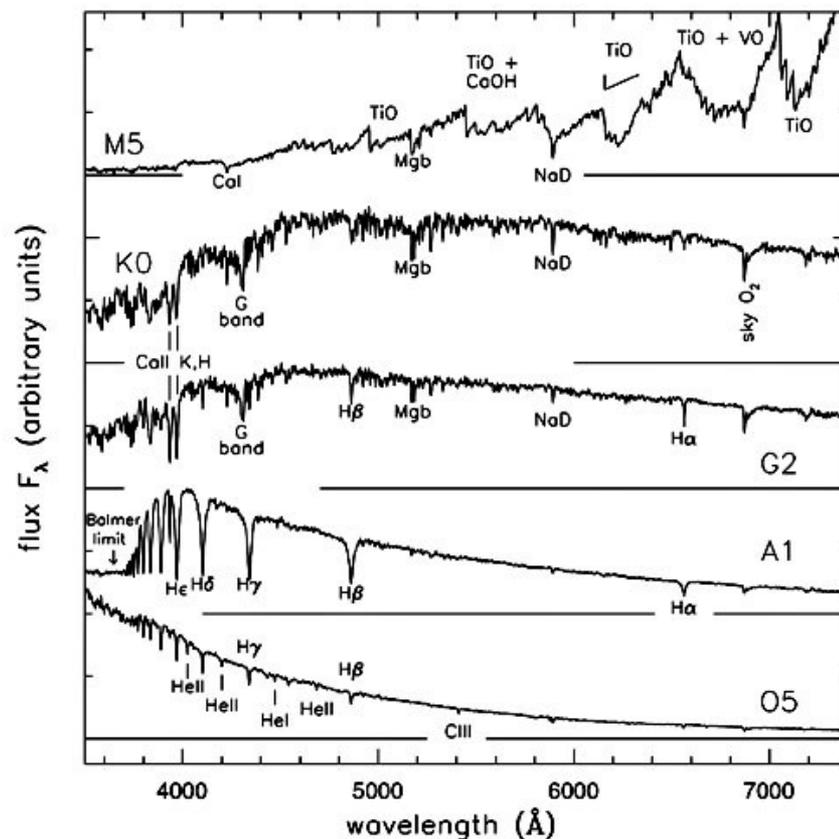
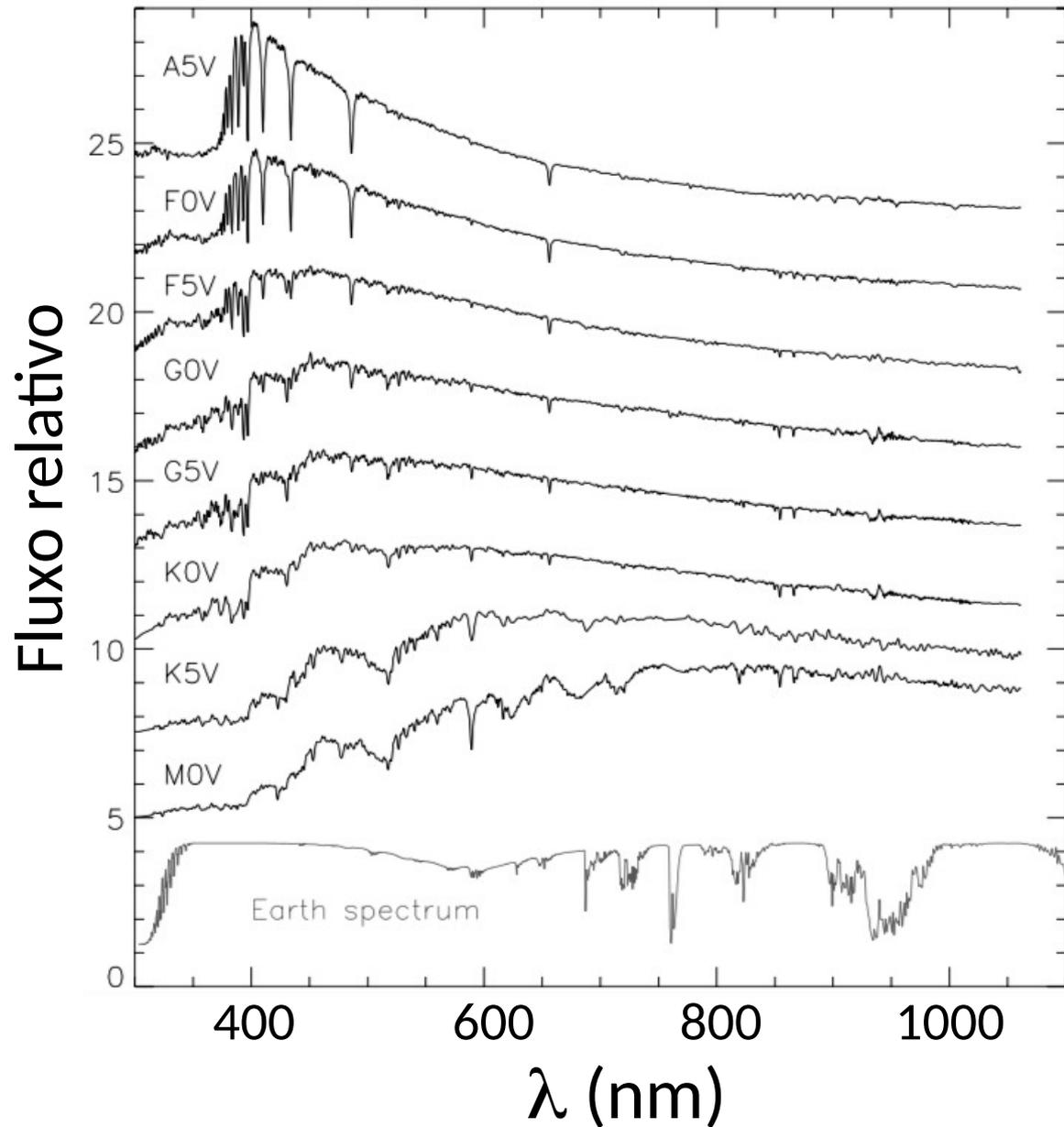


Cap. 9: Atmosferas Estelares

- 9.1 Campo de radiação
- 9.2 Opacidade estelar
 - Equilíbrio termodinâmico local
 - Percurso livre médio dos átomos
 - Opacidade, profundidade óptica
 - Fontes de opacidade
- 9.3 Transferência radiativa
- 9.4 Equação de transferência
- 9.5 O perfil das linhas espectrais

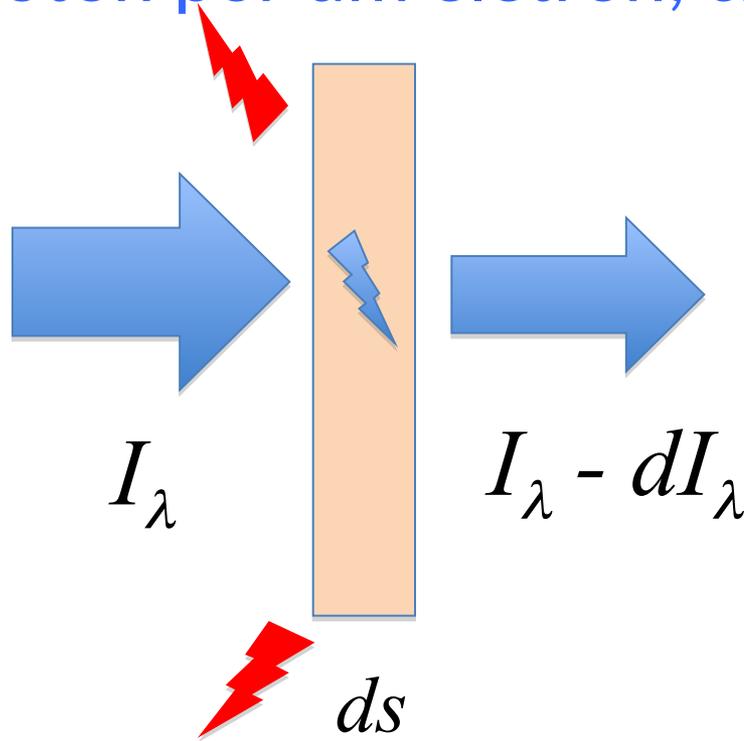


Nos espectros estelares temos diferentes fontes de absorção, em particular absorções discretas devidas a transições atômicas e moleculares



Absorção

Qualquer processo que remove fótons do feixe de luz é chamado de absorção. Por exemplo, a absorção do fóton por um elétron, criando uma linha de absorção.

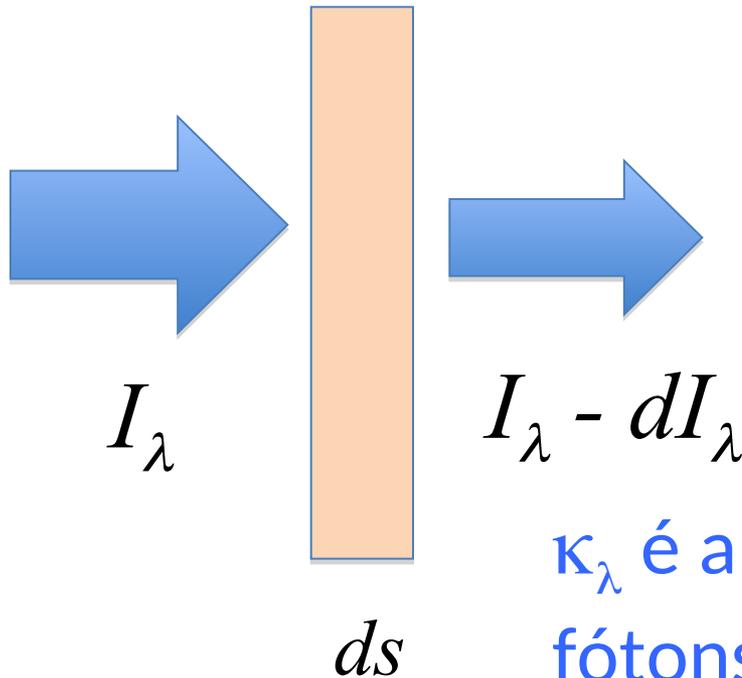


O espalhamento também pode ser considerado como fonte de absorção, pois tira fótons do feixe de luz

Opacidade

Mudança de intensidade da luz dI_λ ao atravessar um gás é proporcional à intensidade I_λ , a distância percorrida ds , a densidade do gás ρ , e o **coeficiente de absorção κ_λ** :

$$dI_\lambda = -\kappa_\lambda \rho I_\lambda ds$$



κ_λ também é chamado de **opacidade**.

κ_λ é a seção de choque para absorber fótons por unidade de massa. [$\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$]

Ex. 9.2.2: qual a intensidade final de um feixe de intensidade inicial $I_{\lambda,0}$ (em $s = 0$) após atravessar uma distância s ?

Podemos integrar: $dI_{\lambda} = -\kappa_{\lambda}\rho I_{\lambda} ds$

$$\int_{I_{\lambda,0}}^{I_{\lambda}} \frac{dI_{\lambda}}{I_{\lambda}} = - \int_0^s \kappa_{\lambda}\rho ds$$

$e^{\ln x} = x$

Ex. 9.2.2: qual a intensidade final de um feixe de intensidade inicial $I_{\lambda,0}$ (em $s = 0$) após atravessar uma distância s ?

Podemos integrar: $dI_{\lambda} = -\kappa_{\lambda}\rho I_{\lambda} ds$

$$\int_{I_{\lambda,0}}^{I_{\lambda}} \frac{dI_{\lambda}}{I_{\lambda}} = - \int_0^s \kappa_{\lambda}\rho ds$$
$$e^{\ln x} = x$$
$$I_{\lambda} = I_{\lambda,0} e^{-\int_0^s \kappa_{\lambda}\rho ds}$$

Para um gás com densidade uniforme e κ_{λ} constante:

$$I_{\lambda} = I_{\lambda,0} e^{-\kappa_{\lambda}\rho s}$$

Para um gás com densidade uniforme e κ_λ constante:

$$I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\kappa_\lambda \rho s}$$

Intensidade vai diminuir em fator e^{-1} , se $\kappa_\lambda \rho s = 1$

Ou seja, I_λ vai diminuir em e^{-1} para uma distância característica:

$$\ell = 1/\kappa_\lambda \rho$$

Para um gás com densidade uniforme e κ_λ constante:

$$I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\kappa_\lambda \rho s}$$

Intensidade vai diminuir em fator e^{-1} , se $\kappa_\lambda \rho s = 1$

Ou seja, I_λ vai diminuir em e^{-1}

para uma distância característica:

$$\ell = 1/\kappa_\lambda \rho$$

Na fotosfera solar: $\rho = 2.1 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$
 $\kappa_{500} = 0.03 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$

Distância característica antes do fóton ser removido do feixe:

$$\ell = \frac{1}{\kappa_{500} \rho} = 160 \text{ km}$$

Similar à altura de escala de temperatura ($H_T = 677 \text{ km}$)!

