



UNIVERSITAT DE
BARCELONA

Evolución galáctica de los elementos ligeros

Blas Sanahuja Parera



Aquesta tesi doctoral està subjecta a la llicència **Reconeixement- Compartitqual 4.0. Espanya de Creative Commons.**

Esta tesis doctoral está sujeta a la licencia **Reconocimiento - Compartitqual 4.0. España de Creative Commons.**

This doctoral thesis is licensed under the **Creative Commons Attribution-ShareAlike 4.0. Spain License.**

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

EVOLUCION GALACTICA DE LOS ELEMENTOS LIGEROS

Memoria presentada por D. Blas Sanahuja Parera para
acceder al grado de Doctor en Ciencias (Sección Físicas)
por la Universidad de Barcelona

Barcelona, junio de 1979

als meus pares

Índice

Introducción	
1.- Teorías extensivas en los modelos de evolución.	
Tipos de modelos.	11
2.- Producción de elementos ligeros. Modelos y marcos astrofísicos.	30
3.- Datos observacionales.	60
4.- Evolución de las abundancias de los elementos ligeros: aproximación analítica	83
5.- Modelos de evolución química	103
6.- Resultados y conclusiones	126
Apéndice A.- Ecuaciones para el modelo numérico	181
Apéndice B.- Las reacciones de astillado a baja energía	188
Apéndice C.- Sobre la aproximación analítica a la evolución del litio, berilio y boro	193
Bibliografía	199

AGRADECIMIENTOS

Agradezco al Dr. Juan José de Orús el haber hecho posible la realización de este trabajo gracias al interés y ayuda de todo tipo prestados.

Expreso mi agradecimiento al Dr. Ramón Canal Masgoret, director de esta tesis, por haberme introducido y guiado en el campo de la Astrofísica.

Asimismo quiero agradecer al Dr. J. Isern y a J. Labay las múltiples discusiones habidas y la ayuda que siempre me han dado, agradecimiento que debo hacer extensivo a todos mis compañeros del Departamento de Física de la Tierra y del Cosmos de la Universidad de Barcelona.

También quiero agradecer al Dr. M. Vergés, director del Centro de Cálculo de la Universidad Politécnica de Barcelona, el uso de los ordenadores Facom 230-25, Facom 230-38S y Univac 1100, así como la asistencia de todo su personal.

Ha sido inestimable la ayuda prestada por mi esposa María José, y también su infinita paciencia, a ella mi más profundo agradecimiento.

Introducción.

Un modelo de evolución galáctica permite representar los cambios que ocurren desde la formación de la galaxia hasta su estado actual, atendiendo fundamentalmente a las características evolutivas de las estrellas que la constituyen y a su ritmo de nacimiento. Un modelo global de evolución debe necesariamente ser un compendio de los resultados de numerosas teorías individuales que describen fenómenos particulares de la galaxia. Se trata, por tanto, de un instrumento de gran utilidad para buscar y confirmar (o negar) relaciones entre las teorías que lo componen, para predecir datos observables de una galaxia que sean función del tiempo, o bien para comparar modelos galácticos que representen galaxias de distintas clases. No puede hablarse hoy día de un modelo evolutivo único, pues el escaso conocimiento que se tiene de algunas cuestiones (el ritmo de nacimiento de estrellas, la misma formación de las galaxias, algunos aspectos de la nucleosíntesis estelar), dan lugar a varios modelos, todos ellos coherentes con los datos observacionales de que se dispone.

En el ya clásico artículo " B^2_{FH} " de 1957, Burbidge et al. conseguían explicar la síntesis del litio a partir del hidrógeno y del helio en las reacciones termonucleares que se dan en el interior de las estrellas. Sin embargo, al ser este elemento muy frágil y estar expuesto continuamente al bombardeo por protones, era destruido "in situ", de modo que bastaba una temperatura del orden de un millón de grados para que no quedase ni rastro de él. Por consiguiente concluían que los elementos ligeros (^6Li , ^7Li , ^9Be , ^{10}B y ^{11}B) se deberían producir en un medio a bajas temperatura y densidad, por un mecanismo no conocido que denominaron "proceso x". Actualmente los procesos que se considera pueden dar lugar a elementos ligeros son las reacciones de astillado y la reacción $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ que por desintegración β da ^7Li .

El hecho de que los elementos ligeros sean fácilmente destruidos en los interiores estelares, hace especialmente interesante su inclusión y estudio en un modelo de evolución química de la galaxia, pues del conocimiento de la variación de sus abundancias en el gas interestelar y en las estrellas se podrá deducir la importancia de los diversos mecanismos que los sintetizan y destruyen, y su incidencia en la evolución de la galaxia. Dejando aparte la po-

sible producción cosmológica del litio, las contribuciones más importantes a la formación de elementos ligeros se dan a partir de la radiación cósmica, al interaccionar ésta con el medio interestelar produciéndose reacciones de astillado a alta energía, y por reacciones del mismo tipo con partículas supratérmicas de baja energía en las inmediaciones de las supernovas y en las atmósferas de estrellas gigantes (material que posteriormente pierde la estrella por viento estelar); la abundancia final de elementos ligeros en el medio interestelar será el resultado de la mezcla del gas con el material irradiado y enriquecido en estos procesos. En este trabajo se estudiará la evolución de dichos elementos en el marco de diversos modelos galácticos y a la luz de los últimos resultados sobre su formación por la radiación cósmica galáctica (Reeves y Meyer 1978), y en las supernovas y estrellas gigantes (Canal, Isern y Sanshuja 1975, 1977 a/b).

Las variables básicas que intervienen en un modelo de evolución galáctica son de dos tipos: las que se refieren a las propiedades características de una unidad estelar y las que permiten establecer relaciones entre éstas y que denominaremos intensivas y extensivas, respectivamente. Las

teorías necesarias para seguir la evolución de los elementos químicos en el gas interestelar podrán, según esta división, clasificarse en dos grupos:

- Intensivas: Teorías de la evolución estelar y la nucleosíntesis (capítulos 2 y 5).

Modelo de evolución para cada tipo de estrella en función de su masa y composición química; camino evolutivo en el diagrama de Hertzsprung-Rusell.

Masa y tipo de remanente para todo el intervalo de masas estelares.

Masa expulsada al morir las estrellas y su composición por elementos.

Pérdida de masa por viento estelar durante la evolución.

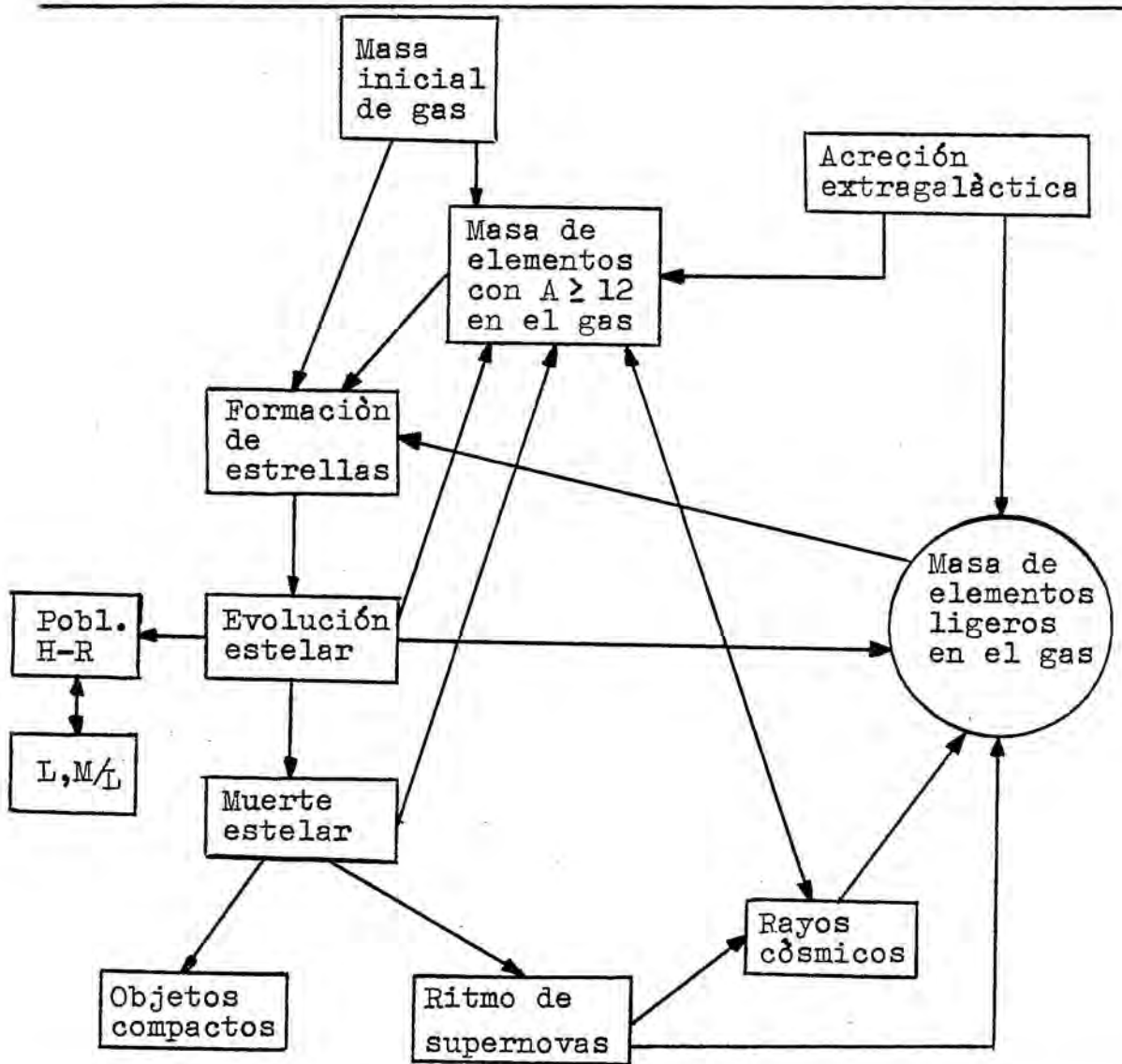
Producción de elementos ligeros.

- Extensivas: Dinámica del sistema gas-estrellas (capítulo 1).

Ritmo de colapso del gas y de nacimiento de estrellas.

Distribución de la materia condensada por tipos estelares en función de la masa y otras magnitudes específicas del gas.

Acresción de materia extragaláctica y su composición (o en el caso de modelos zonales, materia inyectada desde otras regiones o desde el halo galáctico).



Modelo evolutivo

Diagrama I

El diagrama I es un esquema simplificado de un modelo de evolución que incluye los puntos mencionados. Su construcción es relativamente sencilla pues obedece a una

ley iterativa del tipo: masa de gas - fracción de masa que colapsa en las estrellas - evolución y muerte estelares - devolución de materia enriquecida en elementos pesados al gas interestelar - nueva masa del gas con nueva composición. En cada paso del proceso se evalúa la creación y destrucción de los elementos ligeros en los diversos mecanismos que los sintetizan y/o destruyen, pudiéndose también obtener información detallada acerca de la distribución de la población estelar en cada instante; la dificultad básica está en el tratamiento de los datos de entrada, tanto por el número de variables como por las incertidumbres que existen para algunas de ellas.

No se incluyen algunas de las variables fotométricas que caracterizan a un modelo de evolución: el calibrado de los diagramas de color y magnitud en función de la temperatura y gravedad para cada tipo de estrella empleado, la contribución a la luminosidad de las regiones HII, o la absorción de la luz por el gas y el polvo interestelares, pues nuestro interés está especialmente dirigido hacia la evolución química de los elementos ligeros. Este proceder es bastante habitual entre los "constructores de galaxias", y se comprende fácilmente si se tiene en cuenta que en un

modelo intervienen bastantes magnitudes que sólo tienen incidencia directa sobre la luminosidad o sobre la evolución de elementos en el gas en forma exclusiva (en el primer caso están las magnitudes luminosas no incluidas en el modelo, y en el segundo los elementos ligeros, por ejemplo). Esto unido al complejo cálculo que se necesita, si se desea tratar a un mismo nivel ambos aspectos evolutivos, hace que con frecuencia uno de ellos se desarrolle en detrimento del otro, según sea interés del trabajo. Así, en los detallados modelos de evolución química de Truran y Cameron (1971) y de Talbot y Arnett (1973) no aparece casi ninguna variable fotométrica que permita afirmar la validez del modelo en ese aspecto. Sin llegar a tal extremo, los modelos numéricos que se construyan incluirán la evolución de la luminosidad galáctica en función del tiempo y el estado evolutivo de las poblaciones estelares en cada momento, lo que permitirá calcular el ritmo de formación de supernovas, la contribución de cada tipo estelar a la luminosidad y la fracción de estrellas G-K de bajo contenido metálico, siendo todo ello suficiente para comparar los resultados fotométricos del modelo con la mayor parte de los datos observacionales de este tipo.

El capítulo tres está dedicado a presentar las abundancias observadas de los elementos que intervienen en el modelo (los elementos ligeros, sus progenitores, el D y el ${}^3\text{He}$), y las características más importantes de las estrellas de carbono y del tipo S ricas y superricas en litio, que luego se utilizarán para determinar la contribución de estas gigantes rojas a la síntesis de aquellos elementos. La aproximación analítica desarrollada en el capítulo cuatro permite una primera evaluación de la contribución de los distintos procesos, y tras contrastar los resultados con los obtenidos en otras aproximaciones (Canal, Isern y Sanahuja, 1977b) y con los resultados de los modelos numéricos, calibrar la importancia de las distintas hipótesis simplificativas adoptadas. En el último capítulo, además de comentarse los resultados para la evolución galáctica del litio, berilio y boro, se discute su viabilidad y coherencia en los modelos de evolución empleados, y se establece la influencia de los diversos procesos de síntesis de estos elementos en la Galaxia.

1.- Teorías extensivas en los modelos de evolución.

Tipos de modelos.

La fracción de gas y su contenido metálico.

Las variables más importantes en un modelo de evolución química de la Galaxia son la masa de materia en forma de gas (o su complementario en masa de estrellas), y el contenido en elementos metálicos de la misma.

$m_g(t)$ se define como la masa de gas existente en la Galaxia en un momento dado, su contenido metálico puede expresarse en la forma:

$$Z(t) = \sum_i Z_i(t)$$

donde $Z_i(t)$ representa la fracción en masa del elemento i respecto a la masa total del gas:

$$Z_i(t) = m_{g_i}(t)/m_g(t)$$

(Se consideran como metales todos los elementos con peso atómico mayor que cuatro, para el hidrógeno y el helio su abundancia en masa se representa por X e Y respectivamente, de manera que $X + Y + \sum_i Z_i = 1$).

Se define la fracción de masa de gas galáctico $\mu(t)$ como el cociente de la masa de gas con respecto a la masa

total de la Galaxia:

$$\mu(t) = m_g(t)/m_T(t)$$

el uso de $\mu(t)$ es muy adecuado en los modelos analíticos y en cualquier caso evita trabajar directamente con la masa total $m_T(t)$, cuyo valor sólo se conoce en forma aproximada. Se acostumbra a tomar $m_T \approx 10^{11} M_\odot$, aunque por ejemplo Hartwick y Searle (1978) estiman que m_T vale $5 \times 10^{11} M_\odot$.

Las variaciones en μ son debidas básicamente a la formación de estrellas en el seno del gas por colapso gravitatorio de una parte de éste y a la expulsión de masa de las estrellas, sea por viento estelar o por un suceso catastrófico; si la materia expulsada está enriquecida en elementos metálicos también se modifica Z y si se considera, la acreción de materia extragaláctica también modificará Z , según sea la composición química del gas inyectado. En el caso de suponer acreción extragaláctica, $m_T(t)$ ya no será constante a lo largo de la evolución; será sin embargo, un valor que variará lentamente si se suponen ritmos de acreción compatibles con la estimación de Oort (1974) de $1-3 M_\odot/\text{año}$, valor deducido a partir de las observaciones de Mathewson et al. (1974). Debe tenerse en cuenta que existen otras interpretaciones de estas observaciones (ver, por ejemplo, Davies 1972)

y que no puede excluirse que el material acrecido provenga de la materia expulsada por las estrellas del halo (Ostriker y Thuan 1975). No existe ninguna base teórica ni observacional que permita afirmar que la Galaxia sea un sistema cerrado (o que haya acreción), pero como comenta Reeves (1975), el hacerlo así simplifica los modelos evolutivos. En los modelos numéricos se considerarán ambas posibilidades.

Inicialmente se supone que la Galaxia es totalmente gaseosa ($\mu(0) = 1$) y con composición química cosmológica, es decir, para $t=0$ el gas está formado por hidrógeno y helio con, quizás, pequeñas cantidades de D, ^3He y ^7Li que varían según las condiciones o parámetros del modelo cosmológico empleado (Reeves 1972, Wagoner 1973). De esta forma se obvia el problema aún no resuelto de la dinámica de la formación de las galaxias, aunque si se desea estudiar la evolución en alguna fase previa, como por ejemplo en las estrellas del halo (cúmulos cerrados), o si se quiere considerar un modelo de formación a partir de la condensación del núcleo, deberán tomarse otras condiciones iniciales para el modelo; veánse los casos tratados por Busso et al. (1976) y Larson y Tinsley (1978 a/b).

La función de nacimiento.

El nacimiento de estrellas es el principal responsable de las variaciones de μ . Puesto que m_g disminuye con el tiempo, μ será una función decreciente:

$$\frac{d\mu}{dt} \propto \frac{dm_g}{dt} = - \frac{dm^*(t)}{dt} = - \Psi(t)$$

donde $m^*(t)$ es la masa de estrellas formadas y $\Psi(t)$ es la función de nacimiento de las estrellas, definida de modo que $\Psi(t)dt$ represente la masa de gas colapsado durante el intervalo $(t, t+dt)$.

El ritmo de formación de estrellas depende fundamentalmente de la densidad del gas galáctico. Según Schmidt (1959), Van Hoerner (1960), Einasto (1972) y Talbot (1974), como dependencia funcional puede tomarse

$$\Psi(t) \propto \rho_g^n \quad \text{con } 1 \leq n \lesssim 2$$

(o lo que es más conveniente para la construcción de modelos estelares: $\Psi(t) \propto m_g^n$, aunque nadie justifique que ambas dependencias sean equivalentes). Esta dependencia es compatible con las observaciones del gas y recuento de estrellas en otras galaxias (Sanduleak 1969, Hartwick 1971), pero debe tomarse como una dependencia de tipo global en la Galaxia,

pues pueden presentarse variaciones locales, por ejemplo a causa de la estructura espiral de los brazos o de la evolución galáctica previa en las regiones de condensación estelar.

El ritmo de formación de estrellas, es vital para poder comprender la morfología de los diversos tipos de galaxias, pues es él quien determina la densidad para la cual la dinámica de las estrellas (con conservación de energía), domina sobre la del gas (con disipación de energía), estableciendo las diferencias entre galaxias elípticas y espirales; un ritmo pequeño de nacimiento de estrellas hará que la mayor parte de la energía del colapso galáctico se disipe por radiación creando estructuras galácticas achatadas, mientras que una velocidad grande para el nacimiento de las estrellas dará lugar a estructuras no planas si los movimientos aleatorios de las estrellas llegan a ser dominantes. El ritmo de formación de estrellas, además de depender de la densidad del gas, dependerá también de las condiciones físicas del entorno de condensación y/o de condiciones globales del modelo. $\Psi(t)$ en el disco dependerá del tiempo de colapso del gas para formarlo (Larson 1974), de la frecuencia del paso de las ondas de densidad y de la magnitud de la compresión.

si3n (Talbot 1976, Hamajima y Tossa 1975, Metzger y Smith 1976) o del contenido met3lico del gas en el momento del colapso. Tambi3n la velocidad de rotaci3n del gas, los posibles campos magn3ticos gal3cticos y la densidad de estrellas de fondo pueden modificar el ritmo de colapso del gas. Evidentemente la dependencia funcional de $\Psi(t)$ puede ser extremadamente complicada.

Afortunadamente se ha comprobado (ver por ejemplo, Audouze y Tinsley 1976) que la mayor3a de las predicciones de abundancias en los modelos de evoluci3n qu3mica son bastante independientes de la forma exacta de $\Psi(t)$. Adem3s, a la luz de los conocimientos actuales acerca de la velocidad de formaci3n de las estrellas, no es necesario considerar desviaciones importantes de la ley de Schmidt ($\propto m_g^n$) para tener modelos de evoluci3n consistentes (Lequeux 1976), y posiblemente algunas de las variables f3sicas mencionadas deban considerarse de momento como par3metros libres de los modelos (Lynden-Bell 1976).

La funci3n de distribuci3n de masas.

Se define $\varphi(m)$, funci3n de distribuci3n de masas, como la funci3n que nos da la masa colapsada para cada tipo

de estrellas, es decir $\varphi(m)dm$ será el número de estrellas que se forman en el intervalo $(m, m+dm)$ por unidad de tiempo. De hecho la función de nacimiento debe depender de t y de m de manera que si la representamos por $b(m,t)$, $b(m,t)dmdt$ nos dé el número de estrellas con masa entre m y $m+dm$ formadas por colapso del gas galáctico entre t y $t+dt$; sin embargo, se supone normalmente que $b(m,t)$ se puede descomponer según el producto

$$b(m,t)dmdt = \Psi(t)dt \times \varphi(m)dm$$

donde $\Psi(t)$ es la función de nacimiento definida en el anterior apartado y $\varphi(m)$ la función de Salpeter o de distribución de masas, verificándose que

$$\int_{m_i}^{m_s} \varphi(m)mdm = 1 \quad \text{y} \quad \int_{m_i}^{m_s} b(m,t)mdm = \Psi(t)$$

donde m_s y m_i son respectivamente las masas máxima y mínima que puede tener una estrella.

La descomposición de $b(m,t)$ no deja de ser una hipótesis "ad hoc" de trabajo, equivalente a suponer que $\varphi(m)$ no varía con el tiempo, es decir, que durante toda la evolución de la Galaxia las estrellas formadas en un instante se distribuyen en la misma forma en cuanto a sus masas. Para intentar resolver algunos aspectos polémicos de los modelos

evolutivos, con frecuencia referidos a la escasez de estrellas del disco pobres en elementos metálicos (ver el último apartado de este capítulo), se puede reemplazar esta ley por otras más o menos justificadas observacionalmente. Así, Truran y Cameron (1971) suponen un enriquecimiento metálico en las primeras fases de la evolución, debido a una generación aislada de estrellas masivas, mientras que Bierman y Tinsley (1974) postulan que las estrellas de poca masa no se forman en número apreciable hasta que Z alcanza un valor determinado en el medio interestelar. La misma Tinsley (1974b) intenta justificar esta hipótesis sin conseguir eliminar totalmente su artificialidad. Una hipótesis semejante a ésta había sido formulada por Schmidt, quien suponía que en la primera etapa de la evolución galáctica el nacimiento de estrellas era mucho mayor que en la actualidad. Sin embargo, Arnett y Schramm (1973) demostraron que esta variación produciría una alteración grande en las abundancias de los elementos metálicos observados, destruyendo el buen acuerdo existente entre las abundancias calculadas y las observadas.

Thuan et al. (1975) y Triverdi (1978) utilizan una función de nacimiento sin separar la dependencia masa-tiempo y adoptan:

$$b(m,t) \propto \exp(-t/A + B \log m),$$

mientras que Talbot y Arnett (1973) suponen que las estrellas tienden a formarse en aquellas regiones del gas cuya Z es mayor que el valor medio $\langle Z \rangle$ para el gas galáctico, es decir, suponen un medio no homogéneo (modelos MESF).

La forma habitualmente adoptada para Ψ es, con ligeras variaciones, la deducida por Salpeter (1955):

$$\frac{d\Psi(m)}{d(\log m)} \propto m^{-x} \quad \text{siendo } x = 1.35, \text{ para masas in-}$$

termedias. Debe indicarse que muchas veces se considera este valor de x válido para todo el rango de masas, pese a que los actuales datos sobre la vida de las estrellas de masa pequeña dan un valor de x bastante menor. Lo mismo sucede al otro extremo del espectro de masas: se obtiene un valor de x algo menor pero aún no exactamente determinado. Todo esto es consecuencia de los métodos que se utilizan para definir $\Psi(m)$, pues su forma se determina a partir del recuento de estrellas. Sucede entonces que las observaciones de tipos espectrales tempranos da la forma actual de $\Psi(m)$ para estrellas de gran masa, ya que se trata de estrellas de vida corta, mientras que los últimos tipos espectrales, al referirse a estrellas de larga vida (con respecto a la de la Galaxia) nos dan la

función de la distribución de masa integrada desde las primeras fases evolutivas de la Galaxia.

En Audouze y Tinsley (1976) puede verse la forma de $\Psi(m)$ deducida básicamente de las observaciones de Burky y Maeder (1976), Wielen (1974) y de Ostriker, Richstone y Thuan (1974). De acuerdo con ello se usará como función de nacimiento la definida por

$$\Psi(m) \propto m^{-x-1} \quad \text{con} \quad \begin{cases} x = 1.35 & \text{para } 2 \leq m < 50 M_{\odot} \\ x = 1. & 1 < m < 2 M_{\odot} \\ x = 0.25 & 0.7 < m \leq 1 M_{\odot} \end{cases}$$

donde el valor de x para el intervalo $1-2 M_{\odot}$ está interpolado para ajustar ambas partes de $\Psi(m)$ (Tinsley 1977).

Un parámetro que debe fijarse en la función de distribución de masas, es la fracción que colapsa en estrellas de masa menor que $0.7 M_{\odot}$ ($m_1 < m < 0.7 M_{\odot}$), puesto que al ser estrellas de muy baja luminosidad no contribuyen casi a la luminosidad de la Galaxia, y por ser de larga vida y no expulsar materia no tienen influencia sobre la producción de los elementos metálicos. Además, de todas ellas sólo son visibles las más cercanas a nosotros y no existe, por tanto, buenas estadísticas de su densidad y distribución por masas. Tinsley (1977) emplea ese valor para ajustar la relación M/L del modelo, adoptando un valor de 0.72 (ver también Tinsley

1972a, para un modelo evolutivo de las proximidades del Sol).

La hipótesis del reciclaje instantáneo.

La hipótesis del reciclaje instantáneo fue introducida en los modelos de evolución química de la Galaxia por Talbot y Arnett (1971) y por Searle y Sargent (1972); esta hipótesis permite construir modelos analíticos sumamente sencillos y consiste en suponer que las estrellas que se forman en un instante t son de dos tipos: las de vida eterna (con masa $m \lesssim 1 M_{\odot}$) y las de vida instantánea ($m > 1 M_{\odot}$). Las estrellas de vida eterna no tienen ningún efecto en $Z_1(t)$ y su luminosidad se supone constante e igual a la que tienen en la secuencia principal; las estrellas de vida instantánea mueren inmediatamente después de nacer y devuelven al medio galáctico parte de su masa enriquecida en metales, quedando el resto en forma de remanente compacto. Por consiguiente, en estas condiciones el ritmo de adición de metales al gas interestelar de la galaxia dependerá de la función de nacimiento y del ritmo de producción y expulsión de metales en cada tipo de estrellas en un instante dado (es el "yield production, y ", definido por Searle y Sargent).

Si se define $R(t)$ como la fracción de masa devuelta

por las estrellas al medio galáctico en un instante t , $R(t)\Psi(t)dt$ representará la masa de gas enriquecido expulsado por las estrellas entre t y $t+dt$. Por consiguiente:

$$\frac{dm_g}{dt} = -\Psi(t) + R(t)\Psi(t) + f(t)$$

donde $f(t)$ representa la acreción de materia. $R(t)$ cumple:

$$R(t)\Psi(t) = \int_{m(t)}^{m_s(t)} (m - m_{rem}) \varphi(m) \Psi(t - \tau_m) dm$$

siendo m_{rem} la masa remanente de la estrella, τ_m su vida y $m(t)$ la masa para la que $t = \tau_m$. Entonces, en la hipótesis de reciclaje instantáneo y tomando como masa de separación de los dos tipos de estrellas m_0 , la expresión anterior podrá aproximarse por:

$$\approx \Psi(t) \int_{m_0}^{m_s} (m - m_{rem}) \varphi(m) dm = R\Psi(t)$$

en la que se ha despreciado τ_m para $m > 1 M_\odot$ y en consecuencia R no depende de t . R adopta un valor comprendido entre 0.2 y 0.4 (Talbot y Arnett 1973, Tinsley 1974b). El margen de indeterminación en este valor es debido a las incertidumbres que existen en el conocimiento de la distribución de masas y en los procesos de nucleosíntesis estelar.

Talbot y Arnett (loc.cit.) demostraron que esta aproximación es adecuada para explicar las abundancias actuales de la mayor parte de los elementos primarios de la "cocina estelar", puesto que su nucleosíntesis se desarrolla en las estrellas de corta vida. (Se conoce como elementos primarios a aquellos que se producen directamente en las reacciones nucleares en los interiores estelares, mientras que los elementos secundarios se producen a partir de los primarios).

También queda claro que si se desea estudiar con detalle las propiedades fotométricas de un modelo galáctico no puede aceptarse esta hipótesis. Por ejemplo: en un modelo de galaxia elíptica la mayor parte de la energía se radia en la zona roja del espectro y es producida por estrellas de masa pequeña en la fase gigante roja, lo cual no puede quedar reflejado en el modelo si se supone válida esa hipótesis, lo mismo ocurre si se desea calcular magnitudes como M/L_V , M/L_B o los índices de color. Como ejemplo puede verse el modelo analítico de Tinsley (1973).

La hipótesis de mezcla instantánea.

Generalmente se supone que el gas expulsado de las estrellas en un momento dado, que está enriquecido en ele-

mentos metálicos, se mezcla instantáneamente con el restante gas galáctico, o sea que una estrella que se forme en ese instante tendrá un contenido metálico que refleje el nuevo valor de Z en el gas interestelar.

A gran escala se han observado gradientes radiales en la composición química de las galaxias. Por ejemplo, con respecto a las abundancias relativas al hidrógeno del oxígeno y del nitrógeno en M33, M51 y M101, entre otras (Searle, 1971 y 1974; Shields y Tinsley 1976). Estos gradientes se supone que son debidos a que el ritmo de nacimiento de estrellas varía según las regiones de la galaxia que se consideren. Hay que señalar que Shields y Searle (1978) deducen que el gradiente de oxígeno observado en M101 es inconsistente con los modelos de evolución química en los que cada zona anular galáctica se trata como un sistema gaseoso cerrado, sin embargo véase el estudio de Tinsley y Larson (1978b).

A pequeña escala se conoce poco la influencia de las inhomogeneidades locales provocadas por sucesos singulares (como la explosión de supernovas), que enriquecen el medio interestelar local en elementos metálicos; evidentemente, sería interesante conocer el valor de la vida media del gas frente a la mezcla por inhomogeneidades locales. Si como

modelo de formación estelar se considera el clásico de la onda de densidad viajando através de los brazos espirales de la Galaxia, es deseable que la escala de tiempo de mezcla sea menor que la frecuencia de paso de la onda de densidad. Reeves (1972) hace un estudio del problema y concluye la existencia de dos escalas de tiempo para las mezclas local y global ($\sim 10^5$ y 10^8 años, respectivamente) del material producido en las supernovas. Edmunds (1975) deduce que el disco galáctico puede considerarse como localmente homogéneo y que las posibles inhomogeneidades de Z no consiguen explicar el problema de las estrellas de bajo contenido metálico (en contradicción con Talbot y Arnett), mientras que McKee (1975) da como tiempo característico para el paso de material expulsado por una supernova por un punto del espacio unos 4×10^5 años, mucho menor que el de paso através de un brazo espiral ($\sim 10^7$ años).

El problema de las estrellas G-K.

Tipos de modelos evolutivos.

Una de las críticas habituales a los modelos evolutivos que estudian el comportamiento de los elementos metálicos en forma global através de Z se refiere a que su com-

probación se hace primordialmente a través de las observaciones estelares del Fe/H (Pagel 1973), mientras que el valor de Z en los modelos evolutivos viene determinado básicamente por las abundancias del carbono y oxígeno que son los elementos metálicos más abundantes. Admitiendo una correcta relación entre estos valores, Bond (1970) encontró que sólo una de cada diez o cien estrellas G-K del disco (medida válida para el entorno del Sol), tienen una abundancia metálica $Z < 0.3 \times Z_{\odot}$, lo que chocaba con los cálculos de Van den Bergh (1962) y Schmidt (1963) en los que se da una relación de tres a uno para los modelos construidos. Puesto que la producción de elementos metálicos se espera sea proporcional al ritmo de nacimiento de estrellas masivas donde se produce su síntesis, se han propuesto diversas soluciones para resolver el problema (algunas brevemente comentadas al hablar de la función de distribución de masa).

Una primera posibilidad es suponer que la discrepancia no es real sino puramente local pues debe tenerse en cuenta la existencia de muchas estrellas masivas del halo, no detectadas, necesarias para explicar la estabilidad del disco (Ostriker y Thuan 1975 a/b). Truran y Cameron (loc. cit.) suponen una función de distribución de masa variable

en el sentido de que mientras Z sea menor que $0.25xZ_{\odot}$, sólo nacerán estrellas masivas; esta solución es semejante a la propuesta por Schmidt, pero logra evitar las complicaciones químicas posteriores a las que aquella conducía. Los modelos MESF de Talbot y Arnett (1973 y 1974) representan otra posible solución, en estos modelos se supone que el gas no es homogéneo y que la formación de estrellas se produce preferentemente en las regiones galácticas donde las fluctuaciones del gas dan una abundancia metálica Z , superior a la abundancia metálica media, $\langle Z \rangle$, del gas. La función de distribución de masa se toma constante en estos modelos, y el contenido metálico de las estrellas recién formadas vendrá dado por $\langle Z \rangle + a$, donde a es una constante calculada semiempíricamente que da cuenta de la dispersión del contenido metálico entre estrellas de la misma edad. Otra posibilidad para explicar el problema de las estrellas G-K, es suponer una formación inhomogénea de estrellas con una posterior acreción de material no enriquecido por astración (se denomina astración a los procesos de síntesis estelar de elementos metálicos, que al ser expulsados enriquecen el gas interestelar), en estos modelos gran parte de la materia pasa por los interiores estelares durante los primeros 10^9

años de la vida de la Galaxia. En esta etapa Z crece rápidamente, alcanzando un valor que variará muy lentamente en la evolución subsiguiente (Quirk y Tinsley 1973). Este modelo corresponde a la hipótesis de Larson (1974) sobre la formación de la Galaxia, que supone un crecimiento del disco por acreción de materia sobre un núcleo galáctico formado en una etapa previa, de manera que al cabo de aproximadamente 10^9 años Z ya es del orden de 0.01 (se considera $Z(\text{actual}) \sim 0.02$). La variante de Ostriker y Thuan supone que la acreción no es de origen extragaláctico, sino que es material enriquecido en las estrellas del halo y que pasa a formar parte del gas del disco galáctico, dando su mayor contribución al enriquecimiento metálico de este durante las primeras etapas de la historia galáctica (Pagel y Patchett 1974).

En los modelos numéricos que se construirán se tendrán en cuenta estas posibilidades (y algunas variantes interesantes), salvo los modelos MESH a causa de su inhomogeneidad. Debe además tenerse en cuenta que aunque la primera versión de este modelo resolvía el problema de las estrellas G-K, ~~pero~~ no conseguía justificar cómo el valor del parámetro a , constante e igual a $0.3xZ_0$, pasaba de cero a un va-

lor finito cuando inicialmente el gas no contenía metales; en la segunda versión, donde a se consideraba variable para poderla tomar nula cuando Z fuese cero, no se obtenían resultados tan buenos para las estrellas G-K deficientes en metales (véase la figura 3 de Pagel y Patchett, loc. cit.).

2.- Producción de elementos ligeros. Modelos y marcos astrofísicos.

Las reacciones de astillado y el modelo autogenético.

Hayakawa (1955) y Fowler et al. (1955), sugirieron que el proceso fundamental para la producción de los elementos ligeros eran las reacciones de astillado de protones y partículas α sobre núcleos de helio, carbono, nitrógeno, oxígeno y neón (y otros más pesados que no se tienen en cuenta, pues su producción es mínima). Las secciones eficaces de estas reacciones presentan características semejantes: su umbral está entre los 15 y los 30 MeV/nucl. y σ crece muy rápidamente a partir de él hasta alcanzar su máximo unos pocos MeV más adelante, decreciendo a continuación para estabilizarse a partir de los 100 MeV en un valor casi constante, alrededor de una decena de milibarns. En el apéndice B se dan las reacciones de astillado más importantes, con algunos comentarios sobre las secciones eficaces y las referencias de donde se han obtenido. Canal (1973 y 1974) destacó la importancia de las reacciones $\alpha + \alpha$ en la producción del litio a causa de la fuerte resonancia que presentan di-

chas reacciones cerca del umbral, donde la sección eficaz se eleva rápidamente por encima del centenar de milibarns y también debido a que el helio es un núcleo-blanco mucho más abundante que el carbono, el nitrógeno, el oxígeno o el neón.

Las reacciones de astillado son de dos clases: las de alta energía y las de baja energía; las de alta energía son aquellas en las que intervienen partículas cuya energía media es superior a los 100 MeV.; las reacciones de astillado a baja energía son las provocadas por partículas "supratérmicas", cuyas energías están entre entre los 10 y los 100 MeV, (las partículas "supratérmicas" tienen energías medias superiores a las típicas de las partículas que intervienen en los procesos termonucleares estelares, de ahí su nombre). Esta división se comprende fácilmente si se atiende a lo expuesto sobre la forma de la sección eficaz de las reacciones de astillado, las resonancias en las $\alpha + \alpha$ y al hecho de que existen gran cantidad de partículas supratérmicas con energías entre 1 y 10 MeV que no contribuyen a la formación de elementos ligeros y sí a su destrucción. Todo esto origina una producción cualitativamente distinta de elementos ligeros a baja y alta energía, según se ve en la Tabla I.

	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^9\text{Be}$	${}^{10}\text{B}$	${}^{11}\text{B}$
${}^{12}\text{C}$	0.06	0.01	0.06	0.17	0.12
	0.20	0.17	0.45	0.47	0.59
${}^{14}\text{N}$	0.07	0.02	0.49	0.33	0.64
	0.08	0.05	0.08	0.04	0.09
${}^{16}\text{O}$	0.30	0.06	0.40	0.44	0.09
	0.36	0.19	0.43	0.47	0.31
${}^{20}\text{Ne}$	0.04	0.01	0.05	0.06	0.03
	0.02	0.01	0.03	0.02	0.01
$\alpha + \alpha$	0.53	0.90	--	--	--
	0.35	0.59	--	--	--

Contribución de cada elemento medio a la formación de elementos ligeros.

Tabla I

La primera fila de cada par se refiere a la fracción de cada elemento ligero producida a partir del correspondiente elemento medio (C, N, O y Ne) en reacciones de astillado a baja energía. Los datos están tomados de un modelo típico ($\gamma = 2.5$) y se incluyen conjuntamente la producción por protones y partículas α . La fila inferior da las fracciones correspondientes para reacciones a alta energía, y son un resumen de la tabla VIII. Estas últimas reacciones tienen lugar

a partir de la radiación cósmica galáctica, como se verá más adelante. Dos puntos deben destacarse: la fracción producida de algunos elementos varía mucho según el tipo de reacción (por ejemplo el ${}^7\text{Li}$ a partir del ${}^{12}\text{C}$, el ${}^9\text{Be}$ a partir del ${}^{14}\text{N}$, etc...) y las reacciones $\alpha + \alpha$ que desempeñan un papel importante en la producción del litio en las reacciones a alta energía, son decisivas a baja energía, especialmente en el caso del ${}^7\text{Li}$. De todo ello se deduce que según cual sea el marco en que se producen las reacciones de astillado, las abundancias relativas y proporciones de isótopos serán distintas, y en especial para el litio. Las reacciones a alta energía se comentarán en el apartado referente a la teoría galactogénética, pues únicamente tienen importancia en la radiación cósmica, mientras que las reacciones a baja energía pueden darse en diversas situaciones astrofísicas y se estudian dentro de la teoría autogénética.

El modelo autogénético supone que el litio, el berilio y el boro se producen por reacciones de astillado, en un gas o plasma a bajas temperatura y densidad, entre partículas ligeras y núcleos de masa media. Este modelo ha sido ya descrito de forma exhaustiva en diversas ocasiones (Canal, loc. cit.; Canal, Isern y Sanahuja 1975 a/b; Isern 1978),

por lo que únicamente destacaremos sus características más importantes.

El ritmo de formación de cada uno de los isótopos de los elementos ligeros, L (en número de átomos por átomo de hidrógeno y por segundo), vendrá dado por:

$$F_L = \sum_m n_m \int_{Q_{m,L}}^{\infty} \phi(E) \sigma_{m,L}(E) dE$$

donde E es la energía cinética por nucleón y m se refiere al núcleo medio blanco cuya abundancia relativa al hidrógeno es n_m , siendo $\sigma_{m,L}$ y $Q_{m,L}$ la sección eficaz y la energía umbral, respectivamente, de la correspondiente reacción de astillado.

Las partículas supratérmicas no sólo producen elementos ligeros, sino que también los destruyen, especialmente las partículas cuya energía esté por debajo de la decena de MeV. Si τ_L es la vida media del elemento ligero L frente a la destrucción, se tendrá que la fracción de cada isótopo de elemento ligero destruido será, por segundo:

$$\tau_L^{-1} = \int_{E_c}^{\infty} \phi(E) \sigma_L(E) dE$$

donde σ_L es la correspondiente sección eficaz de destrucción y E_c la energía mínima de los protones supratérmicos. Chevalier et al. (1978) deducen la existencia de una energía de corte al estudiar el fenómeno de aceleración de partículas en Casiopea A, aunque no pueden determinar su valor ya que éste depende del radio giromagnético de los protones y por lo tanto del campo magnético, el cual no es conocido. Si se consideran flujos muy intensos de partículas debe también tenerse en cuenta la destrucción de los núcleos-blancos. $\phi(E)$ es el espectro energético de las partículas incidentes ($\propto E^{-\delta}$) en MeV/nucl.; la relación entre protones y partículas α en $\phi(E)$ se toma igual a 0.1, según sugieren las observaciones de Fitchel y Mc Donald (1967) y de Dietrich (1973), de las fulguraciones solares (ver sin embargo el caso $\phi_p/\phi_\alpha = 0.02$ considerado por Canal, Isern y Sanahuja, loc. cit.).

La variación en la abundancia del elemento ligero L vendrá dada por la ecuación:

$$\frac{dn_L}{dt} = -\frac{n_L}{\tau_L} + F_L + \delta_L \frac{n_j}{\tau_j} \quad (2.1)$$

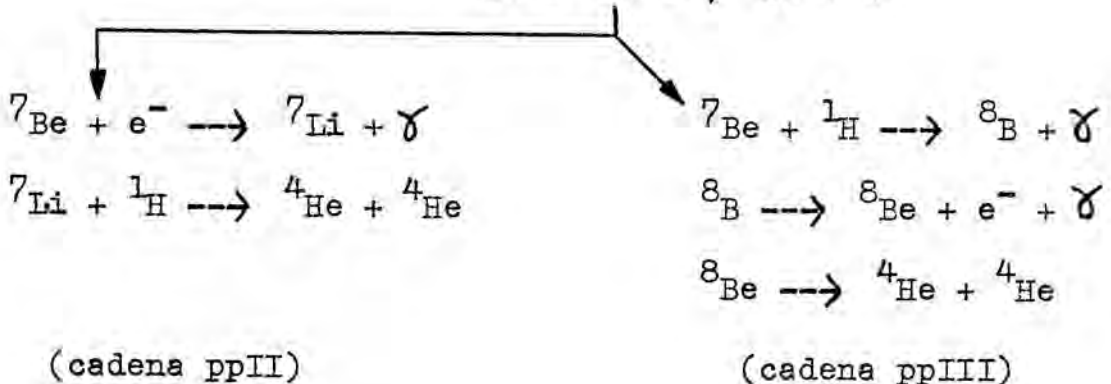
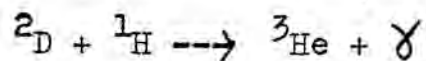
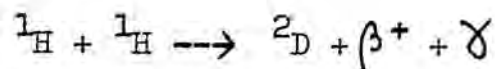
representando el último sumando la fracción del elemento

ligero j que contribuye a la formación del elemento L , δ_L es 0.5 para el ${}^6\text{Li}$, 1 para el ${}^7\text{Li}$ y 0 en los restantes casos, ya que la mitad del ${}^9\text{Be}$ que se destruye se transforma en ${}^6\text{Li}$, y todo el ${}^{10}\text{B}$ destruido da lugar a ${}^7\text{Li}$.

Resolviendo este sistema de ecuaciones diferenciales acopladas (una ecuación del tipo 2.1 para cada isótopo), se obtienen las abundancias de los elementos ligeros en función del flujo integrado de partículas incidentes. En la Tabla II se representan los resultados en cuatro casos típicos.

La producción de ${}^7\text{Li}$ por la reacción ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$.

El ${}^7\text{Be}$ se forma en la cadena de reacciones de combustión del hidrógeno según:



Si la temperatura es superior a veinte millones de

Tabla II

n_T/n_H	γ	γ :	1. E+18	1. E+20	1. E+22	1. E+24	1. E+26
${}^6\text{Li}$	2.5		1.2 E-12	1.2 E-10	1.2 E-8	1.2 E-6	6.1 E-5
	3.		3.1 E-13	3.1 E-11	3.1 E-8	3.1 E-7	2.6 E-5
	5.		2.2 E-15	2.2 E-13	2.2 E-11	2.2 E-9	2.2 E-7
	7.		1.9 E-17	2.3 E-15	2.0 E-13	2.0 E-11	2.0 E-9
${}^7\text{Li}$	2.5		5.0 E-12	5.0 E-10	5.0 E-8	5.0 E-6	2.7 E-4
	3.		1.4 E-12	1.4 E-10	1.4 E-8	1.4 E-6	1.2 E-4
	5.		1.4 E-14	1.4 E-12	1.4 E-10	1.4 E-8	1.4 E-6
	7.		1.7 E-16	1.7 E-14	1.7 E-12	1.7 E-10	1.7 E-8
${}^9\text{Be}$	2.5		4.4 E-13	4.4 E-11	4.4 E-9	4.4 E-7	1.1 E-5
	3.		1.5 E-13	1.5 E-11	1.5 E-9	1.5 E-7	8.8 E-6
	5.		3.8 E-15	3.8 E-13	3.8 E-11	3.8 E-9	3.7 E-7
	7.		1.4 E-16	1.4 E-14	1.4 E-12	1.4 E-10	1.4 E-8
${}^{10}\text{B}$	2.5		5.0 E-13	5.0 E-11	5.0 E-9	5.0 E-7	2.9 E-5
	3.		1.4 E-13	1.4 E-11	1.4 E-9	1.4 E-7	1.1 E-5
	5.		1.5 E-15	1.5 E-13	1.5 E-11	1.5 E-9	1.5 E-7
	7.		2.0 E-17	2.0 E-15	2.0 E-13	2.0 E-11	2.0 E-9
${}^{11}\text{B}$	2.5		1.8 E-12	1.8 E-10	1.8 E-8	1.8 E-6	7.1 E-5
	3.		6.0 E-13	6.0 E-11	6.0 E-9	6.0 E-7	4.3 E-5
	5.		1.4 E-14	1.4 E-12	1.4 E-10	1.4 E-8	1.4 E-6
	7.		4.1 E-16	4.1 E-14	4.1 E-12	4.1 E-10	4.1 E-8

Abundancia de cada isótopo de los elementos ligeros en función del flujo incidente.

