小特集

電流分布の多様性が拓く環状プラズマの新しい世界 - 平衡・閉じ込め研究への展開 -

5 . まとめと展望

中 島 徳 嘉 , 東 井 和 夫 , 渡 邊 清 政
(核融合科学研究所)

Summary and Prospects

NAKAJIMA Noriyoshi, TOI Kazuo and WATANABE Kiyomasa Y.

National Institute for Fusion Science, Toki 509-5292, Japan

(Received 7 October 2003)

Abstract

The series of topic articles is summarized. Scenarios of the experiments related with the control of the plasma current profiles and/or the magnetic configuration such as the magnetic shear and the magnetic well are shown as the examples of new viewpoints from experimental research. The new viewpoints from theoretical research are also shown.

Keywords:

torus plasma, tokamak, helical, RFP, current profile, MHD equilibrium, confinement, symmetry

5.1 まとめにあたって

電流分布の多様性が拓く環状プラズマの新しい世界 - 平衡・閉じ込め研究への展開 - という内容で、トカマク、逆磁場ピンチ (RFP)、ヘリカル系 (主として理論) の研究の現状を垣間見てきた。最初にお断りしたように、この小特集は、外的制御およびプラズマの自発性により作り出される電流分布の多様性が、環状プラズマの新しい世界 (閉じ込め領域) を切り開きつつあるという期待を持って企画されたものであり、この場で何らかの結論めいた事柄を述べる状況にはまだ至っていない。そこで、本特集を終えるにあたり、本章では、実験面からの電流分布制御の新しい展開の着想のヒントとなることを期待して、電流分布の制御に対するプラズマの応答の実験シナリオ策定に至る着想例を示す。また、理論的視点に立った新たな研究の展開の可能性を示し、今後の展望とする。あわせて、本特集で登場した3種類のトーラ

author's e-mail: nakajima@LHD.nifs.ac.jp

ス装置の MHD 平衡や粒子軌道 (新古典輸送) 等の特徴とそれらの装置で観測される現象の関連性についての考察も示す。3種類のトーラス装置はそのプラズマの形成過程においても、また、MHD 平衡の特質においても対照的な性質を持つので、このような試みは本小特集の電流分布制御とは必ずしも直接関連しない面もあるが、異なる装置の研究者同士が意志の疎通を図るために役立つと考えられる。

5.2 実験面からの展開

本特集の1章「はじめに」でも述べられたように、従来、トロイダルプラズマ閉じ込め研究は MHD 平衡配位を見出し、その安定性から閉じ込めの特性を評価するという手法がとられてきた。トカマクあるいはヘリカルプラズマにかかわらず MHD 平衡は、局所的に $j \times B = \nabla P$ という見かけ上は単純な方程式で与えられ

る。圧力分布と電流密度分布を仮定し、ある境界条件のもとで上記方程式を解き、MHD 平衡配位を得てきた。ところが最近の高温・高密度のプラズマでは電流密度分布と圧力分布は密接な相互作用をしている。たとえば、ブートストラップ電流と圧力分布との関係はよく知られており、輸送障壁ができれば急峻な勾配によりその領域にブートストラップ電流が集中することは最近のトカマク実験で観測されている。これが磁場配位の構造を変え、輸送に影響を与えるという連鎖を引き起こす可能性がある。プラズマ電流は、閉じ込め磁場配位の主要な要素である安全係数(回転変換)、磁気シアおよび磁気井戸に密接にかかわっている。MHD 平衡から以下のような極めて単純が仮想実験を試みる。プラズマが強力に加熱され圧力分布が変化したとき、電流密度分布と磁気軸シフトができるだけ大きな圧力勾配を維持できるように $j \times B = \nabla P$ を満たしつつ自己調整できれば高閉じ込め状態に至る可能性が開ける。もちろん、その過程で大きな MHD 不安定性や強い微視的乱流が圧力勾配の増大を大きく妨げないことが必要であることはいうまでもない。

正味の電流を有するトカマクでは、電流密度分布の変化により種々の平衡はありうるが、閉じ込め特性を大幅に向上させた次の 2 種類の特徴的な場合が知られている。ひとつは“表皮電流密度分布”に関連した電流ホールであり、内部輸送障壁の成長のひとつの極限である[1]。輸送障壁の最適化の観点からこのような配位の制御性の研究が最近の重要な課題となっている。この場合は、外部からの能動的な電流密度分布制御ではなくプラズマ自身による変化であり、制御性の観点からの課題を持っている。もうひとつは、中心に十分集中した“尖頭化電流分布”、あるいは周辺部に反転電流を有する配位である。この場合は、プラズマ電流のランブダウンや楕円度のランブダアップなどの外部制御で実現されている。トカマクでは電流密度分布の先頭化の指標として規格化内部インダクタンス l_i がよく使用されるが、高 l_i モードという閉じ込め改善モード[2]は以前よく議論された。これはプラズマ内の磁気シアが増加するだけでなく、内部のポロイダル磁場の増加、さらには径電場シアの増加も見られている[3]。

