
Capítulo 7

Acréscimo em Astrofísica

O problema de Roche e a transferência de massa

O acréscimo de massa: acreção esférica e discos de acreção

Binárias que contém objetos compactos: classificação e observações: *Variáveis cataclísmicas (CV)*. *LMXB e HMXB*. *Sistemas binários com buracos negros*

O problema de Roche e a transferência de massa

O estudo do fenômeno da acreção começou, na verdade, como um problema de dinâmica orbital. Em 1873 o astrônomo francês E. Roche formulou pela primeira vez este conceito, ligado à forma das equipotenciais interiores em um sistema binário. Roche estava interessado no destino de satélites pontuais em órbita, mas a idéia é mais geral e pode ser aplicada a uma distribuição de partículas, por exemplo, em um gás, como veremos a seguir.

O problema das perturbações a um corpo (estrela ou planeta) por efeito da gravitação de outro já tinha sido considerado anteriormente, mas no limite onde estas deformações são pequenas. Um exemplo claro é o problema das marés induzidas. Também entram em essa categoria as deformações pela rotação. Em ambos os casos as deformações são pequenas e podem ser tratadas propondo uma série em polinômios de Legendre axissimétricos. Mas o problema de Roche não pertence a esta categoria porque as deformações induzidas são muito grandes, e precisam de um tratamento próprio (Carroll e Ostlie, 2017).

Para começar estabelecemos o tratamento dentro do problema de dois corpos (Fig. 7.1). O eixo das x é colocado na direção das duas massas, e adicionalmente supomos que

- a) O sistema está em rotação sincrônica
- b) A órbita é circular
- c) As massas são pontuais

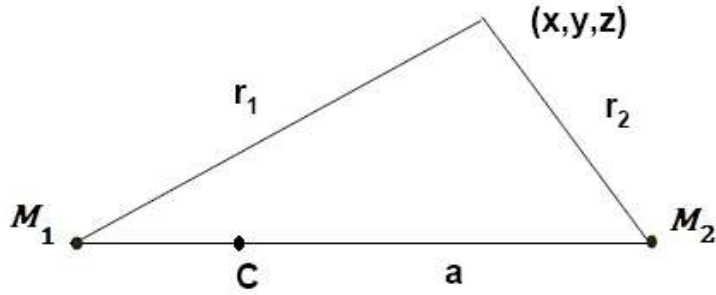


Fig. 7.1. O problema de dois corpos de massas M_1, M_2 em órbita sincrônica.

A posição do terceiro corpo cuja dinâmica pretende-se estudar respeito de cada uma das massas é $r_1^2 = x^2 + y^2 + z^2$ e $r_2^2 = (x - a)^2 + y^2 + z^2$. Pela Terceira Lei de Kepler escrevemos $\omega^2 = \left(\frac{2\pi}{P}\right)^2 = \frac{GM}{a^3}$, com $M = M_1 + M_2$, e ainda a posição do centro de massa do sistema localizado ao longo da linha que une as duas é $\frac{x_C}{a} = \frac{M_2}{M}$. Podemos definir agora $q \equiv \frac{M_2}{M_1} \leq 1$ e escrever que $\frac{x_C}{a} = \frac{q}{1+q}$. No sistema em rotação o potencial efetivo sentido pela partícula teste será então

$$\Phi_{eff}(x, y, z) = -\frac{GM_1}{r_1} - \frac{GM_2}{r_2} - \frac{\omega^2}{2} [(x - x_C)^2 + y^2] \quad (7.1)$$

onde o último é o termo "centrífugo" induzido pela rotação. Agora bem, com as relações decorrentes da Lei de Kepler et al. podemos adimensionalizar o potencial fazendo $x \rightarrow x/a$ e obter assim

$$\Phi_{eff}(x, y, z) = \frac{2}{(1+q)} \frac{1}{r_1} + \frac{2}{(1+q)} \frac{1}{r_2} + \left[x - \frac{q}{(1+q)} \right]^2 + y^2 \quad (7.2)$$

que é *independente* das massas individuais e do tamanho da órbita, já que somente aparece aqui o parâmetro q . A solução de qualquer problema que envolva a eq.(7.2) será *universal*, porque não em ela referência às dimensões. Uma vez resolvido em termos de quantidades adimensionais, basta restituir as dimensões necessárias para um problema específico.

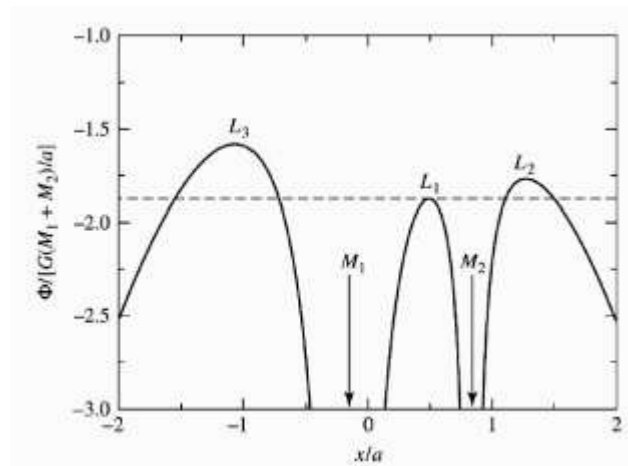


Fig. 7.2. Uma seção no eixo x do potencial adimensional eq. (7.2). A situação é semelhante à de uma bolinha no topo de um morro, se há suficiente energia, cairão nas "poças" indicada de tamanho proporcional às massas.

A seção do potencial é mostrada na Fig. 7.2. Se colocadas nesse potencial, as partículas que atingem energia para chegar ao "topo" fatalmente caem para o outro lado. Traduzido ao caso estelar que nos ocupa, isto quer dizer que quando a deformação da estrela for muito grande, matéria (gás) vai escapar dela (M_2) e cair na poça de potencial da outra. A evolução estelar naturalmente irá a colocara secundária M_2 nesta situação, e disparar assim a transferência de massa.

