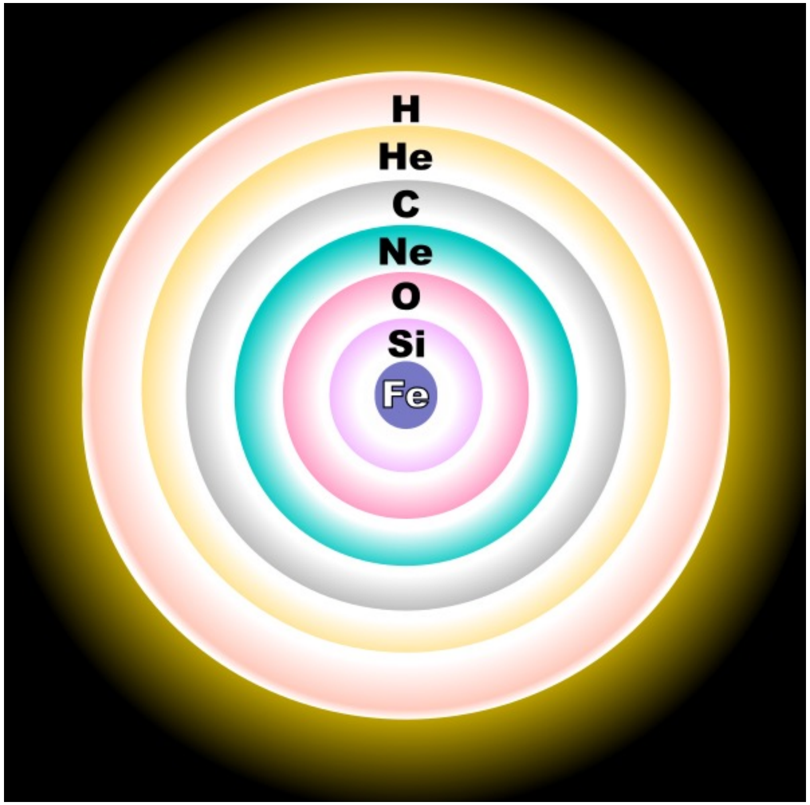
BUDOWA I EWOLUCJA GWIAZD



Jadwiga Daszyńska-Daszkiewicz

Semestr letni, 2020/2021

W jaki sposób stojąca do dyspozycji energia całkowita układu może być podzielona między dużą (skończoną) liczbę cząstek?

Rozkład najbardziej prawdopodobny, realizowany w stanie równowagi termodynamicznej, zależy od rodzaju cząstek.

$g(E)$

$$\mu_i = \left(\frac{\partial U}{\partial N_i}\right)_{S,V}$$

Trzy podstawowe rodzaje cząstek

- **klasyczne – statystyka Maxwella-Boltzmanna**
- **fermiony – statystyka Fermiego-Diraca**
- **bozony – statystyka Bosego-Einsteina**

$$n(E) = \frac{g(E)}{e^{(E-\mu)/kT} \pm 1}$$

cz. klasyczne

$$n(E) = \frac{g(E)}{e^{(E-\mu)/kT}}$$

s. Maxwella - Boltzmanna

Fermiony

$$n(E) = \frac{g(E)}{e^{(E-\mu)/kT} + 1}$$

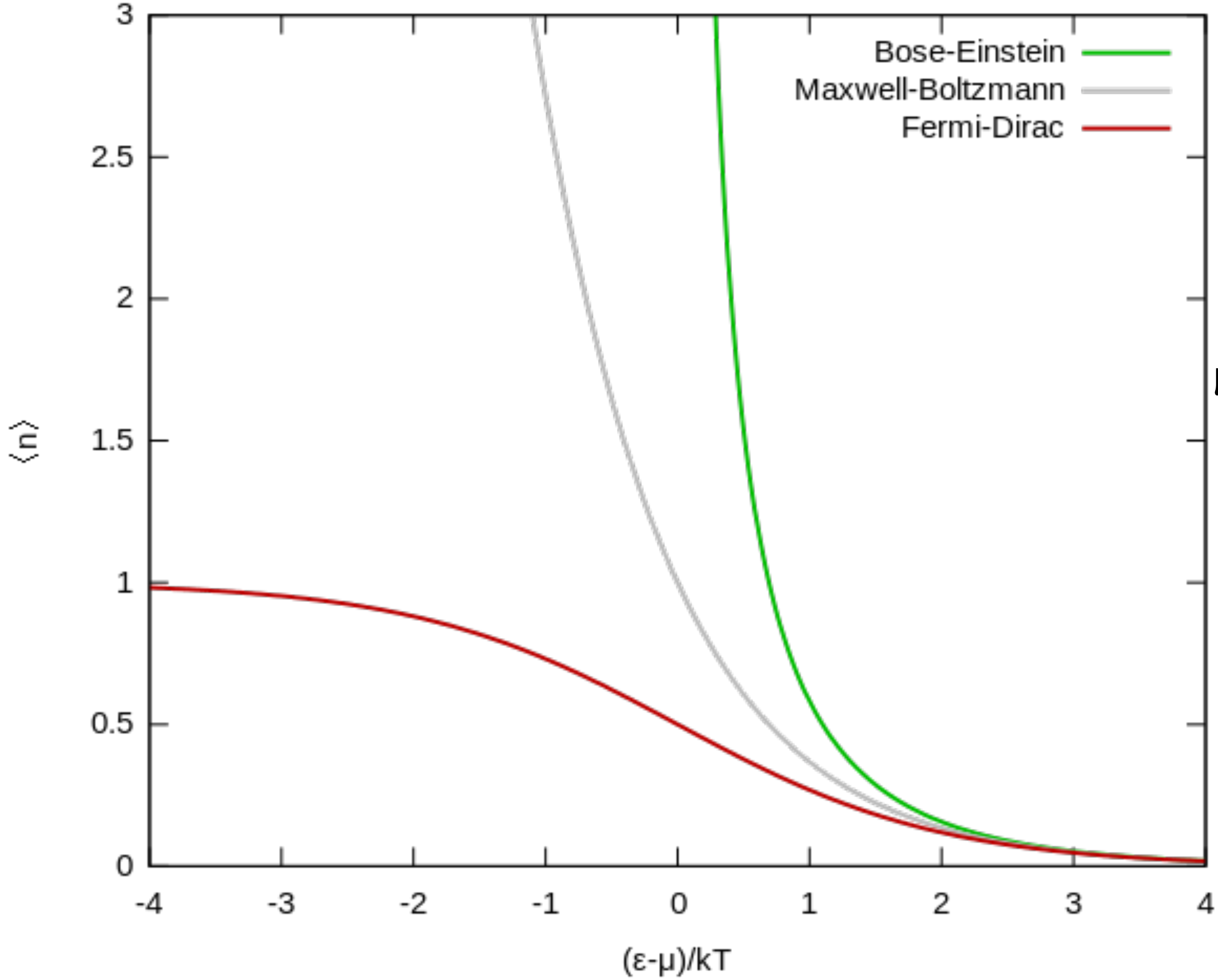
s. Fermiego - Diraca

Bozony

$$n(E) = \frac{g(E)}{e^{(E-\mu)/kT} - 1}$$

s. Bosego - Einsteina

Porównanie statystyk



~1/(e^{x} -1)

~e^{-x}

~1/(e^{x} +1)

x=(ε-μ)/kT

μ - potencjał chemiczny

$$\mu_i = \left(\frac{\partial U}{\partial N_i} \right)_{S,V,N_{j's}(j \neq i)}$$

$$p^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2$$

$p, p+dp$

$$n(p)\,dp = \frac{g(p)}{e^{(E-\mu)/kT} \pm 1} \frac{4\pi p^2}{h^3}\,dp$$

$$h = 6{,}63 \cdot 10^{-27}\ [\text{erg} \cdot s] \qquad \hbar = \frac{h}{2\pi}$$

$$4\pi p^2,\ dp \qquad \frac{4\pi p^2\,dp}{h^3}$$

$$n = \int_0^\infty n(p)\,dp \qquad \rho = n \cdot m$$

$$E \equiv E_{tot} = E_0 + E_k \qquad E_0 = mc^2$$

$$E_{tot}^2 = (mc^2)^2 + (pc)^2$$

$$E = mc^2 \left[1 + \left(\frac{p}{mc} \right)^2 \right]^{1/2}$$

$$E_k = mc^2 \left[\left(1 + \left(\frac{p}{mc} \right)^2 \right)^{1/2} - 1 \right] =$$

$$= mc^2 \frac{(p/mc)^2}{\left(1 + \left(\frac{p}{mc} \right)^2 \right)^{1/2} + 1}$$

$$= \frac{p^2}{m} \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{p}{mc} \right)^2 \right)^{1/2} + 1}$$

1) $E_k \simeq \dfrac{p^2}{2m}$

$\dfrac{p}{mc} \to 0$

$p \ll mc$

g. nierelat..

2) $E_k = pc$

$\dfrac{p^2}{m} \cdot \dfrac{mc}{p} = pc$

$p \gg mc$

$\dfrac{p}{mc} \to \infty$

g. relatywist.

$$v = \frac{dE}{dp} = \frac{p}{m}\left[1 + \left(\frac{p}{mc}\right)^2\right]^{-1/2}$$

1) $v = \dfrac{p}{m}$ $\quad p \ll mc$

2) $v = c$ $\quad p \gg mc$

$$U = \int_0^\infty E_k(p)\, n(p)\, dp \qquad [\mathrm{erg \cdot cm^{-3}}]$$

---

izotropny $\qquad \vec{p} \parallel \vec{v}$

$$\vec{v} \cdot \vec{p} = v_x p_x + v_y p_y + v_z p_z = vp$$

$$\langle v_x p_x \rangle = \langle v_y p_y \rangle = \langle v_z p_z \rangle = \frac{1}{3} vp$$

$$P = \int_0^\infty \langle v_x p_x \rangle n(p)\, dp = \frac{1}{3} \int_0^\infty v \cdot p\, dp$$

---

1) $v \simeq p/m \qquad E_k = \frac{p^2}{2m} \qquad p \ll mc$

$$\left.\begin{aligned} P &= \frac{1}{3} \int \frac{p^2}{m} n(p)\, dp \\ U &= \int_0^\infty \frac{p^2}{2m} n(p)\, dp \end{aligned}\right\} \Longrightarrow U = \frac{3}{2} P$$

2) $v \simeq c$ $E_k = pc$ $p \gg mc$

$$P = \frac{1}{3}\int_0^\infty c\,p\,n(p)\,dp$$

$$U = \int_0^\infty p\,c\,n(p)\,dp$$

$$\Rightarrow U = 3P$$

Rozkład Maxwella

$$n(E) \ll 1$$

$$\frac{mc^2}{kT} \gg \frac{E-\mu}{kT} \approx \frac{mc^2-\mu}{kT} + \frac{p^2}{2mkT} \gg 1 \qquad E \approx mc^2 + \frac{p^2}{2m}$$

$$n(p)\,dp = \left[\frac{4\pi g}{h^3} e^{(\mu - mc^2)/kT}\right] p^2 e^{-\frac{p^2}{2mkT}}\,dp$$

$$n = \left[\qquad\right] \cdot \int_0^\infty e^{-p^2/(2kmT)}\, p^2\, dp$$

$$\int_0^\infty e^{-ax^2}\,dx = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{a}}$$

$$n = \left[\frac{4\pi g}{h^3} e^{(\mu - mc^2)/kT}\right] (2mkT)^{3/2} \frac{\sqrt{\pi}}{4}$$

$$f(p) = \frac{n(p)}{n} = \frac{4p^2}{(2kmT)^{3/2}\sqrt{\pi}} \cdot e^{-\frac{p^2}{2mkT}}$$

$$f(p) = \frac{4\pi p^2}{(2\pi kmT)^{3/2}} \cdot e^{-\frac{p^2}{2mkT}}$$

normalized Maxwellian

$$P = \frac{1}{3}\left[\frac{4\pi g}{h^3} e^{(\mu - mc^2)/kT}\right] \cdot \int_0^\infty \frac{p^2}{m} \cdot e^{-\frac{p^2}{2kmT}} p^2 \, dp$$

$$= \left[\frac{4\pi g}{h^3} e^{(\mu - mc^2)/kT}\right] \cdot (2mkT)^{3/2} \frac{\sqrt{\pi}}{4} \, kT$$

