuración única. Para generar el rango de variación que se observa, se suelen considerar secuencias de modelos con diferentes cantidades de Ni. Las relaciones (I) a (III) justifican que, en

ese caso, se obtengan unas correlaciones inversas a las observadas: reproducir la curva de luz de una supernova con una luminosidad elevada en el máximo implica considerar una masa de Ni alta (relación III) y también resulta de ello una elevada velocidad de expansión (relación II); en cambio, supone un valor inferior del tiempo efectivo de difusión, τ_m , (equivalentemente, una pendiente mayor para el declive de la curva de luz) que el correspondiente a objetos pobres en Ni (y, por tanto, menos luminosos en el máximo y expansionándose con una velocidad menor), según se deduce de la relación (I). De esta forma, se entiende que los modelos de explosión de supernova en los que se expulsa toda la masa de la estrella obtengan para las supernovas "lentas" menores velocidades de expansión y luminosidades en el máximo comparativamente inferiores que las que poseen las supernovas "rápidas", a la inversa de lo que muestran las observaciones.

Las mismas relaciones dimensionales indican que el problema queda resuelto si se considera variable la masa expulsada, lo que equivale a admitir que las explosiones de supernovas pueden dejar un residuo ligado, enana blanca o estrella de neutrones. En ese caso, las relaciones (I) a (III) dependen de dos parámetros: la masa expulsada y la masa de Ni, lo que deja una flexibilidad mayor a la hora de postular posibles configuraciones. Obtener las correlaciones entre $L_{\text{máx}}$, v_e y τ_m en el sentido mostrado por las observaciones es factible si se escoge de forma adecuada el cociente M_{Ni} / M_e , dado que M_e está afectado por distintos exponentes en las relaciones (I) y (II).

De otro modo, si se combinan éstas :

$$\tau_m \propto (M_e / v_e)^{1/2} \quad (I^*)$$

Se ve claramente que si se fija la masa expulsada, el carácter rápido o lento de la curva de luz (asociado al menor o mayor valor de τ_m , respectivamente) está en relación inversa a la velocidad de expansión del material, al contrario de lo que muestran las observaciones. En cambio, el problema puede resolverse si M_e es variable.

Necesitamos, por tanto, un escenario donde las explosiones de supernovas puedan dejar un residuo ligado. Los modelos que tienen en cuenta los efectos de la solidificación en el interior de enanas blancas de carbono-oxígeno previa a la fase de acreción, son el escenario idóneo para conseguir de forma natural el necesario rango de variación en los parámetros.

III.- CURVAS DE LUZ DE SUPERNOVAS DE TIPO I :
EL MARCO ASTROFISICO. CONSTRUCCION DE MODELOS

1.- ENANAS BLANCAS SOLIDAS COMO PROGENITORES DE LAS SN I

Según se ha dicho en (II 4.), es posible reproducir el rango de variación que presentan las SN I si aceptamos que la masa expulsada pueda variar de unas explosiones a otras. Por tanto, hay que encontrar un marco astrofísico en el que tengan lugar explosiones de estas características.

Dicho marco existe: son los sistemas binarios que poseen una enana blanca masiva de carbono-oxígeno que ha desarrollado un núcleo sólido antes del inicio de la fase de acreción.

Se verá seguidamente que considerar con detalle y de forma realista los procesos físicos que tienen lugar en el interior de estos objetos, no sólo trae como consecuencia el obtener de una manera natural el rango de variación correcto que exhiben las SN I, sino que también permite explicar otros hechos tales como la presencia de objetos densos en sistemas binarios compactos, atribuibles a un proceso denominado "colapso suavemente explosivo".

La formación de una estrella de neutrones debido al colapso de una enana blanca masiva ($M \sim M_{CH}$) que sufre acreción en un sistema binario compacto fue propuesta inicialmente por Schatzman (1958). Datos de observación relativos a un determinado tipo de objetos (las fuentes compactas de rayos X de tipo II) apoyan este hecho. Las fuentes compactas de rayos X de tipo II tienen su asiento en un sistema binario de masa pequeña ($M_T \leq 5 M_\odot$) constituido por una estrella de neutrones y por otra de la secuencia principal de masa $M \sim 1 M_\odot$. Explicar el mecanismo de formación de algunos de estos objetos venía resultando problemático: puede admitirse un proceso de captura de una estrella de baja

masa por parte de la estrella de neutrones en el caso de las fuentes de los cúmulos globulares, debido a que la densidad estelar existente en los mismos hace posible dicho proceso de captura; sin embargo, este mecanismo no es válido para las fuentes de estas características que se encuentran en el bulbo galáctico. En este último caso, es necesario recurrir para explicar la presencia de una estrella de neutrones en un sistema binario compacto a procesos evolutivos habidos en el seno del mismo (van den Heuvel, 1981). Dos hechos más apoyan esta idea. Uno es la distribución semejante que presentan las fuentes de rayos X del bulbo y las novae de M31 (Vader et al., 1982), hecho que sugiere que las citadas fuentes de rayos X proceden de sistemas binarios con una estructura similar a la que tiene los que dan origen a las novae (una enana blanca más una compañera de masa pequeña). El otro hecho son los cálculos de Taam y Frixell (1984), que indican que el colapso de una enana blanca a estrella de neutrones en un sistema binario compacto preserva el sistema, sin destruirlo, siempre que la masa eyectada fuera de él no supere las $0.2 M_{\odot}$.

Schatzman (1974) propuso la formación de la componente densa de las fuentes compactas de rayos X a partir del colapso de una enana blanca de carbono - oxígeno. Los procesos que dan lugar a este hecho han venido tratándose ampliamente a lo largo de los últimos años en diversos trabajos (cf. Canal y Schatzman, 1976; Canal e Isern, 1979; Canal et al., 1980; Canal et al., 1982; Isern et al., 1983; Canal et al., 1984; Isern et al., 1984)

Se exponen a continuación los aspectos más importantes de dichos trabajos así como sus consecuencias por lo que al modelo de explosión de supernova de tipo I se refiere.

El escenario a considerar consiste en un sistema binario compacto formado por una enana blanca masiva ($M \sim 1 M_{\odot}$) de C-O más una estrella de la secuencia principal. Sistemas binarios de estas características no son objetos exóticos (Webbink, 1979). Ha de tenerse en cuenta que las masas de las enanas blancas miem-

bros de variables cataclísmicas suele ser más alta (su valor promedio es de $1.07 M_{\odot}$, Law y Ritter, 1983) que las de enanas blancas aisladas ($0.65 M_{\odot}$, Weidemann, 1981). Consideraciones de carácter evolutivo llevan a afirmar que la mayor parte de estas enanas blancas masivas, componentes de sistemas binarios compactos, son de C-O (Law y Ritter, loc. cit.).

La pieza clave que permite conseguir un colapso no explosivo en el seno de estos sistemas radica en la solidificación, previa al comienzo de la acreción de materia, del interior de la enana blanca. Ello es posible porque la fase separada de este tipo de sistemas (fase durante la cual cada componente no interfiere en la evolución de su compañera) dura un tiempo $t \geq 10^9$ años (Webbink, 1979) durante el cual el interior de la enana ha tenido tiempo para alcanzar bajas temperaturas ($T \leq 5 \times 10^7$ K) y altas densidades centrales ($\rho_c > 5 \times 10^9$ g/cm³), con la consiguiente solidificación de su núcleo de C-O antes de que empiece a recibir materia.

Por lo que a nosotros respecta, la consecuencia más importante que se deriva de la solidificación es que cambian las circunstancias en las que compiten dos procesos antagónicos: la neutronización de la materia, vía capturas electrónicas, que favorece el colapso del objeto, y la propagación del frente de combustión producido por la ignición del C, que podría dar lugar a la destrucción del mismo.

La solidificación provoca una serie de hechos determinantes de la evolución posterior del objeto.

. En primer lugar, hace que la ignición del C se lleve a cabo por reacciones piconucleares. Éstas suceden más lentamente que en el seno de una fase fluida y la ignición se retrasa hasta densidades de 10^{10} g/cm³ en el caso más desfavorable, por lo que la eficacia de las capturas electrónicas es muy elevada.

. En segundo lugar, la solidificación modifica la velocidad con la que se propaga el frente de combustión. Ello es consecuencia de los mecanismos por los cuales se transmiten las perturbaciones a través de la estructura del objeto: convección, si es un fluido o conducción, si es una estructura sólida. Si la ignición tiene lugar en una fase fluida, la perturbación se propaga con una velocidad cercana a la del sonido. Para una densidad central $\rho_c \sim 3.5 \times 10^9 \text{ g/cm}^3$, el frente de combustión tarda 0.1 s. en propagarse a una distancia equivalente a la mitad del radio de la estrella si lo hace en régimen de detonación, ó 1 s. si el régimen de propagación es subsónico. Por el contrario, si la perturbación se propaga por conducción, caso de hacerlo en un sólido, las velocidades características de propagación para esa densidad son $\sim 10^{-4}$ a $10^{-5} v_s$ (v_s : velocidad local del sonido), en cuyo caso, el frente de combustión tarda unos 500 s. en recorrer esa misma distancia. Como, para la misma densidad, el tiempo característico de capturas electrónicas sobre el ^{16}O es ~ 5 s., este último proceso compite favorablemente con la propagación del frente de combustión y puede disparar el colapso de las partes centrales del objeto. Todo esto indica que la combustión que se inicia en el centro de la enana se propaga con lentitud mediante un mecanismo conductivo y se acelera, pasando a un régimen convectivo, al alcanzar la fase fluida en las regiones más externas. Las simulaciones numéricas indican que el núcleo sólido central queda ligado y se expulsan las capas externas.

. En tercer lugar, la solidificación puede ocasionar la separación química del ^{12}C y del ^{16}O . Stevenson (1980) puso de manifiesto que el diagrama de fases de la mezcla $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$ presenta un mínimo de temperatura para la llamada composición eutéctica que, en este caso, es de un 67% de C y un 33% de O. Si el oxígeno es más abundante, como ocurre en las composiciones estándar,

que consideran la mezcla al 50% de ambos, la solidificación da lugar a la separación de ambas especies: el oxígeno se precipita hacia el interior y el C es rechazado hacia zonas más externas y, por tanto, menos densas. La acreción puede inducir entonces una ignición del C fuera del centro de la estrella y generar un frente de combustión que se propaga hacia el exterior, expulsando las capas más externas y dejando intacto el núcleo central de oxígeno.

La separación del ^{12}C y del ^{16}O puede haber ocurrido en la fase sólida. Schatzman (1983) encontró que la energía libre de la red del sólido formado por ambos iones es menor si los iones del ^{12}C están rodeados por los del ^{16}O , en lugar de ser contiguos. Este hecho sugiere que, si el ^{12}C fuese ligeramente menos abundante que el ^{16}O , como parece deducirse del ritmo de la reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ (Fowler, 1983; Rolfs, 1983), dominaría la reacción $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ sobre la reacción $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. La ignición del C se retrasaría hasta que se alcanzara una densidad $\sim 10^{10} \text{ g/cm}^3$ y también sería factible el colapso del objeto. En este supuesto, la extensión del núcleo sólido desempeña el mismo papel que el tamaño del núcleo de oxígeno en el caso en que se produce la diferenciación química de ambas especies.

En síntesis, lo que nos interesa a raíz de todas estas consideraciones es la realidad de la existencia de un escenario idóneo en el que desarrollar el fenómeno de las SN I y obtener sus propiedades observacionales de forma natural.

Mientras que los modelos de SN I que proponen la deflagración central de la enana blanca con su total destrucción dan una configuración única, incapaz de producir el rango de variedad que aparece en las observaciones, considerar la solidificación parcial de la enana blanca, se dé o no separación química de las especies ^{12}C y ^{16}O , permite explicar una secuencia completa de acontecimientos que va desde el colapso hasta la destrucción total de la enana, pasando por sucesos que dejan residuos ligados de diferentes tamaños y eyectan el resto del objeto.

La realidad de este escenario encuentra apoyo en una serie de hechos de observación:

. La existencia de fuentes compactas de rayos X de tipo II en el bulbo galáctico. El miembro compacto del sistema tendría su origen en el colapso no explosivo de la enana blanca.

. El rango de variación que, dentro de su homogeneidad, exhiben las SN I. Este modelo proporciona la flexibilidad necesaria para poder obtenerlo.

. La presencia de una estrella azul caliente cerca del resto de la supernova del 1006 (Schweizer y Middleditch, 1980), identificada como una enana blanca o como una subenana de los últimos tipos O o primeros tipos B es un argumento muy fuerte a favor de este modelo si dicho objeto es realmente el residuo ligado de la explosión de la supernova.

2.- CONSTRUCCION Y CALCULO DE LOS MODELOS NUMERICOS

Se han calculado varios modelos numéricos. Se busca con ello determinar el rango de condiciones compatibles con los observables fotométricos más característicos del fenómeno SN I durante la fase temprana del mismo, antes del inicio del declive exponencial. En particular, se verá que es posible reproducir la pendiente de las curvas de luz de las subclases "lenta" y "rápida" así como las correlaciones que se observan entre las citadas pendientes, la velocidad de expansión del material y la luminosidad en el máximo (efecto Pskovskii-Branch) en el marco astrofísico descrito en el punto anterior.