Uma perspectiva complementar do problema é dada pelo cálculo dos pontos onde uma partícula está em equilíbrio de forças. Isto é, as soluções de $\nabla\Phi_{eff} = 0$. No plano xy os pontos que satisfazem esta equação são chamados de *pontos de Lagrange*. O mais importante para a nossa discussão é o L_1 , onde a "puxada" gravitacional das duas massas é mais evidente. Mas os outros pontos são também relevantes na prática. Por exemplo, o satélite *WMAP* e o *Observatório Herschel* foram colocados em órbitas correspondentes ao ponto L_2 do sistema Sol-Terra, afim de manter a orientação respeito do Sol e observar apontando na direção oposta. Os pontos L_4 e L_5 são uma consequência direta da rotação no potencial efetivo, sem ela não haveria equilíbrio de forças. Os chamados *asteróides trojanos* no sistema Sol-Júpiter orbitam precisamente em esses pontos.

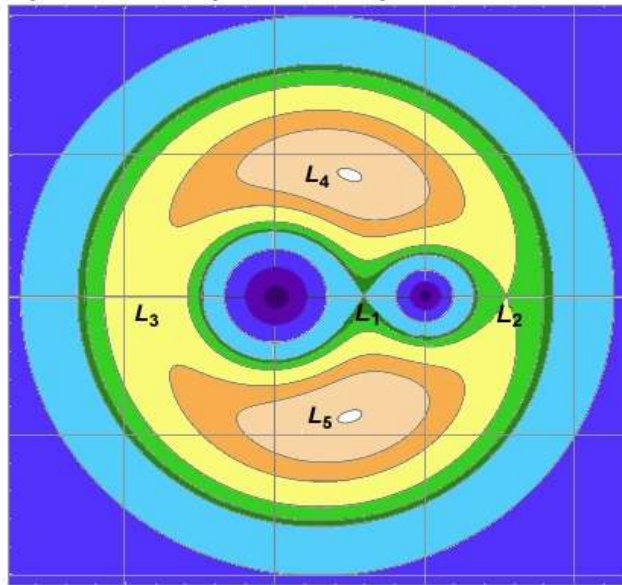


Fig. 7.3. O potencial de Roche no plano xy . As massas com $q = 3$ estão nas regiões escuras, e os cinco pontos da Lagrange estão indicados.

A conjunção da existência dos pontos de Lagrange e a Evolução Estelar é a que provoca o fenômeno da acreção. Já vimos no Capítulo 4 que as estrelas do tipo solar "incham" muito quando saem da Sequência Principal e precisam conservar o equilíbrio virial e a energia simultaneamente. Assim, o gás da atmosfera da estrela atinge em algum momento o ponto L_1 e se diz que a secundária "preenche o lóbulo de Roche". Este é o momento onde a acreção começa no sistema binário.

É claro que esta situação só é possível se a deformação da estrela secundária é muito grande. De fato, a atmosfera preenche uma *equipotencial* como as marcas em azul claro na Fig. 7.3. O cálculo exato da forma destas equipotenciais é difícil, mas existe um ajuste devido a Eggleton (1983) para o quociente do lóbulo de Roche R_L ao semi-eixo em função da assimetria q que resulta muito preciso em qualquer situação, e é utilizado para uma variedade de cálculos

$$\frac{R_L}{a} \approx \frac{0.49 q^{2/3}}{0.69 q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} \quad (7.3)$$

Numericamente as equipotenciais podem ser calculadas sem problemas em função da assimetria q . A Fig. 7.4 mostra uma secundária preenchendo o lóbulo de Roche para $q = 1$. É claro que a discussão inicial a respeito da magnitude das deformações estava plenamente justificada.

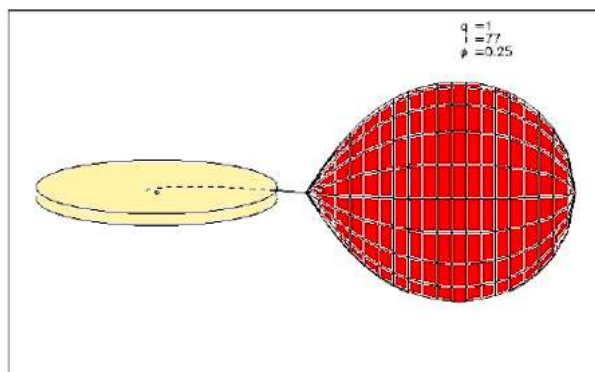


Fig. 7.4. O lóbulo de Roche da secundária (vermelho) preenchido em uma binária com $q = 1$ e inclinação pequena respeito da linha de visada. Note-se a grande deformação apontada no começo do Capítulo.

Em geral, se a primária é um objeto compacto não vai conseguir jamais preencher o seu lóbulo de Roche. Mas nos casos onde as binárias são estrelas "normais" (ou seja, não degeneradas), existem várias possibilidades de preenchimento. Assim, as binárias podem ser classificadas pelo preenchimento dos respectivos lóbulos de Roche segundo:

- a) Separada (*detached*). Nenhuma das duas preenche o seu lóbulo de Roche. Este tipo de binária é freqüente para pares com período longo, mas pode-se converter em outro tipo depois dependendo da evolução dos membros.
- b) Semi-separada (*semi-detached*). A secundária preenche seu lóbulo de Roche e existe transferência de massa dela para a primária. Caso típico das binárias com um objeto compacto como primário. O protótipo é Algol (β Persei), uma das primeiras variáveis identificadas na história da Astronomia.
- c) Contato. *As duas* estrelas preenchem seus lóbulos de Roche e o gás de uma u outra flui através do ponto L_1 . O exemplo prototípico é W Ursa Majoris.
- d) Envelope comum. As duas estrelas desbordam seus lóbulos de Roche e compartilham assim a atmosfera. Este tipo de binária tem uma duração muito curta, de alguns anos antes de expulsar o envelope ou fusionar.

