

内部加熱源を考慮した粘性率が温度に強く依存する熱対流： マントル対流—プレート運動系に関する考察

東大院・理 中川貴司

東大・海洋研 藤本博巳

Takashi Nakagawa(Univ. of Tokyo)

Hiromi Fujimoto(ORI, Univ. of Tokyo)

概要

本研究は2次元極座標系において粘性率が温度に依存する熱対流の数値実験をおこなった。粘性率の温度依存性の強さを変えると3つの対流スタイル (Whole Layer regime, Sluggish Lid regime, Stagnant Lid regime) が現れる。そのうち Sluggish Lid regime は地球表面の運動をマントル対流モデル中に再現させるための必要条件となる対流スタイルであることがわかっている [Kameyama,1998]。しかし従来の研究は対流を駆動する加熱源は下部加熱だけの場合のみであった。そこで対流を駆動する加熱源としては内部加熱だけの場合と内部加熱と下部加熱の混合系を考慮した。計算は粘性率の温度依存性の強さと対流の強さをパラメータにとって行った。結果としては内部加熱のみの場合には粘性率の温度依存性の強さに応じて2つの対流スタイルが見つかった。しかし、下部加熱を加えた系では従来の下部加熱のみの場合と同じパラメータ領域で同じ対流スタイルが現れている。その違いは Sluggish Lid regime の存在である。内部加熱のみの場合には Sluggish Lid regime の存在は確認できなかった。その存在可能性を内部加熱のみの場合の対流パターンの時間依存性と内部加熱と下部加熱の混合系における対流パターンの時間依存性を比べることによって、下部加熱によって発生する積極的な上昇流かそれに匹敵する強さの上昇流(プレート沈み込み等によって発生する)が存在すれば Sluggish Lid regime を発生させることができる。

はじめに

マントル対流の数値モデルの研究者にとって再現したいと考えている現象は2つある。それはプレートテクトニクスのマントル対流モデル中での再現と地球内部における熱化学進化の過程である。これらの現象の再現を地球の形(3次元球殻内)で実現できればマントル対流数値モデリングの研究のゴールと考えられる。

本研究で目的としていることはマントル対流—プレート運動系の再現である。この再現を現実のものとするためには幾つかの条件がある。1つはプレートのモデル中での再現、もう1つはプレート境界(沈み込み現象や海嶺の生成)の再現である。ここではプレートのモデル中での再現とプレートの動きを再現するために必要条件となるマントル対流の熱対流としての対流スタイルについて議論する。このプレートらしきものの再現に必要な不可欠なマントル流体の性質として考えられているものは粘性率の温度依存性である [Kameyama,1998]。

この粘性率の温度依存性はマントル中の温度において100K程度変化すると粘性率が1桁程度さがる性質を持っていることを岩石レオロジーの実験から見積もられている [Weertman 1970]。粘性率はこのほかにマントル中の圧力や応力状態に依存すると考えられているが [e.g. Karato and Wu,1993]、本研究では純粋に粘性率の温度依存性の効果について調べることを目的としているので、圧力と応力の依存性については考えていない。

このような粘性率の温度依存性を用いたマントル対流数値実験を行った例は幾つかある。それらの結果からわかっていることは粘性率の温度依存性の強さによって3つの対流スタイルがあることがわかった [Moresi and Solomatov,1995; Kameyama,1998]。それら3つを粘性率の温度依存性の弱い順にならべていくと、Whole Layer regime, Sluggish Lid regime, Stagnant Lid regime である [e.g. Kameyama,1998]。それぞれの特徴を述べていくと、Whole Layer regime は一般的に知られているレイリー・ベナル対流と似たような特徴を持っている。それに対して Stagnant Lid regime は対流層の表面に粘性率の高い蓋ができ、その蓋と対流層とが独立して存在している状態である特徴を持っている。Sluggish Lid regime は波長の長い対流セルが時間的に安定であるにもかかわらず時間依存性の強い対流スタイルである。その原因は表面に存在する蓋が上昇流領域で傾くことでその蓋の最下部にできる小さなプリュームの影響であると考えられてい

る.Kameyama[1998]では表面の蓋の傾きや波長の長いセルという特徴から、プレート運動を引き起こすために必要条件となる対流スタイルの候補として Sluggish Lid regime をあげている。

このような結果を得た数値実験は2次元箱の場合において対流を駆動する加熱源が対流層の下からの加熱である場合について行ったものである。しかし実際の地球惑星マンツルの加熱状態と幾何形状はその数値実験の状況とは少々異なっている。地球惑星マンツルの加熱状態はマンツル岩石に含まれている放射性同位体の崩壊によって発生する内部加熱が主であるといわれている [Davies,1989]。純粋な内部加熱を考慮した場合における粘性率が温度に依存する熱対流の結果は粘性率の温度依存性の強さを変えることによって Conductive Lid regime と no-Lid regime の2つがあることがわかっている [Grasset and Parmentier,1998]。これまで紹介した結果は全て対流層の形状が箱の場合だけである。地球惑星の幾何形状も考慮に入れると球殻中における熱対流を考えないといけない。このような加熱状態や幾何形状における熱対流の数値実験は行われている [Reese et al.,1999] が、計算機事情等によってモデルの特徴を議論するところまでは到達していない。

