

4 初期火星の大気

現在の火星の地表では、その平均地表気温および平均地表気圧がそれぞれ 212 K, 6.2 mbar であるため、液体の水は安定に存在できない。しかし、火星上のさまざまな地形から、約 38 億年前には火星表面に液体の水が存在していたことが示唆されている (Carr, 1986; Pollack *et al.*, 1987)。一方、その時代の太陽光度は、現在に比べ 25% ほど小さかったと考えられている (Gough, 1981)。暗い太陽の時代に現在よりも温暖な気候を実現するためには、厚い CO₂ 大気とその温室効果が必要であると考えられている。

厚い CO₂ 大気および CO₂ 雲の温室効果に着目した初期火星の気候に関する研究として以下がある。

- Pollack *et al.* (1987)

鉛直 1 次元放射対流平衡モデルを用いて、初期火星大気の鉛直温度構造を計算した。現在値の 75% の太陽光度の下で地表に液体の水が存在するには、5 bar の CO₂ 大気が必要であると主張した。

- Kasting (1991)

CO₂ の凝結を考慮した鉛直 1 次元放射対流平衡モデルを用いて、初期火星大気の鉛直温度構造を計算した。Pollack *et al.* (1987) のモデルとの違いは、CO₂ の凝結の有無である。

CO₂ の凝結を無視した Pollack *et al.* (1987) の結果と比べると、CO₂ が凝結する大気中層の温度は高くなり、地表に近い大気下層の温度は低くなる (図 7 実線)。さらに CO₂ 大気量が増加して、対流圏全体の温度構造が CO₂ の飽和蒸気圧で決まるようになると、CO₂ 大気量をそれ以上増加させることができなくなる「暴走凝結」が生じる。現在値の 70% の太陽光度の下で「暴走凝結」が生じる大気量は 1.5 bar、そのときの地表気温は 214 K である。以上の結果から、厚い CO₂ 大気の温室効果だけで初期火星の温暖な気候を実現するのは困難である、と主張した。

- Forget and Pierrhumbert (1997)

初期火星の大気中で生じた CO₂ 雲の散乱温室効果の強さを調べた。CO₂ 雲粒の半径が大きいほど、また雲の光学的厚さが大きいほど、散乱温室効果は強まる傾向にある。CO₂ 大気量を 2 bar とした場合に雲粒の半径を 10 μm, 光学的厚さを 4 とすると、CO₂ 雲の散乱温室効果によって地表気温は 273 K 以上になることを示した (図 7 二重破線)。

- Mischna et al. (2000)

Forget and Pierrhumbert (1997) と同様の雲の放射モデルを用いて、雲の高度による散乱温室効果の違いを調べた。雲の光学的厚さが大きい ($\tau > 10$) 場合、雲の高度が下るにつれて温室効果は弱くなり、ある高度以下では雲のない場合よりも地表気温は低くなることを示した。

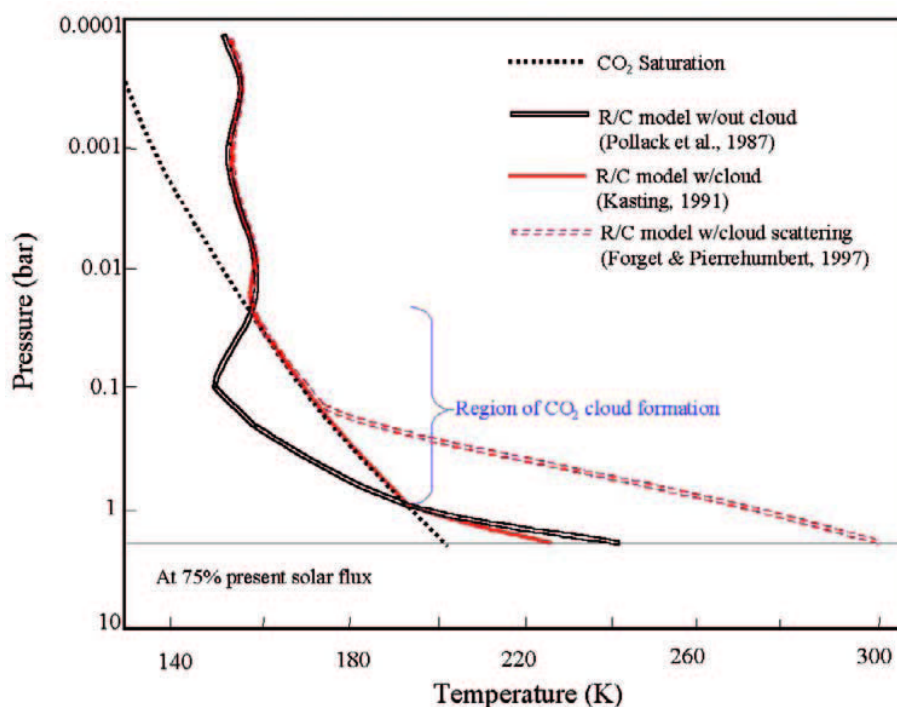


図 7: 鉛直 1 次元モデル計算によって得られた初期火星における大気の鉛直温度分布。二重線は Pollack *et al.* (1987) の結果、実線は Kasting (1991) の結果、二重破線は Forget and Pierrhumbert (1997) の結果。それぞれの計算において、CO₂ 大気量は 2 bar、太陽光度は現在値の 75 % である。参考のため、CO₂ の飽和蒸気圧曲線を点線で示している。

5 モデル

本研究で用いるモデルは、2 方向近似の放射伝達方程式を用いた 1 次元放射対流モデルに、2 節と 3 節で示した雲微物理モデルを組み合わせたものである。放射対流モデルについては Haberle *et al.* (1993) および Toon *et al.* (1989) のモデルに基づいている⁸。

- 大気中の放射伝達計算においては、CO₂ (大気と雲)、H₂O、ダストによる放射を考慮する。CO₂ 雲とダストの光学的厚さはミー散乱理論を用いて計算する。CO₂ 雲の光学パラメータは Hansen (1997a, 1997b) の値を用い、ダストの光学パラメータは可視波長に対しては Ockert-Bell (1997)、赤外波長に対しては Clancy *et al.* (1995) の値を用いる⁹
- 大気中の熱と物質の鉛直輸送は、渦拡散によって表現する。拡散係数の値は、成層が安定の場合は一定、不安定の場合は乱流クロージャモデルを用いて計算する¹⁰。

5.1 境界層モデル

大気と地表との間の熱の交換、および大気中の鉛直輸送は、Haberle *et al.* (1993) のモデルに基づく。

大気中の熱と物質の鉛直輸送は渦拡散によって表現する。拡散係数は

$$K = k_0 + K_t$$

と与え、 $k_0 = 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$ 、 K_t は Mellor and Yamada (1974)¹¹ のレベル 2 クロージャモデルを用いて計算する。この乱流モデルでは、浮力と風のシアによるエネルギー生成と散逸とのつりあいを仮定している。計算の際のキーパラメータは勾配リチャードソン数

$$Ri \equiv \frac{\beta g \frac{\partial \theta}{\partial z}}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2} \quad (18)$$

⁸原文では地表面温度の計算方法に関する記述がない。おそらく Haberle *et al.* (1993) と同様に地中の熱伝導方程式を計算し、それによって与えられる地表面の熱のつりあいから求めていると思われる。

⁹原文では Clancy *et al.* (1998) と記載されているが、おそらく Clancy *et al.* (1995) の誤り。

¹⁰原文では、参考文献として Toon *et al.* (1988) が挙げられているが、これは Toon *et al.* (1989) の誤りではないかと想像される。

¹¹Mellor, G. L., and Yamada, T., 1974: A hierarchy of turbulent closure models of for planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791–1806.