Em este ponto é interessante voltar a apreciar a Fig. 6.30, onde os lóbulos de Roche das secundárias em sistemas que contém um buraco negro estão mostrados em escala. As dimensões físicas dos discos são também importantes porque determinam a existência de eclipses, tal como vimos no caso de M33 X7.

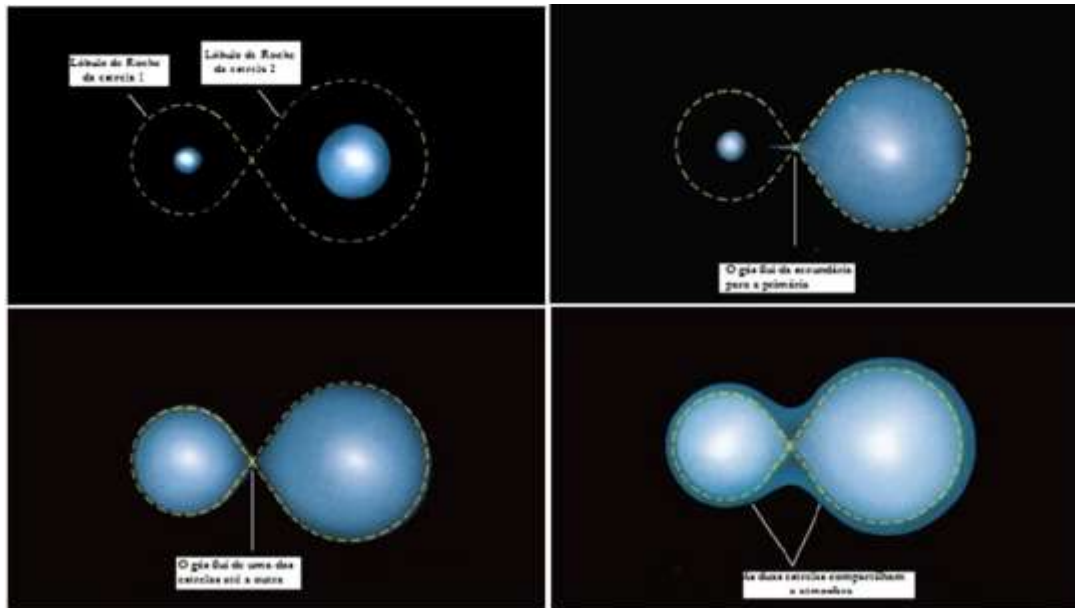


Fig. 7.5. Os quatro tipos de binária segundo o preenchimento do lóbulo de Roche. Acima, esquerda: separada (detached). Acima, direita: semi-separada (semi-detached). Abaixo, esquerda: binária de contato. Abaixo, direita: envelope comum. (Carroll e Ostlie, 2017)

O acréscimo de massa: acreção esférica e discos de acreção

A queda da matéria acretada em cima da primária da origem, em geral, a um dos fenômenos mais comuns da Astrofísica: os chamados *discos* de acreção. Não é tão óbvio que a matéria deva formar um disco, de fato poderia cair de forma isotrópica (esférica). Mas o fator principal para cada possibilidade é o *momento angular* do gás no potencial: uma acreção esfericamente simétrica requer momento angular total do gás nulo, o qual é quase impossível de acontecer. Feita esta ressalva, podemos primeiramente apresentar o tratamento elementar da acreção esférica antes de discutirmos os discos.

Na forma mais simples da acreção esférica (chamada de Bondi-Hoyle), um objeto de massa M viaja pelo meio interestelar com uma velocidade v , de forma subsônica ($v < c_s$) ou supersônica ($v > c_s$). A queda isotrópica de partículas em cima do objeto provoca um acréscimo de massa que segue a expressão simples

$$\dot{M} \approx \pi R^2 \rho v \quad (7.4)$$

ou seja, o fluxo esférico multiplicado pela seção de choque πR^2 . A eq.(7.4) utiliza a velocidade do objeto v se o movimento é supersônico, já se for subsônico é a velocidade do som c_s a que deve ser inserida no lugar de v . O raio R na (7.4) também não é exatamente o raio do objeto, mas antes um raio efetivo (o *raio de Bondi*), determinado pela condição de escape para a velocidade do som c_s , dada

por $\sqrt{2GM/R} = c_s$. Assim, esta expressão define o raio de Bondi $R_B = 2GM/c_s^2$, o qual pode ser substituído na (7.4) para obtermos

$$\dot{M} \approx \frac{\pi \rho G^2 M^2}{c_s^3} \quad (7.5)$$

Esta fórmula mostra que quanto maior for a velocidade do objeto, menos massa será acreta, além de depender quadraticamente da massa central. O problema completo é muito mais complicado e precisa de um tratamento detalhado nas vizinhanças do objeto onde o gás acreta sofre de descontinuidades na densidade que aparecem pelo fato do fluxo supersônico ter que se "encaixar" nas condições de contorno, mas não vamos abordar estas complicações na nossa discussão.

O caso mais geral da acreção não esférica começa pela observação de que, quando o momento angular não é nulo, sua conservação (aproximada) provocará um achatamento maior quanto mais avançado seja o colapso. Como o gás deve poder esfriar mais rapidamente do que perde momento angular (e isto é pré-condição para a queda...), forma-se uma estrutura em rotação achatada que chamamos de *disco* (Abramowicz, 1998).

Um exemplo de disco é mostrado na Fig. 7.6, a do objeto Herbig-Haro 30. Estes sistemas correspondem a estrelas em formação, o núcleo central está acretando matéria da nuvem que formará a estrela completamente. O disco está no plano equatorial, perpendicular aos jatos proto-estelares como esperado.

