Capítulo 3
O Espectro contínuo de luz

3.1 Paralaxe estelar

3.2 A escala de magnitudes

3.3 A natureza ondulatória da luz

3.4 Radiação de corpo-negro

3.5 Quantização de energia

3.6 O índice de cor

Slides pela Profa. Jane Gregorio-Hetem e Prof. Jorge Meléndez

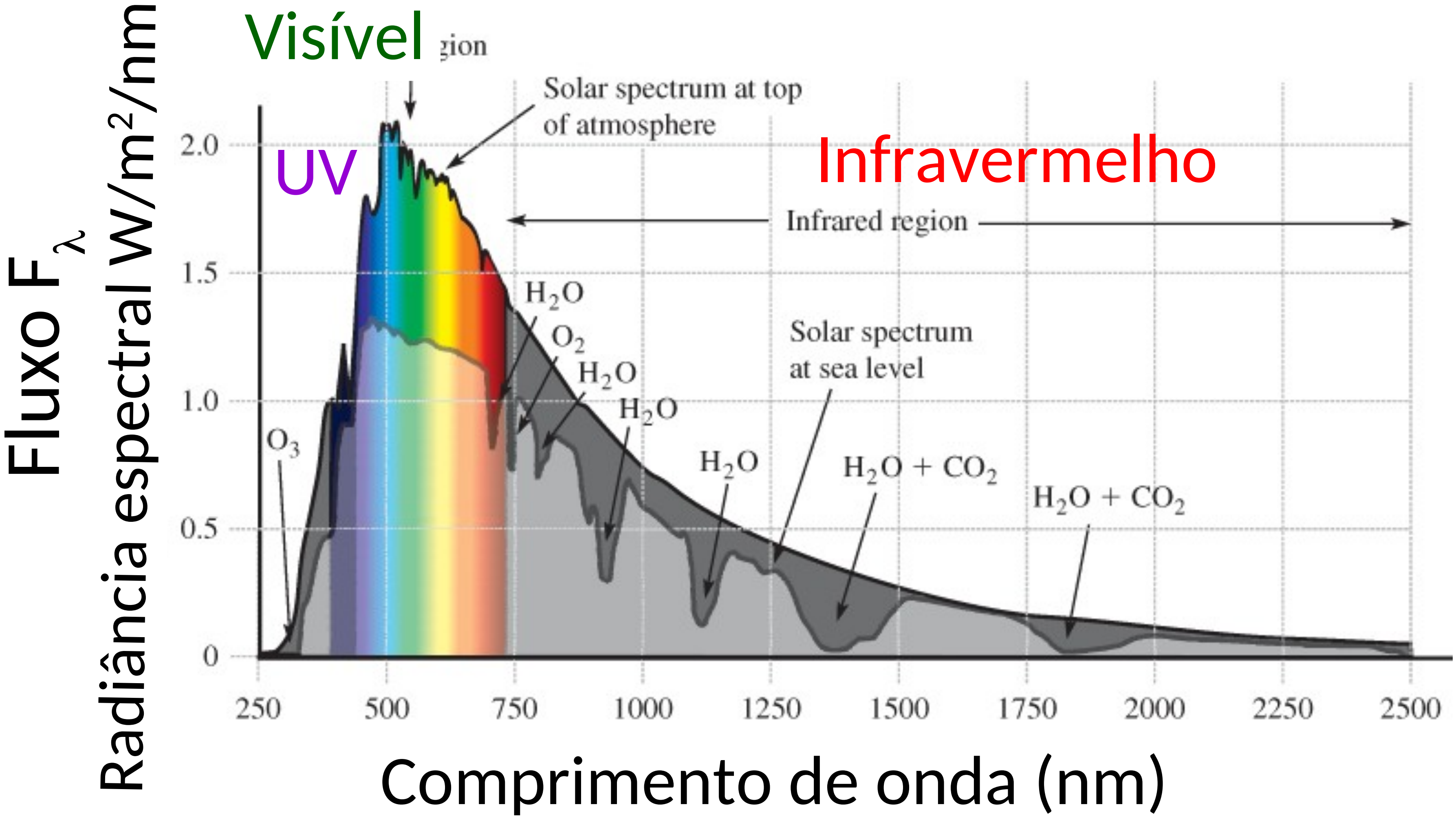
3.4 Radiação de Corpo-Negro

Em Orion identifica-se a estrela fria avermelhada (Betelgeuse – α Ori) e a estrela quente azulada (Rigel – β Ori).

A cor depende da temperatura superficial da estrela

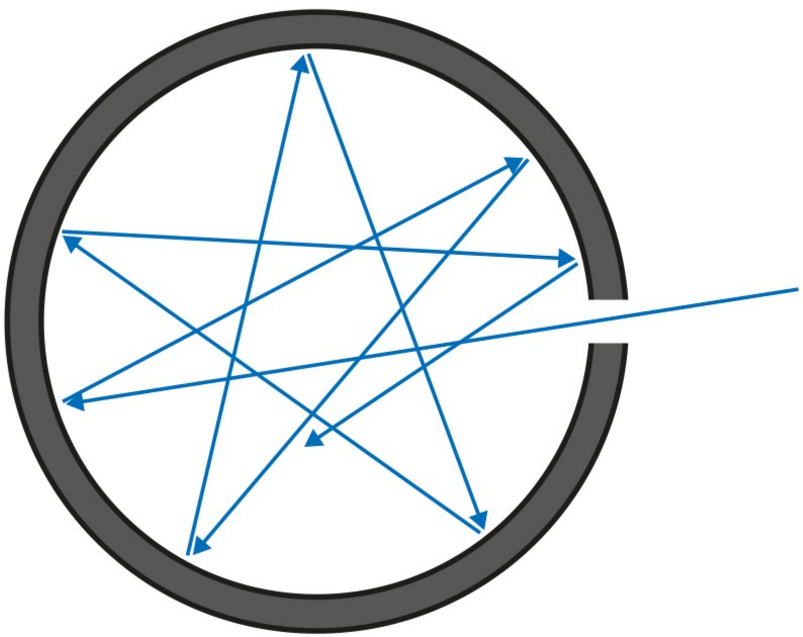
Observações: Betelgeuse (T ~ 3600K) e Rigel (T~ 13000K)

Temperatura & Cor: o Sol

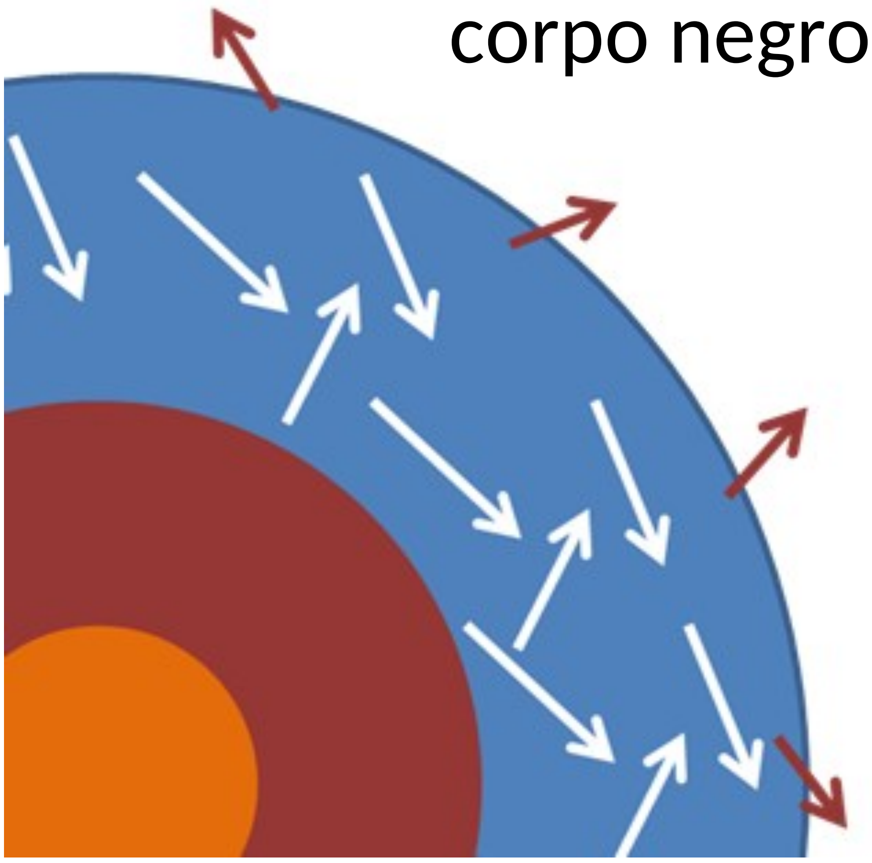


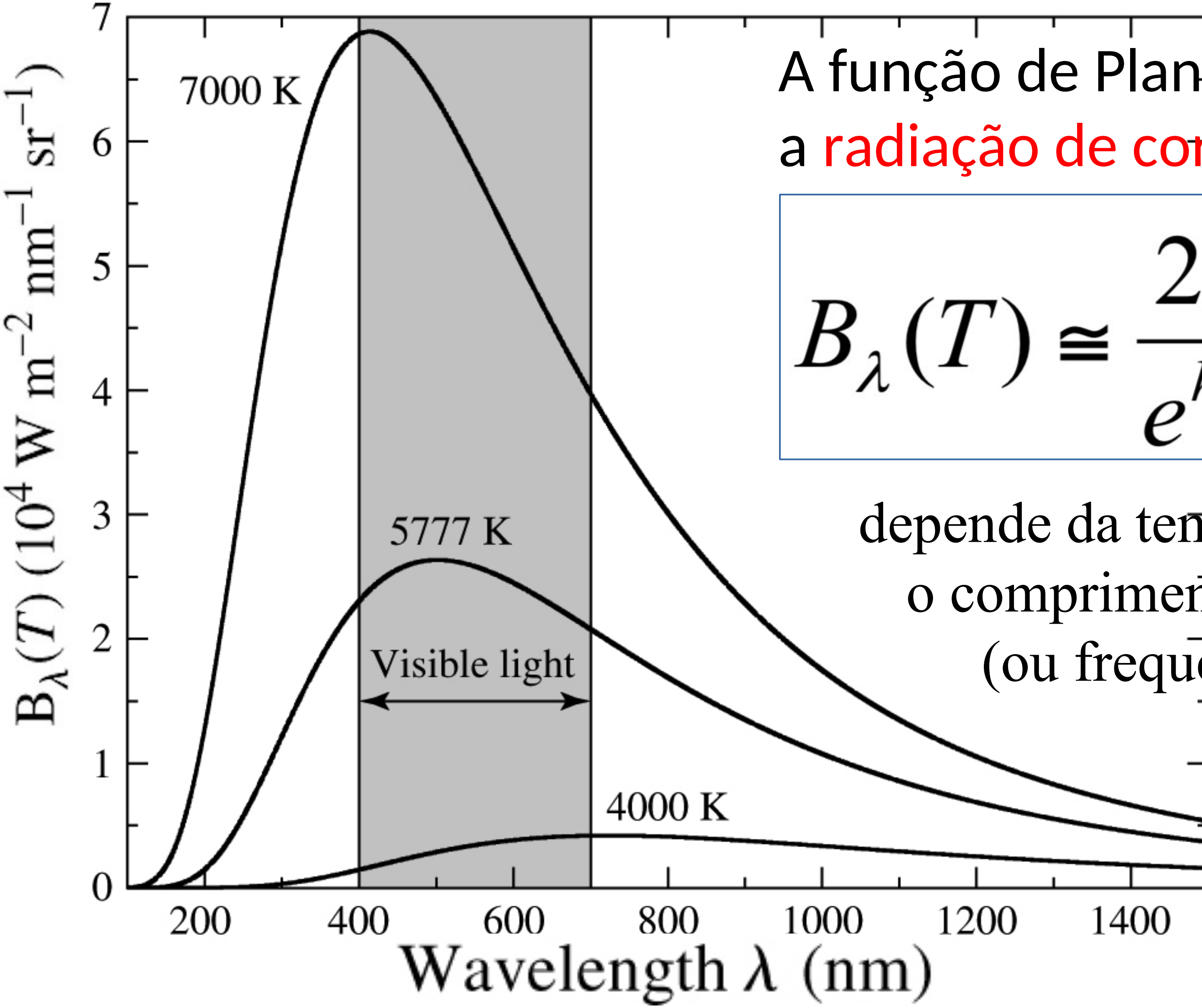
Observando a radiação do Sol notamos que o pico se encontra no visível e que emite muito mais no infravermelho do que no UV

Corpo negro:
Corpo que absorve toda radiação incidente. Por exemplo, orifício em cavidade. Em equilíbrio térmico, irradia energia na mesma taxa que a absorve



Uma estrela pode ser considerada (em 1a aproximação) um corpo negro





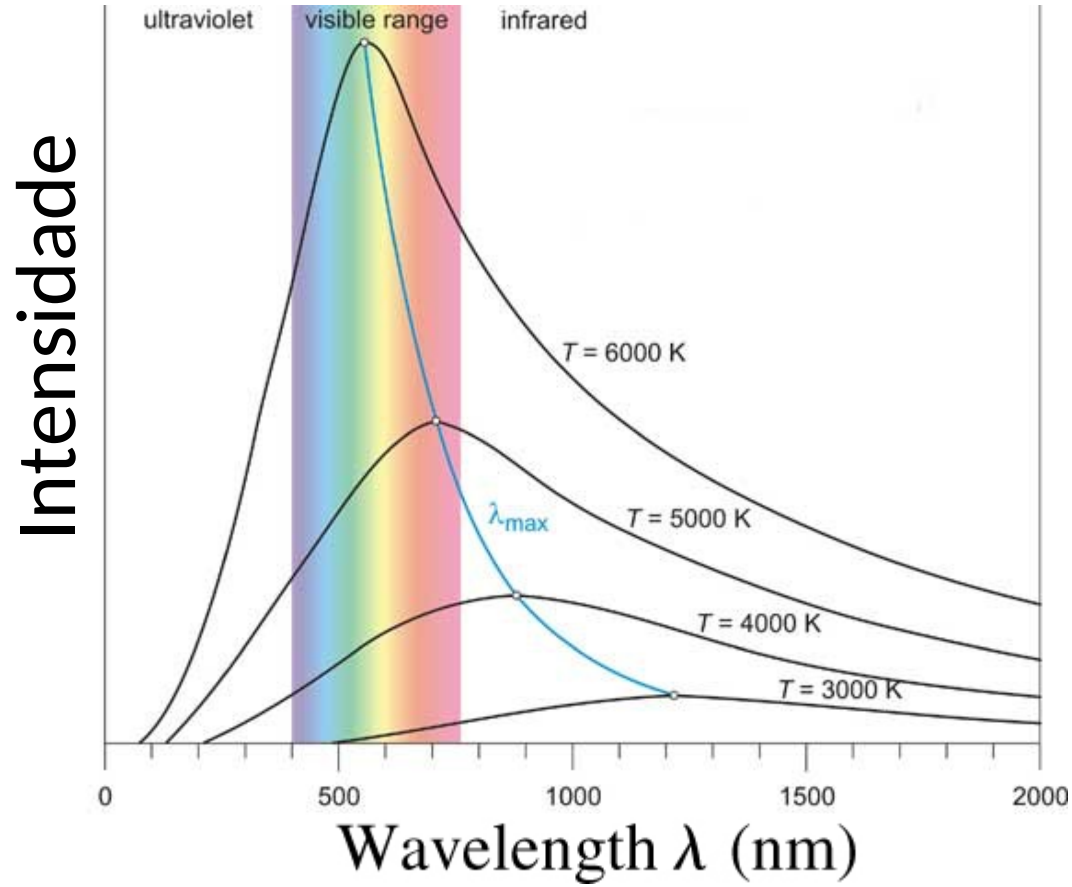
A função de Planck descreve a radiação de corpo negro:

$$B_\lambda(T) \cong \frac{2hc^2/\lambda^5}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$$

depende da temperatura T e o comprimento de onda λ (ou frequência $\nu = c/\lambda$)

