

回転球環熱対流

京大数理研 北内英章 (Hideaki Kitauchi)
京大数理研 木田重雄 (Shigeo Kida)

要旨

同一の角速度で回転する二つの同心球間の熱対流運動の構造を、Boussinesq 流体の数値解析により調べた。内外球面はそれぞれ一定の温度に固定し、中心からの距離に比例する重力が中心に向かってかかっている。内外球面の半径比が 0.5、Prandtl 数が 1、Rayleigh 数が 3200、Taylor 数が 8000 の場合、回転軸方向に伸びた Taylor-Proudman 渦柱が生成された。球面の回転と同じ方向の渦度をもつ順回転渦柱と反対方向の渦度をもつ逆回転渦柱が交互に 5 組並んでいる。これらの渦柱は相対位置を一定に保ちながら、球面よりも遅く回転している。流れは赤道面に関して反対称で、順回転渦柱では外球面から赤道面に向かうらせん状の下降流、逆回転渦柱では赤道面から外球面に向かうらせん状の上昇流になっている。らせん流のねじれ方は両渦柱で共通で、北半球で左ねじ、南半球で右ねじの向きである。渦柱の渦度強度は、逆回転渦柱の方が強い。これらの対流構造は、Bénard 不安定性、外球面上での Ekman パンピング、渦線の伸長強化によって説明される。

1 はじめに

回転球(環)内の熱対流は、地球や太陽などの天体ダイナモに関連して古くから研究されてきている。Chandrasekhar[1]は、回転球内の熱対流運動の線形安定性を論じた。球内部に一樣熱源が分布し、球の中心からの距離に比例する自己重力がはたしている場合が詳しく調べられ、軸対称攪乱に対する静止状態の変分法による線形安定性解析によって、その臨界値が求められた。Roberts[2]はこの研究を非軸対称攪乱にまで拡張し、軸対称攪乱より非軸対称攪乱のほうがより不安定であることを示した。特に、球の回転が速い場合、最も不安定なモードは、球の自転軸を軸とし半径が球半径の約 $\frac{1}{2}$ の円筒面付近に局在することを示した。しかし、攪乱は、温度場が赤道面に関して反対称な攪乱だけに限られていた。これに対して Busse[3]は、温度場が赤道面に関して対称な攪乱に対する臨界値を求め、反対称攪乱より対称攪乱のほうがより不安定であることを示した。最近では計算機資源に恵まれ、運動方程

式を直接数値的に解く試みがなされている(例えば、Glatzmaier[4]参照)。しかし、複雑な流れの3次元渦構造の解析はあまりなされていない。

本研究では、地球ダイナモ機構の解明の基礎として、回転球環内の熱対流運動の構造およびその力学機構を調べる。

2 基礎方程式

一定角速度 Ω で回転する半径 R_1 と R_2 ($R_1 < R_2$) の同心二重球面内の Boussinesq 流体の熱対流運動を考える(図1参照)。密度を ρ とし、流体には単位体積当り重力 $\mathbf{g} = -\rho\gamma\mathbf{r}$ (γ は定数) が作用していると仮定する。ただし、 \mathbf{r} は球の中心を始点とする流体の位置ベクトルである。内外球面で流体は滑べらないとし、両球面はそれぞれ温度 T_1 と T_2 ($T_1 > T_2$) に保たれているとする。熱対流運動はこの温度差によって駆動される。球とともに回転する座標系で見ると、動粘性率 ν 、温度伝導率 κ 、熱膨張率 α の Boussinesq 流体の速度 \mathbf{u} と温度 T の時間発展は、

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} - [1 - \alpha(T - T_2)] \gamma \mathbf{r} + 2\mathbf{u} \times \Omega + (\Omega \times \mathbf{r}) \times \Omega, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \kappa \nabla^2 T \quad (2.3)$$

で記述される。境界条件は、

$$\begin{cases} r = R_1 \text{ で } \mathbf{u} = \mathbf{0}, & T = T_1, \\ r = R_2 \text{ で } \mathbf{u} = \mathbf{0}, & T = T_2 \end{cases} \quad (2.4)$$

である。 $T - T_2$ を改めて T ととり、修正比圧力

$$P = \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + \frac{1}{2} \gamma |\mathbf{r}|^2 - \frac{1}{2} |\Omega \times \mathbf{r}|^2 \quad (2.5)$$

を用いて方程式系(2.1)-(2.4)を書き直すと、

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla P + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \alpha \gamma T \mathbf{r} + 2\mathbf{u} \times \Omega + \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{u}), \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u} T) + \kappa \nabla^2 T, \quad (2.8)$$

$$\begin{cases} r = R_1 \text{ で } \mathbf{u} = \mathbf{0}, & T = T_1 - T_2 = \Delta T, \\ r = R_2 \text{ で } \mathbf{u} = \mathbf{0}, & T = 0 \end{cases} \quad (2.9)$$

となる。

この方程式系を無次元化するために、距離を流体層の厚み $d = R_2 - R_1$ で、時間を熱伝導時間 d^2/κ で、温度を両球面の温度差 ΔT で無次元化し、無次元変数 (* で表す) を

$$\mathbf{r} = d\mathbf{r}^*, t = \frac{d^2}{\kappa}t^*, \mathbf{u} = \frac{\kappa}{d}\mathbf{u}^*, T = (\Delta T)T^*, P = \frac{\kappa^2}{d^2}P^* \quad (2.10)$$

のように導入する。これらを方程式系 (2.6)-(2.9) に代入すると (以下 * 省略)、

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla P + P_r \nabla^2 \mathbf{u} + P_r R_a T \mathbf{r} + P_r T_a^{1/2} \mathbf{u} \times \hat{\mathbf{z}} + \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{u}), \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}T) + \nabla^2 T, \quad (2.13)$$

$$\begin{cases} r = \eta/(1-\eta) \text{ で } \mathbf{u} = \mathbf{0}, T = 1, \\ r = 1/(1-\eta) \text{ で } \mathbf{u} = \mathbf{0}, T = 0 \end{cases} \quad (2.14)$$

