

修 士 学 位 論 文

大気大循環モデルによる 火星大気での水循環の数値計算

2014年3月14日

専攻名 地球惑星科学専攻
学籍番号 121s414s
氏名 関友也

神戸大学 大学院理学研究科 博士課程前期課程

要旨

探査機によるこれまでの観測により火星大気における水蒸気と水氷雲の分布が明らかになってきた。観測された水蒸気と水氷雲の分布は大気大循環の特徴を反映しており、モデルによる検証対象のひとつとなっている。本研究では様々な惑星における大気循環を再現することを目的に地球流体電脳倶楽部が開発されている惑星大気大循環, *dcpam*, を用いて火星大気中の水循環の再現実験を行った。まず一次元モデルを用いた計算を行い、物理過程が水氷雲の生成に与える影響について調べた。その結果、水氷の昇華が水氷雲の分布を決定する上で本質的に重要な役割を果たしていることが分かった。また、水氷雲の定量的な議論のためには適切な粒子半径を与える必要があることが分かった。次に三次元モデルを用いた実験を行った。三次元計算によって得られた結果は、これまでに探査機によって観測された火星大気の水循環の大まかな特徴を表現していた。北半球夏の季節には北極冠から昇華した水蒸気が中低緯度まで輸送されており、低緯度にかけて厚い雲が生成されていた。ただし、経度平均した水蒸気の可降水量の季節変化を見ると、北半球夏の季節の可降水量が、観測と比較して小さい値となっていた。この原因について考察するため、地表面水氷のアルベドの値を低くした実験を行った。この実験では、北半球夏の季節の北半球高緯度の可降水量は観測よりも多くなっていたが、北半球中低緯度の可降水量は観測と比較して小さい値となっていた。このような結果となった原因としては、本モデルでは中高緯度の大气波動による水蒸気輸送を正しく見積もることができていない可能性が考えられるが、検証のためには今後さらなる解析が必要である。

目次

| | | |
|-----|--|----|
| 第1章 | はじめに | 3 |
| 1.1 | 火星の特徴 | 3 |
| 1.2 | 火星の水循環について過去に行われた観測 | 4 |
| 1.3 | 火星の水循環について過去に行われた研究 | 6 |
| 1.4 | 本研究の目的 | 7 |
| 第2章 | モデルの概要 | 8 |
| 2.1 | 座標系, 離散化 | 8 |
| 2.2 | 力学過程 | 8 |
| 2.3 | 物理過程 | 11 |
| 第3章 | 一次元モデルを用いた水の凝結過程についての実験 | 13 |
| 3.1 | 実験設定 [標準実験] | 13 |
| 3.2 | 結果と考察 [標準実験] | 15 |
| 3.3 | 実験設定 [感度実験] | 18 |
| 3.4 | 結果と考察 [感度実験 1: 水氷の昇華を考慮しない実験] | 19 |
| 3.5 | 結果と考察 [感度実験 2: 水氷の粒子半径を $6 \mu\text{m}$ に変更した実験] | 22 |

| | | |
|-------|------------------------|----|
| 第4章 | 三次元モデルを用いた火星大気水循環の数値実験 | 25 |
| 4.1 | 実験設定 | 25 |
| 4.1.1 | 初期条件 | 25 |
| 4.1.2 | 系の設定 | 25 |
| 4.1.3 | 数値計算設定 | 25 |
| 4.2 | 実験結果と考察 | 26 |
| 4.2.1 | 実験1 [標準実験] | 26 |
| 4.2.2 | 実験2 [アルベド変更実験] | 33 |
| 4.2.3 | 考察 | 39 |
| 第5章 | まとめ | 41 |
| | 謝辞 | 43 |
| | 参考文献 | 44 |

第1章 はじめに

1.1 火星の特徴

火星の大気の主成分は二酸化炭素であり、その他に少量の窒素やアルゴンを含む。火星の大気の量は地球と比べて非常に少なく、地表面気圧は地球の約0.6%である。火星の大気には全球に渡ってダストが分布しているのが大きな特徴である。多量に分布するダストは、火星大気の熱構造や風の影響を及ぼしている。火星には地球と異なり海は存在せず、地表面は全て固体となっている。火星にも地球と同じく水が存在することが知られており、その大部分は北極の残存極冠として存在している。その厚さは3 - 4 km である (Zuber et al., 1998)。その堆積は $1.2 - 1.7 \times 10^6 \text{ km}^3$ にもなり、北半球の夏の季節にもなくなることはない (Zuber et al., 1998)。一方で南極冠にはわずかな量しか存在しない。火星大気中に存在する水蒸気の可降水量は $O(10) \mu\text{m}$ 程度である。ここで可降水量とは単位面積あたりの大気の鉛直の柱を考えたときに、そこに含まれる水蒸気が全て降水した場合の降水量を表している。一方、地球大気中存在する水蒸気量は $O(1) \text{ cm}$ であり、地球と比較して火星大気中の水蒸気量は非常に少ないことが分かる。また、この量は北極冠に存在する残存極冠と比較しても非常に少ない。これは火星が地球に比べて低温であるため、極冠の氷のうち限られた量しか昇華しないためである。地球と火星の軌道要素について比較したのが表 1.1 である (理科年表 平成 25 年度版, 国立天文台編)。火星の自転周期や赤道傾斜角は地球とほぼ同じであるが、公転周期は地球の 1.88 倍である。また火星の公転軌道は地球と比較して離心率が大きい。これによって北半球の夏至の季節と冬至の季節で、太陽から受け取る放射エネルギーの差が大きく、北半球の夏至の季節に受け取る放射エネルギーは、冬至の季節の 70% 程度にまで減少する。この非対称性は、水蒸気の可降水量や水氷雲の光学的厚さの季節変化に影響を及ぼしていると考えられる。

表 1.1 地球と火星の軌道要素の比較

| | 地球 | 火星 |
|---------------------------|--------|--------|
| 自転周期 (日) | 0.9973 | 1.0260 |
| 赤道傾斜角 (°) | 23.44 | 25.19 |
| 地球を1としたときの公転周期 | 1 | 1.88 |
| 離心率 | 0.0167 | 0.0934 |
| 近日点距離 ($\times 10^8$ km) | 1.471 | 2.066 |
| 遠日点距離 ($\times 10^8$ km) | 1.521 | 2.492 |

1.2 火星の水循環について過去に行われた観測

本節では火星に存在する水について、過去の観測で明らかになっている事項をまとめ、火星における水の存在は、ウィルソン山天文台で観測された火星のスペクトル解析 (Spinrad et al., 1963) によって初めて明らかになり、それ以降様々な観測が行われている。アメリカ航空宇宙局 (NASA) の火星探査機バイキングによる観測では、火星の水分布の季節変化が明らかになった (Farmer et al., 1977 ; Jakosky and Farmer, 1982)。その後、近年に至るまで複数の火星探査機によって観測が行われている。図 1.2.1 と図 1.2.2 はアメリカ航空宇宙局 (NASA) の火星探査機 Mars Global Surveyor に搭載された TES (Thermal Emission Spectrometer) によって得られた火星大気中の可降水量と水氷の光学的厚さの緯度分布の季節変化 (Smith, 2003, 私信) である。横軸は L_s (火星中心黄経 : Solar Longitude) である。これは火星の軌道上の位置をあらゆる座標のひとつで、 $L_s = 0^\circ$ は火星の北半球の春分、 $L_s = 90^\circ$ は北半球の夏至、 $L_s = 180^\circ$ は北半球の秋分、 $L_s = 270^\circ$ は北半球の冬至である。縦軸は緯度を表している。図に示しているのは経度方向に平均した地方時 14 時の値である。可降水量はそれぞれの半球において、夏の季節の高緯度で多くなっている。これは、夏になると地表面の温度が高くなり、極域の地表面に存在する水氷が昇華して水蒸気となるためである。北半球夏の季節、 $L_s \sim 90^\circ$ をみると、北極域に水蒸気の可降水量のピークがあり、その値はおよそ $90 \mu\text{m}$ となっている。また、北半球低緯度まで水蒸気が分布している。これは、北極の地表面に存在する水氷が昇華して水蒸気となり、その水蒸気が低緯度へと輸送されているためで

ある。南半球夏の季節, $L_s \sim 270^\circ$, をみると, 南極域に水蒸気の可降水量のピークがあり, その値はおよそ $35 \mu\text{m}$ となっている。南半球夏の季節の南半球の可降水量は, 北半球夏の季節の北半球の可降水量と比べると小さい。これは, 北極域に存在する地表面水氷が南極域に存在する地表面水氷に比べて圧倒的に多いこと, 火星の南極と北極の地表面高度を比較すると南極の方が高度が高いために, 南北半球のそれぞれの夏における循環に違いがあるためであると考えられる。(Richardson and Wilson, 2002)

水氷雲の光学的厚さの季節変化を見てみると, $L_s \sim 45^\circ$ から $L_s \sim 145^\circ$ の間の季節に, 南緯 10° から北緯 30° にわたって広がる水氷雲が見られる。この水氷雲は「赤道雲ベルト (equatorial cloud belt)」(Clancy et al., 1996 ; Wolff et al., 1999) と呼ばれている。その成因については以下のように考えられている。北半球夏の季節には, 北極域で発生した水蒸気が緯度方向の濃度の勾配の存在や大気波動の活動によって, 北極から中低緯度に輸送される。輸送されてきた水蒸気は赤道をまたぐようなハドレー循環の上昇域に取り込まれることによって, 温度の低い高高度まで混合する。その結果水蒸気が飽和して水氷雲が発生していると考えられている。この赤道雲ベルトは南半球夏の季節には存在しない。これは, 火星の離心率が関係している。火星の公転軌道は楕円軌道となっている。そのため北半球夏の季節 ($L_s \sim 90^\circ$) と南半球夏の季節 ($L_s \sim 270^\circ$) では火星の受け取る太陽放射強度が異なり, 南半球夏の季節は北半球夏の季節のおよそ 1.4 倍の太陽放射を受け取る。そのため, 赤道付近では, 北半球夏から北半球冬の季節にかけて温度が上昇する。温度の上昇に伴い水氷雲は昇華し水蒸気へと戻るため, 赤道雲ベルトは季節の進行と共に消滅しているものと考えられる (Montmessin et al., 2004)。また, 高緯度の極冠の淵付近に水氷雲が発生している。これは, 極冠の大気温度が低いため, 昇華した水蒸気がすぐさま凝結して水氷雲になっているものと考えられる。

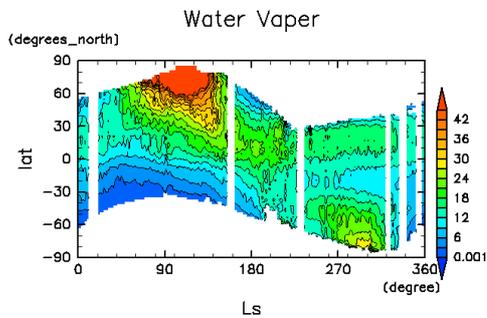


図 1.2.1: MGS-TES による観測から得られた、水蒸気の可降水量の季節変化。横軸は Ls (火星中心黄経 : Solar Longitude), 縦軸は緯度。地方時 14 時のデータを経度方向に平均したものをを用いている。単位は μm である。

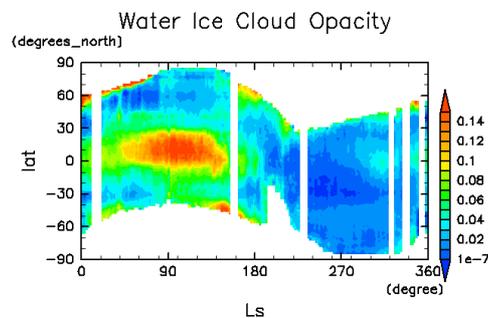


図 1.2.2: MGS-TES による観測から得られた、水氷雲の光学的厚さ季節変化。横軸は Ls (火星中心黄経 : Solar Longitude), 縦軸は緯度。地方時 14 時のデータを経度方向に平均したものをを用いている。

1.3 火星の水循環について過去に行われた研究

大気大循環モデルを用いて、観測された水循環を再現する様々な研究が現在までになされている。Jakosky (1983a, b) は水蒸気の子午面輸送を計算するモデルを開発し、バイキング探査機の MAWD (Mars Atmospheric Water Detector) で得られた観測結果の水分布を再現した。Houben et al. (1997) は三次元大気大循環モデルを用いて火星の水循環について考察した。その結果、表土の存在が火星の水循環に重要な役割を果たしているとは結論づけた。Richardson and Wilson (2002) では三次元大気大循環モデルを用いて、観測された火星の水循環を再現した。また、表土に含まれる水についても考慮した実験を行い、表土の存在が火星の水循環に与える影響は少ないという結果を得た。Richardson et al. (2002) では、Richardson and Wilson (2002) で用いたものと同じモデルを用いて、観測された火星大気の水氷雲を再現した。ただし、観測と整合的な結果を得るためには常に大きなサイズの粒子半径をもつ水氷雲を規定している。Montmessin et al. (2004) では、ダストを核とした凝結を考慮し、粒子半径を予測するスキームを取り入れたモデルを用いて、観測された火星の水循環を再現した。また、水氷雲の沈降速度が、火星水氷雲の分布に与える影響についても論じた。

