

第5章

大気放射

5.1 参考書

- 「光の気象学」 柴田清孝, 朝倉書店, 1999
- 気象学のプロムナード8 「大気と放射過程」 会田勝, 東京堂出版, 1982
- “Fundation of Atmospheric Physics”, Salby, Academic Press, 1996

5.2 地球の熱バランス

まず、全球でのバランスを見てみる。

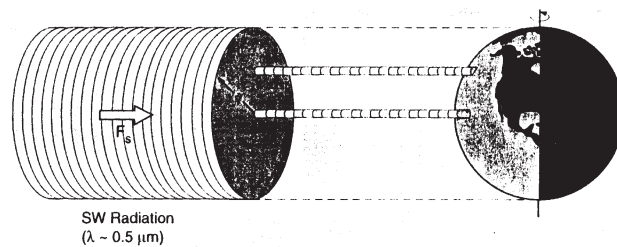


図 5.1 Salby, “Fundation of Atmospheric Physics”, (1996) より

このように、太陽放射（主として $0.5\mu\text{m}$ の可視光が中心）は地球の昼半球のみに当たるのに対し、地球の黒体放射は全球から出ていく。よって、地球全体の反射率（Albedo）を A 、入射エネルギーを F_s とすると、単位面積から放射される黒体輻射は σT^4 （Stefan-Boltzmann の法則）だから

$$(1 - A)F_s \pi a^2 = 4\pi a^2 \sigma T_e^4 \quad (5.1)$$

となる。ここで、 σ は Stefan-Boltzmann 定数 ($5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$)。つまり、地球全体を一つの系と見たときの平衡温度（等価黒体温度）は

$$T_e = \left[\frac{(1 - A)F_s}{4\sigma} \right]^{1/4} \quad (5.2)$$

入射するエネルギーは 1372 W m^{-2} 、反射率は 0.3 とすると、等価黒体温度は 255K となる。これは、全球表面平均気温 288K より 30K 程度低い。これは、大気の温室効果による。つまり、大気は短波放射（可視光 $\sim 5 \mu\text{m}$ ）

に対してはほぼ透明なのに、地球の平衡温度辺りの長波放射（赤外 $\sim 10\ \mu\text{m}$ 程度以上）に対してはほぼ半透明で、大気が地面の赤外放射を吸収し、地面と宇宙の両方に再放射していることによる。

もう少し、大気が不透明であることについて考えてみる。霧を考えてみよう。霧の中にいると、近くは見えるが遠くは見えない。ある建物から離れていくと、最初は建物が見えているが、そのうちに見えなくなる。つまり、遠い建物から発した光は霧によって減衰を受け、離れた人からは見えないが、近い建物は見える。これを、赤外放射で考えると：地球から放射された黒体放射は途中の大気によって吸収され、宇宙へは届かない。そのため、宇宙から赤外放射を観測していると、地面の放射は見えず、途中の（冷たい！）大気の放射が見える。つまり、宇宙には暖かい地面の放射ではなく、途中の冷たい大気の放射が出ていく。この冷たい大気からの放射が太陽放射とバランスしていれば、地球システムとしては平衡となる。ちなみに、温室は「温室効果」で暖かいのではない！

図 5.2 で、短波放射の $342\ \text{W m}^{-2}$ は地球が球面のため、断面積の 4 倍の表面積を持っていることに依る ($1372/4=343$)。地表面と大気（及び、雲やエアロゾル）との短波放射の反射の合計は $107\ \text{W m}^{-2}$ 、約 30%。これがアルベド。大気は短波に対して透明だとはいつても 20%程度は吸収する。残りの 50%程度が地面によって吸収される。

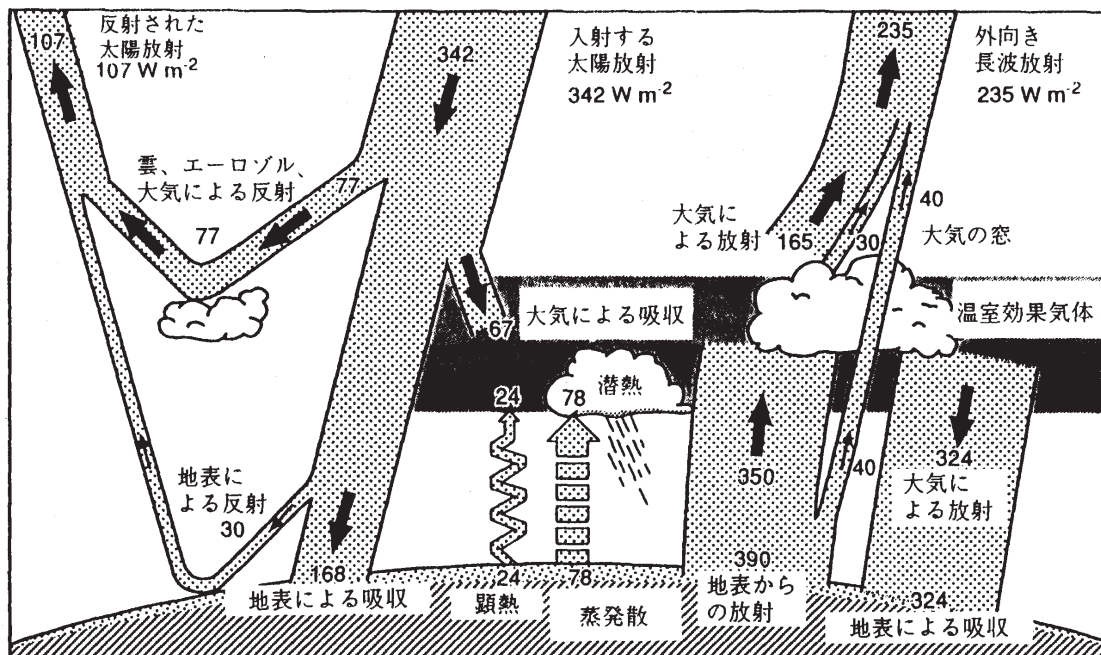


図 5.2 全球平均放射収支

地面の放射熱収支は

$$(\text{短波の吸収} : 168) - (\text{長波の放射} : 390) + (\text{大気からの長波放射} : 324) = + 102$$

となって、放射収支としては地面は加熱されている。この分は放射に依らない輸送、つまり顕熱・潜熱の乱流輸送として地面から大気へ渡されている。逆に、大気は $102\ \text{W m}^{-2}$ だけ放射冷却となっている。つまり、地面からの乱流輸送を考えないと大気は放射によって冷えてゆく。

単純計算では大気の単位面積辺りの質量は： $9.8\ \text{m s}^{-2} M = 10^5\ \text{N m}^2 = 10^5\ \text{kg s}^{-2} \text{m}^{-1}$, $M = 10^4\ \text{kg m}^{-2}$
大気の比熱は約 $10^3\ \text{J kg}^{-1}\ \text{K}^{-1}$

よって、放射冷却による温度変化は大気全体に対しては $10^{-5}\ \text{K s}^{-1}$ つまり、1日に1度程度。

緯度方向には赤道は多く日射を受け、極付近は少ない。緯度毎に放射収支を計算するとこのように、赤道では放射加熱、極では放射冷却となっている。これは南北方向の熱輸送によって補償されている。大気大循環がこの南北方向の熱輸送を担っている。大気大循環については気象学 II が詳しい。

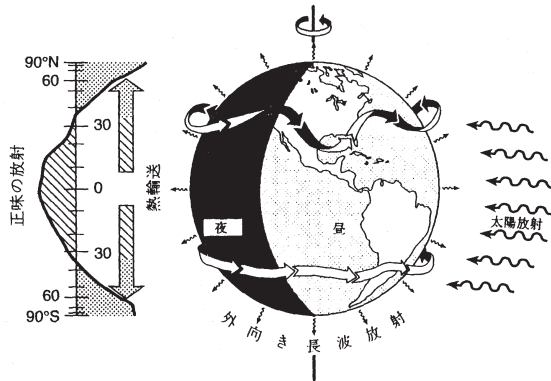


図 5.3 放射収支の緯度変化

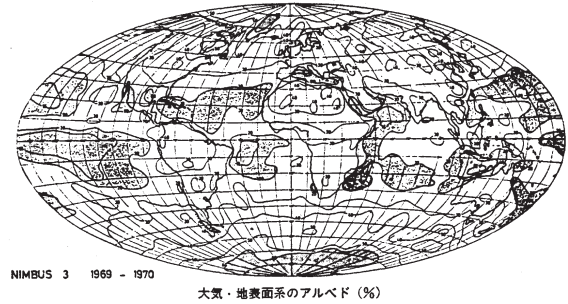


図 5.4 年平均反射率の分布 (会田、「大気と放射過程」(1982)より)

5.3 現実大気の放射過程

図 5.5 は短波放射の観測。太陽からはほぼ 6000 K の黒体放射に近い短波放射が大気上端に到達していて、中心は $0.5 \mu\text{m}$ を付近である。ところが、大気の海の底にある地表面では櫛の歯状に放射が減り吸収が起こっていることがわかる。可視光から紫外線の領域ではオゾンや酸素原子、赤外の領域では水蒸気、二酸化炭素が主な吸収物質となっている。

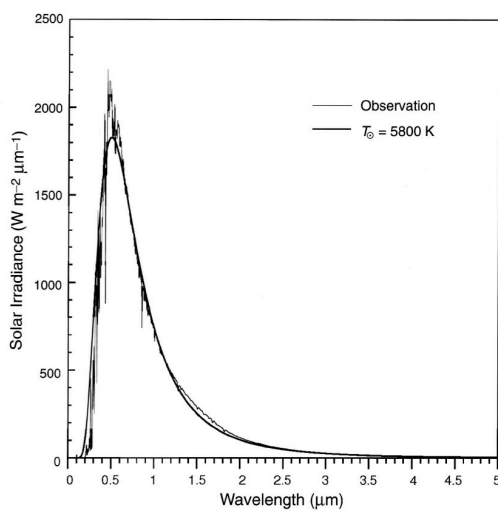


Figure 2.9 Solar irradiance for a 50 cm^{-1} spectral interval at the top of the atmosphere based on the results presented in the MODTRAN 3.7 program. Also shown is the Planck flux with a temperature of 5800 K accounting for the mean distance between the earth and the sun.

