

力学モデルのための長波放射パラメタリゼーション*

小林 隆久**・内山 明博***

1. はじめに

地球は太陽のエネルギーを受けると共にほぼ同量のエネルギーを反射あるいは長波放射として宇宙に放出している。その放出された長波放射量は温度に換算すると255K(有効放射温度)と地表温度に比べかなり低い。これは、地面からの赤外放射のほとんどが水蒸気や二酸化炭素等の気体により吸収され(温室効果)、高い高度からの放射が宇宙への放出に寄与するためである。最近これらの温室効果気体濃度は増大しており、地球の放射バランスがくずれ、気候変動をもたらすのではと危惧されている(Mitchel, 1989)。放射過程のみから見ると、これらの気体の増加は気温を確実に上昇させ、その影響も放射モデルによりある程度正確に求めることができる。しかし、温暖化により蒸発が増し水蒸気が増加することで温暖化に拍車がかかったり、あるいは逆に雲量が増えることによる負のフィードバック効果等、力学や他の過程を考慮しないと気候変動を正確には予測できない。このため、力学モデルに放射過程を組み込んで、温室効果と力学過程の相互作用が調べられているが、この場合計算時間の制約により厳密な放射モデルではなく、パラメタリゼーションにより放射が求められている(Stephens, 1984)。力学モデルの精度向上に伴い放射のパラメタリゼーションの精度も重要なになってきており、このため力学モデルのための放射モデルの国際比較も最近成されている(ICRCCP)(WCP-93 1984, JGR 1991に特集がある)。ここでは、力学モデルで用いられている長波放射モデルについて物理的観点から review を行う。なお3-7章で晴天大気を、8章で雲のある場合を扱う。

2. 簡単な長波放射吸収理論

太陽光の様な可視光を短波放射、数 μm 以上の波長を長波放射と呼ぶ。全ての光を吸収する黒体では温度の4乗に比例した長波放射が放出されており、その波長分布はプランクの関数で表される。実際の地面や大気では一部の光は反射されたり透過するため黒体とは見えせず、この場合の長波放射エネルギーは、温度及び射出率により決まる。射出率は、実際に放射されるエネルギーと黒体放射との比で地面ではその物性により決まる。

雲や気体の射出率はその吸収特性により決まり、吸収が大きい程大きい。また、放出されたエネルギーは大気により吸収されるため、長波放射を考えるには気体の吸収特性を知る必要がある。地球からの放射は10 μm 程度の波長で最も大きく、数~数10 μm の範囲を考えれば良く、この範囲においては、水蒸気、二酸化炭素、オゾン、メタン、フロン等の気体が長波放射を吸収する(第1図)。吸収される波長は気体毎にある程度まとまっており、その波長域を吸収帯(バンド)と呼ぶ。これらの吸収バンドは、細かい構造を持っており、その強度は波長、温度や気圧に依り複雑に変わる。この複雑な依存性をいかに簡略に表すかが大気放射のパラメタリゼーションのポイントである。この節では簡略化の基礎として気体吸収理論を簡単に述べる。

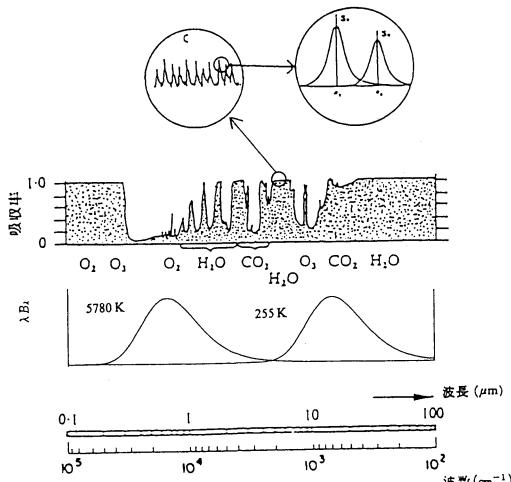
気体分子は、分子全体として熱運動(並進運動)していると共に、分子内においても構成原子が回転や振動運動をしている。これらの運動状態に応じて分子はエネルギーをもっているが、そのエネルギー準位(準位)は連続ではなく離散化された値を持っている。光の吸収は、分子のエネルギー状態が低いエネルギー準位から高い準位へと遷移することにより起きる。このためエネルギー準位間の差に対応したエネルギーすなわち単波長の光(λ_0)のみが吸収されるが、次に述べる理由で、 λ_0 から少しずれた波長でも吸収が起こる。本来はデルタ関数の様にある1つの波長で起こる吸収がある幅を持って起こる様になる(第1図)。この幅を

* Parameterization of infrared radiation for dynamic model.

** Takahisa Kobayashi, 気象研究所 気象衛星・観測システム研究部。

*** Akihiro Uchiyama, 気象研究所 気候研究部。

© 1994 日本気象学会



第1図 晴天大気の垂直気柱に含まれる種々の気体による吸収バンド(上の図)。低分解能スペクトラム表示で実際には吸収バンドの中に多くの細かい吸収線が存在している。

下の図は黒体からの放射エネルギー。5780 K は太陽から、255 K は地球一大気系からの放射に相当する温度である。B, λ はプランク関数、波長を示す(ホートンによる図を変更したもの)。

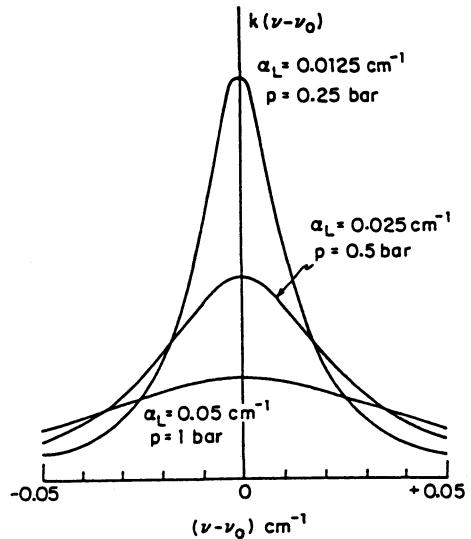
持ったものを吸収線とよぶ。幅を持つ理由の1つは、対流圏及び成層圏下部での頻繁な分子同士の衝突によるため、これを pressure broadening と呼ぶ。この場合、1本の吸収線の形は一般にローレンツ形で表され、振動数 ν での吸収係数 ($k(\nu)$: 単位吸収気体により吸収される割合) は

$$k(\nu) = \frac{S}{\pi} \frac{\alpha_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2}, \quad (2-1)$$

となる(第2図)。ここで ν_0 は遷移に対応した吸収線の中心波数(1/波長), S は、1本の吸収線を積分した値で吸収線強度と呼ばれ温度に複雑に依存する。 α_L は吸収線の半値幅でローレンツ幅と呼ばれ、気圧(p)、気温(θ)で

$$\alpha_L(P, \theta) = \alpha_L(P_0, \theta_0) \frac{P}{P_0} \sqrt{\frac{\theta_0}{\theta}}, \quad (2-2)$$

と変化する。 P_0 、 θ_0 は基準の気圧、温度を示す。水蒸気と窒素分子の衝突による広がりは1気圧で $0.03 - 0.1 \text{ cm}^{-1}$ 程度である。約 40 km 以上の高層では、分子濃度が小さいため分子同士の衝突による広がりは小さくなる一方、様々な速度を持つ分子によりドップラー偏移が生じ幅が広がる。これを、ドップラー broadening と言い吸収線形が異なって来る。この高度



第2図 ローレンツ形で表された吸収係数の気圧による変化を示したもので、気圧と共に幅が広がる様子が分かる(Goody and Yung, 1989)。

は気体により異なり、例えば、水蒸気、二酸化炭素、オゾンでは各 44, 52, 38 km 程度である(Rodgers and Walshaw, 1966)。また、これらの中間の吸収線形を表すのがボイト形と呼ばれるものである。その他、遷移が有限の時間で起こるため不確定性原理により、吸収線が広がる自然放出があるがその広がりは小さい(幅: $3 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-1}$)。気圧や気温により吸収線の形が異なってくること、特に吸収線強度が温度に複雑に依存することが後に述べるように大気放射の計算を複雑にする。

気体の吸収帶は、この様な様々な強度(S)や半値幅(α_L)を持った多数の吸収線から成り立っている(第1図)。 S 、 ν_0 や α_L は気体の分子特性により決まる。数10万本にも及ぶ主な気体のこれらのデータ(ラインパラメータ)は、磁気テープに納められており(McClatchey, 1972; Rothman, 1983, 1987)、このデータから吸収を計算できる。任意の i 番目の吸収線の吸収係数(k_i)は、(2-1)及びラインパラメーターから求められる。吸収体濃度を u とすると透過率(T_ν)あるいは吸収率(A_ν)は

$$T_\nu = 1 - A_\nu = \exp [- \int k_i(\nu) du], \quad (2-3)$$

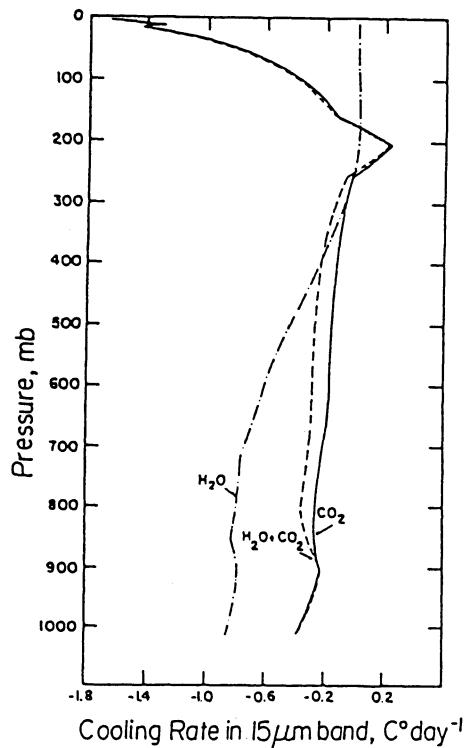
となる。この吸収率を波数で積分すると

$$W_i = \int_{-\infty}^{\infty} [1 - \exp(-\int k_i(\nu) d\nu)] d\nu, \quad (2-4)$$

となり1本の吸収線全体による吸収を表し、これを等価幅と呼ぶ。この積分は複雑だが、吸収係数がローレンツ形の場合吸収が強いあるいは弱いと簡単になる。すなわち、 $Su/2\pi\alpha_L \ll 1$ の様に吸収が小さいと、(2-4)式の等価幅は Su と近似でき、これを弱吸収近似 (linear law) と呼ぶ。一方 $Su/2\pi\alpha_L > 3$ の様に大きい吸収では、 W は $2\sqrt{Sau}$ と近似でき、強吸収近似 (square-root law) と呼ぶ。小さい吸収では吸収が飽和していないため、吸収線を積分した強度 S にのみ依存するが、吸収が大きくなるにつれ中心の透過率はゼロとなり完全に吸収してしまう。従ってこれ以上吸収気体が増えてもこの中心部分は吸収率の増加には寄与しなくなる。このため ν の増加に対し吸収率の増加の割合が小さくなる。水蒸気の様な気体では低層大気で高濃度のためこの強吸収近似が良く成り立つ。例えば $6.3\mu\text{m}$ の水蒸気吸収帯では S は $10^2 \sim 10^4 \text{ cm}^{-1}/(\text{gcm}^{-2})$ 、 $\alpha_L \sim 0.1 \text{ cm}^{-1}$ 、 $u = 0.1 \text{ g/cm}^2$ では $Su/2\pi\alpha_L > 500$ となる。この様に弱いあるいは強い吸収に分けると簡単になるため以後の議論でもこの近似をしばしば用いる。

前述した様に大気は吸収と共に長波を放出している。この放出も吸収と同様に分子のエネルギー遷移に伴って起こる。単位濃度の気体により放出されるエネルギーを射出係数と言うが、熱力学的平衡状態では吸収量と放出量は等しくなり、射出係数と吸収係数の比はプランクの関係 (B_ν) となる (キルヒホッフの法則)。それ故、吸収が分かれれば放出されるエネルギーも知ることができる。この様な状態は等温の黒体の壁で囲まれた状況で実現される理想的な状態である。しかし、大気中でも局所的には等温と見せ、また吸収、放出も分子の衝突により頻繁に行われており同様の状態が近似的に実現されている (局所熱力学的平衡)。この平衡は、高層大気 (60~70 km 以上) では大気が希薄となり衝突が少なくなるためずれてくるが、下層大気では良く成り立っている。以下の議論ではこの局所熱力学的平衡を仮定し、温度 (θ) の黒体での放射輝度はプランク関数で表されるとする。

なお、(2-3) 式は、波数 ν で吸収係数 k_ν を持つ1つの気体の1本の吸収線による吸収率を示す。二酸化炭素と水蒸気による吸収帯がある $15\mu\text{m}$ 付近の様に2つ以上の気体の吸収線が重なっている場合は各吸収係数の和を取れば良い。しかし、力学モデルでは計算



第3図 $15\mu\text{m}$ 帯の吸収による冷却率の高度分布。1点鎖線は水蒸気のみの吸収による場合、実線は二酸化炭素のみの場合、点線は両者を考慮した場合の冷却率を示す (Ohring and Joseph, 1978).

