

PROPRIEDADES DA MATÉRIA ESTELAR

T. Kodama

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

ÍNDICE

	<u>Pág.</u>
1 - INTRODUÇÃO	177
2 - BREVE ESQUEMA DA TEORIA DE ESTRUTURA ESTELAR E DE EVOLUÇÃO ESTELAR	179
2.1 - Fenomenologia - Classificação de Estrelas e Diagrama HR...	179
2.2 - Equações para Evolução Estelar	181
3 - PROPRIEDADES DO GÁS DE FERMI DE ELÉTRONS	185
4 - INTERAÇÕES NUCLEARES	191
5 - SUPERNOVA	197
 BIBLIOGRAFIA	 201

1 - INTRODUÇÃO

Nestas aulas, vamos discutir o papel dos processos microscópicos para cada etapa da evolução estelar. Um dos conceitos fundamentais para estudar os efeitos microscópicos num sistema macroscópico, tal como uma estrela, é o equilíbrio termodinâmico local.

Vamos considerar uma célula do sistema, infinitesimalmente pequena em relação ao sistema total, mas ao mesmo tempo suficientemente grande para conter grande número de partículas. Quando o sistema evolui no tempo, a célula sente a mudança da força (ou campo) exterior. Se o tempo de relaxação do processo microscópico na célula, causado pela mudança das condições exteriores, for muito pequeno em relação ao tempo característico da própria mudança externa, podemos dizer, então, que a aproximação de equilíbrio termodinâmico local é boa.

Exceto em alguns casos particulares, esta aproximação de equilíbrio local é normalmente muito boa nos processos astrofísicos. Graças ao equilíbrio local, estados de cada célula do sistema são especificados por apenas alguns parâmetros, apesar do número de graus de liberdade da célula ser muito grande ($> 10^{23}$!). Estes parâmetros são, usualmente, as variáveis termodinâmicas: densidade, pressão, temperatura, etc.

Desde que estas células são consideradas infinitesimalmente pequenas em relação ao sistema inteiro, as propriedades do sistema são conhecidas quando são conhecidas as distribuições destas quantidades como função da posição e do tempo. Nesta aula, estudaremos o efeito da microfísica sobre os corpos macroscópicos em duas etapas. Primeiro, vamos descrever a

dinâmica do sistema em termos da equação de estado, opacidade, etc. Em seguida, relacionaremos estas quantidades a processos microscópicos, tais como colisão, reações nucleares, etc. Em alguns casos específicos, o equilíbrio termodinâmico local pode não ser uma boa aproximação. Por exemplo, em transporte de neutrinos, onda de choque em supernovas, vento estelar, etc. Em tais casos, a teoria se torna, em geral, extremamente complicada.

2 - BREVE ESQUEMA DA TEORIA DE ESTRUTURA ESTELAR E DE EVOLUÇÃO ESTELAR

2.1 - Fenomenologia - Classificação de Estrelas e Diagrama HR

As estrelas no céu parecem, para nós, quase todas iguais, exceto em sua magnitude aparente (brilho). Em 1868, o padre italiano A. Secchi (Report. Brit. Ass. 1868, p. 166) descobriu como classificar estrelas, segundo seu espectro. Após isto, foram realizados muitos estudos sobre espectros estelares. Tais observações foram classificadas e catalogadas no Draper Catalogue of Stellar Spectra (Harvard Annals Vol. 27, 1890) e também no Henry-Draper Catalogue (Harvard Annals Vol. 91-99, 1918-1924), nos quais se encontra estabelecida a famosa sequência espectral de estrelas (O, B, A, F, G, K, M).

Em 1911, E. Hertzsprung e, em 1913, H.N. Russel descobriram que existe uma forte correlação estatística entre o Índice de cor (relacionado com a temperatura efetiva da superfície estelar) e a magnitude absoluta da estrela. Este diagrama é chamado diagrama H-R.

A maioria das estrelas são localizadas na diagonal principal deste diagrama. Elas são chamadas estrelas da sequência principal.

Por que esta concentração sobre a diagonal? Isto pode ser respondido do seguinte modo. Se nós admitimos que não existe perda de massa durante a evolução da estrela, podemos calcular a trajetória de evolução de uma estrela com uma dada massa, o que é mostrado na Fig. 1. A probabilidade de encontrar uma estrela num ponto específico sobre sua trajetória de

