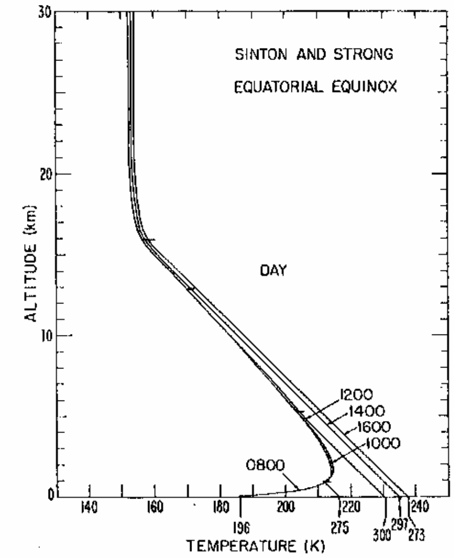

Fig. 7. Daytime temperature profiles for the equatorial equinox.
Soil properties correspond to Sinton and Strong's data in this and all subsequent figures. Horizontal dashes on the curves mark the tropopause height, z_t. Ground temperatures are indicated on the tag below each curve; notice the large temperature changes across the boundary layer.

図 2: GG1968 による鉛直温度構造の日変化. 赤道太陽直下の条件. 図中の数字は時刻を表す. 横軸下方に記された数字は地表面温度である. [Gierasch and Goody 1968, 図 7 より.]

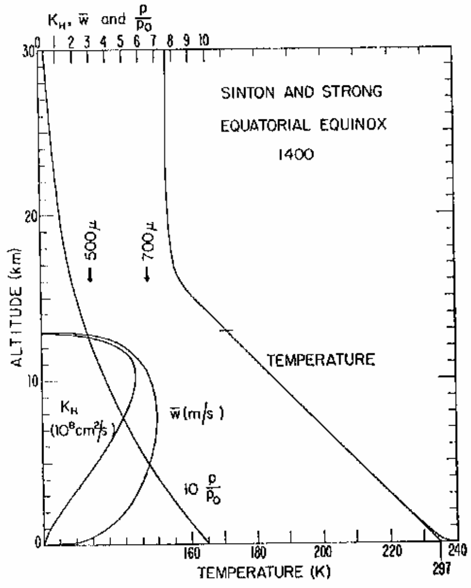

Fig. 9. The intensity of thermal convection.
Fluctuation winds $\bar{W}$, eddy diffusivity K_H, pressure p, and the first correction to temperatures T_1, during the early afternoon of the day shown in Figs. 7 and 8. The size of particles which can be supported by a given $\bar{W}$ is indicated by arrows. T_1 is shown as a broken line near the ground.

図 3: GG1968 による LT=14:00 の温度構造と鉛直拡散係数の分布. [Gierasch and Goody 1968, 図 9 より.]

2　モデル

基礎方程式は以下の式である.

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{1}{\rho c_p}\frac{\theta}{T}Q + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho K_h \frac{\partial \theta}{\partial z}\right). \tag{1}$$

ここで θ は温位, T は温度, K_h は鉛直拡散係数, Q は放射による単位体積あたりの加熱率, c_p は定圧比熱である. なお大気は理想気体であることを仮定している.

さらに大気は静水圧平衡にあるとする.

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g. \tag{2}$$

2.1　拡散係数

拡散係数は Klemp and Wilhelmson (1978) のパラメタリゼーションを 1 次元化したものを用いる[1].

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\frac{g}{\theta}K_h\frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}\left(K_h\frac{\partial \varepsilon}{\partial z}\right) - \frac{0.2}{l}\varepsilon^{3/2} \tag{3}$$

$$K_h = 0.2\sqrt{\varepsilon}l \tag{4}$$

ここで l は混合距離で, ここではモデルの格子間隔を与える.

比較のため Gierash and Goody (1968) で用いられた形式でも計算を行なう.

$$K_h = kz^2\sqrt{\left|\frac{g}{\theta}\frac{\partial \theta}{\partial z}\right|}. \tag{5}$$

ここで $k = 1.32$ である (Priestley, 1959).

2.2　放射過程

放射による加熱/冷却項 Q は以下のように表される.

$$Q = -\frac{\partial}{\partial z}\left(F_{net,IR} + F_{net,S}\right). \tag{6}$$

[1]現時点ではまだ実装できていない

ここで $F_{net,IR}$ は正味の長波放射フラックス, $F_{net,S}$ は正味の短波放射フラックスである. 以下では大気中における短波放射の吸収はないと仮定する.

