

# As Estrelas mais Luminosas

## problemas atuais no topo do diagrama HR

Augusto Daminieli (Departamento de Astronomia, IAG-USP)  
email: [damineli@astro.iag.usp.br](mailto:damineli@astro.iag.usp.br)



## 1. Apresentação

A teoria da Estrutura e Evolução Estelar teve amplo desenvolvimento no século XX, tendo atingido sua maturidade. Ela forma um quadro de referência para a compreensão da maior parte dos demais objetos astronômicos, constituindo-se na espinha dorsal da Astrofísica. Isso não significa que todos os problemas estejam resolvidos, pelo contrário, dentro do panorama organizado, surgem inúmeros problemas que podem ser atacados agora de forma mais precisa e quantitativa, além do aparecimento de problemas novos que podem tomar uma importância maior do que se suspeitava antes. É o caso, por exemplo, da primeira geração de estrelas e a re-ionização do universo, da evolução química das galáxias, das populações estelares, dos produtos finais da evolução estelar e dos processos de formação estelar em diferentes faixas de massas.

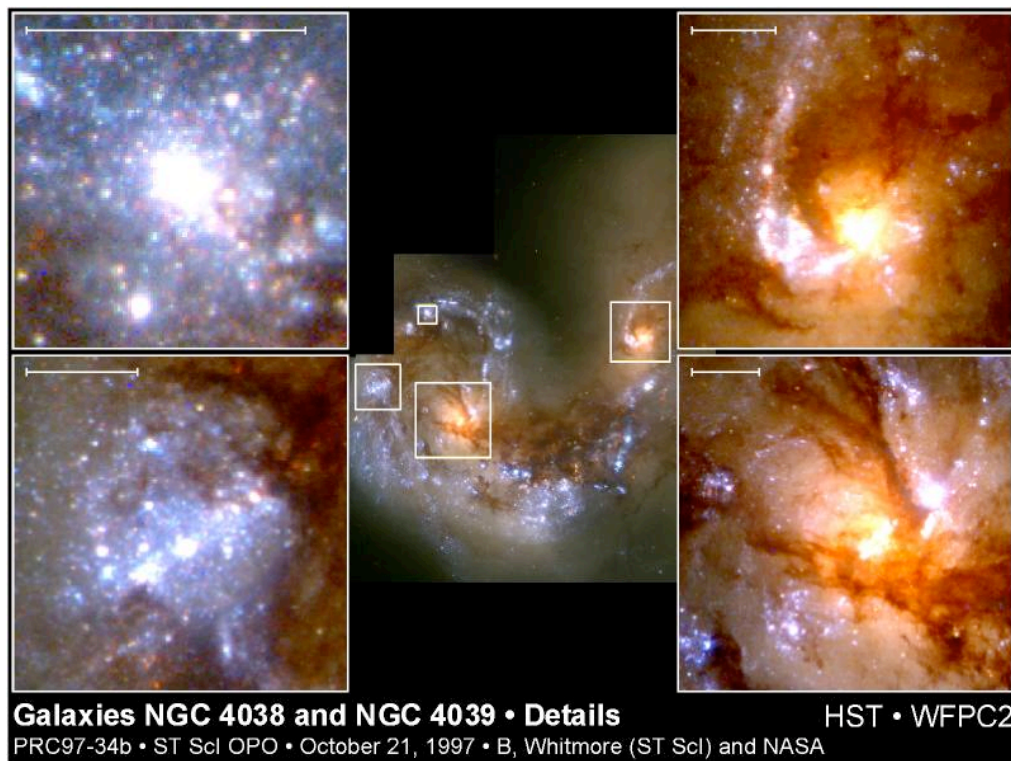


Figura 1 - Aglomerados de estrelas massivas (azuis) nas galáxias em colisão (Antenas)

As estrelas de grande massa (massivas  $M > 8M_{\odot}$ ) e portanto de alta luminosidade, ainda permanecem como um tema pouco explorado, principalmente pela raridade de exemplares no universo local. Elas são importantes pelo seu impacto no meio interestelar em forma de energia mecânica, momentum, massa de elementos químicos pesados e fótons ionizantes. O pequeno número desses objetos se deve a que: a) a lei de formação estelar (IMF- *initial mass function*) e b) o tempo de vida decrescem exponencialmente com a massa e c) a taxa de formação estelar (SFR- *star formation rate*) é bem menor hoje que no passado distante. Ainda mais, dada a nossa posição na Galáxia, vemos seu disco de perfil, de modo que as estrelas massivas ficam encobertas por densas nuvens de poeira

interestelar. Esse problema foi minorado na última década, com o desenvolvimento de detectores panorâmicos que operam no infravermelho próximo. Nessa faixa, extinção é muito menor que na faixa óptica e a fotosfera estelar ainda pode ser diagnosticada espectroscopicamente, embora o número de transições atômicas sejam menor.

Para cada estrela mais massiva que  $60 M_{\odot}$  existe 1 bilhão de estrelas menores. Embora muitas estrelas supermassivas tenham sido descobertas nas últimas décadas na Via Láctea e em outras galáxias, a raridade de exemplares dificulta a escolha dos modelos teóricos mais adequados, dado o caráter essencialmente observacional da Astrofísica (em contraposição ao caráter experimental da Física, que se baseia em experimentos controlados de laboratório). Isso tem conseqüências importantes na análise da luz das galáxias distantes (e portanto jovens). A imagem dessas galáxias não pode ser resolvida (com as técnicas atuais) em estrelas individuais, de forma que a decomposição da luz integrada em termos do número de estrelas por faixa de massa e idade é feita com base em modelos teóricos não muito bem testados. O mesmo problema ocorre quando se quer recuperar as etapas evolutivas passadas de uma galáxia como a nossa, a partir da composição química e da população estelar atual. O modelo de uma estrela pequena depende essencialmente da massa e da composição química inicial. O modelo de uma grande estrela depende, além disso, da taxa de perda de massa e da velocidade de rotação, que são muito variáveis com a fase evolutiva e muito difíceis de medir. A elevada pressão de radiação também introduz problemas adicionais, dificultando a formação da estrela e gerando condições propícias para instabilidades. Isso produz uma grande variedade de características observacionais, cada objeto apresentando peculiaridades marcantes em termos de assinaturas espectrais e variabilidade temporal. Por isso, na parte superior do diagrama HR, é difícil organizar os objetos em grupos semelhantes de parâmetros fundamentais e em fases evolutivas encadeadas.

O objetivo desta monografia é apresentar diversos temas atuais neste contexto, onde se inserem as pesquisas do autor e de seus alunos.

## 2. Introdução

### 2.1 Revisão das propriedades gerais do diagrama HR

No início dos anos 1900, Ejnar Hertzsprung e Henry Norris Russell criaram (independentemente um do outro) um diagrama que se tornou uma ferramenta fundamental da Astrofísica Estelar. O diagrama HR relaciona dois parâmetros observáveis das estrelas: luminosidade e temperatura superficial. Nos modelos de estrutura estelar, esses parâmetros se traduzem por luminosidade bolométrica ( $L_{\text{Bol}}$ ) e temperatura efetiva bolométrica ( $T_{\text{ef}}$ ). Em lugar da luminosidade bolométrica, a grandeza observada pode ser a magnitude aparente ou a magnitude absoluta numa dada banda espectral, enquanto que, em lugar da temperatura efetiva, pode ser usada a temperatura de cor (através do índice de cor) ou a temperatura de excitação (através do tipo espectral). Os tipos espectrais básicos: O, B, A, F, G, K e M formam uma seqüência decrescente de temperatura, de modo que são correlacionados com as cores das estrelas. O Sol é uma estrela G2 e tem temperatura de 5800 K. Tipos espectrais à direita nesta seqüência (mais tardios), correspondem a

temperaturas superficiais menores e cores mais para o vermelho. Para o lado contrário, a temperatura cresce e a cor se desloca para o azul, em relação às cores do arco-íris.

Parece inacreditável que se possa diagnosticar um mundo tão diversificado quanto o das estrelas com apenas dois parâmetros. Isso é possível dado que elas estão muito próximas do equilíbrio termodinâmico e equilíbrio hidrostático (e são praticamente esféricas). O raio de um corpo negro (equilíbrio termodinâmico) é automaticamente determinado pela lei de Stefan-Boltzmann:

$$L = 4 \pi R^2 \sigma T^4 \dots\dots\dots(1)$$

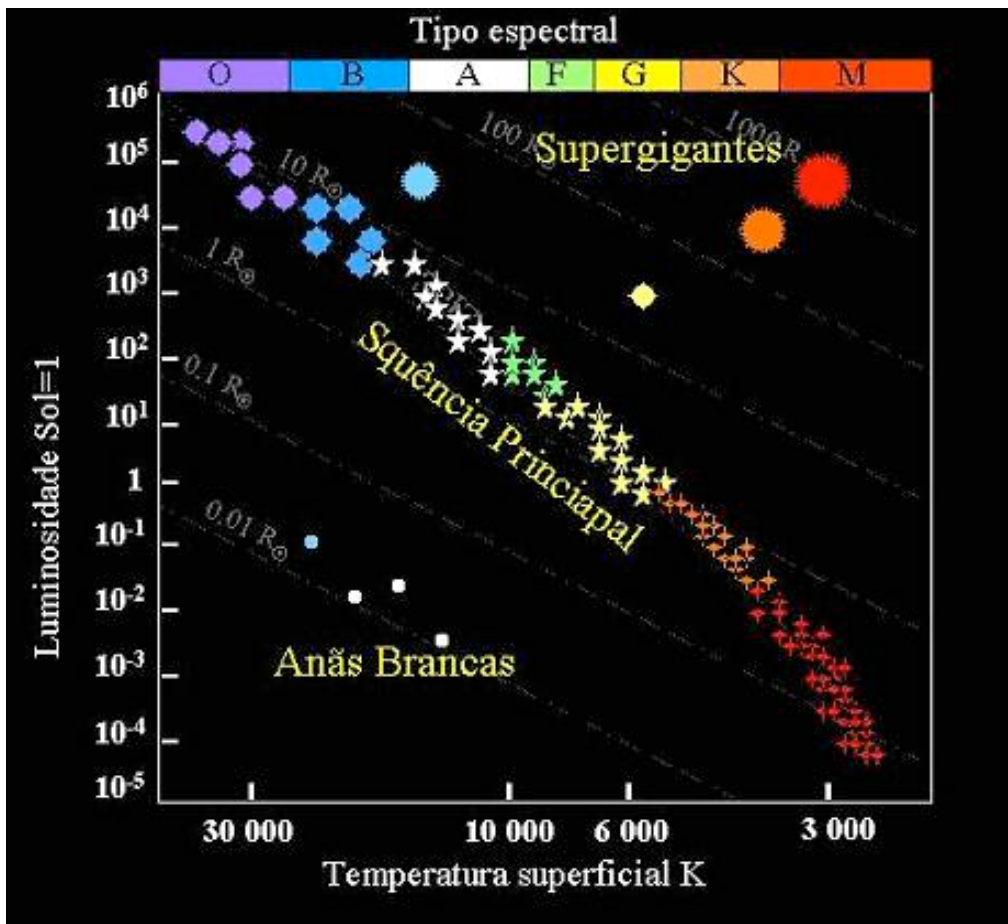


Figura 2 -Regiões mais importantes do diagrama HR

A partir da definição da massa e da composição química interna da estrela, o modelo de estrutura estelar fica completamente determinado, ou seja ele corresponde a um ponto definido ( $L \times T_{\text{sup}}$ ) no diagrama HR. Pela equação (1), num gráfico  $\log L \times \log T$ , o locus de raio constante é uma linha oblíqua. Em geral, se usa a luminosidade no eixo Y, crescendo para cima e a temperatura crescendo para a esquerda no eixo X. Assim, a partir da posição

correspondente à do Sol, as linhas de raios maiores que o raio solar se sucedem para cima e para a direita e raios menores, para baixo e para a esquerda.

