

# 火星大気の鉛直対流

小高 正嗣<sup>1</sup>

## 1. なぜ鉛直対流か？

火星大気中に存在するダストは火星大気の温度と循環構造に大きな影響を及ぼすことが知られている。しかし大気大循環モデル (General Circulation Model; GCM) を用いた研究では、大気中にダストが存在しないと風による地表摩擦はダスト巻き上げに必要な臨界値を越えない、という矛盾的な結果が得られている [1]。これは火星大気のダストの巻き上げ問題として知られている。問題点は初めの一步ならぬ「初めの一歩」ができないことである。

この問題に対し GCM では表現できていない風のゆらぎがダストの巻き上げに寄与しているのではないかという指摘がある [1]。そのような風の成分の一つとして放射加熱と地表からの顕熱で駆動される鉛直対流にともなう風が考えられる。火星大気における鉛直対流の厚さがどの程度であるかについては鉛直 1 次元モデルを用いた研究によって理解が得られてきた [2]。しかし鉛直対流の流れ場を陽に取り扱った数値モデル研究はこれまでになく、風と地表摩擦の大きさはもとより対流の流れ場の様子自体全く明らかにされていないのである。

流れ場を陽に取り扱った火星大気の鉛直対流に関する研究がこれまで行われてこなかった理由としては、利用できる計算機の能力が不十分であったことが挙げられる。鉛直対流の直接計算を行うためには個々の対流セルにともなう流れを分解できるような高い時空間分解能と、対流場全体の自然な流れを表現できる

ような計算領域を確保する必要がある。そのような計算は 1990 年代のスーパーコンピュータによってようやく実現されるようになった。地球の鉛直対流である積雲対流の直接計算が盛んに行われるようになったのは比較的最近のことである。計算機資源の充実と積雲対流を対象として得られた鉛直対流計算に関する経験の蓄積により、観測データの乏しい火星大気の鉛直対流を数値計算の対象とすることが可能となったのである。

本稿ではダストのない理想的な条件下における火星大気の鉛直対流を直接数値計算した結果について報告する。まず観測と鉛直 1 次元モデルの計算結果から、火星大気における鉛直対流の存在領域を概観する。次に水平鉛直 2 次元モデルによる鉛直対流の数値計算結果を示し、それを踏まえてダストの巻き上げを含め火星の気候に対する鉛直対流の寄与について議論する。

## 2. 火星大気の鉛直構造

探査衛星以前の地上分光観測から火星大気の主成分が CO<sub>2</sub> であることと地表気圧が約 6 hPa であることは知られていた。この情報を基に 1 次元放射対流モデルを用いて火星大気の鉛直温度分布を最初に計算したのは Gierasch and Goody [2] である。彼らの鉛直 1 次元モデルでは対流は鉛直拡散の形で表現されている。その計算結果によれば、日中の対流は高度約 15 km にまで到達し、混合距離理論を仮定して拡散係数

<sup>1</sup> 東京大学大学院数理科学研究科  
(odakker@gfd-dennou.org)

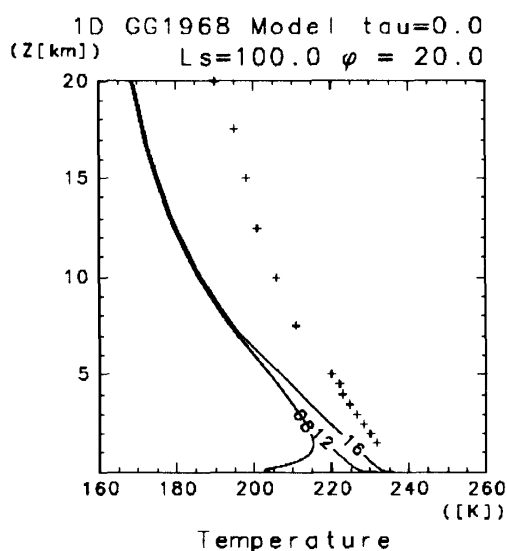


図1 鉛直1次元放射対流モデルにより計算される火星大気鉛直温度分布。図中の数字は時刻を表す。+はバイキング1号が降下時に観測した温度分布(北緯22°, Ls=96°, 時刻は16:13)。

