コンパクトトーラスに見る多彩な物理現象

特集解説

後藤 誠一

キーワード

磁気リコネクション、磁気ヘリシティ、磁気中性点、スフェロマック、FRC

大阪大学

1. コンパクトトーラス

超高温プラズマ研究の分野では、約20年前からコンパクトトーラスというコンセプトが成立し、非常に興味深い研究対象となっている。長期的な関心事が、核融合プラズマの新しい磁気閉じ込め方式を開拓することに向けられているが、個々の研究者が日常的に抱く研究心は、そこで繰り広げられる多彩な物理現象の解明にある。その物理は太陽フレア⁽¹⁾を始めとする天体科学、地磁気研究を基にした地球科学にも共通し、視点を変えれば最近流行となっている複雑性科学の一翼を担っているからでもある。

代表的なコンパクトトーラスの模式を図1に示す。一つはスフェロマック、他は磁界反転配位（以後FRCと書く）と呼ぶ。図は磁力線と電流の組み合わせとして表現しているが、電流を担っているのはプラズマ粒子（電子とイオン）そのものである。一見して分かるように、内側の閉じた磁力線配位と外側につくられている開いた磁力線構造—その境界をセパラトリックスと呼ぶ—が存在し、高温プラズマはこのセパラトリックスの内部に保持される。この閉じた配位とは、即ちトーラスである。磁界発生用のコイルは極めて簡素であるにもかかわらず、トーラス状のプラズマ閉じ込めとなっているところが、コンパクトトーラスと称される由来である。そのため、他の磁気閉じ込めプラズマと異なる、実験遂行上の次のような面白さがある。

先づ、外部コイルがトーラス状プラズマとリンク（鎖交）していないから、装置軸方向にプラズマを動かすことが可能となる。と同時に外形も比較的自由に制御しうる。次に、

図から読みとることはできないが、同じ磁気圧力でより大きなプラズマ圧を支えることができること、即ちベータ値（＝プラズマ圧力／磁気圧力）を大きくしうることである。言うまでもなく、これは磁気容器としての重要な特徴であるとともに、通常の実験装置が安価につくれることも意味する。第3には、磁界が零か非常に弱い値のX点と呼ぶ特異な位置の存在である。これは必ずしも有利なこととは言えないが、後に示すように磁化プラズマの興味ある現象を惹き起こすクリティカルポイントとなっている。他には、開いた磁力線の存在が核融合炉を指向するときに設計上のキーポイントを与えるが、本編の最後に簡単に紹介する。

さて、多彩な物理現象を説明するのが筆者に与えられた役目ではあるが、多くの事柄を羅列的に述べるのは避けよう。現象を理解するうえで要めとなる物理概念として、磁気リコネクション、磁気ヘリシティの2つを焦点に選び、そこから敷衍される物理内容を紹介することとする。その際、参考文献として他の解説記事を示すことにより諸兄のお役に立てたい。また、具体的なプラズマ実験は、ほんの一部しか述べないが、関連する最新の研究は本解説に続く論文にも明らかとなる。最後の節では、今のところ広く知られてはいないヘリウム3核融合の可能性が、FRCをベースに期待されていることを申し添えることとする。

2. 電流と磁力線の相対配位

磁化したプラズマ中に電流が流れている状態を、局所的2次元配位で図2のようないくつかのケースを想定して説明しよう。当然のことながら、磁束の保存則（ $\text{div} \mathbf{B} = 0$ ）から磁力線は連続、電流もまた閉回路となるから、このような切り出しを

図1. (a) スフェロマック配位、(b) FRC。トロイダル電流とトロイダル磁力線は1本の線で示しているが、実際はセパラトリックス内部で連続分布している。

A New Variety of Plasma Phenomena in Compact Torus
By Seichi Goto (Osaka University)

