

火星大気子午面循環への地形効果

高橋 芳幸¹

1. はじめに

火星地形の起伏は、大気のスケーラハイト(約 10 km)と同程度かそれ以上におよんでいるため、火星大気大循環の力学過程に非常に大きな影響を及ぼしていると予想される。インパクトクレータに伴う深い盆地と大きな火山にともなう高原との高低差はおよそ 30 km に達し、地球型惑星の中で最大のものとなっている [1]。惑星規模の大規模場という見地から $10^\circ \times 11.25^\circ$ (緯度 \times 経度)程度の分解能で平均化してみても、高低差は10 km程度に及ぶ(図1a)。そして、火星地形における大きな特徴の一つは、南北半球の非対称性である。例えば、東西平均した地形に注目すると、南半球の方が北半球よりも平均して約3 kmほど高い。ここでは、この火星地形の南北半球の非対称性が大気大循環に及ぼす影響について注目していくことにする。

これまでに行われた火星大気大循環モデル(GCM)を用いた計算からは、循環強度の季節変化に火星地形の南北非対称性が寄与していることが示唆されてきた [2,3]。具体的には、北半球の夏至におけるハドレー循環の強度は北半球の冬至の時に比べ2分の1程度であることが示されている。この循環強度の差は、主に離心率の大きな火星軌道に起因する火星に到達する太陽放射フラックスの変化のためであるとされているが、同時に地形の効果も示唆されている。しかし、これまでに地形の南北非対称性が子午面循環に及ぼす影響につ

いての詳しい議論が行われたことはない。これまでに行われた GCM による計算では現実的なすべての効果が含まれているため、地形が主要因であるのか、日射量の非対称性、地面熱慣性やアルベドの非対称性が主要因であるのかが分離できていない。さらに、どのようなメカニズムで循環強度が変化するのかについても明らかにされていない。

本稿では、我々が火星大気子午面循環に対する両半球間の高低差の影響を調べた結果について述べる。我々は、火星大気大循環モデルを新たに開発し、地形の存在がどのような力学的過程を通して非対称な南北循環を形成しているのかについて詳細に調べた。同時に、地面を考慮する際に同時に存在しているいくつかの非対称性要因、すなわち、地形、地面アルベド、地面熱慣性等による子午面循環への影響を数値実験により評価し、それらの結果を比較した。火星大気中に存在するダストは大気の熱構造、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、本研究においては結果の考察を容易にするために火星大気中に存在するダストの効果は考えないこととした。

2. モデル

本研究で開発したモデルでは、鉛直方向に静水圧平衡を仮定した流体の方程式系(プリミティブ方程式系)を差分法により解いている。モデルの水平分解能は $10^\circ \times 11.25^\circ$ (緯度 \times 経度)としている。

