

第4章 放射過程のモデル化 (Theoretical modeling of cloud-radiation processes)

4.1 有限雲群の短波長反射特性*

(Radiative properties for broken cloud fields)

4.1.1 はじめに

雲は、水平方向の形状からみて層雲系と積雲系のものに分けられる。層雲系は水平方向に一樣に広がっているもの、積雲系は小さいスケールの雲から成るものを示す。実際の大气では、大きなスケールから見ると雲が一樣に広がっている例は少なく、多くの場合小さな雲から成り立っている。この様な場を有限雲群と呼ぶがその放射特性を知るには、3次元放射伝達方程式を解く必要がある。しかし、従来開発されてきた放射伝達方程式は、水平方向に一樣に広がった雲（平行平板雲）を対象としており、また不均質な媒体を扱うスキームは計算時間がかかる等の問題があるため、有限雲群の放射特性、例えば反射率（ R ）は通常次の様に求められている。

$$R = R_s (1 - N) + NR_c \quad (4.1.1)$$

ここで、 R_s 、 R_c は、晴天域及び雲天域の反射率で従来の放射伝達スキームから求まる。 N は、雲量を示す。この近似を、ここでは平行平板近似（P-P 近似）と呼ぶ。Monte Carlo 法により求めた有限雲群の反射率の結果から、この近似は場合により50%以上の誤差となることが報告されている（例えば Welch and Wielicki, 1984）。

Harshvardhan (1982)は、有限雲群の反射率をより正確に表すために有効雲量あるいは等価雲量（Effective cloud fraction, N_e ）を計算した。これは、(4.1.1) 式の N の代わりに N_e で置き換えて有限雲群の放射特性を表現するもので、有限雲群の反射率と平行平板雲の値の比として与えられる。この N_e が何等かの形で parameterize できれば容易に有限雲群の反射率が推定できるため、経験式等により N_e を表す試みが成されている（Harshvardhan and Weinman, 1982）。しかし、雲の場は千差万別であり有限雲群の放射特性を決める本質的な量の研究が重要である。ここでは N_e を決める基本的なパラメータを検討する。

4.1.2 方法

3次元の放射場を計算する方法の1つにモンテカルロ法がある。これは、大気中を伝わる photon を直接にシミュレートするもので計算時間はかかるが複雑な場についても容易に計算で

* 小林隆久 (T. Kobayashi)

きるという特徴がある。太陽からの photon は、雲粒子と散乱し種々な方向に向かって行く。この散乱を繰り返して photon が境界外に出るか吸収されるまで追跡していく。Photon が雲粒子と散乱するまでの距離 (s) 及び散乱角 (θ) は次の様に表される。

$$R_n = \exp\left(-\int_0^s \beta ds\right) \quad (4.1.2)$$

$$R_n(\theta_r) = 2\pi \int_0^{\theta_r} P(\theta) d\theta \quad (4.1.3)$$

ここで、 R_n は 0 から 1 の間に均一に分布する乱数、 β は体積散乱係数、 P は雲の位相関数で雲粒子の光学的特性及び粒度分布から決められる。

ここで用いた雲の場は可変な直線格子により分けられ、グリッド内は光学的特性は一定とする。従って個々の雲は立方体あるいは直方体から成る。雲の場は有限あるいは無限に続いている。Fig. 4.1.1 に用いた主な場を示してある。

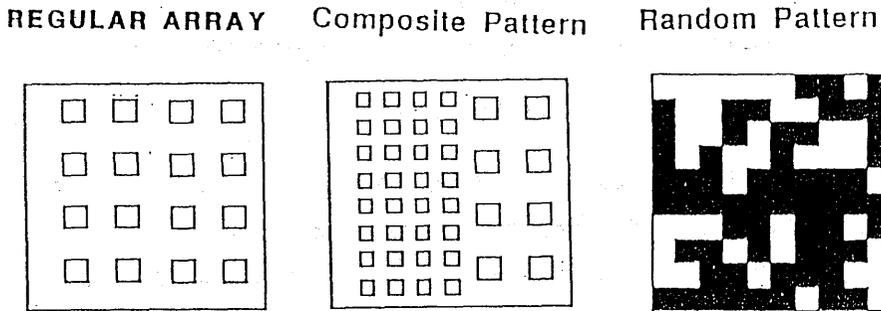


Fig. 4.1.1 Cloud fields used in the Monte Carlo calculations.

雲の光学的厚さは、4.9及び4.9とする。散乱は、Henyey-Greenstein 位相関数 ($g=0.85$) 及び C1 粒度分布 (Deirmendjian, 1969) (波長 $0.62 \mu\text{m}$, 屈折率 1.332) に従うものとする。

有限雲群が平行平板雲と異なる点は、雲の側面の存在にあると言われている。有限雲群では太陽光は雲の上面のみならず側面も照射する (拡大照射効果, Enhanced illuminated area, E_I)。また、雲内での散乱光は側面からも逃げて行き隣の雲と相互作用する (相互作用効果, Cloud-cloud interaction, I_c)。この2つの効果が有限雲群の放射特性に大きく関与していると言われている (e. g., Welch and Wielicki, 1984)。このため、有効雲量をこれらの効果の簡単なモデルを用いて表そうとする試みや (Harshvardhan and Thomas 1984; Welch and Wielicki, 1985), さらに一歩進んで相互作用を解析的に表現したモデルも報告されている (Joseph and Kagan, 1988)。また、有限雲群の反射率 ($R(bcf)$) を孤立雲の反射率 ($R(1)$) と2つの効果から求めようとする報告もある (Kobayashi, 1988)。これらの報告は、有限雲の放射特性を考える上で上記の効果が基本的に

重要である事を示している。

次節以下では、モンテカルロ法により有限雲群の放射特性を調べると共に2つの効果を用いて有限雲場の反射率パラメタリゼーションを行いその精度を検討する。

4.1.3 結果

(1) 地表面反射を無視した場合

(i) 有限雲群の反射特性

モンテカルロ法による有限雲群の反射率と平行平板雲の反射率の比をFig. 4.1.2に示す。場は有限な大きさの regular array (Fig. 4.1.1) および checkerboard で、図中の数 (N_c) は場に含まれる雲の数を示している。地表面反射は無視している。散乱は、H-G位相関数 ($g=0.85$) に従うとする。太陽が天頂の場合有限雲は平行平板近似より小さい反射率となる (Fig. 4.1.2-a)。これは、有限雲では雲の側面から逃げて行く photon のため、雲の数が少ない程その効果は大きい。一方、太陽天頂角 $\theta_0=60^\circ$ では、逆に有限雲場の方が大きい (Fig. 4.1.2-b)。これは、雲の側面に太陽光が入射する拡大照射効果によると考えられる。小さい雲量程この拡大照射効果は大きいため比もまた大きくなっている。最も大きいところでは、1.45でこの場合P-P近似は45%も反射率を過大評価することになる。

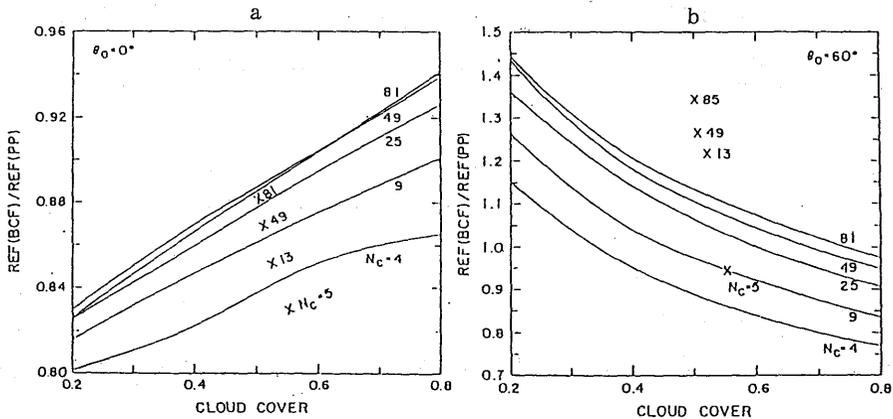


Fig. 4.1.2 Ratio of reflectance from broken cloud fields to plane-parallel cloud for regular array of cuboidal clouds as a function of cloud cover at $\theta_0=0^\circ$. N_c is the number of clouds. X indicates the ratios for checkerboard patterns.

この有限雲群の反射率が太陽が天頂に近い時はP-P近似に比べ過小、それ以外では過大という傾向は、雲粒子に吸収がない場合かなり一般的で、他の場 (Random, Composite patterns) でも得られている (Fig. 4.1.3)。図で Composite と記してあるのは、異なる大きさの雲から成る場で

Fig. 4.1.2-bに比べ比はかなり小さい。これは拡大照射効果が小さくなるためで、それをより明確に表したのが Fig. 4.1.4 である。場は4つの大きさの雲を含んでいる (Table 4.1.1)。太陽天頂角 60° で反射率の比は E_f の変化に良く対応している。この図に示した E_f は次節 (4.1.6) 式で定義した値を用いている。雲の大きさのばらつきが大きいと E_f も小さくなり比も小さい。

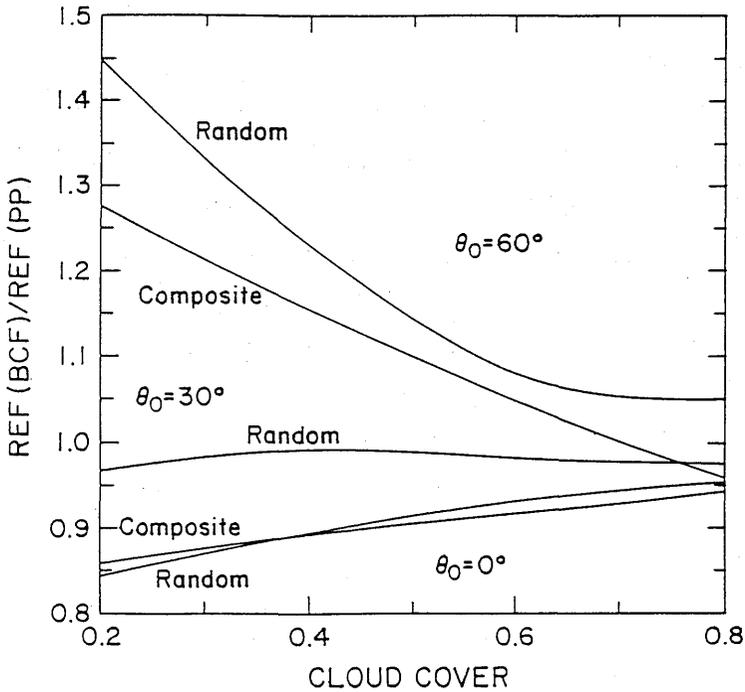


Fig. 4.1.3 As in Fig. 4.1.2 except for $\theta_0=60^\circ$.

(ii) 有限雲群の反射率のパラメタリゼーション

N_c をパラメタライズするために、有限雲群の反射率 ($R(bcf)$) が次の様に表されると仮定する。

$$R(bcf) = I_a E_f N R(1) \tag{4.1.4}$$

ここで $R(1)$ は孤立雲の反射率で、ここでは立方体の値を用いる。また、 I_a 及び E_f は次式で表されると仮定する。

$$I_a = \begin{cases} R(bcf)/R(1)/N, & \text{for } \theta_0=0 \\ [I_a(\theta_0=0)-1][R(pp)/R(1)-1][R(pp, \theta_0=0)/R(1, \theta_0=0)], & \text{for } \theta_0 \neq 0 \end{cases} \tag{4.1.5}$$

$$E_f = \frac{\text{太陽入射方向から見た雲量}}{\text{真上から見た雲量}} \quad (4.1.6)$$

ここに、 $R(pp)$ は平行平板雲の反射率を示す。(4.1.4) 式は孤立雲の反射率を場の値に拡張するものである。

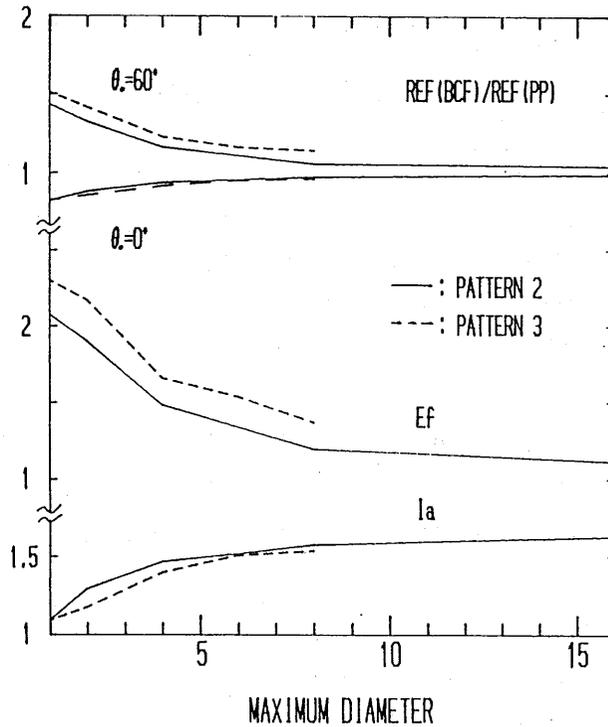


Fig. 4.1.4 Ratios of reflectance from composite patterns 2 and 3 to plane-parallel as a function of maximum cloud diameter. The area enhancement ratio (E_f) and the interaction (I_a) are also plotted.

Table 4.1.1 Composite patterns 2 and 3 are composed of four sizes of clouds (D_1 - D_4). N_a is the number of each cloud size. The total number of clouds is 49. The cloud covers are 0.2 and 0.15 for patterns 2 and 3, respectively.

Cloud diameter (Km)	Composite pattern 2				Composite pattern 3			
	D_1	D_2	D_3	D_4	D_1	D_2	D_3	D_4
(a)	0.5	1	1.5	2	0.5	1	1.5	2
(b)	0.25	1	2	4	1	2	3	4
(c)	0.125	0.5	2	8	1	2	4	6
(d)	1	4	8	16	1	4	6	8
Number of clouds (N_a)	13	12	12	12	23	16	8	2

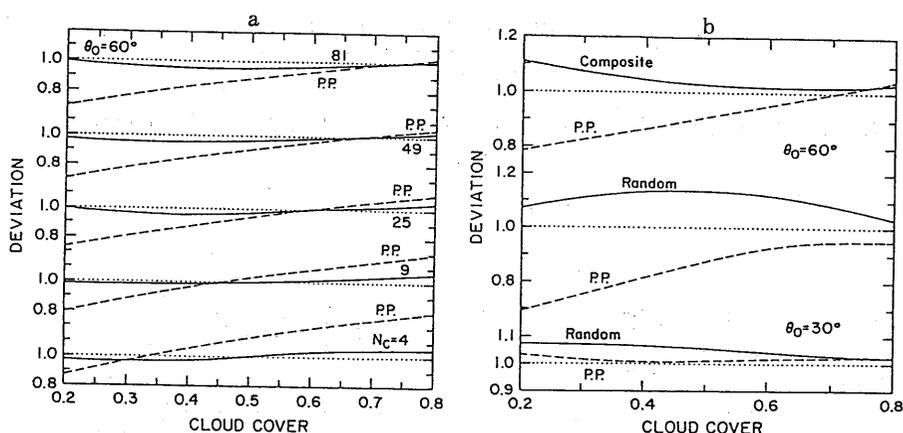


Fig. 4.1.5 Deviation of reflectivity from Eq. (4.1.4) (solid lines) for regular array of cuboidal clouds and that calculated by Monte Carlo method at $\theta_0=30^\circ$. PP indicates the deviation due to the plane-parallel assumption (dashed lines).