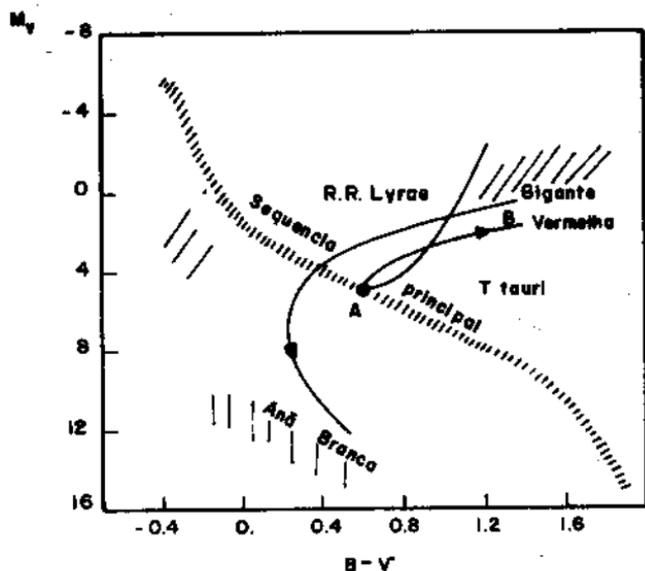


Figura 1

evolução \bar{e} , aproximadamente falando, inversamente proporcional \bar{a} velocidade de evolução no ponto. Por exemplo, uma estrela de uma massa solar ($1 M_{\odot}$) passa cerca de 10^9 anos na região de sequência principal (ponto A na Fig. 1); em seguida, move-se rapidamente para a região de gigante vermelha. Aí, então, permanece em torno de 10^5 anos. Depois disso, ela desce para a região de anã branca, novamente com rapidez, e após atingir a estrutura de anã branca, a estrela continua no diagrama H-R até desaparecer devido a esfriamento.

O traço evolutivo de uma estrela \bar{e} caracterizado principalmente por sua massa inicial. Embora o mecanismo de perda de massa durante a evolução não seja bem conhecido, acredita-se que o esquema de evolução \bar{e} tal como \bar{e} visto na Fig. 2.

Estrelas no estágio de sequência principal, gigante vermelha e anã branca são descritas por modelos quase está-

ticos. Estrelas em transição entre estes estágios são dinâmicas.

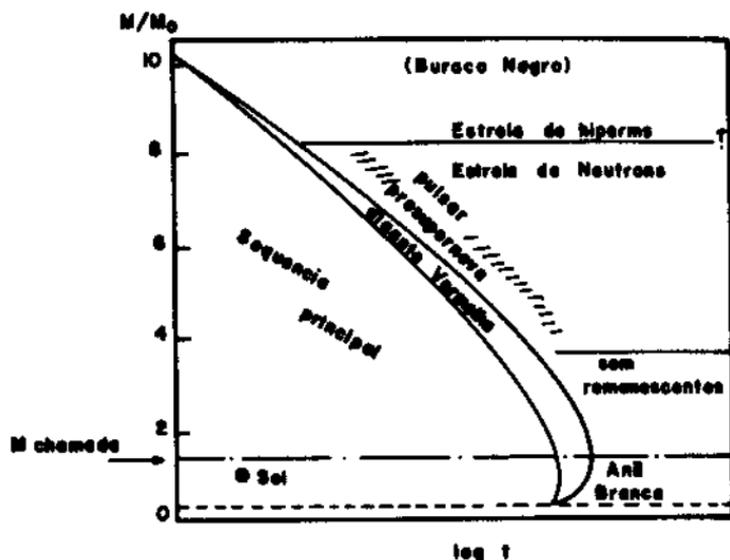


Figura 2

2.2 - Equações para Evolução Estelar

Admitindo o equilíbrio termodinâmico local, podemos especificar o estado de uma estrela em termos de:

$\rho(\mathbf{r}, t)$: distribuição de densidade de massa

$T(\mathbf{r}, t)$: distribuição de temperatura

$$\rightarrow \begin{cases} u(\mathbf{r}, t) : \text{energia interna} \\ p(\mathbf{r}, t) : \text{pressão} \end{cases}$$

$X_i(\mathbf{r}, t)$: composição química, expressa em termos de fração em massa da i -ésima partícula.

$\dot{\epsilon}(\mathbf{r}, t)$: taxa de produção de energia.

$L(\mathbf{r}, t)$: luminosidade (corrente de energia).

Estas quantidades podem ser obtidas pelas seguintes equações:

Conservação de momentum:

$$\rho \dot{\mathbf{v}} = -\nabla p - \rho \nabla U_G \quad (1)$$

U_G : potencia) gravitacional.

Conservação de massa:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

Conservação de energia:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + p \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \dot{\epsilon} - \nabla \cdot \mathbf{L} \quad (3)$$

Equação de difusão para calor:

$$\nabla T = - \frac{1}{\kappa} \mathbf{L} \quad (4)$$

κ : coeficiente de difusão.

Taxas de produção de energia nuclear:

$$\dot{\epsilon} = \sum_{(A,B)} \langle Q_{AB} \lambda_{AB} \rho_A \rho_B \rangle \quad (5)$$

λ_{AB} : taxa de reação entre núcleos A e B

Q_{AB} : valor Q da reação.

Estas equações mostram como as propriedades macroscópicas dependem de processos microscópicos que ocorrem na matéria estelar. Por exemplo, as Eqs. (1) e (2) exigem o conheci

mento da equação de estado, isto é, a pressão e a energia interna como funções de ρ , T e X_i . A Eq. (4) requer a opacidade κ que pode ser calculada, na maioria das estrelas, a partir da equação da difusão do fóton; e a Eq. (5) requer a taxa de reação dos núcleos para ρ , T e X_i dados.