である。ここで θ はポテンシャル温度¹², u は風速, β は体積膨張率, g は重力加速度である。風の鉛直シアーの大きさ $\frac{\partial u}{\partial z}$ は一定とし, $5 \text{ m sec}^{-1}\text{km}^{-1}$ とする。

大気と地表との間の熱の交換はバルク法を用いて計算する (Arya *et al.*, 1988¹³)。

$$K \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \Big|_{z=0} = C_d U_s (T_s - T_g)$$

ここで, U_s は地表風の大きさ, T_s は地表気温, T_g は地表面温度, C_d は抵抗係数である¹⁴。

5.2 放射モデル

放射モデルには Toon *et al.* (1989) で開発された 2 方向近似放射伝達モデルを用いる。考慮する波長域は表 2 に示した $40\text{--}35000 \text{ cm}^{-1}$ の範囲の 60 バンドで, 各バンドの波数平均された吸収係数の計算には相関 k 分布法を用いて行う。

吸収物質の光路長が u の場合に, 各バンドの透過関数は以下のように計算する。

$$T(u) = \sum_{i=1}^N g_i \exp(-k_i u). \quad (19)$$

ここで N は各バンド内での分点の数, g_i はバンド内で吸収係数の値が k_i となる割合である。各バンド内で異なる吸収物質の吸収線の重なりがある場合は,

$$T(u_1, u_2) = \sum_{i=1}^{N_1} g_i \exp(-k_i u_1) \sum_{j=1}^{N_2} g_j \exp(-k_j u_2) \quad (20)$$

となる。これは各バンドにつき $N_1 N_2$ 回の計算が必要となる。この計算コストを減らすためにパラメータ η と, 重みをつけて平均した吸収係数 k_w を導入する (Mlawer *et al.*, 1997; Sun and Rikus, 1999)。

$$\eta = \frac{u_1}{u_1 + f u_2}, \quad (21)$$

$$k_w(u_1, u_2) = \eta k_1 + (1 - \eta) k_2. \quad (22)$$

¹² θ は温度 T 圧力 p にある気塊を断熱的に圧力 p_0 まで変化させた場合に与えられる温度で, 理想気体の場合

$$\theta = T \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{c_p}{R}}$$

と定義される。ここで c_p は定圧比熱である。

¹³Arya, S. P., 1988: Introduction to micrometeorology, Academic Press, 303 pp.

¹⁴ C_d はモデル最下層の Ri の関数として与えられていると思われる。また U_s はパラメータとして与える必要があるが, その値について原文には記載がない。

ここで f はバンド内での 2 つの吸収物質の放射伝達に対する相対的な寄与率を表すパラメータである。透過関数は

$$T(u_1, u_2) = \sum_{i=1}^{N_1} g_i \exp(-k_w u_{mix}) \quad (23)$$

で計算され、ここで

$$u_{mix} = u_1 + f u_2 \quad (24)$$

である。

u_1, u_2 をそれぞれ CO_2 および H_2O の光路長さとして、式 (23) で計算した透過関数の (20) で計算した値に対する相対誤差を図 8 に示す。ここで $\nu = 3580 \text{ cm}^{-1}$ である。 $\eta \geq 0.1$ の場合の相対誤差は最大で 2% である。 $\eta < 0.1$ の場合、 H_2O の放射伝達に対する寄与が大きくなり、誤差は 5–10% になる。実際の計算における H_2O 量は、 η を 0.95 以下にするほど大きな値とはならない。

$850\text{--}1200 \text{ cm}^{-1}$ の H_2O の連続吸収に対しては、吸収係数を

$$k_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{p_{\text{H}_2\text{O}}^2}{RT} C_s \quad (25)$$

と計算する (Thomas and Nordstrom, 1985)。ここで $p_{\text{H}_2\text{O}}$ は H_2O の分圧で、 C_s は以下のように与える。

$$\begin{aligned} C_s &= C_v C_T, \\ C_v &= 1.25 \times 10^{-22} + 1.67 \times 10^{-19} \exp(-2.62 \times 10^{-13} \nu), \\ C_T &= \exp[1800(1/T - 1/196)]. \end{aligned} \quad (26)$$

CO_2 の圧力吸収は Kasting *et al.* (1984) のパラメタリゼーションを用いて表す。

大気のレイリー散乱による光学的厚さの変化は以下の式で表す。

$$\tau_{\text{Ray}} = (8.64 - 9/\nu^4)(1.0 + 0.0113/\nu^2 + 0.00013/\nu^4)\Delta P. \quad (27)$$

ここで ΔP は大気上端と下端との間の気圧差である。

大気は 60 層に分割し、各層の厚さを 1.5 km とする。ただし CO_2 大気量が 0.5 bar 以上の場合には、モデル大気上端よりも上空に存在する大気量が下向き赤外放射の計算に対し無視できなくなる。そこでモデル大気上端の上に等温の大気層を 1 層追加し、計算精度を向上させている。

表 2: 考慮するバンドとそのバンドにおける吸収物質

バンド No.	波数帯	吸収物質	積分された吸収線強度 (10^{-21} cm)
1-8	40-440	H ₂ O, ダスト	32.98
9	440-495	H ₂ O, ダスト	1.20
10	495-545	ダスト	
11	545-617	CO ₂ , ダスト	14.4
12	617-667		
13	667-720	CO ₂ , ダスト	826.0
14	720-800	CO ₂ , ダスト	18.5
15	800-875	ダスト	
16-25	875-1750	CO ₂ , ダスト	15.1
26-29	1750-2050	CO ₂ , ダスト	22.1
30-31	2050-2200	ダスト	
32-33	2200-2397	CO ₂	1046.5
34-35	2397-3087	CO ₂ , H ₂ O	0.3, 1.5
36-38	3087-3760	CO ₂ , H ₂ O	55.0, 92.43
39-42	3760-4950	H ₂ O	0.02
43-55	4950-15000	CO ₂ , H ₂ O	3.5, 750.0
56-60	15000-35000	ダスト	