時間の節約のために、 $500 \sim 800 \text{ cm}^{-1}$ の様に波長領域 (バンド) で気体毎に透過特性を決めておくことが多い。この場合に良く行われる近似は2つの気体 (i, j) のバンド平均した透過関数 $T_{\Delta\nu}(i)$ 及び $T_{\Delta\nu}(j)$ が重なっているバンドでの透過率を $T_{\Delta\nu}(i) T_{\Delta\nu}(j)$ の様に透過率の積で表す方法や後述するプランク関係の重みを付けた透過関数 (ϵ') の和 (Kiehl *et al.*, 1987) あるいは和と積 (Liou and Ou, 1981) 等で近似されている。このバンド平均値による近似は、個々の吸収線の分布がランダムな、そしてバンド幅が $\Delta\nu < 100 \text{ cm}^{-1}$ の様な狭いバンドではその誤差は小さい (Schwarzkopf and Fels, 1991)。しかし、広いインターバルでは精度は必ずしも良くないため、サブバンドで重なりを評価する等の工夫が成されている。なお、上記の様な吸収線の重なりの補正をせずに、気体毎に独立に加熱率を評価すると、特に低層で過大評価 ($\sim 0.7 \text{ K/day}$) する (第3図, Ohring and Joseph, 1978)。

3. 放射伝達方程式

大気中の放射場を記述するのが放射伝達方程式で次の様に表される（例えば Paltridge and Platt, 1976）。

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI_\nu(\tau, \mu)}{d\tau} &= I_\nu(\tau, \mu) \\ &- \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^1 P_\nu(\mu, \mu') I_\nu(\tau, \mu') d\mu' \\ &- (1 - \omega_0) B_\nu(\theta). \end{aligned} \quad (3-1)$$

I は放射輝度で単位面積から単位立体角に進む放射のエネルギー、 $\tau = \rho k dz$ は光学的厚さで、 ρ 、 z は各吸収体密度及び高さである。 μ は光の進行方向と天頂との成す角の cosine、 P_ν （位相関数）、 ω_0 （单一散乱アルビード）は、それぞれ媒体で光が散乱される方向、割合を表す関数である。右辺第2項は散乱、第3項は射出を表す。散乱は雲粒やエーロゾルにより起きる。波長より小さい粒子では散乱も小さいためエーロゾルは通常無視でき、また雲も厚い場合黒体と見なせるため、第2項は無視されることが多い。ただし、絹雲の様に薄い雲では散乱を考慮せねばならない。この散乱は8章述べる。なお、この式は水平方向に均質な大気における放射輝度を表すもので、方位角の依存は無視している。ある高度での放射収支を求めるためには、その高度からあらゆる方向に放出している輝度を全球あるいは半球で積分しフラックス(F)を求める角度積分、单一波長を全波長の値にする波長積分、そして高度積分(不均質大気での透過関数を求める積分(4章)及び冷却率を求める積分(6章))が必要である。

3.1 角度積分

フラックスは厳密には(3-1)から求めた輝度を角度積分して求めるが、近似的に(3-1)式を先に積分して直接フラックスを計算する方法が良く用いられる。上向き(F^+)、下向きフラックス(F^-)の解は、散乱を無視すると (Rodgers and Walshaw, 1966)

$$\begin{aligned} F_\nu^+ &= \pi [B_\nu(\theta_s) - B_\nu(\theta_0)] T_\nu^f(z_0, z) + \pi B_\nu(\theta) \\ &- \int_0^z T_\nu^f(z, z') \frac{d\pi B_\nu[\theta(z')]}{dz'} dz', \end{aligned} \quad (3-2)$$

$$\begin{aligned} F_\nu^- &= \pi [B_\nu(\theta_t) - B_\nu(\theta_T)] T_\nu^f(z_T, z) - \pi B_\nu(\theta) \\ &- \int_z^{z_T} \frac{d\pi B_\nu[\theta(z')]}{dz'} dz' \end{aligned} \quad (3-3)$$

ここで z は高さ、 θ_s は地面温度、 θ_t は地面直上の大気温度、 $B_\nu(\theta_T)$ は大気上方境界に入射するフラックス、

θ_t は大気上方境界の温度を示す。 T_ν^f はフラックスの透過関数（透過率）で、吸収係数から

$$T_\nu^f(z_1, z_2) = 2 \int_0^1 \exp[-\int_{z_1}^{z_2} k_\nu(z) u dz / \mu] \mu d\mu, \quad (3-4)$$

と表され、 $z_1 \sim z_2$ でのフラックスの透過する割合を示す。この μ についての角度積分をする代わりに diffusive factor (β) を用いて $T_\nu^f(u) \approx T_\nu(\beta u)$ と近似する方法が良く用いられる。 $\beta = 1.66$ (Elsasser, 1942) として求めたフラックスの誤差は、水蒸気回転帶で2%以内 (Rodgers and Walshaw, 1966)、またオゾンでも小さい (Hitchfeld and Houghton, 1961) ため現在の力学モデルにおける長波放射パラメタリゼーションでも一定の値が多く用いられている。

3.2 波長積分

吸収係数は波数で複雑にしかも大きく変化するため、波長積分を厳密に行おうとすると、吸収線1本1本を求積法により積分して吸収係数を求めねばならない (Line by line 法) (例えば Drayson, 1966; Kunde and Maguire, 1974)。計算時間はかかるが他の方法で問題となる高度積分 (吸収線の気圧、気温依存効果) での問題がなくなるためパラメタリゼーションの reference モデルとして使われている。吸収線をまとめてあるバンド幅 ($\Delta\nu$) でフラックス $F_{\Delta\nu}$ を計算すればより効率的になる。(3-2, 3) 式の ν を $\Delta\nu$ に置き換えて求めるが、この場合バンドでのプランク関数($B_{\Delta\nu}$)及び透過関数($T_{\Delta\nu}$)を知る必要がある。このうちプランク関数を一定と見なせる範囲として $\Delta\nu < 100\text{cm}^{-1}$ 程度をバンド幅として選ぶのが Narrow band 法 (NBM) である。計算時間をより節約するために、バンド幅をさらに広くするのが Wide band 法 (WBM) である。この場合バンド内でのプランク関数の変化が無視できなくなるためプランク関数で重みを付けた透過関数を求め、放射伝達方程式を解く必要がある。以上述べたバンドモデルは 4, 5章で詳述する。

4. NBM での解法

4.1.1 Band approach

吸収線が複数含まれているバンドの透過関数を考える。個々の吸収線が十分離れていて吸収線が孤立している場合、バンドの透過関数は個々の吸収線による等価幅の和を取れば良い。しかし、吸収線は第2図に示す様に中心波数だから離れるにつれ急速に吸収係数は減衰するがなかなかゼロにはならない。この領域を端 (Wing) と呼び、多くの場合個々の吸収線の端が隣接

する吸収線の端と重なっている(第1図)。この重なりを無視できるのは高度30km以上とも言われ、低層では無視できない。多数の吸収線が複雑に重なり合っているバンドでの透過関数を知ることは一見困難と考えられるが、この重合の問題を統計的な手法で解決しようとするのがバンドモデルである。

吸収バンド(波数領域)内には、様々な大きさや幅を持つ吸収線が多く存在している。バンドモデルでは、どの波数に吸収線があるか、またどの様な大きさの吸収線(S)があるかを統計量として扱う。この統計量は実際の吸収線データから得るのではなく、適切なモデルを仮定する。そして、吸収線の半値幅等をパラメータとして調整し実際のバンド吸収率に合う様にする。吸収線がバンド内に不規則に分布していると仮定するのをランダムモデルと呼ぶ。その他等間隔に分布していると仮定するものもある(レギュラーモデル、Elsasser, 1942)。吸収線の大きさについては、全ての吸収線が等しいとするのが最も簡単だが、通常適切な関数 $p(S)$ により吸収線強度分布を表す。この吸収線強度の分布関数 $p(S)$ はGoody(1952, 1964)やGodson(1953)等により種々のモデルがある。最近良く用いられているのがMalkmusモデル(1967)で、多くの気体で他のモデルより良い精度を示すことが報告されている。このモデルでは S の分布を

$$p(S) = \frac{N}{\bar{S}} \exp(-\frac{S}{\bar{S}}), \quad (4-1)$$

と表す。ここで、 \bar{S} は平均吸収線強度、 N は吸収線の数である。

吸収体濃度がどの高さでも一定な均質大気を考える。吸収線の位置の分布をランダムと仮定すると、ある θ 、 P 、 u でのバンド平均透過関数($T_{\Delta\nu}$)は、孤立した吸収線の等価幅 W_i の和 $W_{\Delta\nu} = \sum_i W_i / \Delta\nu$ により簡単に $\exp(-W_{\Delta\nu}/\delta)$ と表される。 δ は吸収線の平均間隔である。吸収線形をローレンツ形そしてMalkmus分布を仮定すると

$$T_{\Delta\nu}(\theta, P, u) = \exp[-2\pi(\frac{\alpha_L}{\delta})\Delta\nu(\sqrt{1+u(\bar{S}/\pi\alpha_L)\Delta\nu}-1)] \quad (4-2)$$

となる(Liou, 1992)。この $T_{\Delta\nu}$ をLine by line法や実験値に合う様に $(\alpha_L/\delta)_{\Delta\nu}$ と $(\bar{S}/\pi\alpha_L)_{\Delta\nu}$ を決めておけば吸収気体濃度が変わってもバンド透過率が求まる。この様なランダムバンドパラメータは、多くの研