(4.1.4) 式とモンテカルロ法を比較した結果を Fig. 4.1.5-a に示す。計算条件は Fig. 4.1.3 と同じで、deviation は (4.1.4) 式による反射率とモンテカルロ結果の比として定義されている。比較のため P-P 近似の deviation (P-P 近似による反射率/モンテカルロ) もプロットしてある。

(4.1.4) 式は、P-P 近似よりよく合っている。特に P-P 近似は小さい雲量で悪いがパラメタリゼーションは雲量への依存性も少ない。

Fig. 4.1.5-b は、Random, Composite patterns の場合で、Fig. 4.1.5-a よりはやや大きな deviation だが P-P 近似よりは秀れた結果を示している。

(2) 地表面反射の影響

(i) 有限雲群の反射特性

これまでに述べた結果は、地表面反射が無い事を仮定していた。しかし、実際の気は常に反射率を持った地表面と接している。光学的に厚い平行平板雲では地表面反射は殆ど場の反射率に影響を及ぼさない。特に海洋の様な低い反射率の場合、その影響を無視することができる。これに対し有限雲の場合、雲と散乱せずに地表に到達する photon があり、その影響は無視できない (Kobayashi, 1989)。ここでは、雲の下に種々の反射率を持つ Lambert 面を置き、その与える影響を調べる。

雲の場合は regular array 等だが、前節では有限の広がり仮定していた。しかしここでは無限に広がっているものとする。また、位相関数は、C1 雲粒度分布 (Deirmendjian, 1969)、波長 = $0.62 \mu\text{m}$ 、屈折率 = 1.332 で Mie 理論から計算したものをを用いる。

Fig. 4.1.6 に、 N_e/N を N の関数として種々の地表面反射率についてプロットしたものを示す。(A)、(B)は、各光学的厚さ=49、4.9の厚い雲及び薄い雲の場合である。太陽が天頂にある時は、比較的地表面反射の影響は小さい。しかし、太陽天頂角が 60° では地表面反射が大きくなると N_e/N は急速に1に近づく。 $N > 0.3$ では、P-P近似でもほとんど問題のない事がわかる。特に薄い雲ではその影響は大きく、地表面反射率が0から0.07への増加でもP-P近似の精度は著しく増加する。

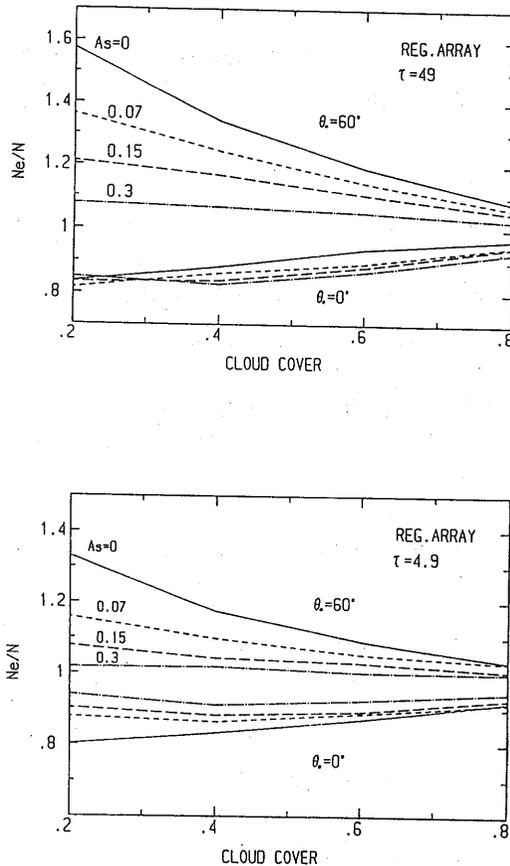


Fig. 4.1.6 The ratio of effective cloud fraction to geometric cloud cover (N_e/N) as a function of N for regular array of cuboidal clouds with an optical thickness of 49 over a reflecting surface.

(ii) 地表面反射の影響のパラメタリゼーション

平行平板雲において、反射率 (A_s) を持つ地表面により増加する場 (雲-地表面) の反射率 (δR) は次の様に与えられる。

$$\delta R = A_s T T / (1 - A_s R) \quad (4.1.7)$$

ここで R, T は雲の反射率, 透過率をあらわす。この式は T 及び R の入射角特性を無視しているが平行平板雲ではその影響は小さいと言われている。有限雲群における増加 ($\delta R (bcf)$) も同様な式で表されるとする。但し, R, T の入射角特性を考慮して,

$$\delta R (bcf) = N T(\theta_0) T_b / (1 - N R_b) \quad (4.1.8)$$

と表す。ここで, $T(\theta_0)$ は有限雲の太陽光に対する透過率, T_b, R_b は各地表からの反射光に対する雲の透過率, 反射率を表す。 θ_0 は太陽天頂角を表す。(4.1.4) 式を用いると, (4.1.8) 式は

$$\delta R (bcf) = A_s (1 - I_a E_f N R(1)) (1 - N < I_a E_f R(1) >) / (1 - A_s N < I_a E_f R(1) >) \quad (4.1.9)$$

となる。ここに $< >$ は, 半球上で入射角平均を取ることを意味する。雲の相互作用 I_a はここでは, I_a と N が linear であることを仮定して次式から求める。

$$I_a (\theta_0) = 1 + [R(pp, \theta_0) / R(1, \theta_0) - 1] \quad (4.1.10)$$

さらに容易に $< >$ をとるために

$$R(pp) = a + b [1 - \cos(\theta_0)] \quad (4.1.11)$$

$$R(1) = c + d [1 - \cos(\theta_0)] \quad (4.1.12)$$

を仮定すると結局 $\delta R (bcf)$ は

$$\delta R (bcf) = (eN + gN^2) E_f \quad (4.1.13)$$

と表される。ここで a, b, c, d, e, g は比例係数。

Fig. 4.1.7 に, (4.1.13) 式による $\delta R (bcf)$ とモンテカルロ法による値を比較してある。実線はモンテカルロ, 破線は (4.1.13) 式による値でやや過大評価しているのは簡単のため $< >$ で方位角 = 0 (太陽方向) のみ高度角平均した E_f を用いたことによる。しかし, モンテカルロ法との差は小さい。

(iii) 有限雲群の反射率のパラメタリゼーション

地表面反射の無い場合の有限雲群の反射率と δR を用いて地表面反射のある場合の場の反射率を推定し, モンテカルロ法との比較を行う。Fig. 4.1.8 は, regular array の場について比較したも

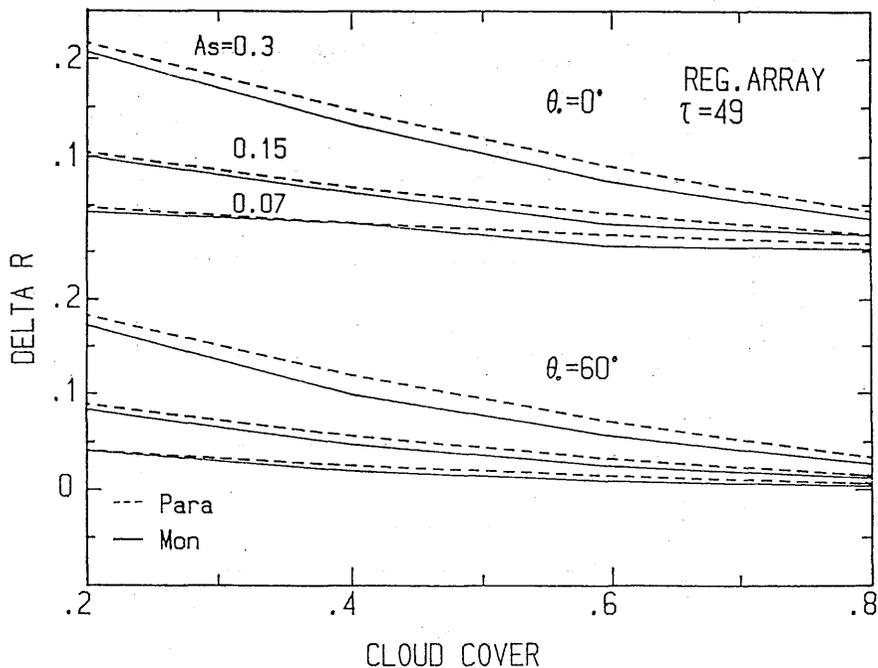


Fig. 4.1.7 Increase in reflection due to a reflecting surface as a function of cloud cover. Solid lines show Monte Carlo results. Dashed lines denote corresponding results using parameterization.

ので、deviationはFig. 4.1.5と逆にモンテ/パラメタリゼーション、モンテ/P-P近似、として求めてある。小さい地表面反射率では、P-P近似の精度はあまり良くないのに対し、パラメタリゼーションは地表面反射率、雲量にかかわらずほぼ一定の差を示している。Fig. 4.1.9は条件を変えて計算した例で、regular array太陽方位角45°、bar状の雲の場合、雲滴に吸収のある場合そして雲のsize分布(composite pattern 2, Table 4.1.1)について示してある。size分布では雲量は0.15、これ以外は0.2としてある。太陽方位角45°というのは、雲を対角線方向から照射した場合で拡大照射効果が大きいので反射率も大きい。逆にsize分布では小さい反射率となっている。図に示す様にP-P近似は、場や放射条件に大きく依存するのに対しパラメタリゼーションの依存性は小さい。しかし、地表面反射率が大きくなるとP-P近似も1に近づき精度が良くなる。

4.1.4 おわりに

有限雲群の短波長反射特性がモンテカルロ法の計算およびパラメタリゼーションによりかなり明確になった。すなわち、有限雲群では雲の側面を太陽が照射する効果及び雲と雲の間の相互作用が、平行平板雲の特性との差を生み出す基本的な役割を果たすこと、特に側面を照射する効果

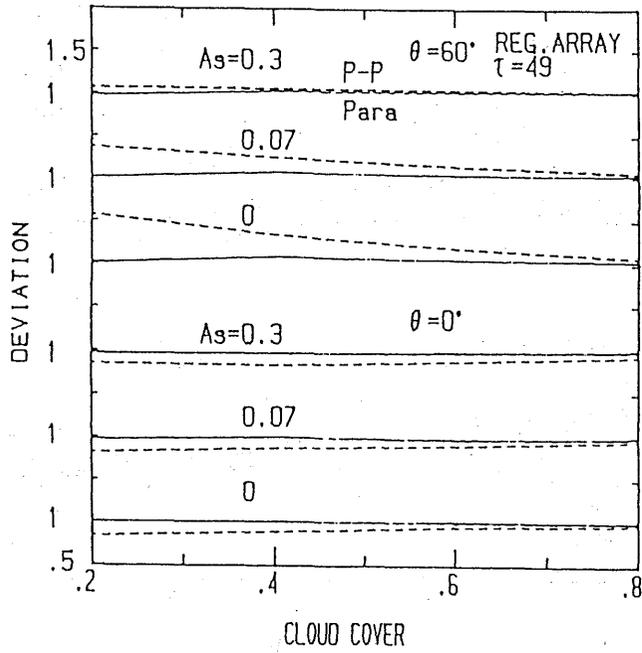


Fig. 4.1.8 Deviation for regular array of cuboidal clouds.

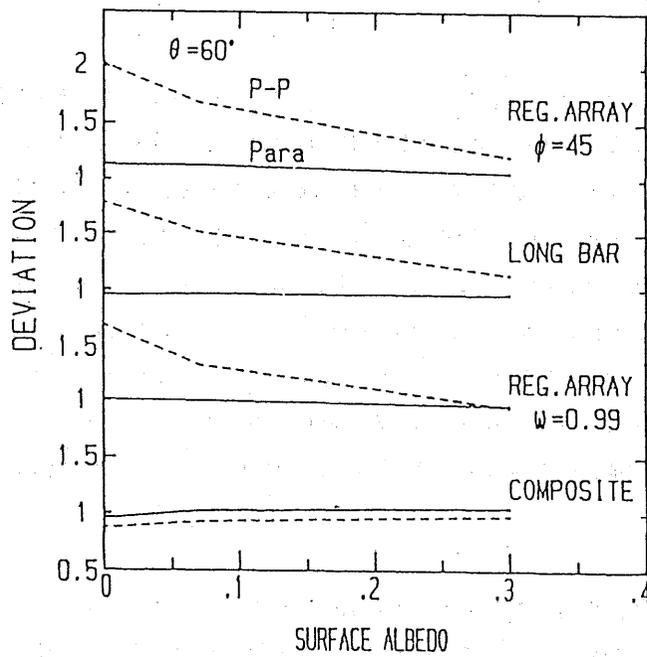


Fig. 4.1.9 As in Fig. 4.1.8 except for various cloud models.

が大きいことが分かった。このパラメタリゼーションはかなり正確に有限雲群の反射率を予想する。しかし、その精度検討に用いた場は regular array 等簡単な非現実な場であり、実際の大气に見られる様な複雑な場でも有効か否かはまだ定かでない。さらにこれらの検討が必要と思われる。

参 考 文 献

- Deirmendjian, D., 1969 : Electromagnetic scattering on polydispersions. Elsevier, 290pp.
- Harshvardhan, 1982 : The effect of brokenness on cloud-climate sensitivity. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1853-1861.
- and R. W. Thomas, 1984 : Solar reflection from interacting and shadowing cloud elements. *J. Geophys. Res.*, **89**, 7179-7185.
- and J. A. Weinman, 1982 : Infrared radiative transfer through a regular array of cuboidal clouds. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 431-439.
- Joseph, H. J. and V. Kagan, 1988 : The reflection of solar radiation from bar cloud arrays. *J. Geophys. Res.*, **93**, 2405-2416.
- Kobayashi, T., 1988 : Parameterization of reflectivity for broken cloud fields. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3034-3045.
- , 1989 : Radiative properties of finite cloud fields over a reflecting surface. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2208-2214.
- Welch, R. M. and B. A. Wielicki, 1984 : Stratocumulus cloud field reflected fluxes : The effect of cloud shape. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3085-3102.
- and ——, 1985 : A radiative parameterization of stratocumulus cloud fields. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2888-2897.

4.2 不均質層状雲の太陽放射伝達*

(Short wave radiative characteristics of horizontally inhomogeneous stratiform cloud)

4.2.1 はじめに

雲の放射特性は、平行平板の仮定で扱われることが多いが、現実の雲は水平方向に一様ではない。Fig. 4.2.1は、1989年3月30日の雲内水平飛行で得られた雲水量の水平変動である。同日の観測対象の雲は雲頂からの目視では一様な層状雲に見えたが、内部の雲水量には、水平方向に著しい差があることがわかる。このような雲水量の非一様性が雲の短波放射特性に及ぼす影響を評価することは、雲のリモートセンシングに通常用いられている平行平板雲の理論の適用の妥当性を調べるうえで重要なことである。無視出来ない重大な影響があるならば、不均質性の影響をパラメタライズして取り込む必要が生じるであろう。

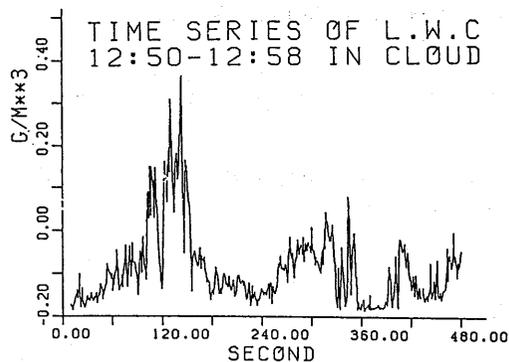


Fig. 4.2.1 Time series of liquid water content from aircraft observation on 30 March 1989.

