



講座 MHD ダイナモ：流れによる磁場の自発的形成

4. 太陽ダイナモ機構 -理解の現状と将来展望-

4. Solar Dynamo Modeling - Current Status and Future Perspective -

政田 洋平

MASADA Youhei

愛知教育大学現代学芸課程宇宙物質科学専攻

(原稿受付：2015年9月1日)

プラズマで満たされた宇宙を彩る様々な天体活動現象の駆動源が磁場である。天体のもつ莫大な重力エネルギーが各天体に固有の『ダイナモ機構』を介し磁場のエネルギーに転換され、最終的にプラズマの熱・運動エネルギーに転化されることで天体は激しく活動する。詳細観測の難しい遠方天体のダイナモ過程を、物理定量的に理解するためのプロトタイプモデルが『太陽』である。G.E. Hale による黒点中の磁場の発見(1908年)に端を発する太陽ダイナモ機構の研究は、2000年代に入り大きな進展をみせている。本章では、自然が生み出す驚異の一つである『太陽磁場』の特徴を概観し、その理解をめざして進められる太陽ダイナモ研究の現状と将来を展望する。

Keywords:

Sun, magnetic field, dynamo, astrophysical plasma, magnetohydrodynamics

4.1 序論

宇宙は電気良導性のプラズマで満たされており、その運動の自然の帰結として磁場が誘起される[1,2]。宇宙プラズマの磁気拡散率は非常に小さいため、いったん誘起された磁場は(もちろんその空間スケールにも依るが)容易には散逸しない。例えば、銀河磁場の典型的な磁気拡散時間は約 10^{12} 年、太陽磁場の磁気拡散時間は約 10^{11} 年であり、いずれも宇宙年齢(約 10^{10} 年)よりも遥かに長い。

図1に、様々な天体の典型的な空間スケール(横軸)と各天体が保持する典型的な磁場の強度(縦軸)の関係を示す。銀河団や銀河間物質、銀河に代表される種々の降着円盤系、そして恒星から惑星に至るまで、あらゆるスケール

の天体が磁場を有しており、それらは天体活動現象の駆動源として重要な役割を果たすと考えられている。しかし、これらの天体における磁場の起源、すなわち「天体ダイナモ機構」についての理解は不十分である。

天体ダイナモ機構を理解するためのプロトタイプモデルが、我々に最も近く、詳細観測が可能な天体『太陽』である。後述するように、太陽磁場には様々な成分が存在するが、フレアやコロナ質量放出など太陽活動の直接的な原因は『黒点』に代表される大規模な活動領域であり、その生成・維持機構の解明が太陽ダイナモ研究の主たる目的である[3-6]。

本章では、まず「太陽磁場の経験則」と日震学観測で明らかにされた「太陽内部プラズマの流れ構造」についてまとめる(4.2節)。次に、太陽ダイナモの標準シナリオとその問題点、そして2000年代に入り大きな進展を見せている太陽MHDダイナモ研究の現状をまとめる(4.3節)。さらに、筆者らの近年の研究にもとづき、星の自転が差動回転分布やダイナモに及ぼす影響とその原因について考察する(4.4節)。最後に、今後の太陽ダイナモ研究における課題と、その解決へ向けの方策を議論する(4.5節)。

4.2 太陽ダイナモ機構への観測的制約

4.2.1 太陽磁場の性質

太陽表面で観測される磁場には、大別すると二種類の成分が存在する。静穏領域を埋め尽くす小スケール成分(乱流成分)と、活動領域を形成する大局的成分である[7]。前者は顕著な緯度依存性や周期的な変動をもたないため、粒状斑(表面付近の対流)と磁場の恒常的かつ局所的な相

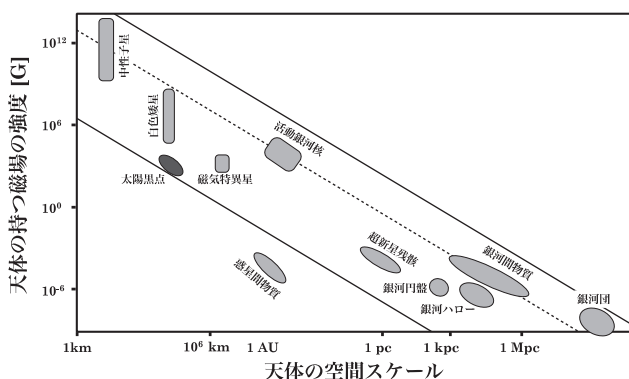


図1 様々な天体の典型的な空間スケールと各天体が保持する磁場の典型的な強度 (Hillas ダイアグラム)。ここで、1 AU (天文単位) = 1.5×10^{11} m, 1 pc (パーセク) = 3.1×10^{16} m であり、磁束密度の単位は 1 G (ガウス) = 10^{-4} T (テスラ) である。

相互作用（“局所ダイナモ”と呼ばれることもある）によって生成されると考えられている[8-10]。一方、後者の代表が黒点であり、数キロガウス（1ガウス=10⁻⁴テスラ）の空間的にコヒーレントな磁場からなる[11-13]。

黒点の典型的なサイズはO(10)Mm（メガメートル）で、粒状斑の典型的なスケール（～1Mm）と比べると遥かに大きい。粒状斑のもつ運動エネルギーと等分配な磁場強度はO(100)ガウスなので、黒点では強い磁場によって対流が抑制される（対流による熱輸送が抑制され、静穏領域と比べて相対的に温度が低くなるため、黒点は黒く見える）。表面近傍の対流では、黒点のような大局的かつ強い磁場の形成を担うことができない。そのため、黒点の形成領域は必然的に太陽内部に求められることになる。

太陽黒点は空間的コヒーレンスだけでなく、時間的コヒーレンスにも特徴があり、以下のような規則性をもつことが経験的に知られている[14-18]：

- (1) 黒点は正極と負極の双極（対）構造で出現する。
- (2) 黒点対を結ぶ軸は東西方向から約5度傾いている。
- (3) 黒点数は約11年周期で増減を繰り返す。
- (4) 黒点対の極性は南北反対称で周期ごとに反転する（極性反転を考慮すると太陽サイクルは約22年）。
- (5) 黒点の出現緯度は時間とともに中緯度から赤道へ向かってドリフトする。

太陽黒点の経験則を図2にまとめる。

太陽ダイナモ理論は、これらの観測結果の全てを物理無矛盾かつ定量的に説明できるものでなくてはならない。たとえ物理的には正しいダイナモ理論であったとしても、これらの観測結果を説明できない理論は『太陽』のダイナモ理論としては相応しくない。科学の歴史は、天体の観測結果を説明するための試行錯誤が、新たな物理を構築するための土壌になってきたことを我々に教えてくれる。そのような視座に立てば、観測と理論の両面から反復的かつ定量的にダイナモ理論を検証できる太陽は、天体ダイナモ機構を理解するための絶好の実験場だといえよう。

