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 -

2 . トカマクにおける電流分布の多様性

2 2 電流ホール配位の形成機構と閉じ込め特性

滝 塚 知 典

(日本原子力研究所那珂研究所)

Variations of Current Profiles in Tokamaks

Formation Mechanism and Confinement Property of Current-Hole Configuration

TAKIZUKA Tomonori

Naka Fusion Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaraki 311-0193, Japan

(Received 25 July 2003)

Abstract

The formation mechanism of the current hole in tokamak plasmas is reviewed. Experimental results of JT-60U are shown. Increase of the off-central noninductive current is a key factor for the current-hole formation. The internal Transport Barrier (ITB), which generates large bootstrap current, plays an important role. The central current density in the hole stays nearly 0. The idea of a new equilibrium for a tokamak plasma with a current hole is introduced. This equilibrium configuration called "Axisymmetric Tri-Magnetic-Islands (ATMI) equilibrium", has three islands along the R direction (a central-negative-current island and side-positive-current islands). The equilibrium is stable with the elongation coils when the current in the ATMI region is limited to a small amount. The confinement properties of a current-hole configuration with box-type ITB is described. A scaling of the core poloidal beta inside the ITB, $\beta_{p,core}$, is given as $\epsilon_f \beta_{p,core} \approx 1$, which suggests the equilibrium limit (ϵ_f : inverse aspect ratio at the ITB foot). Though the core stored energy is little dependent on the heating power, the estimated heat diffusivity in the ITB region moderately correlates with a neoclassical diffusivity.

Keywords:

tokamak plasma, axisymmetric equilibrium, reversed shear, current hole, axisymmetric MHD instability, tri-magnetic-island, equilibrium limit, internal transport barrier, bootstrap current, neoclassical transport

2 2.1 はじめに

トカマクプラズマの平衡は、トロイダル磁場 B_t とプラズマ電流が作るポロイダル磁場 B_p の合成磁場配位の中で、トーラスの外側と内側（またはトーラスの上側と下側）に生じる力の不均衡や荷電分離が B_p に沿ったプラズマの運動により打ち消されることにより成立する。したがってトロイダル方向のプラズマ電流が中心に流れていないと中心部近傍に B_p が発生せず、平衡は存在しないと

author's e-mail: takizuki@fusion.naka.jaeri.go.jp

考えるのが合理的である[1]。しかし一方、中心部近傍に圧力の勾配や密度の勾配がなければ、 B_p がなくても力の不均衡や荷電分離が生じないだろうとも考えられる。実際にMHD平衡の式 $\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ (p : プラズマ圧力, $\mathbf{j}$: 電流密度, $\mathbf{B}$: 磁場) には中心部領域で $\mathbf{j} = \nabla p = 0$ となる解が存在する[2, 3]。

トカマク・コミュニティにおいて平衡に関するこのような認識があった状況下で、“電流ホール”という画期的

な実験的発見があった．内部輸送障壁 (ITB: Internal Transport Barrier) のある高閉じ込めトカマクプラズマの中心部領域に殆ど電流が流れておらず B_p が殆ど 0 となっている準定常状態があることが，JT-60U [4, 5] および JT-60U [6, 7] における詳細な MSE (Motional Stark Effect) 計測により見つけれられたのである (Fig. 1)．“電流ホール”の発見について，JT-60U における電流分布制御と閉じ込め改善の話と併せ，藤田が先駆的な解説 [8] をしているのでは是非参照されたい．

