

# ACRECIÓ DE MATÈRIA SOBRE NANES BLANQUES

per

*MARGARIDA HERNANZ I CARBÓ*

Departament de Física de la Terra i del Cosmos. Facultat de Física.  
Universitat de Barcelona,

Departament de Física. ETSEIB.  
Universitat Politècnica de Catalunya

i

Grup d'Astrofísica.  
Secció de Física. SCCFQM.

## SUMMARY

The long-term evolution of accreting carbon-oxygen white dwarfs in close binary systems is considered. The mass of the star is  $M = 1.3 M_{\odot}$  and the rate of accretion  $\dot{M} = 10^{-10} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ . The effects of solidification of the star's interior are studied by considering three different cases of chemical separation, associated with different cooling times. The results show that diverse outcomes are possible, ranging from total collapse for maximum separation to off-center ignition for partial chemical differentiation.

## 1. INTRODUCCIÓ

L'estudi de l'evolució d'estrelles nanes blanques en sistemes binaris compactes és d'una gran importància, ja que se'n dedueix l'explicació de múltiples fenòmens astrofísics que no poden ésser justificats a partir de l'evolució d'estrelles aïllades.

Com a fenòmens d'observació que poden ésser explicats mitjançant el model esmentat destaquem les explosions de noves i de supernoves de tipus I. Relacionat amb aquests últims objectes, hi ha l'estudi dels residus de les explosions de supernoves, d'entre els quals són especialment interessants les estrelles de neutrons, ja que l'acreció de matèria per una estrella d'aquest tipus permet d'explicar les fonts de radiació X, un altre fenomen observat d'una gran importància.

La formació de nanes blanques en sistemes dobles és perfectament factible i, fins i tot, pot ésser molt freqüent.<sup>1</sup> Un tipus de sistema doble compacte amb nana blanca que es troba sovint és aquell que conté com a estrella secundària una estrella de poca massa de la seqüència principal. En aquest cas, la fase durant la qual l'evolució de les dues estrelles és independent pot durar molt, (més de  $10^9$  anys) i, en conseqüència, la nana blanca té temps de refredar-se. Aquest aspecte influeix en l'estat en què es troba l'interior estel·lar. Si l'estrella és de carboni i oxigen, una certa fracció, que serà més o menys gran segons el temps de refredament i la massa total de la nana blanca, pot haver-se solidificat. El procés de solidificació té, com veurem, una gran importància en l'evolució posterior de l'estrella.

El diagrama de fases d'una barreja de  $^{12}\text{C}$  i  $^{16}\text{O}$  proposat per Stevenson<sup>2</sup> presenta una eutèctica pronunciada, és a dir, un mínim de temperatura, corresponent a una proporció  $^{12}\text{C}/^{16}\text{O} \approx 2$  en nombre. Segons això, el sòlid que primer cristal·litza a partir d'una barreja de  $^{12}\text{C}$  i  $^{16}\text{O}$ , amb iguals proporcions en massa, és el  $^{16}\text{O}$ , i, només quan la barreja fluida assoleix la composició eutèctica, començarà a solidificar-se el  $^{12}\text{C}$ . A més, els *flakes* d'oxigen i de carboni són, respectivament, més i menys densos que la barreja líquida i, per tant, tindran tendència a separar-se sota l'acció de l'intens camp gravitatori estel·lar. En conseqüència, si el temps de refredament és suficientment llarg, l'estrella serà un cos completament diferenciat, amb un nucli d'oxigen sòlid voltat de carboni en aquest mateix estat.<sup>3</sup> Si el temps de refredament no és prou gran, tindrem una estrella parcialment separada. En ambdós casos, el carboni queda lluny del centre, i aquest és l'aspecte decisiu en l'evolució posterior de la nana blanca, ja que permet de retardar la ignició del  $^{12}\text{C}$ , obtenir col·lapses parcials de la nana blanca i ejectar quantitats variables de matèria com a conseqüència de l'explosió d'una supernova de tipus I.<sup>4-8</sup>

Aquest treball consta de tres parts bàsiques: una primera de plantejament físic del problema, presentant les equacions que cal resoldre; una altra on hom explica el mètode de càlcul, i una última d'exposició dels resultats obtinguts.

## 2. PLANTEJAMENT FÍSIC

### 2.1. Aproximacions

La primera aproximació feta en l'estudi de l'evolució d'una nana blanca que capta massa és la de l'equilibri hidrostàtic. Aquesta aproximació és plenament vàlida, ja que, per a les condicions que tractem, el temps característic d'augment de la densitat central,  $\tau_\rho$ , és molt més gran que el temps característic hidrodinàmic,  $\tau_h$ . El primer temps característic pot ésser relacionat amb el temps característic d'acreció,  $\tau_{ac}$ , mitjançant la fórmula<sup>9</sup>

$$\tau_\rho = \tau_{ac} \left( \frac{10.08}{y_0^3} - 8.3 \times 10^{-4} \right) \frac{y_0}{3}, \quad (2.1)$$

amb

$$\tau_{ac} = \left( \frac{1}{M} \frac{dM}{dt} \right)^{-1}, \quad y_0 = (x_0^2 + 1)^{1/2}, \quad x_0 = \left( \frac{\rho_c}{B} \right)^{1/3}$$

on  $\rho_c$  és la densitat central en  $\text{g.cm}^{-3}$ ,  $B = 9.736 \times 10^5 \mu_e \text{ g.cm}^{-3}$  i  $\mu_e$  és el pes molecular mitjà per electró.  $M$  és la massa total de l'estrella, i  $dM/dt$  el ritme d'acreció.

Una altra aproximació és prescindir de les correccions a la pressió del gas d'electrons degudes a la interacció electrostàtica entre ells, i del fenomen de la convecció. Aquestes dues aproximacions queden justificades per les condicions de densitat, temperatura i composició química que ens interessen.

