

学位論文

火星表層環境進化における
CO₂ 凝結の役割

Role of CO₂ Condensation
in the Surface Environmental Evolution
on Mars

2003 年 1 月 申請

北海道大学大学院理学研究科
地球惑星科学専攻

横畠 徳太

目次

要旨	1
序論	5
第 I 部 大気-極冠システム	7
第 1 章 はじめに	9
1.1 火星表層環境進化に関する従来の研究	9
1.2 本研究の目的	12
1.3 本論文の構成	13
第 2 章 数値モデル	14
2.1 基本概念	16
2.2 定常 3-Box モデル	18
2.3 定常 1.5 次元モデル	24
2.4 非定常 1.5 次元モデル	27
2.5 非定常 1.5 次元進化モデル	30
第 3 章 結果と議論	32
3.1 定常 3-Box モデル	32
3.1.1 極地表面温度と CO ₂ 凝結蒸発過程	33
3.1.2 大気圧の安定性に関する基礎概念	36

3.1.3	気候遷移過程：大気崩壊と暴走温室	42
3.2	定常 1.5 次元モデル	45
3.2.1	温度分布とエネルギー収支	45
3.2.2	CO ₂ 正味蒸発量のパラメータ依存性	48
3.2.3	気候遷移過程を決める要素	56
3.3	非定常 1.5 次元モデル	63
3.3.1	温度分布の季節変化と CO ₂ 極冠の形成	63
3.3.2	季節極冠を考慮した CO ₂ 正味蒸発量	64
3.4	非定常 1.5 次元進化モデル	72
3.4.1	現在の大気圧変動と CO ₂ 極冠	72
3.4.2	大気崩壊	73
3.4.3	暴走蒸発	81
3.5	気候変動のシナリオ	86
第 4 章	結論	90
第 II 部	大気-雲システム	92
第 1 章	はじめに	94
第 2 章	数値モデル	96
2.1	大気放射モデル	96
2.2	CO ₂ 凝結の潜熱	100
2.3	面密度	102
2.4	温室効果因子	102
第 3 章	結果と議論	105
3.1	雲層の存在可能性	105

3.2	雲粒子の粒径および雲層の面密度	105
3.3	雲による散乱温室効果	111
第4章	結論	113
	付録	116
付録A	Yokohata <i>et al.</i> 2002. Role of H₂O and CO₂ Ices in Martian Climate Changes. <i>Icarus</i> 159, 439–448.	116
付録B	エネルギー収支モデルの定式化	127
B.1	太陽放射	127
B.1.1	ある時刻における太陽放射	127
B.1.2	日平均太陽放射	128
B.1.3	分点間平均太陽放射	132
B.1.4	大気の散乱アルベド	134
B.2	赤外放射	136
B.2.1	基本概念	136
B.2.2	数値計算手順	138
B.2.3	大気の吸収係数	139
B.3	大気の水平熱輸送	142
B.3.1	温度風	142
B.3.2	方程式系	142
B.3.3	傾圧不安定	146
B.3.4	傾圧不安定による水平熱輸送	149
B.4	顕熱輸送	151
B.4.1	乱渦運動による熱輸送	151

B.4.2	混合距離理論による熱輸送	152
B.4.3	接地境界層における熱輸送	154
B.5	潜熱輸送	159
謝辞		161
参考文献		162

要旨

本研究では火星の大気主成分である CO_2 が地表面および大気中で凝結する過程に着目し, 大気-地表面間の CO_2 交換に対する火星大気の安定性 (第 I 部) と, CO_2 雲の持つ温室効果 (第 II 部) について理論的に調べた.

現在の火星は平均気温が 210 K 程度の非常に寒冷な惑星である. しかし様々な地形学的証拠から, 初期 (約 38 億年前) の気候は液体の H_2O が安定に存在できるほど温暖で, それ以降も温暖な時期がたびたびあったと推測されている. 恒星進化の理論によれば, 過去の太陽光度は現在値よりも小さかったはずである. それにも関わらず現在より温暖な気候が繰り返された原因は, 未だ解明されていない. CO_2 を大気の主成分として持つ火星の表層環境は, 地球型惑星としてごく一般的なものであると考えられる. このため火星表層環境について調べることは, 地球型惑星の表層環境の一般的性質を知る上で非常に重要である.

火星表層環境の重要な特徴として, 大気の主成分である CO_2 が地表面および大気中で凝結しうるものがあげられる. 地表面における CO_2 の凝結は極域において生じる. これは現在においても大気量を決める本質的な過程となっている. 一方大気中には CO_2 凝結によって CO_2 氷からなる雲が形成され, 大気中の放射伝達過程に影響をおよぼす.

極域に CO_2 氷が存在する場合, 大気圧は極域の地表面温度下での飽和蒸気圧によって決定される. これまでの研究では惑星軌道要素や表層の CO_2 総量などが変化することにより, 極域の熱平衡状態ひいては大気に分配される CO_2 量が変化し, 全球的な温暖化ないしは寒冷化が生じると考えられてきた. しかしこうした推測は, 気候モデルに多様な境界条件を与え, それぞれに実現される定常状態を求めることによってなされている. このため気候変動をもたらす大気圧変動が生じる時間スケールについてはほとんど調べられて

いない。また従来の研究では、火星古環境が現在とは著しく異なったものであった可能性が十分には考慮されていない。特に温暖期の火星には表面に H_2O が豊富に存在し、現在とは著しく異なるアルベド分布を持っていた可能性がある。本研究では緯度および高度方向に分解能を持つエネルギー収支モデルを構築し、より多様な境界条件を想定した大気圧の安定性解析に加えて、気候遷移過程の数値シミュレーションを行った。

一方太陽光度が小さい時代に火星が温暖化した機構は、近年まで大きな謎とされてきた。しかし最近、過去に実現したと考えられている高圧の大気中では厚い CO_2 雲層が形成され、これが強い温室効果をもたらしたという理論が広く受け入れられている。しかしこれまでの研究では、雲は放射散乱体として扱われ、放射吸収の効果は無視されている。本研究では放射吸収も取り入れた雲放射モデルを構築し、過去の火星大気の温室効果について調べた。

モデル計算によって得られた主要な結果は以下の通りである。

1) 大気-地表 CO_2 交換に伴う気候変動過程

火星における安定な気候状態は、大気圧を決める機構によって大きく 2 分することができる。一つは CO_2 残存極冠が存在し、大気圧が極冠表面温度の飽和蒸気圧に保たれる状態 (CO_2 氷緩衝状態) である。これは大気圧が現在値程度の低い値となり、寒冷な気候に対応する。もう 1 つは CO_2 残存極冠が全て蒸発した状態 (CO_2 氷消失状態) である。表層に CO_2 が十分な量存在すれば、これは大気圧が高く温暖な気候に対応する。

これらの気候状態を不安定化する要素として、 H_2O 氷被覆域、 CO_2 極冠アルベド、自転軸傾斜角が重要である。 CO_2 氷消失状態は、 H_2O 氷に覆われた高アルベド域が拡大することにより不安定化する。これにより大気 CO_2 一方的な凝結が生じ、 CO_2 氷緩衝状態へと遷移する (「大気崩壊」)。一方 CO_2 氷緩衝状態は、 CO_2 極冠アルベドの低下あるいは自転軸傾斜角の増加により不安定化する。これにより CO_2 残存極冠の一方的な蒸発が生じ、 CO_2 氷消失状態への遷移 (「暴走蒸発」) が起こる。大気崩壊および暴走蒸発が完了する時間スケールは、いずれも 10^3 年程度と地質学的には非常に短い。また大気崩壊によっ

て形成される CO₂ 残存極冠の広がり、現在のもの（下限緯度 ~ 85 度）と比べて大きい（70 – 80 度）。

大気崩壊が始まる大気圧（不安定平衡点）は、H₂O 氷被覆域が広いほど、また太陽光度が小さいほど大きくなる。従来の研究では、大気散逸や化学風化によって大気圧が ~ 10⁴ Pa まで減少することにより、大気崩壊が引き起こされると考えられてきた。しかしながら H₂O 氷のアルベド効果によって、CO₂ 大気量が十分減少する前に大気崩壊が起こる可能性がある。例えば約 38 億年前の太陽光度の下で H₂O 氷被覆域が全球的に広がる場合、不安定平衡点は ~ 10⁵ Pa にまで達しうる。この場合大気崩壊によって、~ 10⁵ Pa の CO₂ を含む巨大な極冠が形成される。この巨大な CO₂ 残存極冠は低い太陽光度の下でも、十分極冠アルベドが低下するか自転軸傾斜角が増加すれば暴走蒸発し得る。この暴走蒸発によって、温暖な気候がふたたび実現した可能性がある。

H₂O および CO₂ 氷のアルベドフィードバック機構を考慮すると、温暖化と寒冷化が繰り返される気候変動のシナリオを構築することができる。温暖な CO₂ 氷消失状態の下では全球的な H₂O 循環が活発化するため、H₂O 氷で覆われた高アルベド域が徐々に拡大するだろう。このような地域が十分に拡大すれば、全球的なアルベド上昇によって大気崩壊が起こり、大気圧の低く寒冷な CO₂ 緩衝状態への遷移が起こる。液体 H₂O の存在しない寒冷気候下では、H₂O は大気を介して惑星上でもっとも寒冷な極域へ運ばれそこで固定され、H₂O 露出面積は徐々に縮小するであろう。地表および大気中 H₂O の減少（乾燥化）と相まって地表ダストが大気中に供給されるようになり、ダストの拡散と堆積によって CO₂ 極冠アルベドの低下がもたらされると考えられる。CO₂ 極冠のアルベドが十分に低下すれば、CO₂ 残存極冠の暴走蒸発が発生し、温暖な CO₂ 氷消失状態への遷移が起こる。現在南半球低緯度域に観測される氷河地形は、過去に H₂O 氷床が拡大したなごりである可能性がある。また CO₂ 残存極冠を取り巻いて存在する極層状堆積物は、過去における大気崩壊によって形成された CO₂ 極冠の痕跡かも知れない。

2) CO₂ 雲による散乱温室効果

38 億年前の数気圧に達する CO₂ 大気を想定し、そこで CO₂ 雲が存在する場合の放射

伝達過程および雲物理過程についての理論解析を行った。放射の射出および吸収量の見積りから、CO₂ 氷からなる雲粒は凝結可能であることが分かった。つまり雲は放射による加熱を受けても蒸発せず、安定に存在可能と考えられる。

雲の面密度は雲層における CO₂ 凝結による生成質量フラックスと雲粒子の沈降による消滅質量フラックスとの釣り合いから求めることができる。また雲粒の数密度を仮定すると、雲粒の生成消滅質量質量フラックスと平均滞在時間を用いてその平均粒径を見積もることができる。雲粒の数密度が地球の巻雲と同程度と仮定した場合、粒径は $\sim 10 \mu\text{m}$ と推算され、この場合の面密度は $\sim 1 \text{ kg m}^{-2}$ となる。

CO₂ 雲による温室効果が最も強いのは雲粒の粒径が $10 - 20 \mu\text{m}$ 、雲層の面密度が $\sim 0.1 \text{ kg m}^{-2}$ の場合である。これはこのときに惑星放射が効率的に後方散乱されるためである。しかし面密度が大きい ($\sim 1 \text{ kg m}^{-2}$ 以上) 場合には、雲は粒径によらず日傘効果を持つ。本研究による粒径の見積もりは温室効果をもたらすための必要条件を満たすが、面密度の見積もりは雲がむしろ日傘効果を持つことを示唆する。しかし今回の面密度の見積もりは上限値に相当するため、実際の雲は面密度がもう少し小さく、温室効果をもたらした可能性もある。

序論

現在の火星は平均気温が 210 K 程度の非常に寒冷な惑星である。しかし様々な地質学的証拠から、初期 (約 38 億年前) の気候は液体の H_2O が安定に存在できるほど温暖で、それ以降も温暖な時期がたびたびあったと推測されている (e.g. Baker 2001)。恒星進化の理論 (Gough 1981) によれば、過去の太陽光度は現在値よりも小さかったはずである。それに関わらず現在より温暖な気候が繰り返された原因は、未だ解明されていない。 CO_2 を大気の主成分として持つ火星の表層環境は、地球型惑星としてごく一般的なものであると考えられる (田近 1997)。このため火星表層環境について調べることは、地球型惑星の表層環境の一般的性質を知る上で非常に重要である。

火星表層環境の最も重要な特徴は、大気の主成分である CO_2 が地表面および大気中で凝結しうることである。地表面における CO_2 の凝結は極域において生じる。これは CO_2 大気量を決める本質的な過程となっている。一方大気中での CO_2 凝結によって CO_2 氷からなる雲が形成される。 CO_2 氷雲は大気中の放射過程に影響をおよぼすことによって、温室効果を決める上で重要な役割を果たす。

極域地表における CO_2 大気の凝結によって、 CO_2 の氷からなる極冠が形成される。これにより大気と極冠の間での CO_2 質量交換が起こり、大気量が決まる。 CO_2 は温室効果ガスであるため、大気に分配される CO_2 量が多いほど気候は温暖に保たれる。これまでの研究では惑星軌道要素や表層の CO_2 総量などが変化することにより、極域の熱平衡状態ひいては大気に分配される CO_2 量に変化し、全球的な温暖化ないしは寒冷化が生じると考えられてきた。しかしこうした推測は、気候モデルに多様な境界条件を与え、それぞれに実現される定常状態を求めることによってなされている。このため気候変動をもたらす大気圧変動が生じる時間スケールについてはほとんど調べられていない。また従来

の研究では、火星古環境が現在とは著しく異なったものであった可能性が十分には考慮されていない。特に温暖期の火星には表面に H_2O が豊富に存在し、現在とは著しく異なるアルベド分布を持っていた可能性がある。

一方過去に実現したと考えられている高圧の大気中では厚い CO_2 雲層が形成され、雲層が太陽放射よりも赤外放射を効率的に反射することにより、強い温室効果をもたらす。この説は散乱温室効果と呼ばれ、太陽光度が小さい時代に火星が温暖化した機構として最近広く受け入れられている。しかしこれまでの研究では雲は放射散乱体として扱われ、放射吸収の効果は無視されている。このため雲の放射吸収に対する安定性や、また放射吸収が温室効果におよぼす影響などについては全く調べられていない。

そこで本研究では、火星の大気主成分 CO_2 が地表面および大気中で凝結する過程に着目し、大気-地表間の CO_2 交換に対する火星大気の安定性(第 I 部)と、 CO_2 雲の持つ温室効果(第 II 部)について理論的に調べた。第 I 部では緯度および高度方向に分解能を持つエネルギー収支モデルを構築し、より多様な境界条件を想定した大気圧の安定性解析に加えて、気候遷移過程の数値シミュレーションを行う。また第 II 部では、放射吸収も取り入れた雲放射モデルを構築し、過去の火星大気の温室効果について調べる。

第I部

大気-極冠システム

第1章 はじめに

1.1 火星表層環境進化に関する従来の研究

様々な証拠から、火星では気候変動が繰り返し引き起こされたと考えられている (e.g. Baker 2001). 侵食を受けたクレータや谷地形の存在は、ノアキス期 (惑星形成期から 38 年前頃まで) には大気圧が高く、気候が温暖であったことを示唆する (Jakosky and Phillips 2001). また液体の水や氷が関与して形成されたと考えられる地形の存在から、ノアキス期以降の時代にも温暖な気候がたびたび実現したと推測されている (Head *et al.* 1999, Baker 2001).

火星では CO₂ 残存極冠の存在が、気候を形成する上で重要な役割を果たす (Gierasch and Toon 1973, McKay *et al.* 1991, Haberle *et al.* 1994). CO₂ 残存極冠の有無によって気候状態は大きく異なり、安定に実現し得る状態には大きく分けて 2 つある (Haberle *et al.* 1994). 1 つは CO₂ 残存極冠が存在し、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 蒸気圧が大気圧と一致する (Letighton and Murray 1966). この場合、現在のように大気圧が低く寒冷な気候が実現する。もう 1 つは CO₂ 残存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 (McKay *et al.* 1991).

温暖な CO₂ 氷消失状態と寒冷な CO₂ 氷緩衝状態の間の気候遷移過程として、これまでの研究では主に次の 2 つが考えられている。CO₂ 氷消失状態から CO₂ 氷緩衝状態への寒冷化機構としては、隕石衝突、太陽風と大気の相互作用、化学風化による CO₂ 大気量の減少 (e.g. Jakosky and Phillips 2001) が提案されている。Haberle *et al.* 1994 によると、大気量がある臨界値を下回ると (大気 CO₂ の凝結によって) 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 (climate collapse) が起こる. 一方 CO₂ 氷緩衝状態から CO₂ 氷消失状態への気候遷移のメカニズムとしては, 自転軸傾斜角の増加によって極への日射が増加し, CO₂ 残存極冠が蒸発する (Toon *et al.* 1980, Francois *et al.* 1990, 佐々木 1997, Nakamura and Tajika 2002b) とする説がある. 地球のように大きな衛星を持たない火星では, 自転軸傾斜角がこれまで大きく変化してきたと考えられていることによる (e.g. Touma and Wisdom 1993). これらの説はいずれも, 大気-極冠システムの外的な要因によって気候変動が引き起こされると考えるものである.

しかし上記の説では, 火星でたびたび温暖な機構が繰り返されることを説明できない. Haberle *et al.* 1994 によると, 大気散逸や化学風化によって大気 CO₂ 量が 10⁴ Pa (10⁻¹ bar) 程度まで減少してから climate collapse が起こり, CO₂ 残存極冠が形成される. 自転軸傾斜角の増加によってこの CO₂ 残存極冠が蒸発したとしても, 大気中に戻される CO₂ 量はたかだか 10⁴ Pa 程度である. この場合の気候が大きく温暖化されることは期待できない (温度上昇は ~ 7 K, Pollack *et al.* 1987).

一方でこれまでの研究では, 火星表面における H₂O 氷のアルベド効果が無視されてきた. 地質学的証拠が示唆するように, 過去において液体の H₂O が全球的に分布していた (Baker *et al.* 2001) ならば, 気候の寒冷化に伴い H₂O は凍結したであろう. 地表を覆う H₂O 氷は地表アルベドを上昇させることによって, 大気中の CO₂ 凝結を促進した可能性がある. この H₂O 氷のアルベド効果のために, 大気散逸と化学風化によって CO₂ 大気量が減少する前に, climate collapse が起こった可能性がある. この場合, 従来考えられてきたより多くの CO₂ を含む残存極冠が形成されるだろう. 自転軸傾斜角の変化などによってこの CO₂ 残存極冠が蒸発すれば, ふたたび温暖な気候が実現する可能性がある.

火星気候システムに内的な変動性をもたらすという意味でも, 地表における H₂O 氷の存在は重要な役割を果たしたかも知れない. CO₂ 氷緩衝状態における大気圧は, CO₂ 極冠のアルベドに非常に敏感である (Gierasch and Toon 1973, Sagan *et al.* 1973). 一方地表における H₂O 氷の存在は, 火星大気中のダスト量をコントロールすることを通して, 極冠のアルベドをコントロールする可能性がある (Sagan *et al.* 1973). 地表アルベドの変化によって起こる気候状態の変化が, 再び地表アルベド変化をもたらすようなことがあれば, 火星

気候はフィードバック機構を通して自励的に変動するだろう。

火星気候状態の安定性について論じた従来の研究では、簡単な Box モデルを用いた解析がなされ、ここでは CO₂ 大気と極冠の間で相平衡が成り立つと仮定されている (Gierasch and Toon 1973, McKay *et al.* 1991, Haberle *et al.* 1994, Gulick *et al.* 1997), しかし実際には相平衡が実現しているわけではなく、夏季には CO₂ 極冠の蒸発が、冬季には大気 CO₂ の凝結がおこっている。この CO₂ 蒸発凝結過程が気候状態の安定性およびその遷移過程を決めるはずであるが、この過程についてはこれまで十分に調べられていない。また Box モデルは緯度方向の計算点が少ないため、(CO₂ 極冠や H₂O 氷の存在による) 地表のアルベド分布が気候状態及ぼす影響を調べることができない。

一方 CO₂ 大気と極冠の間で相平衡を仮定せず、緯度方向に解像度を持つモデルを用いた研究もなされてきた (Gierasch and Toon 1973, McKay *et al.* 1991, Haberle *et al.* 1994, Gulick *et al.* 1997, Francois *et al.* 1990, Nakamura and Tajika 2001, Nakamura and Tajika 2002a)。しかしこれらは、多様な境界条件に対して実現される定常状態を求めるものである。このため気候状態の安定性を決めるメカニズムや、気候状態の遷移過程 (大気圧変動の時間スケールなど) に関して詳しいことは分からない。また上記の研究はすべて、緯度方向にのみ次元を持つ 1 次元エネルギー収支モデル (EBM) である。1 次元 EBM は地球の気候状態を調べるために使われてきたモデルである (e.g. Budyko 1969) が、それをそのまま火星に適用するには問題がある (高山 2002)。火星では極域地表に CO₂ 氷が存在する場合、その表面温度が CO₂ 大気圧の凝結温度に保たれる。このため緯度方向の地表温度分布に不連続が生じる。1 次元 EBM では地表温度と大気温度を区別できないため、大気温度分布にも同様の不連続が生じる。このため火星における 1 次元 EBM では、大気の水水平移流による熱輸送 (緯度方向の大気温度勾配に比例すると定式化する) が正しく表現することができない。

また従来気候モデルでは、常に CO₂ 極冠の高度 = 0 が仮定されている。このため 1 次元エネルギー収支モデルを用いて CO₂ 蒸発凝結過程の時間発展を解くと、日射の最も少ない極に CO₂ が集まってしまうという問題が生じる (e.g. Leighton and Murray 1966)。しかし実際には、大気の凝結による CO₂ 極冠の成長にともない、極冠の高度は増すはずで

ある。これにより極冠表面気圧は減少し、 CO_2 凝結量も減少するだろう。この過程は極冠の形状(広がりや高度分布)を決める上で非常に重要な役割を果たすと考えられる。過去において形成されたと考えられる極冠の形状について調べることは、極域における様々な地質学的情報(現在観測される極層状堆積物など, Thomas *et al.* 1992)を解釈する上で重要である。

1.2 本研究の目的

本研究では、1.1 節で述べた問題点を克服した新たな気候モデルを構築する。これにより、1) 多様な境界条件のもとで火星気候状態の安定性を調べ、2) 過去における気候遷移過程のシミュレーションを行う。特にここでは H_2O 氷がもたらしうるアルベド効果に着目する。気候モデル解析によって得られた結果を総合することにより、3) H_2O 氷の振舞まで考慮にいたれた新たな気候変動のシナリオを提案する。

気候状態の安定性解析および気候遷移過程のシミュレーションは、4つのモデルを段階的に構築することによりおこなう。これらはすべてエネルギー収支モデルであり、それぞれのモデルで論じる内容は以下の通りである。

まず定常 3-Box モデルは、全球を夏極-赤道-冬極に分割したモデルである。これは従来の 2-Box (赤道-極域) モデルを発展させ、大気-極冠の相平衡の仮定を外したモデルである。ここで CO_2 の夏極蒸発-冬極凝結過程を調べることにより、火星における気候状態の安定性とその遷移過程の基本的性質を明らかにする。

ついで定常 1.5 次元モデルおよび非定常 1.5 次元モデルは、緯度方向に次元を持つモデルである。地表温度と大気温度を区別して解くことにより、従来の火星 1 次元 EBM における水平熱輸送の問題点(大気温度勾配が不連続になってしまう)が克服されている。ここでも定常 3-Box モデルと同様、 CO_2 蒸発凝結過程を調べることにより気候状態の安定性と遷移過程について調べるが、地表を覆う H_2O 氷のもたらす影響に特に着目する。 H_2O 氷の効果は、地表アルベドの緯度分布を変化させることにより表現する。

最後に非定常 1.5 次元進化モデルによって、 CO_2 氷消失状態と CO_2 氷緩衝状態の間の

遷移過程をシミュレートする。モデルの中で CO₂ 極冠の鉛直プロファイル (極冠表面の温度および気圧) を考慮することにより, 従来の問題 (時間とともに CO₂ が極へ集まってしまうこと) が克服されている。このモデルによって, 大気圧の変動に加え極冠形状が進化する過程について調べる。

1.3 本論文の構成

第 2 章で, 上述の 4 つの気候モデル (定常 3-Box モデル, 定常 1.5 次元モデル, 非定常 1.5 次元モデル, 非定常 1.5 次元進化モデル) について解説する。第 3 章で, それぞれのモデルによって得られた結果を示し議論を行う。第 3 章の最終節 3.5 で, 本研究で新たに得られた気候変動のシナリオについて論ずる。第 4 章で得られた結果をまとめる。

第 I 部の内容は, 横畠と倉本 2001 および Yokohata *et al.* 2002a にもとづくものである。付録 A に Yokohata *et al.* 2002a の全文を掲載する。

第2章 数値モデル

本章では大気-極冠システムを記述するための数値モデルについて解説する。モデルはエネルギー保存則を定式化したエネルギー収支モデル (Energy Balance Model, 以下 EBM と呼ぶ) であり以下の 4 種類がある。

- 1) 定常 3-Box モデル
- 2) 定常 1.5 次元モデル
- 3) 非定常 1.5 次元モデル
- 4) 非定常 1.5 次元進化モデル

定常 3-Box モデルは、緯度方向を夏極-赤道-冬極の 3 つの Box に分割し、各 Box への分点間平均太陽放射 (春分から秋分までの平均値) を定常的に与えてエネルギー収支方程式を解くものである。夏極と冬極の Box に CO_2 残存極冠 (一年を通じて存在する CO_2 極冠) の存在を仮定し、様々な大気圧の下で極冠における CO_2 蒸発凝結量を求める。これにより大気圧の安定性とその遷移過程について調べる。定常 1.5 次元モデルは、3-Box モデルの緯度方向の分割数を増やしたものである。3-Box モデルと同様 CO_2 残存極冠の存在を仮定し、地表におけるアルベドや日射の分布が大気圧の安定性に与える影響について調べる。なおこのモデルを 1.5 次元モデルと呼ぶのは、赤外放射を評価する際には大気の鉛直構造を考慮するが、緯度方向の熱交換を考える際にはそれを考慮しないためである。非定常 1.5 次元モデルでは各緯度へ季節変化する太陽放射を与え、エネルギー収支の時間変化を解く。強制的に大気圧を固定し、年間を通した CO_2 蒸発凝結量の総和を求めることにより、大気圧の安定性について調べる。ここでは CO_2 残存極冠の存在を仮定しない。 CO_2 蒸発凝結の季節変化過程が考慮することによって残存極冠が形成されるかどうかについて

て調べることができる。非定常 1.5 次元進化モデルでは、大気圧の安定性に関して得られた知見をもとに、大気圧の遷移過程をシミュレートする。ここでは大気圧の変動にともなう CO₂ 極冠の進化も考慮する。これにより、気候遷移にともなって形成される CO₂ 極冠の広がりや高度を予測できる。

以下ではまず全てのモデルに共通する EBM の基本概念について解説し、ついでそれぞれのモデルの詳細について説明する。

2.1 基本概念

本研究の EBM におけるエネルギー収支の式の概要は以下の通りである：系としては緯度および鉛直方向に次元を持つものを考える。系に流入するエネルギーフラックスには、太陽放射、赤外放射、大気の流れ、CO₂ 凝結蒸発の潜熱を考慮する。また大気におけるエネルギー収支を簡略化するため、鉛直方向には大気が断熱的に運動すると仮定する (Gierasch and Toon 1973)。これにより大気の温度を地表における温度 (温位) で代表する。これらの仮定のもと、各緯度の気体および地表面で成り立つエネルギー収支方程式は以下のように記述できる。

$$\text{大気} \quad C_a \frac{\partial T_a(\phi, t)}{\partial t} = F_H(\phi, t) - F_V(\phi, t) + F_B(\phi, t) - F_T(\phi, t) \quad (2.1)$$

$$\text{地表} \quad C_s \frac{\partial T_s(\phi, t)}{\partial t} = F_S(\phi, t) + F_V(\phi, t) - F_B(\phi, t) - F_L(\phi, t) \quad (2.2)$$

- C_a 大気の単位面積あたりの熱容量
- C_s 大気の単位面積あたりの熱容量
- T_a 地表面における大気温度
- T_s 地表面温度
- F_H 大気の水平熱輸送
- F_V 顕熱輸送 (大気-地表面の間の熱輸送)
- F_B 地表面における上向き赤外放射
- F_T 大気上端における上向き赤外放射
- F_S 地表面の吸収する太陽放射
- F_L CO₂ 凝結蒸発の潜熱
- ϕ 緯度

上式右辺のエネルギーフラックスを緯度 ϕ 、大気圧 p 、地表における大気温度 (以下大気温度と呼ぶ) T_a 、地表面温度 T_s の関数として表現する。太陽放射 F_S と大気圧 p を与えることにより (与え方は後述)、各緯度におけるエネルギー収支方程式系 (2.1) および (2.2) は大気温度 T_a および地表温度 T_s に関して閉じた方程式系となる。これにより温度およびエネルギーフラックスの緯度分布を求めることができる。

大気-極冠間の単位時間あたりの CO₂ 質量交換量 [kg s^{-1}] は、CO₂ 蒸発潜熱フラックス $F_L(\phi)$ を用いて求める。単位質量あたりの CO₂ 蒸発潜熱 L_{CO_2} [J kg^{-1}] から、各緯度にお

ける CO_2 蒸発質量フラックス F_C [$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$] は次のように表現できる.

$$F_C(\phi, t) = \frac{F_L(\phi, t)}{L_C} \quad (2.3)$$

F_C を空間積分することにより, 大気-極冠間の CO_2 交換量 [kg s^{-1}] が求まる.

大気圧 p の与え方としては 2 通りを考える. 一つは時間変化しない一定値を与えるモデル (3.1 節, 3.2 節, 3.3 節) である. もう一つは式 (2.3) を積分して得られる大気-極冠間の CO_2 交換量を用いることにより, 時間変化する値を与えるモデル (3.4 節) である. いずれの場合にも大気圧は全球的に一様であるとする.

モデルの方程式系としては定常および非定常の二通りを考える. 定常モデルでは式 (2.1) および (2.2) の左辺が 0 となる状態を求める. 一方非定常モデルでは式 (2.1) および (2.2) の時間発展を解く.

EBM では力学過程が簡略化されていることから, 気候システム全体としての挙動を理解しやすい (阿部と増田 1993). また計算時間を節約することができるため, より幅広い境界条件の下で, より長く方程式系の時間発展を追うことができる. 現在ではより詳細な素過程を考慮したモデル (GCM など) 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を詳しく追うことはできるが, モデル変数が多いため, 気候システム全体としての振舞いを解釈することが困難である. またこれらのモデルでは計算を行うのに時間がかかるため, 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. 本研究における EBM を用いたアプローチによって, より詳細な素過程を考慮したモデルと相補的に, 気候システムの振舞いについて理解を深めることができる.

2.2 定常 3-Box モデル

定常 3-Box モデルは、緯度方向を夏極-赤道-冬極の 3 つの Box に分割し、一定の大気圧と各 Box へ入射する太陽放射の分点間平均値を与え、それぞれの Box における定常エネルギー収支方程式を解くモデルである。このモデルにおける従来の研究 (例えば Gierasch and Toon 1973, Haberle *et al.* 1994) の Box モデルからの改良点は、1) 夏極-赤道-冬極の大気-地表面におけるエネルギー収支を陽に解いていること、2) 大気の鉛直構造を考慮した放射伝達方程式を解くことにより温室効果を考慮していること、3) CO₂ の凝結蒸発による潜熱を考慮していることの 3 点である。

緯度方向を極域と赤道域の Box に分割する方法は、Gierasch and Toon 1973 に従う。夏半球の緯度 45 度より高緯度側を夏極および冬極域とし、両者の間を赤道域とする。夏極および冬極域には CO₂ 極冠が存在すると仮定する。この CO₂ 極冠は一年を通して存在する CO₂ 残存極冠に対応する。

モデルの方程式系は、夏極、赤道、冬極各 Box の大気および地表面における定常のエネルギー収支方程式からなる。これは非定常エネルギー収支方程式 (2.1) および (2.2) の左辺 (時間変化項) を 0 とすることにより表現する。

$$\text{大気} \quad F_H(\phi) - F_V(\phi) + F_B(\phi) - F_T(\phi) = 0 \quad (2.4)$$

$$\text{地表} \quad F_S(\phi) + F_V(\phi) - F_B(\phi) - F_L(\phi) = 0 \quad (2.5)$$

ただし緯度 ϕ は

$$\phi = \begin{cases} -90 & \text{夏極} \\ 0 & \text{赤道} \\ 90 & \text{冬極} \end{cases} \quad (2.6)$$

と定義する。式 (2.4) および (2.5) 右辺の各エネルギーフラックスは、大気圧 p 、大気温度 T_a 、地表面温度 T_s の関数として表現する。

まず地表面の吸収する太陽放射 $F_S(\phi)$ は次のように記述する。

$$F_S(\phi) = F_{S0}(\phi) [1 - A_a(p)][1 - A_s(\phi)] \quad (2.7)$$

$F_{S0}(\phi)$ は大気上端に入射する分点間平均太陽放射、 $A_a(p)$ は大気の散乱アルベド (大気による太陽放射の反射率)、 $A_s(\phi)$ は地面アルベド (地面による太陽放射の反射率) である。 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以下のように表現する (詳細は付録 B.1 参照).

$$\text{夏極} \quad F_{S_0}(-90) = \frac{2S \sin o}{\pi a^2 (1 - e^2)^{1/2}} \quad (2.8)$$

$$\text{赤道} \quad F_{S_0}(0) = \frac{S \sin o}{\pi^2 a^2 (1 - e^2)^{1/2}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \sqrt{1 - \sin^2 o \cos^2 \phi} \quad (2.9)$$

$$\text{冬極} \quad F_{S_0}(90) = 0 \quad (2.10)$$

ここで S は地球における太陽定数, o は自転軸の傾き, a は軌道長半径, e は惑星の軌道離心率, ψ は火星黄経 (分点における値を 0 と定義) である.

太陽光度 S の進化 (Gough 1981) を想定して, 現在の値 S_0 に対する比 (S/S_0) を変化させて計算する (表 2.2 参照). また火星においては自転軸傾斜角が周期的に変化してきたと推測されていることから, o を変化させた計算を行う. 夏極および赤道の大気上端に入射する太陽放射の自転軸傾斜角に対する依存性を, 図 2.1 に示す. 自転軸傾斜角の増加とともに夏極の受け取る太陽放射は増加する. これは自転軸の傾斜が大きくなることにより, 夏極における太陽高度角が大きくなるためである. 自転軸傾斜角が 30° 以上の場合には, 赤道より夏極の受け取る太陽放射の方が大きくなる. これはこの場合夏極では一日中日射を受ける日が数多くあるのに対して, 赤道ではそのような日がない (かならず一日にと昼がある) ためである.

大気の散乱アルベド $A_a(p)$ は, $\text{CO}_2\text{-H}_2\text{O}$ 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 (Pollack *et al.* 1987) の結果に合うように, 大気圧 p の関数として与える (詳細は付録 B.1 参照).

$$A_a(p) = \begin{cases} 0 & (p \leq 600\text{Pa}) \\ 0.053 \left[\log \left(\frac{p}{600\text{Pa}} \right) \right] & (p \geq 600\text{Pa}) \end{cases} \quad (2.11)$$

また地面アルベド $A_s(\phi)$ は赤道域ではレゴリス (表土) のアルベドを, 夏冬極域では CO_2 極冠のアルベドを, 観測値をもとに表 2.2 参照) のように与える. CO_2 極冠のアルベドは, 過去における値が現在とは異なっていたことを想定し, 現在の観測値よりも幅を持たせて与える.

地表および大気上端における上向き赤外放射 F_B, 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, p, T_a, T_s の関数として定式化する. この

定式化は Nakajima *et al.* 1992 を修正したものである。(詳しくは付録 B.2 参照). Nakajima *et al.* 1992 をはじめとする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. 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 *et al.* 1987 の計算結果に合うように, p の関数として以下のように与える (詳細は付録 B.2 参照).

$$\kappa = 4.0 \times 10^{-5} \left[7.0 - \log \left(\frac{p}{\text{Pa}} \right) \right] [\text{m}^2 \text{kg}^{-1}] \quad (2.12)$$

ここで注意すべきことは, 本研究で温室効果を表現するために参照した Pollack *et al.* 1987 では, 大気中における CO_2 凝結およびダストの効果を考慮していないことである. 大気中での CO_2 凝結は, 温度減率を低下させることにより温室効果を弱める傾向がある (Kasting 1991). 一方 CO_2 凝結によって形成される CO_2 氷雲は, 太陽放射および赤外放射と相互作用することにより温室効果に影響を与える. このため本研究で用いた温室効果のパラメタライズは, 強い温室効果を持つ雲の存在を仮定したことに相当する. しかし第 II 部でも述べるように, 雲がどんな場合でも温室効果をもたらすかどうかはわからない. また実際には大気中のダストも放射場に影響を与えるはずである (Gierasch and Goody 1972) が, 本研究ではこの点が考慮されていない. 従って本研究の温室効果モデルにはある程度の不確定性がある.

大気の水平熱輸送 F_H は, 傾圧不安定波動に伴う大気の水平移流によって赤道域から極域へ熱が輸送されると仮定して定式化する (Gierasch and Toon 1973). 大気の移流としてはハドレー循環による移流も考えられるが, 地球と同程度の速度で自転する火星においてはハドレー循環が極域まで及んでいるとは考えられない. GCM による研究はこのことを支持しており, ハドレー循環が及ぶ範囲は 30 – 40 程度だと見積もられている (Haberle *et al.* 1999, Takahashi *et al.* 2003). このためハドレー循環による極域への水平移流の効果をここでは無視する. F_H は以下のように表現する.

$$\text{夏極} \quad F_H(-90) = \alpha_{\text{pl}} p [T_a(0) - T_a(-90)]^2 \quad (2.13)$$

$$\text{赤道} \quad F_H(0) = -\alpha_{\text{eq}} p \{ [T_a(0) - T_a(-90)]^2 + [T_a(0) - T_a(90)]^2 \} \quad (2.14)$$

$$\text{冬極} \quad F_H(90) = \alpha_{\text{pl}} p [T_a(0) - T_a(90)]^2 \quad (2.15)$$

α_{pl} および α_{eq} は極域-赤道域の境界 ($\phi = \pm 45$ 度) における大気の傾圧不安定による熱輸送係数である (導出は付録 B.3 参照).

$$\alpha_{\text{pl}} = 1.48 \times 10^{-6} \text{ m K}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (2.16)$$

$$\alpha_{\text{eq}} = 6.13 \times 10^{-7} \text{ m K}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (2.17)$$

顕熱輸送 F_V はバルク法によって表現する (Gierasch and Toon 1973). バルク法では地表-大気間の熱交換過程を, 地表面付近の平均風速と温度勾配の積として表現する (詳細は付録 B.4 参照).

$$F_V(\phi) = \frac{m_C}{kT_a(\phi)} p c_p C_D V [T_a(\phi) - T_s(\phi)] \quad (2.18)$$

ここで m_C は CO_2 分子質量, k はボルツマン定数, c_p は CO_2 の定圧比熱, C_D は抵抗係数, V は地表面における平均風速である. それぞれの計算で用いた値は表 2.1 に示す.

CO_2 の極冠表面における凝結蒸発の潜熱は, F_L は分子運動論に基づき定式化する (Ivanov and Muhleman 2000). 通常地球における H_2O 潜熱輸送の場合には, 潜熱輸送を地表付近の水蒸気の混合比勾配と風速の積で表現するバルク法を用いる (小倉 1978). しかし火星においては大気の主成分である CO_2 が凝結蒸発するため, 分子運動論的な定式化を用いる (詳細は付録 B.5 参照).

$$F_L(\phi) = -L_C [p - p_{\text{sat}}(T_s(\phi))] \left[\frac{m_C}{2\pi k T_s(\phi)} \right]^{1/2} \quad (2.19)$$

$p_{\text{sat}}(T_s(\phi))$ は地表面温度 $T_s(\phi)$ の CO_2 飽和蒸気圧であり, Antoine 式 (化学工学便覧 1999) を用いて以下のように表現する.

$$p_{\text{sat}}(T) = \exp \left(A - \frac{B}{C + T[\text{K}]} \right) [\text{Pa}] \quad (2.20)$$

ここで $A = 27.4826$, $B = 3103.39$, $C = -0.16$ である. CO_2 の蒸発凝結は CO_2 極冠の存在する領域 (夏極および冬極域) で起こると仮定する.

モデルを計算する上で必要な物理量を表 2.1 にまとめて示す. 定常 3-Box 大気圧固定モデルにおいてパラメータとして与えた物理量は, 標準値と変化させた値の範囲を表 2.2 に示す.

表 2.1: モデル計算のための物理定数表

物理量	記号	数値
ボルツマン定数	k	$1.38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
地球における太陽定数	S_0	$1.37 \times 10^3 \text{ W m}^{-2}$
火星軌道長半径	a	1.52 AU
離心率	e	0.0934
自転軸の傾き	o	25.19 度
惑星半径	r_M	$3.4 \times 10^6 \text{ m}$
CO ₂ 分子質量	m_C	$7.30 \times 10^{-26} \text{ kg}$
大気 of 定圧比熱	c_p	$860 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$
凝結蒸発潜熱	L_C	$5.73 \times 10^5 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$
氷の密度	ρ_C	$1.57 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$
氷の比熱	c_C	$1.7 \times 10^3 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$
H ₂ O 氷の密度	ρ_W	$9.17 \times 10^2 \text{ kg m}^{-3}$
氷の比熱	c_W	$1.7 \times 10^3 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$
レゴリス 密度	ρ_R	$1.5 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$
比熱	c_R	$8.0 \times 10^2 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$
抵抗係数	C_D	0.9×10^{-3}
接地境界層直上の平均風速	V	5 m s^{-1}

表 2.2: 定常 3-Box モデルに用いたパラメータ

物理量	記号	標準値	計算範囲
大気圧	p	$10^2 - 10^5 \text{ Pa}$	同左
太陽光度	S/S_0	1.0	0.8 - 1.0
自転軸傾斜角	o	25.2	10.0 - 60.0
CO ₂ 極冠アルベド	A_c	0.70	0.60 - 0.80
レゴリスアルベド	A_r	0.215	同左

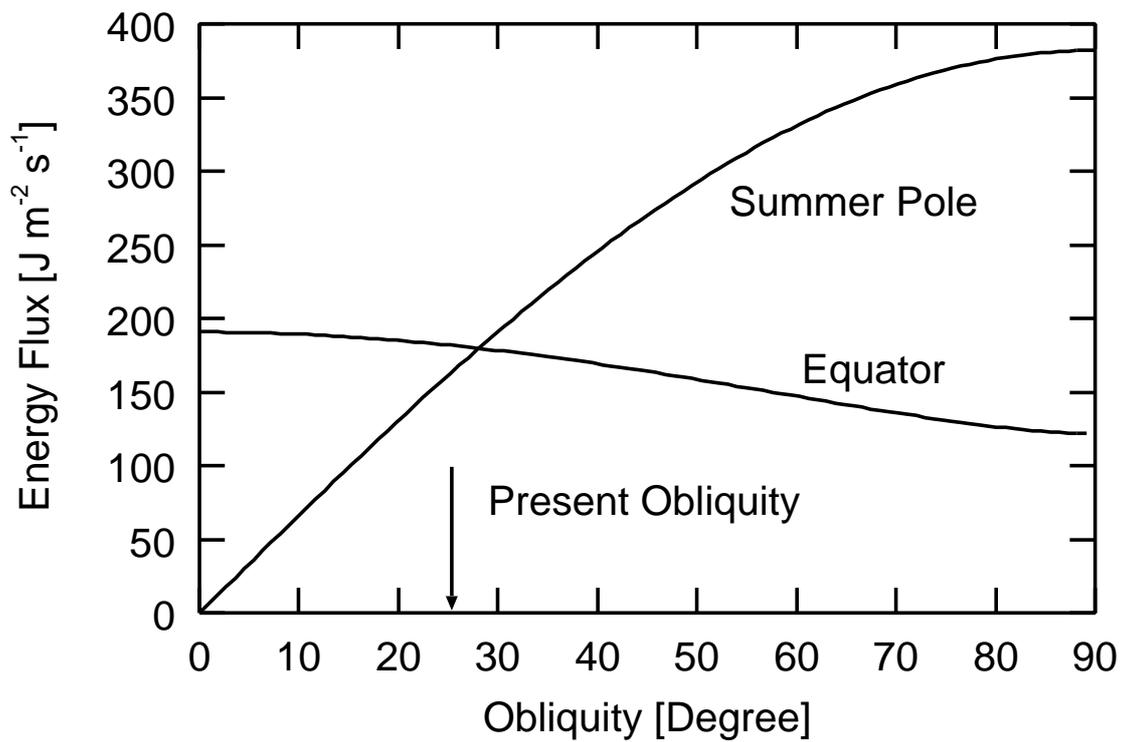


図 2.1: 様々な自転軸傾斜角 (横軸) を与えた際の, 夏極および赤道における季節平均太陽放射. 冬極では自転軸傾斜角によらず太陽放射は 0 である. 太陽定数および離心率は現在値を用いている.

2.3 定常 1.5 次元モデル

定常 1.5 次元 モデルは, 定常 3-Box モデルの緯度方向の計算点数を増やしたものである. 各緯度への分点間 (秋分と春分の間の) 平均太陽放射および一定の大気圧を与え, 定常のエネルギー収支方程式を解く. このモデルは緯度方向に次元を持つため, 地表におけるアルベド分布 (H_2O 氷および CO_2 氷の存在による) が気候状態に与える影響について調べることができる. なおこのモデルを 1.5 次元 モデルと呼ぶのは, 各緯度における一次元放射対流平衡を仮定して大気鉛直構造を与えるため, 大気温度構造を完全な緯度-鉛直 2 次元系として扱っていないためである.

モデルの方程式系は, 夏極 ($\phi = -90$) から冬極 ($\phi = 90$) までの各緯度の気候および地表における定常のエネルギー収支方程式 (2.4), (2.5) からなる. 緯度方向の計算点間隔は 2 度である. 方程式系のエネルギーフラックスに関しては, 定常 3-Box モデルにおける地表の球収集する太陽放射 F_S , 大気の水平熱輸送 F_H に以下の変更を加える.

