



Universidade Federal do ABC

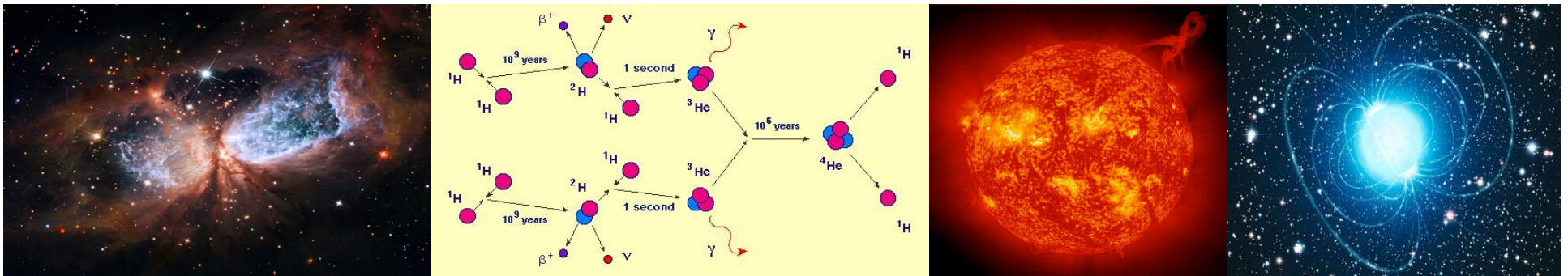
Introdução à Física Estelar

4. Atmosferas Estelares I

Prof. Pieter Westera

pieter.westera@ufabc.edu.br

<http://professor.ufabc.edu.br/~pieter.westera/Estelar.html>



O Campo de Radiação

A maioria das estrelas não podem ser resolvidas espacialmente. A única informação que conseguimos medir é o **espectro**, isto é, o fluxo (e, se conhecemos a distância, a luminosidade) da **radiação eletromagnética** provindo da **atmosfera** da estrela **em função do comprimento de onda λ ou da frequência ν .**

As propriedades do espectro refletem **temperatura**, **densidade** e **composição** das camadas desta atmosfera. Para conseguir interpretá-lo, precisamos **descrever** como a **luz** se **propaga** pelo **gás/plasma** que compõe a estrela.

O Campo de Radiação

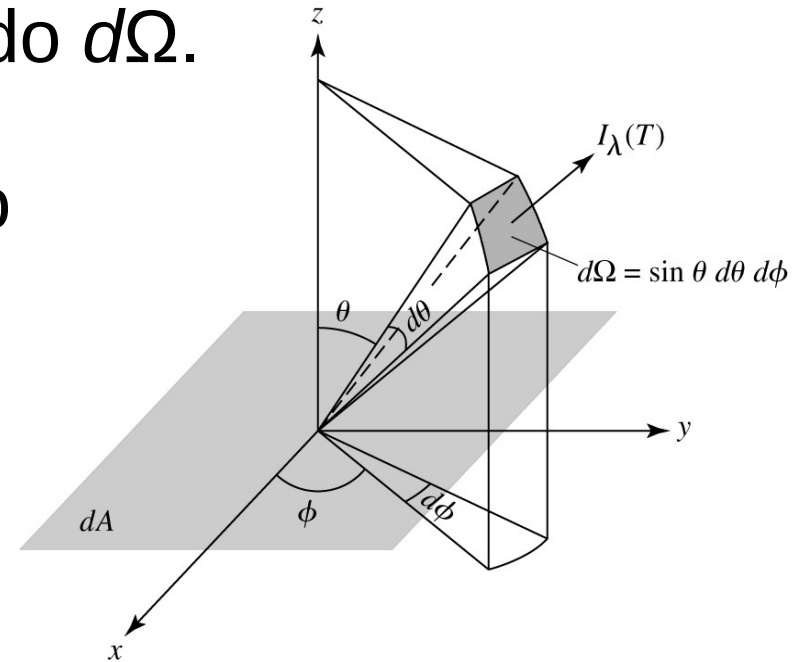
Supondo um raio de luz com comprimento de onda entre λ e $\lambda+d\lambda$ passando por uma superfície dA num ângulo θ dentro de um cone de ângulo sólido $d\Omega$.

=> A área dA projetada num plano perpendicular ao raio é $dA \cdot \cos \theta$.

Definindo $E_\lambda \equiv \partial E / \partial \lambda$, tal que $E_\lambda d\lambda$ é a energia carregada para o cone, a intensidade específica dos raios é definida como

$$I_\lambda \equiv \frac{\partial I}{\partial \lambda} \equiv \frac{E_\lambda d\lambda}{d\lambda dt dA \cos \theta d\Omega}$$

$$[I_\lambda] = \text{W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$



O Campo de Radiação

$$\Rightarrow E_\lambda d\lambda = I_\lambda d\lambda dt dA \cos \theta d\Omega$$

Em coordenadas esféricas:

$$E_\lambda d\lambda = I_\lambda d\lambda dt dA \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi$$

A **intensidade média** é a **intensidade específica** integrada sobre **todas as direções**,
E dividida por 4π sr

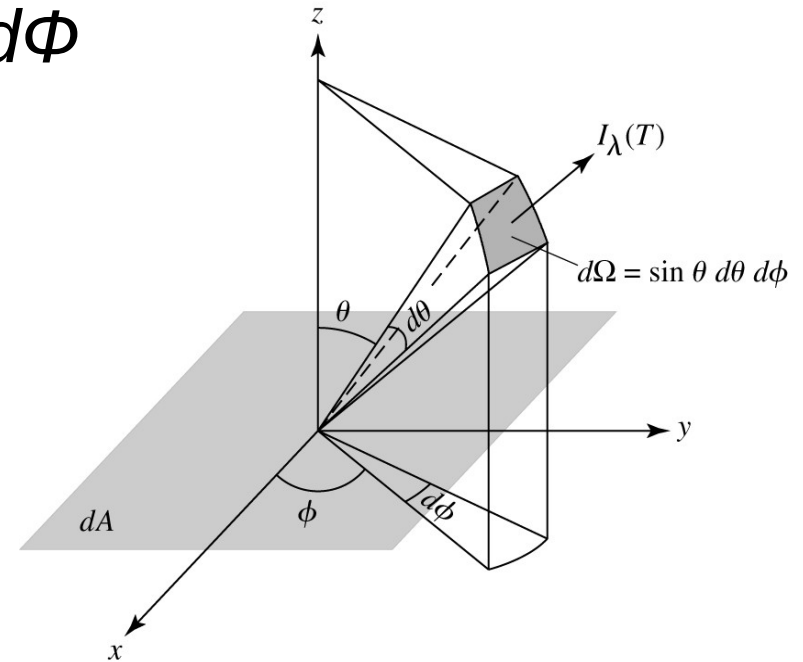
$$\begin{aligned} \langle I_\lambda \rangle &\equiv 1/4\pi \int I_\lambda d\Omega \\ &= 1/4\pi \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} I_\lambda \sin \theta d\theta d\phi \end{aligned}$$

Para um campo de radiação **isotrópico**: $\langle I_\lambda \rangle = I_\lambda$.