### 2.2. Equacions que cal resoldre

Les condicions d'equilibri hidrostàtic, en el cas de simetria esfèrica, i la de conservació de la massa han estat considerades amb la massa com a variable independent:

$$\frac{dx}{dM_r} = - \frac{G}{32 \pi A} \frac{(x^2 + 1)^{1/2}}{x^4} \frac{M_r}{r^4} \quad (2.2)$$

$$\frac{dr}{dM_r} = \frac{1}{4 \pi B} \frac{1}{x^3} \frac{1}{r^2} \quad (2.3)$$

amb  $x = p_F/mc$ , ( $p_F$  és el moment de Fermi,  $m$  la massa de l'electró i  $c$  la velocitat de la llum),  $r$  la distància al centre de l'estrella i  $M_r$  la massa interior a una capa de radi  $r$ .

Pel que fa a la conservació de l'energia, la calor absorbida en un interval de temps  $\Delta t$  per la unitat de massa és:

$$\Delta Q = \Delta u + P \Delta V, \quad (2.4)$$

on  $P$  és la pressió total,  $\Delta u$  és l'increment corresponent de l'energia interna específica i  $\Delta V$  el del volum específic. Tenint en compte els fenòmens que contribueixen al terme de la calor absorbida, podem escriure:

$$\Delta Q = (\epsilon_{\text{nuc}} - \epsilon_\nu + \dot{Q}_{\text{ce,ent}} - \dot{Q}_{\text{ce,surt}}) \Delta t, \quad (2.5)$$

on  $\epsilon_{\text{nuc}}$  representa l'energia alliberada a causa de les reaccions nuclears,  $\epsilon_\nu$  la perduda pel flux de neutrins,  $\dot{Q}_{\text{ce,ent}}$  i  $\dot{Q}_{\text{ce,surt}}$  la transportada, mitjançant la conducció dels electrons, endins i enfora de la zona on és situada la unitat de massa (totes elles per unitat de massa i de temps). Finalment quedarà:

$$\begin{aligned} & (\epsilon_{\text{nuc}} - \epsilon_\nu + \dot{Q}_{\text{ce,ent}} - \dot{Q}_{\text{ce,surt}}) \Delta t = \\ & = \left[ P + \left( \frac{\partial u}{\partial V} \right)_T \right] \Delta V + \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_V \Delta T, \end{aligned} \quad (2.6)$$

on  $\Delta T$  representa l'increment de temperatura de la zona massica corresponent durant el temps  $\Delta t$ .

La principal contribució a la pressió del gas estel·lar és la dels electrons degenerats. En calcular, però, el terme

$$P + \left( \frac{\partial u}{\partial V} \right)_T,$$

el terme de la pressió del gas d'electrons degenerat és compensat i les altres contribucions a la pressió (primera correcció al cas completament degenerat i pressió dels ions) tenen importància.

### 3. MÈTODE DE RESOLUCIÓ

#### 3.1. Desacoblament entre mecànica i termodinàmica

La determinació de l'evolució d'una nana blanca que experimenta un procés d'acreció de matèria, requereix la resolució de les equacions



d'equilibri hidrostàtic i de conservació de la massa, (2.2) i (2.3), juntament amb l'equació de conservació de l'energia (2.6), per a valors creixents de la massa total de l'estrella, corresponents a instants successius de temps.

Per a estudiar l'evolució de l'estrella, hem de tenir en compte que el pas del temps influeix en dos aspectes fonamentals. En primer lloc, la nana blanca augmenta de massa a causa del procés d'acreció de matèria; això fa que la seva densitat central creixi, que el seu radi disminueixi i que la densitat i el radi de cada capa variïn. Aquesta variació influirà, evidentment, en totes les magnituds que depenen de la densitat i del radi de cada zona de l'estrella. Paral·lelament, el pas del temps farà que hi hagi una certa quantitat d'energia produïda a causa de les reaccions nuclears, perduda pels neutrins i transportada per conducció. L'evolució temporal és afectada, doncs, per l'evolució mecànica i pel balanç energètic associat al pas del temps.

La determinació del model mecànic suposa d'integrar les dues equacions diferencials (2.2) i (2.3) per a la nova massa total

$$M_t = M_t^{\text{inicial}} + \dot{M} \Delta t, \quad (3.1)$$

amb  $\dot{M}$  el ritme d'acreció. Pel que fa a la determinació de l'estructura tèrmica, hom la troba a partir del càlcul de l'increment de temperatura  $\Delta T$  que apareix a l'equació (2.6).

El fet que l'interior estel·lar estigui completament degenerat, ens permet de considerar que l'evolució mecànica no depèn de la tèrmica (vegeu equacions (2.2) i (2.3)), però no a l'inrevés. De tota manera, ja veurem més endavant que hom pot aplicar alguna correcció a aquest mètode desacoblat.

### 3.2. Divisió de l'estrella en capes

L'estructuració de l'estrella en capes esfèriques té com a conseqüència la seva divisió en zones. Com a capa representativa de cada zona podem prendre, per exemple, la que divideix la zona en dues d'igual massa (intercapa). El fet de distingir entre capes i intercapes és important, ja que veurem que és possible la determinació de la temperatura a cada intercapa si hom coneix la densitat i el radi de les capes corresponents. Les intercapes les designarem amb índexs imparells i les capes amb parells.

La forma de les equacions diferencials (2.2) i (2.3) serà la mateixa, però amb  $M_r$  limitada de la manera següent:

$$M_i \leq M_r \leq M_{i+2}, \quad i = 2, 4, 6, \dots, m-2. \quad (3.2)$$

L'índex  $m$  ha d'ésser parell i indica l'última capa (la superfície de l'estrella la prenem com la intercapa  $m + 1$ ).

