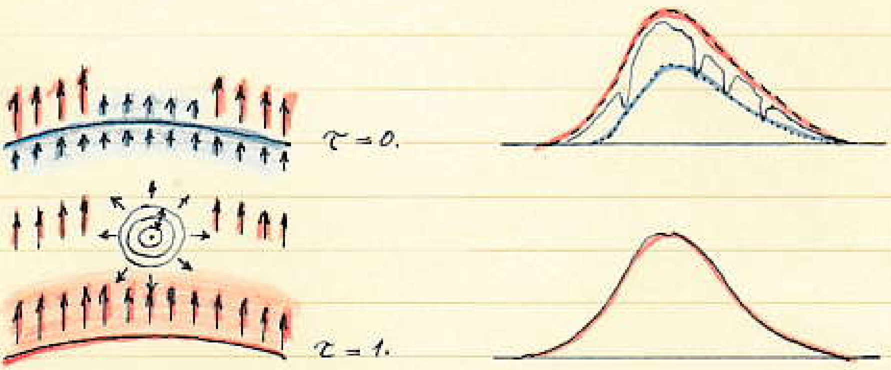
Chapter 11. The absorption line profile & curve of growth.

11.1. The formation of absorption lines.

太陽光球の深部では、強い吸収能のため、流れてゆく輻射流量は、その点の輻射密度に比較してごく僅かであり、輻射は、殆ど完全に閉じ込められた状態に近く、いわゆる空洞輻射場に似ているので、各点の輻射は、その点の温度に対応するPlanck輻射と考えてよい。

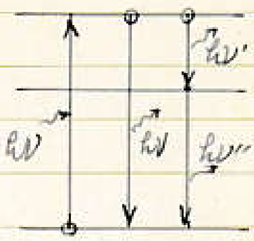
ところが、星の表面近くの半透明な所までくると、輻射場も弱くなり、外方へ流出する輻射の割合は大きくなる。しかし、原子の吸収線に相当する波長の輻射は、その強い吸収能のため、吸収と、それに続く再放出を繰返され、なかなか外へ進めない。原子による輻射放出は、普通、等方的だから、そのたびに、半分は、内方へ戻され、それを繰返している間に、輻射の殆どは、光球内に戻ってしまい、ごく表層の、弱い輻射場の僅かな輻射量が逃れるに過ぎない。他方、吸収線のない波長領域の輻射は、吸収能の小さい、従ってかなり透明な大気を通って、かなり深い、強い輻射場から、どんどん外方へ流出してゆく。



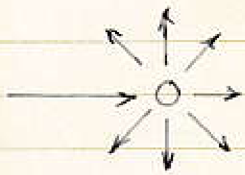
このようにして、大気を出る輻射には、連続スペクトルに吸収線が刻みこまれる。太陽光球は、連続的な波長に亘って輻射を吸収、放出して連続スペクトルを形成する機能と、特定の波長に対してだけ吸収線を形成する機能との両方を合わせ持っているが、単純に、連続スペクトルを発射する（狭義の）光球の上に、吸収線だけを形成する反転層（反転層）を考えたmodelもある。Schuster-Schwarzschild modelと呼ばれ、現在でも、概略を掴むには便利である。その境界は、全輻射に対する $\tau \sim 1$ あたりと考えてよい。

fluorescence.

ground state にある原子がある方向から入射した ν 輻射を吸収して励起されると急ろ自発的に同じ ν 輻射を等方的に放出して ground state に戻る(cascade down は今考えない)。原子の吸収線内の振動数 ν に対する ν 輻射の transfer equation を書いてみると、



$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\rho\,(k_\nu I_\nu - j_\nu) \qquad (1).$$



放出係数 j_ν は、今の場合 coherent scattering と類似している(cascade down して、異る振動数に energy が再配分されると、incoherent scattering を考えねばならない)。即ち、一方向から吸収された輻射 energy が、全量、但しあらゆる方向に平均されて等方的に出てくる。従って、凡ゆる方向への平均強度 J_ν を用いて次のように書ける:

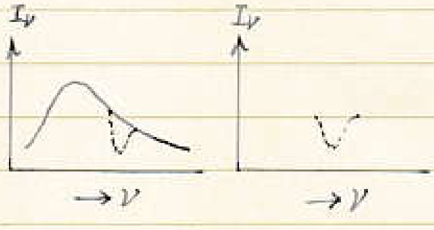
$$\left.\begin{aligned} J_\nu &= \frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\!\!\int_0^{\pi} I_\nu \cdot \sin\theta\, d\theta\, d\varphi \\ j_\nu &= k_\nu J_\nu \end{aligned}\right\} \qquad (2).$$

