

CBPF-MO-003/82

TEMÁTICOS DE ASTROFÍSICA

NUCLEAR

K.C.Chung

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CBPF/CNPq  
Rua Xavier Sigaud, 150  
22290 - Rio de Janeiro , RJ - Brasil

TÓPICOS DE  
ASTROFÍSICA NUCLEAR

*K.C. Chung*

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

I. INTRODUÇÃO

Astrofísica Nuclear é um campo de pesquisa bastante vasto. Ela abrange desde a evolução estelar até a evolução química das galáxias, passando por tópicos, em si mesmos já extensos, tais como a núcleo-síntese, colapso estelar, núcleo-cosmocronologia, propriedades da matéria estelar, etc. Além disso, ela estuda tanto processos fundamentais (seções de choque de reações relevantes para o cálculo da opacidade estelar) quanto quantidades complexas (equações de estado, massas de núcleos bem afastados da linha de estabilidade beta, etc.)

Não temos pretensão, nestas poucas linhas, de tocar em todos os tópicos importantes da Astrofísica Nuclear<sup>1</sup>. Limitamo-nos, tão-somente, a escolher alguns que, em nossa opinião, melhor traduzem a simbiose entre Astrofísica e a Física Nuclear. Portanto, os pontos que vamos abordar a seguir refletem uma visão, uma ótica bastante pessoal.

O esquema desta apresentação está centrado sobre quatro dados observacionais, dos poucos disponíveis em Astrofísica Nuclear. Começa com uma sistemática observada em aglomerados de estrelas, envolvendo duas propriedades estelares de grande significado físico: a luminosidade (número de fótons por segundo) e a

temperatura na superfície estelar (temperatura efetiva). O estudo e entendimento dessa sistemática conduz à discussão da teoria de evolução estelar, o que é feito na Seção II. O 2º dado refere-se à abundância relativa dos elementos do sistema solar. Isto está estreitamente relacionado com a núcleo-síntese e é abordado na Seção III. Como 3º dado observacional, mostramos os pulsos emitidos por objetos identificados como estrelas de nêutron girantes (pulsares), o que nos leva naturalmente à consideração de estrelas nos últimos estágios de evolução. Tais estágios representam fases extremamente exuberantes em termos de física. Afinal, é justamente aí que se realizam as condições extremas de densidade e temperatura. Literalmente, as estrelas, durante as últimas fases de sua vida ativa, constituem autênticos laboratórios cósmicos, sem concorrentes à altura (em termos de laboratórios terrestres), mesmo diante dos possantes aceleradores já em funcionamento. Últimos estágios da evolução são discutidos na Seção IV. Finalmente, "last but not least", apresentamos o resultado experimental do famoso "problema do neutrino solar". O confronto desse resultado com o valor teórico desperta novas questões e pode por em xeque a própria teoria da evolução estelar. Estes e outros problemas são analisados na Seção V. A conclusão e comentários finais estão na Seção VI.

Antes de começar a falar sobre os tópicos acima, julgamos de conveniência lembrar que, em Astrofísica Nuclear, como de resto em Astrofísica, se adota a seguinte hipótese de trabalho: as leis da Física, tais como as conhecemos em laboratório, tem sua validade extrapolada para o mundo cósmico. Tal hipótese, embora inevitável, não é porém trivial. Para se convencer disto, citamos apenas dois exemplos. a) É bem sabido que, em la

boratório, um gás tende a ocupar todo o volume do recipiente. Contudo, quando o recipiente assume dimensões cósmicas, isso já não ocorre. Ao contrário, o que se observa é a condensação do gás, quando a energia de ligação gravitacional exceder à energia térmica do gás; b) A 2ª lei da Termodinâmica é essencialmente uma lei estatística. O que nos garante que ela valha também em condições de altíssima temperatura e densidade ?

## II. COMO AS ESTRELAS EVOLUEM ?

Uma das sistemáticas mais úteis em Astrofísica é a que é fornecida pelo diagrama HR, assim chamado em homenagem a seus autores, Hertzsprung e Russel. Trata-se de uma representação de todas as estrelas de um dado aglomerado estelar, em termos de temperatura superficial e luminosidade. Como as estrelas evoluem ao longo do tempo, variando essas duas quantidades físicas, o diagrama HR (Fig. 1) permite uma classificação das estrelas segundo o estágio de evolução em que se encontram.

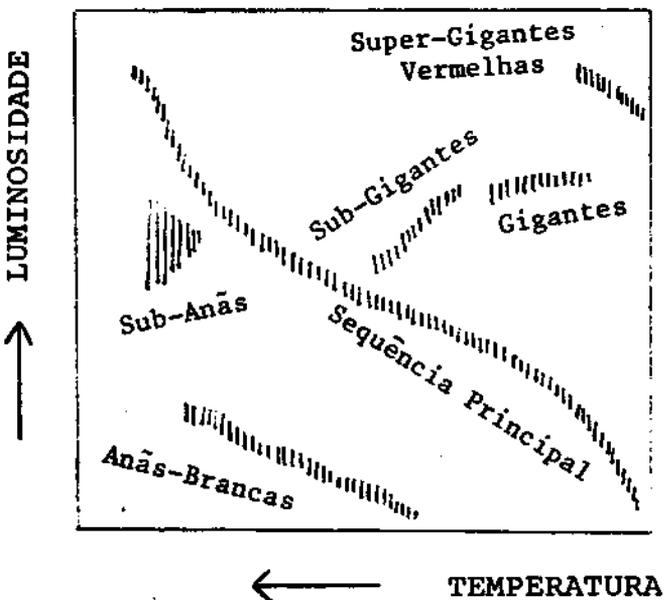


Fig. 1 - Diagrama de Hertzsprung-Russel. Unidades arbitrárias no eixo das ordenadas e no eixo das abscissas. O sentido das setas indica o sentido de aumento das grandezas.

Com efeito, observam-se, no gráfico, várias concentrações: a principal, ao longo da diago-

nal, denominada de Sequência Principal. É na Sequência Principal que a maioria das estrelas ( $\sim 80\%$ ) se localizam, inclusive o nosso Sol. Em cima e à direita, encontramos estrelas luminosas e relativamente frias ( $\sim 10^3$  °K), as gigantes, sub-gigantes e super-gigantes vermelhas. Em baixo e à esquerda, umas poucas estrelas de baixa luminosidade e quentes ( $> 10^4$  °K), as anãs-brancas.

Qual é a física que está por trás desta classificação? Quais os processos físicos que dominam os primeiros estágios de evolução estelar? Não foi senão em 1938, com Bethe e von Weizsacker<sup>2</sup>, independentemente, que se esclareceu definitivamente a questão da produção da energia liberada pelas estrelas. São as reações termonucleares as responsáveis pelo brilho das estrelas. Com efeito, nos interiores estelares, desenvolvem-se condições de temperatura e densidade para a "queima" do combustível nuclear, representado inicialmente pelo hidrogênio e, depois, pelos produtos da queima deste e, assim sucessivamente, até se esgotar completamente o combustível nuclear. Veremos que queimas de diferentes tipos de elementos caracterizam diferentes estágios de evolução.

## 2.1. Nascimento de Uma Estrela: Pré-Sequência Principal

O nascimento de uma estrela ocorre quando não-homogeneidades na distribuição de matéria (gás rarefeito, constituído predominantemente de hidrogênio) dão origem a instabilidades gravitacionais que provocam, por sua vez, a condensação do gás. Em seguida, devido à autogravitação, a estrela se contrai. Consequentemente, ela se esquenta e começa a irradiar energia através das camadas mais externas (tudo isso, às custas da energia

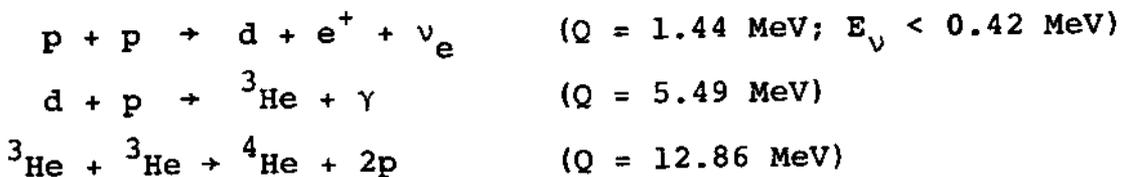
gravitacional liberada). Quando a temperatura atinge o valor limiar de ionização do hidrogênio (13.6 eV), o gás se ioniza e os elétrons livres passam a exercer uma pressão que vai se opor à contração.

Esse período de infância da estrela, conhecido também como pré-sequência principal, se caracteriza por um aspecto fundamental: a temperatura é abaixo do limiar para provocar reações termonucleares, de modo que a gravitação constitui a única fonte de energia nesta fase. A fase de pré-sequência principal tem duração relativamente curta: cerca de  $10^7$  anos para estrelas com massa da ordem da massa do Sol ( $M_{\odot} = 2 \times 10^{33}$  g). Ao final desta etapa, a densidade já chega a  $\sim 10$  g/cm<sup>3</sup> e a temperatura atinge o limiar de fusão do hidrogênio ( $\sim 10^6$  °K).

