

地球惑星圏物理学

第6回：惑星大気構造の物理



黒川 宏之

東京工業大学 地球生命研究所

hiro.kurokawa@elsi.jp

レポート課題 (5/20 17時締切)

1. シュテファン=ボルツマンの法則に従い，地球表面から単位時間に放射される電磁波(赤外線)のエネルギー [W] を見積もれ (有効数字1桁). 地球の平均気温は 15°C とする. 地球の半径 $R_{\oplus} = 6.4 \times 10^6 \text{ m}$ を用いること.
2. 地球を構成している物質の比熱を $c_p = 1.0 \times 10^3 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, 平均的温度を $T_{\text{av}} = 2.0 \times 10^3 \text{ K}$ とする時, 地球の全熱エネルギー [J]を見積もれ (有効数字1桁). 地球の半径 $M_{\oplus} = 6.0 \times 10^{24} \text{ kg}$ を用いること.
3. 1の電磁波が全て地球の冷却に寄与するとした場合, 地球が冷却しきるのにかかる時間を見積もれ (有効数字1桁). また, 計算した冷却時間を地球の年齢 45 億年と比較し, 「現在でも地球内部はまだ暖かい」ことと整合的な結果となっているか, なっていない場合はなぜか考察せよ.

レポート課題 (5/20 17時締切)

1. 平均気温 $T = 288 \text{ K}$ とすると、単位時間あたりの放射エネルギーは、

$$F = \sigma_{\text{SB}} T^4 \cdot 4\pi R_{\oplus}^2 \sim 2 \times 10^{17} \text{ W} \quad \text{— (1)}$$

2. 全熱エネルギー $E = c_p \cdot M_{\oplus} \cdot T_{\text{av}} \sim 1 \times 10^{31} \text{ J}$ — (2)

3. (1), (2)より、地球が冷却しきる時間 t は、

$$t \sim \frac{E}{F} \sim 6.0 \times 10^{13} \text{ s} \sim 2 \times 10^6 \text{ yr} \quad \text{— (3)}$$

(3)は45億年より十分短い。(1)の放射エネルギーの大部分は太陽光を吸収した地球表面がそのエネルギーを再放射したものであり、地球の冷却に寄与しないため。

球対称構造モデルの基礎方程式

$$\text{静水圧平衡の式 } \frac{dp}{dr} = -\rho \frac{GM_r}{r^2} \quad \text{--- (1)}$$

$$\text{質量保存の式 } \frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad \text{--- (2)}$$

$$\text{状態方程式 } p = f(\rho, T) \quad \text{--- (3)}$$

$$\text{エネルギー輸送の式 } \frac{dT}{dr} = -\min\left(\left|\left(\frac{dT}{dr}\right)\right|_{\text{cond}}, \left|\left(\frac{dT}{dr}\right)\right|_{\text{rad}}, \left|\left(\frac{dT}{dr}\right)\right|_{\text{conv}}\right) \quad \text{--- (4)}$$

大気構造においては、(3)は理想気体の状態方程式で近似できる場合が多い。

$$p = nk_B T = \frac{\rho k_B T}{\bar{m}} \quad \text{--- (3)'}$$

ここで、 n : 個数密度, \bar{m} : 平均分子質量

大気の圧力・密度構造

地球を含む太陽系内岩石惑星の大気は惑星サイズと比較して薄いため、

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM}{r^2}\rho \sim \rho g \quad \text{--- (1) と近似できる (} g \text{ は重力加速度).}$$

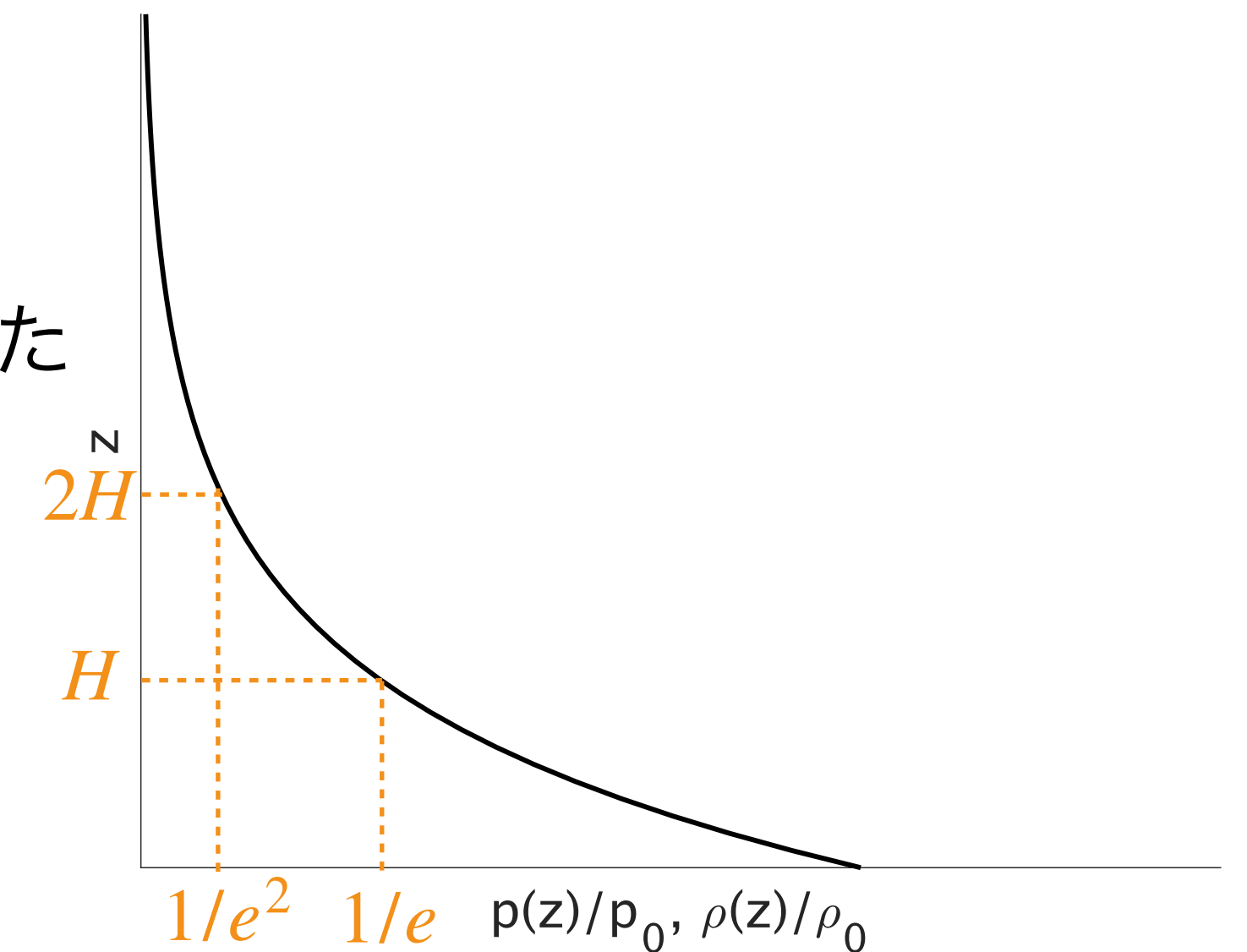
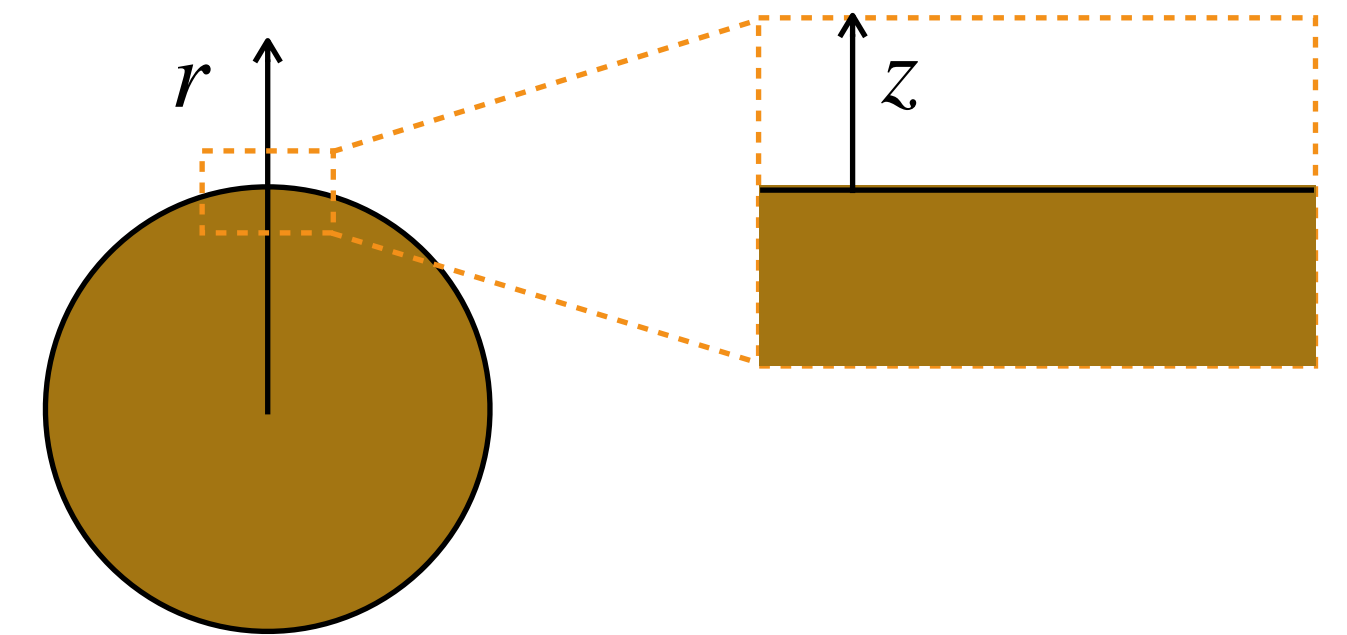
等温・理想気体を仮定して $p = \frac{\rho k_B T}{\bar{m}}$ --- (2) から ρ を消去して解くと、

$$\frac{dp}{dz} = \frac{\bar{m}g}{k_B T} p \quad \text{--- (3) ここで } z \text{ は地面からの高さ.}$$

$$\frac{1}{p} dp = \frac{1}{H} dz \quad \text{--- (4) ここで } H \equiv \frac{k_B T}{\bar{m}g} \quad \text{--- (5) は大気のスケールハイト}$$

最後に (4) を積分して、 $p(z) = p_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right)$ --- (6). ※大気を等温とみなした

→ p, ρ とともに 上空へ H 進むごとに $1/e$ 倍ずつ減少していく.



圧力と大気質量・柱密度

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad \text{--- (1)}$$

(1)を地表から無限遠まで積分する.

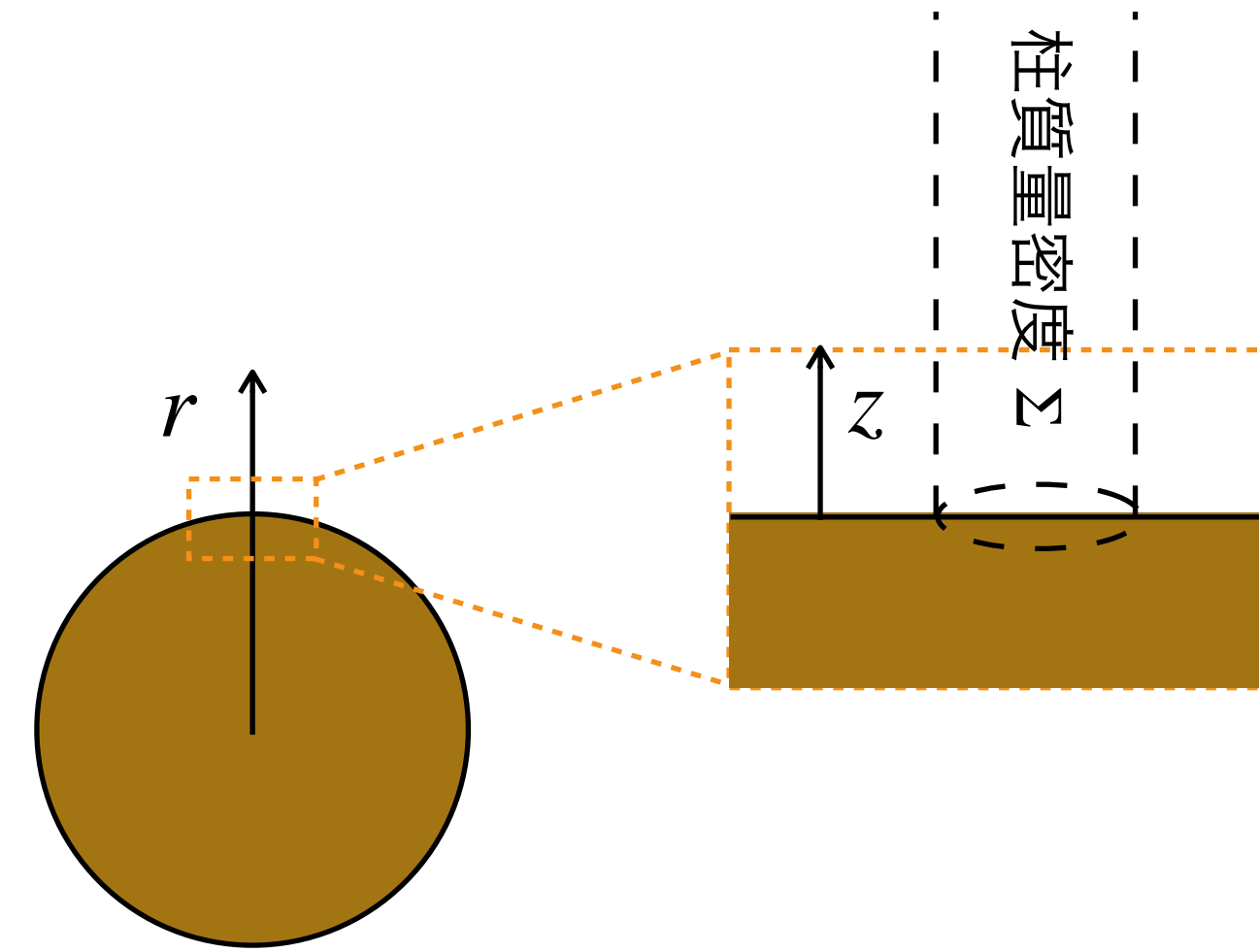
$$\int_{p_0}^0 dp = -g \int_0^\infty \rho dz \quad \text{--- (2)}$$