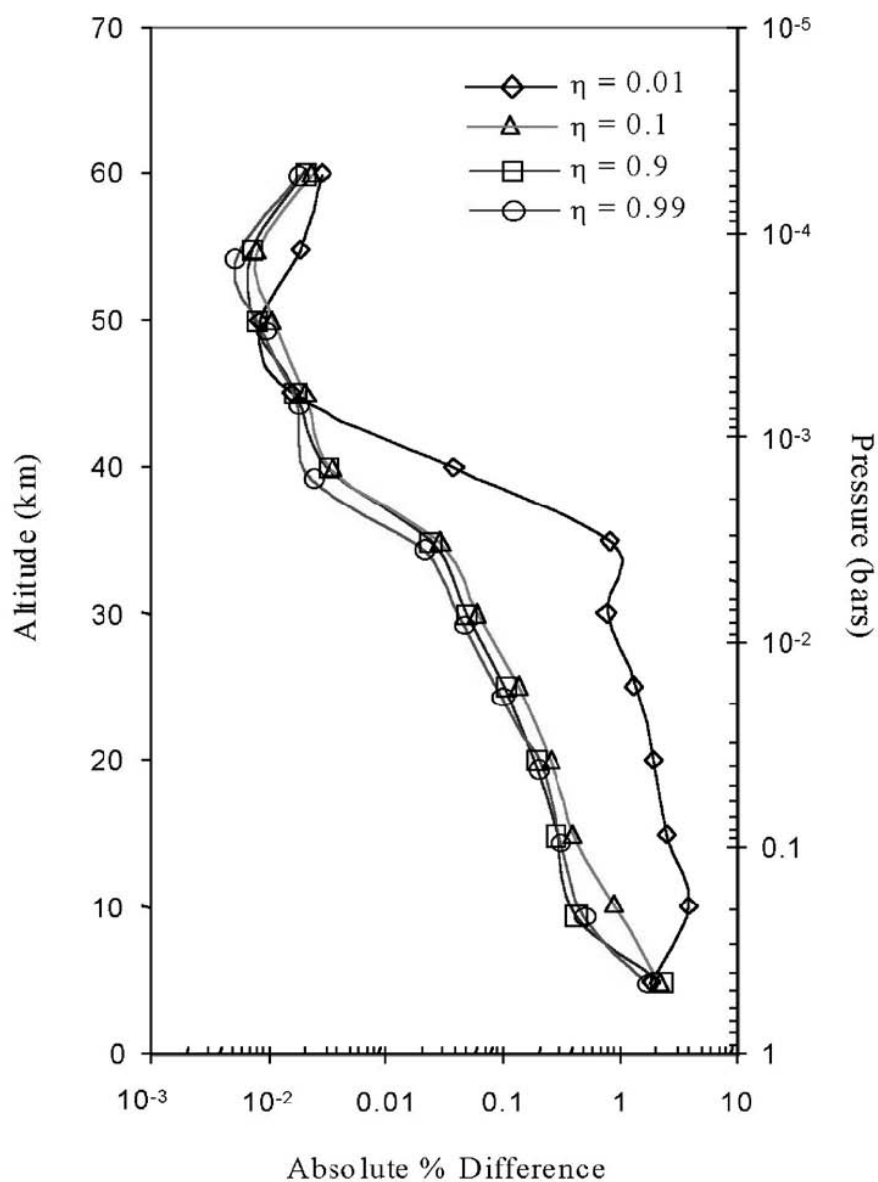


図 8: (23) 式で計算した透過関数の (20) 式で計算した値に対する相対誤差. $\nu = 3580 \text{ cm}^{-1}$ の場合. $\eta = 0.9$ に対応する水蒸気混合比は 6.6% である. CO_2 大気量は 0.5 bar とした.

6 計算結果

計算を行う際に与えたパラメータを表 3 に示す.

表 3: 計算パラメータ

パラメータ	値
接触角パラメータ (m)	0.95
臨界過飽和度	0.35
地表面アルベド ($\lambda = 0.65 \mu\text{m}$)	0.22
入射太陽放射フラックス (Wm^{-2})	112.5
地表面熱慣性 ($\text{Wm}^{-2}\text{sec}^{-1/2}\text{K}^{-1}$)	145.0
ダストの光学的厚さ ($\lambda = 0.65 \mu\text{m}$)	0/0.25
H ₂ O 相対湿度	50/100
CO ₂ 大気量 (bar)	0.5/1/2/5

6.1 雲による放射強制力

CO₂ 雲の温室効果の雲粒半径と光学的厚さの依存性を確認するため、雲のない場合の放射対流平衡温度分布を持つ大気に雲粒半径と光学的厚さ一定の CO₂ 雲を置き、CO₂ 雲の有無による大気上端と地表面での放射フラックスの変化

$$\Delta F_{TOA} = -(F_{S+IR}(\uparrow_{TOA}, cloudy) - F_{S+IR}(\uparrow_{TOA}, clear)), \quad (28)$$

$$\Delta F_{SFC} = (F_{S+IR}(\downarrow_{SFC}, cloudy) - F_{S+IR}(\downarrow_{SFC}, clear)). \quad (29)$$

を計算する。それぞれ符号が正の場合に温室効果が働くことになる。雲の存在する高度は 17 km とする。

- 雲粒半径が $5 \mu\text{m}$ 以上の場合 ΔF_{TOA} , ΔF_{SFC} はともに正となる (図 9).
- 雲粒半径が $10 \mu\text{m}$, 光学的厚さ $\tau = 10$ のときに ΔF_{TOA} , ΔF_{SFC} は極大となる (図 9).
- $\tau > 40$ で ΔF_{SFC} は負の値に転じる (図 9). 雲が厚くなるにつれて、雲アルベドが上昇し、雲による太陽放射の反射が強くなるためである.
- 図 10 に雲がある場合とない場合の放射フラックス鉛直分布を示す。ただし雲の存在高度を 25.5 km, 光学的厚さを 10, 雲粒半径を $10 \mu\text{m}$ とした。このパラメータでは $\Delta F_{TOA} > 0$ である.

