



## 2. LHD におけるイオン熱輸送改善

永岡賢一, 横山雅之

核融合科学研究所

(原稿受付: 2009年12月8日)

イオン温度分布計測とイオン加熱を主目的とした垂直中性粒子ビーム入射装置 (NBI) が大型ヘリカル装置 (LHD) で稼働を始め, ヘリカル系のイオン加熱実験およびイオン熱輸送の研究が進展している. LHD におけるイオン系内部輸送障壁 (イオン ITB) 形成プラズマの熱輸送特性に関する最新の成果を紹介する. イオン系内部輸送障壁が形成されると, 輸送障壁の領域のイオン熱拡散は新古典輸送レベルまで低減する. このとき, 不純物はプラズマコアから排出され, ヘリカル系特有の不純物ホールを形成する.

### Keywords:

internal transport barrier (ITB), ion temperature gradient, neoclassical transport, ion root, anomalous transport

### 2.1 はじめに

ヘリカル型磁場閉じ込め配位は, 高密度放電領域の良好な閉じ込め特性と長時間運転に長所がある [1]. 高密度放電に関しては, 国際ステラレータスケーリング [2, 3] からわかるように, 閉じ込め時間は密度に対して正の依存性を持っていることと, トカマクの Greenwald 密度限界に比べて遥かに高い密度領域での放電が可能であることに起因している [4]. 最近では, 内部拡散障壁 (IDB) と呼ばれる急峻な密度勾配の内部に生成される超高密度プラズマの研究が進展している [5, 6]. 長時間運転では, 閉じ込め配位の形成にプラズマ電流を必要とするトカマクに比べ, プラズマ電流を維持・制御する必要がないという点は, ヘリカル系の大きな利点となる. 最近では, 炉材料開発の観点から大型の炉設計が可能である点もヘリカル系の長所であることが指摘されている [7].

一方で, 高温度のプラズマ生成が難しいことは, ヘリカル系の弱点とみられてきた. 特にイオン温度に関しては, Heliotron E [8, 9] や CHS 装置 [10] で低リサイクリング・ビーム燃料供給プラズマで高イオン温度放電の実現はみられたものの, 内部輸送障壁形成トカマクプラズマに比べると低い温度にとどまっていた. このような背景の中でこれまでの LHD におけるイオン加熱実験は, 主に 2 つの視点で行われ, 成果を上げてきた. 一つ目は, 低密度での NBI 吸収効率を上げて, ヘリカル型磁場配位で高イオン温度プラズマの閉じ込め性能を確認する実験である. これは, LHD の主加熱である負イオン NBI のビームエネルギーが高く, ビームパワーの大部分が電子加熱に働いてしまうが, この問題を回避するために不純物ガスパフにより Z の高いプラズマを用いて行われた. その結果, 10 keV を超える高イオン温度のプラズマ閉じ込めを確認できている [11, 12]. 二つ目は, 電子加熱が支配的なプラズマで実現さ

れる正の径電場 (電子ルート) によるイオン熱輸送改善の実験である [12-14]. 核融合燃焼プラズマの加熱機構であるアルファ粒子加熱では, 電子加熱が支配的になるため, そのようなプラズマでイオン熱輸送を研究することは, トカマクプラズマと共通の課題である. 中心集光した電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECRH) のイオン輸送へ及ぼす効果を調べる実験が LHD および CHS で行われてきた [12, 13, 15]. 低密度プラズマでは大きな正電場 (電子ルート) を形成し, イオン温度が上昇する放電が得られているが, イオンルートの状況では, 電子加熱の効果はほとんどない, もしくはイオン温度は下がってしまう. これは, 電子とイオンの温度比 ( $T_e/T_i$ ) が高いとイオン熱輸送を支配する乱流の成長率が大きくなるためと考えられている [16].

そして近年, 低ビームエネルギーの (イオン加熱比率の高い) 垂直 NBI を導入することで飛躍的な進展があった. 垂直 NBI による大電力イオン加熱が可能になったことと, 垂直 NBI をプローブビームとした荷電交換分光によりイオン温度分布が精度よく得られるようになった. その結果, 大電力 NBI 加熱プラズマでイオン熱輸送の内部輸送障壁が発見され, ヘリカル系プラズマのイオン温度領域の飛躍的な拡大を実現した [17]. この章では, この LHD のイオン内部輸送障壁のプラズマの熱輸送特性を中心に紹介する.