No estágio inicial de uma estrela (proto-estrelas), podemos considerar que a matéria estelar é composta praticamente de um gás de hidrogênio puro. Quando ocorre a contração gravitacional, o gás se torna denso e se esquentam, transformando-se em plasma de núcleos de hidrogênio e elétrons livres. A energia de ionização de elétron atômico é algumas dezenas de eV, o que corresponde a $T \sim 10^6$ K. Por exemplo, para o Sol, os valores centrais de ρ e T são cerca de 100 g/cm^3 e 1.5×10^6 K. A esta temperatura e densidade, as reações nucleares ocorrem devido ao efeito túnel da mecânica quântica, através da barreira Coulombiana. Quase todas as reações nucleares importantes do ponto de vista astrofísico são reações abaixo da barreira. Elas são usualmente muito lentas, comparadas com a escala de tempo de laboratório, mas ainda assim suficientes para produzir calor, a fim de manter o brilho da estrela. Toda reação nuclear transforma a composição química da estrela, mudando a estrutura estelar.

Na Tabela 1, listamos os valores típicos da temperatura e densidade centrais para cada estágio estelar.

Salvo no caso da matéria de estrela de neutrons, a equação de estado é bem aproximada pela soma de contribuições do gás perfeito de núcleos, gás de Fermi de elétrons, e a radiação, com uma pequena correção devido à interação elétron-núcleo (efeito da não-homogeneidade do gás de elétrons).

TABELA 1

FASES DAS ESTRELAS	T(K)	$\rho(\text{g/cm}^3)$
Sequência Principal	$\sim 10^6$	$\sim 10^2$
Gigante Vermelha	$\sim 10^7$	$\sim 10^{4\sim 5}$
Anã Branca	$\leq 10^9$	$\sim 10^6$
Presupernova	$10^8 \sim 10^9$	$\sim 10^9$
Estrela de Neutron	$\leq 10^{12}$	$10^{14} \sim 10^{15}$

Dentre estas contribuições, a mais importante provém do gás de elétrons.

Na próxima seção, vamos examinar em detalhes as propriedades do gás de Fermi de elétrons.

3 - PROPRIEDADES DO GÁS DE FERMI DE ELÉTRONS

Vamos considerar uma parte do gás homogêneo de elétrons num plasma eletricamente neutro. A função de onda de cada elétron é representada por uma onda plana. Desde que os elétrons são férmions, eles obedecem à estatística de Fermi-Dirac. Assim, o potencial grande canônico q é dado por

$$q = \sum_f \ln (1 + e^{v - \beta \epsilon_f}) \quad (6)$$

onde a soma é tomada sobre todos os estados possíveis de um elétron. Aqui v é o potencial químico μ dividido por kT , e $\beta \equiv 1/kT$.

Como estamos considerando uma parte do sistema homogêneo infinitamente grande, os estados de elétron são contínuos e podemos escrever

$$q = \int \ln (1 + e^{v - \beta \epsilon}) \rho \, d\epsilon \quad (7)$$

onde $\rho \, d\epsilon$ é o número de estados cuja energia está entre ϵ e $\epsilon + d\epsilon$.

Da condição de contorno cíclico para a função de onda e da relação energia-momentum

$$\epsilon^2/c^2 = p^2v + m^2c^2 \quad (8)$$

nós obtemos:

$$\begin{aligned} \rho \, d\epsilon &= \frac{8\pi}{(2\pi\hbar)^3} v (\epsilon^2/c^2 - m^2c^2)^{1/2} \frac{\epsilon \, d\epsilon}{c^2} \\ &= 2 \times \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} v p^2 \, dp \end{aligned} \quad (9)$$

O fator 2 vem dos dois graus de liberdade de spin do elétron.

Conseqüentemente, tiramos a expressão para o potencial grande canônico:

$$q = \frac{8\pi}{(2\pi\hbar c)^3} V \int \epsilon (\epsilon^2 - m^2 c^4)^{1/2} \ln(1 + e^{-\nu - \beta \epsilon}) d\epsilon \quad (10)$$

a partir da qual podemos calcular o número total de elétrons, a energia total, e a pressão como:

$$N = \frac{\partial q}{\partial \nu} = \frac{8\pi}{(2\pi\hbar c)^3} V \int_{mc^2}^{\infty} \frac{\epsilon (\epsilon^2 - m^2 c^4)^{1/2}}{1 + e^{-\nu + \beta \epsilon}} d\epsilon \quad (11)$$

$$E = - \frac{\partial q}{\partial \beta} = \frac{8\pi}{(2\pi\hbar c)^3} V \int_{mc^2}^{\infty} \frac{\epsilon^2 (\epsilon^2 - m^2 c^4)^{1/2}}{1 + e^{-\nu + \beta \epsilon}} d\epsilon \quad (12)$$

$$p = \frac{kT}{V} q = \frac{8\pi}{(2\pi\hbar c)^3} kT \int_{mc^2}^{\infty} \epsilon (\epsilon^2 - m^2 c^4)^{1/2} \ln(1 + e^{-\nu - \beta \epsilon}) d\epsilon \quad (13)$$

