



AGA0293 Astrofísica Estelar

Profa. Jane Gregorio-Hetem

Capítulo 9

Atmosferas Estelares

9.1 Campo de Radiação

9.2 Opacidade estelar (cont.)

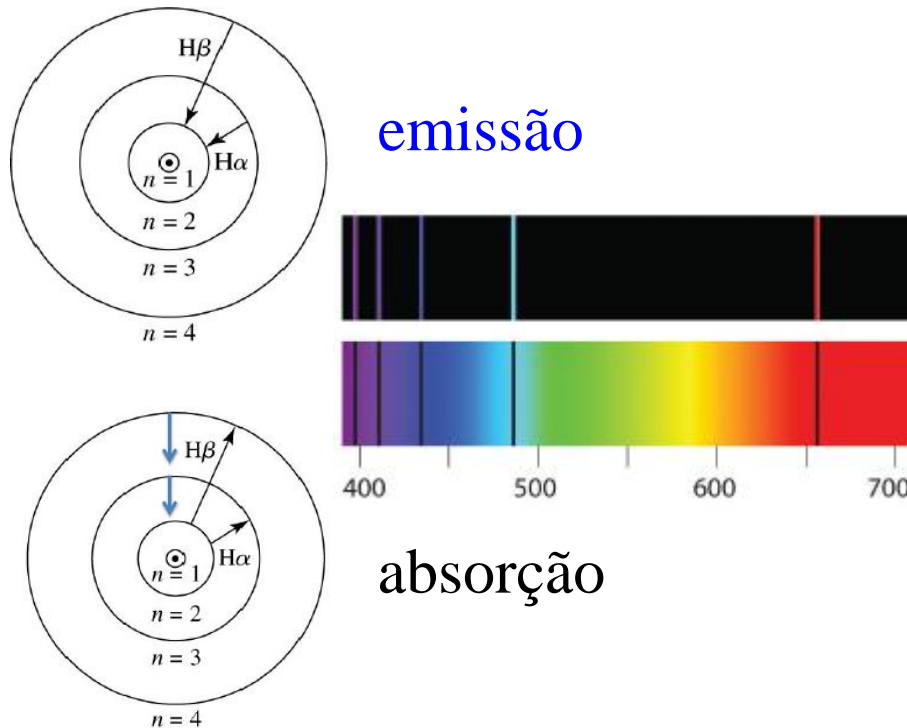
9.3 Transferência Radiativa

9.4 A estrutura das linhas espectrais

9.2 Opacidade Estelar (cont.)

Fontes de Opacidade (responsáveis pela remoção de fótons do feixe de luz)

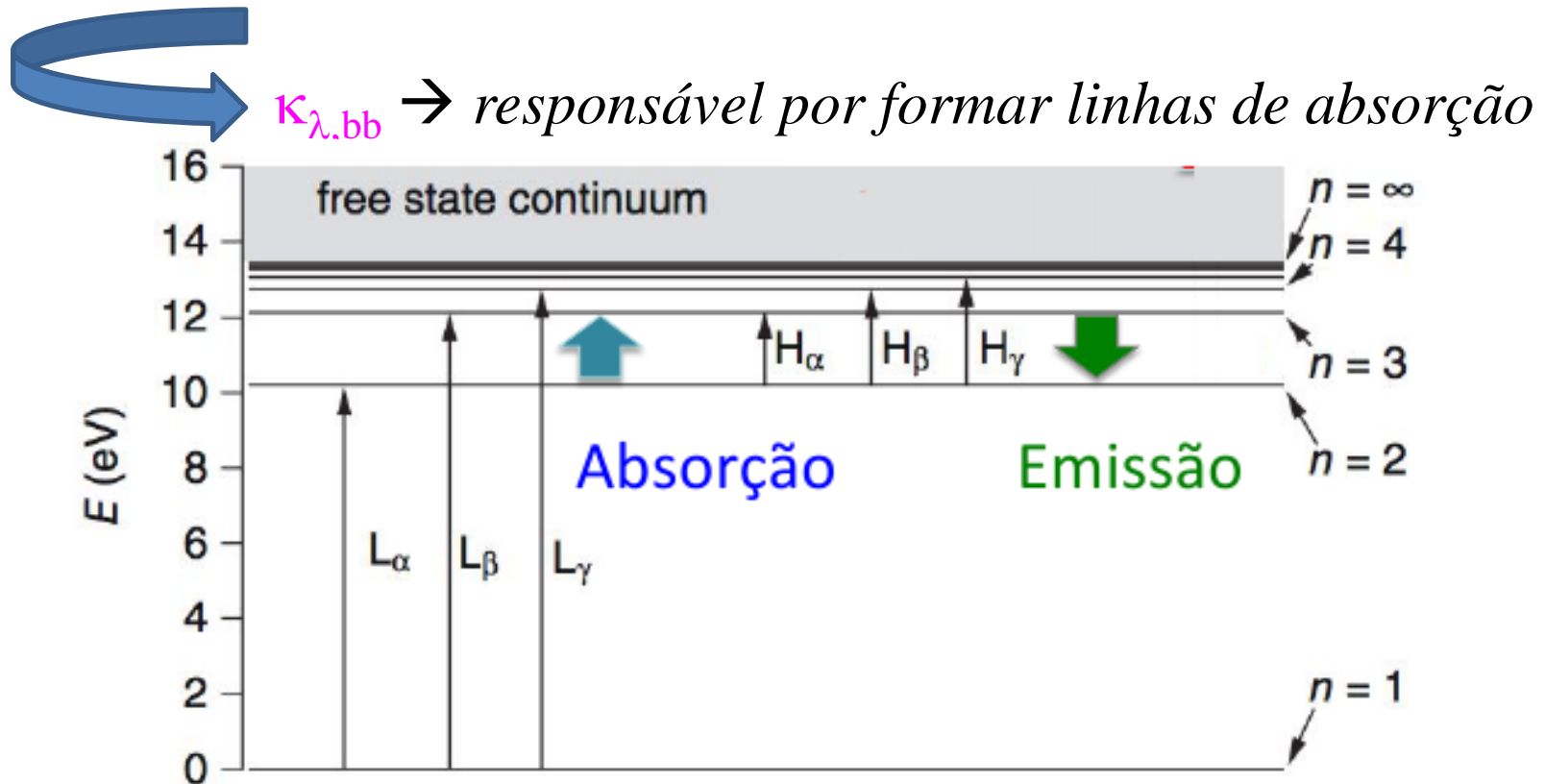
- Se κ_λ varia pouco com $\lambda \rightarrow$ emissão do contínuo
- Quando κ_λ varia rapidamente \rightarrow linhas de absorção