4.2.2 太陽内部構造と内部平均流分布

身近にある太陽といえども、光球より内側で起こるダイナモ過程を直接観測することはできない。しかし、太陽の内部構造とエネルギー変換を媒介する太陽内部のプラズマの流れは、日震学(Helioseismology)手法で精密に測定されている[19-21]。日震学とは、太陽表面の振動を観測することで内部構造を探る手法であり、波の振動数の観測値から非摂動状態を探る一種の逆線形解析（固有値問題の逆問題を解く）手法である。日震学には、太陽の固有振動モードから大域的な内部構造を探る「グローバル日震学」と、波の伝搬時間と距離の関係から局所領域の構造や流れの様子を描き出す「局所日震学」の二種類がある（局所日震学は今世紀に入って進展した比較的新しい測定手法である）。

まずグローバル日震学が明らかにした太陽内部構造と内部平均流分布をまとめよう[19,20]。平均流とは、時間・方位角平均をとって得られる流れの大局成分のことである。図3aで模式的に示すように、太陽内部は(1)赤道加速型の

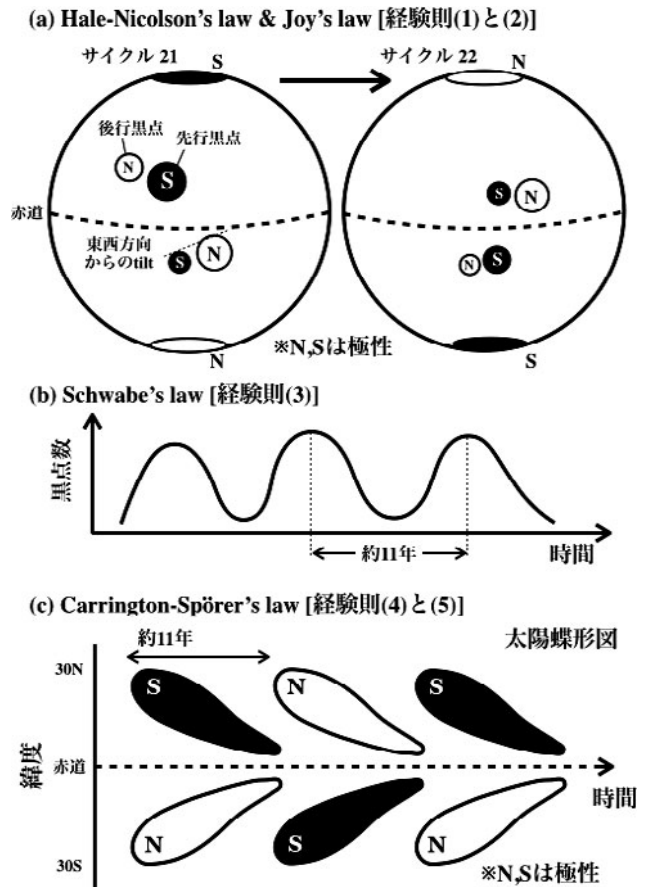


図2 太陽黒点の観測的性質：(a)Hale-Nicolson's law & Joy's law【経験則(1)と(2)】、(b)Schwabe's law【経験則(3)】、(c)Carrington-Spörer's law【経験則(4)と(5)】。図(c)では方位角平均をとった磁場の時間-緯度進化を示している。

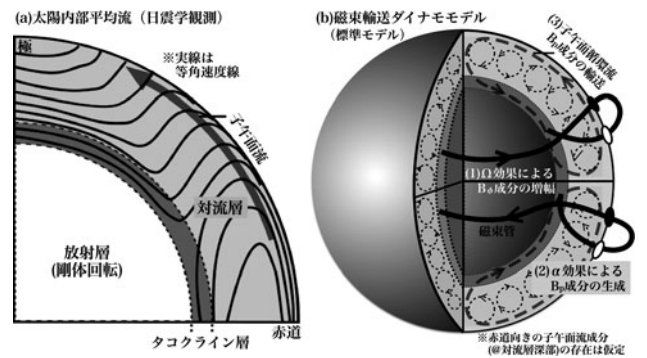


図3 (a)日震学によって確立された太陽内部構造と内部平均流分布(子午面を图示)。実線が等角速度線、太矢印が観測されている対流層上部の子午面流を表す。(b)磁束輸送ダイナモモデルの模式図。破線は想定されている子午面循環流。対流層上部の子午面流は観測されているが、深部の赤道向きの流れは理論予測であることに注意が必要である。(1)タコクラインでは Ω 効果で B_p 成分から B_ϕ 成分が生成される。増幅された B_ϕ 成分は、その強度が臨界値(約10⁵G)を越えると、十分な磁気浮力を得て太陽表面へ向かって浮上を開始する。(2)浮上する磁束管にはコリオリ力が働くので、浮上中に B_ϕ 成分から B_p 成分が生成される。強い磁場からなる磁束管は対流によって壊されることなく太陽表面まで浮上し、最終的に黒点を形成する。(3)浮上過程で生成された B_p 成分が、子午面循環流によってタコクライン層に再注入され、ダイナモループが閉じる[(1)に戻る]。

差動回転分布 [等角速度線は円錐状分布 (\neq Taylor-Proudman 分布)] をもつ対流層 ($0.7 \leq r/R_{\text{sun}} \leq 1.0$: R_{sun} は太陽半径), (2)剛体回転分布をもつ対流安定な放射層 ($r/R_{\text{sun}} \leq 0.7$), (3)対流安定でかつ強い差動回転分布を持つタコクライン層 (tachocline: 放射層と対流層の間にある薄い境界層. 厚さは $O(0.01)R_{\text{sun}}$.) からなり, さらに(4)対流層上部に赤道から極域へ向かう子午面流が存在することが知られている.

これらに加えて, まだ確立されたといえる段階にはないが(5)対流層中部に赤道向きの子午面流が存在すること [22]や, (6)対流層上部の対流速度が混合距離理論やシミュレーションが予言する値より2桁近く小さいこと [23]などが, 近年の局所日震学観測から示唆されている (ただし, これらの示唆と相反するような観測結果も現時点では存在することに注意されたい).

日震学によって描き出された太陽内部構造と内部の流れ構造は, 太陽ダイナモ機構に対して強い制約を課す一方で, 以下で紹介する太陽ダイナモの標準シナリオの土台にもなっている.

