

Capítulo 22

Estrelas

Estrelas são esferas autogravitantes de gás ionizado, cuja fonte de energia é a transmutação de elementos através de reações nucleares, isto é, da fusão nuclear de hidrogênio em hélio e, posteriormente, em elementos mais pesados.

As estrelas têm massas entre 0,08 e 100 vezes a massa do Sol ($M_{\odot} = 1,9891 \times 10^{30} \text{kg}$) e as estrelas normais, não colapsadas, temperaturas efetivas entre 2500K e 30 000K.

22.1 O Diagrama HR

O Diagrama de Hertzsprung Russell, conhecido como diagrama HR, foi descoberto independentemente pelo dinamarquês Ejnar Hertzsprung (1873-1967), em 1911, e pelo americano Henry Norris Russell (1877-1957), em 1913, como uma relação existente entre a luminosidade de uma estrela e sua temperatura superficial. Hertzsprung descobriu que estrelas da mesma cor podiam ser divididas entre luminosas, que ele chamou de gigantes, e estrelas de baixa luminosidade, que ele chamou de anãs. Dessa forma, o Sol e a estrela Capela têm a mesma classe espectral, isto é, a mesma cor, mas Capela, uma gigante, é cerca de 100 vezes mais luminosa que o Sol. Russel estendeu o estudo de Hertzsprung para as estrelas mais quentes, graficando as 300 estrelas para as quais a paralaxe havia sido medida naquela época. Uma representação de um diagrama HR é mostrada na figura 22.1.

Tanto a luminosidade (ou magnitude absoluta) como a temperatura superficial de uma estrela, são características facilmente determináveis para estrelas de distâncias conhecidas: a primeira pode ser encontrada a partir da magnitude aparente, e a segunda a partir de sua cor ou tipo espectral.

Características das estrelas

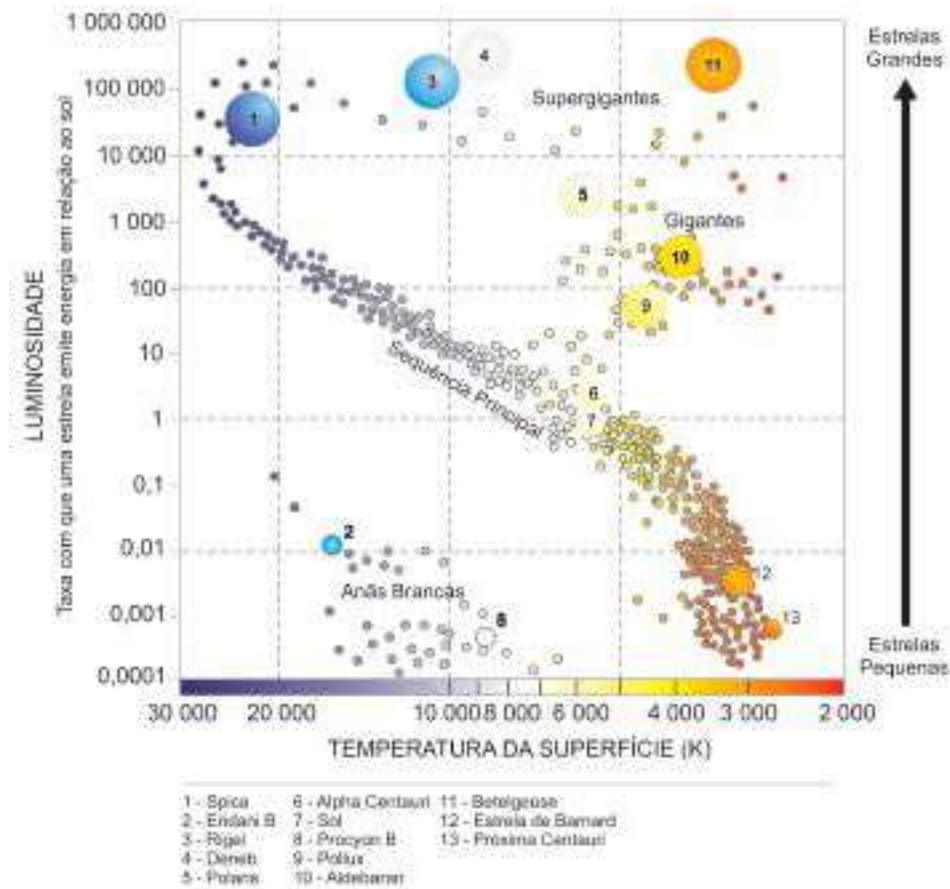


Figura 22.1: Representação de um diagrama HR, mostrando a localização de algumas estrelas conhecidas.

A figura 22.2 mostra um diagrama HR para um conjunto de estrelas nas proximidades do Sol. Nesse diagramas, os astrônomos adotam a convenção de que a temperatura cresce para a esquerda, e a luminosidade para cima.

A primeira coisa que se nota em um diagrama HR é que as estrelas não se distribuem igualmente nele, mas se concentram em alguns partes. A maior parte das estrelas está alinhada ao longo de uma estreita faixa na diagonal que vai do extremo superior esquerdo (estrelas quentes e muito luminosas),

até o extremo inferior direito (estrelas frias e pouco luminosas). Essa faixa é chamada seqüência principal. O fator que determina onde uma estrela se localiza na seqüência principal é a sua *massa*: estrelas mais massivas são mais quentes e mais luminosas. As estrelas da seqüência principal têm, por definição, classe de luminosidade V, e são chamadas de anãs. Um número substancial de estrelas também se concentra acima da seqüência principal, na região superior direita (estrelas frias e luminosas). Essas estrelas são chamadas gigantes, e pertencem à classe de luminosidade II ou III. Bem no topo do diagrama existem algumas estrelas ainda mais luminosas: são chamadas supergigantes, com classe de luminosidade I. Finalmente, algumas estrelas se concentram no canto inferior esquerdo (estrelas quentes e pouco luminosas): são chamadas anãs brancas. Apesar do nome, essas estrelas na verdade cobrem um intervalo de temperatura e cores que abrange desde as mais quentes, que são azuis ou brancas e têm temperatura superficiais de até 170 000 K, até as mais frias, que são vermelhas e têm temperaturas superficiais de apenas 3500 K.

É importante notar que o fato de uma estrela estar “na” ou “fora da” seqüência principal não se refere à sua posição no espaço, mas apenas à posição do ponto no diagrama HR que representa sua luminosidade e temperatura. Estima-se que em torno de 80% das estrelas nas vizinhanças do Sol são estrelas da seqüência principal. Aproximadamente 20% são anãs brancas e menos do que 1% são gigantes, supergigantes ou anãs marrons.

Ao interpretar o diagrama HR, temos de levar em conta os *efeitos de seleção*: as estrelas intrinsecamente mais brilhantes são mais prováveis de aparecer no diagrama, já que podem ser vistas a distâncias maiores. Isso significa que, se fizermos um diagrama HR de uma amostra de estrelas limitada por magnitude aparente, um grande número de estrelas intrinsecamente brilhantes vão aparecer. Se fizermos outro diagrama HR, com uma amostra de estrelas limitada pela distância ao Sol, o diagrama será diferente. A aparência do diagrama HR de estrelas pertencentes a um determinado aglomerado de estrelas depende fortemente da idade do aglomerado e, por isso, esses diagramas são importantes para estudos de evolução estelar.

22.2 Cúmulos e Aglomerados Estelares

As estrelas de um cúmulo ou aglomerado estelar formaram-se da mesma nuvem de gas e portanto têm a mesma idade, a mesma composição química e a mesma distância. Quanto mais próximo o aglomerado está da Terra, maior é o seu diâmetro aparente (angular).

Tabela 22.1: John S. Drilling & Arlo U. Landolt, em Allen's Astrophysical Quantities, 4th Edition, Editor Arthur N. Cox, 2000, AIP Press, Springer, p. 388, e A.T. Tokunaga, p. 151

Tipo	M_V	B-V	U-B	V-R	R-I	V-K	T_{ef}
O5V	-5,7	-0,33	-1,19	-0,15	-0,32		42 000
O9V	-4,5	-0,31	-1,12	-0,15	-0,32	-0,87	34 000
B0V	-4,0	-0,30	-1,08	-0,13	-0,29	-0,83	30 000
B2V	-2,45	-0,24	-0,84	-0,10	-0,22	-0,66	20 900
B2I	-6,4	-0,17	-0,93	-0,05	-0,15		17 600
B5V	-1,2	-0,17	-0,58	-0,06	-0,16	-0,42	15 200
B8V	-0,25	-0,11	-0,34	-0,02	-0,10	-0,24	11 400
A0V	+0,65	-0,02	-0,02	0,02	-0,02	0,00	9 790
A0I	-6,3	-0,01	-0,38	0,03	0,05		9 980
A2V	+1,3	0,05	0,05	0,08	0,01	0,14	9 000
A5V	+1,95	0,15	0,10	0,16	0,06	0,38	8 180
A5I	-6,6	0,09	-0,08	0,12	0,13		8 610
F0V	+2,7	0,30	0,03	0,30	0,17	0,70	7 300
F0I	-6,6	0,17	0,15	0,21	0,20		7 460
F2V	+3,6	0,35	0,00	0,35	0,20	0,82	7 000
F2I	-6,6	0,23	0,18	0,26	0,21		7 030
F5V	+3,5	0,44	-0,02	0,40	0,24	1,10	6 650
F5I	-6,6	0,32	0,27	0,35	0,23		6 370
F8V	+4,0	0,52	0,02	0,47	0,29	1,34	6 250
F8I	-6,5	0,56	0,41	0,45	0,27		5 750
G0V	+4,4	0,58	0,06	0,50	0,31	1,41	5 940
G0I	-6,4	0,76	0,52	0,51	0,33		5 190
G2V	+4,72	0,63	0,12	0,53	0,33	1,46	5 790
G2I	-6,3	0,87	0,63	0,58	0,40		5 190
G5V	+5,1	0,68	0,20	0,54	0,35	1,58	5 560
G5III	+0,9	0,86	0,56	0,69	0,48		5 050
G5I	-6,2	1,02	0,83	0,67	0,44		4 930
G8V	+5,5	0,74	0,30	0,58	0,38	1,80	5 310
G8I	-6,1	1,14	1,07	0,69	0,46		4 700
K0V	+5,9	0,81	0,45	0,64	0,42	1,96	5 150
K0I	-6,0	1,25	1,17	0,76	0,48		4 550
K2V	+6,4	0,91	0,64	0,74	0,48	2,22	4 830
K2I	-5,9	1,36	1,32	0,85	0,55		4 310
K5V	+7,35	1,15	1,08	0,99	0,63	2,85	4 410
K5III	-0,2	1,50	1,81	1,20	0,90		4 050
K5I	-5,8	1,60	1,80	1,20	0,90		3 990
M0V	+8,8	1,40	1,22	1,28	0,91	3,65	3 840
M0I	-5,6	1,67	1,90	1,23	0,94		3 620
M2V	+9,9	1,49	1,18	1,50	1,19	4,11	3 520
M2I	-5,6	1,71	1,95	1,34	1,10		3 370
M5V	+12,3	1,64	1,24	1,80	1,67	6,17	3 170
M5III	-0,3	1,63	1,58	2,18	1,96		3 380
M5I	-5,6	1,80	1,60	2,18	1,96		2 880

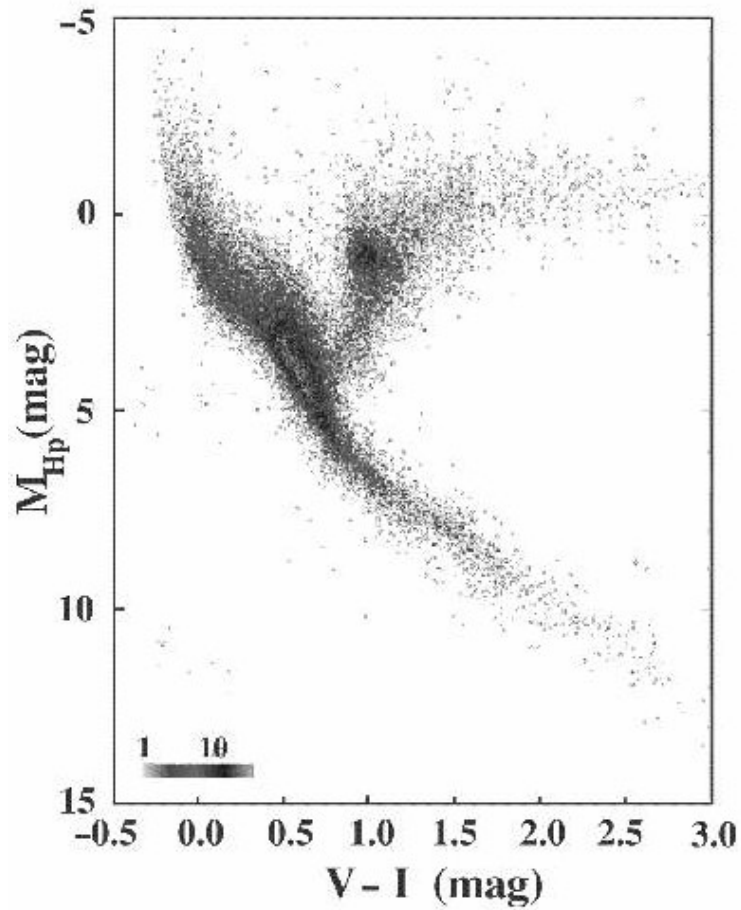


Figura 22.2: Diagrama Hertzsprung-Russell para 41453 estrelas observadas pelo satélite HIPPARCOS, com incertezas nas distâncias menores do que 20%, acessível em <http://astro.estec.esa.nl/Hipparcos/TOUR/tour-hrdiagram.html>.

Existem aglomerados abertos, com dezenas a centenas de estrelas, como as Plêiades, também chamadas de As Sete Irmãs, pois podemos ver sete estrelas a olho nu. As Plêiades, ou M45 e NGC 1432, na constelação do Touro, têm magnitude aparente total de 1,20, estão a 410 anos-luz da Terra, têm um diâmetro aparente de 110', quase 2°, e aproximadamente 20 milhões de anos. Naturalmente em um campo (área) tão grande, um grande número de estrelas naquela direção não pertence ao aglomerado.

Existem cerca de 160 cúmulos globulares na nossa Galáxia, com centenas de milhares de estrelas, como Omega Centauri. Este cúmulo, também chamado de NGC 5139, está a 17 000 anos-luz na Terra, na constelação do Centauro, tem magnitude aparente total de 3,70 e diâmetro de 36', equivalente a 170 anos-luz.