となる。ただし、

$$\eta = \frac{R_1}{R_2}, P_r = \frac{\nu}{\kappa}, R_a = \frac{\alpha \gamma (\Delta T) d^4}{\kappa \nu}, T_a = \left(\frac{2|\boldsymbol{\Omega}| d^2}{\nu} \right)^2 \quad (2.15)$$

は無次元のパラメーターで、 $\hat{\mathbf{z}} = \boldsymbol{\Omega}/|\boldsymbol{\Omega}|$ は回転軸方向の単位ベクトルである。Rayleigh 数 R_a は浮力の強さを、Taylor 数 T_a は球の回転角速度の大きさを表す。

方程式系 (2.11)-(2.14) を、擬スペクトル法を用いて数値的に解く。速度と温度を、緯度経度方向には球面調和関数 Y_{lm} ($0 \leq |m| \leq l \leq L$) で、動径方向には Chebyshev 多項式 T_n ($0 \leq n \leq N$) で展開する。それぞれの切断波数は、 $L = 31$ 、 $N = 32$ である。非線形項を計算する際に現れるエイリアジングエラーは取り除いていない。境界条件を満足させるために、Chebyshev-tau 法を用いる [5]。時間積分には非線形項に 2 次の Adams-Bashforth 法を、粘性項に 2 次の Crank-Nicolson 法を用いる。タイムステップは、 $\Delta t = 0.01$ である。初期条件は、方程式系 (2.11)-(2.14) の定常解

$$\mathbf{u} = \mathbf{0}, T = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)^{-1} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (2.16)$$

に一樣微小攪乱を加えたものとする。

静止熱伝導状態 (2.16) は、回転のない場合、Rayleigh 数が臨界値 $R_a^c = 1443$ より大きくなると微小攪乱に対して不安定であり、また、この臨界値は Taylor 数とともに大きくなることが知られている。図 2 は、内外球の半径比 $\eta = 0.5$ 、Prandtl 数 $P_r = 1$ の場合の安定曲線の模式図である。 R_a が大きいほど不安定、 T_a が大きいほど安定である。この R_a^c を参考に、本研究では静止状態が不安定な $\eta = 0.5$ 、 $P_r = 1$ 、 $R_a = 3200$ 、 $T_a = 8000$ の場合を数値計算した (図 2 参照)。

3 流れの構造

3.1 Taylor-Proudman 渦柱

図 3 は、単位体積当りの運動エネルギー

$$E = \frac{1}{V} \int_V \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 dV, \quad (3.1)$$

渦度の 2 乗平均

$$Q = \frac{1}{V} \int_V \frac{1}{2} |\boldsymbol{\omega}|^2 dV, \quad (3.2)$$

および平均温度

$$\langle T \rangle = \frac{1}{V} \int_V T dV \quad (3.3)$$

の時間発展を初期時刻 $t = 0$ から数値計算の最終時刻 $t = 30$ までプロットしたものである。ここに V は、球環の体積を表す。初期に与えた速度と渦度の微小攪乱は指数関数的に増幅し、 $t = 3.5$ 付近で E と Q は定常的になる。球が 1 回転するのに要する時間は約 0.56 なので、この間、球は 6~7 回転している。その後 $t = 7$ あたりで E と Q はわずかに増加し、以後ほぼ一定値を保つ。この $t = 7$ の E と Q のわずかな増加は、渦柱の消滅と関係している (図 5 参照)。一方、平均温度は終始ほぼ一定値を保つ。最終時刻での各平均量の値は、 $E \simeq 5.0, Q \simeq 50, \langle T \rangle \simeq 0.3$ である。

回転する球 (環) 内における熱対流運動では、静止熱伝導状態に対する臨界モードとして、回転軸から一定の距離だけ離れた所に回転軸方向に伸びた渦柱が形成される。渦柱には 2 種類あり、球の回転と同じ方向の渦度をもつ順回転 (サイクロニック) 渦柱と反対方向の渦度をもつ逆回転 (アンチサイクロニック) 渦柱が交互に数組形成される。我々の流れは臨界状態からあまり離れていないので (図 2 参照)、このような渦柱の形成が期待される。最終時刻での球環 $1.25R_1 \leq r \leq 0.875R_2$ における渦度の大きさ $|\boldsymbol{\omega}| = 15$ ($|\boldsymbol{\omega}|_{\max} = 40$) の等値面と赤道面における渦度の z 成分 ω_z の等高線を図 4 に示した (以下、図 13 を除いて、赤道面には等高線 ω_z を示す)。(a) が北極の方向から眺めた図、(b) が赤道の方向から眺めた図である (図 13 を除いて、以下同様)。黒色の順回転渦柱と灰色の逆回転渦柱が、交互に 5 組形成されている。それらは球環のほぼ中央に局在し、回転軸方向に伸びた構造をとっている。後者は、Taylor-Proudman の定理がよく成立していることを示している。また、逆回転渦柱の $|\omega_z|_{\max}$ は、順回転渦柱より約 1.6 倍大きい。この渦柱の強さの相違は渦の伸縮と関係している (3.2 節参照)。

ところで、赤道面における ω_z の等高線からわかるように、内外球面に沿って渦度の大きい領域 (約 $1.4|\omega_z|_{\max}$) が存在している。これは、球面に沿って薄い Ekman 境界

層ができているためである。このため $|\omega|$ の等値面を球環全域で描いてしまうと、内部の渦柱の構造が見えなくなってしまうので、図4では内外球面近傍は除いてあった。

