



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

Evolução Estelar II

Ast-202-3

Aula 5

Sequência Principal

Carlos Alexandre Wuensche
INPE Divisão de Astrofísica
ca.wuensche@inpe.br

Credit: NASA, ESA, P. Oesch (University of Geneva),
and M. Montes (University of New South Wales)



Leitura recomendada

- ☑ R. Kippenhanhn, A. Weigert, A. Weiss. Stellar Structure and Evolution (2nd ed.). Springer (2012)
 - ✓ Caps. 29 e 30



A Seqüência principal

- ☑ Sabemos, dos modelos estelares, que a SP representa estrelas em equilíbrio estável em função de sua massa
- ☑ Essa fase corresponde tipicamente a 90% da vida da estrela – é a fase de queima de H
- ☑ Também sabemos que há um intervalo finito de massas que, após o colapso, pode efetivamente transformar-se em estrelas.
- ☑ A comprovação observacional do item acima vem da existência de objetos como Eta Carinae e anãs marrons.



Função de massa inicial

- ☑ Função empírica que descreve a distribuição inicial de massa de uma população de estrelas
- ☑ PDF para a massa com a qual uma estrela entra na ZAMS
- ☑ A massa de uma estrela (e , em menor grau, sua composição química) determinam seu caminho evolutivo subsequente.
- ☑ Questão chave em evolução estelar: como são determinadas as massas estelares?
- ☑ Questão chave também no desenvolvimento de uma teoria da formação estelar.
- ☑ Origem das massas estelares => função de massa inicial (FMI).

- ☑ Forma conveniente de parametrizar o número relativo de estrelas em função de sua massa.
- ☑ Introduzida inicialmente por E. Salpeter em 1955
- ☑ Ferramenta de diagnóstico em estudos de aglomerados
- ☑ De fato, a maioria dos problemas na astrofísica moderna pode ser "resolvida" invocando uma FMI que varia de uma forma específica.
 - ✓ Cor, luminosidade e tempo de vida dependem da massa inicial
 - ✓ Para massas pequenas, a FMI define a distribuição de massa da Via Láctea e o número de objetos subestelares que se formam.
 - ✓ Nas massas intermediárias, a FMI controla o enriquecimento químico do meio interestelar.
 - ✓ Em massas maiores, a FMI estabelece o número de supernovas de colapso do núcleo que ocorrem e, portanto, o feedback da energia cinética.

☑ Formas funcionais

✓ Original (Salpeter):

$$\Phi(\log m) = dN/d(\log m) \propto m^{-\Gamma} \quad \boxed{1}$$

✓ Na forma de um espectro de massas:

$$\chi(m) = dN/dm \propto m^{-\alpha} \quad \boxed{2}$$

✓ Com

$$\alpha = \Gamma + 1 \quad \boxed{3}$$

☑ Formas funcionais

✓ Miller-Scalo (1979) – truncamento para $M < 0,5 M_{\text{Sol}}$

✓ Kroupa (2001)

$$\xi(m) = m^{-\alpha}$$

$$\alpha = 0,3 \quad (m < 0,08)$$

$$\alpha = 1,3 \quad (0,08 \leq m \leq 0,50)$$

$$\alpha = 2,3 \quad (m > 0,50)$$

4

✓ Chabrier (2003)

➤ Estrelas individuais

$$\chi(m) = 0.158(1/\log(m)) \exp[-(\log(m) - \log(0,08))^2 / (2 \times 0,69^2)], \text{ para } m < 1$$

$$\chi(m) = \kappa m^{-\alpha}, \text{ para } m > 1, \alpha = 2,3 \pm 0,3$$

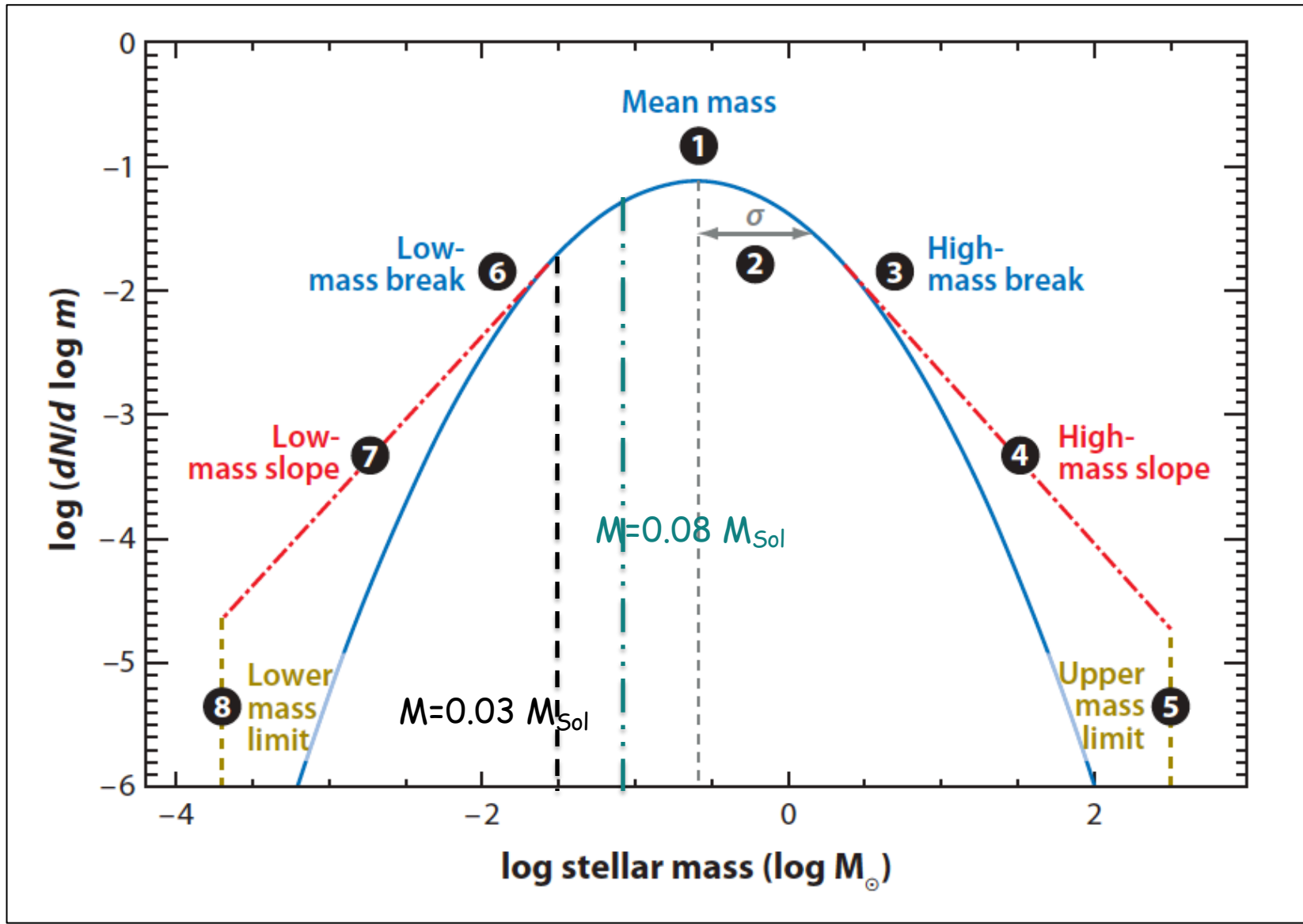
5

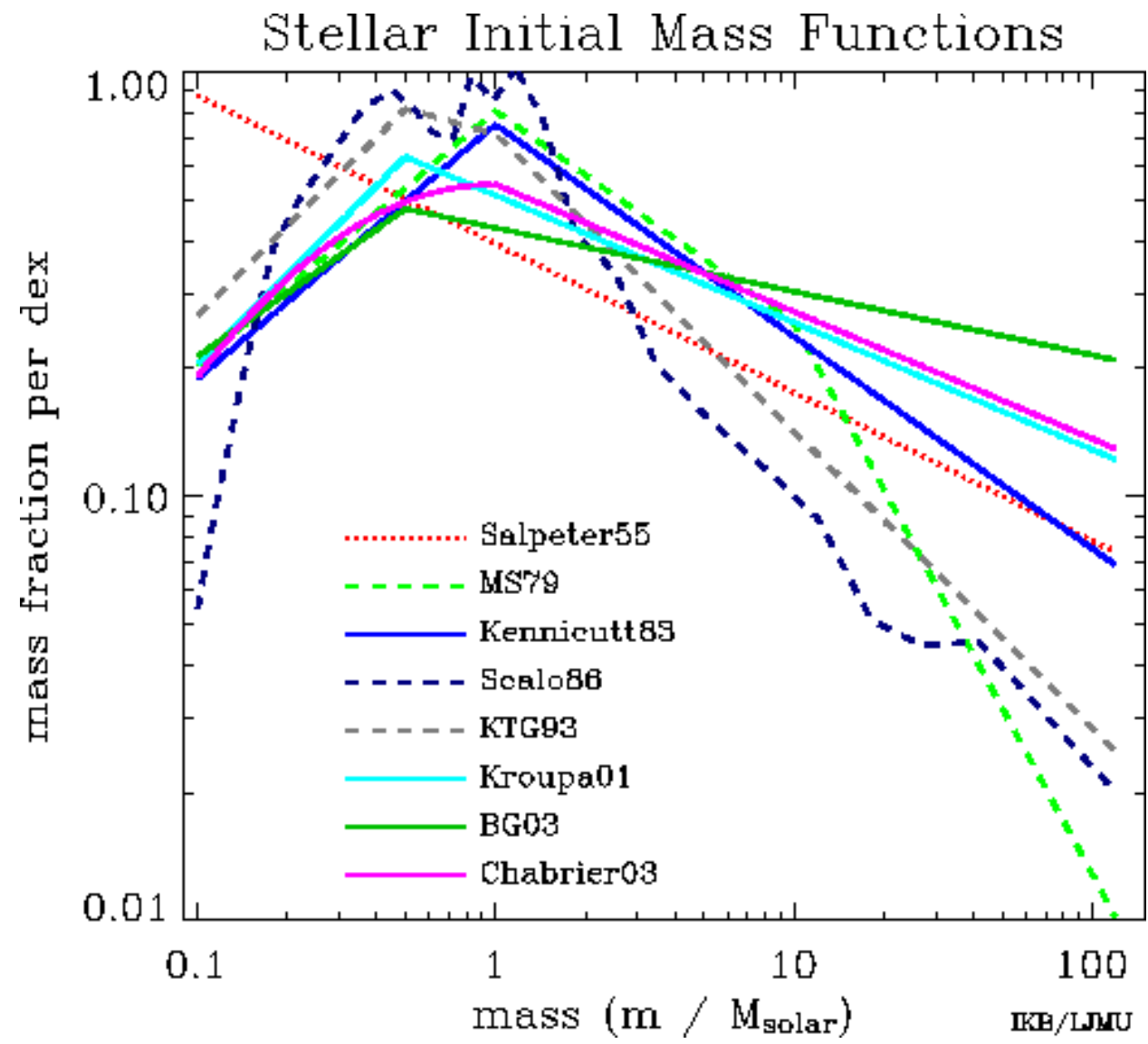
➤ Sistemas estelares

$$\chi(m) = 0.086(1/\log(m)) \exp[-(\log(m) - \log(0,22))^2 / (2 \times 0,57^2)], \text{ para } m < 1$$

$$\chi(m) = \kappa m^{-\alpha}, \text{ para } m > 1, \alpha = 2,3 \pm 0,3$$

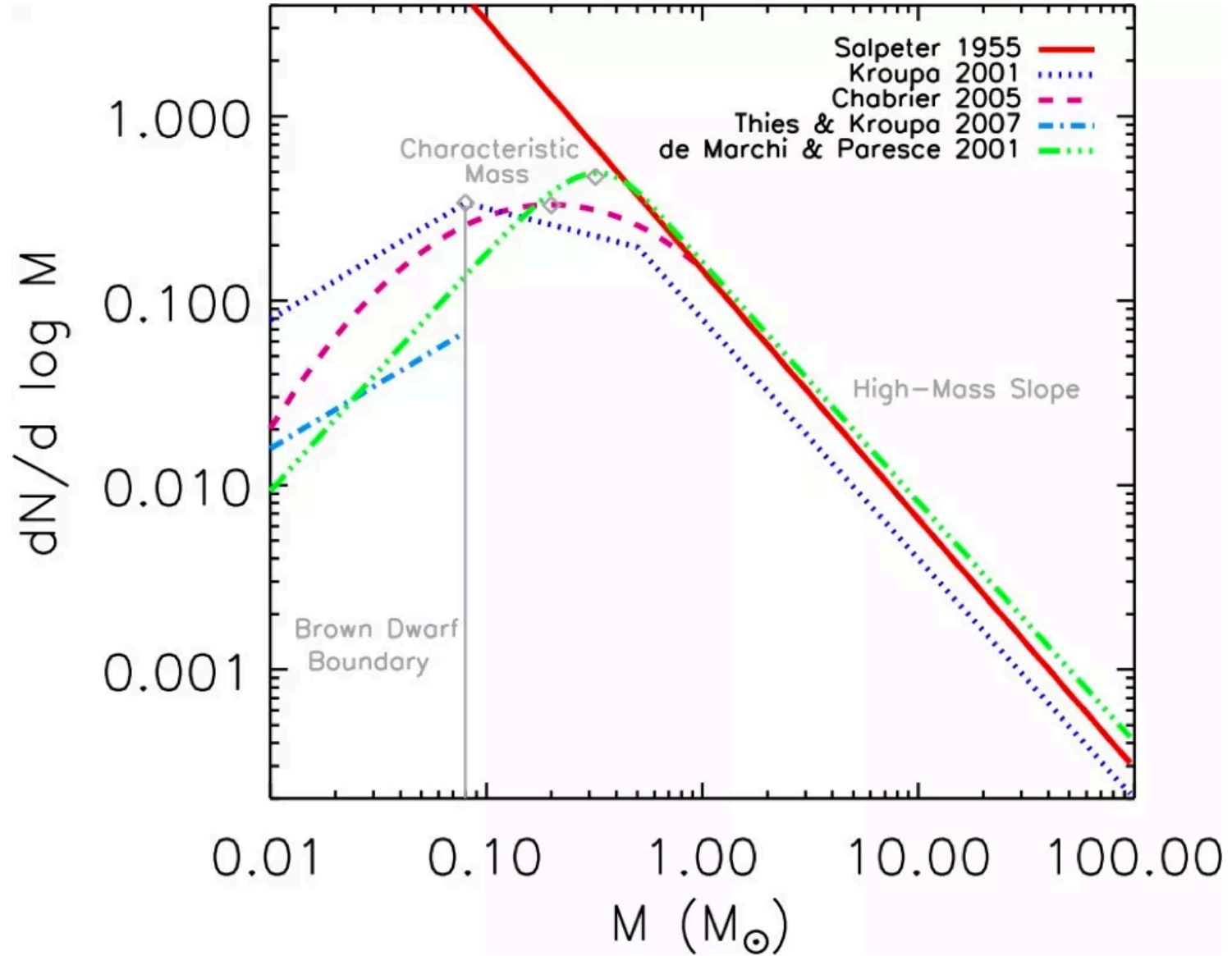
6

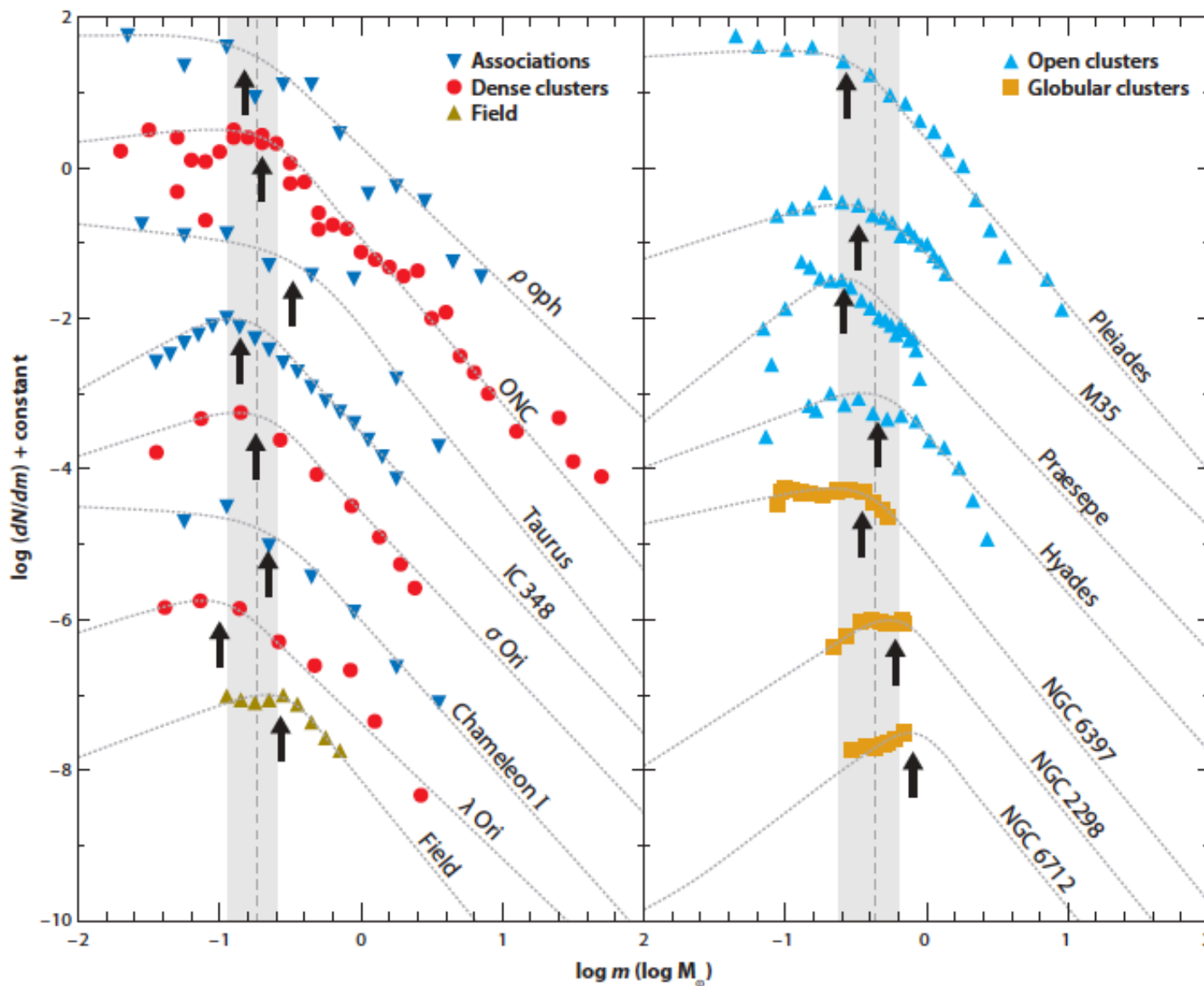




The origin and universality of the initial mass function (Offner et al., 2013)