ここで問題になるのは，“電流ホール”領域には「電流がほとんど流れていない」のか「電流が全く流れていない」のかということである．再度，電流が流れていないトカマク平衡が本当にありうるかどうか考えてみよう．Fig. 2 に示すように，小半径 r_0 の内側で磁場に平行方向電流が流れておらず ($j_{||} = 0$) その外側から $j_{||}$ が流れていくとする．このとき， $r = r_0$ の面には B_p はできていない．すると $r = r_0$ の外側下半分に存在する電子は磁場平行方向の平均流を持ちながら上向きの ∇B ドリフト V_D でプラズマ中心部 ($r < r_0$) に侵入する．つまり磁場平行方向電流が侵入することになる．理想 MHD の範囲では存在するはずであった中心部無電流の平衡が，この電流侵入の効果まで考えるとその存在は疑わしく思われる．軸対称系トカマクで B_p があるときは，粒子の無衝突軌道は磁気面からずれるが閉じており，このような電流の侵入が起きることはない．また軸対称の破れ (トロイダル磁場のリップル効果等) があるときも， B_p があれば，非軸対称性によって生じるポロイダル方向不均一性はプラズマの磁力線方向運動により打ち消されるので，平衡を維持することができる．非軸対称系まで含め環状磁場閉じ込めプラズマの平衡には，ポロイダル磁場が本質的であることがよくわかる．

本節においては，ポロイダル磁場が存在しているという立場で“電流ホール”を説明する．次節 2.2.2 では電流ホールの形成について，JT-60U の実験結果を中心に解説する．また，主にヨーロッパや米国で提唱されている電流ホール形成機構の理論にも言及する．2.2.3 節では，筆者が提唱した電流ホールの新概念，“三磁気島平衡” [9] を紹介する．さらに 2.2.4 節において，電流ホールを持つような強い反転磁気シアプラズマ中のエネルギー閉じ込め特性 [10] について簡略に述べる．

2.2.2 電流ホールの形成

電流ホールは反転磁気シア (RS: Reversed Shear) プラズマの高閉じ込め実験で発見された．RS プラズマは，プ

Fig. 1 Profiles of (a) B_p/B_t ratio from MSE measurement (major radius R direction) and (b) toroidal current density j (normalized minor radius ρ direction) in JT-60U plasma with strong ITB. Temperature profiles are plotted in (b). Current hole is formed inside ITB.

Fig. 2 Tokamak configuration with central zero current. Current j will penetrate into the zero current region ($r < r_0$) due to ∇B drift V_D .

ラズマ電流 I_p を立ち上げながら (表面電流を増加させる) 中性粒子ビーム (NB) 加熱を行う (高温にして電流拡散時間を延ばす．中心部に順方向電流駆動をしないことが肝要) ことで得られる．また，低域混成波 (LHW) 等を用いた表面近傍の電流駆動による RS プラズマの生成も

行われている。RS プラズマは低熱輸送の性質があり、加熱されると極小 q 値 ($q_{\min}$) 近傍に容易に ITB を形成する。RS 磁場配位では $q_{\min}$ の値が 4, 3, 2.5, 2 等の低有理数を切り込むときダブルテアリングモードが不安定になる。しかし、 $q_{\min}$ 近傍に ITB が形成されると強いプラズマ回転速度のシアが生じて、この不安定性は安定化され、 q 分布は強い RS 分布に発展できる。さらに、ITB 領域に大量に流れるブートストラップ (BS) 電流は RS 配位の発展維持に好都合となっている。JT-60U [11, 12] および JT-60U [13] における実験で、強い RS 配位は強い ITB (箱形 ITB) と連携していることが示されている。Fig. 3 に JT-60U プラズマの典型的な箱形 ITB とパラボラ型 ITB の径方向分布を示す (ρ はプラズマ表面半径で規格化した小半径)。

強い RS 磁場配位の中心 q 値は非常に高くなる場合があることがわかり、MSE 計測の精度を向上させて観測した結果、その値は 100 にも達するようであった [4]。中心 q 値の上昇つまり中心 j 値の減少は、中心部のトロイダル電場 E の減少により引き起こされる。負まで切り込むような E の低下は、中心をはずれた位置における非誘導電流ソース $j_S = j_{CD} + j_{BS}$ (j_{CD} : 外部駆動電流密度, j_{BS} : BS 電流密度) の時間的増加 $\partial j_S / \partial t$ によりもたらされる。単純なオームの法則、 $E = \eta (j - j_S)$ 、を仮定して得られる電場の拡散方程式から、これを理解できるだろう (η : 電気抵抗)。

$$\partial E / \partial t = (\eta / \mu_0) \nabla^2 E - \eta (\partial j_S / \partial t) \quad (1)$$

JT-60U プラズマにおける電流ホール形成に関して詳細に計測・解析された実験結果 [5] を Fig. 4 に示す。強加熱直前 ($t = 5.0$ s) は、電流立ち上げにより弱い RS 配位ができていた。その後 $0.4 < \rho < 0.6$ の領域に ITB が形成されて BS 電流が時間的に増大し、その結果中心部領域の一

Fig. 3 Profiles of ITB and q ; (a) box type ITB and (b) parabolic type ITB. Gradients of T_i , T_e and n_e increase sharply at ITB foot.

