



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

Evolução Estelar II

Ast-202-3

Aula 4

Formação estelar - conceitos

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



Leitura recomendada

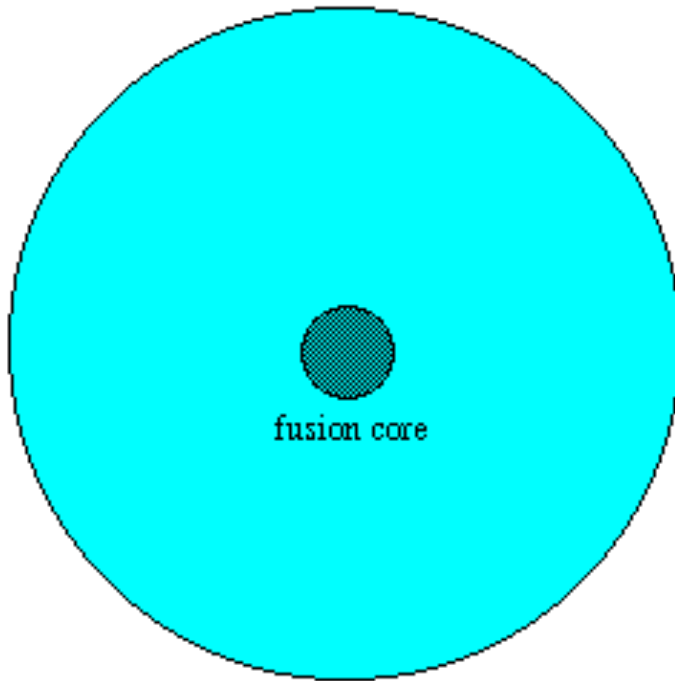
- ☑ R. Kippenhahn, A. Weigert, A. Weiss. *Stellar Structure and Evolution* (2nd ed.). Springer (2012)
 - ✓ Caps. 22, 24, 26, 27, 28 and 29



Premissas básicas

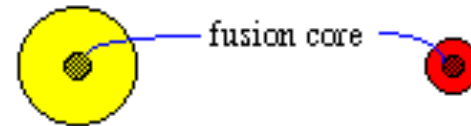
- ☑ Estrelas são formadas a partir da matéria no meio interestelar
- ☑ O mecanismo mais provável é a instabilidade gravitacional
- ☑ Em condições realistas, termos de inércia e troca de calor são importantes no colapso
- ☑ $t_{\text{ff}} \gg t_{\text{term}}$ (colapso em geral isotérmico)

Tamanhos relativos



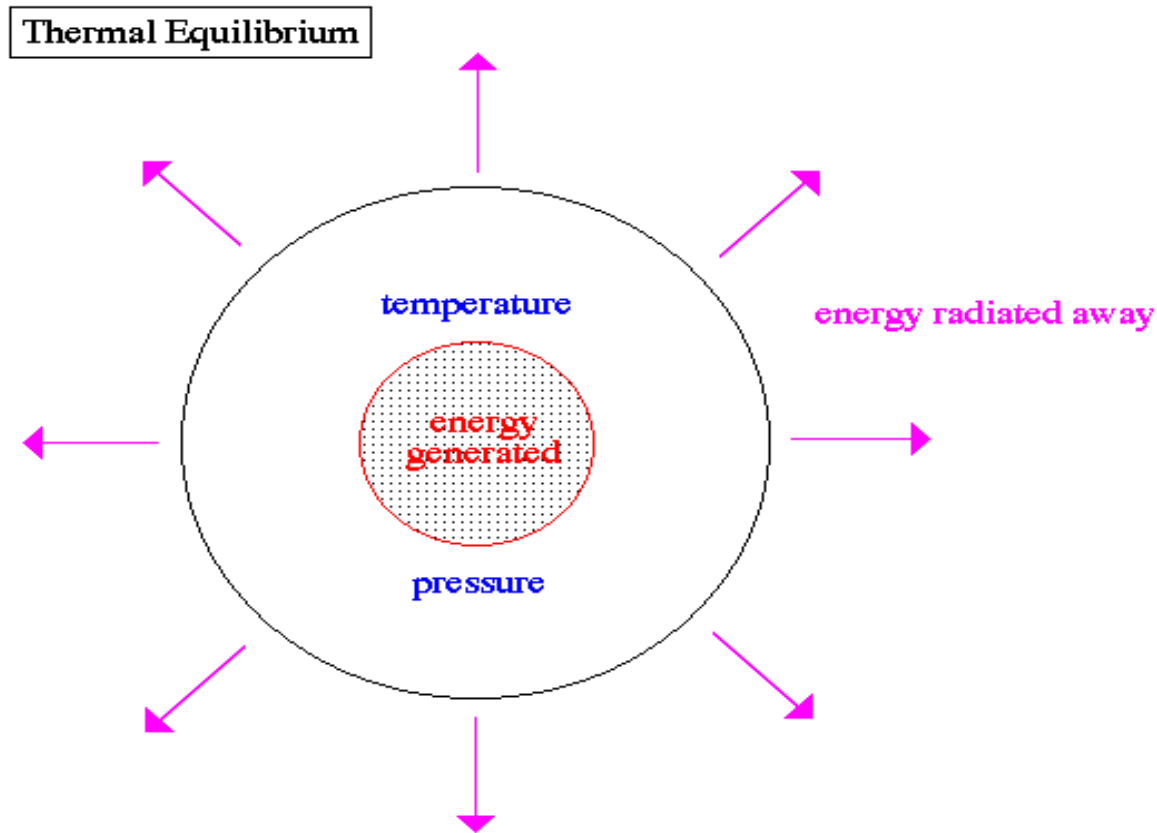
O star (60 solar radii)

G star (1 solar radii)



M star (0.4 solar radii)

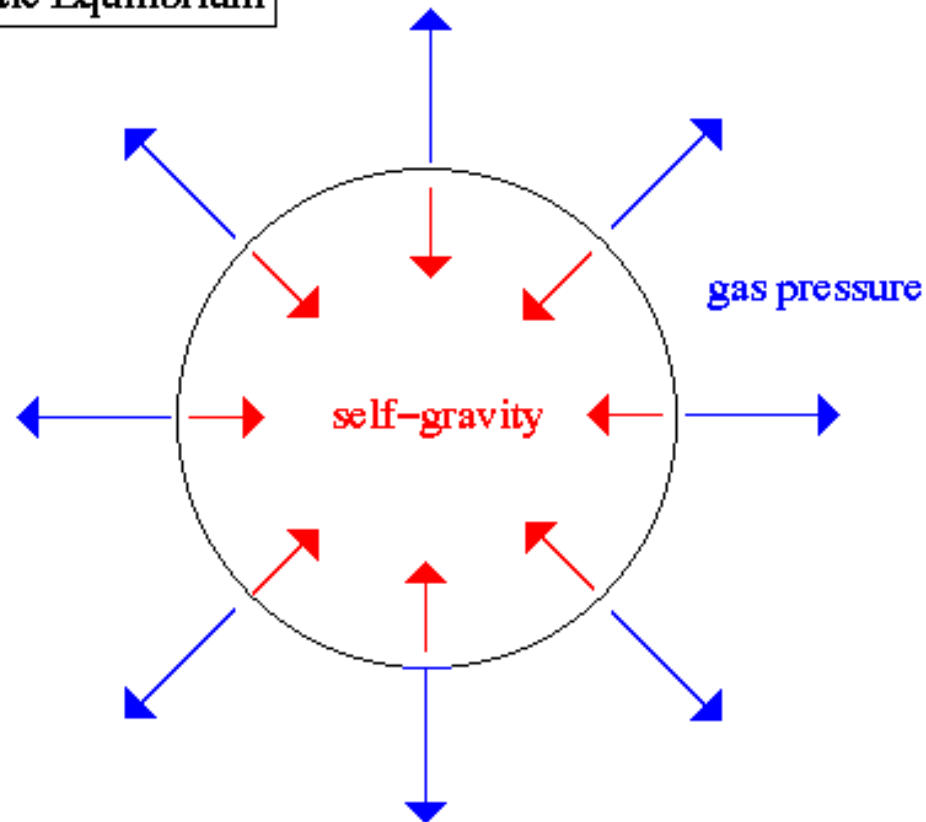
Condições de estabilidade



the energy generated must be radiated away, if the energy production is increased, the temperature goes up, therefore the pressure goes up and the star expands – the surface area increases and more energy is radiated to space to balance the increased production

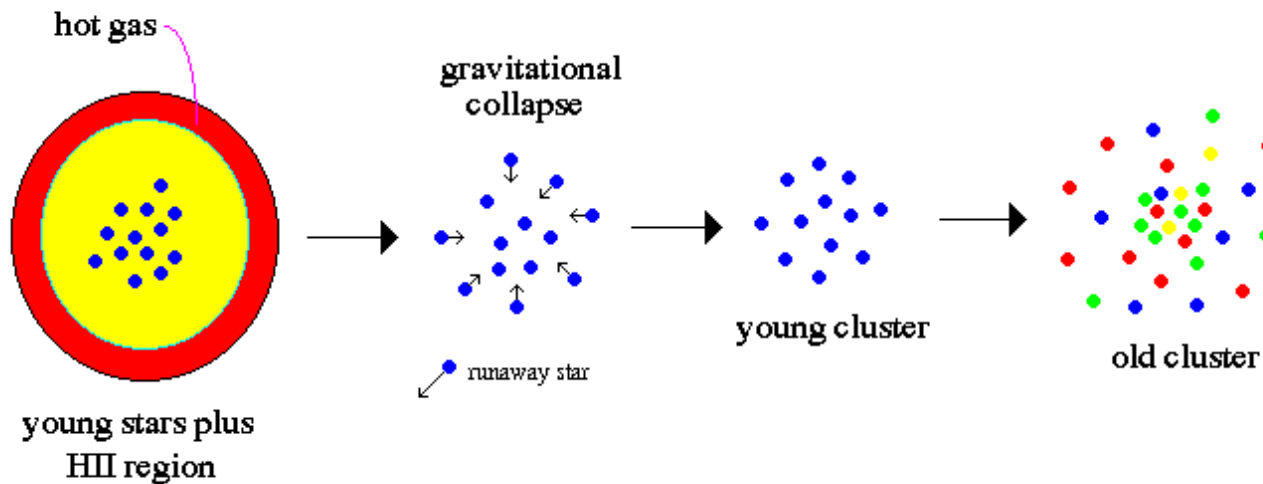
Condições de estabilidade

Hydrostatic Equilibrium



the Sun is not expanding or contracting, therefore it is in equilibrium, the downward force of gravity is balanced by the higher force of pressure

Formação de aglomerados estelares



- ☑ Estrelas nascem de grandes nuvens moleculares.
- ☑ Aglomerados são formados e mantidos por efeitos gravitacionais.
- ☑ Após o sistema tornar-se gravitacionalmente ligado, seus componentes orbitarão uns em torno dos outros para sempre.

