

木星大規模渦の数値モデリング

加藤 亮平（九大・理）, 杉山 耕一郎（北大・理）, 中島 健介（九大・理）

1 はじめに

木星大気には大赤斑・永続白斑などの大規模な渦が存在する。Williams(1996) は三次元モデルを用い、基本場の鉛直構造等のパラメータを広く変えつつ多数の数値実験を行い、大赤斑に匹敵する大きさの渦の生成と安定性について調べた。その実験の一つにおいては、東西風速が南北方向に交互に変わるジェット的不安定によって小規模な波動が生じ、大赤斑のような大規模な孤立渦へと徐々に成長していくという結果を得た。しかし、長時間計算すると、大規模渦の風速や温度偏差は小さくなっていった。その原因の一つとして、ジェットの風速や温度構造などの東西平均場が初期状態から変化していたことが考えられる。そこで本研究では平均場を維持するための強制を導入し、その種類と緩和時間が統計的定常状態における大規模な孤立渦の振る舞いに対して、どのくらい影響するのかについて調べた。

2 数値モデルと実験設定

ブジネスク近似をした球面上のプリミティブ方程式系に基づく 3 次元数値モデルを作成した。以下に基礎方程式系を示す。

$$\frac{du}{dt} - fv - \frac{uv \tan \phi}{a} = -\frac{1}{a\rho_0 c} \frac{\partial p}{\partial \lambda} - \frac{\bar{u}^x - u_i}{\tau_M} + F(u) \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt} + fu + \frac{u^2 \tan \phi}{a} = -\frac{1}{a\rho_0} \frac{\partial p}{\partial \phi} + F(v) \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho \quad (3)$$

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{\bar{T}^x - T_i}{\tau_T} + F(T) \quad (4)$$

$$\frac{1}{ac} \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi}(vc) \right] + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

$$\rho = \rho_0 [1 - \alpha(T - T_0)] \quad (6)$$

ここで、 $c \equiv \cos \phi$ であり、

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{1}{ac} \left[\frac{\partial(uq)}{\partial \lambda} + \frac{\partial(vqc)}{\partial \phi} \right] + \frac{\partial(wq)}{\partial z} \quad (7)$$

である。また、 F は散逸項であり、

$$F(q) = \nu_h \nabla^4 q + \nu_v \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \quad (8)$$

と表現される。ただし、 ∇^2 は水平方向のラプラシアンであり、

$$\nabla^2 q = \frac{1}{a^2 c^2} \frac{\partial^2 q}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{a^2 c} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(c \frac{\partial q}{\partial \phi} \right) \quad (9)$$

である。 λ, ϕ はそれぞれ経度・緯度、 z は高度方向の座標で上向きが正であり、計算領域の上端で $z = 0$ とする。 t は時間、 u, v, w はそれぞれ東西、南北、鉛直方向の速度である。これらのうち $(\cdot)^x$ を付けた変数は東西平均場であり、 $(\cdot)_i$ は初期場であることを表わす。また、 τ_M は運動量強制の緩和時間、 τ_T は熱強制の緩和時間である。

$f \equiv 2\Omega \sin \phi$ はコリオリパラメータ, a は惑星半径, p は圧力, ρ は密度, ρ_0 は参照密度, g は重力加速度, T は温度, ν_h は水平粘性係数 (4 階微分), ν_v は鉛直粘性係数 (2 階微分), T_0 は参照温度, $\alpha \equiv 1/T_0$ は熱膨張係数を表す.

惑星パラメータは木星の値を用い, $a = 71400\text{km}$, $\Omega = 1.76 \times 10^{-4}\text{s}^{-1}$, $g = 26\text{m s}^{-2}$ とした. また, $T_0 \equiv \frac{1}{\alpha} = 200\text{K}$, $\rho_0 = 0.1323\text{kg m}^{-3}$, $\nu_h = -10^{17}\text{m}^4\text{s}^{-1}$, $\nu_v = 10^{-8}\text{m}^4\text{s}^{-1}$ とした.

ブジネスク近似を用いるため, 気圧傾度力項において密度は一定値 ρ_0 とし, 連続の式は非圧縮性流体のものを用いている. 状態方程式において密度は温度のみの関数としている. つまり, 基本場の圧力が鉛直方向に変化しても, 密度・温度には影響しない. また, 渦が合体する際に不安定成層になる領域が現れることがあるので, その場合は対流調節を用いる.