### 2.2 内部輸送障壁の形成

コアプラズマ中のある領域で熱や粒子の輸送が改善し, 内部輸送障壁と呼ばれる急峻な温度や密度の勾配が形成されるプラズマを内部輸送障壁プラズマと呼ぶ. まずここでは, この内部輸送障壁の定義について議論する. 輸送障壁を定義する方法として, 輸送特性を用いる方法と分布形状

を用いる方法がある。前者は、プラズマのある状態において、その輸送の特性、例えば、拡散係数の加熱パワー依存性や温度依存性の違いを用いて定義する方法であり、プラズマ状態の質的な違いを表わす定義である。しかし、その判定には詳細な解析が必要なため実用にはもっと簡易な手法が用いられることが多い。後者は、温度や密度の分布形状だけから判定する手法で大変簡易であるが、統一された定義があるわけではない。トカマクプラズマ中の内部輸送障壁にはいくつか種類があり、その定義も種類や場合によって異なる。負磁気シアプラズマにおいて形成されるボックスタイプの内部輸送障壁は、非常に狭い領域のみに輸送障壁が形成されるのでわかりやすいが、正磁気シアプラズマの輸送障壁は判断が難しい。温度分布のピーキング係数で判定する方法や温度勾配に閾値を導入して判定する方法がしばしば用いられている[18]。なかでもイオン温度勾配不安定性に関する物理量として、規格化温度勾配 ( $R/L_T : R$  大半径,  $L_T$  は温度勾配のスケール長) は装置間比較に使われることが多い。しかしながらその閾値は装置間で同一ではない。ここでは、イオン温度勾配の変化に注目した定義を導入する。

一般に、閉じ込め改善がない(Lモード)プラズマでは、温度分布は中心部が平坦で緩やかな凸型分布になる。つまり中心部の温度勾配より周辺部の温度勾配の方が大きくなる。これは温度が高いプラズマでは、拡散係数が大きいことに対応し、温度勾配がつきにくくなるのである。この性質は、輸送が微視的乱流で決まっていると考えると自然に導かれる。イオンラーモア半径程度のスケールをもつ微視的乱流による輸送係数として知られているジャイロボーム型拡散係数は

$$D = \frac{\kappa T}{eB} \frac{\rho_i}{L} \quad (1)$$

で与えられる[19]。ここで、 $\kappa$ ,  $e$ ,  $B$ ,  $\rho_i$ ,  $L$  は、それぞれ、ボルツマン定数、素電荷、磁場強度、イオンラーモア半径、圧力勾配の特性長である。このジャイロボーム型拡散係数の温度依存性は、 $D \propto T^{3/2}$  である。ジャイロボーム型拡散の場合、熱拡散係数も同様の依存性を持つ： $\chi \propto T^{3/2}$ 。もっとも簡単な局所熱輸送方程式は、

$$Q = -n\chi \nabla T \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 $Q$ ,  $n$  はその場所の熱流束と密度である。熱流束  $Q/n_i$  が一定と仮定すると(実際には局所加熱や密度分布などにより一定ではないがここではもっとも簡単な状態を考える)、温度が高くなると温度勾配は減少する( $\chi$  が大きくなる)。つまり、温度分布は、中心部が平坦な緩やかな凸型になるのである。

これに対して、内部輸送障壁が形成されるとプラズマ中のある領域で急峻な温度勾配が形成される。ここで、「コア領域で周辺部より大きな温度勾配が形成されたものを内部輸送障壁と呼ぶ」という定義を導入し、輸送障壁が形成されたかどうかを判定するために用いることができる。つまり、輸送障壁はコア領域のある小半径位置： $r = r_1$  と周

辺領域のある位置： $r = r_2$  ( $r_1 < r_2$ ) で

$$|\nabla T(r_1)| > |\nabla T(r_2)| \quad (3)$$

が満足されているプラズマを内部輸送障壁形成プラズマと呼ぶ。図1にLモードプラズマと内部輸送障壁形成プラズマの温度分布の模式図を示す。この図のようにコア領域で急峻な温度勾配が形成され、周辺部の温度勾配よりも大きくなっている状態が内部輸送障壁と定義される。図2に、この定義を用いてLHDプラズマの内部輸送障壁の形成領域を温度勾配と密度の空間で示す。温度勾配閾値を用いる定義とほぼ同等の判定であることがわかる。この定義が便利な点は2つある。ひとつは、内部輸送障壁の足(ITB foot)の位置が自動的に定義されることである。式(3)が満たされている状態を保ちつつ、 $r_1$  と  $r_2$  を近づけていく