4.2.2 不均質雲の理論的取扱

不均質雲の放射特性を調べるには、放射伝達方程式の解を求める方法と、モンテカルロ法による方法とが考えられる。前者の方法では3次元取的取扱において計算量の点から限界がある。一方、後者の方法では鉛直、水平の2方向の変動を与えることが困難であり、一長一短がある。放射伝達方程式による取扱は、従来あまり一般的ではなかったもので、以下に詳細を述べる。

* 真野裕三 (Y. Mano)

(1) 基本方程式

射出の無い 2 次元の放射伝達方程式は、

$$\nu \cos \phi \frac{\partial I}{\partial x} + \mu \frac{\partial I}{\partial z} = -k I + \frac{ka}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_{-1}^1 P(\mu, \phi; \mu', \phi') d\mu' + \frac{ka}{4\pi} P(\mu, \phi; \mu_0, \phi_0) F(\mu_0, \phi_0) \quad (4.2.1)$$

これを球面調和関数で展開すると、

$$\sum_{n'=0}^{2M-1} [K(n, m; n', m+1) \frac{\partial I_n^{m+1}}{\partial x} + K(n, m; n', m-1) \frac{\partial I_n^{m-1}}{\partial x} + K(n, m; n', 1-m) \frac{\partial I_n^{m+1}}{\partial x} + 2(1 + \delta_{m,0}) L(n, m; n') \frac{\partial I_n^m}{\partial z}] = -4k(1 - \alpha \chi_n)(1 + \delta_{m,0}) \frac{1}{2n+1} \frac{(n+m)!}{(n-m)!} I_n^m + \frac{2}{\pi} ka \chi_n P_n^m(\mu_0) F(\mu_0) \quad (4.2.2)$$

ただし、

$$K(n, m; n', m') \equiv \int \nu P_n^m(\mu) P_{n'}^{m'}(\mu) d\mu, \quad L(n, m; n') \equiv \int \nu P_n^m(\mu) P_{n'}^m(\mu) d\mu$$

phase function は、Heneyey-Greenstein のタイプを使用し、 δ -M 法を用いる。 δ -M 法は、phase function を δ 関数と $2M-1$ 次までの球関数展開の和として扱い、前方散乱の鋭いピークを効率的に表現するものである。展開の係数は、Heneyey-Greenstein の phase function とモーメントが等しいという条件によって定める。実際の計算には、 $M=2$ の方程式を使った。雲の上面、下面における境界条件は、雲の外部から入射する散乱光がないとして、Marshak の境界条件を用いる。

雲が水平方向に不均質であるため、消散係数等のパラメータは x 方向に変化する。したがって、上式は、非定係数の線形偏微分方程式となり、平行平板の場合に使用されるような解析的な解法は用いることができない。そこで、数値解法で解く必要がある。

(2) 数値解法

雲頂、雲底が水平であるとし、また水平方向には周期的境界条件を用いる。方程式の水平方向の離散化には、差分法とフーリエ展開法のどちらでもよいが、ここでは差分法を用いた。鉛直方向に関しては、雲の表面付近で放射場が急激に変化することを考慮して、雲の表面付近を密に表現する鉛直座標系 ξ に変換してから、等間隔の差分法を用いた。

$$\frac{\partial z}{\partial \xi} = \frac{1}{1 + \left(\frac{s}{\mu_0} - 1\right)} e^{-z}$$

方程式を離散化してできる連立一次方程式は数千～1万円程度の大規模問題となるので、繰り返し型解法を用いることになる。繰り返し型解法として、近年、pcr法のような共約勾配法の系統の解法がよく用いられるが、 $M=2$ の場合の上の方程式に適用すると収束が遅く、特に水平方向の不均質性が非常に強い場合には、収束がほとんど停止するような事態も見られた。各種の解法を適用した結果、DR法 (dynamic relaxation method) の収束が速く、不均質性の強い場合にも問題が生じなかったため、これを用いた。

(3) 計算例

吸収が無く、消散係数が $k = k_0 \cdot (1 + d \cos \omega x)$ のように単一周期で表現される場合の計算結果を Fig. 4.2.2 に示す。 d が0のとき平行平板雲であり、 d が1に近づくにつれて不均質性が強くなる。平均の光学的厚さは16である。Fig. 4.2.2では、 $d=1$ の場合のフラックス反射率は平行平板雲 ($d=0$) のそれに比べて15%程度も低く、不均質性の影響は一般に無視することができないことが示されている。しかし、現実の層状雲は、均質の極端としての平行平板雲から、不均質の極端としての有限雲までの間に位置するのであり、実際の不均質性の程度が観測によって知られない限り、理論計算だけで不均質性の影響が無視し得るかどうかの結論は下すことができない。

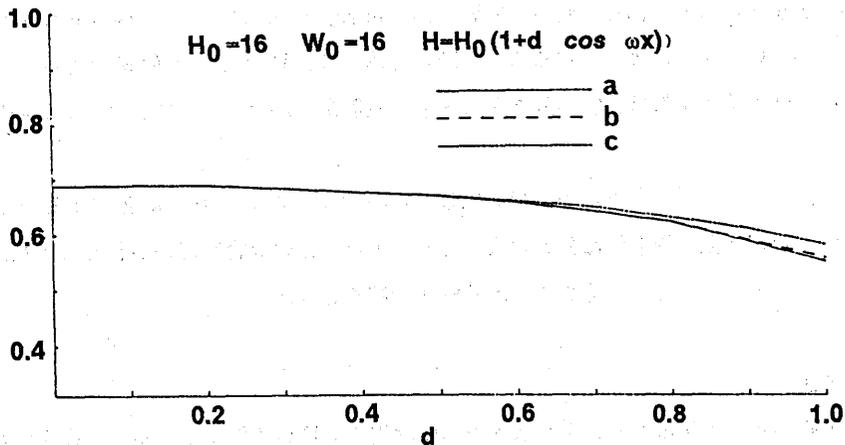


Fig. 4.2.2 Flux reflectance of horizontally inhomogeneous cloud. a: Monte Carlo result, b: Numerical solution, c: local p.p. approximation.

4.2.3 航空機観測の対象となった雲の不均質性

(1) 1986年12月24日の例

雲内飛行中の flight path に沿った雲水量の変化を Fig. 4.2.3 に示す。この間に高度は、雲底から雲頂まで約800m上昇した。サンプリング間隔は平均して約80mである。なお、雲水量の空間スペクトルは、1 km 付近にピークを示し、それより小規模スケールでは、波数の約-1 乗に比例して減少していた。また、雲水量のヒストグラムは、平均値のまわりに非対称で、雲水量が大きくなるほど空間に占める割合が小さくなることを示している。このことは、放射特性を考えるうえで意味のある情報と考えられる。さて、消散係数の空間変化が雲水量の空間変化に比例すると仮定し、消散係数の空間平均値を $2/(100\text{m})$ と指定して、Fig. 4.2.3 中に示した区間 (約2.5 km) の変化が周期的に繰り返すような雲の放射特性を計算した。Fig. 4.2.4 に、モンテカルロ法と、2次元P3近似の数値解法の結果を示す。両者の結果はよく一致している。太陽高度が高い場合 ($\mu = 1.0$) には、反射率は、局所的に平行平板近似を行ってから平均した反射率とほとんど同じであり、ここで与えた雲の場合には、横方向の相互作用の効果が弱いことを示している。ただし、用いたデータの空間分解能83m以下のスケールの変動が含まれていないことに注意する必要がある。太陽高度が低くなるにつれて、反射率は局所平行平板近似の反射率と比較して次第に大きくなり、むしろ一様な雲の反射率に近くなった。このように、平行平板雲とは異なる反射特性を持っていることが示された。この例については不均質性の影響は最大15%程度であり、無視し得ない大きさであった。

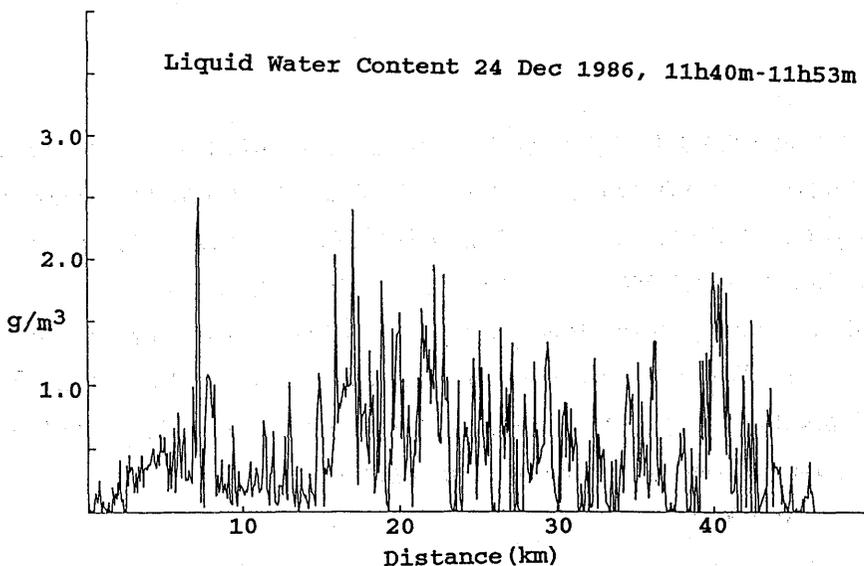


Fig. 4.2.3 Time series of liquid water content from aircraft observation on 24 December 1986.

$g = 0.75$ $a = 1.0$

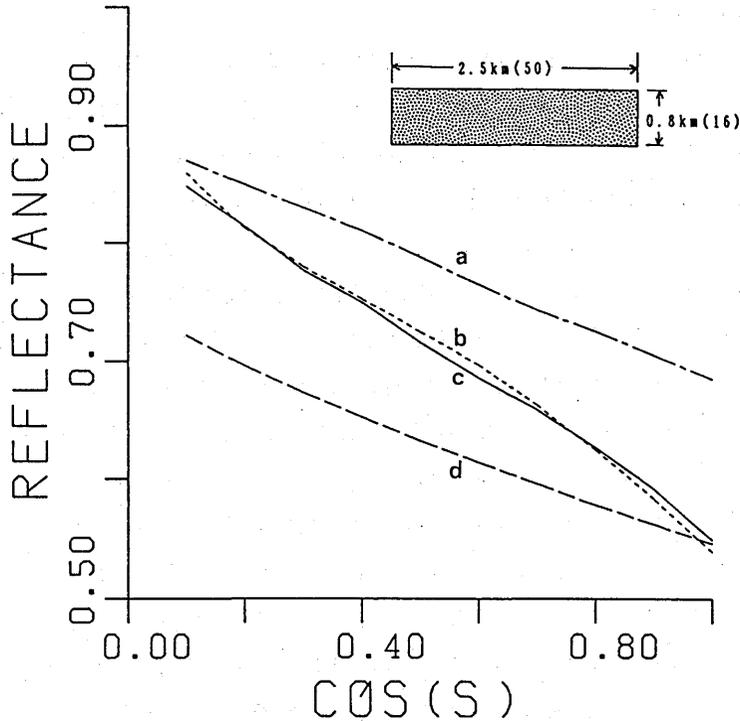


Fig. 4.2.4 Flux reflectance of cloud of 24 December 1986 case. a: plane parallel approximation, b: numerical solution, c: Monte Carlo result, d: local p.p. approximation.

(2) 1989年3月30日

Fig. 4.2.1は、雲の内部を水平飛行した際の雲水量の変動である。KINGの雲水量計と雲粒子ビデオ顕微鏡の観測値では雲水量の値に最大5倍以上の差があるので、絶対値には問題があるが、空間変化は両者でよく対応していた。このような雲水量の変動がどの程度空間代表性をもつか、また、光学的厚さの変化に結びついているのかどうかを次の方法で調べた。

King (1981) は、雲内の diffusion domain において、上向き intensity と下向き intensity の比を、Doubling の計算結果を用いて single scattering albedo に関係づけた。ここでは、 δ -Eddington法を用いて、上向きフラックスと下向きフラックスの比を光学的厚さに関係づける。雲内の diffusion domain での、 δ -Eddington法の解は、

i) Conservative の場合

$$\frac{F \uparrow}{F \downarrow} = \frac{(1-g)(H-\gamma)+2/3(1/\gamma-1)}{(1-g)(H-\gamma)+2/3(1/\gamma+1)} \quad (4.2.3)$$

$$\gamma = (1 - A_g) / (1 + A_g)$$

ii) Non-conservative の場合

$$\frac{F \uparrow}{F \downarrow} = \frac{D(1 - \varepsilon \exp(-2k(H - \gamma)))}{1 - D^2 \varepsilon \exp(-2k(H - \gamma))} \quad (4.2.4)$$

$$D = (1 - s) / (1 + s), \quad k = \{3(1 - \omega_0)(1 - \omega_0 g)\}^{1/2}$$

$$s = \{4/3 \cdot (1 - \omega_0) / (1 - \omega_0 g)\}^{1/2}$$

$$\varepsilon = (1 - A_g/D) / (1 - DA_g)$$

ただし, H : 雲の光学的厚さ, A_g : 地表面反射率, γ : 雲の上面からの光学的距離, g : asymmetry factor, ω_0 : single scattering albedo.