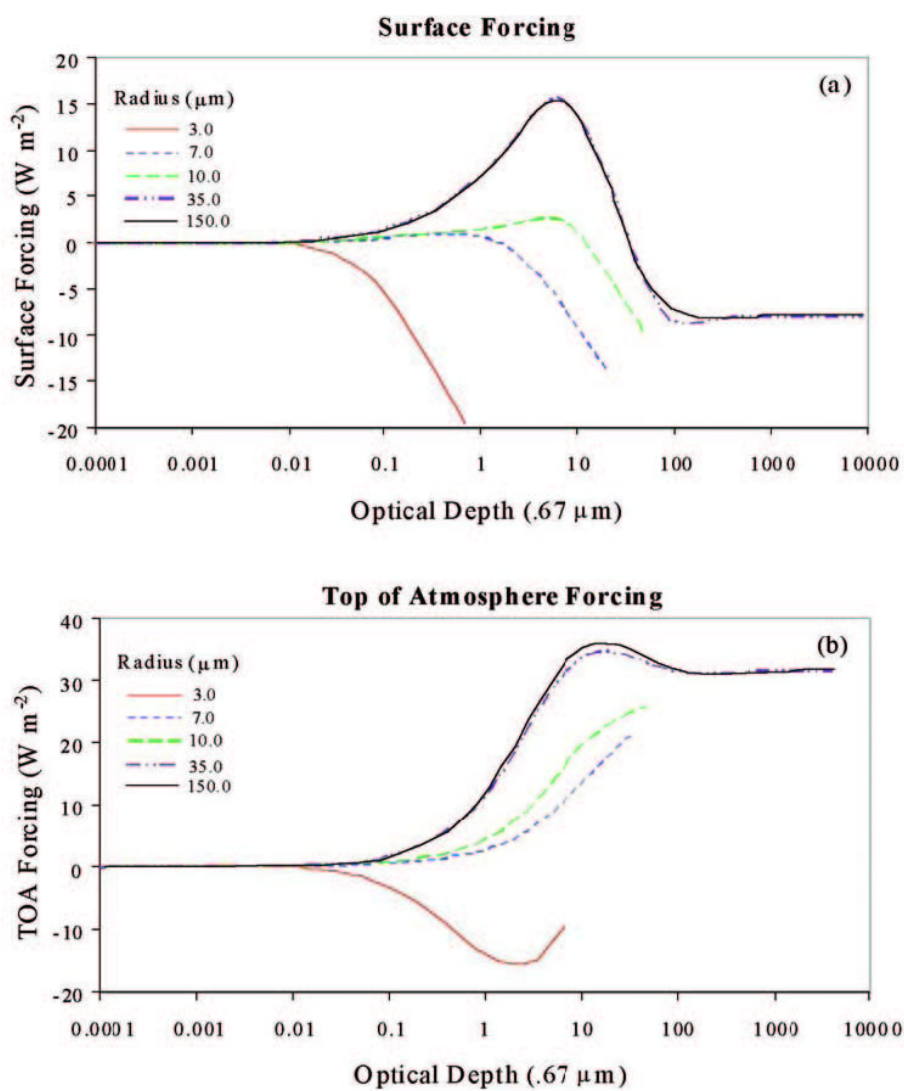


図 9: CO₂ 雲の温室効果の雲粒粒径および光学的厚さに対する依存性. CO₂ 雲の高度は 17 km に固定し, 雲粒半径と光学的厚さは一定とした.

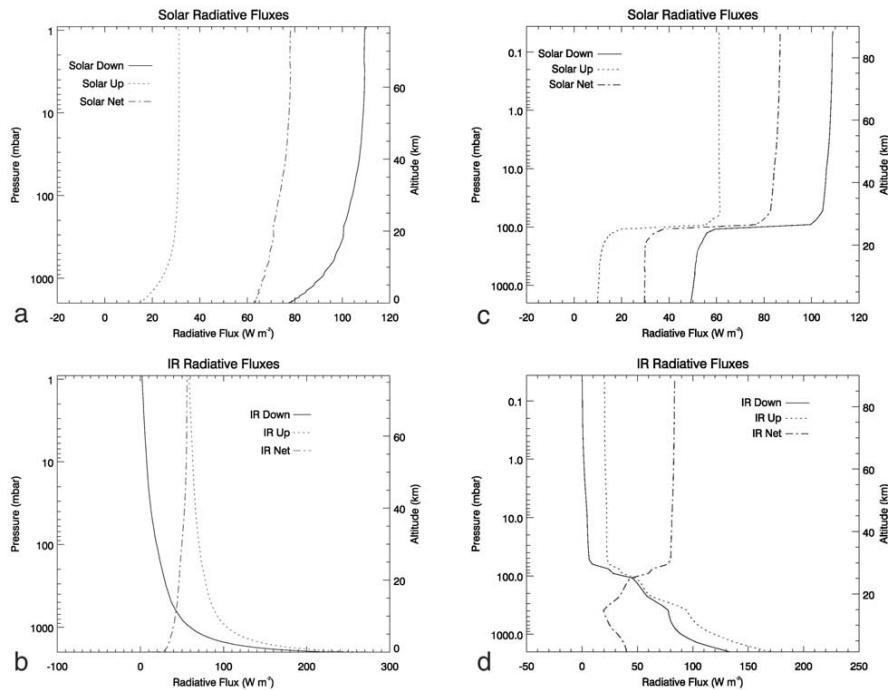


図 10: 2 bar の CO_2 大気における放射フラックスの鉛直分布. (a) および (b) は雲のない場合の太陽放射と赤外放射フラックスの分布, (c) および (d) は雲のある場合の太陽放射と赤外放射フラックスの分布. 雲の高度を 25.5 km, 光学的厚さを 10, 雲粒半径は $10 \mu\text{m}$ とした.

6.2 雲生成を考慮した場合

次に, 雲の生成消滅を考慮して大気の鉛直温度分布の計算を行う. 初期の温度分布は, 地表付近では乾燥断熱分布, 凝結高度から上空では飽和蒸気圧線で決まる温度より少し高い温度を与え, とある高度より上空では等温とする.

図 11 に CO_2 大気量を 2 bar とした場合の鉛直温度分布を示す. H_2O の相対湿度は 50% としている.

6.2.1 ダストの放射に対する感度

ここでは温室効果のダスト放射に対する感度を調べる. 初期の火星大気中に存在するダストの量と種類はよくわかっていない. 初期の火星が現在よりも湿潤な環境にあったならば, 大気中のダスト量は現在観測される値よりも小さかったと予想される. 一方で, 大気量が増えると大気中のダストの滞在時間は増加する. 例えば CO_2