El proceso que se ha seguido para obtener cada uno de los modelos puede esquematizarse en los siguientes pasos:

- A) Determinación de las condiciones iniciales (modelo inicial)
 - a) Caracterización de cada modelo por los parámetros M_e , masa expulsada en la explosión y M_{Ni} , masa de Ni sintetizada.
 - b) Elaboración del modelo inicial: obtención de v_e , velocidad de escala, y del perfil de densidad y velocidad. Incorporación de la distribución de níquel y de un perfil térmico.
 - c) Discretización del modelo inicial.
- B) Cálculo de la evolución temporal.
 - a) Formulación del sistema de ecuaciones que rigen el comportamiento hidrodinámico del fluido y de las correspondientes condiciones de contorno.
 - b) Discretización de las ecuaciones: elaboración de un esquema numérico.
 - c) Resolución de las ecuaciones: obtención de la evolución temporal de las variables físicas que describen en cada instante el comportamiento del objeto.

- d) Selección y/o cálculo a partir de ellas de las variables que permiten comparar más directamente resultados teóricos - observaciones.

2.1 DETERMINACION DE LAS CONDICIONES INICIALES

2.1.1 HIPOTESIS BASICAS

Sin necesidad de conocer en profundidad los detalles del mecanismo que originó la explosión base del fenómeno SN I, puede afirmarse de acuerdo con los cálculos hidrodinámicos realizados por diversos autores (cf. Colgate & White, 1966; Colgate & Mckee, 1969; Chevalier, 1981, entre otros) que la energía liberada, que nombraremos por E_{SN} (energía de la supernova), ocasiona el calentamiento y la aceleración del gas. La onda de choque que provoca la liberación explosiva de la energía E_{SN} alcanza la superficie del objeto en pocos segundos (Sutherland & Wheeler, 1984). La consecuencia inmediata es la expansión adiabática del gas con la consiguiente disminución de su energía interna. Antes de que transcurra un día desde que explotara el objeto, la expansión se ha hecho homóloga: en un instante de tiempo dado, la velocidad con que se mueve un determinado elemento de masa es proporcional a su distancia al centro donde se produjo la explosión. La velocidad que fija el factor de escala depende esencialmente de la energía involucrada en la explosión y no del mecanismo causante de la misma.

Con estas consideraciones, aún sin conocer exactamente el mecanismo que causó la explosión del objeto, podemos inferir unas condiciones iniciales dependientes de unos pocos parámetros

y, a partir de ellas, obtener el comportamiento observacional que buscamos.

La hipótesis de expansión homóloga del gas no fija la distribución de la masa en función del radio; es decir, queda por determinar el perfil de densidad del gas que se expande homológamente. Los cálculos hidrodinámicos a los que aludimos antes indican que el gas adopta un perfil de densidad prácticamente constante en las regiones internas del objeto, mientras que dicho perfil se hace muy abrupto, pudiendo ser aproximado por una ley potencial ($\rho \sim r^{-n}$, con $6 \leq n \leq 7$) cuando nos acercamos a la superficie del mismo. En base a este resultado, hemos considerado para nuestros modelos iniciales unos perfiles de densidad que se caracterizan por establecer en el objeto dos regiones: una interna, de densidad constante y que llamaremos manto y otra externa, o envoltura, en la que la densidad disminuye proporcionalmente a r^{-7} . Para calcular dichos perfiles, se ha hecho uso de las siguientes relaciones analíticas (Chevalier, 1981)

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_1(v) = 0.136 M_e / t^3 / v_e^3 \quad (v \leq v_e) \\ \rho_2(v) = \rho_1 (v/v_e)^{-7} \quad (v \geq v_e) \end{array} \right. \quad (9)$$

donde:

- . M_e : es la masa expulsada en la explosión del objeto, que puede variar entre la masa de Chandrasekhar en el caso de que la explosión no deje residuo ligado y varias décimas de masa solar si deja residuo, dependiendo del tamaño del mismo.
- . t : representa el tiempo transcurrido desde que explotó el objeto.
- . v_e : es una velocidad que fija el factor de escala y corresponde

a la del material en la transición entre el manto y la envoltura. Esta relacionada con la energía de la explosión.

De acuerdo con los cálculos de Chevalier (loc.cit.), se ha distribuido el 57% de la masa expulsada dentro de la región de densidad constante, mientras que el 43% restante corresponde a la zona del perfil de densidad que obedece la ley de potencia. En los casos en los que se considera que la explosión deja un residuo ligado, se ha supuesto éste como una masa puntual, M_c . Puesto que el gas se encuentra sometido a un movimiento de expansión, en el instante t posee una energía cinética (E_c) dada por

$$2 E_c = M_H v_e^2 + \int_{M_H}^{M_e} v^2 (m, v_e) dm \quad (10)$$

donde $M_H = 0.57 M_e$ es la masa en la región de densidad constante.

Para calcular la integral del segundo sumando de (10) que, obviamente, da cuenta de la energía cinética correspondiente a la región del perfil de densidad potencial, se hace uso de las expresiones (9) y del hecho de que la expansión ha alcanzado la fase homóloga, con lo cual, $v \sim r/t$. De la expresión (10) se obtiene

$$2 E_c / M_e = 0.57 v_e^2 + 0.85 v_e^4 [1/v_e^2 - 1/v_f^2] \quad (11)$$

v_f representa la velocidad con que se expande el borde externo de la masa gaseosa, correspondiente a $r = R_0$. Como las capas

más externas se encuentran aceleradas (cf. Chevalier, loc. cit.),

$(v_e / v_f)^2 \ll 1$, con lo que tomar $v_e^4 [1/v_e^2 - 1/v_f^2] \simeq v_e^2$ introduce

un error inferior al que pueda producir la incertidumbre existente en el conocimiento de la fracción de E_{SN} que se invierte en E_c .

Nos encontramos con la siguiente relación entre la velocidad de escala, la masa de gas expulsada en la explosión y la energía cinética de ella

$$2 E_c / M_e \simeq 1.42 v_e^2 \quad (12)$$

Bastará ahora relacionar la energía producida en la explosión del objeto, E_{SN} , con la cinética, E_c , para que las relaciones (9) y (12) nos permitan obtener el perfil de densidad. Si aceptamos que la energía de la explosión proviene de la formación de ^{56}Ni , a consecuencia de la incineración de una parte del material de la presupernova, entonces

$$E_{SN} = M_{Ni} q \quad (13)$$

donde q es la energía específica de formación del Ni ($q \sim 7 \times 10^{17}$ erg/g). La energía cinética es una fracción de la energía de la explosión. Introducimos por tanto el parámetro α , rendimiento energético, con lo cual

$$E_c = \alpha E_{SN} = \alpha q M_{Ni} \quad (14)$$

con lo que (12) queda en la forma

$$v_e = 1.2 (\alpha f q)^{1/2} \quad (15)$$

siendo f el cociente M_{Ni}/M_e . Puede observarse que (15) no es sino la segunda de las relaciones dimensionales del modelo analítico de Arnett.

En ausencia de un modelo autoconsistente que siga la explosión desde su inicio, el valor que debe adoptarse para α (eq. (15)) está sujeto a incertidumbres que provienen en esencia de dos fuentes: una es el desconocimiento de cómo está repartida la energía de la explosión entre los modos térmicos y cinéticos en un instante t ; otra, la falta de información sobre la eficiencia de otros mecanismos capaces de sustraer energía (capturas electrónicas, por ejemplo).

Un hecho a tener en cuenta a la hora de asignarle un valor a α es el radio de la configuración inicial que tomemos, $R(t_0)$ (equivalentemente, el valor del tiempo de las eqs. (9)).

En efecto; siguiendo a Arnett (1980), la energía debida a la explosión de la presupernova, E_{SN} , es comunicada al gas en forma de energía cinética E_c y energía térmica, E_t . Cuando la onda de choque provocada por la explosión alcanza la superficie del objeto ($t = 0$), se tiene:

$$E_{SN} = E_t(0) + E_c(0) = E_t(0)/r \quad (16)$$

Para un gas en el que domina la radiación, la energía depositada en él por la onda de choque queda dividida aproximada-

mente por igual entre los modos térmico y cinético ($r \sim 0.5$). Adoptando esta hipótesis para toda la envoltura, el carácter homólogo de la expansión adiabática implica la relación

$$E_t(t) = E_t(0) R(0) / R(t) \quad (17)$$

entre las energías térmicas y los radios de las configuraciones para el tiempo $t = 0$, cuando la onda de choque alcanzó la superficie, y sus valores para un tiempo t posterior. Pueden expresarse las energías térmicas y cinéticas para un instante t en función de la energía de la explosión:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_t(t) = g E_{SN} \\ E_c(t) = (1 - g) E_{SN} \end{array} \right. \quad (18)$$

con

$$g = r R(0) / R(t) \quad \text{y} \quad \alpha = 1 - g \quad (19)$$

De la simple inspección de las expresiones (17) a (19) deducimos que conforme progresa la expansión, g disminuye y α tiende a la unidad: la energía de la explosión se convierte fundamentalmente en energía cinética del gas, siendo despreciable frente a ella su contenido en energía térmica. Esta situación se alcanza aproximadamente el primer día después de la explosión.

Si no se dispone de un modelo autoconsistente o bien se desea obviar el cálculo, costoso en tiempo, de la etapa posterior a la explosión pero previa al alcance de la fase homóloga, puede diseñarse un modelo inicial apropiado para nuestros fines eligiendo convenientemente el tiempo t_0 para el que deseamos iniciar el cálculo o, lo que es lo mismo, el radio $R(t_0)$ de la configuración inicial.

En nuestros modelos, $t_0 = 10^4$ s, lo que equivale a una configuración inicial de radio $R(t_0) \sim 10^{13}$ cm. Es lo que en la bibliografía se conoce como "configuración extensa". Con ello nos aseguramos de que $g \ll 1$ y $E_{SN} \approx E_c(t_0)$. Además, los efectos de la estructura térmica del modelo inicial resultan poco importantes al ser $E_t(t_0)$ varios órdenes de magnitud inferior a $E_c(t_0)$. Esto último podemos justificarlo con un sencillo cálculo de órdenes de magnitud: la energía de la explosión en nuestros modelos oscila entre 0.5 y 1×10^{51} erg. Si para $t = 0$ esta energía se reparte por igual entre los modos térmicos y cinéticos, el radio de la presupernova es de 10^8 cm y el gas, dominado por la radiación, se ha expandido adiabáticamente siguiendo la ley de enfriamiento $T \propto 1/R$, resulta que para un tiempo $t = 10^4$ s, en el que el radio de la configuración ha alcanzado un valor de 10^{13} cm, E_t se ha reducido en un factor 10^{-5} ; es decir, $E_t \sim 10^{46}$ erg. frente a los $10^{50} - 10^{51}$ erg. que vale E_c . Este razonamiento nos garantiza la práctica independencia de los resultados con la estructura térmica del modelo inicial siempre que su energía interna se mantenga dentro de los órdenes de magnitud apropiados.

Es interesante señalar aquí que los modelos iniciales extensos con un perfil de temperaturas isoterma exhiben un efecto transitorio consistente en presentar luminosidades elevadas en exceso en la rama de subida de la curva de luz, si bien dicho efecto desaparece antes de alcanzarse el máximo (Arnett, 1980; Schurmann, 1983). Arnett (loc. cit.) constata que este comporta-

miento térmico transitorio se debe a que si se depositan un mayor número de fotones cerca de la superficie, se obtiene una mayor luminosidad en los primeros momentos, con la correspondiente disminución de energía disponible para épocas posteriores. No obstante, la aparición de un flujo de mayor intensidad provoca el que las capas externas sean aceleradas de forma no homóloga. La consecuencia última es que la estructura térmica tiende hacia la solución de la aproximación de difusión con un tiempo característico hidrodinámico. Un modelo formulado bajo la hipótesis de expansión homóloga permite sólo que la estructura térmica se ajuste de acuerdo con un tiempo característico igual al de difusión. Una forma de paliar en parte este efecto es tomar para la estructura térmica las condiciones iniciales que resultan de la solución de la ecuación de difusión en la aproximación analítica de Arnett (loc. cit.) (véase apéndice A II).

Conforme se retrasa el punto de partida del inicio del cálculo (disminuyendo t_0) se obtienen modelos iniciales más compactos. Los valores típicos del radio en este caso son del orden de 10^{12} cm (Schurmann, 1983). En este caso, conviene determinar más cuidadosamente el perfil térmico del modelo inicial al ser mayor su contenido en energía térmica (en otras palabras, al violarse la condición $g \ll 1$).

Ahora bien; dado que el cálculo del modelo inicial no se ha realizado de forma autoconsistente, desconocemos el tiempo empleado por la onda de choque en aflorar a la superficie del objeto (relacionado en esencia con el mecanismo de la explosión y las condiciones internas del objeto progenitor, que fijan la velocidad de propagación de la onda de choque); por tanto, $R(0)$ nos queda indeterminado y, con él, g o el reparto de la energía de la explosión entre los modos térmico y cinético. En consecuencia, elegir modelos iniciales compactos traslada a épocas más tempranas la incertidumbre existente en la distribución de la

energía de la explosión a la vez que alarga considerablemente el tiempo de cálculo (los esquemas numéricos exigen pasos de tiempo más breves que en el caso de los extensos), mientras que si se toman modelos extensos, el contenido en energía térmica de los mismos es varios órdenes de magnitud inferior a su energía cinética, que es sensiblemente igual a la generada en la explosión del objeto, y se minimizan los efectos que pudieran derivarse de adoptar un perfil térmico inicial no muy bueno a la vez que economizan tiempo de cálculo.