から評価した鉛直風速は数 m/secとなる。

彼らはCO<sub>2</sub>の赤外放射を計算する際に、放射伝達方程式中の大気層間の放射交換項を無視する近似を行った。そのため大気上層の温度が低めに計算され、結果として対流の到達高度が過大評価されている[3]。2次元モデルの計算結果を説明する所で触れるが、対流の厚さの違いは対流の強度に大きく影響する。

確認のため実際に放射計算の近似をしない鉛直1次元モデルを用いて温度分布を計算した。鉛直拡散、地表面温度の計算方法は[2]とほぼ同じである。大気放射はCO<sub>2</sub>の赤外吸収(15 μm)と太陽放射の近赤外吸収(4.3, 2.7, 2.0 μm)を考慮し、放射フラックスはGoodyのバンドモデルを用いて計算する。バンドパラメータは[4]の巻末表の値、地表面の物性値は[5]の標準モデルの値である。日射量は北緯20°で夏(火星中心黄径でLs=100°)の条件を日変化させて与える。大気の計算領域を高度20 kmまでとり、鉛直格子間隔は100 mとする。初期条件は220 K等温大気である。規則的な気温の日変化が得られるまでに必要な計算モデル時間は30日、その場合のCPU時間はPC/AT互換パソコンで1時間程度である。

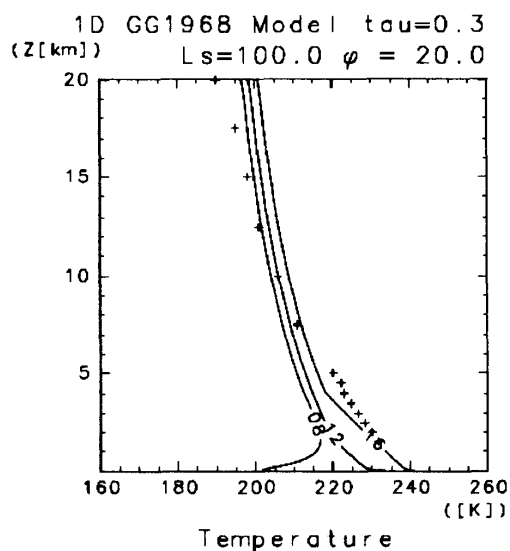


図2 ダストの放射を考慮した鉛直1次元放射対流モデルにより計算される火星大気鉛直温度構造。図中の数字は時刻を表す。ダストの可視光に対する光学的厚さは0.3。+はバイキング1号が降下時に観測した温度分布(北緯22°, Ls=96°, 時刻は16:13)。

計算結果を図1に示す。日中の高度7~8 kmより下層の鉛直温度勾配はCO<sub>2</sub>大気の乾燥断熱減率(~5 K/km)にほぼ等しい。この領域では対流による熱輸送が卓越する(本稿では以後この領域を対流層と呼ぶ)。図1から[2]の計算は対流層を厚めに計算していたことが確認される。計算された拡散係数から評価される鉛直風速は4 m/sec前後となる(図は省略)。高度約8 kmより上層は成層圏である。この領域の気温は日中の近赤外吸収加熱と夜間の赤外放射冷却のつりあいによって決まる。

図1にはバイキング1号によって観測された鉛直温度分布を同時に示してある[3,6]。観測結果と鉛直1次元モデルの計算結果はかなり異なっている。この違いの主な原因は火星大気中に存在するダストの放射吸収であると理解されている[3]。

図1を計算した鉛直1次元モデルにダストの放射吸収と散乱を考慮して温度分布を計算した結果が図2である。ここでダストの放射伝達はδ-Eddington近似で計算した。考慮するバンドと光学パラメータの値は大気大循環モデルで使用されているもの準じている[7]。ダストの可視光に対する光学的厚さ(τ)は観

測される平均的な大きさである 0.3 とした。ダスト混合比の鉛直分布はほぼ一定である。

図 2 に示した温度分布はバイキングの観測結果に近い。日中の対流の厚さは約 4 km となり、図 1 の場合に比べ浅くなる。計算結果と観測結果との間の微妙な違いの原因としては、大規模場の鉛直風の効果が無いこと [3]、ダスト放射のバンドの取り方が比較的簡単であることが挙げられる。

