



4. トカマクにおける内部輸送障壁 (ITB) との比較

居田 克巳

核融合科学研究所

(原稿受付：2009年12月8日)

LHDで観測された内部輸送障壁とトカマクにおける内部輸送障壁 (ITB) を、内部輸送障壁の「強さ」, 「幅」, 「位置」の3要素のダイナミクス (形成時における変化) に注目して比較する. それにより内部輸送障壁のメカニズムを探るのに重要な, 「ITBの性質」は何かという点について議論を行う.

Keywords:

plasma, nuclear fusion, internal transport barrier (ITB), helical, tokamak, LHD, JT-60U

4.1 はじめに

内部輸送障壁はその発見[1]から10年以上経て、その生成メカニズムも少しずつ明らかになってきているが、未だに謎も多い現象である。内部輸送障壁はプラズマ内部の「ある場所」で回転流のシアや帯状流による乱流抑制により輸送が改善され (熱伝導係数が下がり), 温度勾配が増加するものである。内部輸送障壁が形成された後の分布計測から、この「ある場所」がプラズマの有理面であったり、安全係数 q の極小値 (回転変換角度の極大値) であったりすることがわかってきた。近年、計測の進展に伴い内部輸送障壁がどこで発生し、どのように成長 (さらに移動) していくかがわかるようになった。ところが、生成メカニズムの理解という点においてはまだまだ不十分である。内部輸送障壁の生成メカニズムとして「マクロまたはミクロの電場シアが乱流を抑制し輸送の改善を引き起こす」という説明がなされるが、これは内部輸送障壁の形成後の定常状態から一側面を説明したに過ぎない。内部輸送障壁が何故成長するのか? (時には衰退するのか?) 何故移動するのか? これらの内部輸送障壁の動的振る舞い (ダイナミクス) に関する理解はほとんどない。これを気象に例えてみると「高温の海面から蒸発する水蒸気が凝結に伴って発生する熱が原動力となり台風を発生させている」というだけでは、「何故台風が北上するのか」等の台風の動き (ダイナミクス) を理解できない。北半球の台風と南半球のサイクロン (南半球では台風とは呼ばずサイクロンと呼んでいる) の動きを調べることで、「何故台風が (北半球では) 北上するのか」が理解できるのと同じように、動的振る舞いが異なるトカマクとヘリカル内部輸送障壁を比較研究することで、内部輸送障壁のメカニズムを理解する糸口が得られる。ここに「トカマクとヘリカル内部輸送障壁の比較研究」の意義がある。

内部輸送障壁は「ある場所」で発生して、その領域内で

温度勾配が強くなっていき「成長」するという単純な振る舞いをするわけではないことが解ってきた。台風が南海上で発生した後勢力を増しながら北上するように、内部輸送障壁も発生した後に「移動」を伴って「成長」してエネルギー閉じ込め時間のタイムスケールで定常状態 (内部輸送障壁の形成) に達する。ここで議論している「ダイナミクス」はこの定常状態になるまでの振る舞いのことで、定常状態になった後の q 分布や回転分布の変化に伴う振る舞いではない。 q 分布や回転分布の変化に伴う内部輸送障壁の振る舞いについては、すでに研究がなされている。

4.2 内部輸送障壁の形成過程

4.2.1 内部輸送障壁の形成条件

内部輸送障壁の研究の中で比較的理解が進んでいるのは、その形成条件である。どのような放電条件 (運転) の時に内部輸送障壁ができるかを議論したい。Lモードプラズマの場合にはプラズマの中間部 ($r/a \sim 0.6$) の温度勾配は周辺部 ($r/a \sim 0.9$) の温度勾配と同程度であるが、内部輸送障壁が形成されると、中間部の温度勾配と周辺部の温度勾配に大きな差が生じる [2]。図1はLHDにおける様々な放電シナリオにおける中間部の温度勾配と周辺部の温度勾配の時間変化である。これらの放電は、その磁場配位、電子密度、最終的な加熱パワーはほとんど同じであるが、放電パターンを変えたものである。

- (a) 負イオンビーム ($E_{\text{NBI}} = 180 \text{ keV}$) を先に入射、その後正イオンビーム ($E_{\text{NBI}} = 40 \text{ keV}$) を入射したために、電子温度とイオン温度の比 (T_e/T_i) が比較的高い場合。
- (b) 正イオンビーム ($E_{\text{NBI}} = 40 \text{ keV}$) を先に入射、その後負イオンビーム ($E_{\text{NBI}} = 180 \text{ keV}$) を入射したために、電子温度とイオン温度の比 (T_e/T_i) が1に近い場合。
- (c) 負イオンビーム ($E_{\text{NBI}} = 180 \text{ keV}$) を先に入射した

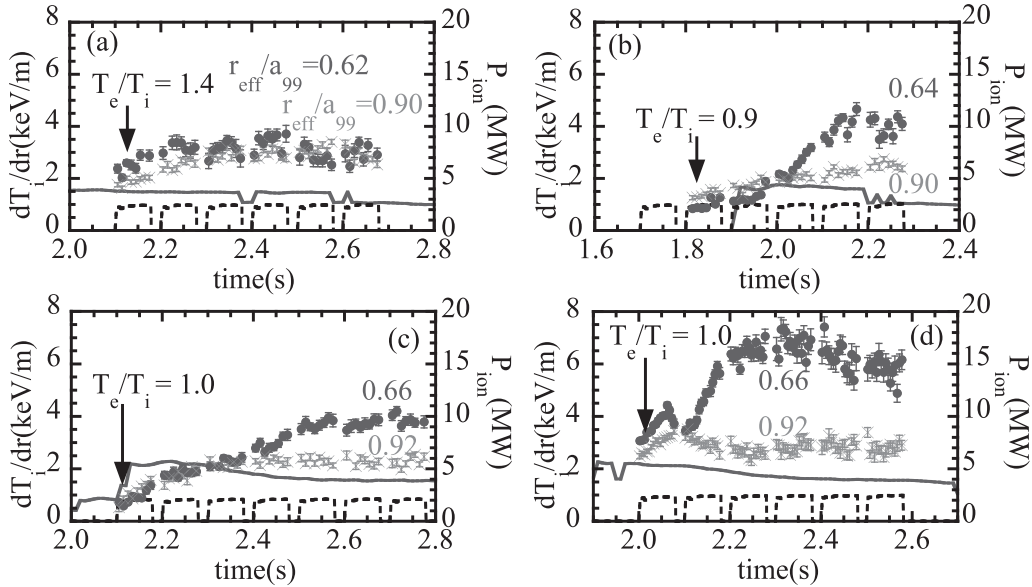


図1 LHDにおける (a)負イオン源中性粒子ビーム (N-NBI: $E_{NBI}=180$ keV) 先行加熱, (b)正イオン源中性粒子ビーム (P-NBI: $E_{NBI}=40$ keV) 先行加熱, (c)水素ペレット入射, (d)炭素ペレット入射時のイオン温度勾配の時間変化 (参考文献[2]から引用).

