

木星型惑星大気の縞状構造の成因の研究

課題責任者

竹広 真一 京都大学数理解析研究所

著者

竹広 真一^{*1}, 佐々木 洋平^{*2}, 石岡 圭一^{*3}

^{*1} 京都大学数理解析研究所

^{*2} 京都大学大学院理学研究科数学教室

^{*3} 京都大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻

木星型惑星(木星・土星)表層大気の力学的な特色である縞状パターンはこれまでに多くの大気科学研究者の関心を引いてきたが、現在のところ、これらの特徴を矛盾なく整合的に説明できる満足な力学的描像と理解は得られてはいない。本研究では、地球シミュレータの豊富な計算資源を利用することにより、全球規模から微細規模対流までにわたる空間スケールを統一的にあつかう大規模数値計算を実行し、従来の数値モデルでは表現できなかった微細規模の対流や乱流の構造を解像し、木星型惑星大気に見られる表面流の大規模構造の力学的成因を説明することを目指している。

我々は非弾性回転球殻対流の全球高解像度長時間シミュレーションを開始した。試験的な既存の研究に比べてより長時間の数値積分を実行し、既存の研究結果ではまだ時間積分が不十分であり高緯度の帯状流の発達はまだ続いていることが明らかになった。

キーワード：木星，土星，縞状構造，赤道順行流

1. はじめに

木星と土星の表層の流れは、赤道周辺の幅の広い順行ジェットと中高緯度で交互に現われる互いに逆向きの幅の狭いジェットが特徴的である。この表層のジェットが深部領域の対流によって生成されているのか、表層の流体運動の結果なのかは未だに明らかになっていない。伝統的な知見では、流体層の厚さが惑星半径に比して十分小さい「浅い」モデル、すなわち、鉛直方向の静水圧近似の仮定の下で深部からの熱流と太陽加熱によって大気の運動が駆動されるモデルでは、中高緯度の交互に表われる幅の狭いジェットは再現されるものの、赤道域のジェットは必ずしも順行方向とはならない。一方で、流体層の厚さが惑星半径に匹敵する「深いモデル」、すなわち高速回転する球殻中の熱対流モデルでは、赤道域の順行するジェットは容易に生成されるものの、中高緯度の交互に表われるジェットの生成が困難である、と考えられていた。

このような状況において、これまでに考えられていた深いモデルよりも薄い球殻領域内の深部対流運動を考えることで、赤道域の順行流と中高緯度の交互に現われる狭いジェットが共存する状態を数値的に再現できることを主張したのが Heimpel and Aurnou (2007) [1]である。この研究をきっかけとして、薄い回転球殻内の熱対流の研究が活発に行われるようになり、最近では動径方向の密度変化を考慮した非弾性系モデルの高解像度数値計算によりジェット形成問題の研究が行われてきている(e.g. Gastine et al. 2014 [2], Heimpel et al. 2015 [3])。

しかしながら、これらの研究では経度方向の対称性

を仮定したいわゆるセクター領域の計算であり、全球ではなく一部の領域の流体運動しか解いていない。このような領域の制限は流れ場全体の構造に影響を与えている可能性がある。例えば、2次元乱流的なエネルギーの逆カスケードが十分に作用し、互い違いの縞状ジェットが生成されないかもしれない。また、生成される帯状流が不安定となって縞状ジェットが壊されてしまうかもしれない。加えて統計的定常状態に達するに十分な長時間積分が行われているかが疑問であった。

そこでわれわれは、薄い回転球殻内の熱対流の全球領域数値計算をこれまでの研究よりも長時間の積分を実行し、得られる赤道域および中高緯度領域の帯状流分布に計算領域が影響するかを吟味してきた。その結果、セクター計算の場合には赤道順行ジェットと中高緯度の縞状ジェットが長時間維持されるのに対して、全球計算においては中高緯度の縞状構造が消滅し、赤道および各半球の中高緯度に1本ずつ、3本の順行ジェットしか存在しない状態となった(竹広他 2015 [4])このことは、木星型惑星の縞状構造と赤道加速の成因を探るためには大規模高解像度かつ長時間計算が必要であることを示している。