地表の吸収する太陽放射 F_S は式 (2.7) で与える. 大気上端に入射する平均太陽放射 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図 2.2 のように与える. (導出は付録 B.1 参照). 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 F_{S0} を計算する (表 2.3 参照). また自転軸傾斜角 o の周期的変動を想定して, o を変化させた計算を行う (o を変化させた場合の各緯度における季節平均太陽放射は図 2.3). 大気の散乱アルベドは式 (2.11) で表現する.

地表アルベド $A_s(\phi)$ は, 各緯度における地表に存在する物質を CO_2 氷, H_2O 氷, レゴリス (表土) に分けて考え, 観測値をもとにそれぞれ表 2.3 の値を与える. 夏半球および冬半球のある境界緯度 (絶対値を ϕ_C とする) より高緯度側には CO_2 氷からなる残存極冠 (一年を通して存在し続ける極冠) が露出していると仮定する. CO_2 残存極冠の下限緯度は地表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. このためここでは ϕ_C をパラメータとする. CO_2 残存極冠より低緯度側で, 地表温度が CO_2 凝結温度を下回る領域には CO_2 氷からなる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 氷の存在を想定し, H_2O 氷存在領域の

下限緯度 (ϕ_W) 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. パラメータ ϕ_C, ϕ_W の計算範囲は表 2.3 にまとめて示す.

大気の水平熱輸送 F_H は, 大気の渦拡散の形で以下のように表現する.

$$F_H(\phi) = -\frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left[D(p) \cos \phi \frac{\partial T_a(\phi)}{\partial \phi} \right] \quad (2.21)$$

$D(p)$ 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 (Gierasch and Toon 1973) ので,

$$D(p) = \alpha D_0 \times \frac{p}{600 \text{Pa}} \quad (2.22)$$

とする (付録 B.3 参照). D_0 は現在の大气圧の下での水平熱輸送係数であり, 大气圧季節変動の観測値をよく説明する値 ($4.0 \times 10^{-3} \text{ W m}^2 \text{ K}$, James and North 1982) を用いる. この値は前述の 3-Box モデルで定式化した, 大気の傾圧不安定による熱輸送係数の緯度平均値程度である. 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 2.3 のように幅を持たせて与える.

定常 1.5 次元 モデルにおいてパラメータとして与えた物理量に関して, 標準値と変化させた値の範囲を表 2.3 に示す.

表 2.3: 定常 1.5 次元 モデルに用いたパラメータ

物理量	記号	標準値	計算範囲
大気圧	p	$10^2 - 10^5 \text{ Pa}$	同左
太陽光度	S/S_0	1	0.8 - 1
自転軸傾斜角	θ	25.2	10.0 - 60.0
CO_2 および H_2O 氷アルベド	A_C, A_H	0.70	0.65 - 0.80
レゴリスアルベド	A_R	0.215	同左
CO_2 残存極冠 下限緯度	ϕ_C	80	80 - 88
H_2O 氷存在領域 下限緯度	ϕ_W	80	0 - 90
水平熱拡散係数	α	1	0 - 5

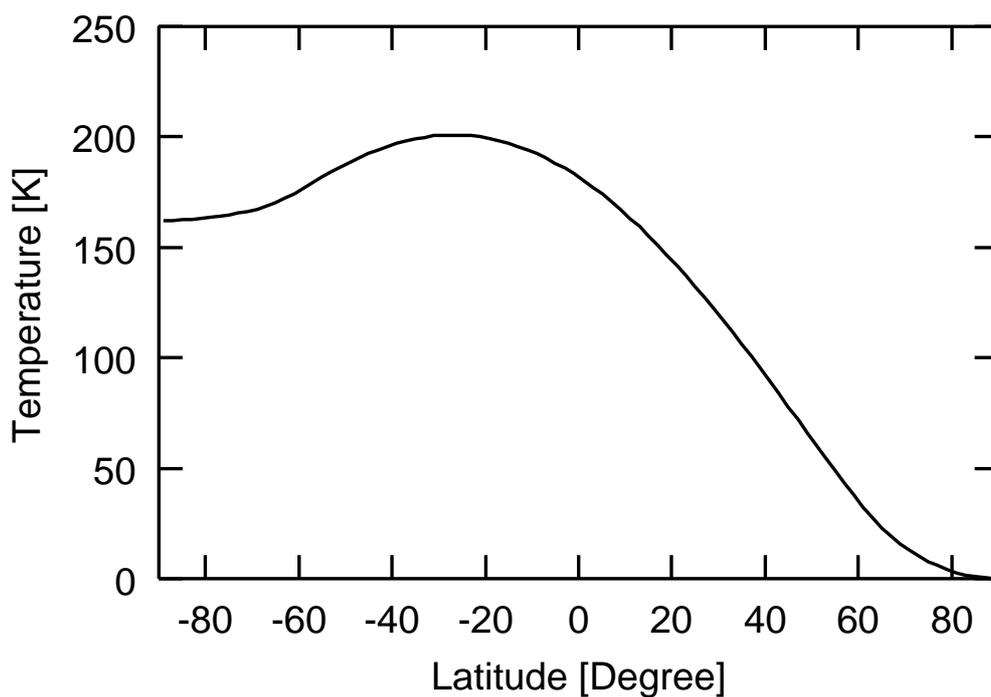


図 2.2: 各緯度の大気上端に入射する分点間平均太陽放射. 横軸の緯度は -90 度が夏極, 90 度が冬極を示す.

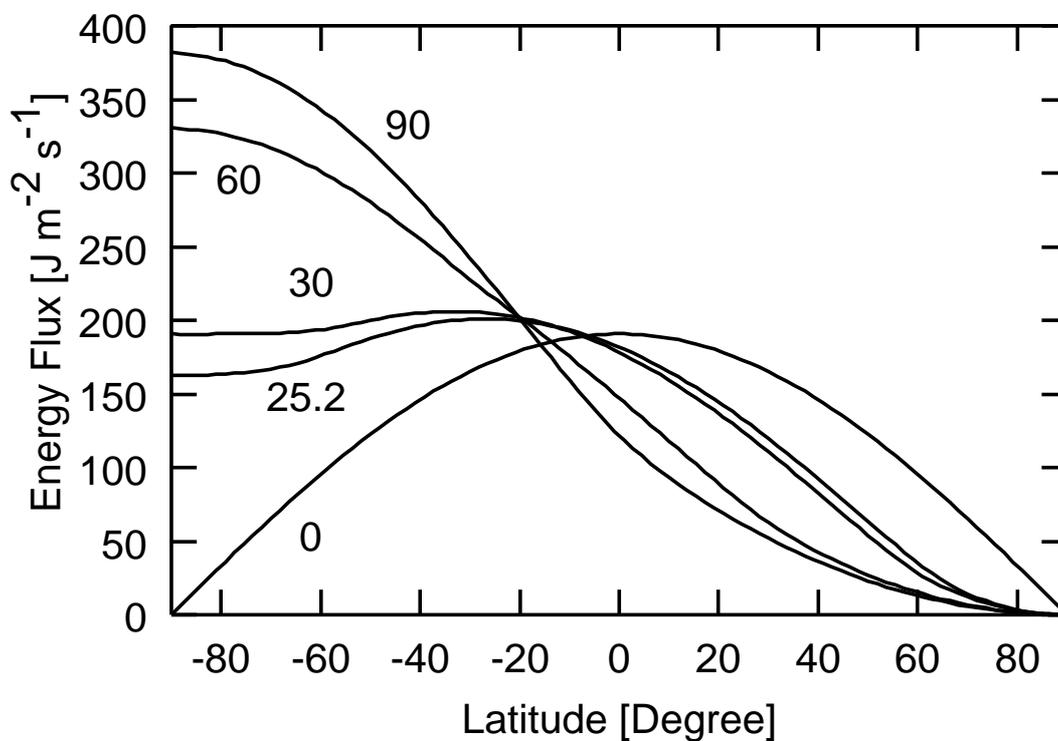


図 2.3: 上図に同じ. ただし与える自転軸傾斜角 θ を 0° から 90° まで変化させる. 現在では $\theta = 25^\circ$ である.

2.4 非定常 1.5 次元モデル

非定常 1.5 次元モデルは、定常 1.5 次元モデルにおける温度およびエネルギーフラックスの時間発展過程を考慮したモデルである。すなわち、季節変化する太陽放射および一定の大気圧を与え、各緯度における非定常エネルギー収支方程式を解く。このモデルでは CO₂ 凝結蒸発過程の時間変化を考慮しているため、CO₂ 極冠の存在領域を陽に解くことができる（定常モデルでは CO₂ 極冠の広がりを仮定していた）。実際には極域地表における CO₂ 凝結蒸発によって大気圧が変化するが、ここでは大気圧安定性を調べるためこの効果は考慮しない。またこのモデルは緯度方向に解像度を持つため、地表アルベド分布（H₂O 氷の存在）が気候状態に及ぼす影響を調べることができる。

モデルの方程式系は、各緯度の大气および地表面における非定常のエネルギー収支方程式に CO₂ 極冠の質量収支を加えた式からなる

$$\text{大気} \quad C_a \frac{\partial T_a(\phi, t)}{\partial t} = F_H(\phi, t) - F_V(\phi, t) + F_B(\phi, t) - F_T(\phi, t) \quad (2.23)$$

$$\text{地表} \quad C_s \frac{\partial T_s(\phi, t)}{\partial t} = F_S(\phi, t) + F_V(\phi, t) - F_B(\phi, t) - F_L(\phi, t) \quad (2.24)$$

$$\text{極冠} \quad \frac{d\sigma_C(\phi, t)}{dt} = \frac{F_L(\phi, t)}{L_C} \quad (2.25)$$

$$(2.26)$$

ここで σ_C は各緯度における CO₂ 極冠の単位面積あたりの質量 [kg m⁻²] である。モデルでの緯度方向の計算点間隔は 2 度である。

方程式系における定常 1.5 次元モデルからの変更点は、大気および地表の単位面積あたりの熱容量 C_a および C_s を考慮したこと、地表面の吸収する太陽放射 F_S 、CO₂ 凝結蒸発の潜熱 F_L 、CO₂ 極冠の質量収支の式 (2.25) である。

大気および地表の単位面積あたりの熱容量 C_a および C_s は次のように表現する。

$$C_a = \frac{p}{g} c_p \quad (2.27)$$

$$C_s = l_s \rho_s c_s \quad (2.28)$$

ここで g は火星重力、 l_s 、 ρ_s 、 c_s は地表物質（CO₂ 氷、H₂O 氷、レゴリス）の表皮厚さ (skin depth) [m]、密度 [kg m⁻²]、比熱 [J K⁻¹kg⁻¹] である。 l_s は熱慣性に関する観測値 (Kieffer *et*

al. 1977) をもとに 3 m を与える. ρ_s, c_s に関しては, CO_2 氷, H_2O 氷, レゴリスの密度および比熱として表 2.1 の値を与える.

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.

$$F_S(\phi, t) = F_{S0}(\phi) [1 - A_a(p)][1 - A_s(\phi, t)] \quad (2.29)$$

F_{S0} は黄経 ψ における, 緯度 ϕ の大気上端に入射する日平均太陽放射である (図 2.4. 詳細は付録 B.1 参照). 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 を変化させて計算する (表 2.3 参照). 大気の散乱アルベド $A_a(p)$ は前述の式 (2.11) で表現する. 地表面アルベド $A_s(\phi)$ は各緯度における地表面の状態を 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 2.4 の値を与える. CO_2 極冠の存在する領域はモデルで陽に解く (後述). H_2O 氷床の下限緯度 (ϕ_W) はパラメータとする. ϕ_W の計算範囲は表 2.4 に示す. 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.

CO_2 の蒸発凝結の潜熱 F_L は, CO_2 極冠の存在する領域 (後述) で考慮する. 地表面温度 T_s が大気圧 p の凝結温度に保たれるように, F_L を地表における赤外放射と地表の吸収する太陽放射および顕熱輸送の差に一致する形で与える.

$$F_L(\phi, t) = F_B(\phi, t) - [F_S(\phi, t) + F_V(\phi, t)] \quad (2.30)$$

本来 CO_2 潜熱輸送は式 (2.19) によって与えるべきである. しかし定常 1.5 次元モデル計算から, どのような大気圧の下でも CO_2 極冠表面温度は CO_2 大気の凝結温度に保たれることが確認できる. このため式 (2.30) の定式化を行った.

CO_2 極冠の質量収支に関しては, 式 (2.30) で与えられる F_L を用いて式 (2.25) を時間積分することにより求める. CO_2 極冠の存在する領域は, 地表面温度が大気圧 p の凝結温度を下回る領域で CO_2 の凝結が起こると仮定し, CO_2 極冠の質量収支の式 (2.25) を時間積分し $\sigma_C > 0$ となる領域として求めることができる.

非定常 1.5 次元 大気圧固定モデルにおいてパラメータとして与えた物理量に関して, 標準値と変化させた値の範囲を表 2.4 に示す.

表 2.4: 非定常 1.5 次元 大気圧固定モデルに用いたパラメータ

物理量	記号	標準値	計算範囲
大気圧	p	$10^2 - 10^5$ Pa	同左
太陽光度	S/S_0	1	0.8 - 1
自転軸傾斜角	θ	25.2	10.0 - 60.0
CO ₂ および H ₂ O 氷アルベド	A_C, A_W	0.65	0.65 - 0.80
レゴリスアルベド	A_R	0.215	0.215
CO ₂ 極冠 下限緯度	ϕ_C	陽に解く	同左
H ₂ O 氷床 下限緯度	ϕ_H	80	0 - 90
水平熱拡散係数	α	1	0 - 5

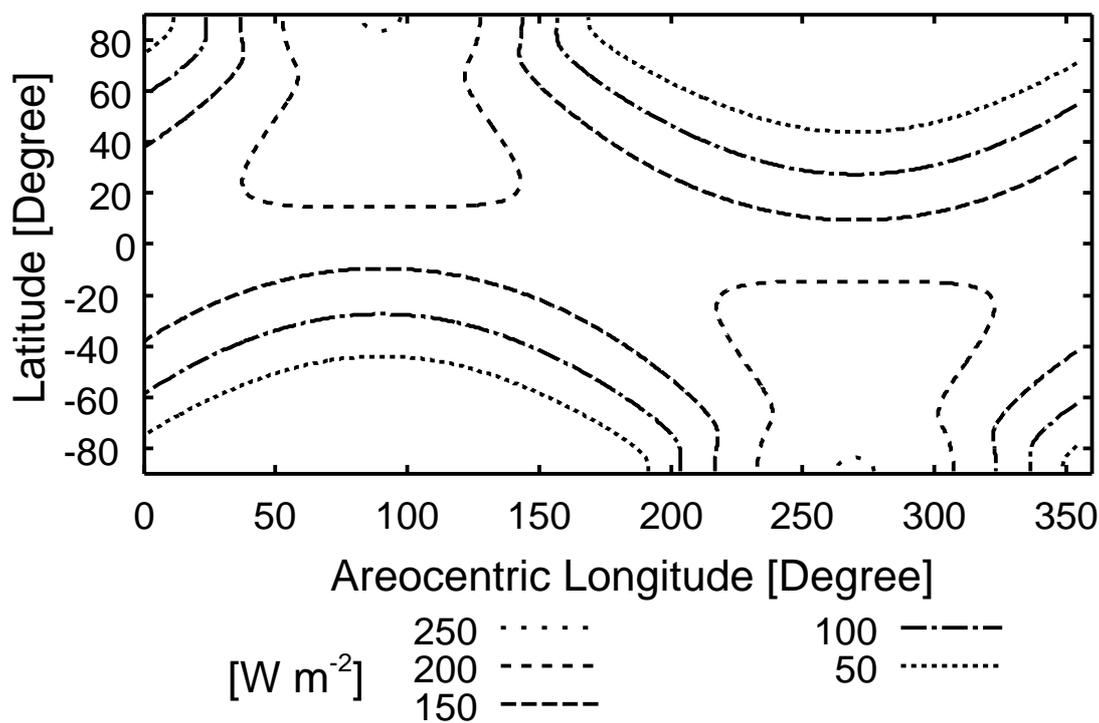


図 2.4: 大気上端に入射する日平均平均太陽放射. 横軸は黄経, 縦軸は緯度を表す. コンターの単位は $[\text{W m}^{-2}]$ である.

2.5 非定常 1.5 次元進化モデル

非定常 1.5 次元進化モデルは、非定常 1.5 次元モデルに CO_2 凝結蒸発に伴う大気圧と極冠形状 (高度プロファイル) の時間変化過程を組み込んだものである。大気圧の変動過程は、大気-極冠系の CO_2 総量を固定し、極冠質量収支から大気質量収支を導くことにより求める。また極冠の形状は、 CO_2 凝結蒸発に伴う高度変化に応じて極冠表面温度が変化する効果を考慮することによって求める。このモデルによって大気-極冠 CO_2 交換に伴う気候遷移過程の時間変化を追うことができる。

モデルの方程式系は、各緯度の大气および地表面における非定常のエネルギー収支方程式に CO_2 極冠および CO_2 大気の質量収支を加えた式からなる。 CO_2 大気の質量収支を大気圧の形で表現すると、方程式系は以下の通りに記述できる。

$$\text{大気} \quad C_a \frac{\partial T_a(\phi, t)}{\partial t} = F_H(\phi, t) - F_V(\phi, t) + F_B(\phi, t) - F_T(\phi, t) \quad (2.31)$$

$$\text{地表} \quad C_s \frac{\partial T_s(\phi, t)}{\partial t} = F_S(\phi, t) + F_V(\phi, t) - F_B(\phi, t) - F_L(\phi, t) \quad (2.32)$$

$$\text{極冠} \quad \frac{d\sigma_C(\phi, t)}{dt} = \frac{F_L(\phi, t)}{L_C} \quad (2.33)$$

$$\text{大気圧} \quad \frac{dp(\phi, t)}{dt} = -\frac{1}{4\pi R_M^2} \int_{\text{all}} ds \frac{dm_C(\phi, t)}{dt} \quad (2.34)$$

ここで R_M は火星半径、 $\int_{\text{all}} ds$ は全球表面での面積分である。緯度方向の計算点間隔は 2 度である。

方程式系における非定常 大気圧固定モデルからの変更点は、 CO_2 凝結蒸発の潜熱 F_L 、 CO_2 極冠の質量収支 (2.33)、 CO_2 大気の質量収支 (2.34) である。

CO_2 の蒸発凝結の潜熱 F_L は式 (2.30) と同様の定式化を行うが、 CO_2 極冠表面高度 z の時間変化に伴う極冠表面温度の変化を考慮する。

$$F_L(\phi, t, z) = F_B(\phi, t, z) - [F_S(\phi, t) + F_V(\phi, t, z)] \quad (2.35)$$

CO_2 極冠表面の高度変化は、 CO_2 極冠の質量収支式 (2.33) を用いて次のように表現する。

$$\frac{dz(\phi, t)}{dt} = \frac{1}{\rho_C} \frac{d\sigma_C(\phi, t)}{dt} \quad (2.36)$$

一方 CO_2 極冠表面温度 T_s の高度変化は、極冠表面が各高度における大気圧の凝結温度に一致し、なおかつ静水圧平衡が成立すると仮定することより以下のように表現する。

$$\frac{dp_C(\phi, t, z)}{dz} = -\frac{p_C(z)g}{RT_s(\phi, t, z)} \quad (2.37)$$

$$T_s(\phi, t, z) = T_C(p_C(\phi, t, z)) \quad (2.38)$$

$$(2.39)$$

ここで $p_C(z)$ は高度 z の CO_2 極冠表面における CO_2 大気圧、 $T_C(p_C(z))$ は大気圧 $p_C(z)$ の凝結温度である。ここで示した CO_2 凝結の潜熱 F_L を用いて、 CO_2 極冠の質量収支 (2.33) および CO_2 大気の質量収支 (2.34) を表現する。

非定常 1.5 次元進化モデルにおいてパラメータとして与えた物理量の標準値および計算値の範囲は、表 2.4 で示したものと同様である。

第3章 結果と議論

本章ではモデル計算の結果について解説する。全体を通しての目標は、極域における CO_2 凝結蒸発量を様々な条件の下で求めることにより気候状態の安定性とその遷移過程について調べることで、これまでに全く調べられてこなかった H_2O 氷被覆域の効果に特に着目し、新たな気候変動のシナリオを提案することである。

気候状態の安定性に関する解析は 3.1 節から 3.2 節において行う。3.1 節では最も簡単な Box モデルを用いた解析によって、気候状態の安定性と遷移過程に関する基本概念について調べる。3.2 および 3.3 節では緯度方向に次元を持つモデルを用いて、特に地表における H_2O 氷の分布が気候状態の安定性に及ぼす影響を調べる。3.4 節では気候状態の安定性に関して得られた知見をもとに、非定常 1.5 次元進化モデルを用いて気候遷移過程をシミュレートする。最後に 3.5 節で、モデル解析によって結果を総合し気候変動の新たなシナリオを提案する。

3.1 定常 3-Box モデル

ここでは緯度方向を夏極-赤道-冬極の 3 つの Box に分割しエネルギー収支を解く、定常 3-Box モデルの結果を示す。まず 3.1.1 では、 CO_2 潜熱を考慮せずに求めた夏冬極の地表面温度と CO_2 凝結温度を比較することにより、極域での CO_2 凝結蒸発過程について調べる。次に 3.1.2 では、 CO_2 凝結蒸発量を求めることにより大気圧の安定性について調べる。これにより火星において安定な気候状態は 2 通り (CO_2 氷緩衝状態と CO_2 氷消失状態) あることが明らかになる。最後に 3.1.2 で、安定な気候状態間の遷移過程について議論する。

3.1.1 極地表面温度と CO₂ 凝結蒸発過程

図 3.1 に、CO₂ 潜熱を考慮しない場合の夏極、赤道、冬極の地表面温度を示す。過去から現在までの火星表層環境の進化を想定して、様々な大気圧 ($10^2 - 10^6$ Pa) を与える。それぞれの大気圧のもとでの CO₂ 凝結温度 (点線) も同時に示す。モデルパラメータとしては表 2.2 に示した標準値を用いる。

全体的な傾向として、地理的温度分布が 赤道 > 夏極 > 冬極 となり、それぞれの領域の温度が大気圧とともに上昇することが分かる。地理的温度の大小関係は、それぞれの領域が受け取る太陽放射量を反映したものである。大気圧の上昇によって全球的に温度が上昇するのは、大気による赤外放射の吸収量が増し温室効果が強まるためである。また大気圧が高い場合には大気の水平熱輸送が卓越するため、極-赤道間の温度差は減少する。

各領域の地表面温度が大気圧とともに上昇するメカニズムは、以下のとおりである。赤道では大気圧が $\sim 10^5$ Pa 以上の場合に温度上昇が起こる。これは温室効果によるものである。また夏極では大気圧が $\sim 10^4$ Pa 以上の場合に、冬極ではすべての大気圧で起こる。これは温室効果に加え大気の水平熱輸送の効果による。冬極と夏極域で温度上昇の仕方に違いがあるのは、冬極は太陽放射を受け取らないため、赤道からのわずかな熱輸送によって夏極より地表が加熱されやすいためである。

夏冬両極の地表面温度と CO₂ 凝結温度との関係から、極域における CO₂ の凝結蒸発過程がよく分かる。大気圧が $\sim 2 \times 10^4$ Pa 以下の場合には、夏極で CO₂ 蒸発が起こり冬極で CO₂ 凝結が起こる。一方大気圧が $\sim 10^4$ Pa 以上の場合には、夏極および冬極で CO₂ 蒸発が起こる。地表面温度と CO₂ 凝結温度の関係に関してここで得られた結果は、従来の研究 (Leighton and Murray 1966, Mckay *et al.* 1991) と定性的には一致する。

夏冬両極における CO₂ 凝結蒸発過程の結果から、火星大気圧を決めるメカニズムについて次のようなことが分かる。大気圧が $\sim 2 \times 10^4$ Pa 以下の場合には、夏極の蒸発量と冬極の凝結量のつりあいによって大気圧が決まる。すなわちこの場合には、CO₂ 大気-極冠の単純な相平衡によってではなく、夏極における CO₂ 蒸発量と冬極における凝結量の動的なつりあいによって大気圧が決まる。一方大気圧が $\sim 2 \times 10^4$ Pa 以上の場合には、もっ

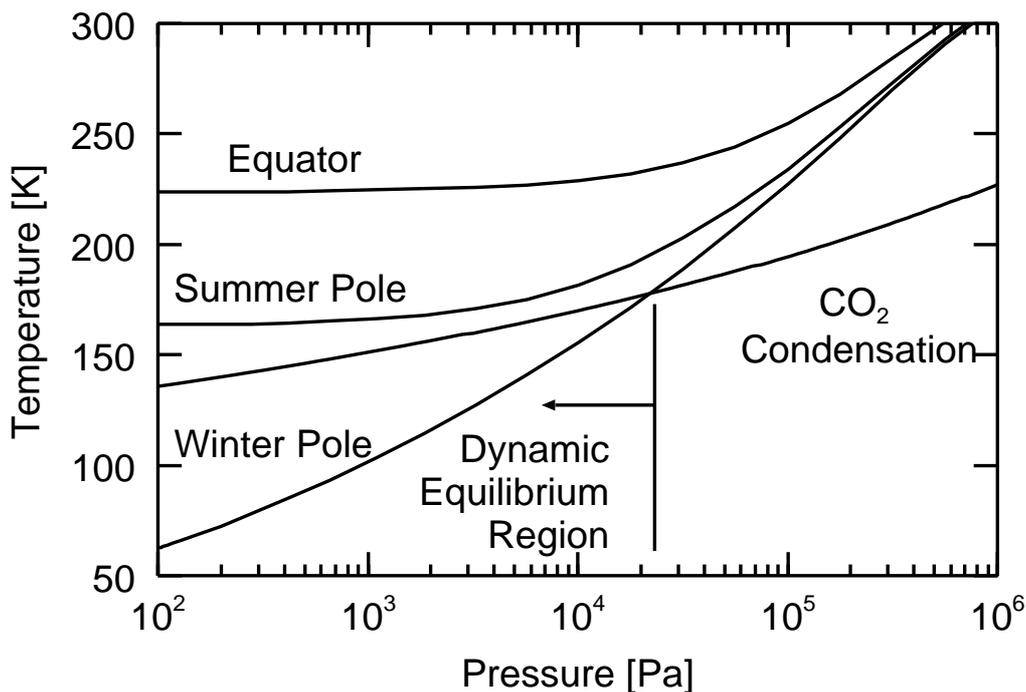


図 3.1: CO_2 潜熱を考慮しない場合の赤道 (Equator), 夏極 (Summer Pole), 冬極 (Winter Pole) の地表面温度. 大気圧 [Pa] の関数として示す. 実線は CO_2 の凝結温度曲線 (= 飽和蒸気圧曲線). Dynamic Equilibrium Region は, CO_2 夏極蒸発量と冬極凝結量の動的なつりあいによって大気圧が決まる領域を示す. 計算パラメータの値は表 2.2 の標準値.

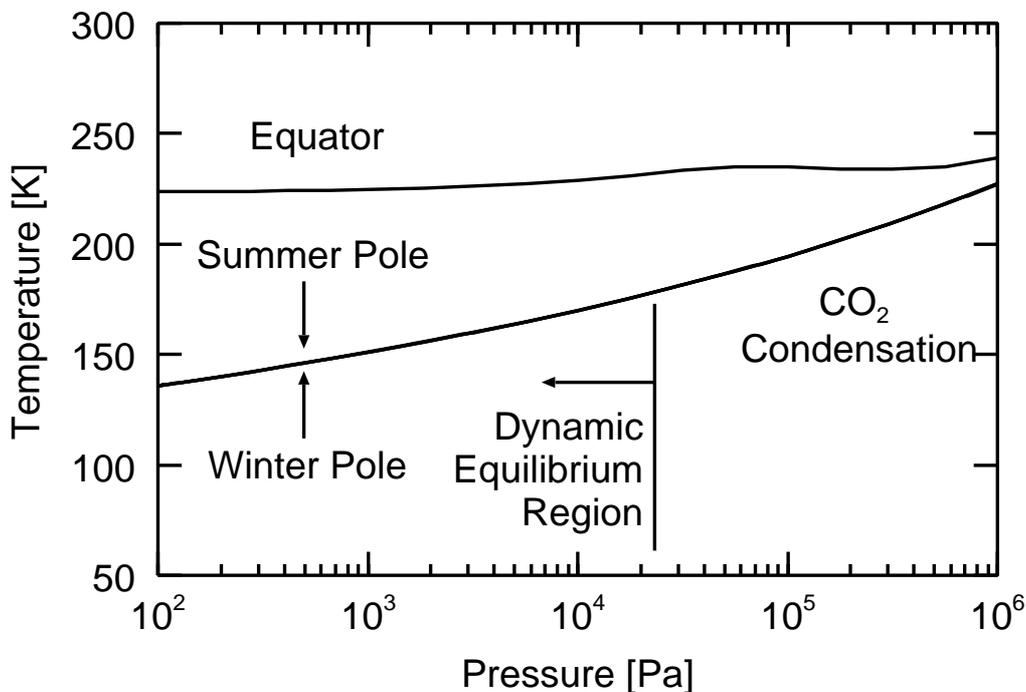


図 3.2: 上図に同じ. ただし CO_2 潜熱を考慮している. 夏極および冬極の地表面温度は CO_2 凝結温度とほぼ一致するため, 実線と重なっている.

とも寒冷な冬極地表面でも CO₂ 蒸発が起こるため、極冠の CO₂ がすべて蒸発した状態が実現する。

CO₂ 潜熱を考慮した場合の地表面温度の結果が図 3.2 である。大気圧によらず夏極および冬極の地表面温度が CO₂ 凝結温度に一致する。これにより、従来の研究 (Gierasch and Toon 1973, McKay *et al.* 1991, Haberle *et al.* 1994, Nakamura and Tajika 2002) で用いられてきた仮定 (CO₂ 氷が存在する場合には地表面温度が CO₂ 氷の凝結温度に一致する) が正しいことが確認された。

夏極および冬極の地表面温度が CO₂ 凝結温度に一致するのは、CO₂ 潜熱が温度に著しく敏感な関数であるためである。このことは CO₂ 潜熱を分子運動論的に表現した式 (2.19) から理解することができる。大気圧が p_{00} であり、地表面温度 T_s が p_{00} の凝結温度 T_{00} に近い値を持つ場合、CO₂ 潜熱フラックスは次のように表現できる。

$$\begin{aligned} F_L &= -L_C [p_{00} - p_{\text{sat}}(T_s)] \left(\frac{m_C}{2\pi k T_s} \right)^{1/2} \\ &\simeq -L_C \left(\frac{\partial p_{\text{sat}}}{\partial T} \right)_{T=T_{00}} \left(\frac{m_C}{2\pi k T_{00}} \right)^{1/2} \Delta T \\ &\simeq 1 \times 10^3 \frac{p_{00} \Delta T}{[\text{Pa K}]} [\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1}] \end{aligned} \quad (3.1)$$

ここで $\partial p_{\text{sat}}/\partial T$ は CO₂ 飽和蒸気圧の温度勾配 ($\sim 0.1 p_{\text{sat}}$. 付録 B.5 参照), $\Delta T = T_s - T_{00}$ である。式 (3.1) から, $F_L \sim 10^2 [\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1}]$ (極域へ入射する太陽放射フラックス程度の大きさ) の潜熱が解放されるためには,

$$\Delta T \sim \frac{1 [\text{Pa}]}{10 p_{00}} [\text{K}]$$

程度の温度差で十分であることが分かる。大気圧が高ければ高いほど、わずかな温度差で大きな潜熱が解放される。

また図 3.2 では、大気圧が増加しても赤道地表面温度はほぼ一定に保たれるという結果が得られた。これは大気圧の上昇とともに大気の水平熱輸送が卓越し、全球的に温度が一樣化するためである。CO₂ 潜熱によって夏冬極の地表温度が一定に保たれるため、赤道温度は CO₂ 凝結温度を大きく上回ることができない。

3.1.2 大気圧の安定性に関する基礎概念

前節の結果から, 大気圧が低い ($\sim 2 \times 10^4$ Pa 以下) 場合には夏極における CO_2 蒸発量と冬極における凝結量の動的なつりあいによって大気圧が決まることが明らかになった. 本節では動的平衡状態として実現される大気圧とその安定性について論ずる. 従来の研究 (Gierasch and Toon 1973, Toon *et al.* 1980, Mckay *et al.* 1991) によると, CO_2 潜熱を考慮しない場合の地表面温度は極冠の吸収する太陽放射に強く依存する. このため以下では, 極冠の吸収する太陽放射を変化させた場合について調べる.

標準モデル

様々な大気圧の下での CO_2 夏極蒸発量, 冬極凝結量, および前者と後者の差 (以下「 CO_2 正味蒸発量」と呼ぶ) を図 3.3 に示す. これらはエネルギー収支を解いて得られた CO_2 凝結蒸発の質量フラックスに極冠面積 (緯度 $> 45^\circ$) をかけることにより求めた. パラメータとしては表 2.2 の標準値 (大気圧以外は現在の火星を想定したもの) を用いる.

大気圧- CO_2 正味蒸発量曲線は下に凸の関数になる (図 3.3). すなわち, 大気圧が低いうち ($\sim 10^4$ Pa 以下) は大気圧の増加にともない CO_2 凝結量が増加 (蒸発量が減少) する. 一方大気圧が高くなる ($\sim 10^4$ Pa 以上) と, 大気圧の増加とともに蒸発量が増加 (凝結量が減少) する. これらの理由は, 大気圧に応じてエネルギーフラックスのバランス状態が異なるためである. エネルギー収支の式 (2.4) および (2.5) から, CO_2 正味蒸発量 E_{CO_2} は地表面の吸収する太陽放射 F_S , 大気の水平熱輸送 F_H , 大気上端における赤外放射 F_T を用いて次のように表現できる.

$$E_C = \frac{1}{L_C} \left[\sum_{\text{pl}} (F_S + F_H - F_T) \Delta S \right] \quad (3.2)$$

ここで \sum_{pl} は夏極および冬極における物理量の和をとることを意味し, ΔS は表面積である.

式 (3.2) の右辺各項である F_S, F_H, F_T を, 大気圧の関数として示す (図 3.4). 大気圧が低い場合には, 大気圧の増加とともに赤外放射 F_T が増加するため, CO_2 正味蒸発量が減少する. これは大気圧の増加とともに CO_2 凝結温度が上昇することにより, 極地表面温度

が上昇するためである。低圧下では大気の水平移流が少ないため、大気圧の上昇しても大気の水平熱輸送 F_H はあまり変化しない。

一方大気圧が高い場合には、大気圧の増加とともに大気の水平熱輸送 F_H が増加するため、 CO_2 正味蒸発量が増大する。図 3.4 が示すように高圧下では、大気圧の増加にともなう赤外放射 F_T の増加よりも水平輸送 F_H の増加のほうが大きい。さらに高圧下では、大気による赤外吸収によって赤外放射 F_T の増加が押えられる効果 (温室効果) も CO_2 正味蒸発量を増加させる。

CO_2 正味蒸発量が 0 となり、動的平衡状態を実現し得る大気圧点は 2 点存在する (図 3.3 の A, B 点)。これらのうち大気圧の低い A 点は安定であり、大気圧の高い B 点は不安定である。大気圧が A 点よりもわずかに高い場合には、 CO_2 正味蒸発量が負となり大気圧が減少する。逆に大気圧が A 点よりもわずかに低い場合には、 CO_2 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。B 点では大気圧- CO_2 正味蒸発量の関係が A 点の場合と逆になるため、不安定となる。以下では CO_2 正味蒸発量が 0 となる安定点を「安定平衡点」、不安定点を「不安定平衡点」と呼ぶ。

大気圧- CO_2 正味蒸発量曲線の結果から、大気圧のゆらぎに対して安定な気候状態は 2 通りあることが分かる。1 つは A 点の状態、この場合大気圧は CO_2 極冠の凝結温度に保たれる。以下ではこの状態を「 CO_2 氷緩衝状態」と呼ぶ。もう 1 つは B 点より高い大気圧で、極冠の CO_2 が全て蒸発した状態である。以下では CO_2 極冠の存在しない状態を「 CO_2 氷消失状態」と呼ぶ。

極冠表面の吸収する太陽放射

極冠表面の吸収する太陽放射が大気圧の安定性におよぼす影響について調べるため、 CO_2 極冠アルベドおよび自転軸傾斜角を変化させた場合の大気圧- CO_2 正味蒸発量曲線を求める。火星ではダストストームによって巻き上げられたダストが堆積することにより、極冠のアルベドが低下することが知られている (Malin *et al.* 2001)。このため CO_2 極冠アルベドは過去においても、様々な値を持っていた可能性がある (Kieffer *et al.* 1992)。一方火

星の自転軸傾斜角はその歴史を通じて大きく変化してきたと考えられている (e.g. Touma and Wisdom 1993). 極冠表面の吸収する太陽放射は CO_2 極冠アルベドの低下によって、あるいは自転軸傾斜角の上昇によって増大する (夏極大気上端に入射する太陽放射と自転軸傾斜角の関係については図 2.1 参照).

極冠表面が吸収する太陽放射が増加すると CO_2 正味蒸発量は増加する (図 3.5 および図 3.6). これは CO_2 正味蒸発量が極冠の吸収する太陽放射に比例する (式 (3.2)) ためである. CO_2 正味蒸発量 E_C が増加することにより, $E_C = 0$ となる平衡点の位置が変化する. 極冠の吸収する太陽放射がある臨界値 F_{SC} を越えて大きくなると, 平衡点は消失する. ここで得られた臨界値は $F_{SC} = 28 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ である. これは標準モデル (CO_2 極冠アルベド $A_C = 0.70$, 自転軸傾斜角 $\theta = 25.2^\circ$) から A_C を 0.65 に, あるいは θ を 30.0° に変化させた場合に対応する.

安定に実現し得る気候状態は, 極冠の吸収する太陽放射が臨界値 F_{SC} より小さいか大きいかにによって異なる. $F_S < F_{SC}$ の場合には $E_C = 0$ となる点が 2 つ存在する. このため CO_2 氷緩衝状態か CO_2 氷消失状態が実現可能である. 一方 $F_S > F_{SC}$ の場合にはいかなる大気圧下においても常に $E_C > 0$ となる. このため CO_2 氷緩衝状態は実現せず, CO_2 氷消失状態のみが実現する.

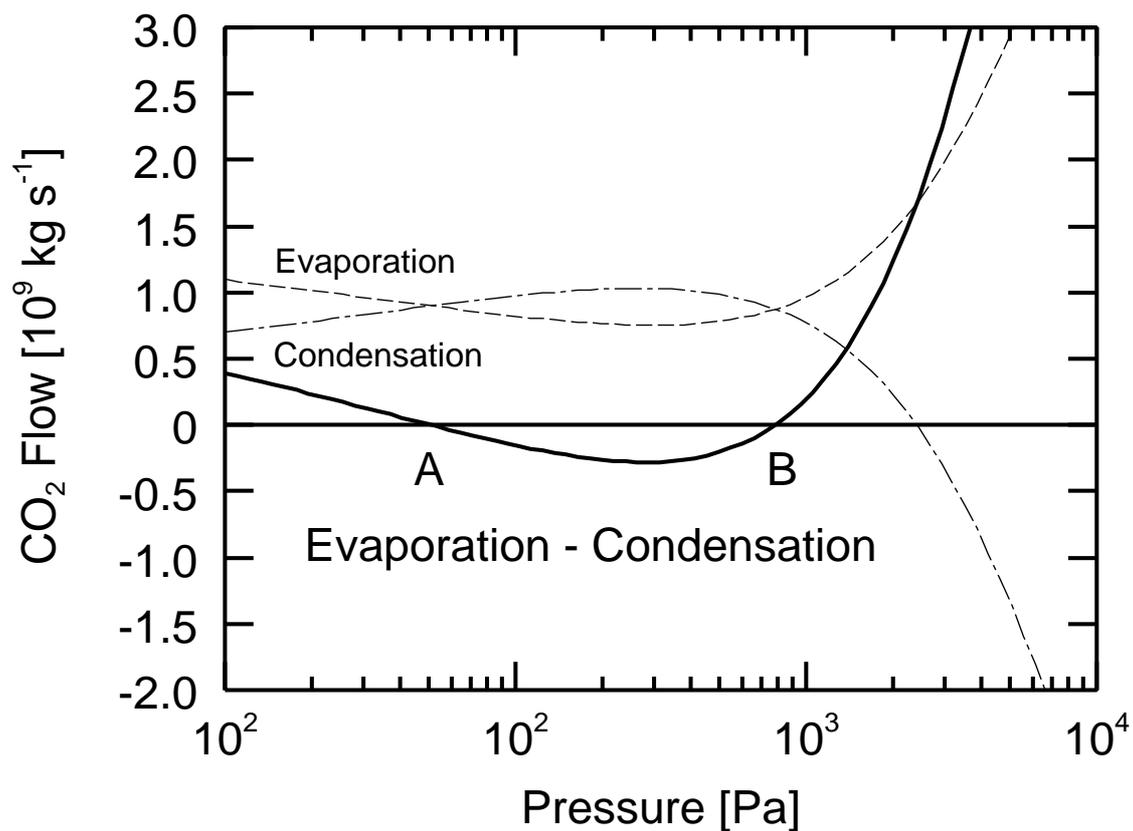


図 3.3: 様々な大気圧の下での CO₂ 夏極蒸発量 (点線), 冬極凝結量 (一点鎖線), CO₂ 正味蒸発量 (夏極蒸発量と冬極凝結量の差, 実線). 単位は kg s⁻¹ で, CO₂ 凝結蒸発の質量フラックスに極冠面積 (緯度 45 度以上) をかけた量である. 計算パラメータは表 2.2 の標準値を用いている.

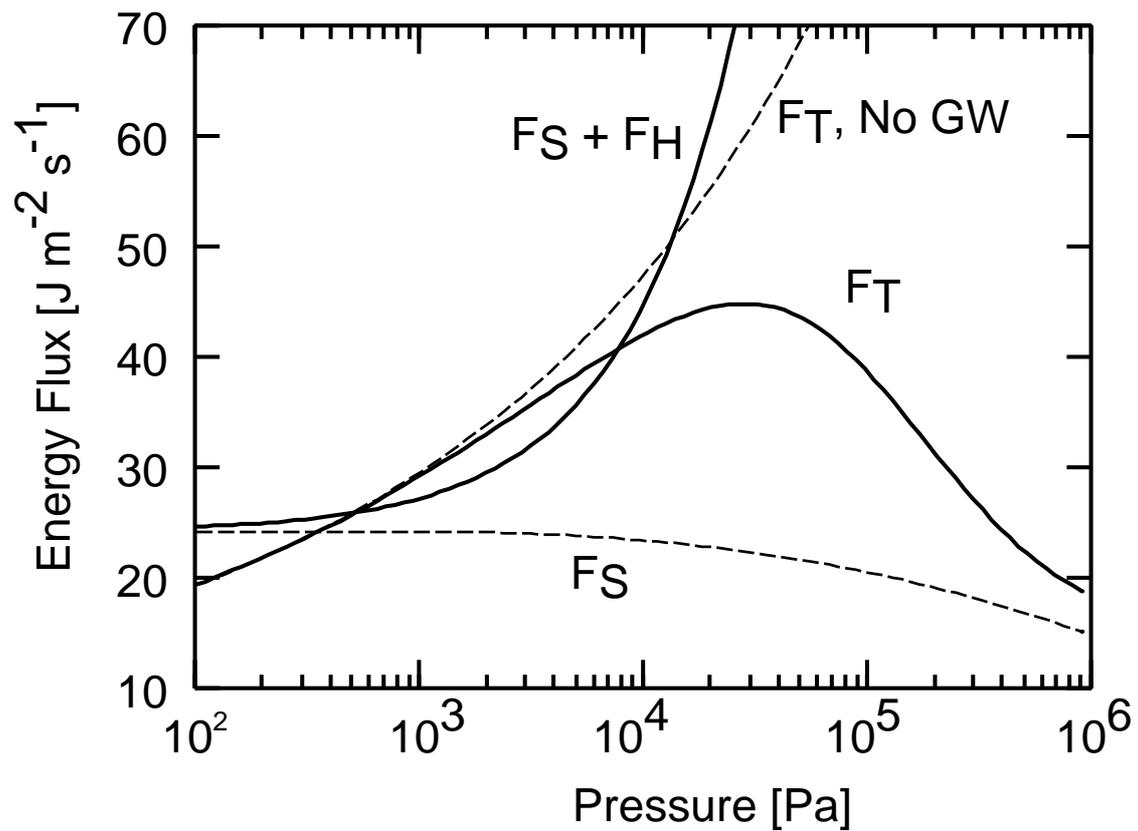


図 3.4: 様々な大気圧の下での、極地表面の吸収する太陽放射 F_S , 大気の水水平移流による赤道から極への熱輸送 F_H , 極における大気上端からの赤外放射 F_T なお温室効果を考慮しない場合の $F_T (= \sigma T_s^4)$ を点線 (No GW) で表す. 計算条件は図 3.3 に同じ.