図2. 電流と磁界の相互方向関係を示す模式。

行って考察をすすめるときの制約(境界条件, 駆動源など)はあるが, このような局所的物理状況では, マクスウェル方程式(とくにアンペールの法則($\nabla \times \mathbf{B} / \mu_0 \mathbf{j}$)と力のバランスを結合して考える必要がある。図2(a)は, ローレンツ力($\mathbf{j} \times \mathbf{B}$)が0であり電流密度が十分に大きくならない限り静かな状態を保つ。これを無力磁界状態と呼ぶ。(b)では, ローレンツ力が直接電流担体に作用し, 電流経路を歪めてしまう。テーパピンチによるプラズマ圧縮や, アーク電流プラズマの加速といった動的過程で重要な配位である。(c)は電流の向きが(b)と異なり紙面に垂直な場合であり, 且つ電流層の上下で磁力線の向きが反対方向となっている。(同じ方向なら(b)と同一視できる。)電流層の中点は磁界が0であり, 磁気中性点あるいはヌル点と呼ぶ。(この図の場合には無限小厚さの中性層(面)というべきだが, 慣例に従っておく。) (d)は, (c)の状況を拡張し, 磁力線が平行でなく, 且つ電流層の幅が有限な場合に担当する。現在まで最も精力的に研究対象となっているケースである。図中 AB' と BA' はX状であることから, この電流層の位置をX点と呼んでいる。以下に(b)を除く夫々の場合について興味を惹いている物理対象について説明する。(説明の都合上(d)のケースから)

3. X点近傍での磁気リコネクション

一言で磁気リコネクションと呼ばれるテーマは数10年も前から研究されているが, 最近大きく注目されてきたのは, 次の分野からの成果によるところが大きい。一つは実験室系のプラズマ合体研究¹⁰⁾である。もう一つは, 太陽フレアの詳細なX線観測がもたらした膨大な情報と, これに応じて, スーパーコンピュータを最大限に活用した大規模シミュレーション結果である¹¹⁾。

X点近傍の物理を, 図2(d)を基に考察してみよう。電流層に向けてプラズマが流れ込んできたとき, 流れの速度 $\mathbf{V}$ により $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ なる電界が生じ, それと釣り合う抵抗性電界を通じて抵抗性散逸がおき結果的に磁界の局所的変化を伴う。このとき, プラズマ流とともに電流層内に入った磁力線 AA' は, Aの側は aa' へ, BA' の側は bb' へとつながり変わる。高温プラズ

マでは導電率が大きいため通常はプラズマと磁力線とは凍結されているが, X点の電流層内では磁力線のトポロジカルな構造変化が生まれる。このような状況を磁気リコネクションと呼んでいる。

磁気リコネクションを起こすには, 以上から, プラズマの流れを発生する駆動源と電流層内の実効的な抵抗の性質にあることが分かる。前者については, 太陽フレアの場合のようなプラズマ圧力(温度)勾配, 実験室系での磁気圧力駆動がある。(抵抗の値がどのように定まるかについては今のところ定説に至っていない。)ところで, X点に持ちこまれたプラズマ流, 磁界といった自由エネルギーと運動量は時間的・空間的に別の形態に変換される。一つは, 抵抗加熱として熱エネルギーへ, 他は磁力線 aa' , bb' に垂直な電流成分のローレンツ力による粒子加速である。これは, 入ってきた流れの方向と垂直な方向の高速プラズマ流の発生となる。

4. 磁気中性点近傍における粒子のカオス的ふるまい

前述したX点は, 太陽フレアやトカマクの場合には, 図2(d)の紙面に垂直な方向の磁界成分を有している。ここではその磁界成分は0と考えた場合にも相当し, ヌル点と称してもよい。