## 2.2. Queima de Hidrogênio: Sequência Principal

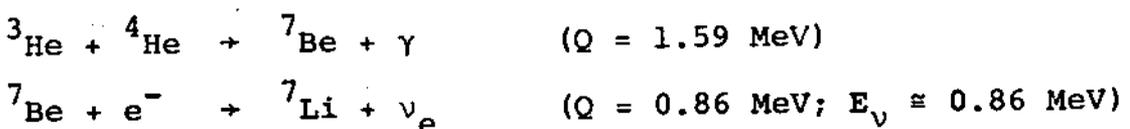
A altura da barreira Coulombiana entre dois prótons é  $\sim 1$  MeV. Assim, com uma temperatura  $\sim 10^7$  °K, o caroço estelar começa a queimar hidrogênio, transformando-o em hélio. Isto pode ser feita de 4 maneiras diferentes<sup>3</sup>, a saber:

### a) Cadeia ppI



### b) Cadeia ppII

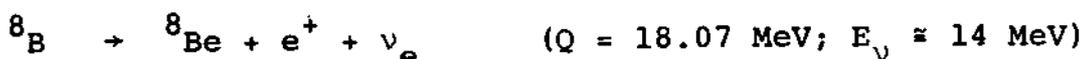
Quando  ${}^4\text{He}$  se torna suficientemente abundante, tem-se:





c) Cadeia ppIII

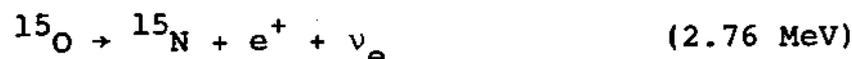
O  ${}^7\text{Be}$  pode, ao invés de um elétron, capturar um próton:



Colocamos, nas três cadeias pp, o valor da energia dos neutrinos emitidos. Isto será de utilidade na discussão do problema do neutrino solar, Seção V.

d) Ciclo CNO

No caso de estrelas com mistura de elementos mais pesados (como parece ser o caso da maioria das estrelas), um outro processo competitivo de queima de hidrogênio foi proposto independentemente por Bethe e von Weizsacker<sup>2</sup>. Trata-se do ciclo CNO:



Neste ciclo, tanto o nitrogênio quanto o oxigênio são produzidos e consumidos durante o próprio processo, ao passo que o carbono atua meramente como catalizador.

As cadeias pp's e o ciclo CNO atuam simultaneamente

na maioria das estrelas durante a fase de Sequência Principal . Em estrelas de População I, por exemplo, a competição entre cadeias pp's e ciclo CNO é mostrada na Fig. 2.

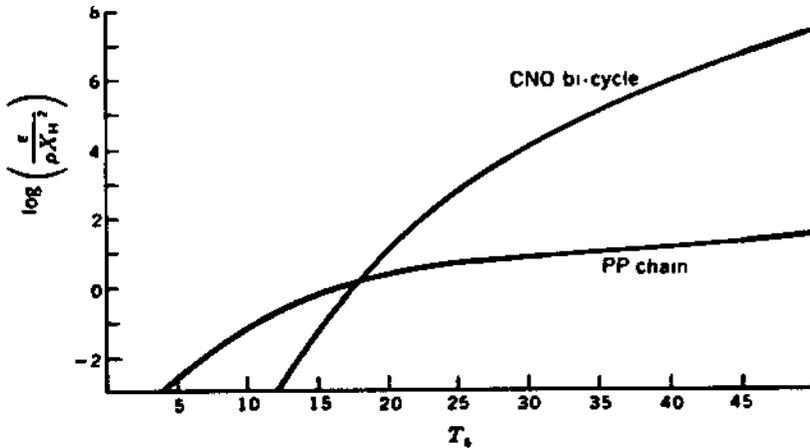


Fig. 2 - Taxa de produção de energia, devido às cadeias pp's e ao ciclo CNO, para estrelas com composição química dada por  $X_{CN}/X_H = 0.02$  (tirada da ref. 3, p. 410).

Uma rápida estimativa nos fornece o tempo que uma estrela gasta nesta etapa. Admitindo massa do caroço igual a 10% da massa total, e lembrando que a energia liberada por partícula é aproximadamente igual a 1% da energia de repouso do próton, vem:

$$t \sim E_N/L = 0.01 \times 0.1 Mc^2/L \quad .$$

No caso do Sol,  $L_{\odot} \cong 4 \times 10^{33}$  erg/seg, dando  $t_{\odot} \sim 10^{10}$  anos.

A Sequência Principal, caracterizada pela queima de hidrogênio, é a fase mais longa da vida da estrela. No final deste estágio, a estrela apresenta um caroço de hélio, que começa a contrair, e uma envoltória, com hidrogênio.

### 2.3. Anãs Brancas

Uma vez consumido todo o hidrogênio no caroço, a evolução da estrela vai depender criticamente de sua massa. A ra-

ção é a seguinte: Para estrelas de massa pequena, a temperatura no caroço não é suficiente para queimar o hélio e, neste caso, a pressão gravitacional supera a pressão interna, e o caroço contrai. Porém, com a contração, os elétrons se tornam degenerados. Chandrasekhar<sup>4</sup> mostrou que o colapso final da estrela só pode ser evitado pela pressão do gás de Fermi degenerado, se a massa da estrela for menor que  $M_{Ch}$ , com

$$M_{Ch} = 5.75 M_{\odot} / \mu_e^2$$

onde  $\mu_e = 1 / \sum_i Z_i X_i / A_i$  é o peso molecular médio por elétron e  $Z_i$ ,  $A_i$  e  $X_i$  são, respectivamente, o número atômico, o número de massa e a fração em massa do elemento  $i$ . O valor de  $M_{Ch}$  se situa entre  $1.24 M_{\odot}$ , se a composição química for de  $^{56}\text{Fe}$ , e  $1.44 M_{\odot}$ , se for constituída de elementos leves.  $M_{Ch}$  é conhecido como limite de massa de Chandrasekhar.

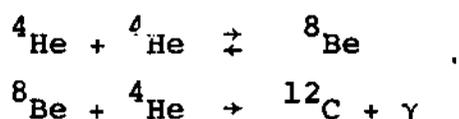
Deste modo, se a massa da estrela é menor que  $M_{Ch}$ , o equilíbrio hidrostático é restabelecido, graças à degenerescência dos elétrons (os núcleos têm uma contribuição desprezível para o gradiente de pressão neste estágio) e a estrela vira uma anã-branca, com densidade central  $\sim 10^6 \text{ g/cm}^3$ , raio  $\sim 10^3 \text{ km}$  e temperatura na superfície  $\sim 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ . A anã-branca leva ainda algum tempo para esfriar completamente ( $\sim 10^9$  anos). Ao fim deste período, ela se torna uma anã-preta.

#### 2.4. Queima de Hélio: Gigantes Vermelhas

No caso de a estrela ter massa superior a  $M_{Ch}$ , a contração que se segue à completa exaustão de hidrogênio faz com que a temperatura no caroço ( $T \sim 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ ,  $\rho \sim 10^5 \text{ g/cm}^{-3}$ ) permi-

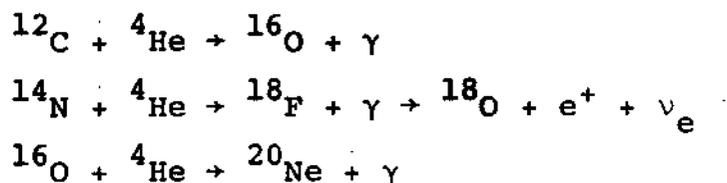
ta o início da queima de hélio. Durante esta queima, a estrela se move em direção à região de gigantes vermelhas do diagrama HR.

Efetivamente, num meio em que co-existem hidrogênio e hélio, seria de se esperar que  ${}^5\text{Li}$  e  ${}^8\text{Be}$  fossem os próximos produtos das reações termonucleares. Contudo, tanto  ${}^5\text{Li}$  como  ${}^8\text{Be}$  não são estáveis (isto tem, como consequência, um efeito de retardar a evolução das estrelas na Sequência Principal). Não obstante isto, no caso do  ${}^8\text{Be}$  (meia-vida  $\sim 10^{-16}$  seg), uma pequena concentração pode resultar do quase balanço dinâmico entre as reações de absorção e de dissociação, i.é:



A reação  ${}^8\text{Be} + {}^4\text{He}$  só fornece, entretanto, uma quantidade apreciável de  ${}^{12}\text{C}$  se ela for beneficiada por algum efeito ressonante. De fato, Hoyle<sup>5</sup>, em 1954, postulou a existência de um estado excitado do  ${}^{12}\text{C}$ , numa energia correspondente a energias estelares ( $\sim 7$  MeV), o que se confirmou posteriormente em laboratório.

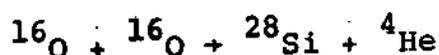
O hélio pode ainda ser queimado com elementos do ciclo CNO:



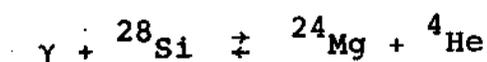
A síntese de  ${}^{18}\text{O}$  é importante. Com ele, obtemos importantes fontes de neutrons livres, através de:



No caso da queima do oxigênio, encontramos, entre ou tros canais de saída:

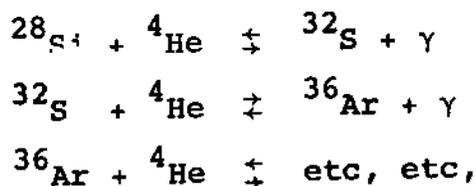


Para a queima por fusão do silício, a temperatura exigi da é  $T_9 \approx 4.5$  ( $T_9 = T/10^9$  °K). Porém, antes da temperatura alca nçar este limiar, o silício é foto-desintegrado a  $T_9 \sim 3$  e  $\rho \sim 10^8$  g/cm<sup>3</sup>, dando origem a reações de quase-equilíbrio:



Esta reação é bastante lenta.

O <sup>4</sup>He assim produzido é capturado por outros <sup>28</sup>Si:



até elementos do grupo do ferro, porque é aí que existe o máximo de energia de ligação por partícula.

## 2.6. O Começo do Fim: Pré-Supernovas

A estrela está agora com a seguinte estrutura: um caro ço, na maioria sintetizado a <sup>56</sup>Fe, e uma envoltória, possivelme nte ainda com presença de elementos leves, como o hidrogênio.

