

火星気候変動とCO₂極冠, H₂O氷床

横島 徳太¹, 倉本 圭¹

火星は大きな気候変動を度々経験して来たと考えられているが, その原因や機構については不明な点が多い. 火星では大気の主成分であるCO₂が極冠において蒸発凝結することにより大気圧が変動し, 気候も変動し得る. 今回我々が行った気候モデルの解析によれば, 巨大なH₂O氷床が存在することによりCO₂の凝結が進み, 温暖な気候から寒冷な気候への速やかな遷移が起こる. またH₂O氷床の拡大縮小は大気状態の変動に影響を与える一方で, 大気状態の変動もH₂O氷床の拡大縮小を引き起こす. このようなH₂O氷床と大気の相互作用により, 火星では温暖な気候と寒冷な気候が繰り返されてきた可能性がある.

1. はじめに

地形学的な証拠から, 中期(20億~30億年前)の火星にはH₂Oの海が存在し, 地表面温度も現在に比べて非常に高かったと考えられている[1]. また南半球の中低緯度に観測される氷河地形の痕跡[2]や, 極冠に存在する層状堆積物[3]から, H₂O海が消失した後も度重なる気候(大気圧や地表面および大気温度)の大きな変動が起こったと考えられている. これらの気候変動の原因および機構についてこれまで数多くの研究がなされて来たが, 未だ不明な点が多い. 火星では, CO₂極冠の有無によって気候が大きく異なり, 安定に実現し得る気候は大きく分けて2つある[4]. 1つはCO₂極冠が存在し,

大気圧が低く寒冷な状態(以下「CO₂氷緩衝状態」と呼ぶ)である. この状態では, 大気の主成分であるCO₂が極冠において凝結し, 極冠の上のCO₂蒸気圧が大気圧が一致する[5]. 現在はこの状態が実現していると考えられる[6]. もう1つはCO₂極冠が完全に蒸発し, 大気圧が高く温暖な状態(以下「CO₂氷消失状態」と呼ぶ)である. 過去における温暖な気候はこの状態が実現していたと考えられる[7]. 両者の中間の状態においては, CO₂の凝結によりCO₂極冠が成長し, 大気圧が減少してCO₂氷緩衝状態へ移行するか, CO₂極冠の蒸発により大気圧が増加して, CO₂氷消失状態へ移行するかのいずれかが起こる.

Haberleら[4]は, 温暖なCO₂氷消失状態から寒冷なCO₂氷緩衝状態への遷移について, 次のようなシナリオを提唱している. CO₂氷消失状態において化学風化作用や大気散逸により大気圧が徐々に低下し, 温室効果が弱くなることにより気候は寒冷化していく. 大気圧がある臨界値を下回るとCO₂極冠が形成され始め, CO₂氷消失状態からCO₂氷緩衝状態への急速な遷移(「気候崩壊」)が起こる.

火星大気とCO₂極冠の相互作用に関する上記の研究[4]-[7]では, 大気圧が変化しない平衡状態のみを想定し, 年間の夏極CO₂総蒸発量と冬極CO₂総凝結量が一致するという仮定をおいている. このためこれらの研究で用いられた気候モデルでは, 極冠におけるCO₂蒸発凝結の潜熱が無視されている. そして, 気候進化の議論は平衡状態の安定性解析

¹ 北海道大学 大学院理学研究科 地球惑星科学専攻

に基づいている。しかしながら平衡状態から外れた状態では、年間を通した夏極CO₂蒸発量と冬極CO₂凝結量が一致せず、極冠におけるCO₂の蒸発凝結の潜熱を無視することができない。このため上記の研究では平衡状態から外れた状態について十分な解析はなされておらず、安定性の議論も不完全である。一方、極冠におけるCO₂の潜熱を考慮した火星大気モデルは数多く存在する[8], [9]が、これらのモデルでは大気圧の季節変動を説明することに重点がおかれ、年間を通したCO₂蒸発量と凝結量に差が生じることによる永年的な大気圧変動に関しては十分に調べてられていない。

さらに、かつて液体のH₂Oが全球的に分布していたならば、火星においても地球同様に巨大なH₂O氷床が発達していた可能性が考えられる。H₂O氷床の存在は惑星表面のアルベドを上昇させ、気候に大きな影響を与えるはずだが、従来の研究ではこの過程について十分に調べられていない。そこで本研究では、大気、CO₂極冠、およびH₂O氷床からなる気候モデルを構築し、年間を通したCO₂蒸発量と凝結量に差が生じることによって起こる大気圧変動のメカニズムと、大気圧の安定性について調べた。特にH₂O氷床が広い領域に渡って存在した場合を考慮し、H₂O氷床が大気圧の安定性に与える影響に注目する。これにより、火星において実現し得る気候とその遷移過程について議論する。

2. 数値モデル

本研究で構築した数値モデルは、緯度方向と鉛直方向に分解能を持つ2次元エネルギーバランスモデルである。各緯度の気候および地表面において、放射、移流、潜熱によるエネルギーフラックス(単位はJ/m²s)の収支がつりあっていると仮定し、エネルギーバランスを次のように表現する。

$$\text{大気} \quad F_H - F_V + F_B - F_T = 0 \quad (1)$$

$$\text{地表面} \quad F_S + F_V - F_B - F_L = 0 \quad (2)$$

ここで、 F_S は地表面の吸収する太陽放射、 F_B および F_T は地表面および大気上端における正味上向き赤外放射、 F_H および F_V は大気の水平および鉛直移流による熱輸送、 F_L はCO₂の蒸発凝結の潜熱を表す。

