

Colaprete and Toon 2003: 初期火星の厚い大気における CO₂ 雲

Colaprete and Toon 2003: Carbon dioxide clouds in an early dense Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **108**, E4, 5025, doi:10.1029/2002JE001967

1 はじめに

火星の CO₂ 雲に関するこれまでの観測的研究:

- Herr and Pimentel (1970)

マリナー 6 号と 7 号の赤外分光計 (IRS) による赤道付近の大気掩蔽観測で観測された散乱光の 4.26 μm のピークは, 高度 18–32 km に存在する CO₂ の氷雲によるものである, と主張した.

しかし, 後年のバイキングの赤外熱放射計 (IRTM) の観測では, 赤道付近の大気温度は CO₂ の凝結温度よりも 50 K 高かったため, 赤道上空での CO₂ の氷雲の存在には疑問が持たれた.

- Briggs and Leovy (1978), Kieffer et al. (1976)

前者はマリナー 9 号の赤外干渉計 (IRIS), 後者はバイキング IRTM で観測された気温分布から, 極上空での CO₂ 氷雲の存在を示唆.

IRIS では CO₂ の凝結温度付近, IRTM では CO₂ の凝結温度よりもずっと低温 (128–134 K) の輝度温度を観測.

- Bell et al. (1996)

個体 CO₂ 粒子によるものと思われる近赤外波長域の吸収を, 地上望遠鏡により観測.

- Clancy and Sandor (1998)

マーズパスファインダー搭載のカメラ (IMP) によって撮影された青色雲の組成は CO₂ かもしれない, と主張. その場合の CO₂ 雲の粒径は 0.1–0.3 μm , 数密度は 100 個/cm³, 存在高度は 60–80 km と推定.

これに対し Colaprete *et al.* (1999) は, 上記の青色雲は水の雲であると主張.

火星の CO₂ 雲に関する課題:

- 現在の火星において, いつ, どこで, どの程度の量の CO₂ 雲が生じているのか?

CO₂ 雲の雲微物理過程はよくわかっていない. 極域での CO₂ 雲の生成は極冠の CO₂ 収支および極域の熱収支への影響も大きいと予想されるが, 実際の程度は不明.

- 初期火星において, CO₂ 雲の散乱温室効果はどの程度働いていたか?

Forget and Pierrhumbert (1997) は, CO₂ 雲の粒径が大きい ($> 10 \mu\text{m}$) のであれば CO₂ 雲による赤外放射の散乱により地表気温は氷点以上になりうることを示した.

しかし, CO₂ 雲の散乱温室効果は雲粒の粒径, 雲の分布, 雲光学的厚さに強く依存し, それらは雲微物理過程および雲生成にかかわるその他の過程に依存する (したがって, それらを考慮した上で CO₂ 雲の散乱温室効果を議論する必要がある).

この論文の内容:

- 最近の室内実験で得られた臨界飽和度と接触パラメータ (contact parameter) を基に, CO₂ 雲粒の核形成理論を概観する. さらに 1 次元雲微物理モデルを用い, 大気条件をさまざまに変えてその場合における雲粒の粒径と数密度を調べる.
- 上記の 1 次元雲微物理モデルと 1 次元放射対流モデルを結合し, 初期火星の厚い大気中での CO₂ 雲の散乱温室効果を調べる.

2 核形成理論

核形成には凝結物質だけで核を形成する均質核形成と、他の物質の表面に凝結物質が付着することで核を形成する不均質核形成がある。

凝結物質だけで核を形成するに必要なエネルギー障壁は高いので、均質核形成が生じるにはその凝結物質の蒸気圧を非常に高くする必要がある。不均質核形成の場合、核を形成するに必要な分子あたりの表面エネルギーは大幅に減少し、その結果必要な蒸気圧は均質核形成の場合にくらべ 2 桁以上小さくなる。以上の理由により、今後の議論では不均質核形成のみを考える。具体的には、表面を薄い H₂O 氷の層で覆われたダスト粒子上での CO₂ 核形成を考える。

2.1 不均質核形成

半径 r_{cn} の凝結核粒子上で生じる不均質核形成の場合、核生成率は以下のように与えられる¹

$$J = \frac{4\pi^2 r_{cn}^2 Z_s e}{\sqrt{2\pi \ln kT}} a_g^2 c_l \exp \left[\frac{\Delta F_{des} - \Delta F_{sd} - f \Delta F_g}{kT} \right]. \quad (1)$$