Sendo um pouco mais específicos, podemos estudar quando é que o disco vai se formar em termos do momento angular J , igualando a força gravitacional à força centrífuga decorrente daquele:

$$\frac{GMm}{R^2} = m\omega^2 R \quad . \quad (7.6)$$

Definindo o *raio de circularização* $R_{circ} = \frac{J'^2}{GM}$, com $J' \equiv \frac{J}{m} = \omega^2 R$ o momento angular por unidade de massa, temos que o disco deve-se formar quando $R_{circ} > R$ o raio da primária. Se esta condição não é satisfeita, o disco não precisa acontecer. Mas isto é precisamente o que acontece no desborde do lóbulo de Roche discutido acima: o momento angular do gás é grande demais quanto para que este chegue diretamente até o objeto central. O disco é o corolário deste excesso de momento angular.

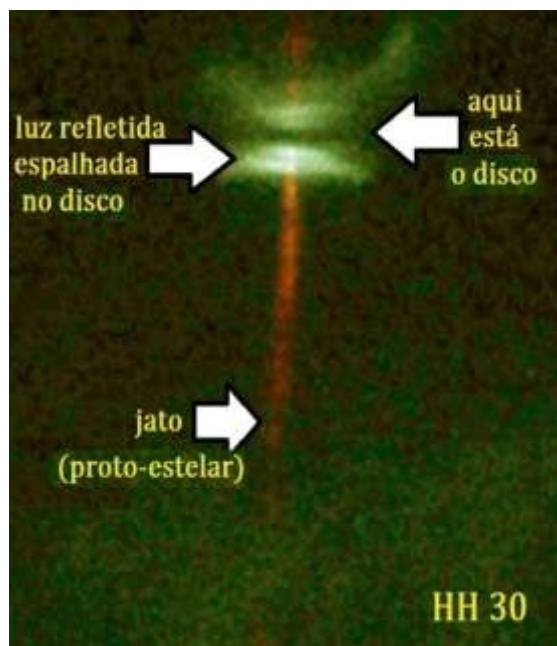


Fig. 7.6. O HH 30, uma estrela em fase inicial de formação. O disco ocupa o plano equatorial e espalha fótons nas vizinhanças. Os jatos são decorrência do mesmo transporte de momento angular que provoca a formação de um disco.

A questão seguinte é perguntarmos pela estrutura desse disco. Imaginemos o disco dividido em anéis concêntricos (Fig. 7.7, esquerda). Pela sua proximidade ao centro, o anel A gira mais rapidamente que o anel B. Assim, o atrito existente entre os dois tende a frear A e a acelerar B. Este atrito pode ser dissipativo (já que a rotação pura não poderia fazer a matéria "cair" em direção ao objeto central) ou, se não for efetivo, o momento angular deve ser transportado radialmente para que a acreção aconteça. Um disco com rotação kepleriana pura (isto é, onde $\frac{GM}{R^3} = \omega^2$) de partículas de gás sem interação tem órbitas estacionárias, e a acreção não acontece nunca. Por tanto, o momento angular não pode ser estritamente conservado, *deve* ser dissipado (radiado) ou transportado. A Fig. 7.7 (direita) mostra o perfil de rotação do gás $\Omega(R)$ de um disco kepleriano. É claro que a matéria rota mais rapidamente perto do centro $\propto R^{-3/2}$, somente os efeitos não ideais podem provocar sua queda efetiva, e o disco é precisamente o lugar onde isto acontece.

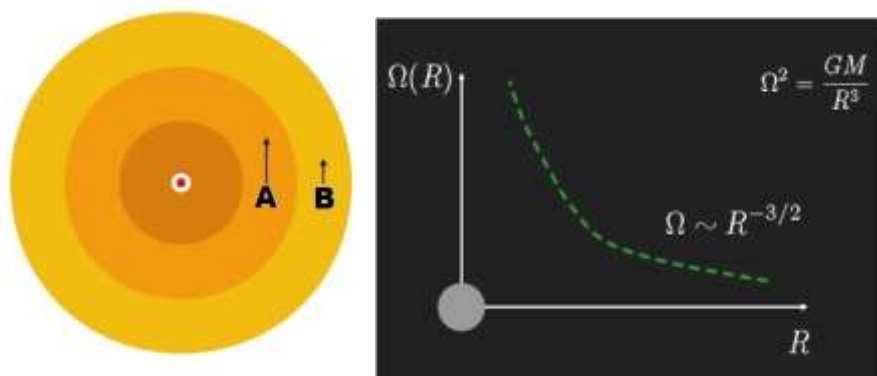


Fig. 7.7. Esquerda: um esquema de anéis que formam um disco de acreção. Direita: o perfil de rotação da matéria em um disco kepleriano.

Para modelar o efeito da dissipação introduzimos uma *viscosidade* no gás do disco. O problema da origem física desta viscosidade é sério, já que as estimativas mais simples mostram que deve ser ordens de grandeza maior que o valor “natural” da viscosidade das moléculas, com expressão cinética $\nu_{mol} = \lambda_{mol} \times c_{som}$. Esta conclusão segue do fato que, como $\lambda_{mol} \approx 10^{-2} \text{ cm}$ e a velocidade do som no meio é $c_{som} \approx 10^6 \text{ cm s}^{-1}$, o tempo característico para haver mudanças no disco deveria ser

$$\tau_{mol} = \frac{R^2}{\nu_{mol}} \sim 10^8 \text{ anos.} \quad (7.7)$$

Por outro lado, as observações de sistemas reais que têm discos de acreção mostram variações importantes em $\sim \text{semanas}$ (!). Assim, é bem provável que existam fontes de viscosidade ordens de grandeza maiores no disco, de tal forma de reproduzir estas variações. De momento, a física desta viscosidade é desconhecida.