式(1)および(2)の各項は緯度 θ 、大気圧 p 、地表大気温度 T_a 、地表面温度 T_s の関数として表現する。一定の p をパラメータとして与えてこれらの式を解くことにより、各緯度における T_a 、 T_s と式(1)および(2)の各項(F_S 、 F_B 、 F_T 、 F_H 、 F_V 、 F_L)を求めることができる。得られたCO₂潜熱フラックス F_L と単位質量あたりのCO₂の潜熱 L_{CO_2} を用いると、各緯度におけるCO₂の蒸発凝結による質量フラックス F_{CO_2} (単位はkg/m²)を次のように求めることができる。

$$F_{CO_2} = \frac{F_L}{L_{CO_2}} \quad (3)$$

F_{CO_2} を積分することにより、年間を通したCO₂の蒸発凝結量を求めることができる。

地表面の吸収する太陽放射 F_S は以下のように表現する。

$$F_S = F_{S0}(\theta)[1 - A_a(p)][1 - A_s(\theta)] \quad (4)$$

F_{S0} は緯度 θ の大気上端に入射する分点間平均太陽放射である(図1)。 F_{S0} は分点から分点までの各緯度への太陽放射を時間積分し、1/2火星年で割ることにより求めた。また F_{S0} は太陽光度 S の進化を想定して、現在の値に対する比 S/S_0 を変化させて計算した(表1)。 $A_a(p)$ は大気の散乱アルベド(大気による太陽放射の反射率)である。CO₂-H₂O大気

の詳細な放射対流平衡計算を様々な大気圧の下で行った研究[10]の結果に合うように、 A_a を大気圧 p の関数として以下のように与えた。

$$A_a(p) = \begin{cases} 0 & (p \leq 600\text{Pa}) \\ 0.053 \log\left(\frac{p}{600\text{Pa}}\right) & (p \geq 600\text{Pa}) \end{cases}$$

$A_s(\theta)$ は地表面アルベド(地表面による太陽放射の反射率)である。地表面の状態を CO_2 極冠、 H_2O 氷床、レゴリス(表土)に分けて考え、観測値をもとにそれぞれ表1の値を与えた。夏半球および冬半球のある境界緯度(絶対値を θ_{CO_2} とする)より高緯度側には CO_2 永久極冠¹⁾が露出していると仮定する。 CO_2 永久極冠の下限緯度は地表面温度分布だけでなく、表層 CO_2 の総量や CO_2 極冠の流動特性など複雑な要素によって決まると考えられるので、 θ_{CO_2} はパラメータとした。 CO_2 永久極冠より低緯度側で、地表面温度が CO_2 凝結温度を下回る領域には CO_2 季節極冠が露出していると仮定する。 CO_2 極冠の下には H_2O 氷床の存在を想定し、 H_2O 氷床の下限緯度($\theta_{\text{H}_2\text{O}}$)はパラメータとする。 CO_2 極冠および H_2O 氷床がない領域では、レゴリスが露出しているものと仮定する。

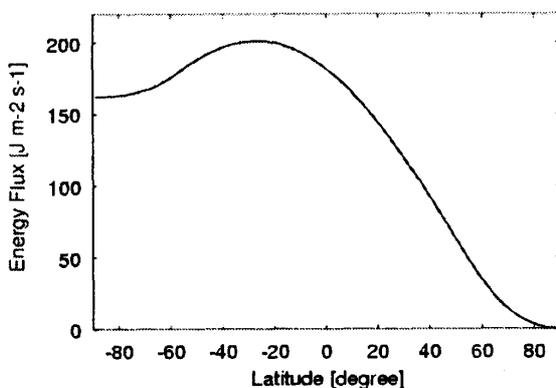


図1: 各緯度の大気上端に入射する分点間平均太陽放射。横軸の緯度は-90度が夏極、90度が冬極を示す。

1 ここで CO_2 永久極冠とは、一年を通して(夏の間も)存在し続ける CO_2 極冠のことであり、火星史を通して永久に存在し続ける CO_2 極冠という意味ではない。一方 CO_2 季節極冠とは、夏には消えてしまう CO_2 極冠のことである。

地表面および大気上端における上向き赤外放射 F_B および F_T は、灰色大気(大気の吸収係数が波長によらない)および放射対流平衡を仮定して定式化した。通常の一次元放射対流平衡モデルでは $T_a = T_s$ を仮定するが、本研究では $T_a \neq T_s$ とする。これは、地表面と大気の熱交換速度が有限であること考慮したためである。 p , T_a , T_s の関数として F_B , F_T を求める方法については、Nakajimaら[13]を修正した方法を用いる(詳しくは付録参照)。大気の吸収係数 κ は、全球平均太陽放射に対する地表面温度が前述のPollackら[10]の計算結果に合うように、大気圧(地表面気圧) p の関数として以下のように与えた。

$$\kappa = 4.0 \times 10^{-5} [7.0 - \log(p/\text{Pa})] \text{m}^2/\text{kg}$$

大気の水平移流による熱輸送 F_H は、熱拡散過程の形で以下のように表現する。

$$F_H = - \frac{\partial}{\cos\theta \partial\theta} \left[D(p) \cos\theta \frac{\partial T_a}{\partial\theta} \right] \quad (5)$$