そこで本研究では幾何形状を2次元極座標にして、対流を駆動する加熱源を内部加熱だけの場合と内部加熱と下部加熱の混合系の2通りの場合における粘性率が温度に依存する熱対流の数値実験を行う。この幾何形状を用いる理由として考えられることは箱型モデルや軸対称モデルで現れる側壁の境界条件について球殻のように周期境界条件が自然に満たされることである。またこの座標形状は惑星の赤道断面での現象として取り扱うことができると考えられる。

この数値実験の目的は粘性率の温度依存性の強さによって出現する対流スタイルの存在範囲をしめし、Sluggish Lid regime の存在可能性や Sluggish Lid regime の成因について議論する。この議論によって地球表面の運動らしきものが見える基礎物理過程について何らかの寄与ができると考えられる。

モデルと数値計算法

定式化

本研究で用いるモデルはプラントル数が無限大の場合においてブジネスク近似された流体の粘性率が温度に依存している熱対流を取り扱う。ここで用いる座標系は2次元極座標 (r, θ) を用いる。基礎方程式系は運動方程式、連続方程式、温度方程式の3つである。それぞれを数式で書くと、

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + Ra_T \mathbf{e}_r = 0, \quad (1)$$

$$\boldsymbol{\tau} = -p\mathbf{E} + 2\eta\dot{\mathbf{e}}, \quad (2)$$

$$\dot{\mathbf{e}} = \frac{1}{2}(\nabla\mathbf{u} + {}^t\nabla\mathbf{u}), \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} T - \nabla T) = \frac{Ra_H}{Ra_l} \quad (5)$$

となる。ここで \mathbf{e}_r は r 方向の単位ベクトル、 \mathbf{E} は単位テンソル、 $\boldsymbol{\tau}$ は粘性応力テンソル、 $\dot{\mathbf{e}}$ は歪み速度テンソルである。 Ra_l は対流層の温度差で定義されたレイリー数であり、 Ra_H は内部加熱の量で定義されたレイリー数である。それぞれの定義を数式で表すと

$$Ra_l = \frac{\rho g \alpha \Delta T (r_o - r_i)^3}{\kappa \eta_l} \quad (6)$$

$$Ra_H = \frac{\rho H (r_o - r_i)^2}{k \Delta T} Ra_T \quad (7)$$

である。粘性率は温度の指数関数に比例していると仮定して

$$\eta = \eta_l \exp[-E(T - T_l)] \quad (8)$$

とする。ここで l は境界面におけるある物理量の値を示している。 $l = s$ のときは表面における物理量、 $l = b$ のときは底面における物理量をそれぞれ表している。また変数 E はフランクーカメネツスキパラメータをいう量で表面と底面との粘性率の比 (粘性率コントラスト) を $\Delta\eta$ として次のように書ける。

$$E = \ln \Delta\eta. \quad (9)$$

また、この系は2次元でブジネスク流体を用いているので、流速場の代わりに流線関数を用いることができる。流線関数と流速を結びつける式は

$$\mathbf{u} = (u_r, u_\theta) = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, -\frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \quad (10)$$

である。これをもちいて運動方程式を変形すると

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \left[\eta \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} - r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \right) \right] \\ & + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \left[4\eta \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \psi \right] \\ & = Ra_l \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} \end{aligned} \quad (11)$$

となる。よって数値的に解くべき式は流線関数に関する4階の偏微分方程式と温度方程式の2つである。境界条件は力学的には上下面を自由表面として取り扱う。熱的境界条件は数値実験の設定のところで述べる。

これら方程式系を構成する物理パラメータの定義は表1に示しておく。

数値解法

これらの方程式系をとくのに用いた数値解法は有限体積法の離散化手法に基づいた有限差分法である [Patankar, 1980]。流線関数に関する4階の偏微分方程式の数値解法についてのべる。この方程式を離散化した結果でてくる式はある格子点のまわりにおける13点差分近似式である。これを全領域について考慮すると、角度方向の格子点数の4倍の帯幅をもつ帯行列を係数行列とする連立1次方程式に帰結できる。これを一般帯行列のLU分解を用いて解くことで流線関数を求めることができる。次に温度方程式の数値解法についてのべる。温度方程式の熱拡散項と移流項を一つにまとめてそれを巾乗法をもちいて離散化する [Patankar, 1980]。時間積分については1次精度のオイラー陽解法を用いて行う。時間積分の時間ステップはクーラン条件の0.1倍の時間ステップを用いる。本研究の場合には統計的に定常状態まで時間積分計算を続ける。その状態に到達するまでに必要な時間積分の回数は 10^5 回程度である。

計算結果

数値実験の設定

計算結果についてのべる。本研究では2つの場合についての計算を行った。一つは加熱源が内部加熱のみの場合であり、もう一つは内部加熱と下部加熱の混合系を考慮した場合である。

次に計算に用いたパラメータとパラメータのふりかたについて述べる。まず内部加熱と下部加熱の混合系については下部加熱のみの場合と同様の与えかたをしている。つまり、底面における粘性率で決めたレイ

リー数と底面と表面の粘性率の比 (粘性率コントラスト) で与えている. それに加えて Ra_H/Ra_b もパラメータとして与えている. 内部加熱のみの場合については下部加熱がないために底面の温度と粘性はダイナミックに決めなければならない. それによって下部加熱を加えた系のように底面の粘性率で決めたパラメータで計算を行うことはできない. よって表面の粘性率で決めたレイリー数とフランカーカメネツスキパラメータを与える. Ra_H/Ra_l については 20 という一定の値を内部加熱のみの系について与えている. 内部加熱と下部加熱が両方ある系については Ra_H/Ra_l を 5 から 30 の範囲で与えている. 計算に用いたパラメータについては表 2 を参照する.