Aglomerados estelares

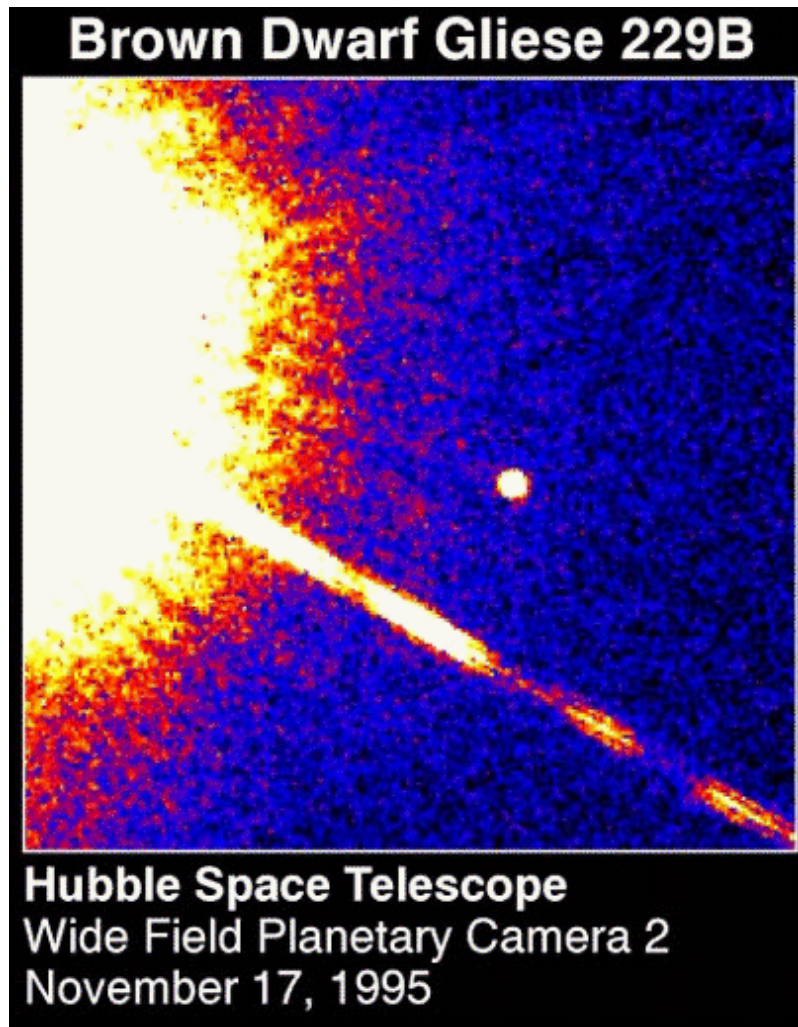


Jewel Box-Young Cluster



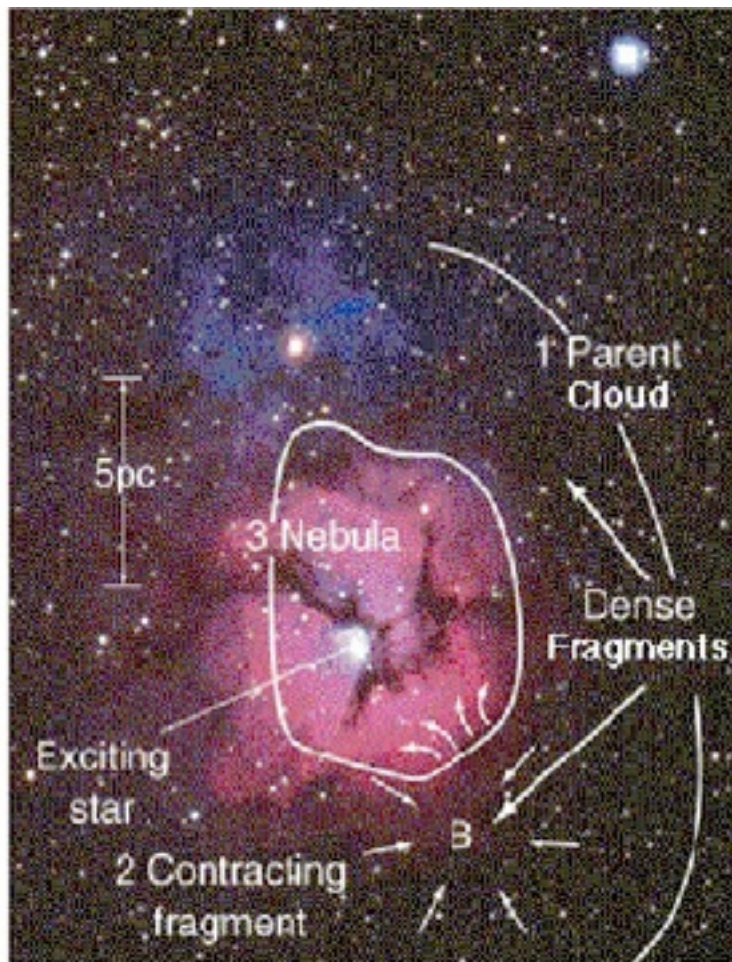
M80-Old Cluster

Anãs marrons – fracassos estelares



- ☑ Se uma protoestrela tem menos de $0,08 M_{\text{sol}}$, não ocorre o início da fusão nuclear.
- ☑ Essa estrela fracassada é conhecida como anã marrom e tem o tamanho aproximado de objetos planetários.
- ☑ Anãs marrons emitem energia, devido ao colapso gravitacional.
- ☑ Anãs marrons são importantes porque elas devem ser um dos tipos mais comuns de estrelas e podem resolver o problema da massa faltante.
- ☑ Anãs marrons esfriam e viram “anãs negras”.

Evidência de formação estelar



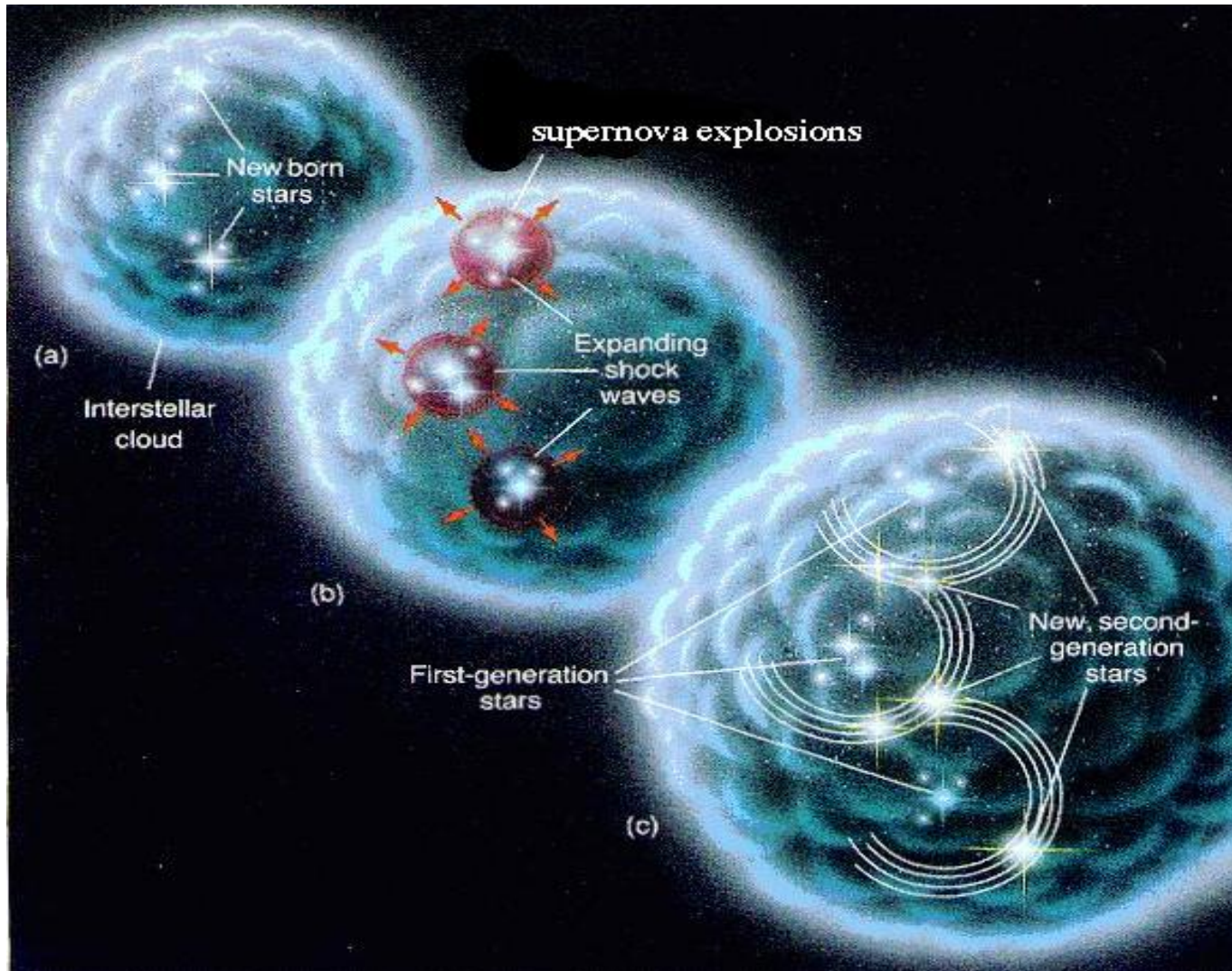
- ✓ A região em torno da nebulosa M20 mostra evidências de contração
- ✓ Uma nuvem molecular gigante escura rodeia a nebulosa visível
- ✓ Densidade e temperatura são muito baixas
- ✓ A região brilhante de gás ionizado resulta diretamente de uma estrela massiva tipo O

Evidência de Protoestrelas



- Regiões de formação conhecidas como EGGs aparecem no topo deste pilar gigantesco de gás e poeira na Nebulosa da Águia (M16)
- EGGs (Evaporating Gaseous Globules) são regiões densas de hidrogênio molecular que se fragmentam e eventualmente colapsam para formar estrelas.

Ondas de choque e formação estelar





O critério de Jeans

- ☑ Determinação da massa cujo valor determina a estabilidade de uma esfera gasosa autogravitante
- ☑ Consideração inicial: meio homogêneo e infinito.
 - ✓ Problema: o potencial gravitacional deve ser constante, o que exige $\rho = 0...$
 - ✓ Perturbamos periodicamente o meio com pequenos λ

☑ Eqs. de movimento hidrodinâmico:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \Phi \quad 8$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad 9$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho \quad 10$$

$$P = \frac{\rho \kappa T}{\mu m_H} = v_s^2 \rho \quad 11$$

- ✓ Na condição de equilíbrio, supomos que:

$$\rho = \rho_0 = \text{const.}; \quad T = T_0 = \text{const.}; \quad \vec{v}_0 = 0.$$

12

- ✓ Perturbamos a condição de equilíbrio usando as relações abaixo, em que o subscrito 1 indica a quantidade perturbada.
- ✓ Ao substituir as grandezas perturbadas nas eqs. hidrodinâmicas, supomos perturbações isotérmicas e ignoramos termos não-lineares ou de segunda ordem (produto de duas grandezas perturbadas).

$$\rho = \rho_0 + \rho_1$$

$$P = P_0 + P_1$$

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_1$$

$$v = \vec{v}_1$$

13

☑ Obtemos então:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\nabla \left(\Phi_1 + v_s^2 \frac{\rho_1}{\rho_0} \right)$$

14

$$\nabla^2 \Phi_1 = 4\pi G \rho_1$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -\rho_0 \nabla \cdot \vec{v}_1$$

☑ que é um sistema de ED lineares homogêneas com coeficientes constantes, e que admite soluções do tipo

$$f(\vec{r}, t) \propto e^{-i(\vec{\kappa} \cdot \vec{r} + \omega t)}$$

15

☑ Nesse caso,

$$\frac{\partial}{\partial x} = i\kappa; \frac{\partial}{\partial t} = i\omega; \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} = 0 \quad 16$$
$$v_{1x} = v_1; v_{1y} = v_{1z} = 0$$

☑ E as eqs (14) tornam-se:

$$\omega v_1 + \frac{\kappa v_s^2}{\rho_0} \rho_1 + \kappa \Phi_1 = 0$$

$$\kappa \rho_0 v_1 + \omega \rho_1 = 0$$

$$4\pi G \rho_1 + \kappa^2 = 0$$

17

☑ Solução do sistema é a relação de dispersão:

$$\omega^2 = \kappa^2 v_s^2 - 4\pi G \rho_0$$

18

☑ Duas soluções possíveis:

✓ $\kappa v_s^2 \gg 4\pi G \rho_0$

$$\omega^2 = \kappa^2 v_s^2$$

19

- ondas de pequenas amplitudes geram pequenos efeitos gravitacionais; pressão interna rapidamente restaura qualquer perturbação

✓ $\kappa^2 < \frac{4\pi G \rho_0}{v_s^2}$

20

- solução instável e pode crescer exponencialmente com o tempo, criando um desequilíbrio ($\propto \exp(\pm i\omega t)$)

- ✓ Definimos um número de onda (k , conseqüentemente, um comprimento de onda) característico tal que seja possível separar as perturbações em instáveis e estáveis:

$$\kappa_J^2 \equiv \frac{4\pi G \rho_0}{v_s^2} \rightarrow \lambda_J = \frac{2\pi}{\kappa_J}$$

21

- ✓ Condição de instabilidade: $\lambda > \lambda_J$

- ✓ Critério de Jeans: $\lambda_J^2 = \left(\frac{\pi}{G \rho_0}\right)^{1/2} v_s^2$

22

- ✓ Caso valha a cond. de instabilidade, a solução das eqs. hidrodinâmicas é instável, dando início ao colapso. Para comprimentos de onda menores que λ_J , a pressão interna do meio restabelece o equilíbrio de forças, restituindo o sistema à condição de repouso.



Instabilidade no caso esférico

- ☑ Os pontos essenciais para entender o colapso esférico podem ser apreciados através da análise do teorema do Virial. Rever cap. 3 do KWW...
- ☑ Consideramos o caso mais realista de uma esfera de gás ideal, de massa M , raio R finito e embebida em um meio com $P^* > 0$.
- ☑ A estrutura da esfera pode ser obtida através de uma das soluções da eq. de Lane–Emden para um polítropo isotérmico.

- Consideramos a esfera de gás isotérmica (pol. de Lane–Emden), com energias interna e gravitacional dadas por:

$$E_i = c_v MT; \quad E_g = \frac{\theta GM^2}{R} \quad \boxed{23}$$

- Para um gás monoatômico, o teorema do Virial pode ser escrito da forma:

$$\zeta E_i + E_g = 4\pi R^3 P_0 \rightarrow P_0 = \frac{c_v MT}{2\pi R^3} - \frac{\theta GM^2}{4\pi R^4} \quad \boxed{24}$$

- Em que P_0 representa a pressão externa.

- ✓ $P_0 > 0 \Rightarrow$ contração
- ✓ $P_0 < 0 \Rightarrow$ expansão

$\theta = 3(5 - n)$, da ordem de 1, usado para ajustar a distribuição real de gases dentro da estrela.