磁界が0のX点から十分離れた場所での荷電粒子は, エネルギー保存則と正準角運動量保存則を満足し, サイクロトロン運動となることは初歩的な教科書に述べられている。またこのとき磁界の値が異なっても磁気モーメントの断熱不変性により粒子軌道の大略の様子が見える。しかし, ヌル点近傍に至るとこの断熱不変性が破れ, さらに前節で述べたような流れによる電界が存在すると粒子運動のエネルギー保存則を与え得なくなる。これらは, 予測できない粒子の不規則な運動状態, つまりカオスを起こすことを意味する¹²⁾。プラズマという粒子集団を考えると, 個々の粒子がクーロン衝突を生じていなくても, 初期条件の小さな相異が多数の粒子系内に一種の拡散をもたらしたように見えるであろう。実際高温プラズマでおきている異常輸送とか磁

気リコネクションに伴う異常加熱とか呼ばれている未知な物理機構が、このようなカオスの物理を基に説明されうる可能性があり、その応用も含め今後重要な研究テーマとなろう。

5. 無力磁界状態の変移 (ダイナモ)

初めに示した図2 (a) ではローレンツ力が0である。しかし、ここに別の外力が与えられるか、あるいは電流や磁界に摂動が加わり電磁場の自由エネルギーが開放されたときには、電流と磁力線が完全に平行という条件が破れるとともに局所的なローレンツ力も作用し、別の物理的状态を生み出す。このときプラズマ全体がどのように推移するかについてはここでは省略する。

別の外力が作用する場合として、磁力線に垂直な一つの方向に流れ場 $\mathbf{V}$ が加わったとする。起電力 $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ を介して、新たな磁界成分 $\dot{\mathbf{B}}$ が誘導される (ファラデーの法則)。あるいは別方向の電流が誘導される。トーラス系では、もとの磁力線の方法をトロイダルと呼ぶとき、新しい成分はポロイダル磁界といえる。このようにプラズマ中に別の起電力源を配したかのような状況を生み出す効果をダイナモ効果と呼んでいる。これは、ポロイダル磁束とトロイダル磁束の互換過程を解明する手掛かりともなっている。

この素朴な、しかし基本的な機構 (誘導起電力) を鍵にして、ごく最近地球磁界の長年の謎 — ダイポール磁界の発生と間欠的逆転現象 — が解明されつつある⁽⁴⁾。この場合には、磁力線方向に平行な大きな電流を与えている訳ではない。初期値としてごく小さな地球内部磁界が存在していることを仮定すれば、地球内部のエネルギー源・駆動力源を妥当と考えられる形で与え、大規模シミュレーションによって解いていったのである。このことは、ダイナモ理論がある段階での完成域に達したといえよう。その成果が核融合プラズマの全領域に今後生かされてくることを期待しうる。

6. 磁気ヘリシティ

図2 (a) のようにローレンツ力が0となっている状況が全系に及んでいるとき、電流密度 $\mathbf{j} (= \nabla \times \mathbf{B} / \mu_0)$ が $\mathbf{B}$ に平行であるから、 $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$ の条件が全ての空間で満たされていることになる (α は定数)。また、ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ を用いると $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ であることから、 $h = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$ を定義すると h はある有界な値となる。この h をヘリシティ密度と呼ぶ。 h は、局所的にみれば、 $\mathbf{A}$ と $\mathbf{B}$ の平行度を示す値に過ぎないが、磁力線も電流路も閉じている部分系を考えると、例えば図3の模式に示す状態となっている。もとからある磁束管が B_T, j がつくる磁束管が B_P というわけである。(合成した磁力線は捩れている。) 即ち2つの磁束管が鎖交している、あるいは捩れた磁力線が、ひねられている度合いを表現しているのが磁気ヘリシティである。