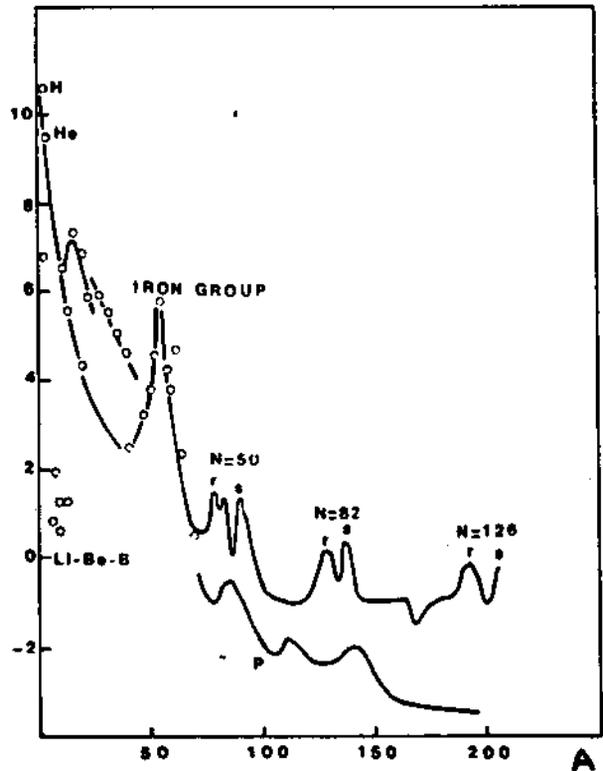
O caroço, tendo massa superior ao limite de Chandrasekh ar, se contrai, porque a pressão do gás degenerado de elétr ons não é suficiente para contrabalançar a forte pressão gravit acional. Esta contração deixa o sistema em condições propícias para a ocorrência de transição de fase e/ou de reações ultrar ápidas. Diz-se, então, que o sistema está na iminência de co-

lapso. É a configuração a que damos o nome de pré-supernova. Da fase de pré-supernova em diante, começa a fase final da evolução estelar, o que será discutido na Seção IV.

### III. COMO OS ELEMENTOS PESADOS PODEM SER SINTETIZADOS ?

Mostramos, na Fig. 3, a curva de abundância relativa de elementos do sistema solar. Ela foi obtida com o estudo de meteoritos, raios cósmicos e intensidade das linhas de absorção no espectro do Sol, além das evidências químicas obtidas na Terra.

Fig. 3 - Abundância relativa de elementos no sistema solar. Na região de elementos pesados, a curva de cima corresponde à abundância de núcleos ricos-em-neutron, e a de baixo, à de núcleos ricos-em-próton (tirada da ref.7, p. 39).



Como vimos na Seção II, a abundância de elementos até o grupo do Fe, com exceção de  $d$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  e  ${}^7\text{Li}$ , pode ser entendida em termos das reações termonucleares e das reações de quase-equilíbrio. No entanto, para elementos mais pesados que o Fe (em núcleo-síntese, são chamados simplesmente de elementos pesados), a barreira Coulombiana se torna extremamente alta, exigindo uma temperatura  $T_9 > 5$ . Mas, a tal temperatura, a foto-desintegração passa a ser mais provável

que a fusão, de modo que a abundância de elementos pesados dificilmente poderia ser explicada pela fusão. A alternativa que os núcleos têm, a baixas temperaturas, é capturar neutrons livres liberados nas reações termonucleares da Seção 2.4.

### 3.1. Captura Lenta de Neutrons: Processo-s

Na presença de um fluxo de neutrons livres, um núcleo pesado  $(Z,A)$  pode capturar com facilidade neutrons, mesmo quando de baixíssimas energias, porque isto não envolve interação eletromagnética. A seção de choque  $(n,\gamma)$ , para neutrons térmicos, é proporcional a  $E^{-1/2}$ , onde  $E$  é a energia cinética do neutron. Assim, nessa faixa de energia, a seção de choque aumenta quando a energia do neutron diminui.

Com a captura, temos:

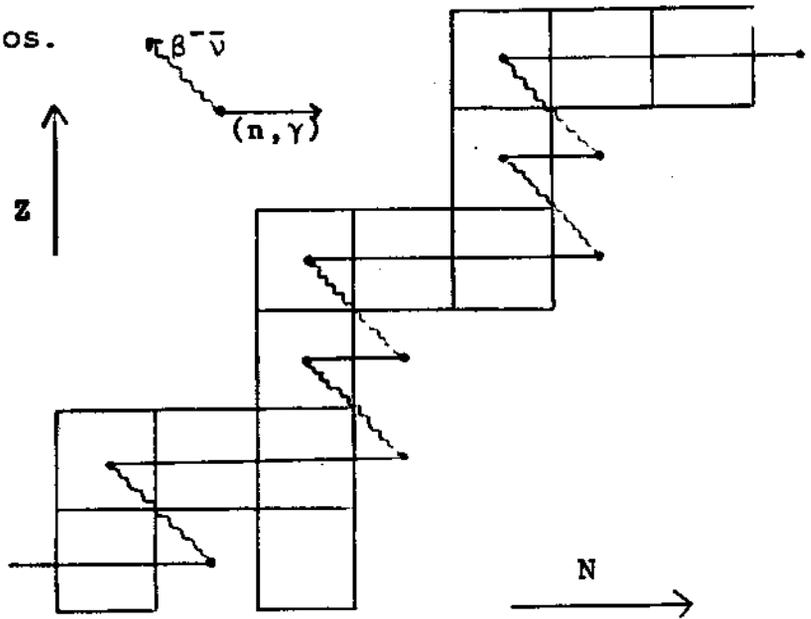


Se  $(Z,A+1)$  é beta estável, ele espera até capturar um segundo neutron, e assim por diante, avançando em direção a isótopos cada vez mais ricos-em-neutron. Se ele é estável, então surgirá uma competição entre o decaimento beta e a captura de mais um neutron. Evidentemente, o núcleo  $(Z,A+1)$  seguirá o caminho do processo mais rápido.

Ocorre o processo-s<sup>8</sup>, quando a captura de neutron é mais lenta que o decaimento beta e, neste caso, a trajetória da captura de neutron corre ao longo dos isótopos estáveis de  $(Z,A)$  até que alcança um nuclídeo instável, quando então se dará o decaimento beta para um elemento da família isotópica seguinte  $(Z+1)$ . A Fig. 4 mostra a trajetória de processo-s num tre

cho da carta de nuclídeos.

Fig. 4 - Trajetória de processos-s. Os quadradinhos representam núcleos beta estáveis.



O processo-s deve ocorrer principalmente na fase de gigante ver

melha, com um fluxo de neutrons  $\sim 10^5$  neutrons/cm<sup>2</sup>/seg. Seu ponto final é o  $^{209}_{82}\text{Pb}$ .

### 3.2. Captura Rápida de Neutrons: Processo-r

Ao contrário do caso anterior, a captura de neutrons pode ser mais rápida que o decaimento beta, se o fluxo de neutrons for suficientemente intenso ( $10^{22}$  a  $10^{26}$  neutrons/cm<sup>2</sup>/seg). Neste caso, a trajetória do processo-r, ao invés de acompanhar a linha de estabilidade beta como no processo-s, segue agora a linha de gotejamento de neutrons (lugar geométrico dos pontos da carta de nuclídeos com energia de separação de neutron  $S_n$  igual a zero)<sup>8</sup>. Isto ocorre, porque, sendo mais rápido que o decaimento beta, o processo-r permite que um núcleo  $(Z, A)$  capture neutrons, um de cada vez, avançando na direção de isótopos ricos-em-neutron, até que  $S_n$  seja tão pequeno que o núcleo não mais possa capturar nenhum neutron. Ele terá que esperar até que um decaimento beta o leve a um núcleo da família isotópica  $(Z+1)$ , e assim por diante (Fig. 5). É de se esperar que, para valores de  $Z$  muito grandes, o processo-r irá competir com a fissão.

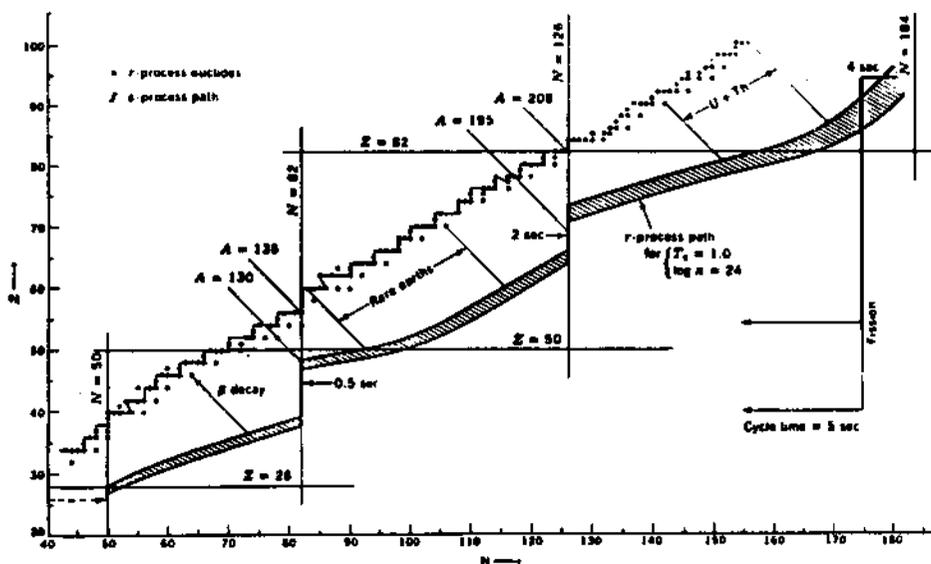


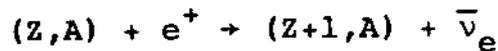
Fig. 5 - Trajetória do processo-r (tirada da ref. 9).

Entretanto, uma pergunta ainda se põe: em que sítio tal fluxo tremendo de neutrons pode ser observado? A questão é talvez mais difícil, porque não basta que se tenha um fluxo de neutrons intenso. É preciso também que a temperatura seja suficientemente baixa, de modo que núcleos pesados possam ser formados sem serem foto-desintegrados.

Um dos candidatos mais sérios para ser o habitat do processo-r é a explosão de supernova, que veremos na Seção IV. Em supernovas, formam-se ondas de choque que, ao atravessarem a matéria estelar, liberam rapidamente uma grande quantidade de neutrons que são recapturados (por processo-r), em questão de poucos segundos. Recentes cálculos dinâmicos de processo-r em supernovas dão resultados compatíveis com a curva de abundância de elementos pesados<sup>10</sup>.

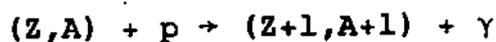
### 3.3. Captura de Prótons: Processo-p

Em relação aos núcleos situados no outro lado do vale de estabilidade beta (lado de núcleos ricos-em-próton), é claro que eles não podem ser sintetizados por captura de neutrons. Se a temperatura for suficientemente alta ( $\geq 10^9$  °K), fótons de energia  $E > 1\text{MeV}$  podem decair em pares elétron-pósitron. Os pósitrons resultantes são absorvidos por núcleos  $(Z,A)$ :



umentando, assim, a concentração de isóbaros cada vez mais ricos-em-próton.