- ✓ O valor máximo de $P(=P_{crit})$ que impede o colapso é dado por $dP/dR = 0$ ($c_v = 3/2$ ($\kappa/\mu m_H$)):

$$R = R_{crit} = \frac{4\theta G\mu m_H M}{9 \kappa T} = \left[\frac{27}{16\pi\theta} \frac{\kappa T}{G\mu m_H \bar{\rho}} \right]^{1/2} \quad 25$$

- ✓ É interessante notar que esse valor é da ordem de λ_J !

$$\lambda_J = \left[\frac{\pi \kappa T}{G\mu m_H \bar{\rho}} \right]^{1/2} \quad 26$$

- ✓ De R e de considerações de estabilidade para o colapso sob a ação da pressão externa, podemos derivar a massa de Jeans:

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \bar{\rho} R^3 = \frac{27}{16} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{\kappa T}{\theta \mu m_H G} \right)^{3/2} \left(\frac{1}{\bar{\rho}} \right)^{1/2} \quad 27$$

$$M_J = 1,1 M_{\odot} \left(\frac{T}{10 \text{ K}} \right)^{3/2} \left(\frac{\rho}{10^{-19} \text{ g.cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad 28$$

- ☑ As condições de parametrização anteriores (densidade e temperatura) são típicas de nuvens moleculares onde ocorrem colapsos que levam à formação estelar
- ☑ Entretanto, simulações sugerem que, ao se condensar, a nuvem que sofre o colapso se fragmenta em unidades menores, de forma a produzir diversas protoestrelas a partir de um único colapso
- ☑ Fator causador das instabilidades: turbulência!
- ☑ Os fatores numéricos nas eqs. (26) e (27) refletem as diferentes condições de composição química na nuvem.
- ☑ Escalas de tempo relevantes: queda-livre ($t \sim 10^5$ anos) e ajuste térmico ($t \sim 10$ anos) => colapso essencialmente ISOTÉRMICO!

Fragmentação

- ☑ Nuvens moleculares com massas da ordem de $10^{4-5} M_{\text{sol}}$ sofrem ajustes internos devido a processos intensos de turbulência
- ☑ As mesmas ondas de choque que depositam energia no gás da nuvem para evitar o colapso dela como um todo produzem caroços e filamentos que, ao exceder o valor de M_J , sofrem colapso.
- ☑ Processo observado em simulações e através de observação no IV: fragmentação \Rightarrow produção de protoestrelas de massa $M \ll M_{\text{nuvem}}$

- ☑ Embora o processo seja bastante complexo, pode-se mostrar que os mecanismos radiativos durante o colapso definem a massa final dos fragmentos.
- ☑ Em termos gerais, a energia irradiada pela nuvem colapsante é da ordem da energia gravitacional da nuvem

$$E/t \sim GM^2 / R, \text{ sendo } t \sim (G\rho)^{-1/2}$$

$$E \sim (3/4\pi)^{1/2} G^{3/2} M^{5/2} / R^{5/2}$$

29

- ☑ Mas o objeto não pode irradiar mais do que um corpo negro à temperatura do colapso (praticamente isotérmico, como vimos), logo o fluxo radiativo para compensar o aquecimento da nuvem **SEM INTERROMPER O COLAPSO** é dado por $B = 4\pi f \sigma T^4 R^2$

30

- ☑ O colapso isotérmico ocorre quando $B \gg E/t$. Quando temos $B \sim E/t$, o processo torna-se adiabático. Esse é o caso em que

$$M^5 = 64\pi^3/3 (f\sigma)^2 T^8 R^9 / G^3$$

31

- ☑ O limite do colapso ocorre quando a massa $M = M_J$.
- ☑ Usando o valor de R_J para isolar M_J e eliminando ρ , obtemos, a partir do valor de M_J para um colapso esférico:

$$M_J = 0,003 M_{Sol} T^{1/4} / f^{1/2} \text{ (considerando } \mu = 1\text{)}.$$

32

- ☑ f é um fator < 1 , que justifica o fato de que o fluxo radiativo da nuvem pode ser aproximado por uma emissão semelhante a um corpo negro, mas menor do que ele.

- ☑ Fisicamente, o valor da massa de Jeans varia ao longo do colapso, até que a opacidade (causada pelo aumento da densidade) é suficiente para impedir o fluxo radiativo que mantém o colapso!
- ☑ Descobrimos que os colapsos terminam quando as massas são da ordem da massa solar!!!
- ☑ Importante notar que esse resultado é fortemente dependente da composição química, uma vez que elementos mais pesados podem ser resfriadores extremamente eficientes, devido à grande possibilidade de dissipar energia nos muitos níveis espectrais disponíveis para os e^- .

- ☑ Estrelas de pop. III, cuja composição é essencialmente H e H, possuem um processo de resfriamento ineficiente.
- ☑ As menores condensações em uma nuvem colapsante na época da formação das primeiras estrelas é da ordem de $100 M_{\text{Sol}}$.
- ☑ Alguns fatores complicadores não são considerados nessa análise:
 - ✓ Campos magnéticos – dissipadores de energia, via transferência de momento angular, facilitando o colapso.

✓ Estágio para entrar na Sequencia Principal de Idade Zero (SPIZ):

- ✓ A acreção contínua no caroço \rightarrow temperature varia de ~ 100 K para mais de 2000 K \rightarrow dissociação do H^2 .
- ✓ Absorção de energia $\rightarrow \gamma_{ad}$ cresce \rightarrow eq. hidrostático instável novamente \rightarrow NOVO COLAPSO!
- ✓ Formação de um segundo caroço, mais interno, estável.

✓ Valores típicos para o caroço:

- ✓ $R \sim 1,3 R_{sol}$
- ✓ $M \sim 1,5 \times 10^{-3} M_{sol}$
- ✓ $\rho_{cen} \sim 1,2 \times 10^{-2} \text{ g.cm}^{-3}$
- ✓ $T_{cen} \sim 2 \times 10^4 \text{ K}$

✓ Etapas para entrar na SPIZ:

- ✓ 1) col. isotérmico: $t_{ff} \ll t_{KH}$
- ✓ 2) col. adiabático: $t_{acr} \ll t_{KH}$
- ✓ Ignição: qdo $t_{acr} > t_{KH}$ e o caroço se ajusta termicamente \rightarrow não há mais evolução adiabática.



A formação protoestelar

- ✓ Transição do regime linear para o não-linear.
- ✓ Após o início do processo, o colapso gravitacional varia com $1/r^2$, enquanto a pressão restauradora varia com $1/r$.
- ✓ Solução inicial do colapso via eq. de movimento para uma esfera colapsando em queda livre (desprezando P).
- ✓ Colapso homólogo: r/r_0 e $(1/r_0)dr/dt$ são os mesmos para todas as camadas num dado instante t .
- ✓ Tempo de colapso (queda livre) é

$$t_{ff} = (3\pi/32G\rho_0)^{1/2}$$

39

- ✓ Para $\rho_0 = 4 \times 10^{-23} \text{ g.cm}^{-3}$ (material interestelar), $t_{ff} \sim 10^7$ anos
- ✓ Para $\rho_0 = 4 \times 10^{-19} \text{ g.cm}^{-3}$ (caroço protoestelar), $t_{ff} \sim 10^5$ anos

- ☑ Interrupção: à medida que o colapso evolui, a pressão “aparece” (gás torna-se opaco) e a temperatura cresce.
- ☑ Aproximação de queda livre é abandonada, quando a pressão passa a contrabalançar o processo de colapso
- ☑ A interrupção do colapso ocorre de dentro para fora da protoestrela (densidade maior no centro => maior opacidade)
- ☑ Cenário usual:
 - ✓ Caroço central em equilíbrio hidrostático
 - ✓ Envelope ainda em queda livre!!
- ☑ Nesse caso, o fluxo de material caindo radialmente no caroço é dado por

$$dM/dt = 4\pi r^2 \rho v$$

- ☑ $E_{\text{cin}} \Rightarrow E_{\text{ter}}$. Parte aquece o núcleo, parte é irradiada.
Se ignoramos a parte que é usada para aquecer o núcleo, a perda por radiação é dada por:

$$L_{\text{acr}} = \frac{1}{2} v_{\text{ff}}^2(r) \dot{M} = \frac{1}{4} \frac{GM}{r} \dot{M}$$

41

- ☑ A velocidade da matéria caindo, da nuvem externa, sobre o núcleo é a vel. de queda livre:

$$v_{\text{ff}}(r) = \frac{1}{2} \left(\frac{GM}{r} \right)^{1/2}$$

42

- ☑ Como consideramos M constante para v_{ff} , a solução acima só vale para

$$t_{\text{acr}} = \frac{M}{\dot{M}} \gg t_{\text{ff}}$$

43

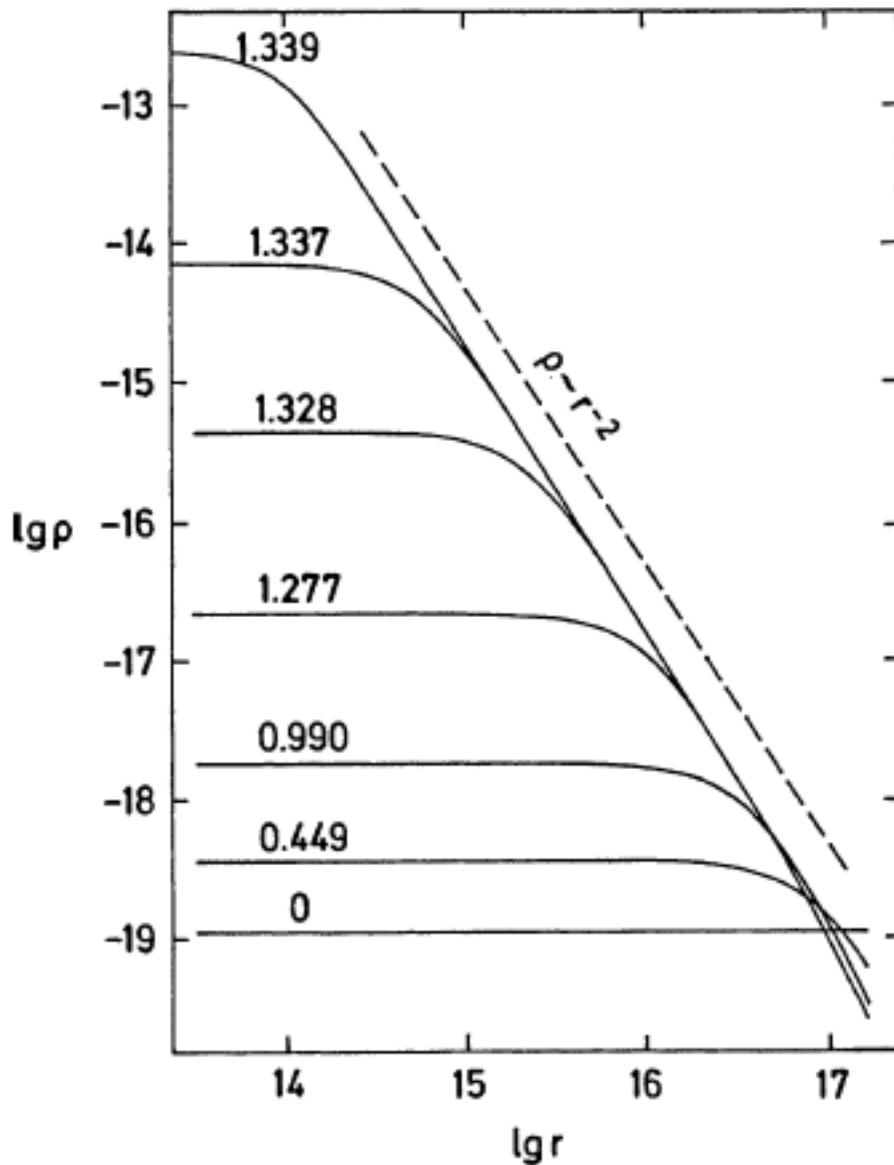
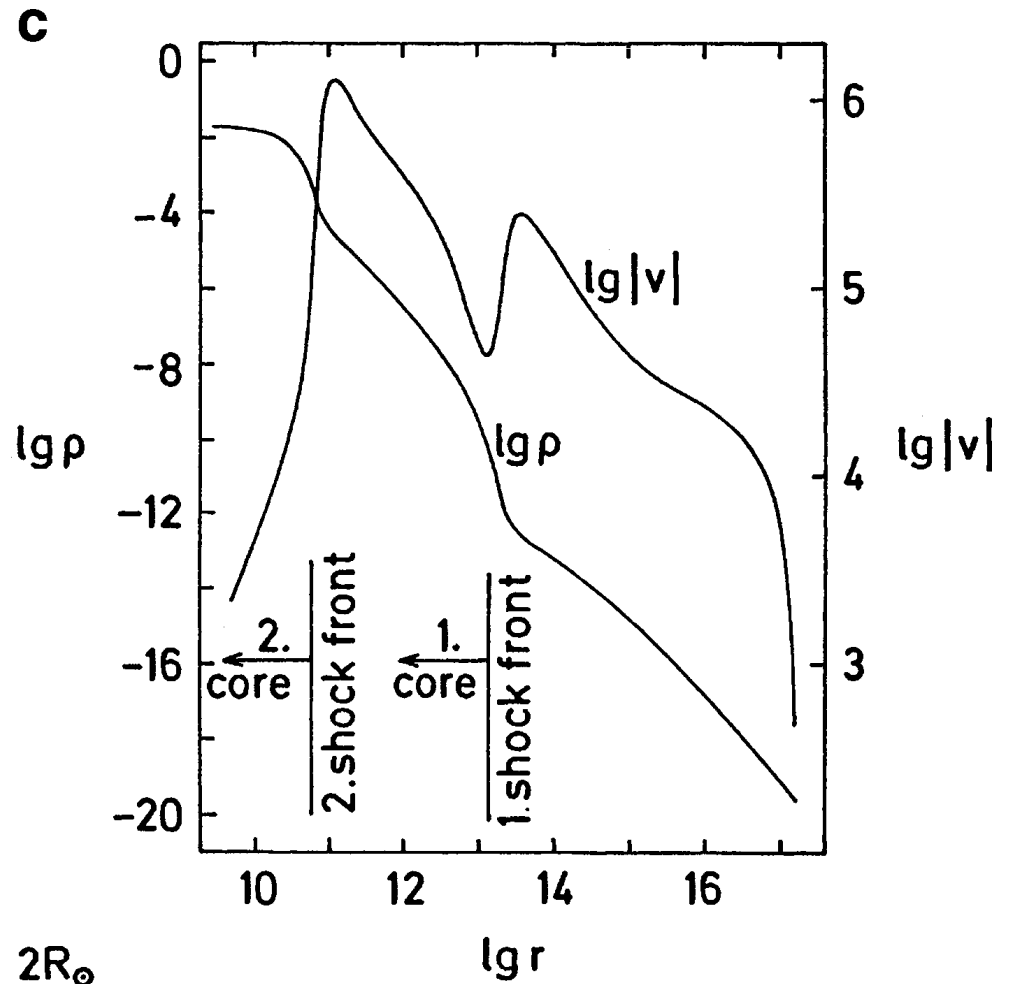
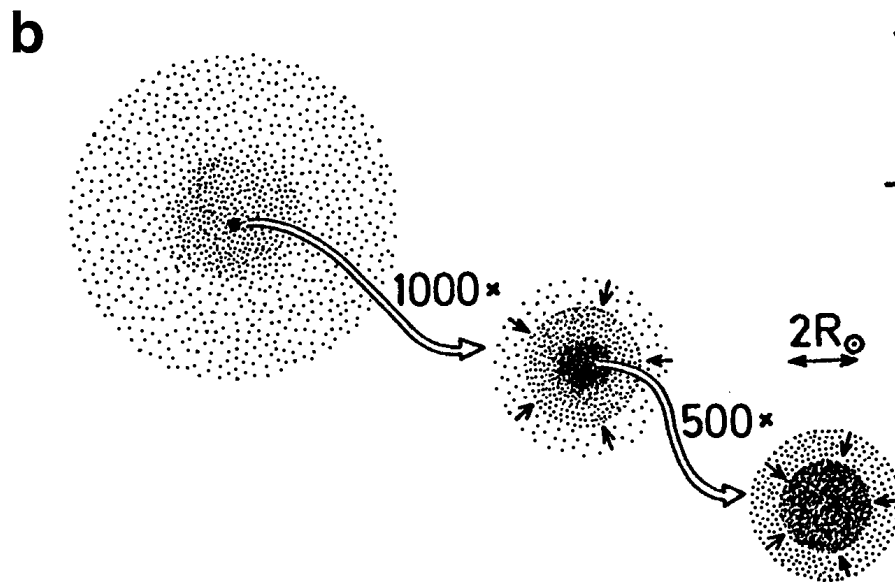
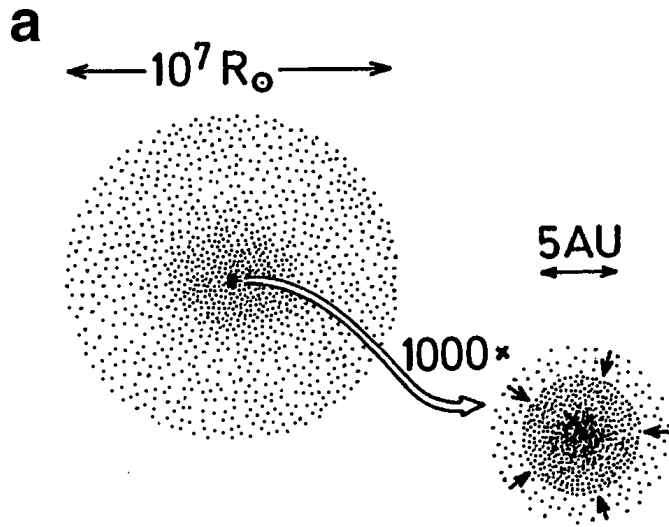