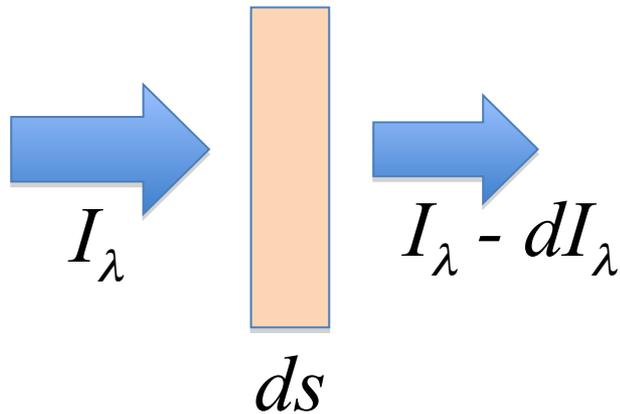
Be careful with LTE approximation!

Profundidade óptica

Caminho livre
médio dos fótons: $\ell = \frac{1}{\kappa_\lambda \rho} = \frac{1}{n\sigma_\lambda}$

$\kappa_\lambda \rho$ e $n\sigma_\lambda$ podem ser considerados como a fração de fótons espalhados fora do feixe em 1 m de distância

É conveniente definir a profundidade óptica τ_λ :



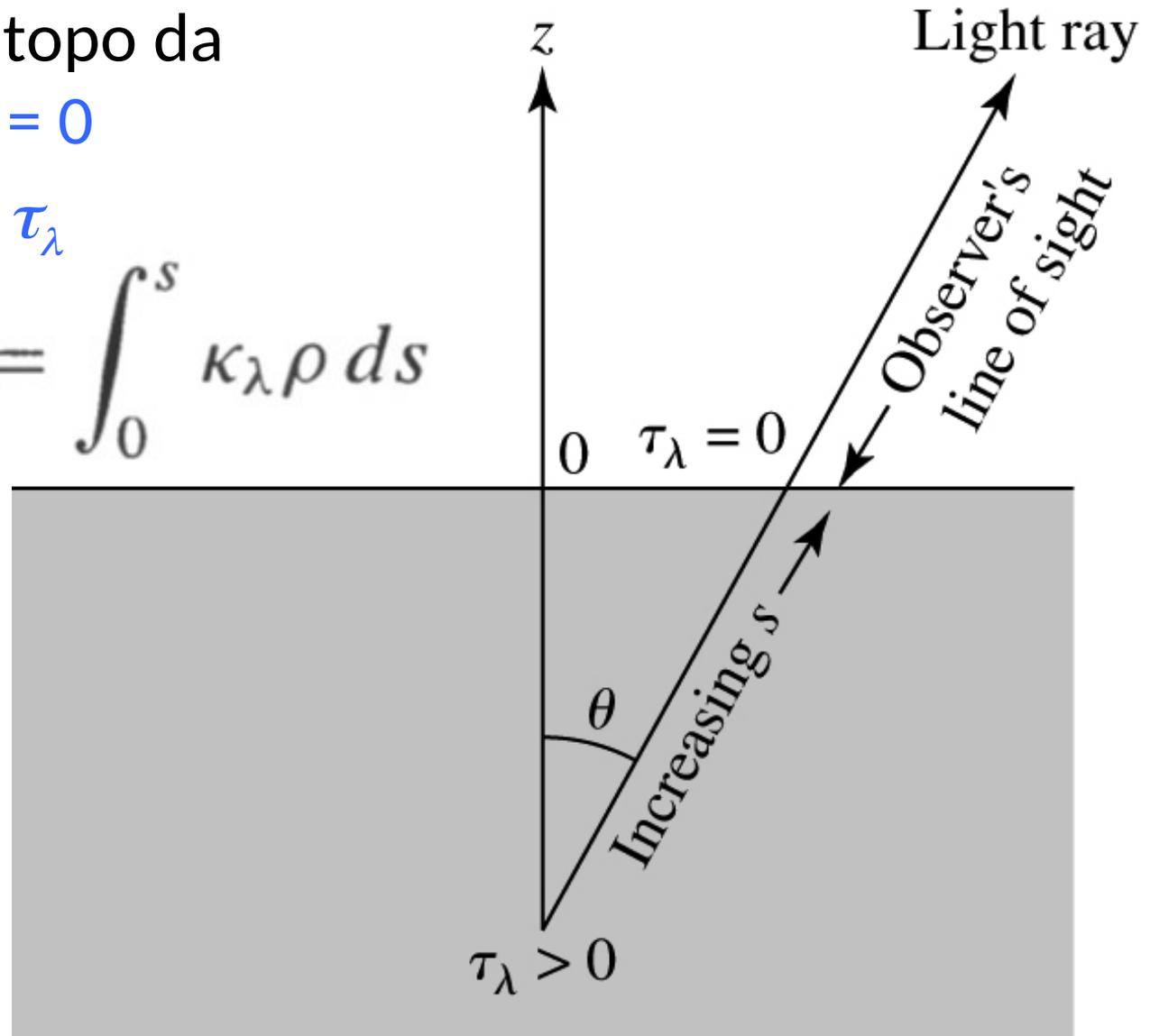
$$d\tau_\lambda = -\kappa_\lambda \rho ds$$

$$d\tau_\lambda = -\kappa_\lambda \rho ds.$$

Para **distância=s** (topo da atmosfera $\rightarrow \tau_{\lambda,s} = 0$

Para **s=0** $\rightarrow \tau_{\lambda,0} = \tau_\lambda$

Com isso: $\tau_\lambda = \int_0^s \kappa_\lambda \rho ds$



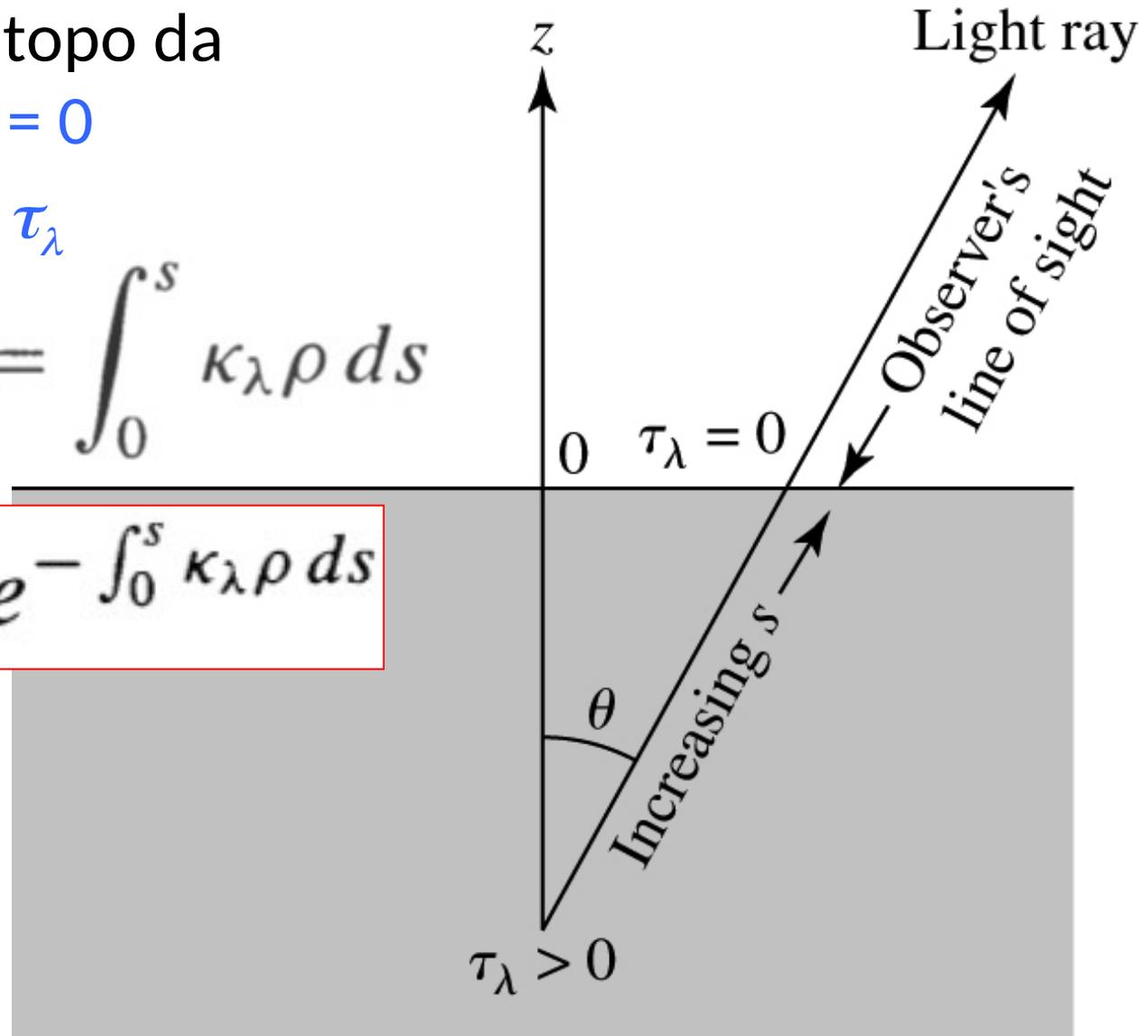
$$d\tau_\lambda = -\kappa_\lambda \rho ds.$$

Para **distância=s** (topo da atmosfera $\rightarrow \tau_{\lambda,s} = 0$

Para **s=0** $\rightarrow \tau_{\lambda,0} = \tau_\lambda$

Com isso: $\tau_\lambda = \int_0^s \kappa_\lambda \rho ds$

$$I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\int_0^s \kappa_\lambda \rho ds}$$



$$d\tau_\lambda = -\kappa_\lambda \rho ds.$$

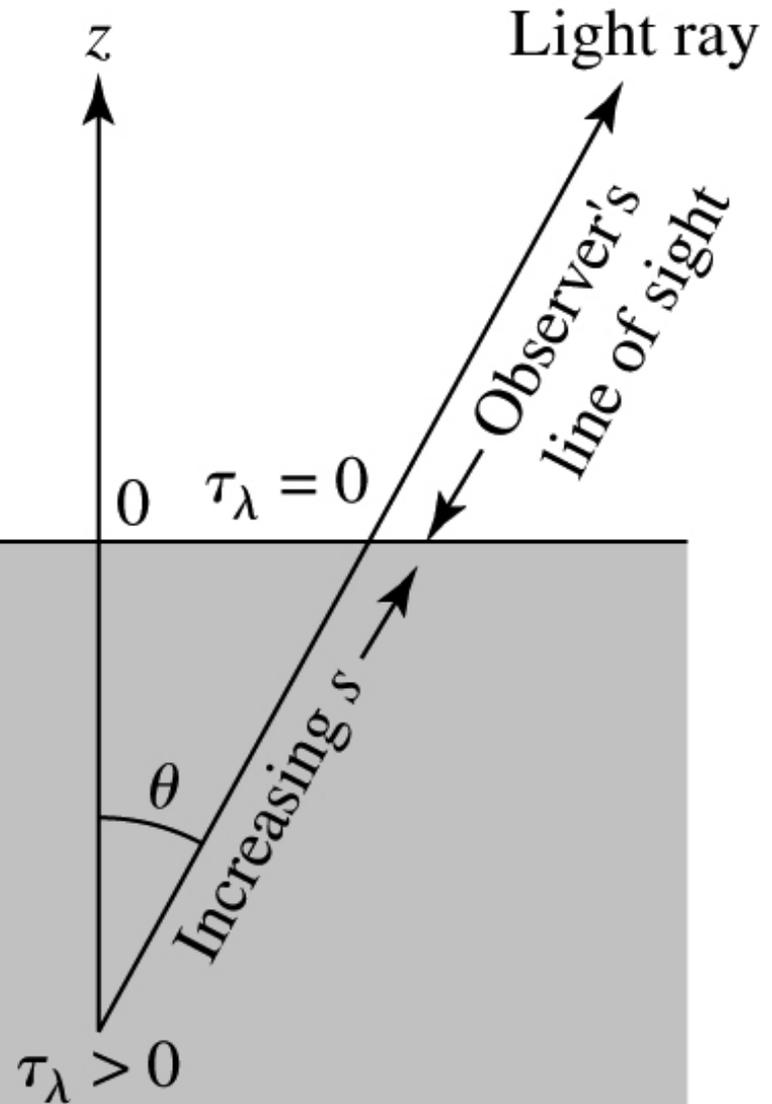
Para **distância=s** (topo da atmosfera $\rightarrow \tau_{\lambda,s} = 0$

