



講座 MHD ダイナモ：流れによる磁場の自発的形成

3. 地球ダイナモ研究のこれまでとこれから

3. Geodynamo Simulation in the Past, Now, and Future

宮腰 剛広, 陰山 聡¹⁾

MIYAGOSHI Takehiro and KAGEYAMA Akira¹⁾

海洋研究開発機構地球深部ダイナミクス研究分野, ¹⁾神戸大学大学院システム情報学研究科

(原稿受付：2015年7月30日)

地球内部の大部分を占めるマントル層の下には外核と呼ばれる液体鉄の領域がある。液体鉄は電気伝導性の流体なので、外核の流れと磁場は磁気流体力学 (MHD) 方程式に従う。この液体鉄を媒質とした MHD ダイナモ過程により、地球磁場 (地磁気) が作られている。長い歴史をもつ地磁気の研究は、計算機シミュレーションの手法が導入された1990年代半ば、飛躍的に発展し、その後もスーパーコンピュータの進歩に伴って着実に進歩してきた。MHD システムとしての地球外核の特徴の一つは、地球の回転 (自転) が流れに及ぼす影響の強さである。その強さは Ekman 数とよばれる無次元量で示される。本章では、地球ダイナモの特徴を概観し、シミュレーションで実現された Ekman 数の漸進という視点からまとめた地球ダイナモシミュレーション研究の成果を紹介する。

Keywords:

geomagnetic field, core, geodynamo, MHD, numerical simulations

3.1 はじめに

地球は固有の磁場 (地磁気) をもつ。その磁場は、地球中心におかれた約 $8 \times 10^{22} [\text{Am}^2]$ の双極子モーメントがつくる双極子磁場でよく近似される。地磁気の強さは、地表で $O(10^{-5}) \text{T}$ (テスラ) 程度と弱いので、日常生活では地磁気の影響を認識することはあまりないが、宇宙空間に遍在する荷電粒子 (プラズマ) は地磁気によって大きな影響を受ける。そのため、地球の周囲には地磁気の影響により地球磁気圏が形成されている。地磁気は地球の生命環境にも影響を及ぼしているのは間違いない。地磁気が一種のシールドとなり、太陽風や荷電宇宙線が地球を直撃することを防いでいるからである。ある惑星が固有磁場をもつかどうかは、その惑星のハビタブル性 (生命居住可能性) の重要な要因であろう。

地球が形成されて以来、約46億年の歴史の中で、ほとんど常に地球は磁場をもっていたらしい。これは岩石に残された過去の地磁気の記録から確かめられている。後述するように地磁気の起源は地球内部の金属層 (コア) にある。コアの電気抵抗とサイズに基づいて概算すると、コア内部の磁場の拡散時間は数万年程度である。1章で述べられたように、磁場の拡散時間と比較してそれよりも長い時間、磁場が維持されるのが MHD (Magnetohydrodynamics) ダイナモである。したがって地磁気が MHD ダイナモ機構によって生成されていることは間違いない。

3.2 MHD システムとしての地球外核

地表で測った地磁気が静磁場と仮定し、そのポテンシャルを球面調和関数で展開すると、地磁気の起源が (電離層などの上空ではなく) 地球内部にあることが確認できる。これを最初に示したのは数学者のガウスである。そこでまずは地球の構造を概観してみよう。

地球の半径は約 6370 km である。このうち主に金属 (鉄) から成るコア (核) が中心から約 3480 km を占め、その外側を岩石からなるマントルが取り囲んでいる。表面を覆う地殻は数十 km 程度の厚さである (図 1)。ゆで卵にたとえると、黄身がコア、白身がマントル、地殻が殻に相当する。コアはさらに内核と外核という 2 層にわかれており、内核が固体、外核が液体の鉄から構成されている。地球が誕生し、核が形成された直後には内核は存在せず、地球の冷却が進むにつれて、徐々に形成されて大きくなってきた。現在、内核の半径はコアの半径 (= 外核半径) の約 35% である。

地球内部が高温である一方、宇宙空間は冷たいので、マントルは半径方向に強い温度勾配をもっている。マントルは岩石、つまり通常の時間スケールでは固体であるが、長い時間スケールで見れば流れる。つまり流体である。(水河をみればわかるとおり、流れる固体は珍しいものではない。) マントルの熱伝導率と粘性率から評価したレイリー数 (熱対流不安定性の無次元指標) は約 10^7 と極めて高いため、マントルは熱対流運動をしている。このマントル対流のため、コアの熱が外部に効率的に運ばれ、コアにも半径方向の熱勾配が生じている。そのため外核の液体鉄も熱対

