

OBJETOS ESTELARES COMPACTOS

Jorge Ernesto Horvath

A MORTE DAS ESTRELAS

Se pensarmos nas estrelas observáveis em uma noite qualquer desde o ponto de vista da fonte de energia que as fazem brilhar (capítulo 7), chegaremos naturalmente à idéia de que estes reatores termonucleares gigantes devem necessariamente ter uma vida limitada. Como descrito anteriormente, uma estrela passa quase todo o seu tempo de vida ($\geq 90\%$) na Seqüência Principal transformando o seu hidrogênio em hélio. Hoje sabemos ainda que, dependendo da sua massa na Seqüência Principal, a estrela poderá ou não estabelecer ciclos de reações termonucleares de fusão que envolvem elementos mais pesados. Acreditamos, baseados na estatística observacional e nos modelos teóricos, que o valor limiar que separa dois tipos de morte estelar (esta definida como o final da atividade de fusão termonuclear) é de $M \approx 8 M_{\odot}$. As estrelas menos massivas do que $8 M_{\odot}$ na Seqüência Principal não atingem condições de temperatura e pressão suficientemente elevadas no centro para ir além da fusão do ^{12}C . Já aquelas com massas maiores conseguem ultrapassar este estágio e continuam a gerar elementos cada vez mais pesados no centro, enquanto a queima dos mais leves prossegue em camadas concêntricas, dando origem à chamada “estrutura de cebola” (Figura 8.1).

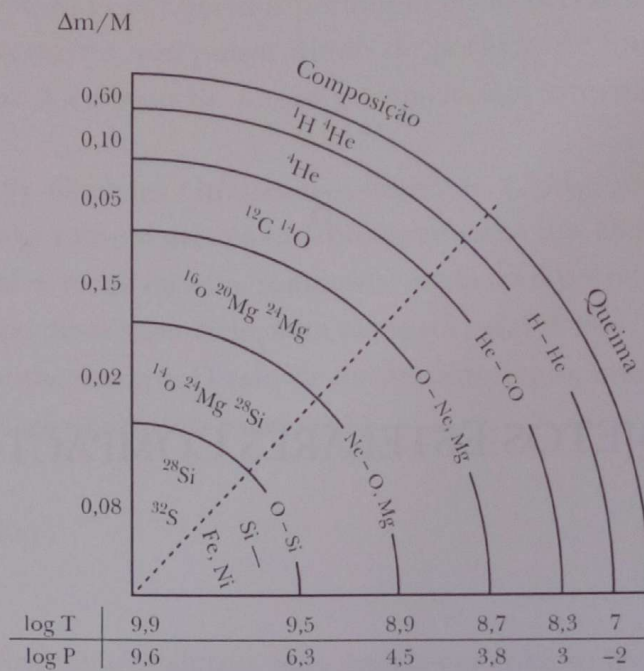


Figura 8.1. Uma estrela massiva perto do seu fim. A composição e natureza da queima em cada camada é indicada como função da massa envolvida (eixo vertical); enquanto as condições físicas, em log, da pressão e temperatura podem ser apreciadas no eixo horizontal.

Temos, então, para as estrelas de massa $M \leq 8 M_{\odot}$, uma seqüência de processos razoavelmente bem entendidos que envolvem a expulsão de grandes quantidades de massa em *superventos* (onde a perda de massa pode atingir até $10^{-4} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ ou mais) e/ou *instabilidades pulsacionais* (processo no qual as camadas mais externas oscilam com amplitude crescente até serem ejetadas). Para aquelas estrelas na faixa de $0,1 M_{\odot} < M < 1 M_{\odot}$, as temperaturas no centro não permitem nem a queima de hélio; porém, devemos lembrar que a força da gravidade continua agindo e forçará o caroço de carbono (no caso das de maior massa) ou hélio (no caso das de menor massa) a se contrair. A pergunta fundamental é: será possível que a contração continue indefinidamente, ou em outras palavras, há algum fator que possa estabilizar esses caroços, já sem possibilidade de gerar energia termonuclear?

Em 1924, R. Fowler aplicou o então novíssimo formalismo da Mecânica Quântica ao problema e percebeu que, devido ao Princípio de Pauli e ao Princípio de Incerteza de Heisenberg uma nova fonte de pressão (chamada de *pressão de degenerescência*) podia estabilizar as massas em contração, mesmo quando a geração de energia houvesse acabado nos caroços. O argumento é bastante simples e merece ser exposto. Se considerarmos um gás clássico à temperatura T sabemos que este exercerá uma pressão térmica $P = nkT$, onde $k = 1,38 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$ é a constante de Boltzmann e n o número de partículas do gás por unidade de volume. Uma massa M composta desse gás (a estrela!) terá, em equilíbrio, um raio R e, devido ao teorema do virial, uma temperatura média:

$$\langle T \rangle \propto \frac{M}{R}.$$

Por outro lado, sabemos que a diferença média dos momentos entre dois elétrons desse gás é

$$\Delta p \propto \langle T \rangle^{1/2};$$

e sua separação média

$$\Delta x \propto n^{-1/3}.$$

Se utilizamos a relação virial anterior e o fato de que $n \propto M/R^3$ podemos escrever

$$(\Delta p \Delta x)^3 \approx 180 h^3 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{R}{R_{\odot}^{3/2}} \right)^{3/2} \quad (8.1)$$

e, portanto, quando a contração do gás chega no ponto em que $R \sim 0,03 R_{\odot}$ para uma massa fixa igual a $1 M_{\odot}$, o produto $\Delta p \Delta x \approx h$, onde $h = 6,625 \times 10^{-27}$ erg s⁻¹ é a constante de Planck. Porém, pelo Princípio de Incerteza, o produto $\Delta p \Delta x$ não pode ser menor que h . Em consequência, se contraíssemos ainda mais a matéria, a repulsão quântica entre os elétrons muito próximos (Princípio de Pauli) daria origem precisamente à mencionada pressão de degenerescência. Como resultado vemos que é inevitável que a contração do caroço manifeste a natureza quântica da matéria. Em outras palavras, o nosso gás clássico deixa de ser uma boa descrição e precisamos das expressões que relacionam corretamente a pressão com a energia para construirmos os modelos estelares. Essas relações são conhecidas como *equações de estado* e têm, no regime onde a compressão é mais importante do que a temperatura, formas do tipo

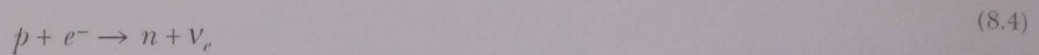
$$P = K n^{5/3} \quad (8.2)$$

(limite dos elétrons não relativísticos);

$$P = K' n^{4/3} \quad (8.3)$$

(limite dos elétrons ultra-relativísticos).

Nas Equações 8.2 e 8.3 as constantes K e K' são dependentes da composição (que determina o número de elétrons), mas praticamente independem da temperatura. Compreende-se, então, qual é a razão para esperarmos encontrar estrelas suportadas pela pressão de degenerescência dos elétrons, chamadas de anãs brancas. Ainda mais, o argumento que justifica a existência desta pressão não-térmica pode ser aplicado a densidades muito maiores, onde devido à captura eletrônica



os próprios nêutrons sofrerão a repulsão de Pauli depois do sumiço dos elétrons, obtendo-se equações de estado análogas às (8.2) e (8.3) com as constantes K e K' diferentes. As estrelas de nêutrons foram postuladas pelo físico russo L. Landau na década de 30 e só foram detectadas, em 1967, através da sua emissão na faixa rádio pulsada.

ANÃS BRANCAS

Na virada do século passado, a disponibilidade de telescópios de boa qualidade permitiu estudar em detalhe sistemas estelares próximos. Em particular, a estrela Sirius A apresentava sinais de ter uma companheira "invisível", que finalmente foi detectada. Uma imagem de Sirius B, cuja luminosidade é de aproximadamente 0,001 vezes a de Sirius A, é mostrada no Atlas, imagem 18.

Com os mesmos instrumentos conseguiu-se determinar para Sirius B uma temperatura superficial efetiva de aproximadamente 30 000 K e um raio de aproximadamente 0,07 vezes o raio solar. Trata-se então de uma estrela extremamente quente e densa, que corresponde ao primeiro exemplo estabelecido de anã branca com uma massa de aproximadamente $1 M_{\odot}$ (de fato, a melhor determinação de massa e raio corresponde a 40 Eri B, onde observou-se que $M = 0,48 \pm 0,02 M_{\odot}$ e $R = 0,0124 \pm 0,0005 R_{\odot}$). Uma vez que foi possível determinar as massas das anãs brancas dos tipos DA (com linhas de hidrogênio) e DB (com linhas de hélio) foram determinados valores em torno de um valor médio $\langle M \rangle \approx 0,6 M_{\odot}$. Se aceitamos que as anãs brancas irradiam aproximadamente como corpos negros, a proximidade das massas medidas implica raios também similares e, portanto, a partir da relação básica $L = 4 \pi R^2 \sigma T^4$ esperamos uma localização destas estrelas em uma faixa estreita do diagrama HR (em consequência de possuírem $R \approx$ constante). A Figura 8.2 mostra que esta previsão está bem próxima do observado.