Dependendo do estado quântico do elétron (**ligado** ou **livre**), no início e no final da transição \rightarrow quatro fontes de opacidade:

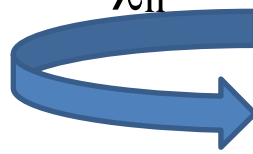
1. Fonte de Opacidade: transições **ligado-ligado**

O elétron de um átomo (ou íon) transita entre orbitais $\rightarrow \kappa_{\lambda,bb}$ (opacidade **bound-bound**) é pequeno, exceto para λ s capazes de produzir a transição para um nível superior.

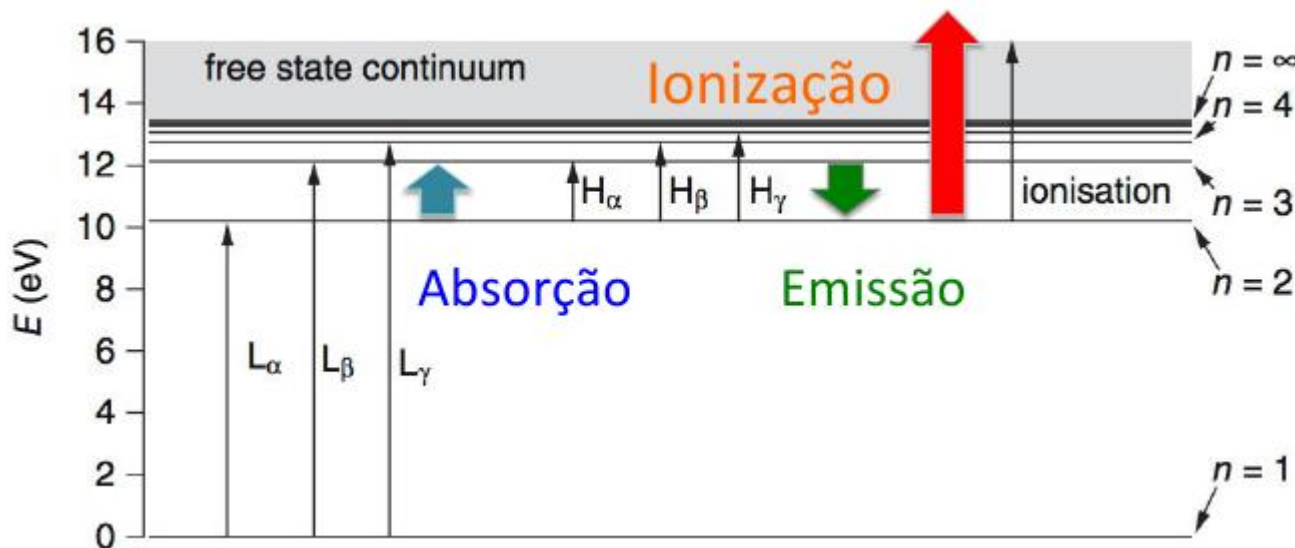


2. Fonte de Opacidade: absorção **ligado-livre**

Fotoionização: energia do fóton é suficiente para arrancar o elétron e ionizar o átomo $\rightarrow \lambda \leq hc/\chi_n$
onde χ_n é a energia de ionização do orbital n .