$$\therefore p_0 = g \int_0^\infty \rho dz \quad \text{--- (3)}$$

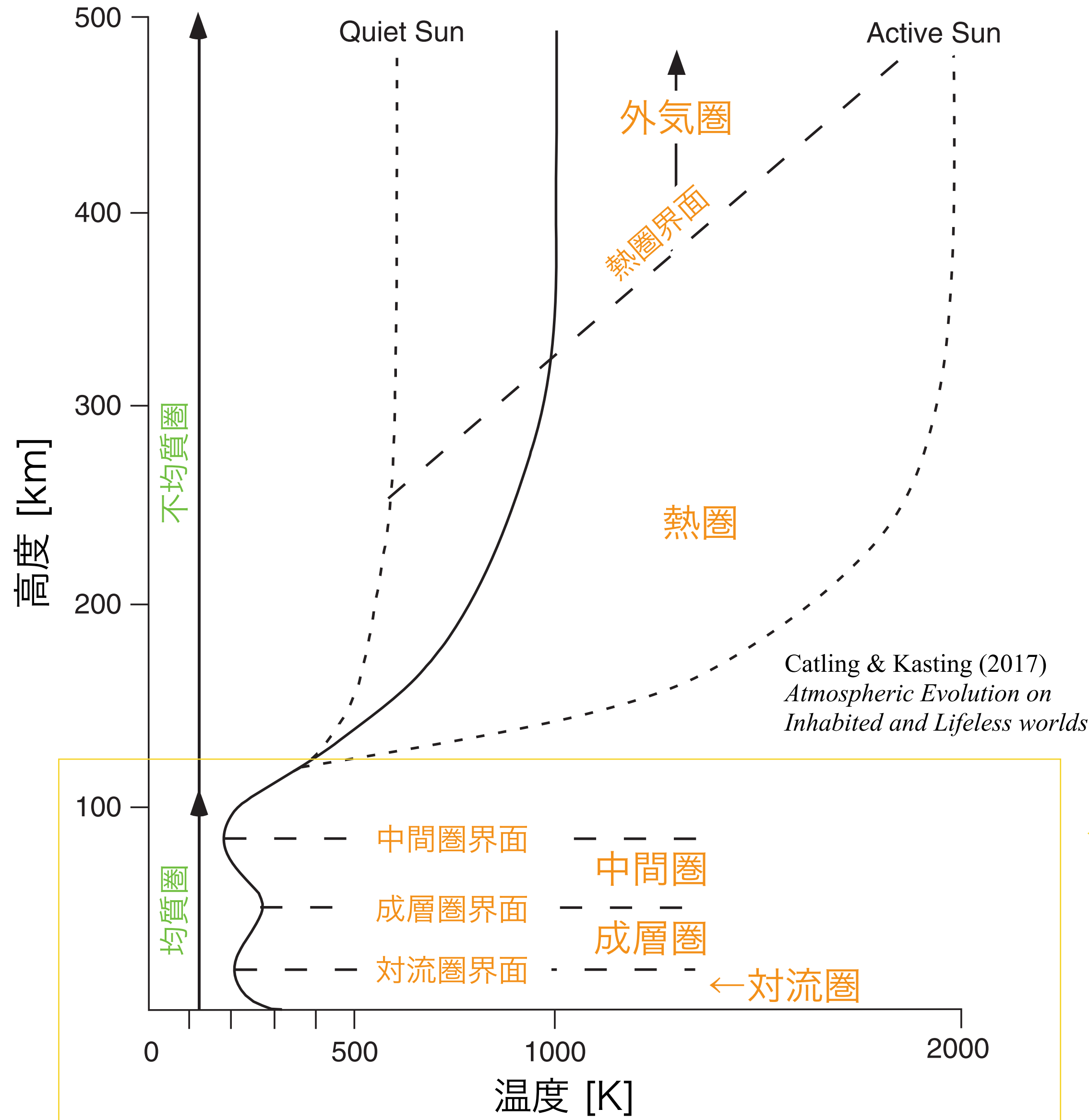
大気の柱質量密度 Σ についての式 $\Sigma \equiv \int_0^\infty \rho dz = \frac{M_{\text{atm}}}{4\pi R^2}$ --- (4) を(3)に代入して,

$$p_0 = \frac{M_{\text{atm}}}{4\pi R^2} g \quad \text{--- (5)}$$

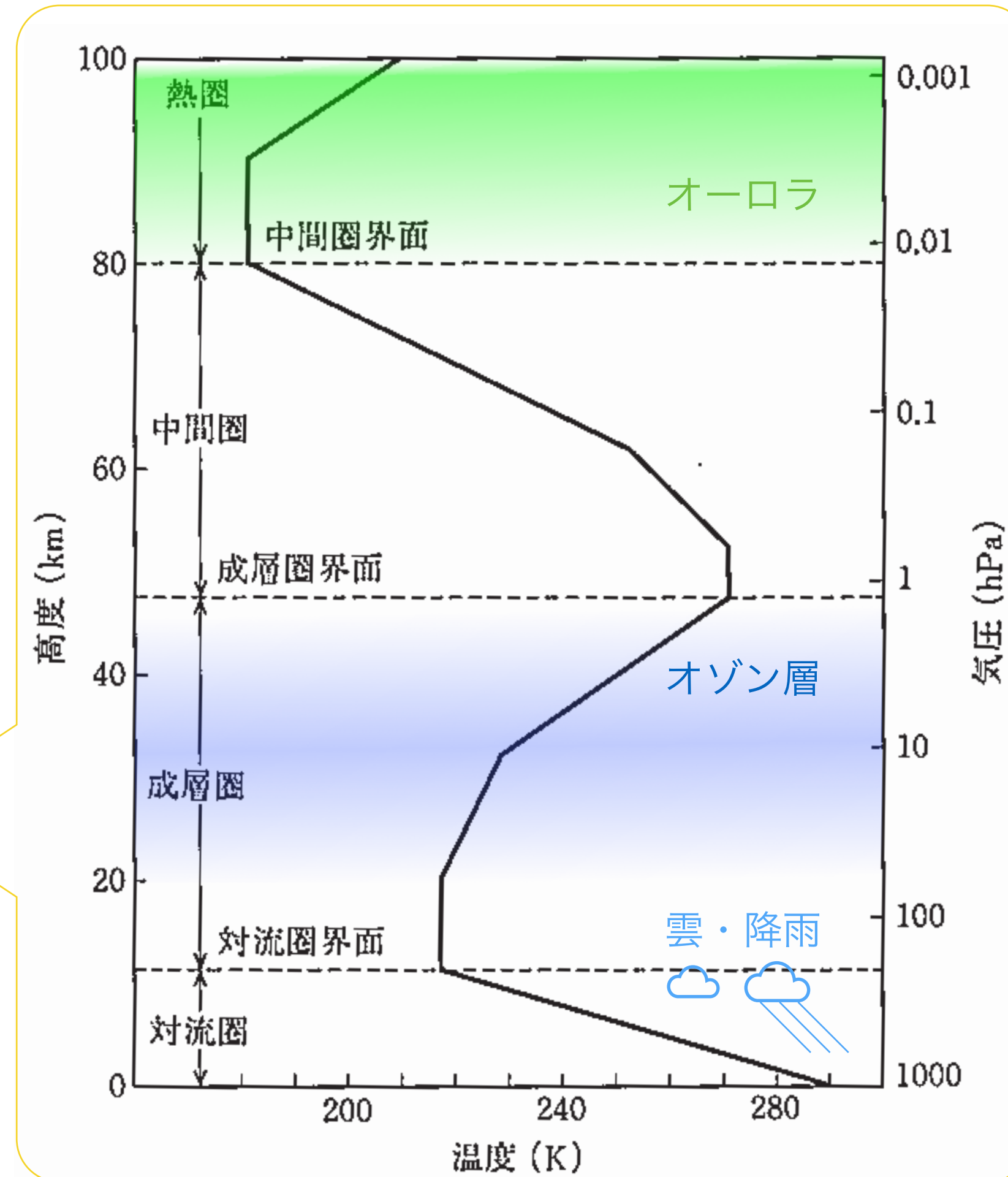
→ 大気質量 M_{atm} と地表の気圧 p_0 は比例関係にある.