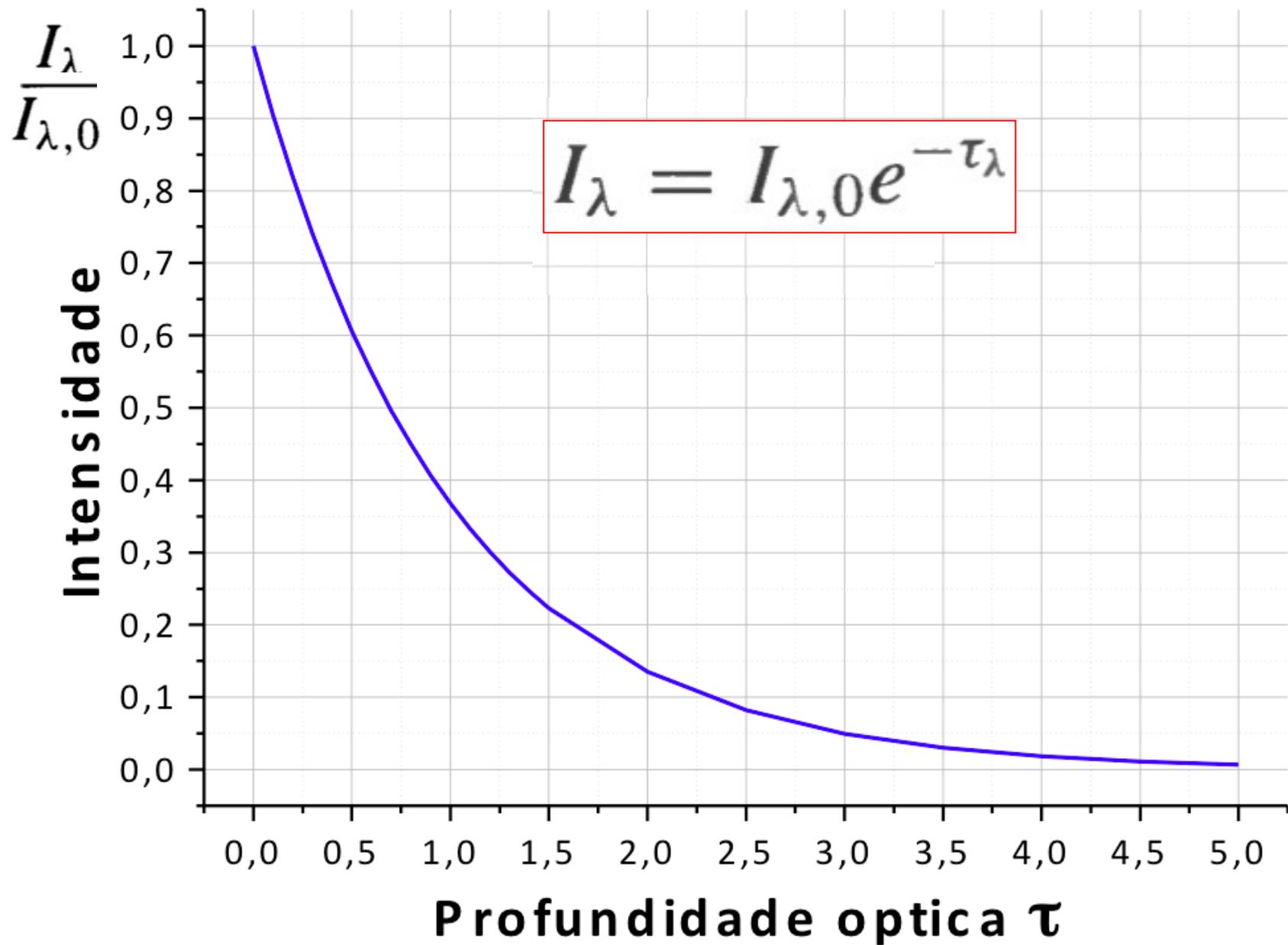
Para **s=0** $\rightarrow \tau_{\lambda,0} = \tau_\lambda$

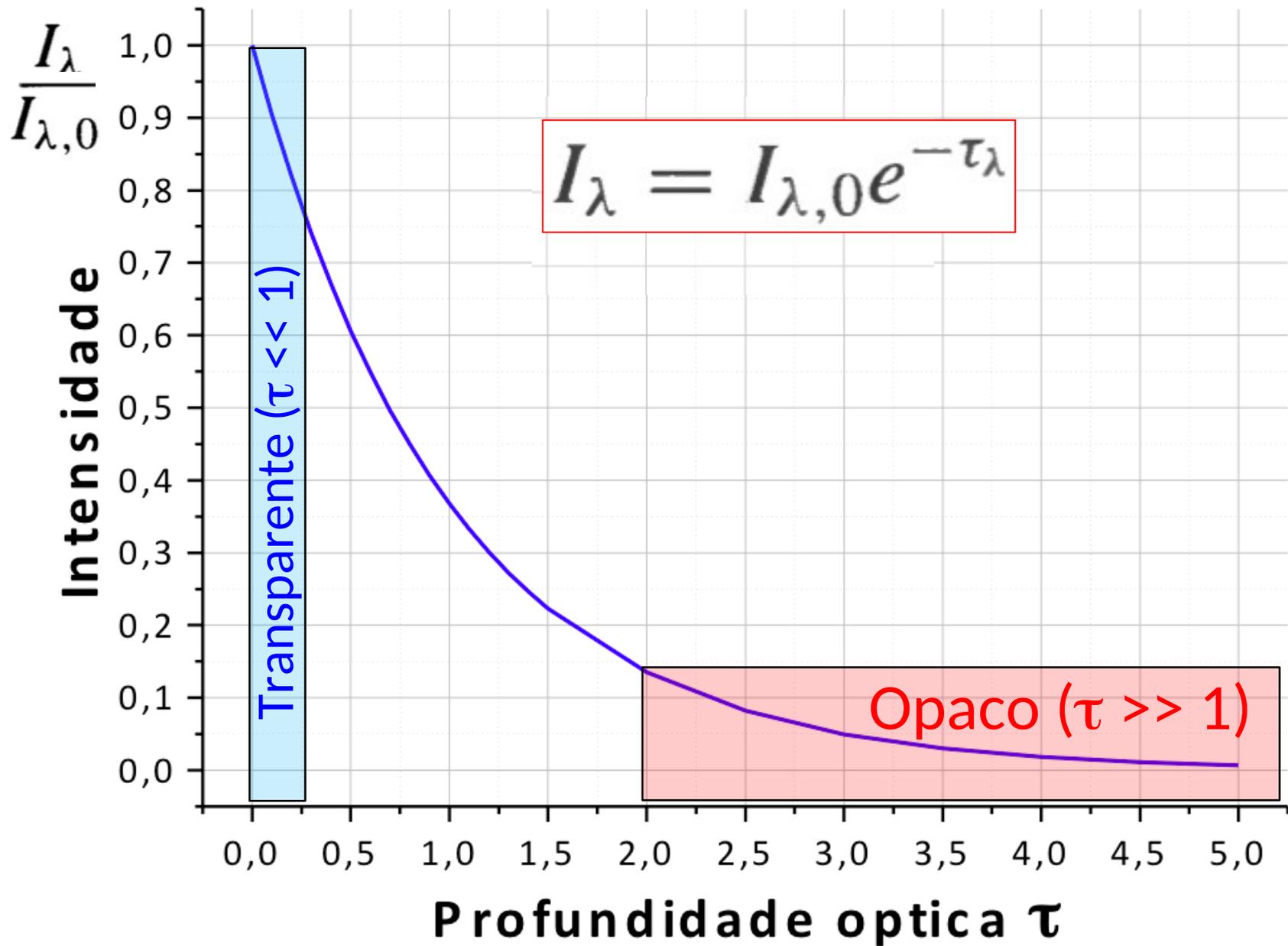
Com isso: $\tau_\lambda = \int_0^s \kappa_\lambda \rho ds$

$$I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\int_0^s \kappa_\lambda \rho ds}$$

$$I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\tau_\lambda}$$







$$I_{\lambda} = I_{\lambda,0} e^{-\tau_{\lambda}}$$

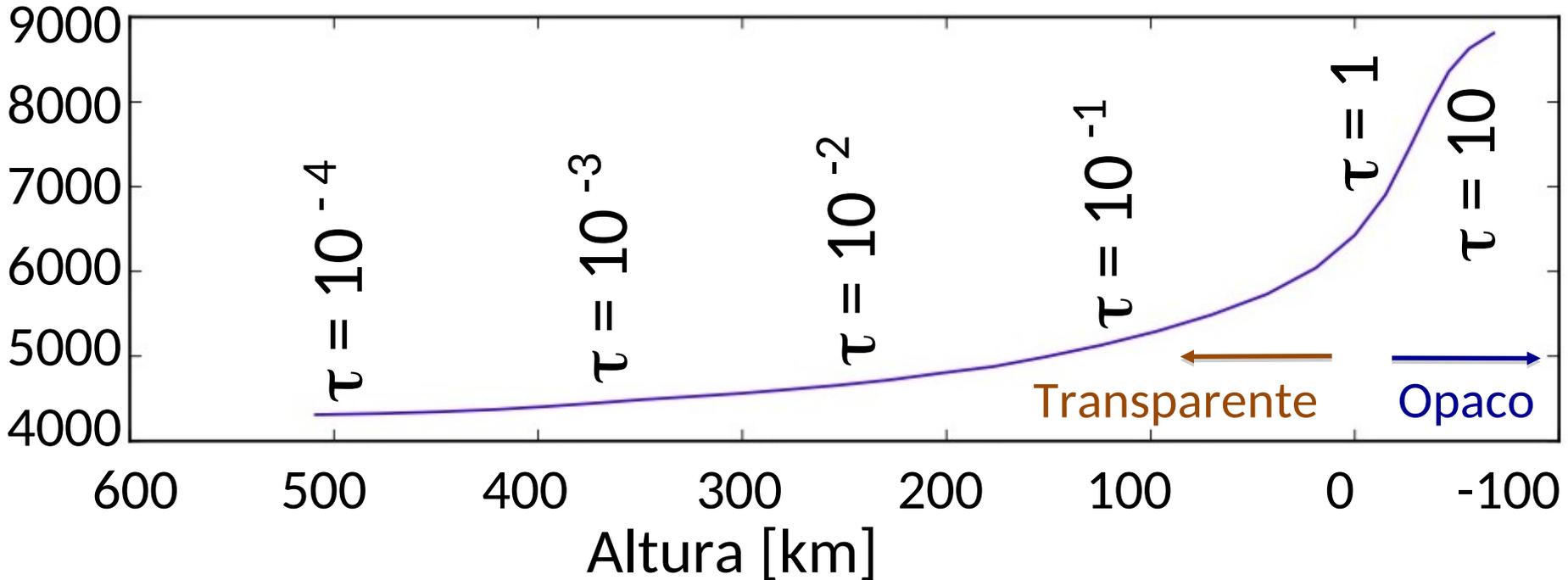


“Superfície” do Sol, $\tau \sim 1$

$\tau \ll 1$: opticamente fino
(transparente)

$\tau \gg 1$: opticamente espesso
(opaco)

Temperatura [K]



Sol sem manchas, visto de Butantã

#Sampa, 15/4/2017 © JM

Profundidade óptica τ_λ varia com λ .