Exemplo: radiação de corpo negro: $\langle I_\lambda \rangle = I_\lambda = B_\lambda$,

$$\text{onde } B_\lambda = 2hc^2\lambda^{-5} / (e^{hc/\lambda kT} - 1)$$

(\Rightarrow EdM, Física Quântica,...)



O Campo de Radiação

Quanta **energia** está **contida** no **campo** de **radiação**?

Supondo um **cilindro** com área de **base** dA e “**altura**” dL :

A radiação percorre dL no tempo $dt = dL / c \cdot \cos \theta$

$$\Rightarrow E_\lambda d\lambda = I_\lambda d\lambda dt dA \cos \theta d\Omega = I_\lambda d\lambda dA d\Omega dL/c$$

mas $dA \cdot dL$ é o **volume** do cilindro

\Rightarrow **densidade de energia específica:**

$$u_\lambda d\lambda = \int (E_\lambda d\lambda / dAdL) d\Omega = 1/c \int I_\lambda d\lambda d\Omega$$

$$= 1/c \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} I_\lambda d\lambda \sin \theta d\theta d\phi = 4\pi/c \langle I_\lambda \rangle d\lambda$$

O Campo de Radiação

Para um campo **isotrópico**: $u_\lambda d\lambda = 4\pi/c I_\lambda d\lambda$,

e para radiação de **corpo negro**: $u_\lambda d\lambda = \frac{4\pi}{c} B_\lambda d\lambda = \frac{8\pi hc/\lambda^5}{e^{hc/\lambda kT} - 1} d\lambda$

resp. em termos

da **frequência** da radiação: $u_\nu d\nu = \frac{4\pi}{c} B_\nu d\nu = \frac{8\pi h\nu^3/c^3}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu$

densidade de energia **total**: $u = \int_0^\infty u_\lambda d\lambda = \int_0^\infty u_\nu d\nu$

corpo negro: $u = 4\pi/c \int_0^\infty B_\lambda(T) d\lambda = 4\sigma/c T^4 = a \cdot T^4$,

onde $a = 7.565767 \cdot 10^{-16} \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-4}$ constante de radiação

O Campo de Radiação

Outra grandeza de interesse é a **energia** entre λ e $\lambda+d\lambda$ **por** unidade de **área** e tempo **passando** na **direção** $+z$, o **fluxo radiativo específico**:

$$F_\lambda d\lambda = \int I_\lambda d\lambda \cos \theta d\Omega = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} I_\lambda d\lambda \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi$$

! O fator $\cos \theta$ faz, que radiação passando na direção $-z$ conta negativamente.

Num campo de radiação isotrópico, $F_\lambda d\lambda = 0$.

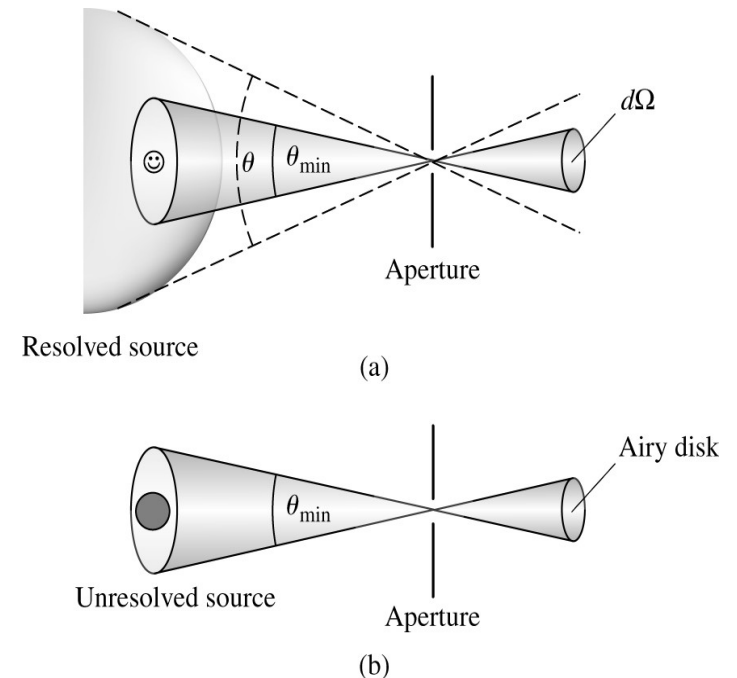
O Campo de Radiação

O que é medido por um **telescópio**, a **intensidade específica**, ou o **fluxo radiativo específico**?

Depende, se a fonte é **espacialmente resolvida** ou não.

No caso de uma fonte **resolvida**, medimos a **intensidade** específica, a **potência** por unidade de **área** (perp. à linha de visada) da fonte. Esta **independe** da **distância**, tal que medimos o **mesmo** valor para fontes **próximas** e para fontes similares **distantes**.

Mas a fonte **próxima** ocupa um **ângulo sólido maior**, tal que a **intensidade específica integrada** sobre a **imagem** observada **inteira** (somada sobre os “píxels” da imagem) cai com o **quadrado** da **distância**.



O Campo de Radiação

Fonte Resolvida

Andrômeda vista de uma distância d de $2d$



Intensidade específica
independe da distância

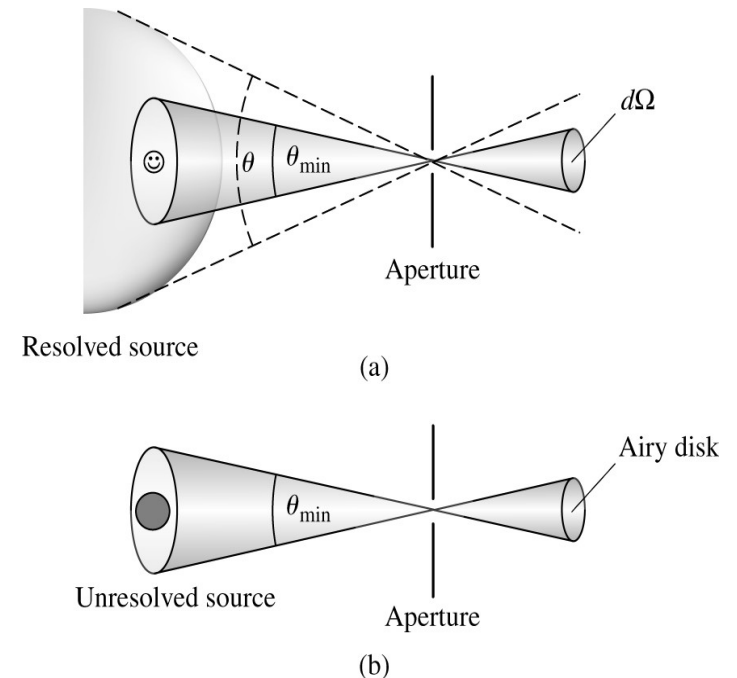
Intensidade específica
integrada sobre a **imagem**
inteira diminui com a
distância

O Campo de Radiação

O que é medido por um **telescópio**, a **intensidade específica**, ou o **fluxo radiativo específico**?