King (1981) は, $F \uparrow / F \downarrow$ が最大になる波長 (可視) で conservative を仮定し, (4.2.3) 式に相当する計算結果から $(1 - g)(H - \gamma)$ を求めた。 $(1 - g)(H - \gamma)$ は波長にほとんど依存しないので, 他の波長における値としても使用する。 $(H - \gamma)$ は, 観測位置から雲底までの光学的距離を表わしている。ここでは, $0.5 \mu\text{m}$ の波長で conservative を仮定し, また, この波長付近では雲粒サイズに対する g の依存性が小さいことから $g = 0.85$ を仮定し, (4.2.3) 式から $(H - \gamma)$ を求めた。このようにして求めた $(H - \gamma)$ の時系列を Fig. 4.2.5 に示す。雲水量の変化とよく対応している。 $F \uparrow$ や $F \downarrow$ 自体は, 雲水量との対応が悪いが, 以上の方法を用いることによって雲水量との対応が明らかになった。ただし, 平行平板近似を用いていること, 雲内では放射フラックスが正確に測定できているかどうか等の問題が残っているため, 光学的厚さの値は定量的に信頼するまでには至っていない。しかし, 雲水量の変化が雲底までの光学的距離の変化と対応していることから, 雲水量の変化が航空機のごく近傍だけでなく鉛直方向に平均した量の空間変化に対応することが示された。

そこで, 雲水量の変化が雲の光学的厚さの変化を示しているものと仮定して, 不均質雲の放射計算を行ない, 不均質性が雲の放射特性に及ぼす影響を評価した。Fig. 4.2.1 中に示した区間の変化を光学的厚さの変化として与え, 平均の光学的厚さは 60 とする。吸収が無い場合の計算結果を Fig. 4.2.6 に示す。不均質雲の反射率は, 一様な雲の反射率に比較して最大 8% 程度, 今回の観測の際の太陽天頂角では 5% 程度小さくなる。Fig. 4.2.1 中に示した区間は変化が比較的小さい区間であり, 全区間の変化を与えれば, 不均質性の影響はさらに大きくなる。近赤外 ($1.6 \mu\text{m}$) で有効半径 $10 \mu\text{m}$ の雲粒サイズを仮定して同様の計算を行なうと, 反射率にはほとんど影響はないが, 吸収率に最大 5% 程度の増加が生じた。これは, この波長域では, 光学的厚さ 60 付近の変化

に対して、反射率はほぼ飽和して変化が少ないが、吸収率は光学的厚さの変化の影響を受け易いことによる。

この例では、雲はかなり一様な層状雲であり、かつ光学的にかなり厚かったにもかかわらず、Fig. 4.2.3に示した程度の影響が評価された。したがって、一般に雲の放射特性に対する不均質性の影響は無視できないものとしてさらに研究を進めていく必要がある。

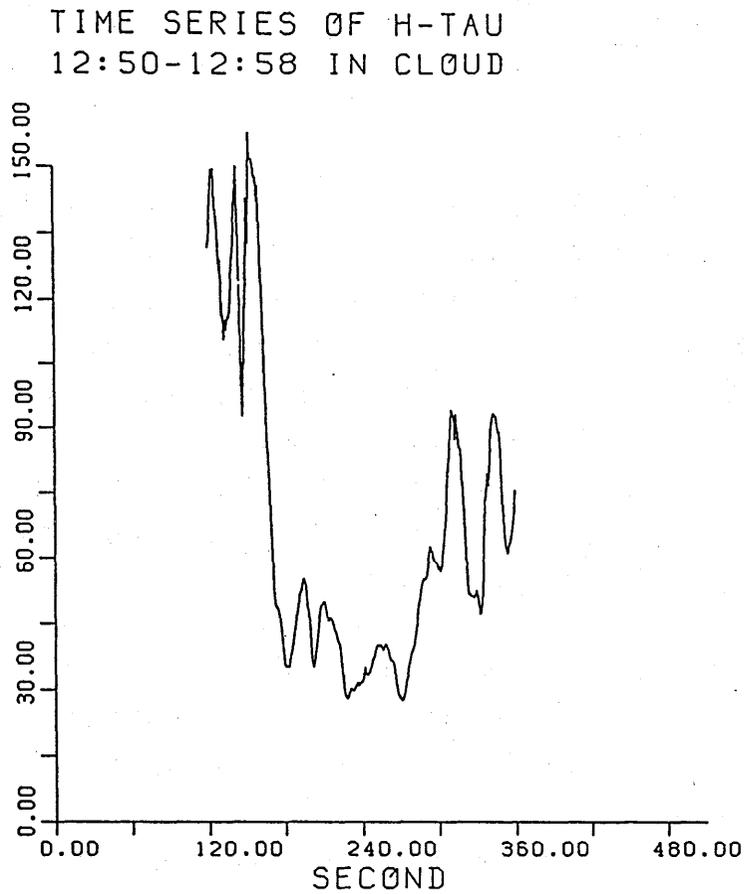


Fig. 4.2.5 Time series of optical thickness between aircraft and cloud base estimated from flux ratio.

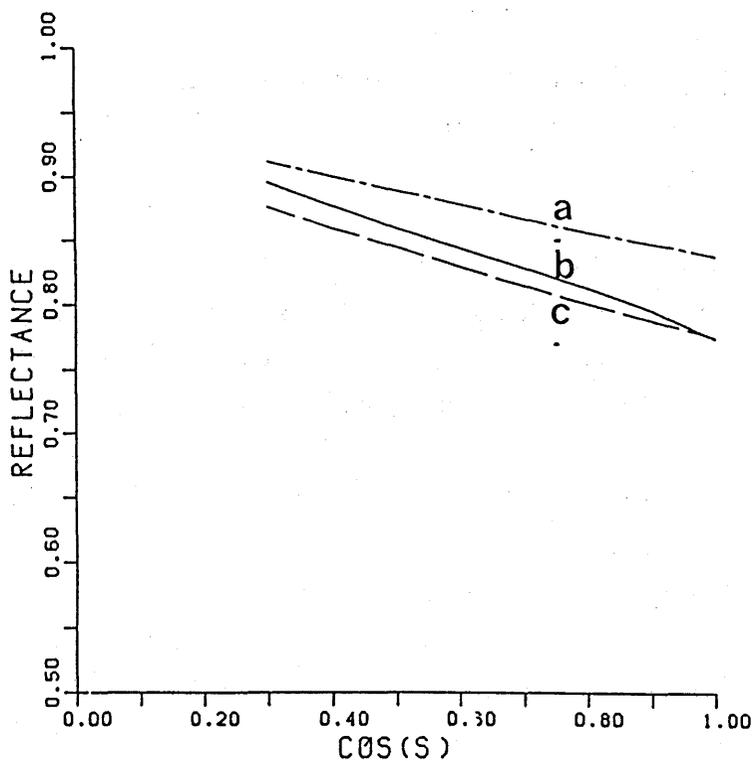


Fig. 4.2.6 Flux reflectance of cloud of 30 March 1989 case. a: plane parallel approximation, b: numerical solution, c: local p.p. approximation.

参 考 文 献

King, M. D., 1981: A method for determining the single scattering albedo of clouds through observation of the internal scattered radiation field. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2031-2044.

4.3 分解した Voigt 線形を使った Line-by-Line 法による大気吸収スペクトルの計算*

(Line-by-Line computation of the atmospheric absorption spectrum using the decomposed Voigt line shape)

4.3.1 序

大気の透過関数は、気体ガスの吸収を含む放射伝達の問題において基本的なパラメータである。多くの透過関数の評価方法が、大気放射学分野で開発されてきた。Line-by-Line法による透過関数の計算は、他の方法に比べると精度は良いが、長い計算時間と大容量の記憶媒体を必要とする。しかし、近年の計算機の発達は、急激に状況を変え、Line-by-Line法の使用はより容易なものとなりつつある。1960年代の後半から、分子の吸収線のパラメータのデータベース作成と更新のため多くの努力がなされてきた (McClatchey *et al.*, 1973; Rothman, 1981; Rothman *et al.*, 1981, 1983a, 1983b, 1987)。それにより吸収線のパラメータが使いやすい形で整備されてきた。この事も、Line-by-Line法による計算が容易にできる状況を作りだした。透過率や吸収率のスペクトルの詳細な知識に対する要求は、感度の良い検知器や高分解能の分光器の開発とともに急激に増えつつある。さらに、Line-by-Line法は、大気物理学やそれに関係した分野において、広範囲の応用が考えられる。これらの分野には、リモートセンシング、衛星気象学、大気の組成の測定、実験室での分光測定の解析、気候モデルにおける放射スキームの開発などがある。

Line-by-Lineモデルは、既に多くの研究者によって開発されている (Drayson, 1966; Kunde and Maguire, 1974; Scott, 1974; Scott and Chedin, 1981; Smith *et al.*, 1978, Clough and Kneizys, 1979; Clough *et al.*, 1981, 1986; Sasskind and Searl, 1978; Karp, 1978; Mankin, 1979; Shi, 1981; Aoki, 1988; Edwards, 1988)。これらのモデルの中には、AFGLのFASCODE (Smith *et al.*, 1978; Clough *et al.*, 1981, 1986)の様に汎用にできているものもある。しかし、ここでは「black-box」として既存のモデルを使うことを避けるため、モデルの全体を作り直した。これまでの研究の多くは、Voigt線形の高速計算プログラムの開発や、波数領域におけるサンプリング間隔の選択に注意が払われている。ここでもできるだけサンプリング点の数を減らすことに努力を払った。これまでのLine-by-Lineモデルでは、サンプリング間隔が経験的に決定されている場合が多かった。また、高速化のため平均の半値幅を使用したり、Voigt線形をDopplerとLorentz線形の一次結合で表したりするため誤差が生じていた。ここでは、経験的に決める要素をできるだけ除くよう配慮してモデルを作った。

我々の方法を簡単に述べると次のようになる。吸収線形を数個の補助関数 (sub-function) へ

* 内山明博 (A. Uchiyama)

分解し、吸収線から sub-function への寄与は、sub-function の形に応じて適当な間隔で計算する。分解した sub-function から作られた吸収係数のスペクトルを重ね合わせて、最終の吸収係数のスペクトルを得る。この考え方は、本質的には、吸収係数への遠く離れた吸収線の寄与と近くの吸収線の寄与を別々に計算する方法と同じである。Clough and Kneizys (1979) は、この考え方を系統的に発展させた。彼らは、Lorentz 線形を sub-function へ分解した。FASCODE においては、Voigt 線形を、Doppler と Lorentz 線形の一次結合で Voigt 線形を表現することによってこの方法を適用した。我々は、Voigt 線形を分解する新しい方法を開発した。更に、間隔の広いデータを内挿して狭い間隔のデータと重ね合わせを行うとき、狭い間隔のデータが零であるかチェックすることにした。これによって、内挿計算を行うとき、冗長な計算を行わずに済み、計算機の記憶容量の節約になる。

4.3.2節では、我々の方法による吸収スペクトルの計算方法、4.3.3節では、ここで開発された Line-by-Line法を、吸収スペクトル、吸収係数の分布 (k-分布)、放射冷却・加熱率の基準値の計算に使用した例を示す。

4.3.2 Line-by-Line による計算方法

(1) 一般論

波数 ν での吸収係数 $k(\nu)$ は、すべての吸収線の寄与を合計して次のように書ける。

$$k(\nu) = \sum_{i=1}^N s_i(T) f_i(\nu) \rho(m_i). \quad (4.3.1)$$

ここで、 $s_i(T)$ は、温度 T での吸収線強度、 $f_i(\nu)$ は i 番目の吸収線の吸収線形、 $\rho(m_i)$ は、吸収物質 m_i の密度である。吸収線形は、衝突の影響、Doppler 効果などによって広がる。地球大気の下層中では、衝突による広がりの方が支配的である。これは、Lorentz 線形によってよく表現される。

$$f_L(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_L}{\alpha_L^2 + (\nu - \nu_0)^2}. \quad (4.3.2)$$

ここで、 α_L は、Lorentz 線形の半値幅、 ν_0 は中心波数である。吸収線の wing では、吸収係数は、分子によって違いがあり、Lorentz 線形によって予測されるものより大きかったり、小さかったりする。この様なとき、経験的な係数、 $\chi(\nu)$ を導入することによって補正することがある。

圧力が低い高度では、Doppler 効果による吸収線の広がりを考慮しなければならない。Doppler 線形は、次の様に与えられる。

$$f_D(\nu) = \frac{1}{\alpha_D \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\alpha_D^2}\right), \quad (4.3.3)$$

$$\alpha_D = \nu_0 \left(\frac{2k_B T}{mc^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.3.4)$$

ここで、 k_B は Boltzman の定数、 T は温度、 m は分子の質量、 c は光速である。Lorentz 線形と Doppler 線形が同じ程度になる高度は、分子の種類、中心波数によって違う。

Lorentz 線形と Doppler 線形を重畳した Voigt 線形は、大気の吸収の多くの場合に適當である。Voigt 線形は、次のように与えられる、

$$f\nu(\nu) = \frac{1}{\alpha_D \sqrt{\pi}} K(x, y). \quad (4.3.5)$$

ここで、

$$K(x, y) = \frac{y}{x} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-t^2)}{y^2 + (x-t)^2} dt, \quad x, y \geq 0. \quad (4.3.6)$$

$$x = \frac{\nu - \nu_0}{\alpha_D}, \quad (4.3.7)$$

$$y = \frac{\alpha_L}{\alpha_D}. \quad (4.3.8)$$

関数 $K(x, y)$ は、Voigt 関数として知られ、複素確率関数の実数部である。Voigt 関数は、解析的に表現できず、数值的に評価しなければならない。多数の方法が考案されているが (Armstrong, 1967; Drayson, 1976; Pierluissi *et al.*, 1977; Hui *et al.*, 1978; Humlek, 1979; Whiting, 1968; Kielkopt, 1973; Smith *et al.*, 1978; Clough *et al.*, 1981), これらの方法の内いくつかは、 $y \leq 1$, $x \approx 1$ の領域で精度が悪くテストの結果、Drayson (1976) の方法が適當であった。

(2) Voigt 線形の分解

Doppler 線形の wing 部が Lorentz 線形の wing 部に比べて極めて速く値が小さくなるので、たとえ、 $\alpha_L/\alpha^D \ll 1$ であっても、Voigt 線形の wing 部は Lorentz 線形で近似できる。Voigt 線形のこの性質を利用して、Voigt 線形の wing 部を、数個の sub-function へ分解する。 ν_n を Voigt 線形が Lorentz 線形で近似できる波数とする。吸収線形を分解するとき、以下の条件を課すことにする。

- (i) sub-function $g(\nu - \nu_0)$ は、偶関数とする。
- (ii) 吸収線の中心で sub-function の一階微分の値は零とする。

$$\left(\frac{dg}{d\nu} \right)_{\nu=\nu_0} = 0. \quad (4.3.9)$$

- (iii) 波数 ν_n での sub-function の一階微分の値は、Lorentz 線形の一階微分の値に等しいとする。

$$\left(\frac{dg}{d\nu}\right)_{\nu=\nu_n} = \left(\frac{df_L}{d\nu}\right)_{\nu=\nu_n} \simeq \left(\frac{df_V}{d\nu}\right)_{\nu=\nu_n}. \quad (4.3.10)$$

(iv) 波数 ν_n での sub-function の値は, Voigt 線形の値に等しいとする。

$$g(\nu_n) = f_V(\nu_n). \quad (4.3.11)$$

はじめの二つの条件を満たす関数形として次のものを使うことにする。

$$g_n(\nu) = a_n(\nu - \nu_0)^2 + b_n. \quad (4.3.12)$$

係数 a_n と b_n は, 三番目, 四番目の条件から決定することができる。これらの条件は, sub-function のスペクトルを重ねて得る最終のスペクトルを滑らかにするためのものである。この様にして, Fig. 4.3.1 に示した様に Voigt 線形は, 二つの sub-function へ分解できる。