¹ 東北大学大学院理学研究科地球物理学専攻

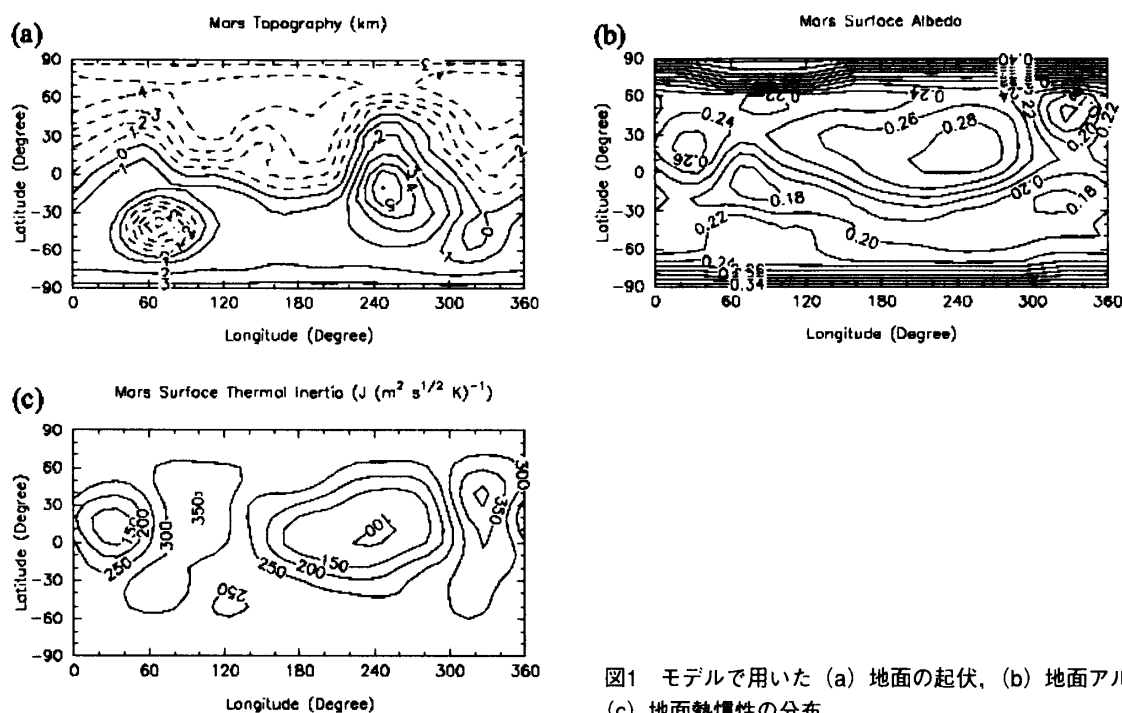


図1 モデルで用いた (a) 地面の起伏, (b) 地面アルベド, (c) 地面熱慣性の分布

鉛直方向には火星の地面から高度約115kmまでに35層をとっている。

CO₂ 大気を仮定し, CO₂ による大気放射過程を考慮している. 考慮している波長域はCO₂ 15 μ m バンド, 太陽近赤外バンド,そして極端紫外・紫外域である. 放射加熱過程と後に述べる地面温度の計算においては, 日変化を考慮している. 乱流拡散は Levy et al.[4] の乱流拡散過程を乾燥条件で用いている. さらに, 熱に対してのみ乾燥対流調節を用いている. 乾燥対流調節は対流の簡単なパラメタリゼーションであり, 計算された温度の鉛直勾配が熱的に不安定であった場合に, エネルギーを保存しつつ熱的に中立な温度勾配 (乾燥断熱減率) に置き換える方法である. 高度約 90 km 以上では, 東西風には速度に比例する摩擦項を加え, 南北風には東西平均成分からのずれの成分を減衰させる摩擦項を加えている. CO₂ の凝結に伴う潜熱による加熱は考慮するが, 大気の大気質量は変化しないと仮定している. 地面温度は Pollack et al. [5] と同様の方法で熱収支を計算することにより導出している. 地面の運動量・熱フラックスはバルク法を

用いて見積もっている.

モデルで使われる地面の起伏は Mars Global Surveyor (MGS) に搭載された Mars Orbiter Laser Altimeter による観測に基づく [1]. 地面のアルベド, および地面の熱慣性のデータは Pollack et al. [6] で用いられていたものと同じものであり, R. Haberle 氏から提供していただいた. モデルで用いた地面の起伏, アルベド, 熱慣性の分布を図 1 に示す.

初期条件は静止した等温大気 (200K) とし, 45火星日間積分した. 太陽-火星間距離と自転軸の傾きは45日の積分期間中も連続的に変化する. 運動エネルギーの時間発展を調べた結果, スピンアップ時間は20火星日程度であった. 次節に示す結果は, 計算開始から 35-45火星日を平均したものである.