数値実験の結果

まず, 内部加熱のみによる計算結果について述べる. 図 1 は対流モードの存在領域を表している. この場合において粘性率の温度依存性を変えることによって発生する対流スタイルは 2 つしかない. 2 つのモードはそれぞれ no-Lid regime と conductive Lid regime と呼ばれている [Grasset and Parmentier, 1998]. その境界面は $Ra_s = 10^4$ と 10^5 の間であると考えられる. これらのモードの対流パターンは図 2 に示してある. この図からわかることは Ra_s が下がるごとに表面の蓋が徐々に厚くなっていることを表している. つまり, Ra_s が小さくなることは粘性率の温度依存性の強さが強くなっていることを表している. しかし, $Ra_s = 10^4, 10^5$ のときには表面の蓋がないように見える. これによって対流モードが便宜的に 2 つにわかれる. これは温度と熱流量の鉛直構造をみるとわかる. 図 3 が鉛直構造を表している. この図の特徴は熱流量の分布にある. 実線部で示した対流熱輸送の鉛直構造をみると $Ra_s = 10^5$ のときには熱流量の勾配が垂直になるところがほとんど目立たず, 点線部で示した伝導熱輸送の構造とちょうど逆相関になっている. しかし $Ra_s = 10^4, 10^3, 10^2$ では対流熱輸送の構造にその勾配が垂直になっているところがあらわれており, また伝導熱輸送の構造においても対流熱輸送の勾配が変わることで生じている変曲点がみえる. つまり, 対流熱輸送の鉛直構造においてその勾配が垂直であるということはその部分は熱が対流ではなく熱伝導で伝わっていることになる. これは熱伝導による熱輸送の鉛直構造をみると, 対流熱輸送の鉛直構造の勾配が垂直になっているところが, ちょうど線形な構造になっていることがわかる. これから, $Ra_s = 10^4, 10^3, 10^2$ の表面の熱輸送形式は熱伝導が主であることから, これらの対流スタイルが conductive lid regime であると結論づける.

次に下部加熱と内部加熱の混合系で対流パターンをみると下部加熱のパラメータ範囲 (図 4) にしたがった対流モードの現れかたをしている [Nakagawa, 1999]. それぞれの特徴について述べる. 図 5 は $Ra_b = 3 \times 10^7$ で $\Delta\eta = 10^3$ の場合における対流パターンである. 特徴としては表面に存在する蓋の最下部に境界層不安定にともなって発生する小さなプリュームが存在する. また対流パターンの波長の長くなっている. それに対して, 図 6 は $Ra_b = 3 \times 10^7$ で $\Delta\eta = 10^5$ の場合における対流パターンである. このパターンの特徴は表面の分厚い蓋とその下の対流とが独立して存在していることを表している. 対流層の厚さが蓋によって薄くなっているため, その分だけレイリー数は効果的に下がっているところから, 対流パターンの波長は低レイリー数の波長になっている.

さらに, 下部加熱と内部加熱の混合系で内部加熱の割合 (加熱比) に対する各計算パラメータの振舞いを調べた. 図 7 上と図 7 下は加熱比に対して, Ra_b と $\Delta\eta$ と Ra_H/Ra_b について調べたものである. これからわかることは Ra_b との関係はほとんど相関がない. $\Delta\eta$ についても同じようなことがいえる. しかし, Ra_H/Ra_b については Sluggish Lid regime と Stagnant Lid regime との境界面に直線関係があるように見える (図 8). しかしながら, この関係は粘性率コントラストが上がることによって蓋の厚さが厚くなる. つまり熱伝導層が厚くなることで熱の伝わる効率が悪くなって下部加熱の効果が弱くなっているという解釈もできる. つまり, 対流モードは粘性率コントラストで大きさだけで決まってしまうということになる.

考察

ここでは, Sluggish Lid regime の存在可能性とその成因について議論を行う. Sluggish Lid regime は地球表面の運動をマントル対流で引き起こすため必要条件とされる対流モードである [Kameyama,1998]. まずは, 存在可能性について内部加熱のみの場合と内部加熱と下部加熱の混合系における対流パターンの時間依存性について考える. 図9は内部加熱のみの場合において, $Ra_s = 10^4$ のときの対流パターンの時間依存性をみている. このパラメータでの対流モードは Stagnant Lid regime である. このパターンを選んだ理由としてはこのときのパラメータ (粘性率コントラストと底面の粘性率で定義したレイリー数) が下部加熱のみの場合の Sluggish Lid regime の存在領域に入っていることからである (図1の点線部). このパターンの時間依存性の特徴としてあげられるのは波数3の基本モードが卓越している場合と境界層の不安定によって発生するプリュームによってそれよりも大きな波数の対流セルが卓越している場合の繰り返しがおきているように見える. これは対流を起こすために必要な境界層不安定が冷たい熱境界層の不安定しかないためである. これは境界層不安定が強い場合には波数が大きな対流セルが卓越し, 不安定が弱い場合には波数3の対流セルが卓越している.