## 2.2 A Seqüência Principal

Imagine que tenhamos uma seqüência contínua de esferas gasosas queimando H no núcleo (com mesma composição química inicial, sem rotação, em equilíbrio hidrostático). As equações de estrutura estelar (equilíbrio hidrostático, continuidade de massa, produção de energia nuclear, transporte de energia e equação de estado) ao serem resolvidas produzem um locus no diagrama HR correspondente a uma linha contínua de pares (L,T). Para cada massa, haverá uma taxa de produção de energia por queima de hidrogênio no núcleo. Essa linha se chama de Seqüência Principal de Idade Zero (ZAMS – *zero age main sequence*). A ZAMS tem diversas propriedades importantes:

- a) A ZAMS é uma seqüência de massas (decrecendo para a direita, na convenção de eixos LxT adotado aqui), para as quais se inicia a queima de H no núcleo.

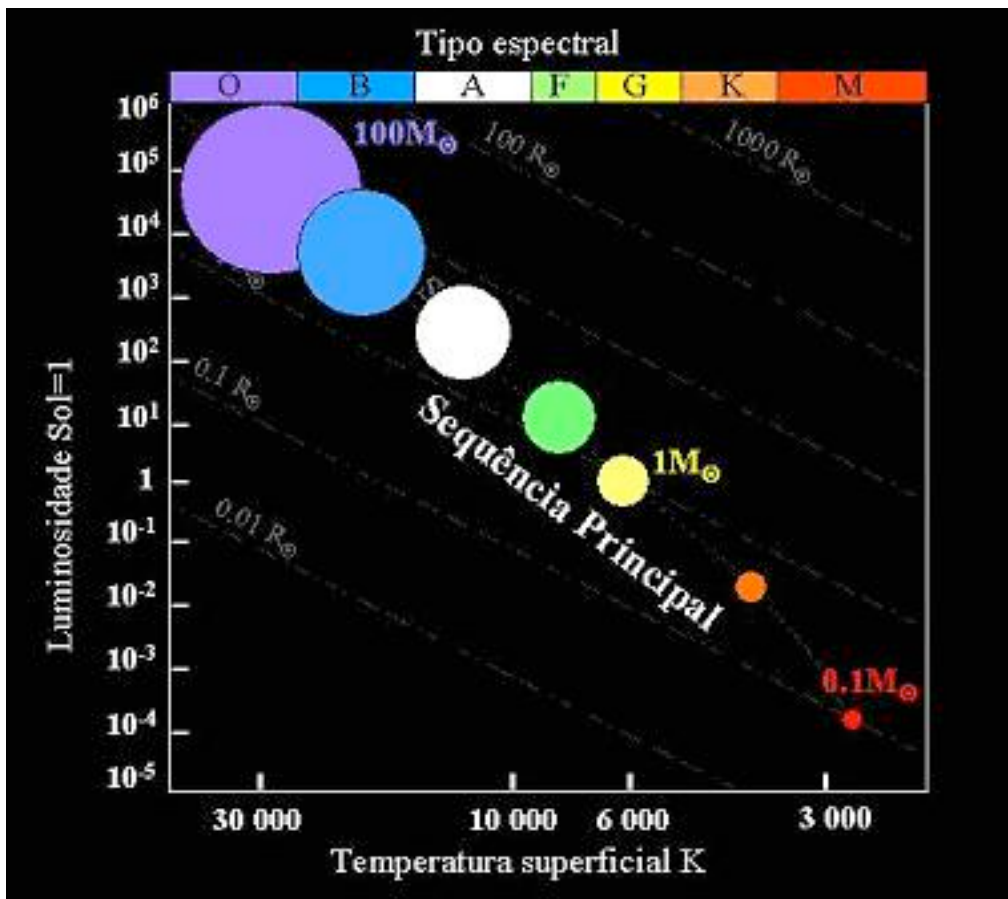


Figura 3 -A Seqüência Principal é um seqüência de massas

- b) Existe um limite inferior de massa ( $M \sim 0.08 M_{\odot}$ ) abaixo da qual a temperatura central é insuficiente para a queima de hidrogênio. Não existe um limite superior bem definido.
- c) As estrelas da Seqüência Principal (SP) obedecem a uma relação massa versus luminosidade do tipo:

$$L \propto M^x \dots\dots\dots(2)$$

Onde o valor do expoente é  $x \sim 3.9$  para  $M < 7M_{\odot}$ , decaindo para  $x \sim 2.7$  no topo da SP.

- d) O tempo de permanência de uma estrela na fase de queima de H no núcleo (Seqüência Principal), decresce rapidamente para massas crescentes, por causa da relação  $M \times L$ .
- e) A SP é fase mais longa da vida de uma estrela ( $t_{SP} \sim 0.80 t_{vida}$ ) devido a que fusão  $H \Rightarrow He$  representa  $\sim 80\%$  do potencial total para a fusão nuclear.
- f) Observacionalmente isso coincide com o fato de que  $\sim 80\%$  das estrelas da Via Láctea estão na SP.
- g) Para massas no intervalo  $0.08M_{\odot} - 1.5M_{\odot}$ , a queima de hidrogênio se dá através da cadeia *PP*, em que os prótons colidem e ao fim de uma série de reações, formam um núcleo de  ${}^4He$ . Para massas maiores, a temperatura central atinge  $T > 15 \cdot 10^6$  K, de modo que a reação catalítica do CNO passa a ser mais eficiente para a fusão do H em He que a cadeia *PP*.
- h) O ciclo CNO só ocorre para estrelas formadas por material que já contenha esses elementos químicos mais pesados, ou seja, após a primeira geração de estrelas. As abundâncias de C, N e O se alteram durante o ciclo, havendo aumento de N à custa da diminuição de C e O. A convecção e turbilhões em camadas internas da estrela podem trazer esse material processado para a superfície, de modo que, algumas estrelas de tipo O mostram sobreabundância de N, mesmo estando ainda na SP.

### 2.3 Trajetórias evolutivas

O tempo de vida de uma estrela na Seqüência Principal é proporcional à razão reserva/gasto de energia:

$$t_{vida} = cte. M/L = cte. 1/M^{x-1} \dots\dots\dots(3)$$

Para massas próximas da do Sol,  $x \sim 4$ , e  $cte \sim 10^{10}$  anos, de modo que:

$$t_{vida} \sim 10^{10} / M^3 \text{ anos} \quad \text{para } M \sim 1M_{\odot} \dots\dots\dots(4)$$

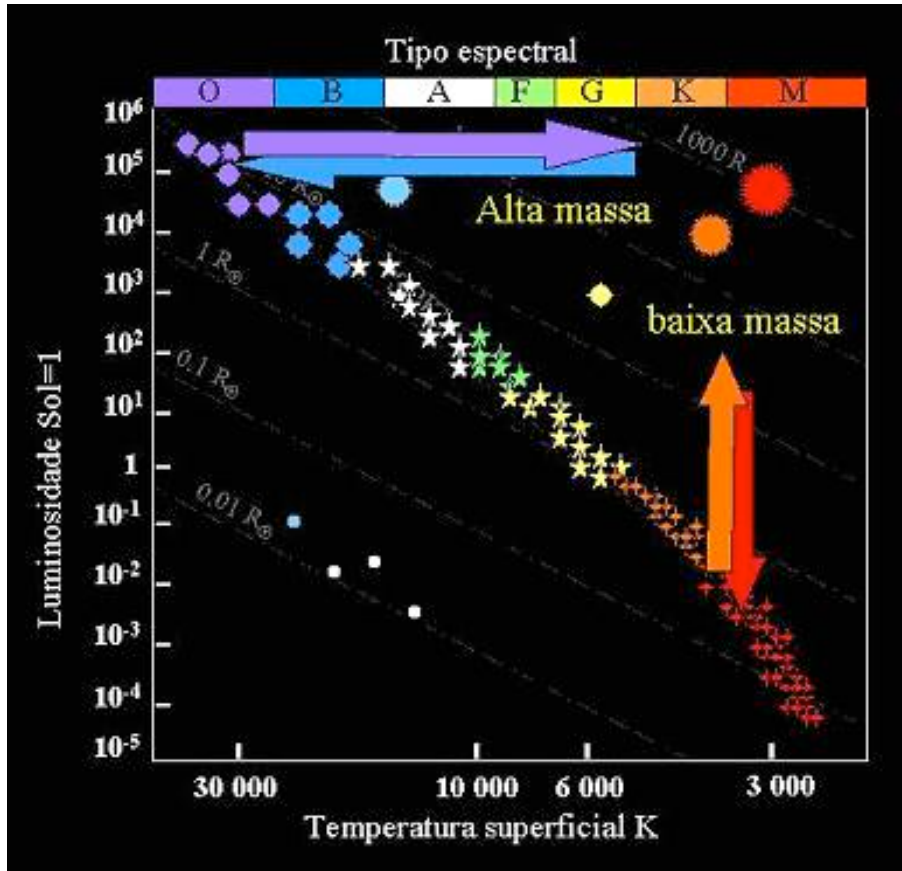


Figura 4 -Entrada e saída de estrelas da Seqüência Principal

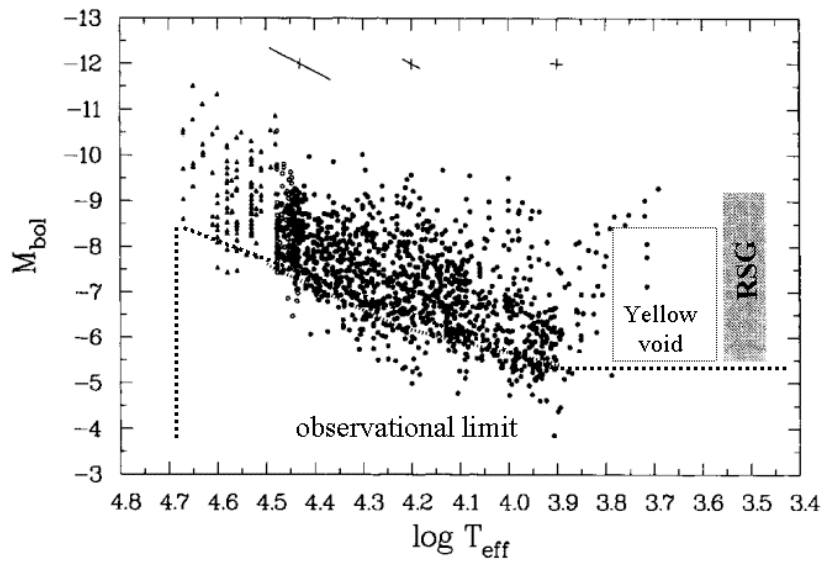


Figura 5 -Parte superior do diagrama HR da Grande Nuvem de Magalhães (LMC) (Fitzpatrick e Garmany 1990)