Para uma dada densidade de número n e temperatura T , o potencial químico pode ser obtido da Equação (11). A função $f(\epsilon) = [1 + \exp(-\nu + \beta \epsilon)]^{-1}$, que aparece no integrando, é chamada função de distribuição de Fermi, e representa como as partículas ocupam os níveis de energia. Para $\beta \rightarrow \infty$ ($T \rightarrow 0$), a distribuição de Fermi tende para a função degrau. Fisicamente falando, isto significa que, para baixa temperatura, todas as partículas ocupam os níveis de energia mais baixos possíveis. Tal situação é chamada de degenerescência de elétron, e dá origem a uma mudança substancial nas propriedades estatísticas do sistema. Por exemplo, o gás de elétron degenerado tem o calor es-

pecífico nulo ($c_v = 0$).

No caso completamente degenerado, obtemos

$$n = \frac{N}{V} = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^3 x^3 \quad (14)$$

$$\epsilon = \frac{E}{V} = \frac{1}{24\pi^2} \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^3 mc^2 \cdot g(x) \quad (15)$$

$$p = \frac{1}{24\pi^2} \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^3 mc^2 \cdot f(x) \quad (16)$$

onde

$$f(x) = (2x^3 - 3x)(x^2 + 1)^{1/2} + 3 \sinh^{-1} x \quad (17)$$

$$g(x) = 8x^3(x^2 + 1)^{1/2} - f(x) \quad (18)$$

e

$$x \equiv P_F/mc \quad (19)$$

sendo P_F o momentum de Fermi. Se $x \gg 1$, a maioria dos elétrons são relativísticos. Ao contrário, se $x \ll 1$, todos os elétrons são não-relativísticos. No caso do gás de elétrons completamente degenerado, se a densidade de número é menor do que o inverso de comprimento de onda Compton do elétron ao cubo, os elétrons são não-relativísticos ($n < 10^{30}/m^3$).

Desde que

$$f(x) \rightarrow \begin{cases} \frac{8}{5} x^5 - \frac{4}{7} x^7 + \dots & x \rightarrow 0 \\ 2x^2 - 3x^2 + \dots & x \rightarrow \infty \end{cases}$$

$$g(x) \rightarrow \begin{cases} 8x^3 + \frac{12}{5} x^2 - \frac{3}{7} x^7 + \dots & x \rightarrow 0 \\ 6x^4 + \dots & x \rightarrow \infty \end{cases}$$

temos

$$p = \frac{1}{5} (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{m} n^{5/3} \quad \text{para} \quad n \ll \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^3$$

$$= \frac{1}{4} (3\pi^2)^{1/3} \hbar c n^{4/3} \quad \text{para} \quad n \gg \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^3$$

Assim, a pressão do gás de elétron muda sua dependência em relação à densidade de número, de baixa densidade ($p \propto n^{5/3}$) à alta densidade ($p \propto n^{4/3}$). É esta dependência de 4/3 que é responsável pela existência do chamado limite de massa de Chandrasekhar para anãs brancas.

Vamos considerar um plasma homogêneo esférico, cuja massa total seja M . A energia gravitacional é

$$E_g = \frac{3}{5} G \frac{M^2}{R} \propto M^{5/3} n^{1/3}$$

A pressão gravitacional correspondente é então

$$P_{\text{grav}} = - \frac{d}{d\left(\frac{1}{n}\right)} E_g \propto M^{5/3} n^{4/3}$$

Se $P_{\text{grav}} = P_{\text{elec}}$, o sistema está em equilíbrio (ver Fig. 3).

Assim, para massas superiores a certo valor M_{crit} , o sistema não pode manter o equilíbrio entre a força gravitacional e a pressão do gás de elétron. Cálculos mais detalhados foram realizados por S. Chandrasekhar, o valor máximo da massa para estrela fria é dado por

$$M_{\text{Chandra}} = \frac{5.76}{\mu_e^2} M_{\odot}$$

onde μ_e é o peso molecular médio por elétron;

$$\mu_e = \sum_i X_i \left(\frac{A_i}{Z_i}\right) \quad (20)$$

Para anãs brancas, $\mu_e \geq 2$; assim, neste caso, o limite de massa \bar{m} é em torno de $1.4 M_\odot$.

Se $T \gg \mu$ ($v \ll 1$), podemos também simplificar as expressões para N, E e p . Isto ocorre quando a temperatura \bar{m} é muito alta, ou a densidade \bar{m} é muito baixa.