地球大気の温度構造

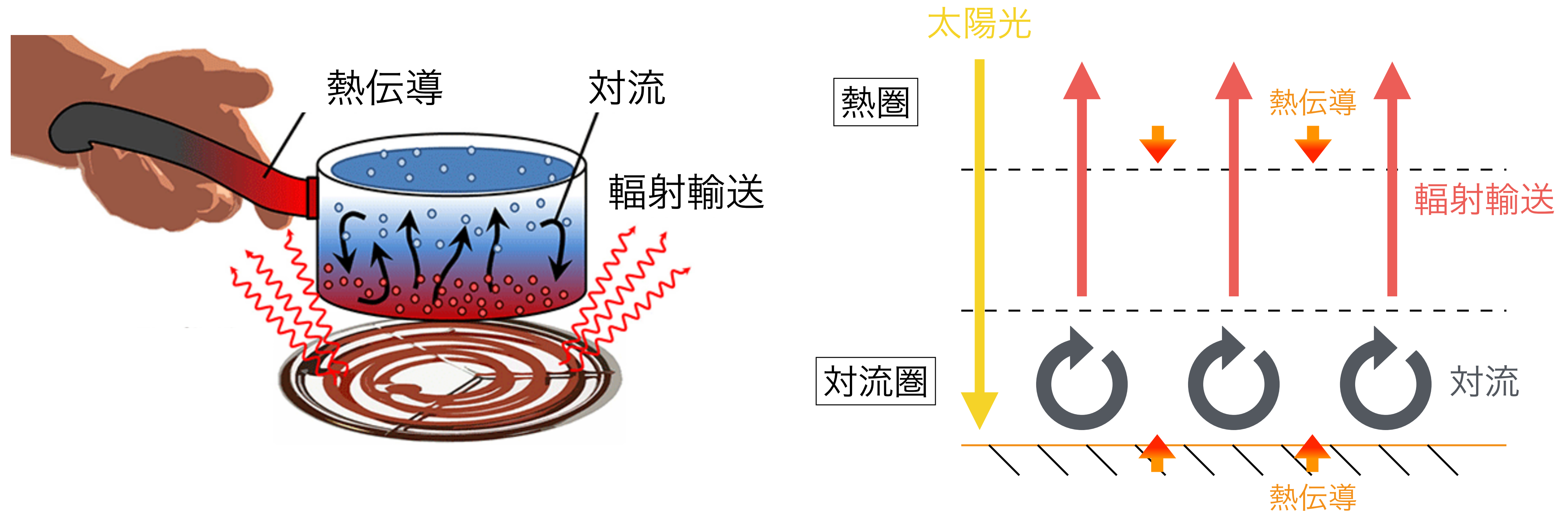


- 温度に着目：対流圏，成層圏，中間圏，熱圏
- 化学組成に着目：均質圏，不均質圏



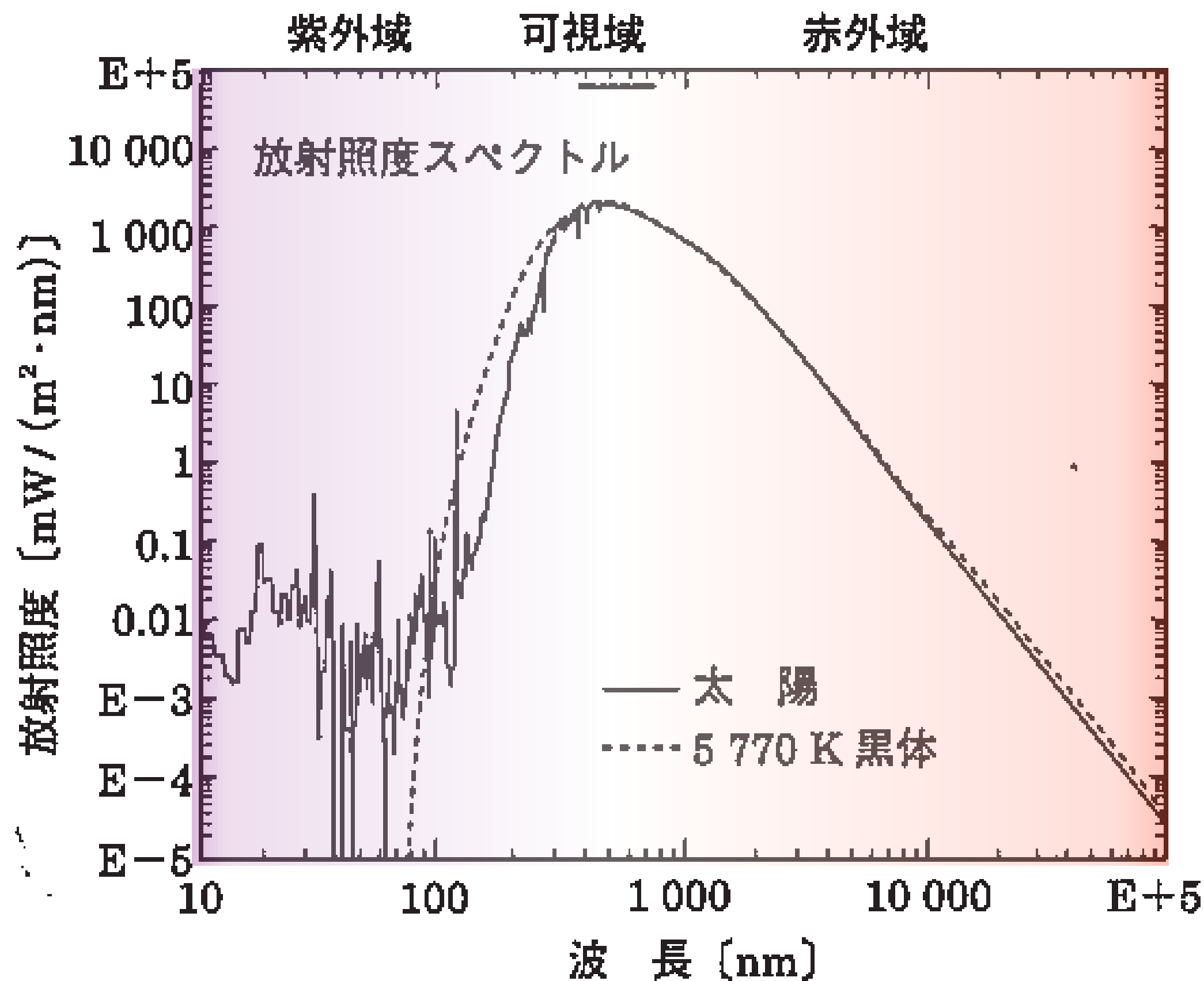
松井他編 (1996)
『地球惑星科学入門』

3つの熱輸送メカニズム



- 光学的に厚い(後述)大気下部に対流圏が形成
- 対流圏界面より上空では輻射熱輸送
- 紫外線を吸収し高温(後述)の熱圏から中間圏へと熱伝導

太陽放射



太陽の放射強度スペクトル

恩藤, 丸橋 (2000) 『宇宙環境科学』

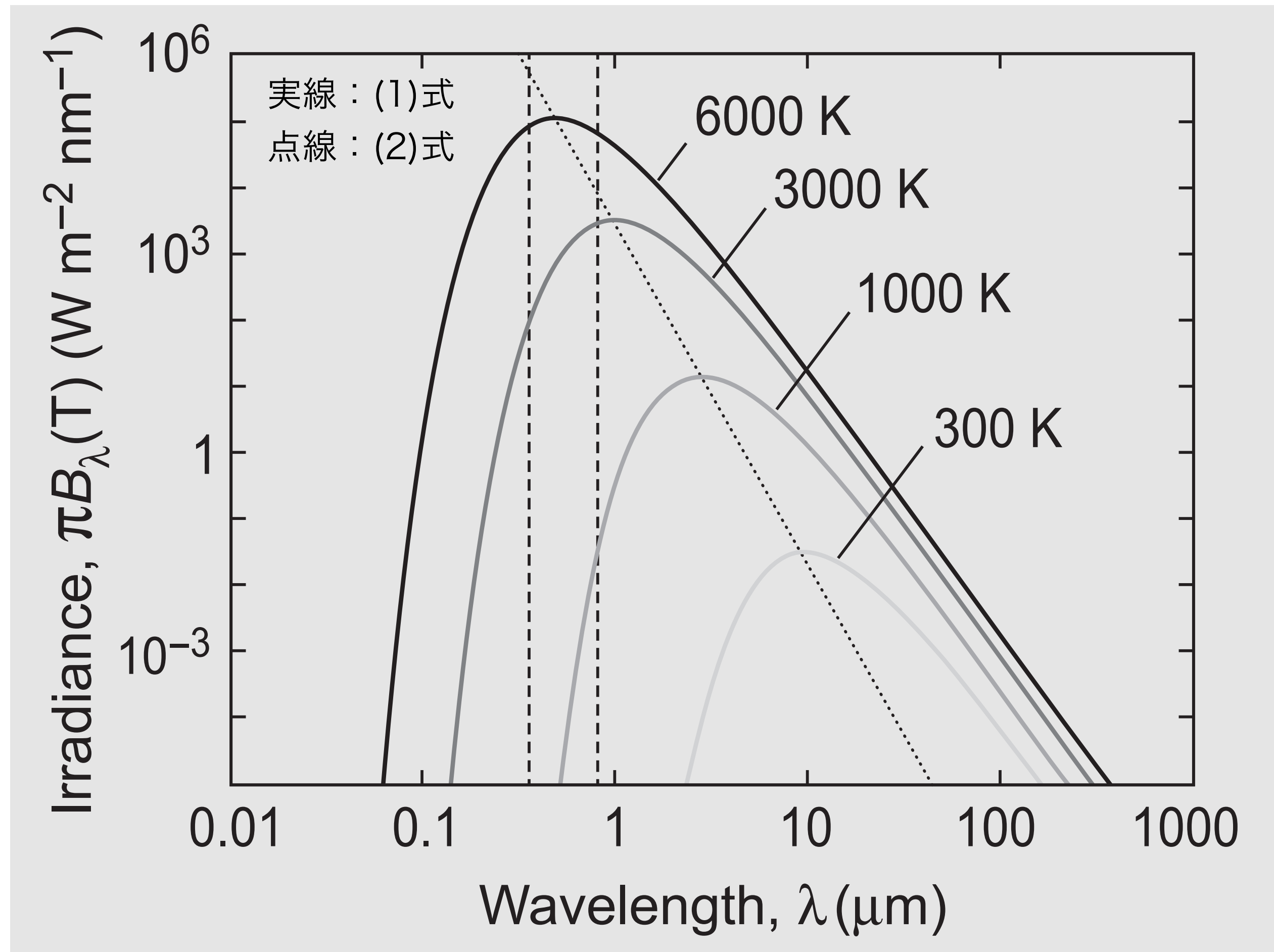
- 可視域, 赤外域 : 5800 K (光球面温度)の黒体放射
- 短波長放射は高温の外層に由来
 - 紫外線 (10 – 400 nm) → 彩層上部, 遷移層
 - X線 (> 10 nm) → コロナ
- プランクの法則
黒体(全波長の電磁波を吸収・放射できる理想的な物体)の熱放射は温度 T の関数であるプランク関数分布になる

$$B_{\lambda}(T)d\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{\exp(hc/\lambda k_B T) - 1} \quad \text{--- (1)}$$

次元は [時間⁻¹, 面積⁻¹, 立体角⁻¹, 波長⁻¹]

光速: $c = 2.998 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$, プランク定数: $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J s}$,
ボルツマン定数: $k_B = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$

プランク関数の温度依存性



プランク関数：

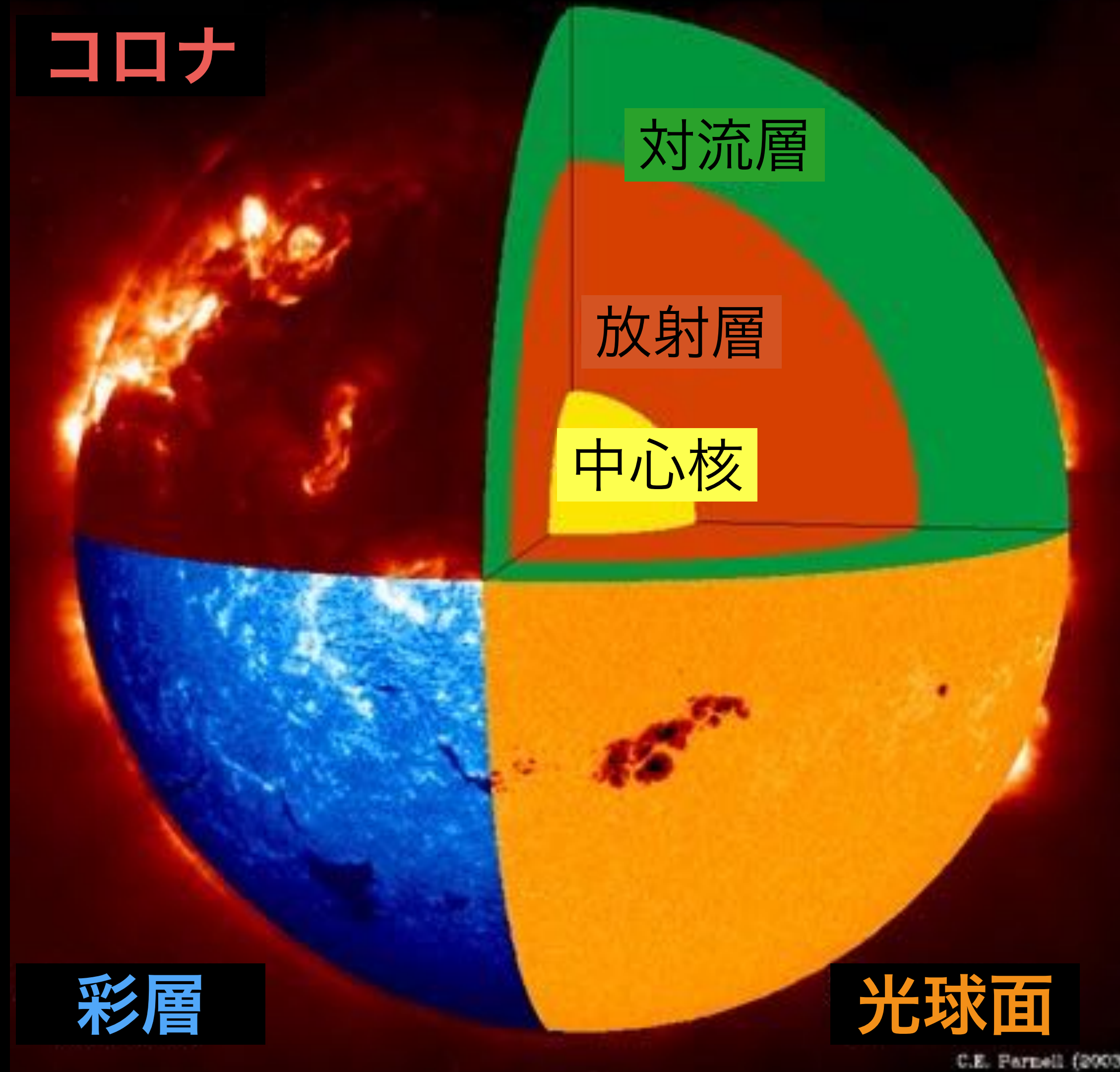
$$B_\lambda(T)d\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{\exp(hc/\lambda k_B T) - 1} \quad (1)$$

極大値となる波長 λ_{max} は $\frac{\partial B_\lambda}{\partial \lambda}(T) = 0$ より、

$$\lambda_{\text{max}} \cdot T \simeq 2.898 \times 10^{-3} \text{ m K} \quad (2)$$

(2)はヴィーンの変位則と呼ばれる。

太陽の構造



r : 中心からの距離

R_{\odot} : 太陽の半径

中心核 ($0 < r < 0.2 R_{\odot}$)

- 温度 10^7 K, 密度 10^2 g cm^{-3} の高温・高密度
- 水素核融合反応 (陽子 $\times 4 \rightarrow$ He原子核)

放射層 ($0.2 R_{\odot} < r < 0.7 R_{\odot}$)

- 放射によってエネルギー輸送

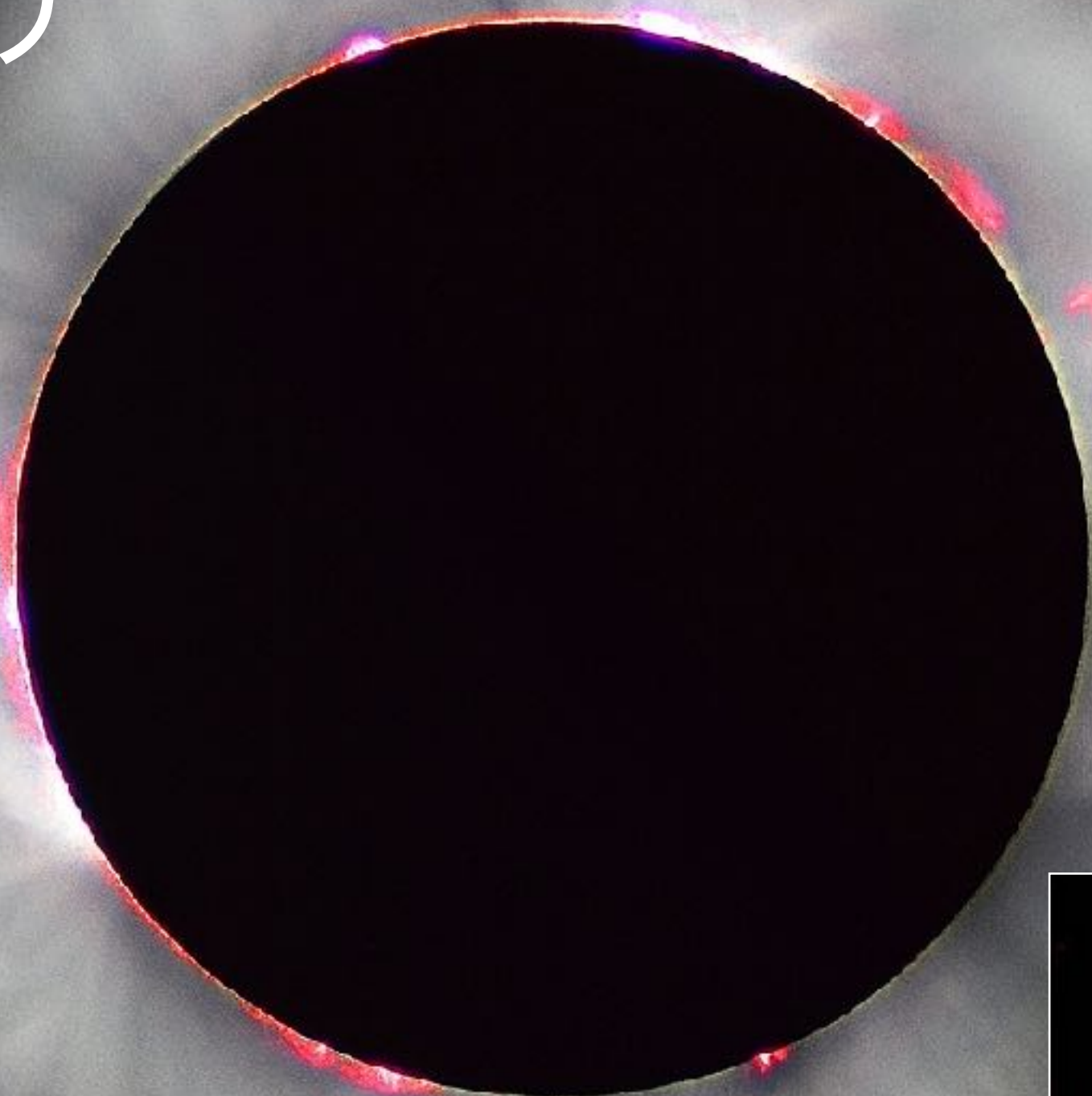
対流層 ($0.7 R_{\odot} < r < 1 R_{\odot}$)