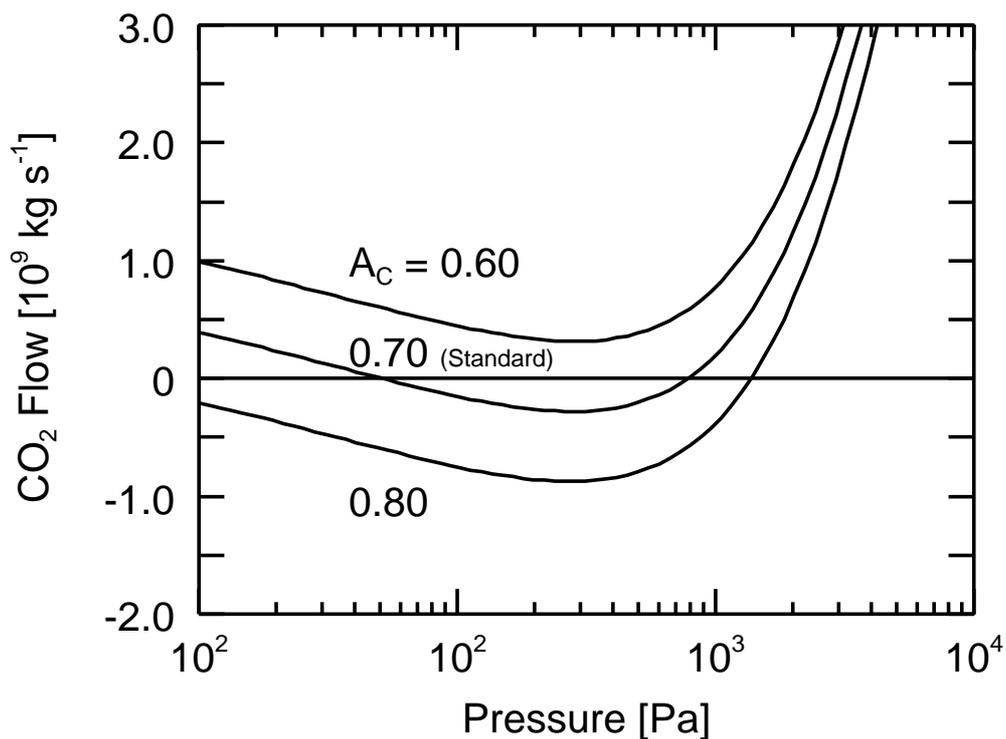


図 3.5: 図 3.3 に同じ. ただし CO₂ 極冠アルベドを 0.60, 0.70 (標準モデル), 0.80 と変化させた場合の結果.

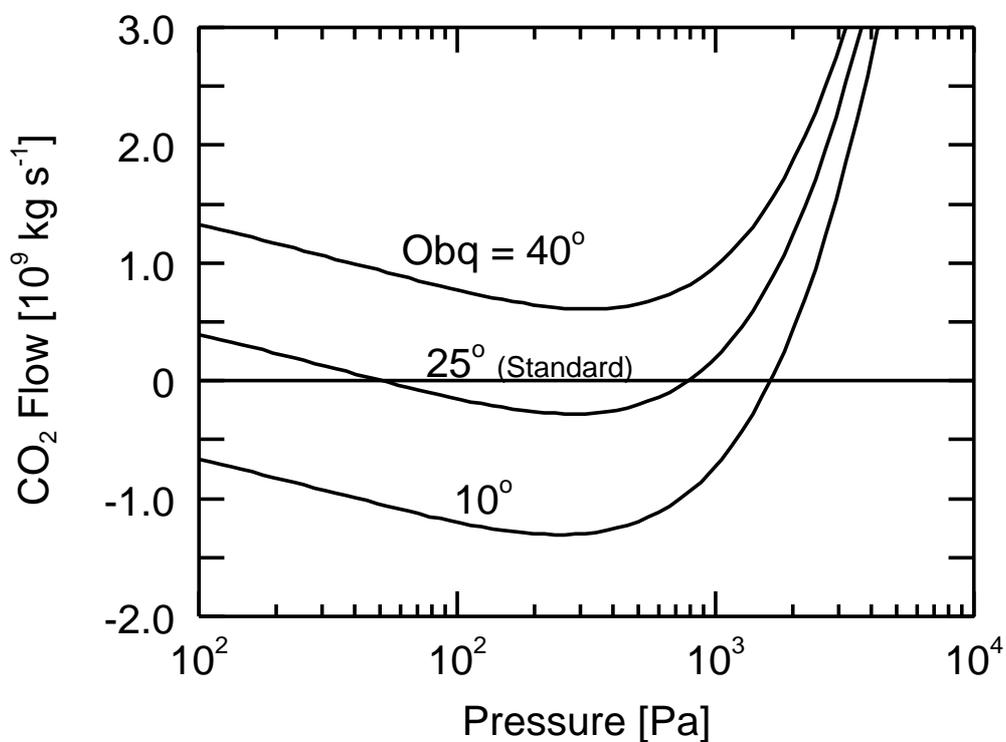


図 3.6: 図 3.3 に同じ. ただし 自転軸傾斜角を 10° , 25° (標準モデル), 40° と変化させた場合の結果.

3.1.3 気候遷移過程：大気崩壊と暴走温室

大気圧-CO₂ 正味蒸発量曲線の解析から、火星において安定に実現し得る気候状態は CO₂ 氷緩衝状態および CO₂ 氷消失状態の 2 通りあることが明らかになった。本節では、CO₂ 氷緩衝状態と CO₂ 氷消失状態の間の気候遷移過程について議論する。両者の間の遷移過程に要する時間は地質学的には非常に短いと推測されることから、後者から前者の遷移を「大気崩壊」、前者から後者の遷移を「暴走蒸発」と名づける。

大気崩壊

様々な地質学的証拠から、火星は過去において現在より温暖な気候が実現していたと考えられている。(e.g. Jakosky and Phillips 2001, Baker 2001)。温暖な気候は高い CO₂ 分圧の温室効果によって生じ、CO₂ 氷消失状態が実現していただろう。本節では定常 3-Box モデルによって得られた結果を下に、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過程について議論する。

CO₂ 氷消失状態から CO₂ 氷緩衝状態への遷移について、Haberle *et al.* 1994 は climate collapse のシナリオを提案した。このシナリオは、大気散逸や化学風化によって大気圧がある臨界値を下回った場合、CO₂ 極冠が成長し大気圧が減少することによって、CO₂ 氷緩衝状態への遷移が起こるというものである。

Haberle *et al.* 1994 が述べる climate collapse は、本研究の結果をもとに次のように解釈することができる。化学風化や大気散逸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だろう。CO₂ 季節極冠が夏季にごくわずかでも残存する場合、CO₂ 残存極冠が生じることになる。この残存極冠から得られる CO₂ 正味蒸発量曲線の不安定平衡点(図 3.3 の B 点に相当)を大気圧が下回る場合には、CO₂ 正味蒸発量が負となり大気圧の減少が始まる。CO₂ 大気が極冠に固定されることにより、最終的には安定な CO₂ 氷緩衝状態が実現する。

CO₂ 氷消失状態から CO₂ 氷緩衝状態への遷移が起こる場合、遷移に要する時間を大気圧-CO₂ 正味蒸発量曲線を下に見積もることができる。本節の標準モデル(図 3.3)におい

て B 点 ($p = p_B$) から A 点まで大気圧が遷移する時間を見積もると,

$$\begin{aligned} t_{B \rightarrow A} &\sim \frac{4\pi r_M^2 p_B}{E_C} \\ &\sim 10^2 \text{ [yr]} \end{aligned} \quad (3.3)$$

となる. これは従来の研究における安定状態付近での気候緩和時間 (Gierasch and Toon 1973, Kieffer and Zent 1992) と同程度である. 大気圧の変動幅が大きい ($10^3 - 10^2$ Pa) にも関わらず地質学的時間と比べれば遷移時間は非常に短いと推測される. このためこの気候遷移を「大気崩壊」と呼ぶ.

実際に大気崩壊が起こるかどうかは, ごく小さな CO_2 残存極冠をおき, その CO_2 正味蒸発量を求めることにより判別されるだろう. これは CO_2 氷消失状態において大気圧が徐々に減少し, CO_2 季節極冠が蒸発しきれずに生じるはじめの CO_2 残存極冠は面積が小さいと考えられるからである. 微小な CO_2 極冠の振舞を調べるためには緯度方向に次元を持つモデルが必要である. この問題は次節 3.2 で論じる.

また大気崩壊の時間スケールは, 大気圧の減少によって生じる CO_2 残存極冠の広がり依存するであろう. 大気崩壊では徐々に CO_2 極冠領域が広がっていくはずであるが, 定常 3-Box モデルでは緯度が 45° 以上の領域に常に CO_2 極冠の存在を仮定している. このため式 (3.3) は大気崩壊に要する時間スケールを短く見積もる傾向にある. この影響についても緯度方向に次元を持つモデルによって次節 3.2 で調べる.

暴走蒸発

火星ではその歴史を通じて, 温暖な気候がたびたび実現されてきたと考えられている (Baker *et al.* 2001 など). もしこれが事実であるならば, 温暖化は CO_2 残存極冠の不安定に関係している可能性が高い. ここでは CO_2 氷緩衝状態から CO_2 氷消失状態への気候遷移過程について論ずる.

CO_2 極冠の吸収する太陽放射が増加することによって, CO_2 氷緩衝状態から CO_2 氷消失状態への遷移が起こる (図 3.5 および 3.6). CO_2 極冠の吸収する太陽放射を増加させる要素は, CO_2 極冠アルベドの低下と自転軸傾斜角の増大である. 何らかの理由によってダ

ストの堆積量が増加し, CO_2 極冠のアルベドが十分に下がれば平衡点大気圧がなくなる (図 3.5). 一方自転軸傾斜角が十分増加する場合にも平衡点大気圧は消失する (図 3.6). これらの場合には CO_2 正味蒸発量が常に正となり, 大気圧の増加によって最終的には CO_2 氷消失状態への遷移が起こる.

大気崩壊の場合と同様, CO_2 氷緩衝状態から CO_2 氷消失状態への遷移時間を CO_2 正味蒸発量から見積もることができる. 遷移時間は極冠に含まれる CO_2 量にも依存するが, 大気崩壊によって形成される CO_2 極冠が蒸発する (p_B に相当する CO_2 が含まれる) 場合には, 遷移時間は $\sim 10^2$ yr となる. 時間スケールが地質学的に見て短いことから, この過程を「暴走蒸発」と呼ぶ.

大気崩壊の場合と同様, 暴走温室の際には CO_2 残存極冠の存在領域は徐々に縮小していくだろう. このため緯度 $> 45^\circ$ に CO_2 残存極冠を仮定する定常 3-Box モデルは遷移時間を短く見積もっていると考えられる. この問題は次節 (3.2) において, 緯度方向に次元を持つモデルを用いて議論する.

3.2 定常 1.5 次元モデル

前節では定常 3-Box モデルを用いて CO_2 の夏極蒸発量と冬極凝結量を求めることにより、大気圧の安定性とその遷移過程について調べた。しかし 3-Box モデルでは緯度方向の計算点が少ないため、全球的なエネルギーと CO_2 質量の収支が現実とは異なる可能性がある。また 3-Box モデルでは、 H_2O 氷を始めとする地表におけるアルベド分布などが気候状態におよぼす影響について詳しく調べることができない。そこで本節では、緯度方向に次元を持つ定常 1.5 次元モデルの解析を行う。まず 3.2.1 節では温度分布を求めることにより、エネルギー収支の全球的な描像について調べる。ついで 3.2.2 節では CO_2 正味蒸発量を多様な境界条件の下で求めることにより、様々なパラメータが大気圧の安定性に対して与える影響について論じる。最後に 3.2.3 節で、大気圧の安定性に関して得られた結果を下に気候遷移過程について議論する。

3.2.1 温度分布とエネルギー収支

大気圧 $p = 10^3 \text{ Pa}$ の下での大気および地表面温度分布を図 3.7 に示す。地表面温度が $p = 10^3 \text{ Pa}$ の CO_2 凝結温度 (151 K) に一致する領域が夏冬極域に存在する。この領域では CO_2 極冠の蒸発および凝結が起こり、 CO_2 潜熱が解放されることにより温度が一定に保たれている。この理由は 3.1.1 節の式 (3.1) で論じたとおりである。

図 3.7 における温度分布の重要な特徴として、極冠域 (CO_2 極冠が存在する領域) と中低緯度域 (CO_2 極冠が存在しない領域) における温度の大小関係が、

$$\text{中低緯度域 地表面} > \text{中低緯度域 大気} > \text{極冠域 大気} > \text{極冠域 地表面}$$

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域 大気へ輸送される。3) 極冠域 大気の熱が、大気の鉛直移流によって極冠域 地表面へ輸送される。

様々な大気圧を与えて地表面温度分布を求めた結果を図 3.8 に示す。大気圧の増加とと

もに全球的に温度が上昇する。中低緯度域の温度上昇は CO_2 大気の温室効果によるものである。一方極冠域では大気圧とともに CO_2 凝結温度が増加するため、地表面温度が増加する。赤道域の温度上昇は、定常 3-Box モデルの結果 (図 3.2) より大きくなる。これは定常 3-Box モデルでは CO_2 極冠域を広くとっており (緯度 45° 以上)、より多くの CO_2 潜熱解放によって温度が上がりにくくなっていたためである。

図 3.8 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域 (冬半球で CO_2 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域が縮小することである。これは、 $\sim 10^4$ 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 CO_2 凝結温度が上がり、 CO_2 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。このため CO_2 が凝結しにくくなり冬極冠域は縮小する。

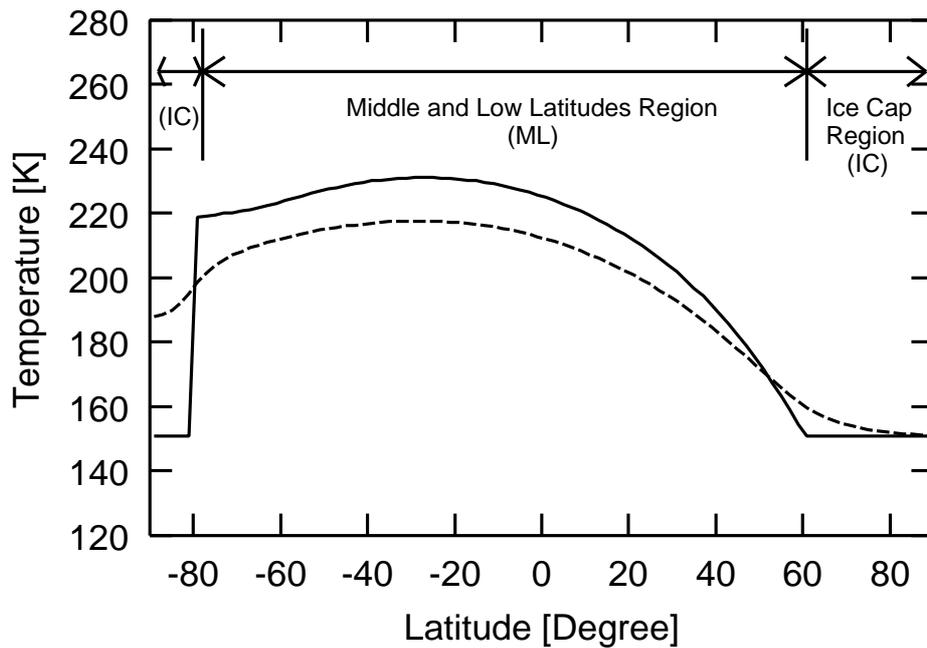


図 3.7: 大気圧が 10^3 Pa の下での地表面 (実線) および大気 (点線) 温度分布. 横軸の緯度は -90 度が夏極, 90 度が冬極を示す. 計算に用いたパラメータの値は表 2.3 の標準値である. 図では極冠域 (CO_2 極冠が存在する領域) を IC で, 中低緯度域 (CO_2 極冠が存在しない領域) を ML で表現する.

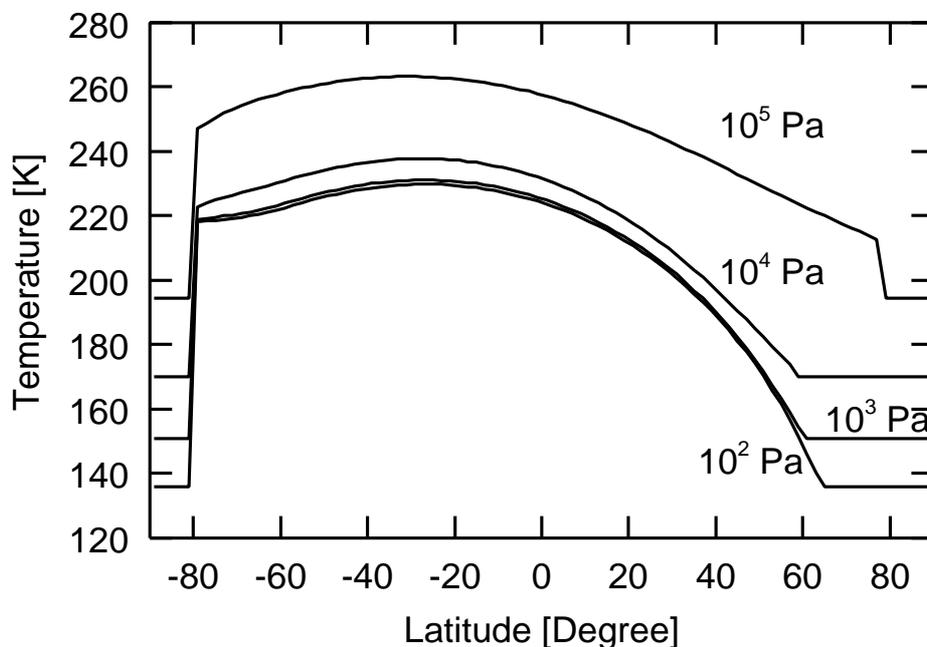


図 3.8: 様々な大気圧の下での地表面温度分布. 横軸のは図 3.7 に同じ. 4 本の実線は下から順に, 大気圧が 10^2 , 10^3 , 10^4 , 10^5 Pa の場合の結果である. 計算に用いたパラメータの値は表 2.3 の標準値.

3.2.2 CO₂ 正味蒸発量のパラメータ依存性

本節では 3.1.2 節と同様, CO₂ 正味蒸発量を求めることにより大気圧の安定性について調べる. ここでは特に地表におけるアルベドや日射分布の効果に注目する. アルベド分布を決める要素として CO₂ 極冠や H₂O 氷が重要である. また自転軸傾斜や太陽光度の変化は, 地表における日射の分布や量を変化させる. さらにここでは, モデル自体の不定性である水平熱輸送係数に対する CO₂ 正味蒸発量の依存性についても調べる.

定常 1.5 次元モデルにおける CO₂ 正味蒸発量 E_C は, CO₂ 蒸発凝結による質量フラックスを CO₂ 残存極冠の存在する領域で積分することにより求める.

$$E_C = \int_{\text{ppc}} \frac{F_S(\phi) + F_H(\phi) - F_T(\phi)}{L_C} ds \quad (3.4)$$

積分記号 $\int_{\text{ppc}} ds$ は CO₂ 残存極冠 (perennial polar cap) の存在する領域での面積分を表す. ここで CO₂ 残存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.

標準モデル

標準的なパラメータ (表 2.3 の標準値, 大気圧以外は現在の火星を想定したもの) の下での CO₂ 正味蒸発量を図 3.9 に示す. 定常 3-Box モデルの場合と同様, 大気圧-CO₂ 正味蒸発量曲線が下に凸となり, 大気圧が一定に保たれる平衡点大気圧が 2 点 (図 3.9 A, B 点) 存在する. 3.1.2 節で論じた通り, A 点が安定, B 点が不安定となり, 大気圧のゆらぎに対して安定な気候状態は CO₂ 氷緩衝状態 (A 点の大気圧が実現) と CO₂ 氷消失状態 (CO₂ 極冠がすべて蒸発した状態) である.

CO₂ 極冠

過去における CO₂ 極冠のアルベドは, 現在とは異なる値を持っていた可能性がある (Kieffer *et al.* 1992). CO₂ 極冠アルベド A_C が CO₂ 正味蒸発量 E_C に与える影響を示した結果が図 3.10 である. 大気圧が低い ($\sim 10^4$ Pa 以下) 場合に, E_C が非常に A_C に敏感で

あることが分かる。これは大気圧が低い場合には大気の水平熱輸送が効かず、CO₂ 正味蒸発量が極冠の受け取る太陽放射によってほぼ決まるためである (式 (3.4))。このため大気圧の低い安定平衡点は CO₂ 極冠アルベド A_C のわずかな変化に対して敏感に反応する。CO₂ 極冠アルベドが ~ 0.69 以下になると、安定平衡点が消失する。この場合 CO₂ 正味蒸発量が大気圧によらず常に正となる。

現在の火星南半球の CO₂ 残存極冠アルベドは 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ほどアルベドが高くなることが知られている (Kieffer *et al.* 2000)。一方本研究のモデルでは、夏半球には CO₂ 残存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 残存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。

上記の結果では CO₂ 残存極冠の面積を固定 (下限緯度 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それは変化しうる。CO₂ 極冠領域がより小さい場合の結果を図 3.11 に示した。CO₂ 残存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、非常に面積の小さい CO₂ 残存極冠に対しては、CO₂ 正味蒸発量が常に正となり平衡点が存在しない可能性がある。

自転軸傾斜角

火星の自転軸傾斜角は、その歴史を通じて大きく変化してきたと考えられている (Touma and Wisdom 1993)。現在の自転軸傾斜角は 25.2° であるが、その周期的な変動幅は 0° – 60° 程度であると推測されている (Touma and Wisdom 1993)。自転軸傾斜角を変化させた場合の CO₂ 正味蒸発量が図 3.12 である。自転軸傾斜角の増加により、極域の地表面が受け取る太陽放射が増加する (図 2.3)。このため CO₂ 極冠アルベドに対する依存性と同じように、自転軸傾斜角の変化に対して CO₂ 正味蒸発量は敏感に反応する。自転軸傾斜角の増

加とともに安定平衡点大気圧は増加し、 30° 以上になると安定平衡点が消失する。この場合には CO_2 正味蒸発量は大気圧によらず常に正となる。

H_2O 氷 被覆域

過去の火星では地表に H_2O 氷が広く分布していた可能性がある (Baker 2001)。 H_2O 氷が低緯度まで存在した場合の CO_2 正味蒸発量が図 3.13 である。 H_2O 氷被覆域にの存在によって全球的な寒冷化が起こり、 CO_2 正味蒸発量は減少する。特に大気圧が高い ($\sim 10^4$ Pa 以上) 場合に CO_2 正味蒸発量の減少がいちじるしい。これは大気圧が高い場合における CO_2 正味蒸発量が大気の水平熱輸送によって決まっているためである。太陽光をよく反射する H_2O 氷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する。これにより極冠領域との温度差が小さくなり水平熱輸送が減少するため、 CO_2 正味蒸発量は大きく減少する。大気の水平熱輸送が卓越しない低圧領域 ($\sim 10^4$ Pa 以下) では、 H_2O 氷の存在領域によらず CO_2 正味蒸発量に大きな変化はない。このため H_2O 氷の存在領域が拡大することにより、高圧領域で不安定平衡点が高圧側にシフトする。

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 (Gough 1981)。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 3.14 である。太陽光度の減少によって、大気圧によらず CO_2 正味蒸発量は減少する。大気圧が低い ($\sim 10^4$ Pa 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 CO_2 正味蒸発量が減少する。一方大気圧が高い ($\sim 10^4$ Pa 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 CO_2 正味蒸発量が減少する。

水平熱輸送係数

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 (2.21) 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、水平熱輸送係数の値には不

定性がある。このため水平熱輸送係数を変化させた計算を行った (図 3.15)。水平熱輸送係数が標準値 (現在の大気圧季節変化をよく説明する値) の 2 倍程度 ($\alpha = 2$) の場合に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による熱輸送量 (Stone 1972) 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 CO_2 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。

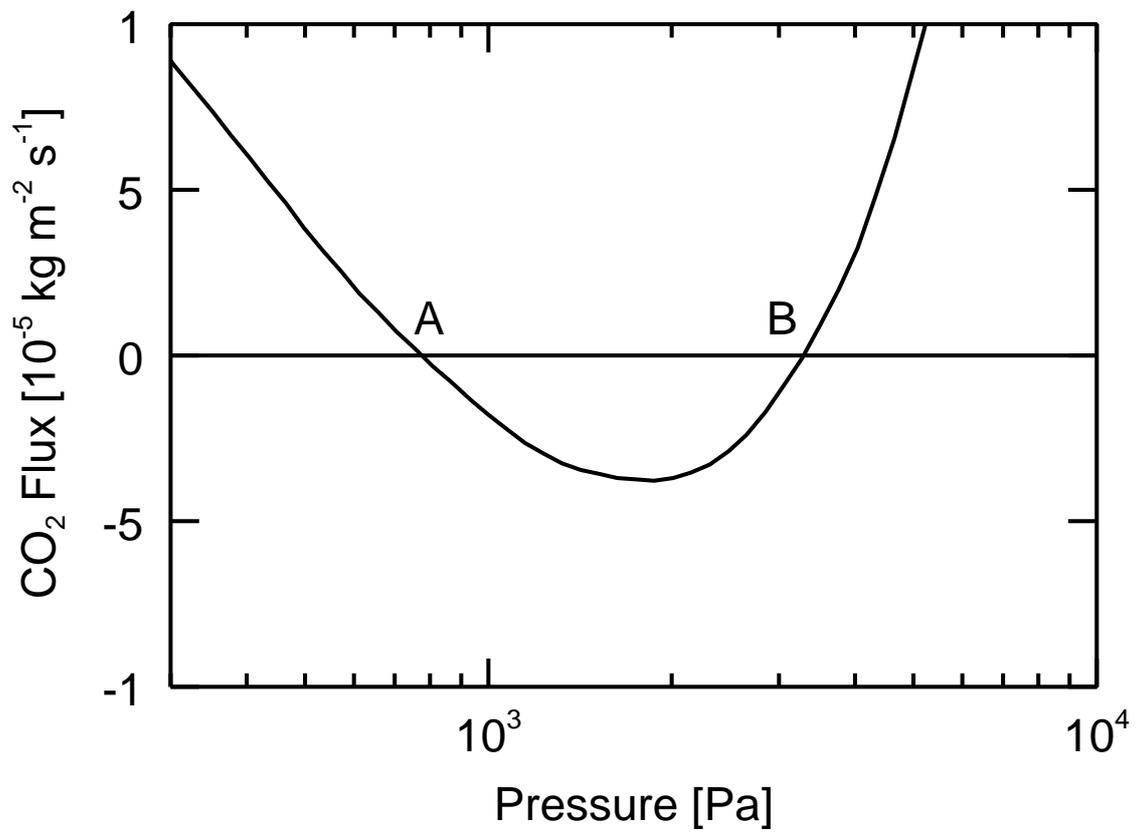


図 3.9: 単位面積あたりの CO₂ 正味蒸発量. 横軸は大気圧. 計算パラメータとしては表 2.3 の標準モデルを用いた.

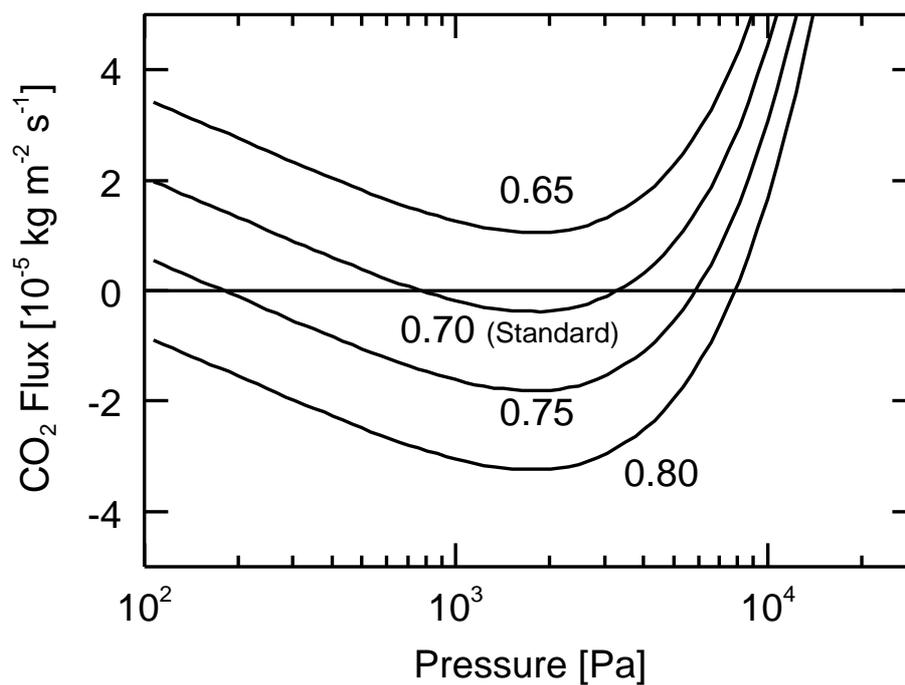


図 3.10: 図 3.9 に同じ. ただし CO_2 極冠アルベドを 0.60, 0.70 (標準モデル), 0.80 と変化させた場合の結果.

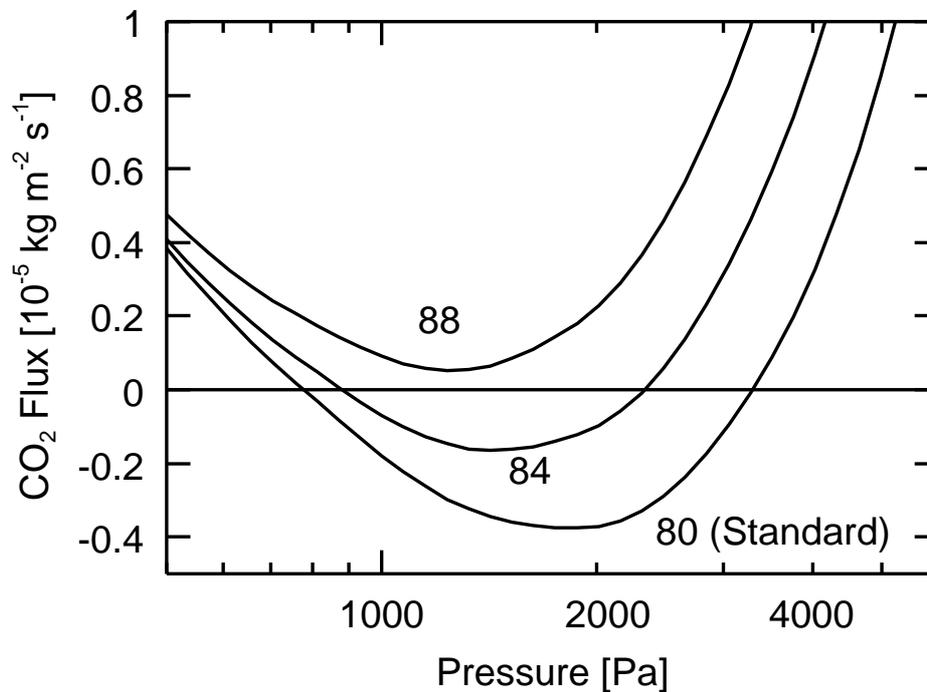


図 3.11: 図 3.9 に同じ. CO_2 極冠下限緯度を 80° (標準モデル), 84° , 88° と変化させた場合の結果.

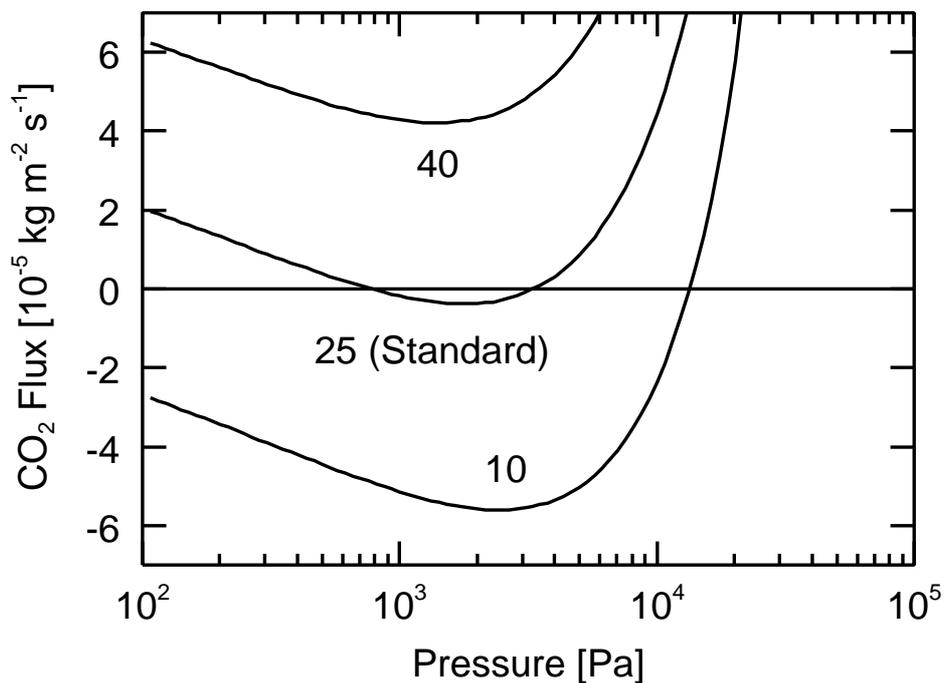


図 3.12: 図 3.9 に同じ. ただし自转轴傾斜角を 10° , 25.2° (標準モデル), 40° と変化させた場合の結果.

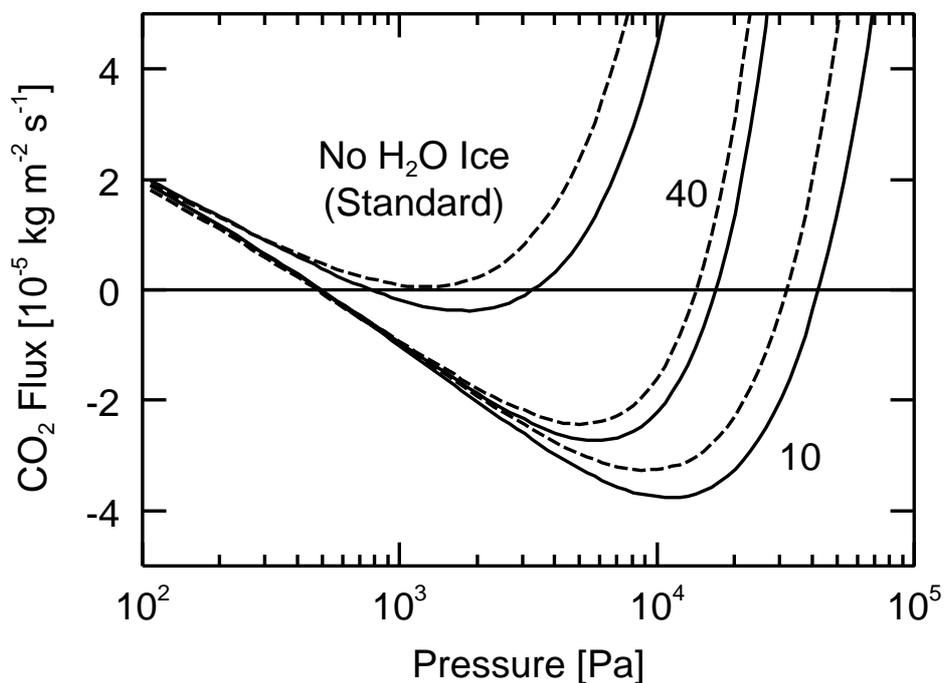


図 3.13: 図 3.9 に同じ. ただし H_2O 氷被覆域の下限緯度を 90° (No H_2O Ice, 標準モデル), 40° , 0° と変化させた場合の結果. 実線は CO_2 極冠下限緯度 $\phi_C = 80^\circ$ (標準モデル), 破線は $\phi_C = 88^\circ$ の場合の結果である.

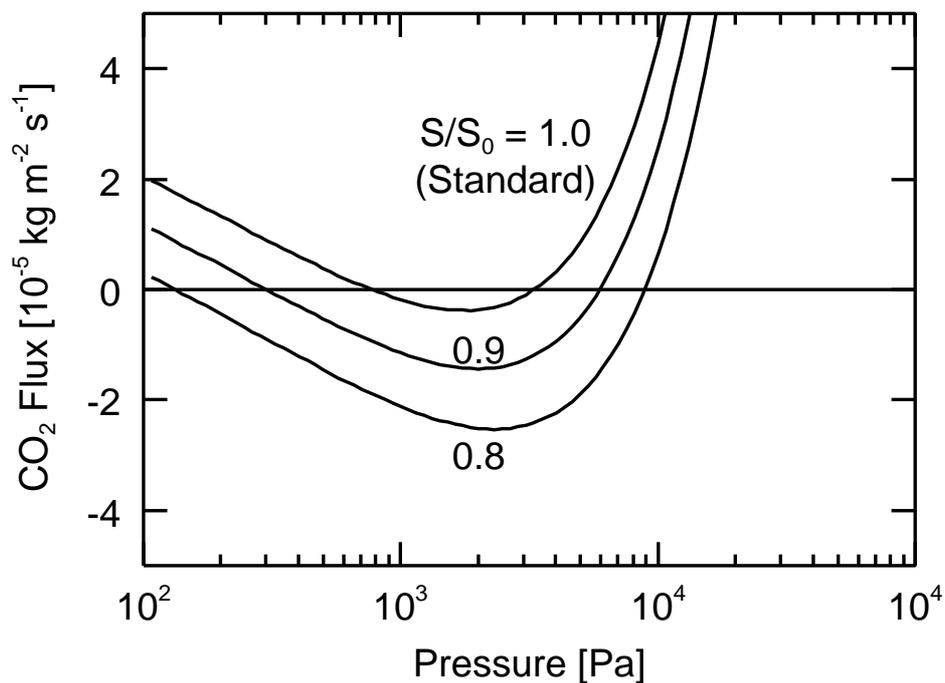


図 3.14: 図 3.9 に同じ. ただし太陽光度の現在値に対する比 (S/S_0) を 1.0, 0.9, 0.8 と変化させて計算した.

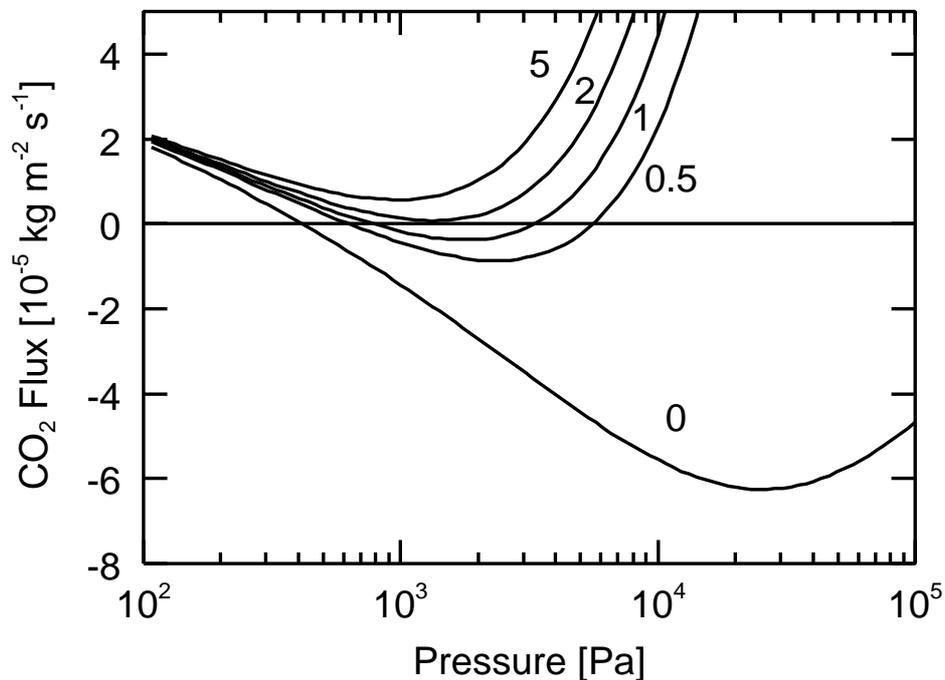


図 3.15: 図 3.9 に同じ. ただし水平熱輸送係数の標準値に対する比 α を 5, 2, 1, 0.5, 0 と変化させた場合の結果.

3.2.3 気候遷移過程を決める要素

3.1.3 節では定常 3-Box モデルによって得られた CO_2 正味蒸発量にもとづき、 CO_2 氷緩衝状態と CO_2 氷緩衝状態の間の遷移過程について論じた。この遷移過程は基本的には、 CO_2 大気が極冠へ固定されることにより気候の寒冷化が起こり（大気崩壊）、逆に CO_2 極冠が蒸発することにより CO_2 大気量が増え気候の温暖化が起こる（暴走温室）というものである。しかし定常 3-Box モデルでは常に緯度 45° 以上に CO_2 極冠が存在するという仮定をおいている。このため大気崩壊や暴走温室のような、 CO_2 極冠の生成消滅に伴う過程について詳細に調べることができない。本節では CO_2 極冠の存在領域を様々に変化させることで、実際に上記のような気候遷移が起こるかどうかについて論じる。また地表におけるアルベドや日射の分布の変化が CO_2 正味蒸発量におよぼす影響も考慮し、上記の気候遷移過程について検討する。

大気崩壊

3.1.3 節で論じたように、大気崩壊が起こるか起こらないかは、ごく小さな CO_2 残存極冠に対する CO_2 正味蒸発量を求めることにより判別される。本研究における H_2O 氷が存在しない場合の結果（図 3.11）によると、 CO_2 残存極冠の下限緯度が小さいほど、 CO_2 正味蒸発量が増加する傾向にある。特に現在の太陽定数の下では、 CO_2 残存極冠下限緯度が 88° の場合の CO_2 正味蒸発量は大気圧によらず正となる。このことは CO_2 極冠が成長せず大気崩壊も起こり得ないことを意味する。

H_2O 氷被覆域の拡大と低い太陽光度が、温暖な気候から寒冷な気候への遷移過程に重要な影響をおよぼす。様々な地形学的証拠が示唆するように、過去の火星において液体の水が全球的に分布していたならば（Baker 2001 など）、大気散逸や化学風化によって CO_2 や他の温室効果ガスが減少し、気候の寒冷化することによって H_2O は凍結したであろう。 H_2O 氷被覆域が広がると、地表アルベドが上昇することにより大気 CO_2 の凝結量が増加する。

図 3.13 点線は H_2O 氷被覆域の存在下における、微小 CO_2 残存極冠（下限緯度 88° ）の CO_2 正味蒸発量である。 H_2O 氷のアルベド効果は CO_2 正味蒸発量を減少させ、不安定平

平衡点を高圧側へシフトさせる。図 3.13 と同様の結果をより詳しく表現したものが図 3.16 である。これは気候システムが CO₂ 氷消失状態にあった場合に、H₂O 氷被覆域の拡大がいかんにして大気崩壊を引き起こすかを例示したものである。ひとたび不安定平衡点が大気圧に一致すると、微小 CO₂ 残存極冠は成長し始める。これにより大気圧は安定平衡点に達するまで減少し続ける。比較的小さい H₂O 氷被覆域に対しても（例えば現在の H₂O 北極冠程度、下限緯度 80°）でも大気崩壊は起こり得る。

H₂O 氷被覆域のアルベド効果に加えて、過去における暗い太陽も大気崩壊を誘起する要因となる。様々な太陽光度および H₂O 氷被覆域を与えた場合の不安定平衡点を図 3.17 に示す。ここでは再び微小面積を持つ CO₂ 極冠を仮定している（下限緯度 88°）。図 3.17 から、より H₂O 氷被覆域が広いほど、より太陽光度が暗いほど、大気崩壊はより高い大気圧からはじまることが分かる。例えば、H₂O 氷被覆域が全球的に広がり太陽光度が現在値の 0.80 倍（38 億年前の太陽光度に相当する。Gough 1981）の場合、不安定平衡点は 10⁵ Pa にまで達する。

H₂O 氷被覆域の効果により、このためこれまで想定されていたよりも高い大気圧から大気崩壊が起こった可能性がある。不安定平衡点を高圧側へシフトする要素としては、これまで自転軸傾斜角の変化が想定されてきた（e.g. Toon *et al.* 1980）。図 3.17 と同様に、自転軸傾斜角および太陽光度を様々に変化させて（下限緯度 88° の微小 CO₂ 極冠に対する）CO₂ 正味蒸発量を求めた結果が図 3.18 である。自転軸傾斜の低下に比べ、H₂O 氷被覆域の拡大はより高圧側へ不安定点をシフトさせる。

大気圧-CO₂ 正味蒸発量曲線を用いて、大気崩壊に要する時間を見積もることができる。全球が H₂O 氷で覆われており、CO₂ 極冠の下限緯度が 80 度、太陽光度が現在値である場合には、大気崩壊が完了する時間は ~ 10³ 年となる（図 3.19）。この結果は定常 3-Box モデルによって得られた値（~ 10² 年）よりも一桁大きい。これは定常 3-Box モデルでは定常 1.5 次元モデルより大きな（ $\phi_C = 45^\circ$ ）CO₂ 極冠を仮定していたためである。しかし地質学的に見ると非常に短い時間であることには変わりない。

暴走蒸発

定常 3-Box モデルの結果と同様に, CO_2 極冠の吸収する太陽放射が増加することにより暴走温室が起こる (図 3.10 および 3.12). CO_2 極冠の吸収する太陽放射を増加させる要素としては, CO_2 極冠アルベドの低下 (Kieffer and Zent 1992) ないしは自転軸傾斜角の増加 (Touma and Wisdom 1993) が考えられる. 暴走温室がはじまると CO_2 極冠の蒸発にともない, CO_2 極冠の領域は徐々に縮小していこう. この CO_2 極冠領域の縮小過程は暴走蒸発を妨げない. CO_2 極冠領域が小さいほど単位面積あたりの CO_2 正味蒸発量は増加するためである (図 3.11).

CO_2 極冠アルベドの低下および自転軸傾斜角の増加に伴う暴走蒸発は, 太陽光度が現在よりも低い場合においても起こる. 図 3.20 および 3.21 は, 様々な CO_2 極冠アルベド, 自転軸傾斜角および太陽光度を与えた場合の安定平衡点大気圧である. それぞれの図における曲線の終点が, 暴走蒸発の始まる大気圧を示している. 例えば太陽光度が現在値の 0.80 倍の場合においても, CO_2 極冠アルベドが ~ 0.60 程度まで低下するか自転軸傾斜角が 45° 程度まで増加した場合には暴走蒸発は起こる. 一方これらの図から, CO_2 極冠アルベドおよび自転軸傾斜角のわずかな変化に伴って安定平衡点大気圧が大きく変化することも分かる.