2.1.2 CALCULO DEL MODELO INICIAL

Se sintetiza a continuación el procedimiento que se ha seguido para obtener un modelo inicial.

Cada modelo viene caracterizado por dos parámetros: M_e , la masa expulsada en la explosión y M_{Ni} , la masa sintetizada de Ni. Se han elegido configuraciones extensas ($t_0 = 10^4$ s, $R(t_0) = 10^{13}$ cm), lo que permite establecer que la energía cinética que posee la esfera de gas de radio $R(t_0)$ y masa M_e es sensiblemente igual a la energía que originó la formación de la masa M_{Ni} de Ni, y que su contenido en energía térmica es varios órdenes de magnitud inferior a ambas. Siguiendo un criterio conservativo, se ha considerado que hasta un 15% de la energía de formación del ^{56}Ni ha podido emplearse en procesos de diversa naturaleza; ello equivale a suponer un "rendimiento energético" $\alpha = 0.85$. La expresión (15) permite calcular la velocidad de escala, v_e y, una vez conocida ésta, el perfil de densidad y velocidad a través de las expresiones (9).

La composición química de los modelos se ha establecido situando la masa de níquel repartida uniformemente en las regiones más internas (en la práctica totalidad de los modelos que

se han calculado queda dentro de la zona de perfil de densidad constante), mientras que para el resto del objeto se ha supuesto una composición integrada por elementos metálicos de masa intermedia y desprovista por completo de hidrógeno, según indican los espectros.

Al tratarse de modelos extensos, la determinación de sus perfiles térmicos iniciales no es de gran importancia. Siempre que el contenido en energía interna que proporcionen se mantenga dentro de los órdenes de magnitud correctos, puede servir uno prácticamente isoterma, ya que los efectos transitorios desaparecerán antes de alcanzar el máximo y estamos interesados fundamentalmente en los observables del postmáximo temprano.

Cada modelo inicial obtenido de esta manera se ha discretizado para su utilización como datos de entrada del esquema numérico que calcula la evolución temporal del objeto.

Suponiendo simetría esférica y haciendo uso de variables lagrangianas, se ha discretizado la masa M_e de la esfera gaseosa en 20 capas esféricas. 10 de ellas corresponden a la región interna con perfil de densidad constante; comprenden el 57% de la masa M_e . Cada una de las 10 zonas posee la misma masa. El 43% de masa restante pertenece a la región del perfil de densidad descrito por la ley potencial y queda repartido en las otras 10 capas. Las masas que corresponden a cada una de dichas capas decrecen al crecer el radio de las mismas, criterio que se ha adoptado dadas las características del perfil de densidad en esta región, con objeto de suavizar al máximo los gradientes de densidad dentro de cada zona. Es importante señalar que se ha comprobado que discretizaciones más finas no cambian los resultados finales del modelo pero, en contrapartida, alargan el tiempo de cálculo.

El radio R_H de la interfase manto-envoltura se obtiene aplicando la relación

$$0.57 M_e = \frac{4}{3} \pi \rho_1 R^3 \quad (20)$$

y los radios correspondientes a los bordes de cada una de las capas esféricas de masa $\Delta m_{k+1/2}$ (evaluada en el centro de la capa) en que hemos dividido el objeto se encuentran imponiendo

$$\Delta m_{k+1/2} = \int_{r_k}^{r_{k+1}} 4 \pi r^2 \rho_1 dr \quad (21)$$

donde: k va desde 1 hasta 21

$$r_1 = 0$$

$$r_{21} = R(t_0)$$

$$\rho_1 = \begin{cases} \rho_1 & \text{para } r_{k+1} \leq R_H \\ \rho_2 & \text{para } r_k \geq R_H \end{cases}$$

ρ_1 y ρ_2 vienen dadas por las expresiones (9).

La hipótesis de expansión homóloga permite asignar unas velocidades a los bordes de cada una de las capas una vez se han determinado los radios de cada una sin más que hacer

$$v_k = r_k / t_0 \quad (22)$$

La asignación de una temperatura, $T_{k+1/2}$, a cada capa de acuerdo con el perfil térmico elegido, junto con la especificación de las composiciones químicas de las mismas completan la discretización del modelo inicial.

2.2 CALCULO DE LA EVOLUCION TEMPORAL DE LOS MODELOS

2.2.1 ECUACIONES

Matemáticamente, el cálculo de cada modelo supone la resolución de un problema de propagación o problema de valores iniciales: partiendo de un estado inicial de un sistema, representado por un modelo inicial, obtenido según se expuso en (III 2.1), interesa conocer la evolución temporal de dicho sistema. Para ello, es necesario integrar el sistema de ecuaciones diferenciales en derivadas parciales que gobiernan el comportamiento hidrodinámico del gas. Son, esencialmente, las ecuaciones de conservación (de la masa, del momento y de la energía) más la que rige el transporte de la radiación que, junto con la especificación de una ecuación de estado para el gas, unas leyes de opacidades para la radiación, de los mecanismos de generación de energía y de las correspondientes condiciones de contorno, permiten determinar el estado del sistema en cada instante de tiempo.

Si se elige como hipótesis simplificativa la simetría esférica, se tiene un problema unidimensional. Si además se utiliza una formulación lagrangiana, las ecuaciones de conservación y del transporte anteriormente mencionadas adoptan la siguiente forma:

1.- Ecuación de conservación de la masa

$$\frac{dm}{dr} = 4 \pi r^2 \rho \quad (23)$$

2.- Ecuación de conservación del momento

$$\frac{dv}{dt} = - 4 \pi r^2 \frac{\partial P}{\partial m} - \frac{GM_r}{r^2} \quad (24)$$

3.- Conservación de la energía (primera ley de la termodinámica)

$$\frac{dE}{dt} + P \frac{dV}{dt} + \frac{\partial L}{\partial m} = \dot{\epsilon} \quad (25)$$

4.- Transporte de radiación (aproximación de difusión)

$$L = - (4 \pi r^2)^2 \frac{a c}{3 \kappa_R} \frac{\partial T^4}{\partial m} \quad (26)$$

Se utiliza la ecuación del balance energético (o de la conservación de la energía total) para comprobar la exactitud del método de cálculo:

5.- Ecuación de conservación de la energía total

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{v^2}{2} + E_{int} - \frac{GM_r}{r} \right] + \frac{\partial}{\partial m} \left[4\pi r^2 vP + L \right] = \dot{\epsilon} \quad (27)$$

Se toma la ecuación de estado de un gas ideal y la opacidad se supone constante en el tiempo y para toda la estrella, con un valor dado por el correspondiente a la dispersión Thomson. La fuente de energía viene gobernada por la desintegración del ^{56}Ni y por la transparencia, progresiva con el tiempo, de la estrella.

Las condiciones de contorno impuestas son:

A) En el centro ($r = 0$)

$$m(0,t) = 0 \tag{28}$$

$$L(0,t) = 0$$

B) En la superficie ($r = R$)

$$m(R,t) = M_e$$

$$P(R,t) = 0 \tag{29}$$

$$L(R,t) \propto R^2 T^4 \quad (\text{aproximación de Eddington}).$$

El significado de los símbolos es el habitual:

. t : tiempo

. r : radio

. v : velocidad

. P : presión (gas más radiación)

. m : masa

. M_r : masa interior a la esfera de radio r

. E : energía interna específica

. V : volumen específico

. L : luminosidad

. $\dot{\epsilon}$: ritmo de generación de energía

. T : temperatura

. κ_R : opacidad media de Rosseland

a, c y G son las constantes de Stefan-Boltzman, velocidad de la luz y gravitación respectivamente.

Para integrar las ecuaciones (23) a (27) se ha empleado un método numérico mixto: explícito para la parte mecánica e implícito (Crank-Nikolson) para la energética. Los detalles de la discretización del sistema de ecuaciones y resolución numérica del mismo se exponen en el apéndice A1. Aquí nos limitaremos a comentar los aspectos físicos más importantes que se hallan involucrados en las ecuaciones, justificando las hipótesis que se han empleado.

2.2.1.1 ECUACION DE CONSERVACION DEL MOMENTO

Conviene señalar dos aspectos en la eq. (24).

El primero de ellos hace referencia al término gravitatorio. Algunos de nuestros modelos postulan que la explosión no destruye toda la estrella, por lo que suponen la presencia de un residuo ligado inerte de masa M_c , tal que $M_c + M_e = 1.4 M_\odot$. Dado que nuestros modelos iniciales son configuraciones extensas ($R(t_0) \sim 10^{13}$ cm) y el radio del residuo ligado debe ser, como máximo, del orden del que tuviera la enana blanca progenitora, ($R_c \leq 10^8$ cm), dicho residuo puede representarse por una masa puntual M_c localizada en el centro de la esfera gaseosa de masa M_e . Por ello, considerar la presencia de un residuo ligado sólo afecta formalmente al término gravitatorio de la ecuación de conservación del momento, que debe escribirse en una forma más general:

$$\frac{G}{r^2} (M_r + M_c)$$

y las condiciones de contorno para el centro no varían por lo que respecta al radio.

Como es obvio, si $M_e = M_T$, $M_c = 0$ y se recupera la forma que tenía el término gravitatorio en la eq. (24).

El segundo punto a considerar se refiere al término que contabiliza la aceleración producida por el gradiente de presión. Tal como el citado término está formulado en (24), $\partial P / \partial m$ engloba el gradiente de la presión total: el debido a la presión de la materia y el ocasionado por la presión de radiación. Si llamamos P_g y P_r a las presiones del gas y de la radiación respec-

tivamente, podemos separar en dos sumandos el primer término de la eq. (24):

$$4\pi r^2 \frac{\partial P}{\partial m} = 4\pi r^2 \frac{\partial P_g}{\partial m} + 4\pi r^2 \frac{\partial P_r}{\partial m} = 4\pi r^2 \frac{\partial P_g}{\partial m} + Z \quad (30)$$

El primer sumando de (30), aceleración debida al gradiente de presión del gas, se calcula a partir de la ecuación de estado, que, en nuestras hipótesis de trabajo, corresponde a la de un gas ideal.

El segundo sumando, aceleración creada por el gradiente de la presión de radiación, ha de evaluarse a partir de las variables que describen el campo de radiación del objeto; en general, Z viene dada por:

$$Z = 1/c \int_0^{\infty} \kappa^{\nu} F^{\nu} d\nu \quad (31)$$

donde κ es la opacidad total para la frecuencia ν y F^{ν} , flujo a la frecuencia ν , es proporcional al momento de primer orden del campo de radiación a esa frecuencia, H^{ν} . Siempre que el recorrido libre medio de los fotones sea mucho menor que las longitudes características del fluido, se considera éste como "ópticamente grueso" a la radiación. El transporte de esta última a través del gas se efectúa por un mecanismo de difusión; es a lo que nos referimos cuando citamos la "aproximación de difusión". En el límite de difusión, la presión debida a la radiación equivale

a la tercera parte de la densidad de energía del campo de radiación, supuesto éste isotrópico. Además, en estas circunstancias la materia y la radiación se encuentran "acopladas" térmicamente, caracterizándose por una única temperatura T . En definitiva, para grandes profundidades ópticas, el gradiente de la presión de radiación es una función de la temperatura, con lo que para valores de $\lambda \ll 1$, (31) se expresa en la forma

$$Z = - 4\pi r^2 \frac{\partial}{\partial m} \left(\frac{1}{3} a T^4 \right) \quad (32)$$

Ahora bien; puesto que estamos tratando la evolución temporal de una esfera gaseosa cuya densidad inicial en las zonas más externas decrece con r^{-7} y que se encuentra sometida a un proceso de expansión, la validez de (32) es tanto más cuestionable conforme nos acercamos a la superficie del objeto y progresamos en el transcurso del tiempo. Al disminuir la densidad del gas, el recorrido libre medio de los fotones crece y la materia se va tornando "ópticamente delgada" a la radiación. La aproximación de difusión va perdiendo validez y la materia comienza a desacoplarse del campo de radiación. Suponer ahora campo de radiación isotrópico y calcular Z según (32) sobreestima el valor del gradiente de presión de radiación, dando aceleraciones más altas (y, por tanto, un mayor ritmo de enfriamiento del gas a causa de la mayor velocidad con que se expande). Ello es debido a que el ritmo con el que se difunde el flujo de la radiación también queda sobreestimado si se usa la aproximación de difusión en estas circunstancias.

La medida correcta a tomar en este caso sería resolver las ecuaciones que dan los momentos del campo de radiación. Ello permitiría encontrar F y, por (31), Z . No obstante, si nuestros ob-

jetivos no incluyen complicar el cálculo con el tratamiento del transporte de radiación fuera de la aproximación de difusión, puede optarse por incorporar un "limitador del flujo de radiación" en la ecuación de conservación del momento. Se ha hecho uso del propuesto por Alme y Wilson (1974). Su definición, cálculo de Z para el caso ópticamente delgado, discusión y discretización del mismo para ser incorporado al esquema numérico puede verse en A I.

2.2.1.2 ECUACION DE LA ENERGIA

La eq. (25) lleva un término fuente, $\dot{\mathcal{E}}$, que en nuestro caso da cuenta de la energética del proceso de desintegración del ^{56}Ni : energía de origen radioactivo que, por unidad de tiempo se inyecta en el gas.