Ref: <http://arxiv.org/abs/1312.5326>

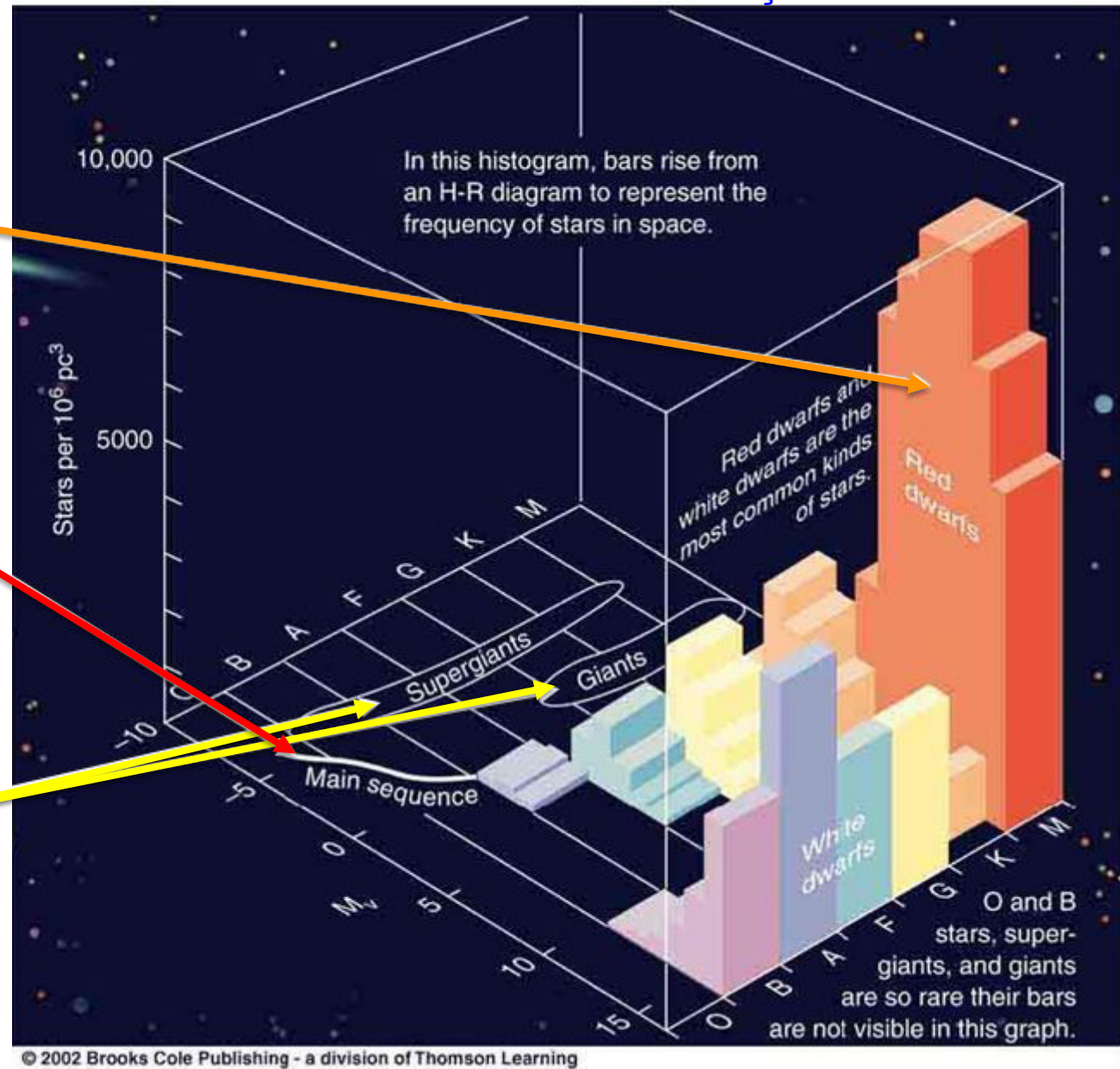




Estrelas pouco brilhantes (massa pequena) são os objetos mais comuns

Estrelas brilhantes, quentes e azuis na SP (massa grande) são muito raras

Estrelas gigantes e supergigantes são extremamente raras



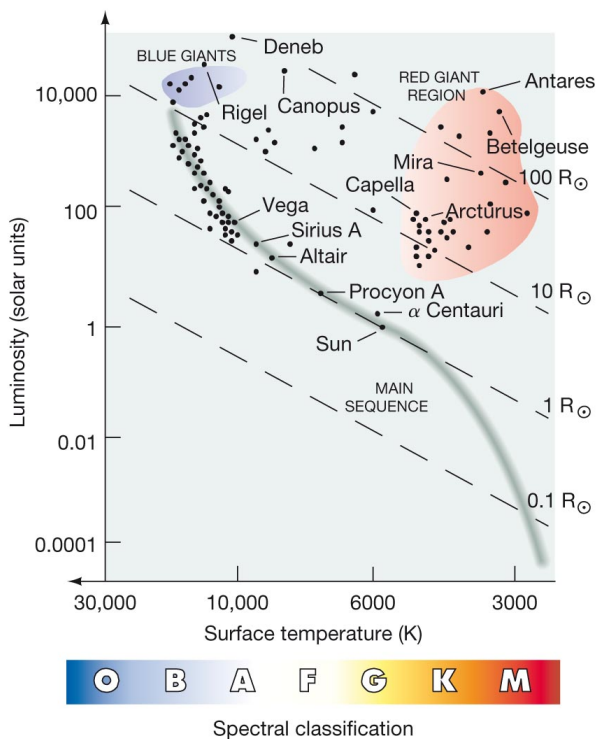
Ref: <https://scienceatyourdoorstep.com/2019/12/23/the-adult-life-of-a-star/>:

Um resumo da FMI

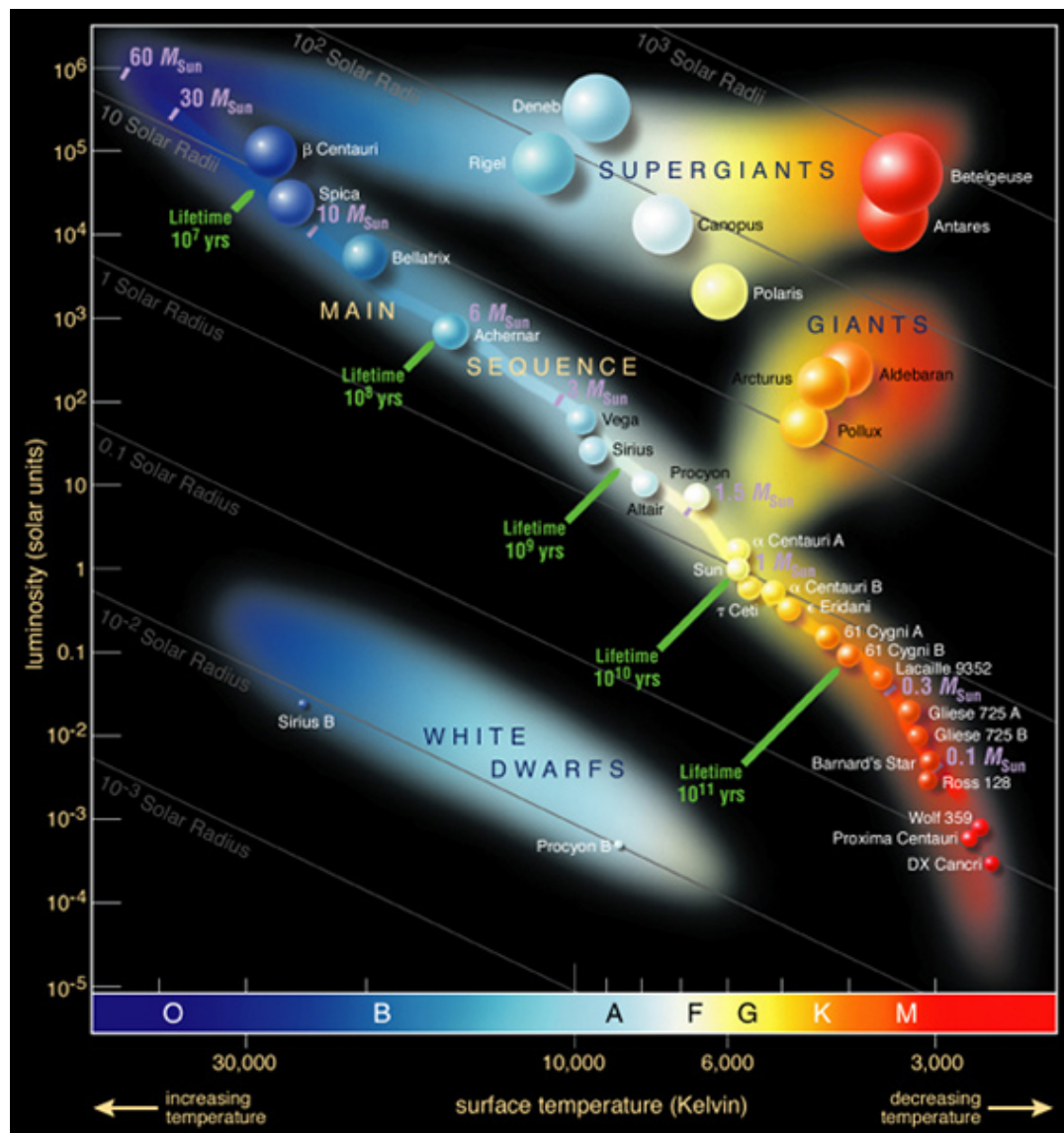
- ☑ Ainda não é possível definir se a FMI é universal
- ☑ Revisões da FMI sugerem que, provavelmente, ela é universal, com pequenos desvios.
- ☑ Não há grandes evidências de alterações em sua forma ao longo da história do Universo, em função das condições iniciais de formação estelar
- ☑ Nos mais de 60 anos desde que Salpeter publicou seu trabalho seminal, é notável que o valor de “melhor ajuste” para a forma funcional do FMI estelar acima de $1 M_{\text{Sol}}$ permanece em 1,3.
- ☑ Quadro atual de “quase-consenso”:
 - ✓ Limite de alta massa: lei de potência com $\alpha \sim -1,35$ (limite superior de $150 M_{\text{Sol}}$), válido até valores de $0,5 \leq M/M_{\odot} \leq 2$
 - ✓ Limite de baixas massas: FMI pode ser aproximado como uma distribuição log-normal, com um pico de $-0,2$ a $0,3 M_{\text{Sol}}$ e uma dispersão de $-0,5$ a $0,6 M_{\text{Sol}}$, ou uma série de leis de energia quebradas com forma semelhante.
 - ✓ FMI no regime subestelar ainda é bastante incerto

O diagrama H-R

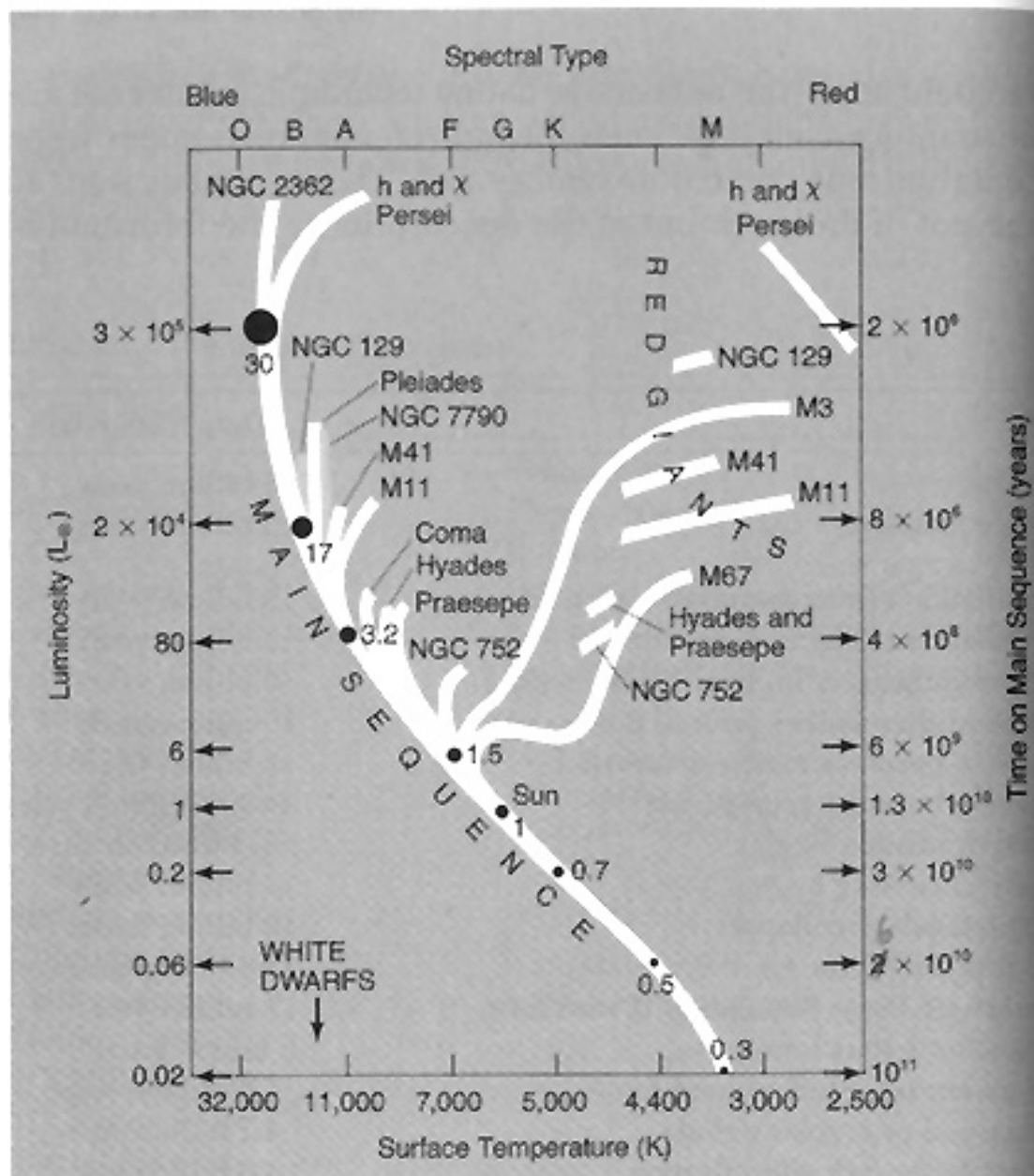
- ☑ Locus das diversas classes de estrela em função de sua luminosidade e temperatura superficial.



© 2014 Pearson Education, Inc.