大気崩壊の場合と同様に, 暴走蒸発に要する時間を大気圧- CO_2 正味蒸発量曲線を用いて見積もることができる (図 3.19). CO_2 極冠アルベドが 0.69 まで低下し, CO_2 極冠下限緯度が 84° (現在の CO_2 南極冠の広がり程度である), 太陽光度が現在値である場合には暴走蒸発が完了する時間は $\sim 10^3$ 年である. これは大気崩壊に要する時間スケールと同程度で, 定常 3-Box の結果よりも一桁大きい. これは CO_2 極冠領域を定常 3-Box モデルよりも小さくとったためである.

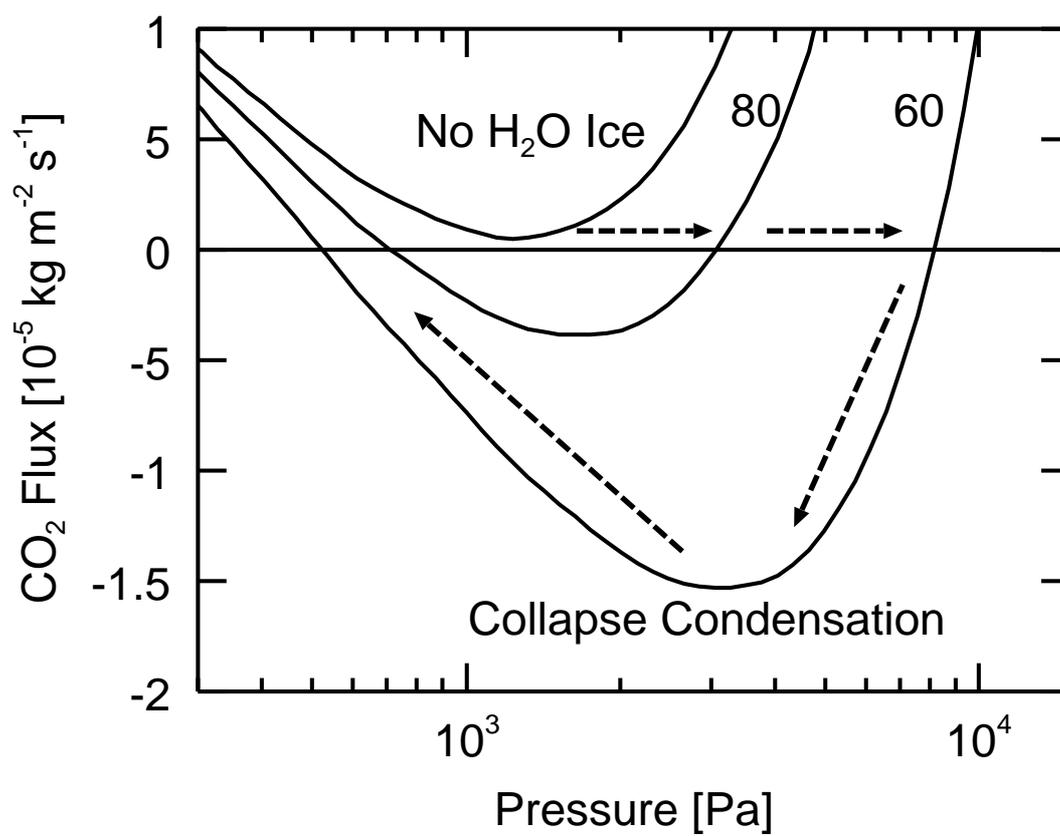


図 3.16: 大気崩壊のメカニズム. 大気圧-CO₂ 正味蒸発量 (単位面積あたり) を表す. $\phi_C = 88^\circ$ で, 曲線上の数値は H₂O 氷存在領域の下限緯度である.

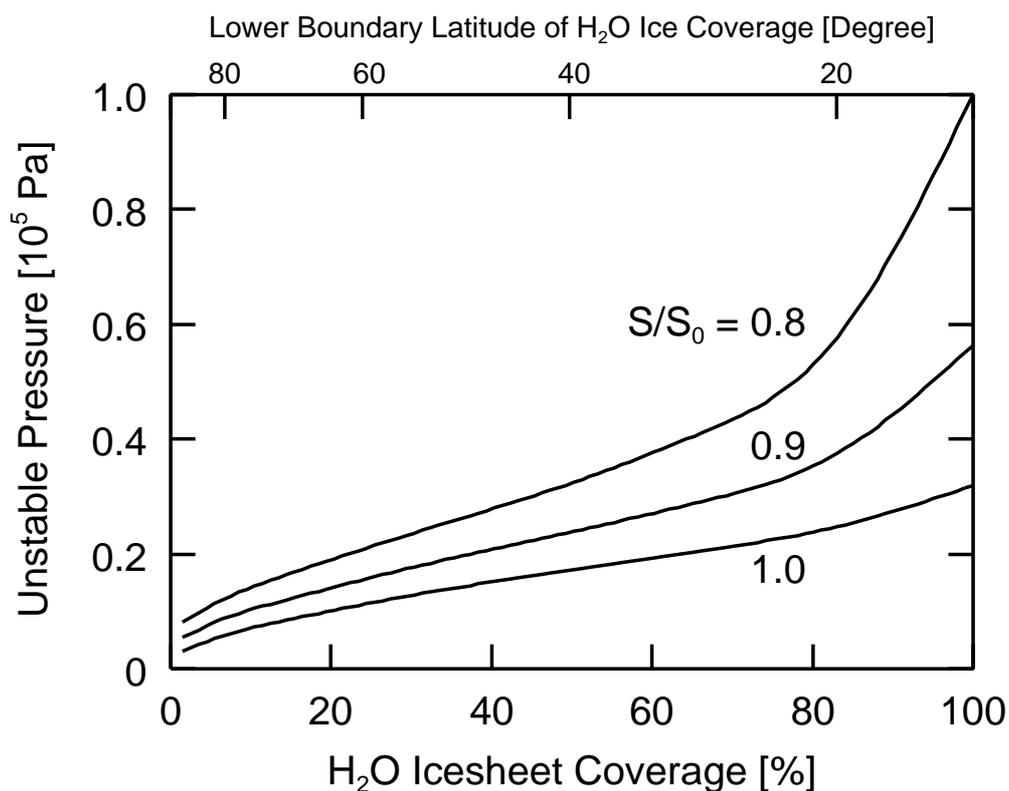


図 3.17: H_2O 氷被覆域を変化させた場合の不安定平衡点大気圧. 横軸は全表面積に対する H_2O 氷被覆域の割合. (上段はそれに対応する H_2O 氷被覆域の下限緯度). 曲線上の数値は太陽光度の現在値に対する比 (S/S_0) を表す. すべて $\theta_C = 88^\circ$ の場合の結果である.

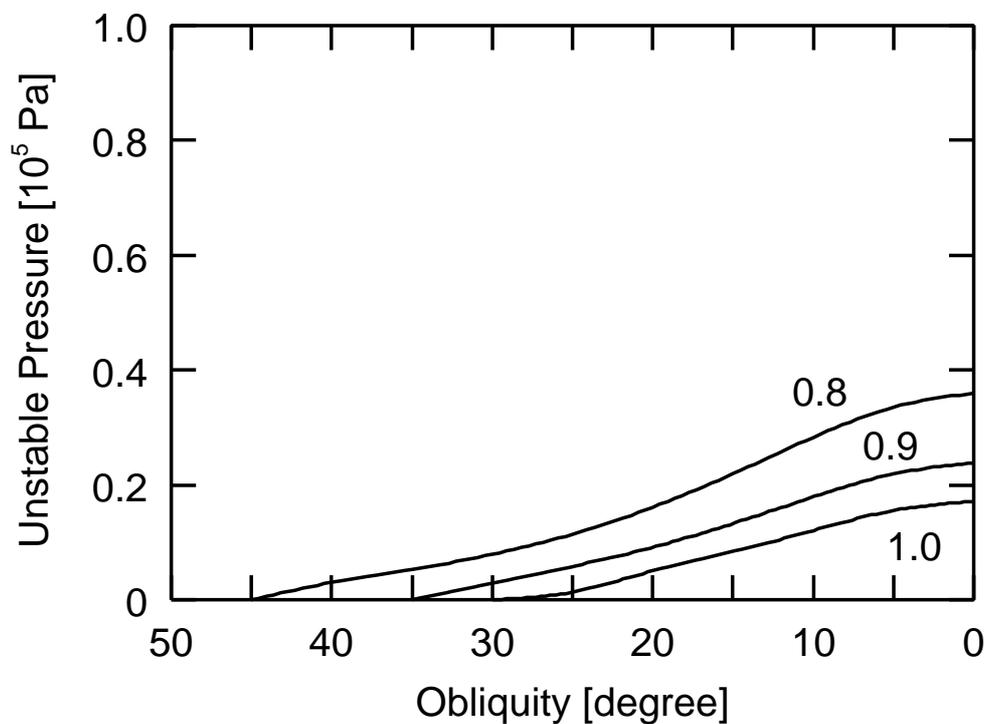


図 3.18: 上図に同じ. ただし自转轴傾斜角を変化させた場合の結果.

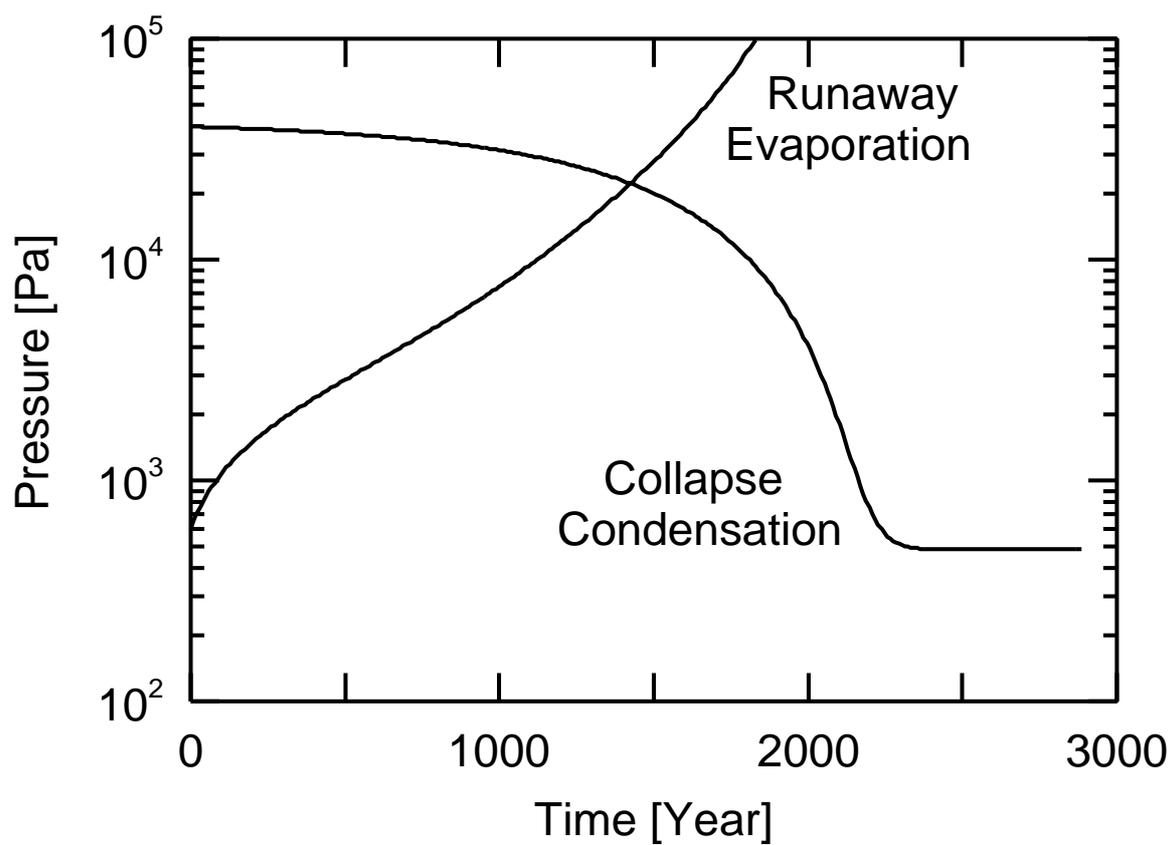


図 3.19: 大気圧の進化. 大気崩壊 ($S/S_0 = 1$, $\phi_W = 0^\circ$, $\phi_C = 80^\circ$) および暴走蒸発 ($S/S_0 = 1$, $\phi_W = 90^\circ$, $\phi_C = 84^\circ$) の結果を示す. 上記以外のパラメータは表 2.3 の標準値である.

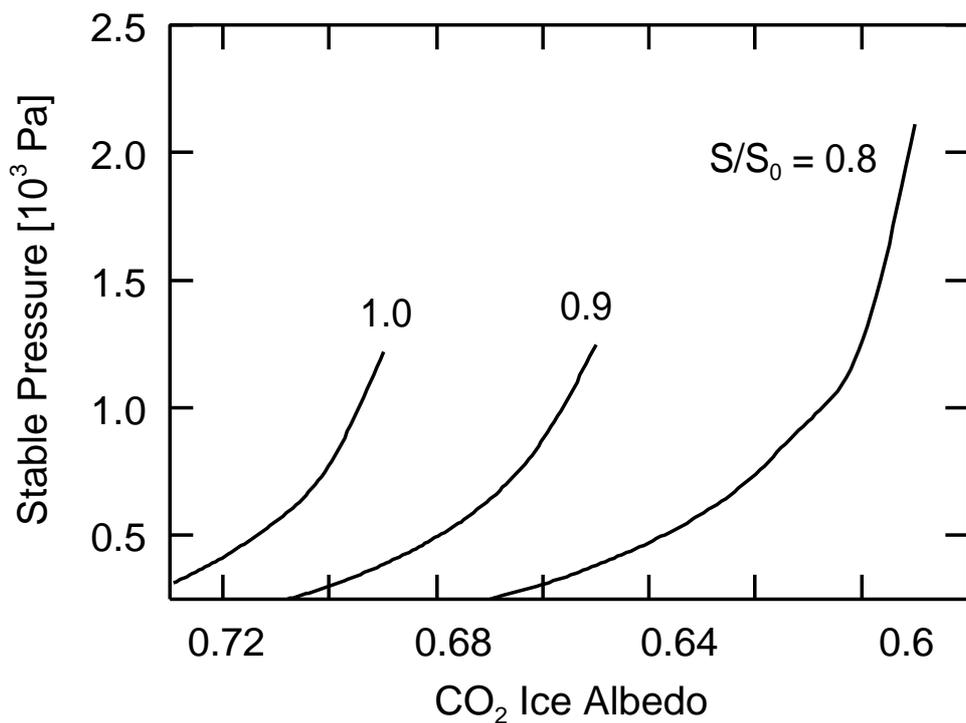


図 3.20: CO₂ 極冠アルベドおよび太陽光度を変化させた場合の安定平衡点大気圧. 曲線上の数値は太陽光度の現在値に対する比 (S/S_0) を示す. 上記以外のパラメータに関しては表 2.3 の標準値を用いた.

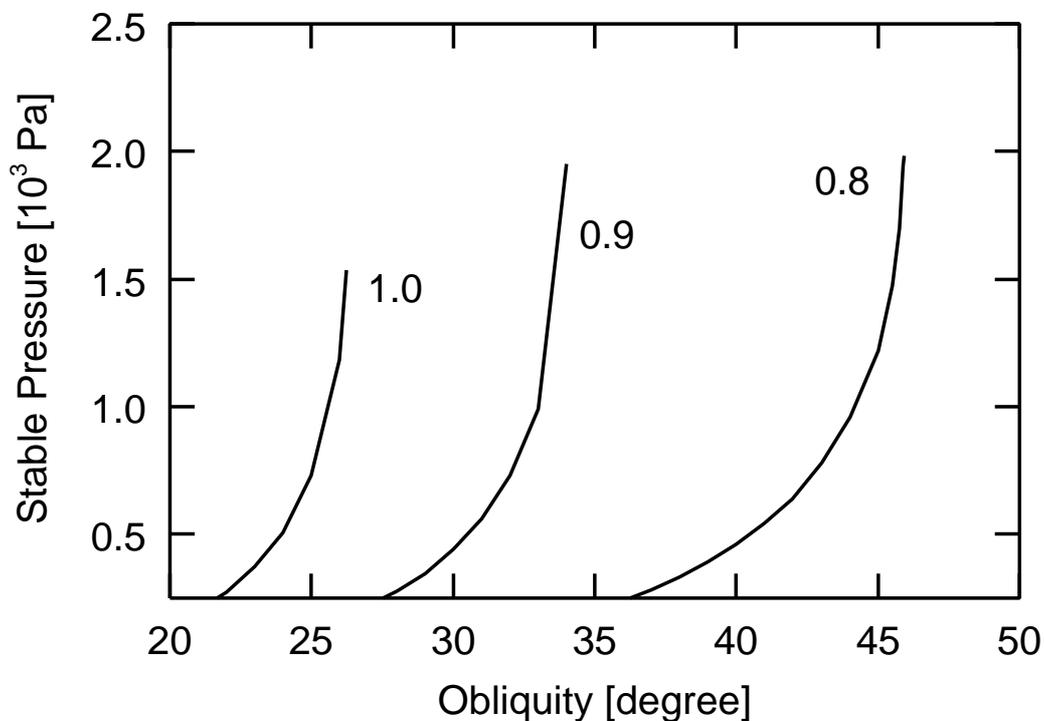


図 3.21: 上図に同じ. ただし自转轴傾斜角を変化させた場合の結果.

3.3 非定常 1.5 次元モデル

3.2 節では、緯度方向に次元を持つモデルを用いて CO₂ 正味蒸発量を求めることにより、大気圧の安定性とその遷移過程について調べた。この解析では地表におけるアルベドや日射分布が CO₂ 正味蒸発量におよぼす影響についても考慮した。しかしながら 3.2 節で用いたモデルは、様々な物理過程を時間平均した状態を求める定常モデルである。このため太陽放射の季節変化にともなって起こる過程を考慮することができない。実際には CO₂ 蒸発凝結の季節変化にともない CO₂ 季節極冠が形成される。CO₂ 季節極冠はアルベドを高めるなどの効果を介して、表層のエネルギー収支および CO₂ 質量収支に対して大きな影響を及ぼすはずである。そこで本節では、CO₂ 季節極冠を考慮することのできる非定常 1.5 次元モデルの解析を行う。まず 3.3.1 節では、温度分布の季節変化を求めることにより、一年を通した CO₂ 極冠の生成消滅過程について調べる。ついで 3.3.2 節では CO₂ 季節極冠の影響を考慮した CO₂ 正味蒸発量を求める。ここでも定常 1.5 次元モデルの場合と同様、H₂O 氷分布を含めた幅広い境界条件の下で、大気圧の安定性について調べる。

3.3.1 温度分布の季節変化と CO₂ 極冠の形成

季節変化しない一定の大気圧 ([a] 3.2×10^2 Pa, [b] 3.2×10^3 Pa, [c] 3.2×1.0^4 Pa, [d] 3.2×10^5 Pa) を与えた場合の、各緯度における地表面温度の季節変化の結果を図 3.22 に示す。初期条件としては CO₂ 極冠の存在しない状態を与え、温度の経年変化(ある黄経における温度と次の年の同じ黄経における温度の変化)が十分小さくなるまで計算を行った。ここでは CO₂ に凝結ともなう潜熱および CO₂ 極冠における質量収支は考慮されている。

図 3.22 の [a], [b], [c] の冬季極域には温度一定の領域(実線より高緯度側)が存在する。この領域は CO₂ 凝結の起こっている(CO₂ 極冠の存在する)領域である。一定の温度は各大気圧の凝結温度に相当する。

図 3.22 の CO₂ 極冠領域から、CO₂ 残存極冠の形成過程が分かる。大気圧が非常に高い場合には CO₂ 残存極冠の存在しない CO₂ 氷消失状態が生じるが、大気圧の減少とともに温度が低下し、CO₂ 残存極冠が形成される。大気圧が 3.2×10^5 Pa の場合(図 3.22 [d])に

は温室効果によって全球的に温度が高いため、冬季極域にも CO_2 凝結は起こらない。大気圧が $3.2 \times 10^4 \text{ Pa}$ (図 3.22 [c]) になると、冬季極域に CO_2 凝結が起こり CO_2 極冠が形成される。しかし夏季にはこの極冠は蒸発してしまう。大気圧が $3.2 \times 10^3 \text{ Pa}$ (図 3.22 [b]) まで低下すると、冬季に形成された CO_2 極冠が夏季に蒸発しきらず、年間を通じて存在する CO_2 残存極冠が形成される。これはこの大気圧では CO_2 凝結温度も高く、 CO_2 の凝結が起こりやすいためである。さらに大気圧が $3.2 \times 10^2 \text{ Pa}$ (図 3.22 [a]) まで低下すると、今度は CO_2 凝結温度も低下するため、冬季に形成された CO_2 極冠は夏季に蒸発してしまう。

3.3.2 季節極冠を考慮した CO_2 正味蒸発量

様々な大気圧の下での CO_2 正味蒸発量を図 3.23 に示す。初期条件として CO_2 極冠の存在しない状態を与え、温度の経年変化が十分小さくなるまで計算を行ったものである。はじめに CO_2 極冠の存在を仮定していないため、この計算では CO_2 正味蒸発量が正になることはない。

季節変化過程を考慮した非定常モデルにおいても定常モデルと同様、大気圧- CO_2 正味蒸発量曲線が下に凸となり、 CO_2 正味蒸発量が負となる大気圧領域が存在する。それぞれの大気圧における CO_2 凝結蒸発のバランスの仕方は以下の 4 通りがある。

- 大気圧が非常に高い場合 ($1.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ 以上) には、凝結も蒸発も起こらず CO_2 凝結蒸発量が 0 となる (図 3.22 [d])。
- 大気圧が $\sim 10^4 \text{ Pa}$ から $\sim 10^5 \text{ Pa}$ の場合には、冬季の CO_2 凝結量 = 夏季の CO_2 蒸発量となり、 CO_2 凝結蒸発量が 0 となる (図 3.22 [c])。
- 大気圧が $\sim 10^4 \text{ Pa}$ から $\sim 10^3 \text{ Pa}$ の場合には、冬季の CO_2 凝結量 > 夏季の CO_2 蒸発量となり、 CO_2 凝結蒸発量が負となる (図 3.22 [b])。
- 大気圧が $\sim 10^3 \text{ Pa}$ 以下の場合には、冬季の CO_2 凝結量 = 夏季の CO_2 蒸発量となり、 CO_2 凝結蒸発量が 0 となる (図 3.22 [a])。

このことから、ある自転において CO₂ 氷消失状態が実現していたとしても、CO₂ 正味蒸発量が負となる大気圧領域に入ると大気圧が減少し、不安定平衡点を下回ることによって大気圧が安定平衡点に保たれる CO₂ 氷緩衝状態が実現しうるということが分かる。

図 3.23 には、定常 1.5 次元モデルによって得られた CO₂ 正味蒸発量の結果もあわせて示す。非定常 1.5 次元モデルの CO₂ 正味蒸発量は定常モデルのそれよりも小さくなる。これは定常 1.5 次元モデルでは夏極域の CO₂ 季節極冠を考慮していないためである。CO₂ 季節極冠が CO₂ 正味蒸発量を減少させる効果は 2 つある。一つはアルベド効果によるものである。冬季の CO₂ 凝結によって形成される季節極冠は、夏季まで残ることによって夏半球のアルベドを上昇させる。これにより夏半球が吸収できる日射が減少し、夏半球の CO₂ 蒸発量は減少する。もう一つは CO₂ 季節極冠の潜熱効果によるものである。冬季に形成される CO₂ 季節極冠は、夏季に蒸発することによってまわりから熱をうばう。これにより夏半球からの CO₂ 蒸発量が減少する。

CO₂ 極冠アルベドを変化させた場合の CO₂ 正味蒸発量が図 3.24 である。定常モデルの結果と同様に、CO₂ 極冠アルベドを低下にともない CO₂ 正味蒸発量は増加する。これはアルベドの低下によって CO₂ 極冠が吸収する太陽放射が増加するためである。前述のようにこの計算では CO₂ 正味蒸発量が正となることはないため平衡点が消失することはないが、CO₂ 極冠アルベドを十分低く (< 0.64) すると、CO₂ 正味蒸発量が負となる領域が消失する。

図 3.25 には H₂O 氷床下限緯度を変化させた場合の CO₂ 正味蒸発量を示す。定常モデルで得られた結果と同様、H₂O 氷床の拡大にともなって CO₂ 正味蒸発量が負となる領域が拡大する。これは H₂O 氷床の拡大によって全球的な寒冷化が起こり、CO₂ 凝結量が増加するためである。

非定常 1.5 次元モデルを用いたパラメータ計算の結果をまとめた図が 3.26 および 3.27 である。図 3.26 は太陽定数、自転軸傾斜角、H₂O 氷被覆域を変化させた場合の不安定平衡点大気圧を示す。太陽定数および自転軸傾斜角が低いほど、また H₂O 氷被覆域が広いほど不安定平衡点は大きくなる。太陽定数が 0.75 (38 億年前) の場合には、不安定平衡点は最大で $\sim 10^5$ Pa にまで達する。自転軸傾斜角の低下に比べて H₂O 氷被覆域の拡大が、よ

り不安定平衡点を高圧側へシフトさせる。これは不安定平衡点が大気の水平熱輸送によって決まり、水平熱輸送量は H_2O 氷被覆域の変化に依存するためである。一方、図 3.27 は太陽定数、自転軸傾斜角、 CO_2 極冠アルベドを変化させた場合の安定平衡点大気圧を示す。この図で安定平衡点が存在しない領域は、 CO_2 正味蒸発量が正となり暴走蒸発が起こる領域に相当する。図 3.27 から、太陽光度が低い場合でも十分自転軸傾斜角が増加するか、 CO_2 極冠アルベドが低下すれば暴走蒸発が起こることが分かる。

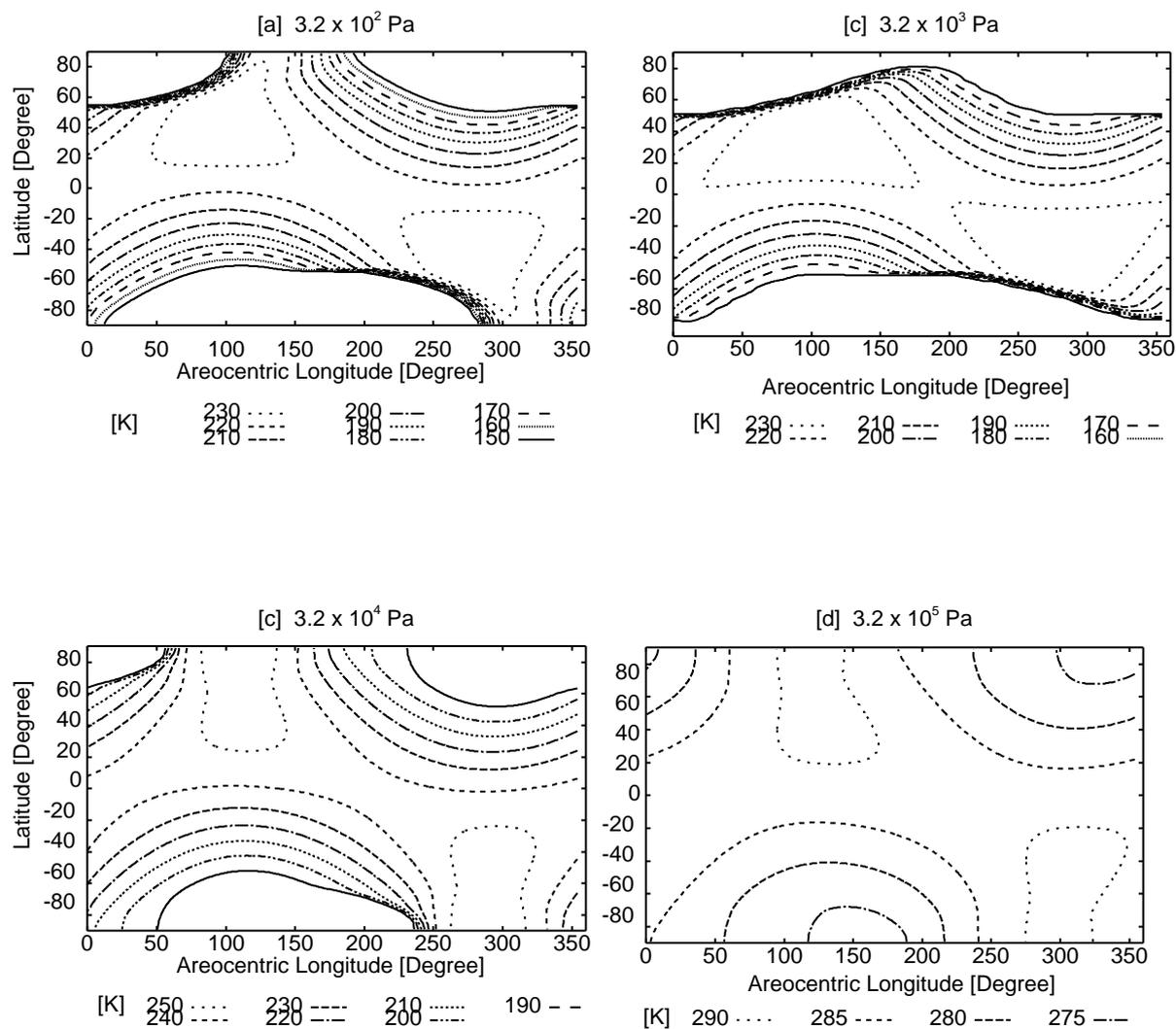


図 3.22: 様々な大気圧における地表面温度分布の季節変化. 横軸は火星黄経, 縦軸は緯度, コンターの単位は K を表す. 与えた大気圧はそれぞれ [a] 3.2×10^2 Pa, [b] 3.2×10^3 Pa, [c] 3.2×10^4 Pa, [d] 3.2×10^5 Pa.

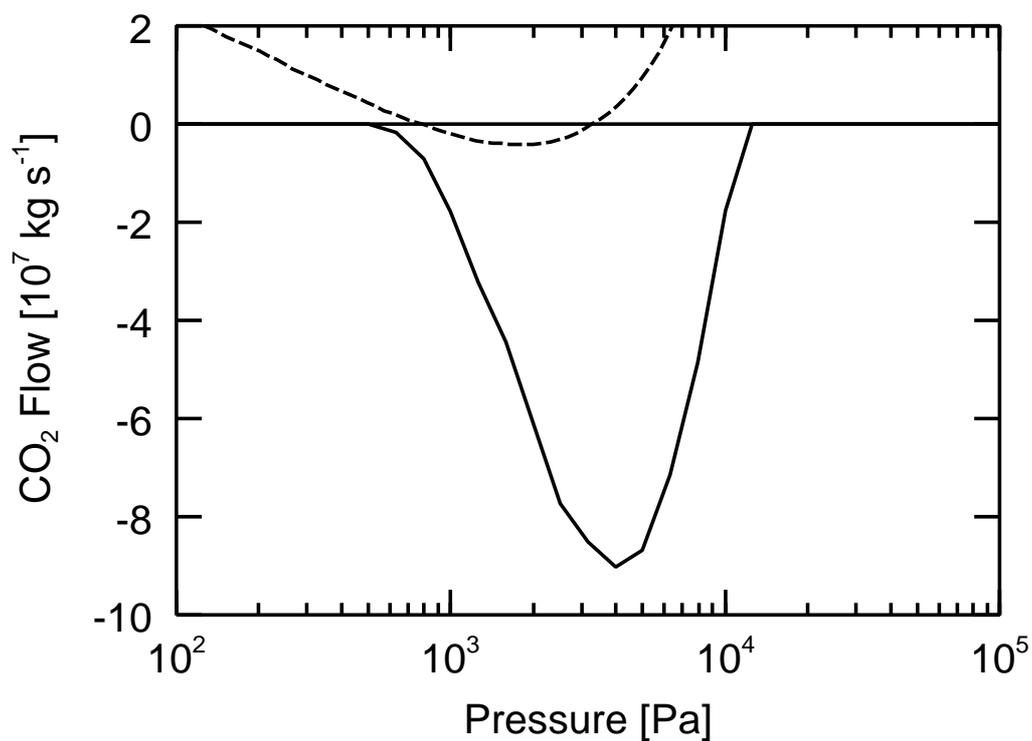


図 3.23: 様々な大気圧の下での CO₂ 正味蒸発量 [kg s^{-1}]. 実線が非定常 1.5 次元モデル, 点線が定常 1.5 次元モデルの結果 (図 3.9) である. 非定常 1.5 次元モデルの CO₂ 極冠アルベドは 0.70 で, それ以外の計算パラメータは表 2.4 の標準値を用いた.

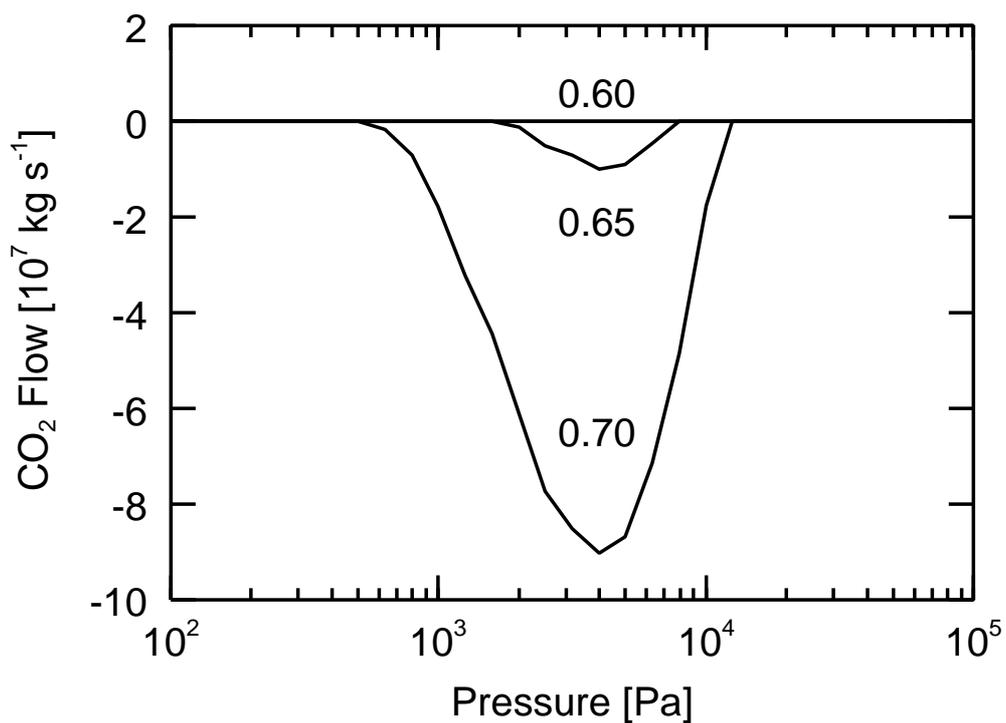


図 3.24: 図 3.23 に同じ. CO_2 極冠アルベドを 0.70, 0.65, 0.60 と変化させた場合の結果. 0.60 の結果は CO_2 正味蒸発量 = 0 の直線に重なっている.

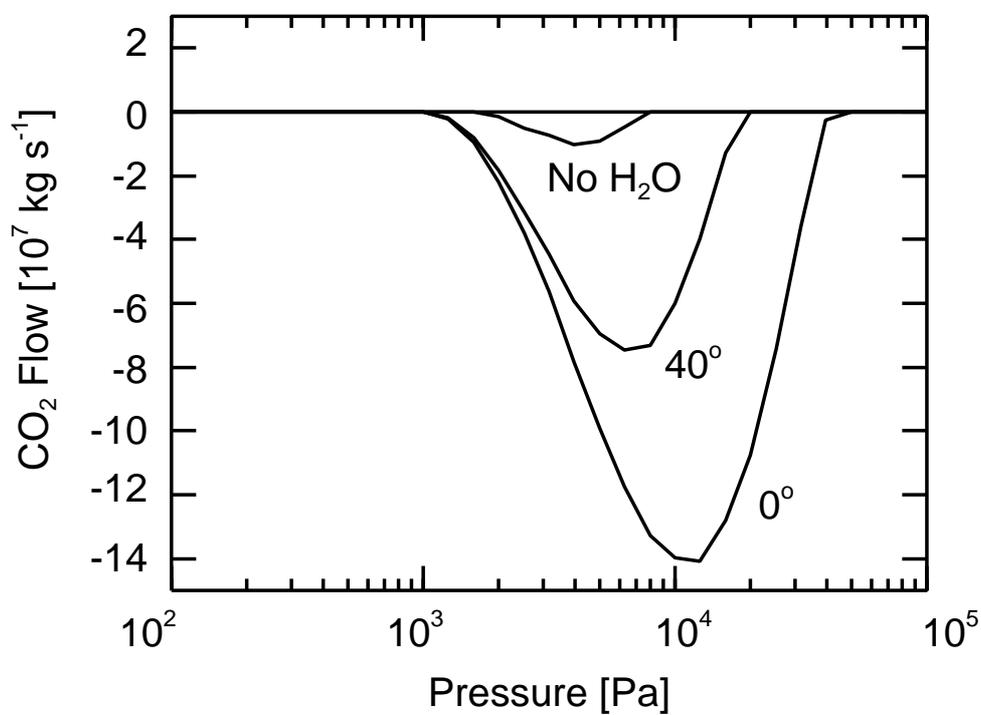


図 3.25: 図 3.23 に同じ. H_2O 氷存在領域の下限緯度を 90° (H_2O 氷床なし, No), 60° , 40° , 0° と変化させた場合の結果.

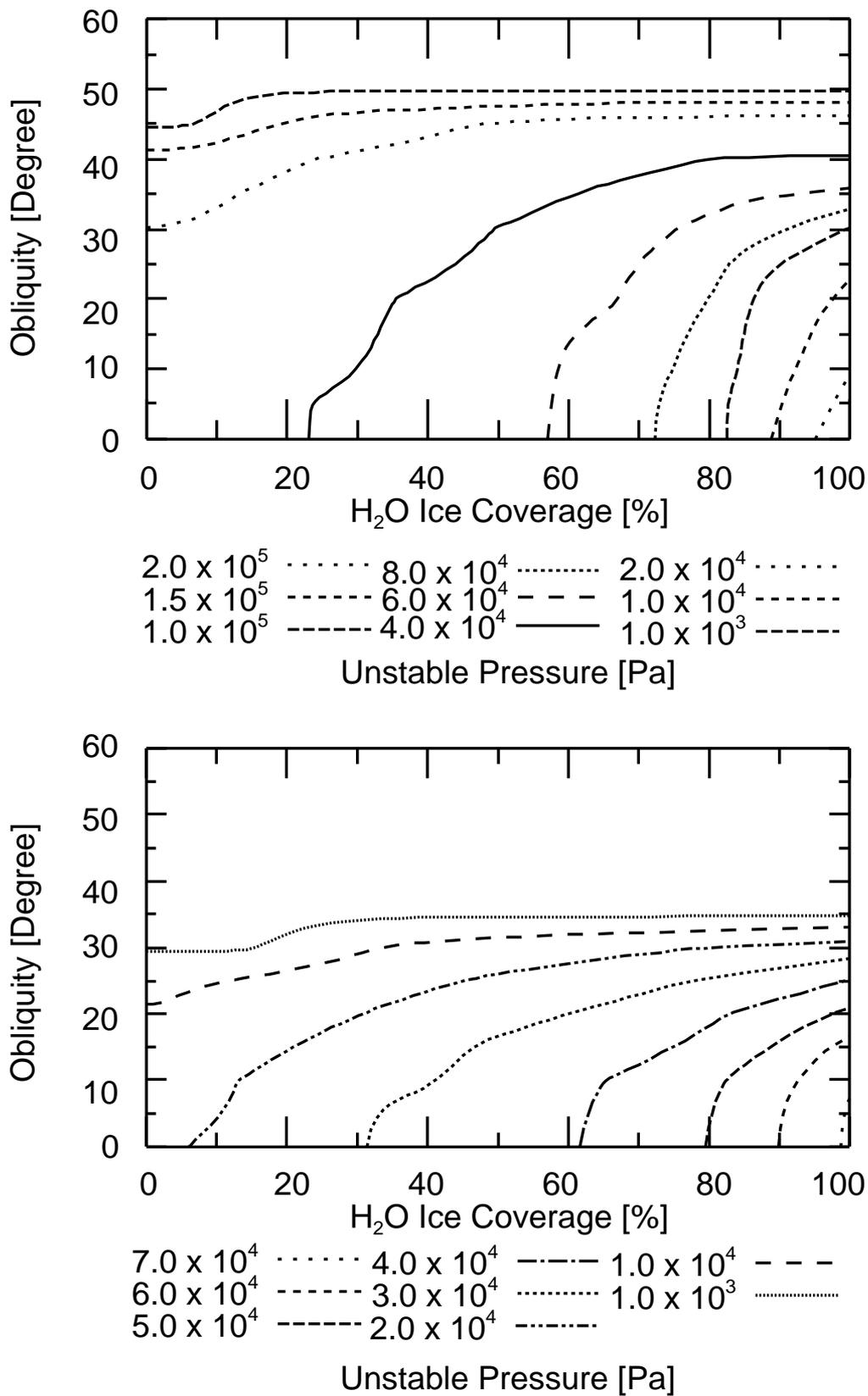


図 3.26: 不安定平衡点大気圧 [Pa] の H₂O 氷被覆域および自転軸傾斜角依存性. 太陽光度の現在値に対する比が 0.75 (上), 1.0 (下) の場合の結果. 上記以外のパラメータは表 2.4 の標準値を用いた.

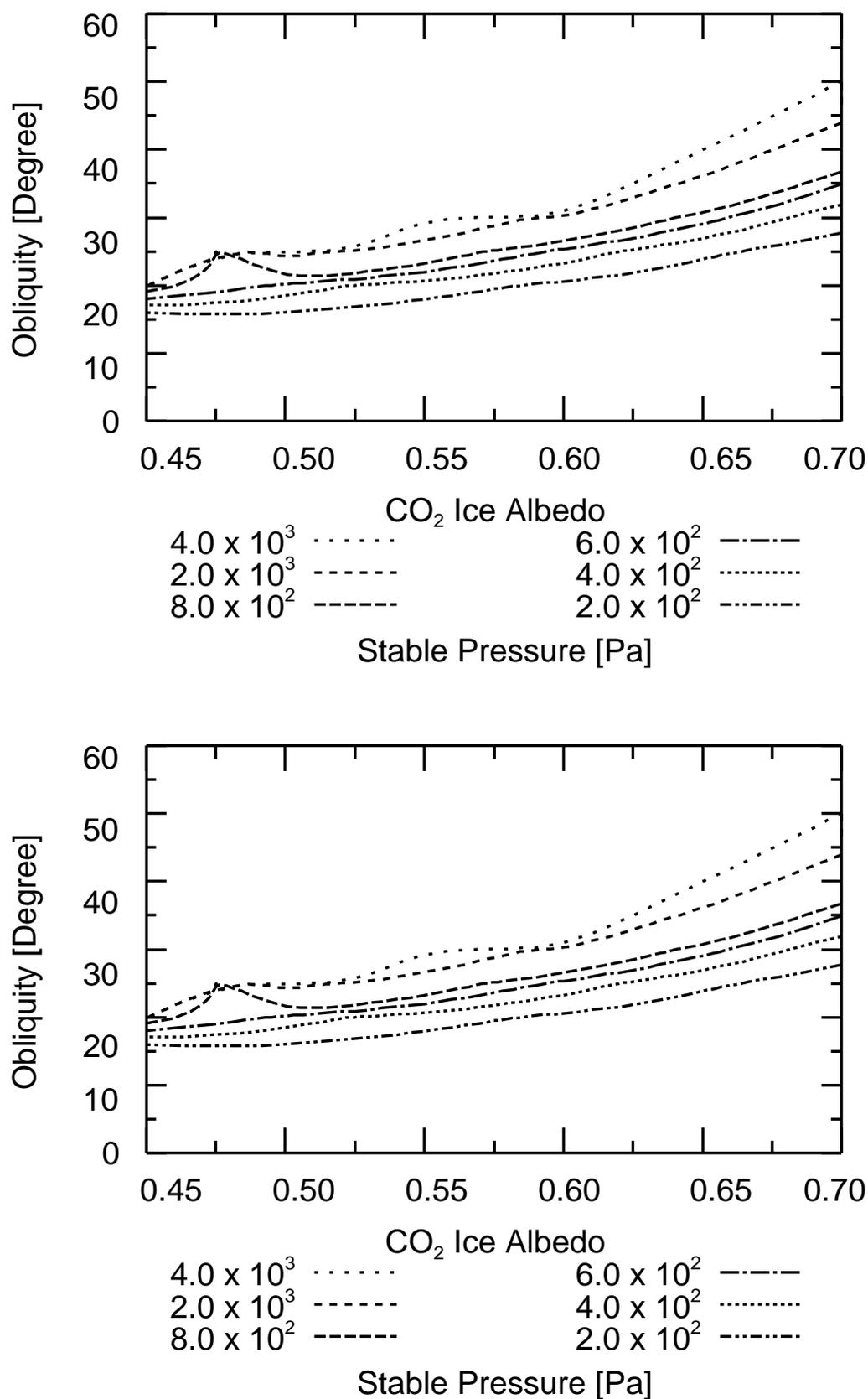


図 3.27: 安定平衡点大気圧 [Pa] の CO₂ 極冠アルベドおよび自転軸傾斜角依存性. 太陽光度の現在値に対する比が 0.75 (上), 1.0 (下) の場合の結果. 上記以外のパラメータは表 2.4 の標準値を用いた.