A radiação de Corpo Negro é uma aproximação para o espectro contínuo emitido pelas estrelas

- Objeto caracterizado por uma temperatura **T**
- Supõe-se um estado de equilíbrio termodinâmico



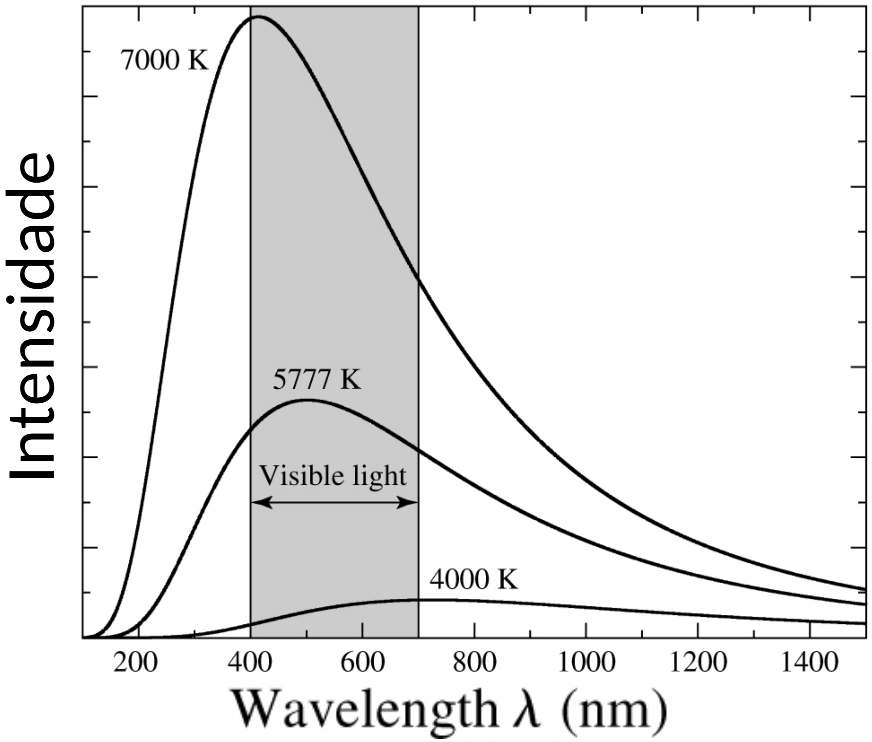
Máximo de intensidade no λ_{max} *(ou frequência* ν_{max}*)*

Temperatura $\mathrm{T}\uparrow$: $\lambda_{max}\downarrow$ (azul), $\nu_{max}\uparrow$

Temperatura $\mathrm{T}\downarrow$: $\lambda_{max}\uparrow$ (vermelho), $\nu_{max}\downarrow$

Deslocamento do pico de máxima intensidade:

Para qual λ_{max} é o máximo de intensidade?



$$I_{\lambda}(T) \cong \frac{2hc^2/\lambda^5}{e^{hc/\lambda kT}-1}$$

$I_{max} \Rightarrow \lambda_{max}$ obtido pela derivada

$$\frac{d\,I_{\lambda}}{d\lambda} = 0$$

Lei de Wien $$\lambda_{max}(cm) = \frac{0{,}2897755}{T(K)}$$

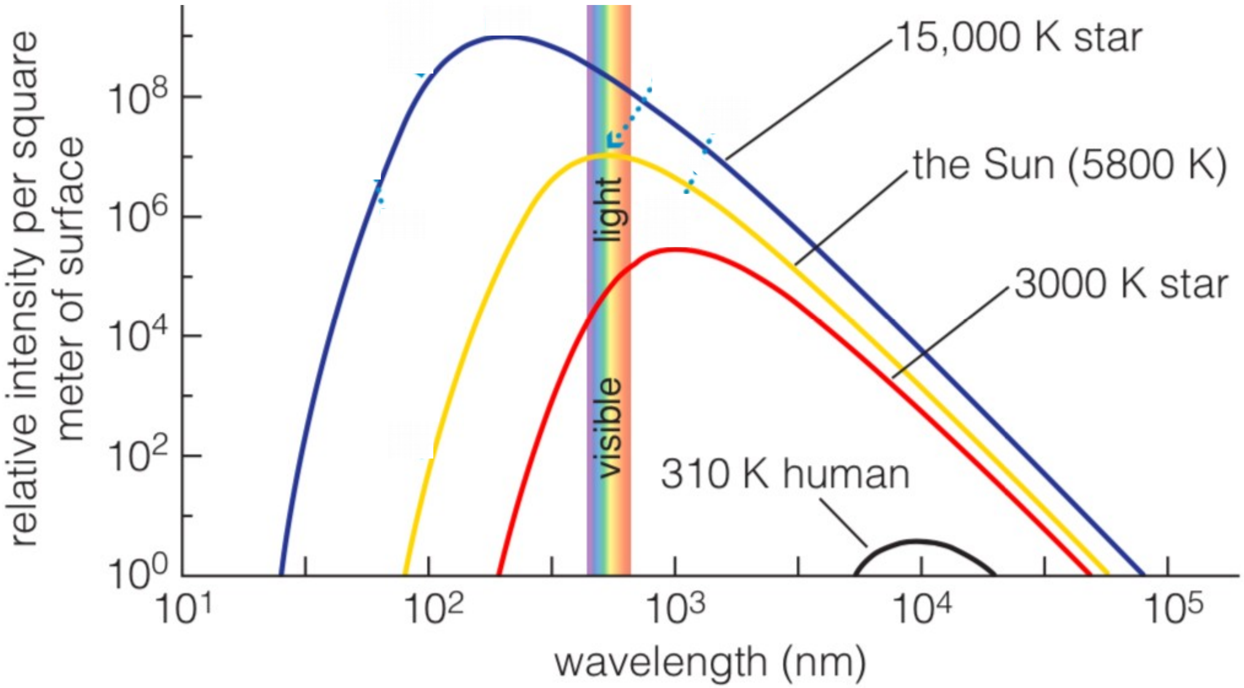
Lei de Wien $$\lambda_{max}(cm) = \frac{0,2897755}{\mathrm{T}(K)}$$

1 cm = 10^{-2}m

1 nm = 10^{-9}m

$\rightarrow$ 1 cm = 10^{7}nm

$$\lambda_{max}\ (nm) = 2\ 897\ 755\ /\ \mathrm{T}(K)$$



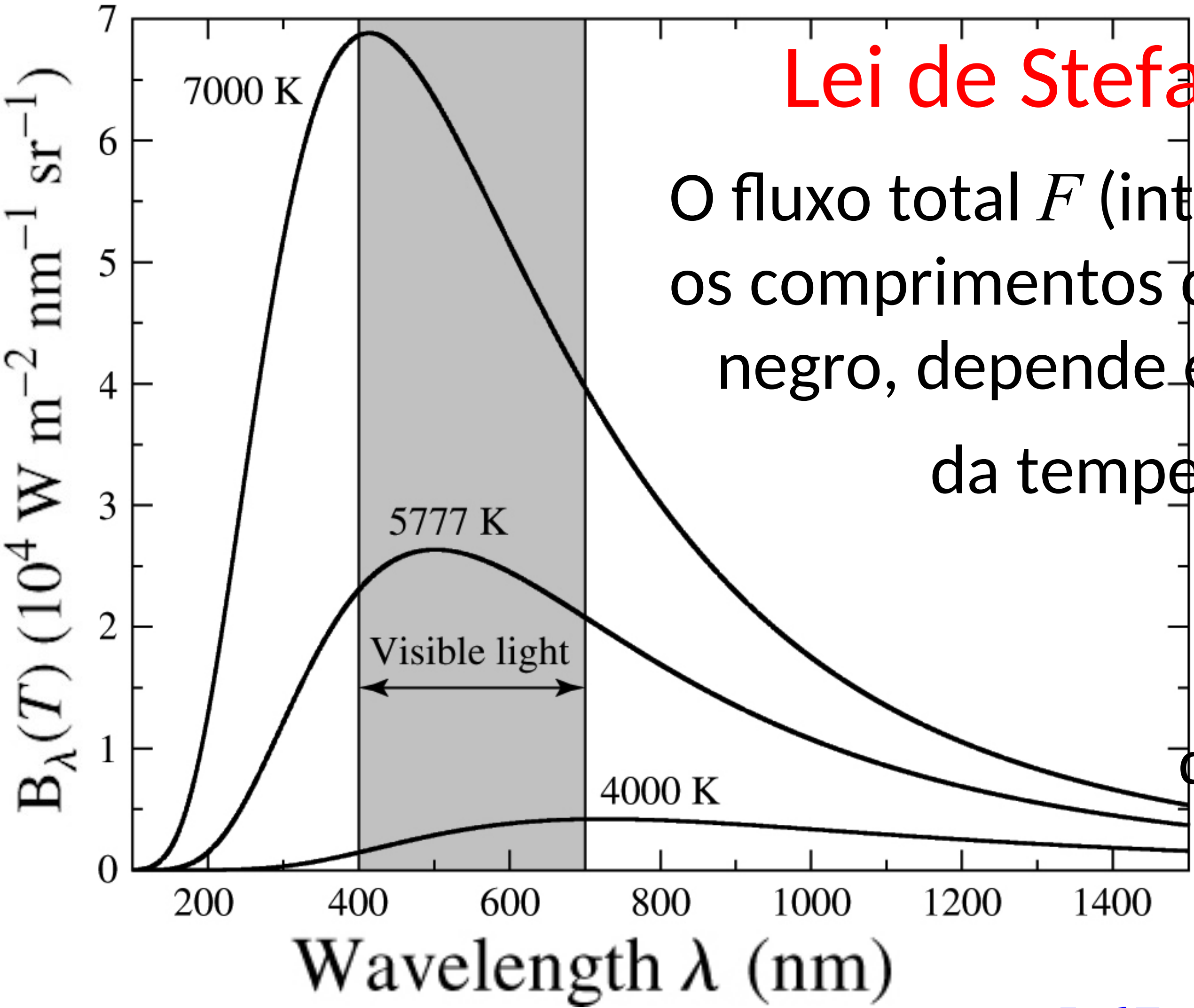
© cosmic perspective

$$\lambda_{max}\ (nm) = 2\ 897\ 755\ /\ T(K)$$

Exemplos:

- Sol (T ~ 5800 K), λ_{max} ~500 nm (visível)
- Antares (T_e ~ 3000 K gigante vermelha), λ_{max} ~1 μm (infravermelho)
- Sirius (T_e ~ 10000 K gigante azul), λ_{max} ~ 290 nm (UV).

Lei de Stefan – Boltzmann



O fluxo total F (integrando em todos os comprimentos de onda) do corpo negro, depende exponencialmente da temperatura, $F = \sigma T^4$

Lei empírica por Stefan (1879) e derivada depois por Boltzmann (1884)

$\sigma = 5{,}67 \times 10^{-5}$ erg cm^{-2} K^{-4} s^{-1}
(cte de Stefan-Boltzmann)

Lei de Stefan – Boltzmann

Josef Stefan
(1835-1893)

Fluxo total emitido por corpo negro: $F = \sigma T^4$

A luminosidade é Fluxo x Área,
então a luminosidade de um
corpo negro é:

$$L = A\sigma T^4$$

Para uma estrela,
área = $4 \pi R^2$

$$\Rightarrow L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4$$

Ludwig Boltzmann
(1844-1906)

A temperatura na "superfície" da estrela é a **temperatura efetiva**, onde a medida de fluxo total é igual ao de um corpo negro:

$$F = \sigma T_e^4$$

Exemplo 3.4.2. Calcular a temperatura efetiva do Sol usando

$$L_\odot = 3.839 \times 10^{26}\ \mathrm{W}$$
$$R_\odot = 6.95508 \times 10^{8}\ \mathrm{m}$$

Exemplo 3.4.2. Calcular a temperatura efetiva do Sol usando

$$L_\odot = 3.839 \times 10^{26}\ \mathrm{W}$$

$$R_\odot = 6.95508 \times 10^{8}\ \mathrm{m}$$

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4 \qquad \sigma = 5.670400 \times 10^{-8}\ \mathrm{W\ m^{-2}\ K^{-4}}$$

Exemplo 3.4.2. Calcular a temperatura efetiva do Sol usando

$$L_\odot = 3.839 \times 10^{26} \ \mathrm{W}$$
$$R_\odot = 6.95508 \times 10^{8} \ \mathrm{m}$$

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4 \qquad \sigma = 5.670400 \times 10^{-8} \ \mathrm{W\ m^{-2}\ K^{-4}}$$

$$\Rightarrow \quad T_\odot = \left(\frac{L_\odot}{4\pi R_\odot^2 \sigma} \right)^{\frac{1}{4}} = 5777 \ \mathrm{K}$$

