

Acréscimo em Astrofísica

J.E. Horvath

IAG-USP São Paulo, Brasil



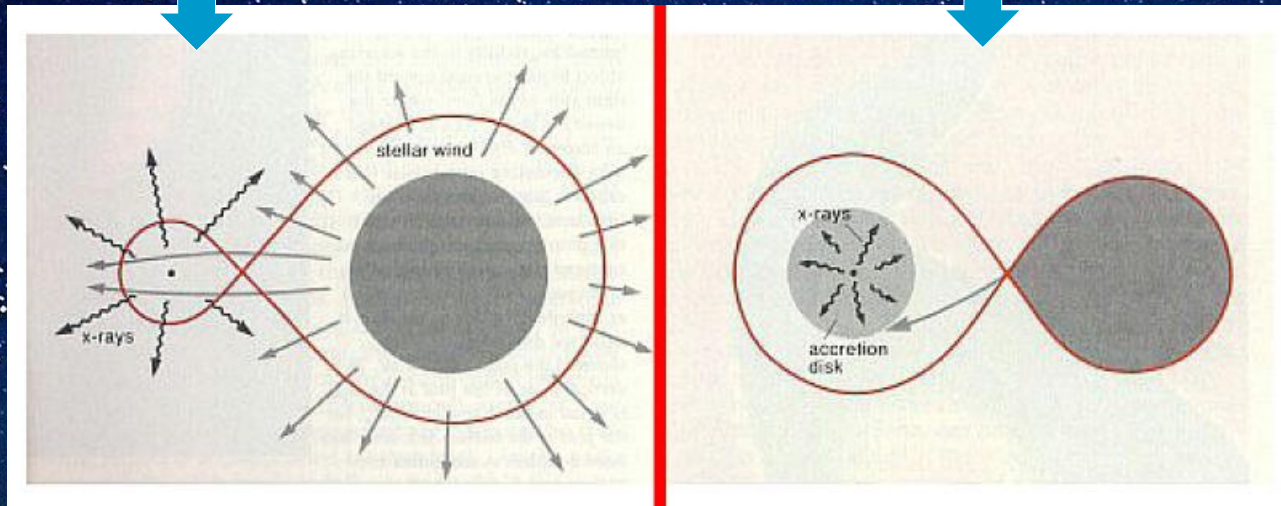
Deformações das estrelas em sistemas binários

- * Marés
- * Rotação

Se tratarmos pequenas deformações, podemos propor uma série de polinômios de Legendre

Se as deformações são muito grandes, caímos no *modelo de Roche*

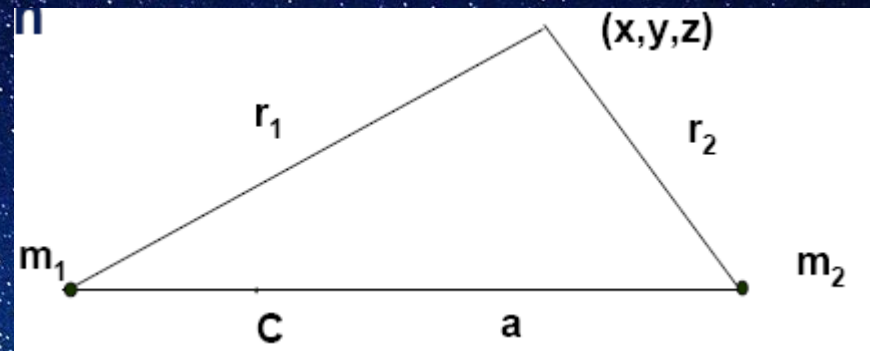
Vamos discutir a seguir um dos fenômenos mais importantes na Astrofísica: a transferência de massa. Veremos que da física conhecida as condições para transferir massa são “naturalmente” atingidas (Roche). Mas existe ainda uma outra forma de transferir massa: um vento da estrela secundária, o desborde do lóbulo de Roche é a que vamos discutir agora



Potencial de Roche no sistema de dois corpos

Supõe

- 1) Rotação sincrônica
- 2) Órbita circular
- 3) Massas pontuais
- 4) Sistema referencial em rotação



$$r_1^2 = x^2 + y^2 + z^2 \quad r_2^2 = (x - a)^2 + y^2 + z^2$$

$$\omega^2 = \left(\frac{2\pi}{P} \right)^2 = \frac{GM}{a^3}$$

Kepler

$$\frac{x_c}{a} = \frac{m_2}{M} = \frac{q}{1+q}$$

Centro de
massa



$$q \equiv \frac{m_2}{m_1} \leq 1$$

Razão
das massas

O potencial é

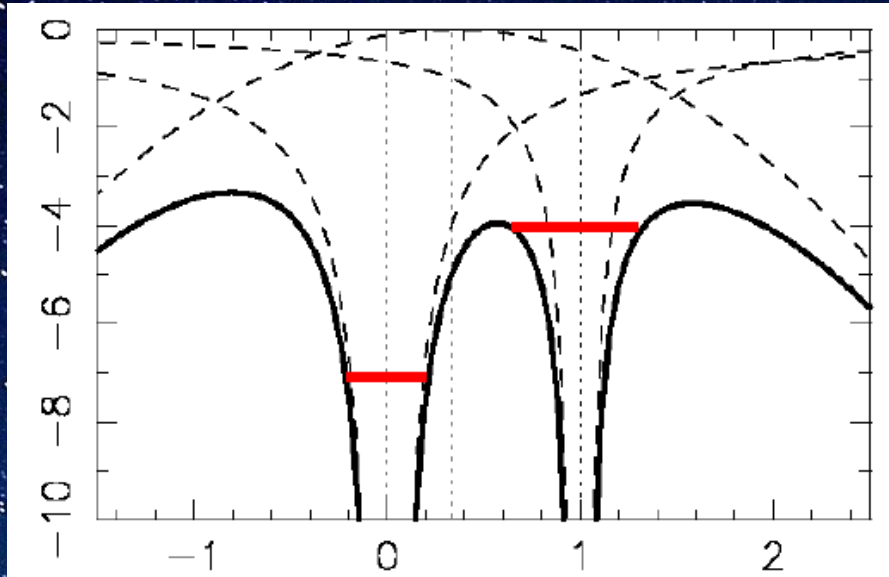
$$\Phi = -\frac{G m_1}{r_1} - \frac{G m_2}{r_2} - \frac{\omega^2}{2} \left[(x - x_c)^2 + y^2 \right]$$