これらの渦柱は、時間とともに移動している。図5は、赤道面上で回転軸からの距離 $r = \frac{1}{2}(R_1 + R_2)$ において、 $\omega_z(\phi, t)$ の正の部分(順回転渦柱)の等高線を(緯度, 時間)-面で示したものである。初期に6組の渦柱が形成され、時刻 $t = 3.5$ あたりで完成するが、やがて $t = 7$ くらいで1組の渦柱が消滅している。その後、最終時刻まで5組の渦柱が定常的に西へ移動している。この $t = 7$ での1組の渦柱の消滅が、図3の E と Q の微増の原因である。渦柱の西進は地形性ロスビー波を用いて説明されている[6]。

次に、順回転(低気圧性)渦柱と逆回転(高気圧性)渦柱における流れを調べる。図6と図7は、それぞれ $t = 30$ での低気圧性渦柱と高気圧性渦柱における流線(灰色)と渦線(黒色)を図示したものである。流れは赤道面に関して反対称で、低気圧性渦柱では外球面から赤道面に向かうらせん状の下降流、高気圧性渦柱では赤道面から外球面に向かうらせん状の上昇流になっている。この上昇下降流は、Ekman パンピングによるものである。また、らせん状流れのねじれ方は両渦柱に共通で、北半球で左巻き、南半球で右巻きである。実際、 $t = 30$ での球環全域におけるヘリシティ密度 $\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\omega} = \pm 40$ ($[\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\omega}]_{\min} = -60$, $[\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\omega}]_{\max} = 60$) の等値面を図示すると、ヘリシティ密度は赤道面に関して反対称で、北半球で負、南半球で正になっている(図8参照)。

3.2 渦柱生成のメカニズム

図4のところで注意したように、逆回転渦柱は順回転渦柱より中心での渦度強度は約1.6倍大きい。この渦柱の強さの相違の原因を明らかにするために、運動方程式(2.12)の rot をとって得られる渦度方程式

$$\frac{D\boldsymbol{\omega}}{Dt} = \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\omega} + P_r R_a \nabla T \times \mathbf{r} + P_r T_a^{1/2} (\hat{\mathbf{z}} \cdot \nabla) \mathbf{u} + P_r \nabla^2 \boldsymbol{\omega} \quad (3.4)$$

の右辺各項の相対的な大きさを調べる。ここに、 \mathbf{s} はひずみ速度テンソル

$$\mathbf{s} = \{s_{ij}\}, \quad s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.5)$$

である。渦度方程式(3.4)に $\boldsymbol{\omega}$ をスカラー的に乗じて、渦度の大きさの時間発展を記述する方程式

$$\frac{D}{Dt} \frac{|\boldsymbol{\omega}|^2}{2} = \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\omega} + P_r R_a \boldsymbol{\omega} \cdot (\nabla T \times \mathbf{r}) + P_r T_a^{1/2} \boldsymbol{\omega} \cdot (\hat{\mathbf{z}} \cdot \nabla) \mathbf{u} + P_r \boldsymbol{\omega} \cdot (\nabla^2 \boldsymbol{\omega}) \quad (3.6)$$

を得る。右辺第1項を渦伸長項、第2項を浮力項、第3項をコリオリ項、第4項を粘性項と呼ぶ。

図4(a)の渦柱に、正の x 軸から反時計回り(緯度 $\phi=0$ から ϕ の増加する方向)に番号1から10を割り当てる。これらの渦柱の各々の中心(渦度の最も強い点)付近における ω_z と式(3.6)の右辺4項の値を表1と表2に示した。また、 $t=30$ での球環全域における渦伸長項、浮力項、コリオリ項、粘性項の各等値面をそれぞれ図9-12に示した。渦伸長項以外は両渦柱で同符号となり、コリオリ項と粘性項は渦度の減少に、浮力項は渦度の生成に寄与している。

渦伸長項は順回転渦柱で渦度の減少に、逆回転渦柱で渦度の強化に作用している。これは、順回転渦柱では下降流のため渦の縮み込みが生じ、逆回転渦柱では上昇流のため渦の引き伸ばしが生じるためである。順回転渦柱と逆回転渦柱の中心付近における各項の値を大きいものから順にならべると、それぞれ

順回転渦柱：浮力項(3500) > 渦伸長項(-800) > コリオリ項(-1100) > 粘性項(-1500),

逆回転渦柱：浮力項(6900) > 渦伸長項(1600) > コリオリ項(-1200) > 粘性項(-7300)

となっている。かっこ内に示した各項の大きさの順番は両渦柱で同じであるが、渦伸長項が順回転渦柱では負、逆回転渦柱では正となっている。この違いが逆回転渦柱の強度を順回転渦柱より大きくしているのである。

浮力項は両渦柱で正で、渦柱生成の主要因になっている。この渦柱の生成メカニズムは熱対流不安定性として知られているものである。図13に、 $t=30$ での赤道面における(a)温度の等高線と(b)それに ω_z の分布を重ねたものを示した。黒色が順回転渦柱、灰色が逆回転渦柱である。渦柱の回転による対流運動は、各渦柱間に高温部と低温部を交互に作る(流体の上昇領域は高温、下降領域は低温となる)。その結果、順回転渦柱と逆回転渦柱を横切って東西方向の温度勾配が生じ、いずれも渦の回転を助長する方向にトルクを発生する。即ち、 $(\nabla T \times r) \cdot \omega > 0$ となる。

コリオリ項は両渦柱で負となり、渦柱を弱めるはたらきがある。順回転渦柱と逆回転渦柱の内部では、それぞれ柱の中心から外へ向かう流れと外から中心へ向かう流れが生じている。コリオリ力が流体要素の運動を球の回転と反対の方向へ曲げる作用があることを考慮すると、両渦柱内とも渦の回転と逆向きのトルクを与えることがわかる。