Pel que fa a l'equació de conservació de l'energia,

$$\Delta Q_i = M'_i \left\{ (C_{v,i} + C_{v,e})_i \Delta T_i + \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial V} \right)_{T,i} + P_i \right] \Delta V_i \right\},$$

$$i = 1, 3, 5, \dots, m + 1, \quad (3.3)$$

on  $\Delta Q_i$  és la calor neta absorbida en l'interval de temps  $\Delta t$  per la massa  $M'_i$  ( $M'_i = M_{i+1} - M_{i-1}$ ),  $C_{v,i}$  i  $C_{v,e}$  són les calors específiques a volum constant dels ions i dels electrons. Recordant (2.5), ens queda:

$$\Delta Q_i = [(\epsilon_{nuc,i} - \epsilon_{\nu,i}) M'_i + F_{ce,i-1} A_{i-1} - F_{ce,i+1} A_{i+1}] \Delta t, \quad (3.4)$$

on  $F_{ce,i-1}$  i  $F_{ce,i+1}$  són els fluxos conductius a través de les capes inferior i superior, respectivament, i  $A_{i-1}$  i  $A_{i+1}$  les àrees de les esmentades capes. El flux conductiu té la següent expressió:

$$F_{ce,j} = - \frac{acA_j}{3K_{c,j} M'_j} (T_{j+1}^4 - T_{j-1}^4), \quad (3.5)$$

on  $K_c$  és l'opacitat conductiva.

Veiem, doncs, que  $\Delta Q_i$  depèn de tres temperatures: la de la intercapa  $i$ , la de la intercapa inferior  $i-2$  i la de la superior  $i+2$  (vegeu figura 1).

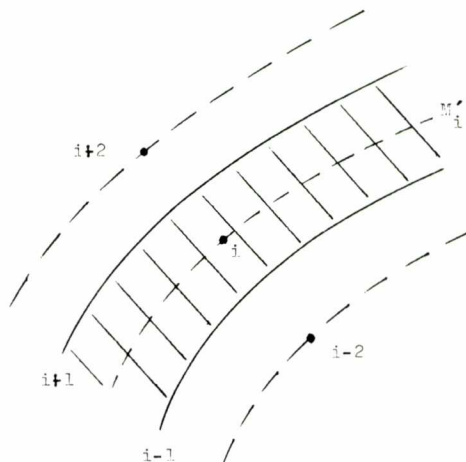


Fig. 1. Capes i intercapes corresponents a una zona massissa.

3.3. Integració de les equacions mecàniques

La integració de les equacions mecàniques no pot començar al centre de l'estrella, ja que ens trobem amb zeros que divideixen les equacions (2.2) i (2.3). Aquest problema és solucionat mitjançant un desenvolupament en sèrie de Taylor al voltant del centre, que ens permet de trobar  $x$  i  $r$  per a una certa massa  $M_c$ , corresponent a una bola central. Un cop conegudes les condicions inicials per a la integració dins el primer interval de massa ( $M_2 \leq M_r \leq M_4$ ), podem procedir a la determinació de les variables  $x$  i  $r$  per a la resta d'intervals, mitjançant l'aplicació del mètode de Runge-Kutta.

3.4. Resolució de l'equació de conservació de l'energia. Mètode implícit

L'equació de conservació de l'energia per a una zona de massa  $M_i$ , que tingui com a capa representativa la  $i$ , pot ésser escrita de la manera següent:<sup>10</sup>

$$\Delta Q_i^{n+0.5} = M_i' \left\{ (C_{v,e} + C_{v,i})_i^{n+0.5} \Delta T_i^{n+0.5} + \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial V} \right)_T + P \right]_i^{n+0.5} \Delta V_i^{n+0.5} \right\}, \quad (3.6)$$

on  $\Delta Q_i^{n+0.5}$  representa la calor neta guanyada pel "punt màssic"  $i$ , entre els temps  $n$  i  $n + 1$ , i  $\Delta T_i^{n+0.5}$  i  $\Delta V_i^{n+0.5}$  els increments de temperatura i de volum específic de la intercapa  $i$ , en el mateix interval de temps. Els superíndex  $n + 0.5$  de la resta de variables signifiquen que aquestes quantitats les considerem a l'instant  $n + 0.5$ , intermedi entre  $n$  i  $n + 1$ . Si afegim els superíndexs corresponents a l'equació (3.4) i la igulem amb (3.6), ens quedarà:

$$\left[ (\epsilon_{nuc,i}^{n+0.5} - \epsilon_{\nu,i}^{n+0.5}) M_i + F_{ce,i-1}^{n+0.5} A_{i-1}^n - F_{ce,i+1}^{n+0.5} A_{i+1}^n \right] \Delta t = M_i' \left\{ (C_{v,e} + C_{v,i})_i^{n+0.5} \Delta T_i^{n+0.5} + \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial V} \right)_T + P \right]_i^{n+0.5} \Delta V_i^{n+0.5} \right\} \quad (3.7)$$

La determinació de les variables a l'instant intermedi és feta mitjançant un desenvolupament en sèrie. Com a exemple:

$$F_{ce,i}^{n+0.5} = F_{ce,i}^n + \left( \frac{\partial F_{ce,i}}{\partial T_{i-1}} \right)^n \frac{\Delta T_{i-1}^{n+0.5}}{2} + \left( \frac{\partial F_{ce,i}}{\partial T_{i+1}} \right)^n \frac{\Delta T_{i+1}^{n+0.5}}{2} \quad (3.8)$$

En el cas de  $\epsilon_{nuc}$  i  $\epsilon_\nu$ , però, hom fa una extrapolació a partir dels valors corresponents als dos models anteriors, ja que la determinació numèrica de les derivades allargaria molt el càlcul.