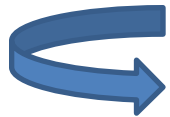
 $\kappa_{\lambda,bf}$ (opacidade **bound-free**) \rightarrow fonte de opacidade do contínuo.

$$\sigma_{bf} = 1,31 \times 10^{-19} \frac{1}{n^5} \left(\frac{\lambda}{500nm} \right)^3 m^2$$



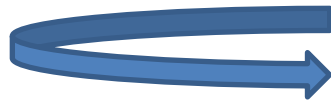
3. Fonte de Opacidade: absorção livre-livre

- **Espalhamento:** elétron livre, nas proximidades de um íon, absorve um fóton \rightarrow aumento na velocidade do elétron.



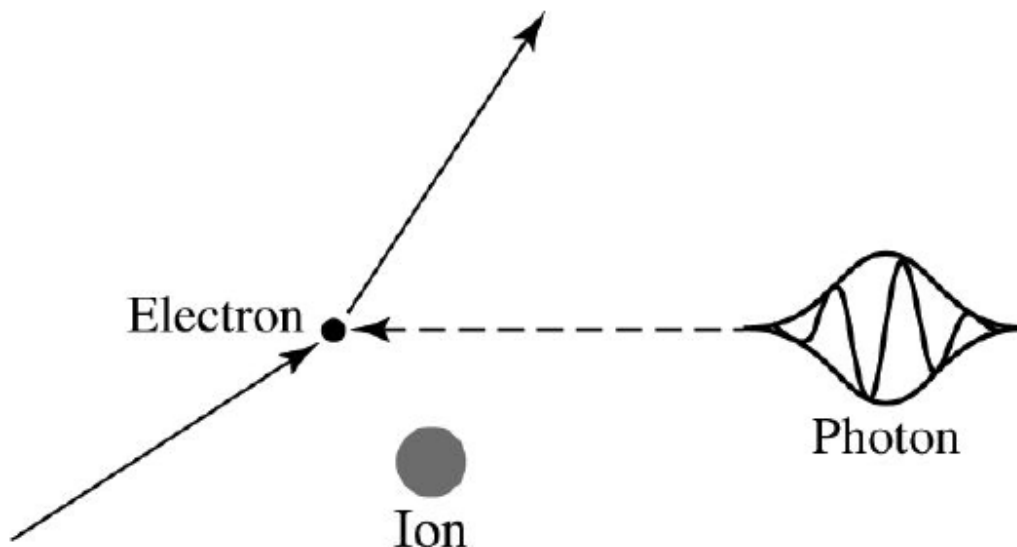
Ocorre em faixa contínua de λ , então $\kappa_{\lambda,ff}$
(opacidade *free-free*) \rightarrow *fonte de opacidade do contínuo*.

- Processo inverso: elétron perde energia nas proximidades de um íon, emite um fóton \rightarrow diminuição na velocidade do elétron.



emissão *free-free* = *bremsstrahlung*

$\underbrace{\hspace{1cm}}$ $\underbrace{\hspace{1cm}}$
freio radiação



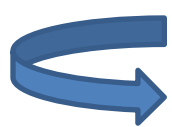
4. Fonte de Opacidade: **espalhamento pelo elétron**

- O fóton é espalhado (não absorvido) pelo elétron livre → *Thomson scattering*
- O elétron (muito menor que um átomo) é um alvo difícil para os fótons e não depende de λ → seção de choque $\sigma_T \ll \sigma_{bf}$:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 6,65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$$

Foto-
ionização

- κ_{es} → fonte de opacidade dominante para altas temperaturas.



Gás ionizado → fontes de opacidade com elétrons ligados tornam-se ineficientes.

Atmosfera de
estrelas quentes e
interior de todas
as estrelas

Outros espalhamentos de fótons por **elétrons fracamente ligados** a um átomo:

Espalhamento Compton: $\lambda \ll \text{átomo}$ (fóton não sofre alteração de energia) \rightarrow sempre associado ao espalhamento Thomson

Espalhamento Rayleigh: $\lambda \gg \text{átomo}$

 **Seção de choque** $\propto 1 / \lambda^4$.

Menor que σ_{Thomson}
Desprezível na maioria das atmosferas,
mas importante nos envoltórios estendidos
das supergigantes