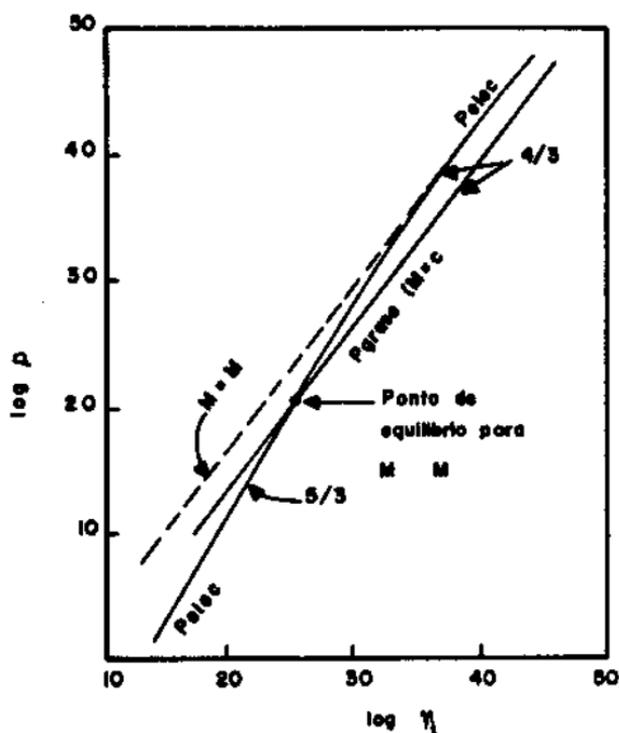


Figura 3

Obtemos

$$n = \frac{1}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty e^{-(\epsilon - \mu)/kT} p^2 dp \quad (21)$$

$$p = \frac{1}{3\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty p^3 \frac{d\epsilon}{dp} e^{-(\epsilon - \mu)/kT} dp \quad (22)$$

$$\epsilon = \frac{1}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^{\infty} \epsilon p^2 e^{-(\epsilon - \mu)/kT} dp \quad (23)$$

Pode ser facilmente visto que

$$p = nkT \quad (24)$$

Deste modo, a lei de gás perfeito vale para gás de Fermi não-degenerado.

Na região intermediária (semi-degenerada) várias técnicas numéricas foram desenvolvidas por muitos autores.

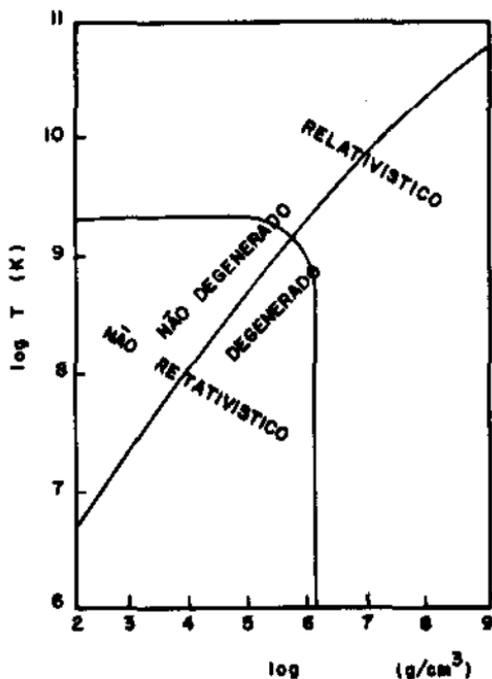


Figura 4

Plano log T - log ρ, mostrando as regiões relativística, não-relativística, degenerada, e não-degenerada do gás de elétrons.

4 - INTERAÇÕES NUCLEARES

À baixa temperatura e baixa densidade, os núcleos da matéria estelar são geralmente estáveis, e cada um deles é bem afastado um do outro, quando comparado com o alcance da interação nuclear, por motivo da repulsão Coulombiana entre dois núcleos. Contudo, para alta densidade e para alta temperatura ($\rho \geq 10^5 \text{ g/cm}^3$, $T > 10^9 \text{ K}$), muitas espécies de reação nuclear podem ocorrer. Isto resulta estatisticamente num rearranjo de nucleons, a fim de formar núcleos mais fortemente ligados.

Com o auxílio de tais redes de reação nuclear, as espécies nucleares mais abundantes são determinadas como uma função da densidade. Quanto maior a densidade, mais alta a energia de Fermi do elétron se torna. Deste modo, é mais favorável ao sistema absorver elétrons através dos núcleos, formando núcleos ricos em neutron. Tal fenômeno é chamado neutronização da matéria, devido à captura eletrônica. Naturalmente, a neutronização para em algum núcleo, desde que, quanto mais rico em neutron um núcleo for, mais elevada a energia fica, por causa da energia de simetria nuclear. Na Tabela 2, listamos os núcleos mais abundantes para cada região de densidade.

Usualmente, anãs brancas ou caroços de pre-supernova são compostos principalmente de ^{56}Fe . Quando a densidade é superior a várias vezes 10^{11} g/cm^3 , os núcleos ficam tão ricos em neutron que nenhum neutron a mais pode ficar ligado no interior do núcleo. Este fenômeno é conhecido como gotejamento de neutron, que ocorre em núcleos cuja energia de separação de neutrons é zero. (Tais núcleos têm 15 ~ 20 neutrons a mais do que os núcleos estáveis usuais).