Exemplo, a atmosfera terrestre

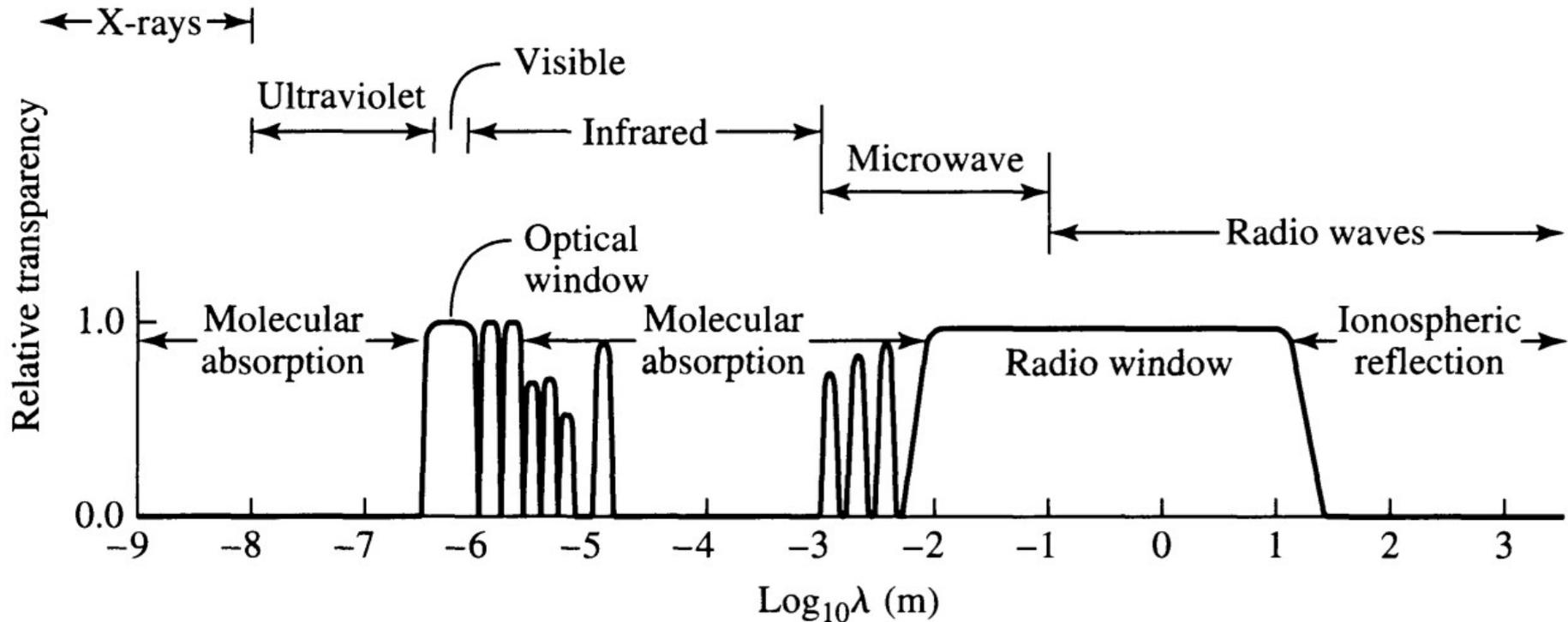


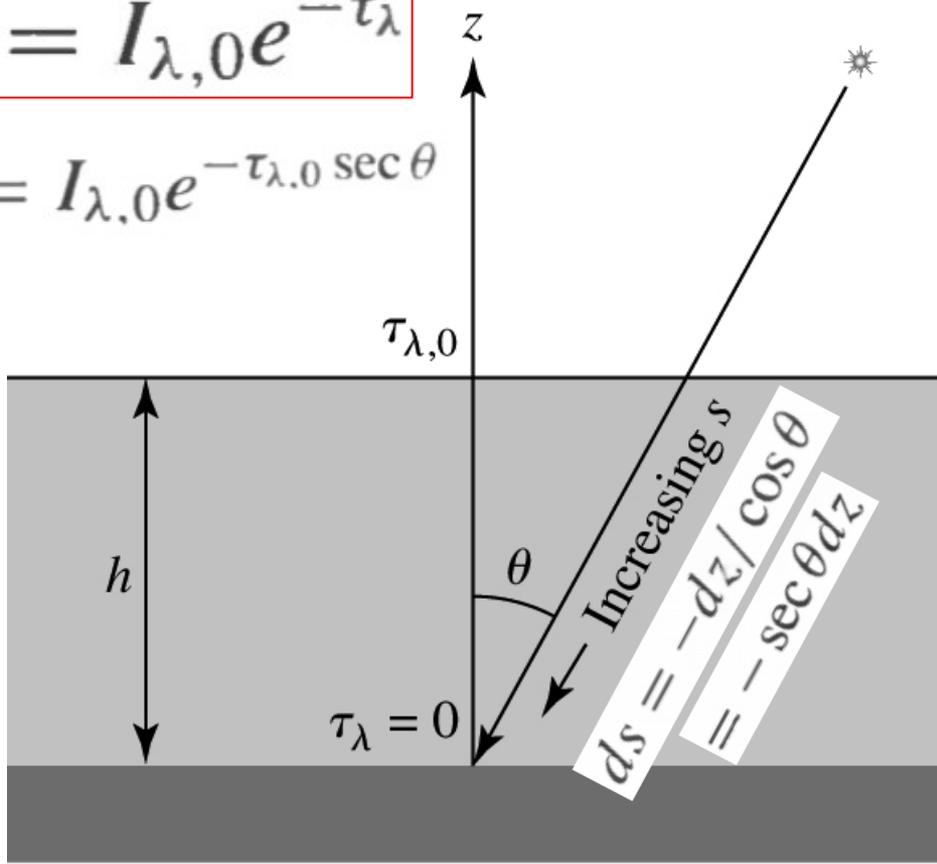
FIGURE 6.25 The transparency of Earth's atmosphere as a function of wavelength.

Exemplo 9.2.3. Absorção pela atmosfera terrestre

$$\tau_\lambda = \int_0^s \kappa_\lambda \rho ds = - \int_h^0 \kappa_\lambda \rho \frac{dz}{\cos \theta} = \sec \theta \int_0^h \kappa_\lambda \rho dz = \tau_{\lambda,0} \sec \theta$$

$$I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\tau_\lambda}$$

$$I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\tau_{\lambda,0} \sec \theta}$$



(a)

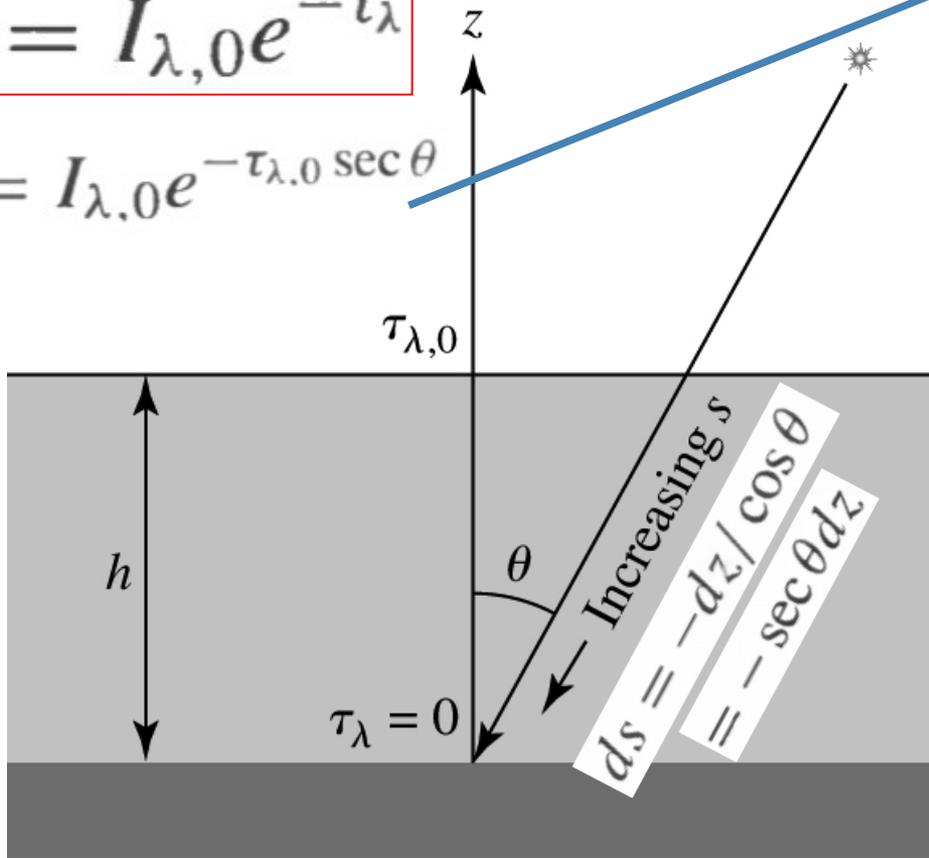
Exemplo 9.2.3. Absorção pela atmosfera terrestre

$$\tau_\lambda = \int_0^s \kappa_\lambda \rho ds = - \int_h^0 \kappa_\lambda \rho \frac{dz}{\cos \theta} = \sec \theta \int_0^h \kappa_\lambda \rho dz = \tau_{\lambda,0} \sec \theta$$

$$I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\tau_\lambda}$$

$$\ln I_\lambda = \ln I_{\lambda,0} - \tau_{\lambda,0} \sec \theta$$

$$I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\tau_{\lambda,0} \sec \theta}$$



(a)

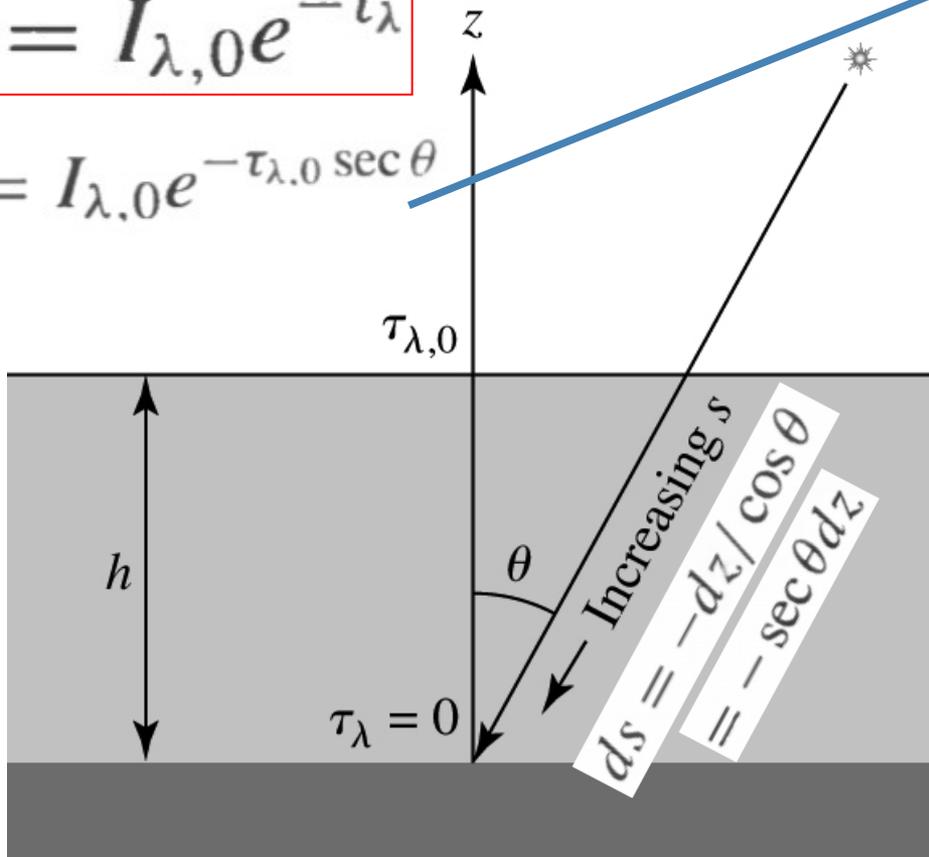
Exemplo 9.2.3. Absorção pela atmosfera terrestre

$$\tau_\lambda = \int_0^s \kappa_\lambda \rho ds = - \int_h^0 \kappa_\lambda \rho \frac{dz}{\cos \theta} = \sec \theta \int_0^h \kappa_\lambda \rho dz = \tau_{\lambda,0} \sec \theta$$

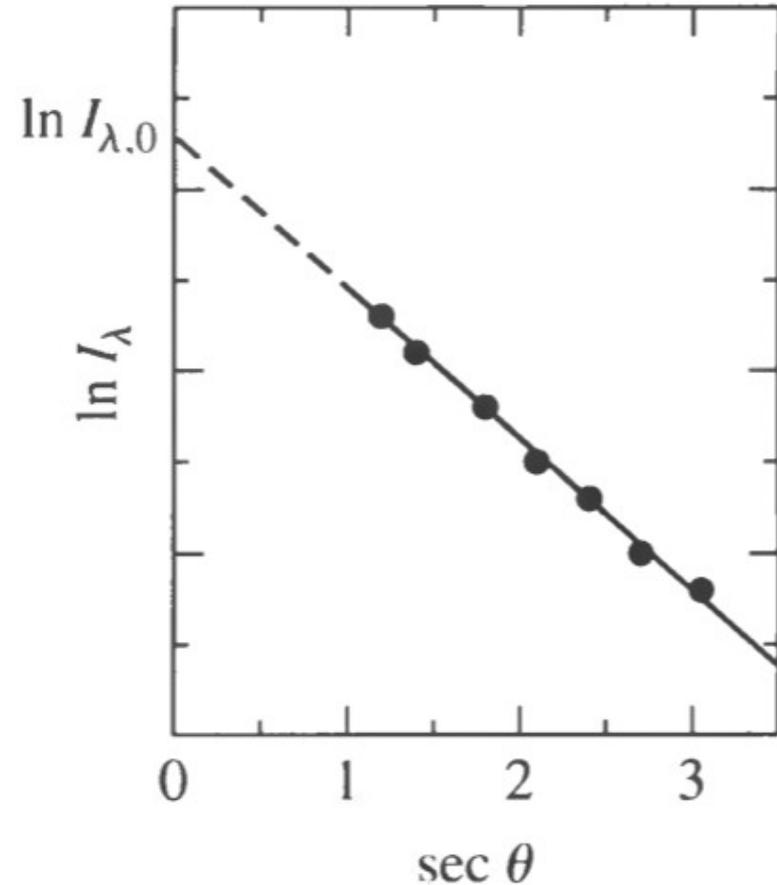
$$I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\tau_\lambda}$$

$$I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\tau_{\lambda,0} \sec \theta}$$

$$\ln I_\lambda = \ln I_{\lambda,0} - \tau_{\lambda,0} \sec \theta$$



(a)