Nota: $E+a = 10^a$

Salvo flujos intensos ($\lambda 10^{25}$), estos valores son independientes de E_c .

γ en: part./cm.²/MeV a 1 MeV

la cadena ppII domina sobre la ppIII, pero en todo caso el ${}^7\text{Be}$ o el ${}^7\text{Li}$ que se producen son inmediatamente destruidos por los protones del medio. Esto ha llevado a estudiar las condiciones físicas necesarias para prevenir la destrucción de estos isótopos; por ejemplo, Cameron y Fowler (1971) propusieron que el ${}^7\text{Be}$ producido en la capa de combustión del hidrógeno durante la fase de gigante roja de una estrella sería transportado a la superficie por una mezcla convectiva profunda transitoria, la cual llegaría hasta la capa de combustión del helio y aparecería al producirse destellos en la combustión de ese elemento ("helium shell flash phase"); suponían también que la velocidad de transporte era suficiente para que la mayor parte del ${}^7\text{Be}$ llegase a la superficie y se desintegrara en ${}^7\text{Li}$. Scalo, Despain y Ulrich (1975) critican este mecanismo de transporte en base a que no está establecido que la zona de convección llegue a penetrar la capa de combustión del hidrógeno y aun de ocurrir así, no se conoce lo que realmente sucede después. Proponen como alternativa, un transporte del ${}^7\text{Be}$ suponiendo que la convección aparece sólo cuando la luminosidad alcanza un valor crítico ($L \sim 10^4 L_{\odot}$ para $m \gg 1.5 M_{\odot}$) en la fase de combustión en doble capa ("hot-bottom envelopes").

Iben (1975) estudia los procesos que se desarrollan en una gigante roja durante la combustión en doble capa, cuando aparecen inestabilidades térmicas ("thermal pulses"). Del análisis de los fenómenos de transporte convectivo que tienen lugar, concluye que el modelo de difusión no es viable en su estado actual. Su crítica puede resumirse en dos puntos: el mecanismo de difusión obliga a que las estrellas de carbono ricas en litio sean la regla en lugar de la excepción; las elevadas temperaturas que son necesarias en el fondo de la envoltura convectiva para tener la abundancia requerida de litio, implican que el ^{16}O y el ^{12}C se destruyan prácticamente a la misma velocidad (con lo que las estrellas de carbono pierden su principal característica) y además, el ^3He también es destruido por lo que no se puede producir ^7Li . Por otra parte, Packzyński y Tremaine (1977), estudiando la evolución de estrellas de carbono del tipo CH encuentran que sólo un diez por ciento del material situado entre las capas de combustión se mezcla con la envoltura.

Otra fuente de incerteza a tener en cuenta es el rango de masas estelares para el que cabe esperar que una gigante presente enriquecimiento en litio: el límite inferior de masa para la mezcla de la envoltura con la capa de hidró-

geno es de $3-5 M_{\odot}$ (Cameron y Fowler 1971 y Scalo, Despain y Ulrich 1973); para su mecanismo alternativo, Scalo, Despain y Ulrich dan un muy incierto límite inferior de $1.5 M_{\odot}$, el cual está en contradicción con el dado por Uus (1973), de $\gtrsim 5 M_{\odot}$. Por otra parte, Sweigart y Gross (1976) no encuentran el mecanismo "hot-bottom" en su modelo de $3.5 M_{\odot}$. Aunque se argumenta que las estrellas ricas en litio tienen más características de estrellas jóvenes que las normales, Catchpole y Feast (1973) señalan que las estrellas SC (entre las cuales hay varias que son superricas en litio) no son objetos masivos. En su artículo de 1971 indican que RZ Sgr, también rica en litio, es poco masiva; sin embargo Culver e Ianna (1975) que estudian T Sgr, de características semejantes a RZ Sgr, encuentran una masa $m \gtrsim 1.5 M_{\odot}$, pero debe tenerse en cuenta que para fijar ese valor suponen la validez del modelo de difusión convectiva.

Se conoce como ciclo CNO caliente la cadena de reacciones que se producen cuando la combustión del hidrógeno tiene lugar a temperaturas superiores a los cien millones de grados, en el interior de estrellas muy masivas, por ejemplo. En estas condiciones, Audouze (1973) comprueba que las reacciones inducidas por protones y partículas α son más

rápidas que las desintegraciones β y que, en consecuencia, la cadena de reacciones difiere de las del ciclo CNO normal; así explica la producción de isótopos no comunes del carbono, nitrógeno y oxígeno, como son los ^{13}C , ^{15}N , ^{17}O y ^{18}O . Arnould y Nørgaard (1975) encuentran que los neutrones producidos en algunas de las reacciones de este proceso, como las $^{14}\text{C}(p,n)^{14}\text{N}$ ó $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$, para un determinado rango de temperaturas y densidades, reaccionan con los protones de forma casi instantánea, pudiéndose sintetizar finalmente ^7Li y/o ^7Be , según cuál sea la cadena de reacciones: $n(p,\gamma)\text{D}$, $\text{D}(p,\gamma)^3\text{He}$, etc...(cadenas ppII y ppIII).

Starrfield, Sparks y Truran (1976), en sus modelos de explosión de novas, interpretan dichos sucesos como el resultado de la combustión termonuclear de la envoltura externa de hidrógeno en las enanas blancas de carbono y oxígeno. Puesto que esas reacciones se desarrollan en forma de alud térmico ("thermal runaway"), se alcanzan temperaturas del orden de 1.5×10^8 °K, es decir, se dan las condiciones necesarias para que tenga lugar el ciclo CNO caliente y por consiguiente, se produzca ^7Li . Starrfield et al. (1978) estudian el proceso y concluyen que pueden obtenerse abundancias importantes de litio, aunque no consiguen establecer

una abundancia media del ${}^7\text{Li}$ expulsado en cada suceso. Ellos mismos exponen algunos argumentos por los que no es posible concluir, de momento, que este mecanismo dé una contribución importante a la abundancia galáctica del litio: no se conocen las masas estelares que pueden dar lugar a ese fenómeno (sistemas binarios o estrellas aisladas), se sabe poco sobre las últimas fases evolutivas de los posibles candidatos y tampoco se puede establecer la cantidad de ${}^7\text{Li}$ producida, pues ésta depende críticamente de las condiciones de la explosión. Por otro lado, Reeves (1973), a partir de consideraciones generales sobre los mecanismos de detonación deduce que la energía cinética media por nucleón es baja y que en consecuencia no pueden producirse cantidades importantes de litio.

Resultados similares obtuvieron Weaver y Chapline (1974) al calcular la energía por nucleón en las ondas de choque producidas en las explosiones de supernova (Colgate 1974), en las que se suponía podrían producirse deuterio y elementos ligeros por reacciones de astillado (Epstein et al. 1974).

Nucleosíntesis primordial. Nucleosíntesis pregaláctica.

No se discutirá aquí si el "big bang" es el modelo más adecuado para representar las primeras etapas del Universo. Sin embargo, su elección es la más razonable, puesto que consigue interpretar mejor que cualquier otro modelo la mayor parte de los fenómenos cosmológicos observados: la radiación residual de cuerpo negro, su isotropía, la abundancia y la homogeneidad en la distribución del helio en el Universo, la recesión de las galaxias y la abundancia del deuterio. En otros puntos el modelo es menos satisfactorio (ver Burbidge 1969), pero posee una gran ventaja práctica: permite el análisis cuantitativo del proceso dejando pocos parámetros libres, que incluso pueden reducirse a uno solo: la densidad bariónica del Universo (Wagoner 1973 y los comentarios de Reeves et al. 1973).

El primer trabajo sobre la nucleosíntesis en el "big bang" fue el de Alpher, Bethe y Gamow (1948), habiéndose publicado con posterioridad numerosos trabajos sobre la cuestión. Hay que destacar los de Wagoner, Fowler y Hoyle (1967), Partridge (1969) y Wagoner (loc. cit.). La densidad es el principal parámetro de estos modelos y, como suele suceder,

su valor no es conocido con precisión. Shapiro (1971), a partir de estimaciones de la materia visible en las galaxias, establece un límite inferior $\rho \gg 5 \times 10^{-32}$ gr./cm³ y Sandage (1961) obtiene una cota superior $\rho \leq 10^{-29}$ gr./cm³. En este intervalo de densidades el helio presenta una abundancia casi constante, mientras que D, ³He y ⁷Li sufren variaciones de varios órdenes de magnitud en sus abundancias, e incluso pueden llegar a no producirse. Una estimación de ρ se obtiene a partir de la abundancia actual de D si se supone que este elemento no se sintetiza en procesos estelares. Corrigiendo su abundancia de los efectos de la astracción estelar, se tiene que la fracción inicial de deuterio en masa, está comprendida entre 2×10^{-5} y 2×10^{-4} , lo cual implica una densidad de $2-3 \times 10^{-31}$ gr./cm³ varias veces superior a la densidad de materia visible (problema de Zwicky de la "masa oculta"), pero menor que la densidad crítica para "cerrar" el Universo.

Si se supone que el "big bang" produce una abundancia de litio acorde con las abundancias iniciales de D y ³He necesarias para dar cuenta de las abundancias iniciales de estos elementos, se tiene que únicamente un ocho por ciento del litio actual es de procedencia primigenia, es decir que,

este mecanismo no puede explicar la abundancia actual de litio. Ciertamente es que si se considerara una abundancia primigenia mayor, se podría ajustar mejor la abundancia actual del ${}^7\text{Li}$, pero ello sería a costa de desajustar completamente las abundancias del D y del ${}^3\text{He}$. Quirk y Tinsley (1973) adoptan para su modelo una abundancia $X_7(0) = 3.5 \times 10^{-10}$ (que no está de acuerdo con las correspondientes abundancias primigenias de D y ${}^3\text{He}$ que consideran). Debe mencionarse finalmente que Reeves (1974 y referencias) obtiene mayores abundancias de litio en el "big bang" modificando las hipótesis (en particular, considera modelos con número leptónico no nulo); recientemente, Yang et al. (1979) han realizado nuevos cálculos de la nucleosíntesis primigenia, encontrando una producción de litio algo mayor que en el modelo estándar, para el rango de densidades que nos interesa.

Para dar cuenta del contenido metálico de las estrellas de la población II se han sugerido diversos mecanismos de nucleosíntesis en una fase anterior a la formación de la Galaxia (o justo recién formada ésta). Con ello se pretende dar cuenta de los elementos pesados que no pueden ser producidos en el "big bang". Truran y Cameron, como ya se ha comentado, suponen la existencia de una primera generación

de estrellas masivas ($m > 5 M_{\odot}$). La explosión de objetos supermasivos ($m > 10^5 M_{\odot}$) de corta vida es otro de los mecanismos pregalácticos propuestos. Wagoner (1969) hace un estudio detallado de estos objetos y obtiene cantidades destacables de D, ^3He , ^7Li y elementos metálicos, así como una gran cantidad de ^4He . Por ello este modelo se ha presentado como una alternativa a la nucleosíntesis en el "big bang" ("little bangs"), sin embargo el mismo Wagoner (loc. cit.) encuentra que sólo se obtienen buenos resultados si se utilizan valores "ad hoc", poco realistas, para los parámetros del modelo, Fricke (1976) concluye la no validez del mismo.

Ledoux (1965) hace un estudio de objetos masivos ($10^2 - 10^5 M_{\odot}$) gravitatoriamente inestables. Aunque en la correspondiente nucleosíntesis obtiene cantidades apreciables de ^7Li , sus cálculos más bien deben considerarse como estimaciones, por la crudeza de las aproximaciones empleadas. Posteriores mejoras del modelo han sido introducidas por Nørgaard y Arnould (1975) y Nørgaard y Fricke (1976), los cuales estiman finalmente la contribución relativa del modelo a la abundancia galáctica del litio como incierta, en el mejor de los casos (véase también Starrfield et al., 1978).

El estado de los modelos de nucleosíntesis pregaláctica es poco claro, y aún menos la necesidad de su existencia, como comenta Reeves (1973): "Después de todo, la edad del Universo es lo suficientemente poco conocida como para que puedan haber existido generaciones de galaxias que hayan enriquecido el gas intergaláctico, de la misma manera que las generaciones de estrellas contaminan el gas interestelar".

Nucleosíntesis a alta energía. La teoría galactogenética.

La composición química de la radiación cósmica presenta una sobreabundancia de elementos ligeros respecto a sus valores universales y puesto que estas partículas pueden tener una energía de hasta 10^{14} MeV., aunque el noventa y nueve por cien están en el rango 10^2 - 10^6 MeV. (Osborne 1977), se tiene el marco astrofísico adecuado para situar las reacciones de astillado a alta energía. Este modelo de síntesis del litio, berilio y boro recibe el nombre de galactogenético, por ser un proceso a escala galáctica y como contraposición al modelo autogenético que sitúa la síntesis de estos elementos en estrellas específicas.

Se supone que las partículas de los rayos cósmicos

proviene ~~de~~, y son acelerados en las supernovas (ver los trabajos teóricos de Scott y Chevalier, 1975 y de Chevalier et al., 1976), que tienden a desplazarse según las líneas de flujo del campo magnético galáctico y que tienen una cierta probabilidad de escapar al llegar al borde de la Galaxia (este es el modelo de la "caja agujereada", "leaky box", una de cuyas últimas aplicaciones es el trabajo de Ormes y Freier 1978). Durante su travesía galáctica estas partículas pueden ser frenadas, aceleradas, o dar lugar a reacciones de astillado con los núcleos de la materia interestelar, produciendo elementos ligeros. Los trabajos más detallados sobre nucleosíntesis de estos elementos son los de Meneguzzi et al. (1971) y Mitler (1972). Sus resultados son muy semejantes entre sí (difiere sólo entre 100 MeV. y 1 GeV., pues consideran distintas secciones eficaces para las reacciones de astillado) y consiguen dar cuenta de las actuales abundancias de ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$. El ${}^{11}\text{B}$ es incorrecto por un factor dos y el ${}^7\text{Li}$ es un orden de magnitud menor que el valor observado. Audouze et al. (1976) introducen un flujo de rayos cósmicos de baja energía, no observados pero de intensidad compatible con el calentamiento que producirían en la materia interestelar, pero tampoco consiguen ajustar la

proporción isotópica del litio y sólo en el caso de considerar una longitud de escape, $\Lambda_e < 3 \text{ gr/cm}^2$, pueden obtenerse valores grandes para las proporciones ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ y Li/Be (téngase en cuenta que Meneguzzi et al. consideran Λ_e igual a 6.3 para ajustar correctamente la abundancia de ${}^9\text{Be}$).

Los valores típicos del ritmo de producción de elementos ligeros que se obtienen en la hipótesis galactogénica pueden verse en el capítulo 4. Truran (1973) criticó varios aspectos del modelo: no tiene en cuenta la variación de la intensidad de los rayos cósmicos durante la historia de la Galaxia, ni tampoco los cambios de composición en el medio interestelar, o la destrucción de los elementos ligeros por astración. Todos estos puntos sí se tienen en cuenta en el cálculo de la producción de elementos ligeros en la RCG en nuestros modelos numéricos (y en parte en el modelo analítico).

Nucleosíntesis a baja energía. Gigantes rojas y supernovas.

Las dificultades e incertezas que se presentan en la hipótesis termonuclear inducen a considerar las reacciones de astillado a baja energía como el mecanismo idóneo para dar cuenta de las abundancias de litio en algunas gigantes

rojas. Este proceso ha sido estudiado por Canal, Isern y Sana-
nahuja (1975b y 1977) utilizando los modelos de atmósferas
para estrellas de carbono de Tsuji (1964) y de Querci y Quer-
ci (1976); para cada modelo se ha calculado la producción de
litio en función del flujo de partículas supratérmicas, y
en la tabla III se presentan los resultados obtenidos para

Tabla III

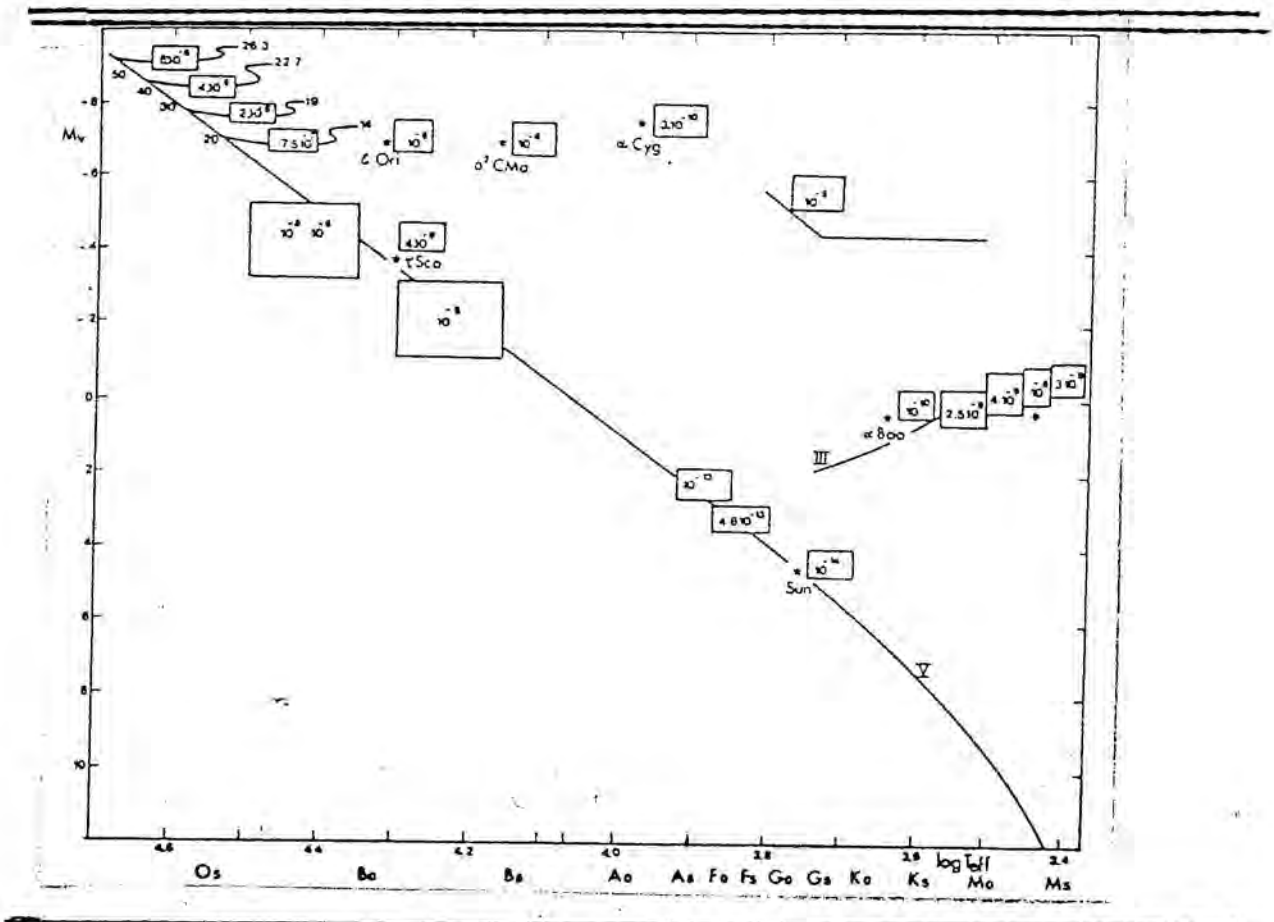
$\log \zeta$	caso A	caso B	fracción A	frac. B (%)
-5.80	1.7 E-4	3.8 E-8	2.50	0.00
-5.40	1.1 E-4	3.8 E-8	5.07	0.00
-5.00	5.8 E-5	3.8 E-8	4.80	0.00
-4.60	2.3 E-5	3.8 E-8	4.00	0.00
-4.20	9.4 E-6	3.8 E-8	4.04	0.01
-3.80	4.4 E-6	3.8 E-8	4.38	0.03
-3.40	2.1 E-6	3.8 E-8	5.07	0.07
-3.00	1.1 E-6	3.9 E-8	6.00	0.45
-2.60	6.0 E-7	3.9 E-8	6.33	0.80
-2.20	3.6 E-7	3.9 E-8	7.09	1.48
-1.80	2.3 E-7	4.0 E-8	7.19	2.51
-1.40	1.5 E-7	4.2 E-8	7.21	3.91
-1.00	6.2 E-8	4.4 E-8	7.26	6.08
-0.60	7.5 E-8	4.5 E-8	7.10	10.32
-0.20	5.4 E-8	5.3 E-8	7.25	18.32
+0.20	3.7 E-8	1.4 E-7	9.05	55.90
Li/H	caso A: 1.1 E-7;	caso B: 7.3 E-8		

Abundancia de litio producida en diversas capas de un mode-
lo de atmósfera para un flujo de 10^{25} part./cm²/seg./MeV

una de esas atmósferas y para un flujo de partículas que dé cuenta de una abundancia Li/H del orden de la observada en las estrellas superricas en litio.

La profundidad óptica considerada es la estandard, o sea la correspondiente a una longitud de onda de $\lambda 8800 \text{ \AA}$, y se consideran dos casos distintos según se suponga que las partículas son inyectadas en las capas superficiales hacia el interior (caso A) o viceversa (caso B). Las dos últimas columnas dan la contribución de cada capa a la producción del litio pues debe tenerse en cuenta que en las capas superficiales la densidad es menor. Los modelos de atmósferas utilizados abarcan un rango de temperaturas efectivas entre 2600 y 3800 °K y diversos valores de la gravedad, entre 0.1 y 10 (unidades cgs.), comprobándose que los resultados son bastante independientes del modelo utilizado.

Las atmósferas empleadas son modelos estáticos, pues no tienen en cuenta la pérdida de masa por viento estelar, que en las gigantes puede ser importante; la figura II es un compendio de los ritmos de pérdida de masa (en $M_{\odot}/\text{año}$) que se dan en estrellas de la secuencia principal y en gigantes (tomado de De Loore 1976). Comparando esta gráfica con la IV, se ve que las estrellas de carbono y S presentarán ritmos de pérdida de masa moderados, salvo que se trate de estrellas de



Ritmo de pérdida de masa por viento estelar en diversas etapas de la evolución (en $M_{\odot}/\text{año}$).

Figura II

masas "medias" ($\sim 7 M_{\odot}$). Canal, Isern y Sanahuja (loc. cit.) demuestran que para un ritmo de pérdida de masa de $0.1\text{-}0.01$ $\text{gr./cm}^2/\text{año}$, las gigantes expulsarán la masa de sus capas externas en un período de $10^4\text{-}10^5$ años. La situación más favorable se da cuando la inyección de partículas supratérmicas tiene lugar en las capas profundas de la atmósfera y la pér-

dida de masa deja al descubierto la zona donde se forma el doblete $\lambda 6708 \text{ \AA}$ del litio neutro, que es la raya que se observa.

También se ha analizado los efectos de la convección en la dilución y destrucción del litio, pero los modelos de atmósferas para gigantes frías no incluyen la convección en las capas más externas, debido a que el transporte de energía por convección es despreciable. Sin embargo, puede existir una zona convectiva (debida por ejemplo a la disociación del hidrógeno molecular) que enlace con la capa convectiva originada por la ionización del hidrógeno, y por consiguiente el litio sería transportado hacia la envoltura, diluyéndose en ella, y si la temperatura en su base es suficiente, será incluso destruido. En varios modelos de Auman (1969) se observa una separación suficiente entre las dos capas convectivas (suficiente significa que entre las dos capas existen varias alturas patrón de la escala de presiones) para dificultar la mezcla del material y, por consiguiente, la dilución y destrucción del litio. En las capas superficiales de las atmósferas cuyas temperaturas son del orden de 2000 a 2500 °K, prácticamente todo el hidrógeno está en forma molecular, apareciendo la correspondiente zona convectiva en los modelos con temperatura efectiva de 3000 a 3500 °K, en

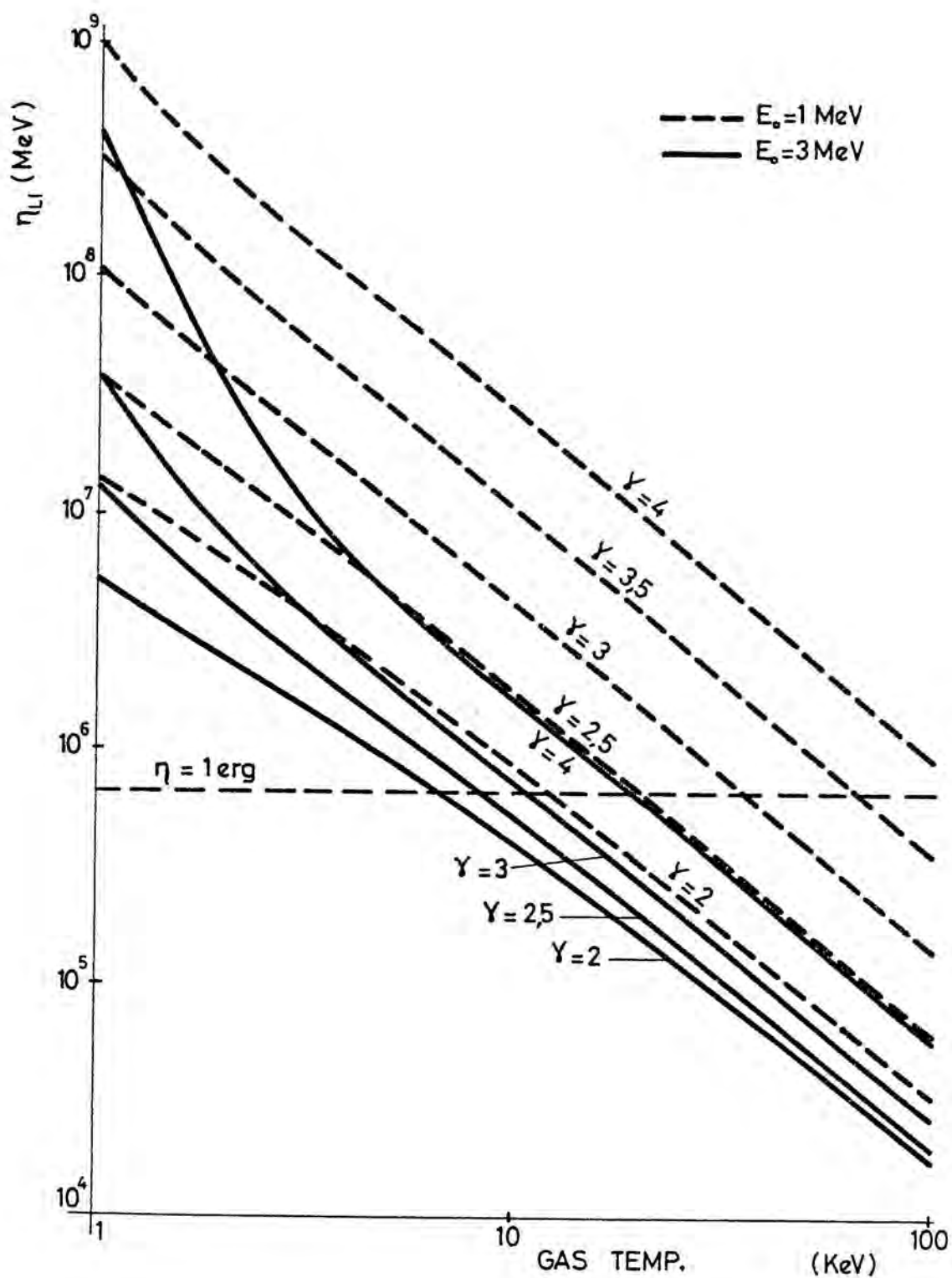
los que la capa está separada de la zona de ionización del hidrógeno.

La convección impone considerables restricciones a este modelo, pero puede considerarse viable mientras el ritmo de pérdida de masa no sea superior a $10^{-7} M_{\odot}/\text{año}$. Una confirmación definitiva del origen autogénico del litio en estas estrellas lo daría la observación del ${}^6\text{Li}$, que no aparecería si el litio fuese de origen termonuclear. Kilston (1975) da cuenta de él en algunos de sus espectros sintéticos, pero todos ellos se refieren a envolturas estáticas. Wallerstein (1977) observa en Y CVn una abundancia de ${}^6\text{Li}$ del diez por ciento (con un margen de error de ± 10). Es ésta una estrella rica en litio, aunque no superrica, y esta abundancia es explicada satisfactoriamente en el marco del modelo descrito por Canal, Isern y Sanahuja (1978), pues el ritmo de pérdida de masa en esa estrella es pequeño.

La formación de átomos de litio en reacciones de astillado por partículas supratérmicas es un proceso de bajo rendimiento energético. En 1970, Ryter et al. encontraron que el proceso era energéticamente prohibitivo, pero la introducción de las reacciones $\alpha + \alpha$ permitió rebajar los requerimientos energéticos en dos órdenes de magnitud (Canal 1974; Canal, Isern y Sanahuja 1975); en la gráfica III

Gráfica III

Energía necesaria para la producción de un átomo de litio
(sacado de Sanahuja 1973).



se da η , energía necesaria para producir un átomo de litio, en función de la temperatura del plasma (en KeV) donde se producen las reacciones de astillado, de la energía de corte y del exponente del espectro de partículas supratérmicas. La línea señalada "1 erg", es la máxima energía que se puede atribuir al proceso si se supone un origen local autogénico del litio, por ejemplo, en estrellas pre-secuencia principal, donde la mayor parte de la energía es de origen gravitatorio (Canal, Isern y Sanahuja loc. cit.). Como puede verse, para que sea posible la producción de elementos ligeros es necesario que el plasma sea caliente ($E \gtrsim 10$ KeV), lo cual puede ser provocado por las mismas partículas supratérmicas. Schatzman (1969) investiga el mecanismo de calentamiento, encontrando que un fuerte flujo de partículas calienta el gas a temperaturas elevadas en un tiempo menor que, el de deceleración de las propias partículas supratérmicas.

Aplicando estos resultados a las gigantes rojas se obtiene que la energía necesaria para producir una abundancia $\text{Li}/\text{H} \sim 10^{-7}$ en un modelo estático es, en cualquier caso, menor que una centésima de la luminosidad fotosférica de la estrella y teniendo en cuenta, además, que durante la fase de combustión en doble capa las inestabilidades térmicas producen importantes aumentos en la luminosidad (hasta dos órde-

nes de magnitud), es muy razonable suponer que una pequeña parte de esa energía revierte en la aceleración de partículas supratérmicas durante los reajustes mecánicos de la estructura de la estrella tras la pulsación térmica (véanse los modelos de Iben loc. cit., y de Gingold 1975, para 7 y $2 M_{\odot}$ respectivamente).

Los restos de supernovas constituyen un marco adecuado para las reacciones de astillado, pues la densidad del plasma es baja y las partículas más energéticas pueden colisionar con los átomos de elementos de masa media existentes o recién formados en la explosión. Las restricciones básicas del modelo se refieren una vez más a la existencia de la energía necesaria para que puedan producirse los isótopos de los elementos ligeros. La energía que se requiere para producir el litio existente (nos referiremos a él por ser el más abundante de los elementos ligeros) será el producto de \mathcal{N} , energía que se precisa para producir cada átomo, por el número de átomos. Tomando una abundancia universal de 10^{-9} , la energía necesaria para la formación de todos los átomos de litio de la Galaxia será $\mathcal{E} \simeq \mathcal{N} \cdot 10^{59}$ ergs; La energía disponible será la energía media de las explosiones de supernova, multiplicada por la frecuencia de éstas y por la edad de la Galaxia. Tomando una frecuencia de 1/15 sup./año (Tammen

1977) y la edad de la Galaxia igual a 1.4×10^{10} años, la energía disponible es del orden de 9×10^{59} ergs. Comparando estos dos valores y tomando η de la Figura III se deduce que la producción de elementos ligeros es factible si la temperatura del plasma es mayor o igual que 10 KeV; de lo contrario el proceso es energéticamente prohibitivo.

En un cálculo local se llega a un resultado similar: si se supone que una estrella de $5 M_{\odot}$ es representativa de una futura supernova, al estallar, esa estrella expulsará como mínimo una masa solar de materia, pues se considera que habrá un remanente de $1.4 M_{\odot}$ ya que se han perdido previamente $2.5 M_{\odot}$ por viento estelar (ver Labay y Sanahuja, 1977). Si se supone que debe obtenerse una abundancia $\text{Li}/\text{H} \sim 10^{-9}$ se tendrán que sintetizar 10^{48} átomos de litio y la energía necesaria para ello será el producto de ese número por η , cuyo valor se toma de la Figura III o de Canal, Isern y Sanahuja (1975). Según la temperatura del plasma sea 1, 10 ó 100 KeV, la η vale 48, 7.75 ó 0.09 ergs, respectivamente, con lo que la energía total necesaria será de 4.8×10^{49} , 7.8×10^{48} y 9×10^{46} ergs en cada caso. Comparando estos valores con los 10^{51} ergs que se generan, por término medio, en una explosión se supernova, se concluye que únicamente si el plasma está caliente se puede tener la energía necesaria para que exis-

tan reacciones de astillado, pues debe considerarse que únicamente una pequeña parte de la energía producida se invierte en la aceleración de partículas (una centésima parte es una fracción razonable). Pueden considerarse irradiaciones superiores que permiten obtener mayores abundancias de litio; para una $\Psi \sim 10^{22}$, por ejemplo, se obtiene una abundancia $\text{Li}/\text{H} \sim 10^{-7}$, pero entonces debe considerarse que la fracción de masa irradiada es menor.

Parecidos problemas energéticos se dan en el modelo propuesto por Clayton y Dwek (1976) sobre la producción de ${}^7\text{Li}$ por reacciones $\alpha + \alpha$ en las regiones circundantes a los púlsares recién formados. Aunque el modelo es coherente, la energía necesaria para que se desarrollen las reacciones de astillado es difícil de justificar.

3.- Datos observacionales.

Además de comentar las abundancias de los elementos ligeros, se reseñarán las del D, ^3He y algunos elementos metálicos que se incluyen en los modelos. Todas las abundancias están dadas en número de átomos respecto al hidrógeno. También se comentan las características más importantes de las estrellas de carbono y del tipo S, superricas y ricas en litio.

Las abundancias del Li, Be y B.

Al presentar los elementos ligeros abundancias muy bajas, sólo se pueden analizar en los espectros sus rayas de resonancia. Únicamente el LiI y el BeII presentan alguna raya en la región visible, la del BeII suele ser de difícil observación por estar cerca del ultravioleta y en un región del espectro muy poblada. A pesar de ello, se ha determinado la abundancia del litio en numerosas estrellas de todos los tipos y clases, el berilo se ha observado en más de un centenar de objetos, mientras que del boro hay pocos datos, pues sólo se ha empezado a tener valores de su abundancia

en las estrellas cuando se ha dispuesto de observaciones fuera de la atmósfera usando satélites, como el Copérnicus, que trabajan en la región ultravioleta del espectro.

Las observaciones de elementos ligeros conciernen fundamentalmente a la materia interestelar y a muestras de meteoritos. Se considera que las abundancias observadas en estrellas jóvenes son más indicativas del contenido universal de estos elementos, ya que los datos de los meteoritos presentan el problema del fraccionamiento químico, los del medio interestelar el de la formación de granos y las observaciones de estrellas en fase evolutiva avanzada, el problema de la mezcla convectiva con el interior, la cual destruye los elementos ligeros que hay en la superficie

- El litio

Bonsack y Greenstein (1960) y Bonsack (1961) observaron el Li en estrellas jóvenes del tipo T Tauri, encontrando una abundancia de 5×10^{-10} ; puesto que estas estrellas pasan por una fase de gran actividad eruptiva, se sugirió que el litio era producido por reacciones de astillado en la superficie. Apoyaría esta hipótesis el hecho de que en la nebulosa circundante la abundancia de este elemento era un orden de magnitud menor que en la estrella. Sin embargo Her-

big (1966) comprobó que en FU Orionis (objeto considerado más joven que las T Tauri) la raya del litio era muy intensa y dedujo una abundancia de 10^{-9} . Ello indicaba una formación de litio previa a que la estrella pasase por la fase T Tauri y por lo tanto que, o bien este elemento era de origen galáctico, o bien que la síntesis autogenética tenía lugar mucho antes de la llegada de la estrella a la secuencia principal. Los resultados de Zappala (1972) abundan en la primera posibilidad, pues observando estrellas jóvenes de las Híades, Pléyades y Pesebre, obtuvo abundancias del orden de 10^{-9} (sin embargo, Catchpole en 1971, había observado en la región de Scorpio-Centauro una estrella del tipo KOVe, con $\text{Li}/\text{H} = 6.3 \times 10^{-10}$, valor menor que el de Zappala).

La abundancia de litio en el Sol se estima en 10^{-11} (Grevesse, 1978 y Engvold et al., 1970), con una proporción ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li} \geq 10$ (Wallerstein y Conti, 1969). Para el sistema solar, el cálculo de la abundancia de litio en los meteoritos da un valor de 1.5×10^{-9} y una proporción isotópica de 12.6 (Balzinger et al., 1968 y Nichiporuk, 1971), aunque Nichiporuk y Moore (1974) obtienen $\text{Li}/\text{H} = 2 \times 10^{-9}$, valor casi independiente del tipo de muestra analizada. Si se comparan las abundancias en el Sol y en el sistema solar se deduce que el

litio ha sido destruido en un noventa y nueve por ciento en la superficie solar con respecto a su abundancia original.

Herbig (1965), Danziger y Conti (1966) han observado el litio en estrellas de la secuencia principal de diversos campos estelares. Wallerstein y Conti (1968) dan una recopilación de estos datos comentando el problema de la dilución del litio en la secuencia principal según el tipo espectral (ver también Boesgaard 1976b); la abundancia de este elemento varía desde 8.8×10^{-10} para estrellas de los tipos FO-F2 hasta 8.8×10^{-11} para las G3 y G4, lo que significa que si se considera la abundancia de las FO como representativa de la abundancia original en estas estrellas (dentro del margen de error coincide con los datos de Zappala), el litio es destruido en la secuencia principal por convección estelar, con diversos grados de eficiencia según el tipo de estrella. Cohen (1972) estudia la relación ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ en once estrellas F y G de la secuencia principal, y en tres gigantes, sin encontrar evidencia de ${}^6\text{Li}$ en diez de ellas y estableciendo ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li} > 10$ en otras tres, aunque con bastante incerteza a causa de su alta velocidad.

El litio neutro interestelar ha sido detectado por

Traub y Carleton (1973) frente a ξ Ophiuchi y en la dirección de 55 Cygni por Van den Bout y Grupsmith (1974), obteniendo unos valores de 3 y 6×10^{-10} respectivamente, o sea, unas abundancias un orden de magnitud que las del sistema solar. Esto se atribuye a que el litio interestelar tiende a formar granos que lo hacen inobservable; Traub y Carleton determinan una proporción ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} < 0.14$, lo cual es consistente con la abundancia en los meteoritos. Recientemente, Van den Bout et al. (1978) han encontrado ${}^7\text{Li}/\text{H} = 1.2 \times 10^{-10}$ frente a ξ Persei y ϵ Aurigae, con unas cotas para la proporción isotópica ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ de 0.05 y 0.1, respectivamente.

Ghām y Hultqvist (1972) y Warner (1973) han determinado el litio en gigantes K y M, obteniendo valores en el rango de 5×10^{-13} a 10^{-10} , lo cual indica que también existe dilución de este elemento en la fase gigante. Sin embargo, en diversas estrellas de carbono y S se han observado abundancias tan altas como 10^{-9} (estrellas superricas) y en bastantes otras se presentan cantidades importantes de Li, no tan elevadas, pero sí un orden de magnitud mayor que la abundancia cósmica (estrellas ricas). El contenido preciso de litio en estas estrellas es difícil de calcular, pues su temperatura efectiva no se conoce con exactitud y al ser tan frías existen muchas fuentes moleculares de opacidad, por lo

que su espectro está mucho más poblado que el de las estrellas M equivalentes; sin embargo la raya del LiI es lo suficientemente fuerte como para no poder negarse la existencia de este elemento en las atmósferas de esas estrellas. Cohen (1974), en un estudio comparativo, confirma la existencia real de estas abundancias. Wallerstein (1977) encuentra en Y CVn una abundancia de ${}^6\text{Li}$ del 10% (± 10), lo cual se puede interpretar como una producción local por reacciones de astillado.

Snedden et al. (1978) han analizado el contenido en litio de la estrella HR6766, que es del tipo "banda G-débil" ("weak G-band"), encontrando una abundancia ${}^7\text{Li}/\text{H} = 2 \times 10^{-13}$ y posiblemente ${}^6\text{Li}$, cuya existencia no puede afirmarse categóricamente por estar su doblete enmascarado por una raya del ${}^7\text{Li}$ y otra no muy estudiada del VI.

- El berilio

El berilio ha sido observado en las Híades por Boesgaard, Heacox y Conti (1977) para seis estrellas enanas del tipo F y cuatro gigantes, encontrándose unas abundancias medias de 10^{-11} y 3.1×10^{-13} , respectivamente. Estos valores coinciden con los calculados por Boesgaard (1976a) para un campo de 38 estrellas de los tipos F y G. El resultado más

interesante de estas observaciones es que no se encuentra dependencia entre la abundancia de este elemento y la temperatura efectiva o tipo espectral, en contra de la hipótesis de enriquecimiento en berilio en las estrellas F hacia las G (ver Boesgaard 1976b). Boesgaard (1974) observa en Vega un contenido de 10^{-11} y Dravins y Hultqvist (1977) obtienen en α Cen A una abundancia de 2.5×10^{-11} . Boesgaard y Heacox (1978) acotan la abundancia de berilio en una decena de estrellas A y B con valores acordes a los de α Cen A y Vega.

En el Sol, Grevesse (1974) y Cmielewski et al. (1976) obtienen una abundancia en torno a 1.4×10^{-11} , valor muy ajustado a las abundancias calculadas por Boesgaard para otras estrellas G. Al igual que con el litio, las abundancias meteoríticas del berilio son casi independientes de la procedencia de la muestra. Eisentraut et al. (1975) y Quandt y Herr (1975) dan un valor de $(3.6 \pm 1.3) \times 10^{-11}$; comparando estos valores se puede deducir que el berilio prácticamente no ha sufrido astración en la superficie del Sol.

Del contenido interestelar de este elemento sólo existen cotas superiores calculadas por Boesgaard (1974): $< 5 \times 10^{-11}$ y Morton (1974): $< 6.8 \times 10^{-11}$.

- El boro

Para el boro solar, Hall y Engvold (1975) obtienen un límite superior de 1.2×10^{-11} , mientras que Khöhl et al. (1977) dan 4×10^{-10} con una incertezade un factor dos. La abundancia de boro en los meteoritos es uno de los puntos actuales de controversia, pues al ser un elemento volátil sus compuestos sufren fraccionamiento químico durante y después de la formación del sistema solar. Así Baedecker et al. (1971) obtienen una abundancia entre 3 y 6×10^{-9} en las condritas carbonáceas, mientras que en las enstatitas encuentran un contenido entre 2 y 5×10^{-10} . Weller et al. (1977 y 1978) para los meteoritos del primer tipo obtienen una abundancia de boro entre 2 y 5×10^{-10} y determinan en cualquier caso, una relación isotópica de $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ igual a cuatro.

El boro estelar es de observación difícil, por lo que el margen de error en la determinación de su abundancia suele ser importante. Boesgaard (1974) calcula en Vega una abundancia de 10^{-10} , mientras que Praderie et al. (1977) dan para la misma estrella un valor de 1.5×10^{-10} (salvo un factor dos). Asimismo, estos últimos observan en Sirio una abundancia de 5×10^{-12} . En un estudio de dieciseis estrellas de los tipos A y B, Boesgaard y Heacox (loc. cit.) encuentran una abundancia media de boro de 1.4×10^{-10} (con un error del 60%),

no hallando ninguna dependencia entre la abundancia y la temperatura efectiva de cada estrella.

Morton, Smith y Stecher (1974), con el satélite Copernicus, determinan frente a Σ Oph una cota superior de 7.6×10^{-11} para el B interestelar. Un resultado semejante se obtiene en la dirección de Σ Ori, pero frente a Σ Per Morton (1973), obtiene un límite máximo de 8×10^{-10} . Estos resultados han sido analizados por Audouze, Lequeux y Reeves (1973), quienes establecen una cota máxima de la abundancia interestelar de boro de 2×10^{-9} .

Reeves y Meyer (1978) en la más reciente puesta al día de las abundancias universales de los elementos ligeros, establecen los valores de la tabla IV, con un factor dos de incertidumbre en las abundancias relativas.

Tabla IV

Abundancias cósmicas del Li, Be y B						
Li/H	Be/H	B/H	${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$	${}^{11}\text{B}/{}^{10}\text{B}$	B/Li	B/Be
$1. \times 10^{-9}$	1.4×10^{-11}	$2. \times 10^{-10}$	12.6	4.0	0.2	14.3

Las estrellas superricas y ricas en litio.