が、水素ペレットを入射して密度が一時的に上昇したために電子温度とイオン温度の比 (T_e/T_i) が1に近い場合.

(d) 負イオンビーム ($E_{NBI}=180$ keV) を先に入射したが、炭素ペレットを入射して不純物密度が一時的に上昇したために電子温度とイオン温度の比 (T_e/T_i) が1に近い場合.

これらの実験から、内部輸送障壁の形成には電子温度とイオン温度の比が小さいことが必要とわかる。これは電子温度とイオン温度の比が高い場合には乱流レベルが高く、イオンの輸送障壁の形成 (イオン温度の上昇) を妨げられるからと考えられる。一方、ターゲットプラズマの電子温度とイオン温度の比が小さい場合には、乱流レベルが低いのでイオンの輸送障壁の形成が起こりやすく、その結果イオン温度が上昇するので電子温度とイオン温度の比が小さいまま維持されると考えられる。電子温度とイオン温度の比が小さい方が乱流レベルが下がり輸送が改善されるという物理メカニズムは、内部輸送障壁の形成 (イオン温度上昇とイオンの熱拡散係数の減少が同時に起こる) における正のフィードバックを説明できるので、有力な候補と考えられる。

内部輸送障壁の形成時には、加熱パワーが一定のフェーズにおいてプラズマ中間部のイオン温度勾配が増加する。この様子は図2のLHDにおけるイオン温度勾配の時間変化によく現れている。この放電では $t=1.82$ s に炭素ペレットを入射している。入射後、密度の減少に伴いイオン温度勾配はプラズマ全域 ($r_{eff}/a_{99} = 0.19-0.87$, ここで r_{eff} は磁気面平均した小半径で、 a_{99} は蓄積エネルギー99%のプラズマ領域の平均小半径) において緩やかに増加していく ($t < 2.1$ s)。その後、プラズマ周辺部 ($r_{eff}/a_{99} = 0.87$) のイオン温度勾配は一定値を示すが、まずプラズマの中間部 ($r_{eff}/a_{99} = 0.47$) においてイオン温度勾配の上昇が始まり、さらに内側 ($r_{eff}/a_{99} = 0.28$) のイオン温度勾配も遅れ

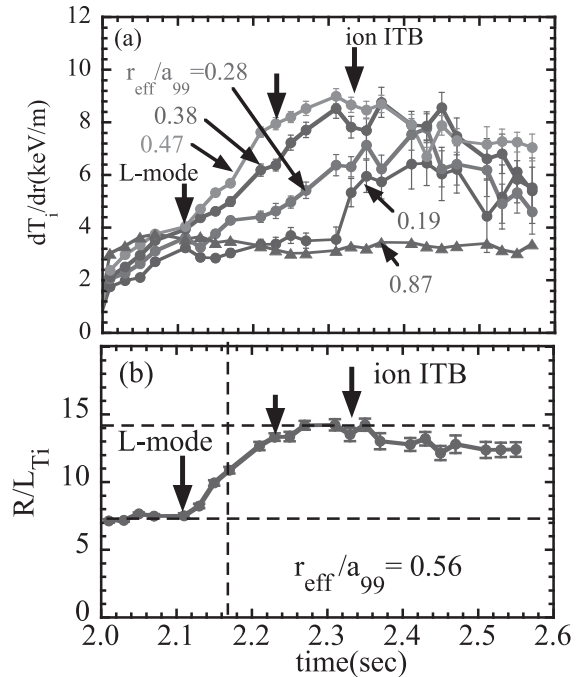


図2 LHDにおけるLモードから内部輸送障壁モード遷移時のイオン温度勾配と規格化温度勾配の時間変化 (参考文献[2]から引用).

て上昇し始めて、最後 ($t=2.3$ s) にはプラズマ中心部 ($r_{eff}/a_{99} = 0.19$) のイオン温度勾配もジャンプしている。プラズマの中間部のイオン温度勾配は周辺部のイオン温度勾配の3倍にも達している。プラズマの中間部 ($r_{eff}/a_{99} = 0.56$) のイオン温度勾配を規格化した値 R/L_{Ti} (ここで、 R は主半径、 L_{Ti} はイオン温度勾配のスケール長で $T_i/(dT_i/dr_{eff})$ で定義) の時間変化を見ると、Lモードから内部輸送障壁 (ITB) モードへの遷移の時刻と時間がわかる。Lモードにおける規格化イオン温度勾配は ~ 7 である。ITB遷移は $t=2.1$ sで始まり、 $t=2.16$ sでは規格化イオン温度勾配は一定値 (~ 14) に達している。遷移に要した

時間は0.16 sとエネルギー閉じ込め時間よりも長く slow transition[3] (輸送の2次遷移) の一種である。一方、プラズマ中心部 ($r_{\text{eff}}/a_{99} = 0.19$) のイオン温度勾配の変化は早く (~ 0.02 s) イオン温度勾配がジャンプして、輸送の1次遷移の様子を示している。