一方、ヘリカルプラズマでは正味電流なしで平衡配位が構築される。4 章で詳述されたように、最近の最適化ヘリカル装置配位の研究では、いかなるプラズマ条件でも正味電流を抑制した配位や、逆にブートストラップ電流による大きな回転変換を期待する配位が検討されてい

る。もちろん、平衡を保持するためにはプラズマ内部には局所的なプラズマ電流が必要である。ヘリカル装置では、比較的小さな正味電流によって回転変換、磁気シア、さらには磁気井戸などの磁場配位の基本量をかなり広い範囲で可変できるという制御ノブを有していることになる。最近の大電力加熱によって生成される高温・高密度トカマクプラズマではなかなか解明しにくい輸送現象もヘリカルプラズマにおいてプラズマ電流を制御することにより新たな視点からの研究が可能となろう。

このようにトカマクやヘリカルプラズマなどのトロイダルプラズマでは電流分布制御実験では、

回転変換分布：大きさと分布形状、低次共鳴面の数と相互の近接性等

磁気シア分布：ゼロシア領域、高磁気シア領域、磁気シアの符号等

磁気井戸と磁気丘：磁気軸のシフト等

に注目する必要がある。これらの量を電流分布の制御により可変し、プラズマからの共鳴的な応答や正のフィードバック機構が働くような状況を見出せるかが興味深い点である。プラズマ電流を誘起する手法としては、誘導電場によるオーミック電流駆動、NBI による大河電流、ECRF や ICRF による電流駆動、ブートストラップ電流などが考えられる。プラズマ閉じ込め実験では加熱電力が十分大きいことが重要であるが、電流密度分布制御というノブを効果的に使用できれば比較的小さな加熱電力で興味深い結果が得られる可能性が高い。良い例がほかにあると思うが、筆者らが体験した 2 例と最近の新しい試みの 1 例をあげその可能性を理解していただき今後のプラズマ閉じ込め実験の参考になれば幸いである。ただし、このような実験に至った経緯は多分に直感的であるとともにかなり単純なアイデアに基づいていることに注意していただきたい。

(実験例 1) リミタ配位トカマクプラズマにおける電流密度分布制御

円形断面の固体リミタ配位トカマクにおける H モード遷移に必要な加熱電力は、ポロイダルダイバータを有するトカマクにくらべ 2 - 3 倍以上大きい。第 1 壁の調整が十分行われておれば、両配位での大きな差異はプラズマ周辺での回転変換と磁気シア構造の差異が考えられる。プラズマ電流を急速にランブダウンし周辺部の電流密度を零あるいは反転させれば磁気シアや回転変換分布がダイバータ配位に近づく傾向にある (Fig. 1)。JIPP T-IIU トカマクでは ICRF 加熱中の電流ランブダウンにより、典型的な H モードが実現された[3]。このときの加

Fig. 1 (a) H-mode transition initiated by rapid current ramp-down in a circular-limiter tokamak JIPP T-IIU. Required heating power is about half of that in the case with the ramp-down. (b) a model current density profile just before the transition.

熱閾値電力は、Hモードの加熱閾値に関するITER比例則[4]と非常に良く一致している。もちろん、電流分布制御がL-H遷移の他の要因(径電場シアなど)をうまく作動させた可能性があるが詳細は不明である。

(実験例2) ヘリオトロン/トルサトロン配位プラズマにおけるプラズマ電流の効果

上記のJIPP T-IIUトカマクのリミタHモード実験の結果を受けて、CHSにおいて小さなトロイダル電場により積極的にプラズマ電流を誘起して回転変換分布を可変する実験が実施された。CHSのようなヘリオトロン/トルサトロン配位プラズマでは、プラズマ電流による回転変換が外部コイルによるその20%程度以下であればMHD安定性を大きく損なわずにしかも閉じ込め特性可変できる。電流を外部コイルによる回転変換を増加させる方向に誘起したときL-H遷移をヘリカルプラズマではじめて観測している[5] (Fig. 2)。この実験では、磁気シアはJIPP T-IIUの場合とは逆に減少している。 $\iota/2\pi = 1/1$ の共鳴面位置を最外殻磁気面のすぐ内側に位置するような状況で遷移が実現された。最近、電流制御なしで上記実験の約3倍の加熱電力によりL-H遷移現象が観測された[6]。これは、物理実験における電流制御ノブの有効性の一端を示しているといえる。

Fig. 2 H-mode transition in CHS when an ohmic current is induced to increase the rotational transform. Time evolutions of two signals of Lithium beam probe just inside and outside the formed edge transport barrier, where the signals are proportional to electron density.