最後に、粘性項は両渦柱で負となり、渦柱の成長をおさえ、定常状態に保つ役割を果たしている。

4 結論

本研究では、回転球環内の熱対流を運動方程式の直接数値シミュレーションによって実現し、現れた渦構造の生成機構を渦度方程式の各項の相対的な大きさを比較することによって調べてきた。回転軸に平行な順回転と逆回転渦柱が交互に5組形成された。このような渦柱生成の主要因は浮力によるトルクであることを確認した。速度場は赤道面に関して反対称で、順回転渦柱では外球面から赤道面に向かう下降流が生じ、逆回転渦柱では赤道面から外球面に向かう上昇流が生じている。この上下流は渦柱の伸縮を伴い、逆回転渦柱の渦度が順回転渦柱より大きくなる。また、渦柱の中で流体はらせん状にねじれて運動をしている。現在、我々は磁場を入れた数値シミュレーションも行なっているが、このねじれ運動は磁力線伸長による磁場強化の原因になり得るものである。

今回は、 T_a が比較的小さい場合の渦柱の生成機構を調べた。その際、式(3.6)を用いて右辺に現れる4つの項(渦伸長項、浮力項、コリオリ項、粘性項)の大きさを評価し、渦柱生成の主要因と、順回転渦柱と逆回転渦柱の強さの相違の原因を明らかにした。しかし、球環の回転が速くなり T_a が大きくなると、異なった渦柱生成のメカニズムが現れる。我々の予備的な計算では、逆回転渦柱より順回転渦柱の方が強くなった。この場合の生成メカニズムの解析は、今後の課題である。

参考文献

- [1] S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability* (Dover, New York, 1968).
- [2] P. H. Roberts, On the Thermal Instability of a Rotating-Fluid Sphere Containing Heat Sources, *Phil. Trans. A***263**, 93 (1968).
- [3] F. H. Busse, Thermal Instability in Rapidly Rotating Systems, *J. Fluid Mech.* **44**, 441 (1970).
- [4] G. A. Glatzmaier, Numerical Simulation of Stellar Convective Dynamos. I. The Model and Method, *J. Comput. Phys.* **55**, 461 (1984).
- [5] J. Kim, P. Moin & R. D. Moser, Turbulence Statistics in Fully Developed Channel Flow at Low Reynolds Number, *J. Fluid Mech.* **177**, 133 (1987).

- [6] S. Takehiro, Boussinesq Convection in Rotating Spherical Shells: A Study on the Equatorial Superrotation, *thesis* (1994).

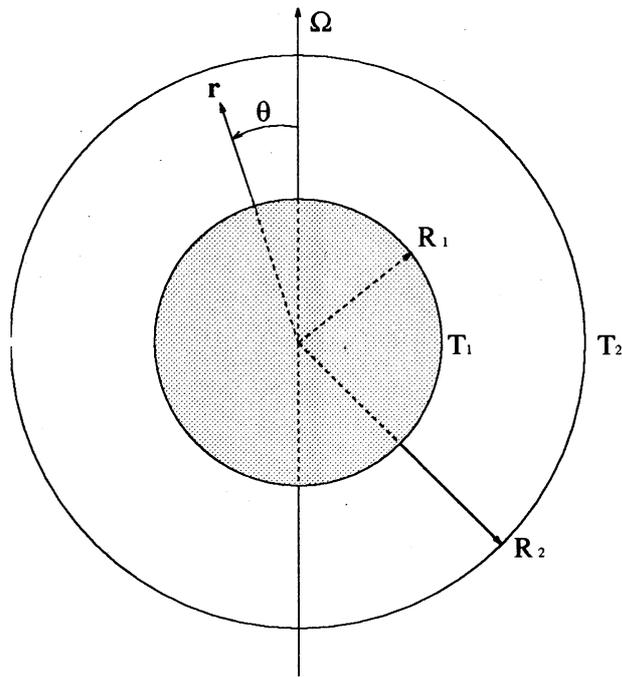


図 1: 回転球環内の熱対流。

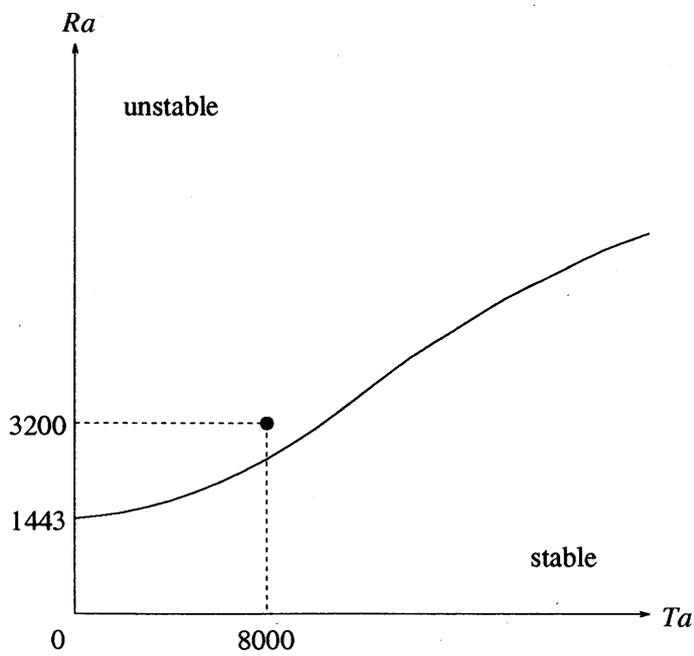


図 2: 静止熱伝導状態の線形安定曲線の模式図。 $\eta = 0.5, P_r = 1$.