3. 火星大気大循環の特徴

前節に概略を述べた我々の GCM は, 過去の観測およびこれまでの GCM による研究で得られている火星大気循環の特徴をよく再現している. 図

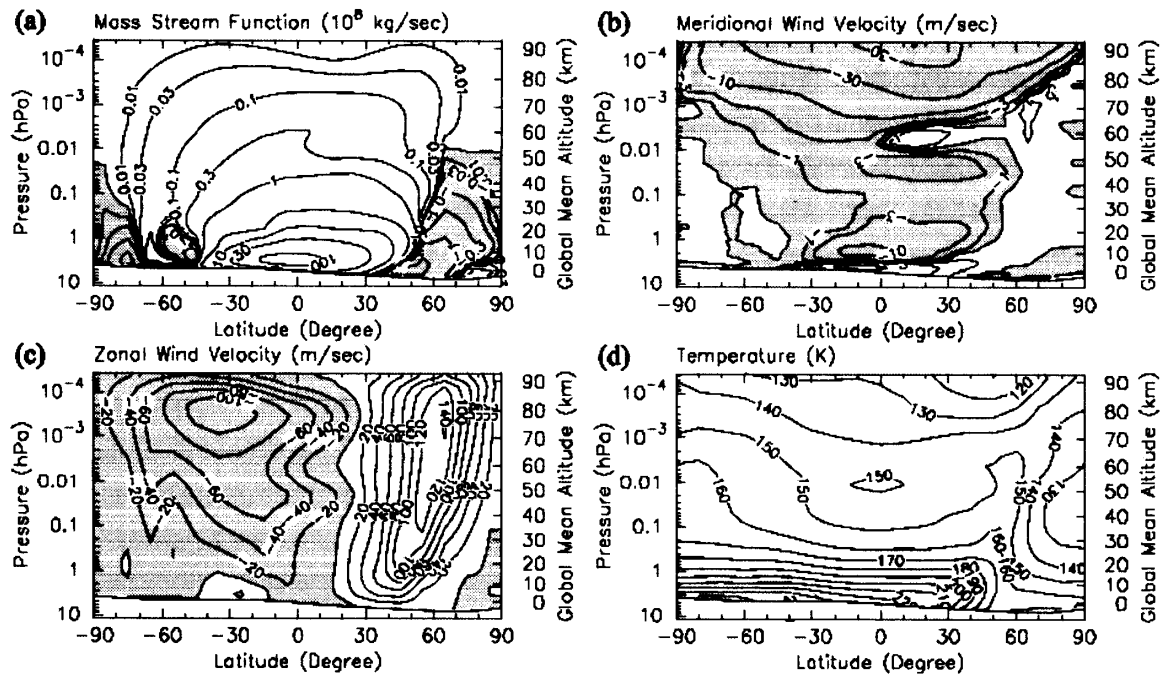


図2 北半球の冬至($L_s=266^\circ-273^\circ$)での時間・東西平均場。地面から 4.5×10^{-5} hPa気圧面(およそ高度90kmに相当)までを示す。(a)質量流線関数, (b)南北風, (c)東西風, (d)温度。気圧5.6hPa付近のほぼ水平な線は東西平均した地形を表す。(a), (b)中の等値線間隔は一定ではなく対数的になっている。(a)においては, 正の値は時計回りの循環を表す。(b), (c)においては, 正の値はそれぞれ南向きの風と東向き風の風を表す。

2に北半球の冬至($L_s = 266^\circ - 273^\circ$)の条件で計算を行ったときの, 地面から 4.5×10^{-5} hPa 気圧面(およそ高度 90 km に相当)までの時間・東西平均した(a)質量流線関数, (b)南北風, (c)東西風, (d)温度を示す(L_s は惑星の軌道上の位置の角度の目安であり, $L_s = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ はそれぞれ北半球の春分, 夏至, 秋分, 冬至に相当する)。

子午面循環は鉛直方向には少なくとも高度約 90 km 付近にまで達している(図 2a)。地表付近, および, 高度 60 km 付近をのぞいて, ほとんどの領域は南風におおわれ, 北半球から南半球にもどる流れの多くは下層 5 km 以下に集中している(図 2b)。地面付近での風速は 15° S で 10 m/s を超えている。北半球中緯度では, 赤道を横切る循環とは逆向きの間接循環が形成され, これは鉛直方向に高度約 60 km 付近まで広がっている(図 2a)。

図 2c に見られるように, 北半球では緯度幅の狭い西風ジェットが形成され, 南半球から北半球の

低緯度にかけては相対的に緯度幅の広い東風領域が形成される。これら 2 つのジェットは高度約 90 km 付近で閉じている。この減速は主に高度約 90 km 以上に加えた摩擦のためである。地面付近の緯度 30° S 付近には西風領域が形成されている。地表付近のこの西風の存在は MGS の電波掩蔽による大気圧観測からも推測されている[7]。

下層 20 km あたりまでの大気温度分布は, 冬の高緯度域をのぞいて, 緯度に対してほぼ一様である(図 2d)。温度は, 南半球高緯度から北半球中高緯度に向かって単調に下降する。北半球中緯度付近に大きな温度下降域があり, その南側には小さな温度上昇域がある。温度上昇域の存在は高度約 20 km 以上で明瞭になり, 低緯度から 50° N 付近に向かって温度は上昇する。このような南北温度勾配の逆転は, これまでの探査衛星によって火星大気中で観測されている[8]。