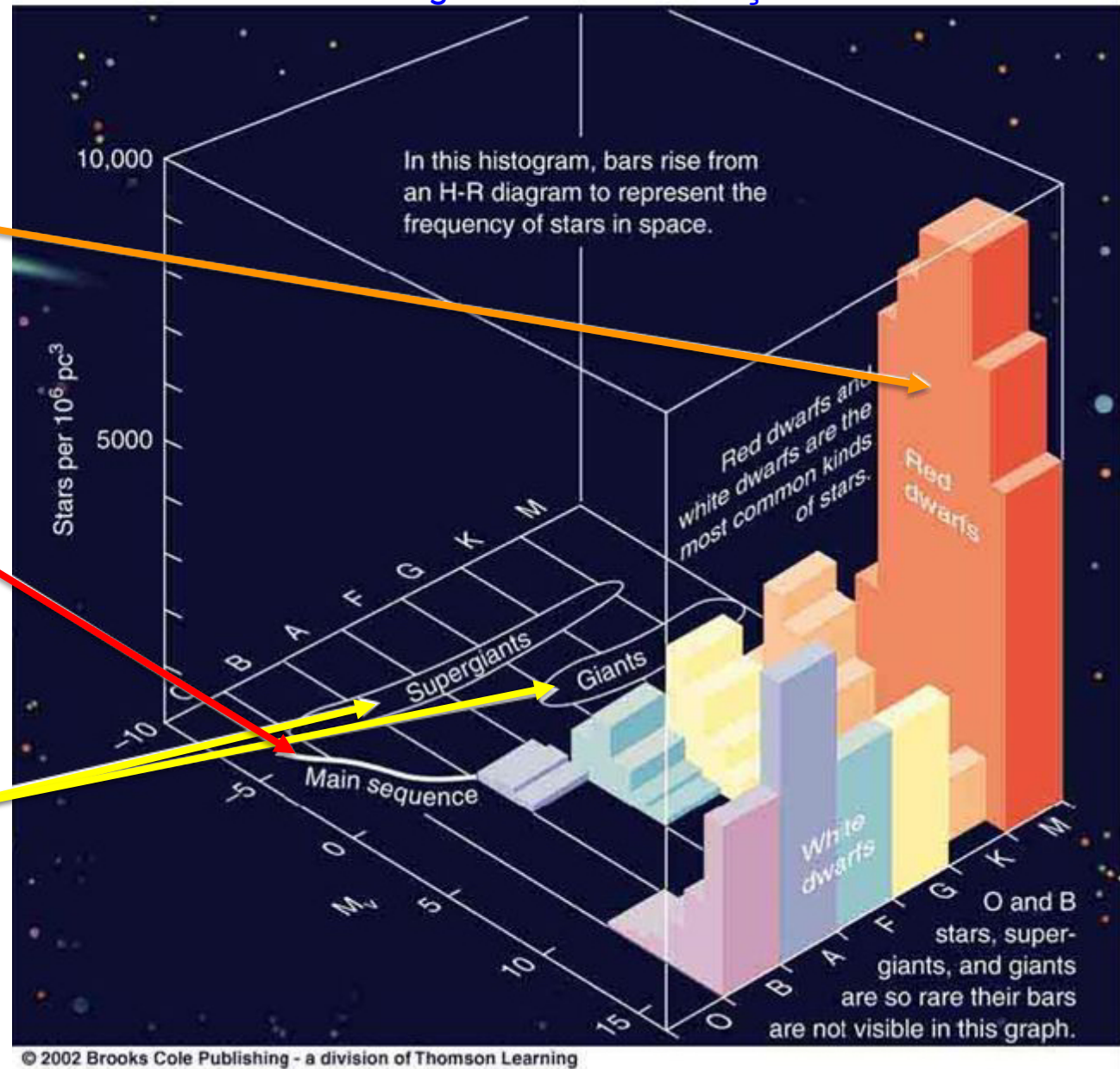
Ref: <https://scienceatyourdoorstep.com/2018/04/27/the-h-r-diagram/>



Estrelas pouco brilhantes (massa pequena) são os objetos mais comuns

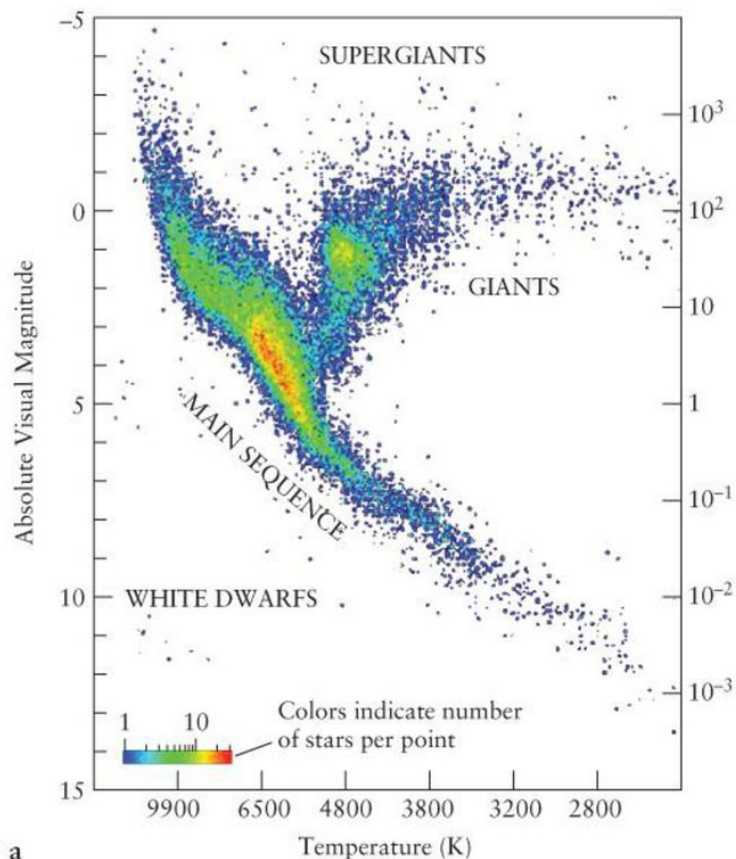
Estrelas brilhantes, quentes e azuis na SP (massa grande) são muito raras

Estrelas gigantes e supergigantes são extremamente raras

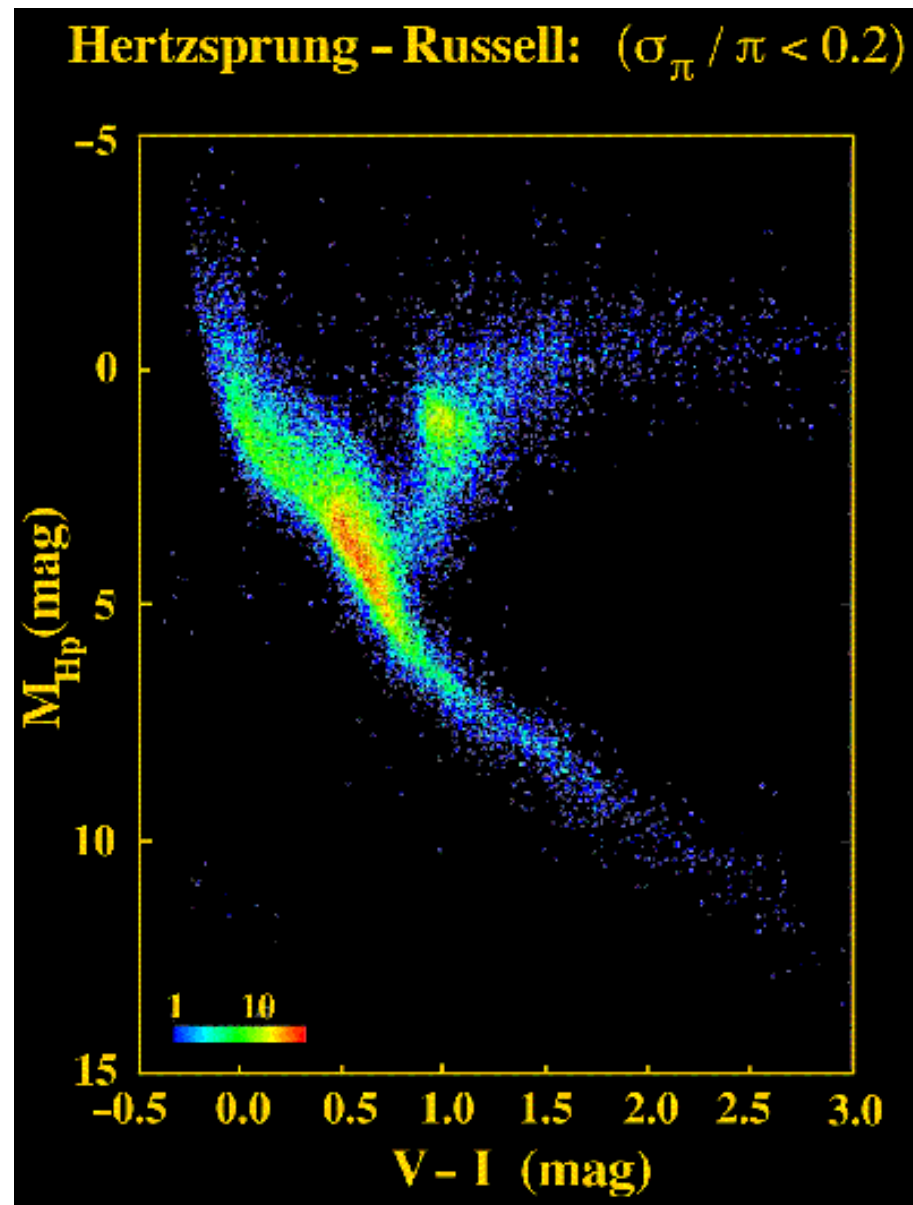


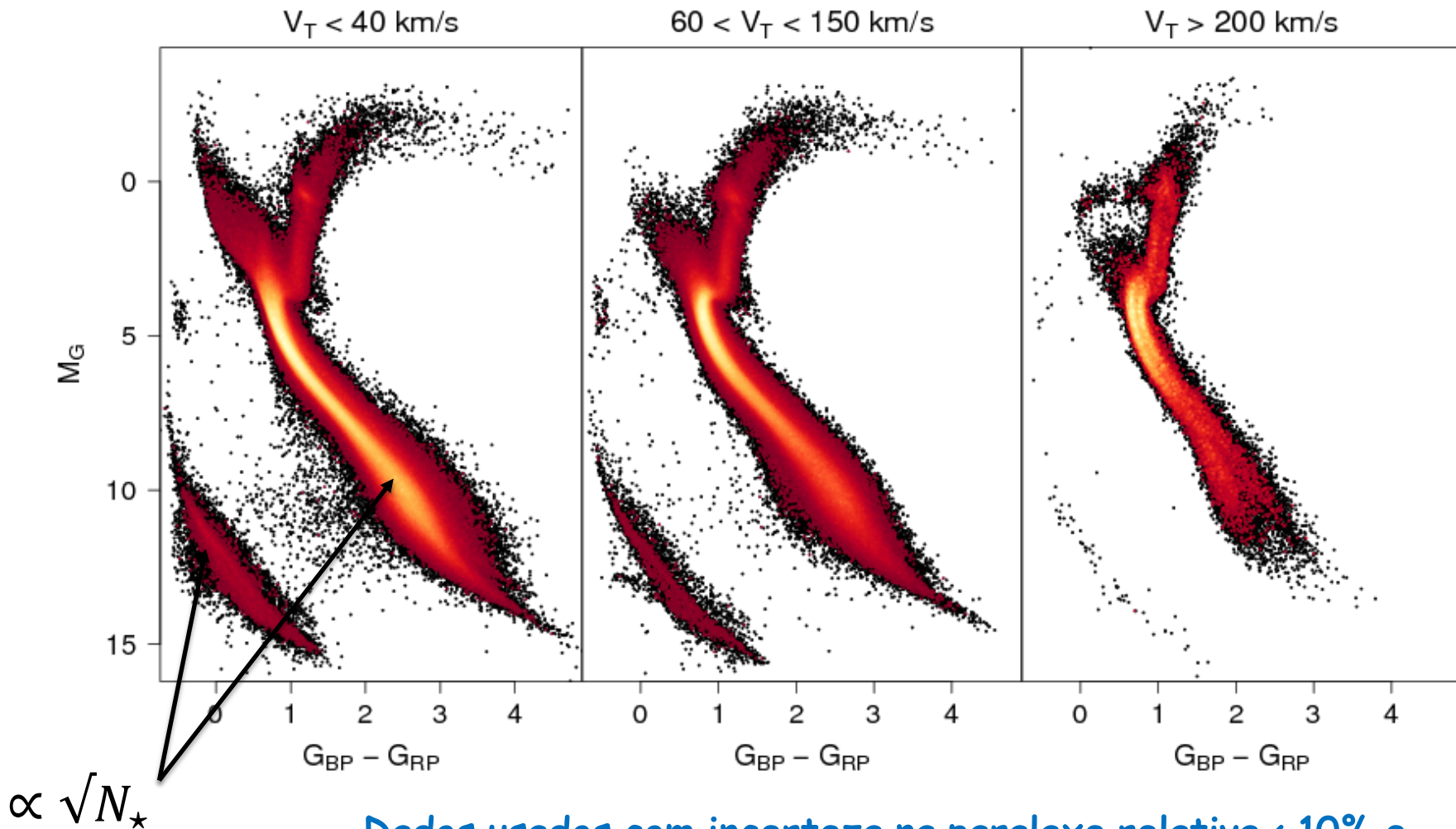
Ref: <https://scienceatyourdoorstep.com/2019/12/23/the-adult-life-of-a-star/>:

Diagrama HR de **41453** estrelas observadas pelo satélite HIPPARCOS, com incertezas nas distâncias menores do que 20%. Note que todos os tipos de estrelas estão representadas nesse conjunto aleatório



a



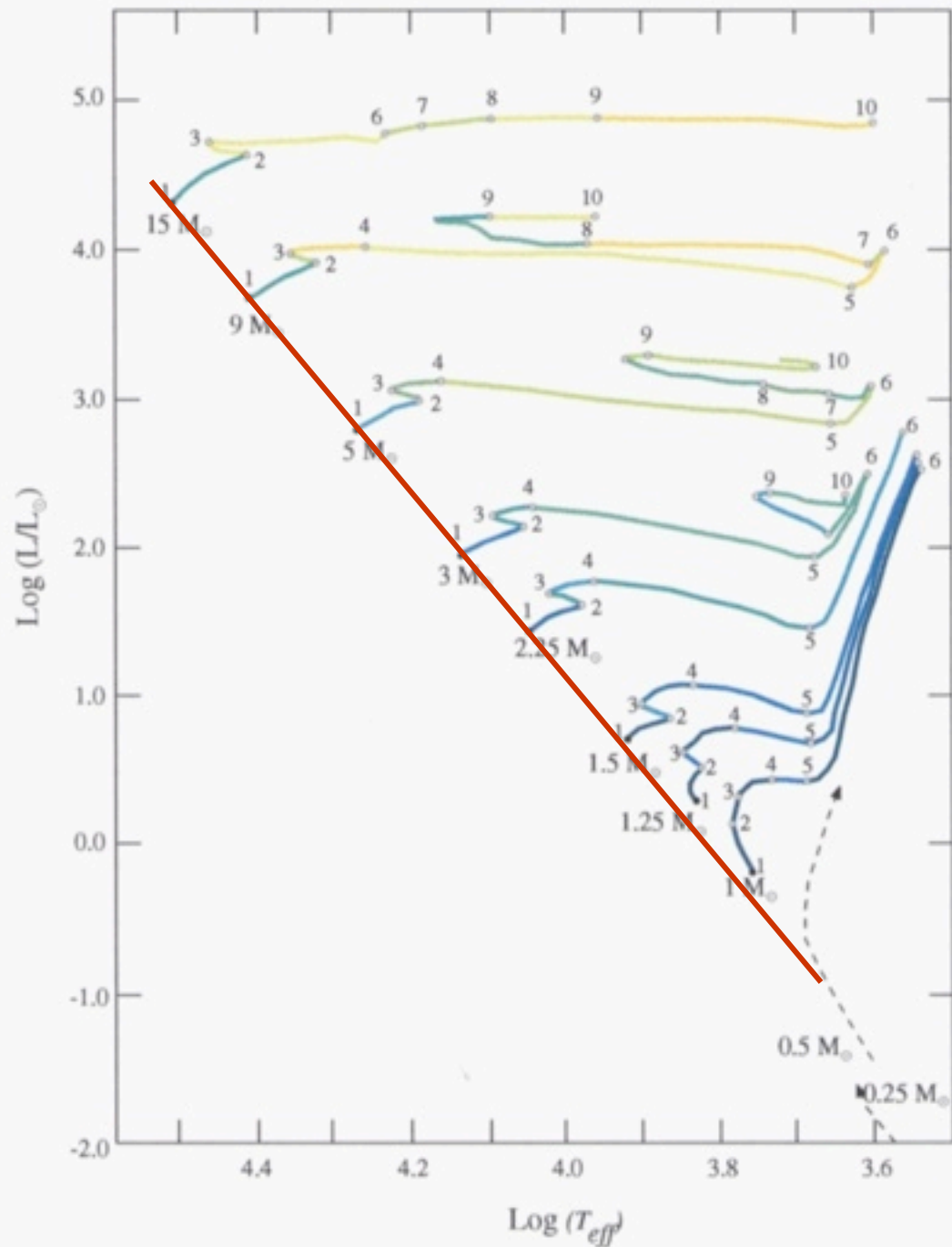


Dados usados com incerteza na paralaxe relativa $< 10\%$ e produzido com estrelas com baixa extinção ($E(B-V) < 0.015$).