周トロイダル電圧 V_{loop} は低下して深く負に切り込んでいる。電流密度 j も V_{loop} と共に低下し、 q は上昇して強い RS 配位になっている。 $t = 6$ s 以降には、中心部の相当

Fig. 4 Formation process of current hole in JT-60U plasma. (a, b) Time traces of plasma current I_p , neutral-beam heating power P_{NB} , and stored energy W . (c-e) Evolution of radial profiles of safety factor q , toroidal current density j , and loop voltage V_{loop} .

な範囲に $j \approx 0$ の電流ホールが形成されているのが見られる。しかしながら、中心部で $V_{\text{loop}} < 0$ にもかかわらず j は負に深く切り込んでおらず、単純なオームの法則が成り立っていないようだ。ここで注意しておくことは、Fig. 4 の径方向分布は、通常の単磁気軸トカマク平衡配位（詳細は2.2.3節参照）を仮定した解析から得られたものである。

中心電流が深く0を切り込んでいない物理的理由は何であろうか。その一つの説明は、MHD 不安定性の発生である。中心電流が負になると、その外側の正電流領域で $B_p = 0$ ($q = \infty$) となる磁気面が生じる。この面において、トロイダルモード数 n が0（軸対称モード）でポロイダルモード数 m が1の抵抗性MHDモードが不安定になる[14]。この不安定性は、通常磁気シアプラズマ中の $q = 1$ 有磁気面で発生する $m = 1/n = 1$ MHDモードと同様な挙動をする。MHD 数値シミュレーションにおいても鋸歯状振動に似た非線形挙動が観測された[15-17]。以上のような実験結果とシミュレーション結果を踏まえ、電流ホールの中心電流が負にならない理由は「MHD 不安定性による電流再分配」であるとの考え方がヨーロッパや米国では広まった[7]。

2.2.3 電流ホールの新概念 “三磁気島平衡”

トカマクプラズマの軸対称平衡について、磁気軸を一本だけ持ち磁気面が互いに交差することのない配位のみを従来は考えてきた（2.2.2節でも同様）。この単磁気軸配位において中心部電流が逆向きに流れるとすると、その外側の順方向電流領域に $B_p = 0$ となる磁気面ができてしまう。この面の近傍では必然的にポロイダルベータ $\beta_p \sim \mu_0 p / B_p^2$ や内部インダクタンス $l_i \sim (\int B_p^2 dV) / (B_p^2 V)$ が大きくなる。したがって、ポロイダル磁場のポロイダル方向の非対称性を示すパラメータ $\epsilon \Lambda = \epsilon (\beta_p - 1 + l_i/2)$ が1を超えてしまうので最早MHD平衡は存在できない（ V ：プラズマ体積， ϵ ：逆アスペクト比＝小半径／大半径， Λ ：ポロイダル磁場非対称係数[1]）。また平衡限界の問題だけでなく2.2.2節で述べたように、 $B_p = 0$ の磁気面では軸対称の抵抗性MHDモードが不安定となるのでこのような単磁気軸配位で中心部電流が逆向きに流れるプラズマは存在できないことになる。

そこで単磁気軸配位から一変して、複数の磁気軸を持ち複数の磁気島がある軸対称平衡配位を考えることにする。中心部電流が負になっているとき、単磁気軸配位においては $B_p = 0$ の磁気面が生じるが、複数磁気軸配位に

Fig. 5 ATMI equilibrium. A central island has negative current and two islands on both sides have positive currents. Surrounding dark-gray region has large bootstrap current.