Descontinuidade de Balmer

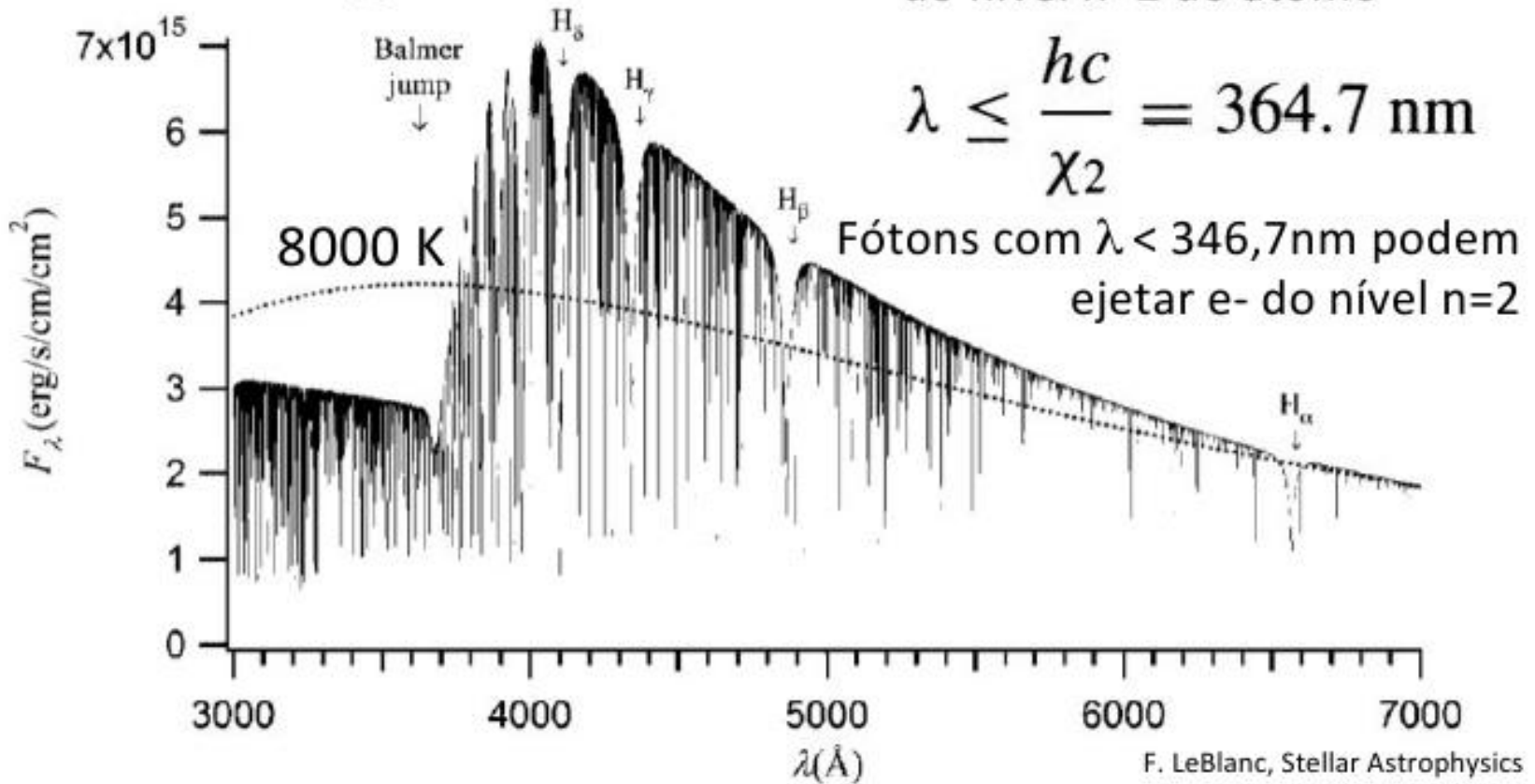
Example 9.2.4. The energy of an electron in the $n = 2$ orbit of a hydrogen atom is given by Eq. (5.14):

$$E_2 = -\frac{13.6}{2^2} \text{ eV} = -3.40 \text{ eV}$$

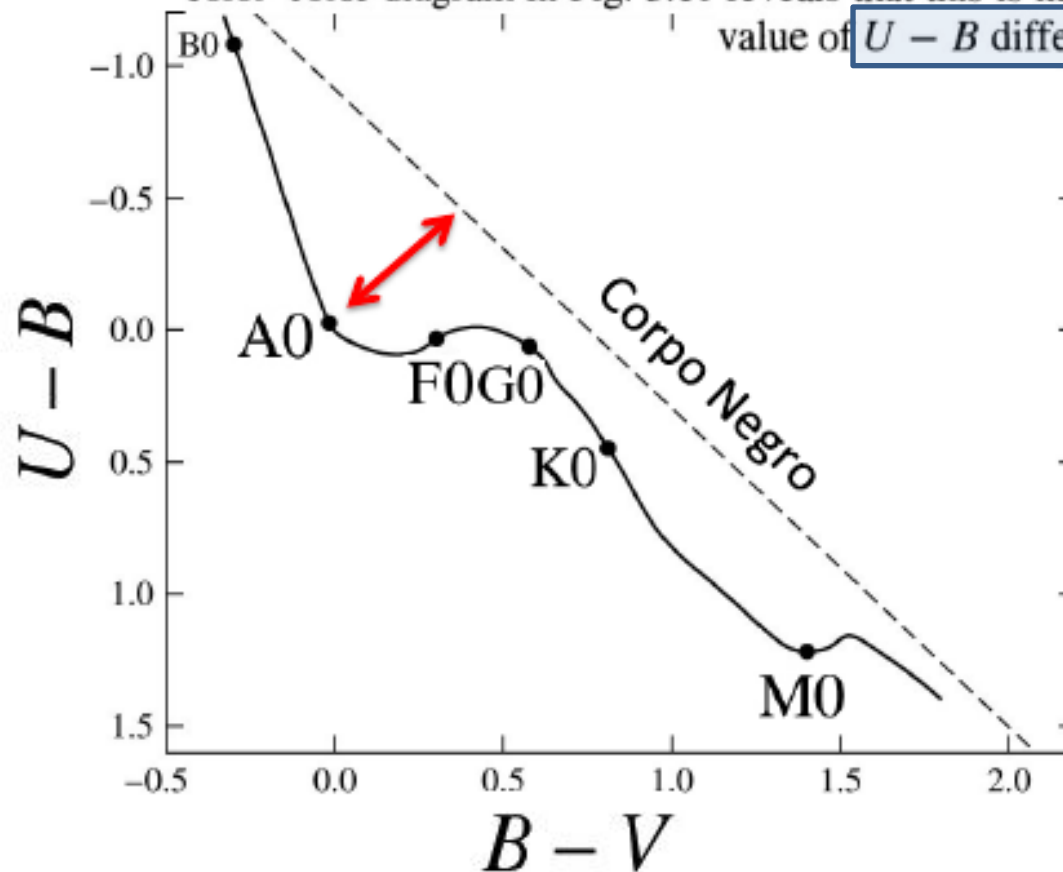
Fóton deve ter no mínimo $\chi_2 = 3,40 \text{ eV}$ para ejetar e- do nível $n=2$ do átomo