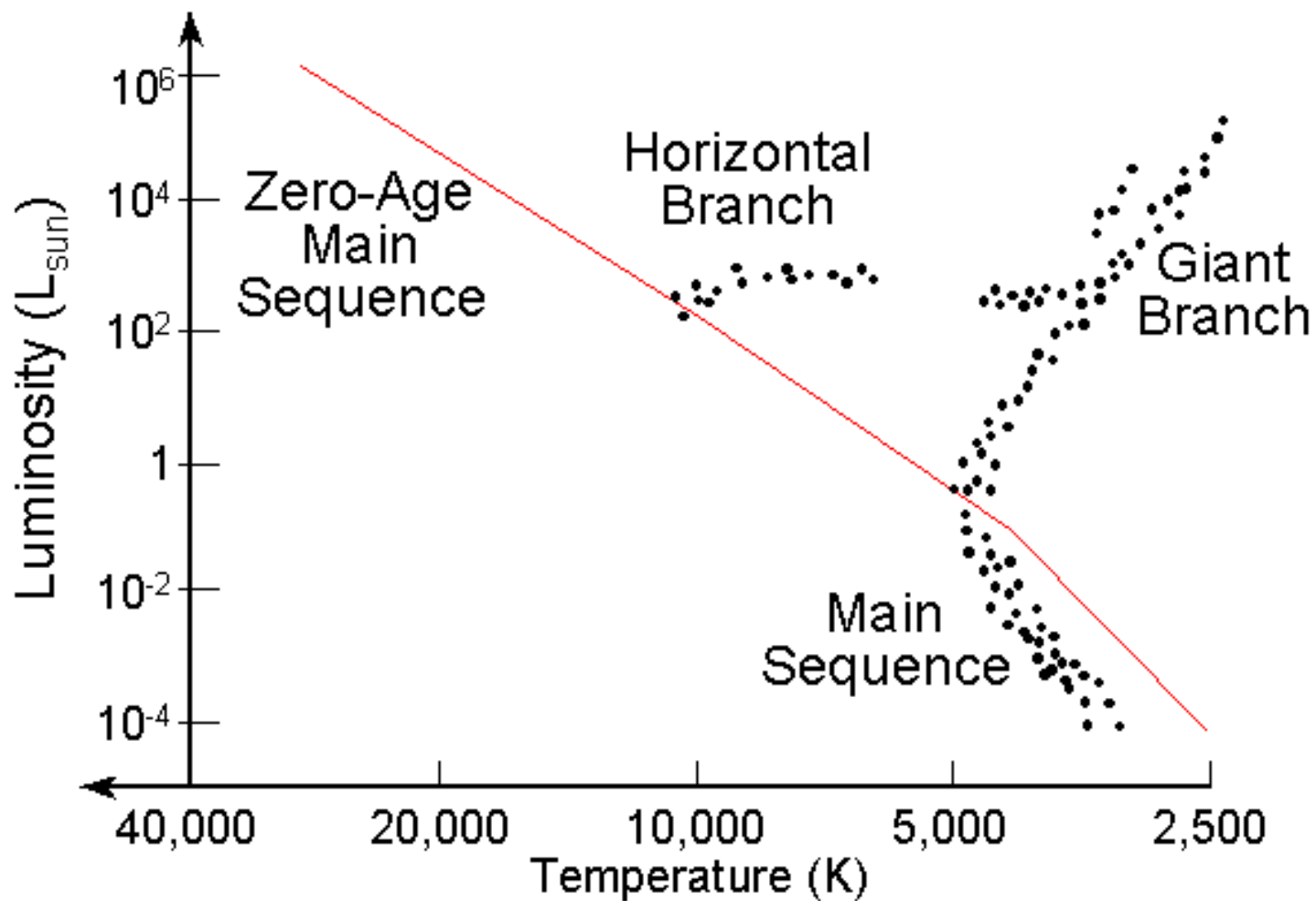


Evolução no diagrama HR

- ✓ Mudança em L (de 1 para 3) acontece por causa da variação do potencial químico
- ✓ Mudança em T (de 1 para 3) ocorre por causa da variação do raio
- ✓ Evolução tende sempre a pontos fora e acima da SP!
- ✓ O caso acima é típico da evolução gerando objetos quimicamente não homogêneos (núcleo de He e envelope de H)



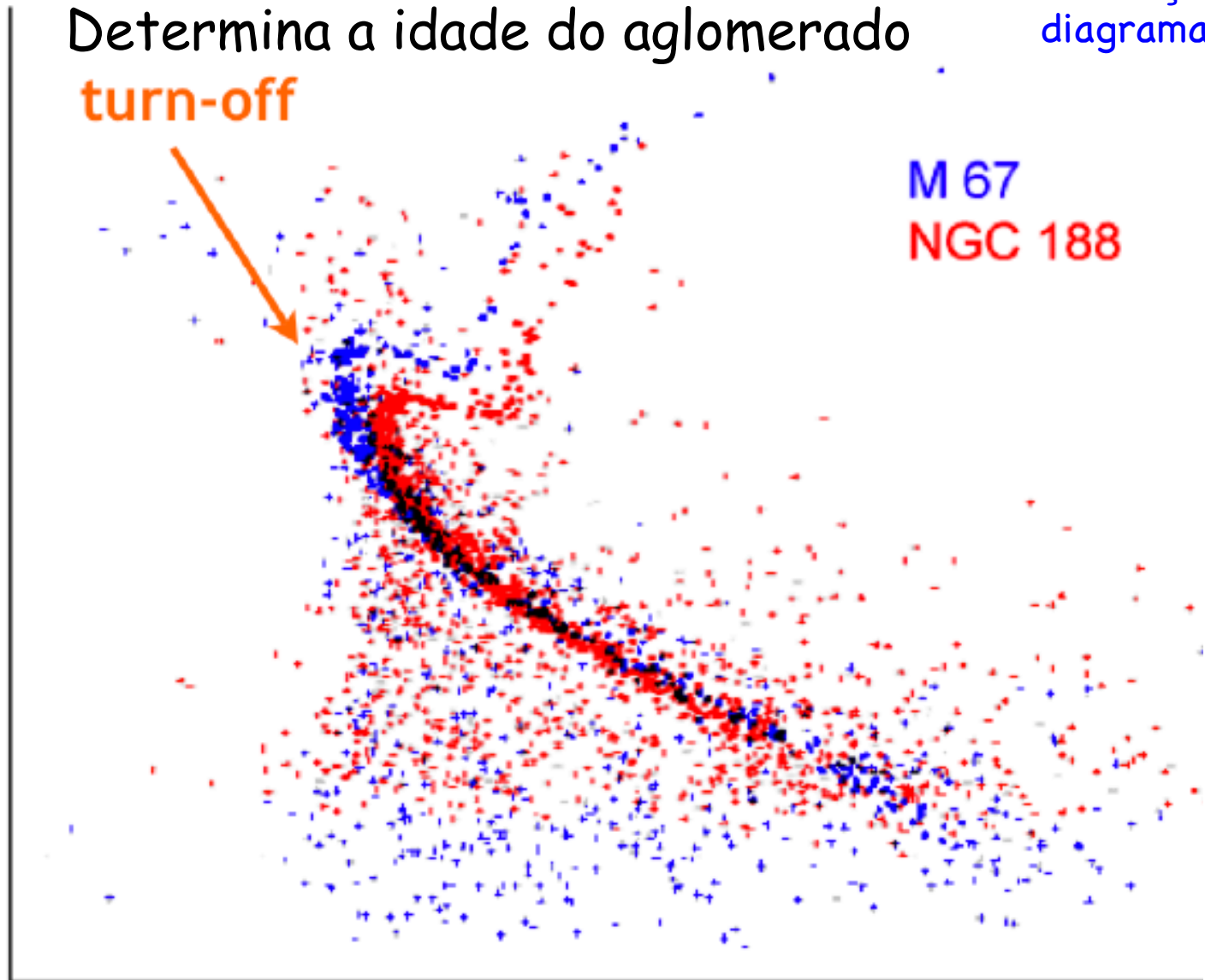
Typical Globular Cluster H-R Diagram



Determina a idade do aglomerado

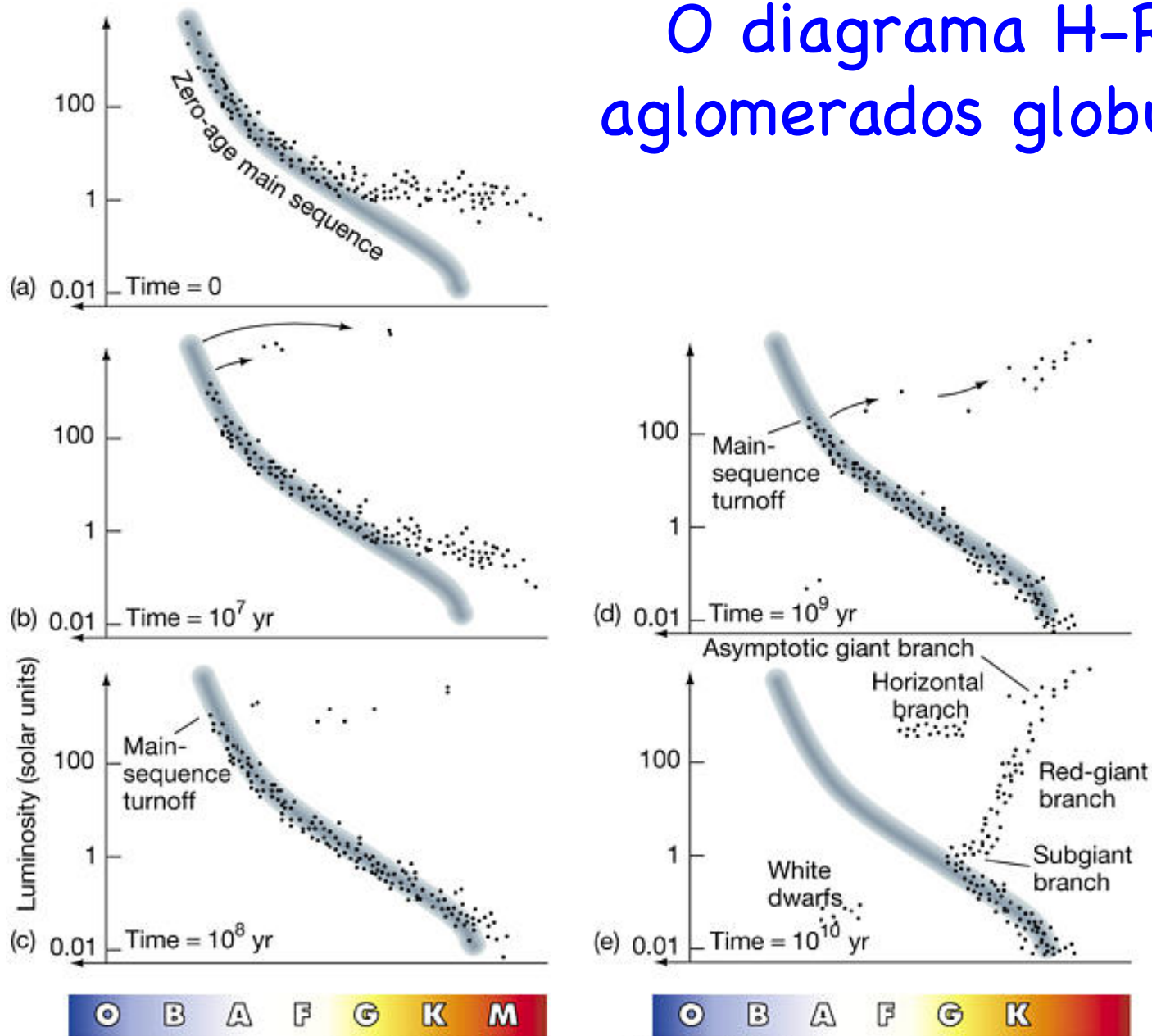
turn-off

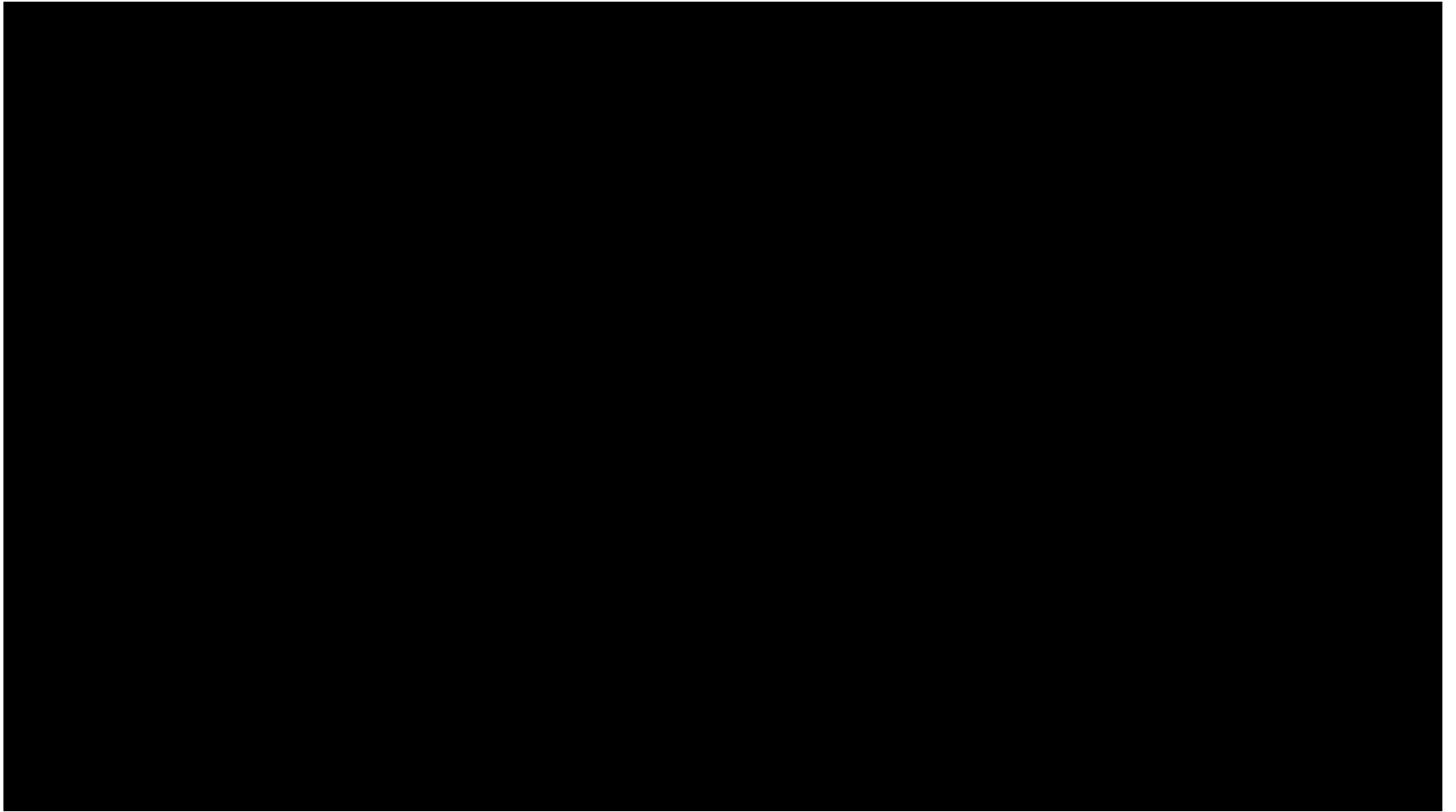
← Absolute magnitude



← Temperature

O diagrama H-R de aglomerados globulares





<https://www.youtube.com/watch?v=wbvjzW3Xz0>



www.spacetelescope.org

<https://esahubble.org/videos/heic1211a/>



www.spacetelescope.org

<https://esahubble.org/videos/heic1017b/>



A Sequência Principal

- ☑ Estrelas entram na SP quando iniciam a queima de hidrogênio no núcleo.
- ☑ SPIZ (Sequência Principal de Idade Zero ou ZAMS - Zero Age Main Sequence) é determinada como a chegada da estrela na SP
- ☑ O período de tempo que uma estrela é capaz de manter o equilíbrio hidrostático é função da massa da estrela.

- ☑ Sua evolução no diagrama H-R depende, **ESSENCIALMENTE**, de sua massa e, em menor grau, de sua composição química!
- ☑ A expectativa de vida depende da massa estelar e a equação que descreve essa dependência é:

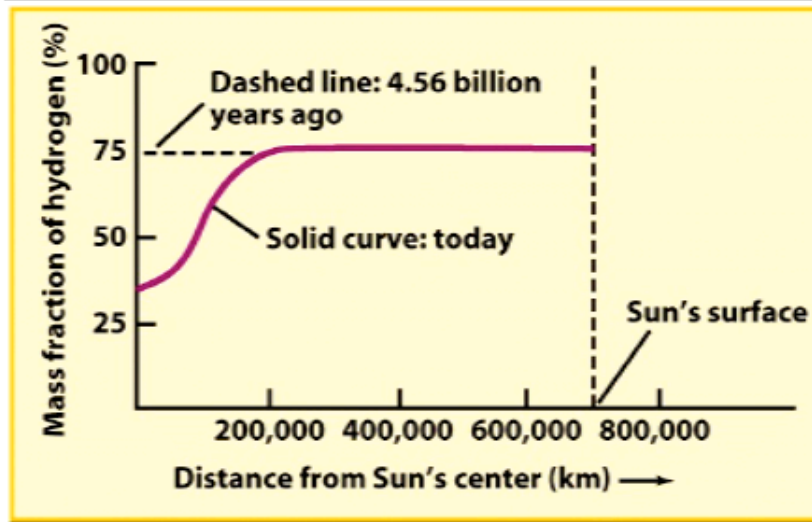
$$T = \frac{1}{M^{2.5}}$$

7

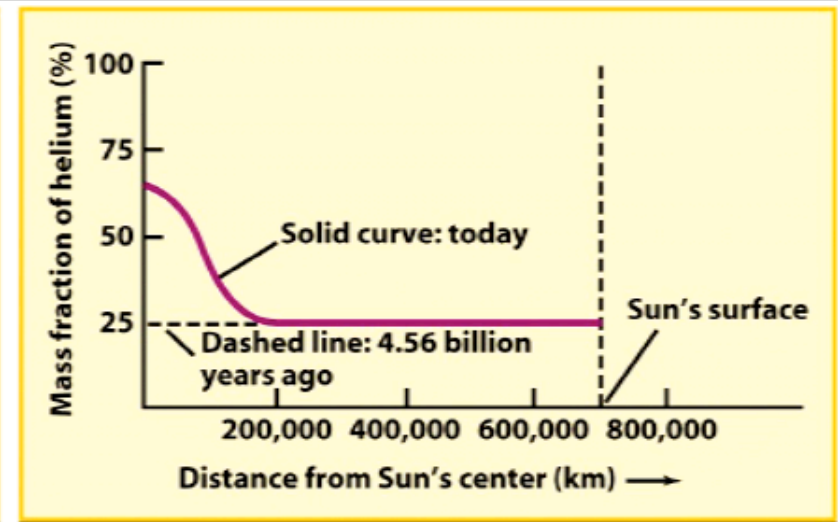
em que T é o tempo de vida em “unidades solares”.
M é a massa da estrela em massas solares.