4.2.2 熱伝導係数のパワー依存性

Lモードでは温度の上昇に伴い熱伝導係数が上昇する (閉じ込めの劣化) ので、加熱パワーの増加に伴い熱伝導係数が増える。ところが内部輸送障壁が形成されると、温度の上昇に伴い熱伝導係数が減少するので、加熱パワーの増加に伴い熱伝導係数が下がる。したがって、熱伝導係数の温度依存性 ($d\chi_i/dT$)、温度勾配依存性 ($d\chi_i/d\nabla T$) または加熱パワー依存性 ($d\chi_i/dP$) や温度の正負で決めることができる。すなわち、 $d\chi_i/dP > 0$ の性質を持つプラズマをLモードプラズマ、 $d\chi_i/dP < 0$ の性質を持つプラズマをITBプラズマと定義することができる[4]。

図3はJT-60UのITBにおいて熱拡散係数のパワー依存性を調べた実験結果である。加熱パワーを1 MW から8 MW まで変化させると、プラズマの中心部 ($r/a < 0.5$) においてイオン温度の上昇が顕著であることがわかる。イオン温度勾配が大きいプラズマ中間部 ($r/a = 0.5$) を示したものであるが、加熱パワーが1 MW から2 MW に上げた時には増加した熱拡散係数が、加熱パワーを3 MW 以上にすると減少に転じていることが明確に示されている。加熱パワーが2 MW 以下の時は加熱パワーの上昇 (温度の上昇) に伴い熱拡散係数が上昇しているが、加熱パワーが2 MW を超えると、加熱パワーの上昇 (温度の上昇) に伴い熱拡散係数が下がっている。熱拡散係数のパワー依存性が変化するところがLモードプラズマとITBプラズマとの境目であるとみなすことができる。規格化熱流束と温度勾配との関係を見ると、ITBが現れる中間部 ($r/a = 0.46$) では規格化熱流束は温度勾配の増加に従い増えるものの、その増加は温度勾配の上昇と伴に緩やかになっていく。一方ITBが現れない周辺部 ($r/a = 0.7$) では規格化熱流束は温度勾配の増加に従い急激に増える[5]。

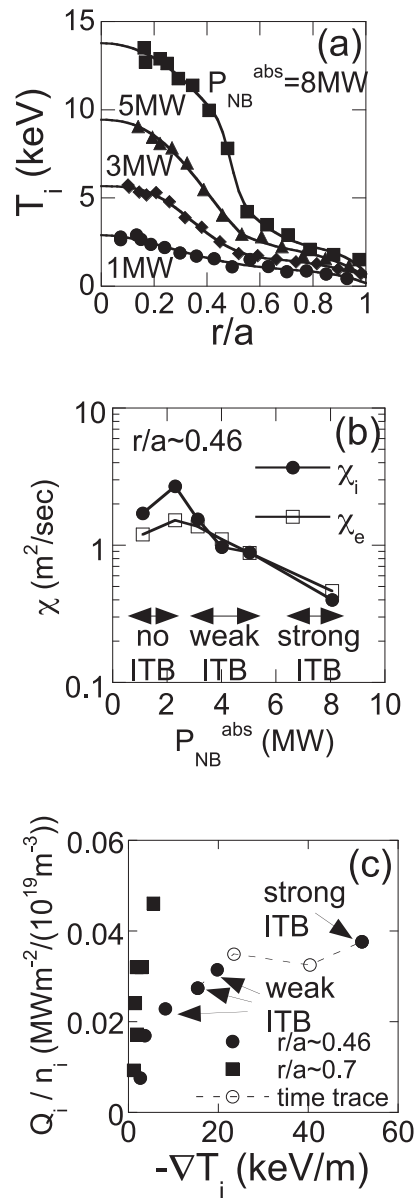


図3 JT-60Uにおける熱伝導係数のパワー依存性 (参考文献[5]から引用)。

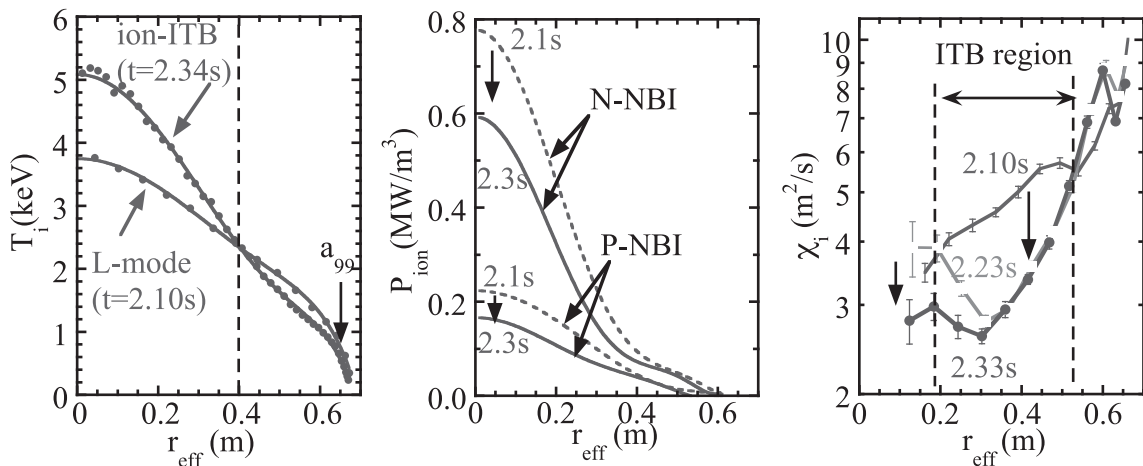


図4 LHDにおけるLモードと内部輸送障壁モード時のイオン温度、加熱パワー、熱拡散係数の空間分布 (参考文献[2]から引用)。

4.2.3 LHD における内部輸送障壁

LHD における内部輸送障壁は広くて弱いので、その温度分布形状だけからでは、ITB 領域とその外の L モード領域との境目が明確ではない。ITB 領域がどこであるかを議論するには温度の上昇に伴い、熱拡散係数が下がったかどうかで調べる必要がある。図 4 は Lモードフェーズ ($t=2.1$ s) と ITB フェーズ ($t=2.34$ s) におけるイオン温度分布、加熱パワー分布、熱拡散係数分布である。ITB 遷移に伴い中心イオン温度は 3.8 keV から 5.2 keV と上昇しているが、周辺部のイオン温度は逆に減少している。そのために温度が上昇する中間領域 ($r_{\text{eff}} < 0.4$ m) と温度が下降する周辺領域 ($r_{\text{eff}} > 0.4$ m) に分かれている。このとき加熱パワーは数割程度減少している。熱拡散係数分布の変化を見ると、ITB 遷移後 ($t=2.23$ s) プラズマの中間部 ($r_{\text{eff}}=0.18-0.53$ m) において熱拡散係数の減少が観測される。その後中心付近のイオン温度勾配も増加し ITB の形成時 ($t=2.23$ s) には熱拡散係数の減少はプラズマ中心にまで及ぶ。LHD における内部輸送障壁の特徴は、中間部で発生した閉じ込め改善領域が中心へと広がっていくことである。