おいては $B_p = 0$ の領域はX点に押し込められる。

軸対称環状系において複数の磁気島に対する力の釣り合いを考えると、Fig. 5 に示すような3本の磁気軸と2つのX点のある3つの磁気島を組み合わせた配位が安定である。この新しい軸対称平衡配位を“三磁気島(ATMI: Axisymmetric Tri-Magnetic-Islands) 平衡”と呼ぶ[9]。このATMI平衡配位において、中心磁気島には負電流が流れており、両側の2つの磁気島には正電流が流れている。3つの磁気島は磁気軸間隔 r_1 でR方向に並んでおり（R並び三磁気島配位）2つのX点は $Z = \pm z_1$ の位置でZ方向に並び、全体プラズマの平衡を取るために加えられている垂直磁場 B_v により、中心の負電流磁気島は $j \times B_v$ の電磁力で外側に引き出されようとするが、ちょうど外側にある正電流を持つ磁気島とは反発力が働くので、負電流磁気島も平衡を保つことができる。一方、磁気島がZ方向に並び（Z並び磁気島配位）X点がR方向に並んでいるときは、中心負電流磁気島に対する外向き $j \times B_v$ 電磁力を相殺する力が働かないので、このZ並び磁気島配位は平衡でなくすぐに壊れてしまう。

ここでATMI平衡配位の形成について可能性あるシナリオを考えてみよう。まず中心電流は逆方向に流れ始めるとする。2.2.2節で述べた $m = 1/n = 0$ 抵抗性MHDモードが不安定となり、その非線形発展中に磁気再結合を通してATMI配位の主要成分 $m = 2/n = 0$ のモード構造が生成されるだろう。この不安定MHD活動は磁気島がZ方向に並んだ形で進展する。不安定なZ並び配位からATMI平衡配位となる安定なR並び三磁気島配位への回転はMHD理論では簡単に説明できない。プラズマ中心部では B_p が非常に小さくなっているため、イオンの軌

道巾は非常に大きくなり、大きな径方向電場 E_r が誘起されるであろう。この電場による $E_r \times B$ ドリフトによってプラズマは Z 並び配位から R 並び配位へ回転する。中心部プラズマが安定な R 並び配位まで回転すると、3つの磁気島はそれぞれ安定で閉じた磁気面を持つようになる。このとき静電ポテンシャルは磁気面上で一様になるので、 $E_r \times B$ ドリフトは磁気面上を動くことになり、最早磁場構造は安定な R 並び配位から変動することはない。

上記のような3つの磁気島が一組として存在するためには、中心磁気島の負電流値 ($-I_-$) とその側にある一つの磁気島の正電流値 (I_+) との間に次のような比例関係が必要である：

$$2I_+/I_- \approx (1 + \frac{2}{1}) / \frac{2}{1} \quad (2)$$

これは、2つのX点がATMI配位のほぼ頂点と底点に位置するための条件である。ここで $r_1 = z_1/r_1$ はATMI実効楕円度である。また、簡単のために、それぞれの磁気島において磁気軸近傍に集中した電流分布を仮定した。楕円度は $1 < r_1 < 2$ 程度なので(2)式の比は $2 > 2I_+/I_- > 1.25$ の範囲に制限されている。

安定なATMI平衡配位には電流値にも制限がある。中心負電流磁気島は、両側の正電流磁気島から Z 方向に押し出されるような反発力を受けている。この反発力を相殺するものとして、楕円形用コイル(またはダイバータコイル)の作る水平磁場がもたらす電磁力がある。簡単のため、2本のコイルが $Z = \pm Z_c$ に設置され、それぞれに電流 I_c が流れているとする。中心磁気島が $Z = 0$ の平衡位置から δz 上方に変位したとき、中心磁気島に対して両側磁気島から $F_d \sim 2I_+ I_c \delta z / r_1^2$ の大きさの不安定化反発力が働く。一方、水平磁場による安定化電磁力は $F_s \sim 2I_c I_- \delta z / Z_c^2$ である。したがって安定性は $F_s > F_d$ のとき、つまりATMI領域内の電流が小さいとき $I_+ < I_c (r_1/Z_c)^2$ にのみ確保される。ATMI領域内の全電流値の安定条件は式(2)の関係も用いて