長波放射は CO_2 15 μm バンドの赤外放射のみを考慮する. 上向き及び下向き放射 $F_{IR}^{\uparrow}, F_{IR}^{\downarrow}$ は以下のように計算する (Pollack *et al.*, 1981; Ye *et al.*, 1990).

$$
\begin{aligned}
F_{net,IR} &= F_{IR}^{\uparrow} - F_{IR}^{\downarrow}, && (7)\\
F_{IR}^{\uparrow}(p) &= 2\pi \left\{ \frac{\sigma T_g^4}{2\pi} - 0.488 \int_{B(p_s)}^{B(p)} E(p,p')\, dB(p') \right\}, && (8)\\
F_{IR}^{\downarrow}(p) &= 0.488 \cdot 2\pi \cdot \left\{ B(p_t) E(p_t,p) - \int_{B(p)}^{B(p_t)} E(p',p)\, dB(p') \right\}, && (9)
\end{aligned}
$$

ここで T_g は地表面温度, p_s, p_t はそれぞれ地表とモデル大気上端の気圧, σ はボルツマン定数, B は波長 15μm におけるプランク関数の値である. $E(p,p')$ は気圧 p, p' 間における CO_2 15μm バンドの等価幅で, 光路長 $u(p,p')$ を用いて以下のように表現される.

$$
\begin{aligned}
E(p,p') &= 54.4 \left(\overline{T}/T_0\right)^{0.879} \cdot \ln\left[1 + 0.153 \left(\overline{T}/T_0\right)^{-0.256} u(p,p')^{0.566} \overline{p}^{0.323}\right], && (10)\\
u(p,p') &\equiv \int_p^{p'} \frac{dp}{g}. && (11)
\end{aligned}
$$

ただし T_0 は参照温度 (200K), $\overline{p}, \overline{T}$ は圧力 p, p' 間において高度平均した圧力と温度である.

2.3　顕熱輸送

地表面からの顕熱フラックス H の評価は Louis (1979) のパラメタリゼーションを用いる.

$$
H = \rho c_p C_d |U| (T_g - T_{z=0}). \qquad (12)
$$

$$
C_d = \begin{cases} C_{d0}\left(1 - \frac{b\mathrm{Ri}_B}{1 + c|\mathrm{Ri}_B|^{1/2}}\right), & \mathrm{Ri}_B < 0 \\ C_{d0}\frac{1}{(1+b'\mathrm{Ri}_B)^2}, & \mathrm{Ri}_B \geq 0 \end{cases}
$$

$$
C_{d0} = \left(\frac{k}{\ln(z/z_0)}\right)^2, \; b = 9.4, \; b' = 4.7, c = 69.5 C_d \left(\frac{z}{z_0}\right)^{1/2},
$$

$$
\mathrm{Ri}_B \equiv \frac{gz(\theta_s - \theta_{z=0})}{\overline{\theta} u(z)^2}.
$$

地表風速は 10 m/sec に固定する.

2.4　地表面

地表面の温度 T_g は境界条件とし, 観測される日変化を適当に表現するように与える.

$$T_g = 180 + 100 \cdot \max[\sin \Omega t, 0]. \tag{13}$$

ここで $\Omega = 2\pi/1$ 日である.

3　離散化

3.1　鉛直方向の離散化

鉛直方向の離散化にローレンツ格子を用いる. すなわち鉛直座標, 熱フラックスを整数格子点におき, 密度, 温位, 温度, 拡散係数 (乱流エネルギー) は半整数格子点に置く. 整数格子点間隔を $\Delta z_{i+\frac{1}{2}} \equiv z_i - z_{i-1}$, 半整数格子点間隔を $\Delta z_i \equiv z_{i+\frac{1}{2}} - z_{i-\frac{1}{2}}$ と定義する.