### 3. O limite de Eddington e o limite Humphreys-Davidson (HD)

Na década de 1920 já era bem conhecido o fato de que as estrelas muito luminosas eram gigantes, comparadas ao Sol, embora não fossem muito mais massivas que ele. Eddington (4), interpretou o decréscimo de densidade estelar com a luminosidade como sendo devido à contribuição da pressão de radiação para contrabalançar a força da gravidade. A pressão da radiação aumenta o raio da estrela, diminuindo sua gravidade superficial. Numa situação limite em que uma esfera de gás fosse suportada totalmente pela pressão de radiação, a energia de ligação seria nula. Esse limite é conhecido como o Limite de Eddington. Um modo de obtê-lo é comparando a aceleração da gravidade ( $g_{\text{grav}}$ ) com a radiativa ( $g_{\text{rad}}$ ) sobre uma partícula na superfície da estrela.

$$g_{\text{grav}} = GM/R^2 \dots\dots\dots(5)$$

$$g_{\text{rad}} = - 1/\rho \, dP_{\text{rad}}/dr = - \kappa\pi F/c \dots\dots\dots(6)$$

*onde  $\kappa$  é a opacidade média e os outros símbolos são os usuais.*

Admitindo que a estrela irradie como um corpo negro

$$\pi F = L/4\pi R^2 \dots\dots\dots(7)$$

Podemos definir o limite de Eddington como:

$$\Gamma_{\text{lim}} = - g_{\text{rad}} / g_{\text{grav}} \leq 1 \dots\dots\dots(8)$$

de modo que a luminosidade limite é:

$$L_{\text{edd}} \leq 2.52 \times 10^4 M/\kappa \dots\dots\dots(9)$$

Para a SP existe uma relação M/L bem definida, de modo que a eq. (8) pode ser re-escrita como:

$$L_{\text{edd}} \leq (1.28 \times 10^4 / \kappa)^{x/(x-1)} \dots\dots\dots(10)$$

Para as estrelas na faixa conhecida da SP podemos definir um limite claro para a luminosidade e, portanto, para a massa. Para um gás totalmente ionizado (que é o caso das estrelas do tipo O), a opacidade é devida praticamente só ao espalhamento da luz por elétrons ( $\sigma \sim 0.3 \text{ cm}^2/\text{g}$ ). Adotando uma composição química solar, a luminosidade máxima dessas estrelas na SP ( $x = 2.7$ ) seria:

$$L_{\text{edd}} \leq 1.7 \times 10^7 L_{\odot} \quad \text{ou} \quad M_{\text{bol}} \sim -13.3 \dots\dots\dots(11)$$

Não se conhece nenhuma estrela tão luminosa, o que indica que as estrelas quentes não irradiam no limite de Eddington, mas significativamente abaixo dele (por um fator  $\sim 8$ ).



Somente algumas estrelas cataclísmicas, como as novas e supernovas, irradiam no limite de Eddington ou acima dele. Em outros termos, deve existir alguma outra fonte de pressão que se soma à da radiação, limitando a luminosidade máxima das estrelas.

É possível prever o comportamento do limite de Eddington com a temperatura superficial. À medida que a temperatura diminui na direção de tipos espectrais mais tardios (OBAFGKM), a opacidade aumenta (de até um fator 10) devido às transições entre estados atômicos ligados ou transições entre estados livre-ligados, de modo que a luminosidade de Eddington para uma dada massa diminui da esquerda para a direita no diagrama HR. Este comportamento com a temperatura coincide com o do limite observado de Humphreys-Davidson (HD limit), embora este limite empírico seja muito mais baixo que o de Eddington.

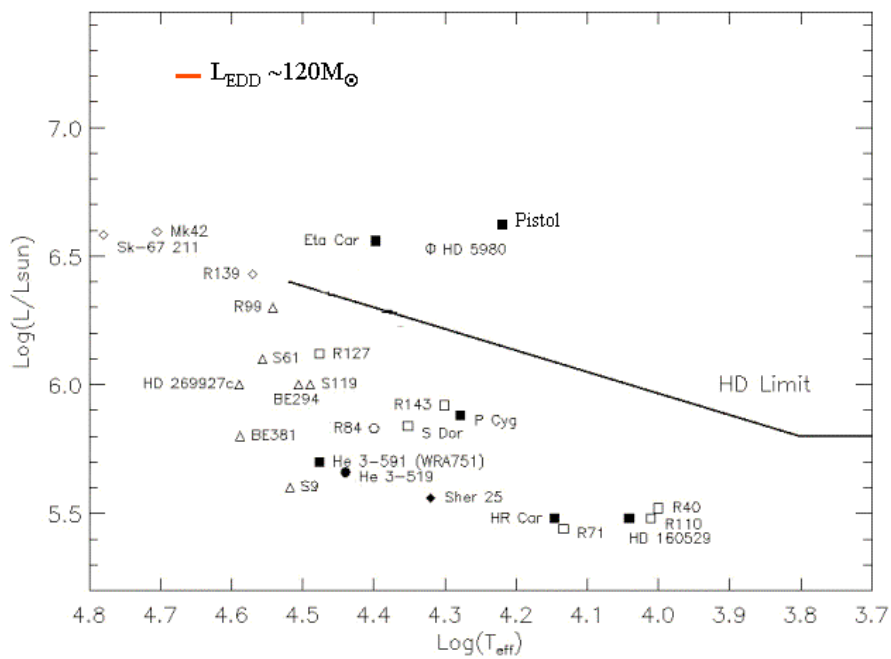


Figura 6 -As estrelas quentes mais luminosas conhecidas na Via Láctea e LMC

No lado mais frio do diagrama HR ( $T < 5500$  K), o limite de Humphreys-Davidson, se torna plano (conhecido antes como limite de de Jager), de modo que não existem estrelas amarelas e vermelhas acima de  $L \sim 5 \times 10^5 L_{\odot}$ . Nessa faixa, a pressão da radiação é muito pequena, de modo que a força que contrabalança a da gravidade é de outra natureza. De Jager (1978) mostrou que o gradiente de pressão turbulenta produz dissipação de energia mecânica. Para a pressão turbulenta ( $P_t = \alpha \rho \langle v_t^2 \rangle$ ) ser comparável a do gás ( $P_g = \frac{1}{2} \rho v_{th}^2$ ), o número de Mach ( $N = v_t/v_{th}$ ) deve ser próximo da unidade, de modo que a velocidade dos turbilhões é supersônica. Essa condição é de fato observada em atmosferas de estrelas supergigantes quentes e frias. No caso das estrelas frias, a fonte de energia mecânica são as células convectivas que existem em camadas mais profundas.

Nas zonas sub-fotosféricas de uma estrela, onde o Hélio ou o Ferro se recombina, a opacidade salta para valores maiores de dentro para fora, aumentando a pressão da radiação. O limite de Eddington é diminuído (e pode até mesmo ser ultrapassado) ao cruzar essa zona, desencadeando movimentos radiais para fora. Embora as camadas superiores possam se re-estabilizar, essa zona específica se torna mais susceptível a instabilidades.

Com o passar do tempo, a estrela é enriquecida com elementos químicos pesados, que por terem muitos níveis de energia ligados, aumentam a opacidade, diminuindo o limite de Eddington. Isto se soma ao fato de que, ao longo da trajetória evolutiva as estrelas massivas matem a luminosidade mais ou menos constante e sua perda de massa aumenta, de modo que o limite de Eddington fica mais baixo. Assim, ao longo de sua trajetória evolutiva, uma estrela massiva vai se tornando cada vez mais susceptível a instabilidades e a um aumento da taxa de perda de massa, a medida que se aproxima do limite de Eddington. Isso é bem exemplificado pelas estrelas HD93129 A e  $\eta$  Carinae, que estão na nebulosa NGC3372 ( $d \sim 2.8$  kpc). Elas têm luminosidades (e portanto massas) parecidas. Mas, enquanto a primeira é estável,  $\eta$  Carinae é variável, a primeira tem taxa de perda de massa normal ( $\sim 10^{-6} M_{\odot}/\text{ano}$ ), e  $\eta$  Car perde  $\sim 10^{-3} M_{\odot}/\text{ano}$ . A primeira tem abundância química normal, enquanto  $\eta$  Car está cercada por nuvens de gás ricas em N e pobre em C e O. As diferenças são explicadas pelas instabilidades que aumentam com a idade. Note que não é necessário que a estrela atinja o limite de Eddington para ejetar matéria, mas apenas se aproximar dele. Quanto mais próximo, menor a energia necessária para tirar a estrela do equilíbrio hidrostático. Em outros termos, uma pequena quantidade de energia pode causar pulsações de grande amplitude numa estrela fracamente ligada. Ainda mais, o ciclo CNO de reações nucleares é muito sensível à temperatura ( $\epsilon \sim T^{16}$ ) e basta um pequeno impulso para acionar o motor de pulsação térmica da estrela. A variabilidade fotométrica das estrelas no topo do diagrama HR é um sinal da presença de instabilidades.

O limite de Eddington calculado como acima, assume que a atmosfera é formada por camadas homogêneas. É possível, entretanto, que, ao ser ultrapassada, a estrutura da atmosfera se modifique, sem produzir ejeção de massa. Isso aconteceria, por exemplo, se existissem tubos de escape de fótons. Esse tipo de atmosfera porosa foi proposto por Shaviv (2000) para explicar a aparente estabilidade de  $\eta$  Carinae, em confronto com sua posição acima das outras no topo do diagrama HR.