3.4 非定常 1.5 次元進化モデル

3.3 節の計算から、CO₂ 氷消失状態が実現していたとしても大気圧が CO₂ 正味蒸発量の負となる領域まで減少した場合には、CO₂ 氷緩衝状態への遷移 (大気崩壊) が起こることが明らかになった。そこで本節では、大気圧の季節変化および経年変化を考慮したモデルによる解析を行う。まず 3.4.1 では現在の火星を想定したパラメータを与えて計算を実行し、観測事実との比較を行う。これによりモデルから得られる結果の妥当性について調べる。3.4.2 節および 3.4.3 節では、過去に起きたと考えられる気候遷移 (大気崩壊および暴走蒸発) のシミュレーションを行う。モデルでは気候遷移にともなう極冠形状の進化が考慮されている。このため、大気崩壊が起こった場合に形成される極冠の広がりおよび高度を予測することができる。過去において形成された極冠の形状についての予測を行うことは、極層状堆積物など現在極域で観測される地質学的情報を解釈する上で非常に重要である。

3.4.1 現在の大気圧変動と CO₂ 極冠

現在の火星を想定したパラメータ (表 2.4 の標準値) を与えた場合の、大気圧および CO₂ 極冠高度の季節変化過程を図 3.28, 3.30 に示す。これは現在の大気-季節極冠系に含まれていると推測される CO₂ 総量 (大気圧に換算して 10³ Pa, Kieffer and Zent 1992) をすべて大気に与え、CO₂ 極冠の存在しない状態を初期条件として温度および大気圧の経年変化がなくなるまで (~ 10 火星年) エネルギーおよび CO₂ 質量収支式 (2 章 2.5 節) の時間発展を解いたものである。上記の過程に関する観測事実に関しては、図 3.29 (Viking 探査機によって得られた大気圧季節変化) および 3.31 (Mars Global Surveyor のレーザー高度計によって得られた CO₂ 極冠高度の季節変化) に示す。

大気圧および CO₂ 極冠高度とも、本研究の計算結果は観測事実をよく再現している。大気圧の季節変化 (図 3.28) に関しては、その位相が観測事実 (図 3.29) とほぼ一致している。大気圧が至点 (夏至と冬至) で極大となり、分点 (春分と秋分) で極小となる。この挙動は、CO₂ 極冠高度の季節変化 (図 3.30) の結果とあわせて理解することができる。至点では夏

極で CO₂ 極冠がすべて蒸発して大気圧が増加するのに対し、分点では両極に CO₂ 極冠が残っている。このため至点では大気中の CO₂ 量が他の季節に比べて大きくなり、逆に分点では小さくなる。一方 CO₂ 極冠高度に関しては、高緯度における高度の振幅が観測とほぼ一致している。もっとも緯度の高い点 86.5°N では年間を通した振幅が 1 m にも達する。

ここで注意すべき点は、本研究では簡単のため、南北の非対称を考慮していないことである。実際には南北両極の間で、地表面高度やアルベド、日射量(軌道離心率 0.094 が大きいことによる)が異なることが知られている (e.g. Kieffer *et al.* 1992)。特に現在では南半球だけで CO₂ 残存極冠が存在するが、これは南半球の方が北半球よりアルベドが高いためだと考えられている (e.g. Kieffer *et al.* 1992)。本節における標準モデルの計算はこれらの南北非対称性を考慮せず、軌道離心率 0, CO₂ 極冠アルベドとして平均値 (0.65, Kieffer *et al.* 1992) を与えている。このため南北両極に CO₂ 残存極冠は形成されない。

3.4.2 大気崩壊

前節 (3.4.1 節) における解析から、現在の大気圧および CO₂ 極冠の季節変化に関して、本研究のモデルによって観測事実をよく説明できることが分かった。このため本節と次節では過去において起こったと考えられる気候遷移過程のシミュレーションを行う。

ここでは初期火星で H₂O 氷の存在領域が拡大した場合に、大気崩壊が起こるかどうかについて調べる。3.1 節から 3.3 節までの解析によって、大気圧が高く温暖な CO₂ 氷消失状態が実現していたとしても、大気圧が不安定平衡点 (例えば図 3.9 の B 点) を下回ることにより大気の正味凝結が起こり、最終的には安定平衡点 (例えば図 3.9 の A 点) まで大気圧が減少する (大気崩壊)。大気崩壊を引き起こす要素としては、暗い太陽光度と H₂O 氷存在領域の拡大が重要である (3.2.2 節)。

初期の火星では、H₂O 氷の存在領域が拡大したと考えられる。38 億年前の太陽光度は現在値の 0.75 倍だったと考えられている (Gough 1981)。一方クレータの侵食率や揮発性元素の同位体比から、当時の CO₂ 大気圧は数気圧 $\sim 10^5$ Pa あり、全球的に H₂O が存在していたと推測されている (e.g. Fanale *et al.* 1992)。本研究の結果はこれらの推測と調和的

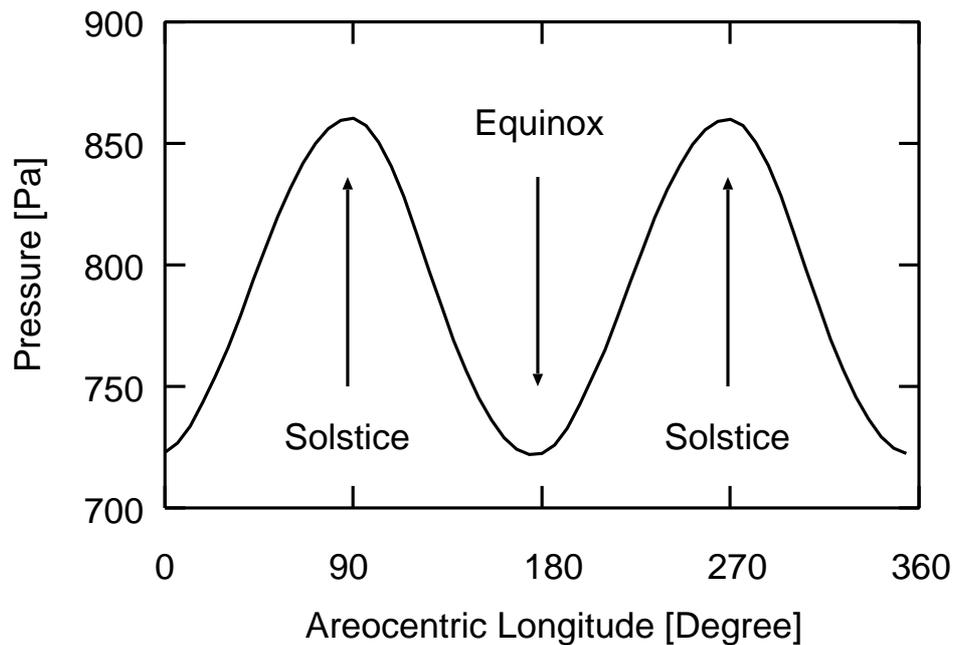


図 3.28: 現在の火星を想定した計算によって得られた大気圧の季節変化. 横軸は火星黄経で, 一年を 360° で表現したものである. $0^\circ, 180^\circ$ が分点 (春分および秋分), $90^\circ, 270^\circ$ が至点 (夏至および冬至) を表す. 計算で与えたパラメータは表 2.4 の標準値で, 初期条件として大気圧 10^3 Pa, CO_2 極冠の存在しない状態を与え, 温度および大気圧の経年変化がなくなるまで (~ 10 火星年) エネルギー収支および CO_2 質量収支の時間発展を解いた.

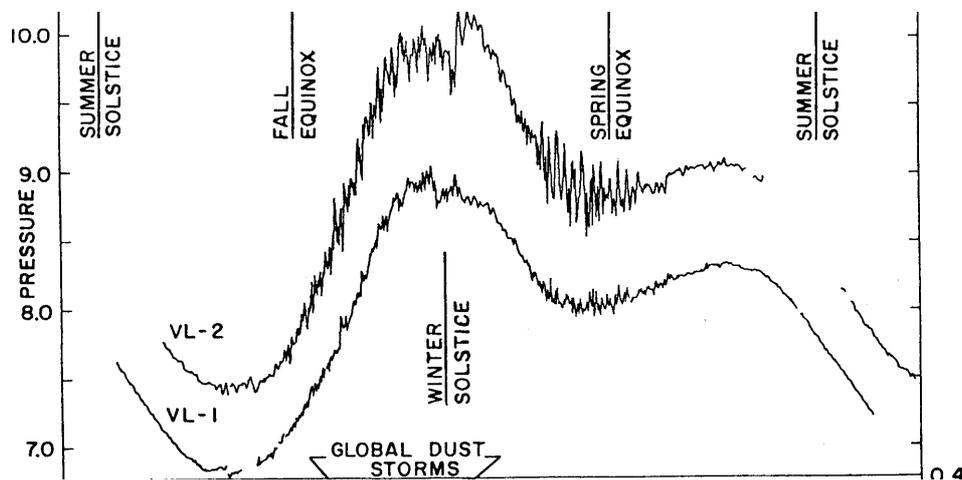


図 3.29: 日平均大気圧の季節変化. Carr 1996 Figure 1-2. を一部改編 (原図は Hess *et al.* 1980). 2 本の曲線はそれぞれ Viking 探査機 1 号 (VL-1), 2 号 (VL-2) によって得られたもの. 縦軸は大気圧 (単位は mbar, 10^2 Pa), 横軸は季節を表し, summer solstice, fall equinox, winter solstice, spring equinox はそれぞれ Viking 探査機が着陸した北半球の季節を示す. 大気圧の絶対値が VL-1 と VL-2 で異なるのは, 1 号と 2 号で着陸した場所が異なるためである (1 号は $22.5^\circ\text{N}, 48^\circ\text{W}$, 2 号は $48^\circ\text{N}, 225.6^\circ\text{W}$. 高度は 2 号 $>$ 1 号).

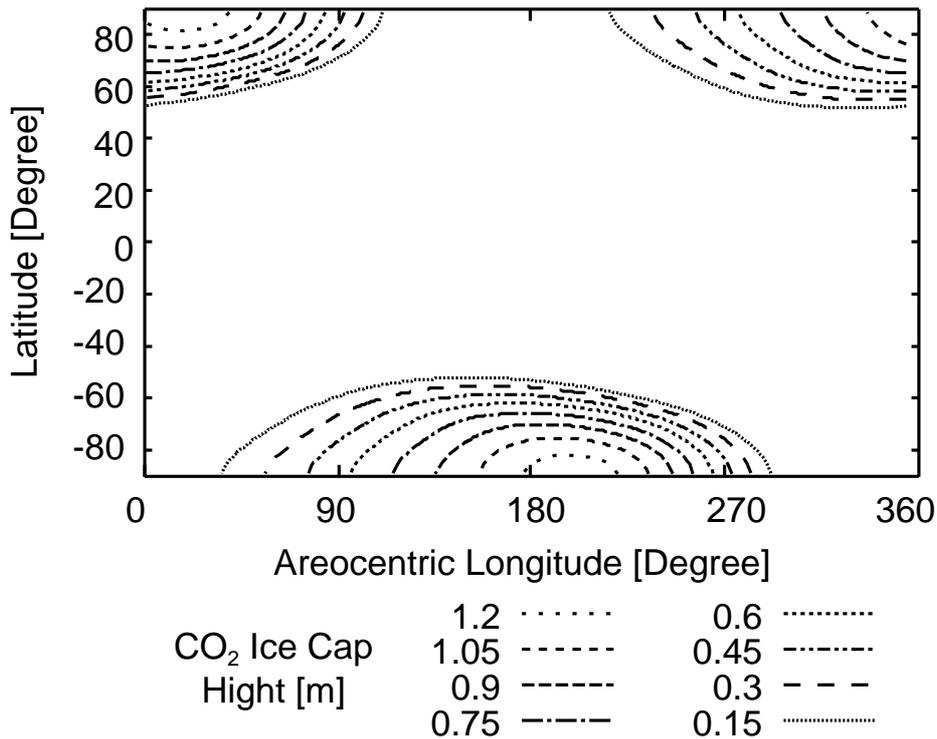


図 3.30: CO₂ 極冠の季節変化. 横軸は火星黄経, 縦軸は緯度. 冬季極域における CO₂ 凝結によって形成される CO₂ 極冠の高度を [m] 単位で表す. ここでの CO₂ 極冠の質量密度は, 下図 3.31 の観測事実を下に 10^3 kg m^{-1} とした. 計算に用いたパラメータおよび初期条件は図 3.28 に同じ.

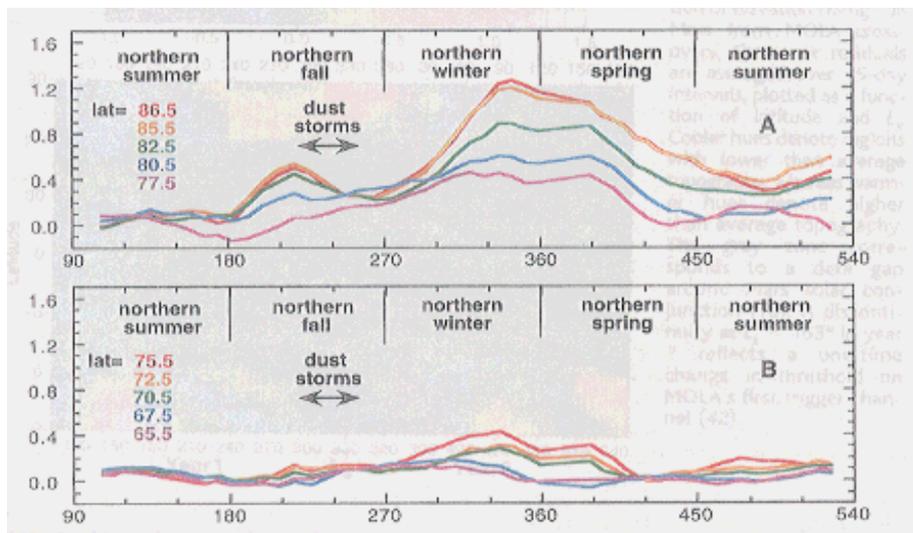


図 3.31: Mars Global Surveyor 探査機のレーザー高度計によって得られた CO₂ 極冠高度の季節変化. Smith *et al.* 2001 を一部改編. 横軸は火星黄経, 縦軸は 60°N の高度を基準面とした CO₂ 極冠の相対高度変化である. A 図の曲線は, 相対高度の高いものから順に緯度が 86.5°, 85.5°, 82.5°, 80.5°, 77.5° における高度を表す. 同様に B 図の曲線は, 緯度が 75.5°, 72.5°, 70.5°, 67.5°, 65.5° における高度を表す.

である。大気圧が $\sim 3 \times 10^5$ Pa の場合には、初期の太陽光度が現在値の 0.75 倍 (3.8 Ga, Gough 1981) でも赤道付近の日平均温度は 273 K を越え、温暖な CO₂ 氷消失状態が実現する。CO₂ 大気存在下で液体 H₂O が存在すると、化学風化が起こると考えられる (e.g. Fanale *et al.* 1992, Haberle *et al.* 1994)。これにより大気 CO₂ は減少したであろう。太陽風との相互作用による大気散逸も大気 CO₂ の減少に寄与したであろう (Luhman *et al.* 1992)。CO₂ 大気圧が減少すると温室効果が弱まるため、徐々に全球的な寒冷化が起こるだろう。本研究の結果によると大気圧が 10^5 Pa まで下がると、冬季極域でも CO₂ 氷が凝結することはないが、赤道付近では日平均温度が 240 K 程度となる。このため全球的に存在していた液体 H₂O は、低緯度で凍りついてしまうと考えられる。暗い太陽のもとで H₂O 氷の存在領域が拡大すれば、大気崩壊が起こる可能性がある (3.2.2 節)。

38 億年前、H₂O 氷の存在領域が全球的に拡大した場合に大気崩壊が起こるかどうかを調べた結果が図 3.32 から図 3.34 である。初期条件として、CO₂ 極冠が存在せず大気圧が 10^5 Pa の状態を与える。CO₂ 極冠アルベドとしては、観測によって得られている現在の平均値 (0.65) を与える。エネルギー収支および CO₂ 質量収支の時間発展を解くことにより、大気圧および極冠の時間進化を追った。

大気崩壊は ~ 400 火星年 (~ 754 年) で完了する (図 3.32)。大気圧の減少が非常に大きい ($\sim 10^5$ Pa から $\sim 10^2$ Pa まで減少) にもかかわらず、遷移に要する時間は地質学的には非常に短い。38 億年前を想定し暗い太陽光度 (現在値の 0.75 倍)、を与えているため、最終的に安定平衡点として実現される大気圧は 3×10^2 Pa 程度と現在より低くなっている。

大気崩壊が起きている際に大気圧がどう季節変化するのか示したものが図 3.33 [1]–[4] である。1000 火星年時間積分した際の結果を 200 火星年毎に示した。大気崩壊が起こっているあいだは、大気圧は季節的に振動しながら減少していく。振動は季節的に生じる CO₂ 極冠の消長による。このため大気圧は至点で極大となり、分点で極小となる。各大気圧ごと ([1]–[4]) で大気圧季節変動の振幅は異なる。この振幅は、冬極における凝結量と夏における蒸発量の差額によって差によって決まる。

大気崩壊にともなって形成される CO₂ 極冠の形状が時間進化する様子を示したのが図 3.34 である。 $\sim 10^3$ 年で完了する大気崩壊の後、CO₂ 極冠の形状は $\sim 10^4$ 年以上の時間を

かけて進化する。形成された直後は下限緯度が 65° 程度であるが、下限緯度は徐々に縮小し、高度が上昇していく (図 3.34 上)。各緯度の CO_2 極冠表面における年平均 CO_2 正味凝結量 (年間を通して単位面積あたり凝結する CO_2 質量, 単位は $[\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}]$, 図 3.34) から、 CO_2 極冠における低緯度領域 ($\sim 80^\circ$ 以下) では年間を通した正味の蒸発が起こり、高緯度領域 ($\sim 80^\circ$ 以上) に運ばれる。極冠鏡面温度の高度依存性を考慮しているため、同じ緯度では高度が低いほど蒸発しにくく (凝結しやすく) 高いほど蒸発しやすく (凝結しにくく) なる。このため時間とともに、低緯度は蒸発量が減少 (高度が減少) し、高緯度は凝結量が減少 (高度が増加) する。

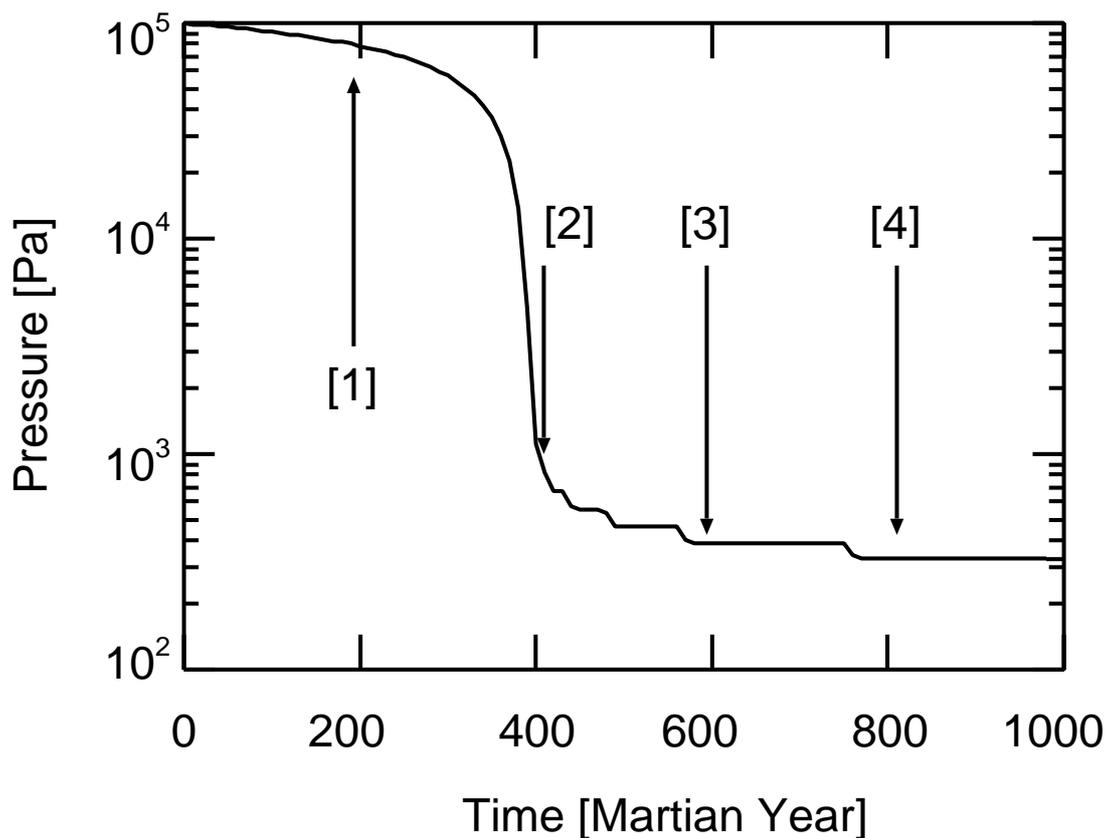


図 3.32: 大気崩壊のシミュレーション. 大気圧の時間変化を示す. 横軸は火星年で, 1 火星年 = 1.89 地球年である. 太陽光度が現在値の 0.75 倍, H_2O 氷存在領域の下限緯度を 0° , 初期状態として CO_2 極冠が存在せず, 大気圧が 10^5 Pa の状態を与えた場合の結果である. 上記以外のパラメータは表 2.4 の標準値を用いている.

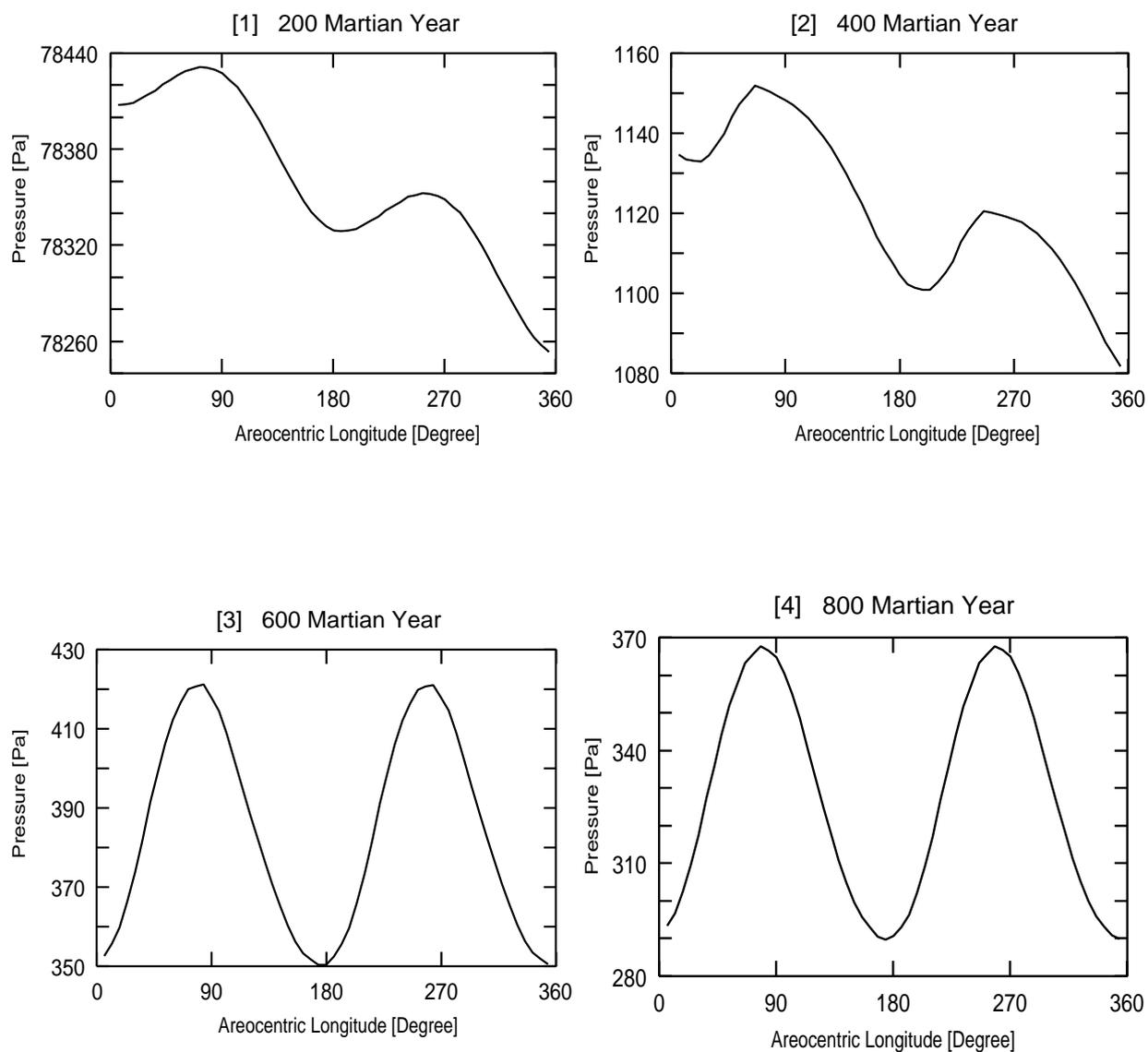


図 3.33: 大気崩壊が起こっている間の大気圧季節変動. 横軸は火星黄経, 縦軸は大気圧である. それぞれ図 3.32 の [1]–[4] の点における大気圧の季節変化で, 大気崩壊に開始してから [1] 200 火星年 (378 年), [2] 400 火星年 (756 年), [3] 600 火星年 (1134 年), [4] 800 火星年 (1512 年) 後の結果である.

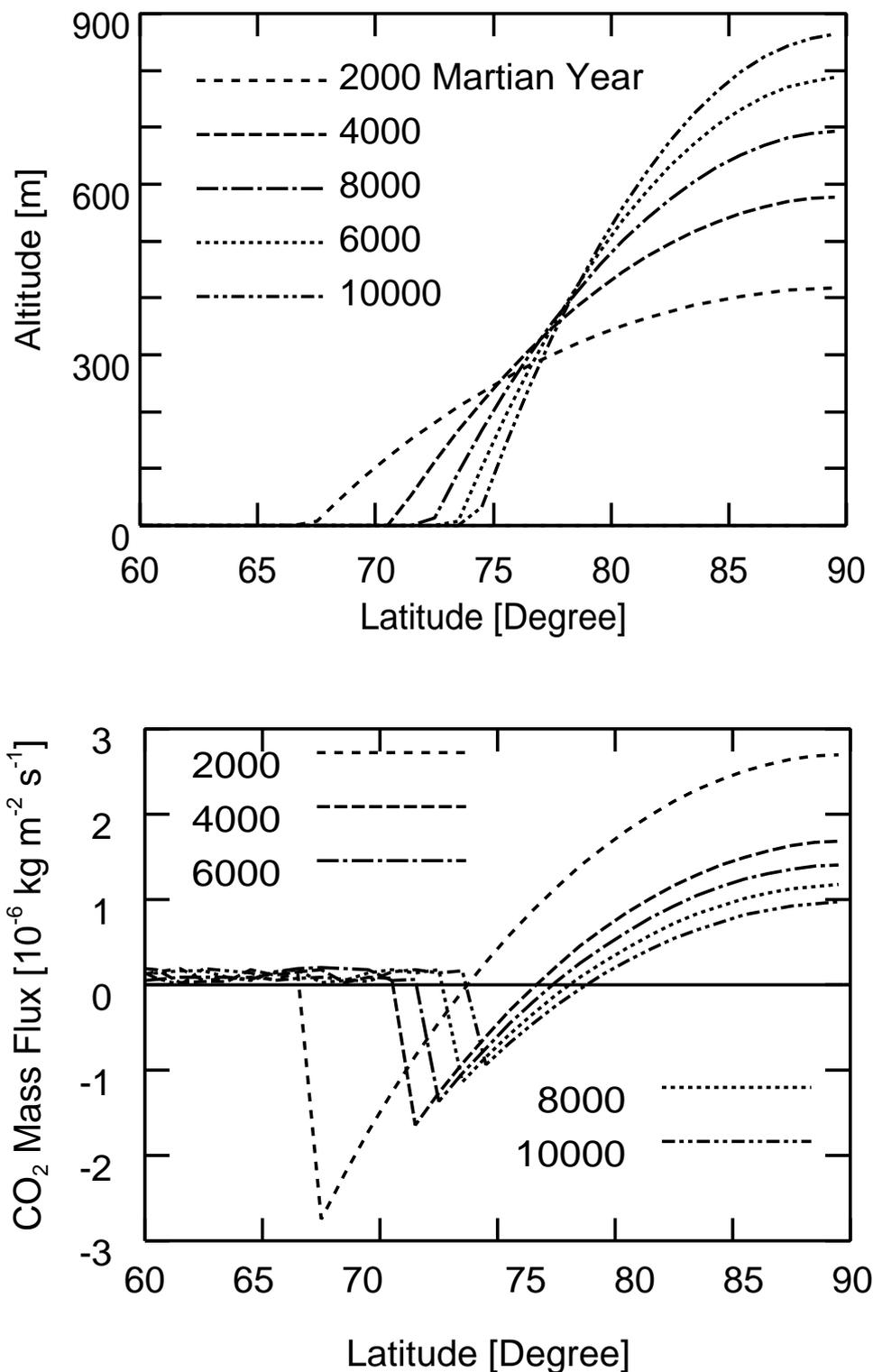


図 3.34: 大気崩壊が起こった後の CO₂ 極冠の時間変化を示す。(上図) 横軸は緯度, 縦軸は高度. 点線はそれぞれ, 大気崩壊が開始してから 2000 火星年 (3780 年), 4000 火星年 (7560 年), 8000 火星年 (11340 年), 8000 火星年 (15120 年), 10000 火星年 (18900 年) 経過した時点での形状. (下図) CO₂ 極冠の年平均 CO₂ 正味蒸発量. これが正の場合には CO₂ 極冠の凝結が起こり, 一年を越える時間スケールで CO₂ 極冠高度が増加する. 逆に負の場合には蒸発が起こり, 高度が減少する.

3.4.3 暴走蒸発

ここでは大気崩壊によって形成された CO₂ 極冠が、アルベドの低下によって暴走蒸発を起こすかどうかについて調べる。3.1 節から 3.3 節までの解析によって、大気圧が低く寒冷な CO₂ 氷緩衝状態が実現していたとしても、CO₂ 極冠の受け取る太陽放射が増加すれば安定平衡点が消失する (例えば図 3.10)。この場合には CO₂ 正味蒸発量が常に正となり、CO₂ 極冠が蒸発することにより大気圧増加し、最終的には CO₂ 極冠がすべて蒸発した状態が実現する (暴走蒸発)。CO₂ 極冠の受け取る太陽放射を増加させる要因としては、極冠アルベドの低下と自転軸傾斜角の増大が重要である。

大気崩壊によって実現される寒冷な気候の下では、CO₂ 極冠アルベドが低下すると考えられる。寒冷な気候の下では全球的な水循環が弱まり、水蒸気は大気を介して極域へ運ばれるのみで、低緯度へ戻されることがないためである。H₂O 氷の存在領域が縮小すると地表は乾燥化することになり、ダストは舞上がりやすくなるだろう (Sagan *et al.* 1973)。ダストは極冠に堆積することにより、極冠アルベドを低下させると考えられている (Kieffer and Zent 1992)。このためダストが舞上がりやすくなれば極冠へのダスト堆積量も増加し、極冠アルベドは低下する可能性がある (Sagan *et al.* 1973)。

CO₂ 極冠アルベドを十分に低下させた場合に暴走蒸発が起こるかどうかを調べた結果が、図 3.35 から図 3.37 である。ここでは初期状態として、前節 (3.4.2 節) で得られた、大気崩壊の結果として形成される CO₂ 極冠を与え (大気崩壊後 10⁴ 火星年経過した時点での形状を持つ)、大気圧としては大気崩壊によって実現された安定平衡点の大気圧 3×10^2 Pa を与える。H₂O 氷の存在は考えず、CO₂ 極冠アルベドとしては現在観測される値の下限値 (Kieffer *et al.* 2000) である 0.46 を与える。太陽定数は 38 億年前を想定し現在値の 0.75 倍を与える。上記以外のパラメータは表 2.4 の標準値を用いる。

太陽光度の低い時期にも、CO₂ 極冠アルベドが十分低下すれば暴走蒸発が起こる (図 3.35)。10⁵ Pa の大気圧が大気崩壊することによって形成された CO₂ 極冠が暴走蒸発するのに要する時間は ~ 600 火星年 (~ 1134 年) である。暴走蒸発が起こっている際の大気圧季節変化 (図 3.36 [1]–[4]) は、大気崩壊の場合と同様、CO₂ 季節極冠の消長にともない振

動しながら大気圧が上昇していく。また CO_2 極冠は、暴走蒸発にともないどの緯度でも常に正味の蒸発が起こり (図 3.37 下), 徐々にその高度を下げていく (図 3.37 上)。

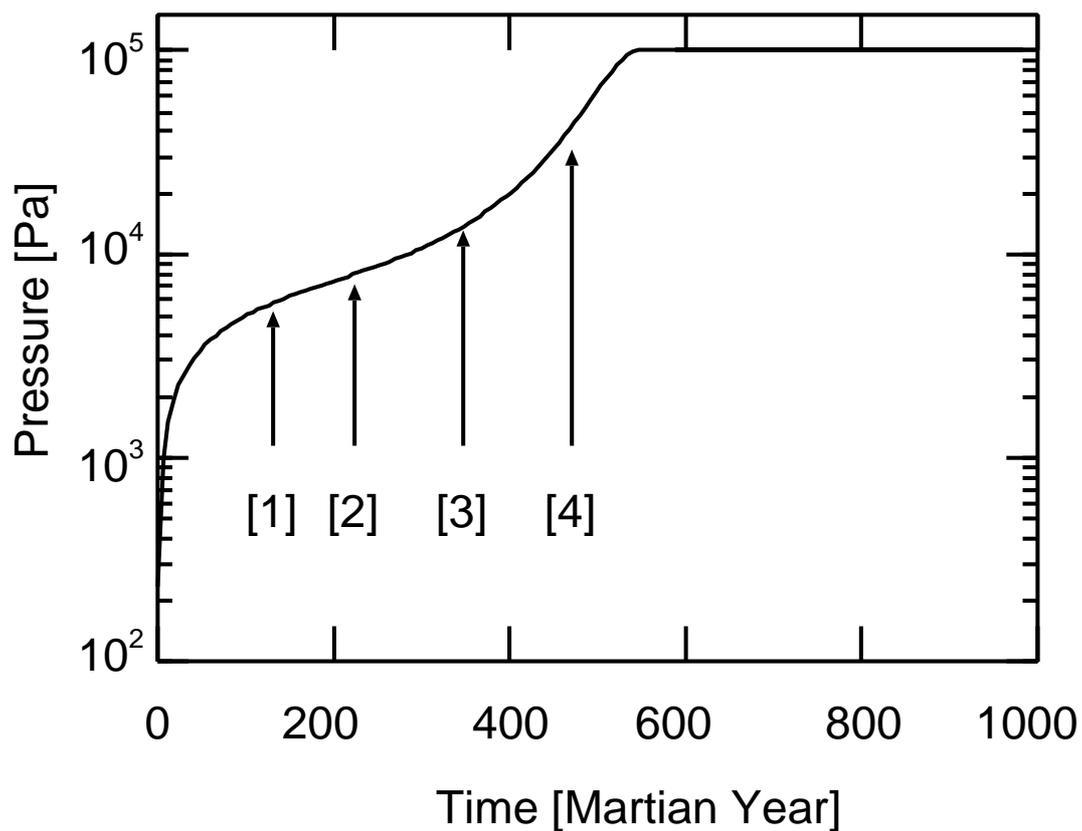


図 3.35: 暴走蒸発のシミュレーション. 大気圧の時間変化を示す. 太陽光度が現在値の 0.75 倍, CO_2 極冠アルベド 0.45, 初期状態として大気圧 3×10^2 Pa, 大気崩壊によって形成された CO_2 極冠 (図 3.34, 大気崩壊後 10000 火星年 (18900 年) 経過した CO_2 極冠) を与えた場合の結果である. 上記以外のパラメータは表 2.4 の標準値を用いている.

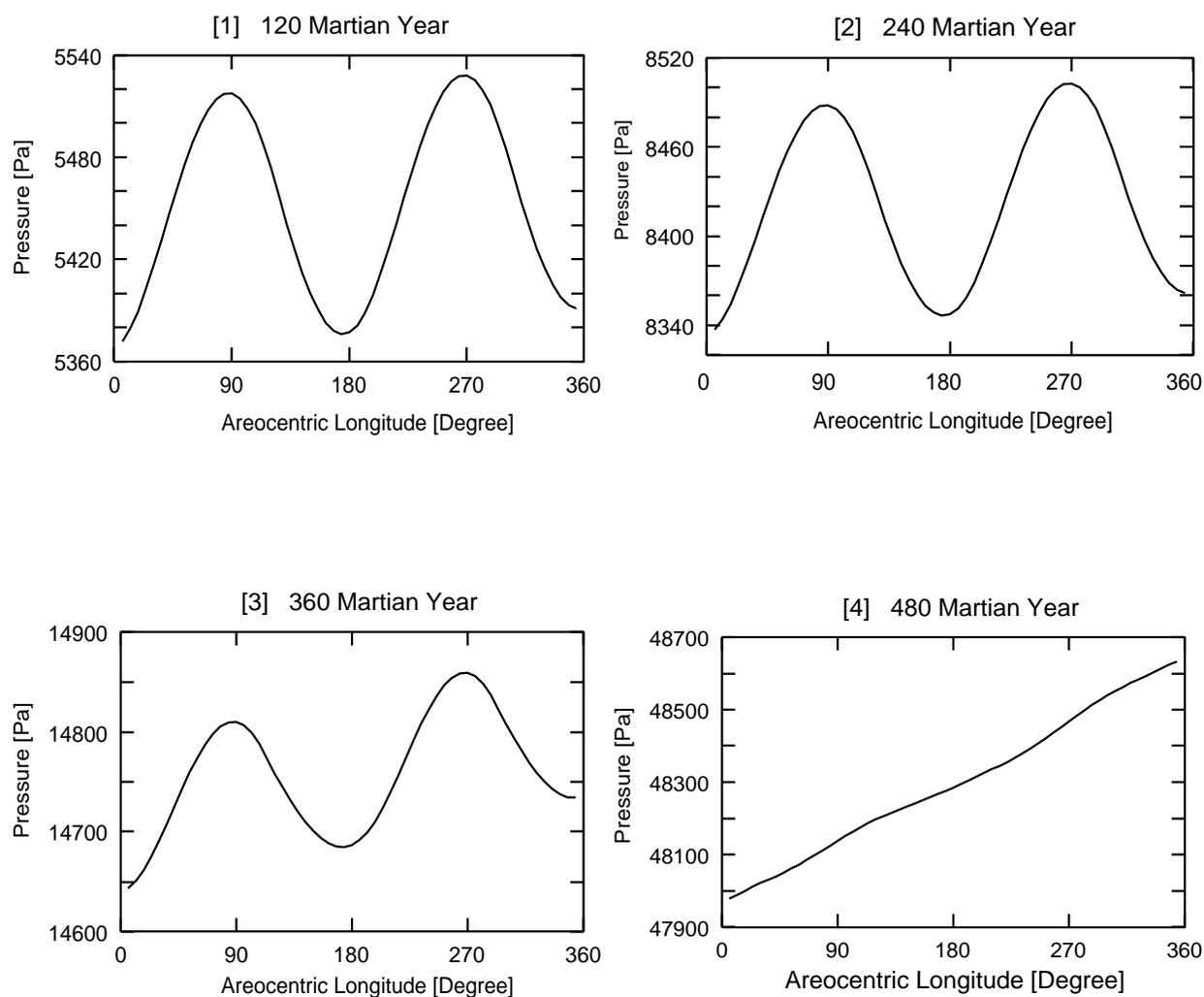


図 3.36: 暴走蒸発が起こっている間の大気圧季節変動. 図 3.33 に同じ. それぞれ図 3.35 の [1]–[4] の点における大気圧の季節変化で, 暴走蒸発が開始してから [1] 120 火星年 (227 年), [2] 240 火星年 (453 年), [3] 360 火星年 (680 年), [4] 480 火星年 (907 年) 後の結果である.

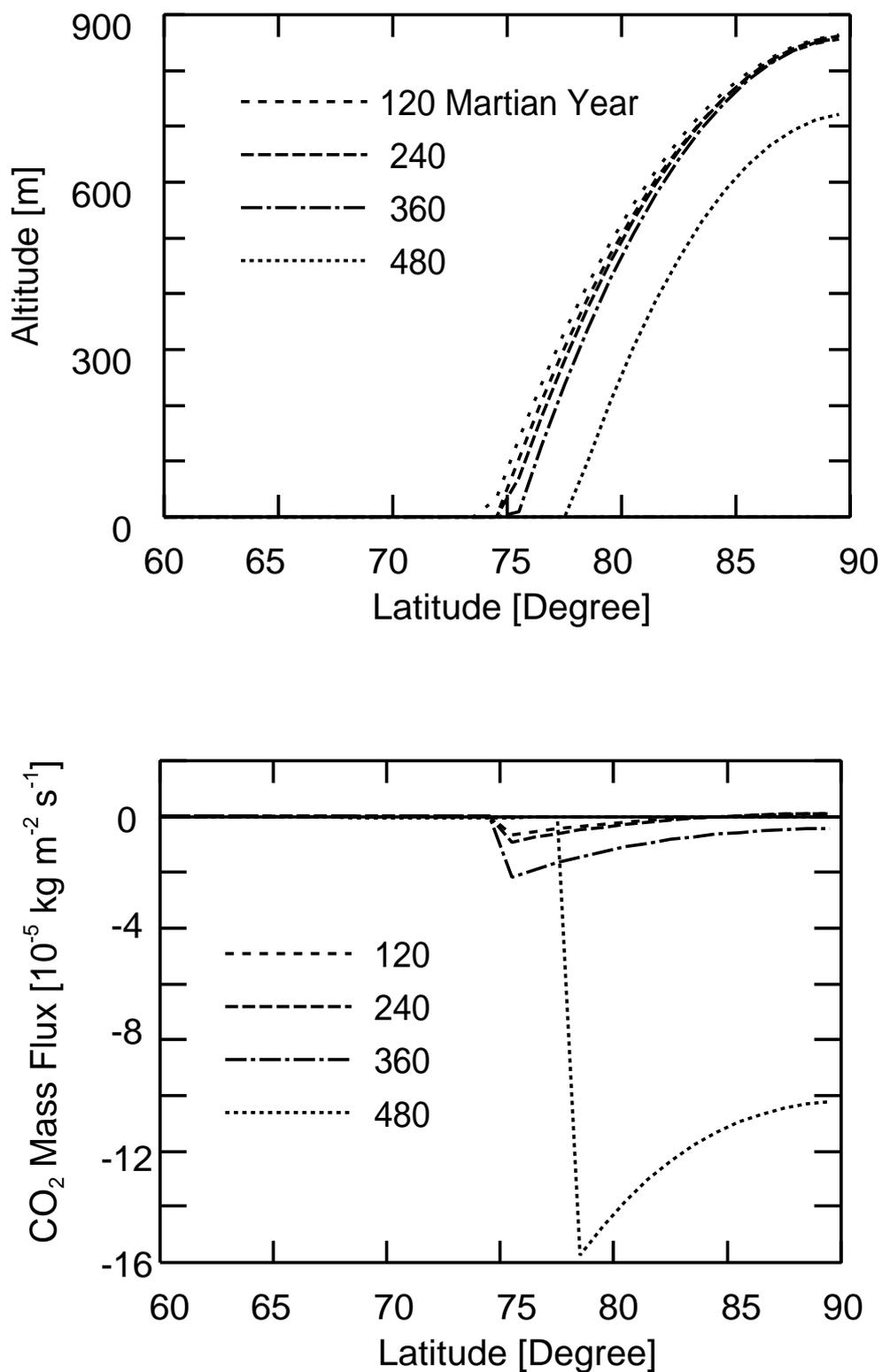


図 3.37: 暴走蒸発が起こる際の CO₂ 極冠の時間変化. 図 3.34 に同じ. (上図) 点線はそれぞれ, 暴走蒸発が開始してから 120 火星年 (227 年), 240 火星年 (453 年), 360 火星年 (680 年), 480 火星年 (907 年) 後の CO₂ 極冠高度である. (下図) CO₂ 極冠の年平均 CO₂ 正味蒸発量.