La abundancia de litio se acostumbra a calcular comparando la intensidad de la raya $\lambda 6707$ del LiI con la de la $\lambda 6573$ del CaI o con las rayas del doblete del Na ($\lambda 5590-5596$). Por ello al estudiar las estrellas de carbono, Torres-Peimbert y Wallerstein (1969) definen un índice que depende de esas intensidades para dar cuenta del contenido de litio en tales estrellas. El valor de n es 5 para las estrellas superricas, 3 para las ricas (las dos rayas tienen la misma intensidad) y 0 para aquellas en cuyo espectro no está presente esa raya y que por lo tanto tienen un contenido de $\text{Li}/\text{H} < 3 \times 10^{-12}$. Boesgaard (1970) realiza una división análoga entre las estrellas S: las pobres, con un contenido de litio $\lesssim 5 \times 10^{-12}$, las ricas, con $\text{Li}/\text{H} \approx 2 \times 10^{-10}$, y las superricas con una abundancia de litio mayor que 3×10^{-8} . Los datos de observación sin reseña se refieren al trabajo de Wallerstein y Conti (1969) o al de Torres-Peimbert y Wallerstein (loc. cit.), que resumen las características conocidas de esas estrellas hasta dicho año. Asimismo las estimaciones de masas, radios y distancias sin referencia están tomadas del trabajo de Bergat, Sibille y Lunel (1978).

- Estrellas superricas

WZ Cas y WX Cyg (HD 224855 y HD 193368) son los ejemplares más significativos entre las estrellas de carbono superricas en litio. WZ Cas, descubierta por McKellar en 1940, es una $C_{9,1}$ y presenta una relación $\text{Li}/\text{Ca} \sim 10^4$ veces mayor que la solar, lo cual implica una abundancia $\text{Li}/\text{H} \simeq 8 \times 10^{-8}$ según Wallerstein y Conti. Sin embargo, Hirai (1969) calcula el cociente $\text{Li}/\text{Na} \simeq 1.8 \times 10^{-2}$ (acorde con la estimación de Spitzer, 1949) y al encontrar una sobreabundancia de Na, deduce una abundancia de litio 3×10^5 veces mayor que la abundancia en el Sol. Se le estima un radio fotosférico de $220 R_{\odot}$, una $M_{\text{bol}} = -3$, una distancia mínima de 114 pc (siendo el valor más probable de 230) y una temperatura efectiva de $2560 \text{ }^{\circ}\text{K}$.

WX Cyg y T Ara son dos estrellas semejantes a la anterior. T Ara ha sido estudiada por Feast (1954) y WX Cyg fue clasificada como superrica por Sandford (1950). WX Cyg es una C_8 con $T_{\text{ef.}} = 2400 \text{ }^{\circ}\text{K}$ y una relación $\log(\text{Li}/\text{Na}) = -1.3$ (Fujita 1970).

T Sgr es una estrella $S_{5,8}$ descubierta por Keenan en 1967 y clasificada por Boesgaard (1970) como superrica; la anchura equivalente de la raya del litio es de 1.5 \AA (mientras que para una S típica es $\leq 0.5 \text{ \AA}$), lo cual implica una relación $\text{Li}/\text{Ca} = 10^{-2}$ y por consiguiente una abundancia en

litio de 5×10^{-8} . Culver e Ianna (1975) estiman una masa, $m \approx 1.5 M_{\odot}$ y $M_V = -2.4 (\pm 0.4)$. Feast, Catchpole y Glass (1976) confirman ese valor de la masa y dan $M_{bol} = -5.8$.

Henize 166 fue clasificada como estrella CS (es decir, de características intermedias entre los tipos C y S) por Catchpole y Feast (1971); la raya del LiI tiene una anchura equivalente de 3 \AA , con una proporción $\text{Li}/\text{Ca} \gg 1$, lo que la sitúa junto a T Sgr, en el grupo de las superricas. Su magnitud visual absoluta es de -2 , sugiriendo que es una estrella de masa intermedia. Case 261 (VX Aql), observada por Warner y Dean (1970), presenta una anchura equivalente de 4 \AA y es del tipo SC con características semejantes a Henize 166.

En 1976, Catchpole y Feast descubrieron en η Carinae dos estrellas S clasificables en este grupo: RZ Sgr y TT9. RZ Sgr es una estrella variable de masa pequeña con una proporción $\log(\text{Li}/\text{Ca}) = -3.6$, lo que implica una abundancia $\text{Li}/\text{H} = 10^{-9}$ (suponiendo una abundancia solar para el Ca, ya que nada lo desmiente). Esto la clasifica entre las ricas y las superricas, aunque sus descubridores la asignan provisionalmente a este grupo, hasta un mejor análisis a alta dispersión. TT9 presenta una anchura equivalente de 1.5 \AA , pero

no se dispone de datos cuantitativos acerca de su abundancia en Li, aunque puede afirmarse que es alta y semejante a la de RZ Sgr; Feast, Catchpole y Glass (loc. cit.) creen que se trata de un objeto masivo perteneciente a la población I con una $M_V = -1.1$ y $M_{bol} = -5.3$.

- Estrellas ricas

En este grupo existen bastantes estrellas, pero de la mayoría se desconoce casi todo salvo que presentan una raya LiI intensa. La más significativa y estudiada (también por otras causas) es Y CVn (HD 119104). Esta es una estrella $C_{5,4}$ con una temperatura efectiva de 2700°K y una $M_{bol} = -4.7$. Su abundancia en Li es de 3.5×10^{-9} y Wallerstein ha descubierto en ella indicios de ${}^6\text{Li}$. Su radio fotosférico es de $340 R_\odot$ y la distancia mínima es de 119 pc (valor más probable 240 pc; esto en lo sucesivo se indicará d(119, 240) pc. Sin embargo, Kilston (1975) le asigna un radio efectivo de $125 R_\odot$ atribuyéndole a la estrella una masa "razonable" de $3 M_\odot$.

Otras estrellas de carbono son:

R Lep (HD 31996) $C_{7,4}$; d(137,270) pc; $M_{bol} = -3.71$; $R_{fot.} = 580 R_\odot$

W Ori (HD 32736) $C_{5,3}$; d(103,210) pc; $M_{bol} = -3.88$; $R_{fot.} = 290 R_\odot$

$T_{ef.} = 2600^\circ\text{K}$

- RY Dra (HD 112559) C_{4,4}; d(133, 270) pc; $M_{bol} = -3.9$;
 $R_{fot.} = 290 R_{\odot}$; $T_{ef.} = 2640^{\circ}K$; m_V
entre 6.1 y 7.1
- T Lyr (HD 156074) C_{6,5}; d(124,250) pc; $M_{bol} = -3.44$; $R_{fot.} =$
 $260 R_{\odot}$; $T_{ef.} = 2440^{\circ}K$
- S Sct (HD 174325) C_{5,4}; $T_{ef.} = 2550^{\circ}K$
- RS Cyg (HD 192443) C_{8,2}; d(138,280) pc; $M_{bol} = -3.07$; $R_{fot.} =$
 $230 R_{\odot}$; $T_{ef.} = 2640^{\circ}K$
- U Cyg (HD 193680) C_{8,2}; d(108, 220) pc; $M_{bol} = -2.44$; $R_{fot.} =$
 $190 R_{\odot}$; $T_{ef.} = 2270^{\circ}K$; Li/Na =
 2×10^{-4} (Fujita 1970)

FU Mon es una estrella SC analizada por Teske con una magnitud visual absoluta de 8.5 y una relación Li/Ca ≈ 1 , por lo que queda incluida en el grupo de las ricas. Otras estrellas del tipo SC o CS pertenecientes a este grupo son Henize 244, Henize 250, UY Cen, VY Aps, IQ Ara, GP Ori, Case 598 y R Ori, cuya magnitud visual oscila entre 8 y 9.

Mención aparte debe hacerse de R CrB y RY Sgr, que son estrellas HdC, es decir estrellas calientes de carbono deficientes en hidrógeno (ver Boyarchuk 1971). R CrB fue analizada por Keenan y Greenstein en 1964, tiene una temperatura efectiva de $6000^{\circ}K$ y un contenido Li/H de 4×10^{-9} .

RY Sgr es una estrella del mismo tipo con características y contenido en litio similares a R CrB.

Otras estrellas de carbono en las que está presente la raya del litio, aunque con menor intensidad que la del Ca, y que han sido bastante estudiadas son: UU Aur, V Hya, RX Sct y V460 Cyg (pueden también añadirse las HD 19557, HD 52432 y HD 182040 de Wallerstein y Conti).

Características generales de las estrellas C y S.

Las estrellas C y S son gigantes rojas cuyo espectro presenta bandas de elementos que no se dan en las gigantes normales. Las estrellas de carbono se distinguen especialmente por las intensas rayas de C_2 y/o CN y CH, y las del tipo S por las rayas de ZrO y de LaO. Debido a esas rayas su clasificación espectral presenta dificultades, viniendo a ocupar un eje vertical sobre las M en una secuencia del tipo. M - MS - S - SC - CS - C. Wallerstein (1973) resume las características de las estrellas de carbono con $T \geq 3500$ °K (calientes) en las que la raya del Li no existe o es muy débil. En la gráfica IV (tomada de Boyarchuk 1971) se visualiza la situación de estas estrellas en el diagrama H-R. Los puntos negros son estrellas HdC singulares, de las que las R CrB son un subgrupo. Las estrellas BaII presentan una raya intensa

 Localización de las estrellas C y S en el diagrama H-R

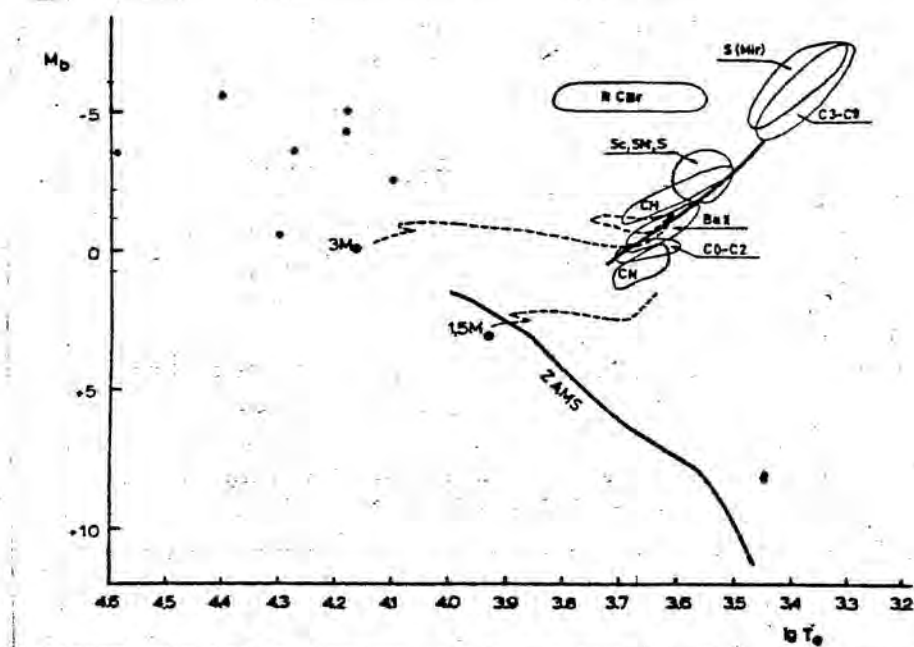


Figura IV

de ese elemento en su espectro, pero la abundancia en litio es muy baja en todos los casos estudiados.

Bartholdi et al. (1972), en una ocultación lunar de X Cancri (tipo $C_{5,4}$) obtienen una temperatura efectiva de 2500°K y un radio aproximado de $120 R_{\odot}$; por el mismo método, Jasker et al. (1973) hallan una $T_{\text{ef.}} = 3140^{\circ}\text{K}$ y un radio aproximado de $120 R_{\odot}$ para TX Piscium (una $C_{6,2}$ aunque Fujita y Tsuji dan $T_{\text{ef.}} = 2890^{\circ}\text{K}$). McGraw y Angel (1974), para una estrella S variable encuentran un radio de $400 \pm 115 R_{\odot}$.

y $T_{\text{ef.}} = 2055 \pm 310 \text{ }^{\circ}\text{K}$. Los datos de Fujita y Tsuji (1965) y de Bergeat et al. (1978) se integran bastante bien en el estudio de Boyarchuk resumido en la figura IV. Lloyd (1978), analiza las gigantes rojas variables que hay alrededor del cúmulo NGC 419 en la Nube Pequeña de Magallanes, encontrando una gran cantidad de estrellas de carbono cuya magnitud visual media es de -2 , aunque Crabtree et al. (1976), para siete estrellas de carbono, posiblemente pertenecientes a la Gran Nube de Magallanes, obtiene unas magnitudes visuales entre -2.7 y 4.6 .

Es sabido que las estrellas S son menos abundantes que las C, y que todas ellas representan del 7 al 10% del total de estrellas M (Scalo 1976 y sus referencias). Según este autor, el número de estrellas superricas en litio es de un 10% del total de estrellas de carbono y S, deduciendo una proporción estrellas superricas/estrellas M = $(0.7-1) \times 10^{-3}$, lo que implicaría una densidad de 7-10 estrellas por Kpc^3 (tomando como densidad de estrellas M $10^4/\text{Kpc}^3$). Para obtener este valor se han supuesto las condiciones más restrictivas, pues la estadística de estas estrellas es bastante incompleta. Así se dispone al menos de una cota mínima de esa proporción para poder trabajar; siguiendo esa idea, se adoptará ese resultado aunque a continuación se discutirán

argumentos que permitirán adoptar un valor más elevado.

En su análisis Scalo supone que todas las estrellas superricas en litio son del tipo C, pues considera que el número de las S es pequeño frente a aquellas. Este razonamiento sería correcto si se aceptase una relación 5 a 1 entre ambas clases de objetos, tal como se puede deducir al comparar la frecuencia de estas estrellas en el catálogo de Stephenson. Sin embargo, en ese catálogo ambos tipos de estrellas no están representados de modo igualmente completo, pues entre otras causas, la identificación de estrellas S es más difícil que la de estrellas C. Baumert (1974) compara las estrellas S y C del catálogo IRC y del catálogo de Stephenson, encontrando una relación de 3 a 1, que considera puede ser menor si se toman muestras más brillantes y homogéneas. Wing y Yorke (1977) concluyen que la relación puede ser incluso menor que 2 a 1, si se incluyen los efectos de selección. Por otra parte las estrellas superricas en litio parecen ser más frecuentes entre las S y las intermedias SC que entre las C (ver Feast 1973 y referencias de observaciones), unido esto a lo expuesto anteriormente daría una frecuencia de estrellas superricas en litio, respecto al número total de gigantes M, mayor que 7×10^{-4} (un valor razonable estaría entre 2 y 5×10^{-3}). También debería incluirse la con-

tribución de las estrellas ricas, pues aunque en ellas la abundancia del litio es menor, su número es bastante mayor que el de las superricas, pudiendo dar una contribución apreciable a la formación del litio interestelar.

Tabla V

Observación del deuterio en la materia interestelar		
Observación	D/H	Referencia
Dirección β Centauri	$(1.4 \pm 0.2) \times 10^{-5}$	Rogerson y York 1973
" μ Col, γ^2 Vel, α Cru A y B,	$(1.8 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	York y Rogerson 1976
" Centro galáctico	$2 \times 10^{-5} < < 4 \times 10^{-4}$	Cesarsky et al. 1973
" Cas A y Sgr A	$< 7 \times 10^{-5}$	Weinreb 1962
" Proción	$1.3(+1.2, -0.5) \times 10^{-5}$	Anderson et al. 1978
" α Aurigae	1.3×10^{-5}	} Dupree et al. 1977
" α Cen A	1.2×10^{-5}	
" α Cen A, ϵ Eri, ϵ Ind α Cmi, α Aug	$(1.8 \pm 0.6) \times 10^{-5}$	Mc Clintock y Henry 1978
HD en nubes interes- telares	$5 \times 10^{-6} < < 2 \times 10^{-4}$	{ Spitzer et al. 1973 Black y Dalgarno 1973
DCN en la nebulosa de Orión	$10^{-6} - 10^{-5}$	{ Jeffers et al. 1973 Solomon y Wolff 1973

Abundancias del D, ^3He y algunos elementos metálicos.

La abundancia del D hasta 1960, sólo era conocida en el agua del mar y en los meteoritos ($\text{D}/\text{H} = 1.6 \times 10^{-4}$). Para el deuterio estelar sólo se tiene el rango determinado por Peimbert y Wallerstein (1965) para nueve estrellas de la secuencia principal: $3 \times 10^{-5} < \text{D}/\text{H} < 6 \times 10^{-4}$ y las observaciones en la materia interestelar se resumen en la tabla V.

Los valores de la columna D/H (salvo el caso uno de la tabla VI), no son la abundancia directamente observada de D, sino el valor cósmico de este elemento, que se deduce de los datos observacionales una vez analizados estos. Un resumen de dichos datos hasta 1973 puede verse en Reeves (1974). De las observaciones del D solar es evidente que este

Tabla VI

Observaciones de deuterio en el Sol y sistema solar		
Observación	D/H	Referencia
D Sol	$< 3.4 \times 10^{-6}$	Epstein y Taylor 1972
D protosolar	$(2.5 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	Geiss y Reeves 1972
"	$1.5(+1.5, -0.7) \times 10^{-5}$	Black 1972
CH_3D en Júpiter	$(1 - 8) \times 10^{-5}$	Beer y Taylor 1972
HD " "	$(2.0 \pm 0.5) \times 10^{-5}$	Tranger et al. 1973

elemento fue destruido en la materia protosolar, transformándose en ^3He . Los valores de la tabla VI serán indicativos de la abundancia de deuterio en el momento de formarse el sistema solar.

Hay pocos datos con respecto a la abundancia cósmica del ^3He . Predmore et al. (1971) encuentran en la materia interestelar $^3\text{He}/\text{H} < 5 \times 10^{-5}$. No hay observaciones de ^3He en las estrellas salvo en algún caso peculiar (ver Reeves loc. cit.) y la principal fuente de información sobre la abundancia universal del ^3He es el viento solar, una vez corregidos los efectos debidos a la destrucción del D en ^3He y de éste por mezcla debida a la convección. Un límite superior aceptado de la abundancia protosolar es $^3\text{He}/\text{H} = (2 \pm 1) \times 10^{-5}$. Black (loc. cit.), independientemente, encuentra en los meteoritos un valor de $^3\text{He}/\text{H} = 1.5(+1.5, -0.7) \times 10^{-5}$ (suponiendo $\text{H}/\text{He} = 10$).

Las abundancias cósmicas que se adoptarán de D, ^3He y algunos elementos metálicos que aparecerán en los modelos, expuestas en la Tabla VII, están tomadas de Cameron (1973) y de Meyer y Reeves (1977) (primera y segunda fila respectivamente). Las diferencias entre las dos filas son debidas a que, al contrario que Cameron, Meyer y Reeves consideran las abundancias en las condritas carbonáceas C1 y C2 más repre-

Tabla VII

Abundancias universales de D, ^3He , C, N, O, Ne, Mg, Si y Fe					
D/H	$^3\text{He}/\text{H}$	C/H	N/H	O/H	Ne/H
1.6×10^{-5}	1.5×10^{-5}	3.7×10^{-4}	1.0×10^{-4}	6.7×10^{-4}	9.6×10^{-5}
		4.8×10^{-4}	9.6×10^{-5}	8.4×10^{-4}	6.8×10^{-5}
Mg/H	Si/H	Fe/H			
2.6×10^{-5}	2.6×10^{-5}	2.4×10^{-5}			
4.2×10^{-5}	4.0×10^{-5}	3.4×10^{-5}			

representativas de la primitiva abundancia solar de elementos metálicos; en ese trabajo se dan las referencias más recientes sobre determinación de la abundancia de elementos metálicos en los meteoritos, la fotosfera, la corona y el viento solar.

Como se comprueba, la llamada distribución universal de elementos se obtiene en buena parte a partir de las mediciones del Sol y de los meteoritos. Por ello estos datos deben ser cuidadosamente analizados para que no aparezcan problemas, como por ejemplo con el boro (o el Hg, o el In), el cual debido al fraccionamiento químico debe considerarse cincuenta veces más abundante que el valor admitido hasta 1973. Otro punto que afecta a los "constructores de galaxias"

es el referente a los valores observados de Z (es decir las abundancias de elementos metálicos). Como ya se ha comentado, la evolución galáctica de Z , depende básicamente de las abundancias de carbono y oxígeno mientras que los valores observacionales se obtienen en gran parte del estudio comparativo con las rayas del Fe. Aunque no es fácil hacer exploraciones extensas de las abundancias metálicas "individuales", es absolutamente necesario intentarlo para poder llegar a comprender bien la nucleosíntesis y evolución de los elementos en la Galaxia.

4.- Evolución de las abundancias de los elementos ligeros:
aproximación analítica.

Ecuaciones generales.

Para disponer de un modelo analítico manejable, se supondrá que se cumplen las aproximaciones de reciclaje y dilución instantáneos, que el nacimiento de estrellas viene caracterizado por la ley de Schmidt. La Galaxia es un sistema cerrado que inicialmente tiene toda su masa en forma de gas. En el capítulo sexto se discutirán las modificaciones que aparecen si no se verifica alguna de estas hipótesis.

Por tratarse de un sistema cerrado, la masa total $m_T(t)$ será constante: se representará por M . Se tiene que: $\mu(t) = m_g(t)/M$, y su variación con el tiempo vendrá dada por:

$$\frac{d\mu}{dt} = -\frac{1}{\tau'}\mu^n \quad \text{con } 1 \leq n \leq 2 \quad (4.1)$$

donde τ' es la vida media del gas frente al colapso gravitatorio. Por otra parte, la masa de gas transformada en estrellas será:

$$\frac{d\mu^*}{dt} = \frac{1}{\tau'}\mu^n \quad (4.2)$$

siendo \mathcal{Z} el ritmo de nacimiento de estrellas y μ^* la fracción de la masa de la Galaxia en forma de estrellas, μ^* , $\mu^* = m^*/M$, en un instante dado.

Si R es la fracción de la masa total que sufre astración estelar, se tendrá que:

$$\frac{d\mu^*}{dt} = - \frac{1}{1-R} \frac{d\mu}{dt} \quad 0 \leq R \leq 1 \quad (4.3)$$

y por consiguiente, de estas tres ecuaciones se deduce que $\mathcal{Z} = (1-R)\mathcal{Z}'$, es decir: $\mathcal{Z}' < \mathcal{Z}$ (\mathcal{Z}' podría haberse definido como la velocidad de condensación del gas en estrellas de gran masa).

Integrando y teniendo en cuenta que $\mu(0) = 1$, se obtiene:

$$\mu = \exp(-t/\mathcal{Z}) \quad \text{para } n = 1 \quad (4.4a)$$

$$\mu = (1 + t/\mathcal{Z})^{-1} \quad \text{para } n = 2 \quad (4.4b)$$

La edad actual de la Galaxia, t_1 , se estima entre 1.2 y 1.4×10^{10} años (en cualquier caso, $t_1 > 10^{10}$ años: Reeves, 1975), y la fracción de gas $\mu_1(t)$, entre 0.2 y 0.1 (generalmente, el último de estos valores: Pagel y Patchett, 1975). Entonces, sustituyendo en 4.4, se tiene que:

$$\text{si } n = 1, \quad \mathcal{Z} \sim (4-5) \times 10^9 \text{ años}$$

$$\text{si } n = 2, \quad \mathcal{Z} \sim (1-1.6) \times 10^9 \text{ años}$$

A partir del ritmo de nacimiento de púlsares, Reeves

(loc. cit.) encuentran valores semejantes a éstos. Debe precisarse que estos resultados son una media global para toda la Galaxia, con todos los problemas inherentes a la representatividad de un resultado medio, o bien deben limitarse a las regiones galácticas en que el ritmo de nacimiento de estrellas es del orden de τ y donde la fracción de masa en forma de gas es del 10%. Así, en el centro de la Galaxia $\mu \sim 0.2$, mientras que en las partes externas del disco galáctico $\mu \sim 0.05$; o sea $\tau \sim 5 \times 10^9$ años corresponde al entorno del Sol y toda la región de la Galaxia atravesada por éste en su movimiento de rotación en torno al centro de la misma.

Como no interesa un estudio global de la variación de Z , sino sólo el de la evolución de las abundancias de los elementos ligeros, debe plantearse una ecuación para cada uno de ellos. La variación de la fracción de masa correspondiente al elemento ligero i vendrá dada por:

$$\frac{d(Z_i \mu)}{dt} = -Z_i \frac{d\mu^*}{dt} + Z_i R_i^n \frac{d\mu^*}{dt} + \gamma_i R_i^e \frac{d\mu^*}{dt} + k p_i A_i \mu \quad (4.5)$$

La igualdad expresa la variación de la fracción i como suma de los efectos representados por los términos del segundo miembro, a saber:

$- Z_i \frac{d\mu^*}{dt}$ es la fracción del elemento i destruido, por unidad

de tiempo, al colapsar el gas.

- $Z_i R_i^n \frac{d\mu^*}{dt}$ es la fracción de masa del elemento i devuelta al gas, por unidad de tiempo, sin sufrir astracción en los interiores estelares. R_i^n nos da la fracción de la masa de la estrella que se expulsa en esas condiciones.

- $\delta_i R_i^e \frac{d\mu^*}{dt}$ es un término similar al anterior pero donde R_i^e representa la fracción de la masa expulsada de la estrella, por unidad de tiempo, cuya abundancia en el elemento i ha sido enriquecida por la nucleosíntesis estelar ($\delta_i \gg Z_i$).

- $k \dot{p}_i A_i \mu$ representa la producción del elemento i en la radiación cósmica galáctica (RCG), siendo A_i el peso atómico del elemento i , \dot{p}_i el ritmo de producción en átomos i /seg y por gramo de gas, y k un factor de conversión ($= 5.27 \times 10^{-17}$) para tener el sumando expresado en M_\odot de i /año/ M_\odot gas.

Desarrollando 4.5 y usando la expresión 4.3, se tiene:

$$\mu \frac{dZ_i}{dt} = -Z_i \frac{d\mu}{dt} + Z_i \frac{1}{1-R} \frac{d\mu}{dt} - Z_i \frac{R_i^n}{1-R} \frac{d\mu}{dt} - \delta_i \frac{R_i^e}{1-R} \frac{d\mu}{dt} + k \dot{p}_i A_i \mu$$

que después de reemplazar $\frac{d\mu}{dt}$ por la ecuación 4.1 y teniendo en cuenta que $Z = (1-R)Z'$, da:

$$\frac{dZ_i}{dt} = \frac{1}{Z} \left\{ -Z_i (R - R_i^n) \mu^{n-1} + \delta_i R_i^e \mu^{n-1} + k \dot{p}_i A_i Z \right\} \quad (4.6)$$

ecuación que nos da la evolución del elemento ligero i con la edad de la Galaxia.

Resolución para los casos $n = 1$ y $n = 2$.

Si en la anterior ecuación se toma $n = 1$ y se representan por $Z_i(0)$ las condiciones iniciales para la composición química, se tendrá:

$$\frac{dZ_i}{dt} = \frac{1}{\tau} \left\{ -Z_i(R-R_i^n) + \delta_i R_i^e + k p_i A_i \tau \right\}$$

($n = 1$ equivale a suponer un ritmo constante en el colapso del gas, de tiempo característico τ , es decir, la aproximación exponencial dada por 4.4a).

Integrando y teniendo en cuenta 4.4a, se tiene:

$$Z_i(t) = \frac{\delta_i R_i^e + k p_i A_i \tau}{R-R_i^n} \left(1 - \mu^{\frac{R-R_i^n}{1-R}}\right) + Z_i(0) \mu^{\frac{R-R_i^n}{1-R}} \quad (4.7)$$

Si $Z_i(0) = 0$ (que es lo que habitual salvo para el D, ${}^3\text{He}$ y quizá ${}^7\text{Li}$),

$$Z_i(t) = \frac{\delta_i R_i^e + k p_i A_i \tau}{R-R_i^n} \left(1 - \mu^{\frac{R-R_i^n}{1-R}}\right)$$

Si se toma $n = 2$, la ecuación 4.6 se transforma en:

$$\frac{dZ_i}{dt} = \frac{1}{\tau} \left\{ -Z_i (R - R_i^n) \mu + \gamma_i R_i^e \mu + k \dot{p}_i A_i \tau \right\}$$

reemplazando μ por su valor en 4.4b,

$$\frac{dZ_i}{dt} = - \frac{R - R_i^n}{\tau + (1-R)t} Z_i + \gamma_i \frac{R_i^e}{\tau + (1-R)t} + k \dot{p}_i A_i$$

que es una ecuación diferencial de Bernouilli. Teniendo en cuenta las condiciones iniciales $Z_i(0)$ e integrando por el método de Lagrange, se tiene:

$$\begin{aligned} Z_i(t) = & \frac{\gamma_i R_i^e}{R - R_i^n} + \frac{k \dot{p}_i A_i}{1 - R_i^n} (\tau + (1-R)t) + \\ & + (\tau + (1-R)^{R_i^n - R} t) \tau^{R - R_i^n} (Z_i(0) - \frac{\gamma_i R_i^e}{R - R_i^n} - \\ & - \frac{k \dot{p}_i A_i}{1 - R_i^n} \tau) \end{aligned} \quad (4.8)$$

Ordenando esta ecuación y utilizando 4.4b, y teniendo en cuenta que $\tau + (1-R)t = \tau/\mu$, se obtiene:

$$\begin{aligned} Z_i(t) = & \frac{\gamma_i R_i^e}{R - R_i^n} (1 - \mu^{\frac{R - R_i^n}{1 - R}}) + \frac{k \dot{p}_i A_i \tau}{1 - R_i^n} (\frac{1}{\mu} - \mu^{\frac{R - R_i^n}{1 - R}}) + \\ & + Z_i(0) \mu^{\frac{R - R_i^n}{1 - R}} \end{aligned} \quad (4.9)$$

que se reduce a los dos primeros sumandos si $Z_i(0) = 0$.

Como se indicó en el primer capítulo, se tomará $R = 0.2$ y para R_i^n se tendrán en cuenta los valores usados por Reeves (loc. cit.) y por Tinsley (1974b),

$$\begin{aligned} R_i^n &= 0 && \text{para el } {}^6\text{Li y } {}^7\text{Li} \\ &= 0.05 && \text{para el } {}^9\text{Be} \\ &= 0.1 && \text{para el } {}^{10}\text{B y } {}^{11}\text{B} \end{aligned}$$

es decir el litio "atrapado" en una estrella es destruido completamente por las reacciones termonucleares, mientras que el boro tiene un cierto margen de supervivencia frente a la as-tracción. Ello está de acuerdo con las temperaturas de destrucción del Li, Be y B en los interiores estelares, que son aproximadamente de 2, 3 y 4.5 millones de grados, respectivamente (Salpeter 1955). Sin embargo, el valor adoptado para el B, y en consecuencia el intermedio para el Be, deben tomarse sólo como unos valores "razonables", ya que podría suceder perfectamente que $R_i^n = 0$ para esos dos elementos, puesto que el margen de supervivencia para el B se deduce por comparación con el valor correspondiente al ${}^3\text{He}$ en las mismas condiciones.

Producción de elementos ligeros en la RCG.

Meneguzzi, Audouze y Reeves (1971) calculan la producción de elementos ligeros en la radiación cósmica, y Mitler

(1972), con hipótesis algo distintas, obtiene resultados semejantes; usando las tablas II, IV y V de Mitler puede construirse la tabla VIII, que nos da la producción de Li, Be y B en la RCG por reacciones de astillado en función del elemento medio blanco y según sean debidos a protones o a partículas alfa. Cada término incluye dos tipos de reacciones; uno es las reacciones directas: bombardeo por p y α de núcleos C, N, O y Ne del gas galáctico, y el otro las reacciones inversas: bombardeo por elementos medios de la RCG de átomos de H y He del gas. Según Audouze y Tinsley (1974) las contribuciones de cada uno de los tipos son del 70 y del 30%, respectivamente.

	C	N	O	Ne	$\alpha + \alpha$
${}^6\text{Li}$	0.156 0.039	0.072 0.012	0.287 0.069	0.010 0.008	0.346
${}^7\text{Li}$	0.145 0.023	0.041 0.006	0.152 0.038	0.005 0.004	0.585
${}^9\text{Be}$	0.373 0.079	0.052 0.032	0.243 0.190	0.008 0.023	-
${}^{10}\text{B}$	0.444 0.025	0.027 0.011	0.408 0.064	0.013 0.008	-
${}^{11}\text{B}$	0.579 0.012	0.081 0.004	0.288 0.023	0.009 0.004	-

Síntesis del Li, Be y B por los elementos medios.

Tabla VIII

De esta tabla se deduce que la mayor parte de la producción de elementos ligeros en la RCG es debida a las reacciones entre partículas α de la radiación y núcleos de He del gas (reacciones $\alpha + \alpha$), y a las que tienen lugar entre protones y núcleos de C y O. El término de producción del ${}^6\text{Li}$ debido a las reacciones $\alpha + \alpha$ es menor que el deducido del trabajo de Mitler, pues se han introducido las estimaciones de King et al. (1977) para la sección eficaz de esta reacción en la zona de las resonancias, muy cercana al umbral (~ 20 MeV/nucleón).

Como valores de \dot{p}_i se tomarán los obtenidos por Meneguzzi, Audouze y Reeves (loc. cit.), o alternativamente los de Mitler (loc. cit.), los cuales corresponden al caso MAR-1 de Audouze y Tinsley (loc. cit.):

	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^9\text{Be}$	${}^{10}\text{B}$	${}^{11}\text{B}$
\dot{p}_i	1.1 E-4	1.7 E-4	2.8 E-5	1.2 E-4	2.8 E-4

(\dot{p}_i en átomos/seg./gr. de gas)

Estos valores únicamente incluyen la producción de elementos ligeros en la RCG de alta energía, es decir, no se tiene en cuenta la contribución debida a un hipotético flujo intenso de rayos cósmicos de baja energía, introducido "ad hoc" para mejorar la proporción de los isótopos del litio (ver, por ejemplo, el caso MAR-2).

Para el cálculo de \dot{p}_i se supone que la RCG tiene una composición química estándar (Shapiro y Silberberg 1970, Meyer 1969), Mitler toma:

H: He: C: N: O: Ne = 1: 0.1: 0.02: 0.005: 0.02: 0.004,

mientras que Meneguzzi, Audouze y Reeves toman unas abundancias algo superiores, para compensar la posible producción de elementos ligeros por reacciones con elementos medios no incluidos en su modelo.

Estas abundancias deben tomarse como valores integrados sobre los flujos de partículas de la radiación cósmica galáctica por encima de los 20 MeV, que es aproximadamente la energía umbral media para las reacciones de astillado, ya que las abundancias varían según la energía de las partículas de la radiación; así, Shapiro y Silberberg (loc. cit.) encuentran que la relación n_p/n_α varía entre ~ 5.5 a baja energía y ~ 18.5 para altas energías.

Una buena comprobación de la validez del modelo consiste en considerar que la producción de elementos ligeros se debe exclusivamente a la RCG, lo cual equivale a considerar $\gamma_i^e = 0$ en las ecuaciones 4.7 y 4.9, y comparar las abundancias que se obtengan a partir de estas ecuaciones con las abundancias "universales" de los elementos ligeros. Dando en 4.7 y 4.9 a las variables los valores presentados en los

párrafos anteriores, se obtiene:

	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^9\text{Be}$	${}^{10}\text{B}$	${}^{11}\text{B}$
$n = 1$	4.7 E-11	8.0 E-11	1.8 E-11	7.9 E-11	1.9 E-10
$n = 2$	5.4 E-11	9.2 E-11	1.9 E-11	8.6 E-11	2.0 E-10
ab. cosm.	7.4 E-11	9.3 E-10	1.4 E-11	4.0 E-11	1.6 E-10

(en átomos X_i / átomos H)

Se observa que el litio no se produce en cantidad suficiente (particularmente el litio siete, por un orden de magnitud), mientras que el boro presenta una ligera sobreproducción y el berilio, aunque algo sobreabundante, concuerda bastante bien (lo cual no es de extrañar, ya que los ritmos de producción de Meneguzzi, Audouze y Reeves están ajustados para obtener la abundancia correcta de ese elemento). Estos resultados están de acuerdo con los obtenidos por Audouze y Tinsley (1974), lo que indica un buen funcionamiento del modelo, pudiéndose atribuir la sobreproducción del B (y el ligero exceso de Be) a una sobreestimación de los ritmos de síntesis de estos elementos en la radiación cósmica.

Producción de elementos ligeros en estrellas gigantes y en supernovas.

Cada coeficiente $\delta_i R_i^e$ se descompone en dos términos que dan respectivamente cuenta de la producción de elementos

ligeros por las estrellas ricas en litio y por las supernovas. Puesto que en las estrellas de carbono superricas se observa una abundancia de ${}^7\text{Li} \sim 10^{-7}$ (por átomo de H), ése deberá ser el valor de δ_7 , el cual, através de los valores de la tabla II, nos fijará automáticamente los de $\delta_6, \delta_9, \delta_{10}$ y δ_{11} , quedando por determinar el valor de R_i^e , fracción de masa expulsada por las gigantes enriquecida en elementos ligeros. Por no existir efectos de selección en el proceso, dicha fracción se considerará idéntica para todos los elementos.

Barbaro y Dallaporta (1974) analizan las características espectrales y evolutivas de las estrellas de carbono y su distribución galáctica, encontrando que pueden clasificarse en dos grupos: las estrellas de la población I del disco, con masas entre ~ 4 y $\sim 15 M_{\odot}$ y las estrellas viejas de unas $2 M_{\odot}$ (del halo y disco). Observan que en estas últimas el enriquecimiento en carbono acontece durante la combustión del helio en el centro y/o en capa. Debe prácticamente descartarse la posibilidad de que las estrellas superricas en litio se den entre las estrellas jóvenes del primer grupo, pues si la producción de litio se efectúa en la segunda rama de las gigantes se tendrá, al mismo tiempo, una pérdida de masa de 10^{-6} - $10^{-5} M_{\odot}$ /año, demasiado grande para que se sintetice el litio suficiente para dar cuenta de una abundancia

tan alta como 10^{-7} (ver capítulo 2). Aunque no se considerarán en el modelo por no existir datos suficientes, bien puede suceder que en las más pequeñas de estas estrellas ($\sim 4 M_{\odot}$) se den abundancias menores de litio, ya que son estrellas bastante frías de la rama asintótica, $\log T_{\text{ef}} \lesssim 3.6$. Si fuesen estrellas ricas, al ser entre diez y cien veces más numerosas darían una contribución no despreciable a la síntesis del litio (su contribución al término $\Upsilon_7 R_7^e$ en las gigantes puede evaluarse entre un 10 y un 20%).

Para calcular R_1^e en las estrellas del segundo grupo es necesario evaluar la fracción de masa que pierden éstas a partir del momento en que abandonan la secuencia principal. Las estrellas de $1-3 M_{\odot}$ pierden del orden de $0.2-0.3 M_{\odot}$ en la primera rama de las gigantes y de 0.3 a $0.8 M_{\odot}$ en la rama asintótica, según su masa (Fussi-Pecchi y Renzini, 1976 y Weideman, 1977), es decir, su masa queda reducida a la mitad. Las estrellas con $0.7 \lesssim m \lesssim 0.9 M_{\odot}$ pierden $0.2-0.3 M_{\odot}$ antes de la ignición del helio (Mullan 1978) y una cantidad semejante en fases posteriores (Renzini, 1976), pudiéndose por tanto estimar la masa pérdida en un 50% de la masa total de las estrellas antes de quedar éstas reducidas a enanas blancas.

R_1^e será el producto de la fracción de masa expulsada por la fracción de masa contenida en el intervalo $0.7 - 3 M_{\odot}$

y por la frecuencia de las estrellas de carbono superricas y ricas en litio entre las gigantes rojas. Los valores de $\gamma_i R_i^e$ para las gigantes serán para el ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ y ${}^{11}\text{B}$, respectivamente de: 4.84×10^{-11} , 3.70×10^{-10} , 2.75×10^{-11} , 3.46×10^{-11} y 1.36×10^{-11} (para $\gamma = 2.5$). El ritmo de pérdida de masa puede estimarse fácilmente si se tiene en cuenta que la masa media del intervalo (0.7-3) es $1.3 M_\odot$, a la que corresponde una pérdida de masa de $0.6 M_\odot$, teniendo en cuenta la duración de la fase de gigante roja \dot{M} varía entre 3×10^{-10} antes de la ignición del helio y 3×10^{-8} durante la combustión del helio en doble capa, quedando ambos valores comprendidos dentro de los ritmos calculados para las gigantes rojas (ver la figura II).

Si en la ecuación 4.7 correspondiente al ${}^7\text{Li}$ se supone que el término $\gamma_i R_i^e$ que proviene de la síntesis en supernovas, es el adecuado para obtener la abundancia actual de este elemento, se tendrá la fracción de materia expulsada enriquecida en litio (con una abundancia $\text{Li}/\text{H} \sim 10^{-9}$). Considerando que R_i^e será la misma para todos los elementos ligeros y tomando para las γ_i el valor correspondiente de la tabla II, se podrá calcular a partir de las ecuaciones 4.7 la abundancia actual de cada elemento ligero, relativa al hidrógeno. Para el caso $\gamma = 5$ se tiene $\gamma_7 R_7^e = 3.59 \times 10^{-10}$ y, por lo tanto,

$R_i^e = 0.3$. Los resultados se dan en la primera fila de la tabla IX. Si se considera el caso $\gamma = 5$, se obtienen los valores de la tercera fila, que son menos ajustados que los anteriores (debe tenerse en cuenta el factor dos de incertidumbre que existen en esas determinaciones).

Procediendo en forma análoga con las ecuaciones 4.9, se obtienen los valores de la segunda fila, prácticamente coincidentes con los de la primera. La explicación está en que las ecuaciones 4.9 pueden escribirse en la misma forma que las 4.7, salvo un factor f_i , que afecta al término de la RCG y es de la forma:

$$f_i = \frac{R - R_i^n}{4(1 - R_i^n)} \left(\frac{1}{\mu} - \mu^{1-R} \right) \left(1 - \mu^{1-R} \right)^{-1}$$

Para $\mu = 0.1$, f_i vale 1.07, 1.05 y 1.04, para el litio, berilio y boro respectivamente. Por lo tanto, el análisis actual de las abundancias de los elementos ligeros puede limitarse al caso $n = 1$. Como puede apreciarse en la gráfica V, la evolución de los elementos ligeros para $n = 1$ y $n = 2$ difiere, pero es convergente cuando $\mu \rightarrow 0.1$ (en esa gráfica, LI-1 se refiere a la evolución del litio para $n = 1$ y LI-2 a la correspondiente para $n = 2$, y análogamente para el berilio y el boro).

La cuarta fila reproduce los resultados obtenidos por

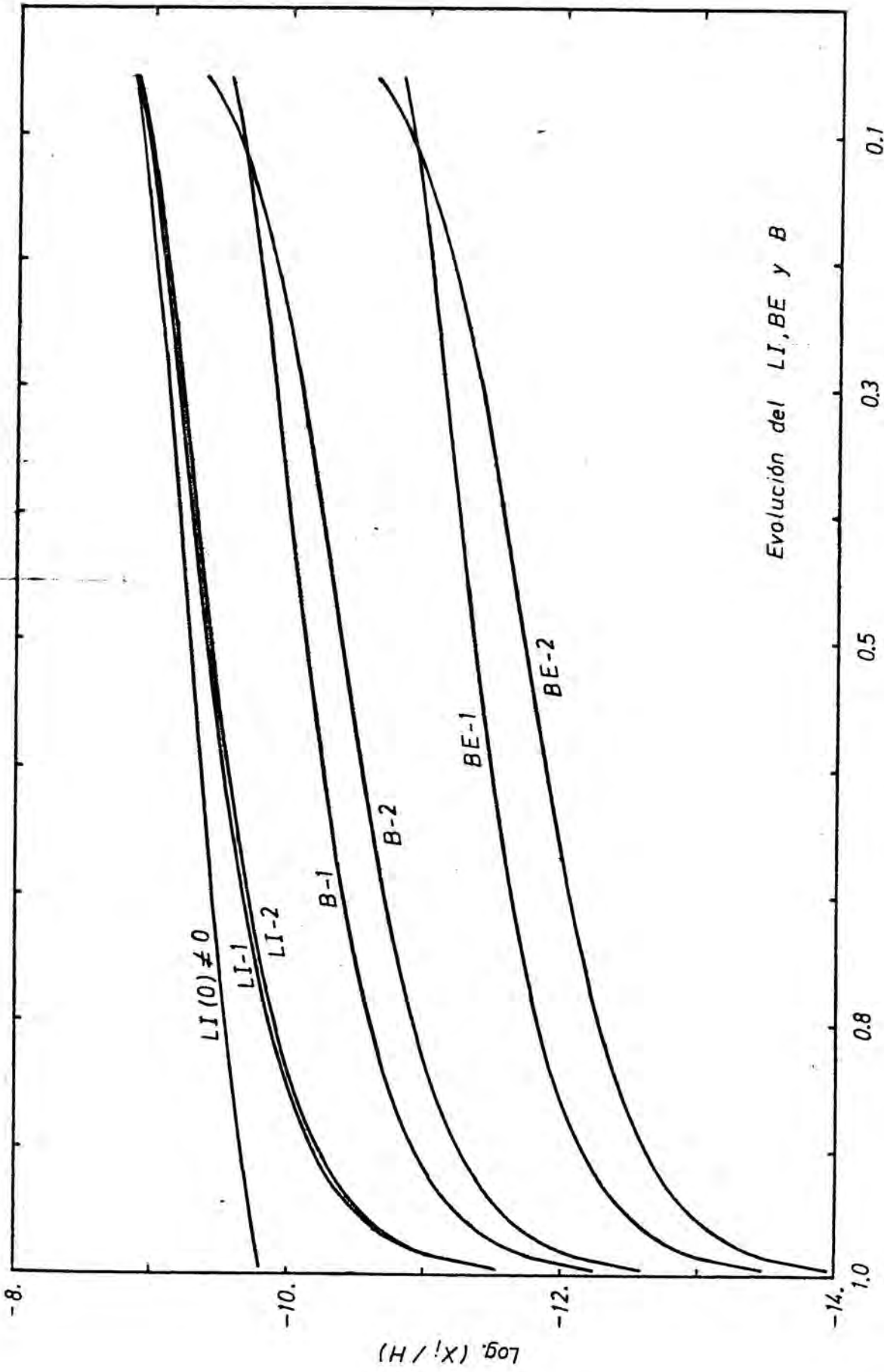
Abundancias de elementos ligeros					
n=1 ($\gamma = 2.5$)	1.7E-10	9.3E-10	3.4E-11	7.5E-11	3.4E-11
n=2 ($\gamma = 2.5$)	1.6E-10	9.3E-10	3.2E-11	7.5E-11	3.4E-10
n=1 ($\gamma = 5. $)	1.3E-10	9.3E-10	1.6E-10	8.0E-11	1.8E- 9
CIS, 1977b	1.2E-10	1.3E- 9	1.3E-11	2.5E-11	1.8E-10
CIS+gigantes	7.7E-11	9.3E-10	1.4E-11	5.2E-11	1.7E-10
${}^7\text{Li}(0)=3\text{E}-10$	1.6E-10	9.3E-10	8.3E-11	7.2E-11	3.2E-10
IE- 9	1.5E-10	9.3E-10	2.9E-11	6.6E-11	2.9E-10
Ab. cósmicas	7.4E-11	9.3E-10	1.5E-11	4.2E-11	1.7E-10

Tabla IX

Canal, Isern y Sanahuja (1977b) para el entorno solar galáctico, según una aproximación más sencilla; la cuarta fila da los resultados que se obtienen a partir del modelo anterior al incluir la producción de elementos ligeros en estrellas de carbono. Las diferencias entre estos resultados y los anteriores obedece al empleo de distintas secciones eficaces para las reacciones de astillado, muy especialmente las $\alpha + \alpha$ y las de producción del berilio y del boro por protones, con el oxígeno como blanco. Esta situación señala la servidumbre del modelo: su dependencia del conocimiento que se tenga de las secciones eficaces que intervienen en las diversas reacciones de astillado (sobre todo en torno a la energía umbral de la reacción, que constituye un factor determinante para

la producción de elementos ligeros cuando $\delta > 5$). Ello implica que las proporciones isotópicas serán constantes e independientes del modelo considerado, salvo que exista algún proceso astrofísico que seleccione uno de los isótopos (sea por síntesis o por destrucción). Con ese pensamiento se han calculado las filas seis y siete, que incluyen una abundancia inicial de ${}^7\text{Li}$ de origen cosmológico, considerándose en primer lugar una abundancia acorde con la abundancia primigenia de deuterio empleada por Audouze y Tinsley (1974). En el segundo caso se ha tomado un valor algo mayor. Por lo que se deduce de los resultados puede afirmarse que una abundancia inicial de litio sólo alterará la situación si se consideran valores muy elevados de la misma (la línea marcada LI(0) de la gráfica adjunta, representa el primero de estos casos).