#### 4. Existe um limite superior para a massa estelar?

Ao contrário do que pode parecer à primeira vista, não existe um limite máximo absoluto para o limite de Eddington para estrelas na SP. O fato de o coeficiente  $\alpha$  diminuir com a massa, mostra que um aumento de massa  $dM$  produz um aumento de luminosidade  $dL$  cada vez menor, à medida que a massa aumenta. No limite de Eddington:

$$x = dL/dM \sim 1 \dots\dots\dots(12)$$

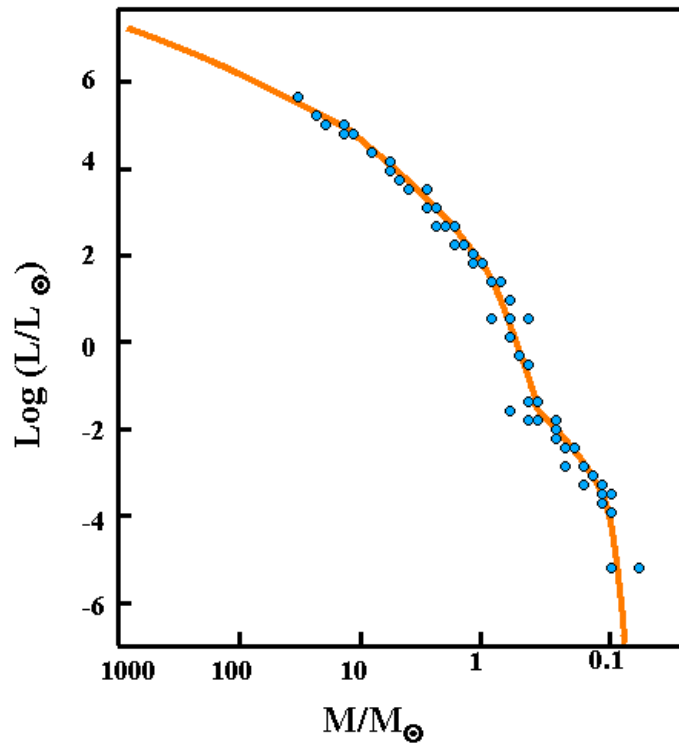


Figura 7 -Relação massa/luminosidade na Sequência Principal

O limite de Eddington, definido unicamente com base nas forças de gravidade e de pressão da radiação, aumenta indefinidamente com a massa. Para a faixa em que  $x \Rightarrow 1$ , a luminosidade seria proporcional à massa, de modo que o tempo de vida:

$$t_{\text{vida}} \Rightarrow \text{cte} \sim 2 \times 10^6 \text{ anos para } M \gg 100 M_{\odot} \dots\dots\dots(13)$$

Dadas as condições do universo atual, não se espera que se formem estrelas tão massivas. Entretanto, no início do Universo, quando as condições físicas eram diferentes, podem ter existido estrelas muito mais massivas que hoje. Deve ter existido uma população (População III) formada logo após a era de recombinação do Universo, como indicado pela própria re-ionização da matéria, pela metalicidade relativamente elevada do meio que envolve os quasares, e pela elevada abundância do He em estrelas de baixa massa em aglomerados globulares (população II). As simulações de Bromm et al. (2001) mostram que o colapso de nuvens de gás contendo matéria escura produziria estrelas na faixa  $10^4 > M/M_{\odot} > 10^2$ . Os modelos de Marigo et al. (2003) mostram que  $t_{\text{vida}} (120 M/M_{\odot}) \sim 3 \times 10^6$  anos e  $t_{\text{vida}} (1000 M/M_{\odot}) \sim 2 \times 10^6$  anos. Assim, estrelas ultramassivas poderiam coexistir com as estrelas mais massivas dos aglomerados abertos ( $M \sim 120 M/M_{\odot}$ ), se elas pudessem se formar hoje.

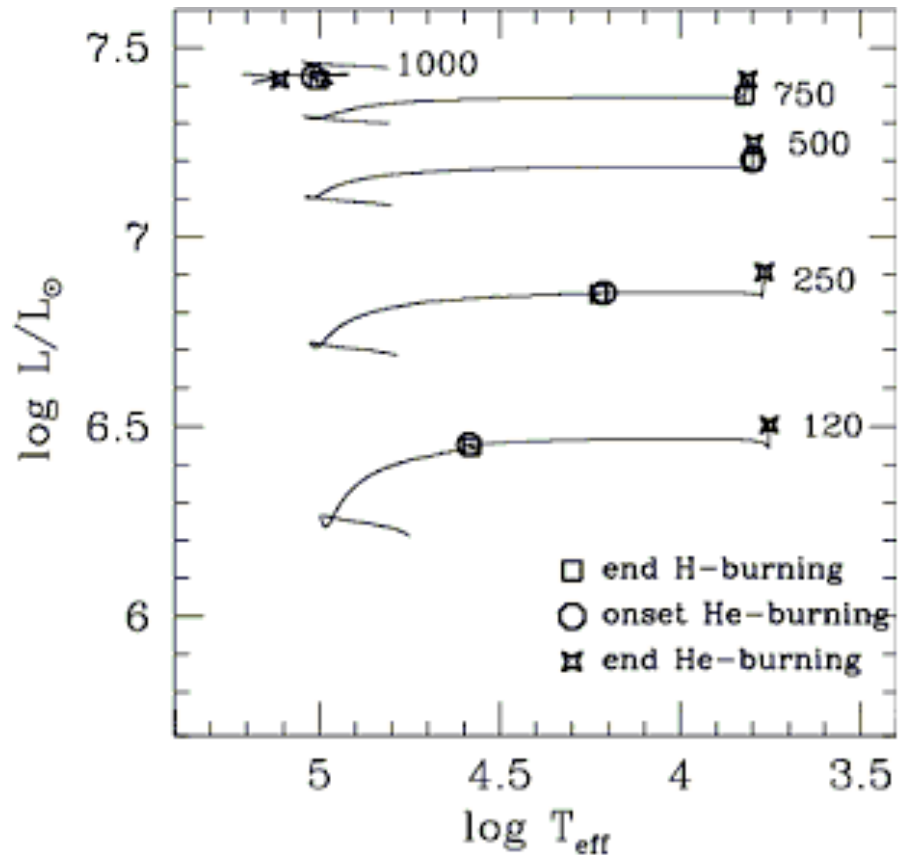


Figura 8 -Diagrama HR com trajetórias evolutivas de estrelas de altíssima massa (Marigo et al. 2003).

O fato de que existe um limite de massa observada ( $M_{\text{max}}$ ) na Via Láctea e LMC não é relevante por si só. Isto poderia ser um efeito puramente estatístico, pois no universo local não existem aglomerados extremamente massivos. O número de estrelas observadas numa dada faixa de massas pode ser representado pela probabilidade de amostragem da IMF, dada a massa total do aglomerado ( $M_{\text{clus}}$ ). Se não existisse um limite fundamental ( $M_{\text{upper}}$ ), se esperaria observar massas maiores que as observadas até agora, desde que existissem aglomerados:

- suficientemente massivos ( $M_{\text{clus}} > 10^4 M_{\odot}$ ) para produzir estrelas de grande massa
- suficientemente jovens ( $t < 3 \cdot 10^6$  anos) para as estrelas com  $M \gg 100 M_{\odot}$  não terem morrido ainda
- suficientemente velhos ( $t > 3 \cdot 10^5$  anos) para que as estrelas já tenham emergido de seus casulos
- suficientemente próximos ou pouco densos para serem resolvidos em estrelas individuais

Trabalhos recentes mostram que de fato existe um limite fundamental para a massa limite. Massey & Hunter (1998) usando fotometria e espectroscopia mostraram que no

aglomerado R136 em 30 Doradus, a maior massa observada é  $M < 150 M_{\odot}$ . Esse aglomerado tem  $M_{\text{cluster}} \sim 5 \times 10^4 - 2.5 \times 10^5 M_{\odot}$  e idade  $t = 1 - 3 \times 10^6$  anos. Weidner & Kroupa (2004) mostraram que ele poderia conter estrelas de até  $M_{\text{max}} \sim 750 M_{\odot}$ , se  $M_{\text{max}} = \infty$  e se pudermos extrapolar a IMF observada ( $\alpha = 2.35$  no intervalo  $3 < m / M_{\odot} < 100$ ). O limite físico de massa em R136 é  $M_{\text{upper}} = M_{\text{max}} = 150 M_{\odot}$ , a menos que  $M_{\text{cluster}} < 5 \times 10^4 M_{\odot}$  (ou que a inclinação da IMF mude bruscamente para  $\alpha > 2.8$  acima de  $M > 100 M_{\odot}$ ).



*Figura 9- Aglomerado R136 na Grande Nuvem de Magalhães (LMC)*

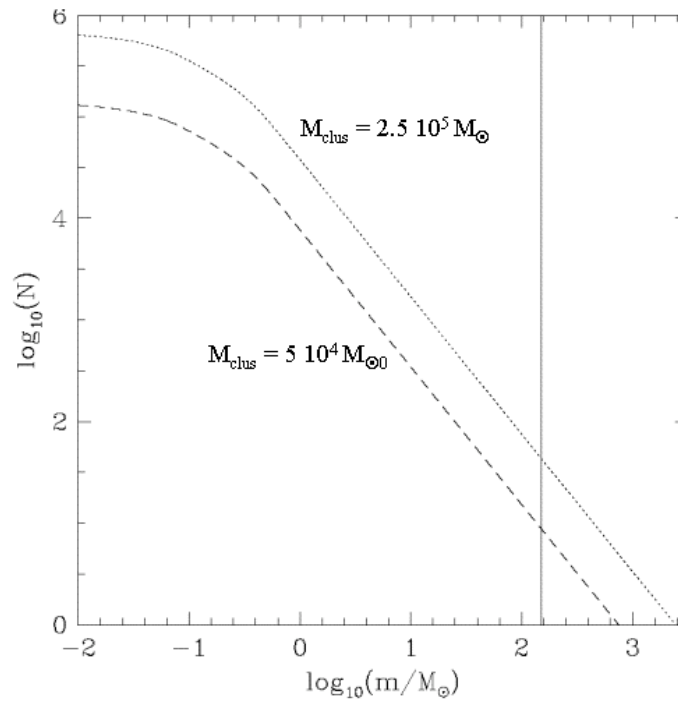


Figura 10 -Número de estrelas por intervalo de massa para R136 (em 30 Dor)

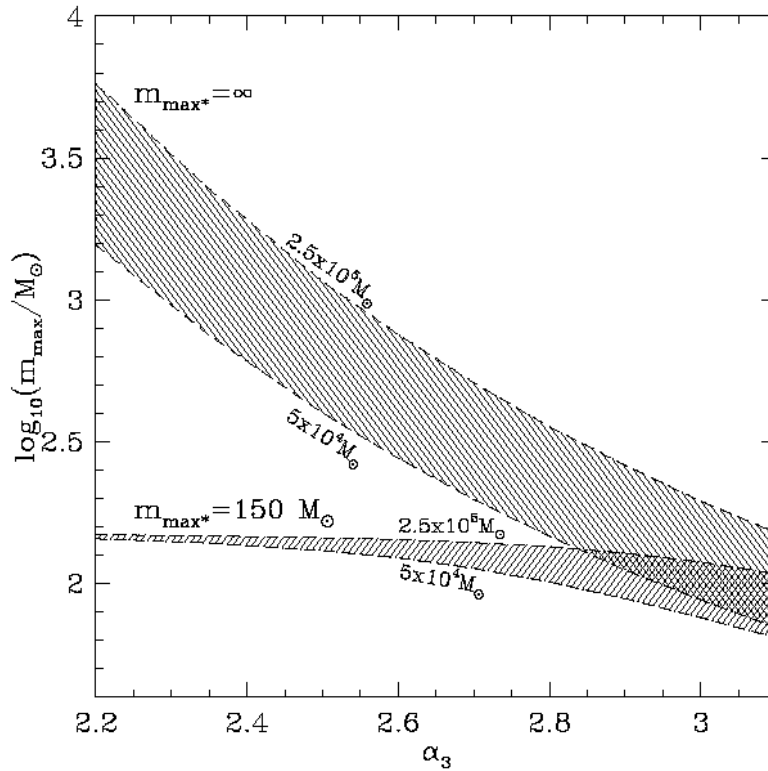


Fig 11 -Massa máxima em R136 em função da inclinação da IMF e de  $M_{\text{clus}}$ .

