

## 地球のコア内の流れ 特に、マンツルの熱的影響について

東京大学地震研究所 吉田茂生  
(〒113 東京都文京区弥生1-1-1)

### 1. 地球の内部についての基礎的なことから

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)。地球の内部は大雑把にいえば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2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。

今回の話の主役は外核の中での対流である。外核は液体の鉄でできている。鉄は電気を流すから、電磁流体であり、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、上限は磁場の観測からわかり、 $10^{-3}$  m/s の程度である。流れの速さは、普通は  $10^{-4}$  m/s 程度だろうと思われる。

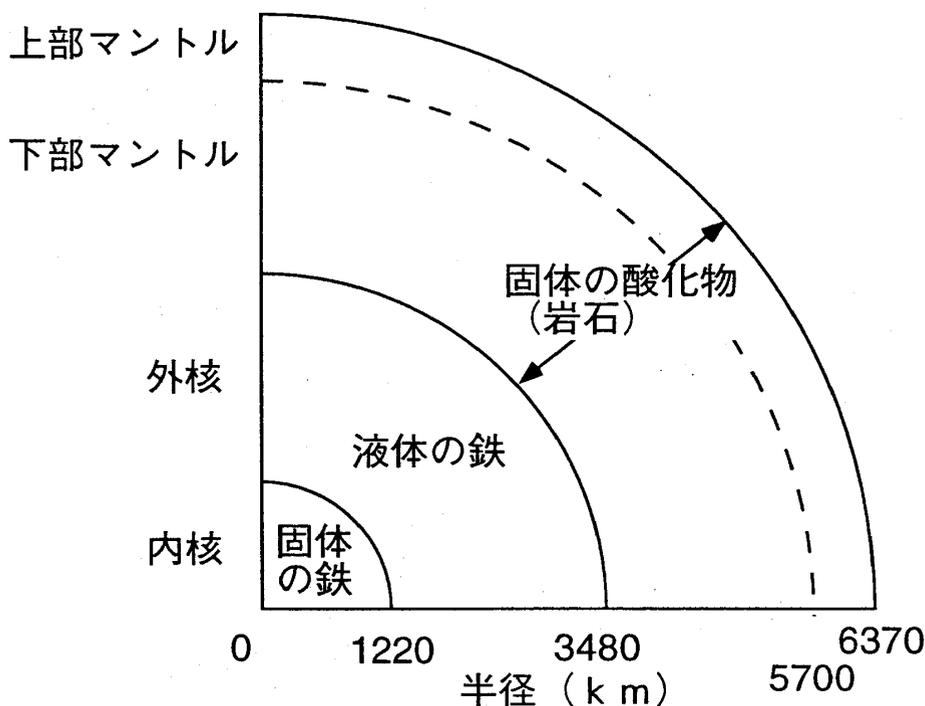


図1: 地球の内部構造の概観

いっぽう、マントルは今回の話の脇役である。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。地表で見られるプレート運動は、そのマントル対流の表面に見えている部分であると考えられる。対流の代表的な速さはプレート運動と同程度と見れば数 cm/年である。

そういうわけで、地球内部の流れはおおざっぱにはマントル対流と外核の対流の2層の対流で構成されている。この二つの対流の相互関係は以下のようなものであると考えられている（より詳しい説明は吉田（1996）とそこに挙げられている参考文献を見ていただきたい）。

考えるに当たって重要な材料はエネルギー源と流動性である。上で説明した通り二つの対流系は片や液体で片や固体だから、流動性が大きく異なっている。エネルギー源の問題に関しては、まず、マントル対流の方は主として自分自身の発する熱（放射性熱源とマントル自身の冷却）をエネルギー源として対流している。外核対流の方は、自分自身の冷却がエネルギー源だが、マントルとの関係でいけば、マントル対流が上から熱を奪ってくれるだけ対流をして熱を運ぶということになっている。そういうわけで、全体の対流のイメージとしては、マントルは自分で熱を発しながら、固体なので相当ゆっくりと対流しているのに対し、外核は液体で、マントルがゆっくり熱を奪ってくれるのに対応するだけゆるゆると対流している。