(実験例3) LHDやCHSにおけるプラズマ電流によるゼロ回転変換プラズマ生成

トカマクの電流ホールをヘリカルプラズマを利用して解明しようとする試みがLHDで開始された。逆方向NBIによりかなりのプラズマ電流を誘起して、プラズマ中心部でゼロあるいは逆方向回転変換領域を生成し、そのMHD安定性と閉じ込め特性を見る研究が開始された。

Fig. 3 Typical waveforms of a discharge in LHD, where substantial reduction of the central rotational transform is intended by NBI driven current in the counter direction. In this shot, neon gas puffing is applied to increase the NBI driven current. In the phase of the maximum of the current, line-averaged electron density n_e , plasma stored energy (W_p) and $H\alpha$ -light exhibit irregular modulations.

Fig. 3 は放電波形の一例であり、中心部の回転変換は逆方向 NBI により誘起されたプラズマ電流によりかなり低下していると思われる。ただし、その具体的値は不明である。この実験は、回転変換の低減により磁気軸の大幅なシフトを誘起し、深い磁気井戸の形成も狙っている。実験結果はまだ予備的であるが、3次元 MHD 平衡コード HINT による興味深い計算例が得られている[7]。これも、ヘリカルプラズマにおけるプラズマ電流を制御ノブとして活用した実験といえよう。

5.3 平衡配位の対称性と閉じ込め特性

ここでは、本小特集に登場した3種類のトラス装置の MHD 平衡の特徴、粒子軌道(新古典輸送)等の特徴を、対称性をキーワードに統一的に記述して、その類似点および相違点を明確化してみよう。さらに、相互の現象をどのように理解してゆくべきなのかに関しても若干考察してみよう。ヘリカル系においては、そのコンセプトによって、MHD 平衡に代表されるプラズマの性質が極めて変化に富むため、以下では、特に断らない限り LHD に代表されるような有限磁気シアを持つ平面磁気軸ヘリオトロン配位を考える。

トカマクと RFP とは、離散的なトロイダルコイルの作り出すリップルを除けば、軸対称配位と近似できる。円筒座標 (R, ϕ, Z) 上でその MHD 平衡を記述したとき、平

衡量は、円筒座標の角度 ϕ (トロイダル角) に依存しない。このような軸対称な MHD 平衡を構築するために、トロイダル磁場と垂直磁場(RFP においては導体壁が垂直磁場の代わりをする)が外部的に供給され、ポロイダル磁場は、プラズマ内部をトロイダル方向へ流れる電流を誘導することにより供給される。つまり、MHD 平衡を作り出すための磁場の一成分がプラズマ自身により作られている。両者の大きな違いは、その回転変換(安全係数の逆数)分布、特に大きさにある。トカマクと比較すると、RFP の回転変換は極めて大きい。この大きさの違いが、両者の MHD 平衡の近似表現を本質的に異なるものとしている。回転変化の大きい RFP では、シャフラノフシフトが小さいため、トラス系であるにもかかわらず、直線近似が良く成り立つ。したがって、第一近似として、トロイディシティに由来する現象、例えば、バルーニング不安定性、捕捉粒子の効果等は、現象の解析において本質的でない。つまり、プラズマがトラスの内側と外側の違いを意識しないですむ配位といえる。元々トロイダル方向に対称(軸対称)であるから、ポロイダル方向にも対称と近似できるということである。これに対し、RFP と比較して回転変換の小さいトカマクは、シャフラノフシフトの影響が大きく、特に最近のトカマクプラズマにおいては直線近似は特殊な場合(例えば、電流駆動型の巨視的不安定性を議論するような場合)を除いて良い近似とは言えない。トロイディシティの影響が強く現れ、プラズマはトラスの内外の違いを強く意識する。それでは、ヘリカル系はどうであろうか? ヘリカル系においては、プラズマを閉じ込めるための磁力線が織りなす籠はすべて外部的に用意される。したがって、トロイダル方向にプラズマが作る電流を誘起する必要がない。しかし、外部的にポロイダル磁場を作るということは、必然的に配位の軸対称性を破ることになる。というわけで、プラズマは、ポロイダル方向(トラスの内外)のみならず、トロイダル方向にも、平衡量の違いを意識することになる。したがって、同じトラス系であっても、RFP、トカマク、ヘリカル系と進むにつれ、対称性が一つずつ破れ、磁場配位の局所性がより顕著に現象に影響を及ぼすこととなる。この対称性の破れ、もしくはそれがもたらす局所性がどのように状況を変化させてゆくかを、具体例で考察してみる。