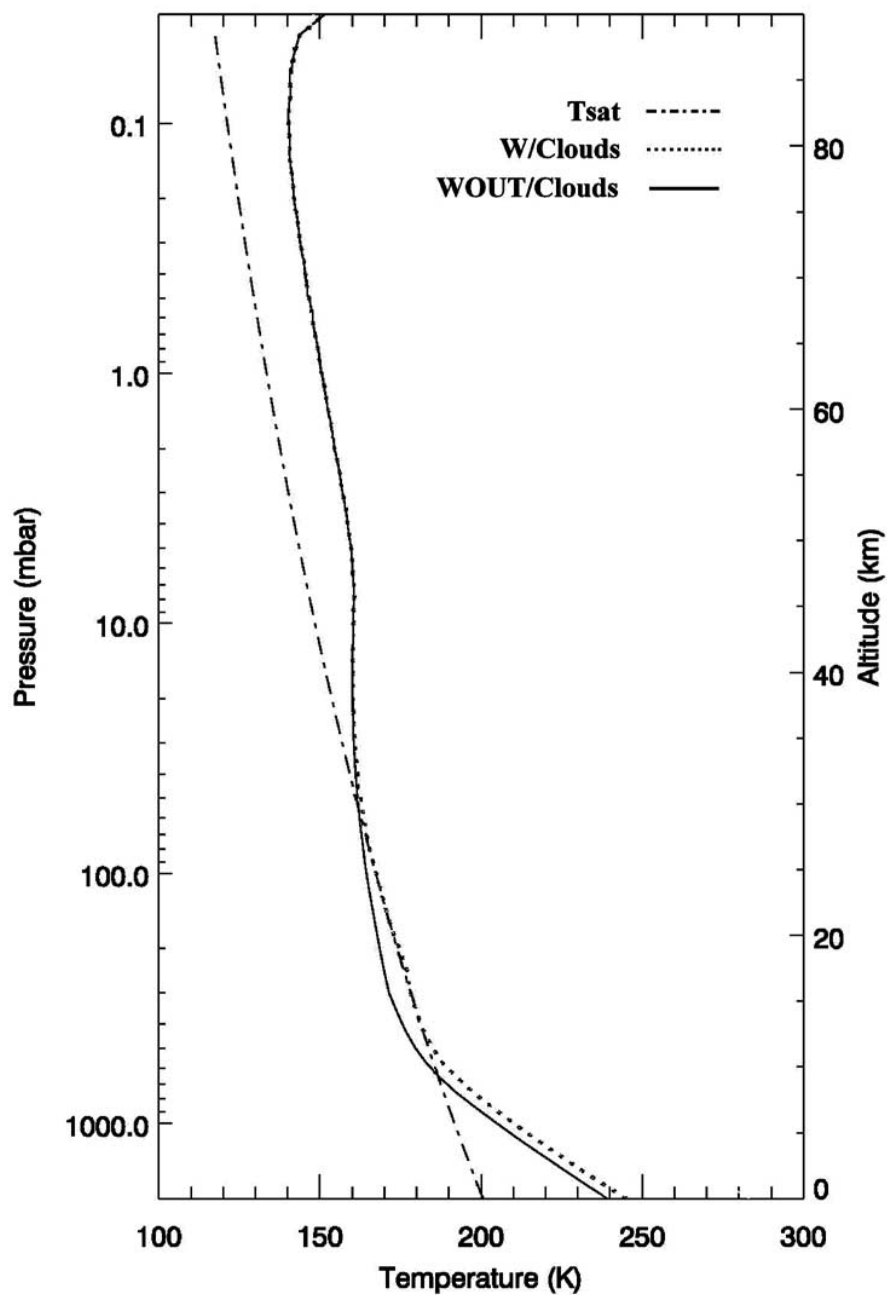


図 11: CO₂ 大気量を 2 bar とした場合の鉛直温度分布. H₂O の相対湿度は 50%. 実線は雲の生成を考慮しない場合, 点線は雲の生成とその放射を考慮した場合. いずれの場合もダストの放射は無視した. 一点鎖線は CO₂ の飽和蒸気圧曲線である.

大気量を 2 bar とした場合, $1 \mu\text{m}$ サイズのダストが重力沈降する時間スケールは, 現在の火星大気での値に比べ 100 倍以上大きくなる. また, 地表からのダストの巻き上げは効率は, 大気から地表への運動量フラックス ρu_*^2 に比例するので, 大気量の多い初期火星の方がダストの巻き上げは起こりやすい. また, ダストは放射を吸収し大気を中層 (10–40 km) を加熱するので, 雲の生成に大きな影響を与える.

ダストの粒径分布は正規対数分布とし, モード半径を $1.0 \mu\text{m}$, 標準偏差を 1.8 とする. 初期のスケールハイトは 15 km とし, $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$ に対する光学的厚さが 0.25 となるよう, 地表面での数密度を 10 cm^{-3} とする. H_2O の相対湿度は 50% とする.

- ΔF_{TOA} , ΔF_{SFC} はダストの放射を考慮しない場合に比べ小さくなる (図 12).
- ダストの放射を考慮すると雲の光学的厚さは小さくなる. $\tau > 0.1$ となる雲が生じる時間帯も短くなる (図 13).
- ダストの放射を考慮すると地表気温は低下する (図 14).

この原因は, ダストの放射吸収により大気中層が加熱され雲の量が減少すること, 地表面に到達する太陽放射フラックスが減少することである.

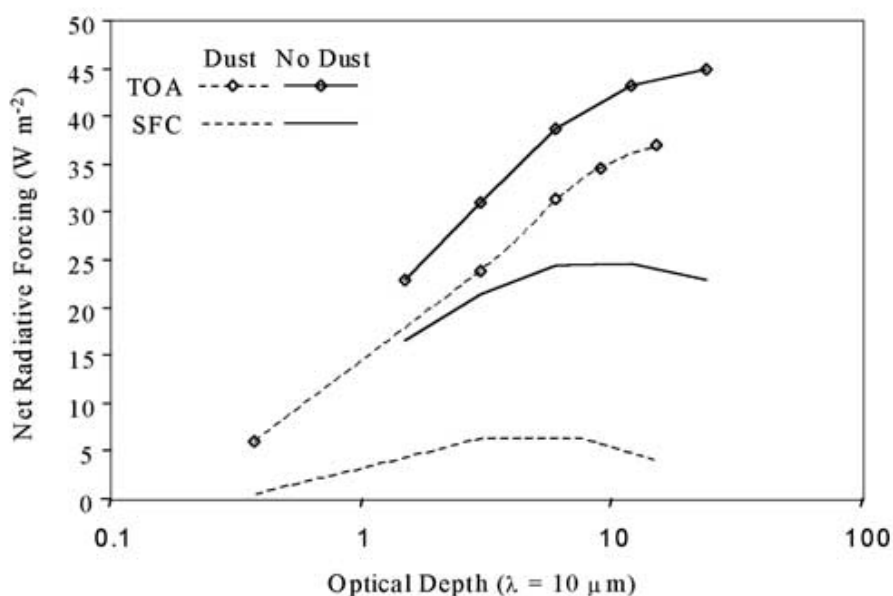


図 12: ダストの放射の有無による ΔF_{TOA} , ΔF_{SFC} の変化. この計算は図 9 を計算したモデルにダストの放射を考慮したもの. ただし CO_2 雲の高度を 17 km, 雲粒半径は $10 \mu\text{m}$, ダストの光学的厚さは 0.25 とした.