1.4 本研究の目的

近年の探査機による観測によって火星大気の水蒸気と水氷雲の分布が明らかになってきた。観測された水蒸気と水氷雲の分布は大気大循環の特徴を反映している。また、水氷の存在が火星の大気中に多量の存在するダストの分布や光学的特性を変化させる可能性も示唆されている。これらの興味から、火星の水循環は近年のモデルによる検証対象のひとつとなっている。しかし我々が開発に参加している地球流体電脳倶楽部^{*1}惑星大気大循環モデル, dcpam, の火星設定では水の循環過程が考慮されていなかった。本モデルにおいても火星の水循環過程を考慮する必要があると考え、本研究では惑星大気大循環モデル dcpam の火星設定に新たに火星大気の水循環過程を実装し、実験を行った。実験結果については観測と比較し考察した。

本論文の構成を簡単に記しておく。第2章では、本研究で用いた数値モデルの概要を述べる。第3章では、全球規模の三次元計算を行うための予備実験として、鉛直一次元モデルを用いて、物理過程の設定が水氷雲の生成に与える影響について調べる。第4章では、三次元モデルを用いて、火星大気水循環の数値実験を行い、水蒸気量や水氷雲の季節変化について TES による観測との比較を行い考察する。第5章では、本研究で得られた結果をまとめる。

^{*1}URL : <http://www.gfd-dennou.org>

第2章 モデルの概要

本研究では、地球流体電脳倶楽部で開発している惑星大気大循環モデル dcpam5 を用いた。本モデルでは、設定を変更することで地球をはじめ火星や金星など様々な惑星の大気大循環を計算することが可能である。また、設定の変更により三次元計算だけでなく、一次元計算や二次元計算の実験も可能である。本実験では dcpam5 の火星設定に水循環過程を組み込んだモデルを用いて一次元計算と三次元計算の実験を行った。本章では dcpam5 の概要を述べる。詳細については dcpam5 のドキュメント^{*1}を参照されたい。

2.1 座標系, 離散化

座標系は、水平方向には緯度 ψ と経度 λ を、鉛直方向には $\sigma (= p/p_s)$ をとった三次元の球面座標系を用いる。ここで p は気圧、 p_s は地表面気圧である。空間方向の離散化には、水平方向には Bourke (1988) のスペクトル変換法を、鉛直方向には Arakawa and Suarez (1983) の鉛直差分法を用いる。時間方向の離散化には力学過程にはセミインプリシット法を用い、物理過程には後方差分法を用いている。物質移流の計算にはセミラグランジュ法 (Kashimura et al., 2013) を用いている。

2.2 力学過程

大気の運動を記述する方程式系には、静水圧平衡を仮定したプリミティブ方程式系を用いる。プリミティブ方程式系における運動方程式、熱力学の式、静水圧平衡の式、連続の式、水蒸気混合比の時間発展式、水氷雲混合比の時間発展式、鉛直方向の境界条件は以下のように書ける。

^{*1}URL: http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/dcpam5/dcpam5_latest/doc

運動方程式:

$$\frac{du}{dt} - fv - \frac{uv}{a} \tan \phi = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} - \frac{RT}{a \cos \phi} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + F_\lambda \quad (2.2.1)$$

$$\frac{dv}{dt} + fu + \frac{u^2}{a} \tan \phi = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} - \frac{RT}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \phi} + F_\phi \quad (2.2.2)$$

熱力学の式:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{RT}{C_p} \left\{ \frac{\partial \pi}{\partial t} + u_H \cdot \nabla_\sigma \pi + \frac{\dot{\sigma}}{\sigma} \right\} + \frac{Q^*}{C_p^a} \quad (2.2.3)$$

静水圧平衡の式:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT}{\sigma} \quad (2.2.4)$$

連続の式:

$$\frac{d\pi}{dt} + \nabla \cdot v_H + \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} = 0 \quad (2.2.5)$$

水蒸気混合比の時間発展式

$$\frac{dq_{\text{vap}}}{dt} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{g\sigma}{RT} \frac{\partial F_{\text{qvap}}}{\partial \sigma} + S - L \right) \quad (2.2.6)$$

水氷雲混合比の時間発展式

$$\frac{dq_{\text{ice}}}{dt} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{g\sigma}{RT} \frac{\partial F_{\text{ice}}}{\partial \sigma} + \frac{g\sigma}{RT} \frac{\partial F_{\text{gs}}}{\partial \sigma} - S + L \right) \quad (2.2.7)$$

鉛直方向の境界条件

$$\dot{\sigma} = 0, \text{ at } \sigma = 0, 1 \quad (2.2.8)$$

また, 第三章で行う実験で用いる一次元モデルの支配方程式は以下の通りである.

運動方程式 :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -w \frac{\partial u}{\partial z} + f(v - v_g) + F_x \quad (2.2.9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -w \frac{\partial v}{\partial z} - f(u - u_g) + F_y \quad (2.2.10)$$

熱力学の式 :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -w \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{Q}{C_p} \quad (2.2.11)$$

雲水の式 :

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -w \frac{\partial q}{\partial z} + Q_q \quad (2.2.12)$$

各変数の意味は表 2.1 に記している.

表 2.1 支配方程式系に含まれる変数の定義

| 変数 | 物理量 |
|---------------------------------------|----------------------|
| u, v | 水平速度 |
| w | 鉛直速度 |
| u_g, v_g | 地衡流速度 |
| t | 時間 |
| g | 重力加速度 |
| f | コリオリパラメータ |
| $\sigma = p/p_s$ | 惑星表面気圧と気圧の比 |
| p | 気圧 |
| p_s | 惑星表面気圧 |
| T | 温度 |
| θ | 温位 |
| Φ | ジオポテンシャル |
| R | 気体定数 |
| C_p | 定圧比熱 |
| $F_\lambda, F_\phi, F_x, F_y$ | 粘性力項 |
| Q^* | 外部からの加熱 |
| S | 雲水の生成率 |
| L | 雲水の消滅率 |
| F_q | 水蒸気フラックス |
| F_{ice} | 水氷雲フラックス |
| $\dot{\sigma} (= \frac{d\sigma}{dt})$ | σ 座標系における鉛直風速 |
| q_{vap} | 水蒸気の混合比 |
| q_{ice} | 水氷雲の混合比 |
| q | 水の混合比 |
| F_{qvap} | 乱流による水蒸気の鉛直混合フラックス |
| F_{ice} | 乱流による水氷雲の鉛直混合フラックス |
| $F_{gs} = \rho q_{ice} w_{gs}$ | 水氷雲の重力沈降フラックス |
| S | 水蒸気の生成率 |
| L | 水蒸気の消滅率 |

2.3 物理過程

力学過程の方程式系における加熱などの非断熱加熱項や粘性力項、水蒸気の生成率・消滅率などは様々な物理過程を考慮して計算される。放射過程として、Takahashi

et al. (2003, 2006) を用い, CO_2 とダストの射出・吸収・散乱を考慮する. 水の放射効果については考慮しない. 乱流混合の評価には Mellor and Yamana (1982) level 2.5 に基づく乱流拡散係数を用いている. 地表面フラックスの評価には Beljaars and Holtslag (1991) に基づくバルク法を用いる. 土壌水分の決定にはバケツモデル (Manabe et al., 1969) を用いる. 乾燥対流調節には Manabe et al. (1965) を用いる. 凝結過程の評価には, Manabe et al. (1965) による大規模凝結と飽和調節を用いる. 水蒸気の凝結で生成される水氷の粒子半径は $2 \mu\text{m}$ を仮定する. これは, 火星探査機 Mariner 9 による観測 (Curran et al., 1973) から得られた値で, 三次元大気大循環モデルを用いて火星の水循環を計算した先行研究 (Richardson et al., 2002) で用いられていた値である. 水氷の重力沈降は Conrath (1975) に従い, Stokes-Cunningham の関係から求める. このとき沈降速度は以下のように表される.

$$w_{gs} = -\frac{\rho_i g d^2}{18\eta} \left(1 + 2\frac{\lambda}{d} \right) \quad (2.3.13)$$

ここで, ρ_i は水氷の密度, d は水氷粒子の直径, η は分子粘性係数, λ は平均自由行程である. 飽和蒸気圧は以下の式を用いて求める.

$$e^*(T) = e^*(T = 273\text{K}) \exp \left\{ \frac{L}{R_v} \left(\frac{1}{273} - \frac{1}{T} \right) \right\} \quad (2.3.14)$$

ここで $e^*(T)$ は飽和蒸気圧 (Pa), $e^*(T = 273\text{K})$ は 611Pa, L は水の潜熱, R_v は凝結成分 (水) の気体定数.

第3章 一次元モデルを用いた水の凝結過程についての実験

3.1 実験設定 [標準実験]

境界条件は、大気上端では運動量・熱フラックスゼロとした。大気下端ではバルク法を用いて地表面からの運動量・熱フラックスを評価して与えた。計算期間は $L_s \sim 0^\circ$ から、 $L_s \sim 90^\circ$ までの197日間^{*1}である。解析には計算の最後の3日間を用いた。最下層には観測の結果から示唆される混合比 (1×10^{-4}) を与える^{*2}。この最下層の混合比は時間変化せず一定の値とする。北半球夏の季節に、水氷雲が発生する地点を想定し、実験には北緯 20° の放射条件を与えた。また、北緯 20° におけるハドレー循環による上昇流を表現するため、図 3.1.4 のような鉛直流を外部から与える。ここで、 0.01 m/s という値は、本研究の3次元モデルの計算結果から見積もった^{*3}。なお、以後この実験を「標準実験」と呼ぶことにする。

^{*1} $L_s \sim 0^\circ$ から、 $L_s \sim 90^\circ$ までが194日(4656時間)であり、そこに解析のための3日間(72時間)を加えて、4728時間とした。

^{*2}観測された水蒸気の可降水量の季節変化(図 1.2.1)から推測される、北半球夏の季節 $L_s \sim 90^\circ$ 、北緯 20° における水蒸気の可降水量は $20 \mu\text{m}$ である。この値から、大気中の水蒸気の混合比を求める。カラム内の水蒸気の密度を ρ_v 、全大気密度を ρ とするとカラム内の混合比は

$$\bar{q}_v = \int_0^\infty \rho_v dz / \int_0^\infty \rho dz \quad (3.1.1)$$

となる。いま、可降水量が $20 \mu\text{m}$ であるから、 $\int_0^\infty \rho_v dz = 2.0 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^2$ である。また静水圧の関係より、

$$\int_0^\infty \rho dz = \int_0^{p_s} \frac{1}{g} dp = \frac{p_s}{g} \quad (3.1.2)$$

となる。ここで p_s は地表面圧力である。 $p_s \simeq 600$ 、 $g \simeq 3.7$ とすると、

$$\bar{q}_v \simeq 1 \times 10^{-4} \quad (3.1.3)$$

となる。よって本実験では最下層に混合比 1×10^{-4} を与えた。

^{*3}三次元計算の結果から、与えるべき鉛直流の大きさを見積もる。モデルでは各格子点について、鉛直 P 速度 ω を計算している。鉛直一次元計算では、 z 座標系における鉛直速度 ω を用いて鉛直移

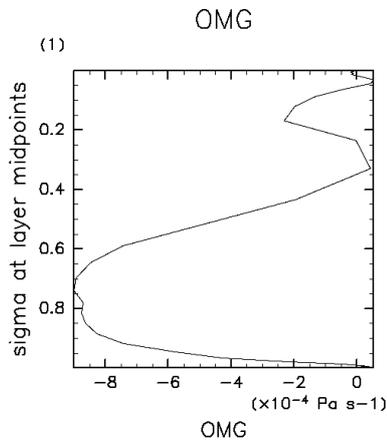


図 3.1.1: 三次元モデルから得られた, $L_s \sim 90^\circ$ 付近の季節における鉛直 P 速度 (ω) の高度分布. 北緯 20° のデータを経度方向に平均し, 時間については $L_s \sim 90^\circ$ 付近の 3 日間を平均している.