Uma outra maneira de explicar a abundância dos elementos ricos-em-próton é através do processo-p, proposta por Burbidge et al.<sup>8</sup>. Segundo estes autores, o processo-p é análogo ao processo-r, com a única diferença de que agora é o fluxo intenso de prótons que leva à captura rápida de prótons. Isto é:



A abundância relativamente baixa dos núcleos ricos-em-próton reflete a pouca frequência com que se realizam as condições propícias ao processo-p.

Um terceiro meio de obter núcleos ricos-em-próton pode ser a reação de espalação, que consiste essencialmente num processo de fragmentação ou destruição parcial do núcleo-alvo causado pelo projétil. Em geral, reações de espalação são induzidas por projéteis leves (prótons ou  $^4\text{He}$ ) e de alta energia ( $\geq$  algumas dezenas de Mev's). Tais reações podem ocorrer com a passagem de uma onda de choque nas camadas internas de uma supernova.

### 3.4. Elementos Super-Pesados

Teoricamente, foi mostrado ser possível a existência de elementos super-pesados ( $Z \geq 114$ ). Por exemplo, Bolsterli et al.<sup>11</sup> calcularam a energia potencial nuclear de deformação para os núcleos super-pesados, usando-se o método macroscópico-microscópico. Seus resultados estão na Fig. 6.

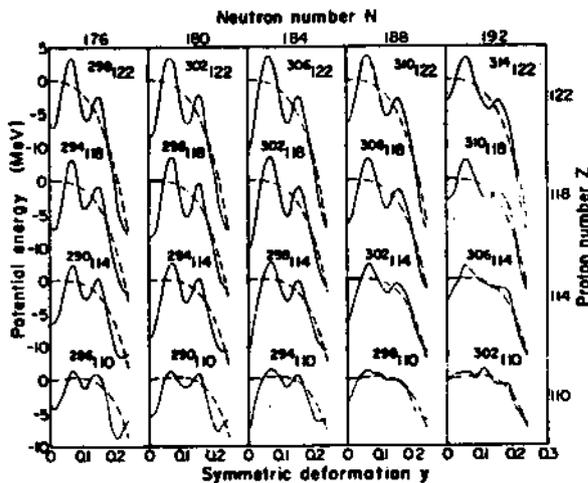


Fig. 6 - Energia Potencial versus deformação simétrica (tirada da ref. 11).

Em 1976, Gentry et al.<sup>12</sup>, analisando inclusões monazíticas cristalinas microscópicas, encontraram re-

sultados experimentais que, segundo eles, são melhor explicados, se se admite a presença de vários elementos super-pesados ( $Z = 116, 124$  e  $126$ ). Em laboratório, uma maneira natural de obter elementos super-pesados, se eles efetivamente existem, é através de reações de íons pesados. Contudo, até hoje, nenhuma evidência da criação de fragmentos com número de massa significativamente maior que o do alvo foi observada.

Uma provável dificuldade reside no seguinte: A razão  $N/Z$  dos núcleos beta-estáveis é uma função monotonicamente crescente em  $A$  ( $1 \leq N/Z \leq 2$ , em laboratório), e para núcleos super-pesados,  $N/Z$  assume valores máximos. Deste modo, é em princípio impossível obter, por fusão, um elemento super-pesado, a partir de dois elementos intermediários beta-estáveis.

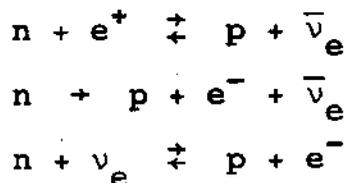
Para ilustrar este ponto, consideremos a formação do

elemento pesado  ${}_{92}^{238}\text{U}$  ( $N/Z = 1.59$ ). Se fixarmos, por exemplo, no  ${}_{26}^{56}\text{Fe}$  ( $N/Z = 1.15$ ), o outro elemento deveria ser o  ${}_{66}^{182}\text{Dy}$  ( $N/Z = 1.76$ ). Mas, o isótopo mais pesado que se conhece deste elemento é o  ${}_{66}^{167}\text{Dy}$  ( $N/Z = 1.53$ )! A situação se torna ainda mais dramática quando se trata de formação de elementos super-pesados.

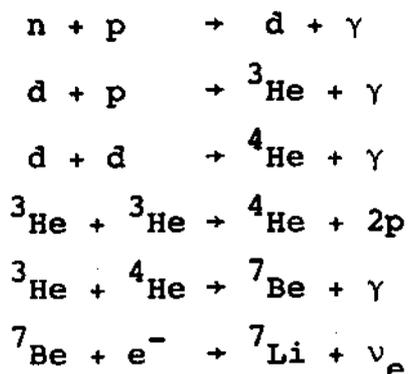
Entretanto, tal dificuldade inexiste no contexto astrofísico. Com efeito, na maioria dos caroços estelares densos ( $T \sim 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$ ,  $\rho \sim 10^9 \text{ g/cm}^3$ ), os núcleos podem capturar elétrons livres do meio circundante (Seção IV), neutronizando-se fortemente ( $N/Z > 2$ ). Assim, a síntese de núcleos intermediários ricos-em-neutron abre caminho para a formação de elementos super-pesados no interior de estrelas. De qualquer maneira, mesmo em estrelas altamente evoluídas, não existe ainda nenhuma evidência de que os elementos super-pesados realmente existam.

### 3.5. Síntese de Elementos Leves: Núcleo-Síntese do Big Bang

A abundância de elementos leves, tais como  $\text{d}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$ , não pode ser explicada a não ser pela síntese durante os primeiros segundos após o Big Bang (segundo estimativas atuais, isso teria ocorrido há 15 bilhões de anos atrás), quando a temperatura do Universo ainda é  $> 10^{10} \text{ }^\circ\text{K}$ . Nestas condições<sup>13</sup>,



Contudo, quando com a expansão a temperatura da matéria baixa para  $T < 10^{10} \text{ }^\circ\text{K}$ , a razão  $N/P$  ( $P =$  número total de prótons) é congelada e passam a ocorrer as seguintes reações:



Em relação à abundância do deutério, há um ponto importante. A quantidade de deutério produzido nesta fase primordial é resultado da competição entre a reação  $n+p \rightarrow d+\gamma$  que a aumenta e  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\gamma$  e  $d+d \rightarrow {}^4\text{He}+\gamma$ , que a reduzem. Sabe-se que o deutério é produzido em quantidades compatíveis com os valores observados na curva de abundância somente se a densidade atual do Universo for menor que a densidade crítica (valor da densidade que faz o Universo reverter o seu atual movimento de expansão, tornando-o fechado). Conseqüentemente, a determinação da abundância do deutério no Universo, junto com a possível existência de neutrinos massivos e de buracos-negros primordiais, pode esclarecer um pouco mais este ponto controverso da Cosmologia.

#### IV. ÚLTIMOS ESTÁGIOS DE EVOLUÇÃO

Em fins de 1967, Hewish et al.<sup>14</sup> reportaram sinais pulsados, provenientes do espaço, de grande regularidade ( $dT/dt \leq na$  no seg/seg) na faixa do rádio (Fig. 7).

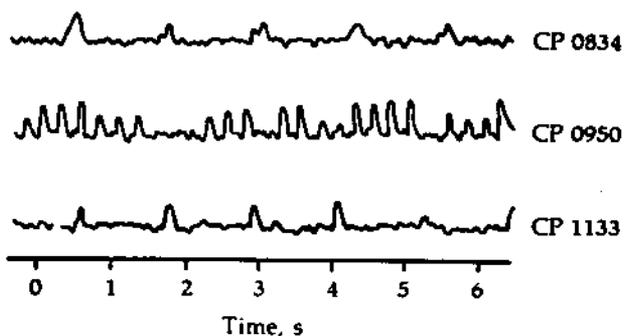


Fig. 7 - Sinais de 3 dos primeiros pulsares descobertos, na frequência de 81 MHz (tirada da ref. 14).

No início, chegaram a conjecturar de que pudessem ser mensagem de entes extra-terrestres. Entretanto, observaram que os pulsos tinham um período muito curto (3 a  $10^{-3}$  seg), e que a própria duração entre os pulsos é também curta. Concluíram, então, que tais sinais deveriam provir de uma fonte extremamente compacta, a que deram o nome de pulsar.

Os pulsares foram logo identificados por Gold como estelas de neutron girantes, com fortíssimos campos magnéticos superficiais. Observações posteriores mostraram que a maioria dos pulsares emitem pulsos na faixa do rádio, mas que existem também os que emitem na faixa ótica e de raio-X. Há, inclusive, uns poucos, como é o caso do pulsar do Caranguejo (o mais investigado e famoso) na Nebulosa do Caranguejo, que tem emissões nas faixas do rádio, ótica e raios-X.

Com a descoberta dos pulsares, ficou de repente atualíssima a especulação que Landau, em 1932<sup>15</sup>, fez em relação ao destino de certas estrelas: transformar-se, ao final de sua vida evolutiva, em estrelas de neutron, uma espécie de núcleos tamanho gigante. Também ficaram atuais duas outras predições: uma, de Baade e Zwicky, em 1934<sup>16</sup>, de que estrelas de neutron podem ser produzidas como remanescentes de explosões de supernova; e outra, de Oppenheimer e Volkoff, em 1939<sup>6</sup>, de que estrelas de neutron têm uma massa-limite máxima.

Quando a estrela atinge os últimos estágios de evolução, sua densidade e temperatura alcançam valores extremos. Nes-tas condições, novos processos físicos aparecem, principalmente os chamados processos de neutrino. Em relação à densidade crescente, um fator novo nesta derradeira etapa da vida da estrela se impõe: os efeitos da Relatividade Geral.