$$= nkT$$

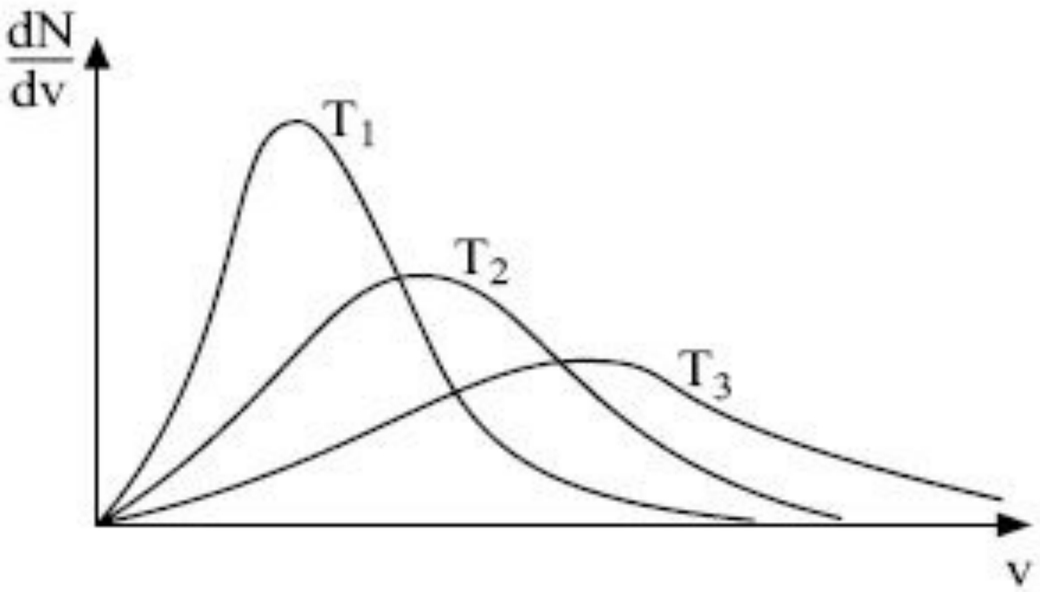
$p = nkT$ $\quad U = \frac{3}{2} nkT$

n – koncentracja

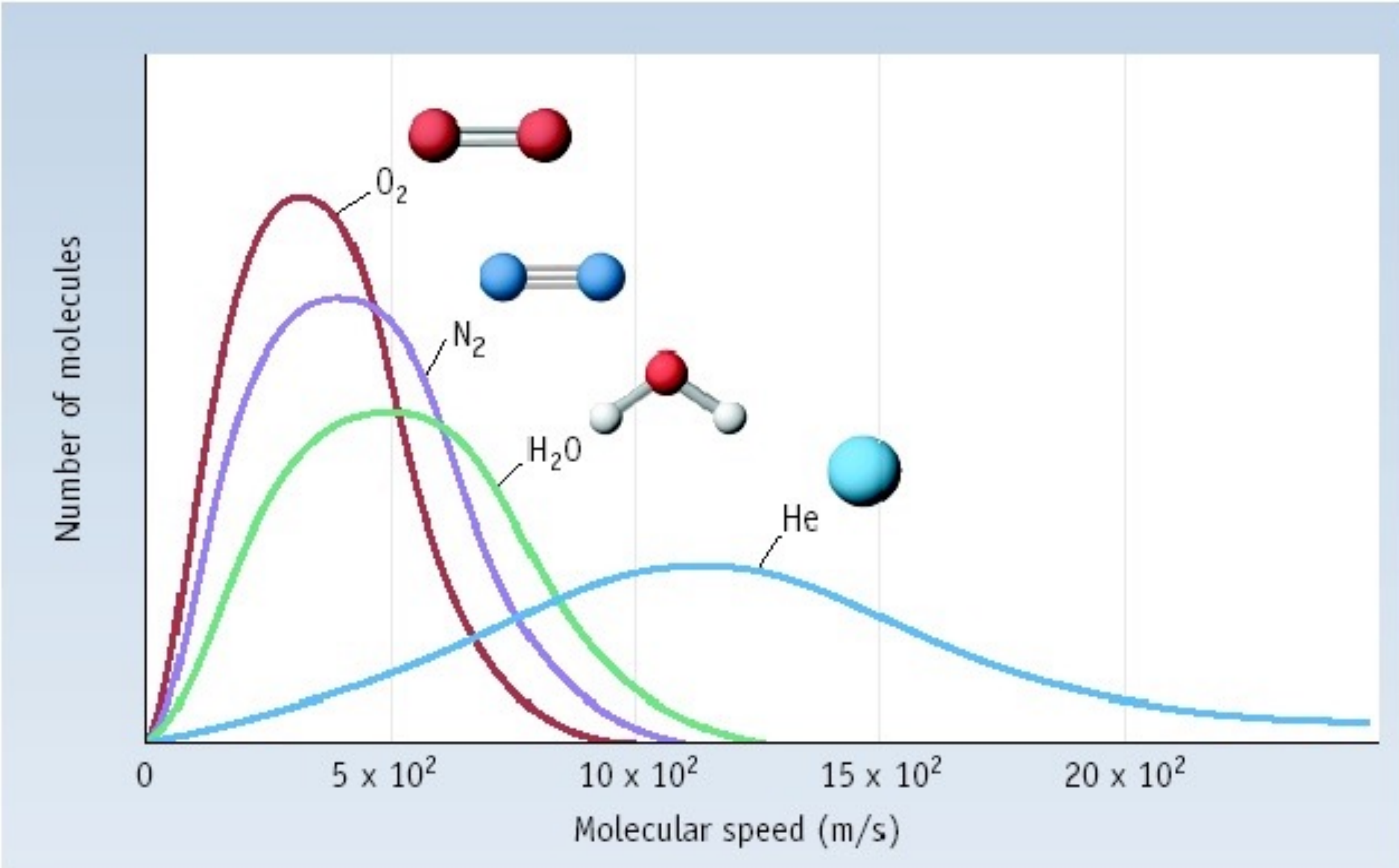
$$\mu = \frac{\rho}{n m_H}$$

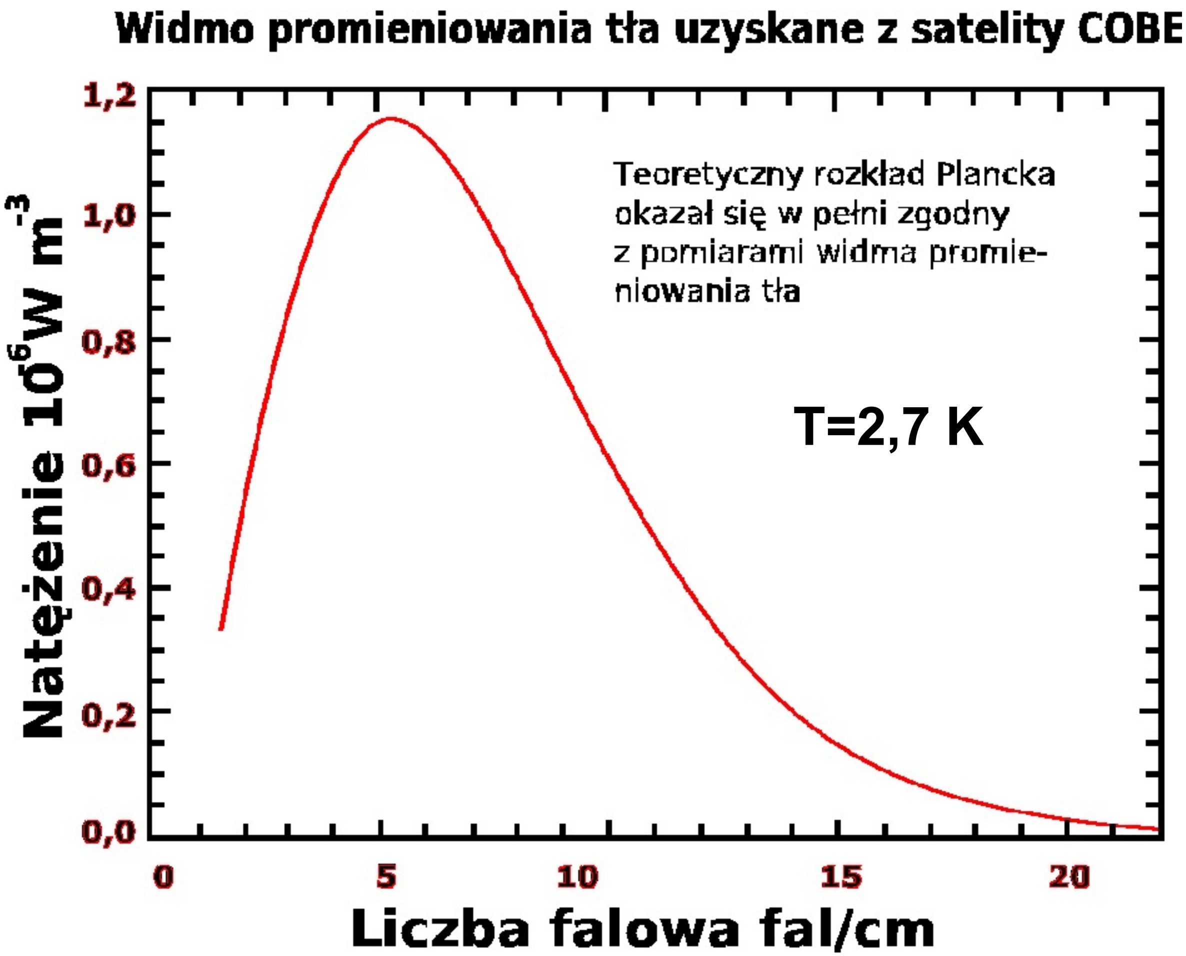
$$P = \frac{k \rho T}{\mu m_H} = \frac{\rho R T}{\mu}$$

Rozkład Maxwella dla temperatur $T_1<T_2<T_3$

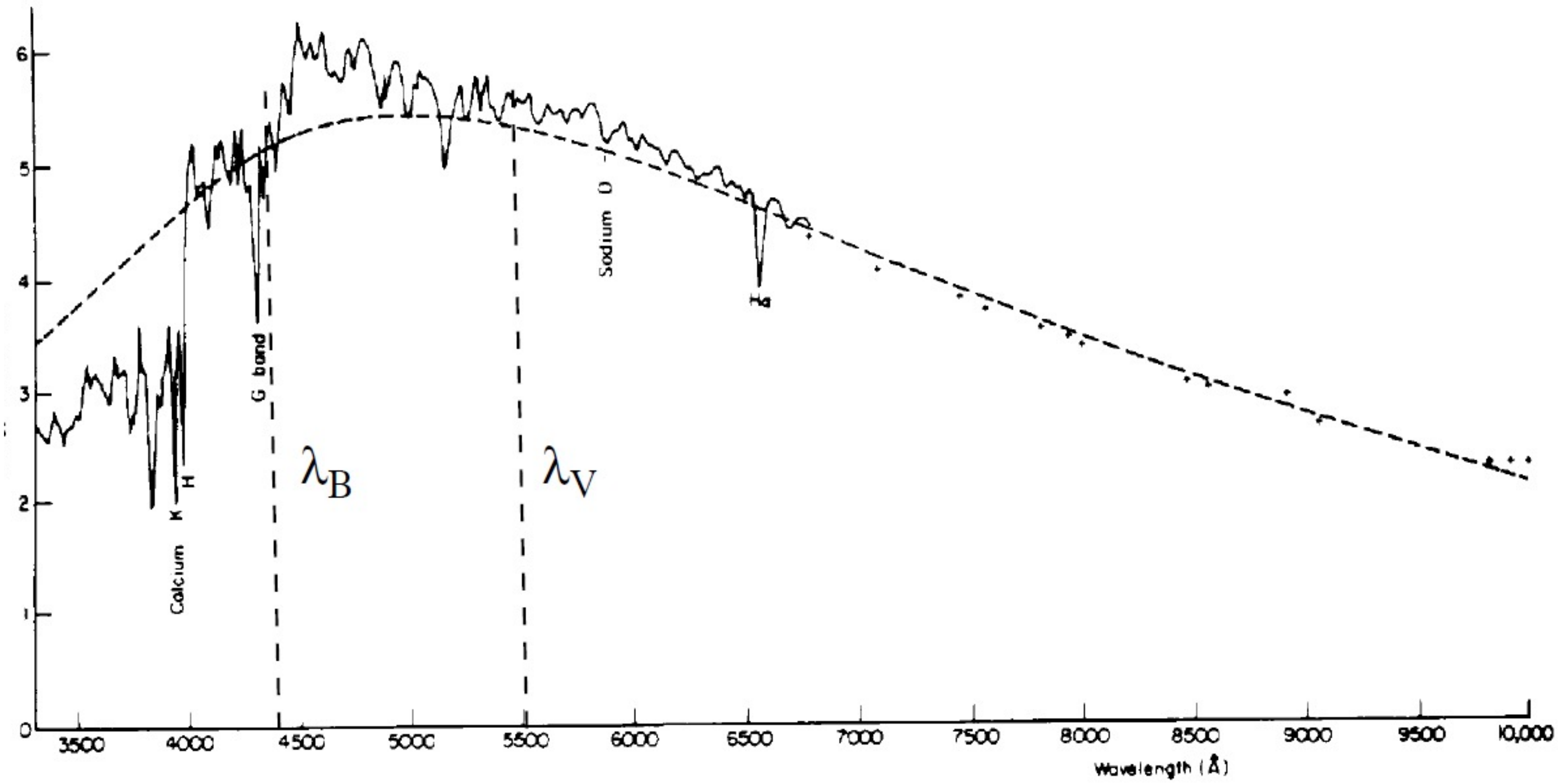


Rozkład Maxwella dla różnych cząstek o tej samej T




Widmo promieniowania tła uzyskane z satelity COBE
Teoretyczny rozkład Plancka okazał się w pełni zgodny z pomiarami widma promieniowania tła
T=2,7 K
Natężenie 10^{-6}W m^{-3}
1,2
1,0
0,8
0,6
0,4
0,2
0,0
0
5
10
15
20
Liczba falowa fal/cm