Fig. 27.1 The density ρ (in g cm^{-3}) against the distance from the centre r (in cm) in a collapsing cloud. The density distribution is shown by *solid lines* for different times (labels in 10^{13} s after the onset of the collapse). Regions with homologous changes remain homogeneous ($\partial\rho/\partial r = 0$); regions in free fall approach a distribution with $\rho \sim r^{-2}$ (i.e. a slope indicated by the *dashed line*) (After Larson 1969)

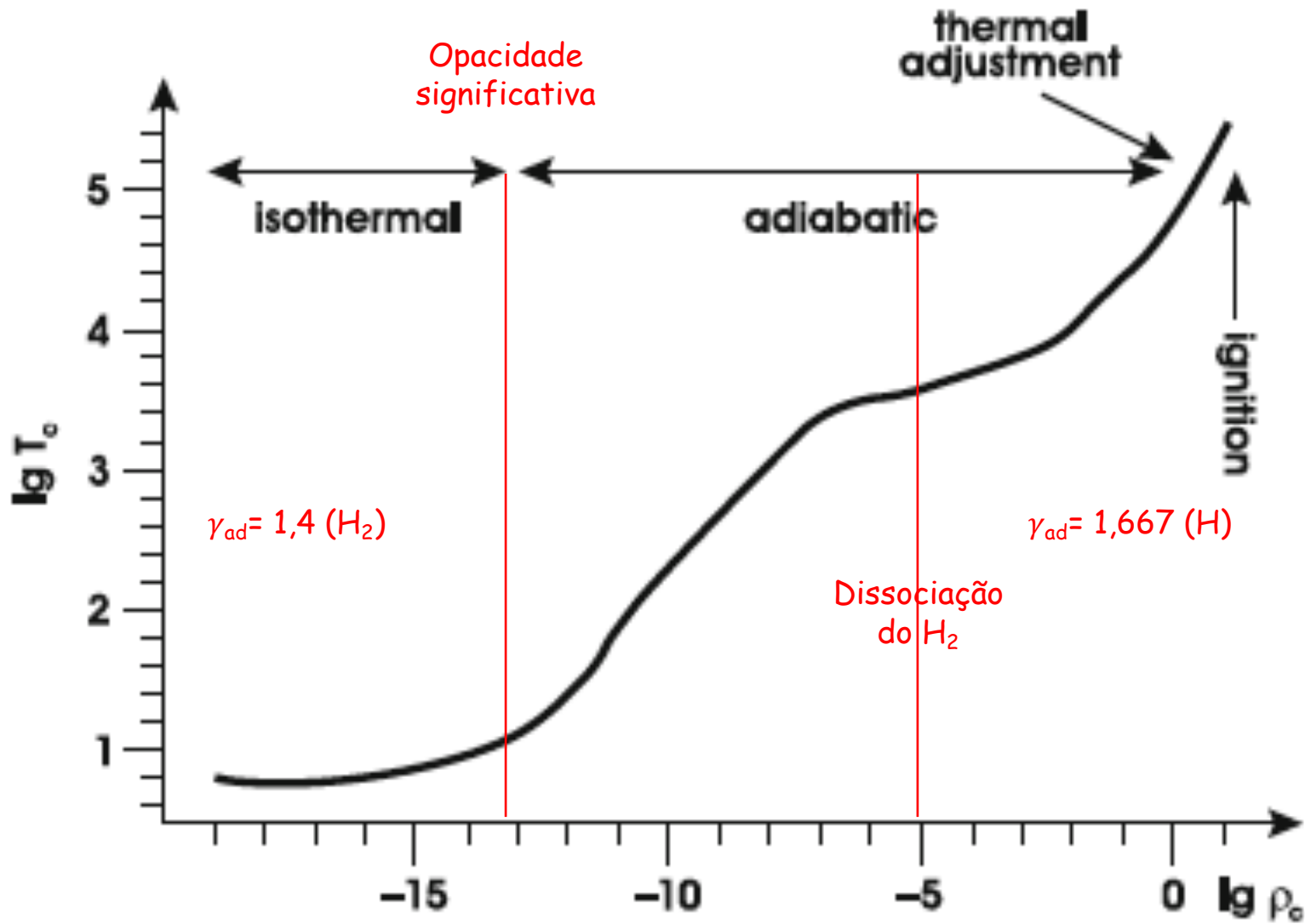
- ☑ Evolução de uma nuvem homogênea de uma massa solar, com composição química $X = 0,651$, $Y = 0,324$ e $Z = 0,025$.
- ☑ Eqs. de continuidade, movimento, geração de energia e luminosidade.
- ☑ Vários elementos causadores de opacidade (grãos de poeira, moléculas)



Referência: Kippenhahn, Weigert, Weiss (2012)

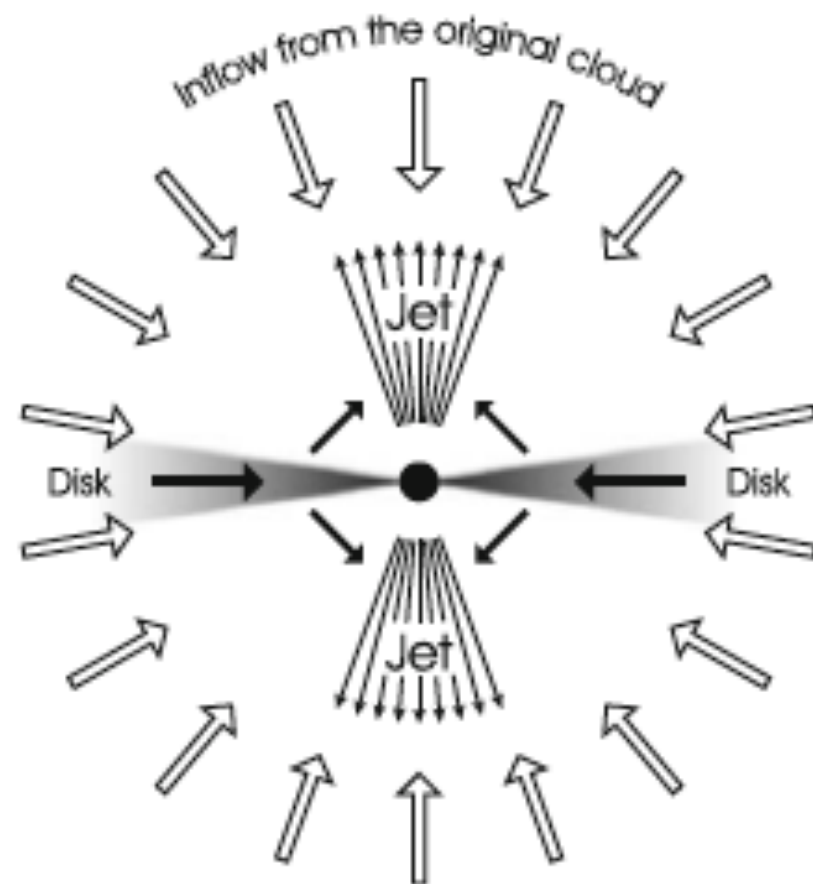
Carlos Alexandre Wuensche (2021)

$$\gamma_{ad} = (f+2)/f$$



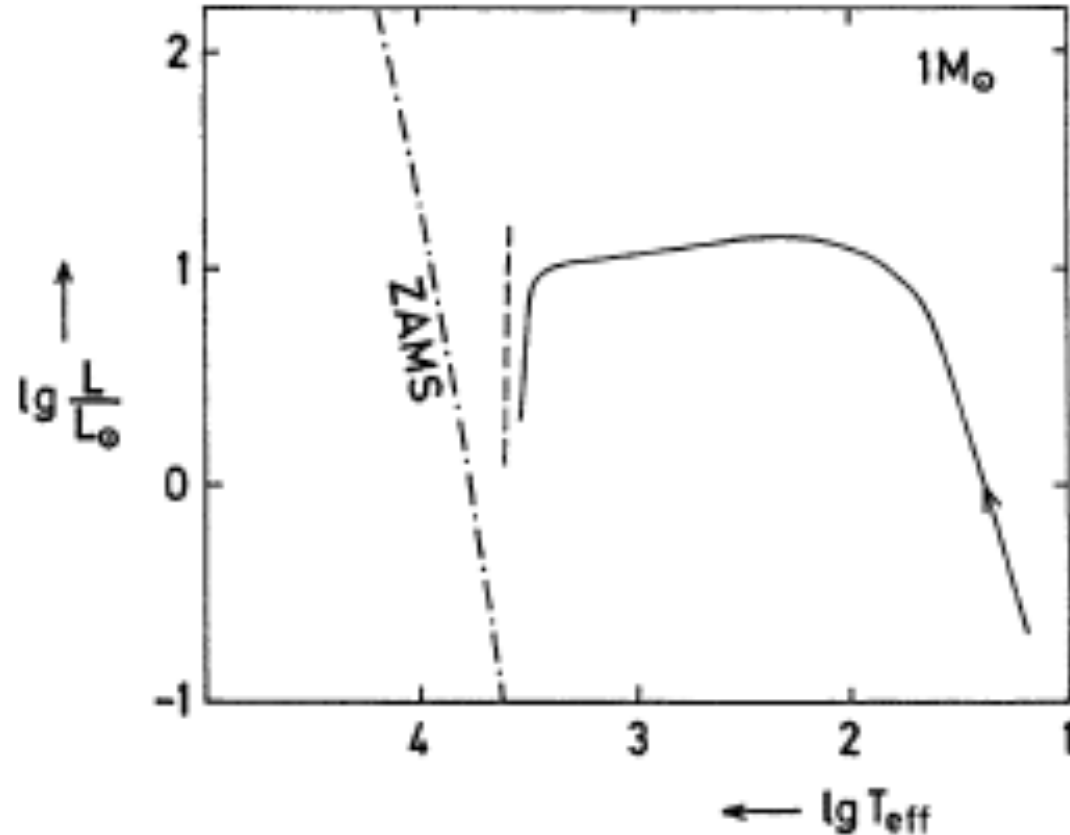
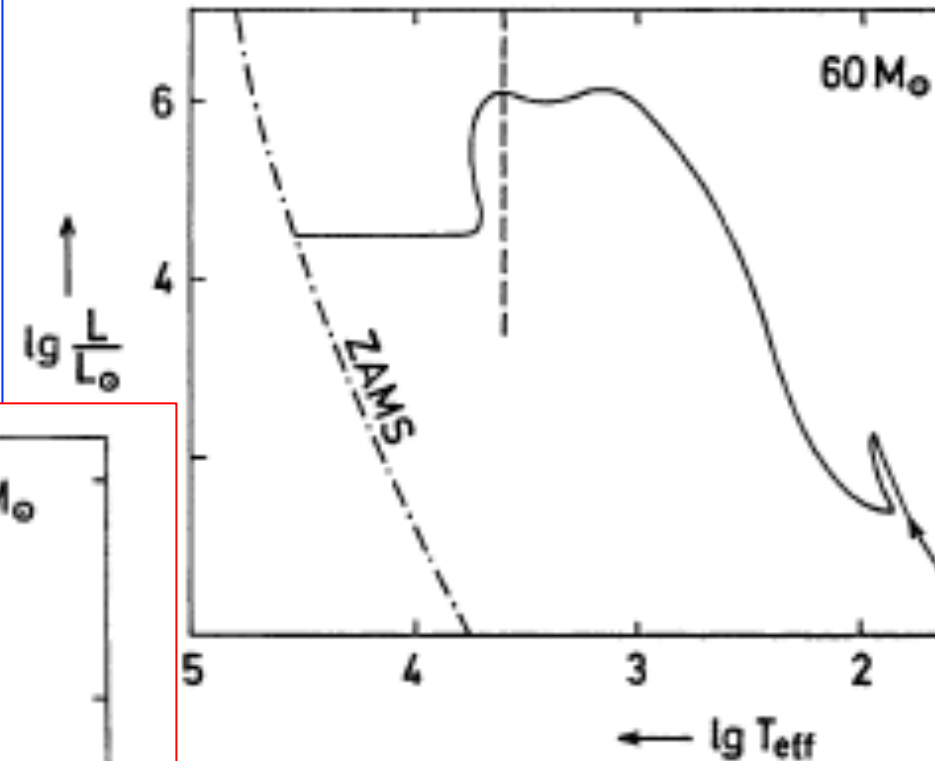
Fluxo de massa protoestelar