Stellar Lifetimes on the Main Sequence

Mass (M_{\odot})	Surface temperature (K)	Spectral class	Luminosity (L_{\odot})	Main-sequence lifetime (10^6 years)
25	35,000	O	80,000	4
15	30,000	B	10,000	15
3	11,000	A	60	800
1.5	7000	F	5	4500
1.0	6000	G	1	12,000
0.75	5000	K	0.5	25,000
0.50	4000	M	0.03	700,000



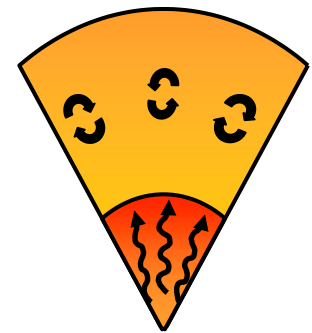
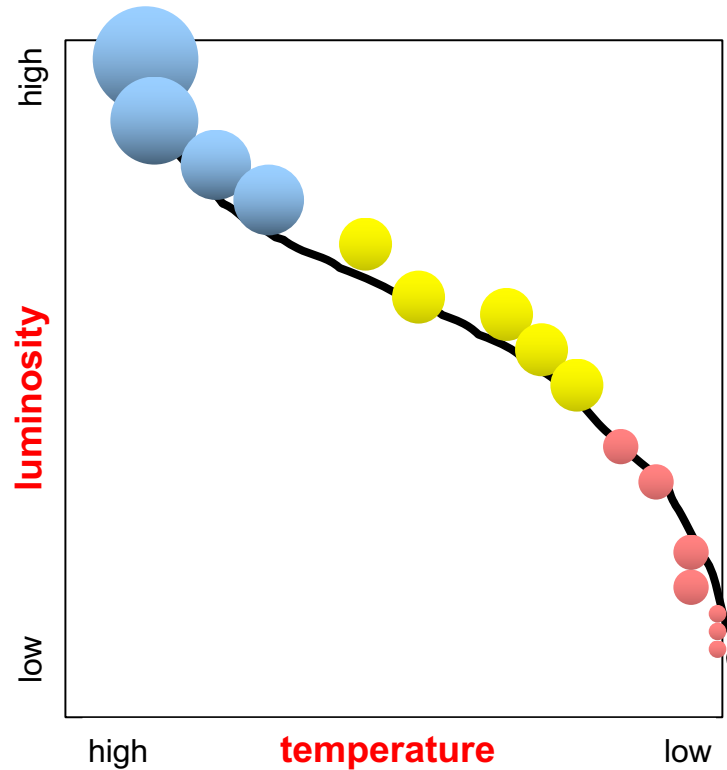
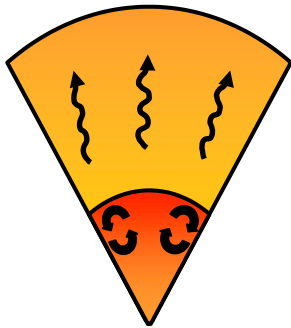
(a) Hydrogen in the Sun's interior



(b) Helium in the Sun's interior

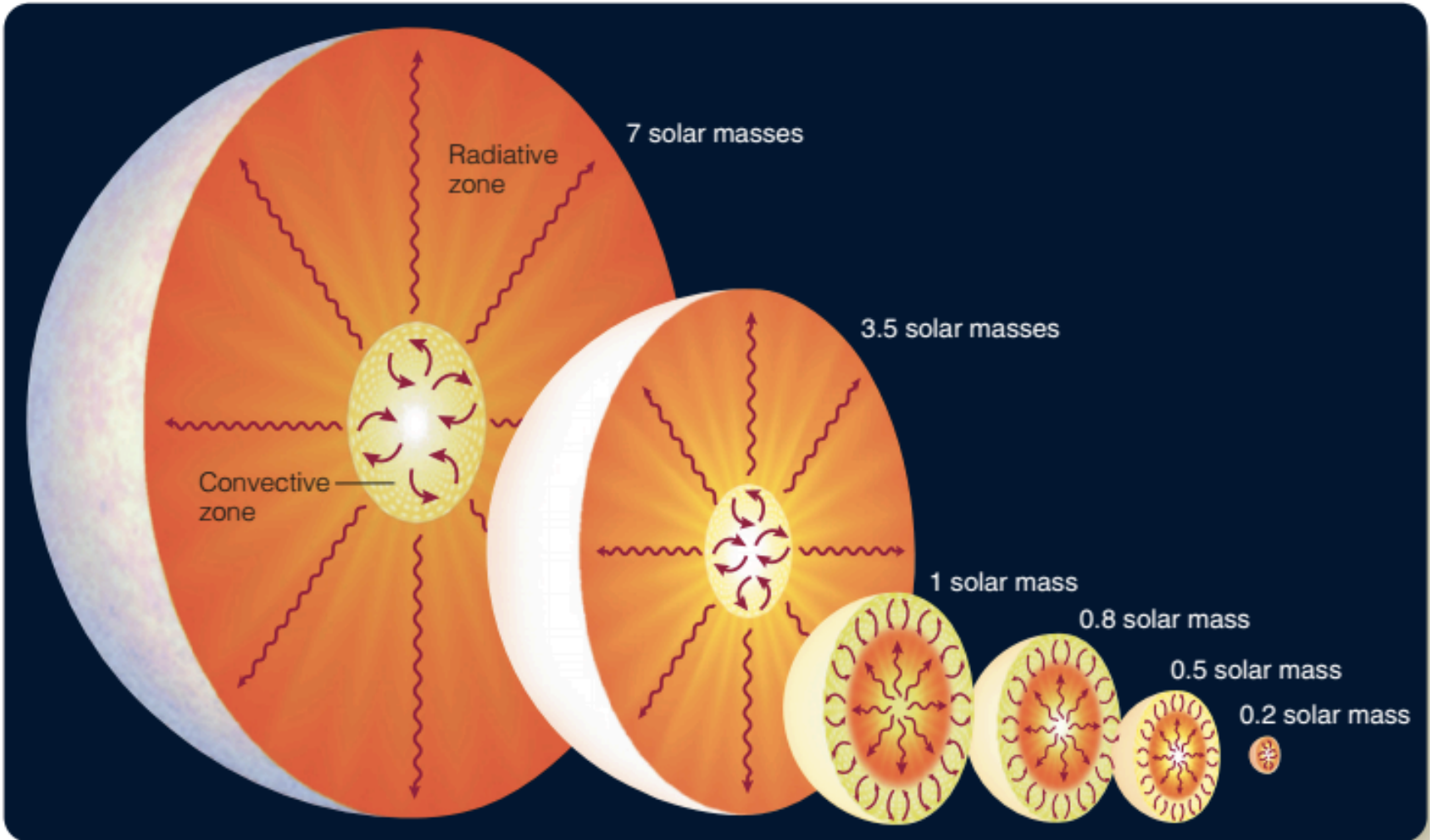
Estrelas massivas produzem energia, queimando rapidamente seu conteúdo de hidrogênio em hélio.

- Temperatura alta, **ciclo CNO**
- **caroço convectivo, envelope radiativo**



Estrelas de baixa massa produzem energia queimando seu conteúdo de hidrogênio em hélio.

- **ciclo PP**
- **caroço radiativo, envelope convectivo**

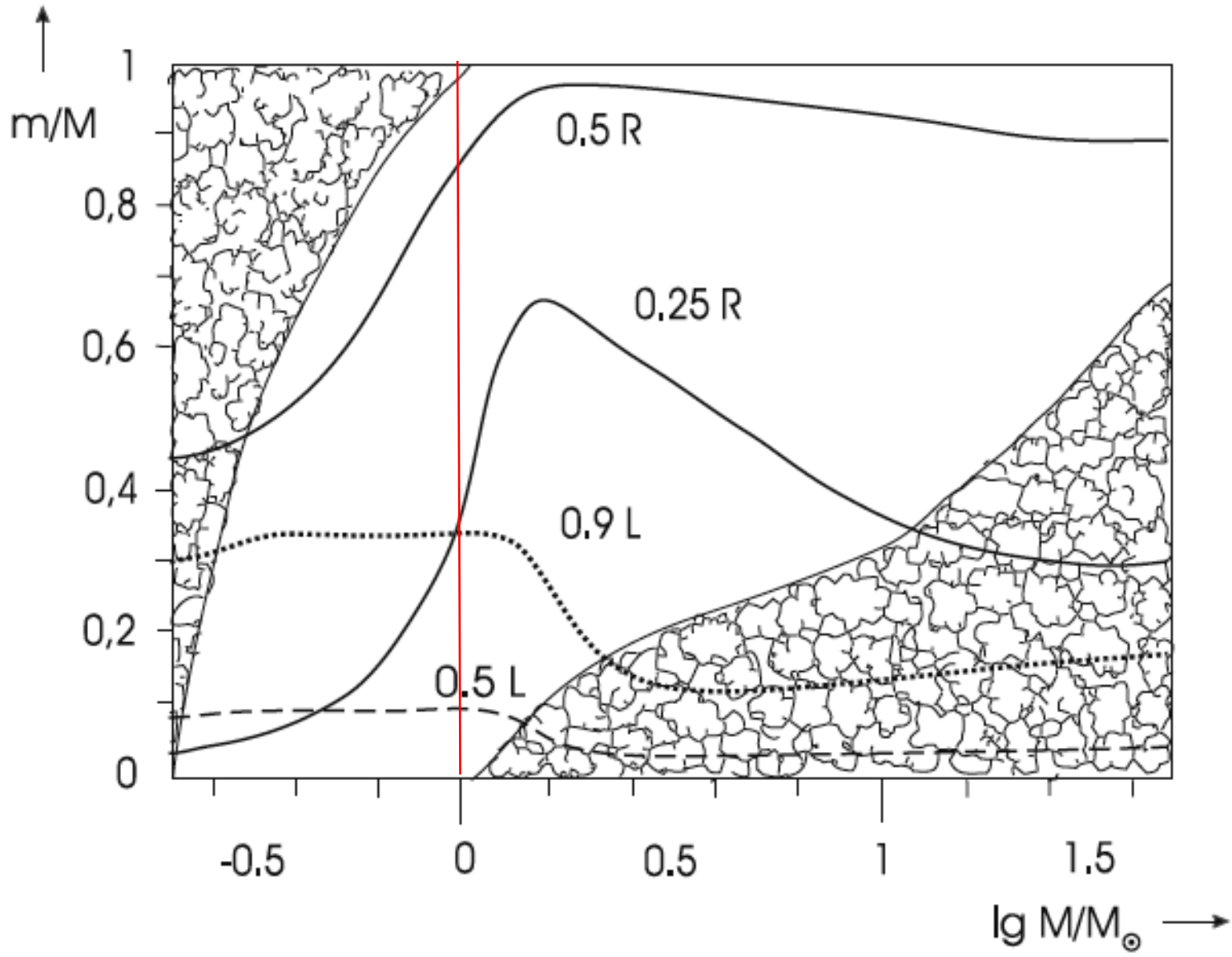


Ref: <https://scienceatyourdoorstep.com/2020/04/02/how-a-star-expands/>

Devido a diferentes estruturas internas, estrelas de massas diferentes evoluem de forma diferente durante sua permanência na SP.

$M < 1.2M_{\odot}$: possuem caroços radiativos de modo que não ocorre mistura nessa região. Conseqüentemente a abundância de H decresce mais rápido no centro, pois a transformação de H em He é mais rápida onde a temperatura é maior. Quando o H acaba no caroço ele ainda está sendo queimado numa camada em torno do núcleo.

$M > 1.2M_{\odot}$: possuem caroços convectivos, permitindo uma mistura eficiente do material produzido. Assim a abundância de H decresce uniformemente por todo o caroço e o H será extinto quase simultaneamente em praticamente toda a região de queima. Nesse momento mais nenhuma energia é liberada e a estrela tentará suprir a energia para o gradiente de temperatura se contraindo e aquecendo. Isso permitirá o início da queima de H na camada em torno do núcleo de He.





Fases da Sequência Principal

- ☑ Processo de geração de energia: reações nucleares de H
 - ✓ Ciclos PP – massa $< 1,2 M_{\text{sol}}$
 - ✓ Ciclo CNO – massa $> 1,2 M_{\text{sol}}$
- ☑ Principal característica: alteração no conteúdo de H da estrela
- ☑ Processos de transporte de energia
 - ✓ Radiação: massa $> 1,2 M_{\text{sol}}$
 - ✓ Convecção: massa $< 1,2 M_{\text{sol}}$
 - ✓ Totalmente convectivas: massa $< 0,3 M_{\text{sol}}$
- ☑ Maioria do tempo de vida estelar

- ☑ Cálculo da fração de hidrogênio queimada durante a fase na SP:

$$\Delta X_H \sim \epsilon_H \Delta t$$

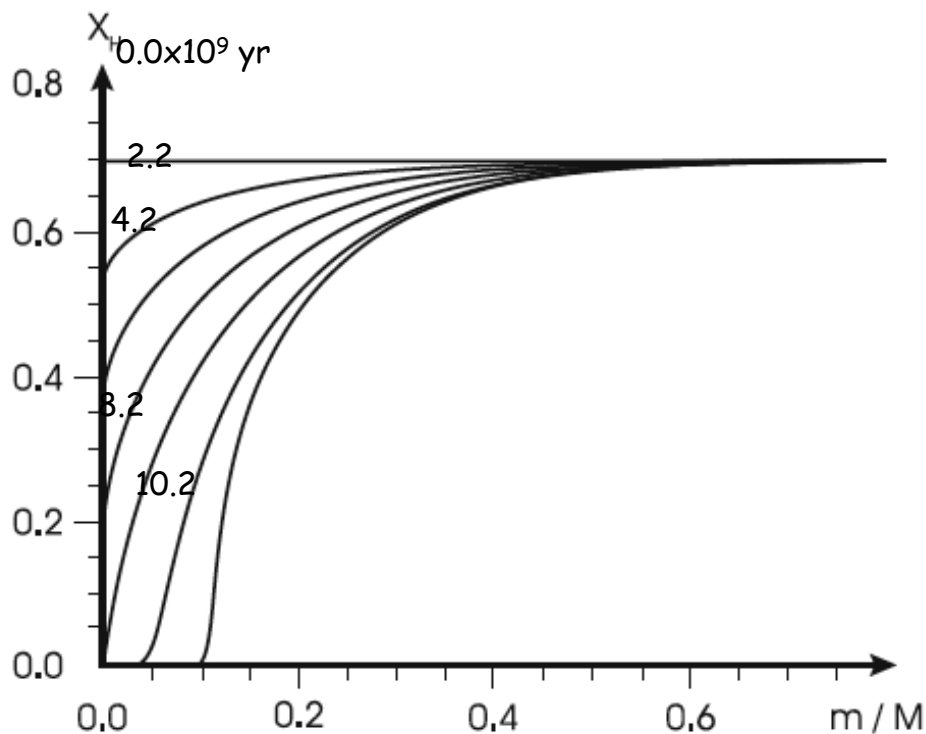
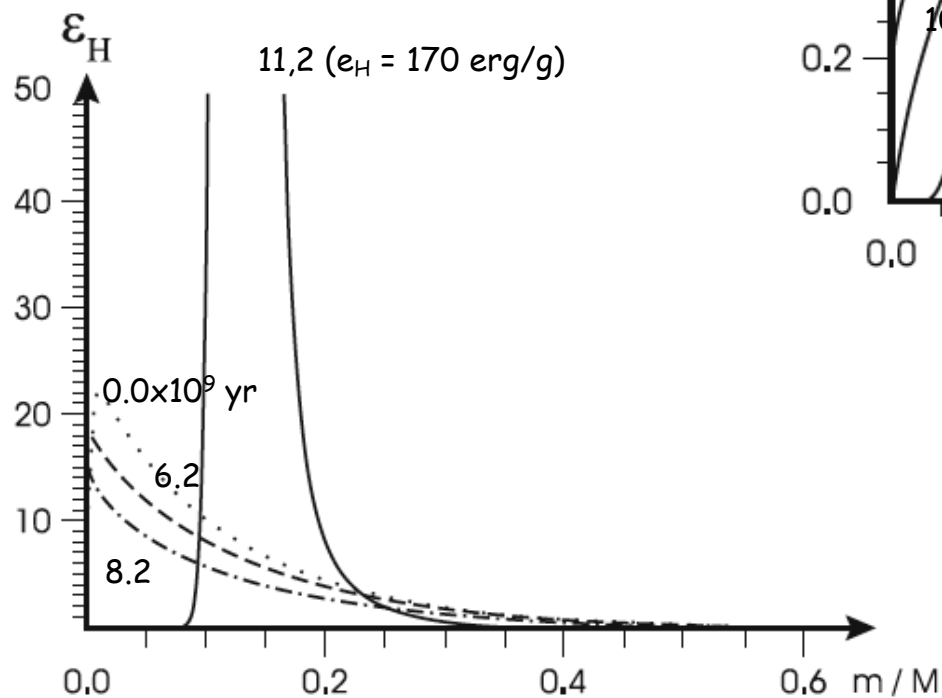
8

- ☑ Essa expressão é bastante adequada para estrelas de baixa massa (sem mistura convectiva no caroço)
- ☑ Para estrelas massivas, a mistura no caroço convectivo é rápida, garantindo a homogeneização do material a ser queimado.
- ☑ A eq. (8) pode ser usada, mas nos modelos de evolução deve-se levar em conta a variação da borda da região convectiva com o tempo.

