

小特集

プラズマが作る磁場トポロジー：磁気島とプラズモイド

Plasma Induced Magnetic Topology : Magnetic Island and Plasmoid

1. はじめに

1. Introduction

居田 克巳

IDA Katsumi

核融合科学研究所

(原稿受付：2018年5月19日)

1.1 磁場トポロジー

プラズマが発生させる磁場により磁場トポロジーが変化して、トロイダル磁場に閉じ込められたプラズマにおいて「磁気島」と呼ばれる孤立した閉じた磁気面ができる。天体プラズマにおいては、この磁気島に閉じ込められたプラズマの塊がしばしば観測され、プラズモイドと呼ばれている。この磁気島とプラズモイドをプラズマが作る磁場トポロジーとして捉え、その物理機構を探っていきたい。特に、「磁気島」がどのようにして生成されるのか？生成された磁気島の中ではプラズマはどのように閉じ込められるのか？閉じ込められたプラズマと磁気島からなるプラズモイドが磁気リコネクションにどのような役割を持っているか？などの観点から、プラズマが作る磁場トポロジーについて、本小特集で論じたい。

1.2 磁気島とプラズモイド

核融合における磁場閉じ込め研究は、与えられた磁気面の中でどのようにプラズマが振る舞うかを調べることに主眼がおかれている。ベータ値（プラズマエネルギーと磁場エネルギーの比）が低いトロイダル磁場閉じ込め装置ではプラズマが作る磁場は絶対値としては小さい。しかしながら、磁場トポロジーの変化に必要な磁場強度は元の磁場強度 10^{-3} ~ 10^{-4} 程度と大変小さい値であるので、低ベータプラズマにおいてもプラズマが作る磁場トポロジーは重要である。近年、磁場トポロジーとプラズマの輸送との関連が明らかになるにつれて、プラズマによる磁場トポロジーの変化が注目されている。一方、太陽フレアの引き金となっている磁気リコネクションにおいては磁場トポロジーの変

化は極めて重要である。「プラズマが作る磁場トポロジー」は、磁場閉じ込め核融合と天体プラズマとの共通の物理テーマとなっており、実験室で天体プラズマのリコネクションを模擬した実験も行われている。トロイダル磁場閉じ込め装置で、平坦な温度領域として観測される磁気島と、リコネクションプラズマでプラズマの塊として観測されるプラズモイドは、一見異なるプラズマのようにも思えるが、プラズマが作る磁場トポロジーという視点から眺めると、共通性がある。

1.3 本特集で扱う物理テーマ

本小特集では、トロイダル磁場に閉じ込められたプラズマ中で、特異な磁場トポロジーをもつ磁気島がどのようにして発生したり消滅したりするのか[1]？というテーマを取り上げる。磁気島は、トロイダルプラズマにおいてしばしば観測されるものであるが、その発生と証明のメカニズムにはまだ謎も多い。特に、トカマクプラズマにおいて磁気島を発生させる原因となっている電磁流体力学的不安定性（MHD不安定性）の一つである新古典テアリングモード[2]は研究が盛んに行われ、発生機構がかなり解明されている。プラズマ圧力の増大とともに大きくなる新古典テアリングモードの抑制は、核融合炉実現のために解決すべき課題の一つとなっている。磁気島はその特異なトポロジーのために、定常状態では温度・密度勾配がゼロのプラズマが閉じ込められた領域となっている。その内部の輸送（熱流束と温度勾配の関係）は長い間未解明であったが、近年になってようやく、磁気島内部ではプラズマの輸送と乱流とがともに小さいことが明らかになりつつある[3-5]。

この磁気島トポロジーと輸送との関係は、リコネクションプラズマや太陽プラズマで観測される閉じた磁気面で囲まれたプラズマの塊（プラズモイド[6,7]）においても重要なテーマとなっている。この小特集で取り上げたテーマは、核融合磁場閉じ込め研究、リコネクション研究、太陽フレア研究と分野は異なるが、「磁気島トポロジーとプラズマ閉じ込め」として共通の鍵となる物理課題を持っている。本小特集の出版が今後の学際的な共同研究へのきっかけとなることを期待している。

参考文献

- [1] N. Ohyabu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 055005 (2002).
- [2] Z. Chang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4663 (1995).
- [3] S. Inagaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 055002 (2004).
- [4] K. Ida *et al.*, Sci. Rep. **5**, 16165 (2015).
- [5] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **120**, 245001 (2018).
- [6] K. Shibata and S. Tanuma, Earth Planets Space **53**, 473 (2001).
- [7] S. Takasao *et al.*, Astrophys. J. Lett. **745**, 6 (2012).

小特集 プラズマが作る磁場トポロジー：磁気島とプラズモイド

2. 磁気島の発生と消滅

2. Formation and Healing of Magnetic Island

鈴木 康浩

SUZUKI Yasuhiro

自然科学研究機構・核融合科学研究所 総合研究大学院大学

(原稿受付：2018年7月4日)

磁場閉じ込め核融合で、まず、必要なことは、入れ子状の磁気面構造を作ることである。しかし、たとえ入れ子状の磁気面構造を作ることができたとしても、MHD不安定性や不整磁場による磁場摂動の影響により、磁力線の繋ぎ変えを伴う磁場トポロジーの変化が起こる場合がある。その場合、「磁気島」と呼ばれる、入れ子状の磁気面構造中にセパトリックスを持つ孤立した島構造が表れる。磁気島は閉じ込めの劣化をもたらすために、制御し抑制することが必要である。しかし、近年、トカマクプラズマを中心に磁気島をプラズマ輸送やMHD不安定性を制御するノブの一つとして活用する試みが広く行われている。この時、磁気島を作るべくプラズマ外から磁場摂動を加えているにもかかわらず、磁場摂動が遮蔽される、あるいは発生した磁気島が消滅する現象が発見された。本章では、なぜ磁気島が発生するのかを解説すると共に、トカマク、ステラレータ両磁場配位で見られる磁気島の自発的消滅現象について解説する。

Keywords:

magnetic island, Hamiltonian mechanics, magnetic perturbation, self-healing

2.1 はじめに

磁場閉じ込め核融合において、良好な閉じ込め特性を得るには入れ子状の磁気面構造を作り、それを維持することが必要である。しかし、しばしばプラズマ内で発生したMHD不安定性が駆動する磁場摂動[1]、あるいは不整磁場を含む外部磁場摂動により、磁気島と呼ばれる磁場トポロジーの変化が発生する。図1に、磁気島構造の概念図を示す。左図は、磁気島発生前の状況を示している。ここでは、実線で示される入れ子状の磁気面構造中に、点線で示される共鳴有理面が1つ存在する場合を考える。ここに、何らかの理由で共鳴有理面に磁場摂動が加わると、右図のように共鳴有理面上で磁力線の繋ぎ変えが起こり、セパトリックス中に孤立した島構造を持つ「磁気島」と呼ばれる磁場構造が出現する。

リックス中に孤立した島構造を持つ「磁気島」と呼ばれる磁場構造が出現する。

磁気島がプラズマ中に現れると、セパトリックスのX点を介して2つの磁気面が接続され、かつ磁力線方向の電子熱輸送により、磁気島上でプラズマの電子温度分布が平坦化すると考えられ、大きな輸送の劣化をもたらす[2]。しかし、磁気島が輸送を劣化させる性質を利用して、トカマクプラズマを中心にMHD不安定性を制御する試みが盛んに行われている[3,4]。この場合、装置内、もしくは装置外に設置された外部磁場摂動コイルを用いて、強制的にプラズマ内に磁気島を発生させている。ところが、実際にプラズマ中に強制的に磁気島を作ろうと試みた時、プラズマが外部磁場摂動を遮蔽する、もしくは発生した磁気島がプラズマにより縮小され、消滅させられる現象が発見された[5-7]。

本章では、磁気島の発生と消滅のメカニズムを説明すると共に、磁気島の消滅現象に関する最近の話題を紹介する。まず、ハミルトン力学の観点から、磁力線の振る舞いを説明し、磁場摂動により磁気島が発生することを明らかにする。次に、ステラレータ磁場配位における磁気島の発生と消滅について紹介する。ステラレータ配位では、磁気島の自発的消滅は早くから予言されてきた。また、自発的消滅が実験で観測されたことから、実験的・理論的研究が進んでいる。また、ステラレータは、トカマクと異なり、プラズマ電流なし閉じ込め磁場を作り、かつ外部磁場摂動に

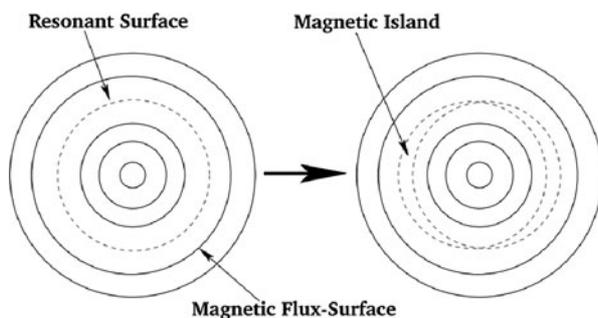


図1 磁気島発生概念図。左図は磁気島発生前、右図は磁気島発生後を示している。点線で示される、共鳴有理面上で磁場トポロジーが変化する。

より静的な磁気島を容易に作る事ができる。したがって、磁気島の発生と消滅を考察するには良い研究プラットフォームである。本章では、紙面の都合上、ステラレータを中心に説明を行うが、外部磁場摂動により磁気島が発生した例をとり、トカマクプラズマにおける磁気島の消滅も紹介する。

2.2 ハミルトン系から見た磁力線の性質と磁気島の発生

磁力線の方程式を

$$\frac{dr}{dl} = \mathbf{B}(\mathbf{r}) \tag{1}$$

と定義する。ここで、 l は磁力線に沿った弧の長さ、 \mathbf{r} は空間座標、 \mathbf{B} は磁場ベクトルである。この方程式は力学系の形をしており、 l は時間に相当する。磁場は、

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{2}$$

の性質を持つので、磁力線の方程式は保存系であることが分かる。ここで、磁力線の方程式をハミルトン系に書き換えてみる。そこで、座標系として磁気座標系 (ψ, θ, ϕ) を考える。ここで、 ψ は磁気面のラベル、 θ はポロイダル角、 ϕ はトロイダル角である。また、トロイダル角は円柱座標系のトロイダル角と同じとする。この時、磁場は

$$\mathbf{B} = \nabla\psi \times \nabla\theta - \nabla\phi_p(\psi, \theta, \phi) \times \nabla\phi \tag{3}$$

と表すことができる[8]。この座標系上で磁力線の方程式(1)を書き換えると、次の式になる。

$$\begin{aligned} \frac{d\psi}{d\phi} &= \frac{\mathbf{B} \cdot \nabla\psi}{\mathbf{B} \cdot \nabla\phi} = -\frac{\partial}{\partial\theta}\phi_p(\psi, \theta, \phi) \\ \frac{d\theta}{d\phi} &= \frac{\mathbf{B} \cdot \nabla\theta}{\mathbf{B} \cdot \nabla\phi} = \frac{\partial}{\partial\psi}\phi_p(\psi, \theta, \phi) \end{aligned} \tag{4}$$

この式を見れば、式(3)中の ϕ_p は、ハミルトニアンを表していることが直ちにわかる。また、 ψ と θ はプラズマのポロイダル断面上での位置を指定する座標と定義できる。ここで、簡単のため、軸対称性(トロイダル角 ϕ に沿って対称な系)を持つトカマク配位を考える。この場合、 ϕ_p は ψ のみの関数となり、 ϕ_p は保存量である。保存量の存在は磁気面の存在を意味し、 $\psi = \text{一定}$ の面は磁気面トーラスの方程式となる。ここで、軸対称性を持たない磁場摂動が存在する場合を考える。この時ハミルトニアンは、

$$\phi_p = \phi_p^{(0)}(\psi) + \phi_p^{(1)}(\psi, \theta, \phi) + \phi_p^{(2)}(\psi, \theta, \phi) + \dots \tag{5}$$

と表すことができる[8]。式(5)を見てわかるように、この時、ハミルトニアンは右辺第1項0次の軸対称成分と第2項以降の高次の非軸対称成分の和として定義できる。力学系の考え方に沿うと、第2項以降の成分が非常に大きい場合、磁力線の軌道はカオスとなる。しかし、第2項以降の成分が小さい場合、系は近可積分となる。その時、磁力線の振る舞いはどのようになるであろうか。簡単のため、式(5)で表されるハミルトニアンで右辺第2項の1次の項

までを考慮するものとする。ハミルトニアンの性質を調べる1つの方法は平均化法である[9]。平均化法は作用変数に沿ってハミルトニアンを積分し、解の性質を調べる方法である。ここでは、作用変数をトロイダル角 ϕ と定義する。もし、1次の項で表される摂動が非共鳴の場合、摂動によって影響を受けた磁力線は、位相空間上で緻密に移動して位相空間を埋め尽くすが、 ϕ 方向の変位の平均値としては0になる。一方、摂動が共鳴の場合、摂動を受けた磁力線は周期的な軌道となり、 ϕ 方向の変位の平均値をとると位相空間上である幅 w をもつ軌道となる。この時、磁力線の軌道の振る舞いを示す概念図を図2に示す。共鳴する摂動を加えた場合、周期的な運動が平均化操作を加えても残り、島構造を持つ「磁気島」を作り出す。

2.3 プラズマ中の磁気島の発生と消滅 ～ステラレータ磁場配位での考察を中心に～

ステラレータ磁場は、トカマクと異なり、トロイダル方向への幾何学的な対称性を持たないので、入れ子の磁気面の存在は保証されない[10]。しかし、式(5)で定義されるハミルトニアンで1次以降の摂動項が小さい場合は近可積分と定義でき、磁力線構造がカオスにならず、入れ子状の磁気面が存在できる可能性がある[11]。このように、ステラレータでは、あらかじめ磁気面が存在するかどうかかわからないので、真空磁場計算をした後に磁力線追跡を行うことで、入れ子状の磁気面が真空で存在するかどうかを確かめている[12]。しかし、磁力線のハミルトニアンの1次以降の項が0ではないことから、有理面上には磁気島構造が自然に表れていると考えてよい。図3に、大型ヘリカル装置(LHD)とドイツ・Wendelstein 7-X (W7-X)の真空磁場で磁力線追跡をした結果の一例を示す。LHDは高磁気シア配位であるが、周辺磁場中に細かい磁気島構造が発生していることがわかる。一方、W7-Xは低磁気シア配位であるので、周辺部の共鳴有理面上に大きな磁気島構造が発生していることがわかる。これらの例はあくまでも真空磁場での結果であるが、プラズマが存在する場合、MHD不安定性などにより磁気島が発生することは容易に存在できる。また、真空で発生した磁気島がMHD不安定性を含むプラズマ応答により影響を受ける場合も容易に想像できる。特に、プラズマ応答により磁気島が消滅することがあれば、興味深い現象である。

ステラレータはトカマクと異なり、閉じ込め磁場を作るのにプラズマ電流を必要としない。したがって、トカマク

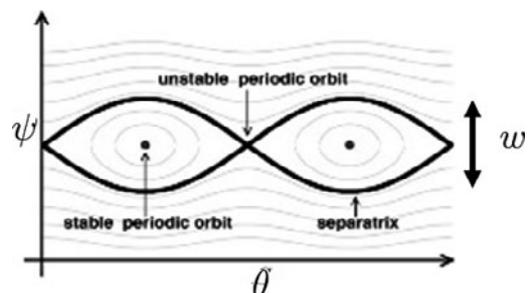


図2 共鳴する摂動を加えることにより表れた磁気島構造。

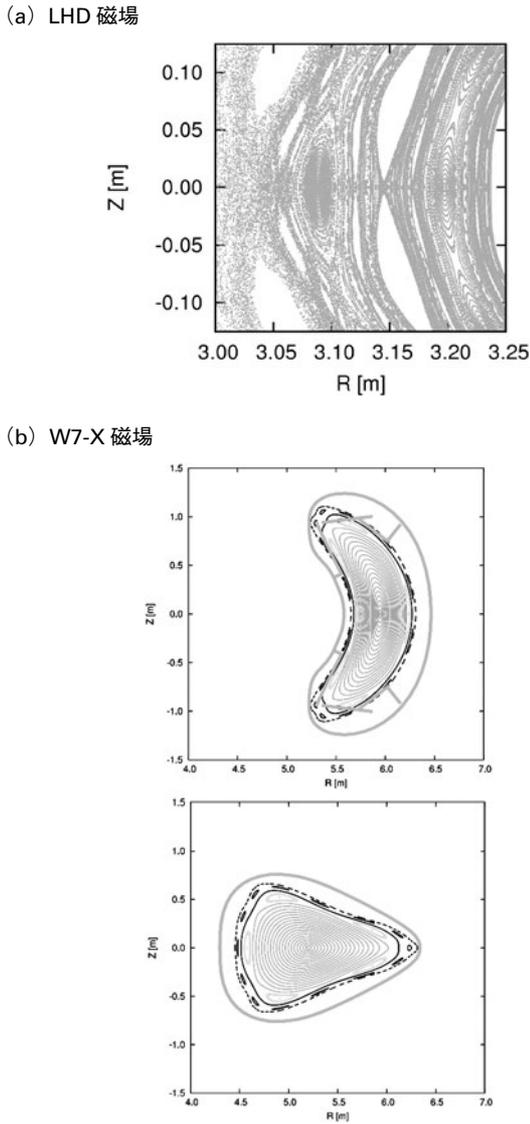


図3 LHD 磁場中と W7-X 磁場中に現れる磁気島構造。LHD 磁場では、周辺部に細かい磁気島構造が表れるために、一部を拡大したもの。W7-X はそら豆型断面と三角断面を示す。