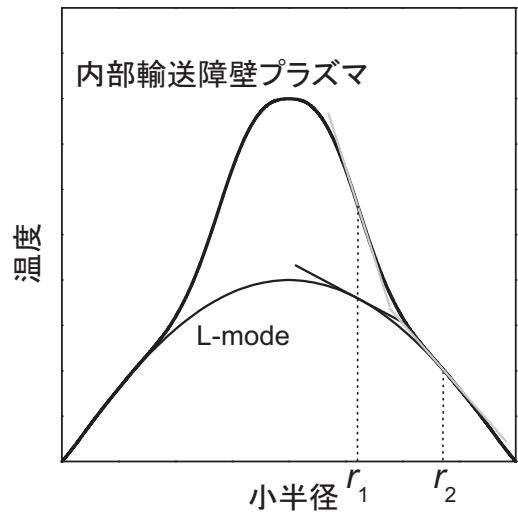


図1 L-mode プラズマと内部輸送障壁形成プラズマの典型的な温度分布の模式図。コア領域( $\rho_1$ )と周辺領域( $\rho_2$ )の温度勾配の大小関係が、L-mode プラズマと内部輸送障壁形成プラズマで逆転している。

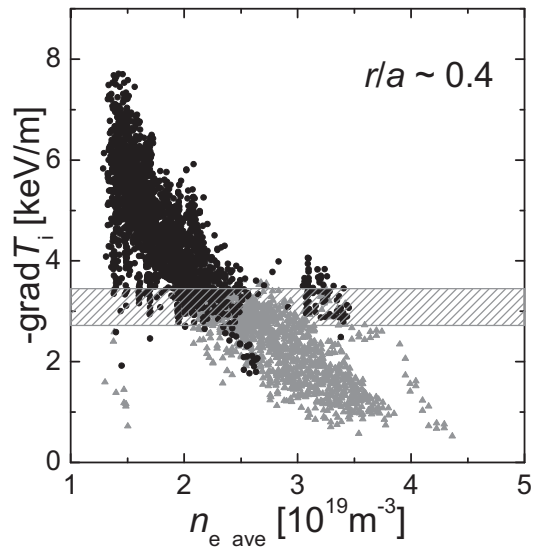


図2 式(3)で判定されたイオン内部輸送障壁形成プラズマ(黒)と輸送障壁のないプラズマ(灰色)のコア領域の温度勾配と線平均密度の関係。3 keV/m 程度の温度勾配閾値を用いて定義した内部輸送障壁の判定とほぼ同等であることがわかる。a はプラズマ小半径であり、 $a = 0.609 \sim 0.618$  m。

と、輸送障壁の足の位置はある程度の精度で

$$r_1 < r_{\text{foot}} < r_2 \tag{4}$$

から決定できる。もうひとつは、温度勾配の空間構造だけから定義できるため、温度勾配の閾値を決める必要はない。これにより、装置間で同じ定義を用いて比較することが可能となる。ただし、分布形状だけから定義する上で、問題点もある。物理的な意味からすると輸送状態が変化することが輸送障壁形成の本質であるため、熱流が空間的に局所構造を持つ場合は注意が必要である。例えば、局所加熱が存在するプラズマでは詳細な輸送状態の検討が必要である。本実験で議論しているのは、NBI 加熱を行っているプラズマである。この場合、加熱分布は中心ピークした分布であり、 $Q/n_i$  一定の仮定が悪い近似ではない。