Ha de tenerse presente que no toda la energía liberada en el proceso de desintegración queda atrapada en el gas, es termalizada y contribuye, por tanto, al término fuente. Una fracción, más o menos importante según la transparencia del gas a los γ y β^+ , escapa libremente del objeto. Colgate, Petschek y Kriese (1980) han deducido una denominada "función de depósito" que permite estimar la fracción de energía radioactiva que queda atrapada en el gas.

El cálculo de $\dot{\mathcal{E}}$, que expondremos algo más detalladamente en el punto (2.2.2) de este capítulo, requiere dos pasos: uno, conocer la energía liberada en la cadena de desintegración de ^{56}Ni a ^{56}Fe ; otro, determinar qué fracción de esta energía resulta atrapada en el gas o, dicho de otra forma, se necesitan conocer las funciones de depósito tanto para los γ como para los β^+ .

Nos parece oportuno señalar aquí que, aunque en los modelos que presentamos se han calculado y aplicado ambas funciones de depósito, los resultados que se obtienen para la primera épo-

ca del postmáximo (hasta el inicio del declive exponencial) no difieren en absoluto si se toma la función de depósito de los positrones igual a la unidad (lo que equivale a considerar que todos ellos quedan atrapados en la esfera gaseosa), como hemos comprobado con algunos de los modelos que se han calculado. La afirmación no es cierta para épocas posteriores, pues precisamente la transparencia progresiva del gas a los positrones parece ser básica para conseguir la forma tan característica de la "cola exponencial" de las curvas de luz de las supernovas de tipo I (cf. Colgate et al., 1980; Arnett, 1982; Barbon et al., 1984)

2.2.1.3 ECUACION DEL TRANSPORTE DE RADIACION

El empleo de la eq. (26) para el cálculo de la luminosidad indica que se ha adoptado la aproximación de difusión. Estrictamente hablando, el uso de la misma sólo es lícito en las regiones del objeto ópticamente gruesas a la radiación y una forma de reflejar este carácter es a través del valor que alcanza en ellas la llamada profundidad óptica. Dado que un fotón de frecuencia ν tiene una probabilidad $e^{-\tau_\nu}$ de escapar directamente al exterior desde la zona de profundidad óptica τ_ν , siempre que en una determinada región sea $\tau_\nu \gg 1$, la citada región se considera ópticamente gruesa a la radiación de frecuencia ν ; si ello es cierto para todas las frecuencias, materia y radiación se encuentran acopladas térmicamente y la transmisión de energía radiativa se puede describir como gobernada por la ecuación de difusión (26).

La siguiente estimación de órdenes de magnitud pretende ser indicativa de que el uso de la aproximación de difusión en nuestros modelos hasta al menos el final la primera época del postmáximo de la curva de luz es una hipótesis razonable.

La profundidad óptica para una determinada frecuencia en una zona de radio r viene dada por

$$\tau_{\nu}^v = \int_r^R \kappa^v(r') \rho(r') dr' \quad (33)$$

siendo κ^v la opacidad para la radiación de frecuencia ν . Nuestros modelos utilizan una opacidad constante, cuyo valor numérico es $0.1 \text{ cm}^2/\text{g}$. Como sólo nos interesa una estimación de órdenes de magnitud, escribimos (33) en la forma aproximada

$$\bar{\tau} \approx \kappa \bar{\rho} \bar{r} \quad (34)$$

En el modelo inicial, $\bar{\rho}$, densidad media, es del orden

$$\bar{\rho} \approx \frac{M_e}{(\text{vol})_*} \approx \frac{10^{33}}{(10^{13})^3} \approx 10^{-6} \text{ g/cm}^3$$

si $\bar{r} \approx R \approx 10^{13} \text{ cm}$, queda $\bar{\tau} \approx 10^6 \gg 1$

Cuando se alcanza el máximo de luminosidad y en la época inmediatamente posterior, $R \approx 10^{15} \text{ cm}$. Una estimación análoga nos deja

$$\bar{\tau} \approx 10^2 > 1$$

No obstante, alrededor de los 30 días después del máximo, $\bar{\tau} \approx 1$ en la práctica totalidad de la esfera gaseosa, con lo cual

no sería ortodoxo aplicar (26) y el cálculo de los modelos se ha dado por finalizado.

En el término representativo del coeficiente de difusión de la ecuación (26) figura, en general, la variable κ_R : es la opacidad media de Rosseland, que viene a significar un valor medio, ponderado por la derivada de la función de Planck, de la opacidad del gas

$$\frac{1}{\kappa_R} = \left(\frac{dB(T)}{dT} \right)^{-1} \int_0^{\infty} \frac{1}{\kappa^{\nu}} \frac{dB(T)}{dT} d\nu \quad (35)$$

(κ^{ν} incluye la opacidad debida a las distintas fuentes productoras de opacidad).

En líneas generales, la opacidad del gas puede ser causada por la dispersión de los fotones por electrones libres (opacidad de dispersión Thomson, κ_s) o por efectos de la absorción de aquéllos por electrones ligados al campo de un ión (opacidad de absorción κ_a). La importancia relativa de ambas depende del estado termodinámico del gas y de la distribución de energía de los fotones. Para temperaturas elevadas y densidades bajas, el grado de ionización del material es elevado y la dispersión Thomson es la fuente dominante de opacidad. Los modelos de explosión de supernovas de tipo I presentan unas densidades del orden de 10^{-12} g/cm³ y unas temperaturas del orden de 10^4 K en las épocas del máximo de luminosidad y del cercano postmáximo. En estas condiciones, la opacidad viene dada en esencia por el producto de la sección eficaz para la dispersión Thomson por el número de electrones libres (Arnett, 1982). Teniendo en cuenta la composición del gas prevista para estos objetos, el valor de la opacidad se sitúa en un rango comprendido entre 0.05 y 0.1 cm²/g, (Chevalier, 1981), si bien no se descartan valores algo superior-

res. Apoyándonos en todos estos razonamientos y en la experiencia de diversos autores que han calculado modelos analíticos o numéricos de SN I (cf. Lasher, 1975; Chevalier, 1981; Arnett, 1982; Schurmann, 1983; Sutherland y Wheeler, 1984) postulamos para nuestros modelos una opacidad debida a la dispersión Thomson como fuente dominante de opacidad (despreciamos la debida a la absorción frente a ella), constante en el tiempo y para toda la configuración. En todos los modelos calculados se le asigna a la opacidad un valor numérico de $0.1 \text{ cm}^2/\text{g}$ (se discutirá también en el capítulo de resultados los efectos de tomar otro valor de la misma).

De ahora en adelante, $\kappa_R = \kappa_S = \kappa$.

2.2.2 CALCULO DEL TERMINO FUENTE DE ENERGIA RADIOACTIVA

La evaluación del término fuente se ha llevado a cabo teniendo en cuenta las energías que se desprenden en el proceso de desintegración del ^{56}Ni al ^{56}Fe y las funciones de depósito de Colgate, Petschek y Kriese (1980).

Uno de los parámetros que caracteriza cada uno de los modelos es la masa de ^{56}Ni . En el modelo inicial, el citado combustible radioactivo se halla distribuido uniformemente en las regiones más internas de la estrella y está ausente cerca de la superficie. A medida que transcurre el tiempo, el ^{56}Ni se va desintegrando a la vez que aparecen ^{56}Co y, posteriormente, ^{56}Fe . Se hace necesario evaluar la cantidad de ^{56}Ni y ^{56}Co desaparecidos después de un tiempo t . Hacerlo para cada capa proporciona su composición química en ese instante y permite calcular la energía que la fuente radioactiva le aporta.

La variación de las abundancias de ^{56}Ni y ^{56}Co con el tiempo (que representamos por $[\text{Ni}]$ y $[\text{Co}]$ respectivamente) pueden obtenerse resolviendo el sistema

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} [\text{Ni}] = -\lambda [\text{Ni}] \\ \\ \frac{d}{dt} [\text{Co}] = \lambda [\text{Ni}] - \mu [\text{Co}] \end{array} \right. \quad (36)$$

donde λ y μ son los inversos de las vidas medias de los procesos de desintegración del ^{56}Ni y ^{56}Co respectivamente.

$$\lambda = 1/\tau_{Ni} \quad \text{y} \quad \mu = 1/\tau_{Co} \quad (37)$$

Se adopta como valores de τ_{Ni} y τ_{Co} 8.8 y 113.7 días respectivamente (Schurmann, 1983).

Puesto que para $t = 0$ se conoce la abundancia de ^{56}Ni en cada capa y se supone nula la de ^{56}Co , la resolución de (36) es inmediata y nos proporciona la abundancia de los citados elementos en el instante t sin más que aplicar las relaciones

$$[\text{Ni}] = [\text{Ni}]_0 e^{-t/\tau_{Ni}} \quad (38)$$

$$[\text{Co}] = [\text{Ni}]_0 \frac{\tau_{Co}}{\tau_{Ni} - \tau_{Co}} (e^{-t/\tau_{Ni}} - e^{-t/\tau_{Co}})$$

donde $[\text{Ni}]_0$ es la abundancia de ^{56}Ni en $t = 0$.

Para valores muy pequeños de t , conviene sustituir las exponenciales (especialmente las que figuran entre paréntesis en la segunda eq. (38)) por un desarrollo en serie con objeto de evitar problemas en el esquema numérico.

La figura 6 muestra el esquema del proceso de desintegración que nos ocupa

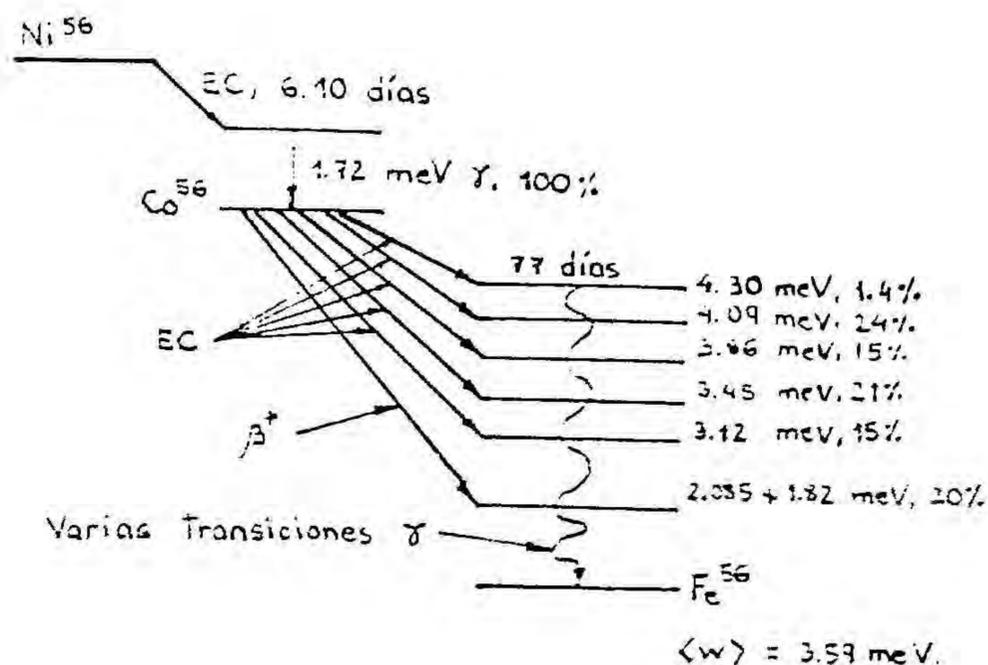


FIGURA 6

Esquema del proceso de desintegración



Cada desintegración de ^{56}Ni para producir ^{56}Co proporciona una energía de 1.78 MeV en forma de fotones γ . Por cada desintegración de ^{56}Co a ^{56}Fe se obtienen 3.505 y 0.141 MeV en forma de fotones γ y de β^+ respectivamente. Estos datos y las relaciones (38) proporcionan la energía que ha liberado la fuente radioactiva hasta el instante en que se efectúa el cálculo.

Ahora bien; la energía así obtenida no representa la contribución de la fuente radioactiva al calentamiento del gas, ya que parte de esta energía escapa al exterior y no se thermaliza, por lo que no se incorpora a la energética del gas.

El cálculo detallado de las fracciones de fotones γ y de β^+ que quedan atrapados en el gas es un proceso complejo. Colgate, Petschek y Kriese (1980) han efectuado cálculos empleando métodos de Montecarlo para diferentes composiciones químicas del gas. Han encontrado una buena aproximación analítica que se conoce como "función de depósito" (D). La función de depósito toma valores comprendidos entre 0 y 1 y representa las fracciones de energía procedente de los fotones γ y de los β^+ que queda atrapada en

el gas (D_γ y D_β , respectivamente).