$D(p)$ は水平熱輸送係数である。 F_H は大気圧に比例すると考えられる[6]ので、

$$D(p) = \alpha D_0 \times \frac{p}{600\text{Pa}} \quad (6)$$

とする。 D_0 は現在の気圧の下での水平熱輸送係数であり、大気圧季節変動の観測値をよく説明する値($4.0 \times 10^{-3} \text{W} / \text{m}^2\text{K}$, [12])を用いた。本研究のモデルでは大気の運動を陽に解くことができないため、無次元パラメータ α を導入し、表1のように幅を持たせて計算した。

大気の鉛直移流による熱輸送 F_V は、地表面付近の平均風速と温度勾配によって地表面-大気間の熱交換過程を記述する「バルク法」を用いて、以下のように表現する[6]。

$$F_v = \frac{m_{CO_2}}{kTa} p c_p C_D V (T_a - T_s) \quad (7)$$

ここで m_{CO_2} はCO₂分子質量, k はボルツマン定数, c_p はCO₂の定圧比熱, C_D は抵抗係数(10^{-3}), V は地表面における平均風速(5m/s)である。

CO₂の蒸発凝結による潜熱 F_L は, 分子運動論に基づき次のように表現する[14]。

$$F_L = -L_{CO_2} [p - p_{CO_2}(T_s)] \left(\frac{m_{CO_2}}{2\pi k T_s} \right)^{1/2}$$

$p_{CO_2}(T_s)$ は地表面温度 T_s に対するCO₂飽和蒸気である。CO₂の蒸発凝結はCO₂極冠の存在する領域で起こると仮定する。

現在ではより詳細な素過程を考慮した大気モデル(季節変化を考慮したエネルギーバランスモデル[8]やGCM[9])も開発されている。これらのモデルでは大気状態の時間変化の詳細を追うことができるが, 幅広いパラメータの下で計算を行うには時間がかかりすぎるため, 長期的な大気状態の安定性を決定する原因や機構を調べることは難しい。これに対して本研究では, 各緯度に対する分点間平均太陽放射に対してエネルギーバランスを解く。この分点間平均モデルを用いて, 幅広いパラメータ空間の下で大気圧変動過程について調べる。このアプローチによって, より詳細な素過程を考慮した大気モデルと相補的に, 気候システムの振舞いの本質について理解を深めることが可能である。

3. 結果

本章ではモデル計算の結果を示す。初めに3.1節で温度分布の結果を示し, 火星表層におけるエネルギーバランス状態について説明する。ついで3.2節では, 年間を通したCO₂の蒸発凝結量(CO₂正味蒸発量, 後述)を用いて大気圧の安定性について議

論する。最後に3.3節では, 気候を決める様々な要素(H₂O氷床やCO₂極冠など)が大気圧の安定性に対して与える影響について議論する。

3.1 温度分布

図2に, 大気圧 $p = 10^3$ Paの下での地表大気温度 T_a , 地表面温度 T_s の緯度分布を示す。

図2から, 夏冬極冠の地表面温度が $p = 10^3$ PaにおけるCO₂凝結温度に一致することが分かる。これは夏極冠ではCO₂が蒸発し, 冬極冠ではCO₂が凝結するため, CO₂蒸発凝結の潜熱によって温度が一定に保たれることによる。

図2における温度分布のもう一つの重要な特徴として, 極冠領域(CO₂極冠が存在する領域)と中低緯度域(CO₂極冠が存在しない領域)における温度の大小関係が, 中低緯度域地表面 > 中低緯度域大気 > 極冠領域大気 > 極冠領域地表面 となっていることが挙げられる。これは全球の熱輸送過程が次のような仕組みになっていることを反映している: 1) 大きな太陽放射を吸収する中低緯度域地表面の熱が, 大気の鉛直移流により上空の中低緯度域大気へ輸送される。2) 中低緯度域大気の熱が, 大気の水平移流により極冠領域大気へ輸送される。3) 極冠領域大気の熱が, 大気の鉛直移流によって極冠領域地表面へ輸送される。

図3に, 様々な大気圧を与えて地表面温度分布を求めた結果を示す。図3の興味深い特徴は, $\sim 10^4$ Paまでは大気圧の増加とともに冬極冠領域(冬半球でCO₂極冠が存在する領域)が拡大し, それ以上の大気圧では冬極冠領域が縮小することである。これは, 10^4 Paまでは冬極への水平熱輸送が無視でき, 大気圧の増加とともにCO₂凝結温度が上がり, CO₂が凝結しやすくなるためである。一方 10^4 Pa以上の大気圧では, 水平移流による極域の加熱が大きくなるためにCO₂が凝結しにくくなり, 冬極冠領域は縮小する。

表1 計算に用いたパラメータ

| 物理量 | 記号 | 数値 | 備考 |
|------------------------|-------------------------------|-------------------------|------------------------------|
| 大気圧 | p | $10^2 - 10^5 \text{Pa}$ | 現在の平均値 $\sim 600 \text{Pa}$ |
| 太陽光度 | S/S_0 | 0.8 - 1.0 | 太陽進化モデル[16] |
| CO ₂ 極冠アルベド | A_{CO_2} | 0.65 - 0.75 | 観測値[15]に基づく |
| H ₂ O氷床アルベド | $A_{\text{H}_2\text{O}}$ | 0.65 - 0.75 | 観測値[15]に基づく |
| レゴリスアルベド | A_r | 0.215 | 観測値[10]に基づく |
| CO ₂ 極冠下限緯度 | θ_{CO_2} | 80 - 88 | 現在の極冠地形データ[11]を参考 |
| H ₂ O氷床下限緯度 | $\theta_{\text{H}_2\text{O}}$ | 0 - 90 | 仮定 |
| 水平熱輸送係数比 | α | 0 - 10 | 現在の大気圧季節変動 $\alpha = 1$ [12] |