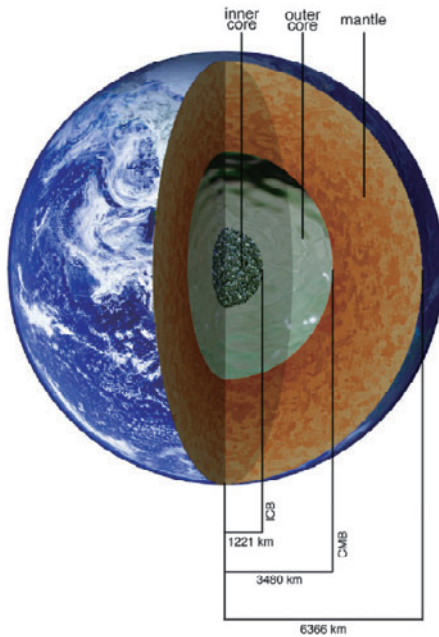


図1 地球内部の構造 (参考文献[2]より転載).

流モードに対して不安定になり得る。外核には放射性元素や内核の固化による潜熱などの熱源があり、それに加えて、流体の組成が原因となる対流（組成対流）も起きていると考えられている。組成対流とは、外核内に少量含まれている鉄以外の軽元素に起因する対流である。コアの温度は3600度以上[1]と考えられており、これは鉄のキュリー温度よりも高いため、コアの磁性は考えなくてよい。地球の中心に永久磁石があり、それが地磁気を作っている可能性は当然ない。

現在の地磁気は、北極にS極、南極にN極があるが、古地磁気学的記録から、過去にはこの極性が逆だった時期もあったこと、またそのような極性の反転を、過去幾度となく繰り返してきたことがわかっている。極性反転の周期は、(太陽の場合はほぼ11年で一定であるのとは対照的に)一定ではない。最近500万年程度で無理に平均をとれば、数十万年程度に1回、地磁気の極性は反転している(一番最近の反転は約80万年前である)。反転に要する時間は数千年と推測されている。これは、人間の時間スケールから見れば長いが、地球科学的な時間スケールと比べると極めて短い。このような特徴をもつ磁場極性の反転がどのようにして起こるのかはまだ十分に理解されていない。地磁気研究の最終目標の一つがこの逆転の物理機構解明である。

外核内の流体鉄は電気伝導性をもつ流体、即ちMHD流体である。第1章で述べたMHDダイナモ過程により、外核の対流運動エネルギーが磁気エネルギーに変換され、地磁気が形成・維持されていると考えられている。

地球ダイナモ過程を考察する上で重要な無次元パラメータの一つが磁気レイノルズ数 $Rm = VL/\eta$ (V :対流速度, L :システムサイズ, η :磁気拡散率)である。これは磁場の誘導方程式の、散逸項 $\eta \nabla^2 B$ の大きさに対する誘導項 $\nabla \times (V \times B)$ の大きさの比である。ダイナモとなるためには、磁気レイノルズ数 Rm が少なくとも $O(10^1)$ 以上が必要

である。地球外核では $Rm = O(10^3)$ 程度と考えられており[2]、磁場を生成・維持することが可能なくらい大きな値である。ちなみに液体金属を用いたダイナモの実験が非常に難しいのは、この磁気レイノルズ数をダイナモが発生するほど十分に大きくできないことが主な理由である。実験室では系の大きさ L が外核サイズに比べて遥かに小さいので、その分を対流速度 V で稼がなくては行けないが、実験室と外核サイズの大きさのギャップを埋めるほどに V を大きくすることは非常に困難である。

地球ダイナモ過程は本質的に非線形問題であるため、解析的に解を求めることはできない。そこで計算機シミュレーションが重要となる。MHD方程式を数値的に直接解く地球ダイナモの計算機シミュレーションが行えるようになったのは1990年代半ばからである。外核の流体鉄は水と同程度の粘性率をもち、そのレイノルズ数は $O(10^9)$ である[2]。つまり外核は乱流状態になっているのは間違いないであろう。これほど大きなレイノルズ数の直接数値シミュレーションは現在のスーパーコンピュータでも不可能である。