Para resolver este problema, Shakura e Syunyaev (1973) propuseram um esquema que leva em conta o baixo valor da viscosidade molecular da seguinte forma: uma viscosidade ν_{mol} baixa necessariamente provocará a mudança de regime do fluxo de gás de laminar para turbulento. A razão para isto é que o número de Reynolds $Re = \frac{vL}{\nu_{mol}} \approx 10^{10}$ é enorme, muito maior que o valor limiar para considerar o fluxo como sendo laminar. Assim, o efeito importante no disco seria a viscosidade turbulenta ν_{turb} , mas a teoria da turbulência é complicada e a viscosidade não pode ser calculada de primeiros princípios. Desta forma, Shakura e Syunyaev propõem parametrizar a viscosidade turbulenta como $\nu_{turb} = \alpha c_{som} H$, onde H é a escala de altura da pressão no disco, ou seja, a distância para a qual a pressão na direção transversal cai apreciavelmente. Utilizando as equações de equilíbrio hidrostático, equação de continuidade, balanço de energia, etc., 6 equações diferenciais e algébricas ao todo, o disco pode ser resolvido com $\alpha \approx 1$ como parâmetro. As hipóteses fisicamente importantes para os discos α são

- O campo gravitacional é somente aquele do objeto central (ou seja, o disco não é “auto-gravitante”)
- O disco é geometricamente fino, mas opticamente espesso
- O equilíbrio hidrostático determina a estrutura vertical (em particular, a escala de altura H)
- Não há ventos nem torques externos no disco axissimétrico

Os discos α são amplamente utilizados, na falta de um modelo mais preciso para as fontes de turbulência e outros efeitos. Na verdade, a proposta inicial foi substituída pela hipótese de que a viscosidade é proporcional à pressão do gás, já que se fosse proporcional à pressão total que inclui a radiação estes seriam instáveis.

Antes de prosseguirmos, é importante notar que a acreção não pode ser arbitrariamente intensa, já que a matéria sendo acretada sente a pressão da radiação emitida. Se a pressão de radiação que decorre da própria acreção fica alta demais, a acreção para. Existe portanto uma *luminosidade máxima* para qualquer objeto que acreta massa, que pode ser obtida igualando a pressão de radiação \times seção de choque σ_T (Thompson) à “puxada” da gravitação para dentro, ou seja

$$\frac{dp}{dt} = \sigma_T \times \frac{L}{4\pi cr^2} \quad (7.8)$$

à $-\frac{GMm_p}{r^2}$, onde m_p é a massa de um próton (hidrogênio). Resolvendo para a luminosidade que cumpre esta igualdade, temos a luminosidade máxima

$$L_E = \frac{4\pi GMm_p}{\sigma_T} = 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \text{ erg } s^{-1} \quad (7.9)$$

denominada *luminosidade de Eddington*, o valor máximo possível para manter o disco ligado. Como corolário deste conceito vemos que todo fenômeno explosivo (por exemplo, os surtos X, etc.) deve ser *super-Eddington* (Shapiro e Teukolsky, 1983)

A hipótese de Shakura e Syunyaev de que o disco é opticamente espesso leva a considerar que ele emite como um *corpo negro* no seu total, com temperatura do pico obtida da expressão $L_{disco} = 4\pi R^2 T_{pico}^4$. Se supormos que esta temperatura corresponde à matéria emitindo na última órbita estável com $R = 3R_S$, e que a luminosidade máxima é a de Eddington, podemos inverter para achar T_{pico} como função da massa do objeto central

$$T_{pico} = 2 \times 10^7 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/4} K \quad (7.10)$$

Assim, vemos que as maiores temperaturas são atingidas para os objetos *menos* massivos. Por exemplo, um buraco negro supermassivo emitirá no UV, mas um microquasar o faz em raios X.

Com os avanços no estudo da física fundamental da acreção ficou claro que a origem da viscosidade pode ser atribuída à presença de campos magnéticos. Os

discos magnetizados estão sujeitos à instabilidades MHD que podem ser responsáveis das mudanças de estado observadas como as da Fig. 7.8.

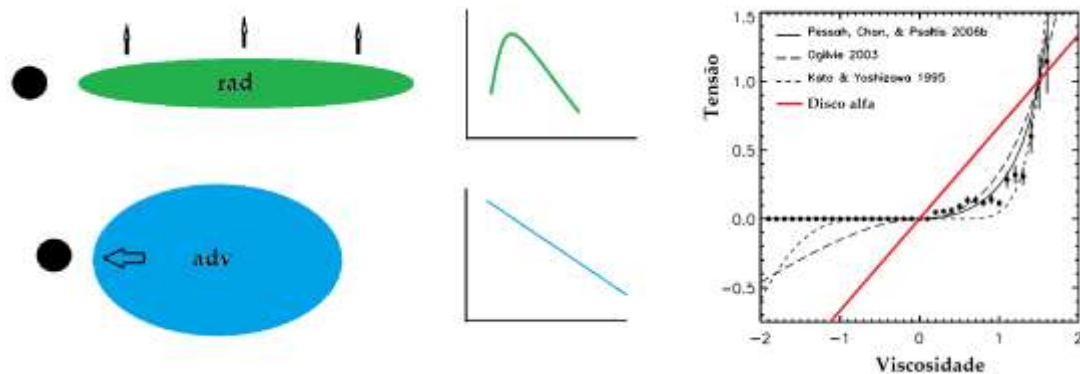


Fig. 7.8. Esquerda: mudanças no disco de acreção observadas em escalas de \sim semanas. O disco passa de emitir como um corpo negro para um estado onde a emissão é uma lei de potências, com alteração da sua estrutura. Direita: alguns cálculos devidos a Pessah, Chan e Psaltis (2006) a respeito da tensão turbulenta MHD (curvas) quando comparada com a parametrização de Shakura-Syunyaev (vermelho). Estas diferenças seguramente estão por trás das mudanças súbitas observadas.