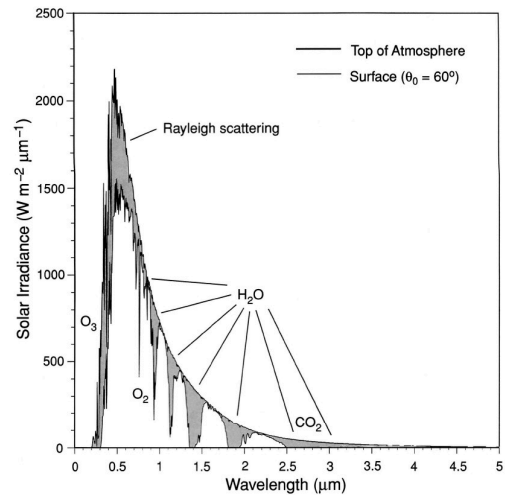


Figure 3.9 Solar irradiance curve for a 50 cm^{-1} spectral interval at the top of the atmosphere (see Fig. 2.9) and at the surface for a solar zenith angle of 60° in an atmosphere without aerosols or clouds. Absorption and scattering regions are indicated. See also Table 3.3 for the absorption of N_2O , CH_4 , CO , and NO_2 .

図 5.5 大気上端と地面での太陽放射スペクトル (Liou, “An Introduction to Atmospheric Radiation”, (2002) より)

地球からの赤外放射の様子はどうか。図 5.6 のように、宇宙から見た地球は、 $15\sim 20\mu$ で最大になる約 300K の黒体放射をしている。このように、地球から出る赤外放射は太陽放射のエネルギー分布の裾のところにあり、ま

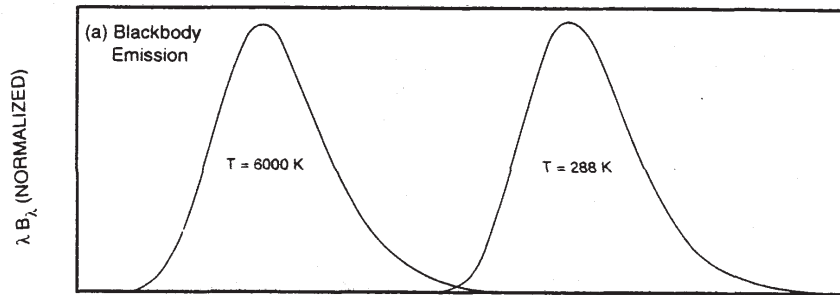


図 5.6 太陽と地球の黒体放射 (Salby, “Fundation of Atmospheric Physics”, (1996) より)

た、逆に、太陽放射は地球の放射のスペクトル分布の裾のところに位置しているので、大気中の放射を扱う際にそれぞれを独立に扱うことができる。

地球からの赤外放射のスペクトルを詳しく見ると、短波放射と同じように櫛の歯状に放射エネルギーが落ち込んでいる (図 5.7)。顕著なのは 15μ 付近を中心とする二酸化炭素の吸収帯、 9.6μ を中心とするオゾン、 6.3μ を中心とする幅広い水蒸気の吸収帯。その他に、比較的長波長側の水蒸気の回転帯 (回転運動に伴うエネルギー準位) がある。8~ 12μ の波長域ではオゾンの吸収をのぞいて余り吸収がない。この波長域を窓領域と呼ぶ。(霧のアナロジー参照)。二酸化炭素の吸収領域ではほぼ 220 K の黒体輻射に近く、対流圏上層の気温に対応する (つまりその辺りの大気が「見えている」)。オゾンでは 270 K 程度で、上部成層圏の温度に相当する。二酸化炭素が地球放射の最大の辺りに強い吸収がある。

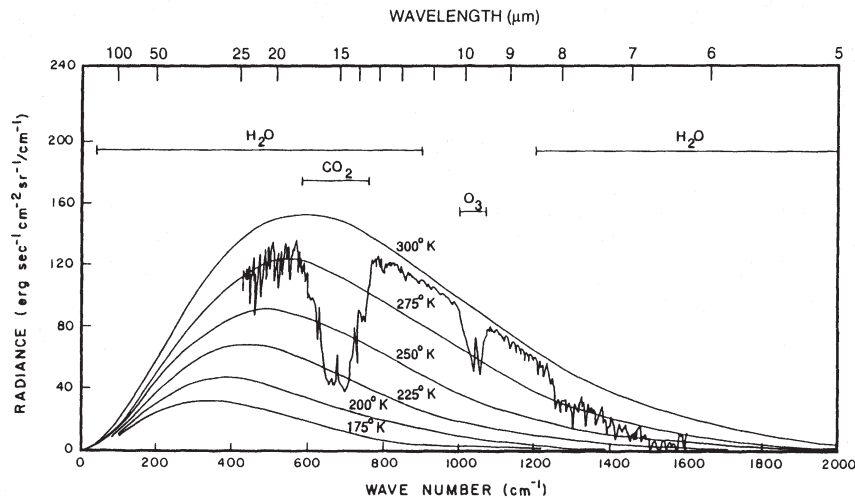


Figure 8.5 Spectrum of outgoing LW radiation over (215° W, 15° N) observed by Nimbus-4 IRIS, as a function of wavenumber λ^{-1} . Blackbody spectra for different temperatures and individual absorbing species indicated. Adapted from Liou (1980).

図 5.7 大気上端での地球放射スペクトル (Salby, “Fundation of Atmospheric Physics”, (1996) より)

各ガスの赤外領域の吸収線を粗い分解能のスペクトルで見ると、図 5.8 のようになめらかな形の吸収線 (帯) のように見える。

もう一度吸収帯の波長を上げると：

CO₂ : $15 \mu\text{m}$ (振動モード)、 $4.3 \mu\text{m}$ (振動モード)

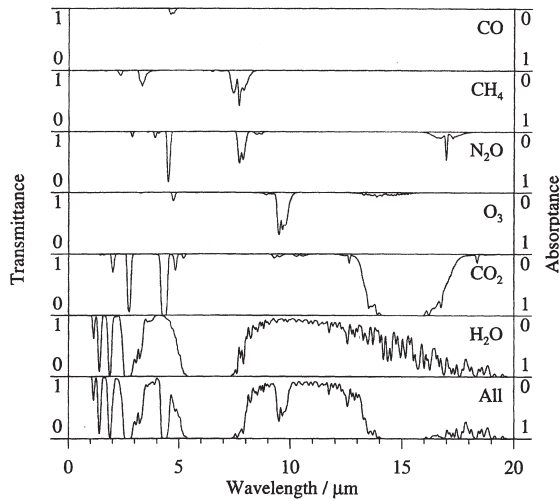


図 5.8 赤外域での吸収線 (Andrews, “An Introduction to Atmospheric Physics”, (2000) より)

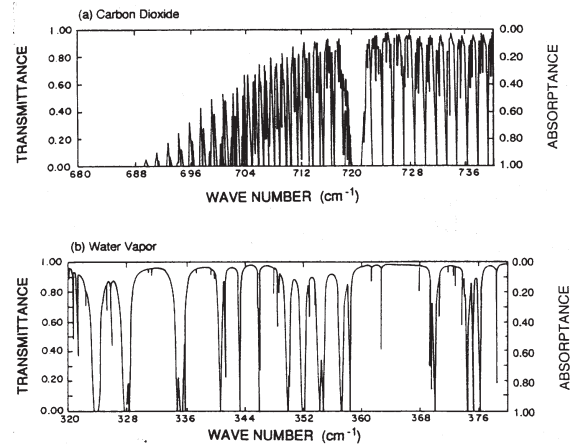


図 5.9 高分解能での赤外吸収スペクトル (Salby, “Fundation of Atmospheric Physics”, (1996) より)

H₂O : 6.3 μm (振動モード)、2.7 μm (振動モード)、12 μm 以上 (弱い、回転モード)

O₃ : 9.6 μm (振動モード)

オゾンのところには他の物質による強い吸収帯がないので、成層圏に多いオゾンは直接対流圏や地表の放射を吸収することができ、加熱されることになる。

高い分解能で見ると、吸収線は非常に細かな構造を持っている。その中には CO₂ 14 μm 帯のように規則正しく吸収線が分布しているものもあれば、水蒸気回転帯のように不規則に分布しているものもある。可視光や紫外線領域での吸収線も同じこと。