MHDシステムとして見た地球外核の特徴のもう一つは、地球の自転の影響の強さである。地球と共に回転する座標系で見ると、外核のMHD流体にはコリオリ力がはたらいっているようにみえる。(遠心力は重力に比べて弱いので無視できる。)運動方程式の中での、粘性力とコリオリ力の比として定義した無次元数をEkman数と呼ぶ。地球外核のEkman数は、 $O(10^{-15})$ である。つまり外核内のダイナミクスは地球の自転の影響を極めて強く受けている。このEkman数の値は外核の液体鉄の分子粘性に基づいて評価したものであり、実際には乱流による渦粘性が実効的な粘性率を決めている可能性が高いが、それを考慮してもEkman数は $O(10^{-9})$ と評価されており[e.g., 3]、それでも非常に小さい値である。Ekman数が小さい系では、流れの空間スケールが小さくなる。磁場が強くなると荷電粒子のラーモア半径が小さくなるのと同様に、コリオリ力 ($2\rho V \times \Omega$) (ρ :密度, Ω :回転角速度ベクトル) が強くなると、発生する渦構造が小さくなる傾向があるためである。したがって、低い(つまり現実の外核に近い)Ekman数の計算は高い空間解像度が求められるため、数値計算が難しくなる。また、液体鉄の磁気Prandtl数 Pm (動粘性率/磁気拡散率を表す無次元パラメータ) は $Pm = O(10^{-6})$ とこれも非常に小さな値をもつことも外核MHDの特徴である。

回転流体系における流れの一つの重要な性質をここで述べておく。ある流体を角速度 Ω で回転する座標系でみたときにその流れが定常状態になっていたとする。簡単のため、流体は非圧縮・非粘性で、流れの非線形項は他の項に比べて無視できるほど小さいと仮定する。このとき、コリオリ力と圧力勾配が釣り合っている: $2\rho V \times \Omega - \nabla p = 0$ 。この両辺のcurlを取り、さらに連続の式 $\nabla \cdot V = 0$ を使用すると、 $(\Omega \cdot \nabla)V = 0$ となる。つまり、回転軸方向に流れが一樣になる。これをTaylor-Proudmanの定理という。圧縮性の流体であっても、また非定常状態であっても、系の回転速度が十分に高い場合、流れは「Taylor-Proudman的」、即ち回転軸方向に揃う傾向がみられる。この性質は回転系の

ダイナモ機構を理解する上で重要となる。

3.3 地球ダイナモシミュレーション

地球ダイナモシミュレーションとは、地球外核を計算対象とし、回転する座標系の下で MHD 方程式を数値的に解くことで地磁気の起源解明をめざす研究手法である。上述したように本格的な地球ダイナモシミュレーションは1990年代半ばに始まった。その後、この20年間で、地球ダイナモシミュレーションによって様々な成果が得られたが、その全てをここで紹介するわけにはいかないの、ここでは、「Ekman 数の漸進」という視点からその進展をまとめよう。

計算機シミュレーションの手法により、3次元の MHD 方程式を数値的に解くことができるようになる以前は、磁場から流れ場へのローレンツ力によるフィードバックを無視した近似をしたり（キネマティックダイナモモデル）、3次元的な流れがもつ効果を α 係数や ω 係数として取り込んだ2次元計算を行うなど、問題を単純化した取り扱いがなされていた。

したがって3次元 MHD シミュレーションが可能となったときに最も興味深い問題は、「双極子磁場の生成や、その逆転は果たして MHD 方程式に内在する性質なのだろうか？それともそれ以外の要因（マントルの存在など）が不可欠なのだろうか？」というものであった。

1990年代半ばのスーパーコンピュータの性能では、計算で実現できる Ekman 数はせいぜい $O(10^{-4})$ であった。しかし、これほど「大きな」Ekman 数でも、高速回転 MHD 系としての外核の基本的な特徴は捉えることができた。たとえば、上述の Taylor-Proudman 的な流れの性質、即ち対流構造が自転軸方向に一様化されるという性質が現れ、その結果、対流胞が自転軸方向にまっすぐ伸びた円柱状の構造（対流柱構造）をもつことが確認された。この対流柱はテーラー柱（Taylor column）とも呼ばれる。回転球殻対流系におけるこのような円柱状対流構造は1970年代から Busse が線形計算で予測していたものであり[4]、後には実験でも実証した[5]。したがって Busse column とも呼ばれる。Busse 等の実験は水を使って行われたので、このような円柱状対流構造のもつ MHD 効果については計算機シミュレーションの登場を待つしかなかった。そして計算機シミュレーションにより、このような円柱状対流胞の集まりを流れの基本構造とした MHD ダイナモが確かにおきることを、それが双極子磁場の発生を生むことが確認された[6]。図2はそのシミュレーション結果の一例である。青と赤の柱状の面は渦度の回転軸方向成分（それぞれ正と負）を表し、これらの対流柱の周りを回るように対流運動が生じている。その流れの向きは真上（北極側）から見た場合、青の対流柱では反時計回り（地球の自転方向と同じ）、赤は時計回りである。線は磁力線を、矢印は流れ場を表している。磁力線上の色で赤い所は、運動エネルギーから磁気エネルギーの変換率を表す $-V \cdot J \times B$ の値が大きい部分を表している。この図から、対流柱の谷間に位置する内核方向への流れにより、磁力線が引き込まれ大きく変