- 対流によってエネルギー輸送

光球面

- 可視光で見える表面

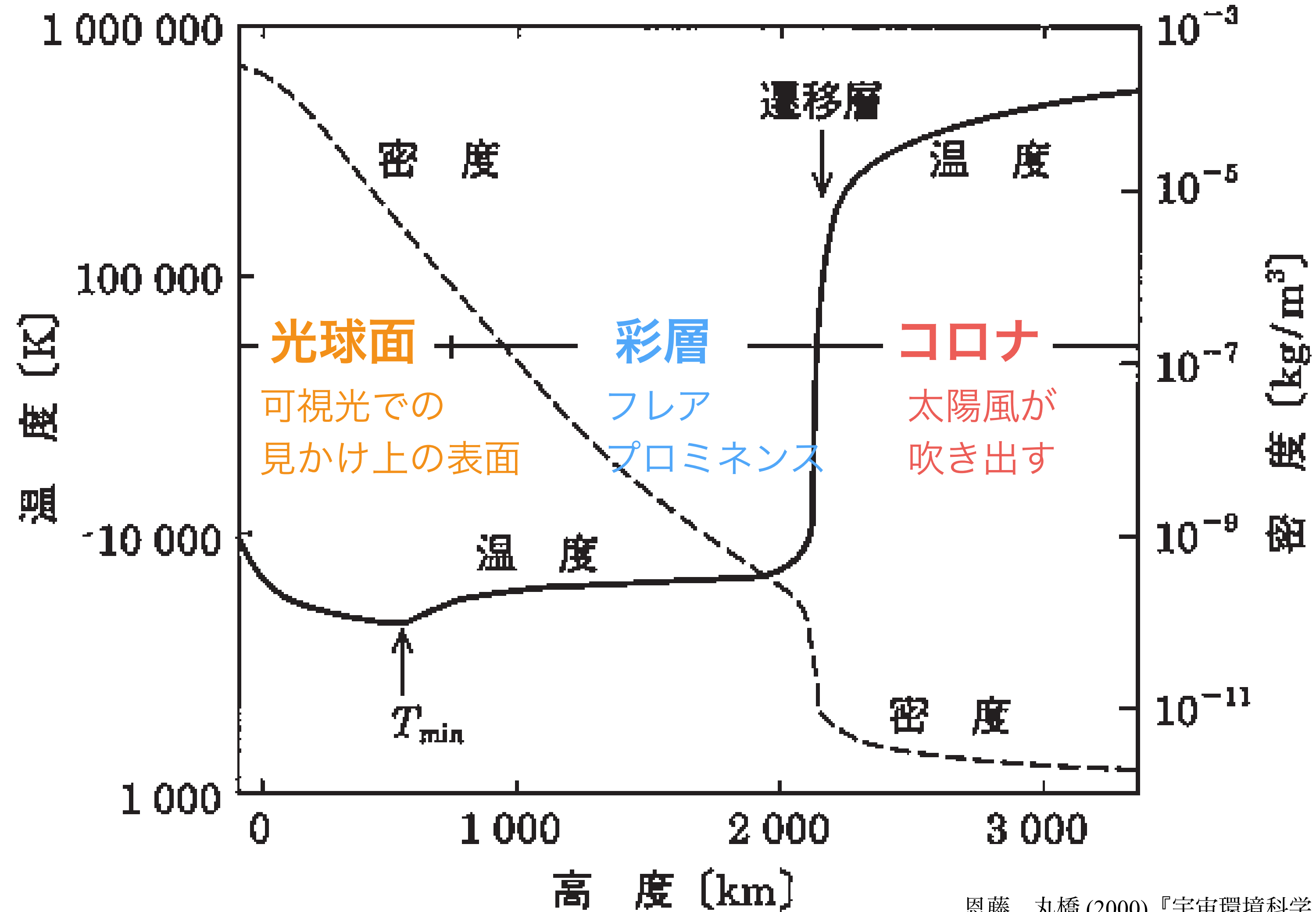
太陽コロナ



プロミネンス

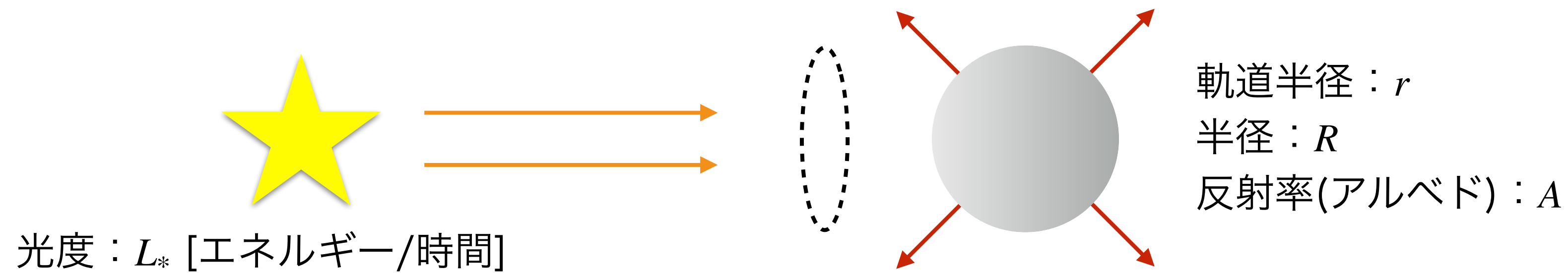


太陽の外層



恩藤, 丸橋 (2000) 『宇宙環境科学』

惑星の平衡温度 T_{eq}



惑星のエネルギー収支

$$\text{加熱率 } \dot{Q}_* = \pi R^2 \cdot \frac{L_*}{4\pi r^2} \cdot (1 - A) \quad \text{--- (1)}$$

$$\text{冷却率 } \dot{Q}_p = 4\pi R^2 \cdot \sigma_{\text{SB}} T_{\text{eq}}^4(r) \quad \text{--- (2).} \quad \sigma_{\text{SB}} = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ (シュテファン=ボルツマン定数)}$$

$$(1)=(2) \text{ より, } T_{\text{eq}} \simeq 255 \left(\frac{1 - A}{1 - A_{\oplus}} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{L_*}{L_{\odot}} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{r}{1 \text{ au}} \right)^{-\frac{1}{2}} \text{ K} \quad \text{--- (3)} \quad \rightarrow \text{温室効果ガスがなければ地球の海は凍結}$$

ここで, $A_{\oplus} = 0.3$, $L_{\odot} = 3.83 \times 10^{26} \text{ W}$

地球軌道における太陽光フラックス \equiv 太陽定数 $S_{\odot} \equiv L_{\odot} / (4\pi r_{\oplus}^2) = 1360 \text{ W m}^{-2}$

惑星の有効温度 T_{eff}

内部熱源(形成時の予熱や放射性元素の壊変熱)を考慮すると

$$\pi R^2 \cdot \frac{L_*}{4\pi r^2} \cdot (1 - A) + 4\pi R^2 \cdot F_{\text{int}} = 4\pi R^2 \cdot \sigma_{\text{SB}} T_{\text{eff}}^4 \quad \text{--- (1)}$$

$$\therefore \sigma_{\text{SB}} T_{\text{eff}}^4 = \sigma_{\text{SB}} T_{\text{eq}}^4 + F_{\text{int}} \quad \text{--- (2)}$$

- 地球(および地球型惑星)では内部熱源の寄与は小さい:

$$\sigma_{\text{SB}} T_{\text{eq}}^4 = S_{\odot}/4 = 240 \text{ W m}^{-2} \gg F_{\text{int}} = 0.09 \text{ W m}^{-2}$$

- 木星(および巨大ガス惑星)では両者が同程度:

$$\sigma_{\text{SB}} T_{\text{eq}}^4 = 8.2 \text{ W m}^{-2} \sim F_{\text{int}} = 5 \text{ W m}^{-2}$$

- 若い惑星ほど内部熱源の寄与が大きい

輻射輸送方程式：吸収

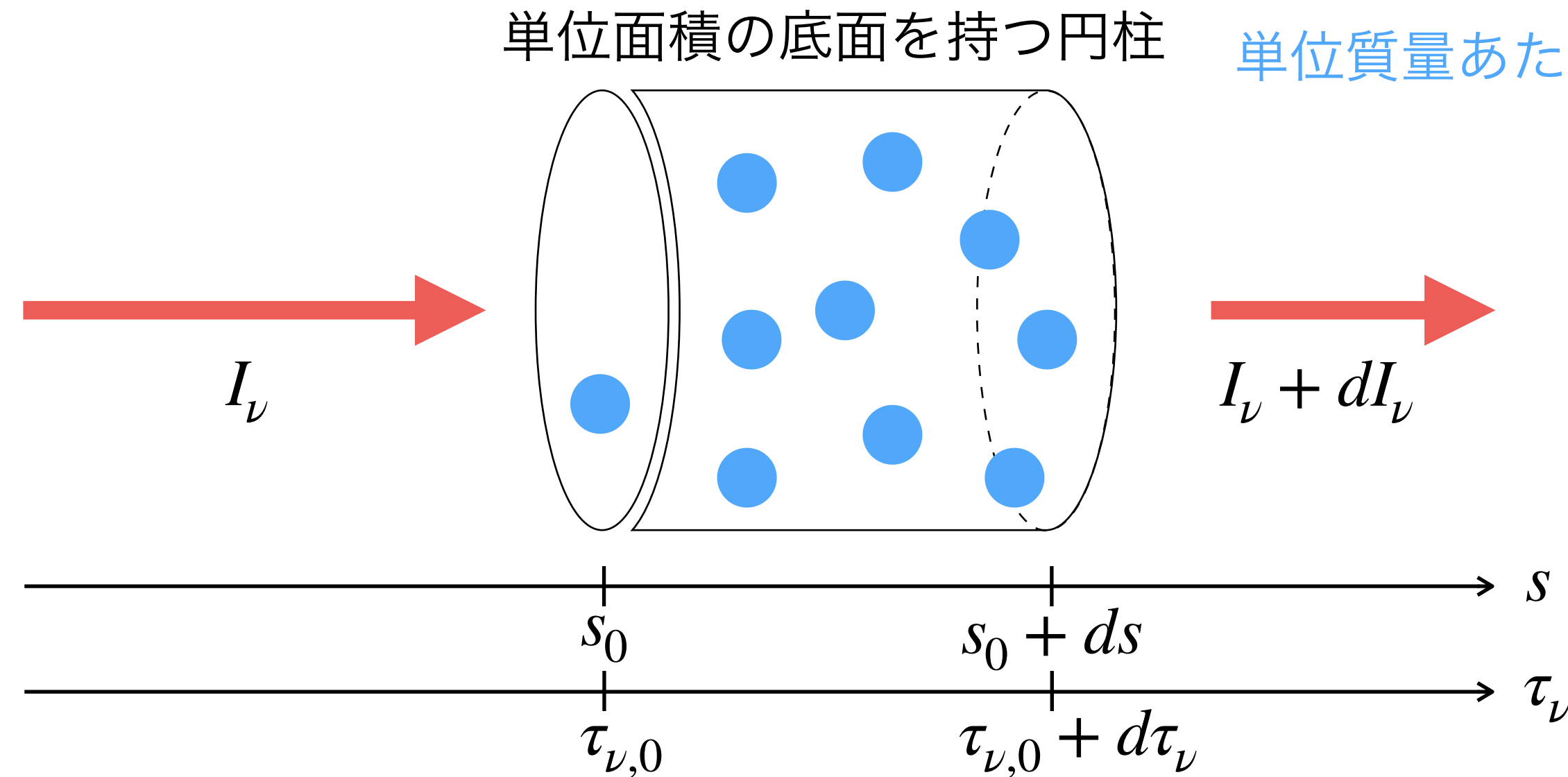
単位時間・単位面積・単位振動数・単位立体角あたりの
光子のエネルギー流量 (Intensity)

$$I_\nu [\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}]$$

光を吸収する物質

密度 ρ_a [kg m^{-3}],

単位質量あたりの不透明度 (opacity) κ [$\text{m}^2 \text{ kg}^{-1}$]



$$dI_\nu = -\kappa_\nu \rho_a ds \cdot I_\nu \quad \text{--- (1)}$$

ここで光学的厚さ $d\tau_\nu \equiv \kappa_\nu \rho_a ds$ --- (2) を定義すると,

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu \quad \text{--- (3)}$$

$\therefore I_\nu = I_\nu(s_0) \cdot \exp[-(\tau - \tau_0)]$ --- (4) \rightarrow 光学的厚さ1進むごとに, $1/e$ 倍だけ光が減衰.

輻射輸送方程式：吸収と放射

媒質の吸収と放射がある場合, (※)

$$dI_\nu = -\kappa_\nu \rho_a ds \cdot I_\nu + \kappa_\nu \rho_a B_\nu ds \quad \text{— (1)}$$

∴ 熱平衡状態において吸収係数と放射率は等しい (キルヒホッフの法則).

$$B_\nu(T) \text{ はプランク関数. } B_\nu d\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{d\nu}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad \text{— (2).}$$

(1)を書き換えて,

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + B_\nu \quad \text{— (3).}$$

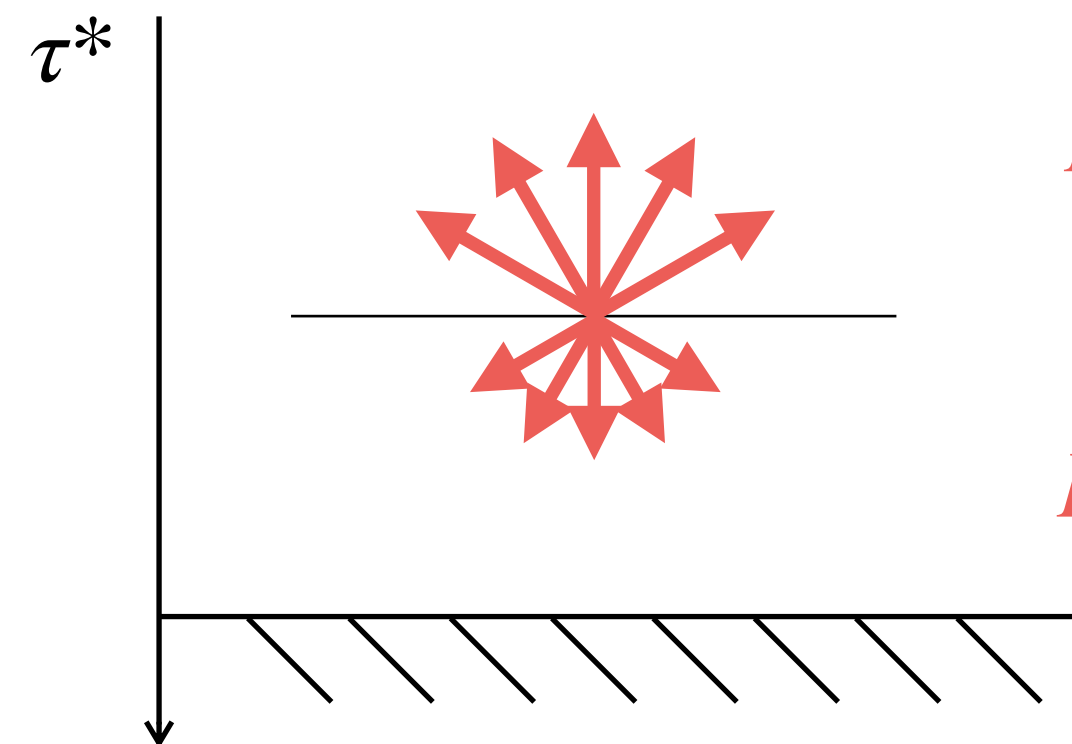
等温(B_ν が τ に依存しない)を仮定すると,

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(\tau_{\nu,0})e^{-(\tau_\nu - \tau_{\nu,0})} + (1 - e^{-(\tau_\nu - \tau_{\nu,0})})B_\nu \quad \text{— (4)}$$

→ 十分光学的に厚い媒質からの光はプランク関数と一致 (黒体放射).

※ より一般には光の散乱を含むこともできる

放射平衡の温度構造 (灰色大気近似)



The diagram shows a vertical axis labeled τ^* with a downward-pointing arrow. A horizontal line represents the surface of the atmosphere. Below this line is a hatched area representing the ground. Red arrows radiate from a point on the horizontal line, representing radiation fluxes. To the right of the diagram, the following equations are given:

$$F^+ = \int_0^{2\pi} \int_{\pi/2}^{\pi} I(\theta, \phi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi$$
$$F^- = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I(\theta, \phi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi$$

簡略化した輻射輸送方程式を解いて，温室効果を加味した大気の温度構造を求める

- 灰色大気：吸収係数は振動数(波長)に依存しない
- 太陽光に対して透明
- 二流近似：上向きフラックス F^+ と 下向きフラックス F^- のみを扱う

$$\frac{dF^+}{d\tau^*} = F^+ - \pi B \quad \text{--- (1)}, \quad \frac{dF^-}{d\tau^*} = -F^- + \pi B \quad \text{--- (2)}$$

$$\text{ここで } \pi B = \pi \int_0^{\infty} B_{\nu} d\nu = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma_{\text{SB}} T^4 \quad \text{--- (3)}$$

また $\tau^* = D\tau$ とした， D は I を F に置き換えたことによる補正項 ($D \simeq 1$ ，以降は $D = 3/2$ とする)

放射平衡大気の温度構造 (灰色大気近似)