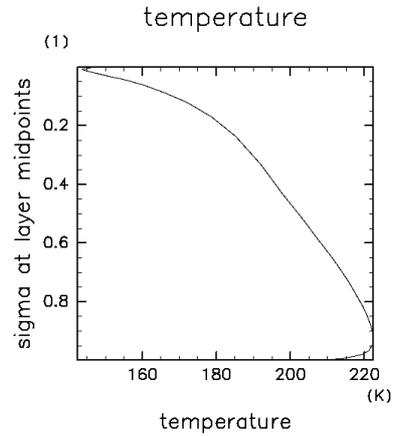


図 3.1.2: 三次元モデルから得られた, $L_s \sim 90^\circ$ 付近の季節における温度の高度分布. 北緯 20° のデータを経度方向に平均し, 時間については $L_s \sim 90^\circ$ 付近の 3 日間を平均している.

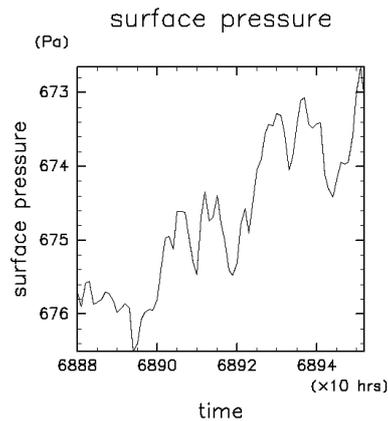
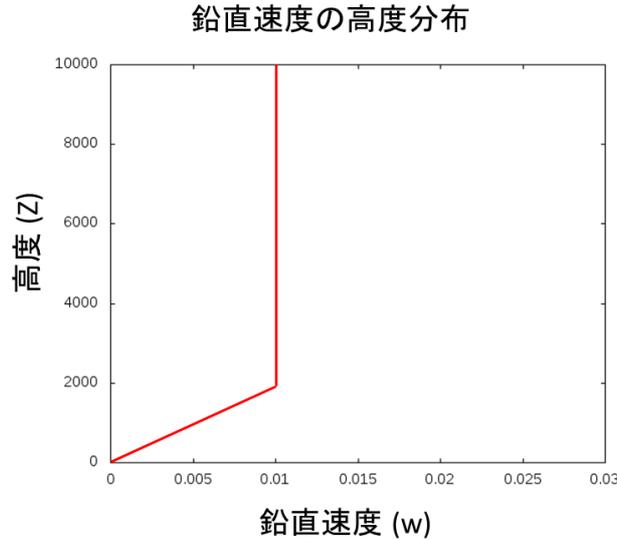


図 3.1.3: 三次元モデルから得られた, $L_s \sim 90^\circ$ 付近における地表面圧力の時間変化. 緯度 20° のデータを経度方向に平均し, 時間については $L_s \sim 90^\circ$ 付近の 3 日間を图示している.

図 3.1.4: 鉛直速度 w の高度分布

3.2 結果と考察 [標準実験]

図 3.2.5 から図 3.2.8 はそれぞれ $L_s \sim 90^\circ$ の季節のとある 3 日間における, 温度, 水蒸気の混合比, 水氷雲の混合比, 相対湿度の鉛直分布の時間変化である. 横軸は時間, 縦軸は σ 座標で書かれた高度である. 温度の鉛直分布 (図 3.2.5) を見ると, 日中に大気が加熱されて温度が上昇している. 特に $\sigma = 0.6$ 付近までの高度で日変化が大きい. これは日中の太陽放射によって地表面が加熱され対流運動が起こり, 大気が混合しているためである. 水蒸気の混合比 (図 3.2.6) を見ると, $\sigma = 0.4$ までの高さでは 1.3×10^{-4} でほぼ一様に分布している. これは乱流混合過程によって, 最下層の水蒸気が混合しているためである. $\sigma = 0.4$ よりも高高度では, 水蒸気の混合比は減少している. 相対湿度 (図 3.2.8) を見ると $\sigma = 0.4$ 付近では, 相対湿度が 1 になっている. 水氷雲の混合比 (図 3.2.7) を見ると, $\sigma = 0.4$ よりも高高度では

流を評価するため, 以下の鉛直 P 速度 ω と鉛直速度 w の関係式

$$w \sim -\frac{\omega}{\rho g} \sim \frac{RT}{pg}\omega \quad (3.1.4)$$

から, 鉛直速度 w を見積もる. ここで R は乾燥大気の気体定数で $287 \text{ (J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}\text{)}$ とする. 図 3.1.1 から図 3.1.2 は 4 章に示す三次元計算から得られた鉛直 P 速度と温度の鉛直分布である. 北緯 20° のデータを経度方向に平均し, 時間については $L_s \sim 90^\circ$ 付近の 3 日間を平均している. 図 3.1.3 は 3 次元計算の結果で, 地表面圧力の $L_s \sim 90^\circ$ 付近の 3 日間の時間変化である. こちらも北緯 20° のデータを経度方向に平均している. これらの結果から, 雲が発生する高さ $\sigma = 0.4$ 付近の高度の値を用いて $\omega \simeq 2.0 \times 10^{-4} \text{ (Pa s}^{-1}\text{)}$, $T \simeq 200 \text{ (K)}$, $P \simeq 300 \text{ (Pa)}$, $g \simeq 3.7 \text{ (m s}^{-2}\text{)}$ と見積もると, 鉛直速度は, $w \simeq 0.01 \text{ m/s}$ と見積もることができる.

値が大きくなっている。よって $\sigma = 0.4$ よりも高高度で水蒸気の混合比が減少しているのは、飽和した水蒸気が凝結し水氷雲になったためであると考えられる。水蒸気の混合比が減少し始める高度は日変化している。これはこの付近の高度の温度の日変化によって水蒸気が凝結する高度が変化しているためである。

図 3.2.9 は $L_s \sim 90^\circ$ の季節のとある 3 日間における、可降水量の時間変化である。TES による観測の結果 (図 1.2.1) から示唆される可降水量はおおよそ $20 \mu\text{m}$ である。最下層に TES による観測の結果から示唆される水蒸気量を与えたため、水蒸気の可降水量は観測の結果とおおよそ一致している。図 3.2.10 は $L_s \sim 90^\circ$ の季節のとある 3 日間における、水氷雲の光学的厚さの時間変化である。光学的厚さの計算には Montmessin et al. (2004) の式

$$\tau = \frac{3Q_{abs}M_c}{4\rho_i r_c} \quad (3.2.5)$$

を用いた。ここで、 τ は水氷雲の光学的厚さ、 Q_{abs} は水氷の吸収係数 (~ 1)、 M_c は鉛直積分した水氷の質量^{*4}、 r_c は水氷の粒子半径 ($2 \mu\text{m}$) である。水氷雲は光学的厚さ 4.0 から 4.8 の幅で時間変化している。TES による観測の結果 (図 1.2.2) では水氷雲の光学的厚さは約 0.2 であり、モデルの結果で得られた水氷雲の光学的厚さは観測の 20 倍以上となっている

一次元モデルによる水氷雲の量が観測と一致しない理由は以下の 2 つが考えられる。一つ目は与えた鉛直流の不確かさである。本実験で用いている鉛直流の大きさは、3次元計算で得られた鉛直速度を経度平均・時間平均した値から決定している。しかし、実際の火星では地形の影響により、経度によって鉛直速度は異なっていると考えられる。その結果、モデルで用いている鉛直速度は実際の火星大気における鉛直流と比較して大きな値を見積もってしまい、雲の発生する高さへと水蒸気が多量に輸送され、結果として水氷雲が多くなってしまっている可能性がある。二つ目は、1次元モデルでは発生した水氷雲が水平方向に移流されないことである。実際の火星大気では、発生した水氷は水平方向へと移流される。一次元モデルではこれが考慮されていないため、発生した氷が溜まってしまい、厚い雲になっている可能性がある。このように一次元モデルの限界によって、モデルは水氷雲の光学的厚さを過大評価しているが、モデルで用いられている乱流混合過程、凝結昇華過程が、物理的に理解できる水蒸気分布と水氷雲の分布を表現できることが確かめられた。

^{*4}なお、本実験では、最下層を常に一定値の水蒸気混合比としているため、下層の大気で水蒸気が過飽和となり厚い水氷雲が発生している。そのため、 M_c を求める際、下層の水氷雲は積分していない。

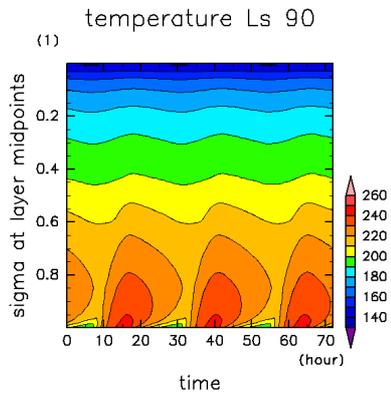


図 3.2.5: 1次元モデルから得られた、 $L_s \sim 90^\circ$ 付近における鉛直温度分布の時間変化

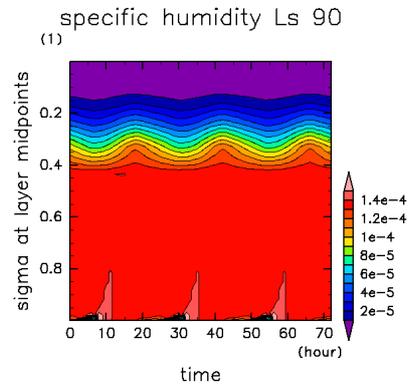


図 3.2.6: 1次元モデルから得られた、 $L_s \sim 90^\circ$ 付近における鉛直水蒸気混合比分布の時間変化

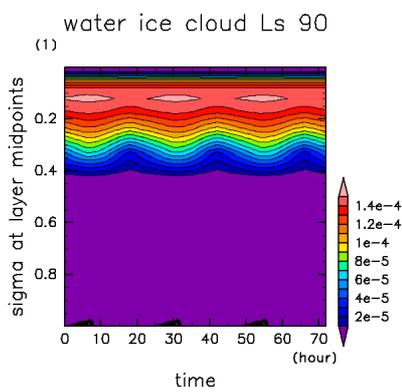


図 3.2.7: 1次元モデルから得られた、 $L_s \sim 90^\circ$ 付近における鉛直水氷混合比分布の時間変化

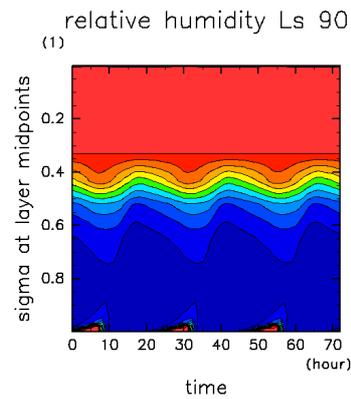


図 3.2.8: 1次元モデルから得られた、 $L_s \sim 90^\circ$ 付近における鉛直相対湿度分布の時間変化

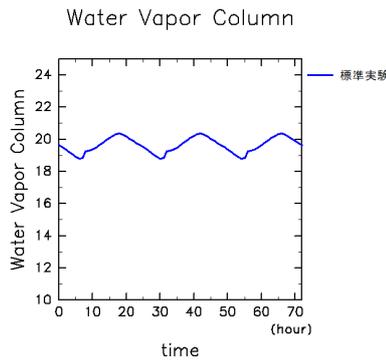


図 3.2.9: $L_s \sim 90^\circ$ 付近における水蒸気の可降水量の時間変化

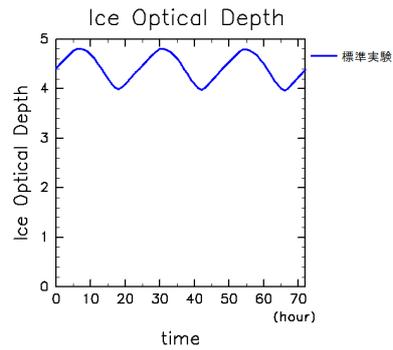


図 3.2.10: $L_s \sim 90^\circ$ 付近における水氷雲の光学的厚さの時間変化

3.3 実験設定 [感度実験]

モデルの物理過程が水氷雲の形成に与える影響について考察するため、物理過程の設定を変更したふたつの実験を行う。ひとつ目の実験（感度実験1）では大気中の水氷雲の昇華を考慮しない実験を行う。水氷雲の昇華を考慮しない場合には、一度発生した水氷雲は大気中の水蒸気量が飽和していなかったとしても再び昇華することはない。ふたつ目の実験（感度実験2）では雲の粒子半径を $6 \mu\text{m}$ に変更した実験を行う $2 \mu\text{m}$ は本研究の3次元計算で用いている、Richardson and Wilson (2002) で用いられていた値である。 $6 \mu\text{m}$ は水氷の落下量が多い場合のモデルの振る舞いを確認するために設定した値である。粒子半径を $6 \mu\text{m}$ としたときの沈降速度は、粒子半径を $2 \mu\text{m}$ としたときのおよそ3.6倍である。