De fato, é sabido que os efeitos relativísticos são da ordem de

$$\delta = R_{\text{Sch}}/R$$

onde  $R_{\text{Sch}} = 2GM/c^2$  é o raio de Schwarzschild. No caso de anãs-brancas,  $\delta \approx 10^{-4}$ , de modo que é ótima aproximação o uso da gravitação de Newton. Mas, para estrelas de neutron,  $\delta \approx 0.3$  e os efeitos relativísticos não podem ser desprezados, a gravitação de Einstein precisa ser aplicada.

A estrela se torna um buraco-negro, quando o raio, devido ao colapso, fica menor que o raio de Schwarzschild. Até pouco tempo atrás, acreditava-se que de um buraco-negro nada poderia escapar: tudo no interior do raio de Schwarzschild seria absorvido pelo fortíssimo campo gravitacional da estrela. Porém, Hawking<sup>17</sup>, ao incluir efeitos quânticos na gravitação, mostrou que na realidade alguma radiação pode escapar de um buraco-negro, situação que Wheeler chamou de buraco-negro "com cabelo".

#### 4.1. Explosões de Supernova

Supernova é, na realidade, mais propriamente um evento (explosão) do que uma estrela num estágio catastrófico de evolução. Quando uma supernova explode, grande luminosidade total ( $10^{50}$  a  $10^{52}$  ergs) é emitida, o que representa centenas a milhares de vezes superior à irradiada pelas novas. Daí a denominação de supernovas.

Existem supernovas galáticas (de nossa galáxia) e extra-galáticas. Das primeiras, há registro de apenas 6, sendo a mais famosa e a primeira a ser identificada, a do ano de 1054DC; observada por astrônomos chineses na Constelação de Touro<sup>18</sup>. Tem

-se evidência de que a Nebulosa do Caranguejo nada mais é que o resultado da explosão da supernova de 1054. O caroço remanescente é hoje conhecido como pulsar do Caranguejo.

A importância do estudo das explosões de supernova é devido, entre outras coisas, ao fato de que elas parecem ser fontes de raios cósmicos e de material inter-estelar. Tal material inter-estelar eventualmente pode ser a matéria-prima para estrelas de 2ª geração. Além disso, como já mencionamos, existem evidências de que as nebulosas e os pulsares são relacionados com explosões de supernova. E como se isto já não bastasse, é nas supernovas que efetivamente condições extremas de densidade e temperatura são observadas, e isto implica quase sempre mais física, tal como o processo-r que vimos na Seção 3.2.

O que se sabe da dinâmica das supernovas ? Em linhas gerais, após o estágio de pré-supernova (Seção 2.6), a estrela entra em colapso, induzido por algum mecanismo de implosão. Desenvolve-se, então, na pré-supernova um caroço de neutrons livres e, devido a algum processo que inverte o sentido do movimento, de implosão para explosão, a envoltória é ejetada, dando origem ao fenômeno de supernova. A explosão pode provocar a completa desintegração da estrela ou pode deixar um caroço remanescente. Se a massa desse caroço for superior ao limite de Oppenheimer-Volkoff, a pressão de Fermi dos neutrons degenerados será incapaz de contrabalançar a pressão gravitacional, e o caroço irá se constituir num buraco-negro. Caso contrário (massa do caroço menor), a força gravitacional será equilibrada pelo gradiente de pressão do gás de neutrons, dando surgimento a uma estrela de neutron, após uma pequena contração.

## 4.2. Mecanismos de Implosão

O tempo de colapso é da ordem do tempo de queda livre, que é dado por  $t_{q1} \sim (R^3/2GM)^{1/2}$ . No caso de pré-supernova de  $M = 2 M_{\odot}$  e  $R \sim 10^8$  cm,  $t_{q1} \sim 10^{-3}$  seg. Quais os processos que, atuando em tão curto intervalo de tempo, podem ser a causa eficiente da implosão? De todos os candidatos possíveis, a foto-dissociação do  $^{56}\text{Fe}$  e a captura eletrônica são os mais fortes.

### a) Foto-dissociação do $^{56}\text{Fe}$

Em 1957, Burbidge et al.<sup>8</sup> propuseram a seguinte reação para iniciar o colapso estelar:



Trata-se de uma reação endotérmica, com  $Q = -2.1 \times 10^{18}$  erg/g. Na maioria dos caroços de pré-supernova, o núcleo dominante é justamente o ferro, que é o ponto final de toda a núcleo-síntese nas fases anteriores de evolução. Cálculos recentes apontam também o  $^{64}\text{Si}$  como outro provável núcleo dominante.

Em relação à foto-desintegração do  $^{56}\text{Fe}$ , o argumento para a implosão, segundo Burbidge et al., é o seguinte: Seja um caroço, com composição química dada por meio a meio (fração em massa) de Fe e de He. Admitindo-se equilíbrio estatístico, as abundâncias de Fe e He são relacionadas por uma equação tipo Saha, cuja forma geral foi deduzida por Hoyle<sup>19</sup>:

$$\log n(\text{He}) - (1/14) \log n(\text{Fe}) = 32.08 + 1.39 \log T_9 - 34.62/T_9 .$$

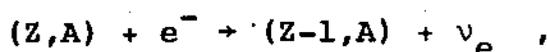
Colocando a densidade total igual a  $10^8$  g/cm<sup>3</sup> (o resultado não depende muito do valor particular da densidade, desde que dentro de certos limites), a equação fornece  $T_9 = 7.6$ . Supondo que a temperatura aumente para  $T_9 = 8.2$ , o lado direito da equação

de Saha aumenta de 0.4, o que implica que o lado esquerdo deve também aumentar pelo mesmo valor. Porém,  $\log n(\text{He})$  pode apenas aumentar no máximo por 0.3. A razão é que  $n(\text{He})$  pode crescer no máximo por um fator 2 (daí  $\log 2 = 0.3$ ), no limite, então, em que todo o material é convertido em hélio. Assim, um aumento na temperatura de  $T_9 = 0.6$  implica que  $\log n(\text{Fe})$  seja reduzido de pelo menos 0.1, e isto equivale a uma diminuição na quantidade de Fe de um fator no mínimo igual a 25, dando uma distribuição de massa de 98% na forma de He e 2% na forma de Fe, vale dizer, agora praticamente todo de hélio.

Por outro lado, como a energia necessária para transformar 1 grama de Fe em He ( $2.1 \times 10^{18}$  ergs) é muito maior que a energia térmica da mesma quantidade do material (a  $T_9=8$ , ela é  $3 \times 10^{17}$  ergs), então a diferença deve ser coberta pela gravitação, através de uma contração da pré-supernova. Sendo a escala de tempo da foto-dissociação da ordem de  $10^{-6}$  seg, e a fim de liberar quantidade suficiente de energia, a contração tem que ocorrer rápida e violentamente, levando as camadas centrais da pré-supernova a um movimento de colapso.

#### b) Captura Eletrônica

No interior de pré-supernovas, encontramos núcleos completamente ionizados, embebidos num mar de elétrons degenerados relativísticos. Se a energia de Fermi dos elétrons é suficientemente alta (o que ocorre para densidades  $\geq 10^9$  g/cm<sup>3</sup>), os núcleos  $(Z,A)$  podem capturar elétrons,



onde  $(Z-1,A)$  pode ser formado em um de seus estados excitados.

O processo é esquematicamente mostrado na Fig. 8

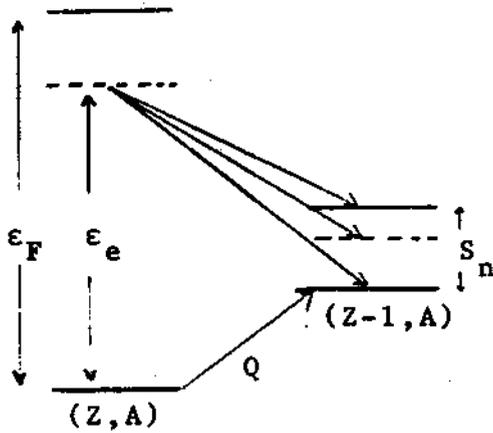


Fig. 8 - Captura eletrônica.

Para elétrons de energia  $E_e < Q$ , a captura não é energeticamente possível. Para  $E_e$  entre  $Q$  e  $Q+S_n$ , onde  $S_n$

é a energia de separação de nêutron do núcleo  $(Z-1, A)$ , a transição tanto pode ir ao estado fundamental como a qualquer um dos estados excitados de  $(Z-1, A)$ . Para  $E_e > Q+S_n$ , além das 2 possibilidades acima, pode também ocorrer uma transição, com emissão (retardada) de nêutrons, ao núcleo  $(Z-1, A-1)$ .

A captura eletrônica, como já antecipamos na Seção 3.4, provoca uma crescente nêutronização dos núcleos. Tal nêutronização acontece porque a energia de Fermi dos elétrons do meio circundante é relativamente alta ( $\epsilon_F \sim (\frac{\rho}{10^6})^{1/3}$ , o que equivale a  $\epsilon_F \sim 10$  MeV para  $\rho \sim 10^9$  g/cm<sup>3</sup>). Neste caso, o núcleo resultante da captura eletrônica não decai por beta menos, devido à indisponibilidade do espaço de fase para o elétron (se o elétron pudesse escapar livremente da estrela, tal restrição desapareceria).

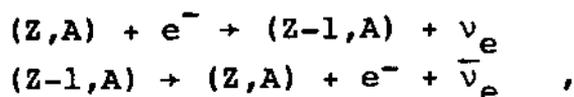
O processo de captura é um processo endo-energético que reduz tremendamente a pressão interna, porque o faz duplamente, a saber:

- i) reduzindo a pressão do gás de elétrons, na medida em que, com a captura, reduz o número de elétrons livres no meio;
- ii) reduzindo a pressão do gás perfeito, na medida em que emite

neutrinos que conduzem energia para fora da estrela (esfriando a estrela).

Como a taxa de capturas é função crescente de densidade, ao aumentar a densidade, aumenta a taxa de captura, provocando contração. Esta contração faz aumentar a densidade etc, num movimento de realimentação. É justamente isto que dá origem à implosão.