ν 輻射に対する optical depth τ_ν を

$$d\tau_\nu = -k_\nu \rho\, dz \qquad (3)$$

で定義すれば、(1) 式は、

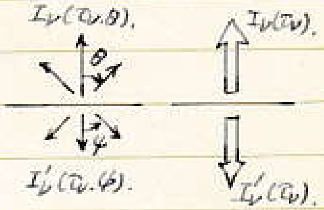
$$\cos\theta \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - J_\nu \qquad (4).$$



この式は、連続スペクトルの中の ν 輻射を扱った chapt. 6 の transfer equation と比較してみると、その時の source function $B_\nu(\tau)$ が mean intensity $J_\nu(\tau_\nu)$ に置換っただけで全く同形である。その時は Eddington method で解いたが、ここでは更に簡単な Schuster-Schwarzschild method で解く。(4) 式を上向きと下向きの輻射強度に分けて別々に書くと、

$$\cos\theta \frac{dI_\nu(\tau_\nu,\theta)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\tau_\nu,\theta) - J_\nu(\tau_\nu) \qquad 0 \leqq \theta \leqq \pi/2 \qquad (5)$$

$$\cos\psi \frac{dI'_\nu(\tau_\nu,\psi)}{d\tau_\nu} = J_\nu(\tau_\nu) - I'_\nu(\tau_\nu,\psi) \qquad 0 \leqq \psi \leqq \pi/2 \qquad (6)$$



上向き、下向きの成分を持つ輻射 $I_\nu(\tau_\nu,\theta)$, $I'_\nu(\tau_\nu,\phi)$ を夫々上半球、下半球で方向性を平均的になおして考え、それぞれを $I_\nu(\tau_\nu)$, $I'_\nu(\tau_\nu)$ とする。$\cos\theta$, $\cos\phi$ については、夫々の半球での平均値 ~~[illegible]~~ 即ち、

$$\overline{\cos\theta} = \frac{1}{2\pi}\int_{\triangle} \cos\theta \cdot d\omega = \frac{1}{2}, \quad \overline{\cos\phi} = \frac{1}{2\pi}\int_{\triangledown} \cos\phi \, d\omega = \frac{1}{2}$$

としてみると、

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{2}\frac{dI_\nu(\tau_\nu)}{d\tau_\nu} &= I_\nu(\tau_\nu) - J_\nu(\tau_\nu) \\ \frac{1}{2}\frac{dI'_\nu(\tau_\nu)}{d\tau_\nu} &= J_\nu(\tau_\nu) - I'_\nu(\tau_\nu) \end{aligned}\right\} \qquad (7).$$

このような近似によると、ある深さ τ_ν で吸収される輻射の量は、1 cm^3 あたり、$\kappa\rho[I_\nu(\tau_\nu) + I'_\nu(\tau_\nu)]$、又、放出される量は、上下合わせて $2\kappa_\nu\rho J_\nu(\tau_\nu)$ であるから、若し、星の大気が輻射によって熱的定常状態にあり（輻射平衡）、その中で、核反応や対流による energy の流れが無視できるならば？ それら二つの量は釣合って等しく

$$I_\nu(\tau_\nu) + I'_\nu(\tau_\nu) = 2J_\nu(\tau_\nu) \qquad (8).$$

これがこの model に対する輻射平衡の条件式(chapt 5. §1)である。(7)式の両辺を引き算し、(8)を用いると、

$$\frac{1}{2}\frac{d}{d\tau_\nu}[I_\nu(\tau_\nu) - I'_\nu(\tau_\nu)] = 0$$

この式は、上向き、下向きに流れる輻射の net flux $\pi[I_\nu(\tau_\nu) - I'_\nu(\tau_\nu)]$ が深さに無関係に一定であること（連続条件）即ち、

$$I_\nu(\tau_\nu) - I'_\nu(\tau_\nu) = F_\nu \qquad (9)$$

を示している。(8), (9) を連立させて解けば、

$$\left.\begin{aligned} I_\nu(\tau_\nu) &= J_\nu(\tau_\nu) + \frac{1}{2}F_\nu \\ I'_\nu(\tau_\nu) &= J_\nu(\tau_\nu) - \frac{1}{2}F_\nu \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

次に(7)式の両辺を加え、(8), (9) を用いると、

$$\frac{dJ_\nu(\tau_\nu)}{d\tau_\nu} = F_\nu \qquad (11)$$