$$\lambda \leq \frac{hc}{\chi_2} = 364.7 \text{ nm}$$

Fótons com $\lambda < 346,7 \text{ nm}$ podem ejetar e- do nível $n=2$



The wavelength 364.7 nm is right in the middle of the bandwidth of the ultraviolet (U) filter in the UBV system, described on page 75. As a result, the Balmer jump will tend to decrease the amount of light received in the bandwidth of the U filter and so increase both the ultraviolet magnitude U and the color index ($U - B$) observed for a star. This effect will be strongest when N_2/N_{total} , the fraction of all hydrogen atoms that are in the first excited state, is a maximum. From Example 8.1.4, this occurs at a temperature of 9600 K, about the temperature of an A0 star on the main sequence. A careful examination of the color-color diagram in Fig. 3.11 reveals that this is indeed the spectral type at which the value of $U - B$ differs most from its blackbody value.



Opacidade média de Rosseland

A opacidade total \rightarrow soma de todas as fontes:

$$K_{\lambda} = K_{\lambda,bb} + K_{\lambda,bf} + K_{\lambda,ff} + K_{\lambda,es}$$

depende da composição, densidade e temperatura do material estelar.

O mais usual é estimar uma média em todos os λ s $\rightarrow \bar{K}$
média de Rosseland.

Opacidade média de Rosseland (cont.)

Não há expressão precisa para os coeficientes de absorção, sendo adequado o uso de aproximações:

$$\bar{\kappa}_{bf} = 4,34 \times 10^{25} \frac{g_{bf}}{t} Z(1+X) \frac{\rho}{T^{3,5}} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$$

$$\bar{\kappa}_{ff} = 3,68 \times 10^{22} g_{ff} (1-Z)(1+X) \frac{\rho}{T^{3,5}} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$$

onde:

g: fator de Gaunt (termo de correção da mecânica-quântica) ~ 1 no visível e UV

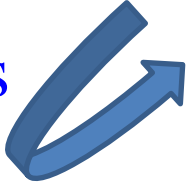
X e Z abundâncias (H e metais)

t: fator de “guilhotina”, varia de 1 a 100, corte na contribuição de um átomo depois que ele se torna ionizado

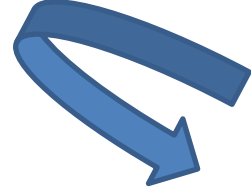
Opacidade média de Rosseland (cont.)

Ambos, $\bar{\kappa}_{bf}$ e $\bar{\kappa}_{ff}$ variam com

Lei de opacidade de **Kramers**

$$\bar{\kappa} = \kappa_0 \frac{\rho}{T^{3,5}}$$


Seção de choque para espalhamento por elétrons \rightarrow independe de λ


$$\bar{\kappa}_{es} = 0,2(1 + X) \text{cm}^2 \text{g}^{-1}$$

Abundâncias em fração de massa

$$X \equiv \frac{\text{total mass of hydrogen}}{\text{total mass of gas}}$$

$$Y \equiv \frac{\text{total mass of helium}}{\text{total mass of gas}}$$

$$Z \equiv \frac{\text{total mass of metals}}{\text{total mass of gas}},$$

$$X + Y + Z = 1$$

Créditos: Prof. Jorge
Meléndez

Opacidade média de Rosseland, calculada para uma

composição com $X = 0.7$ e $Z = 0.02$

Cada curva é uma densidade $\log(\rho)$ diferente

- Para uma determinada temperatura, a opacidade aumenta para densidades maiores
- O 1º máximo é devido à ionização do H e He
- O 2º máximo é devido à ionização de alguns metais (Fe)
- A altíssimas temperaturas domina espalhamento e-