プラズマの MHD 不安定性を考える上で重要となる電流駆動型不安定性（キンク不安定性やティアリング不安定性）は、通常、問題とならない。一方、交換型不安定性やバルーニング不安定性のような圧力駆動型不安定性は実験で多く観測されており、これらの圧力駆動型不安定性が磁気島を作るかどうかの問題となる[13]。特に、ヘリトロン磁場配位では、プラズマの全領域が磁気丘配位である場合があるため、交換型不安定性が磁気島を発生させるかが重要となる。ステラレータにおける抵抗性交換型不安定性と磁気島の関係は、これまで線形・非線形数値シミュレーションにより精力的に考察が行われてきた[14-19]。その結果、抵抗性交換型不安定性による磁気面に垂直方向の変位ベクトルは奇のパリティを持つ場合があり、大きな磁気島構造がプラズマ中に現れることがわかっている[20]。実際、LHD 実験でも大きなプラズマ電子温度の平坦化が観測されており、これは抵抗性交換型不安定性により磁気島が発生したと考えられる[4]。さらに、真空中で不整磁場による

磁気島が発生した状況で抵抗性交換型不安定性が駆動されると、不整磁場なしの場合に比べて温度分布の平坦化が大きくなる現象も確認されている。これは、不整磁場により発生した真空磁場中の静的な磁気島が、MHD 不安定性と結合することにより、結果として非常に大きな磁気島が発生したと考えられる[21]。

一方、MHD 不安定性を含むプラズマ応答により、ステラレータ磁場中の磁気島が消滅するとすれば、どのような場合であろうか。ステラレータにおける磁気島の消滅現象は、数値シミュレーションにより発見された。林らは、入れ子状の磁気面を仮定しない3次元 MHD 平衡計算コードの一つである HINT コードで W7-X の MHD 平衡解析を行う中で、真空中で発生した磁気島がベータ値の増加とともに消滅することを発見した[22]。この現象は、磁気島のセルフヒーリングと名付けられ、理論的、数値的な考察が進んだ。図4に、HINT コードで発見された磁気島のセルフヒーリングの結果の例を示す。真空中で発生した磁気島(図4(a))が、ベータ値の上昇とともに消滅し(図4(b))、さらにベータ値が上昇すると磁気島が再び発生す

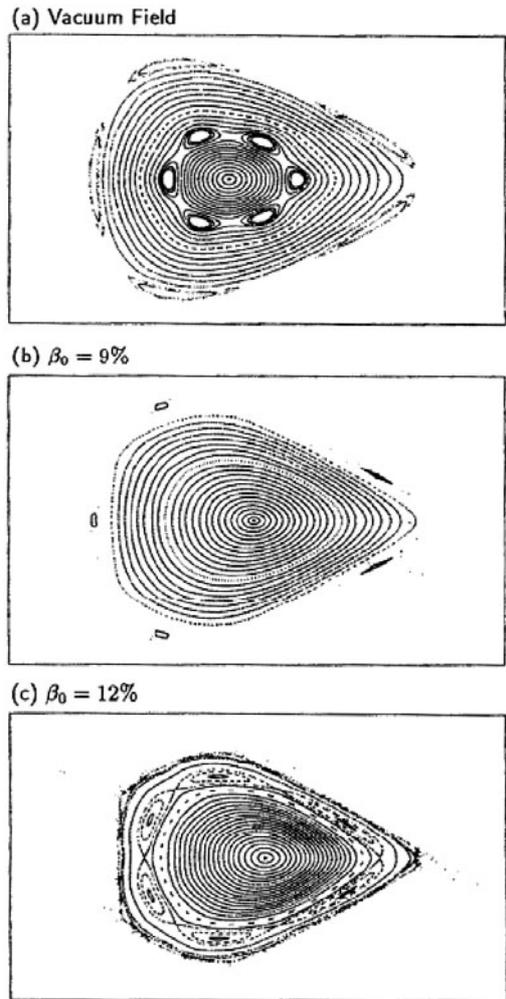


図4 HINT コードでの解析により発見された磁気島のセルフヒーリング。上段(a)は真空、中段(b)は中ベータ、下段(c)は高ベータの平衡計算結果である。真空中でプラズマ内部に存在した磁気島が、中ベータ平衡時には消滅する。そして、高ベータ平衡時には位相が反転し、再び発生する。

る様子 (図 4 (c)) が示されている。この時、高ベータ平衡時に再び現れる磁気島の位相は、真空磁場で発生した磁気島の位相と180度異なっていることに注目する。つまり、林らによって発見された磁気島のセルフヒーリングの厳密な定義は、真空で発生した磁気島の位相とプラズマ応答により発生する磁気島が180度異なる場合に、お互いの共鳴磁場摂動が重なり合うことで磁気島構造が消滅する現象なのである。磁気島が消滅する物理としては、互いの磁場摂動を打ち消しあっているだけなのであるが、理論考察や数値シミュレーション研究により多くの知見が得られた。特に、磁気島のセルフヒーリングは3次元MHD平衡計算により発見されたので、3次元MHD平衡の理論的理解とともに、数値シミュレーション精度を上げる努力が行われた。Caryらは、共鳴有理面上に流れる電流シートの影響を解析解に取り込むことで、磁気島のセルフヒーリングを理論的に説明した[23]。Hegnaらは、Caryの考察を拡張し、最終的に電流シートの影響を抵抗性交換型不安定性の指標の一つである D_R に繰り込んだ[24]。この時、抵抗性交換型不安定性が安定であれば、磁気島のセルフヒーリングが起こることになる。しかし、これらの理論的考察は、数値シミュレーションにより否定された。林らは再び、HINTコードによる高磁気丘配位の3次元MHD平衡解析を行った。Hegnaらの理論によれば、磁気丘配位で抵抗性交換型不安定性が不安定な時は磁気島のセルフヒーリングは起きないはずである。しかし、数値シミュレーションは、抵抗性交換型不安定性が不安定な場合でも磁気島のセルフヒーリングが起こることを示した[25]。このことは、磁気島のセルフヒーリングが共鳴有理面上の電流シートだけでは決まらない可能性があることを示している。現在、主に使われている3次元MHD平衡計算コードは、共鳴有理面上に局在化した電流シートの影響を考察することは難しいため、今後も理論モデルの考察、数値シミュレーションコードの改良が必要である。

実験的には、磁気島のセルフヒーリングに関する研究が現在も精力的に進められている。LHD実験では、磁気島ダイバータ (LID: Local Island Divertor) のために真空磁場で静的に発生させた $m/n = 1/1$ の磁気島が、プラズマパラメータの変化と共に消滅する現象が観測された[5-7]。結果の1例を図5に示す。外部磁場摂動により真空磁場で静的磁気島を作ると、トムソン散乱計測で観測された電子温度分布に平坦化が観測されるが、放電パラメータの違いにより磁気島が消滅したことが、電子温度分布計測からわかる (図5右)。また、この時、磁気計測器によりプラズマ応答により作り出される径方向LHD磁場配位では、 $m/n = 1/1$ の共鳴有理面付近は磁気丘であるために、理論的には磁気島の消滅現象は起きない。また、HINTコードによる3次元MHD平衡解析も行われ、HINTコードの結果も磁気島は消滅せず拡大することがわかった[7]。これは、いままで理論的・数値的に求められた結果に反する観測結果であった。興味深い点は、磁気島の拡大と消滅が発生する際のプラズマパラメータ、特に共鳴有理面上の局所的なプラズマベータ値と衝突周波数、を用いてデータをま

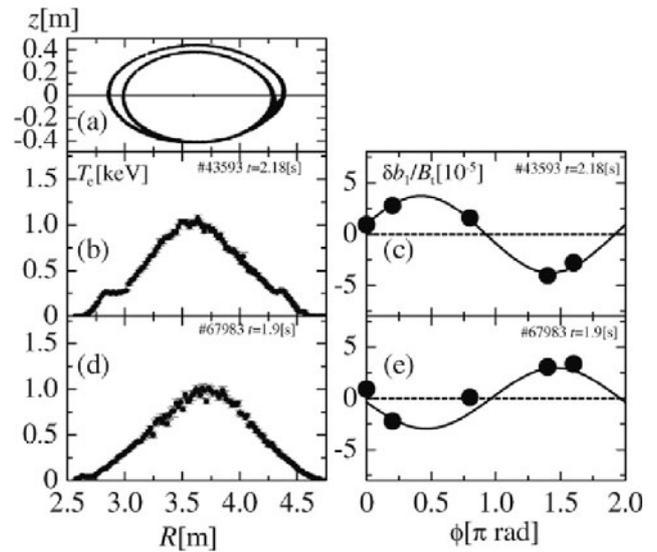


図5 LHD実験で観測された磁気島の消滅現象。真空磁場で同じ磁場摂動を加えたにもかかわらず、放電によってプラズマ電子温度分布の平坦化が観測されない(左図)。この時、磁気計測器の結果を調べると、プラズマが作り出す摂動磁場の位相が反転している(右図)。

とめると、磁気島の拡大と縮小が表れる領域がはっきりと分かれることであった[7]。このことから、実験結果を説明できる新たな理論として、新古典輸送の影響、特にブートストラップ電流の影響を考察する必要性が提案された。LHD装置の回転変換分布は、低ベータプラズマの場合、磁気軸からプラズマ周辺部に単調に増加するために、トカマクプラズマの負磁気シアと同等と考えられる。その時、新古典ティアリングモードの理論を考えれば、ブートストラップ電流の向きによっては、磁気島を消滅させると考えられる[26]。LHD実験で観測された磁気島の消滅時のブートストラップ電流の向きをモンテカルロシミュレーションにより計算し解析した結果、LHD実験の場合、磁気島を消滅させる方向にブートストラップ電流は流れないことがわかった[7]。そこで、磁気島を消滅させる物理機構として、プラズマの回転が考慮されることになった。トカマクプラズマでは、プラズマの回転と不整磁場の染み込みに関係があることが、古くからわかってきた。これは、ロックドモードと呼ばれ、プラズマのトロイダル回転の減衰とともに不整磁場がプラズマに浸透し、大きな磁気島を発生させてディスラプションに至るものである[27]。逆に、プラズマがある程度で回転していれば、外部磁場摂動はプラズマに染み込まない。理論的には、プラズマの回転が、オームの法則を通じて、外部磁場摂動を遮蔽する磁場をプラズマ内に作り出すと考えられる[28]。LHDの場合、プラズマ周辺部の大きなヘリカルリップルにより、 $m/n = 1/1$ の共鳴有理面が存在するプラズマ周辺部では、大きなトロイダル回転は存在できない。しかし、ポロイダル方向には、トロイダル回転と比べて大きな $E \times B$ 回転が存在する。磁気島の縮小から消滅に至るまで、プラズマのポロイダル関係との相関を調べた結果を図6に示す[29]。たしかに磁気島が縮小した時、早いポロイダル回転が存在することがわかる。しかし、磁気島の回転が外部時

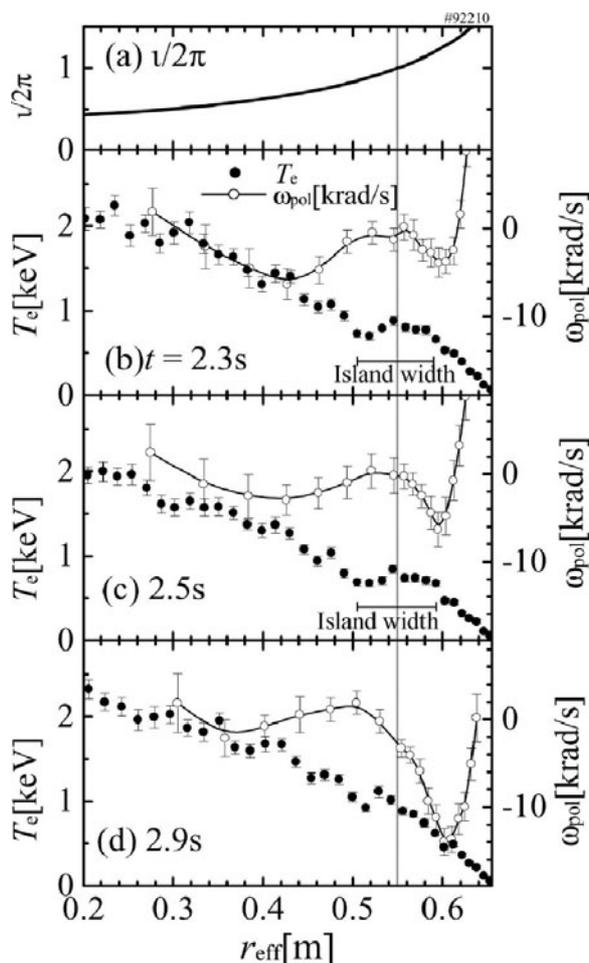


図6 LHD 実験で観測された磁気島消滅時のプラズマ電子温度分布と荷電交換分光法により計測されたプラズマのポロイダル回転速度分布を比較した結果。磁気島の消滅時には、早いポロイダル回転速度が観測されている。

摂動を遮蔽したのかどうかは、計測の時間精度が十分でないこともあり、よくわかっていない。もし、ポロイダル回転により磁気島が消滅するならば、磁気島が消滅に向け縮小し始めるタイミングでのプラズマ回転と磁気島幅を詳細に調べる必要があるだろう。これらの LHD 実験で発見された結果は、トカマクとの比較で注目を集め、理論的にも数値シミュレーション研究でも理解が進んだ。簡約化 MHD 方程式、もしくは Drift-MHD 方程式と新古典粘性を考慮したトルクバランスの式を組み合わせ考察したところ、解の分岐が発見され、実験観測と同様に磁気島の消滅があり得ることが示された[30, 31]。また、非線形シミュレーションでも磁気島の消滅が確認された[32]。

ここで、ステラレータにおける磁気島の消滅とブートストラップ電流の関係について残された課題について述べたい。新古典ティアリングモードにおいて、ブートストラップ電流が磁気島の成長に影響する理由は、磁気島上で平坦化した電子温度分布がブートストラップ電流分布を変形させるからである[33]。その意味で、磁気島の存在によるブートストラップ電流の変化を矛盾なく取り込んだ3次元 MHD 平衡解析コードはない。今後、HINT コードのような入れ子状の磁気面を仮定しない平衡計算コードと、磁気島

の発生による背景プラズマ分布の影響を矛盾なく取り扱える新古典輸送解析を組み合わせることにより、ブートストラップ電流と磁気島の消滅の考察が必要であろう。例えば、スペイン・TJ-IIステラレータ実験で観測された磁気島の消滅現象は、ブートストラップ電流の時間発展と強い相関がある[34]。今後、さらに研究が進むことが期待される。ステラレータ実験で、外部磁場摂動により磁気島を発生させる場合、プラズマの小半径に対して10%以上の幅を持つ、非常に大きい磁気島を作る場合がほとんどである。よって、本解説ではイオン分極電流による磁気島の変化は小さいものとして省略した。

これまでステラレータ磁場における磁気島の発生と消滅を解説したが、最後にトカマクプラズマの場合を簡単に紹介する。トカマクプラズマにおける自発的な磁気島発生機構としては、抵抗性ティアリングモード、および新古典ティアリングモードが考えられる。一方、外部駆動による発生機構としては、不整磁場を含む外部磁場摂動による磁気島の発生があげられる。いずれの場合も磁場摂動が磁気島を作ることに変わりはない。トカマクの場合、幾何学的な対称性を仮定できるため、入れ子状の磁気面の存在を保証できる。しかし、トカマクプラズマの場合、プラズマが自身を閉じ込める磁場を作り出すために、磁気島の発生に伴う MHD や輸送の変化との結合が顕著である。磁気島の消滅については、前述のように、プラズマ回転と不整磁場の染み込みの観点から研究が進んできた。また、外部共鳴磁場摂動によりプラズマ周辺部に磁気島を発生させた場合、プラズマ回転により磁気島が縮小していると考えられる実験結果もある。この場合、ステラレータと同様に、オームの法則を介して、外部共鳴磁場摂動を遮蔽する応答磁場がプラズマ中の共鳴有理面上に発生していると考えられる。最近、Hモードプラズマで発生する周辺局在化モード(ELM: Edge Localized Mode)を制御するために、外部共鳴磁場摂動の応用が盛んに研究されている。しかし、Hモードプラズマ時のベデスタルでは、強い圧力勾配により電子反磁性回転が駆動される。この強い電子反磁性回転は、外部共鳴磁場摂動の染み込みを遮蔽すると考えられており、回転遮蔽(rotational screening)として問題視されている。近年、拡張MHDコードによるシミュレーション研究が進み、遮蔽されずに磁気島をプラズマ中に発生させることで、ELMの制御が確実に実行できるようになった。