Para uma amostra de estrelas limitada por brilho ou por distância, a seqüência principal não é uma linha fina, mas uma banda larga, especialmente no extremo vermelho, frio. A largura da seqüência principal não é devida a erros nas medidas das distâncias às estrelas, mas sim a variações na composição química de estrelas de mesma massa. Para cúmulos e aglomerados de estrelas, que nasceram da mesma nuvem de gás e, portanto, iniciaram suas vidas com a mesma composição química, a seqüência principal no diagrama HR é uma linha fina.

22.3 Distâncias espectroscópicas

Uma das aplicações mais importantes do diagrama HR é a determinação de distâncias estelares. Suponha, por exemplo, que uma determinada estrela tem um espectro que indica que ela está na seqüência principal e tem tipo espectral G2. Sua luminosidade, então, pode ser encontrada a partir do diagrama HR e será em torno de $1L_{\odot}$ ($M = +5$). Conhecendo-se sua magnitude aparente, portanto, sua distância pode ser conhecida a partir do seu *módulo de distância*:

$$(m - M) = -5 + 5 \log d \longrightarrow d = 10^{(m-M+5)/5}$$

onde $(m-M)$ é o *módulo de distância*, e

m = magnitude aparente

M = magnitude absoluta

d = distância em parsecs.

Em geral, a classe espectral sozinha não é suficiente para se conhecer a luminosidade da estrela de forma única. É necessário conhecer também sua classe de luminosidade. Por exemplo, um estrela de tipo espectral G2 pode

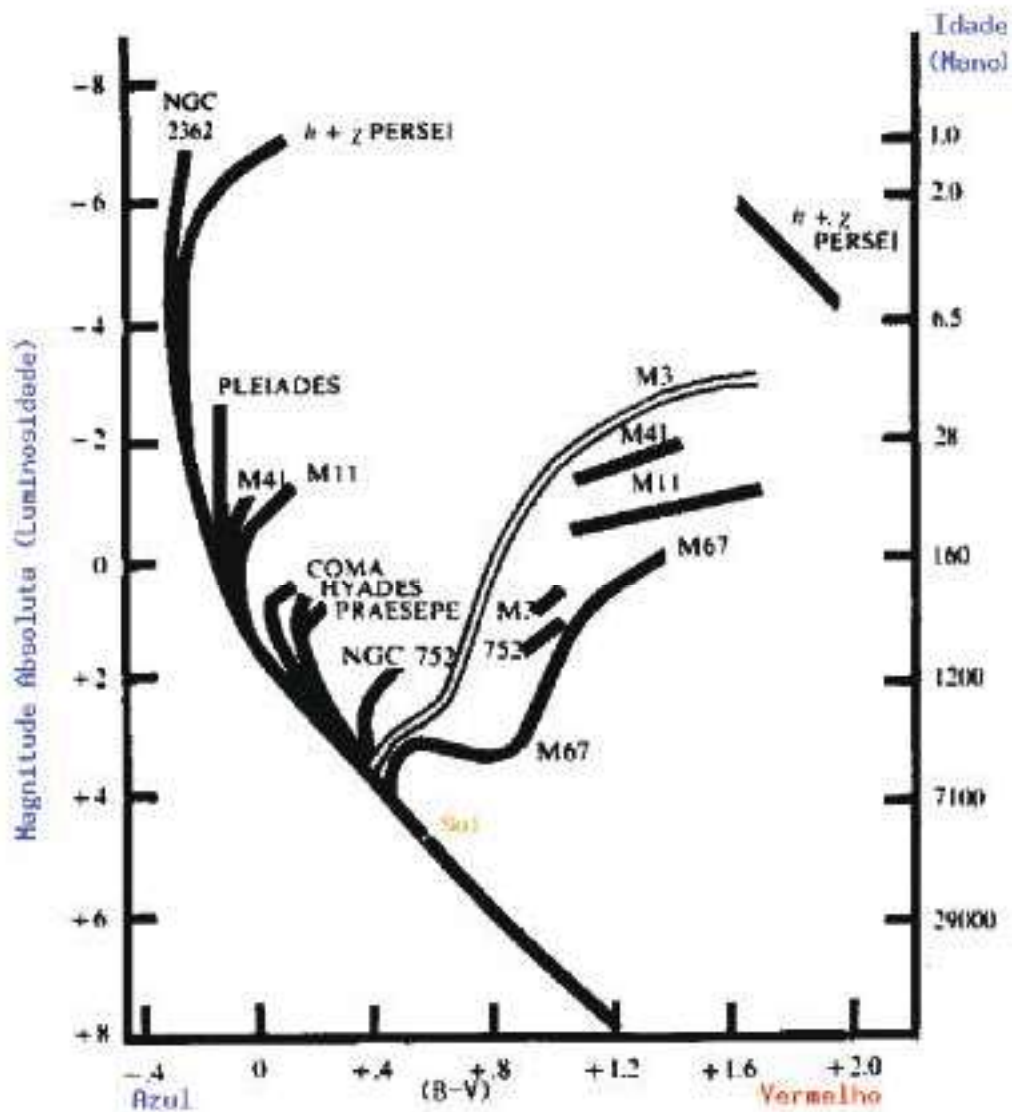


Figura 22.3: Diagrama HR de diversos aglomerados e cúmulos estelares. A idade de cada aglomerado é medida calculando-se a idade da estrela que está saindo da seqüência principal (*Turn-Off Point*) e está indicada no lado direito da figura. Essa figura foi publicada pelo astrônomo americano Allan Rex Sandage (1926-2010) em 1957.

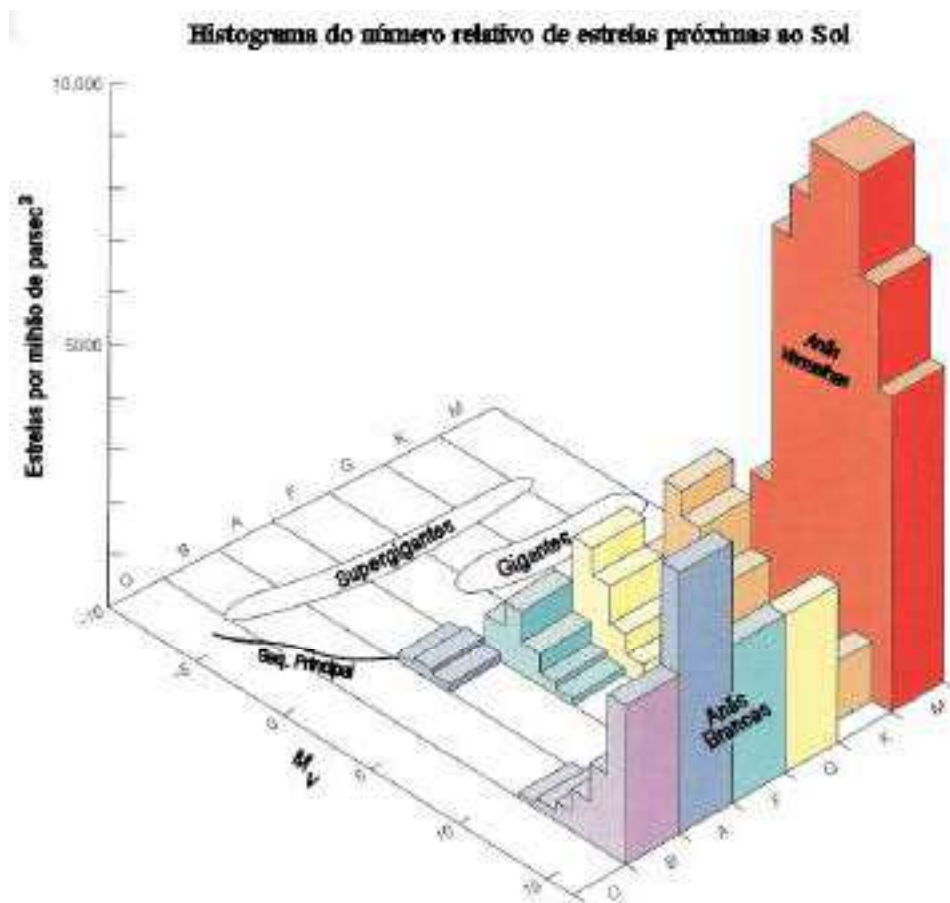


Figura 22.4: Histograma do número de estrelas perto do Sol, por tipo. A distribuição de estrelas por massa na seqüência principal chama-se Função Inicial de Massa, e indica que para cada 300 estrelas de 1 massa solar existe somente uma com 10 massas solares [$FIM \propto (M/M_{\odot}^{-2,35})$, Edwin E. Salpeter (1925-2008). 1955, *Astrophysical Journal*, 121, 161].

ter uma luminosidade de $1 L_{\odot}$, se for da seqüência principal, ou de $10 L_{\odot}$ ($M = 0$), se for uma gigante, ou ainda de $100 L_{\odot}$ ($M = -5$), se for uma supergigante.

Essa maneira de se obter as distâncias das estrelas, a partir do seu tipo espectral e da sua classe de luminosidade, é chamada método das *paralaxes*

espectroscópicas.

22.4 A relação massa-luminosidade

As massas das estrelas podem ser determinadas no caso de estrelas duplas orbitando uma em torno da outra, aplicando-se a Terceira Lei de Kepler. Essas observações têm mostrado que as massas das estrelas aumentam de baixo para cima ao longo da seqüência principal. Pode-se, portanto, estabelecer uma relação massa-luminosidade, que por sua vez permite estimar as massas das estrelas baseadas em seu tipo espectral. Para estrelas com massas (\mathcal{M}) grandes, maiores do que 3 massas solares, a luminosidade é proporcional ao cubo da massa; já para massas pequenas, menores do que 0,5 massa solar, a luminosidade é proporcional à potência 2,5 da massa, ou seja:

$$\mathcal{M} \geq 3\mathcal{M}_{\odot} \longrightarrow L \propto \mathcal{M}^3$$

$$3\mathcal{M}_{\odot} \geq \mathcal{M} \geq 0,5\mathcal{M}_{\odot} \longrightarrow L \propto \mathcal{M}^4$$

$$\mathcal{M} \leq 0,5\mathcal{M}_{\odot} \longrightarrow L \propto \mathcal{M}^{2,5}$$

As massas das estrelas variam entre 0,08 e 100 massas solares, ao passo que as luminosidades das estrelas variam entre 10^{-4} e 10^{+6} vezes a luminosidade do sol.

22.5 Extremos de luminosidade, raios e densidades

A relação entre luminosidade, temperatura e tamanho de uma estrela é dada pela lei de Stefan-Boltzmann, da qual se infere que a luminosidade da estrela é diretamente proporcional ao quadrado de seu raio e à quarta potência de sua temperatura:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{ef}}^4$$

onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann, e vale $\sigma = 5,67051 \times 10^{-5}$ ergs $cm^{-2} K^{-4} s^{-1}$.

Essa relação torna evidente que tanto o raio quanto a temperatura influenciam na luminosidade da estrela, embora a temperatura seja mais decisiva.

As estrelas normais têm temperaturas variando entre 3 000 e 30 000 K aproximadamente ($0,5 T_{\odot}$ e $5 T_{\odot}$), e luminosidades variando entre $10^{-4} L_{\odot}$ e $10^{+6} L_{\odot}$. Como a luminosidade depende de T^4 , um fator de apenas 10 em temperatura resulta em um fator de 10 000 em luminosidade, e conseqüentemente a parte substancial das diferenças de luminosidade entre as estrelas

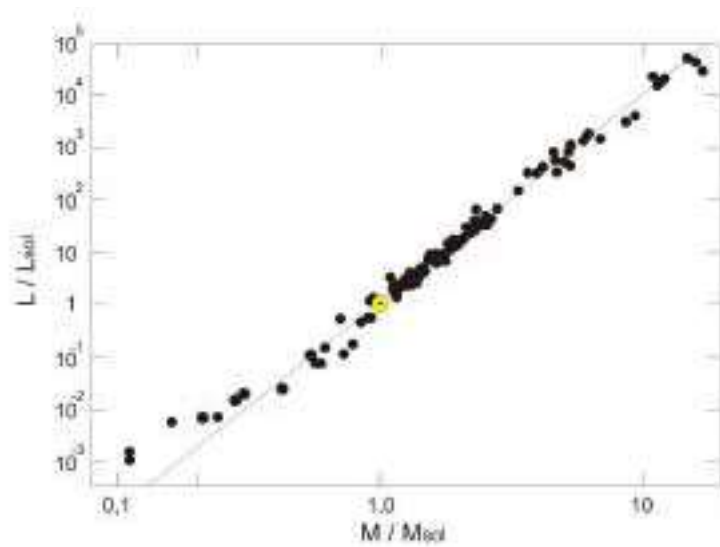


Figura 22.5: Gráfico da relação massa-luminosidade para estrelas da sequência principal. O círculo representa o Sol.

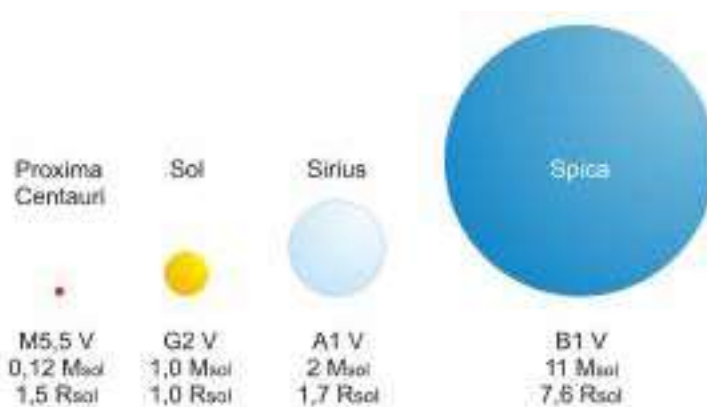


Figura 22.6: Tamanhos relativos de quatro estrelas da sequência principal. Quanto maior a massa da estrela, mais quente, maior e mais luminosa ela se torna.

é devida às diferenças de temperatura entre elas. O fator restante de 10^6 no intervalo de luminosidades deve-se às diferenças em raios estelares. Estima-

se que os raios das estrelas cobrem um intervalo de valores possíveis entre $10^{-2}R_{\odot}$ e $10^{+3}R_{\odot}$, aproximadamente.

No diagrama HR, o raio aumenta do canto inferior esquerdo para o canto superior direito.

22.5.1 As estrelas mais luminosas

As estrelas mais massivas que existem são estrelas azuis com massas de até 100 massas solares. Suas magnitudes absolutas são em torno de -6 a -8, podendo, em alguns casos raros, chegar a -10 ($10^{+6}L_{\odot}$). Essas estrelas estão em geral no canto superior esquerdo do diagrama HR e têm tipo espectral O ou B. São as estrelas mais luminosas da seqüência principal. A estrela Rigel é 62 000 vezes mais luminosa que o Sol.