La función de depósito depende, en último término, de la profundidad óptica que presente el gas a los γ y a los β . Si la fuente productora de los mismos se encuentra uniformemente distribuida en una esfera de densidad constante, los cálculos de los autores citados muestran que el recorrido libre medio de los fotones γ (λ_γ) puede representarse adecuadamente por un valor $\lambda_\gamma = 35.5$ g/cm², tanto para el espectro de fotones γ procedentes de la desintegración del ⁵⁶Ni como para el debido a la desintegración del ⁵⁶Co. Puede definirse una profundidad óptica para los fotones γ mediante la relación

$$\tau_\gamma = \rho_h r_h / \lambda_\gamma \quad (39)$$

donde ρ_h y r_h son, respectivamente, la densidad y el radio de la esfera de gas de densidad constante. Dado que dicha esfera se expande con el transcurso del tiempo, τ_γ disminuye, con lo que aumenta la transparencia del gas a los fotones γ . Los cálculos detallados muestran que la función de depósito queda determinada por τ_γ y su dependencia con la profundidad óptica no resulta afectada sensiblemente por los cambios que pudiera sufrir el espectro de los fotones (Colgate et al., loc.cit.). Un buen ajuste analítico de la función de depósito se obtiene aplicando las expresiones

$$D_\gamma = G_\gamma [1 + 2 G_\gamma (1 - G_\gamma)(1 - 0.75 G_\gamma)] \quad (40a)$$

$$\text{donde } G_\gamma = \tau_\gamma / (1.6 + \tau_\gamma) \text{ si } \tau_\gamma > 0.25 \quad (41)$$

y

$$D_{\gamma} = 0.64 \quad (40b)$$

si $\tau_{\gamma} \leq 0.25$

Se define de manera análoga una función de depósito para los β^+ desprendidos en la desintegración del ^{56}Co (D_{β}). Para evaluar esta función de depósito, basta seguir formalmente las expresiones (39) a (41) sin más que sustituir λ_{γ} por λ_{β} , tomando para esta última un valor numérico de 0.1 g/cm^2 .

Como se deduce por la forma en que han sido calculadas, las funciones de depósito tienen un carácter global, constante en cada instante de tiempo para toda la masa gaseosa de la región de densidad uniforme.

La forma que toma el término fuente de la ecuación de la energía (eq. (25)) es la siguiente:

$$\dot{\mathcal{E}} = 3.91 \cdot 10^{10} D_{\gamma} e^{-t/\tau_{Ni}} + [6.76 \cdot 10^9 D_{\gamma} + 2.72 \cdot 10^8 D_{\beta}] (e^{-t/\tau_{Ni}} - e^{-t/\tau_{Co}}) \quad (42)$$

con $[\dot{\mathcal{E}}] = [\text{erg/g/s}]$.

La interpretación de (42) es inmediata: el primer sumando representa la fracción de energía que se incorpora al gas de la producida en la desintegración del ^{56}Ni , mientras que el segundo sumando contabiliza la que le aporta la desintegración del ^{56}Co a través de los fotones γ y β^+ que se desprenden en ella.

2.2.3 ESTIMACION DE LOS OBSERVABLES

La resolución del sistema de ecuaciones planteado en (2.2.1) para cada modelo inicial, calculado según se expuso en (2.1), nos proporciona información acerca de la evolución temporal de las variables que describen el sistema físico que simulan; es decir, permiten seguir la evolución temporal de la explosión de supernova que queremos reproducir partiendo de unas hipótesis dadas, materializadas en el modelo inicial y en el esquema de cálculo.

Un objetivo importante ha de ser, necesariamente, comparar resultados de los modelos teóricos con los datos proporcionados por las observaciones. Por este motivo, interesa seleccionar de entre las variables que describen el modelo aquellas que permiten una comparación más inmediata con las observaciones.

La literatura disponible sobre fotometría y espectroscopía de supernovas de tipo I nos proporciona datos sobre la evolución a lo largo del desarrollo del fenómeno del radio, velocidad de expansión y temperatura fotosféricas así como de magnitudes en diversas bandas e índices de color. Nos conviene conocer los valores que se obtienen en cada modelo teórico para el tipo de observables citado.

Una hipótesis de trabajo suficientemente buena como para permitir el seguimiento de la evolución de la supernova teórica en los alrededores del máximo de luminosidad es admitir que ésta radia como un cuerpo negro con un espectro de radiación correspondiente a su temperatura fotosférica (Arnett, 1982). Un primer paso será pues localizar la posición de la fotosfera en cada instante, ya que la expansión a que se encuentra sometido el gas hace que, al disminuir la densidad, aumente la transparencia óptica del mismo, variando con ello la posición de la fotosfera con el transcurso del tiempo. No hemos re-

suelto totalmente el problema de la localización de la fotosfera y de su evolución con el tiempo. Tan sólo se ha estimado su posición en cada instante calculando a qué radio de la esfera gaseosa corresponde una profundidad óptica de valor $2/3$. Conforme avanza el tiempo y el recorrido libre medio de los fotones se hace del orden del radio de la esfera gaseosa, la aproximación pierde calidad a consecuencia de una serie de efectos que no son tenidos en cuenta en el cálculo (geometría esférica, existencia de fuentes de energía exteriores a la fotosfera, que va penetrando en la zona de densidad constante, y, en definitiva, pérdida de validez de la aproximación de difusión). En cualquier caso, la fotosfera deja de estar bien definida. No obstante, su localización suficientemente aproximada para nuestros fines puede hacerse para las épocas en el entorno del máximo.

Una vez localizada la fotosfera, tendremos en cada instante un estimación del radio de la misma (R_p) y de la velocidad con la que se mueve el material situado sobre ella (v_p). A partir de la luminosidad emitida por el objeto y del radio estimado para la fotosfera, la hipótesis de cuerpo negro nos permite atribuir a la citada fotosfera una temperatura efectiva (T_e) en el instante considerado, de acuerdo con la relación

$$T_e^4 = L/4\pi R_p^2 \sigma \quad (43)$$

Esta temperatura permite establecer las correspondientes correcciones bolométricas para un cuerpo negro de temperatura efectiva igual a T_e con miras a determinar las magnitudes en las diferentes bandas fotométricas.

Ahora bien; para calcular las magnitudes de nuestros modelos, se ha tenido en cuenta el fenómeno ampliamente citado por diversos observadores (cf. Branch et al., 1982) de que las super-

novas presentan una notoria deficiencia en la región ultravioleta del espectro, de forma que prácticamente no radian en longitudes de onda inferiores a los 3.800 ó 4.000 Å. Este hecho invita a considerar una fotosfera que radie como si se tratara de un cuerpo negro truncado, que no emite radiación en longitudes de onda inferiores a una longitud de corte $\lambda_c = 4.000 \text{ Å}$ (Schurmann, 1983).

Se representa por T_e^* la temperatura que caracteriza la forma del continuo del cuerpo negro truncado. Dicha temperatura se determina imponiendo la conservación del flujo emergente dado por (43), de manera que se cumpla

$$\int_{\lambda_c}^{\infty} \pi B(T_e^*) d\lambda = \sigma T_e^4 \quad (44)$$

La relación (44) permite encontrar la temperatura que tendría un cuerpo negro truncado a una longitud de onda λ_c y que diera el mismo flujo emergente que un cuerpo negro sin truncar caracterizado por una temperatura T_e . Se obtiene que $T_e^* \geq T_e$.

Las correcciones bolométricas que se aplican para obtener las magnitudes en las distintas bandas son las que corresponden al cuerpo negro truncado, siendo dichas correcciones función de T_e .

Aplicar correcciones por considerar que la fotosfera emite como un cuerpo negro truncado tiene consecuencias importantes para los modelos teóricos de SN I. La más inmediata es que puede conseguirse una determinada magnitud absoluta a partir de una luminosidad inferior a la requerida para obtenerla si se supone que la fotosfera radia como un cuerpo negro "normal".

Los valores de T_e^* y de las correcciones bolométricas en B y en V para los diferentes valores de T_e dentro del rango comprendido entre 3.000 y 30.000 K han sido calculados y tabulados por

Schurmann (1983). Hemos utilizado estas tablas (véase A III) junto con un método de interpolación (Lagrange, más un suavizado) para calcular los valores correspondientes a la temperatura de cuerpo negro truncado y a las correcciones bolométricas en cada instante para cada uno de nuestros modelos.

IV.- CURVAS DE LUZ DE SUPERNOVAS DE TIPO I : RESULTADOS

1.- MODELOS INICIALES

En (III 2. 2.1) quedó expuesto el procedimiento seguido para construir los modelos iniciales que se han utilizado así como las hipótesis que sirvieron de base para ello.

En último término, cada modelo inicial podemos caracterizarlo por dos parámetros: M_e , masa expulsada en la explosión y M_{Ni} , masa de Ni sintetizado. En el diagrama adjunto (fig. 7), se representan los modelos que se han considerado en este trabajo mediante un punto cuya abcisa es la masa de Ni y cuya ordenada es la masa que se expulsa en la explosión, ambas expresadas en masas solares.

Dado que todos estos modelos suponen la explosión de un objeto de masa igual a $1.4 M_{\odot}$, la masa del residuo ligado en cada caso es la diferencia entre este valor y el de la M_e .

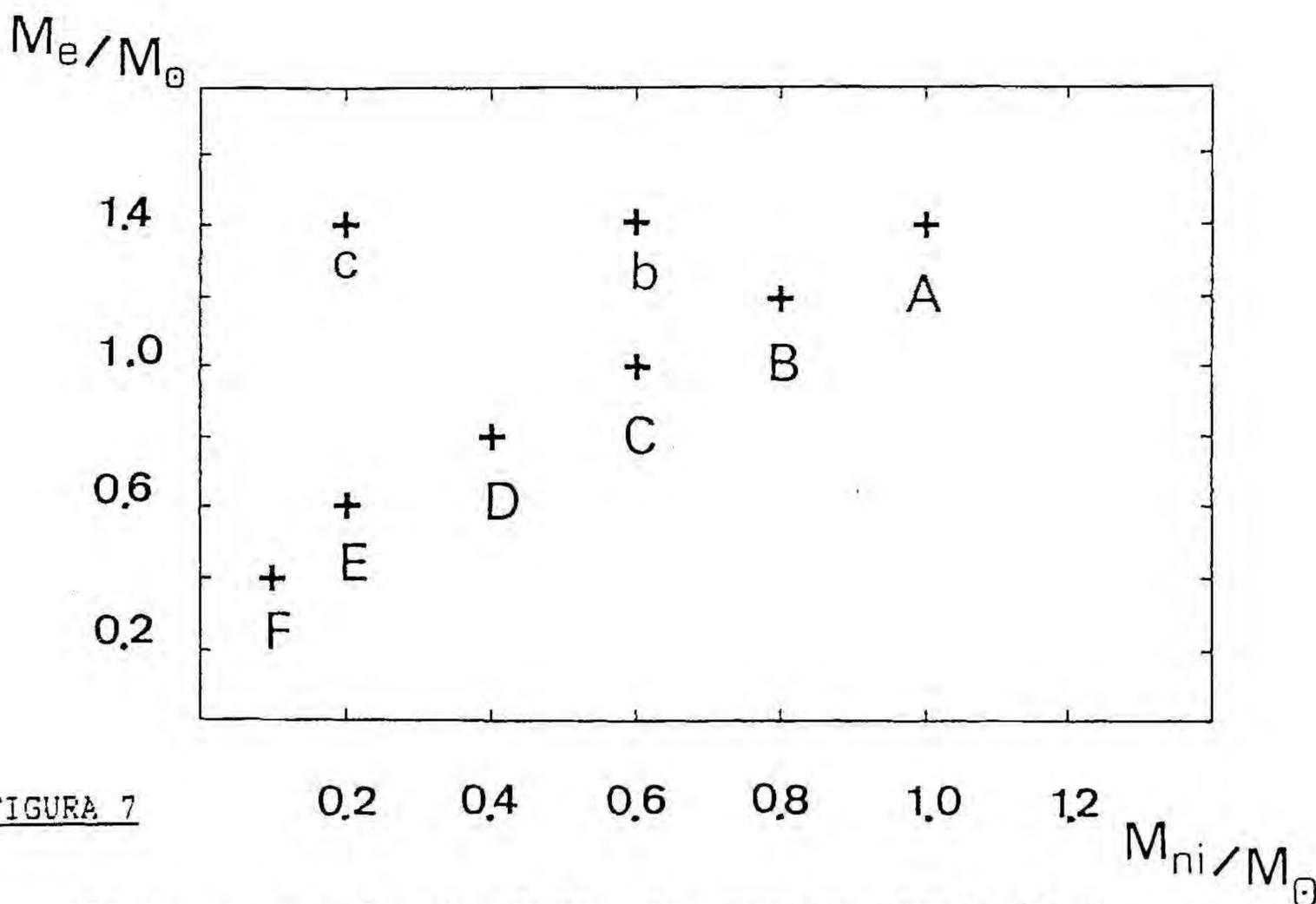


FIGURA 7

Diagrama masa de níquel (M_{Ni}) - masa expulsada (M_e) de los modelos calculados.

Los modelos que se presentan pueden agruparse en dos secuencias. La primera está integrada por los modelos A, b y c y se caracteriza porque supone la destrucción total de la enana, variando tan sólo la cantidad de Ni que se ha sintetizado. La segunda secuencia la componen los modelos A a F. Todos ellos tienen en común el hecho de que la explosión deja un residuo ligado. Asimismo, puede observarse que la cantidad de Ni en cada uno de ellos resulta ser inferior en $0.4 M_{\odot}$ a la masa expulsada. Para postular los modelos de esta segunda secuencia han sido tenidos en cuenta resultados de cálculos preliminares que indican que las $0.4 M_{\odot}$ más externas del objeto nunca se procesan al equilibrio estadístico nuclear (Isern et al., 1984).