次に内部加熱と下部加熱の混合系についての対流パターンの時間依存性について考える. 図10は $Ra_b = 3 \times 10^7$, $\Delta\eta = 10^3$, $Ra_H/Ra_b = 20$ のときの対流の時間依存性を表している. この図からわかることは, 対流セルが安定した長波長のセル構造を持っているところである. これは Sluggish Lid regime の特徴の1つをよく表している. また対流の時間依存性と冷たい熱境界層最下部の小さなプリュームの存在も図からわかる. これらの対流パターンの時間依存性の特徴を比較すると, 対流セルの安定性については内部加熱のみの場合には対流セルの数が減ったり, 増えたりの繰り返しをしているのに対して, 下部加熱との混合系のときには安定した波数2くらいのセルがある. このことから内部加熱のみの場合の粘性率が温度依存する系の熱対流を考慮した場合には表面運動を引き起こす必要条件をして考えられている Sluggish Lid regime の特徴をもつ対流パターンを作ることができないと考えることができる. Sluggish Lid regime の成因について考えてみる. 加熱源の違いは一体どこにできるかを考えてみると, 内部加熱の場合には熱境界層が冷たい境界層1つしかないのに対して, 下部加熱との混合系では2つの熱境界層がある. あたたかい熱境界層の不安定によって発生する積極的な上昇流の存在が, 対流モードの数を3つにしていると考えられる. つまり, あたたかい熱境界層からの積極的な上昇流は表面にできた粘性率の高い蓋を薄くするだけの熱をもっており, 蓋を傾ける効果を起こしている. これによって蓋の最下部に弱い不安定プリュームができる. よって, あたたかい熱境界層からの積極的な上昇流が Sluggish Lid regime を特徴づける対流パターンを作る可能性が高い. しかしながら, スラブがコア-マントル境界まで沈み込むことで発生する上昇流が表面にあるプレートらしきものを薄くする効果がでるくらいの強いものであると加熱源が内部加熱だけの場合でも Sluggish Lid regime に似た対流パターンを作ることが可能であると考えられる. これはマントル対流の起源が表面の運動によるものであると考えても良いことになる.

しかしながら, 本研究で考えたモデルにはプレート境界 (沈み込み帯みたいなもの) というものは考えてはいない. 沈み込み帯を作るようなレオロジーを考えた数値実験はいくつかやられている [Tackley,1998; Moresi and Solomatov,1998; Trompert and Hansen,1998]. しかし, 彼らのモデルはいずれも, "Episodic over turn" regime という表面の粘性率の高い蓋が一旦沈み込むと次に沈み込みまでかなりの時間を要するようなスタイルになる. これらのモデルは金星でおきていると考えられている5億年前の地表再生などはいえる可能性はあるが [Turcotte,1993], 地球で考えられている長時間安定な沈み込みのシミュレーションには成功していない. 現在長時間安定な沈み込みをつくる数値モデリングは Nakakuki et al.[1998]で行われている. まだきちんとしたモデル特性については詳しくは議論されていない.

結論

これらの議論から導き出せる結論としては (1) 内部加熱のみの場合において粘性率の温度依存性を考慮した熱対流は2つのことなる対流モードをもつことがわかった。これは箱型モデルの結論 [Grasset and Parmentier, 1998] と同じである。下部加熱のみの場合では粘性率の温度依存性によって3つの対流モードの存在があることがわかっているが、そのうち内部加熱のみの場合に足りない対流モードは Sluggish Lid regime である。その Sluggish Lid regime は下部加熱と内部加熱との混合系は下部加熱のみの場合の存在領域にしたがってあることがわかった。(2) Sluggish Lid regime の成因として考えられるものはあたたかい熱境界層から発生する積極的な上昇流が鍵である。しかし、熱境界層からの上昇流と同じ強さの上昇流をスラブの沈み込みなどで生み出すことができれば、下部加熱の効果を考えなくとも Sluggish Lid regime のような対流パターンをつくり出すことは可能であることも同時に示唆している。このためには、Nakakuki[1999](*Personal Comm.*) で考えられている粘弾性マントル対流計算をもちいたプレート沈み込み数値実験をすることが必要となってくる。(3) 内部加熱源の加熱比と対流モードとの関係については Ra_H/Ra_b をパラメータにとると対流モードの存在領域は明確に分けることができるが、加熱比の上昇の原因が表面の蓋と対流層の独立の程度、つまり表面と底面との粘性率コントラストで決まっていると考えられる。よって対流モードの存在範囲を議論するときは従来通り粘性率コントラストとレイリー数を用いて議論した方が明確になる。これはコアからの加熱の影響はマントル対流-プレート運動系に対してはそれほど気にするべき問題ではないことがわかった。

謝辞

本研究は東京大学海洋研究所の IBM-RS6000SP を用いて数値実験を行いました。海洋研究所の計算機管理者の皆様には長い間 CPU 時間を占有させていただいたことを感謝します。また広島大学の本多了教授、中久喜伴益助手、岩瀬康行助手、東京大学海洋研究所の木戸元之さんにはさまざまなコメントを頂きました。