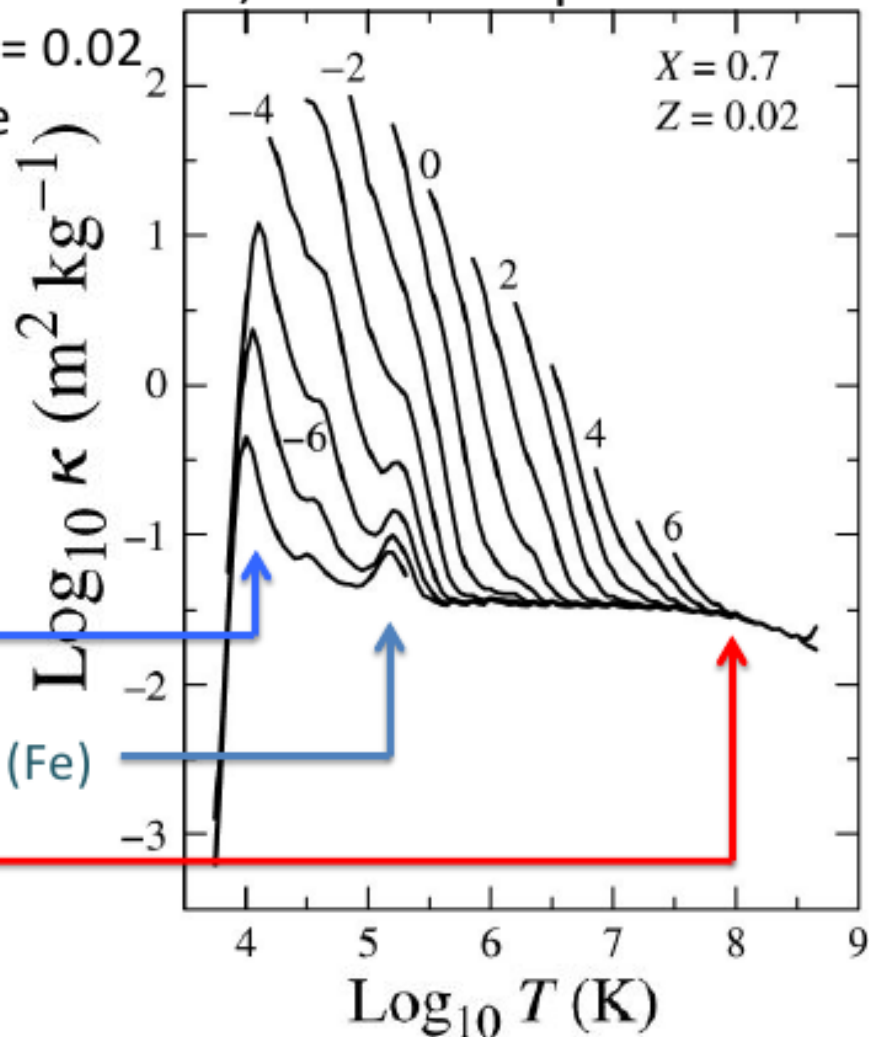



FIGURE 9.10 Rosseland mean opacity for a composition that is 70% hydrogen, 28% helium, and 2% metals by mass. The curves are labeled by the logarithmic value of the density ($\log_{10} \rho$ in kg m^{-3}).


9.3 Transferência Radiativa



Estado de equilíbrio → não ocorre variação de energia nas camadas estelares (atmosfera ou interior)*.

Balço entre os processos de emissão e absorção dos fótons

Transferência radiativa → concorrência entre tais processos.



Emissão → qualquer processo que adiciona fótons ao feixe de luz:

- ❖ **Espalhamento** de fótons para **dentro** do feixe
- ❖ **Emissão** real de fótons → **transição** de elétrons para níveis atômicos **inferiores**.

* Equilíbrio não ocorre para todas as estrelas, como as pulsantes por exemplo.

Percurso dos fótons através do material estelar → Caminho aleatório

Fontes de opacidade (*bound-bound*, *bound-free*, *free-free*, espalhamento e^-)