究者により報告されている(Rodgers and Walshaw, 1966; Ellingson and Gille, 1978; Kiehl and Ramanathan, 1983; Morcrette and Fouquart, 1985; Kratz and Cess, 1988)。また、(4-2)式のパラメータを弱及び強吸収の場合から決めることもできる。すなわち、Malkmusモデルでは弱吸収で $W_{\Delta\nu} \approx \Sigma S_i u$ 、強吸収で $W_{\Delta\nu} \approx 2\sum \sqrt{S_i \alpha_i u}$ となる。また(4-2)の $W_{\Delta\nu}$ は弱吸収で $\bar{S}u$ 、強吸収で $2\sqrt{\bar{S}\alpha_L \pi u}$ となる。これから \bar{S} 及び $\bar{S}/\pi\alpha_L$ はそれぞれ ΣS_i 及び $(\Sigma S_i)^2 / (\sum \sqrt{S_i \alpha_i})^2$ となるので、(4-2)の $W_{\Delta\nu}$ は

$$W_{\Delta\nu} = \frac{2[\sum (S_i \alpha_i)^{1/2}]^2}{\bar{S}_i} \left\{ [1 + \frac{u(\sum S_i)^2}{[\sum (S_i \alpha_i)^{1/2}]^2}]^{1/2} - 1 \right\} \quad (4-3)$$

とも表される(会田, 1982; Liou, 1992)。 ΣS_i 及び $\sum \sqrt{S_i \alpha_i}$ はラインパラメータから計算出来、ホートン(1979)の教科書に掲載されている。

4.1.2 スケーリング近似

以上では吸収体濃度が高さで一定な均質大気を仮定してきた。すなわち(3-4)の高度積分をせずに単に $k_v u$ として透過率を求めてきた。実際の大気の様に u が高さの関数となる不均質大気では $k_v u$ を $\int k_v u dz$ とする必要がある。しかし、吸収係数は気圧、気温の関数のためこの積分は容易ではない。そこでこの積分をするかわりに、不均質大気での透過関数を、ある等価な均質大気の気温($\bar{\theta}$)、気圧(\bar{P})、吸収体量(\bar{u})により近似するのをスケーリング近似と言う。すなわち $\int k_v(\theta, P) u dz$ を $k_v(\theta, P) \bar{u}$ あるいは $k_v(\theta, \bar{P}) \bar{u}$ と近似するもので、不均質大気でのバンド透過率も等価量を用いれば前節で述べた手法をそのまま用いることができる。問題になるのは、吸収係数の温度依存性が波数により変わることで、このためバンドモデルでは波数積分する際に工夫を要する。

(a) 1パラメータスケーリング

光学的厚さの高さ方向(path)の積分を1つの等価量(吸収体量: \bar{u})で表そうとするもので、単波長では $\int k(v) u dz = k_0(v) \bar{u}$ を解いて求める。 k_0 はある基準大気での値を示す。バンドモデルでの等価量は、波数積分を含む式を解かねばならない。ローレンツ形の場合、半値幅の気圧依存性は波数では変わらないのに対し、温度依存は波数により大きく変わる。さらに吸収線強度と共に半値幅も温度により変化するため、ローレンツ形の吸収ではその波長積分の解は一般的には定式化できない。しかし、第2章で述べた様に弱吸収では、

価幅は Su となり、強吸収では $2\sqrt{Sau}$ と近似できる。バンドでの等価幅は各吸収線による等価幅の和を取れば良いので、弱吸収における等価量は

$$\bar{u} \sum_i^N S_i(\theta_0) = \int_{path} \sum_i^N S_i(\theta) du, \quad (4-4)$$

となりバンドでの \bar{u} が求められる。強吸収では

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^N [S_i(\theta_0) \alpha_{Li}(P_0, \theta_0)]^{1/2} u^{-1/2} \\ & = \sum_{i=1}^N [\int_{path} S_i(\theta) \alpha_{Li}(P, \theta) du]^{1/2}, \end{aligned} \quad (4-5)$$

から \bar{u} を求めることができる (Goody and Yung, 1989)。また、類似の方法として Far-wing 近似 (第5章) がある。なお、吸収線がドップラー形で表される場合、吸収線強度は温度に依存するのに対し、半価幅は気圧には依らず、また気温依存も小さい。それ故弱吸収の場合と同じになる。

(b) van de Hulst-Curtis-Godson 近似 (H-C-G 近似)

光学的厚さの高さ方向の積分を2つの等価量で表そうとするものである(2パラメータスケーリング)。ローレンツ形の場合、等価量を求める式は強吸収と弱吸収で異なる2つの式 (4-4, 4-5) がある。この2つの式を連立させて2つの等価量を求めれば強、弱の両吸収に適用でき、1パラメータスケーリングの様に強弱吸収に分ける必要がなくなる。吸収体量及び気圧を等価量とする。等価吸収体量は1パラメータスケーリングで示した様に θ_0 を決めて、弱吸収の式 (4-4) から

$$\bar{u} = \frac{\int_{path} \sum_i^N S_i(\theta) du}{\sum_i^N S_i(\theta_0)}, \quad (4-6)$$

となる。(2-2), (4-5) から

$$\bar{P} = \frac{\{\sum_{i=1}^N [\int_{path} S_i(\theta) \alpha_{Li}(P_0, \theta) P du]^{1/2}\}^2}{\{\sum_{i=1}^N [S_i(\theta_0) \alpha_{Li}(P_0, \theta_0)]^{1/2} u^{-1/2}\}^2}, \quad (4-7)$$

となる (Goody and Yung, 1989)。(4-6), (4-7) 式の Σ の値はホートンの教科書に載っているが、次の様な経験式

$$\begin{aligned} & \sum_i^N S_i(\theta) / \sum_i^N S_i(\theta_0) \\ & = \exp[a[\theta - 260] + b(\theta - 260)^2], \end{aligned} \quad (4-8)$$

$$\begin{aligned} & \left\{ \sum_{i=1}^N [S_i(\theta) \alpha_{Li}(P_0, \theta)]^{1/2} \right\}^2 / \left\{ \sum_{i=1}^N [S_i(\theta_0) \alpha_{Li}(P_0, \theta_0)]^{1/2} \right\}^2 \\ & = \exp[a'(\theta - 260) + b'(\theta - 260)^2], \end{aligned} \quad (4-9)$$

も作られ、オゾンや水蒸気回転帯での係数 a, b, a', b' が求められている (Rodgers and Walshaw, 1966)。

より正確なラインパラメータに基づいた振動一回転帯をも含む係数も Garand (1983) で求められている。

このH-C-G 近似は、強吸収 (水蒸気純回転帯で数%以下の誤差) や弱吸収では正確だが中位の吸収では誤差を伴う。高層の水蒸気は中位の吸収で誤差は約10%だが、大気中ではこの場合二酸化炭素の吸収が大きく重要でない。オゾンは下部成層圏で高濃度、上部対流圏で低濃度で大気を通過した吸収線はローレンツ形からずれるため、加熱率で10%もの大きな誤差が普通と言われている。すなわち、吸収線の端 wing ではローレンツ形で表せるが、線の中心ではより大きな強度、そしてより弱い肩を持つ line shape になると考えられる。この弱い(低い吸収)肩が過大評価する (Goody, 1952)。二酸化炭素では数%以下の誤差で非常に正確と言われている (Goody and Yung, 1989)。一般的には、温度依存を無視した場合、吸収体の混合比が高さで一定あるいは減少する場合は秀れた結果で、多くが低層にある場合も良いが、オゾンの様に高さと共に増加する気体では近似が悪い (Godson, 1955; Yamamoto et al., 1972)。

4.2 k-distribution 法

吸収係数はある波数 ν_1 では k_1 、別の波数 ν_2 では k_2 という様に波数により様々な値を持っている。しかし、波数間での相互作用は無いため ν_1 で k_2 、 ν_2 で k_1 と、ある波長の吸収係数を別の波長に割り当てても吸収係数の強度分布が同じならバンド平均した透過率は変わらないことを利用してバンドでの透過関数を求める方法である。つまり、バンド平均した透過率は吸収係数の波数空間での配列に関係しないため、透過率をバンドで積分する場合、以下に示す様に波数ではなく吸収係数を独立変数として積分することができる。吸収係数が k の値となる割合を示す確率密度関数を $f_{\Delta\nu}(k)$ (k-distribution) とするとバンド平均した透過関数は

$$T_{\Delta\nu} = \int_0^\infty f_{\Delta\nu}(k) e^{-ku} dk, \quad (4-10)$$

と表わされる。吸収係数の波数による変化は非常に複

雑なため波数空間で吸収係数を積分するには数千もの区間に分ける必要があるが、(4-10)の積分では、 $f-k$ 曲線はスムーズであるため数個の区間分割で足りることが利点である（第4図 a, b）。 $f(k)$ を k で積分した累積確率密度関数 $g(k)$

$$g(k) = \int_0^k f(k') dk', \quad (4-11)$$

を用いると (4-10) は次式の様にさらにシンプルな形になる。

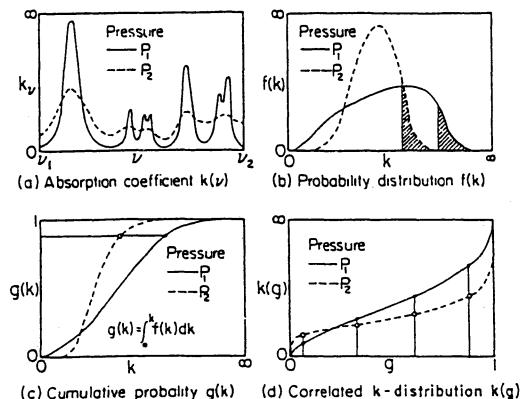
$$T_{\Delta\nu} = \int_0^1 e^{-kg} dg, \quad (4-12)$$

$f(k)$ は、バンドモデルや Line by line 法から作る (Chou and Arking, 1980)。この方法は、バンドでの透過関数が (4-10) の様に指数関数和で表されるため、散乱が直接扱えるという大きな利点がある。(Ambartsumian, 1936; Arking and Grossman, 1972; Hansen et al., 1983)。

k -distribution 法を不均質大気に適用する方法としてはスケーリング近似を用いるもの(例えば Far-wing scaling 近似, Chou and Arking, 1981) や次に述べる Correlated k 法 (c-k 法) がある (Lasis and Oinas, 1991)。 $k \sim f(k)$ あるいは $k \sim g(k)$ の関係は高度により変化する (第4図b, c) ため不均質大気では (4-12) を高度で積分する必要がある。大気を均質な層 (j) に分け、高度積分を Σ で記述すると透過関数は

$$\bar{T} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_0^1 \exp\left(-\sum_j k_{\nu,j} u_j\right) d\nu \\ = \int_0^1 \exp\left(-\sum_j k_{g,j} u_j\right) dg, \quad (4-13)$$

となる。ただこの式が成り立つためには、独立変数 g と波数がどの高度でも対応している必要がある。例えば、ある $g(k)$ での吸収係数が低高度で吸収線の中心値、高高度では wing 値の様に変わると (4-13) の高度積分 (Σ) が成り立たなくなる。孤立した1本の吸収線ではこの g と波数の対応は明らかに成り立っている。すなわち、気圧や温度により吸収線強度や半値幅は変わるが最大の吸収は常に吸収線の中心波数で起こり、また、弱い吸収も常に中心波数から離れた波数で起こる。c-k 法では、複雑な吸収線でも総合的に見ればこの g と波数の対応 (correlation) が全ての高度で成り立つと仮定するものである。 $g-k$ 曲線は単調な関数



第4図 C-k 法の概念図。(a) 2つの気圧での吸収係数の波数による変化を模式的に示したもの。(b)(a)の吸収係数の確率密度分布。(c)(b)の累積分布。(d)c-k 法 (Hansen et al., 1983)。

なため g に対して k を種々な気圧、温度で計算しておけば容易に透過関数を計算できる。なお厳密には、各高度での g に対する k は完全には対応していないため相関を高める工夫が成されている (Goody et al., 1989)。

5. WBM での解法

バンド幅が 100cm^{-1} 程度より大きくなるとプランク関数がバンド内で一定と見なせなくなるため、3節で述べた様にプランク関数で重みをつけた透過関数を計算する。問題は、バンド幅が広いため吸収係数の温度依存をバンド内で一定と見なせないことがある(特に水蒸気回転帶)。これは、強い吸収線の温度依存は小さいのに対し、バンドの端では温度依存が大きいである。強い吸収も弱い吸収も1つのバンドに含まれるため、(4-1-2)節で述べた様には等価吸収体量 \bar{u} を求めることができず、温度依存をパラメタライズする必要がある。良く用いられるのが

$$\bar{u} = \int \left(\frac{P}{P_0}\right)^n \left(\frac{\theta_0}{\theta}\right)^m du, \quad (5-1)$$

と表すものである。 P_0 , θ_0 は基準の値を示す。弱い吸収では $n=0$, 強い吸収では $n=.5 \sim 1$ である。水蒸気では $n=0.5 \sim 0.9$, $m=0.45$ が良く用いられる (Stephens, 1984)。これらの温度依存を全ての気体で無視すると、低層の冷却率で 0.2K/day 以上の誤差となると言われている (Fels and Schwarzkopf, 1975; Liou

and Ou, 1981).