参考文献

- Davies, G.F., 1989, Mantle convection model with a dynamic plate: topography, heat flow and gravity anomalies, *Geophys. J.*, **98**, 461-464.
- Grasset, O. and E.M. Parmentier, 1998, Thermal convection in a volumetrically heated, infinite Prandtl number fluid with strongly temperature-dependent viscosity: Implications for planetary thermal evolution, *J. Geophys. Res.*, **103**, 18171-18181.
- Kameyama, M., 1998, Conditions for plate tectonics inferred from numerical experiments of mantle convection and shear zone formation, Ph.D. thesis, Univ. of Tokyo.
- Karato, S.-I. and P. Wu, 1993, Rheology of the Upper Mantle: A Synthesis, *Science*, **260**, 771-778.
- Moresi, L.-N. and V.S. Solomatov, 1995, Numerical Investigation of 2D convection with extremely large viscosity variations, *Phys. Fluids*, **7**, 2154-2162.
- Moresi, L.-N. and V.S. Solomatov, 1998, Mantle convection with a brittle lithosphere: thoughts on the global tectonic style of the Earth and Venus, *Geophys. J. int.*, **133**, 669-682.

- Nakagawa, T., 1999, Thermal convection with strongly temperature dependent viscosity in the cylindrical polar coordinate and a comparative study of two heating modes, M.S. thesis, Univ. of Tokyo, 75pp (in Japanese).
- Nakakuki, T., S. Honda and T. Eguchi, Modelling of subducting plate, *Earth Monthly*, **20**, 283-287 (in Japanese).
- Patankar, S.V., 1980, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere.
- Reese, C.C., V.S. Solomatov, J.R. Baumgardner and W.-S. Yang, 1999, Stagnant Lid convection in a spherical shell, *Phys. Earth. Planet. Int.*, *submitted*.
- Tackley, P.J., 1998, Self-consistent generation of tectonic plates in three dimensional mantle convection, *Earth. Planet. Sci. Lett.*, **157**, 9-22.
- Trompert, R and U. Hansen, 1998, Mantle convection simulations with rheologies that generate plate-like behaviour, *Nature*, **395**, 686-689.
- Turcotte, D.L. 1993, An episodic hypothesis for Venusian tectonics, *J. Geophys. Res.*, **98**, 17061-17068.
- Weertman, J., 1970, The Creep Strength of the Earth's mantle, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **8**, 145-168., 1970.

図とその注釈

表 1: 基礎方程式系を構成している変数の定義と単位.

Symbol	Meanings	Units
g	acceleration of gravity	m s^{-2}
H	heat generation rate	W kg^{-1}
Nu	Nusselt number	none
p	pressure	Pa
r	radius	m
r_o	Radius of outer boundary	m
r_i	Radius of inner boundary	m
Ra	Rayleigh number	none
Ra_H	Rayleigh number defined by internal heatin ratio	none
t	time	s
T	temperature	K
u	velocity	m s^{-1}
α	thermal expansion	K^{-1}
ψ	stream function	m^2s^{-1}
η	viscosity	Pa s
κ	thermal diffusivity	m^2s^{-1}
ρ	density	kg m^{-3}

表 2: 計算に用いたパラメータ.B は内部加熱のみの場合のパラメータであり,H は内部加熱と下部加熱の両方が存在している系のパラメータを示している.

No.	Ra_b	$\Delta\eta$	Ra_s	E	Ra_H/Ra_l
B5			10^2	9.5	20
B6			10^3	9.5	20
B7			10^4	9.5	20
B8			10^5	9.5	20
B9			10^4	20	20
B10			10^3	20	20
B11			10^2	20	20
B12			10^5	20	20
H1	3×10^7	10^3			5
H2	3×10^7	10^3			10
H3	3×10^7	10^3			20
H4	3×10^7	10^3			30
H5	3×10^7	10^5			10
H6	3×10^7	10^5			20
H7	6×10^6	10^2			10
H8	6×10^6	10^2			20
H9	6×10^6	10^4			10
H10	6×10^6	10^4			20

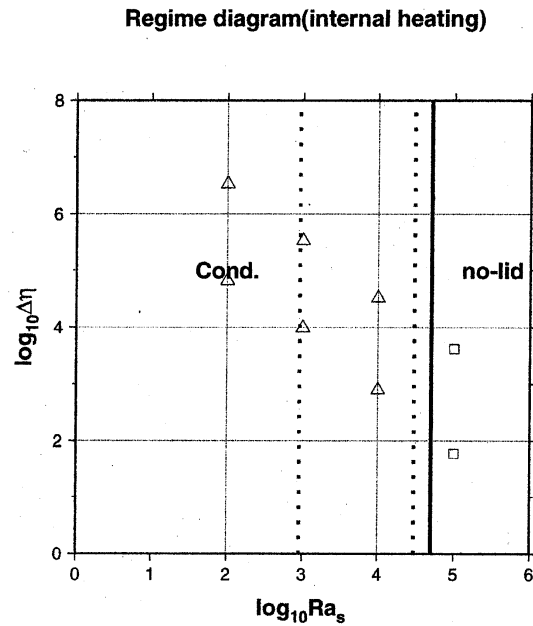


図 1: 内部加熱のみの場合における対流モードの存在範囲. 縦軸は粘性率コントラストであり, 横軸は表面の粘性率で決めたレイリー数である. 線は対流モードの境界線を表している. no-lid : no-Lid regime, cond. : conductive Lid regime.