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial \theta_{i+\frac{1}{2}}}{\partial t} &= \frac{1}{\rho_{i+\frac{1}{2}} c_p} \frac{\theta_{i+\frac{1}{2}}}{T_{i+\frac{1}{2}}} Q_{i+\frac{1}{2}} + \frac{1}{\rho_{i+\frac{1}{2}}} \frac{F_{turb,i+1} - F_{turb,i}}{\Delta z_{i+\frac{1}{2}}}, && (14)\\
F_{turb,i} &= \rho_i K_{h,i} \frac{\theta_{i+\frac{1}{2}} - \theta_{i-\frac{1}{2}}}{\Delta z_i}, && (15)\\
K_{h,i} &= \frac{K_{h,i+\frac{1}{2}} + K_{h,i-\frac{1}{2}}}{2}, && (16)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial \varepsilon_{i+\frac{1}{2}}}{\partial t} &= -\frac{g}{\theta_{i+\frac{1}{2}}} K_{h,i+\frac{1}{2}} \frac{\theta_{i+\frac{3}{2}} - \theta_{i-\frac{1}{2}}}{2\Delta z_{i+\frac{1}{2}}} + \frac{F_{\varepsilon,i+1} - F_{\varepsilon,i}}{\Delta z_{i+\frac{1}{2}}} - \frac{0.2}{l} \varepsilon^{3/2}_{i+\frac{1}{2}}, && (17)\\
F_{\varepsilon,i} &= K_{h,i} \frac{\varepsilon_{i+\frac{1}{2}} - \varepsilon_{i-\frac{1}{2}}}{\Delta z_i}, && (18)\\
K_{h,i+\frac{1}{2}} &= 0.2 \sqrt{\varepsilon_{1+\frac{1}{2}}} \mathrm{MAX}(\Delta z, z), && (19)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
Q_{i+\frac{1}{2}} &= -\frac{1}{\Delta z} \left[F_{net,IR,i+1} - F_{net,IR,i} \right] - \frac{1}{\Delta z} \left[F_{net,S,i+1} - F_{net,S,i} \right], && (20)\\
F_{net,IR,i} &= F^{\uparrow}_{IR,i} - F^{\downarrow}_{IR,i}, && (21)\\
F^{\uparrow}_{IR,i} &= 2\pi \left\{ \frac{\sigma T_g^4}{2\pi} - 0.488 \sum_{n=1}^{i} E(p_i, p_{n-1}) [B(p_n) - B(p_{n-1})] \right\}, && (22)\\
F^{\downarrow}_{IR,i} &= 0.488 \cdot 2\pi \cdot \left\{ B(p_N) E(p_N, p_i) - \sum_{n=i+1}^{N} E(p_n, p_i) [B(p_n) - B(p_{n-1})] \right\}, && (23)\\
B(p_n) &= \sigma T_n^4, && (24)\\
E(p_i, p_j) &= 54.4 \left(\overline{T}_{ij} / T_0 \right)^{0.879} \cdot \ln \left[1 + 0.153 \left(\overline{T} / T_0 \right)^{-0.256} u(p_i, p_j)^{0.566} \overline{p}_{ij}^{0.323} \right], && (25)\\
u(p_i, p_j) &= [p_j - p_i] / g, && (26)\\
\overline{T}_{ij} &= \sum_{n=i+\frac{1}{2}}^{j-\frac{1}{2}} T_n \Delta z_n \Big/ |z_j - z_i|, && (27)\\
\overline{p}_{ij} &= \sum_{n=i+\frac{1}{2}}^{j-\frac{1}{2}} p_n \Delta z_n \Big/ |z_j - z_i|, && (28)
\end{aligned}
$$

$$
H = \rho_{\frac{1}{2}} c_p C_d |U| (T_g - \theta_{\frac{1}{2}}) \qquad (29)
$$

3.2 時間方向の離散化

時間方向の離散化は前進差分で行なう. ここで時刻 $n\Delta t$ における物理量 A の値を A^n と表す. 放射項については陽解法で, 拡散項については陰解法 (Crank-Nicolson 法) で解く[2].

$$\begin{aligned}
\theta^{n+1}_{i+\frac{1}{2}} &= \theta^{n}_{i+\frac{1}{2}} + \Delta t \cdot \left\{ \frac{1}{\rho^n_{i+\frac{1}{2}} c_p} \frac{\theta^n_{i+\frac{1}{2}}}{T^n_{i+\frac{1}{2}}} Q^n_{i+\frac{1}{2}} \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\rho^{n+1}_{i+\frac{1}{2}}} \frac{F^{n+1}_{turb,i+1} - F^{n+1}_{turb,i}}{\Delta z_{i+\frac{1}{2}}} \right] + \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\rho^{n}_{i+\frac{1}{2}}} \frac{F^{n}_{turb,i+1} - F^{n}_{turb,i}}{\Delta z_{i+\frac{1}{2}}} \right] \right\}. \qquad (30)
\end{aligned}$$

4 計算手法

4.1 計算手順

地表気圧, 各種物理定数 (比熱, 重力加速度, 気体定数) はパラメータとして与える. 計算は以下の手順で行なう.

1. 適当な温度 (温位) 分布を初期条件として与える.

2. 状態方程式と静水圧平衡の式 (2) を組合せ, 密度と圧力の鉛直分布を計算する.

3. (1) 式を放射加熱/冷却の寄与だけを用いて, 温度 (温位) 分布の仮値を求める.

4. 温度 (温位) 分布の仮値から鉛直拡散係数を計算する.

5. (1) 式の拡散項の計算を行なう.

6. 2. に戻る (1) 式の拡散項の計算を行なう.

4.2 設定

- 大気は CO_2 のみで構成されるとする. 物性定数はその値にする.
- 計算領域は高度 50 km までとる. 鉛直格子間隔は 500m , 時間格子間隔は 1 分にとる.
- 計算は前日との温度差が 0.2 K 程度になったところまで行なう. 計算モデル時間はおよそ 150 日前後である.

[2]Crank-Nicolson 法については別紙解説を参照のこと

5 計算結果

5.1 放射スキームの性能評価

本計算の前に放射スキームの基本的な性質を理解するために, 適当な温度分布が与えて放射フラックスの計算を行なった.