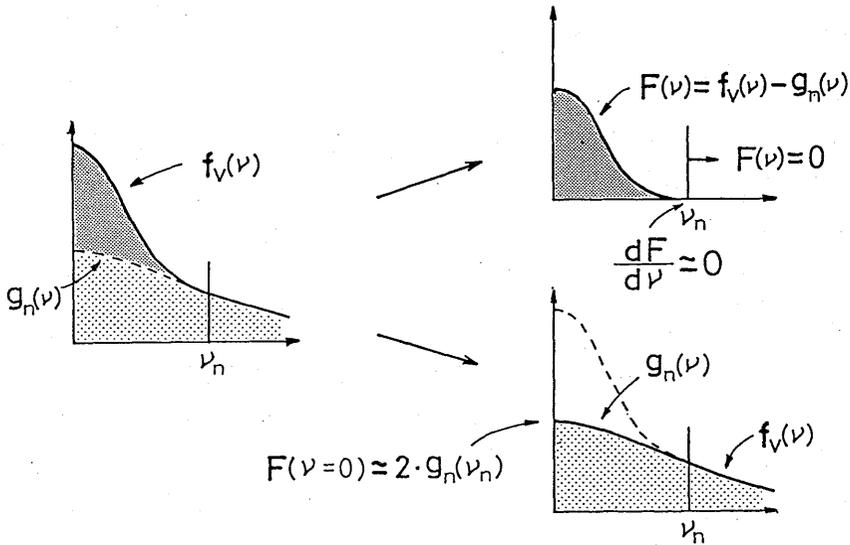


Fig. 4.3.1 Schematic representation of a line shape decomposition.

$$F_n(\nu) = \begin{cases} f_V(\nu - \nu_0) - g_n(\nu - \nu_0) & \text{for } |\nu - \nu_0| \leq |\nu_n - \nu_0|, \\ 0 & \text{for } |\nu - \nu_0| > |\nu_n - \nu_0|. \end{cases} \quad (4.3.13)$$

$$F_{n+1}(\nu) = \begin{cases} g_n(\nu - \nu_0) & \text{for } |\nu - \nu_0| \leq |\nu_n - \nu_0|, \\ f_V(\nu - \nu_0) & \text{for } |\nu - \nu_0| > |\nu_n - \nu_0|. \end{cases} \quad (4.3.14)$$

sub-function $F_n(\nu)$ と $F_{n+1}(\nu)$ は, 次の様な性質を持っている。

$$\left(\frac{dF_n(\nu)}{d\nu} \right)_{\nu=\nu_n} \approx 0. \quad (4.3.15)$$

$$F_{n+1}(\nu = \nu_0) \approx 2g(\nu = \nu_n). \quad (4.3.16)$$

前者の性質は、三番目の条件から明かである。後者の性質は、 $|\nu - \nu_0| \gg \alpha_L$ のとき、 $f\nu(\nu) \approx f_L(\nu) \approx \alpha_L / \pi \cdot 1 / (\nu - \nu_0)^2$ であることより示せる。後者の性質は、 $F_{n+1}(\nu)$ の半値幅は近似的に $|\nu - \nu_0|$ であることを意味している。従って、sub-function に対する吸収係数の波数領域におけるサンプリング間隔を、決めるとき $|\nu_n - \nu_0|$ の値を尺度に使える。

上の手順を繰り返すことによって、Voigt 線形は、吸収線形の傾きに応じて数個の sub-function へ分解される。

この Line-by-Line モデルにおいては、 ν_n は次の様にした。

$$|\nu_n - \nu_0| = \begin{cases} 4^{n-1} \cdot 4 \bar{\alpha}_L & \text{for } \bar{\alpha}_L > \bar{\alpha}_D \\ 4^{n-1} \cdot 5 \bar{\alpha}_D & \text{for } \bar{\alpha}_L \geq \bar{\alpha}_L \end{cases} \quad (n=1, 2, \dots) \quad (4.3.17)$$

これは、 ν_n は各ステップ毎に半値幅を4倍にし sub-function のピーク値は、16分の1に選んだことになる。

(3) サンプリング間隔

サンプリング間隔の選択は、既に Scott (1974), Clough and Kneizys (1979) によって調べられている。Scott は、半値幅の間隔 α でも荷重関数の最大値のところを除けば、影響が無いことを示している。また、Clough and Kneizys は $\alpha/4$ であれば全ての情報を保持できると結論づけている。これらの結果に従って、ここでは、半値幅の4分の1、 $\alpha/4$ 、を最小単位とする。与えられた温度、圧力のもとで α としては、

$$\alpha = \begin{cases} \bar{\alpha}_L & \text{for } \bar{\alpha}_L > \bar{\alpha}_D \\ \bar{\alpha}_D & \text{for } \bar{\alpha}_D \geq \bar{\alpha}_L \end{cases} \quad (4.3.18)$$

とする。ここで $\bar{\alpha}_L$ と $\bar{\alpha}_D$ は、考えている波数区間の平均の Lorentz 幅と Doppler 幅である。

(4) 個々のスペクトルの重ね合わせ

最後の吸収スペクトルは、分解した吸収係数の重ね合わせによって作る。最後の吸収スペクトルを得るとき、間隔の狭いスペクトルは、間隔の粗いスペクトルを内挿することにより得る。そのとき、もし間隔の狭いスペクトルの値が零または計算されていないならば、粗い間隔のスペクトルのグリッド上に内挿しない。この手順によって余分な点での内挿計算は省かれ、最後のスペ

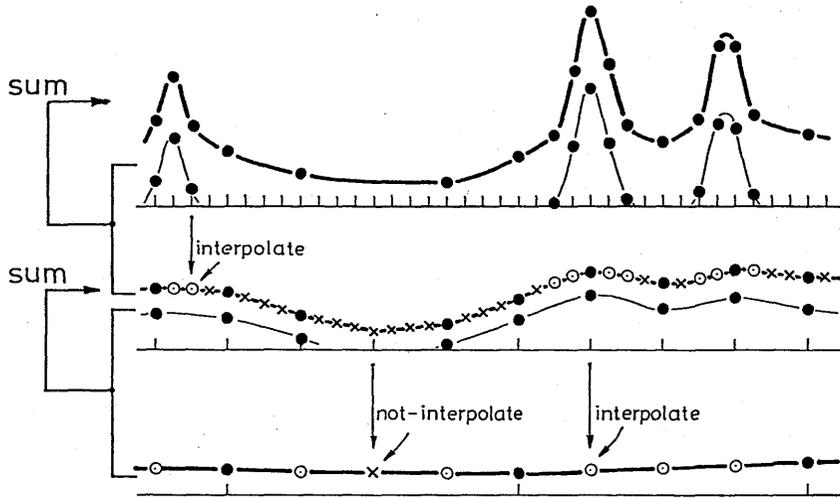


Fig. 4.3.2 Schematic representation of the procedure to obtain the final absorption spectrum. Superposition and interpolation from the course resolution absorption spectrum to a finer resolution are repeated. Closed circles represent the absorption coefficients originally calculated. Open circles represent interpolated absorption coefficients. Crosses represent noninterpolated grid points.

クトルは、吸収係数の傾きに応じた適当な間隔で得られることになる。さらに、これによって計算機の記憶容量を節約することができる。この手順を模式的にFig. 4.3.2に示した。吸収線の中心付近では、サンプリング間隔は狭く、吸収線のwing付近では、粗くなっている。

(5) 不均質大気

鉛直方向に、不均質な大気は均質な層を重ねることによって近似する。吸収スペクトルは、それぞれの均質な層に対して計算する。波数間隔は、一般に下層大気で大きく、上層の吸収線の中心付近で狭い。不均質な経路に対する透過関数を計算するときは、前もって均質な層のグリッド点列を比較することによって共通の波数点列を決めて扱った。共通のグリッド点列は、各層のグリッド点列の間隔を比較しながら、適当な条件のもとに決めた。共通のグリッド点での吸収係数の値は、均質な層に対する吸収係数を内挿することによって計算した。

4.3.3 適用例の結果

(1) 吸収のスペクトル

280~380 cm^{-1} の領域について、 $P=1013.25 \text{ mb}$ 、 $T=260 \text{ K}$ の水蒸気の吸収スペクトルを Fig. 4.3.3に示した。更に、350~360 cm^{-1} の領域について、拡大し、分解して得られた個々の sub-

functionの吸収係数のスペクトルとともにFig. 4.3.4に示した。この例においては、吸収線形は、5つのsub-functionに分解された。

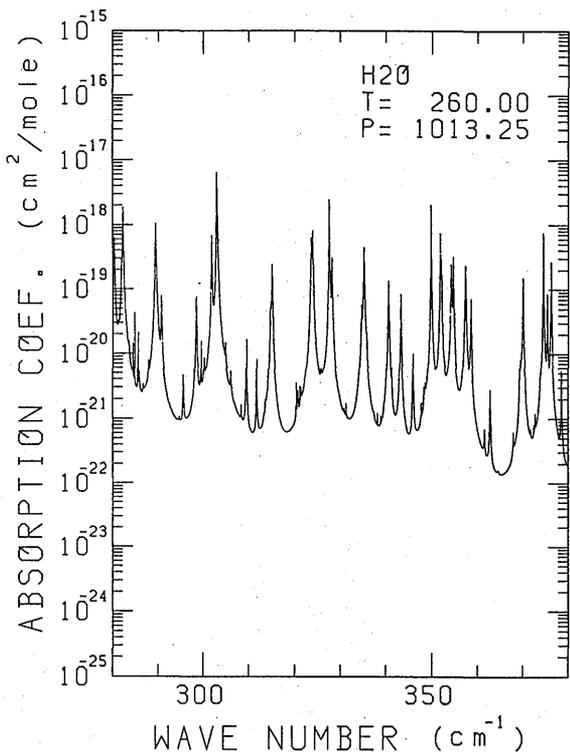


Fig. 4.3.3 The H₂O absorption coefficient spectrum from 280 to 380 cm⁻¹ at P=1013.25 mb and T=260 K.

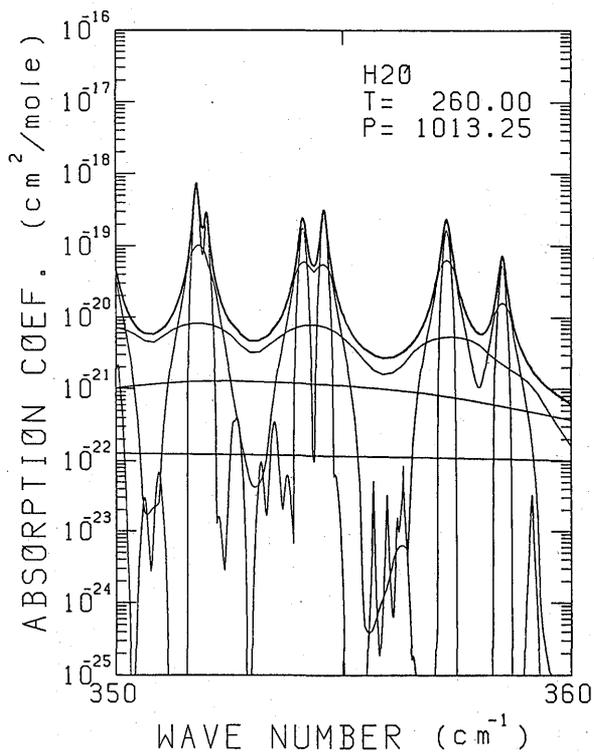


Fig. 4.3.4 The H₂O absorption coefficient spectra from 350 to 360 cm⁻¹ at P=1013.25 mb and T=260 K. The thick solid line is the final absorption coefficient spectrum. The thin solid lines are the decomposed absorption coefficient spectra. The final absorption spectrum is obtained by superposition and interpolation of the decomposed absorption spectra.

(2) 吸収係数の分布 (k-分布)

k-分布と、吸収係数の累積確率分布の例を Fig. 4.3.5 と Fig. 4.3.6 にそれぞれ示した。Fig. 4.3.5 の $g(\log k)$ は、与えられた波数間隔に対して $\log k$ と $\log k+d(\log k)$ の間にある確率を示している。Fig. 4.3.6 に示された、累積確率分布は、次の式によって与えられる。

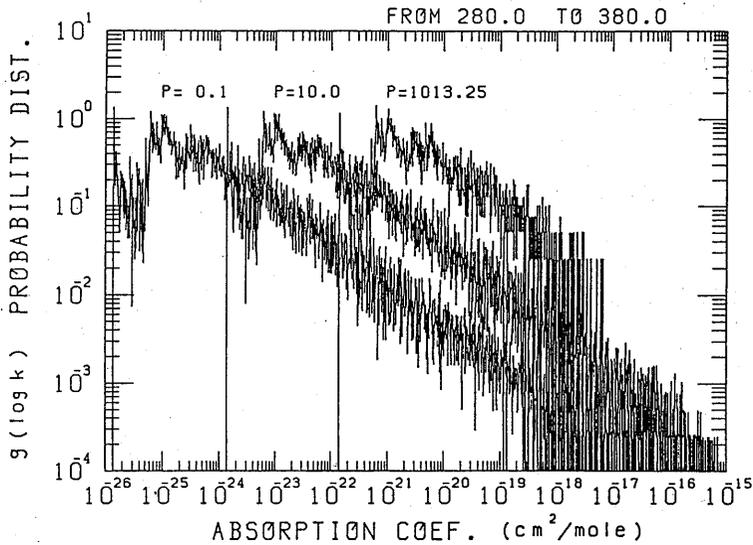


Fig. 4.3.5 The k-distribution for H₂O from 280 to 380 cm⁻¹ at T=260 K and P=1013.25, 10 and 0.1 mb.

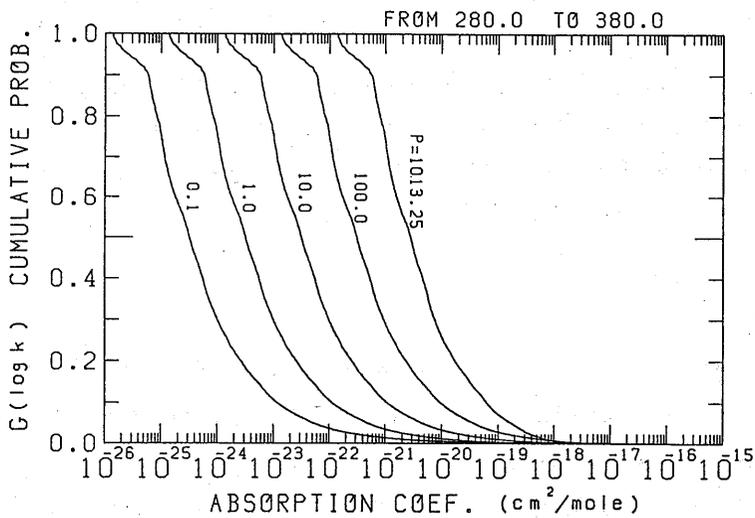


Fig. 4.3.6 The cumulative probability distributions for H₂O from 280 to 380 cm⁻¹ at T=260 K and P=1013.25, 100, 10, 1 and 0.1 mb.

$$G(k) = \int_{\log k}^{\log k_{\max}} g(\log k') d(\log k')$$

$$= 1 - \int_{\log k_{\min}}^{\log k} g(\log k') d(\log k')$$

(3) 放射加熱・冷却率

Fig. 4.3.7 は、 $280\sim 380\text{ cm}^{-1}$ での中緯度夏 (McClatchey et al., 1971) の条件に対する水蒸気の放射加熱・冷却率である。実線は Line-by-Line 法による計算結果である。一方、白丸、○は、相関 k-分布法 (Hansen et al., 1983) による計算例である。この例のように、Line-by-Line 法による結果を近似的方法の基準値に使える。

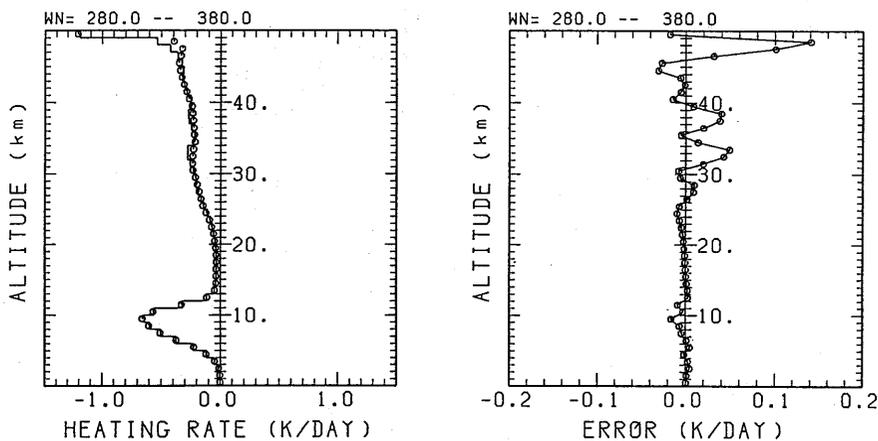


Fig. 4.3.7 The H_2O heating/cooling rate without continuum from 280 to 380 cm^{-1} for mid-latitude summer conditions. The solid line is the heating rate calculated by using the Line-by-Line method. Open circles are the heating rates calculated by using the correlated k-distribution method (15 terms).