放射平衡状態では, 正味フラックス $F_{\text{net}} = F^+ - F^- = \text{const.}$

(1)-(2)より,

$$\frac{dF_{\text{net}}}{d\tau^*} = F^+ + F^- - 2\pi B = 0 \quad (4)$$

$$\therefore F^+ + F^- = 2\pi B \quad (5)$$

(1)+(2)より,

$$\frac{d(F^+ + F^-)}{d\tau^*} = F^+ - F^- = F_{\text{net}} \quad (6)$$

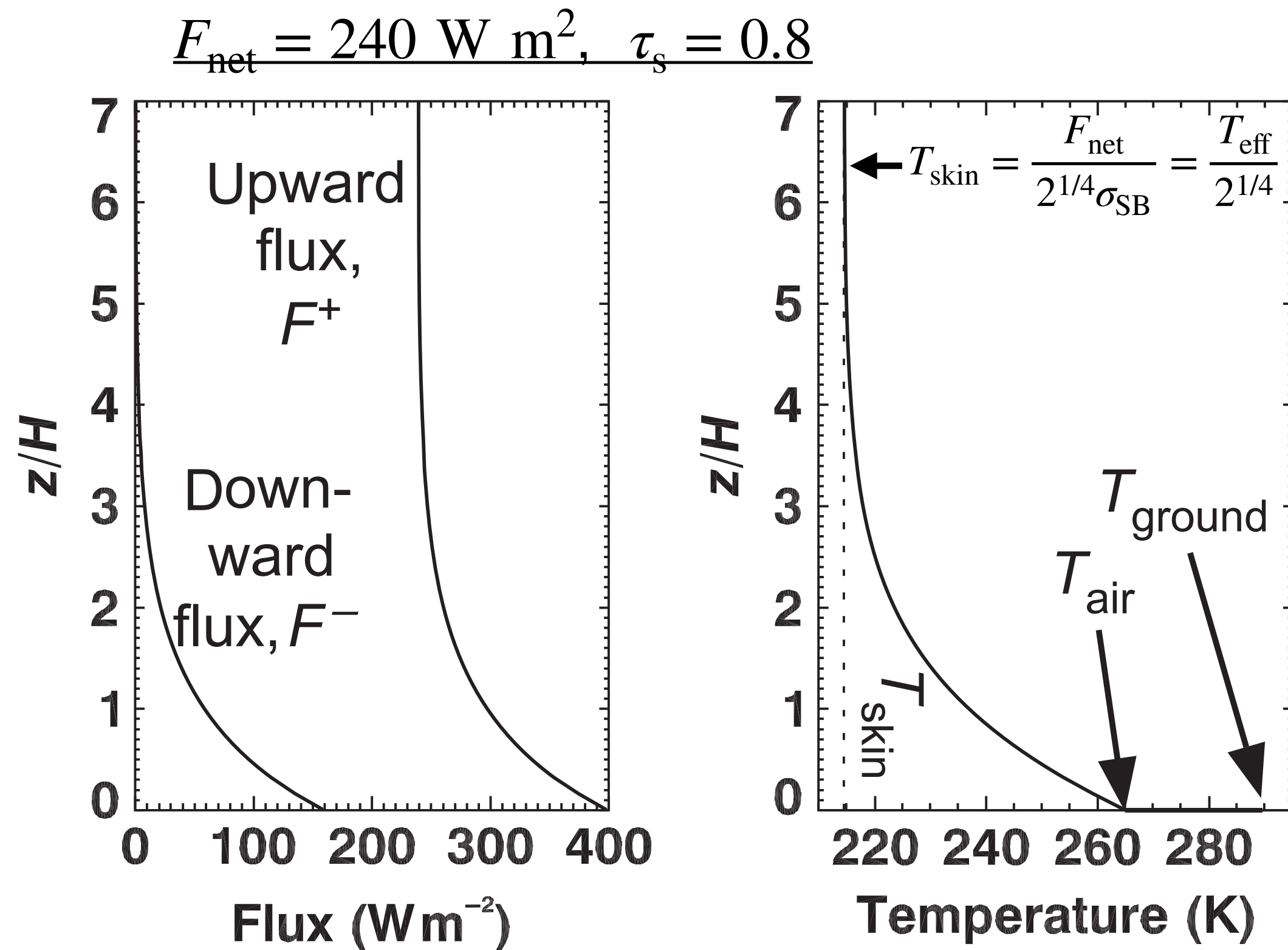
(6)に(5)を代入して,

$$2\frac{d(\pi B)}{d\tau^*} = F_{\text{net}} \quad (7)$$

(7)を積分して,

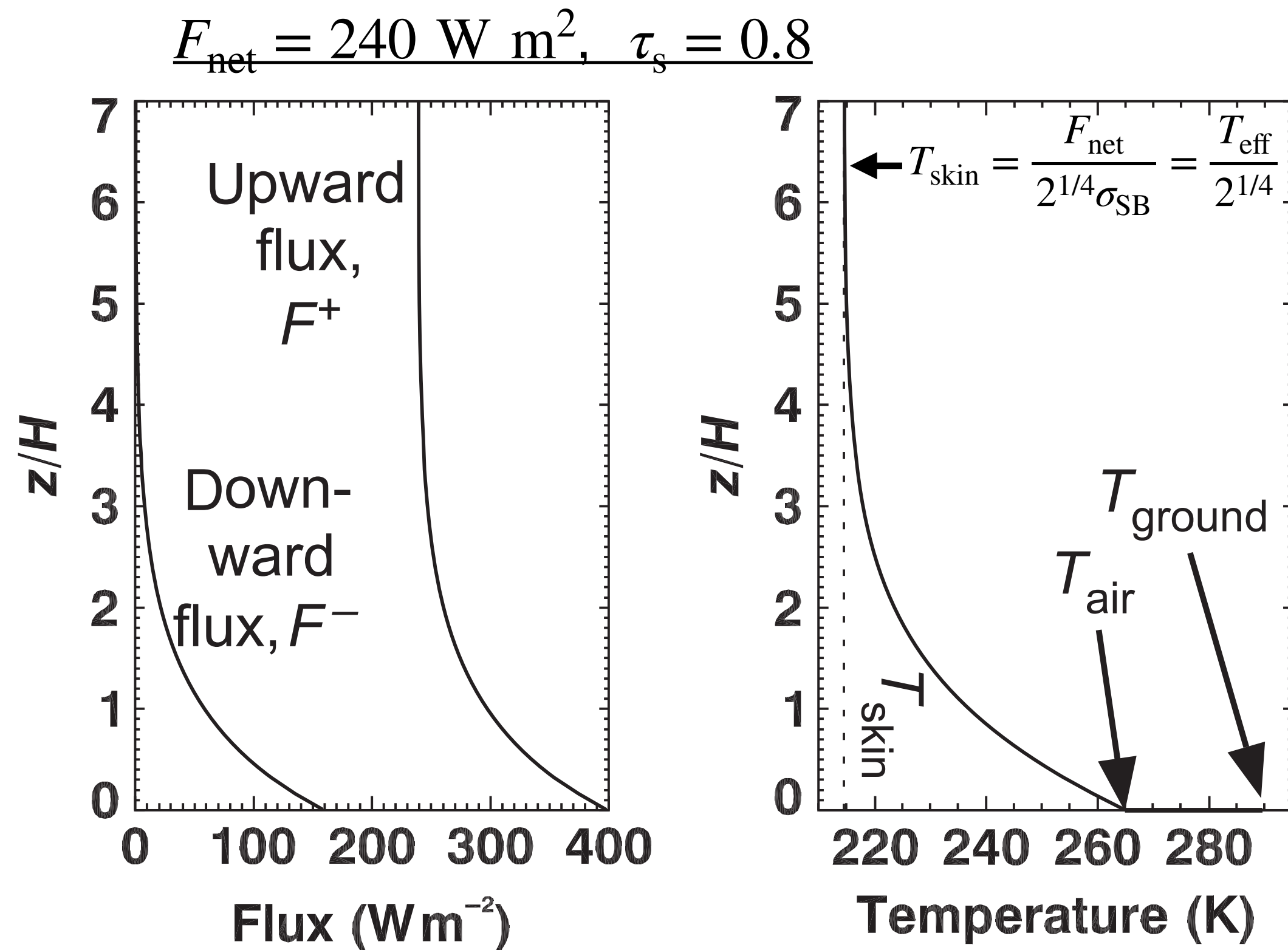
$$\pi B = \sigma_{\text{SB}} T^4(\tau) = \frac{F_{\text{net}}}{2}(\tau^* + 1) \quad (8)$$

T は τ の増加関数(温室効果)



Catling & Kasting (2017)
*Atmospheric Evolution on
 Inhabited and Lifeless worlds*

放射平衡大気の温度構造 (灰色大気近似)



(8)を(5)に代入して,

$$F^+ + F^- = F_{\text{net}}(\tau^* + 1) \quad (9)$$

(9)+(6)より,

$$F^+ = \frac{F_{\text{net}}}{2}(\tau^* + 2) \quad (10)$$

地表での光学的厚みを τ_s^* とおくと

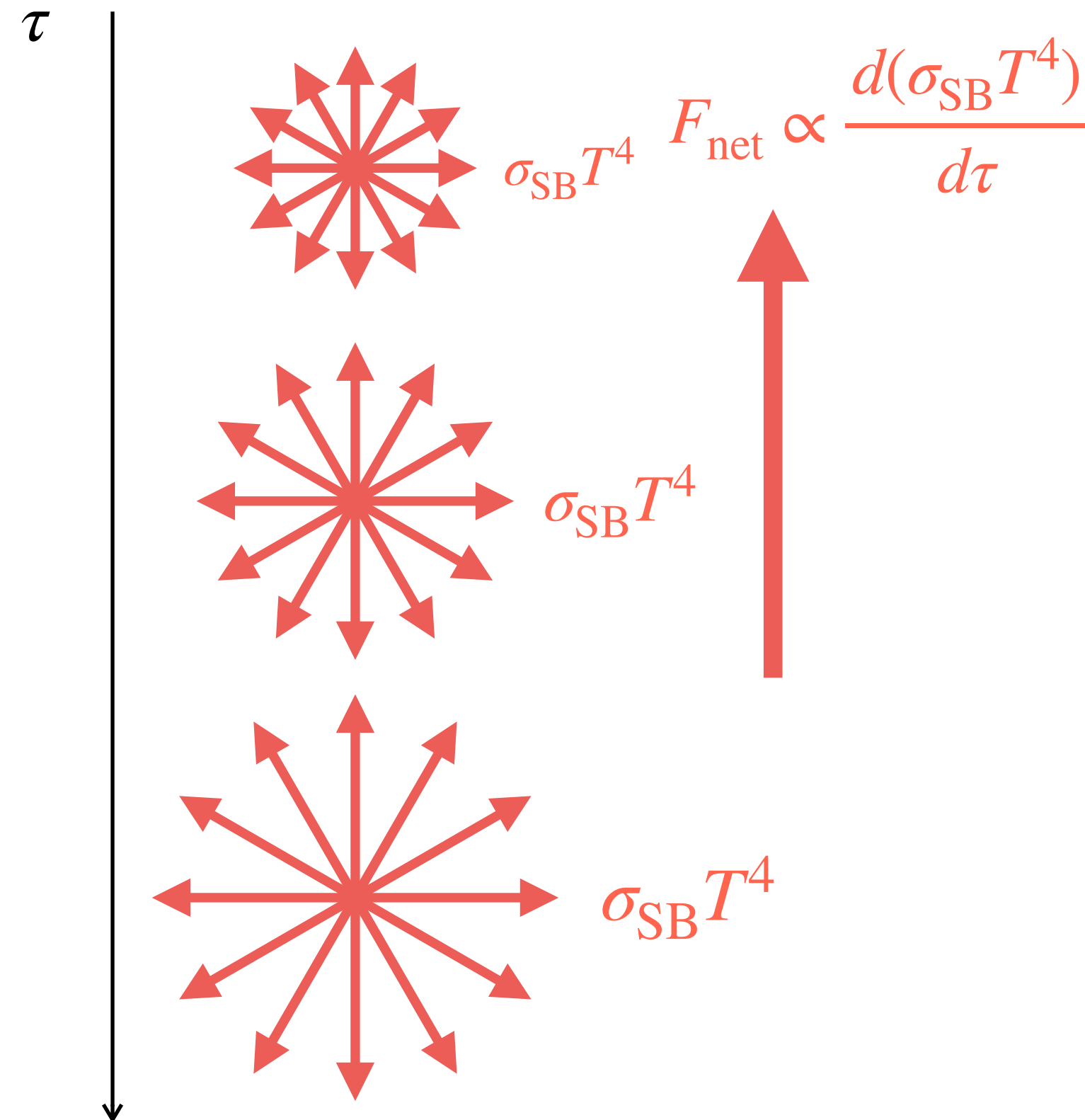
$$\text{地表気温 } \sigma_{\text{SB}} T_{\text{air}}^4 = \frac{F_{\text{net}}}{2}(\tau_s^* + 1) \quad (11)$$

$$\text{地表温度 } \sigma_{\text{SB}} T_{\text{ground}}^4 = F^+(\tau_s^*) = \frac{F_{\text{net}}}{2}(\tau_s^* + 2) \quad (12)$$

$$\therefore T_{\text{ground}} > T_{\text{air}}$$

→ 地表と接する大気が暖められ, 対流が生じる

補足：拡散近似



灰色大気の放射平衡解 $\pi B = \sigma_{\text{SB}} T^4(\tau) = \frac{F_{\text{net}}}{2}(\tau^* + 1) \quad \text{--- (1)}$

τ で微分すると, $\frac{d(\sigma_{\text{SB}} T^4)}{d\tau} = \frac{3}{4} F_{\text{net}} \quad \text{--- (2)}$

$d\tau = -\rho\kappa dz$ より, $4\sigma_{\text{SB}} T^3 \frac{dT}{dz} = -\frac{3}{4} F_{\text{net}} \cdot \rho\kappa \quad \text{--- (3)}$

$\therefore \left(\frac{dT}{dz}\right)_{\text{rad}} = -\frac{3\rho\kappa}{16\sigma_{\text{SB}} T^3} F_{\text{net}} \quad \text{--- (4)}$

(4)は温度勾配に比例して放射フラックスが決まることから、放射の拡散近似と呼ばれる。

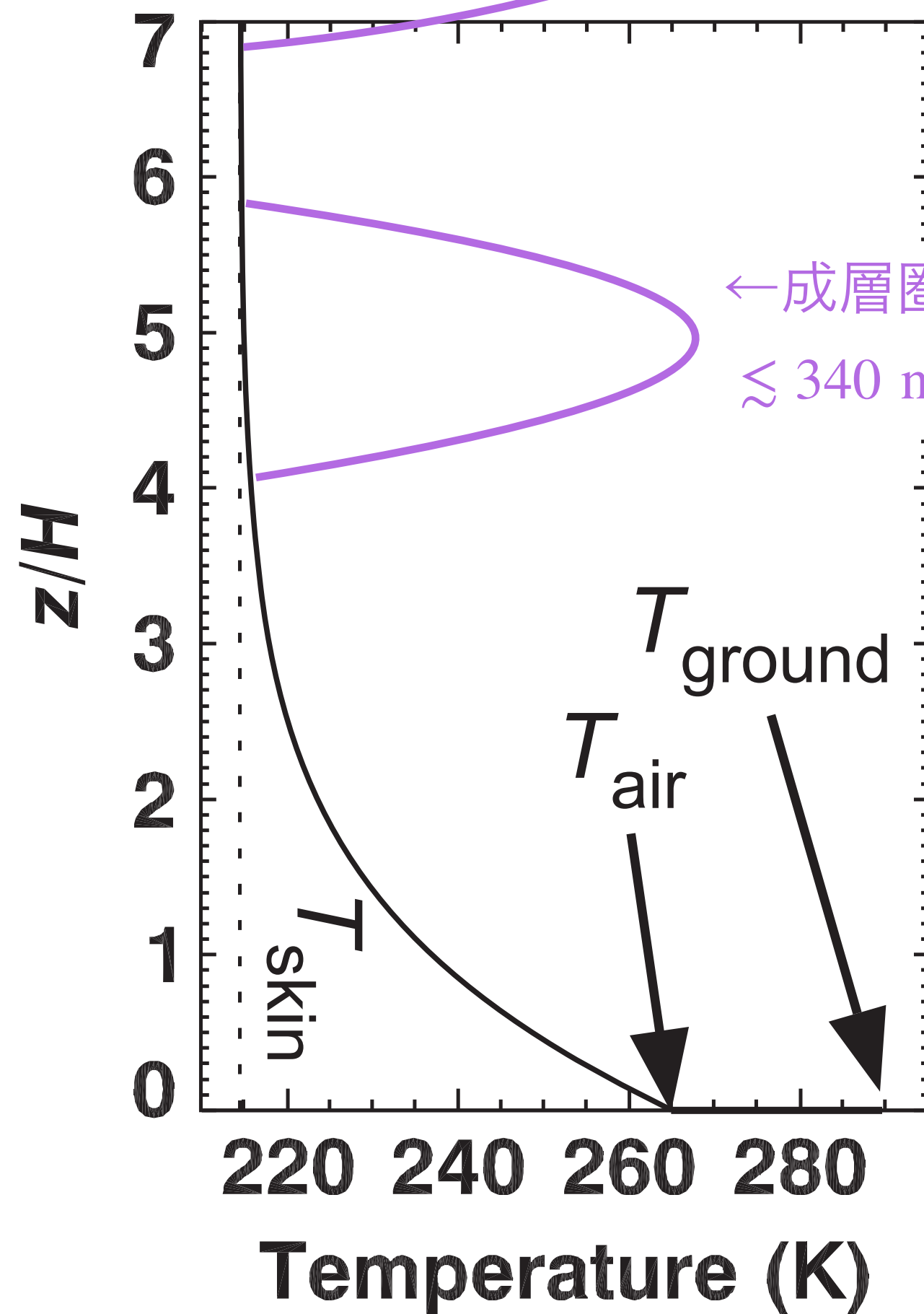
光学的に厚く、光学的厚みに対して温度変化が緩やかな系で妥当な近似 (恒星・巨大ガス惑星内部など)。