Depende, se a fonte é **especialmente resolvida** ou não.

No caso de uma fonte **não-resolvida**, medimos o **fluxo radiativo** específico, a **potência** por unidade de **área** do observador/**telescópio**. Este também cai com o **quadrado** da **distância**.

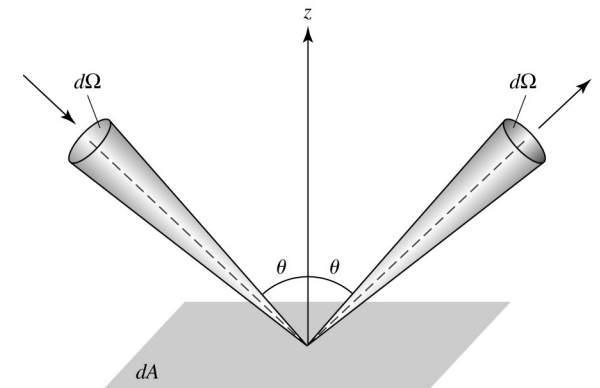


A Pressão da Radiação

Como sabemos da física quântica, **fótons** têm **momento linear** $p = E/c = h\nu/c = h/\lambda$ e podem **transferir** este para outras **partículas**.

=> podem exercer **pressão**.

Supondo **radiação** com **potência** $E_\lambda d\lambda$ sendo **refletida** por uma placa de **área** dA sob um ângulo θ .



Esta radiação muda de momento linear por

$$|dp_\lambda| d\lambda = 2\cos\theta p_\lambda d\lambda = 2\cos\theta E_\lambda/c d\lambda$$

$$= 2/c \cdot I_\lambda d\lambda dt dA \cos^2\theta d\Omega \text{ (na direção } z\text{)}$$

Pela **3ª lei** de **Newton**, ela exerce a **força** $-dp_\lambda/dt$ na placa
=> **pressão** exercida por esta **radiação** (em módulo):

$$P_{\text{rad},\lambda} d\lambda = |dp_\lambda| d\lambda/dt/dA = 2/c \cdot I_\lambda d\lambda \cos^2\theta d\Omega$$

A Pressão da Radiação

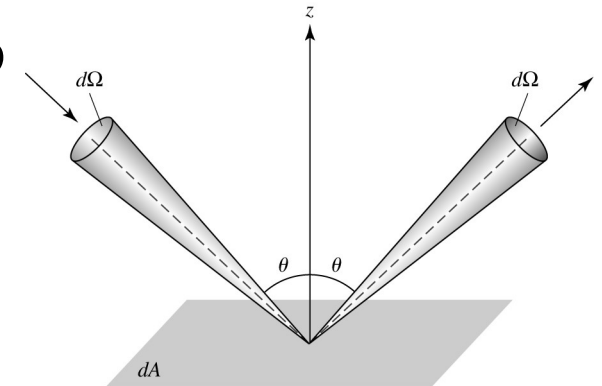
Integrando esta **pressão** sobre a **radiação** vindo de **todas as direções** incidindo em dA “de **cima**” ($\theta < \pi/2$):

$$P_{\text{rad},\lambda} d\lambda = 2/c \cdot \int_{\theta < \pi/2} I_\lambda d\lambda \cos^2\theta d\Omega$$
$$= 2/c \cdot \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} I_\lambda d\lambda \cos^2\theta \sin\theta d\theta d\phi$$

Substituindo a “placa” por uma **superfície matemática**, a radiação não é refletido => temos que remover o fator 2, e ela vem “de cima” e “de baixo”:

$$P_{\text{rad},\lambda} d\lambda = 1/c \cdot \int I_\lambda d\lambda \cos^2\theta d\Omega$$
$$= 1/c \cdot \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} I_\lambda d\lambda \cos^2\theta \sin\theta d\theta d\phi$$
$$= 4\pi/3c \cdot I_\lambda d\lambda \text{ para um } \text{campo de radiação isotrópico}$$

Para um campo **não-isotrópico**, a pressão **dependerá** da **orientação** da superfície matemática dA .



A Pressão da Radiação

A **pressão radiativa total** é obtida **integrando** sobre **todos** os **comprimentos de onda**:

$$P_{\text{rad}} = \int_0^{\infty} P_{\text{rad},\lambda} d\lambda$$

Para o **corpo negro**:

$$P_{\text{rad}} = 4\pi/3c \cdot \int_0^{\infty} B_{\lambda}(T) d\lambda = 4\sigma T^4/3c = 1/3 \cdot aT^4 = 1/3 \cdot u,$$

um **terço** da **densidade de energia**

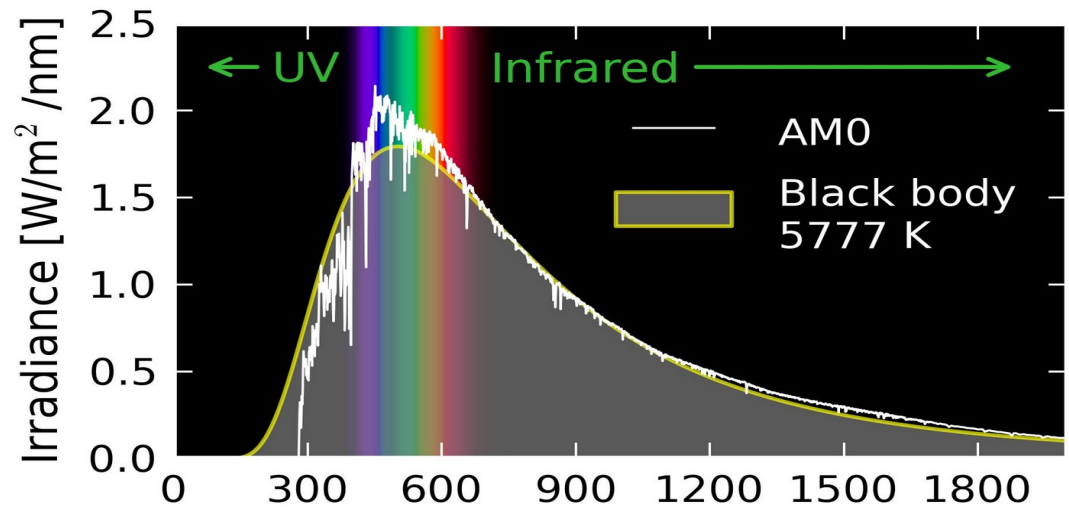
(para comparação: para um gás ideal, a pressão é 2 terços da densidade de energia

=> Estrutura da Matéria, Fenômenos Térmicos).