最初に等温大気を与えて放射フラックスの計算を行なった. 地表面, 大気温度ともに 220 K 一定とする. このときの放射フラックスの分布を図 4に示す. これを見ると計算領域は高度 50 km と有限であるにもかかわらず, モデル上端での下向き放射フラックスが 0 になっている. これは (9) の定式化を用いると, モデル大気上端では

$$F_{IR}^{\downarrow}(p_t) = 0.488 \cdot 2\pi \cdot B(p_t)E(p_t, p_t) = 0,$$

となってしまうからである. モデル大気上端は有限高度で終っているので, 本来ならばそれよりも上空の寄与を考慮しなければならないはずである. よって (9) 式は

$$F_{IR}^{\downarrow}(p) = 0.488 \cdot 2\pi \cdot \left\{ B(0)E(0,p) - \int_{B(p)}^{B(p_t)} E(p', p)\, dB(p') \right\}, \tag{31}$$

としなくてはならない. 改良したスキームで同様の計算を行なったのが図 5である. ただしモデル大気上端より上空では等温を仮定した. 値にして数 $\mathrm{W/m^2}$ の違いではあるが, 加熱率の計算を行なう場合この差は無視できない. モデル大気上端に近付くにつれ冷却率が指数的に増大してしまうからである.

次に 地表気温は 220 K, 温度減率は -2.5 K/km, -150 K となった高度より上空では等温という温度分布を与える[3]. この場合に得られる放射フラックスの分布は図 6である. この図をよく見ると上向き放射フラックスの値がある高度 (~ 30 km) よりも上空で増加に転じていることがわかる. これはたとえば地面付近から高度 30 km までに吸収される放射量よりも, 高度 50 km までに吸収される放射量の方が少ない, ということを示している. 明らかにこれは物理的におかしな振舞いである.

じつはこの原因は等価幅のモデル化 (10) 式にある. 様々な高度における等価幅 $E(z, z')$ の分布を計算してみると (図 7), どの高度の等価幅もそれぞれ値は異るがある高度から上空で値が減少している. これらの値は本来ならある高度以上ではほぼ一定とならなければならない. 物理的には $E(z, z') = E(z'z)$ であるから $z' < z$ のときの値もその影響を受けてしまい, $E(10\mathrm{km}, 0\mathrm{km}) > E(40\mathrm{km}, 0\mathrm{km})$ などということが起こってしまう.

この問題を解決するため等価幅の値がある高度より上空で減少しないように計算方法を工夫した. 具体的には $z' > z$ のときの等価幅を高度の低い方から計算し, あるところで最大

[3]この温度分布は「火星標準大気構造」と呼ばれているらしい (Savijärvi 1991a 参照)

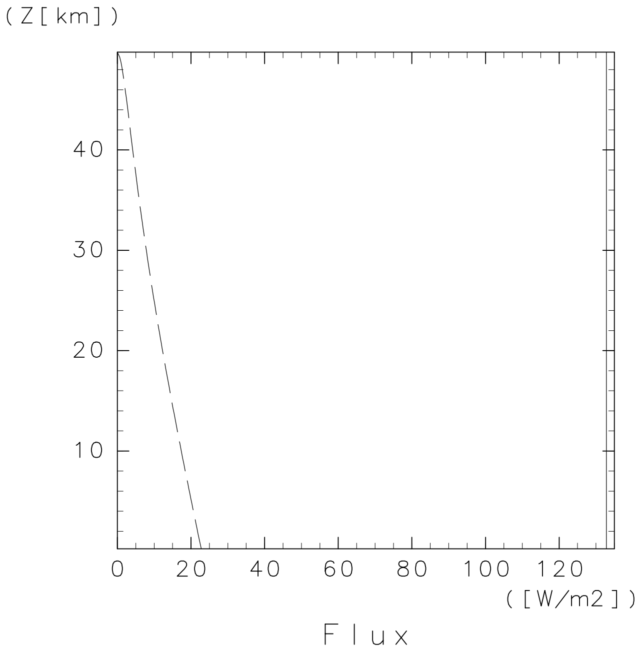

図 4: 等温大気を与えた場合の放射フラックスの分布 (単位 $\mathrm{W/m^2}$). 実線は上向き放射フラックス, 破線は下向き放射フラックス.

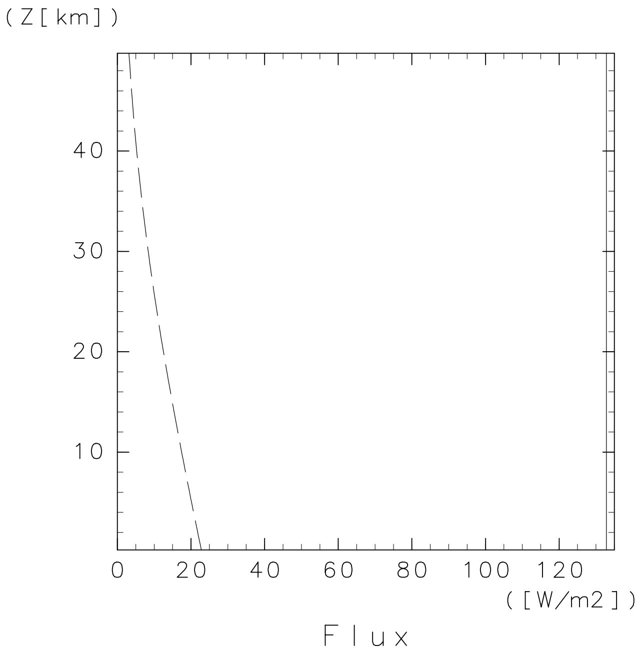

図 5: 等温大気を与えた場合の放射フラックスの分布 (単位 $\mathrm{W/m^2}$). 下向き放射を補正した場合.