Widmo Słońca w porównaniu z rozkładem dla ciała doskonale czarnego o T_{eff}=T_{eff}(Sun)



Rozkład Plancka

$$n(E) = \frac{g(E)}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} - 1}$$

$E = h\nu$

$p = \frac{h\nu}{c}$

$\lambda = \frac{c}{\nu}$

$s = 1$

$\mu = 0$

$g = 2$

$$n(p)\,dp = \frac{8\pi}{h^3} \frac{p^2}{e^{\frac{pc}{kT}} - 1}\,dp$$

$$n_\nu\, d\nu = \frac{8\pi}{c^3} \frac{\nu^2}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}\,d\nu$$

$$U_{rad} = \int_0^\infty n_\nu h\nu\, d\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \int_0^\infty \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}\,d\nu$$

$x = \frac{h\nu}{kT}$

$$U = aT^4$$

$$U_{rad} = aT^4 \qquad a = 7{,}565 \cdot 10^{-15} \ [\mathrm{erg} \cdot \mathrm{cm}^{-3}\, K^{-4}]$$

$$P_{rad} = \frac{1}{3} U_{rad} = \frac{1}{3} aT^4$$

$$B(T) = \int_0^\infty B_\nu(T)\, d\nu$$

$$B_\nu(T)$$

$$U_{rad} = \frac{1}{c} \int B(T)\, d\Omega = \frac{4\pi}{c} B(T)$$

$$B(T) = \frac{ac}{4\pi} T^4$$

$$B_\nu(T)\, d\nu = \frac{c}{4\pi} U_\nu\, d\nu = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}\, d\nu$$

$$\lambda_{max} = \frac{\mathrm{cost}}{T}$$

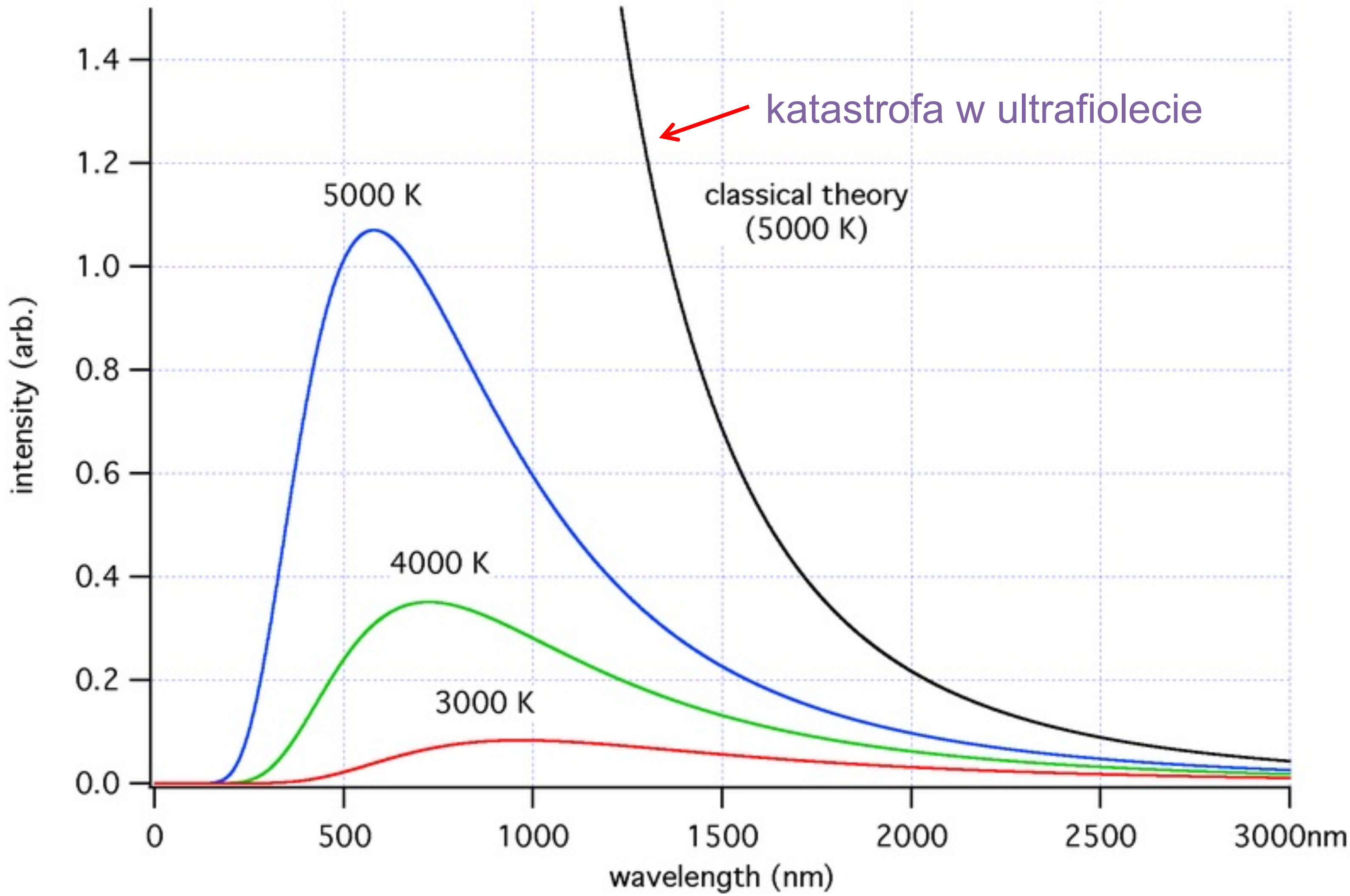
1. p. Wiena $h\nu \gg kT$

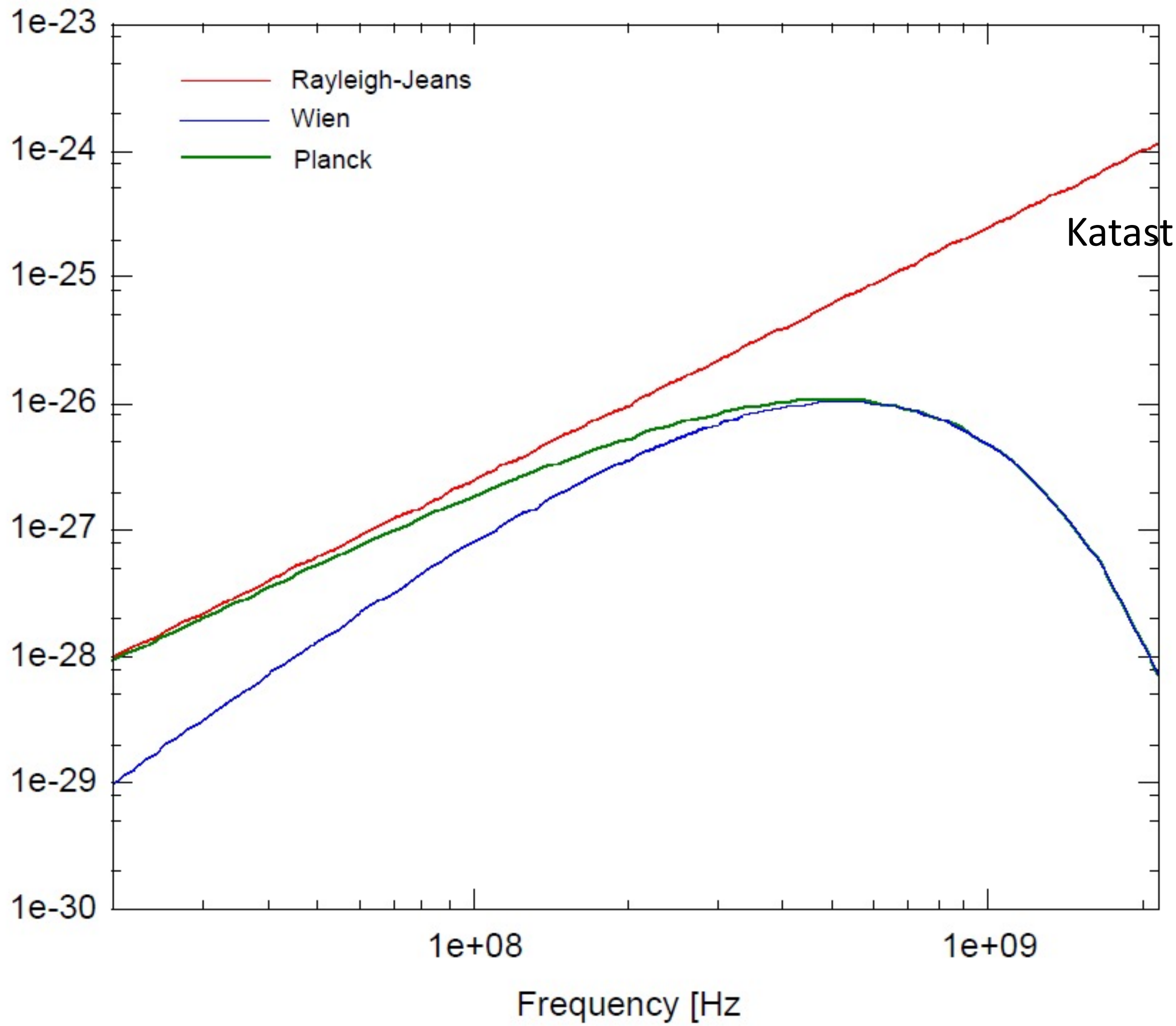
2. p. Rayleigha-Jeansa $h\nu \ll kT$

1. $$B_\nu^W \simeq \frac{2h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)$$

2. $$B_\nu^{R-J} = \frac{2\nu^2}{c^2} kT$$

Rozkład Plancka





Katastrofa w UV

Rozkład Fermiego-Diraca

$$g = 2$$

$$s = \pm \frac{1}{2}$$

$$n_e(E) = \frac{2}{e^{(E-\mu)/kT} + 1}$$

$$n_e = \int_0^\infty n_e(p)\,dp = \frac{8\pi}{h^3} \int_0^\infty \frac{p^2\,dp}{e^{(E-\mu)/kT} + 1}$$

$$P_e = \frac{1}{3} \int_0^\infty v(p)\, p\, n_e(p)\,dp$$

$$U_e = \int_0^\infty E_k(p)\, n_e(p)\,dp$$

$$\mu \simeq mc^2 + E_F$$

$$E - \mu = E - mc^2 - E_F = E_k - E_F$$

$E_F << 0 \longrightarrow$ n. M.