5.3.1 散乱

散乱とは分子やエアロゾルなどの粒子によって光の進行方向が変えられることを言う。粒子などと放射との相互作用では通常、散乱と吸収の両方が起こる。

太陽放射に対する散乱は、例えば球形粒子による電磁波の散乱であるミー (Mie) 散乱で記述できることが多い。そのうち、光の波長よりもずっと小さな粒子による散乱をレイリー (Rayleigh) 散乱と呼ぶ。また、比較的大きな粒子による散乱のみをレイリー散乱と区別するためミー散乱と呼ぶこともある。

原理的には微小な球形の誘電体などによる電磁波の反射問題を解けばよいが、この講義の範囲を超えているので、典型的な結果だけを示すことにする。

まず、レイリー散乱の場合、散乱光の強度は光の波長の 4 乗に反比例し、波長が短いほど強く散乱される。この効果によって、空が青く見える。これがないと、宇宙のように真っ暗な空に太陽だけが輝いているようになる。また、青より波長の短い紫色の空にならないのは、太陽光のエネルギーが紫より青の方が多いことと、紫は散乱されすぎて地上に到達する前に減衰してしまうから。その証拠に、海外旅行などで飛行機に乗ったとき、上空へ行くと空が紫色を帯びてくる。また、太陽高度が低い朝夕には、通過する大気層が厚くなり、青色も散乱されすぎて減衰してしまい、長波長の成分が多くなって赤い朝焼けや夕焼けが見える。また、レイリー散乱では前方散乱 (光の進行方向) と後方散乱との割合が等しく、粒子を中心に対称的な散乱角度分布になっている (図 5.10)。

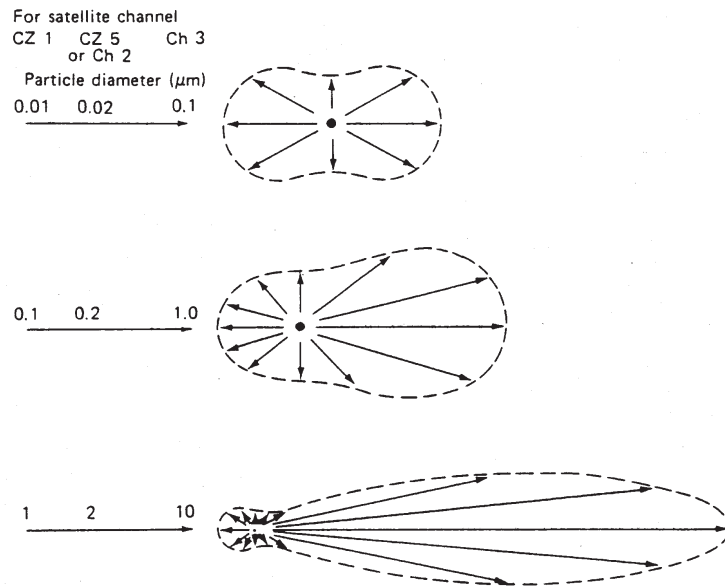


図 5.10 光の散乱エネルギーの分布 (Scorer, “Dynamics of Meteorology and Climate”, (1997) より)

ミー散乱の場合、散乱の波長依存性はレイリー散乱より弱く、波長の逆数程度から依存性の無い程度。また、散乱角度は、前方散乱が後方散乱よりずっと強くなる。

放射はどのように表現でき、大気にどのような影響を与えるのかについて以下に議論を行う。ここでは、基本的に散乱は考えず、射出と吸収のみを考えることにする。

5.4 放射伝達方程式

5.4.1 立体角

立体角 ω は図 5.11 のように原点から半径 r の位置にある球面上の面積 σ を半径 r の 2 乗で割ったもの：

$$\omega \equiv \frac{\sigma}{r^2} \quad (5.3)$$

単位は sr (ステラジアン)。球の全表面積は $4\pi r^2$ だから、全立体角は 4π ステラジアンとなる。ちょうど、円周 $2\pi r$ を半径で割った 2π が全平面角 2π ラジアンになるのに対応している。

球面座標での微小立体角は

$$d\omega = \frac{d\sigma}{r^2} = \frac{rd\theta \cdot r \sin\theta \cdot d\phi}{r^2} = \sin\theta d\theta d\phi \quad (5.4)$$

5.4.2 放射輝度 (radiance)

面 dA を通して立体角 $d\omega$ 内に進む放射を考える。振動数 ν から $\nu + d\nu$ の間にある時間 dt 当たりの放射エネルギーを dQ_ν とすると、

$$dQ_\nu = I_\nu \cos\theta dA d\omega d\nu dt \quad (5.5)$$

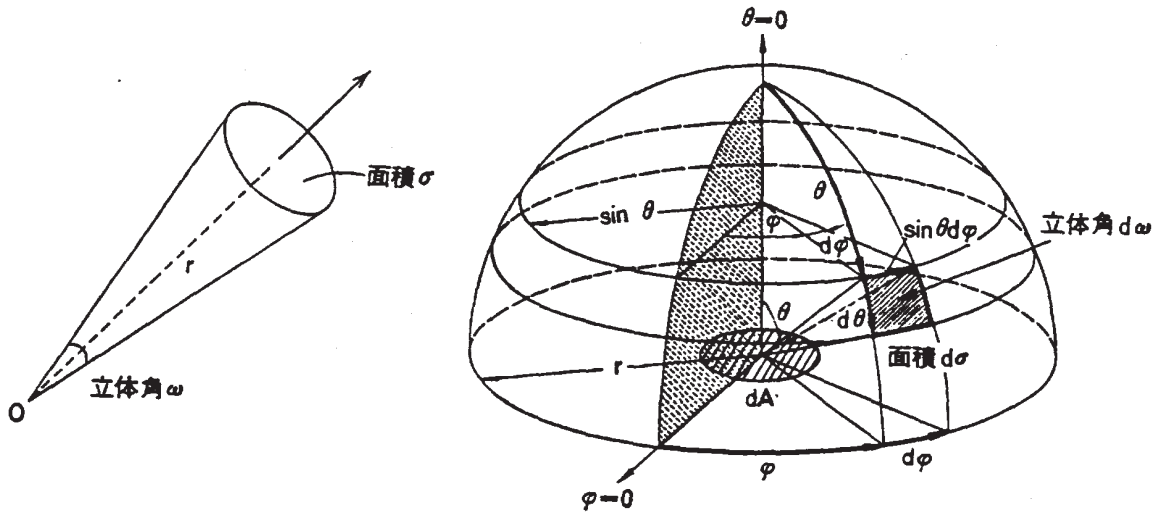


図 5.11 立体角 (会田、「大気と放射過程」(1982) より)

と書くことができる。ここで、 θ は面 dA の法線と放射の進行方向がなす角で、 $\cos\theta dA$ が dA の進行方向に対する断面積を表す。 I_ν は比例定数であり、放射の強さを表す放射輝度と呼ばれる。よって、

$$I_\nu = \frac{dQ_\nu}{\cos\theta dA d\omega d\nu dt} \quad (5.6)$$

つまり、 I_ν は単位面積・単位立体角・単位時間・単位周波数帯当たりの放射エネルギー ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$)。放射輝度は単位立体角当たりの値であることに注意。

5.4.3 放射束密度 (radiant flux density)

放射束密度とは、面 dA の法線方向に対する放射輝度の成分を半球分の立体角について積分したもの：

$$M_\nu \equiv \int_{\text{半球}} I_\nu \cos\theta d\omega = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} I_\nu(\theta, \phi) \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi \quad (5.7)$$

放射輝度が方向によって変化しない場合、等方性放射とよび、

$$F_\nu \equiv M_\nu = \pi I_\nu \quad (5.8)$$

なる。全振動数・全面積に対して積分したものは全放射束 (radiant flux) と呼ぶ：

$$\int_A \int_0^\infty F_\nu d\nu dA \quad (5.9)$$

5.4.4 放射伝達方程式

大気中に断面積 $d\sigma$ 、長さ ds の円筒を考える。これに、放射輝度 I_ν の放射が立体角 $d\omega$ に入射するとする。この気柱を通過した輝度が dI_ν だけ吸収・散乱されたとすると、その変化量は気柱に含まれる吸収（・散乱）物質の量と入射する輝度そのものとは比例すると考えられる：

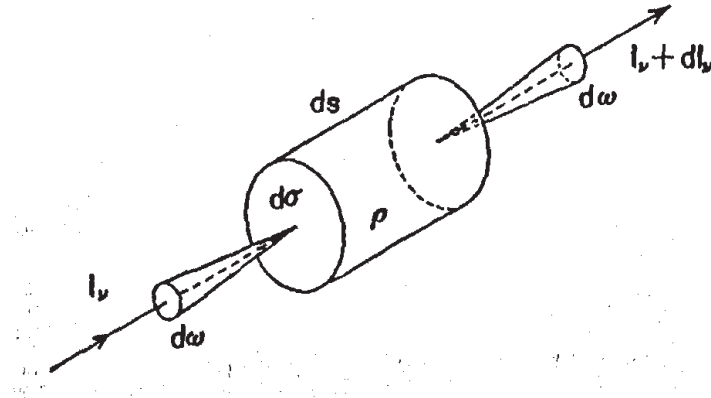


図 5.12 微小円柱の放射の収支 (会田、「大気と放射過程」(1982)より)

$$dI_\nu = -k_\nu I_\nu \rho ds \quad (5.10)$$

ここで、比例係数 k_ν は質量消散係数（質量消散断面積）という。

一方、この気柱内で生じる放射（と他の方向から考えている方向への散乱）が加わることによる効果は

$$dI_\nu = j_\nu \rho ds \quad (5.11)$$

と表現できる。 j_ν は射出係数という。従って、両方の効果がある実際の変化は

$$dI_\nu = (-k_\nu I_\nu + j_\nu) \rho ds \rightarrow \frac{1}{\rho k_\nu} \frac{dI_\nu}{ds} = -I_\nu + J_\nu \quad (5.12)$$