A l'equació (3.7) hom pot separar quatre tipus de termes: els que multipliquen  $\Delta T_{i-2}^{n+0.5}$ ,  $\Delta T_i^{n+0.5}$ ,  $\Delta T_{i+2}^{n+0.5}$ , i el terme independent. En resum, l'equació de conservació de l'energia queda reduïda a la relació de recurrència següent:

$$\Delta T_i^{n+0.5} = c_i^{n+0.5} \Delta T_{i+2}^{n+0.5} + d_i^{n+0.5}, \quad (3.9)$$

amb  $c_i^{n+0.5}$  dependent de  $c_{i-2}^{n+0.5}$  i  $d_i^{n+0.5}$  de  $c_{i-2}^{n+0.5}$  i  $d_{i-2}^{n+0.5}$ .

Una manera de resoldre aquest problema consisteix a calcular, en primer lloc, tots els coeficients  $c_i^{n+0.5}$  i  $d_i^{n+0.5}$ , anant des del centre de l'estrella fins a la superfície.<sup>11</sup> Un cop coneguts tots aquests coeficients, podrem trobar tots els  $\Delta T_i^{n+0.5}$ , començant a la superfície de l'estrella. Només cal una condició de contorn a la superfície; hom pren

$$\Delta T_{m+1}^{n+0.5} = 0. \quad (3.10)$$

Aquesta condició és vàlida en els casos que ens interessin. Pel que fa al balanç energètic a la superfície de l'estrella, el flux conductiu de calor es relaciona amb la lluminositat:

$$F_{ce,m}^{n+0.5} A_m^n = L, \quad (3.11)$$

on  $L$  és la lluminositat de Schwarzschild. És a dir:<sup>12</sup>

$$L = 5.7 \times 10^4 \frac{\mu}{\mu_e^2} \frac{(t/\bar{g})}{Z(1+X)} \frac{M}{M_\odot} T_{tr}^{3.5}, \quad (3.12)$$

on  $\mu$  és el pes molecular mitjà del material superficial,  $\mu_e$  el seu pes molecular mitjà per electró,  $t$  l'anomenat factor de "guillotina",  $\bar{g}$  el factor



de Gaunt mitjà,  $Z$  la fracció en massa dels metalls,  $X$  la fracció en massa de l'hidrogen,  $M/M_{\odot}$  la massa de l'estrella en masses solars i  $T_{tr}$  la temperatura de la zona de transició entre matèria degenerada i no degenerada, ( $T_{tr}^n = T_m^n$ ). Com que el model inicial és isoterm, la seva temperatura de transició és determinada. En els models següents, la temperatura de la capa  $m$ ,  $T_m^n$ , és calculada a partir de les temperatures de les dues intercapas anteriors, suposant que el gradient de temperatura no ha variat:

$$T_m^{(n)} = T_{m-1}^{(n-1)} + \frac{T_{m-1}^{(n-1)} - T_{m-3}^{(n-1)}}{r_{m-1}^{(n)} - r_{m-3}^{(n)}} (r_m^{(n)} - r_{m-1}^{(n)}) \quad (3.13)$$

El mètode emprat per a trobar l'increment de temperatura a cada intercapa és un mètode implícit, ja que les magnituds com el flux conductiu i la pressió a l'instant  $n + 0.5$ , per exemple, no són calculades mai directament, malgrat d'ésser usades en el càlcul.

#### 4. CASOS ESTUDIATS

##### 4.1. Paràmetres físics dels models. Justificació

L'estrella que prenem com a model inicial és una nana blanca de massa propera a la de Chandrasekhar, composta de carboni i oxigen amb la mateixa proporció en massa (50% de  $^{12}\text{C}$  i 50% de  $^{16}\text{O}$ ), i isoterma. Estudiem tres casos diferents de distribució del carboni i l'oxigen dins l'estrella: el cas en què estan completament barrejats a tota l'estrella, el cas en què hi ha separació parcial i el cas en què la separació és completa. Les composicions químiques corresponents són:

– Cas A: barreja completa:

$$\left. \begin{array}{l} X_{\text{O}} = 0.5 \\ X_{\text{C}} = 0.5 \end{array} \right\} \quad (0 < M_r \leq M_t)$$

– Cas B: separació parcial (cas eutèctic):

$$\left. \begin{array}{l} X_{\text{O}} = 1 \\ X_{\text{C}} = 0 \end{array} \right\} \quad (0 < M_r \leq 0.17 M_t)$$

$$\left. \begin{array}{l} X_O = 0.4 \\ X_C = 0.6 \end{array} \right\} \quad (0.17 M_t < M_r \leq M_t)$$

– Cas C: separació completa:

$$\left. \begin{array}{l} X_O = 1 \\ X_C = 0 \end{array} \right\} \quad (0 < M_r \leq 0.5 M_t)$$

$$\left. \begin{array}{l} X_O = 0 \\ X_C = 1 \end{array} \right\} \quad (0.5 M_t < M_r \leq M_t)$$

Les variables  $X_O$  i  $X_C$  designen la fracció en massa de l'oxigen i el carboni respectivament.

El cas A correspon a l'estadi d'evolució de la nana blanca en què l'oxigen i el carboni encara estan completament barrejats. El cas B, en canvi, respon al fet que, a causa del refredament de la barreja  $^{12}\text{C} - ^{16}\text{O}$ , l'oxigen comença a solidificar-se en el centre, ja que la seva proporció inicial en la barreja és major que la corresponent al punt eutèctic. En particular, la composició de la zona líquida que envolta el nucli d'oxigen pur sòlid és d'un 40% d'oxigen i un 60% de carboni, que són les proporcions en massa corresponents al punt eutèctic del diagrama de fases. La massa del nucli d'oxigen sòlid és 0.17 vegades la massa total. Finalment, per al cas C l'oxigen i el carboni ja estan completament separats i ambdós són sòlids.

En el moment d'iniciar-se el procés d'acreció de matèria, l'estrella pot trobar-se en algun dels tres casos esmentats o en algun d'intermedi entre ells, dependent del temps de refredament. Les temperatures corresponents a cada cas, així com altres característiques dels models inicials, les podem trobar a la taula I.