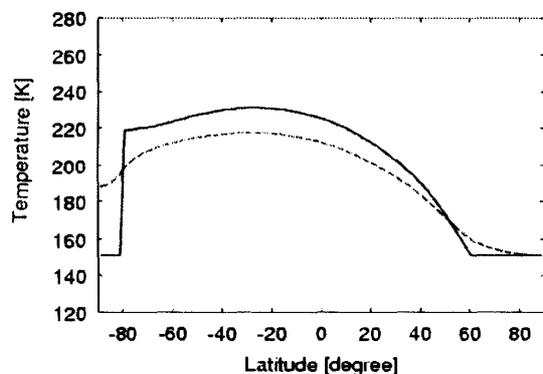


図2 大気圧が 10^3Pa の下での地表面(実線)、地表大気(点線)温度分布. 横軸の緯度は -90° が夏極, 90° が冬極を示す. 計算に用いたパラメータの値は, CO₂極冠のアルベド $A_{\text{CO}_2} = 0.70$, CO₂永久極冠の下限緯度 $\theta_{\text{CO}_2} = 80^\circ$, H₂O氷床なし, 太陽光度 $S/S_0 = 1$, 水平熱輸送係数比 $\alpha = 1$ である.

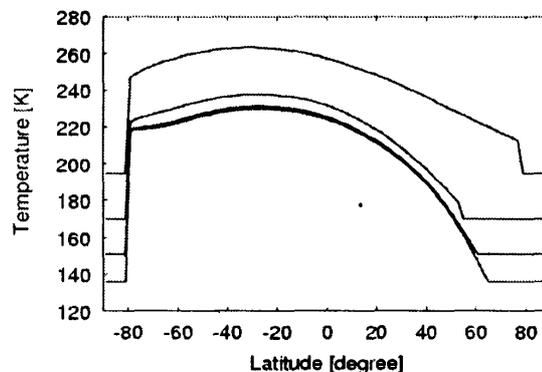


図3 様々な大気圧の下での地表面温度分布. 横軸の緯度は図2に同じ. 4本の実線は下から順に, 大気圧が 10^2 , 10^3 , 10^4 , 10^5Pa の下での温度分布を示す. パラメータは, 図2と同じ値を用いた.

図3から, 大気圧の増加と共に中低緯度域で地表面温度が増加することが分かる. これはCO₂大気の温室効果による.

3.2 CO₂正味蒸発量と大気圧安定性

本節では年間を通したCO₂の蒸発量と凝結量を求めることにより, 大気圧の安定性について議論する. エネルギーバランス方程式(1)および(2)を解くことにより得られる緯度 θ でのCO₂の蒸発凝結による質量フラックス $F_{\text{CO}_2}(\theta)$ を, CO₂永久極冠の存在する領域で積分することにより, 年間を通したCO₂の蒸発凝結量 E_{net} (以下「CO₂正味蒸発量」と呼

ぶ)を求めることができるCO₂および E_{net} ともに正で蒸発, 負で凝結をあらわす.

$$E_{\text{net}} = \int_{\text{ppc}} F_{\text{CO}_2}(\theta) ds \quad (9)$$

積分記号 $\int_{\text{ppc}} ds$ はCO₂永久極冠(perennial polar cap)の存在する領域での面積分を表す. ここでCO₂永久極冠のみを考慮したのは, CO₂季節極冠に凝結したCO₂はすべて夏になれば蒸発し, 一年を越える大気圧の変動には寄与しないと考えられるためである. CO₂正味蒸発量が0となる場合には大気圧は一定に保たれる. CO₂正味蒸発量が正の場合に

は大気圧は増加し、負の場合には大気圧は減少する。

大気圧を横軸にとったときのCO₂正味蒸発量の曲線は下に凸となる(図4)。これは、大気圧によってエネルギーのバランスの仕方が異なることによる。式(1), (2), (3)を用いることにより、CO₂蒸発凝結フラックス F_{CO_2} は次のように表現できる。

$$F_{CO_2} = (F_S + F_H - F_T) / L_{CO_2} \quad (10)$$

ここで F_S は極冠表面の吸収する太陽放射、 F_H は極冠上の大気の水平移流による熱輸送、 F_T は極冠上の大気上端における赤外放射である。大気圧が低い場合には、式(10)で大気圧の水平移流による熱輸送 F_H がほとんど無視できる。また F_T はほぼ σT_s^4 に一致し、極冠表面の T_s はCO₂飽和蒸気圧温度 T_{CO_2} に一致する。 T_{CO_2} は大気圧の上昇と共に増加するため、 F_{CO_2} は大気圧の上昇によって減少することになる。一方大気圧が高い場合には、式(10)で F_H が無視できない。大気圧の増加と共に F_H は増加し、 F_T は減少する(赤外放射が大気が吸収することによる温室効果)。したがってこの場合 F_{CO_2} は大気圧の増加によって増加する。