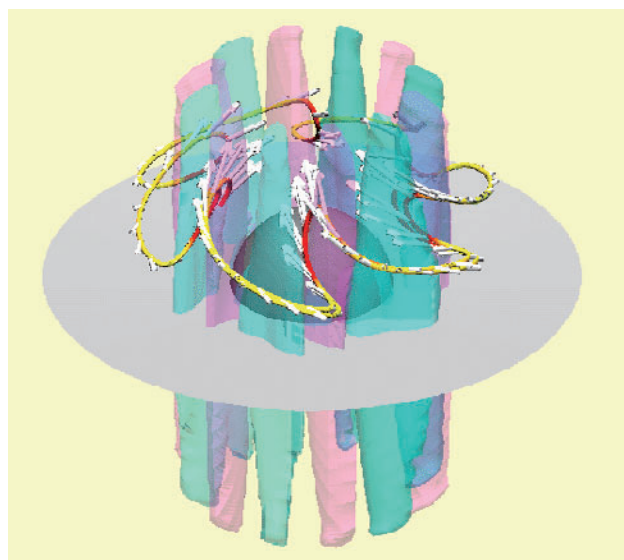


図2 Ekman数 $O(10^{-4})$ の場合のシミュレーション結果[6]。青と赤の面はそれぞれ渦度の回転軸方向成分が正と負の等値面を表す。線は磁力線を、矢印はそこでの流れ場を表す（参考文献[6]より転載）。

形し「く」の字型になっていることがわかる。ここでは、磁力線にはまっすぐになろうとする磁気張力が働いているが、それに逆らって対流運動が磁力線を内核方向へ押し込んでいるため、ここで対流の運動エネルギーが磁気エネルギーに変換されている（磁力線の赤い部分）。この過程で磁場が増幅および維持されている（ダイナモ）。この対流場により、コア内の全磁気エネルギーは全対流エネルギーより数倍大きい所まで増幅され、維持される。

さらに、このような対流場は自発的に双極子磁場を形成することも明らかになった。図3は、どのようにして双極子磁場が形成されるのかのメカニズムを説明したものである。図3(a)は北半球における対流柱を表している。最初に、対流柱内部の回転軸方向の流れはどのようになっているかを考える。Taylor-Proudman 定理を導出した時と同様に、対流柱ではコリオリ力と圧力勾配がほぼ釣り合っているとすると、北極側から見て反時計回りの対流渦では、対流柱の中心から外向きにコリオリ力が働いているので、対流柱内は相対的に気圧が低い。そこでこのような対流柱を低気圧柱と呼ぶ。北極側から見て時計回りの対流渦では、同様にして高気圧柱となっている。低気圧柱では、圧力が周囲より低いため、南北両端から吸い込む流れが生じる。つまり極側から赤道に向かう軸方向の流れが発生する。高気圧柱では、圧力が高いため、逆に南北両端から吐き出す流れが発生し、赤道から極側へ向かう軸方向の流れが発生する。図3(a)の対流柱内の白抜き矢印はこれらの流れを示したものである。さて、この流れと対流渦の流れの元で、図にあるようなコア内で閉じる（経度方向円環状の）磁力線（トロイダル磁場）が流れ場によってどのような変形を受けるかを考えると、図3(a)の1→2→3のようになることがわかる。磁力線は内核側に引き込まれつつ、回転軸方向に引き延ばされる。南半球においても逆向きの磁力線について同様のことを考えると、変形した磁力線の全体像

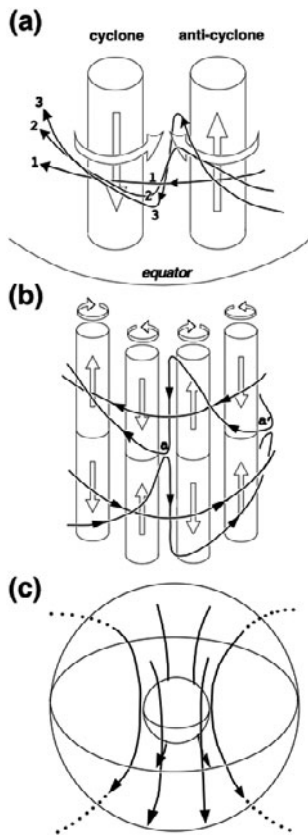


図3 柱状対流のもとでのダイナモとダイポール磁場形成のメカニズム[6] (図は参考文献[6]より転載).