4.3 太陽ダイナモ機構: 理解の現状

4.3.1 磁束輸送型の標準太陽ダイナモモデル

2000年代に入り, 標準的なシナリオとして太陽ダイナモ機構の説明に用いられるようになったのが『磁束輸送ダイナモ (FTD) モデル』である [24, 25]. 図3 (b)にFTDモデルを模式的に示す. 以下では軸対称な磁場を考え, 子午面成分のことをポロイダル成分 ($\equiv B_p$ 成分), 方位角成分のことをトロイダル成分 ($\equiv B_\phi$ 成分) と呼ぶ.

FTDモデルは『激しい対流が磁場をかき乱すため, 対流層では時空間コヒーレンスの高い磁場成分は生成できない』という仮説に立脚し構築されている. 対流層の代わりに大局的磁場の生成を担うのがタコクラインである. 前述したように, タコクラインは対流安定なので, 対流によって磁場がかき乱されることはない. 加えて, 強い差動回転を持つので Ω 効果が効率的に働くと期待される. タコクラインでの磁場増幅過程を核として, FTDモデルは以下のシナリオで太陽ダイナモ機構を説明する:

①タコクラインでは, 強い差動回転による「 Ω 効果」で磁場の B_p 成分が引き延ばされ B_ϕ 成分が生成される. ②タコクラインで増幅された磁場の B_ϕ 成分は, その強度が臨界値 (約 10^5 G) を越えると, 負の浮力 (対流安定効果に起因した復元力) に打ち勝つ磁気浮力を得て, 磁束管として太陽表面へ向かって浮上を開始する. ③浮上する磁束管にはコリオリ力が働くので, 対流層を通過する間に磁場の B_ϕ 成分から B_p 成分が生成される. ④強い磁場からなる磁束管は対流によって壊されることなく太陽表面まで浮上し, 最終的に黒点を形成する. ⑤浮上過程で生成された磁場の B_p 成分をタコクラインに再注入する役割を担うのが, 子午面循環流である. 子午面循環流の (移流による) 磁束輸送を介すことで, ダイナモループが閉じる (①に戻る).

FTDモデルは運動学的なモデルである. つまり, 磁場の誘導方程式を解くために, 流れの効果 (差動回転, 子午面

循環流, 乱流拡散などの空間分布) を手で与える必要がある. 太陽の場合は, 日震学手法で内部平均流の情報が得られているので, それにもとづいて流れの効果を与えることで, モデルの不定性のある程度は取り除くことができる. 図4にFTDモデルが与える動径磁場の時間-緯度進化図の例を示す [26]. 図2 (c)で模式的に示した「太陽蝶形図」と似た磁場の時空間パターンが見てとれるだろう. このように, FTDモデルは太陽黒点の経験則を概ね説明できる強みを持っている. 標準モデルと呼ばれるゆえんである.

4.3.2 磁束輸送ダイナモモデルの問題点

FTDモデルは太陽磁場の性質のある程度は説明できるが, 次節で言及する“運動学的なモデル”であることに起因した本質的な欠点以外にも, 幾つかの問題点を抱えている. 以下では2つの問題点を紹介しておきたい.

1. タコクラインでどうやって 10^5 G の磁場を作るのか?

FTDモデルでは, タコクラインで 10^5 G の磁場を生成する必要がある. これは (i) 対流安定層から磁場が浮上するための条件 [27, 28] と (ii) 低緯度領域に黒点が出現するための条件 [29, 30] から要請される臨界値である. しかし, タコクラインの差動回転エネルギーを全て磁気エネルギーに転換したとしても, 実は高々 10^4 G の磁場しか生成できないことが, 日震学観測より得られた差動回転分布からわかっている (つまり, 差動回転エネルギーは, 臨界磁場の磁気エネルギーより約2桁小さい). 10^5 G の磁場をタコクラインで生成する機構は未だ説明されておらず, FTDモデルの一つの弱点になっている.

2. 太陽の子午面流は本当にシングルセル形状か?

ダイナモループを閉じるためには, 磁束を表面付近からタコクラインに再注入しなければならない. この役割を担うのが図3 (b)に示した“シングルセル形状”の子午面循環流である. しかし, 前述したように, 最近の日震学観測が示唆するのは“ダブルセル形状”の循環流の存在 [23] であり, この観測結果が正しいのであれば, 循環流では磁束をタコクラインに再注入できず, ダイナモループが閉じなくなってしまう. ダブルセル形状の循環流を仮定したFTDモデルでは太陽磁場の特徴を十分再現できないことが近年の研究から示唆されており, このことは太陽研究者に標準モデルの再考を促す一つの契機にもなっている.

FTDモデルの「先」を見据えた太陽ダイナモの研究は

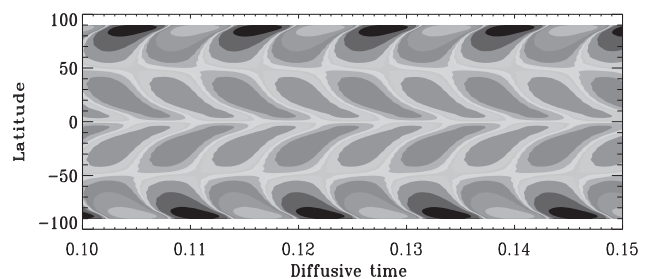


図4 FTDモデルにもとづいて得られた動径磁場の緯度-時間進化図の例. 日震学手法を使って得られた太陽内部平均流分布の情報を用いることで太陽蝶形図と似た磁場の時空間パターンのある程度は再現できる. Jouve et al. (2008) [26]より抜粋.

様々な形で進められており、その一つが、以下で紹介する太陽ダイナモ機構をMHDの枠組みで自己無頓着に理解しようとする『太陽MHDダイナモ研究』である。

4.3.3 太陽MHDダイナモ研究

プラズマの運動はその自然の帰結として磁場を生むが、その関係性は一方向的なものではない。生成された磁場がローレンツ力を介しプラズマの運動に影響を及ぼすためである。この「流れ場と磁場の非線形カップリング」こそが、ダイナモ機構の物理的な本質である。流れ場を固定する運動学的ダイナモでは、磁場の流れ場へのフィードバックは無視されており、ダイナモの本質は捉えられない。第一原理的に太陽ダイナモ機構を理解するためには、流れ場と磁場の時間発展を磁気流体力学(MHD)方程式にもとづき自己無頓着に解く『MHDダイナモ』の研究が不可欠である。

強く成層化された太陽内部プラズマの運動を調べるためには、その圧縮性を考慮する必要がある。したがって、地球ダイナモの研究で用いられる Boussinesq 近似は太陽内部プラズマの記述には相応しくなく、Anelastic近似または完全圧縮性のMHD方程式を解く方法で太陽のダイナモ機構は調べられている[31]。