Que pode ser adimensionalizado usando $\frac{\omega^2}{2} = -\frac{GM}{2a^3}$,
reescalando $x \rightarrow \frac{x}{a}$ para obter o potencial *adimensional*

$$\Phi_N(x, y, z) = \frac{2}{(1+q)} \frac{1}{r_1} + \frac{2q}{(1+q)} \frac{1}{r_2} + \left(x - \frac{q}{(1+q)} \right)^2 + y^2$$

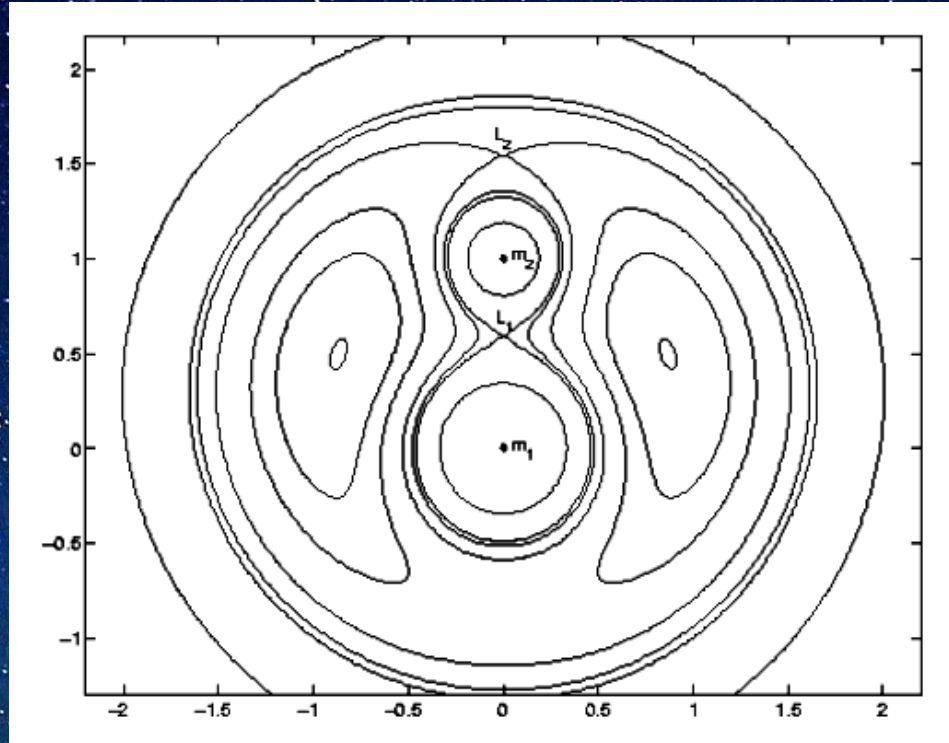
Independente das massas individuais e do tamanho da órbita, só depende do parâmetro q . Agora o problema terá uma solução universal, isto é, todo sistema está contido nela e tão somente precisaremos de restituir as dimensões específicas para cada um em particular.

Graficando um corte no eixo das x , encontramos uma situação similar ao caso de uma partícula no topo de um morro empinado...



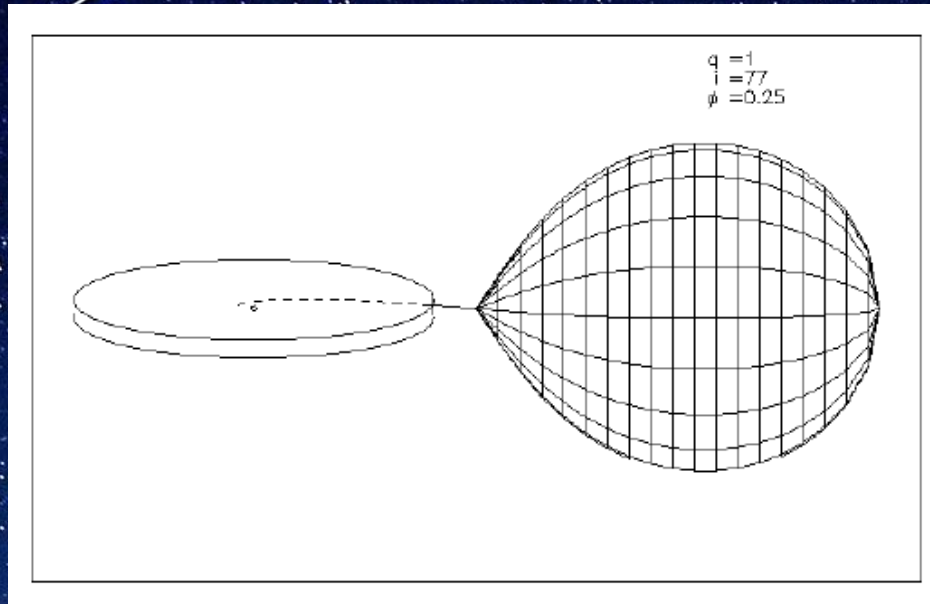
As partículas que atingem energia para chegar ao “topo” fatalmente caem para o outro lado. Traduzido ao caso estelar que nos ocupa, isto quer dizer que quando a deformação da estrela for muito grande, matéria (gás) vai escapar dela e cair na poça de potencial da outra. A evolução estelar pode por A secundária nesta situação e disparar a transferência de massa.

Estudamos agora no plano da órbita os pontos onde $\nabla \Phi_n = 0$ (pontos Lagrangianos) $L_1 \dots L_5$. Um desses deve corresponder ao “topo do morro”



O ponto interior L_1 é o mais interessante para o fenômeno da acreção já que quando a secundária “incha” e preenche o lóbulo, a matéria flui para a primária. (existem outros sistemas onde L_4 e L_5 são de importância, por exemplo, os asteróides Troianos...)