- ☑ Esse diagrama representa um fator não levado em conta nos cálculos anteriores: a transferência de momento angular
- ☑ O fato de que campos magnéticos definem uma direção de movimentação da matéria não neutra e a necessidade de transferir energia de dentro para fora levam à criação de um disco de acreção em torno na protoestrela
- ☑ O resíduo desse disco provavelmente é o responsável pela formação de sistemas planetários



Para um observador externo, a nuvem em colapso permanece visível somente no IV, enquanto o envelope for opaco à radiação no visível.

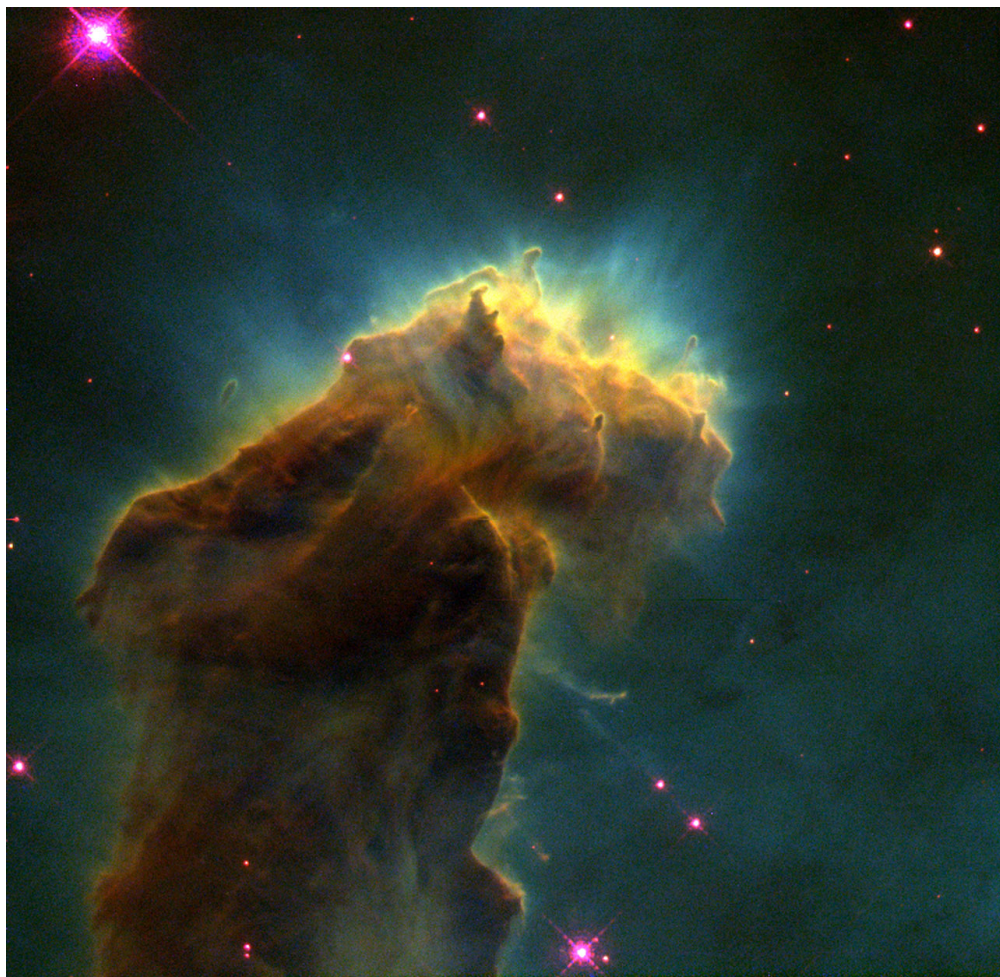
$M = 1 M_{\text{sol}}$: acreção termina bem antes da temperatura central para a ignição do H ser atingida.



- $M = 60 M_{\text{sol}}$: acreção continua após o início da queima de H (mas ela é visível somente no IV, devido à opacidade da nuvem externa).
- Quando ela "desacopla" da nuvem, parte do H já foi consumido e ela já passou da SPIZ.

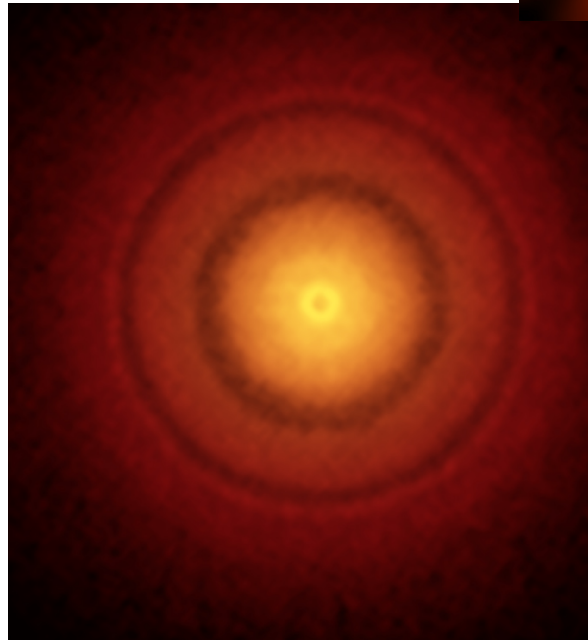
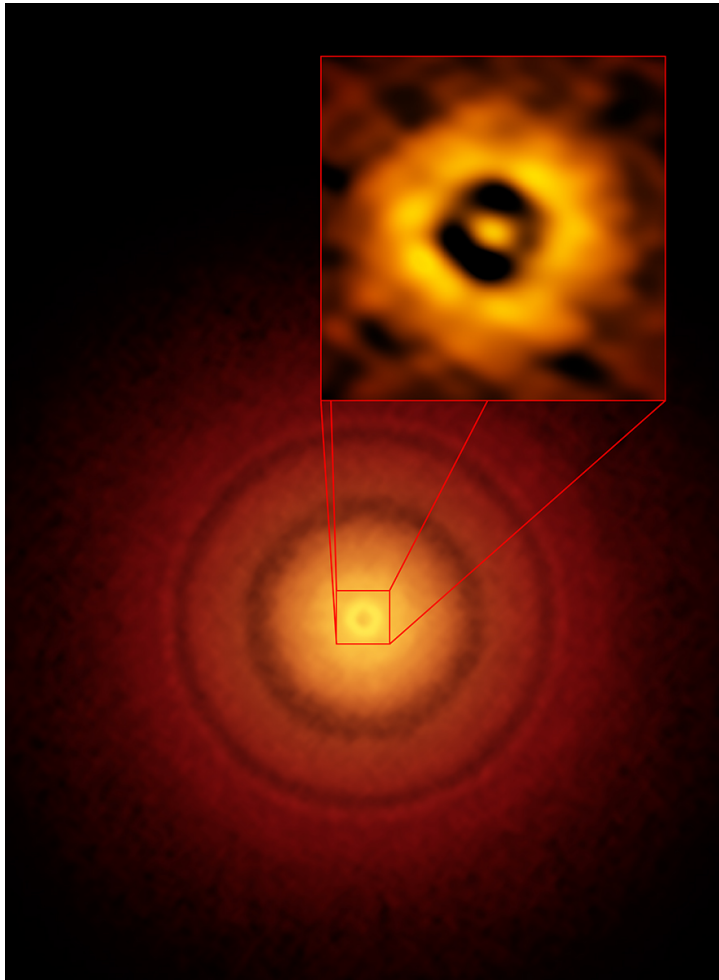
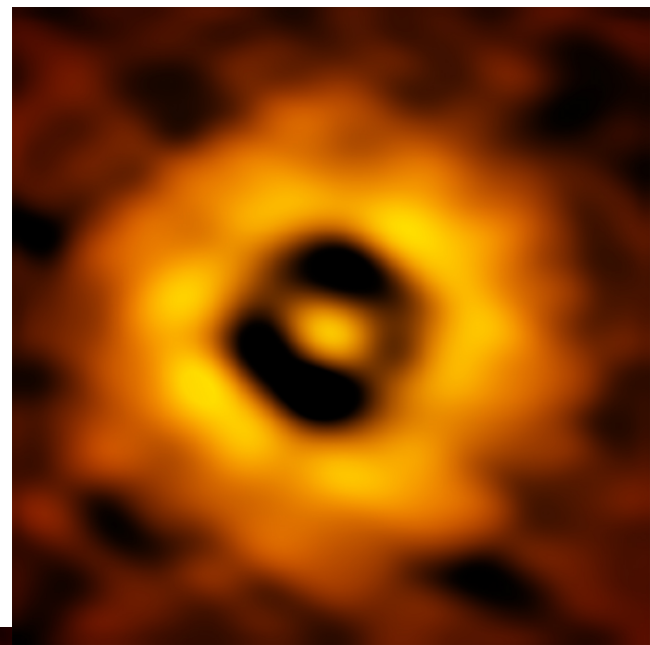
Referência: Kippenhanhn, Weigert, Weiss (2012)

M16 (Nebulosa da Águia)





TW Hydrae, região próxima ao Sistema Solar (cerca de 175 anos-luz), com uma estrela "recém-nascida (cerca de 10 milhões de anos)



<https://www.almaobservatory.org/en/press-releases/almas-best-image-of-a-protoplanetary-disk/>



A linha de Hayashi

- ☑ Locus no diagrama HR das estrelas totalmente convectivas, para um dado conjunto de massas e composição química
- ☑ Transporte de energia do núcleo até a fotosfera é convectivo. **Caso "limite"!**
- ☑ Delimita a região permitida (à esquerda) no diagrama HR para todas as estrelas com esses parâmetros, **desde que** elas estejam em equilíbrio hidrostático e com o processo convectivo ajustado (definido pela teoria do comprimento de mistura)

☑ Descrição simplificada \Rightarrow solução analítica (polítropo)

☑ Suposição básica

$$\frac{d(\ln T)}{d(\ln P)} = \nabla_{ad} = 0,4$$

33

☑ Introduz erros na estratificação P-T...