図3. 磁束管がリンクしているという考え方を示す模式。

すでに述べてきた磁気リコネクションが起ると、この局所的なヘリシティ密度 h は変化する。この場合でも、閉じた全系のヘリシティは保存するという仮説が出され、これを拘束条件として全系の磁気エネルギーを最小化する磁気配位が導かれた⁽⁵⁾。その解はなんと、 $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$ という無力磁界配位であった。つまり、ヘリシティ密度の総和を一定に保つ限り、各空間で自由にヘリシティ密度を交換しても全系は無力磁界配位となる。別の解釈をすれば、場所毎にポロイダルとトロイダルの磁束管を互換しながら、無力磁界配位という全磁気エネルギー最小の配位に落ち着くとも言える。これは既に20年以上に亘り、逆磁場ピンチ (RFP) とスフェロマックによって実験的にも研究され、ほぼ確立された概念といえる。今は、外力を与えた時の緩和過程の解明やその応用に研究の目が向けられている。

7. コンパクトトーラス実験例

先づ図1 (a) のスフェロマックについて、これまで述べたプラズマの動力学的な物理現象に関する実験例を簡単に紹介する。図に示す全プラズマ系を改めて、一つのプラズマリングと思なおす。このリング全体は保存量としてある一定の全ヘリシティを有している。ところでヘリシティ密度はスカラー量 $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$ であるが、正負両方の値をもちうる。図に示す場合が正の値だったとき、 $\mathbf{A}$ (j に平行) 又は $\mathbf{B}$ が反対方向で、他の状況が全て同じとすれば、そのとき全ヘリシティは絶対値が同じで負の値となる。このような2つのスフェロマックのプラズマリングを軸方向に同時に生成し、互いに加速衝突させる実験が行われている⁽²⁾⁽⁶⁾。プラズマリングが接触を始めた位置で磁気リコネクションが起こり、第3節で述べたような粒子加速、さらにその結果としての急速な加熱により温度が上昇する。最終的には、総ヘリシティが0となる別の状態に移る。このときの磁気配位は、実は図1 (b) に示すFRCである。FRCは磁力線と電流とが互いに直交し、というよりはプラズマ内部の磁気構造はプラズマ電流で作られていて、総ヘリシティが0の状態である。また、2つのプラズマリングが両方とも正のヘリシティの場合や、異なる値のヘリシティリングを衝突させる研究がすすんでいる。これらはスフェロマック合体実験と称されている。

FRCプラズマは、上の合体実験を除き、通常はテーパピンチ法により作られる。予め弱く磁化された円柱状のプラズマに外部から、急激に立ち上がる逆方向の磁界を印加する。円柱プラズマの両端はX点型の磁気リコネクションを起こし、円柱内に閉じた磁気配位を生み出す。最終的な両端の状態は、図1(b)にみるように少し異なった形状であり且つ磁界が0のヌル点となる。また、FRCの中央領域に磁気中性点が存在する。これらの近傍での粒子運動は、第4節に述べたように複雑な挙動を示すであろうが、現在は未解明の段階である。このFRCの最も興味ある実験の一つが、プラズマの移送である。上のようにして生成されたFRCを、超音速で別の空間に移しなおすことができる。(本特集号の論文の一部にその説明がある。)

この運動過程で、与えていない別成分の磁界が発生し、その方向は運動方向に、強さは速度に依存するダイナモ効果と思える現象がみられる⁹⁾。また、運動エネルギーが、内部の熱エネルギーに無衝突で変換されること¹⁰⁾などが発見されているが、いずれも本当にわかったという所までは来っていない。

なお、スフェロマックを、やはり高速に加速したトカマクプラズマに入射する実験が最近成功しつつある⁹⁾。もともとは、トカマク核融合炉の大きな課題である電流駆動法と、燃料供給法の開発として位置づけられた研究であるが、これが可能となるのはコンパクトトラスの可動性にある。磁化した巨大なトカマクプラズマに、小さな磁化プラズモイド(スフェロマック)を秒速数100km以上で侵入させる実験である。両者の接触が始まると、急激な磁気リコネクションがおき、磁力線のねじれの小さいトカマクは、その場所でねじれ(ヘリシティ)の大きいスフェロマックにより局所的にねじれが大きくなる。この増加したヘリシティをトカマク全系で保存しながら全体へ緩和するとき、トカマクのねじれピッチ、すなわちプラズマ電流によるポロイダル磁束が増加する。これがヘリシティ入射による電流駆動法である。燃料供給はもっと直接的な立脚点にあり、トカマクの磁気圧に抗してより内部へ侵入しう条件が求められる。(これも本特集号論文として示される予定である。)

