

地球のコア内の流れ
特に、コア・マントル間の熱的相互作用

東京大学地震研究所 吉田茂生 (Shigeo Yoshida)

1. 地球の内部

まず、前置きとして地球の内部の構造を説明しておく(図1)。地球の内部はもっとも大雑把に言えば2層構造になっている。鉄を主成分とするコア(核)と呼ばれる部分が内側にあり、珪酸塩(要するに石のこと)を主成分とするマントルと呼ばれる部分が外側にある。コアはさらに二層にわかれていて、内側に固体の内核があり、外側に液体の外核がある。マントルは固体である。マントルもさらに2層にわかれていて、外側を上部マントルと呼び、内側を下部マントルと呼ぶ。この2層の違いは結晶構造の違いによるものであると考えられている。

今回の話しの主役は外核の中の対流である。外核は液体の鉄でできている。鉄は電気を流すから、MHD 対流であり、この対流によって地球磁場が維持されている。この液体は粘性が低い(動粘性係数は水と同程度)と考えられている。対流の速さははっきりはしないが、大きくても 10^{-3} m/s を越えることはない。普通はなんとなく 10^{-4} m/s 程度だろうと思われている。

いっぽう、マントルは今回の話しの脇役である。マントルは固体の岩石でできており、従って、粘性(近似的にニュートン流体と考えるとして)は非常に高い。そのため、非常にゆっくりした対流をしている。対流の速さはプレート運動と同程度と見れば数 cm/年である。

2. コアの中の流れで何を見たいか?

さて、コアの中の流れを考えるにあたって重要なことは、観測が非常に限られていることである。このため、研究者の趣味によって研究の方向性が非常に変わってくる。

流れに関する観測でわかっているもののいえば、地球磁場の空間パターンとその時間変化が少しである。空間パターンといっても地球表面で観測できるのはコア表層の磁場の延長であって、要するにコア表面での二次元的分布である。深さ方向の分布はまるでわからない。そして、水平方向の分解能は波数10くらいである。しかし、そのくらいわかるのも過去100年程度、がんばって300年という程度である。一方、外核の流れの特徴的な時間スケールは 10^4 年くらいであると考えられている。したがって、時間変化から外核の流れの性質を探るというアプローチにも限界がある。

さて、こういう事態では、ある人は、コアの流れの研究などはあきらめて別のことをするか、あるいは純粹に流体力学的に問題を追求する。しかしこれはコアの研究ではない。

もう少し地球科学的な人は、どこかしらコアに似せた状況で MHD 問題を解いてみたりする。そして、実際の地球磁場と似たところはないかと探す。

しかし、私はもうちょっとコア表層の磁場の空間分布にこだわってものごとを考えたいと思っている。深さ方向の磁場がわからないから、なかなかそれだけで議論をするのは困難なのだが、幸いなことに、ここ 20 年くらいの間にマントル対流のことが良くわかるようになってきたので、コアとマントルとの相互作用を通じて外核のことが議論できるようになってきている。私はそのような視点で、外核の研究をしている。

そういう意味では注意が二つある。まず一つ目は何が面白いかということである。私が注目しているのは境界条件に依存する部分の流れである。物理学者から見ればそんなものは不純で面白くないものかもしれない。しかし、地球科学者から見ればそんなことはない。地球のマントルのこの部分の温度が高いからコアの流れはこうであるというような、物理的因果関係で結ばれたシステムの理解が地球科学にとって本質的だからである。次には、私は境界条件に依存する部分に注目するあまり、本当はそうでない部分までそうだと考えてしまっているかもしれないということである。何が本当かは当分は誰にもわからない。考え方の一つだと思って読んでいただければ良い。そんなわからないものが科学かという疑問もありうるが、良くわかるような状況になった時には、すでに科学でなくなっているのも確かである。