5.1 Emissivity approach

この方法は、原則的に1つの気体の吸収帯を1バンドとして扱い、透過率あるいは吸収率にプランク関数の重みを付けた関数を用いる。単に吸収率にプランク関数を乗じ黒体放射で割った関数、すなわち射出率を用いても可能だが、吸収率の高度微分を精度良く求めることは難しいため、プランク関数の高度微分の重みを付けた関数 (ϵ')

$$\epsilon' = \frac{1}{dB(\theta)/d\theta} \int_{\Delta\nu} (1 - T_\nu^f) \frac{dB_\nu}{d\theta} d\nu, \quad (5-2)$$

を用いる (Normalized absorptivity, Absorptivity or Alternate form of emissivity)。これは、Yamamoto (1952) により導入されたもので、良く知られている山本の放射図に用いられている。Elsasser (1942) も同様な関数として mean absorptivity parameter $R = (dB/d\theta)\epsilon'$ あるいは $Q = dB/d\theta - R$ (Elsasser and Culbertson, 1960) を定義している。 ϵ' を用いると放射伝達方程式 (Emissivity form) の解は、 $\theta_s = \theta_0$ 及び $\theta_t = \theta_t$ とすると

$$F_{\Delta\nu}^+(z) = \pi B(\theta_0) + \int_0^z \epsilon' dz', \quad (5-3)$$

$$F_{\Delta\nu}^-(z) = -\pi B(\theta_t) + \int_z^{z^T} \epsilon' dz', \quad (5-4)$$

となる (Paltridge and Platt, 1976)。単波長あるいはサブバンドで透過関数を計算し、バンドでの ϵ' を等価吸収体量や温度の関数として計算したり、NBM と同様にバンドパラメータと透過関数の関係式 (Edwards and Menard, 1964; Cess and Ramanathan, 1972) を作っておけば、フラックスが求まる。初期に行われた放射図による図式積分はともかく、この方法は、種々の改良を加えて現在でも多くの気候モデルで用いられている。

Yamamoto (1952) のデータを用いて ϵ' を表にしたり、経験式で fit してフラックスを求めたのが Manabe and Strickler (1964), Sasamori (1968) や Katayama (1972) である。二酸化炭素については有効温度により温度依存を考慮したが、-50~30°C の範囲での水蒸気の温度依存は無視しているため 0.3K/day 以上の誤差となっている (Fels and Kaplan, 1975). Staley and Jurica (1970) によるデータを用いたのが Ramanathan (1976) で、サブバンド毎に fit した経験

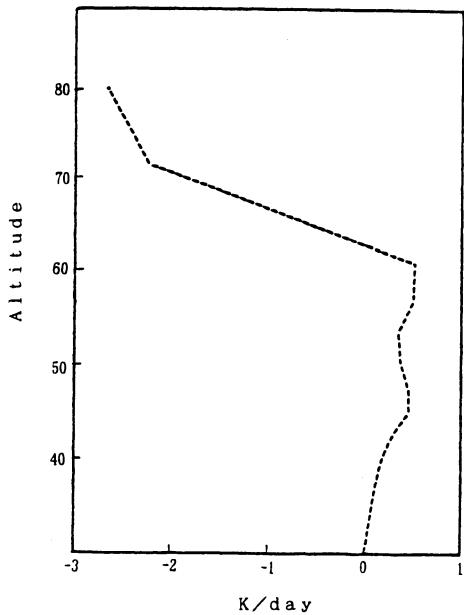
式と等価量から透過関数を求めており、このため、吸収係数の温度依存の波数による差がより考慮されており、つい最近まで NCAR で用いられていた。また、透過関数を多数のパラメータを用いて Line by line 法の計算値に合う様にする方法 (multiparameter random モデル: MPR) も開発され気象研究所の大循環モデルで用いられている (Shibata and Aoki, 1989)。NBM を基にした透過関数及び温度依存の経験式 (4-12, 4-13) から wide band での温度依存をパラメタライズするものもある (Liou and Ou, 1981; Morcrette et al., 1986)。Garand (1983) は、この平均の係数を 26 大気プロファイルから Try and Error により最適値を求めており、上述した方法は強吸収近似を用いているがこの近似を用いた Emissivity 法の誤差は、加熱率では下層では小さく上層で大きいがその値は 0.06 K/day 以下と小さい (Rodgers, 1967; Wu, 1980; Morcrette and Fouquart, 1985)。しかし、上向きフラックス、下向きフラックス自体では必ずしも無視できない (Garand, 1983)。

(3-2, 3-3) 式で分かる様に、透過関数の温度依存は path での温度に依存するのに対し、 B_ν はそのレベルでの温度に依存する。このため、厳密にはこれらを異なる温度を用いて計算しなければならないが、ほとんどの emissivity 法では両者の温度を Path での温度の平均値を用いる等 (Isothermal emissivity 近似) 分けて扱っていない。両者を異なる温度から見積もったのが non-isothermal emissivity 法で (Ramanathan and Downey, 1986; Morcrette et al., 1986)，米国大気研究センター (NCAR) やヨーロッパ中期予報センター (ECMWF) のモデルで用いられている。

5.2 Perturbation 法

GFDL の GCM で二酸化炭素の透過率を計算するのに用いられている。Emissivity 法の概念を用いるが、実際の不均質パスで計算するため高度積分の近似としてのスケーリングは行わないことが大きく異なっている。

CO_2 濃度は比較的空間、時間変化が少ないため、単純に考えると透過関数をあらかじめ計算しておけば良いことになる。しかし、同じ吸収気体濃度でも、透過関数の温度依存性により放射特性は同じにならない。大気の温度のプロファイルは緯度により大きく異なるため、この影響を考慮する必要がある。この温度プロファイルの変化による透過関数への影響は、対流圏では二酸化炭素の寄与が小さいこともあり、無視できる



第5図 中緯度での透過関数を用いて極域での二酸化炭素による冷却率を計算した場合の誤差 (Fels and Schwarzkopf, 1981).

とも言われている。しかし、高層では、この高度で重要な弱吸収バンドが大きな温度依存性を持つこともあり無視できない。特に65 km以上では、水蒸気の吸収がほとんどないため、その差は大きな影響を持つ。実際、極域での冷却率を中緯度の気温プロファイルで計算すると65 km以上で2~3 K/day の大きな誤差となる(第5図)。このためある1つの標準的プロファイルの計算では十分ではない。この補正の方法として、ある標準温度プロファイルでの透過関数を求めておき、そのプロファイルから温度が $\delta\theta$ ズレた時の透過関数の変化 (δT) を求めようとするのが Perturbation 法である。標準プロファイルからの温度のズレは、一般には高さにより異なるが、最も簡単には、ズレの平均値が全層に渡り一定と見なして δT を計算する。より複雑には、高さにより異なる $\delta\theta(z)$ に重みを付けて透過関数を求める(Fels and Schwarzkopf, 1981)。欠点として、吸収気体濃度が大きく変化する場合や他の気体の吸収線との重なりを正確に取り扱うことが困難なことが挙げられる。

5.3 Table look-up technique

この方法は、前述した Perturbation 法と類似してい

る。ある基準温度、気圧での吸収係数と、基準大気からのズレを補正する等価吸収体量から、実際の大気の透過関数を求めるものである。プランク関数の重みを付けた透過関数を温度、気圧の関数として計算し、表にしておいても良いが、このままでは表の大きさが膨大になるため効率的ではない。表を小さくするために Chou and Arking (1980) や Chou and Peng (1983) が用いたのが Far-wing 近似で GLAS や UCLA で用いられている。この近似では、吸収バンドを中心部と端の wing 部に分ける。吸収係数は線の中心付近 ($|\nu - \nu_0| < \alpha$) では気圧が低くなると増え、外側で減る。特に中心では $1/P$ 、中心から遠く離れた Far wing ($|\nu - \nu_0| \gg \alpha$) では P に比例する。大気では吸収線間隔が半幅値よりも大きいため wing 部分が波数スペクトラムの多くを占める。さらに低層では水蒸気濃度が高く吸収線中心による吸収はすぐに飽和するため、気圧、温度による吸収の誤差は wing での吸収に主に起因すると考えられる。そこで吸収係数の気圧、温度依存を Far wing での特性で近似するのが Far wing 近似である。Far wing での吸収係数は

$$k_\nu(P, \theta) = k_\nu(P_0, \theta_0) R_{\Delta\nu}(\theta, \theta_0) \frac{P}{P_0}, \quad (5-5)$$

と書ける。 $R_{\Delta\nu}$ は温度依存をスケーリングするもので、ローレンツ形では次式をバンド平均したものである。

$$R_\nu(\theta, \theta_0) = \sqrt{\frac{\theta_0}{\theta}} \frac{\sum_i \left[S_i(\theta) \alpha_i(P_0, \theta_0) \right]}{\sum_i \left[S_i(\theta_0) \alpha_i(P_0, \theta_0) \right]}, \quad (5-6)$$

R_ν は波数で変化するが、吸収係数の変化に比べれば小さい。前もって基準の気圧、気温でのバンド平均の吸収係数 $k_{\Delta\nu}(P_0, \theta_0)$ 及び $R_{\Delta\nu}$ を求めておけば、異なる大気での吸収係数は次式の等価水蒸気量を用いて求まる。

$$\bar{u}(P_1, P_2) = \int_{P_1}^{P_2} \frac{P}{P_0} R_{\Delta\nu}[\theta(P), \theta_0] q(P) dP/g. \quad (5-7)$$

ここで q は水蒸気混合比、 g は重力加速度。なお、 $\theta = \theta_0 \pm 40K$ の範囲では、バンド中心では吸収係数の温度依存、すなわち R_ν はバンドウイングに比べて1に近い(Chou and Arking, 1980)。実際の大気とのズレを $R_{\Delta\nu}$ を用いた等価吸収体量で補正するため、他の気体の吸収線との重なりがより正確に取り扱える。この方法の

精度は基準温度 θ_0 及び P_0 の選択にあり、その選択は大気のどの高さで冷却が大きいかに関係する。水蒸気の様に高さと共に急減する場合、冷却は気圧、温度の狭い範囲で鋭いピークを持つため、気圧、温度の基準値からのずれが小さく妥当な結果を与えると言われる。