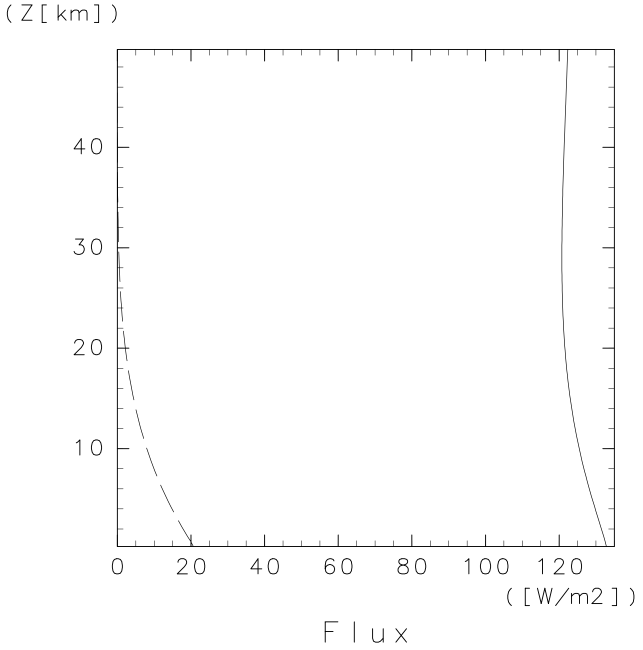

図 6: 「火星標準大気構造」を与えた場合の放射フラックスの分布 (単位 W/m^2).

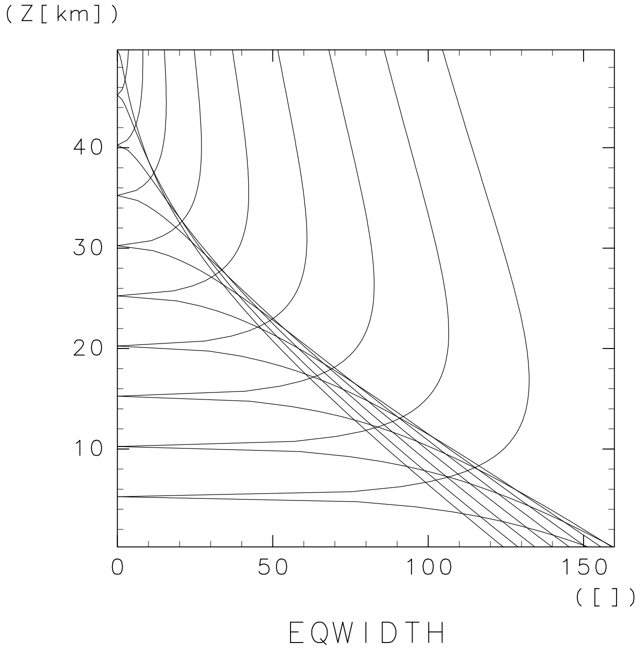

図 7: 等価幅 $E(z, z')$ の分布. z の値は高度 5 km から 5 km おきにとった.

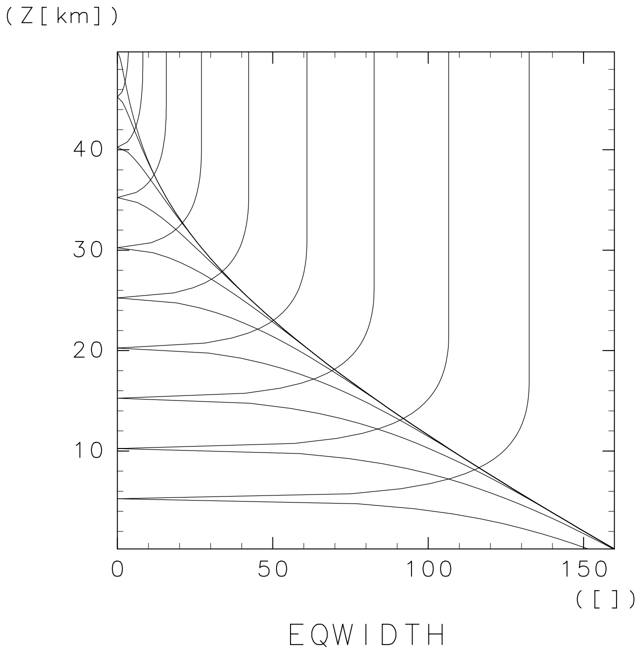

図 8: 修正後の等価幅 $E(z, z')$ の分布. z の値は高度 5 km から 5 km おきにとった.