Perfis de H mostram a exaustão gradual do H em uma estrela de $1 M_{\text{Sol}}$.

Modelo inicial:

- $X_{\text{H}}=0.700$
- $X_{\text{He}} = 0.280$.



Perfis de produção de energia nuclear E_{H} por queima de H (erg/g) para alguns dos modelos de perfis de H à direita

Escalas de tempo de fusão nuclear

✓ Em geral, $t_H = E_H/L$

9

✓ Supomos que a mesma fração de massa total do H seja consumido em todas as estrelas, logo $E_H \sim M_H \sim M$. Como $L \sim M^\eta$ (da relação massa-luminosidade) temos:

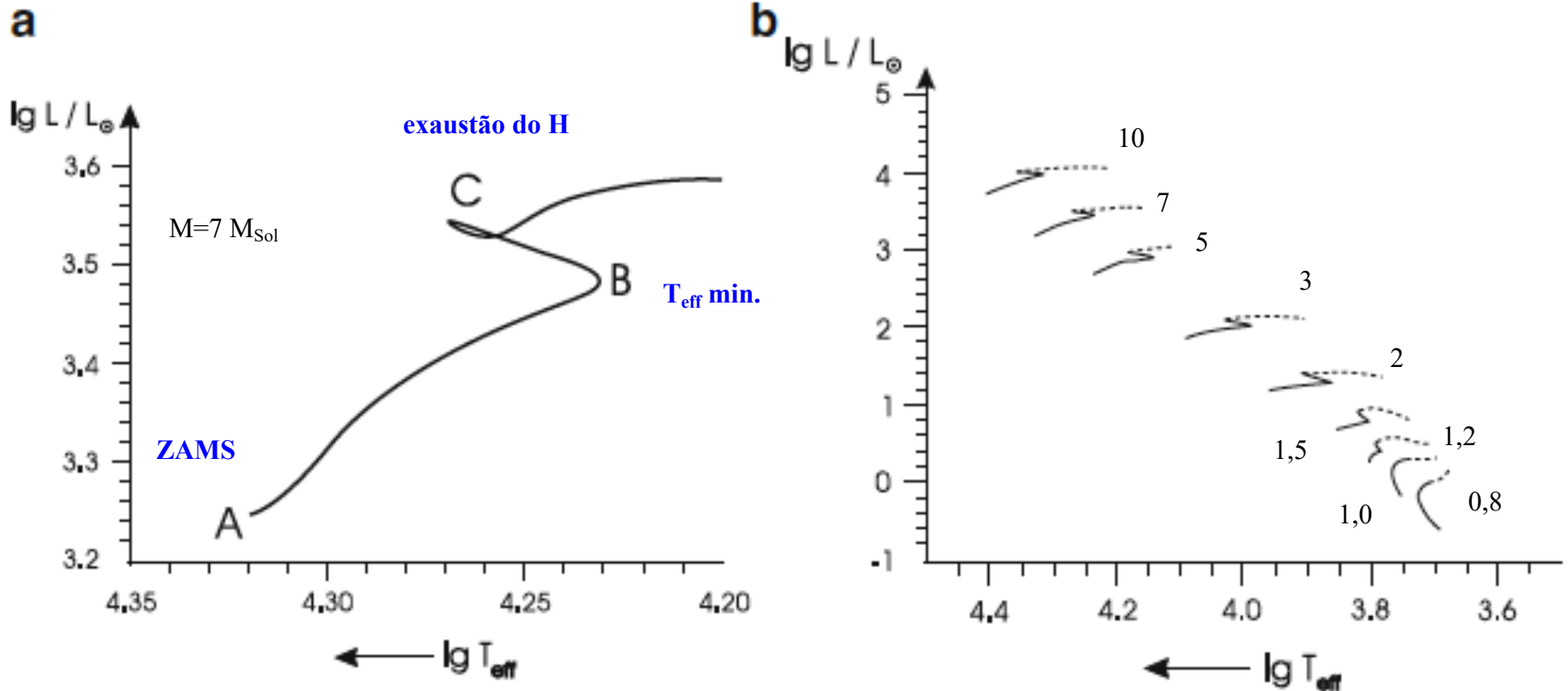
$$t_H (M) \sim M/L \sim M^{(1-\eta)}$$

✓ Valores típicos para η : 3,5

10

✓ Conforme eq. 7, $t_H (M) \sim M^{-2,5}$

- Escala de tempo para queima de H: $\tau \approx E_H/L$



- Confirmação das escalas de tempo: observações de aglomerados globulares => determinação das idades
- Massa limite para permanência na SP (M_0) dada por $\tau_{\text{cluster}} = \tau_H(M_0)$

Dependência com a temperatura

☑ Ciclo P-P

$$\varepsilon_{pp} = 2.57 \times 10^4 \psi f_{11} g_{11} \rho X_1^2 T_9^{-2/3} e^{-3.381/T_9^{1/3}}, \quad \boxed{11}$$

$$g_{11} = (1 + 3.82T_9 + 1.51T_9^2 + 0.144T_9^3 - 0.0114T_9^4)$$

f_{11} => efeito de shielding nuclear

Ψ => correção para as contribuições pp2 e pp3

$$\begin{aligned} \varepsilon_{pp-I} &= 26,50 \text{ MeV} \\ \varepsilon_{pp-II} &= 25,97 \text{ MeV} \\ \varepsilon_{pp-III} &= 19,59 \text{ MeV} \end{aligned}$$

☑ Ciclo CNO

$$\varepsilon_{CNO} = 8.24 \times 10^{25} g_{14,1} X_{CNO} X_1 \rho T_9^{-2/3} e^{(-15.231T_9^{-1/3} - (T_9/0.8)^2)} \quad \boxed{12}$$

$$g_{14,1} = (1 - 2.00T_9 + 3.41T_9^2 - 2.43T_9^3),$$

$$\varepsilon_{CNO} = 24,97 \text{ MeV}$$

☑ Ciclo 3α

$$\begin{aligned}\varepsilon_{3\alpha} = & 6.272\rho^2 X_4^3 \cdot (1 + 0.0158T_9^{-0.65}) \\ & \times \left[2.43 \times 10^9 T_9^{-2/3} \exp\left(-13.490T_9^{-1/3} - (T_9/0.15)^2\right) \cdot (1 + 74.5T_9) \right. \\ & \quad \left. + 6.09 \times 10^5 T_9^{-3/2} \exp(-1.054/T_9) \right] \\ & \times \left[2.76 \times 10^7 T_9^{-2/3} \exp\left(-23.570T_9^{-1/3} - (T_9/0.4)^2\right) \right. \\ & \quad \times (1 + 5.47T_9 + 326T_9^2) + 130.7T_9^{-3/2} \exp(-3.338/T_9) \\ & \quad \left. + 2.51 \times 10^4 T_9^{-3/2} \exp(-20.307/T_9) \right].\end{aligned}$$

13

☑ Ciclo 12- α

$$\epsilon_{12,\alpha} = 1.3 \times 10^{27} f_{12,4} X_{12} X_4 \rho T_8^{-2} \left(\frac{1 + 0.134 T_8^{2/3}}{1 + 0.017 T_8^{2/3}} \right)^2 e^{-69.20/T_8^{1/3}} \quad 14$$

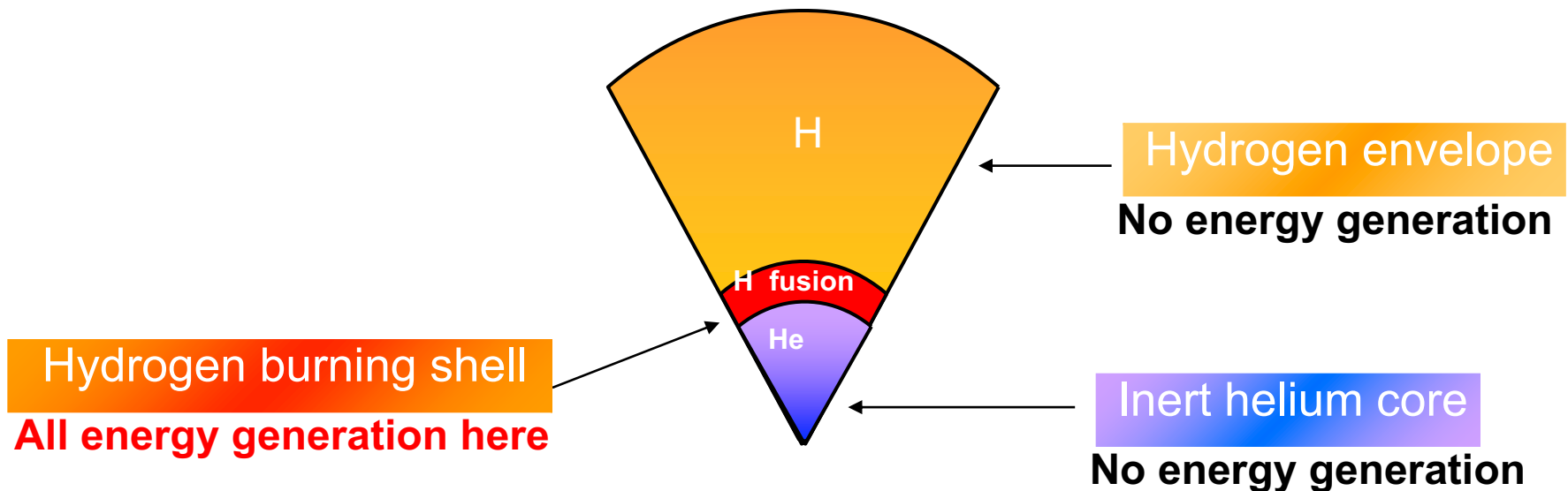
☑ Ciclo 16- α

$$\begin{aligned} \epsilon_{16,\alpha} \approx & X_{16} X_4 \rho f_{16,4} \cdot 1.91 \times 10^{27} T_9^{-2/3} \exp\left(-39.760 T_9^{-1/3} - (T_9/1.6)^2\right) \\ & + 3.64 \times 10^{18} T_9^{-3/2} \exp(-10.32/T_9) \\ & + 4.39 \times 10^{19} T_9^{-3/2} \exp(-12.200/T_9) \\ & + 2.92 \times 10^{16} T_9^{2.966} \exp(-11.900/T_9) , \end{aligned} \quad 15$$

$$\epsilon_{\text{He}} = \epsilon_{3\alpha} + \epsilon_{12,\alpha} + \epsilon_{16,\alpha} \sim 7,27 + 7,16 + 4,73 = 19,16 \text{ MeV}$$

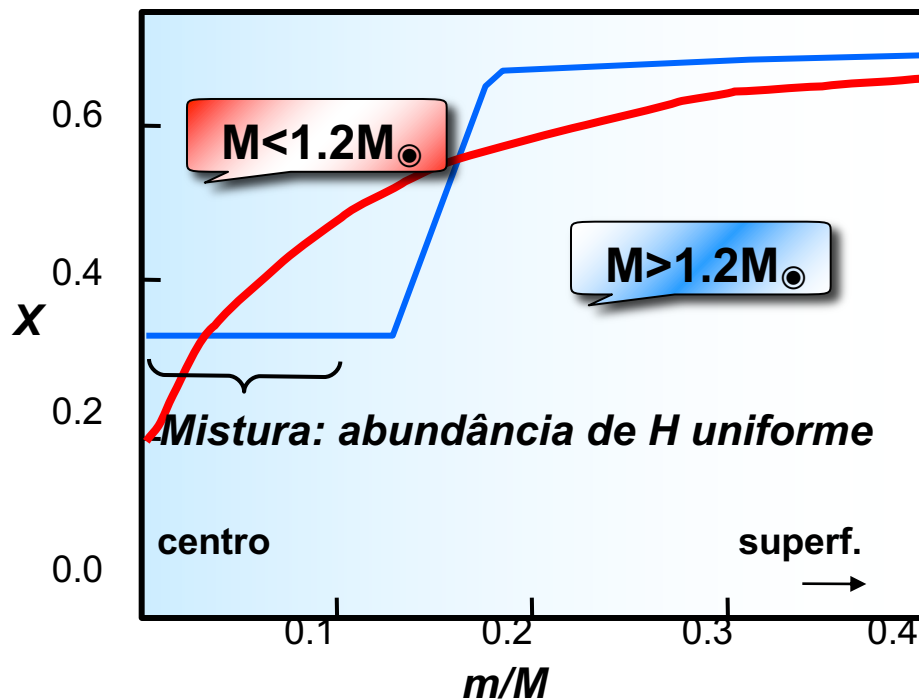
Evolução Química

- ✓ Discutimos como, ao final da SP, o H começa a queimar em uma camada externa ao núcleo
- ✓ Sem geração de energia no centro, o núcleo se contrai! A energia gravitacional liberada na contração e a energia liberada na queima da camada de H fazem com que o envelope de H se expanda, resfriando as camadas externas. A temperatura efetiva cai e a estrela vai para o lado direito do diagrama HR



Perfis de abundância

Podemos ver abaixo um perfil típico de abundância X em função da massa total da estrela num instante de sua vida na SP.



A linha azul corresponde a uma estrela com $M > 1.2 M_{\odot}$: pode-se notar como a abundância no caroço convectivo é uniforme devido à mistura

A linha vermelha corresponde a uma estrela com $M < 1.2 M_{\odot}$ onde a abundância de H decresce uniformemente na direção do centro.

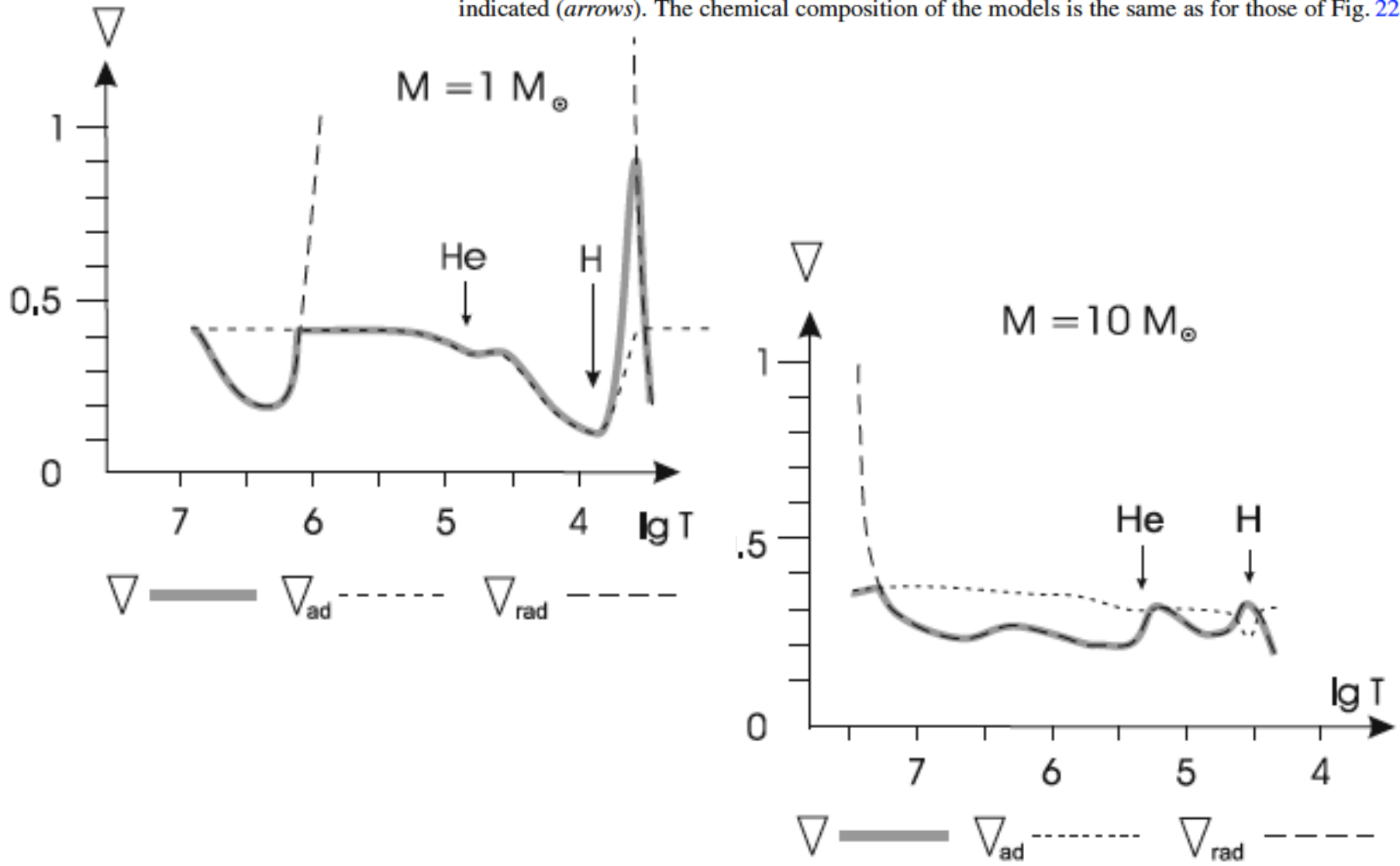
- ☑ Problemas ainda não tratados
 - ✓ Convecção: regiões não são precisamente determinadas => mistura não é bem compreendida => produtos das reações nucleares nas diferentes camadas não são precisamente determinados
- ☑ Confirmação das determinação das idades
 - ✓ Depende de estimativas solares e medidas em aglomerados estelares