Outra categoria de estrelas muito luminosas são as gigantes e supergigantes, que estão no canto superior direito do diagrama HR; Betelgeuse e Antares são supergigantes, e Aldebaran e Capela são gigantes. Essas estrelas chegam a ser milhares de vezes mais luminosas do que o Sol (no caso das supergigantes) e seus tamanhos são muito maiores do que o do Sol. Por exemplo, uma supergigante vermelha típica, com temperatura de 3000 K, e luminosidade de 10^4L_{\odot} , tem um raio de 400 vezes o raio do Sol. Se o Sol fosse colocado no centro de tal estrela, o raio da estrela alcançaria além da órbita de Marte.

Essas supergigantes vermelhas, tendo luminosidades e tamanhos extremamente grandes, têm densidades extremamente pequenas. Por exemplo, uma estrela supergigante como a descrita acima tem um volume que é 64 milhões de vezes o volume do Sol, e uma massa que é no máximo 50 vezes a massa do Sol. Se assumirmos que sua massa é 10 vezes a massa do Sol, encontramos que sua densidade média é 10^{-7} vezes a densidade média do Sol, ou $1,4 \times 10^{-7}$ a densidade da água.

22.5.2 As estrelas de baixa luminosidade

As estrelas mais comuns são estrelas vermelhas (frias) e de baixa luminosidade, chamadas de anãs vermelhas. No diagrama HR, elas ocupam a extremidade inferior da seqüência principal. Os objetos de massas e luminosidades ainda menores, chamados de anãs marrons, por serem muito fracos, são muito difíceis de serem detectados. O termo anã marrom foi proposto pela astrônoma americana Jill Cornell Tarter (1944-) em 1975. Na verdade, anãs marrons são proto-estrelas de massa menor que 0,08 massas solares, correspondendo a 73 massas de Júpiter, que nunca queimarão o hidrogênio e nunca

atingirão a seqüência principal. Elas têm massa entre aproximadamente 13 e 73 $M_{\text{Júpiter}}$ e existem mais de 20 conhecidas. Por exemplo, a anã marrom Gliese 229B [Wilhem Gliese (1915-1993)] tem massa entre 30 e 40 vezes a massa de Júpiter. As estrelas anãs vermelhas são muito menores e mais compactas do que o Sol. Uma estrela anã vermelha típica, com temperatura de 2700 K e magnitude bolométrica absoluta $M = +13$ ($5 \times 10^{-4} L_{\odot}$), tem um raio de apenas 1/10 do raio do Sol. Uma estrela desse tipo tem massa pequena, em torno de 1/10 da massa do sol, mas ainda assim sua densidade deve ser em torno de 100 vezes a densidade do Sol. Mas essas não são as estrelas mais densas que existem. As anãs brancas, na margem inferior esquerda do diagrama HR, as estrelas de nêutrons, e os buracos negros, têm densidades muito mais altas.

22.5.3 As anãs brancas



Figura 22.7: Na foto vemos Sírius A e, na ponta da flecha, Sírius B ($T_{\text{ef}} = 24\,800$ K), 9 magnitudes mais fraca que Sírius A e sempre mais próxima que 11,5 segundos de arco.

A anã branca mais próxima conhecida é a companheira de Sírius, α do Cão Maior, a estrela mais brilhante do céu. Sírius era binária astrométrica, descoberta por Friedrich Wilhelm Bessel (1784-1846) em 1844, até 31 de janeiro de 1862, quando Alvan Graham Clark Jr. (1832-1897) detectou sua companheira fraca, chamada desde então de Sírius B, pela primeira vez. Em 1914, o americano, nascido na Síria, Walter Sydney Adams (1876-1956), estudando o espectro de Sírius B, descobriu que sua baixa luminosidade e sua alta temperatura indicavam um raio de 18 000 km, ou seja, somente 2,5 vezes o raio da Terra, apesar de sua massa ser parecida com a massa do Sol (1915, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 27, 236). 40 Eridani B (40 Eri B) foi descoberta em 1914 por Henry Norris

Russell (Popular Astronomy, 22, 275, 7). Até 1917, três estrelas com estas características eram conhecidas: Sírius B, 40 Eridani B, e van Maanen 2 [Adriaan van Maanen (1884 - 1946)] e foram chamadas de anãs brancas. Sírius B tem uma massa solar, raio de 5800 km (valor atual) e densidade média de 2 milhões de vezes a densidade da água. Algumas anãs brancas têm densidades centrais maiores do que 10^7 vezes a densidade da água. Uma colher de chá do material que as constitui pesaria 50 ton!

Em 1939, Subrahmanyan Chandrasekhar (1910-1995) construiu modelos rigorosos descrevendo a estrutura dessas estrelas, e qual sua maior massa possível, de $1,44 M_{\odot}$.



Subrahmanyan Chandrasekhar

A pressão que suporta essas densidades enormes é chamada de pressão de degenerescência e é oriunda do princípio da incerteza de Heisenberg e do princípio da exclusão de Pauli, que diz que dois elétrons de mesmo spin não podem ocupar o mesmo nível de energia. Portanto, os elétrons têm *momenta*, e energia cinética, tão altos que contrabalançam a atração gravitacional. Hoje em dia, cerca de 25 000 anãs brancas estão catalogadas, e Jasonjot Kalirai, Brad M.S. Hansen, Daniel D. Kelson, David B. Reitzel, R. Michael Rich e Harvey B. Richer, 2008, Astrophysical Journal, 676, 594, encontram

$$M_{\text{final}} = (0.109 \pm 0.007)M_{\text{inicial}} + (0.394 \pm 0.025)M_{\odot}$$

Em 1938, Julius *Robert* Oppenheimer (1904-1967), que em 1941 lideraria o Projeto Manhattan para a construção da bomba atômica, e George Michael Volkoff (1914-2000) demonstravam que, teoricamente, as estrelas de nêutrons também tinham um massa máxima. Estrelas acima dessa massa se condensariam a uma singularidade, um buraco negro.

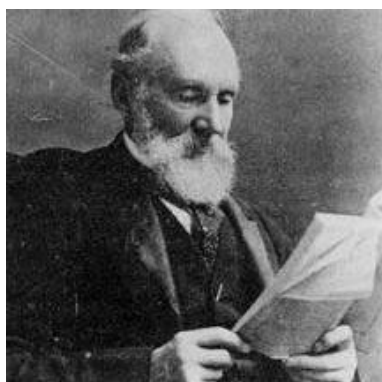
22.6 A fonte de energia das estrelas

A questão de por que as estrelas brilham só foi levantada no século XIX quando a termodinâmica - o estudo de calor e energia - estava se desenvolvendo. Pela primeira vez, as pessoas compreenderam que o calor e a luz emitidos pelo Sol, 400 trilhões de trilhões de watts, precisava ter uma fonte. Somente em 1938 os cientistas finalmente descobriram que a fonte dessa energia aparentemente inesgotável era a fusão nuclear.

A primeira lei da termodinâmica declara que a energia, incluindo o calor, nunca é criada ou destruída, simplesmente é transformada de uma forma em outra. Ainda hoje, os cientistas usam esse princípio para entender o Universo. A primeira invocação dessa lei veio do alemão Robert Julius von Mayer (1814-1878), que, em 1840, completou seu curso de medicina e embarcou como cirurgião em uma viagem para a Índias Orientais holandesas. Como o tratamento médico naquela época envolvia sangramentos, Mayer observou que o sangue dos marinheiros recém-chegados da Europa era mais vermelho do que o daqueles que estavam há longo tempo nos trópicos, indicando que havia mais oxigênio no sangue dos que chegavam. Ele concluiu que menos oxigênio era necessário para manter a temperatura do corpo em clima mais quente, argumentou que a energia química da comida estava se transformando em calor e generalizou para a noção de que todas as formas de energia eram mutáveis entre si. A palavra energia, do grego *energeia*, tem como raízes *en* (em) e *ergon* (trabalho). Energia é basicamente a capacidade de um sistema de realizar trabalho. Em 1843, o físico inglês James Prescott Joule (1818-1889) aprofundou as medidas do americano Benjamin Thompson (1753-1814), Conde de Rumford, da conversão de energia mecânica e elétrica em calor. Em 1847, o físico alemão Hermann Ludwig Ferdinand von Helmholtz (1821-1894) deduziu a fórmula da energia potencial gravitacional e demonstrou que, na ausência de fricção, a soma da energia cinética com a energia gravitacional potencial não muda com o tempo. Desse modo, no fim da década de 1840, a conservação de energia tinha sido enunciada claramente por Mayer, Helmholtz e Joule.

No fim do século XIX, os astrônomos começaram a se perguntar que forma de energia estava sendo convertida em calor no Sol. Em 1898, *Sir* Robert Stawell Ball (1840-1913), diretor do observatório de Cambridge, notou que fósseis de peixes tinham olhos bem desenvolvidos, uma indicação de que o Sol brilhava desde muito antes da humanidade. Ele considerou - e descartou - a hipótese de que o Sol ainda estaria esfriando a partir de um aquecimento inicial durante sua formação. Não, o Sol teria, há muito,

esfriado a ponto de não mais emitir luz visível. Poderia o Sol ser movido a combustível tradicional?



Lord Kelvin

Consideremos um pedaço de carvão mineral, o melhor combustível conhecido naquela época, e assumamos que seja possível misturar todo o oxigênio necessário para conseguir queima completa. Podemos, então, calcular quanto carvão é necessário por segundo para produzir a energia que o Sol emite por segundo, e quanto tempo uma quantidade de carvão tão grande quanto o Sol duraria. A resposta para carvão mineral, ou petróleo, ou mesmo hidrogênio puro, sempre resulta entre 6 000 a 10 000 anos. Um sol movido a combustível normal não poderia durar mais do que a história humana escrita. O que mais poderia gerar a energia do Sol? Por um tempo, a hipótese mais aceita envolvia a gravidade. A melhor hipótese era a da contração; essa teoria sugeria que a fonte de energia gravitacional era devida à lenta contração do Sol. Foram os cálculos dessa teoria que permitiram ao grande físico teórico inglês Lord William Thomson, Barão Kelvin (1824-1907), que colocou a termodinâmica em sua forma presente, estimar a idade do Sol e iniciar um dos grandes debates científicos. Uma estrela que está drenando sua energia gravitacional para emitir sua radiação só pode se contrair por um certo tempo. Quando Kelvin calculou os números, ele chegou a uma idade entre 20 e 100 milhões de anos, muito melhor (maior) do que a hipótese do combustível comum, mas não o suficiente para acomodar os dados que geólogos e evolucionistas tinham, de bilhões de anos.

Por volta de 1920, a hipótese da contração já podia ser testada teoricamente nas estrelas. Em seu trabalho monumental *Sobre a Constituição Interna das Estrelas* (<http://www.bibliomania.com/2/1/67/114/>), o astrônomo inglês Sir Arthur Stanley Eddington (1882-1944) assentou a fundação da teoria moderna de estrutura estelar. Ele deu a idéia corrente de que uma

intensa fonte de energia no núcleo da estrela gera a pressão que contrabalança a força para dentro da gravidade, estabilizando a estrela por muitos bilhões de anos.

O teste da teoria de contração se deu através de estrelas variáveis Cefeidas, que alteram períodos de aumento de brilho com períodos de redução de brilho, em escalas de semanas ou meses. A primeira Cefeida foi descoberta, em 1784, pelo astrônomo inglês Edward Pigott (1753-1825). Para essas estrelas, a duração do ciclo depende criticamente do raio da estrela. Baseado na quantidade de radiação que a estrela Delta Cefeida estava emitindo, ela deveria ter uma redução do seu período de pulsação em 17 segundos por ano. Como a estrela foi observada desde 1758, Eddington argumentou que essa mudança de período seria mensurável e, como não existia, a produção de energia não podia ser devida à contração gravitacional.



Arthur Eddington

Eddington já era famoso por ter organizado as expedições de 1919 para testar a Teoria da Relatividade Geral de Albert Einstein (1879-1955), confirmando que a luz se desvia perto da borda do Sol, através da observação do desvio durante um eclipse. Descartando a hipótese da gravidade, Eddington tinha de propor uma nova teoria. Em 1920, a equação de Einstein $E = mc^2$, que implica que a massa pode ser convertida em energia, já era conhecida. Um grama de matéria totalmente convertida em energia produz 90 trilhões de Joules (1 watt = 1 Joule/s e 1 caloria = 4,18 Joule). Mas pouco mais de 10 anos tinham se passado desde a descoberta de que o átomo tinha um núcleo, e as únicas partículas conhecidas eram o próton e o elétron. A descoberta do nêutron ocorreria depois de passados muitos anos. Portanto, qualquer discussão do que Eddington chamou de “energia subatômica” envolvia muita

especulação. Eddington considerou o que hoje chamamos de fusão nuclear, a conversão de quatro prótons em um núcleo de hélio, mas ele não gostava da idéia porque isso limitava a vida das estrelas a só alguns bilhões de anos. Eddington favorecia um processo que, hoje em dia, sabemos que não ocorre na natureza, a aniquilação de prótons por elétrons, que produziria energia suficiente para milhares de bilhões de anos. Ele propôs que a astrofísica permite explorar o interior das estrelas, já que as propriedades da superfície eram conseqüências da estrutura interna.



James Chadwick

Durante os anos 1920 e 1930, os astrônomos estavam coletando dados sobre todos os tipos de estrelas, e os físicos nucleares estavam, então, trabalhando na teoria do núcleo atômico. Em 1932, o físico inglês *Sir* James Chadwick (1891-1974) descobriu o nêutron, e a idéia de um núcleo atômico com prótons e nêutrons nascia.

22.7 Fusão termonuclear

Em março de 1938, uma conferência foi organizada pela Carnegie Institution, de Washington, para unir astrônomos e físicos. Um dos participantes foi o imigrante alemão Hans Albrecht Bethe (1906-2005). Logo após a conferência, Bethe desenvolveu a teoria de como a fusão nuclear podia produzir a energia que faz as estrelas brilharem. Essa teoria foi publicada em seu artigo *A Produção de Energia nas Estrelas*, publicado em 1939, e que lhe valeu o prêmio Nobel, instituído por Alfred Nobel (1833-1896), em 1967.

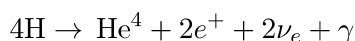


Hans Bethe

Hans Bethe tomou os melhores dados das reações nucleares existentes e mostrou, em detalhe, como quatro prótons poderiam ser unidos e transformados em um núcleo de hélio, liberando a energia que Eddington havia sugerido. O processo que Bethe elaborou em seu artigo, conhecido atualmente como o Ciclo do Carbono, envolve uma cadeia complexa de seis reações nucleares em que átomos de carbono e nitrogênio agem como catalisadores para a fusão nuclear. Naquela época, os astrônomos calculavam que a temperatura no interior do Sol fosse de cerca de 19 milhões de Kelvin, e Bethe demonstrou que, àquela temperatura, o ciclo do carbono seria o modo dominante de produção de energia.