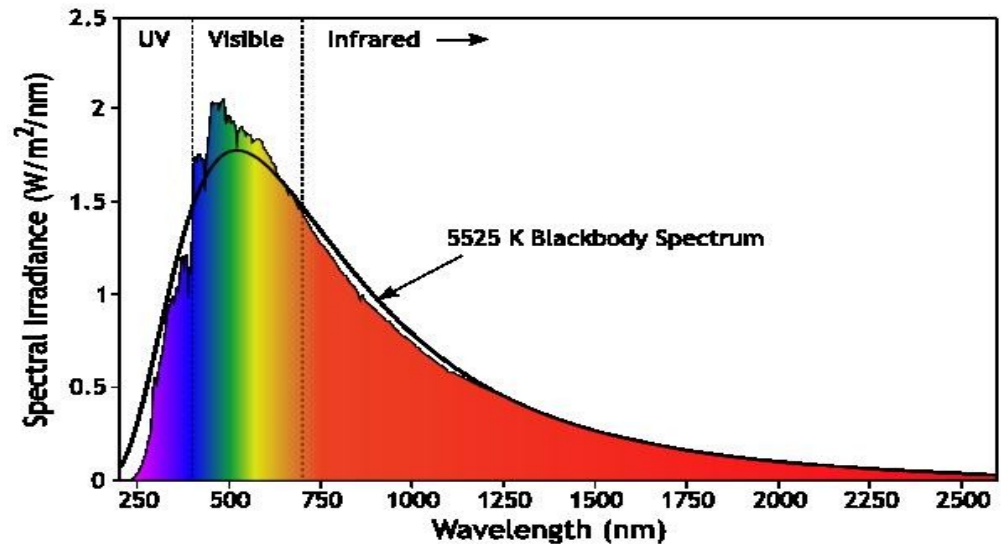
Opacidade Estelar

Como definir a temperatura de uma estrela?

Na figura superior, o **espectro do Sol** comparado ao espectro de um **corpo negro** com a **mesma potência por área**, de 5777 K.



Na inferior, com o **espectro** da “**mesma cor**”, de 5250 K.



=> Não é tão simples
Assim, existem **várias**
medidas de **temperatura**.

Opacidade Estelar

Como definir a temperatura de uma estrela?

- Temperatura Efetiva: $T = (L/A\sigma)^{1/4}$, baseada na lei de Stefan-Boltzmann.
- Temperatura de excitação, definida pela equação de Boltzmann.
- Temperatura de ionização, definida pela equação de Saha.
- Temperatura cinética, contida na distribuição de Maxwell-Boltzmann.
- Temperatura de cor, obtida ajustando a forma do espectro contínuo à função de Planck.

Opacidade Estelar

Como definir a temperatura de uma estrela?

Com exceção da **temperatura efetiva**, que depende da definição de uma **superfície**, todas estas medidas de temperatura **variam** com a **posição** dentro da estrela.

Mas, se o gás está em **equilíbrio termodinâmico**, isto é, **cada processo** ocorre na **mesma taxa** que o seu **processo inverso**, **não** há **fluxo** de **energia**, **todas** as **medidas** de **temperatura concordam** e temos uma **temperatura bem-definida**.

Opacidade Estelar

Como definir a temperatura de uma estrela?

Na prática, **equilíbrio termodinâmico não** pode **existir** numa **estrela**. Há **gradientes** de **temperatura** e **transporte** de **energia** de dentro para fora.

Mas se as **distâncias**, naquelas as **mudanças** de **temperatura** ocorrem são **grandes** comparadas às **distâncias percorridas** pelas **partículas** e **fótons** entre **choques** (os seus **percursos livres médios**), a idealização de uma temperatura bem-definida pode ser mantida **localmente**.

Temos **equilíbrio termodinâmico local** (LTE).

Opacidade Estelar

Como determinar o percurso livre médio?

Supondo que o gás tenha

densidade de **partículas**

$n = \rho/m_H$. (ρ = densidade,
 m_H = massa do átomo de H),

e que a **seção transversal** para

o tipo de choque de interesse seja σ

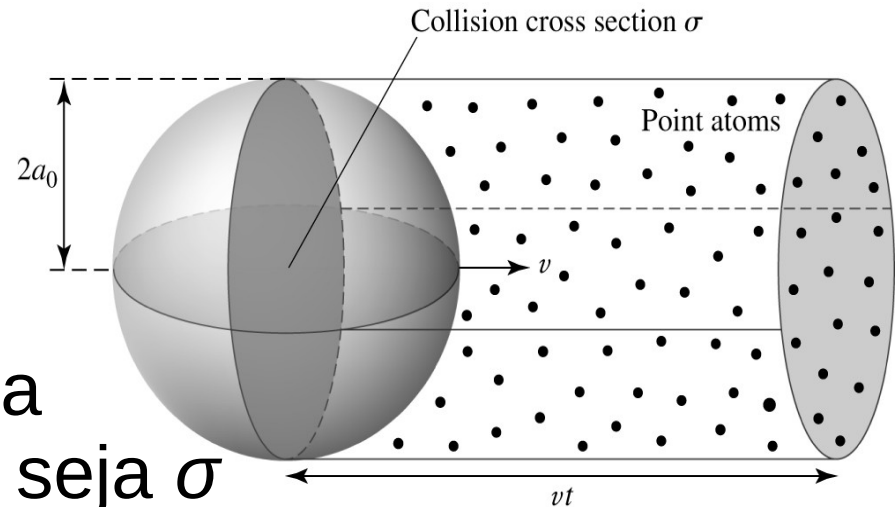
(i.e. para choques $H \rightleftharpoons H$, $\pi(2a_0)^2$, a_0 = raio de Bohr).

Se as partículas viajam com **velocidade** v ,

em um **tempo** t , elas **varrem** um **volume** $V = \sigma vt$.

Neste volume há $n\sigma vt$ átomos, com aqueles a partícula colidiu => **distância média** entre **choques**

(= **percurso livre médio**): $\ell = vt/n\sigma vt = 1/n\sigma$.



Opacidade Estelar

Chamamos de **absorção** qualquer processo que **remove fótons** de um **raio de luz**, i. e. a absorção para fazer uma **transição** entre níveis de energia, mas também processos de **espalhamento**, (Thomson, Compton, ...).