$E_F >> kT$

b. mắy $= 1$ $E_k < E_F$

$E_k = E_F$

b. đuy $E_k > E_F$

$$\frac{2}{e^{\frac{(E_k - E_F)}{kT}} + 1} \longrightarrow 2$$

$\frac{(E_k - E_F)}{kT} \to 0$

$E_k < E_k$

$$\frac{2}{e^{(E_k - E_F)/kT} + 1}$$

$\to \infty$

$\longrightarrow 0$

$E_k > E_F$

$\overline{n(E)} = 2 \qquad E_k < E_F$

$\overline{n(E)} = 0 \qquad E_k > E_F$

$$n_e = \frac{8\pi}{h^3}\int_0^{p_F} p^2\,dp = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{p_F}{h}\right)^3$$

$$\begin{cases} n_e(p) = \frac{8\pi}{h^3}p^3 & p < p_F \\ n_e(p) = 0 & p > p_F \end{cases}$$

$$p_F = \left(\frac{3n_e}{8\pi}\right)^{1/3}\cdot h$$

pred

Termep

$$\rho = n_e \mu_e m_H = \mu_e m_H \frac{8\pi}{3}\left(\frac{p_F}{h}\right)^3$$

$$E_k = mc^2\left[\left(1+\left(\frac{p}{mc}\right)^2\right)^{1/2} - 1\right]$$

$$v = \frac{dE}{dp} = \frac{p}{m}\left[1+\left(\frac{p}{mc}\right)^2\right]^{-1/2}$$

$$P_e = \frac{8\pi}{3mh^3}\int_0^{p_F}\frac{p^4\,dp}{\left[1+\left(\frac{p}{mc}\right)^2\right]^{1/2}}\,dp$$

$$U_e = \frac{8\pi mc^2}{h^3}\int_0^{p_F}\left[\left(1+\left(\frac{p}{mc}\right)^2\right)^{1/2} - 1\right]p^2\,dp$$

$$x = \frac{p}{mc} \qquad x_F = \frac{p_F}{mc}$$

$$\rho = A \mu_e x_F^2$$

$$A = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{m_e c}{h} \right)^3 m_H = 0{,}981 \cdot 10^6 \ g/cm^3$$

$$P_e = B \int_0^{x_F} \frac{x^4 \, dx}{(1 + x^2)^{1/2}}$$

$$U_e = 3B \int_0^{x_F} \left[(1 + x^2)^{1/2} - 1 \right] x^2 \, dx$$

$$B = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{m c}{h} \right)^3 m c^2 = 4{,}8 \cdot 10^{23} \ erg/cm^3$$

1) $x_F \ll 1$ $\quad p_F \ll mc$

gaz elektr. zdegen. nierelat.

$x \ll 1$

$$P_e = \frac{1}{5} B x_F^5 = 0{,}991 \cdot 10^{13} \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{5/3}$$

$$U_e = \frac{3}{10} B x_F^5 = \frac{3}{2} P_e$$

---

2) $x_F \gg 1$ $\quad p_F \gg mc$

$x \gg 1$

$$P_e = \frac{1}{4} B x_F^4 = 1{,}231 \cdot 10^{15} \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{4/3}$$

$$U_e = \frac{3}{4} B x_F^4 = 3 P_e$$

$x_F = 1$ $\quad \rho \simeq 10^6 \, g/cm^3$

$$P_e = K_1 \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{5/3}$$ nonrel.

$$P_e = K_2 \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{4/3}$$

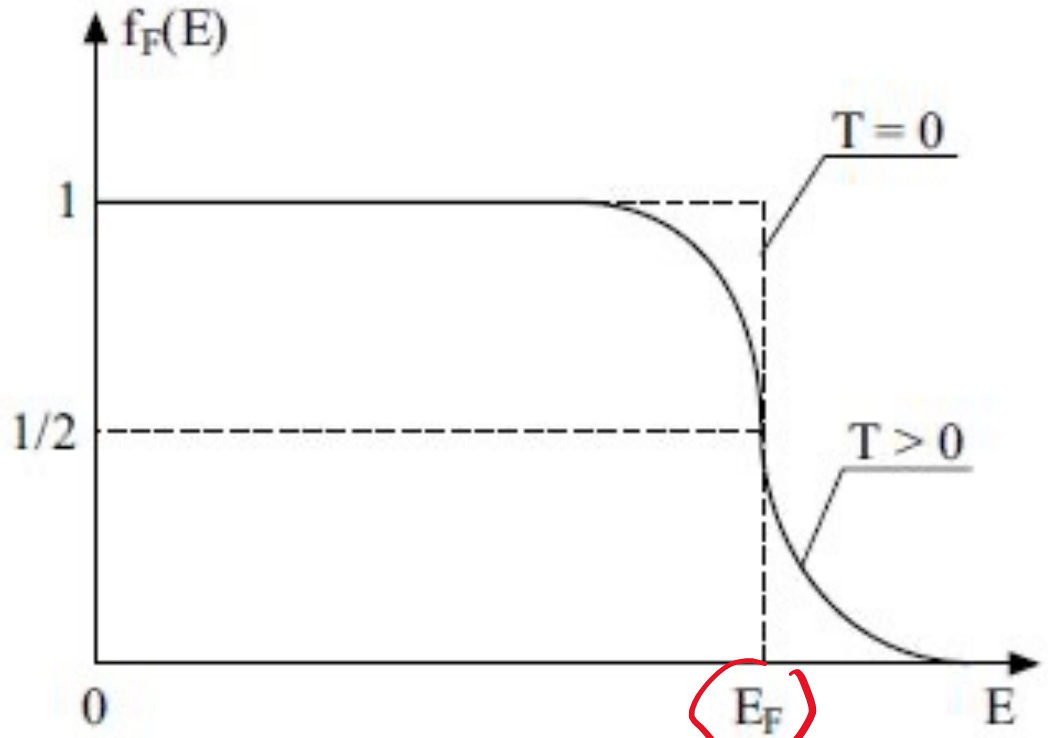
$$\frac{\rho R T}{\mu} = K_1 \rho^{5/3}$$

$$P \neq f(T) \quad !$$

Rozkład Fermiego-Diraca dla T=0 K i T>0 K

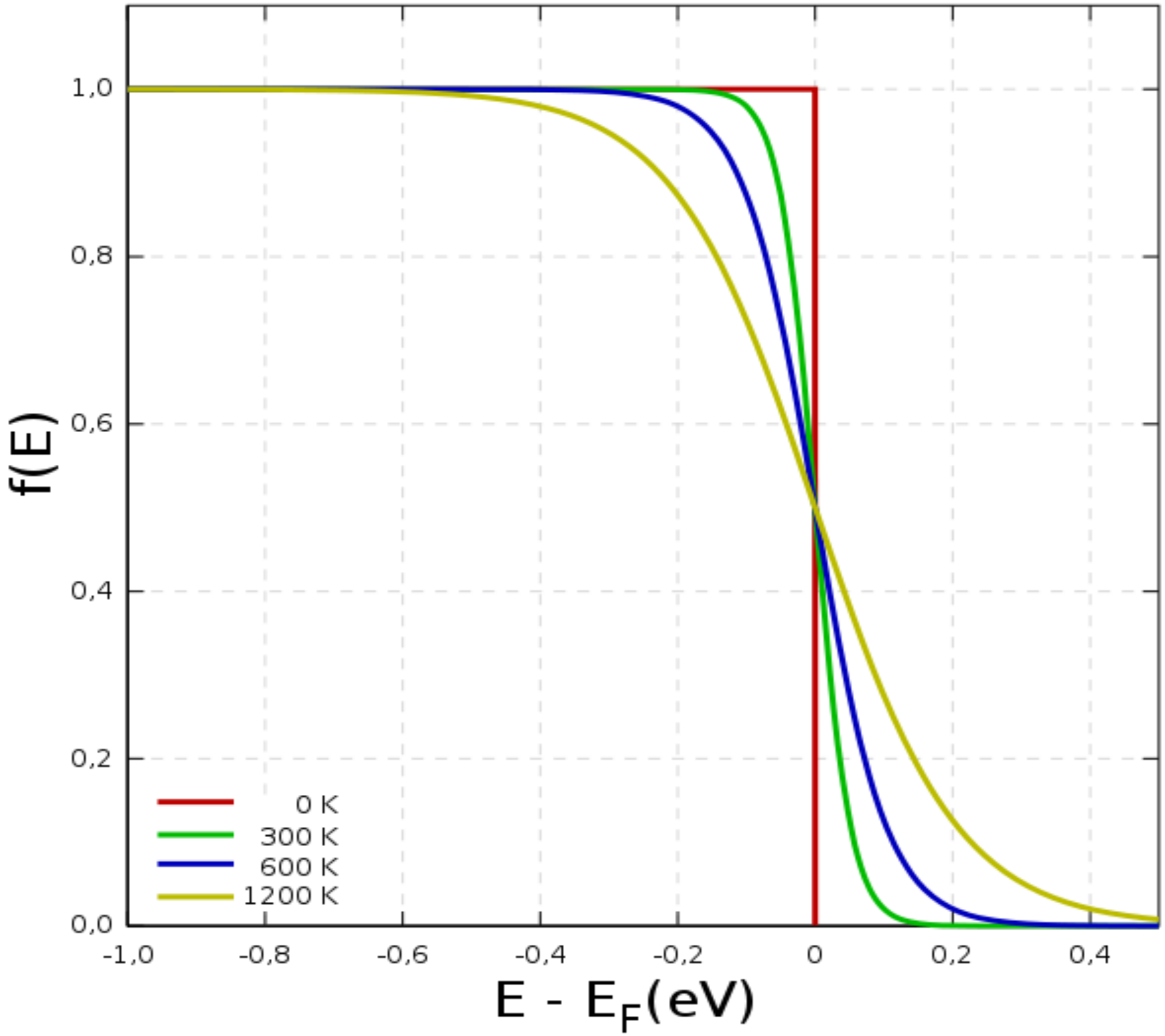
$f = \frac{n(E)}{n}$

$= 1$



$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}$$

Rozkład Fermiego-Diraca dla różnych temperatur



* Dla dowolnej temperatury prawdopodobieństwo zapełnienia stanu o energii E_F wynosi 0.5 !

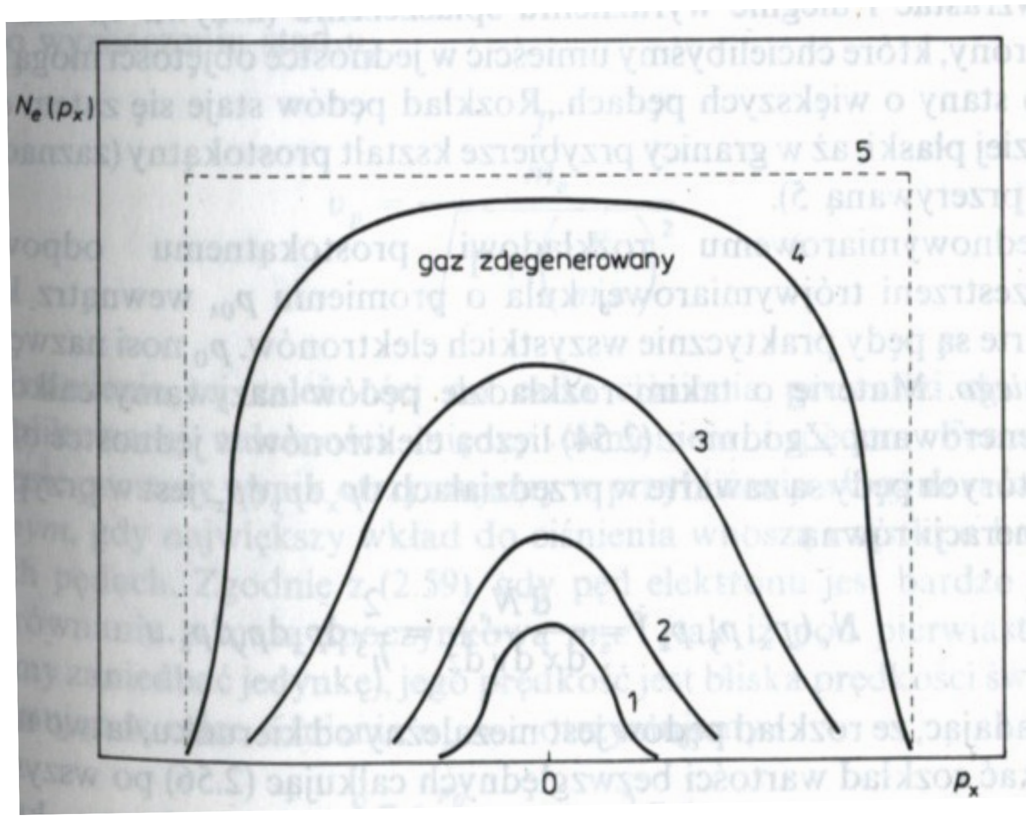
* W T=0K zapełnione są wszystkie stany o energiach niższych od E_F