1980年代にGlatzmaierらが始めた太陽MHDダイナモ研究は、計算機性能の向上と数値計算技法の発展を土台に、着実な進歩を遂げてきた[32, 33]。特に、2000年代に入ってから、日震学手法で太陽内部構造が解明されたことで、現実的な太陽パラメータ(太陽の温度や密度分布、太陽光度や太陽の自転角速度等)の下で太陽内部の磁気流体力学を定量的にモデリングする研究が大きく進展している。

太陽内部のMHDモデリング研究の先駆けがBrun *et al.* (2004)である[34]。彼らは、現実的な太陽パラメータの下で、太陽対流層のほぼ全域をカバーする回転球殻MHD熱対流計算を行い、太陽の内部平均流分布を定性的に再現することに成功した。しかし、彼らの太陽モデルでは乱流磁場が対流層を支配しており、黒点を説明するような「時空間コヒーレンスの高い磁場」を再現することはできなかった。

太陽MHDダイナモ研究の近年の重要な成果が、Brun *et al.* (2004)では実現できなかった「時空間コヒーレンスの高い磁場構造」のモデリングに成功したことだろう。Ghizaru *et al.* (2010)の成功を皮切りに、複数のグループが太陽磁場を想起させる大局的磁場のモデリングに成功している[35-38]。図5にGhizaruらのシミュレーションで得られた $r=0.7R_{\text{sun}}$ の球面での磁場の時空間構造を示す[35]。図5(a)が B_{ϕ} 成分の方位角平均量の時間-緯度図であり、図5(b)が B_{ϕ} 成分のスナップショットの球面分布である。赤道反対称性をもつ磁場が、準周期的な極性反転を繰り返しながら進化する様子が見てとれるだろう。このモデルの磁場の極性反転周期は約30年であり、現実の太陽サイクルの約3倍である。他のグループのMHDモデルでも定性的には同様の結果が得られている[36-38]。

これらのMHDモデルが現実の太陽ダイナモをどれだけ正確に捉えているか現時点ではわからない。しかし、太陽型の時空間コヒーレンスの高い磁場が生成される条件や、

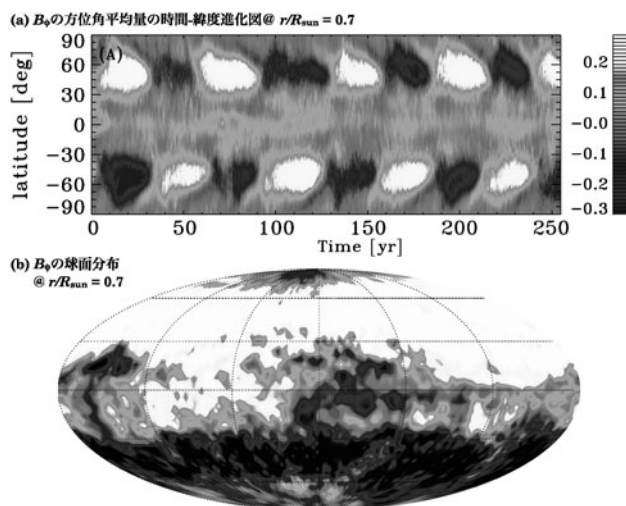


図5 半径 $r=0.7R_{\text{sun}}$ の球面での(a)磁場の B_{ϕ} 成分の時間-緯度進化図と(b)スナップショット。Ghizaru *et al.* (2010) [35]から抜粋。(a)では B_{ϕ} の方位角平均をとっている。大局的磁場は赤道反対称で約30年周期で極性反転を繰り返す。

これらのモデルに共通の物理を理解することは、今後の太陽MHDダイナモ研究にとって有用だと考えられる。

4.3.4 太陽型の大局的磁場を与えるモデルの共通点

時空間コヒーレンスの高い磁場を与えるMHDモデルには主に2つの共通点がある：【共通点①】いずれのモデルでも、現実の太陽で期待されるロスビー(Rossby)数より若干小さなロスビー数を実現する設定で計算を行っていること[太陽パラメータよりも僅かに「大きな回転率」または「小さな光度(→弱い対流)」を課した場合に、小さなロスビー数のモデルが実現される]、【共通点②】その結果、対流層全体に分布するような大局的磁場が生成されること、である。ここでロスビー数は慣性力とコリオリ力の比であり、

$$\text{Ro} \equiv U/(2\Omega d) \quad (1)$$

で定義される(U は典型的な対流速度、 d は対流層の厚み、 Ω は系の自転角速度である)。共通点①は、ロスビー数が大局的磁場生成の鍵を握る重要な物理量であることを示唆する。また、共通点②は「対流が大局的磁場生成を担う」可能性を示唆しており、「対流が大局的磁場生成を阻害する」ことを前提に構築されているFTDモデル(標準シナリオ)[24-26]とは本質的に異なるダイナモ機構が、少なくともこれらのMHDモデルでは実現していることを意味する(そもそもタコクラインを考慮していないモデルでも、太陽型の大局的磁場は形成される)。これらの共通点を見ていくと「ロスビー数とダイナモ機構の間には、どのような関係があるのか?」、また「時空間コヒーレンスの高い磁場生成の鍵は何か?」といった素朴な疑問が生じる。これらの問いに対する答えを探るべく行ったのが、以下で紹介する筆者らの研究である[39, 40]。

4.4 MHD ダイナモ機構のロスビー数依存性

4.4.1 差動回転分布とダイナモへのロスビー数の影響

ロスビー数は慣性力とコリオリ力の比である。よって、ロスビー数が小さな系ほど流体運動の自転軸への束縛が強くなり対流の非等方性が強くなる。運動学的ヘリシティ（以降ではヘリシティに簡略）や乱流レイノルズ応力は流れの非等方性に起因するため、回転球殻熱対流系の差動回転分布やダイナモはロスビー数に依存すると期待される。

以下では、筆者らの回転球殻 MHD 熱対流計算の成果を紹介する[40]。太陽内部を模擬した対流層と放射層からなるモデル（ただし現実の太陽と比べて弱い密度成層を仮定）で、系の自転角速度 (Ω) をパラメータに、差動回転分布とダイナモのロスビー数依存性を調べた研究である。

まず、系の差動回転分布を見ていこう。差動回転の度合いのロスビー数依存性を示したのが図 6 (a) である。ここでは差動回転の度合い (α_e) を以下のように定義している：

$$\alpha_e = U_{\varphi,eq} / (d\Omega) \quad (2)$$

ここで $U_{\varphi,eq}$ は赤道面での平均流の方位角成分である。 α_e が正の時、回転分布は赤道加速型（太陽型）であり、負の時は赤道減速型（反太陽型）である。図の点線から上が太陽型回転分布をもつモデル、下が反太陽型回転分布をもつモデルに対応する。太陽型、反太陽型回転分布をもつ典型的なモデルの子午面角速度分布を図 6 (b) と 6 (c) に示す（黒が高速、白が低速回転を表す）。それぞれ $Ro \approx 0.3$ (6b) と $Ro \approx 3$ (6c) に対応するモデルである。図 6 (b) の白の実線、図 6 (c) の黒の実線が等角速度線を表す。