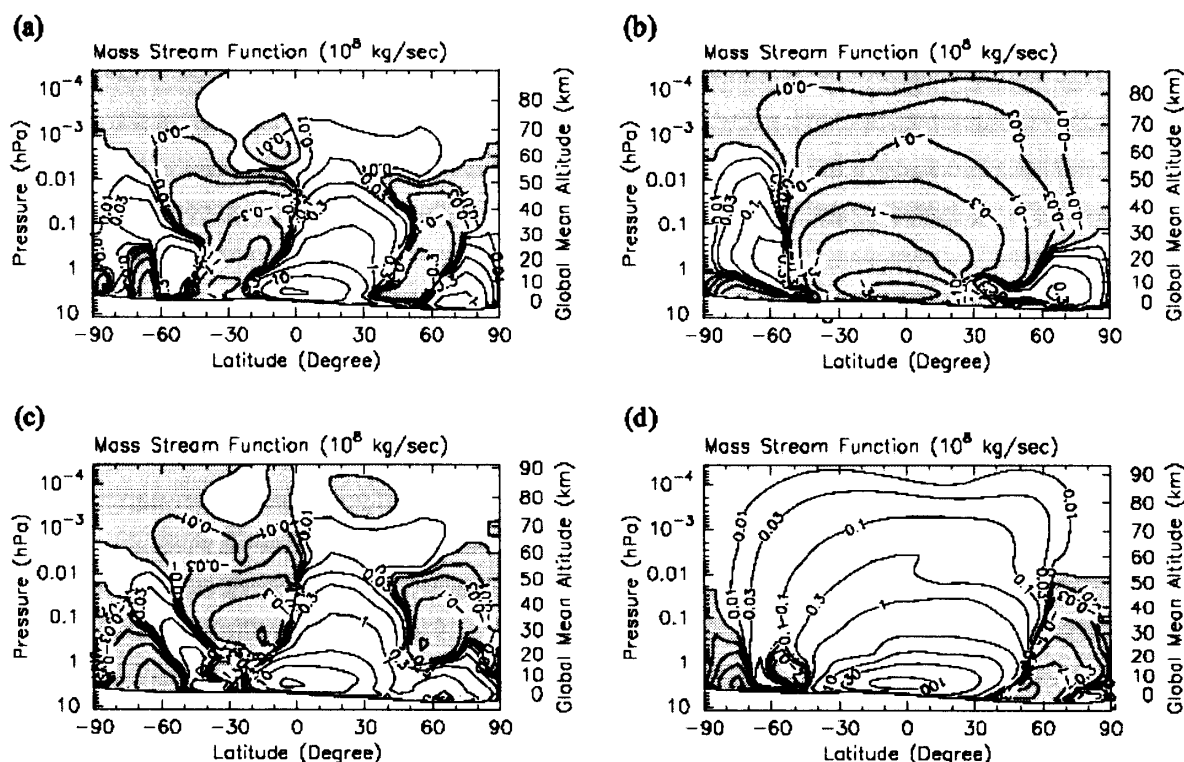


図3 質量流線関数の季節変化。(a)北半球の春分($L_s=357^\circ-2^\circ$), (b)北半球の夏至($L_s=87^\circ-91^\circ$), (c)北半球の秋分($L_s=176^\circ-182^\circ$), (d)北半球の冬至($L_s=266^\circ-273^\circ$), 図の見方は図2aと同じ。

4. 春分・秋分の赤道非対称循環

図3は、質量流線関数の季節変化を示す。図3a-dはそれぞれ、北半球の春分($L_s=357^\circ-2^\circ$)、夏至($L_s=87^\circ-91^\circ$)、秋分($L_s=176^\circ-182^\circ$)、そして冬至($L_s=266^\circ-273^\circ$)の質量流線関数である。北半球の冬至の図は図2aと同じものである。北半球の夏至においては赤道を横切る1セルの循環が形成され、そのパターンは北半球が冬至の時のそれと反対となる(図3b)。

北半球の春分における循環は、高度約20 km以上では赤道に対して対称であるが、高度約20 km以下では春分条件であるにもかかわらず赤道に対して非対称であることが見てとれる。つまり、赤道を横切る形で循環が存在し、その南側の逆向きの循環との境界である水平風の収束領域は南半球の $20^\circ S$ 付近に存在する。さらに、赤道を横切る循環の方がその南側の循環より強い。北半球の秋分の循環パ