2. モデル開発と大規模並列化

そこでわれわれは木星型惑星大気シミュレーション計算の高解像度長時間積分を行うためのスペクトル変換ライブラリの改良を行ってきた。平成29年度までに緯度方向に加えて動径方向にもMPI並列化を行う実装テストを地球シミュレータ上にて行い、これまで緯度方向格子点数によって制限されていた並列処理の限界

を伸ばすことに成功した。さらに、深さ方向の密度成層を考慮した非弾性系モデルを開発し、改良したスペクトル変換ライブラリを用いて大規模並列化を行った。この実装には、動径微分と境界条件適用のために、動径方向に分割した変数を毎ステップ統合して処理する必要があったが、そのために必要なプロセス間通信時間はスペクトル計算に要する時間に比べて無視できる程度であったため、高い並列化効率を維持することができている。

図1はそのベンチマーク計算 (Jones et al. 2011 [5]) による計算速度を示したものである。従来の動径方向に MPI 並列をしない場合 (NPV=1) では 256 並列までは計算時間がほぼ並列数に比例して減少していくが、それ以上の並列数では計算時間が減少しなくなり、並列化による加速の限界となっていた。これに対して、動径方向並列数 (NPV) を 4, 8, 16, 32 と増加させるに連れて、より大きな MPI 並列数でも計算速度を減少させることができるようになってきていることがわかる。

Anelastic 4096x2048x64 (T1365L64), 100step

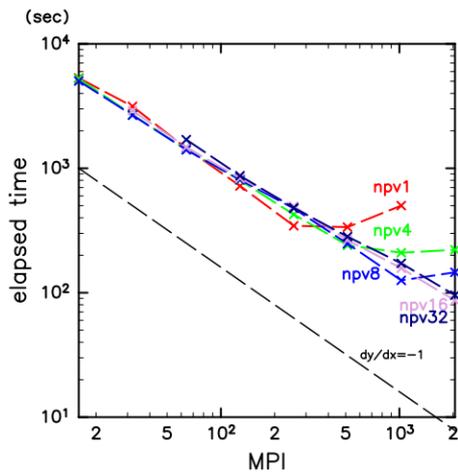


図1：非弾性球殻対流モデルの地球シミュレータにおけるベンチマーク。経度、緯度、動径格子点数はそれぞれ 4096, 2048, 64。OpenMP による 4 スレッド並列と MPI によるハイブリッド並列。横軸が MPI 並列数、縦軸が 100 ステップ計算するのに要する経過時間。図中 NPV に付された数字が動径方向並列数である。

3. 全球数値シミュレーション

本年度は、開発した非弾性回転球殻対流モデルの運用を開始した。試験的なターゲットは Gastine et al. (2014) の case2 である。

方程式系に現われる無次元数であるプラントル数 $Pr = \nu / \kappa$ を 1, エクマン数 $Ek = \nu / (\Omega D^2)$ を 1×10^{-4} , 球殻の内径外径比 $\chi = r_i / r_o$ を 0.85, 修正レイリー数 $Ra = g \alpha \Delta S / (C_p \Omega^2 D)$ を 0.65 とした。熱境界条件は、エントロピー固定である。力学的境界条件は両端で自由すべり条件である。解像度は経度、緯度、動径方向の格

子点数がそれぞれ 1024, 512, 97 点、球面調和関数 341 次および動径方向のチェビシェフ多項式は 96 次まで計算している。超粘性係数 $d(l)$ は球面調和関数の全波数 l の関数として、 $d(l) = \{1 + \alpha [(l-1)/(l_{max}-1)]^\beta\}$ と与えている。Gastine らと同じく $\alpha=3, \beta=3$ を選んだ。

初期に回転系での静止状態に一点温度擾乱を加え、25000 無次元時間 (約 4000 回転) まで時間積分した。図2と図3は異なる時間での平均東西風の子午面断面を示している。東西風が自転軸方向に一様な分布となるテイラーブロードマンの定理に従っていることがわかる。

図4は異なる時間での表面平均東西風の分布を比較したものである。粘性拡散時間程度に短い無次元時間 8000 での分布は、Gastine et al. (2014) の結果と整合的な表面平均東西風分布が得られている。しかしながら、より長く時間積分を実行すると、高緯度の順行帯状流が発達し目立ってくる。このことは、先行研究で得られている結果が統計的平衡状態に達していないことを示唆している。