Figier (2005) analisou aglomerado Arches ( $M_{\text{cluster}} \sim 10^4 M_{\odot}$  e  $t \sim 2.3 \cdot 10^6$  anos) ao próximo ao centro Galáctico. Ele poderia conter estrelas de  $M_{\text{max}} \sim 500-1000 M_{\odot}$ , mas não se observam estrelas mais massivas que  $\sim 150 M_{\odot}$ , como em R136.



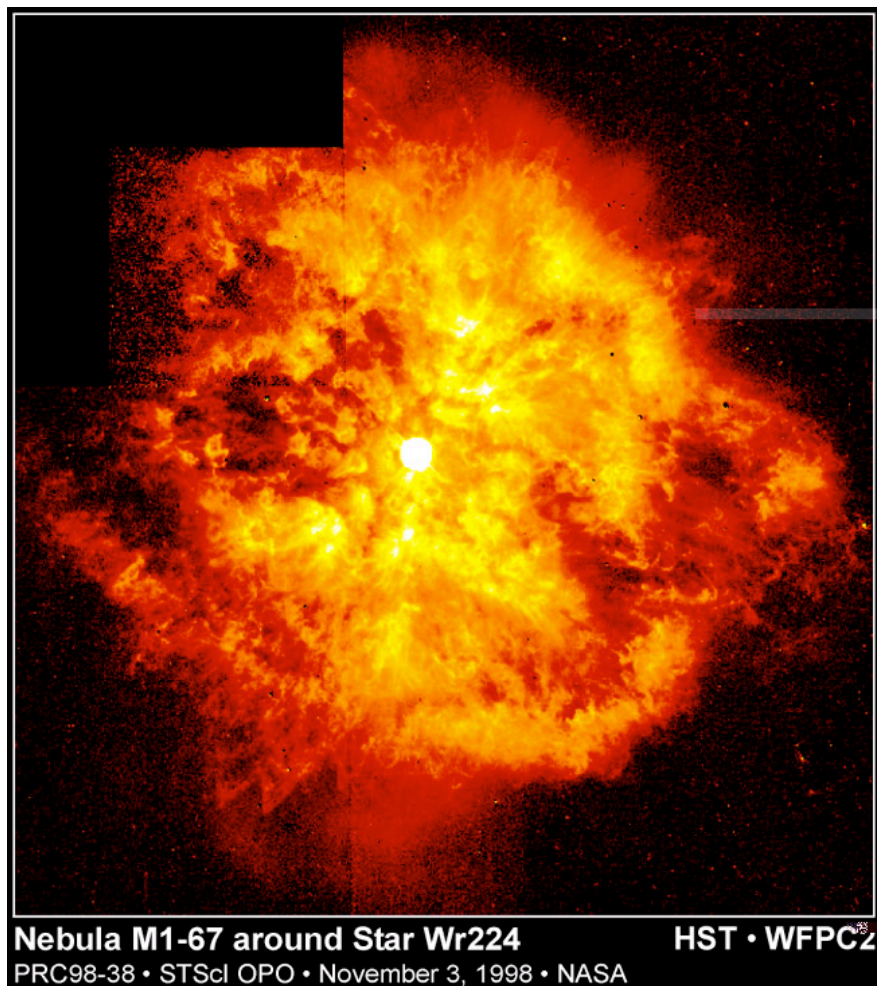
*Figura 12 -Aglomerado de estrelas massivas jovens Arches próximo ao centro Galáctico*

Note-se que, se as estrelas mais massivas que se observa são binárias, como ocorre com frequência em aglomerados ricos, o limite de massa seria ainda menor. Assim, parece existir um  $M_{\text{upper}}$ , tal que  $M_{\text{max}} < M_{\text{upper}}$  qualquer que seja o  $M_{\text{cluster}}$ .

## 5. Perda de massa

Todas as estrelas perdem grande parte de suas massas ao final da evolução. As pequenas ( $M < 8M_{\odot}$ ), através da ejeção de nebulosas planetárias e as grandes através da

explosão de supernovas (tipo II e Ib). A perda de massa ocorre também ao longo da vida da estrelas, em menor ou maior grau, dependendo de sua massa. Um mecanismo importante de perda de massa em estrelas de alta massa é o de ventos acelerados radiativamente. Esse mecanismo é tão mais importante quanto maior a pressão da radiação, de modo que a taxa de perda de massa cresce de baixo para cima, no diagrama HR (Lamers e Cassinelli 1999). A transferência de momentum da radiação para o gás é tão mais eficiente quanto maior o número de transições entre níveis de energia dos átomos da atmosfera estelar. Assim, uma estrela com maior enriquecimento químico perde mais matéria que outra de mesma massa e luminosidade, composta só de H e He. Estrelas pobres em metais, como as de população III e II, perdem pouca massa por este processo, terminando suas vidas com massas relativamente maiores que as de população I. Isso tem conseqüências importantes na luminosidade, na rotação, na composição química superficial, no tempo de vida e na energia da explosão em forma de supernova. A esse mecanismo, se adicionam outros que são pronunciados em fases evolutivas avançadas.



*Figura 13 –A estrela Wolf-Rayet WR224 com ventos fortes e densos.*



As estrelas Wolf-Rayet são estrelas de massas relativamente pequenas ( $10\text{-}20 M_{\odot}$ ), que se caracterizam por valores elevados de luminosidade, de taxa de perda de massa ( $\sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{ano}$ ) e de abundância de Nitrogênio (tipo WN) ou Carbono (tipo WC). Essas características indicam que elas são objetos evoluídos, com progenitores massivos, que sofreram erosão das camadas superficiais, expondo os produtos da nucleossíntese. As trajetórias evolutivas indicam que elas descendem de estrelas do tipo O com massa  $M > 25 M_{\odot}$ , tendo, portanto, perdido  $\sim 5\text{-}90 M_{\odot}$ . Dado que uma estrela do tipo O perde  $\sim 10^{-6} M_{\odot}/\text{ano}$  e vive  $\sim 10^6$  anos, ao final da vida, ela teria perdido apenas  $\sim 1 M_{\odot}$  ao final da SP. Isso mostra que deve existir uma fase relativamente curta com altas taxas de perda de massa entre a SP e a fase WR. De fato, as LBVs (*Luminous Blue Variables*), descendentes de estrelas do tipo O ( $M > 40 M_{\odot}$ ), apresentam taxas de perda de massa  $\sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{ano}$ . A duração da fase LBV pode ser calculada pela número de estrelas nesta fase em relação ao número de progenitores (tipo O) ou de descendentes (WR), levando em conta o tempo de vida em cada fase ( $t_O \sim 10^6$  anos,  $t_{WR} \sim 4 \times 10^5$  anos). Por exemplo:

$$t_{LBV} / t_O \sim N_O / N_{LBV} \dots\dots\dots(14)$$

$$\text{ou } t_{LBV} / t_{WR} \sim N_{WR} / N_{LBV} \dots\dots\dots(15)$$

Observações na Grande Nuvem de Magalhães (onde a estatística observacional é mais completa) indicam que a fase LBV dura  $\sim 25000$  anos. Dado que alguns progenitores de WR têm massa em torno de  $100 M_{\odot}$ , elas podem perder dezenas de massas solares na fase LBV. Mesmo as maiores taxas de perda de massa, como a observada em eta Carinae  $\sim 0.001 M_{\odot}/\text{ano}$ , (Hillier et al. 2001), não explicaria a ejeção de dezenas de massas solares na fase LBV. Existem dois mecanismos adicionais que poderiam dar conta dessa taxa extrema de perda de massa na fase LBV: as oscilações do tipo S Doradus e as erupções gigantes. A variabilidade S Doradus consiste em pulsações recorrentes, com ciclos incoerentes, em que o raio da estrela oscila de um fator 10, produzindo variabilidade fotométrica. Ao atingir o máximo raio, a gravidade superficial pode se aproximar do limite de Eddington o suficiente para que as instabilidades provoquem ejeção de matéria. A idéia corrente é que, durante uma oscilação S Doradus, a  $L_{Bol}$  permanece constante, pois ela envolveria apenas camadas superficiais da estrela. A variabilidade fotométrica seria devida apenas a um deslocamento do pico de emissão para comprimentos de onda mais curtos ou mais longos, à medida que a estrela se contrai ( $T_{sup}$  maior) e se expande ( $T_{sup}$  menor). Nossa análise de um ciclo completo de AG Carinae (Fig. 14), entre 1990 e 1996), usando o código computacional CMFGEN (\*) mostra que a  $L_{Bol}$  não se manteve constante (Groh et al. em preparação). A  $L_{Bol}$  é menor nas fases frias que nas fases quentes, mostrando que parte da energia luminosa foi usada para expandir a estrela (Fig 15).

(\*) O código computacional CMFGEN é um dos melhores em uso, para calcular espectros de estrelas quentes com ventos massivos, levando em conta o blanketing em milhares de transições atômicas.