図 6 (a) より $Ro \approx 1$ で差動回転分布が太陽型 ($Ro \leq 1$) から反太陽型 ($Ro \geq 1$) に遷移することがわかる。差動回転分布を決めているのは、乱流レイノルズ応力による角運動量輸送（赤道向き）と、子午面流（平均流）による角運動量輸送（極向き）である。前者が支配的な系では太陽型回転分布になり、後者が支配的な系では反太陽型になる。大雑把にはこれら 2 つの角運動量輸送過程の強弱が逆転するのが、臨界値 ($Ro \approx 1$) 付近であると考えればよい。

興味深いのは、臨界値近傍が最も強い差動回転を与える点である。これは回転軸に垂直な方向（円柱座標の動径方向）への実効的な角運動量輸送が $Ro \approx 1$ で最大になるためだと考えられる（つまり、 $Ro \ll 1$ のレジームでは流体運動

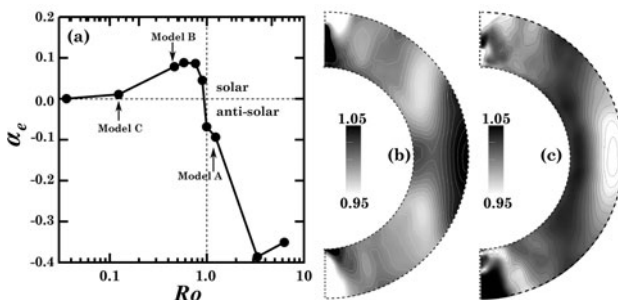


図 6 (a) 差動回転パラメータ α_e のロスビー数依存性。(b) は Ro が小さいレジームで実現される太陽型の差動回転分布。(c) は Ro が大きいレジームで実現される反太陽型の差動回転分布。色は黒が高速回転、白が低速回転を表す。

が回転軸に強く束縛されるため回転軸に沿った方向にしか角運動量は分配されない。一方、 $Ro \gg 1$ のレジームでは対流の非等方性が弱いため角運動量輸送効率も低い。

次に、ロスビー数の違いがダイナモに及ぼす影響を見ていこう。代表的な 3 つのモデルの対流層上部における B_φ 成分の方位角平均量の時間-緯度図を図 7 に示す。(a) が反太陽型回転分布をもつモデル (Model A), (b) と (c) が太陽型回転分布をもつモデル (Model B と C) に対応する（両者のロスビー数には違いがあり、Model B は $Ro = 0.35$, Model C は $Ro = 0.1$ である）。白が正極性、黒が負極性の磁場を表す。

磁場の時空間構造にはロスビー数の違いが顕著に現れる。反太陽型回転分布をもつ Model A では、時間準定常な大局的磁場が形成される。一方、太陽型回転分布をもつモデル (Model B と C) では、極性反転をとまなう大局的磁場が形成される。太陽型回転分布をもつ 2 つのモデルを比較すると、ロスビー数が小さいほど磁場の極性反転に顕著な周期性が現れ、磁場強度も大きくなっていることがわかる。高々数倍の違いだが、 Ro が 0.35 (Model B) から 0.1 (Model C) に減少するだけで、磁場は顕著な時空間コヒーレンスを示すようになるのである。

この結果は、前節で示した他のグループの最近の MHD ダイナモの研究結果[35-38]（現実の太陽で想定されるより若干小さなロスビー数の系を実現することで、極性反転をとまなう大局的磁場が形成される）と整合的である。では、ダイナモ生成磁場の性質は、なぜロスビー数に依存して変化するのだろうか？次節では、時空間コヒーレンスの高い磁場が生成される条件について考察する。

4.4.2 鍵は差動回転の強さか？ヘリシティの大きさか？

Ω 効果や乱流 α 効果などのよく知られたダイナモ効果を想定すると、「差動回転 (= Ω 効果の強さの指標) が強く、かつヘリシティ (= 乱流 α 効果の強さの指標) が大きなモ

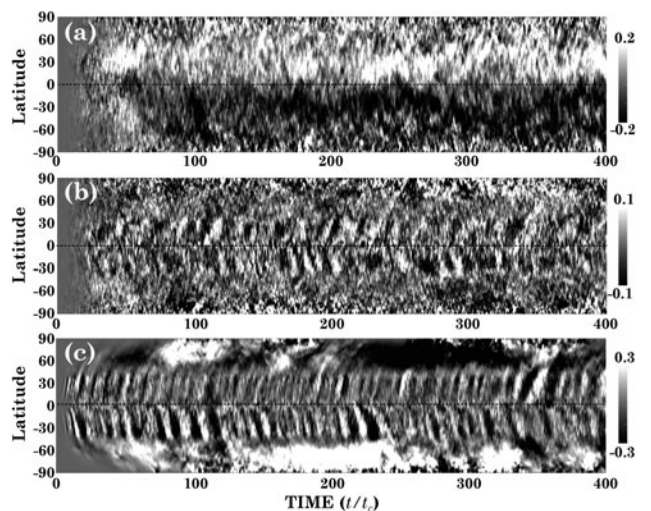


図 7 B_φ の方位角平均量の時間-緯度進化図（対流層上部）。(a) が反太陽型回転分布をもつ Model A, (b) が臨界ロスビー数近傍の太陽型回転分布をもつ Model B, (c) が臨界値よりも一桁小さなロスビー数の太陽型回転分布をもつ Model C の時間-緯度進化図である。白が正極性、黒が負極性の磁場を表す。

デル」の方が、時空間コヒーレンスの高い磁場の生成に有利だと考えるのが自然だろう。しかし、筆者らの研究は、必ずしもそうではないということを教えてくれる。

図8(a)に示したのは、ヘリシティの実効的な大きさ(実線:時間・半球平均をとったヘリシティの絶対値の南北平均量)と対流エネルギーに対する磁気エネルギーの相対的大きさ(点線)のロスビー数依存性である。図7で示した3つのモデルに対応する点には矢印を付してある。

図6, 7, 8から、差動回転の強さとヘリシティの大きさがダイナモ生成磁場に及ぼす影響を考える。例えば、Model Bは大きなヘリシティを持ち差動回転も強いが、磁場の大局成分は弱く顕著な周期性も示さない。一方、Model CはModel Bに比べてヘリシティが小さく差動回転も弱い、磁場の時空間コヒーレンスは高い。このことは、差動回転の強さやヘリシティの大きさと磁場の時空間コヒーレンスの高さの間には、単純な正の相関が存在しないことを示唆する。