Recientemente, Karpen y Worden (1979) han estimado que un 10% del ${}^7\text{Li}$ de la materia interestelar puede provenir de la producción en las estrellas UV Ceti. Sus cálculos, basados en el trabajo de Canal, Isern y Sanahuja (1975), demuestran que pueden producirse cantidades importantes de ${}^7\text{Li}$ en las fulguraciones que se dan en esas estrellas. Sin embargo no se ha incluido esta contribución a escala galáctica, pues contiene incertezas demasiado importantes para incluirlo en el modelo evolutivo: la frecuencia de las fulguraciones, la



Evolución del LI, BE y B

μ : Fracción de gas galáctico

Gráfica V

fase evolutiva de la estrella en que éstas se presentan, la duración de dicha fase y el número de esas estrellas en la Galaxia.

En forma semejante a lo hecho en el capítulo dos, es posible ver si el proceso de síntesis de elementos ligeros por las supernovas en nuestro modelo es energéticamente posible. La principal diferencia con respecto a aquel caso estriba en la masa media de la supernova considerada, que es de $11 M_{\odot}$ (valor medio del intervalo $4 - 112 M_{\odot}$) y el valor de γ , cuando se consideran espectros energéticos con exponente distinto a 2.5. Según Renzini (loc. cit.), la masa perdida por viento estelar está comprendida entre 2 y $2.5 M_{\odot}$, por lo que la masa expulsada en la explosión es del orden de $7.7 M_{\odot}$, por consiguiente, la energía necesaria para producir el litio es de 6.6×10^{47} ergs, un orden de magnitud menor que los 10^{49} ergs considerados como cantidad razonable que la estrella puede invertir en las reacciones de astillado.

La energía necesaria para producir un átomo de litio si $\gamma > 4$ (casos no representados en la gráfica III) puede estimarse através de los valores calculados por Canal, Isern y Sanahuja (1979) para $\gamma = 5$ y $\gamma = 6$ y energías de corte de 3 y 6 MeV. Para $\gamma = 5$, en un plasma frío, la energía necesaria para sintetizar un átomo de litio es del orden de 50 MeV

(posiblemente sea un valor algo sobreestimado), si se toma una energía de corte de 5 MeV; comparando este resultado con las energías deducidas por Canal, Isern y Sanahuja (1975) para $\gamma = 2.5$ y una energía de corte de 1 MeV, se comprueba que los requerimientos energéticos son equivalentes en ambos casos y que, por lo tanto, la energía necesaria para producir un átomo de litio en un plasma caliente será también del orden de 0.01 ergs (esa semejanza es lógica, pues aunque se consideran γ grandes, que hacen aumentar el número de partículas supratérmicas de baja energía, también al tomar una energía de corte mayor se elimina una parte de ellas, por lo que su número es del mismo orden en ambos casos).

5.- Modelos de evolución química.

Descripción general y método.

Puesto que nuestro interés está especialmente dirigido hacia la evolución de los elementos ligeros en la Galaxia, los modelos, además de las variables básicas, deberán incluir los factores que modifiquen las abundancias de esos elementos en un momento dado. El nacimiento de estrellas constituye la principal causa de destrucción del litio, berilio y boro, pues la mayor parte de estos elementos contenidos en la masa de gas colapsada son destruidos en alguna etapa de la evolución de la estrella; por otra parte, el estudio de su síntesis obligará a calcular el ritmo de formación de las supernovas, las fases evolutivas de gigante roja para diversas masas estelares y el comportamiento de la radiación cósmica, así como la posible síntesis del ${}^7\text{Li}$ en el "big bang".

El modelo, además, debe dar cuenta de las variaciones en las abundancias de los núcleos de He, C, O y Ne, por ser estos elementos progenitores de los elementos ligeros. Dado que su síntesis tiene lugar en las estrellas de gran masa, se deberán estudiar la expulsión de materia en dichas estrellas y la composición química de esa materia; el ritmo de formación

de supernovas (que coincide con el de la muerte de las estrellas de gran masa), influirá en la intensidad de los rayos cósmicos y por lo tanto, en la velocidad de formación de los elementos ligeros. Como el Mg, el Si y el Fe se sintetizan también en las estrellas de gran masa, se incluyen igualmente en el modelo, esto nos dará abundancias adicionales para contrastar los resultados de éste con las observaciones.

En la misma línea hay que considerar la inclusión del ^3He y del D, con el especial interés de que son elementos cuya producción es primigenia, lo que permitirá calcular la fracción de gas galáctico que hasta un determinado momento no ha sufrido astración (particularmente interesa el D, el cual no se sintetiza en las estrellas, mientras que el ^3He se forma a partir del D destruido).

Las variables dinámicas descritas en el capítulo 1, junto con las características evolutivas de las estrellas y la síntesis de elementos, constituyen la información de entrada del modelo; con frecuencia, cuando una variable es mal conocida, se procede a parametrizarla, ajustándola al valor que mejor concuerda con las observaciones. En nuestros modelos se tratará de evitar este método, adoptándose como estrategia básica la de considerar en los casos de incertidumbre las estimaciones más "razonables" posibles, intentando redu-

cir al mínimo el número de hipótesis auxiliares. Una vez construido el modelo y verificada su cohesión, se incluirá en él la evolución del litio, berilio y boro, proceder totalmente justificado pues sus abundancias son mucho menores que las de los demás elementos metálicos y, por lo tanto, no tendrá influencia alguna en la evolución del gas.

Caracterización evolutiva de las estrellas.

Se considera un rango de masas entre 0.04 y $120 M_{\odot}$, dividido en 49 tipos, donde la marca de cada uno corresponde a la masa media calculada según la función de distribución comentada en el primer capítulo (los valores pueden verse en la columna 1 de la tabla X). Los tamaños de estos intervalos sólo son idénticos para las estrellas de masas intermedias, cuya evolución es bien conocida, sin que haya problemas de interpolación, mientras que para las masas extremas el tamaño se ha tomado de forma que la masa media se adapte a los tipos estelares de los que se poseen datos evolutivos. Así, para masas pequeñas se han adoptado para L y M los valores de Tinsley y Gunn (1978), mientras que para objetos masivos los intervalos se ajustan a los valores dados por Arnett (1978) para la síntesis y expulsión de elementos metálicos por las mismas; ésto induce precisamente a considerar para

la secuencia principal un límite superior de $120 M_{\odot}$, algo elevado, pero que está de acuerdo con los cálculos de Stho-
ters y Simon (1970) para masas de ese orden.

Aunque pueden formarse cuerpos con una masa tan pequeña como $0.07 M_{\odot}$ (ver, por ejemplo, el estudio de Low y Lynden-Bell 1976), únicamente aquellas con $m \geq 0.08 M_{\odot}$ pueden dar lugar a reacciones de combustión nuclear. Por ésto la proporción de estrellas poco masivas depende críticamente del límite inferior de la función de distribución. Todas las estrellas con $m \lesssim 0.9 M_{\odot}$ son de larga vida (mayor que la de la Galaxia) y se considera que no expulsan materia, aunque influyen en la evolución de la Galaxia actuando como sumidero del gas que no volverá ya a ser puesto en circulación; la distribución de toda esta masa entre los diversos tipos no influye en la evolución y únicamente habrá que tener en cuenta la masa total colapsada en estrellas con $m \leq 0.9 M_{\odot}$ como valor a fijar en el modelo.

Los tipos estelares empleados pueden agruparse en tres clases: las estrellas con $m > 5 M_{\odot}$, cuya vida es menor que el paso temporal de integración del modelo ($DT = 10^8$ años); las de vida larga ($m \leq 0.925 M_{\odot}$) y el grupo intermedio, cuyas masas están comprendidas entre esos límites. Únicamente en estas últimas se diferenciarán las fases de secuencia prin-

principal y de gigante roja mientras que para las estrellas masivas, por ser éstas de vida corta, se tomará una luminosidad que representa un valor promediado con respecto a los correspondientes a la secuencia principal y a la fase de gigante.

Talbot y Arnett (1971) toman como edad media de cada estrella el valor dado por la expresión:

$$t = t_{\odot} / \left(\frac{m}{m_{\odot}} \right) + t_{\infty} \quad (t \text{ en unidades de } 10^9 \text{ años}) \quad (6.1)$$

donde t_{\odot} es la edad del Sol y t_{∞} representa la edad de una estrella supermasiva ($\sim 10^3$); esta expresión ajusta bastante bien las edades para estrellas de masa intermedia, pero no es tan buena para masas extremas, especialmente para grandes masas, y además no permite separar la duración de la secuencia principal de la de la etapa gigante de la estrella. Por todo ello se tomará 6.1 únicamente como expresión indicativa, y se calcularán L y t a partir de los modelos evolutivos existentes, interpolando cuando sea necesario. Las columnas 2, 3, 4 y 5 de la tabla X dan la luminosidad y la vida de cada estrella, tanto en la secuencia principal como en la fase de gigante, indicándose a continuación las referencias de donde han sido tomados los datos.

Puesto que la evolución de estrellas de gran masa,

Tabla X

Características evolutivas de las estrellas del modelo.						
Secuencia Principal			Fase Gigante		Remanente	
M/M _☉	L/L _☉	t (años)	L/L _☉	t (años)	M/M _☉	
0.061	0.	infinita			0.061	
0.091	0.0014	"			0.091	
0.110	0.0019	"			0.110	
0.132	0.0026	"			0.132	
0.158	0.0036	"			0.158	
0.190	0.0043	"			0.190	
0.228	0.0079	"			0.228	
0.274	0.0127	"			0.274	
0.328	0.0205	"			0.328	
0.394	0.0328	"			0.394	
0.460	0.0497	"			0.460	
0.515	0.0705	"			0.515	
0.565	0.0982	"			0.565	
0.605	0.129	"			0.605	
0.650	0.171	"			0.650	
0.690	0.221	"			0.690	
0.725	0.323	"			0.725	
0.775	0.529	"			0.775	
0.825	0.745	"			0.825	
0.875	0.806	"			0.875	
0.925	0.82	9.0 E9	9.06	4.0 E9	0.70	
0.975	1.07	6.9 E9	10.8	3.1 E9	0.75	
1.05	1.61	6.1 E9	12.5	2.9 E9	0.76	
1.15	2.67	4.3 E9	14.3	2.1 E9	0.78	
1.25	3.80	3.0 E9	23.0	1.7 E9	0.80	
1.35	4.94	2.2 E9	31.1	1.4 E9	0.81	
1.45	6.78	1.8 E9	41.0	1.2 E9	0.83	
1.55	8.88	1.5 E9	51.9	1.0 E9	0.85	
1.65	10.9	1.3 E9	63.4	7.3 E8	0.86	
1.75	13.5	1.1 E9	77.4	6.0 E8	0.88	
1.85	16.6	9.3 E8	94.5	4.7 E8	0.90	
1.95	20.4	8.6 E8	115.	3.4 E8	0.92	
2.20	33.6	5.2 E8	186.	2.1 E8	0.96	
2.70	70.9	3.4 E8	222.	1.2 E8	1.04	
3.20	140.	1.9 E8	292.	1.1 E8	1.14	
3.80	257.	1.3 E8	533.	7.0 E7	1.24	
4.60	543.	8.3 E7	1.1 E3	3.7 E7	1.37	
5.5	1.2 E3	7.9 E7			A 1.40	
6.5	2.1 E3	5.3 E7			1.40	
8.	4.6 E3	3.0 E7			1.40	
10.	9.2 E3	1.9 E7			1.42	
12.	1.6 E4	1.5 E7			1.38	
16.	2.5 E4	1.0 E7			1.41	
22.	4.8 E4	9.9 E6			1.30	
28.	9.8 E4	6.0 E6			1.58	
35.	1.5 E5	4.5 E6			1.36	
52.	5.2 E5	4.0 E6			1.56	
75.	8.0 E5	3.0 E6			2.23	
95.	1.2 E6	2.5 E6			0.0	

 Referencias empleadas en la tabla X

- Estrellas de masa pequeña:

Iben (1967); Tinsley y Gunn (1971); Eggleton (1971); Thuan, Hart y Ostriker (1975); Paczyński (1970 a/b, 1971 a); Patenaude (1977).

- Estrellas de masas intermedias:

Iben (1965, 1966, 1967 y 1968); Novotny (1973); Sweigart y Gross (1978); Paczyński (1970 a/b).

- Estrellas de gran masa:

Iben (1966); Stothers (1964 y 1965); Novotny (1973); Ziolkowsky (1972); Stothers y Simon (1970); De Loore, De Grève y Vanbeveren (1978); Paczyński (1970b y 1971b); Stothers y Chiu (1977).

$m \gtrsim 50 M_{\odot}$, puede diferir considerablemente según se adopten las opacidades radiativas de Cox-Stewart o las de Carson, los valores de L y t para esas estrellas representan un compromiso entre los modelos de Stothers y Chiu (1977) y los de De Loore, De Grève y Vanbeveren (1978), no habiéndose tenido en cuenta en ninguno de estos cálculos las posibles modificaciones de la evolución debidas a la pérdida de materia por viento estelar.

Los remanentes pueden dividirse en dos tipos: los correspondientes a estrellas con masa $m < 4.5 M_{\odot}$, que darán lugar a enanas blancas, y los resultantes de la evolución de estrellas de mayor masa, que se engloban bajo el título de objetos compactos, pues su naturaleza continúa siendo un pro-

blema abierto. Las columnas señaladas B y C corresponden a las posibles situaciones de expulsión de materia que pueden darse en las estrellas masivas al final de su vida. Estos valores están calculados a partir de Arnett (1978), representando el caso A la hipótesis de que las estrellas masivas dan lugar a estrellas de neutrones de masa $\sim 1.4 M_{\odot}$ como remanentes; los casos B y C reflejarían más bien la hipótesis de Truran y Cameron (1971), de que una buena parte de la masa de estas estrellas queda en el remanente (probablemente un agujero negro). Los remanentes para las masas intermedias están calculadas por interpolación entre 0.7 y $1.4 M_{\odot}$, según Tinsley (1976) y de acuerdo con Talbot y Arnett (1971).

Como ritmo de formación de supernovas en la Galaxia se tomará el valor dado por Tamman (1977): una supernova cada quince años, con un margen comprendido entre 10 y 25; esta estimación es menor que el valor normalmente admitido, que es de una supernova cada 25-50 años, aunque no debe extrañar esa discrepancia, debido a la dificultad para tener muestras representativas (básicamente por falta de datos y por los efectos de selección) con las que establecer la estadística de las supernovas galácticas. Como límite inferior de masa para las estrellas progenitoras se tomará $4.5 M_{\odot}$, aunque sin excluir la posibilidad de tener que tomarlo igual a $8 M_{\odot}$. De hecho se

supone que las **estrellas** de gran masa producen al estallar, las supernovas del tipo II, pues poseen una gran envoltura de hidrógeno. Se sabe poco sobre el origen de las supernovas del tipo I, aunque se admite que pueden originarse en estrellas con $m < 2 M_{\odot}$, cuya remanente explota por acreción de materia proveniente del espacio interestelar o de su compañera, si está en un sistema binario (aunque Canal y Schatzman 1976, sostienen que en determinadas condiciones la enana blanca puede dar lugar a una estrella de neutrones sin que medie explosión).

Si se identifica la formación de púlsares con la de las estrellas de neutrones (sea o no en explosiones de supernovas), será posible estimar el ritmo de formación de estos objetos si se conoce el tipo de estrellas progenitoras; este valor es muy incierto, pero se suele dar un límite inferior de $4 M_{\odot}$, pero como comenta Endal: " Aunque sea un valor casi arbitrario, permite efectuar análisis que a grosso modo dan los mismos resultados en aproximaciones independientes". En vista de ello no se estudiarán directamente sus ritmos de formación en el modelo evolutivo, aunque se comentarán algunas estimaciones teniendo en cuenta los valores de Endal (1978) y de Taylor y Manchester (1977) para la formación de estrellas de neutrones y de púlsares (uno cada cuatro y uno cada

cuatro-seis años, respectivamente).

Síntesis de elementos primarios.

Actualmente, las distintas etapas de combustión termonuclear que se dan en los interiores estelares (desde la combustión del H y He hasta la formación del Fe) están bien estudiadas, pero se sabe poco acerca de los mecanismos que provocan la expulsión de materia en la explosión final de la estrella, especialmente en lo que se refiere a la parte más interna, que es donde se forma la mayoría de los elementos pesados. El criterio adoptado para calcular el ritmo de formación de los elementos metálicos que serán eyectados al medio interestelar se basa en tres puntos, comúnmente aceptados en los trabajos de nucleosíntesis estelar: a) Las estrellas del intervalo $4 \lesssim m \lesssim 9 M_{\odot}$ han perdido al final de su vida todo el material situado por encima de la capa de combustión del hidrógeno. b) El factor dominante en la producción de elementos más pesados que el ^{12}C es la nucleosíntesis explosiva en estrellas con $m \gtrsim 9 M_{\odot}$. c) Los últimos estadios evolutivos en esas estrellas no parecen afectar a la abundancia del He, que en las estructuras finales está situado en las capas más externas.

La tabla XI da la masa expulsada de cada elemento por

Tabla XI

Producción de elementos metálicos en estrellas masivas						
M/M_{\odot}	He	C	O	Ne	Mg	Si+Fe
10	1.52	0.048	0.004	0.	0.	0.
12	2.08	0.192	0.120	0.040	0.066	0.109
16	2.58	0.288	0.700	0.426	0.254	0.265
22	3.10	0.568	1.30	0.767	0.270	0.339
28	3.91	1.22	3.84	1.04	0.311	0.424
35	4.06	1.62	6.10	1.42	0.405	0.970
52	6.00	2.40	12.0	2.07	0.625	0.975
75	8.62	2.05	16.4	2.35	0.970	1.19
95	9.16	3.07	25.3	9.36	1.57	1.79

cada tipo de estrella masiva incluido en el modelo al final de su vida; los valores están calculados a partir de los trabajos sobre nucleosíntesis explosiva de Arnett (1972 y 1978), y en líneas generales concuerdan con los modelos de 15 y 25 M_{\odot} de Weaver, Zimmerman y Woosley (1978); la masa restante se distribuye entre remanentes y envoltura de hidrógeno, la cual, también es expulsada. Con dichos valores a la vista vamos a analizar el estado actual del conocimiento acerca de las estructuras de las estrellas al final de su vida, para las distintas masas (la mayor parte de las referencias sobre evolución que no se indican aquí están citadas en la tabala X). La columna Si+Fe se refiere a la producción de

todos los elementos de masa atómica comprendida entre 28 y 56.

La evolución de las estrellas con masa menor que $4M_{\odot}$ está bastante bien establecida (ver los modelos evolutivos de Paczynski e Iben y las series para la fase de gigante roja de Sweigart y Gross). Las más pequeñas de estas estrellas, $m < 1.4 M_{\odot}$ dan lugar a enanas blancas de carbono-oxígeno o de helio, según tenga lugar o no la reacción 3α de combustión de éste último: se supone que dichas estrellas expulsan su envoltura por inestabilidades térmicas que pueden aparecer en la fase de gigante (Iben 1973, Endal y Sparks 1975), dando lugar a nebulosas planetarias. Las estrellas más masivas de este intervalo también producen enanas blancas, a pesar de tener una masa mayor que la masa límite de Chandrasekar, pues durante la fase de combustión en doble capa la estrella expulsa una buena parte de su envoltura por viento. Talbot y Arnett (1973) suponen que no hay enriquecimiento de helio en el material eyectado por la estrella, pues ésta sólo pierde la masa que está por encima de la capa de combustión del hidrógeno. Sin embargo, Ferrari et al. (1972) consideran que también es expulsado todo el material comprendido entre las dos capas de combustión, la cual según los modelos teóricos de evolución es del orden de 0.03 veces la masa de la estre-

lla; se tendrá por lo tanto un mecanismo que da un enriquecimiento adicional de helio. En nuestros modelos se analizarán ambas posibilidades y se estudiará su influencia sobre el modelo de evolución. La gráfica VI recoge la inclusión de esta capa en la región señalada por *, comprendida entre las zonas I y II para estrellas poco masivas. No se considera el posible enriquecimiento de helio debido a los destellos que se puedan producir en la capa de combustión de éste ("helium-shell flashes", Gingold 1977).

Las estrellas de masa intermedia ($4 \leq m \leq 10 M_{\odot}$), después de la fase de combustión del helio, seguirán un camino evolutivo común, alcanzando la fase de combustión del carbono con un núcleo degenerado de $\sim 1.4 M_{\odot}$. En estas condiciones, Arnett (1969) comprobó que el núcleo estalla y la estrella se desintegra (es el modelo propuesto para explicar las supernovas del tipo II); sin embargo, el modelo presenta varias dificultades: si se produce la disrupción del núcleo estelar, de la nucleosíntesis explosiva resultarán gran cantidad de elementos de la zona del equilibrio del "pico del Fe", lo cual daría lugar en los modelos de evolución a valores demasiado altos de Z. Por otra parte, las observaciones de la Nebulosa del Cangrejo no dan ningún aumento importante en las

abundancias de elementos metálicos, aunque sí sobreabundancia de helio. Además, el elevado ritmo de nacimiento de púlsares requiere para éstos progenitores muy abundantes, y por lo tanto deberán cubrir un amplio intervalo de masas; para obviarlo, Paczyński sugiere que los neutrinos, através del proceso URCA, refrigeran el núcleo y logran así que la ignición del carbono no sea explosiva. Sin embargo, Couch y Arnett (1975) demuestran que el mecanismo no es lo bastante eficiente, pues la densidad crítica para la ignición del ^{12}C es del orden de $6 \times 10^9 \text{ gr/cm}^3$, mientras que Mazurek et al. (1977) establecen una densidad crítica para que se forme un residuo ligado de $2 \times 10^{10} \text{ gr/cm}^3$, con lo cual el proceso URCA es insuficiente. Mazurek et al. (loc. cit.) discuten la formación de una onda de detonación, pero el problema requiere aún mucho trabajo y continúa abierto.

Las estrellas del rango $10 \leq m \leq 15 M_{\odot}$ siguen una evolución semejante, pues dan lugar a núcleos de carbono de $1.4-2 M_{\odot}$, los cuales se queman de modo no explosivo, dando lugar a un núcleo estelar degenerado de Si, de masa $\sim 1.4 M_{\odot}$; estas estrellas acaban su vida dejando un remanente compacto (enana blanca o estrella de neutrones) y expulsando la envoltura externa. Según se considere que la capa de ^{12}C es expulsada o

o no, se tendrá o no enriquecimiento de ese elemento en el gas. No se conoce mecanismo alguno que dé lugar a la expulsión de elementos más pesados. Las estrellas masivas de entre 15 y 75 M_{\odot} , en la última fase de su evolución desarrollan un núcleo de Fe de 1-3 M_{\odot} (Weaver, Zimmerman y Woosley, *loc. cit.*; Arnet y Schramm, 1973) que se hace inestable, colapsando y dando lugar a un objeto compacto (estrella de neutrones o agujero negro); las capas de combustión por encima de la del Si son expulsadas al exterior pudiéndose producir elementos como el S, Ar, Ca, ... y en las de mayor masa, elementos del "pico del hierro" en cantidades apreciables (en este punto los modelos de Weaver y Arnett difieren algo, aunque en líneas generales dan resultados semejantes).

Las estrellas con $m \gtrsim 80 M_{\odot}$, desarrollan un núcleo importante de C-O (40-60 M_{\odot}), sufriendo inestabilidades dinámicas antes de la combustión del oxígeno. De ello resulta la disrupción total de la estrella sin dejar residuo ligado; en el momento de la máxima compresión central la temperatura es del orden de 3.5×10^9 °K, por lo que una fracción importante de la masa se transforma en elementos comprendidos entre el ^{28}Si y el ^{56}Fe (la temperatura de ignición del Si también es $\sim 3.5 \times 10^9$ °K). Se considera que éste es el único rango de

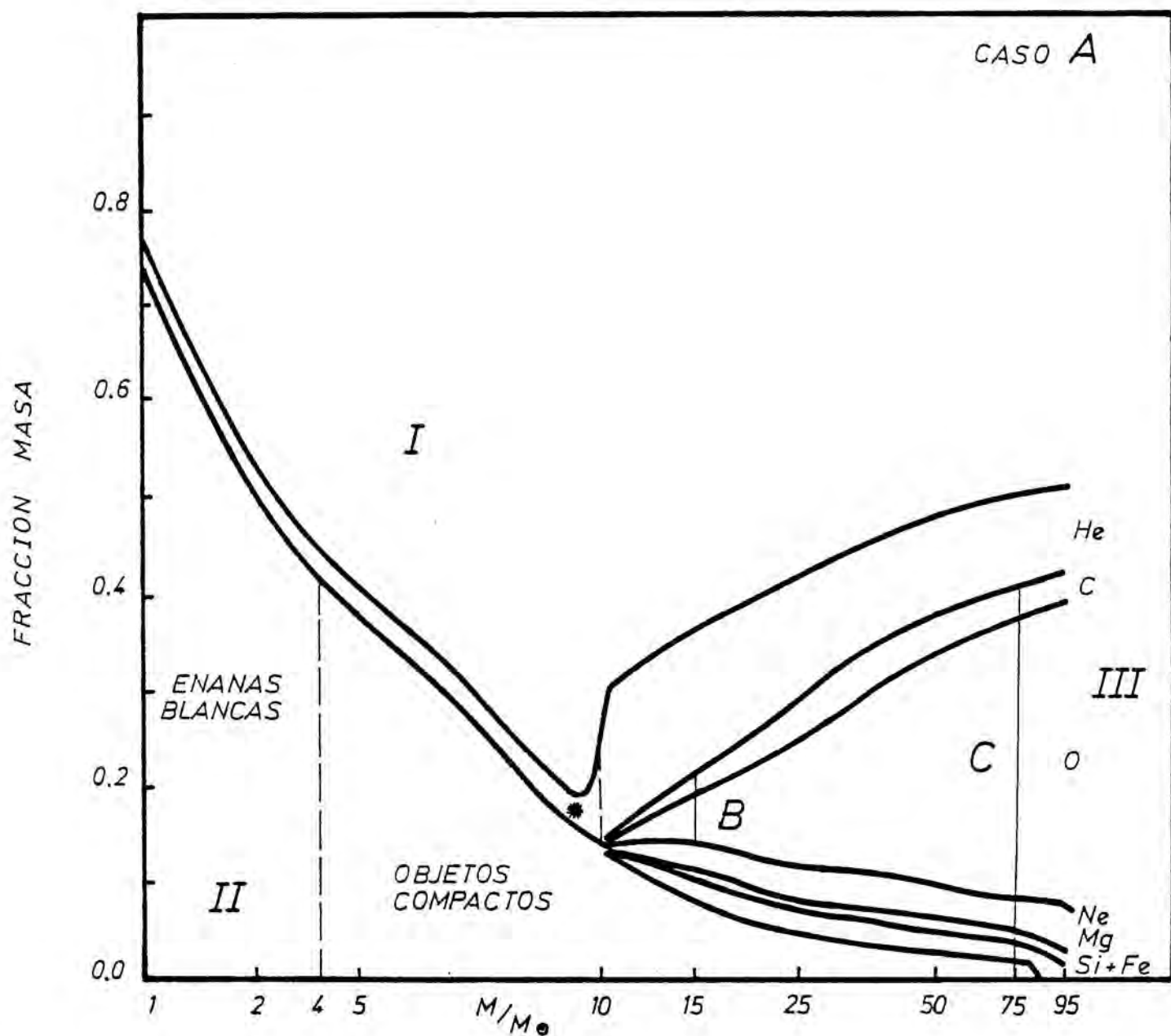
masas que da una contribución importante a la síntesis de elementos del entorno del pico del Fe, demostrando los cálculos que la relación de los elementos C-O/Si/Fe es aproximadamente la solar (Arnett 1978, Cameron 1973).

La gráfica VI resume todos estos casos, cuando se considera únicamente la evolución de estrellas aisladas.

Aunque no se han incluido los efectos del viento estelar en la evolución de los modelos, debe tenerse en cuenta que su influencia sobre la producción final de elementos metálicos es pequeña. La evolución con pérdida de masa para estrellas masivas por De Loore, De Grève y Vanbeveren (1978 a/b) y por Chiosi et al. (1978), encontrando que las estrellas con $40 \leq m \leq 60 M_{\odot}$ pierden parte de su envoltura pero sin llegar a expulsar la zona rica en helio, mientras que si $m > 60 M_{\odot}$ el ritmo de pérdida de masa es mayor y las capas enriquecidas en helio por la combustión del hidrógeno salen a la superficie. Sin embargo, esto no debe afectar a la producción de elementos metálicos al final de la vida de la estrella, pues tras la pérdida de la masa, ésta sigue la evolución de una estrella de helio hasta alcanzar la región de las gigantes, y son precisamente estos objetos los que se utilizan para estudiar las fases evolutivas finales en las estrellas que desarrollan

Figura VI

Producción estelar de elementos incorporados al gas.



un núcleo no degenerado de helio. Para estrellas del intervalo 20-50 M_{\odot} , De Loore et al. (1977) encuentran un comportamiento similar al de las del intervalo 40-60 M_{\odot} ; Stothers y Chiu (1977)

estudian también las estrellas del rango $7-60 M_{\odot}$, pero emplean las opacidades de Carson en lugar de las de Cox y Stewart. Sus resultados presentan diferencias en el diagrama H-R, con respecto a los otros trabajos.

Según todo lo expuesto, será interesante considerar diversos casos de nucleosíntesis para poder evaluar la producción de elementos primarios. Se pueden considerar tres casos:

- A, las estrellas con $10 \leq m \leq 75 M_{\odot}$ estallan expulsando todos los elementos sintetizados y dejando un remanente, mientras que las más masivas se desintegran totalmente. Las estrellas con $m < 10 M_{\odot}$ no contribuyen a la síntesis de elementos metálicos, aunque expulsan su envoltura de helio e hidrógeno.
- B, las estrellas entre 10 y $15 M_{\odot}$ pierden también su capa de C-O, dejando remanentes de aproximadamente $1.4 M_{\odot}$, mientras que en las estrellas entre 15 y $75 M_{\odot}$ todo el núcleo colapsa dando un agujero negro; las estrellas más masivas evolucionan como en el caso A.
- C, sólo las estrellas con $m > 75 M_{\odot}$ contribuyen al enriquecimiento en metales del gas interestelar; los núcleos de estrellas hasta $75 M_{\odot}$ colapsan totalmente, expulsando sólo su envoltura de He.

La línea marcada "C" en la gráfica VI representa aproximadamente la diferencia entre éste último caso y el caso A; las curvas dan la fracción en masa de cada elemento metálico que enriquece el gas al final de la vida de la estrella de masa m . La línea a trazos B y la línea C representan el segundo caso comentado. Los remanentes se dan en la última columna de la tabla X, donde para las estrellas masivas se distinguen los remanentes respectivos para los casos B y C.

Producción de elementos secundarios.

El ^{14}N es de producción secundaria a partir del C y del O que existen en las envolturas estelares, los cuales proceden de anteriores generaciones de estrellas. Si el C y el O fuesen producto de las reacciones nucleares en la propia estrellas, el nitrógeno sería de origen primario. Aunque Truran y Cameron (1971) ^{estudian} esta última posibilidad, los actuales modelos de evolución demuestran que el ^{14}N es de origen secundario. Por otra parte, si fuese primario las relaciones N/C y N/O serían fijas, si se supone una función de nacimiento estelar invariable, mientras que en el otro caso también dependerán del ritmo de reciclaje del gas por las estrellas. Talbot y Arnett (1974) analizan esta situación, concluyendo que hay grandes

probabilidades de que el ^{14}N sea de origen secundario, y así se considerará en nuestros modelos.

Lo que no está tan claro es el ritmo de formación de este elemento, Talbot y Arnett (1973) deducen una expresión aproximada:

$$W_{\text{N}} = 0.33 \times \text{máx}(0., 0.56 + 0.16 \times \log m - q_4),$$

donde W_{N} es la fracción de masa externa a q_4 en la que el carbono y el oxígeno se convierten parcialmente en nitrógeno y q_4 la fracción de masa en la que el hidrógeno se convierte en helio; como límite superior, no muy realista, pero que al menos permite acotar el ritmo de producción del nitrógeno, dan:

$$W_{\text{N}} = 1 - q_4$$

La primera columna de la tabla XII da la fracción de carbono y oxígeno de la envoltura que se transforma en nitrógeno calculada a partir de la primera expresión (zona I de la figura VI). Los valores adoptados son algo superiores a los que obtienen Dearborn, Tinsley y Schramm (1978), pero están de acuerdo con la conclusión de Iben y Truran (1978), de que la producción de nitrógeno tiene lugar en todas las estrellas, con una pequeña contribución por parte de cada una de ellas.

El ^3He procede de la destrucción del deuterio en las

Tabla XII

Síntesis del ^{14}N y del ^3He					
M/M_{\odot}	^{14}N	^3He	M/M_{\odot}	^{14}N	^3He
1.05	--	--	4.6	0.24	1.03 E-4
1.15	--	1.18 E-5	5.5	0.27	8.63 E-5
1.25	--	7.70 E-5	6.5	0.31	7.26 E-5
1.35	--	1.09 E-4	8.	0.34	5.87 E-5
1.45	0.01	2.41 E-4	10.	0.38	4.72 E-5
1.55	0.03	2.71 E-4	12.	0.64	3.93 E-5
1.65	0.05	2.77 E-4	16.	0.56	2.94 E-5
1.75	0.06	2.68 E-4	22.	0.48	2.13 E-5
1.85	0.07	2.53 E-4	28.	0.41	1.67 E-5
1.95	0.09	2.42 E-4	35.	0.34	1.35 E-5
2.2	0.13	2.25 E-4	52.	0.25	--
2.7	0.16	1.75 E-4	75.	--	--
3.2	0.19	1.45 E-4	95.	--	--
3.8	0.22	1.22 E-4			

envolturas estelares y al ser destruido a su vez (dando ^4He) por los protones, se tendrá un proceso de equilibrio entre ambas reacciones. Talbot y Arnett (loc. cit.) indican que todo el deuterio de las envolturas de estrellas inferiores a $2 M_{\odot}$ se convierte en elementos más pesados y sólo una fracción del que se halla en las estrellas masivas se convierte en ^3He . Según Iben y Truran (1978), la mayor parte del ^3He procede de las estrellas con $m \lesssim 2 M_{\odot}$, por lo que en lugar de seguir en nuestros modelos la indicación de Talbot y Arnett se tendrá en cuenta la dada por Truran y Cameron, la cual da lugar a la segunda columna de la tabla XII; estos valores

indican la fracción de masa de la envoltura convertida en ${}^3\text{He}$ y, como puede verse, la mayor parte de él se produce en las estrellas de masas menores, aunque para valores pequeños de m la prescripción de Talbot y Arnett es válida. Para la supervivencia del ${}^3\text{He}$ original en la envoltura se ha seguido también la regla de Truran y Cameron: si $m \gg 25 M_{\odot}$, el ${}^3\text{He}$ es destruido completamente; para masas entre 3 y $10 M_{\odot}$, el ${}^3\text{He}$ sobrevive en la cuarta parte más externa de la estrella, y para $m < 3 M_{\odot}$ el ${}^3\text{He}$ sobrevive en toda la envoltura estelar, por encima de la capa de combustión del hidrógeno. Como se comprende fácilmente, existirá una incertidumbre importante en este cálculo, especialmente a causa de que no se conoce con exactitud el grado de mezcla del material en la zona convectiva, que lo transporta hacia regiones más calientes, donde el ${}^3\text{He}$ es destruido; por ésto los resultados referidos a estos elementos deben considerarse como indicativos, pero no pueden usarse para probar o negar las hipótesis del modelo, salvo en el caso de discrepancias extremas.

Ya se ha dicho con anterioridad prácticamente todo sobre la síntesis de los elementos ligeros. Cabe únicamente señalar aquí la manera de tratar su síntesis en el modelo numérico: fijado el ritmo de producción de estos elementos en

un modelo autogénético, la abundancia de ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ y ${}^{11}\text{B}$ en la materia expulsada por viento en las estrellas de carbono (fracción superricas) se fija de acuerdo con una abundancia ${}^7\text{Li}/\text{H} \approx 10^{-7}$ mientras que en la materia expulsada por las supernovas se parte de unas abundancias aproximadas (por ejemplo las dadas por el modelo analítico) y las va ajustando en sucesivas iteraciones del modelo evolutivo. La contribución de la radiación cósmica galáctica se toma de acuerdo con la ecuación C.1 dada por Audouze y Tinsley, según se comenta en el apéndice C, pero ajustando más la dependencia con respecto a los núcleos progenitores, pues no se supone una dependencia global de Z sino que se considera cada reacción en particular y se hace depender el ritmo de producción de cada elemento de las abundancias de H, He, C, N, O y Ne del modelo y según corresponda al caso (a partir del ritmo de supernovas, masa de gas, etc..., ya incluidos; la contribución de cada reacción de astillado está tomada de las tablas I y VIII).

En el apéndice A se resumen las ecuaciones que definen el modelo numérico.

6.- Resultados y conclusiones.

Evolución del gas y de las poblaciones estelares.

Los resultados que se presentan se refieren fundamentalmente a las tres soluciones consideradas en el primer capítulo para resolver el problema de las estrellas G-K. En el tipo de modelos se ignora dicha cuestión, pues se considera que no es real. Se adopta, además, para μ una expresión que decrece exponencialmente con el tiempo (caso $n = 1$, visto en el cuarto capítulo). En el segundo tipo de modelos se utiliza una ley de nacimiento de estrellas proporcional a la masa de gas en ese instante, según Quirk (1972) y Quirk y Tinsley (1973):

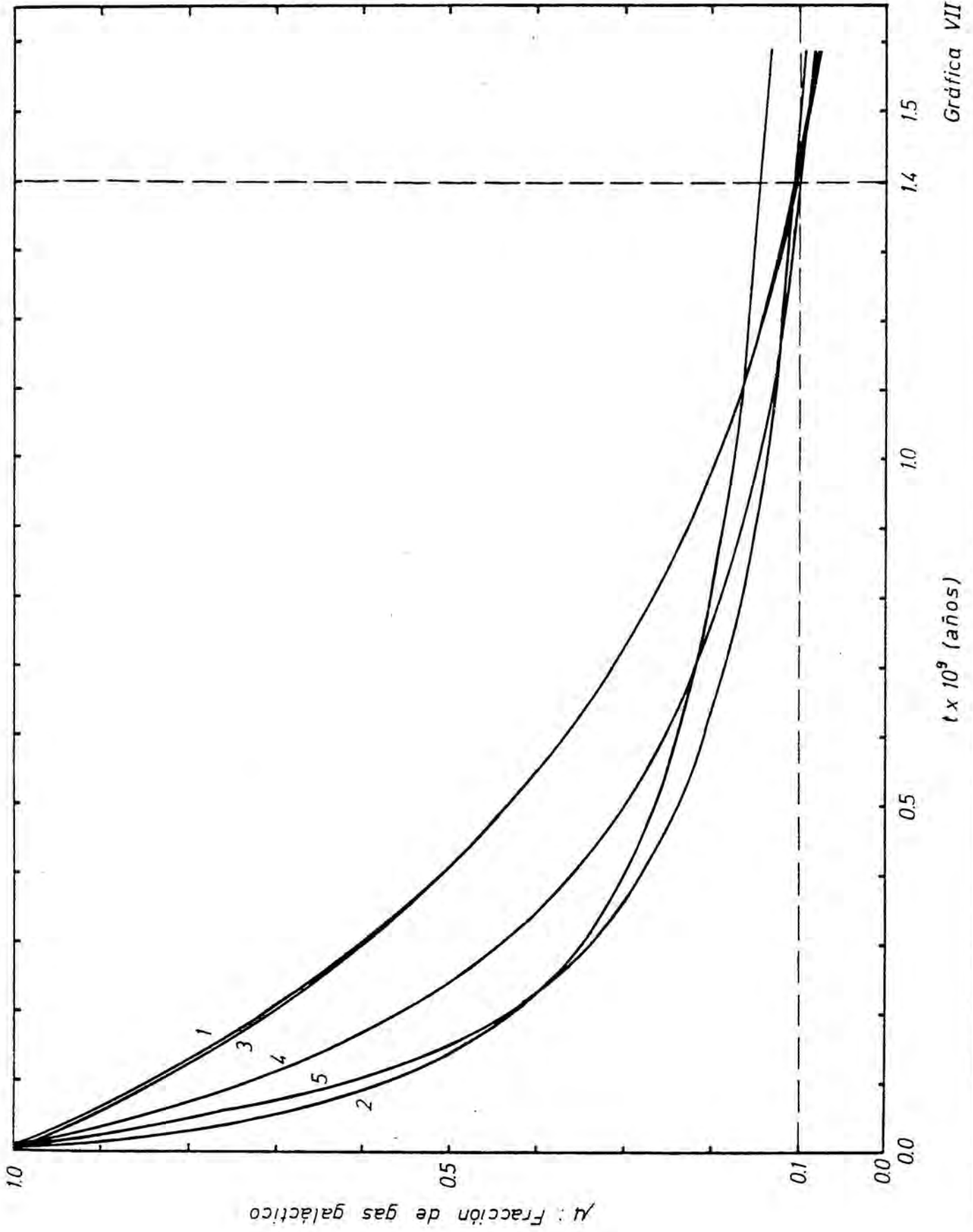
$$\Psi(t) = (1 - \beta) m_T(0) (m_g(t)/m_T(0))^k,$$

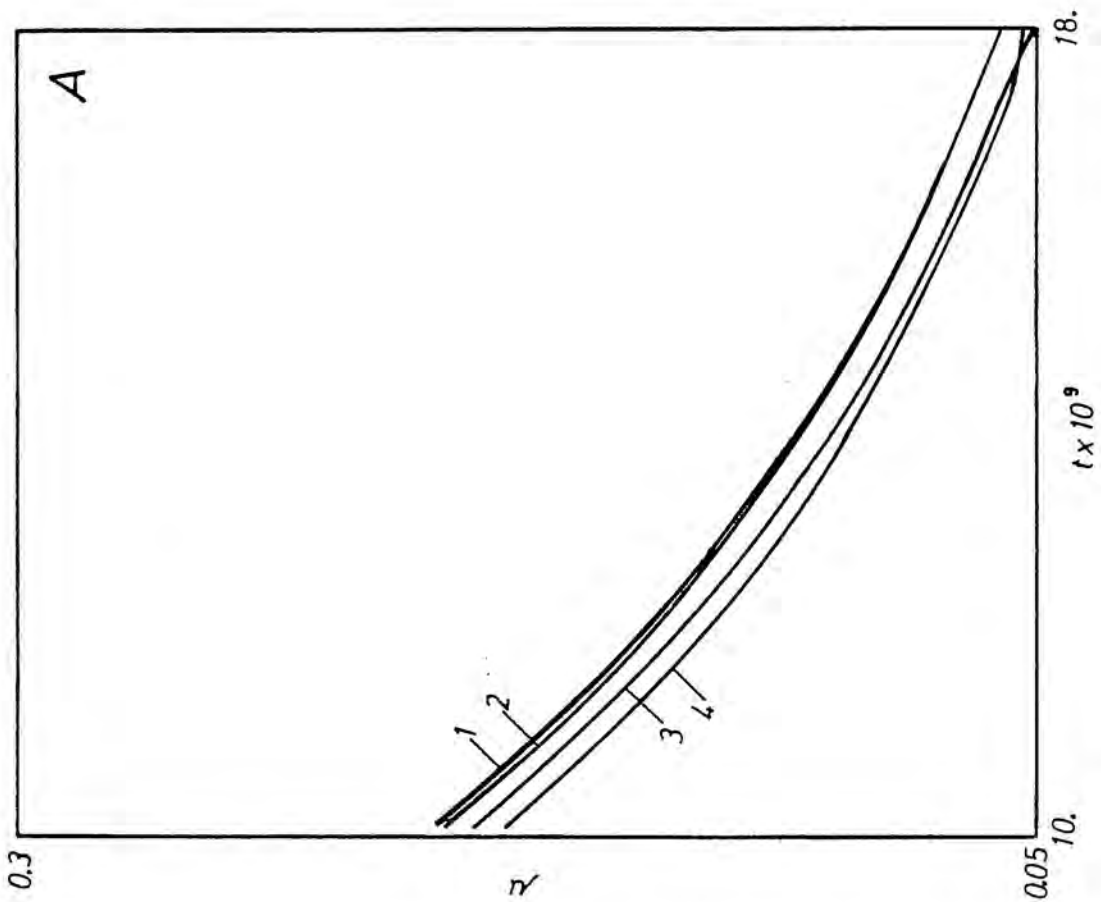
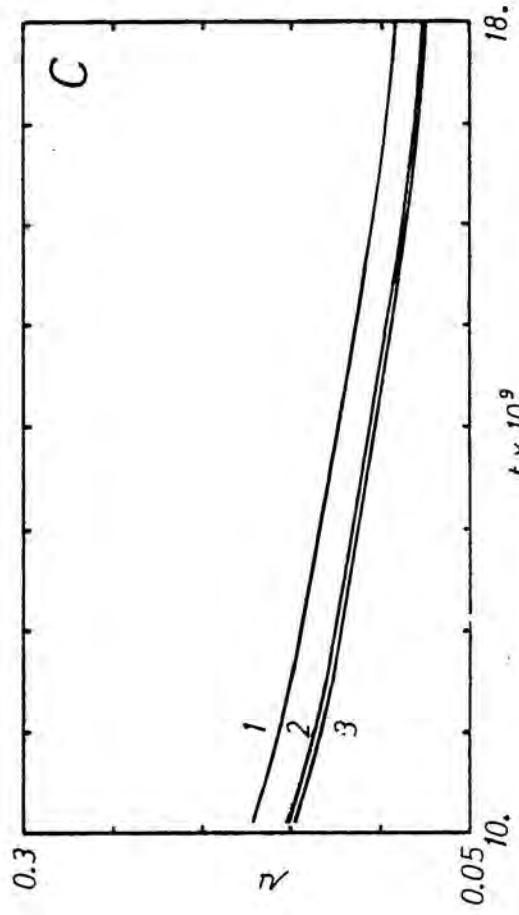
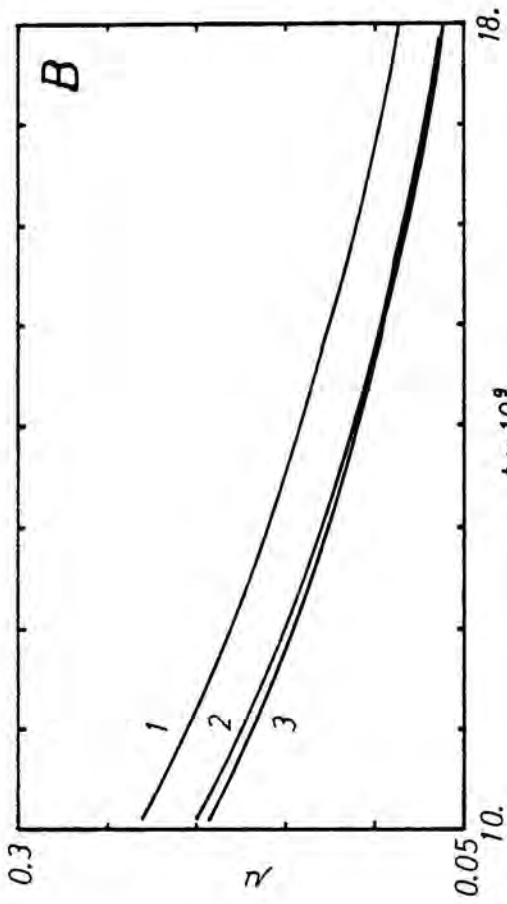
donde $m_T(0)$ es la masa inicial de la Galaxia y β es la fracción del gas que no colapsa en estrellas durante los 10^8 ó 10^9 primeros años de la vida de la Galaxia. El tercer tipo de modelos supone una generación inicial de estrellas de gran masa ($m > 5 M_\odot$), que enriquecen el gas galáctico en elementos metálicos de manera que ya desde la primera generación "normal" de estrellas se verifica que el contenido metálico Z es mayor que $0.3Z_\odot$. Por lo demás, la variación de μ es similar a la de

los modelos del primer tipo. En lo sucesivo, estas tres clases de modelos se designarán por EXP, NEXP y EXPGI, respectivamente.