3.4 結果と考察 [感度実験1：水氷の昇華を考慮しない実験]

図 3.4.11 から図 3.4.14 はそれぞれ $L_s \sim 90^\circ$ の季節のとある 3 日間における、温度、水蒸気の混合比、水氷雲の混合比、相対湿度の鉛直分布の時間変化である。これらはそれぞれ標準実験の図 3.2.5 から図 3.2.8 に対応する。横軸は時間、縦軸は σ 座標で書かれた高度である。温度の時間変化 (図 3.4.11) は標準実験とほぼ同じである。水蒸気の混合比 (図 3.4.12) について見てみると、標準実験と同じく乱流混合過程によって水蒸気が混合しているが、その量は最下層に固定した水蒸気の混合比 1.0×10^{-4} の 70% 程度の値となっている。また、 $\sigma = 0.3$ よりも高高度で、水蒸気量が減少しており、 $\sigma = 0.3$ 付近の相対湿度 (図 3.4.14) が 1 になっている。しかし水氷雲の分布をみると、地面から $\sigma = 0.2$ の高さまで多量の氷が分布しており、混合比は標準実験のおよそ 8 倍である。図 3.4.15 は水蒸気の可降水量の時間変化である。比較のために標準実験の結果も示している。水蒸気の可降水量は標準実験の 6 割程度になっている。これは図 3.4.12 から推測されるように標準実験と比べて分布している水蒸気の混合比が小さいためである。図 3.4.16 は水氷雲の光学的厚さの時間変化である。比較のために標準実験の結果も示している。水氷雲の光学的厚さは標準実験と比べて 40 倍程度になっており、また時間とともに増加している。図 3.4.17 は計算開始から計算終了までの水氷雲の光学的厚さの時間変化である。この図から水氷の量が時間に対してほぼ線形に増加していることが分かる。これは一度発生した水氷が重力沈降によって地表面に到達するまでの時間が、水氷が生成される時間よりもはるかに遅いため、結果として水氷が溜まり続けているためと考えられる。これらの結果から、昇華が水氷雲の分布を決定する上で本質的に重要な役割を果たしていることが分かる。

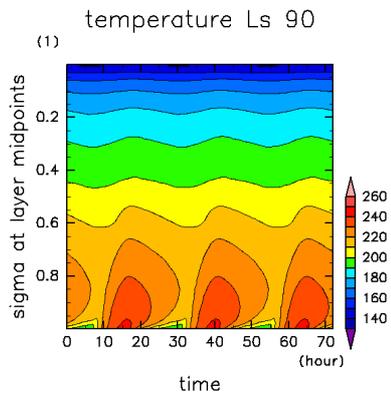


図 3.4.11: 1次元モデルを用いた感度実験1から得られた, $L_s \sim 90^\circ$ 付近における鉛直温度分布の時間変化, 標準実験の図 3.2.5 に対応する.

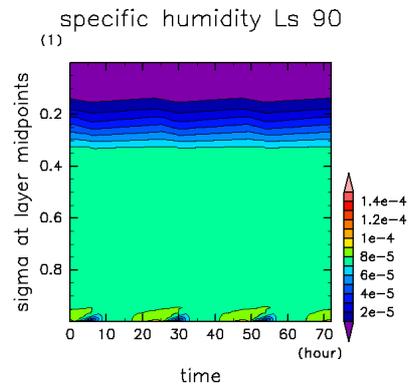


図 3.4.12: 1次元モデルを用いた感度実験1から得られた, $L_s \sim 90^\circ$ 付近における鉛直水蒸気混合比分布の時間変化, 標準実験の図 3.2.6 に対応する.

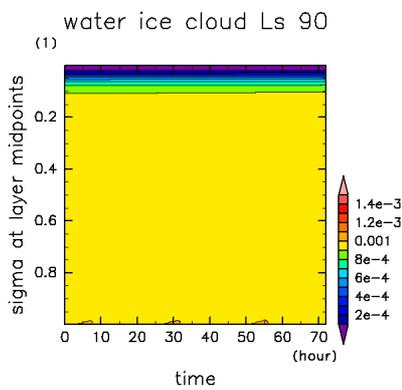


図 3.4.13: 1次元モデルを用いた感度実験1から得られた, $L_s \sim 90^\circ$ 付近における鉛直水氷混合比分布の時間変化, 標準実験の図 3.2.7 に対応する. カラーバーの値が標準実験の10倍になっていることに注意されたい.

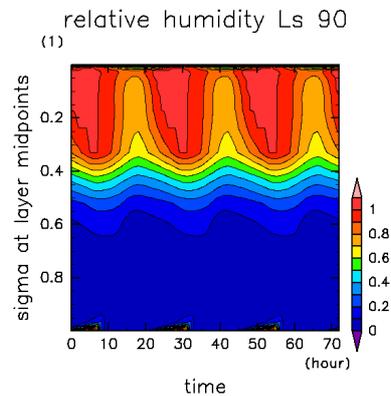


図 3.4.14: 1次元モデルを用いた感度実験1から得られた, $L_s \sim 90^\circ$ 付近における鉛直相対湿度分布の時間変化, 標準実験の図 3.2.8 に対応する.

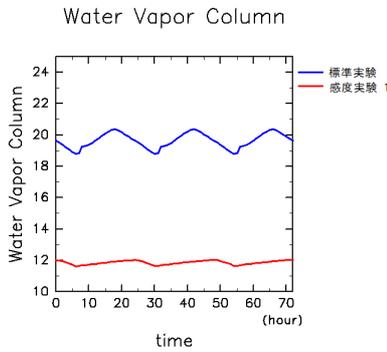


図 3.4.15: 一次元モデルを用いた感度実験 1 から得られた $L_s \sim 90^\circ$ 付近における水蒸気の可降水量の時間変化. 標準実験 (青), 感度実験 (赤). 標準実験の図 3.2.9 に対応する

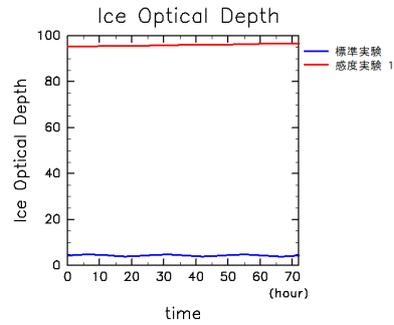


図 3.4.16: 一次元モデルを用いた感度実験 1 から得られた $L_s \sim 90^\circ$ 付近における水氷雲の光学的厚さの時間変化. 標準実験 (青), 感度実験 (赤). 標準実験の図 3.2.10 に対応する

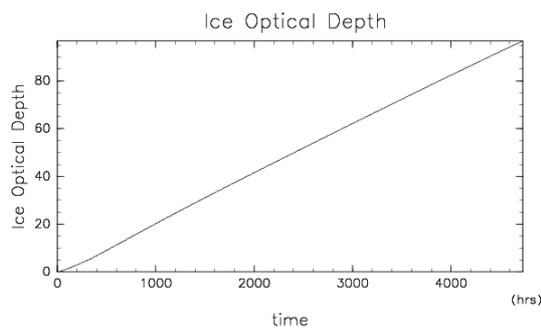


図 3.4.17: 一次元モデルを用いた感度実験 1 から得られた計算開始から計算終了までの水氷雲の光学的厚さの時間変化

3.5 結果と考察 [感度実験2：水氷の粒子半径を $6 \mu\text{m}$ に変更した実験]

図 3.5.18 から図 3.5.21 はそれぞれ $L_s \sim 90^\circ$ の季節のとある3日間における、温度、水蒸気の混合比、水氷雲の混合比、相対湿度の鉛直分布の時間変化である。これらはそれぞれ標準実験の図 3.2.5 から図 3.2.8 に対応する。温度の時間変化(図 3.5.18)は標準実験とほぼ同じである。水蒸気の混合比(図 3.5.19)について見てみると、水蒸気が減少し始める高度は標準実験とほぼ同じになっている。しかし水蒸気が混合している層の、水蒸気の混合比は標準実験よりもやや小さく、標準実験の90%程度となっている。水氷雲の混合比(図 3.5.20)を見ると、 $\sigma = 0.3$ 付近で水蒸気が凝結して水氷が発生しているのは標準実験と同じである。一方で雲層の上端付近での振る舞いが異なる。標準実験と比較して、水氷雲の上端の高さは低くなっており、また上端付近での水氷雲の混合比の勾配はゆるやかになっている。これは、粒子半径を大きくした結果、落下速度が速くなり標準実験と比べてより多くの水氷が落下しているためである。図 3.5.22 は水蒸気の可降水量の時間変化である。比較のために標準実験の結果も示している。水蒸気の可降水量は、標準実験と比べて大きくなっている。図 3.5.23 は水氷雲の光学的厚さの時間変化である。比較のために標準実験の結果も示している。水氷雲の光学的厚さは、標準実験と比べて小さくなっている。これは重力沈降によって下層へと移動する水氷の量が標準実験と比べて多いため、より多くの水氷が昇華しているためと考えられる。これらの結果から、粒子半径の値が変化することによって、水蒸気や水氷の量が変化していることが分かる。よって、3次元計算においても、水氷雲の定量的な議論のためには適切な粒子半径を与える必要があることが分かる。

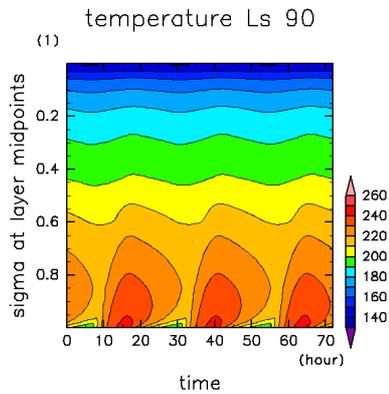


図 3.5.18: 1次元モデルを用いた感度実験2から得られた, $L_s \sim 90^\circ$ 付近における鉛直温度分布の時間変化, 標準実験の図 3.2.5 に対応する

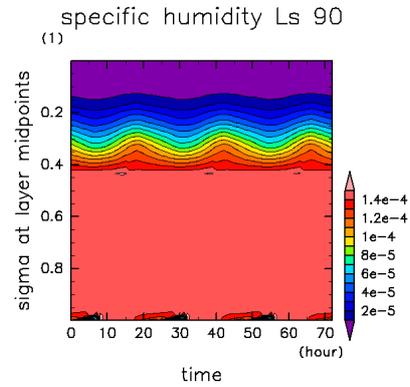


図 3.5.19: 1次元モデルを用いた感度実験2から得られた, $L_s \sim 90^\circ$ 付近における鉛直水蒸気混合比分布の時間変化, 標準実験の図 3.2.6 に対応する

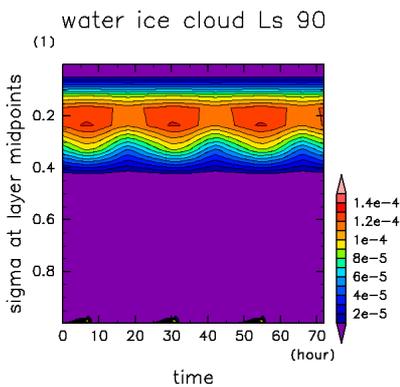


図 3.5.20: 1次元モデルを用いた感度実験2から得られた, $L_s \sim 90^\circ$ 付近における鉛直水氷混合比分布の時間変化, 標準実験の図 3.2.7 に対応する

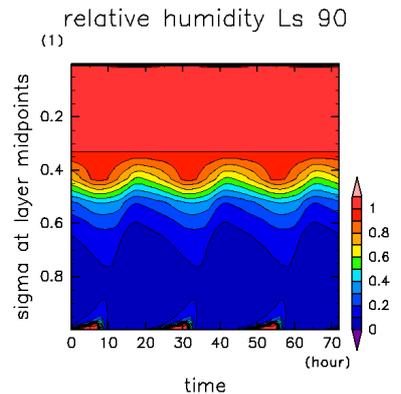


図 3.5.21: 1次元モデルを用いた感度実験2から得られた, $L_s \sim 90^\circ$ 付近における鉛直相対湿度分布の時間変化, 標準実験の図 3.2.8 に対応する

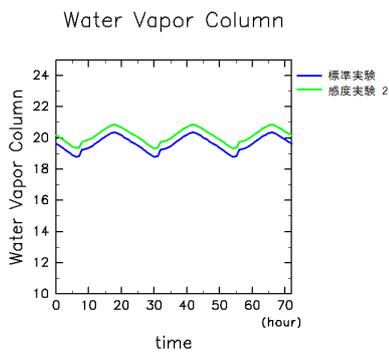


図 3.5.22: 1次元モデルを用いた感度実験2から得られた, $L_s \sim 90^\circ$ 付近における水蒸気の可降水量の時間変化, 標準実験の図 3.2.9 に対応する