図 5 は周辺部のイオン温度分布を拡大したものであるが、イオン温度が上昇するか下降するかの境目が $r_{\text{eff}} = 0.4$ m であるのに対し、熱拡散係数が上昇するか下降する

かの境目は $r_{\text{eff}}=0.52$ m と少し外側に位置している。ITB 領域の外側で熱拡散係数が上昇するのは、熱輸送の非局所性によるものと考えられる。すなわち、ITB の形成に伴いある領域では輸送が改善して勾配が増えるが、別の場所では逆に輸送が悪化して勾配が小さくなる。この現象は、ある場所の勾配でその場所の輸送係数が決定されるという局所輸送モデルでは説明できない。このような輸送の空間相互作用は ITB の曲率遷移[6]にも見られる現象である。

輸送改善のメカニズムの一つとして回転シアが取り上げられることが多いが、温度勾配がプラズマ回転を駆動するので[7-9]、その因果関係には注意が必要である。温度勾配の増加が原因で回転シアができているのか？回転シアの増加が原因で温度勾配ができているのか？を確かめる必要がある。図 6 は ITB 形成時における回転シアと温度勾配の関係を示したものである。プラズマ中心部 ($r_{\text{eff}}/a_{99}=0.28$) については、中性粒子ビームによって加熱と回転駆動が同時に起こるので、両者の関係に因果関係は見られない。ところが、プラズマ中間部 ($r_{\text{eff}}/a_{99}=0.47, 0.64$) においては、温度勾配の増加が先に起こり回転シアの増加が遅れて観測

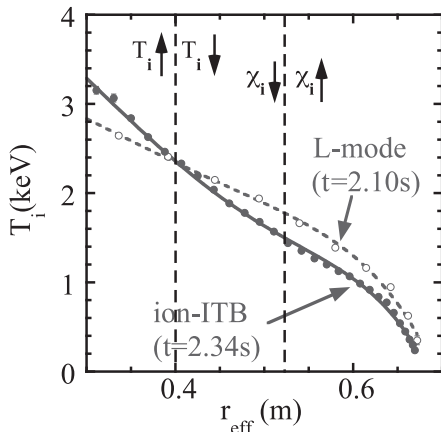


図 5 LHD におけるプラズマ周辺部のイオン温度の空間分布 (参考文献[2]のデータに基づいて作成)。

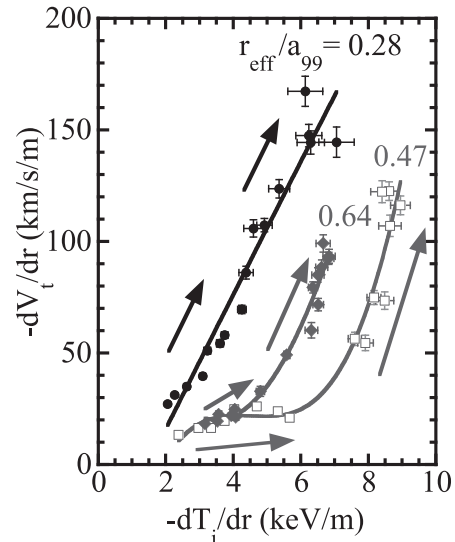


図 6 LHD における速度勾配と温度勾配の関係 (参考文献[2]から引用)。

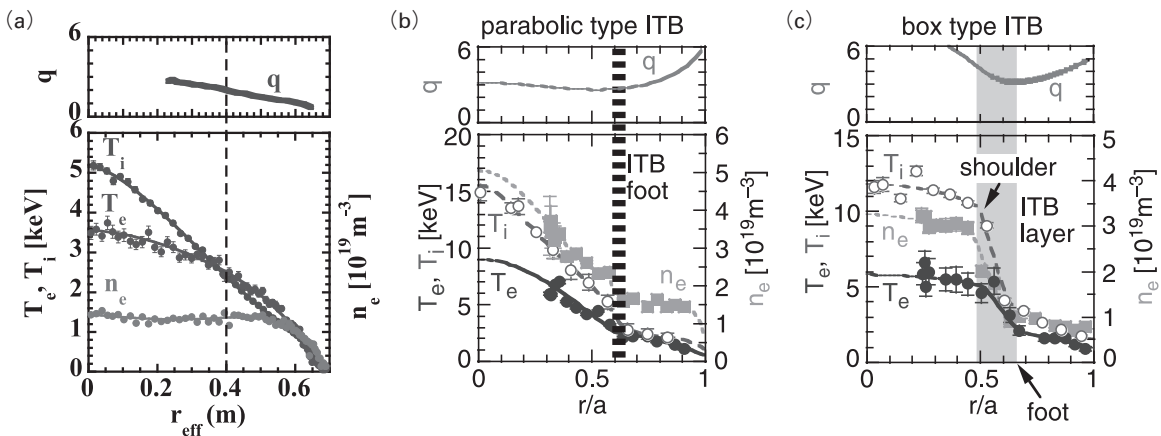


図 7 ヘリカル[(a)]とトカマク [(b), (c)] プラズマのイオン温度、電子温度、電子密度分布、 r_{eff} は磁気面平均小半径で r/a は規格化磁気面平均小半径 (参考文献[2]と参考文献[14]から引用)。