より厳密な導出は Rybicki & Lightman (1985), *Radiative Processes in Astrophysics* などを参照。

放射平衡大気の温度構造 (非灰色大気)

熱圏加熱(全ての惑星で共通)

$\lesssim 200$ nm の紫外線の吸収



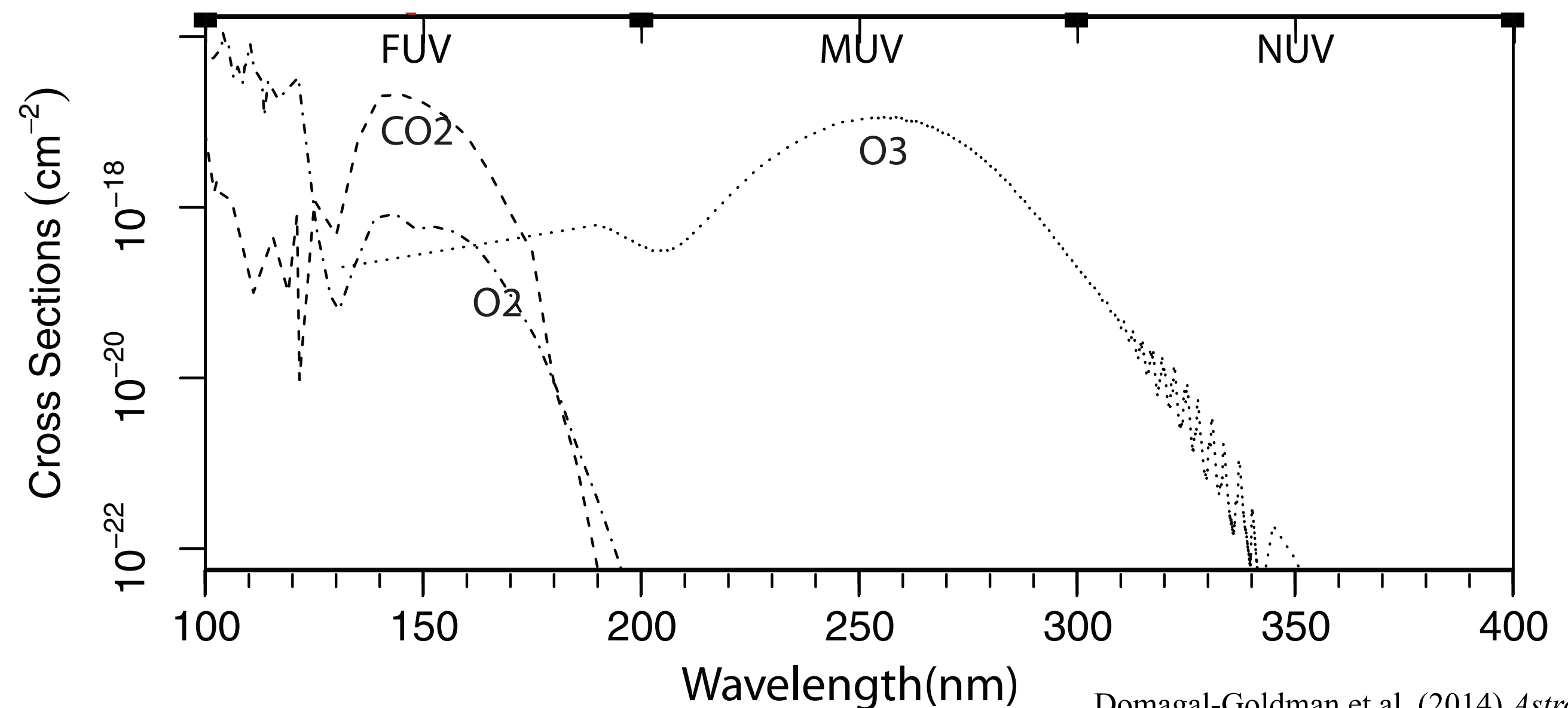
←成層圏加熱 (地球)

$\lesssim 340$ nm の紫外線の吸収

赤外線で光学的に薄い領域において、紫外線吸収は局所加熱を引き起こす

- 熱圏：CO₂, O₂などが $\lesssim 200$ nm の紫外線を吸収
- 成層圏：O₃が $\lesssim 340$ nm の紫外線を吸収 **太陽系では地球だけ!**
- DNAを損傷する波長帯 ($\lesssim 300$ nm) の遮蔽

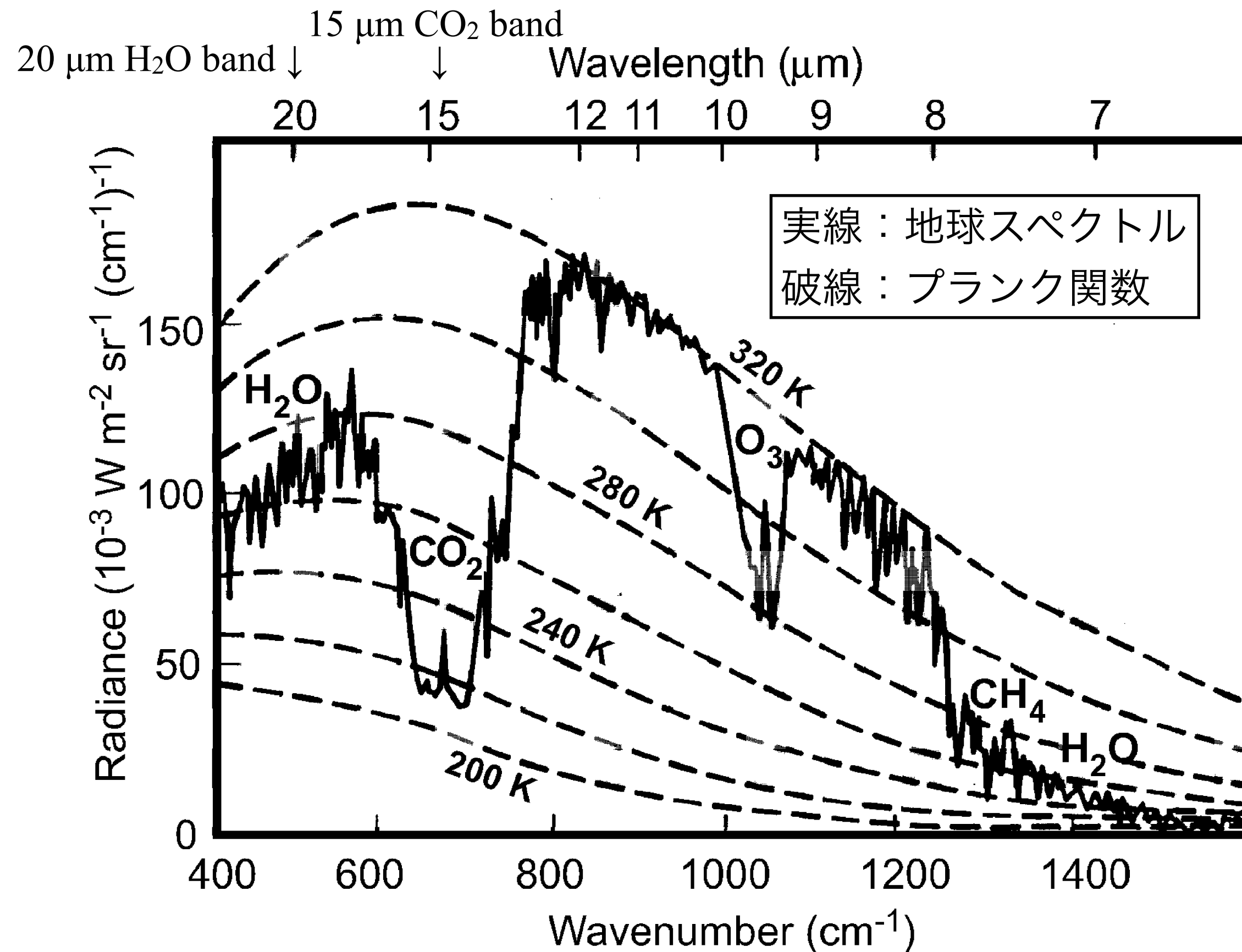
主要な分子の紫外線吸収断面積



Domagal-Goldman et al. (2014) *Astrophys. J.*

温室効果と大気の窓

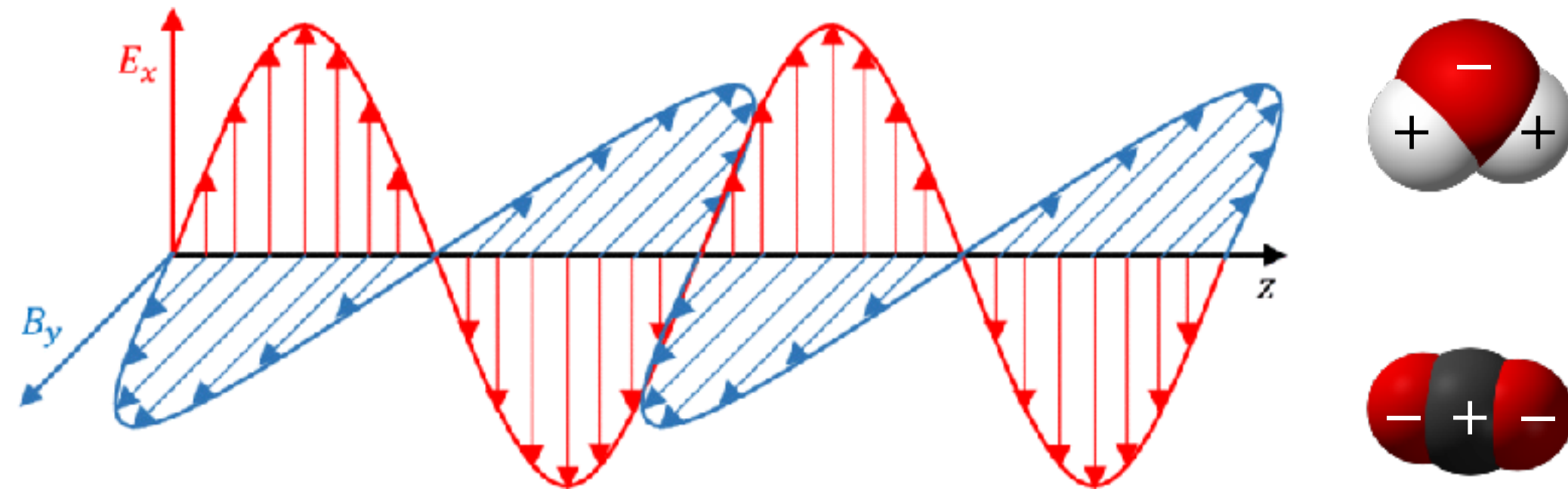
地球の放射スペクトル



- 実際には赤外域においても大気の吸収特性は波長依存
- 分子の吸収帯がある波長域では放射量が小さい
 - 地表からの光が大気によって吸収される
 - 各波長における $B_\nu(T(\tau_\nu = 1))$ が宇宙に届く
- 光学的に薄い波長域(8 – 12.5 μm など)：**大気の窓**
 - 複数の温室効果ガスが共存する時、互いの窓を塞ぐ関係にあると効果が大きい
 - 地上望遠鏡による天文観測において重要

吸収線

- 光子の吸収・放射 = 電磁波と分子・原子の電磁氣的相互作用
 - 分子・原子が電気/磁気双極子モーメントを持っていると生じる
 - 温室効果ガス：H₂O (恒常的な電気双極子モーメント), CO₂ (振動に伴う電気双極子モーメント)
 - 非温室効果ガス：N₂ (双極子モーメントなし), O₂ (磁気モーメントを持つが、電波の波長域に対応)
- 吸収する波長のエネルギー = 分子・原子の状態間の遷移エネルギーに対応