L'etapa evolutiva que estudiem té com a punt final el moment en què la densitat central de l'estrella assoleix el valor  $1.92 \times 10^{10} \text{ g.cm}^{-3}$ , que és la corresponent a l'inici de les captures electròniques sobre l'oxigen<sup>-16</sup>.

Pel que fa al ritme d'acreció, hem escollit el de  $10^{-10} M_\odot$  per any, que és un ritme intermedi entre  $10^{-6} M_\odot/\text{a}$ , corresponent al límit d'Eddington, i  $10^{-12} M_\odot/\text{a}$ , ritme per al qual el temps característic d'acreció és de l'ordre del temps de Hubble. Aquest ritme es pot produir quan les dues components d'un sistema binari compacte com el que tractem s'apropen a causa de l'emissió d'ones gravitatòries.<sup>13,14</sup>

TAULA I

Característiques dels models inicials

Paràmetre	CAS		
	A	B	C
$M^{(0)}$ ( $M_{\odot}$ )	1.3	1.3	1.3
$\rho_c^{(0)}$ ( $\text{g.cm}^{-3}$ )	$3.8 \times 10^8$	$3.8 \times 10^8$	$3.8 \times 10^8$
$T_c^{(0)}$ (K)	$1.4 \times 10^7$	$8.7 \times 10^6$	$7.6 \times 10^6$
$M_{\text{Ox}}/M^{(0)}$	0.00	0.17	0.50

L'interval de temps que separa dos models el prenem de manera que l'increment relatiu de la temperatura de cada capa estel·lar sigui menor d'un 1%.

Finalment, cal assenyalar que l'estrella ha estat dividida en 100 capes de masses fixades a priori. Les zones centrals tenen més massa que les externes, ja que en el centre les variacions de magnituds com la densitat, per exemple, són menys accentuades.

#### 4.2. Anàlisi dels resultats

Un primer aspecte d'interès és l'estructura mecànica. La variació de la densitat en funció de la massa per a tres instants successius de temps, ens indica que la densitat és molt uniforme al centre de l'estrella i que decreix ràpidament cap enfora (figura 2). Les densitats centrals dels tres models 1, 2 i 3 són  $\rho_c^1 = 3.8 \times 10^8 \text{ g.cm}^{-3}$ , ( $t = 0$ , model inicial),  $\rho_c^2 = 3.8 \times 10^9 \text{ g.cm}^{-3}$ , ( $t = 3.38 \times 10^{16} \text{ s} = 1.07 \times 10^9 \text{ a}$ ) i  $\rho_c^3 = 1.92 \times 10^{10} \text{ g.cm}^{-3}$ , ( $t = 4.21 \times 10^{16} \text{ s} = 1.33 \times 10^9 \text{ a}$ ).

L'estructura tèrmica de l'estrella depèn de la distribució del carboni i de l'oxigen al seu interior. És per això que analitzarem un a un els tres casos estudiats.

##### 4.2.1. Cas A: barreja completa

Un primer punt que interessa és l'evolució del centre de l'estrella. Amb aquesta finalitat ens serà útil la representació  $\log \rho_c - \log T_c$ , on cada punt es refereixi a un instant de temps, (vegeu figura 3). A la

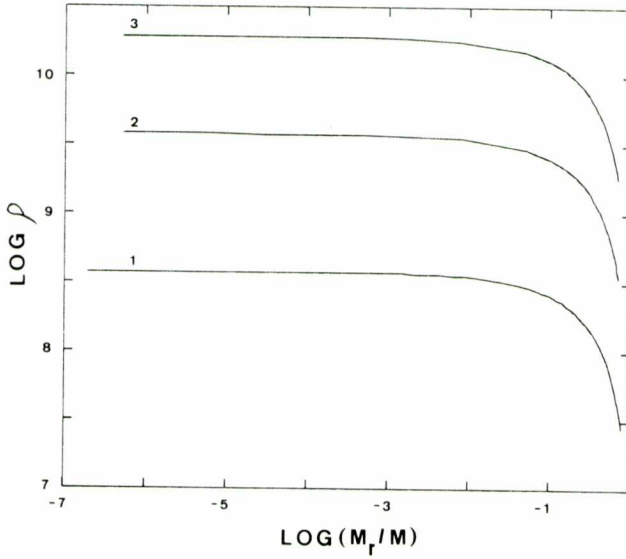


Fig. 2. Evolució temporal de la distribució de densitat d'una estrella de massa total inicial  $M = 1.3 M_{\odot}$ , sotmesa a accreió de matèria amb un ritme  $\dot{M} = 10^{-10} M_{\odot}/a$ . Les corbes corresponen als temps  $t_1 = 0$  (model inicial),  $t_2 = 3.38 \times 10^{16}$  s ( $1.07 \times 10^9$  a) i  $t_3 = 4.21 \times 10^{16}$  s ( $1.33 \times 10^9$  a).

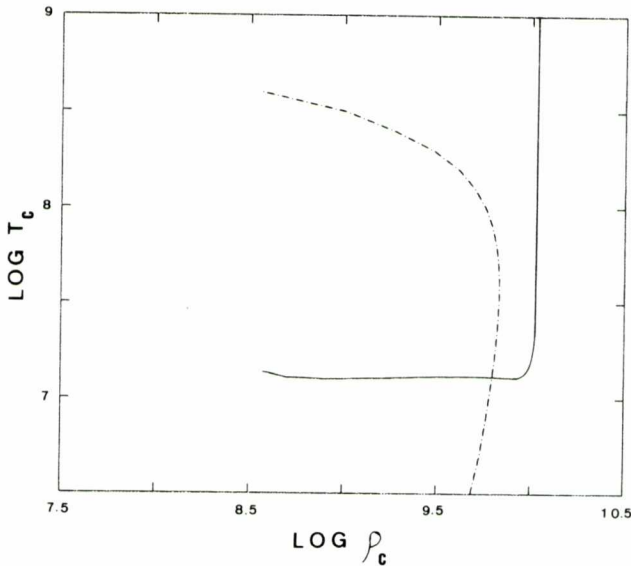


Fig. 3. Evolució densitat-temperatura del centre de l'estrella en el cas barrejat (cas A). La corba amb punts i ratlles és la corba d'estabilitat tèrmica del  $^{12}\text{C}$ .