Una vez adoptado un valor para el rendimiento energético (energía de la explosión que se transforma en energía cinética de expansión), que en todos los modelos de las secuencias 1 y 2 es igual a 0.85, las expresiones (15) y (9) (véase III 2. 2.1) permiten obtener los perfiles de densidad de cada modelo. A título ilustrativo, se presentan los correspondientes a un modelo en el que la explosión destruye toda la estrella (modelo A) (figs. 8a y 8b) y a uno en los que queda un residuo ligado (modelo E) (figs. 9a y 9b).

Las figs. "a" representan los valores de las densidades, normalizadas a los valores de las densidades centrales ($\rho_c = 7.95 \times 10^{-10}$ g/cm³ y $\rho_c = 1.1 \times 10^{-10}$ g/cm³, respectivamente) en función de la fracción de radio ($x_r = r/R_T$, con $R_T = 2.17 \times 10^{13}$ cm y 1.82×10^{13} cm, respectivamente), mientras que las figs. "b" representan los perfiles de densidad en función de la fracción de masa. Estas densidades son las que se obtienen tras la fase rápida de expansión que sigue a la explosión del objeto.

La fig. (10) exhibe el perfil inicial de velocidades para el modelo A. Se representan los valores de las velocidades normalizados al de la velocidad de la capa más externa ($v_f = 2.17 \times 10^9$ cm/s), en función de x_m .

En la fig. (11) queda representado el radio, normalizado al valor de R_T , en función de la fracción de masa para el modelo inicial A. Puede observarse la concordancia de los perfiles expuestos en las figs. (10) y (11). Proviene del hecho de que los modelos iniciales que se han utilizado corresponden a una época en la que la expansión del gas ha alcanzado la fase homóloga, con lo que $r_i \sim v_{sc} \cdot t$ (donde v_{sc} es una velocidad de escala) para cualquier punto i de la estructura. Se verá más adelante cómo el esquema numérico construido conserva la citada homología.

La fig. (12) muestra el perfil térmico inicial de los diversos modelos. Es común a todos ellos, ya que es irrelevante por lo que concierne a los resultados para la época del postmáximo, siempre que el contenido en energía térmica se mantenga varios órdenes de magnitud por debajo de la energía cinética y de la nuclear (véase la discusión en III 2. 2.1.1). Un efecto que provoca adoptar un perfil para la temperatura de este tipo consiste en una rama de subida de la curva de luz algo abrupta. Es consecuencia de que se ha depositado un exceso de fotones cerca de las capas más superficiales. Este transitorio desaparece una vez alcanzado el máximo. La figura mencionada representa los valores de la temperatura normalizados al valor de la temperatura central ($T_0 = 2 \times 10^5$ K) en función de la fracción de masa.

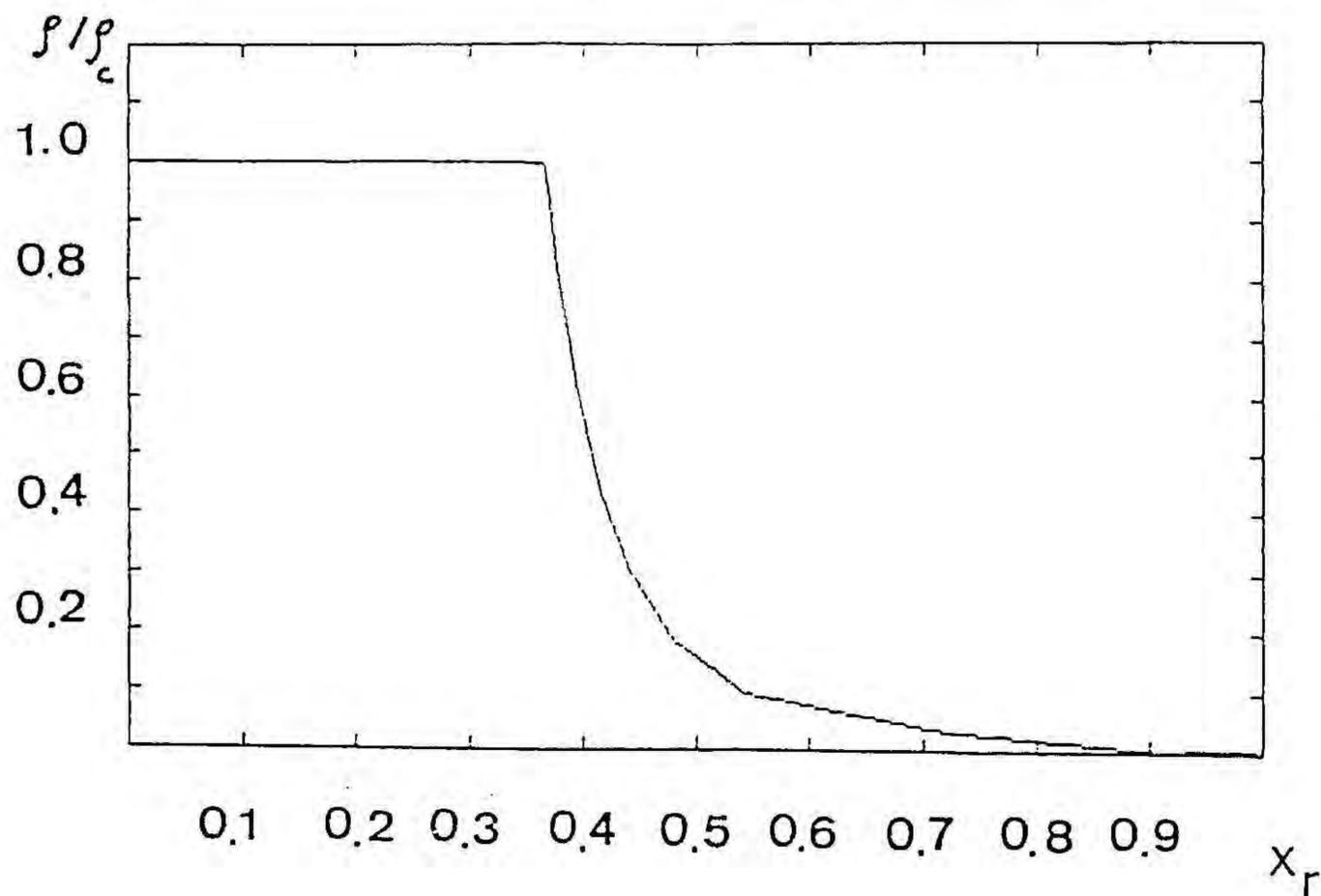


FIGURA 8a

Perfil de densidad, normalizada a la densidad central, (ρ_c), en función de la fracción de radio ($x = r / R_T$) en el instante inicial para el modelo A.

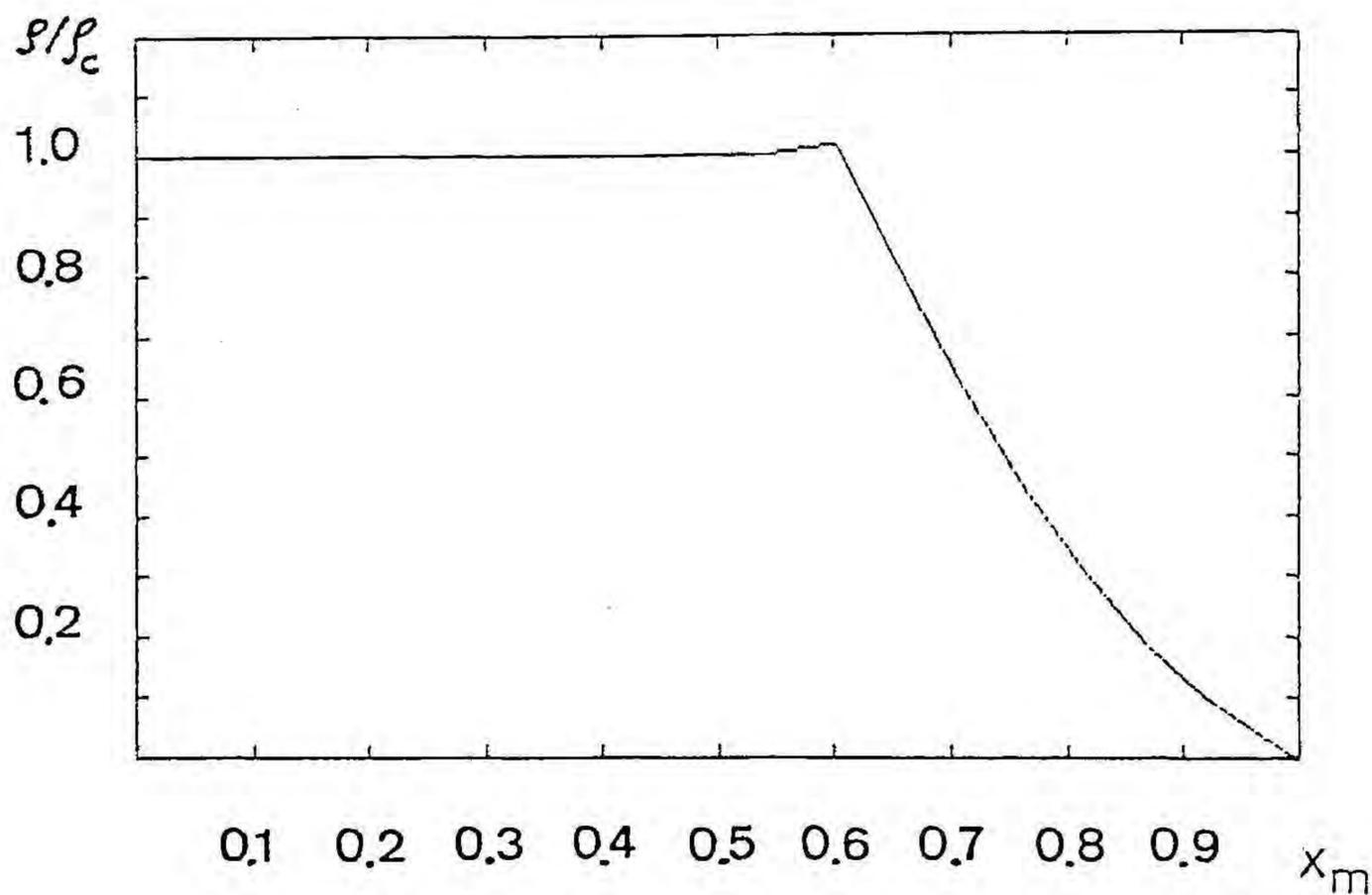


FIGURA 8b

Perfil de densidad, normalizada a la densidad central, (ρ_c), en función de la fracción de masa ($x = m / M_T$) en el instante inicial para el modelo A.

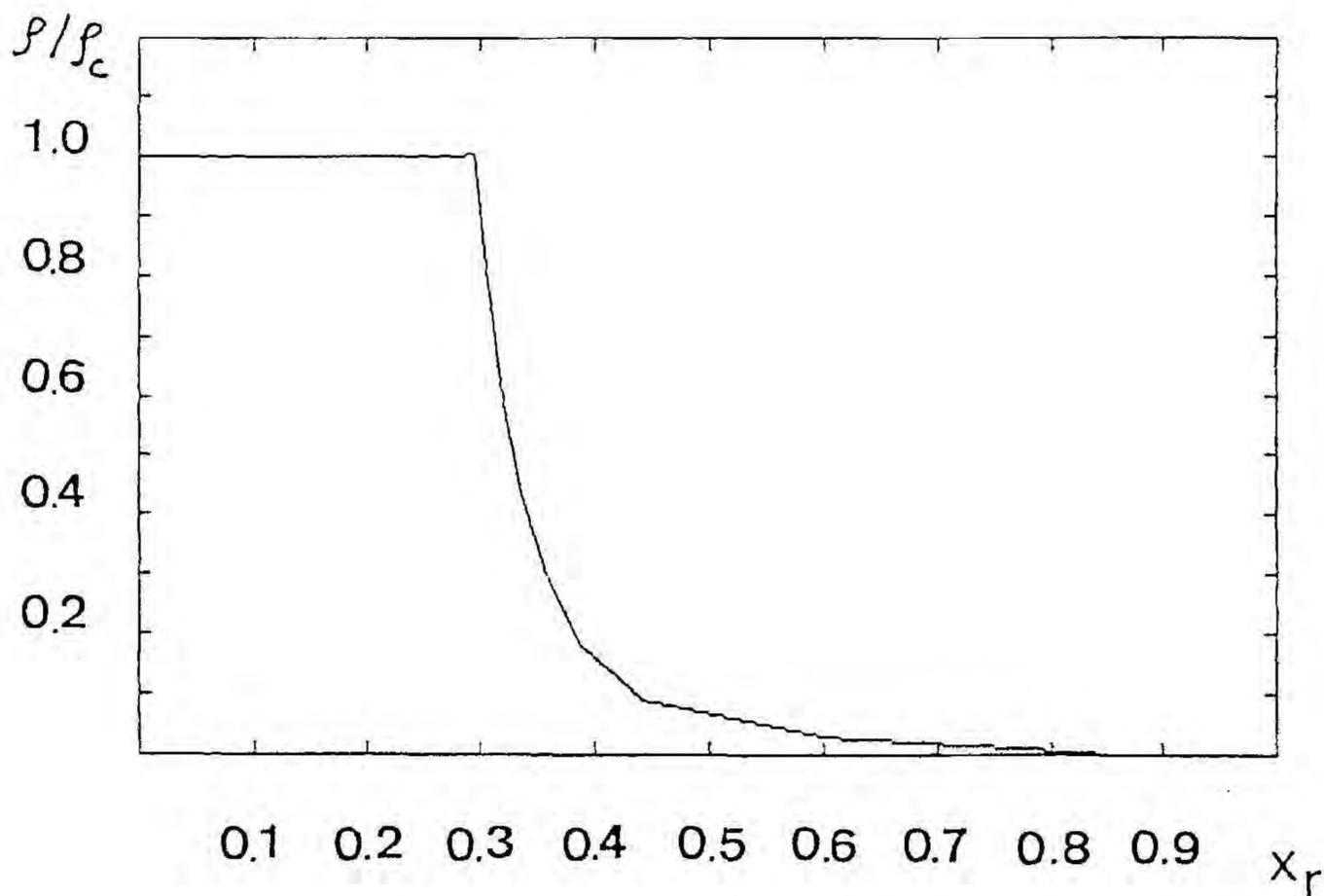


FIGURA 9a

Perfil de densidad, normalizada a la densidad central, (ρ_c), en función de la fracción de radio ($x_r = r / R_T$) en el instante inicial para el modelo E.