は図3(b)のようになる。すると、aやa'の場所では反平行成分をもつ磁場が赤道付近で接することになり、ここで磁気リコネクションが起こる。その結果、図3(c)のように双極子磁場が形成される。

図3(a)では、最初に南北両半球にそれぞれ逆向きのトロイダル磁場があることが仮定されているが、この磁場は ω 効果(第1章参照)で自然に生じるものである。経度方向の流れ成分に対して、経度方向の平均をとると、赤道付近に局在する西向きの流れ成分が存在する。この流れが ω 効果を生じさせる事により、図3(c)で形成されたコア外に延びる(南北方向の)磁場(ポロイダル磁場)を、赤道付近で磁力線が強く西向きに引き延ばす。北半球では西向きの、南半球では東向きの磁場が形成され、それは図3(a)(b)で仮定されているトロイダル磁場と同じ向きになる。このようにして、ポロイダル磁場→トロイダル磁場→ポロイダル磁場→……というサイクルが完成し、双極子磁場が発生・維持される。

この研究から約10年後、スーパーコンピュータの進展に伴い、Ekman数を3桁ほど下げた $O(10^{-7})$ の計算が可能になった[7-9]。これらは渦粘性を仮定した場合のEkman数として見積もられている $O(10^{-9})$ という値にあと二桁程度まで迫ったモデルであり、おそらく今でも最もEkman数が低いモデルである。このモデルで新たにわかった低Ekman数の場合の対流構造やダイナモ機構について述べる。格子系には、球面全体を合同な二つの要素格子で覆うことにより、通常の球座標格子において極域付近での時間

刻み幅が非常に小さくなってしまいう計算上の不利を解消した、Yin-Yang grid[10]を用いており、解像度は $511 \times 514 \times 1538 \times 2$ (経度方向に約2000格子)である。図4は、図2と同様に渦度の回転軸方向成分を示している。Ekman数が高かった図2の結果と比べると、対流の構造が大きく異なっていることがわかる。柱状の対流構造ではなく、動経方向に長く延びた構造になっており、また経度方向にもずっとモード数が大きくなっている。回転軸方向にはほぼ構造が変化しないため(図4の子午面)、3次元的には薄いシート状の対流になる。さらにこのシートは、枝わかれしよりマントル側ではモード数が増加する。これも高Ekman数モデルでは見られなかった特徴である。実は、このようなシート状対流は、水を使った高速回転対流実験で観測されていた[7, 11]。実験でのEkman数は $O(10^{-6})$ である。このシミュレーションは実験でみられたシート状の対流構造を計算機で初めて再現することに成功したものである。

また、このシート状対流は強いダイナモ作用をもつ。この対流下で、コア内の全磁気エネルギーは対流の全運動エネルギーよりも数倍大きいところまで増幅され維持される。ダイナモ作用によってコア内に流れる電流は、高Ekman数のモデルでは知られていなかった新しい構造を取ることが明らかになった。図5の左と中のパネルの青線はその電流構造を表している。小さな多数のコイル状の構造の集合から成ることがわかる。この一つのコイル構造を拡大して、電流構造と磁場構造をみると(図5右)、コイル状の電流構造の中に束ねられて強くなった磁場の管(磁束管)が形成されていることがわかった。この構造は $j = \nabla \times B / \mu_0$ (j :電流密度, B :磁束密度, μ_0 :真空の透磁率)の関係からも理解することができる。この式より、磁束管の縁に強いコイル状電流が流れることがわかる。また、ダイナモ作用によって磁場が強く増幅されている場所

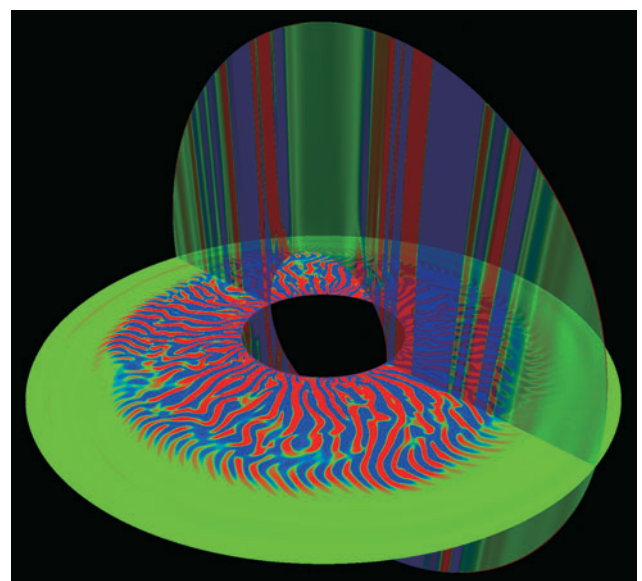


図4 Ekman数 $O(10^{-7})$ の場合のシミュレーション結果[7]. 赤道面および子午面上での渦度の回転軸方向成分(赤が正、青が負)を表す(図は参考文献[7]より転載).