Las curvas de la gráfica VII representan la evolución de μ en diversos modelos: la curva 1 representa el caso $n = 1$ del capítulo 4 (modelo EXP con $\tau = 5 \times 10^9$), mientras que el caso $n = 2$ está representado por la curva 2 ($\tau = 1 \times 10^9$). Las curvas 3, 4 y 5 son modelos NEXP con exponente $k = 1, 1.5$ y 2 , respectivamente, en los que β es del orden de 0.9 , pues no se ha considerado la acreción de materia extragaláctica. En cambio, el valor de β adoptado en el modelo representado en la gráfica X es sensiblemente menor, ya que se tiene en cuenta la acreción, y como consecuencia de ello μ se estabiliza en torno a 0.1 a partir de los 3×10^9 primeros años. La semejanza entre las curvas 1 y 3 en la gráfica VII es consecuencia de que, para $k = 1$, μ varía exponencialmente, y de que β es casi igual a la unidad. La curva 1 de las gráficas VII y IX es la misma, y la de la gráfica XI presenta idéntico comportamiento, salvo que por tratarse en este caso de un modelo EXPGI, el valor inicial de μ es menor, pues parte del gas colapsado en la generación inicial queda en los remanentes que se forman al morir las estrellas de dicha generación.

La gráfica VIII resume la evolución de μ (para $t > 10^{10}$)





Gráfica VIII

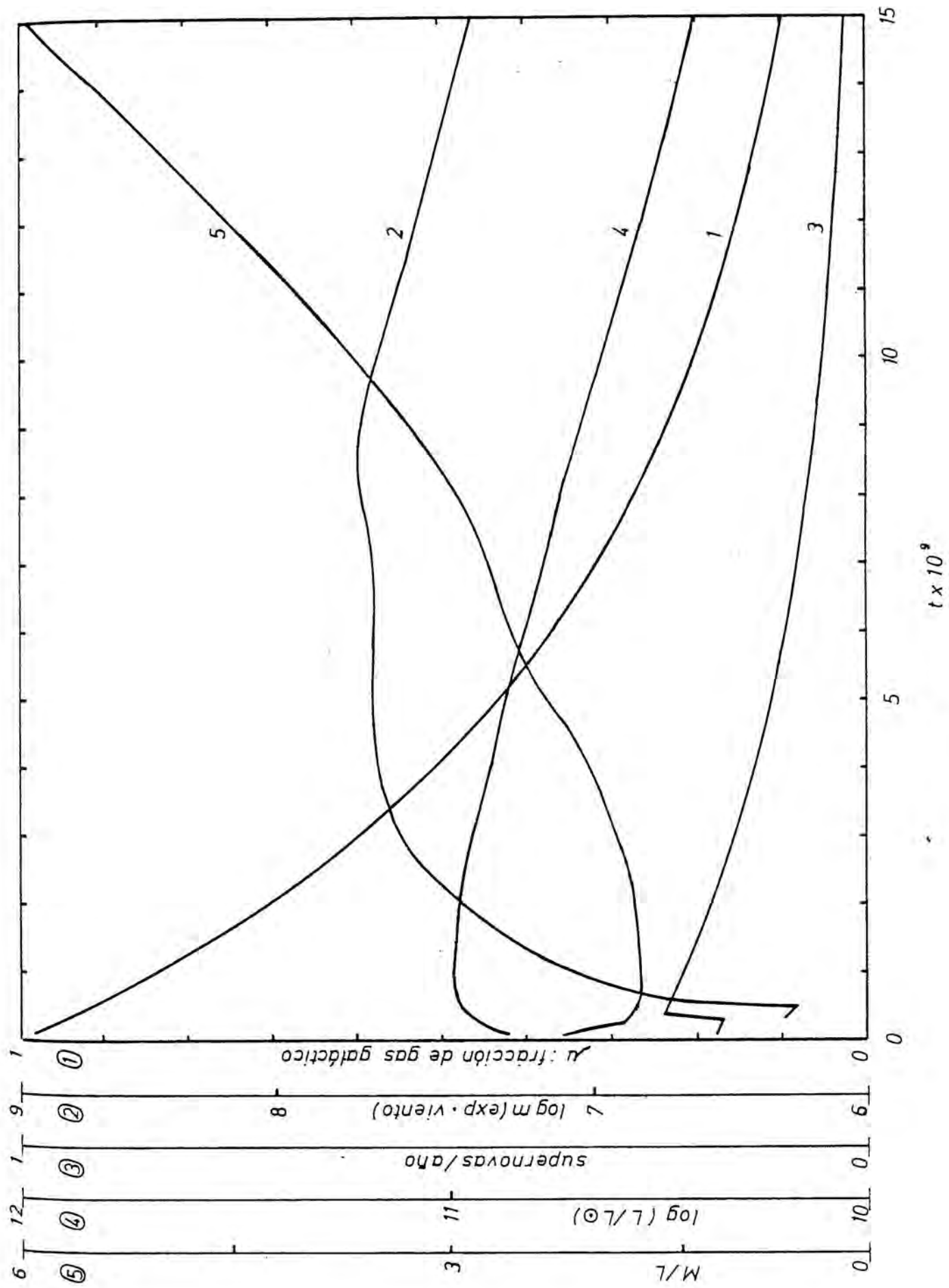
en un conjunto de modelos, variantes de los tres tipos comentados. Las curvas de VIIIA únicamente difieren en la masa que se supone expulsan las estrellas al final de su vida: la curva 1 coincide con la de la gráfica VII; la curva 2 está construida empleando para las masas remanentes los valores utilizados por Tinsley (1974), mientras que las 3 y 4 se refieren a los valores usados por Talbot y Arnett (1973) y por Truran y Cameron (1971), respectivamente en sus modelos (para comparar la evolución de μ , en este último caso no se ha introducido la generación inicial de estrellas). De la semejanza entre las prescripciones empleadas se puede concluir que este factor tiene poca influencia en la evolución de μ , en los modelos considerados. Tampoco se ha incluido la hipótesis de Busso et al. (1977), de que la materia comprendida entre las capas de combustión del hidrógeno y del helio ($\approx 0.03 M_{\odot}$) es expulsada al morir la estrella (para estrellas de masa moderada).

Las curvas VIIIB y C evalúan ^{la influencia} en μ cuando se consideran distintas masas máxima y mínima para la función de distribución de masas, $\psi(m)$. En VIIIB la curva 1 coincide con su homónima de la gráfica VII, mientras que la 1 en VIIIC es semejante a la curva 4 de VII, pero con $\beta = 0.96$. Los límites superior e inferior considerados para las masas estelares son:

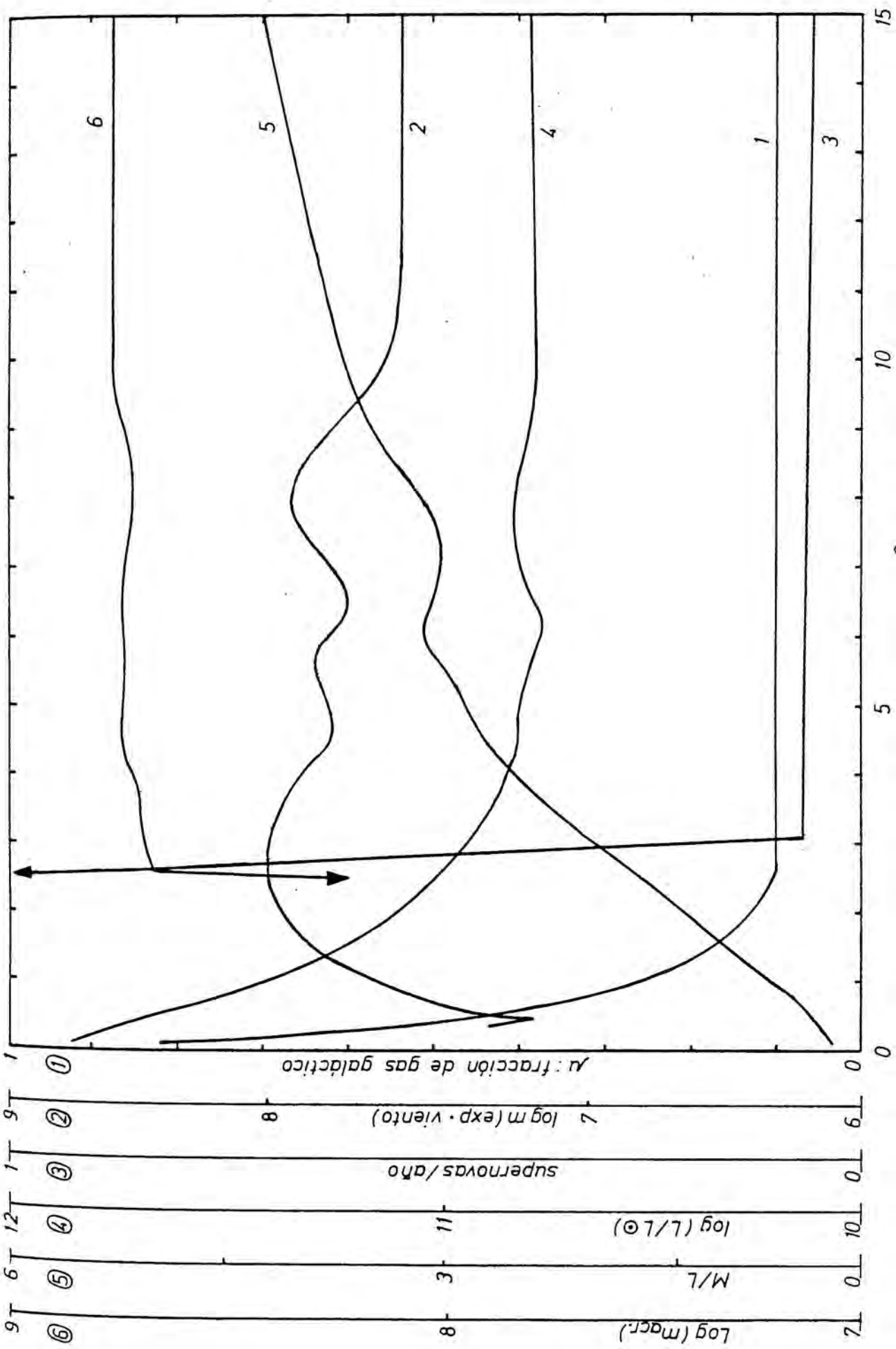
B y C	1	2	3
Límite inferior de masa	0.04	0.10	0.04
Límite superior de masa	30.	50.	30.

La escasa influencia del límite inferior en la evolución de μ era de esperar, pues μ depende más de la fracción de masa que colapsa en estrellas de larga vida que de la masa mínima considerada; respecto al límite superior, cabe decir que si $m_{\text{sup}} > 30 M_{\odot}$, su influencia en μ es mínima, ya que la fracción de estrellas de gran masa es pequeña (evidentemente, este razonamiento sólo se puede aplicar a la evolución de μ , no siendo válido para seguir la evolución de la luminosidad, ni mucho menos para la evolución de la composición química del gas galáctico).

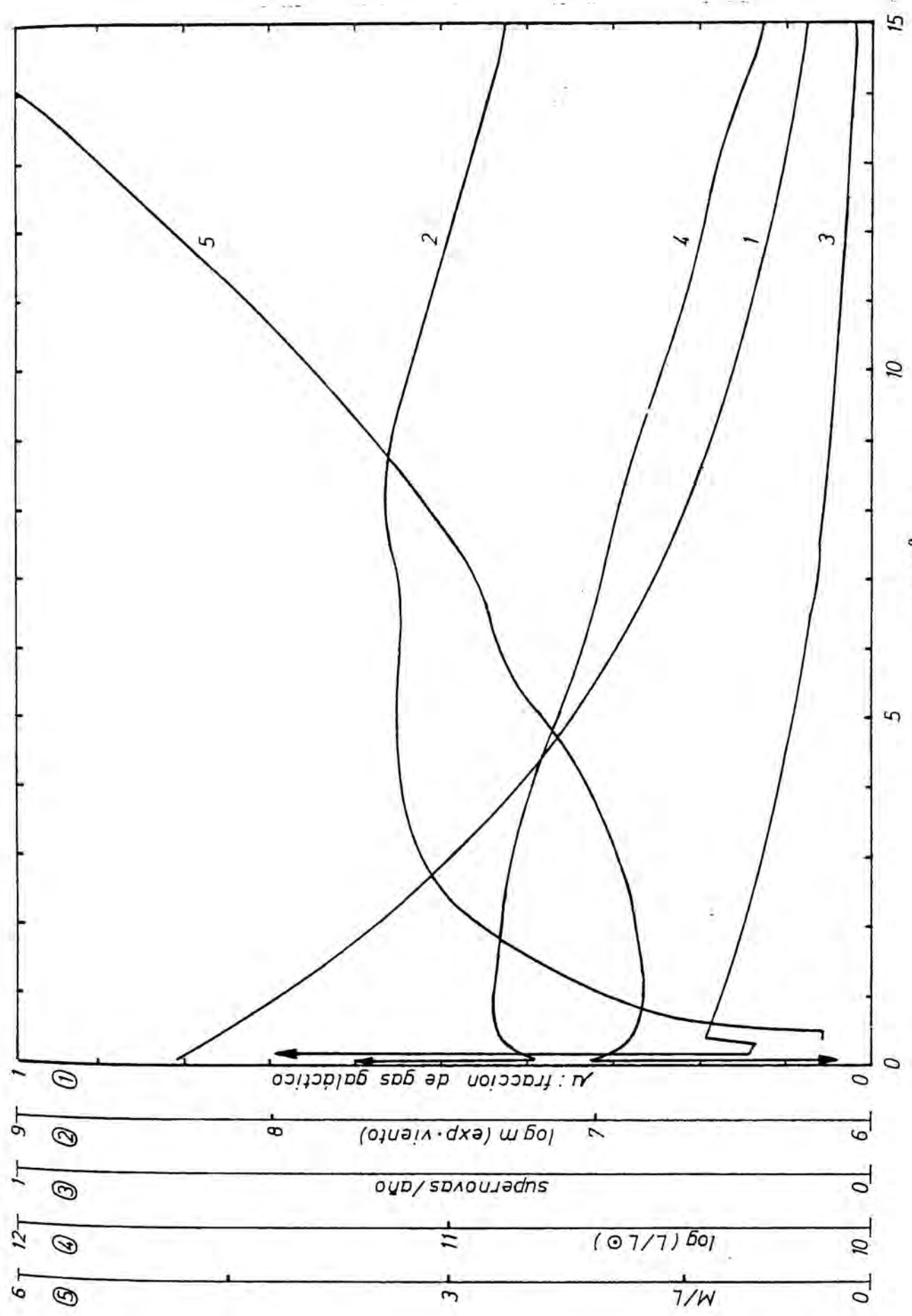
En la gráfica IX se presenta la evolución de las variables más importantes que dependen de la población estelar. Se trata de un modelo EXP típico ($\tau = 5 \times 10^9$) y la edad de la Galaxia es de $\approx 1.4 \times 10^{10}$ años, pues entonces $\mu \approx 0.1$ (curva 1). La curva 2 da la masa que las gigantes rojas (con $m < 3 M_{\odot}$) pierden por viento estelar, parte de la cual está enriquecida en elementos ligeros. De esto se deduce que la contribución de las gigantes a la producción galáctica de los elementos ligeros, no será constante, tal como se consideraba en el capítulo



Gráfica IX



Gráfica X



Gráfica XI

4, sino que presentará un máximo para t entre 5 y 10×10^9 años y luego decrecerá lentamente. Las curvas 3, 4 y 5 dan la evolución de la frecuencia de las explosiones de supernova, de la luminosidad de la Galaxia y de M/L . El ritmo actual de supernovas que predice el modelo es de 0.03 al año, acorde con el valor corrientemente admitido, de una cada 15-50 años. Los valores de L y de M/L que se obtienen son similares a los estimados para nuestra Galaxia: $L = 1.6 \times 10^{10}$, $M = 1.3 \times 10^{11}$ (Van den Bergh 1975, Vaucouleurs y Pence 1978). La masa es algo menor, pues inicialmente se toma $m = 10^{11} M_{\odot}$. Según esas dos cantidades, la relación M/L es de 12; sin embargo debe tenerse en cuenta la existencia de un número considerable de enanas M , no visibles, que implican una relación M/L del orden de 5 (Tinsley 1974, Truran y Cameron 1971).

Las gráficas K y KI dan la evolución de un modelo NEXP ($\beta = 0.8$, $k = 1.5$) y de un modelo EXPGI (la masa de gas colapsada en la GI es igual al 90% de la masa total). La numeración de las curvas representa las mismas variables que en la gráfica IX.

La edad en el modelo NEXP de la gráfica K no puede darse con precisión, pues $\mu = 0.1$ desde los 3×10^9 años debido a que la acreción de materia extragaláctica compensa la masa de gas que condensa en estrellas. Teniendo en cuenta la evo-

lución de la luminosidad y del ritmo de supernovas puede decirse que la edad del modelo está entre 1.2 y 1.5×10^{10} años. Se intentará dar un valor más preciso estudiando la evolución de las abundancias de los elementos químicos en el gas. El ritmo de aparición de supernovas es muy elevado en la primera fase evolutiva de la Galaxia, ya que la mayor parte del gas colapsa. Hacia las últimas etapas el número de supernovas es constante, pues el número de estrellas que se forman a partir de los 3×10^9 años casi lo es. La curva 6, que no está en las gráficas IX y XI, representa la masa de gas de origen extragaláctico que pasa a formar parte del gas galáctico por acreción. Esta es nula hasta que $\mu \approx 0.1$. El ritmo de acreción es casi constante y del orden de $1-2 M_{\odot}/\text{año}$, lo que está de acuerdo con la estimación de Oort (1974) y es un valor similar al usado por Tinsley (1974). Si en este modelo se toma un valor de $\beta < 0.8$, al colapsar una mayor fracción de gas aumenta la acreción de materia extragaláctica y, por consiguiente, el ritmo de supernovas en las últimas etapas, obteniéndose valores mayores que los que pueden considerarse coherentes con las observaciones.

La edad del modelo EXPGI (gráfica XI) es de 1.5×10^{10} años y la evolución de su población estelar es semejante a la del modelo EKP de la gráfica IX, salvo que existe una genera-

ción inicial de estrellas masivas (GI) y, por lo tanto, se tendrá una μ menor, un ritmo inicial de supernovas muy grande (mucho mayor que el de la primera etapa en el modelo NEXP, ver la última columna de la tabla XIII) y un mayor número de objetos compactos que en los otros dos modelos (tabla XIII, columna 8).

Si se asocia el nacimiento de púlsares con la muerte de estrellas masivas ($m > 4 M_{\odot}$) o, lo que es equivalente, al ritmo de aparición de las supernovas, se deduce que el rango de masas considerado para las estrellas progenitoras es insuficiente, en todos los modelos, para dar cuenta de la frecuencia de formación de estos objetos en la Galaxia (uno cada cuatro - seis años, ver capítulo 5).

Las inestabilidades que se dan en la primera fase evolutiva de los tres modelos son de naturaleza numérica, originados al tomar un intervalo de tiempo constante, cuando en esas etapas se tendría que tomar un ΔT menor que 10^8 años.

Las características más interesantes de las poblaciones estelares en los diversos modelos e instantes de la evolución están resumidas en la tabla XIII. Dentro de las tres clases de modelos hay que considerar tres posibilidades de evolución, según los casos A, B y C, para la formación de remanentes y expulsión de masa, discutidos en el capítulo 5; en

Modelo	t(años)	Masa total	μ	Estrellas:				Objetos compact.	sup. año
				número total	secuencia principal	Gigantes rojas	$n < 0.08 M_{\odot}$ (no obs.)		
Exp. A	5.0 E8	1.0 E11	0.92	3.6 E10	2.5 E10	3.1 E7	1.1 E10	1.2 E8	0.23
	10.0 E9	1.0 E11	0.21	3.6 E11	2.5 E11	3.3 E8	1.1 E11	3.9 E9	0.05
	14.6 E9	1.0 E11	0.11	4.1 E11	2.3 E11	1.7 E8	1.3 E11	4.6 E9	0.03
B	14.6 E9	1.0 E11	0.10	4.1 E11	2.8 E11	1.6 E8	1.3 E11	4.5 E9	0.03
	14.0 E9	1.0 E11	0.11	4.0 E11	2.7 E11	1.8 E8	1.2 E11	4.5 E9	0.03
Iexp. A	5.0 E8	1.0 E11	0.45	2.3 E11	1.6 E11	1.3 E8	7.1 E10	9.1 E8	1.10
	10.0 E9	1.4 E11	0.10	5.7 E11	3.9 E11	2.3 E8	1.8 E11	6.2 E9	0.07
	14.6 E9	1.6 E11	0.10	6.7 E11	4.6 E11	2.2 E8	2.1 E11	7.4 E9	0.07
B	14.6 E9	1.6 E11	0.10	6.7 E11	4.5 E11	2.1 E8	2.1 E11	7.4 E9	0.07
	14.6 E9	1.6 E11	0.10	6.6 E11	4.4 E11	2.2 E8	2.1 E11	7.5 E9	0.08
AII	14.6 E9	2.0 E11	0.10	8.4 E11	5.7 E11	3.2 E8	2.6 E11	9.1 E9	0.13
Iexp. GI	1.0 E8	1.0 E11	0.80	7.0 E9	2.5 E9	--	--	4.5 E9	70.6
	5.0 E8	1.0 E11	0.74	3.0 E10	1.6 E10	1.4 E7	7.0 E9	7.1 E9	0.19
	10.0 E9	1.0 E11	0.15	2.9 E11	1.9 E11	2.6 E8	8.8 E10	1.0 E10	0.04
	14.0 E9	1.0 E11	0.09	3.3 E11	2.2 E11	1.4 E8	1.0 E11	1.0 E10	0.03
GI1	14.0 E9	1.0 E11	0.11	3.8 E11	2.6 E11	1.7 E8	1.2 E11	8.4 E9	0.03
	14.0 E9	1.0 E11	0.09	3.2 E11	2.1 E11	1.4 E8	9.7 E10	1.1 E10	0.02

Características de la población estelar según los diversos modelos evolutivos empleados.

Tabla XIII

el caso EXPGI sólo se considera la posibilidad C, según el modelo de Truran y Cameron (loc. cit.). Atendiendo sólo a la evolución de μ y de L, los resultados que se obtiene en cada caso son muy semejantes entre sí (ver tabla XIII), por lo que en este apartado no se distinguirá entre ellos, ni se tendrá en cuenta la expulsión de la intercapa de combustión, ya que apenas modifica los resultados de los modelos. El número de estrellas visibles coincide con el número de estrellas que están en la secuencia principal, ya que el número de gigantes rojas es pequeño frente al de aquéllas (aunque, como se desprende de las tablas XIV, XV y XVI, su contribución a la luminosidad galáctica es del orden del 25% de la luminosidad total). El número de estrellas no visibles ($m < 0.08 M_{\odot}$ y objetos compactos) representa entre el 15 y el 20% de la masa total de la Galaxia en el momento actual.

Los casos NEXP-AII, EXP-GI1 y EXP-GI2 son variantes de los modelos NEXP y EXPGI, respectivamente. El modelo AII utiliza una $\beta = 0.5$, por lo que el ritmo de supernovas que predice para $t = 14.6 \times 10^9$ años es demasiado elevado; los modelos GI1 y GI2 suponen que la fracción de gas que, en la generación inicial, colapsa en estrellas de gran masa es un 50% en el primer caso y un 100% en el segundo. Los resultados que se obtienen en estos modelos son bastante semejantes en lo que respecta

a la población estelar, pero presentan diferentes características en lo que se refiere a la abundancia inicial de los elementos metálicos (especialmente el modelo EXP-GI1 frente a los modelos EXPGI y EXP-GI2).

Las tablas XIV A y B muestran la composición de la población estelar para $t = 5 \times 10^8$ y $t = 14.6 \times 10^9$ años, respectivamente, en el modelo EXP-A (correspondientes a las filas primera y tercera de la tabla XIII); en la primera de ellas se vé que sólo existen estrellas en la fase gigante para $m > 2.2 M_{\odot}$, ya que las de masas menores no han podido evolucionar aún hacia ese estado. La tabla XV representa la distribución de la población estelar para el modelo NEXP-A en $t = 14.6 \times 10^9$ años. Este modelo es algo más luminoso que el correspondiente modelo EXP-A. Las tablas XVI A y B se refieren al modelo EXPGI estándar: la primera da la distribución de estrellas para la generación inicial (sólo aparecen estrellas con $m > 5 M_{\odot}$) y la segunda para $t = 1.4 \times 10^{10}$ años; en la tabla XVII se tiene una $\mu = 0.8$, pues aunque inicialmente se supone que colapsa el 90% del gas, la mayor parte de él vuelve al medio galáctico al morir las estrellas, quedando del orden del 20% en los remanentes formados.

La evolución de la fracción de estrellas de los tipos G y K en la secuencia principal (o cerca de ella), con conte-

MARCA DEL INTERVALO	MASA DEL INTERVALO	ESTRELLAS SEC.PRIN.	LUMIN.MARCA S.PRINCIPAL	LUMINOSIDAD SEC.PRIN.	ESTRELLAS GIG.ROJAS	LUMIN.MARCA GIGANTES	LUMINOSIDAD GIGANTES ROJAS
0.061	6.639E 08	1.088E 10	0.0	0.0			
0.091	2.362E 08	2.595E 09	1.400E-03	3.634E 06			
0.110	2.783E 08	2.530E 09	1.900E-03	4.807E 06			
0.132	3.037E 08	2.301E 09	2.600E-03	5.981E 06			
0.158	3.506E 08	2.219E 09	3.600E-03	7.989E 06			
0.190	4.043E 08	2.128E 09	4.300E-03	9.150E 06			
0.228	4.634E 08	2.033E 09	7.900E-03	1.606E 07			
0.274	5.271E 08	1.924E 09	1.270E-02	2.443E 07			
0.328	6.044E 08	1.843E 09	2.050E-02	3.778E 07			
0.394	6.365E 08	1.615E 09	3.280E-02	5.299E 07			
0.460	5.575E 08	1.212E 09	4.970E-02	6.023E 07			
0.515	4.783E 08	9.287E 08	7.050E-02	6.547E 07			
0.565	3.969E 08	7.025E 08	9.820E-02	6.898E 07			
0.605	3.636E 08	6.010E 08	1.290E-01	7.753E 07			
0.650	3.660E 08	5.631E 08	1.710E-01	9.629E 07			
0.690	2.519E 08	3.650E 08	2.210E-01	8.067E 07			
0.725	4.994E 07	6.888E 07	3.230E-01	2.225E 07			
0.775	4.911E 07	6.337E 07	5.290E-01	3.352E 07			
0.825	4.835E 07	5.861E 07	7.450E-01	4.366E 07			
0.875	4.765E 07	5.445E 07	8.060E-01	4.369E 07			
0.925	4.699E 07	5.080E 07	8.200E-01	4.165E 07			
0.975	4.637E 07	4.756E 07	1.070E 00	5.089E 07	0.0	1.080E 01	0.0
1.050	8.783E 07	8.365E 07	1.610E 00	1.347E 08	0.0	1.250E 01	0.0
1.150	8.018E 07	6.972E 07	2.670E 00	1.862E 08	0.0	1.430E 01	0.0
1.250	7.376E 07	5.901E 07	3.800E 00	2.242E 08	0.0	2.300E 01	0.0
1.350	6.829E 07	5.059E 07	4.940E 00	2.499E 08	0.0	3.110E 01	0.0
1.450	6.358E 07	4.385E 07	6.780E 00	2.973E 08	0.0	4.100E 01	0.0
1.550	5.947E 07	3.837E 07	8.880E 00	3.407E 08	0.0	5.190E 01	0.0
1.650	5.587E 07	3.386E 07	1.090E 01	3.691E 08	0.0	6.340E 01	0.0
1.750	5.267E 07	3.010E 07	1.350E 01	4.063E 08	0.0	7.740E 01	0.0
1.850	4.982E 07	2.693E 07	1.660E 01	4.471E 08	0.0	9.450E 01	0.0
1.950	4.727E 07	2.424E 07	2.040E 01	4.945E 08	0.0	1.150E 02	0.0
2.190	1.328E 08	6.064E 07	3.360E 01	2.038E 09	0.0	1.860E 02	0.0
2.690	1.530E 08	4.503E 07	7.090E 01	3.196E 09	1.326E 07	2.220E 02	2.943E 09
3.240	5.884E 07	1.200E 07	1.400E 02	1.680E 09	6.789E 06	2.920E 02	1.982E 09
3.840	6.617E 07	1.139E 07	2.570E 02	2.926E 09	6.340E 06	5.330E 02	3.379E 09
4.580	3.964E 07	4.290E 06	5.430E 02	2.329E 09	4.671E 06	1.117E 03	5.217E 09

ESTRELLAS CON TKDT

5.430	1.772E 07	3.264E 06	1.154E 03	2.976E 09			
6.480	1.881E 07	2.903E 06	2.087E 03	3.211E 09			
8.000	2.261E 07	2.827E 06	4.546E 03	3.855E 09			
9.960	1.792E 07	1.799E 06	9.167E 03	3.134E 09			
11.960	1.412E 07	1.180E 06	1.562E 04	2.765E 09			
15.970	3.146E 07	1.970E 06	2.496E 04	4.917E 09			
22.100	1.747E 07	7.905E 05	4.840E 04	3.788E 09			
28.090	1.512E 07	5.383E 05	9.829E 04	3.175E 09			
34.850	1.231E 07	3.531E 05	1.545E 05	2.455E 09			
52.220	3.256E 07	6.236E 05	5.231E 05	1.305E 10			
74.860	6.509E 06	8.695E 04	8.001E 05	2.087E 09			
94.840	1.529E 07	1.612E 05	1.178E 06	4.747E 09			

SUPERNOVAS/AÑO (4<M<8) = 1.610E-01 (M>8) = 7.503E-02

Población estelar en el modelo EXP-A, para $t = 5 \times 10^8$ años.

Tabla KIV A

Población estelar en el modelo EXP-A, para $t = 1.46 \times 10^{10}$ años.

Tabla KIV B (página siguiente)

EDAD DE LA GALAXIA 1.460E 10 AÑOS

MASA TOTAL QUE COINCIDE CON LA MASA ACTUAL 9.999E 10
 ANTO POR CIENTO DE GAS EN EL MOMENTO ACTUAL 10.596%

NUMERO TOTAL DE ESTRELLAS 4.118E 11
 NUMERO DE ESTRELLAS "VISIBLES" 2.799E 11
 NUMERO OBJETOS COMPACTOS 4.585E 09
 NUM. ESTRELLAS SEC.PRINCIPAL 2.797E 11
 NUM. ESTRELLAS GIGANTES ROJAS 1.652E 08
 NUMERO ESTRELLAS <0.08M.SOLAR 1.273E 11

MASA TOTAL DE ESTRELLAS 3.940E 10
 MASA ESTRELLAS VISIBLES 7.654E 10
 MASA REMANENTES COMPACTOS 5.098E 09
 MASA DE ESTRELLAS <0.08M.SOLAR 7.767E 09

MARCA DEL INTERVALO	MASA DEL INTERVALO	ESTRELLAS SEC.PRIN.	LUMIN.MARCA S.PRINCIPAL	LUMINOSIDAD SEC.PRIN.	ESTRELLAS GIG.ROJAS	LUMIN.MARCA GIGANTES	LUMINOSIDAD GIGANTES ROJAS
0.061	7.767E 09	1.273E 11	0.0	0.0			
0.091	2.763E 09	3.037E 10	1.400E-03	4.251E 07			
0.110	3.256E 09	2.960E 10	1.900E-03	5.623E 07			
0.132	3.553E 09	2.692E 10	2.600E-03	6.998E 07			
0.158	4.102E 09	2.596E 10	3.600E-03	9.347E 07			
0.190	4.730E 09	2.489E 10	4.300E-03	1.070E 08			
0.228	5.422E 09	2.378E 10	7.900E-03	1.879E 08			
0.274	6.167E 09	2.251E 10	1.270E-02	2.858E 08			
0.328	7.072E 09	2.156E 10	2.050E-02	4.420E 08			
0.394	7.447E 09	1.890E 10	3.280E-02	6.199E 08			
0.460	6.522E 09	1.416E 10	4.970E-02	7.047E 08			
0.515	5.596E 09	1.087E 10	7.050E-02	7.660E 08			
0.565	4.644E 09	8.219E 09	9.820E-02	8.071E 08			
0.605	4.254E 09	7.032E 09	1.290E-01	9.071E 08			
0.650	4.282E 09	6.588E 09	1.710E-01	1.127E 09			
0.690	2.947E 09	4.271E 09	2.210E-01	9.439E 08			
0.725	5.843E 08	8.059E 08	3.230E-01	2.603E 08			
0.775	5.746E 08	7.414E 08	5.290E-01	3.922E 08			
0.825	5.657E 08	6.857E 08	7.450E-01	5.108E 08			
0.875	5.574E 08	6.371E 08	8.060E-01	5.135E 08			
0.925	5.497E 08	5.943E 08	8.200E-01	4.873E 08			
0.975	1.617E 08	1.278E 08	1.070E 00	1.367E 08	2.261E 07	1.080E 01	2.441E 08
1.050	2.579E 08	1.861E 08	1.610E 00	2.996E 08	3.722E 07	1.250E 01	4.652E 08
1.150	1.472E 08	9.499E 07	2.670E 00	2.536E 08	2.155E 07	1.430E 01	3.081E 08
1.250	9.035E 07	5.109E 07	3.800E 00	1.941E 08	1.489E 07	2.300E 01	3.424E 08
1.350	6.112E 07	3.054E 07	4.940E 00	1.509E 08	1.894E 07	3.110E 01	5.891E 08
1.450	4.688E 07	2.121E 07	6.780E 00	1.438E 08	1.402E 07	4.100E 01	5.749E 08
1.550	3.656E 07	1.523E 07	8.880E 00	1.357E 08	1.031E 07	5.190E 01	5.351E 08
1.650	2.839E 07	1.162E 07	1.090E 01	1.266E 08	6.831E 06	6.340E 01	4.331E 08
1.750	2.255E 07	8.721E 06	1.350E 01	1.177E 08	5.029E 06	7.740E 01	3.892E 08
1.850	1.741E 07	6.406E 06	1.660E 01	1.063E 08	3.586E 06	9.450E 01	3.389E 08
1.950	1.432E 07	5.151E 06	2.040E 01	1.051E 08	2.592E 06	1.150E 02	2.981E 08
2.190	2.467E 07	8.401E 06	3.360E 01	2.823E 08	3.320E 06	1.860E 02	6.176E 08
2.690	1.753E 07	5.175E 06	7.090E 01	3.669E 08	1.510E 06	2.220E 02	3.352E 08
3.240	8.872E 06	1.382E 06	1.400E 02	1.935E 08	1.495E 06	2.920E 02	4.365E 08
3.840	7.008E 06	1.311E 06	2.570E 02	3.370E 08	7.268E 05	5.330E 02	3.874E 08
4.580	4.564E 06	4.946E 05	5.430E 02	2.686E 08	5.370E 05	1.117E 03	5.999E 08

ESTRELLAS CON T<DT

5.430	2.044E 06	3.763E 05	1.154E 03	3.431E 08			
6.480	2.169E 06	3.347E 05	2.087E 03	3.702E 08			
8.000	2.608E 06	3.259E 05	4.546E 03	4.445E 08			
9.960	2.066E 06	2.075E 05	5.167E 03	3.613E 08			
11.960	1.628E 06	1.361E 05	1.562E 04	3.189E 08			
15.970	3.627E 06	2.271E 05	2.496E 04	5.670E 08			
22.100	2.014E 06	9.115E 04	4.840E 04	4.367E 08			
28.090	1.744E 06	6.207E 04	9.829E 04	3.661E 08			
34.850	1.419E 06	4.072E 04	1.545E 05	2.831E 08			
52.220	3.755E 06	7.190E 04	5.231E 05	1.504E 09			
74.860	7.505E 05	1.003E 04	3.001E 05	2.406E 08			
94.840	1.763E 06	1.459E 04	1.178E 06	5.474E 08			

MARCA DEL INTERVALO	MASA DEL INTERVALO	ESTRELLAS SEC. PRIN.	LUMIN. MARCA S. PRINCIPAL	LUMINOSIDAD REC. PRIN.	ESTRELLAS GIG. ROJAS	LUMIN. MARCA GIGANTES	LUMINOSIDAD GIGANTES ROJA.
0,061	1,271E 10	2,084E 11	0,0	0,0			
0,091	4,522E 09	4,970E 10	1,400E-03	6,957E 07			
0,110	5,329E 09	4,844E 10	1,900E-03	9,204E 07			
0,132	5,814E 09	4,405E 10	2,600E-03	1,145E 08			
0,158	6,714E 09	4,249E 10	3,600E-03	1,530E 08			
0,190	7,741E 09	4,074E 10	4,300E-03	1,752E 08			
0,228	8,873E 09	3,892E 10	7,900E-03	3,074E 08			
0,274	1,009E 10	3,683E 10	1,270E-02	4,678E 08			
0,328	1,157E 10	3,528E 10	2,050E-02	7,233E 08			
0,394	1,219E 10	3,093E 10	3,280E-02	1,015E 09			
0,460	1,067E 10	2,320E 10	4,970E-02	1,153E 09			
0,515	9,157E 09	1,778E 10	7,050E-02	1,254E 09			
0,565	7,599E 09	1,345E 10	9,820E-02	1,321E 09			
0,605	6,962E 09	1,151E 10	1,290E-01	1,484E 09			
0,650	7,008E 09	1,078E 10	1,710E-01	1,844E 09			
0,690	4,823E 09	6,989E 09	2,210E-01	1,545E 09			
0,725	9,562E 08	1,319E 09	3,230E-01	4,260E 08			
0,775	9,403E 08	1,213E 09	5,290E-01	6,419E 08			
0,825	9,258E 08	1,122E 09	7,450E-01	8,360E 08			
0,875	9,123E 08	1,043E 09	8,060E-01	8,403E 08			
0,925	8,997E 08	9,726E 08	8,200E-01	7,975E 08			
0,975	2,506E 08	2,203E 08	1,070E 00	2,357E 08	2,180E 07	1,040E 01	2,354E 08
1,050	4,284E 08	3,431E 08	1,610E 00	5,524E 08	4,050E 07	1,250E 01	5,062E 08
1,150	2,881E 08	2,030E 08	2,670E 00	5,420E 08	3,097E 07	1,430E 01	4,429E 08
1,250	1,977E 08	1,210E 08	3,800E 00	4,599E 08	2,607E 07	2,300E 01	5,997E 08
1,350	1,434E 08	7,698E 07	4,940E 00	3,803E 08	2,167E 07	3,110E 01	6,739E 08
1,450	1,141E 08	5,512E 07	6,780E 00	3,737E 08	1,798E 07	4,100E 01	7,370E 08
1,550	9,171E 07	4,062E 07	8,880E 00	3,607E 08	1,438E 07	5,190E 01	7,461E 08
1,650	7,325E 07	3,136E 07	1,090E 01	3,419E 08	1,006E 07	6,340E 01	6,377E 08
1,750	5,943E 07	2,390E 07	1,350E 01	3,226E 08	7,658E 06	7,740E 01	5,927E 08
1,850	4,688E 07	1,782E 07	1,660E 01	2,958E 08	5,511E 06	9,450E 01	5,208E 08
1,950	3,908E 07	1,443E 07	2,040E 01	2,945E 08	3,976E 06	1,150E 02	4,572E 08
2,190	6,969E 07	2,407E 07	3,360E 01	8,089E 08	5,773E 06	1,860E 02	1,074E 09
2,690	5,060E 07	1,505E 07	7,090E 01	1,067E 09	2,819E 06	2,220E 02	6,258E 08
3,240	2,581E 07	4,078E 06	1,400E 02	5,709E 08	3,559E 06	2,920E 02	1,039E 09
3,840	2,229E 07	3,869E 06	2,570E 02	9,944E 08	2,099E 06	5,330E 02	1,119E 09
4,580	1,347E 07	1,470E 06	5,430E 02	7,984E 08	1,573E 06	1,117E 03	1,757E 09
ESTRELLAS CON T<DT							
5,430	6,075E 06	1,119E 06	1,154E 03	1,020E 09			
6,480	6,447E 06	9,950E 05	2,087E 03	1,101E 09			
8,000	7,752E 06	9,690E 05	4,546E 03	1,321E 09			
9,960	6,142E 06	6,167E 05	9,167E 03	1,074E 09			
11,960	4,839E 06	4,046E 05	1,562E 04	9,479E 08			
15,970	1,078E 07	6,752E 05	2,496E 04	1,685E 09			
22,100	5,988E 06	2,710E 05	4,840E 04	1,298E 09			
28,090	5,183E 06	1,845E 05	9,829E 04	1,088E 09			
34,850	4,218E 06	1,210E 05	1,545E 05	8,416E 08			
52,220	1,116E 07	2,137E 05	5,231E 05	4,472E 09			
74,860	2,231E 06	2,980E 04	8,001E 05	7,153E 08			
94,840	5,241E 06	5,526E 04	1,178E 06	1,627E 09			

Población estelar en el modelo NEXP-A, para $t = 1.46 \times 10^{10}$ años

Tabla XV

MASA TOTAL ACTUAL DE LA GALAXIA 1.000E 11

EDAD DE LA GALAXIA 1.000E 08 ANOS

MASA TOTAL QUE COINCIDE CON LA MASA ACTUAL 1.000E 11
 TANTO POR CIENTO DE GAS EN EL MOMENTO ACTUAL 79.660%

NUMERO TOTAL DE ESTRELLAS 6.995E 09
 NUMERO DE ESTRELLAS "VISIBLES" 2.500E 09
 NUMERO OBJETOS COMPACTOS 4.495E 09
 NUM. ESTRELLAS SEC.PRINCIPAL 2.500E 09
 NUM. ESTRELLAS GIGANTES ROJAS 0.0
 NUMERO ESTRELLAS M<.08M.SOLAR 0.0

Nota: Se ha suprimido parte de la tabla, por ser nula la contribución para $m < 5 M_{\odot}$.

