

熱制動吸収 (free-free absorption)

熱制動放射 (原子核に電子の軌道が引きつけられ光子を放出) の逆過程も存在し (電子が光子を吸収し原子核から軌道が離れる)、これが熱制動吸収 (free-free absorption) である。電波領域では free-free absorption は重要な吸収過程だが、X線領域ではほとんど効かない。X線領域 ($\sim 0.1\text{keV} \approx 10\text{keV}$) で吸収、散乱に主に効くのは L または K 殻による重元素の光電吸収と電子散乱 (トムソン散乱) である。

X線領域における free-free absorption の大きさを見積もってみよう。3.2 節の輻射輸送の議論で出てきた source function S_ν [erg/s/cm²/Hz/str] は、一般に以下のように定義される。

$$S_\nu = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu}. \quad (3.56)$$

ここで、 j_ν は放射率 [erg/s/cm³/Hz/str]、 α_ν [cm⁻¹] は、吸収係数 (3.1 節参照)。熱的な放射のときはいつでも S_ν はプランク関数、 $B_\nu(T)$ に等しいから、

$$\alpha_\nu = \frac{j_\nu}{B_\nu(T)}. \quad (3.57)$$

これが熱的な吸収と放射を関係づけるキルヒホッフの法則である。熱制動放射のときの放射率 j_ν^{ff} は、式 (3.54) の ϵ_ν^{ff} を使って、

$$j_\nu^{ff} = \frac{\epsilon_\nu^{ff}}{4\pi}$$

である。以上より、free-free absorption の吸収係数 α_ν^{ff} [cm⁻¹] は、

$$\begin{aligned} \alpha_\nu^{ff} &= \frac{\frac{2^5 \pi e^6}{3mc^3} \left(\frac{2\pi}{3km} \right)^{1/2} T^{-1/2} Z^2 n_e n_i e^{-h\nu/kT} \bar{g}_{ff}(T, \nu)}{\frac{8\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}} \\ &= \frac{4e^6}{3mhc} \left(\frac{2\pi}{3km} \right)^{1/2} T^{-1/2} Z^2 n_e n_i \nu^{-3} (1 - e^{-h\nu/kT}) \bar{g}_{ff}(T, \nu) \\ &= 3.7 \times 10^8 [\text{cm}^5 \text{s}^{-3} \text{K}^{1/2}] T[\text{K}]^{-1/2} Z^2 n_e [\text{cm}^{-3}] n_i [\text{cm}^{-3}] \nu [\text{Hz}]^{-3} (1 - e^{-h\nu/kT}) \bar{g}_{ff}(T, \nu). \end{aligned} \quad (3.58)$$

電波で温度 10000 K $\approx 1\text{eV}$ の H II 領域を観測する場合などを考える。その温度の黒体輻射のピークは、 $\approx 1\text{eV} \approx 1\mu\text{m} \approx 10^{14}\text{Hz}$ なので、電波領域 ($\nu \lesssim 10^{11}\text{Hz}$) では Rayleigh-Jeans 近似 ($h\nu \ll kT$) が成立する。よって、上式は、