3. コア・マントル熱的相互作用

では、まずマントルがどのくらい良くわかってきたのかを見てみよう。近年の大きな進歩は、地震波を使った地球内部のトモグラフィーによってマントルの地震波速度の 3 次元的分布がわかるようになってきたことである。図 2 は下部マントルの地震波速度の不均質部分を鉛直方向に平均したものである。これはおおむね下部マントルの温度を示しているというのが、一番素直な解釈である。それは、地震波速度が速いところは、硬いということで、温度が低い、地震波速度が遅いところは、軟らかいということで、温度が高い、という解釈である。そういうわけで、マントルには、おおむね、太平洋やアフリカの下で上昇流、環太平洋地域で下降流となるような流れがあると想像されている。

さて、このマンツルの図を頭に入れた上で、地球磁場の空間分布を見てゆこう。図3はコア・マンツル境界における磁場の動径成分の等値線図である。マンツルはほぼ電気を流さないのて、地球表面で観測された磁場はすぐにコア・マンツル境界まで延長できて、このような図が描かれる。この図でもっとも目立つ特徴は、ユーラシア大陸とカナダの下にある二つの大きな負の目玉模様である。このような目玉模様の成因のもっとも単純な解釈は、そこに収束するような流れがあると考えることである。磁力線には、流れに流される性質があるためである。一方、マンツル対流はこのあたりで下降流なのであった。そうすると、もっとも単純に考えると、マンツルが冷たい下降流ところの下で、外核でも下降流があり、マンツルの上昇流の下は外核でも上昇流なのだと想像される (Bloxxham and Gubbins, 1987)。これは熱的な相互作用が原因と考えられる。

このような磁場の目玉模様は、観測的にマンツルに対してあんまり動かないということが示唆されている (Gubbins and Kelly, 1993)。これも外核の対流のうちでマンツルにロックされているパターンがある証拠であると考えられている。

4. コア・マンツル間の熱的相互作用の定量化に向けて

以上のような熱的相互作用をもう少し定量的に考えるのにはどうしたら良いだろうか？大きく二つのアプローチが考えられるだろう。一つは、磁場の観測を大事にして、それと矛盾しないような外核の流れを求めて、それをもとに相互作用を議論するやり方、もう一つは、もう少し物理を大事にして、外核の表面に不均質があった時にできる流れを計算する方法である。ここでは前者について議論する。後者については Yoshida and Hamano(1993), Zhang and Gubbins(1992, 1993), Sun et al.(1994) などを参考にされたい。

さて、磁場と矛盾しないような外核の流れを求めるとするのは次の意味である。MHD 流体での磁場の発展方程式は、誘導方程式

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \lambda \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1)$$

で表される。この式と磁場の観測とに矛盾しないような速度場 $\mathbf{v}$ を求めたい。まず、外核の表面 $r = r_c$ で free slip condition $u_r = 0$ が満足されるとすれば (粘性が低いので大体正しいと思われる)、上の式の動径成分は

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} + \nabla_h \cdot (\mathbf{u}_h B_r) = \lambda \frac{1}{r_c} \nabla^2 (r B_r) \quad (2)$$

となる。特に、定常的に存在する大きな磁場のパターンに着目すること

にして時間変化項を無視してみると、

$$\nabla_h \cdot (\mathbf{u}_h B_r) = \lambda \frac{1}{r_c} \nabla^2 (r B_r) \quad (3)$$

となる。これと矛盾しない外核表層の流れを求めることを現在試みている。

ところで、観測されるのは磁場の動径成分のコア表面での分布 $B_r(r = r_c, \theta, \phi)$ だけだから、この観測と矛盾しない $\mathbf{u}_h$ はたくさんある。とくに、磁場の深さ分布がわからないため、式 (3) の右辺の評価ができないから、厳密なことをいえばコア表面での流れの速度 $\mathbf{u}_h$ は何でも良い。しかし、それでは表面の磁場からは何も言えないのだということになり、考え方が少し後ろ向きであるように思う。そこで、楽観的な仮定をする。それは、深さ方向にはあまり複雑な構造をしていないだろうと考えることである。つまり、表面に現れている模様がかなり重要な情報を持っていると考えることである。そこで、まず、

$$B_r(r, \theta, \phi) = B_r(r_c, \theta, \phi) \left(\frac{r_c}{r} \right)^3 + b_r(r, \theta, \phi) \quad (4)$$