3.5 Crise na Física (~ 1900)

Rayleigh-Jeans: boa para λ longo

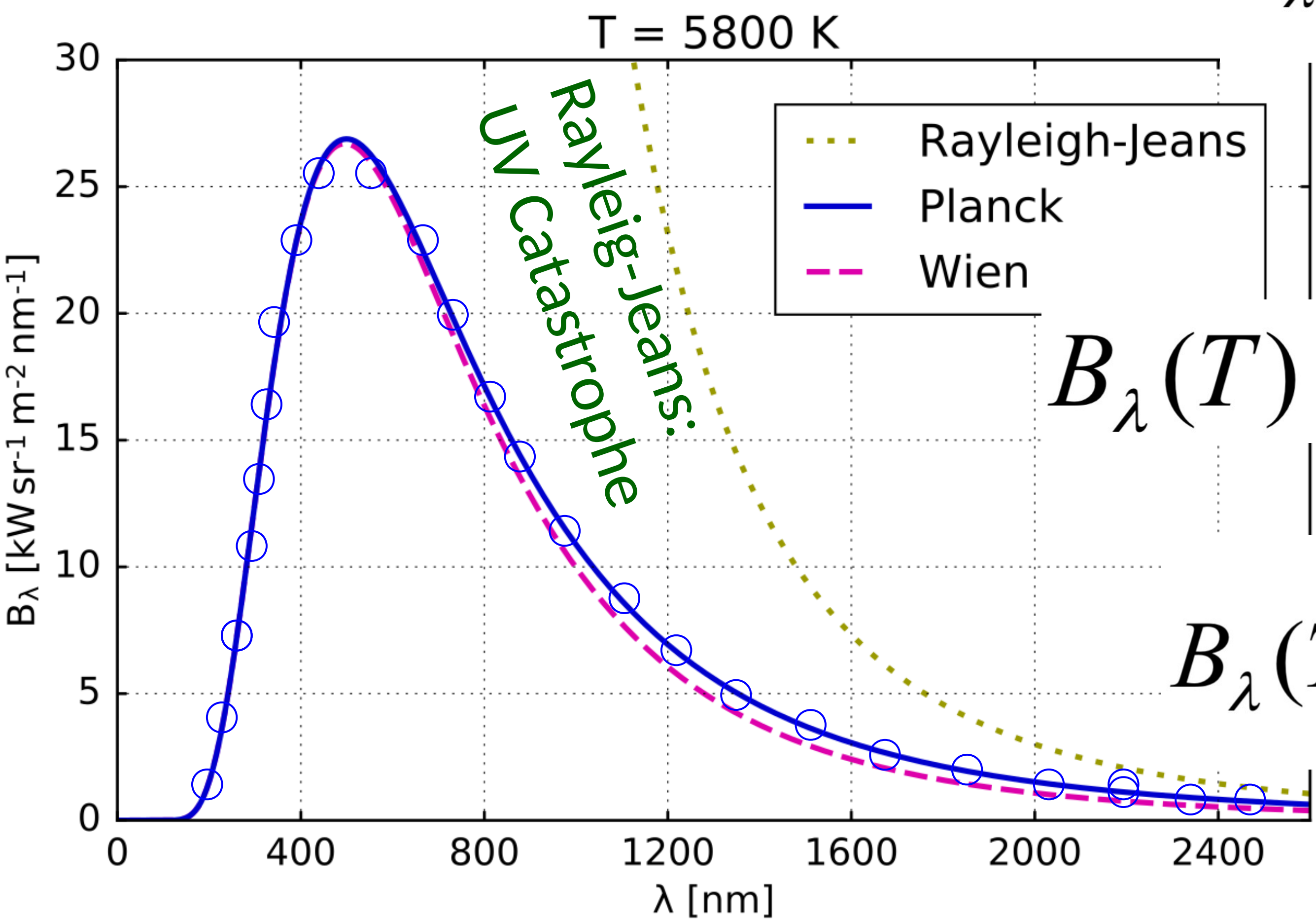
$$B_\lambda(T) \cong \frac{2\,c\,k\,T}{\lambda^4}$$

Wien: boa para λ curto

$$B_\lambda(T) \cong a\lambda^{-5} e^{-b/\lambda T}$$

Planck

$$B_\lambda(T) \cong \frac{a/\lambda^5}{e^{b/\lambda T} - 1}$$



3.5 A quantização de energia

- **Rayleigh** combinou equações de Maxwell com a física térmica para deduzir a expressão:

$$B_\lambda(T) \cong \frac{2\,c\,k\,T}{\lambda^4}$$

UV catastrophe

essa aproximação de corpo negro é a lei de Rayleigh-Jeans, válida caso λ seja longo.

- **Wien** também buscava a expressão correta para a radiação de corpo negro e desenvolveu uma lei empírica válida para λ curto:

$$B_\lambda(T) \cong a\lambda^{-5}e^{-b/\lambda T}$$

onde a e b são constantes de ajuste dos dados experimentais.

$k = 1{,}38 \times 10^{-16}$ erg K^{-1} cte. de Boltzmann

Em um ‘ato de desespero’, Planck introduz o quantum de energia, resultando na expressão correta da curva de radiação de corpo negro (14/Dez/1900):

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

A onda eletromagnética somente pode ter múltiplos inteiros de um **quantum** ($E = h\,\nu$). Ou seja, a radiação é composta de pacotes discretos (*quanta*) de energia.

$h = 6{,}63\ 10^{-27}$ erg s (= $6{,}63\ 10^{-34}$ J s; cte. de Planck).

Aproximações da Lei de Planck em função da frequência

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\left[e^{h\nu/kT} - 1\right]}$$

Dependendo da faixa de frequências, podemos adotar algumas aproximações para a lei de Planck:

1. Distribuição de Wien:

Altas frequências (e/ou Temperaturas não muito altas)

$$\frac{h\nu}{kT} >> 1 \rightarrow e^{\frac{h\nu}{kT}} >> 1 \qquad B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT}$$

Aproximações da Lei de Planck (cont.)

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{\left[e^{h\nu/kT} - 1\right]}$$

2. Distribuição de Rayleigh-Jeans:

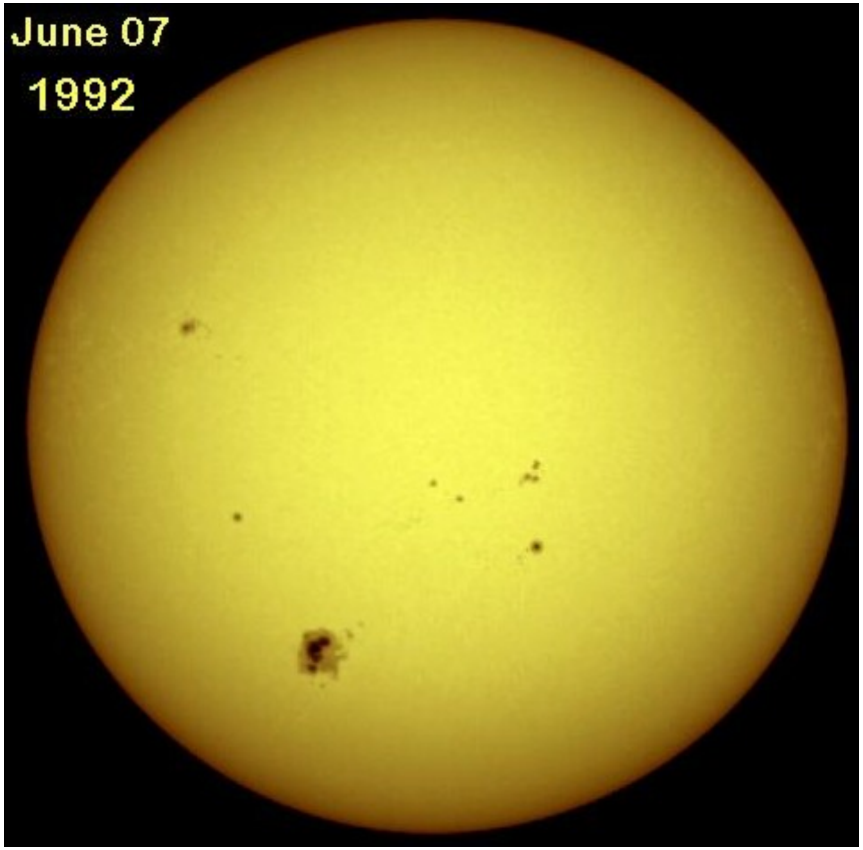
Baixas frequências (e/ou temperaturas não muito baixas)

$$\frac{h\nu}{kT} << 1 \rightarrow e^{\frac{h\nu}{kT}} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT}$$

$$e^x = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!} = 1 + x + \frac{x^2}{2!} +$$

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{h\nu/kT} \rightarrow B_\nu(T) = \frac{2\nu^2 kT}{c^2}$$

Intensidade específica vs. Fluxo

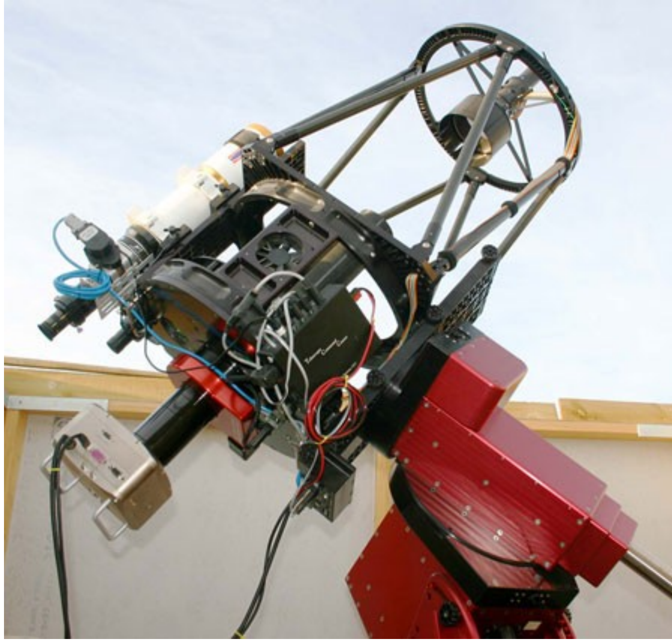


http://solarscience.msfc.nasa.gov/surface.shtml

- Sol: é possível medir intensidade específica, ou seja a intensidade em um determinado ângulo sólido
- Estrelas: medida de fluxo

http://www.twanight.org/newtwan/photos.asp?ID=3001503

Fluxo monocromático de radiação



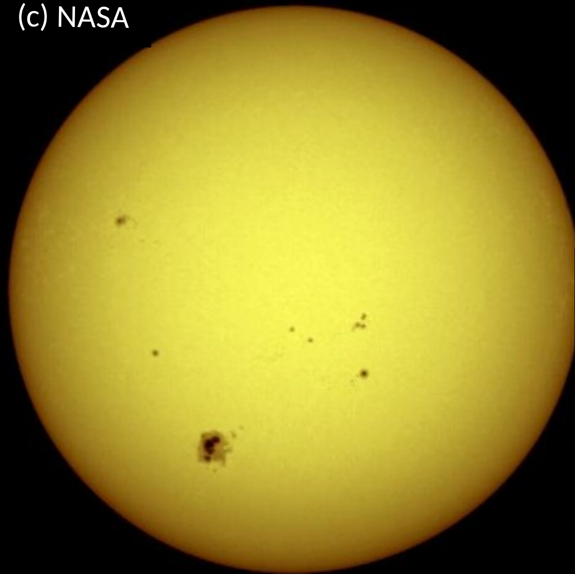
O fluxo é a quantidade que se relaciona diretamente com a medida da energia coletada:

$$F_\lambda = \frac{energia}{\Delta A\ \Delta t\ \Delta\lambda}$$

O fluxo (F) de energia que chega numa superfície é *a quantidade de energia por unidade de tempo que passa através de uma unidade de área da superfície por unidade de intervalo de comprimento de onda*

Unidades: erg m^{-2} s^{-1} nm^{-1}

(c) NASA



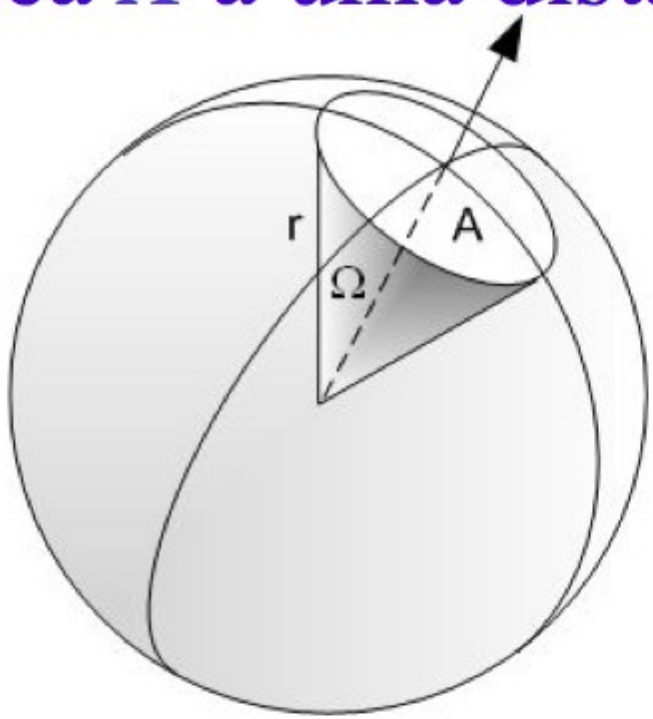
A intensidade específica I_λ é medida em um determinado ângulo sólido

Ângulo sólido

I_λ : energia que atravessa um elemento de área perpendicular, por unidade de tempo, por unidade de comprimento de onda, por unidade de ângulo sólido

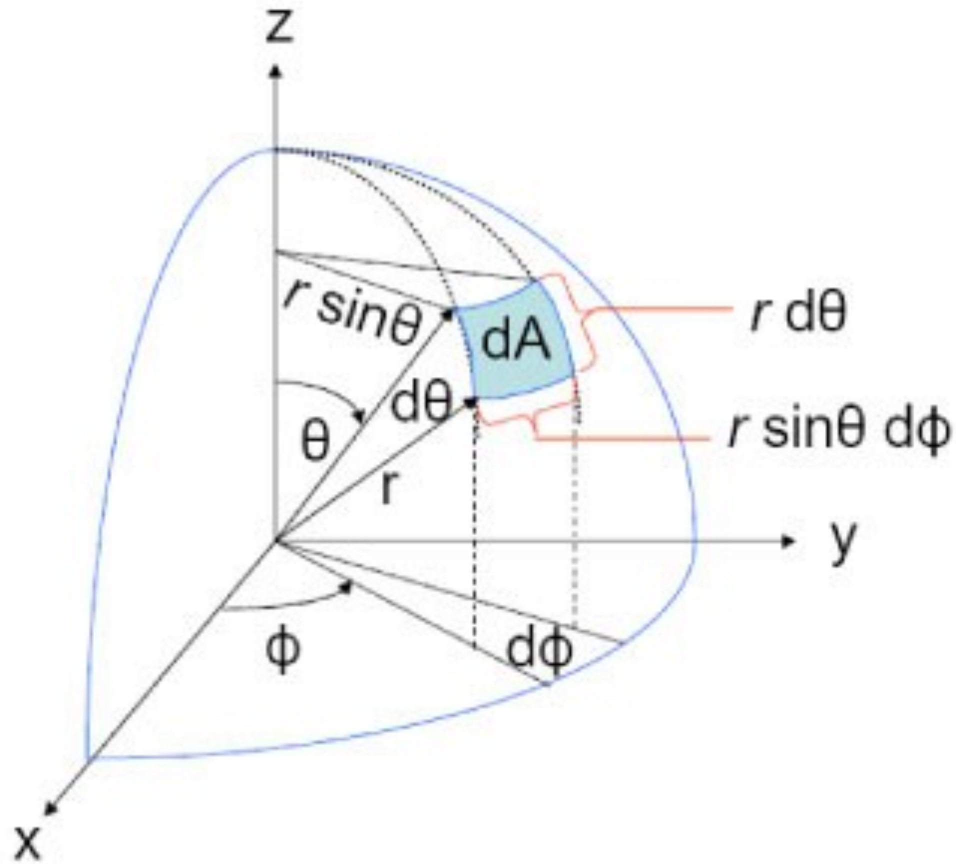
Ângulo Sólido Ω

ângulo subtendido por um objeto de área *A* a uma distância *r*.