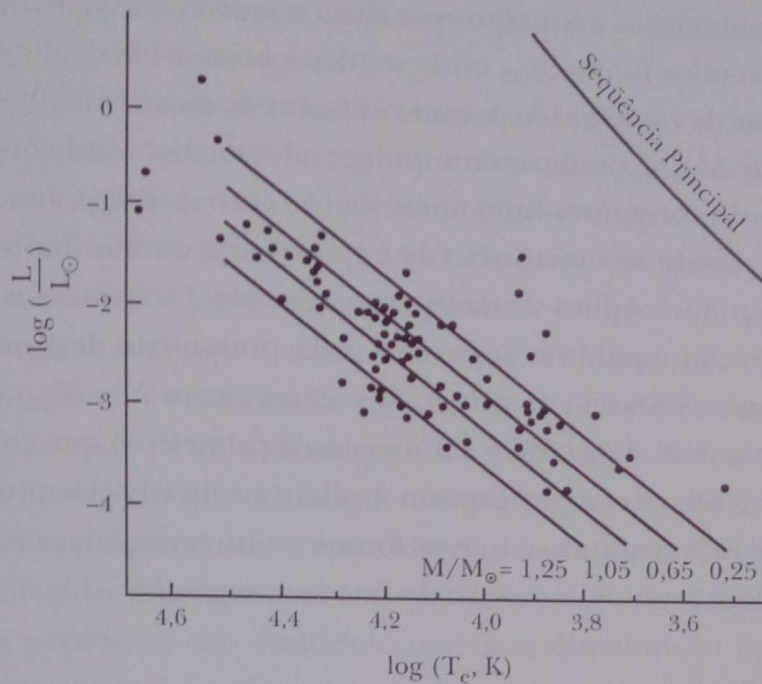


Figura 8.2. Diagrama HR com a localização de um conjunto de anãs brancas bem medidas. Os números indicam o valor da massa correspondente ao longo da seqüência de esfriamento prevista pelos modelos teóricos.

Acreditamos hoje, baseados em argumentos evolutivos, que as anãs brancas mais leves ($M \approx 0,5 M_{\odot}$) sejam compostas principalmente de hélio, enquanto aquelas mais massivas (com $M \sim 1 M_{\odot}$) sejam feitas de carbono e oxigênio. Devido às altas pressões no centro, é bem possível que as estrelas mais massivas cristalizem ao se esfriarem, constituindo, de fato, diamantes cósmicos de dimensões planetárias. A densidade estimada destes objetos é bastante grande, da ordem de $0,01 \text{ pc}^{-3}$ e, portanto, podem ser encontradas em abundância na galáxia que conteria um bilhão delas. Os telescópios de grande porte e instrumentos de alta energia permitem hoje um estudo muito detalhado destes remanescentes de estrelas mortas do tipo solar (Atlas, imagem 20).

O FINAL DAS ESTRELAS MASSIVAS: COLAPSO GRAVITACIONAL E SUPERNOVAS

Enquanto vimos, anteriormente, que as anãs brancas são o produto final de uma existência conturbada, mas pacífica, das estrelas de massas baixa e intermediária, sabemos hoje que as que excedem o limite de aproximadamente $8 M_{\odot}$ acabam suas vidas de forma muito mais espetacular, o que descreveremos a seguir.

A formação de um caroço de Fe inerte no centro da estrela (Figura 8.1), como resultado do esgotamento dos sucessivos ciclos nucleares, leva de imedia-

to à seguinte consideração: enquanto este caroço cresce, vai aumentando sua massa até um certo valor limite M_{Ch} onde sequer a pressão de degenerescência dos elétrons é capaz de estabilizá-lo perante as forças de gravidade. Pode-se mostrar que esse valor M_{Ch} é praticamente independente das condições físicas e depende somente de constantes fundamentais (\hbar , G etc.). Este é um resultado muito importante devido ao indiano S. Chandrashekar e o valor limite M_{Ch} leva precisamente seu nome. Aplica-se tanto ao caroço de Fe quanto a qualquer outra configuração em equilíbrio suportada pela pressão de degenerescência (como as anãs brancas da seção anterior). Se o caroço com $M = M_{\text{Ch}}$ acrescenta mais um pouco de massa, dois efeitos acontecem: o primeiro é que começa a se tornar energeticamente favorável a captura de elétrons livres pelos prótons dentro dos núcleos de Fe; o segundo é que os fótons muito energéticos começam a quebrar estes núcleos segundo a reação de fotodesintegração



onde γ indica o fóton, α , o núcleo de hélio, e n , o nêutron.

Ambos os efeitos reduzem a pressão que suporta o caroço e ele implode em um tempo determinado essencialmente pela demora em comunicar causalmente o decréscimo da pressão ao resto do material, um valor τ_{col} da ordem de alguns milissegundos.