3.5 気候変動のシナリオ

気候モデルの解析結果を下に、温暖化と寒冷化が繰り返される気候変動のシナリオを新たに構築することができる。このシナリオでは、 H_2O および CO_2 氷のアルベドフィードバック機構が重要な役割を果たす。

初期の温暖な気候の下では、 H_2O 氷床が拡大することによって寒冷な気候への遷移が起こる可能性がある：初期の火星は CO_2 の大気圧が高く温暖で、地表付近には液体の H_2O が安定に存在していたと推測されている (e.g. Baker 2001)。 CO_2 大気は液体 H_2O および岩石と反応することによって化学風化が起こり、大気圧は減少していったらう (Haberle *et al.* 1994)。これにより気候は徐々に寒冷化する。 H_2O は CO_2 に比べて凝結しやすいので、この寒冷化に伴い、先に地表の液体 H_2O が凍結する可能性がある。これにより地表の幅広い領域が H_2O 氷で覆われるだろう。 H_2O 氷の存在領域が十分に拡大すれば、 CO_2 正味蒸発量が減少することにより大気崩壊が起こる (図 3.16)。これにより大気圧の高い CO_2 氷消失状態から大気圧の低く寒冷な CO_2 緩衝状態への遷移が起こる。大気崩壊が起こる場合には、遷移の時間スケールは $\sim 10^3$ 年である。大気崩壊によって形成される CO_2 極冠の広がり、現在 ($\sim 85^\circ$) よりも大きい。

H_2O 氷の存在は CO_2 極冠アルベドにも影響をおよぼしたらう。地表が H_2O 氷で覆われていた場合には、地表のダストは舞上がりにくくなると考えられる。これにより CO_2 極冠に堆積するダスト量が減少し、極冠アルベドを低下させる効果は少なかったらう (Sagan *et al.* 1973)。図 3.10 に示すように、高い CO_2 極冠アルベドは CO_2 正味蒸発量を減少させる。この効果は、より大気崩壊を引き起こしやすくするであろう。

大気崩壊が起こった後の寒冷な気候の下では、 CO_2 極冠アルベドの低下により再び温暖な気候への遷移 (暴走蒸発) が起こる可能性がある：ひとたび気候が寒冷化すると、逆に全球的な H_2O 循環は弱くなる。 H_2O は大気を介して極域へ運ばれるのみで低緯度へ戻されることがなく、 H_2O 露出面積の縮小によって全球的な乾燥化が起こるだろう。これにより地表のダストが舞上がりやすくなり、ダストが堆積すれば極冠のアルベドが低下すると考えられる。 CO_2 極冠のアルベドが十分に低下すれば、 CO_2 正味蒸発量が増加すること

により CO₂ 極冠の暴走蒸発が起こり、温暖な CO₂ 氷消失状態への遷移が起こる。

再び気候が温暖化すると、全球的な H₂O 循環が活発化することにより H₂O 氷の存在領域はは拡大する可能性がある。H₂O 循環の可能なメカニズムとしては、氷床基底融解による極から赤道へ向かう地下水流 (Clifford 1993)、氷床の蒸発と降雪や氷床流動などが挙げられる。H₂O 氷の存在領域が十分に拡大すれば、CO₂ 正味蒸発量が減少することにより大気崩壊が起こり、大気圧の低く寒冷な CO₂ 緩衝状態が再び実現すると考えられる。

上記で述べた H₂O–CO₂ 氷のアルベドフィードバック機構によって、火星気候では温暖化と寒冷化を繰り返して来た可能性がある。(Fig. 3.38)。現在南半球低緯度域に観測される氷河地形は、過去に H₂O 氷床が拡大した痕跡である可能性がある。また CO₂ 極冠を取り巻いて存在する極層状堆積物は、過去において大気崩壊によって形成された CO₂ 極冠のなごりかも知れない。従来の研究で考えられて来た通り、気候遷移過程は惑星軌道要素の変化などの外的要因によっても引き起こされ得る (Toon *et al.* 1980 など)。そのような場合でも、ここで述べたアルベドフィードバック機構のような大気–極冠システムの内的な要因もまた、気候状態の安定性とその遷移を決定づけるうえで重要な役割を果たすはずである。

しかしここに述べた新たなシナリオには、いくつかの不確実性があることに注意すべきである。まず第一に、ここで用いたモデルには温室効果に不確実性がある。実際の火星大気中ではダストや、特に古環境においては大気中での CO₂ 凝結によって形成される CO₂ 氷雲が放射場を変え、温室効果に影響を与えられとされる。これらの影響によって、大気および地表におけるエネルギー収支は変わる可能性もある。このため本論文第二部では、CO₂ 氷雲の温室効果について詳しく検討する。第二の不確実性は、気候の温暖化および寒冷化に伴う H₂O 氷床の応答機構である。本研究で用いた仮説とは反対に、温暖な気候の下では低緯度の H₂O 氷床が蒸発し、H₂O 氷の存在領域が広がらないかも知れない。この問題は全球的な水循環を解く必要がある。第三の不確実性は CO₂ 極冠のアルベドである。これは H₂O 氷およびダストと相互作用することにより決まるだろう。ダストが堆積することにより本当に CO₂ 氷のアルベドが低下するかどうかよく分からない。また上記のシナリオとは逆に、大気圧の高い温暖な気候かではダストが持ち上げられやすく、極

冠に堆積することにより極冠アルベドが低下したかもしれない。今後の研究では、アルベドフィードバックを担うこれらの過程に関してさらに検証して行く必要がある。

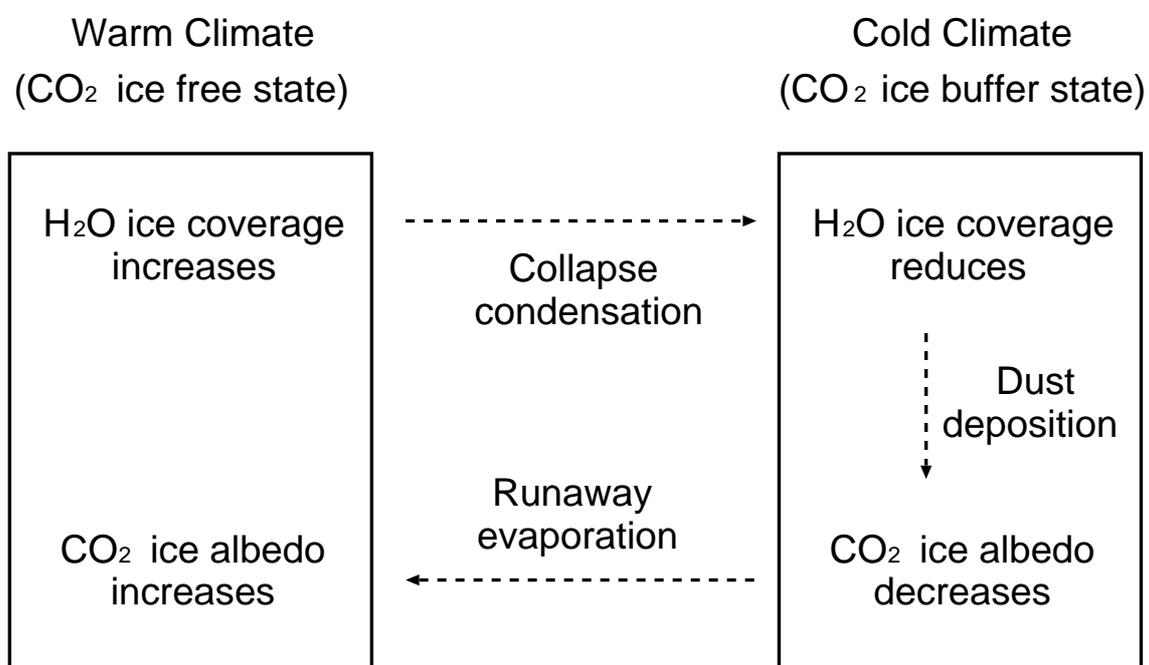


図 3.38: CO₂-H₂O アイスアルベドフィードバック機構の解説. 詳細は本文参照.

第4章 結論

火星における安定な気候状態は、大気圧を決める機構によって大きく2分することができる。一つはCO₂ 残存極冠が存在し、大気圧が極冠表面温度の飽和蒸気圧に保たれる状態(CO₂ 氷緩衝状態)である。これは大気圧が現在値程度の低い値となり、寒冷的な気候に対応する。もう1つはCO₂ 残存極冠が全て蒸発した状態(CO₂ 氷消失状態)である。表層にCO₂ が十分な量存在すれば、これは大気圧が高く温暖な気候に対応する。

これらの気候状態を不安定化する要素として、H₂O 氷被覆域、CO₂ 極冠アルベド、自転軸傾斜角が重要である。CO₂ 氷消失状態は、H₂O 氷に覆われた高アルベド域が拡大することにより不安定化する。これにより大気CO₂ 一方向的な凝結が生じ、CO₂ 氷緩衝状態へと遷移する(「大気崩壊」)。一方CO₂ 氷緩衝状態は、CO₂ 極冠アルベドの低下あるいは自転軸傾斜角の増加により不安定化する。これによりCO₂ 残存極冠の一方向的な蒸発が生じ、CO₂ 氷消失状態への遷移(「暴走蒸発」)が起こる。大気崩壊および暴走蒸発が完了する時間スケールは、いずれも10³年程度と地質学的には非常に短い。また大気崩壊によって形成されるCO₂ 残存極冠の広がり、現在のもの(下限緯度～85度)と比べて大きい(70–80度)。

大気崩壊がはじまる大気圧(不安定平衡点)は、H₂O 氷被覆域が広いほど、また太陽光度が小さいほど大きくなる。従来の研究では、大気散逸や化学風化によって大気圧が～10⁴Paまで減少することにより、大気崩壊が引き起こされると考えられてきた。しかしながらH₂O 氷のアルベド効果によって、CO₂ 大気量が十分減少する前に大気崩壊が起こる可能性がある。例えば約38億年前の太陽光度の下でH₂O 氷被覆域が全球的に広がる場合、不安定平衡点は～10⁵Paにまで達しうる。この場合大気崩壊によって、～10⁵PaのCO₂を含む巨大な極冠が形成される。この巨大なCO₂ 残存極冠は低い太陽光度の下でも、十分

極冠アルベドが低下するか自転軸傾斜角が増加すれば暴走蒸発し得る。この暴走蒸発によって、温暖な気候がふたたび実現した可能性がある。

H₂O および CO₂ 氷のアルベドフィードバック機構を考慮すると、温暖化と寒冷化が繰り返される気候変動のシナリオを構築することができる。温暖な CO₂ 氷消失状態の下では全球的な H₂O 循環が活発化するため、H₂O 氷で覆われた高アルベド域が徐々に拡大するだろう。このような地域が十分に拡大すれば、全球的なアルベド上昇によって大気崩壊が起こり、大気圧の低く寒冷な CO₂ 緩衝状態への遷移が起こる。液体 H₂O の存在しない寒冷気候下では、H₂O は大気を介して惑星上でもっとも寒冷な極域へ運ばれそこで固定され、H₂O 露出面積は徐々に縮小するであろう。地表および大気中 H₂O の減少（乾燥化）と相まって地表ダストが大気中に供給されるようになり、ダストの拡散と堆積によって CO₂ 極冠アルベドの低下がもたらされると考えられる。CO₂ 極冠のアルベドが十分に低下すれば、CO₂ 残存極冠の暴走蒸発が発生し、温暖な CO₂ 氷消失状態への遷移が起こる。現在南半球低緯度域に観測される氷河地形は、過去に H₂O 氷床が拡大したなごりである可能性がある。また CO₂ 残存極冠を取り巻いて存在する極層状堆積物は、過去における大気崩壊によって形成された CO₂ 極冠の痕跡かも知れない。

第II部

大気-雲システム

第1章 はじめに

様々な地形学的証拠から、約 38 億年前の火星は液体の水が安定に存在できるほど気候が温暖であったと推測されている (Carr 1996). Kasting 1991 は、火星初期に CO_2 大気が数気圧あったとしても、液体の水が安定に存在するまでには気候は温暖化されないことを指摘した。これは初期の太陽光度は小さかったため、大気上層で CO_2 が凝結し、温度減率が減少することにより温室効果が弱まるためである。この問題を解決する説として現在有力視されているのが、 CO_2 氷雲の温室効果による散乱温室効果である (Pierrehumbert and Erlick 1998). この説によると、大気上層での CO_2 凝結によって CO_2 氷からなる雲が形成され、この雲が太陽放射に比べて赤外放射をよく反射したため、強力な温室効果がもたらされる。

しかしながら、 CO_2 氷雲による散乱温室効果に関する従来の研究 (Pierrehumbert and Erlick 1998, Forget and Pierrehumbert 1997, Mischna *et al.* 2000) にはいくつかの問題がある：まず第一に、 CO_2 氷雲が大気中で安定に存在できるかどうかに関して議論がほとんどなされていない。上記の研究では大気上層で温度が CO_2 凝結温度を下回る領域に CO_2 氷雲が存在することを仮定している。しかし雲粒子は太陽および赤外放射を吸収し加熱を受けることにより、蒸発してなくなってしまうかもしれない。雲層の存在可能性について調べるためには、雲層におけるエネルギー収支を考慮することが必要である。

第二に、従来の研究では雲の面密度が定量的に見積もられていない。Mischna *et al.* 2000 では、雲層の面密度が非常に大きい場合には雲が日傘効果を持つことが報告されている。このため雲層の面密度は、古火星の温室効果を決める非常に重要な要素である。

第三に、 CO_2 氷雲の放射吸収が温室効果におよぼす影響についてもこれまでの研究では十分調べられていない。Pierrehumbert and Erlick 1998 はモデルを簡単にするために CO_2

氷雲による放射吸収の効果を無視している。しかし放射吸収過程は雲層の内での放射収支を変化させることにより温室効果に影響をおよぼす可能性がある。Mischina *et al.* 2000 では CO₂ 氷雲による放射吸収が考慮されているが、彼らのモデルでは他にも様々な過程が考慮されているため、どの過程が雲層による温室効果 (あるいは日傘効果) を決めているのかが明らかではない。

そこで本研究では、雲層による放射の散乱および吸収過程を考慮した大気放射モデルを構築する。これにより、

- 1) 大気放射場における CO₂ 氷雲粒子の存在可能性
- 2) 雲層の面密度
- 3) 雲層による放射吸収過程が散乱温室効果におよぼす影響

について調べる。続く第 2 章では大気放射モデルについて解説する。第 3 章で結果を示し様々な観点から議論を行う。なお第 II 部の内容は、Yokohata *et al.* 2002b にもとづくものである。

第2章 数値モデル

本節ではまず大気放射モデルについて解説し、ついでこのモデルを用いて雲層の存在可能性, 面密度, そして雲層の持つ温室効果の強度 (温室効果因子) を見積もる方法を解説する.

2.1 大気放射モデル

本研究で構築する大気放射モデルは, CO_2 氷粒子からなる雲層内の一次元放射伝達方程式を解くものである. これは Pierrehumbert and Erlick 1998 のモデルに, 1) CO_2 氷の複素屈折率 (Warren 1986) の虚部を導入し (小杉田 2002), 2) 放射過程の波長依存性を考慮することにより修正を加えたものである.

モデルでは CO_2 氷からなる雲層を仮定し, 雲層の面密度 σ , 雲粒子の粒径 r , 雲層上端から入射する太陽放射 F_S (単位は W m^{-2}), 雲層下端から入射する赤外放射 F_{IR} を与え, 雲層内の放射伝達方程式を波長別 ($0.1 - 100 \mu\text{m}$ の波長域を 184 バンドに分割) に δ -エディントン近似 (Bohren and Hoffman 1984) を用いて解く. 放射伝達方程式における光学定数 (一次散乱アルベド, 非対称因子, 消散効率) は, 雲粒子が球形であることを仮定してミー理論 (Bohren and Hoffman 1984) を用いて波長別に解く. 放射伝達方程式を解いて雲層上端および下端における放射強度を求めることにより, 雲層の太陽放射および赤外放射に対する反射率 (α_S and α_{IR}), および吸収率 (β_S and β_{IR}) を求める.

図 2.1 に, 実験データ (Warren 1986) にもとづく CO_2 氷の複素屈折率の波長依存性を示す. 複素屈折率の実部には波長依存性がないが, 虚部は大きな波長依存性がある. 方程式を波長別に解くバンド幅は, 吸収のある領域付近で細かく分割する.

図 2.2 に、ミー理論を用いて求めた波長別の光学定数の一例を示す。雲層の面密度を 10 kg m^{-2} 、雲粒子の粒径を $10 \mu \text{ m}$ とした場合のものである。

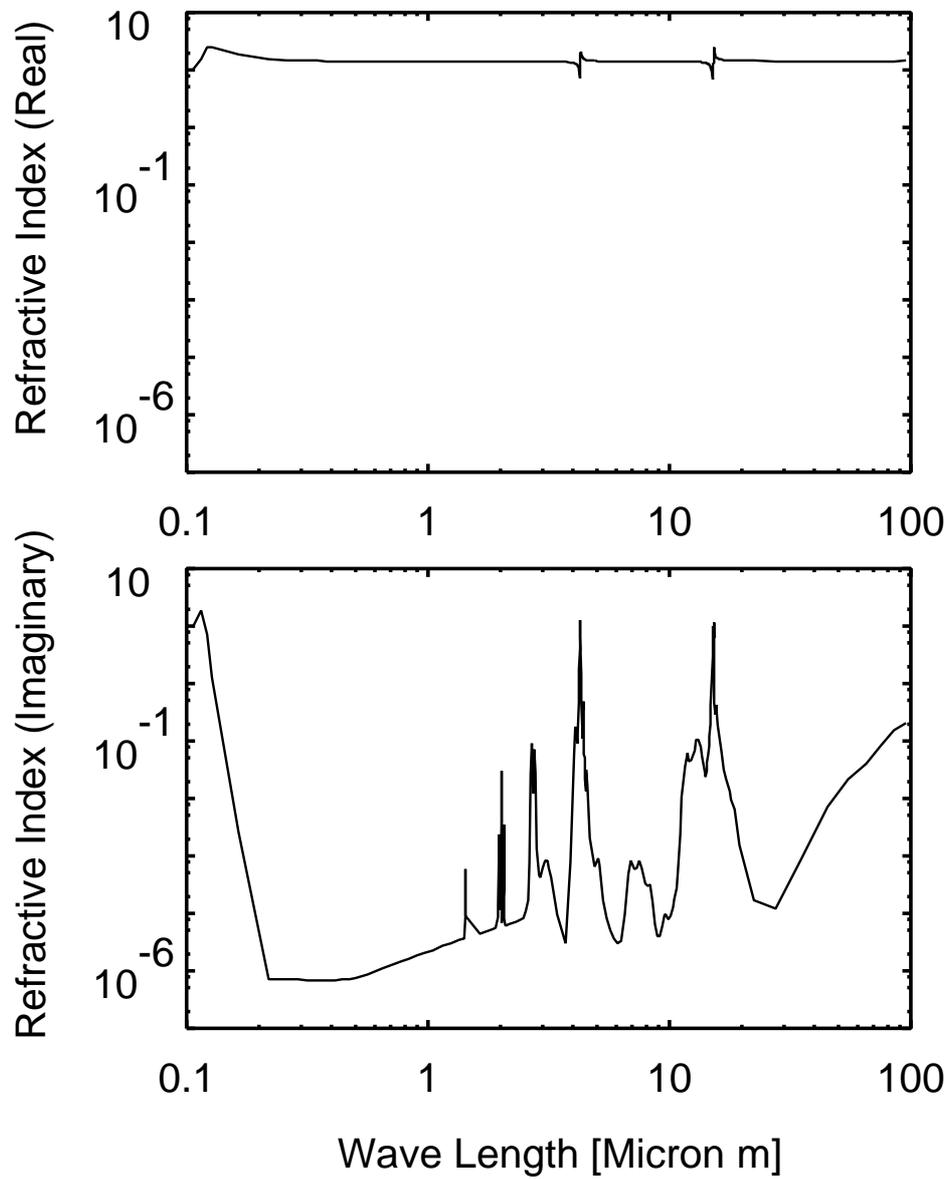


図 2.1: CO₂ 氷粒子の複素屈折率の波長依存性. 実験データ (Warren 1986) にもとづく.

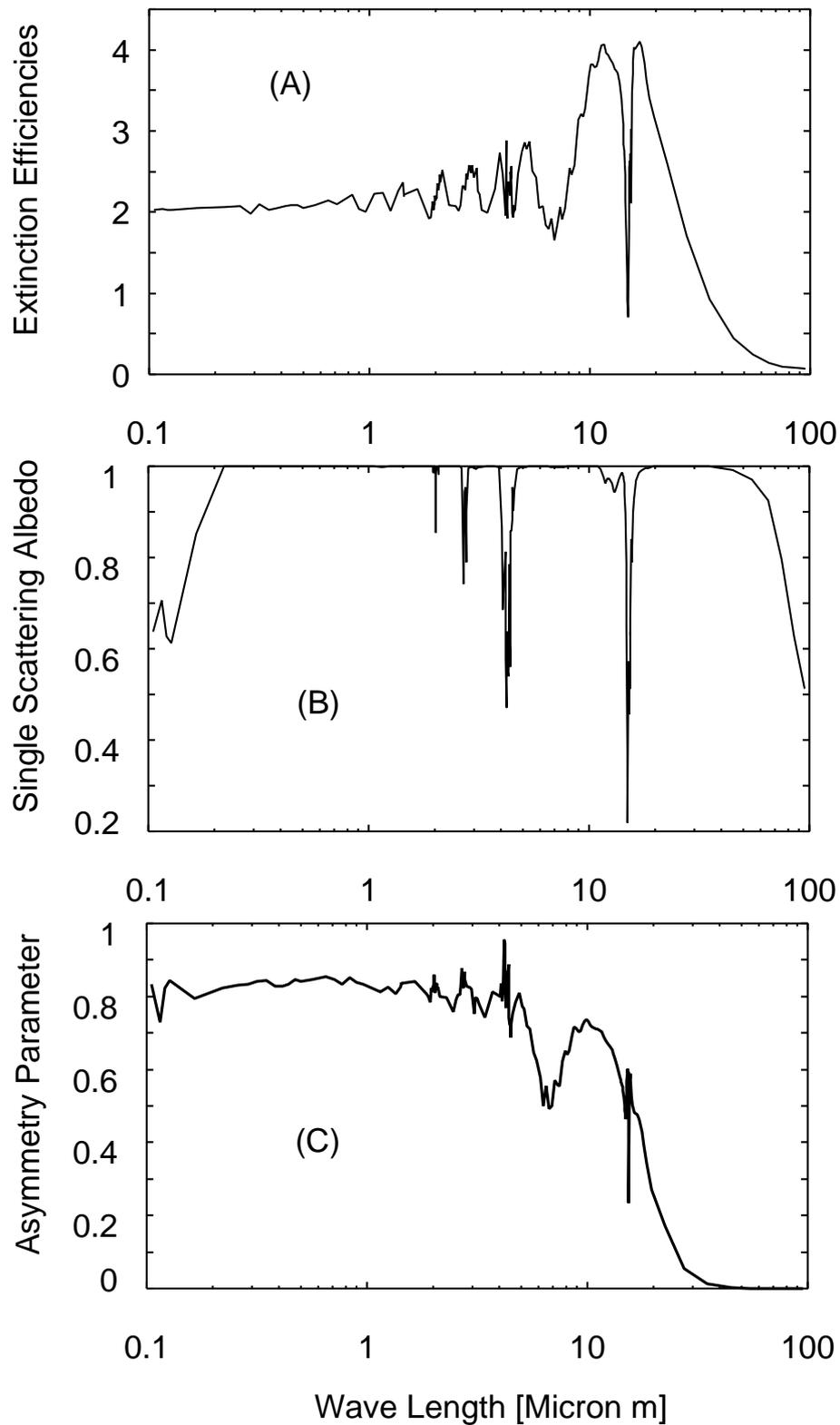


図 2.2: CO₂ 氷粒子の光学定数の波長依存性. 図はそれぞれ (A) 消散効率, (B) 一次散乱アルベド, (C) 非対称因子を表す. すべて CO₂ 氷粒子の球形を仮定し, ミー理論を用いて求めた. 雲層の面密度を 10 kg m^{-2} , 雲粒子の粒径を $10 \mu \text{ m}$ とした場合のものである.

2.2 CO₂ 凝結の潜熱

雲層におけるエネルギー収支を求めることにより、雲層の存在可能性について調べることができる：雲層内で CO₂ 氷粒子の蒸発が起こるならば、雲層は消えてなくなってしまうと考えられる。CO₂ 氷粒子の凝結が起こるか蒸発が起こるかは、雲層における CO₂ 凝結の潜熱、 F_L を求めればよい。 F_L は雲層のエネルギー収支を考慮することにより求めることができる (図 2.3 A)。

大気の鉛直対流による熱輸送の効果が無視できると仮定すると、 F_L は赤外放射を射出することによる冷却率と太陽および赤外放射を吸収することによる加熱率の差として表現することができる。

$$F_L = 2\epsilon - (B_S F_S + B_{IR} F_{IR}) \quad (2.1)$$

ここで ϵ は雲層による赤外射出であり、 $B_{S,IR}$ は雲層による太陽放射 (S) および 赤外放射 (IR) の総吸収率である。 ϵ および $B_{S,IR}$ はそれぞれ波長 λ における雲層の放射吸収率 $\beta_{S,IR}$ を波長積分することにより求めることができる。

$$\epsilon(\sigma, r) = \int d\lambda \beta_{IR}(\lambda, \sigma, r) \pi B_P(\lambda, T_C) \quad (2.2)$$

$$B_{S,IR}(\sigma, r) = \frac{\int d\lambda \beta_{S,IR}(\lambda, \sigma, r) I_{S,IR}(\lambda)}{\int d\lambda I_{S,IR}(\lambda)} \quad (2.3)$$

ここで B_P は雲層の温度、 T_C を与えた場合のプランク関数、 $I_{S,IR}$ は雲層に入射する太陽および赤外放射の放射強度である。図 2.3 B で示すように大気の鉛直構造を仮定することにより、 $T_C = 180$ K を与える。

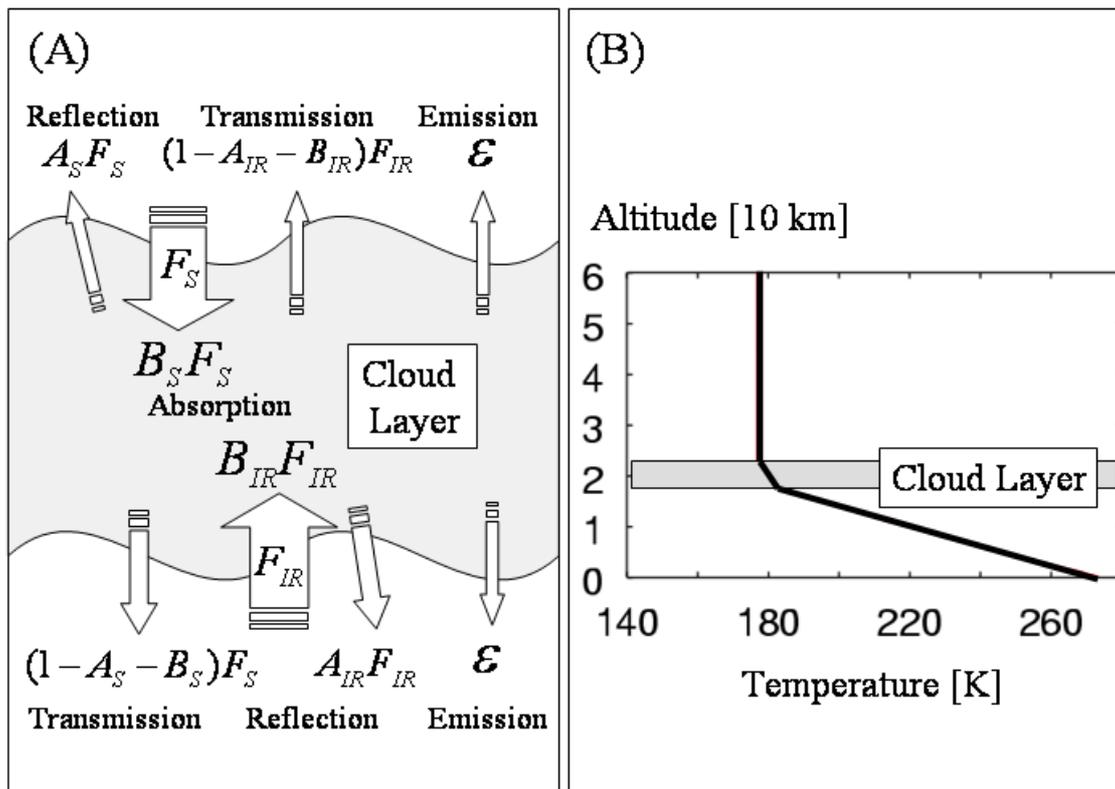


図 2.3: (A) 雲層の上端および下端におけるエネルギー収支 (B) 本研究で仮定した鉛直温度構造. 地表温度は 273 K に固定する. 地表の温度減率は CO₂ 乾燥断熱減率とし, 大気温度が CO₂ 凝結温度を下回る高度を CO₂ 凝結層下端とする. CO₂ 凝結層は CO₂ 湿潤断熱減率 (CO₂ 飽和蒸気圧曲線に一致) を持つとする. CO₂ 凝結層の上端は, 与えた太陽放射に対する光学的厚さ = 0 での放射平衡温度に大気温度が達する高度とする. 雲層の温度は, CO₂ 凝結層の高度中間点での温度 180 度と仮定する.

2.3 面密度

CO₂ の凝結によって雲層が放射場の中で存在可能であれば、CO₂ の質量収支を考慮することにより面密度を求めることができる。雲粒子は一般的に、雲層を沈降しながら成長すると考えられる (Pierrehumbert and Erlick 1998)。雲層で CO₂ が起こる場合、雲粒子は沈降しながら凝結によって成長し、雲層の外にでると蒸発するはずである。雲層の面密度は、凝結によって CO₂ が生成される質量フラックスと雲粒子の沈降によって雲層から CO₂ が損失する質量フラックスが釣り合う状態として求めることができる。

実際には CO₂ 氷雲粒子は、凝結によって粒径を増加させながら雲層を沈降していくはずであるが、本研究では簡単のため沈降する際の CO₂ 氷雲粒子の粒径を一定であると仮定する。雲粒子の粒径がどこまで成長するかに関しては、雲層における CO₂ の凝結質量フラックスと雲粒子の数密度から見積もることができる。この見積もりに関しては 3.2 節で議論する。

CO₂ の凝結質量フラックス $\dot{\sigma}_F$ は凝結の潜熱 F_L を用いて以下のようにあらわすことができる。

$$\dot{\sigma}_F(\sigma, r) = \frac{F_C(\sigma, r)}{L_C} \quad (2.4)$$

ここで L_C は単位質量あたりの CO₂ 凝結の潜熱である。

一方、CO₂ 氷雲粒子の沈降による損失フラックス $\dot{\sigma}_L$ は雲の密度 (σ/D , ここで D は図 2.3) B で仮定された雲層の厚さ [m]) と粒子の沈降速度 (v , ここでは粒径の関数としてのストークス沈降仮定する) の積としてつぎのように表現することができる。

$$\dot{\sigma}_L(\sigma, r) = \frac{\sigma}{D} v(r) \quad (2.5)$$

2.4 温室効果因子

温室効果強度の指標として、太陽放射の有効透過率に対する赤外放射の有効透過率の比で定義される「温室効果因子」を用いる。これは雲による放射吸収過程を考慮することによって、Pierrehumbert and Erlick 1998 で用いられた温室効果因子を修正したものである。

温室効果因子を求める際には、太陽および赤外放射に対する雲の消散率が 1 より小さいと仮定する。この場合には大気のエネルギー収支において CO₂ 凝結蒸発の潜熱が無視できる。このため雲層の上端および下端におけるエネルギー収支は、太陽および赤外放射の入射、反射、透過によるエネルギーフラックスががつりあうとして定式化することができる。

$$F_S = A_S F_S + (1 - A_{IR} - B_{IR}) F_{IR} + \epsilon \quad (2.6)$$

$$F_{IR} = A_{IR} F_{IR} + (1 - A_S - B_S) F_S + \epsilon \quad (2.7)$$

ここで $A_{S,IR}$ は雲層による太陽 (S) および赤外 (IR) 放射の総反射率であり、波長 λ における雲層の放射吸収率 $\alpha_{S,IR}$ を波長積分することにより求めることができる。

$$A_{S,IR}(\sigma, r) = \frac{\int d\lambda \alpha_{S,IR}(\lambda, \sigma, r) I_{S,IR}(\lambda)}{\int d\lambda I_{S,IR}(\lambda)} \quad (2.8)$$

式 (2.6), (2.7) から ϵ を消去することにより、 F_S と F_{IR} の関係は以下のように表現できる。

$$\left(1 - A_S - \frac{1}{2} B_S\right) F_S = \left(1 - A_{IR} - \frac{1}{2} B_{IR}\right) F_{IR} \quad (2.9)$$

一方大気中には雲層が存在しない場合は、太陽放射 (F_{S0}) と赤外放射 (F_{IR0}) の関係は次のように表現できる。

$$(1 - A_0) F_{S0} = F_{IR0} \quad (2.10)$$

ここで A_0 は地表-大気系のアルベドである。

式 (2.9) および (2.10) から、雲層によって地表からの赤外放射は温室効果因子 γ 倍強まることが分かる。

$$\gamma = \frac{1 - A_S - \frac{1}{2} B_S}{(1 - A_{IR} - \frac{1}{2} B_{IR})(1 - A_0)} \quad (2.11)$$

$\gamma > 1$ の場合には雲層によって温室効果がもたらされる。

本研究のモデルでは過去の火星を想定して、 F_S を現在の全球平均値の 0.75 倍 (38 億年前の太陽光度に相当, Gough 1981) とする。またモデルを単純化するため、 $I_{IR}(\lambda)$ を $\pi B_P(\lambda, T_C)$ に等しいと仮定する。この仮定は雲層による赤外放射吸収量の最小の見積もりに相当する：というのはこの場合には、雲層より温度の高い下層大気からの赤外放射の

効果が無視されているためである。しかしながら、この仮定は温室効果因子には影響を与えない。これは温室効果因子は太陽および赤外放射の有効透過率の比に相当し、雲層に入射する放射強度の絶対値には依存しないためである。

第3章 結果と議論

3.1 雲層の存在可能性

図 3.1 は雲層の CO_2 凝結の潜熱を雲層の面密度および雲粒子の粒径の関数として表現したものである。凝結の潜熱が常に正となることから、雲層において CO_2 氷からなる雲粒子は凝結可能であり、それゆえ蒸発せず存在できることが分かる。特に粒径が $< 10 \mu\text{m}$ の雲層における凝結の潜熱は大きくなる。これは粒径がこの程度の粒子は粒径が大きな ($10 - 20 \mu\text{m}$) 雲粒子ほど効果的に太陽放射を吸収しないためである。

3.2 雲粒子の粒径および雲層の面密度

前節の計算によって、雲粒子が放射場の中で存在可能であることが明らかになった。本節では CO_2 凝結の質量フラックスを用いて、雲粒子の粒径と雲層の面密度を見積もる。

雲粒子の粒径が沈降の際にどこまで成長するかは、雲層における CO_2 凝結の質量フラックス [$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$], 雲粒子の数密度が分かれば見積もることができる：これは CO_2 凝結質量フラックスと数密度から、雲粒子一つあたりが成長に割り振られる質量供給量を求めることができるためである。雲層における CO_2 凝結の潜熱を F_L , 雲層の厚さ (すなわち雲粒子の沈降し得る距離, m) D_C , 雲粒子の数密度を n , 粒径を r とすると、凝結の潜熱と雲粒子の成長率の関係は以下のように表現できる。(ただし雲粒子の数密度は一定と仮定する)

$$\frac{F_L}{L_C} = 4\pi\rho_C n D_C r^2 \frac{dr}{dt} \quad (3.1)$$

ここで ρ_C は CO_2 氷の密度である。一方雲粒子が雲層内をストークス沈降すると仮定す

ると、粒径が r の粒子の沈降速度 (高度 z の時間変化で表現する) は、

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2}{9} \frac{\rho_C g}{\eta_C} r^2 \quad (3.2)$$

となる。ここで g は重力加速度、 η_C は CO_2 大気の粘性係数 [Pa s] である。式 (3.1) および (3.2) から dt を消去することにより、凝結に伴う粒径変化 dr と沈降に伴う高度変化 dz の間の関係式

$$r^4 dr = \frac{9F_L \eta_C}{8\pi \rho_C^2 n D_C L_C g} dz \quad (3.3)$$

が得られる。式 (3.3) を積分することにより、雲粒子が雲層の厚さ D_C の距離を沈降する ($\int dz = D_C$) 間に、どこまで粒径が成長するかを求めることができる。

$$\begin{aligned} \int_0^r dr r^4 &= \frac{9F_L \eta_C}{8\pi \rho_C^2 n D_C L_C g} \int_0^{D_C} dz \\ &= \frac{9F_L \eta_C}{8\pi \rho_C^2 n L_C g} \\ \Leftrightarrow r &= \left(\frac{45F_L \eta_C}{8\pi \rho_C^2 n L_C g} \right)^{1/5} \end{aligned} \quad (3.4)$$

ここで CO_2 凝結の潜熱を図 3.1 の結果を下に $F_L = 10$ [W m^{-2}], 雲粒子の数密度を地球の巻雲における値 $n = 10^9 \text{ m}^{-3}$ (Goody 1990) と仮定すると、

$$r \sim 8.7 \mu\text{m} \quad (3.5)$$

と見積もることができる。

つぎに 2.3 節で解説した方法を用いて、雲層の質量収支から面密度を求める。図 3.2 は雲粒子の粒径を $10 \mu\text{m}$ とした場合の CO_2 凝結による生成質量フラックス、沈降による損失質量フラックス、前者と後者の差をとった正味質量フラックスを面密度の関数として表す。生成質量フラックスは面密度の大きい極限で、太陽放射と赤外放射の吸収率で決まる一定値に落ち着く。これに対し損失質量フラックスは面密度が比例して増加する。このため生成と損失の質量フラックスがつりあう面密度が存在する。そしてこの面密度は微小擾乱に対して安定である。つりあいの点より面密度が小さい場合には損失を生成が上回るために面密度が増加し、逆につりあいの点よりも面密度が大きい場合には生成を損失が上回るために面密度が減少するためである。

図 3.3 は雲粒子の粒径を変化させた場合の正味質量フラックスを、面密度の関数として表す。どの粒径に対しても安定な面密度が存在することが分かる。雲粒子の粒径が $\sim 10 - 20 \mu\text{m}$ の場合には安定な面密度が小さくなることが分かる。これはこの程度の粒径を持つ雲粒子は効果的に太陽放射を吸収することによる。

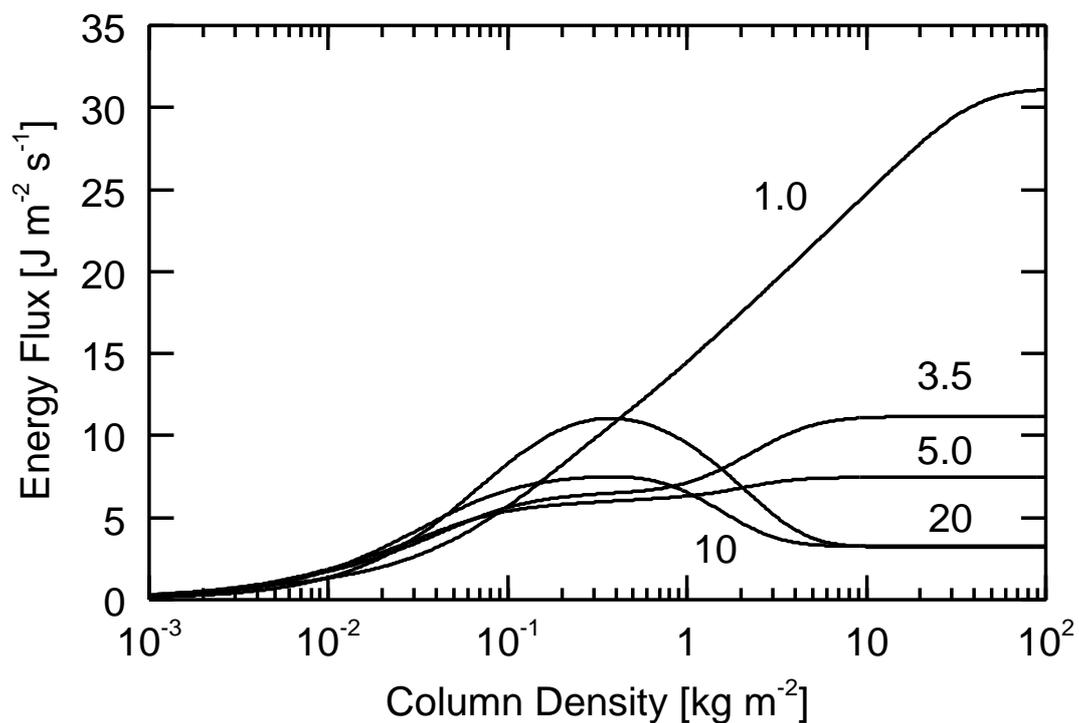


図 3.1: 面密度 (横軸) および 粒径 (曲線上の数値, μm) の関数として表現した雲層の CO_2 凝結の潜熱. 潜熱の値が正であれば CO_2 氷雲粒子の凝結が起こり, 負であれば蒸発が起こる.

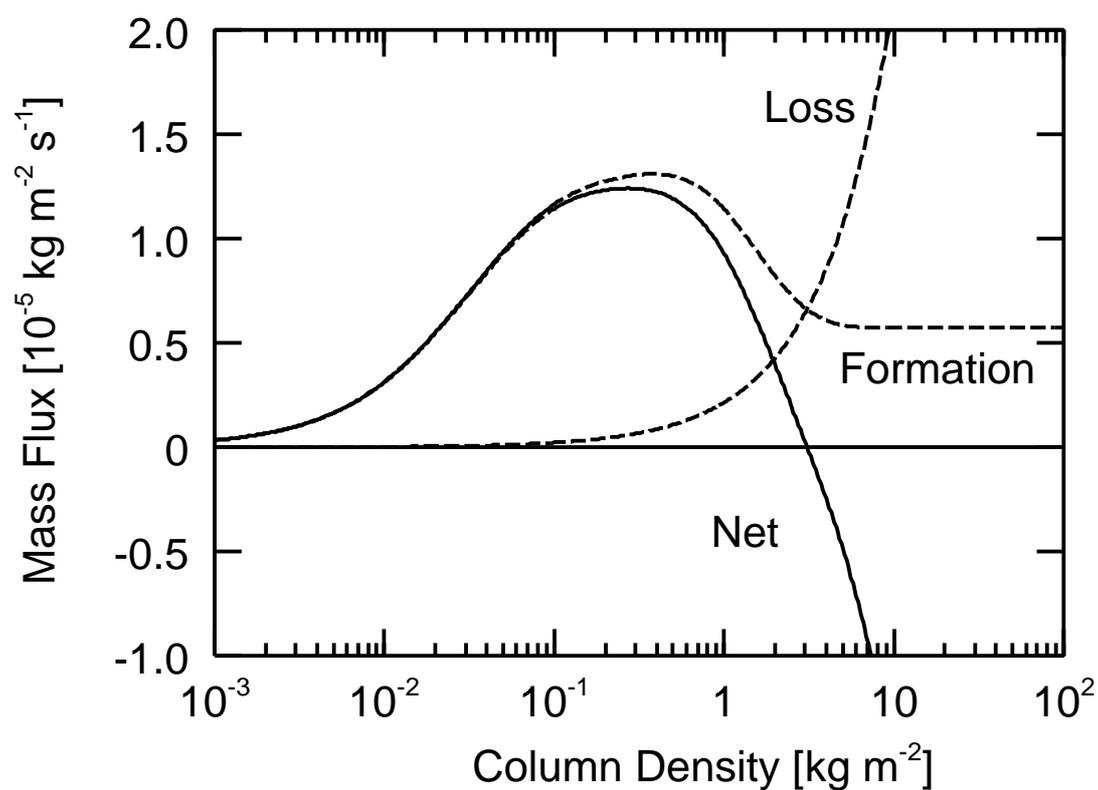


図 3.2: 雲層の面密度 (横軸) の関数として表わした CO_2 凝結による生成質量フラックス (点線), 沈降による損失質量フラックス (点線), 前者と後者の差をとった正味質量フラックス. 雲粒子の粒径を $10 \mu\text{m}$ とした場合の結果である.

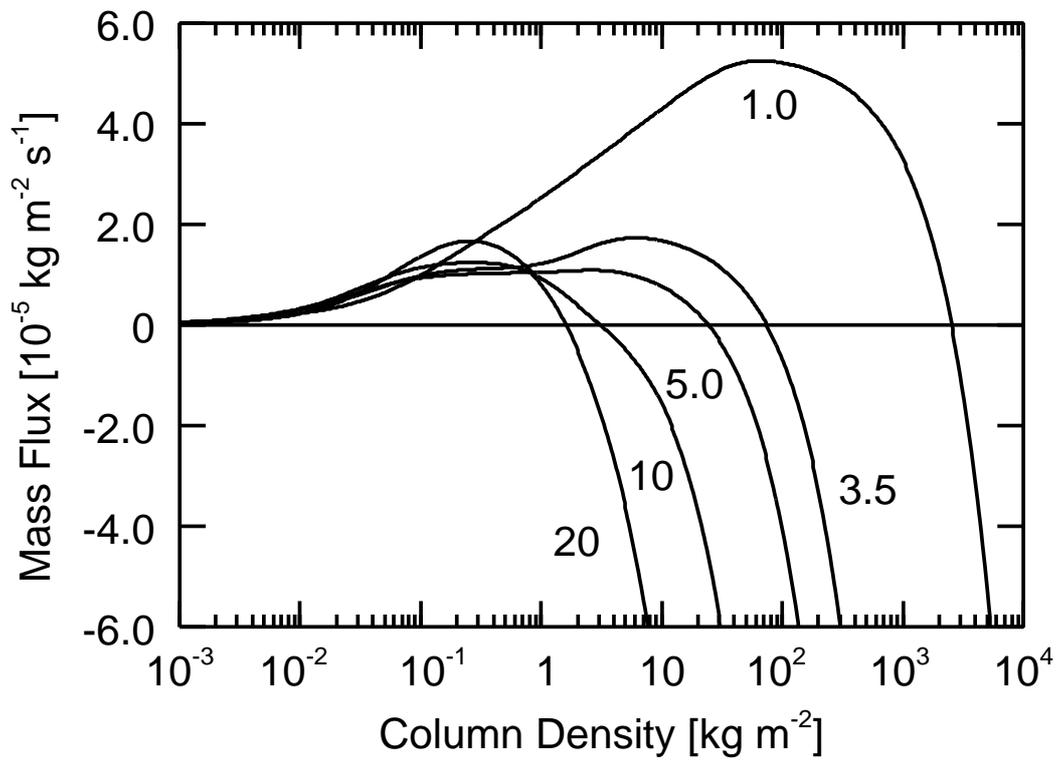


図 3.3: 雲層の面密度 (横軸) の関数として表わした正味質量フラックス. 曲線上の数値は与えた雲粒子の粒径 (μm).