(4) 計算時間

いくつかの気体に対して、吸収スペクトルを計算するために必要な CPU time を Table 4.3.1 に示した (単位は、mili-second/line/ cm^{-1})。計算は、 $T=260\text{K}$, $P=1013.25, 100, 10, 1\text{ mb}$ で行った。計算は、HITAC M-280D 上で行った。この計算機の処理スピードは、13~14MIPS である。表の CPU time は、必ずしも極めて速いと言うものではないが、透過率、k-分布、放射加熱・冷却率の計算には十分な速さである。Voigt 線形を計算するために、特別には注意を払わなかったが、吸収線形の計算を工夫すれば CPU time を更に短くできる。

Table 4.3.1 The CPU time required to calculate the absorption spectra for various gases.

	1013.25mb	100mb	10mb	1mb
$H_2O(280 \sim 380cm^{-1})$	0.053	0.076	0.22	0.21
$CO_2(630 \sim 690cm^{-1})$	0.063	0.088	0.15	0.15
$O_3(1020 \sim 1080cm^{-1})$	0.047	0.064	0.10	0.10

Unit : *mili-second/line/(cm⁻¹)*

4.3.4 まとめ

新しいLine-by-Lineの方法を開発した。この方法においては、Voigt線形を直接数個のsub-functionへ分解する。各sub-functionは、それぞれ独立に吸収線の寄与を計算する。sub-functionの基本形としては、2次の偶関数を使う。この関数形の導入によってsub-functionの半値幅の近似値を、容易に推定できる。それ故、波数領域のサンプリング間隔を経験的に決める必要はなくなる。最終的な吸収スペクトルは、それぞれの吸収スペクトルを重ね合わせることによって得られる。そのとき、狭いサンプリング間隔のデータを調べて、もし、吸収係数が零であれば、粗い間隔のデータのスペクトルをこのグリッド点へ内挿しない。これによって、不必要な計算を省け、記憶容量の節約にもなる。

新しいLine-by-Line法を、吸収スペクトルの計算、k-分布の計算、放射加熱・冷却率の計算などのいくつかの問題に適用した。その結果、地球大気放射の分野で十分使えることが示された。

参 考 文 献

- Aoki, T., 1988 : Development of a Line-by-Line model for the infrared radiative transfer in the earth's atmosphere. *Pap. Met. Geophys.*, **39**, 53-58.
- Armstrong, B. H., 1967 : Spectrum line profiles : The Voigt function. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **7**, 61-88.
- Clough, S. A. and F. X. Kneizys, 1979 : Convolution algorithm for the Lorentz function. *Appl. Opt.*, **18**, 2329-2333.
- Clough, S. A., F. X. Kneizys, L. S. Rothman and W. O. Gallery, 1981 : Atmospheric spectral transmission and radiance: FASCOD1B. *SPIE proceedings*, **277**, *Atmospheric Transmission*, 152-166.
- Clough, S. A., F. X. Kneizys, E. P. Shettle and G. P. Anderson, 1986 : Atmospheric radiance and transmittance : FASCOD2. *Proceedings of Sixth Conference on Atmospheric Radiation*,

- Williamsburg, VA (American Meteorological Society), 287-304.
- Drayson, S. R., 1966 : Atmospheric transmission in the CO₂ bands between 12 μ and 18 μ . *Appl. Opt.*, **5**, 385-391.
- Drayson, S. R., 1976 : Rapid computation of the Voigt profile. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **16**, 411-614.
- Edwards, D. P., 1988 : Atmospheric transmittance and radiance calculations using Line-by-Line computer models. *SPIE proceedings*, **298**, *Modelling of the Atmosphere*, 1-23.
- 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 : Models I and II. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 609-622.
- Hui, A. K., B. H. Armstrong and A. A. Wray, 1978 : Rapid computation of the Voigt and complex error functions. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **19**, 509-516.
- Humlíček, J., 1979 : An efficient method for evaluation of the complex probability function : The Voigt function and its derivatives. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **21**, 309-313.
- Karp, A. H., 1978 : Efficient computation of spectral line shapes. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **20**, 379-384.
- Kielkopt, J. F., 1973 : New approximation to the Voigt function with application to spectral-line profile analysis. *J. Opt. Soc. Am.*, **63**, 987-995.
- Kunde, V. G. and W. C. Maguire, 1974 : Direct integration transmittance model. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **14**, 803-817.
- Mankin, W. G., 1979 : Fourier transform method for calculating the transmittance of inhomogeneous atmospheres. *Appl. Opt.*, **18**, 3426-3433.
- McClatchey, R. A., R. W. Fenn, J. E. A. Selby, F. E. Voltz and J. S. Garing, 1971 : Optical properties of the atmosphere (Revised). AFCRL-TR-71-0279, 87pp., Air Force Cambridge Research Laboratory, Bedford, MA.
- McClatchey, R. A., W. S. Benedict, S. A. Clough, D. E. Burch, R. F. Calfee, K. Fox, L. S. Rothman and J. S. Garing, 1973 : AFGL atmospheric absorption line parameters compilation. AFCRL-TR-73-0096, Air Force Geophysics Laboratory, Bedford, MA.
- Pierluissi, J. H., P. C. Vanderwood and R. B. Gomez, 1977 : Fast calculational algorithm for the Voigt profile. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **18**, 555-558.
- Rothman, L. S., 1981 : AFGL atmospheric absorption line parameters compilation: 1980 version. *Appl. Opt.*, **20**, 791-795.
- Rothman, L. S., A. Goldman, J. R. Gillis, R. H. Tipping, L. R. Brown, J. S. Margolis, A. G. Maki and L. D. Young, 1981 : AFGL trace gas compilation: 1980 version. *Appl. Opt.*, **20**, 1323-1328.
- Rothman, L. S., R. R. Gamache, A. Barbe, A. Goldman, J. R. Gillis, L. R. Brown, R. A. Toth, J.-M. Flaud and C. Camy-Peyret, 1983a : AFGL atmospheric absorption line parameters compilation : 1982 edition. *Appl. Opt.*, **22**, 2247-2256.

- Rothman, L. S., A. Goldman, J. R. Gillis, R. R. Gamache, H. M. Pickett, R. L. Poynter, N. Husson and A. Chedin, 1983b : AFGL trace gas compilation : 1982 version. *Appl. Opt.*, **22**, 1616-1627.
- Rothman, L. S., R. R. Gamache, A. Goldman, R. A. Toth, H. M. Pickett, 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.
- Sasskind, J. and J. E. Searl, 1978 : Synthetic atmospheric transmittance spectra near 15 and 4.3 μm . *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **19**, 195-215.
- Scott, N. A., 1974 : A direct method of computation of the transmission function of an inhomogeneous gaseous medium. I : Description of the method. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **14**, 691-704.
- Scott, N. A. and A. Chedin, 1981 : A fast Line-by-Line method for atmospheric absorption computations : The automatized atmospheric absorption atlas. *J. Appl. Meteor.*, **20**, 802-812.
- Shi, G. Y., 1981 : An accurate calculation and representation of the infrared transmission function of the atmospheric constituents. Ph. D. Thesis, Dept. of Science, Tohoku University, Japan.
- Smith, H. J. P., D. J. Dube, M. E. Gardner, S. A. Clough, F. X. Kneizys and L. S. Rothman, 1978 : FASCOD—Fast Atmospheric Signature code (spectral transmittance and radiance). AFGL-TR-78-0081, 87pp., Air Force Geophysics Laboratory, Bedford, MA.
- Whiting, E. E., 1968 : An empirical approximation to the Voigt profile. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **8**, 1379-1384.

4.4 大気大循環モデルのための赤外放射スキーム*

(An infrared radiative scheme for general circulation models)

4.4.1 はじめに

赤外放射は大気大循環の大きな駆動力の1つであり、その改良はモデル大気に大きな影響を与えうる (e.g., Ramanathan, 1983) ので、精度の良いスキームを入れる必要がある。しかし、赤外放射の計算は他の物理過程に比べ計算回数が多いので、高精度のスキームは計算時間の膨大さのため大気大循環モデルに導入されてこなかった。大気大循環モデル (GCM) 用の赤外放射スキームは種々あり (e.g., Stephens, 1984), 広帯域スキーム、狭帯域スキーム等がある。前者は広帯域の透過関数、吸収率、射出率を簡単な関数で近似するもので、帯域数が少ないので計算時間は少なくて済む。後者は Goody や Malkmus のランダムバンドモデルを使ったり (Morcrette and Fouquart, 1985), k-分布法 (Hansen *et al.*, 1983; Chou, 1984) を用いたりするものである。ドップラー効果による吸収線の広がり支配的な上部成層圏やその上層では上述のスキームで精度良く計算するのは難しく (k-分布法の k の個数を多くとればできる), Line-by-Line法で予め計算しておいた透過関数の表を用いる方法 (Schwarzkopf and Fels, 1985) が有効であるが、二酸化炭素の $15\mu\text{m}$ 以外では使われていない。

今回、我々はマルチパラメータランダムモデル (Aoki, 1980) を用いることによって、高精度 (局所熱平衡近似が使える 75 km ($\sim 0.05\text{ hPa}$) 以下の領域) でありながら、大気大循環モデルで使えるほど高速の赤外放射計算法を開発した (Shibata and Aoki, 1989)。また、モデルのなかで時間積分をする際に生じやすい、赤外放射スキームに起因する 2-グリッドノイズの解消法も考案した (Shibata, 1990)。本文はそれらを簡単に解説するものである。

4.4.2 マルチパラメータランダムモデル

ある気圧面 P における上向き, 下向き放射フラックスは次式で与えられる。

$$F\uparrow(P) = \pi B(T(P)) + [\pi B(T_g) - \pi B(T_s)] \tilde{\tau}(P, P_s) - \int_{T_s}^T dT' \tau(P, P') (d/dT') \pi B(T'(P')) \quad (4.4.1)$$

$$F\downarrow(P) = \pi B(T(P)) + \pi B(T(O)) \tilde{\tau}(O, P) - \int_{T(O)}^T dT' \tau(P, P') (d/dT') \pi B(T'(P')) \quad (4.4.2)$$

* 柴田清孝 (K. Shibata), 青木忠生 (T. Aoki)

但し、 $\pi B(T)$ は波数間隔 $k_2 - k_1$ で積分された温度 T でのプランクフラックス、 $T(O)$ は大気上端温度、 T_g, T_s は地表面での地面温度と大気温度、 $\tau(P, P')$ と $\tilde{\tau}(P, P')$ は気圧面 P と P' の間の“Planck-weighted”透過関数で定義式は、

$$\tau(P, P') = \int_{k_1}^{k_2} dk \tau_k(P, P') \frac{d}{dT} B_k(T) / \int_{k_1}^{k_2} dk \frac{d}{dT} B_k(T), \quad (4.4.3)$$

$$\tilde{\tau}(P, P') = \int_{k_1}^{k_2} dk \tau_k(P, P') B_k(T) / \int_{k_1}^{k_2} dk B_k(T), \quad (4.4.4)$$

である。波数間隔を全赤外領域に広げると (4.4.3), (4.4.4) の透過関数は Yamamoto (1952) の放射図のそれと一致する。

波数間隔をいくりにするかは精度と計算時間に大きく関わってくるが、ここでは吸収の重なりを考慮して 20-550, 550-800, 800-1200, 1200-2200 cm^{-1} の 4 つにした。これは Roach and Sligo (1979) と同じ波数分割である。吸収バンドは水蒸気回転帯と 6.3 μm , 二酸化炭素の 10, 15 μm , オゾンの 9.6, 14 μm であり、水蒸気の連続吸収は全波数に入れた。

Line-by-Line 法 (Aoki, 1988) で 1 cm^{-1} 平均の散光の透過率を計算し、これをある基準の気圧、温度、吸収物質量毎に作成しておく。これから (4.4.3), (4.4.4) 式で定義される広帯域基準透過関数を計算する。この基準透過関数を近似するのに Aoki (1980) の開発したマルチパラメータランダムモデル (MPR) に水蒸気の連続吸収をも含むように修正して使った。MPR の関数形は、

$$-\ln \tau(P, E, T, W; c_1, \dots, c_{12}) = [(c_1' Pe)^2 + c_2' \exp(c_3 X + c_5 X^2)]^{1/2} - c_1' Pe + c_9' WPe + c_{11}' WE \quad (4.4.5a)$$

$$\left. \begin{aligned} c_1' &= c_1 \exp(c_6 t), \\ c_2' &= c_2 \exp(c_7 t + c_8 t^2), \\ c_9' &= c_9 \exp(c_{10} t), \\ c_{11}' &= c_{11} \exp[c_{12} (1/T - 1/296)], \\ Pe &= P^{1+t}, X = \ln(WPe), t = n(T/T_0), \end{aligned} \right\} \quad (4.4.5b)$$

但し、 W は吸収物質量、 $T_0 = 270\text{K}$, E は水蒸気圧である。水蒸気の連続吸収は Line-by-Line 法

(LBL) では温度依存が線形である Clough *et al.* (1980) から計算したが, MPRでは Roberts *et al.* (1976) の指数関数的な温度依存形 (c_{11}' 参照) を使った。

MPRの係数は基準透過関数にMPRの透過関数が適合するように最小2乗法で決めた。精度を上げるため気圧を4つの範囲(0.05-6.91, 6.91-58.89, 58.89-407.60, 407.60-1013.25 hPa)に分け, それに応じて4つのMPRの係数の組を用意した (Shibata and Aoki, 1989)。この措置によってMPRの透過関数の精度は良くなり, 例えば, 0.05-6.91 hPaの範囲で二酸化炭素の15 μm 帯, オゾンの9.6 μm 帯の与えた基準透過関数の幅はそれぞれ0.9979-0.8854, 0.9997-0.9543であり, MPRの誤差はそれぞれ0.0030, 0.0007以内であった。

4.4.3 不均質大気の透過率

均質大気については前述したようにMPRによって精度が非常に高い透過関数が求まるが, 現実の不均質大気についてはこれを等価な均質大気に変換してから透過関数を計算しなければならない。2パラメータランダムモデルではCurtis-Godson近似がよく使われるが, オゾンや上部成層圏では精度が良くない。ここではGodson (1953) の方法を使っている。以下, この方法を説明する。