まず、MHD 平衡を考えると一般的なトラス系においても磁気面量(ある磁気面上の圧力勾配、回転変換、ポロイダル、トロイダル電流、体積等)の関係は、磁気面間の力のバランスで決まるため(磁気面に垂直方向の力

のバランスで決まるため), 平衡量が磁気面量である RFP と同等であるが, トカマクのようにポロイダル対称性を失い始めると, トーラス主半径方向の力のバランスを取るために, 磁気面の移動および変形が生じ磁気面上の磁力線分布および磁場強度分布が変化し始める(磁場強度の主成分が外部磁場で決まっている場合には, 磁気面の移動および変形を通して磁気面上の磁場強度分布の変化が形成される). ヘリカル系においては, トロイダル対称性も失うため, 状況はさらに複雑で様々なヘリカル系を網羅的に取り扱うことは極めて困難である. そこで, 先にも述べたが, ヘリカル系としては, LHD を代表とする有限磁気シアを持つ平面磁気軸のヘリオトロン系を例として, 対称性の欠如がどのような影響を及ぼすかを考える. 具体例として, 局所磁気シアと局所磁気曲率を考えてみよう. 局所磁気シアは, 磁力線の局所的な捻れの磁気面方向(小半径方向)への変化率と考えればよい. 二重の対称性を持つと近似される RFP においては, 局所磁気シアは, いわゆる(大域的)磁気シアと一致する. つまり, 磁気面のどこをとっても, 局所的な磁力線の捻れおよびその磁気面方向の変化率は同一ということである. これは, プラズマがトロイダル方向にもポロイダル方向にも回転対称性(二重の対称性)があると近似できることから理解できる. しかしトカマクのようにポロイダル方向に回転対称性が仮定できなくなると, 状況が変わる. トロイダル電流の作るフープ力や, プラズマ圧力, および, トロイダル磁場強度が大半径方向に減少している効果により, プラズマはトーラス主半径方向の力のバランスを取るためにトーラス外側にシャフラノフシフトする. このシフトした状態は, 磁気面外側方向に向かって減少している回転変換(平均的ポロイダル磁場強度)を, トーラス外側で強め, トーラス内側で弱めて MHD 平衡を取る(主半径方向の力のバランスを取る)状況に対応し, トーラス外側では, 内側と比較して, 磁力線はポロイダル方向に大きく回転し, このポロイダル方向への磁力線の回転は磁気面の外側に行くほど強くなる. この局所的なポロイダル磁場成分の変化は, 平均的なポロイダル磁場成分の変化とは逆方向であるから, トーラス外側で局所磁気シアは弱められることになる. LHD のようなヘリオトロン系ではトカマクと状況は逆で, 磁気面外側に行くほど平均的回転変換は強くなっている. この状況は外部コイル系が作り出す本質的なもので, ベータ値によらずプラズマ周辺部に存在する. このような状況では, トカマクとは逆の過程でトーラス外側の局所磁気シアが弱められる. LHD のような平面磁気軸

配位のヘリオトロン系を例にとると, 本質的にシャフラノフシフト, したがって, 主半径方向の力のバランスの取り方はトカマクと変わらず軸対称的で, トーラス外側へのシャフラノフシフトにより主半径方向の力のバランスが取られる. このような状況を磁気面外側に行くほど強くなっている平均的回転変換の元で形成するために, トーラス外側のポロイダル磁場は磁気面外側ほど弱められることになり, 局所磁気シアの消失へと至る. 局所磁気シアが(大域的)磁気シアと異なる原因は, 結局のところ, 磁気面上で, 磁力線が測地線でないということに由来する(このことは, 局所磁気曲率のところでもさらに詳しく述べる). 次に, 局所磁気曲率を考えてみる. 二重の対称性を持つと近似できる RFP においては, 磁気曲率は磁気面の法線方向と一致し, その強度は磁気面上で一定となる. したがって, 局所磁気曲率は, 平均磁気曲率と一致し, 平均的に悪い磁気曲率を持つ. つまり, 磁場強度が磁気面外側に向かって減少する. 磁気曲率が磁気面の主法線方向と一致することは, 磁気面上で磁場強度が一定であると言い換えてもよい. ところが, トカマクのようにポロイダル方向の対称性が崩れると, 同一磁気面上でも, トーラスの内外で磁場強度が変化する. 結果として, 磁気曲率は, 磁気面の法線方向成分以外に, 磁気面にも磁力線にも垂直な方向にも成分を持つ. 前者を主法線磁気曲率, 後者を測地線磁気曲率と呼んでいる. 測地線磁気曲率は, 二重の対称性を持つ RFP のように磁気面上で磁力線が測地線と一致するときに消えることになり, 磁気面平均すると消失する性質を持つ. [磁力線が磁気面上の測地線と一致しないということは, 磁力線はある決められた二点間を最短距離ではなく寄り道して走っているということであり, この性質は, Pfirsich-Schlüter 電流と直接的関係を持ち, したがって, 局所磁気シアおよび単一粒子軌道の磁気面を横切るドリフト運動に深く繋がっている.]したがって, 主法線磁気曲率は, 平均量と局所量からなり, 測地線磁気曲率は, 局所量のみから構成される. 話を単純化するために, 主法線磁気曲率の局所量を取り上げると, トカマクでは, ポロイダル方向の対称性の破れから, トーラスの内外で異なる局所磁気曲率を持つことが理解できる. トロイダル磁場が主半径方向に, 主半径に反比例して変化するため, トーラス内側では, 磁気面の外側に向かって磁場強度が増大することから, 局所的に良い磁気曲率を持つが, トーラス外側は, 局所的に悪い磁気曲率を持つことになる. このように, 磁気面外側へ向かって磁場強度が増大しているか減少しているかで, 局所磁気曲率の善し悪しが判断できるの