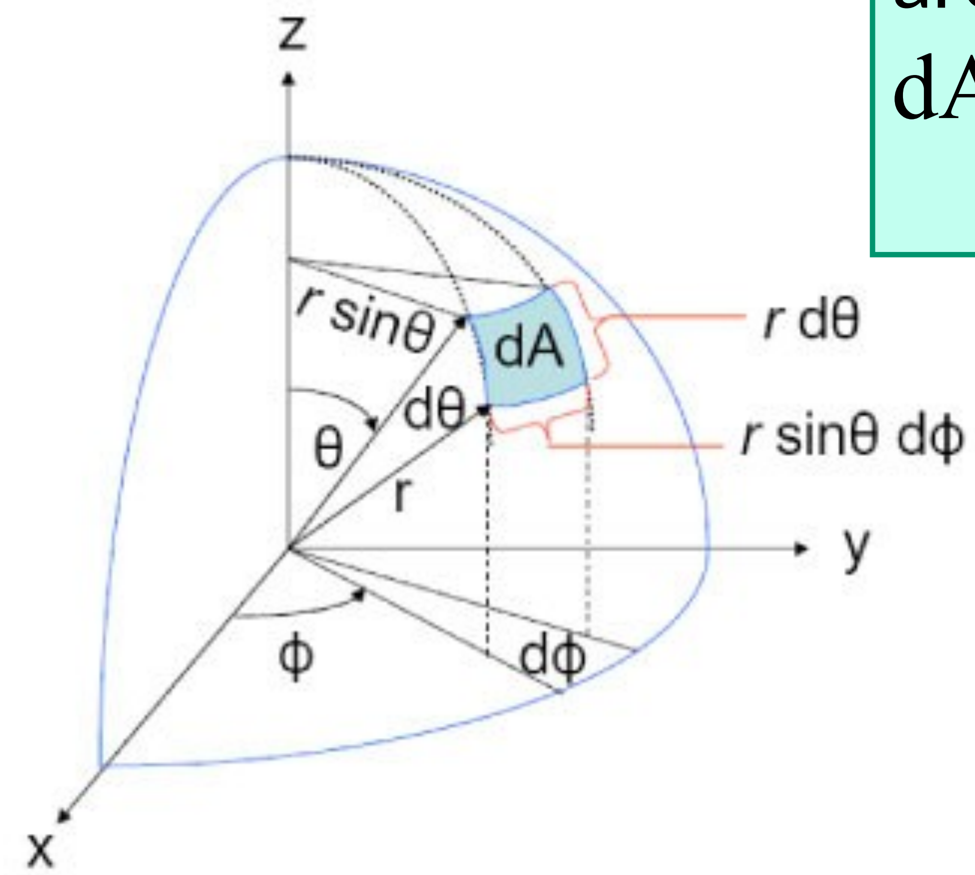
$$\Omega = A/r^2$$

Ângulo sólido em coordenadas esféricas



$$\omega = A/r^2$$

Ângulo sólido em coordenadas esféricas

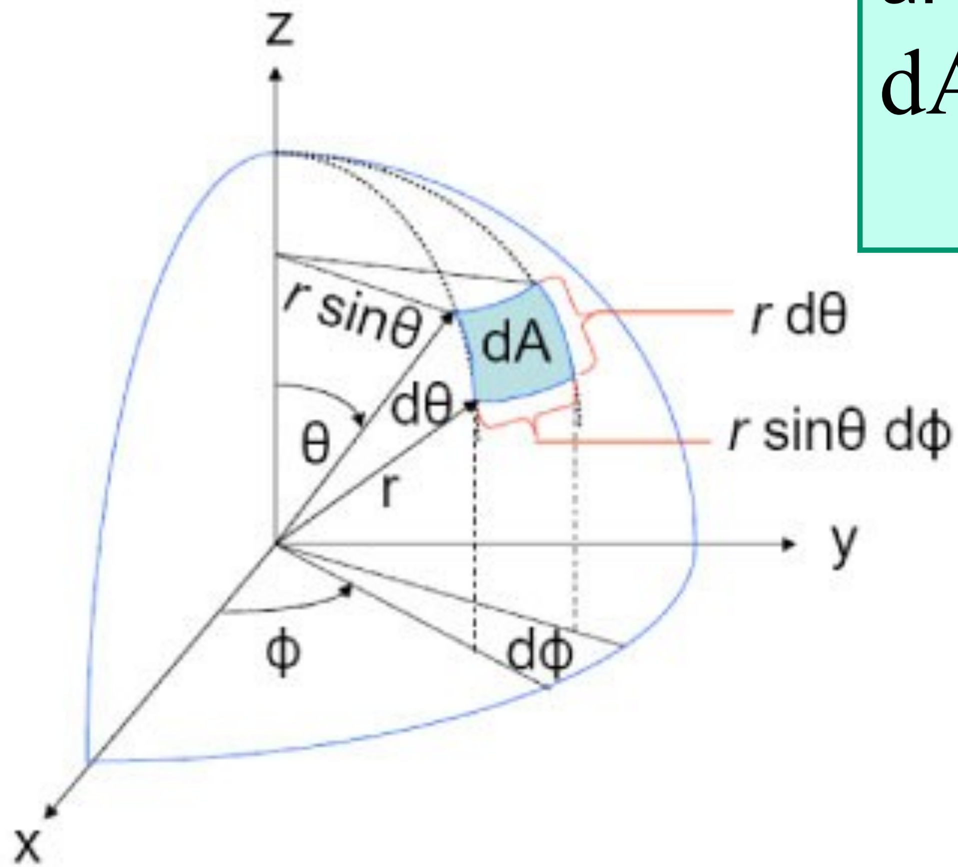


área elementar

$$dA = (r\, d\theta)\,(r\, \mathrm{sen}\theta\, d\phi)$$
$$= r^2\, \mathrm{sen}\theta\, d\theta\, d\phi$$

$$\omega = A/r^2$$

Ângulo sólido em coordenadas esféricas



área elementar

$$dA = (r\, d\theta\ )\ (r\ \mathrm{sen}\theta\ d\phi\ )$$
$$= r^2\ \mathrm{sen}\theta\ d\theta\ d\phi$$

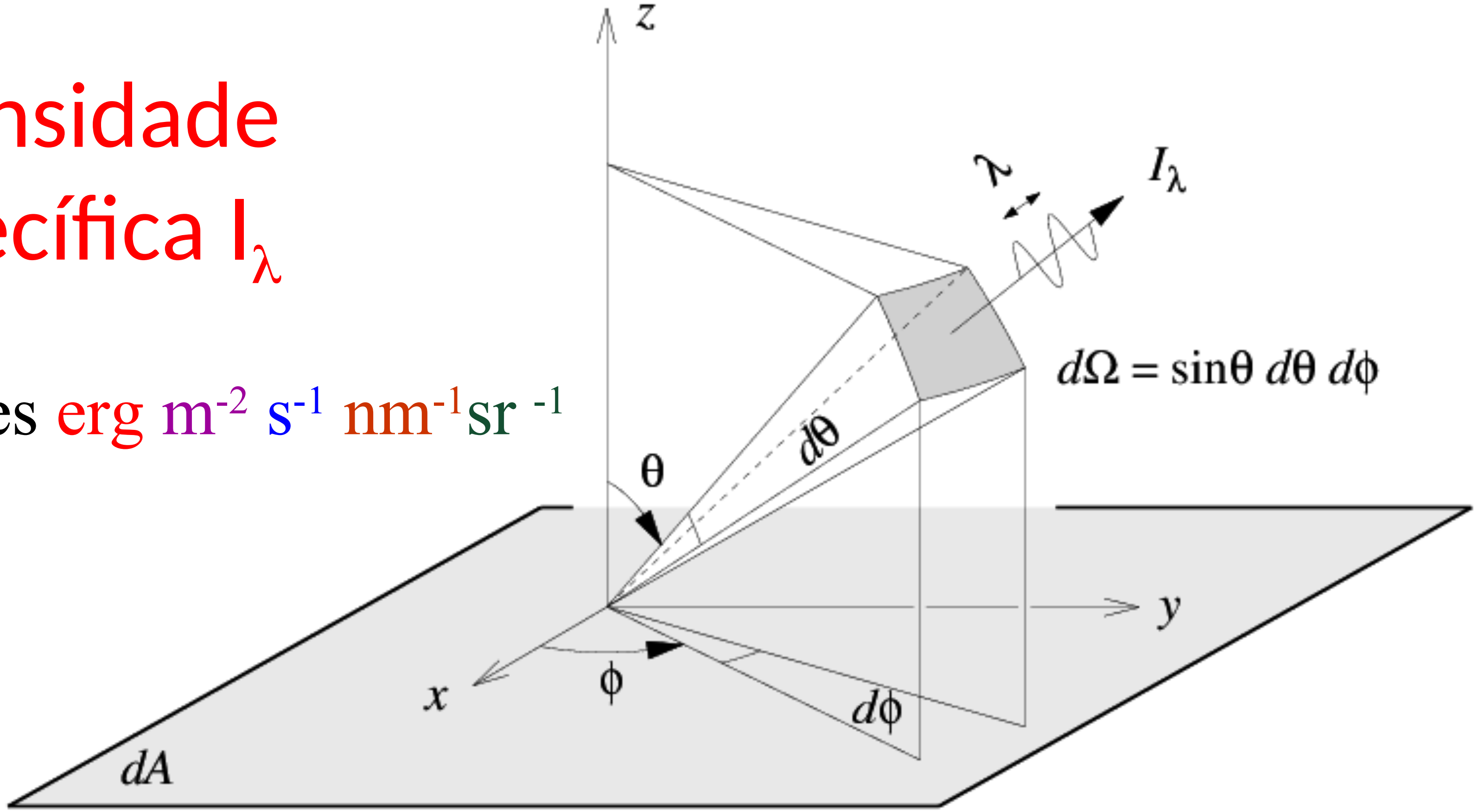
$$\omega = A/r^2$$

ângulo sólido elementar subtendido pela área dA:

$$d\omega = \mathrm{sen}\theta\ d\theta\ d\phi$$

Intensidade específica I_λ

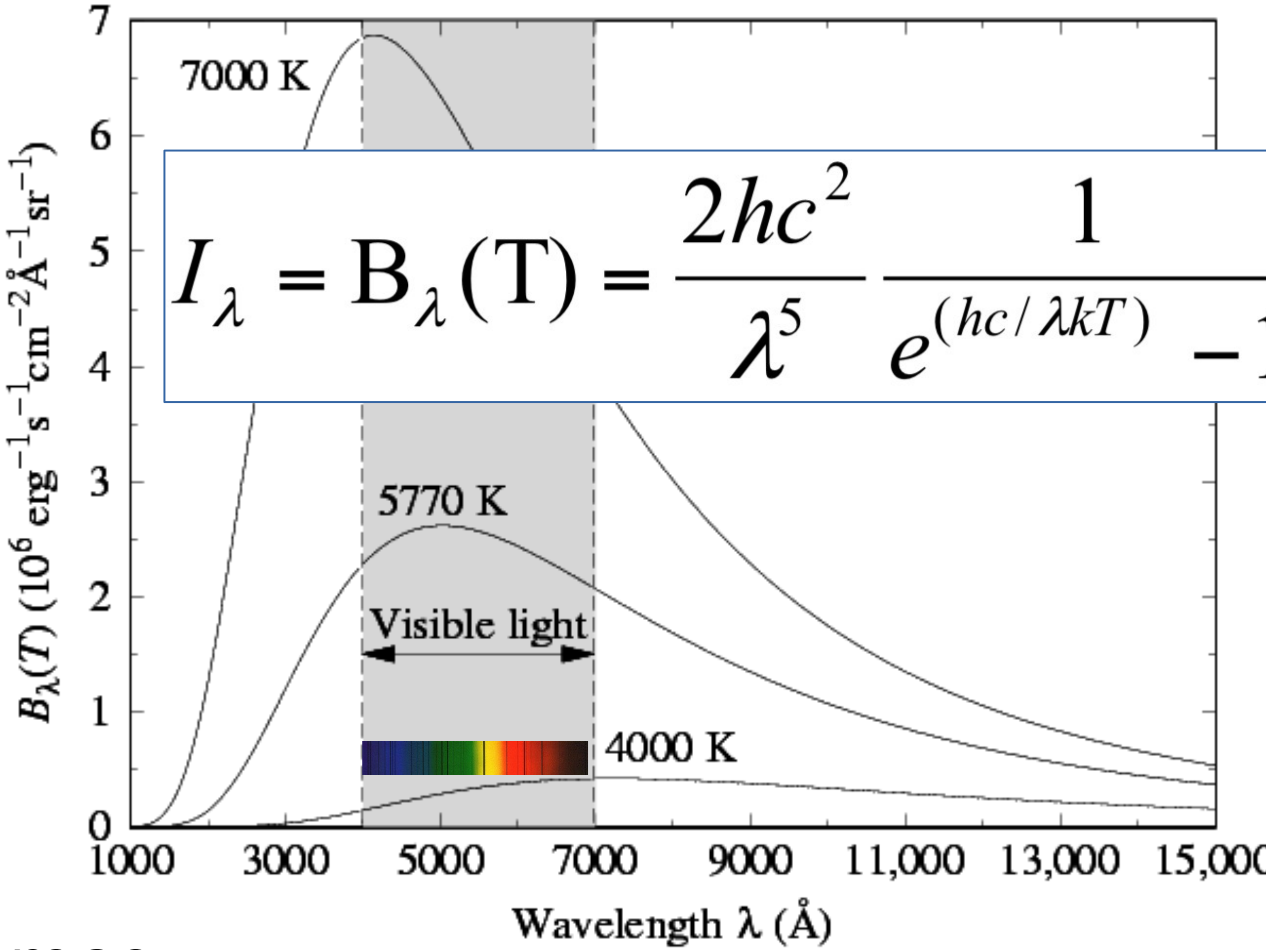
unidades erg m^{-2} s^{-1} nm^{-1} sr^{-1}



Energia que atravessa um elemento de área perpendicular ($\Delta A \cos\theta$), por unidade de tempo, por unidade de comprimento de onda, por unidade de ângulo sólido

Radiação de corpo negro é exemplo de intensidade específica

$$I_\lambda = B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{(hc/\lambda kT)}-1}$$



Porem, nas estrelas observamos o fluxo. Na superfície de estrelas: $F_\lambda \sim \pi B_\lambda$

A lei de Planck como Intensidade Específica

$$I_\lambda = \mathrm{B}_\lambda(\mathrm{T}) = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{(hc/\lambda kT)}-1}$$

A *energia emitida por unidade de tempo Δt, por unidade de área perpendicular à fonte dA cos*θ*, no intervalo de comprimento de onda* λ + δλ, *por unidade de ângulo sólido:*

$$B_\lambda(T) = \frac{dE}{dt\ dA\cos\theta\ d\lambda\ d\omega}$$

unidades: erg s^{-1} m^{-2} sr^{-1} nm^{-1}.