3.3 雲による散乱温室効果

図 3.4 は温室効果因子を雲層の面密度および雲粒子の粒径の関数として示す。温室効果因子が最大となり 1 を越えるのは、雲粒子の粒径が $10 - 20 \mu\text{m}$, 雲層の面密度が $\sim 0.1 \text{ kg m}^{-2}$ の場合である。これは赤外放射の後方散乱が効果的に起こっているためである。しかし雲層の面密度が増加する (about $> 1 \text{ kg m}^{-2}$) と、温室効果因子は雲の粒径によらず 1 を下回り、この場合雲層は日傘効果を持つ。これは雲の面密度の増加とともに雲による赤外放射吸収が増加し、赤外放射の後方散乱が減少するためである。面密度が大きい場合の日傘効果には雲層による放射吸収および射出過程が重要な役割を果たすことが分かる。Pierrehumbert and Erlick 1998 では放射吸収の効果を考慮していないため、この特徴はあらわれていない。

式 (3.5) による雲粒子の粒径の見積もり ($\sim 10 \mu\text{m}$) は、雲層が強い温室効果を持つことを支持する。しかし 図 3.2 から得られる面密度の見積もり ($\sim 1 \text{ kg m}^{-2}$) は、雲層が日傘効果を持つことを示唆する。しかし本研究では地表付近の赤外放射の影響を無視しているため、面密度の見積もりは上限値に相当する。このため実際の雲では面密度がもう少し小さく、雲層が温室効果をもたらす可能性もある。

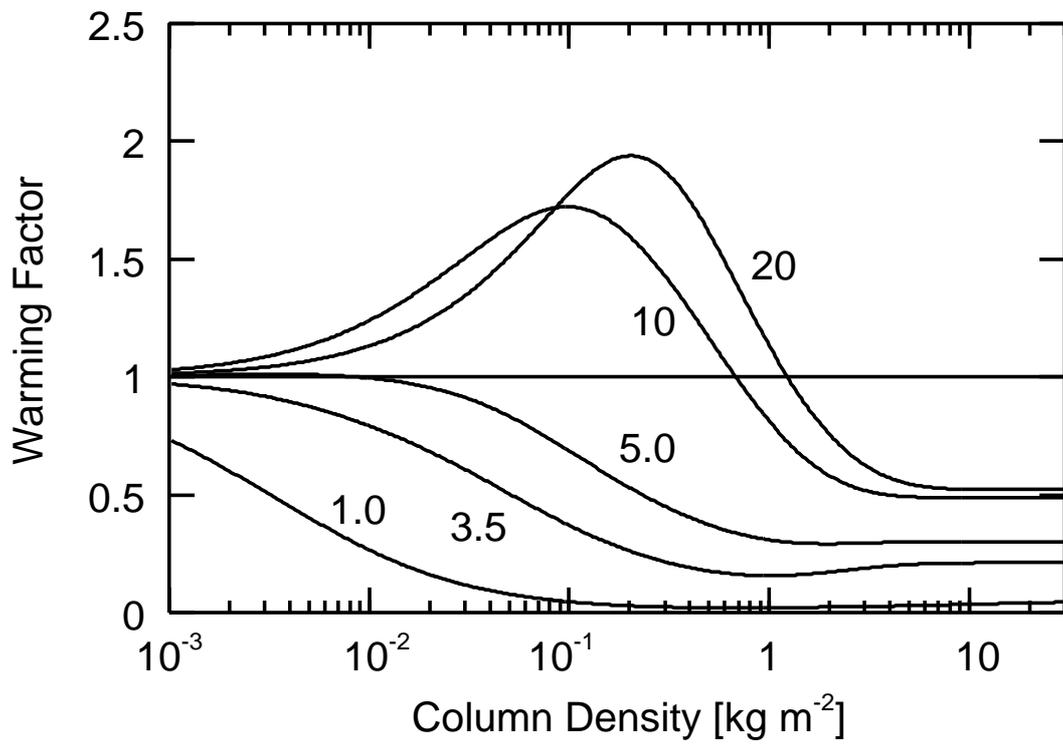


図 3.4: 面密度の関数として表現した雲層の温室効果因子. 曲線上の数値は粒径 (μm) を表す.

第4章 結論

38 億年前の地表気圧が数気圧に達する CO₂ 大気を想定し, そこで CO₂ 雲が存在する場合について放射伝達過程と雲物理過程の理論解析を行った. 放射の射出および吸収量の見積りから, CO₂ 氷からなる雲粒は凝結可能であることが分かった. つまり雲は放射による加熱を受けても蒸発せず, 安定に存在可能と考えられる.

雲の面密度は雲層における CO₂ 凝結による生成質量フラックスと雲粒子の沈降による消滅質量フラックスの釣り合いから求めることができる. また雲粒の数密度を仮定すると, 雲粒子の生成消滅質量質量フラックスと平均滞在時間を用いてその平均粒径を見積もることができる. 雲粒子の数密度が地球の巻雲と同程度と仮定した場合, 粒径は $\sim 10 \mu\text{m}$ と推算され, この場合の面密度は $\sim 1 \text{ kg m}^{-2}$ となる.

CO₂ 雲による温室効果が最も強いのは雲粒子の粒径が 10-20 μm , 雲層の面密度が $\sim 0.1 \text{ kg m}^{-2}$ の場合である. これはこのときに惑星放射が効率的に後方散乱されるためである. しかし面密度が大きい ($\sim 1 \text{ kg m}^{-2}$ 以上) 場合には, 雲は粒径によらず日傘効果を持つ. 本研究による粒径の見積もりは温室効果をもたらすための必要条件を満たすが, 面密度の見積もりは雲がむしろ日傘効果を持つことを示唆する. しかし今回の面密度の見積もりは上限値に相当するため, 実際の雲は面密度がもう少し小さく, 温室効果をもたらした可能性もある.

付録

付録A **Yokohata *et al.* 2002. Role of H₂O and CO₂ Ices in Martian Climate Changes. *Icarus* 159, 439–448.**

付録B エネルギー収支モデルの定式化

B.1 太陽放射

緯度 ϕ の地表面が吸収する太陽放射 $F_S(\phi)$ は、大気上端に入射する太陽放射 F_{S0} 、大気の散乱アルベド (大気による太陽放射の反射率) $A_a(p)$ 、地面アルベド (地面による太陽放射の反射率) $A_s(\phi)$ を用いて次のように表現できる。

$$F_S(\phi) = F_{S0}(\phi) [1 - A_a(p)][1 - A_s(\phi)] \quad (\text{B.1})$$

本章では B.1.1 節から B.1.3 節で、ある時刻における F_{S0} 、その日平均値および分点間平均値の定式化について説明する。B.1.4 節で $A_a(p)$ の与え方について解説する (A_s の与え方については本文参照)。

B.1.1 ある時刻における太陽放射

ある時刻における惑星の大気上端に入射する太陽放射 F_{SI} は、次のように表現することができる。

$$F_{SI} = \frac{S}{r^2} \sin \alpha \quad (\text{B.2})$$

ここで r は太陽からの距離 (単位は AU, 無次元数), S は $r = 1$ [AU] における太陽定数 [W m^{-2}], α は太陽高度角である。 α は惑星から見た太陽の赤緯 (太陽光線と惑星赤道面となす角) δ および時角 h を用いて

$$\sin \alpha = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos h \quad (\text{B.3})$$

と記述できる。太陽の赤緯 δ は、自転軸の傾き o および惑星黄経 ψ (ここでは図 B.1 のように、北半球の冬至で $\psi = 0$ となるよう定義する) を用いて次のように表される。

$$\sin \delta = -\sin o \cos \psi \quad (\text{B.4})$$

また時刻 t ($t = 0$ を正午とする) における時角 h は、惑星の自転角速度を ω_d 、惑星一日の時間を t_d として、

$$h = \omega_d t = 2\pi \left(\frac{t}{t_d} \right) \quad (\text{B.5})$$

と表すことができる。

式 (B.2) から (B.5) までを用いると、 F_{SI} は次のように表現できる。

$$F_{\text{SI}} = \frac{S}{r^2} (-\sin \phi \sin o \cos \phi + \cos \phi \sqrt{1 - \sin^2 o \cos^2 \phi} \cos \omega_d t) \quad (\text{B.6})$$

B.1.2 日平均太陽放射

各緯度の大気上端に入射する太陽放射の日平均値 F_{SD} を求める。 F_{SD} を求める際には、 ψ は一定とする。ここでは黄経が $-\pi/2 \leq \psi \leq \pi/2$ の場合の、緯度が $-\pi/2 \leq \phi \leq 0$ の領域の夏半球および $0 \leq \phi \leq \pi/2$ の領域の冬半球における F_{SD} を求める。以下の説明では $F_{\text{SI}} > 0$ となる時間帯を昼、 $F_{\text{SI}} = 0$ となる時間帯を夜と呼ぶ。昼となる時間帯は式 (B.2) を

$$F_{\text{SI}} = \frac{S}{r^2} \cos \phi \sqrt{1 - \sin^2 o \cos^2 \psi} \left(\cos \omega_d t - \tan \phi \frac{\sin o \cos \psi}{\sqrt{1 - \sin^2 o \cos^2 \psi}} \right) \quad (\text{B.7})$$

と変形することにより、次の三通りの場合が考えられる (図 B.2 参照)。

1) 一日中昼となる場合

図 B.2 より、緯度 ϕ と黄経 ψ の関係が

$$\tan \phi \frac{\sin o \cos \psi}{\sqrt{1 - \sin^2 o \cos^2 \psi}} \leq -1 \quad (\text{B.8})$$

となる領域では一日中昼となる. $\sin o \geq 0, \cos \phi \geq 0$ であることを考えると, 式 (B.8) は

$$\cos \psi \geq \frac{\cos \phi}{\sin o} \quad \text{かつ} \quad \phi \leq 0 \quad (\text{B.9})$$

となる. 式 (B.9) が成り立つためには,

$$\frac{\cos \phi}{\sin o} \leq 1 \quad (\text{B.10})$$

すなわち

$$-\frac{\pi}{2} \leq \phi \leq -\frac{\pi}{2} + o \quad (\text{B.11})$$

という関係が成立していなくてはならない. このとき F_{SD} を次のように求めることができる.

$$\begin{aligned} F_{SD} &= \frac{S}{r^2} \cos \phi \sqrt{1 - \sin^2 o \cos^2 \psi} \frac{1}{t_d} \int_0^{t_d} dt \left(\cos w_d t - \tan \phi \frac{\sin o \cos \psi}{\sqrt{1 - \sin^2 o \cos^2 \psi}} \right) \\ &= \frac{S}{r^2} (-\sin \phi \sin o \cos \psi) \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

特に夏極 ($\phi = -\pi/2$) では

$$F_{SD} = \frac{S}{r^2} \sin o \cos \psi \quad (\text{B.13})$$

となる.

2) 一日に昼と夜がある場合

図 B.2 より, 緯度 ϕ と黄経 ψ の関係が

$$\left| \tan \phi \frac{\sin o \cos \psi}{\sqrt{1 - \sin^2 o \cos^2 \psi}} \right| \leq 1 \quad (\text{B.14})$$

すなわち

$$\cos \psi \leq \frac{\cos \phi}{\sin o} \quad (\text{B.15})$$

となる場合に一日に昼と夜がある. $F_{SI} = 0$ となる時刻を t_s として, F_{SD} は次のように求めることができる.

$$F_{SD} = \frac{S}{r^2} \cos \phi \sqrt{1 - \sin^2 o \cos^2 \psi}$$

$$\begin{aligned}
& \times \frac{1}{t_d} \int_{-t_s}^{t_s} dt \left(\cos w_d t - \tan \phi \frac{\sin o \cos \psi}{\sqrt{1 - \sin^2 o \cos^2 \psi}} \right) \\
= & \frac{S}{r^2} \frac{1}{\pi} \left(\sqrt{A^2 - B^2} - B \cos^{-1} \frac{B}{A} \right) \\
& A = \cos \phi \sqrt{1 - \sin^2 o \cos^2 \psi} \\
& B = \sin \phi \sin o \cos \psi
\end{aligned} \tag{B.16}$$

3) 一日中夜である場合

図B.2より, 緯度 ϕ と黄経 ψ の関係が

$$\tan \phi \frac{\sin o \cos \psi}{\sqrt{1 - \sin^2 o \cos^2 \psi}} \geq 1, \tag{B.17}$$

すなわち

$$\cos \psi \geq \frac{\cos \phi}{\sin o} \quad \text{かつ} \quad \frac{\pi}{2} - o \leq \phi \leq \frac{\pi}{2} \tag{B.18}$$

となる場合に一日中夜となる. このとき

$$F_{SD} = 0 \tag{B.19}$$

である. 特に冬極においては, 季節を通して (全ての ψ に対して) $F_{SD} = 0$ である.

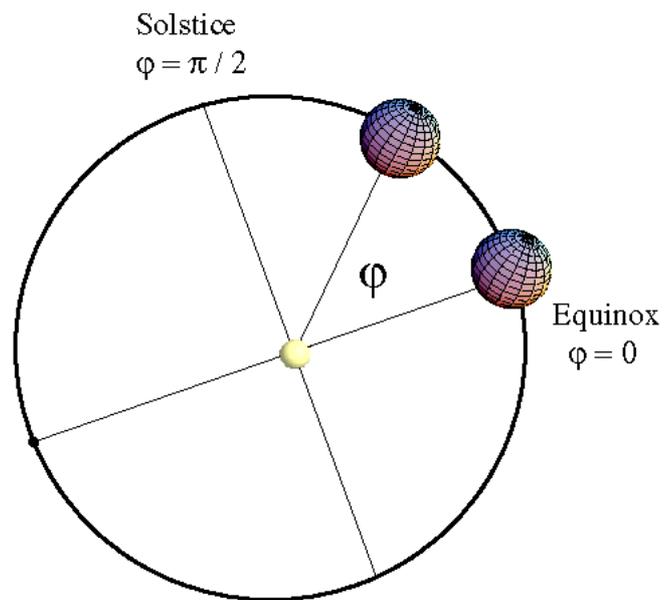


図 B.1: 惑星黄傾 ψ の定義. 北半球の冬至において $\psi = 0$, 北半球の春分において $\psi = \pi/2$ となるように定義する.

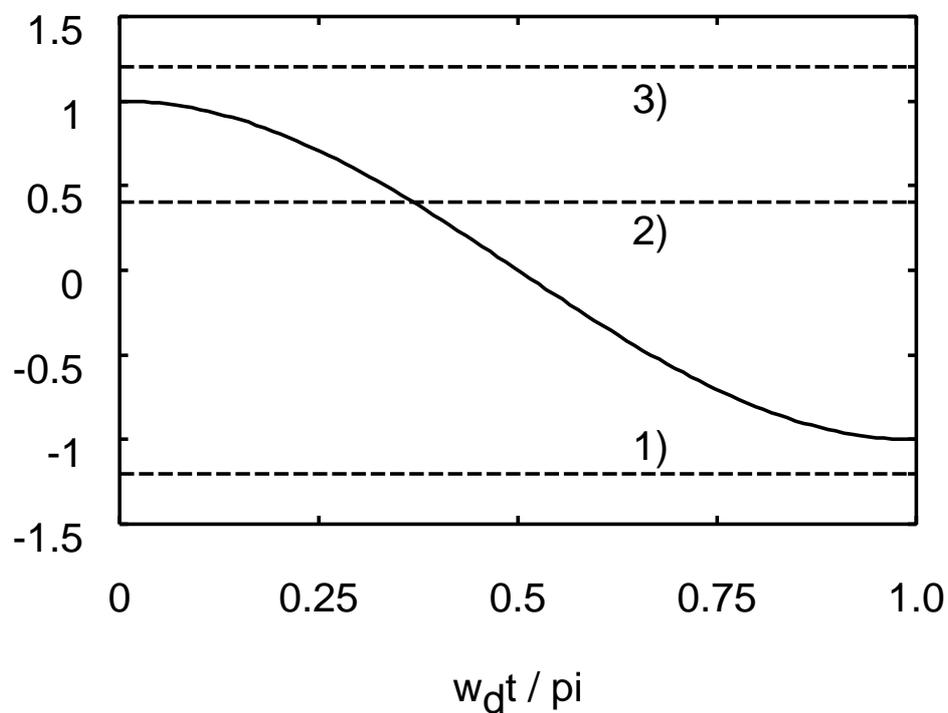


図 B.2: 日平均太陽放射の種類を表す概念図. 実線は $\cos w_{dt}$ を表す (横軸は w_{dt}/π). 実線との交点から, 1) 一日中昼となる場合, 2) 一日に昼と夜がある場合, 3) 一日中夜である場合の三通りに分けられる.

B.1.3 分点間平均太陽放射

各緯度の大気上端に入射する太陽放射の分点間平均値 F_{SS} を求める. F_{SS} は前節の 1) から 3) で得た

$$F_{SD} = \frac{S}{r^2} f(o, \phi)$$

を, 分点における時刻 t_{e1} ($\phi = -\pi/2$) および t_{e2} ($\phi = \pi/2$) の間で時間積分し, 分点間の時間で割ることにより得られる. ここでは各緯度における平均的な分点間平均値を求めるため, 分点間の時間を惑星の公転周期 t_y の $1/2$ に等しいと考える. したがって分点間太陽放射は

$$F_{SS} = \frac{2}{t_y} \int_{t_{e1}}^{t_{e2}} dt \frac{S}{r^2} f(o, \phi) \quad (\text{B.20})$$

と表現することができる. 一方惑星のケプラー運動における角運動量保存則より,

$$\frac{dt}{r^2} = \frac{d\psi}{h} \quad (\text{B.21})$$

の関係が成立する. ここで h は惑星の面積速度であり, 軌道長半径 a および 軌道離心率 e を用いて次のように表すことができる.

$$\frac{1}{2} h t_y = \pi a^2 (1 - e^2)^{1/2} \quad (\text{B.22})$$

式 (B.20) および (B.22) から, F_{SS} は次のように求めることができる.

$$\begin{aligned} F_{SS} &= \frac{2}{t_y} \int_{t_{e1}}^{t_{e2}} dt \frac{S}{r^2} f(o, \phi) \\ &= \frac{S}{\pi a^2 (1 - e^2)^{1/2}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\psi f(o, \phi). \end{aligned} \quad (\text{B.23})$$

以下では, 前節の 1) から 3) に対応した緯度領域における F_{SS} について解説する.

1) 一日中昼である日が少なくとも 1 日ある場合 ($-\pi/2 \leq \phi \leq -\pi/2 + o$)

まず以下の関係を満たす ψ_0 を定義する.

$$\cos \psi_0 = \frac{\cos \phi}{\sin o} \quad (\text{B.24})$$

$-\psi_0 \leq \psi \leq \psi_0$ の緯度領域では式 (B.9) の関係が成立し一日中昼となる. それ以外の緯度領域では一日に昼と夜がある. したがって式 (B.12) および (B.16) から, F_{SS} は次のように表現することができる.

$$\begin{aligned}
 F_{SS} &= \frac{S}{\pi a^2 (1 - e^2)^{1/2}} \int_{-\psi_0}^{\psi_0} d\psi (-\sin \phi \sin o \cos \psi) \\
 &+ \left(\int_{-\pi/2}^{-\psi_0} d\psi + \int_{\psi_0}^{\pi/2} d\psi \right) \left(\frac{1}{\pi} \sqrt{A^2 - B^2} - B \cos^{-1} \frac{B}{A} \right) \quad (\text{B.25}) \\
 A &= \cos \phi \sqrt{1 - \sin^2 o \cos^2 \psi} \\
 B &= \sin \phi \sin o \cos \psi
 \end{aligned}$$

特に夏極 ($\phi = -\pi/2$) における分点間平均太陽放射は解析的に解くことができ,

$$F_{SS} = \frac{2S \sin o}{\pi a^2 (1 - e^2)^{1/2}} \quad (\text{B.26})$$

となる.

2) 一日に昼と夜がある場合 ($-\pi/2 + o \leq \phi \leq \pi/2 - o$)

この緯度領域では常に式 (B.15) が成立しているので, $-\pi/2 \leq \psi \leq \pi/2$ の範囲で式 (B.16) を積分すれば F_{SS} が求まる.

$$\begin{aligned}
 F_{SS} &= \frac{S}{\pi a^2 (1 - e^2)^{1/2}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\psi \left(\frac{1}{\pi} \sqrt{A^2 - B^2} - B \cos^{-1} \frac{B}{A} \right) \quad (\text{B.27}) \\
 A &= \cos \phi \sqrt{1 - \sin^2 o \cos^2 \psi} \\
 B &= \sin \phi \sin o \cos \psi
 \end{aligned}$$

となる.

3) 一日中夜の日が少なくとも 1 日ある場合 ($\pi/2 - o \leq \phi \leq \pi/2$)

この緯度領域では $-\psi_0 \leq \psi \leq \psi_0$ の ψ に対して式 (B.18) が成立し一日中夜となる. それ以外の ψ に対しては一日に昼と夜がある. したがって分点間太陽放射は,

$$F_{SS} = \frac{S}{\pi a^2 (1 - e^2)^{1/2}} \left(\int_{-\pi/2}^{\psi_0} d\psi + \int_{\psi_0}^{\pi/2} d\psi \right) \left(\frac{1}{\pi} \sqrt{A^2 - B^2} - B \cos^{-1} \frac{B}{A} \right) \quad (\text{B.28})$$

$$A = \cos \phi \sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \psi}$$

$$B = \sin \phi \sin \theta \cos \psi$$

となる. 特に冬極では常に $F_{SD} = 0$ であることから,

$$F_{SS} = 0 \quad (\text{B.29})$$

となる.

B.1.4 大気散乱アルベド

大気散乱アルベド $A_a(p)$ の与え方について解説する. 本研究では $A_a(p)$ を, $\text{CO}_2\text{-H}_2\text{O}$ 大気の詳細な放射対流平衡計算を行った研究 (Pollack *et al.* 1987) の惑星アルベドの結果と合うように, 大気圧 p の関数として与える. 大気に入射した太陽放射の一部は大気分子によって散乱され, 一部は地表面によって反射される. このため惑星アルベド A_p は, $A_a(p)$ および地表面アルベド A_s を用いて次のように表現することができる.

$$\begin{aligned} 1 - A_p &= (1 - A_a)(1 - A_s) \\ \Leftrightarrow A_p &= (1 - A_a)(1 - A_s) \end{aligned} \quad (\text{B.30})$$

図 B.3 に Pollack *et al.* 1987 によって得られた惑星アルベド A_p の結果を示す. 図 B.3 では地表面アルベドとして観測値 0.215 (Kieffer *et al.* 1977) が用いられている. 本研究では大気散乱アルベド A_a を

$$A_a(p) = \begin{cases} 0 & (p \leq 600\text{Pa}) \\ 0.053 \left[\log \left(\frac{p}{600\text{Pa}} \right) \right] & (p \geq 600\text{Pa}) \end{cases} \quad (\text{B.31})$$

と定式化することにより, 惑星アルベドの値が Pollack *et al.* 1987 で得られた値に一致させる. 式 (B.31) で表現した大気散乱アルベドおよび Pollack *et al.* 1987 で用いられた地表面アルベド (0.215) を用いて計算した惑星アルベドを図 B.1.4 に示す.

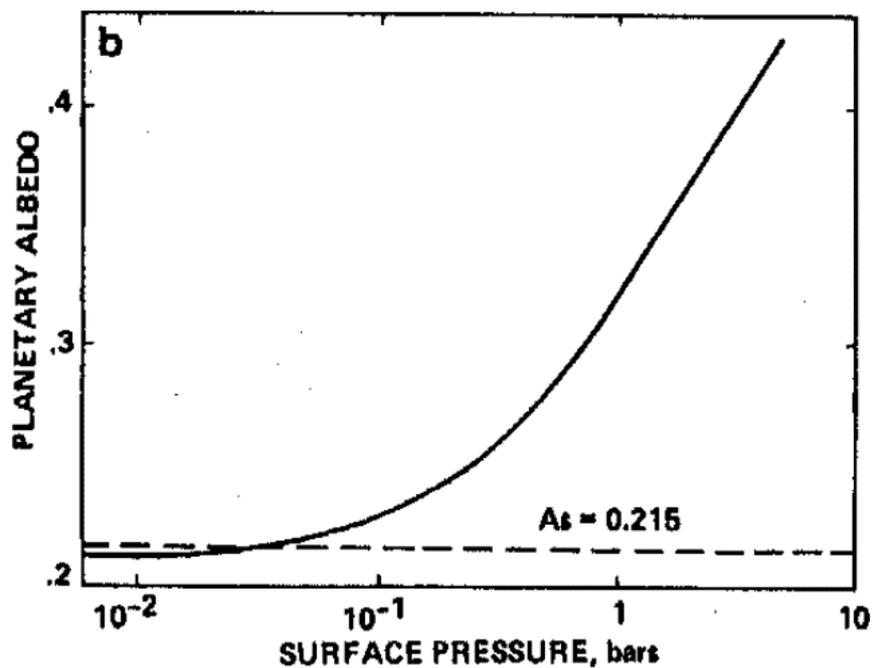


図 B.3: Pollack *et al.* 1987 で得られた惑星アルベドの大気圧依存性. 大気圧の単位は bar (= 10^5 Pa) で示してある. 地表面アルベドとして観測値 0.215 (破線) を用いている.

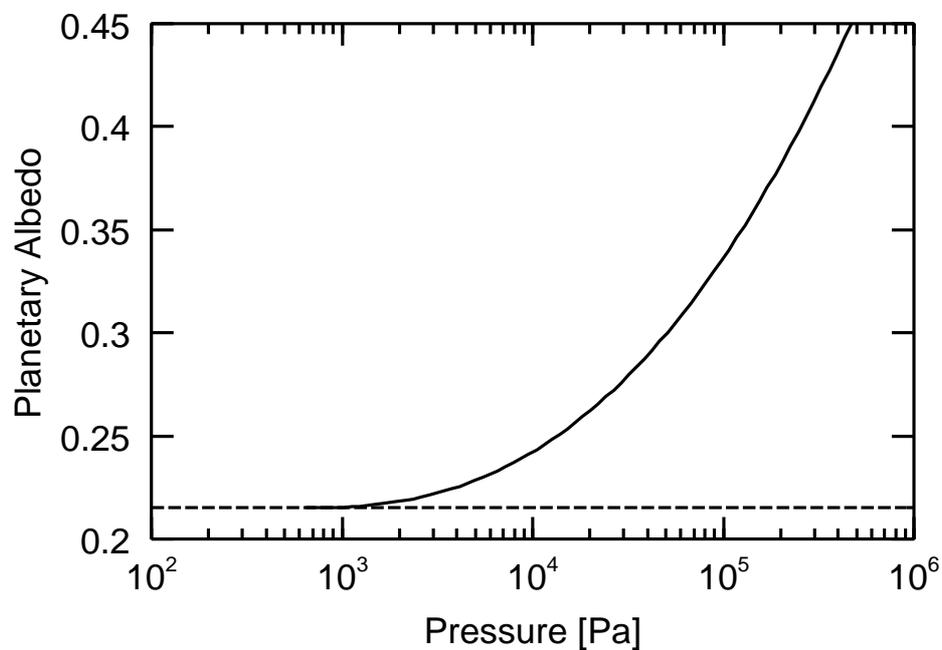


図 B.4: 本研究で用いた大気の散乱アルベドをもとに求めた惑星アルベド. 横軸は大気圧, 単位は Pa. 大気の散乱アルベドは上図 Pollack *et al.* 1987 の結果にあうように式 (B.31) で与える. 地表面アルベドは Pollack *et al.* 1987 と同じ 0.215 (破線) を用いている.

B.2 赤外放射

本節では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 について解説する。B.2.1 節では、大気の灰色近似 (大気の吸収係数が波長によらない) および放射対流平衡の仮定をもとに、 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。B.2.2 節では F_B および F_T を数値的に求める方法について解説する。ついで B.2.3 節で、大気の吸収係数の与え方について述べる。

B.2.1 基本概念

放射対流平衡状態とは、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状態である。一方灰色大気近似のもとでは、断熱温度勾配および放射平衡温度勾配を解析的に解くことができる。このため対流圏界面 (対流圏と成層圏の境界) の高度を求めることができれば、鉛直方向の温度分布が求まり、放射伝達方程式を解くことができる。対流圏界面高度は、「圏界面において大気温度および正味上向き赤外放射が連続」という条件を満たす高度として求めることができる。

対流圏界面において大気温度 T_{tr} が連続となる条件を求める。対流圏における断熱温度勾配は以下のように表現できる。ここでは簡単のため、大気が乾燥していることを仮定する。

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} \quad (\text{B.32})$$

T は高度 z における大気温度、 g は惑星重力、 c_p は大気の大気定圧比熱である。一方静水圧平衡および大気圧-光学的厚さの関係式は次のように表現できる。

$$\frac{dp_a(z)}{dz} = -\frac{p_a(z)g}{RT} \quad (\text{B.33})$$

$$d\tau = \frac{\kappa}{g} dp_a \quad (\text{B.34})$$

ここで $p_a(z)$ は高度 z における大気圧、 τ は高度 z における光学的厚さ (大気上端で $\tau = 0$)、 R は大気の大気単位質量あたりの気体定数、 κ は吸収係数 (与え方は後述) である。式 (B.32),

(B.33), (B.34) から, 光学的厚さに対する乾燥断熱温度勾配は

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{T}{\tau} \frac{R}{c_p} \quad (\text{B.35})$$

と表現することができる. 式 (B.35) を積分することにより, 対流圏界面における大気温度 T_{tr} は

$$T_{\text{tr}} = T_a \left(\frac{\tau_{\text{tr}}}{\tau_s} \right)^{R/c_p} \quad (\text{B.36})$$

となる. ここで τ_{tr} は圏界面の光学的厚さ, τ_s は地表の光学的厚さ, T_a は地表の大気温度である. 一方 T_{tr} と τ_{tr} は, 放射対流平衡における鉛直温度分布の関係式 (Houghton 2002) を満たしていなくてはならない.

$$T_{\text{tr}} = \left[\frac{F_{\text{T}}}{2\sigma} \left(\frac{3}{2}\tau_{\text{tr}} + 1 \right) \right]^{1/4} \quad (\text{B.37})$$

ここで F_{T} は大気上端における正味上向き赤外放射である. 式 (B.36) および (B.37) から, 「対流圏界面において大気温度が連続である」ための条件は

$$T_a \left(\frac{\tau_{\text{tr}}}{\tau_s} \right)^{R/c_p} = \left[\frac{F_{\text{T}}}{2\sigma} \left(\frac{3}{2}\tau_{\text{tr}} + 1 \right) \right]^{1/4} \quad (\text{B.38})$$

となる.

つぎに対流圏界面において正味上向き赤外放射 F_{tr} が連続となる条件を求める. F_{tr} は, 灰色大気の放射伝達方程式を解くことにより以下のように記述できる (阿部 1993).

$$\begin{aligned} F_{\text{tr}} &= \pi B_s \exp \left[-\frac{3}{2}(\tau_s - \tau_{\text{tr}}) \right] + \int_{\tau_{\text{tr}}}^{\tau_s} d\tau' \frac{3}{2} \pi B_{\text{ad}}(\tau') \exp \left[-\frac{3}{2}(\tau' - \tau_{\text{tr}}) \right] \\ &\quad - \int_0^{\tau_{\text{tr}}} d\tau' \frac{3}{2} \pi B_{\text{re}}(\tau') \exp \left[-\frac{3}{2}(\tau - \tau') \right] \\ &= [\pi B_s - \pi B(\tau_s)] \exp \left[-\frac{3}{2}(\tau_s - \tau_{\text{tr}}) \right] + \pi B(0) \exp \left(-\frac{3}{2}\tau_{\text{tr}} \right) \\ &\quad + \int_{\tau_{\text{tr}}}^{\tau_s} d\tau' \frac{d \pi B_{\text{ad}}(\tau')}{d\tau'} \exp \left[-\frac{3}{2}(\tau' - \tau_{\text{tr}}) \right] \\ &\quad + \int_0^{\tau_{\text{tr}}} d\tau' \frac{d \pi B_{\text{re}}(\tau')}{d\tau'} \exp \left[-\frac{3}{2}(\tau_{\text{tr}} - \tau') \right] \end{aligned} \quad (\text{B.39})$$

ここで B_s および $B(\tau_s)$ は地表面および地表における大気からの熱放射, B_{ad} および B_{re} は対流圏 (乾燥断熱減率) および成層圏 (放射平衡) における光学的厚さ τ の大気からの熱放射, $B(0)$ は大気上端からの熱放射である. これらはそれぞれシュテファン = ボルツマン

定数 (σ) を用いて以下のように表現できる.

$$\begin{aligned}\pi B_s &= \sigma T_s^4 \\ \pi B(\tau_s) &= \sigma T_a^4 \\ \pi B_{\text{ad}}(\tau) &= T_a \left(\frac{\tau}{\tau_s} \right)^{4R/c_p} \\ \pi B_{\text{re}}(\tau) &= \frac{1}{2} F_T \left(\frac{3}{2} \tau + 1 \right) \\ \pi B(0) &= \frac{1}{2} F_T\end{aligned}$$

上記の式を (B.39) に代入することにより, F_{tr} は次のように記述できる.

$$\begin{aligned}F_{\text{tr}} &= \sigma(T_s^4 - T_a^4) \exp \left[-\frac{3}{2}(\tau_s - \tau_{\text{tr}}) \right] \\ &\quad + \int_{\tau_{\text{tr}}}^{\tau_s} d\tau' \frac{d}{d\tau'} \left[\sigma T_a^4 \left(\frac{\tau'}{\tau_s} \right)^{4R/c_p} \right] \exp \left[-\frac{3}{2}(\tau' - \tau_{\text{tr}}) \right] + \frac{1}{2} F_T\end{aligned}\quad (\text{B.40})$$

一方, 放射平衡状態では正味上向き放射が一定であることからつぎの関係式が成立する.

$$F_{\text{tr}} = F_T \quad (\text{B.41})$$

式 (B.40) および (B.41) から F_{tr} を消去することにより次式が得られる.

$$\begin{aligned}F_T &= 2\sigma(T_s^4 - T_a^4) \exp \left[-\frac{3}{2}(\tau_s - \tau_{\text{tr}}) \right] \\ &\quad + 2 \int_{\tau_{\text{tr}}}^{\tau_s} d\tau' \frac{d}{d\tau'} \left[\sigma T_a^4 \left(\frac{\tau'}{\tau_s} \right)^{4R/c_p} \right] \exp \left[-\frac{3}{2}(\tau' - \tau_{\text{tr}}) \right]\end{aligned}\quad (\text{B.42})$$

圏界面における大気温度の条件 (B.38) および正味上向き赤外放射の条件 (B.42) を連立して解くことにより, τ_{tr} および F_T を求めることができる. 求めた τ_{tr} および F_T を用いると, 地表面における正味上向き赤外放射 F_B は次のように求めることができる.

$$\begin{aligned}F_B &= \sigma(T_s^4 - T_a^4) + \frac{1}{2} F_T \exp \left(-\frac{3}{2}\tau_s \right) \\ &\quad + \int_{\tau_{\text{tr}}}^{\tau_s} d\tau' \frac{d}{d\tau'} \left[\sigma T_a^4 \left(\frac{\tau'}{\tau_s} \right)^{4R/c_p} \right] \exp \left[-\frac{3}{2}(\tau_s - \tau') \right]\end{aligned}\quad (\text{B.43})$$

B.2.2 数値計算手順

大気上端における赤外放射 F_T および 対流圏界面における光学的厚さ τ_{tr} は, 式 (B.38) および (B.42) を連立して解くことにより求める. 数値的には 1) 式 (B.38) および (B.42)

を用いて, F_T を τ_{tr} の関数として二通りの形であらわし (それぞれ F_{T1} , F_{T2} とする), 2) τ_{tr} を離散的に変化させることにより $F_{T1} = F_{T2}$ となる τ_{tr} を求める. F_{T1} および F_{T2} は次のように表現できる.

$$F_{T1} = \frac{2\sigma T_a^4 (\tau_{tr}/\tau_s)^{4R/c_p}}{3\tau_{tr}/2 + 1} \quad (B.44)$$

$$F_{T2} = 2\sigma(T_s^4 - T_a^4) \exp\left[-\frac{3}{2}(\tau_s - \tau_{tr})\right] + 2 \int_{\tau_{tr}}^{\tau_s} d\tau' \frac{d}{d\tau'} \left[\sigma T_a^4 \left(\frac{\tau'}{\tau_s}\right)^{4R/c_p} \right] \exp\left[-\frac{3}{2}(\tau' - \tau_{tr})\right] \quad (B.45)$$

τ_{tr} は τ_s から 0 まで, 以下のように離散的に減少させていく.

$$\tau_{tr,i} = \tau_s \exp(-\Delta \times i) \quad (B.46)$$

ここでは $\Delta\tau = 0.01$ を用いた.

B.2.3 大気の吸収係数

CO₂-H₂O 大気 (水蒸気を含む CO₂ 大気) を灰色近似するための吸収係数は, 従来の研究では求められていない. そこで本研究では, 全球平均太陽放射に対する地表面温度が詳細な放射対流平衡計算を行った研究 (Pollack *et al.* 1987) の結果に合うように, p の関数として CO₂-H₂O 大気の吸収係数を決める.

図 B.5 に, Pollack *et al.* 1987 で得られた全球地表面温度を示す. これは現在の火星全球平均太陽放射 F_{S00} を与え, 大気上端で放射エネルギー収支がつりあうような地表面温度を求めたものである. 放射エネルギー収支は, F_{S00} , 惑星アルベド A_p , 大気上端における正味上向き赤外放射 F_T を用いることにより次式のように表現できる.

$$F_{S00}(1 - A_p) = F_T \quad (B.47)$$

ここで A_p , F_T は CO₂-H₂O 大気の放射伝達方程式を解くことによって得られたものである.

本研究では全球平均地表面温度が Pollack *et al.* 1987 の結果にあうように, 大気の吸収

係数 κ を地表大気圧 p の関数として次のように与える.

$$\kappa = 4.0 \times 10^{-5} \left[7.0 - \log \left(\frac{p}{\text{Pa}} \right) \right] [\text{m}^2 \text{kg}^{-1}] \quad (\text{B.48})$$

図 B.2.3 に, 式 (B.48) を用いて Pollack *et al.* 1987 と同じ条件のもとで全球地表面温度を求めた結果を示す. ここでは $T_a = T_s$ を仮定した.

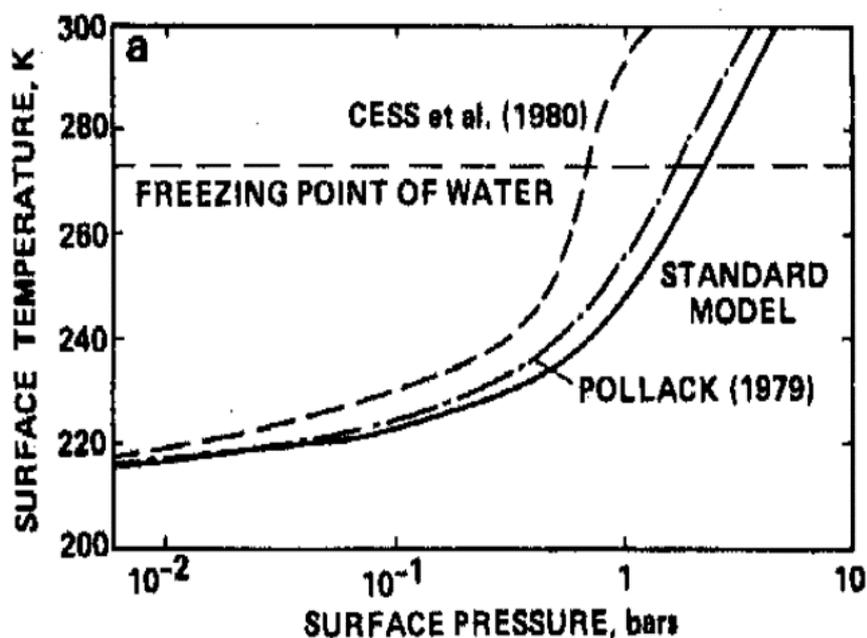


図 B.5: Pollack *et al.* 1987 で得られた全球平均地表面温度の大気圧依存性 (実線). 大気圧の単位は bar ($= 10^5$ Pa) で示してある. 現在の火星における全球平均太陽放射および観測によって得られた地表面アルベド (0.215, Kieffer *et al.* 1977) を用いることにより計算している.

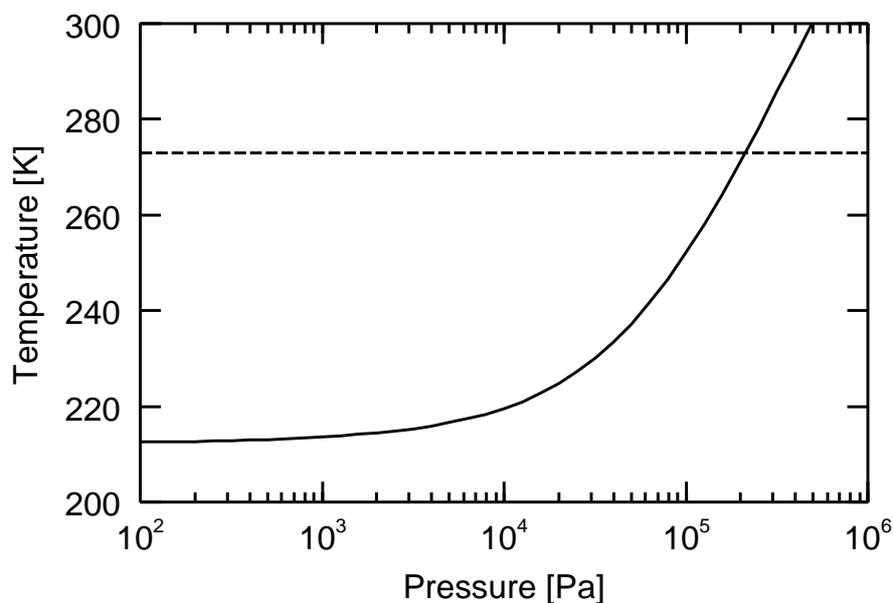


図 B.6: 本研究で用いた CO_2 - H_2O 大気の吸収係数をもとに求めた全球平均地表面温度. 横軸は大気圧, 単位は Pa. 上図 Pollack *et al.* 1987 と同様の地表アルベドおよび大気の散乱アルベドを与えている.