2.4 おわりに

本章では、ステラレータ磁場を中心に磁気島の発生と消滅を議論した。また、トカマクプラズマでの磁気島の消滅についても簡単に言及した。2.2節で解説したよう、磁力線の運動はハミルトン力学の観点から考えるとわかりやすい。保存量が定義できる可積分、もしくは近可積分の状態では、磁場摂動が存在すると磁気島が発生する。しかし、プラズマ中の磁気島の発生や消滅を考えるうえで重要なことは、プラズマ自身が磁気島を発生させる磁場摂動や、消滅させる応答磁場を作り出すことである。本章では、ステラレータ磁場配位中での磁気島のセルフヒーリングを取り上

げた。磁気島のセルフヒーリングの研究は、トーラス磁場配位における磁気島の発生、消滅の研究を包括するものであり、ここで紹介した物理機構は広く応用が可能である。しかし、いくつか未解決の課題も存在しており、その意味で今後も理論的考察、数値シミュレーション研究が進むことが期待される。

参考文献

- [1] H.P. Furth *et al.*, Phys. Fluids **6**, 459 (1963).
- [2] John Wesson, *Toakamaks* (Oxford Press, 2011).
- [3] T. Evans *et al.*, Nature Phys. **2**, 419 (2006).
- [4] S. Sakakibara *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 014014 (2013).
- [5] K. Narihara *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 135002 (2001).
- [6] N. Ohyabu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 055005 (2002).
- [7] Y. Narushima *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 075010 (2008).
- [8] S. Abdullaev, *Magnetic Stochasticity in Magnetically Confined Fusion Plasma* (Springer, 2014).
- [9] A.J. Lichtenberg and M.A. Lieberman, *Regular and Stochastic Motion* (Springer, 1983).
- [10] H. Grad *Proc. the Symposium on Electromagnetics and Fluids Dynamics of Gaseous Plasma* (Polytechnic Press, Brooklyn, New York, 1961).
- [11] J. Moser, *Nonlinear Problems* (University of Madison Press, 1963).
- [12] H. Wobig, Z. Naturforsch **42a**, 1054 (1987).
- [13] S. Sakakibara *et al.*, Fusion Sci. Technol. **58**, 176 (2010).
- [14] K. Ichiguchi *et al.*, Nucl. Fusion **29**, 2093 (1989).
- [15] K. Ichiguchi *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1101 (2003).
- [16] K. Ichiguchi and B. A. Carreras J. Plasma Fusion Res. Series **6**, 589 (2004).
- [17] H. Miura *et al.*, AIP Conf. Proc. **871**, 157 (2006).
- [18] J. Varela *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 082512 (2012).
- [19] B.A. Carreras *et al.*, Phys. Plasmas **5**, 3700 (1998).
- [20] R. Ueda *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 052502 (2014).
- [21] Y. Takemura *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 102001 (2012).
- [22] T. Hayashi *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 3262 (1994).
- [23] J.R. Cary and M. Kotschenreuther, Phys. Fluids **28**, 1392 (1985).
- [24] C.C. Hegna and A. Bhattacharjee, Phys. Fluids B **1**, 392 (1989).
- [25] T. Hayashi *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **42**, 309 (2002).
- [26] C.C. Hegna and J.D. Callen, Phys. Plasmas **1**, 3135 (1994).
- [27] R. Fitzpatrick, Nucl. Fusion **33**, 1049 (1993).
- [28] Y. Kikuchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 085003 (2006).
- [29] Y. Narushima *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 083030 (2011).
- [30] C.C. Hegna, Nucl. Fusion **51**, 113017 (2011).
- [31] R. Fitzpatrick and F. L. Waelbroeck, Phys. Plasmas **19**, 112501 (2012).
- [32] S. Nishimura *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 056101 (2012)
- [33] R.J. Buttery *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **42**, B61 (2000).
- [34] F. Castejón *et al.*, "Island healing and CERC formation in the TJ-II stellarator", in Proc. 35th EPS Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, 2008.



小特集 プラズマが作る磁場トポロジー：磁気島とプラズモイド

3. 新古典テアリングモードによる磁気島

3. Magnetic Islands Caused by Neoclassical Tearing Modes

諫山明彦

ISAYAMA Akihiko

量子科学技術研究開発機構 核融合エネルギー研究開発部門

(原稿受付：2018年5月21日)

トカマクにおいて、プラズマ圧力の上昇とともに発生する自発電流により新古典テアリングモード (NTM) が不安定化する場合がある。NTM によりプラズマ内に磁気島が発生するとプラズマ圧力が低下したり、場合によってはプラズマの崩壊に至ったりする。NTM は圧力が高いプラズマを定常的に維持する上での障害となるため、その特性や抑制に関する研究が行われている。本章では、NTM 磁気島のモデル・特性・課題等について述べる。

Keywords:

neoclassical tearing mode, magnetic island, tokamak, electron cyclotron current drive

3.1 NTM 研究の経緯と現状

世界の中・大型トカマクにおいて、ベータ値 (磁場圧力で規格化したプラズマ圧力) が高いプラズマを得ることに見通しが得られた1990年代半ば頃から、高ベータプラズマを定常的に維持する実験が精力的に行われるようになった。一連の実験において、理想 MHD 限界より低いベータ値でテアリングモードが発生し、磁気島の形成と共にプラズマ圧力の低下やプラズマの崩壊が観測された。米国の TFTR での観測結果から新古典テアリングモード (NTM) モデルで予測される挙動と合致することが示され[1]、それ以来高ベータプラズマの定常維持のために克服すべき課題として NTM の実験研究が精力的に進められた。

電子サイクロトロン (EC) 波による加熱 (ECH) や電流駆動 (ECCD) により NTM を安定化する研究も同時期に始まった。この時期は、EC 波源であるジャイロトロンの開発が進展して高パワー・長パルスの EC 波入射が可能となった時期とも重なる。2000年ごろまでにはドイツの ASDEX-U、日本の JT-60U、米国の DIII-D で ECCD による安定化に成功した。NTM を安定化するには高い精度で ECCD 位置を NTM 発生位置に合わせる必要があることもわかり、実時間での NTM 安定化も進められた。例えば、JT-60U では、電子温度揺動分布から NTM 磁気島の中心位置を推定し、その位置に ECCD を行うよう EC 波入射装置の可動ミラーを駆動した実験[2]や、NTM 磁気島の回転に合わせてパワー変調 EC 波の位相やパルス幅を実時間で調節する実験[3]が行われ、いずれにおいても安定化を観測した。NTM は国際核融合実験炉 (ITER) でも重要な課題であると考えられていることから、NTM の実時間安定化に向けたアルゴリズムなどの開発は現在でも発展を続けている。

3.2 NTM 磁気島のモデル

自発電流による NTM 不安定化について概説する。図 1 (a) にプラズマ断面の模式図、図 1 (b) に有理面近傍の磁場構造の模式図を示す。プラズマ電流は紙面の裏から表に向かう方向とする。有理面での磁場強度を基準としたポロイダル磁場の分布を考えると、磁気島が存在しない場合は $B(r) - B_s \approx -(q'_s/q_s)(r - r_s)B_s$ と書けることから、正磁気シアプラズマ (中心に向かうほど電流密度が高くなるプラズマ) の場合、磁力線は図のような向きとなる。ここで、 r は小半径、 $B(r)$ はポロイダル磁場強度、 q は安全係数であり、下付き文字の s は有理面での値であることを意味する。また、プライム記号は半径方向の微分である。磁力線の結合が起こり磁気島が発生すると、磁気島内部の温度分布が平坦となる。自発電流の大きさは圧力勾配に比例することから、磁気島の形成により有理面での自発電流密度は減少する。このとき、自発電流の減少が NTM 磁気島を拡大させる方向となることから、自発電流が減少すると磁気

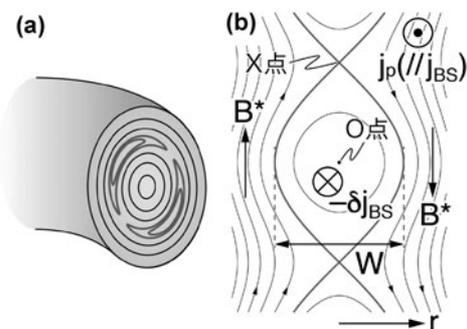


図 1 (a) プラズマ断面の模式図、(b) 磁気島領域の拡大図。 j_p はプラズマ電流、 j_{BS} は自発電流。 B^* は有理面での値を基準にしたポロイダル磁場。

島幅が更に拡大する。一方、有理面近傍での磁気シアが負の場合、磁力線の向きは図と逆となり、自発電流の減少は磁気島を成長させる方向には働かない。

NTMに起因する磁気島幅の時間変化 dW/dt (W は磁気島幅) を表現する式は、関連する各種の効果を表現する項の和で表現される。この式は、Modified Rutherford Equation (以下MRE)、またはGeneralized Rutherford Equation と呼ばれ、以下のように表現される。

$$dW/dt = (r_s/\tau_R) [r_s \Delta' + r_s \Delta'_{GGJ} + r_s \Delta'_{BS} + r_s \Delta'_{pol} + r_s \Delta'_{ECCD}] \quad (1)$$

なお、上記の項以外にも各種モデルに基づく項が提唱されているが、ここでは代表的な項のみ記載している。各項の表式の詳細は本学会誌解説記事[4]を参照されたい。 τ_R は抵抗性磁場拡散時間である。 Δ' はテアリングモードの安定性の指標である。 Δ'_{GGJ} は Glasser-Greene-Johnson 項と呼ばれ、磁気井戸による安定化効果を表す。通常のトカマクでは小さい一方で、球状トカマクでは次の自発電流項の効果と同程度になり得る。 Δ'_{BS} は自発電流に起因する項であり、 $W/(W^2 + W_d^2)$ に比例する。ここで W_d は磁力線を横切る方向の輸送の効果であり、磁気島幅が小さいときに重要となる。この効果の結果、 Δ'_{BS} は W が小さいところでは W 、大きい所では $1/W$ に比例する。また、この項は磁気シアの項が含まれる。前述の描像により、正磁気シアではこの項は正となり不安定化項となるが、負磁気シアでは安定化項となる。また、圧力勾配の項も含まれ、有理面で圧力勾配が大きいほど不安定化に働く。 Δ'_{pol} はイオン分極電流を表す項で一般に安定化項と考えられている。この効果は $1/W^3$ に比例し、磁気島幅が小さい領域でのみ重要となる。 Δ'_{ECCD} は ECCD の効果である。磁気島内に局所的に電流駆動を行い、失われた電流を補うことにより磁気島幅を縮小させることができる。この項には、EC 駆動電流密度のほか、ECCD 位置やパワー変調の効果などが含まれる。X 点での ECCD や、ECCD 位置が磁気島中心から半径方向に磁気島幅程度ずれた場合は不安定化項となる。

図2にMREの挙動を表現した図を示す。縦軸は dW/dt で、横軸は W である。曲線①のA点の磁気島幅より大きい種磁気島ができると $dW/dt > 0$ となるので磁気島は成長する。その後成長速度は減少してB点に至ると磁気島幅は飽和する。ベータ値が大きいほど自発電流項が大きくなることから飽和磁気島幅も大きくなる。磁気島がB点に到達した後にベータ値を下げると曲線②のように下方向に移動することになり、磁気島幅が縮小する(B'点)。曲線が全領域で $dW/dt < 0$ となると磁気島は消滅するが、このときのベータ値は発生時のベータ値よりも小さくなる。すなわち、NTM 磁気島は一旦発生するとなかなか消滅しない。 $\Delta'_{ECCD} < 0$ となるような条件で ECCD を行うと曲線は下方向に移動する。曲線③のように、ECCD の効果が十分で全領域で $dW/dt < 0$ となると磁気島は縮小し完全安定化に至る。なお、式(1)から推測できるように、NTM 磁気島が成長する時間スケールは τ_R で特徴付けられ、高温プラズマでは比較的ゆっくりと成長する。例えば、ITER の 15 MA

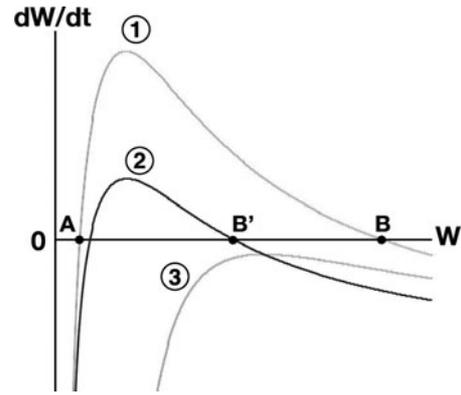


図2 MREにおける磁気島幅成長速度と磁気島幅との関係。②は①に対して自発電流項を小さくした場合、③は①にECCD項を追加した場合を示す。

の条件では10秒で12 cm程度(プラズマ小半径の約6%)の磁気島幅になると試算されている[5]。ただし、これ以前にモードロックが発生すると予想されており、早期の対処が必要である。

3.3 NTM 磁気島の特性

JT-60Uでは、高ベータプラズマの定常維持研究は2008年の運転終了まで10年以上に渡り重要研究課題の1つであり、分布制御によるNTM発生の抑制やECCDによる安定化/発生予防に関する実験が行われた。典型的な波形を図3に示す。約25 MWの中性粒子ビーム(NB)入射後、 $t \sim 5.7$ sにポロイダルモード数 $m=2$ 、トロイダルモード数 $n=1$ のNTMが発生している。NTM発生後、ベータ値が大きく減少している。 $t=7$ sからNBパワーを落とすとともに接線NBを一方向に入射すると $t=8$ s付近からプラズマが回転し始める。 $t=9.5$ sからECCDを行うと磁気島は縮小して10.8 sに安定化されている。

NTMの特徴として、まず、高ベータプラズマでのみ発生する点が挙げられる。式(1)に示されている項以外にも不安定化項に関するモデルが提唱されていることから、NTMが容易に現れるように思われるかもしれないが、実験事実からすると、ベータ値の低いプラズマでは発生しない。例えば、NTMの物理実験を行う際はNTMを再現性よく発生させる必要があるが、JT-60Uの実験では、図3のように20 MW以上のNBを同時に入射するといった、高ベータプラズマの定常維持の観点からは「うまくない」方法を使うことで $m/n = 2/1$ モードを再現性よく発生させていた。

次に、消滅時のベータ値は発生時のベータ値よりかなり低いという点がある。上述のように、ベータ値の低減(入力パワーの低減)によりNTMを消滅させるためにはNTM発生時のベータ値よりもかなり小さくする必要がある。JT-60Uの場合、実験条件にもよるが、 $m/n = 2/1$ や $3/2$ のNTMをNBパワーの低減により消滅させる場合、ベータ値を発生時のおおむね $1/3 \sim 1/4$ 程度以下にまで下げる必要があった。

前述のMREモデルによると、磁気シアが負の領域ではNTMは成長しない。JT-60Uの負磁気シアプラズマでは、プラズマ電流の大部分(70%)を自発電流が担うプラ

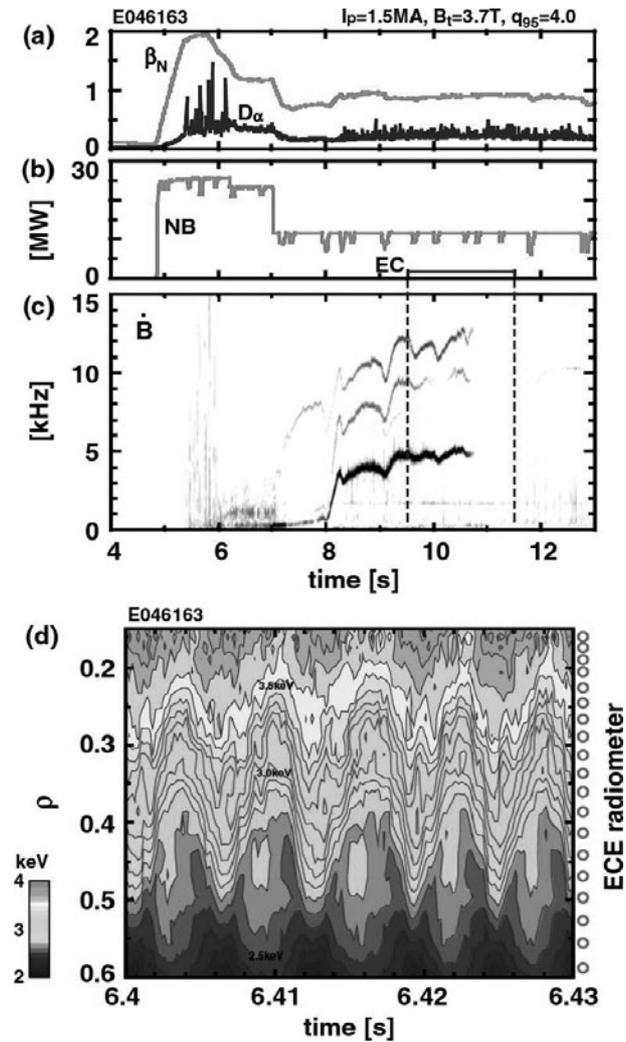


図3 JT-60Uにおける $m/n=2/1$ のNTMの安定化の例。(a)規格化ベータ値及び D_{α} 線強度、(b)NB パワー及び EC パワー、(c)磁場揺動スペクトル、(d)電子温度分布。文献[8]の図9を引用。