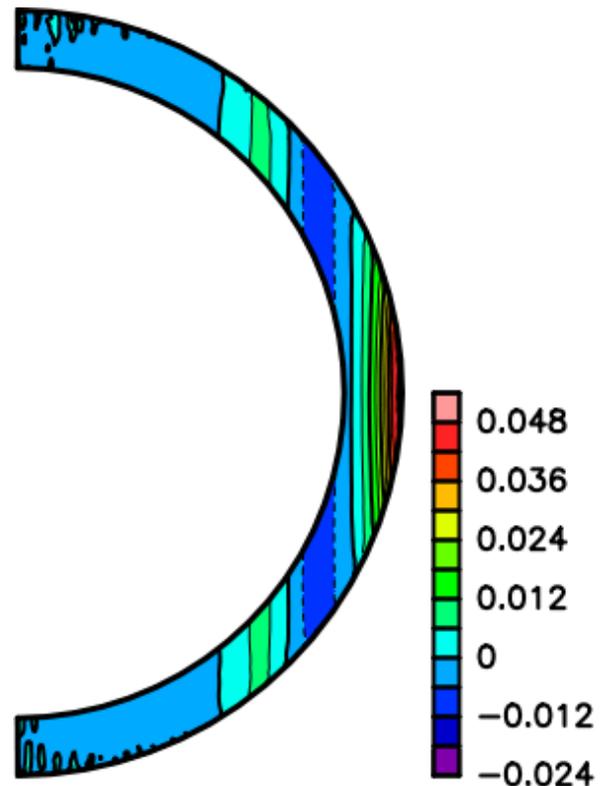


図2：無次元時間 8000 (約 1200 回転) での子午面断面での平均東西風。

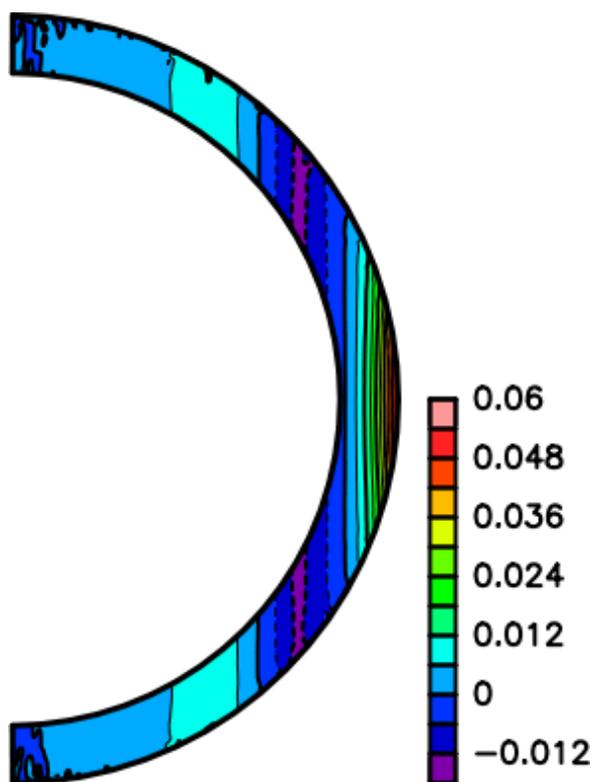


図3：無次元時間 25000 (約 4000 回転) での子午面断面での平均東西風。

4. まとめ

以上、非弾性回転球殻対流の全球数値シミュレーションのテスト計算を報告した。先行研究の結果はまだ積分時間が十分でないことが示唆される。今後は、開発した非弾性回転球殻対流モデルを用いてのより大規模な長時間数値計算を実行し、木星型惑星大気の縞状構造の成因に迫る予定である。

謝辞

本研究の数値計算には海洋研究開発機構の地球シミュレータ (ES3) を用いた。

文献

[1] M. Heimpel and J. Aurnou, "Turbulent convection in rapidly rotating spherical shells: A model for equatorial and high latitude jets on Jupiter and Saturn", *Icarus*, 187, 540-557, April 2007.

[2] T. Gastine, M. Heimpel and J. Wicht, "Zonal flow scaling in rapidly-rotating compressible convection", *Phys. Earth Planet. Inter.*, 232, 36-50, April 2014.

[3] M. Heimpel, T. Gastine and J. Wicht, "Simulation of deep-seated zonal jets and shallow vortices in gas giant atmospheres", *Nature GeoSci.*, 9, 19-23,

November 2015.