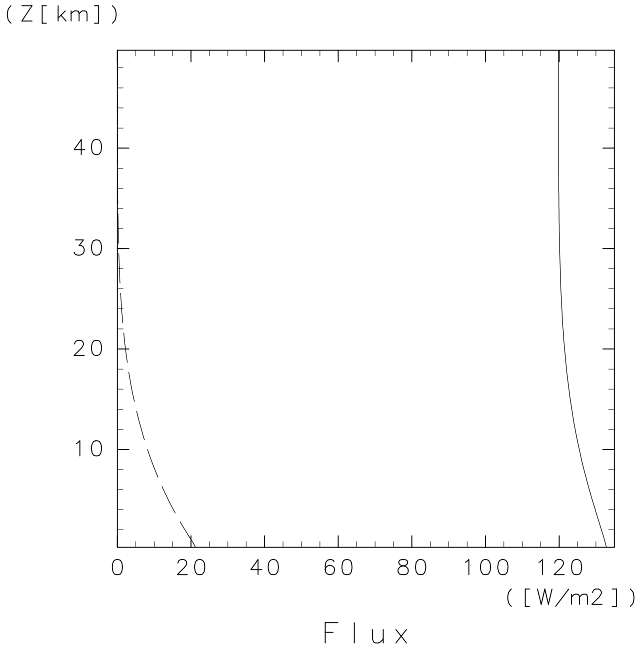

図 9: 等価幅を修正し,「火星標準大気構造」を与えた場合の放射フラックスの分布 (単位 W/m^2).

値となったらそれより上空では一定値とする．このときの等価幅 $E(z, z')$ の分布が図 8である．これをを用いて再度「火星標準大気構造」を与えて計算した放射フラックスの分布が図 9である．上向き放射フラックスの値は高度 30 km 以上でほぼ一定となり, 高度とともに増加し出すようなことは起こらない．

以下の計算は放射スキームにこの節で述べた改良を施して行なうことにする．

5.2 鉛直温度構造と拡散係数の計算

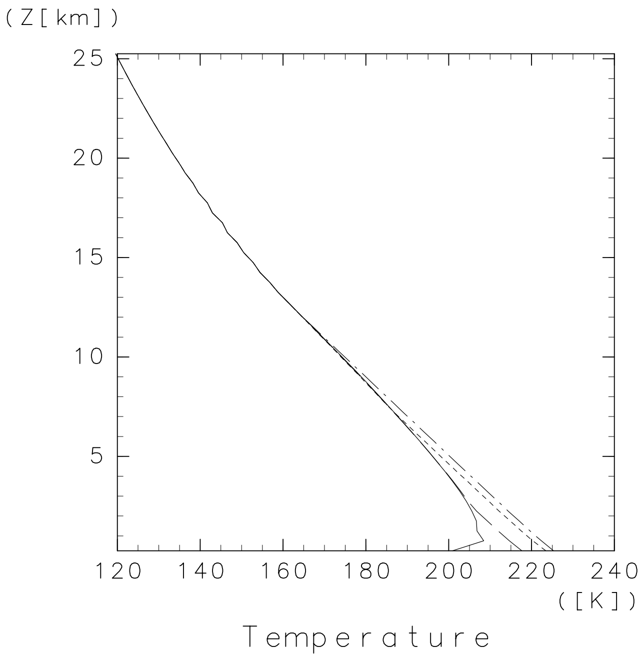

図 10: 高度 25 km 以下における鉛直温度構造の日変化．LT=10:00 から 2 時間毎の結果．実線, 破線, 点線, 一点鎖線の順に時間が経過している．

高度 25 km 以下の鉛直温度構造の日変化の様子を図 10, 図 11に示す．対流層は LT=11:00 頃から現れ, 時間とともにその厚さを増やしていく．鉛直拡散係数が値を持つ領域を対流層とすると, その厚さは LT=17:00 頃に最大となりその値は 13 km 程度となる．鉛直拡散係数そのものの大きさは LT=16:00 に最大となり, 10^5 $\mathrm{m^2/sec}$ のオーダーに達する (図 12).

日中時の正味放射フラックス分布の変化を示したのが図 13である．これより日中大気中に吸収される正味の放射フラックスは 10∼20 $\mathrm{W/m^2}$ である．地表からの熱フラックスの日変化は図 14に示した．熱フラックスがもっとも大きくなるのは LT=10:00 頃で 15 $\mathrm{W/m^2}$ に達する．