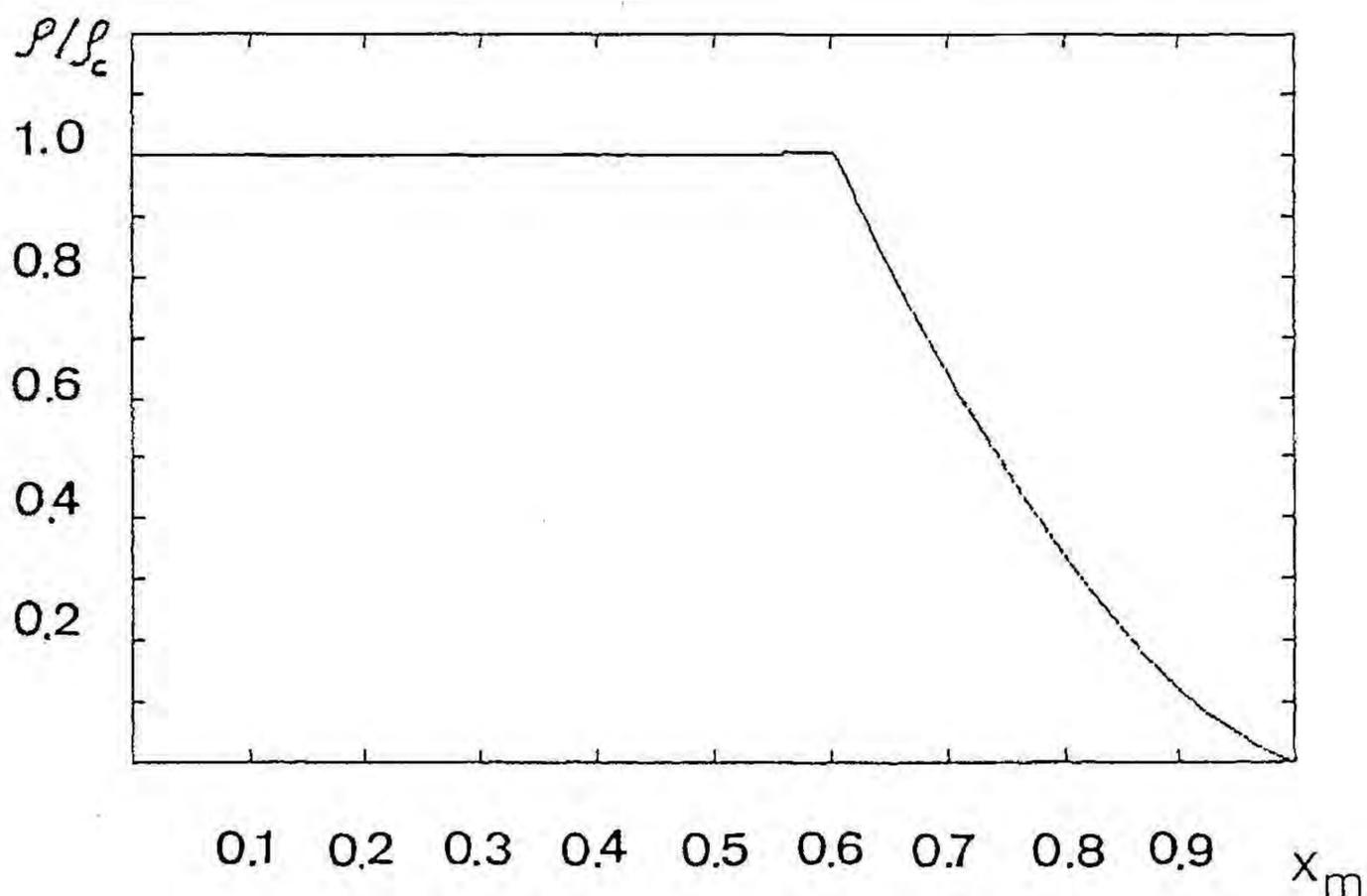


FIGURA 9b

Perfil de densidad, normalizada a la densidad central, (ρ_c), en función de la fracción de masa ($x_m = m / M_T$) en el instante inicial para el modelo E.

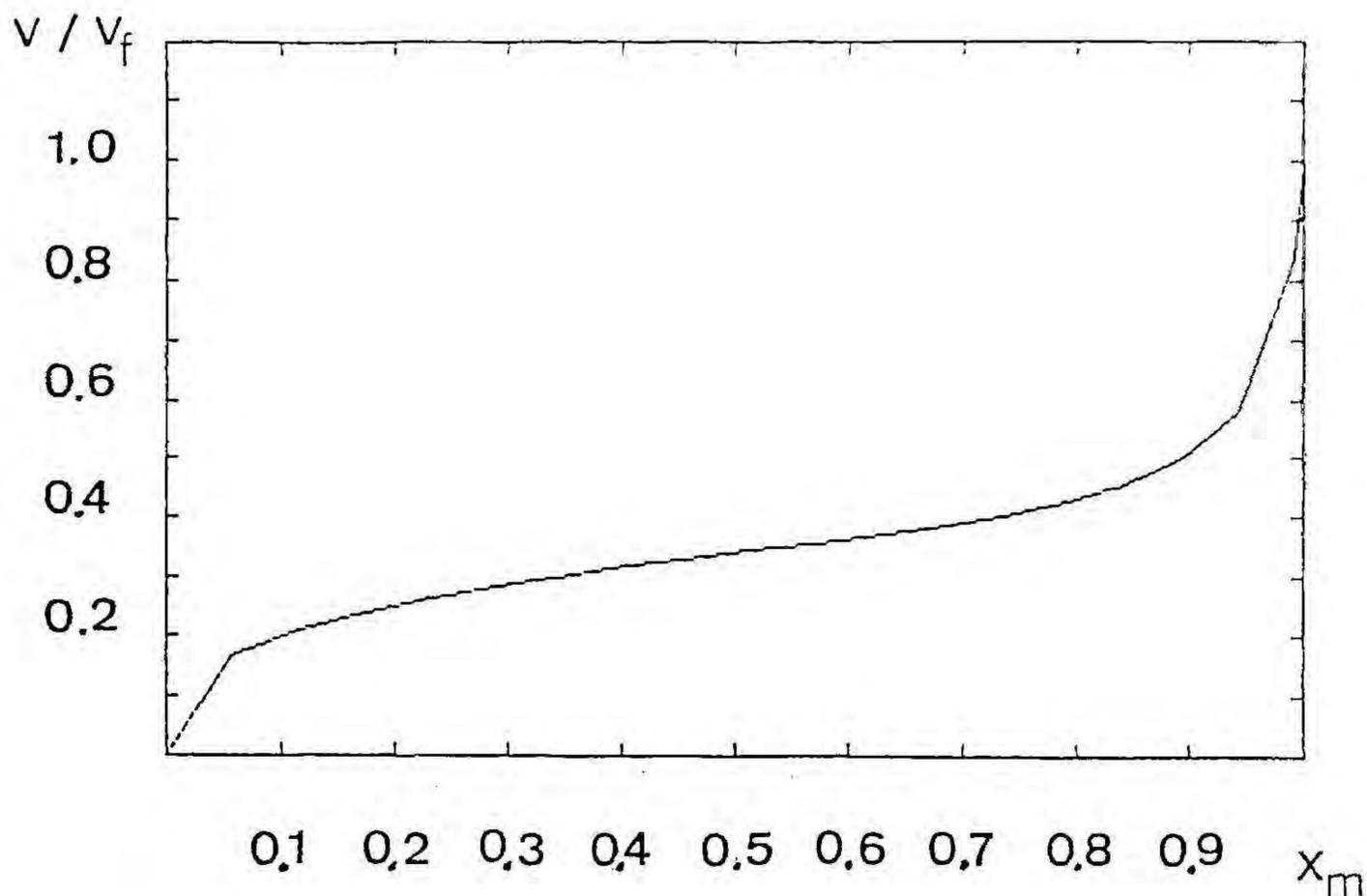


FIGURA 10

Perfil de velocidad en función de la fracción de masa ($x = m / M_T$) correspondiente al modelo A en el instante inicial.

$$(v_{\xi} = 2.17 \times 10^9 \text{ cm/s}).$$

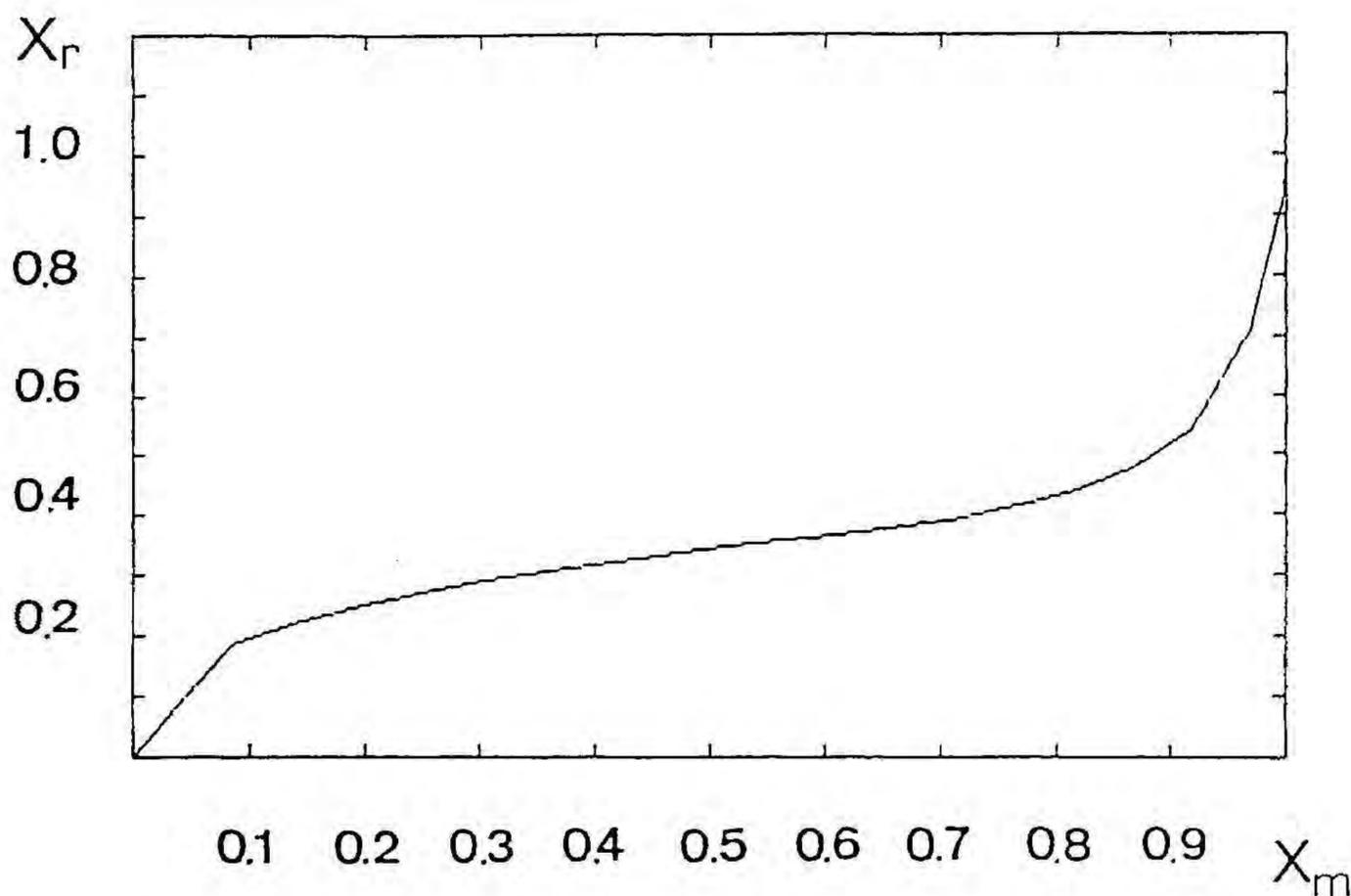


FIGURA 11

Fracción de radio ($x = r / R_T$) en función de la fracción de masa ($x = m / M_T$) del modelo A en el instante inicial.