図4では、CO₂正味蒸発量が0となる点(以下「平衡点」)が2つ存在する場合がある。この場合、大気圧の低い点は安定(以下「安定平衡点」)であり、大気圧の高い点は不安定(以下「不安定平衡点」)となる。大気圧が前者の平衡点よりもわずかに高い場合には、CO₂正味蒸発量が負となり大気圧が減少する。逆に大気圧が前者の平衡点よりもわずかに低い場合には、CO₂正味蒸発量が正となり大気圧は増加する。このため前者の平衡点は安定に保たれる。一方後者の平衡点では、大気圧-CO₂正味蒸発量の関係が安定平衡点の場合と逆になるために不安定となる。

平衡点が2つ存在する場合、2通りの気候状態が

大気圧のゆらぎに対して安定である。1つはCO₂極冠が存在し、CO₂飽和蒸気圧に大気圧が一致する状態である(CO₂氷緩衝状態)。そしてもう1つは、不安定平衡点より高い大気圧で極冠のCO₂が全て蒸発した状態である(CO₂氷消失状態)。

また図4では、CO₂正味蒸発量が常に正となる場合がある。この場合にはCO₂が全て蒸発したCO₂氷消失状態のみが大気圧のゆらぎに対して安定である。

CO₂氷緩衝状態とCO₂氷消失状態の間の遷移は、大気圧と平衡点の位置関係によって次のように説明することができる。まずCO₂氷緩衝状態において、何らかの原因で地表面アルベドなどの境界条件が変化し、平衡点がなくなる場合が考えられる。この場合には正味蒸発量が常に正となり、これにより大気圧は増加し、最終的にはCO₂氷消失状態への遷移が起こる。一方CO₂氷消失状態において何らかの原因によって大気圧が減少していくと、温室効果が弱まりやがてCO₂季節極冠が形成されると考えられる。このCO₂季節極冠が夏季にごくわずかでも残存する場合、CO₂永久極冠が形成され始める。このようにCO₂永久極冠が形成されるかどうかは、仮想的にごく小さなCO₂永久極冠を置き、CO₂正味蒸発量曲線を考えることにより判別されるであろう。何らかの理由で大気圧が、この仮想的なCO₂永久極冠に対するCO₂正味蒸発量曲線の不安定平衡点を下回る場合には、CO₂正味蒸発量が負となる。これにより大気は極冠に固定され始め、CO₂極冠は成長し大気圧は減少する。この場合最終的には、安定なCO₂氷緩衝状態への遷移が起こる。ここで述べた気候の遷移過程については、4節で改めて議論する。

上記で説明した大気圧の安定性に関する結果は、単純なモデルを用いて得られた従来の結果[4], [6], [7]と定性的には一致する。しかしながら従来のモデルは水平および鉛直方向に解像度のないボックス

2 例えば[4]では、赤道および極の2点のみの温度を求め、気候状態を議論している。

モデル²であるため、気候を支配する物理過程や境界条件について詳しく調べるには限界がある。以下では様々なパラメータを変化させた計算結果を示し、上記の問題について考察することにする。

3.3 パラメータ依存性

CO₂正味蒸発量を変動させる主要な因子として考えられるのは、CO₂極冠の状態(アルベドと面積)、H₂O氷床の分布、太陽光度の変化である。またモデル自体の不定性として、水平熱輸送係数の不定性が挙げられる。以下ではこれらの因子の変化に対する気候システムの振舞いを見てゆくことにする。

3.3.1. CO₂極冠

CO₂極冠がCO₂正味蒸発量に与える影響について調べる。CO₂正味蒸発量の大きさはCO₂極冠アルベドに強く依存する(図4点線)。これは、CO₂正味蒸発量がCO₂極冠の受け取る太陽放射量に強く依存するためである。CO₂極冠アルベドが高い(～0.7以上)場合には、CO₂正味蒸発量が0になる大気圧は2点存在する。この場合CO₂極冠が存在するCO₂氷緩衝状態と、CO₂極冠がすべて蒸発したCO₂氷消失状

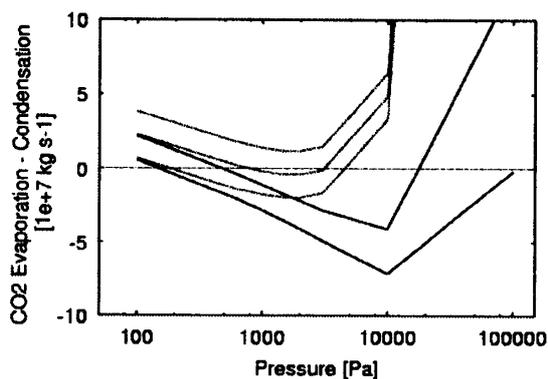


図4 様々な大気圧でのCO₂永久極冠の蒸発量と凝結量の差(CO₂正味蒸発量)。点線はH₂O氷床なしの場合の結果で、3本の曲線は上から順に、 $A_{CO_2}=0.65, 0.70, 0.75$ である。また実線はH₂O氷床が全球的に分布していた場合の結果で、2本の曲線は上から順に、 $A_{CO_2}=0.70, 0.75$ である。H₂O氷床のアルベドはCO₂極冠アルベドと同じとした。上記以外のパラメータは図2と同じ値を用いた。

態が安定に存在しうる。

一方CO₂極冠アルベドが低い(～0.7以下)場合には平衡点は存在せず、CO₂氷消失状態のみが安定である。

現在の火星南半球のCO₂永久極冠アルベドは0.40から0.75程度であり、極冠における太陽南中高度が大きい時期程アルベドが高くなることが知られている[15]。一方本研究のモデルでは、夏半球にはCO₂永久極冠のみ存在すると仮定している。しかし実際には、夏半球にも春の段階ではCO₂季節極冠が残存するはずである。このことは、本研究のモデルが実際よりも夏半球高緯度域のアルベドを低く見積もる傾向にあることを意味する。現在の火星にはCO₂永久極冠が存在しており、気候状態は安定なCO₂氷緩衝状態として理解できる。これは、我々の計算でCO₂極冠アルベドを0.70程度であるとしたものに対応している。