ズマを8秒間維持することに成功している[6]。一連の実験では、ミニクラプスと呼んでいる崩壊現象がたびたび発生し、圧力や温度において鋸歯状振動よりも何倍も大きい変動が生じたが、このような場合でもNTMは発生しなかった。

NTM ($m/n=2/1$) に ECCD を行ったときの時間発展を図4(a)に記す。図ではECCD位置及びECパワーを変えたときの3ケースの放電波形を示している。MREに基づく曲線から示唆されるように、ECCD直後の速い減衰、減衰率の低下、速い減衰というように進んでいる。NTMを完全に安定化する場合、この最後の減衰が現れる所まで抑制できると完全安定化が可能となる。ECCDの位置をずらすと安定化効果が弱くなることから安定化に要する時間が長くなる。ECパワーを減らした場合も同様に安定化に要する時間が長くなる。また、ECCD位置が小半径方向に磁気島幅程度ずれてX点と同じ磁気面のECCDとなった場合不安定化となる(図4(a)のE46363)。図で示した場合のほか、パワー変調によるX点ECCDの際にも不安定化を観測した[3]。これらの実験結果とMREに基づく挙動とを

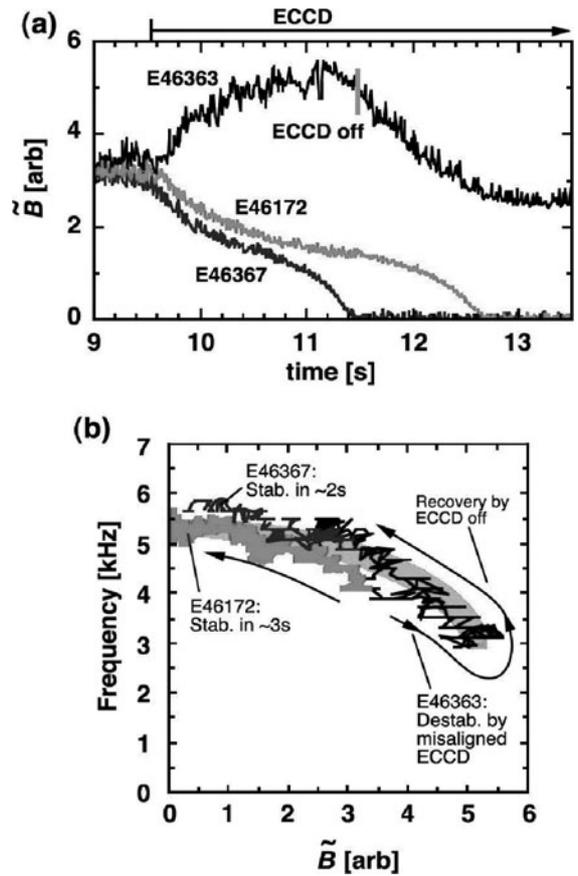


図4 (a)磁場揺動強度の時間発展。図ではECCD位置及びECパワーを変えた場合の3ケースを示している。ECCD位置の有理面からのずれは、E46367、E46172、E46363でそれぞれ0.21、0.47、-1.06である(値はECCD前の磁気島幅で規格化したものであり、負号は有理面より強磁場側であることを意味する)。また、ECパワーはE46367で0.6 MW、E46172及びE46363で1.6 MWである。(b)NTM周波数の磁場強度依存性。文献[12]の図4を引用。

TOPICSコードを用いて比較した。MREに含まれる4つの未定数を実験から決めることで、不安定化/安定化、ECパワーによる安定化効果の強弱についてよく再現することが示された[7,8]。この他、最後の速い減衰が始まる磁気島幅について、ASDEX-U、DIII-D、JT-60Uの実験結果を統合した結果、 $m/n=3/2$ のNTMの場合この幅はイオンポロイダルラーモア半径の2倍に比例すると報告された[9]。

磁気島の構造について、実験観測の観点から述べる。なお、ここから本節の終わりまでの記述は“新古典”テアリングモード固有の特徴と言えない部分もあるが、NTMに起因する磁気島に関する事項として述べる。JT-60Uでは電子サイクロトロン放射(ECE)測定による電子温度計測により磁気島の構造を調べた。NTMが発生すると、磁場揺動強度とともに電子温度分布の平坦な領域が徐々に増加する。ECE測定の視野は小半径方向の1視線であるが、回転する磁気島を観測することで磁気島構造を測定することができる。電子温度分布の例を図3(d)に示す。図の“ECE radiometer”の丸が測定点である。 $\rho=0.4\sim0.55$ に平坦な構造が形成されている(ρ は体積平均規格化小半径)。 $\rho=0.45$ が磁気島中心付近であるが、完全には平坦ではなく(図で $t=6.403$ s, 6.409 s, 6.416 s, 6.422 s, 6.427 s前後)、

温度がわずかに高くなっている。同様の放電において、イオン温度においても磁気島内の温度上昇が観測された[10]。これらは磁気島セパトリティクス内のプラズマの閉じ込めがよいことを示唆している(第4章参照)。その他、モーショナルシュタルク効果偏光測定による内部磁場計測の結果から、磁気島の形成により電流密度が実際に減少していることも明らかとなった[11]。

磁気島の形成はプラズマ回転にも影響を及ぼす。JT-60UにおけるECCDによるNTMの安定化及び不安定化に関する実験の際のモード周波数(ほぼトロイダル回転速度に比例)と磁場強度(NTM磁気島幅に関連)との関係を図4(b)に示す[12]。放電は図4(a)で示した3ケースであり、背景の太い線はモデル式によるフィッティングである。ECCD前には4.5kHz程度であったのが、安定化とともに上昇し、完全に安定化された時は5.5kHz程度となっている。一方、不安定化の場合はモード周波数は減少し、ECCD後にはECCD前の周波数に戻っている。さらにモード周波数が低くなったときの時間発展を図5に示す[12]。この放電では、NTM磁気島を不安定化する位置にECCDを行っている。 $t=9.2$ sよりプラズマ回転の復帰に併せてモード周波数が上昇しているが、ECCD後の $t=10.2$ sで急激に減少している。減少後は約0.5kHzを維持している。 $t=11.5$ sにECCDを停止してしばらくすると(この間磁気島幅は減少)、 $t=12.1$ sから急激にモード周波数が増加してECCD前と同程度の値に戻っている。ECCDによる磁気島幅の増大は15%程度であるが、プラズマ回転が急激に変化している。このように、NTM安定化時のモード周波数の半分程度にまで減少すると急激な変化が現れることがわかった。磁気島幅が更に増大したり、トルク入力が小さかったりすると、磁気島の回転が停止する。回転が停止した磁気島に対してトロイダル方向に回転する磁場を外部から加えることにより能動的にプラズマを回転させた実験がDIII-DやRFXから報告されている[13]。

3.4 課題：NTM磁気島の発生機構

前節で示したように、磁気島幅が大きいときの挙動についてはMREでよく記述できていると思われる。一方で、

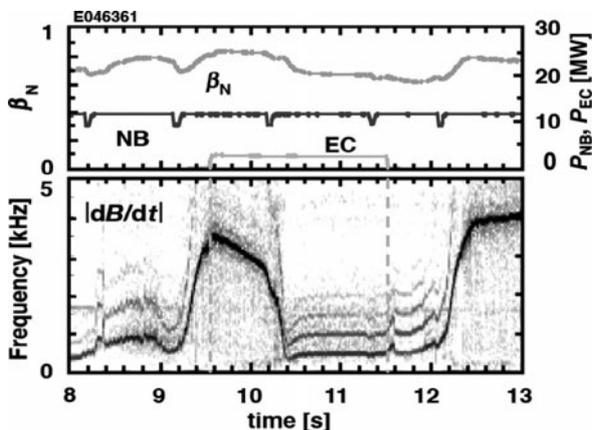


図5 モード周波数が急激に変化した例。上段より、規格化ベータ値、NBパワー、ECパワー、磁場揺動スペクトル。

NTM発生については実験の検証が十分とは言えない。NTMをトリガーする現象の1つとして鋸歯状振動が古くから挙げられていて、鋸歯状振動崩壊の直後にNTMが発生することが観測されている。鋸歯状振動崩壊とともに大きな磁気島が観測されており、ECCDによるNTM安定化を行う前にモードロックなどに至る可能性がある。国際トカマク物理活動の一環として、鋸歯状振動周期とNTM発生との関係を複数装置で調べた結果、ITERのベースラインシナリオの鋸歯状振動周期ではNTMをトリガーする可能性があるとの報告があった[14]。また、鋸歯状振動やfishbone不安定性が $m/n=2/1$ のNTMをトリガーする過程を調べた結果がASDEX-Uから警告され、電子温度揺動計測によりキンク的な構造から磁気島構造に発展すると説明された[15]。一方、鋸歯状振動のような明確な不安定性がない場合にもNTMが発生することがJT-60Uなどの装置で観測されている。磁場揺動計測の検出限界以下の強度から徐々に増加しており、発生前に有意な前兆は観測されていない。プラズマ回転とNTM発生についての研究も報告されている。トロイダル回転速度が小さくなるとともにNTMが発生するベータ値が低くなる(NTMが発生しやすい)との報告がDIII-DやNSTXからある[16,17]。この原因として、トロイダル回転または回転シアにより Δ' が影響を受け、NTM安定性が変わる、と説明している。乱流がNTM磁気島を形成するとの理論研究も報告されている[18]。この機構を実験的に検証するためには、磁気島構造を測定するための磁場揺動/電子温度揺動測定装置の他、乱流測定の測定装置も必要であり、現在のところ実験からの検証結果は報告されていない。

このように、NTM発生の機構については、複数の効果が提唱されている一方、実験での検証が容易ではない場合が多いのが現状である。計測装置の高度化による研究の進展が望まれる。

参考文献

- [1] Z. Chang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4663 (1995).
- [2] A. Isayama *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1272 (2003).
- [3] A. Isayama *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 055006 (2009).
- [4] 小関隆久, 諫山明彦: プラズマ・核融合学会誌 **77**, 409 (2001).
- [5] R. J. La Haye *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 045005 (2009).
- [6] Y. Sakamoto *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 1506 (2007).
- [7] N. Hayashi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **80**, 605 (2004).
- [8] A. Isayama *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 773 (2007).
- [9] R. J. La Haye *et al.*, Nucl. Fusion **46**, 451 (2006).
- [10] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 065001 (2012).
- [11] T. Suzuki *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **80**, 362 (2004).
- [12] A. Isayama *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, 037 (2010).
- [13] M. Okabayashi *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 016035 (2017).
- [14] I.T. Chapman *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 102001 (2010).
- [15] V. Igochine *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 036015 (2017).
- [16] R.J. Buttery *et al.*, Phys. Plasmas **15**, 056115 (2008).
- [17] S.P. Gerhardt *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 032003 (2009).
- [18] S.-I. Itoh *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 045003 (2003).



小特集 プラズマが作る磁場トポロジー：磁気島とプラズモイド

4. 磁気島内部のプラズマ輸送

4. Plasma Transport inside Magnetic Island

稲垣 滋

INAGAKI Shigeru

九州大学 応用力学研究所

(原稿受付：2018年5月21日)

磁気島内部では定常プラズマ分布の平坦化が観測されており、一見すると輸送が増大しているように見えます。本章では磁気島は入熱の小さな孤立系であり、その内部の輸送は周囲のプラズマの乱流輸送よりも小さいことを磁気島内部の輸送の評価法も含めて解説します。また、磁場のトポロジーと輸送との関係も議論します。

Keywords:

transient transport, snake, stochastic, island, topology

4.1 磁場トポロジーとプラズマ輸送

回転している磁気島は磁場が時空間的に変動しているため磁気プローブによって検出することができます。本小特集の第2章で述べたように、プラズマの作る磁気島はプラズマ中の摂動電流が有理面と結合することにより形成されるので、磁気島は有理面近傍に形成されます。磁気プローブの信号からどの有理面近傍で磁気島が回転しているかがわかります。この磁気島の構造をより詳細に観測するにはどうすれば良いでしょうか。第3章で述べたように、ECEによる電子温度の時空間構造計測から磁気島構造を再構築できます。この電子温度から磁力線構造を再構築する際に、“同一磁力線上では電子温度は等しい”と仮定しています。実際に磁力線に沿った電子の熱伝導係数はトラスプラズマでは $10^{10} \text{ m}^2/\text{s}$ と非常に大きいため妥当と言えます。また、外部摂動磁場による磁気島やロックした磁気島は回転していないので温度構造の時間変化から磁気島構造を推定する方法が使えません。このような場合にしばしば“磁気島内部では電子温度は平坦化している”という仮定がなされます。確かに摂動磁場を印可すると有理面近傍で平坦な温度分布が観測され[1]、回転している磁気島内部の電子温度構造を再構築すると平坦な構造を示す場合が多いです[2]。この仮定のもと電子温度の径方向分布から平坦化している領域が抽出され磁気島の幅等が評価されています。

では何故磁気島内部の電子温度分布は平坦化するのでしょうか？一般に定常分布の平坦化は損失の増加を意味します。しかし、定常分布は熱源と損失とのバランスで決まります。このため熱損失が大きい、という可能性以外に熱源が小さい、ということが考えられます。磁気島はセパトリックスによって周囲の磁気面から隔たれています。周

囲の磁気面を流れてきた熱流束はセパトリックス磁力線を横切る輸送によって磁気島内へと運ばれます。しかし多くの熱流はセパトリックス磁力線に沿って磁気島を迂回するように運ばれるため、磁気島内部への入熱はわずかです。最近3Dコードを使って磁気島への入熱が評価・確認されています[3]。

分布が平坦化しているからといって磁気島内部でプラズマの損失が大きいわけではなさそうです。それでは逆に磁気島内部のプラズマ輸送は良いのでしょうか？小さいながらも有限な入力があるので輸送特性が極端に優れていれば定常分布にも何らかの構造が現れても良さそうです。

4.2 磁気島内部のプラズマ回転

大型ヘリカル装置(LHD)は外部摂動磁場によって静止した磁気島の幅を制御できます。磁気島の幅を大きくしながら磁気島内部の定常的“ポロイダル回転”をCXRS(Charge eXchange Recombination Spectroscopy)によって観測することに成功しました[4]。磁気島のO点近傍ではプラズマ回転はゼロになります。磁気島のセパトリックス近傍では磁気島を取り巻くプラズマのポロイダル回転に整合するように、シアーが形成されます。磁気島の幅を大きくしていくとO点近傍のゼロ回転領域が広がっていきます。更に磁気島のX点近傍のポロイダル回転のシアーが大きくなると、磁気島のO点近傍にポロイダル回転が現れます。これは図1に示すように磁気島の幅とX点のシアーが大きい場合は、磁気島の周辺に大きなトルクが働き、それによって磁気島内部にポロイダル回転が駆動されたと理解できます。X点のシアー由来の比較的弱いトルクでも磁気島が回転するということから磁気島内部の運動量輸送は小さいと考えられます。また磁気島の周辺にはポロイダルシ

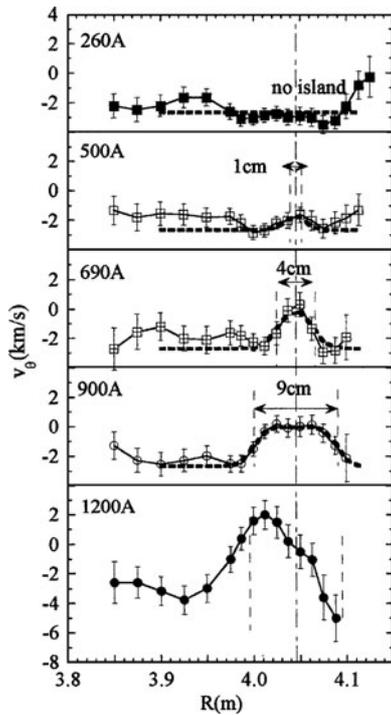


図1 $m/n = 1/1$ 磁気島におけるポロイダル回転分布。外部摂動磁場を印加している。摂動コイルに流す電流を大きくすると磁気島は大きくなる。[4]より転載。