均質2層からなる不均質大気を考える。それぞれの層の圧力, 温度, 吸収物質量を P_i, T_i, W_i , $i=1, 2$ とする (当面, 水蒸気の連続吸収は考えない)。第1層の透過率は,

$$\tau = \tau (P_1, T_1, W_1), \quad (4.4.6)$$

ここで τ は (4.4.3) もしくは (4.4.4) 式で表現される均質大気の透過関数である。Godson (1953) は1層と2層を通る透過率を次のようにおいた。

$$\tau_2 = \tau (P_2, T_2, W_2^* + W_2), \quad (4.4.7)$$

但し, W_2^* は等価吸収物質質量で,

$$\tau (P_1, T_1, W_1) = \tau (P_2, T_2, W_2^*), \quad (4.4.8)$$

で定義される。MPRの透過関数は(4.4.5)式に示されるように簡単な関数ではないので(4.4.8)式は解析的に解けず, 計算時間の掛かる繰り返し計算が必要である。そこで, 次のように修正した方法を用いた。透過関数をライン部とウィング部に分けて,

$$\tau = \tau^l (P, T, W) \tau^w (P, T, W), \quad (4.4.9)$$

$$\tau^l = \exp\{[(c_1' Pe)^2 + c_2' \exp(c_3 X + c_4 X^2)]^{1/2} - c_1' Pe\}, \quad (4.4.10)$$

$$\tau^w = \exp(c_9' WPe), \quad (4.4.11)$$

等価吸収物質量をそれぞれ (W_2^l, W_2^{w*}) 定義する。

$$\tau^l(P_1, T_1, W_1) = \tau^l(P_2, T_2, W_2^{l*}), \quad (4.4.12)$$

$$\tau^w(P_1, T_1, W_1) = \tau^w(P_2, T_2, W_2^{w*}). \quad (4.4.13)$$

(4.4.12), (4.4.13) 式はそれぞれ解析的に解ける。

$$W_2^{l*} = \exp\{-\{c_3 - [c_3^2 + 4c_5 \ln\{(\ln(\tau_1^l) + c_1' Pe)^2 - (c_1' Pe)^2/c_2'\}]\}^{1/2} / 2c_5\} / Pe, \quad (4.4.14)$$

$$W_2^{w*} = -\ln(\tau_1^w) / c_9' Pe. \quad (4.4.15)$$

第1層と第2層の両層を通る透過率はライン部とウィング部の積で与えられる。

$$\tau^2 = \tau_2^l(P_2, T_2, W_2^{l*} + W_2) \tau_2^w(P_2, T_2, W_2^{w*} + W_2). \quad (4.4.16)$$

ウィング部の光学的厚さは吸収物質量に対して線形であるので、 τ_2 のウィング部は簡単に書ける。

$$\begin{aligned} \tau_2^w(P_2, T_2, W_2^{w*} + W_2) &= \exp[-c_9'(1) W_1 Pe(1) - c_9'(2) W_2 Pe(2)] \\ &= \tau^w(P_1, T_1, W_1) \tau^w(P_2, T_2, W_2) \end{aligned} \quad (4.4.17)$$

水蒸気の連続吸収を入れると、ウィング部のみが変わり、

$$\begin{aligned} \tau_2^w(P_2, E_2, T_2, W_2^{w*} + W_2) \\ &= \exp[-c_9'(1) W_1 Pe(1) - c_9'(2) W_2 Pe(2) - c_{11}'(1) W_1 E_1 - c_{11}'(2) W_2 E_2] \\ &= \tau^w(P_1, E_1, T_1, W_1) \tau^w(P_2, E_2, T_2, W_2). \end{aligned} \quad (4.4.18)$$

Godson (1953) の方法を修正した場合は修正しない場合に比べて晴天モデル大気のコールド率や放射フラックスの計算結果に殆ど差を生じなかったが、計算時間は大幅に短縮された。

4.4.4 透過関数の鉛直積分

MPRを使った放射フラックスは(4.4.1), (4.4.2)式で計算するが, これらの式中の鉛直積分は透過関数が鉛直に大きく変化するときは評価が難しい。ここでは, LBL (Aoki, 1988) に倣って各層内での関数形を仮定して積分した。LBL では単色の場合の関係式, つまり, 透過関数が $\exp(-cW)$ に比例する (c は定数), を用いている。MPR では2-パラメータのランダムモデルの強吸収域の関係式, 即ち, 透過関数が $\exp(-c\sqrt{W})$ に比例する (c は定数), を用いる。そうすると, 鉛直積分は解析的に次のように求まる。

$$\int_k^i dT' \tau(d/dT') B(T') = \sum_{j=k}^{i+1} \int_j^{j-1} dT' \tau(d/dT') B(T') \\ = - \sum_{j=k}^{i+1} 2(B_j - B_{j-1}) \frac{(\ln \tau_{j-1} - 1) \tau_{j-1} - (\ln \tau_j - 1) \tau_j}{\ln^2 \tau_{j-1} - \ln^2 \tau_j} \quad (4.4.19)$$

τ_{j-1} と τ_j の値が接近してくると (4.4.19) 式は大きな計算誤差を生じるので, $\tau_{j-1}/\tau_j > 0.99$ のときは台形公式を使った。弱吸収域の関係式, 即ち, 透過関数が $\exp(-cW)$ に比例する (c は定数), を用いた場合も調べたが, 精度は良くならず地表付近では逆に悪くなった。

時間積分のように計算を繰り返す場合に (4.4.19) 式を使うと2-グリッドノイズを生じることがある。その理由は, 温度はフルレベルで計算(積分)されるのに放射フラックスはハーフレベルで計算されるためである。放射計算のプランク関数はフルレベルの温度から内挿されたハーフレベルの温度で評価されるので, フルレベルの温度に2-グリッドノイズがある場合もない場合も同じハーフレベルの温度になるので, 結果的に同じ放射フラックスを与える。これを防ぐにはフルレベルの温度もプランク関数の評価に入れてやればよい。Fig. 4.4.1のような鉛直座標の場合, ハーフレベル $j+1/2$ のフラックスは次の形で与えられる (Shibata, 1990)。

$$F \uparrow (j+1/2) = \pi B(j+1/2) [\pi B(T_g) - \pi B(T_s)] \tilde{\tau}(LT+1/2) \\ - \sum_{i=j+1}^{LT} \left\{ [\pi B(i-1/2) - \pi B(i+1/2)] + \frac{\ln P(i-1/2) - \ln P(i+1/2)}{2} \right\} \\ \times \left[\frac{\pi B(i-1/2) - \pi B(i)}{\ln P(i-1/2) - \ln P(i)} - \frac{\pi B(i) - \pi B(i+1/2)}{\ln P(i) - \ln P(i+1/2)} \right] \frac{1 - \sqrt{\tau(i+1/2)/\tau(i-1/2)}}{1 + \sqrt{\tau(i+1/2)/\tau(i-1/2)}} \\ \times 2 \frac{[\ln \tau(i-1/2) - 1] \tau(i-1/2) - [\ln \tau(i+1/2) - 1] \tau(i+1/2)}{[\ln^2 \tau(i-1/2) - \ln^2 \tau(i+1/2)]}, \quad (4.4.20)$$

$$F \downarrow (j+1/2) = \pi B(j+1/2) - \pi B(1/2) \tilde{\tau}(1/2)$$

$$\begin{aligned}
 & + \sum_{j=1}^j \left\{ \left[\pi B(i-1/2) - \pi B(i+1/2) \right] + \frac{\ln P(i-1/2) - \ln P(i+1/2)}{2} \right. \\
 & \times \left. \left[\frac{\pi B(i-1/2) - \pi B(i)}{\ln P(i-1/2) - \ln P(i)} - \frac{\pi B(i) - \pi B(i+1/2)}{\ln P(i) - \ln P(i+1/2)} \right] \frac{1 - \sqrt{\tau(i-1/2)/\tau(i+1/2)}}{1 + \sqrt{\tau(i-1/2)/\tau(i+1/2)}} \right\} \\
 & \times 2 \frac{[\ln \tau(i-1/2) - 1] \tau(i-1/2) - [\ln \tau(i+1/2) - 1] \tau(i+1/2)}{[\ln^2 \tau(i-1/2) - \ln^2 \tau(i+1/2)]} \quad (4.4.21)
 \end{aligned}$$

Fig. 4.4.2 (a), (b)は2-グリッドノイズの例を示すものである。Fig. 4.4.2 (a)は(4.4.20)(4.4.21)式を用いて求めた放射対流平衡温度で、Fig. 4.4.2(b)は(4.4.19)式の積分を使って求めた放射対流平衡温度から Fig. 4.4.2(a)の温度を差し引いたもの(2-グリッドノイズ)である。

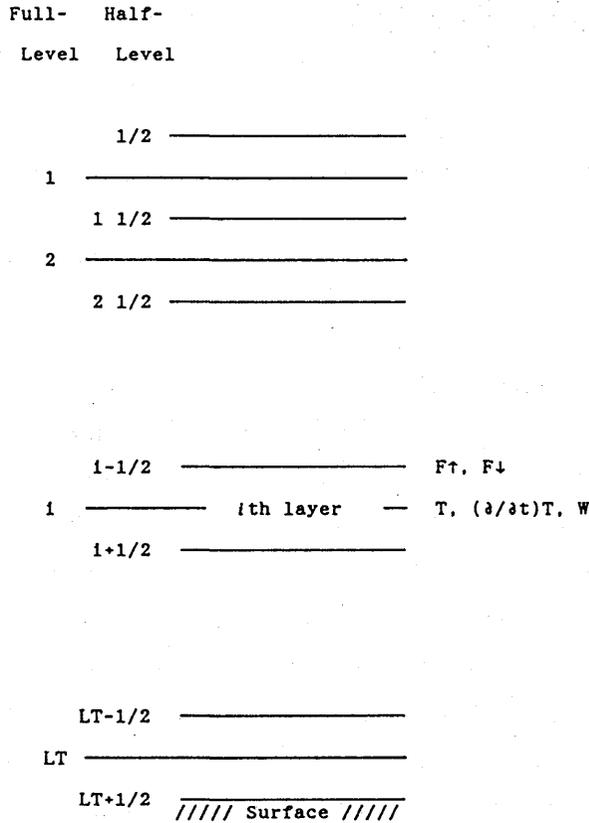


Fig. 4.4.1 Vertical arrangement of variables. Dotted and solid lines represent half- and full-levels, respectively. Downward and upward radiative fluxes, $F \uparrow$ and $F \downarrow$ are calculated at half-levels, while temperature T , temperature tendency $(\partial/\partial t)T$, and absorber amount W are calculated at full-levels.

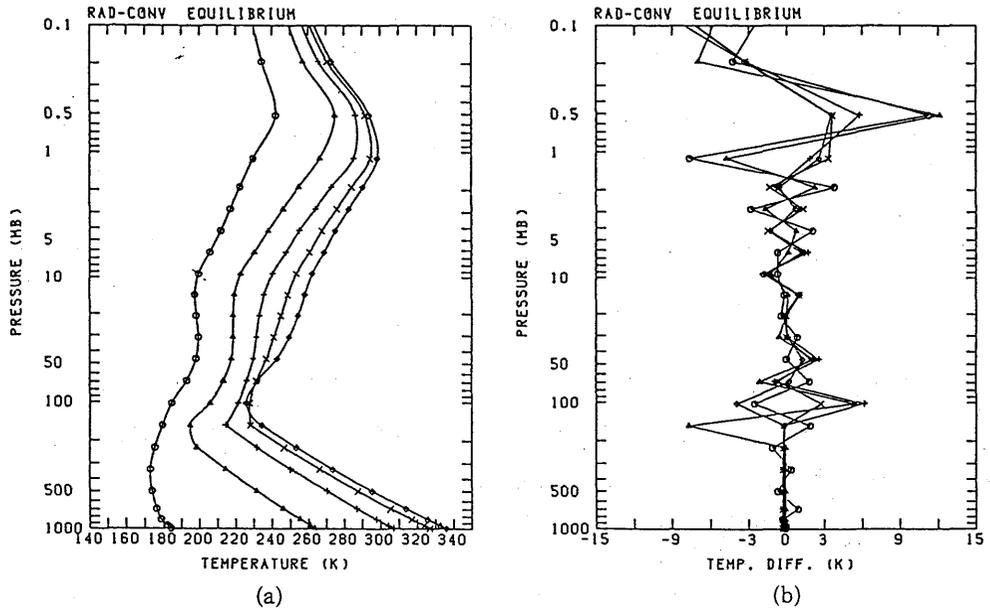


Fig. 4.4.2 (a) Temperature profiles in the radiative-convective equilibrium. Circles, triangles, pluses, crosses, and rhombi represent the temperatures in 81°N, 63°N, 45°N, 27°N, and 9°N, respectively. (b) Temperature differences between the two schemes with and without the "correction term". The meanings of symbols are the same as in (a).