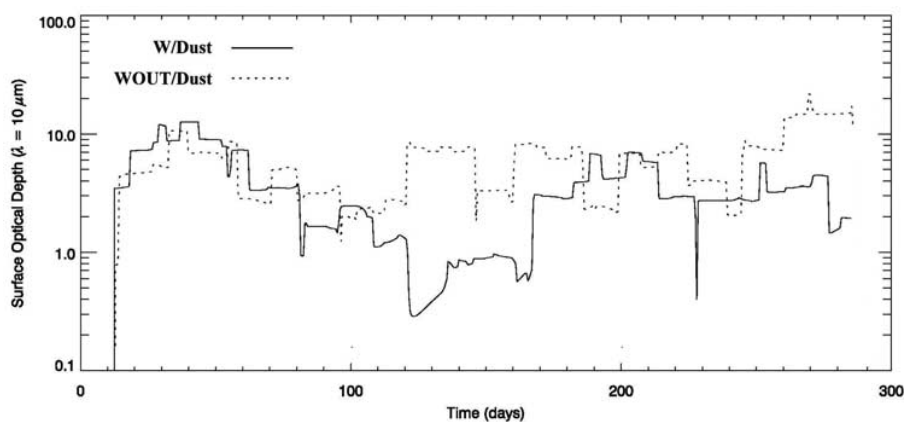


図 13: 5 日の移動平均をかけた雲の光学的厚さの時間変化. 実線はダストの放射を考慮した場合, 点線はダストの放射を考慮しない場合. CO_2 大気量は 2 bar とした. 平均的な光学的厚さ τ は 3.0 から 1.0 程度に, $\tau > 0.1$ の雲が生じる時間帯の割合は 52% から 40% に減少する.

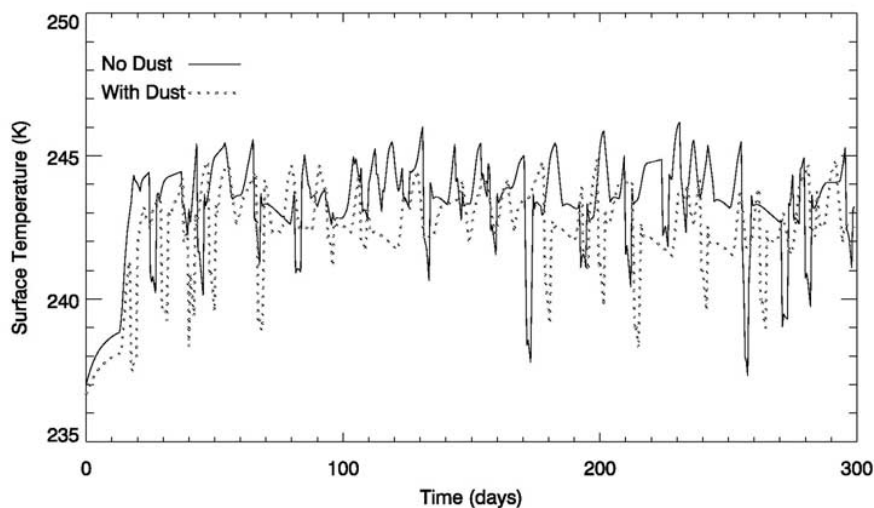


図 14: 地表気温の時間変化. 実線はダストの放射を考慮した場合, 点線はダストの放射を考慮しない場合. CO_2 大気量は 2 bar とした.

6.2.2 H₂O の相対湿度に対する感度

ここでは H₂O 相対湿度に対する感度を調べる. H₂O はそれ自身赤外放射を吸収するので, その存在は温室効果を強める向きに働く. H₂O の相対湿度を 50% とした場合, H₂O のない場合に比べ地表気温は約 10 K 上昇する. 一方で, CO₂ 雲によって散乱された赤外放射を吸収するため, CO₂ 雲の温室効果を弱める効果も持つ.

- 相対湿度を 50% から 100% へ上昇させると, 地表気温は上昇するが, CO₂ 雲による温室効果は小さくなる (図 15). 雲の数密度と光学的厚さも減少する. ダストの放射を考慮した場合と異なり, 雲に光学的厚さが減少するにもかかわらず地表気温が低下しないのは, ダストの方が H₂O よりも幅広い波長域で太陽放射を吸収し, 地表面に到達する太陽放射フラックスをより多く減少させるため.

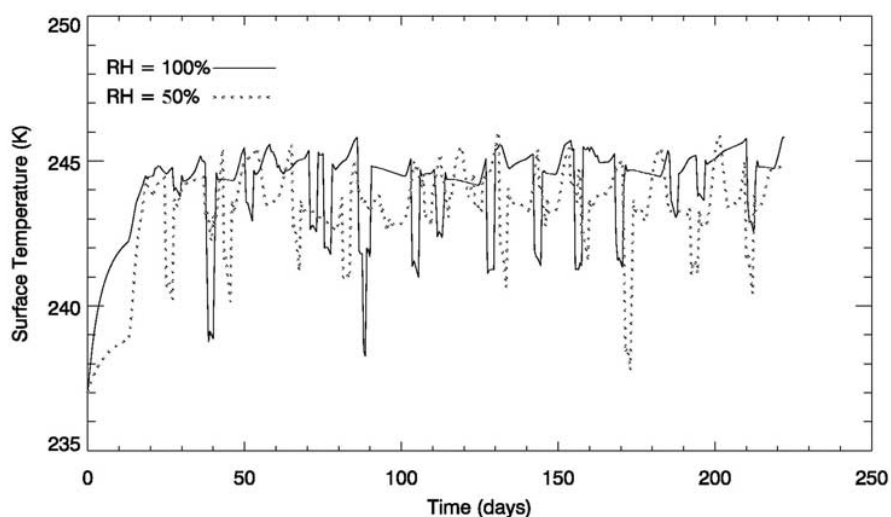


図 15: 地表気温の時間変化. 実線は H₂O 相対湿度 100%, 点線は 50% の場合. CO₂ 大気量は 2 bar とした. 相対湿度の上昇とともに, 地表気温は平均して 5 K 上昇する.

6.2.3 CO₂ 大気量に対する感度

ここでは CO₂ 大気量による違いを調べる。以下の計算では H₂O の相対湿度を 50%, ダストの光学的厚さを 0.25 とする。

- 大気量によらず, 高度 10 km 付近までの温度は乾燥断熱減率によって与えられる分布となる。高度 10 km より上空に存在する凝結層の厚さは大気量によって異なる。凝結層の上端の高度は, 大気量が 0.5 bar の場合は約 20 km, 5 bar の場合は 40 km である (図 16)。
- どの大気量の場合においても, 地表気温は CO₂ 雲の放射を無視した場合 (Kasting, 1991) に比べ高くなる (図 17)。しかし, Forget and Pierrhumbert (1997) や Mischna et al. (2000) の結果に比べると気温上昇は小さく, 地表気温は 273 K 以上にならない。
- 雲による温室効果をもっとも大きいのは大気量を 1 bar とした場合である (図 18)。

大気量が 1 bar より小さい場合, CO₂ 雲の温室効果よりも太陽放射を散乱することによる日傘効果の方が大きく, 大気量が 1 bar より大きい場合に比べると雲の存在する頻度は小さい。