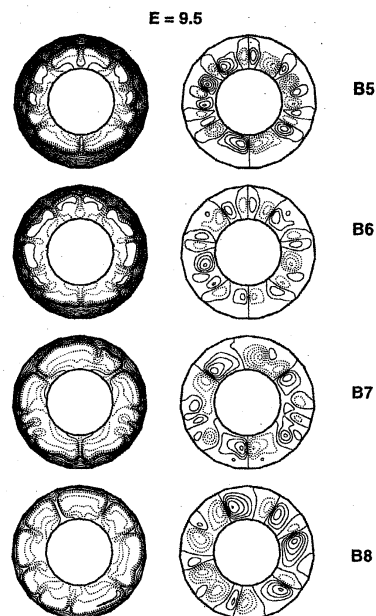


図 2: 内部加熱のみの場合における対流パターン. フランクーカメネツスキパラメータ $E = 9.5$ のときである. 図は上にいくほど表面の粘性率で決めたレイリー数が低いときを示している. つまり粘性率コントラストが高いことを表している. 図の左側は温度場をあらわしており, 右側は流線関数を表している. 温度の等高線は実線部は無次元温度で 0.1, 破線部は 0.02 間隔. 流線関数は実線は正の値, 破線部は負の値を表している.

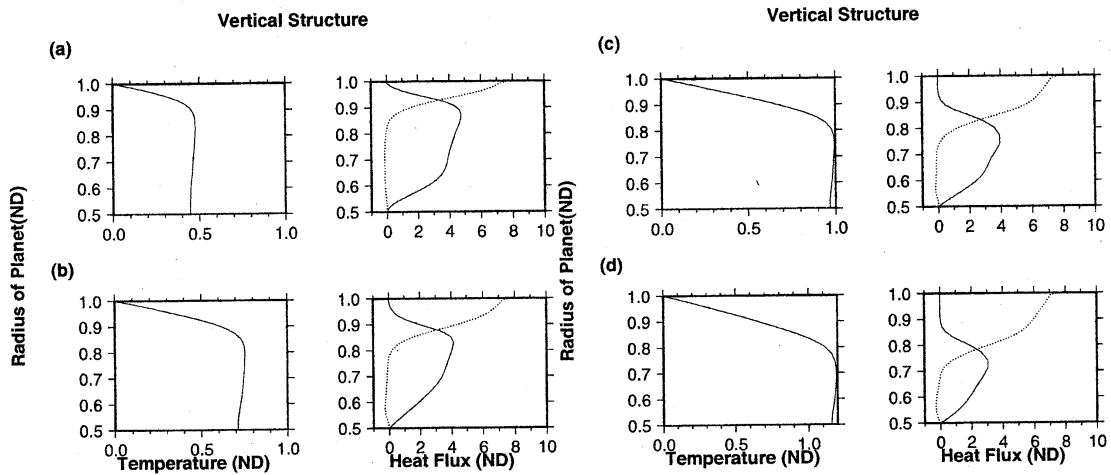


図 3: 内部加熱のみの場合における温度と熱流量の鉛直構造.(a): $Ra_s = 10^5$. (b): $Ra_s = 10^4$.(c): $Ra_s = 10^3$.(d): $Ra_s = 10^2$. 図の左側が温度構造を表しており, 右側が熱流量の鉛直構造を表している. 熱流量の構造の点線部が熱伝導による熱輸送であり, 実線部が対流による熱輸送を表している.(c),(d) の対流熱輸送の構造には勾配が垂直になっているところがみられる.

Regime diagram obtained by calculation

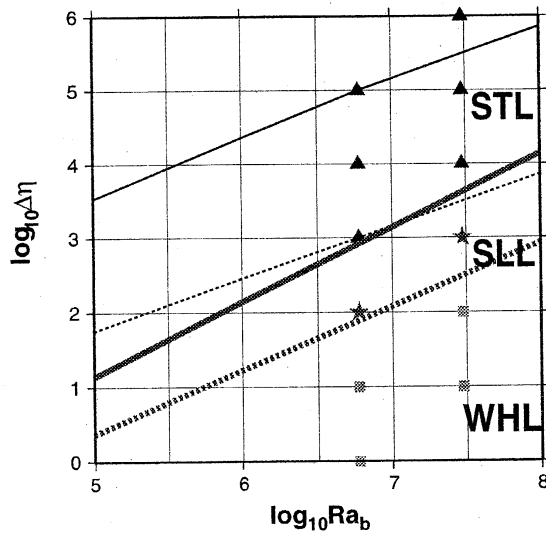


図 4: 内部加熱が存在していないときの対流モードの存在領域. 縦軸は粘性率コントラストで, 横軸はレイリー数である. WL : Whole Layer regime, SLL : Sluggish Lid regime, STL : Stagnant Lid regime である. 太い線は円筒座標系の際の対流モードの境界線であり, 細い線は2次元箱の際の対流モードの境界線を示している. 点線部は Whole Layer regime と Sluggish Lid regime の境界を表しており, 実線は Sluggish Lid regime と Stagnant Lid regime との境界を表している. 図中の印は四角は Whole Layer regime, 星印は Sluggish Lid regime, 三角は Stagnant Lid regime である.