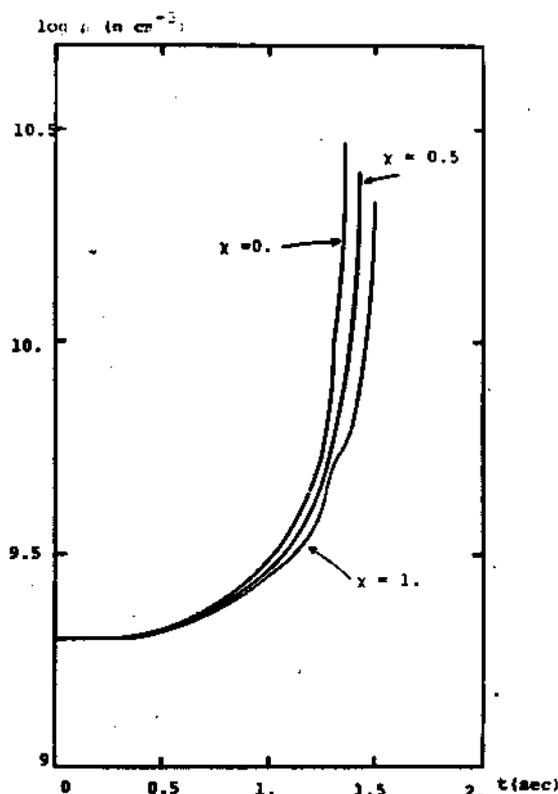
O processo Urca (em homenagem ao ex-cassino do bairro carioca da Urca), proposta por Gamow e Schoenberg<sup>20</sup> em 1941,



é na prática um mecanismo de perda de energia por emissão de neutrinos (o núcleo é sempre regenerado, fazendo as vezes de catalizador. O processo Urca, porém, constitui um mecanismo de implosão bastante fraco quando comparado com o da captura eletrônica. A razão é que, com o aumento da energia de Fermi do elétron, a 2ª reação do processo (decaimento beta) é fortemente inibida por causa da degenerescência.

Chung e Kodama<sup>21</sup>, em 1981, realizaram um cálculo hidrodinâmico detalhado a partir de um modelo simplificado de pré-supernova, usando a captura eletrônica como mecanismo de implosão. Seus resultados são mostrados na Fig. 9.

Fig. 9 - Densidade versus o tempo, para 3 valores do parâmetro  $\chi$  ( $\chi = 0$  corresponde a escape livre do neutrino;  $\chi = 1$ , confinamento completo).



c) Confinamento de Neutrinos

Produzem-se neutrinos em quase todas as etapas evolutivas da estrela. Em geral, eles têm livre percurso médio extraordinariamente grande. Isto implica que eles praticamente escapam do local onde são produzidos, sem sofrer nenhuma interação. A razão disso está no fato de que processos envolvendo neutrinos são regidos pela interação fraca, cuja seção de choque típica é da ordem de  $10^{-44}$  cm<sup>2</sup>, o que significa  $10^{-20}$  vezes menor que seções de choque típicas de reações nucleares.

A fim de melhor ilustrar este aspecto, vamos considerar a principal fonte de opacidade da matéria aos neutrinos, a reação de espalhamento elétron-neutrino:



Se calcularmos a razão  $\lambda/R$ , com  $\lambda = 1/n_e \sigma_{ev}$ , onde  $n_e$  e  $\sigma_{ev}$  são, respectivamente, densidade de número de elétrons e seção de choque elétron-neutrino, então:

$$\frac{\lambda}{R} \approx 10^9 \mu_e \frac{1+2\omega}{\omega^2} \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^2 \frac{M_{\odot}}{M}$$

Nesta equação,  $\omega$  é a energia do neutrino em unidades de  $m_e c^2$  e usamos  $\sigma_{ev}$  calculada por Bahcall<sup>22</sup>, em 1964.

A razão  $\lambda/R$ , no caso do Sol, está compreendida entre  $10^8$  e  $10^9$ , para  $\omega$  entre 1 e 10. Portanto, o Sol é totalmente transparente aos neutrinos. Este fato tem consequências importantes, porque, neste caso, os neutrinos são as únicas partículas que podem trazer informações da região central das estrelas.

Em se tratando de anã-branca, para o mesmo intervalo de energias do neutrino,  $\lambda/R$  está entre  $10^2$  e  $10^3$  e o neutrino ainda escapa livremente. Para estrelas de neutron, entretan-

to, onde encontramos densidades  $\sim 10^{14}$  g/cm<sup>3</sup>,  $\lambda/R \approx \frac{2}{\omega} \times (10 \text{ a } 10^{-1})$ . Assim, aqui, dependendo de sua energia, o neutrino pode ficar aprisionado no interior de uma estrela de neutron.

Uma outra fonte importante de opacidade aos neutrinos é dada pelo espalhamento coerente neutrino-núcleo. Este processo se faz via bóson intermediário neutro, com seção de choque proporcional a  $A^2$  (Freedmann<sup>23</sup>, 1974). Tal dependência em  $A$  é análoga à dependência em  $Z$  do espalhamento Mott de elétrons de alta energia, indicando que tudo se passa como se o neutrino fosse espalhado por todos os nucleons do núcleo como um todo. Para regiões com núcleos de  $A$  grande (o que deve ser o caso da envoltória estelar nos últimos instantes da implosão), o espalhamento coerente é a fonte dominante de opacidade aos neutrinos e, devido à sua dependência quadrática em  $A$ , pode tornar possível o confinamento de neutrinos.

Epstein e Pethick<sup>24</sup>, em 1980, estimaram o valor da densidade, a partir da qual existe o confinamento.

Para tanto, levaram em conta os seguintes processos:

$$\nu + n \rightarrow \nu + n$$

$$\nu + p \rightarrow \nu + p$$

$$\nu + (Z, A) \rightarrow \nu + (Z, A)$$

cujas seções de choque foram calculadas pelo modelo de Weinberg-Salam. O tempo para um neutrino escapar por difusão do caroço de raio  $R$  foi estimado como  $t_{\text{dif}} \sim R^2/c\lambda$ , com o  $\lambda$  devidamente relacionado às seções de choque acima. Isto foi comparado com a escala de tempo de queda livre  $t_{\text{ql}} \sim (G\rho)^{-1/2}$ , obtendo:

$$t_{\text{dif}}/t_{\text{ql}} \sim \left( \frac{\rho}{10^{12} \text{ g/cm}^3} \right)^{5/6} \left( \frac{E_\nu}{10 \text{ MeV}} \right)^2 ,$$

o que mostra que, durante o colapso gravitacional, o neutrino fica confinado para densidades  $\rho \geq 10^{12} \text{ g/cm}^3$  e para energias do neutrino  $E_\nu \geq 10 \text{ MeV}$ . Com o confinamento, a captura eletrônica fica inibida (Fig. 10). Deste modo, o colapso pode não ocorrer,

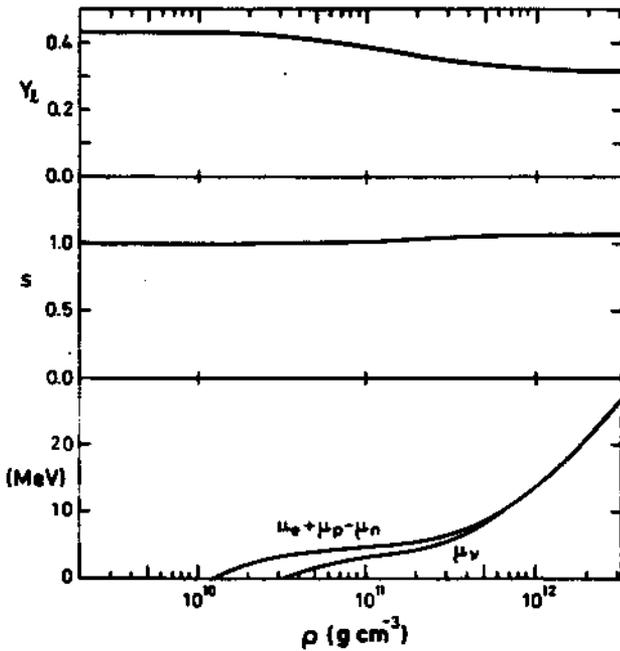


Fig. 10 - A fração de leptons  $Y_l$ , a entropia por barion  $s$ , e o potencial químico do neutrino  $\mu_\nu$ , como função da densidade (tirada da ref. 24).

rer, porque a matéria eventualmente fica opaca a neutrinos antes que a captura eletrônica

se torne efetiva. Contudo, os efeitos do confinamento de neutrinos sobre a dinâmica da implosão precisam ainda ser melhor estudados.

#### 4.3. Explosões de Supernova

Os neutrinos parecem exercer um papel importante nas explosões de supernova<sup>25</sup>. Um dos mecanismos possíveis de ejeção de matéria é o transporte da energia ou do momentum dos neutrinos, do interior estelar para as camadas mais externas.

Entretanto, o primeiro cálculo quantitativo de uma supernova só foi realizado em 1966, por Colgate e White<sup>26</sup>, com o advento dos computadores de grande porte. Eles estimaram o li-

vre percurso médio dos neutrinos, termicamente produzidos no choque criado pelo impacto das camadas mais externas caindo sobre o caroço (neutrinos de par, neutrinos de plasmon, etc.), como sendo um pouco menor que o raio da estrela. Diante disso, eles curto-circuitaram o problema da transferência de energia dos neutrinos, admitindo que a energia é simplesmente depositada nas camadas exteriores. Esta deposição esquenta a envoltória e dá origem a uma onda de choque que ejeta a matéria para fora. Eles resolveram as equações hidrodinâmicas pelo método de diferenças finitas, com as ondas de choque simuladas pelo termo de pseudoviscosidade de von Neumann-Richtmeyer. Dos modelos de pré-supernova investigados, vários resultaram em explosões de supernova.

Depois do trabalho pioneiro de Colgate e White, muitos outros apareceram, basicamente com a mesma idéia, apenas melhorando na simulação da transferência de energia dos neutrinos e/ou no estabelecimento de uma equação de estado mais realística para as condições da supernova<sup>27</sup>.