強い差動回転や大きなヘリシティが必須の条件では無いとすれば、コヒーレントな磁場の生成に必要な条件は何なのだろうか? 実は、もう一つロスビー数の違いが顕著に現れる量がある。それがヘリシティの緯度勾配である。筆者は特に『ヘリシティの半球間勾配』が、時空間コヒーレンスの高い磁場生成の鍵ではないかと考えている。

図8(b, c, d)に示したのは、図7に示した各モデルの子午面ヘリシティ分布である。時間・方位角平均をとって

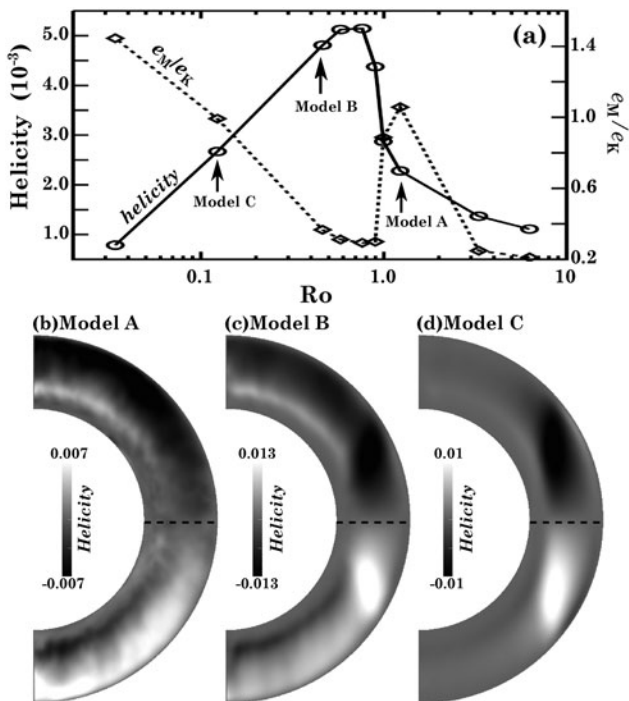


図8 (a)ヘリシティの実効的な強さ(実線:時間・半球平均をとったヘリシティの絶対値の南北平均量)と対流エネルギーに対する磁気エネルギーの相対的大きさ(点線)のロスビー数依存性。図7で示した3つのモデルに対応する点に矢印を付している。(b, c, d)は図7で示した3つのモデルの子午面ヘリシティ分布。時間・方位角平均をとっており、黒が正のヘリシティ、白が負のヘリシティを表す。点線は赤道面に対応する。

り、白(黒)が正(負)のヘリシティを表す。この図から、まずロスビー数が大きなモデルのヘリシティは高緯度域を中心に対流層全体に分布していることがわかる(8b: Model A)。ロスビー数が小さくなるにつれてヘリシティ分布の中心は徐々に低緯度域にシフトし(8c: Model B)、やがて赤道近傍に集中するようになる(8d: Model C)。北半球は負のヘリシティ、南半球は正のヘリシティが支配的になるため、Model Cは強い半球間ヘリシティ勾配をもつことになる。実は、このような強い半球間ヘリシティ勾配が「周期的な極性反転をともなう大局的磁場」の生成に寄与する可能性があることは Mitra *et al.* (2010) によって指摘されている[41]。

図9に Mitra らのダイナモ実験の結果を示す。この実験では南北半球でヘリシティの符号が異なる強制乱流を与え、その中でダイナモを調べている(※このモデルでは Ω 効果は考慮されていないことに注意されたい)。この図は B_θ 成分の方位角平均量の時間-緯度依存性を示したものであり、周期的極性反転をともなう大局的磁場が生成されているのがわかる。

ヘリシティをもつ流れが励起するのは、いわゆる『乱流 α 効果』によるダイナモである。乱流 α 効果とヘリシティの関係については、本講座の第1章「MHDダイナモとは何か?」を参照されたい。ここでは、空間一様な乱流 α 効果によって生成された磁場は“極性反転を示さない”ということ強調しておきたい。言い換えると、磁場に極性反転の性質をもたらすが、ヘリシティ(〜乱流 α 効果)の空間非一様性なのである。

空間非一様な乱流 α 効果が振動型のダイナモ解を与えることは1980年代にすでに指摘されているが[42, 43]、近年のダイナモに関する文献には、そのことに関する記述がほとんど存在しないことを注記しておきたい。また Mitra らの研究は、強制乱流によるいわば理想的なダイナモを調べたものだが、より複雑な自然対流系においても、乱流 α 効果とその空間勾配が極性反転をともなう大局的磁場の組織化に寄与することが、筆者らの最近の研究で定量的に示されている[44, 45](詳しい解説は筆者の天文月報2015年10月号の記事[46]をご覧ください)。

“空間非一様な乱流 α 効果”の描像にもとづくと、筆者らが得た結果は以下のように理解できる: 小さなロスビー数を持つ Model C では、回転熱対流の自然の帰結として強い半球間ヘリシティ勾配が生まれ、それに起因した空間非一様な乱流 α 効果によって「準周期的な極性反転をともなう

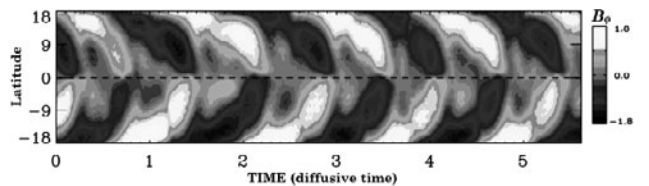


図9 強制乱流による球殻ダイナモの数値実験で得られた B_θ の時間-緯度進化図。半球間ヘリシティ勾配をもつ強制乱流によるダイナモで、振動型の大局的磁場が生成される。Mitra *et al.* (2010) [41]から抜粋。

大局的磁場」が生成される。一方、Model B の場合は、回転が遅くヘリシティの赤道付近への集中が弱いため、時空間コヒーレンスの弱い磁場しか生成されないのだと考えられる。Model A にはヘリシティの南北半球間勾配がほとんど存在しない。そのため Ω 効果しか働かず、生成された大局的磁場は極性反転を示さないのだと考えられる。

以上はあくまで定性的な理解であり、大局磁場の再現に成功した他のグループのモデルでも同様の理解が成り立つかは現段階では不明である。MHD モデルで実現しているダイナモ機構を定量的に理解することが筆者らの次の課題であり、その理解を現実の太陽で検証し、物理無矛盾な太陽ダイナモ理論の構築に繋げることが筆者らの目標である。