と分解して、

$$\int |\nabla \cdot \mathbf{u}_h|^2 dS + \int \left| \frac{\lambda}{B_0} \frac{1}{r_c} \nabla^2 (r b_r) \right|^2 dS \quad (5)$$

のような量を式 (3) が成立するという条件の元で最小化することで、外核表面での流れを求めてみた。要するに、わからない情報はできるだけなめらかであるべしという考え方である。

図4はその結果求めた外核表面の流れ場とその収束発散である。もっとも著しい特徴は、アメリカ大陸の下とユーラシア大陸の下に存在する収束領域である。これらの収束領域は下部マントルの低温部にほぼ対応しているように見える。すなわち、予想したように、マントル対流における下降流域と、外核対流の下降流域とは非常に良く対応している。

このようにしてコア表面の流れを求めるやり方は、まだあまり洗練されてはいないが、たしかに、予想したようなコアとマントルの熱的相互作用と矛盾しない結果となった。このことに、運動方程式から得られる情報を加味すれば、より相互作用の様子が洗練された形でわかるようになるだろう。

参考文献

Bloxham, J., and Gubbins, D. (1987) Thermal core-mantle interactions, *Nature*, **325**, 511–513.

Dziewonski, A.M., Forte, A.M., Su, W.-J., and Woodward, R.L. (1993) Seismic tomography and geodynamics. In *Relating Geophysical Structures and Processes: The Jeffreys Volume (Geophysical Monograph 76, IUGG Volume 16)* (Aki, K., and Dmowska, R. eds.), American Geophysical Union, Washington, 67-105.

Gubbins, D., and Kelly, P. (1993) Persistent patterns in the geomagnetic field over the past 2.5 Myr, *Nature*, **365**, 829-832.

Langel, R.A. (1992) International Geomagnetic Reference Field: The sixth generation, *J. Geomag. Geoelectr.*, **44**, 679-707.

Sun, Z.-P., Schubert, G., and Glatzmaier, G.A. (1994) Numerical simulations of thermal convection in a rapidly spherical shell cooled inhomogeneously from above, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **75**, 199-226.

Yoshida, S., and Hamano, Y. (1993) Fluid motion of the outer core in response to a temperature heterogeneity at the core-mantle boundary and its dynamo action, *J. Geomag. Geoelectr.*, **45**, 1497-1516.

Zhang, K., and Gubbins, D. (1992) On convection in the Earth's core forced by lateral temperature variations in the lower mantle, *Geophys. J. Int.*, **108**, 247-255.

Zhang, K., and Gubbins, D. (1993) Convection in a rotating spherical fluid shell with an inhomogeneous temperature boundary condition at infinite Prandtl number, *J. Fluid Mech.*, **250**, 209-232.

図の説明

図1 地球の内部構造の概観

図2 下部マントルのS波速度の水平方向不均質の分布 (Dziewonski et al., 1993)。鉛直方向には下部マントル全体で平均してある。等値線は0.1%間隔。太線は0.5%単位。数字は0.1%単位。実線は地震波速度が平均より大きい部分(温度が低いと解釈する)、点線は小さい部分(温度が高いと解釈する)。

図3 1980年のコア・マントル境界の磁場の動経成分。IGRF(International Geomagnetic Reference Field; Langel 1992)による地表磁場のうち球面調和関数の8次までを取って、コア・マントル境界に直接外挿した。数字はnT単位。等値線は50000 nT間隔、太線は350000 nT間隔。実線は磁力線がコアから出て行く方向の部分、点線は入って行く方向の部分を示す。