A **mudança de energia**, dI_λ , de um raio viajando pelo gás é **proporcional** à sua **intensidade** I_λ , à **densidade** do **gás** ρ e à **distância percorrida** ds :

$dI_\lambda = -\kappa_\lambda \rho I_\lambda ds$, onde κ_λ é chamada **coeficiente de absorção**, ou **opacidade** (monocromática), $[\kappa_\lambda] = \text{m}^2 \text{kg}^{-1}$.

Em geral, a opacidade κ_λ de um gás depende das suas **composição, densidade e temperatura**.

! Alguns autores definem como opacidade o inverso do percurso livre médio (que difere da nossa definição por um fator ρ).

Opacidade Estelar

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

=> Para calcular a intensidade de um raio de intensidade inicial $I_{\lambda,0}$, temos que integrar:

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

$$\Rightarrow I_\lambda = I_{\lambda,0} \exp(-\int_0^s \kappa_\lambda \rho ds)$$

Para um **gás uniforme** com **opacidade** e **densidade constantes**:

$$I_\lambda = I_{\lambda,0} \exp(-\kappa_\lambda \rho s)$$

Em um **percurso livre médio**, I_λ **diminui** por um **fator e**:

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

Opacidade Estelar

Profundidade Ótica (?, *Optical Depth*)

É útil definir a profundidade ótica, τ_λ , **de volta** ao longo do **raio** de luz **usando**: $d\tau_\lambda = -\kappa_\lambda \rho ds$

=> A **diferença** em profundidade ótica entre as **posições inicial** (0) e **final** (f) após viajar a distância s é:

$$\Delta\tau_\lambda = \tau_{\lambda,f} - \tau_{\lambda,0} = -\int_0^s \kappa_\lambda \rho ds.$$

Tomando $\tau_\lambda = 0$ na **superfície** da estrela, $\tau_{\lambda,f} = 0$, (a partir de lá, a luz viaja desobstruídamente até o observador na Terra) conseguimos calcular a profundidade ótica na **posição** de **partida** da luz, $\tau_{\lambda,0}$:

$$\tau_\lambda = \int_0^s \kappa_\lambda \rho ds \text{ (omitindo o "0")}$$

Opacidade Estelar

Profundidade Ótica

Combinando com $I_\lambda = I_{\lambda,0} \exp(-\int_0^s \kappa_\lambda \rho ds)$, obtemos que um raio viajando **da profundidade ótica τ_λ até o observador** é: $I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\tau_\lambda}$.

A profundidade ótica pode ser interpretado como o **número de percursos livres médios da posição inicial até a superfície** ao longo do caminho do raio.

=> não vemos muito mais fundo que $\tau_\lambda \approx 1$.

Se $\tau_\lambda \gg 1$ => gás óticamente espesso

Se $\tau_\lambda \ll 1$ => gás óticamente fino

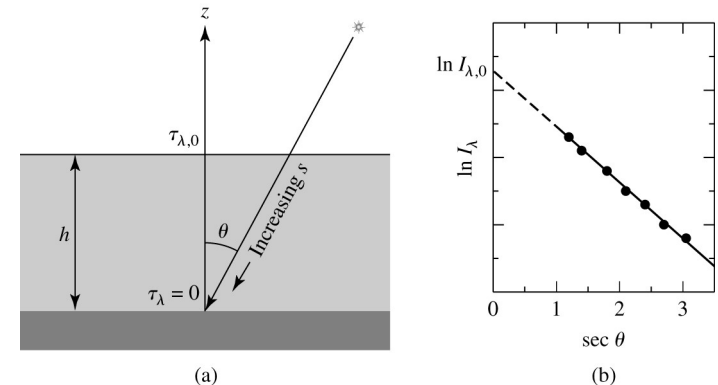
Exemplo: A atmosfera da Terra é óticamente fina em luz visual, e espessa em raios-X.

Opacidade Estelar

Profundidade Ótica

Caso a **raio** faz um **ângulo** θ com a **perpendicular** à **camada** de **gás**, temos $ds = -dz / \cos \theta$:

$$I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\tau_\lambda / \cos \theta}.$$



Entre parênteses: A atmosfera da Terra também absorve luz, afetando observações astronômicas.

Com uma observação única de um corpo celeste, $I_{\lambda,0}$ (a intensidade chegando no topo da atmosfera) e $\tau_{\lambda,0}$ (a profundidade ótica da nossa atmosfera na vertical) são incógnitas, mas dá para determiná-los enquanto a Terra gira e θ varia.

Opacidade Estelar

Há 4 fontes de **opacidade**:

- **Transições entre estados ligados** (*bound-bound*,

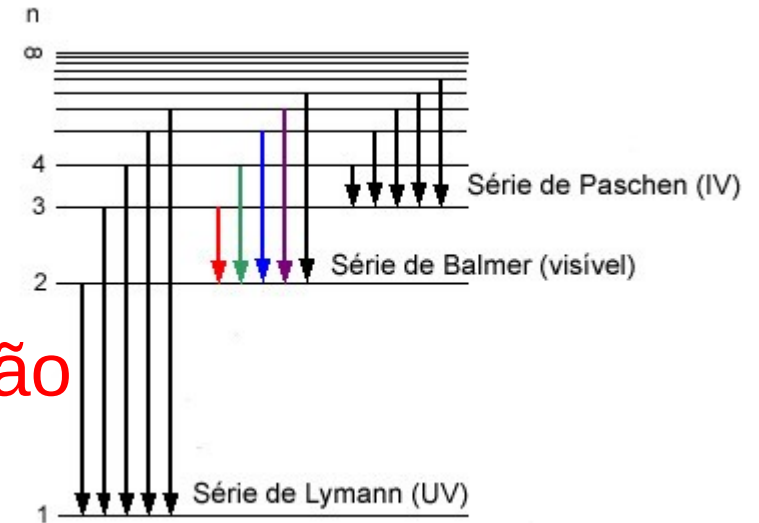
excitações e de-excitações):

responsável pelas **linhas de absorção**

$\kappa_{\lambda,bb}$ é baixa para comprimentos de onda outros que os das linhas

espectrais. Não há uma fórmula simples para $\kappa_{\lambda,bb}$.

As **de-excitações** podem ser **diretamente** de volta pro estado inicial (dá no mesmo que o espalhamento do fóton), em **vários passos** (**degrada** a energia dos fótons) ou por **colisões** (energia vira energia térmica do gás).