6. 加熱／冷却率の計算

気層に入射する放射エネルギーと出していくエネルギーの差により大気は加熱／冷却される。上向き、下向きの放射フラックスの差を正味放射量 ($\Delta F = F^- - F^+$) と呼び、その高度微分をその気層の比熱で割れば気温の時間変化が求まる。(3-2), (3-3) を用い NBM では (Liou, 1992)

$$\frac{\partial \theta(z)}{\partial t} = -\frac{\Delta F(z) - \Delta F(z + \Delta z)}{\Delta z \rho_a C_p}$$

$$= -\frac{1}{\rho_a C_p} \int_0^\infty dT_{\Delta\nu}^f(z, z') \frac{d\pi B_{\Delta\nu}(z')}{dz'} dz'. \quad (6-1)$$

C_p は定圧比熱、 ρ_a は大気密度を示す。なお地面温度と地面直上の温度は等しく、また大気上方境界は宇宙としてそこからのフラックスはゼロと仮定している。(6-1) の高度積分を精度良く行うためには多くの高度の正味放射量を必要とする。しかし、吸収が小さく大気が透明に近い場合は簡略化できる (transparent 近似)。ある気層の長波放射による加熱／冷却は、自身の宇宙空間への射出による冷却、地面への射出及び地面からの放射の入射エネルギーの差 (交換) によるもの、そして他の気層間との放射の交換によるものに分けられる。地面との交換による寄与は一般に小さい。さらに、気層間の交換を無視すると (6-1) 式は部分積分を用いて

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_a C_p} \pi B_{\Delta\nu}(z) \frac{dT_{\Delta\nu}^f(\infty, z)}{dz}, \quad (6-2)$$

と表される。これを対空間冷却近似 (Cooling to space, CTS 近似) と呼び z のプランク関数及び透過関数の高度微分で冷却率が計算でき簡単な割には良い精度を示す。大気では、多くの波長域で吸収が大きいにも関わらず CTS 近似がそれなりの精度を示すのは、冷却率は吸収が小さい波長域の寄与が顕著なためである。すなわち吸収線の中心の様な強い波数域の放射は短い距離で吸収されてしまい、温度傾向が非常に大きい場合以外は加熱／冷却に寄与しないことによる。た

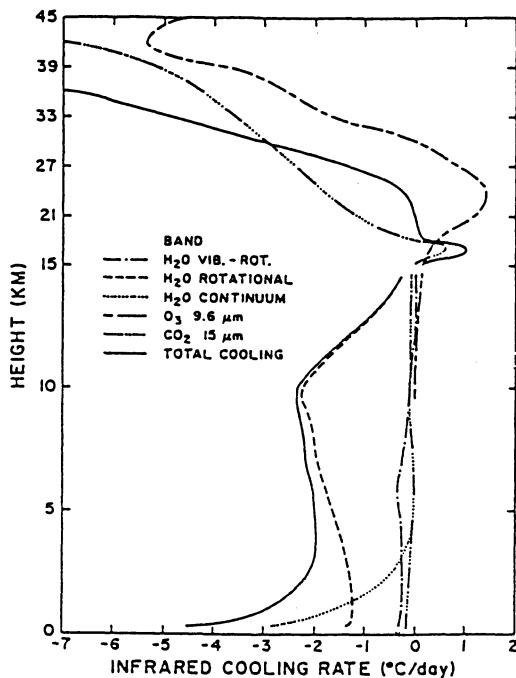
だ、この近似は、雲のある場合や極域冬期地表付近で悪い (Rodgers and Walshaw, 1996; Wu, 1980)。この大気が透明に近いスケールでの冷却率の空間変動はプランク関数すなわち温度の空間変動により決まり (Newton's law of cooling, Transparent 近似)、高層での冷却率の計算に用いられる。

一方、大気が不透明な場合は気層間の放射の交換を考慮する必要がある。この放射の交換をする高度の範囲は温度や吸収体濃度に依存し、熱帯大気では上下 3 Km 程度と言われている (Wu, 1980)。(6-1) の積分は、鉛直グリッド内を補間して台形公式やガウス積分により成されている。グリッド数や補間法の影響は大気条件により変わり (Mocrette and Fouquart, 1985) 明確な基準は無い。さらに吸収が大きくなると、他の気層との放射の交換で上向き、下向きフラックスがほとんど相互に打ち消すため加熱率はプランク関数の2次微分できまる (Opaque 近似)。この様な光学的に厚い媒体では、差の小さい上向き、下向きフラックスを個々に求め、加熱率を計算するのは精度上好ましくない。このためカーチスのマトリクスと呼ばれる最適な方法が開発され、惑星大気で主に適用されている。

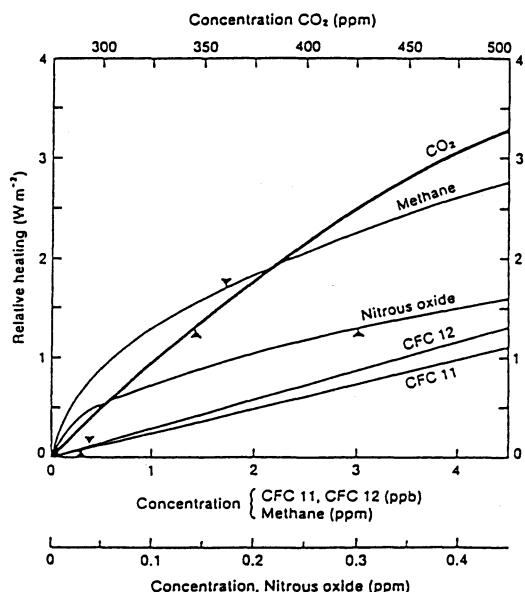
CTS 近似と気層間の交換の両者を考慮したのが Fels and Schwarzkopf (1975) 及び Schwarzkopf and Fels (1991) で、エネルギー交換を CTS 項と隣接する層との放射の交換による項 (Exchange) に分け、前者をバンドモデル、後者を emissivity 法で計算した (Simplified Exchange 近似、SEA 法)。これは Emissivity 法による誤差は相互作用項より CTS 項の方がはるかに大きくなる欠点を補正するもので、誤差は熱帯気候データによる冷却率で 0.05 K/day の精度を得た。しかし 2 倍の計算時間がかかる。Garand (1983) によれば強吸収近似、温度効果を考慮すればこの CTS 補正是不要とも言われている。

7. 種々の気体での計算—各気体の加熱率

これまでに長波放射を求める様々な方法を述べてきた。これらのスキームを実際の大気中の種々の気体に適用する場合、気体の濃度、鉛直プロファイル、吸収線の特性により同じ方法でも精度が異なってくる。放射場に影響を与える大気中の主な気体に、水蒸気、二酸化炭素、オゾン、メタン、亜酸化窒素がある。また、CFC13 といった希薄気体も長波放射を吸収する (Ramanathan *et al.*, 1987)。主な気体の冷却率の高度分布を第6図に、濃度変化による冷却率変化を第7図に



第6図 種々の気体の吸収バンドによる冷却率高度分布 (Roewe and Liou, 1978).



第7図 希薄気体の長波放射吸収による加熱率の濃度による変化を示してある。黒い三角形は1985年の各気体濃度、二酸化炭素については 275 ppm での加熱率を 0 とした相対値をプロットしてある (Mitchell, 1989)。

示す。一般的には、晴天時では最下層で水蒸気連続吸収帯、対流圏で水蒸気回転帯、 $6.3\mu\text{m}$ 帯、成層圏で二酸化炭素、オゾンがきいてくる。ここでは、これらの問題点、精度を種々の力学モデルにおけるスキームに因縁して述べる。

7.1 水蒸気

対流圏にほとんど存在し高度と共に濃度が急減すること及びほとんど赤外全域に渡っている吸収線を特徴とする。主な吸収バンドは $6.3\mu\text{m}$ 振動一回転帯($1200-3000\text{cm}^{-1}$)、回転帯($0-800\text{cm}^{-1}$)、そして連続吸収帯と呼ばれる小さいがほぼ全スペクトル域に存在するものがある。最後の連続吸収帯は窓領域($800-1200\text{cm}^{-1}$)及び($500-800\text{cm}^{-1}$)で特に問題となる。吸収線の分布はランダムに近い。低層では濃度が大きいため吸収線の中心では吸収はほぼ飽和しており、大気の加熱／冷却は主に強い吸収線の wing、及び連続吸収帯で起こる。このため強吸収近似及び Far-wing 近似が良く当てはまり、この近似による誤差は小さい。

(a) 振動一回転帯、回転帯

気候モデルで最もよく用いられているのが Emissivity 法で通常3~6程度のバンドに分けて計算されている。H-C-G 近似及び強吸収近似も一般に適用でき

るが (Fels and Schwarzkoph, 1975)，吸収線強度の温度依存を無視すると大きな誤差となる。なお、回転帯の内 $500-800\text{cm}^{-1}$ ($15\mu\text{m}$ 帯とも呼ばれる) では吸収は弱くまた連続吸収があるため、他の波数域と分け強吸収近似を用いないで計算されたり (Ramanathan and Downey, 1986; Morcrette *et al.*, 1986)，経験式で透過関数を近似されている (Chou, 1984)。

NBM (Rodgers and Walshaw, 1966) も地球流体力学研究所 (GFDL) で用いられているが、NBM では精度を良くするには 5cm^{-1} 程度の細かい区分が必要で $\Delta\nu > 25\text{cm}^{-1}$ では吸収を過大評価すると言われている (Kiehl and Ramanathan, 1983)。上のスキームではインターバルの幅は $100 \sim 150\text{cm}^{-1}$ と広いため 350 hPa 付近で冷却率を 0.5K/day 程度過大評価する。また、強吸収近似の適用は冷却を対流圏低層で過小評価、他で過大評価するが、最大の誤差でも $\sim 0.05\text{ K}$ (200 hPa) と小さく、対流圏、成層圏で良い近似を示す (Ramanathan and Downey, 1986; Rodgers and Walshaw, 1966)。

(b) 連続吸収帯

吸収線の wing の重ね合わせによる吸収と現在は考

えられているもので、小さい吸収ながらほとんど全てのスペクトル域に存在している。水蒸気同士の衝突による吸収線の広がりに起因するもの (e-type : self-broadening) と他の気体 (主に窒素) との衝突によるもの (P-type : foreign-broadening) がある。この連続吸収帯により多くの下向きフラックスが地表付近で吸収される。このため、二酸化炭素増大による地表での加熱が抑制されると言われている (Kiehl and Ramanathan, 1982)。この様に、最近この吸収帯の重要性が認識され多くのモデルで e-type を採用するなど精度向上が成されている (Harshvardhan *et al.*, 1987)。ほとんどのモデルで用いられているのが Clough *et al.* (1980) や Roberts *et al.* (1976) によるもので後者による吸収係数 ($k_e : \text{gm}^{-1}\text{cm}^2\text{atm}^{-1}$) は、波数 ν (cm^{-1}) で

$$k_e(P, 296\text{K}) = k_1 e + k_2 P, \quad (7-1)$$

$$k_1 = 4.18 + 5577.8 \exp(-0.00787\nu), \quad (7-2)$$

と表される。 e は水蒸気分圧。 k_1, k_2 は e-type, p-type 吸収で k_2 は波数により異なるが $k_2 = 0.002k_1$ 程度と言われており (Kneizys *et al.*, 1980)，低層で e-type が重要なことが分かる。e-type の温度依存は $\exp(1800/\theta)$ で近似される。スペクトル域は他の吸収の小さい窓領域 $800 - 1250\text{cm}^{-1}$ で影響が大きいが， $500 - 800\text{cm}^{-1}$ 域でも吸収係数が大きく、放射エネルギーも比較的大きいため無視できない (Kiehl and Ramanathan, 1982; Morcrette and Fouquart, 1985)。