### 3. 鉛直対流の直接数値計算

図 1, 図 2 に示したように対流層の厚さについての情報は鉛直 1 次元モデルを用いた計算結果から得ることができる。しかし対流の循環パターン等の流れ場に関する情報を得ることはできない。拡散係数から評価された鉛直風速が流れ場にともなう風速を表しているかどうかは実はよくわからない。鉛直対流の運動の様子を知るためには、流れ場を陽に表現する数値モデル計算へと踏み出さなくてはならない。

そこで水平鉛直の 2 次元モデルを用いて火星大気鉛直対流の直接数値計算を行うことにする。火星大気の鉛直対流の流れ場に関する基本的な特徴を明らかにするため、まずはダストのない場合の対流計算に取り組む。数値モデルの枠組、計算設定は図 1 を計算した鉛直 1 次元モデルを 2 次元に拡張したようなものを考える。

観測結果との比較を目的とした数値計算を行うならばダストの存在は無視できない。図 2 に示したようにダストは大気の鉛直温度分布と対流層の厚さに大きな影響を与える。しかし鉛直温度分布に対するダストの影響の理解は図 1 と図 2 との比較によってなされるように、ダストを考慮した鉛直対流直接計算に挑むためにはまずダストのない場合の鉛直対流の様子を把握しておく必要がある。これは理解のために必要な手順である。

#### 3.1 対流数値モデルと計算設定

ここでは鉛直対流直接計算に用いた数値モデルの概要を示す。モデルの数理表現とそれの離散化方法、計算手順の詳細は [8,9] を参照されたい。実際に使用した数値計算コードは [10] に公開されている。

モデル大気の力学は 2 次元の非弾性方程式系 [11] で表す。惑星の自転効果は考慮しない。非弾性方程式系は基本場の密度成層を考慮したブシネスク方程式系である。音波を含まない方程式系なので数値計算の際に時間刻みを長くできるという利点がある。基本場の密度成層が考慮されているのでスケールハイト程度の厚さを持つ対流を記述することができる。図 1 から火星の鉛直対流の厚さは火星の有効放射温度から計算されるスケールハイト (~10km) と同程度であるので、その記述に非弾性方程式系を用いるのは妥当である。

数値モデルの空間格子間隔以下のスケールで生じる運動は乱流として扱い、何らかのパラメタ化を行うことで格子スケールの運動に反映させる。格子サイズ以下のスケールの乱流混合は、乱流運動エネルギーを計算してその値から拡散係数を診断する 2 次のクロージャー法で計算する [12]。地表からの熱と運動量のフラックスはモデル大気最下層の速度差と温度差から評価するバルク法で計算し、バルク係数はモデル大気最下層の大気安定度に依存させる [13]。

放射伝達と地表面温度の計算方法、日射量の与え方は図 1 を計算する際に使用した鉛直 1 次元モデルのそれと同じである。これにより 2 次元モデルの計算結果を鉛直 1 次元モデル計算結果の延長上に置いて考察することが容易となる。

モデル大気の計算領域は水平に 51.2 km、鉛直に 20 km とする。水平格子間隔は 100 m、鉛直格子点は高度 100 m 以上では 100 m 毎に置き、高度 100 m 以下には不等間隔に 5 点置く。最下層の水平風は高度約 1.5 m で計算される。100 m の格子間隔と地表付近の高い鉛直分解能は対流プリュームを表現するた

めに必要なものである。境界条件は水平に周期境界条件, 下部境界では鉛直風を 0, 上部境界は応力無し条件を置く。高度 10 km 以上の領域では波の増幅と上部境界からの反射による計算不安定の発生を防ぐため, 人工的な数値拡散を加えている。

初期条件は水平一様温度分布を持つ静止大気とし, その鉛直温度分布は鉛直 1 次元モデルによって計算した午前 6:00 の分布を用いる。数値計算は 3 日間行った。3 日目の水平平均温度分布を前日同時刻の温度分布と比べると, それらの間の温度差は最大で 0.1 K のオーダーである。これより規則的な日変化が計算できていると判断した。なおこの 2 次元モデルを 24 モデル時間計算する場合, スーパーコンピュータで約 8 時間の CPU 時間を必要とする。1 次元モデルを 2 次元に拡張したことにより, パソコンで計算可能な問題がスーパーコンピュータでもかなりの CPU 時間を要する問題となったことに注意してほしい。