8. 核融合へのアプローチ

以上は、プラズマ中の磁界と電流に何らかの外力や流れが作用したときにみられる動力学的な物理現象を紹介してきた。もし核融合炉の実現へと向かう物理の理解ということになれば、いわゆるプラズマ閉じ込めの物理をアタックすることになり、全体像をとらえるのは筆者の能力を越えた所にある。

実験的には、現在最も閉じ込めの良い装置は、周知の如くトカマク型装置である。ごく近年、その成果を基により高いベータ値を実現しう磁気配位として、球状トカマク(ST)が注目されている。磁気コイルの概念構成はトカマクと同一であるが、磁化プラズマとして有する物理的性質がこれまでのコンパクトトラスと近い領域にあるため、STをコンパクトトラスの一群に加えて検討する動きも出ている。比較的良好な

閉じ込め性能の、高温で準定常なプラズマが得られるから、コンパクトトラス関係者も強い興味を抱いているが本編では省略する。(本特集号の投稿論文参照。)

ところで、月の表面に可採可能なヘリウム3(^3He)が大量に存在することはそれほど広く知られてはいない。このヘリウム3が重水素(D)と核融合反応 $^3\text{He}(D,p)^4\text{He}$ を生じるようにしたとき、大部分の出力を担う15MeVの陽子(p)を反応系の外に導き直接電力に変換しう可能性が高い。これが可能となるには、燃焼部分がトラスとしての良好な閉じ込め性能を有したうえ、セパトリックスの外側は大きな空間へ連なるオープンな磁力線が大電力導出管として作用する必要がある。詳しいことは文献⁽¹⁰⁾を参照してもらう必要があるが、これまで主流となっている重水素とトリチウムを燃料とするトカマク型核融合と比べ、社会的受容性に優れた核融合システムが構想されている。そのとき反応炉すなわち核融合プラズマ閉じ込め部分として、上述したFRCプラズマが期待されていることを書き添えて本稿の結びとする。

(平成11年8月11日受付)

参考文献

- (1) 草野 完也, 常田 佐久: 日本物理学会誌 Vol.53, 656 (1998)。
- (2) 小野 靖, 井 通暁, 桂井 誠: プラズマ・核融合学会誌, 第75巻, 467 (1999)。
- (3) 吉田 善章: プラズマ・核融合学会誌, 第73巻, 757 (1997)。
- (4) 佐藤 哲也: プラズマ・核融合学会誌, 第75巻, 7 (1999)。
- (5) J.B.Taylor: Phys.Rev.Lett. Vol.33, 1139 (1974)。
- (6) Y.Ono, M.Inomoto, T.Okazaki and Y.Ueda: Phys.Plasmas Vol.4, 1953 (1997)。
- (7) A.Shiokawa and S.Goto: Phys.Fluids Vol.5, 534 (1993)。
- (8) H.Himura, S.Okada, S.Sugimoto and S.Goto: Phys.Plasmas Vol.2, 191 (1995)。
- (9) 宇山 忠男, 永田 正義: プラズマ・核融合学会誌, 第74巻, 200 (1998)。
- (10) 百田 弘: 日本物理学会誌, Vol.50, 798 (1995)。

後藤 誠一 (非会員) 1963年大阪大学工学部卒業。1965年同大学大学院工学研究科修士過程修了。1967年同大学大学院工学研究科博士過程退学。工学博士。同年大阪大学工学部助手、1974年同助教授 1986年同教授。現在大阪大学大学院工学研究科付属超高温理工学研究施設長。