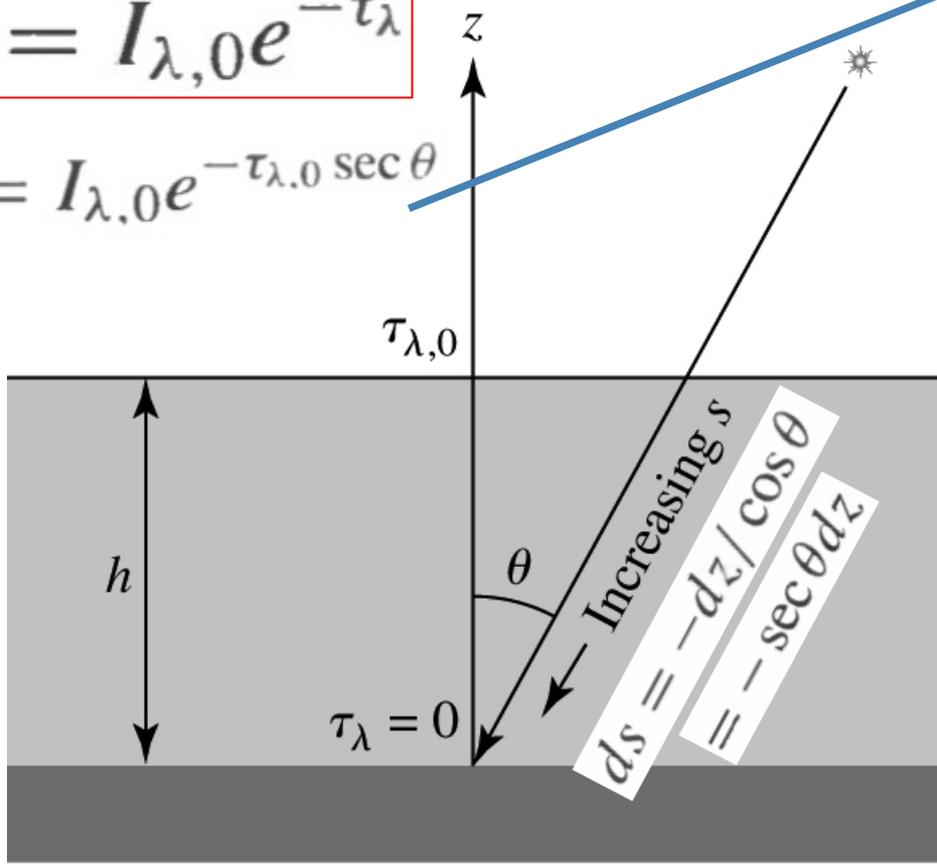
Exemplo 9.2.3. Absorção pela atmosfera terrestre

$$\tau_\lambda = \int_0^s \kappa_\lambda \rho ds = - \int_h^0 \kappa_\lambda \rho \frac{dz}{\cos \theta} = \sec \theta \int_0^h \kappa_\lambda \rho dz = \tau_{\lambda,0} \sec \theta$$

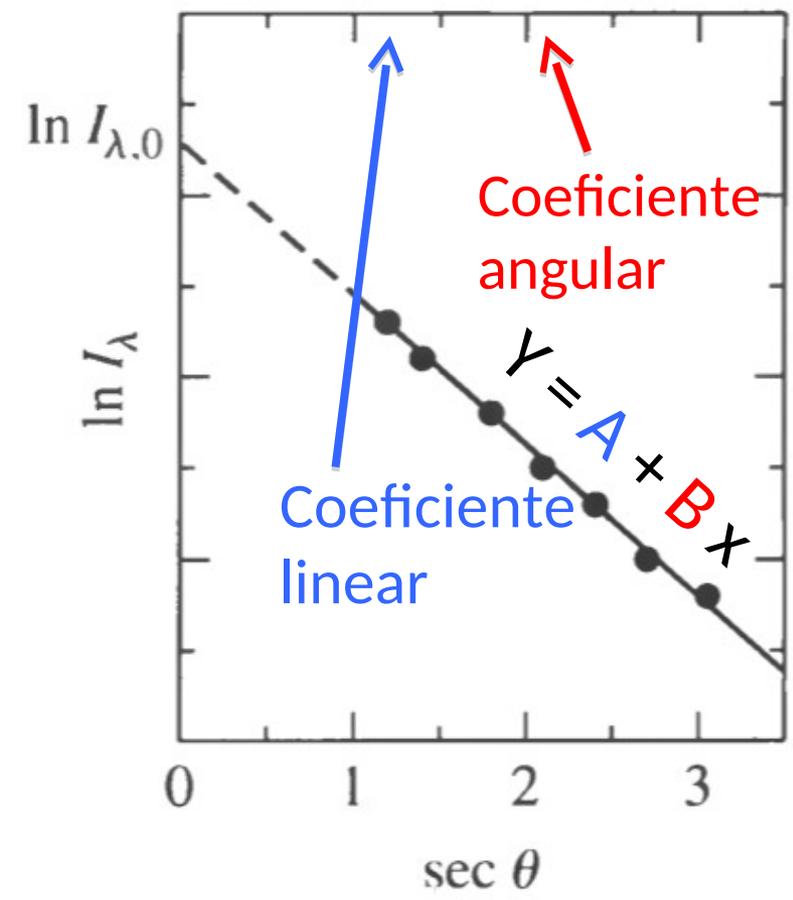
$$I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\tau_\lambda}$$

$$I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\tau_{\lambda,0} \sec \theta}$$

$$\ln I_\lambda = \ln I_{\lambda,0} - \tau_{\lambda,0} \sec \theta$$



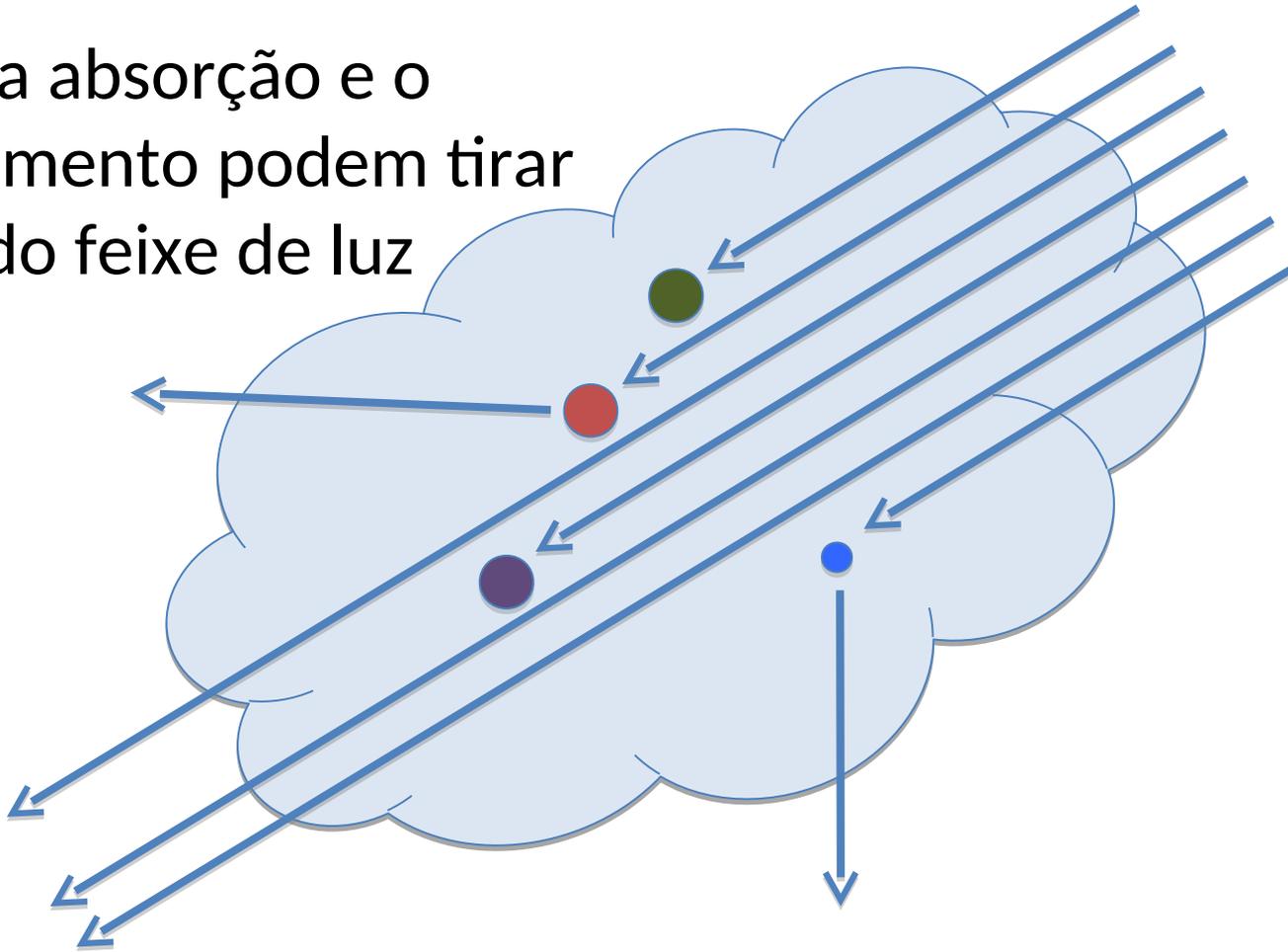
(a)



Fontes de opacidade

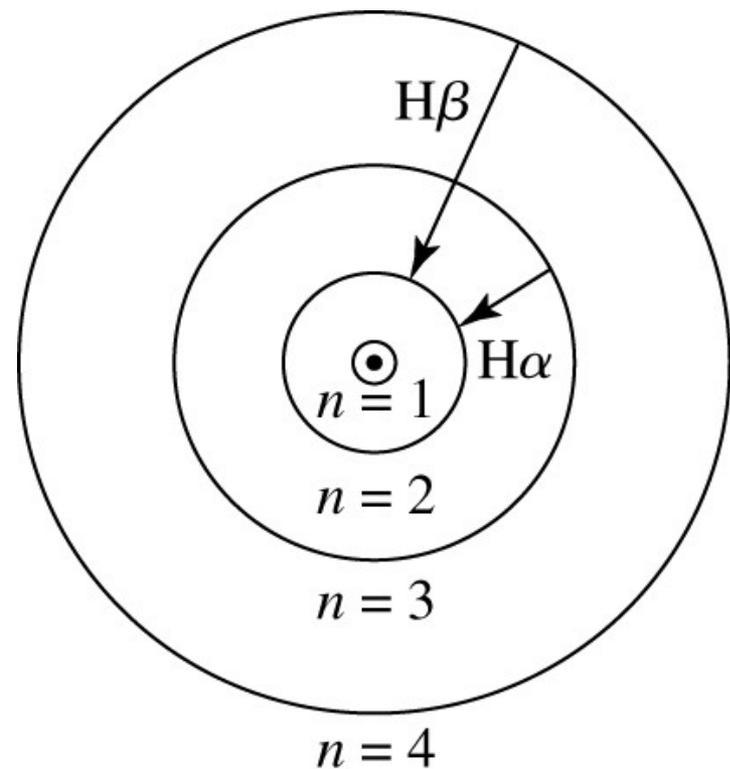
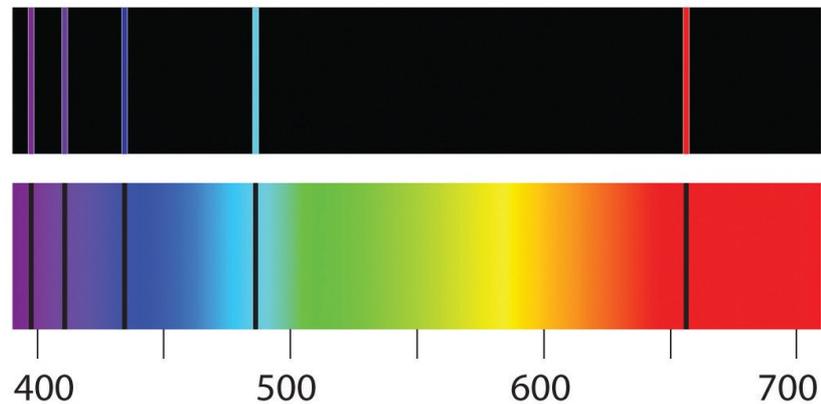
Devido à interação de fótons com átomos, íons, e-