計算領域は経度方向に 180 度 (周期境界), 緯度方向に赤道 (南北対称性を仮定) から 40°S , 鉛直方向に深さ 10000km とした. 支配方程式は差分法で離散化した. 格子点は (経度×緯度×高度)=(100×40×20) とし, また解像度は, $\Delta\lambda = 1.8^\circ$, $\Delta\phi = 1.0^\circ$ とし, 鉛直格子点間隔は上部で細かく, 下部で粗くした. 基本場の鉛直構造は, 安定成層した厚さ 500km の 'weather layer' ($z=0$ から $z=-500\text{km}$) と深部の厚さ 9500km の中立層 ($z=-500$ から $z=-10000\text{km}$) から成ると仮定した.

初期の南北に交互に変わるジェットは, weather layer に限定されると仮定した. また, ジェットの鉛直構造は, ガリレオ探査機の観測 (Atkinson, 1997) を意識し, 速度が $z = 0\text{km}$ でゼロ, $z=-100\text{km}$ で最大, $z=500\text{km}$ より下でゼロになるような双曲線正割関数 (sech) を用いた. 南北温度構造は, 温度風の関係を満たすように与えた.

以上の実験設定は, Williams(1996) のケース A4 と同じであるが, 我々はさらに基本場を維持するための強制を導入する. 強制に関しては, 以下の 4 種類を想定した.

1. 強制を加えない場合
2. 東西平均風速を初期の風速に戻すような強制として運動量 $-\frac{\bar{u}^x - u_i}{\tau_M}$ を加える場合
3. 東西平均温度場を初期の温度場に戻すような強制として熱 $-\frac{\bar{T}^x - T_i}{\tau_T}$ を加える場合
4. 運動量と熱の両方の強制を同じ緩和時間で加える場合

強制の緩和時間については 30 日, 100 日, 300 日, 1000 日の 4 種類を用いた. 時間積分は 6000 日間行なった.

3 結果

3.1 大規模渦の維持の可否

基本場を維持するための強制の種類と緩和時間の違いによって, 渦の振る舞いに違いが見られた (図 1).

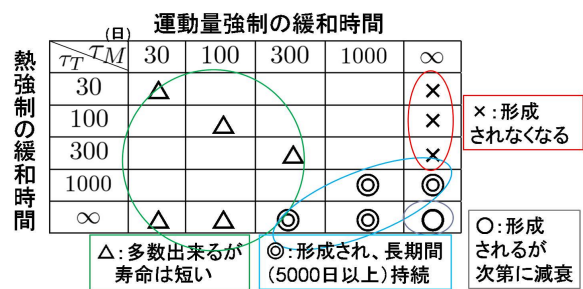


図 1 大規模渦が形成・持続するかどうかに着目した結果の概要

緩和時間が 1000 日の場合は, どの強制を加えた場合についても大規模渦が形成され, 長期

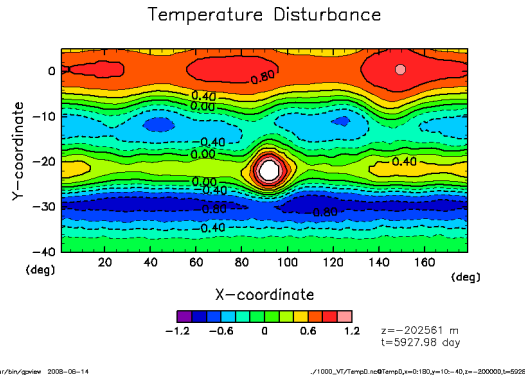


図2 $\tau_M = \tau_T = 1000$ 日の場合. 5928 日, $z = -200$ km における温度偏差の水平分布.

間 (5000 日以上) 持続した. 図 2 に, 運動量強制・熱強制ともに緩和時間 1000 日で加えた場合の, 5928 日, $z = -200$ km における温度偏差の水平分布を示す. 経度 95° , 南緯 22° 付近に大規模渦が見られる. これは 1100 日頃に形成され, 計算の終わりまで壊れなかった.

一方, 緩和時間が短い場合は大規模渦は維持されなかった. 具体的には, 以下の 2 つの異なる振る舞い方が見られた.