それでは実際の LHD プラズマの内部輸送障壁を見てみ

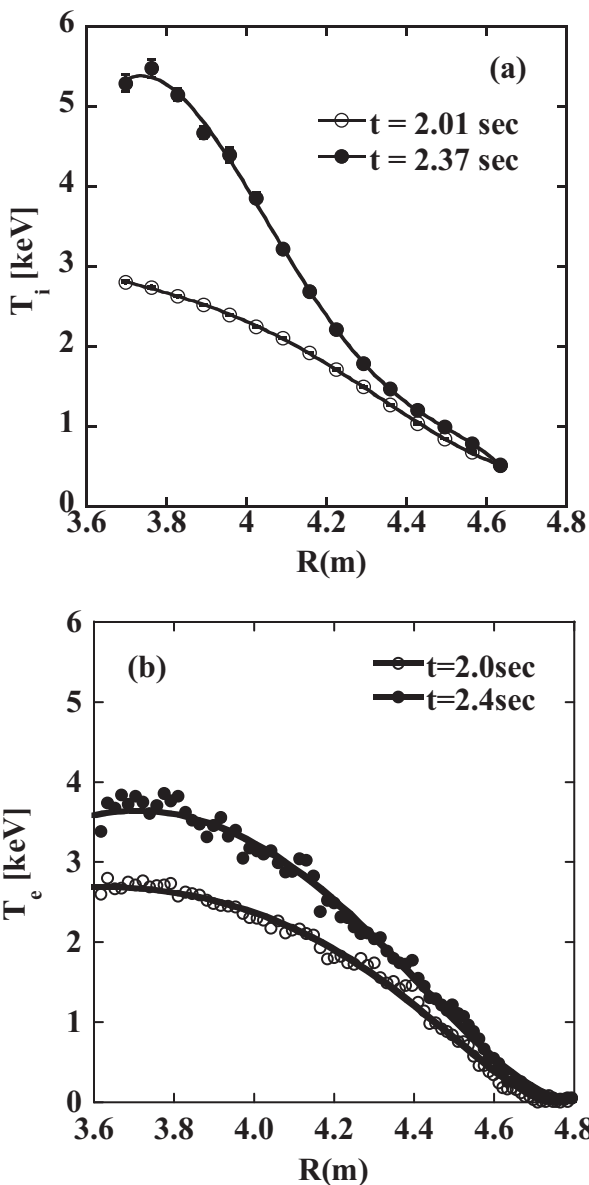


図3 (a)垂直 NBI をプローブビームとして荷電交換分光で計測したイオン温度分布。(b)トムソン散乱で計測した電子温度分布。

よう。イオン熱輸送障壁形成を伴う高イオン温度プラズマは、低いパワーの NBI 加熱プラズマをターゲットプラズマとして、さらに NBI による追加加熱を行うことで得られている。この手法を用いた典型的なイオン内部輸送障壁形成時と L モードプラズマのイオンおよび電子の温度分布を図 3 に示す。イオン内部輸送障壁形成プラズマでは急峻な勾配を伴う中心ピークしたイオン温度分布が得られ、周辺部 ( $R=4.3$  m) に比べ、コアプラズマ ( $R=4.1$  m) では非常に大きな温度勾配が形成され、式(3)の定義を満たしている。一方電子温度は、分布形状はほとんど変化せず、周辺部の温度勾配が大きい L モードプラズマの温度分布形状を維持している。NBI 加熱パワーの増加による中心温度の上昇は、電子とイオンで異なっている。電子系熱輸送障壁は形成されないため、電子温度は 1.4 倍程度の上昇であるのに比べ、イオン系熱輸送障壁が形成されるためイオン温度の上昇は 2 倍程度まで増加している。結果として、中心部では電子温度より高いイオン温度になっている。このように輸送障壁を形成するプラズマは、中心部のパラメータに飛躍的な改善がみられる。実際に LHD では、このイオン内部輸送障壁を利用して、イオン温度領域が大幅に拡大している [17]。

次にイオン内部輸送障壁形成時の時間変化を見てみよう。このプラズマの放電波形とイオンおよび電子温度勾配の時間発展をそれぞれ図 4 および図 5 に示す。この放電では、接線 NBI 加熱プラズマをターゲットとして、カーボンペレット入射を行っている。この放電のようにカーボンペ