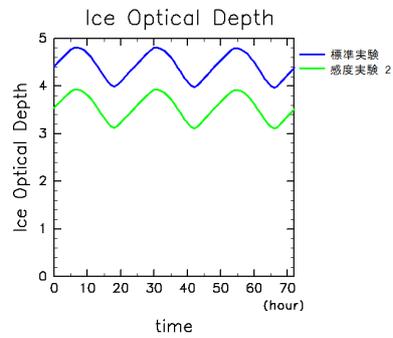


図 3.5.23: 1次元モデルを用いた感度実験2から得られた, $L_s \sim 90^\circ$ 付近における水氷雲の光学的厚さの時間変化, 標準実験の図 3.2.10 に対応する

第 4 章 三次元モデルを用いた火星大気水循環の数値実験

4.1 実験設定

4.1.1 初期条件

等温静止乾燥大気を与える。また、北緯 80° より北に十分な量の水氷を置く。これは火星の北極域に存在する地表面水氷を表現するためである。

4.1.2 系の設定

重力加速度などのパラメータは火星のパラメータを用いている。惑星の半径は $3396 \times 10^3 \text{m}$ 。自転角速度は $7.08821812717832 \times 10^{-5} \text{rad s}^{-1}$ 。重力加速度は 3.72ms^{-2} 。定圧比熱は $843.9 \text{JKg}^{-1}\text{K}^{-1}$ である。ダストの分布は MGS ダストシナリオ (Forget et al., 2001) に従う。MGS ダストシナリオとは、Mars Global Surveyor でのダストの観測結果をモデル内で再現するために導入された関数である。すなわちダストの時間的空間的分布は与えられている。地形は MOLA (The Mars Orbiter Altimeter) の観測結果を用いる。地表面アルベドおよび熱慣性の分布は TES の観測結果から得られたものを用いる。(Christensen et al., 2001), (Putzig et al., 2005)

4.1.3 数値計算設定

計算を行う解像度は T21L36 (三角形切断で切断波数 21, 鉛直層数 36) である。これは水平格子点間隔 5.625° に対応する。時間刻みは 370 秒とした。積分時間は

5年である。

4.2 実験結果と考察

4.2.1 実験1 [標準実験]

図4.2.1はモデル計算による5年目の結果で、火星大気中の可降水量を東西平均した緯度分布の季節変化である。観測と比較するために、地方時14時のデータを取り出している。モデルによる計算結果は、観測で得られた可降水量の季節変化(図1.2.1)の大まかな特徴を表現している。可降水量の最大値は北半球夏の季節 $L_s \sim 90^\circ$ に見られる。これは、季節変化による地表面温度の上昇と共に、北極域の地表面水氷が昇華しているためである。また、観測と同じく南半球の夏の季節、 $L_s \sim 270^\circ$ 、には南極付近に多量の水蒸気が存在している。これは、北半球夏の北極域と同じく、季節変化による地表面温度の上昇と共に、南極域の地表面水氷が昇華しているためである。本実験の設定では、初期値として南極に氷を置いていない。すなわち北極冠から昇華した水蒸気が、赤道を越えて南半球へと輸送され、南半球高緯度で地表面水氷になっていることを意味する。

図4.2.2から図4.2.5はそれぞれモデル計算による1年目から4年目の結果である。北半球夏の季節の可降水量は、2年目から5年目までは同じような季節変化をしており、年々変化もTESによる観測で示唆されるような年々変化の範囲に収まっている。1年目は初期値として大気中に水蒸気が無い状態から計算した結果なので他の年とは、特に $L_s \sim 0^\circ$ から $L_s \sim 90^\circ$ の季節で振る舞いが異なる。南半球夏の季節の可降水量は、こちらも年ごとに値は変化するものの、TESによる観測で示唆されるような年々変化の範囲に収まっている。したがって、計算は定常に達していると考えられる。モデルの結果で見られる北半球夏の季節の可降水量の最大値は $50 \mu\text{m}$ である。これはTESの観測に見られる北半球夏の季節の可降水量の最大値 $90 \mu\text{m}$ と比べて少ない。また北半球夏の季節の北半球低緯度(北緯 0° から 30°)の可降水量も少なく、TESによる観測から見られる値の $1/3$ から $1/4$ 程度となっている。このようにモデル計算の結果は定性的には観測で示唆されるような可降水量の季節変化を再現しているものの、定量的にみると可降水量は観測よりも少ないものとなっている。

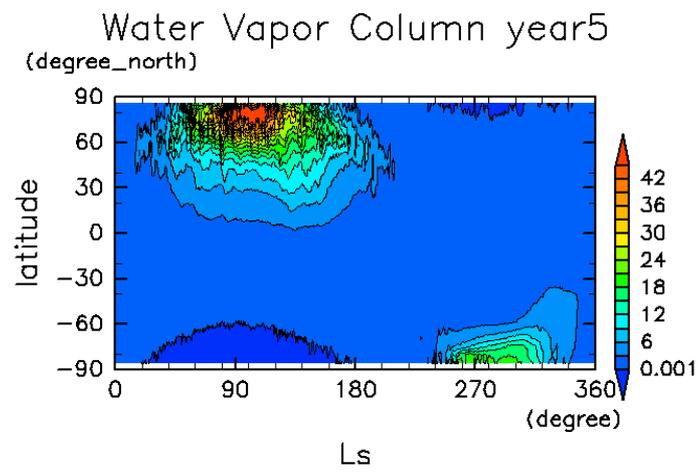


図 4.2.1: モデル計算 5 年目の, 経度平均した水蒸気量の可降水量の季節変化. 横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude) , 縦軸は緯度.

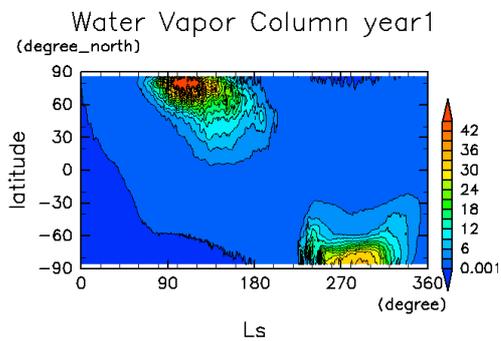


図 4.2.2: モデル計算 1 年目の, 経度平均した水蒸気量の可降水量の季節変化. 横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude), 縦軸は緯度.

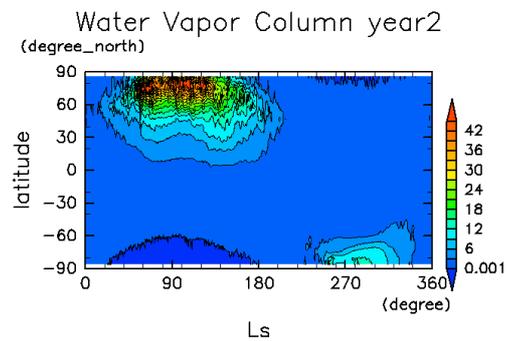


図 4.2.3: モデル計算 2 年目の, 経度平均した水蒸気量の可降水量の季節変化. 横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude), 縦軸は緯度.

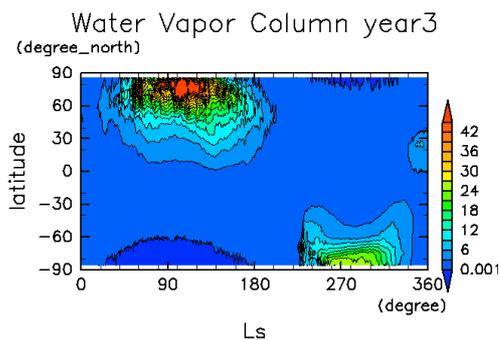


図 4.2.4: モデル計算 3 年目の, 経度平均した水蒸気量の可降水量の季節変化. 横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude), 縦軸は緯度.

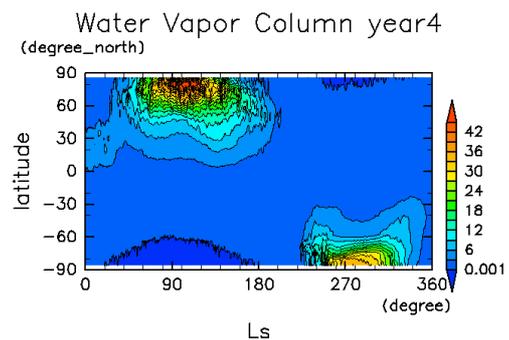


図 4.2.5: モデル計算 4 年目の, 経度平均した水蒸気量の可降水量の季節変化. 横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude), 縦軸は緯度.

図4.2.6はモデル計算による5年目の結果で、火星大気中の水氷雲の光学的厚さの季節変化である。モデルの結果は、TESによる観測結果(図1.2.2)と同様に、北半球夏の季節 $L_s \sim 90^\circ$ の赤道域で雲が確認できる。この雲は赤道雲ベルト (equatorial cloud belt, Clancy et al. (1996), Wolff et al. (1999)) と呼ばれている。図4.2.7から図4.2.10はそれぞれモデル計算による1年目から4年目の結果である。赤道雲ベルトが毎年発生している様子が見て取れる。赤道雲ベルトは $L_s \sim 90^\circ$ 付近の季節に最も厚い雲となり、その後は季節が進むにつれて消滅していく。これは、火星の離心率が関係している。火星の公転軌道は離心率0.0934の楕円軌道となっている。そのため北半球夏の季節 ($L_s \sim 90^\circ$) と南半球夏の季節 ($L_s \sim 270^\circ$) では火星の受け取る太陽放射強度が異なり、南半球夏の季節は北半球夏の季節のおよそ1.4倍の太陽放射を受け取る。そのため、赤道付近では、北半球夏から北半球冬の季節にかけて温度が上昇する。温度の上昇に伴い水氷雲は昇華し水蒸気へと戻るため、赤道雲ベルトは季節の進行と共に消滅しているものと考えられる (Montmessin et al., 2004)。

図4.2.11から図4.2.14は、それぞれモデルの計算による5年目の結果で、北半球夏の季節における水蒸気の混合比の子午面分布、水氷雲の混合比の子午面分布、温度の子午面分布、質量流線関数である。水蒸気の混合比の子午面分布を見ると、北極冠から昇華した水蒸気が赤道域まで輸送され広がっていることが分かる。水氷雲の混合比の子午面分布を見ると、極域の低い高度に厚い雲が見られる。これは、極域の温度が低緯度と比べて低いため、昇華して上昇した水蒸気がすぐさま凝結して雲になっているものである。さらに南緯 10° から北緯 30° にかけて高度100 Pa付近に水氷雲が形成されている。これは図4.2.7でも確認できた赤道雲ベルトである。質量流線関数を見ると、北緯 30° 付近で上昇し、南緯 30° 付近で下降するような構造をもつハドレー循環が存在している。北極冠から昇華した水蒸気は、図4.2.2に見られるように低緯度側へと輸送される。この低緯度側に輸送されてきた水蒸気は、北緯 30° 付近に到達すると、上昇流の存在によって鉛直上向きに持ち上げられる。持ち上げられた水蒸気は、より温度の低い領域へと到達することで凝結し水氷雲となる。水氷雲の光学的厚さは $L_s \sim 60^\circ$ から $L_s \sim 150^\circ$ までの期間で約0.02である。一方TESによる観測(図1.2.2)では $L_s \sim 60^\circ$ から $L_s \sim 150^\circ$ までの期間に光学的厚さは0.1を超える。

モデルによる計算結果は、水蒸気や水氷雲の分布の季節変化の大まかな特徴をとらえてはいるものの、北半球夏の季節の可降水量や赤道雲ベルトの光学的厚さは小さい。この原因について考察するため、北極域の温度を観測と比較する。図4.2.15は北半球夏の季節の北緯 80° の地面温度の季節変化である。比較のためにモデルの結果(青)と観測(赤)の二つを示している。この値は、地方時14時の値の東西平均値である。モデル計算で得られた北半球夏の季節の北緯 80° の温度は、TESによる観測によって得られた結果よりも、10 K から 20 K 低い。温度が低くなってしまっ

ている原因として、モデルでは地表面水氷のアルベドが正しく与えられておらず、実際の火星よりも高い値を設定してしまっている可能性が考えられる。標準実験では地表面水氷のアルベドとして、Montmessin et al. (2004) で用いられている値 0.4 を用いた。北極冠の地表面温度を上昇させるために、次節では地表面水氷のアルベドを 0.3 に変更した実験を行う。