Complicações “convectivas”

- ☑ Causadas pelo desconhecimento dos detalhes da escala de “operação” (borda da região convectiva) e dos efeitos de mistura.
- ☑ Principais problemas
 - ✓ “Overshooting” convectivo
 - ✓ Semiconvecção

Fig. 22.8 The grey solid lines show the actual temperature gradient $\nabla = d \ln T / d \ln P$ over the temperature T (in K) inside two zero-age main-sequence models of $1M_{\odot}$ (left panel) and $10M_{\odot}$ (right panel). The corresponding adiabatic gradients ∇_{ad} (dotted lines) and radiative gradients ∇_{rad} (dashed lines) are also plotted, and the location of the ionization zones of hydrogen and helium are indicated (arrows). The chemical composition of the models is the same as for those of Fig. 22.1



Fonte: Stellar Structure and Evolution (Kippenhanh)

A luminosidade de Eddington

- ☑ Importante na definição do limite máximo para P_{rad} , tal que a estrela possa irradiar o máximo e não perder o envelope:

$$P_{rad} = \frac{1}{3}aT^4 \rightarrow \nabla P_{rad} = \frac{dP}{dr} = \frac{a}{3}T^3 \frac{dT}{dr} \quad 16$$

- ☑ Essa pressão gera uma aceleração radial para fora, dada por:

$$g_{rad} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP_{rad}}{dr} \quad 17$$

- ☑ Usando a eq. de transporte radiativo, podemos reescrever g_{rad} como:

$$g_{rad} = -\kappa \frac{F_{rad}}{c} = \frac{\kappa L_{rad}}{4\pi r^2 c} \quad 18$$

- ☑ Quando P_{rad} domina P_{gas} , a estrela sai do equilíbrio hidrostático se $g_{rad} > -g$, conforme:

$$g + g_{rad} = -\frac{Gm}{r^2} \left[1 - \frac{\kappa L_{rad}}{4\pi c G m} \right] = -\frac{Gm}{r^2} [1 - \Gamma_r]$$

19

- ☑ Para $m=M$, a luminosidade limite ($g=g_{rad}$) é dada por:

$$L_{rad} = \frac{4\pi c G m}{\kappa}$$

20

- ☑ a chamada Luminosidade de Eddington. Ela pode ser reescrita como:

$$\frac{L_E}{L_\odot} = 1,3 \times 10^4 \frac{1}{\kappa} \frac{M}{M_\odot}$$

21

- ✓ Para estrelas massivas e quentes (SPS), o espalhamento por e^- é a principal fonte de opacidade e é dada por

$$\kappa = 0,20(1 + X)$$

22

- ✓ O coeficiente da eq. (6) fica, então, $3,8 \times 10^4$.
- ✓ Em teoria, $L > L_{\text{edd}}$ para $M > 200 M_{\text{sol}}$. Nesse caso, a pressão para fora é extremamente intensa e o vento estelar “dispersa” a estrela, de forma que podemos usar esse valor como um limite superior “grosseiro”.
- ✓ Na prática, a instabilidade nos mecanismos de produção de energia ocorrem para massas mais baixas.



“Overshooting” convectivo e semi-convecção

☑ O modelo:

- ✓ região convectiva, com gradiente $\nabla_{\text{rad}} = \nabla_{\text{ad}}$.
- ✓ Camadas quimicamente homogêneas
- ✓ Mistura completa e estratificação adiabática no caroço convectivo $\nabla = \nabla_{\text{ad}}$.
- ✓ Ausência de mistura e $\nabla = \nabla_{\text{rad}}$ na região radiativa.

☑ O problema:

- ✓ Como parar a célula convectiva num tempo adequado (overshooting x braking)
- ✓ Empuxo: $k_r \sim \nabla - \nabla_{ad}$ (força para flutuação).
 - $k_r \sim 10^{-6}$ (dentro da camada convectiva)
 - $k_r < 0$ (acima da camada)

☑ Aceleração para cima muito lenta dentro da camada x parada quase imediata acima da camada (“efeito parede”).

- ☑ Mas, sem overshooting, como haver a troca de calor no processo convectivo? Deve-se diminuir o braking...

✓ Seja $F_{con} \sim v \cdot DT$ (para um elemento) $DT = \nabla - \nabla_{ad}$

- ☑ O fluxo total é: $F = F_{con} + F_{rad} = l/4\pi r^2$

excesso de
temperatura

✓ Acima da borda convectiva, $v > 0$ e $DT < 0$ ($F_{con} < 0$).

✓ $F_{con} < 0$, $F_{rad} > F$ (para manter o fluxo total)

✓ $\Rightarrow F_{rad}/F = \nabla / \nabla_{rad}$

✓ $\nabla > \nabla_{rad}$ para $F_{rad} > F$. Isso reduz $\nabla - \nabla_{ad} \sim k_r$.

✓ Menor braking, maior overshooting!

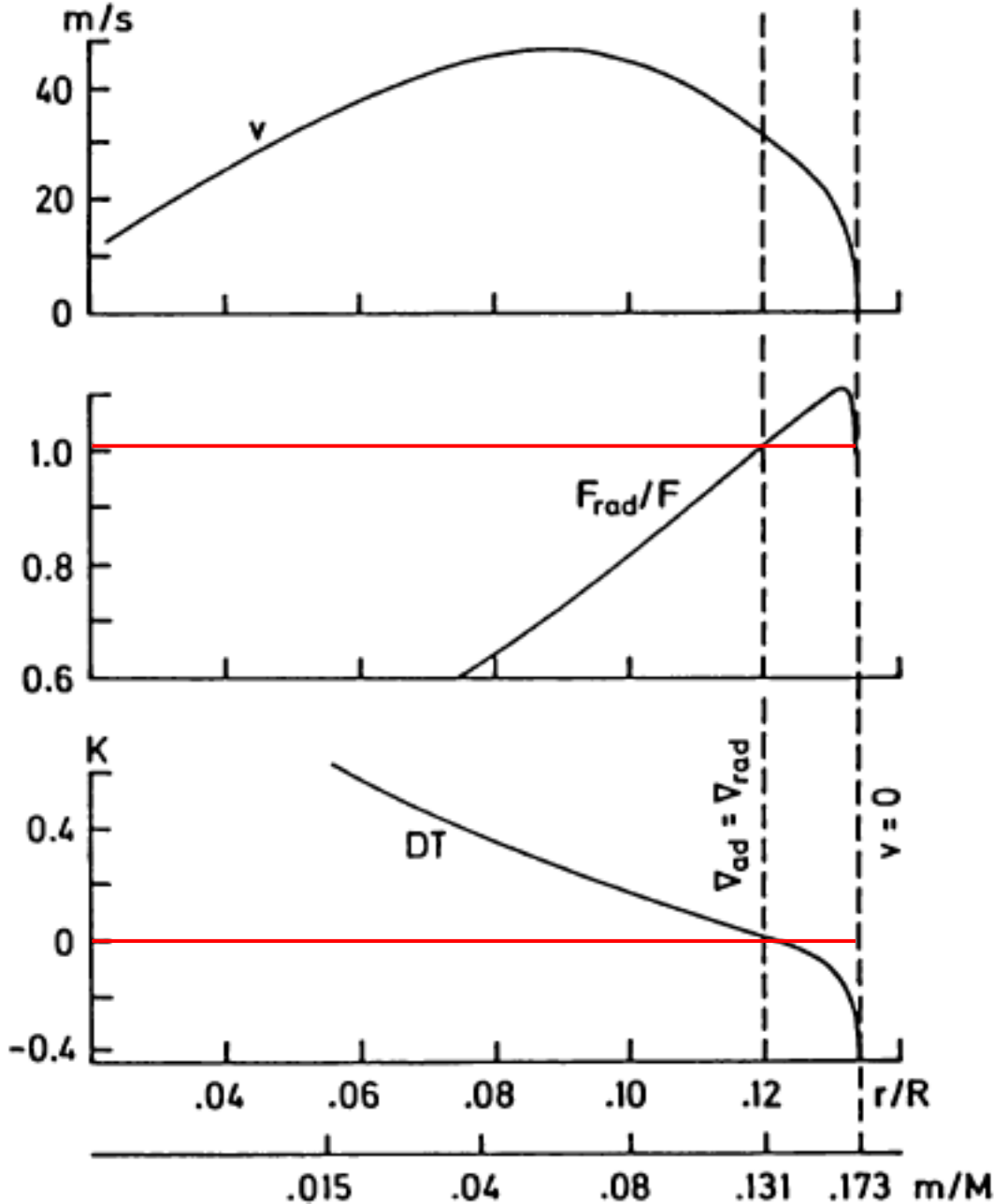
- ☑ Problemas para um tratamento mais detalhado:
 - ✓ Não existe uma fronteira bem definida da região convectiva
 - ✓ Em diversos casos de núcleo convectivo, o raio da região convectiva é menor que a altura de escala para convecção H_p .
 - ✓ Dependência da trajetória com $\alpha (=l_m/H_p)$ é crítica.
- ☑ Consequências do overshooting:
 - ✓ maior núcleo de He (ao final da queima de H),
 - ✓ maior luminosidade,
 - ✓ maior idade

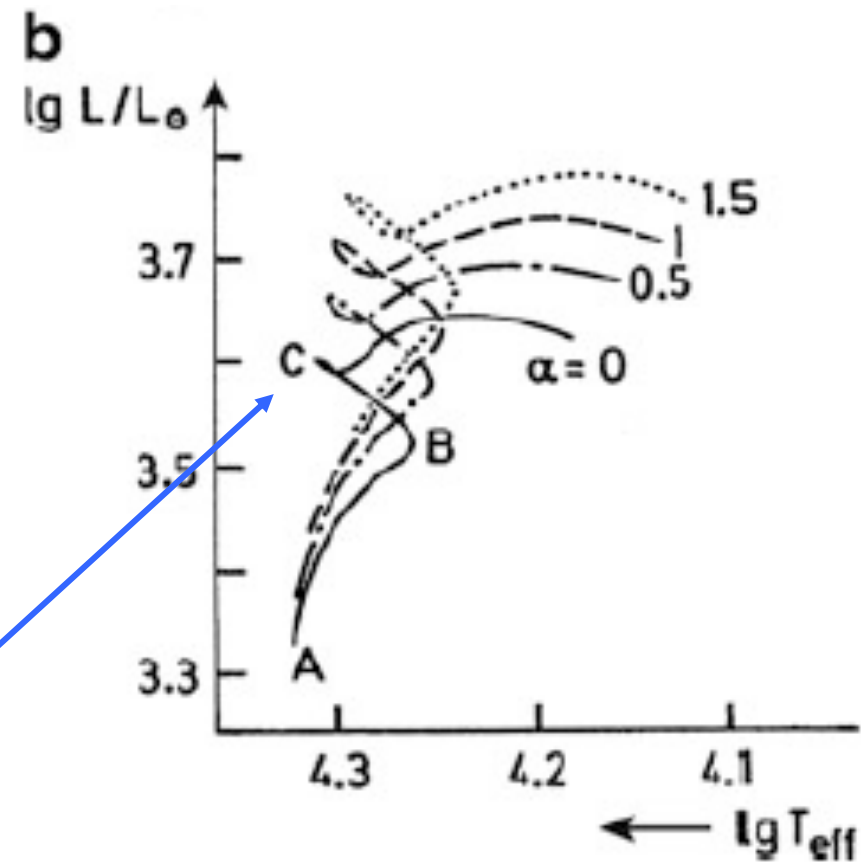
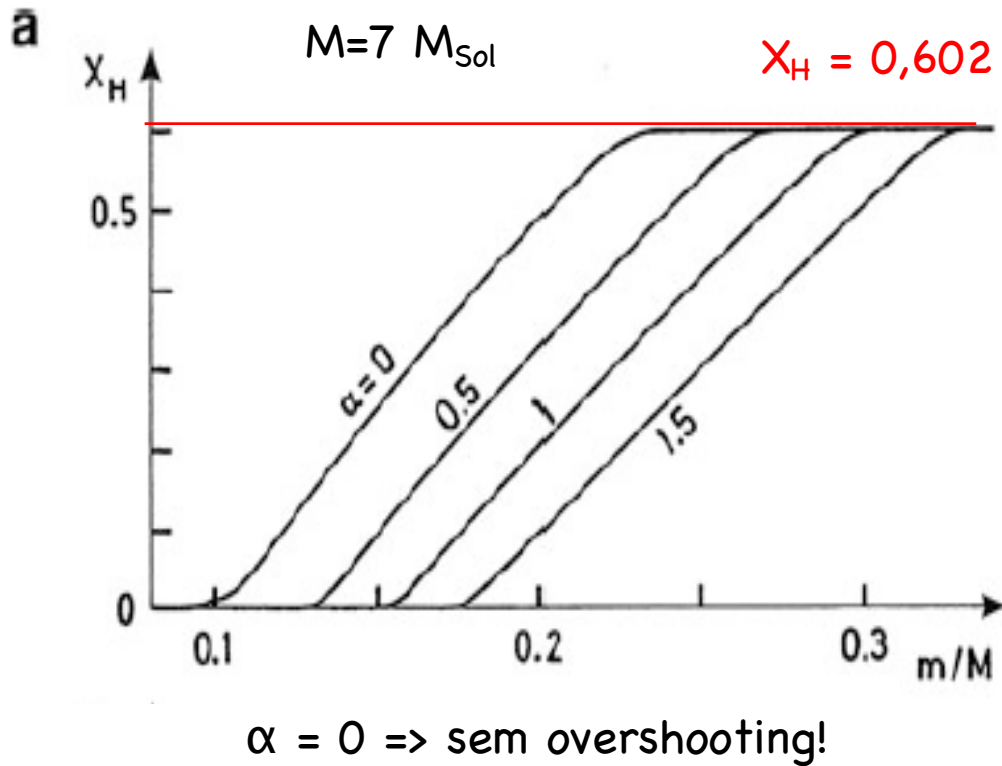


Overshooting continua até que $v=0$

Overshooting convectivo

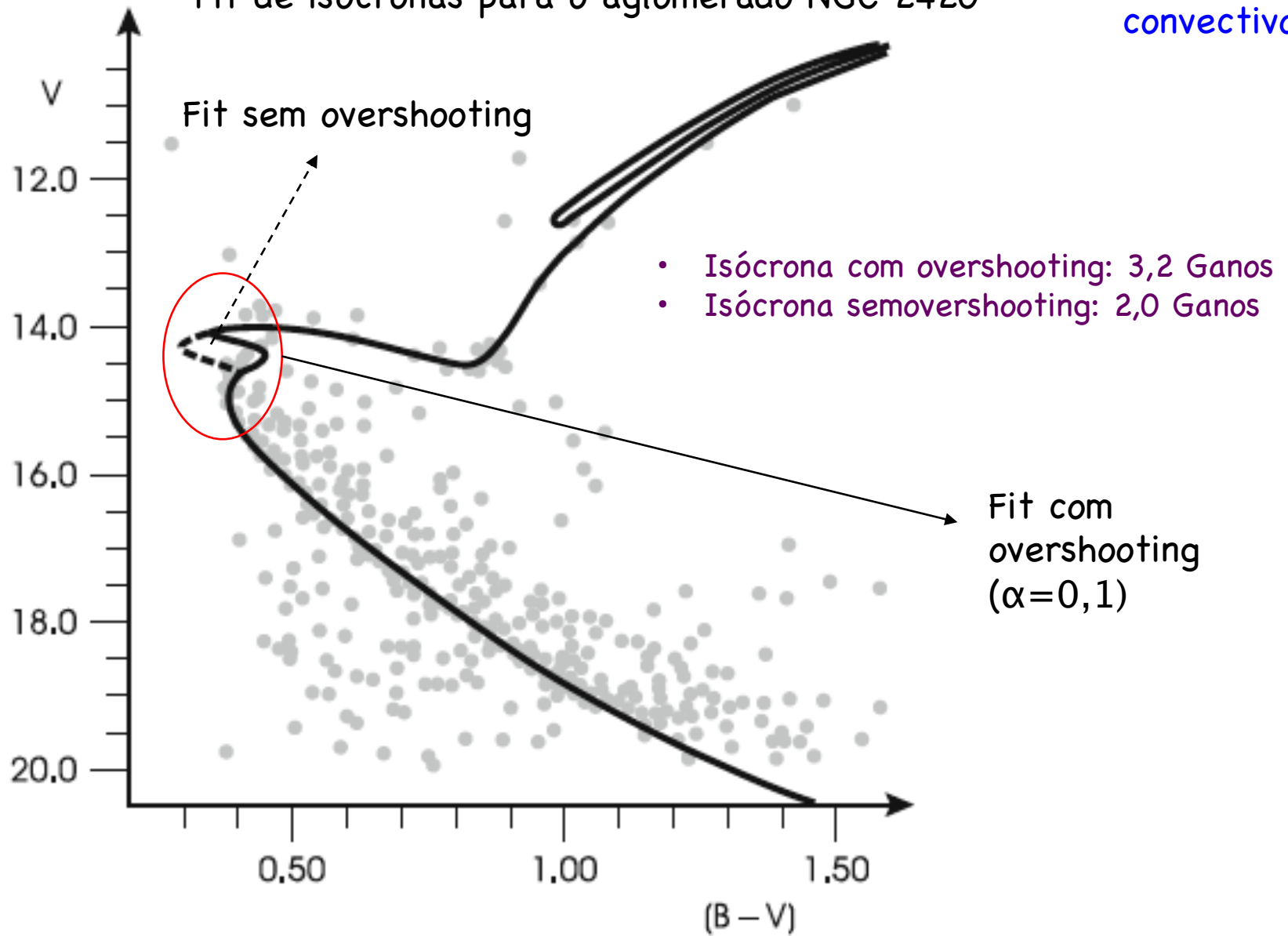
Modelagem para $M=2 M_{\text{Sol}}$





Nível de overshooting altera as trilhas evolutivas (fases comparadas com a figura do slide 38)