Na mesma época, além dos resultados de Hans A. Bethe e Charles L. Critchfield (1910-1994), publicados em 1938 no *Physical Review*, 54, 248, o físico alemão Carl Friedrich Freiherr von Weizsäcker (1912-2007) também identificou várias das reações de fusão nuclear que mantêm o brilho das estrelas. Hoje em dia, o valor aceito para a temperatura do núcleo do Sol é de 15 milhões de Kelvin, e a essa temperatura, como explicitado por Bethe no seu artigo, o ciclo próton-próton domina. O ciclo próton-próton, que está detalhado na figura 22.8, necessita de temperatura maior que 8 milhões de graus para ser efetivo.



A liberação de energia pelo ciclo do carbono é proporcional à 20ª potência da temperatura

$$\epsilon_{\text{CNO}} \propto T^{20},$$

para temperaturas da ordem de 10 milhões de K, como no interior do Sol. Já para o ciclo próton-próton, a dependência é muito menor, com a quarta potência da temperatura,

$$\epsilon_{\text{p-p}} \propto T^4.$$

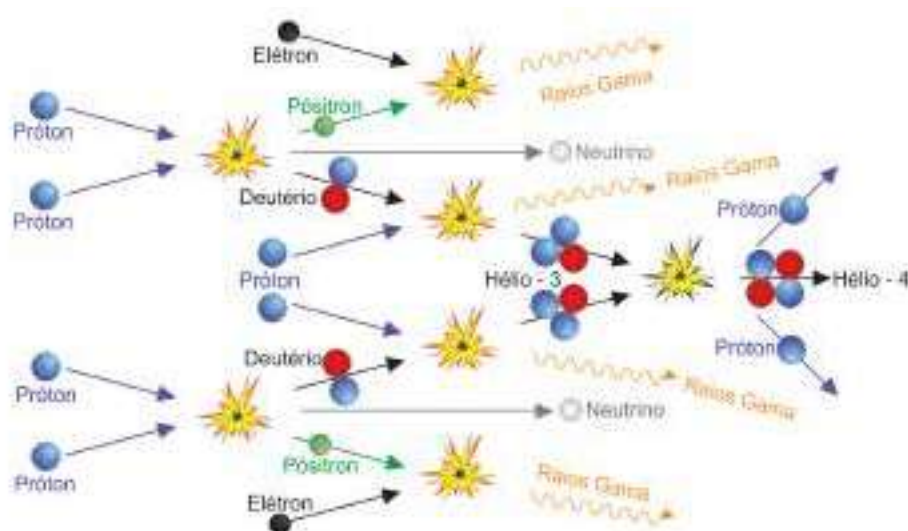
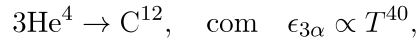


Figura 22.8: Quatro núcleos de hidrogênio (prótons), em pares de dois, colidem, resultando de cada colisão um núcleo de deutério, um pósitron e um neutrino. Os pósitrons se aniquilam ao colidirem com elétrons, emitindo fótons de alta energia (raios gama), enquanto cada núcleo de deutério colide com um próton gerando um núcleo de He-3 e emitindo energia. No último estágio do ciclo os dois núcleos de He-3 se fundem formando um núcleo de He-4 e dois prótons livres, os quais iniciarão novamente o ciclo.

Atualmente, sabe-se que o ciclo do carbono contribui pouco para a geração de energia para estrelas de baixa massa, como o Sol, porque suas temperaturas centrais são baixas, mas domina para estrelas mais massivas. Rigel, por exemplo, tem temperatura central da ordem de 400 milhões de K. Quanto maior for a temperatura central, mais veloz será o próton, e maior sua energia cinética, suficiente para penetrar a repulsão coulombiana de núcleos com maior número de prótons.

A astrofísica demonstrou que as leis físicas que conhecemos em nossa limitada experiência na Terra são suficientes para estudar completamente o interior das estrelas. Desde as descobertas de Bethe, o cálculo de evolução estelar, através da união da estrutura estelar com as taxas de reações nucleares, tornou-se um campo bem desenvolvido, e astrônomos calculam com confiança o fim de uma estrela como nosso Sol daqui a 6,5 bilhões de anos como uma anã branca, após a queima do hélio em carbono pela reação triplo-

α :



e a explosão de estrelas massivas como supernovas. Sabemos, com certeza, que o Sol converte aproximadamente 600 milhões de toneladas de hidrogênio em hélio por segundo, mantendo a vida aqui na Terra. Essa energia produzida pelo Sol, de $L = 3,847 \times 10^{33}$ ergs/s, é equivalente a 5 trilhões de bombas de hidrogênio por segundo. Para comparar, a primeira bomba atômica, de urânio, chamada de *Little Boy* e que explodiu sobre a cidade de Hiroshima, tinha uma potência de 20 000 toneladas de T.N.T. (trinitrotolueno, ou nitroglicerina). Uma bomba de hidrogênio tem uma potência de 20 milhões de toneladas de T.N.T.

Como o Sol tem 4,5 bilhões de anos, ele não nasceu do material primordial (hidrogênio e hélio) que preenchia o Universo cerca de 500 000 anos após o Big Bang, mas sim de material já reciclado. Esse material passou alguns bilhões de anos em uma estrela que se tornou uma supergigante e explodiu como supernova, ejetando hidrogênio e hélio no espaço, juntamente com cerca de 3% de elementos mais pesados, como carbono, oxigênio, enxofre, cloro e ferro que tinham sido sintetizados no núcleo da supergigante, antes desta tornar-se uma supernova.

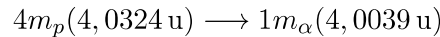
O material ejetado começou a concentrar-se por algum evento externo, como a explosão de outra supernova ou a passagem de uma onda de densidade e, com o aumento de sua densidade, as excitações por colisões atômicas e moleculares provocaram a emissão de radiação. Essa perda de energia por radiação torna a contração irreversível, forçando o colapso gravitacional. A segunda lei da termodinâmica nos ensina que um processo envolvendo fluxo líquido de radiação é irreversível, já que há aumento da entropia, representada pela perda da radiação. O conceito de entropia foi formulado pelo físico matemático alemão Rudolf Julius Emanuel Clausius (1822-1888) e mede quão próximo do equilíbrio – isto é, perfeita desordem interna, um sistema está. O conceito de entropia está intimamente ligado ao conceito de calor. Quando um sistema recebe entropia (calor), ele recebe energia. A entropia é o transportador da energia em processos térmicos. Ela pode ser criada em processos irreversíveis, como queima, fricção, transporte de calor, mas não pode ser destruída.

A entropia de um sistema isolado só pode aumentar e, quando o equilíbrio for alcançado, nenhuma troca de energia interna será possível. Somente quando a temperatura da parte interna dessa nuvem colapsante alcançar cerca de 10 milhões de Kelvin, a contração será interrompida, pois então a energia nuclear será importante fonte de energia.

22.8 Tempo de vida das estrelas

O tempo de vida de uma estrela é a razão entre a energia que ela tem disponível e a taxa com que ela gasta essa energia, ou seja, sua luminosidade. Como a luminosidade da estrela é tanto maior quanto maior é a sua massa ($L \propto M^3$), resulta que o tempo de vida é controlado pela massa da estrela: quanto mais massiva a estrela, mais rapidamente ela gasta sua energia, e menos tempo ela dura.

A parte mais longa da vida da estrela é quando ela está na seqüência principal, gerando energia através de fusões termonucleares. Em estrelas como o Sol, as reações mais importantes são as que produzem, como resultado líquido, a transformação de quatro núcleos de hidrogênio (quatro prótons) em um núcleo de hélio (partícula α). Nessa transformação, existe uma diferença de massa entre a massa que entrou na reação (maior) e a massa que saiu (menor). Essa massa “desaparecida” é transformada em energia pela equação de Einstein: $E = mc^2$.



onde $u =$ unidade de massa atômica $= 1,66 \times 10^{-27} \text{ kg}$.

A diferença de massa é:

$$\Delta m = (4,0324 - 4,0039) \text{ u} = 0,0285 \text{ u}$$

$$\frac{0,0285 \text{ u}}{4,0324 \text{ u}} = 0,007 = 0,7\%$$

Portanto 0,7% da massa que entra na reação é transformada em energia. A massa que entra nessa reação é apenas a massa que se encontra no núcleo da estrela, pois apenas no núcleo a estrela atinge temperaturas suficientemente altas para permitir as reações termonucleares. A massa da estrela contida em seu núcleo é aproximadamente 10% da massa total da estrela. Isso significa que, de toda a massa da estrela, apenas 10% contribui para a geração de energia durante a maior parte de sua vida, a parte em que ela está na seqüência principal.

Portanto, a energia disponível nessa etapa é:

$$E_{SP} = 0,007 \times 0,1 \times \mathcal{M} \times c^2$$

onde E_{SP} significa energia na seqüência principal.

No caso do Sol essa energia vale:

$$\begin{aligned} E_{SP}^{\odot} &= 0,007 \times 0,1 \times \mathcal{M}_{\odot} \times c^2 \\ &= 0,007 \times 0,1 \times 1,99 \times 10^{30} \text{ kg} \times (3 \times 10^8 \text{ m/s})^2 \\ &= 1,26 \times 10^{44} \text{ J} \end{aligned}$$

O tempo de vida do Sol na seqüência principal é igual à energia nuclear disponível dividida pela luminosidade do Sol na seqüência principal:

$$t_{SP}^{\odot} = \frac{1,26 \times 10^{44} \text{ J}}{3,9 \times 10^{26} \text{ J/s}} = 3,29 \times 10^{17} \text{ s} = 10^{10} \text{ anos}$$

Para uma estrela qualquer, o tempo de vida na seqüência principal pode ser calculado em termos do tempo de vida do Sol na mesma fase:

$$t_{SP} = \frac{E_{SP}/E_{SP}^{\odot}}{L/L_{\odot}} \times 10^{10} \text{ anos}$$

$$t_{SP} = \frac{1}{(\mathcal{M}/\mathcal{M}_{\odot})^2} 10^{10} \text{ anos}$$

22.9 Escalas de tempo evolutivo

22.9.1 Tempo nuclear

Mesmo depois de saírem da seqüência principal as estrelas continuam produzindo energia através de reações termonucleares, transformando o hidrogênio em hélio nas camadas externas ao núcleo e, se tiverem massa suficiente para atingir a temperatura necessária, sucessivamente hélio em carbono, carbono em oxigênio, etc, até a síntese do ferro. Nessas reações sucessivas 0,1% da massa se transforma em energia.

Podemos estimar a energia total produzida pelo sol através de reações termonucleares supondo que 0,8 % de sua massa total se transforma em energia:

$$E_N^{\odot} = 0,008 \times \mathcal{M}_{\odot} \times c^2 = 1,197 \times 10^{45} \text{ J}$$

O tempo que essa fonte de energia é capaz de sustentar a luminosidade do Sol, supondo que essa luminosidade permaneça constante, é chamado tempo nuclear.

$$t_N = \frac{E_N^{\odot}}{L_{\odot}} = 10^{11} \text{ anos}$$

Entretanto:

- a luminosidade fora da seqüência principal, isto é, quando a estrela torna-se gigante e supergigante é muito maior, até 10^6 vezes, que a luminosidade na seqüência principal.
- o Sol nunca queimará o carbono e, portanto, não chega ao 0,008 da massa inicial.
- no máximo $0,6 M_{\odot}$ serão transformados em C/O.

Estes três fatores levam a $T_{\text{depois da SP}} = 0,1 T_{\text{SP}}$.

22.9.2 Tempo térmico

Outra fonte de energia que o Sol e as outras estrelas têm, e que é importante na fase de formação, quando estão se contraindo e ainda não produzem energia nuclear, é a energia resultante da contração gravitacional. Por conservação de energia, quando a energia gravitacional diminui (devido à contração), aumenta a energia cinética das partículas dentro da estrela, ou seja, aumenta a energia térmica. Nessa fase a energia total da estrela é:

$$E = E_G + E_T$$

onde E_G é energia gravitacional e E_T é energia térmica.

Pelo teorema do Virial, que se aplica a gases perfeitos, a energia total é igual à metade da energia potencial gravitacional:

$$E_G + E_T = \frac{1}{2} E_G$$

Portanto, quando a estrela se contrai, apenas metade da energia é usada para aumentar sua temperatura, a outra metade é liberada na forma de radiação (luminosidade). Considerando que a energia potencial gravitacional de uma esfera auto-gravitante de massa M e raio R é da ordem de $-GM^2/R$, a energia gerada pela contração que é disponível para ser irradiada é:

$$\frac{1}{2} E_G \simeq \frac{1}{2} \frac{GM^2}{R}$$

O tempo durante o qual a contração gravitacional poderia sustentar a luminosidade do Sol no seu valor atual é chamado tempo térmico, ou tempo de contração de Kelvin (t_K):

$$t_K = \frac{E_T^{\odot}}{L_{\odot}} \simeq \frac{1}{2} \frac{GM_{\odot}^2/R_{\odot}}{L_{\odot}}$$

Substituindo os valores de $G = 6,67 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2/\text{kg}^2$; $\mathcal{M}_\odot = 1,99 \times 10^{30} \text{ kg}$; $R_\odot = 6,95 \times 10^8 \text{ m}$, e $L_\odot = 3,9 \times 10^{26} \text{ J/s}$, temos:

$$t_k = 20 \times 10^6 \text{ anos}$$

22.9.3 Tempo dinâmico

É o tempo que dura o colapso da estrela se as forças de pressão que suportam o peso das camadas superiores fossem removidas. É o tempo de queda-livre que, para uma estrela de massa M e raio R vale

$$t_d = \sqrt{\frac{2R^3}{GM}}$$

Para o Sol, esse tempo dura em torno de 1/2 hora.

22.10 O Problema do neutrino solar

Desde os anos 1960, alguns experimentos levantaram dúvidas sobre os cálculos de interiores estelares. A idéia principal desses experimentos é que algumas reações na cadeia de fusão produzem partículas chamadas *neutrinos*. Neutrinos (ν_e), teoricamente, têm massa zero, não têm carga elétrica e interagem muito fracamente com a matéria - um neutrino pode atravessar anos-luz de chumbo sólido sem interagir com um só átomo! Sua seção de choque é da ordem de $\Sigma = 10^{-44} \text{ cm}^2$, de modo que seu livre caminho médio no interior do Sol ($\lambda = 1/n\Sigma$, onde n é a densidade média de matéria no interior do Sol) é equivalente a 10^9 raios solares.



Wolfgang Pauli

Os neutrinos foram previstos teoricamente por Wolfgang Pauli (1900-1958), em 1930, para explicar a variação da energia dos elétrons emitidos em decaimentos β , em que um nêutron se transforma espontaneamente em um

próton, emitindo um elétron. A vida média de um nêutron livre é de aproximadamente 12 minutos. Pauli propôs que a diferença de energia estava sendo carregada por uma partícula neutra de difícil detecção, o neutrino. Ele recebeu o prêmio Nobel em 1945.