される。この実験から、回転シアが閉じ込め改善を引き起こしているのではなく、閉じ込め改善による温度勾配の増加が回転を引き起こしているのが明確になった。

4.2.4 ヘリカルとトカマクの内部輸送障壁の分布形状の違い

図7に内部輸送障壁をもつプラズマのイオン温度、電子温度、電子密度分布を示す。トカマクプラズマとヘリカルプラズマにおける大きな違いは密度分布である。トカマクにおいてイオン温度に内部輸送障壁が観測されている時には、電子温度・電子密度にも急峻な勾配が観測されている。これに対して、ヘリカルではイオン温度分布のみに内部輸送障壁が観測され、電子温度・密度には急峻な勾配がない。特に密度分布に関してはITB領域においてほぼ平坦である。加熱はプラズマ中心部で行われるので、乱流が小さくなって熱拡散係数が減少すればその勾配が増加すると考えられるが、粒子ソースはプラズマ周辺部にあるので、粒子拡散係数が減っただけでは密度勾配の増加は得られない。密度勾配が増加するには、粒子の内向き流れ（ピンチ）が必要である。トカマクで、イオン温度、電子温度、電子密度のすべての勾配が大きくなっているのは、イオン熱輸送の改善、電子熱輸送の改善、粒子輸送のピンチの増加がすべて同時に起こっていることを示している。ところが、ヘリカルにおいてはイオン温度のみに内部輸送障壁が観測されており、イオン熱輸送の改善しか起こっていない。この事実は、1)イオンの輸送を支配する乱流と電子の輸送を支配する乱流が異なること、2)熱輸送の改善と粒子ピンチの出現は同時に起こる必然性がないこと、を明

確に示しており、輸送改善のメカニズムを考える上で大変興味深い事実である。

粒子輸送のみならず不純物輸送においてもトカマクとヘリカルで大きな差が見られる。LモードフェーズとITBフェーズにおける電子密度と炭素不純物密度分布を図8に示す。ヘリカルではITBが形成されるとイオン温度勾配が増加し、外向きの流れが駆動されるので密度分布は平坦に、不純物分布は極端なホロー分布となり、不純物ホールと呼ばれている[10,11]（不純物ホールに関する詳しい記述は3章で述べられている）。これに対してトカマクでは、ITBが形成されると内向きの流れが駆動されるので、密度分布・不純物分布ともに中心にピークした分布となる。このITBプラズマの粒子・不純物輸送の違いは、将来の核融合では極めて重要な点であると指摘したい。ITB形成に伴い内向きも流れ（ピンチ）が起こるといった性質は中心密度を上げて核融合積を上げるのには役立つが、一旦燃焼が始まると燃焼して出た不純物であるヘリウムを排出することが困難となる。これに対し、ITB形成に伴う外向きの流れは、密度分布の中心ピークを妨げるので、核融合積を上げるのは困難となるが、一旦燃焼が始まると効率よく不純物であるヘリウムを排出できるという特徴となる。この点においてもトカマクでは何故内向きの流れができて、ヘリカルでは外向きの流れが駆動されるのか？そのメカニズムを突き止める事で、将来の核融合炉における不純物排出の方法を見出すことが可能になるとと思われる。

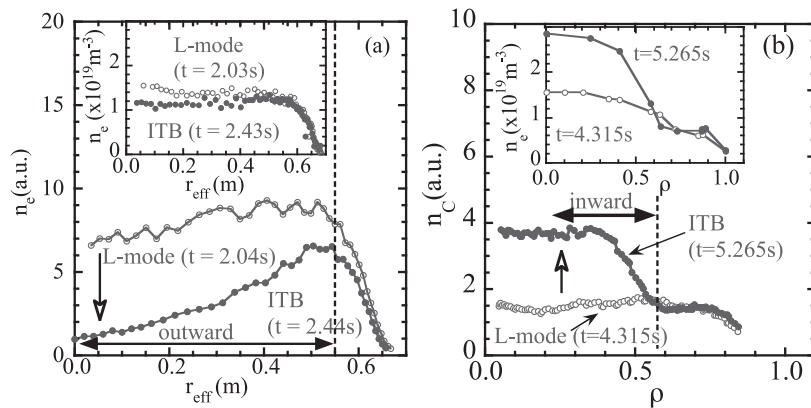


図8 (a)LHDと(b)JT-60Uにおける電子密度と炭素密度分布、 r_{eff} は磁気面平均小半径で ρ は規格化磁気面平均小半径(参考文献[2]から引用)。

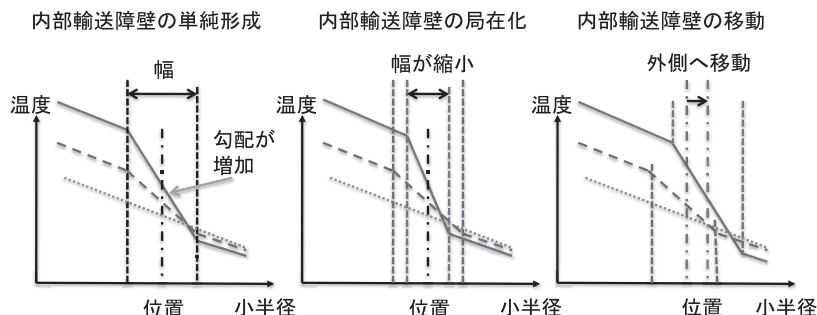


図9 内部輸送障壁の形成のパターン。

4.3 内部輸送障壁の3要素

内部輸送障壁 (ITB) のダイナミクスにおいて重要なパラメータは温度勾配 ∇T (ITBの強さ), 障壁領域の広さ $\Delta\rho_{ITB}$ (ITBの幅), 障壁領域の半径 ρ_{ITB} (ITBの位置) である. この3パラメータは内部輸送障壁の3要素と考えられ, 輸送障壁の形成時にはこれらの3つのパラメータが時間的に変化する. この3つのパラメータのうち温度勾配が大きくなるという変化は内部輸送障壁の定義でもありすべての内部輸送障壁で見られる共通の性質であるが, 障壁領域の幅, 障壁領域の位置に関しては, いろいろなバリエーションがある. 内部輸送障壁の形成のパターンを図9に示す. 局所輸送モデルでは, 内部輸送障壁の位置・幅が固定されたまま勾配が増加するという単純形成が予想される. しかしながら, 実際には内部輸送障壁の幅が広がったり (拡大), 狭くなったり (局在化) するのみならず, 内部輸送障壁の位置がプラズマ中心部 (内側) やプラズマ周辺部 (外側) に移動するという現象が起こる. 実際, LHD のイオン内部輸

送障壁の形成時には輸送障壁が内側に移動しつつ拡大している. 一方, トカマクでは内部輸送障壁が外側に移動しつつ局在化する現象がよく見られる. ここでは, 内部輸送障壁の強さ, 幅, 位置がどのように変化して輸送障壁が形成されるかについて, トカマクとヘリカルと比較を行う.