A lei de Planck como Intensidade Específica

$$I_\lambda = \mathrm{B}_\lambda(\mathrm{T}) = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{(hc/\lambda kT)}-1}$$

A *energia emitida por unidade de tempo Δt, por unidade de área perpendicular à fonte dA cosθ, no intervalo de comprimento de onda* λ + δλ, *por unidade de ângulo sólido:*

$$B_\lambda(T) = \frac{dE}{dt\ dA\cos\theta\ d\lambda\ d\omega}$$

unidades: erg s^{-1} m^{-2} sr^{-1} nm^{-1}.

ou erg s^{-1} m^{-2} sr^{-1} Hz^{-1} se for a expressão de Planck em função da frequência

$$B_\nu(T) = \frac{2\,h\,\nu^3}{c^2}\frac{1}{\left[e^{h\nu/kT}-1\right]}$$

Luminosidade (taxa de energia) monocromática de estrela

Podemos estimar a taxa de energia por unidade de λ, partindo de B_λ

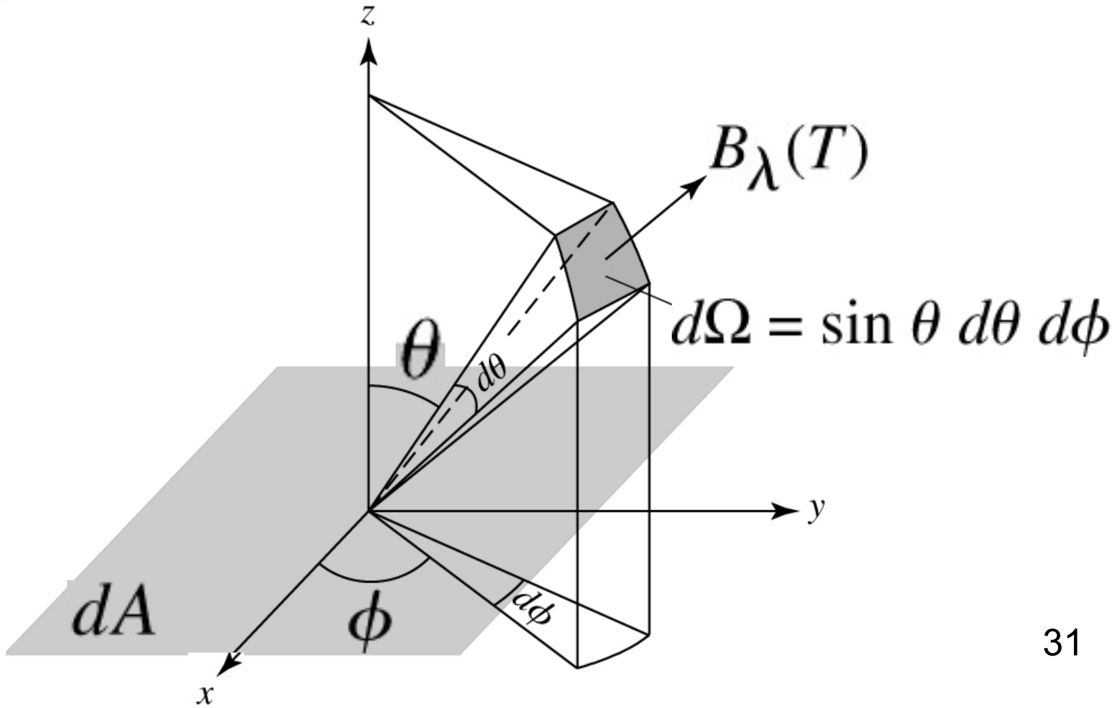
$$B_\lambda(T) = \frac{dE}{dt\ dA\cos\theta\ d\lambda\ d\omega}$$

$$dL = L_\lambda\, d\lambda = dE/dt = B_\lambda\ dA\ \cos\theta\ d\lambda\ d\omega$$

$$L_\lambda d\lambda = \int_{\varphi=0}^{2\pi}\int_{\theta=0}^{\pi/2}\int_A B_\lambda d\lambda dA \cos\theta sen\theta d\theta d\varphi$$

hemisfério para fora

área



$$E_\lambda \equiv \frac{\partial E}{\partial \lambda}$$

$$I_\lambda \equiv \frac{\partial I}{\partial \lambda}$$

Luminosidade monocromática de uma estrela

$$L_\lambda d\lambda = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_A B_\lambda d\lambda dA \cos\theta sen\theta d\theta d\varphi$$

$$L_\lambda d\lambda = \pi B_\lambda \int_A dA d\lambda$$

A função de Planck é isotrópica. As duas primeiras integrais = π

Luminosidade monocromática de uma estrela

$$L_\lambda d\lambda = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_A B_\lambda d\lambda dA \cos\theta sen\theta d\theta d\varphi$$

$$L_\lambda d\lambda = \pi B_\lambda \int_A dA d\lambda$$

A função de Planck é isotrópica. As duas primeiras integrais = π

$$L_\lambda d\lambda = 4\pi^2 R^2 B_\lambda d\lambda$$

Estrela de raio R
$\rightarrow$ $A = 4\,\pi\,R^2$

Luminosidade monocromática de uma estrela

$$L_\lambda d\lambda = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_A B_\lambda d\lambda dA \cos\theta sen\theta d\theta d\varphi$$

$$L_\lambda d\lambda = \pi B_\lambda \int_A dA d\lambda$$

A função de Planck é isotrópica. As duas primeiras integrais = π

$$L_\lambda d\lambda = 4\pi^2 R^2 B_\lambda d\lambda$$

Estrela de raio R
$\rightarrow$ $A = 4 \pi R^2$

$$L_\lambda d\lambda = \frac{8\pi^2 R^2 hc^2 / \lambda^5}{e^{hc/\lambda kT} - 1} d\lambda$$

Para um dado λ, a luminosidade da estrela depende do raio R e temp. T

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

Fluxo monocromático

Modelo de estrela de raio R, emitindo como corpo negro à uma temperatura T:

$$L_\lambda d\lambda = \frac{8\pi^2 R^2 hc^2 / \lambda^5}{e^{hc/\lambda kT} - 1} d\lambda$$

Fluxo F:

F = Luminosidade / Área

$F = L / 4 \pi r^2$

Fluxo monocromático

Modelo de estrela de raio R, emitindo como corpo negro à uma temperatura T:

$$L_\lambda d\lambda = \frac{8\pi^2 R^2 hc^2 / \lambda^5}{e^{hc/\lambda kT} - 1} d\lambda$$

Fluxo F:

F = Luminosidade / Área

F = L / 4 π r²

$$F_\lambda d\lambda = \frac{L_\lambda}{4\pi r^2} d\lambda$$

Fluxo monocromático

Modelo de estrela de raio R, emitindo como corpo negro à uma temperatura T:

$$L_\lambda d\lambda = \frac{8\pi^2 R^2 hc^2 / \lambda^5}{e^{hc/\lambda kT} - 1} d\lambda$$

Fluxo F:

F = Luminosidade / Área

F = L / 4 π r²

$$F_\lambda d\lambda = \frac{L_\lambda}{4\pi r^2} d\lambda$$

$$F_\lambda d\lambda = \frac{2\pi hc^2 / \lambda^5}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \left(\frac{R^2}{r^2} \right) d\lambda$$

Equação de Stefan – Boltzmann

Lembrando, a luminosidade monocromática:

$$L_\lambda d\lambda = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_A B_\lambda d\lambda dA \cos\theta sen\theta d\theta d\varphi$$

$$L_\lambda d\lambda = 4\pi^2 R^2 B_\lambda d\lambda$$

Equação de Stefan – Boltzmann

Lembrando, a luminosidade monocromática:

$$L_\lambda d\lambda = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_A B_\lambda d\lambda dA \cos\theta sen\theta d\theta d\varphi$$

$$L_\lambda d\lambda = 4\pi^2 R^2 B_\lambda d\lambda$$

Integrando obtemos a luminosidade total:

$$L = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} L_\lambda d\lambda = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} 4\pi^2 R^2 B_\lambda d\lambda$$

Equação de Stefan – Boltzmann

Lembrando, a luminosidade monocromática:

$$L_\lambda d\lambda = \int_{\varphi=0}^{2\pi}\int_{\theta=0}^{\pi/2}\int_A B_\lambda d\lambda dA \cos\theta sen\theta d\theta d\varphi$$

$$L_\lambda d\lambda = 4\pi^2 R^2 B_\lambda d\lambda$$

Integrando obtemos a luminosidade total:

$$L = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} L_\lambda d\lambda = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} 4\pi^2 R^2 B_\lambda d\lambda$$

Comparando à lei de Stefan-Boltzmann: $L = 4\pi R^2 \sigma T^4$

Equação de Stefan – Boltzmann

Lembrando, a luminosidade monocromática:

$$L_\lambda d\lambda = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_A B_\lambda d\lambda dA \cos\theta sen\theta d\theta d\varphi$$

$$L_\lambda d\lambda = 4\pi^2 R^2 B_\lambda d\lambda$$

Integrando obtemos a luminosidade total:

$$L = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} L_\lambda d\lambda = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} 4\pi^2 R^2 B_\lambda d\lambda$$

Comparando à lei de Stefan-Boltzmann: $L = 4\pi R^2 \sigma T^4$

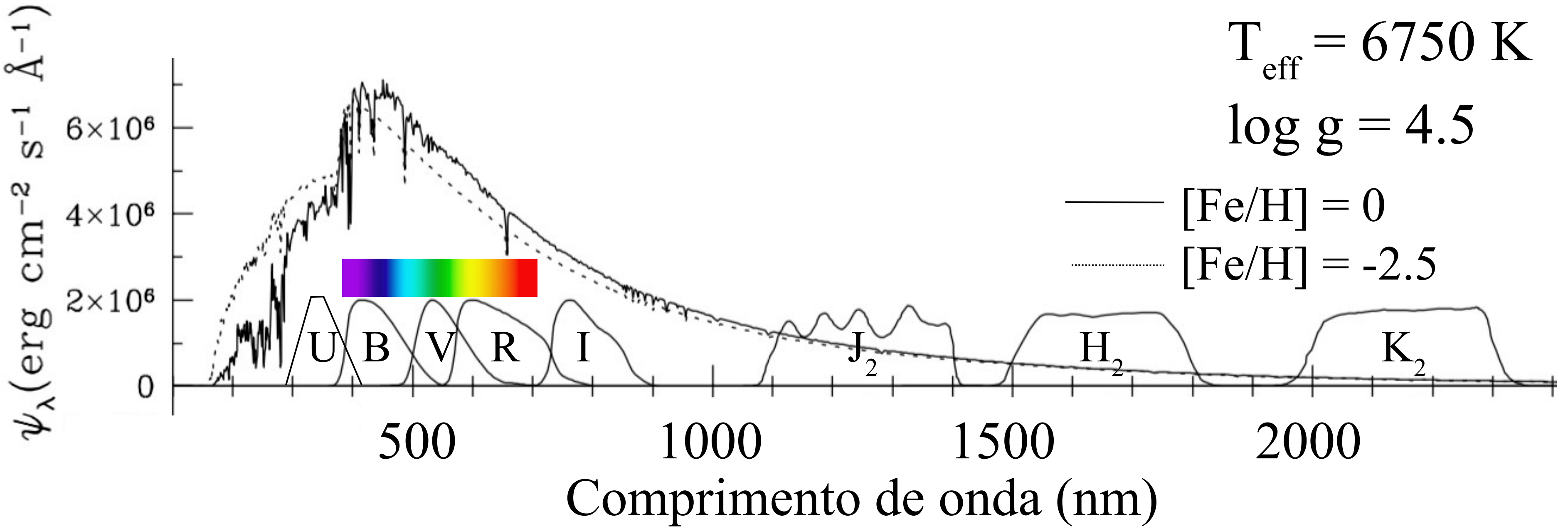
→ Significa que podemos obter a lei de Stefan-Boltzmann integrando a função de Planck:

$$\pi \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} B_\lambda(T) d\lambda = \sigma T^4$$

Se a estrela fosse observada em todos os comprimentos de onda:

- m_{bol} : magnitude aparente bolométrica
- M_{bol} : magnitude absoluta bolométrica

Na prática, a magnitude é observada em um dado filtro. Por ex., m_B (ou simplesmente "B") para magnitude no filtro B (*blue*)