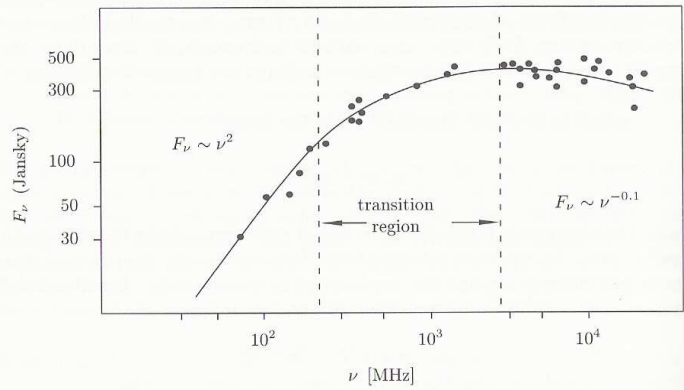
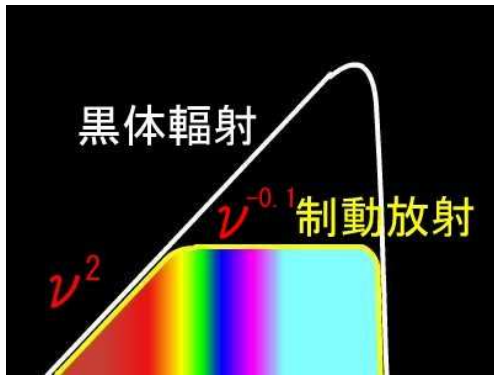
$$\begin{aligned} \alpha_\nu^{ff} &= \frac{4e^6}{3mck} \left(\frac{2\pi}{3km} \right)^{1/2} T^{-3/2} Z^2 n_e n_i \nu^{-2} \bar{g}_{ff}(T, \nu) \\ &= 0.018 [\text{K}^{3/2} \text{s}^{-2} \text{cm}^5] T[\text{K}]^{-3/2} Z^2 n_e [\text{cm}^{-3}] n_i [\text{cm}^{-3}] \nu [\text{Hz}]^{-2} \bar{g}_{ff}(T, \nu). \end{aligned} \quad (3.59)$$

吸収係数は ν^{-2} に比例し、周波数が低いときは H II 領域は光学的に厚くなり、高いときは光学的に薄くなる。よって、下の左側の図のように¹²、低周波側では黒体放射になり、高周波側では熱制動放射が観測される (3.4 節の議論参照)。制動放射のエネルギースペクトルのべきが -0.1 になるのは、電波領域の Gaunt factor の振動数依存性から (X 線領域では -0.4 だったことに注意)。

Orion 星雲のパラメーターは¹³、 $T \sim 8000$ K, サイズ $L \approx 0.6$ pc, $n_e \approx 2000$ cm $^{-3}$ 。これらのパラメーターと式 (3.59) より、Orion 星雲の free-free absorption に対する光学的厚みを周波数の関数として求めると ($Z^2 n_e n_i \sim 1.4 n_e^2$, $\bar{g}_{ff}(T, \nu) \sim 1$ とした)、

$$\tau_\nu^{ff} = \alpha_\nu^{ff} L = 0.25 \left(\frac{T}{8000 \text{ K}} \right)^{-3/2} \left(\frac{n_e}{2000 \text{ cm}^{-3}} \right)^2 \left(\frac{\nu}{10^3 \text{ MHz}} \right)^{-2}$$

となり、右下の図のような電波観測結果 ($\sim 10^2$ MHz では黒体放射の Rayleigh-Jeans、 $\sim 10^4$ MHz では熱制動放射、その間は transition region) が説明できる。



一方、X 線で通常用いるように温度とエネルギーを keV で表すと、

$$\begin{aligned} \alpha_\nu^{ff} &= \frac{4e^6 h^2}{3mc} \left(\frac{2\pi}{3m} \right)^{1/2} (kT)^{-1/2} Z^2 n_e n_i (h\nu)^{-3} (1 - e^{-h\nu/kT}) \bar{g}_{ff}(T, \nu) \\ &= 7.7 \times 10^{-48} [\text{keV}^{7/2} \text{ cm}^5] \times \\ &\quad (kT [\text{keV}])^{-1/2} Z^2 n_e [\text{cm}^{-3}] n_i [\text{cm}^{-3}] (h\nu [\text{keV}])^{-3} (1 - e^{-h\nu/kT}) \bar{g}_{ff}(T, \nu). \end{aligned} \quad (3.60)$$

$kT \sim h\nu \sim \text{keV}$ のとき、 $\alpha_\nu^{ff} \sim 10^{-48} n_e^2$ と非常に小さな値になるので、X 線領域における free-free absorption は通常は無視して構わない。

¹² http://www.shokabo.co.jp/sp-e/optical/labo/opt_cont/brems-sp.htm より。

¹³ これらのパラメータは右側の図と同様、Shu の "The Physics of Astrophysics" Volume 1, Problem 4-3 より。