Przypadki graniczne rozkładu Fermiego-Diraca

$$\left.\begin{aligned} &E < E_f \\ &\frac{E - E_f}{kT} \to -\infty \end{aligned}\right\} f(E) = 1$$

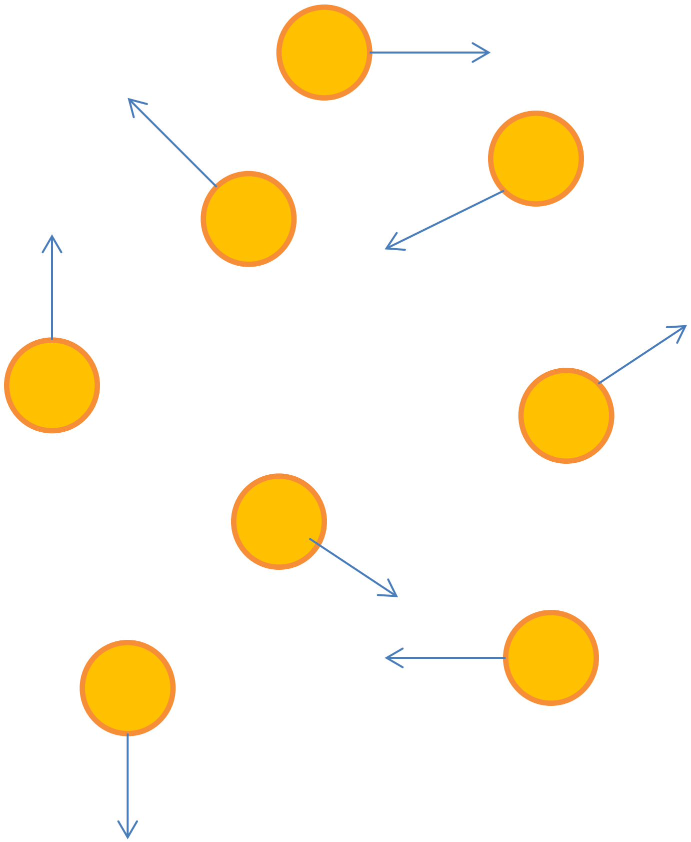
$$\left.\begin{aligned} &E > E_f \\ &\frac{E - E_f}{kT} \to +\infty \end{aligned}\right\} f(E) = 0$$

$$\left.\begin{aligned} &E = E_f \\ &\frac{E - E_f}{kT} = 0 \end{aligned}\right\} f(E) = \frac{1}{2}$$

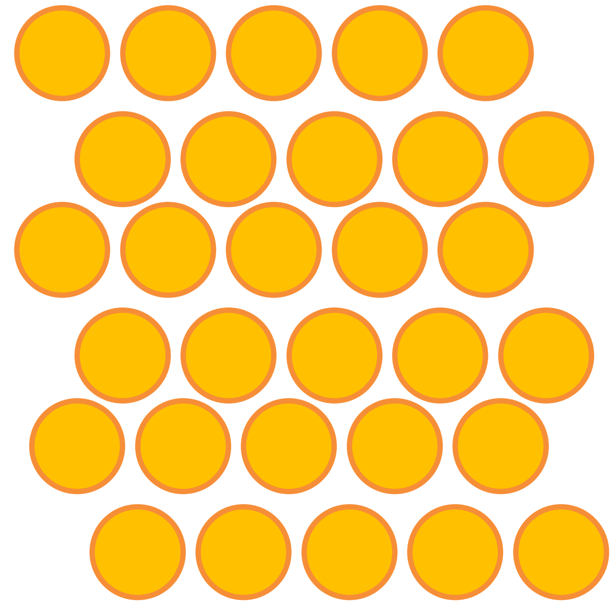


Kubiak 1994

Gaz „normalny”



Gaz zdegenerowany



Przy wzroście temperatury gazu atomy (elektrony) mogą drgać, ale ciśnienie nie wzrasta, bo cząstki (atomy, elektrony) nie mają gdzie się przesuwać.

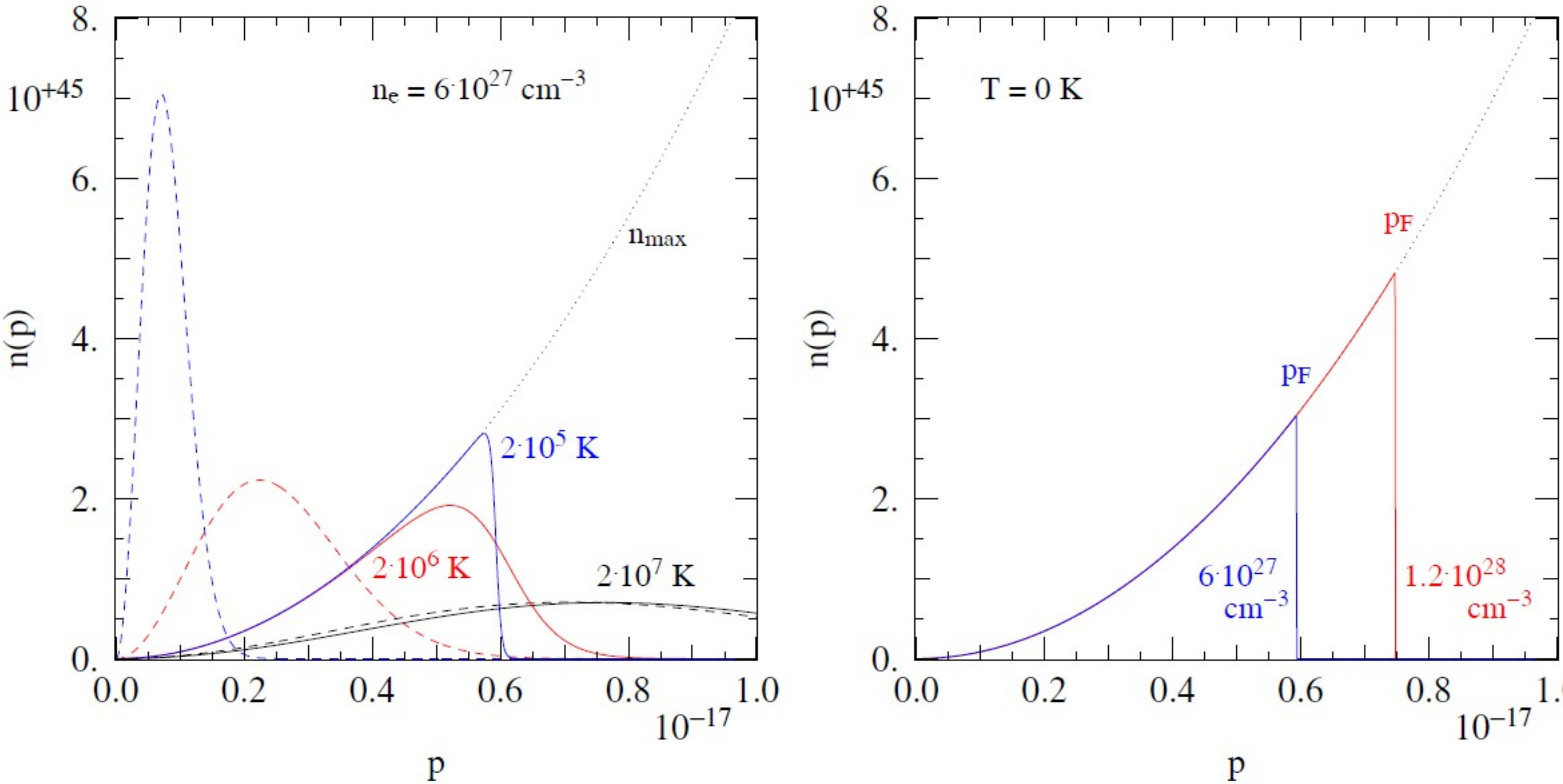
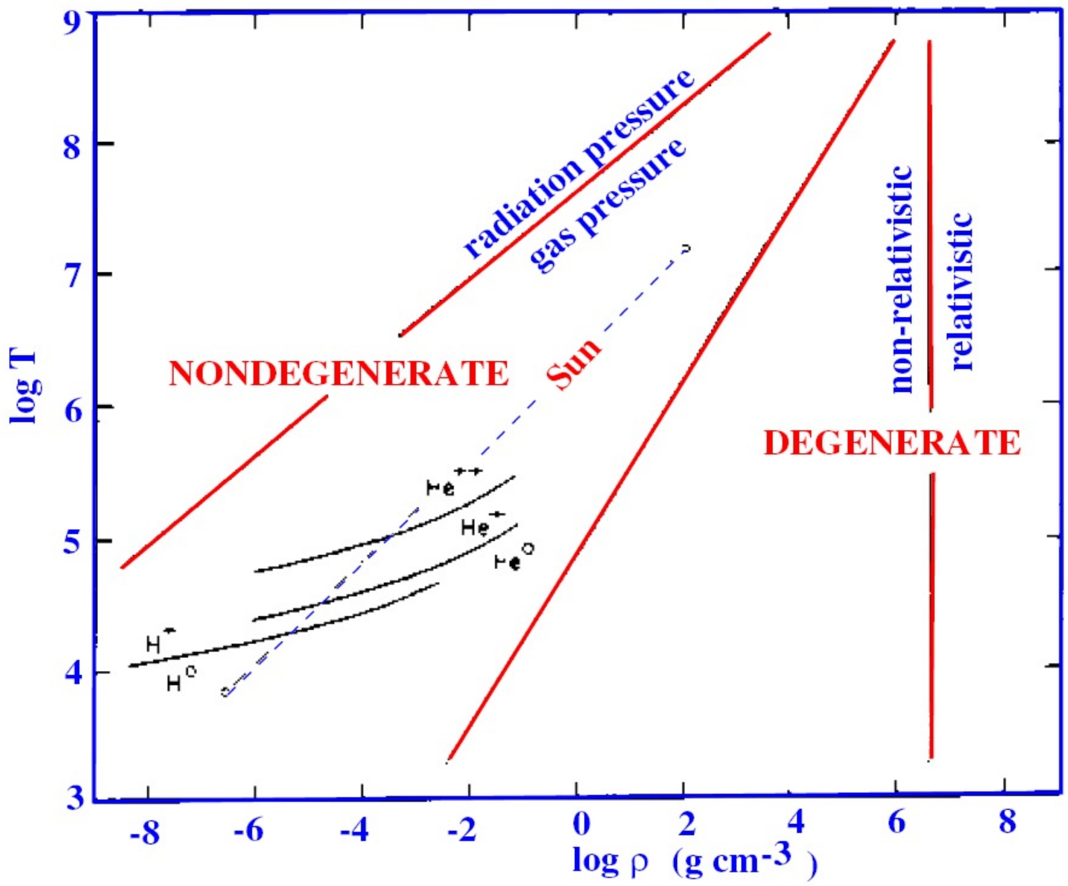


Figure 3.2. (left panel) Electron momentum distributions $n(p)$ for an electron density of $n_e = 6 \times 10^{27}$ cm^{-3} (corresponding to $\rho = 2 \times 10^4$ g/cm^{-3} if $\mu_e = 2$), and for three different temperatures: $T = 2 \times 10^7$ K (black lines), $2{\times}10^6$ K (red lines) and $2{\times}10^5$ K (blue lines). The actual distributions, governed by quantum mechanics, are shown as solid lines while the Maxwell-Boltzmann distributions for the same n_e and T values are shown as dashed lines. The dotted line n_{max} is the maximum possible number distribution if all quantum states with momentum p are occupied. (right panel) Distributions in the limit $T = 0$, when all lowest available momenta are fully occupied. The blue line is for the same density as in the left panel, while the red line is for a density two times as high.