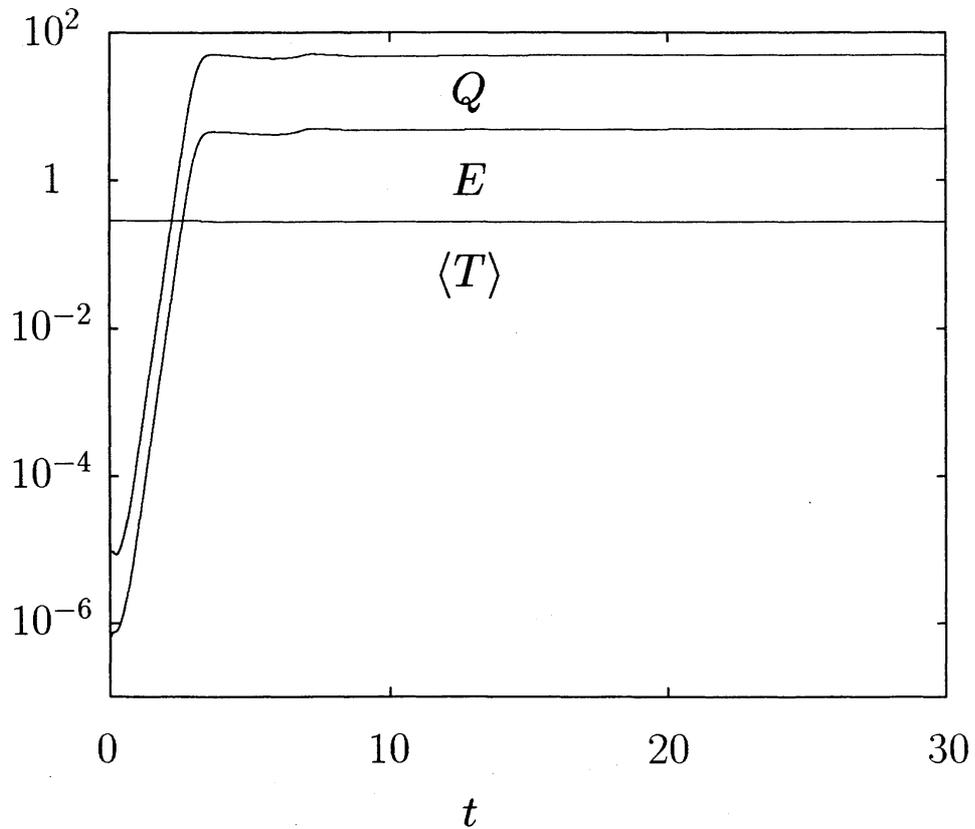
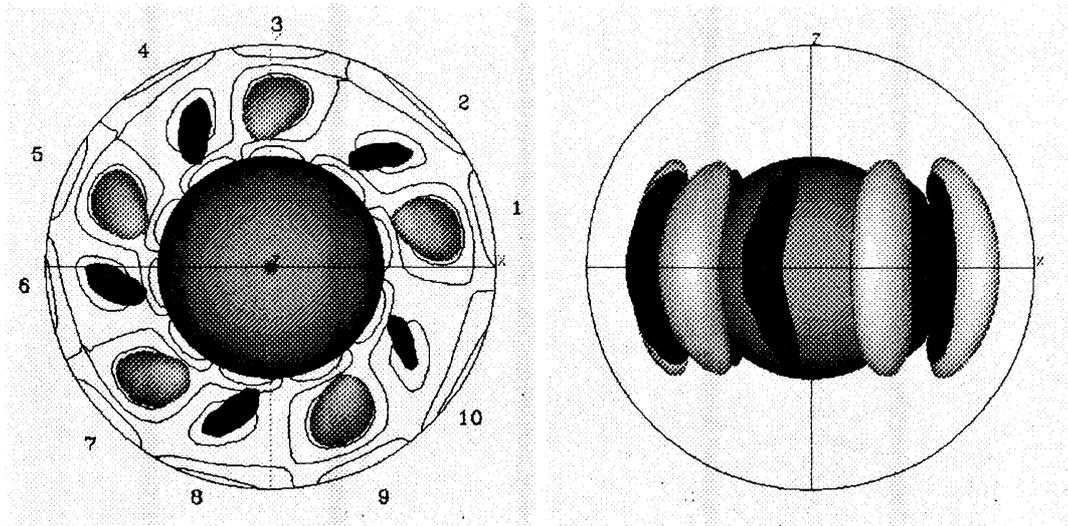