アーが形成されるので、磁気島内部の熱や粒子輸送も小さいのでは、と予測されます。しかしこれまで磁気島内の密度や温度の定常的な窪みや盛り上がりの観測は報告されていません。

4.3 磁気島内部の熱・粒子輸送

磁気島内部の熱・粒子輸送はどうやって調べれば良いでしょうか。ここで過渡輸送実験法を適用します。磁気島に摂動を与え、その応答を観測する方法です。摂動の与え方としては、磁気島内部に直接強い摂動を与える場合と磁気島を取り巻くプラズマに摂動を与え、磁気島内に間接的に弱い摂動を誘起する場合と二通りあります。

JETにおいて、入射したペレットが磁気島に達すると磁気島内部に密度ピーキングが現れます[5]。このピークした密度分布は磁気島と一緒に回転します。この現象はスネークと呼ばれています。スネークはコアプラズマの粒子閉じ込め時間よりも長い時間存在するため磁気島内部の粒子輸送は小さい事を示しています。TEXTORでも反射計によって磁気島内の密度ピーキングが示唆されています[6]。

LHDにて外部摂動磁場により形成した磁気島のX点にTESPEL (Tracer Encapsulated Solid PELlet) を入射する実験が行われました[7]。TESPELの溶発によって磁気島の周辺部が冷やされO点に向かうコールドパルスが誘起されます。図2に示すように、このコールドパルスの伝搬速度は遅く、振幅もすぐに減衰してしまいます。パルスの伝搬特性から磁力線を横切る電子の熱伝導係数は周囲を取り巻くプラズマの電子熱伝導係数(以降、熱伝導係数は磁力線を横切る方向とします)の1/10程度であることがわかり

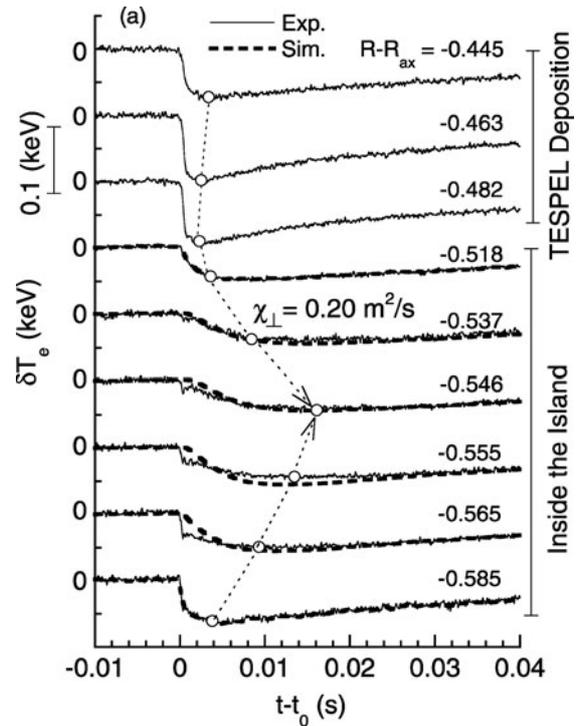


図2 $m/n = 1/1$ 磁気島のO点近傍におけるコールドパルスの伝搬。TESPELをX点から入射している。実線は実験観測、点線は磁気島内部のコールドパルスをシミュレーションした結果である。[7]より転載。

ました。また、磁気島内の電子熱伝導係数は磁気島の大きさに依存しない、という乱流プラズマの電子熱輸送とは質的に異なる性質を持ちます。

JT-60UではH-L遷移時にロックされた磁気島のイオン温度を観測しました。H-L遷移によって磁気島を取り囲むプラズマのイオン温度は減少していきます。しかし、磁気島内部の温度はよりゆっくりと減少することを観測しました[8]。このため磁気島内部のイオン温度が取り残され、分布に盛り上がり、即ち、ヒートスネークが形成されます。このヒートスネークの減衰からイオン熱伝導係数も周囲を取り巻くプラズマのイオン熱伝導係数の1/10程度であることがわかりました。

過渡応答による磁気島内部の輸送係数の評価では磁気島をスラブや円筒でモデル化しているため、より定量的な評価には磁気島のメトリックを考慮する必要があります。最近3次元コードにより磁気島のメトリックを考慮した輸送解析がなされ、磁気島内部の熱輸送は磁気島を取り巻くプラズマよりも10倍小さいことが確認されました[3]。この輸送低減の理由として磁気島内部は勾配が小さいため乱流が励起されないことが考えられます。しかしスネークでは磁気島内部で大きな勾配が形成されています。また、turbulence spreadingによって磁気島内部への乱流の侵入も理論的に指摘され最近その証拠が観測されています。加えて、磁気島のどこで輸送が減少しているのか、全域か、O点近傍か、磁気島周辺か、も計測の空間分解能の制限のため明らかになっていません。今後、磁気島内部の乱流計測等、更なる詳細計測が望まれます。

4.4 磁場トポロジーの可視化

これまで磁気島内部には入れ子状の磁気面が形成されている場合を考えてきました。磁気島内部の磁気面が壊れストキャステックになる場合があります。ストキャステックになった場合、やはり分布は平坦化します。これは輸送の増加のためと考えられますが入れ子状の磁気面を持った磁気島と区別することが困難です。

磁場のトポロジーを可視化する手法としてECHによる熱パルス変調実験が考案されました[9]。磁気軸近傍にECHモジュレーションを行い、磁気島を横切るような熱パルスを誘起します。そして熱パルスの遅れ時間を計測し、遅れ時間が同じ点は磁力線が繋がっていると考えます。図3に磁気島内に入れ子状の磁気面が形成されている場合のヒートパルスの遅れ時間の分布を示します。このように入れ子状の磁気面が形成されている場合は遅れ時間が磁気島内部で盛り上がりします。

この手法を用いてLHDにおいてわずかな磁気シアの変化により磁場トポロジーが遷移することが観測されました[10]。図4に示すように、弱磁気シアから中程度の磁気シアへと変化する過程で入れ子状の磁気面を持った磁気島からストキャステックな構造へと変化します。またこのストキャステック構造にも磁気島領域の一部分だけストキャステックになっている場合と全域でストキャステックになる場合と二通りあることが明らかになりました。

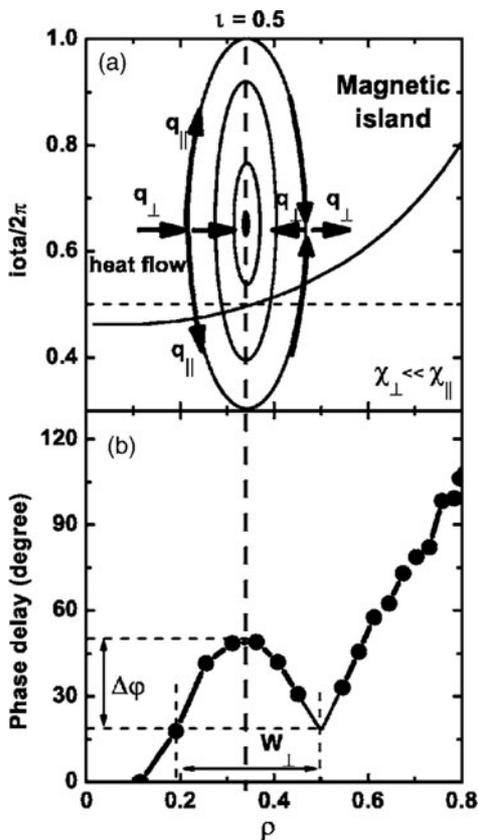


図3 磁気島を持つプラズマにて磁気軸近傍にECHモジュレーションを行った場合の(a)磁気島の熱の流れの模式図、(b)パルスの遅れ時間分布。磁気島の幅WとO点における遅延時間 $\Delta\phi$ が定義できる。(a)には回転変換分布も示している。[9]より転載。

DIII-DではRMPを印加した状態でECHモジュレーションを行いました。その際、図5に示すように、周辺の磁場トポロジーが自励振動することが発見されました[11]。これは入れ子状の磁気面を持つ磁気島内部の輸送(磁力線を横切る輸送)に二つの状態がありその状態間の遷移を繰り返していると解釈されています。これは磁場トポロジーと輸送との相互作用の結果と考えられています。自励振動のためには少なくとも二つのフィードバックループが必要です。磁気島の幅は磁力線を横切る輸送に影響され、RMP磁場の侵入は磁気島の温度に影響されます。このように輸送は磁場トポロジーに影響を与えます。磁場トポロジーから輸送へのフィードバックはまだ明らかにされていません。今後の研究が期待されます。

4.5 壊れた磁気島内部のプラズマ輸送

磁場トポロジーの可視化で述べた様にストキャステック磁場の影響を最も受けるのは電子の熱輸送と考えられ

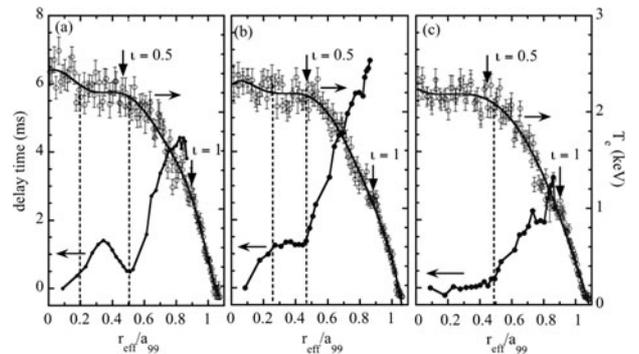


図4 磁場トポロジーの変化。電子温度とヒートパルスの遅れ時間の分布から $m/n = 2/1$ 有理面近傍 ($r_{eff}/a_{99} \sim 0.3$) に (a) 入れ子状の磁気面を持った磁気島、(b) 部分的ストキャステック構造、(c) 全域ストキャステック構造、が形成されている。[10]より転載。

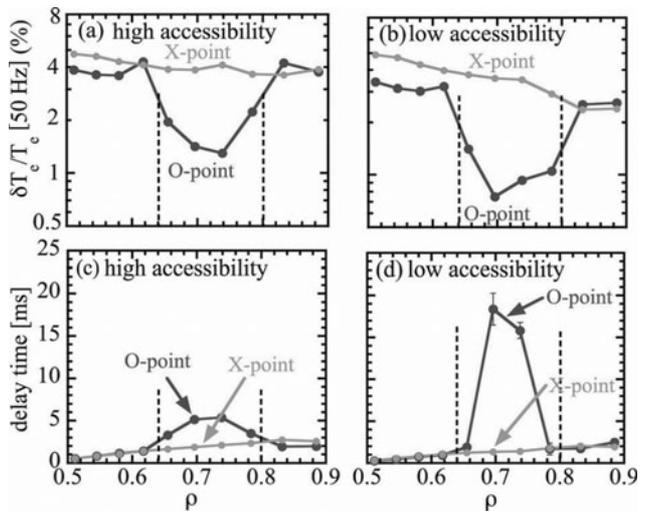


図5 二つの磁気島内輸送状態(ここでは high accessibility island, low accessibility island と呼ぶ)における (a) (b) ヒートパルス振幅、(c) (d) パルス遅れ時間。O点、X点近傍での観測結果を示している。Low accessibility island の場合、ヒートパルスはO点まで届きにくい。[11]より転載。

す。実際LHDの磁場トポロジー遷移において、遷移前は電子の熱伝導係数はイオンの熱伝導係数と同程度でしたが、遷移後10倍以上に大きくなりました[10]。更にストキャステック化で予想を超えるトロイダル流の減速を観測しました。トロイダル流はほぼ磁力線に平行方向の流れであるので少し減少する程度と予想されていましたが、その7倍強力な減衰作用があり、図6に示すように、トロイダル流はほぼ0になってしまいました[12]。減衰の機構も粘性によるものではなく、質的に異なる機構が働いたと考えられます。磁場の乱れが寄与していることは明らかですが、その基礎過程については更なる研究が必要です。

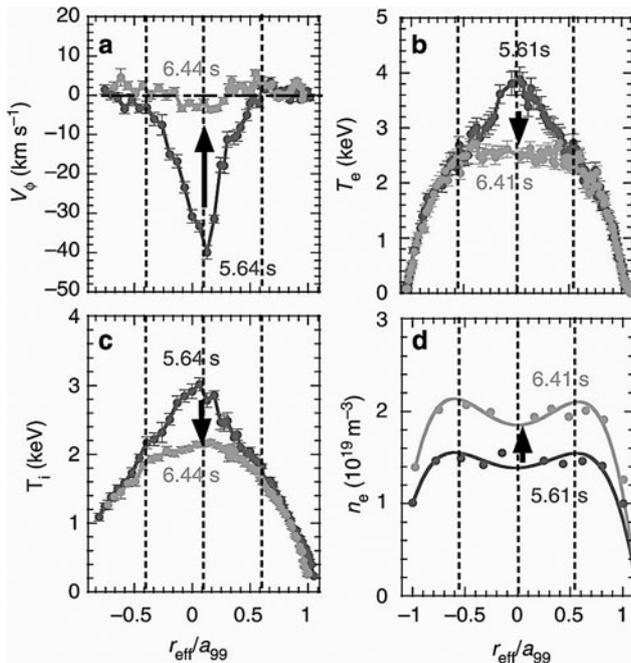


図6 ストキャステック化前 (5.64 s) 後 (5.64 s) における、(a)トロイダル流、(b)電子温度、(c)イオン温度、(d)電子密度、の径方向分布の変化。[12]より転載。

4.6 まとめ

磁気島はトラスプラズマ内に形成される孤立した系です。このため必ず界面が存在し、界面を通じてコアプラズマと相互作用します。その際、磁気島内のプラズマ輸送が重要になります。これまでの実験研究から磁気島内の輸送について以下のことがわかっています。

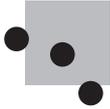
- (i) 磁気島内部の輸送状態は複数ある。
- (ii) 周囲を取り巻くプラズマの乱流輸送よりもかなり低減した輸送状態が存在する。
- (iii) 輸送と磁場トポロジーが結合する。

このような輸送の特徴はコアプラズマにも共通しており、磁気島内部輸送の理解はコアプラズマ輸送の理解にも通じます。しかし磁気島内部の輸送のモデリングはほとんどなされていません。また、磁気島内部の詳細計測も急務の課題といえます。

本章にまとめた研究成果の一部は九州大学応用力学研究所共同研究及びNIFS共同研究によってサポートされました。ここに感謝の意を表します。

参考文献

- [1] K. Narihara *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 135002 (2001).
- [2] P.C. de Vries *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, 439 (1997).
- [3] F. Auriemma *et al.*, submitted to Nucl. Fusion (2018).
- [4] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 015002 (2002).
- [5] A. Weller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2303 (1987).
- [6] P.C. de Vries *et al.*, Nucl. Fusion **37**, 1641 (1997).
- [7] S. Inagaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 055002 (2004).
- [8] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 065001 (2012).
- [9] M. Yakovlev *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 092506 (2005).
- [10] K. Ida *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 014036 (2015).
- [11] K. Ida *et al.*, Sci. Rep. **5**, 16165 (2015).
- [12] K. Ida *et al.*, Nat. Commun. **6**, 5816 (2015).