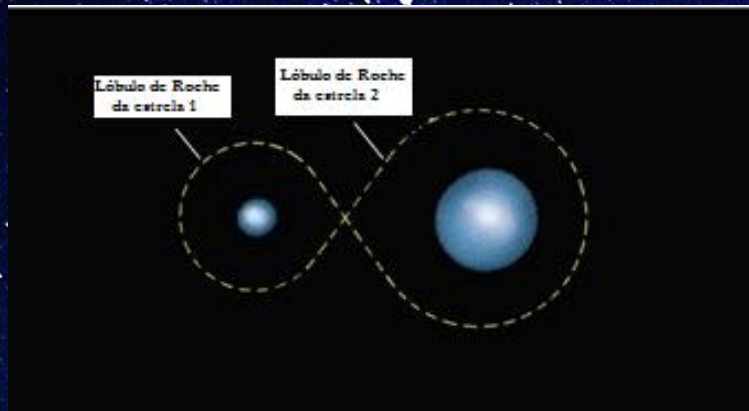
Exemplo de preenchimento do lóbulo para $q=1$



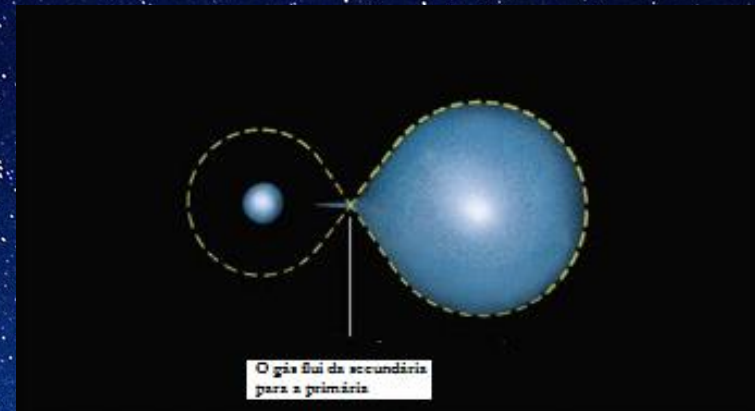
Um fit numérico para o tamanho efetivo do lóbulo de Roche é (Eggleton), muitíssimo utilizado para cálculos de todo tipo

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

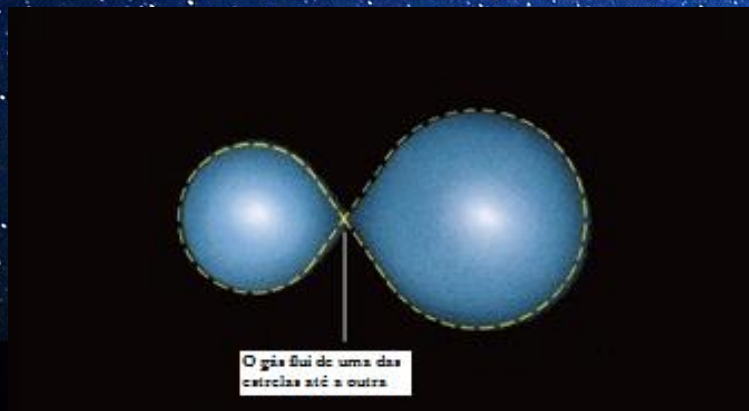
Classificação das binárias de acordo com o preenchimento do lóbulo de Roche



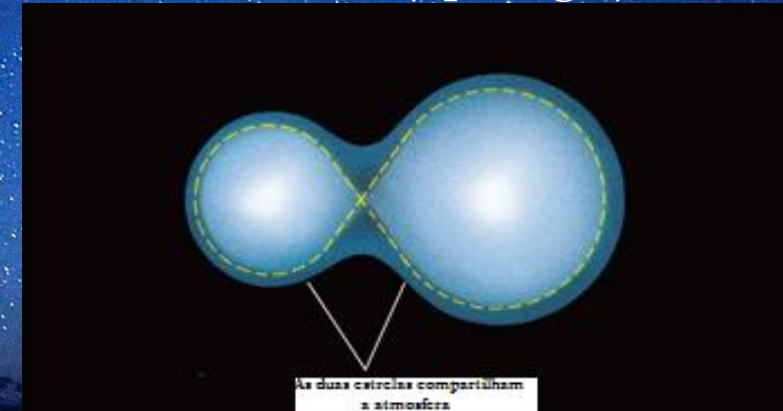
Separadas (detached): nenhuma das duas enche o lóbulo de Roche



Meio separadas (semi-detached) : a secundária enche o lóbulo de Roche e transfere massa (tipo Algol)



Contato: as duas enchem o lóbulo de Roche e o gás flui de qualquer delas



Envelope comum: as duas desbordam o lóbulo de Roche (tipo W Uma)

Visualização de sistemas binários que contém BH em escala (J. Orosz)