TABELA 2
(Canuto 1973)

NÚCLEO	Z/A	ρ_{\max} g/cm ³
⁵⁶ Fe	0.4643	8×10^6
⁶² Ni	0.4516	3×10^8
⁶⁴ Ni	0.4375	$\sim 10^9$
⁸⁴ Se	0.4048	8×10^9
⁸² Ge	0.3902	2×10^{10}
⁸⁰ Zn	0.3750	4×10^{10}
⁷⁸ Ni	0.3590	1.6×10^{11}
⁷⁶ Fe	0.3421	1.8×10^{11}
¹²⁴ Mo	0.3387	1.9×10^{11}
¹²² Zr	0.3279	2.7×10^{11}
¹²⁰ Sr	0.3166	3.7×10^{11}
¹¹⁸ Kr	0.3051	4.3×10^{11}

Experiências nucleares recentes estão agora permitindo medir, em alguns casos, propriedades destes núcleos, e estão formando um campo bastante interessante da Física Nuclear (núcleos muito longe da linha de estabilidade β).

Para densidades ainda maiores (estrelas de neutron) os núcleos conseguem ficar em contato um com o outro e perdem sua individualidade, isto é, a matéria estelar se torna uma mistura homogênea de neutron, próton e elétron. Isto ocorre à densidade de aproximadamente 10^{14} g/cm³. Para densidades superiores a este ponto, a contribuição da interação forte para a equação de estado é muito importante. Nesta região de densidade, muitos estudos teóricos foram feitos, especialmente para matê-

ria de estrela de neutrons, em que o efeito de temperatura pode ser ignorado, e a teoria de muitos corpos nuclear é aplicada. Em densidades perto da região de gotejamento de neutron, fórmulas semi-empíricas de massa nuclear e tratamento tipo Thomas-Fermi são bem aplicadas.

A energia de superfície de cada núcleo desempenha um papel importante, a densidades para as quais os núcleos perdem sua individualidade. A natureza detalhada da interação de superfície tem agora interesse crescente, em relação a reações de íons pesados.

Na densidade nuclear usual ($\sim 2 \times 10^{14}/\text{cm}^3$), a própria teoria da matéria nuclear, como cálculo tipo Brueckner, princípio variacional, Hartree-Fock, etc, que tem mais de 20 anos de história, serve para obter a equação de estado.

Entretanto, ainda não temos previsões definidas para a compressibilidade nuclear, que é muito importante para a estrutura das estrelas de neutron.

A estrutura estática e esfericamente simétrica de uma estrela de neutrons é descrita pela equação relativística geral de equilíbrio hidrostático

$$\frac{d\rho}{dr} = -\frac{1}{2} \frac{d\varepsilon}{d\rho} \left(\frac{d^2\varepsilon}{d\rho^2}\right)^{-1} e^{\lambda\kappa r} \left[p + r^{-3} \int_0^r \varepsilon r^2 dr \right] \quad (25)$$

onde e^λ é a métrica radial, e $\kappa = 8\pi G/c^4$. A quantidade $\frac{d^2\varepsilon}{d\rho^2}$ é proporcional à compressibilidade da matéria nuclear.

A massa total da estrela de neutrons é calculada a partir da métrica na região exterior, dando $M = \frac{4\pi}{c} \int \varepsilon r^2 dr$.

Um fenômeno comum na equação relativística geral de equilíbrio é que o sistema se torna instável contra o colapso

gravitacional para massa total maior do que M_{crit} , o que é semelhante ao caso do limite da massa da anã branca. Contudo, a instabilidade relativística geral é essencialmente diferente da que ocorre em anãs brancas, porque esta instabilidade acontece para qualquer espécie de equação de estado. A razão é que quanto maior a pressão, maior a força gravitacional, devido ao efeito relativístico geral.

Cálculos recentes mostram que a massa máxima de estrela de neutron fica em torno de $3 \sim 4 M_{\odot}$ (este valor é importante para discutir os possíveis candidatos a buracos negros), para equação de estado obtida da teoria nuclear atual. (Entretanto, existe a possibilidade de que este valor possa ser mais alto, como $\sim 8 M_{\odot}$.)

A equação de estado para $\rho > 10^{15} \text{ g/cm}^3$ é quase desconhecida. Nós esperamos certamente o aparecimento do efeito das interações hiperônicas e mesmo das interações quark-quark. Uma das maneiras tratáveis para introduzir a interação quark-quark pode ser o modelo de bolsa de quarks, baseado na cromodinâmica quântica.

Para matéria de estrela de neutron, usualmente desprezamos o efeito de temperatura, desde que se acredita que o mecanismo de esfriamento de estrela de neutron devido à emissão de neutrinos é muito eficiente. Contudo, para discutir a estrutura dos primeiros estágios de estrela de neutrons, ou seu mecanismo de formação, não podemos desprezar a temperatura, uma vez que a energia térmica para $T = 10^{11} \sim 10^{12} \text{ K}$ não é desprezível em relação à energia de Fermi nuclear.