で、対称性のないヘリオトロン系の局所磁気曲率も容易に判断できる。例えば、LHD のコイル系の作る磁場を考えれば、コイル中心付近に鞍点を持つ磁場強度分布となる。この構造は、直線ヘリカルコイルが作る磁場強度分布に、トロイダルコイルが作る磁場強度分布を重ね合わせたものとして理解できる。したがって、ヘリカルコイル付近は、局所的に良い磁気曲率を持つため、トラス外側でも、トロイダル方向に良い局所磁気曲率と悪い局所磁気曲率が交互に現れる。これに平均的な磁気曲率を加えたものが、実際の磁気曲率となる。以上の考察から理解できることは、様々な物理量の局所性は、RFP の持つ二重の対称性の破れに由来していること、さらに、対象とする物理量に依存して、対称性の破れの影響が異なることである。対称性が二重に破れている LHD の局所磁気シアの性質は、平面磁気軸配位であるがゆえに、つまり、トロイディシティの影響が主であるために、トロイダル方向の対称性を維持しているトカマクのそれと本質的に同じであったが、局所磁気曲率の変動成分の性質は、殆ど真空磁場の性質で決まるため、トロイディシティの影響のみを持つトカマクとトロイディシティとヘリシティの両方の影響を持つ LHD では、異なる様相を呈した。したがって、RFP の持つ二重の対称性(二重の縮退)を、どのように破るか、トロイディシティを主として破るか、ヘリシティを主として破るか、それとも、その両者を織り交ぜて破るか、その破り方によって様々なコンセプトが可能であることが理解できよう。この事実が、様々なヘリカル系の斬新なコンセプトへと繋がっていると考えられる。

次に粒子軌道の側面から対称性の破れを考察してみる。MHD の場合と同様、RFP が二重の対称性を持つと近似すると、単一粒子の案内中心軌道は、磁気面からズレることではない。これは、磁場強度が磁気面量であるゆえんである。別の表現をすると、磁力線が測地線となっているような系では、案内中心のドリフト軌道は磁気面からズレることはない。トカマクのようにポロイダル対称性を破ると、磁気面上で磁場強度が一様でなくなり、案内中心のドリフト軌道は磁気面からズレだすとともに、典型的に2種類の粒子軌道(磁気軸付近では、さらに多様性を増す)を作り出す。一方は、トロイダルにもポロイダルにも周回する周回粒子であり、他方は、ポロイダル方向に周回できない捕捉粒子である。捕捉粒子は、磁場強度の弱いトラス外側にミラートラップされる。しかしながら、トロイダル方向の対称性が残っているため、つまり運動の恒量として、トロイダル方向の正