Frederick Reines e Clyde Cowan

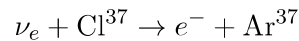
Em 1956, os neutrinos foram, finalmente, detectados por Frederick Reines (1918-1998) e Clyde L. Cowan Jr (1919-1974), emitidos de um reator nuclear [”The Neutrino”, Frederick Reines & Clyde L. Cowan, Jr., *Nature* 178, 446 (1956); ”Detection of the Free Neutrino: A Confirmation”, Clyde L. Cowan, Frederick Reines, Francis B. Harrison, Herald W. Kruse, & Austin D. McGuire, *Science*, 124, 103 (1956)]. Reines recebeu o prêmio Nobel, em 1995, pela descoberta. Neutrinos produzidos no núcleo do Sol saem ao espaço com muito pouca interação, atravessam a distância entre o Sol e a Terra e, na maioria dos casos, passam pela Terra sem qualquer perturbação. Milhões desses neutrinos passam por nosso corpo a todo segundo, mas durante nossa vida inteira somente alguns destes interagirão com nossos átomos. O mais importante é que os neutrinos carregam informação sobre o interior do Sol, onde a energia está sendo gerada.



Raymond Davis e seu experimento

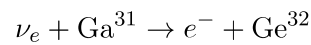
Em 1968, Raymond Davis Jr. (1914-2006) e seus colaboradores, do Brookhaven National Laboratories, decidiram detectar esses neutrinos colocando um tanque com 600 toneladas (378 000 litros) de fluido de limpeza

percloroetileno (C_2Cl_4), do tamanho de um vagão de trem, no fundo de uma mina de ouro a 1500m de profundidade na cidade de Lead, na Dakota do Sul. Como aproximadamente um quarto dos átomos de cloro está no isótopo 37, ele calculou que, dos 100 bilhões de neutrinos solares que atravessam a Terra por segundo, alguns ocasionalmente interagiriam com um átomo de cloro, transformando-o em um átomo de argônio. Como o argônio³⁷ produzido é radiativo, com vida média de 35 dias, é possível isolar e detectar esses poucos átomos de argônio dos mais de 10^{30} átomos de cloro no tanque. Periodicamente, o número de átomos de argônio no tanque seria medido, determinando o fluxo de neutrinos.



Quando o experimento começou a funcionar, quase nenhum neutrino foi detectado. De acordo com a melhor estimativa teórica, deveriam ser detectados alguns eventos por dia, demonstrando que nossa compreensão do Sol, ou dos neutrinos, não era tão completa quanto se acreditava. A diferença entre o experimento e a teoria passou a ser conhecida como o problema do neutrino solar. Davis recebeu o prêmio Nobel em 2002 por estes estudos.

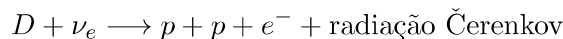
A dificuldade maior do experimento de Davis é que ele só consegue detectar neutrinos com energia maior que 0,81 MeV e, portanto, não consegue detectar o neutrino produzido na cadeia principal do ciclo p-p, dominante no Sol, pois esse neutrino só tem 0,42 MeV de energia. Muitos cientistas trabalharam para melhorar as aproximações nos cálculos do fluxo de neutrinos que deveriam ser detectadas pelo experimento de Davis, como uma melhor taxa de reação nuclear, bem como testar rigorosamente o experimento. Outros experimentos de detecção de neutrino estão ou estiveram em operação ao redor do mundo, Kamiokande I e II, dirigidos por Masatoshi Koshiba (1929-), também ganhador do prêmio Nobel de 2002, e IMB (Irvine-Michigan-Brookhaven), que só detecta neutrinos com energia maior que 7,3 MeVs através da radiação Čerenkov [Pavel Alekseevich Čerenkov (1904-1990)] emitida por elétrons acelerados a velocidades superiores à da luz *na água*, de 225 000 km/s; SAGE (Soviet-American Gallium Experiment) e GALLEX,



que detectam neutrinos com energia acima de 0,236 MeV e, portanto, podem detectar os neutrinos de baixa energia produzidos pela cadeia principal do ciclo p-p, a chamada PPI. Mas o veredito ainda é o mesmo: estamos detectando um terço dos neutrinos que deveríamos estar detectando.

A explicação para o fenômeno envolve as propriedades dos próprios neutrinos, e não as propriedades do Sol. Acreditamos que, entre o tempo que os neutrinos são gerados e o tempo que eles chegam à Terra, parte dos neutrinos sofre reações que mudam sua identidade, passando de neutrino de elétron para neutrino de múon ou neutrino de táon, tornando-os inacessíveis aos experimentos, que só medem neutrinos de elétrons. Esse processo de mudança chama-se oscilação de neutrinos. Para que essas mudanças de identidade ocorram, cada tipo de neutrino precisa ter uma massa diferente de zero e diferentes entre si e isso é previsto em algumas teorias de Grande Unificação das forças (GUT). Essa massa pode ser detectada em laboratório, e existem diversos experimentos em elaboração para medi-la, mas até recentemente só se conseguia medir limites superiores (de 2,2 eV para o neutrino do elétron, 170 keV para o neutrino do muon e 15,5 MeV para o neutrino do taon), da ordem de centenas de vezes menor que a massa do elétron.

No Sudbury Neutrino Observatory, em Ontário, Canadá, com 1000 toneladas de água pesada e 9456 fotomultiplicadoras, a 2070 metros de profundidade, operando desde novembro de 1999, foi medido um fluxo de neutrinos provenientes da reação envolvendo o Berílio 8 de $5,44 \pm 0,99 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, com evidência de oscilação de neutrinos que indica que a soma das massas dos 3 tipos de neutrinos está entre 0,05 a 8,4 eV. Estas massas levam à contribuição dos neutrinos na massa do Universo entre 0,001 e 0,18 da densidade crítica. Quando o neutrino do elétron colide com o deutério da água pesada, ocorre a reação (mediada pela corrente com carga)



Deveriam ser observados 30 neutrinos por dia, mas somente 10 são observados.

Øystein Elgarøy et al., no artigo *New Upper Limit on the Total Neutrino Mass from the 2 Degree Field Galaxy Redshift Survey*, publicado no *Physical Review Letters*, 89, 61301 (2002), obteve 2,2 eV para o limite superior da massa combinada dos tres tipos de neutrinos e uma contribuição máxima de 13% para a massa do Universo.

Portanto, o problema do neutrino solar nos revela mais sobre a física fundamental do que sobre a astrofísica estelar. Mais detalhes sobre neutrinos solares podem ser encontrados nas páginas do astrofísico americano John Norris Bahcall (1934-2005) em <http://www.sns.ias.edu/~jnb/>. O anúncio de junho de 1998 da detecção da oscilação de neutrinos pelo experimento Super-Kamiokande, indiretamente indicando que os neutrinos têm massa, pode ser encontrado em <http://www.ps.uci.edu/~superk/>. O detector de neutrinos

KamLAND (Kamioka Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector), consiste de uma kilotonelada de líquido de cintilação ultra-puro mantido em um balão atmosférico e circundado por 1 879 fotomultiplicadoras, que detectam as minúsculas faíscas de luz produzidas quando um neutrino interage com o líquido. Os neutrinos detectados têm energia superior a 2,6 MeV, e são produzidos principalmente pelos 69 reatores nucleares do Japão e Coréia.

Shingo Abe e colaboradores publicaram em 2008, no *Physical Review Letters*, 100, 221803, os resultados dos dados de 2002 a 2007, com um total de 1609 neutrinos detectados, do total de 2179 eventos previstos dos reatores, se não houvesse desaparecimento dos neutrinos. Os pesquisadores concluíram, com um nível de confiança de 99,99%, que a não detecção dos neutrinos faltantes somente é consistente com a oscilação de neutrinos, isto é, na transformação dos neutrinos, após produzidos e antes de serem detectados, de neutrinos de elétrons para neutrinos de múons ou de táons, com $\Delta m = 8,71 \pm 0,07$ meV.

22.11 Energia nuclear de ligação

A energia total necessária para separar um núcleo em seus prótons e nêutrons pode ser calculada a partir da energia nuclear de ligação. O gráfico mostra a energia nuclear de ligação total dividida pelo número de prótons e nêutrons (número de núcleons), ou seja, a energia de ligação por núcleon. Essa é a quantidade usada para descrever reações nucleares, já que o número atômico muda de elemento para elemento e, mesmo de isótopo para isótopo, e a energia total depende deste número.

O máximo da curva ocorre para o ferro, cujo número de massa é 56, em unidades de massa atômica.

A queda da energia de ligação por núcleon para números de massas maiores que 56 indicam que esses núcleons são mais compactados formando dois nuclídios de massa intermediária, em vez de um único nuclídio de alta massa. Em outras palavras, energia pode ser liberada pela fissão nuclear do nuclídio de alta massa em dois nuclídios de massa intermediária.

O aumento da energia de ligação para baixos valores de número de massa, ao contrário, nos indica que energia será liberada se dois nuclídios de baixa massa se combinarem, formando um único nuclídio de massa intermediária. Esse processo é chamado de fusão nuclear. Na Terra, uma bomba de hidrogênio funde deutério e trítio, formando hélio e liberando um nêutron e 17,6 MeV de energia. O deutério, isótopo do hidrogênio com um nêutron, foi descoberto em 1931 pelo químico americano Harold Clayton Urey (1893-

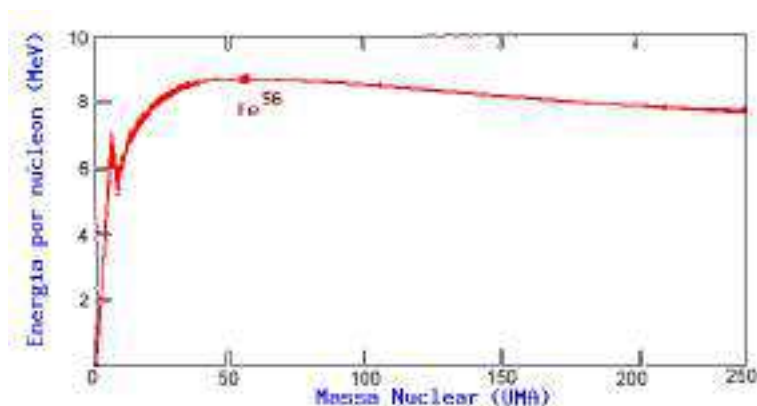


Figura 22.9: Energia de ligação dos átomos

1981). O radioisótopo trítio do hidrogênio, com massa 3,014 u.m.a, foi produzido em aceleradores em 1932 por *Lord Rutherford* [Ernest Rutherford (1871-1937)], *Sir John Douglas Cockroft* (1897-1967) e Ernest Orlando Lawrence (1901-1958), e foi caracterizado por Luis Walter Alvarez (1911-1988). Sua vida média é de 12,35 anos, decaindo por emissão de um elétron em He^3 e liberando 18,6 KeV de energia. Na natureza ele é produzido pela colisão de raios-cósmicos com nêutrons do ar e trazido para a superfície da Terra pela chuva. Willard Frank Libby (1908-1980), o proponente do método de datação por carbono-14¹, usava o decaimento do trítio como método de datação da idade dos vinhos: um vinho de 20 anos deve conter somente um terço da quantidade de trítio observada em água de chuva fresca.

¹O método de datação por carbono 14 (C^{14}) foi desenvolvido logo após a segunda guerra mundial. O C^{14} é radiativo, é produzido pelo bombardeamento de nitrogênio 14 por raios cósmicos na atmosfera e é absorvido do ar pelas plantas. Animais comem as plantas e absorvem o C^{14} . Humanos absorvem o C^{14} ao comerem plantas e animais. Quando um organismo morre, ele para de absorver C^{14} e a quantidade já existente no organismo começa a decair em N^{14} , com uma vida média de 5730 anos. Para descobrir há quanto tempo um organismo morreu, determina-se a quantidade de elétrons emitidos por grama do material. Atualmente o C^{14} emite cerca de 15 elétrons por minuto por grama do material. Antes da explosão da primeira bomba atômica na biosfera da Terra, ocorriam aproximadamente 13,5 emissões de elétrons por minuto por grama do carbono. Se um material emite 13,5/2 elétrons por minuto por grama, o organismo deve ter 5730 anos.

22.12 Massas Nucleares

As massas nucleares podem ser alteradas nas reações nucleares, com a diferença de massa convertida em energia pela relação de Einstein [Albert Einstein (1879-1955)],

$$\boxed{E = mc^2} \quad (22.1)$$

Por exemplo, combinando um próton (p) e um nêutron (n) produzirá um deutério (d). Se adicionarmos a massa do próton e do nêutron, obtemos

$$m_p + m_n = 1,00728u + 1,00867u = 2,01595u.$$

Como a massa do deutério é $m_d = 2,01355u$, a diferença de massa é dada por:

$$\Delta m = (m_p + m_n) - m_d = (1,00728u + 1,00867u) - (2,01355u) = 0,00240u.$$

Uma unidade de massa atômica (UMA= u) é, por definição, igual a 1/12 da massa do átomo de C^{12} , correspondendo a $1,66 \times 10^{-27}$ kg. Dessa forma, usando $E = mc^2$, nos dá

$$\text{energia}/u = (1,66 \times 10^{-27}\text{kg})(3,00 \times 10^8\text{m/s})^2(1\text{eV}/1,6 \times 10^{-19}\text{J}),$$

correspondendo a 931 MeV/ u . Logo, a energia liberada na formação do deutério é

$$E = 0,00240u \times 931\text{MeV}/u = 2,24\text{MeV}.$$

Portanto, 2,24 MeV é a energia total de ligação do deutério.

Vemos, então, que os elementos até o grupo do ferro são formados por fusão de elementos mais leves. Os elementos com massa maior que 56 unidades de massa atômica são formados por captura de nêutrons por elementos mais leves e posterior decaimento β inverso nuclear.

A fissão foi descoberta em 10 de dezembro de 1938 e foi descrita em um artigo submetido ao *Naturwissenschaften* em 22 de dezembro de 1938, pelos alemães Otto Hahn (1879-1968), Fritz Strassmann (1902-1980) e pela austríaca Lise Meitner (1878-1968).