図3: 運動エネルギー E 、渦度の2乗平均 Q および平均温度 $\langle T \rangle$ の時間発展。



(a) 北極の方向から眺めた図。

(b) 赤道の方向から眺めた図。

図4: 等渦度面。黒色が順回転渦柱、灰色が逆回転渦柱。

$$t = 30, |\omega| = 15 \quad (|\omega|_{\max} = 40).$$

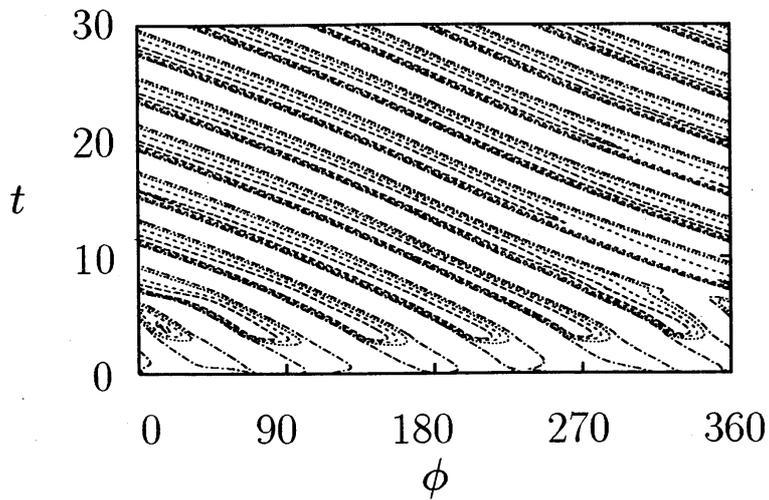
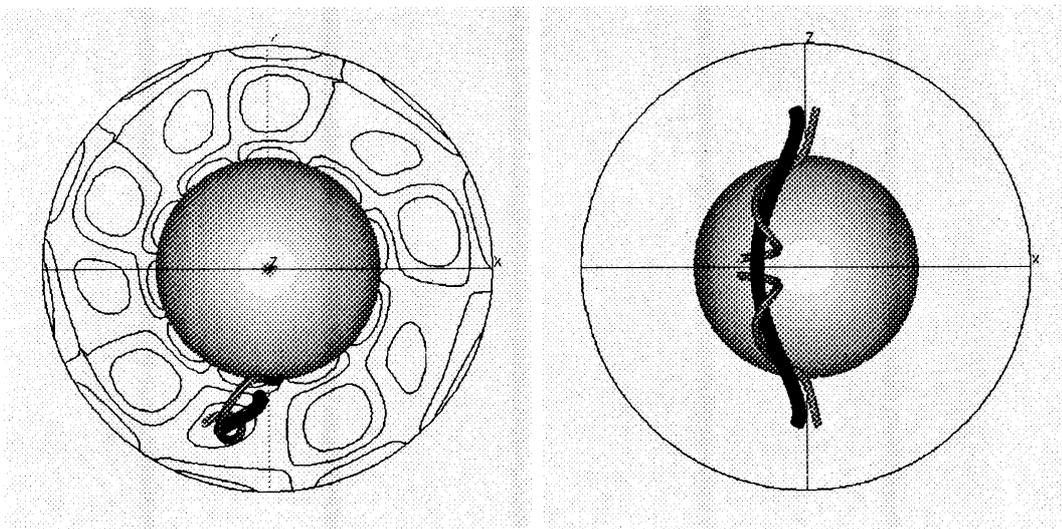


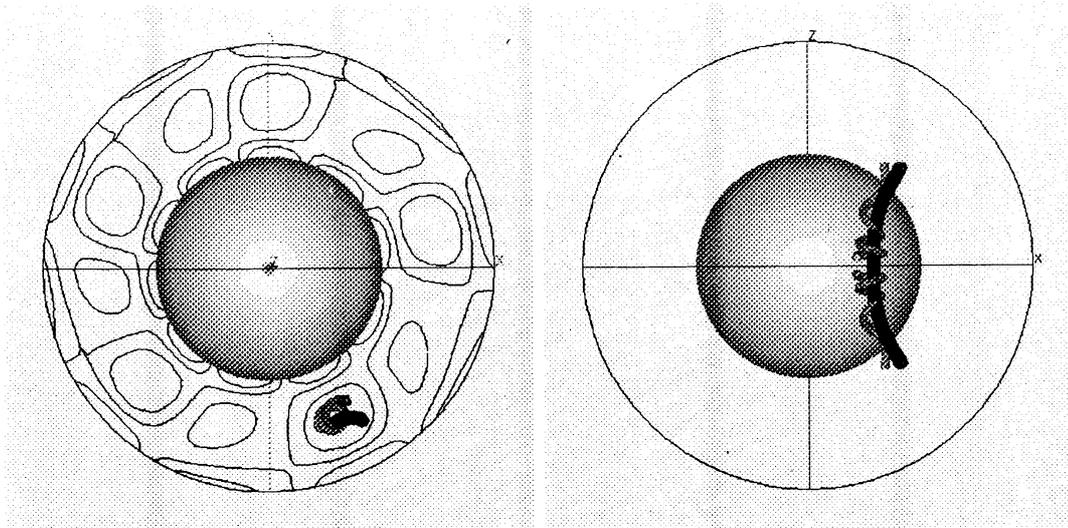
図 5: 赤道面上で $r = \frac{1}{2}(R_1 + R_2)$ における $\omega_z(\phi, t)$ の等高線。



(a) 北極の方向から眺めた図。

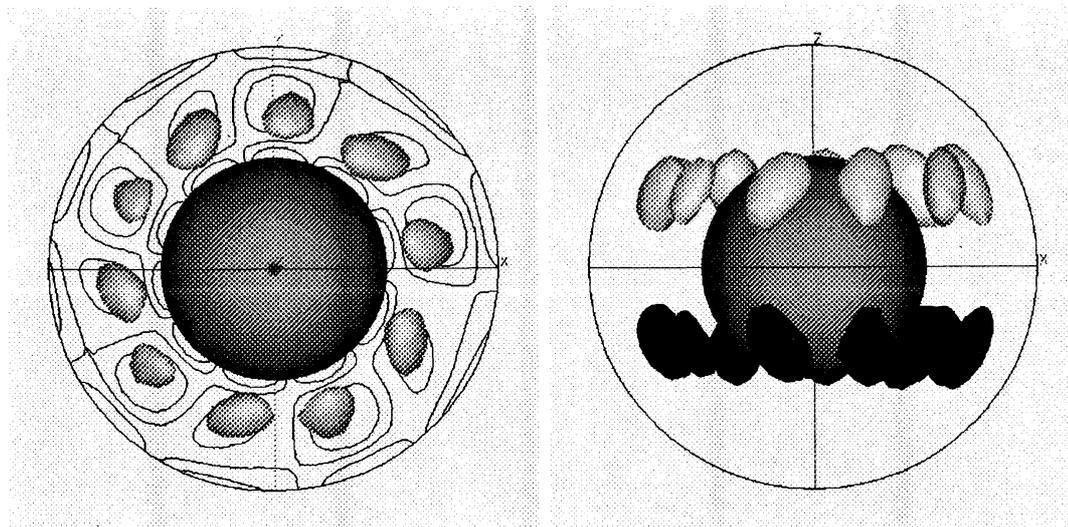
(b) 赤道の方向から眺めた図。

図 6: 順回転渦柱における流線(灰色)と渦線(黒色)。 $t = 30$ 。



(a) 北極の方向から眺めた図。

(b) 赤道の方向から眺めた図。

図 7: 逆回転渦柱における流線(灰色)と渦線(黒色)。 $t = 30$ 。

(a) 北極の方向から眺めた図。

(b) 赤道の方向から眺めた図。

図 8: 等ヘリシティ密度面。 $\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\omega} = 40$ (黒色), -40 (灰色)。