- O fluxo de fótons é alterado pelos processos de emissão e absorção → **redirecionam** os caminhos e **redistribuem** sua energia.
- Nas estrelas o fluxo de fótons não ocorre de forma direta do centro para a superfície → individualmente os fótons viajam temporariamente com o feixe de luz*, desviando-se à medida que encontram partículas do gás**.
- A distância percorrida será:

$$d = l_1 + l_2 + \dots + l_N$$

* Por uma distância l = caminho livre médio

** Um grande número N de passos direcionados aleatoriamente

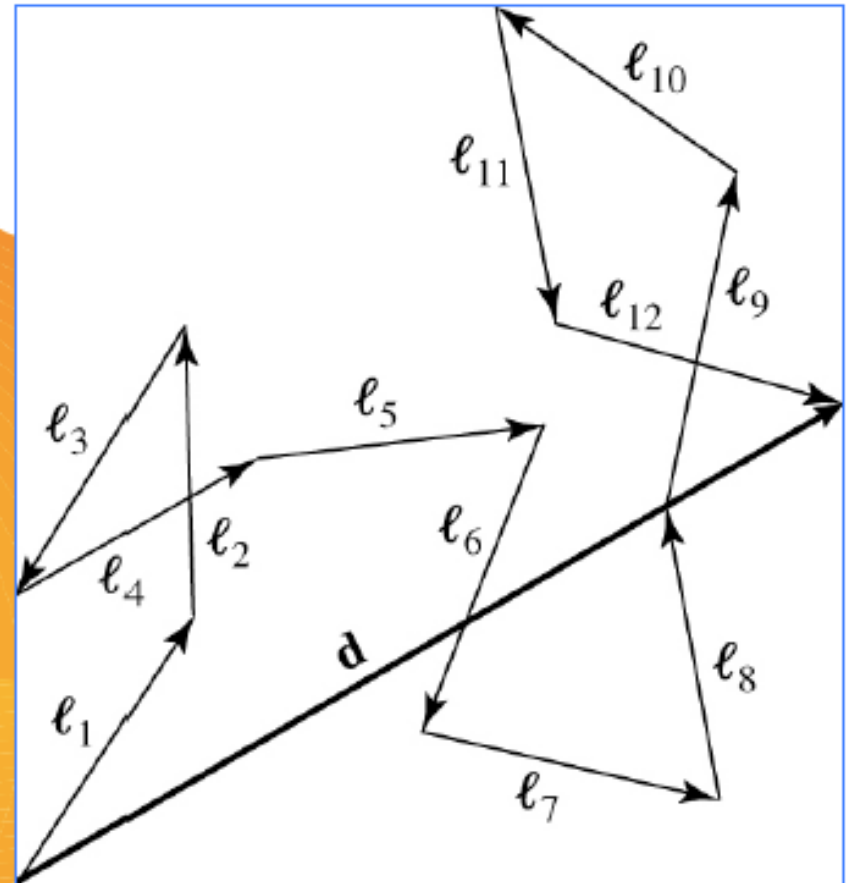
O tortuoso caminho dos fótons no interior das estrelas: **passeio aleatório**

Distância percorrida: $d = \ell\sqrt{N}$

ℓ : caminho livre médio

N: número de passos

Fóton



Demonstração: $d = l\sqrt{N}$

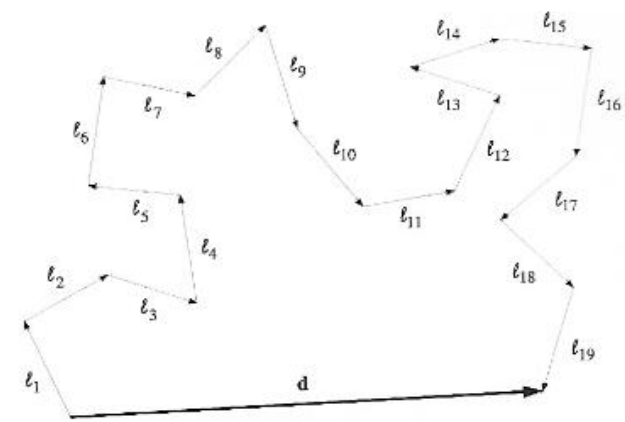


Figure 9.11 Displacement \mathbf{d} of a random-walking photon.

Taking the vector dot product of \mathbf{d} with itself gives

$$\begin{aligned}\mathbf{d} \cdot \mathbf{d} = & \ell_1 \cdot \ell_1 + \ell_1 \cdot \ell_2 + \cdots + \ell_1 \cdot \ell_N \\ & + \ell_2 \cdot \ell_1 + \ell_2 \cdot \ell_2 + \cdots + \ell_2 \cdot \ell_N + \\ & \cdots + \ell_N \cdot \ell_1 + \ell_N \cdot \ell_2 + \cdots + \ell_N \cdot \ell_N,\end{aligned}$$

or

$$\begin{aligned}d^2 = & N\ell^2 + \ell^2[\cos \theta_{12} + \cos \theta_{13} + \cdots + \cos \theta_{1N} \\ & + \cos \theta_{21} + \cos \theta_{23} + \cdots + \cos \theta_{2N} + \\ & \cdots + \cos \theta_{N1} + \cos \theta_{N2} + \cdots + \cos \theta_{N(N-1)}],\end{aligned}$$

where θ_{ij} is the angle between the vectors ℓ_i and ℓ_j . For a large number of randomly directed steps, the sum of all the cosine terms approaches zero. As

Radiação → transporte de energia através da estrela é muito ineficiente:

$$\left. \begin{array}{l} 100 \text{ passos para percorrer } 10 \, l \\ 10^6 \text{ passos} \rightarrow 1000 \, l \end{array} \right\} d = l\sqrt{N}$$