☑ Relação P - T para o interior é dada por

$$P = C T^{1+n}$$

34

☑ $C = K^{-n} (\kappa/m_H)^{1+n}$ (lembrem da const. politrópica?)

$$n = \frac{1}{\nabla_{ad} - 1} = \frac{3}{2}n$$

35

- ✓ Solução aproximada para o interior ($n=3/2$)

$$\log T = 0,4 \log P + 0,4 \left(\frac{3}{2} \log R + \frac{1}{2} \log M - \log C' \right)$$

36

- ✓ Cada valor de M e μ definem uma linha no diagrama $\log P - \log T$, dada por R constante e C' dependente de R e n

- ✓ A solução aproximadas para a atmosfera é:

$$(a + 1) \log P_0 = \log M - 2,5 \log R - b \log T_{eff} + const$$

37

- ✓ A combinação das 2 equações acima resulta em

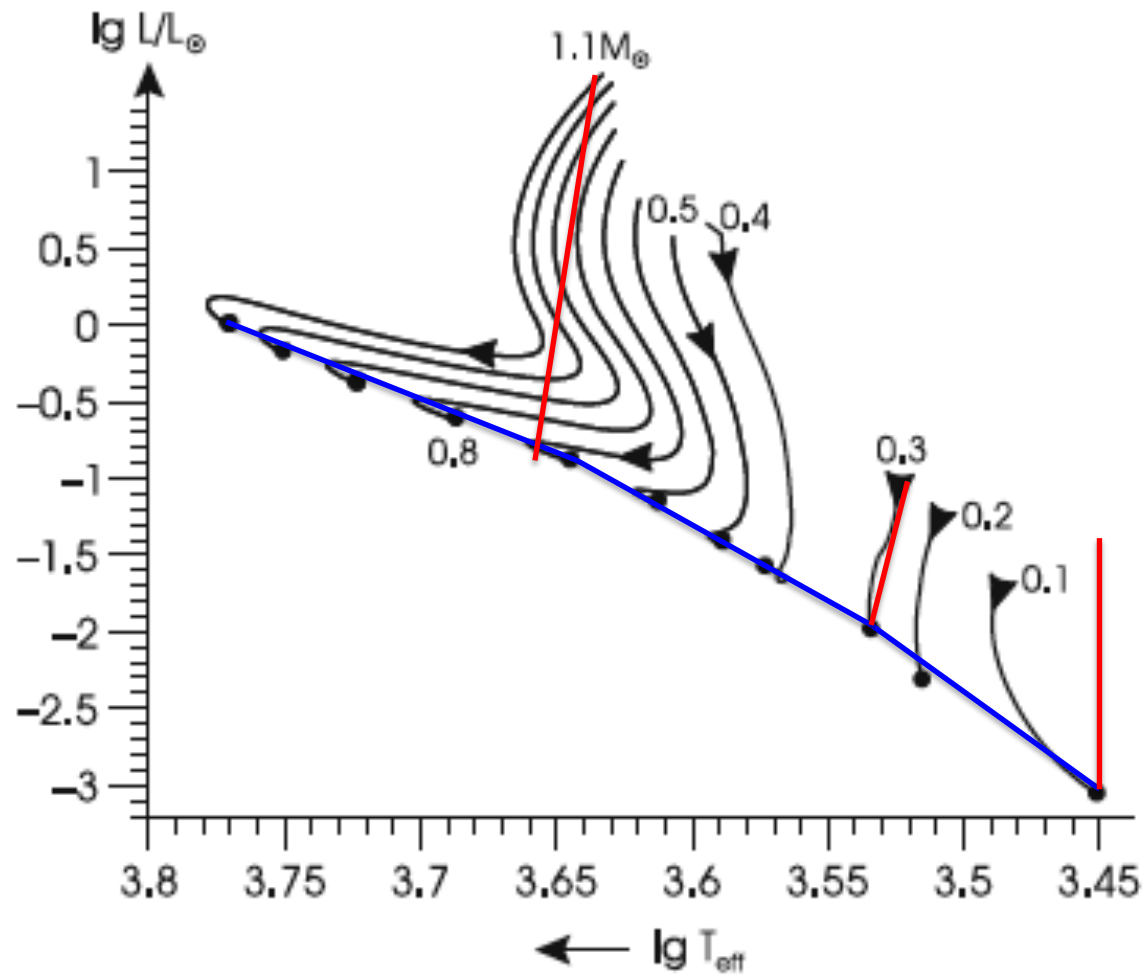
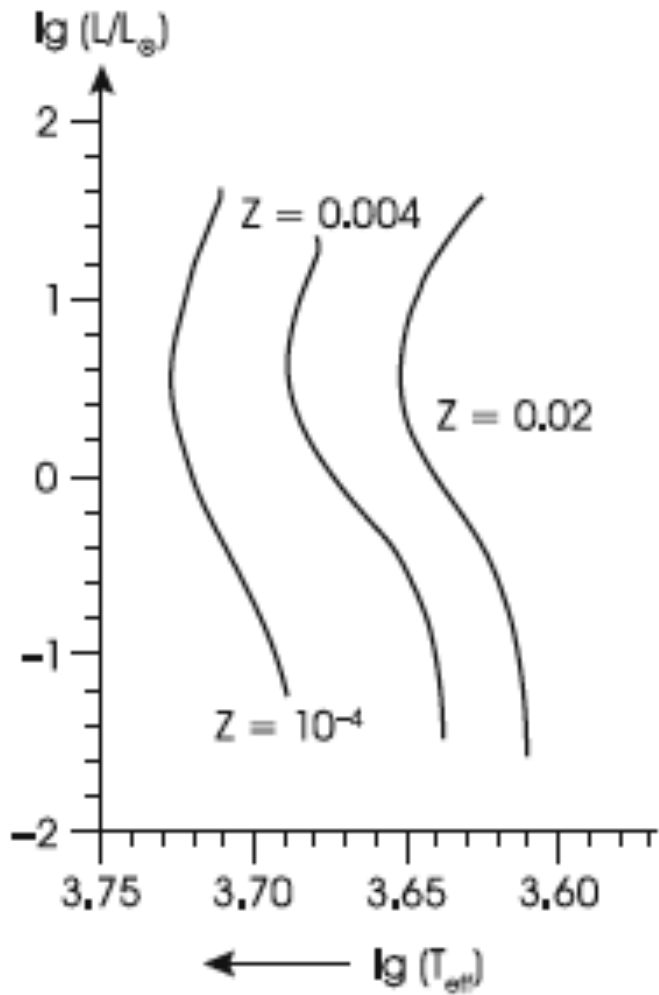
$$\log T_{eff} = A \log L + B \log M + const$$

$$A = \frac{0,75a - 0,25}{b + 5,5a + 1,5}$$

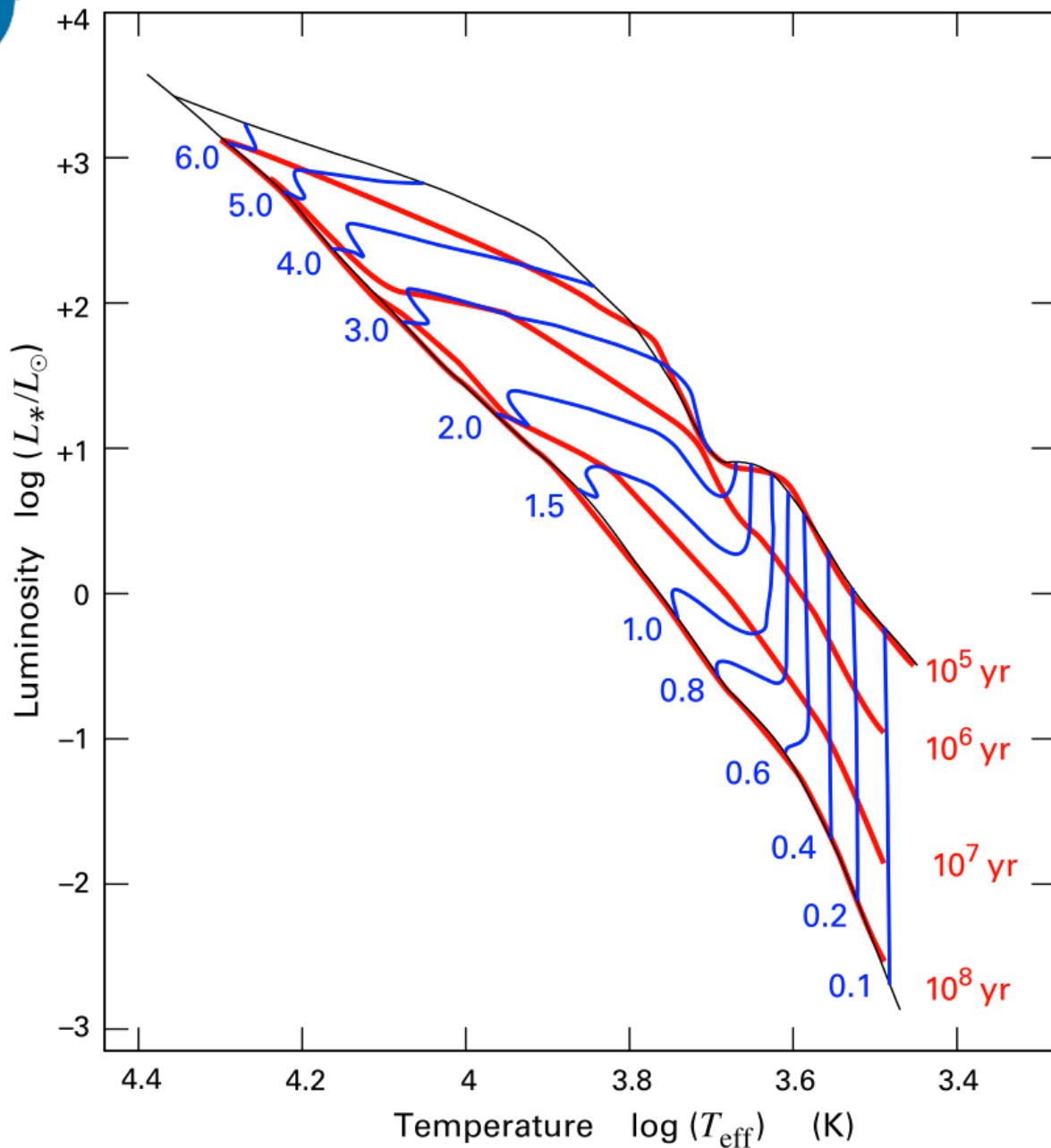
$$B = \frac{0,5a + 1,5}{b + 5,5a + 1,5}$$

38

- ☑ Análise da eq. para T_{eff} indica que
 - ✓ LH deve ser bastante inclinada (quase vertical)
 - ✓ LH deve deslocar-se para a esquerda do diagrama HR para massas maiores
 - ✓ LH deve localizar-se bem à direita do diagrama HR ($T_{\text{eff}} < 5 \times 10^3 \text{ K}$)
- ☑ Aproximações principais para a dedução da LH
 - ✓ Desprezar a depressão de ∇_{ad} nas zonas de ionização e ignorar convecção super-adiabática



$M=1 M_{\text{Sol}}$, $Y=0,245$,
 diferentes Z



Fase pré-SP

As linhas azuis mostram a evolução para o diagrama HR (vertical - trajetórias de Hayashi)

As linhas vermelhas são isócronas que interceptam as azuis em diferentes momentos da vida da protoestrela

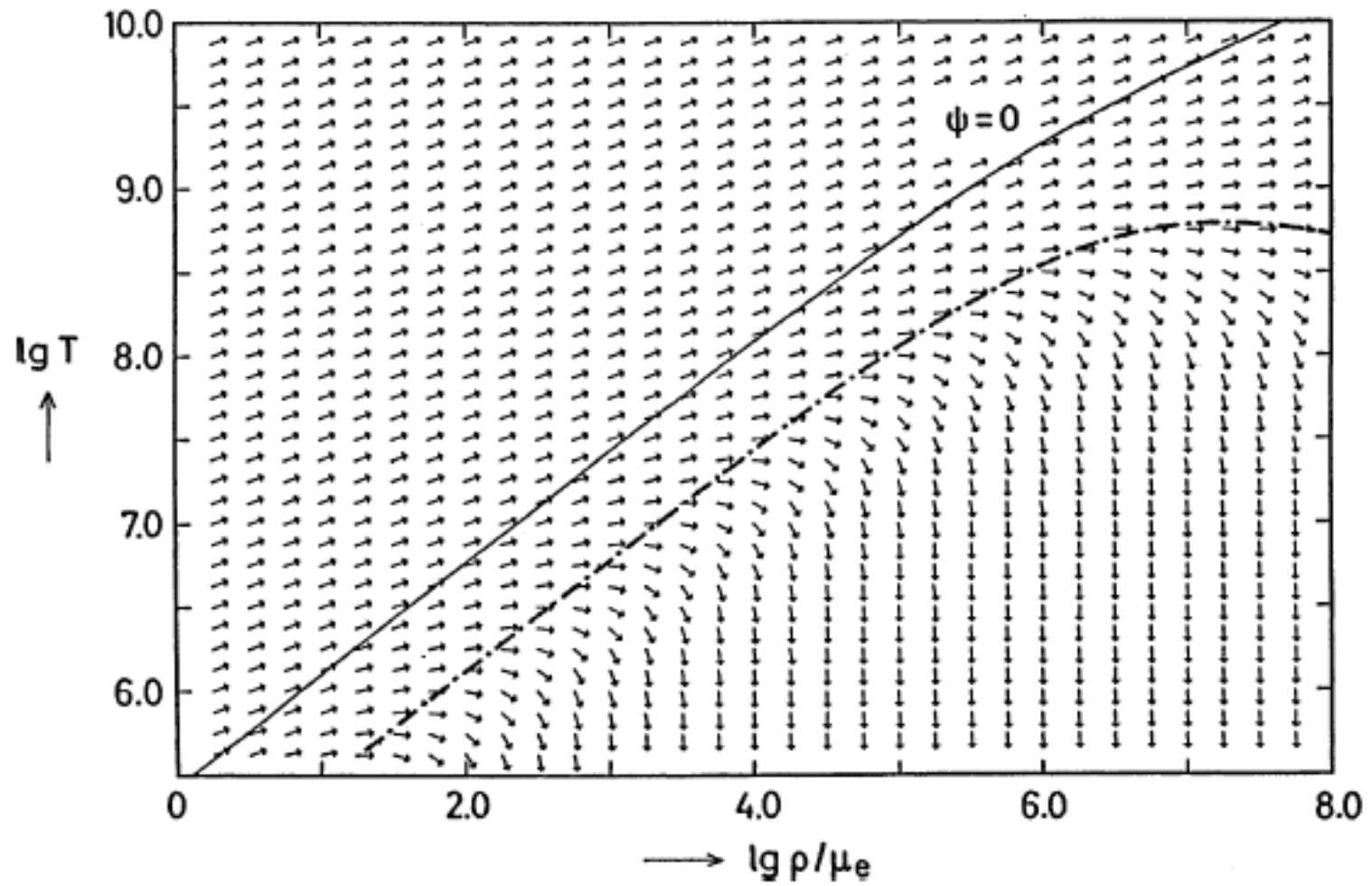
Estrelas com $M > 2 M_{\text{Sol}}$ praticamente não passam pela trajetória vertical!!!!