ここで、

T	温度
r_{cn}	凝結核 (Condensation Nuclei) の半径
e	凝結成分 (ここでは CO ₂) の分圧
a_g	臨界核半径
c_l	気体分子 (ここでは CO ₂) の数密度
k	ボルツマン定数
Z_s	ゼルドビッチ因子
ΔF_{des}	脱離の活性化エネルギー
ΔF_{sd}	拡散の活性化エネルギー
ΔF_g	均質凝縮の活性化エネルギー
f	幾何学因子

である。

¹この式の導出は未確認。

f は凝結核表面とその表面に付着した凝結物質表面とのなす角 (接触角) で決まる因子で, 球形凝結核上での核形成の場合,

$$2f = 1 + \left(\frac{1 - Xm}{g}\right)^3 + X^3 \left[2 - 3 \left(\frac{X - m}{g}\right) + \left(\frac{X - m}{g}\right)^3 \right] + 3X^2m \left(\frac{X - m}{g} - 1\right) \quad (2)$$

と表される². ここで,

$$g = \sqrt{1 + X^2 - 2Xm}, \quad X = \frac{r_{cn}}{a_g}$$

である. m は接触パラメータであり, 後述する.

2.2 接触パラメータ

m は凝結核表面とその表面に付着した凝結物質表面とのなす角 (接触角) の余弦で定義される. 表面エネルギーの釣合から,

$$m = \frac{\sigma_{cn/v} - \sigma_{cn/i}}{\sigma_{i/v}} \quad (3)$$

と与えられる. ここで,

$\sigma_{cn/v}$	凝結核表面と気相との間の自由エネルギー
$\sigma_{cn/i}$	凝結核表面と固相との間の自由エネルギー
$\sigma_{i/v}$	固相と気相との間の自由エネルギー

である. 代表的な m の値を表 1 にまとめる.

表 1: 代表的な接触パラメータの値

H ₂ O(s) とヨウ化銀	$m = 0.956 - 0.988$	
H ₂ O(l) と土壌粒子	$m = 0.36 - 0.42$	Pruppacher and Klett (1978)
CO ₂ (s) とダスト粒子	$m > 0.87$	Wood (1999)

²Fletcher, N. H., 1958: Size effect in heterogeneous nucleation, *J. Chem. Phys.*, **29**, 572.

2.3 過飽和度

臨界核半径 a_g と均質凝縮の活性化エネルギー ΔF_g は以下のように与えられる.

$$a_g = \frac{2M\sigma}{RT\rho \ln(S+1)}, \quad (4)$$

$$\Delta F_g = \frac{4\pi a_g^2 \sigma}{3}. \quad (5)$$

ここで,

- M 凝結成分 (ここでは CO_2) の分子量
- σ 凝結相と気相の間の自由エネルギー
- R 気体定数
- ρ 凝結相の密度
- S 過飽和度 ($= s - 1$)

である.

2.4 計算例 1: 核形成率

不均質核形成による CO_2 核形成率を計算したものを 図 1 に示す³

- 過飽和度を一定とした場合, 凝結核が大きいほど核形成率は大きい
- 凝結核の大きさを一定とした場合, m が大きいほど同じ核形成率を得るのに必要な過飽和度は小さい

³使用したパラメータの値がよくわからない. 値については Määttänen *et al.* (2005) (*J. Geophys. Res.*, 110, E02002, doi:10.29/2004JE002308) を参照した方がよいと思われる.