$$I_{ATMI} = 2I_+ - I_- < I_c (r_1^2 / Z_c^2) \quad (3)$$

となる。ここで $(1 + \frac{2}{1})/2$ を r_1 で代用している。この電流値上限の式は安全係数下限の式に書き換えられる。ATMI配位表面の実効安全係数を $q_{ATMI} = 2\pi r_1^2 B_t / \mu_0 R I_{ATMI}$ と定義すると、この値の下限は

$$q_{ATMI} / q_a > \frac{2}{1} Z_c^2 / a_p (Z_c - Z_x) \quad (4)$$

と表せる。ここで、 $q_a = 2\pi x a_p^2 B_t / \mu_0 R I_p$ は全体プラズマ

表面(小半径 a_p 、楕円度)の工学的安全係数であり、また $|Z| = Z_x$ の位置に全体プラズマのX点があるとして $I_c/I_p = (Z_c - Z_x)/Z_x$ の関係を用いている。容易に $q_{ATMI} \gg q_a$ となることがわかる。典型的なJT-60UのRSプラズマのパラメータ； $q_a = 4$ 、 $Z_c = 2$ m、 $a_p = 0.8$ m、 $Z_c - Z_x = 0.5$ mにおいては、 q_{ATMI} は40を超えることになる。この評価値は実験結果と一致している。

さらに注目すべきは、ATMI平衡配位においては上記の電流比条件と電流値上限があるために、中心電流を逆方向であろうと順方向であろうと駆動することが困難であることだ。JT-60Uにおいて、電流ホール領域に電子サイクロトロン電流駆動(ECCD)を試みたが、逆方向だけでなく順方向にも電流駆動することが困難であった[45]。ATMI平衡理論はこの実験結果を説明できるものとなっている。MHD不安定性による電流ホール維持の理論では、順方向電流駆動も困難であるという結果を説明できないだろう。

ATMI平衡の存在はMartinov-Medvedev-VillardによりGrad-Shafranov平衡方程式を解くことによっても証明された[18]。その論文では、 $m = 2/n = 0$ 構造のATMI平衡だけでなく、中心負電流磁気島とトラス外側に1つだけ正電流磁気島がある $m = 1/n = 0$ 構造の二磁気軸平衡解も提示されている。

実験で得られている“電流ホール”配位が、実際にどのような時間空間構造を持っているのか実験的に答えを出す必要がある。磁気島を持つ平衡配位ならば、ITBの内側のプラズマ中心領域においても温度分布等に構造を見いだすことができるはずである。例えばITBの肩部において磁気島の存在による R 方向に波打つ電子温度分布が観測されるはずである。また、詳細なMSE計測から逆転する B_p が観測されるはずである。JETの報告において最初にははっきりと逆転 B_p があると述べられていたが[13]、その後明瞭に逆転していたデータ点はグラフから削除され、その他多数の逆転データはエラーバーの範囲内とされ、結論は $B_p \sim 0$ とあいまいになってしまった[19]。このような展開はMHD不安定性により電流ホールを解釈しようとする理論モデルの存在に起因しているように思われる。正しい物理理解のために、今後の実験に期待するところである。

2.2.4 強い反転磁気シアプラズマにおけるエネルギー閉じ込め

電流ホールを持つプラズマは強いITBを伴っていることはこれまでに述べた。ITBにおける大きなBS電流は強

いRS配位と電流ホール形成に役立っている．この節では，箱形ITBを持つ強いRS(電流ホール配位を含む)プラズマのエネルギー閉じ込めと輸送の特性について簡単に解説する．

上プラズマがエネルギー閉じ込めと輸送について非常に特異な性質を持っていることが，JT-60Uの実験データベースをもとにした解析から判明した[10]．通常のLモードやHモードプラズマは，よく知られているように，加熱パワー P を増すと蓄積エネルギー W は線形的ではないものの増加する[20]．この振る舞いは，閉じ込めが拡散のような輸送で決まっているためと考えられる．箱形ITBを持つ強いRSプラズマにおいては，このような振る舞いと全く異なり，Fig. 6に示すように， W は P の増減とはほとんど無関係でプラズマ電流 I_p に非常に強く依存している．ここで図中の P_{net} は実質加熱パワーで入力パワーから W の時間変化分 dW/dt を差し引いたものである．閉じ込め特性は単純な拡散的輸送で決まっているのではないことがわかる．