[4] S. Takehiro, Y. Sasaki and K. Ishioka, "Disappearance of Surface Banded Structure Produced by Thermal Convection in Rapidly Rotating Thin Spherical Shells", *Annual Report of the Earth Simulator*, April 2014-March 2015, 128-129, November 2015.

[5] C. A. Jones, P. Boronski, A. S. Brun, G. A. Glatzmaier, T. Gastine, M. Miesch and J. Wicht, "Anelastic convection-driven dynamo benchmarks", *Icarus*, 216, 120-135, August 2011.

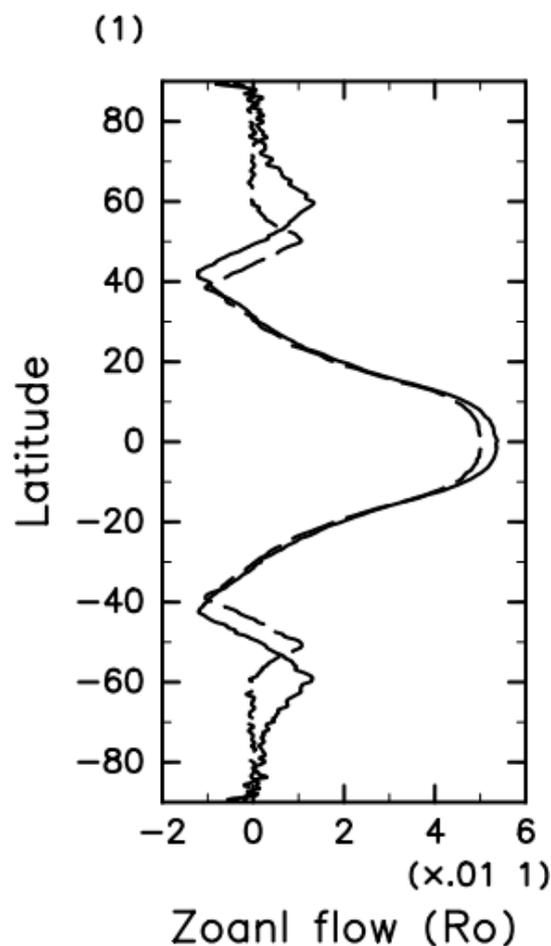


図4：異なる時間での表面平均東西風分布の比較。実線が無次元時間 25000 (約 4000 回転)，点線が無次元時間 8000 (約 1200 回転)

Study on Generation Mechanism of the Banded Structures Observed in the Jovian-type Planetary Atmospheres

Project Representative

Shin-ichi Takehiro Research Institute for Mathematical Sciences, Kyoto University

Authors

Shin-ichi Takehiro ^{*1}, Youhei Sasaki ^{*2}, Keiichi Ishioka ^{*3}

^{*1} Research Institute for Mathematical Sciences, Kyoto University, ^{*2} Department of Mathematics, Graduate School of Science, Kyoto University, ^{*3} Department of Earth and Planetary Sciences, Graduate School of Science, Kyoto University

Banded structures and alternating zonal jets observed in the surface atmospheres of Jupiter and Saturn have attracted many researchers in planetary atmospheric sciences, however, their physical explanations and understandings are not satisfactory. In this study, we try to perform massive parallel numerical experiments treating both small scale convection and planetary scale flows simultaneously, and to illustrate dynamical origin of global scale structures of surface flows of Jovian planets.

We started to perform highly resolved numerical simulation of anelastic rotating spherical convection with full spherical domain. Our follow-up numerical experiment reveals that the generated surface zonal flows still continue to develop in the present stage, meaning that the result of previous study is insufficient to catch up statistically steady state.

Keywords : Jupiter, Saturn, banded structure, equatorial prograde jet

1. Introduction

Surface flows of Jupiter and Saturn are characterized by broad prograde zonal jets around the equator (equatorial superrotation) and narrow alternating zonal jets in mid- and high-latitudes. "Shallow" models can produce narrow alternating jets in mid- and high-latitudes, while equatorial jets are not necessarily prograde. On the other hand, "deep" models can produce equatorial prograde flows easily, while it seems to be difficult to generate alternating jets in mid- and high-latitudes.