となる。この式を放射伝達方程式という。また、 $J_\nu \equiv j_\nu / k_\nu$ を放射源関数（source function）という。

5.4.5 キルヒホッフ (Kirchhoff) の法則

キルヒホッフの法則とは、「熱力学的に平衡している媒質の吸収係数と射出係数の比は、媒質の性質に関係なく、その温度と放射の振動数のみの関数となり、

$$\frac{j_\nu}{k_\nu} = B_\nu(T) \equiv \frac{2h\nu^3}{c^2 (e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (5.13)$$

の関係が成立する。」というものである。 $B_\nu(T)$ は黒体放射の輝度を与えるプランク関数。(ちなみに、Stefan-Boltzmann の法則は、黒体放射が等方的であることから、上式を全波長、半球について積分してやればよい。) h はプランク定数、 k はボルツマン定数で、

$$h = 6.626 \times 10^{-34} \text{Js}, \quad k = 1.381 \times 10^{-23} \text{JK}^{-1}$$

この法則は以下のように考えると良い： 黒体（全放射を完全に吸収）の平面 A 2 枚の間に放射を一部しか吸収しない平面 B を向かい合わせる。この系の中が熱力学的に平衡しているとすれば、温度は等温となる。 B の平面が吸収する放射は黒体放射の一部だから $k_\nu B_\nu(T)$ である。射出する放射量は j_ν だから、平衡しているという条件より

$$k_\nu B_\nu(T) = j_\nu$$

となる。

キルヒホッフの法則は一定温度の等方性放射が成立している熱力学的平衡の条件下で成立する法則であり、大気は厳密には熱力学平衡にはない。しかし、成層圏以下では空気分子の衝突が頻繁に起こっており、微小な体積を考えるとそこでは温度は一様で放射も等方的と考える（近似できる）ので、熱力学的平衡が成立しているとして良い。これを、局所熱力学的平衡（local thermodynamic equilibrium）の近似という。

キルヒホッフの法則を用いると先ほどの放射伝達方程式は

$$\frac{1}{\rho k_\nu} \frac{dI_\nu}{ds} = -I_\nu + B_\nu(T) \quad (5.14)$$

となる。さらに、光学的厚さ（optical thickness）を s の向きとは逆に測って

$$d\tau_\nu \equiv -k_\nu \rho ds \quad (5.15)$$

と定義すると、放射伝達方程式は

$$-\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + B_\nu(T) \quad (5.16)$$

となる。

もし、大気からの射出がないとすると

$$\frac{dI_\nu}{\rho k_\nu ds} = -I_\nu \quad \therefore I_\nu = I_\nu(0) \exp \left[-\int_0^{z^1} \rho k_\nu ds \right] \quad (5.17)$$

さらに、 k_ν が s に無関係とすると（放射の経路方向には変化がない）、

$$I_\nu = I_\nu(0) \exp[-k_\nu u] \quad , \quad u \equiv \int_0^{z^1} \rho ds \quad (5.18)$$

この u を光路長と呼ぶ。光路長は、放射に関連する物質の量で重みをつけた距離に相当する。この場合、放射エネルギー I は光路長に対し指数関数的に減少する。光学的厚さに対しても、指数関数的に減少する。

5.5 平行平面大気の放射伝達

5.5.1 平行平面大気の放射伝達方程式

水平方向に気温は変化しているし、物質分布も水平方向に変化している。しかし、鉛直方向の変化に比べると水平方向の変動が小さいことが多い。そのため、第1次近似としてまず鉛直方向の放射の影響に着目することにし、水平方向を一様と考える。これを平行平面大気の近似という。そうすると、上記の気柱の長さは鉛直座標 dz を使って $ds = \sec \theta dz$ となるから、散乱を無視した放射伝達方程式は

$$\cos \theta \frac{dI_\nu}{dz} = -\rho k_\nu (I_\nu - B_\nu) \quad (5.19)$$

鉛直下向きの光学的厚さを使って

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau} = I_\nu - B_\nu \tag{5.20}$$

と書く事ができる。ここで $\mu \equiv \cos \theta$ としている。

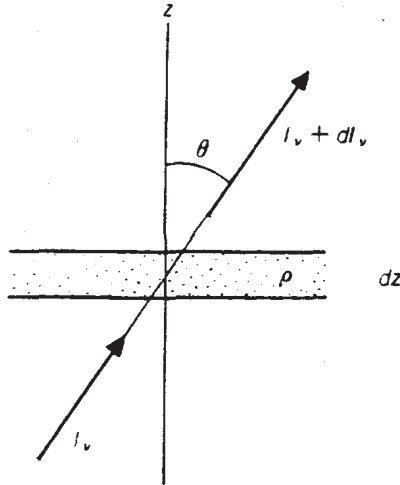


図 5.13 平行平面近似

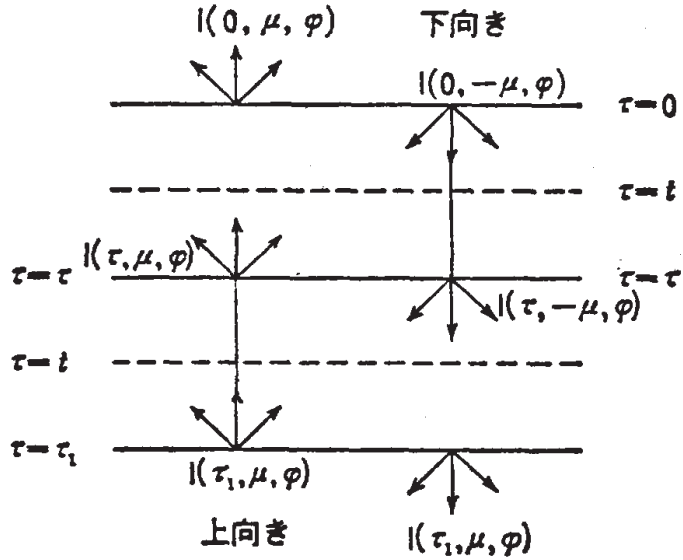


図 5.14 平行平面近似での放射輝度の概念 (会田、「大気と放射過程」(1982) より)

5.5.2 有限大気内の上向き・下向き放射輝度

伝達方程式 (5.20) を積分する。 $e^{-\tau/\mu}$ を両辺にかけると

$$\frac{d}{d\tau} \left(I_\nu e^{-\tau/\mu} \right) = -\frac{1}{\mu} B_\nu e^{-\tau/\mu} \tag{5.21}$$

この式を τ から τ_1 まで積分すると τ のところにある大気層へ入る上向きの放射輝度は

$$I_\nu(\tau, \mu, \phi) = I_\nu(\tau_1, \mu, \phi) e^{-(\tau_1 - \tau)/\mu} + \int_\tau^{\tau_1} B_\nu e^{-(t - \tau)/\mu} \frac{dt}{\mu} \tag{5.22}$$

となる。つまり、ある高さの大気の下からくる放射は、大気下端が上向きに射出する放射が減衰して到達した分と、途中の大気が射出する放射が減衰しながら到達する分との和になっている。

下端を地面とすると地面からの放射は黒体輻射とみなせるので $I(\tau_1) = B_\nu(T_G)$ 。さらに、上向きの放射束は水平方向に一様なので、方位角方向には一様となり、

$$F_\nu^\uparrow(\tau) \equiv \int_{\text{半球}} I_\nu \cos \theta \, d\omega = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\phi=0}^{2\pi} I_\nu \cos \theta \, d\phi \sin \theta \, d\theta = \int_{\theta=0}^{\pi/2} I_\nu \cos \theta \cdot 2\pi \sin \theta \, d\theta = 2\pi \int_0^1 I_\nu \mu \, d\mu \tag{5.23}$$

下向きの放射は同様に、

$$I_\nu(\tau) = I_{\nu 0} e^{\tau/\mu} - \int_0^\tau B_\nu e^{(\tau-t)/\mu} \frac{dt}{\mu} \quad (5.24)$$

さらに、下向き放射束密度は、(地球放射を考える場合) 大気上端から赤外放射がない ($I_0 = 0$) ので

$$F_\nu^\downarrow(\tau) \equiv 2\pi \int_0^1 \int_0^\tau B_\nu e^{-(\tau-t)/\mu} dt d\mu \quad (5.25)$$

けっきょく、ある層の正味の放射束密度は

$$F = \int_0^\infty (F_\nu^\uparrow - F_\nu^\downarrow) d\nu \quad (5.26)$$

で与えられるので、上記の積分を例えば計算機で実行してやれば求められる。しかし、実際には、赤外線吸収線が図 5.9 に見たように非常に複雑な構造をしているため、大変困難。しかし、line-by-line 法といって、1本ずつ吸収線を積分することも行われている(それでも、吸収性の形状の正確な測定が大変)。多くの場合、特に気候モデルや大気循環モデルでは、吸収線の分布や形状に大幅な近似を行うことによって計算を簡略化して放射加熱・冷却を求めている。