### 3.2 計算結果

図 3 は対流がもっとも活発となる時間帯における対流場の様子である。風速と温位偏差の空間パターンから, 計算された鉛直対流はその最大スケールが鉛直方向に約 10 km, 水平方向に数 km となるようなキロメートルサイズの対流であることがわかる。対流セルはその縦横比が 2:1 の縦長セルである。対流層は鉛直 1 次元モデルの計算結果に比べ 1~2 km 厚くなる。これは成層圏への対流プルームの貫入が表現されるようになったためである。

上昇域と下降域の幅はほぼ同じである。鉛直風速は 20 m/sec を超え, 水平風は 10~20 m/sec 前後の値となる。摩擦があるにもかかわらずモデル最下層の高度 1.5 m においても 10 m/sec 以上の風が吹く。

上昇する対流プルームが持つ温位偏差は 2~3 K であり, 正の温位偏差領域は上昇域中心付近の狭い領域に限られている。下降域で温位偏差が正となる場所では, 成層圏まで上昇した正の温位偏差を持

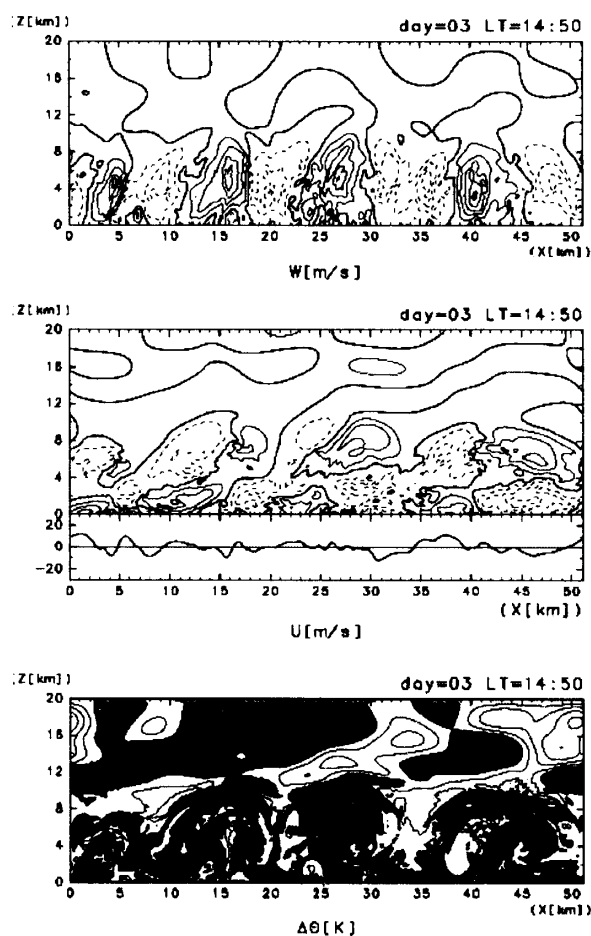


図3 計算開始後 3 日目の午後 (14:50) における対流場の様子。(上段)鉛直風(中段)水平風と高度 1.5 m における水平風(下段)温位の水平平均値からの偏差。等値線間隔は風速については 5 m/sec, 温位偏差については 1 K である。温位偏差が負の領域にトーンを施してある。

つプルームが下方から引続き上昇してくるプルームに押しやられ強制的に下降している。強制的に下降したプルームの断片は対流層内でさらに渦的な運動を示す。この結果, 対流層内の混合は非常に効率よく行われる。高度 10 km 以上の成層圏領域には, 規則的な正負の温位偏差パターンが存在する。これは対流プルームの貫入によって発生した重力波にともなうものである。

鉛直対流にともなう風の大きさは, 上昇する対流プルームの持つ浮力の自由加速によって説明することができる。重力加速度を  $g (= 3.72 \text{ m/sec}^2)$ , 対流プルームの持つ温位偏差を  $\Delta\theta (\sim 3 \text{ K})$ , 平均温位を

$\bar{\theta}$  ( $\sim 240$  K), 対流層の厚さを  $h$  ( $\sim 10$  km) とすると, 風速  $v$  は

$$v \sim \sqrt{\frac{g\Delta\theta h}{\bar{\theta}}} \sim 20 \text{ m/sec} \quad (1)$$