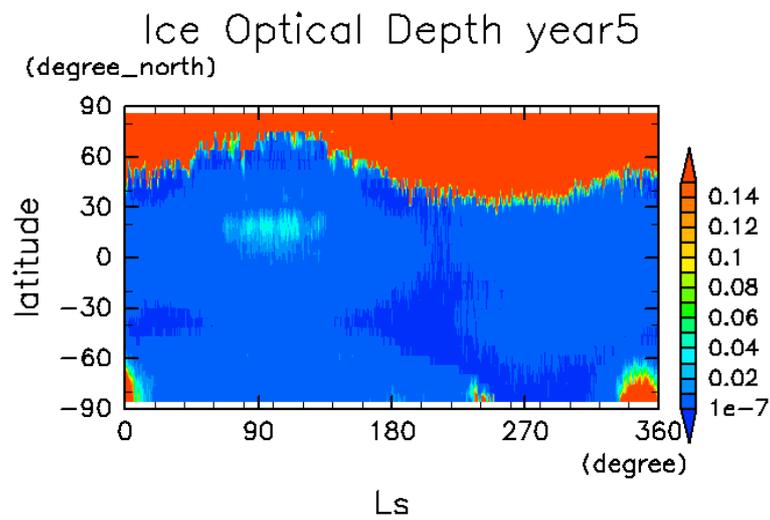


図 4.2.6: モデル計算 5 年目の、水氷雲の光学的厚さの季節変化。横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude) , 縦軸は緯度。

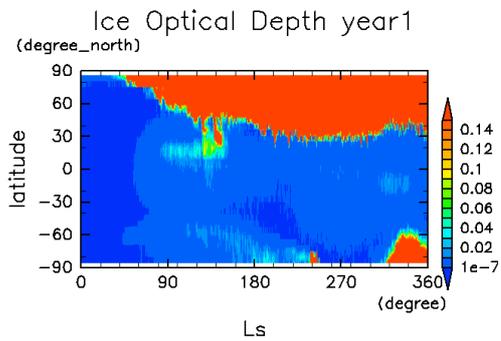


図 4.2.7: モデル計算 1 年目の, 経度平均した水氷雲の光学的厚さの季節変化. 横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude), 縦軸は緯度.

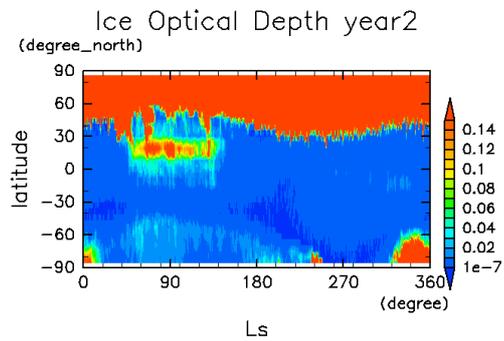


図 4.2.8: モデル計算 2 年目の, 経度平均した水氷雲の光学的厚さの季節変化. 横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude), 縦軸は緯度.

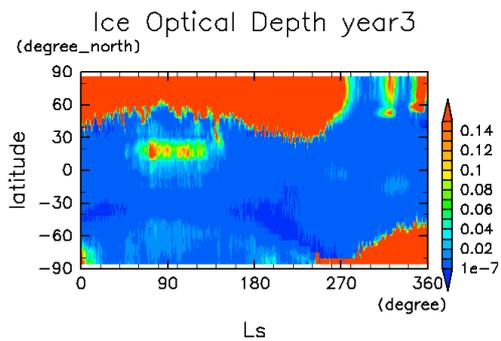


図 4.2.9: モデル計算 3 年目の, 経度平均した水氷雲の光学的厚さの季節変化. 横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude), 縦軸は緯度.

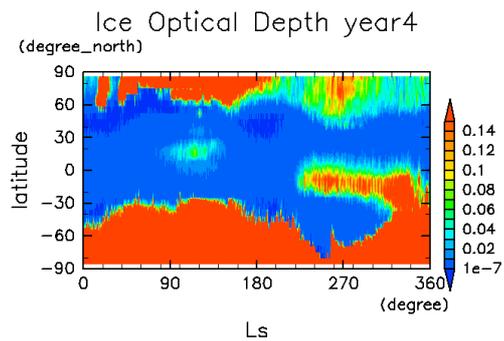


図 4.2.10: モデル計算 4 年目の, 経度平均した水氷雲の光学的厚さの季節変化. 横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude), 縦軸は緯度.

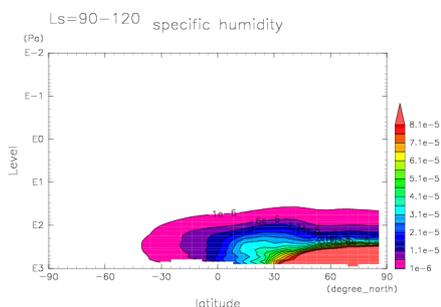


図 4.2.11: モデル計算 5 年目, 北半球夏の季節の水蒸気の混合比の子午面分布. 経度方向には平均をとり, 時間については $L_s \sim 90^\circ$ から $L_s \sim 120^\circ$ までを時間平均した.

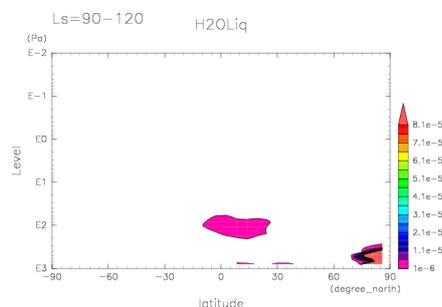


図 4.2.12: モデル計算 5 年目, 北半球夏の季節の水氷雲の混合比の子午面分布. 経度方向には平均をとり, 時間については $L_s \sim 90^\circ$ から $L_s \sim 120^\circ$ までを時間平均した.

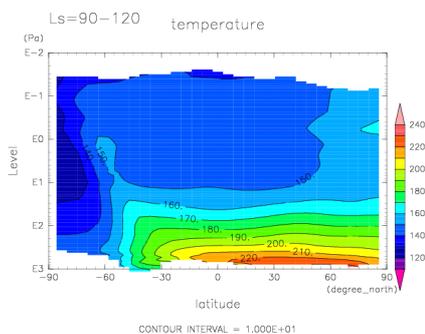


図 4.2.13: モデル計算 5 年目, 北半球夏の季節の温度の子午面分布. 経度方向には平均をとり, 時間については $L_s \sim 90^\circ$ から $L_s \sim 120^\circ$ までを時間平均した.

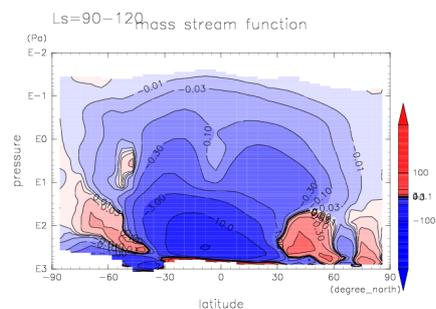


図 4.2.14: モデル計算 5 年目, 北半球夏の季節の質量流線関数. 経度方向には平均をとり, 時間については $L_s \sim 90^\circ$ から $L_s \sim 120^\circ$ までを時間平均した.

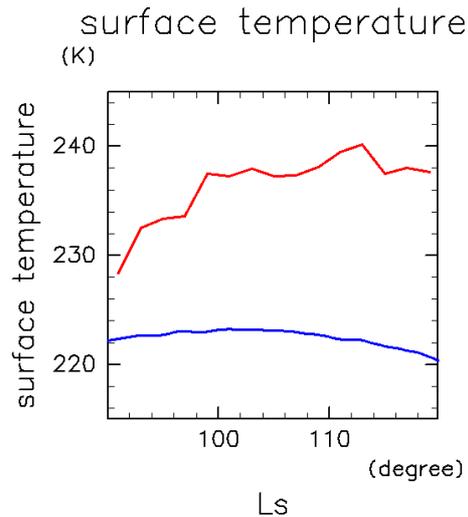


図 4.2.15: 北半球夏の季節 ($L_s \sim 90^\circ$ から $L_s \sim 120^\circ$) の北半球高緯度 (北緯 80°) における午後 2 時の地表面温度. モデル計算 5 年目 (青), TES による観測 (赤).

4.2.2 実験 2 [アルベド変更実験]

図 4.2.16 はモデルによる 5 年目の水蒸気の可降水量の季節変化である. これは, 実験 1 の図 4.2.1 に対応する. 実験 1 や観測の結果と同様に北半球夏の季節 $L_s \sim 90^\circ$ の北半球に多量の水蒸気が存在している北半球夏の季節の水蒸気の可降水量のピークは $140 \mu\text{m}$ である. これは, 実験 1 の 3 倍近い値で, 観測と比較すると 1.5 倍となっている. 一方, 北半球夏の季節の低緯度での下降水量の値は, 観測と比較して $1/2$ から $1/3$ にとどまっている. 南半球夏の季節の水蒸気の可降水量のピークは $2000 \mu\text{m}$ である. これは実験 1 や観測の結果の 100 倍となっている. 北半球夏の季節の北極域の温度 (図 4.2.17) を見てみると, 地表面水氷のアルベドを 0.3 にした実験で得られた結果は TES による観測と比較して, 緯度 80° で差は 10 K 以内に収まっている. 図 4.2.18 から図 4.2.21 はそれぞれモデル計算による 1 年目から 4 年目の結果である. 2 年目から 5 年目までの北半球夏の季節 $L_s \sim 90^\circ$ における, 北半球高緯度の可降水量の季節変化は, TES による観測で示唆されるような年々変化の範囲に収まっている. ただし極域での水蒸気量は 1.5 倍程度多い. 南半球夏の季節の可降水量は年々増加しており, 計算は定常に達していない.

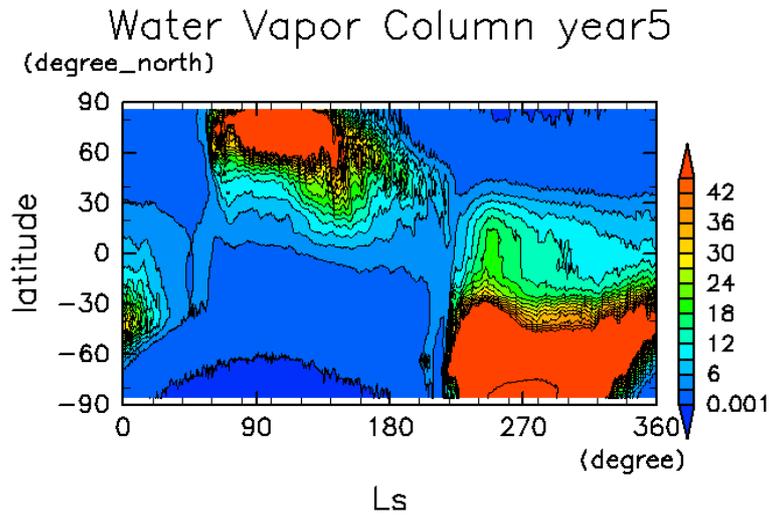


図 4.2.16: 地表面アルベドを 0.3 に設定したモデル計算 5 年目の, 経度平均した水蒸気量の可降水量の季節変化. 横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude), 縦軸は緯度.