Um mecanismo diferente foi proposto por Bruenn et al.<sup>28</sup>. Trata-se do quique hidrodinâmico. A idéia é simples. Não existindo o transporte de neutrino, a equação de movimento é dada por:

$$\ddot{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} - \frac{GM}{r^2} .$$

O sinal de  $\ddot{r}$  é dado pela competição entre o termo de gradiente de pressão e o termo gravitacional. No caso geral,  $\ddot{r}$  oscila em torno do ponto  $\ddot{r} = 0$ , mas, dependendo da equação de estado usada, o gradiente de pressão pode ser, repentinamente, muito maior que a pressão gravitacional, resultando então em explosão.

A fim de melhor entender o que se passa, vamos admitir

uma esfera politrópica e uma contração homóloga, de modo que a aceleração possa ser dada por:

$$\ddot{r} = - \frac{GM}{r^2} \left[ 1 - \left( \frac{r_0}{r} \right)^{3\gamma-4} \right]$$

onde  $\gamma \equiv \frac{d \ln p}{d \ln \rho}$  é o índice adiabático.

Assim,  $\ddot{r} < 0$  se  $\gamma < 4/3$  e  $r < r_0$ . Neste caso, com o colapso ocorrendo, a equação de estado fica mais dura e o índice adiabático muda para  $\gamma > 4/3$  e, conseqüentemente,  $\ddot{r} > 0$ , de modo que o valor de  $\ddot{r}$  oscila em torno de  $\ddot{r} = 0$ , como apontamos acima. Isto leva o próprio caroço a oscilar.

Mas, a fim de explodir a estrela, há necessidade de uma forte onda de choque, o que pode ser conseguido se  $\gamma$  passar de um valor bem abaixo de 4/3 (equação de estado suave) para um valor bem acima de 4/3 (equação de estado dura). Deste modo, para haver explosão por este mecanismo, basta usar uma equação de estado suave que, de repente, se transforme, a altas densidades, em equação de estado dura, como por exemplo, de gás de elétrons relativísticos ( $\gamma = 4/3$ ) para um gás de neutrons não-relativísticos ( $\gamma = 5/3$ ).

O quique hidrodinâmico enfatiza a relevância da equação de estado da matéria estelar densa. Neste contexto, novas equações de estado foram elaboradas, inclusive uma através da teoria de QCD<sup>29</sup>.

Ainda não é bem estabelecido qual é realmente o mecanismo de explosão de supernova. Os resultados obtidos até hoje dependem fortemente dos modelos de pré-supernova e da equação de estado que se usa e, devido às incertezas ainda existentes nestes itens importantíssimos do problema, continua a questão em abert

to, embora haja alguns argumentos a favor do mecanismo do que hidrodinâmico.

#### 4.4. Estrelas de Neutron

Para obter as equações de equilíbrio hidrostático das estrelas de neutron, supomos sistemas estáticos (sem rotação) e esfericamente simétricos. Isto, então, permite o uso da solução interior de Schwarzschild para as equações de Einstein.

Por simplicidade, admite-se ainda que as estrelas de neutron sejam formadas de matéria completamente catalizada, i.é, que todo o combustível nuclear tenha sido consumido, bem como todos os processos de decaimento beta se tenham esgotado. Por outro lado, sabendo-se que temperaturas típicas nas estrelas de neutron situam-se entre  $10^6$  e  $10^8$  °K ( $10^{-4}$  e  $10^{-2}$  MeV, respectivamente), vemos que elas são menores que as energias de Fermi ( $\sim 1$  a  $10$  MeV) e muito menores ainda, se comparadas com a energia de ligação por partícula ( $\sim 100$  MeV). Deste modo, é usual tratar a matéria de estrela de neutron como sendo matéria catalizada fria ( $T = 0$ ). A equação de estado é, então, completamente especificada pela densidade e composição química.

Se rotação é levada em conta, então o problema será de simetria axial e a métrica de Kerr terá que ser usada. Porém, neste caso, o problema se torna extremamente complicado. Com efeito, pela teoria de Einstein, é muito difícil descrever objetos plenamente relativísticos, girando relativisticamente<sup>30</sup>.

Cálculos simples de estrutura de estrelas de neutron foram realizados por Chung e Kodama<sup>31</sup>, em 1978. Eles usaram uma equação de estado dada pelo modelo de Thomas-Fermi nuclear e en

contraram uma densidade de neutrons de até 95% do total, raio  $\sim 10$  km e massa máxima  $\sim 3.3 M_{\odot}$ , para estrela de neutron com densidade central  $\sim 10^{15} \text{ g/cm}^3$ . A Fig. 11 mostra a variação da massa em relação à densidade central. O valor da massa máxima

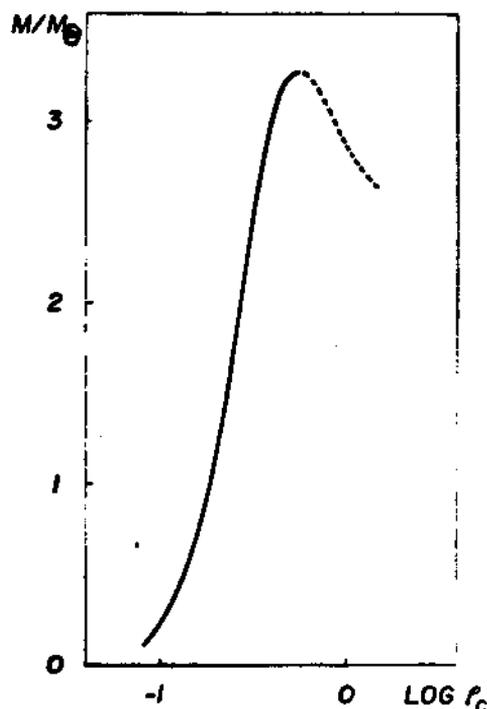
Fig. 11 - Massa total da estrela de neutron versus densidade de número central.

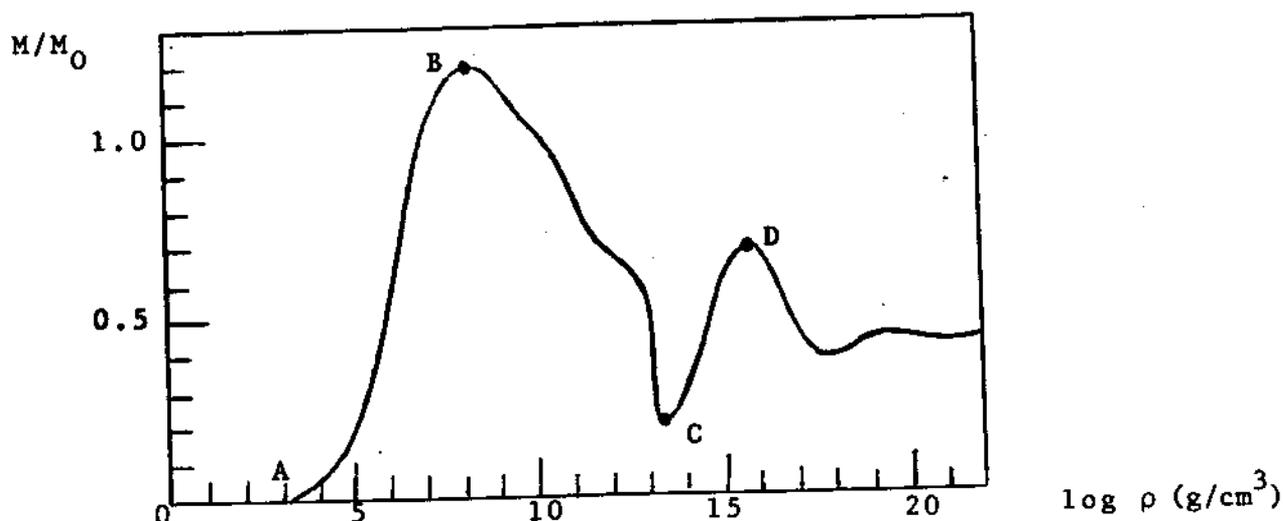
das estrelas de neutron dá uma estimativa da massa mínima dos buracos-negros de evolução estelar (buracos-negros primordiais podem ter massas várias ordens de grandeza menores).

Entretanto, deve-se lembrar que o valor da massa máxima é dependente da equação de estado. Por exemplo, Morley e Kislinger<sup>29</sup>, aplicando uma equação de estado obtida a partir da QCD, encontraram o valor de  $2.34 M_{\odot}$ .

Em relação ao limite inferior, o valor é  $0.1 M_{\odot}$ , estimado a partir da condição de estabilidade contra as oscilações radiais. A Fig. 12 mostra as configurações estáveis, incluindo as estrelas de neutron, no gráfico esquemático da massa total como função da densidade central.

Quando a estrela atinge a densidades maiores que a dos núcleos ordinários ( $2.4 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ ), outras partículas, diferentes de neutron, próton e elétron, podem aparecer. Com efeito, a partir de  $3.35 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$  aparecem os múons e em  $2 \times 10^{15} \text{ g/cm}^3$ , os híperons  $\Sigma^-$ , em  $5.6 \times 10^{15} \text{ g/cm}^3$ , os híperons  $\Sigma^0$ . Há estu -





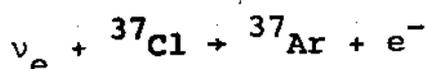
**Fig. 12** - Massa total da estrela como função da densidade. São mostradas as regiões de anã-branca (AB) e de estrela de neutron (CD) (adaptada da ref. 32).

dos de possíveis estrelas de híperons. Ainda mais, aspectos interessantes, tais como a superfluidez dos prótons e neutrons do caroço e a solidificação da matéria de estrela de neutron, estão sendo também investigados.

## V. PROBLEMA DO NEUTRINO SOLAR

Tudo que apresentamos até agora de evolução estelar encontra no problema do neutrino solar um ponto de séria dificuldade. A razão reside no fato de haver uma discrepância entre o valor medido do fluxo de neutrinos provenientes do Sol e o valor teórico calculado segundo os princípios básicos da teoria de evolução estelar padrão.