ターンは春分の場合と似たものとなる。高度約20 km以上の循環のパターンはほぼ赤道対称であるが、高度約20 km以下の循環は春分のときと同じような非対称性を示す。秋分においても2つの循環の境界は南半球に存在し、赤道を横切る循環の方が南側の循環より強くなっている。

図3a,cに示した春分・秋分における高度約20 km以下の赤道非対称な子午面循環は、これまでのGCMを用いた研究でははっきりと指摘されていない。Haberle et al.[9]の春分・秋分における子午面循環は高度20 km以下において赤道対称なパターンを示している。しかし、彼らの春分・秋分の計算で設定された季節は正確な春分・秋分から北半球の夏の方にずれている。春分・秋分の循環パターンにおける、Haberle et al.[9]の結果と我々のモデルの結果の違いは、主にこの季節のずれのためであると考えられる。

春分・秋分の両方の時期において北側の循環の

表1 数値実験1

	季節変化	地形	地面アルベド	地面熱慣性
Case 1-1	×	○	×	×
Case 1-2	×	×	○	×
Case 1-3	×	×	×	○

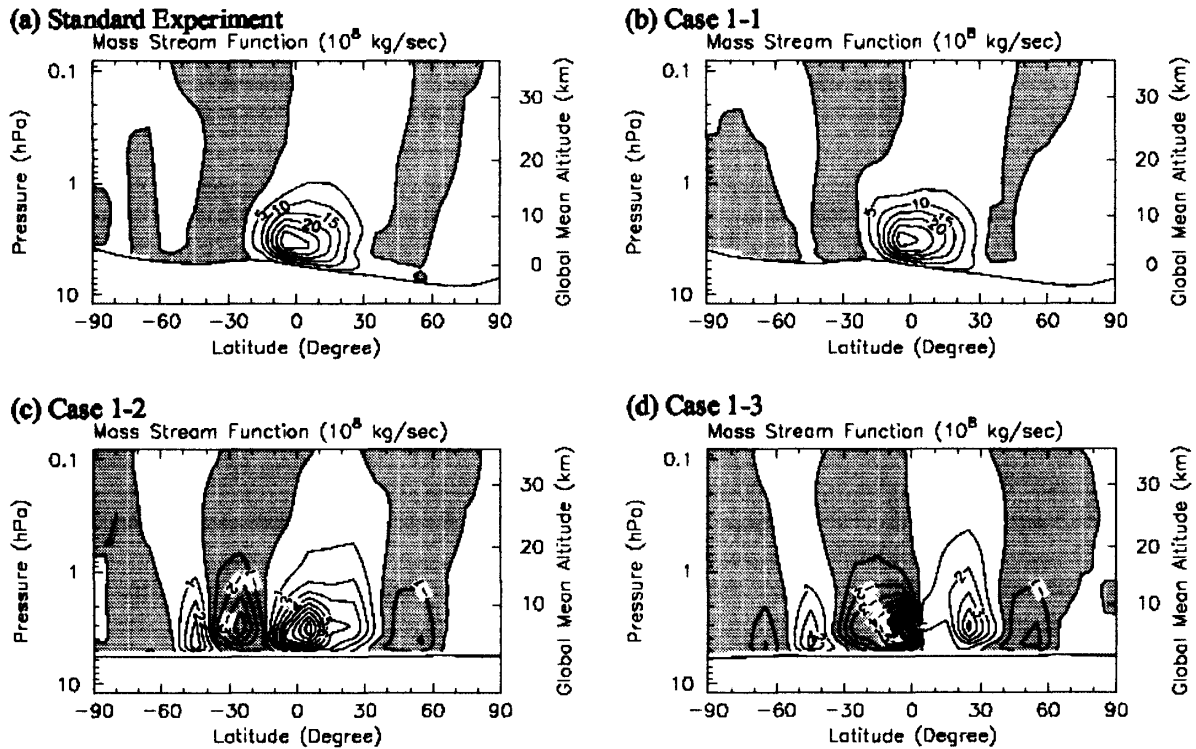


図4 標準計算における地面から0.1hPa気圧面(高度約40kmに相当)までの質量流線関数(a)と、表1の数値実験の結果、(b) Case 1-1, (c) Case 1-2, (d) Case 1-3. 図の見方は図3と同じ。ただし、(a)-(d)の等値線間隔はそれぞれ5, 5, 1, 1×10^8 kg/sである。