($-V \cdot J \times B$ が大きい場所)は、これらの電流コイル構造がある場所とほぼ一致することがわかった。さらに、磁場はシート状の対流によって、シートが伸びている方向(回転軸と垂直な方向)に強く引き伸ばされることにより生じ(図6)、そのようにして強められた磁場によって磁束管が形成されることがわかった。このように、低気圧柱と高気圧柱の間で生じる内核方向への引き込みにより磁場が増幅される高 Ekman 数のモデルと比べて、低 Ekman 数のモデルでは「シート状の対流」とそれによる「磁場の引き伸ばし」及び「磁束管の形成」が大きな特徴であり、磁束管形成に伴って高 Ekman 数ではみられなかったコイル電流構造が形成されることが明らかになった。

また、大局的な磁場の構造についてみると、形成された磁束管どうしはお互いに連結しており、図7(a)にあるようなヘリカルな構造をもつ、外核内を経度方向に1周するトロイダル磁場を形成している。このヘリカル磁場は赤道面を挟んで南北両半球にそれぞれ存在する。図7(a)の磁場で、赤くなっている部分が磁場の強い部分を表し、そこに磁束管とコイル電流が形成されている。詳しい説明は文献[9]に譲るが、シート状の対流においても対流柱の場合と同様に高気圧シートと低気圧シートが生じており、それらのシート内部に存在する回転軸方向の流れによってこのようなヘリカル磁場が形成されていることがわかった。このヘリカル磁場の内部においては($j = \nabla \times B / \mu_0$ により)経度方向に電流が流れているが、この電流の向きは北半球と南半球で同じになる(図7(b))。そのため(このモデルではダイポール磁場が卓越するところまでほど長くは計算できていないのだが)、この円環電流により最終的に強いダイポール磁場が形成されることが示唆される。このように、低 Ekman 数のシート状対流によるダイナモは、実際に強いダイナモ作用をもち、かつ双極子磁場を維持し得るような円環電流を発生させることが明らかになった。

3.4 最近の研究

最近の地球ダイナモ研究の大きな流れの一つは、シミュレーションデータと観測データを詳細に比較することで、直接得ることのできない現実の地球外核の物理的な性質や状態を推測しようとするものである。たとえば双極子モーメントの時間変動の統計的性質を比較することで、コアの電気抵抗が推測されている[12,13]。それだけ計算機シ

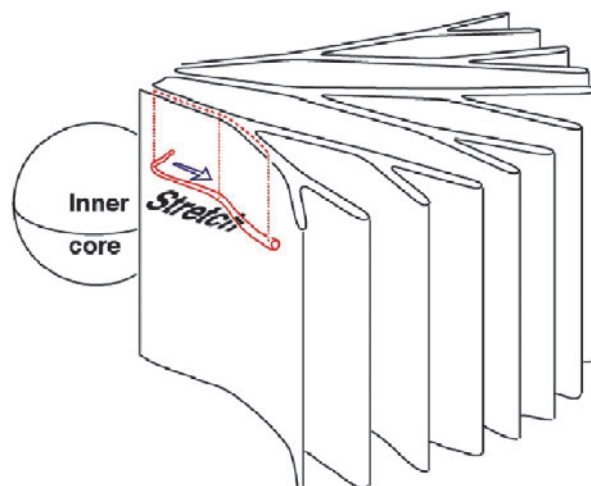


図6 シート状対流によって磁場が引き伸ばされ、強められる様子を示した模式図。

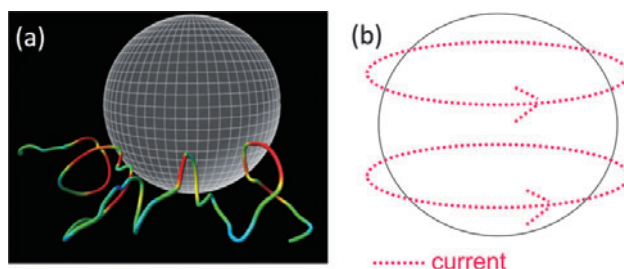


図7 (a)外核内に形成されるグローバルな磁場構造[9]. (b)外核内に形成される磁場構造により生じる、南北両半球での円環電流(パネルaは参考文献[9]より転載)。

ミュレーションが信頼されてきたといえるであろう。なお、最近では高圧実験によって、コアの圧力下での鉄や鉄合金の電気抵抗や熱伝導度が直接測定されるようになってきている[14]。