準角運動量が残っているため、ドリフト軌道の磁気面からのズレ巾は制限を受ける。このズレ巾は、ラーモア半径を回転変換で割った程度である。したがって、トカマクの電流ホールのように、回転変換が非常に小さいところや MHD 平衡の特性長(例えば、温度や密度の特性長)が非常に短いところを除けば、ドリフト軌道のズレ巾が MHD 平衡の特性長と比較して十分小さいと近似できることになる。統計性を与えるクーロン衝突の存在下で、この微少な比をパラメータとして速度分布関数およびそのモーメント方程式を展開すれば、局所輸送理論、即ち、新古典輸送理論を構築することができる。この理論の本質は、局所的な Fick の法則(磁気面をラベルとして、ある磁気面を横切る様々な流束が、その磁気面上の輸送係数と背景プラズマが持つ勾配(熱力学的力)の積でかける)が成立しているところである。以上では、空間のスケール分離のみを議論したが、実際には、時間のスケール分離も必要で、これは、新古典拡散の引き起こす背景プラズマの変化の時間スケールが、拡散係数を決定する時間スケールと比較して非常に長いことから正当化されている。平たく表現すれば、巨視的な空間構造と時間変化を持つ媒質中で、微少スケール、微少時間間隔の酔歩近似が成立する状況を想定していることになる。それでは、トロイダル方向の対称性も破れているヘリカル系では、どのようなのであろうか?この場合には、厳密には、運動の恒量が存在しないため、案内中心軌道が局所的であるかどうかは、定かではなくなってしまふ。MHD 平衡に関連して議論したように、LHD のような平面磁気軸ヘリオトロン系の磁場強度分布はコイル中心付近に鞍点を持つ構造をしていた。したがって、典型的に3種類の粒子軌道(周回粒子、トカマク同様トロイダルリップルに捕捉される粒子、さらに、ヘリカルリップルに捕捉される粒子)が考えられる。例えば、ヘリカルリップルに深く捕捉された粒子は、磁気面とは無関係に磁場強度一定の軌道を描いてしまふ。しかし、MHD 平衡に基づいた案内中心の軌道解析およびクーロン衝突も考慮した新古典輸送解析の結果は、特殊な状況を除けば、局所輸送理論が適用できることを示しているようである。時空間のスケール分離に基づいた案内中心軌道の新古典拡散(局所輸送)においては、輸送の原因(特に低衝突領域では、案内中心のドリフト運動の磁気面からのズレ(酔歩のステップ巾に相当)がクーロン衝突により散乱(統計性の原因と酔歩の時間間隔に影響する)されること)は、時空間のスケール分離を仮定して時空間的に固定されており、固定された原因に対して結

果（拡散係数）だけを見ていることになる．輸送の結果の原因に対するフィードバックは，やはり時空間のスケール分離を仮定して，新古典理論で求められた拡散係数を用いた輸送方程式を解くことにより行われる．このように輸送の局所性を仮定した解析は，暗に，輸送が正常拡散過程（時間によらない拡散係数を持つ正常拡散を示すガウス過程）であると仮定していることになる．これに対し，揺動電磁場による輸送，いわゆる異常輸送は，近年，ジャイロ運動論（ある種のオーダリングを用いて，ジャイロ運動も粒子軌道の対象とする）に基づいた自己無撞着な解析が主流となりつつあり，輸送の原因と結果を同時に自己無撞着に取り扱おうとしている．したがって，局所輸送を仮定する必要はないが，必然的に大域的解析となり，輸送が正常拡散過程であるかどうかも定かでない．むしろその点を考察の対象としている感がある．仮にある種の対象において，ジャイロ運動論に基づいた自己無撞着な解析が，輸送が正常拡散過程でないという結論を出したとすれば，粒子流束や熱流束のみが物理的意味を持ち，拡散係数は物理的意味を失うことになることに注意すべきであろう．このような状況においては，実験との比較は拡散係数においては適切ではなくなり，粒子流束や熱流束を対象としなくてはいけなくなり，輸送解析の手段そのものが変更を迫られることになる．以上の理論的な輸送解析手順を振り返ってみると，粒子軌道の多様性が増すほど輸送の原因は多様性が増すと考えられる．つまり，対称性の破れとともに，輸送の原因は増大する．しかし，輸送の原因となる粒子と，結果として輸送される粒子や熱が同一種類のものであるとは必ずしも言い切れない．別の表現をすれば，原因に多様性があっても，結果に類似性があるということが起こりうるのではないかということである．例えば，実験結果を評価する際，エネルギー閉じ込め時間のスケールリング則や拡散係数がある．これらの実験結果は，様々な原因からなる輸送の 0 次元モデルと 1 次元モデルに対応すると考えられる．これらの実験結果に，二重対称性があると近似できる RFP，一重対称性のあるトカマク，対称性のないヘリカル系とで類似性があるとした場合，それは，原因は様々でも結果に類似性があると解釈して良いであろうか？それとも，原因が，2 次元，3 次元性に由来するにもかかわらず，0 次元，1 次元で結果を解釈しているからと，理解すべきであろうか？改めて，対称性の観点から整理してみると，第一近似で，RFP は二重対称性のある（二重に縮退した）配位であり，トカマクは，一重対称性のある（単純に縮退した）配位であり，ヘリ