O colapso continua com produção abundante de neutrinos, produto da captura eletrônica já mencionada. Este processo é conhecido como a *neutronização* do caroço. Enquanto o colapso ainda não está muito avançado (isto é, em poucos milissegundos), esses neutrinos escapam livremente, devido a sua baixa seção de choque com a matéria (podem, por exemplo, viajar vários anos-luz através de chumbo sólido sem serem freados ou absorvidos!); mas, quando a densidade é alta o suficiente, até eles ficam retidos. A condição de retenção pode ser expressa dizendo que o tempo de escape dos neutrinos fica maior do que τ_{col} , e começa a ser satisfeita para $\rho \geq 4 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$. As consequências da retenção dos neutrinos para o colapso são enormes, já que, se nem eles conseguem escapar, o colapso deve seguir um caminho *adiabático*, ou seja, sem troca de energia e massa com as camadas que estão fora dele. A temperatura então mantém-se muito menor (inclusive no momento de máxima compressão) do que seria se houvesse troca de energia com o meio. O caroço converte-se quase completamente em matéria de nêutrons na sua região mais interior, e o material que continua caindo sobre essa região ricocheteia devido à dureza (aumento brusco da pressão causado pela degenerescência dos próprios nêutrons) desta matéria. Uma *onda de choque* se forma e começa a varrer em seu caminho para o exterior da estrela colapsante o material que continua

caindo, mas este choque gasta muita energia para dissociar o Fe ($\sim 10^{51}$ erg por cada $0,1 M_{\odot}$ de Fe atravessado).

Depois de uns quinze anos de controvérsia na literatura científica, parece hoje bem-estabelecido o fato de que essa onda de choque é insuficiente para gerar as explosões observadas, onde o gás escapa com velocidades de até $10\,000 \text{ km s}^{-1}$. É muito provável que os neutrinos que começam finalmente a sair do caroço de Fe, após alguns segundos, tenham um papel importante para reenergizar o choque exausto. A energia carregada por estes neutrinos é igual à diferença da energia de ligação do caroço de Fe com a *estrela de nêutrons* remanescente de raio menor; ou $E = GM^2/\Delta R \sim 3 \times 10^{53}$ erg. Este valor é 100 vezes maior do que a energia necessária para explicar o gás em expansão, mas, como observado, o mecanismo desta transferência ainda não está bem-estabelecido. Sabemos, porém, que esses neutrinos (sejam ou não os causadores da explosão) são emitidos com uma distribuição aproximadamente térmica a uma taxa $L_{\nu} \propto T_{\nu}^4$, onde T_{ν} é a temperatura efetiva da *neutrinosfera*, definida de modo análogo à fotosfera (capítulo 5), e o conhecimento de L_{ν} como função do tempo seria fundamental para entender os detalhes da física da explosão. Pode-se obter informação desta fase do nascimento de uma estrela de nêutrons?

Em 1987, o astrônomo Ian Shelton descobriu no Observatório de Las Campanas (Chile) um súbito aumento da magnitude de uma estrela na Grande Nuvem de Magalhães. A estrela supergigante Sanduleak -69 202 foi confirmada em estudos posteriores como a “mãe” da supernova SN1987A, que permitiu pela sua proximidade um enorme avanço no conhecimento destes eventos. Detalhes do comportamento da luminosidade visível como função do tempo, além da composição e outros foram e continuam a ser pesquisados ativamente, mas provavelmente o fato mais importante deste evento tenha sido a primeira detecção de um *surto de neutrinos* como previa a teoria do colapso, e cujas direções de chegada apontaram claramente para a Grande Nuvem. Embora o fluxo de neutrinos seja verdadeiramente gigantesco, a distância à SN1987A e a interação extremamente fraca destes com a matéria ordinária resultou ao todo na detecção de uns 20 neutrinos confirmados em pelo menos 4 detectores independentes: Kamiokandê, IMB, Monte Bianco e Baksan (Figura 8.3). Este fato permitiu, pela primeira vez, ter-se certeza de que a supernova SN1987A tratava-se de um *colapso gravitacional*, ou supernova tipo II no jargão espectroscópico, de forma independente da presença de hidrogênio no espectro observado (que também foi medido no evento). Os modelos para as explosões chamadas supernovas de tipo I não prevêm surto de neutrinos por postular um cenário completamente diferente (a queima explosiva de uma anã branca sem remanescente algum).