B.3 大気の水平熱輸送

本節では大気の水平移流による熱輸送を定式化する。大気の水平移流は、大気温度に水平傾度があることにより生じる傾圧不安定による移流を考える。本節での議論は、Stone 1972 によるものである。

B.3.1 温度風

まず、水平温度傾度をもつ大気の基本場の速度はどのように与えられるか、ということ进行讨论する。

自転する惑星大気においては、コリオリ力と水平気圧傾度力がつりあっていることが知られている。

$$u_g = -\frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (\text{B.49})$$

ここで u_g は基本場の速度の東西成分、 f はコリオリパラメータ、 y は南北方向を表す座標である。式 (B.49) を鉛直座標 z で微分し、静水圧平衡の式を用いると

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_g}{\partial z} &= -\frac{1}{f\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right) \\ &= -\frac{g}{fT} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_p \end{aligned} \quad (\text{B.50})$$

$$= -\frac{g}{f\theta} \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_p \quad (\text{B.51})$$

となる。ここで g は重力加速度である。式 (B.51) を、温度風の関係式という。

B.3.2 方程式系

本研究では、地表面における大気圧が一定であり、南北方向に温度傾度を持つ大気を考える。この場合、大気の等密度面と等圧面が平行にならない。このような大気を傾圧大気という。傾圧大気に生じる不安定を議論するために、ここではまず運動方程式系について考える。

本研究では、簡単のために次のようなブジネスク流体を考える。

- ・ 大気は断熱的に、摩擦を受けることなく運動する。
- ・ 流速が音速に比べて十分小さい。
- ・ 流れの存在する範囲が、スケールハイト (H) に比べて十分小さい高度に限られる。
- ・ コリオリパラメータは一定とする。

ブジネスク流体に成り立つ方程式系は以下の通りである。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{B.52})$$

$$\frac{du}{dt} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} \quad (\text{B.53})$$

$$\frac{dv}{dt} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial y} \quad (\text{B.54})$$

$$\frac{\partial p'}{\partial z} = \alpha \rho g \theta' \quad (\text{B.55})$$

$$\frac{d\theta'}{dt} = 0 \quad (\text{B.56})$$

ここで、 p', θ' は流れのない状態からのずれの成分である。また α は体積膨張率である。

次に式 (B.52) から (B.56) を、考える系に特徴的な量を用いて無次元化する (右下に * の付いたものが無次元量である)。

$$x = \frac{U}{f} x_*, \quad y = \frac{U}{f} y_*, \quad z = H z_*, \quad t = \frac{1}{f} t_*, \quad (\text{B.57})$$

$$u = U u_*, \quad v = U v_*, \quad w = f H w_*, \quad (\text{B.58})$$

$$\theta' = H \frac{\overline{\partial \theta}}{\partial z} \theta_*, \quad p' = \alpha \rho g H^2 \frac{\overline{\partial \theta}}{\partial z} p_* \quad (\text{B.59})$$

ただし U は、温度風の関係式 (B.51) から得られる次のような量である。水平温度傾度を持つ大気の平均的な速度を表すと考えられる。

$$U = -\frac{gH}{fT_0} \frac{\overline{\partial \theta}}{\partial y} \quad (\text{B.60})$$

式 (B.60) で H は平均的なスケールハイトを表す。また T_0 は惑星に特徴的な温度であり、 $\overline{\partial \theta / \partial y}$ は水平温位傾度の鉛直平均である。

式 (B.59) を用いて無次元化を行うと、次のような方程式系が得られる。

$$\frac{\partial u_*}{\partial x_*} + \frac{\partial v_*}{\partial y_*} + \frac{\partial w_*}{\partial z_*} = 0 \quad (\text{B.61})$$

$$\frac{du_*}{dt_*} - v_* = -R_i \frac{\partial p_*}{\partial x_*} \quad (\text{B.62})$$

$$\frac{dv_*}{dt_*} + u_* = -R_i \frac{\partial p_*}{\partial y_*} \quad (\text{B.63})$$

$$\frac{\partial p_*}{\partial z_*} = \theta_* \quad (\text{B.64})$$

$$\frac{d\theta_*}{dt_*} = 0 \quad (\text{B.65})$$

$$z_* = 0, 1 \quad \text{で} \quad w_* = 0 \quad (\text{B.66})$$

ここで R_i はリチャードソン数といい、鉛直方向の圧力傾度力とコリオリ力の比を表す。 R_i は次式のように表される。

$$\begin{aligned} R_i &= \frac{1}{\rho} \frac{\alpha \rho g H^2 (\overline{\partial \theta / \partial z})}{U/f} \frac{1}{fU} \\ &= \frac{\alpha g H^2 \overline{\partial \theta}}{U^2 \partial z} \\ &= \frac{f^2 (\overline{\partial \theta / \partial z})}{\alpha g (\overline{\partial \theta / \partial y})^2} \end{aligned} \quad (\text{B.67})$$

ここで $\epsilon \ll 1$ なる ϵ を用いて、方程式系 (B.61) から (B.65) の物理量を次のように展開できると考える。

$$A_* = A_{*0} + \epsilon A_{*1} + \epsilon^2 A_{*2} + \dots \quad (\text{B.68})$$

A_{*0} は、方程式系 (B.61) から (B.65) の第 0 近似解となる。

ここでは、東西流の第 0 近似解 u_0 が式 (B.51) で表される温度風の関係を満たすと仮定する。すなわち

$$\begin{aligned} u_0 &= -\frac{g}{fT_0} \frac{\overline{\partial \theta}}{\partial y} z \\ &= U \frac{z}{H} \end{aligned} \quad (\text{B.69})$$

である。また、南北流と鉛直流の第 0 近似解 v_0, w_0 は 0 と仮定する。

$$v_0 = 0, \quad w_0 = 0 \quad (\text{B.70})$$

さらに, 温位の水平傾度, 鉛直傾度がそれぞれの鉛直平均値に一致すると仮定する.

$$\frac{\partial \theta_0}{\partial y} = \frac{\overline{\partial \theta}}{\partial y} \quad (\text{B.71})$$

$$\frac{\partial \theta_0}{\partial z} = \frac{\overline{\partial \theta}}{\partial z} \quad (\text{B.72})$$

(B.69) から (B.67) の仮定によって, 第 0 近似解を無次元化すると次のようになる.

$$u_{*0} = z_* \quad (\text{B.73})$$

$$v_{*0} = w_{*0} = 0 \quad (\text{B.74})$$

$$\theta_{*0} = z_* - \frac{y_*}{R_i} \quad (\text{B.75})$$

$$p_{*0} = \frac{1}{2} z_*^2 - \frac{y_* z_*}{R_i} \quad (\text{B.76})$$

$$(\text{B.77})$$

続いて第 1 近似解 A_{1*} について考える. ここでは, $u_{*1}, v_{*1}, p_{*1}, \theta_{*1}$ が $\exp[i(\sigma t_* + kx_* + ly_*)]$ という波動解に比例すると仮定する.

$$A_{1*} = A' \exp[i(\sigma t_* + kx_* + ly_*)] \quad (\text{B.78})$$

A' は 波動解の振幅に相当する. すると A_{*1} の満たす方程式系は次のようになる.

$$iku_{*1} + ilv_{*1} + \frac{dw_{*1}}{dz} = 0 \quad (\text{B.79})$$

$$i(\sigma + kz_*)u_{*1} + w_{*1} = v_{*1} - ikR_i p_{*1} \quad (\text{B.80})$$

$$i(\sigma + kz_*)v_{*1} = -u_{*1} - ilR_i p_{*1} \quad (\text{B.81})$$

$$\frac{dp_{*1}}{dz} = \theta_{*1} \quad (\text{B.82})$$

$$i(\sigma + kz_*)\theta_{*1} - \frac{v_{*1}}{R_i} + w_{*1} = 0 \quad (\text{B.83})$$

$$z_* = 0, 1 \quad \text{で} \quad w_{*1} = 0 \quad (\text{B.84})$$

方程式系 (B.79) ~ (B.84) を用いて簡単な代数計算を行うと, w_{*1} だけに関する 2 階常微分方程式が次のように求まる.

$$[1 - (\sigma + kz_*)^2] \frac{d^2 w_{*1}}{dz_*^2} - 2 \left[\frac{k}{\sigma + kz_*} - il \right] \frac{dw_{*1}}{dz_*} - \left[(k^2 + l^2) R_i + \frac{2ikl}{\sigma + kz_*} \right] w_{*1} = 0 \quad (\text{B.85})$$

同様にして, $u_{*1}, v_{*1}, p_{*1}, \theta_{*1}$ を w_{*1} の関数として表すことができる.

$$u_{*1} = -i \frac{il^2 w_{*1} + [(\sigma + kz_*)k - il](dw_{*1}/dz_*)}{(k^2 + l^2)(\sigma + kz_*)R_i} \quad (\text{B.86})$$

$$v_{*1} = -i \frac{klw_{*1} - [(\sigma + kz_*)l + ik](dw_{*1}/dz_*)}{(k^2 + l^2)(\sigma + kz_*)R_i} \quad (\text{B.87})$$

$$p_{*1} = i \frac{[(\sigma + kz_*)w_{*1} - [1 - (\sigma + kz_*)^2](dw_{*1}/dz_*)]}{(k^2 + l^2)(\sigma + kz_*)R_i} \quad (\text{B.88})$$

$$\theta_{*1} = i \frac{[1 - (\sigma + kz_*)^2](d^2w_{*1}/dz_*^2) + (il - k)(dw_{*1}/dz_*) - iklw_{*1}}{(k^2 + l^2)(\sigma + kz_*)R_i} \quad (\text{B.89})$$

式 (B.85) を境界条件 (B.84) のもとで解くことができれば, 式 (B.86) から (B.89) を用いて $u_{*1}, v_{*1}, w_{*1}, p_{*1}, \theta_{*1}$ を求めることができる.

B.3.3 傾圧不安定

続いて w_{*1} が不安定になる条件, すなわち w_{*1} の波動解の振幅部分が時間とともに増加するような条件を求める. そこで, w_{*1} の波動解を次のように表現する.

$$w_{*1} = Ae^{-il(c+z_*)}\psi \quad (\text{B.90})$$

ここで A は振幅を表す定数で, ψ は z_* の関数である. 式 (B.90) を (B.85) に代入すると次のようになる.

$$L\psi = 0 \quad (\text{B.91})$$

ただし

$$L = [1 - k^2(c + z_*)^2] \frac{d^2}{dz_*^2} + 2 \left[ilk^2(c + z_*)^2 - \frac{1}{c + z_*} \right] \frac{d}{dz_*} + l^2(1 - R_i) - R_i k^2 + l^2 k^2 (c + z_*)^2 \quad (\text{B.92})$$

である. 境界条件は

$$z_* = 0, 1 \quad \text{で} \quad \psi = 0 \quad (\text{B.93})$$

である.

ここで, ψ, c, L を波数 k, l で次のように二重べき級数展開する.

$$\psi = \psi_{00} + l^2\psi_{02} + \dots + k^2(\psi_{10} + l\psi_{11} + l^2\psi_{12} + \dots) \quad (\text{B.94})$$

$$c = c_{00} + l^2c_{02} + \dots + k^2(c_{10} + lc_{11} + l^2c_{12} + \dots) \quad (\text{B.95})$$

式 (B.94), (B.95) を (B.91) に代入すると

$$L_{00}\psi_{00} = 0 \quad (\text{B.96})$$

$$L_{00}\psi_{02} + L_{02}\psi_{00} = 0 \quad (\text{B.97})$$

$$L_{00}\psi_{10} + L_{10}\psi_{00} = 0 \quad (\text{B.98})$$

となる. ただし

$$L_{00} = \frac{d^2}{dz_*^2} - \frac{2}{c_{00} + z_*} \frac{d}{dz_*} \quad (\text{B.99})$$

$$L_{02} = \frac{2c_{02}}{(c_{00} + z_*)^2} \frac{d}{dz_*} + 1 - R_i \quad (\text{B.100})$$

$$L_{10} = -(c_{00} + z_*)^2 \frac{d^2}{dz_*^2} + \frac{2c_{10}}{(c_{00} + z_*)^2} \frac{d}{dz_*} - R_i \quad (\text{B.101})$$

境界条件 (B.93) と (B.96) ~ (B.98) より, 方程式 (B.91) の解 $\psi_{00}, \psi_{02}, \psi_{10}$ と固有値 c_{00}, c_{02} を求めることができる.

$$\psi_{00} = (c_{00} + z_*)^3 - c_{00}^2 \quad (\text{B.102})$$

$$\psi_{02} = \frac{-1 + R_i}{10} [(c_{00} + z_*)^5 - c_{00}^3(c_{00} + z_*)] \quad (\text{B.103})$$

$$\psi_{10} = \frac{6 + R_i}{10} [(c_{00} + z_*)^5 - c_{00}^3(c_{00} + z_*)] \quad (\text{B.104})$$

$$c_{00} = -\frac{1}{2} \pm i \frac{\sqrt{3}}{6} \quad (\text{B.105})$$

$$c_{10} = \mp i \frac{\sqrt{3}}{45} (R_i + 1) \quad (\text{B.106})$$

特に $l = 0$ であるときを考えると,

$$\begin{aligned} \sigma &= kc \\ &= k(c_{00} + k^2 c_{10}) \\ &= -\frac{k}{2} \pm \frac{i}{2\sqrt{3}} \left[k - \frac{2}{15} k^3 (1 + R_i) \right] + O(k^5) \end{aligned} \quad (\text{B.107})$$

という分散関係が得られる. 振幅が時間と共に増加するのは, σ の虚部 σ_i が負の場合で

$$k - \frac{2}{15} k^3 (1 + R_i) < 0 \quad (\text{B.108})$$

である。また

$$\frac{d\sigma_i}{dk} = \pm \frac{1}{2\sqrt{3}} \left[1 - \frac{2}{5}k^2(1 + R_i) \right] \quad (\text{B.109})$$

より、振幅の成長率が最大となる波数は

$$|k| = \left(\frac{5/2}{1 + R_i} \right)^{1/2}, \quad l = 0 \quad (\text{B.110})$$

となる。このときの w_{*1} は、

$$\begin{aligned} w_{*1} &= A(\psi_{00} + k^2\psi_{02}) \\ &= A[(c+z)^3 - c^3] \left[1 + (6 + R_i)k^2 \frac{(c+z)^2}{10} \right] \end{aligned} \quad (\text{B.111})$$

となる。大気が地衡風運動をしているときには $R_i \ll 1$ であることから、 $k = 0$ なる長波近似を行うことができると考えられる。この近似によると、

$$w_{*1} \approx A[(c+z)^3 - c^3] \quad (\text{B.112})$$

式 (B.112), (B.86) から (B.89) までを用いて、 $u_{*1}, v_{*1}, \theta_{*1}$ を次のように表すことができる。

$$u_{*1} = A \left\{ 3i \left[\frac{6}{5}(1 + R_i) \right]^{1/2} (c + z_*)^2 \right\} \quad (\text{B.113})$$

$$v_{*1} = -A \frac{6}{5} (1 + R_i) (c + z_*) \quad (\text{B.114})$$

$$\theta_{*1} = -A \frac{6i}{5} \left(\frac{2}{5} \right)^{1/2} \frac{(1 + R_i)^{3/2}}{R_i} \quad (\text{B.115})$$

現実の大気においては、不安定のもっとも成長しやすい波長の波が卓越していると考えられる。したがって波数 (B.110) の波動が存在すると仮定する。そして傾圧不安定波動においては、時間と共に成長する振幅は最終的に非線形効果によって制限される。したがって、振動する南北流の鉛直平均は、東西流の鉛直平均に一致すると仮定する。式 (B.113), (B.114) を次元化すると、

$$u = U \frac{z}{H} \quad (\text{B.116})$$

$$v = -\frac{6}{5}UA(1 + R_i) \left(\frac{z}{H} - \frac{1}{2} - \frac{i}{2\sqrt{3}} \right) \quad (\text{B.117})$$

となるので, u, v の鉛直平均とると次のようになる.

$$\int_0^H dz \sqrt{uu^*} = \int_0^H dz \sqrt{vv^*} \quad (\text{B.118})$$

式 (B.116), (B.117), (B.118) より, 摂動部 A_{*1} の振幅の 2 乗を表す量 $\epsilon^4 AA_*$ は,

$$\epsilon^4 AA_* = \frac{25}{36} \frac{1}{(1 + R_i)^2} \left[\frac{1}{\sqrt{3}} + \frac{1}{12} \log \left(\frac{2 + \sqrt{3}}{2 - \sqrt{3}} \right) \right] = \frac{1.09}{(1 + R_i)^2} \quad (\text{B.119})$$

となる.

B.3.4 傾圧不安定による水平熱輸送

$y = \text{一定}$ の位置における y 方向への温位移流項は $v\theta$ で与えられる. その平均値 $\overline{v\theta}$ は

$$\begin{aligned} \overline{v\theta} &= \overline{v_1\theta_0} + \overline{v_1\theta_1} + \overline{v_2\theta_0} + O(\epsilon^3) + \dots \\ &= \overline{v_1\theta_1} \end{aligned} \quad (\text{B.120})$$

v_1, θ_1 は v_{*1}, θ_{*1} を次元化することにより得られる. (B.114), (B.115) より,

$$\overline{v\theta} = \epsilon^4 \overline{AA_*} UH \frac{\partial \theta_0}{\partial z} \frac{18}{25\sqrt{30}} \frac{(1 + R_i)^{1/2}}{R_i} \quad (\text{B.121})$$

となる. さらにリチャードソン数 (B.67), 振幅の 2 乗 (B.119) を式 (B.121) に代入することにより, $\overline{v\theta}$ を求めることができる.

$$\begin{aligned} \overline{v\theta} &= 1.09 \times \frac{18}{25\sqrt{30}} \frac{gH^2}{T_s f^2} \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial y} \right)^2 \left(\frac{g}{T_0} \frac{\partial \theta_0}{\partial z} \right)^{1/2} \\ &= 0.143 \frac{R^2}{f^2} \left(\frac{T_0}{g} \frac{\partial \theta_0}{\partial z} \right)^{1/2} \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial y} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{B.122})$$

続いて式 (B.122) を用いて, 現実の惑星大気における緯度方向の水平熱輸送を考える. $y = 0$ を赤道, $y = L$ を極とする. Stone, 1969 によると, 緯度依存性を考慮した正確な v, θ の相関は, (B.122) に $(6y/L)(1 - y/L)$ をかけたものとなる. したがって赤道からの距離 y における平均温位移流は

$$\overline{v\theta} = 0.858 \frac{R^2}{f^2} \left(\frac{T_0}{g} \frac{\partial \theta_0}{\partial z} \right)^{1/2} \frac{y}{L} \left(1 - \frac{y}{L} \right) \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial y} \right)^2 \quad (\text{B.123})$$

となる.

式 (B.123) より, y における単位時間あたりの水平熱輸送量 Q_{HA} (単位は J s^{-1}) は以下のように与えられる.

$$Q_{\text{HA}} = 2\pi a \cos(y/a) \int_0^\infty dz \rho c_p \overline{v\theta} \quad (\text{B.124})$$

$\overline{v\theta}$ が高度によらないとすると, 静水圧平衡の式を用いて

$$\begin{aligned} Q_{\text{HA}} &\simeq 2\pi a \cos(y/a) c_p \frac{p}{g} \overline{v\theta} \\ &= 2\pi a \cos(y/a) c_p \frac{p}{g} \times 0.858 \frac{R^2}{f^2} \left(\frac{T_0}{g} \frac{\partial \theta_0}{\partial z} \right)^{1/2} \frac{y}{L} \left(1 - \frac{y}{L} \right) \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial y} \right)^2 \quad (\text{B.125}) \end{aligned}$$

となる. ここで a は惑星半径, p は地表面における大気圧である.

B.4 顕熱輸送

一般に地表面近くの大気は、地面摩擦の影響を受けて乱流状態にある。地面摩擦によって生ずる様々な乱渦運動によって、運動量・エネルギーは地表面から大気へと運ばれる。本節では顕熱輸送 F_V を、乱渦運動による鉛直熱輸送として定式化する。

B.4.1 乱渦運動による熱輸送

我々が運動を記述しようとする空間 (あるいは時間) スケール l より長いスケールを持つ運動を平均運動といい、 l より短いスケールを持つ運動を乱渦運動という。ここではまず、乱渦運動による運動量・熱輸送を運動方程式を用いて定式化する。

まず、すべての物理量を平均値と平均値からのずれに分ける。平均操作は、運動を記述するスケール l に渡って行う (ただしこの l は、研究の対象とする現象を十分な分解能で表現できるようなスケールにとらなくてはならない)。物理量 A, B を平均値 (\bar{A}, \bar{B}) とそのずれ (A', B') に分ける分け方は、以下の通りである。

$$A = \bar{A} + A'$$

$$\bar{A'} = 0$$

$$\bar{\bar{A}} = \bar{A}$$

$$\overline{AB} = \bar{A}\bar{B} + \overline{A'B'}$$

乱渦運動による運動量輸送を調べるために、上記の平均操作をナビエ=ストークスの方程式に施す。簡単のために非圧縮性流体を考える。すると、 x 方向の運動方程式は以下のようになる。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - f\bar{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial \overline{\rho u' u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\rho u' v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\rho u' w'}}{\partial z} \right] + \mu \nabla^2 \bar{u} \quad (\text{B.126})$$

式 (B.126) の右辺第 2, 3, 4 項から、乱渦運動により生じた運動量 $\rho u'$ が x, y, z 方向に速度 u', v', w' で輸送され、応力が生じていることが分かる。つまり、乱渦運動による運動量 ($\rho u'$) の x, y, z 方向への輸送量 P_{xx}, P_{xy}, P_{xz} は

$$P_{xx} = \overline{\rho u' u'} \quad (x \text{ 方向})$$

$$P_{yx} = \overline{\rho u'v'} \quad (y \text{ 方向})$$

$$P_{zx} = \overline{\rho u'w'} \quad (z \text{ 方向})$$

(B.127)

と記述できることが分かる.

式 (B.126) によって運動量輸送を考えたのと同様に, 熱輸送を定式化することができる. 温位 θ に関する連続の式に対して平均操作を施すと

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = -\frac{\partial \overline{u'\theta'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'\theta'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} \quad (\text{B.128})$$

となる. 式 (B.128) より, 乱渦運動による x, y, z 方向への熱輸送量 q_x, q_y, q_z は,

$$q_x = \rho c_p \overline{\theta' u'}$$

$$q_y = \rho c_p \overline{\theta' v'}$$

$$q_z = \rho c_p \overline{\theta' w'}$$

(B.129)

と表現することができる. ここで c_p は流体の比熱である.

B.4.2 混合距離理論による熱輸送

続いて式 (B.126), (B.128) から得られる運動量と熱の輸送を, 平均運動によって記述することを考える. これは, 我々が実際に観測し, 記述できるのが平均運動に限られるためである.

ここでは, 気体分子運動論における運動量・熱輸送の導き方との類推から, 混合距離という概念を導入する.

いま, 図 B.7 のように平均流速 V が z 方向にのみ変化する状況を考える. 気体分子運動論によると, $z = \text{一定}$ の面を単位時間, 単位面積あたりに輸送される運動量の x 成分 P_{zx} は,

$$P_{zx} = -\frac{1}{3} n m v l_m \frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{1}{3} \rho v l_m \frac{\partial V}{\partial z} \quad (\text{B.130})$$

と表すことができる. ここで n, ρ はそれぞれ流体を構成する分子の数密度, 密度であり, m は分子の質量, v は分子の熱速度, l_m は分子の平均自由行程である. 式 (B.130) では, 熱運動による運動量の交換が, l_m 離れた場所で起こるとして運動量輸送が定式化されている.

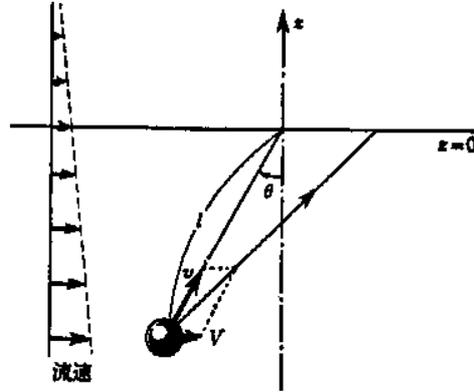


図 B.7: 気体分子運動論における混合距離の概念を表す図. V が平均流速, v が分子の熱速度, l が混合距離を表す. 久保亮五 編, 熱学・統計力学 (裳華房, 1961 年)

このような気体分子運動論との類推から, 乱渦運動による運動量輸送を次のように表現する. 平均速度 \bar{u} は x 方向を向き, \bar{u} の大きさが z 方向に変化しているとする. そして高さ $z = -l'$ の位置にある空気塊が, 乱渦運動によって運動量を保持したまま $z = 0$ の位置にまで運ばれとする. 大気塊は高さ $z = 0$ に達すると周囲の大気と完全に混合し, 周りの大気に運動量を与えるとする.

大気塊が周囲の大気を与える運動量の x 成分は

$$\rho u' \simeq -\rho l' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (\text{B.131})$$

と表現できる. 流体中での浮力が無視でき, 乱れの大きさを等方的であると考えられることができれば, w' の大きさを $|v'|$ と同じとみなすことができる. すなわち

$$w' = l' \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \quad (\text{B.132})$$

である. ここで平均速度の鉛直勾配に絶対値をつけたのは, l' と w' の符号を一致させるためである. 式 (B.131), (B.132) より, 単位時間, 単位面積あたりに輸送される運動量の x 成分 P_{zx} は

$$P_{zx} = \overline{\rho u' w'}$$

$$\begin{aligned}
&= \rho \left(\overline{-l' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} l' \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|} \right) \\
&= -\rho \overline{l'^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \\
&= -\rho l^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \tag{B.133}
\end{aligned}$$

となる. ここで式 (B.133) で

$$l = (\overline{l'^2})^{1/2} \tag{B.134}$$

であり, l を混合距離という. l は分子運動論における平均自由行程に対応し, 乱渦運動によって運動量が交換される空間スケールを表す. このように乱渦運動による物理量の輸送を混合距離 l と平均運動によって記述する理論を, 混合距離理論という.

混合距離 l を用いると, 式 (B.129) より, 乱渦運動による z 方向への熱輸送量 q_e は

$$\begin{aligned}
q_e &= \rho c_p \overline{\theta' w'} \\
&= \rho c_p \left(\overline{-l' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} l' \left| \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right|} \right) \\
&= -\rho c_p \overline{l'^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \left| \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right| \\
&= -\rho c_p l^2 \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \left| \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right| \tag{B.135}
\end{aligned}$$

と表現することができる.

次節では, 地表面付近における混合距離 l について議論する.

B.4.3 接地境界層における熱輸送

多くの観測結果によると, 一般に地球上の地表近くの大気層においては, 乱渦運動による運動量と熱の輸送量は高さによらず (近似的に) 一定となる. このような層を接地境界層という (cf. 地球では接地境界層の高度はおよそ 50 m である). 接地境界層における一定の応力 τ_0 は, 混合距離 l と平均速度 \bar{u} を用いて次のように表すことができる.

$$\tau_0 = \rho l^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 \tag{B.136}$$

ただし式 (B.136) では, 地表面による摩擦によって平均速度が減衰することから,

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} > 0$$

であることを利用した. 式 (B.136) から, 摩擦速度 u_* を次のように定義することができる.

$$u_* = \left(\frac{\tau_0}{\rho} \right)^{1/2} = l \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (\text{B.137})$$

一方接地境界層では, 乱渦の大きさが地面によって規定されると考えられる. 離混合距離 l は, カルマン定数 k を比例定数として次のように表現できることが知られている.

$$l = kz \quad (\text{B.138})$$

式 (B.137), (B.138) より, 摩擦速度 u_* はカルマン定数 k を用いて次のように表現できる.

$$u_* = k \frac{\partial \bar{u}}{\partial \ln z} \quad (\text{B.139})$$

続いて式 (B.139) を, $\bar{u} = 0$ となる高度 $z = z_0$ から境界層上端 $z = \delta$ の間で積分することにより, 摩擦速度を求めることができる.

$$\begin{aligned} u_* \int_{z_0}^{\delta} d(\ln z) &= k \int_0^{\overline{u(\delta)}} d\bar{u} \\ \Leftrightarrow u_* &= \frac{k}{\ln(\delta/z_0)} \overline{u(\delta)} \end{aligned} \quad (\text{B.140})$$

ここで z_0 は地面粗度といい, 地表面の凹凸の程度を表す.

式 (B.140) を求めたのと同様の方法で, 接地境界層における一定の鉛直熱輸送量 F_* を求めることができる. 摩擦速度 u_* , カルマン定数 k を用いて, F_* は次のように表現することができる.

$$\begin{aligned} F_* &= -\rho c_p l^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial z} \\ &= -\rho c_p u_* k z \frac{\partial \theta}{\partial z} \\ &= -\rho c_p u_* k \frac{\partial \theta}{\partial \ln z} \end{aligned} \quad (\text{B.141})$$

式 (B.141) を $z = z_0$ から δ まで積分することにより, $\overline{u(\delta)}$ と $z = \delta, z_0$ における温度 θ_a, θ_s を用いて, F_* を求めることができる.

$$F_* \int_{z_0}^{\delta} d \ln z = -\rho c_p u_* k z \int_{\theta_s}^{\theta_a} d\bar{\theta}$$

$$\begin{aligned}
\Leftrightarrow F_* &= -\rho c_p u_* \frac{k}{\ln(\delta/z_0)} (\theta_a - \theta_s) \\
&= -\rho c_p \overline{u(\delta)} \frac{k^2}{[\ln(\delta/z_0)]^2} (\theta_a - \theta_s) \\
&= -\rho c_p \overline{u(\delta)} C_D (\theta_a - \theta_s)
\end{aligned} \tag{B.142}$$

ここで $C_D = k^2/[\ln(\delta/z_0)]^2$ は抵抗係数と呼ばれる定数である。

以上に述べたのは、浮力の影響がない(大気が中立成層している)場合の熱輸送である。しかし Zurec et al,1992 によると、火星の極冠上の大気は安定に成層している。したがって、乱渦運動による運動量・熱輸送量の大きさは式 (B.140), (B.142) より小さくなると考えられる。

大気が安定成層してる場合の混合距離 l_s , 摩擦速度 u_{*s} は、モニン・オブコフの相似則によって次のように表現できる。

$$l_s = \frac{kz}{\phi_s(z/L)} \tag{B.143}$$

$$\begin{aligned}
u_{*s} &= \frac{kz}{\phi_s(z/L)} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\
&= \frac{k}{\phi_s(z/L)} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \ln z}
\end{aligned} \tag{B.144}$$

ϕ_s は普遍関数と呼ばれ、実験的に与えられる関数である。 L はモニン・オブコフ長さと呼ばれる長さの次元を持つ量で、

$$L = \frac{\bar{\theta} u_*^2}{kg\theta_*} \tag{B.145}$$

と定義される。式 (B.145) において g は重力加速度であり、 θ_* は

$$\bar{\theta} = \frac{\theta_*}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \tag{B.146}$$

を満たす一定値で、摩擦温位と呼ばれる。

式 (B.140), (B.142) を求めたのと同様に、式 (B.143), (B.144) から運動量と熱の輸送量を求めることができる。まず式 (B.144) を $z = z_0$ から $z = \delta$ で積分する。

$$u_{*s} \int_{z_0}^{\delta} d \ln z \phi_s \left(\frac{z}{L} \right) = k \overline{u(\delta)} \tag{B.147}$$

式 (B.147) の左辺積分部分は次のように計算できる.

$$\begin{aligned}
 \int_{z_0}^{\delta} d \ln z \phi_s \left(\frac{z}{L} \right) &= \int_{z_0}^{\delta} \left\{ d \ln z - d \ln \left(\frac{z}{L} \right) \left[1 - \phi_s \left(\frac{z}{L} \right) \right] \right\} \\
 &= \ln \left(\frac{\delta}{z_0} \right) - \int_{z_0}^{\delta} d \ln \left(\frac{z}{L} \right) \left[1 - \phi_s \left(\frac{z}{L} \right) \right] \\
 &= \ln \left(\frac{\delta}{z_0} \right) - \left[\psi_s \left(\frac{z}{L} \right) - \psi_s \left(\frac{z_0}{L} \right) \right]
 \end{aligned} \tag{B.148}$$

ここで ψ_s は

$$\psi_s(\xi) = \int^{\xi} d \ln \xi \{1 - \phi_s(\xi)\} \tag{B.149}$$

によって定義され, 実験的に与えられる量である. Businger et al., 1971 によると, ψ_s は定数 γ を用いて

$$\psi_s(\xi) = -\gamma \xi \tag{B.150}$$

と与えられる. 式 (B.150) を用いると,

$$\int_{z_0}^{\delta} d \ln z \phi_s \left(\frac{z}{L} \right) = \ln \left(\frac{\delta}{z_0} \right) + \frac{\gamma}{L} (\delta - z_0) \tag{B.151}$$

となる. 式 (B.151) から, 安定成層している場合の摩擦速度 u_{*s} は

$$u_{*s} = \frac{k}{\ln(\delta/z_0) + (\gamma/L)(\delta - z_0)} \tag{B.152}$$

となる.

大気が中立成層をしている場合と同様に, この場合の熱輸送量 F_{*s} を求めることができる.

$$\begin{aligned}
 F_{*s} &= -\rho c_p l_s^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \\
 &= -\rho c_p u_{*s} \frac{k}{\phi_s(z/L)} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \ln z}
 \end{aligned} \tag{B.153}$$

となるため, 式 (B.153) を $z = z_0$ から $z = \delta$ まで積分し, 式 (B.151), (B.152) を用いることにより熱輸送量 F_{*s} を求めることができる.

$$\begin{aligned}
 F_{*s} \int_{z_0}^{\delta} \phi_s d \ln z &= -\rho c_p u_{*s} k \int_{\theta_s}^{\theta_a} d \bar{\theta} \\
 \Leftrightarrow F_{*s} &= -\rho c_p u_{*s} \frac{k}{\ln(\delta/z_0) + (\gamma/L)(\delta - z_0)} (\theta_a - \theta_s) \\
 &= -\rho c_p \overline{u(\delta)} \left[\frac{k}{\ln(\delta/z_0) + (\gamma/L)(\delta - z_0)} \right]^2 (\theta_a - \theta_s) \\
 &= -\rho c_p \overline{u(\delta)} C_{Ds} (\theta_a - \theta_s)
 \end{aligned} \tag{B.154}$$

ただし C_{Ds} は安定成層している場合の抵抗係数である。

接地境界層における大気の密度 ρ は、大気圧 p 、気体定数 R を用いて表すことができる。本研究では簡単のため、密度 ρ を、大気圧 p と惑星の平均温度 θ_0 を用いて

$$\rho = \frac{p}{R\theta_a} \simeq \frac{p}{R\theta_0} \quad (\text{B.155})$$

と表現した。これは Gierasch and Toon, 1973 においてもなされた仮定である。式 (B.155) を用いると、熱輸送量は次のように表すことができる。

$$F_{*s} = -\frac{p}{R\theta_0} \overline{u(\delta)} C_{Ds} (\theta_a - \theta_s) \quad (\text{B.156})$$

B.5 潜熱輸送

本節では CO₂ 凝結蒸発の潜熱輸送を定式化する. 火星においては大気の主成分である CO₂ が凝結蒸発するため, 分子運動論的な定式化を用いる.

温度 T_s の CO₂ 氷に, 圧力が p の CO₂ 大気が存在するとする. この場合, CO₂ 氷表面から大気への正味上向き質量フラックス F_{\uparrow} は, 以下のように表現することができる.

$$F_{\uparrow} = \int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\infty} v_r^2 dv_r \rho_{\text{sat}} v_r \cos \theta f(v_r) \quad (\text{B.157})$$

ここで θ, ϕ は極座標表示における天頂角および方位角で, v_r は分子運動速度の動径成分である. ρ_{sat} は, CO₂ 飽和蒸気圧 p_{sat} を用いて $\rho_{\text{sat}} = p_{\text{sat}}/(kT_s)$ と表すことのできる飽和した CO₂ 大気の密度である. $f(v_r)$ は大気中の CO₂ 分子の速度分布で, CO₂ 分子質量 m_C を用いて

$$f(v_r, \theta, \phi) v_r^2 \sin \theta d\theta d\phi dv_r = \left(\frac{m_C}{2\pi kT_s} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_C v_r^2}{2kT_s} \right) v_r^2 \sin \theta d\theta d\phi dv_r \quad (\text{B.158})$$

と表現することができる. 式 (B.158) を用いることにより, F_{\uparrow} は以下の式で表すことができる.

$$\begin{aligned} F_{\uparrow} &= \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta \cos \theta \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\infty} dv_r v_r^3 \exp \left(-\frac{m_C v_r^2}{2kT_s} \right) \rho_{\text{sat}} \\ &= \left(\frac{m_C}{2\pi kT_s} \right)^{1/2} p_{\text{sat}} \end{aligned} \quad (\text{B.159})$$

ここでは数学公式

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} dx e^{-ax^2} x^{2n} &= \frac{(2n-1)!!}{2^{n+1}} \left(\frac{\pi}{a^{2n+1}} \right) \\ \int_0^{\infty} dx e^{-ax^2} x^{2n+1} &= \frac{n!}{2a^{n+1}} \end{aligned}$$

を用いた.

式 (B.159) と同様に, 圧力が p の大気による下向きの CO₂ 質量フラックス F_{\downarrow} は

$$F_{\downarrow} = \left[\frac{m_C}{2\pi kT_s} \right]^{1/2} p \quad (\text{B.160})$$

と表現することができる.

式 (B.159) および (B.160) より, 分子運動論的に表現される CO₂ 凝結の潜熱フラックスは

$$F_L(\theta) = -L_C [p - p_{\text{sat}}(T_s(\theta))] \left[\frac{m_C}{2\pi k T_s(\theta)} \right]^{1/2} \quad (\text{B.161})$$

で与えられる.

謝辞

本研究を進めるにあたり、非常に多くの方々のお世話になりました。

倉本圭 助教授には本当に丁寧で熱心な御指導をいただきました。倉本さんにどんなことでもとことんつきあっていただき、つねに研究成果を前向きに評価していただけたからこそ、ここまでやって来れたものと思っております。小高正嗣 助手、林祥介 教授、渡部重十 教授には研究活動の全般に渡り御支援、御指導をいただきました。橋元明彦 助教授には副査として、非常に有益なコメントをいただきました。田近英一 助教授、阿部豊 助教授とは、学会などで非常に有益な議論をさせていただきました。中村貴純さん、中串孝志さん、高橋芳幸さん、高山歌織さんには研究仲間として、非常に良い刺激を与えてもらうことができました。小杉田圭之さんには放射計算のコードを提供していただきました。山本聡 博士にはセミナーなどを通じて、研究生活についての貴重な助言を数多くいただきました。はしもとじょーじ 博士、余田茂男 教授、中島健介 助手、竹広真一 助手はじめ地球流体電脳倶楽部主催 2002 年夏の GFD セミナー の参加者の皆様には、私の研究発表を長時間きいていただき、非常に有益な御意見をいただきました。北海道大学 地球惑星科学専攻 惑星物理研究室、地球流体研究室の皆様、Eplanetfan の皆様にはいつも暖かな励ましをいただくとともに、計算機関連環境では多大なお世話になりました。

この場を借りて、お世話になったすべての皆様にお礼を述べさせていただきます。

参考文献

- 阿部彩子, 増田耕一 1993. 氷床と気候感度: モデルによる研究のレビュー. 気象研究ノート, 日本気象学会, 177号, 183–222.
- 阿部豊 1993. 惑星の大気. 清水幹夫編 惑星の科学, 朝倉書店, 1–55.
- Baker, V. R., R. G. Strom, V. C. Gulick, J. S. Kargel, G. Komatsu, and V. S. Kale 1991. Ancient oceans, ice sheets and the hydrological cycle on Mars. *Nature* **352**, 589–594.
- Baker, V. R. 2001. Water and the martian landscape. *Nature* **412**, 228–236.
- Bohren, C. F and D. R. Huffman 1984. *Absorption and scattering of light by small particles*. John Willy & Sons, Inc.
- Budyko, M. I. 1969. The effect of solar radiation variation on the climate of the earth. *Tellus* **21**, 611–619.
- Clifford, S. M. 1993. A model for the hydrologic and climatic behaviour of water on Mars. *J. Geophys. Res.* **98**, 10,973–11,016.
- Carr, M. H. 1996. *Water on Mars*. Oxford Univ. Press, New York.
- Fanale, F. P., S. E. Postawko, J. B. Pollack, M. H. Carr, and R. O. Pepin 1992. Mars: Epochal climate change and volatile history. In *Mars*, H. H. Kieffer, B. M. Jakosky, C. W. Snyder, M. S. Matthews, Eds.. Univ. of Ariz. Pres, Tucson, 1135–1179.
- Forget, F., F. Hourdin, R. Fournier, C. Hourdin, and O. Talagrand 1999. Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km. *J. Geophys. Res.* **104**, 24,155–24,175.
- Forget, F., and R. T. Pierrehumbert 1997. Warming early mars with carbon dioxide clouds That Scatter Infrared Radiation. *Science* **278**, 1273–1276.

- Francois, L. M., J. C. G. Walker, and W. R. Kuhn 1990. A Numerical Simulation of climate changes during the obliquity cycle on Mars. *J. Geophys. Res.* **95**, 14,761–14,778.
- Gierasch, P. J., and R. M. Goody 1972. The effect of dust on the temperature of the Martian atmosphere. *J. Atmos. Sci.* **30**, 160–179.
- Gierasch, P. J., and O. B. Toon 1973. Atmospheric Pressure Variation and the climate of Mars. *J. Atmos. Sci.* **30**, 1502–1508.
- Gough, D. O. 1981. Solar interior structure and luminosity variations. *Sol. Phys.* **74**, 21–34.
- Gulick, V. C., D. Tyler, C. P. Mckay, and R. M. Haberle 1997. Episodic ocean-induced CO₂ greenhouse on Mars: Implications for fluvial valley formation. *Icarus* **130**, 68–86.
- Haberle, R. M., M. M. Joshi, J. R. Murphy, J. R. Burnes, J. T. Schofield, G. Wilson, M. Lopez-Valverde, J. L. Hollingsworth, A. F. C. Bridger and J. Schaeffer 1999. General circulation model simulations of the Mars Pathfinder atmospheric structure investigation/meteorology data. *J. Geophys. Res.* **104**, 8975–8974.
- Haberle, R. M., D. Tyler, C. P. Mckay, and W. L. Davis 1994. A model for the evolution of CO₂ on Mars. *Icarus* **109**, 102–120.
- Head, J. W., H. Hiesinger, M. A. Ivanov, M. A. Kreslavsky, S. Pratt, and B. J. Thomson 1999. Possible ancient oceans on Mars: Evidence from Mars Orbiter laser altimeter data. *Science* **286**, 2134–2137.
- Hess, S. L., J. A. Ryan, J. E. Tillman, R. M. Henry, and C. B. Leovy 1980. The annual cycle of pressure on Mars measured at Viking 1 and 2. *J. Geophys. Res.* **84**, 197–200.
- Hoffman, P. F., A. J. Kaufmann, G. P. Halverson, and D. P. Schrag 1998, A Neoproterozoic snowball earth. *Science* **281**, 1342–1346.
- Houghton, J. 2002. *The Physics of Atmosphere*, Cambridge University Press.
- Ivanov, A. B., and D. O. Muhleman 2000. The role of sublimation for the formation of the Northern ice cap: Results from the Mars Orbiter Laser Altimeter. *Icarus* **144**, 436–448.
- Jakosky B. M., and R. J. Phillips 2001. Mars' volatile and climate history. *Nature* **412**, 237–244.

James, P. B., and G. R. North 1982. The seasonal CO₂ cycle on Mars: An application of and energy balance climate model. *J. Geophys. Res.* **87**, 10,271–10,283.

化学工学会編, 化学工学便覧 1999. 丸善株式会社.

Kasting, J. F., 1991. CO₂ condensation and the climate of early Mars. *Icarus*, **91**, 1–13.

Kieffer, H. H., B. M. Jakosky, C. W. Snyder 1992. The planet Mars: From antiquity to the present. In *Mars*, Univ. of Ariz. Press, Tucson, 1–33.

Kieffer, H. H., T. Z. Martin, A. R. Peterfreund, B. M. Jakosky, E. D. Miner, and F. D. Palluconi 1977. Thermal and albedo mapping of Mars during the Viking Primary mission. *J. Geophys. Res.* **82**, 4249–4291.

Kieffer, H. H., and A. P. Zent 1992. Quasi-periodic climate changes on Mars. In *Mars*, Univ. of Ariz. Press, Tucson, 1180–1218.

Kieffer, H. H., T. N. Titus, K. F. Mullins, and P. R. Christensen 2000. Mars south polar spring and summer behaviour observed by TES: Seasonal cap evolution controlled by frost grain size. *J. Geophys. Res.* **105**, 9653–9699.

久保亮五 1961. 大学演習 熱学・統計力学. 裳華房.

小杉田圭之 2002. 火星大気の散乱温室効果： δ – エディントン近似および二方向近似による検討. 北海道大学修士論文.

Leighton, R. B. and B. C. Murray 1966. Behavior of carbon dioxide and other volatiles on Mars. *Science* **153**, 136–144.

Luhman J. G., R. E. Johnson, and M. H. G. Zhang 1992. Evolutionary impact of sputtering of the Martian atmosphere by O⁺ pickup ions. *Geophys. Res. Lett.* **19**, 2151–2154.

Mckay, C. P., O. B. Toon, and J. F. Kasting 1991. Making Mars habitable, *Nature* **352**, 489–496.

Mischna, M. A., J. F. Kasting, A. Pavlov, and R. Freedman 2000. Influence of carbon dioxide clouds on early Martian climate. *Icarus* **145**, 546.

Nakajima, S., Y. Hayashi, Y. Abe 1992. A study on the “Runaway Greenhouse Effect” with a one-dimensional radiative-convective Equilibrium model. *J. Atmos. Sci.* **49**, 2256–2266.

- Nakamura, T., and E. Tajika 2001. Stability and evolution of the climate system on Mars. *Earth Planets Space* **53**, 851–859.
- Nakamura, T., and E. Tajika 2002a. Stability of the Martian climate system under the seasonal change condition of solar radiation. *J. Geophys. Res.*, in press.
- Nakamura, T., and E. Tajika 2002b. The climate system of Mars: Effect of the obliquity change on the CO₂ atmosphere. Proceedings of the 35 th ISAS Lunar and Planetary Science Conference, 17–20.
- 小倉義光 1979. 気象力学通論, 東京大学出版会.
- Pierrehumbert, R. T. and C. Erlick 1998. On the scattering greenhouse effect of CO₂ ice clouds. *J. Atmos. Sci.* **55**, 1897–1903.
- Pollack J. B., J. F. Kasting, S. M. Richardson, and K. Poliakoff 1987. The case for a wet, warm climate on early Mars. *Icarus* **71**, 203–224.
- Sagan C, O. B. Toon, and P. J. Gierasch 1973. Climate change on Mars. *Science* **181**, 1045–1049.
- Smith, D. E, M. T. Zuber, S. C. Solomon, R. J. Phillips, J. W. Head, J. B. Garvin, W. B. Banerdt, D. O. Muhleman, G. H. Pettengill, G. A. Neumann, F. G. Lemoine, J. B. Abshire, O. Aharonson, C. D. Brown, S. A. Hauck, A. B. Ivanov, P. J. McGovern, H. J. Zwally, and T. C. Duxbury 1999. The global topography of Mars and implications for surface evolution. *Science* **284**, 1495–1503.
- 佐々木晶 1997. 火星の表層環境とその歴史. 日本惑星科学会誌 『遊星人』 Vol. 6, No. 10, 70–79.
- Stone, P. H., 1966. On non-geostrophic baroclinic stability. *J. Atmos. Sci.* **23**, 390–400.
- Stone, P. H., 1966. A simplified radiative-dynamical model for the static stability for rotating atmospheres. *J. Atmos. Sci.* **29**, 405–418.
- Stone, P. H., 1972, On non-geostrophic baroclinic stability: Part III. The Momentum and Heat Transports. *J. Atmos. Sci.* **29**, 419–426.
- Takahashi, Y. O., H. Fujiwara, H. Fukunishi, M. Odaka, Y.-Y. Hayashi, S. Watanabe 2003. Topographically induced north-south asymmetry of the meridional circulation in the Martian atmosphere. *J. Geophys. Res.*, in press.

- 田近英一 1997. 大気海洋系の進化. 岩波講座 地球惑星科学 13 地球進化論, 岩波書店, 303–366.
- 高山歌織 2002. 火星大気-極冠系 一次元エネルギーバランスモデルについて. 北海道大学修士論文.
- Thomas, P., S. W. Squyres, K. Herkenhoff, A. Howard, and B. Murray 1992. Polar deposits of Mars. In *Mars*, H. H. Kieffer, B. M. Jakosky, C. W. Snyder, M. S. Matthews, Eds., Univ. of Ariz. Press, Tucson, 767–795.
- Toon, O. B., W. Ward, J. A. Burns, and K. Bilski 1980. The astronomical theory of climate change on Mars. *Icarus* **44**, 552–607.
- Touma, J., and J. Wisdom, 1993: The chaotic obliquity of Mars. *Science* **259**, 1294–1297.
- Warren, S. G. 1986, Optical constants of carbon dioxide ice. *Appl. Opt.* **25**, 2650–2674.
- Wood, S. E. and D. A. Paige 1992. Modeling of the Martian seasonal cycle. 1. Fitting the Viking Lander pressure curves. *Icarus* **99**, 1–14.
- 横畠徳太, 倉本圭 2001. 火星気候変動と CO₂ 極冠, H₂O 氷床. 日本惑星科学会誌 遊星人 Vol 10, No 2, 64–74.
- Yokohata, T., M. Odaka, and K. Kuramoto 2002a. Role of H₂O and CO₂ ices in Martian climate changes. *Icarus* **159**, 439–448.
- Yokohata T., Y. Kosugita, M. Odaka, and K. Kuramoto 2002b. Radiative absorption by CO₂ ice clouds on early Mars: Implication to the stability and greenhouse effect of the clouds. *Proceedings of the 35 th ISAS Lunar and Planetary Science Conference*, 13–16.
- Zuber, M. T., D. E. Smith, S. C. Solomon, J. B. Abshire, R. A. Afzal, O. Aharonson, K. Fishbaugh, P. G. Ford, H. V. Frey, J. B. Garvin, J. W. Head, A. B. Iwanov, C. L. Johnson, D. O. Muhleman, G. A. Neumann, G. H. Pettengill, R. J. Phillips, X. Sun, H. J. Zwally, W. B. Banerdt, and T. C. Duxbury 1998. Observation of the north polar region of Mars from Mars Orbiter Laser Altimeter. *Science* **282**, 2053–2060.