A maneira mais prática de introduzir a equação de

estado para matéria nuclear quente é o cálculo tipo Thomas-Fermi nuclear. Neste modelo, a expressão da energia é dada por:

$$E = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int d^3r \sum_{\tau} \int d^3p \left[\frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2} v_{\tau}(p, r) \right] \rho_{\tau}(p, r) \quad (26)$$

$$\rho_{\tau}(p, r) = \left\{ 1 + e^{\beta \left(\frac{p^2}{2m} + v_{\tau}(p, r) - \mu_{\tau} \right)} \right\}^{-1} \quad (27)$$

$$v_{\tau}(k, r) = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int d^3r' \int d^3p' \left[v_e \rho(k', r') + v_u \rho_{-\tau}(k', r') \right] \quad (28)$$

$$v_{e,u}(k, k', r, r') = c_{e,u} e^{(-|r-r'|/rd)} (1 - |k-k'|^2/kd^2) / |r-r'| \quad (29)$$

onde τ é o índice de isospin.

As equações acima constituem um sistema autoconsistente para $\rho_{\tau}(p, r)$, que corresponde à distribuição de Fermi no caso de partícula livre. A aplicação deste modelo está sendo feita para o cálculo da estrutura das estrelas de neutron quentes.

5 - SUPERNOVA

No estágio final de sua evolução, isto é, no fim dos estágios de queima de combustível nuclear, estrelas massivas sofrem o fenômeno chamado supernova. As supernovas são um dos processos mais fascinantes na física da estrela, pois elas estão relacionadas com vários campos da física: hidrodinâmica (onda de choque), física de neutrinos, e física nuclear. Elas estão também intimamente ligadas com fenômenos interessantes tais como estrela de neutron (sua formação), nucleossíntese de elementos pesados, formação de buracos negros, e a origem dos raios cósmicos. A ocorrência de supernovas é estimada em cerca de 1/50 anos galáxias.

O mecanismo preciso da explosão de supernova não é bem conhecido. Os primeiros cálculos quantitativos sobre a explosão de supernova foram feitos por Colgate e White e a seguir por Arnett. Após isto, muitos trabalhos foram feitos por vários autores.

Qual é o mecanismo essencial que dá origem à explosão de uma supernova ?

Consideremos uma estrela massiva $2M_{\odot} \leq M \leq 8 M_{\odot}$ no estágio de reação termonuclear. Esta fase (de uma estrela) é chamada de presupernova. O caroço central é composto, principalmente, por Fe, e a densidade do caroço é da ordem de 10^9 g/cm³, a temperatura da ordem de $10^{8\sim 9}$ K.

O desequilíbrio abrupto do caroço é provocado por um dos (dois (ou ambos) processos internos:

- i) ocorrência rápida de reação endotérmica (fotodesintegração do Fe)
- $${}^{56}\text{Fe} + \gamma \rightarrow 13\alpha + 4n ;$$

ii) neutronização pela captura eletrônica $N(Z,A)+e \rightarrow N(Z-1,A)+\nu$.

O primeiro mecanismo ocorre nas condições de densidade relativamente baixa, mas com a temperatura alta ($\rho \sim 10^8$ g/cm³, $T \sim 8 \times 10^9$ K). Como as reações são endotérmicas, o calor é absorvido e, então, a estrela começa a colapsar. Visto que as reações prosseguem bastante rápidas, a estrela sente como se a pressão interna fosse de repente retirada, e o colapso é quase igual à queda livre.

O segundo mecanismo ocorre quando a energia de Fermi ultrapassa a diferença de massa dos dois núcleos $N(Z,A)$ e $N(Z-1,A)$. Neste caso, ao invés de esfriamento súbito da matéria estelar no caroço, o que atua efetivamente é o decréscimo da pressão de elétron. No estágio de presupernova, o livre percurso médio do neutrino é da ordem de 10^{10} cm, e isto significa que os neutrinos escapam da estrela quase livremente. Desta maneira, Chung e Kodama mostraram que os processos de captura eletrônica são também eficientes para provocar a implosão de caroços de presupernova.

Nos dois casos, a razão essencial da implosão é que o gás de elétron fica relativística e, por isso, a uma pequena mudança na temperatura e composição química equivale uma grande variação na densidade de equilíbrio hidrostático. O processo da implosão ocorre dentro da escala de tempo de cerca de 1 seg, e a velocidade radial atinge em torno de 10% da velocidade da luz.

Agora, no centro da estrela, a densidade se torna $\geq 10^{13}$ g/cm³. O rápido processo de neutronização está continu-

ando. Como vimos na sessão anterior, para tal alta densidade, a matéria entra no regime nuclear e a propriedade da matéria muda drasticamente devido à interação nuclear. Assim, um mecanismo possível de explosão é onda de choque criada pela descontinuidade entre o caroço central e a matéria que está caindo sobre ele. A onda de choque atua como um mecanismo de aquecimento e reflexão para fora da envoltória que está caindo. Esta reflexão é reforçada ainda por reações nucleares de elementos mais leves na envoltória. Se a onda de choque é suficientemente forte, ela pode jogar toda a envoltória para fora, deixando um caroço denso (estrela de neutron quente) no centro. Se o efeito da onda de choque é muito maior, então pode acontecer que não fica nenhum remanescente. Isto é esperado no caso de supernovas de massas pequenas ($2M_{\odot} < M < 4M_{\odot}$).