One of the researches to overcome these difficulties is performed by Heimpel and Aurnou (2007) [1], proposing thermal convection in a rapidly rotating thin spherical shell model. They showed that the equatorial prograde zonal jets and alternating zonal jets in mid- and high-latitudes can be produced simultaneously when the Rayleigh number is sufficiently large and convection becomes active even inside the tangent cylinder. Successive studies for the zonal flow generation problem in thin rotating spherical shells have been performed, some of which deal with radial density contrast using anelastic systems. (e.g. Gastine et al. 2014 [2], Heimpel et al. 2015 [3]).

However, these studies assume longitudinal symmetry and calculate fluid motion only in a sector of the whole spherical shell. Such artificial limitation of the computational domain may influence the structure of the global flow field. For example, zonal flows may not develop efficiently due to the sufficient upward cascade of two-dimensional turbulence, or stability of mean zonal flows may change with the domain size in the longitudinal direction. Moreover, their integration times seem to be insufficient for achieving statistically steady

states. In order to clarify these points, we performed long time numerical experiment of thermal convection both in the one-eighth sector of the whole spherical shell and in the whole thin spherical shell domain, where the experimental setup is the same as that of Heimpel and Aurnou (2007). The results show that a strong equatorial prograde surface zonal jet and weak alternating banded zonal jets in mid- and high-latitudes appeared simultaneously in the 1/8 sector domain calculation, while in the whole domain calculation, banded zonal jets in mid- and high- latitudes disappeared and only three prograde jets (equatorial and high-latitudes jets) survived (Takehiro et al. 2015 [4]). This suggests that large-scale and high-resolution simulations with long integration time are necessary for investigating origin of the banded structure and equatorial superrotation.

2. Model development and parallelization

For this purpose, we improved the spectral transform library used for performing long-term integration of high-resolution simulations of Jovian and Saturnian atmospheric flows. MPI parallelization is introduced not only in the latitude direction but also in the radial direction. As a result, we succeeded in increasing the number of parallel processes which had been limited by the number of latitudinal grid points, and more massive parallel numerical experiments became possible. Further, we developed an anelastic model of thermal convection in a rotating spherical shell considering basic radial density variation, and parallelized it using the improved spectral transform library. For the implementation, the model variables divided in the radial direction are needed to be gathered in order to calculate radial differentiation and to

adapt radial boundary conditions in each time step, however, the model showed high parallelization performance because communication costs between the processes are negligible comparing with those for spectral transform.

Further, we developed an anelastic rotating spherical convection model using the improved spectral transform library. The model was validated by performing benchmark numerical calculations proposed by Jones et al. (2011) [5].

Figure 1 shows the calculation speeds of the model for various extent of MPI parallelization under the benchmark setup (Jones et al. 2011 [5]). In the case with no parallelization in the radial direction (NPV=1), the elapsed time decreased in proportion to the number of MPI processes until 256 processes, which was the limit of efficient parallelization. In contrast, by increasing the processes for radial parallelization from 4 to 32, the elapsed time could be reduced for larger number of MPI processes.

Anelastic 4096x2048x64 (T1365L64), 100step

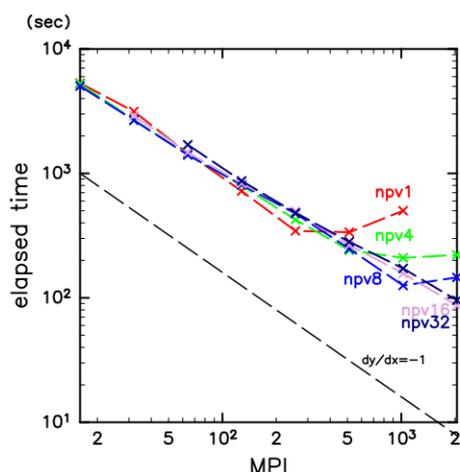


Fig. 1: Benchmark results of the anelastic spherical convection model on the Earth Simulator. The numbers of grid points in the longitudinal, latitudinal and radial directions are 4096, 2048, 64, respectively. Calculations are performed by OpenMP parallelization with 4 threads and MPI parallelization. The horizontal axis is the number of MPI processes, and the vertical axis is the elapsed time for 100 steps. The numerals with "NPV" in the figure indicate the number of processors for radial parallelization.