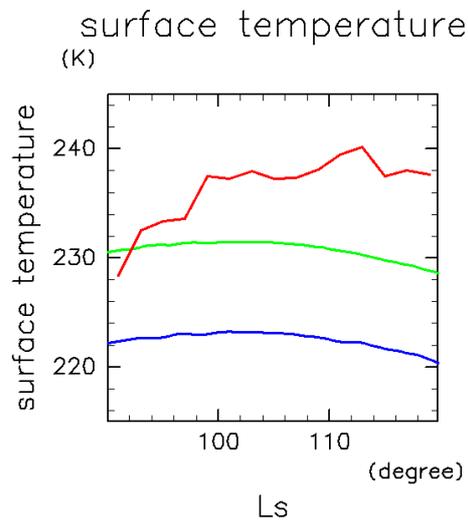


図 4.2.17: 北半球夏の季節 ($L_s \sim 90^\circ$ から $L_s \sim 120^\circ$) の北半球高緯度 (北緯 80°) における午後 2 時の地表面温度. 地表面水氷アルベド 0.3 のモデル計算 5 年目 (緑) 地表面水氷アルベド 0.4 のモデル計算 5 年目 (青), TES による観測 (赤)

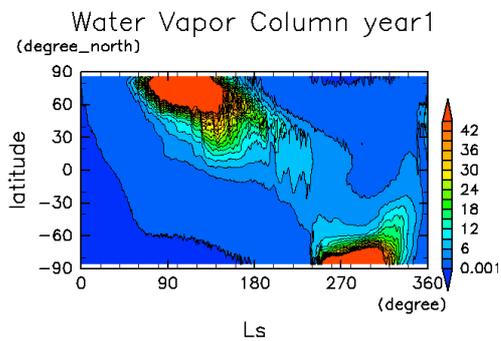


図 4.2.18: 地表面アルベドを 0.3 に設定したモデル計算 1 年目の、経度平均した水蒸気量の可降水量の季節変化。横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude) , 縦軸は緯度。

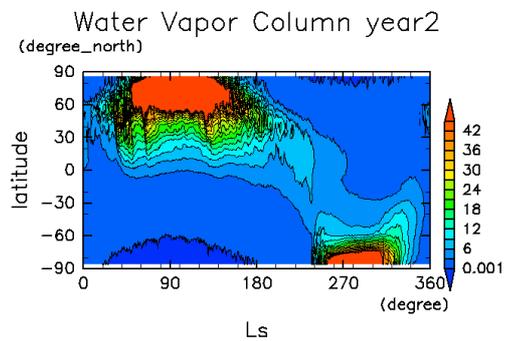


図 4.2.19: 地表面アルベドを 0.3 に設定したモデル計算 2 年目の、経度平均した水蒸気量の可降水量の季節変化。横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude) , 縦軸は緯度。

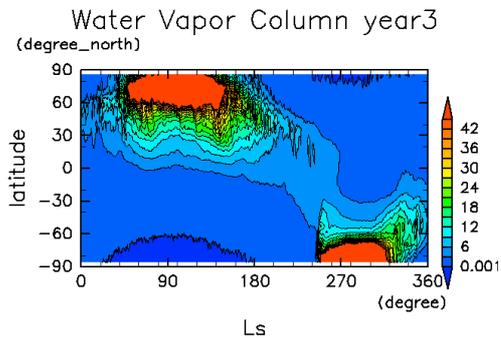


図 4.2.20: 地表面アルベドを 0.3 に設定したモデル計算 3 年目の、経度平均した水蒸気量の可降水量の季節変化。横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude) , 縦軸は緯度。

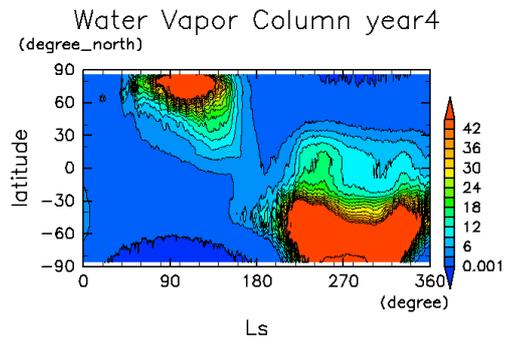


図 4.2.21: 地表面アルベドを 0.3 に設定したモデル計算 4 年目の、経度平均した水蒸気量の可降水量の季節変化。横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude) , 縦軸は緯度。

図 4.2.22 は水氷雲の光学的厚さの季節変化である。これは、実験 1 の図 4.2.6 に対応する。TES による観測 (図 4.1.1) では $L_s \sim 60^\circ$ から $L_s \sim 150^\circ$ までの期間光学的厚さが 0.1 を超えるような厚い雲が見られるのに対して、モデルの計算で得られた水氷雲の光学的厚さは $L_s \sim 60^\circ$ から $L_s \sim 150^\circ$ までの期間で約 0.05 である。モデルでは $L_s \sim 130^\circ$ 付近の季節に光学的厚さが 0.1 程度になる厚い雲が見られる。図 4.2.23 から 図 4.2.26 はそれぞれモデル計算による 1 年目から 4 年目の結果である。赤道雲ベルトが毎年発生している様子が見て取れるが、その光学的厚さは年によって異なる。

図 4.2.27 から図 4.2.30 は、それぞれ地表面水氷のアルベドを 0.3 に設定したモデルの計算で得られた北半球夏の季節における水蒸気の混合比の子午面分布、水氷雲の混合比の子午面分布、温度の子午面分布、質量流線関数である。これらの図は実験 1 の図 4.2.14 から図 4.2.17 に対応する。質量流線関数 (図 4.2.30) を見ると、実験 1 と循環構造はほとんど変わっていないことが分かるまた温度の子午面分布 (図 4.2.29) を見ると、実験 1 と温度構造はほとんど変わっていないことが分かる。水蒸気混合比の子午面分布 (図 4.2.27) をみると、赤道雲ベルトが発生するような緯度 (0° から 30°) では実験 1 と比較して等倍から 1.3 倍程度である。水氷雲の子午面分布 (図 4.2.28) をみると、赤道雲ベルトの厚さはわずかに厚くなっているもののほとんど変化していない。これは、実験 1 と比べて温度構造が同じで雲が発生するような高度の水蒸気量もほとんど変化していないためである。

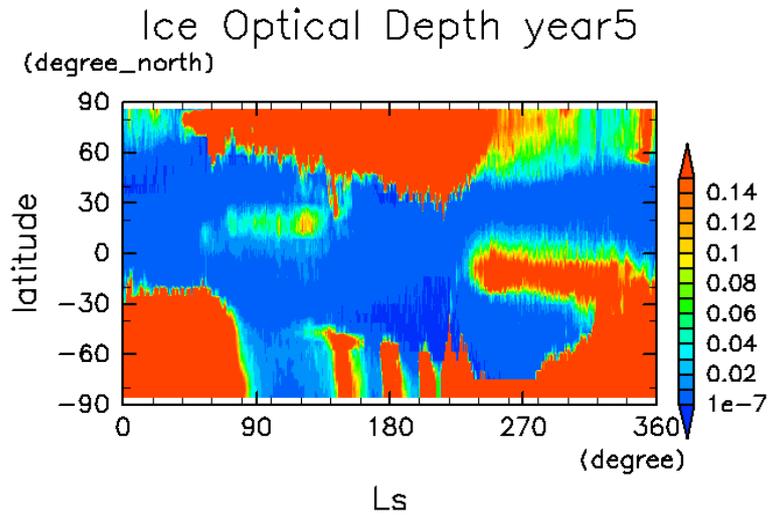


図 4.2.22: 地表面アルベドを 0.3 に設定したモデル計算 5 年目の, 経度平均した水氷雲の光学的厚さの季節変化横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude), 縦軸は緯度.

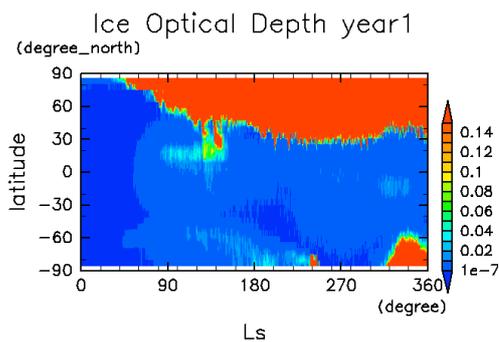


図 4.2.23: モデル計算 1 年目の, 経度平均した水氷雲の光学的厚さの季節変化. 横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude), 縦軸は緯度.

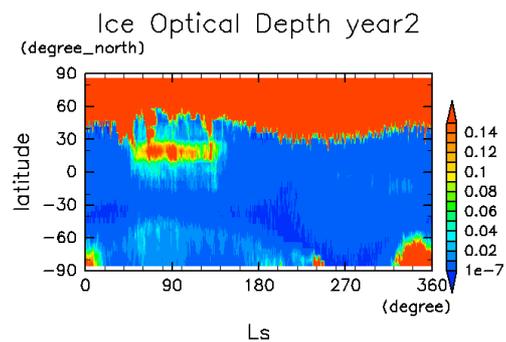


図 4.2.24: モデル計算 2 年目の, 経度平均した水氷雲の光学的厚さの季節変化. 横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude), 縦軸は緯度.

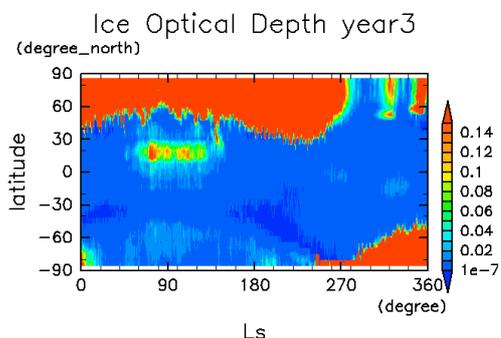


図 4.2.25: モデル計算 3 年目の, 経度平均した水氷雲の光学的厚さの季節変化. 横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude), 縦軸は緯度.

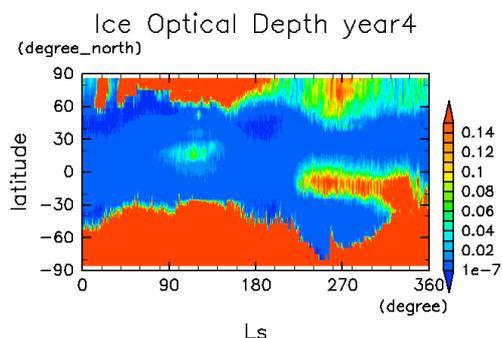


図 4.2.26: モデル計算 4 年目の, 経度平均した水氷雲の光学的厚さの季節変化. 横軸は Ls (火星中心黄経 :Solar Longitude), 縦軸は緯度.

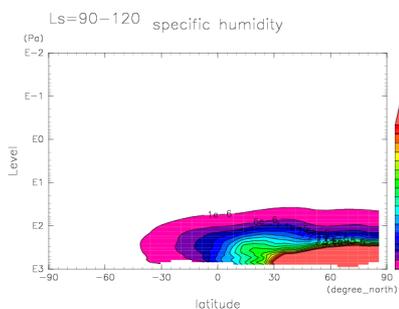


図 4.2.27: 地表面アルベドを 0.3 に設定したモデル計算 5 年目, 北半球夏の季節の水蒸気の混合比の子午面分布. 経度方向には平均をとり, 時間については Ls ~ 90° から Ls ~ 120° までを時間平均した.

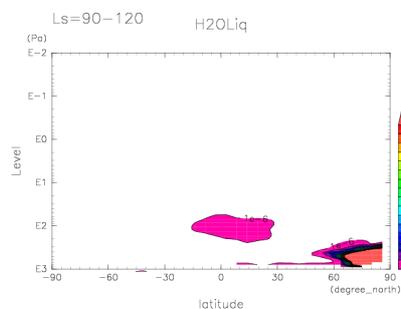


図 4.2.28: 地表面アルベドを 0.3 に設定したモデル計算 5 年目, 北半球夏の季節の水氷雲の混合比の子午面分布. 経度方向には平均をとり, 時間については Ls ~ 90° から Ls ~ 120° までを時間平均した.

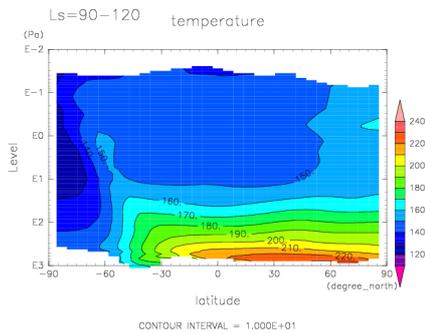


図 4.2.29: 地表面アルベドを 0.3 に設定したモデル計算 5 年目, 北半球夏の季節の温度の子午面分布. 経度方向には平均をとり, 時間については $L_s \sim 90^\circ$ から $L_s \sim 120^\circ$ までを時間平均した.

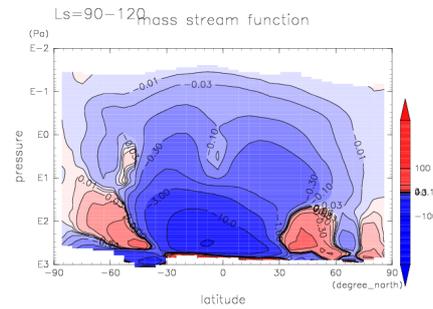


図 4.2.30: 地表面アルベドを 0.3 に設定したモデル計算 5 年目, 北半球夏の季節の質量流線関数. 経度方向には平均をとり, 時間については $L_s \sim 90^\circ$ から $L_s \sim 120^\circ$ までを時間平均した.

4.2.3 考察

本章では三次元モデルを用いて, 火星大気水循環の数値実験を行った. モデルによる結果は, TES による観測の結果から示唆されるような火星大気の水循環の大まかな特徴を表現している. しかしながら観測の結果と比較して, 北半球夏の季節における水蒸気量は少なくなっている. その結果赤道雲ベルトは, 観測の結果から得られた赤道雲ベルトよりも薄くなっていた. 北半球夏の季節の水蒸気量が観測と比較して少ないのは, 観測と比較して北半球夏の季節の北極域の地表面温度が低いことによる北極冠からの水蒸気の昇華が少なくなっているのが原因であると考え, 地表面水氷のアルベドをより低い値 (0.3) に変更した実験を行い考察した.