4.5 まとめと将来への展望

4.5.1 まとめ

本章では、まず太陽磁場の観測的性質と太陽内部構造および内部平均流分布をまとめた (4.1 節)。太陽活動の源である『黒点』は顕著な時空間コヒーレンス (大局性や周期性) をもっており、太陽ダイナモ理論はそれらを物理無矛盾かつ定量的に説明できるものでなければならない。

日震学手法で得られた太陽内部の情報を総動員して構築されたのが、4.2 節で概説した磁束輸送型の太陽ダイナモモデル (FTD モデル) である。FTD モデルは「対流が大局的磁場の生成を阻害する」という前提に基づいており、対流を避けることのできる「タコクライン」を核にダイナモのシナリオを構築している。FTD モデルは、太陽黒点の経験則を概ね説明できる一方、幾つかの問題も抱えている。

4.3 節では、太陽 MHD ダイナモ研究の現状を紹介した。太陽 MHD ダイナモ研究の近年の特筆すべき成果が「周期的極性反転と緯度方向へのドリフトをともなう大局的磁場」のモデリングに成功したことである。このような時空間コヒーレンスの高い磁場を実現する MHD モデルには、対流層でダイナモが生じるという共通点がある。つまり、FTD モデルとは本質的に異なるダイナモ機構が、少なくともこれらの MHD モデルでは実現している。

4.4 節では、時空間コヒーレンスの高い磁場が生まれる条件を考察した。 Ω 効果や乱流 α 効果を想定すると、差動回転が強くヘリシティが大きなモデルの方がコヒーレントな磁場の生成に有利だと考えるのが自然である。しかし、筆者らの研究は、差動回転の強さやヘリシティの大きさではなく、『ヘリシティの半球間勾配の強さ』こそが時空間コヒーレンスの高い磁場生成の鍵であることを示唆する。ロスビー数がある程度小さな系では、ヘリシティが赤道域へ集中することで強い半球間ヘリシティ勾配が生まれる。それが空間非一様な乱流 α 効果を生み、周期的な極性反転をともなう大局的磁場の生成に寄与すると期待される。

筆者らの MHD モデルで得られた大局的磁場の時空間進化パターンは、太陽蝶形図を定量再現できているわけではない。例えば、磁場のドリフトは極向き (太陽磁場のドリフトは赤道向き) であり、極性反転周期も太陽の 11 年周期と比べると圧倒的に短い。筆者らの MHD モデルの磁場のドリフト方向や極性反転周期を特徴づける物理を定量的に

解明し、現実の太陽に応用することで、太陽のダイナモ機構に対する理解をさらに深めることができると期待される。

4.5.2 太陽ダイナモ研究の将来展望

最後に、太陽ダイナモ研究の将来について展望したい。まず最初に強調しておかなければならないのは、現実の太陽と MHD モデルの間にある『違い』である。近年の太陽 MHD ダイナモ研究では、日震学手法で得られた太陽内部構造モデルを使っているが、それでも太陽を寸分狂いなく模擬できているわけではないという点に注意が必要である。違いは MHD を特徴づける『無次元パラメータ』である。

太陽対流層は極めて高いレイノルズ数 ($Re \sim 10^{12}$)、磁気レイノルズ数 ($Re_M \sim 10^9$)、レイリー数 ($Ra \sim 10^{20}$) で特徴づけられており、非常に激しい乱流状態が実現していると考えられている。一方、太陽 MHD モデルの乱流状態は計算機性能 (つまり空間解像度) で制限されている。現在、MHD モデルで実現できているのは高々 $Re = Re_M = 10^2 \sim 10^3$, $Ra = 10^6 \sim 10^7$ の流れであり、現実の太陽内部と比べるとマイルドな乱流状態を扱っているに過ぎない [47]。つまり、太陽内部構造モデルを使っていたとしても、そこで模擬しているのは「本物の太陽」では決してないのである。

計算機性能が Moore の法則に従って今後も上昇し続けたとしても、計算技法に何らかの革新がない限りは、太陽の無次元パラメータを完全に再現できるのは 100 年以上先であり、我々が生きている間に『太陽』のダイナモを精密に模擬することは不可能である。このことは太陽ダイナモを研究する上で常に念頭に置いておかなければならない。

時空間コヒーレンスの高い太陽型の磁場構造が自己無頓着な計算で再現できつつある現状を鑑みると、今後の太陽 MHD ダイナモ研究の発展は『熱対流 (= 乱流)』の定量的な理解にかかっていると筆者は考える。太陽ダイナモの標準モデルと MHD モデルの違いも、結局は『熱対流の扱い方』の違いに由来する。太陽熱対流の理解へ向けて我々がとることのできる方策として、以下の 3 つを挙げたい。

1 つ目は、シミュレーションの更なる高解像度化に挑む方法である。高解像度化の重要性を我々に示唆する Tobias らの研究成果 (運動学的ダイナモの高解像度シミュレーション) を紹介したい [48, 49]。彼らが発見したのは、高磁気レイノルズ数の乱流中で大局的磁場を生成する新しいメカニズムである。ダイナモの担い手は簡単に言えば乱流 α 効果なのだが、この研究で興味深いのは、巨視的スケールの速度シアアが果たす役割である。高磁気レイノルズ数のレジェームでは、シアアは一般的に考えられているような磁場の誘導効果 (つまり Ω 効果) ではなく、小スケールのダイナモを抑制する効果をもつことを彼らは見出したのである。大局的磁場の成長を阻害する小スケールでのダイナモが、シアアによって抑制されることで、大局的ダイナモが実現する。このように、たとえ現実の太陽は計算機上では精密に模擬できないとしても「熱対流とダイナモの収束性」[50] や「系と乱流の間のスケール間分離の増大にともない現れる新しい物理」を調べるために高解像度化は必要不可欠であり、太陽 MHD ダイナモ研究の王道だと言えよう。

2 つ目は、地上でのダイナモ実験を通し『乱流』への理

解を深める方法である。ナトリウムやガリウムなどの液体金属を使った MHD ダイナモ実験は1960年代から行われており、ダイナモの駆動機構の検証や磁場の飽和機構の解明に成果を上げている[51-53]。液体金属の MHD ダイナモ実験は、その磁気レイノルズ数の高さから惑星ダイナモの理解を主たる目的とするが、プラズマを使ったダイナモ実験の計画も現在進展しつつあり[54,55]、これらのダイナモ実験とシミュレーション、そして理論の協調により、天体プラズマ乱流に関する理解は着実に進むと考えられる。