方が南側の循環より強く、同様な赤道非対称の循環パターンとなることは、季節、すなわち太陽－火星間距離の変化と太陽に対する自転軸の傾きが原因でこの赤道非対称循環が形成されているわけではないことを示している。本モデルにおいて、子午面循環の赤道非対称性を作りうる季節変化以外の要因は3つ考えられる。それは、地形、地面アルベドの空間変化、そして地面熱慣性の空間変化である。これら3つの要因による子午面循環に対する効果については次節で議論する。

5. 赤道非対称循環の要因

春分・秋分時の高度20 km以下に現れる赤道非対称な子午面循環の原因を調べるために、3つの数値実験を行った。3つの数値実験の条件を表1に示す。Case 1-1は地形のみを含む計算、Case 1-2は地面アルベドの空間変化のみを含む計算、最後にCase 1-3は地面熱慣性の空間変化のみを含む計算である。3つのすべての計算において、太陽に対する自転軸の傾きは零、太陽－火星間距離は1.56 AUで一定とした。地面アルベドの空間変化や地面熱慣性の空間変化を含まない計算において

表2 数値実験2

	季節変化	地形	地面アルベド	地面熱慣性
Case 2-1	×	東西平均成分	×	×
Case 2-2	×	東西平均成分 からのずれ	×	×

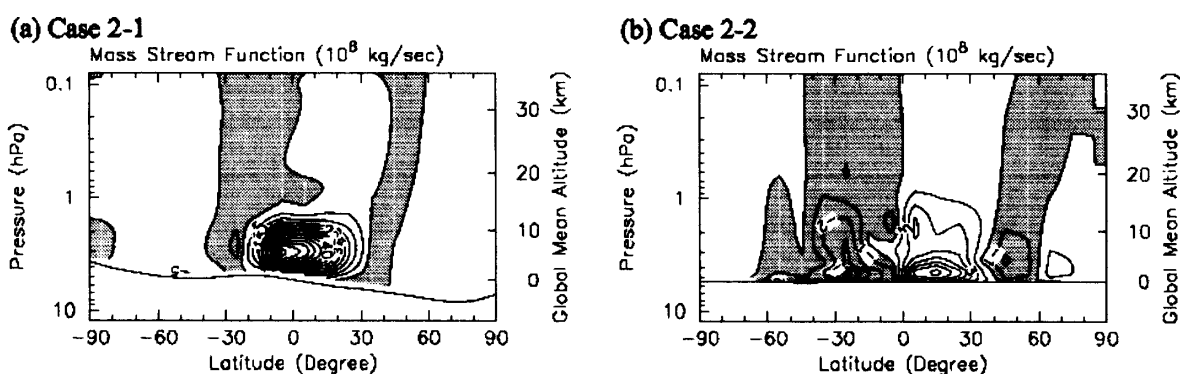


図5 表2の数値実験の結果。(a) Case 2-1, (b) Case 2-2. 図の見方は図4と同じ。(a), (b)の等値線間隔はそれぞれ5, 1×10^8 kg/sである。

は、全球一様にそれぞれの全球平均値を持つとした。以下、季節変化、地形、地面アルベドの空間変化、地面熱慣性の空間変化のすべてを含む春分期の計算を“標準計算”と呼ぶことにする。

図 4b-d にそれぞれ Case 1-1, 1-2, 1-3 の結果を示す。また、図 4a には比較のために標準計算の結果を示す。Case 1-1 では標準計算と同様の循環強度を持ち、赤道非対称な循環が得られる(図 4b)。これに対し Case 1-2 と Case 1-3 はほぼ赤道対称な循環パターンを示し、循環強度は非常に弱い(図 4c,d)。この結果から春分・秋分において赤道非対称な循環を作り出すもっとも効果的な要因は火星の地形であると考えられる。

地形は東西平均成分と東西平均成分からのずれにわけることができる。赤道非対称循環を作る上でこれら 2 つの成分の効果を調べるために、さらに 2 つの数値実験を行った。2 つの実験ともに、季節変化、地面アルベドの空間変化、そして地面熱慣性の空間変化を含まない。2 つの実験の条件を表 2 に示す。Case 2-1 では地形の東西平均成分