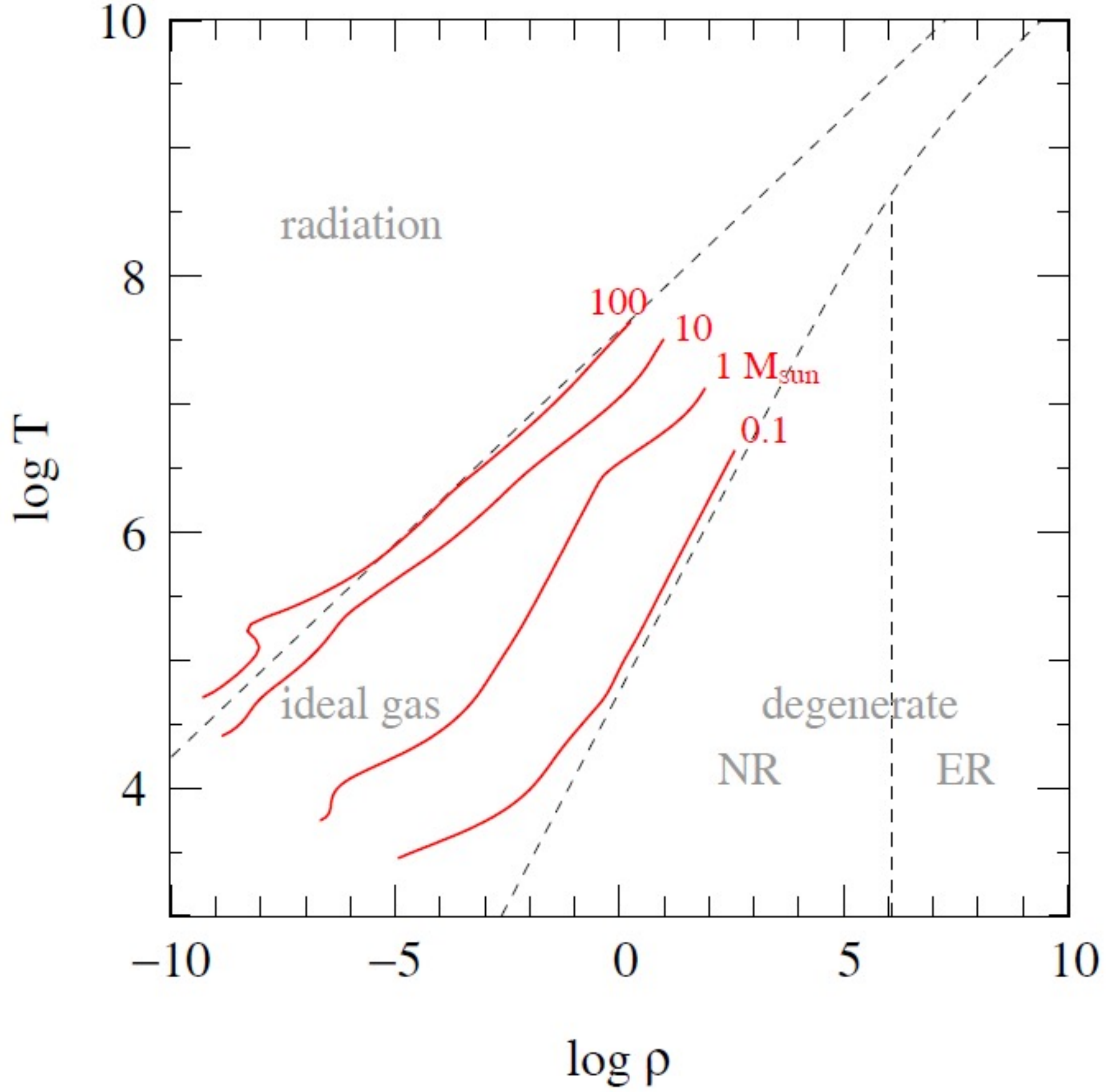
O. Pols

Równanie stanu



Schwarzschild 1958

modele ciągu głównego wieku zero



O. Pols

Ze statystyki Maxwella-Boltzmanna można znaleźć stosunek liczby cząstek gazu klasycznego znajdujących się w dwóch różnych stanach energetycznych

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{k_B T} \right)$$

$E_2 > E_1$

Jest to rozkład Boltzmanna

Podobnie stosując statystykę M-B można znaleźć stosunek liczby atomów w dwóch różnych stanach jonizacji

$$\frac{n_{i+1} n_e}{n_i} = \frac{(2\pi mkT)^{1.5}}{h^3} \frac{2g_{i+1}}{g_i} e^{-\chi/kT}$$

H: $\chi = 13{,}6$ eV

Jest to równanie Sahy

I joniz. He : $\chi = 24{,}48$ eV

II jon He : $\chi = 54{,}17$ eV

LTE (Local Thermodynamic Equilibrium)

W pewnych warunkach, lokalnie materia i promieniowanie dążą do stanu równowagi termodynamicznej.
Wówczas pole promieniowania staje się izotropowe i funkcje rozkładów dla cząstek i fotonów są scharakteryzowane przez tę samą wartość temperatury.

„dużo" zderzeń, rozpraszania, absorpcji

$T_c = 15 \cdot 10^6\ K$ $\qquad T_{ef} \approx 6000\ K$

$\kappa = 0.4\ cm^2/g \qquad \bar{\rho}_\odot = 1{,}4\ \frac{g}{cm^3}$

$l_{ph} \approx \frac{1}{\kappa \rho} \qquad e^-$

$l_{ph} \simeq 1\ cm$

$\Delta T \approx \frac{dT}{dr} l_{ph} \approx \frac{T_c}{R_\odot} l_{ph} \approx \frac{10^7}{10^{11}} \approx 10^{-4}\ K$

- obsadzenie stanów en. (r. Boltzmana)
- rozkład prędkości (r. Maxwella)
- stan jonizacji (r. Saha)
- widmowy rozkład emisji termicznej (pr. Plancka)

nieprzezroczystość materii

. równ. transp. en.

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{3 \kappa \rho L_r}{16 \pi a c T^3 r^2}$$

nieprzezroczystość materii, κ_ν

średnia droga swobodna dla fotonu o E=hν

$$\bar{l} = \frac{1}{\kappa_\nu \rho}$$

$$\kappa_\nu \rho = \sigma_\nu N$$

$$\kappa_\nu = \sigma_\nu N/\rho \quad [cm^2 g^{-1}]$$

σ_ν

$n = f(T, \rho, X_i, \nu)$

nieprzezroczystość materii, κ, zależy od

- temperatury
- gęstości
- składu chemicznego

nieprzezroczystość determinuje transport energii

O nieprzezroczystości decydują różne procesy

- przejścia związano-związane
- przejścia związano-swobodne
- przejścia swobodno-swobodne
- rozpraszanie

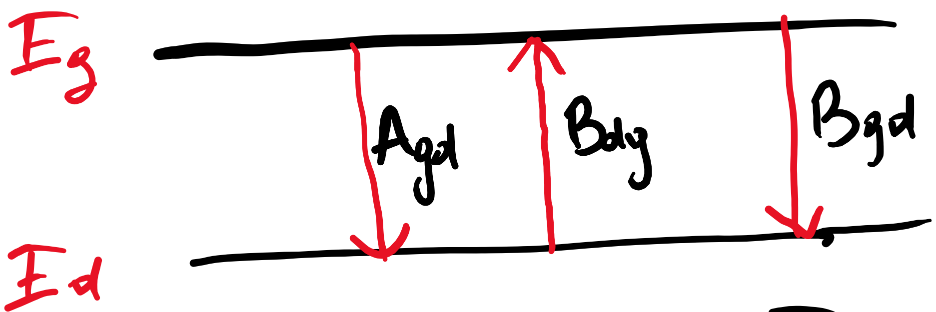
p. 2w-2w.

1) absorpcja (atom + $h\nu$ → atom wzbudzony

2) emisja spontaniczna (atom wzbudz. → atom + $h\nu$

3) emisja wymuszona (atom wzbudzony + $h\nu$ → atom + $h\nu_1$ + $h\nu_2$

$$\nu = \nu_1 = \nu_2$$



$$A_{gd} \cdot N_g + B_{gd} N_g I_\nu = B_{dg} \cdot N_d \cdot I_\nu$$

procesy zw-sw 1) fotojonizacja (atom + $h\nu \to$ jon + e^-)

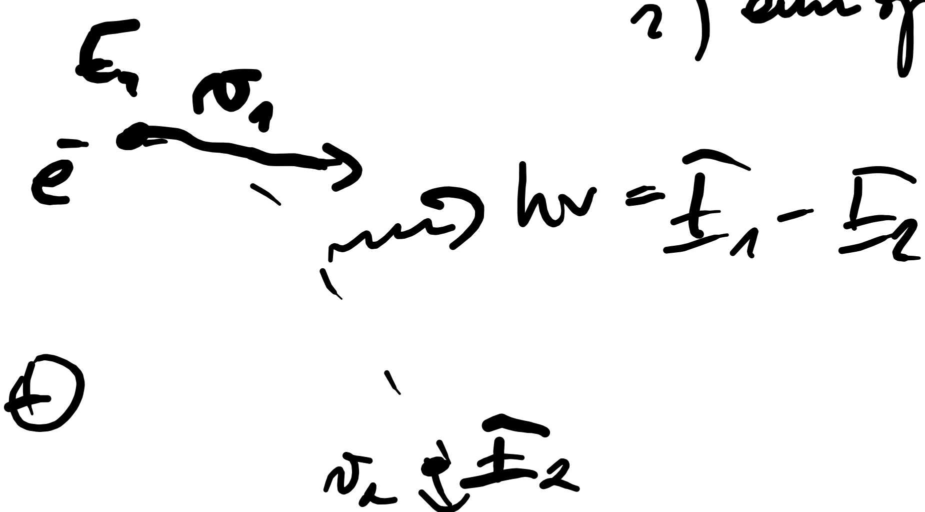
2) rekombinacja (jon + elektron $\to$ atom + $h\nu$

$E_{J,d}$

$$h\nu = E_{J,d} + \frac{m_e v^2}{2}$$

procesy sw-sw 1) absorpcja $e^- + \text{jon} + h\nu \to e^- + \text{jon}$

2) emisja $e^- + \text{jon} \to e^- + \text{jon} + h\nu$



rozpraszanie prom

$$e^- + h\nu \to e^- + h\nu'$$

$$\text{atom} + h\nu \to \text{atom} + h\nu'$$

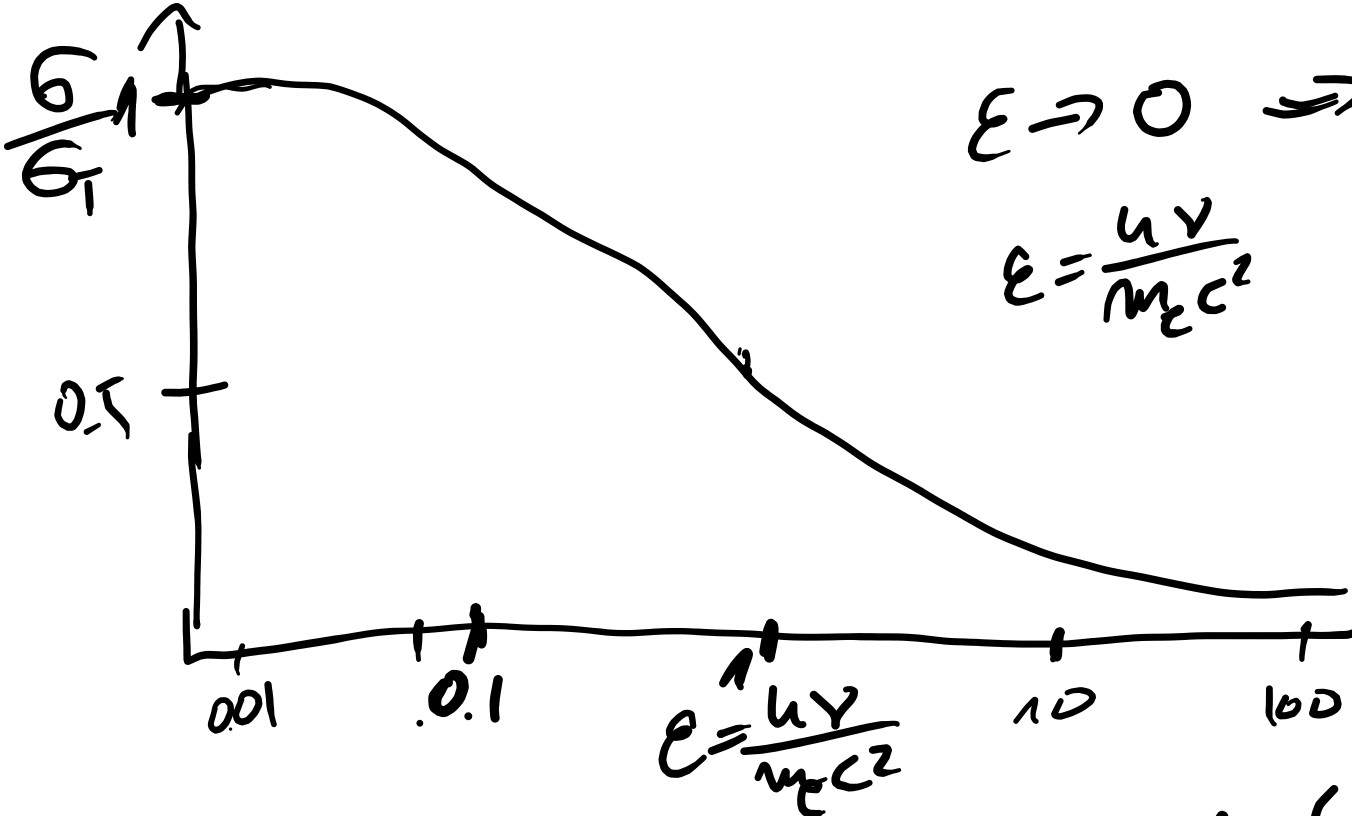
molekuła

zmiana kierunku
w ogólności wyłącznie

- rozpraszanie Thompsona $\quad h\nu \ll mc^2$

$$\sigma_T = \frac{8\pi e^4}{3m_e^2 c^4} = 6{,}65\cdot 10^{-25}\ \text{cm} \qquad \nu = \text{const}$$