3つ目は、宇宙全体を実験場とし様々な天体活動現象の観測から、現象論的に乱流に対する理解を洗練させる方法である。序論で述べたように、多くの天体が磁場を有しており、各天体は固有のダイナモ機構をもつ。天体のほとんどは超高（磁気）レイノルズ数のプラズマに支配されており、乱流は天体現象を理解する上で共通の課題になっている。様々な天体磁気活動現象を網羅的に調べることで、『乱流』そして『ダイナモ』がどの物理量に対しどのように応答するかを広いパラメータレンジに渡って知ることができる。現象論的に得た知見を還元することで、天体ダイナモ研究は乱流理論の発展に重要な貢献ができるはずである。

太陽は、我々に最も近いことを除けば、宇宙の中ではありふれたごく普通の恒星である。太陽で構築した理論を他の天体で検証するだけではなく、より広い視野で、他の天体磁気活動現象の研究を太陽に応用することで、太陽ダイナモ機構に対する理解をさらに深められるだろう。

我々が生きている間に太陽の無次元パラメータを再現することが不可能である以上、あらゆる天体のダイナモ機構を物理無矛盾に説明できる『普遍的な乱流理論』を構築し、それにもとづき『太陽黒点の経験則』を再現できた時こそ、太陽ダイナモ機構を解明できた我々が言える時なのではないだろうか。これまで以上に広く深い分野間交流が、太陽および天体ダイナモ機構の包括的理解にとって必要不可欠である。本章がその促進の一助になれば幸いである。

参考文献

- [1] H. Alfvén, *Nature* **150**, 405 (1942).
- [2] H.K. Moffatt, *Magnetic field generation in electrically conducting fluids* (Cambridge University Press 1978).
- [3] M. Ossendrijver, *A&ARv* **11**, 287 (2003).
- [4] P. Charbonneau, *Living Reviews in Solar Physics* **7**, 3 (2010).
- [5] M.S. Miesch, *RSPTA* **370**, 3049 (2012).
- [6] P. Charbonneau, *ARA&A* **52**, 251 (2014).
- [7] S.K. Solanki *et al.*, *Rep. Prog. Phys.* **69**, 563 (2006).
- [8] F. Cattaneo, *ApJ* **515**, L39 (1999).
- [9] H. Lin, *ApJ* **446**, 421 (1995).
- [10] B.W. Lites *et al.*, *ApJ* **672**, 1234 (2008).
- [11] T.G. Cowling, *MNRAS* **94**, 39 (1933).
- [12] S.K. Solanki, *A&ARv* **11**, 153 (2003).
- [13] M. Rempel *et al.*, *ApJ* **691**, 640 (2009).
- [14] H. Schwabe, *AN* **21**, 233 (1844).
- [15] R.C. Carrington, *MNRAS* **20**, 13 (1859).
- [16] G.E. Hale, *ApJ* **49**, 153 (1919).
- [17] G.E. Hale and S.B. Nicholson, *ApJ* **62**, 270 (1925).
- [18] H.D. Babcock, *ApJ* **130**, 363 (1959).
- [19] J. Christensen-Dalsgaard, *RvMp* **74**, 1073 (2002).
- [20] M.J. Thompson *et al.*, *ARA&A* **41**, 599 (2003).
- [21] A.G. Kosovichev, *LNP* **832**, 3 (2011).
- [22] J. Zhao *et al.*, *ApJL* **774**, L29 (2013).
- [23] S.M. Hanasoge *et al.*, *PNAS* **109**, 11928 (2012).
- [24] M. Dikpati and P. Charbonneau, *ApJ* **518**, 508 (1999).
- [25] M. Dikpati and P.A. Gilman, *SSRv* **144**, 67 (2009).
- [26] L. Jouve *et al.*, *A&A* **483**, 949 (2008).
- [27] F.S. Moreno-Insertis *et al.*, *A&A* **264**, 686 (1992).
- [28] A. Ferriz-Mas and M. Schussler, *GAFD* **72**, 209 (1993).
- [29] A.R. Choudhuri and P.A. Gilman, *ApJ* **316**, 788 (1987).
- [30] P. Caligari *et al.*, *ApJ* **441**, 886 (1995).
- [31] P.A. Gilman and G.A. Glatzmaier, *ApJS* **45**, 335 (1981).
- [32] G.A. Glatzmaier, *JCoPh* **55**, 461 (1984).
- [33] G.A. Glatzmaier, *ApJ* **291**, 300 (1985).
- [34] A.S. Brun *et al.*, *ApJ* **614**, 1073 (2004).
- [35] M. Ghizaru *et al.*, *ApJL* **715**, L133 (2010).
- [36] B.P. Brown *et al.*, *ApJ* **731**, 69 (2011).
- [37] P.J. Kopyla *et al.*, *ApJL* **755**, L22 (2012).
- [38] N.J. Nelson *et al.*, *ApJ* **762**, 73 (2013).
- [39] Y. Masada *et al.*, *ApJ* **778**, 11 (2013).
- [40] J. Mabuchi *et al.*, *ApJ* **806**, 10 (2015).
- [41] D. Mitra *et al.*, *ApJL* **719**, L1 (2010).
- [42] I. Baryshnikova and A. Shukurov, *AN* **308**, 89 (1987).
- [43] K.-H. Raedler and H.-J. Braeuer, *AN* **308**, 101 (1987).
- [44] Y. Masada and T. Sano, *PASJ* **66**, S27 (2014).
- [45] Y. Masada and T. Sano, *ApJL* **794**, L6 (2014).
- [46] 政田洋平: *天文月報* **108**, 656 (2015).
- [47] P.J. Kopyla, *AN* **332**, 43 (2011).
- [48] S.M. Tobias and F. Cattaneo, *Nature* **497**, 463 (2013).
- [49] F. Cattaneo and S.M. Tobias, *ApJ* **789**, 70 (2014).
- [50] H. Hotta *et al.*, *ApJ* **786**, 24 (2014).
- [51] A. Gailitis *et al.*, *PRL* **84**, 4365 (2000).
- [52] R. Stieglitz and U. Müller, *PhFl* **13**, 561 (2001).
- [53] R. Monchaux *et al.*, *PhFl* **21**, 035108 (2009).
- [54] E.J. Spence *et al.*, *ApJ* **700**, 470 (2009).
- [55] C.M. Cooper *et al.*, *PhPl* **21**, 013505 (2014).



まさだ ようへい
政田 洋平

1979年奄美大島生まれ。愛知教育大学教育学部助教。2008年京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻修了。博士（理学）。台湾中央研究院研究員、国立天文台

ひので科学プロジェクト研究員、神戸大学大学院システム情報学研究所助教を経て、2015年4月より現職。専門は太陽天体プラズマ物理学。太陽や天体の磁場の起源とその進化ダイナミクスへの影響を研究している。晩酌以外の楽しみをみつけることが最近の目標。