大気量が 1 bar より大きい場合の結果には, 2 つのメカニズムが働いている。一つは CO₂ 雲の光学的厚さが非常に大きくなる ($\tau > 10$) ことと, CO₂ 大気量の増加とともに H₂O 量も増加することである。H₂O 量が増加すると, 地表と CO₂ 雲層との間の大気の赤外放射に対する不透明度が増加し, その結果 CO₂ 雲による散乱温室効果は効かなくなる。

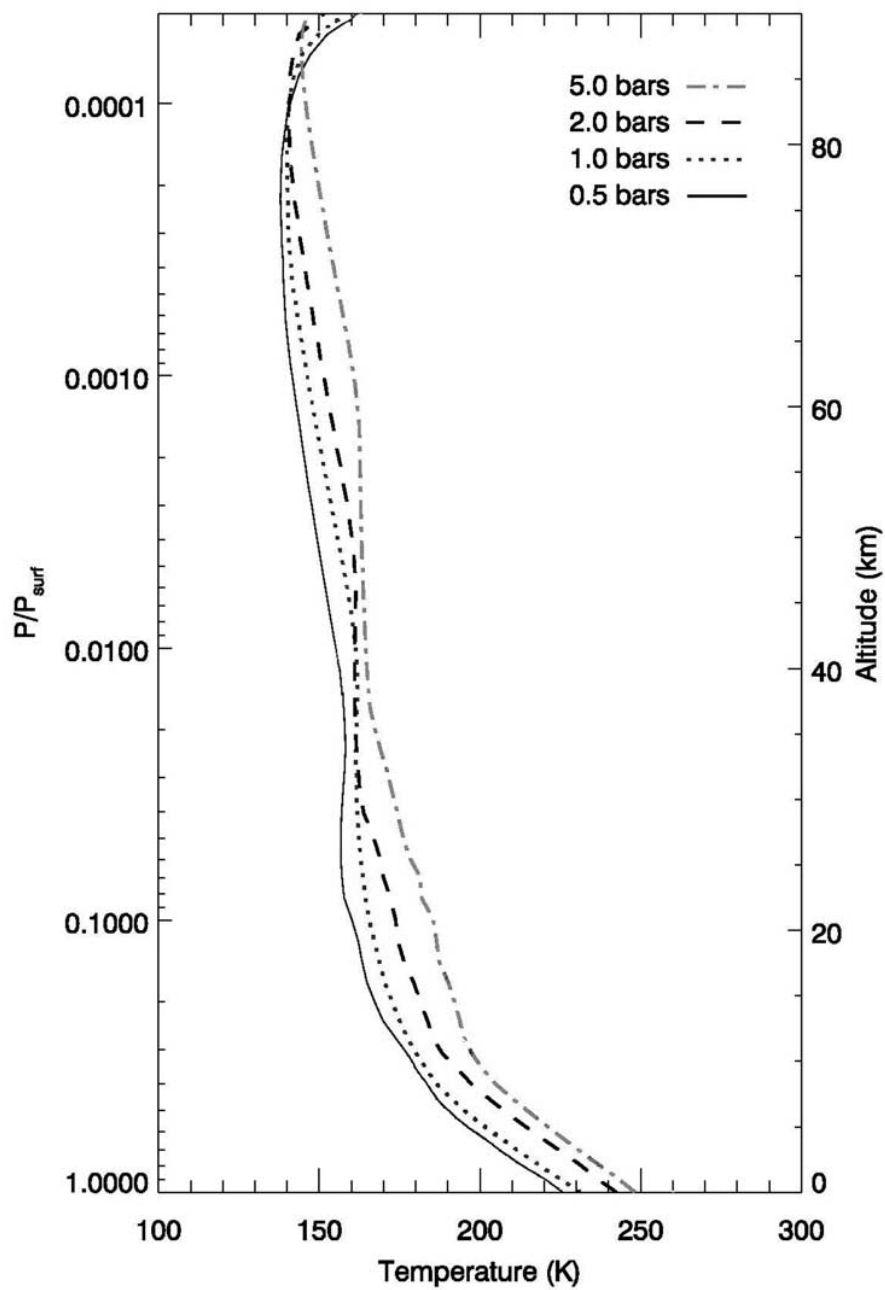


図 16: さまざまな大気量を与えた場合の鉛直温度分布. 計算開始後 150 日目の結果. 実線は大気量を 0.5 bar, 点線は 1.0 bar, 破線は 2.0 bar, 一点鎖線は 5.0 bar とした場合.

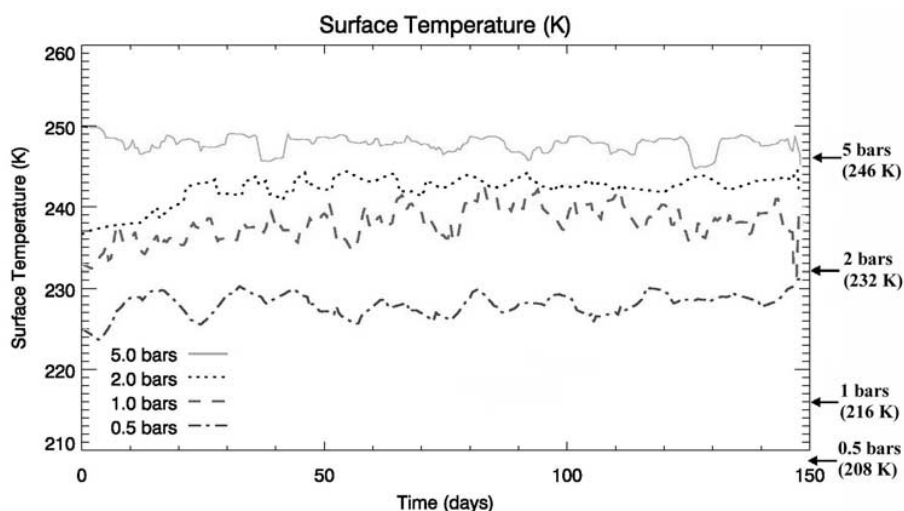


図 17: 地表気温の時間変化. 実線は大気量を 5 bar, 点線は 2.0 bar, 破線は 1.0 bar, 一点鎖線は 0.5 bar とした場合. 右端の縦軸に表示された温度はそれぞれの気圧で CO_2 雲の放射を無視した場合に得られる地表気温.