Ramírez & Meléndez 2005, ApJ, 626, 465

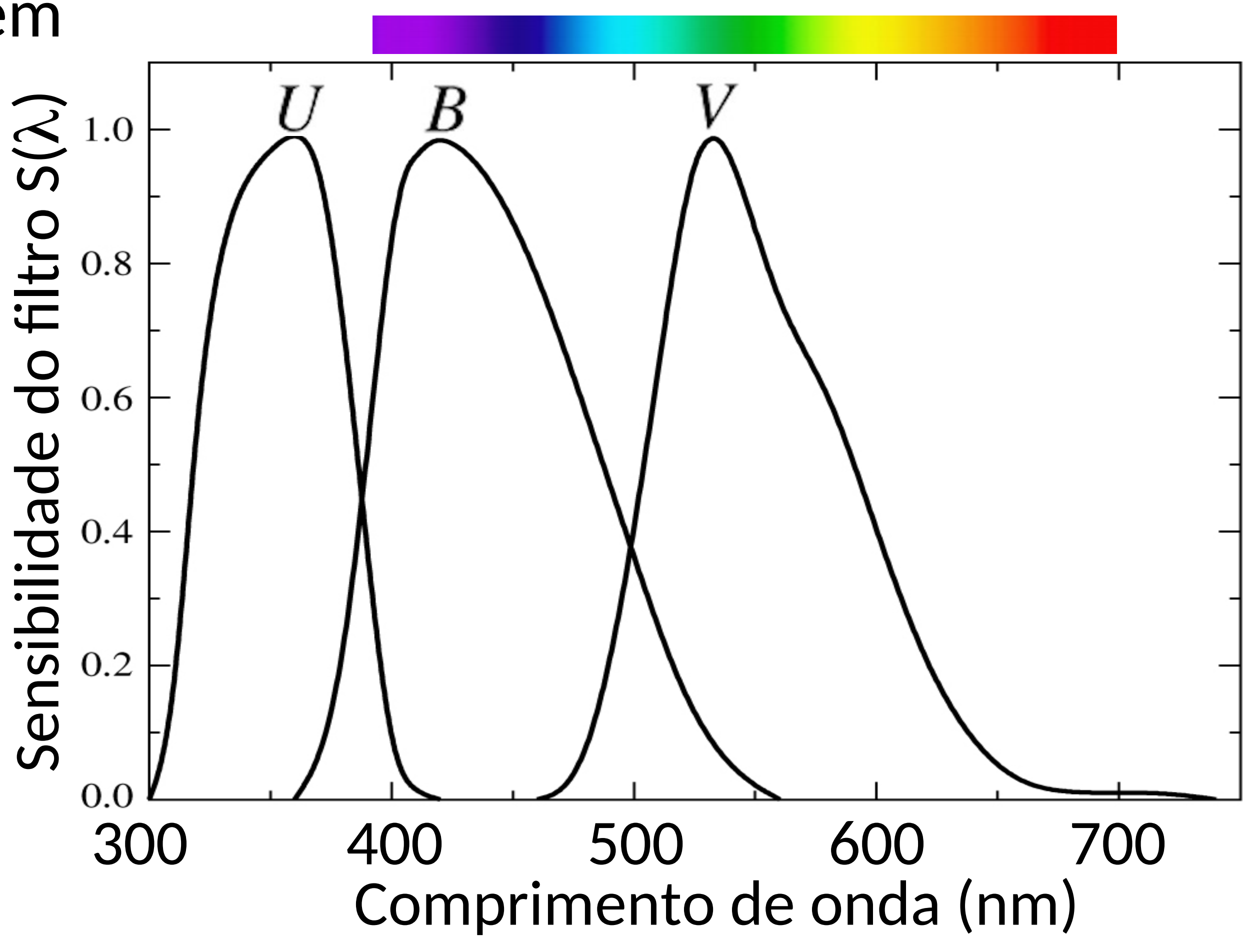
3.6 Índice de Cor

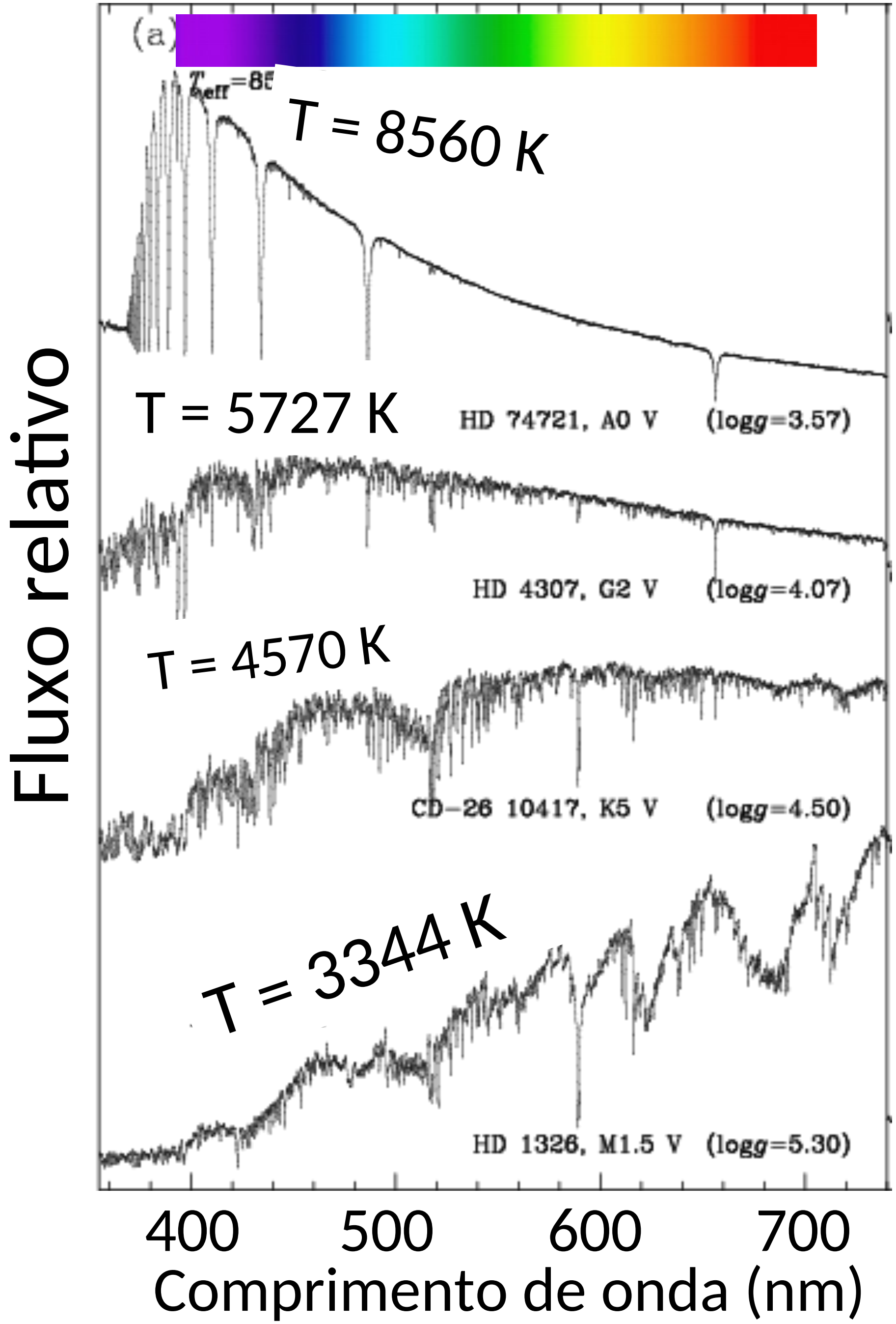
Os fotômetros medem o fluxo em faixas definidas por filtros

A "cor" de uma estrela é estimada pela diferença na magnitude em 2 filtros diferentes. Por exemplo no sistema UBV, cor