gràfica ha estat representada també la corba d'estabilitat tèrmica del carboni - 12. Aquesta corba és constituïda pel conjunt de punts per als quals el ritme de producció d'energia per reaccions nuclears  $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$  s'igualava amb el de producció de neutrins. Només hem representat la corba corresponent al carboni - 12, ja que la de l'oxigen surt fora de l'escala (queda a la zona de densitats molt altes, per a les temperatures que tractem). Quan l'evolució és per davall de la corba d'estabilitat tèrmica del  $^{12}\text{C}$ , hi ha refredament; en canvi, si l'evolució és per damunt, es produirà escalfament. Cal remarcar que aquests escalfament i refredament són els que es produirien si només hi hagués les reaccions nuclears i els neutrins com a fonts de guany i pèrdua d'energia. Ara bé, l'evolució tèrmica real de l'estrella depèn també de la calor de compressió, deguda a l'acreció, i del flux de calor existent per conducció quan hi ha un gradient de temperatura.

Una altra corba d'interès en el diagrama  $\log \rho_c - \log T_c$  és la corba d'ignició explosiva (també n'hi ha una per al  $^{12}\text{C}$  i una altra per al  $^{16}\text{O}$ ). Els punts d'aquestes corbes representen combinacions de  $\rho$  i  $T$  per a les quals els temps característics nuclear i hidrodinàmic s'igualen. Aquestes corbes queden per damunt de la zona del diagrama on es produeix l'evolució que estudiem.

L'observació de la figura 3 ens permet d'afirmar que el centre de l'estrella es manté pràcticament isoterm, fins que es produeix la combustió del carboni en condicions degenerades amb l'allau tèrmica consegüent: la temperatura augmenta molt violentament pel fet que, en ser la matèria degenerada, la pressió no depèn quasi de la temperatura i no s'origina el mecanisme d'expansió necessari per a contrarestar l'escalfament. La quasi constància inicial de la temperatura s'explica a partir del balanç energètic. Les reaccions nuclears no tenen importància fins que hom no travessa la corba d'estabilitat tèrmica, i el refredament per neutrins i per conducció compensa l'escalfament per compressió, que no és molt accentuat perquè el ritme d'acreció és baix. El petit refredament inicial (comparat amb el petit escalfament inicial que observarem en els casos B i C) ve del fet que la pèrdua inicial d'energia per lluminositat de Schwarzschild és major en el cas A que en els casos B i C, perquè la temperatura del model inicial isoterm és major en el cas A.

El càlcul ha estat dut a terme fins que la temperatura central ha assolit el valor de  $10^9$  K, amb una densitat corresponent de  $1.08 \times 10^{10}$  g.cm $^{-3}$ . El temps que separa el model inicial del final és  $4.00 \times 10^{16}$  s ( $1.268 \times 10^9$  a) i la massa captada  $2.54 \times 10^{32}$  g, ( $0.127 M_\odot$ ). No ha estat continuat el càlcul perquè els passos de temps requerits eren tan petits (de l'ordre de  $10^{-13}$  s) que no es produïa cap canvi en l'estructura mecànica. D'altra banda, el nostre mètode de càlcul no està preparat per

a seguir l'evolució hidrodinàmica, mentre que hom preveu que la línia d'evolució del centre travessarà la corba d'ignició explosiva del  $^{12}\text{C}$  i, per tant, la combustió es produirà en règim explosiu.

Per veure com influeix aquest gran increment de la temperatura central en la resta de l'estrella, presentem un diagrama  $\log \rho - \log T$  on és representada la seva estructura global per a tres moments diferents de la seva evolució (figura 4). Com podem observar, l'estrella es manté pràcticament isoterma fins que es produeix l'augment de la temperatura central. Llavors, la temperatura de les capes properes al centre també creix, ja que també s'hi produeix la combustió del carboni.

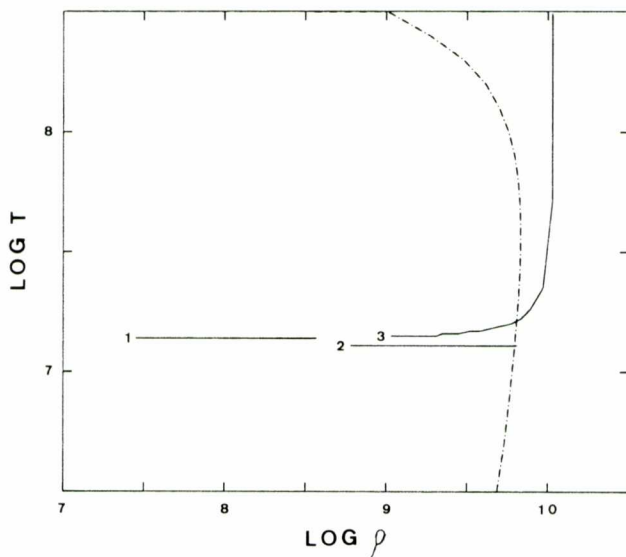


Fig. 4. Perfils densitat-temperatura en el cas barrejat (cas A), per a successius instants de temps:  $t_1 = 0$  (model inicial),  $t_2 = 3.74 \times 10^{16}$  s ( $1.86 \times 10^9$  a) i  $t_3 = 4.00 \times 10^{16}$  s ( $1.268 \times 10^9$  a).