- rozpraszanie Comptona $\quad \lambda \nearrow \quad \nu \searrow$



$$\varepsilon \to 0 \Rightarrow \sigma \to \sigma_T$$

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2}$$

$$\sigma_c = \frac{3}{4}\sigma_T \left\{ \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2+2\varepsilon}{1+2\varepsilon} - \frac{\ln(1+2\varepsilon)}{\varepsilon} \right] + \frac{\ln(1+2\varepsilon)}{2\varepsilon} - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\}$$

$\varepsilon \to \infty \qquad \sigma_c \to \frac{3}{8}\sigma_T \frac{1}{\varepsilon}\left(\ln(2\varepsilon) + \frac{1}{2}\right)$

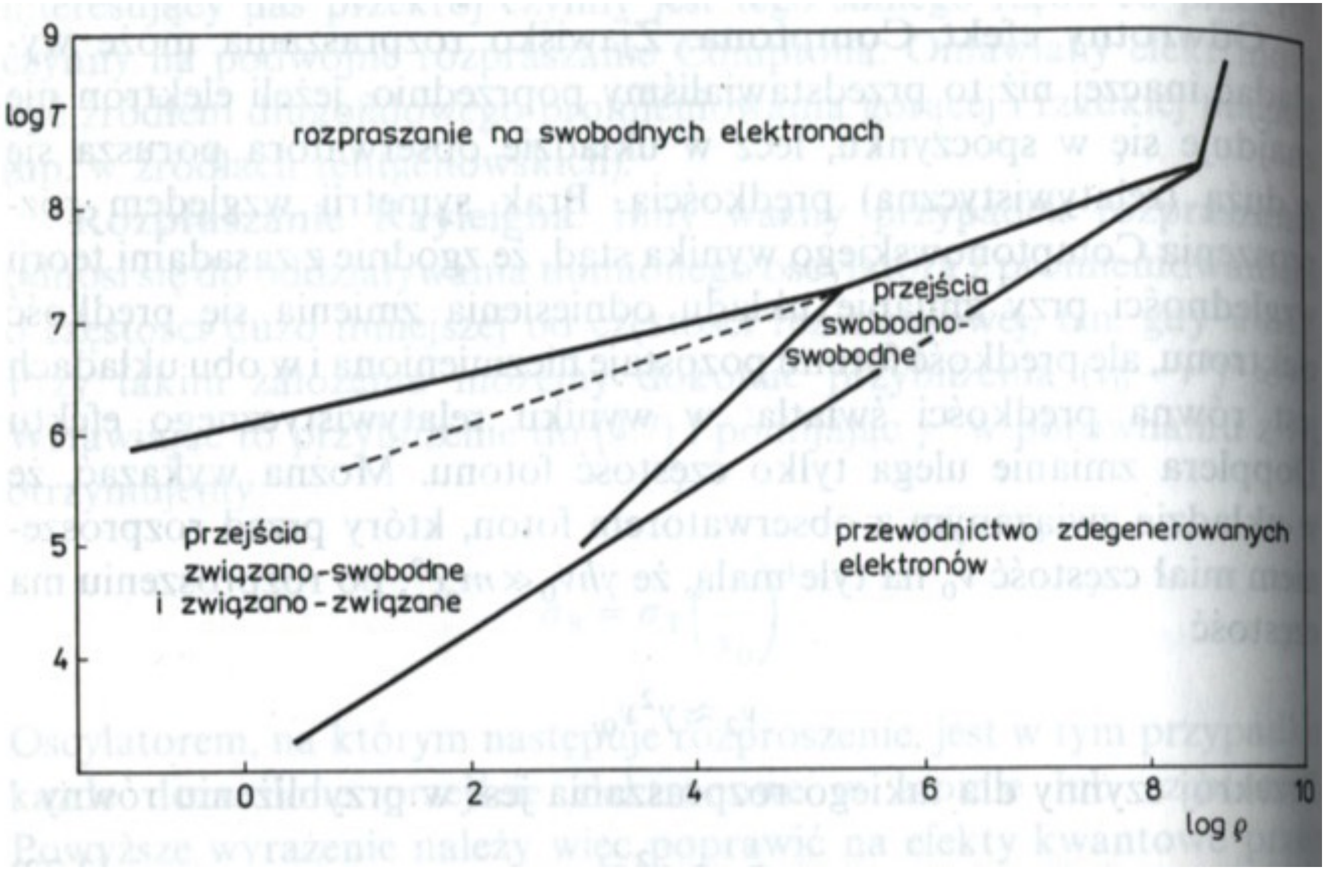
- podwójny efekt Comptona

$h\nu \quad e^- \quad \to \quad h\nu_1 \, , h\nu_2$

- rozpraszanie Rayleigha   nie modelujemy!

$\sim \lambda^{-4}$

κ T, ρ, X_i, ν



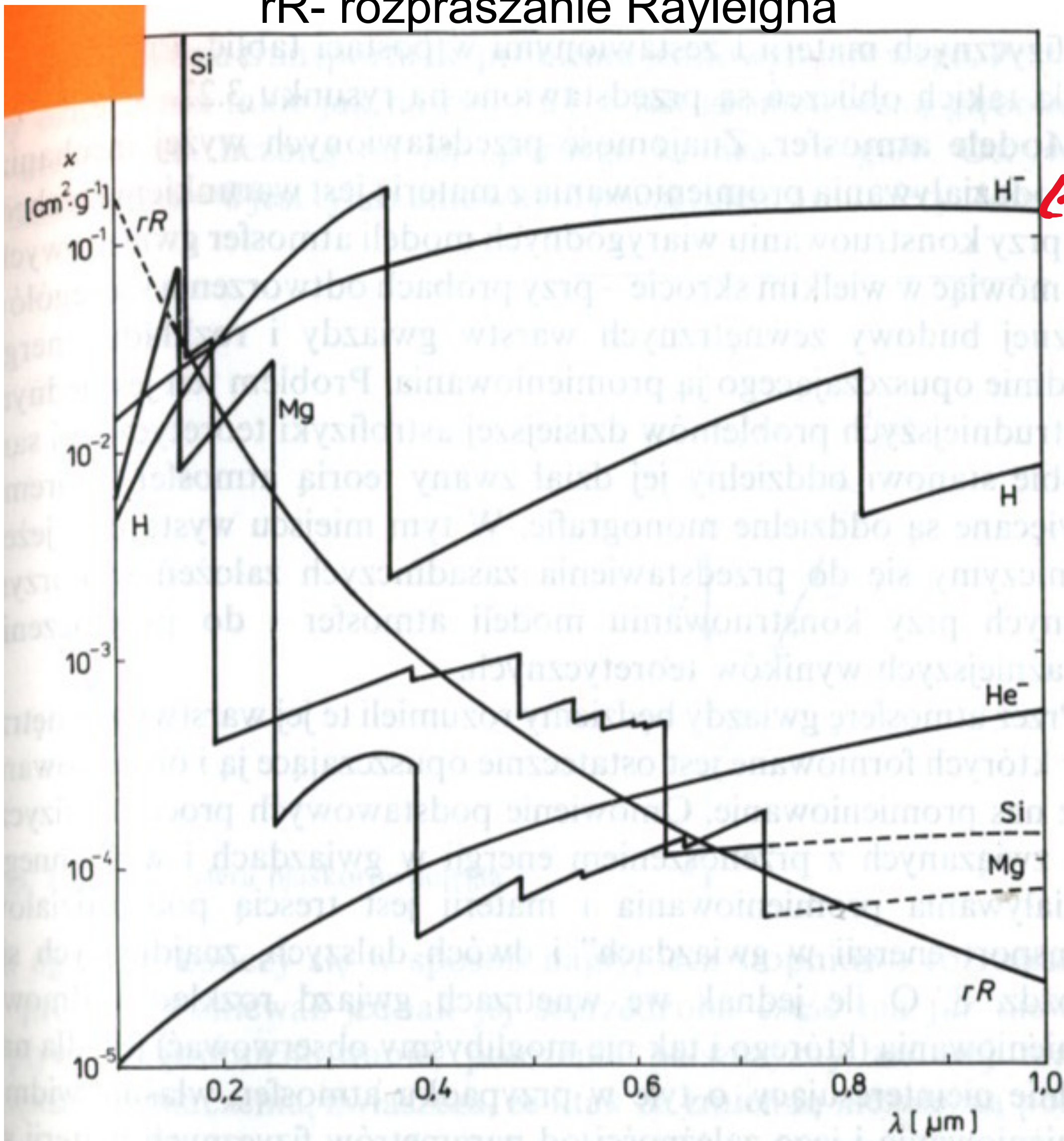
Linia przerywana – zakres T i ρ [kg/m^3] dla materii słonecznej

Kubiak 1994

$$\kappa_\nu = \kappa_{\nu,\mathrm{bb}} + \kappa_{\nu,\mathrm{bf}} + \kappa_{\nu,\mathrm{ff}} + \kappa_{\nu,\mathrm{es}}$$

zw. -zw. **zw. -sw.** **sw. -sw.** **rozp.**

Wkład różnych atomów do nieprzezroczystości materii słonecznej
rR- rozpraszanie Rayleigha



ujemny jon wodorowy

O nieprzezroczystości w dziedzinie widzialnej decyduje H⁻ oraz przejścia związano-swobodne w neutralnych jonach wodoru