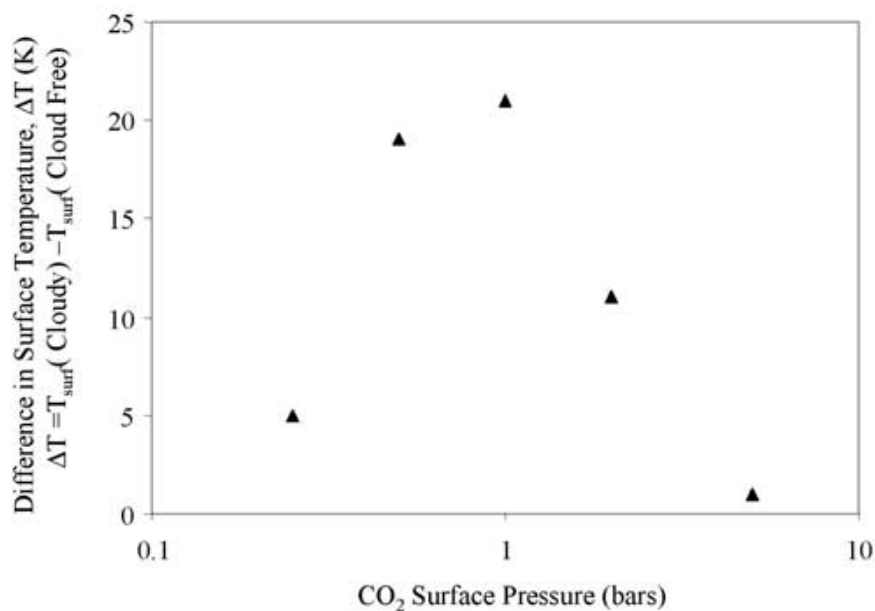


図 18: CO_2 雲の放射を考慮したことによる平均地表気温の変化量.

7 参考文献

- Arya, S. P., 1988: Introduction to micrometeorology, Academic Press, 303 pp.
- Bell J. F. III., Calvin, W. M., Ockert-Bell, M. E., Crisp, D., Pollack, J. B., 1996: Detection and monitoring of H₂O and CO₂ ice clouds on Mars, *J. Geophys. Res.*, **101**, E04, 9227–9237.
- Briggs, G. A., and Leovy, C. B., 1974: Mariner 9 observations of the Mars north polar hood, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **55**, 278–296.
- Carr, M. H., 1986: Mars: A water rich planet?, *Icarus*, **56**, 187–216.
- Clancy, R. T., and Sandor, B. J., 1998: CO₂ ice cloud in the upper atmosphere of Mars, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 489–492.
- Clancy, R. T., Lee, S. W., Gladstone, G. R., McMillian W. W., and Rousch, T., 1995: A new model for Mars atmospheric dust based upon analysis of ultraviolet through infrared observations from Mariner 9, Viking, and Phobos, *J. Geophys. Res.*, **100**, E03, 5152–5263.
- Colaprete, A., Toon, O. B., and Magalhães, J. A., 1999: Cloud formation under Mars Pathfinder conditions, *J. Geophys. Res.*, **104**, E04, 9043–9053.
- Colaprete, A., Haberle, R. M., and Toon, O. B., 2003: Formation of convective carbon dioxide clouds near the south pole of Mars, *J. Geophys. Res.*, **108**, E07, 5081, doi:10.1029/2003JE002053.
- Colaprete, A., and Toon, O. B., 2003: Carbon dioxide clouds in an early dense Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **108**, E04, 5025, doi:10.1029/2002JE001967.
- Fletcher, N. H., 1958: Size effect in heterogeneous nucleation, *J. Chem. Phys.*, **29**, 572.
- Forget, F., and Pierrhumbert, R. T., 1997: Warming early Mars with carbon dioxide clouds that scatter infrared radiation, *Science*, **278**, 1273–1276.
- Glandorf, D. A., Colaprete, A. O., Toon, O. B., and Tolbert, M., 2002: CO₂ snow on Mars and early Mars, *Icarus*, **160**, 66–72.
- 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.

- Hansen, G. B., 1997a: The infrared absorption spectrum of carbon dioxide ice form 1.8 to 333 μm , *J. Geophys. Res.*, **102**, 21569–21587.
- Hansen, G. B., 1997b: Spectral absorption of solid CO₂ form the ultraviolet to the far-infrared, *Adv. Space Res.*, **20**, 1613–1616.
- Herr, K. C., and Pimentel G. C., 1970: Evidence for solid carbon dioxide in the upper atmosphere of Mars, *Science*, **167**, 47–49.
- Kasting, J. F., Pollack, J. B., and Crisp, D., 1984: Effects of high CO₂ levels on surface temperature and atmospheric oxidation state of the early Earth, *J. Atmos. Chem.*, **1**, 403–428.
- Kasting, J. F., 1991: CO₂ condensation and the climate of early Mars, *Icarus*, **94**, 1–13.
- Kieffer, H. H., Chase, S. C., Miner, E. D., Palluconi, F. D., Münch, G., Neugebauer, G., and Martin, T. Z., 1976: Infrared thermal mapping of the Martian surface and atmosphere: First results, *Science*, **193**, 780–786.
- Määttänen *et al.* 2005: *J. Geophys. Res.*, **110**, E02002, doi:10.29/2004JE002308
- Mellor, G. L., and Yamada, T., 1974: A hierarchy of turbulent closure models of for planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791–1806.
- Mischna, M. A., Kasting, J. F., Pavlov, A., and Freedman, R., 2000: Influence of carbon dioxide clouds on early Martian climates, *Icarus*, **145**, 546–554.
- Mlawer, E. J., Taubman, S. J., Brown, P. D., Iacona, R. J., Clough, A. A., 1997: Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave, *J. Geophys. Res.*, **102**, D14, 16663–16682.
- Ockert-Bell, M. E., Bell, J. F. III., Pollack, J. B., McKay, C. P., and Forget, F., 1997: Absorption and scattering properties of the Martian dust in the solar wavelengths, *J. Geophys. Res.*, **102**, E04, 9039–9050.
- Pruppacher, H. R., and Klett, J. D., 1978: Micriphysics of clouds and precipitation, Reidel, 706 pp.
- Pollack, J. B., Kasting, J. F., Richardson, S. M., and Poliakov, K., 1987: The case for a wet, warm climate on early Mars, *Icarus*, **71**, 203–224.

- Sun, Z., and Rikus, L., 1999: Improved application of exponential sum fitting transmissions to inhomogeneous atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **104**, D06, 6291–6303.
- Thomas, M. E., and Nordstrom, R. J., 1985: Line shape model for describing infrared absorption by water vapor, *Applied Optics*, **24**, 3526–3530.
- Toon, O. B., Turco, R. P., Jordan, J., Goodman, J., and Ferry, G., 1989: Physical processes in polar stratospheric ice clouds, *J. Geophys. Res.*, **94**, 11359–11380.
- Young, J. B., 1993: The condensation and evaporation of liquid droplets at arbitrary Knudsen number in the presence of an inert gas, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **36**, 2941–2956.
- Wood, S. E., 1999: Nucleation and growth of CO₂ ice crystals in the Martian atmosphere, Ph. D. dissertation, Univ. of California Los Angeles, Los Angeles, Calif.