1. 大規模渦が多数できるが寿命は短い
2. 大規模渦が形成されなくなる

図 3 に, 大規模渦が多数できるが寿命は短い場合の 1 例として, 運動量強制・熱強制ともに緩和時間 30 日で加えた場合の, 5442 日, $z = 200$ km における温度偏差の水平分布を示す. 経度 160° , 南緯 22° 付近に, 図 2 と一見似た大規模渦が見られるが, これは 150 日程度の寿命で壊れてしまう.

図 4 に, 大規模渦が形成されなくなる場合の 1 例として, 熱強制のみを緩和時間 30 日で加えた場合の, 5994 日, $z = -200$ km における温度偏差を示す. 計算の初期には大規模渦が見ら

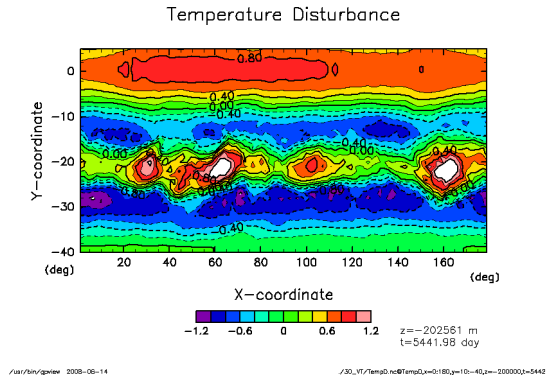


図3 $\tau_M = \tau_T = 30$ 日の場合. 5442 日, $z = -200$ km における温度偏差.

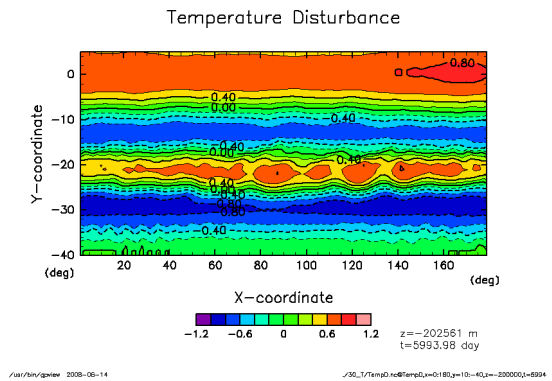


図4 $\tau_M = \infty, \tau_T = 30$ 日の場合. 5994 日, $z = -200$ km における温度偏差.

れるが, 2600 日目以降はこのような小規模な波動のみとなっている.

3.2 東西平均大気構造

3.1 節でみたような渦の生成・維持に違いが生じた理由を考えるために, 東西平均場を見ることにする. 両方の強制を加えた場合は, ジェット・温度構造ともに初期の構造をある程度維持していた (図 5, 6). 特に両方の強制を 30 日の短い緩和時間で加えた場合は, ほぼ初

期の構造を維持していた。一方、運動量強制のみを短い緩和時間で加えた場合は、温度構造が大きく変化してしまい（図 7）、それに付随してジェットの風速も初期の風速の 60% 程に弱まってしまった。また、熱強制のみを短い緩和時間で加えた場合は、温度構造は維持されたがジェットの構造は大きく変化してしまった（図 8）。特に、 16°S , 23°S を中心に -400km より深部にジェットが生成されていることに注目したい。 -400km より上部のジェットの風速が初期に比べて遅くなっていることも考慮すると、東西風速の順圧成分が生成が生成されたと考えることができる。Williams (1996) の渦の安定性に関する数値実験において、ジェットの順圧成分ができると大規模渦は安定に持続できないという結果があったことと、本研究の結果は矛盾しない。

4 今後の課題

以上のような長時間計算後の東西平均場の違いが、渦の振る舞いに影響を与えた可能性がある。そこで、平均場の変化が何によって引き起こされたのかについて、渦による運動量輸送・熱輸送などを調べることで明らかにしたい。

また、異なる初期場（参照場）を仮定した場合、渦の振舞いはどのようなになるのかを調べるために、深部まで及ぶジェットや、より現実的で複雑な成層を初期場として与えて実験してみたい。

さらに、初期の波動の形成や大規模渦の維持の可否を決めるメカニズムを知るために、線形安定性解析を行う予定である。

謝辞

作図に用いた情報環境は、地球流体電脳倶楽部 (<http://www.gfd-dennou.org/>) の資源をもとにして構築されたものです。このような研究を行う環境を提供頂きました関係者に謝意を表明します。