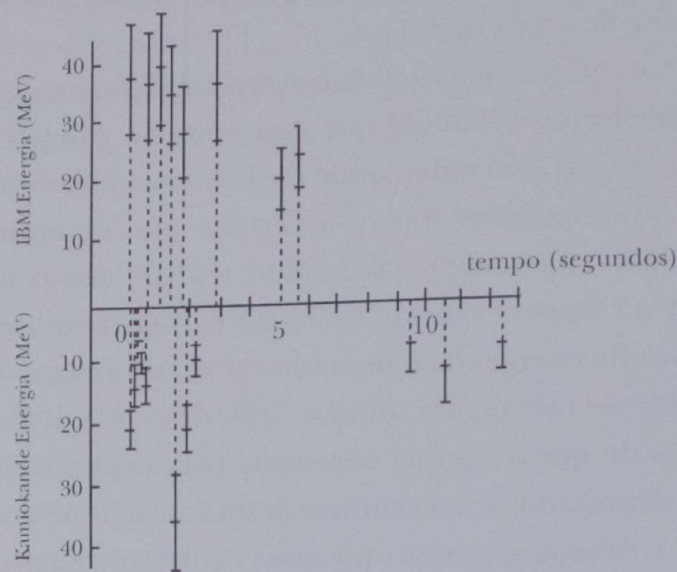


Figura 8.3. Surtos de neutrinos observados nos detectores Kamiokande (Japão), na parte inferior do gráfico; e IMB (Estados Unidos), na parte superior do mesmo. Os surtos resultaram simultâneos dentro do erro temporal relativo dos dois experimentos.

A reconstrução das condições físicas no colapso da SN1987A (como, por exemplo, a energia média dos neutrinos $\nu \sim 10$ MeV; a energia total emitida em neutrinos entre $1-4 \times 10^{53}$ erg; a temperatura da neutrinosfera $T \sim 4 \times 10^{10}$ K; e a duração da emissão ~ 12 s) confirmou, em linhas gerais, as expectativas básicas dos modelos de colapso, mas não foi suficiente para entendermos sua causa nem estudar detalhes mais finos deste. A ocorrência de um colapso na nossa Galáxia a uma distância d permitiria obter uns $(50 \text{ kpc}/d)^2 \times 20 \sim 800-100$ neutrinos, suficientes para estes fins. Se levarmos em conta que há quase quatro séculos não é observada uma supernova na nossa Galáxia, enquanto se estima que a taxa delas deve ser de aproximadamente dois por século não seria improvável sermos testemunhas de um evento assim. No entanto, a procura por respostas na SN1987A (por exemplo, a presença de uma estrela de nêutrons no meio do remanescente) e outras supernovas continua.

PULSARES, ESTRELAS DE NÊUTRONS E REMANESCENTES DE SUPERNOVA

Com o aperfeiçoamento dos instrumentos da Radioastronomia, uma série de novas descobertas trouxe, no período do pós-guerra, uma revolução na nossa compreensão dos fenômenos astronômicos. Provavelmente, uma das descobertas de maior impacto resultou da descoberta dos pulsares por Jocelyn Bell e colabo-

radores em 1967. Utilizando o radiotelescópio desenhado pelo chefe do grupo Sir Anthony Hewish, Bell e colaboradores conseguiram o primeiro registro de um sinal de rádio de baixa frequência com uma enorme estabilidade do período de 1,33 s. Porém, não só demoraram meses em se convencer da autenticidade do sinal, mas, quando anunciado, foi seriamente cogitada a hipótese de se tratar de sinais de uma civilização extraterrestre. Com o passar do tempo, novas pesquisas (devidas a Gold, Pacini e outros) mostraram que era possível atribuir o sinal a um modelo simples, porém, extremamente ousado para a época.

Ainda hoje, o paradigma de modelo para os pulsos de rádio é o de uma estrela de nêutrons em rotação (Figura 8.4). A idéia central é que, devido ao enorme campo magnético \vec{B} da estrela (foram medidos valores de até 10^{13} Gauss), esta emite um pulso de rádio por cada período de revolução; de forma análoga a um farol marítimo. Neste modelo, a separação entre pulsos traz informação direta sobre o período de rotação P (Figura 8.4).

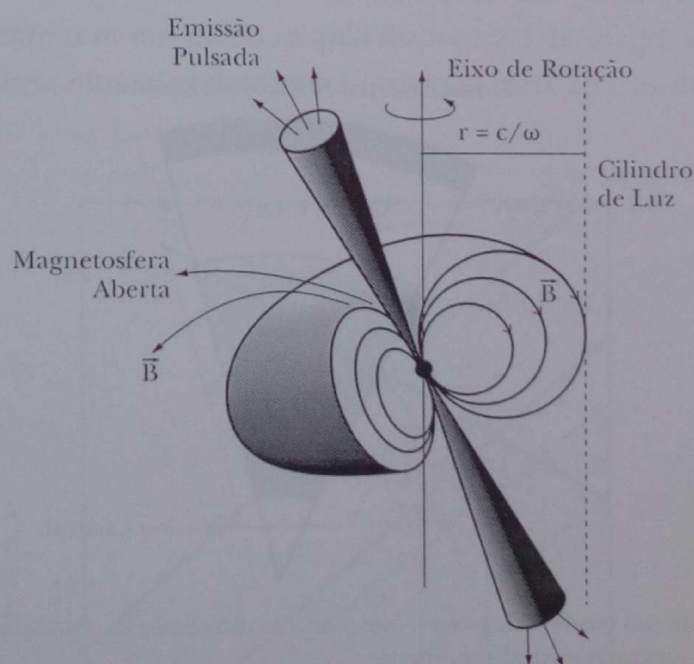


Figura 8.4. Modelo de um pulsar. A estrela de nêutrons magnetizada gira em torno do eixo de rotação e emite pulsos num cone de emissão com base nos polos magnéticos.