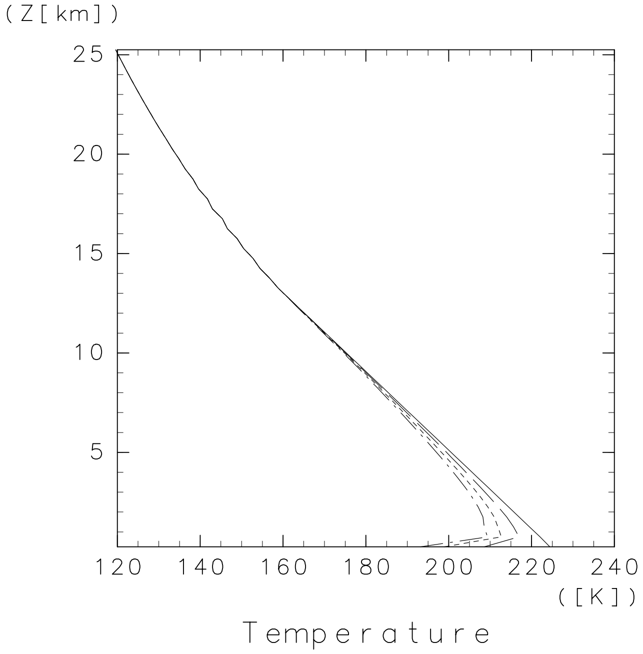

図 11: 高度 25 km 以下における鉛直温度構造の日変化. LT=18:00 から 4 時間毎の結果. 実線, 破線, 点線, 一点鎖線の順に時間が経過している.

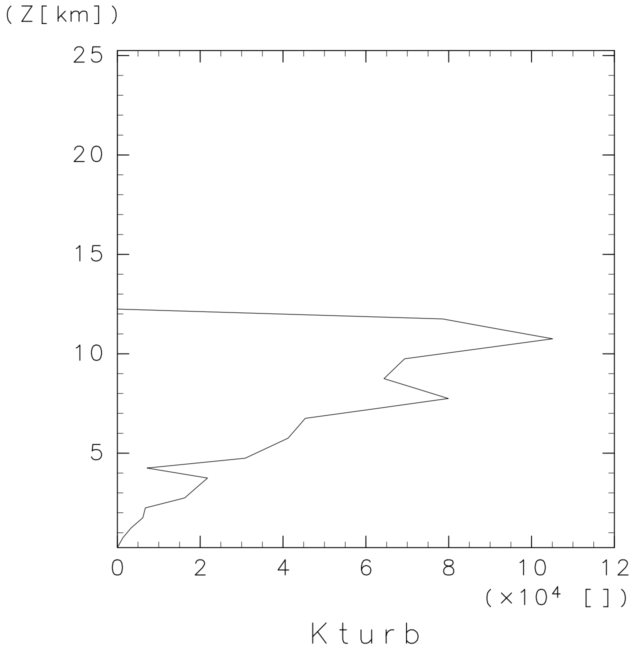

図 12: LT=16:00 における鉛直拡散係数の高度分布.

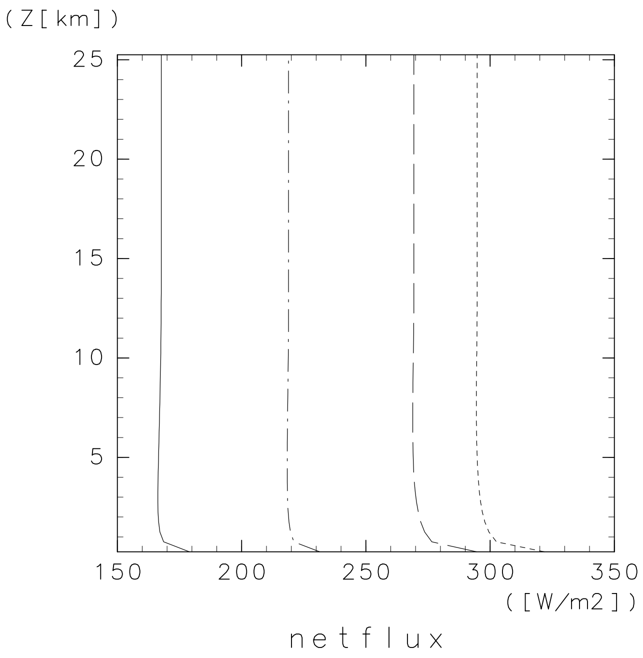

図 13: 高度 25 km 以下における正味放射フラックス鉛直分布の日変化. LT=10:00 から 2 時間毎の結果. 実線, 破線, 点線, 一点鎖線の順に時間が経過している.

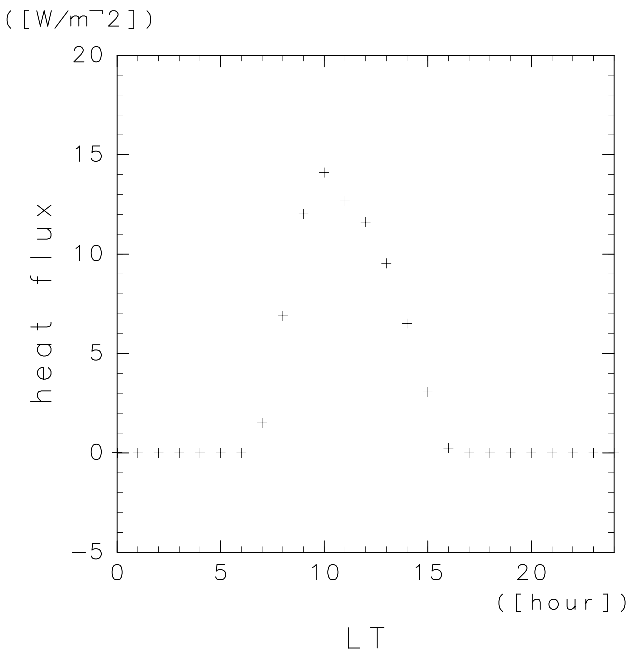

図 14: 地表からの熱フラックスの日変化. 1 時間毎に示してある.