のみを含み、Case 2-2 では地形の東西平均成分からのずれのみを含む。

図 5a,b にそれぞれ Case 2-1, 2-2 の結果を示す。Case 2-1 では赤道に対し非対称な循環が形成されるが、Case 2-2 ではほぼ赤道対称な循環が形成されている。この結果から、地形の東西平均成分が春分・秋分における赤道非対称循環を作る上で支配的な要因であると結論される。

6. 赤道非対称循環の生成メカニズム

5 節で、春分・秋分の赤道非対称な子午面循環は地形の東西平均成分によって形成されることを数値実験により明らかにした。この節ではそのメカニズムについて議論する。

地面付近の子午面循環のメカニズムを考察するためには、子午面循環の熱バランスの理解が必要である。赤道非対称な循環が存在する高度約 20km 以下の子午面循環の熱バランスを調べた結果、次

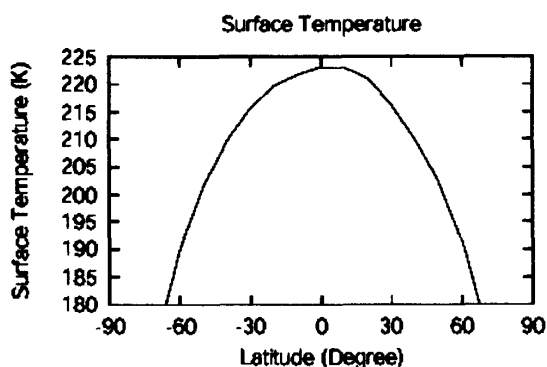


図6 Case 2-1における時間・東西平均した地面温度

のことが分かった(ここでは図示せず, 結果のみを述べる). 地面から高度約 20 km までは対流調節として表現された直接熱対流が卓越する領域となっている. この直接熱対流は地面からの顕熱と熱放射によって駆動されている. そして, 直接熱対流による混合過程はさらに大規模な循環を駆動する. このことから, 地面温度分布が高度約 20 km 以下に存在する赤道非対称な循環を作り出す上で重要な要素となっていると考えられる.

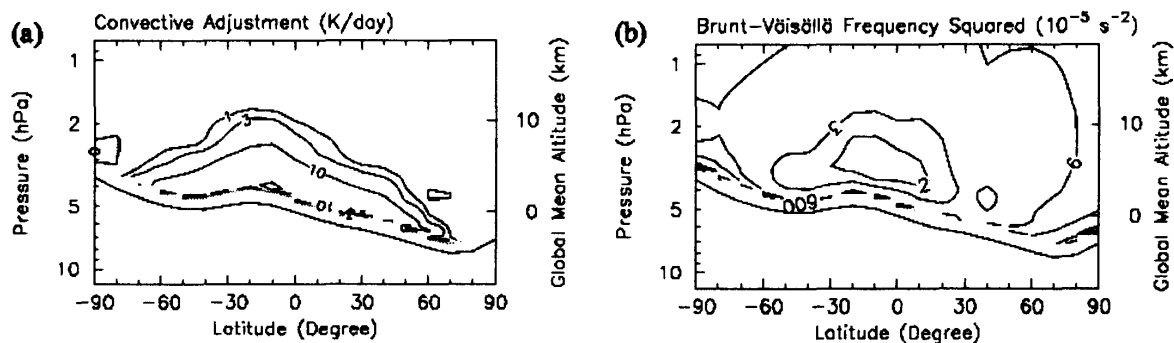
図 6 は表 2 に示した Case 2-1 における時間・東西平均した地面温度である. 北半球と南半球とで地面高度は大きく違うにも関わらず地面温度はほぼ赤道対称となっていることがわかる. 火星では薄い大気のために温室効果が効きにくいので, 極域以外では地面温度の決定には日射の寄与が最も大きい. 日射の分布は赤道対称であるため地面温度も赤道対称となる.

地表付近の大気の主要な加熱源は地表からの赤

外放射と顕熱なので, 地表気温の緯度分布は地面温度のそれと同じ対称性を持つ傾向にある. しかし, 南北半球間では地表面高度差に対応して地表面気圧が異なるので, この気圧差を補正した上で南北半球間の温度を比較する必要がある. ここで, 以下のように定義される温位 θ を用いる.