閉じ込め特性を表す比例則を導くために，2つの仮説をもとにデータベース解析が行われた：(i) W は熱流以外のITB近傍プラズマパラメータに主に支配される．解析結果として W はITB足部(ITB foot, Fig. 3参照)におけるポロイダル磁場 $B_{p,f}$ に最も強く依存していることが確認された．(ii) W はLモード(またはHモード)の基盤部と，ITB足部より内側のITBで積み上げられたコア部に分割できる．現データベースはLモード境界のプラズマのみを取り扱っているため，基盤部エネルギー W_L をJT-60Lモード比例則[21]を用いて評価する．この W_L を全体の W から差し引いたものをコア部エネルギー W_{core} とする．このような手順で得られた W_{core} の比例則は次元的に正しい形で表され，無次元係数も決定され

Fig. 6 Dependencies of stored energy W on (a) I_p and on (b) P_{net} for $B_t \approx 4$ T in JT-60U. Data in (b) are the same as shaded data points in (a) for $1.9 \text{ MA} < I_p < 2.3 \text{ MA}$.

た．

$$W_{\text{scale}} = C \varepsilon_f^{-1} B_{p,f}^2 V_{\text{core}} \quad (5)$$

ここで， ε_f はITB足部での逆アスペクト比， V_{core} はITB足部より内側のコアプラズマ体積である．この比例則が実験データ($B_t = 2.1 \sim 4.1$ T, $I_p = 0.8 \sim 2.6$ MA, $P_{\text{NB}} = 4 \sim 19$ MW)を非常に良く表現していることをFig. 7に示す．注目すべきこととして，式(5)の比例則は

$$\varepsilon_f \beta_{p,\text{core}} = C_1 \quad (6)$$

に等価的に書き換えられることである．ここで，コアのポロイダルベータ $\beta_{p,\text{core}}$ をITB足部のトーラス赤道面外側位置の $B_{p,f}$ を用いて評価すると，定数 C_1 はほぼ1/4となる．磁気面平均の $B_{p,f}$ を用いれば定数は1近くなる．したがってこの比例則， $\varepsilon_f \beta_p \approx 1$ (2.2.3節のポロイダル磁場非対称性の説明を参照)，から，強いRSプラズマ中の箱形ITBの内側領域においては，平衡限界近くまでエネルギーが蓄積されることがわかる．

コア閉じ込めが P に無関係に平衡限界で決まっていることがわかったが，このことはエネルギー輸送が意味を持たないということではない．ITBにおける輸送特性が，ITBのイオン温度勾配のデータを基に調べられた．熱拡散係数は近似的に $\chi_{\text{ITB}} \propto P_{\text{net}} / (S_f n_{e0} |dT_i/dr|)$ と評価する(S_f : ITB足部磁気面表面積， n_{e0} : 中心領域電子密度)．この値を簡略的に求めた新古典的拡散係数 $\chi^{\text{NEO}} \propto \varepsilon_f^{0.5} n_{e0} / B_{p,f}^2 T_{i0}^{0.5}$ と比較してみる．Fig. 8(a)に見られ

Fig. 7 Comparison of data W_{core} with scaling W_{scale} , eq. (5).

Fig. 8 Comparison of heat diffusivity in the ITB region χ_{ITB} with (a) a neo-classical diffusivity χ^{NEO} and (b) a Bohm type one χ^B .

