

3 次元火星大気非静力学モデルの開発と鉛直対流の数値計算

小高正嗣[†]，山下達也[†]，杉山耕一郎[‡]，中島健介[‡]，石渡正樹[†]，林祥介^{*}

[†]北海道大学大学院理学院宇宙理学専攻 〒060-0806 札幌市北区北10条西8丁目

[‡]九州大学大学院理学研究院地球惑星科学部門 〒0812-8581 福岡市東区箱崎6-10-1

^{*}神戸大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻 〒657-8501 神戸市灘区六甲台町1-1

E-mail: odakker@gfd-dennou.org, yamasita@ep.sci.hokudai.ac.jp, sugiyama@gfd-dennou.org,
kensuke@geo.kyushu-u.ac.jp, momoko@gfd-dennou.org, shosuke@gfd-dennou.org

1. はじめに

火星大気において，鉛直対流は下層大気における主要な熱輸送過程であるとともに，その結果生じる水平方向の温度差を介して大規模循環に影響を与えていると考えられている．実際に，火星で頻繁に観測されるダストデビル(塵旋風)と呼ばれる μm サイズの砂によって可視化された鉛直渦は，日中時に活発な鉛直対流が生じていることを示唆している．火星大気対流の3次元数値シミュレーションは，計算機能力の向上と地球大気向けの3次元大気対流モデルの開発が進化した今世紀になって行われるようになってきた．Rafkinらは地球大気向けの3次元大気対流モデルRAMS[1]を火星向けに改変し[2]，大気中に平均的な量のダストが存在する場合の放射加熱と背景風を与えて鉛直対流の計算を行った．彼らは日中の対流セルの空間スケールは鉛直に約5 kmで，水平に約3 km，鉛直風速は10 m/secに達することを示した[3]．また，Toigoらは別の3次元大気対流モデルであるMM5[4]を火星向けに改変したモデルを用いて，Rafkinらと同様のダストによる放射加熱を与えた場合の鉛直対流のシミュレーションを行った．彼らは背景風の風速を変化させた場合に，火星で頻繁に観測されるダストデビルのような鉛直渦の生成がどう影響されるかを調べている[5]．

これらの研究では，特定の観測との比較を念頭において背景風やダストの放射加熱を導入している．しかし火星大気で生じる鉛直対流の自然な様相を調べるには，まず背景風とダストの放射加熱の無い条件でのシミュレーションを行う必要である．そのような研究として，我々は過去に2次元大気対流モデルを用いたシミュレーションを行ってきた[6],[7]．本研究では杉山ら[8]によって開発されてきた2次元大気対流モデルを基に3次元モデルを開発し，開発したモデルの性能試験を兼ねて背景風とダストの放射加熱のない場合の鉛直対流のシミュレーションを行う．特に対流にともなう鉛直風速の大きさと，地表付近の鉛直渦の様子に着目する．

2. 数値モデルの概要と計算設定

大気は理想気体とし，その組成は火星大気の主成分であるCO₂のみとする．モデル方程式として準圧縮系方程式[9]を用いる．格子サイズ以下の乱流による混合は，KlempとWilhelmsonによって提案された1.5次のクロージャモデル[9]を簡略化した1次のクロージャモデルを用いる．下部境界からの熱と運動量のフラックスはそれぞれモデル最下層と地表面との間の風速差および温度差に比例する形で与え，その比例係数を0.01とする[6]．放射過程は陽には計算せず，その代わりに鉛直1次元モデル[10]で計算された対流加熱量に等しいだけの水平一様な冷却を高度5 km以下に導入する．計算領域は水平方向20 km，鉛直方向10 kmとし，格子間隔は水平方向に200 m，鉛直方向に100 mとする．水平境界は周期的とし，上下境界で鉛直流なしとする．単位質量当たりの定圧比熱と気体定数はCO₂の値とし，重力加速度は3.72 m/sec²，初期の地表気圧は火星の平均値である6 hPaとする．地表面温度と初期の鉛直温度分布は日中の火星において観測される値に基づき与える．地表面温度は270 Kで一定とし，初期の鉛直温度分布は高度5 kmまでは等温位(245 K)，それより上空では等温度(220 K)とする．この初期温度場に最大振幅1 Kの温位擾乱を地表付近に与え対流を発生させる．積分時間は12時間である．

3. 計算結果

図1に対流領域中層にあたる高度2.5 kmにおける鉛直風の水平断面図を示す．上昇域の幅は数kmスケールで，上昇域と下降域の面積の比はおおよそ1:2である．これに対応して鉛直風速は上昇域では10~15 m/secとなるのに対し下降域ではおおよそ5 m/sec以下であった．同じ設定の2次元モデル計算と比較すると，上昇流の大きさは同程度であるが，下降流の大きさは2次元モデル計算の場合のおおよそ6割程度の値となっていた．