4.4.5 Line-by-Line 計算との比較

モデル大気 (McClatchey *et al.*, 1972) を $P^{1/4}$ で 0.05 hPa から地表まで 40 層に分割して放射冷却率を今回の方法 (MPR) と Line-by-Line 法 (LBL) (Aoki, 1988) とで計算した。US 標準大気, 冬季寒帯大気, 熱帯大気の水蒸気分布は WMO (1986) の乾燥大気モデルからとった。二酸化炭素の濃度は 330 ppmv を使った。Fig. 4.4.3(a)-(e) に熱帯大気の 4 つの波数域と全域の冷却率を示す。Fig. 4.4.4(a)-(e) は US 標準大気についての図である。局所熱平衡が成り立つ 50 km (~1 hPa) より下では MPR の計算結果はいずれのモデル大気にも 300 hPa に正の誤差 (誤差は Line-by-Line 法との差), 9 hPa に負の誤差を生じるが, 値は小さくそれぞれ 0.2 K/day, 0.3 K/day 以下である。50 km より上では局所熱平衡は崩れ始めるが, 75 km (~0.05 hPa) までは近似的に使えるので (Wehrbein and Leovy, 1982), LBL の計算はここでは正しいと見なす。この領域では MPR の誤差は大きくなるが, 最大でも 0.8 K/day であり, 非常に精度が良い。大気の上端, 下端でのフラックスでみると Table 4.4.1 のようになり, MPR の誤差は 1 W/m^2 で相対精度は 0.5% 以下である。

4.4.6 まとめ

中間圏中層から対流圏で使える高精度・高速の赤外放射計算スキームを開発した。赤外波数領域を20-550, 550-800, 800-1200, 1200-2200 cm^{-1} の4つに分け、水蒸気の連続吸収、回転帯と6.3 μm 、二酸化炭素の10, 15 μm 、オゾンの9.6, 14 μm をそれぞれ入れた。均質大気の透過率をマルチパラメータランダムモデルで表現し、不均質大気へは Godson の方法を修正して適用した。晴天モデル大気の放射冷却率、フラックスをLine-by-Line計算と比較すると、冷却率の誤差は対流圏で0.2 K/day 以下、成層圏で0.3 K/day 以下、フラックスの誤差は 1 W/m^2 であった。

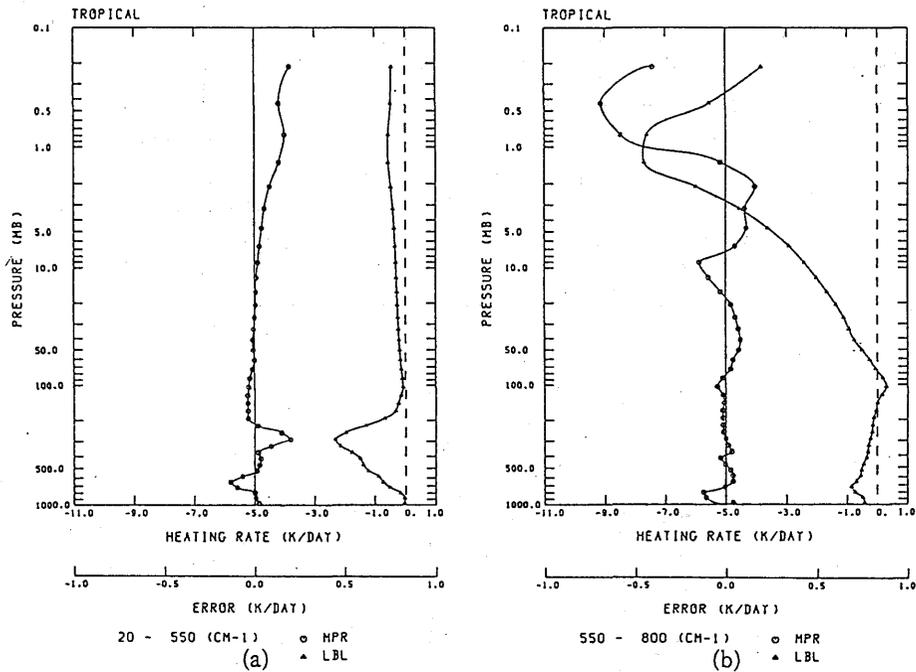


Fig. 4.4.3 (a) Heating rate profile of the LBL method and error profile of the MPR method due to H_2O in the spectral region $20\text{-}550\text{cm}^{-1}$ for the tropical atmosphere. Triangles and circles indicate heating rates and errors, respectively. The scale of error is shown in the lowest line. The dashed line indicates the zero heating rate line. (b) As in Figure 4.4.3a except for $550\text{-}800\text{cm}^{-1}$ where H_2O , CO_2 15 μm , and O_3 14 μm are included.

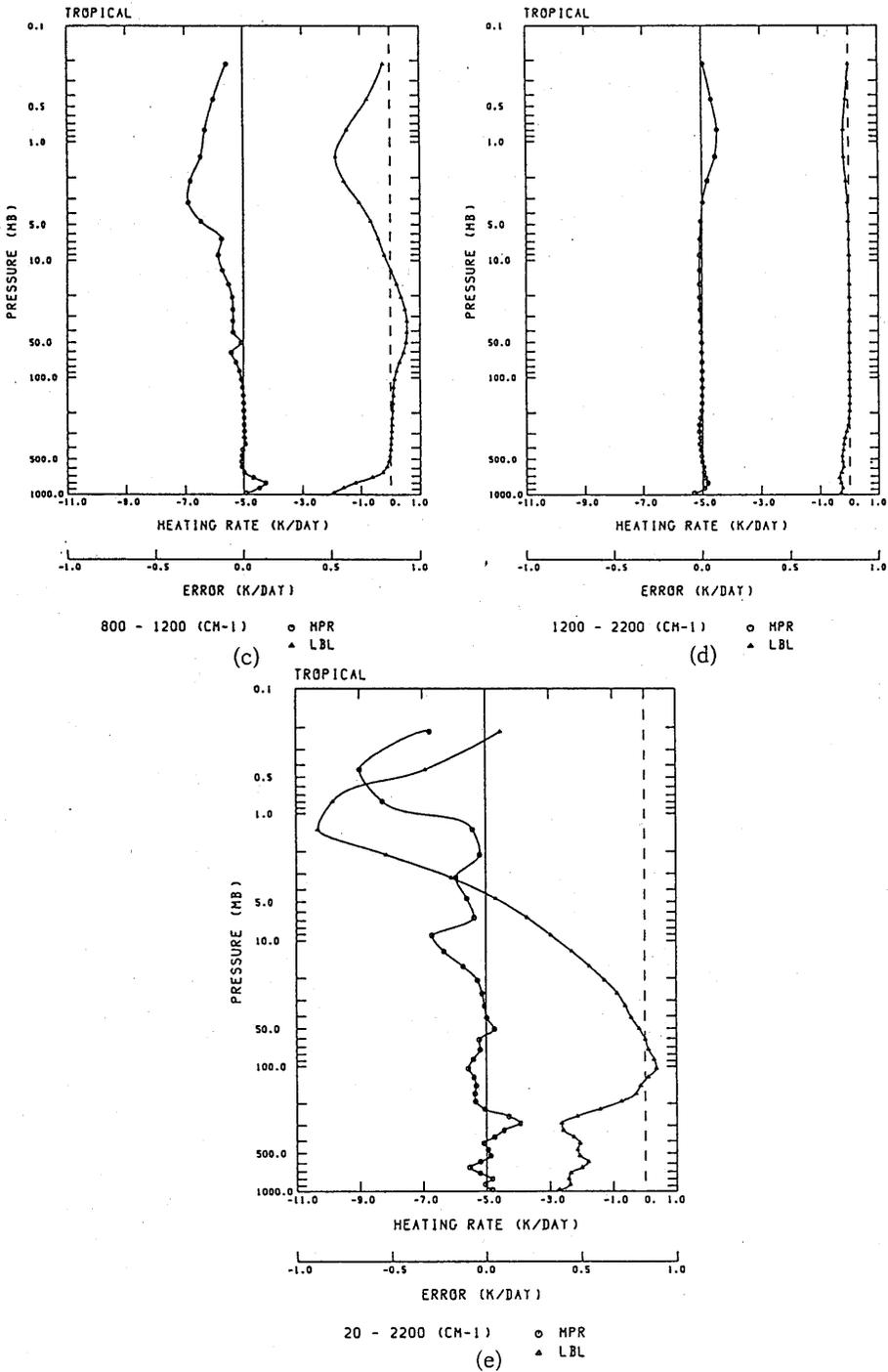


Fig. 4.4.3 (Continued.) (c) As in Figure 4.4.3a except for 800-1200cm⁻¹ where H₂O, CO₂ 10 μm, and O₃ 9.6 μm are included. (d) As in Figure 4.4.3a except for 1200-2200cm⁻¹ where only H₂O is included. (e) As in Figure 4.4.3a except for the entire spectral region 20-2000cm⁻¹.

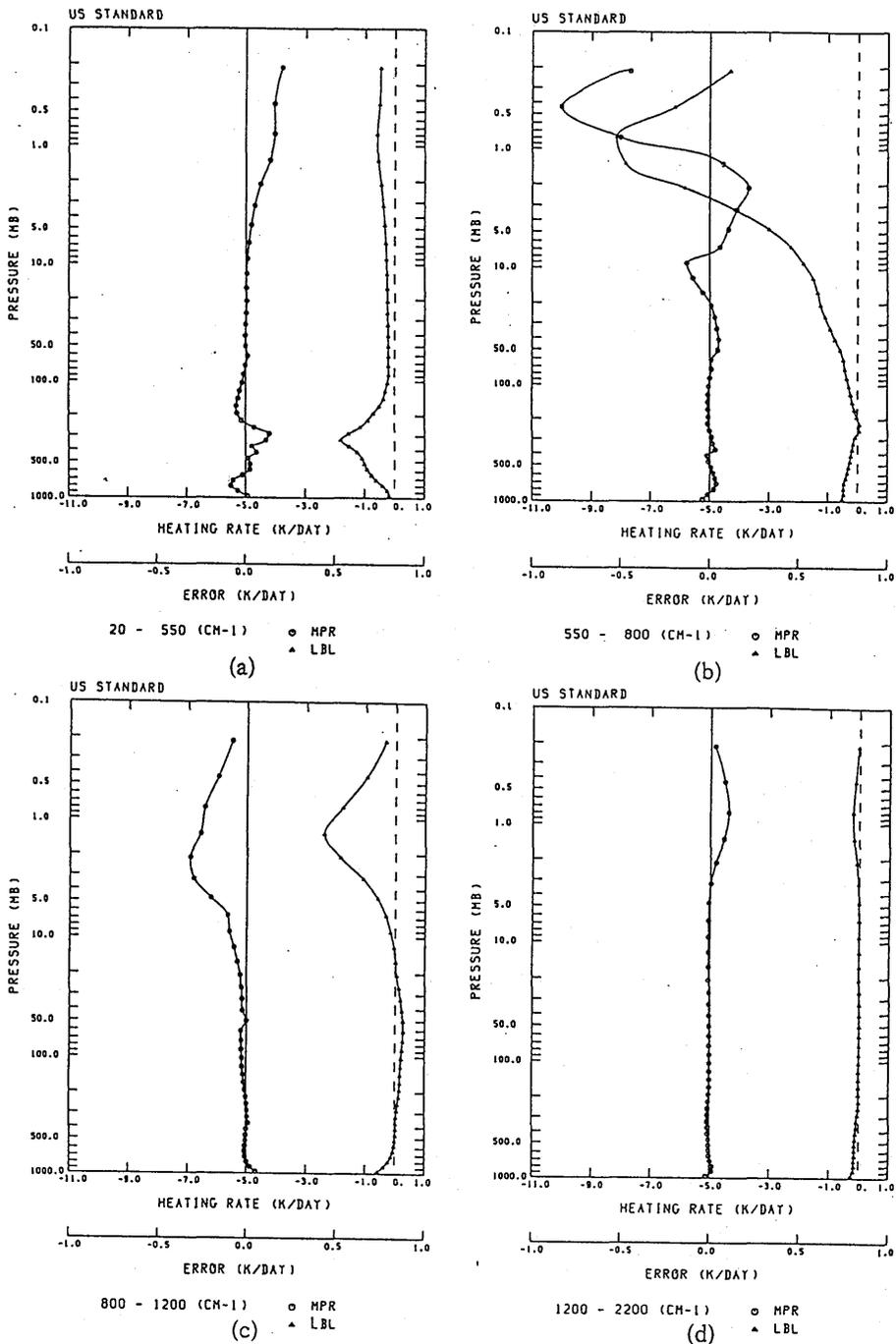


Fig. 4.4.4 (a) As in Figure 4.4.3a except for the U.S. Standard Atmosphere. (b) As in Figure 4.4.3b except for the U.S. Standard Atmosphere. (c) As in Figure 4.4.3c except for the U.S. Standard Atmosphere. (d) As in Figure 4.4.3d except for the U. S. Standard Atmosphere.

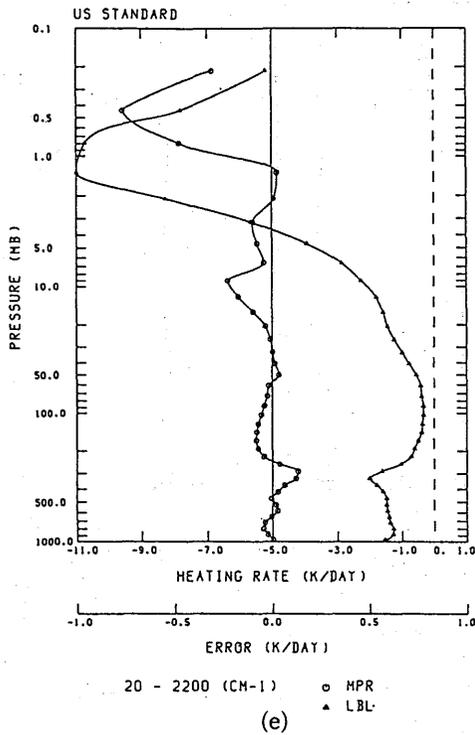


Fig. 4.4.4 (Continued.) (e) As in Figure 4.4.3e except for the U.S. Standard Atmosphere.

Table 4.4.1 Comparison of radiative total fluxes at the top and surface for the major absorption bands.

Type Model	$F \uparrow$ (top), W/m^2			$F \downarrow$ (sfc), W/m^2		
	MPR	LBL	DIF	MPR	LBL	DIF
U.S. Standard	263.32	263.32	+0.00	282.60	282.47	+0.13
Mid-latitude summer	283.22	283.11	+0.11	346.02	346.87	-0.85
Tropical	291.64	291.44	+0.20	393.78	394.30	-0.52

Absorption due to H_2O , CO_2 (10 and 15 μm), and O_3 (9.6 and 14 μm) is included.

参 考 文 献

- Aoki, T., 1988 : Development of a Line-by-Line model for the infrared radiative transfer in the earth's atmosphere. *Pap. Meteorol. Geophys.*, **39**, 53-58.
- Aoki, T., 1980 : An accurate representation of the transmission function of the infrared bands. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **24**, 191-202.
- Chou, M. D., 1984 : Broadband water vapor transmission functions for atmospheric IR flux computations. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1775-1778.
- Clough, S. A., F. X. Kneizys, R. Davies, R. Gamache and R. Tipping, 1980 : Theoretical line shape of H₂O vapor ; Application to the continuum. *Atmospheric Water Vapor*, edited by A. Deepak, T. D. Wilkerson and L. H. Ruhnke, Academic Press, New York, 695 pp.
- Godson, W. L., 1953 : The evaluation of infra-red radiative fluxes due to atmospheric water vapour. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **79**, 367-379.
- 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 : Model I and II. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 609-662.
- McClatchey, R. A., R. W. Fenn, J. E. A. Selby, F. E. Volz and J. S. Garing, 1972 : Optical properties of the atmospheres. 3rd ed., AFCRL-72-0497, 108 pp.
- Morcrette, J. J. and Y. Fouquart, 1985 : On systematic errors in parameterized calculations of longwave radiation transfer. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **111**, 691-708.
- Ramanathan, V., E. J. Pitcher, R. C. Malone and M. L. Blackmon, 1983 : The response of a spectral general circulation model to refinements in the radiative processes. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 605-630.
- Roach, W. T. and A. Slingo, 1979 : A high resolution infrared radiative transfer scheme to study the interaction of radiation with cloud. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **105**, 603-614.
- Schwarzkopf, M. D. and S. B. Fels, 1985 : Improvements to the algorithm for computing CO₂ transmissivities and cooling rate. *J. Geophys. Res.*, **90**, 10541-10550.
- Shibata, K. and T. Aoki, 1989 : An infrared radiative scheme for the numerical models of weather and climate. *J. Geophys. Res.*, **94**, 14923-14943.
- Shibata, K., 1989 : An economical scheme for the vertical integral of atmospheric emission in longwave radiative transfer. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 1047-1055.
- Stephens, G. L., 1984 : The parameterization of radiation for numerical weather prediction and climate models. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 826-867.
- Wehrbein, W. M. and C. B. Leovy, 1982 : An accurate radiative heating and cooling algorithm for use in a dynamical model of the middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1532-1544.
- World Meteorological Organization, 1986 : A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation. World Climate Research Programme Report, WCP-112, 53 pp. Geneva.
- Yamamoto, G., 1952 : On a radiation chart. *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, S. 5, Geophysics, 4, 9-23.