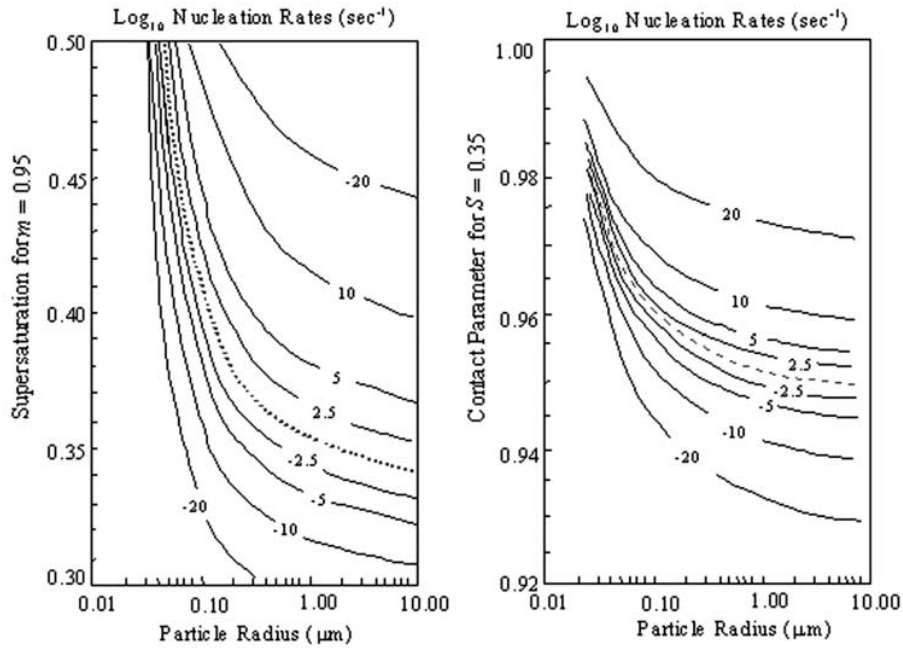


図 1: 不均質核形成による CO_2 核形成率 (a) $m = 0.95$ (b) $m = 0.35$.

2.5 計算例 2: 雲粒の有効半径と数密度

一定の冷却率を与えた場合に生成される CO_2 雲粒の有効半径と数密度の最大値を計算したものを図 2 に示す。

計算は雲粒の成長の式 (Toon *et al.*, 1989)

$$\frac{dr}{dt} = g_0 n_{\text{vap}} \left[\frac{(S+1) - A_k(1 + g_1 g_2 Q_{\text{rad}})}{1 + g_1 g_0 n_{\infty}} \right] \quad (6)$$

と熱力学の式, 気体の CO_2 の保存の式を連立させて行い, すべての粒径の雲粒に対し $J < 1 \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ となった時点で計算を終了する⁴. 初期の粒径分布は凝結核であるダストの粒径分布の分布

$$N(r_{cn}) = N_0 \frac{dr_{cn}}{\sqrt{2\pi} r_{cn} \ln \sigma_0} \exp \left[-\frac{\ln(r_{cn}/r_0)^2}{2 \ln(\sigma)^2} \right]$$

(ここで $r_0 = 1.0 \text{ } \mu\text{m}$, $\sigma_0 = 1.8$) で与え, 初期の温度と圧力は $T = 150 \text{ K}$, $p = 6.4 \text{ mbar}$ とする. 接触パラメータ m は 0.9, 0.95, 0.99 の 3 通り (Glandorf *et al.*, 2002) を与える.

⁴本文では計算方法についてほとんど説明がない. 次節の説明および過去の研究 (Colaprete *et al.*, 1999, *J. Geophys. Res.*, **104**, E04, 9043–9053; Colaprete *et al.*, 2003, *J. Geophys. Res.*, **108**, E07, 5081, doi: 10.1029/2003JE002053) を参考にすると, おそらくこのように計算したのではないかと想像される.

- 冷却率が小さいと、雲粒の有効半径は大きくと数密度は小さい。
- 冷却率が大きいと、雲粒の有効半径は小さくと数密度は大きい。
- $m = 0.9$ と $m = 0.95$ の場合, $Q_{rad} > 100$ K/day で全ての CO_2 が凝結する。

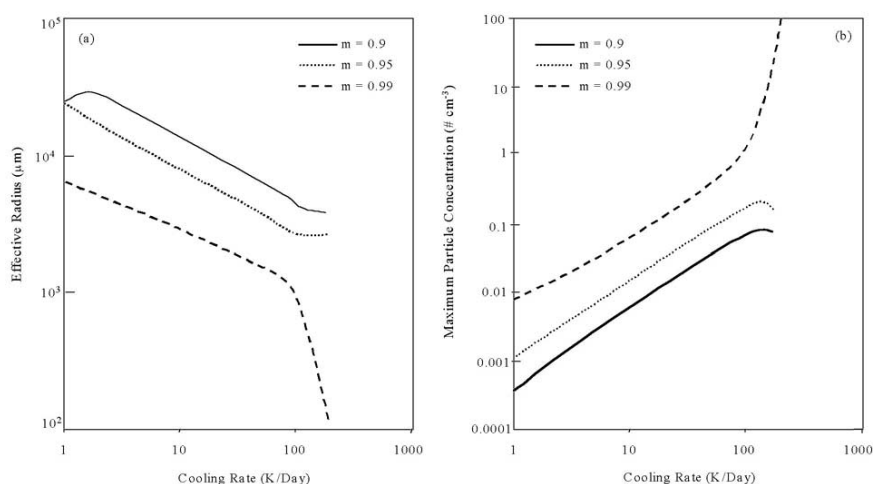


図 2: CO_2 雲粒の (a) 有効半径 (b) 数密度の最大値.