振動数方向の計算をどのようにするにせよ、放射によるある層の温度変化は

$$c_p \rho \frac{dT}{dt} - \frac{dp}{dt} = \rho \dot{q} = -\frac{d}{dz} \int (F_\nu^\uparrow - F_\nu^\downarrow) d\nu \quad (5.27)$$

で計算できる。

5.6 灰色大気の近似

吸収係数 k_ν を波数に依らず一定とする。つまり、どの波長の光も同じように吸収すると仮定しよう。このような物質を灰色体 (gray body) と呼ぶ。さらに、短波に関して透明とすると、この灰色大気の放射伝達方程式は

$$\mu \frac{dI}{d\tau} = I - B \quad (5.28)$$

さらに上向き、下向きそれぞれで等方的に長波を放射しているとする。その場合、放射の出入りする断面積 $\cos \theta$ をかけて上下各半球の立体角で積分すると

$$\frac{d}{d\tau} \int_0^1 I^\uparrow 2\pi \mu^2 d\mu = \frac{2}{3} \frac{d\pi I^\uparrow}{d\tau} = \frac{2}{3} \frac{dF^\uparrow}{d\tau} = F^\uparrow - \pi B \quad (5.29)$$

$$-\frac{2}{3} \frac{dF^\downarrow}{d\tau} = F^\downarrow - \pi B \quad (5.30)$$

となる。このような大気の放射平衡温度分布は以下のようにして求められる：まず、上式の和と差から

$$\frac{2}{3} \frac{d}{d\tau} (F^\uparrow + F^\downarrow) = F^\uparrow - F^\downarrow \quad (5.31)$$

$$\frac{2}{3} \frac{d}{d\tau} (F^\uparrow - F^\downarrow) = F^\uparrow + F^\downarrow - 2\pi B \quad (5.32)$$

変数が3つなのに式が2つしかないので、もう一つ条件式が必要であり、平衡状態にある大気は放射エネルギーのたまりがない、という条件を使えば良い。つまり

$$\frac{dF_{net}}{d\tau} = \frac{d}{d\tau} (F^\uparrow - F^\downarrow) = 0 \quad \therefore F^\uparrow - F^\downarrow = F_{net} = \text{const.} \quad (5.33)$$

これをつかうと、式(5.31)は積分できて

$$F^\uparrow + F^\downarrow = \frac{3}{2}F_{net}\tau + C \quad (5.34)$$

大気上端では下向き長波放射がなく、かつ、地球全体では入ってくる短波放射(J_0)と出て行く(上向き)長波放射がバランスしているので

$$F^\uparrow(0) = F_{net} = C = J_0 \quad (5.35)$$

となる。結局、

$$F^\uparrow + F^\downarrow = J_0 \left(\frac{3}{2}\tau + 1 \right) \quad (5.36)$$

となる。さらに、平衡条件(5.33)をつかうと式(5.32)は、

$$F^\uparrow + F^\downarrow = 2\pi B \quad (5.37)$$

となる。よって、式(5.36)は、

$$\pi B = \frac{J_0}{2} \left(\frac{3}{2}\tau + 1 \right) \quad (5.38)$$

となる。つまり、灰色放射平衡大気はプランク関数が光学的厚さの1次関数になるような温度分布となる。上下それぞれのフラックスは

$$F^\uparrow = \frac{J_0}{2} \left(\frac{3}{2}\tau + 2 \right) \quad (5.39)$$

$$F^\downarrow = \frac{3J_0}{4}\tau \quad (5.40)$$

地面の温度はどうか。地面は長波放射に関して黒体として良く、その放射は地面に接している大気への上向き放射となっているから、式(5.39)と式(5.38)より

$$\pi B_G = \frac{J_0}{2} \left(\frac{3}{2}\tau_G + 2 \right) = \pi B_{air}(\tau_G) + \frac{J_0}{2} \quad (5.41)$$

つまり、地面の温度は地面直上の大気より温度が高い。これは大気が日射に対しては透明であり、赤外放射に対しては灰色であるという仮定からもたらされたものである。

吸収物質が静水圧平衡にある大気の密度

$$\rho(z) = \rho e^{-z/H} \quad (5.42)$$

と同じように指数関数的に分布していると仮定する。その場合、光学的厚さは

$$\tau = \int_z^\infty k\rho dz = k\rho H e^{-z/H} = \tau_G e^{-z/H} \quad (5.43)$$

故に、式 (5.38) は

$$\pi B = \frac{J_0}{2} \left(\frac{3}{2} \tau_G e^{-z/H} + 1 \right) \quad (5.44)$$

となる。全波長と立体角で積分したプランク関数は温度の4乗の関数だから、式 (5.44) の4乗根を取って温度の鉛直変化のグラフにすると、図 5.15 のようになる。このように、大気の上部ではほぼ一定温度の層ができる。つまり、この近似で、大気上部のほぼ一定温度の成層圏の存在を説明することができる。また、この図から、光学的厚さが厚くなると（吸収物質の量が増えると）下層大気気温が上昇する（温暖化する）事も分かる。

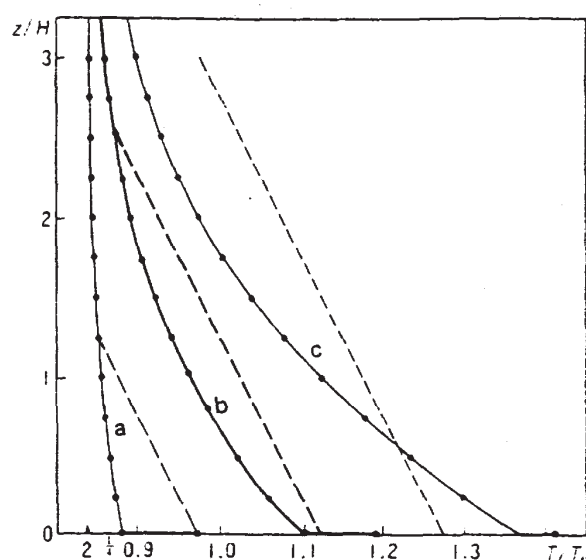


図 5.15 灰色大気の温度分布。高度は吸収物質のスケールハイト、温度は有効黒体温度で規格化。a,b,c は大気全層の光学的厚さが 0.1, 1, 3 の場合。破線は対流が生じた場合。(松野・島崎、成層圏と中間圏の大気」(1981) より)

放射対流平衡

放射平衡温度分布で求められたように、地面が大気よりも温度が高いとどうなるだろうか。その場合、地面近くで温度勾配が条件付き不安定、もしくは絶対不安定となり、対流が起こり、不安定を解消して温度勾配をゆるめる。このような状態を、放射対流平衡という。対流圏における対流運動の効果を入れないと地上気温が過大評価となり、対流圏界面気温が過小評価となる結果になってしまう。(図 5.16、5.17、5.18)

5.7 0次元エネルギー収支気候モデル

観測による経験則として、大気上端から上向き長波フラックスと地表気温との間には

$$F = 1.55T_s - 212, \quad (5.45)$$

という関係がある (Kiehl 1992)。また、入射するエネルギーは、大気による吸収が無いとして式 (5.1) より

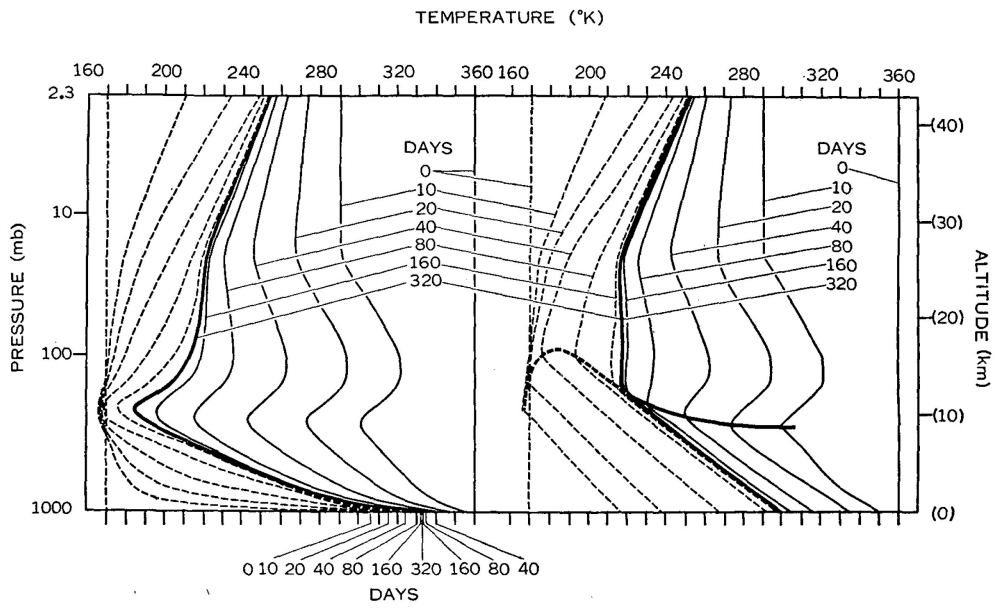


図 5.16 高温 (360K) と低温 (170K) の等温大気からそれぞれ始めた時の平衡温度への変化。左が放射のみ。右が対流調節を含めた場合。(Manabe and Strickler, JAS (1964) より)