カルは対称性のない（縮退のない）配位といえる．このように考えてみると，ヘリカル系の MHD 平衡の集合の大きさが理解できると思う．また，単純に MHD 平衡の集合を考えれば，近似的に二重対称性を持つ RFP は一重対称性を持つトカマクの部分集合となり，さらに，軸対称平衡は，3 次元平衡の部分集合となる．あらゆるプラズマの解析は，MHD 平衡に基づいているわけであるから，現象に共通性があるのはうなずけるところである．とすれば，MHD 平衡から考えた共通集合部分の特徴とは何であろうか？これは，MHD 平衡に基づいて解析される，いわゆる異常輸送なのであるか？もし仮に異常輸送であるとしたら，その原因は共通集合以外の所にも由来するとしても，結果としての輸送（粒子束，熱流束）は，二重対称性のある RFP で起こるものと本質的に同じものということになる．つまり，本節のような視点に立つと，輸送される粒子束および熱流束は，本質的に周回粒子が担うことになる．このような観点は一般的ではないかもしれないが，MHD 平衡として共通集合があるという新しい視点は，電流分布の多様性に関連して新しい研究の展開を図る上でも，有用な視点となると筆者らは考えている．

5.4 理論的視点での新たな展開

MHD 平衡の集合を考えたとき，我々が理解している平衡の集合は微々たるものと思われる．また，平衡の集合に対して知識は持っていない，理解しているとはいえない状況もある．MHD 平衡の自由度の一つである電流分布を積極的に制御して MHD 平衡の多様性を広げることが，我々が理解できる MHD 平衡集合の領域を今までにない形で広げることに対応する，と考えられる．したがって，今まで別の範疇として個別に取り扱われてきた，ある MHD 平衡の集合に属する物理現象とその解釈を結びつけられる（共通集合を作り出せる）可能性があるのではないだろうか？このような，MHD 平衡集合の相互のリンクを考えると，どのような研究の方向性があるかを検討してみよう．ここでは，「はじめに」で述べた，トカマクとヘリカル（LHD）の MHD 平衡形成過程の類似性に着目してみる．真空磁場配位が閉じ込め特性を持つかどうかの違いはあるが，準静的な MHD 平衡の連続変化の集合の中から，電流分布および圧力分布制御を通して望ましい一連のパスを選択しているという共通性がある．さらに，ヘリカル系では，真空磁場配位が閉じ込め特性を有するため，電流分布制御を圧力分布制御とはかなり独立に行えるという特性を持つ．したがっ

て、ヘリカル系において電流分布制御を積極的に行うことにより、トカマクの MHD 平衡のパスに類似する状況を作り出し、電流分布（磁場配位）と閉じ込めとの関連を両者で比較するということが考えられよう。先に述べられたような、ゼロ回転変換（ポロイダル磁場）という状況を磁気軸付近に作り出すことも可能であるし、また、真空磁場等の制御を介して、二磁気島平衡を作り出すことも可能である。さらに、閉じ込め特性を有する真空磁場配位を持つ MHD 平衡に対する電流駆動不安定性の影響、圧力駆動不安定性の影響の違い等も考察対象とできる。例えば、抵抗性交換型モードの閉じ込めに対する影響も考察できる可能性を持つ。詳しく述べると、トカマクの反転磁気シア（RS）分布は、磁気軸付近のシアが反転した部分（ $du/d\rho > 0$ ）で抵抗性交換型モードに対して不安定（ $D_R < 0$ ）である。この部分は、例えば、LHD の周辺部分に相当する。従って、トカマクの RS 分布において、ダブルテアリングモードを回避しつつ、抵抗性交換型モードの解析が行えれば、ヘリカル系（LHD 等）の抵抗性交換型モードとの比較研究が可能となり、その閉じ込めに対する影響を考察できる。このように、電流分布および圧力分布制御を介した異なる装置間の相互の連携は、同一現象のより深い理解へと我々を導くと考えられる。

次に、電流制御がなぜ新しい世界（新しい MHD 平衡の集合）を切り開いていると筆者らが考えているかを説明する例として、トカマクの電流ホールの閉じ込めにおける位置づけに関して一つの解釈の可能性を以下に述べる。これまでも何度か述べたように電流分布の積極的制御は発展中の領域であるので、ここでの議論はあくまでも一つの可能性として理解していただきたい。まず、我々が想定している MHD 平衡とはどのようなものかを考えてみる。MHD 平衡の式から直ちに理解できるように、磁気面は等圧面であり、なおかつ、電流も磁気面上を流れている。このことは、大多数の粒子軌道が磁気面から大きくズレないということを暗に仮定している。粒子軌道（案内中心）の磁気面からのズレの片鱗は、Pfirsch-Schlüter 電流として知るのみである。いくら MHD 平衡の解が求められたとしても（多軸であろうと単軸であろうと）、粒子軌道が大きく磁気面間を移動するようであれば、磁気面を等圧面として考え、密度や温度を磁気面の関数として考えることが適切でなくなる。別の言い方をすれば、粒子軌道が大きく磁気面間を移動するようであれば、磁気面はプラズマを記述する際の“良いリファレンス”ではあり得なくなってしまう。他