MASA TOTAL DE ESTRELLAS 2.034E 10
 MASA ESTRELLAS VISIBLES 0.0
 MASA REMANENTES COMPACTOS 2.034E 10
 MASA DE ESTRELLAS M<.08M.SOLAR 0.0

MARCA DEL INTERVALO	MASA DEL INTERVALO	ESTRELLAS SEC.PRIN.	LUMIN.MARCA S.PRINCIPAL	LUMINOSIDAD SEC.PRIN.	ESTRELLAS GIG.ROJAS	LUMIN.MARCA GIGANTES	LUMINOSIDAD GIGANTES ROJAS
0.061	0.0	0.0	0.0	0.0			
0.091	0.0	0.0	1.400E-03	0.0			
3.820	0.0	0.0	2.570E 02	0.0	0.0	5.330E 02	0.0
4.580	0.0	0.0	5.430E 02	0.0	0.0	1.117E 03	0.0

ESTRELLAS CON T<DT

5.430	7.589E 09	1.398E 09	1.154E 03	1.274E 12
6.480	8.054E 09	1.243E 09	2.087E 03	1.375E 12
8.000	9.684E 09	1.210E 09	4.546E 03	1.651E 12
9.960	7.673E 09	7.704E 08	9.167E 03	1.342E 12
11.960	6.045E 09	5.054E 08	1.562E 04	1.184E 12
13.970	1.347E 10	8.435E 08	2.496E 04	2.106E 12
22.100	7.481E 09	3.385E 08	4.840E 04	1.622E 12
28.090	6.475E 09	2.305E 08	9.829E 04	1.359E 12
34.850	5.269E 09	1.512E 08	1.545E 05	1.051E 12
52.220	1.394E 10	2.670E 08	5.231E 05	5.587E 12
74.860	2.787E 09	3.723E 07	8.001E 05	8.936E 11
94.840	6.547E 09	6.904E 07	1.178E 06	2.033E 12

SUPERNOVAS/ANO (4<M<8) = 3.851E 01 (M>8) = 3.213E 01

Población estelar en el modelo EXPGI, para $t = 1 \times 10^8$ años.

Tabla XVI A

Población estelar en el modelo EXPGI, para $t = 1.40 \times 10^{10}$ años.

Tabla XVI B (página siguiente)

MASA TOTAL QUE COINCIDE CON LA MASA ACTUAL 1.000E 11
 TANTO POR CIENTO DE GAS EN EL MOMENTO ACTUAL 9.023%

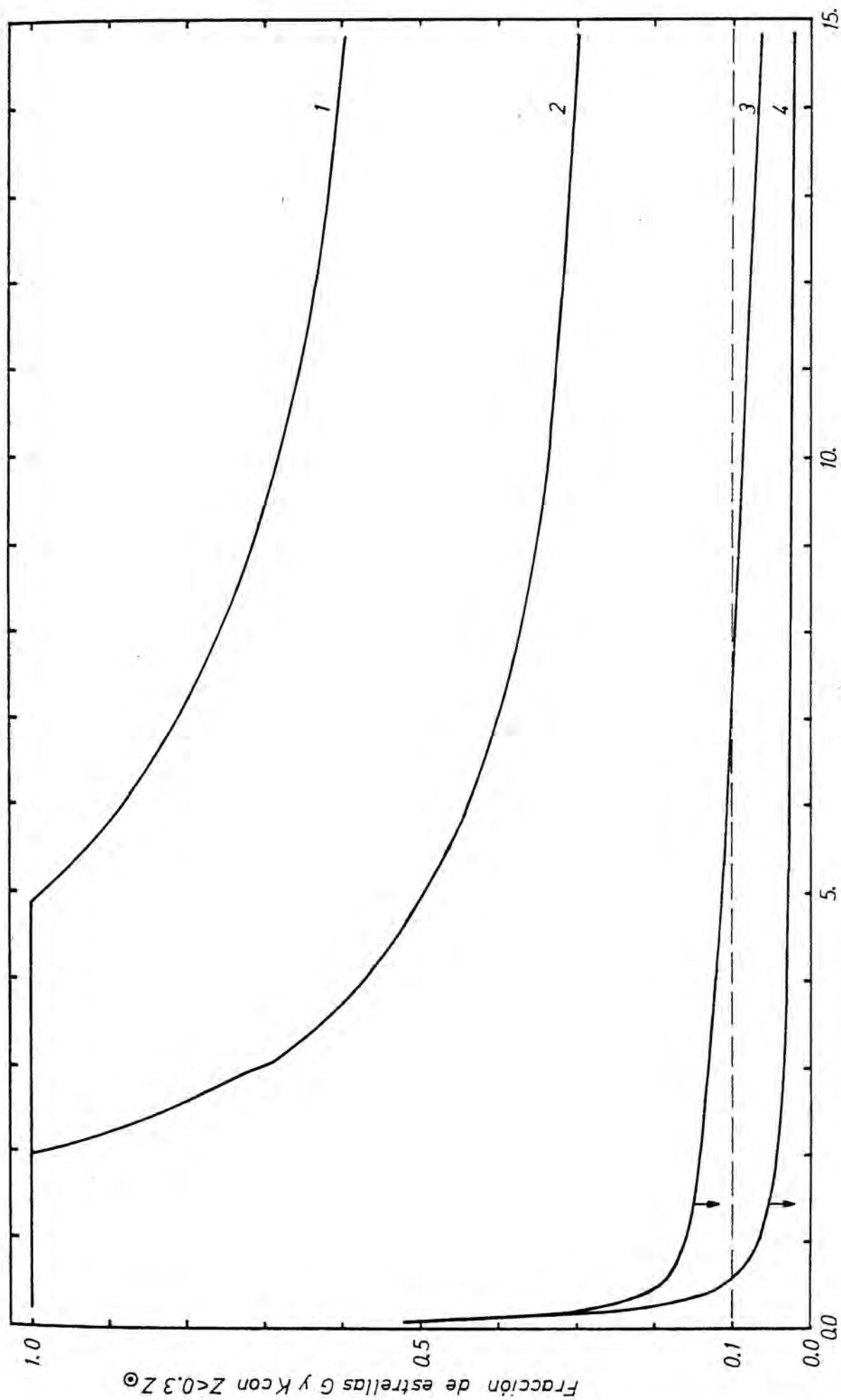
NUMERO TOTAL DE ESTRELLAS 3.268E 11
 NUMERO DE ESTRELLAS "VISIBLES" 2.173E 11
 NUMERO OBJETOS COMPACTOS 1.055E 10
 NUM. ESTRELLAS SEC.PRINCIPAL 2.172E 11
 NUM. ESTRELLAS GIGANTES ROJAS 1.425E 08
 NUMERO ESTRELLAS MC.08M.SOLAR 9.887E 10

MASA TOTAL DE ESTRELLAS. 9.099E 10
 MASA ESTRELLAS VISIBLES 5.950E 10
 MASA REMANENTES COMPACTOS 2.545E 10
 MASA DE ESTRELLAS MC.08M.SOLAR 0.031E 09

MARCA DEL INTERVALO	MASA DEL INTERVALO	ESTRELLAS SEC.PRIN.	LUMIN.MARCA S.PRINCIPAL	LUMINOSIDAD SEC.PRIN.	ESTRELLAS GIG.ROJAS	LUMIN.MARCA GIGANTES	LUMINOSIDAD GIGANTES ROJAS
0.061	6.031E 09	9.887E 10	0.0	0.0			
0.091	2.146E 09	2.358E 10	1.400E-03	3.301E 07			
0.110	2.528E 09	2.298E 10	1.900E-03	4.367E 07			
0.132	2.759E 09	2.090E 10	2.600E-03	5.434E 07			
0.158	3.185E 09	2.016E 10	3.600E-03	7.258E 07			
0.190	3.673E 09	1.933E 10	4.300E-03	8.312E 07			
0.228	4.210E 09	1.846E 10	7.900E-03	1.459E 08			
0.274	4.788E 09	1.748E 10	1.270E-02	2.219E 08			
0.328	5.491E 09	1.674E 10	2.050E-02	3.432E 08			
0.394	5.782E 09	1.467E 10	3.280E-02	4.813E 08			
0.460	5.064E 09	1.101E 10	4.970E-02	5.472E 08			
0.515	4.345E 09	8.436E 09	7.050E-02	5.948E 08			
0.565	3.605E 09	6.381E 09	9.820E-02	6.266E 08			
0.605	3.303E 09	5.460E 09	1.290E-01	7.043E 08			
0.650	3.325E 09	5.115E 09	1.710E-01	8.747E 08			
0.690	2.288E 09	3.316E 09	2.210E-01	7.328E 08			
0.725	4.536E 08	6.257E 08	3.230E-01	2.021E 08			
0.775	4.461E 08	5.757E 08	5.290E-01	3.045E 08			
0.825	4.392E 08	5.324E 08	7.450E-01	3.966E 08			
0.875	4.328E 08	4.946E 08	8.060E-01	3.987E 08			
0.925	4.268E 08	4.614E 08	8.200E-01	3.784E 08			
0.975	1.397E 08	1.100E 08	1.070E 00	1.177E 08	1.974E 07	1.080E 01	2.132E 08
1.050	2.223E 08	1.599E 08	1.610E 00	2.575E 08	3.238E 07	1.250E 01	4.047E 08
1.150	1.264E 08	8.142E 07	2.670E 00	2.174E 08	1.858E 07	1.430E 01	2.657E 08
1.250	7.741E 07	4.371E 07	3.800E 00	1.661E 08	1.280E 07	2.300E 01	2.943E 08
1.350	5.231E 07	2.611E 07	4.940E 00	1.290E 08	1.625E 07	3.110E 01	5.054E 08
1.450	4.009E 07	1.812E 07	6.780E 00	1.228E 08	1.202E 07	4.100E 01	4.926E 08
1.550	3.126E 07	1.305E 07	8.880E 00	1.159E 08	8.829E 06	5.190E 01	4.582E 08
1.650	2.426E 07	9.920E 06	1.090E 01	1.081E 08	5.846E 06	6.340E 01	3.707E 08
1.750	1.926E 07	7.444E 06	1.350E 01	1.005E 08	4.301E 06	7.740E 01	3.329E 08
1.850	1.487E 07	5.467E 06	1.660E 01	9.075E 07	3.066E 06	9.450E 01	2.897E 08
1.950	1.223E 07	4.395E 06	2.040E 01	8.966E 07	2.215E 06	1.150E 02	2.548E 08
2.190	2.105E 07	7.167E 06	3.360E 01	2.408E 08	2.835E 06	1.860E 02	5.273E 08
2.690	1.495E 07	4.413E 06	7.090E 01	3.129E 08	1.288E 06	2.220E 02	2.860E 08
3.240	7.566E 06	1.178E 06	1.400E 02	1.649E 08	1.275E 06	2.920E 02	3.723E 08
3.840	6.487E 06	1.118E 06	2.570E 02	2.873E 08	6.199E 05	5.330E 02	3.304E 08
4.580	3.891E 06	4.217E 05	5.430E 02	2.290E 08	4.579E 05	1.117E 03	5.115E 08

ESTRELLAS CON T<DT

5.430	1.742E 06	3.208E 05	1.154E 03	2.925E 08			
6.480	1.849E 06	2.853E 05	2.087E 03	3.156E 08			
8.000	2.223E 06	2.779E 05	4.546E 03	3.790E 08			
9.960	1.761E 06	1.769E 05	9.167E 03	3.080E 08			
11.960	1.388E 06	1.160E 05	1.562E 04	2.718E 08			
15.970	3.092E 06	1.936E 05	2.496E 04	4.833E 08			
22.100	1.717E 06	7.771E 04	4.840E 04	3.723E 08			
28.090	1.486E 06	5.292E 04	9.829E 04	3.121E 08			
34.850	1.210E 06	3.471E 04	1.545E 05	2.414E 08			
52.220	3.201E 06	6.129E 04	5.231E 05	1.282E 09			
74.860	6.398E 05	8.547E 03	8.001E 05	2.051E 08			
94.840	1.503E 06	1.585E 04	1.178E 06	4.667E 08			



Gráfica XII

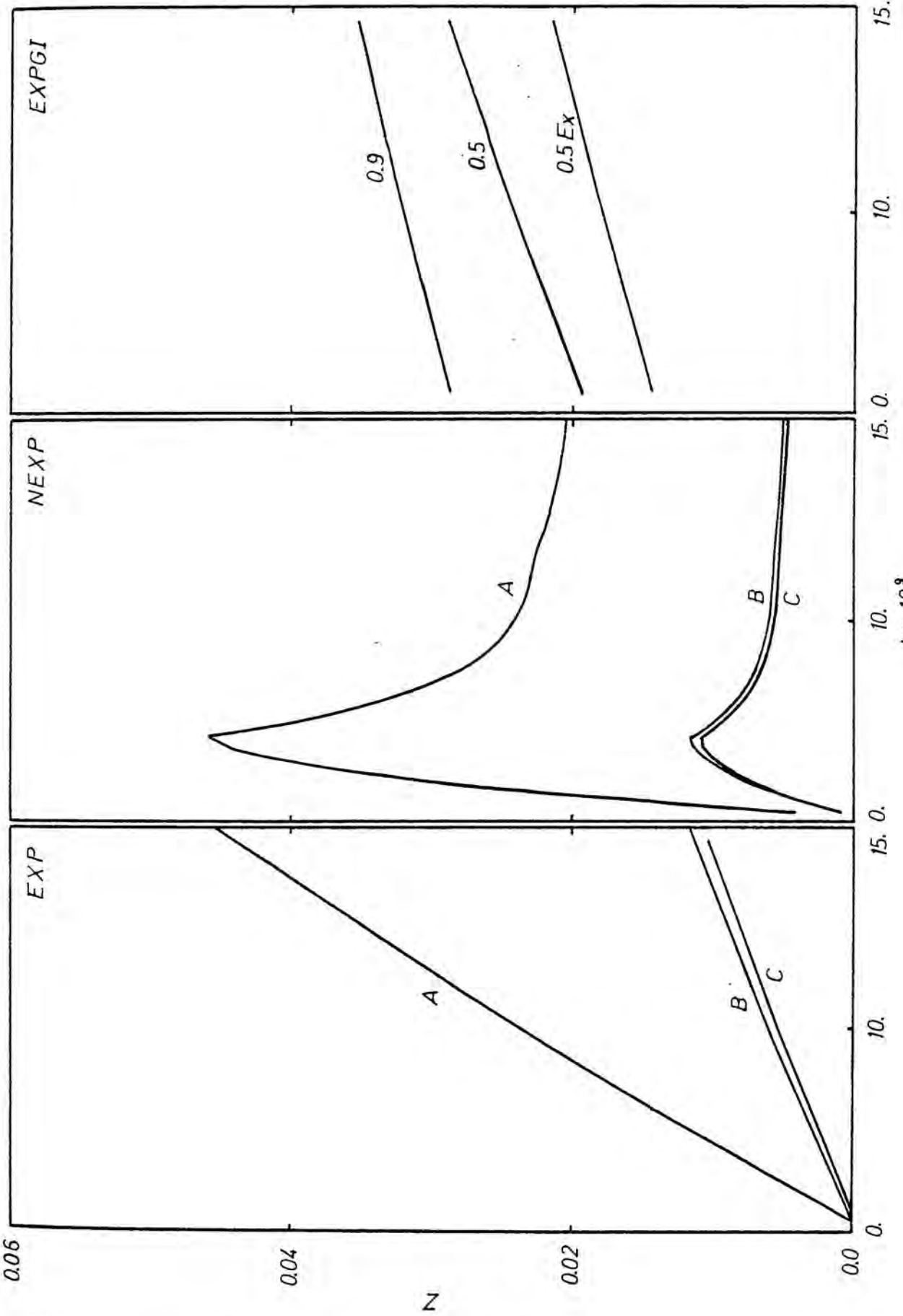
nido metálico pequeño ($< 0.3Z_{\odot}$), está representada en la gráfica XII. Las curvas 1 y 2 se refieren al modelo EXP en los casos A y B, respectivamente (el caso C coincide con el B en este punto); la fracción de estas estrellas con respecto al número total de estrellas de estos tipos vale uno hasta que Z se hace mayor que $0.3 Z_{\odot}$; a partir de ese instante ($t \approx 2 \times 10^9$ años para el caso A, y $t \approx 5 \times 10^9$ años para el caso B), la fracción decrece. En estos modelos la fracción actual es mayor que 0.1 tal como era de esperar según lo comentado en el capítulo 1. Las curvas 3 y 4 se refieren al modelo REEXP, para factores $\beta = 0.8$ y 0.5 , respectivamente; no se hace distinción alguna entre los casos A, B y C, pues ya a partir de la primera generación el contenido metálico es mayor que $0.3Z_{\odot}$. Por consiguiente, esas dos curvas representan una cota superior de la fracción de estrellas G y K de la secuencia principal con bajo contenido metálico. La fracción actual es, por lo tanto, menor que 0.1, en buen acuerdo con las observaciones de Bond (1970). No se ha representado el caso correspondiente al modelo EXPGI, ya que la GI de estrellas masivas enriquece el gas en elementos metálicos por encima de $0.3Z_{\odot}$ ya desde la primera generación normal de estrellas, y por lo tanto aquella fracción es nula. Se trata, evidentemente de una situación extrema, impuesta por la naturaleza discreta de los

modelos numéricos de evolución.

Evolución de los elementos metálicos, del D y del ^3He .

El contenido metálico actual del gas galáctico, Z , se estima entre 0.015 y 0.30 (Pagel y Patchett 1975, Busso et al. 1977); este valor restringe los modos de nucleosíntesis de elementos pesados que pueden darse en los diversos modelos evolutivos. Así, en el modelo EXP, el caso A de síntesis (ver gráfica XIII) predice un valor actual de Z bastante mayor que el observado; puesto que el caso B da un valor de Z algo bajo, posiblemente el modo de nucleosíntesis estelar que ajuste mejor el valor actual de Z , se halle entre esas dos situaciones (por ejemplo, podría ser: si $m > 70 M_{\odot}$, la estrella expulsa al morir, materia enriquecida en elementos metálicos pesados, mientras que, para $9 \leq m < 70 M_{\odot}$, únicamente se pierde la envoltura estelar hasta las capas de combustión del carbono y del oxígeno). El caso C sería adecuado si la fracción actual de gas fuese menor que 0.1 (~ 0.05 ó menos).

La variación de Z con respecto al tiempo es monótona creciente en los modelos EXP y EXPGI, aunque dicho valor crece más rápido en el primero que en el segundo, ya que en éste último se considera que sólo las estrellas masivas, sintetizan elementos metálicos.



Grafica XIII

Si se supone que el 90% del gas inicial colapsa en una generación singular inicial (si se considera el 100% los resultados son semejantes, según se desprende de los datos de las tablas XVI y XVII para los modelos EXPGI y EXP-GI2), la evolución de Z viene dada por la línea marcada "0.9" en la última parte de la gráfica XIII. El valor actual de Z que predice el modelo es algo grande, debido posiblemente a que no se han utilizado en este modelo las especificaciones dadas por Truran y Cameron (1971), sino las más recientes de Arnett (1978) para estrellas con $m > 70 M_{\odot}$. Esto se refleja en una sobreabundancia de C, N, O y Ne (ver gráfica XVI), por lo que se han considerado dos alternativas al modelo: suponer que sólo colapsa el 50% del gas en la primera generación, y que la síntesis de elementos metálicos se desarrolla como en el caso anterior (curva "0.5"), o suponer que sólo las estrellas de mayor masa, $m > 30 M_{\odot}$, sintetizan elementos pesados: curva "0.5Ex" (la evolución de estos casos corresponde al modelo EXP-GII de las tablas XVI y XVII).

La evolución de Z en el modelo EEMP no es monótona: en la primera etapa evolutiva crece rápidamente a causa del elevado ritmo de nacimiento (y muerte) de estrellas masivas; el decrecimiento posterior es consecuencia del bajo contenido metálico del gas extragaláctico acrecido, pues se trata de ma-

terial de composición cosmológica. La existencia de ese máximo de Z , seguida de un valor casi constante, se conoce como efecto SMR ("super-metal-rich effect", Talbot y Arnett, 1971); el valor del máximo depende básicamente de los parámetros de la función de nacimiento; el efecto SMR se ha sugerido como posible explicación de las elevadas abundancias metálicas que se observan en algunos cúmulos abiertos viejos y en campos de estrellas viejas (ver Tinsley 1974 y referencias). El proceso de nucleosíntesis estelar que mejor se ajusta a este modelo se sitúa también entre los casos A y B, pero con características más similares al primero de ellos.

La tabla XVII resume la evolución de los elementos metálicos, del D y del ^3He , en los modelos evolutivos para los distintos casos de nucleosíntesis. Las gráficas XIV, XV y XVI representan la evolución del C, N, O y Ne en los tres modelos, según los casos A, B y C de síntesis en los dos primeros, y según la fracción de gas colapsado en la GI, en la tercera. Comparando las abundancias que se obtienen con las correspondientes abundancias cósmicas se confirma lo apuntado al analizar la evolución de Z : el caso más ajustado de nucleosíntesis estará entre el A y el B. Si no se ha buscado delimitar con más detalle ese tipo de nucleosíntesis ha sido por el carácter puramente formal de dicho análisis, ya que las incertidumbres

Modelo	$t \times 10^8$	${}^2\text{D}$	${}^3\text{He}$	${}^{12}\text{C}$	${}^{14}\text{N}$	${}^{16}\text{O}$	${}^{20}\text{Ne}$	${}^{24}\text{Mg}$	${}^{28}\text{Si} + {}^{56}\text{Fe}$	Z
Exp. A	150	1.8E-5	2.3E-5	8.1E-4	1.8E-4	2.3E-3	5.0E-4	1.7E-4	1.3E-4	0.047
B	150	1.8E-5	2.3E-5	1.7E-4	5.2E-5	7.2E-4	8.0E-5	3.0E-5	2.0E-5	0.013
C	150	1.8E-5	2.3E-5	1.1E-4	4.8E-5	6.9E-4	8.0E-5	3.0E-5	2.0E-5	0.011
A HHe	150	1.9E-5	2.3E-5	8.2E-4	1.8E-4	2.4E-3	5.0E-4	1.7E-4	1.3E-5	0.047
Nexp. A	120	2.0E-5	1.3E-5	3.4E-4	6.3E-5	9.9E-4	2.1E-4	6.9E-5	5.3E-5	0.021
A	150	2.0E-5	1.2E-5	3.3E-4	6.1E-5	9.6E-4	2.0E-4	6.7E-5	5.2E-5	0.021
B	120	2.0E-5	1.3E-5	6.9E-5	1.9E-5	3.0E-4	3.3E-5	1.2E-5	8.4E-6	0.006
B	150	2.0E-5	1.2E-5	6.7E-5	1.7E-5	2.9E-4	3.2E-5	1.2E-5	8.2E-6	0.005
C	120	2.0E-5	1.3E-5	4.8E-5	1.8E-5	2.9E-4	3.3E-5	1.2E-5	8.4E-6	0.005
C	150	2.0E-5	1.2E-5	4.6E-5	1.6E-5	2.8E-4	3.2E-5	1.2E-5	8.2E-6	0.004
ExpGI 0.9	140	2.8E-6	2.9E-5	3.9E-4	2.1E-4	2.4E-3	2.9E-4	1.1E-4	7.6E-5	0.035
GII 0.5	140	8.1E-6	2.5E-5	3.0E-4	2.0E-4	1.9E-3	2.2E-4	8.3E-5	5.8E-5	0.029
0.5Ex	140	8.3E-6	2.5E-5	2.2E-4	1.5E-4	1.1E-3	1.6E-4	7.1E-5	4.4E-5	0.022
Exp. A 2M \odot	140	1.8E-5	1.7E-5	1.4E-4	4.6E-5	5.8E-4	6.5E-5	2.5E-5	1.7E-5	0.012
B 2	150	1.6E-5	1.4E-5	5.6E-5	2.4E-5	3.5E-4	3.9E-5	1.5E-5	1.0E-5	0.006
A 1M \odot	140	1.8E-5	1.7E-5	6.6E-4	1.6E-4	1.9E-3	4.0E-4	1.4E-4	1.1E-4	0.040
B 1	150	1.8E-5	1.7E-5	1.3E-4	4.6E-5	5.8E-4	6.5E-5	2.5E-5	1.7E-5	0.010
Ab. C3smicas		1.6E-5	1.5E-5	3.7E-4	1.1E-4	6.7E-4	9.6E-5	2.6E-5	5.0E-5	

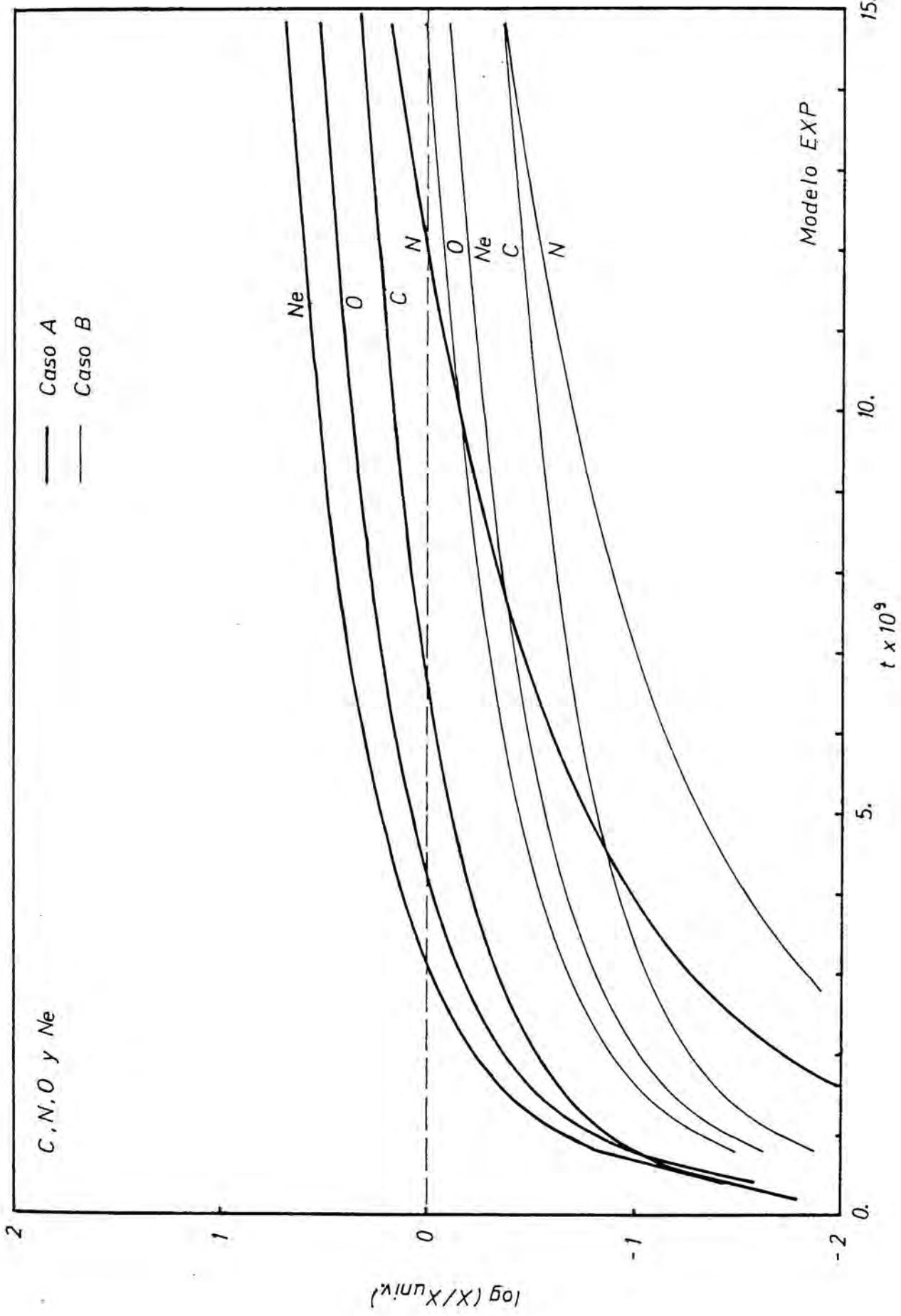
Abundancias actuales de los elementos met3licos (relativas al H) en algunos modelos.

Tabla XVII

existentes en cuanto a las teorías de la evolución estelar y galáctica y de la síntesis de los elementos (entre otras) invalidan dicha conclusión. Por otra parte, al discutir la evolución de los elementos ligeros en el próximo apartado, se verá que en los modelos considerados la influencia de situarnos en u otro caso es pequeña.

El caso HHE en el modelo EXP corresponde a la hipótesis de que las estrellas de masas pequeñas la materia situada entre las capas de combustión del H y del He es expulsada por la estrella; como se vé comparando con el caso EXP A, los efectos sobre la evolución química son mínimos. Los modelos del cuarto grupo de la tabla XVII son modelos EXP, en los que se ha supuesto una acreción de materia extragaláctica del orden de $1-2 M_{\odot}/\text{año}$, lo cual es consistente con la interpretación de Oort (ver capítulo 1). La acreción de materia se traduce en una dilución del contenido metálico del gas, debido a la baja metalicidad del gas acrecido. Para el caso " $2 M_{\odot}$ ", se toma una vida media del gas, frente al colapso gravitatorio, de 4×10^9 años, a fin de tener una μ (actual) ~ 0.1 . En este último caso y en el modelo NEXP, se han considerado modelos distintos, pues así lo permite la fracción de gas galáctico.

La escala vertical, en las gráficas XIV, XV, XVI y XVII,



C, N, O y Ne

— Caso A
 - - - Caso B

Modelo EXP

15.

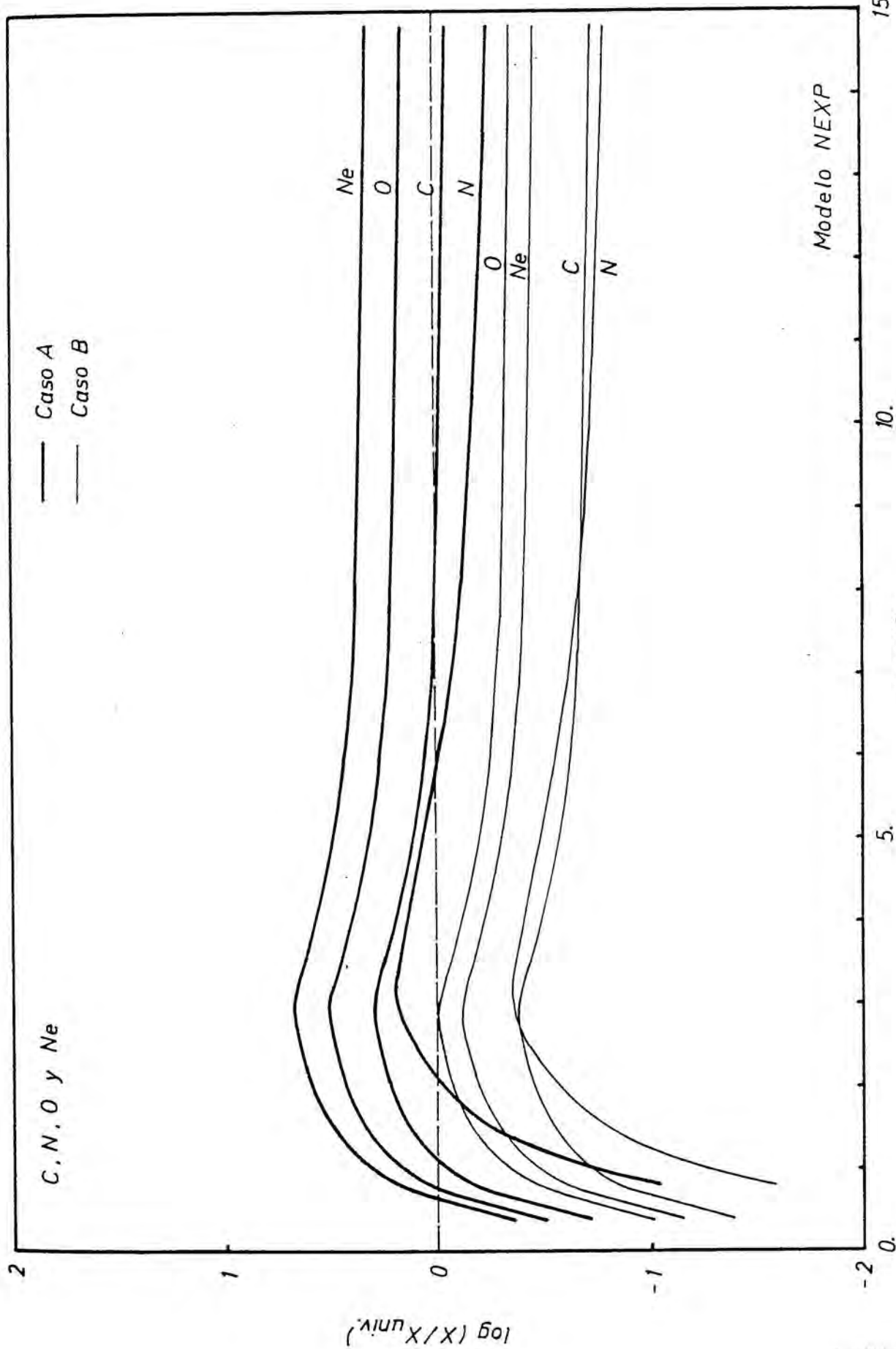
10.

5.

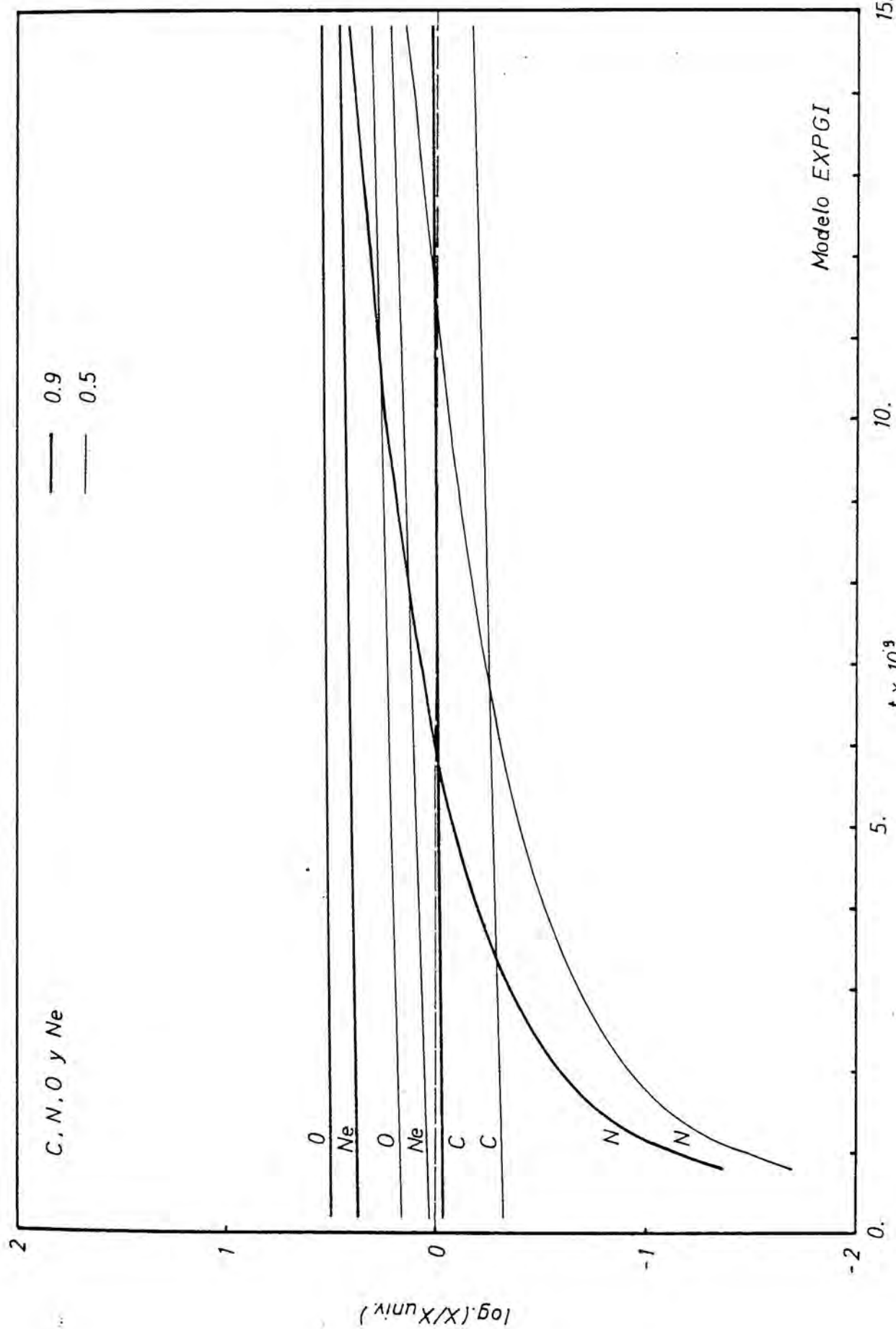
0.

$t \times 10^9$

Grafica XIV

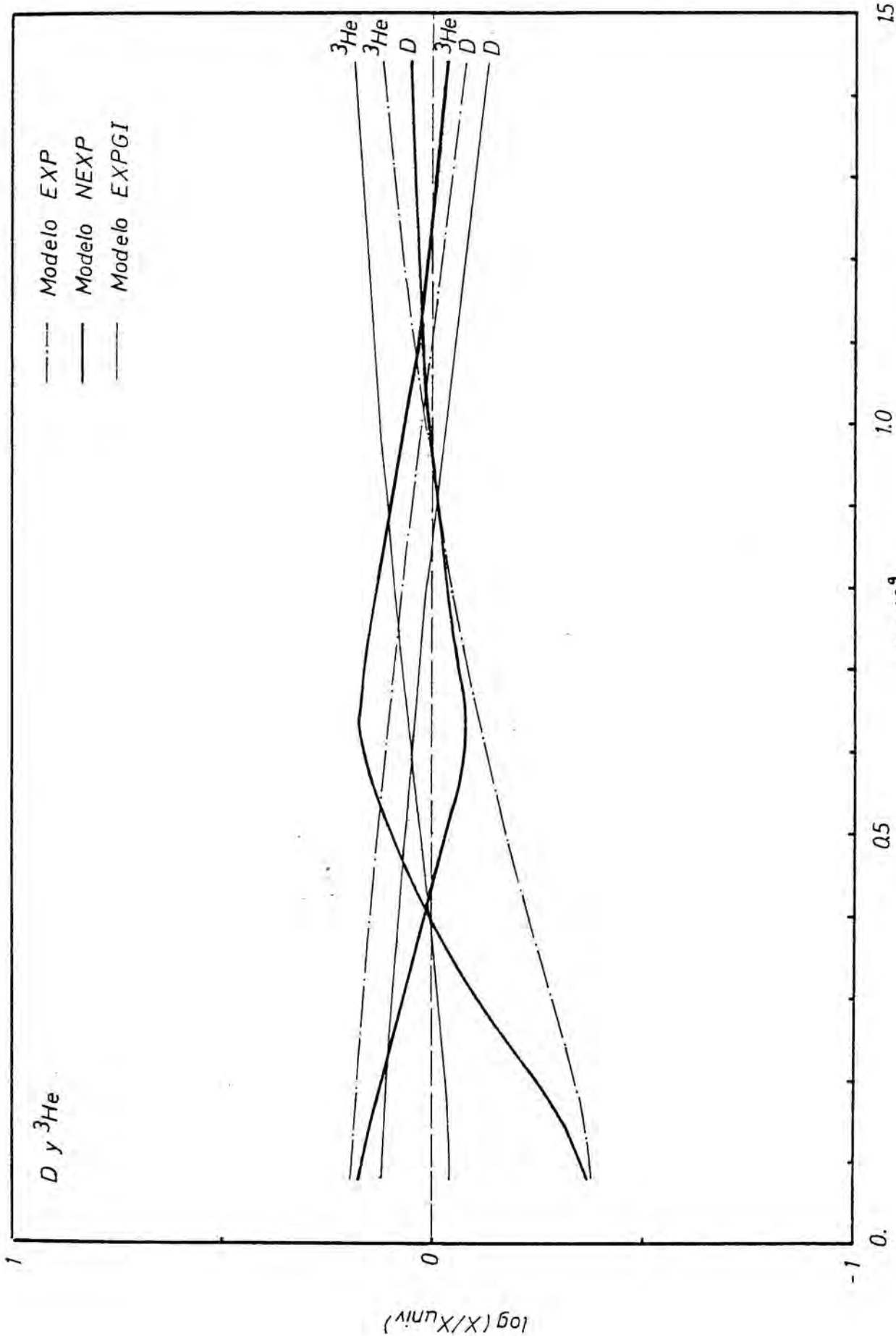


Gráfica XV



Modelo EXPGI

Gráfica XVI



Gráfica XVII

es el logaritmo de la abundancia del elemento con respecto a su abundancia universal actual. Por consiguiente, la evolución química del modelo será tanto más ajustada cuanto más se ajusten las diversas curvas que representan la evolución del C, N, O, Ne, D y ^3He a la línea a trazos para $\mu \simeq 0.1$. En el modelo EXP esto se da para $t \simeq 1.4-1.5 \times 10^{10}$ años, que será por tanto la edad actual de la Galaxia en este modelo; en el modelo MEXP el rango de valores para t es mayor, ya que en la última fase de la evolución las curvas de las abundancias varían lentamente. Puede establecerse una $t(\text{actual}) \simeq 1.2-1.5 \times 10^{10}$ años, teniendo en cuenta lo visto al estudiar las características estelares de este modelo. Es evidente que con dicho criterio no puede fijarse ningún valor para t en el modelo EXPGI. Debe, por lo tanto, tenerse en cuenta las características estelares del modelo para establecer su edad actual (tabla XIII).

La evolución del nitrógeno en los diversos modelos es menos ajustada que la de los restantes elementos, ya que es de origen secundario y no se conoce con detalle los parámetros de su síntesis estelar (capítulo 5). Algo semejante, aunque a menor escala, ocurre con el Mg, el Si y el Fe, ya que su síntesis depende de la fracción de estrellas en que pueden producirse, y especialmente de aquéllas que al morir los expulsan, es decir, del problema no resuelto de la masa de las

remanentes en las estrellas de gran masa (aparte de la cuestión de su producción durante la explosión de la estrella).

El D y el ^3He constituyen un problema de síntesis diferente, ya que son elementos de origen cosmológico (el ^3He al menos en parte). Puesto que todo el D es de origen primigenio, se ha tomado un valor inicial que permita dar cuenta de su abundancia actual (salvo en los modelos EXPGI, tabla XVII). Dicho valor oscila entre 3 y 5×10^{-5} , según los modelos empleados. Este valor implica una abundancia primigenia de ^3He del orden de $1.5-5 \times 10^{-5}$; con este elemento sucede lo mismo que con el nitrógeno, ya que el D destruido en las envolturas estelares se transforma en ^3He (el cual a su vez, puede ser también destruido en las envolturas estelares), y los parámetros de su síntesis secundaria no son bien conocidos. La gráfica XVII muestra la evolución de estos elementos en los tres modelos; como puede comprobarse, la abundancia del ^3He crece a medida que disminuye la del D. El caso más claro es la evolución de ambos elementos en el modelo NEXP: el deuterio es rápidamente destruido en las primeras fases de la evolución galáctica, a causa del elevado ritmo de nacimiento de estrellas. Posteriormente, la acreción de materia (más rica en D que el gas) hace aumentar su abundancia. Lo contrario sucede con el ^3He , pues el contenido del material

extragaláctico en ${}^3\text{He}$ es menor que el del gas, cuando se inicia la acreción de materia.

Evolución de los elementos ligeros.

La inclusión de los elementos ligeros en un modelo de evolución galáctica no modifica ninguno de los resultados expuestos en los apartados anteriores, pues las abundancias con que se presentan son mucho menores que las de los demás elementos del modelo. El análisis de la evolución de estos elementos en cada modelo se ha realizado en diversas etapas, representadas por los cuatro grupos de datos en que está dividida la tabla XVII para un modelo EXP. La producción de estos elementos en los procesos autogenéticos se toma de la tabla II; normalmente se considerarán γ bajas (2.5 ó 3), pues las incertidumbres en los umbrales de las reacciones de astillado para el Be y el B se hacen determinantes para γ elevadas (26).

Si se considera que únicamente la RCG produce elementos ligeros (tres primeras filas de la tabla XVII), además de la falta de ${}^7\text{Li}$ se obtiene un exceso de Be y B, que indica una sobreestimación de la síntesis de estos elementos por la RCG, aproximadamente por un factor 2 (esto se había ya observado en el modelo analítico aunque en menor medida). Las proporciones isotópicas del litio y del boro están de acuerdo con

los resultados de Audouze y Tinsley (1974, modelo MAR-1). Al incluir la producción de elementos ligeros en supernovas y en las gigantes rojas, se obtienen cantidades importantes de litio, pero también aumentan las abundancias del berilio y del boro, que no podrán ajustarse aunque se reduzca la contribución de la RCG; más grave que lo expuesto es el hecho de que al tratarse de elementos sintetizados en procesos autogenéticos, la proporción ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ varía entre 4 y 9.5 (según la γ adoptada), por lo que nunca se conseguirá establecer una proporción universal de 12.5, salvo que se consideren γ bastante mayores que 6. Las tres últimas filas del primer grupo de la tabla XVIII dan los resultados obtenidos al estudiar esa posibilidad: tomando los ritmos de producción de los elementos ligeros para $\gamma = 7$ se ajusta perfectamente la abundancia del litio y bastante bien su proporción isotópica, si se incluye la acreción de materia extragaláctica; sin embargo las abundancias del berilio y del boro que se obtienen son absurdas (aparte de las necesidades energéticas del proceso para γ elevadas).