小特集 プラズマが作る磁場トポロジー：磁気島とプラズモイド

5. リコネクションにおけるプラズモイド

5. Plasmoid at Magnetic Reconnection

小野 靖, 田辺 博士

ONO Yasushi and TANABE Hiroshi

東京大学大学院新領域創成科学研究科

(原稿受付：2018年5月21日)

磁気リコネクションが形成する電流シートには、内外の要因でプラズモイドと呼ばれる磁気島が形成される場合がある。物理的な興味は、1)プラズモイドの発生物理、2)プラズモイドがリコネクション速度に与える影響、3)同じくリコネクション加速・加熱に与える影響等である。この解説では観測、実験、理論の連携で急進しているリコネクション物理におけるプラズモイドの面白さを見ていこう。

Keywords:

plasmoid, magnetic island, formation, ejection, intermittent reconnection, impulsive reconnection, tearing, pileup, external field index, Reynolds number

5.1 プラズモイドの発展プロセス

磁気リコネクション現象は高導電率のプラズマ中で反平行の磁力線が接近して、X状に交わりつなぎ変わる現象である。反平行の磁力線が接近すれば、磁気中性線(点)付近にシート状の電流、所謂電流シートが形成される。閉じた磁気島=プラズモイド(O点)が登場するのは、この電流シートおよびリコネクション点(X点)の周辺で、図1のように内外要因で発生し、色々な発展をすることが知られている[1]。標準的なSweet-Parkerモデルで記載すれば基本的に図1(a)のようにインフローと共に左右から近づく反平行磁場の間に薄い電流シートが形成され、つなぎ変わった磁力線は上下に排出される。磁気レイノルズ数 S が 10^4 を超えると電流シートはティアリングモードに不安定となり[例えば2-4]、内部には電流シートの長さが長いほど多くの磁気島が形成される。電流シートも磁気島(O点)も同方向の電流が流れているため互いに引き合い、2次的なリコネクションを伴って磁気島同士の合体(Coalescence不安定)によって1つにまとまり(図1(d))さらにこれは電流シートの長さ方向に不安定のため、電流シート外に放出される(図1(d))。その後の発展は巨視的磁場構造による。

リコネクションはX点周辺だけを切り取ったスラブモデルで議論されるが、磁力線は必ず閉じるので実際は磁力管の合体と分裂である。2本の磁力管の合体で考えると、図2に示すように磁力管を(a)pushするか、(b)pullするか2種類が考えられるが、前者では電流シートの電流の向きが合体する磁力管の電流の向きと逆、後者は同方向である。電流シートで形成される閉じた磁気島は前者では電流シート内でしか存在し得ないが、後者は合体する磁力管と

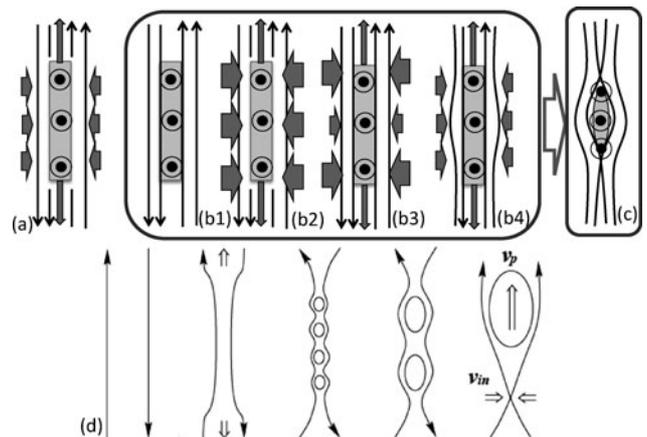


図1 (a)反平行の磁力線の接近によるリコネクションと(c)プラズモイドの生成に結びつく4ケース:(b1)フロー零のハリス解で条件を満たす場合、(b2)アウトフローに比べてインフローが過大な場合、(b3)フローに偏りのある場合、(b4)外部磁場に偏りのある場合、(d)プラズモイド生成から合体、放出まで[1]。

ともに生き残るため、巨視的な磁場配位に発展する可能性がある。太陽コロナのリコネクションでも後者は(b')のMasuda Flare[5]と呼ばれ、大きなプラズモイドになって成長・放出されるのに対して、前者の例は(a)の浮上するコロナと外部磁場のリコネクションであり、電流シート内でBrobと呼ばれるプラズマの塊の形成(プラズモイド)となるが、その後の成長はない。

この過程でプラズモイドはリコネクションを(準)定常型から間欠型、さらに激しいとインパルス型、爆発型に姿を変え、リコネクション速度を変えるのは勿論、リコネクションがつかさどる磁場から運動・熱エネルギーへのエネ

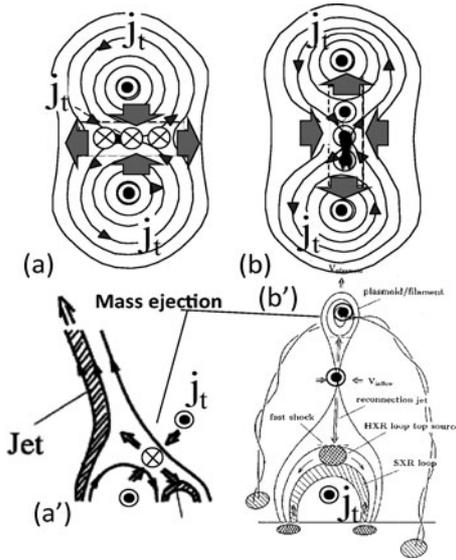


図2 (a) (b) 2つの磁力管による2種類のリコネクションと(a') (b')それらに対応する太陽コロナのリコネクションとプラズモイドの成長の違い。

ルギー変換を変えていくことになる。

5.2 プラズモイド生成条件

電流シート内のプラズモイド生成機構は複数存在し、図1 (b1) - (b4) に典型例を示す。

5.2.1 静的生成と動的生成

静的近似として、図1 (b1) のように大胆にフロー無を仮定した電流シート=ハリス解のティアリング安定性を考察すると、 $S > 10^4$ でティアリング不安定によりプラズモイド形成される領域に入ることが知られており、これを含む要素が図3のようにPhase diagramとしてまとめられている[6]。前述の $S > 10^4$ は磁気島生成の境界であり、しかもシート長さがある程度無いと成長しない。一般に高磁気レイノルズ数 (高 S)、長いシート長 (高 λ) になるほど多くのプラズモイドが現れることになり、プリンストン大学の新装置 Flare はこれに基づいて建設中である[6]。

これに対し、フローが本質的な役割を果たすのが動的生成である。リコネクションはプラズマのインフロー束 uL を受けて、アウトフロー束 δV_{out} を排出している。Sweet-Parker など定常モデルでは両者はバランスすると仮定するが、外部からインフローを増やしていくと $uL > \delta V_{out}$ となる。図4 左(b) のように $uL > \delta V_{out}$ の場合はプラズマが電流シートにパイルアップし、蓄積によってプラズモイドが成長する。最後は成長したプラズモイドが図4 (b) の中央の濃い色で示す電流シートが放出されて $uL < \delta V_{out}$ となる。インフローが遅いと、図4 (a) のように $uL \sim \delta V_{out}$ となって電流シートが形状変化しないリコネクションと好対照である[7]。

図5 に太陽コロナの X 線観測を示すが、電流シートにプラズモイドらしき Brob が並んでいる。ティアリング不安定による生成のようにも見え、Brob は合体しながら、下流に飛ばされていくことがわかり、図1 (d) の様子とよく似ている[8]。

5.2.2 外部要因によるプラズモイド生成

プラズモイドは、磁場の不均一や外部駆動されるインフローの不均一があると比較的簡単に生成できる。図1 (a) で仮定した長く均一な反平行磁力線は実験でも観測でも現実のプラズマではあまり存在せず、通常、インフローにも磁場にも不均一性がある。不均一性のあるリコネクション室内実験の多くには Brob がみえる[9]。

逆に図1 (b3) (b4) のように、電流シートに不均一のインフローや磁場磁場を印加すれば、低磁気レイノルズ数でも簡単にプラズモイドが得られる。トカマクの周辺部にコイ

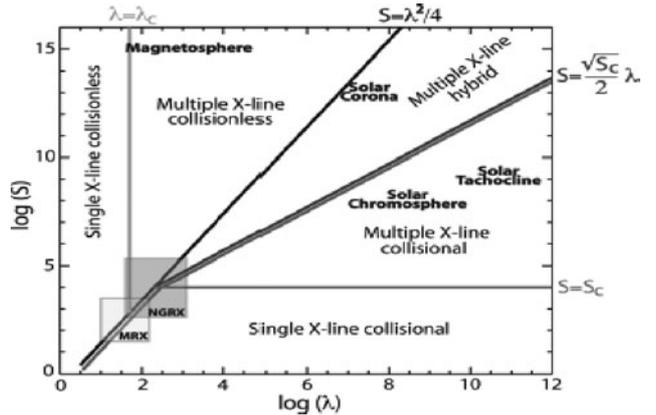


図3 プラズモイド出現を予測するダイアグラム (λ : 電流シート長/イオンスキン長, S : そのLindquist数, ティアリングモードの安定限界 $S_c = 10^4$, 2次プラズモイド発生限界寸法 $\lambda_c = 50$) [6]。

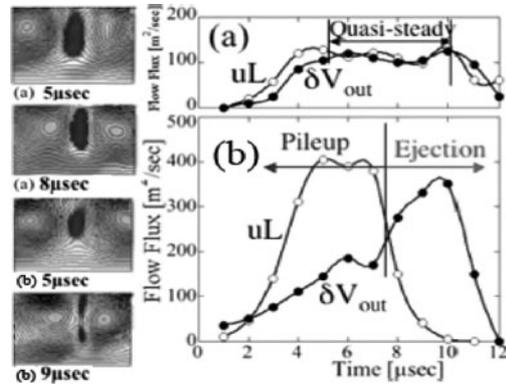


図4 TS-3 実験の (a) 低インフロー、(b) 高インフローの場合のインフロー uL とアウトフロー δL の比較 (右)、対応する電流密度 (中央の濃い部分は負、周辺のグレー領域は正に対応する) と磁気面分布の比較 (左)[7]。



図5 太陽コロナの軟 X 線カメラ計測による電流シートに現れた Brob とその位置の時間変化[8]。

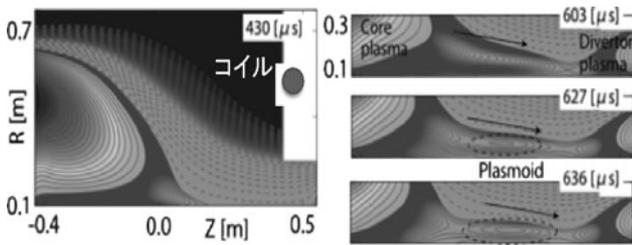


図6 TS-4トカマク実験の push コイルを使ったプラズモイドの人為的生成 (2次元磁気プローブ計測によるポロイダル磁気面) [9].

ル磁場の不均一印加でプラズモイドを人為的に形成し、核融合炉の粒子排出に利用する実験も行われた[10]。図4はそのプロセスを2次元磁気プローブで直接磁気計測した例である。Push コイルで平衡磁場の強い部分を作る一方で左のトカマクプラズマはオーム加熱コイルの誘導で磁束を増やしており、増大する磁気圧のために常に広がり続けている。トカマクの磁気面が広がってコイルで平衡磁場の強い部分を通れば、その先の平衡磁場の弱い部分に向けて大きく磁気面が広がり、同時に平衡磁場の強い部分にX点が発生し、プラズモイド(閉じた磁気面)が形成される。この平衡磁場の強弱の条件によっては一定の磁束を持つプラズモイドが断続的に形成され、切り離されて放出されるのがわかる[10]。

5.3 プラズモイドとリコネクション速度

生成されたプラズモイドが電流シートから排出される際、リコネクション速度が急増する点は実験、観測、シミュレーションでほぼ一致している[10-13]。質量保存則だけで考えても、インフロー速度 V_{in} 、プラズモイド速度 V_p 、その幅 D_p 、インフロー幅 L_{in} として、 $V_{in} = (D_p/L_{in})V_p$ なので、プラズモイドが放出されれば、その大きな粒子排出効果でリコネクション速度 V_{in} が急増する。さらにアウトフローの増加が更なるプラズモイドの加速を生み、さらなるリコネクション速度の増加を生むとの見積もある[1]。

初期にこの関係を明らかにしたのが、Masuda-Typeの太陽フレアの観測である[1, 5]。図7にプラズモイドの位置Zと硬X線の時間発展を示す。硬X線は高いリコネクション電場による粒子加速の結果と考え、その時期はプラズモイドが最も大きく加速される時期に一致していることがわかる[1]。コロナ質量噴出(CME)速度と軟X線信号、さらに硬X線信号にはこの他にも高い相関が観測されており[14-16]、粒子排出効果とリコネクション速度 V_{in} 増加の相関が示唆される。

この現象に対応する室内実験は東京大学TS-4実験[10]、プリンストン大学MRX[11]、ウィスコンシン大学[12]で行われている。TS-4実験に現れたプラズモイドの位置Z、速度V、加速度 dV/dt 、リコネクション電界 E_t 、実効抵抗値 η の時間変化を図8(a)、(b)でその磁気面を示す。こちらはリコネクション電場 E_t が最大化する時期とプラズモイドの加速度 dV/dt の最大化が概ね一致することがわかる[10]。プラズモイドの加速度が最大になるのは、X

点のプラズモイドに印加される加速力が最大となるからで、これは電流シート内の圧力、即ちインフロー駆動力の最大化を意味しており、外部駆動型リコネクションの場合、リコネクション電場 E_t が最大になることは説明がつく。また、室内実験ではこの近似は、プラズモイドの放出される先の磁気圧が小さい場合に限られることもわかってきた。即ち、電流シート内圧力がプラズモイドに印加されても、その先の加速経路に大きな磁気圧があると、プラズモイドの慣性が受け持つエネルギーはごく一部となるためといえる。この場合、加速が非線形的に増大するリコネクションに結びつくことはない[10]。

スラブモデルを用いたりリコネクションモデルの計算機シミュレーションでもプラズモイド生成が多く見られる。例えば、図9(a)(b)と(c)のように、それぞれ粒子コードやMHDコードでプラズモイド放出の位置、速度、加速度とリコネクション電場の関係を確認することができる[10]。

5.4 プラズモイドとエネルギー変換現象

プラズモイド放出は、定常リコネクションを間欠・インパルスリコネクションに変えるので、エネルギー放出、所謂加熱、加速もプラズモイドに蓄積され・成長するパイラップ期は小さく、プラズモイド放出期にインパルスの

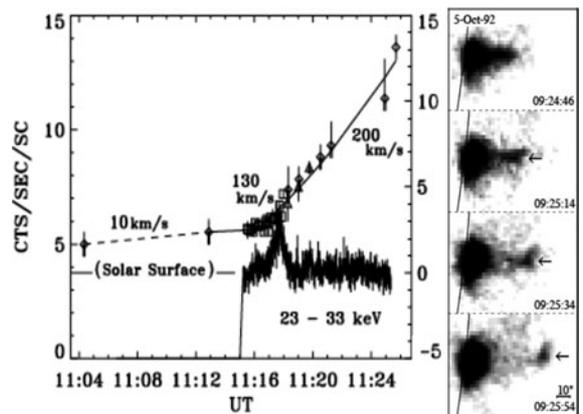


図7 太陽フレアの際に発生するプラズモイドの位置と硬X線強度の時間変化とその過程の軟X線画像[1]。

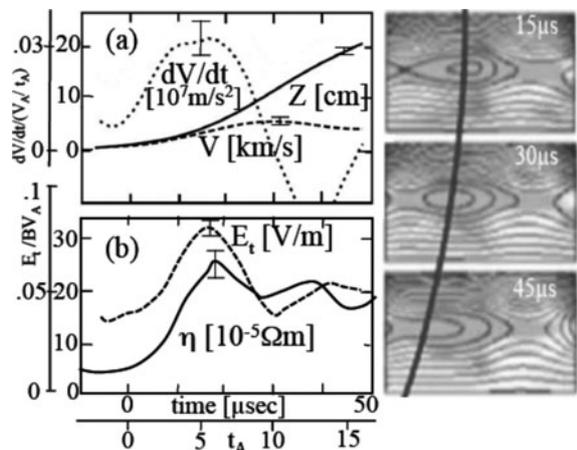


図8 (a)TS-4実験に現れたプラズモイドの位置Z、速度V、加速度 dV/dt 、(b)リコネクション電界 E_t 、実効抵抗率 η の時間変化とその過程の磁気面[10]。

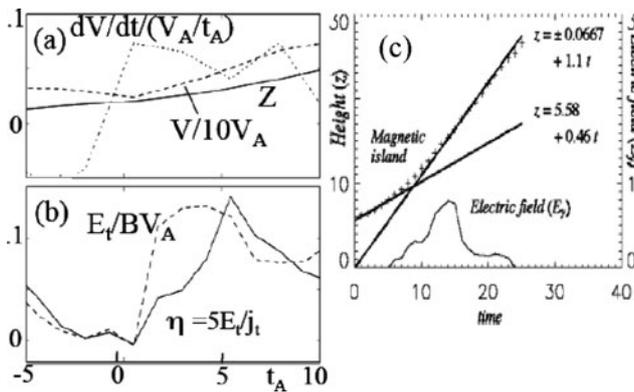


図9 (a)粒子シミュレーションによるプラズモイドの位置 Z と速度 V 、加速度 dV/dt 、(b)リコネクション電界 E_t 、実効抵抗率 η の時間変化、(c)MHD シミュレーションによる同様の变化[1.10].

大きくなる. 図10(a)にパイルアップ期の合体・リコネクション率, (b)に合体加熱によるイオン温度上昇がガイド磁場を高めるほど弱まる様子を示す. しかし, パイルアップ期に成長したプラズモイドが放出されると, 一気にリコネクション速度もイオン温度も急増し, 放出期を考えるとガイド磁場依存性がかなり弱まることになる[7, 17]. プラズモイド内部を考えても, 図11左(a) (b) (c)のように合体を繰り返して粒子を加速しながら, 加速された粒子を閉じ込めながら大きく成長し, かつ断熱圧縮も加わるので, バルク加熱に貢献すると考えられている.

バルク加熱の一方で, プラズモイドは少数ではあるが高エネルギー粒子生成に貢献すると考えられている. 図11中央のフェルミ加速で加速される場合, 磁気雲(荷電粒子の散乱体)とランダムに衝突することで, 衝突する毎に平均的に $\Delta E/E \approx (V_c/c)^2$ 程度の2次のオーダーのゆっくりとした加速をもつものに対し, 図11右プラズモイドが一列に並んで, 各々の間にアルヴェン速度に達するアウトフローのあるリコネクションがあると荷電粒子は磁気島の外側に向かって高エネルギー粒子を放出するので磁気島の外側では高エネルギー粒子がX点を渡り歩く. X点付近ではアルヴェン速度をもつジェットとの正面衝突となるので, 加速効率が著しく向上し, $\Delta E/E \approx (V_A/c)$ 程度の1次のオーダーとなるため, 加速効率が大きく増すと考えられる[18].