O italiano Enrico Fermi (1901-1954) foi uma das pessoas mais importantes no desenvolvimento teórico e experimental da bomba atômica. Sua esposa, Laura Fermi, era judia. Quando Benito Mussolini (1883-1945) aprovou o *Manifesto della Razza* em 14 de julho de 1938, impondo leis racistas na Itália facista, Enrico decidiu aceitar o emprego oferecido pela Columbia University, nos Estados Unidos. Ele e sua família partiram de Roma para

a cerimônia de entrega do Prêmio Nobel à Fermi em dezembro de 1938 e nunca retornaram à Itália. O Nobel foi lhe dado por seu estudo de radioatividade artificial, com suas experiências de bombardeamento de urânio com nêutrons, criando novos elementos mais pesados, e seu aumento pela redução da velocidade dos nêutrons. Fermi havia descoberto que quando ele colocava uma placa de parafina entre a fonte de nêutrons e o urânio, aumentava a radiotividade, pois aumentava a chance do nêutron ser absorvido pelo núcleo de urânio.

Em 1934 o húngaro Leo Szilard (1898-1964) já havia patenteado a idéia da reação em cadeia e em 2 de dezembro de 1942 Fermi conseguiu construir uma massa crítica de U^{235}/U^{238} não separados (na natureza somente 0,7% são do U^{235} que é ativo), usando grafite para reduzir a velocidade dos nêutrons e acelerar a produção de nêutrons secundários. Na experiência ele utilizou barras de cádmium como absorvedores de nêutrons para regular a experiência e produziu um crescimento exponencial do número de nêutrons, isto é, uma reação em cadeia.

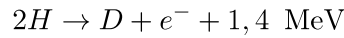
Em 1939 os físicos já sabiam que *água pesada* agia como um *moderador*, isto é, redutor de velocidade dos nêutrons, como a parafina. A água normal (leve) consiste de dois átomos de hidrogênio e um átomo de oxigênio (H_2O). Na água pesada, dois isótopos de hidrogênio, deutério, se unem com o oxigênio. Água pesada é ainda hoje utilizada como moderador em reatores nucleares de urânio natural.

Em 1939 Szilard convenceu Albert Einstein (1879-1955), com quem ele tinha trabalhado em 1919 em Berlin, a mandar uma carta para o presidente americano Franklin Delano Roosevelt (1933-1945) sobre o desenvolvimento pelos alemães de armas atômicas e pedindo ao presidente que iniciasse um programa americano, que mais tarde se chamaria Projeto Manhatam, chefiado pelo americano Julius Robert Oppenheimer (1904-1967) e levaria ao desenvolvimento do Los Alamos National Laboratory, ao teste Trinity, em 16 julho 1945, com a explosão da primeira bomba atômica em Alamogordo, New Mexico, e à construção das bombas Little Boy (20 ton T.N.T) e Fat Man, que seriam utilizadas em Hiroshima e Nagasaki em 6 e 9 de agosto de 1945.

O húngaro Edward Teller (1908-2003), sob protestos de Fermi e Szilard, chefiou o desenvolvimento da bomba de fusão de hidrogênio, que utiliza uma bomba de fissão como gatilho para iniciar a colisão do deutério com o trítio. A bomba de hidrogênio, Mike, de 10,4 Mton T.N.T. foi testada em 31 de outubro de 1952, em Eniwetok.

Quando 2 átomos de hidrogênio se transformam em deutério, no primeiro

passo da fusão do hidrogênio



este 1,4 MeV corresponde a $1,6 \times 10^{10}$ cal/grama igual a 2 milhões de vezes a energia liberada na combustão de uma grama de carvão.

Mais detalhes em

- <http://www.atomicarchive.com/>
- <http://www.time.com/time/time100/scientist/profile/fermi.html>
- <http://www.dammen.com/szilard.html>

22.13 Evolução final das estrelas

O destino final das estrelas, depois de consumir todo o seu combustível nuclear, depende de duas coisas: primeiro, se a estrela é simples ou se faz parte de um sistema binário ou múltiplo, e 60% das estrelas faz; e segundo, de sua massa inicial. Se a estrela faz parte de um sistema binário ou múltiplo, sua evolução depende tanto da massa quanto da separação entre as estrelas, que determinará quando, na evolução, as estrelas interagirão.

Uma nuvem de gás se contrai, formando uma proto-estrela. Quando a temperatura no núcleo fica suficientemente alta para iniciar reações nucleares estáveis, a proto-estrela torna-se uma estrela da seqüência principal, transformando hidrogênio em hélio no núcleo. Se o objeto tiver massa abaixo de $0,08 M_{\odot}$, ela se tornará uma anã marrom. Se sua massa for entre $0,08 M_{\odot}$ e $0,45 M_{\odot}$, ela se tornará uma anã branca com núcleo de hélio. As estrelas com massa até $1,75 M_{\odot}$ transformam o hidrogênio em hélio pelo ciclo próton-próton e têm uma camada de convecção externa. As estrelas mais massivas queimam o hidrogênio pelo ciclo CNO e têm núcleo convectivo, mas atmosfera radiativa. Quando essas estrelas transformam o hélio nuclear em carbono e oxigênio, elas saem do ramo das gigantes e passam para o ramo horizontal. Quando o hélio nuclear foi todo consumido, as estrelas entram no ramo das supergigantes. Para as estrelas mais massivas, a fase de gigante e supergigante são contíguas, sem nenhum evento que marque o início da queima de hélio, do carbono, do oxigênio, do neônio, do magnésio, do silício, e assim sucessivamente, até transformar o núcleo em ferro. Quando o núcleo chega a ferro, não há mais como extrair energia através de reações de fusão nuclear, e a estrela colapsa, ejetando a maior parte de sua massa

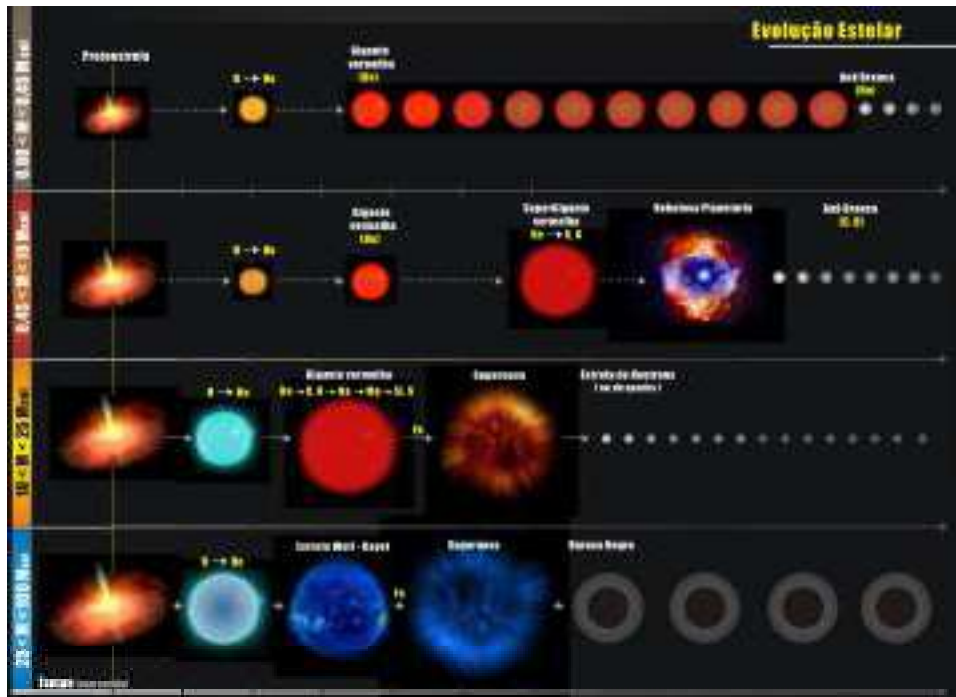


Figura 22.10: Esquema de evolução estelar, não em escala, para massas diferentes.

como supernova. O que resta será uma estrela de nêutrons ou um buraco negro. As estrelas Wolf-Rayet, uma etapa da evolução de estrelas de alta massa, foram descobertas em 1867 pelos franceses Charles J.F. Wolf (1827-1918) e Georges A.P. Rayet (1839-1906) por apresentarem linhas de emissão no espectro. São variáveis quentes ($T_{\text{ef}} \simeq 30$ a $60\,000$ K) com um envoltório de poeira e gás ejetado da estrela pela forte pressão de radiação ($\dot{M} \simeq 2$ a $10 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{ano}$).

Se a estrela não faz parte de um sistema binário ou múltiplo, sua evolução depende somente de sua massa inicial. Se a estrela iniciar sua vida com massa menor do que $0,8 M_{\odot}$, a idade do Universo ainda não é suficiente para essa estrela ter evoluído além da seqüência principal.

Se a estrela iniciar com massa entre $0,8$ e $10 M_{\odot}$, após consumir o hidrogênio no centro a estrela passará pela fase de gigante e depois de supergigante, ejetará uma nebulosa planetária e terminará sua vida como uma anã branca, com massa da ordem de $0,6 M_{\odot}$, e raio de cerca de $10\,000$ km.



Figura 22.11: Nebulosa Planetária NGC3132, fotografada pelo Telescópio Espacial Hubble. Existem aproximadamente 10 000 nebulosas planetárias em nossa galáxia. A nebulosidade permanece visível por aproximadamente 10 000 anos após sua ejeção pela estrela, no ramo gigante assintótico. O termo *nebulosa planetária* foi dado porque algumas se parecem com o planeta Urano, quando olhadas através de um telescópio pequeno.

Se a estrela iniciar sua vida com massa entre 10 e 25 M_{\odot} , após a fase de supergigante ela ejetará a maior parte de sua massa em uma explosão de supernova e terminará sua vida como uma estrela de nêutrons, com uma temperatura superficial acima de 1 milhão de K, massa de cerca de 1,4 M_{\odot} , e raio de cerca de 20 km. Se essa estrela possuir campo magnético forte, ela emitirá luz direcionada em um cone em volta dos pólos magnéticos, como um farol, e será um pulsar.

Se a estrela iniciar sua vida com massa entre 25 e 100 M_{\odot} , após a fase de supernova restará um buraco negro, com massa da ordem de 6 M_{\odot} , e raio do horizonte de cerca de 18 km. O raio do horizonte, ou raio de Schwarzschild [Karl Schwarzschild (1873-1916)], é a distância ao buraco negro dentro da qual nem a luz escapa: $R_{\text{Sch}} = 2GM/c^2$. Para algumas estrelas massivas, os modelos de deflagração da explosão de supernova prevêm dispersão total da matéria.

Um candidato a buraco negro estelar é a estrela Cygnus X1, descoberta pelo satélite de raios-X Uhuru (liberdade em Swahili, a língua do Quênia, onde o satélite foi lançado em 12.12.1970), consiste de uma estrela O, HD226868, com (19 ± 2) massas solares, orbitando uma massa de (15 ± 1)

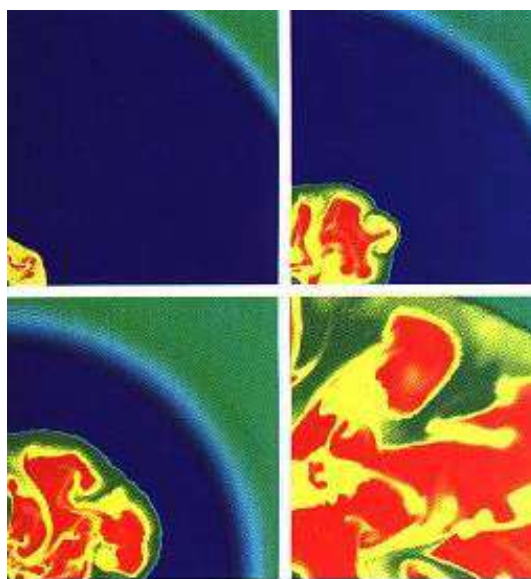


Figura 22.12: Simulação da deflagração do núcleo de uma supernova. O centro está representado pelo canto inferior esquerdo. O evento dura somente 1/10 de segundo, durante o qual quase toda a energia gravitacional é convertida em neutrinos, que se difundem para fora do núcleo em aproximadamente 10 segundos. Nos modelos teóricos, a deflagração ocorre se a queima do carbono se dá quando os elétrons do núcleo estão degenerados, já que um núcleo degenerado não se expande quando a temperatura aumenta. Para estrelas com massas até 7 massas solares, os modelos indicam que o início da queima do carbono se dá com os elétrons degenerados.

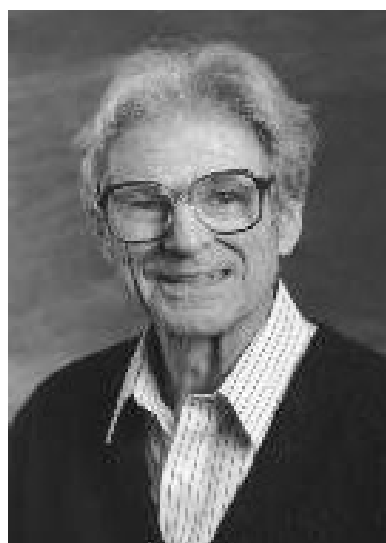
massas solares, invisível, em 5,6 dias a 0,128 UA da estrela O. A distância medida por paralaxe é de (1860 ± 120) pc. Esta companheira compacta é muito mais massiva que o maior limite, de 4,3 massas solares, de uma estrela de nêutrons. Alguns buracos negros estelares são GS2000+25, com massa acima de $5,7 M_{\odot}$, A0620.00 com massa entre 3,6 e $13,6 M_{\odot}$ e XTE J1859+226, com massa $7,4 \pm 1.1 M_{\odot}$.

Se a estrela iniciar sua vida com massa acima de $100 M_{\odot}$, como a estrela da Pistola, descoberta em 1997 com o Telescópio Espacial Hubble, ela ejetará a maior parte de sua massa ainda na seqüência principal, por pressão de radiação, e depois evoluirá como uma estrela de até $100 M_{\odot}$.

Os elementos químicos gerados por reações nucleares no interior das es-

trelas e ejetados nas explosões de supernovas produzem a evolução química do Universo e geram o carbono e outros elementos que mais tarde colapsam, formando planetas terrestres e até seres humanos.