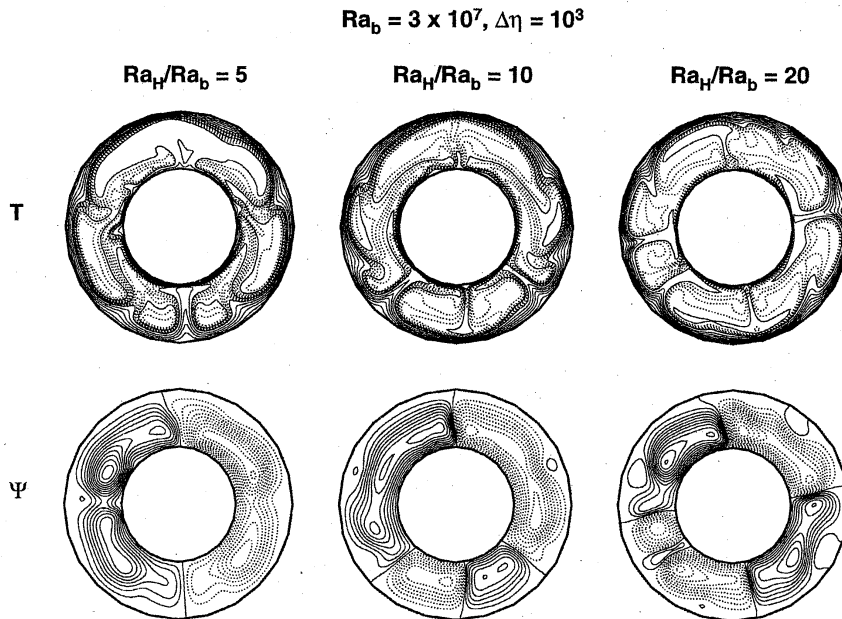


図 5: 内部加熱と下部加熱の混合系における対流パターン. パラメータは $Ra_b = 3 \times 10^7, \Delta\eta = 10^3$ のときである. 特徴は $Ra_H/Ra_b = 5$ のときは波数 1 のセルが卓越している. $Ra_H/Ra_b = 10, 20$ は波数 2 のセルが卓越している. 図の上はそれぞれ温度場で, 下は流線関数を表している. 温度場の色は高温部が赤く, 低温部は青く設定している. 等高線の定義は図 2 と同じである.

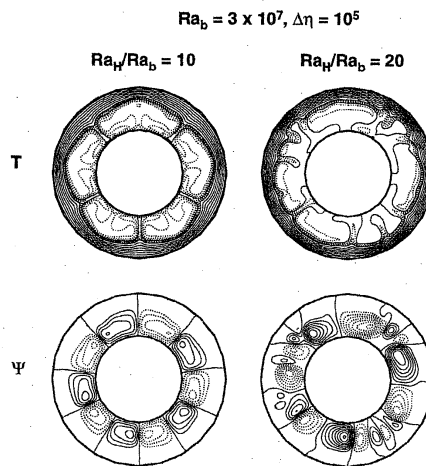


図 6: 内部加熱と下部加熱の混合系における対流パターン. パラメータは $Ra_b = 3 \times 10^7, \Delta\eta = 10^5$ のときである. 特徴は Ra_H/Ra_b がいずれの値のときにも短波長の対流セルが卓越している. 図の上はそれぞれ温度場で, 下は流線関数を表している. 温度場の色と各等高線間隔は図 5 と同じである. 白く抜けているところは無次元温度が 1 より大きくなっているところである.

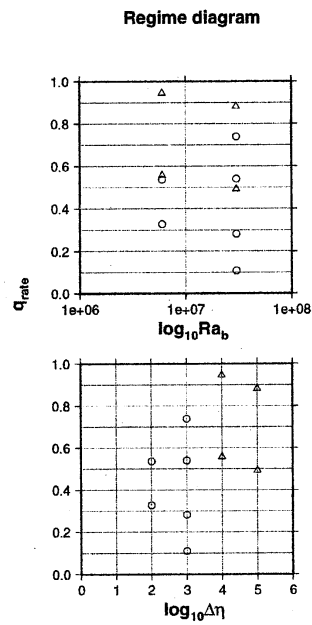


図 7: 下図は加熱比と粘性率コントラストで書いた対流モードの存在範囲. 三角が Sluggish Lid regime, 四角が Stagnant Lid regime である. 上図は加熱比と底面の粘性率におけるレイリー数で書いた対流モードの存在範囲. 印は下図と同様.

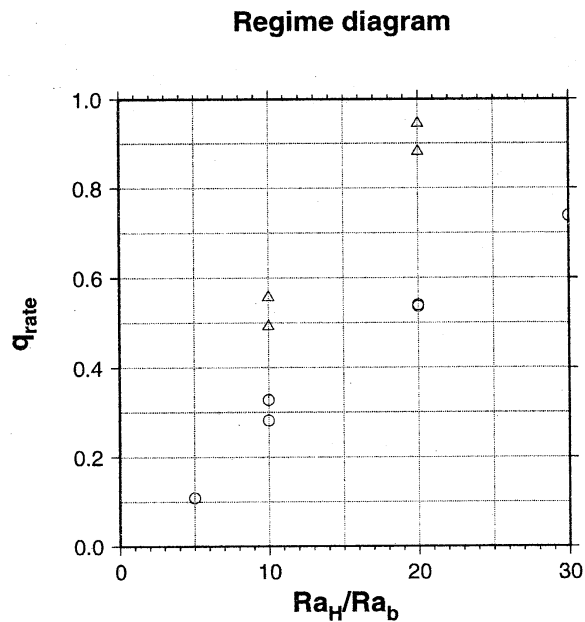


図 8: 加熱比と加熱源強さによるレイリー数と温度差によるレイリー数の比で書いた対流モードの存在比. 対流モードの境界線があるように見える. 図中の印の定義は前の図と同じである.