図4 推測されるコア表面での流れ場(矢印)と収束発散場(等値線)。実線の等値線は収束、点線は発散。単位は、磁気拡散率がはっきりわかっていないため適当だが、だいたい 10^{-6} m/s の大きさの流れである。

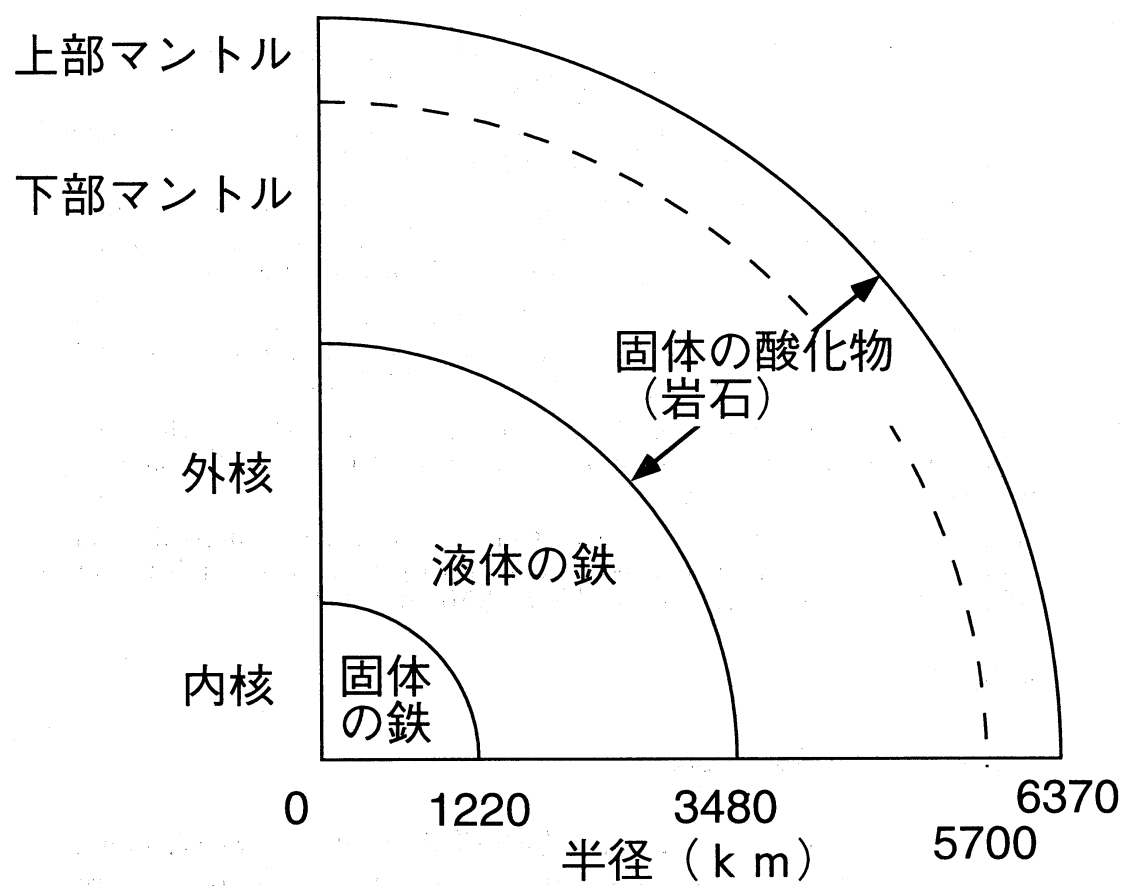


図 1

图 2