Até agora a nossa discussão foi totalmente genérica e pode ser aplicada a qualquer binária. Porém, como temos especial interesse nas binárias onde ao menos um dos membros (a primária) é um objeto compacto, podemos utilizar os conceitos anteriores para classificar e compreender as observações destas. Veremos um breve panorama destes sistemas logo a seguir.

Binárias que contém objetos compactos: classificação e observações

Variáveis cataclísmicas (CV)

Esta classe de variáveis que contém uma anã branca é conhecida por vários séculos, originalmente pelo grupo das *novas*, estrelas que aumentam em muito sua magnitude estacionária para depois retornar ao estado prévio. De fato, os eventos de nova consistem em surtos onde o sistema pode aumentar 10 magnitudes ou mais seu brilho. Porém, posteriormente constatou-se que esta classe contém vários subgrupos que consistem em uma binária semi-separada onde M_1 é uma anã branca.

O mecanismo pelo qual a nova produz um surto óptico é hoje bem aceito: o hidrogênio acretado atinge uma condição de ignição e produz surto. Diferentes sistemas são caracterizados pela secundária, magnetização da WD, etc. Note-se que

se a WD retém uma fração da massa acretada, com o tempo poderá ser um progenitor de SNIa quando se aproximar do limite de Chandrasekhar, destino proposto para V4444 Sgr da Fig. 7.9

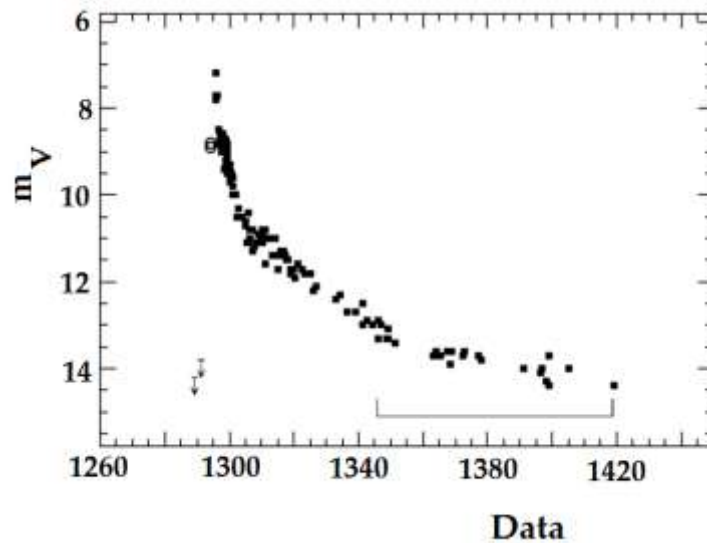


Fig. 7.9. Um surto típico da variável V4444 Sgr, com erupções de nova descobertas no século 19. Note-se o aumento do brilho em quase 7 magnitudes ópticas.

O zoológico das CVs contém várias espécies interessantes que podem revelar detalhes do processo de acreção e suas conseqüências (por exemplo, os surtos), mas que não vamos esmiuçar aqui. Recomendamos a consulta ao artigo de Connon Smith (2007) para uma discussão aprofundada.

LMXB e HMXB

Um número significativo de sistemas binários conta com estrelas de nêutrons: já mencionamos várias binárias relativísticas (WD-NS, NS-NS), mas também as binárias de raios X podem ter estrelas “normais” como doadoras. Este é o caso das chamadas *Low Mass X-ray Binaries* e *High Mass X-ray Binaries* (LMXB e HMXB). Em ambos os casos o objeto compacto pode ser tanto uma NS quanto um BH, e resulta às vezes difícil discriminar qual é cada. A estimativa mais simples da luminosidade X devida ao acréscimo de gás da companheira não depende da massa desta, mas sim da taxa de transferência de matéria e da massa do objeto compacto M_X segundo

$$L_X = \frac{GM_X \dot{M}_X}{R_X} \quad (7.11)$$

ou seja, a energia cinética do gás acretado é convertida em radiação e calor na superfície do objeto compacto M_X ou próximo dela. Não estamos considerando aqui a possibilidade de estados do disco de acreção que sejam opticamente finos,

onde a estimativa (7.11) não é válida. Note-se que o acúmulo de gás, condição necessária para haver surtos termonucleares, e possível desde que exista uma superfície, e assim os buracos negros não poderiam ter surtos (Capítulo 6). As diferenças mais notórias entre as LMXB e as HMXB são várias, como apontado na Tabela 7.1 (Shapiro e Teukolsky, 1983).

Tabela 7.1. Comparação das HMXB e as LMXB

<i>Propriedade</i>	<i>HMXB</i>	<i>LMXB</i>
Secundária	O-B ($> 5 M_{\odot}$)	K,M ou WD
População	I ($\sim 10^7$ anos)	II ($> 10^9$ anos)
L_X/L_{opt}	$10^{-3} - 10$	100 - 1000
Disco de acrecimento	Sim (?) transitório	Sim
Espectro X	Duro ($k_B T > 15$ keV)	Mole ($k_B T > 10$ keV)
Período orbital	1-100 dias	10 min-10 dias
Eclipses (raios X)	comuns	raros
Campo magnético	Forte ($\sim 10^{12}$ G)	Fraco ($\sim 10^{7-8}$ G)
Pulsos X	comuns (0.1 - 1000 s)	raros (0.1 - 100 s)

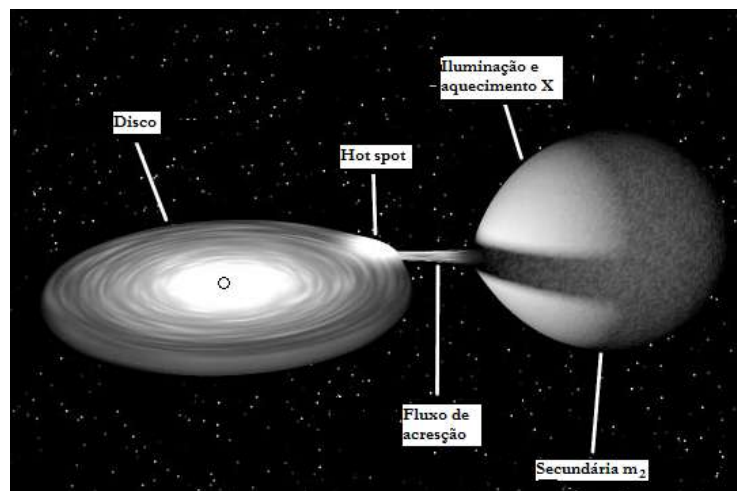


Fig. 7.10. Um desenho para uma LMXB típica, onde o objeto central pode ser uma estrela de nêutrons ou um buraco negro. Os elementos fundamentais da binária são indicados com flechas.