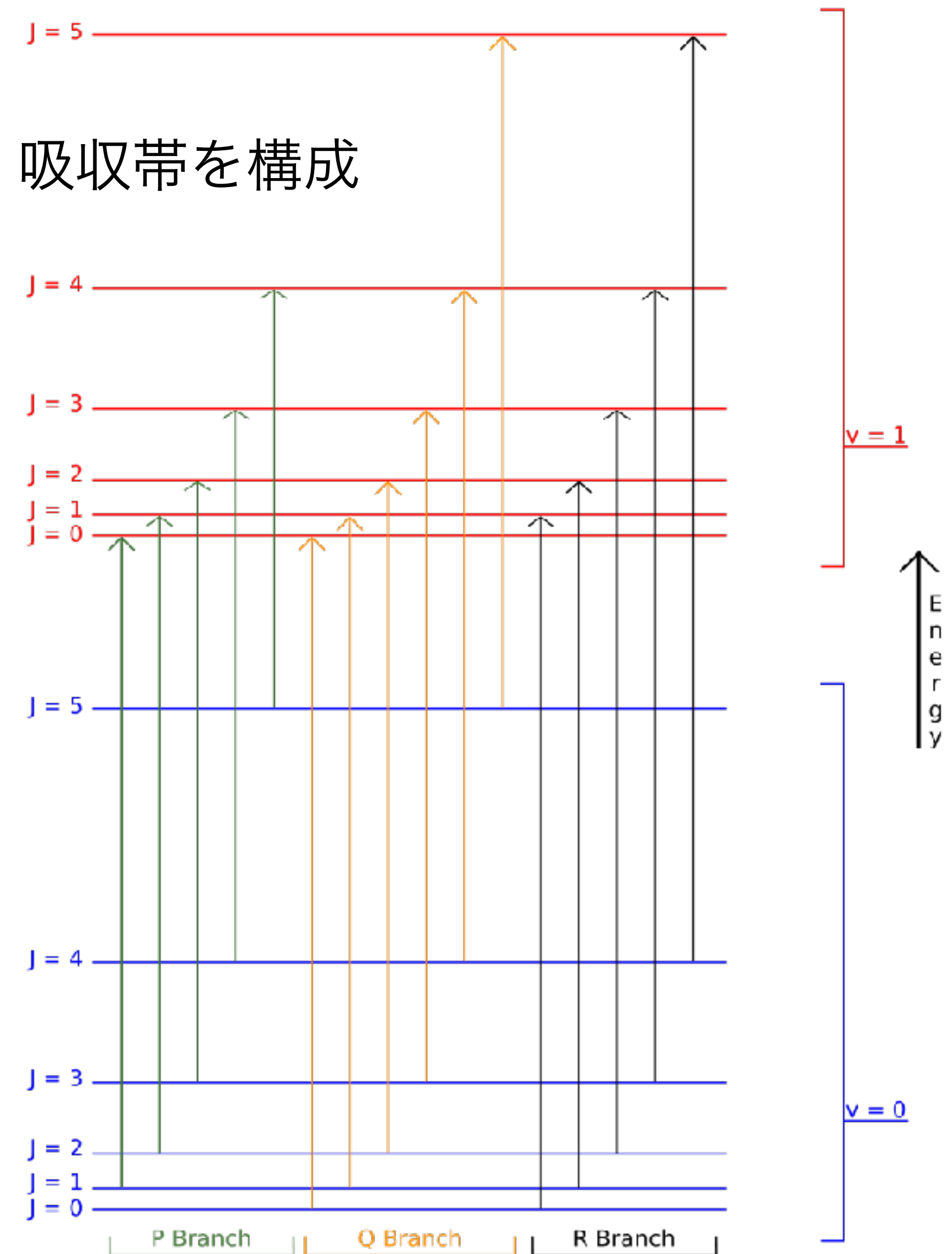
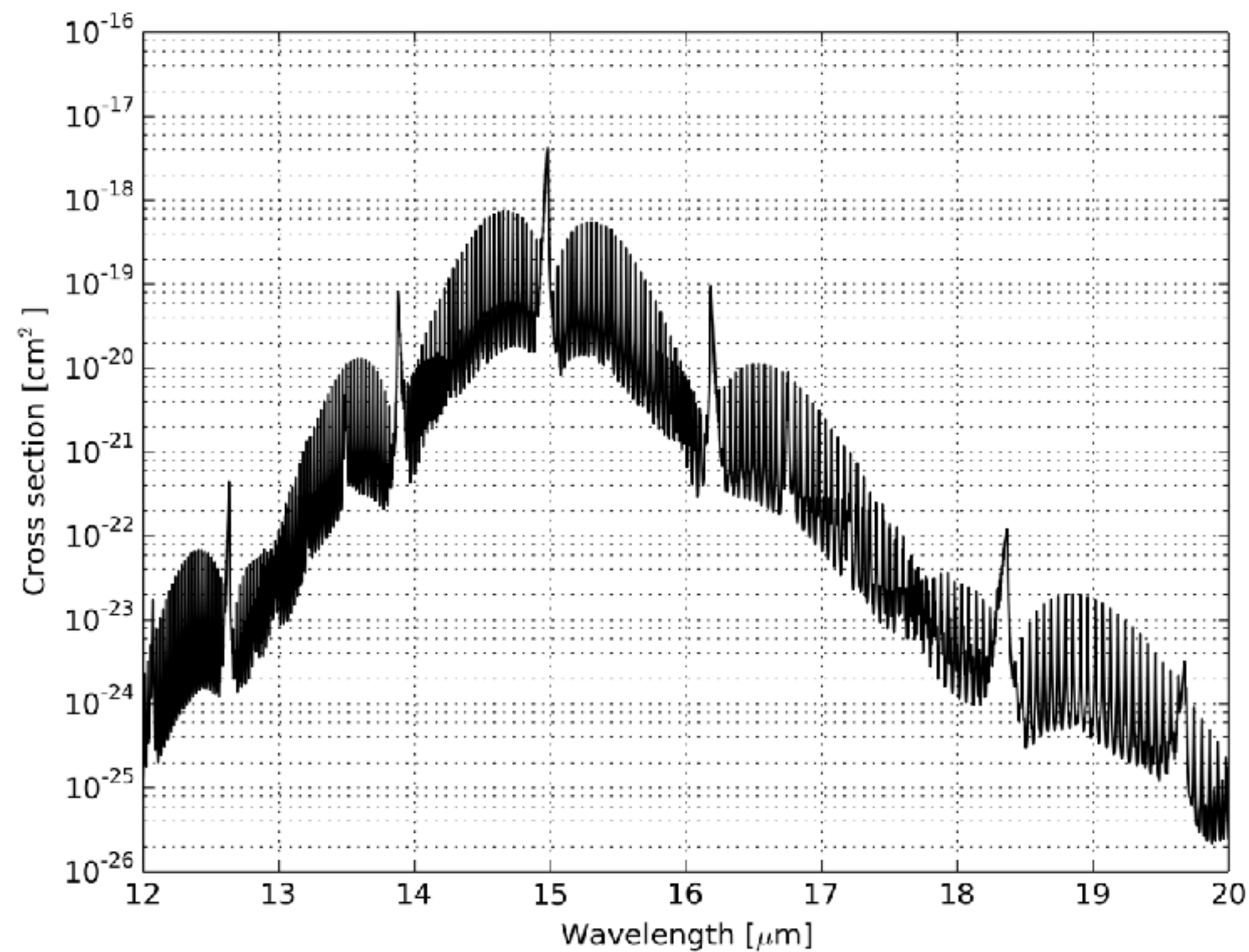


遷移の種類	対応する波長域
電子	< 1 μm
振動	1-20 μm
回転	> 20 μm

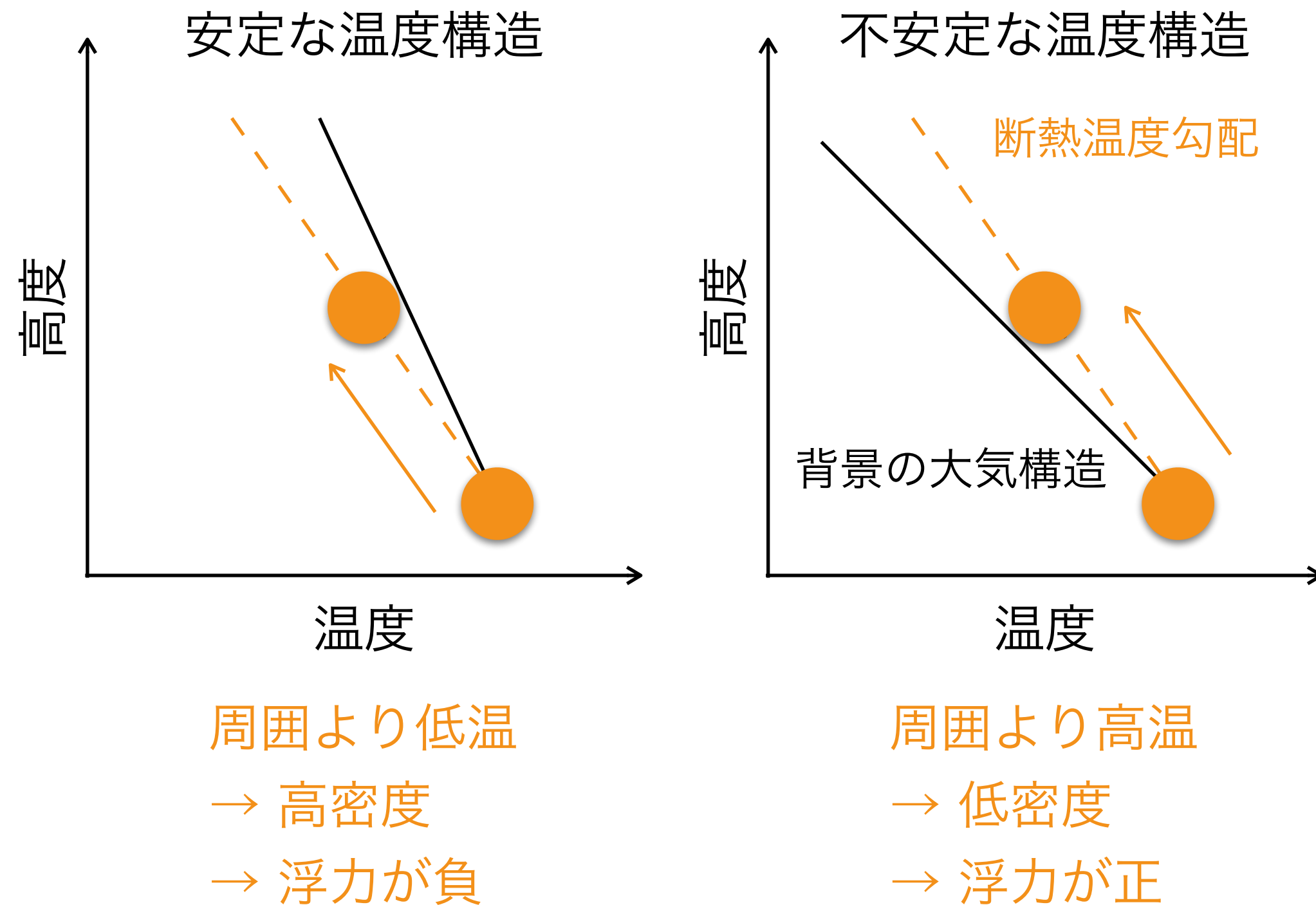
吸収帯(バンド)

- 赤外域では振動・回転遷移が支配的
- 振動遷移(波長間隔：広)に回転遷移(間隔：狭)が伴い，吸収帯を構成

CO₂の15 μ m付近の吸収断面積 (HITRANデータベースを使用)



断熱温度勾配



ガス塊を瞬間的に上向きに動かす状況を想定する。
ガス塊と周囲とのエネルギーのやり取りはない時(断熱過程),
ガス塊の温度変化は断熱温度勾配 Γ_a に従う。

$$\Gamma_a \equiv - \left(\frac{dT}{dz} \right)_a \quad (1).$$

単位質量のガス塊について熱力学の第一法則から,
 $0 = dq = c_v dT + pd(1/\rho)$ — (2).

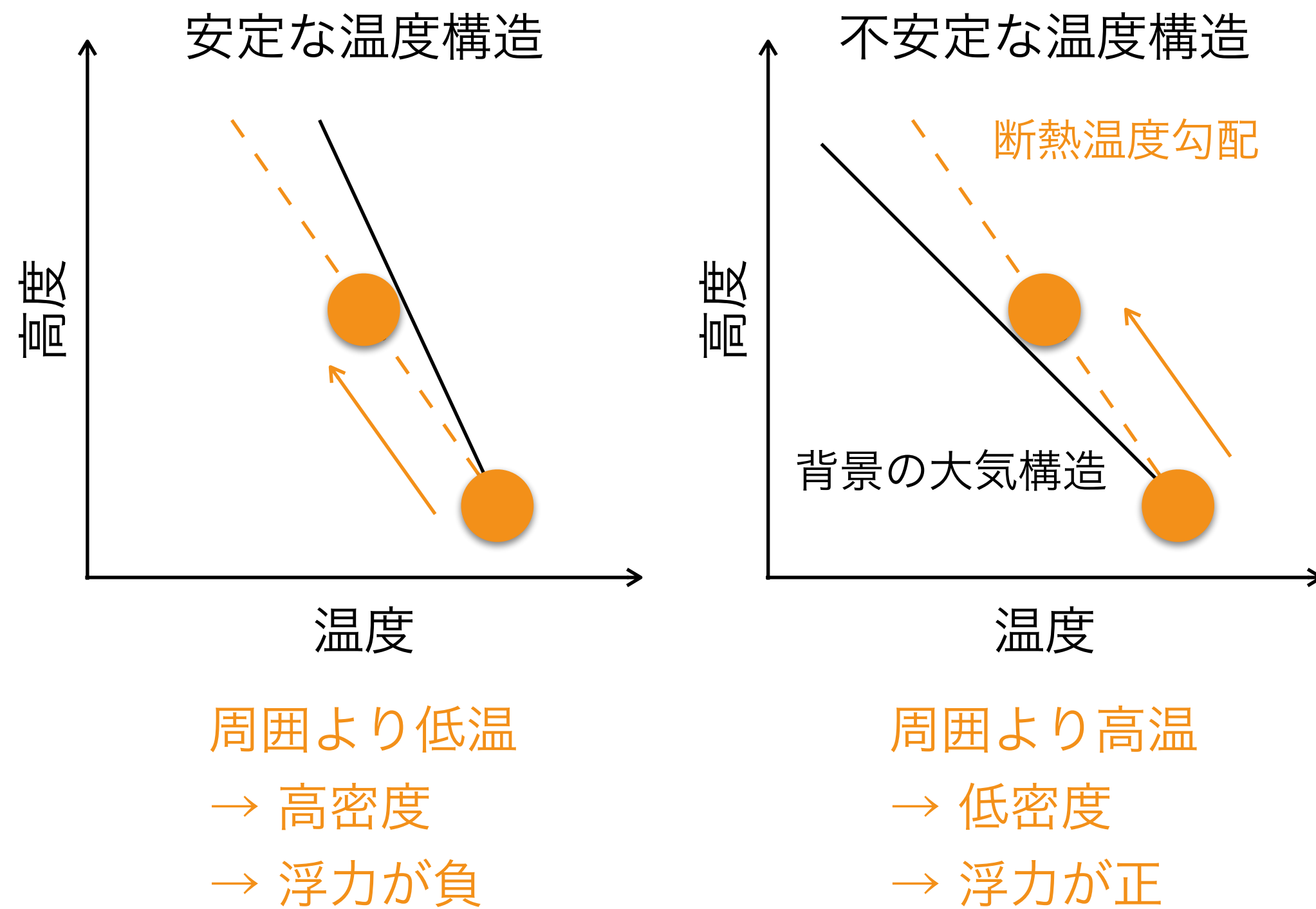
理想気体の状態方程式 $p = \rho \bar{R}T$ — (3) より,
 $d(1/\rho) = (\bar{R}/p)dT - (\bar{R}T/p^2)dp$ — (4).

(4)を(2)に代入して,
 $0 = (c_v + \bar{R})dT - (\bar{R}T/\rho)dp$ — (5).