一方過去において温暖な気候が存在していたとすると、CO₂永久極冠の存在しない状態(CO₂氷消失状態)が実現していたと考えることができる。

上記の結果ではCO₂永久極冠の面積を固定($\theta_{CO_2}=80$ 度)していたが、気候変動や極冠の涵養状態の変化によって、 θ_{CO_2} は変化しうる。 $\theta_{CO_2} \geq 80$ 度の場合の計算結果を、図5に示した。図5から、CO₂永久極冠面積が小さくなるとCO₂正味蒸発量の極小値が増加する傾向があることがわかる。これは、高緯度域のアルベドの高い領域が縮小することにより、高緯度域への太陽放射量が増加するためである。このことから、CO₂極冠領域が縮小することにより平衡点が消失し、CO₂正味蒸発量が正になる可能性も考えられる。

3.3.2 H₂O氷床

H₂O氷床が存在すると、H₂O氷床が存在しない場合に比べて不安定平衡点は高圧側にシフトする(図4実線)。太陽光をよく反射するH₂O氷床が広い

領域に渡って存在すると、中低緯度域の地表面温度が低下し、極冠領域との温度差が小さくなる。このため水平熱輸送が減少し、CO₂は凝結しやすくなり不安定平衡点は高压側へシフトする。

H₂O氷床は気候の温暖化や寒冷化に応じて拡大縮小すると考えられる。H₂O氷床の拡大縮小が火星気候変動に与える影響については、4節で議論する。

3.3.3 太陽光度

過去における太陽光度は、現在に比べて低かったと考えられている[16]。そこで太陽光度を現在の値から減少させた計算を行った結果が図6である。太陽光度の減少に応じて、すべての大気圧でCO₂正味蒸発量は減少する。大気圧が低い(～10⁴Pa以下)場合には、極冠領域へ入射する太陽放射が減少するためにCO₂正味蒸発量が減少する。一方大気圧が高い(～10⁴Pa以上)場合には、太陽放射の減少に伴って全球的に温度が低下し、極冠領域への熱輸送量が減少するためにCO₂正味蒸発量が減少する。

3.3.4 水平熱輸送係数

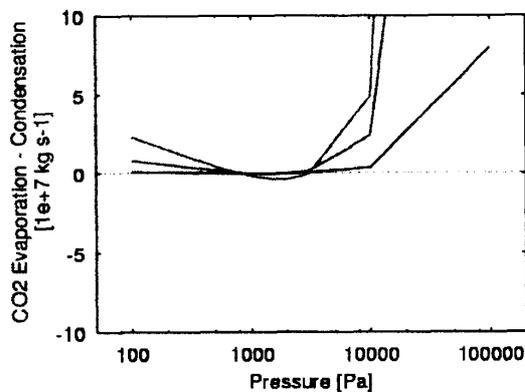


図5 CO₂永久極冠下限緯度を変化させた場合のCO₂正味蒸発量。10⁴Paを通る曲線は上から、 θ_{CO_2} =80度(点線)、84度(破線)、88度(実線)の場合の結果である。 θ_{CO_2} 以外のパラメータは図2と同じ値を用いた。

本研究のモデルでは大気の運動を簡略化し、水平移流による熱輸送の効果を式(5)の形で表現している。しかし実際の大気運動はより複雑であり、 D の値には不定性がある。このため我々は水平熱輸送係数 D を変化させた計算を行った(図7)。現在の大気圧季節変化をよく説明する値の2倍程度($\alpha=2$)の熱輸送係数では、結果は大きくは変わらない。ここで $\alpha=2$ は、高緯度域の傾圧不安定波動(緯度方向に温度差があることによって生じる不安定波動)が存在した場合[17]による熱輸送量に相当し、現実的な α の範囲では結果は変わらないことが分かる。

また $\alpha=0$ の場合の結果から、大気圧の増加と共にCO₂正味蒸発量が増加するのは大気の水平移流の効果が重要であることが分かる。

4. H₂O氷床の拡大縮小と火星気候変動

20億～30億年前の火星は温暖で、H₂Oの海が存在していた[1]とすると、現在のような寒冷な状態への気候遷移はどのように起こったのであろうか。これまで紹介した気候モデルの解析結果を基に考察してみよう。

H₂O海のある温暖な状態は徐々に寒冷化してゆき、やがて海が凍結し巨大な氷床が形成されたと考えられる。寒冷化の原因としては、化学風化作用や大気散逸による表層CO₂量の減少や、火成活動の不活発化による温室効果ガスの大気への供給率の低下などが挙げられる。巨大なH₂O氷床の存在は、図4のように不安定平衡点を高压側にシフトさせる。特に過去における太陽光度は現在よりも低い(S/S_0 は20億年前で～0.85, 30億年前で0.80[16])ため、不安定平衡点はより高压側にシフトしていただろう(図6)。不安定平衡点が高压側にシフトし、その時点での大気圧を上回るとCO₂正味蒸発量が負となる。これによりCO₂極冠への凝結が始まり、大気圧は急速に減少しCO₂氷緩衝状態である安定