Em linhas gerais podemos dizer que a natureza da estrela secundária determina o tipo de binária, enquanto o campo magnético intenso da estrela de nêutrons provoca a queda do gás essencialmente pelos pólos, afinando o fluxo (e

justificando a presença de pulsações em raio X que decorrem da rotação estelar); o campo fraco das LMXB não favorece a pulsação, mas o fluxo de acreção apresenta uma série de oscilações quase-periódicas (ou QPOs) no espectro que trazem assinaturas importantes das regiões interiores do disco, e possivelmente da própria estrela compacta, tópico de grande atualidade e interesse para a comunidade.

Um exemplo extremo de sistemas que começaram como LMXB mas que atingiram um estágio bem avançado de evolução são os chamados *viúva negra* (Fig. 7.11). A descoberta destes sistemas (Fruchter, Stinebring e Taylor, 1988) levou de imediato à construção de um modelo onde os eclipses observados foram associados com a evaporação da companheira pelo vento do pulsar. Esta matéria arrancada é bem visível na imagem, dando à estrela em evaporação o aspecto de um cometa (de fato, isto é exatamente o que acontece com os núcleos cometários quando se aproximam do Sol, só que em uma escala muito menos violenta...). Como a própria estrela que está sendo evaporada foi a responsável por re-energizar o pulsar em uma fase anterior, o nome de *viúva negra* veio a ser adequado. A massa atual da companheira em este e outros sistemas similares é de $\sim 10^{-2} - 10^{-3} M_{\odot}$, e possivelmente sejam completamente evaporados no futuro. Anos depois um grupo australiano descobriu sistemas binários similares, mas onde a massa da companheira $\sim 0.1 M_{\odot}$, e deu a eles o nome de *redbacks* (uma aranha australiana parente da viúva negra). A explicação da evolução destes sistemas passa pela consideração da retro-iluminação de raios X na fase *redback* (Fig. 7.10) e a evolução da secundária até chegar à condição de degenerescência posteriormente: a matéria degenerada *expande* se massa é retirada pelo vento, sendo assim sujeita a mais evaporação. Isto faz com que alguns *redbacks* sejam progenitores de sistemas viúva negra, evolução única devida à combinação de retro-iluminação e vento apontada em sistemas que atingem órbitas com períodos de \sim horas (Benvenuto, De Vito e Horvath, 2014). Estes grupos são objeto de intensas pesquisas que visam compreender e confirmar sua estrutura e evolução.

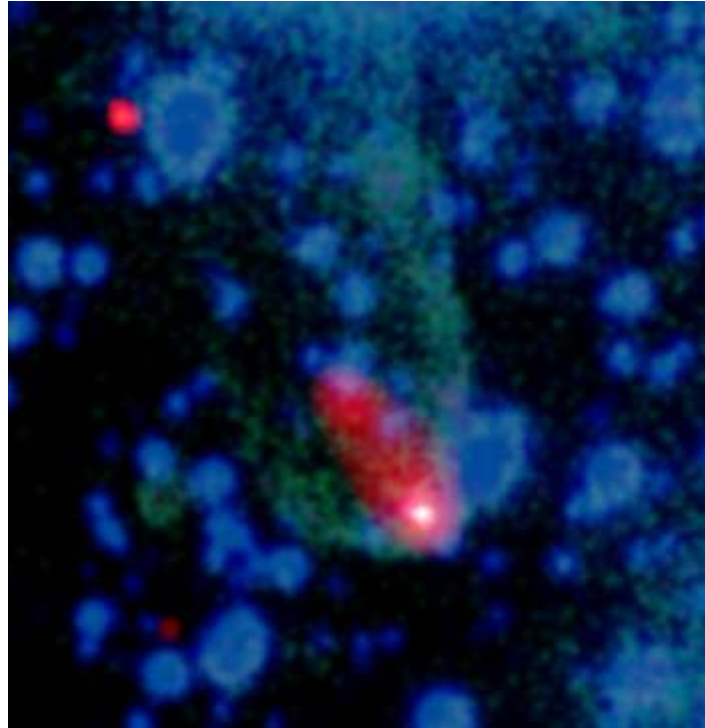


Fig. 7.11. Imagem composta do sistema viúva negra original (B 1957+20), a emissão X em vermelho é a matéria em ablação arrancada da superfície da companheira pelo vento do pulsar, muito próximo do ponto branco ao ponto de ser impossível resolvê-lo nas imagens (o período orbital é de somente 9.2 horas).

Sistemas binários com buracos negros

A identificação dos buracos negros em LMXB/HMXB merece um aparte. Até 1990 mais ou menos, o consenso dos especialistas a respeito da presença de buracos negros em binárias estava relacionado à forma do espectro. O espectro "duro" era relacionado a buracos negros, enquanto uma forma mais "mole" era associada a uma binária com uma estrela de nêutrons. Mas disponibilidade de dados mais acurados mostrou que existem transições na mesma fonte entre dois estados. Não somente as binárias com buracos negros sofrem esta transição, mas também outras onde uma estrela de nêutrons é o objeto central. Assim, não é possível uma identificação segura por meio dos dados espectrais somente (Fig. 7.12).