参考文献

- [1] G.P.Williams, Jovian dynamics. Part1: Vortex stability, structure, and genesis, Journal of the Atmospheric Sciences, 53, 2685-2734(1996)
- [2] D.H.Atkinson, A.P.Ingersoll and A.Seiff, Deep zonal winds on Jupiter: update of Doppler tracking the Galileo probe from the orbiter, Nature, 388, 649-650(1997)

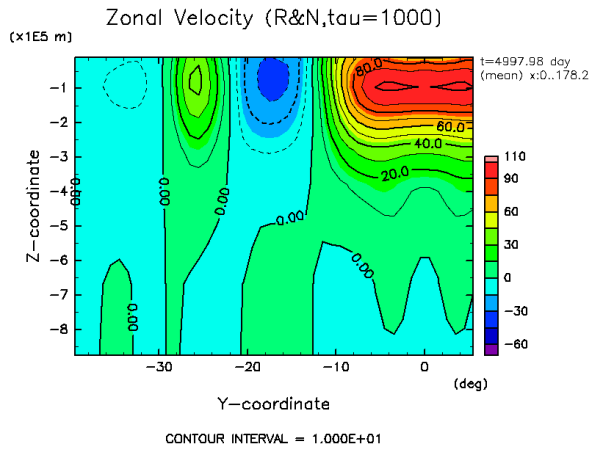


図5 $\tau_M = \tau_T = 1000$ 日の場合. 5000 日における東西平均風速の緯度・高度断面.

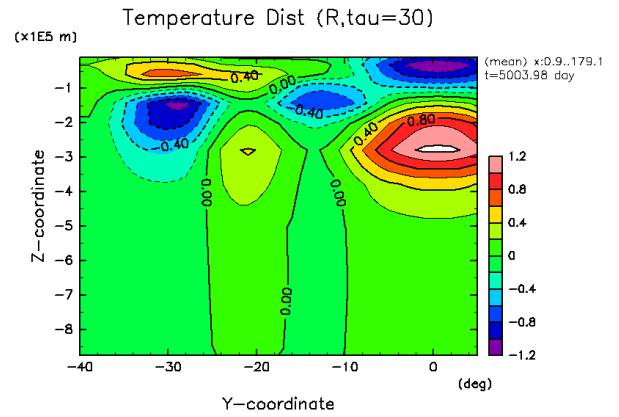


図7 $\tau_M = 30, \tau_T = \infty$ 日の場合. 5000 日における東西平均温度偏差の緯度・高度断面.

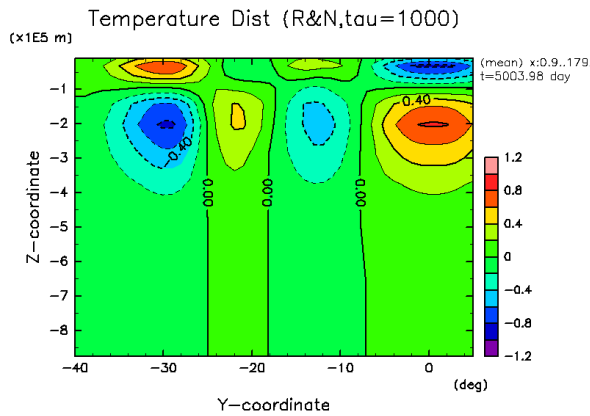


図6 $\tau_M = \tau_T = 1000$ 日の場合. 5000 日における東西平均温度偏差の緯度・高度断面.

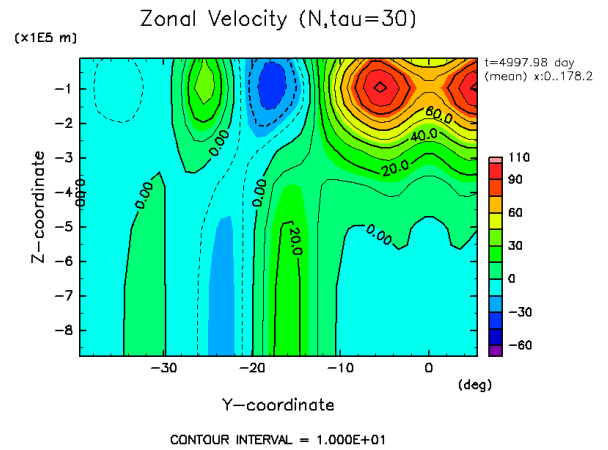


図8 $\tau_M = \infty, \tau_T = 30$ 日の場合. 5000 日における東西平均風速の緯度・高度断面.