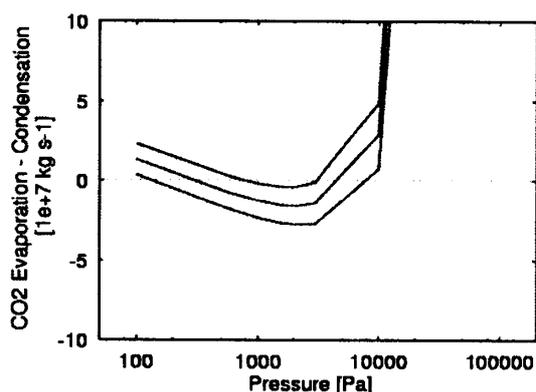


図6：太陽光度を変化させた場合のCO₂正味蒸発量。曲線は上から、 $S/S_0=1.0, 0.9, 0.8$ の場合の結果を示す。 S/S_0 以外のパラメータは図2と同じ値を用いた。

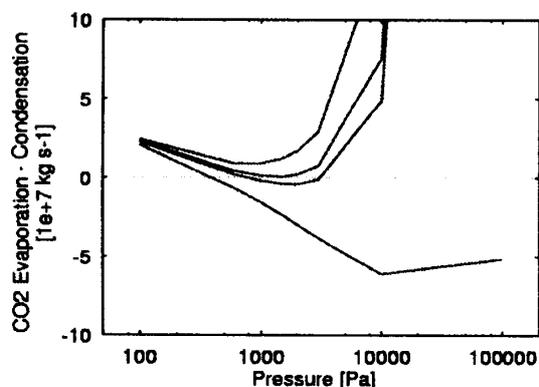


図7 水平熱輸送係数を変化させた場合のCO₂正味蒸発量。曲線は上から、 $\alpha=10, 2, 1, 0$ の場合の結果である。 α 以外のパラメータは図2と同じ値を用いた。

平衡点へ気候が遷移する。CO₂正味蒸発量曲線からこの気候遷移に要する時間を見積もると、10³年程度である。

温暖な気候がこのように寒冷化した後も、気候はこの状態で固定されてしまうわけではない。CO₂極冠やH₂O氷床の消長が起こるはずだからである。気候が寒冷化すると、CO₂極冠とH₂O氷床は縮小すると考えられる。これは、寒冷化によって極冠と氷床の流動が抑えられ、H₂OおよびCO₂が大気を介して極へ集まる効果が卓越するためである。CO₂極冠とH₂O氷床の面積が減少すると、高緯度域のアルベドは低下し、CO₂正味蒸発量は増加する傾向にある(図5)。これによりCO₂正味蒸発量が正となる可能性がある。この場合短時間のうちに極

冠からCO₂が大気へ放出され、CO₂氷緩衝状態からCO₂氷消失状態へ気候が遷移すると考えられる。ただしここでは、化学風化や大気散逸によってCO₂総量が減少しているため、H₂Oの海を作る程に温暖化はされないかもしれない。図5で得られるCO₂正味蒸発量からこの気候遷移に要する時間を求めると、これも10³年程度となる。

再び温暖化すると、流動の効果が卓越するためH₂O氷床は拡大すると考えられる。H₂O氷床の拡大によってCO₂正味蒸発量が負となると、再びCO₂極冠が成長し、寒冷なCO₂氷緩衝状態への遷移が起こると考えられる。

このように火星の気候は、H₂O氷床およびCO₂極冠の拡大縮小と連動して、温暖で海のあるCO₂氷消失状態から寒冷なCO₂氷緩衝状態へと大きく気候が遷移し、その後もCO₂氷緩衝状態とCO₂氷消失状態を繰り返し経験して来た可能性がある。極冠層状堆積物などから読みとれる火星気候変動は、軌道要素変化などの外的要因によって引き起こされたものと広く考えられているが[3]、H₂O氷床の拡大縮小という内的な要因によって自立的に引き起こされた可能性もある。また中低緯度に観測される氷河地形の存在[2]は、ここで述べたようなH₂O氷床の拡大縮小の痕跡であるのかも知れない。

5. まとめ

大気、CO₂極冠、H₂O氷床からなる気候モデルを構築し、火星において実現し得る気候とその遷移過程について調べた。その結果明らかになったことは、以下の通りである。

1. 気候変動メカニズム

火星では大気の主成分であるCO₂が極冠で凝結蒸発するため、年間を通した夏極からのCO₂蒸発量と冬極への凝結量の差(CO₂正味蒸発量)を解析

することにより, 大気圧の安定性を議論することが可能である. CO₂正味蒸発量が0となる大気圧(平衡点)には, 安定点(安定平衡点)と不安定点(不安定平衡点)が存在する. このことを考慮すると, 火星で実現しうる気候は2つある. 1つはCO₂極冠が存在し, 安定平衡点の大気圧を持つ寒冷な状態(CO₂氷緩衝状態)である. もう1つは不安定平衡点以上の大気圧で, 極冠のCO₂が全て蒸発した, 温暖な状態(CO₂氷消失状態)である. この2つの気候の間の遷移過程は, 大気圧と不安定平衡点の間の大小関係と, 平衡点の存否に基づいて理解することができる. 気候遷移に要する時間は10³年程度である.