Ambos a absorção e o espalhamento podem tirar fótons do feixe de luz

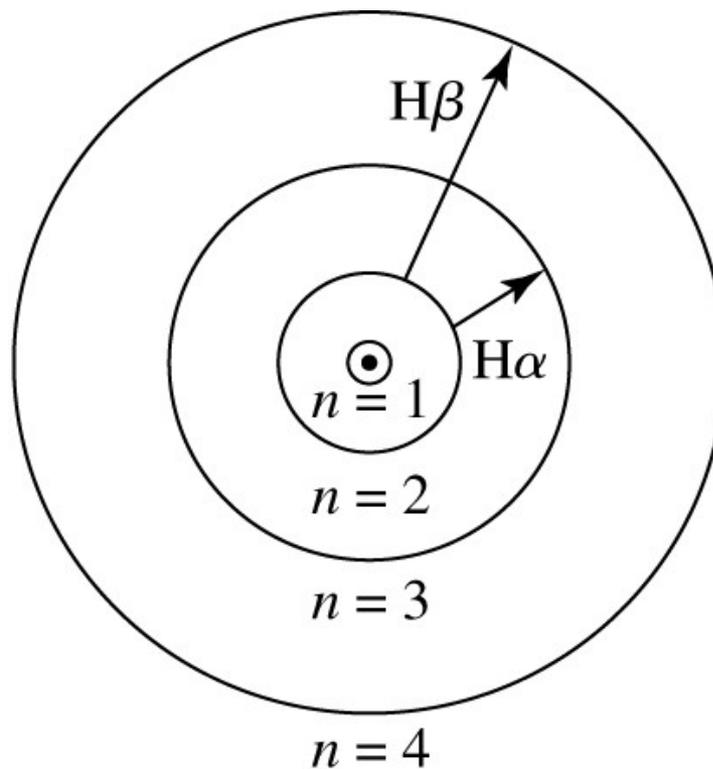


Fontes de opacidade: Transições ligado-ligado

(a) emissão, (b) absorção



(a)

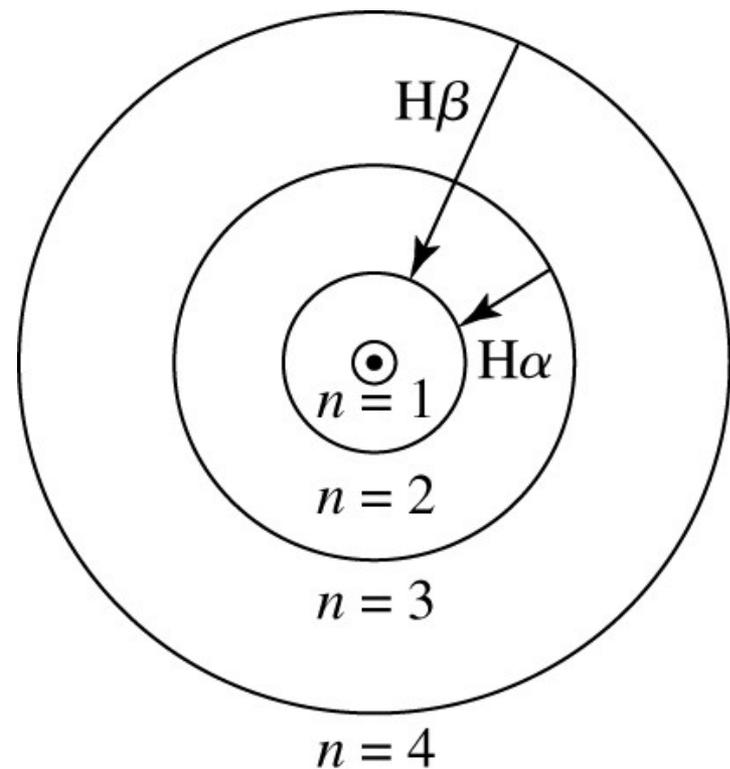
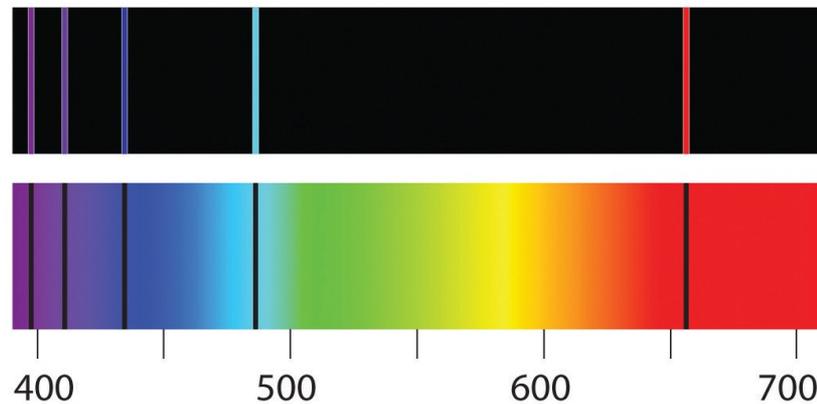


(b)

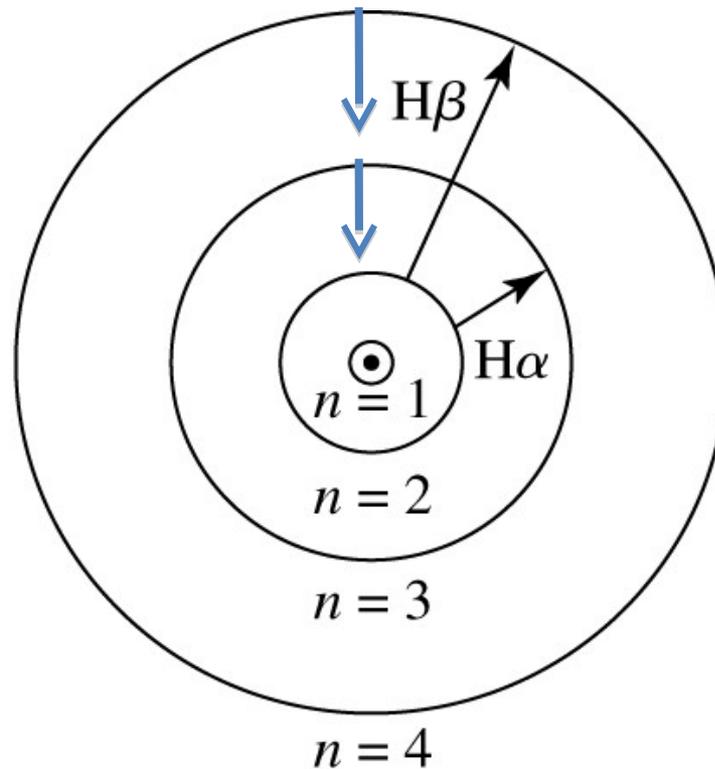
Átomo de hidrogênio

Fontes de opacidade: Transições ligado-ligado

(a) emissão, (b) absorção



(a)



(b)

Diminuição da energia média dos fótons: em alguns casos é absorvido 1 fóton mas podem ser emitidos 2

Átomo de hidrogênio

Fonte de opacidade: absorção ligado-livre

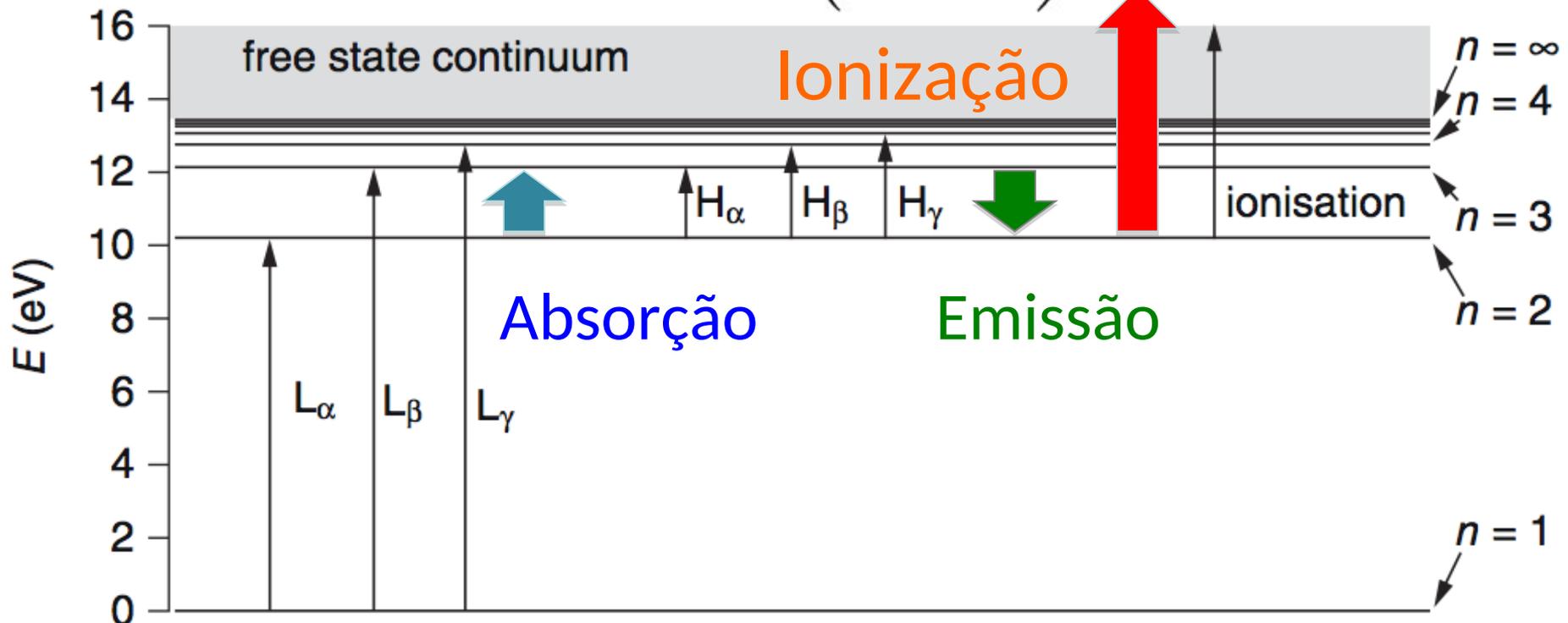
Também conhecida como ionização

Elétrons podem ser removidos por fótons com comprimento:

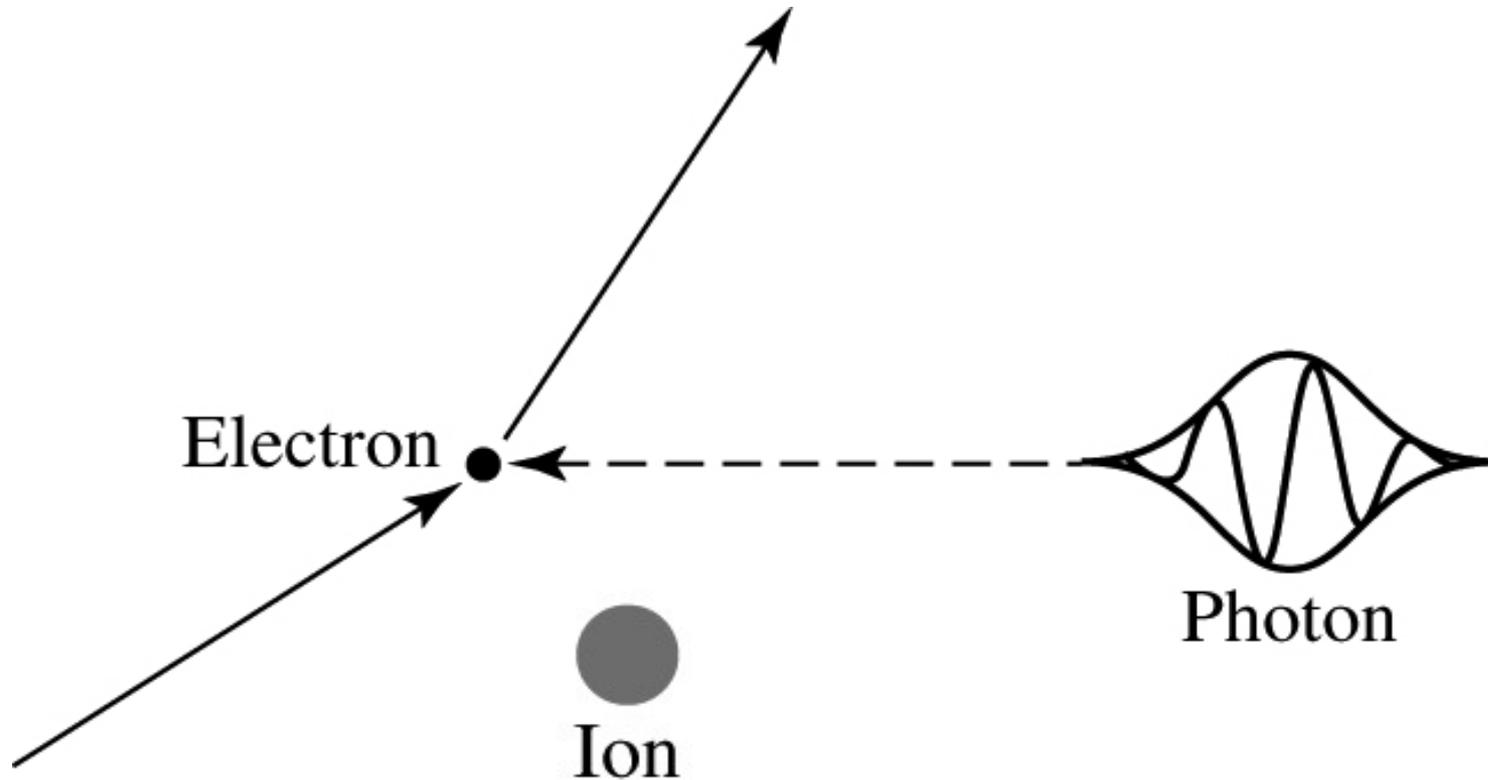
$$\lambda \leq hc/\chi_n$$

χ_n : energia de ionização do nível n

Para H: $\sigma_{bf} = 1.31 \times 10^{-19} \frac{1}{n^5} \left(\frac{\lambda}{500 \text{ nm}} \right)^3 \text{ m}^2$



Fonte de opacidade: **absorção livre-livre**
e- livre na vizinhança de 1 íon pode absorver um fóton



Processo inverso: e- passando perto de um íon pode emitir um fóton (***Bremsstrahlung***)

Fonte de opacidade: espalhamento de e-

Fóton é espalhado por um e- livre. Também é conhecido como espalhamento Thomson, com seção de choque:

$$\sigma_T = \frac{1}{6\pi\epsilon_0^2} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 6.65 \times 10^{-29} \text{ m}^2$$

É aproximadamente 2 bilhões de vezes menor à seção de choque para fotoionização (σ_{bf}) → apenas importante quando existem muitos e- (estrelas quentes)

A photon may also be scattered by an electron that is loosely bound to an atomic nucleus. This result is called *Compton scattering* if the photon's wavelength is much smaller than the atom or *Rayleigh scattering* if the photon's wavelength is much larger. Compton scattering is usually lumped together with Thomson scattering.