4.3.1 内部輸送障壁の強さ

内部輸送障壁の強さを示す指標として, 主半径と温度のスケール長との比を取ることが多い. これは トカマクのITG乱流に基づく理論的スケールングから規格化イオン温度勾配のしきい値が $R/L_{Ti} = (1 + T_i/T_e)(1.1 + 1.4s + 1.9s/q)$ (ここで, s は磁気シア, q は安全係数を示す) と予想され, その値は磁気シアや安全係数の値によって変化するが概ね4~7である. 図10はJETトカマクの実験結果[12]であるが, ITBプラズマが観測されているのは規格化イオン温度勾配が10以上の領域で, 規格化イオン温度勾配のしきい値を大きく超えているのがわかる. したがって規格化イオン温度勾配がしきい値より小さい場合にはLモード, 大きい場合はITBプラズマと見なせる場合が多い. 但し, しきい値は磁気シアや電子/イオン温度比によって変化するもので, R/L_{Ti} の値だけでLモードプラズマかITBプラズマを決めることはできない.

4.3.2 内部輸送障壁の幅

内部輸送障壁 (ITB) にはいろいろな強さ, 幅, 位置 (ITB半径) において様々なバリエーションがある[13]. それ故に温度分布だけからITBプラズマかLモードプラズマかを判断することは難しい. ここでは, 内部輸送障壁の幅について議論する. 図11(a)は内部輸送障壁の強さを示す規格化温度勾配 R/L_{Ti} と内部輸送障壁の幅との関係を示したものである. 内部輸送障壁の幅が狭いときには, 温度勾配が大きい領域と小さい領域を明確に分離することができるので, その幅 W を定義できる. ところが, 内部輸送障壁の幅が広い時には, 内部輸送障壁の中と外を明確に分離することができない. その場合には中心イオン温度を最大イオン温度勾配で割ったものを小半径で規格化することで幅 (規格化内部輸送障壁幅) を定義できる. この幅は内部輸送障壁が強くなり幅が狭くなるにつれて, W/a に近づく. L

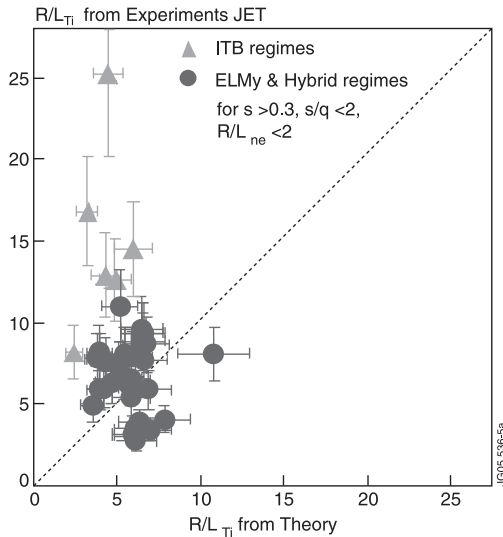


図10 内部輸送障壁の強さを示す規格化温度勾配 R/L_{Ti} の理論との比較 (参考文献[12]から引用).

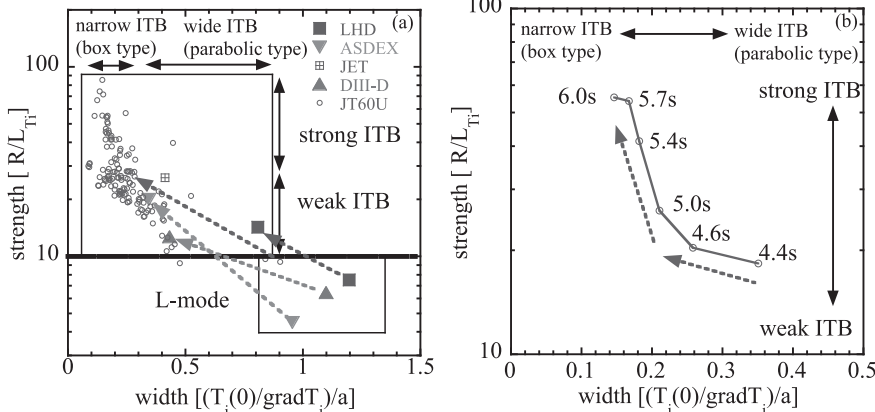


図11 (a) 内部輸送障壁の強さを示す規格化温度勾配 R/L_{Ti} と内部輸送障壁の幅との関係と (b) 単一放電中の $t=4.4$ s から $t=6.0$ s までの時間発展 (参考文献[2]と参考文献[13]のデータに基づいて作成, JT-60Uのデータは坂本宜照博士より). 矢印はLモードからITBへの遷移及びITB形成後の時間発展を示す.

モードプラズマでは温度勾配の急峻な領域がなく最大イオン温度勾配と平均的イオン温度勾配の値に大きな差がないので、規格化障壁幅の値は1付近となり、規格化イオン温度勾配も10以下の値となる。内部輸送障壁が形成されると、規格化障壁幅は0.3-0.8になり、規格化イオン温度勾配は10-30になる。このように、規格化障壁幅と規格化イオン温度勾配の値の幅が広いために、内部輸送障壁を持つプラズマのイオン温度分布には大きなバリエーションが生じる。

内部輸送障壁の温度勾配の大きさによって強い内部輸送障壁 (strong-ITB) または弱い内部輸送障壁 (weak-ITB) という分類と、幅の大きさにより広い内部輸送障壁 (wide-ITB) または狭い内部輸送障壁 (narrow-ITB) という分類ができる。トカマクプラズマでは幅の大きさの違いをその見た目の形から広い内部輸送障壁を放物線型 (parabolic type ITB)、狭い内部輸送障壁を箱型 (box type ITB) という名前を付けて呼んでいる[14] (ヘリカルプラズマでは、放物線型ではあるが狭い内部輸送障壁が電子の温度分布で観測されているので[4]、放物線型 ITB/箱型 ITBではなく、広い ITB/狭い ITB と呼んでいる)。