Snap shot of case B7

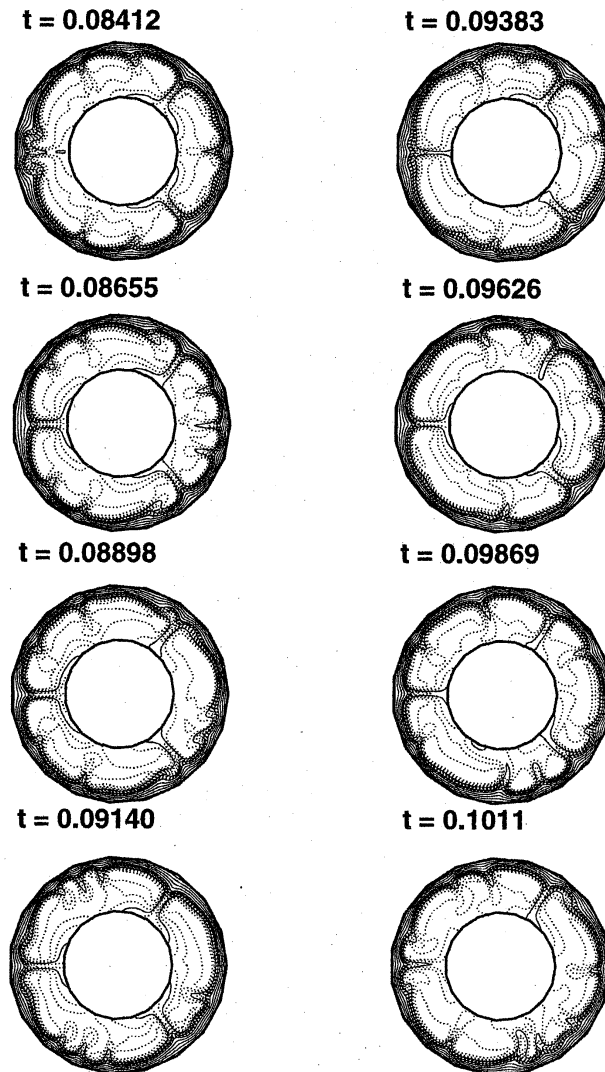


図 9: $Ra_s = 10^4$, $E = 9.5$ のときにおける対流パターンの時間依存性. 図は温度場を表している. 時間は熱拡散時間を表している. 対流パターンは基本パターンである波数 3 のセルは発達しているが, ときより境界層不安定による小さなプリュームがでてきている.

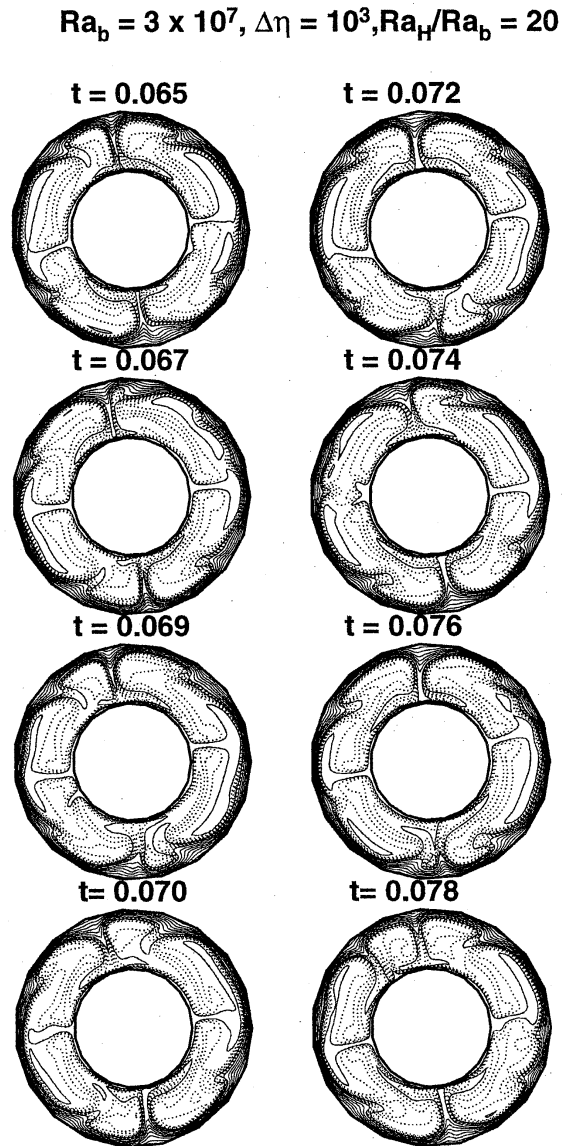


図 10: 内部加熱源と下部加熱源を考えたときに Sluggish Lid regime の特徴が現れているときの対流パターンの時間依存性. 図は温度場を表している. 時間は熱拡散時間を表している. 特徴は安定した波数2の対流セルと小さなプリュームによって流れが構成されている.