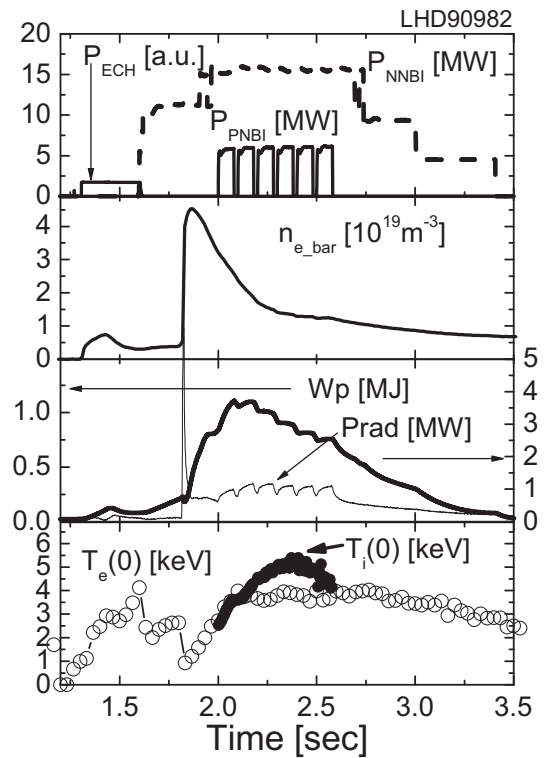


図4 LHD のイオン熱輸送改善放電の典型的な放電波形。1 段目：加熱入力。2 段目：線平均密度の時間発展。3 段目：閉じ込めエネルギーと放射パワーの時間発展。4 段目：中心電子温度およびイオン温度の時間発展。



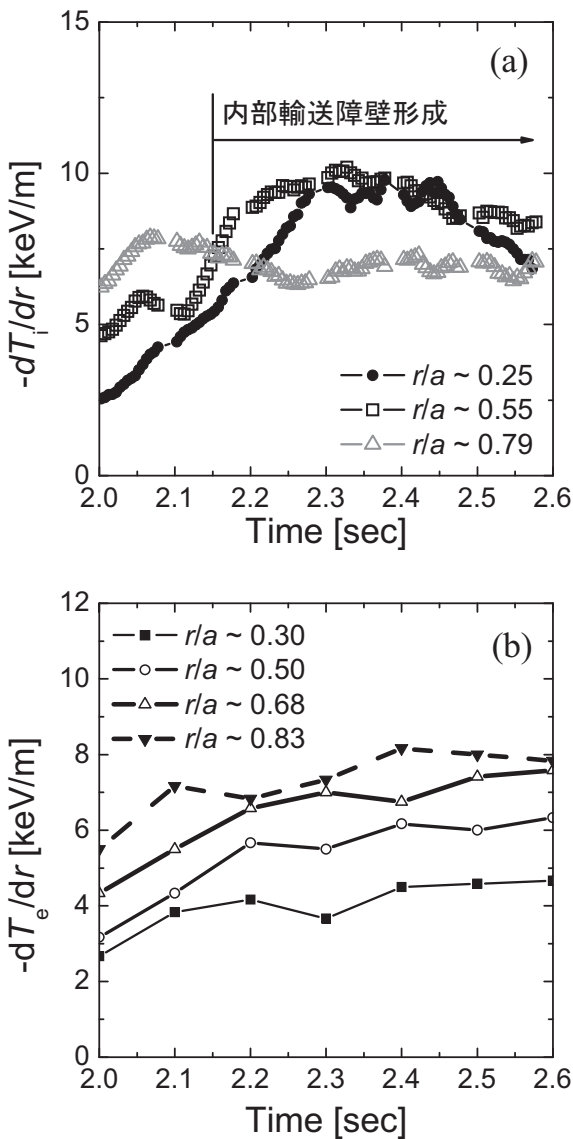


図5 (a)イオン温度勾配の時間発展．周辺部とコア部の温度勾配の逆転により内部輸送障壁が形成される．(b)電子温度勾配の時間発展．

レット入射を行うと、イオン内部輸送障壁プラズマを比較的簡単に作るができる。これは、中心ピークした密度分布を形成することとカーボン不純物をプラズマ中へ入れることでNBIの加熱効率を稼ぐためと考えられており、入射ビームの発光計測などでその効果が調べられている。このプラズマでは、入射されたカーボン不純物はイオン内部輸送障壁の形成と同時にプラズマコアから排出されるため、内部輸送障壁プラズマは低い $Z_{\text{eff}}$ となっている。不純物の輸送に関しては、最後に議論される。ペレット入射後の密度減少時にNBI追加加熱を行うと、中心イオン温度および電子温度が上昇する。輸送障壁形成前は中心電子温度とイオン温度はほぼ同じように上昇する。そして電子温度は、4 keV程度で飽和するが、内部輸送障壁形成によりイオン温度は5 keVを超えて上昇している。垂直NBIは、荷電交換分光によるイオン温度計測の背景光を得るためにモジュレーションされている。