と見積られる。これより対流層の厚さをきちんと計算できないと対流の強度を正しく評価できないことがわかる。

### 3.3 何がわかったのか?

一言でまとめると「鉛直対流にともなう風はけっこう強い」ということである。図 3 に示したように鉛直風速は 20 m/sec を越える。この値は鉛直 1 次元モデルで計算される鉛直拡散係数から見積られる風速の数倍程度の大きさである。20 m/sec を越える風の存在は、鉛直対流を直接数値計算したことにより明らかとなったのである。

対流ブリュームの持つ温位偏差  $\Delta\theta$  は変わらないと仮定すると、ダストがある場合の鉛直対流にともなう風速を(1)式を応用することでだいたい評価できる。 $\tau=0.3$  の場合の対流層の厚さは、図 2 の結果に対流ブリュームの貫入効果を考慮して 5 km 前後になると考えられる。 $\Delta\theta \sim 3$  K とすると、風速の大きさはダストのない場合の約 7 割、15 m/sec 程度になる。実際には対流層の厚さの変化とダストによる大気加熱の存在により  $\Delta\theta$  は多少変化すると考えられる。したがってこの風速の見積もりはあくまで目安であり、正確な値を知るためにはダストのある場合の鉛直対流計算を行う必要がある。

## 4. 議論

強い風をともなう火星大気鉛直対流は火星の気候を維持する上で重要な役割を担っているかもしれない。この節では火星の気候に関する 2 つの問題を取り上げ、それらに対する鉛直対流の寄与を議論する。

1 つは本稿の冒頭で触れた地表からのダストの巻き上げの問題、もう 1 つは火星 CO<sub>2</sub> 大気的光化学安定性の問題である。

### 4.1 ダストの巻き上げ

ここでは図 3 に示した鉛直対流の風がダストの巻き上げにどの程度寄与するかを定量的に検討する。注目する物理量は対流にともなう水平風から計算される地表摩擦の大きさである。

モデル最下層(高度 1.5 m)の水平風から計算される地表摩擦の水平分布を図 4 の太実線に示す。地表摩擦は最大で 0.03 Pa に達している。この値は地表からダストを巻き上げるのに必要な地表摩擦の下限值である [14]。GCM によって計算されるダストのない場合の地表摩擦の値はダストを地表から巻き上げるのに必要な値の半分以下であることを考えると (0.015 Pa [15])、ダスト巻き上げに対する鉛直対流の寄与は非常に大きいといえる。

鉛直対流の風と大規模場の背景風とが共存する場合、地表からのダスト巻き上げは起こりやすくなると考えられる。GCM の計算結果を利用してその場合の地表摩擦の大きさを評価してみよう。ダストのない GCM の風と地表摩擦の計算結果 [15] に中立状態の対数速度分布を仮定すると、高度 1.5 m の風速は約 10 m/sec と見積られる。鉛直対流の風にそれと平行および直交する 10 m/sec の背景風を重ね合わせた場合の地表摩擦の分布を図 4 の細点線と細破線に示す。平行に重ねあわせた場合、地表摩擦の大きさはダストの巻き上げに必要な臨界値 (0.04 Pa) を頻繁に越える。背景風が存在する場合の対流ロールの軸は背景風の向きと平行になる傾向を持つことから [16]、鉛直対流の風と背景風は直交すると考える方がより現実的である。風を直交に重ねあわせた場合の地表摩擦は平行に重ねあわせた場合よりも小さくなる。しかしそれでもダストの巻き上げに必要な臨界値に達する場合がある。

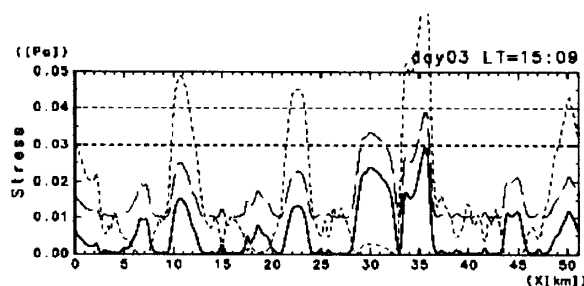


図4 計算開始後3日目の午後(15:09)における地表摩擦の水平分布。単位はPa。太実線が計算値、細点線/細破線は計算された鉛直対流の風に平行/直交する10 m/secの背景風を重ね合わせた場合。水平の破線はダスト巻き上げに必要な下限値(0.03 Pa)と臨界値(0.04 Pa)を示す。