Seção de choque do espalhamento Rayleigh é proporcional a $1/\lambda^4$

Descontinuidade de Balmer

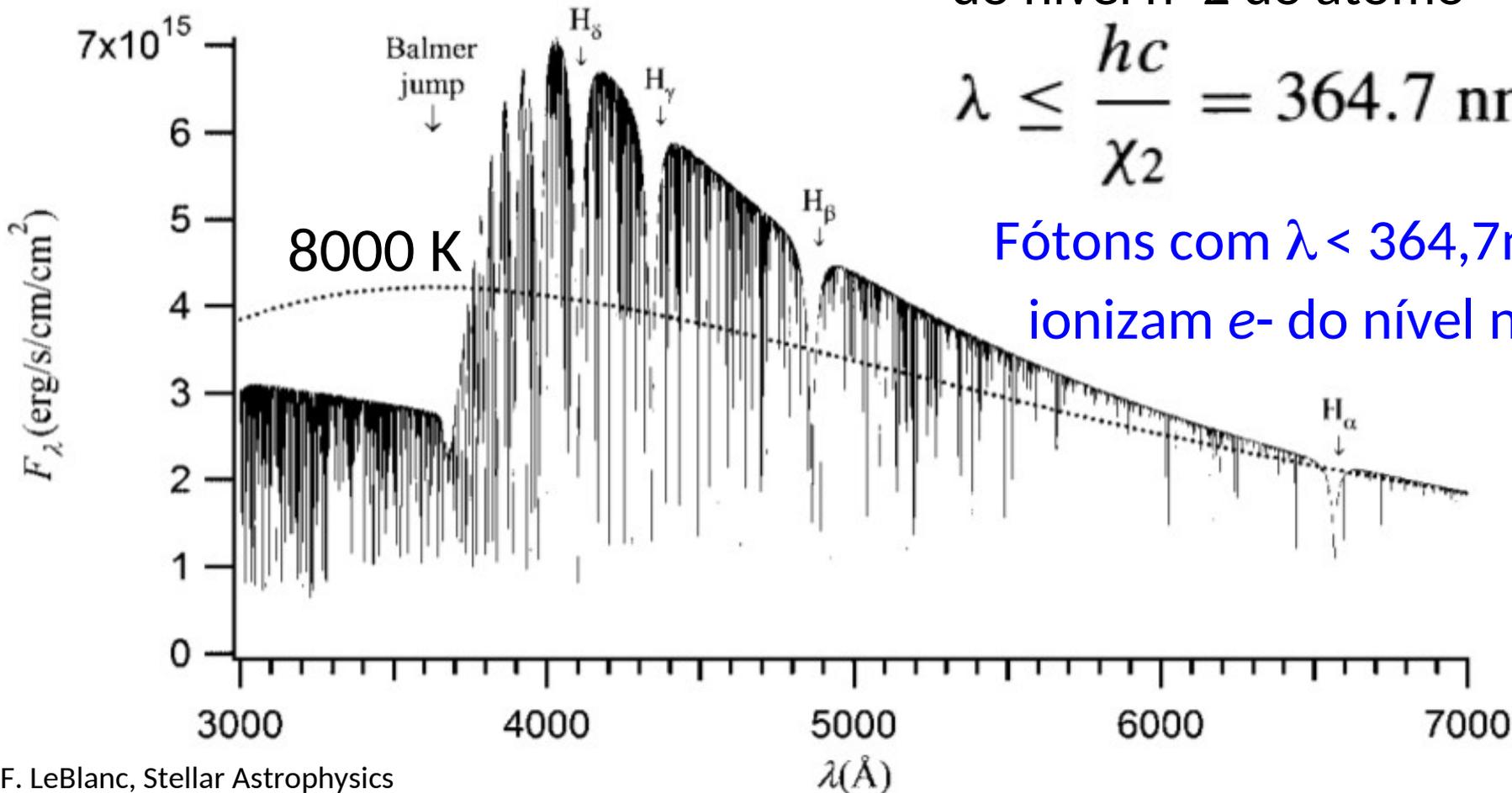
Example 9.2.4. The energy of an electron in the $n = 2$ orbit of a hydrogen atom is given by Eq. (5.14):

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

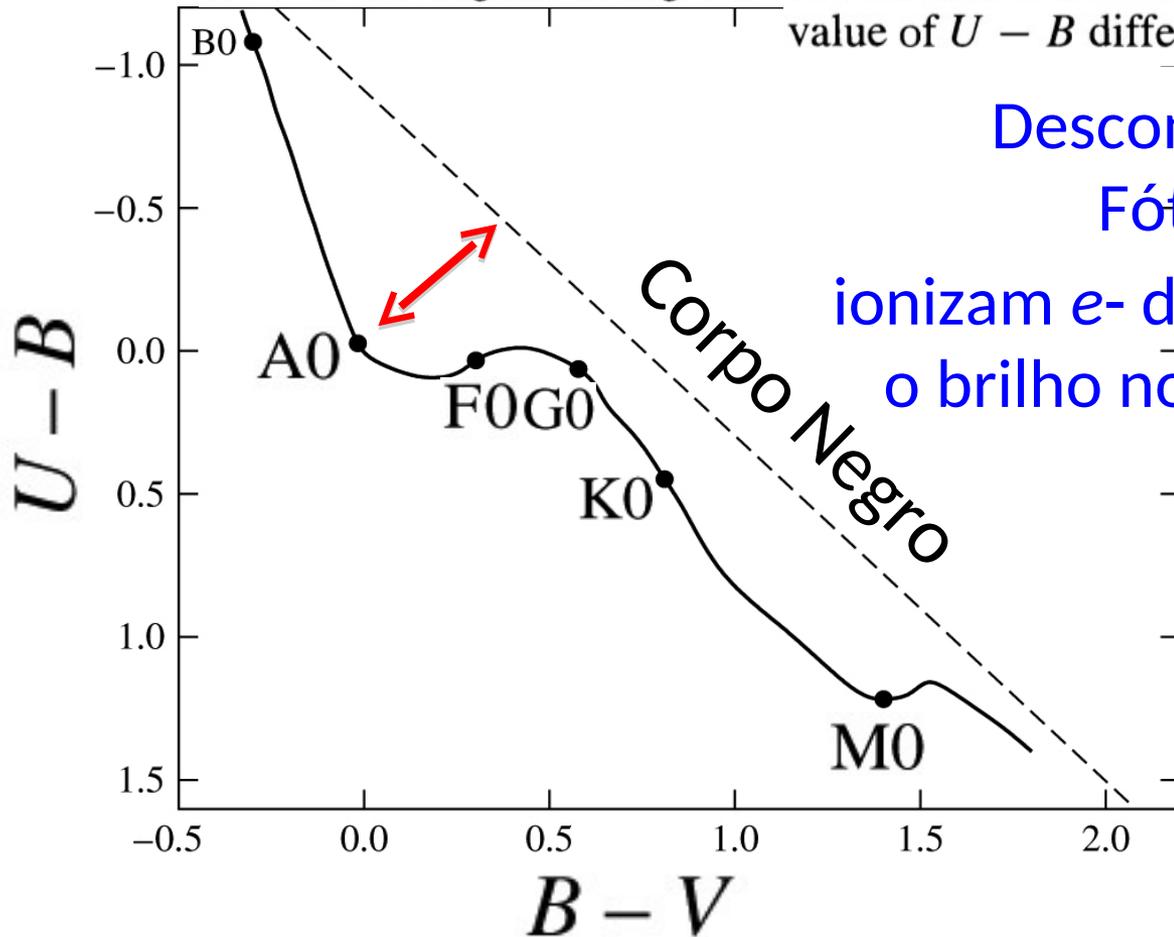
Fóton deve ter no mínimo $\chi_2 = 3,40 \text{ eV}$ para ejetar e- do nível $n=2$ do átomo

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

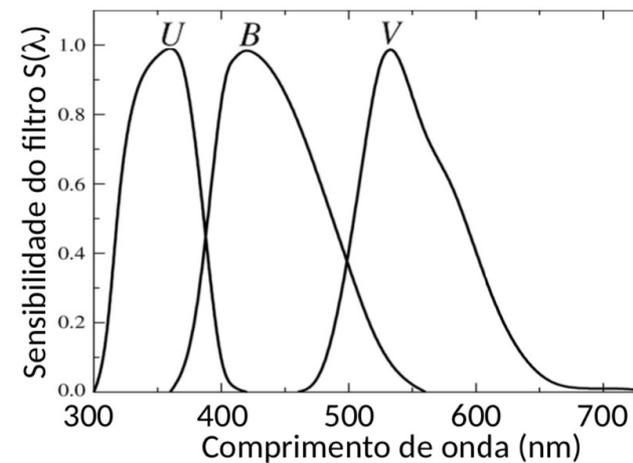
Fótons com $\lambda < 364,7\text{nm}$ ionizam e- do nível $n=2$



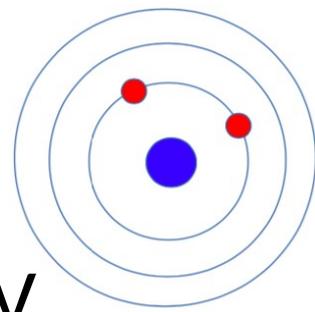
The wavelength 364.7 nm is right in the middle of the bandwidth of the ultraviolet (U) filter in the UBV system, described on page 75. As a result, the Balmer jump will tend to decrease the amount of light received in the bandwidth of the U filter and so *increase* both the ultraviolet magnitude U and 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.