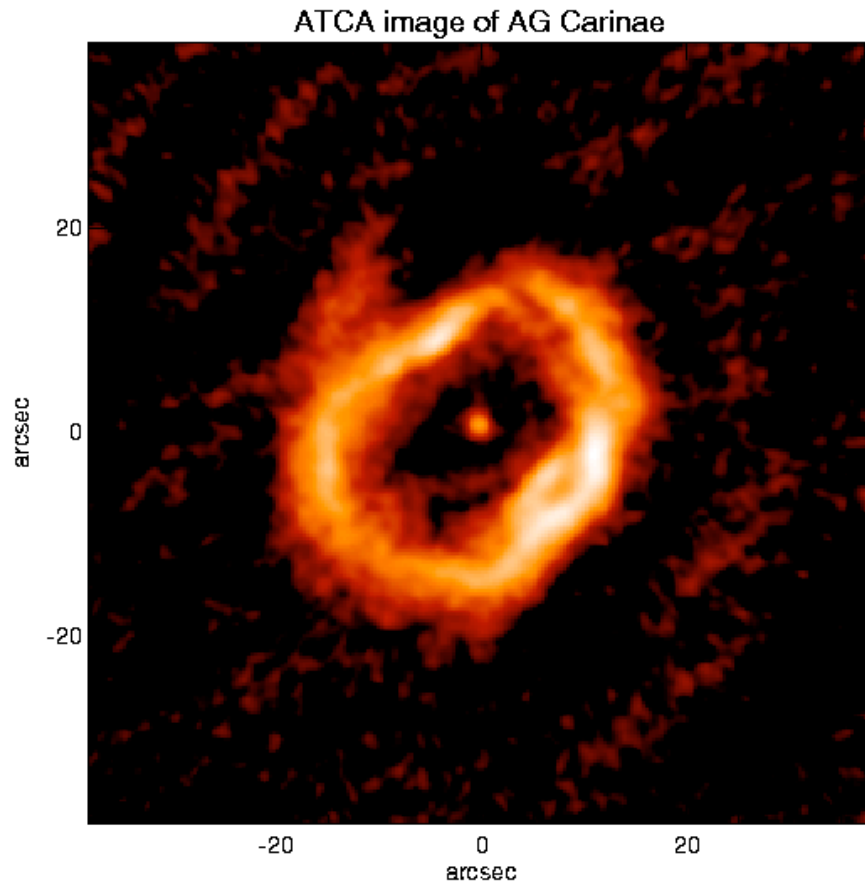


Figura 14 –Imagem rádio de AG Carinae e sua nebulosa

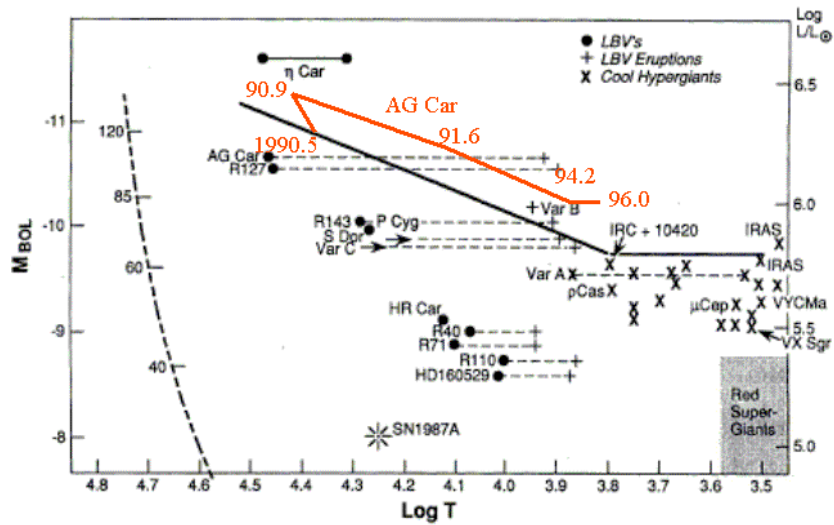
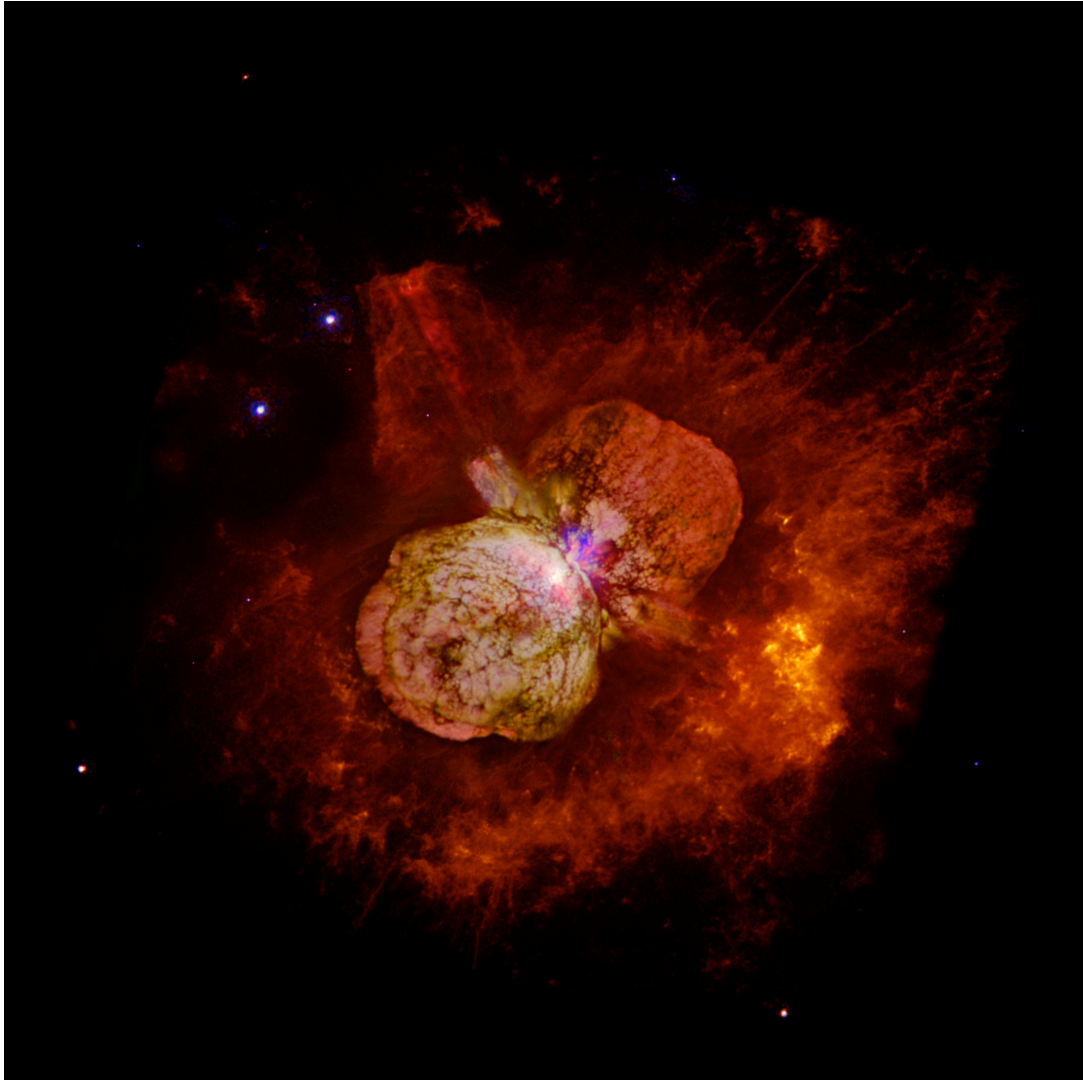


Figura 15 -Variabilidade de AG Car ao longo de um ciclo S Doradus.

No caso de  $\eta$  Carinae, a erupção gigante observada em 1843 ejetou a nebulosa conhecida como Homunculo, que contém  $\sim 1-15 M_{\odot}$  e se expande a  $\sim 600$  Km/s. A energia liberada ao longo de 30 anos foi de  $\sim 10^{49.5}$  erg, (Humphreys e Davidson, 1997), o que equivale à de uma supernova. Dado que a estrela sobreviveu à catástrofe, a energia não proveio das reações nucleares, mas esteve restrita à camadas superficiais. Imagina-se que a energia tenha sido liberada por algum mecanismo até agora não identificado.



*Figura 16 -O Homúnculo e ejeções de massa anteriores em  $\eta$  Carinae*

A procura por oscilações do tipo S Doradus em  $\eta$  Carinae levou à descoberta de uma periodicidade estrita (Damineli 1996), explicada pela natureza binária dessa estrela (Damineli, Conti e Lopes 1997). Isso é de grande interesse, pois pode levar à determinação precisa da massa e da relação massa x luminosidade para um dos casos mais extremos conhecidos.

## 6. Rotação Estelar

Galileu descobriu a rotação do Sol, e 3 séculos depois ela foi medida em outras estrelas. A velocidade de rotação é especialmente alta em estrelas de grande massa próximas da SP, como se vê na figura abaixo.

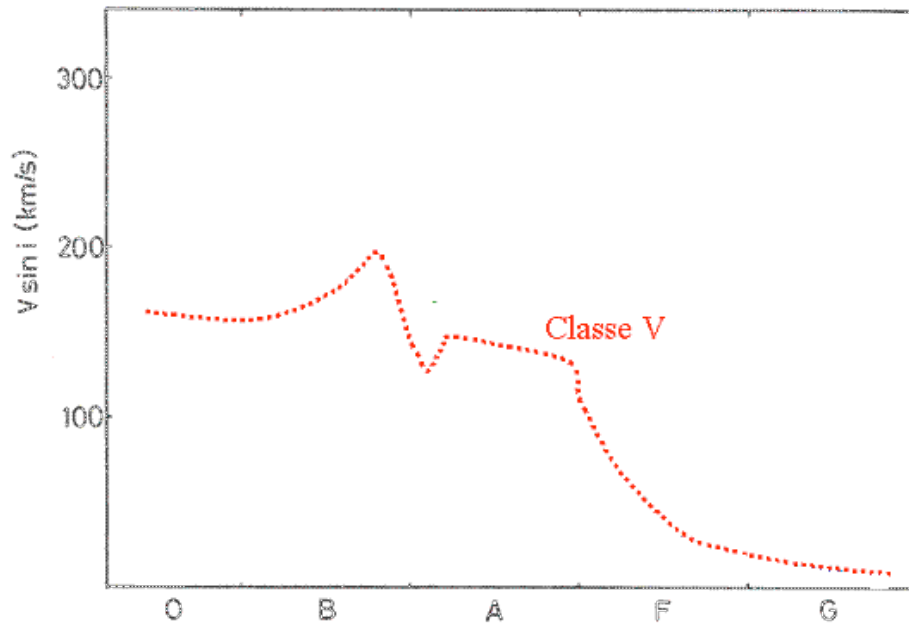


Figura 17 - Velocidade de rotação projetada, observada em estrelas de Sequência Principal

A rotação estelar tem diversos efeitos. Ela diminui a estabilidade da estrela, pois corresponde a uma força radial contrária à da gravidade. Essa força é máxima para  $i = 0$  (equador). Para um corpo rígido :

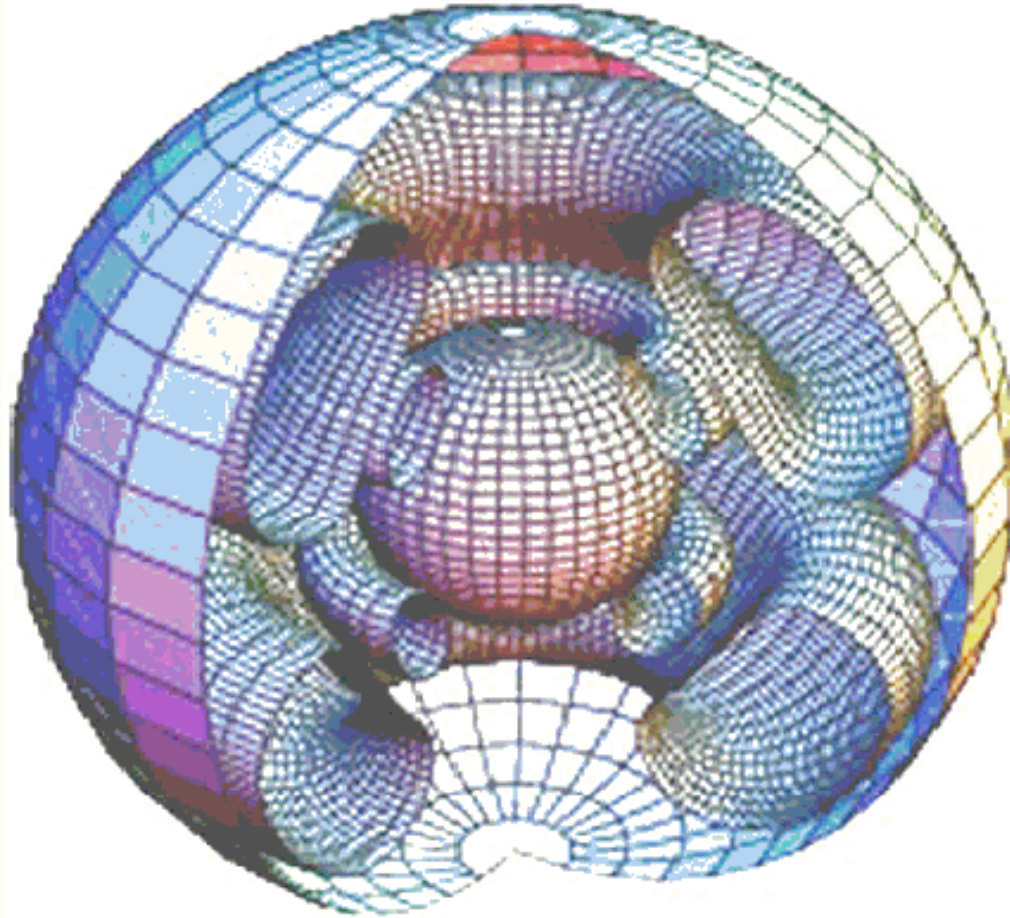
$$g_{\text{rot}} = -\omega^2 R \cos i \dots\dots\dots(16)$$

onde  $\omega$  é a velocidade angular,  $R$  o raio e  $i$  a latitude estelar.