7.2 二酸化炭素

二酸化炭素は低層から高層までほぼ均一な濃度で 30km 以上の高層で二酸化炭素の寄与が大きい。このため、特に成層圏以上で精度の良い (高層大気では質量が小さいため 5 桁の精度が必要とも言われる (山本と田中, 1970))，そして二酸化炭素増大の影響を知るために大きな濃度変化を考慮できるモデルが求められる。

主な吸収バンドは $15\mu\text{m}$ 振動一回転帯 ($15\mu\text{m}$ 帯), minor バンドとして $10.4, 9.4, 4.3, 2.7\mu\text{m}$ 帯がある。また、同位体 ($\text{C}^{12}\text{O}_2^{16}, \text{C}^{13}\text{O}_2^{16}$ 等) のバンドがあり中層大気 (50km) で冷却率 10% 程度の寄与がある (Goody and Yung, 1989)。二酸化炭素の回転線は $15\mu\text{m}$ 帯で規則正しく並んでいるが、Fundamental に加えて多くの overtone, hot bands がランダムに分布している。このためランダムモデルが良く用いられる。Weaker バンド ($9.4, 10.4, 4.3\mu\text{m}$) の弱い吸収帯は通常無視されるが古気候で重要 (Kiehl and Dickinson, 1987) であり、また地表付近での冷却、大気 top での外向き

フラックスや二酸化炭素を 2 倍にした場合、圈界面では $15\mu\text{m}$ バンドの 10% 程度の寄与がある (Ramanathan, 1976; Lasis and Oinas, 1991; Kratz *et al.*, 1991)。

10hPa 程度で Pressure broadening と Doppler broadening がほぼ等しくなり、このため、吸収線形が変わってくる。ドップラー効果を入れないと stratopause で冷却率の過小評価 (2.5 K/day) をもたらすといわれ (Kiehl and Briegleb, 1991), $10 \sim 100\text{ hPa}$ 以上では吸収線形を Voigt 形と変える必要がある。また、気圧により吸収線の重なり具合も大きく変わること、そして混合比はほぼ一定のため気圧により同じ大気の厚さでも二酸化炭素の量は変わる等高さにより放射特性が大きく異なると考えられる。このため、透過関数は、吸収線の重なりの程度で分けたり (Kiehl and Ramanathan, 1983)，吸収線の中心 (上層でのエネルギー交換に寄与) と wing に分けて (Chou and Peng, 1983) 計算されている。また、中層や高層大気での実験式も作られている (Ou and Liou, 1983; Chou *et al.*, 1991)。

7.3 オゾン

高度 20 km 付近及び 100 km 付近に濃度のピークを持ち、二酸化炭素と同様にドップラー効果を考慮する必要がある。 $9.6\mu\text{m}$ 及び $14\mu\text{m}$ に吸収バンドがあるが、強いのは $9.6\mu\text{m}$ 帯で、このバンド幅は狭いため精度は問題があるが、通常プランク関数を一定とした 1 バンドの Malkmus モデルで表される (Rodgers, 1967)。吸収線形は、 41 km 以下ではローレンツ形、それ以上ではドップラー形が適当とされており、ローレンツ形を高層で用いると、 0.5 K/day 以上の過小な冷却となる (Ramanathan and Coakley, 1978) などの誤差は 15 hPa で 30% に達すると言われる (Walshaw and Rodgers, 1963)。吸収係数の温度変化は非常に弱いが、バンド中心と wing (温度と共に吸収は増加) に分ける等、温度効果 (Aida, 1975) を考慮するものもある (Rosenfield, 1991; Ramanathan and Dickinson, 1979)。濃度が高度と共に増加するため、精度の良いスケーリングが難しい。特に、WBM による成層圏での吸収率の誤差は 10% 以上と大きい (Kratz and Cess, 1988)。H-C-G 近似のみによる誤差は $10 \sim 70\text{ hPa}$ で最大と言われているが (Chou and Kouvaris, 1991)，この様な高さでは冷却率自体が小さいため全体としてはそれほど影響は大きくなないと考えられる。エネルギー交換が吸収線の中心で起こるとする弱吸収近似 (Liou and Ou, 1981) は、吸収率で過大評価する。

その誤差は熱帯対流圏 top での加熱を過大、極で冷却を 0.17 K/day 過小評価する (Morcrette and Fouquart, 1985)。

8. 雲のある場合の計算方法

雲は太陽光を反射すると共に下層からの長波放射を吸収するという冷却/加熱の2つの効果を持つ。どちらの効果が卓越するかは雲の厚さに依存し、厚い雲では冷却がより大きく、薄い絹雲では温室効果を増大させると考えられている。力学モデルにより多くの研究が成されている（例えば Wetherald and Manabe, 1988；Cess and Potter, 1987；Starr and Cox, 1985）が、雲の放射を扱うスキームは単純なものが多く、まだその効果は良く分かっていない。また実際の雲の放射特性も十分知られていないため、強化観測 (FIRE) が行われ、絹雲についての最近の成果が報告されている (Mon. Wea. Rev. 1990 に特集がある)。雲が厚く完全な黒体と見なせる場合は雲は境界条件として扱えるが、雲水量 $v < 25 \text{ gm}^{-2}$ 、あるいは 1 km 以下の厚さでは非黒体と扱う例が多い。絹雲でも 3 km の厚さでは黒体に近いと言われているが、一般に透過率が大きく黒体では近似できない。この様に絹雲や薄い雲では散乱が無視できない点が気体吸収と大きく異なる。このため、厳密に雲の影響を計算するには、放射伝達方程式 (3-1) の右辺第2項も入れて解く必要がある。いくつかの、高度角の放射輝度を求め半球で積分すればフラックスが得られる。これを簡単に上向き、下向2方向のみについて解きフラックスを求めるのが2ストリーム近似で様々な表現方法がある（例えば Meador and Weaver, 1980；King and Harshvardhan, 1986）。Ritter and Geleyn (1992) の表現では、放射伝達方程式は

$$\frac{dF^+}{d\tau} = -U[1-\omega_0(1-b_{back})]F^+ - U\omega_0 b_{back}F^- - U(1-\omega_0)\pi B(\tau), \quad (8-1)$$

$$\frac{dF^-}{d\tau} = -U\omega_0 b_{back}F^+ - U[1-\omega_0(1-\nu_{back})]F^- + U(1-\omega_0)\pi B(\tau), \quad (8-2)$$

τ は雲の光学的厚さ、 b_{back} は粒子により後方散乱される割合で asymmetry factor g と呼ばれる雲粒粒径分布から決まる関数から

$$b_{back} = \frac{4+g}{8(1+g)}, \quad (8-3)$$

と表される。 g は粒径分布、雲粒の形や波長により異なるが $10\mu\text{m}$ で 0.9～0.95 程度である。散乱と吸収の割合を示す ω_0 も波長等により変化するが 0.5～0.7 程度と考えられている。すなわち 1 回の散乱で 50～30% が吸収される。 U は、3 節で述べた diffusitive factor に類似の量で、 F と $\int_0^1 Id\mu$ の比である。厳密には上向き、下向きで異なるが、通常は等しいと仮定し 1.75～2 程度の値が用いられる。なお、雲の散乱も波長により変化するがその程度は気体の吸収に比べるかに小さい。

反射を無視、すなわち雲粒がすべて前方散乱すると仮定し、Emissivity が波数で変わらないとすると (Gray モデル)、前に述べた Emissivity 法と同様な形になる。雲の Emissivity は、理論的には、雲の粒径分布、屈折率等から求まる。すなわち

$$\epsilon = 1 - \exp(-k_a z), \quad (8-4)$$

ここで k_a は雲の吸収係数で

$$k_a = \pi \int_0^\infty n(r) r^2 Q_a(m^*, r) dr, \quad (8-5)$$

と表される。 Q_a は absorption efficiency と呼ばれる関数、 $n(r)$ は単位気柱当たりの雲粒の粒径 ($= 2r$) 分布、 m^* は雲粒の屈折率で雲粒にスス等が含まれると大きく変化する。ここでの吸収係数は単位距離当たりの値であることに注意して欲しい。雲の太陽光反射率もこの粒径分布により決まるため、Emissivity と反射率は密接な関係にある。一般的には反射率の大きい雲程 Emissivity も大きい。Emissivity は航空機により 2 つの高度でのフラックスと雲の温度を観測すれば一応求めることができる。種々の雲のタイプの観測された Emissivity (ϵ_e) をこの Emissivity を雲水量 v や氷水量で fit すると

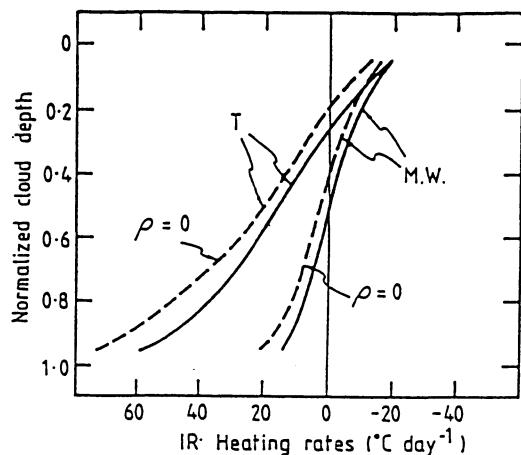
$$\epsilon = 1 - \exp(-kv), \quad (8-6)$$

の様に指数関数で近似できると言われている (Stephens; 1978, Griffith *et al.*, 1980; Ramanathan *et al.*, 1983; Starr and Cox, 1985)。その他 Emissivity を雲水量の多項式で表すものがある (Liou and Ou, 1981)。ただ、測定されたフラックスからこの値を求めるとき、数% と小さながら雲粒による散乱も観測値に含まれるため、 ϵ が 1 より大きくなる場合がある。このため ϵ は Effective emissivity と呼ばれる (Stephens, 1980)。この散乱を無視する仮定は、下層が暖かい熱帯

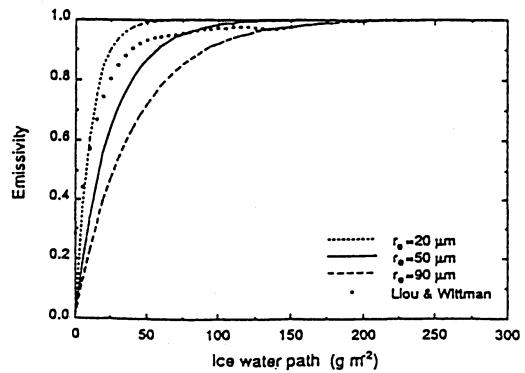
第1表 種々の力学モデルにおける放射スキーム

研究機関	GFDL M. & S. F. & S.		NCAR	GISS	GLAS	ECMWF	気象研
水蒸気 方法 バンド	NBM R. & W. 19	Emissiv. S. E.A. F & S (1975)	Emissiv. (non-iso) R. & D.	k-distri L. & O. Hansen 11	Table Look-u Chou(1984) 6-wing 2-center	Emissiv. (non-iso) Morcre. 6 bands	Emissiv (MPR 法) S & A 4 bands
連続吸収帯	Robert <i>et al.</i> (1976) による式 e-type を含む				Clough <i>et al</i>		
オゾン バンド	Rodgers による 1 band Malkmus	Ran. & Dick (1976) 1	k-distri 4 Malkmus	Rodgers による 1 band up-Voigt			
二酸化炭素 方法 Band	Table M & S 15	Perturb. F & S (1981)	Emissiv. C & R の式 Kiehl & B 14	k-distri Lacis 10	Table Look-up Chou & Peng (1983) 2-Wings 1-Centers	Emissivity Morcre. 3	
雲 散乱 吸収 射出率	— given	— LWC による R <i>et al.</i>	— 雲の吸収 散乱係数	含む 雲量で考慮	— LWC による	— given	—

R & W : Rodgers and Walshaw, F & S : Fels and Schwartzkopf, L & O : Lacis and Hansen
 R & D : Ramanathan and Downey, M & S : Manabe and Stricker, C & R : Cess and Ramanathan
 S & A : Shibata and Aoki, GISS : ゴダード宇宙研究所, GLAS : ゴダード大気科学研究所.