Lembrando a **profundidade ótica** (τ_λ) → número de caminhos livres médios (l) a partir de um ponto até a superfície da estrela (distância d) → $\tau_\lambda = d/l$

$$\begin{array}{c} \text{↩} \\ \text{→} \end{array} d = l\tau_\lambda = l\sqrt{N} \quad \longrightarrow \quad N = \tau_\lambda^2$$

para $\tau_\lambda \gg 1$

Se $\tau_\lambda \approx 1$ o fóton escapa da estrela

Por definição, a **fotosfera** é a superfície visível da estrela → camada onde $\tau_\lambda = 2/3$

Escurecimento do limbo



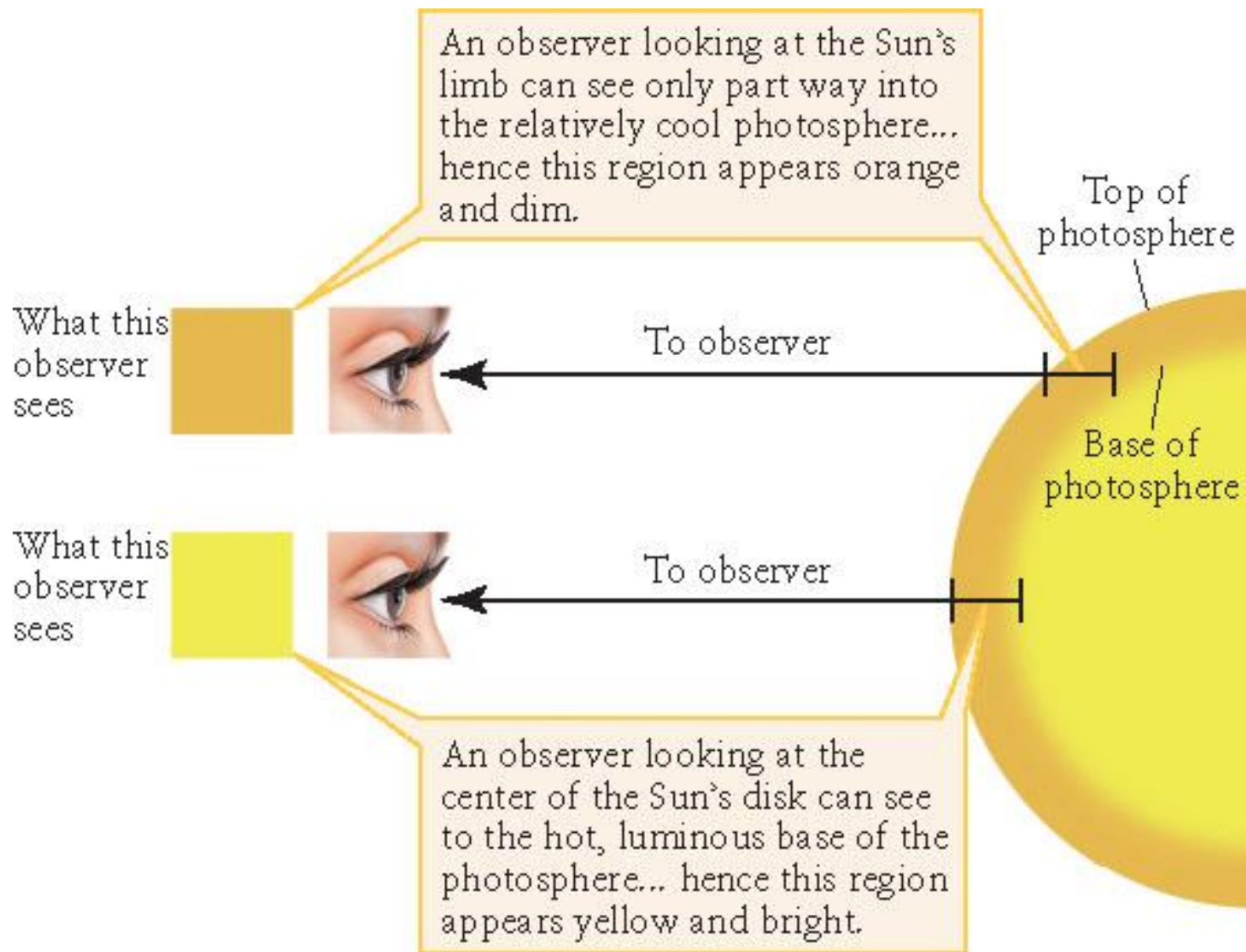
Espessura óptica $\tau = 2/3$
ocorre em regiões mais
externas (frias)

Espessura $\tau = 2/3$
ocorre em regiões mais
internas (quentes)

$$\tau_{\lambda} = \int_0^s \kappa_{\lambda} \rho ds$$

Visão do Sol





Próxima Aula

Prova 1 (capítulos 3, 5, 7 e 8)