5.5 まとめ

以上, 限られた紙面でリコネクションをとりまくプラズモイド=磁気島の実験・観測・理論について身近な例を用いて紹介してきた. 他分野の磁気島との比較のため, 磁場構造をやや詳しく述べた後, 一様に長い電流シートが作るティアリング不安定の発生で説明する静的生成, インフローとアウトフロー差に起因するパイルアップで生成する動的生成に, 再結合磁場やフローの非一様性に起因する生成が組み合わされていることを述べた. プラズモイドは生成期にプラズマをパイルアップするため, リコネクション速度を低く抑制し, 一方, 放出期には一気に速度をあげ, リコネクション自体を間欠型, 或いはインパルス型, 爆発

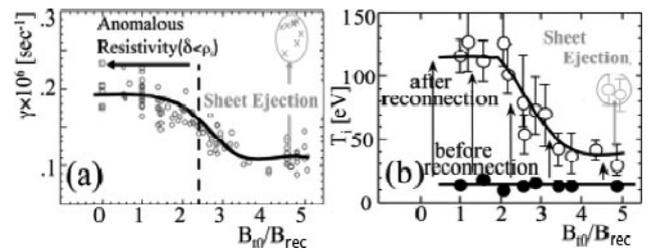


図10 TS-3 実験の (a)合体成長率, (b)合体前後のイオン温度のガイド磁場依存性 (パイルアップ期) とプラズモイド放出期の合体成長率, イオン温度の急増[7].

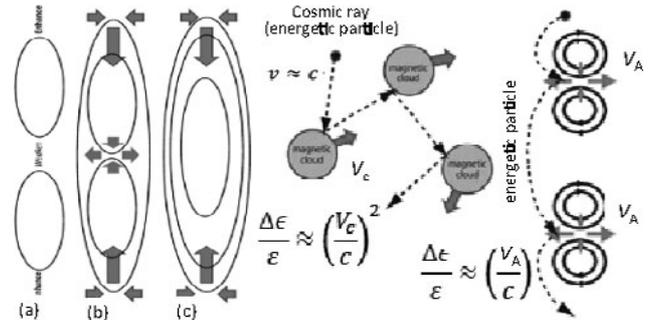


図11 一列に並ぶプラズモイド間のリコネクションによる加速加熱 (左(a) (b) (c)), フェルミ粒子加速 (中) とX点を経由するリコネクション加速 (右)[18].

型に変化させる. この際のエネルギー変換, 即ち加速・加熱も大きく変化し, やはりプラズモイド放出とともにインパルス的に増える点を見てきた. また, プラズモイドは合体を繰り返して, 加速されたイオンを閉じ込め, 圧縮する効果もあり, 加熱に貢献するほか, 磁気島の0点とX点が並ぶ構造は高エネルギー粒子の加速効率が優れているとの理論解析にも言及した. リコネクション研究は, 実験・観測・理論の連携が最も進んだ研究領域でもあり, 緊密な連携を生かして生成問題, 加熱問題を解きながら, 非熱的粒子加速に徐々に焦点が移っていくものと考えられる.

参考文献

- [1] K. Shibata and S. Tanuma, *Earth Planets Space* **53**, 473 (2001).
- [2] R. Samtaney *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 105004 (2009).
- [3] N. Loureiro *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **399**, 146 (2009).
- [4] Y.M. Huang *et al.*, *Phys. Plasmas* **17**, 062104 (2010).
- [5] S. Masuda *et al.*, *Nature* **371**, 495 (1994).
- [6] H. Ji *et al.*, *Phys. Plasmas* **18**, 111207 (2011).
- [7] Y. Ono *et al.*, *Phys. Plasmas* **18**, 111213 (2011).
- [8] S. Takasao *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **745**: L6, (2012).
- [9] S. Inoue *et al.*, *Fusion Energy* 2012 PD/P8-17 (7pp), (2012).
- [10] Y. Ono *et al.*, *Fusion Energy* 2014 PD/P5-5 (7pp), (2014).
- [11] J. Jara-Almonte *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 095001 (2016).
- [12] J. Olson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 255001 (2016).
- [13] L. G. Suttle *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 225001 (2016).
- [14] W. M. Neupert *et al.*, *J. Geophys. Res.* **106**, 25215 (2001).
- [15] J. Zhang *et al.*, *Astrophys. J.* **559**, 452 (2001).
- [16] M. Temmer *et al.*, *Astrophys. J.* **673**, L95 (2008).
- [17] Y. Ono *et al.*, *to be published in Fusion Energy* (2018).
- [18] M. Hoshino, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 135003 (2012).



小特集 プラズマが作る磁場トポロジー：磁気島とプラズモイド

6. 太陽フレアにおけるプラズモイド

6. Plasmoids in Solar Flares

高 棹 真 介

TAKASAO Shinsuke

名古屋大学大学院理学研究科

(原稿受付：2018年5月21日)

太陽フレアは磁気リコネクションで駆動される太陽系最大の爆発現象として知られ、プラズマ物理・宇宙物理の両面から長年注目され続けている。太陽フレアは磁気リコネクションで駆動されていると信じられており、そのような観測的証拠も数多く見つかっている。しかし磁気リコネクションが起きる空間スケールは太陽フレアのスケールに比べて桁も小さく観測的理解も不十分であるため、フレアの駆動エンジンの物理は未だ理解されていない点が多い。近年の理論・観測の進展によりリコネクション領域は乱流的になっていることが示唆されてきた。その乱流の担い手となりうるプラズモイドと呼ばれる構造の形成・運動が現在盛んに研究されている。本章では筆者の観測的研究を中心に、太陽フレアにおけるプラズモイド研究の現状を紹介する。

Keywords:

MHD, solar physics, magnetic reconnection, plasmoids, particle acceleration

6.1 太陽コロナと太陽フレア

太陽大気は約6千Kの光球の上空に1万K程度の弱電離プラズマからなる彩層、そして100万Kの完全電離プラズマであるコロナからなっている。太陽フレアはこのコロナで発生する「超高温(数千万K)プラズマ生成を伴う爆発現象」として定義され、空間スケール1-10万kmにおいて 10^{22-25} Jもの莫大なエネルギーを、わずか 10^3-4 sという短い時間スケールで解放する現象である。

はじめに太陽フレアの発生現場である太陽コロナの物理状態について軽く触れておく。高温なコロナは完全電離プラズマとなっており、太陽フレア程度の空間スケールではイオンと電子が概ねよくカップルして磁気流体近似、さらには1流体近似が成り立っていると仮定されることが多い。観測からも2体衝突の結果生じる極端紫外線(EUV)やX線の輝線放射がコロナから放射されているため、粒子間の衝突が実際に起きていることが確認できている。太陽フレアのように温度が非常に高くなると粒子間の衝突時間が長くなるため、場合によってはイオンと電子をそれぞれ別に扱う必要があるが、ここではその詳細に立ち入らないことにする。

太陽フレアのタイムスケールについても見ておきたい。磁気流体現象の時間スケールを特徴付ける重要な速度としてAlfven速度がある。Alfven速度 V_A が決めるAlfven時間スケール t_A を太陽コロナで見積もってみると

$$t_A = \frac{L}{V_A} = 10s \left(\frac{L}{10^7 m} \right) \left(\frac{V_A}{10^6 m/s} \right)^{-1}$$

となる。太陽フレアの時間スケールは 10^2-10^4 秒程度となっており、多くのフレアで一声 $10-100t_A$ とかける[1]。

6.2 太陽フレアモデルと太陽フレア観測

太陽フレアは磁気リコネクションによって駆動されることが多くの観測事実から支持されている。とは言え現在の撮像観測による空間分解能は、例えば広く用いられているSolar Dynamics Observatory/Atmospheric Imaging Assembly (SDO/AIA)によるEUV観測を考えると太陽面上で約880kmである。これはコロナにおけるイオンのラーモア長(約1m)といった運動論的空間スケールより遥かに大きいため、リコネクション領域を直接空間分解して観測することは到底できていない。したがって、磁気リコネクションの結果生じる観測可能な現象を予想して、それを間接的証拠として集めていくという研究スタイルが広く取られている。

図1をもとに太陽フレアのリコネクションモデルを概観していきたい([2]も参照)。(1)-(4)は時系列の順に並んでいる。太陽内部で生成された磁場が星表面上に浮上して黒点が形成されると、黒点同士は磁力線でつながっているためその上空で(1)のような磁力線のアーケード(磁気ループと慣習的に呼んでいる)ができる。足元の黒点は時折回転やシア運動を示す。それによって上空にポインティングフラックスの形で磁気エネルギーが運ばれ、磁気ループのシア・ねじれという形で自由磁気エネルギーが溜まっていく。磁気エネルギーが増えると磁気圧の上昇に伴い磁気ループは膨張するが、その際に(2)に示すような磁場の

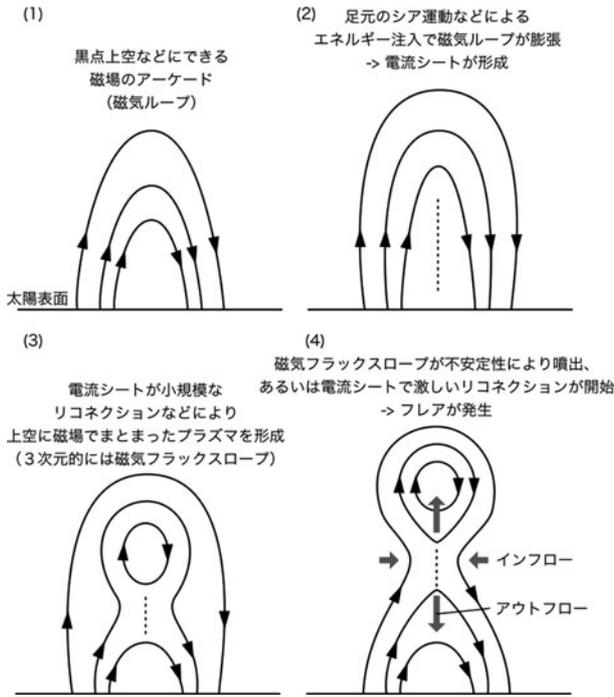


図1 太陽フレアの標準モデル (1-4は時系列順)。

反平行成分が電流シートを形成していく。この電流シートではリコネクションが生じやすく、フレアにつながるまでも小規模なリコネクションが繰り返し起き、(3)に示すような磁場でまとまったプラズマ塊を形成していく。このようなプラズマ塊をプラズモイドと呼ぶ。この図は2次元ののだが実際には奥行き方向にも磁力線が走っており、観測的にはプロミネンスと呼ばれる構造が対応する。このプラズモイド下の電流シートが薄くなり、何らかの原因で激しいリコネクションが開始すると蓄えられた磁気エネルギーが一気に解放され太陽フレアが発生する。プラズモイドが何らかの磁気流体不安定性によって噴出しても同様にリコネクションがその下で駆動されフレアにつながる。このリコネクション領域に向かう流れをインフロー、流出する流れをアウトフローと呼ぶ。アウトフローは磁気エネルギーの熱化によって高温になるため、リコネクションの結果足元には高温の磁気ループ (フレアループと呼ぶ) が形成される。

太陽フレアの標準モデルの観測的検証には日本が多大な貢献をしてきた。日本の太陽観測衛星「ようこう」によるX線撮像観測が尖ったフレアループを発見し、リコネクション説が一気に支持されるようになった[3,4]。リコネクションインフローはEUV撮像観測によって初めて発見され[5]、その後もインフロー・アウトフローはEUV分光観測によるドップラー観測によってより確かなものとされた[6]。

6.3 太陽フレアとプラズモイド

ここまで太陽フレアのリコネクションモデルが成功しているという話をしたが、定量的に十分説明がついていない根本的問題が残っている。その1つは、磁場の拡散スケールである運動論的スケールと太陽フレアの7桁以上もあるス

ケールギャップがどのようにつながっているのかという疑問である。太陽コロナにおける Spitzer 磁気拡散係数 ($10 \text{ m}^2/\text{s}$) と太陽フレアのスケール (10^8 m) で磁気拡散時間を見積もるとおおよそ3000万年となり、とても太陽フレアの時間スケールを説明できない。高速化するに磁気拡散係数を高めるか空間スケールを小さくするかが必要で、磁気拡散を波動・粒子相互作用のような運動論的効果で高めるか、何らかの形で小さな構造を作っていくという2つが考えられた。前者はリコネクションが起きる電流シートの厚みが運動論的長さスケールになった時に期待できるが、実験から磁気拡散係数の上昇は上記のギャップを埋めることはできないと言われている。したがって小さな空間構造を作るプロセスが太陽フレア発生の物理の肝であることがわかる。

小さな構造を作る物理として注目されているのは乱流である。太陽コロナは磁気拡散係数が小さく、高い Lundquist 数 (10^{13} 程度) を持つ。同様にして粘性係数も小さくレイノルズ数も非常に大きい。したがって太陽コロナは乱流が発達しやすい環境であると言える。では、磁気リコネクションが起きる領域 (つまり電流シート) でどのように乱流が発達するのか、そしてその結果どのような構造を取るのだろうか？

薄くて長い電流シートは不安定化して分裂することが1960年代から知られていた[7]。プラズマの背景流がない場合におけるこの不安定性はテリング不安定性と呼ばれ、Sweet-Parke 型の電流シートにおけるものはプラズモイド不安定性と呼ばれる[8]。

このような電流シートの不安定性をシミュレーションで詳細に調べられるようになったのは2000年代に入ってからであった。Shibata & Tanuma[9]は一度分裂した電流シートがさらに分裂をする様子を発見した。そしてこれをきっかけに、電流シートの分裂が繰り返しフラクタル的に起こることによってどんどん薄くて短い電流シートが形成され、ついには運動論的スケールに到達して高速リコネクションが駆動されるという「フラクタルリコネクション」の考えを提案した。この考えはプラズモイドがフラクタル的に形成されてフレアと運動論的スケールを接続し、高速なリコネクションを引き起こせる有力な考えとして広く議論されてきており、支持するシミュレーション結果も多く存在する[10]。

上と異なる考えとして、磁気流体乱流の引き起こす乱流拡散を考慮した乱流リコネクションモデルがある[11]。電流シート中に励起された乱流が無数の小規模なリコネクションを繰り返すことで高速なリコネクションが駆動できるというものだ。このモデルは乱流の起源について明確なことが言えていない点をよく指摘されているが (リコネクションが始まれば Kelvin-Helmholtz 不安定性を通じて乱流が起きると議論もあるが[12]、そもそものリコネクションが起きるような薄い電流シートの形成起源に答えが与えられていない)、乱流理論・乱流拡散理論に基づいたモデルでありシミュレーション結果の物理量依存性等をよく説明する[12]。

リコネクションの速さを特徴付けるリコネクション率(単位時間あたりにつなぎ変わる磁束量)という量がある。この2つのモデルをリコネクション率の観点で比較してみると、フラクタルリコネクションの方はプラズモイドのサイズと噴出速度がリコネクション率の決定に重要だと考えられているのに対し(後述)、乱流リコネクションの方はプラズモイドのようなコヒーレント構造を必要とせず、リコネクション率が乱流の強度によって決まる。どちらのモデルも速度のパワースペクトル等がべき分布を取るため[10,12]乱流リコネクションと一括りに言っても良いかもしれないが、この点の違いには注意されたい。

実際の太陽フレアではどのような構造が現れるのだろうか? 未だ明確な答えは導き出されていないが、筆者は太陽フレアにおいて電流シート内でのプラズモイドの出現・合体・噴出の過程を初めて撮像観測において発見した。以下ではその研究[13,14]について紹介したい。

6.4 撮像観測によるプラズモイドの発見

筆者はEUV撮像観測衛星SDO/AIAを用いて、構造が標準モデルでよく理解できる太陽フレアを解析した。この衛星は太陽全面を常時多波長で高空間分解能で観測するという驚異的能力を持ち、このデータの中から新しい構造がみえる期待があった。図2(a)上に今回ご紹介する太陽フレアの131Å(1000万度と高温なプラズマに感度あり)で見た画像を載せている。通常、太陽フレアを観測すると足元に高温のフレアループが見えるが、このフレアでも見えている。図2(b)上に推測される磁場構造を描いている。ここではフレアループの上空に電流シートとリコネクションインフロー・アウトフローが描かれているが、撮像観測データ中の構造の動きを追うことでインフロー・アウトフロー両者が確かに存在することを確認している。ここまでは過去のフレア観測とも整合的でありリコネクションモデルの予想の範囲内である。