Os valores observados para P estão entre 1,56 milissegundos e aproximadamente 8 segundos. Acredita-se que o mínimo período está determinado pela condição do material no equador estar em equilíbrio perfeito sob a ação da atração gravitacional e das forças centrífugas, o que é atingido para períodos P de aproximadamente 1 milissegundo, chamado de período kepleriano. O limite superior depende bastante dos detalhes ainda incertos do mecanismo de emissão, mas

pode-se antecipar que a energia irradiada em pulsos depende essencialmente do quociente B^2/P^4 e, portanto, rotadores muito lentos serão muito fracos e difíceis de serem detectados, mesmo para B extremamente altos. Aliás, as teorias predizem um corte completo na emissão de pulsos abaixo de um certo valor limiar deste quociente. O lugar geométrico onde o fluxo de energia emitido é menor do que a limiar de detecção instrumental no radiotelescópio é chamado linha de morte, mostrada na Figura 8.6.

A composição interna dos pulsares é atualmente um tópico de grande interesse por envolver quase todos os aspectos da física moderna, de forma conjunta, e apresentar um desafio importante à compreensão da matéria sujeita a densidades extremas. Várias fases diferentes compostas de núcleos pesados inexistentes em condições, de laboratório coexistem em equilíbrio com gases de elétrons, prótons e nêutrons até o raio onde a densidade atinge o valor $2,7 \times 10^{14} \text{g cm}^{-3}$, o chamado ponto de saturação. Daí para o centro, a estrutura nuclear não sobrevive e os núcleos se desmancham nos seus componentes fundamentais e, possivelmente, perto do centro, em matéria exótica desconhecida em laboratórios (Figura 8.5).

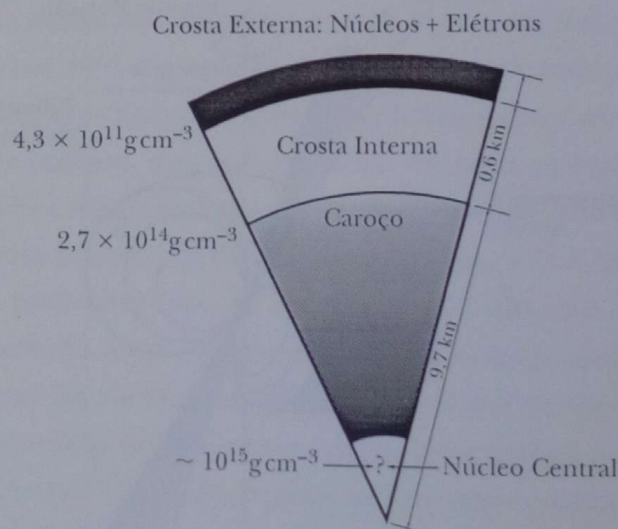


Figura 8.5. Corte de um modelo de pulsar, indicando as diferentes composições desde a superfície até o caroço central superdenso.

As observações dos pulsares poderão permitir a descoberta, ainda que indiretamente, de suas propriedades internas a partir do estudo de irregularidades na taxa de rotação. O estudo das vizinhanças do pulsar não é menos interessante: pode-se mostrar que os enormes campos elétricos induzidos pela rotação de \vec{B} são mais do que suficientes para arrancar partículas carregadas da superfície da estrela e, assim, povoar o vácuo com elas, dando origem à chamada magnetosfera ou plasma co-girante com o pulsar. O estudo de soluções mate-

máticas deste problema formidável ainda atrai a atenção depois de muitos anos após sua formulação, sem no entanto ter-se encontrado solução satisfatória.