## 2. 地球外核の対流のパターンに関する疑問

さて、ここでは非線形屋さんの研究会ということで、パターンということに照らして問題を設定し、それに対する答を独断的に一つ出してみたい。

疑問：知られているすべての惑星大気的基本的流れは東西流であり横縞が卓越する。ところが、地球の磁場の観測の図を見ると（図2）、そんなに横縞的でない。地球の磁場は地球の外核の流れを反映していると考えられるので、磁場が横縞的でないのは不思議である。これは何故か？

そもそも本当のことをいえば、なぜ惑星大気で東西流が卓越するのかはよくわかっていない。地球であれば、日射に南北方向の差があるのが原因ではあるが、木星、土星、天王星、海王星でそろって横縞模様ができる理由は明らかではない。それでもこれだけ普遍性があれば横縞模様が卓越するのが惑星流体の正常な状態であろうと考えられる。ということは地球磁場の模様に横縞が卓越しないのは不思議なことである。

## 3. コア・マントル熱的相互作用

上の疑問の答えはマントルとコアを比べることによって得られる（誰もが以下のように考えているわけではないけれど）。マントルの対流のある程度の描像は地震学的手法によってある程度わかるようになってきている（かなり危うい仮定に基づいてはいるが）。その結果によると、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、そのことをを頭に入れた上で、地球磁場の空間分布をもう一度見てみよう。図2はコア・マントル境界における磁場の動径成分の等値線図である。マントルはほぼ電気を流さないため、地球表面で観測された磁場はすぐにコア・マント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、マントル対流はこのあたりで下降流なのであった（環太平洋地域）。そうすると、もっとも単純に考えると、マントルが冷たい下降流ところの下で、外核でも下降流があり、マントルの上昇流の下は外核でも上昇流なのだと思像される (Bloxham and Gubbins, 1987)。これはマントルの熱的な影響が原因と考えられる。

このような磁場の目玉模様は、観測的にマント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ト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。マントルは固体で動きにくく、磁場の空間分布が何らかの意味でわかるくらいの昔まで（せいぜい100万年くらい前まで）は、外核が

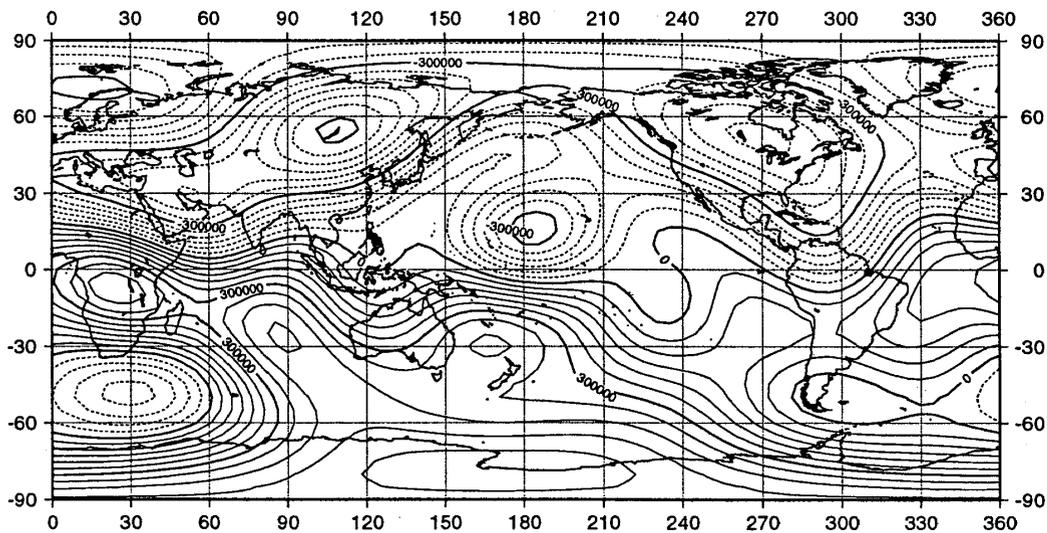


図2: 1980年のコア・マントル境界の磁場の動径成分。IGRF(International Geomagnetic Reference Field; Langel 1992)による地表磁場のうち球面調和関数の6次までを取って、コア・マントル境界に直接外挿した。数字はnT単位。等値線は50000nT間隔、太線は350000nT間隔。実線は磁力線がコアから出て行く方向の部分、点線は入って行く方向の部分を示す。

から見ると固定した境界条件になっていると考えられるからである。これに対し、境界条件が一樣だと、磁場のパターンがマントルに対して動かないということは非常に考えにくい。