温度勾配の時間変化をみるとイオン内部輸送障壁形成が

よりはっきりとわかる。図5にイオンと電子の温度勾配の時間発展を示す。輸送障壁形成以前は、周辺部のイオン温度勾配が大きく中心部の温度勾配は小さいが、イオン輸送障壁形成時は、コア領域の温度勾配が周辺部の勾配よりも大きくなっている。つまり、式(3)が満たされている。しかしながら電子温度勾配には、このような温度勾配の逆転は観測されていない。つまり、電子の熱輸送の改善は、起こっていないことがわかる。イオン温度勾配の振る舞いをもう少し詳しく見てみると、中心領域( $r/a \sim 0.25$ )では、温度勾配は密度減少に伴い単調に増加している。一方周辺部( $r/a \sim 0.79$ )の温度勾配は、内部輸送障壁形成前から減少に転じていることがわかる。つまり熱輸送は、周辺で少し悪くなっているのである。この中間領域( $r/a \sim 0.55$ )では、温度勾配の減少が周辺部と同時に起こるが、その直後に再び増加に転じている。このときに温度勾配はコア領域よりも速く成長している。このように内部輸送障壁の形成時の振る舞いは、中心部での温度勾配の急峻化と周辺部の温度勾配の平坦化が同時に起こっている。さらに勾配の急峻化と平坦化の境界(輸送障壁の足)の位置では、複雑な振る舞いをしていることがわかる。ペレットを入射しない放電は、輸送障壁の足が中心部へ向かう動きをすることがわかっている。輸送障壁の足の動きは密度の分布や時間変化と関連している可能性がある。このようにイオン内部輸送障壁の形成は、コア領域の温度勾配の急峻化と周辺部の平坦化という離れた2つの領域の輸送の変化が同時に起こっていることが輸送の長距離相関という観点で大変興味深い。この輸送の長距離相関とは、輸送を支配している乱流の特徴的なスケール(イオンラーモア半径)よりはるかに大きいスケールで輸送の相関がみられることであり、近年LHDのTESPEL入射実験などで観測され、局所輸送モデルで扱えない(非局所輸送)現象としてプラズマの構造形成、すなわち自己組織化の観点から注目を集めている。一般的にはイオンの乱流輸送は、イオンラーモア半径程度のスケール( $k_{\perp}\rho_i \sim 1$ )を持つ乱流が支配していると考えられており、このような長距離相関を説明できる長波長の揺らぎの探求が、近年理論的および実験的に行われている。

次に、輸送の性質を調べるために加熱パワー依存性を見てみよう。NBI加熱パワーは、電子温度とビームエネルギーの比の関数でイオンと電子に配分される。ビームのエネルギーが電子温度の14.8倍( $E_{\text{cri}} = 14.8 k_B T_e$ )より大きいときは、電子加熱の方が大きく、ビームのエネルギーの方が小さいときにはイオン加熱が支配的となる。図6にイオン密度で規格化した全イオン加熱パワーの関数として図4に示した放電のイオン温度勾配を示す。イオン加熱の増加とともにコア領域のイオン温度勾配が増加する傾向がみられる。特に加熱パワー閾値( $(P/n_i)_{\text{th}} \sim 2.5 \times 10^{-19} \text{ MWm}^3$ )以上の高イオン加熱パワー領域で温度勾配の増加は顕著になっている。一方で周辺領域は、高イオン加熱パワー領域で温度勾配が飽和し、さらに加熱パワーが増えると逆に温度勾配は減少へ転じている。さらに詳しく見るためにその場所の熱流束と温度勾配の関係を議論す

る。実験的には、その場所より内側で吸収された加熱パワーとプラズマの時間変化から熱流束を磁気面関数として評価することができる。このように評価した熱流束の関数としてイオン温度勾配を図7に示す。熱流束の増加に対する温度勾配の増加は、コア領域が最も顕著であり、周辺部では、熱流束の増加に対して、温度勾配が若干減少している。加熱パワー依存性から温度勾配の振る舞いをみると、コア領域での閉じ込め改善と周辺部の閉じ込め劣化がより明確に示されている。

### 2.3 イオン熱輸送解析

ここでは一般的な局所モデルに限定してイオン熱輸送の性質を議論する。局所的な熱輸送解析は、もっとも単純なモデルでは、その場所の密度で規格化された熱流束と温度

勾配の比例係数として熱拡散係数( $\chi_i$ )が定義される(式(2)参照)。この実験から評価される熱拡散係数の振る舞いから輸送状態を見てみよう。式(2)から評価した熱拡散係数の空間分布を図8(a)に示す。内部輸送障壁形成の前の時刻( $t=2.01$  s)では、コア領域の熱拡散は周辺部より大きい。これは中心平坦な温度分布に対応している。密度の減少に伴いコア領域の熱拡散は減少していく。内部輸送障壁となる時刻(図5参照)は、コア領域と周辺部で同程度の熱拡散となる時間( $t=2.16$  s)に対応している。内部輸送障壁の発達とともにコア領域の熱拡散が減少、つまり熱輸送が改善していることがわかる。このとき、周辺部の熱拡散はコア領域と逆の振る舞いを示しており、輸送障壁形成時の閉じ込め劣化が起きていることを示している。