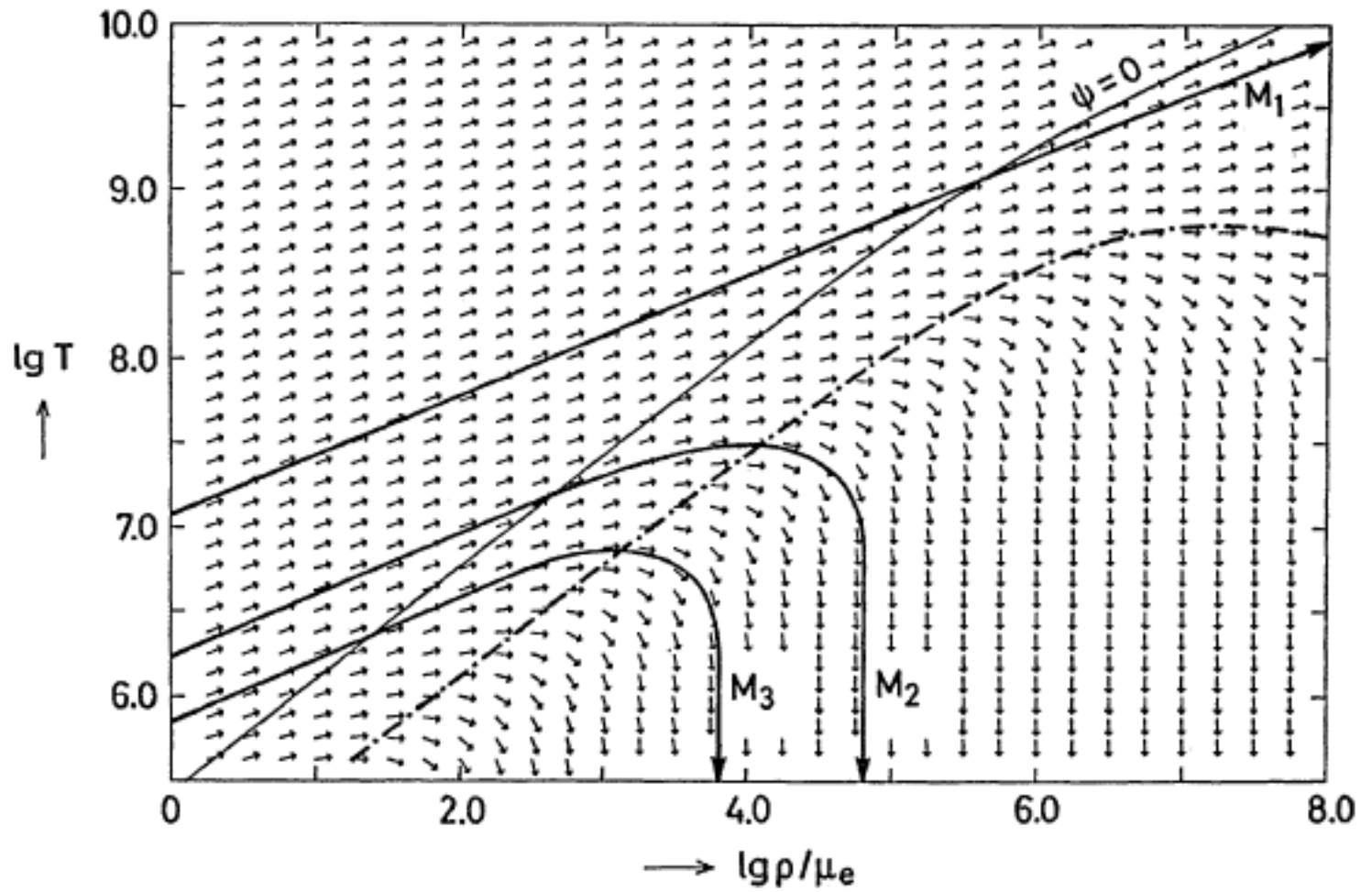


Contração pré-SP

- ☑ Os casos estudados até agora abordam nuvens em contração que vão se tornar estrelas individuais – “caso clássico”!
- ☑ Na realidade, estrelas se formam em aglomerados, muitas ao mesmo tempo, resultado do colapso de muitas regiões condensadas dentro de uma nuvem molecular gigante.
- ☑ Processo é resultado, além do colapso gravitacional, da interação (bastante complexa) entre campos magnéticos, turbulência e rotação.

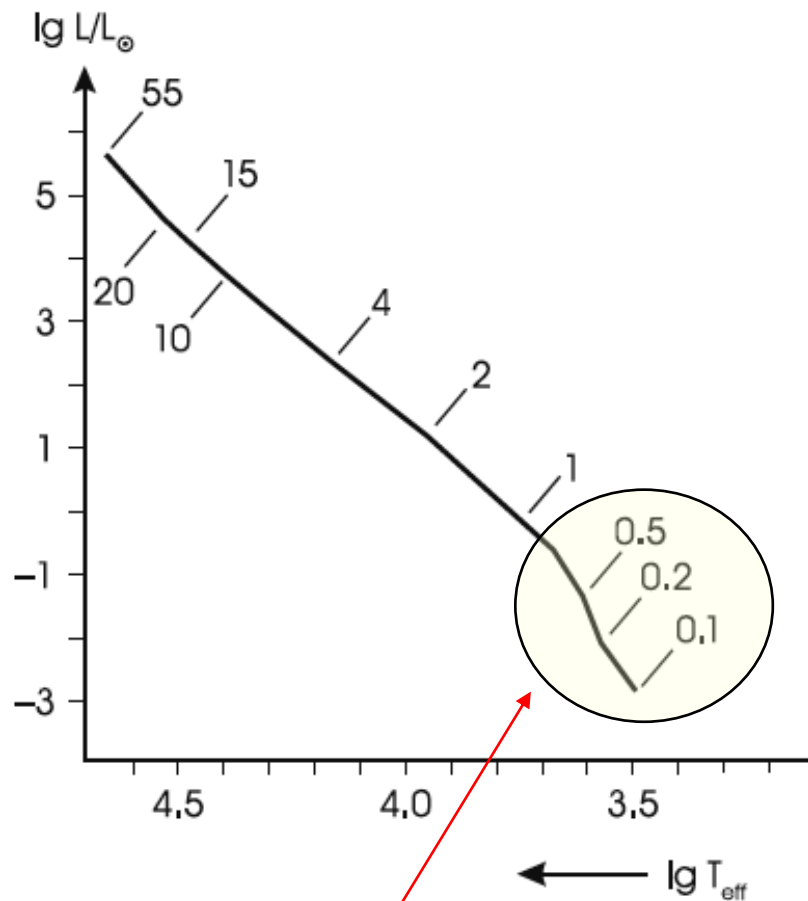
- ☑ Extinção da acreção → gradiente de temperatura → envelope convectivo → processo se estende até o centro.
- ☑ Transição de protoestrela para estrela normal em eq. hidrostático, mas ainda não em equilíbrio térmico.
- ☑ Descrição adequada desse processo pode ser feita via contração homóloga.
- ☑ Mudanças definidas principalmente pelo comportamento da equação de estado (particularmente aplicada ao centro da estrela).





A Seq. Principal de Idade Zero

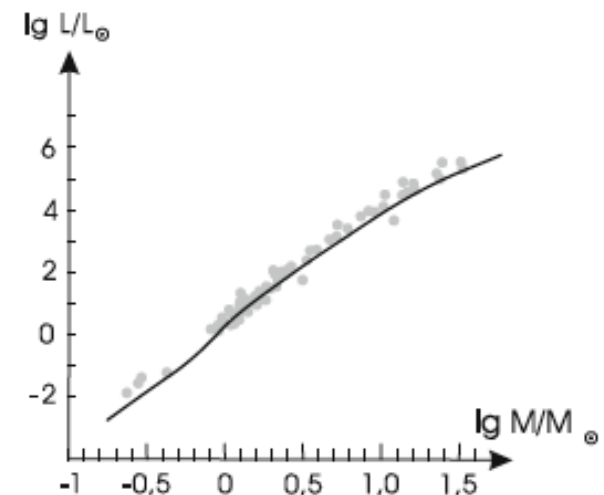
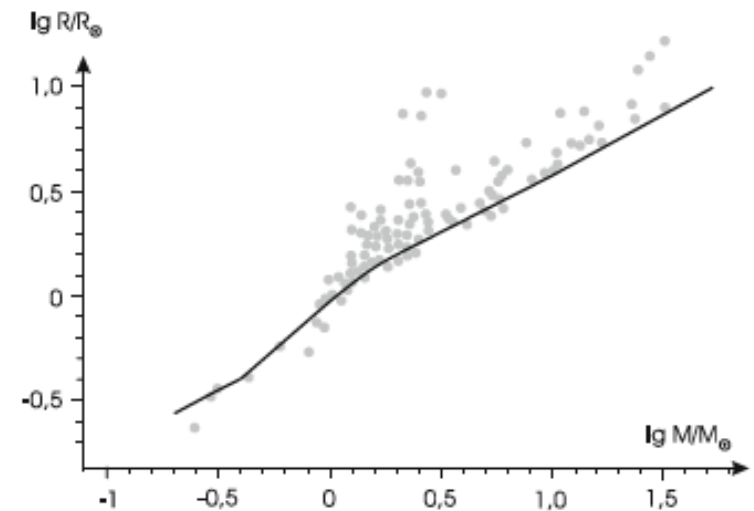
- ☑ Locus dos modelos que descrevem estrelas muito jovens, que iniciaram o processo de reações nucleares (fusão de H no núcleo)
 - ✓ Composição química homogênea (em relação ao raio)
 - ✓ Início do ciclo PP (e, para estrelas massivas, do CNO)
 - ✓ “Certidão de nascimento” das estrelas – idades contadas a partir da entrada na SP
 - ✓ Resultado de modelos de evolução estelar
 - ✓ equilíbrio hidrostático (térmico e mecânico)



Forma depende dos parâmetros da eq. de estado

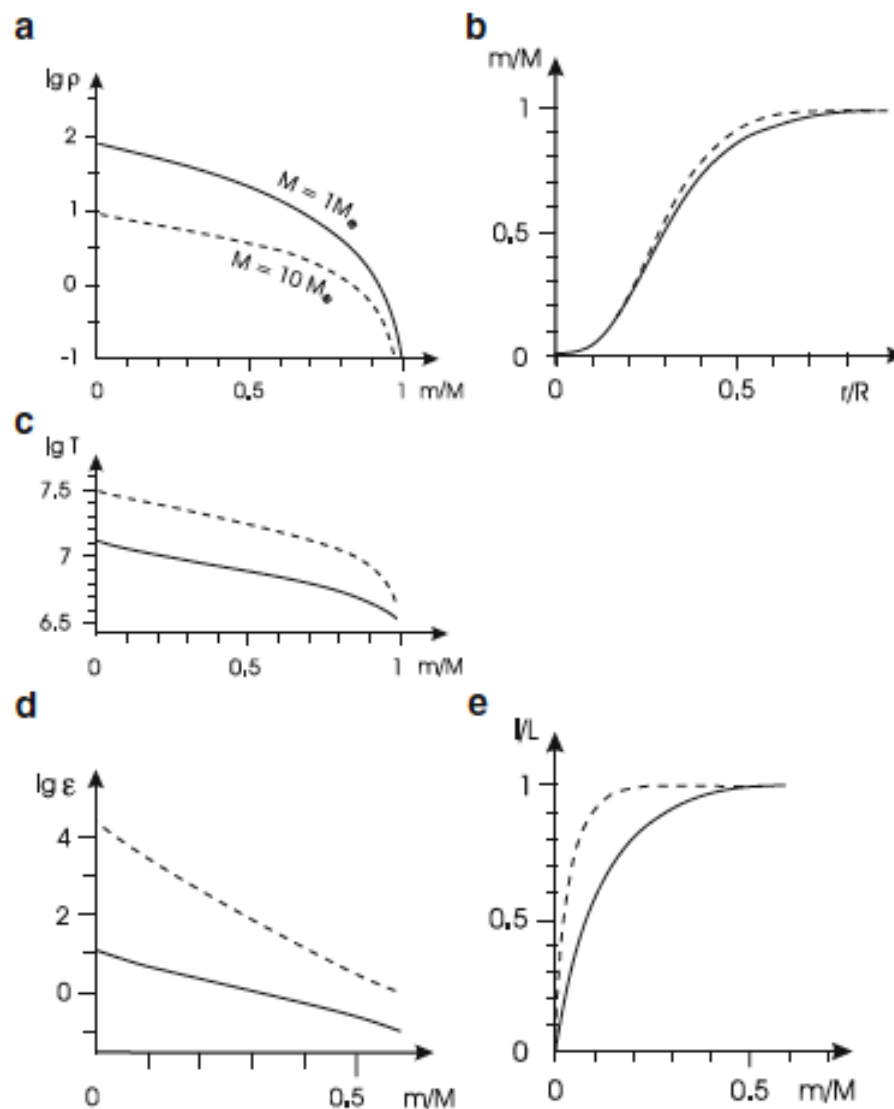
Valores para a superfície

- $R \sim M^\xi$
 $0,56 \leq \xi \leq 0,79$
 (SP superior) ... (SP inferior)
- $L \sim M^\eta$
 $\eta \sim 3,37$
- Dispersão maior para $M \times R$
 (piores medidas)
- Grandes intervalos nos
 valores de M e L
 (respectivamente ~ 250 e
 $\sim 10^8$)