6 議論

全節で示した鉛直温度構造と拡散係数の計算結果を GG1968 のそれと比較してみよう. まず全体に GG1968 に比べて気温が低く, とくに成層圏での差が大きい. GG 1968 では高度 18 km 以上では 150 K 程度の一定値となるが, 図 10では高度 25 km で 120 K まで下がっている: さらに上空の高度 50 km 付近では 100 K まで下がる. この違いはおそらく用いた放射スキームの違いが原因であると考えられる. しかしスキームのどの部分にその主要な原因があるかはまだよく調べていない.

次に日中時の地表気温は GG1968 よりも 10 K ほど低い. これを反映して日中の圏界面高度も 2 km ほど低くなっている ($10\mathrm{K}/\Gamma \approx 2$ km). この様子は GG1968 において地表からの熱フラックスを半分にした場合の結果とよく似ている (図 15).

図 13, 図 14から正味の放射加熱と熱フラックスのオーダーは同程度である. したがって熱フラックスの変化は実現される大気構造にそこそこ影響を与えそうである. 図 15 に示した GG1968 の結果からも間接的に支持される.

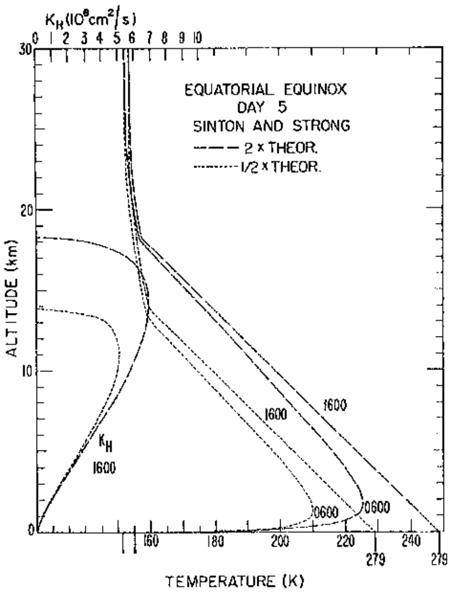

FIG. 12. TEMPERATURE PROFILES CORRESPONDING TO FIG. 11.

図 15: GG1968 による鉛直温度構造の日変化. 点線が熱フラックスを半分にした場合で, 実線は熱フラックスを倍にした場合. 図中の数字は時刻を表す. 横軸下方に記された数字は地表面温度である. [Gierasch and Goody 1968, 図 12 より.]

7 参考文献

Gierasch, P., and Goody, R.M. 1967: An approximate calculation of radiative heating and radiative equilibrium in the Martian atmosphere. *Planet. Space Sci.*, **15**, 1465–1477.

Gierasch, P., and Goody, R.M. 1968: A study of the thermal and dynamical structure of the Martian lower atmosphere. *Planet. Space Sci.*, **16**, 615–636.

Haberle, R.M., Houben, H.C., Hertenstein, R., and Herdtle, T. 1993: A boundary-layer model for Mars: comparison with Viking lander and entry data. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1544–1559.

Moriyama, S. 1974: Effects of dust on radiation transfer in the Martian atmosphere. I. On infrared cooling. *J. Meteor. Soc. Japan*, *52*, 457–462.

Moriyama, S. 1975: Effects of dust on radiation transfer in the Martian atmosphere. II. Heating due to absorption of the visible solar radiation and importance of radiative effects of dust on the Martian meteorological phenomena. *J. Meteor. Soc. Japan*, *53*, 214–220.

Moriyama, S. 1976: Effects of dust on radiation transfer in the Martian atmosphere. III. Numerical experiments of radiative convective equilibrium of the Martian atmosphere including the radiative effects due to dust. *J. Meteor. Soc. Japan*, *54*, 52–57.

Pollack, J.B., Colburn, D.S., Flaser, F.M., Kahn, R., Carlston, C.E., and Pidek D.C. 1979: Properties and effects of dust particles suspended in the Martian Atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **84**, 2929–2945.

Pollack, J.B., Leovy, C.B., Greiman, P.W., and Mintz, Y. 1981: A Martian general circulation experiment with large topography. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 3–29.

Priestley, C. H. B. 1959: *Turbulent Trnasfer in the lower Atmosphere.* Chicago Univ. Press.

Savijärvi H. 1991a: Radiative fluxes on dustfree Mars *Contr. Atmosph. Phys.*, **64**, 103–112.

Savijärvi H. 1991b: A model study of the PBL structure on Mars and Earth. *Contr. Atmosph. Phys.*, **64**, 219–229.

Ye, Z.J., Sega, M., and Pielke, R.A. 1990: A comparative study of daytime thermally induced upslope flow on Mars and Earth. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 612–648.