Fit de isócronas para o aglomerado NGC 2420



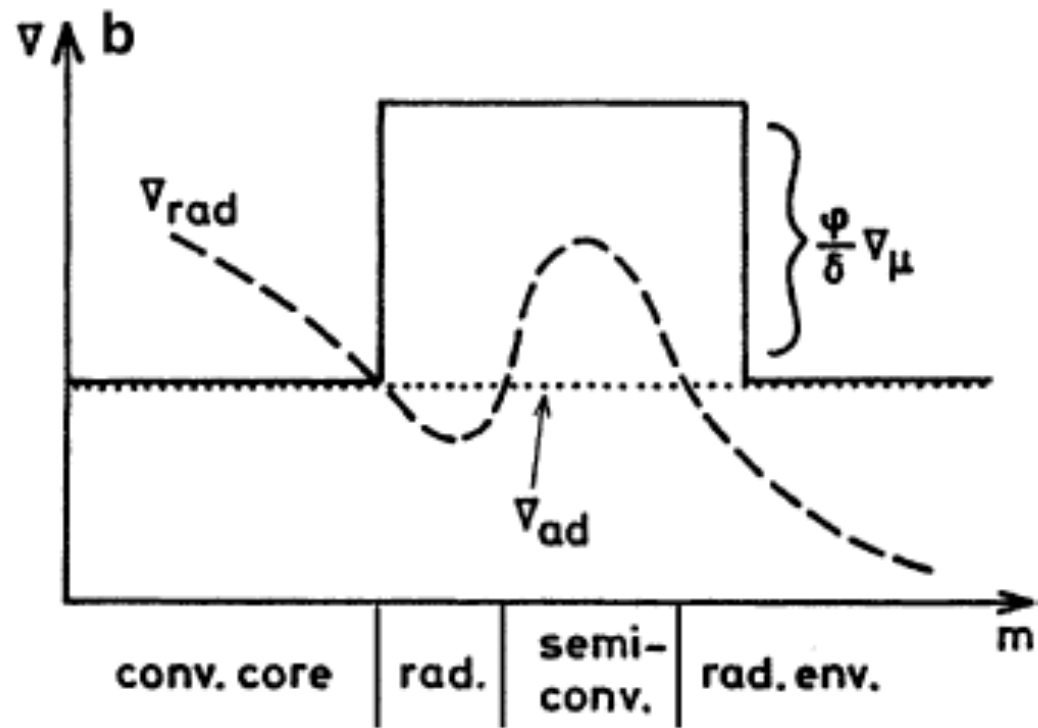
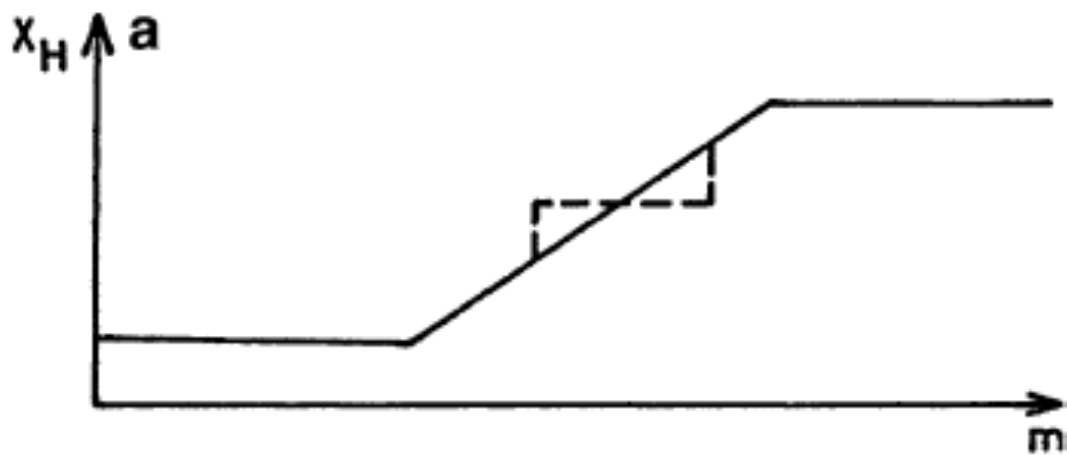
- ☑ Semi-convecção ocorre em estrelas de grande massa ($M > 10 M_{\text{sol}}$, mas composições ainda ricas em H – pop I extremas, $M \approx 7M_{\text{sol}}$)
- ☑ Retração do núcleo, deixando um perfil crescente de H na direção da superfície da estrela, modifica a relação entre os gradientes e torna a região dinamicamente estável.

- ✓ O critério de estabilidade de Schwarzschild-Ledoux varia...

$$\nabla_{ad} < \nabla_{rad} < \nabla_{ad} + \phi/\delta \nabla\mu$$

23

- ✓ A região em que o critério de SL se aplica torna-se vibracionalmente instável (mas não há movimento convectivo completo)
- ✓ Pequenas incursões de amplitude ligeiramente crescentes produzem uma mistura lenta entre camadas com diferentes composições => SEMI-CONVECÇÃO
- ✓ Mistura bastante lenta!



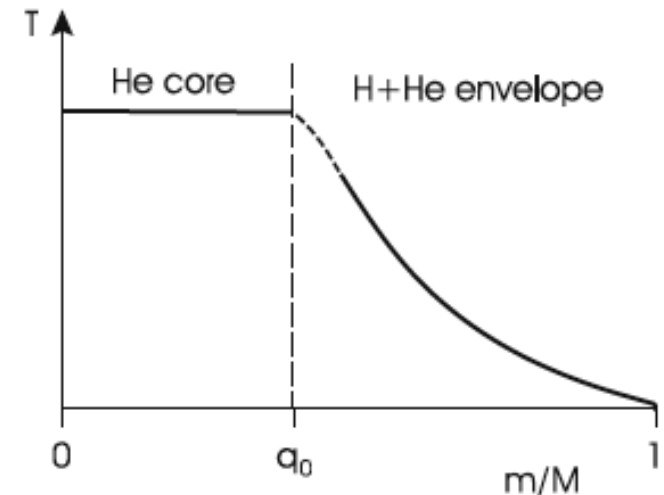
- ☑ Efeitos da mistura nos gradientes:
 - ✓ Mudanças no perfil mudam ∇_{μ}
 - ✓ Mistura muda o conteúdo de H:
 - ✓ X_H cresce na parte de baixo e decresce nas camadas superiores da região de mistura.
- ☑ Propriedades de estabilidade das camadas variam, passando de convectiva \Rightarrow semiconvectiva \Rightarrow radiativa
- ☑ Em estrelas massivas, a opacidade dominada por espalhamento de e^- ($\kappa \approx 1 + X_H$).
- ☑ Como $\nabla_{\text{rad}} \approx \kappa$, ele decresce nas camadas superiores e cresce perto do núcleo.



O limite de Schönberg–Chandrasekhar

- ☑ Modelos estelares descrevem perfeito equilíbrio durante a fase de queima de H. Mas isso não ocorre, necessariamente, nas fases subsequentes...
- ☑ Final da queima de H: núcleo isotérmico de He sem liberação de energia nuclear.
- ☑ Isso é um problema, porque um núcleo isotérmico sem energia nuclear não pode sustentar sua luminosidade, já que $l(r) \approx dT(r)/dr$

- ☑ Consideramos então um modelo de núcleo de He isotérmico com massa $M_c (=q_0M)$ e envelope de H (com pequena fração de He), com massa $M_H=(1-q_0)M$.
- ☑ Supomos que a composição química mude descontinuamente na fronteira entre ambas.
- ☑ Queima de H continua numa camada imediatamente acima do núcleo.



Fonte: Stellar Structure and Evolution (Kippenhahn)



- ✓ Usando o teorema do Virial, podemos mostrar que as pressões no interior estelar somente se sustentam se $q_0 \equiv M_c/M < q_{sc}$.

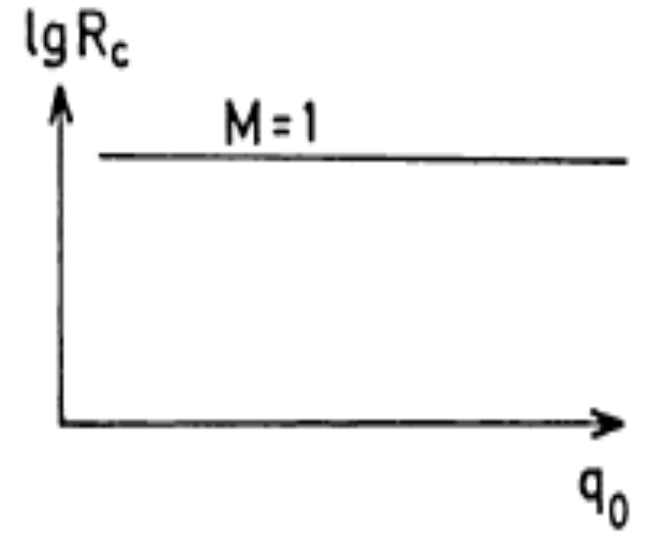
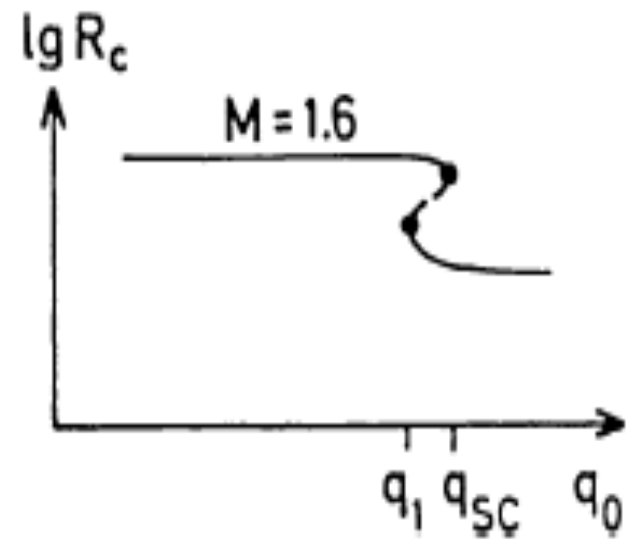
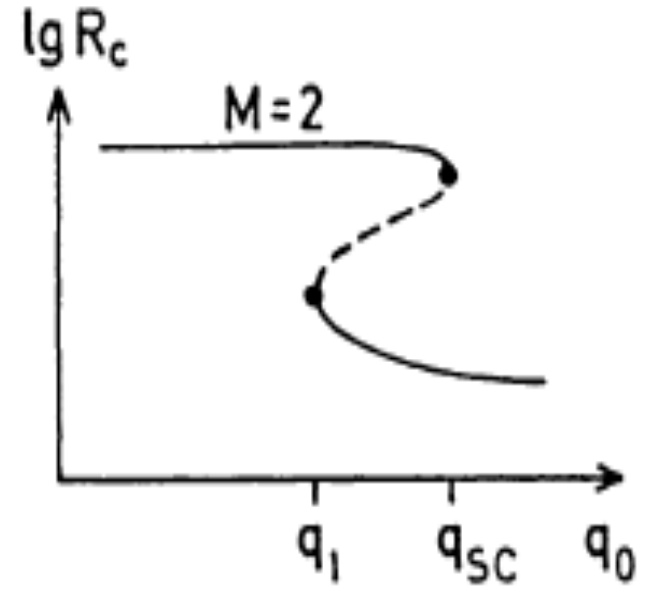
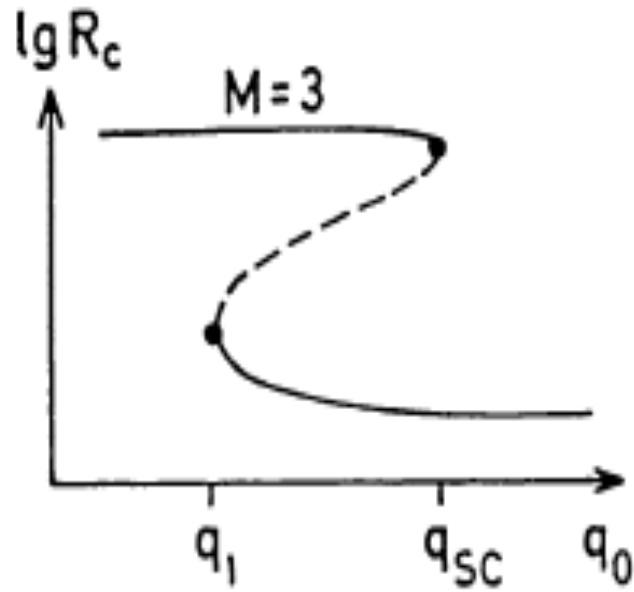
$q_{sc} \Rightarrow$ limite de Schönberg-Chandrasekhar.

- ✓ A massa relativa do caroço não pode exceder q_{sc} .
- ✓ Dependência forte de q_{sc} com a razão dos pesos moleculares $\mu_{env} / \mu_{núc}$.
- ✓ Podemos escrever a relação aproximada:

$$q_{sc} = 0,37 (\mu_{env} / \mu_{núc})^2$$

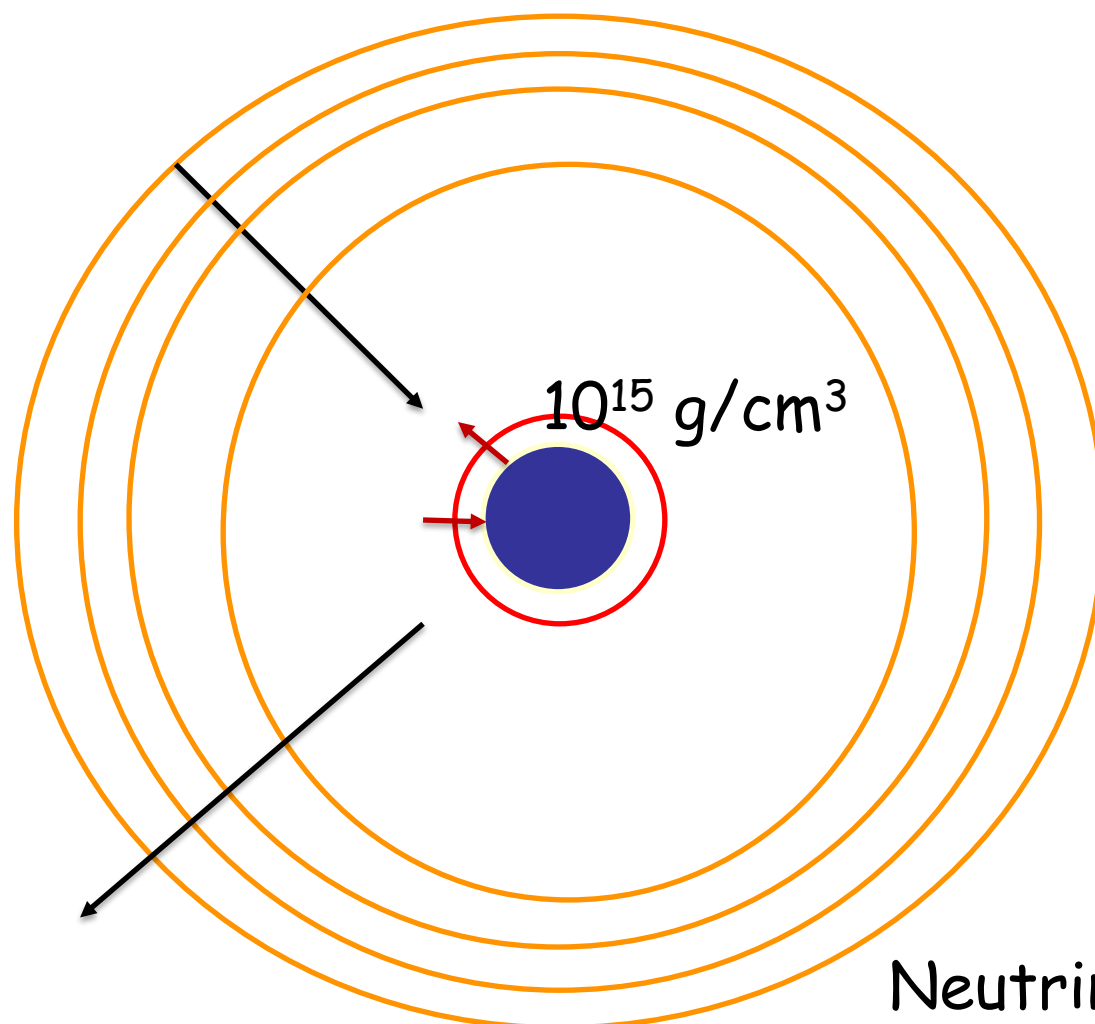
24

- ✓ Para valores típicos de $\mu_{núc} \sim 4/3$, $q_{sc} = 0,09$, bem menor que os valores típicos dos núcleos de He para estrelas de grande massa.





FIM DA AULA 5



Neutrinos empurram também as camadas externas