Outro mecanismo possível de explosão é a deposição de neutrinos. Durante a formação do caroço da estrela de neutron, o processo de neutronização produz uma grande quantidade de fluxo de neutrinos energéticos ($E_{\nu} \gtrsim 10 \text{ MeV}$). Uma vez que a interação neutrino-matéria aumenta com o quadrado da energia, tal fluxo de neutrinos é aprisionado na camada externa e, então, a explosão da envoltória pode ocorrer.

Até o momento, estes dois são os únicos mecanismos possíveis conhecidos de provocar a explosão de supernova. Contudo, os cálculos atuais estão ainda divergindo quanto a resultados quantitativos.

Desde que os fenômenos de supernova são essencialmente um problema de instabilidade dinâmica, o cálculo é extremamente sensível aos seguintes pontos:

- 1). Método numérico para hidrodinâmica e o tratamento da onda de choque.
- 2). Equação de estado e taxas de reação.
- 3). Interação de neutrinos (interação fraca) e o tratamento do fenômeno de transporte.
- 4). Modelos de presupernova.

A teoria de supernova resente ainda da falta de nosso conhecimento sobre a microfísica fundamental, tanto quanto das dificuldades técnicas

Em relação ao problema de neutrino, a teoria gauge atual da interação fraca já incorporou o cálculo de supernova e parece que a existência de bóson de gauge é muito importante para o mecanismo de explosão. Por outro lado, a teoria relativística de fenômenos de transporte de neutrinos não é ainda bem explorada.

Tal como mencionamos anteriormente, a equação de estado na faixa de transição do plasma atômico para matéria nuclear também não é bem conhecida.

Desta forma, a fim de compreender o fenômeno de supernova, temos que esperar ainda por maior acúmulo de conhecimentos em física nuclear e física de alta energia, tanto quanto por melhoramentos ou métodos novos no tratamento do problema de instabilidade hidrodinâmica.

A Astrofísica sempre se constituiu numa boa área para aplicar nosso conhecimento em Física e estimulou maior desenvolvimento da ciência em geral.

Esperamos ainda aprender muito em Astrofísica, em ter

mos de novos fenômenos físicos e leis.

Agradecimento

O autor agradece ao Dr. K.C. Chung pela leitura crítica do texto e sua tradução, e à Helena de Souza Ferreira por seu excelente trabalho datilográfico.

BIBLIOGRAFIA

- Para introdução geral da Astrofísica Nuclear, veja:

H.Y. Chiu, "Stellar Physics", Blaisdal, 1968.

D.D. Clayton, "Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis", McGraw-Hill, 1968.

Y.B. Zeldovich e I.D. Novikov, "Relativistic Astrophysics", Vol. I. Univ. Chicago, 1971.

E.M. Burbidge et al., Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 547.

S.B. Duarte, Tese de Mestrado, CBPF, 1977.

K.C. Chung, Tese de Doutorado, CBPF, 1979.

- Para o gás de Fermi de elétron, por exemplo,

D. ter Haar, "Elements of Statistical Mechanics", Rinehart, 1956.

S.A. Bludman e K.A. Van Riper, Astrophys. J. 212, (1977), 859.

- Para equação de estado da matéria nuclear:

W.D. Langer, L.C. Rosen, J.M. Cohen e A.J.W. Cameron, Astrophys. Spa. Sci., 5 (1969), 259.

G. Baym, H.A. Bethe e C.J. Pethick, Nucl. Phys. A 175 (1971), 225.

H.A. Bethe, G.E. Brown, J. Applegate e J.M. Lattimer, Nucl. Phys. A 324, 487.

- Para equação de estado da matéria nuclear quente:

M.F. El-Eid e E.R. Hilf, Astron. Astrophys. 57(1977), 243.

W.A. Klüpper e G. Wegmavan, E.R. Hilf, Ann. Phys. 88 (1974) , 454.

- Para o modelo de Thomas-Fermi Nuclear:

W.D. Myers e W.J. Swiatecki, Ann. Phys. 55 (1969), 395.

- Para estrelas de neutron, pulsares e esfriamento:

G. Baym, Nordita 1970, "Neutron Stars", E. Flowers, M. Ruderman e P. Sutherlands, Astrophys. J. 205 (1976), 541.

K.C. Chung, Tese de Mestrado 1974, CBPF e referências citadas nessa Tese.

- Para supernova e assuntos relacionados:

S.A. Colgate e R.H. White, Astrophys. J. 143 (1966) 626.

W.D. Arnett, Can. J. Phys. 44 (1966), 2553.

R.A. Schwartz, Ann. Phys. 43 (1967), 42.

J.R. Wilson, Astrophys. J. 163 (1971), 209.

K. Sato, Prog. Theor. Phys. 54 (1975), 1325.

D.N. Schramm e W.D. Arnett, Phys. Rev. Lett. 34(1975), 113.

K.C. Chung, Tese ibid.

T. Kodama e K. Takahashi, Nucl. Phys. A 239 (1975), 489.

W. Hillebrandt, K. Takahashi e T. Kodama Astron. and Astrophys. 52 (1976), 63.

K.C. Chung e T. Kodama, (1979), a ser publicado.