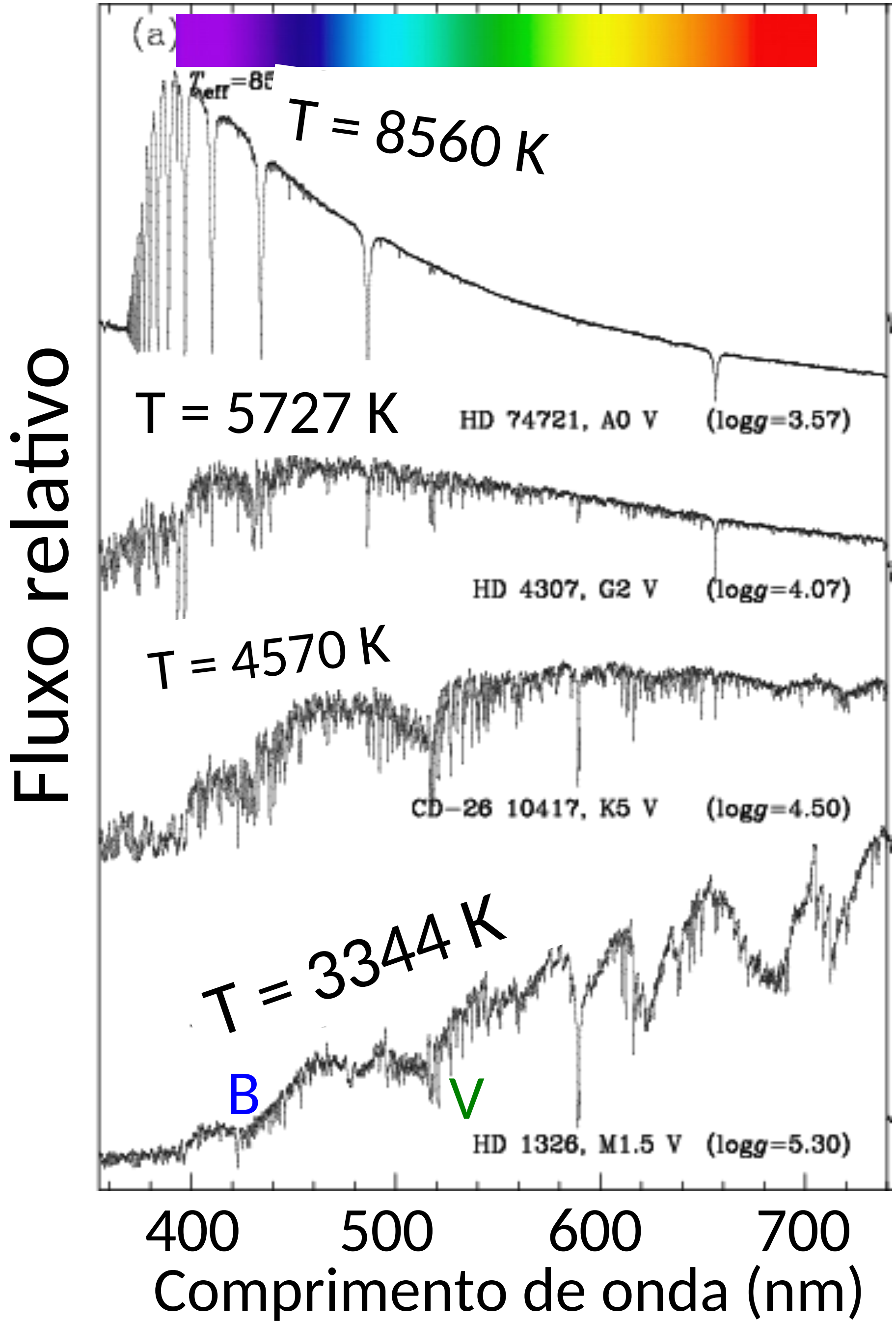
$m_B - m_V =$

$B - V = -2{,}5 \log (F_B / F_V)$





Lembrar que fluxos mais intensos são representados por magnitudes menores

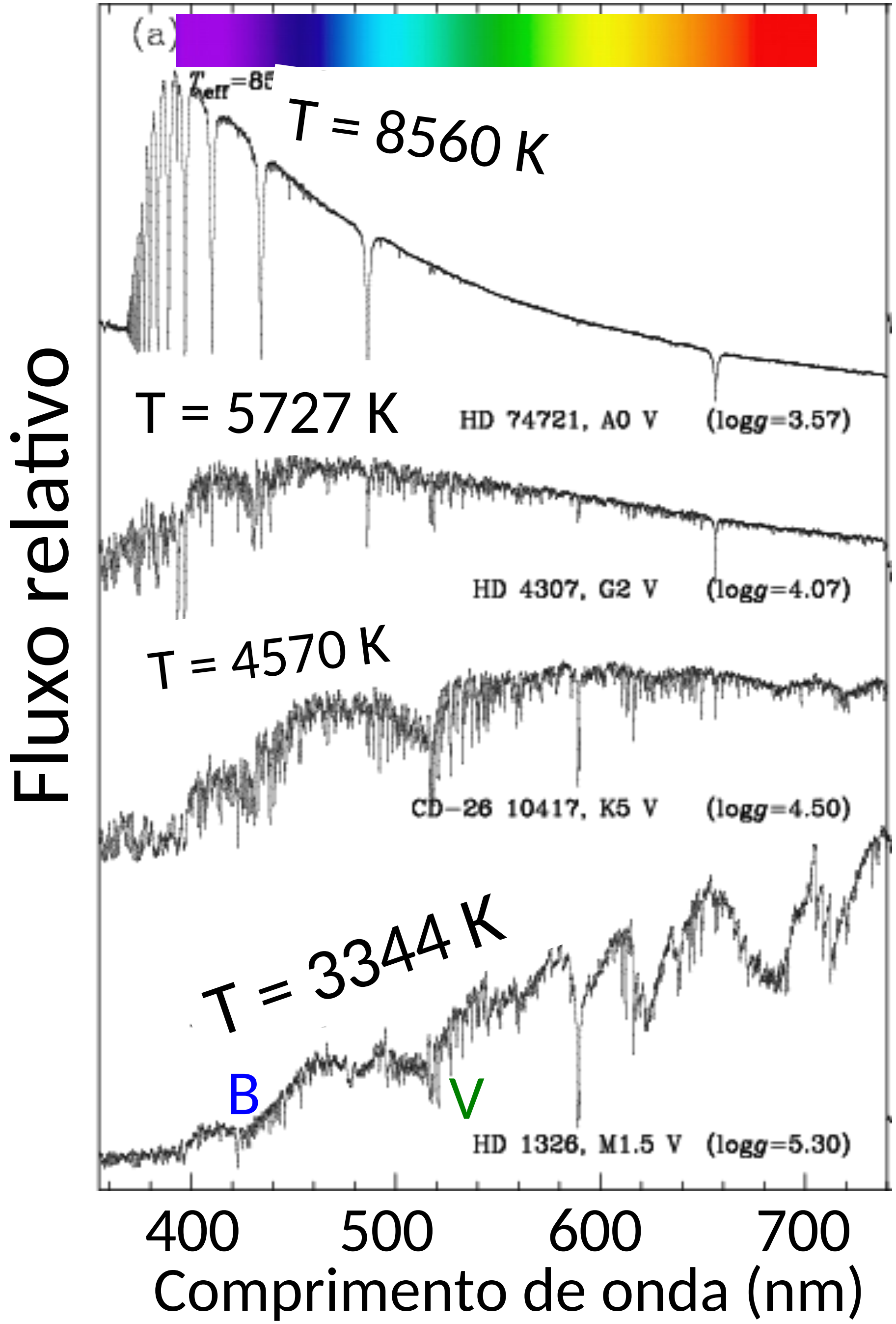


(c) http://miles.iac.es/

Lembrar que fluxos mais intensos são representados por magnitudes menores

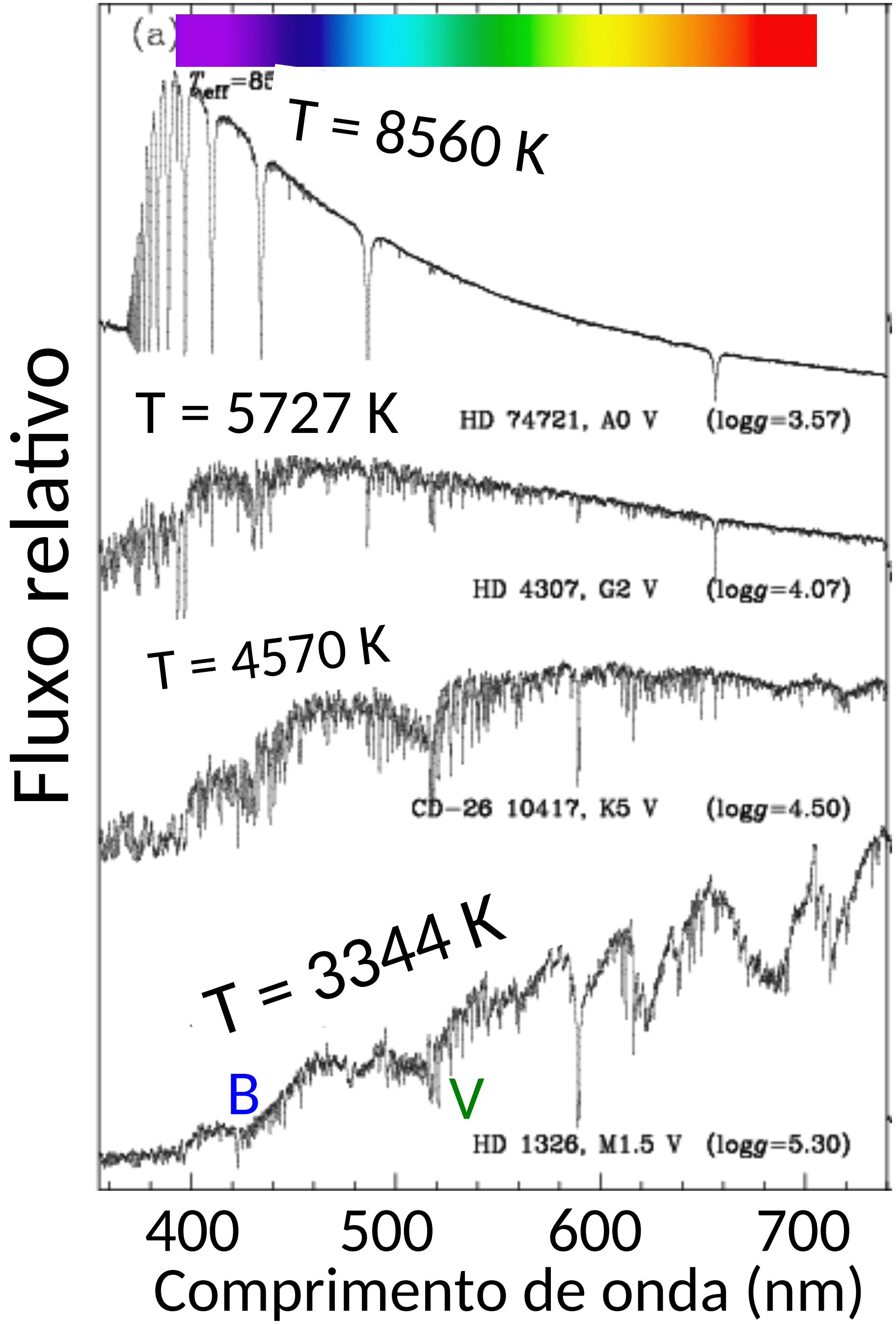
Índice de Cor (B-V)

$$B - V = -2{,}5 \log (F_B / F_V)$$



Lembrar que fluxos mais intensos são representados por magnitudes menores

Índice de Cor (B-V)



$$B - V = -2,5 \log (F_B / F_V)$$

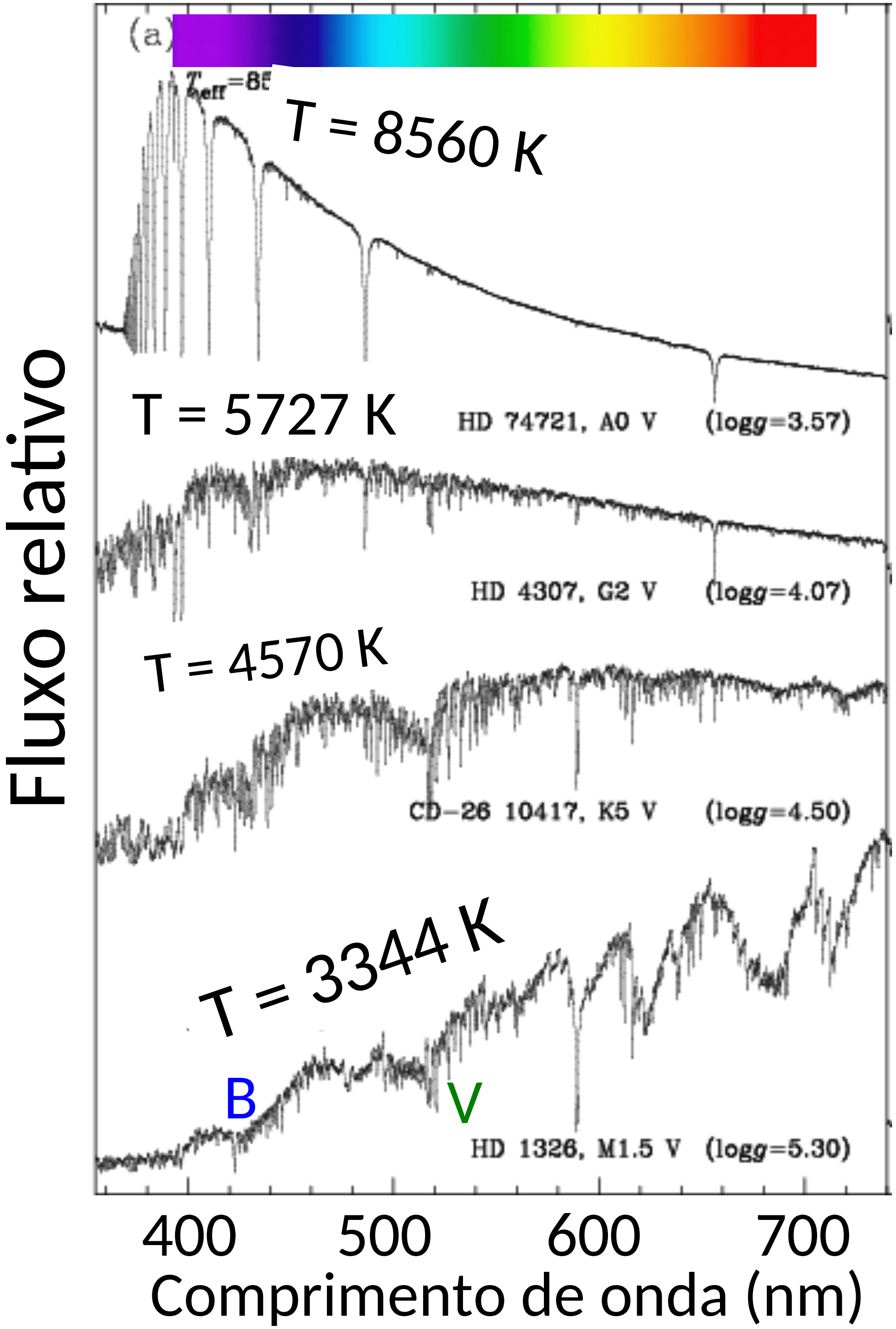
$B << V \Rightarrow F_B >> F_V$

$(B - V) < 0$

Estrela quente, azulada

Lembrar que fluxos mais intensos são representados por magnitudes menores

Índice de Cor (B-V)



$$B - V = -2{,}5 \log (F_B / F_V)$$

$B << V \Rightarrow F_B >> F_V$

$(B - V) < 0$

Estrela quente, azulada

$B >> V \Rightarrow F_B << F_V$

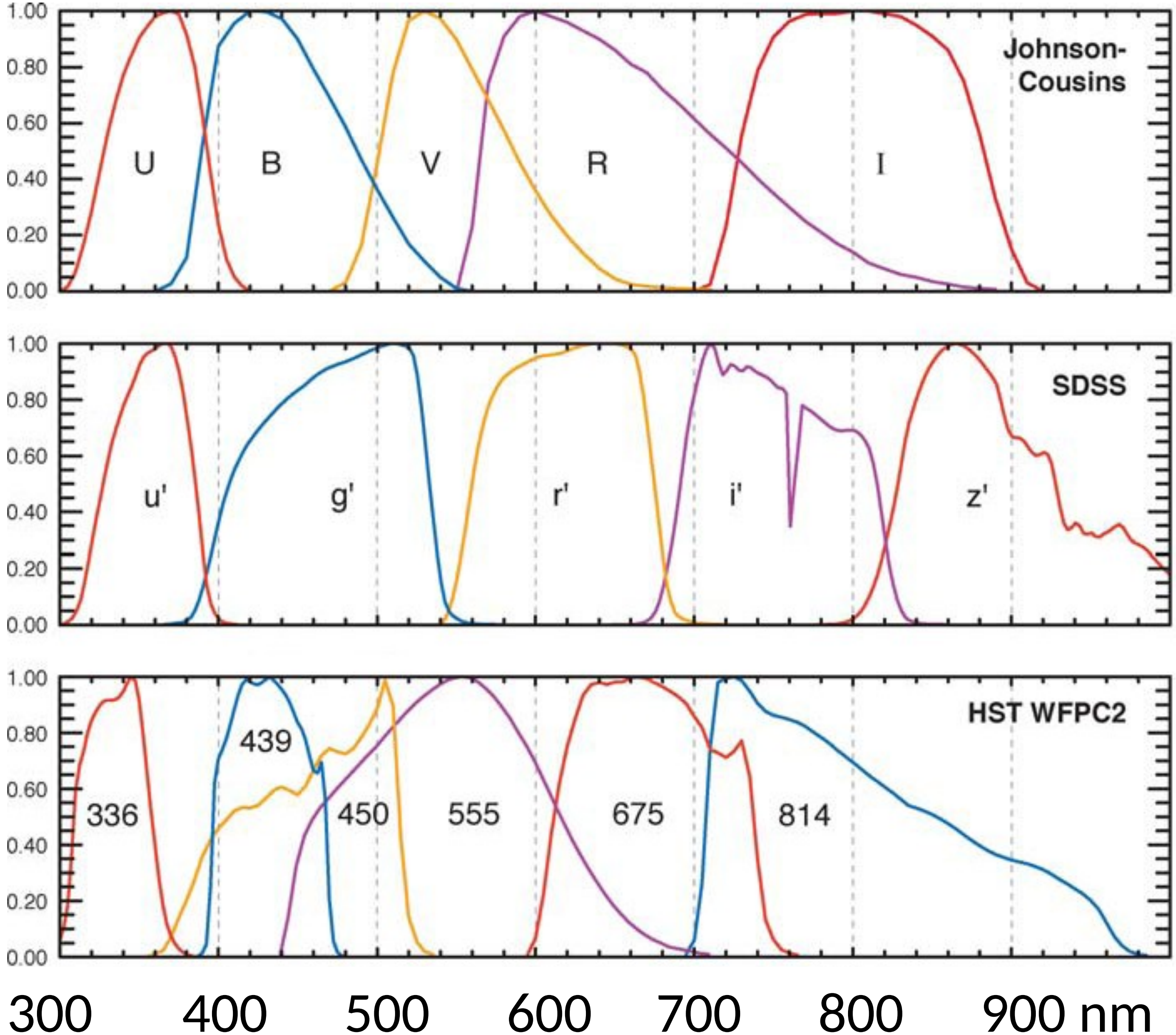
$(B - V) > 0$

Estrela fria, avermelhada

Lembrar que fluxos mais intensos são representados por magnitudes menores

(c) http://miles.iac.es/

Outros sistemas
fotométricos

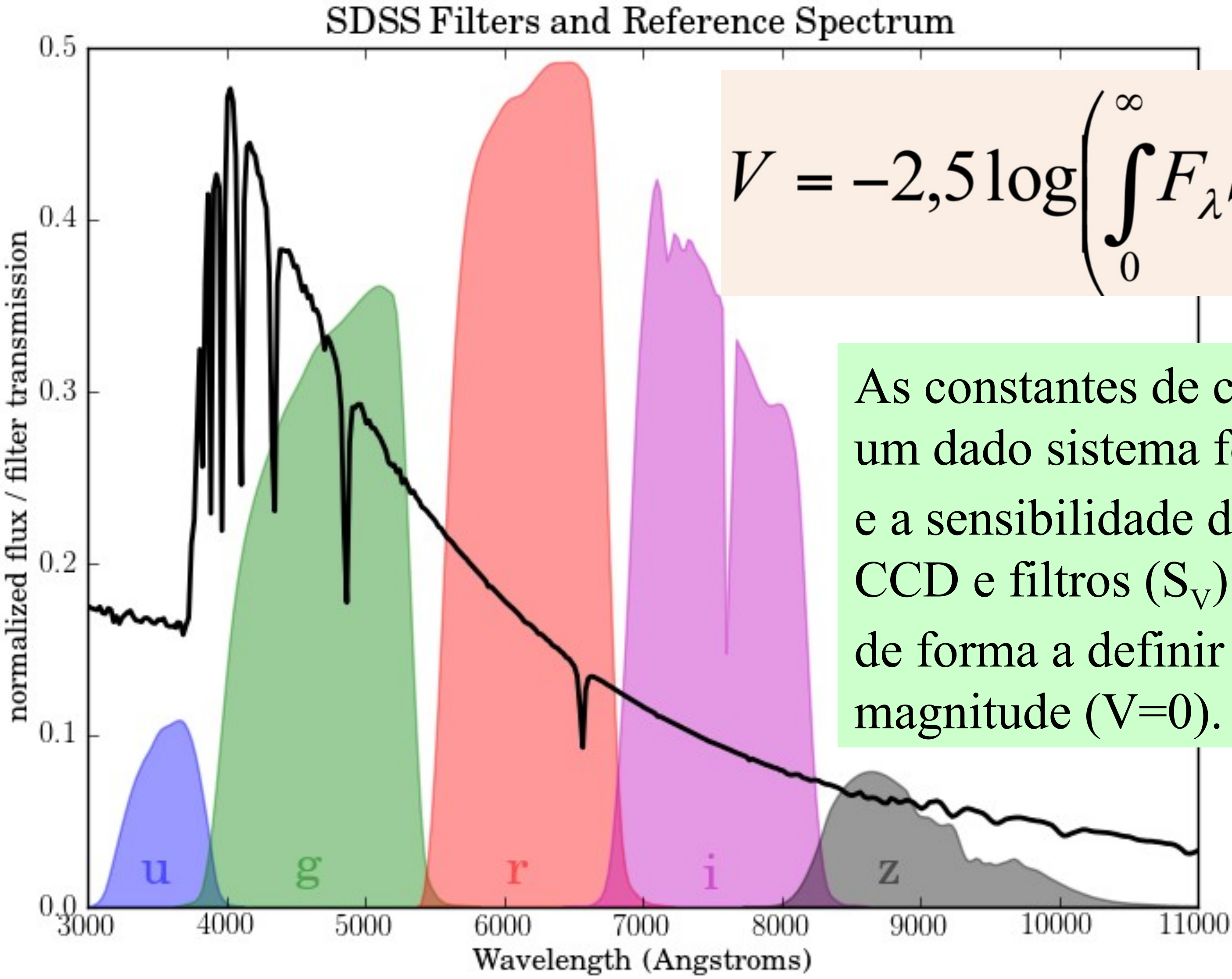


Índice de cor em qualquer sistema: X – Y

Por ex.,
- U – B
- B – V
- V – R
- u’ – g’
- g’ – i’
- *336* - *439*

Bessell 2005, ARA&A

Normalmente os sistemas fotométricos são definidos baseados em m = 0 para Vega



$$V = -2{,}5\log\left(\int_0^\infty F_\lambda S_V \, d\lambda\right) + C_V$$

As constantes de calibração de um dado sistema fotométrico (C_V) e a sensibilidade do telescópio, CCD e filtros (S_V) são escolhidos de forma a definir o zero de magnitude (V=0).