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{C_p}}$$

T は温度, p_0 は平均的な地表面気圧, p は気圧, R は気体定数, C_p は定圧比熱である. 温位は断熱過程を仮定して, ある気圧における温度を平均的な地表面気圧における温度に換算した値であり, この温位を用いることで南北半球間の地表面気圧差を考慮して温度を比較することができる. 地表付近の温位を考えてみると, 南北半球間で地表付近の温度はほぼ同じなので, 地表面高度の高い南半球の温位の方が地表面高度の低い北半球のそれよりも大きくなる. 高度約 20 km までの大気中においては, 地表から供給された大気の熱エネルギーは, モデル中で対流調節として表現されている直接熱対流によって鉛直に輸送されている. 鉛直温度勾配が断熱減率であるとするので温位の鉛直勾配は零であり, 地表付近の南北温位差は上空においても存在する. この地表面高度差に対応した温位差が赤道に対する非対称循環を作り出しているのである.

図7 Case 2-1における, 地面から約1hPa気圧面(高度約20kmに相当)までの時間・東西平均した(a)対流調節による加熱率(K/day)と(b)大気安定度(s^{-2})の子午面分布.

上記のメカニズムは東西平均した温度と温位の分布を調べることによって確かめることができる。ここでは図は示さないが、Case 2-1 の結果において、実際に 30° S と 30° N の地表付近の温度を調べてみると、差はほとんどない。しかし、地表付近の温位は 30° S の方が 30° N よりも約 10 K 程度高くなっている。

7. 赤道非対称循環に伴う効果

本節では、これまでに述べてきた赤道非対称循環に伴う効果として対流活動の南北非対称と、赤道非対称循環によるダスト巻き上げ効果について述べる。

対流活動の南北非対称は、対流調節による加熱率と安定度の分布を調べることによって確かめることができる。図 7a,b はそれぞれ Case 2-1 における地面から 1 hPa 気圧面(高度約 20 km に相当)までの時間・東西平均した対流調節による加熱率と安定度(浮力周波数の二乗)を示す。対流調節による加熱の中心は赤道上ではなく、南半球 20° S 付近の上にある。南半球における対流加熱領域の鉛直方向の広がりには北半球のそれよりも大きい。このことは南半球の対流の活動が北半球のそれよりも活発であることを示している。大気安定度の分布は対流加熱率の分布と整合的である。低緯度の南北半球間のそれぞれの高度で大気安定度を比べると、北半球の安定度の方が南半球におけるそれよりも大きい(図 7b)。これは、南半球の対流活動の方が北半球のそれよりも活発であることに対応している。赤道非対称な循環は、南半球での上昇流に伴う断熱膨張によって南半球の安定度を小さくするとともに、下降流に伴う断熱圧縮によって北半球の安定度を大きくする。北半球では、大気安定度が大きくなった結果として、対流活動は抑制されるために南北半球間で対流活動に差が生じ

る。

上に述べたように、本研究で示した春分・秋分時の赤道非対称循環を形成する場には、対流活動の南北非対称が存在する。さらに赤道非対称循環に伴う大規模場の風は、南半球の大気下層に水平収束場を形成する傾向にある。これらの要因は、ともに南半球においてダストの巻き上げをより容易にする方向に働くと考えられる。過去の研究からは、ダストの活動度の南北非対称が指摘されているが[10,11]、これは日射量が南半球と北半球で違うことだけでなく、火星地形の非対称によっても生じている可能性がある。

参考文献

- [1] Smith, D. E. et al., 1999: *Science*, **284**, 1495-1503.
- [2] Zurek, R. W. et al., 1992: in *Mars*, 835-933.
- [3] Wilson, R. J., and K. Hamilton, 1996: *J. Atmos. Sci.*, **53**, 1290-1326.
- [4] Levy, E. II et al., 1982: *J. Geophys. Res.*, **87**, 3061-3080.
- [5] Pollack, J. B. et al., 1981: *J. Atmos. Sci.*, **38**, 3-29.
- [6] Pollack, J. B. et al., 1990: *J. Geophys. Res.*, **95**, 1447-1473.
- [7] Hinson, D. P. et al., 1999: *J. Geophys. Res.*, **104**, 26997-27012.
- [8] Conrath, B. J. et al., 2000: *J. Geophys. Res.*, **105**, 9509--9519.
- [9] Haberle, R. M. et al., 1993: *J. Geophys. Res.*, **98**, 3093-3123.
- [10] Martin, L. J., and R. W. Zurek, 1993: *J. Geophys. Res.*, **98**, 3221-3246.
- [11] Santee, M., and D. Crisp, 1993: *J. Geophys. Res.*, **98**, 3261--3279.