A vida do Sol na seqüência principal está estimada em 11 bilhões de anos. Uma estrela de 0,1 massas solares levará 3 trilhões de anos para sair da seqüência principal. Quando as estrelas consomem o hidrogênio no núcleo, que corresponde a aproximadamente 10% da sua massa total, correspondente a cerca de 50 000 km, elas saem da seqüência principal. A geração de energia nuclear passa a se dar em uma camada externa a esse núcleo, com aproximadamente 2 000 km de espessura, onde a temperatura e a densidade são suficientes para manter as reações nucleares. Como nenhuma energia nuclear é gerada no núcleo nessa fase, ele se contrai rapidamente, e a luminosidade da estrela aumenta um pouco. As camadas externas se reajustam ao aumento de luminosidade expandido-se e, como a área superficial aumenta, sua temperatura diminui. Dessa forma, a luminosidade aumenta e a estrela torna-se mais vermelha, aproximando-se do ramo das gigantes no diagrama HR. Quando o Sol atingir essa fase, daqui a 6,5 bilhões de anos, a radiação solar atingindo a Terra será tão intensa que a temperatura na superfície da Terra atingirá 700 C, os oceanos ferverão, deixando a Terra seca. Mesmo a atmosfera se esvairá, pois os átomos e moléculas estarão se movendo a velocidades tão altas que escaparão da Terra. No centro do Sol, a temperatura atingirá 100 milhões de Kelvin, e a reação triplo- α , descoberta pelo americano Edwin Ernest Salpeter (1925-2008), iniciará, combinando três núcleos de hélio (partículas α) em um núcleo de carbono. O Sol será, então, uma gigante vermelha, transformando hélio em carbono no núcleo e hidrogênio em hélio em uma fina camada mais externa. A massa do Sol não é suficiente para que a temperatura do núcleo alcance um bilhão de K, necessária para queimar o carbono. Dessa forma, a estrutura final do Sol será de um pequeno núcleo de carbono, com uma camada externa de hélio, e outra mais externa de hidrogênio. No diagrama HR, o Sol descenderá, então, para a região das anãs brancas. Como a massa do Sol é 340 mil vezes a massa da Terra, quando ele chegar a fase de anã branca, com raio próximo ao raio da Terra, sua densidade será de várias toneladas por centímetro cúbico. Podemos comparar com a densidade dos elementos mais densos na Terra, como a platina, com 21 g/cm³. O princípio da exclusão de Pauli, juntamente com o princípio da incerteza de Heisenberg agirão como uma força repulsiva que contrabalançará a atração da gravidade, impedindo que a anã branca colapse.



Edwin Salpeter

A Figura 22.13 mostra o diagrama HR teórico mostrando as diversas fases da evolução de uma estrela de 5 massas solares, a partir da seqüência principal (SP). Antes de chegar à seqüência principal, onde transforma hidrogênio em hélio no seu núcleo, a proto-estrela se contraiu por algumas centenas de milhares de anos. A estrela sai da seqüência principal quando 10% de seu hidrogênio total é transformado em hélio. Esse é o limite Schenberg-Chandrasekhar, publicado, em 1942, pelo brasileiro Mário Schenberg (1914-1990) e pelo indiano Subrahmanyan Chandrasekhar (1910-1995) e corresponde ao ponto da evolução de uma estrela em que o balanço de pressão no núcleo isotérmico não pode ser mais alcançado. Para uma estrela de cinco massas solares de população I, isto é, que contém metais, a queima de H se dá pelo ciclo CNO. Quando a estrela atinge o ramo das gigantes, a zona de convecção superficial atinge a região onde o hidrogênio já foi transformado em hélio, iniciando a primeira dragagem, trazendo material processado (principalmente N^{14}) para a atmosfera da estrela. Uma segunda dragagem ocorre quando a estrela atinge o ramo gigante assintótico, e ainda uma terceira ocorre se a estrela tem massa superior a $3 M_{\odot}$. Após passar outras centenas de milhares de anos no ponto superior direito desse diagrama, chamado de ramo gigante assintótico (AGB), a estrela ejetará uma nebulosa planetária, e o núcleo remanescente será uma estrela anã branca.

A Figura 22.14 mostra o diagrama HR teórico com o caminho evolucionário de uma estrela até a fase de anã branca. Não importa se a estrela inicia sua evolução com 1 ou 4 massas solares, a anã branca formada terá menos que $1 M_{\odot}$. Na seqüência de esfriamento das anãs brancas, estão

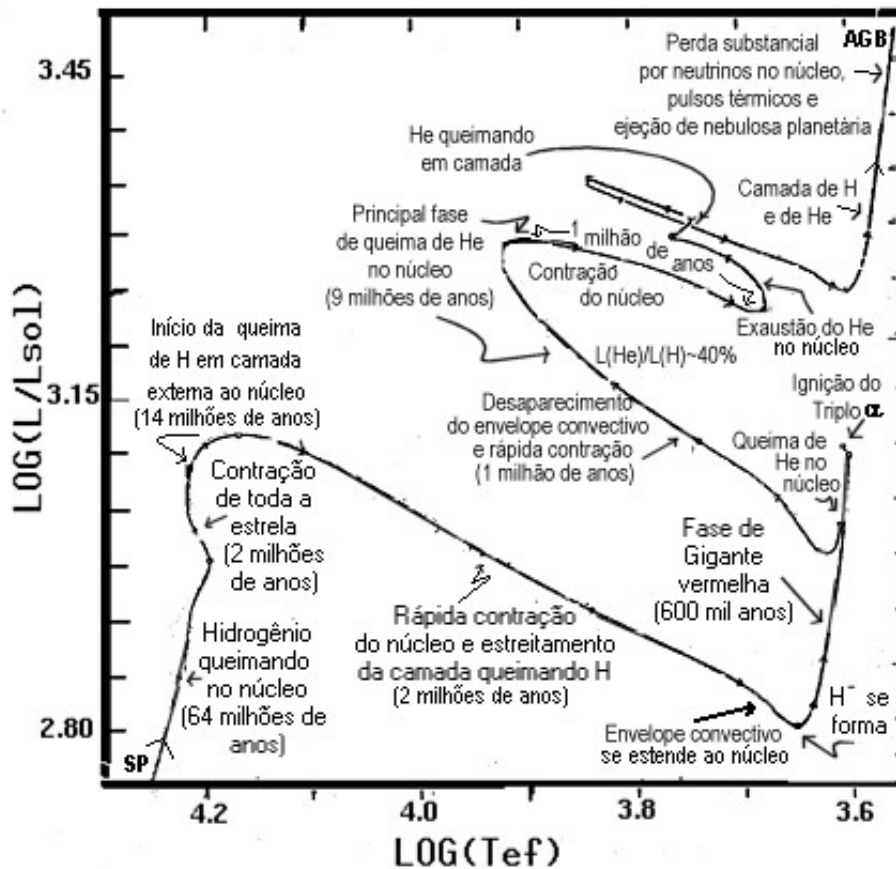


Figura 22.13: Diagrama HR teórico mostrando as diversas fases da evolução de uma estrela de 5 massas solares, a partir da seqüência principal (SP), no extremo esquerdo inferior e, quanto tempo a estrela leva em cada fase, segundo os cálculos de Icko Iben Jr. (1931-).

indicadas as três faixas de temperatura em que encontramos as anãs brancas variáveis (DOV, DBV e DAV). As variações observadas nessas estrelas permitem, pelas técnicas de sismologia, o estudo de seus interiores.

Se uma anã branca com massa superior a $0.8 M_{\odot}$ fizer parte de um sistema binário próximo, é possível que, quando a estrela companheira se expandir na fase de gigante ou supergigante, transfira parte de sua massa para a anã branca a tal ponto que a massa da anã branca ultrapasse a massa

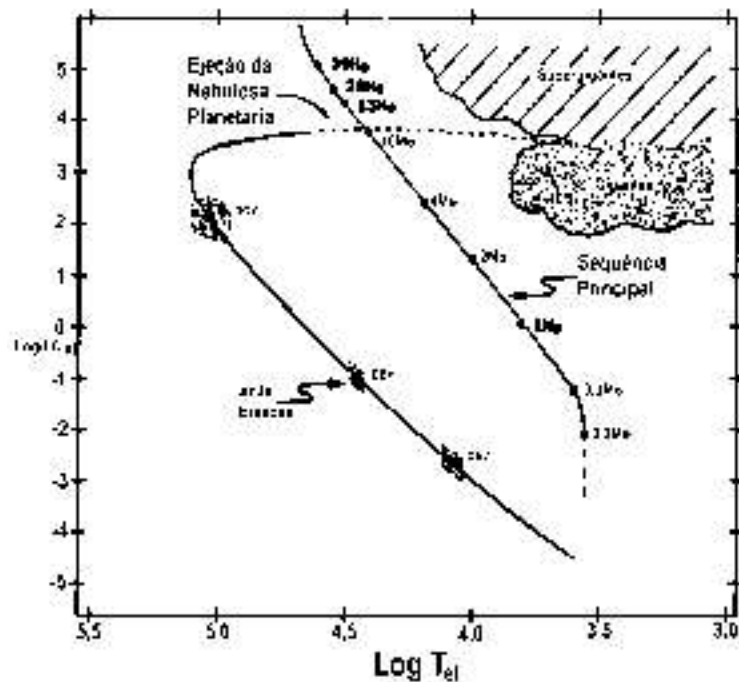


Figura 22.14: Diagrama HR teórico até anã-branca

de Chandrasekhar. Neste caso a anã branca explodirá como supernova tipo Ia, e cerca de $0.6 M_{\odot}$ será ejetado ao meio interestelar na forma de Fe, produzido durante a explosão. Esta é a maior fonte de Fe conhecida.

Já estrelas com massas acima de 10 massas solares evoluem muito rapidamente: uma estrela de 30 massas solares sai da seqüência principal em 5 milhões de anos; uma estrela de 5 massas solares em 70 milhões de anos. Depois da fase de gigantes, passam para supergigantes, com temperaturas nucleares de alguns bilhões de Kelvin, permitindo que os processos de acréscimo de partículas α produzam sucessivamente O^{16} , Mg^{24} , Si^{28} , S^{32} , Cl^{35} , Ca^{40} , Sc^{45} , Ti^{48} , ..., Fe^{56} , em poucas centenas de milhões de anos. Esse processo termina em Fe^{56} porque vimos que a energia de ligação do ferro é a mais alta, de modo que quando um Fe^{56} captura um fóton, em vez de liberar energia, ele se rompe, concluindo a evolução estelar com a explosão de uma supernova.

Uma das primeiras ocorrências de colapsos violentos de estrelas massivas

foi registrada em 1054 d.C., pelos chineses, que observaram a explosão da estrela no centro da nebulosa do Caranguejo, sem saber que se tratava de um colapso. Muitos desses colapsos, que chamamos de supernovas, foram observados em outras galáxias. A última observada a olho nu foi a SN1987A, na galáxia anã satélite de nossa galáxia, a Grande Nuvem de Magalhães. A explosão ocorre porque, após a formação do núcleo de ferro, o núcleo colapsa violentamente em alguns segundos, sob o peso de sua própria atração gravitacional, sem ter outro combustível para liberar energia nuclear. As camadas superiores, contendo aproximadamente 90% da massa colapsam, então, sobre este núcleo e, após o comprimirem até o limite das leis físicas, são empurradas para fora com velocidades de milhares de quilômetros por segundo. Tanta energia é liberada em um colapso de supernova que ela brilha com a luminosidade de uma galáxia de 200 bilhões de estrelas. Depois desse espetáculo, a supernova começa a esmaecer, deixando como resíduo, um núcleo extremamente compacto, uma estrela de nêutrons. Mesmo a pressão de degenerescência dos elétrons é muito pequena para parar o colapso no estágio de uma anã branca. Os elétrons livres são forçados para dentro do núcleons pelas imensas forças gravitacionais produzidas pelo colapso das camadas externas. O decaimento β inverso que então transforma os pares de elétrons e prótons em nêutrons, libera uma imensa quantidade de neutrinos, que pode ser observada aqui na Terra. Em fevereiro de 1987, vários detectores aqui na Terra registraram os neutrinos associados à explosão da supernova SN1987A, que está a 160 mil anos-luz de distância. Os nêutrons, tendo o mesmo spin dos elétrons, obedecem também ao princípio da exclusão de Pauli, mas sendo 2000 vezes mais massivos, podem ser comprimidos a distâncias 2000 vezes menores do que os elétrons em uma anã branca. Os nêutrons formam, então, um gás de nêutrons degenerados, que pode parar o colapso da supernova se a massa inicial da estrela na seqüência principal for menor do que cerca de 25 massas solares. O diâmetro desse núcleo é de cerca de 10 km e forma uma estrela de nêutrons, como a encontrada no centro da nebulosa do Caranguejo. A existência das estrelas de nêutrons foi proposta em 1932 pelo físico russo Lev Davidovich Landau (1908-1968). A primeira estrela de nêutrons foi detectada em 1967, quando a doutoranda da Universidade de Cambridge, Jocelyn Bell Burnell (1943-), trabalhando em um experimento proposto por Antony Hewish (1924-), descobriu que certos sinais pulsados de rádio chegavam com enorme precisão a cada 1,33728 segundos, vindos da constelação de Vulpécua. A maioria dos astrônomos da época acreditava que esses pulsos eram devidos a pulsações radiais de estrelas, mas Thomas Gold (1920-2004) calculou que pulsações desse tipo decairiam muito rapidamente e sugeriu que

os pulsares eram estrelas de nêutrons em rotação. Hewish recebeu o prêmio Nobel em 1974 pela descoberta dos pulsares. Mas a maioria das estrelas de nêutrons não são pulsares, pois sua emissão de rádio já terminou há muito tempo, pois sua vida média é de so 10 milhões de anos, a não ser que esteja em uma binária.

22.14 Estrelas Variáveis

Estrelas variáveis são aquelas em que a variação não representa apenas as flutuações normais de grandes conjuntos de partículas em movimentos turbulentos, mas apresentam amplitudes mensuráveis com um certo grau de regularidade [Paul Ledoux (1914-1988) & Théodore Walraven (1916-2008), 1958].

Excluindo-se a supernova 1504 na constelação do Touro, ainda visível como a Nebulosa do Caranguejo, que foi registrada pelos astrônomos chineses e japoneses mas não pelos ocidentais, e a supernova 1572, na constelação da Cassiopéia, primeiro observada por Wolfgang Schuler mas estudada por Tycho Brahe (1546-1601), que alcançou magnitude -4, o primeiro registro de variabilidade estelar ocorreu em 1596. O teólogo e astrônomo holandês David Fabricius (1564-1617) notou que a estrela na constelação da Baleia (Cetus), de segunda magnitude, declinou em brilho regularmente até que, em outubro de 1596, desapareceu. Ele deu-lhe o nome de “a maravilhosa” (Mira Ceti). Em 1638 o astrônomo holandês John Phocylides Holwarda (1618-1651) a viu aumentar de brilho novamente, afirmando que era um evento periódico, e em 1667 Ismael Boulliau (1605-1694) mediu o período como 333 dias.

Em 1784, o astrônomo amador inglês John Goodricke (1764-1786) descobriu a variabilidade de brilho da estrela δ Cephei, que passou a ser o protótipo da classe de variáveis Cefeidas. No *Philosophical Transactions*, 76, 48-61 (1786), ele publicou suas observações, que tinham se iniciado em 19 de outubro de 1784: “A estrela marcada como δ por Bayer, próxima da cabeça de Cefeu, mostra variações em sua luminosidade.” O período de variação encontrado por Goodricke foi de 5d8h, e o valor atual é de 5d8h53m27.46s. No mesmo ano, o inglês Edward Pigott (1753-1825) descobriu η Aql, também uma variável Cefeida. Em 1894 o astrônomo russo Aristarkh Apollonovich Belopolskii (1854-1934) notou deslocamentos nas linhas espectrais de δ Cephei, e deduziu que a atmosfera da estrela estava aumentando de tamanho e depois reduzindo.