As cores das secundárias correspondem a suas temperaturas efetivas

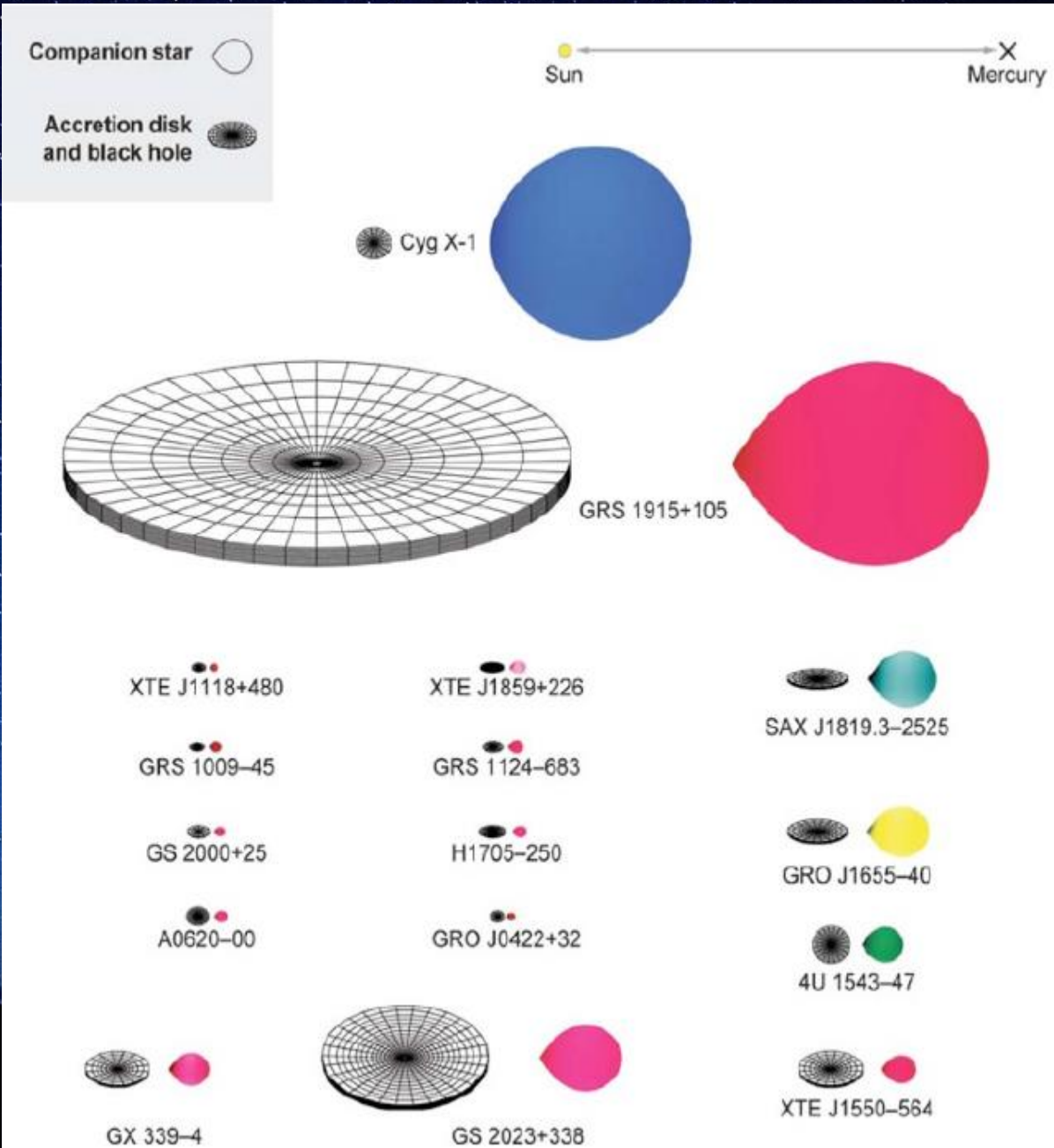
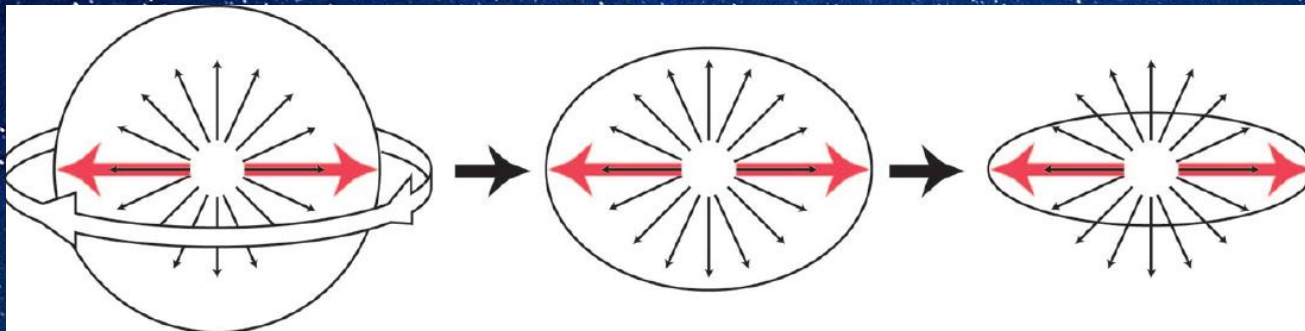


Figure 1

Mas cómo é que a matéria cai encima da primária?

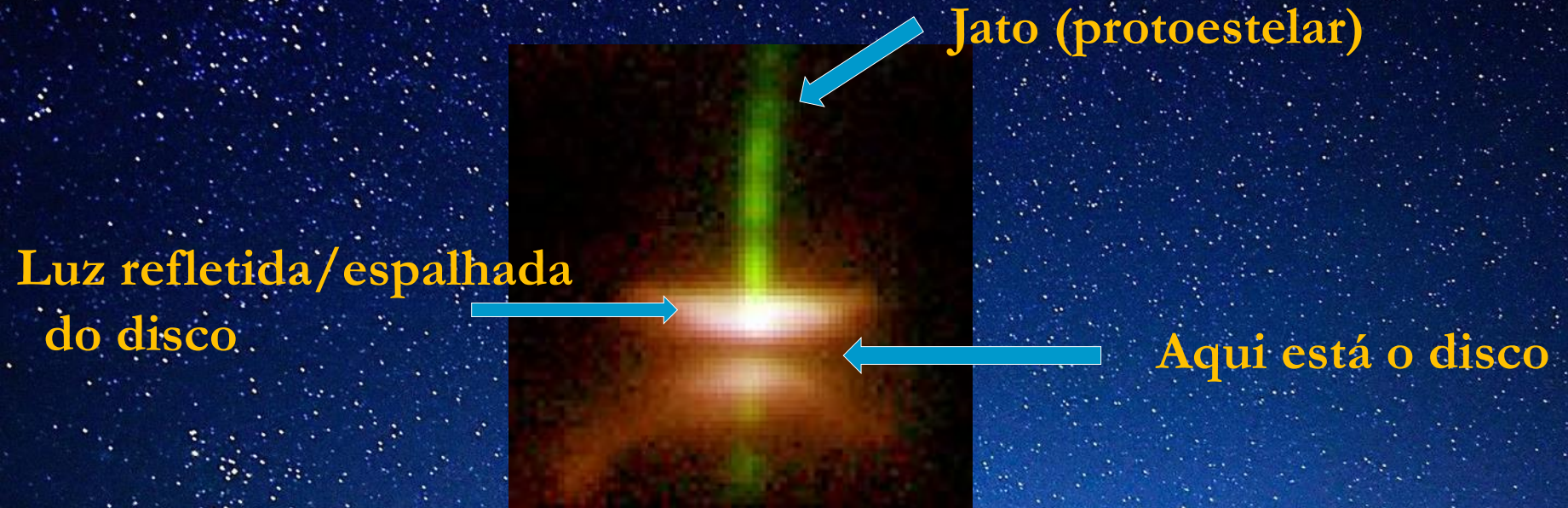
Acresção esférica: possível, mas o momento angular total do gás respeito do potencial deve ser *zero*