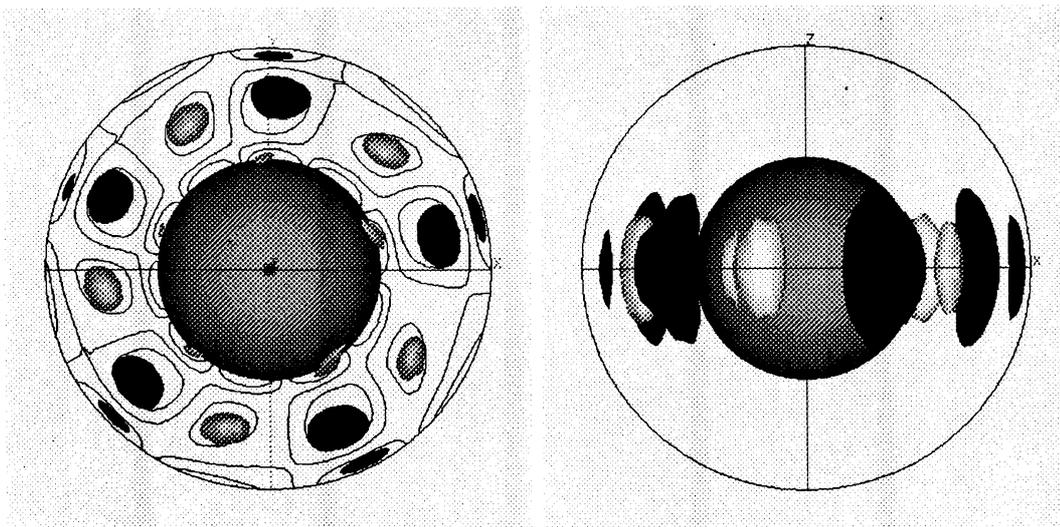
$$(\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\omega})_{\max} = 60, (\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\omega})_{\min} = -60.$$

渦柱の番号	2	4	6	8	10
ω_z	16	17	18	17	16
渦伸長項	-792	-906	-957	-848	-709
浮力項	3239	3633	3895	3512	3148
コリオリ項	-1083	-1166	-1194	-1121	-1005
粘性項	-1330	-1511	-1709	-1521	-1403

表 1: 順回転渦柱の中心近傍における式(3.6)の右辺各項の値。

渦柱の番号	1	3	5	7	9
ω_z	-29	-29	-29	-29	-30
渦伸長項	1855	1298	1500	1300	2023
浮力項	6808	7026	7180	6894	6827
コリオリ項	-1426	-1023	-1166	-1025	-1546
粘性項	-7228	-7196	-7479	-7132	-7404