シミュレーションモデルに関しては、境界条件の影響が詳細に調べられている。Sakuraba and Roberts は温度の境界条件(温度固定か熱流束固定か)が流れ場に大きな影響を与えることを示した[15]。Matsui *et al.* は熱流束固定の境界条件の下で磁場が流れ場を変えるメカニズムを詳しく解析した[16]。Dharmaraj *et al.* では様々な境界条件で250通り近くの計算を行い、磁場や流れ場に与える影響を解析している[17]。マントル底部の熱的な非一様性を地球ダイナモモデルに組み込むことにより、地球ダイナモシミュ

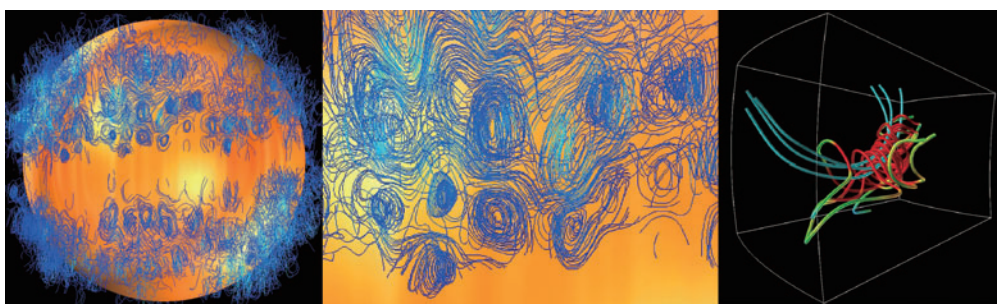


図5 左と中:シミュレーション結果より得られた外核内の電流構造[9]. 右:コイル状電流構造の拡大図. 青い線が磁力線, 赤や緑の線が電流線を表す(左と中は参考文献[9]より転載)。

レーションから地球表面での経度方向の磁場分布についての情報を得ることもできるようになる。Aubert 等は地球ダイナモシミュレーションにより、アフリカ大陸近傍で観測される地磁気の特徴的な永年変化を説明した[18]。永年変化とは、数十年から数百年程度の時間スケールでの地磁気の変動である。彼らのシミュレーションモデルでは内核表面付近から伸びる強い流れがちょうどアフリカ大陸の下のマントル底部に到達しているために特徴的な磁場の変動がみられるとしている。

第2章「MHD 乱流」で、MHD 乱流の影響を理論的に取り込む方法が説明された。計算格子の分解能よりも小さいスケール (subgrid scale) の影響を数値的に取り込む方法も研究されている[19]。このようなアプローチは今後地球ダイナモ研究で重要となるであろう。

地震波の観測から、内核の固体鉄は異方性をもつことが知られている。この異方性の起源は未だに謎であるが、その一つとして内核もまた対流運動している可能性が議論されており、そのために外核の対流を駆動する要因の一つである組成対流が内核表面上で非一様となっている可能性があり、その影響も調べられている[20]。

3.5 まとめ

地球コア内では対流が生じており、この対流のエネルギーによって MHD ダイナモが駆動され、地磁気が生成、維持されている。MHD システムとしての地球外核は、低い Ekman 数 (10^{-15}) と高いレイノルズ数 (10^9)、そしてこの記事では詳しく述べる事ができなかったが低い磁気プラントル数 (10^{-6}) とした極端な無次元量をもつことが特徴である。これが地球ダイナモシミュレーションを技術的に難しくしている原因である。しかしながら1990年代半ばからこれらの特徴をある程度反映した地球ダイナモシミュレーションが行われるようになり、地球ダイナモの理解は大きな進歩を遂げた。Ekman 数が (現実の値の比較すれば大きいもの) 1 よりはずっと小さい値の場合、対流は自転軸方向に延びた渦柱構造により特徴づけられ、Ekman 数をさらに低くした計算をすると枝わかれするシート状の対流構造が生じてくること、またそれらの対流構造の違いによりダイナモの素過程にも違いが生じることなどが明らかになってきた。

本章では主に Ekman 数の漸進という視点から、地球ダイナモシミュレーション研究の成果を紹介した。地球ダイナモに関する最近のレビュー論文として Roberts and King [2]がある。そこには Gilbert の1600年の研究から始まる400年以上の地磁気研究の歴史とその成果がまとめられている。この論文に、横軸に西暦年を取り、縦軸に各々の年の主な地球ダイナモシミュレーション研究で達成された Ekman 数をとったグラフが掲載されている (図8)。これを見ると、スーパーコンピュータの性能の進展と共に、モデルで実現された Ekman 数も少しずつ小さくなってきたことがわかる。このグラフの先端の、2008~2011年の成果は著者らのものであり、本項でもその成果の一部を紹介した。Roberts らは、この出版年と Ekman 数の関係について