Opacidade Estelar

- Transições estado ligado => estado livre
(*bound-free*, foto-ionização):

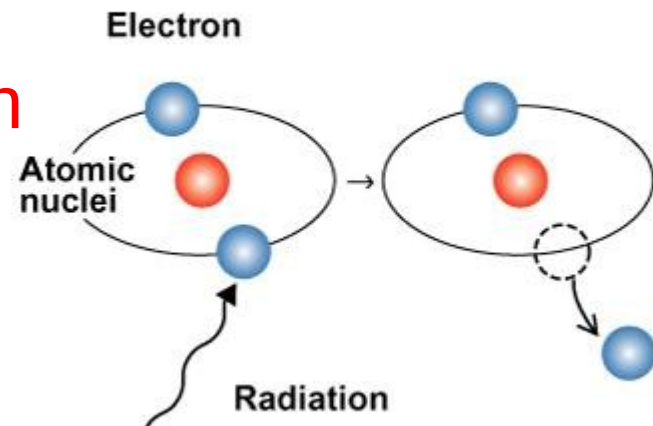
pode ocorrer, se a energia do fóton é maior que a energia de ionização do gás a partir do n -ésimo orbital, χ_n :
 $h\nu \geq \chi_n$ ou $\lambda \leq hc/\chi_n$.

=> $\kappa_{\lambda, \text{bf}}$ é uma fonte de opacidade **contínua**.

Seção transversal: $\sigma_{\text{bf}} = 1.31 \cdot 10^{-19} n^{-5} (\lambda/500 \text{ nm})^3 \text{ m}^2$

Pode causar **descontinuidades** no espectro em $\lambda = hc/\chi_n$
(por exemplo o “Balmer jump” => daqui a pouco).

O processo inverso, a **recombinação** com emissão de um fóton em geral também **degrada** a energia de fótons.



Opacidade Estelar

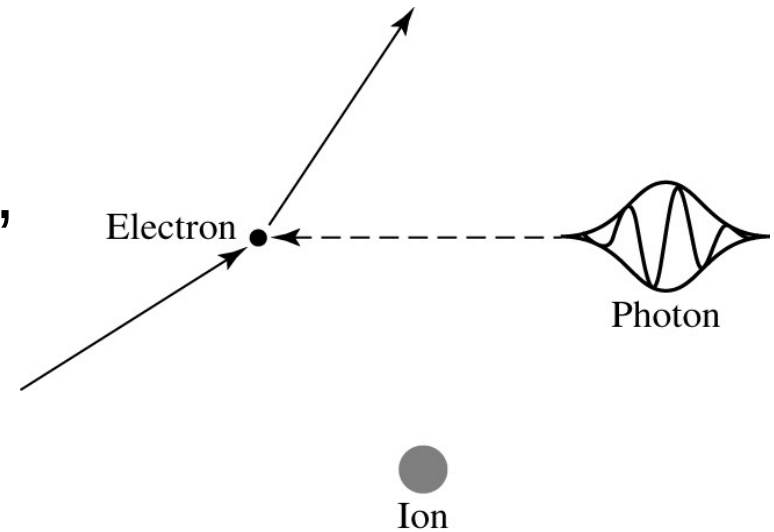
- Transições entre estados livres
(*free-free*):

Um elétron livre absorve um fóton,
acelerando o elétron.

É preciso de um íon por perto
para conservar energia e
momento linear.

$\kappa_{\lambda,ff}$ também é uma fonte de opacidade **contínua**.

O processo **oposto**, um **elétron desacelerando** e
emitindo um **fóton** ao passar perto de um íon é chamado
Bremsstrahlung (“radiação de freiamento” em alemão).



Opacidade Estelar

- Espalhamento por elétrons

(- Thomson, Compton, Rayleigh):

Um **fóton** é **espalhado** (não absorvido) por um **elétron**

livre (Thomson) ou ligado fracamente

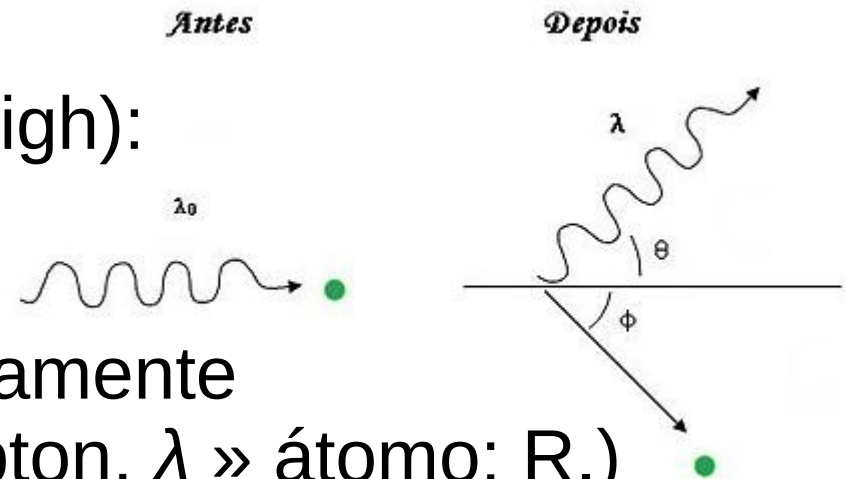
a um átomo ($\lambda \ll$ átomo: Compton, $\lambda \gg$ átomo: R.)

A **seção de choque** é **pequena** e **independe** de λ :

$$\sigma_T = 1/6\pi\epsilon_0^2 (e^2/m_e c^2)^2 = 6.65 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$$

=> κ_{es} normalmente é pequeno, com exceção de quando há muitos e^- livres, em altas temperaturas.

O espalhamento **Rayleigh** tem σ prop. λ^{-4} e é importante nos **envelopes estendidos** de **estrelas supergigantes** e em situações de **avermelhamento**.



Opacidade Estelar

O “Balmer jump” (absorção de fótons pela ionização de hidrogênio inicialmente no estado $n = 2$)