Magnitudes de Vega

Banda U, $m_U = U = 0{,}0$

Banda B, $m_B = B = 0{,}0$

Banda V, $m_V = V = 0{,}0$

Banda R, $m_R = R = 0{,}0$

Banda I, $m_I = I = 0{,}0$

Banda K (2200 nm), $m_K = K = 0{,}0$

Magnitudes de Vega

Banda U, m_U = U = 0,0

Banda B, m_B = B = 0,0

Banda V, m_V = V = 0,0

Banda R, m_R = R = 0,0

Banda I, m_I = I = 0,0

Banda K (2200 nm), m_K = K = 0,0

Estrelas de tipo A0 (como Vega, $T_e \sim 10\,000$ K) têm índices de cor = 0. Por exemplo, B – V = 0,00

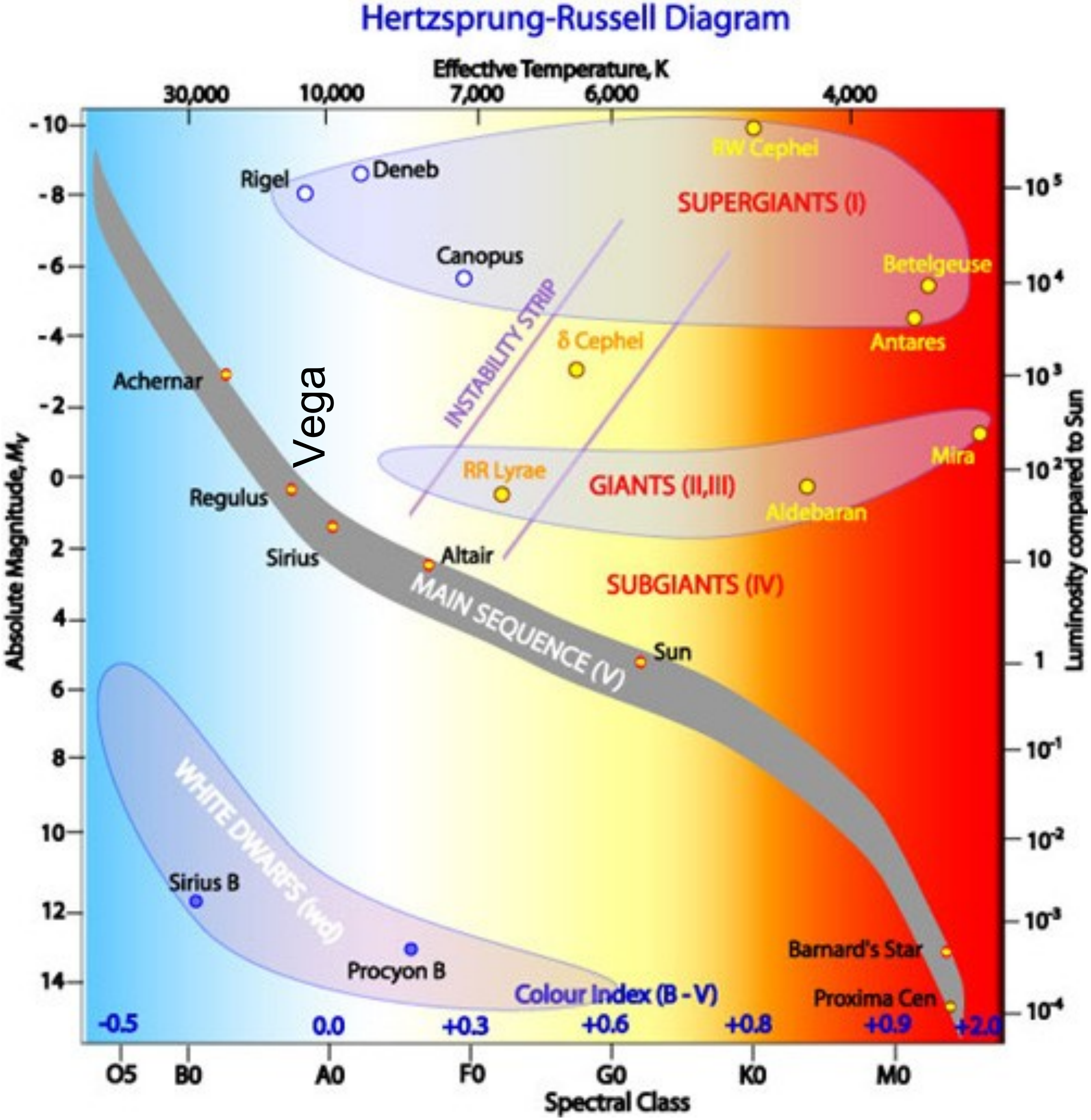
The Astrophysical Journal, 752:5 (13pp), 2012 June 10

THE $UBV(RI)_C$ COLORS OF THE SUN

I. Ramírez[1], R. Michel[2], R. Sefako[3], M. Tucci Maia[4,5], W. J. Schuster[2], F. van Wyk[3], J. Meléndez[5], L. Casagrande[6], and B. V. Castilho[7]
[1] McDonald Observatory and Department of Astronomy, University of Texas at Austin, 1 University Station, C1400 Austin, TX 78712-0259, USA
[2] Observatorio Astronómico Nacional, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 877, Ensenada, B.C., CP 22800, Mexico
[3] South African Astronomical Observatory, P.O. Box 9, Observatory 7935, Cape Town, South Africa
[4] UNIFEI, DFQ–Instituto de Ciências Exatas, Universidade Federal de Itajubá, Itajubá MG, Brazil
[5] Departamento de Astronomia do IAG/USP, Universidade de São Paulo, Rua do Mãtao 1226, São Paulo, 05508-900 SP, Brazil
[6] Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Str. 1, Postfach 1317, D-85741 Garching, Germany
[7] Laboratório Nacional de Astrofísica/MCT, Rua Estados Unidos 154, 37504-364 Itajubá, MG, Brazil

$$\boxed{(B - V)_{Sol} = 0{,}65}$$

Photometric data in the $UBV(RI)_C$ system have been acquired for 80 solar analog stars for which we have previously derived highly precise atmospheric parameters $T_{\rm eff}$, $\log g$, and [Fe/H] using high-resolution, high signal-to-noise ratio spectra. UBV and $(RI)_C$ data for 46 and 76 of these stars, respectively, are published for the first time. Combining our data with those from the literature, colors in the $UBV(RI)_C$ system, with $\simeq$0.01 mag precision, are now available for 112 solar analogs. Multiple linear regression is used to derive the solar colors from these photometric data and the spectroscopically derived $T_{\rm eff}$, $\log g$, and [Fe/H] values. To minimize the impact of systematic errors in the model-dependent atmospheric parameters, we use only the data for the 10 stars that most closely resemble our Sun, i.e., the solar twins, and derive the following solar colors: $(B-V)_\odot = 0.653 \pm 0.005$, $(U-B)_\odot = 0.166 \pm 0.022$, $(V-R)_\odot = 0.352 \pm 0.007$, and $(V-I)_\odot = 0.702 \pm 0.010$. These colors are consistent, within the 1σ errors, with those derived using the entire sample of 112 solar analogs. We also derive the solar colors using the relation between spectral-line–depth ratios and observed stellar colors, i.e., with a completely model-independent approach, and without restricting the analysis to solar twins. We find $(B-V)_\odot = 0.653 \pm 0.003$, $(U-B)_\odot = 0.158 \pm 0.009$, $(V-R)_\odot = 0.356 \pm 0.003$, and $(V-I)_\odot = 0.701 \pm 0.003$, in excellent agreement with the model-dependent analysis.



Vega,
(B-V) = 0,00

Sol,
(B-V) = 0,65

http://www.atnf.csiro.au/outreach/education/senior/astrophysics/stellarevolution_hrintro.html

Correção Bolométrica (Bolometric Correction)

A diferença entre a magnitude bolométrica (em todos os comprimentos de onda) e a magnitude aparente numa banda X (por ex., a banda V), é a Correção Bolométrica ($\mathrm{BC_X}$):

$$\mathrm{BC_X = m_{bol} - m_X}$$

Em função da magnitude absoluta:

$$\mathrm{BC_X = M_{bol} - M_X}$$

Correção Bolométrica (Bolometric Correction)

A diferença entre a magnitude bolométrica (em todos os comprimentos de onda) e a magnitude aparente numa banda X (por ex., a banda V), é a Correção Bolométrica ($\mathrm{BC_X}$):

$$\mathrm{BC_X = m_{bol} - m_X}$$

Em função da magnitude absoluta:

$$\mathrm{BC_X = M_{bol} - M_X}$$

Por exemplo, $\quad \mathrm{BC_V = m_{bol} - V}$

para a banda V: $\quad \mathrm{BC_V = M_{bol} - M_V}$

Correção Bolométrica (Bolometric Correction)

A diferença entre a magnitude bolométrica (em todos os comprimentos de onda) e a magnitude aparente numa banda X (por ex., a banda V), é a Correção Bolométrica ($\mathrm{BC_X}$):

$$\mathrm{BC_X = m_{bol} - m_X}$$

Em função da magnitude absoluta:

$$\mathrm{BC_X = M_{bol} - M_X}$$

Por exemplo, para a banda V:

$$\mathrm{BC_V = m_{bol} - V}$$

$$\mathrm{BC_V = M_{bol} - M_V}$$

Sol: V = -26,71 e $\mathrm{m_{bol}}$ = -26,83 → $\mathrm{BC_V}$ = -0,12

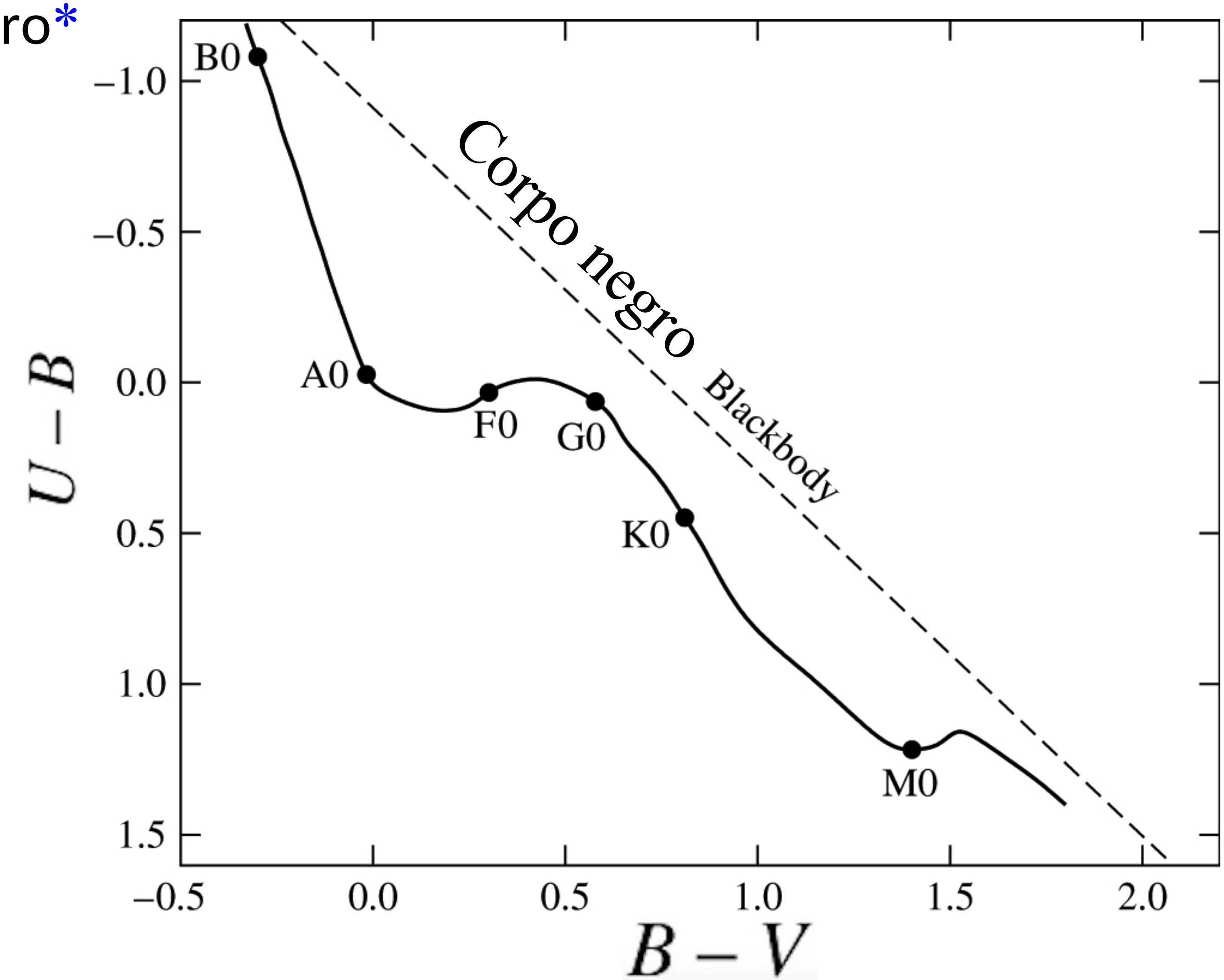
Correção Bolométrica $BC_V = M_{bol} - M_V$

Classe	Sequência Principal	Gigantes	Supergigantes
O3	-4,3	-4,2	-4,0
G0	-0,10	-0,13	-0,1
G5	-0,14	-0,34	-0,20
K0	-0,24	-0,42	-0,38
K5	-0,66	-1,19	-1,00
M0	-1,21	-1,28	-1,3

https://pt.wikipedia.org/wiki/Correção_bolométrica

Kaler, James B. (1989). "Stars and their spectra: An Introduction to the Spectral Sequence"

Diagrama Cor-Cor A relação U-B e B-V para as estrelas da Sequência Principal mostra que elas não se comportam exatamente como corpo negro*



(*) No Cap. 9 veremos que parte da luz é absorvida na atmosfera estelar