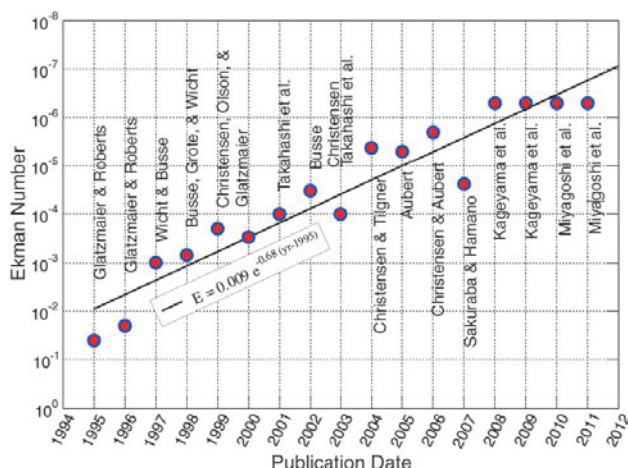


図8 西暦年(横軸)対、その年に出版された主なダイナモシミュレーション研究で達成された Ekman 数(縦軸)[2]。グラフの先端部(2008~2011年)に、本章でも紹介した著者らの仕事が挙げられている(図は参考文献[2]より転載)。

フィッティングをして面白い関係式を導出している。その式を外挿して未来予測をすると、Ekman 数が 10^{-8} , 10^{-10} , 10^{-15} のシミュレーションはそれぞれ、2015年、2022年、2038年に可能になるという。果たして今後この予想通りに地球ダイナモシミュレーション研究が進んでいくのか、楽しみである。

参考文献

- [1] P. Olson, Treatise on Geophysics, Volume 8-Core Dynamics (Elsevier, 2007) p.6.
- [2] P.H. Roberts and E.M. King, Reports on progress in physics **76**, 096801 (2013).
- [3] G.A. Glatzmaier, Annu. Rev. Earth Planet. Sci. **30**, 237 (2002).
- [4] F.H. Busse, J. Fluid Mech. **44**, 441 (1970).
- [5] C.R. Carrigan and F.H. Busse, J. Fluid Mech. **126**, 287 (1983).
- [6] A. Kageyama and T. Sato, Phys. Rev. E. **55**, 4617 (1997).
- [7] A. Kageyama *et al.*, Nature **454**, 1106 (2008).
- [8] T. Miyagoshi *et al.*, Nature **463**, 793 (2010).
- [9] T. Miyagoshi *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 072901 (2011).
- [10] A. Kageyama and T. Sato, Geochem. Geophys. Geosyst. **5**, Q09005 (2004).
- [11] I. Sumita and P. Olson, Phys. Earth Planet. Inter. **17**, 153 (2000).
- [12] B.A. Buffett *et al.*, Geophys. J. Int. **198**, 597 (2014).
- [13] B. Buffett and H. Matsui, Earth Planet. Sci. Lett. **411**, 20 (2015).
- [14] H. Gomi *et al.*, Phys. Earth Planet. Inter. **224**, 88 (2013).
- [15] A. Sakuraba and P. H. Roberts, Nat. Geosci. **2**, 802 (2009).
- [16] H. Matsui *et al.*, Geochem. Geophys. Geosyst. **15**, 3212 (2014).
- [17] G. Dharmaraj *et al.*, Geophys. J. Int. **199**, 514 (2014).
- [18] J. Aubert *et al.*, Nature **502**, 219 (2013).
- [19] H. Matsui and B.A. Buffett, Phys. Earth Planet. Inter. **223**, 77 (2013).
- [20] Y. Sasaki *et al.*, Phys. Earth Planet. Inter. **223**, 55 (2013).



みや ごと たけ ひろ
宮腰 剛 広

国立研究開発法人海洋研究開発機構・地球深部ダイナミクス研究分野・主任研究員。2003年総合研究大学院大学天文学専攻修了，博士（理学）。京都大学理学研究科附属天文台およびJAXA宇宙科学研究所でのポスドク（太陽物理学）を経て現職。現在の専門は地球および惑星内部ダイナミクス。特にコア対流，ダイナモ，マントル対流について興味を持ち研究を行っている。



かげ やま あきら
陰山 聡

地磁気に関する面白い話題として，動物との関係があります。どうやら一部の犬は地磁気を感じているようです。70頭のイヌの排泄時の体勢とそこでの地磁気の向き（磁気嵐時を含む！）を2年あまりかけて調べた論文が報告されています [Frontiers in Zoology 2013, doi:10.1186/1742-9994-10-80]。犬の散歩の際，注意して観察してみてもいいでしょうか？