O astrônomo americano Seth Carlo Chandler, Jr. (1846-1913) publicou o primeiro catálogo de estrelas variáveis em 1888, com 225 variáveis. Destas, 160 eram periódicas. O segundo catálogo continha 260 estrelas e o terceiro 393 estrelas. No Terceiro Catálogo de Estrelas Variáveis, publicado em 1896 no *Astronomical Journal*, 16, 144, encontrou que o período havia decrescido um segundo em 20 anos, enquanto o dinamarquês Ejnar Hertzsprung (1873-1967) publicou em 1919, no *Astronomische Nachrichten*, 210, 17, que o decréscimo era de 1 s em 14 anos.

Em 1912, a astrônoma americana Henrietta Swan Leavitt (1868-1921), aplicando o método fotográfico às Cefeidas nas Nuvens de Magalhães, derivou a relação período-luminosidade, publicada no *Harvard Circular*, 173, já que as Cefeidas na Pequena Nuvem de Magalhães mostravam uma definida relação entre o período e a luminosidade. Esta relação foi usada por Hertzsprung em 1913 (*Astronomische Nachrichten*, 196, 201) para a primeira determinação da distância da Pequena Nuvem, e por Hubble em 1923 para a determinação da distância de Andrômeda.

O tipo de movimento das camadas mais simples é o puramente radial, em que a estrela mantém a forma esférica em todos os tempos, mas muda de volume.

Uma estimativa simples do período de pulsação pode ser obtida da terceira lei de Kepler aplicada às camadas mais externas de uma estrela:

$$P^2 = \frac{4\pi^2}{GM} R^3$$

lembrando que a densidade é dada por

$$M = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho$$

de modo que

$$P^2 = \frac{\pi}{\frac{1}{3}G\rho}$$

$$P = \sqrt{\frac{3\pi}{G\rho}}$$

Em 1879 o físico alemão Georg Dietrich *August Ritter* (1826-1908) publicou no *Wiedemanns Annalen*, 8, 172, a sugestão que pulsações não radiais, acompanhadas de variações na temperatura superficial, poderiam ser responsáveis pelas variações periódicas da luminosidade. Ritter desenvolveu os primeiros elementos da teoria de pulsação, ao mostrar que uma estrela homogênea passando por uma pulsação radial adiabática, terá uma frequência $\sigma^2\pi$ da vibração com

$$\sigma^2 = (3\gamma - 4)\frac{g}{R} = (3\gamma - 4)\frac{4\pi}{3}G\rho$$

onde γ é a razão dos calores específicos, g a gravidade superficial, R o raio estelar, ρ a densidade e G a constante de gravitação. Ele também demonstrou que se γ excede o valor de $4/3$ dentro de um grande corpo astronômico, sua estrutura permanece em equilíbrio dinâmico. Se γ é maior que $4/3$ e

a densidade do corpo aumenta por uma rápida compressão do material, a pressão aumenta mais rapidamente que a gravidade, resistindo-a. Ainda com γ maior que $4/3$, se o corpo se expande rapidamente, a pressão diminui mas a gravidade ainda é capaz de trazer o corpo de volta ao seu estado de equilíbrio.

Em 1890 Lord Rayleigh [John William Strutt (1842-1919), *On Vibrations of an Atmosphere*, Philosophical Magazine, 4, Vol. XXIX, p. 173] estudou as vibrações na atmosfera assumida isotérmica. Mais tarde, William Thomson (1824-1907), Lord Kelvin, (Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 153, 583, 1863), o físico suíço Robert Emden (1863-1940) [em seu livro *Gaskugeln* (Bolas de Gás) de 1907] e astrônomo americano Forest Ray Moulton (1872-1952) [Astrophysical Journal, 29, 257 (1909)], consideraram oscilações em que a estrela mantém o volume constante mas mudam de forma, de um esferóide prolato para um oblato.

O meteorologista inglês Sir David Brunt (1886-1965) publicou em 1913, no *The Observatory*, 36, 59, uma discussão sobre as estrelas Cefeidas.

Em 1917 Sir Arthur Stanley Eddington (1882-1944) desenvolveu a teoria de oscilações radiais. Os artigos de Eddington de 1917 no *The Observatory*, 40, 290 e de 1918 no *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 79, 177, desenvolveram a teoria de pulsações adiabáticas em uma estrela gasosa com uma dada distribuição de densidades, obtendo uma dependência com a densidade similar àquela obtida por Richer para uma estrela homogênea. Em seus artigos de 1932, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 92, 471 e de 1942, *The Observatory*, 64, 231, Eddington propôs que os períodos de pulsação das Cefeidas requerem que elas sejam muito mais homogêneas do que as estrelas na seqüência principal. No segundo artigo, Eddington mostrou que a forma da curva de luz das Cefeidas, com o rápido aumento e decaimento mais vagaroso está em concordância com o esperado pelos termos de segunda ordem nas equações. Ele propôs que a mudança de transparência na atmosfera causa as pulsações: a atmosfera opaca retém o calor e causa a expansão, que por sua vez causa a redução da opacidade permitindo que a luz escape, esfriando a atmosfera e causando o colapso. Em 1941, Eddington estudou o efeito da zona de convecção na mudança de fase entre o máximo da luminosidade e da velocidade (*Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 101, 177).

Mais tarde identificou-se dois tipos de Cefeidas, com relações período-luminosidade diferentes, as ricas em metal (tipo I) δ Cepheids, e as pobres em metal (tipo II) W Virginis. Elas são supergigantes de tipo espectral F, G ou K, que pulsam com períodos de alguns até 100 dias, e têm amplitudes

de 0,1 a 2 magnitudes.

Em 1960 o astrônomo americano John Paul Cox (1926-1984) descobriu que a ionização parcial do hélio era a fonte de opacidade que fazia as Cefeidas pulsarem (*Astrophysical Journal*, 1960, 132, 594).

O número total de estrelas intrinsecamente variáveis catalogadas no *Combined General Catalogue of Variable Stars, 4.1 Edition*, é de 42897 estrelas, das quais 31918 são da nossa Galáxia (Kholopov et al. 1998). Mais recentemente, com as medidas realizadas com o satélite Hipparcos, foram descobertas mais 3157 variáveis e, com as medidas dos projetos de microlentes gravitacionais, mais de 100 000 novas variáveis, sendo mais de 10 000 destas pulsantes.

As estrelas variáveis estão divididas nas seguintes classes: eruptivas, pulsantes, rotantes, cataclísmicas (explosivas e novas), sistemas eclipsantes e fontes de raio-X variáveis.

As variáveis pulsantes populam extensas regiões do diagrama HR. As pulsações são encontradas em grandes faixas de massa e etapas evolucionárias, e fornecem oportunidades para derivar propriedades inacessíveis de outra forma. O tempo dinâmico, ou tempo de queda livre, pode ser estimado calculando a desobediência ao equilíbrio hidrostático. Vamos assumir que, em algum lugar da estrela, a aceleração gravitacional não é estritamente balanceada pela força de pressão, deixando uma fração f não-balanceada. O material, então, será acelerado por uma quantia:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = f \frac{GM_r}{r^2}$$

Podemos resolver essa equação para o valor de dt em que a aceleração não-balanceada causa um deslocamento $dr = fR$, onde R é o raio da estrela. Assumindo um movimento retilíneo uniformemente acelerado,

$$dr = \frac{1}{2} \frac{d^2r}{dt^2} dt^2 \equiv fR$$

Logo, para o ponto no meio da estrela de massa M :

$$\tau_{\text{din}} \equiv dt = \left(\frac{2fR}{d^2r/dt^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx \left(G \frac{M}{R^3} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$\tau_{\text{din}} \equiv \frac{1}{(G\bar{\rho})^{\frac{1}{2}}}$$

Isto é, qualquer desequilíbrio da condição de equilíbrio hidrostático causa deslocamentos grandes e rápidos. Portanto, uma falta de equilíbrio leva a mudanças significativas no raio da estrela. Para o Sol,

$$\tau_{\text{din}}^{\odot} \approx 10^3 \text{ s} = \frac{1}{4} \text{ hr}$$

As pulsações estelares podem ser consideradas como ondas sonoras com comprimentos de onda da ordem do raio da estrela. O período de pulsação de uma estrela, Π , é igual ao tempo dinâmico, a menos de alguns fatores numéricos da ordem de 1, já que as pulsações radiais ou não radiais de baixa ordem e os processos dinâmicos são determinados pela energia gravitacional da estrela.

A expressão correta para o período de pulsação é

$$\Pi = \frac{2\pi}{[(3\Gamma_1 - 4) \frac{4}{3}\pi G \bar{\rho}]^{1/2}}$$

Considerando-se anãs brancas com $\bar{\rho} \simeq 10^6 \text{ g/cm}^3$ e supergigantes com $\bar{\rho} \simeq 10^{-9} \text{ g/cm}^3$, os períodos variam de 3 s a 1000 dias.

A nomenclatura de modos p (pressão), g (gravidade) e r (toroidais) é utilizada para os modos não radiais de pulsação, dependendo se a força restauradora dominante é a pressão, a gravidade ou a força de Coriolis. O astrônomo inglês Thomas George Cowling (1906-1990), no seu artigo de 1941, no *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 101, 367, introduziu também a nomenclatura de um modo f (fundamental), com período entre os modos p e g . Os modos radiais de pulsação correspondem aos modos p com $\ell = 0$. Os modos s , (*shear*, cisalhamento, ocorrem nas estrelas de nêutrons, que têm crostas e cisalhamento. Mais explicitamente, Patrick N. McDermott, Hugh M. van Horn, & Carl J. Hansen, no seu artigo de 1988, no *Astrophysical Journal*, 325, 725, propoem a existência de modos s (cisalhamento esferoidais), t (cisalhamento toroidais) e i (interfaciais) nas estrelas de nêutrons. Os modos de cisalhamento têm períodos da ordem de 2 ms, se a crosta tiver cerca de 2 km e a velocidade de cisalhamento for da ordem de 1000 km/s. Os modos interfaciais estão concentrados na interface fluido/sólido da estrelas de nêutrons.

A fotometria fotoelétrica foi iniciada na astronomia em 1910, nos Estados Unidos por Joel Stebbins (1878-1966) e Charles M. Huffer (1894-1981) (1930, *Washburn Observatory Publications*, 25, part 3, 143) e na Alemanha por Paul Guthnick (1891-1947) e Richard Prager (1884-1945) (1915, *Astronomische Nachrichten*, 201, 443) para medidas diretamente no céu, e por

Hans Rosenberg (1879-1940) (1906, Nova Acta Leopoldina 85, Sterne I, 2, 224) para medidas de placas fotográficas. Os CCDs (Charge-Coupled Devices) foram inventados por George Smith e Willard Boyle, do Bell Labs, em 1969, e foram utilizados pela primeira vez em astronomia em 1983. Os CCDs normalmente não são sensíveis abaixo de 4000 Å porque o silício absorve estes fótons. Por isto é necessário reduzir a espessura dos CCDs e iluminá-los por trás. Outro problema é o ruído de leitura, que é maior quanto mais rápido for a leitura (2-10 elétrons/pixel para 1 Mpixel por segundo).

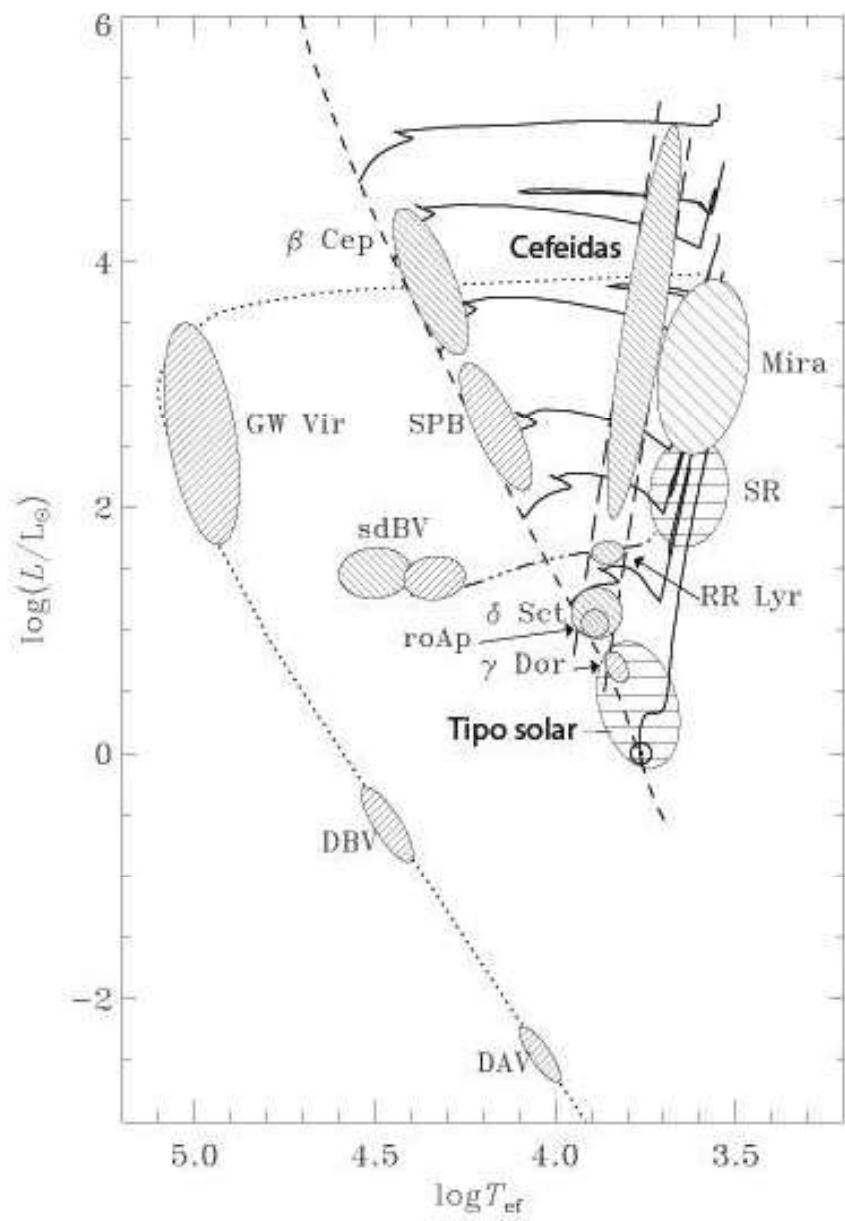


Figura 22.15: Localização dos diferentes tipos de estrelas pulsantes no diagrama HR, produzido por Jørgen Christensen-Dalsgaard, do *Danish Asteroseismology Centre*.