A gravidade efetiva de uma estrela é a soma, portanto, a contribuição de diversas componentes que atuam no sentido de diminuir a estabilidade estelar.

$$g_{\text{eff}} = g_{\text{grav}} + g_{\text{rad}} + g_t + g_{\text{rot}} \dots\dots\dots(17)$$

Sua introdução nos modelos estelares, entretanto, só tem sido feita de forma consistente na última década (Maeder e Meynet 2000). A sua introdução nas equações de estrutura são feitas na aproximação de “rotação shelular”, em que  $\Omega = \Omega(r)$ . Ela causa achatamento polar, instabilidades por cisalhamento, turbulência horizontal, transporte do momento angular para a superfície, transporte de elementos químicos, aumento da taxa de perda de massa, perda anisotrópica de momento angular.



*Figura 18 - Concepção de estrutura interna de uma estrela em rotação*

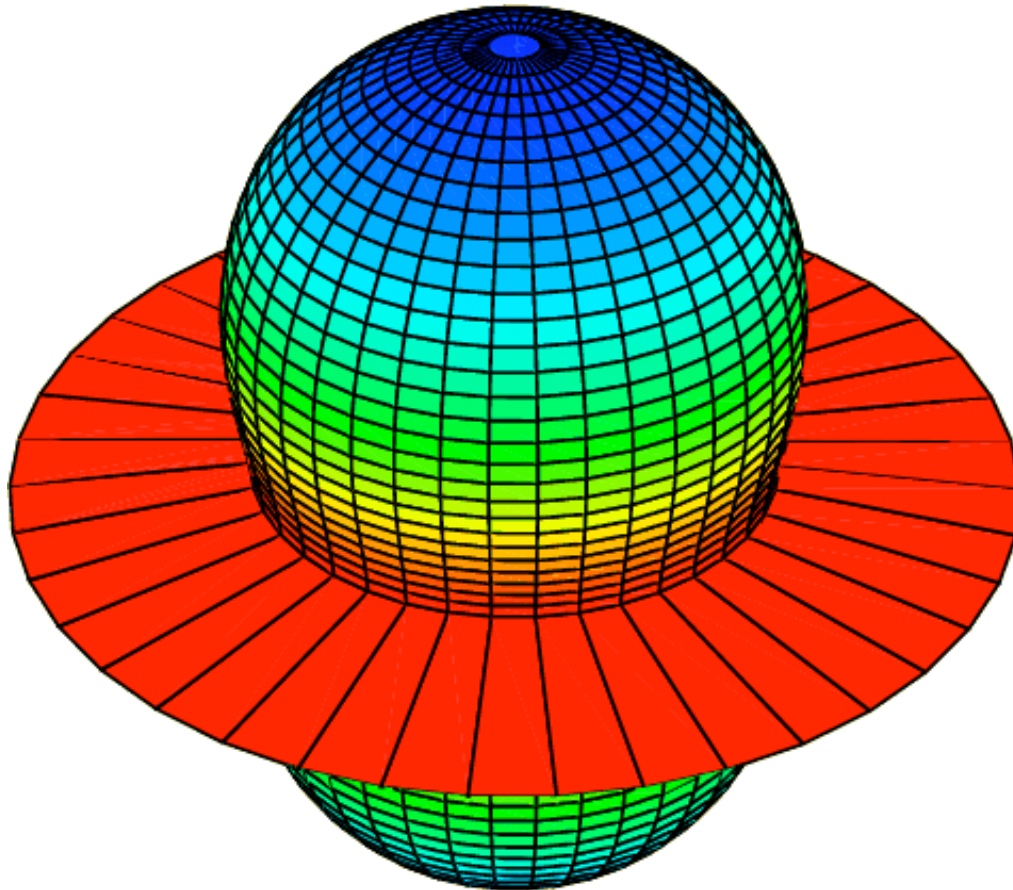
Ela produz alteração em relação aos modelos sem rotação, como: alongamento do tempo de vida na fase de queima do H no núcleo, enriquecimento superficial de He e N nas OB(MS) e supergigantes, como observado na LMC; aumento do N<sup>o</sup> de WRs (>tvida), como observado na Via Láctea; melhor acordo com as razões observadas de WR/O e WC/WN e aumenta a abundância do Al<sup>26</sup> (x2), como observado no resto de supernova do Véu (Fig 19).



*Figura 19 -Resto de supernova do Véu, com excesso de  $Al^{26}$*

Para uma estrela do tipo O (opacidade dominada por espalhamento eletrônico), o aquecimento polar favorece aumento de taxa de perda de massa polar. Para um estrela tipo B, o esfriamento equatorial leva a um aumento de opacidade (transições ligadas), favorecendo a ejeção de discos equatoriais, como é o caso da estrela do tipo Be. As estrelas

B[e] tem os dois efeitos aumentados ao mesmo tempo. A transição B-Be é produzida pela mudança abrupta da opacidade com a temperatura (bi-estabilidade). Este efeito poderia explicar a forma da nebulosa do Homúnculo. Esse objeto tem uma forma bipolar, devido ao aquecimento gravitacional nos pólos que gera um vento rápido e ao mesmo tempo um esfriamento equatorial que aumenta a opacidade e produz um disco (Fig 20).



*Figura 20 –Estrutura do Homunculo produzida pela rotação: a) aquecimento polar e b) esfriamento no equador (Maeder e Desjacques 2000).*

Ao evoluir, o momento angular é transportado para fora, aumentando a velocidade de rotação observada. Ao término da SP, a rotação se aproxima da velocidade crítica e a gravidade efetiva se aproxima de zero, facilitando a perda de massa. Esse parece ser o caso das Be, B[e] e LBV (Figura 21). A ejeção equatorial remove momento angular, diminuindo a velocidade de rotação. Em ambientes de baixa metalicidade (LMC) a pequena taxa de perda de massa na SP implica em menor perda de momento angular, levando a velocidades de rotação relativamente maiores na fase de exaustão do H no centro. Isso produziria um número maior de estrelas do tipo Be, que em ambientes de alta metalicidade, em acordo com o que é observado. O fato de o pico de frequência do fenômeno Be ocorrer em B3 é um efeito combinado entre o da velocidade de rotação que cresce com a massa, com o da taxa de perda de massa na SP, que decresce para massas menores. A perda de momento angular durante a SP (por causa da perda de massa), somada ao fato de que a velocidade de

rotação superficial diminui quando a estrela aumenta rapidamente de raio ao sair da SP, leva à baixa rotação observada na fase de supergigante (Classe I na Fig. 21).

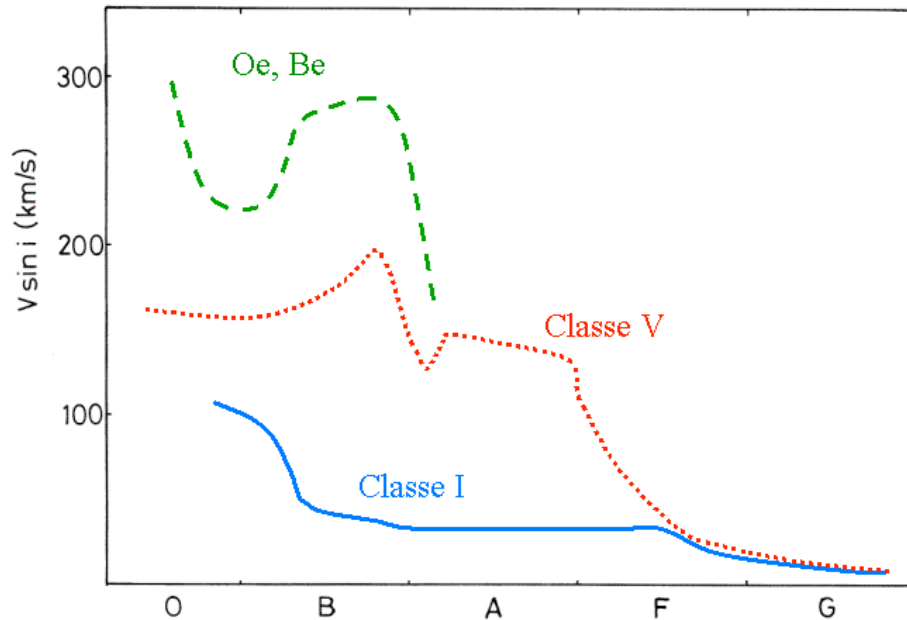


Figura 21 - Velocidade de rotação observada para diversas classes de luminosidades

Efeitos importantes da rotação aparecem na fase Wolf-Rayet. O aumento da perda de massa nas fases anteriores, implica em menores massas para estrelas se tornarem Wolf-Rayet. Isso implica em uma aumento do número de WRs, em relação à estrelas sem rotação. Por outro lado, a diminuição da massa implica num aumento do tempo de vida na fase WN e portanto, um aumento da razão WN/O, comparado ao caso sem rotação (Figura 22). Como o tempo na fase WC praticamente não muda com a rotação, a razão WN/WC é maior que no caso sem rotação. Isto é importante quando se usa essas razões para avaliar a idade de regiões de formação estelar recente em galáxias.