En el segundo grupo de la tabla se considera una abundancia cosmológica de litio de 1.5×10^{-10} , lo cual aunque mejora los resultados, no consigue dar unos valores correctos (comparar estos datos con las abundancias universales de la tabla IV). Como se aprecia en las dos últimas filas, la evo-

Tabla XVIII

	Li(O)	RCG	Observ.	Li	Be	B	7/6	11/10	B/Be	B/Li
A		1	sólo RCG	0.36	4.3	6.2	1.5	2.3	14.3	1.70
A		.5	" "	0.20	2.2	3.2	1.7	2.4	14.3	1.56
B		1	" "	0.36	4.3	6.2	1.5	2.4	14.0	1.60
A		1	estandard	0.82	5.9	8.1	3.1	2.9	13.8	0.99
A		.5	" "	0.66	3.8	5.1	4.0	3.3	13.5	0.77
B		1	" "	0.76	5.7	7.9	2.9	2.8	13.9	1.00
B		.5	" "	0.60	3.6	4.9	3.8	3.2	13.6	0.80
B		1	$\delta = 7$	1.2	47.	1700	8.1	1351	378	147.
B	5.0	1	1 $\delta = 7$	1.0	34.	1300	9.5	1130	364.	117.
B	5.0	2	1 $\delta = 7$	1.0	29.	1000	10.0	877	354.	100.
A	1.5	0	1 Li(O) $\neq 0$	0.93	5.9	8.1	3.6	2.9	13.8	0.88
A	1.5	0	.5 "	0.77	3.8	5.1	4.8	3.3	13.5	0.67
B	1.5	0	1 "	0.87	5.7	7.9	3.5	2.8	13.9	0.91
B	1.5	0	.5 "	0.71	3.6	4.9	4.7	3.2	13.6	0.69
B		.3	Viento max.	0.61	3.0	3.9	4.8	3.8	13.2	0.64
C	1.5	0	1 Li(O) $\neq 0$	0.87	5.7	7.9	3.5	2.8	13.5	0.67
C	1.5	0	.5 "	0.71	3.6	4.9	4.7	3.2	13.6	0.69
B	0.0	2	.3 {acreción y sólo RCG	0.32	1.5	2.0	5.1	4.0	13.1	0.62
B	5.0	1	1 "	0.62	2.5	3.6	6.8	2.3	14.4	0.60
B	5.0	2	1 "	0.65	2.3	3.4	7.8	2.3	14.4	0.51
B	5.0	1	.5 "	0.53	1.3	1.8	12.2	2.3	14.4	0.29
B	5.0	2	.5 "	0.56	1.2	1.7	14.4	2.3	14.4	0.29
B	10.	1	1 "	1.0	2.5	3.6	13.3	2.3	14.4	0.31
B	10.	2	1 "	1.2	2.3	3.5	15.7	2.3	14.4	0.27
B	10.	1	.5 "	1.0	1.3	1.8	25.4	2.3	14.4	0.17
B	10.	2	.5 "	1.1	1.2	1.7	30.0	2.3	14.4	0.16
A	5.0	1	.5	0.86	1.7	2.2	13.2	3.8	13.1	0.25
B	5.0	1	.5	0.88	1.8	2.4	12.1	3.7	13.3	0.29
B	5.0	2	.5 GR alta	0.92	1.9	2.3	12.4	4.0	12.8	0.26
B	5.0	1	.5 Viento max.	1.0	2.3	2.9	10.5	4.0	12.7	0.30
B	5.0	1	.5 Supern. 0.7	0.94	2.0	2.6	10.9	3.8	12.8	0.28
B	6.4	2	.5 GR alta	1.0	2.2	2.8	12.6	3.9	12.9	0.24
B	6.4	2	.5	1.0	2.0	2.6	13.5	3.8	13.2	0.24
B	7.1	2	.5 GR alta	1.1	2.2	2.8	13.4	3.9	12.9	0.24
B	7.1	2	.5	1.1	2.0	2.6	14.1	3.8	13.2	0.24

Síntesis de los elementos ligeros en un modelo EXP.

(Continúa)

Tabla XVIII (continuación)

	Li(O)	RCG	Observ.	Li	Be	B	7/6	11/10	B/Be	B/Li		
B	5.0	2	1	0.97	2.6	3.4	9.7	3.3	13.3	0.35		
B	5.0	2	1	Supern. 0.7	0.90	2.3	3.1	10.0	3.2	13.3	0.34	
B	5.0	2	.5	"	0.7	0.85	1.6	2.1	13.2	3.7	12.9	0.25
B	6.4	2	1	GR alta	1.2	3.0	4.0	9.7	3.3	13.2	0.35	
B	6.4	2	.5	"	0.7	1.0	1.9	2.4	13.4	3.6	12.9	0.24
B	6.4	2	.5	Supern. 0.7	0.94	1.7	2.2	14.6	3.5	13.2	0.24	

Tabla XIX

	Li(O)	RCG	Observ.	Li	Be	B	7/6	11/10	B/Be	B/Li	
C			1	Modelo 140	1.2	8.5	12.0	2.9	2.9	14.0	1.0
C			1		1.1	8.5	11.8	3.1	3.0	13.9	1.0
C			.5		0.93	5.5	7.4	4.1	3.4	13.6	0.79
C			.5	C Ex.	1.2	6.6	8.8	4.3	3.5	13.5	0.76
C	5.0	2	.5		0.88	2.0	2.6	11.5	3.7	13.1	0.29
C	5.7	2	.7	GR alta	1.0	2.5	3.0	10.7	3.6	13.1	0.30
C	7.1	1	.5	Supern. 0.5	1.1	2.2	2.9	11.4	3.5	13.1	0.28
C	7.1	2	.5		1.1	2.0	2.5	14.5	3.7	13.1	0.23

Síntesis de los elementos ligeros en un modelo EXPGI.

Interpretación de las tablas XVIII, XIX y XX

- + La primera columna indica el tipo de nucleosíntesis estelar considerado en el modelo. Hay algunos casos que, según el apartado anterior, no son consistentes, pero que se han introducido a efectos de comparación.
- + La columna Li(O) da la abundancia primigenia de ${}^7\text{Li}$ (en unidades 10^{-10}), reactiva al hidrógeno. La columna adjunta, con los números 0, 1 y 2 representa el ritmo de acreción extragaláctica en M_{\odot} /año. En el modelo NEXP no figura esta última

Tabla XX

Li(O)	RCG	Observ.	Li	Be	B	7/6	11/10	B/Be	B/Li	
A	1	sólo GCR	0.04	0.51	0.72	1.8	2.4	14.0	1.60	
A	.5	" "	0.03	0.27	0.37	2.2	2.5	13.8	1.33	
B	1	" "	0.04	0.50	0.71	1.8	2.4	14.0	1.64	
A	5.0	1	" "	0.59	0.32	0.45	60.	2.3	14.3	0.08

A	1	estandard	0.23	1.20	1.50	4.9	3.9	13.1	0.65	
A	.5	"	0.22	0.93	1.20	5.8	4.7	12.8	0.54	
B	1	"	0.21	1.10	1.40	4.8	3.8	13.2	0.68	
C	1	"	0.21	1.10	1.40	4.8	3.8	13.2	0.68	

A	2.9	.7	{ Sup. 1.5 y							
			{ GR alta	0.80	1.50	1.90	11.7	4.5	12.6	0.27
A	2.9	1	{ GR alta	0.75	1.30	1.70	11.9	4.1	12.8	0.27
A	3.6	1	Modelo 120	0.82	1.40	1.70	12.6	4.1	12.7	0.24
			" 150	0.82	1.30	1.70	12.8	4.1	12.8	0.24
A	5.0	1	GR alta	0.87	1.30	1.70	15.7	4.1	12.8	0.20
A	5.0	1	"	0.83	1.30	1.60	16.2	4.3	12.5	0.24
A	3.6	1	{ Viento max	0.75	1.40	1.80	12.9	4.1	12.7	0.24
			{ Supern. 1.5							
A	3.6	.7	"	0.83	1.30	2.00	12.6	4.3	12.5	0.24
A	4.3	.7	"	0.81	1.30	1.60	14.6	4.4	12.5	0.20

Síntesis de los elementos ligeros en un modelo NEXP.

- columna, pues el ritmo de acreción queda fijado por la fracción de gas del modelo.
- + La cuarta columna representa el factor de reducción que se aplica a la producción de elementos ligeros en la RCG, para poder ajustar las abundancias del Be y del B.
 - + Las abundancias de Li, Be y B están afectadas respectivamente por un factor 10^{-9} , 10^{-11} y 10^{-10} . Dichas abundancias vienen dadas en átomos del elemento por átomo de hidrógeno.
 - + La columna 7/6 representa la proporción isotópica entre el ${}^7\text{Li}$ y el ${}^6\text{Li}$, lo mismo puede decirse de la columna 11/10, con respecto al ${}^{11}\text{B}$ y ${}^{10}\text{B}$.
 - + Los datos están referidos al modelo 150, salvo indicación.

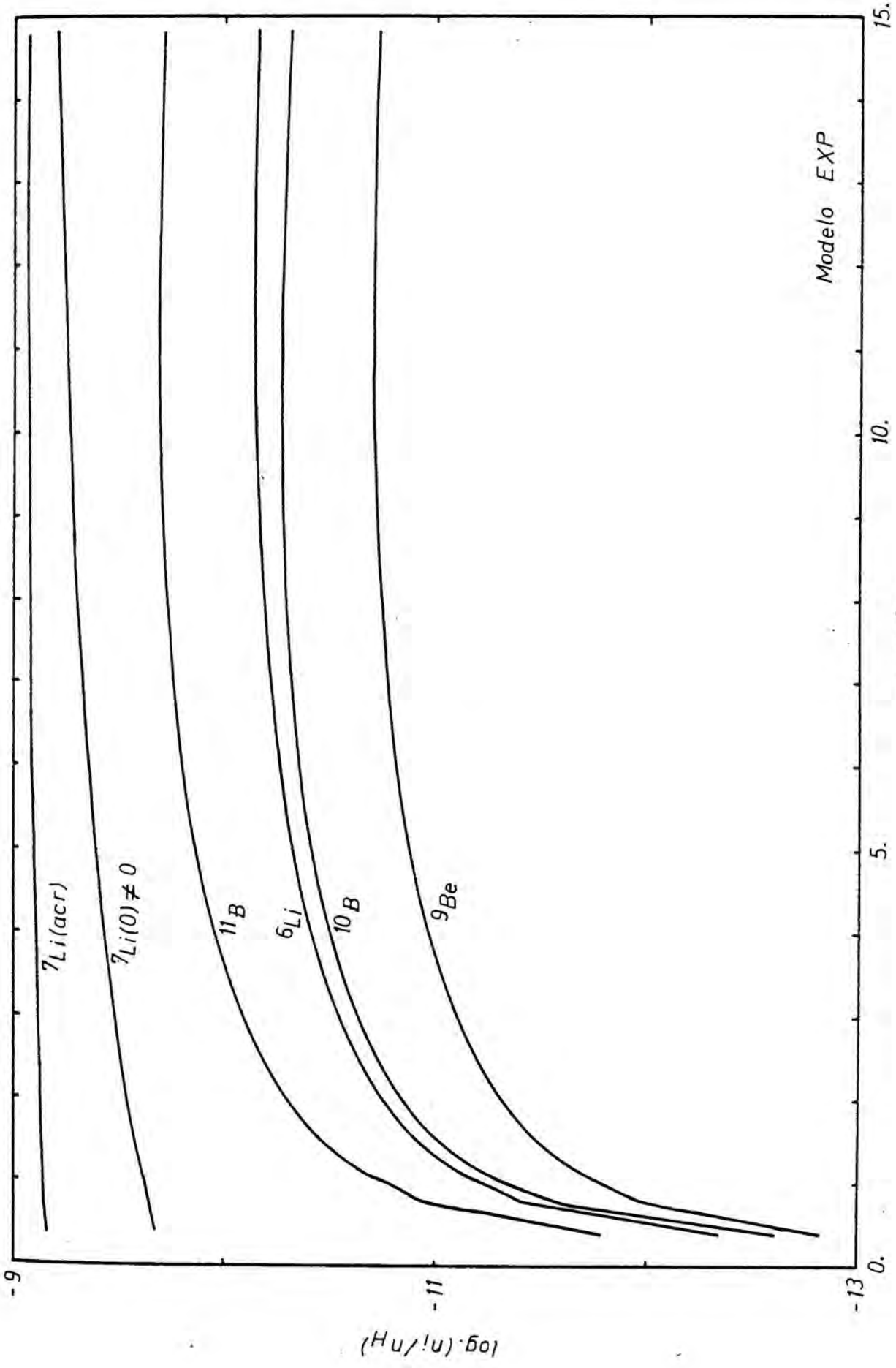
lución de los elementos ligeros en el caso C coincide totalmente con la evolución en el caso B; además, comparando con los resultados del primer grupo (caso estandard), se comprueba que las proporciones isotópicas, así como las abundancias del Be y del B, permanecen inalteradas (tal como era de prever).

Se ha incluido en este grupo una variante (quinta fila), que tiene en cuenta la posibilidad de que la fracción de masa perdida por las estrellas gigantes rojas (con $m < 3 M_{\odot}$) sea mayor que la establecida en el capítulo 3. En este caso, el ritmo de pérdida de masa por viento estelar sería mayor que en el caso normalmente considerado, pero queda dentro del rango estimado en la figura II, para la pérdida de masa por viento estelar; a fin de ajustar mejor las abundancias del Be y del B, se ha reducido más la contribución de la RCG, aunque de cualquier forma no se introducen variaciones importantes con respecto a los resultados del modelo estandard.

En los dos últimos grupos se considera la existencia de un proceso de acreción de materia extragaláctica de origen cosmológico, cuyo contenido en ${}^7\text{Li}$ es coherente con las abundancias primigenias del D y del ${}^3\text{He}$, tomadas en el modelo EXP (salvo en el primer caso, $\text{Li}(0) = 0$). En el tercer se estudia la posibilidad de obtener unas abundancias correctas de los

elementos considerando sólo su síntesis en la RCG (además de la acreción); de los resultados que aparecen en las filas 2-4 se desprende que si se ajustan las abundancias del berilio y del boro se obtiene una relación ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ correcta, pero entonces el litio está subproducido por un factor dos. Si se ajusta la abundancia del litio (filas 6-9), la proporción isotópica crece excesivamente. Además, en todos los casos, la relación ${}^{11}\text{B}/{}^{10}\text{B}$ vale 2.3, pues esta proporción no es afectada por la acreción de materia, y lo mismo ocurre con la proporción B/Be.

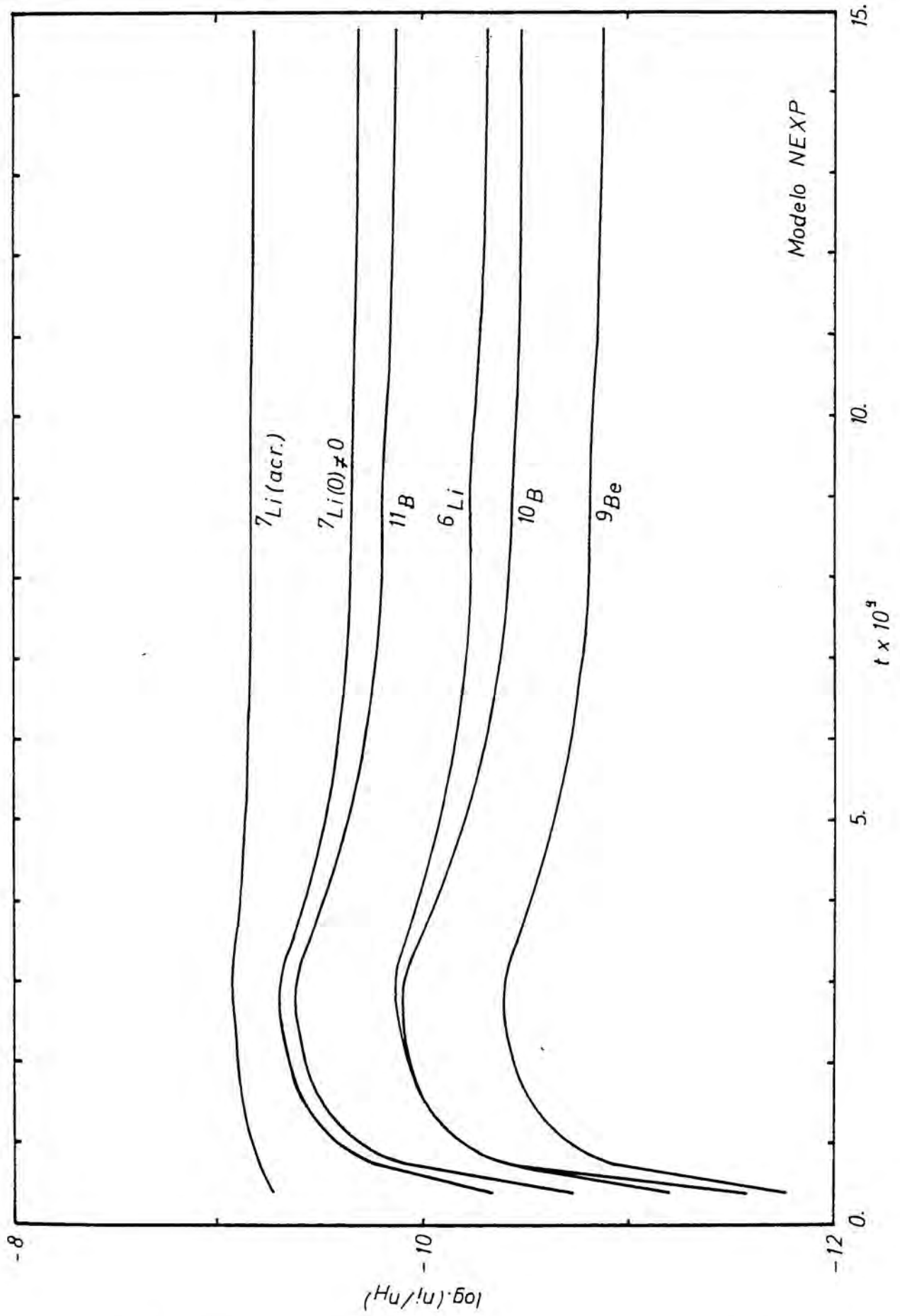
En el cuarto grupo se tienen en cuenta todos los procesos de síntesis de elementos ligeros, obteniéndose las abundancias y proporciones correctas. Como se vé en las dos primeras filas, los resultados, en los casos A y B, son similares en cuanto a la evolución de los elementos ligeros se refiere. En la quinta fila se ha supuesto una menor contribución a la síntesis del litio por las supernovas (factor 0.7) y que la masa expulsada por viento estelar en las gigantes es mayor. Los resultados siguen siendo similares a los de la cuarta fila, salvo que las abundancias relativas son algo menores. En algunos modelos se supone que el número de estrellas superricas en litio es igual al límite superior considerado como "razonable" en el capítulo 3; esta hipótesis permite



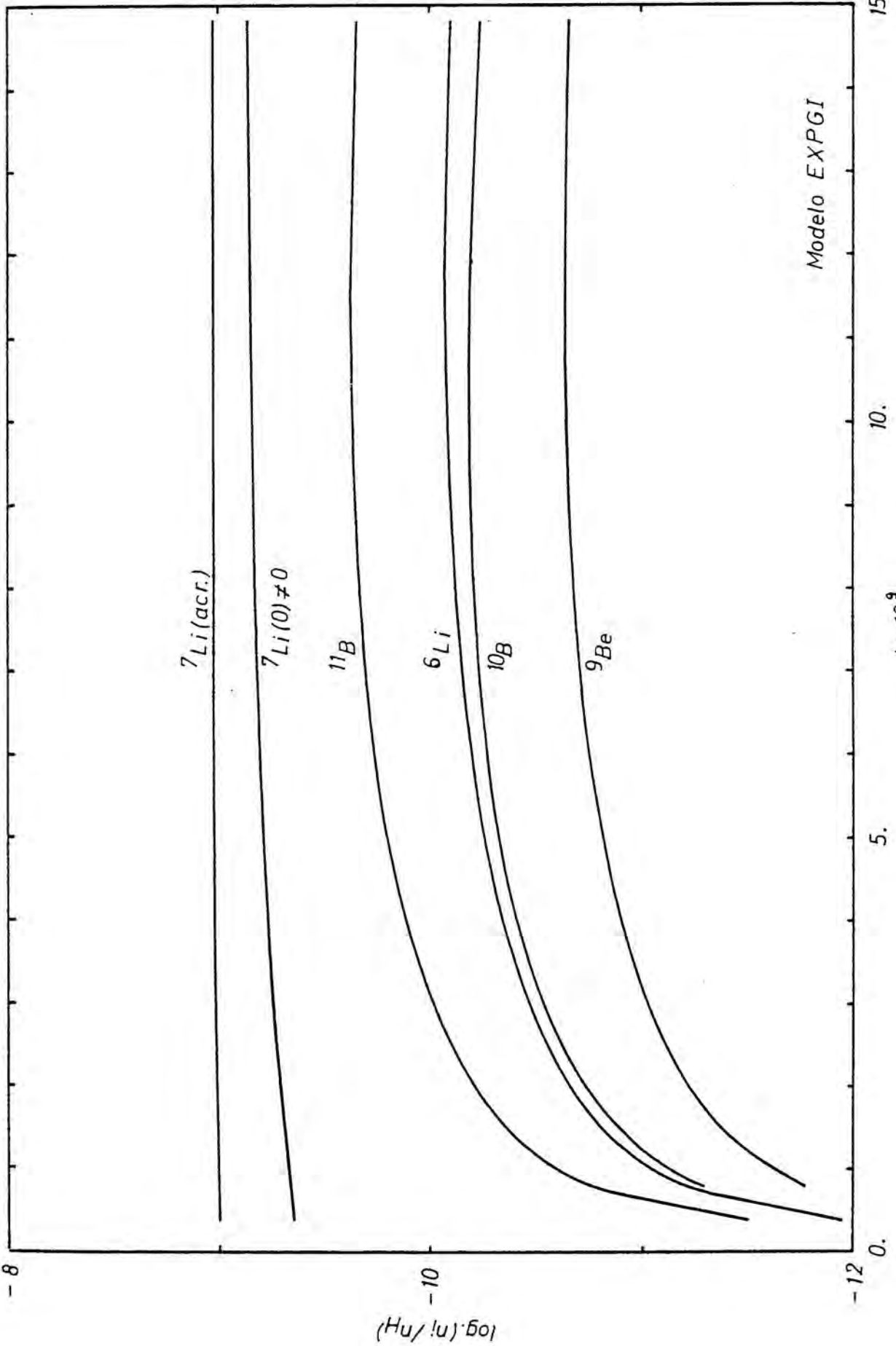
Modelo EXP

$t \times 10^9$

Gráfica XVIII



Gráfica XIX



Modelo EXPGI

ajustar mejor los resultados si se adoptan abundancias cosmológicas de ${}^7\text{Li}$ del orden de $6-7 \times 10^{-10}$.

En la segunda parte de la tabla XVIII se presentan distintas variantes del cuarto grupo, que permiten establecer la existencia de una dependencia mutua bastante crítica entre los parámetros del modelo evolutivo, los procesos de síntesis de los elementos ligeros y las abundancias actuales observadas de estos elementos. Todo ello lleva a concluir que un modelo EXP de evolución galáctica será coherente con la evolución de los elementos ligeros, si se admite una acreción de materia de $1-2 M_{\odot}$ /año y se supone una abundancia cosmológica Li/H de $5-7 \times 10^{-10}$, por lo que estamos de acuerdo con el resultado de Audouze y Tinsley (loc. cit.), de que una determinada abundancia inicial de ${}^7\text{Li}$ no puede por sí sola resolver el problema. La situación cambia si se admite un proceso moderado de acreción de materia extragaláctica. La gráfica XVIII muestra la evolución de los elementos ligeros en un modelo EXP del cuarto grupo; la curva ${}^7\text{Li}(0)$ supone una abundancia inicial de ${}^7\text{Li}$, mientras que la marcada ${}^7\text{Li}(\text{acr})$ nos da la evolución de este núcleo teniendo en cuenta la acreción; esta gráfica es semejante a la V para el caso $n = 1$, salvo que esta muestra la evolución simultánea de los cinco elementos.

La evolución de los elementos ligeros en un modelo

EXPGI es parecida a la descrita en un modelo EXP, salvo en una importante sobreproducción de estos elementos por la RCG (tabla XIX, cuatro primeras filas), ya que Z es casi constante durante toda la evolución y, por lo tanto, la contribución de la RCG es mayor que en el modelo EXP. Sin embargo, introduciendo la acreción de gas extragaláctico y una abundancia ${}^7\text{Li}(0) \approx 5-7 \times 10^{-10}$, se obtienen resultados semejantes a los del cuarto grupo de la tabla XVIII, salvo un ligero exceso de boro. La gráfica XX presenta la evolución de las abundancias de todos los elementos ligeros en un modelo EXPGI; las curvas tienen el mismo significado que en la gráfica XVIII.

La tabla XX muestra los resultados de la evolución de los elementos ligeros en un modelo NEXP; se han abreviado los dos primeros grupos y el tercero no se ha tenido en cuenta, pues la acreción extragaláctica es inherente al modelo. La síntesis de elementos ligeros en la RCG es muy intensa en las primeras etapas evolutivas de este modelo (ver gráfica XXI), para luego estabilizarse en un valor pequeño. Por lo tanto, si únicamente se considera este proceso como productor de elementos ligeros, se obtendrán unas abundancias (filas 1-4 de la tabla XX) de litio, berilio y boro casi un orden de magnitud menores que en el caso equivalente del modelo EXP; las proporciones isotópicas de elementos son las típicas que se

obtienen por síntesis en la RCG.

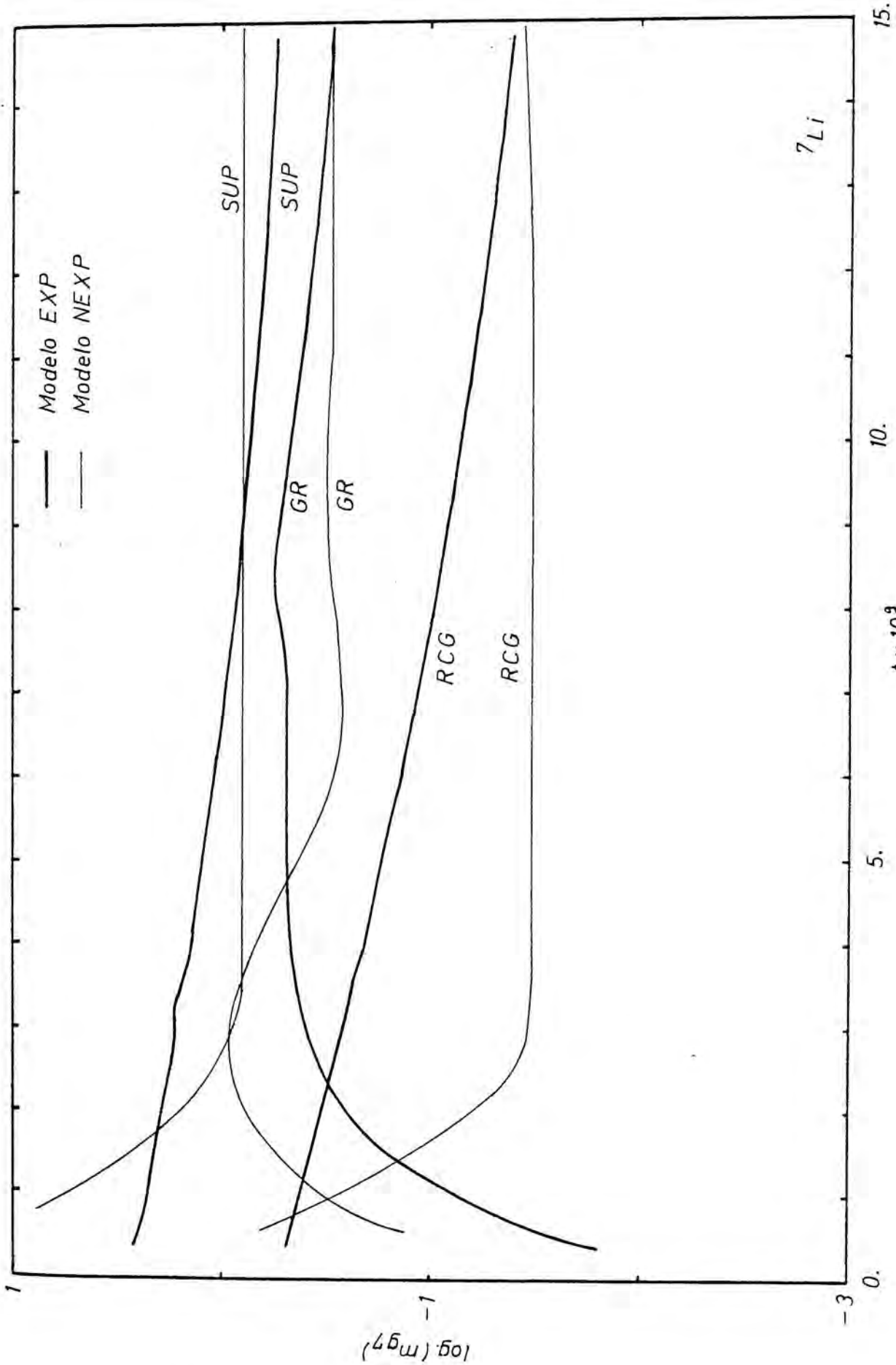
En el modelo estándar se considera la producción de elementos ligeros en las supernovas y en las gigantes (segundo grupo de datos); como puede verse, la producción de dichos elementos en los casos B y C es idéntica y muy semejante a la del caso A. El litio continúa siendo poco abundante, debiéndose destacar que la proporción $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ es bastante mayor que en el modelo EXP, ya que la mayor parte de los elementos ligeros son aquí de origen autogénético; la proporción isotópica del boro es del orden de 6 (mientras que en la RCG ≈ 2); lo mismo, pero en sentido contrario, ocurre con la proporción B/Li.

En el tercer grupo se supone una abundancia cosmológica de ^7Li entre $3\text{y}5 \times 10^{-10}$, lo cual permite ajustar correctamente las abundancias actuales de los elementos ligeros, en particular reduciendo la relación B/Li; el ajuste más difícil lo presenta el ^7Li (filas cuarta y quinta del grupo). De estos resultados se deduce, al igual que en el modelo EXP, una dependencia crítica entre los parámetros del modelo y la abundancia actual de elementos ligeros predicha por éste. Puesto que la edad del modelo está establecida entre 1.2 y 1.5×10^{10} años, se tiene en cuenta dicho margen en el modelo de la tercera fila (lo mismo podría hacerse con los otros);

las diferencias entre ambos modelos son mínimas en cuanto a las abundancias de los elementos ligeros. La gráfica XIX muestra la evolución de estos elementos en un modelo NEXP: el modelo presenta la característica sobreproducción de elementos en la primera fase de la evolución galáctica, como consecuencia emisión de los rayos cósmicos y el gran número de supernovas existentes; este máximo coincide con el de Z , para $t \approx 2-3 \times 10^9$ años.

Las gráficas XXI, XXI y XXIII presentan ^{el desglose de} la contribución a la producción de los elementos ligeros por las supernovas, las gigantes rojas y la radiación cósmica, en cada momento de la evolución galáctica (las curvas están marcadas SUP, GR y RCG, respectivamente). Además del caso ${}^7\text{Li}$ (XXI), se muestra la contribución al ${}^6\text{Li}$ y al ${}^{11}\text{B}$, como isótopos más representativos, pues el ${}^9\text{Be}$ y el ${}^{10}\text{B}$ se comportan de forma similar al ${}^{11}\text{B}$. Tampoco se ha incluido el modelo EXPGI, ya que la evolución de los elementos ligeros es semejante (salvo lo comentado para la RCG) a la del modelo EXP.

La contribución de las gigantes rojas a la síntesis del ${}^7\text{Li}$ en el modelo EXP es algo menor, aunque del mismo orden, que la síntesis por supernovas, y mucho más importante que la producción en la RCG (casi un orden de magnitud, salvo los 4×10^9 primeros años). En el modelo NEXP, la contribu-



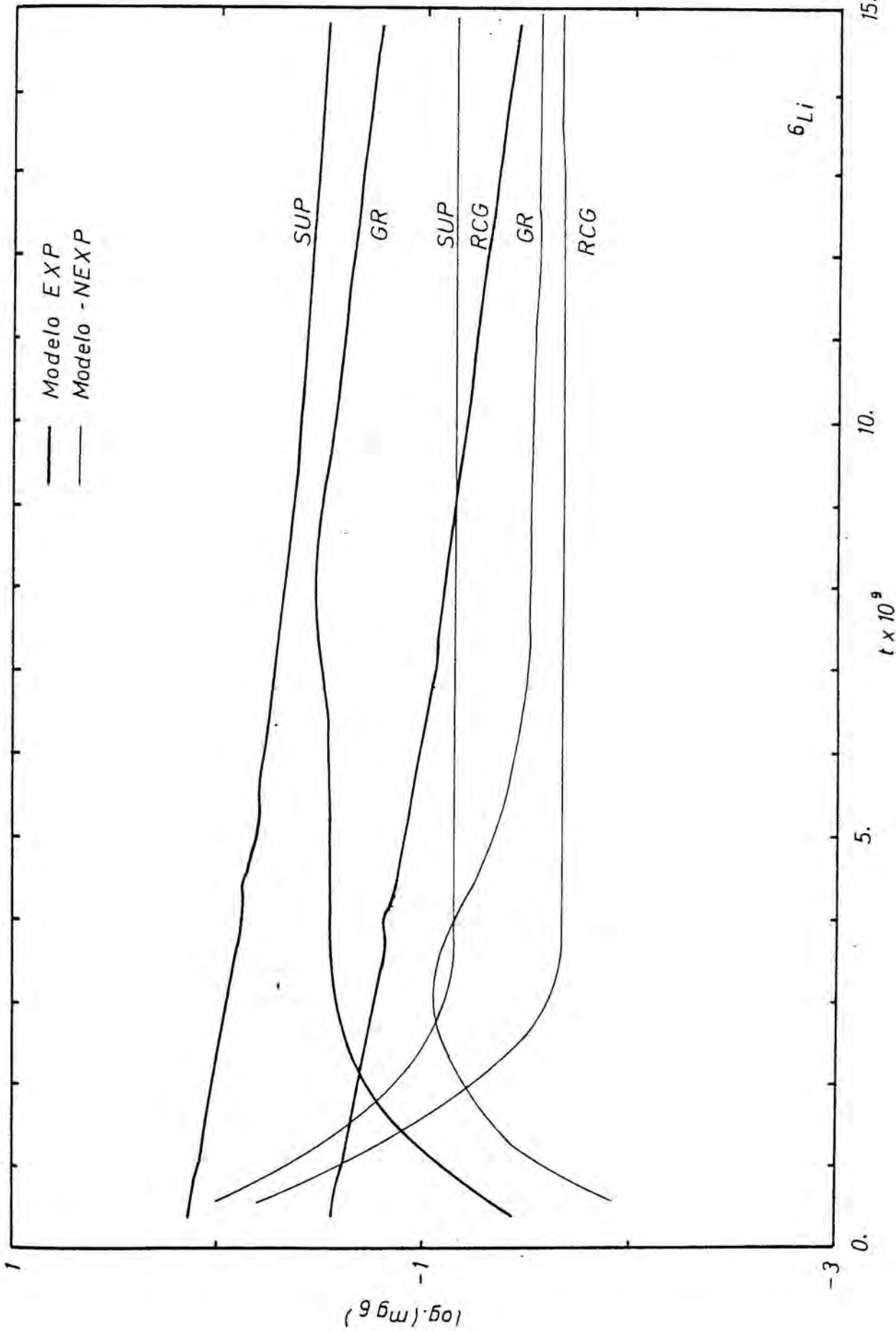
Gráfica XXI

15.

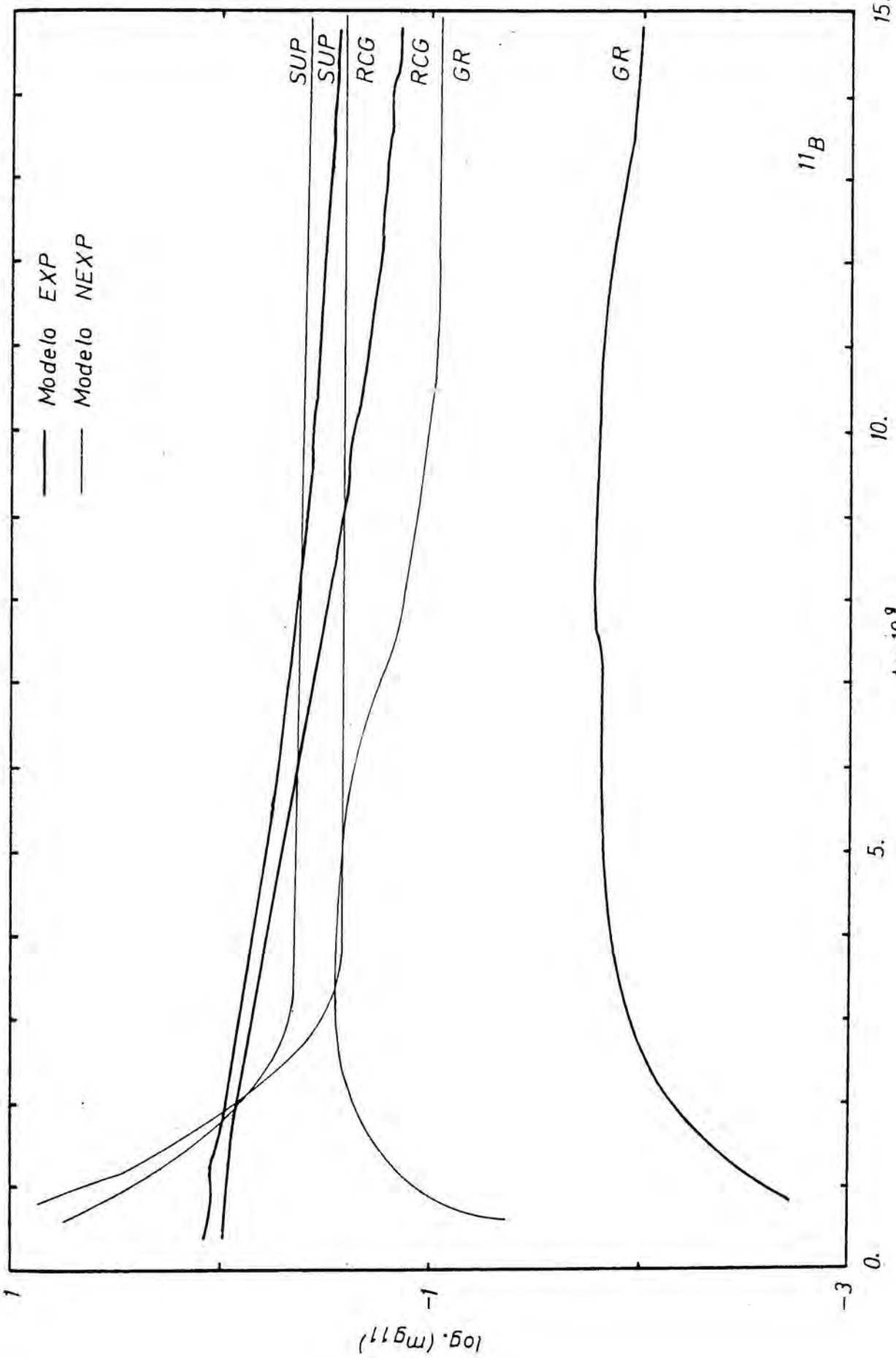
10.

5.

0.



Grafica XXII



Gráfica XXIII

ción de las gigantes rojas es algo menor, pero más de un orden de magnitud mayor que la síntesis en la RCG; este resultado ocupa una posición intermedia entre la hipótesis de Audouze y Tinsley (loc. cit.), de que la contribución de las estrellas gigantes rojas era despreciable, y la de Scalo (1976), que encontraba un ritmo de producción de litio tan elevado que le permitía explicar la abundancia actual de ese elemento teniendo en cuenta sólo ese proceso.

La contribución de los tres procesos a la síntesis del ${}^6\text{Li}$ en el modelo EXP es semejante a la del ${}^7\text{Li}$, lo que impide precisamente el conseguir una proporción elevada ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$. En cambio, en el modelo NEXP, aunque la producción total sea menor que en el caso anterior, la contribución de la RCG es pequeña a partir de los 4×10^9 años; esto favorece una proporción isotópica elevada de litio. En el caso del ${}^{11}\text{B}$ (gráfica XXIII) se observa que la contribución de las gigantes rojas es pequeña con respecto a las supernovas y a la RCG, que son análogas. Lo mismo puede decirse del ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$, y es por ello que para ajustar correctamente la proporción ${}^{11}\text{B}/{}^{10}\text{B}$ en un modelo de evolución de los elementos ligeros es necesario que se den a la vez los procesos autogenético y galactogenético, ya que en el primero dicha proporción es mayor que 4 (dependiendo de δ , tabla II) y en el segundo es aproximadamente igual

a 2. Por consiguiente, puede concluirse que las estrellas gigantes rojas contribuyen de manera importante a la síntesis galáctica del litio, pero tienen poca importancia para la evolución galáctica del berilio y del boro.

Conclusiones finales.

El objetivo principal de este trabajo ha sido el estudio de la evolución de las abundancias de los elementos ligeros en la Galaxia, desde el momento de su formación hasta la época actual. Para ello se han analizado los diversos procesos astrofísicos que pueden alterar el contenido de dichos elementos en el gas galáctico. Este análisis se ha realizado en dos fases: una primera aproximación analítica ha permitido establecer, con los conocimientos actuales, la inviabilidad de reproducir correctamente las abundancias observadas de estos elementos considerando únicamente su síntesis en la radiación cósmica galáctica, en los remanentes de las supernovas y en las estrellas gigantes rojas.

En una segunda etapa se ha profundizado más en la evolución de estos elementos, situándolos en el contexto de un modelo de evolución de la Galaxia con el menor número de hipótesis simplificadoras posible (lo que forzosamente conduce a la construcción de modelos numéricos). El hecho de que

actualmente existan varios modelos de evolución galáctica coherentes con los datos de observación ha obligado a un estudio particular de los elementos ligeros en el marco de los modelos más interesantes (y/o asequibles). El análisis de la influencia de distintas hipótesis de los modelos de evolución en las abundancias actuales de estos elementos indica la existencia de un margen de posibilidades bastante restringido, para producir correctamente dichas abundancias.

Las conclusiones más importantes que se han obtenido, con respecto a la evolución galáctica de los elementos ligeros son:

- Es necesario admitir la existencia de un proceso moderado de acreción de materia extragaláctica de composición química primigenia ("big bang") para obtener una evolución de los elementos ligeros coherente con las abundancias actuales de los mismos.
- Se comprueba que la RCG por sí sola, o junto con el proceso de acreción de materia extragaláctica, no puede dar cuenta de las abundancias "universales" actuales de litio, berilio y boro. Para obtener unos valores correctos, es necesario considerar también la síntesis a bajas energías de estos elementos por las supernovas y en las estrellas gigantes rojas.
- La contribución de las gigantes rojas a la síntesis galác-

tica del litio es importante, aunque algo menor que la producción por las supernovas. Este resultado desmiente la hipótesis de Audouze y Tinsley, de una contribución despreciable de este proceso a la síntesis de dicho elemento; lo que sí confirma es su escasa contribución a la producción del berilio y del boro. Se concluye también que la producción del litio en esas estrellas no es tan importante como señalaba Scalo, quien afirmaba que este proceso podía explicar por sí sólo la abundancia actual de litio (dejando aparte que el proceso termonuclear de síntesis sea o no real).

- Con el conocimiento actual de las secciones eficaces de las reacciones de astillado que producen berilio y boro (por protones especialmente), no puede analizarse la evolución galáctica de estos elementos si se consideran espectros energéticos, para partículas supratérmicas, con exponentes elevados. Si se estudia de forma aislada la evolución del litio para dichos exponentes (en particular para $\gamma = 7$), se comprueba que es necesario tomar valores aún más elevados de los mismos para obtener una correcta proporción ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$, lo que puede no ser factible debido a las exigencias energéticas del modelo para γ mayor que 7.

Estas conclusiones aclaran el papel y la importancia de los diversos procesos de síntesis de los elementos ligeros

en la Galaxia y, a la vez, indican dos caminos posibles para modificarlas: la investigación teórica y observacional del proceso de acreción de materia extragaláctica y la obtención de unas secciones eficaces "definitivas" para la síntesis del berilio y del boro en la región próxima al umbral de las reacciones de astillado que los producen.

Apéndice A.- Ecuaciones para el modelo numérico.

Nomenclatura.

El subíndice k se refiere a la clase estelar a la que pertenece la variable correspondiente.

t indica el instante de la evolución en que se toma la variable.

$m_T(t)$,	masa total del modelo
$m_g(t)$,	masa de gas
$m_k(t)$,	masa estelar total de la clase correspondiente.
m_k^r ,	masa remanente total
m_k^v ,	masa total perdida por viento en la fase gigante
$\langle m_k \rangle$,	masa media de la clase k
$\langle m_k^v(t) \rangle$,	masa media de la clase k perdida por viento desde el inicio de la fase gigante hasta el instante t
$\dot{m}^{acr}(t)$	ritmo de acreción de materia extragaláctica
$\dot{m}_k^v(t)$	ritmo de pérdida de masa por viento estelar
$\Psi(t)$	función de nacimiento estelar, o masa de gas colapsada en estrellas en el intervalo δt

$\delta t, \delta t',$	paso temporal de integración del modelo
$\Psi(m_k),$	función de distribución de las masas estelares
$T_k, T_k^{sp}, T_k^g,$	tiempo total de evolución de las estrellas, de permanencia en la secuencia principal y en la fase gigante, respectivamente.
$L(t),$	luminosidad de la Galaxia
$L_k, L_k^{sp}, L_k^g,$	luminosidad media para toda la evolución de la estrella, en la secuencia principal y en la fase de gigante, respectivamente
$L^{sn},$	luminosidad media por explosión de supernova
$n_k, n_k^{sp}, n_k^g,$	número total de estrellas, número en la se- cuencia principal y en la fase gigante res- pectivamente
$a,$	fracción de estrellas con $m_k < 0.7 M_\odot$ (cap. 1)
$X_i(t)$	abundancia en masa, relativa al hidrógeno del elemento i
$m_k^i,$	masa sintetizada del elemento i en los inte- riores estelares (tabla XI)
$s_k^i,$	factor de supervivencia del elemento i en la envoltura (tabla XII)
\bar{x}_{14}	abundancia en masa del nitrógeno sintetizado en la envoltura a partir del C y del O (tabla XII)

x_i^{acr} ,	abundancia relativa, en masa del elemento i , en la materia que proviene de la acreción extragaláctica
R_i^n ,	factor de supervivencia en la envoltura para los elementos ligeros, equivalente al s_k^i , pero que no depende de la clase de estrellas (cap. 5)
R_i^e ,	fracción de masa enriquecida en elementos ligeros
$\gamma_i^e, \bar{\gamma}_i^e$,	abundancia relativa en masa del material enriquecido en el elemento ligero i
$m_{g,z}(t)$,	masa del elemento z en el gas
$\varphi(m)$	función de distribución de las masas estelares descrita en el capítulo 1
$\dot{p}_i^p, \dot{p}_i^\alpha$,	ritmos de producción de los elementos ligeros por bombardeo de núcleos de C, N, O y He por protones y partículas α , respectivamente (cap. 2)

Ecuaciones.

