第 1 章

Nakajima et al. (1992) による暴走温室状態の解釈の一部

1.1 暴走温室状態

放射伝達方程式

$$\frac{2}{3}\frac{dF^{\uparrow}(\tau)}{d\tau} = F^{\uparrow}(\tau) - \pi B(T), \tag{1.1}$$
$$-\frac{2}{3}\frac{dF^{\downarrow}(\tau)}{d\tau} = F^{\downarrow}(\tau) - \pi B(T) \tag{1.2}$$

を考える．上 2 式の和と差を取ると，

$$\frac{2}{3}\frac{d}{d\tau}(F^{\uparrow} + F^{\downarrow}) = F^{\uparrow} - F^{\downarrow}, \tag{1.3}$$
$$\frac{2}{3}\frac{d}{d\tau}(F^{\uparrow} - F^{\downarrow}) = F^{\uparrow} + F^{\downarrow} - 2\pi B(T) \tag{1.4}$$

を得る．平衡状態において大気には放射エネルギーのたまりがないので，

$$\frac{dF^{\mathrm{net}}}{d\tau} = \frac{d}{d\tau}(F^{\uparrow} - F^{\downarrow}) = 0, \tag{1.5}$$
$$F^{\mathrm{net}} = \mathrm{const} \tag{1.6}$$

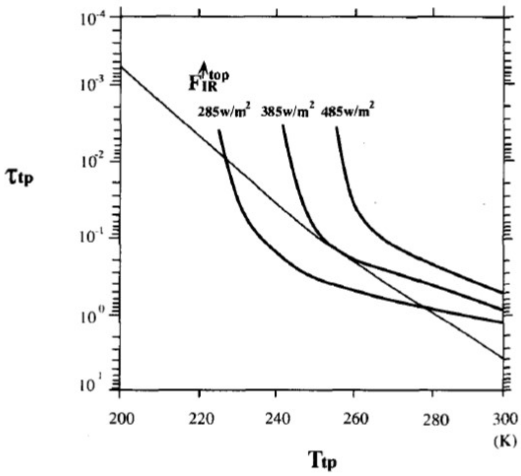

図 1.1: 対流圏界面温度 T_{tp} と対流圏における厚さ τ_{tp} の関係 (Nakajima et al. 1992, Fig 1)． 太線は (1.15)，細線は (1.17) を表す．

である．また, 大気上端における熱収支は,

$$F^{\uparrow}(0)+0=F^{\rm net}=F^{IR} \tag{1.7}$$

となる．ここで, F^{IR} は太陽放射である．(1.3) を光学的厚さ τ について大気上端 ($\tau=0$) から τ まで積分すると,

$$F^{\uparrow}+F^{\downarrow}-F^{\uparrow}(0)=\frac{2}{3}F^{\rm net}\tau, \tag{1.8}$$

$$F^{\uparrow}+F^{\downarrow}=F^{IR}\left(\frac{3}{2}\tau+1\right) \tag{1.9}$$

を得る．また, (1.4) と (1.5) より,

$$F^{\uparrow}+F^{\downarrow}-2\pi B(T)=0, \tag{1.10}$$

$$F^{\uparrow}+F^{\downarrow}=2\pi B(T)=2\sigma T^4 \tag{1.11}$$

となる．以上より,

$$\sigma T^4=\frac{F^{IR}}{2}\left(\frac{3}{2}\tau+1\right) \tag{1.12}$$

を得る．

次に, 光学的厚さ τ を考える．ここでは, 簡単のため水蒸気のみが長波放射を吸収すると考えると, τ は以下のように定義される:

$$d\tau=\kappa_v m_v \chi_v \frac{dp}{\bar{m}g}. \tag{1.13}$$

ここで, p は全圧, κ_v は水蒸気の吸収係数, $p^*(T)$ は水蒸気の圧力, m_v は水蒸気の分子量, $\bar{m}$ は大気の分子量, $\chi_v \equiv p^*(T)/p$ は飽和状態の水蒸気のモル分率である．大気上端 ($\tau=0$) から τ まで積分すると,

$$\tau=\kappa_v m_v \chi_v \frac{p}{\bar{m}g} \tag{1.14}$$

を得る．

今, 対流圏界面を考えると, (1.12) と (1.14) は,

$$\sigma T_{tp}^4=\frac{F^{IR}}{2}\left(\frac{3}{2}\tau_{tp}+1\right), \tag{1.15}$$

$$\tau_{tp}=\kappa_v m_v \chi_v \frac{p_{tp}}{\bar{m}g} \tag{1.16}$$

である．また, 対流圏界面ではモル分率は定数であり, $\chi_v \equiv p^*(T_{tp})/p_{tp}$ とかけるので,

$$\tau_{tp} = \kappa_v p^*(T_{tp}) \frac{m_v}{\bar{m} g} \tag{1.17}$$

となる．(1.15) と (1.17) の解を求めるために, 2 式を $\tau_{tp} - T_{tp}$ 平面上に描画すると図 1.1 となる.

図 1.1 より, 太陽放射 F^{IR} がある値を超えると, (1.15) と (1.17) は交わらない．このように, 惑星放射の値には上限がある (Komabayashi 1967; Ingersoll 1969; Nakajima et al. 1992)．この惑星放射の上限値を超える太陽放射が入射すると平衡にならない．この状態を暴走温室状態という.

しかし, (**??**) では OLR の上限を表現することができず, 暴走温室状態を表現できないため, 図**??**には暴走温室状態は描かれていない.