Outra característica muito importante dos pulsares é a taxa com a qual o período muda no tempo. É facilmente compreensível que um pulsar isolado que perde energia deve aumentar seu período, previsão confirmada pelas observações. Essas taxas de mudança podem ser medidas com enorme precisão, só limitada pelos erros do relógio e incertezas na determinação das coordenadas utilizadas. Propôs-se a substituição do padrão de tempo dos relógios de césio pelo período de um pulsar cuja mudança resulta menor do que uma parte em 10^{13} por ano. As medidas têm tanta precisão, que irregularidades periódicas na taxa de rotação do pulsar PSR B1257+12 permitiram a detecção dos dois primeiros planetas extra-solares. Modelos teóricos sugerem que essa taxa de mudança do período $\Delta P/\Delta t$ é proporcional a $1/P^3$ e, portanto, os pulsares brecam mais quanto mais rápidos são. Podemos estimar a vida que o pulsar tem simplesmente dividindo o período observado por $\Delta P/\Delta t$, o que dá uma idéia de quanto tempo demora para o objeto emitir sua energia rotacional em forma de pulsos. Definimos, assim, a chamada idade dinâmica de um pulsar. Podemos, então, colocar os pulsares em um plano, o qual faz o papel do diagrama HR para eles, já que sua história dinâmica determina uma trajetória através dele (Figura 8.6).

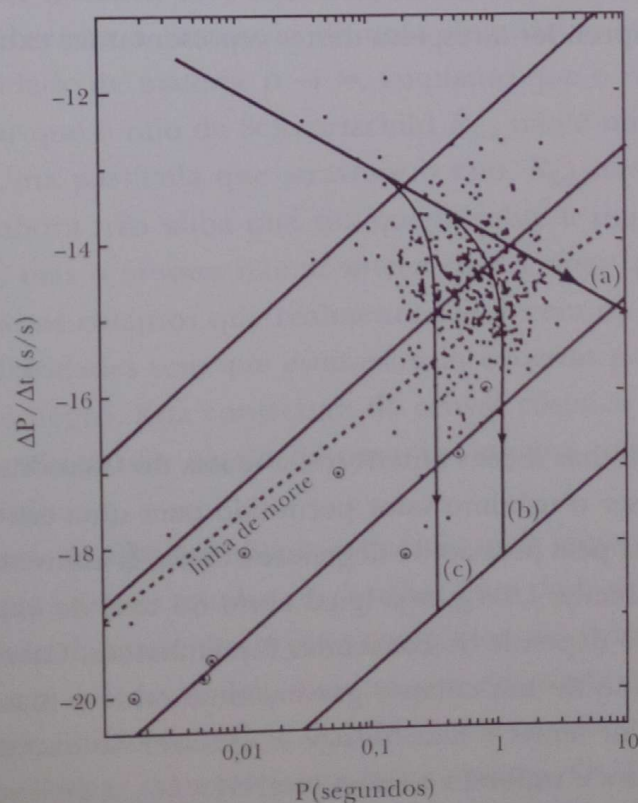


Figura 8.6. O plano evolutivo dos pulsares $\Delta P/\Delta t$ versus P . A linha pontilhada corresponde à condição limiar para não ter emissão chamada de linha de morte, segundo explicado no texto.

Desde os trabalhos pioneiros de Baade e Zwicky (1934), o nascimento dos pulsares foi associado às explosões de supernovas resultantes do colapso de estrelas massivas (tipo II). O crédito desta ousadíssima associação se deve não só àqueles astrônomos, mas também a F. Hoyle que teorizou de forma essencialmente correta o cenário geral sobre a formação deles a partir do caroço de ferro da estrela em colapso. Embora tenhamos hoje fortes suspeitas da existência de outros mecanismos de formação (por exemplo, colapso induzido por acréscimo de uma anã branca), a procura de identificações de remanescentes de supernova com pulsares individuais continua. Estatisticamente, a distribuição dos pulsares na Galáxia é compatível com a de remanescentes de supernovas. Ademais, sabe-se que o pulsar do Caranguejo nasceu da explosão de uma supernova, observada pelos chineses no ano de 1054.

Existe hoje pelo menos uma dúzia de associações propostas, todas elas para pulsares e supernovas relativamente jovens (idade $< 10^5$ anos). A falta de associação entre os aproximadamente 100 remanescentes observados e pulsares nascidos deles é atribuída a uma ou várias das seguintes causas: os pulsares têm grandes movimentos próprios (medidos) e escapam do sítio da explosão; a emissão do feixe pulsado não aponta para a terra; algumas estrelas de nêutrons não pulsam, por serem rotores lentos e/ou terem campos magnéticos fracos que as coloca abaixo da linha de morte; uma fração das explosões forma buracos negros e não estrelas de nêutrons (ver abaixo). Evidentemente muito resta ainda a aprender a respeito destes representantes extremos da evolução estelar.