以上の結果はGCMにおいて鉛直対流にともなう風の効果を考慮すれば、ダストのない条件においてもダストを地表面から巻き上げることが可能であることを示すものである。背景風は対流場に影響するため、簡単な風の重ね合わせが実際に通用するかどうかはよくわからない。本節における議論の結果をより確かなものにするためには、背景風が存在する場合の対流を調べる必要がある。

#### 4.2 CO<sub>2</sub>大気の光化学安定性

火星大気の主成分であるCO<sub>2</sub>は紫外線によってCOとOに光解離する。しかし単純な光化学平衡からCOとOの濃度を見積ると、その値は観測値に比べ2桁程度大きくなってしまふ。COとOから直接CO<sub>2</sub>を生成する反応は非常に遅いので、CO<sub>2</sub>生成を促進する別の過程を考える必要がある。これが火星CO<sub>2</sub>大気の光化学安定性の問題である。現在ではH<sub>2</sub>Oの光解離で生じたラジカル(O, HO<sub>x</sub>)が存在するとCOとOからCO<sub>2</sub>を生成する反応が促進され、その結果COとOの濃度は観測値程度になると考えられている[17]。

火星大気の水温度分布を考慮すると、H<sub>2</sub>O濃度は高度とともに指数的に減少する。そのためH<sub>2</sub>O起源のラジカルとCO、Oとの反応を維持するためには、大気の鉛直混合によりH<sub>2</sub>O起源のラジカルを上層へ、

COとOを下層へと輸送しなければならない。鉛直1次元光化学反応モデルを用いた研究によれば、観測されるCOとO濃度を再現するためには地球の成層圏・中間圏領域にくらべ2~3桁大きい渦拡散係数が必要である[18]。地球大気と火星大気との渦拡散係数の違いはどのように理解すればよいだろうか。

渦拡散の実体は大気下層から鉛直伝播した波の碎波である。そのような波の一つとして鉛直対流により励起される重力波(図3)がある。そのような重力波の強度は鉛直対流によって生成される運動エネルギーに比例すると考えられる。地球の鉛直対流により生成される水平平均した運動エネルギー生成率は0に近い値となることが知られている[19]。これに対し火星の鉛直対流による運動エネルギー生成率を本稿で示した2次元数値計算結果から見積ると約2 W/mとなる。この値は数値計算された対流層内の運動エネルギー散逸率に比べ1桁大きい(詳細は[8,9]を参照)。したがって火星大気では鉛直対流により生成されるエネルギーが地球大気のそれに比べ大きく、そのほとんどが成層圏重力波の生成に消費されることになる。渦拡散係数の違いは鉛直対流により励起される重力波の強度の違いを反映したものと考えられる。

鉛直対流によって励起される成層圏重力波の鉛直伝播と碎波は、第2節で示した2次元モデルの計算領域を鉛直に拡大することで計算可能となる。その結果から渦拡散係数の大きさを直接的に見積ることが期待される。地球大気を想定した同様の数値計算結果(例えば[20])と比較することにより、地球大気と火星大気との渦拡散係数の違いを直接示すことができるかもしれない。

## 5. 積み残した問題

本稿では鉛直対流の流れ場に対するダストの影響については触れなかった。予備的な計算結果については[8,9]に示したので参照されたい。計算結果の

解析は現在も継続中であるため、詳細については稿を新ためて報告したい。

地球大気鉛直対流との比較考察は正直なところまだ不十分である。対流の流れ場のパターン、風の強さ、対流による運動エネルギー生成と散逸の類似点と相違点をより詳細に明らかにしていくことが課題である。そのためには第2節で示した2次元モデルと同様の枠組を持つ地球大気対流モデルを用意し、計算結果を相互に比較することが必要である。

鉛直対流の流れ場に対する惑星の自転効果の影響は地球流体力学的に興味のある問題である。惑星の自転の影響が現れるような流れ場の空間スケール(ロスビーの変形半径)は、火星大気では1000 km程度と見積られる。水平鉛直に100 mの分解能と1000 kmスケールの水平計算領域を同時に確保した計算を行うためには、数値計算コードを並列化しなくてはならない。これは技術的に可能ではあるが、容易ではない。