Isto é impossível, assim, a queda deve ser ao caso onde imaginamos uma nuvem colapsando



Quando o momento angular não é nulo, sua conservação (aproximada) provocará um achatamento maior quanto mais avançado seja o colapso. Como o gás pode esfriar mais rapidamente do que perde momento angular, forma-se uma estrutura em rotação achatada que llamamos de *disco*

Exemplo observado: HH30



A matéria cai desde o “infinito” e quando chegou à superfície $r=R$

$$\frac{1}{2} m v_{\text{queda livre}}^2 = \frac{GMm}{R}$$

É uma fração da energia cinética a que resulta dissipada e faz o disco emitir

Se \dot{m} é a taxa de acreção, a taxa de dissipação da energia é

$$\frac{1}{2} \dot{m} v_{\text{queda livre}}^2$$

e a luminosidade

$$L = \frac{1}{2} \dot{m} v_{\text{queda livre}}^2 = \frac{GM \dot{m}}{R}$$

Multiplicando e dividindo por c^2 , definimos um fator de *eficiência*

eficiência

$$\eta = \frac{GM}{Rc^2}$$

Ou, lembrando da definição do raio de Schwarzschild,

$$R_{schw} = \frac{2GM}{c^2}$$

a eficiência é

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{R_{schw}}{R}$$

A luminosidade pode ser finalmente escrita como

$$L = \eta \dot{m} c^2$$

ou seja, a eficiência depende somente da “compacticidade” da estrela, e pode ser muito alta. De fato, muito maior do que a eficiência das reacções nucleares

Com efeito, a eficiência da conversão de H em He é

$$\eta = \frac{(4m_p - m_\alpha)c^2}{4m_p} \sim 0.7\% !!!$$

Enquanto a eficiência da acreção resulta

$$L = \frac{GM\dot{m}}{R} = 10^{30} \frac{\text{erg}}{\text{s}} \left(\frac{\dot{m}}{10^{-8} \frac{M_\odot}{\text{yr}}} \right) \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{10 \text{ km}}{R} \right)$$

Maior que a nuclear para qualquer objeto suficientemente compacto

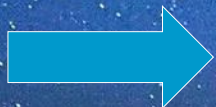
$$R = R_{WD} \sim 10^4 \text{ km}$$



$$\eta = 5 \times 10^{-4}$$

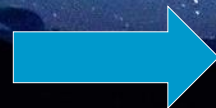
(por exemplo, em uma variável cataclísmica CV)

$$R = R_{NS} \sim 10 \text{ km}$$



$$\eta = 0.1$$

$$R = R_{BH} \sim 3 \text{ km}$$



$$\eta = 0.06$$

(a matéria cai quando $R = 3R_{schw}$, última órbita estável)

O disco de acreção

Já comentamos que o momento angular da matéria arrancada da secundária dificilmente seja zero, e assim a formação de um disco (e não a acreção esférica) é esperada.