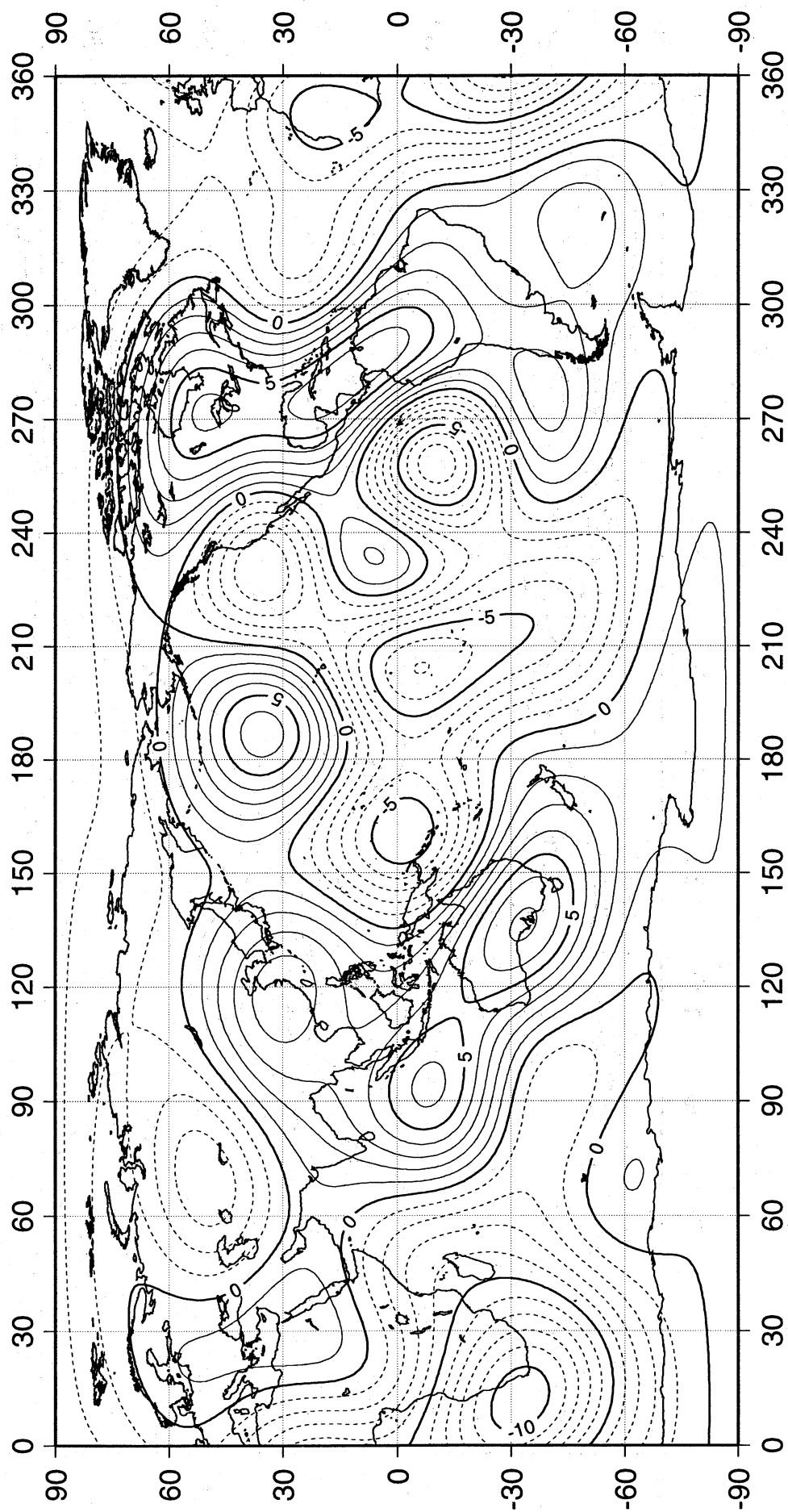


图 3

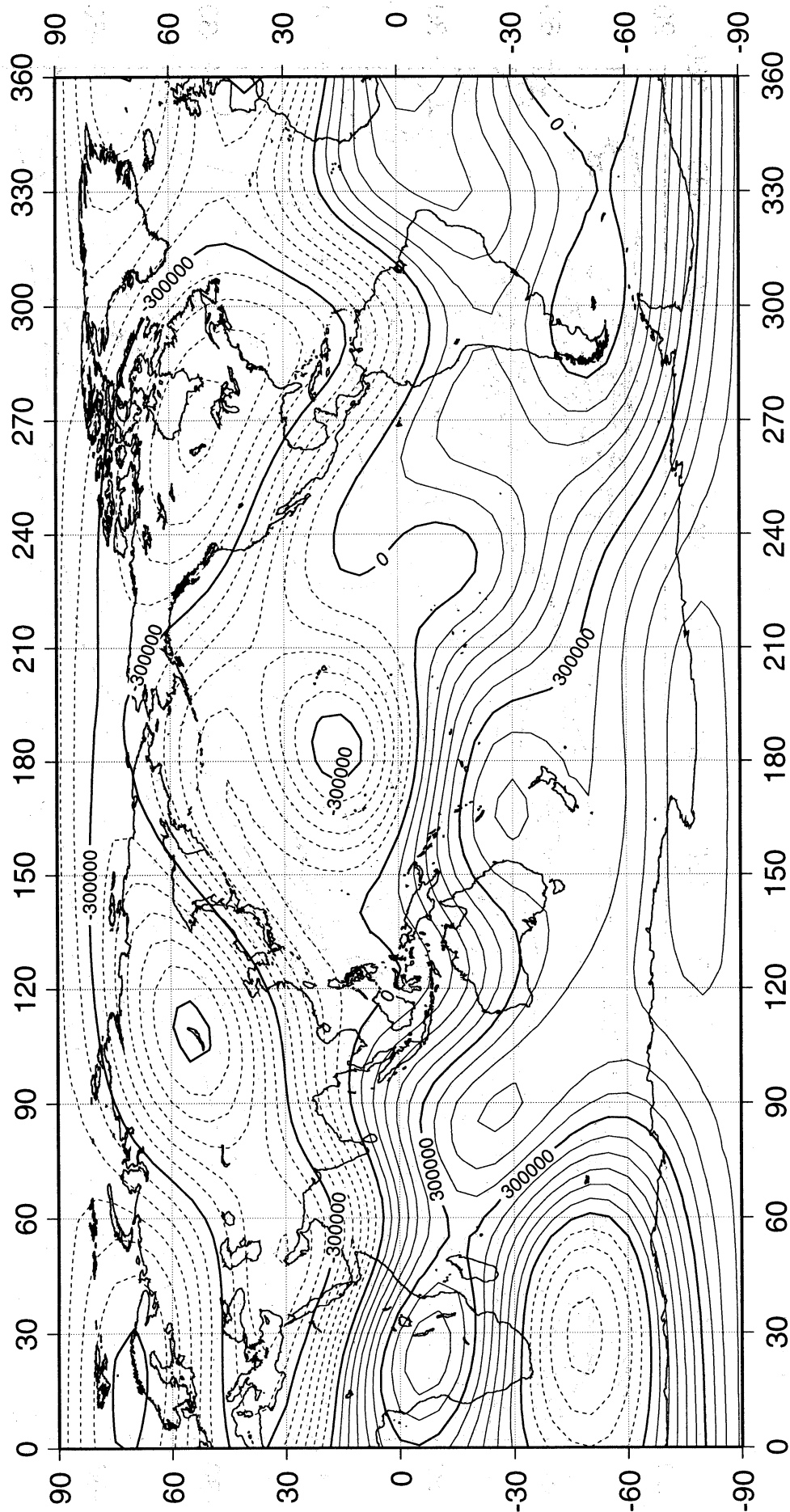


图 4