第4.2節で議論したダストの巻き上げとCO<sub>2</sub>大気的光化学安定性の問題にきちんと取り組むためには、GCMを併用することが不可欠である。大規模場の温度場と風の場、物質の分布、波の鉛直伝播の様相を大まかに把握しておく必要があるからである。このとき用いるGCMはその計算結果を1次元、2次元モデルの計算結果の自然な類推によって理解できるような構造を持つことが望ましい。現在のところそのような都合のよいGCMは(当然ではあるが)存在しないので、その開発に取り組まなければならない。

## 謝辞

北海道大学理学部の倉本圭助教授からは火星CO<sub>2</sub>大気的光化学安定性の問題に関し様々なご教示を頂いた。匿名査読者からの建設的な助言は非常に有用であった。2次元モデルの数値計算は京都大学大型計算機センターおよび文部省宇宙科学研究所宇宙科

学企画情報解析センターの富士通VPP800を用いて行った。作図には地球流体電脳ライブラリ(<http://www.gfd-dennou.org/arch/dcl>)を使用した。

## 参考文献

- [1] Wilson, R. J., and Hamilton, K., 1996: *J. Atmos. Sci.*, **53**, 1290-1326.
- [2] Gierasch, P., and Goody, R. M., 1968: *Planet. Space Sci.*, **16**, 615-646.
- [3] Pollack, J. B., Colburn, D. S., Flasar, F. M., Kahn, R., Carlston, C. E., and Pidek, D., 1979: *J. Geophys. Res.*, **84**, 2929-2945.
- [4] Houghton, J. T., 1986: *The Physics of Atmospheres*, 2<sup>nd</sup> ed., Cambridge Univ. Press, 271pp.
- [5] Kieffer, H. H., Martin, T. Z., Peterfreund, A. R., Jakosky, B. M., Miner, E. D., and Palluconi, F. D., 1977: *J. Geophys. Res.*, **82**, 4249-4291.
- [6] Seiff, A., and Kirk, D. B., 1977: *J. Geophys. Res.*, **82**, 4364-4378.
- [7] Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., Hourdin, C., Talagrand, O., Collins, M., Lewis, S. R., Read, P. L., and Huot, J. P., 1999: *J. Geophys. Res.*, **104**, 24155-24175.
- [8] 小高正嗣, 2001: 2次元非弾性系を用いた火星大気対流に関する数値的研究, 学位論文, 東京大学院数理科学研究科.
- [9] 小高正嗣, 中島健介, 石渡正樹, 林祥介, 2001: ながれマルチメディア, URL: <http://www.nagare.or.jp/mm/2001/>, 投稿中.
- [10] 中島健介, 小高正嗣, 2000: 2次元非弾性対流モデルdeepconv, URL: <http://www.gfd-dennou.org/arch/deepconv/>
- [11] Ogura, Y., and Phillips, N. A., 1962: *J. At-*

- mos. Sci., **19**, 173-179.
- [12] Klemp, J. B., and Wilhelmson, R. B., 1978: *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1070-1096.
- [13] Louis J., 1979: *Bound.-Layer Meteor.*, **17**, 187-202.
- [14] Greeley, R., and Iversen, J. D., 1985: *Wind as a Geological Process on Earth, Mars, Venus, and Titan*. Cambridge Univ. Press., 333pp.
- [15] Joshi, M. M., Haberle, R. M., Barnes, J. R., Murphy, J. R., and Schaeffer, J., 1997: *J. Geophys. Res.*, **102**, 6511-6523.
- [16] Asai, T., 1970: *J. Meteor. Soc. Japan*, **48**, 18-29.
- [17] McElroy, M. B., and Donahue, T. M., 1972: *Science*, **177**, 986-988.
- [18] Nair, H., Allen, M., Anbar, A. D., Yung, Y. L., and Clancy, R. T. 1994: *Icarus*, **111**, 124-150.
- [19] Satoh, M., and Hayashi, Y.-Y., 1992: *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1202-1220.
- [20] Goya, K., and Miyahara, S., 1999: *Earth Planets Space*, **51**, 485-498.