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

$$\frac{GMm}{R^2} = m\omega^2 R$$

Definindo o *raio de circularização*

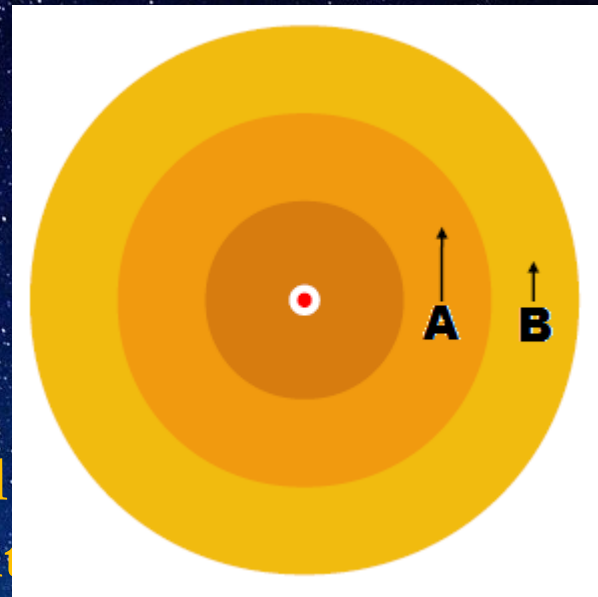
$$R_{\text{circ}} = \frac{J'^2}{GM}$$

onde $J' = \frac{J}{m} = \omega R^2$ é o momento angular por unidade de massa

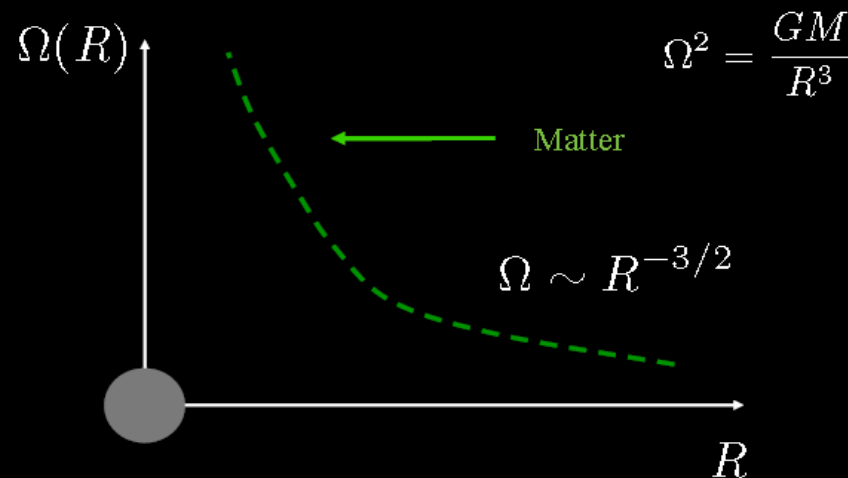
Quantitativamente, o disco deve se formar se $R_{\text{circ}} > R$ (primário). Isto é o que acontece no caso de desborde do lóbulo de Roche. Em outras palavras, o momento angular é grande demais para que a matéria chegue diretamente ao objeto central

Qual é a estrutura desse disco?

O anel A se movimenta mais rapidamente que o B. O atrito entre ambos tende a *frear* A e *acelerar* B. O atrito pode ser dissipativo, de tal forma que a rotação kepleriana pura não faria a matéria “cair” até o objeto central. O momento angular não pode ser estritamente ser transportado e/ou dissipado (radiado)



Um disco kepleriano de partículas de gás sem nenhuma interação têm órbitas estacionárias e a acreção não aconteceria nunca



Para modelar este efeito introduzimos uma *viscosidade* no disco. O problema da origem física desta viscosidade é sério, já que deve ser ordens de grandeza maior que o valor “natural” da viscosidade das moléculas $v_{mol} = \lambda_{mol} \times c_s$ já que

$\lambda_{mol} \sim 10^{-2} \text{ cm}$ e $c_s \sim 10^6 \text{ cm s}^{-1}$, o tempo característico de mudanças no disco (variabilidade) deveria ser de

$$\tau_{mol} \sim \frac{R^2}{v_{mol}} \sim 10^8 \text{ yr}$$

Mas o que se observa são ~semanas (!) Evidentemente, há algum efeito viscoso muito maior em ação

Para resolver este problema Shakura & Sunyaev (1973) propõem Uma descrição efetiva baseada na idéia que, como os Números de Reynolds do gás no disco são enormes $Re \sim \frac{vL}{v_{mol}} \sim 10^{10}$ (um fluxo com $Re > 1000$ não pode ser laminar), a turbulência gerada resulta em uma viscosidade v_{turb} muito grande

Como o cálculo da viscosidade turbulenta é muito difícil e incerto, S&S supuseram que esta é uma fração α da escala de altura H vertical do disco, ou seja $v_{turb} = \alpha H \times c_s$

Isto deu origem aos chamados *discos* α que supõem:

- 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 axisimétrico

A estrutura do disco é determinada pela equação de continuidade, equilíbrio hidrostático vertical, balanço de energia, etc. 6 equações diferenciais e algébricas ao todo

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 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 (Thompson) à “puxada” da gravitação

└──────────────────┘
área

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

deve ser igual a

$$f_g = -\frac{GMm_p}{r^2}$$

Resolvendo para L temos

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

A *luminosidade de Eddington*, valor máximo possível para manter o disco ligado. Todo fenômeno explosivo deve ser *super-Eddington*

A hipótese de S&S de que o disco é ópticamente espesso leva a considerar que ele emite como um corpo negro no seu total, com temperatura do pico BB obtida da expressão

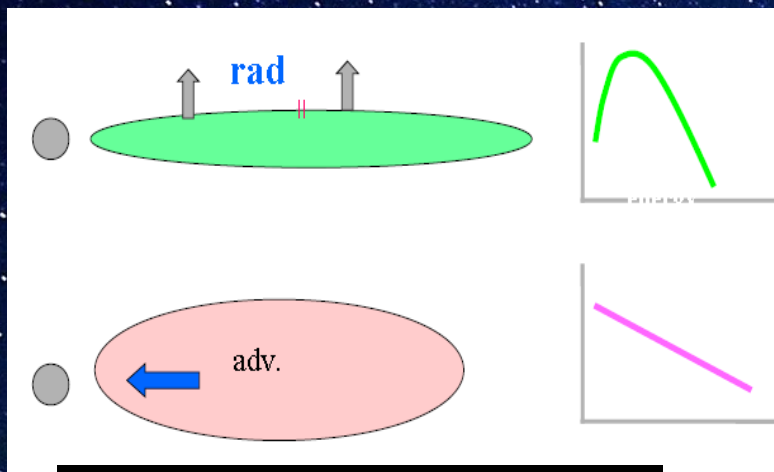
$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{pico}^4$$

Se supomos que a matéria emite quando está cainda na última órbita estável $R = 3R_{schw}$, e que (como máximo) o faz com a luminosidade de Eddington, invertido a eq. de cima e convertendo para valores numéricos

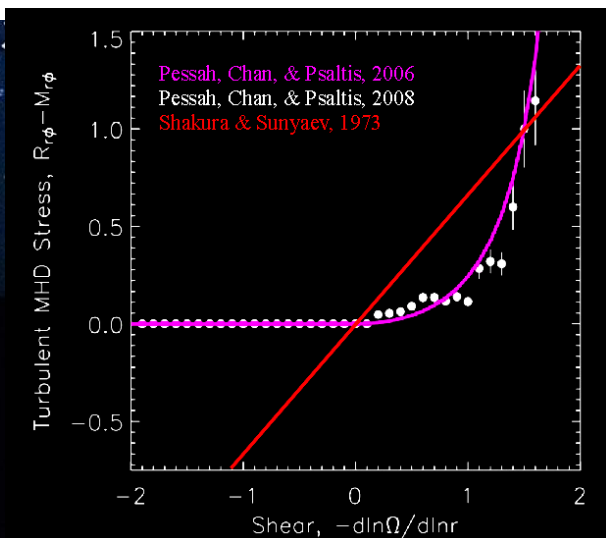
$$T_{pico} = 2 \times 10^7 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-1/4} K$$