ここで得られた熱拡散係数を新古典輸送と比較してみよう。新古典輸送とは、粒子軌道とクーロン2体衝突だけから決まる拡散輸送である。トカマクでは大半半径外側の弱磁

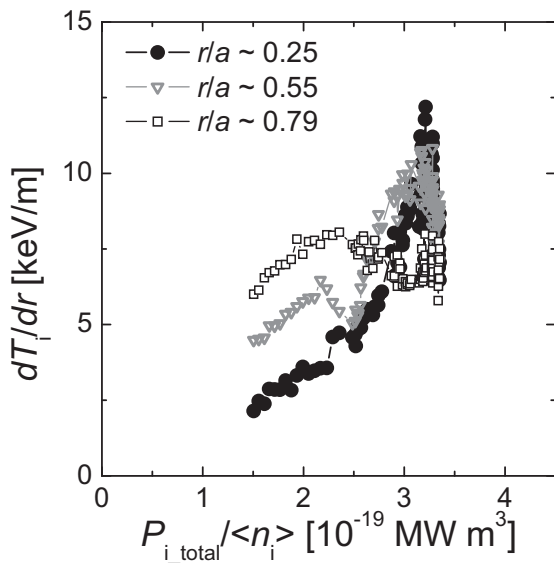


図6 イオン温度勾配のイオン加熱パワー依存性。イオン加熱パワーは、平均イオン密度で規格化されている。

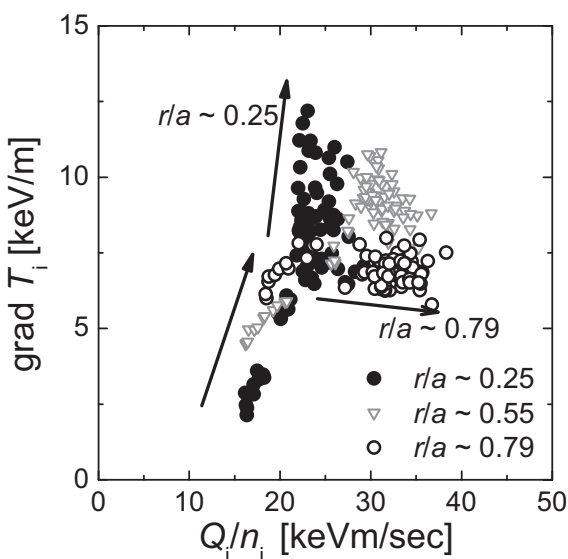


図7 イオン温度勾配のイオン熱流束依存性。イオン熱流束は、加熱分布とプラズマ圧力分布の時間変化を考慮して、磁気面関数として評価している。

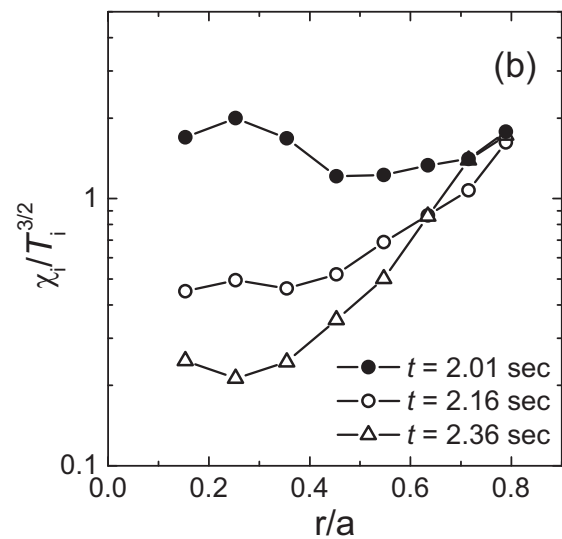
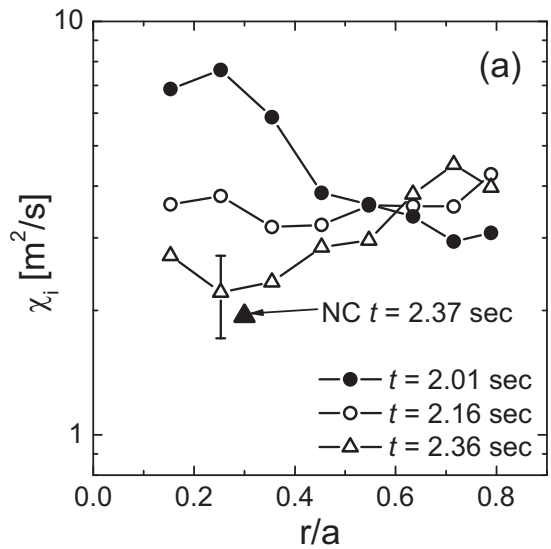