2. 気候状態を決める因子

火星において実現され得る気候状態を決める因子として, H₂O氷床分布, CO₂極冠の状態(アルベドと面積), 太陽光度などが考えられる. H₂O氷床が全球的に分布する場合や, 太陽光度が小さい場合などには, 温暖なCO₂氷消失状態から寒冷なCO₂氷緩衝状態への気候遷移が起こりやすい. またH₂O氷床やCO₂極冠の面積が縮小した場合には, CO₂氷緩衝状態からCO₂氷消失状態への遷移が起こる可能性がある.

3. 気候変動のシナリオ

上記の議論を総合することにより, 過去における火星気候変動のシナリオとして次のようなものが考えられる. 20億から30億年前, 温暖なCO₂氷消失状態において存在していたH₂O海は, 温室効果ガスの減少などにより凍結したであろう. これにより形成される巨大なH₂O氷床が引金となって, CO₂氷消失状態からCO₂氷緩衝状態への遷移が起こり, 気候は大きく寒冷化した可能性がある. 気候が寒冷化するとH₂O氷床とCO₂極冠の流動が抑えられ, 大気を介してCO₂およびH₂Oが極域へ運ばれる

効果が卓越することにより, 氷床および極冠の面積は縮小すると考えられる. この縮小によって地表アルベドが低下し, CO₂氷緩衝状態からCO₂氷消失状態への遷移が起こり気候は再び温暖化したかもしれない. 再び気候が温暖化すると, H₂O氷床は流動することによりその面積を広げる. これによりCO₂氷消失状態からCO₂氷緩衝状態への遷移が起こる可能性がある. 南半球低緯度域の水河地形や極冠層状堆積物は, H₂O氷床およびCO₂極冠の拡大縮小と連動して起こった, このような気候変動の痕跡であるのかも知れない.

付録

地表面および大気上端における赤外放射 F_B および F_T を大気圧 p , 地表大気温度 T_a , 地表面温度 T_s の関数として記述する方法を説明する. ここでの解法はNakajimaら[13]を修正したものであり, 大気の吸収係数は波長によらないこと, 放射対流平衡および静水圧平衡が成立していることを仮定する.

放射対流平衡状態では, 対流圏における温度勾配が断熱的であり, 成層圏において放射平衡が成立すると仮定する. 対流圏界面において温度が連続であるという条件から

$$T_a = -\left(\frac{\tau_r}{\tau_s}\right)^{R/c_p} = \left[\frac{F_T}{2\sigma} \left(\frac{3}{2}\tau_r + 1\right)\right]^{4/1} \quad (1)$$

となる. ここで T_a は地表における大気温度, ζ_r および ζ_s は対流圏界面および地表面における光学的厚さ, R , p はそれぞれ大気の気体定数と定圧比熱である. また, 対流圏界面において正味上向き赤外放射が連続であるという条件から,

$$F_T = 2\sigma(T_s^4 - T_a^4) \exp\left[-\frac{3}{2}(\tau_s + \tau_r)\right] + 2 \int_{\tau_r}^{\tau_s} d\tau' \frac{d}{d\tau'} \left[2\sigma T_a^4 \left(\frac{\tau'}{\tau_s}\right)^{4R/c_p} \right]$$

$$\times \exp\left[-\frac{3}{2}(\tau' - \tau_r)\right] \quad (2)$$

となる。ここで σ はシュテファン=ボルツマン定数である。式(2)は放射伝達方程式を積分することにより得られる。

式(1)および(2)を連立して解くことにより、 F_T および τ_r を求めることができる。求めた F_T および τ_r を用いると、 F_B は次のように求めることができる。

$$F_B = \sigma(T_s^4 - T_a^4) \frac{1}{2} F_T \exp\left(-\frac{3}{2}\tau_s\right) + \int_{\tau_r}^{\tau_s} d\tau' \frac{d}{d\tau'} \left[\sigma T_a^4 \left(\frac{\tau'}{\tau_s}\right)^{4R/c_p} \right] \times \exp\left[-\frac{3}{2}(\tau_s - \tau')\right] \quad (3)$$

参考文献

- [1] Head, J. W. et al., *Science* **286**, 2134 (1999).
- [2] Baker, V. R. et al., *Nature* **352**, 589 (1991).
- [3] Thomas, P. et al., in *Mars*, H. H. Kieffer et al., Eds., 767 (Univ. of Ariz. Press, Tuscon, 1992).
- [4] Haberle, R. M. et al., *Icarus* **109**, 102 (1994).
- [5] Leighton, R. B. and Murray, B. C., *Science* **153**, 136 (1966).
- [6] Gierasch, P. J. and Toon, O. B., *J. Atmos. Sci.* **30**, 1502 (1973).
- [7] McKay C. P. et al., *Nature* **352**, 489 (1991).
- [8] Wood, S. E. and Paige, D. A., *Icarus* **99**, 1 (1992).
- [9] Forget, F. et al., *J. Geophys. Res.* **104**, 24,155 (1999).
- [10] Pollack, J. B. et al., *Icarus* **71**, 203 (1987).
- [11] Smith, D. E. et al., *Science* **284**, 1495 (1999).
- [12] James, P. B. and North, G. R., *J. Geophys. Res.* **87**, 10,271 (1982).
- [13] Nakajima, S. et al., *J. Atmos. Sci.* **49**, 2256 (1992).
- [14] Ivanov, A. B. and Muhleman, D. O., *Icarus* **144**, 436 (2000).
- [15] Kieffer, H. H. et al., *J. Geophys. Res.* **105**, 9653 (2000).
- [16] Gough, D. O., *Sol. Phys.* **74**, 21 (1981).
- [17] Stone, P. H., *J. Atmos. Sci.* **29**, 405 (1972).