3. Numerical simulation with full spherical domain

We started to perform highly resolved numerical simulation of anelastic rotating spherical convection with full spherical domain. The numerical setup follows the case2 of Gastine et al. (2014) [2],

The Prandtl number $Pr = \nu/\kappa$ is set to 1, the Ekman number $Ek = \nu/(\Omega D^2)$ is 1×10^{-4} , the radius ratio of the inner and outer radii $\chi = r_i/r_o$ is 0.85, the modified Rayleigh number $Ra = g_0 \Delta S / (C_p \Omega^2 D)$ is 0.65. The thermal and mechanical

boundary conditions are fixed entropy and free-slip at the top and bottom of the shell. The numbers of the grid points in the longitudinal, latitudinal and radial directions are 1024, 512, and 97 respectively. The spherical harmonics and the Chebychev polynomials in the radial direction are calculated up to 341 and 96 order, respectively. Hyper viscosity and thermal diffusivity are given as a function of the total wave number of the spherical harmonics l as $d(l) = \{1 + \alpha[(l-1)/(l_{max}-1)]^\beta\}$. We set $\alpha=3$, $\beta=3$ following the value used by Gastine et al. (2014) [2].

Starting with a pointwise entropy disturbance, we performed time integration until 25000 non-dimensional time (about 4000 rotation). Figures 2 and 3 show meridional distribution of mean zonal flows at different times. It can be observed that the zonal flow distribution is uniform along the rotating axis.

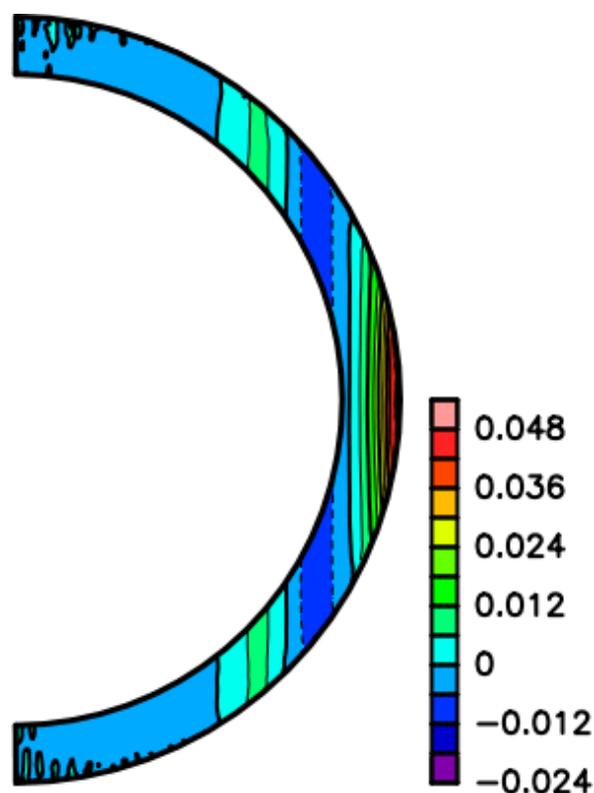


Fig. 2: Mean zonal flows in a meridional cross section at 8000 non-dimensional time (about 1200 rotation).

Figure 4 compares surface zonal flow distributions at different times. The distribution at 8000 non-dimensional time, which is similar to the viscous diffusion time, is consistent with that by Gastine et al. (2014) [2]. However, when the time integration is further performed, prograde zonal flows at high-latitudes develop and become prominent. This suggests the result obtained by the previous study does not reach statistically steady state.