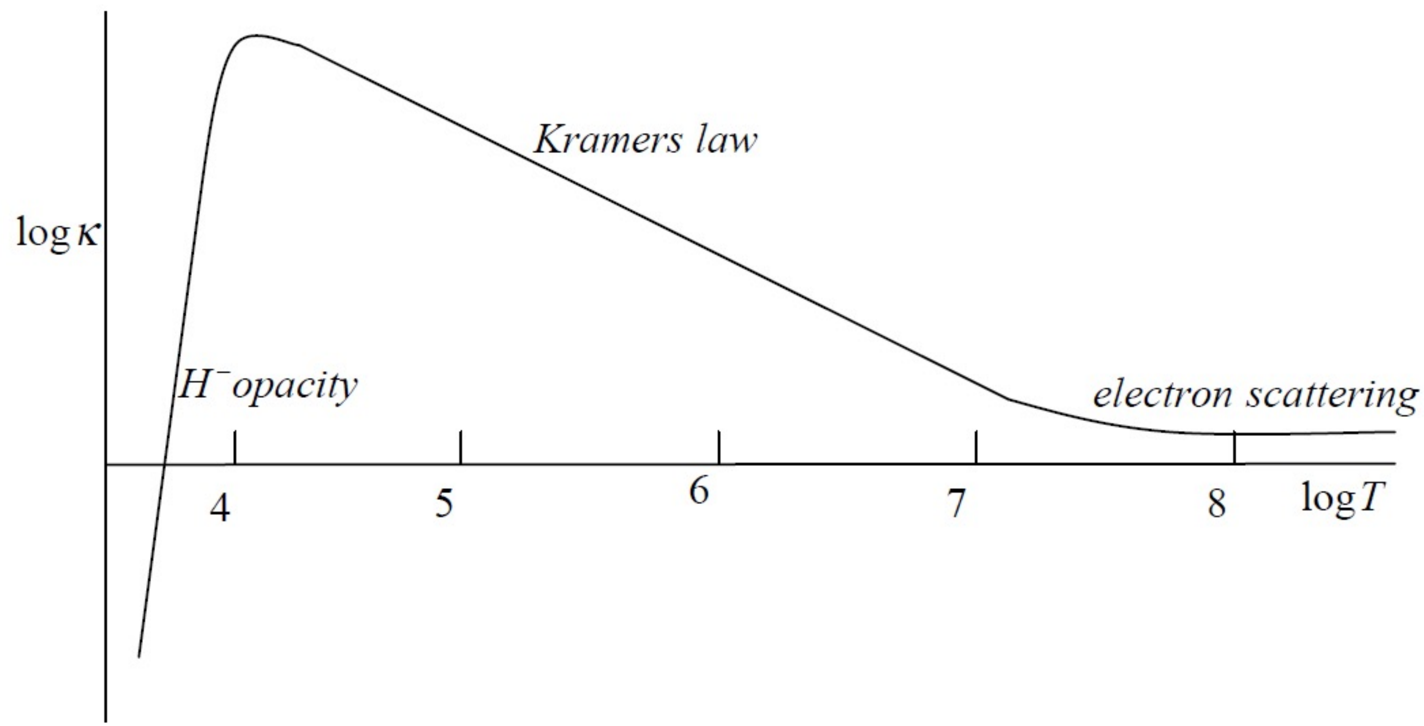
Kubiak 1994

średnia Rosselanda

$$\frac{1}{\bar{\kappa}} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} \, d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} \, d\nu}$$

Jeśli $\kappa \propto \nu^{-n}$ **to** $\bar{\kappa} \propto T^{-n}$

Taka średnia daje znacznie większy wkład wysokoenergetycznych fotonów



Kramers law
log κ
H^-opacity
electron scattering
4
5
6
7
8
log T

Wysokie temperatury

$\kappa = 0.02(1+X)$ (rozp. Thomsona)

Pośrednie temperatury

$\kappa = \kappa_1 \rho T^{-3.5}$ (wzór Kramersa)

~~bardzo~~ niskie temperatury

$\kappa = \kappa_1 \rho^{1/2} T^{4}$

H^-

$4 \cdot 10^3 < T < 8 \cdot 10^3\,K$

$\kappa_H \approx 10^{-25} Z^{0,5} \rho^{0,5} T^{7,7}$

$\rho \nearrow, T \searrow$

$$n_{cond} \simeq 2{,}6 \cdot 10^{-7} \langle Z^* \rangle \frac{T^2}{\rho^2} \left(1 + \left(\frac{\rho}{2 \cdot 10^6}\right)^{2/3}\right)$$

$\langle Z^* \rangle$ - średni ładunek jonu

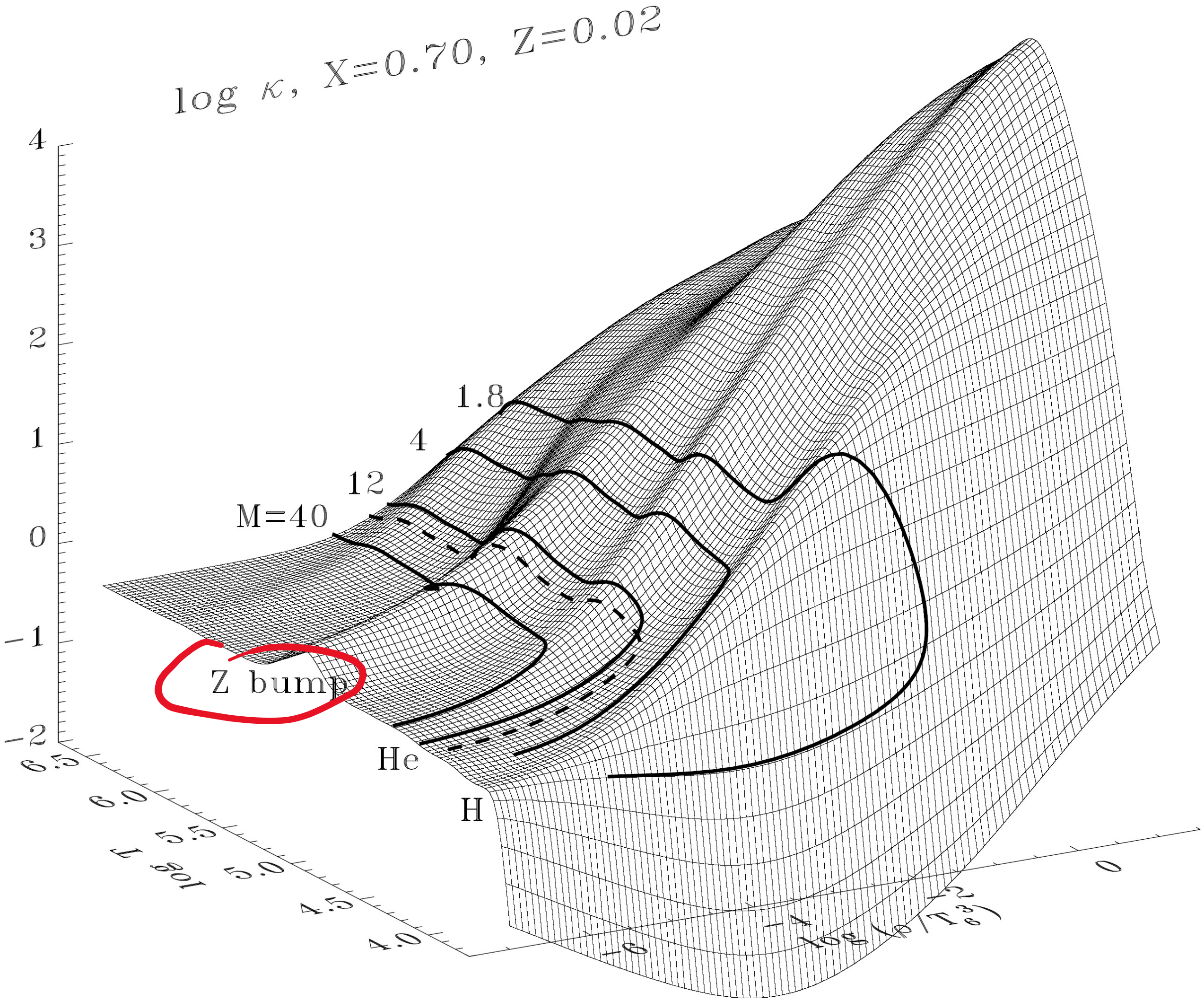
$$n = \left(\frac{1}{n_{rad}} + \frac{1}{n_{cond}}\right)^{-1}$$

$1.5 \cdot 10^3 < T < 3 \cdot 10^3\,K$

H_2O CO

$n \simeq 0.1\,Z$

Nieprzezroczystość, κ(OPAL), w zależności od logT i logρ/T_6^3 ($T_6 = T/10^6$)



Pamyatnykh 1999, AcA 49, 119

$T = 1{,}0 - 1{,}2 \cdot 10^4$ K jonizacja H

$H \to H^+ + e^-$

$T = 4{,}5 - 5 \cdot 10^4$ K $He^+ \to He^{++} + e^-$

$T = 1{,}5 - 2{,}0 \cdot 10^5$ K

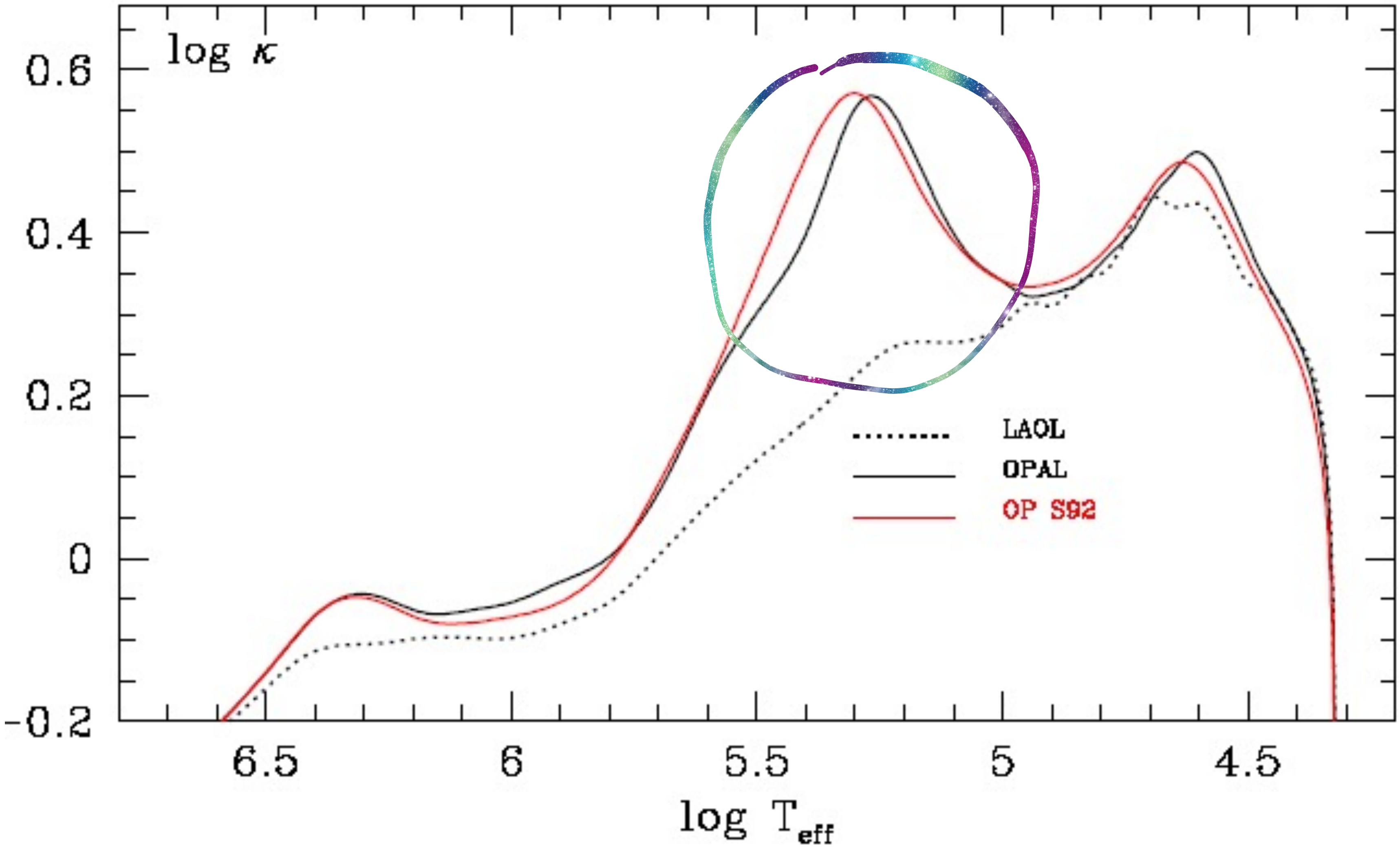
absorpcja przez wzbudzone jony metali 1 gr. z grupy Fe!

przejście 2w - 2w ~ słabe

$T \simeq 10^6$ K C(V, VI) O(VII, VIII)

DOB

„Opacity" wewnątrz modelu M=12 $M_\odot$, X=0.70, Z=0.02:
OP (Seaton et al.) vs. OPAL (Livermore) vs. LAOL (Los Alamos)



Pamyatnykh 1999, AcA 49, 119

OPAL 1996
Iglesias & Rogers
http://opalopacity.llnl.gov/
http://adg.llnl.gov/Research/OPAL/opal.html

OP 2005
Seaton i in.
http://opacities.osc.edu/

Low Temperature Rosseland Opacities
Aleksander & Ferguson 2005
http://webs.wichita.edu/physics/opacity/

OPLIB (nowe Los Alamos)
Colgan i in. 2013, 2015