Assim, vemos que as maiores temperaturas são atingidas para os objetos **menos massivos**. Um BH supermassivo emitirá no UV, mas um microquáasar o faz em raios X

Com os avanços na física fundamental da acreção ficou claro que a origem da viscosidade pode ser atribuída ao efeito dos campos magnéticos. Os discos magnetizados estão sujeitos à instabilidades MHD que podem ser responsáveis das mudanças de estado observadas

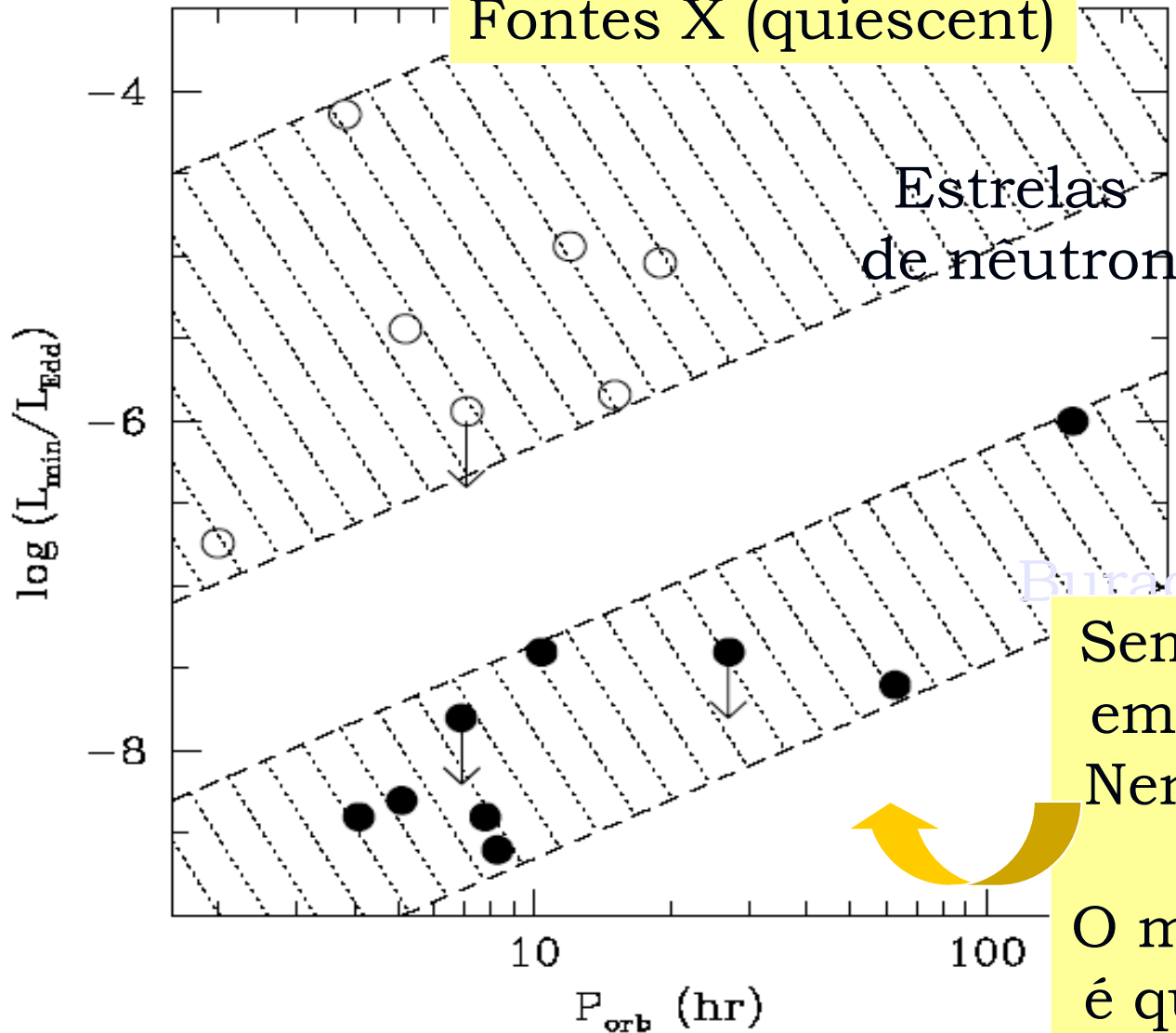


Na figura superior, o disco estacionário emite como BB, na figura de baixo o disco está dominado pela advecção, seu espectro não é mais térmico e sua luminosidade é mais baixa. As soluções dos discos com magnetização são bem mais ricas e pretendem explicar estas mudanças.



Além disso, a diferença entre o transporte turbulento assumido por S&S e o da MHD é substancial, e a física deve ser compreendida

Fontes X (quiescent)



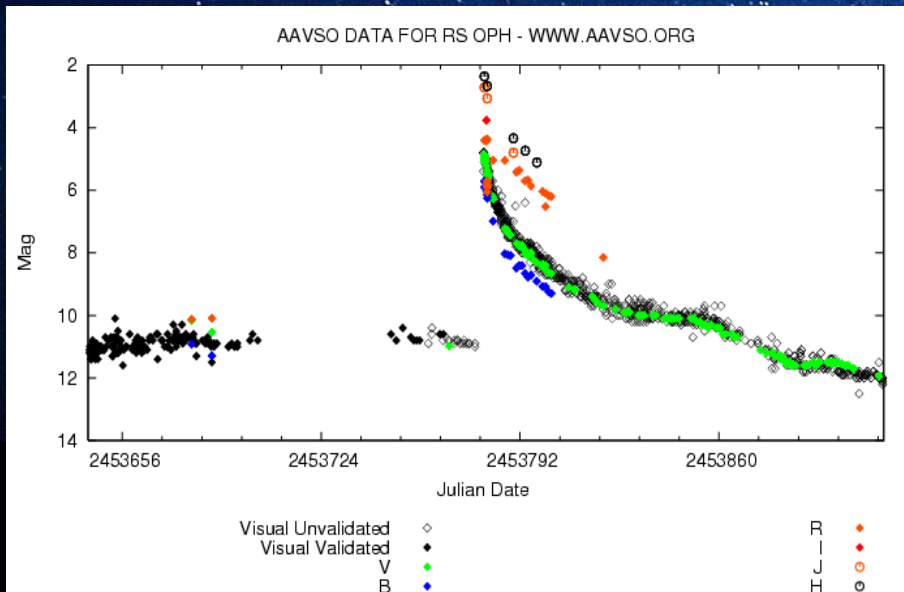
Lembram? O grupo inferior pode ter discos dominados pela advecção