しかしこの太陽フレアはさらに興味深い構造を示していた。それは電流シートに対応しそうな場所に直線的に明るく輝く構造である。通常感覚では太陽フレアの電流シートは観測できないほど極めて薄くなっており(繰り返しになるが観測の分解能は1000km弱、運動論的スケールは100m)、観測画像中では見えなどしなないと考えられてき

た。実際それまでの観測でもそのような構造は見えていない。しかしここでははっきり見えてしまっているのである。このフレアでは何か特別な理由(乱流で分厚くなった、密度が偶々高かった、等)で電流シート構造が見えやすい状況になっている、そう解釈して筆者はこの直線構造の時間発展を詳細に解析した。

その結果、電流シート状の構造の中で明るいプロブ状の構造が複数出現しては互いに合体し、ある時は太陽面に向かって、またある時は太陽面から遠ざかる向きに噴出していく様子を捉えることに成功した。図2(a)下に合体直前の3つのプロブが見えている時の193Åでの画像を示している(図2(b)下はその解釈)。この結果は電流シートが分裂してプラズモイドを作っているというシナリオに極めて整合的に見える。ただし注意として、一般に太陽コロナの磁場ベクトル情報を得ることは極めて困難であり今回もプロブの磁場を測定できていない。しかし、複数の波長でプラズモイド状の構造は明確に見え、かつ合体したりフレアループにぶつかる急減速を示したりと単なる見かけの構造ではなくプラズモイドらしい振る舞いを見せていた。したがって以下ではプロブ構造をプラズモイドと仮定して話を進めていく。

プラズモイドの運動はリコネクション率を高める役割があると言われている。プラズモイドが電流シート中を移動するとその空いた空間を埋めるために電流シートに向かう強いインフローを駆動する。リコネクション率はインフロー速度に比例するため、これがプラズモイドはリコネクションを高速化するという所以である。現状の観測装置はプラズモイド周りの流れを捉えるほどの能力がないのでこのシナリオの直接検証はできないが、プラズモイドの出現・消滅とリコネクション率の関係なら観測的に調べることができる。筆者はこれを調べることにした。

リコネクション率には様々な見積り方法があるが、今回用いた見積り方法は観測されたインフロー・アウトフローの速度から無次元化されたリコネクション率を推定するというものである。ここで用いている仮定はアウトフロー速度がAlfvén速度と同程度というもので、(リコネクション率) = (インフロー速度)/(Alfvén速度) ~ (インフロー速度)/(アウトフロー速度)である。アウトフロー速度は電流シート方向に動くプラズモイドの見かけの速度から求めている。すると、アウトフロー速度はほとんど時間変化しなかったのに対し、インフロー速度はプラズモイドが見えている時に比べ消失した時間帯では有意に小さくなっていることがわかった。つまり、リコネクション率はプラズモイドが消失すると下がっていたのである。このことからプラズモイドがリコネクションを高速化しているという示唆が得られたのである。

太陽フレアの電流シート中におけるプラズモイドの形成・噴出の発見に次いで、彩層中のより小さい爆発現象でも同様のプラズモイド形成・噴出が発見されている[15]。このことはプラズモイド形成が普遍的な現象だと示唆しているように見える。

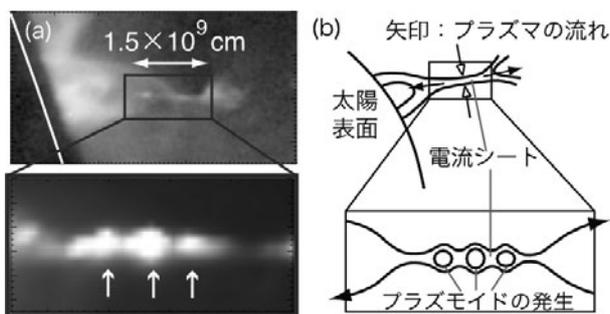


図2 左はSDO/AIAの131Å(上)と193Å(下)の画像。このフレアは太陽の右端あたりで発生した。右はその画像から推測された磁力線構造。

6.5 プラズモイドと電子加速の関係

このフレアでは電子加速の兆候も見られていた。一般に太陽フレアで生じる非熱的電子のエネルギーはおよそ10–100 keVと若干相対論的になっている程度で、そのような電子が磁場の周りを旋回運動する際には電波波長帯(周波数でいうとGHz程度)で gyrosynchrotron 放射を出す。筆者は野辺山電波ヘリオグラフという電波干渉計による34 GHzの撮像画像データを解析し、EUV撮像画像で見つかったプラズモイドの運動と電子加速の対応づけを試みた。

EUV画像に電波画像のコントアを重ねたものが図3である。図2では3つのプラズモイドが電流シートで形成されている様子をお見せしたが、図3ではその3つが合体して大きなプラズモイドを形成し(P13と名付けられている)、その後太陽に向かう方向に移動して(図3左上)フレアループと衝突している様子(図3左下)が示されている。この図からプラズモイドがフレアループに衝突した時に強い電波放射がでていることがわかる。つまりフレアループに衝突したプラズモイドが電子加速を引き起こしたことを示しているのである。このようなプラズモイドの形成・合体・噴出、そして電子加速に至るまでを1つのイベントで追うことに成功した例は本研究[14]以外に他にない(噴出と電子加速の関係については[16])。

電子加速の兆候は他のプラズモイドに対しても観測され、1.プラズモイドの急激な噴出、2.電流シートにおけるプラズモイド同士の合体、3.プラズモイドのフレアループとの衝突、の3つのケースで強い電波放射が出ていることがわかった。この観測だけから電子加速過程を決定づけることはできないものの、これまで提案されてきたプラズモイドによる電子加速過程の多くを支持するものであり、今後同種のイベントの詳細解析が望まれる。

6.6 まとめ

本章では太陽大気と太陽フレアの概観から始めて太陽フレアのリコネクションモデルが抱える問題点、スケールギャップ問題をご紹介し、それにまつわる理論モデルの概説と筆者らによる観測的理解の進展について述べた。近年フラクタルリコネクションの考えにも進展が見られているように[17]、我々の理解は未だ発展途上である。プラズモイドは太陽フレアのスケールギャップ問題と粒子加速問題の両方の解決に重要であり、さらにこの2つの問題解決にはマイクロとマクロのつながりの理解が必須である。そのためプラズマ物理と宇宙物理の両研究者が乱流的なりコネクションの物理をテーマに協力することは大きな成果につな

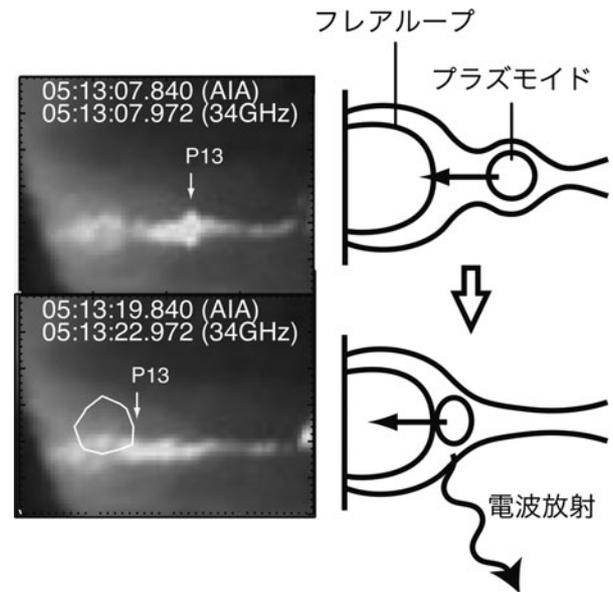


図3 プラズモイドがフレアループに衝突して電波放射が出ていることを示す図。左はSDO/AIAによる193Aの画像(2枚の画像の時間差は12秒)、右は画像から推測された磁場構造。

がると期待している。

参考文献

- [1] K. Shibata and S. Takasao, *Magnetic Reconnection*, ed. W. Gonzalez and E. N. Parker (Cham: Springer International Publishing, 2016) 373.
- [2] K. Shibata and Magara, *Living Rev. Sol. Phys.* **8**, 99 (2011).
- [3] S. Tsuneta, *Astrophys. J.* **456**, 840 (1996).
- [4] K. Shibata *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **451**, 83 (1995).
- [5] Yokoyama *et al.*, *Astrophys. J.* **546**, 69 (2001).
- [6] H. Hara *et al.*, *Astrophys. J.* **741**, 107 (2011).
- [7] Furth *et al.*, *Phys. Fluid* **6**, 459 (1963).
- [8] N. Loureiro *et al.*, *Phys. Plasmas* **14**, 100703 (2007).
- [9] K. Shibata and S. Tanuma, *Earth Planets Space* **53**, 473 (2001).
- [10] Barta *et al.*, *Astrophys. J.* **737**, 24 (2011).
- [11] A. Lazarian and E.T. Vishniac, *Astrophys. J.* **517**, 700 (1999).
- [12] G. Kowal *et al.*, *Astrophys. J.* **838**, 91 (2017).
- [13] S. Takasao *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **745**, 6 (2012).
- [14] S. Takasao *et al.*, *Astrophys. J.* **828**, 103 (2016).
- [15] K.A.P. Singh *et al.*, *Astrophys. J.* **759**, 33 (2012).
- [16] N. Nishizuka *et al.*, *Astrophys. J.* **799**, 126 (2015).
- [17] F. Pucci and M. Velli, *Astrophys. J. Lett.* **780**, 19 (2014).



小特集 プラズマが作る磁場トポロジー：磁気島とプラズモイド

7. まとめ

7. Summary

居田 克巳

IDA Katsumi

核融合科学研究所

(原稿受付：2018年5月19日)

7.1 磁気島の発生と消滅

核融合をめざした磁場閉じ込めトロイダルプラズマでは磁気島と呼ばれる螺旋状の三日月形状の特異な磁場トポロジーが発生する。ヘリカル型のトロイダルプラズマでは、外部から与えた摂動磁場で発生した磁気島が、プラズマが作り出す電流で大きくなることもあるが、逆に小さくなって消滅してしまう現象（ヒーリング現象）も観測されている。それゆえに、磁気島の発生と消滅のメカニズムが実験・理論の両面から詳しく研究されている。

一方、トカマク型のトロイダルプラズマでは、プラズマ圧力の上昇と共に発生する自発電流が増加してくると、新古典テアリングモード (NTM) と呼ばれる不安定性が発生し、磁気島が発生する。この不安定性の原因は、磁気島では圧力勾配がなくなるために、螺旋状の磁気島の部分だけ自発電流が欠損してしまう。この螺旋状に欠損した電流が磁気島を拡大して、さらに自発電流の欠損を大きくするという不安定性である。その欠損した自発電流を補うために、外部から磁気島部分のみの電流駆動を行うという手法で、新古典テアリングモードを抑制することに成功している。

7.2 磁気島内部の輸送

トロイダルプラズマで発生する磁気島はその磁場トポロジーのために熱流束がほとんどなく、その内部の温度勾配はほとんどゼロである。磁気島がない領域では、温度勾配が小さい＝拡散係数が大きい、温度勾配が大きい＝拡散係数が小さい、という関係が成立している。その類推で温度勾配がほとんどゼロの磁気島内部の拡散係数は大きいと思われるが、磁気島内部の拡散係数が極めて小さいことが実験で明らかになった。これは、磁気島というトポロジーが、プラズマの閉じ込めに有効であることを示唆している。

一方、磁気島の内部の磁場トポロジーがさらに変化してストキャステック磁場の状態になる現象も観測されている。この時には、逆に磁気島内部の拡散係数は極めて大きい値となり、プラズマを閉じ込めることができなくなって

いる。ストキャステック磁場の状態になると、安定化に寄与していたプラズマの流れも止まってしまうことも実験で観測されている。これらの観測が示す磁場トポロジーの遷移は磁気リコネクション現象においても重要である。

7.3 リコネクションとプラズモイド

磁気リコネクションとプラズマの相互作用は、太陽フレアや地球磁気圏のリコネクション現象を模擬したリコネクション室内実験で、詳しい研究がなされている。ここでは、磁気島に類似した磁気面に囲まれたプラズマの塊（プラズモイド）の形成と放出過程と磁気リコネクションのタイムスケールに深く関連していると考えられている。電流シート内に閉じた磁気面を有するプラズモイドが成長し、最後には放出するという現象が観測されている。このプラズモイドの放出時には、リコネクション速度の急増とプラズモイドの加速のフィードバック効果で高速リコネクションが引き起こされていると考えられている。

太陽フレアは磁気リコネクションによって駆動されるプラズマ生成を伴う爆発現象である。しかしながら、太陽フレアのリコネクションモデルに残された問題の一つに、太陽フレアのタイムスケールがある。太陽フレアの時間スケールは、単純な磁気拡散時間から見積もった値に比べ極端に短い。この高速リコネクションを駆動するモデルとして、1)フラクタル的に形成されたプラズモイドを原因とする「フラクタルリコネクション」や、2)電流シート中に励起された乱流が原因であるとする「乱流リコネクション」のモデルが提案されている。特異な磁場トポロジーに閉じ込められたプラズマ塊であるプラズモイドと、そこで発生する乱流が高速リコネクションに重要な役割を示している。

7.4 磁気島トポロジーとプラズマ閉じ込め

温度分布が平坦になっている磁場閉じ込めトロイダルプラズマの磁気島と、リコネクションでプラズマの塊（プラズモイド）を閉じ込めている磁気島は、プラズマの圧力分布として見ると全く異なる。しかしながら、優れたプラズ

マ閉じ込め性能を持つ領域という視点で見ると、類似したものであると考えられる。実際、トロイダルプラズマで過渡的に観測される磁気島内部でピークした分布は、プラズマの中に上乘せされたプラズモイドとみなすこともできる。またトロイダルプラズマで観測された磁気島の内部の

磁場トポロジー変化が、リコネクション時のプラズモイドの形成と放出の原因となるメカニズムであるとも考えられる。磁気島トポロジーとプラズマ閉じ込めのテーマは、磁場閉じ込めプラズマと天体プラズマの学際的な研究テーマの一つになると思われる。

小特集執筆者紹介



い だ かつ み
居 田 克 巳

核融合科学研究所ヘリカル研究部、教授。主な研究分野はプラズマ物理、磁場閉じ込めプラズマの熱・運動量の輸送及び磁気流体不安定性。趣味は若い時はロッククライミング、アイスクライミング。今はパラグライダー、バックカントリースキー、マウンテンバイク。所属学会は日本物理学会、プラズマ・核融合学会、アメリカ物理学会。



お の やすし
小 野 靖

東京大学大学院新領域創成科学研究科教授。核融合科学研究所客員教授。主な研究分野は、磁気リコネクションをはじめとするプラズマ基礎現象の実験的解明、合体・リコネクション加熱の核融合応用、実験室天文学。球状トカマク、逆転磁場配位をはじめとする高ベータ閉じ込め研究。趣味はピアノを中心とするクラシック音楽鑑賞等。



す ず き やす ひろ
鈴 木 康 浩

核融合科学研究所・核融合理論シミュレーション研究系・准教授、総合研究大学院大学物理科学研究科併任、専門は電磁流体力学平衡・不安定性解析、および周辺プラズマ輸送。最近、プラズマが磁力線とは独立に自由に動けるがごとく振る舞うと考えている人が多い気がします。プラズマの振る舞いは磁力線によって規定される、それが磁場閉じ込め核融合です。



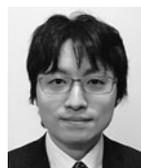
た なべ ひろ し
田 辺 博 士

東京大学大学院新領域創成科学研究科助教。ドップラー計測とコンピュータトモグラフィを組み合わせた2次元画像計測を得意分野とし、リコネクション加熱の研究をはじめ、それを応用した高ベータ球状トカマク合体生成実験に従事。最近研究室の新装置実験立ち上げに関わる、各種実務を担当しながら装置立ち上げのノウハウを学んでいます。趣味は太鼓で、時折どこぞのお祭りに叩き手として出現することも。



い さ やま あき ひこ
諫 山 明 彦

量子科学技術研究開発機構核融合エネルギー研究開発部門上席研究員。大阪府豊中市出身。JT-60Uの電子サイクロトロン放射計測、新古典テアリングモード等のMHD不安定性研究、高ベータプラズマの定常化研究、およびJT-60SA用高周波加熱装置開発等に従事。最近JT-60SAのコミッションング関連の業務に従事。



た か さお しん すけ
高 棹 真 介

2016年に京都大学にて太陽フレアの理論研究により博士(理学)を取得し現在は名古屋大学理学研究科日本学術振興会特別研究員(PD)。専門は太陽宇宙プラズマ物理学。博士号取得後は太陽物理の知見を星形成の問題に応用する研究も推進している。趣味は週末の料理。



い な がき しげる
稲 垣 滋

九州大学応用力学研究所教授。前回の著者紹介から4年振りとなります。4年で20 kg近い減量に成功し、常人の5倍あった中性脂肪の値が常人並になりました。1日に4-5 km歩いたり、毎週サッカーしたりしても、常に微増していた体重を落とす決め手はやはり“炭水化物カット”でした。