#### 4.2.2. Cas B: separació parcial

En aquest cas, és molt important el seguiment de l'evolució de la primera capa de  $^{12}\text{C}$ , ja que, en ésser molt a prop del centre, la seva densitat és prou alta perquè s'iniciïn les reaccions  $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$  en règim picnuclear amb un ritme molt alt. Aquest fet, afegit a la degeneració de la matèria estel·lar, fa que es produeixi una allau tèrmica (vegeu

figura 5), com passava en el centre per al cas anterior. La densitat central corresponent en aquest últim model és  $\rho_c = 1.78 \times 10^{10} \text{ g.cm}^{-3}$ , i la de la primera capa de carboni és  $\rho_{12\text{C}} = 1.05 \times 10^{10} \text{ g.cm}^{-3}$ . El temps transcorregut és de  $4.19 \times 10^{16} \text{ s}$  ( $1.329 \times 10^9 \text{ a}$ ) i la massa captada de  $2.66 \times 10^{32} \text{ g}$  ( $0.133 M_\odot$ ).

És interessant de comparar la corba evolutiva del centre (figura 5) amb la del cas A (figura 3). Com ja havíem dit, hom observa un petit escalfament inicial seguit d'una situació quasi isoterma. Per a ritmes d'acreció majors, l'escalfament seria més gran, i per a ritmes menors hi hauria refredament.<sup>15</sup> Pel que fa a la temperatura central quan es produeix la ignició fora de centre del  $^{12}\text{C}$ , val  $3.16 \times 10^7 \text{ K}$ . També hom pot veure a la figura 5 que l'escalfor produïda per la ignició del carboni es transmet al centre.

L'estructura global de l'estrella per a diversos instants de temps es veu reflectida a la figura 6. Hom hi observa clarament que la ignició del  $^{12}\text{C}$  afecta les capes properes, tot establint-se un gradient de temperatura accentuat entre l'esmentada capa i el centre i, també, respecte a la zona externa més uniforme.

En resum, en el cas de separació parcial hom obté una ignició fora de centre del carboni, que pot explicar el fenomen de supernova de tipus I simultani a la formació d'una estrella de neutrons (provenint aquesta del col·lapse del nucli d'oxigen).

#### 4.2.3. Cas C: separació total

Les evolucions del centre i de la primera capa de carboni són representades a la figura 7. El perfil és similar al de la figura 5, corresponent al cas eutèctic (cas B). Hi ha, però, una diferència bàsica: en el cas de separació total no es produeix la ignició del carboni i, en conseqüència, no hi ha escalfament final del centre ni de la primera capa de carboni. La temperatura central final corresponent a la densitat  $\rho_c = 1.92 \times 10^{10} \text{ g.cm}^{-3}$  val  $1.29 \times 10^7 \text{ K}$ . El temps transcorregut es de  $4.21 \times 10^{16} \text{ s}$  ( $1.335 \times 10^9 \text{ a}$ ) i la massa captada de  $2.67 \times 10^{32} \text{ g}$  ( $0.134 M_\odot$ ).

Pel que fa a l'estructura global de l'estrella, és representada a la figura 8. Com que no es produeix la ignició del carboni, l'estrella no deixa d'ésser isoterma i, a més, no canvia quasi de temperatura.

L'estudi de l'evolució posterior de l'estrella requereix la inclusió de les captures electròniques, cosa que no ha estat feta en aquest treball. Altres càlculs portats a terme,<sup>15,16</sup> però, demostren que el resultat més probable és el col·lapse de la nana blanca per a formar una estrella de neutrons.

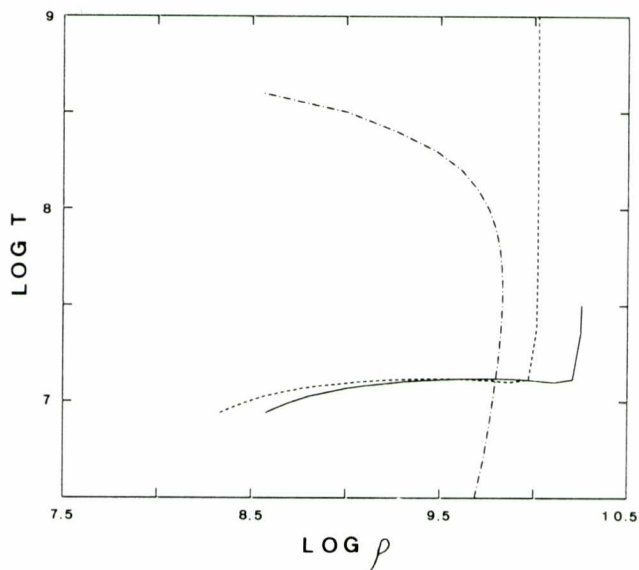


Fig. 5. Evolució densitat-temperatura del centre (corba contínua) i de la primera capa de  $^{12}\text{C}$  (corba discontinúua) per al cas eutèctic (cas B).

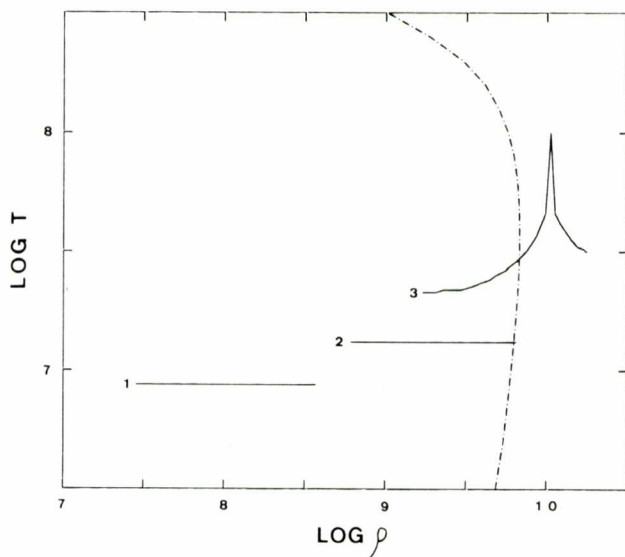


Fig. 6. Com a la figura 4, però per al cas eutèctic (cas B) i amb  $t_3 = 4.19 \times 10^{16}$  s ( $1.329 \times 10^9$  a).