Sem superfície, emitem menos. Nenhuma delas é burster
O mais razoável é que sejam BH

Variáveis cataclísmicas

Originalmente conhecidas como *novas*, esta classe contém vários subgrupos que consistem em uma binária meio separada onde m_1 é uma anã branca.

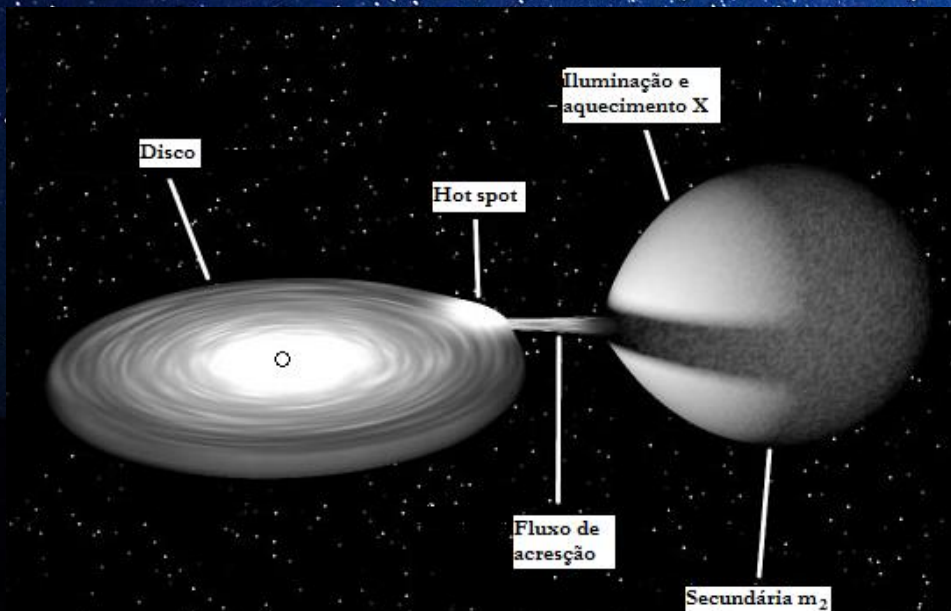
Os eventos de nova consistem em surtos onde o sistema pode aumentar 10 magnitudes ou mais seu brilho



O hidrogênio acretado atinge uma condição de ignição e produz o 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

Binárias com estrelas de nêutrons

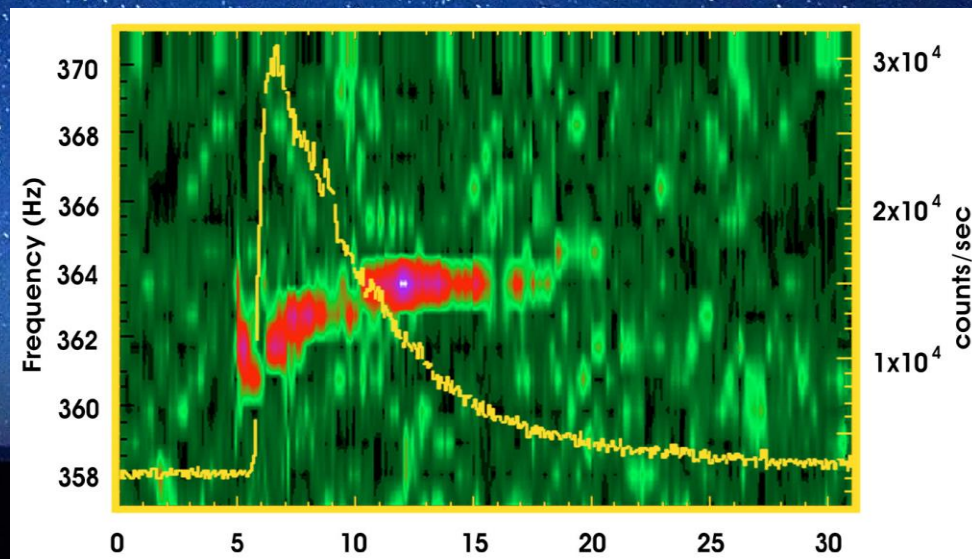
Nos sistemas onde m_1 é uma estrela de nêutrons, ficam visíveis quando a secundária enche o lóbulo de Roche, caso contrário é quase impossível seu reconhecimento. Dependendo da massa da m_2 fala-se em LMXB ou HMXB, já que para o primeiro tipo a massa deve ser $< 3 M_{\odot}$ ou a acreção fica instável, enquanto as de “alta massa” podem ter $10 M_{\odot}$ ou até mais



No caso das HMXB pode haver transferência por ventos (as estrelas de grande massa têm) e os discos são transitórios. Para os menores períodos (\sim hs) a iluminação X

As LMXBs são *velhas*, por razões evolutivas a secundária demora até sair da MS. Pelo mesmo argumento, as HMXBs são muito mais novas, e devem formar sistemas com uma segunda NS quando a secundária explodir (*NS-NS*, ou até pulsares binários)

Uma classe destes sistemas produzem surtos de raios X, pela mesma razão que o fazem as CVs. Agora a recorrência é a regra já que a gravitação faz com que durem poucos minutos e que o processo de acúmulo de hidrogênio se repita em \sim semanas, mas com uma importante diferença: o H que chega é convertido em He quase de imediato e é este último que explode.



Na próxima aula, os AGNs, os maiores sistemas em acreção do Universo.