Descontinuidade de Balmer:
Fótons com $\lambda < 364,7\text{nm}$
ionizam e^- do nível $n=2$, afetando
o brilho no fluxo U (ultravioleta)



Opacidade do contínuo e o íon H^-



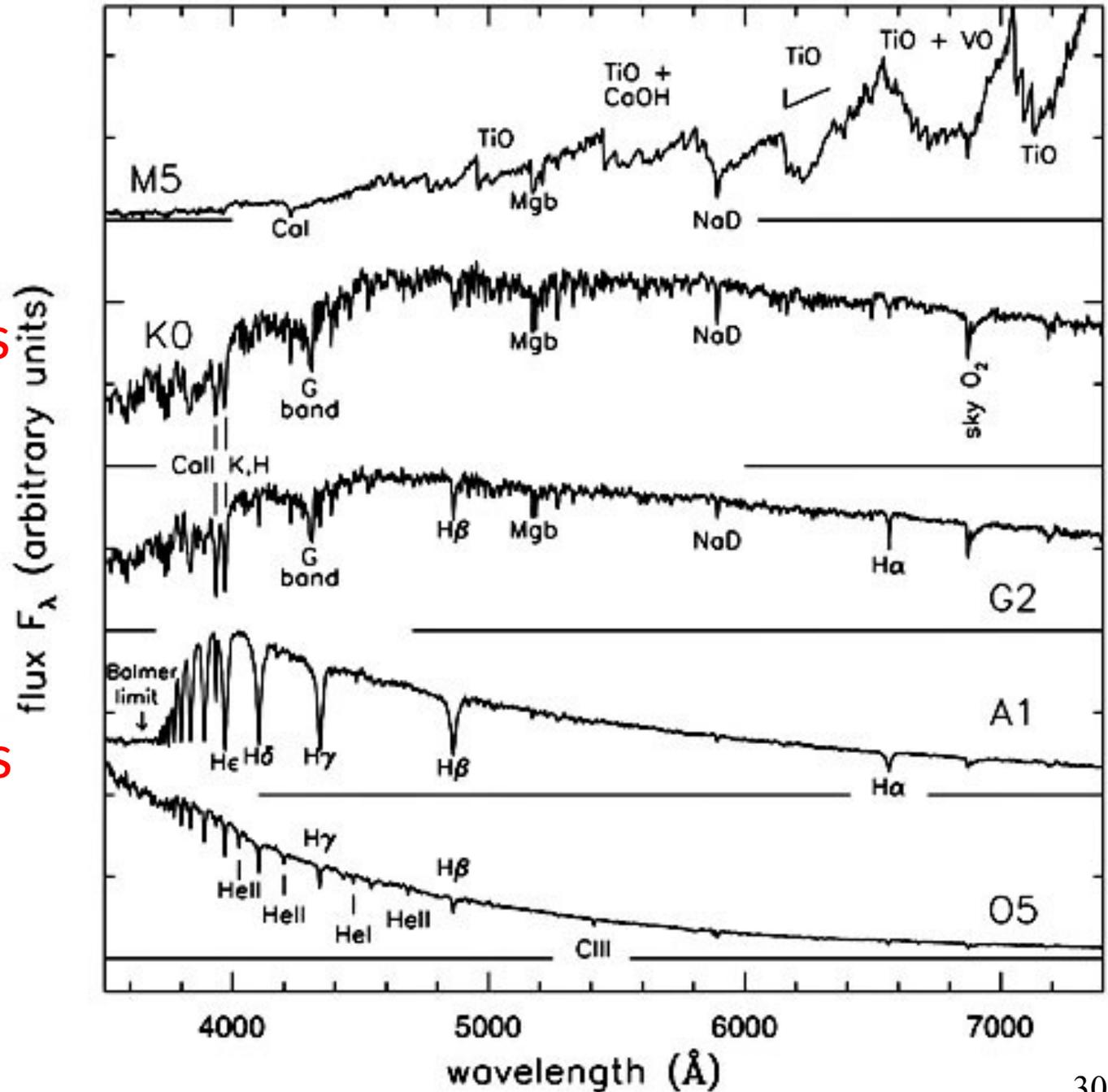
- Energia de ligação do segundo e^- : 0,754 eV
- Corresponde a $\lambda = 1640$ nm, ou seja, fótons com $\lambda < 1640$ nm podem remover o e^- do H^- (ligado-livre)



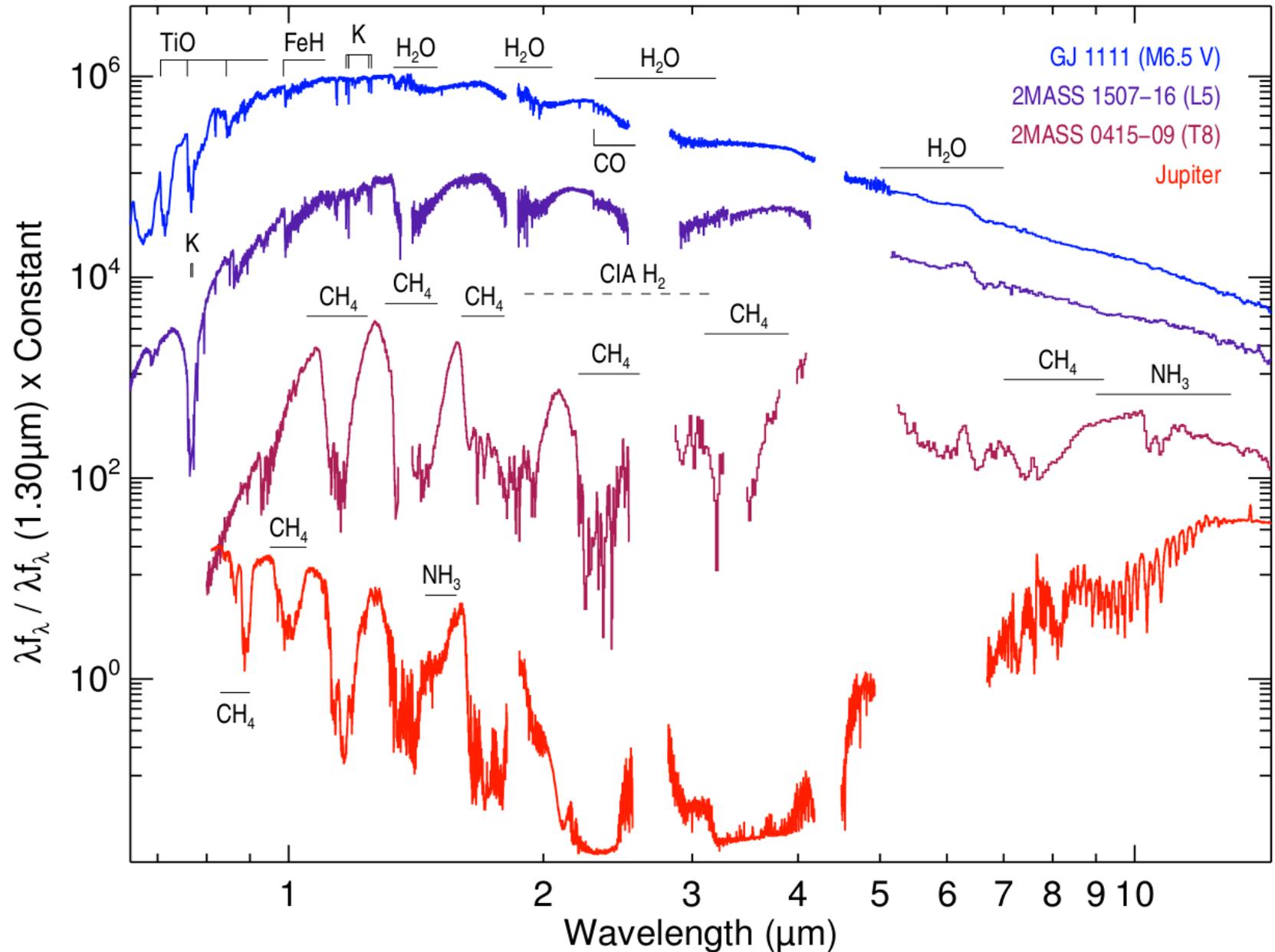
- Para $\lambda > 1640$ nm podemos ter absorção livre-livre do H^-
- H^- é importante para estrelas mais frias que F0

A baixas temperaturas (estrelas M) também temos moléculas:

- Absorção ligado-ligado
- foto-dissociação das moléculas



Moléculas dominam Anãs M, Anãs Marrons e Planetas



Opacidade total

$$\kappa_{\lambda} = \kappa_{\lambda,bb} + \kappa_{\lambda,bf} + \kappa_{\lambda,ff} + \kappa_{es} + \kappa_{H^-}$$

Bound-bound
(ligado-ligado)



Bound-free
(ligado-livre)



free-free
(livre-livre)



Electron
scattering
(espalhamento
de e-)



H- opacity
(opacidade H-)



Opacidade média de Rosseland

Às vezes é interessante ter um valor médio da opacidade

$$\frac{1}{\bar{\kappa}} \equiv \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{\partial B_\nu(T)}{\partial T} d\nu}{\int_0^\infty \frac{\partial B_\nu(T)}{\partial T} d\nu}$$

$$\bar{\kappa}_{\text{bf}} = 4.34 \times 10^{21} \frac{g_{\text{bf}}}{t} Z(1 + X) \frac{\rho}{T^{3.5}} \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$$

$$\bar{\kappa}_{\text{ff}} = 3.68 \times 10^{18} g_{\text{ff}} (1 - Z)(1 + X) \frac{\rho}{T^{3.5}} \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$$

where ρ is the density (in kg m^{-3}) and T is the temperature (in kelvins). X and Z are the **mass fractions**, or fractional abundances (by mass), of hydrogen and metals, respectively.¹⁷ The **Gaunt factors**, g_{bf} and g_{ff} , are quantum-mechanical correction terms

t = guillotine factor

Abundâncias em fração de massa

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

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

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

$$X + Y + Z = 1.$$

$$\bar{\kappa}_{es} = 0.02(1 + X) \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$$

An estimate of the contribution to the mean opacity provided by the H^- ion may also be included over the temperature range $3000 \text{ K} \leq T \leq 6000 \text{ K}$ and for densities between $10^{-7} \text{ kg m}^{-3} \leq \rho \leq 10^{-2} \text{ kg m}^{-3}$ when $X \sim 0.7$ and $0.001 < Z < 0.03$ (the values of X and Z are typical of main-sequence stars). Specifically,

$$\bar{\kappa}_{\text{H}^-} \approx 7.9 \times 10^{-34} (Z/0.02) \rho^{1/2} T^9 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$$

A opacidade média de Rosseland é a média das opacidades:

$$\bar{\kappa} = \overline{\kappa_{bb} + \kappa_{bf} + \kappa_{ff} + \kappa_{es} + \kappa_{\text{H}^-}}$$

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-

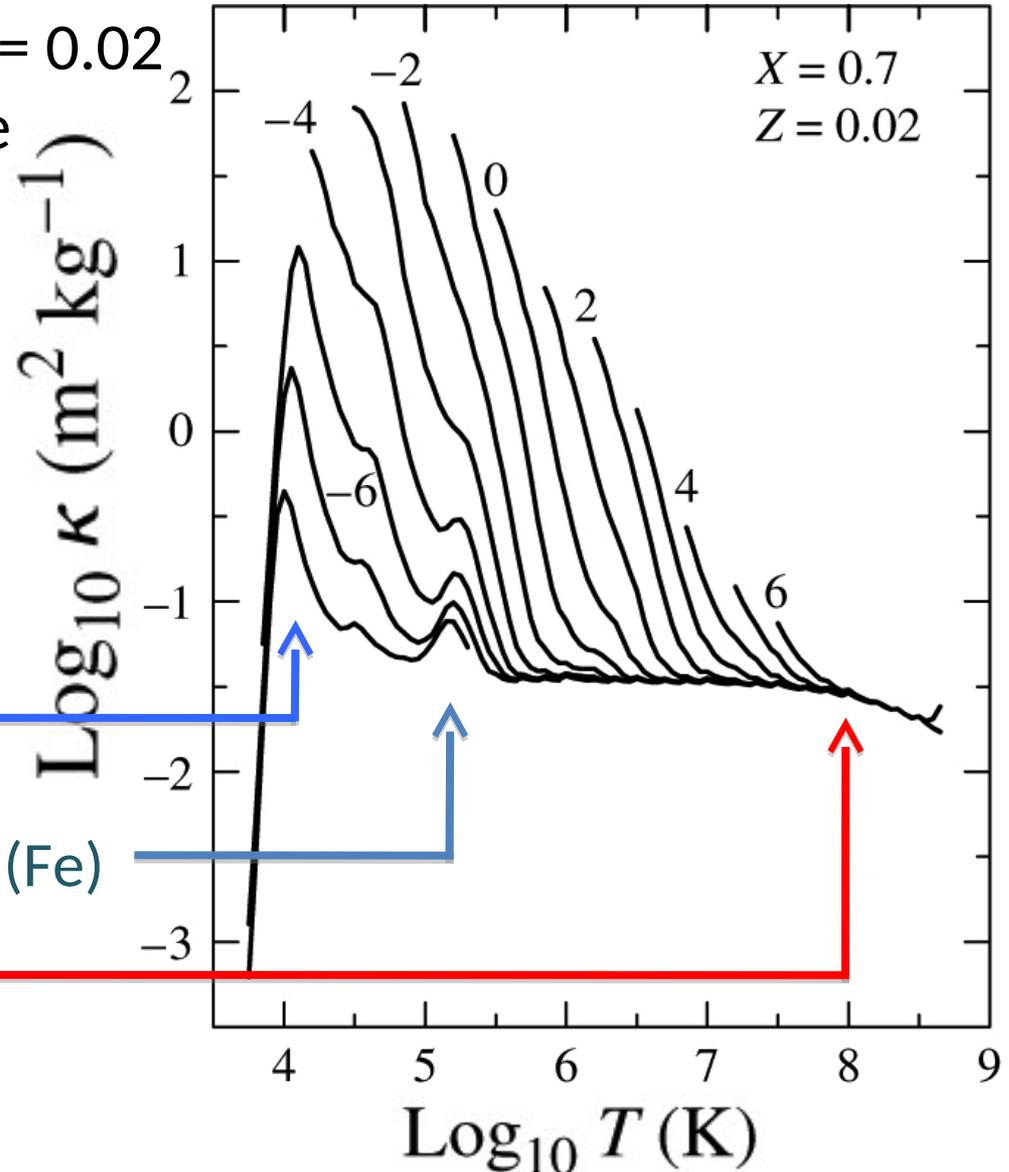


FIGURE 9.10 Rosseland mean opacity for a composition that is 70% hydrogen, 28% helium, and 2% metals by mass. The curves are labeled by the logarithmic value of the density ($\log_{10} \rho$ in kg m^{-3}).