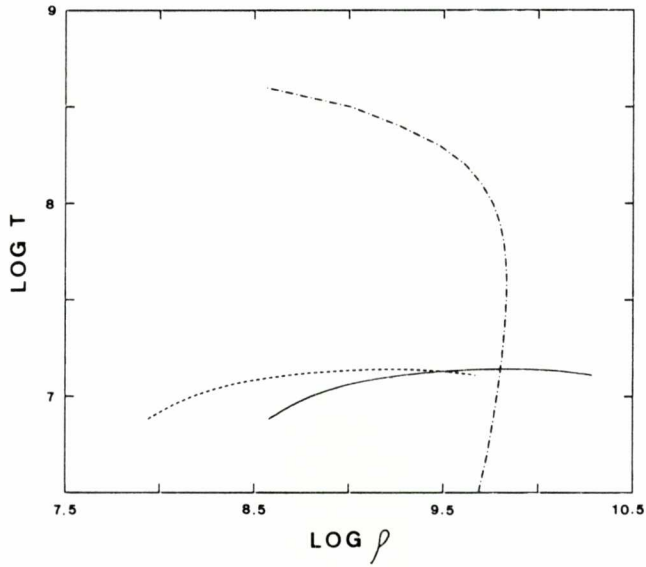


Fig. 7. Com a la figura 5, però per al cas separat (cas C).

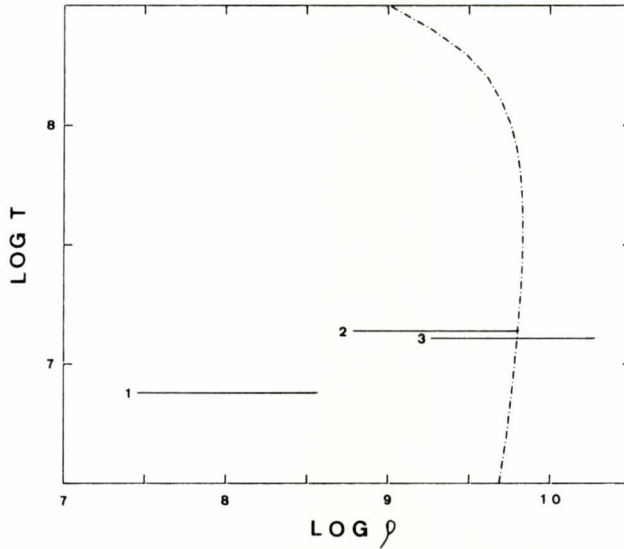


Fig. 8. Com a la figura 4, però per al cas separat (cas C) i amb  $t_3 = 4.21 \times 10^{16}$  s ( $1.335 \times 10^9$  a).

## 5. CONCLUSIONS

El desenvolupament i l'aplicació d'un mètode implícit de càlcul a l'estudi de l'evolució d'una nana blanca, han permès d'estudiar el comportament mecànic i tèrmic d'una estrella d'aquest tipus sotmesa a un procés d'acreció de matèria en un sistema doble compacte. Els resultats obtinguts demostren la importància dels efectes de la solidificació de la barreja  $^{12}\text{C} - ^{16}\text{O}$  com a conseqüència del refredament de l'estrella, durant la fase en què les dues components del sistema binari no interactuen. En el cas que l'estrella no s'hagi refredat prou i el carboni i l'oxigen estiguin completament barrejats, hom obté una ignició central del  $^{12}\text{C}$ . Si el temps de refredament és superior i ja s'ha produït una separació parcial, la ignició del  $^{12}\text{C}$  es produeix fora del centre. Finalment, si la separació és total, no es produeix ignició del  $^{12}\text{C}$  abans de l'inici de les captures sobre el  $^{16}\text{O}$  en el centre. Aquests resultats poden explicar fenòmens tan importants com les supernoves de tipus I i les estrelles de neutrons, i permeten d'entreveure una relació entre les diferents classes de SN i les diferents dimensions del nucli d'oxigen sòlid de la nana blanca.

## BIBLIOGRAFIA

1. R. F. WEBBINK, Proc. IAU Colloq. núm. 53, 426. University of Rochester (1979).
2. D. J. STEVENSON, J. de Phys. Suppl. núm. 3, 41, C2-61 (1980).
3. R. MOCHKOVITCH, Astron. & Ap. 122, 212 (1983).
4. R. CANAL i J. ISERN, Proc. IAU Colloq. núm. 53, 52. University of Rochester (1979).
5. R. CANAL, J. ISERN i J. LABAY, Ap. J. 241, L 33 (1980).
6. R. CANAL, J. ISERN i J. LABAY, Nature, 296, 225 (1982).
7. R. CANAL, J. ISERN i J. LABAY, Supernovae: A Survey of Current Research, ed. M. J. Rees and R. Stoneham (Dordrecht: Reidel), 215 (1982).
8. J. ISERN, J. LABAY i R. CANAL, Nature, 309, 431 (1984).
9. R. CANAL i E. SCHATZMAN, Astron. & Ap. 46, 229 (1976).
10. A. N. COX, R. R. BROWNEE i D. D. EILERS, Ap. J. 144, 1024 (1966).
11. R. D. RICHTMYER. Difference Methods for Initial-Value Problems. Interscience. Nova York (1957).
12. M. SCHWARZSCHILD. Structure and evolution of the stars. Dover Publications. Nova York (1965).
13. B. PACZYŃSKI i R. SIENKIEWICZ. Ap. J. 248, L 27 (1981).
14. S. RAPPAPORT, P. C. JOSS i R. F. WEBBINK. Ap. J. 254, 616 (1982).
15. J. ISERN, J. LABAY, M. HERNANZ i R. CANAL. Ap. J. 273, 320 (1983).
16. E. BRAVO, R. CANAL, J. ISERN i J. LABAY. Astron. & Ap. 124, 39 (1983).