第8図 絹雲の散乱を無視（点線）した場合と考慮（実線）した場合の加熱率。縦軸=0は雲頂、1は雲底を示す。MW, Tは各中緯度、熱帶大気の場合（Stephens, 1980）。



第9図 絹雲中の氷粒の代表的な大きさによる
Emissivity の変化 (Ebert and Curry, 1992).

での絹雲を扱う場合の加熱率に大きな誤差となる（第8図、Stephens, 1980）。等温で Emissivity ϵ , 温度 θ_c の雲（雲底： z_b , 雲頂： z_t ）のフラックスは次の様に表される。

$$F^+(z) = \sigma \theta_c(z_t)^4 [1 - \epsilon(z, z_t)] + \int_{z_t}^z \sigma \theta_c(z')^4 \frac{d\epsilon(z, z')}{dz'} dz, \quad (8-7)$$

$$F^-(z) = \sigma \theta_c(z_b)^4 [1 - \epsilon(z_b, z)] + \int_{z_b}^z \sigma \theta_c(z')^4 \frac{d\epsilon(z_b, z')}{dz'} dz. \quad (8-8)$$

その他の雲を扱う方法として、非黒体の全天に広がった雲を Emissivity の変わりに雲量で表すもの (Harshvardhan *et al.*, 1987) 等がある。また雲による散乱を簡単に扱う方法として、雲の broad band 反射率及び透過率を Emissivity と共にパラメタライズするもの (Liou and Ou, 1981) やより正確に k-distribution 法を用いた 2-stream 法による計算も成されている (Ritter and Geleyn, 1992)。

雲量10より小さい雲が幾つかの高度層にある場合は雲の重なり具合により放射特性は大きく異なる。この場合の雲の重なりは、maximum, minimum あるいは最も良く用いられるランダム overlap の近似で便宜的に表現される。しかし、これらは観測から得られたものではなく、隣接する雲の層の間に晴天域が無い場合は maximum overlap が良いとも言われている (Tian and Curry, 1989)。この overlap の選択により冷却率は大きく変わる (Harshvardhan *et al.* 1987)。

これらの雲のスキームは、気体の吸収の取扱と比較するとまだ不十分で、種々の GCM での放射強制力 ($F^+(\text{clear}) - F^+(\text{cloud})$) の比較結果もバラツキが大きく (Cess and Potter, 1987)，気候変動における雲のフィードバックは正とも負とも言われはっきりしていない (Cess *et al.*, 1990)。一般に低層雲で負、そして高層雲で正と考えられる (Reckner *et al.*, 1987)。絹雲では、射出が太陽光の遮りより大きく正のフィードバックと言われているが (Stephens and Webster, 1981)，これは雲の光学的厚さが大きくなるにつれ反対になると考へられる (Ramanathan *et al.*, 1989)。また、水滴と氷滴では射出特性が異なることや、水蒸気が増加しても凝結核数が同じならば雲粒や水粒の大きさが大きくなり放射特性も変化する（第9図）等微物理過程の影響も考慮しなければならない (Bohren, 1985)

等、複雑で厳密な取扱いが求められる (Arking, 1990)。

9. まとめ

この10年に多くの研究が成されたが、各力学モデルですべて異なるスキームが開発されていること、そして地道な誤差や感度実験が行われていることが特徴である（第1表）。バンド幅の狭いモデルが必ずしも広いモデルより良い結果を得るわけではなく、厳密解法に合わせる tuning に依存するところが大きい。各モデル間の差はまだ、必ずしも小さくなく、また雲、特に散乱を無視できない絹雲がまだ十分に取り扱われておらず、さらに研究が必要と考えられる。

謝 辞

本解説をまとめるにあたり気象研究所増田一彦氏から有益なコメントを頂いた。また、科学技術庁気候変動予測研究費による“雲が地球温暖化に及ぼす影響解明に関する影響”から一部援助を受けた。

参 考 文 献

- 会田 勝, 1982 : 大気と放射過程, 東京堂出版.
- ホートン, J. T., 1977 : 大気物理学, みすず書房.
- 山本義一, 田中正之, 1970 : 高層大気の放射特性, 天気, 22, 481-490.
- Aida, M., 1975 : A theoretical examination of absorption in the 9.6 micron ozone band, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 15, 389-403.
- Aoki, T. and K. Shibata, 1990 : Some developments of the method to apply band models to an inhomogeneous atmosphere, J. Met. Soc. Japan, 68, 385-394.
- Ambartsumian, V. 1936 : The effect of the absorption lines on the radiative equilibrium of the outer layers of the stars, Publ. Obs. Astron. Univ., Leningrad, 6, 7-18.
- Arking, A. 1990 : The radiative effects of clouds and their impact on climate, WCRP-52, 39 pp., World Meteorol. Organ., Geneva, 1990.
- and K. Grossman, 1972 : The influence of line shape and band structure on temperatures in planetary atmospheres, J. Atmos. Sci., 29, 937-949.
- Bohren, C. F., 1985 : Comment on “Cloud optical thickness feedback in the CO₂ climate problem,” by R. Somerville and L. A. Remer, J. Geophys. Res., 90, 5867.
- Cess, R. D. and G. L. Potter, 1983 : Exploratory studies

- of cloud radiative forcing with a general circulation model, Tellus, **39A**, 460-473.
- and V. Ramanathan, 1972 : Radiative transfer in the atmosphere mars and that of venus above the cloud deck, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **12**, 933-945.
- Chou, M. D., and A. Arking, 1980 : Computation of infrared cooling rates in the water vapor band, J. Atmos. Sci., **37**, 855-867.
- and —, 1981 : An efficient method for computing the absorption of solar radiation by water vapor, J. Atmos. Sci., **38**, 798-807.
- and L. Peng, 1983 : A parameterization of the absorption in the $15\text{ }\mu\text{m}$ CO_2 spectral region with application to climate sensitivity studies, J. Atmos. Sci., **40**, 2183-2192.
- , 1984 : Broadband water vapor transmission functions for atmospheric IR flux computations, J. Atmos. Sci., **41**, 1775-1778.
- , D. P. Kratz and W. Ridgway, 1991 : Infrared radiation parameterization in numerical climate models, J. Climate, **4**, 424-437.
- and L. Kouvaris, 1991 : Calculations of transmission functions in the infrared CO_2 and O_3 bands, J. Geophys. Res., **96**, 9003-9012.
- Clough, S. A., F. X. Kneizys, R. Davies, R. Gamache and R. Tip- ping, 1980 : Theoretical line shape for H_2O vapor. Application to continuum, in Atmospheric water vapor., A. Deepak, T. D. Wilkerson and L. H. Ruhnke, Ed., Academic Press.
- Cox, S. K., 1973 : Infrared heating calculations with a water vapor pressure broadened continuum, Q. J. Roy. Met. Soc., **99**, 669-679.
- , 1976 : Observations of cloud infrared effective emissivity, J. Atmos. Sci., **33**, 287-289.
- Curtis, A. R., 1952 : Discussion of Goody's "A statistical model for water-vaour absorption", Q. J. Roy. Met. Soc., **78**, 638.
- , 1956 : The computation of radiative heating rates in the atmosphere, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, **236**, 156.
- Drayson, S. R., 1966 : Atmospheric transmission in the CO_2 bands between $12\text{ }\mu$ and $18\text{ }\mu$, Appl. Opt., **5**, 385-392.
- Ebert, E. E. and J. A. Curry, 1992 : A parameterization of ice cloud optical properties for climate models, J. Geophys. Res., **97**, 3831-3836.
- Edwards, D. K. and W. A. Menard, 1964 : Comparison of models for correlation of total band absorption, Appl. Opt., **3**, 621-675.
- Ellingson, R. G. and J. C. Gille, 1978 : An infrared radiative transfer model, Part I : Model description and comparison of observations with calculations, J. Atmos. Sci., **35**, 523-545.
- Elsasser, W. M., 1942 : Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere, Harvard Meteor. Studies, 6, Blue Hill Meteorological Observatory, 107 pp.
- and M. F. Culbertson, 1960 : Atmospheric Radiation Tables, Meteor. Monogr. No. 4, Amer. Met. Soc., 43 pp.
- Fels, S. B. and L. D. Kaplan, 1975 : A test of the role of longwave radiative transfer in a general circulation model, J. Atmos. Sci., **33**, 779-789.
- and M. D. Schwartzkopf, 1975 : The simplified exchange approximation, A new method for radiative transfer calculations, J. Atmos. Sci., **32**, 1475-1488.
- and M. D. Schwartzkopf, 1981 : An efficient, accurate algorithm for calculating CO_2 $15\text{ }\mu\text{m}$ cooling rates, J. Geophys. Res., **86**, 1205-1232.
- Garand, L., 1983 : Some improvements and complements to the infrared-emissivity algorithm including a parameterization of the absorption in the continuum region, J. Atmos. Sci., **40**, 230-244.
- Godson, W. L., 1953 : The evaluation of infrared radiative fluxes due to atmospheric water vapor, Q. J. Roy. Met. Soc., **79**, 367-379.
- Goody, R. M. 1952 : A statistical model for water-vapour absorption, Q. J. Roy. Met. Soc., **78**, 639-640.
- , 1964 : The transmission of radiation through an inhomogeneous atmospheres, J. Atmos. Sci., **21**, 575-581.
- , West, L. Chen and D. Crisp, 1989. The correlated-k method for radiation calculations in nonhomogeneous atmospheres, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer., **42**, 539-550.
- and Y. L. Yung, 1989 : Atmospheric Radiation, 519 pp., Oxford Univ. Press., Newyork, 1989.
- Griffith, K., S. K. Cox and R. G. Knollenberg, 1980 : Infrared properties of tropical cirrus clouds inferred from aircraft measurements, J. Atmos. Sci., **37**, 1077-1087.
- Hansen, J., G. Russell, D. Rind, P. Stone, A. Lacis, S. Lebedeff, R. Ruedy, and L. Travis, 1983 : Efficient three-dimensional global models for climate studies, Mon. Wea. Rev., **111**, 609-662.
- Harshvardhan, R. Davies, D. A. Randall and T. G.