Com efeito, resultados da recente experiência de Davis<sup>33</sup> com  $^{37}\text{Cl}$ , utilizando a reação de absorção de neutrinos produzidos no interior do Sol através das reações termonucleares da Seção 2.2,



dão para o fluxo de neutrinos do Sol  $\phi_{\odot}$  o valor

$$\phi_{\odot} = 2.2 \pm 0.4 \text{ SNU}$$

onde 1 SNU  $\equiv 10^{-36}$  capturas de neutrino por átomo-alvo por segundo. Contudo, o valor teórico, segundo últimos cálculos de Filipponi e Schramm<sup>34</sup>, é

$$\phi_{\odot} = 7.0 \pm 3.0 \text{ SNU} .$$

A experiência do  $^{37}\text{Cl}$  é a única, até hoje, que é inconsistente com a teoria padrão de evolução estelar. Esta discrepância persiste, mesmo depois de repetidas experiências e cálculos, indicando a existência de alguma dificuldade essencial.

Uma possibilidade é dificuldade na própria teoria de evolução estelar. Neste caso, trata-se de questionar e modificar um ou mais dos vários princípios da teoria de evolução, que são os seguintes:

- a) equilíbrio hidrostático, com simetria esférica;
- b) fonte de energia nuclear;
- c) transporte de energia por radiação e convecção;
- d) composição primordial uniforme e igual à composição atual na superfície;
- e) o Sol evolui, devido à queima de seu combustível nuclear.

Outra possibilidade é dificuldade na fenomenologia. De fato, Pontecorvo<sup>35</sup>, em 1968, propôs como solução para o problema a existência de oscilações do neutrino (i.é,  $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ ), o que pode reduzir o número de neutrino detetáveis. Recentes resultados experimentais (Reines et al.<sup>36</sup>) e trabalhos teóricos (Barger et al.<sup>37</sup>) indicam que oscilações de neutrino podem ser uma realidade. Contudo, Bahcall et al.<sup>38</sup> lembram que provavelmen

te a discrepância entre observação e teoria, no problema do neutrino solar, é um fator da ordem de 3, enquanto as recentes análises das experiências de reator sugerem uma redução de um fator de 2, quando elas são apropriadamente mediadas sobre um largo espectro de energia dos neutrinos solares.

A fim de se ter uma posição mais clara acerca das oscilações de neutrino, parece que é necessário aguardar resultados das experiências com o  $^{71}\text{Ga}$  ou  $^{115}\text{In}$ , que são sensíveis a neutrinos provenientes das reações próton-próton (o  $^{37}\text{Cl}$  é primariamente sensível a neutrinos do  $^8\text{B}$ ). As expectativas é que com estes elementos, a discrepância deve ser bem maior, o que pode ser interpretado como forte evidência para oscilações de neutrino<sup>34</sup>.

## VI. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Tentamos apresentar, de maneira mais simples possível, alguns dos tópicos da Astrofísica Nuclear. Justamente aqueles relacionados a estrelas. Um dado importante que transparece das seções anteriores é que muita coisa precisa ainda ser feita, a fim de estreitar cada vez mais as incertezas existentes. Destas, as mais críticas são: seções de choque das reações de fusão, e dos processos de neutrinos; equação de estado para matéria estelar parcialmente degenerada e para matéria a densidades nucleares e supranucleares; modelos de pré-supernovas a partir de um cálculo de evolução estelar desde a fase de Sequência Principal, vale dizer, uma composição química mais realística. Além disso, há necessidade de um tratamento mais apropriado do transporte de neutrinos, bem como um esquema para acoplar tal equação de transporte com as equações da hidrodinâmica, da termodinâmica e a rede

de equações de reação. Com isso, espera-se esclarecer melhor o mecanismo das explosões de supernova.

Com os aceleradores cada vez mais potentes (atualmente, até 2.100 MeV/nucleon de energia cinética no laboratório), um novo campo da Física Nuclear está se impondo. Trata-se da Física Nuclear Relativística (energia incidente  $\geq$  400 MeV/nucleon). Existe uma estreita superposição de fatos e idéias entre este novíssimo ramo da Física Nuclear e a Astrofísica Nuclear, como é o caso dos anômалons (fragmentos do feixe primário que, após colisão com núcleos da emulsão nuclear, têm livre percurso médio anormalmente pequeno), fenômeno que foi observado, pela primeira vez, nas emulsões expostas a raios cósmicos<sup>39</sup>. A própria transição de fase da matéria nuclear para a de matéria hadrônica, e desta para a de plasma de quarks e gluons ("sopa" de quarks e gluons) podem ser tópicos comuns aos dois campos de pesquisa. Assim, o grande progresso verificado na área da Física Nuclear Relativística e a futura expansão das atuais máquinas (aumentando em muito a energia do feixe) dão ótimas perspectivas para vários dos problemas em Astrofísica Nuclear.

*Agradecimentos: Gostaria de agradecer as críticas e comentários dos Profs. T. Kodama e S.B. Duarte, que tiveram a paciência de ler o manuscrito.*

*Gostaria também de agradecer a Helena de Souza Ferreira pela belíssima obra de datilografia.*

Referências

1. Dos livros em Astrofísica, recomendamos: H. Chiu, "Stellar Physics", Vol. I, Blaisdell, 1968; D.D. Clayton, "Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis", McGraw-Hill, 1968; Ya. B. Zeldovich e I.D. Novikov, "Relativistic Astrophysics", Vol. I, The University of Chicago Press, 1971; S. Chandrasekhar, "An Introduction to the Study of Stellar Structure", Dover, 1957.
2. H.A. Bethe, Phys. Rev. 55, 434 (1939); C.F. von Weizsacker, Physik Z., 39, 633 (1938).
3. D.D. Clayton, "Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis", McGraw-Hill, 1968, Cap. 5.
4. S. Chandrasekhar, "An Introduction to the Study of Stellar Structure", Dover, 1957, Cap. XI.
5. F. Hoyle, Astrophys. J. Suppl., 1, 121 (1954).
6. J.R. Oppenheimer e G.M. Volkoff, Phys. Rev. 55, 374 (1939).
7. J. Audouze e S. Vauclair, "An Introduction to Nuclear Astrophysics", Reidel, 1980.
8. E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler e F. Hoyle, Rev. Mod. Phys., 29, 547 (1957).
9. P.A. Seeger, W.A. Fowler e D.D. Clayton, Astrophys. J. Suppl., 11, 121 (1965); Veja também, S.B. Duarte "Desequilíbrio (n, $\gamma$ )  $\rightleftharpoons$  ( $\gamma$ ,n) no Processo-r de Nucleo-síntese", Tese de Mestrado, CBPF, 1977.
10. W. Hillebrandt, K. Takahashi e T. Kodama, Astron. and Astrophys., 52, 63 (1976).
11. M. Bolsterli, E.O. Fiset, J.R. Nix e J.L. Norton, Phys. Rev. C, 5, 1050 (1972).

12. R.V. Gentry, T.A. Cahill, N.R. Fletcher, H.C. Kaufmann, L.R. Medsker, J.W. Nelson e R.G. Flocchini, Phys. Rev. Lett., 37, 11 (1976).
13. R.V. Wagoner, Astrophys. J. 179, 343 (1973).
14. A. Hewish, S.J. Bell, J.D.H. Pilkington, P.F. Scott e R. A. Collins, Nature, 217, 709 (1968).
15. L.D. Landau, Physik Z. Sowjetunion, 1, 285 (1932).
16. W. Baade e F. Zwicky, Proc.Nat.Ac.Sci. U.S., 20, 254 (1934).
17. S.W. Hawking, Comm. in Math. Phys. 43, 199 (1975).
18. I.S. Shklovsky, "Supernovae", Monographs and Texts in Physics and Astronomy, Vol. XXI, Wiley, 1968.
19. F. Hoyle, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 106, 343 (1946).
20. G. Gamow e M. Schoenberg, Phys. Rev. 59, 539 (1941).
21. K.C. Chung e T. Kodama, Astron. and Astrophys, 93, 309 (1981).
22. J.N. Bahcall, Phys. Rev. B, 136, 1164 (1964).
23. D.Z. Freedmann, Phys. Rev. D, 9, 1389 (1974).
24. R.I. Epstein e C.J. Pethick, Astrophys. J., 243, 1003 (1981).
25. K.C. Chung, Proceedings do Simpósio sobre "Phenomena of Mass Ejection", SAB, Cambuquira, MG, Brasil, p. 121, 1980.
26. S.A. Colgate e R.H. White, Astrophys. J., 143, 626 (1966).
27. Por exemplo: W.D. Arnett, Can. J.Phys., 44, 2553 (1966); R.A. Schwartz, Ann. Phys., 43, 42 (1967).; J.R. Wilson, Astrophys. J., 163, 209 (1971).
28. S.W. Bruenn, W.D. Arnett e D.N. Schramm, Astrophys. J., 213, 213 (1977).
29. L.D. Morley e M.B. Kislinger, Phys. Rep. 51, 63 (1979).

30. Ya. B. Zeldovich e I.D. Novikov, "Relativistic Astrophysics", Vol. I, Cap. XI.
31. K.C. Chung e T. Kodama, Rev.Bras.Fís., 8, 404 (1978).
32. B.K. Harrison, K.S. Thorne, M. Wakano , J.A. Wheeler, "Gravitation Theory and Gravitational Collapse", The University of Chicago Press, 1965, p. 46.  
Para o estudo da solidificação, veja N.C. Chao, "Applications of the Quantum Theory of Corresponding States to Nuclear Physics", nesta V Reunião de Trabalho, Itatiaia, 1982.
33. R. Davis, Jr., Proceedings of the International DUMAND Symposium, ed. V.J. Stenger, 2, 103 (1980).
34. B.W. Filippone e D. Schramm, Astrophys. J. 253, 393 (1982).
35. B. Pontecorvo, Soviet Phys. - JETP, 26, 984 (1968).
36. F. Reines, H.W. Sobel, e E. Pasierb, Phys. Rev. Lett. 45, 1307 (1980).
37. V. Barger, K. Whisnant, D. Cline, e R.J. Phyllips, J. Phys. G, 6, L165 (1980).
38. J.N. Bahcall, S.H. Zukow, W.F. Huebner, N.H. Magee, Jr., A. L. Nerts, M.F. Argo, P.D. Parker, B. Rozsnyai e R.K. Ulrich, Phys. Rev. Lett. 45, 945 (1980).
39. A. Milone, Nuovo Cim. Suppl., 12, 353 (1954).