こんな答えでは、結局のところ非線形とあまり関係ないのだが、地球内部のような観測的証拠の乏しい場所では、現象に立脚して非線形現象を議論するのは残念ながら非常に難しい。しかし、このような現象をヒントにして、理論的に非線形的現象を議論した例はある (Zhang and Gubbins, 1993)。それによると、いろいろな非線形的な振動が現れる。それはそれで面白いのだけれど、私はもう少し現象に立脚して研究をしたいと思っている。それを次の節で説明する。ただし、残念ながら、非線形現象というわけではない。

#### 4. マントルの外核に対する熱的影響の定量化に向けて

さて、話しを戻すと、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？それには、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), 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。ただし、 $\lambda$  は磁気拡散率である。この式と磁場の観測とに矛盾しないような速度場  $\mathbf{u}$  を求めたい。観測からわかるのは外核表面での磁場の分布だけだから、そのような速度場はいくらでも作れるのだが、私は、とりあえずかなり楽観的な（磁場をかなり滑らかであるとするような）仮定に基づいて、速度場を求めてみた。具体的には、磁場の動径成分を

$$B_r(r, \theta, \phi) = B_r(r_c, \theta, \phi) \left( \frac{r_c}{r} \right)^3 + b_r(r, \theta, \phi) \quad (2)$$

と分解した上で、

$$\int |\nabla \cdot \mathbf{u}_h|^2 dS + \int \left| \frac{\lambda}{B_0 r_c} \frac{1}{r} \nabla^2 (r b_r) \right|^2 dS \quad (3)$$

のような量を、誘導方程式の外核表面での動径成分の定常部分

$$\nabla_h \cdot (\mathbf{u}_h B_r) = \lambda \frac{1}{r_c} \nabla^2 (r B_r) \quad (4)$$

が満たされるという条件の元で、最小化するという手続きをとった。ただし、 $\mathbf{u}_h$  は外核表面での水平流れ場、 $r_c$  はコアの半径である。

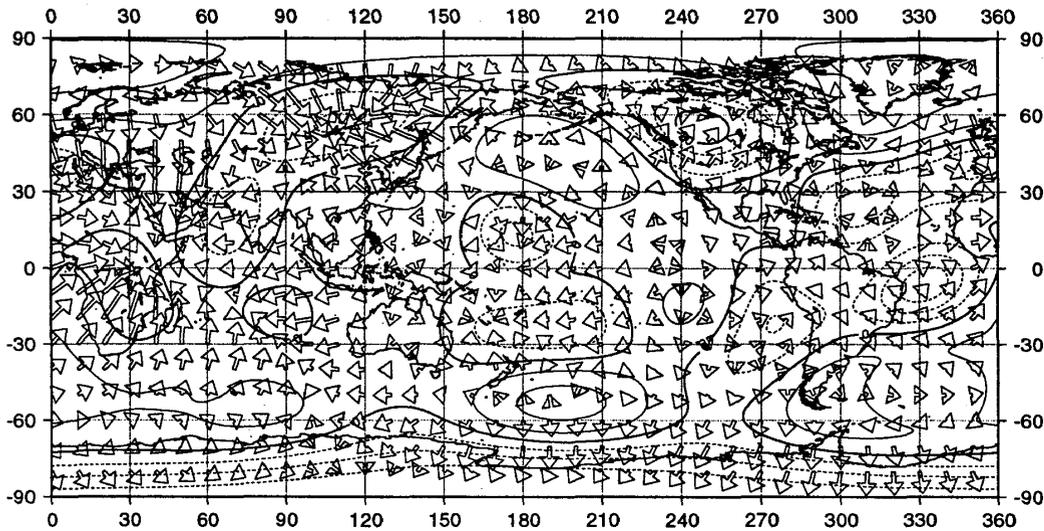


図 3: 推測されるコア表面での流れ場（矢印）と収束発散場（等値線）。実線の等値線は発散、点線は収束。単位は、磁気拡散率がはっきりわかっていないため適当だが、だいたい  $10^{-6}$  m/s の大きさの流れである。

その結果図 3 のような外核表面の流れ場とその収束発散が求まった。最も著しい特徴は、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、予想したようなマントルの熱的影響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、より流れ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.
- 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.

吉田茂生 (1996) 地球システムにおける対流とエネルギーの流れ, in 岩波講座地球惑星科学 2 「地球システム科学」(岩波書店)

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.