- Corsetti, 1987 : A fast radiation parameterization for atmospheric circulation models, *J. Geophys. Res.*, **92**, 1009-1016.
- Hitchfeld W. and J. T. Houghton, 1961 : Radiative transfer in the lower stratosphere due to the 9.6 micron band of ozone, *Q. J. Roy. Met. Soc.*, **87**, 562-577.
- Katayama, A., 1972 : A simplified scheme for computing the radiative transfers in the troposphere, Technical Report, No. 6. Dept. of Meteor. UCLA.
- Kiehl J. T. and B. P. Briegleb, 1991 : A new parameterization of the absorptance due to the 15 μm band system of carbon dioxide, *J. Geophys. Res.*, **96**, 9013-9020.
- and R. E. Dickinson, 1987 : A study of the radiative effects of enhanced atmospheric CO_2 and CH_4 on early earth surface temperatures, *J. Geophys. Res.*, **92**, 2991-2998.
- and V. Ramanathan, 1982 : Radiative heating due to increased CO_2 : The role of H_2O continuum absorption, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 2923-2926.
- and V. Ramanathan, 1983 : CO radiative parameterizations used in climate models : comparison with narrow-band models and with laboratory data, *J. Geophys. Res.*, **88**, 5191-5202.
- , R. J. Wolski, B. P. Briegleb and V. Ramanathan, Documentation of radiation and cloud routines in the NCAR community climate model (CCM1), NCAR Tech. Note NCAR/TN-288+IA, 109 pp, Natl. Cent. for Atmos. Res., Boulder, Colo., 1987.
- King, M. D. and Harshvardhan, 1986 : Comparative accuracy of selected multiple scattering approximation, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 784-801.
- Kneizys, F. X. et al., 1980 : Atmospheric transmittance radiance-computer code LOWTRAN 5, Environ. res. No. 697. AFGL-TR-80-0067, 233 pp., Air Force Geophys. Lab., Bedford, Mass.
- Kratz, D. P. and R. D. Cess, 1988 : Infrared radiation models for atmospheric ozone, *J. Geophys. Res.*, **93**, 7047-7054.
- , B.-C. Gao, and J. T. Kiehl, 1991 : A study of radiative effects of the 9.4- and 10.4-micron band of Carbon Dioxide, *J. Geophys. Res.*, **96**, 9021-9026.
- Kunde, V. G., and W. C. Maguire, 1974 : Direct integration transmittance model, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans.*, **14**, 803-817.
- Lacis, A. A. and V. Oinas, 1991 : A Description of the correlated k distribution method for modeling non-gray gaseous absorption, thermal emission, and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmospheres, *J. Geophys. Res.*, **96**, 9027-9063.
- Liou K. N. and Ou S. C. S., 1981 : Parameterization of infrared radiative transfer in cloudy atmospheres, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2707-2716.
- , 1992 : *Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere* Oxford University Press, New York.
- Malkmus, W., 1967 : Random Lorentz band model with exponential-tailed s^{-1} line-intensity distribution function, *J. Opt. Soc. Am.*, **57**, 323-329.
- Manabe, S. and R. F. Strickler, 1964 : Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 361-385.
- McClatchey, R. A., W. S. Benedict, S. A. Clough, D. E. Furch, R. F. Calfee, K. Fox, L. S. Rathman and J. S. Garing, 1973 : AFGL Atmospheric Absorption Line Parameters Compilation, *Environ. Res. Pap.*, 434.
- , Fenn, R. W., Selby J. E. A. Volz, F. E. Garing J. S., 1972 : Optical properties of the atmosphere (third edition), AFCRL-72-0497.
- Meador, W. E. and W. R. Weaver, 1980 : Two-stream approximations to radiative transfer in planetary atmospheres : A unified description of existing methods and a new improvement, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 630-643.
- Mitchel, J. F. B., 1989 : The "greenhouse" effect and climate change, *Rev. Geophys.*, **27**, 115-139.
- Morcrette J.-J. and Y. Fouquart, 1985 : On systematic errors in parameterized calculations on longwave radiation transfer, *Q. J. Roy. Met. Soc.*, **111**, 691-708.
- , L. Smith and Y. Fouquart, 1986 : Pressure, temperature dependence of the absorption in long-wave radiation parameterizations, *Contrib. Atmos. Phys.*, **59**, 455-469.
- Ohring G. and J. H. Joseph, 1978 : On the combined infrared cooling of two absorbing gases in the same spectral region, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 317-322.
- Ou, S. S. and K. N. Liou, 1983 : Parameterization of carbon dioxide 15 μm absorption and emission, *J. Geophys. Res.*, **88**, 5203-5207.
- Paltridge, G. W. and C. M. R. Platt, 1976 : *Radiative Process in Meteorology and Climatology*, Elsevier, Amsterdam, Netherlands.
- Ramanathan, V., 1976 : Radiative transfer within the earth's troposphere and stratosphere : A simplified radiative-convective model, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1330

- 1346.
- _____, E. J. Pitcher, R. C. Malone and M. L. Blackmon, 1983 : The response of a spectral general circulation model to refinements in radiative processes, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 605-630.
- _____, R. J. Ciceron, H. B. Singh and J. T. Kiehl 1985 : Trace gas trends and their potential role in climate change, *J. Geophys. Res.*, **90**, 5547-5566.
- _____, and J. A. Coakley, Jr., 1978 : Climate modeling through radiative-covective models, *Rev. Geophys.*, **16**, 465-489.
- _____, and R. E. Dickinson, 1979 : The role of stratospheric ozone in the zonal and seasonal radiative energy balance of the earth-troposphere system, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1084-1104.
- _____, and P. Downey, 1986 : A nonisothermal emissivity and absorptivity formulation for water vapor, *J. Geophys. Res.*, **91**, 8649-8666.
- _____, R. D. Cess, E. F. Harrison, B. R. Barkstrom, E. Ahmad and D. Hartman, 1989 : Cloud-radiative forcing and climate : Results from the earth radiation budget experiment, *Science.*, **243**, 57-63.
- _____, L. Callis, R. Cess, J. Hansen, I. Isaksen, W. Kuhn, A. Lacis, F. Luther, J. Mahlman, R. Reck, and M. Schlesinger, 1987 : Climate-chemical interactions and effects of changing atmospheric trace gases, *Rev. Geophys.*, **25**, 1441-1482.
- Roeckner, E., V. Schlese, J. Biercamp and P. Loewe, 1987 : Cloud optical depth feedbacks and climate modeling, *Nature*, **329**, 138-140.
- Ritter, B. and J-F Geleyn, 1992 : A comprehensive radiation scheme for numerical weather prediction models with potential applications in climate simulations, *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 303-325.
- Robert, R. E., J. E. Selby and L. M. Biberman, 1976 : Infrared continuum absorption by atmospheric water vapour in the 8-12 μm window, *Appl. Opt.*, **15**, 2085-2090.
- Roach, W. T. and A. Slingo, 1979 : A high resolution infrared radiative transfer scheme to study the interaction of radiation with cloud, *Q. J. Roy. Met. Soc.*, **105**, 603-614.
- Rodgers, C. D., and C. D. Walshaw, 1966 : The computation of infrared cooling rate in planetary atmospheres, *Q. J. Roy. Met. Soc.*, **92**, 67-92.
- _____, 1967 : The use of emissivity in atmospheric radiation calculations, *Q. J. Roy. Met. Soc.*, **93**, 43-54.
- Roewe, D. and K. N. Liou, 1978 : Influence of cirrus clouds on the infrared cooling rate in the troposphere and lower stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 92-106.
- Rosenfield, J. D., 1991 : A simple parameterization of Ozone infrared absorption for atmospheric heating rate calculations, *J. Geophys. Res.*, **96**, 9065-9074.
- Rothman, L. S., 1983 : AFGL atmospheric absorption line parameter compilation : 1982 version *Appl. Opt.*, **22**, 2247-2256.
- _____, R. R. Gameche, A. Goldman, L. R. Brown, R. A. Toth, H. M. Pickett, R. L. Poynter, J. M. Flaud, C. Camy-Peyret, A. Barbe, N. Husson, C. P. Rinsland, and M. A. H. Smith, 1987 : The HITRAN database : 1986 edition, *Appl. Opt.*, **26**, 4058-4097.
- Sasamori, T., 1968 : The radiative cooling calculation for application to general circulation experiments, *J. Appl. Met.*, **7**, 721-729.
- Schwartzkopf M. D. and S. B. Fels, 1991 : The simplified exchange method revised : an accurate, rapid method for computation of infrared cooling rates and fluxes, *J. Geophys. Res.*, **96**, 9075-9096.
- Shibata, K. and T. Aoki, 1989 : An infrared radiative scheme for the numerical models of weather and climate, *J. Geophys. Res.*, **94**, 14923-14943.
- Staley, D. O., and G. M. Jurica, 1970 : Flux emissivity tables for water vapor, carbon dioxide and ozone, *J. Appl. Met.*, **9**, 365-372.
- Starr, D. O. and S. K. Cox, 1985 : Cirrus cloud. Part I : A cirrus cloud model, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2663-2681.
- Stephens G. L., 1978 : Radiation profiles in extended water clouds. II : Parameterization scheme, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2123-2132.
- _____, 1980 : Radiative properties of cirrus cloud in the infrared region, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 435-446.
- _____, and P. J. Webster, 1981 : Clouds and climate : Sensitivity of simple systems, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 235-247.
- _____, 1984 : The parameterization of radiation for numerical weather prediction and climate models, *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 826-867.
- _____, S. C. Tsay, P. W. Stackhouse, Jr. and P. J. Flatau, 1990 : The relevance of the microphysical and radiative properties of cirrus clouds to climate and climatic feedback, *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1742-1753.
- Tian, L. and J. A. Curry, 1989 : Cloud overlap statistics, *J. Geophys. Res.*, **94**, 9925-9935.
- Walshaw, C. D. and C. D. Rodgers, 1963 : The effects of the Curtis-Godson approximation on the accuracy of radiative heating-rate calculations, *Q. J.*

- Roy. Met. Soc., **89**, 122-130.
- Wang, W.-C and G.-Y. Shi, 1988 : Total band absorptance and k-distribution function for atmospheric gases, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, **39**, 387-397.
- Wetherald, R. T. and S. Manabe, 1988 : Cloud feedback processes in a general circulation model, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1397-1415.
- World Meteorological Organization, The inter-comparison of radiation codes in climate models (ICRCCM), Rep. WCP 93, 37 pp., Geneva, 1984.
- Wu M. C., 1980 : The exchange of infrared radiative energy in the troposphere, *J. Geophys. Res.*, **85**, 4084-4090.
- Yamamoto G., 1952 : On a radiation chart, *Sci. Rept. Tohoku Univ., Ser. 5 Geophys.*, **6**, 19-31.
- _____, M. Aida, and S. Yamamoto, 1972 : Improved Curtis-Godson approximation in a non-homogeneous atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1150-1155.

日本気象学会1994年度秋季大会の報告

日本気象学会1994年度秋季大会は、九州大学を会場として1994年10月18~20日に行われ、参加者数は498名であった。

2日目午後には、松野理事長の挨拶に続き、山本正野論文賞・堀内基金奨励賞の授与、奨励金の贈呈が行われ、山本正野論文賞・堀内基金奨励賞の記念講演が行われた。引き続き、大会シンポジウム「熱帯・東アジア域の豪雨」が行われた。ここでは、気象学会の大会としては初めての試みとして、話題提供者として海外の研究者3名が招待された。話題提供は英語と日本語との混在のため、シンポジウム要旨集については英文と和文の両方が用意された。

一般講演の発表申込件数は311件で、ほぼ前回並で

あった。その内訳は第1種講演が243、第2種講演が46、ポスターが22件であった。第2種講演として申し込まれた講演のうち、予稿が第2種の要件を満たさない等の理由でプログラム編成時に第1種に変更されたものが14件（前回は12件）あった。スペシャル・セッションは、「西日本の気象災害」をテーマとして第1日目午前中に16件の発表があった。

なお会期中およびその前後には、個別のテーマによる研究会が計3件開かれた。

今大会事務局として大会準備・運営にご尽力頂いた福岡管区気象台と九州大学の皆様に深く感謝の意を表します。

1994年11月 講演企画委員会