方、閉じ込め性能を理論的に考えるとき、微視的揺動の非線形解析に基づいた異常輸送が考察されるが、この場合にも、磁気面がプラズマを記述する際の“良いリファレンス”であることを暗に前提としている。磁気面が“良いリファレンス”であるがゆえに、それを基準として異常輸送につながるプラズマの集団現象が生じていると考え、拡散係数等を評価しているのである。このように、磁気面が“良いリファレンス”であるということは、プラズマが非一様分布を持つための基本となっているわけであるが、反面、プラズマの閉じ込めの悪化を伴う集団現象の温床を形成してしまうのである。このような視点から考えると、トカマクの電流ホールは、磁気面の持つ功罪を巧く組み合わせた答えとなっている。回転変換が極端に小さいため、粒子が磁気面を余り意識せずに動き回れる、“良いリファレンス”としての意味を持たない磁気面から成る電流ホール部分に、NBI で作られる熱源がある。加熱された粒子は磁気面に束縛されず動き回り（個別運動）、磁気面をリファレンスとする集団現象を引き起こすことはない（もちろん、荷電分離からくる拘束は受ける）。この領域では流体近似は通用せず、また、輸送過程も拡散的ではない。この単一粒子さながらの荷電粒子が動径方向外側に運動すると、回転変換が動径方向に急激に増大しているため、軌道の磁気面からのズレが急激に減少し、磁気面を感じてしまい、自然と輸送障壁ができる。ただし、粒子 1 個あたりの加熱パワーが低いと、いくら磁気面を横切って動ける状況が設定されていても、実際には大して動けなくなり、結果的に、磁気面の拘束を受け、内部輸送障壁に至らない、または、比較的自由に動けるが、輸送障壁を作るほどのエネルギーが蓄えられていないので、明確な輸送障壁は形成されない、と考えられる。言い換えると、プラズマが支えきれないぐらいの（これを MHD の平衡限界と考える、考え方もあり得る）大きなパワーを、粒子の移動が自由な（回転変換の低い）プラズマ中心部に投入したとき、というのが、内部輸送障壁形成の一つの条件になっていると考えられる。輸送障壁を越えた粒子群は、“良いリファレンス”としての磁気面の元で集団現象を引き起こすが、輸送障壁の内外で、この集団現象は完全に遮断されている。つまり、典型的な箱形のトカマク電流ホール分布は、輸送障壁を境として、内側は個別粒子運動領域、外側は集団現象領域という構造を作り出している。さらに興味深いのは、輸送障壁を含む外側部分における MHD 平衡は、プラズマの自由度（自発性）に基づく圧力駆動型のブートストラップ電流（非誘導型の自発電流）がその構

造決定に大きな役割を演じていることである。つまり、加熱源のある電流ホール部分で集団運動としての可能性を失ったプラズマは、周辺部において自発的構造形成をしていると解釈できる。

このように、電流分布制御により、磁気面に本来要請されていた特性を持たない領域を持つ MHD 平衡が得られ、良好な閉じ込めが得られたと解釈するならば、従来の意味での MHD 平衡から一歩踏み出した新しい世界を切り開いたことに他ならないと考えられる。

参考文献

- [1] T. Fujita *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87, 115001 (2001).
- [2] L.L. Lao *et al.*, Phys. Rev. Lett. 70, 3435 (1993).
- [3] K. Toi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 64, 1895 (1990) and *13th IAEA Conf.*, Washington D.C., 1990, Vol.1, IAEA, Vienna (1991) p.301.
- [4] J.A. Snipes and ITPA Conf. and H-mode Threshold Database working Group, *19th IAEA Fusion Energy Conf.*, Lyon, 2002, paper No. CT/P-04.
- [5] K. Toi *et al.*, *14th IAEA Conf.*, Wurzburg, 1992, Vol.2, IAEA, Vienna (1993) p.461; Plasma Phys. Control. Fusion 38, 1289 (1996).
- [6] S. Okamura *et al.*, *submitted to J. Plasma Fusion Res.*, 2003.
- [7] R. Kanno *et al.*, *to be published in J. Plasma Fusion Res.*, 2003.