図11(b)は ITB 形成後の内部輸送障壁の強さと内部輸送障壁の幅との関係の時間発展を示した図である。単一の放電中においても、放物線型 ITB (広くて弱い ITB) から箱型 ITB (狭くて強い ITB) に連続的・自発的に変化している様子がわかる。この事実から、ITB は局在化しつつ強くなるという性質を常に持っているが、完全に発達した場合には箱型 ITB に、発達が途中で抑えられ場合には放物線型 ITB になると考えることができる。これはちょうど、夏の雲が潜熱を利用して発達するという性質があり、発達しきって積乱雲となり夕立を降らす場合と発達が途中で止まって積雲となり夕立には至らない場合があるが、積雲と積乱雲ができる機構に大きな差はないのと同じと考える理解しやすい。

4.3.3 内部輸送障壁の幅と位置

内部輸送障壁の幅と位置がどのようにして決まるかも重要な課題である。トカマクでは内部輸送障壁の位置と安全係数 q 分布との関係が研究されている [15]。正磁気シアプラズマでは安全係数 q 分布が外側に向かって単調増加しているが、負磁気シアプラズマでは安全係数 q 分布は一旦減少し、外側に向かって増加していく。したがって、負磁気シアプラズマでは安全係数 q が最小値をとる位置が必ず存在する。図12が輸送障壁の足 (温度勾配が大きい領域の外側の端) と安全係数 q の最小値の位置との関係を示したものであるが、両者の位置はおおむね 0.1 m 以内で一致している。すなわち、安全係数 q の最小値の位置が動けば、その動きにそって輸送障壁の足も動くことを示している。ただし、輸送障壁の足の位置が安全係数 q の最小値の位置を追従するのは、ITB が形成された定常状態で起こる現象であり、ITB の形成時 (矢印で示された▲印) や ITB の消滅時 (矢印で示された●印) においてはその限りではなく、輸送障壁の足は時間的に外側に移動していく。したがって、「安全係数 q の最小値の位置の内側で輸送の改善が起こる」と考えるより、「ITB の移動はその足が安全係数 q

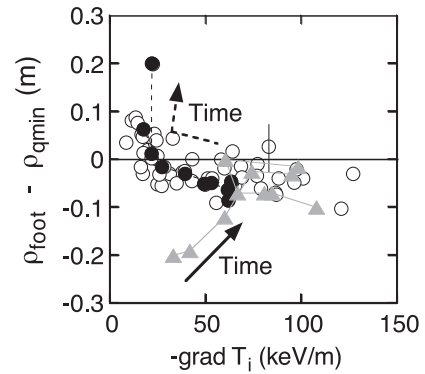


図12 JT-60Uにおける輸送障壁の足の位置と安全係数の最小値位置との差と温度勾配との関係 (参考文献[15]から引用)。

の最小値の位置に来ると止まる」と考えた方が自然である。輸送障壁の形成において安全係数 q の最小値 (または近傍) に閉じ込め改善を引き起こすメカニズムがあるというより、安全係数 q が最小値の位置に ITB の進行を止めるメカニズムがあると考えたべきではないと思われる。安全係数 q の最小値の位置というものを持たないヘリカルプラズマにおいて「明確な輸送障壁の足」が観測されていないことは注目すべき点である。

4.3.4 内部輸送障壁の位置の移動

内部輸送障壁の位置の移動について議論したい。内部輸送障壁の位置の移動は非常に興味深い現象である。例えば輸送障壁が外側に移動する時には、輸送障壁の外側の勾配が小さい L モードが勾配が大きい輸送障壁へと変化すると同時に、内側に近い勾配が大きい輸送障壁の領域が勾配が小さい L モード領域と変化する。このような現象を説明するのは、輸送が強い空間相関を持っていると考えないと説明できない。内部輸送障壁の位置の移動は温度勾配の空間分布の時間変化を等高線で示すとわかりやすい。図13は内部輸送障壁形成時におけるヘリカル (LHD) と JT-60U トカマク (正磁気シア, 負磁気シア) における温度勾配の等高線である。どの内部輸送障壁もプラズマの中間部で発生しているが、その後の発展の仕方に大きな違いがあることがわかる。LHD の内部輸送障壁は、発生後に ITB 領域の幅を広げながら内側 (プラズマ中心) へ拡大し、閉じ込め改善は弱い (温度勾配は小さい) もののプラズマの広い部分に及んでいる。それに対し、JT-60U の内部輸送障壁は発生後、外側 (プラズマ周辺) にその領域を移動させており、特に負磁気シアの場合には極端な局在化を起こしている。

4.4 最後に

ヘリカルの内部輸送障壁とトカマクの内部輸送障壁の比較から一体何が得られるかについて議論してみたい。なぜヘリカルで拡大化が起こりトカマクでは局在化が起こるのかは興味深い問題である。ヘリカルプラズマで内部輸送障壁ができると、乱流輸送が小さくなると同時に温度上昇により新古典輸送が大きくなるので、新古典輸送は無視できないレベルとなる [16]。内部輸送障壁が形成されると熱拡散係数は新古典輸送で予想される値に近づく。この時には乱流がなくなるわけではないが、新古典輸送で抑えられた