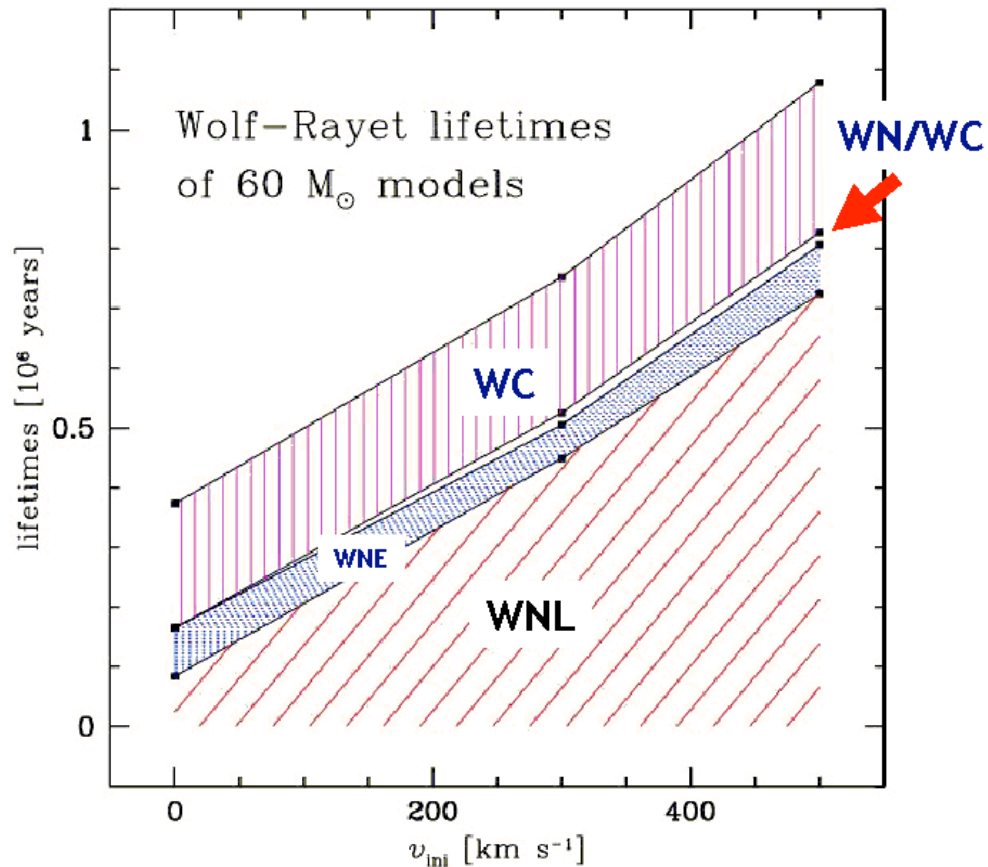


Figura 22 - Influencia da rotação nos tempos de vida de WRs e razão WC/WN

## 7. Formação de estrelas massivas disco x coalescência

Sabemos que, para acreção de massa esférica, a pressão da radiação impede a formação de estrelas mais massivas que  $M_{upper} \sim 100 M_{\odot}$  (Wolfire & Cassinelli 1987). No caso de discos, a massa pode ser maior, pois a acreção se dá pelo equador e a radiação escapa pelos pólos (Jijina & Adams 1996). Mas, este processo não permite formar estrelas da massa ilimitada, por diferentes razões. Por um lado, a taxa de acreção pode gerar luminosidade tal que acima de um dado valor ( $\sim 10^{-3} M_{\odot}/\text{ano}$ ), a elevada luminosidade destrói o disco por fotodissociação. Por outro, o tamanho do reservatório de massa é limitado pelo tamanho dos fragmentos da nuvem que colapsa e pela ação das estrelas vizinhas. Assim, este processo não poderia formar estrelas extremamente massivas ( $M \gg 100 M_{\odot}$ ).

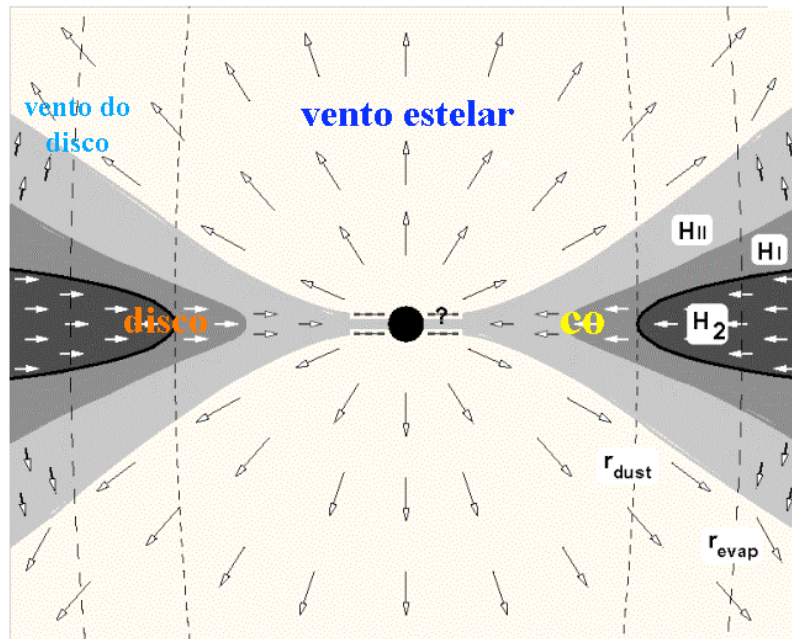


Figura 23 - Concepção de um disco de acreção de uma estrela massiva

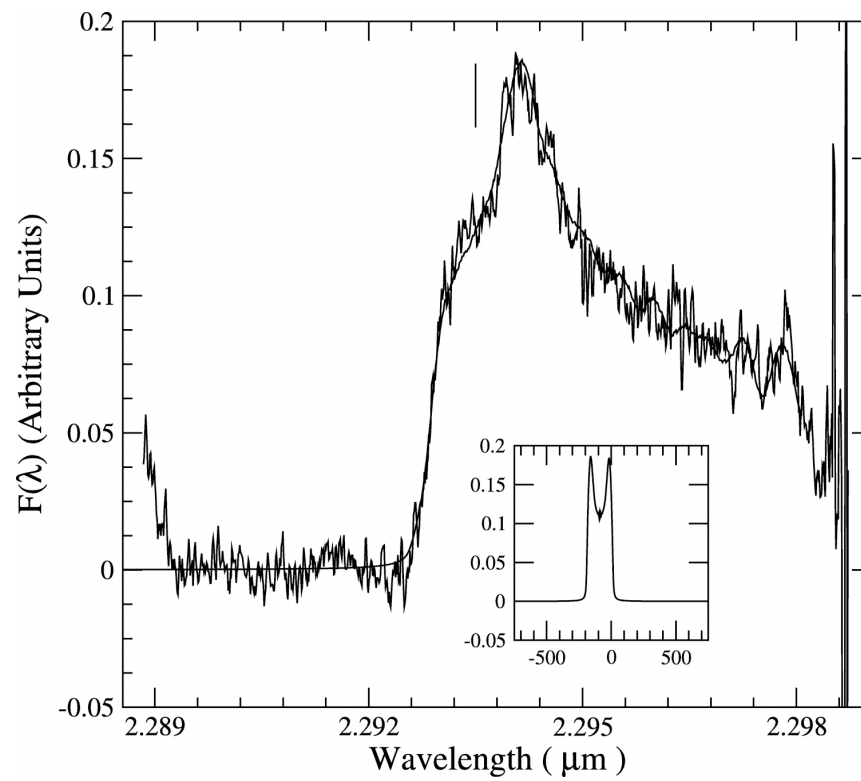


Figura 24 - Perfil da banda CO 2.3  $\mu$  de uma estrela tipo O em M17, ajustado por um disco kepleriano (Blum et al. 2004)

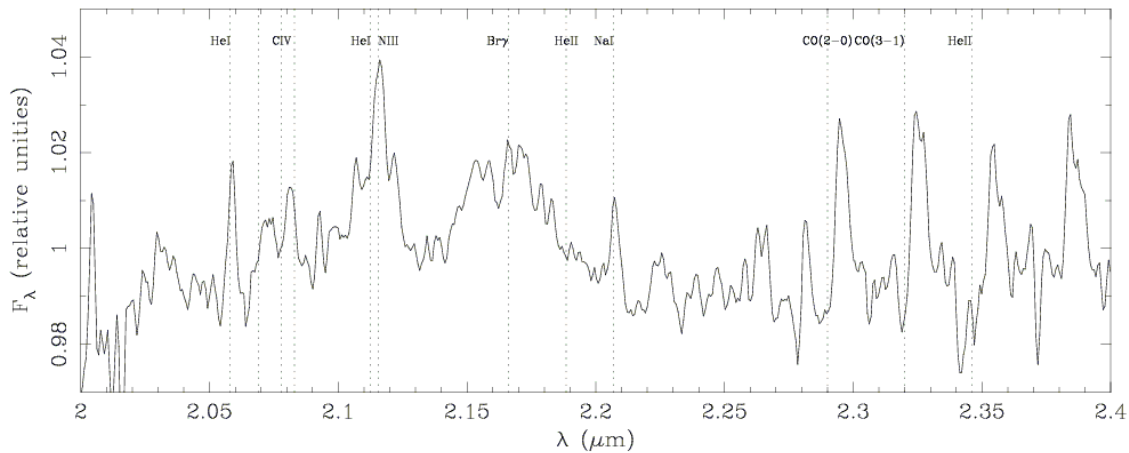


Figura 25 -Espectro híbrido de uma estrela O5+CO (Figuierêdo et al. 2005)

Um mecanismo de formação por coalescência de estrelas menores foi proposto por (Bonnell, Bate & Zinnecker 1998). Ele operaria pela colisão de proto-estrelas em aglomerados massivos, durante a contração do core, devido à captura de gás com baixo momento angular. Esse mecanismo não teria um limite superior de massa bem definido, pois isso só dependeria da densidade do aglomerado. Ele explicaria qualitativamente o fato de que quanto maior a massa de uma estrela, maior a massa (e densidade) do aglomerado em que ela se situa, mas exige densidades estelares muito elevadas.

## 8. Bibliografia

### Livros

- 1- The Brightest Stars, De Jagger, C., D. Reidel pub. Co., 1980, ISBN 90-277-1109-7
- 2- Luminous Blue Variables: stars in transition, ed. A. Nota & H. Lamers, 1997, ASP conf. Ser. Vol. 120 – ISBN 1-886733-40-6
- 3- The internal constitution of stars, A. S. Eddington, Camb. Univ. Press., 1926
- 4- Introduction to Stellar winds, H. Lamres e J. Cassinelli, Camb. Univ. Press., ISBN 0-512-59565-7

### Artigos

- 1- Bonnell, I.A., Bate, M.R., & Zinnecker, H., MNRAS 298, 93, 1998
- 2- Bromm, V. Coppi, P.S., & Larson, R.B., ApJ 564, 23, 2002
- 3- Daminieli, A. Apj, 460, L49, 1996
- 4- Daminieli, A., Conti, P., & Lopes, D.F., New Astr. 2, 107, 1997
- 5- Figer, D., Nature 434, 192, 2005
- 6- Figuerêdo et al. 2005, submetido
- 7- Fitzpatrick, E.L., & Garmany, C.D., ApJ 363, 119, 1990
- 8- Hillier, J., Davidson, K., Ishibashi, K., & Gull, T., ApJ 553, 837, 2001

- 9- Humphreys, R. & Davidson, K., *Sci.* 223, 4633, 243, 1984
- 10- Humphreys, R. & Davidson, K., *ARA&A*, 35, 1, 1997
- 11- Jijina, J., & Adams, F.C., *ApJ* 462, 874, 1996
- 12- Maeder, A. & Desjacques, V. *A&A* 372, L9, 2000
- 13- Maeder, A. & Meynet, G., *A&A* 361, 159, 2000
- 14- Massey, P. & Hunter, D.A., *ApJ* 493, 180, 1998
- 15- Marigo, P., Chiosi, C., & Kudritzki, R.-P. *A&A* 399, 617, 2003
- 16- Shaviv, N.J. *ApJ* 532, 137, 2000
- 17- Weidner, C. & Kroupa, P. *MNRAS* 348, 187, 2004
- 18- Wolfire, M.G. & Cassinelli, J. P., *ApJ* 319, 850, 1987