2.6 計算例 3: $J = 1 \text{ sec}^{-1}\text{cm}^{-3}$ となる温度分布

凝結核の粒径を固定した場合の $J = 1 \text{ sec}^{-1}\text{cm}^{-3}$ となる温度分布を図 3 に示す⁵.
 $r_{cn} = 0.05, 0.1, 0.5 \mu\text{m}$, $m = 0.95$ とする

- マーズパスファインダーが観測した鉛直温度分布と $J = 1 \text{ sec}^{-1}\text{cm}^{-3}$ なる温度分布は, $r_{cn} = 0.5 \mu\text{m}$ のとき高度 80 km 付近で交点を持つ。
- ただし, $0.1 \mu\text{m}$ サイズの雲粒は高度 80 km 付近で 10 km 落下するのに 10 分程度であるため, マーズパスファインダーの観測時に CO_2 の雲が存在していた可能性は低い。

⁵これも計算方法がよくわからない。あらかじめ CO_2 の圧力分布 $p(z)$ を求めておく必要があるはずだが...

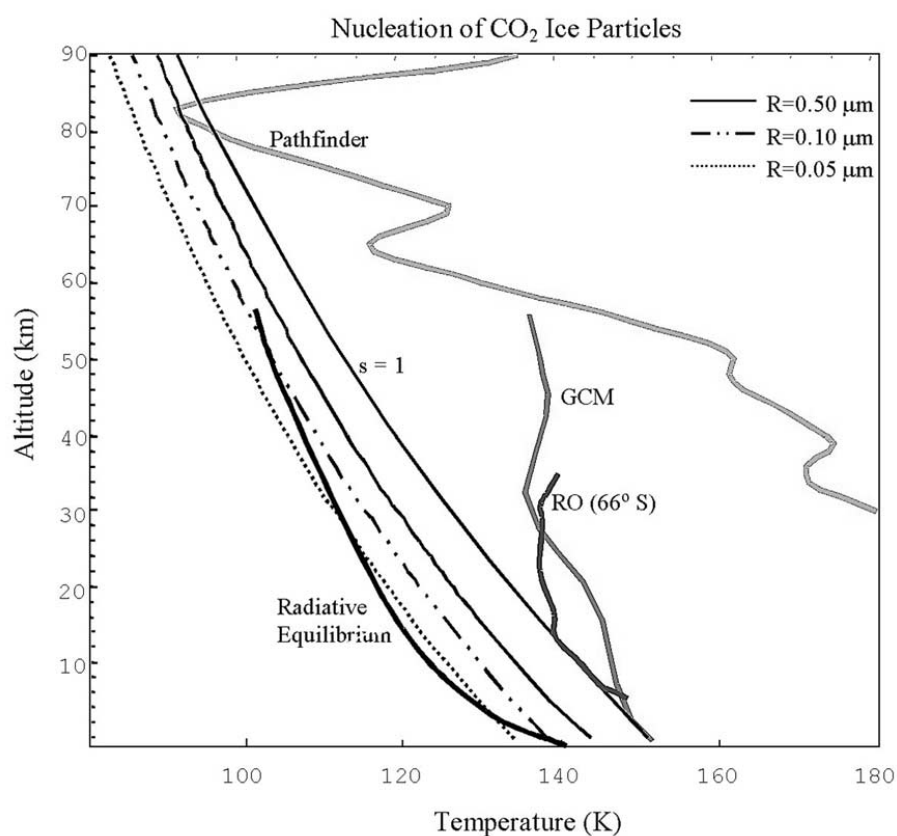


図 3: 凝結核の粒径を固定した場合の $J = 1 \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ となる温度分布. 点線は $r_{cn} = 0.05 \text{ μm}$, 2 点鎖線は $r_{cn} = 0.1 \text{ μm}$, 実線は $r_{cn} = 0.5 \text{ μm}$ の場合. $s = 1$ と記した線は飽和蒸気圧曲線.