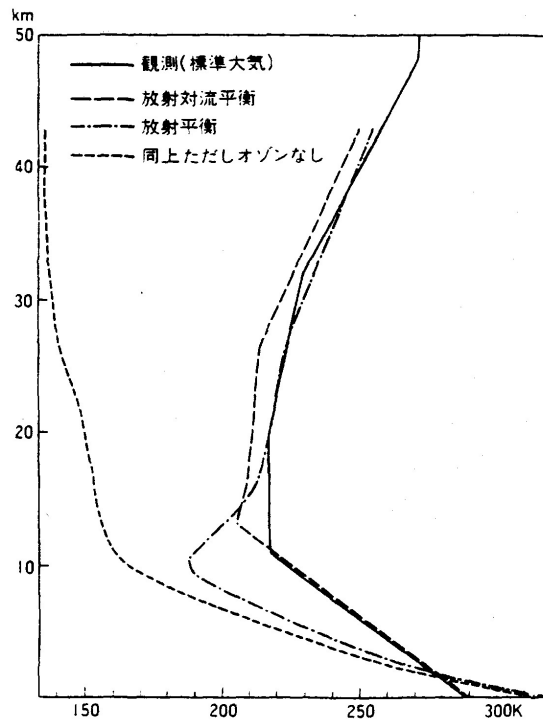


図 5.17 平衡温度の鉛直分布。(松野・島崎「成層圏と中間圏の大気」(1981) より)

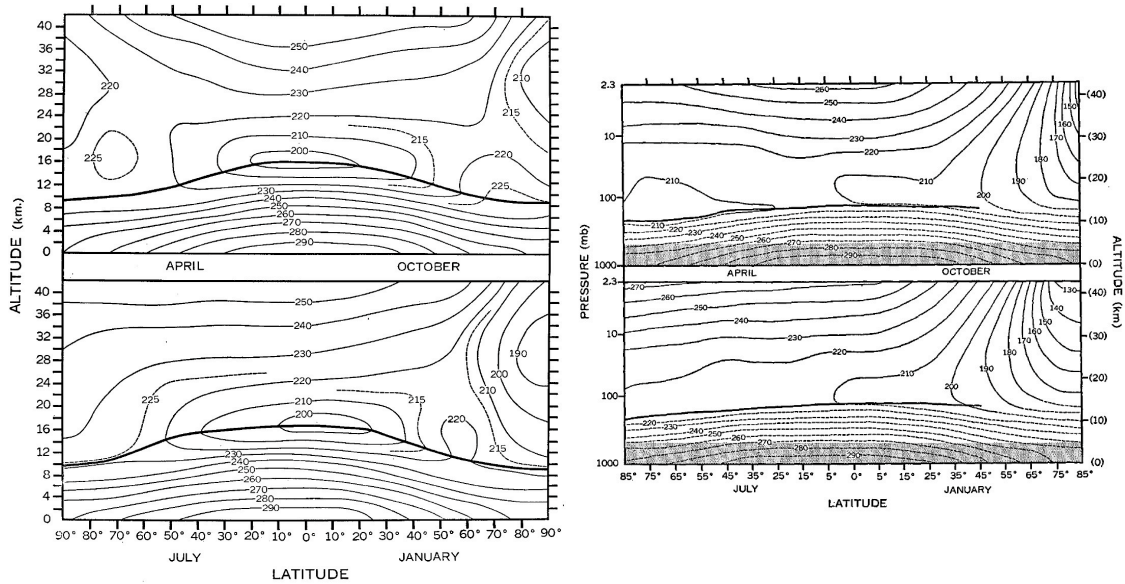


図 5.18 地球大気の緯度・高度分布。左が観測、右が放射対流平衡計算の結果。(Manabe and Strickler, JAS (1964) より)

$$S = Q(1 - \alpha_p), \tag{5.46}$$

となる。ここで $Q = S_0/4$ 。大気上端の惑星反射率 α_p は、地表面気温に依存している。例えば、気温が下がると降雪や氷結により反射率が上がる。気温が上がると雪が解け反射率が下がる。よって、例えば以下のような反射率と気温との関係を仮定してみよう：

$$\alpha_p = \begin{cases} 0.3 & T_s > 270\text{K} \\ 0.3 - 0.4 \frac{T_s - 270}{40} & 230 \leq T_s \leq 270\text{K} \\ 0.7 & T_s < 230\text{K} \end{cases} \tag{5.47}$$

平衡状態では式 (5.45) と式 (5.46) はバランスしていなければならない。 $S_0 = 1340\text{Wm}^{-2}$ の場合の様子を図にすると図 5.19 のようになる。

この図で実線と破線の交点が収支の平衡する点となるが、3つの平衡点があることが分かる。すなわち、この簡単モデルでは地球の気候は多重平衡状態となっている。1つは平衡温度 288 K であり、現在の気候に対応していると思われる。もう一つは平衡温度 202 K であり、全球が凍りついた状態に対応する (Ice-ball Earth)。真ん中の平衡点は不安定平衡点である。

5.8 現実大気の放射加熱・冷却

放射過程を担う物質分布と温度分布をみてみよう。

水蒸気の分布、圏界面高度、成層圏温度勾配、オゾン分布が熱帯と冬季中緯度では著しく異なっている。図 5.20 を用いて太陽放射加熱率を計算したのが図 5.21 と図 5.22。短波による加熱は、対流圏で水蒸気のために大きくなっている (4 K 以上)。加熱は圏界面で一旦減少するが、成層圏ではオゾンによる短波吸収によって大きくなる。アルベドは 0.15 としてある (水面より大きく地面の一般的な値より小さい)。太陽天頂角が大きくなると入射エネルギーが減るので加熱率は小さくなる。

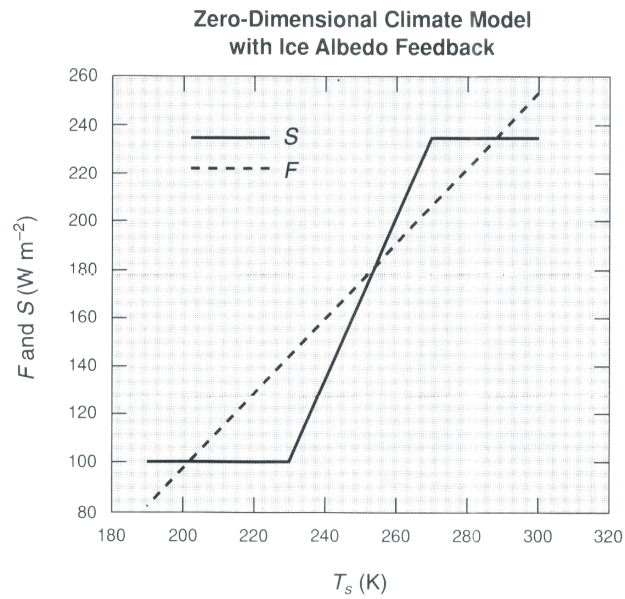


図 5.19 0次元エネルギー収支モデルの図式解法。(Kiehl, “Atmospheric general circulation modeling”, (1992) より)

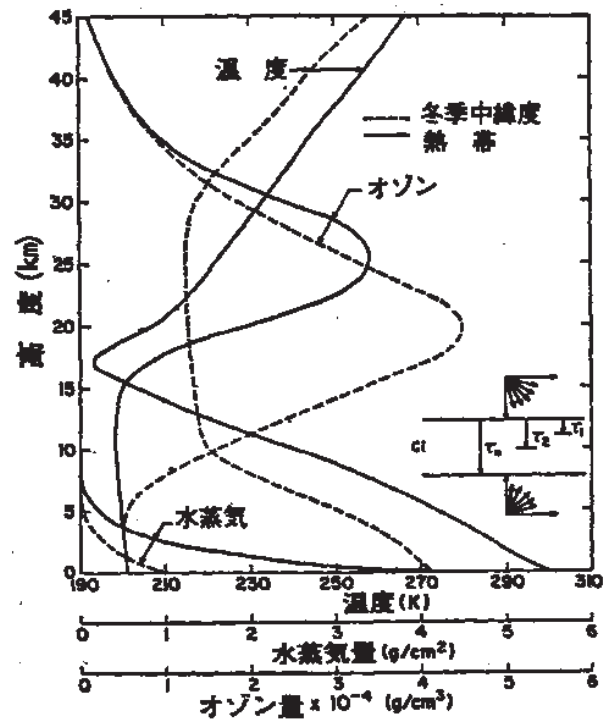


図 5.20 温度・水蒸気・オゾンの高度分布。点線は冬季中緯度、実線は熱帯。巻雲の位置も示す。(会田、「大気と放射過程」(1982) より)