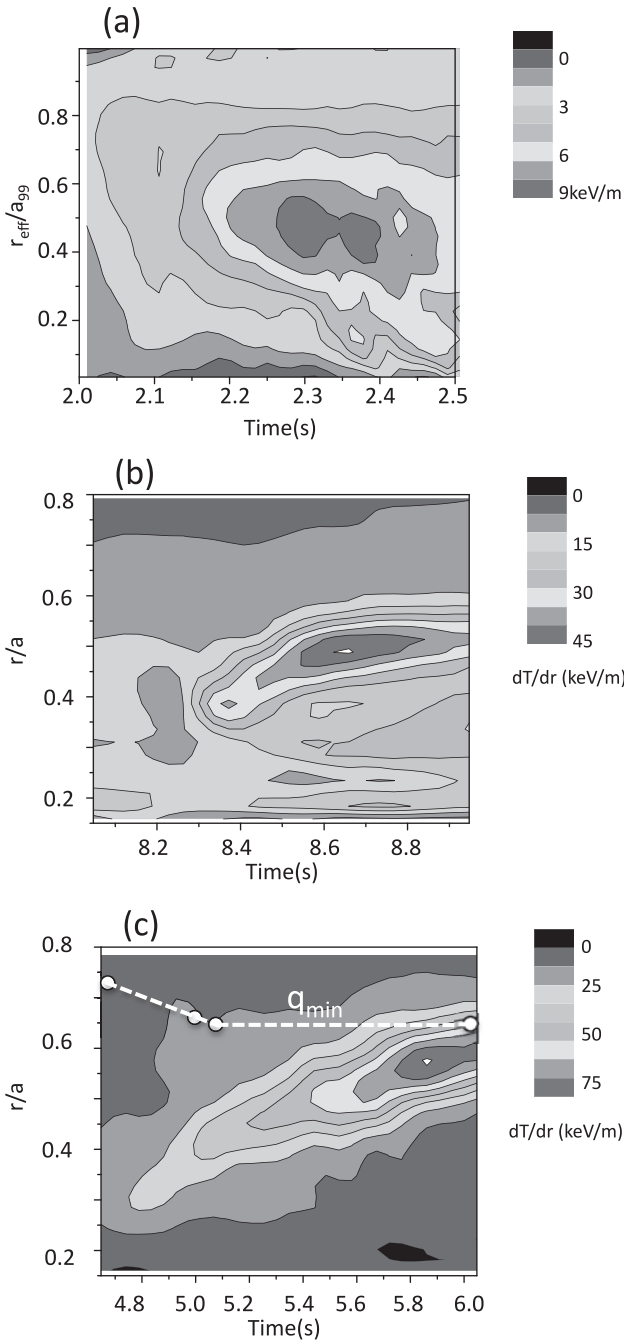


図13 (a)LHD プラズマ(中心イオン温度 $T_i(0) \sim 5$ keV), (b) JT-60U 正磁気シアプラズマ ($T_i(0) \sim 10$ keV), (c) JT-60U 負磁気シアプラズマ ($T_i(0) \sim 10$ keV) における温度勾配分布の時間変化 r_{eff} , r は共に磁気面平均したプラズマ小半径, a は JT-60U のプラズマの最外殻の小半径, a_{99} は蓄積エネルギー 99% のプラズマ領域の平均小半径 (参考文献[2]のデータに基づいて作成)。

温度勾配に対応するレベルに留まっていると考えられる。すなわち、新古典輸送により勾配の増加がある程度で抑えられるのであろう。「ある場所」で新古典輸送により勾配の増加が抑えられた時に、内部輸送障壁は強さ(温度勾配)を増すことができないので、代わりに内部輸送障壁の幅を増やそうとしているように見える。例えていうと、煙は何もないとまっすぐ上に上がっていくが、天井があるとそこで横に広がるように、温度勾配も最初は上昇を続けるが、新古典輸送という天井にぶつくとそこで領域を拡大して

いく。一方トカマクでは、新古典輸送のレベルが低く(天井が高く)勾配の増加が抑えられることがないので、強さ(温度勾配)がどんどん増大する。ところが幅の方は狭くなってしまふ(トカマクでは MHD という天井にぶつかり不安定性を引き起こし、勾配が急に減少することが多い)。それゆえにイオン温度勾配ではヘリカルよりも 5–10 倍も大きいにもかかわらず、中心イオン温度は 2 倍程度にとどまっている。トカマクの輸送障壁を見ていると、輸送障壁の強さが増すと幅が狭くなる性質があるように思われる。この性質は非局所輸送がプラズマにおいて支配的であるとすると説明できる。すなわち、1) 乱流レベルが下がると熱流束は一定なので温度勾配が大きくなる、2) 温度勾配が大きくなると乱流レベルが増える(逆に温度勾配を小さくすれば乱流レベルが下がる)。乱流輸送が局所輸送であれば、1)と2)が釣り合ったところで勾配が決定されるのだが、非局所であれば輸送障壁内部で1)が起り、輸送障壁の外で2)が起ると考えられないだろうか? そうだとすれば、温度勾配が小さい外の部分がたくさんあれば(幅が狭ければ)、輸送障壁内部の勾配をより大きくできると考えられる。

輸送改善のメカニズムおよび非局所輸送のメカニズムはまだあまり理解が進んでおらず、ヘリカルとトカマクとの比較からすぐにそのメカニズムを明らかにできるわけではない。しかしながら、トカマクで通常見られる性質がヘリカルでは見られなかったり、またはその逆であったりする。物の 3 次元形状を知るには、その物を「横から」見たり「上から」見たりと見る方向を変えることで(見え方の違いを知ることで)認識できる。内部輸送障壁も、見え方が異なる「トカマク」と、「ヘリカル」で観測することで、そのメカニズムの解明が進むと思われる。

謝 辞

本特集をまとめるにあたり、大型ヘリカル装置(LHD)実験グループ、ならびに日本原子力研究開発機構の坂本宜照博士をはじめとする JT-60 チームに感謝します。

参考文献

- [1] Y. Koide *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 3662 (1994).
- [2] K. Ida *et al.*, Nucl Fusion **49**, 095024 (2009).
- [3] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 125006 (2006).
- [4] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 085003 (2003).
- [5] Y. Sakamoto *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 876 (2004).
- [6] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 055003 (2008).
- [7] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 1990 (1995).
- [8] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 3040 (2001).
- [9] M. Yoshinuma *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 075036 (2009).
- [10] M. Yoshinuma *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 062002 (2009).
- [11] K. Ida *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 056111 (2009).
- [12] X. Litaudon, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, A1 (2006).
- [13] W.C. Wolf, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, R1 (2003).
- [14] T. Fujita, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, A19 (2002).
- [15] Y. Sakamoto *et al.*, Nucl. Fusion **41**, 865 (2001).
- [16] M. Yokoyama *et al.*, Phys. Plasmas **15**, 056111 (2008).