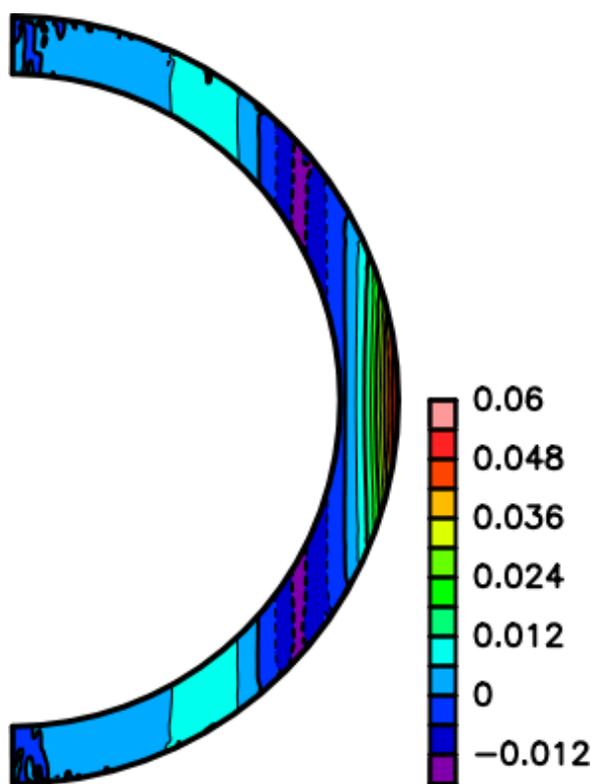


Fig.3: Mean zonal flows in a meridional cross section at 25000 non-dimensional time (about 4000 rotation).

4. Summary

We reported the result of numerical simulation of anelastic rotating spherical convection with full spherical domain. Our simulation shows that time integration performed by the previous study is not sufficient to obtain statistically steady state. We will try to perform large-scale high-resolution numerical simulations of Jovian atmospheric motions using this anelastic rotating spherical convection model, and pursuit origin of banded structures of the atmospheres of Jovian planets.

Acknowledgement

Numerical computation was carried out on the Earth Simulator (ES3) at the Japan Agency for Marine Earth Science and Technology.

References

[1] M. Heimpel and J. Aurnou, "Turbulent convection in rapidly rotating spherical shells: A model for equatorial and high latitude jets on Jupiter and Saturn", *Icarus*, 187, 540--557, April 2007.

[2] T. Gastine, M. Heimpel and J. Wicht, "Zonal flow scaling in rapidly-rotating compressible convection", *Phys. Earth Planet. Inter.*, 232, 36--50, April 2014.

[3] M. Heimpel, T. Gastine and J. Wicht, "Simulation of deep-seated zonal jets and shallow vortices in gas giant atmospheres", *Nature GeoSci.*, 9, 19--23, November 2015.

[4] S. Takehiro, Y. Sasaki and K. Ishioka, "Disappearance of Surface Banded Structure Produced by Thermal Convection in Rapidly Rotating Thin Spherical Shells", *Annual Report of the Earth Simulator*, April 2014--March 2015, 128--129, November 2015.

[5] C. A. Jones, P. Boronski, A. S. Brun, G. A. Glatzmaier, T. Gastine, M. Miesch and J. Wicht, "Anelastic convection-driven dynamo benchmarks", *Icarus*, 216, 120--135, August 2011.

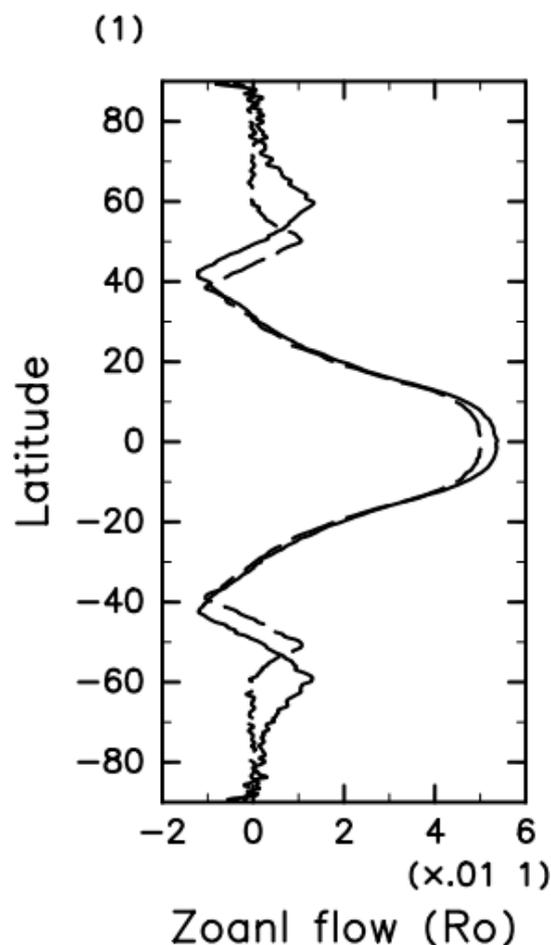


Fig.4: Comparison of surface zonal flows between different times. The solid and broken lines indicate the latitudinal zonal flow distributions at 25000 and 8000 non-dimensional times, respectively.