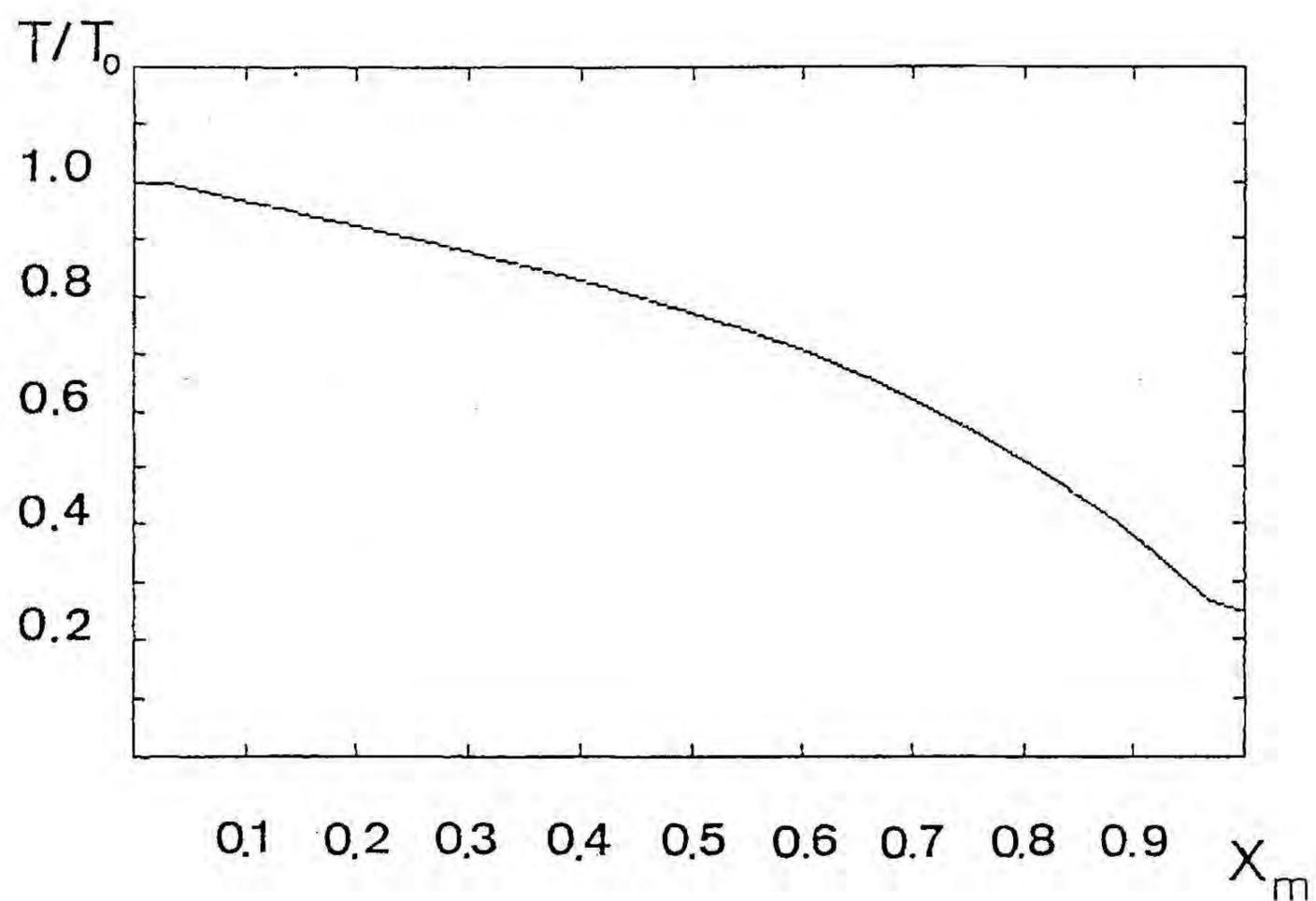


FIGURA 12

Perfil de temperatura en función de la fracción de masa ($x_m = m / M_T$) correspondiente al modelo A en el instante inicial.

($T_0 = 2 \times 10^5$ K)

2.- ANALISIS DE LOS RESULTADOS

Se exponen a continuación los resultados de los cálculos de la evolución temporal de los modelos iniciales que se indicaron en el punto anterior.

En primer lugar, se analiza e interpreta la información que puede extraerse de los cálculos realizados tomando como ejemplo uno de los modelos iniciales. Asimismo, dado que se ha trabajado con modelos iniciales "ad hoc" y existen incertidumbres en el valor que ha de asignarse a algunas variables, tales como el rendimiento energético α o la opacidad (véase la discusión en III 2.1.1 y III 2.2.1.3, respectivamente), se exploran las consecuencias que provocan variaciones en el valor de las citadas variables.

En segundo lugar, se estudian comparativamente las dos secuencias de modelos mencionadas con anterioridad. Nos centraremos fundamentalmente en las curvas de luz que se obtienen así como en la posibilidad de reproducir o no el efecto Pskovskii - Branch según se trate de una u otra secuencia. Adicionalmente, se señalan las implicaciones sobre el valor de H_0 del modelo de explosión de supernova que proponemos.

2.1 EL MODELO A : RESULTADOS Y CONSECUENCIAS

Se ha realizado un análisis de todos los modelos que integran las secuencias 1 y 2 equivalente al que se presenta para el modelo A. Nos limitamos a exponer los resultados obtenidos relativos a este modelo por razones de brevedad. También se hace con objeto de utilizarlos como referencia para comparar los efectos observables que traerían modificaciones en las variables que presentan incertidumbres.

La evolución con el tiempo de los perfiles del radio, de la velocidad y de la densidad pueden observarse en las figuras (13) a (15). Todos ellos se representan en función de la fracción de masa, x_m . En cada caso, se señala con t_0 el perfil correspondiente al modelo inicial, con t_M el que posee en la época en que sucede el máximo de luminosidad y con t_{+20} y t_{+30} los perfiles que se dan 20 y 30 días después de producirse dicho máximo, respectivamente. La figura (13) da idea de cómo evoluciona el perfil del radio del modelo que tratamos. Asimismo, se muestra en ella la localización de la fotosfera para cada uno de los tiempos que se han considerado. La figura permite comprobar cómo la expansión ocasiona que se hagan visibles regiones del objeto cada vez más profundas conforme crece el tiempo.

En la figura (14), que corresponde a la evolución del perfil de velocidad, puede observarse la coincidencia de los perfiles pertenecientes a las cuatro épocas que presentamos. Este hecho es un buen argumento en apoyo de la fiabilidad del esquema numérico construido en cuanto que conserva la homología de la expansión que se impuso como hipótesis al construir los modelos iniciales. Se indica con un punto la posición de la fotosfera en el máximo (t_M), 20 días (t_{+20}) y 30 días (t_{+30}) después de haberse producido aquél.

La figura (15) corresponde a la evolución del perfil de densidad del modelo. (Se ha representado en ordenadas el logaritmo decimal de la densidad normalizado a la densidad central del modelo inicial). También se ha señalado en cada perfil la posición de la fotosfera. De manera semejante a lo que sucedía con los perfiles de la figura anterior, el esquema numérico no introduce ruido, ya que los perfiles conservan la forma del perfil inicial, como cabría esperar de las hipótesis físicas que sustentan el modelo, las cuales no incluyen que se produzcan ondas de choque fuertes.

La figura (16) representa el perfil de velocidad (en función de la fracción de masa) para la época en que se alcanza

el máximo de luminosidad. Se ha indicado en él la posición de la fotosfera (.), así como la situación en que se encontraría de admitir un error de un 5% en su determinación (/). Es importante poner de relieve que, dado que la fotosfera durante el máximo se encuentra situada en una región donde el perfil de velocidad tiene una pendiente acusada, cometer un error de sólo un 5% en su localización conlleva a un error de ± 1.000 km/s (un 10 %) en la velocidad de expansión de la fotosfera. Este hecho ha de tenerse presente a la hora de comparar los resultados teóricos de nuestros modelos con los valores observacionales, máxime si se tiene en cuenta que la determinación observacional de las velocidades de expansión se realiza espectroscópicamente a partir del corrimiento Doppler de líneas situadas sobre la fotosfera; no obstante, estas líneas pudieran corresponder a zonas algo más externas a ella, por lo que el material de la zona donde se produce la línea en cuestión arrojaría una velocidad de expansión superior a la que posee el material de la fotosfera.

Se ha representado en la figura (17) la curva de luz del modelo: la magnitud absoluta en la banda fotométrica B en función del tiempo, expresado en días y tomando como origen el correspondiente al del máximo de luminosidad (en nuestros modelos, el máximo se produce alrededor de 12 días después de iniciarse el cálculo). La curva de trazo discontinuo (CN) muestra la que correspondería a un cuerpo negro al que no se le ha aplicado ninguna corrección. La curva de trazo continuo (S) representa la curva de luz que se obtiene al aplicar las correcciones que postula Schurmann para un cuerpo negro truncado en la región ultravioleta del espectro. Para obtener la curva punteada (S-W), se ha hecho uso de las expresiones de Sutherland y Wheeler, que también incluyen correcciones para el cuerpo negro truncado (véase AIII). Hemos aplicado a todos nuestros modelos las correcciones de Schurmann, si bien utilizar las de Sutherland y Wheeler no supone ningún cambio en la forma de la curva de luz, sino únicamente un valor de aproximadamente 0.15^m sistemáticamente inferior de la M_B a partir del máximo. Puede visualizarse la diferencia, en

forma y magnitud, que representa considerar un cuerpo negro sin truncar. Los motivos que hacen razonable aplicar correcciones de cuerpo negro truncado, así como sus implicaciones, se discutieron en (III 2.2.3).

Nos parece interesante constatar cómo repercutiría en los observables efectuar un cambio en el valor numérico del rendimiento energético o de la opacidad.

2.1.1 VARIACION DEL RENDIMIENTO ENERGETICO

En (III 2.1) se discutió el significado físico del parámetro α , fracción de energía de la explosión que se transforma en energía cinética de expansión del gas. Cálculos preliminares (Isern et al, 1984) señalan como muy razonables valores de un 85 a un 90%. Se ha adoptado un criterio conservativo para los modelos que integran las dos secuencias que presentamos ($\alpha = 0.85$), pero se ha querido indagar las consecuencias que tendría considerar un rendimiento energético mayor ($\alpha = 0.9$) tomando como referencia algunos de los modelos calculados. En particular, se han recalculado los modelos A y E con $\alpha = 0.9$.

Las variaciones que experimentan los observables debido a este cambio en α respecto a los de sus modelos homólogos van en la misma dirección en ambos modelos. Puesto que antes hemos tratado el modelo A, comparamos con él. En lo sucesivo, denotaremos con "A'" el modelo análogo al A pero con $\alpha = 0.9$.

La Tabla VII presenta los valores que toman las distintas variables que describen los modelos cuando se produce el máximo de luminosidad. Aparecen en las sucesivas columnas los valores del radio fotosférico, velocidad de expansión del material en la fotosfera, luminosidad, temperatura efectiva correspondiente a un cuerpo negro, temperatura efectiva para un cuerpo negro truncado y magnitudes absolutas en las bandas fotométricas B y V.

TABLA VII

INFLUENCIA DEL RENDIMIENTO ENERGETICO (α)

modelo	α	R_p	V_p	L_{43}	T_e	T_e^*	M_B	M_V
		(10^{15} cm)	(km/s)	(erg/s)	(K)	(K)		
A	0.85	1.3	11319	2.23	11733	17856	-20.11	-20.11
A'	0.90	1.26	12124	2.24	11834	18182	-20.12	-20.12

Puede apreciarse que el observable más afectado por el aumento de un 5% en el rendimiento energético es la velocidad de expansión, que sufre un incremento semejante ($\sim 7\%$). Por el contrario, la luminosidad en el máximo no resulta prácticamente afectada (lo es en menos de un 1%), ya que la disminución del radio fotosférico en un 3% ayuda a compensar el incremento de la temperatura efectiva ($\leq 2\%$). En el modelo A', el máximo tiene lugar aproximadamente un día antes que en el modelo A.

El considerar un rendimiento energético mayor tiene otra repercusión por lo que a la curva de luz se refiere: la curva de luz se estrecha ligeramente, como puede apreciarse en la figura (18), en la que se han representado ambas. Ello es consecuencia de que velocidades de expansión del material más altas suponen un ritmo de enfriamiento también mayor al hacerse más pronto transparentes las últimas capas.

Según se deduce de los efectos descritos, en cierta forma, aumentar α es equivalente a disminuir la masa expulsada manteniendo la misma masa de Ni.

2.1.2 VARIACION DE LA OPACIDAD

Según se discutió en (III 2.2.1.3), todos los modelos que integran las dos secuencias que exponemos han sido calculados con un valor de la opacidad $\kappa = 0.1 \text{ cm}^2 / \text{g}$. No obstante, dado que en la literatura figuran como aceptables para la misma valores que difieren del citado en un factor dos, nos ha interesado conocer cómo afectaría a los resultados de nuestros modelos tomar un valor diferente para la opacidad.

Al igual que hicimos para el rendimiento energético, hemos recalculado el modelo A con un valor de $\kappa = 0.2 \text{ cm}^2 / \text{g}$, el caso extremo superior de las valores que habitualmente se asignan a κ . En lo que sigue, denotaremos mediante A" al modelo homólogo del A en cuanto a masa expulsada y masa de Ni, pero con $\kappa = 0.2 \text{ cm}^2 / \text{g}$.

La Tabla VIII muestra los valores de los observables más característicos de los modelos A y A" para la época del máximo de luminosidad (la terminología es análoga a la que figura en la Tabla VII).