静水圧平衡の式 $dp/dz = -\rho g$ — (6) を代入して,
 $0 = c_p dT + g dz$ — (7).

$$\therefore \Gamma_a \equiv - \left(\frac{dT}{dz} \right)_a = \frac{g}{c_p} \quad (8).$$

圧縮性・非粘性流体の対流不安定条件



マンテル対流で導入したレイリー条件は,

$$Ra = \frac{\alpha \rho g (\Delta T - \Delta T_{ad}) d^3}{\kappa \eta} \gtrsim 10^3. \quad (1)$$

(1)を変形して地球大気の典型的な物理量を代入すると,

$$-\left(\frac{dT}{dz}\right) + \left(\frac{dT}{dz}\right)_{ad} > 10^3 \frac{\kappa \eta T}{\rho g d^4} \sim 10^{-18} \text{ K km}^{-1}$$

左辺の各項と比較して右辺が十分小さいため、
以下のように近似できる。

$$-\left(\frac{dT}{dz}\right) > -\left(\frac{dT}{dz}\right)_a. \quad (3)$$

(3)はシュバルツシルト条件と呼ばれる。

対流圏の温度構造

かなとこ雲によって可視化された対流圏界面

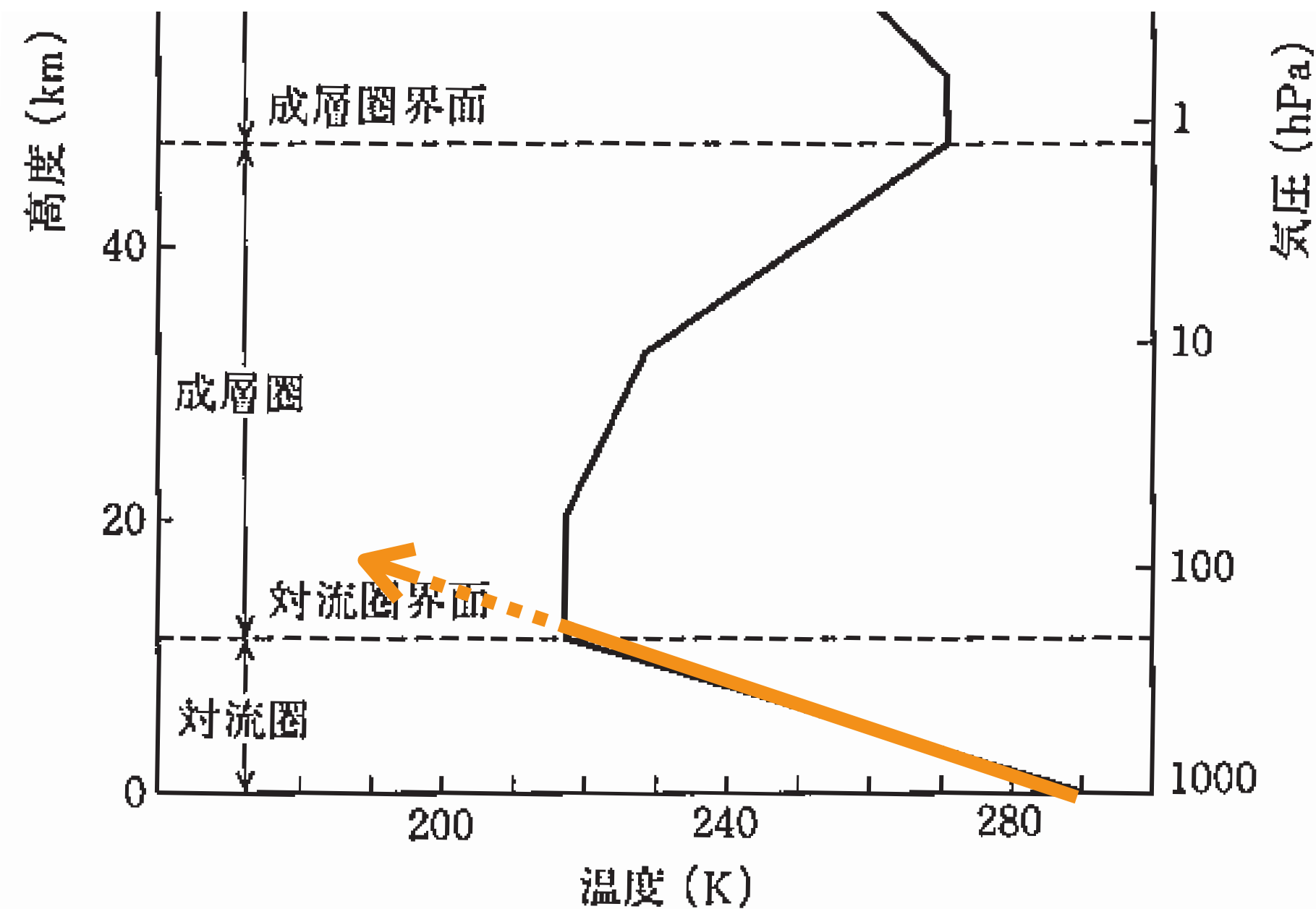


惑星大気中の対流運動の熱輸送は極めて効率的なため、対流圏の温度勾配は断熱温度勾配と一致する(はず)

地球大気の $C_p = 1004 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$, $g = 9.8 \text{ m s}^{-2}$ を代入すると

$$\Gamma_a \equiv - \left(\frac{dT}{dz} \right)_a = \frac{g}{C_p} \simeq 10 \text{ K/km} \quad (1)$$

一方、実際に観測される温度勾配は $\simeq 6 \text{ K/km}$



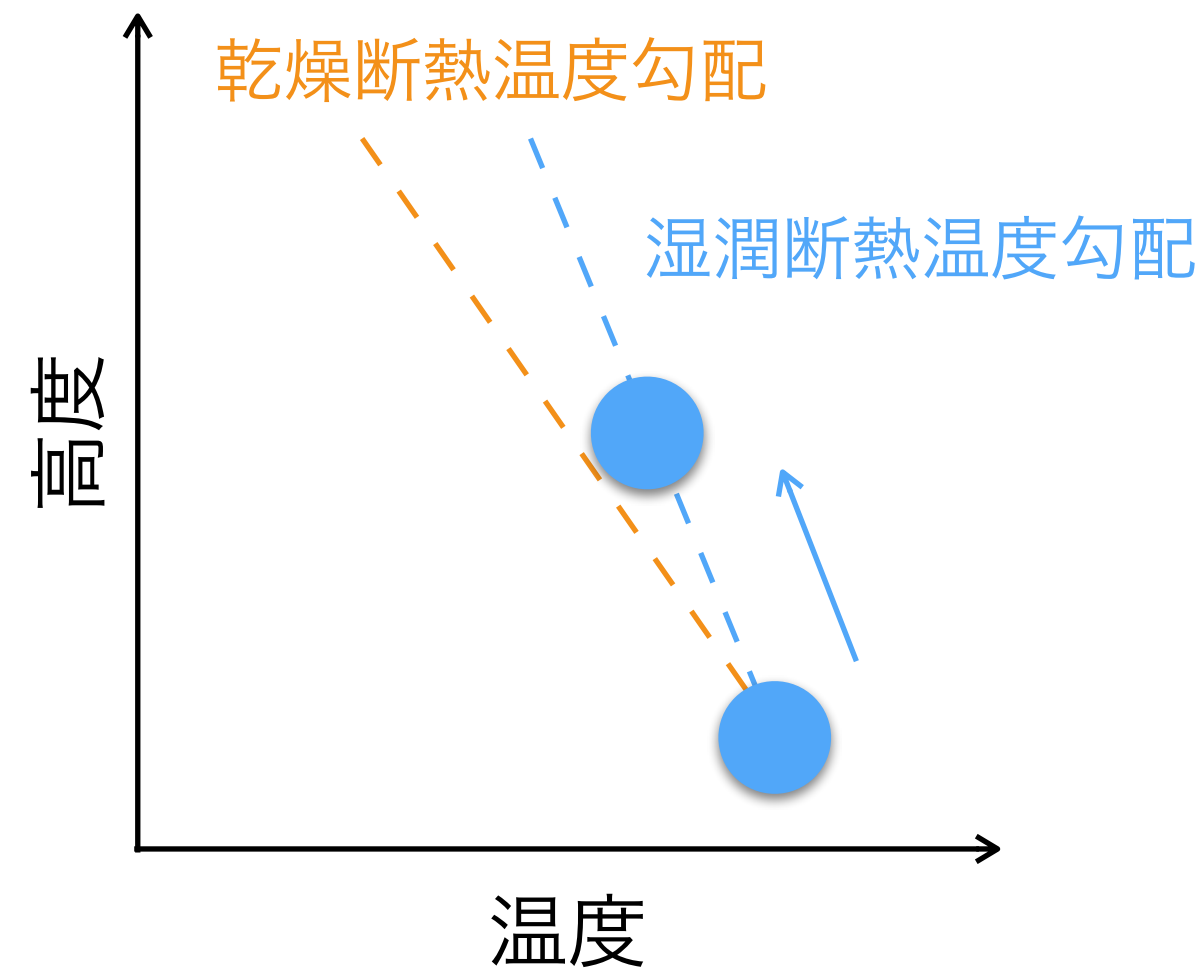
湿潤断熱温度勾配

水蒸気の凝結による潜熱(発熱)の影響を加味すると (※),

$$\text{湿潤断熱温度勾配 } \Gamma_{\text{sa}} \equiv - \left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{sa}} = \frac{g}{c_p} \frac{(1 + l_c \mu_{\text{cms}} / \bar{R}T)}{(1 + l_c^2 \mu_{\text{cms}} / c_p R_c T^2)} \quad \text{--- (1)}$$

ここで l_c : 単位質量あたりの潜熱, μ_{cms} : 水蒸気の混合比, R_c : 水蒸気の比気体定数

潜熱の分, 温度勾配 ($-dT/dz$) が小さくなる



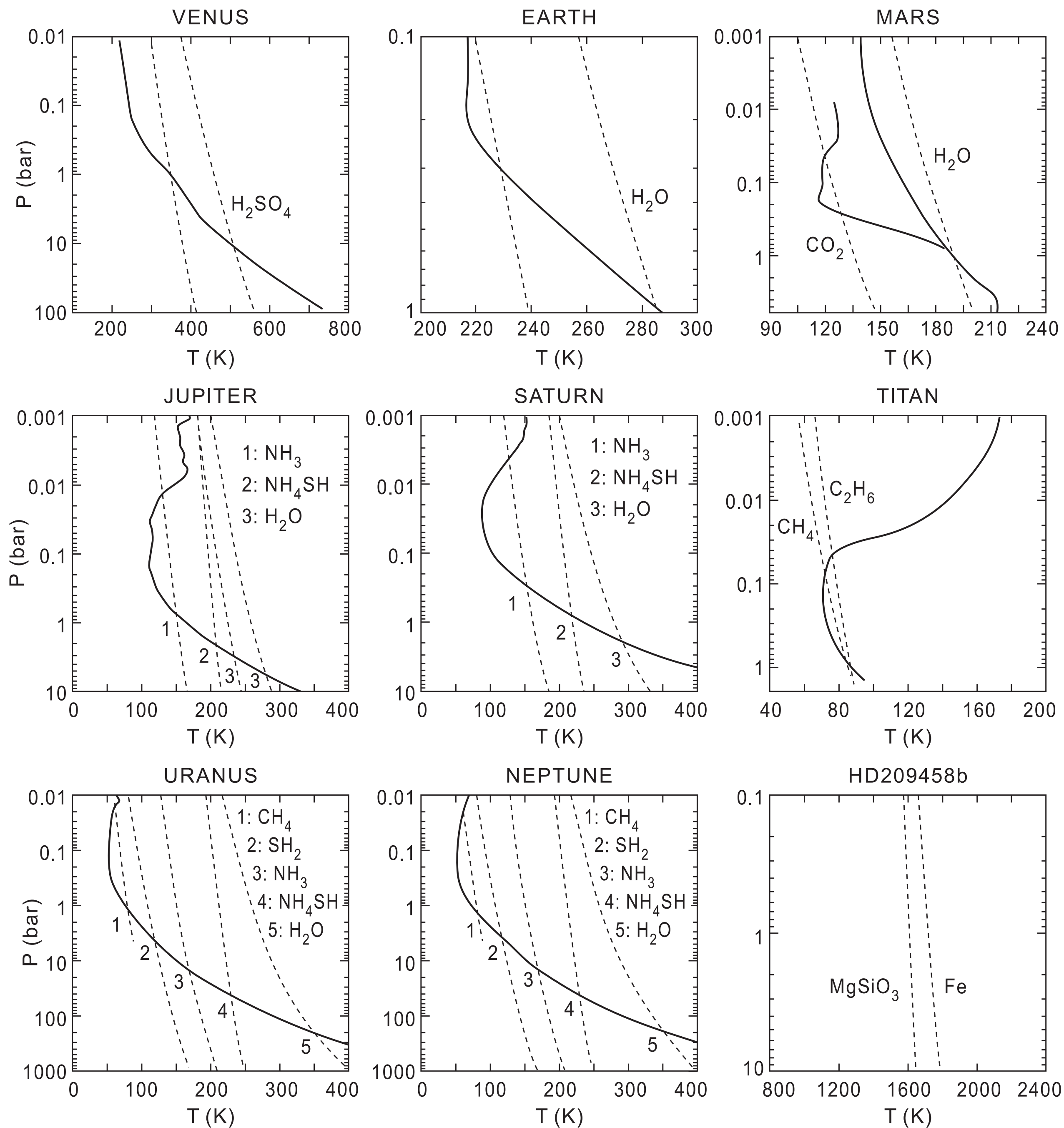
$$\mu_{\text{cms}} \rightarrow 0 \text{ の時, } \Gamma_{\text{sa}} \rightarrow \frac{g}{c_{c_p}} = \Gamma_a \quad \text{--- (2) 乾燥断熱温度勾配}$$

$$\mu_{\text{cms}} \rightarrow 1 \text{ の時, } \Gamma_{\text{sa}} \rightarrow \frac{Tg}{l_c} \quad \text{--- (3)}$$

$$\therefore \left(\frac{dp}{dT} \right)_{\text{sa}} = \frac{l_c p}{R_c T^2} \quad \text{--- (4) クラウジウス・クラペイロンの式 と一致}$$

※ 導出は省略. 興味のある人は Catling & Kasting (2017) Cambridge Press. などを参照

雲の形成



実線：大気構造,
 破線：飽和蒸気圧曲線
 (金星・地球について複数の線があるのは仮定する混合比の違い)

Catling & Kasting (2017)
Atmospheric Evolution on Inhabited and Lifeless worlds

- 惑星大気では一般に飽和蒸気圧曲線と比較して対流圏の大気構造のほうが $-dT/dz$ が大きい
 → 上昇流にともなって雲が形成
- 凝結する分子種は大気組成・温度に依存
 - 金星： H_2SO_4
 - 地球： H_2O
 - 火星： H_2O , CO_2
 - 木星・土星： NH_3 系分子
 - 天王星・海王星： CH_4
 - ホット・ジュピター：シリケイト

※ $10^5 \text{ bar} = 1 \text{ bar} \approx 1 \text{ 気圧}$

まとめ

- 大気の圧力・密度構造：静水圧平衡を保つため、スケールハイトごとに指数関数で減少
- 太陽放射：光球面温度の黒体放射 + 紫外線・X線超過
- 大気の熱輸送メカニズム：地表からの熱伝導，大気中の対流・放射
- 灰色大気の放射平衡構造：下層ほど高温(温室効果)，地表との温度不連続 → 対流
- 非灰色大気の構造：熱圏・(地球の場合)オゾン層での紫外線吸収 → 温度上昇
- 温室効果の仕組み：大気の窓，吸収線・吸収帯
- 対流圏の構造：(乾燥・湿潤)断熱温度勾配，飽和蒸気圧曲線と交わる → 雲の形成

レポート課題

1. 地球大気のスケールハイトを計算せよ（有効数字2桁）。地球平均気温 288 K, 平均分子量 29.0 を用いてよい。
2. 地球の大気質量を計算せよ（有効数字1桁）。地表面の大気圧 1.0×10^5 Pa, 重力加速度 9.8 m s^{-2} , 地球半径 6.4×10^6 m を用いてよい。