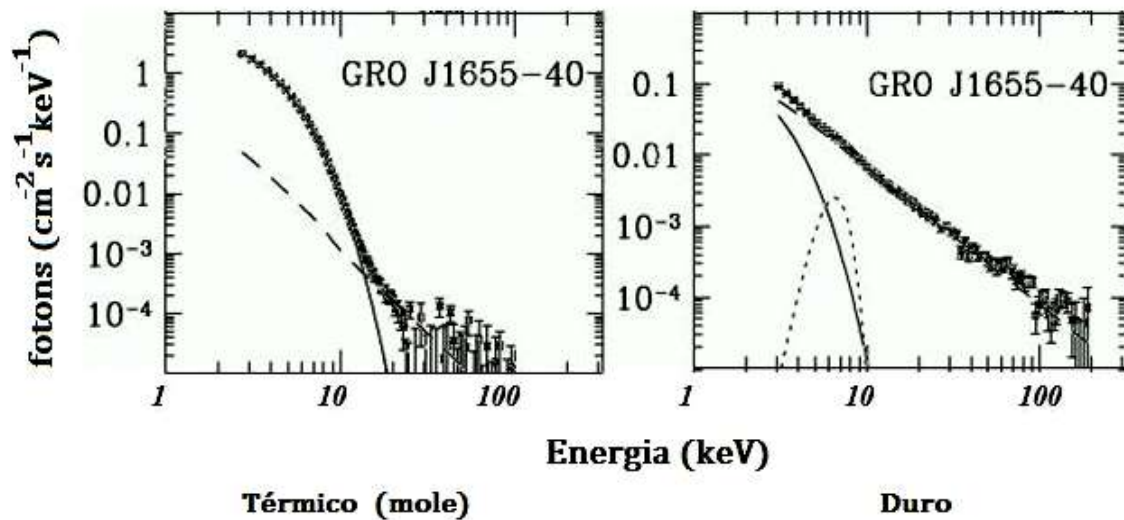


Fig. 7.12. Dois estados do (disco) da mesma fonte GRO J1655-40.

No estado "mole" acredita-se que os fótons X são produzidos e escapam da parte mais interior do disco de acreção muito fino, com espectro quase-térmico, enquanto no "duro" os fótons sofrem reprocessamento por uma "corona" mais esférica e o espectro é do tipo lei de potência, e uma emissão em rádio está presente indicando a presença de jatos. Mudanças entre estes dois estados em um sentido e no outro têm sido observadas, e associadas assim a mudanças no estado do disco possivelmente associadas a instabilidades deste último induzidas pela radiação que o ilumina. Vemos aqui como é importante conhecer o estado do disco tanto pela seu próprio interesse mas também pelo diagnóstico indireto que ele contém a respeito do objeto central.

A Fig. 7.13 (Orosz, 2018) mostra, em escala, os sistemas binários nos quais um buraco negro está presente, na maior parte das vezes assim sugerido porque a massa estimada a partir da Terceira Lei de Kepler excede o limite de Rhoades-Ruffini (eq. 6.37). Devido aos diferentes parâmetros de formação das binárias, e aos diversos estados evolutivos das companheiras, os buracos negros que emitem raios X formam um conjunto bem interessante quando os olhamos *na mesma escala* como na Fig. 7.13 onde os vários sistemas têm sido desenhados de acordo com a cor da estrelas companheira (obtido da temperatura efetiva), o tamanho da órbita medida e a escala observada do disco de acreção.

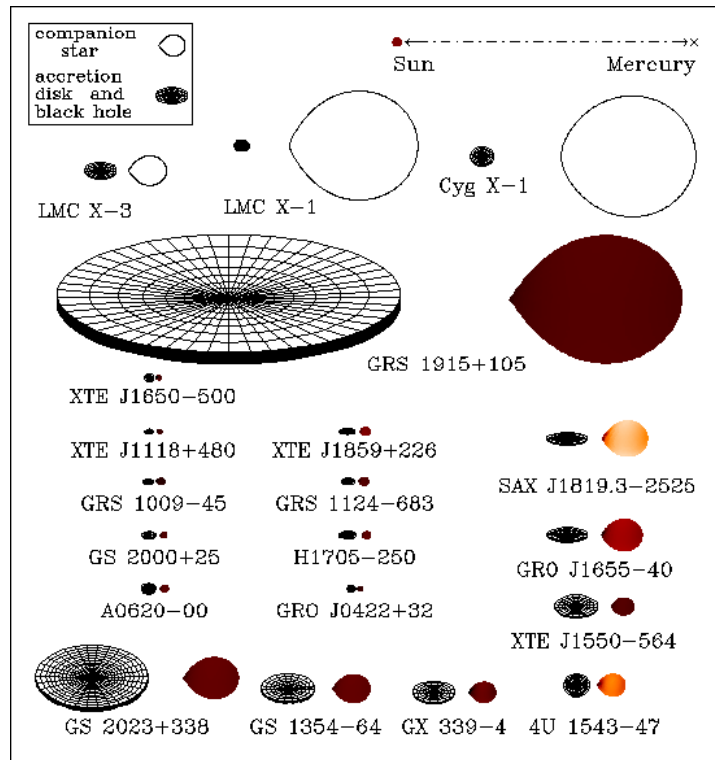


Fig. 7.13. Um quadro dos sistemas binários emissores de raios X que contém buracos negros. Note-se a escala da órbita de Mercúrio na parte superior. Alguns destes sistemas têm um "ano" que dura algumas horas. Os discos desenhados correspondem ao seu tamanho real devidamente escalonado (<https://jorosz.sdsu.edu/>)

Evidentemente há muito para estudar em estes sistemas, cujo número estimado na Galáxia pode chegar a 100 milhões. A instrumentação em raios X e os levantamentos espectroscópicos e fotométricos em andamento serão muito importantes em este sentido.