図2にモデルの最下層である高度50 mにおける鉛直渦度の水平断面図を示す．この図から，水平スケー

ル数 100 m サイズの孤立渦が多数発生していることがわかった。孤立渦の鉛直スケールは通常は 1~2 km で、場合によっては対流層の厚さ程度にまで及ぶ(図は略)。これらの孤立渦は対流領域中層で上昇流が強く、モデルの最下層の温位の水平平均からの偏差が正となる場所で発生していた(図は略)。このことからこれらの孤立渦は、鉛直対流にともなう上昇流による水平風の鉛直シアーによってできた水平渦の立ち上がり、または水平収束によってできた渦管の引き伸ばしによって形成されたと考えられる。

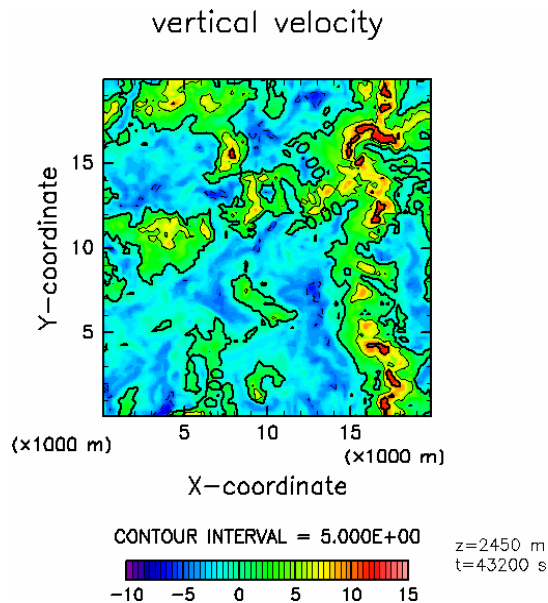


図 1. 計算開始から 12 時間後の高度 2.5 km における鉛直風の水平断面図

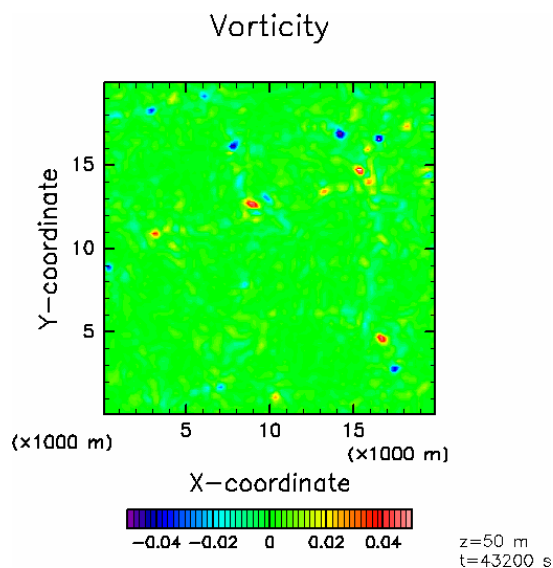


図 2. 計算開始から 12 時間後の高度 50 m における鉛直渦度の水平断面図

4. まとめ

本研究において計算された鉛直対流にともなう上昇流の大きさは、過去の研究[1] で得られたものと整合的である。また図 2 の結果は、孤立した鉛直渦は背景風が存在しなくても対流運動にともない自然に生成されることを示している。これは現実の火星におけるダストデビル生成メカニズムの考察に対する重要な示唆を与える。今後はモデルに与える熱的強制をより現実的に即したものとし、火星大気の鉛直対流およびそれにとともなう渦の様相を調べていく予定である。

謝 辞

本稿で示した計算結果は、宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究本部宇宙科学情報解析センターの NEC SX-6 を利用して得られた。

文 献

- [1] Pielke, R. A., Cotton, W. R., Walko, R. L., Tremback, C. J., Lyons, W. A., Grasso, L. D., Nicholls, M. E., Moran, M. D., Wesley, D. A., Lee, T. J., and Copeland, J. H., *Meteorol. Atmos. Phys.*, **49**, 69-91, 1992.
- [2] Rafkin, S. C. R., Haberle, R. M., Michaels, T. I., *Icarus*, **151**, 228-256, 2001.
- [3] Michaels, T. I., and Rafkin, S. C. R., *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **130**, 1251-1274, 2004.
- [4] Dudhia, J., *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 1493-1513, 1993.
- [5] Toigo, A. D., Richardson, M. I., Ewald, S. P., and Gierasch, P. J., *J. Geophys. Res.*, **108**, 5047, doi:10.1029/2002JE002002, 2003.
- [6] Odaka, M., Nakajima, K., Takehiro, S., Ishiwatari, M., and Hayashi, Y.-Y., *Earth Planet and Space*, **50**, 431-437, 1998.
- [7] Odaka, M., *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 895-898, 2001.
- [8] 杉山耕一朗, 小高正嗣, 中島健介, 林祥介, 第 5 回北大シミュレーションサロンワークショップ, 2007.
- [9] Klemp J. B. and Wilhelmson, R. B., *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1070-1096, 1978.
- [10] Haberle, R. M., Houben, H. C., Hertenstein, R., and Herdtle, T., *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1544-1559, 1993.