BURACOS NEGROS

Como observado nas seções anteriores, a massa de Chandrashekar tem o significado físico de ser o máximo valor permitido para uma estrela compacta ser estável e suportada pela pressão de degenerescência. É interessante que este valor, de aproximadamente $1,5M_{\odot}$, seja igual tanto no caso de elétrons quanto de nêutrons, já que só depende de constantes fundamentais. Cabe então a pergunta: qual é o destino de um colapso gravitacional onde a massa do caroço esteja acima desse valor limiar e não consiga se desfazer do excesso? Ao longo do processo do colapso, e supondo a massa total $M > M_{Ch}$ é fácil ver que a densidade da matéria aumenta em poucos milissegundos, na proporção de $1/R(t)^3$. Não há nessas condições nenhum processo clássico ou quântico que consiga

impedir que o colapso prossiga indefinidamente, até toda a massa do caroço se concentrar essencialmente em um ponto. Note-se que este resultado já está presente na teoria newtoniana. De fato, Laplace, em 1795 (!), foi o primeiro a perceber que, se a densidade de um corpo aumentasse o suficiente, nem a luz seria capaz de escapar deste. Essa idéia é o primeiro registro conhecido do conceito de buraco negro.

Do ponto de vista da Relatividade Geral, o buraco negro aparece (embora o nome seja devido a J. A. Wheeler, em um trabalho de 1968) na solução de Schwartzchild, em 1916, das equações do campo gravitacional externo a uma massa. Foi só na década de 1960 que os buracos negros passaram a ocupar a atenção dos astrônomos, graças à descoberta dos quasares (capítulo 11) e com os quais foram imediatamente associados.

O começo da astrofísica dos buracos negros pode ser atribuída ao trabalho de Oppenheimer & Snyder que mostraram, pela primeira vez, em 1939, que o colapso de uma esfera homogênea de pó (gás idealizado que não exerce pressão alguma) perde a comunicação com o resto do Universo, na formação do chamado horizonte de eventos. Pode ser mostrado rigorosamente que um observador em repouso, longe da região do colapso, vê que a estrela se congela em um raio $2GM/c^2$, chamado de raio de Schwartzchild (assim se compreende por que na Rússia os buracos negros levam o nome de *estrelas congeladas*). Um observador em repouso no centro da massa colapsante, porém, vai observar a formação de uma singularidade, isto é, uma região onde a densidade de matéria $\rho \rightarrow \infty$, enquanto que o raio $R \rightarrow 0$. É importante destacar que o raio de Schwartzchild R_{Sch} não é um ponto singular neste sentido. Uma partícula que atravesse o raio R_{Sch} não perceberá nada de anormal (embora não saiba que sua queda sobre a singularidade em $R = 0$ é inevitável), mas o mesmo não acontece com a singularidade central. Conjectura-se que os colapsos que realmente acontecem na natureza nunca produzam singularidades sem que estas estejam cobertas por um horizonte, isto é, um buraco negro. Esta conjectura do censor cósmico e outras questões de grande importância são objeto de pesquisa intensa, mas sua descrição excede este capítulo.

Do ponto de vista astrofísico, a questão mais importante colocada é a de reconhecer, para depois estudar em detalhe, sítios onde existam buracos negros. A determinação da massa dos objetos compactos não visíveis é geralmente comparada com a massa do modelo mais massivo de estrela de nêutrons que a teoria prediz (este último da ordem de $3 M_{\odot}$), e se aquele valor resulta maior suspeita-se que o objeto escuro seja um buraco negro. Os sistemas mais apropriados para este tipo de estudo são as estrelas binárias espectroscópicas, onde pela terceira lei de Kepler (capítulo 4) pode-se determinar a função de massa, a qual

envolve as massas do objeto compacto, a da estrela companheira visível, além do ângulo de inclinação da órbita com respeito à linha de visada i . Se uma estimativa deste último pode ser feita (por exemplo, em sistemas que apresentam eclipses, sabemos que $\sin i \sim 1$), de imediato teremos um valor para a massa escura M . Entre os sistemas candidatos a conter um buraco negro encontra-se Cyg X-1, onde estima-se que $M \approx 16 M_{\odot}$, além de outros 3 similares na nossa Galáxia e 1 na Grande Nuvem de Magalhães (Figura 8.7). Outros métodos que estudam as propriedades de emissão do gás que é sugado pelo buraco negro, e procuram assinaturas da presença deste, estão em rápido desenvolvimento e constituirão diagnósticos precisos no futuro próximo.

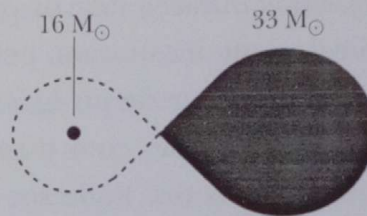


Figura 8.7. O sistema Cyg X-1. A companheira massiva de $M = 33 M_{\odot}$ perde massa para o objeto compacto e produz raios X medidos pelos instrumentos dos satélites *ROSAT*, *BeppoSAX* e outros. A melhor determinação da massa da estrela secundária para este sistema é de $16 M_{\odot}$, colocando-o como candidato a buraco negro.