- Variación de la masa total y de la del gas

$$\delta m_{\text{T}}(t) = \dot{m}^{acr}(t) \delta t$$

$$\delta m_{\text{G}}(t) = -\Psi(t) + \sum_{k=22}^{37} (m_k(t-T_k) - m_k^r - m_k^v) \varphi(m_k) \Psi(t-T_k) + \sum_{k=38}^{49} (m_k(t) - m_k^r) \varphi(m_k) \Psi(t) + \dot{m}^{acr} \delta t$$

con:

$$m_k^v \begin{cases} = \sum_{t'=t-T_k}^{t-\delta t} m_k^v(t') \delta t & \text{para } 22 \leq k \leq 37 \\ = 0 & \text{en los demás casos} \end{cases}$$

- Número de estrellas

$$n_k(t) = m_k(t) / \langle m_k \rangle \quad \text{si } k > 37$$

$$n_k(t) = n_k^{sp}(t) + n_k^g(t) \quad \text{si } 22 \leq k \leq 37$$

$$n_k(t) = \frac{1}{\langle m_k \rangle} \sum_{t'=0}^t m_k(t') \quad \text{si } k \leq 21$$

donde:

$$n_k^{sp}(t) = \frac{1}{\langle m_k \rangle} \sum_{t'=t-T_k^s}^{t-T_k^s} m_k(t')$$

$$n_k^g(t) = \sum_{t'=t-T_k^g}^t \frac{m_k(t')}{\langle m_k \rangle - \langle m_k^v(t') \rangle}$$

- Luminosidad

$$L(t) = \sum_{k=2}^{21} L_k n_k(t) + \sum_{k=22}^{37} (L_k^{sp} \sum_{t'=t-T_k^g}^{t-T_k^g} n_k^{sp}(t') + L_k^g \sum_{t'=t-T_k^g}^t n_k^g(t')) + \sum_{k=33}^{49} L_k n_k(t) T_k / \delta t + L_{sp} \sum_{k=36}^{49} n_k(t-T_k)$$

- Función de nacimiento y distribución

$$\Psi(t) \begin{cases} = m_T(t) \exp(-t/\tau) & \text{modelo EXP} \\ = F_0 (m_g(t)/m_T(t))^k & \text{modelo NEXP} \quad 0.5 \leq k \leq 2 \end{cases}$$

$$\varphi(m_k) \left\{ \begin{array}{l} = \frac{\int_{\underline{m}_k}^{\bar{m}_k} \varphi(m) m dm}{\int_{0.04}^{0.7} \varphi(m) m dm} \quad \text{si } m_k < 0.7 \\ = (1-a) \frac{\int_{\underline{m}_k}^{\bar{m}_k} \varphi(m) m dm}{\int_{0.7}^{112} \varphi(m) m dm} \quad \text{si } m_k \geq 0.7 \end{array} \right.$$

donde \underline{m}_k y \bar{m}_k son respectivamente los extremos inferior y superior de la clase k , cuya "marca" es m_k

- Evolución de las componentes del gas

$$X_i(t) = m_{g,i}(t) / m_g(t)$$

$$\text{Variables auxiliares: } \begin{cases} m_k^{\text{en}}(t - T_k) = m_k(t - T_k) - m_k^r - m_k^v \\ m_k^{\text{en}}(t) = m_k(t) - m_k^r \end{cases}$$

Variación en la abundancia del helio:

$$\begin{aligned} \delta m_{g,4}(t) = & -X_4(t - \delta t) \Psi(t) + \sum_{k=22}^{37} m_k^{\text{en}}(t - T_k) X_4(t - T_k) \varphi(m_k) \Psi(t - T_k) + \\ & + \sum_{k=38}^{49} (m_k^{\text{en}}(t) X_4(t) + m_k^2) \varphi(m_k) \Psi(t) + X_4^{\text{acr}} \dot{m}^{\text{acr}} \delta t \end{aligned}$$

Para el C, O, Ne, Mg y Si + Fe:

$$\begin{aligned} \delta m_{g,i}(t) = & -X_i(t - \delta t) \Psi(t) + \sum_{k=22}^{37} m_k^{\text{en}}(t - T_k) X_i(t - T_k) s_k^i \varphi(m_k) \Psi(t - T_k) \\ & + \sum_{k=38}^{49} (m_k^{\text{en}}(t) X_i(t) s_k^i + m_k^i) \varphi(m_k) \Psi(t) \end{aligned}$$

con $s_k^i = 1$, salvo para el carbono y el oxígeno, en que $s_k^i < 1$, lo cual da cuenta de la fracción de estos elementos que sobrevive a la conversión en nitrógeno.

- Nitrógeno:

$$\begin{aligned} \delta m_{g,14} &= -X_{14}(t - \delta t) \Psi(t) + \\ &+ \sum_{k=22}^{37} m_k^{\text{en}}(t - T_k) (X_{14}(t - T_k) + \bar{X}_{14}(t - T_k)) \varphi(m_k) \Psi(t - T_k) \\ &+ \sum_{k=38}^{49} m_k^{\text{en}}(t) (X_{14}(t) + \bar{X}_{14}(t)) \varphi(m_k) \Psi(t) \\ \text{con } \bar{X}_{14}(t) &= \frac{7}{6}(1 - s_k^{12}) X_{12}(t) + \frac{4}{3}(1 - s_k^{16}) X_{16}(t) \end{aligned}$$

- Deuterio y ^3He :

$$\delta m_{g,2}(t) = -X_2(t - \delta t) \Psi(t) + X_2^{\text{acr}} \dot{m}^{\text{acr}} \delta t$$

$$\delta m_{g,3}(t) = -X_3(t - \delta t) \Psi(t) +$$

$$\begin{aligned} &+ \sum_{k=22}^{37} m_k^{\text{en}}(t - T_k) (X_3(t - T_k) s_k^3 + \frac{3}{2} X_2(t - T_k)) \varphi(m_k) \Psi(t - T_k) \\ &+ \sum_{k=38}^{49} m_k^{\text{en}}(t) (X_3(t) s_k^3 + \frac{3}{2} X_2(t)) \varphi(m_k) \Psi(t) + \\ &+ X_3^{\text{acr}} \dot{m}^{\text{acr}} \delta t \end{aligned}$$

- Elementos ligeros:

$$\begin{aligned}
 m_{g,i}(t) = & - X_i(t - \delta t) \Psi(t) + \\
 & + \sum_{k=22}^{37} (R_i^n m_k^{en}(t - T_k) + \dot{m}_k^v \delta t R_i^e \gamma_i^e) \varphi(m_k) \Psi(t - T_k) + \\
 & + \sum_{k=38}^{49} m_k^{en}(t) (R_i^n + \bar{\gamma}_i^e) \varphi(m_k) \Psi(t) + X_i^{acr} \dot{m}^{acr} \delta t + \\
 & + kA_i \frac{r_{sn}(t)}{r_{sn}(0)} m_g(t) \delta t (0.3 + 0.7 \sum_{\substack{C,IV,0 \\ y,IV}} \frac{x_i(t)}{x_i(0)} \dot{P}(p, \alpha))
 \end{aligned}$$

$$\text{con } \dot{P}(p, \alpha) = \dot{p}_i^p + \dot{p}_i^\alpha \frac{x_2(t)}{x_2(0)}$$

Apéndice B.- Las reacciones de astillado a baja energía.

Reacciones de astillado más importantes a bajas energías.

${}^4\text{He} (\alpha, d) {}^6\text{Li}$	${}^4\text{He} (\alpha, p) {}^7\text{Li}$	reacciones $\alpha+\alpha$
${}^4\text{He} (\alpha, pn) {}^6\text{Li}$	${}^4\text{He} (\alpha, n) {}^7\text{Be}$	
${}^{12}\text{C} (p, {}^7\text{Be}) {}^6\text{Li}$	${}^{12}\text{C} (p, p{}^3\text{He}) {}^9\text{Be}$	
${}^{12}\text{C} (p, (2p)\alpha) {}^7\text{Li}$	${}^{12}\text{C} (p, {}^3\text{He}) {}^{10}\text{B}$	
${}^{12}\text{C} (p, {}^6\text{Li}) {}^7\text{Be}$	${}^{12}\text{C} (p, 2p) {}^{11}\text{B}$	
${}^{14}\text{N} (p, p(2\alpha)) {}^6\text{Li}$	${}^{14}\text{N} (p, (2p)\alpha) {}^9\text{Be}$	
${}^{14}\text{N} (p, {}^8\text{Be}) {}^7\text{Li}$	${}^{14}\text{N} (p, p\alpha) {}^{10}\text{B}$	
${}^{14}\text{N} (p, 2\alpha) {}^7\text{Be}$	${}^{14}\text{N} (p, p{}^3\text{He}) {}^{11}\text{B}$	
${}^{16}\text{O} (p, {}^{11}\text{C}) {}^6\text{Li}$	${}^{16}\text{O} (p, {}^8\text{B}) {}^9\text{Be}$	
${}^{16}\text{O} (p, {}^{10}\text{C}) {}^7\text{Li}$	${}^{16}\text{O} (p, {}^7\text{Be}) {}^{10}\text{B}$	
${}^{16}\text{O} (p, {}^{10}\text{B}) {}^7\text{Be}$	${}^{16}\text{O} (p, (2p)\alpha) {}^{11}\text{B}$	

Referencias de las secciones eficaces empleadas.

(a) Representa una referencia alternativa a la sección eficaz empleada, en expectativa de ser incluida. La referencia con \times señala una variación importante con respecto

	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^9\text{Be}$	${}^{10}\text{B}$	${}^{11}\text{B}$	
p	C	6,7	6,7	6,7	6,7,8,9	6,7,9
	N	9,10	9,10,11	9,10	9,10,11	9,10,12
	O	1	1	18,19	1	1
	Ne	18	18	18	18	18

α	CC	2,3,4,5	2,3,4,5	2,3,4,5,17	2,3,4,5,8	2,3,4,5,8
	N	11,(3)	18,(3,4)	11	18,(3,4)	18,(2)
	O	18,2	18	18	18	18
	Ne	18	18	18	18	18

$\alpha + \alpha$		13 ,15	14,15,16			
		20 x	20 x	-	-	-

- 1 Laumer et al. (1974)
- 2 Rudy et al. (1972)
- 3 Baixeras et al. (1970)
- 4 Jung et al. (1969)
- 5 Fortes et al. (1971)
- 6 Roche et al. (1976)
- 7 Davids, Laumer y Austin (1970)
- 8 Fontes (1977)
- 9 Bodansky, Jacobs y Oberg (1975)
- 10 Laumer et al. (1973)
- 11 Jacobs et al. (1974)
- 12 Ingalls et al. (1976)
- 13 Montmerle (1977)
- 14 King et al. (1977)
- 15 Glagola et al. (1978)
- 16 King et al. (1975)
- 17 Braun, Girardin y Jung (1969)

- 18 Bernas et al. (1967)
 - 19 Reeves (1969)
 - 20 Kozlovsky y Ramaty (1974)
-

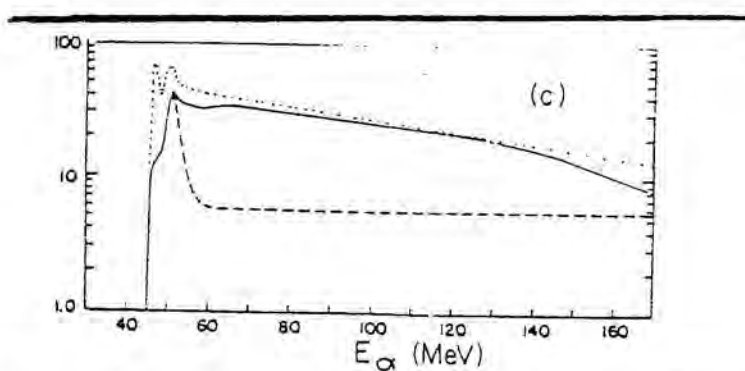
a los artículos de Canal, Isern y Sanahuja de 1975, 1977 o 1978.

Mitler (1972) y Reeves (1976) presentan una recopilación gráfica de las secciones eficaces de las reacciones de astillado más importantes. De todas las reacciones de astillado, las que dan una menor contribución a la producción de los elementos ligeros, son las inducidas sobre el neón, por ello sus secciones eficaces son las menos estudiadas y los valores de la referencia 18 representan únicamente una sección eficaz media para cada una de esas reacciones.

Las figuras XXIV y XXV, tomadas de Glagola et al. (1978) representan las secciones eficaces de las reacciones $\alpha + \alpha$ calculadas y/o recopiladas por ellos y que serán incorporadas a nuestro modelo autogenético.

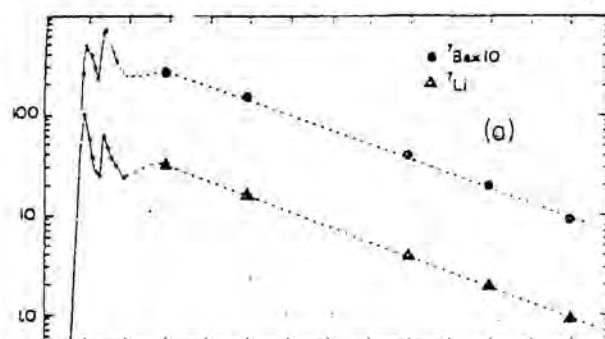
La línea punteada de la gráfica XXIV representa la sección eficaz empleada por Meneguzzi, Audouze y Reeves (1971) y la línea discontinua los valores usados por Mitler (1972) en sus cálculos. La línea continua es la sección eficaz calculada por Glagola et al (loc. cit.). La gráfica XXV se refiere

Figura XXIV



Secciones eficaces para la reacción
+ para obtener ${}^6\text{Li}$.

Figura XXV



Sección eficaz de la reacción
+ para obtener ${}^7\text{Li}$.

al ${}^7\text{Li}$ y al ${}^7\text{Be}$; la sección eficaz está calculada para el estado fundamental y para el primer estado excitado. Los datos por debajo de 50 MeV son de King et al. (1977).

No se han incluido en la tabla las referencias de las secciones eficaces para estas mismas reacciones a alta energía (producción en la RCG), puesto que se utilizan los resultados de Meneguzzi, Audouze y Reeves (1971) y de Mitler (1972).

En el trabajo de Reinsbeck y Yiou (1976) se resumen las secciones eficaces para estas energías, que se pueden completar con los valores calculados por Reinsbeck, Lestringuez y Yiou (1972), Spinka et al. (1971) y Bernas, Epherre y Yiou (1965).

Apéndice C.- Sobre la aproximación analítica a la evolución del litio, berilio y boro.

La aproximación representada por la ecuación 4.6 puede mejorarse si se tiene en cuenta que el ritmo de producción de elementos ligeros en la radiación cósmica, \dot{p}_i , no depende sólo de la fracción de gas μ en un instante dado, sino también del contenido "metálico" del mismo. En efecto: el carbono y el oxígeno son dos de los elementos metálicos más abundantes en el gas galáctico y se presentan aproximadamente en la misma proporción durante toda la evolución de la Galaxia ya que son elementos primarios sintetizados en las mismas "cocinas estelares" y son eliminados del gas por idénticos procesos. Por ello es correcto decir que Z representa bastante bien la evolución de estos elementos, que son precisamente los que tienen un papel destacado en las reacciones de astillado que se dan en la RCG. Respecto al hidrógeno y al helio no hay que preocuparse pues sus abundancias relativas permanecen casi constantes durante toda la historia galáctica y el único problema lo presenta el nitrógeno, pues es un elemento secundario, aunque debido a que su abundancia es bastante menor que la del carbono y la del oxígeno, se puede con-

siderar correcta la dependencia de Z para \dot{p}_i .

Audouze y Tinsley (1974), en su estudio evolutivo de los elementos ligeros producidos en la RCG, suponen que la producción se puede escribir en función del ritmo actual de formación multiplicado por un factor evolutivo:

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = \dot{p}_i Q(t)$$

Este factor adopta diferentes expresiones según las reacciones de astillado se produzcan por bombardeo con protones y partículas α de la RCG sobre los núcleos medios del gas interestelar, o bien sean los núcleos pesados de la radiación cósmica los que bombardeen los átomos de hidrógeno y de helio del medio interestelar. Meneguzzi, Audouze y Reeves (1971) estiman una contribución del 30% para el primer caso y que el resto corresponde al segundo; por lo tanto, se podrá escribir que:

$$\frac{dn_i}{dt} = k \dot{p}_i \frac{r_{sn}(t)m_g(t)}{r_{sn}(0)m_g(0)} \left(0.3 + 0.7 \frac{Z}{Z_a}\right), \quad (C.1)$$

que será la expresión que se utilizará teniendo en cuenta que se tomará para el producto $r_{sn}(t)m_g(t)$ un valor medio, el cual junto con las otras constantes se incluye en k . Se considera además que la composición química de la RCG es constante con

el tiempo, pues se trata de material que procede de las explosiones de supernovas; Z_a representa el valor actual de Z . La ecuación 4.6 se escribirá, por tanto:

$$\frac{dZ_i}{dt} = \frac{1}{\tau} \left\{ -Z_i(R-R_i^n) \mu^{n-1} + \gamma_i R_i^e \mu^{n-1} + Z_{kp_i} \Lambda_i \left(0.3 + 0.7 \frac{Z}{Z_a}\right) \right\} \quad (C.2)$$

Para la variación temporal de Z se puede establecer una ecuación a semejanza de la 4.5 para los elementos ligeros. Pagel y Patchett (loc. cit.), con las hipótesis de reciclaje y la dilución instantáneos, concluyen la siguiente expresión para Z :

$$\frac{dZ}{d(\ln \frac{1}{\mu})} = y(1-Z) \cong y \quad , \text{ pues } Z \ll 1,$$

que es independiente del valor de n que se considere y donde $-y-$ es el "yield" o producción de elementos pesados en fracción de masa, es decir, la masa de elementos pesados, por unidad de masa, expulsados de las estrellas (bastante similar a R_i^e , ver Searle y Sargent 1972). Según el modelo de Talbot y Arnett (1973), $y \cong 0.01$, aunque Pagel y Patchett (loc. cit.) consideran como valor más adecuado 0.02-0.03 (Talbot y Arnett 1971, encuentran una relación más precisa entre Z e y , $Z = 1 - \mu^y$, pero que salvo para valores de $\mu < 0.001$ no difiere de la deducida, por lo que seguirá empleándose aquélla).

Integrando, se tiene que $Z = -y \ln \mu$,

con lo que para $n = 1$, la ecuación C.2 queda:

$$\frac{dZ_i}{dt} = - \frac{R-R_i^n}{Z} Z_i + \frac{\delta_i R^e}{Z} + 0.3 k \dot{p}_i A_i + \frac{0.7 k y (1-R)}{Z Z_a} \dot{p}_i A_i t \quad (C.3)$$

donde se ha usado la ecuación 4.4a y la relación entre Z y Z'

Abreviando la nomenclatura:

$$\frac{dZ_i}{dt} = -AZ_i + B + Ct \quad (A, B \text{ y } C \text{ cuyo valor es inmediato en C.3})$$

que es una ecuación diferencial fácilmente integrable. Teniendo en cuenta las condiciones iniciales, se tiene:

$$Z_i(t) = (Z_i(0) + \frac{C}{A} - \frac{B}{A^2}) \exp(-At) + \frac{B}{A} - \frac{C}{A^2} + \frac{Ct}{A},$$

donde sustituyendo y reordenando, se obtiene:

$$Z_i(t) = \frac{1}{R-R_i^n} \left\{ \frac{\delta_i R^e}{R-R_i^n} + k \dot{p}_i A_i Z (0.3 + 0.7 \frac{y(1-R)}{Z_a (R-R_i^n)}) \right\} (1 - \mu^{\frac{R-R_i^n}{1-R}}) + Z_i(0) \mu^{\frac{R-R_i^n}{1-R}} - 0.7 \frac{k \dot{p}_i A_i y}{Z_a (R-R_i^n)} \ln \mu \quad (C.4)$$

si $n = 2$, de C.2 y por un desarrollo similar, aunque teniendo en cuenta 4.4b, en lugar de 4.4a, se llega a :

$$\begin{aligned}
 Z_i(t) = & \frac{\gamma_i R_i^e}{R-R_i^n} \left(1 - \mu^{\frac{R-R_i^n}{1-R}}\right) + \frac{k p_i A_i}{1-R_i^n} \left(0.3 + 0.7 \frac{(1-R)y}{Z_a (1-R_i^n)}\right) x \\
 & x \left(\frac{1}{\mu} - \mu^{\frac{R-R_i^n}{1-R}}\right) + Z_i(0) \mu^{\frac{R-R_i^n}{1-R}} + \\
 & -0.7 \frac{k p_i A_i y Z}{Z_a (1-R_i^n)} \frac{\ln \mu}{\mu} \quad (C.5)
 \end{aligned}$$

Si se comparan las ecuaciones C.4 y C.5 con las 4.7 y 4.9, se vé que el término de producción autogénética no queda afectado por esta hipótesis, tal como era de esperar, pues ésta solo incide en el término de producción por la RCG.

Si procedemos a comprobar estas ecuaciones para el caso de suponer sólo producción galáctica, se tendrá una tabla similar a la obtenida en el capítulo cuatro:

	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^9\text{Be}$	${}^{10}\text{B}$	${}^{11}\text{B}$
n=1	4.4 E-11	7.2 E-11	1.5EE-11	4.8 E-11	1.7 E-10
n=2	4.7 E-11	8.3 E-11	1.7 E-11	8.0 E-11	2.0 E-10

que mejora algo los resultados obtenido con las ecuaciones 4.7 y 4.9. Lo que se ha hecho ha sido reducir la producción de elementos ligeros en las primeras etapas de la evolución galáctica, cuando Z es pequeña, ya que el factor $0.3+0.7Z/Z_a$

varía de 0.5 a 1.0 cuando t va de 0.0 hasta su valor actual, mientras que en la primera aproximación este factor vale siempre 1.

Un defecto importante de esta aproximación es tener que tomar un valor medio para el ritmo de las supernovas, por ser ésta una variable que no puede incluirse directamente en la ecuación C.2. En el modelo numérico, cuando se considera la contribución de la RCG a la síntesis de los elementos ligeros, se analizan en detalle todos los factores que intervienen en C.1. Incluso la dependencia con respecto a Z se desglosa en las contribuciones de los diversos elementos medios (ver apéndice A).

BIBLIOGRAFIA

- Alpher R.A., Bethe H.A. y Gamow G., 1948, Phys. Rev., 73, 803
- Anderson R.C., Henry R.C., Moos H.W. y Lusky J.L., 1978,
Ap. J., 226, 883
- Arnett W.D., 1969, Ap. Space Sci., 5, 180
- 1972, Ap. J., 176, 681
- 1974, Ap. J., 191, 727
- 1978, Ap. J., 219, 1008
- Arnett W.D. y Schramm D.N., 1973, Astr. Ap., 28, 85
- Audouze J., 1973, "Explosive nucleosynthesis", p. 47, Ed.
Schramm y Arnett. University Texas Press.
- Audouze J., Lequeux J. y Reeves H., 1973, Astr. Ap., 28, 85
- Audouze J. y Tinsley B.M., 1974, Ap. J., 192, 487
- 1976, Ann. Rev. Astr. Ap., p. 43
- Audouze, J., Meneguzzi M. y Reeves H., 1976, "The light element formation: a signature for high nuclear Astrophysics". Ap. Space Science Library 59. Dordrecht-Reidel.
- Auman J.R., 1969, Ap. J., 157, 799
- Baedecker P.A., 1971, "Elemental abundances in meteorites".

Ed. Mason, N.Y., Gordon and Breach

- Baixeras Aiguabella C., Jung M., Jacquot C., Girardi L. y
Smith R., 1970, Phys Rev. C, 2, 1194
- Barbaro P. y Dallaporta N., 1974, Astr. Ap., 33, 21
- Bartholdi P., Evans J., Mitchel R.J., Silverberg E.C., Wells
D.C. y Weant J.R., 1972, A. J., 77, 756
- Baumert J.H., 1974, A. J., 79, 1287
- Beer R. y Taylor F.W., 1973, Ap. J. Lett., 182, L13
- Bergeat J., Sibille F. y Lunel M., 1978, Astr. Ap., 64, 423
- Bernas R., Epherre J. y Yiou F., 1965, Phys. Lett. 15, 147
- Bernas R., Gradsztajn E., Reeves H. y Schatzman E., 1967, An-
nals of Physics, 44, 426
- Biermann P. y Tinsley B.M., 1974, Astr. Ap., 30, 1
- Black D.C., 1972, Nice Symposium on the Origin of the Solar
system, p. 236, Ed. H. Reeves
- Black J.H. y Dalgarno A., 1973, Ap. J., 184, L101
- Bodansky D., Jacobs W.W. y Oberg B.L., 1975, Ap. J., 202, 222
- Boesgaard A.M., 1970, Ap. J., 161, 1003
- 1974, Astr. Ap., 34, 9
- 1976a, P.A.S.P., 88, 524, p. 353
- 1976b, Ap. J., 210, 406
- Boesgaard A.M. y Heacox W.D., 1973, Ap. J., 185, L25

- Boesgaard A.M. y Chesley S.E., 1977, Ap. J., 210, 475
- Boesgaard A.M., Heacox W.D. y Conti P.S., 1977, Ap. J.,
214, 124
- Boesgaard A.M. y Heacox W.D., 1978, Ap. J., 226, 888
- Bond H.E., 1970, Ap. J. Suppl., 22, 117
- Bonsack W. K., 1961, Ap. J., 130, 843
- Bonsack W. K. y Greeisntein J.L., 1960, Ap. J., 131, 83
- Boyarchuk A.A., 1971, "Late stages of stellar evolution",
p. 198, I.A.U. Symp. nº 66
- Braun H., Girardin L. y Jung M., 1969, Phys. Rev., 18, 1517
- Bruenn J.N., 1972, Ap. J. Suppl., 24, 283
- Burbidge E.M., Burbidge G.R. Fowler W.A. y Hoyle F., 1957,
Rev. Mod. Phys., 29, 547
- Burbidge G.R., 1969, Comments Ap. Space Phys., 1, 101
- Cameron A.G.W., 1973, "Explosive nucleosynthesis", p. 3, Ed.
Schramm y Arnett, University Texas Press
- Cameron A.G.W. y Fowler W.A., 1971, Ap.J., 164, 111
- Canal R., 1973, Tesis Doctoral, Universidad de Barcelona
----- 1974, Ap. J., 189, 531
- Canal R., Isern J. y Sanahuja B., 1975a, Ap. J., 200, 646
----- 1975b, I Asamblea Nacional
de Astronomía y Astrofísica, p. 759 (La Laguna)

- 1977a, Ap. J., 214, 189
- 1977b, II Asamblea Nacional
de Astronomía y Astrofísica (San Fernando)
- 1978, Ap. J., 220, 606
- 1979, (a publicar)
- Canal R. y Schatzman E., 1976, Astr. Ap., 46, 229
- Catchpole R.M., 1971, M.N.R.A.S., 154, 15
- Catchpole R.M. y Feast M.W., 1971, M.N.R.A.S., 154, nº2, 197
- 1976, M.N.R.A.S., 175, nº3, 301
- Cesarsky D.A., Moffet A.T. y Pasachoff J.M., 1973, Ap.J. Let.,
180, L1
- Chevalier J.S., Robertson J.W. y Scott S.S., 1976, Ap. J.,
207, 450
- Chevalier R.A., Oergle W. y Scott J.S., 1978, Ap. J., 222, 527
- Chiosi N., Nasi E. y Sreenivasan S.R., 1978, Astr. Ap., 63, 103
- Chmielewsky Y., Müller E. y Brault J., 1975, Astr. Ap., 42, 37
- Clayton D.D. y Dwek E., 1976, Ap. J., 206, L59
- Cohen J.G., 1972, Ap. J., 171, 17
- 1974, P.A.S.P., 86, 31
- Couch R.G. y Arnett W.D., 1975, Ap. J., 196, 791
- Crabtree D.R., Richer H.B. y Westerlund B.E., 1976, Astr.
Ap., 203, 81

- Culver R.B. e Ianna P.A., 1975, Ap. J., 195, L37
- Danziger I.J. y Conti P.S., 1966, Ap. J., 146, 383
- Davids D.N., Laumer H. y Austin S.M., 1970, Phys. Rev. C, 1, 270
- Davies R.D., 1972, M.N.R.A.S., 160, 381
- Dearborn D., Tinsley B.M. y Schramm D.N., Ap. J., 1978, 223, 557
- De Loore C., 1976, "Highlights of Astronomy", vol. 4 part II
Ed. E.A. Müller, Dordrecht-Reidel
- De Loore, De Grève J.P. y Vanbeveren D., 1978a, Astr. Ap.
Suppl., 34, 363
- Astr. Ap., 67, 373
- Dietrich W.F., 1973, Ap. Lett., 180, 955
- Dravins D. y Hultqvist L., 1977, Astr. Ap., 55, 463
- Dupree A.K., Baliunas S.L. y Shipman H.L., 1977, Ap. J.,
218, 361
- Edmunds M.G., 1975, Astr. Space Sci., 32, nº2, 483
- Eggelton M., 1971, M.N.R.A.S., 151, nº 3, 351
- Eisentraut K., 1971, Analytical Chemistry, 43, 2003
- Endal A.S., 1979, Ap.J., 228, 541
- Endal A.S. y Sparks W.M., 1975, Ap. J. Letters, 200, L77
- Eniasto J., 1972, Ap. Letters, 11, 195
- Engvold O., Kjeldseth M.O. y Maltby P., 1970, Astr. Ap., 9, 79
- Epstein S. y Taylor H., 1972, Proc. Lunar Sci. Conf. 3th.,
3, 1429

- Epstein R.J., Arnett W.D. y Schramm D.N., 1974, Ap. J., 190, L13
- Falk S.W., 1978, Ap.J., L133
- Feast M.W., 1954, "Les processus nucleaires dans les astres",
Liège Symp., p. 143
- 1973, "Stellar Instability and Evolution", Symp.
IAU 59, p. 95
- Feast M.W., Catchpole R.M. y Glass J.S., 1976, M.N.R.A.S.,
174, 81P
- Ferari A., Gallino R. y Masani A., Mem. Soc. Astron. Italia,
43, 731
- Fitchel C.E. y Mc Donald F.B., 1967, Ann. Rev. Astr. Ap., 5, 531
- Fontes P., 1977, Phys. Rev. C, 15, 2159
- Fontes P., Perron C., Lestringuez J., Yiau F. y Bernas R.,
1971, Nucl. Phys. A., 165, 405
- Fowler W.A., Burbidge G.R. y Burbidge E.M., 1955, Ap. J. Supl.,
2, 167
- Fricke K.J., 1973, Ap. J., 183, 941
- Fujita Y., 1970, "Interpretation of Spectra and Atmospheric
Structure of cool stars". University Park Press.
- Fujita Y. y Tsuji K., 1965, Pub. Dom. Ap. Obs., 12, 339
- Fussi-Pecchi F. y Renzini A., 1976, Astr. and Ap., 46, 447
- Gähm G.F. y Hultqvist L., 1972, Astr. Ap., 16, 329

- Geiss J. y Reeves H., 1972, *Astr. and Ap.*, 18, 216
- Gingold R.A., 1975, *Ap. J.*, 198, 425
- 1977, *M.N.R.A.S.*, 178, 569
- Glagola B.G., Mathews G.J., Brener H.F., Viola Jr. V.E., Roos
P.G., Nadasen A. y Austin S.M., 1978, *Phys. Rev.
Lett.*, 41, p. 1698
- Greveese W., 1968, *Solar Phys.* 5, 159
- Gunn J.E. y Ostriker J.P., 1970, *Ap. J.*, 160, 797
- Hall D.N. y Engvold O., 1975, *Ap. J.*, 197, 513
- Hamajima K. y Tossa M., 1975, *Pub. Astr. Soc. Japan*, 27, 561
- Hartwick F.D.A., 1971, *Ap. J.*, 163, 431
- Hartwick F.D.A. y Sargent W.L.W., 1978, *Ap. J.*, 221, 512
- Hayakawa S., 1955, *Progr. Theor. Phys.*, 13, 464
- Herbig G.H., 1965, *Ap. J.*, 141, 588
- 1966, *Vistas in Astronomy*, 8, 109
- Hirai M., 1969, *Pub. Astr. Soc. Japan*, 21, 1
- Iben I., 1965, *Ap. J.*, 142, 1447
- 1966, *Ap. J.*, 143, 483
- 1967, *Ap. J.*, 147, 624
- 1968, *Ap. J.*, 154, 581
- 1973, "Explosive Nucleosynthesis", p. 117, Ed. Schramm
y Arnett, University Texas Press

- 1975, Ap. J., 196, 525
- Iben I. y Truran J.W., 1978, Ap. J., 220, 980
- Ingalls D.D., Schweitzer J.S., Anderson B.D. y Ríos M., 1976,
Phys. Rev. C, 13, 524
- Isern J., 1978, Tesis Doctoral. Universidad de Barcelona.
- Jacobs W.W., Bodansky A., Chamberlain D. y Oberg L.D., 1974,
Phys. Rev. C, 9, 2134
- Jasker J.W., Bracker J.B. y Kunske E.W., 1973, P.A.S.P.,
85, 109
- Jeffers K.B., Penzias A.A. y Wilson R.V., 1973, Ap. J. Lett.,
L457
- Jung M., Jacquot C., Baixeras Aiguabella C., Schmidt R., Braun
H., y Girardi L., 1969, Phys. Rev., 188, 1517
- Karpen J.T. y Worden S.P., 1979, Astr. Ap., 71, 92
- Kilston S., 1975, P.A.S.P., 87, 189
- King C.H., Rosner H.H., Austin S.M., Chien M.S., Mathews G.J.,
Viola Jr. V.E. y Clark R.G., 1975, Phys. Rev. Lett.,
35, 988
- King C.H., Austin S.M., Rossner H.H. y Chien W.S., 1977, Phys.
Rev. C, 16, 1712
- Kolh J.L., Parkinson W.H. y Withbore G.L., 1977, Ap. J. Lett.,
212, L101

- Kozlovsky B. y Ramaty R., 1974, *Astr. Ap.*, 34, 477
- Labay J. y Sanahuja B., 1977, II Asamblea Nacional de Astro-
nómia y Astrofísica (San Fernando).
- Larson R.B., 1974, *M.N.R.A.S.*, 129, 51
- Larson R.B. y Tinsley B.M., 1978a, *Ap. J.*, 219, 46
----- 1978b, *Ap. J.*, 221, 554
- Laumer H., Austin S.M., Paggabean L.M. y Davids C.N., 1973,
Phys. Rev. C, 8, 483
- Laumer H., Austin S.M. y Paggabean L.M., 1974, *Phys. Rev. C*,
10, 1045
- Ledoux P., 1965, "Stellar Structure", Ed. Aller y McLaughlin.
University Chicago Press.
- Lequeux J., 1976, "Star Formation", pag 69, IAU Symp. nº 75
- Low C. y Lynden-Bell D., 1976, *M.N.R.A.S.*, 176, 367
- Lynden-Bell D., 1976, " Star Formation ", pag. 291, IAU Symp.
nº 75
- Lloyd Evans T., 1978, *M.N.R.A.S.*, 183, 319
- Mathewson D.S., Cleary M.N. y Murray J.D., 1974, *Ap. J.*, 190, 231
- Mazurek T.J., Truran J.W. y Cameron A.G.W., 1974, *Ap. Space
Sci.*, 27, 261
- Mazurek T.J., Meier D.L. y Wheeler J.C., 1977, *Ap. J.*, 213, 518
- Mc Clintock W. y Henry R.C., 1978, *Ap. J.*, 225, 465

- McGraw J.T. y Angel J.R.P., 1974, A. J., 79, nº 4
- Mc Kee C.F., 1976, "Topics in interestellar matter", Ap. Space
Science Library, vol. 70, p. 27, Dordrecht-Reidel
- Meneguzzi M., Audouze J. y Reeves H., 1971, 15, 337
- Meyer P., 1970, Ann. Rev. Astron. Ap., 7, 1
- Meyer J.P. y Reeves H., 1977, 15th. International Cosmic Ray
Conference, Plovdiv (Bulgaria), 06-147
- Metzger P.G. y Smith C.F., 1976, Symp. nº 75 IAU, pag. 172
- Mitler H.E., 1972, Astr. Space Sci., 17, 186
- Montmerle T., 1977, Ap. J., 216, 620
- Morton D.C., 1973, Ap. J. Let., 181, L103
- 1974, Ap. J. Let., 193, L35
- Morton D.C., Smith A.M. y Stecher T.P., 1974, Ap. J., 189, L109
- Mullan D.J., 1978, Ap. J., 226, 151
- Nichiporuk W., 1971, "Elemental abundances in meteorites",
Ed. Mason N.Y., Gordon and Breach.
- Nichiporuk W. y Moore C.B., 1974, Geoch. et Cosmoch. Acta,
38, 169
- Nørgaard H. y Arnoul M., 1975, Astr. Ap., 40, 331
- Nørgaard H. y Fricke K.J., 1976, Astr. Ap., 49, 337
- Novotny E., 1973, "Introduction to Stellar Atmospheres and
Interiors", Gordon and Breach.
- Oort H., 1974, "The formation and dynamics of galaxies", p. 375

- IAU Symp. nº 58, Ed. Shakeshaft, Dordrecht-Reidel
- Ormes J. y Freier P., 1978, Ap. J., 222, 471
- Osborne J.L., 1977, Bull. Astron. Soc. India, 5, 4
- Ostriker J.P., Richstone D.O. y Thuan T.X., 1974, Ap. J. Let.,
188, L87
- Ostriker J.P. y Thuan T.X., 1975a, Ap. J., 201, 756
----- 1975b, Ap. J., 202, 353
- Paczynski B., 1970a, Acta Astronomica, 20, nº 2, 287
----- 1970b, Acta Astronómica, 20, nº 2, 47
----- 1971a, Acta Astronomica, 21, nº 3, 272
----- 1971b, Acta Astronómica, 21, nº 4, 417
- Paczynski B. y Tremaine J.D., 1977, Ap. J., 216, 57
- Pagel B.E.J., 1973, Summer sessions at ICTP., Trieste (Italia)
- Pagel B.E.J. y Patchett B.E., 1975, M.N.R.A.S., 172, 13
- Partridge R.B., 1969, Am. Scientist, 57, 37
- Patenaude M., 1977, Tesis Doctoral.Observatorio de Ginebra
- Peimbert M. y Wallerstein, 1965, Ap. J., 142, 3
- Peimbert M. y Van den Bergh S., 1971, Ap. J., 167, 223
- Praderie F., Boesgaard A., Milliard B. y Pitois M., 1975,
Ap. J., 214, 130
- Predmore C.G., Goldwire Jr. H.C. y Walters G.K., 1971, Ap. J.
Let., 168, L125

- Rainsbeck G.M., Lestringuez J. y Yiou F., 1972, *Phys. Rev.*,
6, 685
- Reeves H., 1969, "Nuclear reactions in stellar surfaces and
 their relations with stellar evolution".
- 1972, *Astr. Ap.*, 19, nº 2, p. 215
- 1972, *Phys. Rev. D* 6 3363
- 1973, "The interstellar medium", Proceedings of
 the NATO Advanced study, Scliesse (Alemania)
- 1974, *Ann. Rev. Astron. Ap.*, 12, 437
- 1975, "Structure and Evolution of galaxies", p. 197
 Dordrecht-Reidel
- Reeves H., Audouze J., Fowler W.A. y Schramm D.N., 1973,
Ap. J., 179, 909
- Reeves H. y Meyer J.P., 1977, 15th. International Cosmic Ray
 Conference, Plovdiv (Bulgaria)
- 1978, *Ap. J.*, 226, nº 2, 613
- Reinsbeck G.M. y Yiou F., 1976, "Spallation nuclear reactions
 and their applications", Ed. Shen y Merker, p. 83,
 Dordrecht- Reidel
- Renzini A., 1976, "The Galaxy and the Local Group", Ed. Dickens
 and Perry, Herstmonceux (Gran Bretaña)
- Roche C.T., Clark R.G., Mathew G.J. y Viola Jr. V.E., 1976,
Phys. Rev. C, 14, 410

- Rogerson J.B. y York D.G., 1973, Ap. J., 186, 295
- Rudy C., Vandebosch R., Russo P. y Braithwaite W.J., 1972,
Nuc. Phys. A, 188, 430
- Ryter C., Reeves H., Gradsztajn E. y Audouze J., 1970, Astr.
Ap. 8, 389
- Salpeter E.E., 1955, 1955, Ap. J., 121, 161
- Sanahuja B., 1973, Tesis de Licenciatura. Universidad de Bar-
celona
- Sandage A.R., 1961, Ap. J., 133, 355
- Sanduleak N., 1969, A. J., 74, 47
- Scalo J.M., 1976, Ap. J., 206, 795
- Scalo J.M., Despain K.F. y Ulrich R.K., 1973, Ap. J., 183, 151
----- 1975, Ap. J., 196, 805
- Schatzman E., 1969, Institute d'Astrophisique de Paris, In-
ternal Report
- Scott J.S. y Chevalier R.A., 1975, Ap. J. Let., 197, 25
- Schmidt M., 1959, Ap. J., 129, 343
----- 1963, Ap. J., 137, 758
- Searle L., 1971, Ap. J., 168, 327
- Searle L. y Sargent W.L.W., 1972, Ap. J., 173, 25
- Shapiro S.L., 1971, A. J., 76, 291
- Shapiro M.M. y Silberberg R., 1970, Ann. Rev. Nucl. Sci., 20

- Shields G.A., 1974, Ap. J., 193, 335
- Shields G.A. y Tinsley B.M., 1976, Ap. J., 203, 66
- Shields G.A. y Searle L., 1978, Ap. J., 222, 821
- Snedden C., Lambert D.C., Tomkin J. y Peterson R.C., 1978,
Ap. J., 222, 585
- Solomon P.M. y Wolf N.J., 1973, Ap. J. Let., 180, L89
- Spinka J.C., 1971, Nuc. Phys. A, 164, 1
- Spitzer L., 1949, Ap. J., 109, 549
- Spitzer L., Drake J.K., Jenkins E.B., Morton D.C., Rogerson
J.B. y York D.G., 1976, Ap. J. Let., 181, L116
- Starrfield S.G., Sparks W.M. y Truran J.W., 1976, "Structure
and Evolution of Close Binary Systems", Ed.
Eggleton, Whelan y Mitton., p. 155. Dordrecht-Reidel
- Starrfield S., Truran J.W., Sparks W.M. y Arnould M., 1978,
Ap. J., 222, 600
- Stothers R., 1964, Ap. J., 140, 510
- 1965, Ap. J., 141, 671
- Stothers y Chin C., 1977, Ap. J., 211, 189
- Stothers R. y Simon N.R., 1970, Ap. J., 160, 1019
- Sweigart A.V. y Gross P.G., 1978, Ap. J. Suppl., 36, nº 3, 405
- Talbot R.J., 1974, Ap. J., 189, 209
- 1976, Symp. nº 75 IAU, p.172, "Star formation",

- Talbot R.J. y Arnett W.D., 1971, Ap. J., 170, 409
 ----- 1973, Ap. J., 186, 69
 ----- 1974, Ap. J., 190, 605
- Tamman G.A., 1977, "Supernovae", p. 95, Ed. Schramm. Reidel-
 Dordrecht
- Taylor S.H. y Manchester R.N., 1977, Ap. J., 215, 885
- Thuan T., Hart M.H. y Ostriker J.P., 1979, Ap. J., 201, 752
- Tinsley B.M., 1973, Ap. J., 186, 35
 ----- 1974a , "Synthesis of Stellar Population", Erice
 (Italia), pag. 1
 ----- 1974b, Ap. J., 192, 629
 ----- 1976, Ap. J., 208, 797
 ----- 1977, Ap. J., 216, 548
- Tinsley B.M. y Gunn J.E., 1976, Ap. J., 203, 52
- Torres-Peimbert S. y Wallerstein G., 1966, Ap. J., 146, 724
- Tranger J.T., Roesler F.L., Varleton N.P. y Traub W.A., 1973,
 Ap. J., 184, L137
- Triverdi B.M.D., 1978, Ap.J., 225, 209
- Truran J.W., 1973, "Coscochemistry", Ed. A.G.W. Cameron, p.23,
 Dordrecht-Reidel
- Truran J.W. y Cameron A.G.^W., 1971, Ap. Space Sci., 14, 179
- Tsuji T., 1964, Ann. Tokyo Astr. Obs., 9, 1

- Uus U., 1973, Nautch. Informatsii, 26, 96
- Van den Berg S., 1962, A.J., 72, 70
- 1975, Astr. and Ap. Rev., 217
- Van den Bout P.A., Snell R.L., Vogt S.S. y Tnell R.G., 1978,
Ap.J., 221, 598
- Van Hoerner S., 1960, Forscritte der Physik, 8, 191
- Van Riper K.A. y Arnett W.D., 1978, Ap. J., 225, L129
- Vaucouleurs G. y Pence W.D., 1978, A.J., 83, 1163
- Yang J., Schramm D.N., Steigman G. y Rood R.T., 1979, Ap. J.,
227, 697
- York D.G. y Rogerson J., 1976, Ap. J., 203, 378
- Zappala R.R., 1972, Ap. J., 172, 57
- Ziolkowski J., 1972, Acta Astronomica, 22, n^o4, 327
- Wagoner R.V., 1969, Ap.J. Suppl., n^o 162, 18
- 1973, Ap. J., 179, 343
- Wagoner R.V., Fowler W.A. y Hoyle F., 1967, Ap. J., 148, 3
- Wallerstein G., 1977, P.A.S.P., 89, 35
- Wallerstein G., Conti P.S., 1969, Ann. Rev. Astron. Ap., n^o7
- Warner P.R., 1974, M.N.R.A.S., 163, 337
- Warner P.R. y Dean C.A., 1970, P.A.S.P., 82, 904
- Weaver T.A., y Chapline G.F., 1974, Ap. J., 192, L57
- Weaver T.A., Woosley S.A. y Zimmerman G.B., 1978, Ap. J.,
225, 1021

Weideman V., 1977, Astr. Ap., 59, 441

Weller M.R., Furst M., Tombrello F.A., Burnett D.S., 1978,
Geochim. et Cosmochim. Acta, 421, 999

----- 1979,
Ap. J. Lett., 214, L39

Wielen R., 1974, "Highlight of Astronomy", p. 395, Ed. Con-
topoulos. Dordrecht-Reidel