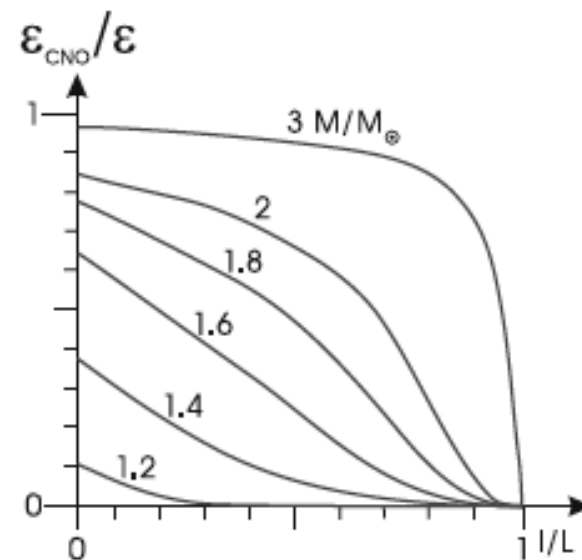
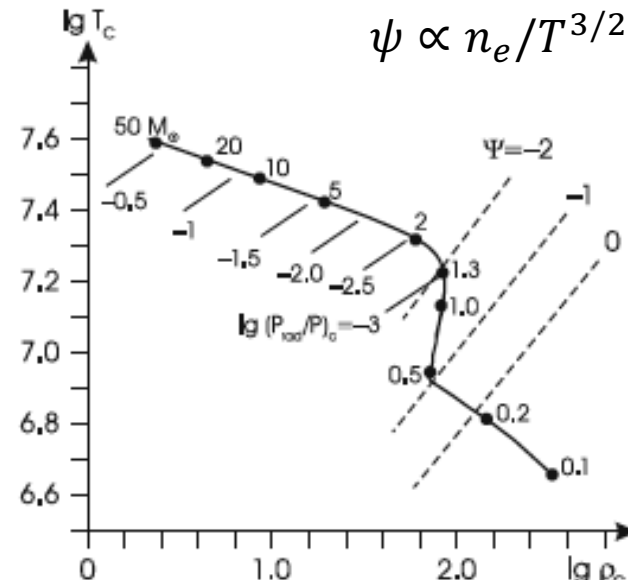
Soluções para o interior

☑ Dependência de m/M !



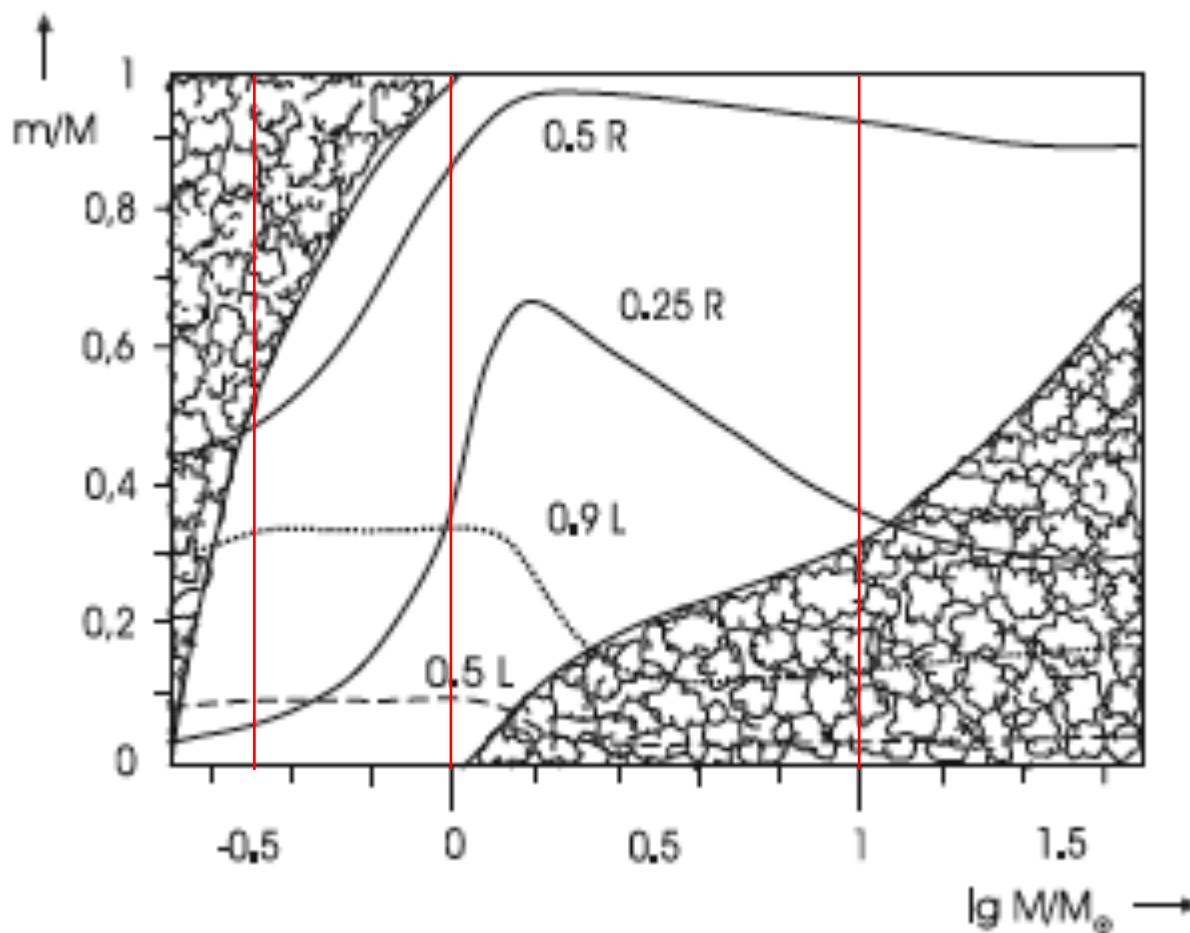
Valores para o interior

- ☑ Dependência de m/M !
- ☑ Núcleos degenerados a partir de $M/M_{\text{sol}} < 1,3$
- ☑ Ciclo CNO dominando a partir de $\log(T) > 7.3$



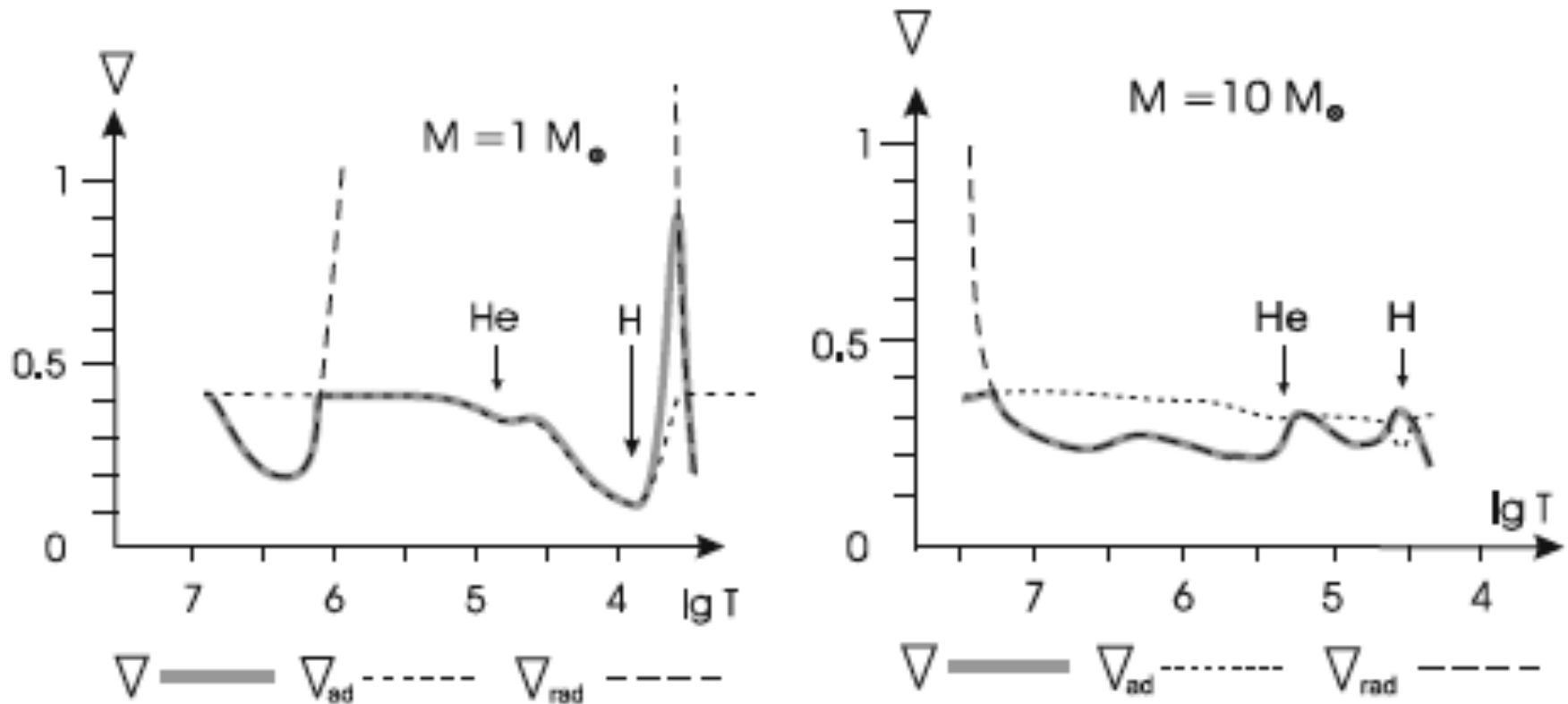
Regiões convectivas

- ☑ Núcleos radiativos, envelopes convectivos (SPI)
- ☑ Núcleos convectivos, envelopes radiativos (SPS)



Regiões convectivas

- ☑ Núcleos radiativos, envelopes convectivos (SPI)
- ☑ Núcleos convectivos, envelopes radiativos (SPS)



Critério de Schwarzschild

$$\nabla_{rad} < \nabla_{ad}$$



O Sol: requisitos para um modelo

- ☑ Evidências observacionais para um modelo estelar baseado no Sol
 - ✓ Idade: $\sim 4,6$ bilhões de anos (baseado em datação radiativa)
 - ✓ Estabilidade na SP (queima de H \Rightarrow luminosidade constante)
 - ✓ Fonte de energia: ciclo pp
 - ✓ Núcleo já enriquecido de He^4

- ☑ Durante a evolução numérica do modelo, ocorre mudança em μ , de modo que

$$L/L' = (M/M')^3 (\mu/\mu')^4$$

44

- ☑ Parâmetros livres: Y e I_m/H_p
 - ✓ $Y \Rightarrow$ variação da luminosidade
 - ✓ $I_m/H_p \Rightarrow$ variação do raio (temperatura)
- ☑ Zonas de transporte radiativo:
 - ✓ convecção no interior
 - ✓ radiação nas camadas mais externas

- ☑ Testes para o modelo solar: oscilações não-radiais (helio sismologia) e experimentos para medir neutrinos solares.
- ☑ Para os neutrinos
 - ✓ Reações geradoras de ν :
 - ✓ ciclo pp (principal), CNO
 - ✓ $H^1 + H^1 + e^- \Rightarrow H^2 + \nu$
 - ✓ Qual é o espectro esperado?

Table 29.1 Solar quantities and how they are derived

Quantity	Value	Method
Mass	$(1.9891 \pm 0.0004) \times 10^{33}$ g	Kepler's third law
Radius	$695,508 \pm 26$ km	Angular diameter plus distance
Luminosity	$(3.846 \pm 0.01) \times 10^{33}$ erg s ⁻¹	Solar constant
Effective temp.	$5,779 \pm 2$ K	Stefan-Boltzmann law
Z/X	0.0245 ± 0.001	Meteorites and solar spectrum
	0.0165	(new determination)
Age	4.57 ± 0.02 Gyr	Radioactive decay in meteorites
Depth of conv. env.	$0.713 \pm 0.001 R_{\odot}$	Helioseismology
Env. helium content	0.246 ± 0.002	Helioseismology

(Z/X) is given twice: the more traditional value by [Grevesse and Noels \(1993\)](#) and the more recent one by [Asplund et al. \(2005\)](#)



FIM DA AULA 4



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:

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

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

$$g_{rad} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP_{rad}}{dr} \quad 2$$

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

$$g_{rad} = -\kappa \frac{F_{rad}}{c} = \frac{\kappa L_{rad}}{4\pi r^2 c} \quad 3$$

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

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

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

$$L_{rad} = \frac{4\pi c Gm}{\kappa} \quad 5$$

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

$$\frac{L_E}{L_\odot} = 1,3 \times 10^4 \frac{1}{\kappa} \frac{M}{M_\odot} \quad 6$$

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

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

7

- ✓ 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.