表 2: 逆回転渦柱の中心近傍における式(3.6)の右辺各項の値。

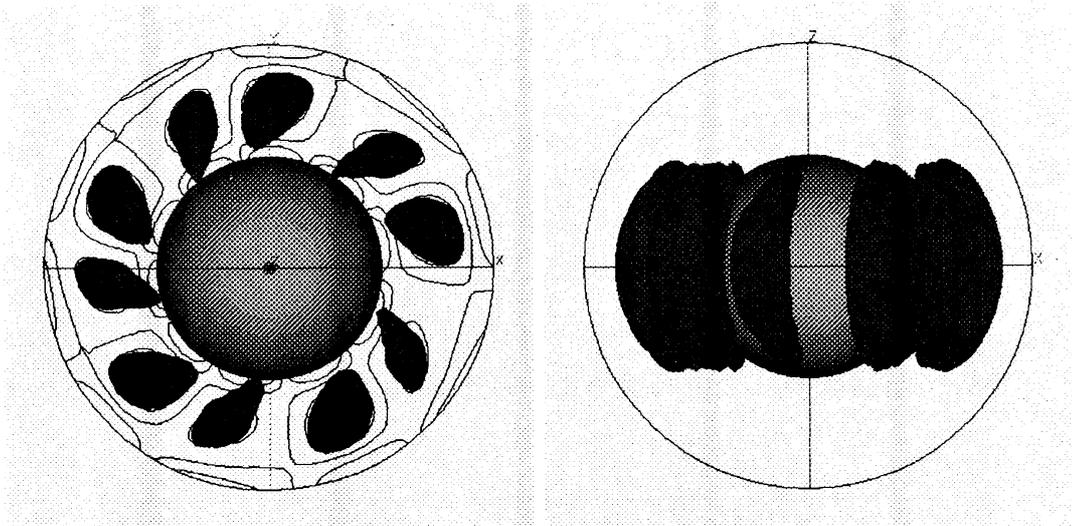


(a) 北極の方向から眺めた図。

(b) 赤道の方向から眺めた図。

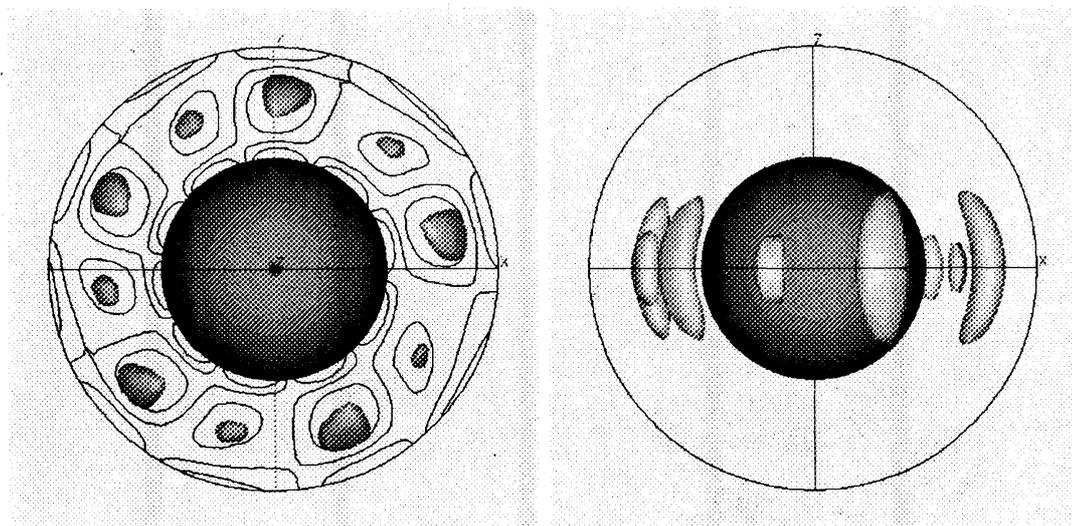
図 9: 渦伸長項の等値面。 $\omega \cdot s \cdot \omega = 500$ (黒色), $\omega \cdot s \cdot \omega = -500$ (灰色)。

$$(\omega \cdot s \cdot \omega)_{\max} = 2400, (\omega \cdot s \cdot \omega)_{\min} = -1000.$$



(a) 北極の方向から眺めた図。

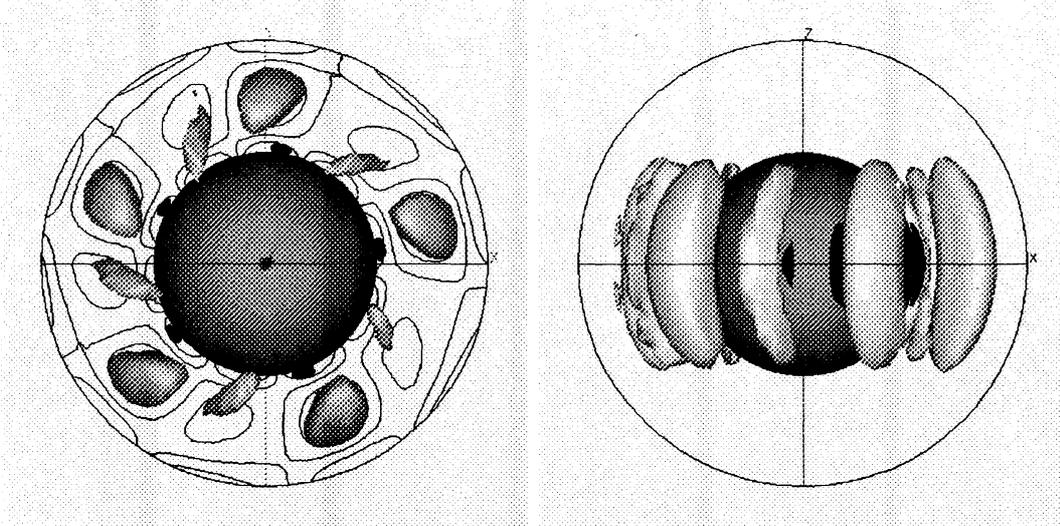
(b) 赤道の方向から眺めた図。

図 10: 浮力項の等値面。 $P_r R_a \omega \cdot (\nabla T \times \mathbf{r}) = 2000$.

(a) 北極の方向から眺めた図。

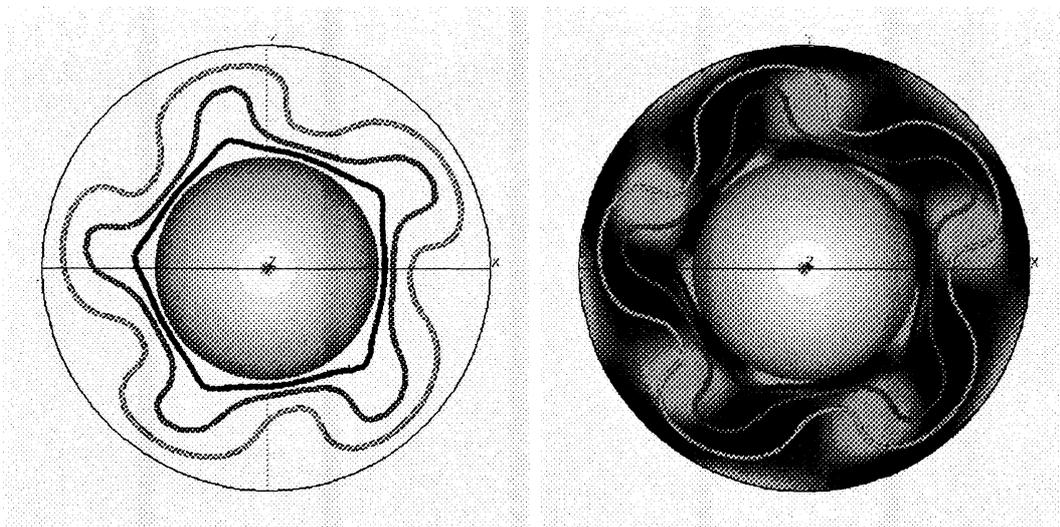
(b) 赤道の方向から眺めた図。

図 11: コリオリ項の等値面。 $P_r T_a^{1/2} \omega \cdot (\hat{\mathbf{z}} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -1000$.



(a) 北極の方向から眺めた図。

(b) 赤道の方向から眺めた図。

図 12: 粘性項の等値面。 $P_r \omega \cdot (\nabla^2 \omega) = -2000$.

(a)

(b)

図 13: 赤道面上の (a) 温度の等高線 (内側が高温) と (b) 渦度分布 (黒色が順回転渦、灰色が逆回転渦)。