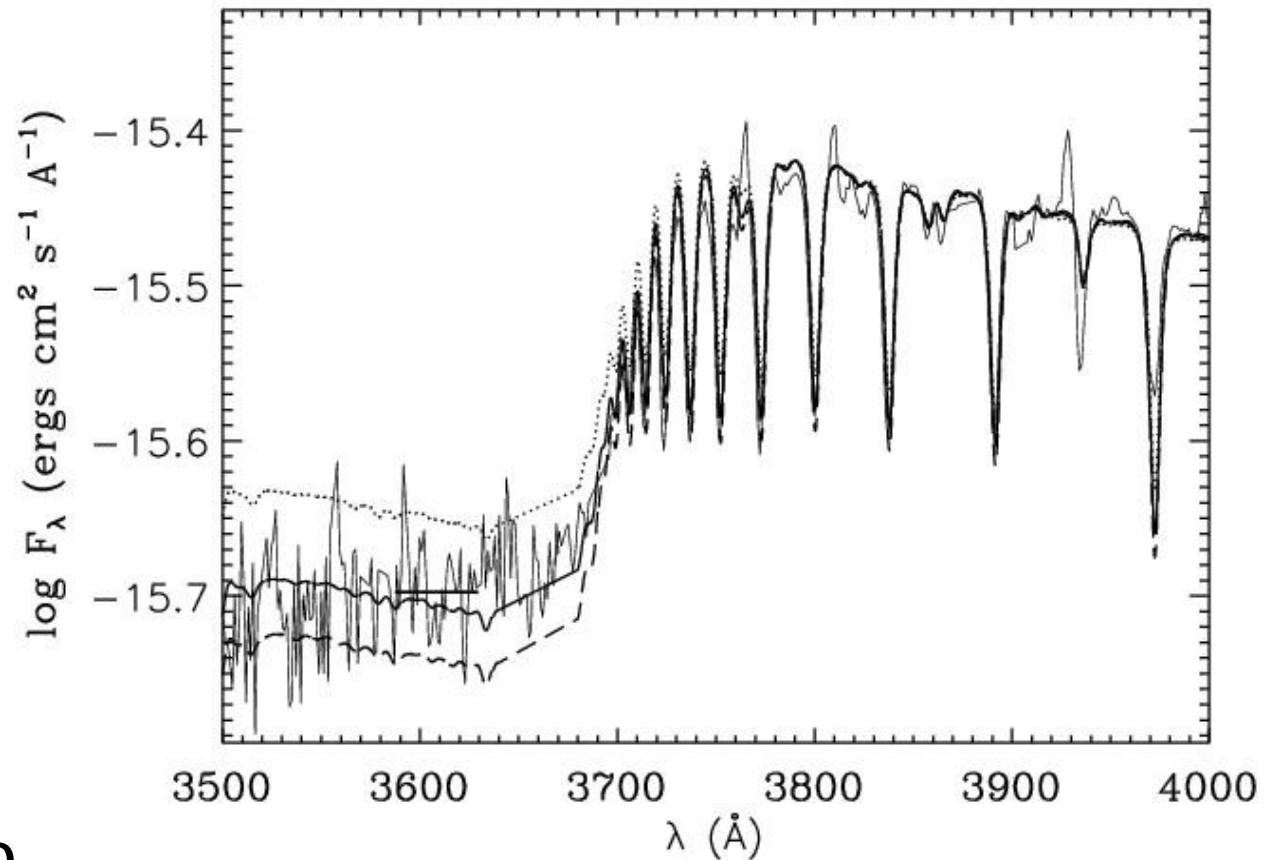
$$E_2 = -13.6/2^2 \text{ eV}$$

$$= -3.4 \text{ eV} = -\chi_2$$

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

Já que o no. de átomos de H com $n = 2$ depende da temperatura (aula anterior),

a “altura” do Balmer jump pode ser usado para estimar a temperatura.



Opacidade Estelar

Outras contribuições importantes

- Ionização de H: importante para **estrelas quentes**, dos tipos A e B.
- Espalhamento de elétrons: estrelas **mais quentes** ainda, tipo O
- O íon de H^- (átomo de H com um elétron extra), **energia de ligação baixa**, de 0.754 eV correspondendo a 1640 nm. A remoção do 2º elétron é uma importante fonte de **absorção contínua** para **estrelas frias** a partir do tipo F, para λ maiores também responsável por espalhamento *free-free*.
- **Moléculas**: *bound-bound* e *bound-free* em **estrelas frias**, causando **bandas de absorção** (não linhas).

Opacidade Estelar

A **opacidade total** é a soma de todas as contribuições:

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

e **depende**, além de de λ , das **composição**, **densidade** e **temperatura** do material estelar.

Às vezes é útil usar uma opacidade **mediada** sobre todos os **comprimentos de onda**. A mais usada é a (opacidade) média de **Rosseland**:

uma **média ponderada**, que depende da taxa de variação

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

do espectro de corpo negro com a temperatura e dando **peso alto** para **valores baixas** de **opacidade**.

Opacidade Estelar

Definimos

$X \equiv$ massa do **hidrogênio** / massa total do gás (~ 0.73),

$Y \equiv$ massa do **hélio** / massa total do gás (~ 0.26), e

$Z \equiv$ massa dos **demais elementos** / massa total do gás*
entre 0.000 000 1 e 0.1 para estrelas até hoje
observadas ($Z_{\odot} = 0.019$)

Obviamente $X + Y + Z = 1$

*Já que, em primeira aproximação, os elementos mais pesados do que hélio (“metais”) sempre são **formados juntos** da mesma maneira em **estrelas**, eles ocorrem sempre na **mesma abundância relativa**, tal que o parâmetro Z , também chamado de **metalidade**, é suficiente para quantificar a **composição química** do gás (e não precisamos de um parâmetro para cada elemento).

Opacidade Estelar

Metalicidade

Frequentemente é usado um parâmetro logarítmico para quantificar a metalicidade:

$$[\text{Fe}/\text{H}] = \log_{10} [(\text{Fe}/\text{H})/(\text{Fe}/\text{H})_{\odot}] \quad (= [\text{Z}/\text{H}] = [\text{O}/\text{H}] = \dots)$$

uma “unidade” de um fator 10 em Z é, às vezes, chamada de dex,

com Z variando entre 0.000 000 1 e 0.1 e $Z_{\odot} = 0.019$,
[Fe/H] varia entre -5 e +0.3.

$[\text{Fe}/\text{H}]_{\odot}$ é, por definição, zero.

Opacidade Estelar

Usando estas definições existem as seguintes **aproximações** pra maioria das opacidades:

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

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

onde g_{bf} e g_{ff} são termos de correção quanto-mecânicos da ordem de 1 chamados fatores de Gaunt.

t é chamado fator de guillotine por descrever o fim da contribuição de um átomo na opacidade após ser ionizado. t é entre 1 e 100.

Opacidade Estelar

Para as contribuições do espalhamento de elétrons:

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

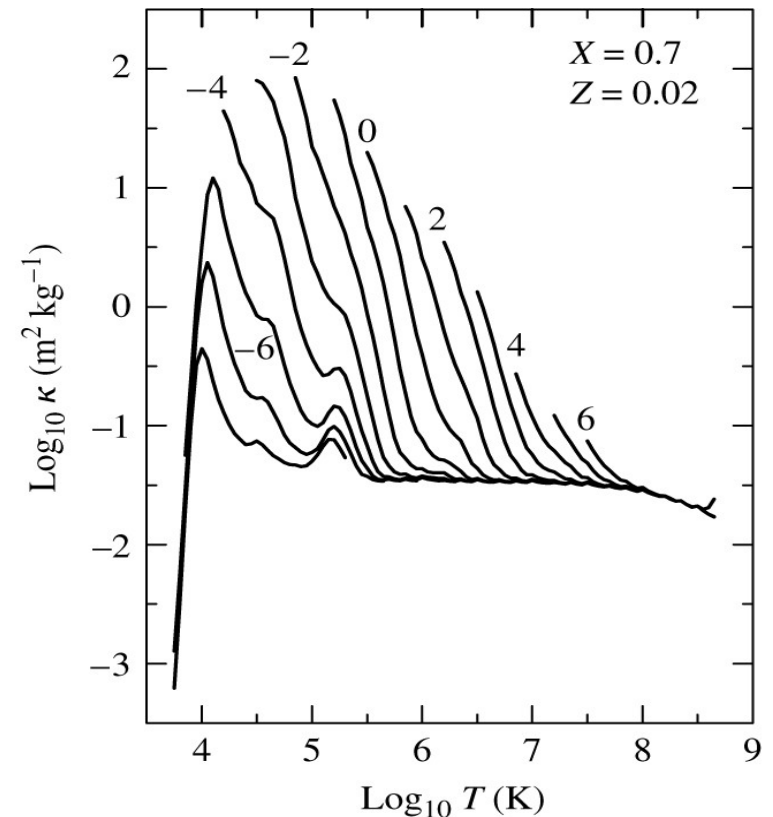
e do íon H^-

(válida entre 3000 K e 7000 K):

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

A média de Rosseland é a média da soma das contribuições individuais:

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



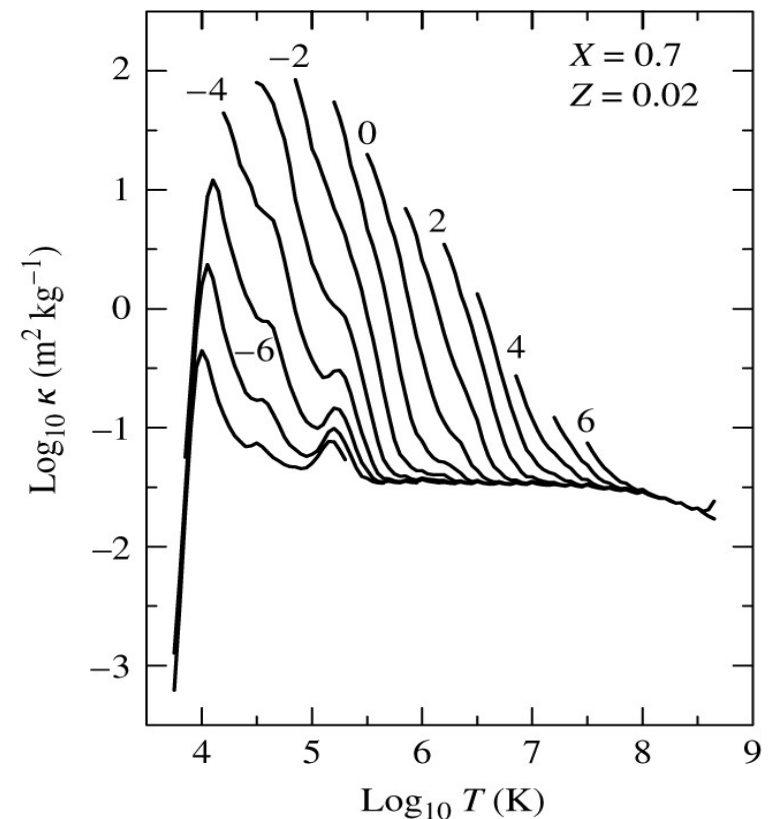
$\bar{\kappa}$, os rótulos das curvas significam o logaritmo da densidade (em kg m^{-3})

Opacidade Estelar

Para uma dada temperatura, a **opacidade aumenta** com a **densidade**.

Para uma dada densidade, $\bar{\kappa}$ **aumenta** primeiro com a **temperatura**, devido ao **aumento** do número de **elétrons livres** (ionização de H e He em torno de 10 000 K).

A **queda** em **seguinte**, de $\bar{\kappa}$ prop. $T^{-3.5}$, é devida à **absorção** *bound-free* e *free-free* de fótons (Lei de Kramer)



$\bar{\kappa}$, os rótulos das curvas significam o logaritmo da densidade (em kg m^{-3})

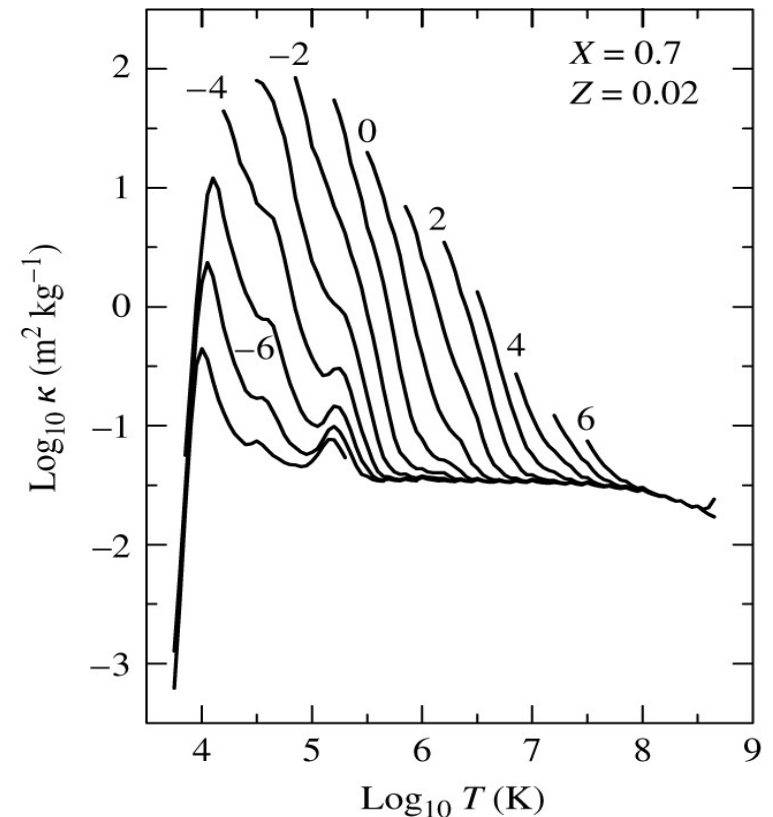
Opacidade Estelar

A subidinha em 40 000 K é devida à **segunda ionização** de Hélio.

Outra subidinha, a $> 100\,000$ K, é o resultado da **ionização** de certos **metais** (especialmente Fe).

Para as mais **altas temperaturas**, $\bar{\kappa}$ é praticamente **constante**.

Aqui **espalhamento** em **elétrons livres** domina, e o **número** destes **independe** de **densidade** e **temperatura** (nestas temperaturas).



$\bar{\kappa}$, os rótulos das curvas significam o logaritmo da densidade (em kg m^{-3})



Universidade Federal do ABC

Introdução à Física Estelar

FIM PRA HOJE