地表面アルベドを 0.3 に設定した実験では, 北半球夏の季節の北極域の地表面温度は観測とほぼ同じになっていた. しかしながら, 北半球夏の季節の北半球高緯度では観測よりも水蒸気量が多いのに対して, 北半球中低緯度では観測よりも水蒸気量は少ない. 結果として赤道雲ベルトの光学的厚さは観測よりも小さくなっている. これについて考察するため, 本モデルの北半球夏の季節の子午面循環 (図 4.2.14) と, Montmessin et al. (2004) の北半球夏の季節の子午面循環 (図 4.2.31 の左の図) を比較する. 図 4.2.31 の左の図と, 図 4.2.14 を比較すると, 北緯 30° 付近で上昇し, 南緯 30° 付近で下降するハドレー循環の強度はほとんど同じであることが分かる. 一方で, 水蒸気の高緯度側への輸送に寄与するような中高緯度の循環構造については, 緯度方向の変化が激しく, この比較から考察することは難しい. Montmessin et al. (2004) では, 中高緯度の気圧変動による水蒸気輸送の効果を見積もるため, 緯

度方向への水蒸気フラックスを季節ごとに見積もり、検証を行っている。本研究ではこれについては検証していないが、同様の見積もりを行うことによって水蒸気量の低緯度への輸送が観測と比較して少ない問題について考察することが可能であると考えられる。

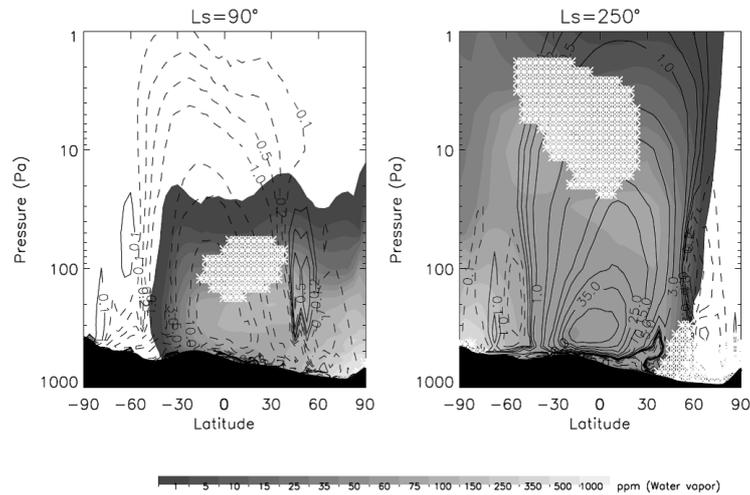


図 4.2.31: LMD(Laboratoire de Meteorologie Dynamique) で開発された火星大気大循環モデルによる計算で得られた、質量流線関数 (Montmessin et al. 2004).

第5章 まとめ

探査機によるこれまでの観測により火星大気における水蒸気と水氷雲の分布が明らかになってきた。観測された水蒸気と水氷雲の分布は大気大循環の特徴を反映している。また、水氷の存在が火星の大気中に多量の存在するダストの分布や光学的特性を変化させる可能性も示唆されている。これらの興味から、火星の水循環はモデルによる検証対象のひとつとなっている。しかしながら、我々の研究グループが開発に参画している地球流体電脳倶楽部惑星大気大循環モデル, dcpan, の火星設定では水の循環過程が考慮されていなかった。本モデルにおいても火星の水循環過程を考慮する必要があると考え、本研究では dcpan に新たに火星大気の水循環過程を実装し、実験を行った。実験では、まず鉛直一次元モデルを用いた計算を行い、物理過程の水氷雲の生成に与える影響について調べた。次に三次元モデルを用いた全球の火星大気水循環の数値実験を行った。

鉛直一次元モデルでは、水氷の昇華を考慮し、水氷雲の粒子半径を観測から示唆される $2 \mu\text{m}$ に規定した実験を標準実験とした。標準実験では乱流混合過程や、与えた鉛直流によって上空に移流された水蒸気が、相対湿度が1になる高度で凝結して雲が形成されていた。水蒸気と水氷雲の分布に対する物理過程の寄与を調べるために水氷雲の昇華を考慮しない実験と、水氷雲の粒子半径を $6 \mu\text{m}$ に変更した実験を行った。水氷の昇華を考慮しない条件で行った実験では、生成された水氷が落下して地表面に到達する間に多量の水氷雲が生成され、大気中の水氷雲の量が時間に対して単調増加していた。水氷雲の粒子半径を $6 \mu\text{m}$ に変更した実験では、標準実験と比較して水氷粒子の沈降速度が大きくなったことにより大気中の水氷雲の量が標準実験と比較して80%程度に減少していた。このことから昇華が水氷雲の分布を決定する上で本質的に重要な役割を果たしていることが分かった。また、水氷雲の定量的な議論のためには適切な粒子半径を与える必要があることが分かった。

三次元モデルによる実験の結果は、TESによる観測の結果から示唆されるような火星大気の水循環の大まかな特徴を表現している。TESの観測の結果で見られるように、北半球夏の季節には北極冠から昇華した水蒸気が中低緯度まで輸送されていること、および赤道から北半球低緯度にかけて赤道雲ベルトが形成されることがモデルの結果でも確認できた。しかし、経度平均した可降水量の季節変化を見る

と、北半球夏の季節の北緯 0° から 30° の水蒸気量はTESによる観測と比較して $1/3$ から $1/4$ 程度、北緯 60° 以北ではTESによる観測と比較して $1/2$ 程度であった。また、モデルで見られる赤道雲ベルトの光学的厚さは観測と比較して $1/3$ から $1/10$ 程度であった。この原因について調べるために、地表面水氷のアルベドの値を 0.4 から 0.3 に変更した実験を行った。この実験では、北半球夏の季節の可降水量は、北緯 60° 以北ではTESによる観測と比較して 1.5 倍程度と、観測よりも多くなっていた。一方で、北緯 0° から 30° の可降水量は観測と比較して $1/2$ から $1/3$ 程度と少ないままであった。赤道雲ベルトの光学的厚さも、観測と比較して $1/2$ から $1/10$ 程度と小さい値となっていた。このような結果となった原因としては、本モデルでは中高緯度の大気波動による水蒸気輸送を正しく評価できていない可能性が考えられる。これについて検証する方法として Montmessin et al. (2004) と同じように水蒸気の鉛直積分量の緯度方向への質量フラックスを季節ごとに見積もることが考えられる。これらの解析は今後の課題である。

謝辞

本研究に関して、指導教官である神戸大学の林祥介教授、岩山隆寛准教授には研究内容の指針を示していただき、また研究内容に関して貴重な意見をいただきました。神戸大学の高橋芳幸准教授には、定期的に行われるミーティングを通してモデルによるシミュレーション実験の手順から実験結果に関するコメント、論文に関するアドバイスまで多くの点についてご指導していただきました。北海道大学の石渡正樹准教授、小高正嗣助教、荻原弘堯氏にはテレビ会議システムを通じて研究結果に関する貴重なコメントをいただきました。神戸大学博士後期課程の河合佑太氏には、日常的に研究に関する数多くの助言をいただきました。

地球および惑星大気科学研究室の皆様には数多くの助言、御協力を頂きました。ここで改めて深く感謝し、心よりお礼申し上げます。

参考文献

1. Clancy, R. T., A. W. Grossman, M. J. Wolff, P. B. James, D. J. Rudy, Y. N. Billawala, B. J. Sandor, S. W. Lee, and D. O. Muhleman (1996), Water vapor saturation at low latitudes around aphelion: A key to Mars climate?, *Icarus*, 122, 36- 62.
2. Clancy, R. T., M. J. Wolff, and P. R. Christensen (2003), Mars aerosol studies with the MGS TES emission phase function observations: Optical depths, particle sizes, and ice cloud types versus latitude and solar longitude, *J. Geophys. Res.*, 108(E9)
3. Curran, R. J., B. J. Conrath, R. A. Hanel, V. G. Kunde, and J. C. Pearle, Mars: Mariner 9 spectroscopic evidence for H₂O ice clouds, *Science*, 182, 381-383, 1973.
4. Farmer, C. B., D. W. Davies, A. L. Holland, D. P. La Porte, and P. E. Doms, Mars: Water vapor observations from the Viking orbiters, *J. Geophys. Res.*, 82, 4225-4248, 1977.
5. Forget, F., Y. Wanherdrick, and S. R. Lewis (2001), Validation of the Mars General Circulation Model and Climate Database with new spacecraft observations, in Work Package 7, Tech. Note 11369/95/NL/JG, Eur. Space Agency, Paris.
6. Houben, H., R. M. Haberle, R. E. Young, and A. P. Zent, Modeling the Martian seasonal water cycle, *J. Geophys. Res.*, 102, 9069-9084, 1997.
7. Jakosky, B. M., and C. B. Farmer, The seasonal and global behavior of water vapor in the Mars atmosphere: Complete global results of the Viking Atmospheric Water Detector Experiment, *J. Geophys. Res.*, 87, 2999-3019, 1982.
8. Jakosky, B. M., The role of seasonal reservoirs in the Mars water cycle, I, Seasonal exchange of water with the regolith, *Icarus*, 55, 1-18, 1983a.

9. Jakosky, B. M., The role of seasonal reservoirs in the Mars water cycle, II, Coupled models of the regolith, the polar caps, and atmospheric transport, *Icarus*, 55, 19-39, 1983b.
10. Manabe, S., Smagorinsky, J., Strickler, R.F., 1965: Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle. *Mon. Weather Rev.*, 93, 769-798.
11. Mellor, G. L., and Yamada, T., 1982: Development of a turbulent closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. Space. Phy*, 20, 851-875
12. Montmessin, F., F. Forget, P. Rannou, M. Cabane, and R. M. Haberle (2004), Origin and role of water ice clouds in the Martian water cycle as inferred from a general circulation model, *J. Geophys. Res.*, 109
13. Richardson, M. I., and R. J. Wilson (2002), Investigation of the nature and stability of the Martian seasonal water cycle with a general circulation model, *J. Geophys. Res.*, 107(E5), 5031
14. Richardson, M. I., R. J. Wilson, and A. V. Rodin (2002), Water ice clouds in the Martian atmosphere: General circulation model experiments with a simple cloud scheme, *J. Geophys. Res.*, 107(E9), 5064
15. Smith, M. D. (2002), The annual cycle of water vapor on Mars as observed by the Thermal Emission Spectrometer, *J. Geophys. Res.*, 107(E11), 5115, doi:10.1029/2001JE001522.
16. Smith, M. D. (2004): Annual variability in TES atmospheric observations of Mars during 1999-2003, *Icarus*, 167, 148-165.
17. Spinrad, H., G. Munch, and L. D. Kaplan, The detection of water vapor on Mars, *Astrophys. J.*, 137, 1319-1321, 1963.
18. Takahashi, O.Y., Fujiwara, H., i Fukunishi, H., Odaka, M., Hayashi, Y., Watanabe, S., 2003: Topographically induced north-south asymmetry of the meridional circulation in the Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 108, 5018
19. Takahashi, Y, O, Fujiwara, H., Fukunishi, H., 2006: Vertical and latitudinal structure of the migrating diurnal tide in the Martian atmosphere: Numerical investigations *J. Geophys. Res.*, 111, E01003

20. Peter, L. Read. , Stephen, R. Lewis. (2010) : The Martian Climate Revisited: Atmosphere and Environment of a Desert Planet, Springer
21. Wolff, M. J., J. F. Bell, P. B. James, R. T. Clancy, and S. W. Lee (1999), Hubble Space Telescope observations of the Martian aphelion cloud belt prior to the Pathfinder mission: Seasonal and interannual variations, J. Geophys. Res., 104, 9027-9042.
22. Zuber, M. T., Smith, D. E. , Solomon, S. C. , Abshire, J. B., Afzal, R. S. , Aharonson O. et al. (1998) Observations of the north polar region of Mars from the Mars Observer Laser Altimeter. Science, 282, 2053-2060
23. 井谷優花, (2012), 大気大循環モデルによる地球気候の表現とその自転軸傾斜角依存性, 神戸大学理学研究科修士論文
24. 荻原弘堯, (2013), 火星におけるダスト巻き上げパラメタリゼーションスキームを用いた地表面ダストフラックス診断実験, 北海道大学理学院修士論文
25. 小倉義光, (1978), 気象力学通論, 東京大学出版会, 260pp.
26. 国立天文台, (2012), 理科年表 平成 25 年度版