るように、 χ_{ITB} は χ^{NEO} とは適度の相関がある。この関係に対し、 χ_{ITB} をボーム拡散係数 $\chi^B \propto T_{i0}/B_{p,f}$ と比較すると、Fig. 8(b)に示されるように、両者には全く相関がない。ITBにおける輸送は新古典的であるという考えが実験データに矛盾しないことが確かめられた。これまで多く行われてきた輸送解析結果で、強いITBにおける熱拡散係数はほぼイオンの新古典値まで低くなっていることが報告されている。データベース解析の結果は、この輸送解析結果を支持するものである。LモードやHモードでは温度勾配特性長が常にプラズマ小半径程度であるので、輸送特性と閉じ込め特性は1対1に対応している。一方箱形ITBを持つプラズマでは温度勾配特性長が変化するので、それらの特性が必ずしも1対1に対応しないことが上記の解析結果に示されている。

2.2.5 おわりに

ここまでで、“電流ホール”の形成機構と電流ホール配位に関する新概念“ATMI平衡”およびこの配位における閉じ込め・輸送特性について解説した。ITBにおける輸送は新古典的であるが、コア閉じ込めはほぼ平衡限界で決まっている。BS電流は電流ホール形成に重要な役割を果たしている。電流ホール領域の電流値はATMI平衡条件で制限されている。これらの要件を満足しつつ、トカマクプラズマにおける電流ホール配位が形成・維持されるには、ダイナミックな自己組織化が展開されていると考えられる。この観点から、ATMI平衡モデルと新古典輸送モデルを取り入れて1.5次元トカマク輸送シミュレーション研究を行っている[22]。箱形ITBを持つプラズマは必ずATMI平衡配位を持つのか、閉じ込めエネルギーは平衡限界まで到達するのか等の疑問点が明らかになるだろう。また、先進的トカマク核融合炉への電流ホール配位の適用性も今後明らかにすることが

できるだろう。

参考文献

- [1] for example; K. Miyamoto, *Fundamentals of Plasma Physics and Controlled Fusion* (Iwanami Book Service Center, Tokyo, 1997).
- [2] M.S. Chu and P.B. Parks, *Phys. Plasmas* 9, 5036 (2002).
- [3] G.W. Hammett, S.C. Jardin and B.C. Stratton, *to be published in Phys. Plasmas*.
- [4] T. Fujita *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 87, 245001 (2001).
- [5] Y. Miura *et al.*, "Stable Existence of Central Current Hole in the JT-60U Tokamak", 19th IAEA Fusion Energy Conf., Lyon, 2002, IAEA-CN-94/EX/C3-1Ra (2002).
- [6] N.C. Hawkes *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 87, 115001 (2001).
- [7] B.C. Stratton *et al.*, "Equilibria and Stability of JET Current Hole Discharges", *ibid.* as [5], IAEA-CN-94/EX/C3-1Rb (2002).
- [8] 藤田隆明：日本物理学会誌 57, 559 (2002).
- [9] T. Takizuka, *J. Plasma Fusion Res.* 78, 1282 (2002).
- [10] T. Takizuka *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* 44, A423 (2002).
- [11] T. Fujita *et al.*, *Nucl. Fusion* 38, 207 (1998).
- [12] H. Shirai *et al.*, *Nucl. Fusion* 39, 1713 (1999).
- [13] N.C. Hawkes *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* 44, 1105 (2002).
- [14] G.T.A. Huysmans *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 87, 245002 (2001).
- [15] B.C. Stratton *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* 44, 1127 (2002).
- [16] J.A. Breslau and S.C. Jardin, W. Park, *Phys. Plasmas* 10, 1665 (2003).
- [17] A. Ishizawa and M. Sato, M. Wakatani, *Phys. Plasmas* 10, 3017 (2003).
- [18] A.A. Martinov, S.Yu. Medvedev and L. Villard, "Tokamak Equilibria with Reversed Current Density", *to be published in Phys. Rev. Lett.*
- [19] Y. Miura, *private communication*.
- [20] ITER Physics Expert Groups on Confinement and Transport and Confinement Modelling and Database, and ITER Physics Basis Editors, *Nucl. Fusion* 39, 2175 (1999).
- [21] H. Shirai, T. Takizuka *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn* 64, 4209 (1995).
- [22] N. Hayashi, T. Takizuka *et al.*, "Transport Simulation of Current Hole Formation in JT-60U", 9th IAEA TM on H-mode Physics and Transport Barriers, San Diego, 2003.