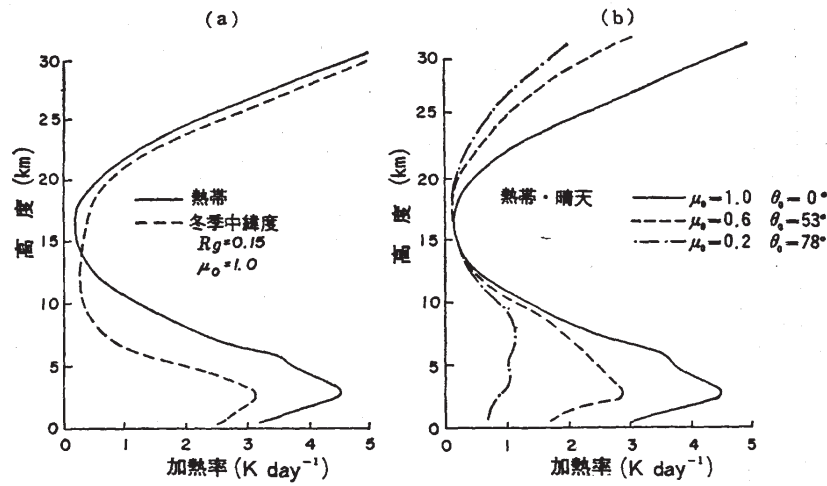


図 5.21 太陽放射による大気加熱率。(a) 冬季中緯度 (点線) と熱帯大気 (実線)、(b) 熱帯大気における太陽入射角による変化。(会田、「大気と放射過程」(1982) より)

熱帯地域の赤外の冷却率は、対流圏下層 5km 程度以下には水蒸気連続帯による顕著な冷却 (数 K/日) が見える。水蒸気回転帯による吸収は対流圏中・上層で顕著。高度 18~27km ではオゾンによる加熱がある。これは下層からの赤外放射をオゾンが吸収しているため。成層圏ではオゾンや二酸化炭素による強い冷却となっている。

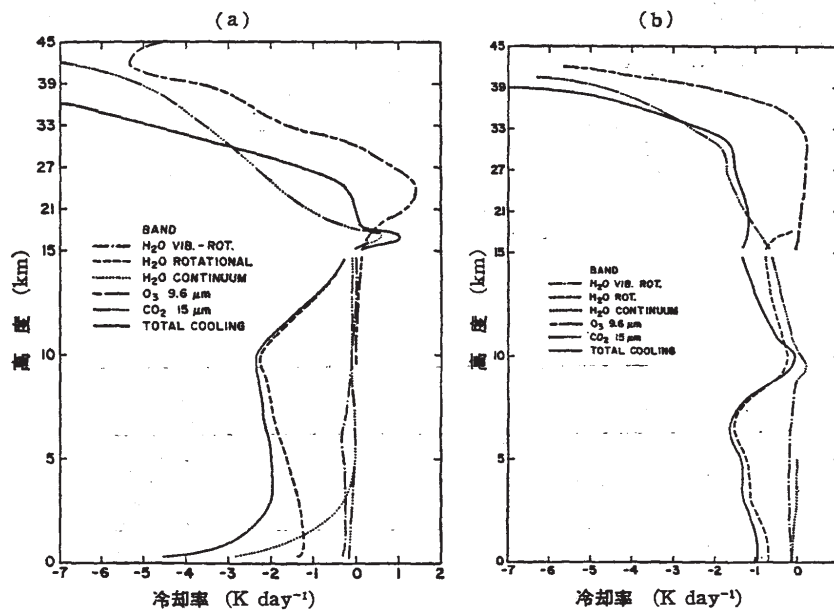


図 5.22 赤外放射による大気加熱率。(a) 熱帯大気、(b) 冬季中緯度。実線が全ての寄与の和。(会田、「大気と放射過程」(1982) より)

表 2.3 地表面の反射特性 (パートマン, 1967; コンドラティエフ, 1972 参照)

表面	分光特性	反射特性	反射率
土壌, 岩石	1~2 μm が最大反射 湿気により減少	後方および前方散乱 砂は強い前方散乱 ロームは弱い前方散乱	5~45% 湿気により5~20%減少 平滑面は高反射 日変化, 低い太陽で高反射
植 生	0.5 μm 以下で低反射 0.5~0.55 μm で極大 0.68 μm で葉緑素吸収 0.7 μm で強い反射 2 μm 以上で減少 育成期に依存	後方散乱強し 前方散乱弱し	5~25% 日変化, 低い太陽で高反射 年変化
水 面	0.5~0.7 μm で最大 波と混濁度に依存	前方, 後方散乱強し	低反射率 日変化, 低い太陽で高反射 波と混濁度に依存
雪 氷	波長とともに減少 純度, 湿りに依存	鏡面反射と拡散反射 鏡面反射は入射角に依存	25~80%

図 5.23 種々の地表面の反射特性 (会田、「大気と放射過程」(1982)より)

表 2.4 自然表面の放射特性 (オーク, 1978)

地表面	備 考	アルベド α	射出率 ϵ
土 壤	暗い, 湿潤 明るい, 乾燥	0.05—0.40	0.90—0.98
砂 漠		0.20—0.45	0.84—0.91
草 地	長い (1.0 m) 短い (0.02 m)	0.16— 0.26	0.90— 0.95
農作地			
ツンドラ		0.18—0.25	0.90—0.99
果樹林		0.15—0.20	
森 林			
落葉樹	落葉時 着葉時	0.15— 0.20	0.97— 0.98
針葉樹		0.05—0.15	0.97—0.99
水	天頂角小 天頂角大	0.03—0.10 0.10—1.00	0.92—0.97 0.92—0.97
雪	旧 雪 新 雪	0.40— 0.95	0.82— 0.99
氷	海 氷 氷 河	0.30—0.45 0.20—0.40	0.92—0.97

図 5.24 種々の地表面の放射特性 (会田、「大気と放射過程」(1982)より)

5.9 雲と放射

図 5.25 の様な光学特性の雲を仮定したときには図 5.26 のような短波吸収・反射率となる。このように、一般には太陽高度が高いときに吸収が大きく反射率が小さい。また、積乱雲が反射率・吸収率とも大きい。ただし、平行平板雲を仮定して積雲タイプの雲には良くない近似である。

雲の種類	雲底高度 z_0 (km)	雲層厚 Δz_c (km)	温度 T (K)	水蒸気圧 e (mb)	雲水総量 Δw_c (g cm ⁻²)	雲粒数 N (cm ⁻³)
低層雲 (Cu, Sc)	1.7	0.45	288	17.044	0.577	300
中層雲 (As, Ac)	4.2	0.6	274	6.566	0.311	450
高層雲 (Ci, Cs, Cc)	4.6	1.7	234	0.144	0.023	0.1
乱層雲 (Ns)	1.4	4.0	280	10.013	3.098	330
積乱雲 (Cb)	1.7	6.0	270	4.898	2.357	75
層雲 (St)	1.4	0.1	291	20.630	0.154	178

図 5.25 雲のモデル (会田、「大気と放射過程」(1982)より)

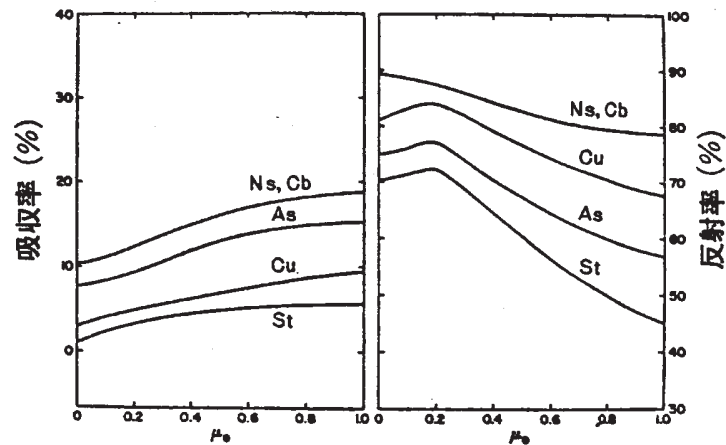


図 5.26 雲による太陽放射吸収・反射。横軸は太陽放射の入射角(天頂角の余弦) (会田、「大気と放射過程」(1982)より)

積雲が存在すると、雲層上部に太陽放射による顕著な加熱が現れる。雲の中では透過する太陽放射が減少するため急速に加熱率が小さくなる(図 5.27)。

一方、雲による長波の加熱冷却を見る。水滴からなる下層雲では 50m 程度で赤外放射がほとんど吸収されるため、黒体として扱って良い。ただし、巻雲は長波放射に対して透過率が 50% を超えることも多い。また、巻雲は高度が高いため放射収支に大きな影響がある。図 5.28 は 8km に雲底のある巻雲の影響を示す。巻雲の効果は主として雲底以下で顕著であり、大気の冷却率が 0.5-2 K になる。これは雲の存在により、雲底から下向きの放射が増加するためである。雲頂付近では冷却が強まる。また、成層圏ではオゾンが吸収する放射が減るために冷却が強くなっている。

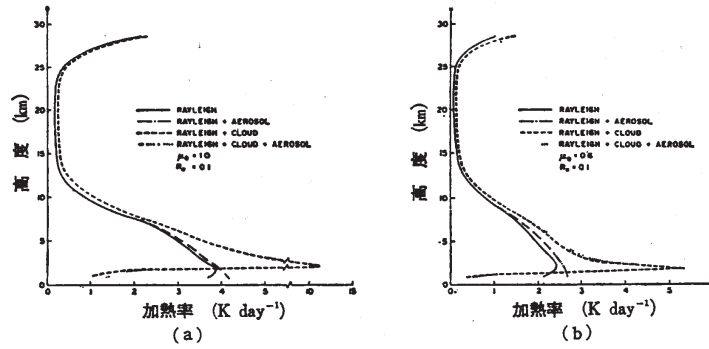


図 5.27 積雲による加熱率。地表面反射率 0.1。(a) 太陽が天頂、(b) 余弦が 0.6 (会田、「大気と放射過程」(1982) より)

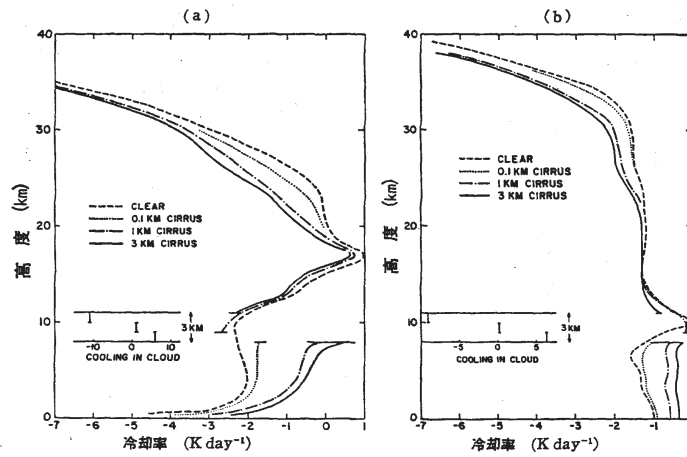


図 5.28 厚さ 0.1, 1, 3km の巻雲がある場合の長波放射による冷却率。(a) 熱帯大気、(b) 冬季中緯度 (会田、「大気と放射過程」(1982) より)

5.10 リモートセンシングへの応用

観測される放射は大気中の温度分布と吸収物質の関数である。例えば人工衛星から放射を観測すると

1. 吸収物質の分布が既知であり、かつ単純であること
2. 他の吸収物質と吸収帯が重ならないこと
3. 局所熱平衡が成立すること

という条件が満たされると、関数を逆に解いて放射から温度分布を計算することができる。

水平に成層した気層の光路長を du 、温度を T とすると、その気層からの放射 $kduB(T)$ が大気上端に達する部分は

$$dI_\nu = k_\nu du B_\nu(T) \exp\left(-\int k_\nu du\right) \tag{5.48}$$

となる。大気全体からの放射輝度は、透過率 $T_{r\nu}$ を使って

$$I_\nu = \int \left\{ k_\nu du B_\nu(T) \exp\left(-\int k_\nu du\right) \right\} du = \int B_\nu(T) dT_{r\nu} \quad (5.49)$$

となる。ここで $T_{r\nu} \equiv \exp(-\int k_\nu du)$ 。座標を圧力座標に変換すると、

$$I_\nu = \int B_\nu(T) \frac{dT_{r\nu}}{dy} dy = \int B_\nu K_\nu dy \quad (5.50)$$

となる。ここで $y \equiv -\ln p$ 。結局、衛星で測定される放射は黒体放射 B_ν の加重平均をしていることになる。この K_ν をその波長での荷重関数と呼ぶ。 ν 毎にいろんな高さに鋭い重みのある荷重関数を見つけることができると、その波長での放射輝度はその高さからの黒体放射の寄与だけになるので、その温度が特定できる。

この考え方で初めて実用的な温度分布を産出できるようになったのは、Nimbus 3号に積まれた分光計を使ったものであった(1960年代後半)。この分光計は二酸化炭素の $15 \mu\text{m}$ 帯に8チャンネルの測定域を持っていて、その荷重関数は図 5.29 となっていた。これを使い、気候値の温度分布から逐次近似法を使って求めた気温分布が図 5.30。この方法を使えば、晴れているときにゾンデの無いところ(海上など)での成層圏などの気温鉛直分布が測定できる。

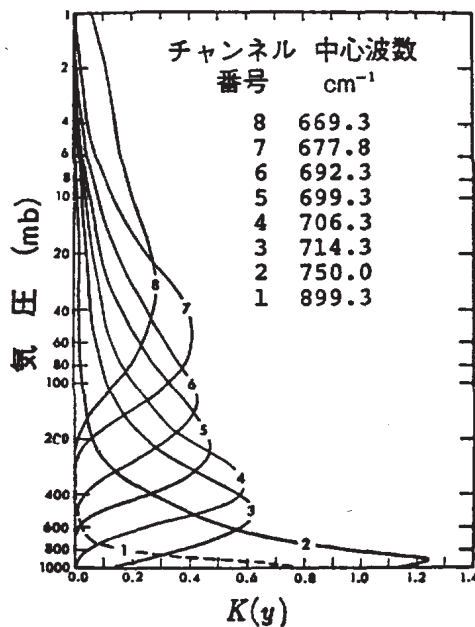


図 5.29 SIR 分光計での荷重関数 (会田、「大気と放射過程」(1982)より)

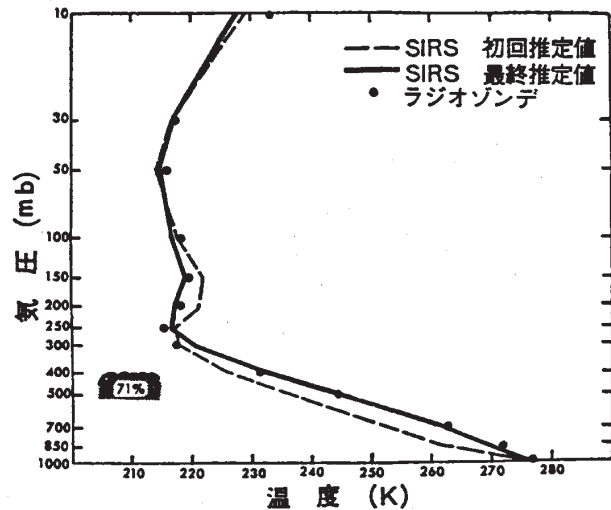


図 5.30 SIR 分光計で求められた温度分布。点線は初期値、黒丸はラジオゾンデ。(会田、「大気と放射過程」(1982)より)

この他に、鉛直に見下ろすのではなく図 5.31 のように大気を横から見る方法(縁辺観測法: limb sounding)もある。これだと水平分解能は落ちるが荷重関数の形(図 5.32)から分かるように鉛直分解能を上げることができる。

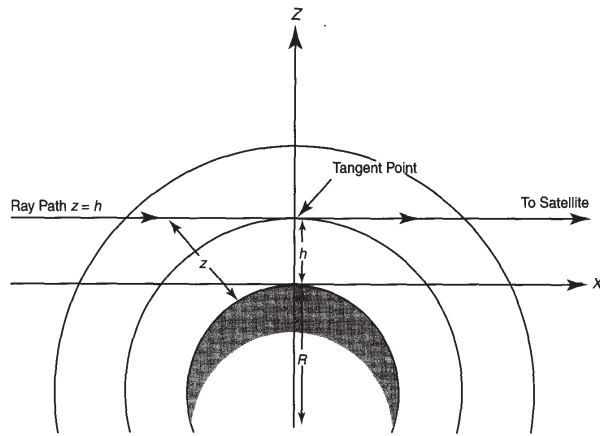


図 5.31 縁辺観測の視線 (Gill and House, (1971) より)

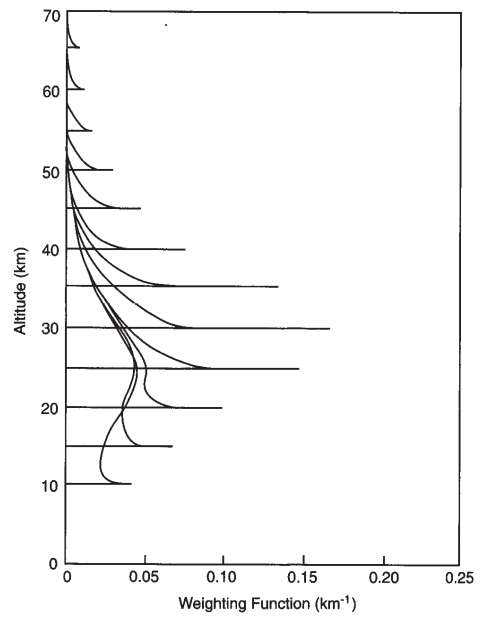


図 5.32 無限小の視角を持つ測器による理想的な荷重関数

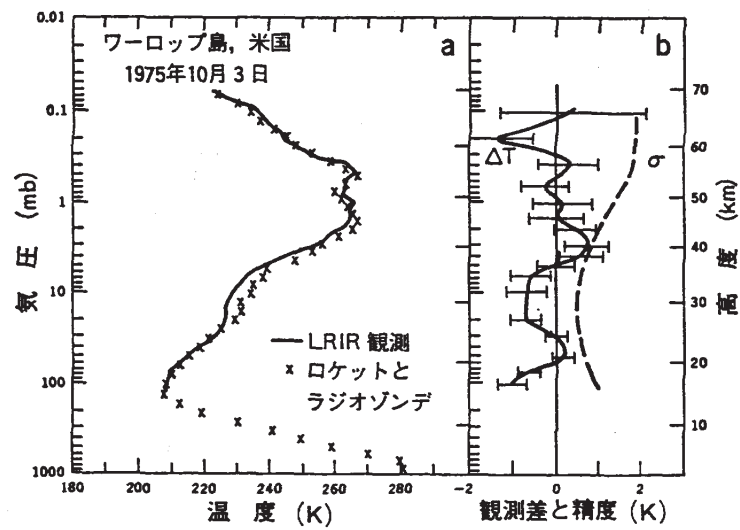


図 5.33 実際の縁辺法による観測例 (会田、「大気と放射過程」(1982) より)