図8 (a)図7から評価した熱拡散係数の空間分布。実験観測パラメータを用いた新古典輸送から評価した熱拡散係数(▲)。(b)ジャイロボーム的温度依存性で規格化した熱拡散係数の空間分布。内部輸送障壁形成時の熱拡散係数は、ジャイロボームの特性とは異なる。

場領域にトラップされてバナナ軌道を描く粒子が衝突によって拡散する。ヘリカル系は、ヘリカルリップ捕捉粒子が特に重要となってくる。このように捕捉粒子が拡散に寄与するため、磁場リップ構造など磁場配位依存性が非常に大きい。これに対して、異常輸送とは、粒子軌道とクーロン衝突だけでは決まらない輸送全般のことをいい、プラズマ中に存在する電磁場揺動により生じる様々な集団現象や非線形現象による輸送などが含まれる。一般にトラスプラズマ実験では、実験で得られる熱拡散係数は新古典拡散より大きく、ほとんどの場合異常輸送が支配的である。GSRake コード[20]を用いて実験観測パラメータに基づく新古典輸送の解析が行われ、内部輸送障壁の領域 ( $r/a = 0.30$ ) で、 $\chi_{i,NC} \sim 2 \text{ m}^2/\text{s}$  が得られた (図 8 (a) 参照)。GSRake コードの計算手法は、定常状態を仮定して、実験観測の温度密度パラメータを用いて、径電場を独立変数としてイオンと電子について別々に粒子束を計算する。そして両極性拡散条件により径電場と粒子束を決定し、熱拡散係数を評価している。このプラズマでは、内部輸送障壁形成以前は異常輸送が支配的であるが、内部輸送障壁形成により熱拡散係数は、新古典熱拡散係数程度まで改善していることがわかる [17, 21]。

次に乱流異常輸送として知られるジャイロボーム拡散と比べてみよう。ジャイロボーム拡散は、イオンラーモア半径程度の微視的な乱流による輸送として導かれるもので、温度の3/2乗の依存性をもつ (式(1)参照)。ジャイロボーム拡散の温度依存性で規格化した熱拡散係数の空間分布を図 8 (b) に示す。内部輸送障壁形成前では、規格化熱拡散係数は空間的にはほぼ一様であるが、輸送障壁形成とその発達に伴いコア領域で顕著に減少する。つまり内部輸送障壁形成時の熱拡散は、ジャイロボーム拡散的な振る舞いとは異なっている。

内部輸送障壁プラズマにおける両極性拡散の制約から決定される新古典径電場の空間分布を図 9 に示す。コア領域では負電場 (イオンルート) であるが、周辺部では正電場 (電子ルート) と負電場の両方が実現可能となっている。重イオンビームプローブによるコア領域のポテンシャル計測の初期結果では、イオンルートが示唆されており、新古典予測と矛盾していない。つまり、これまでの実験と解析では、コア領域のイオンルートプラズマ中での異常輸送の改善が示唆されている [17, 21]。異常輸送改善の電場や電場シアアの効果を実験的に明らかにすることは、ヘリカル系イオン内部輸送障壁形成機構の理解のために大変重要である。その検証のためには、詳細な電位分布や電場計測、および揺動計測が必要であり、現在計測精度改善をめざして努力がなされている。

## 2.4 まとめと展望

LHD のカーボンペレット入射放電のイオン熱輸送特性について紹介した。このイオン熱輸送係数は、輸送障壁の領域で新古典レベルまで低減しており、異常輸送が大幅に低減している。ここではイオン内部輸送障壁形成時の興味深い現象として、不純物輸送とトロイダル回転について簡

単に紹介する。イオン内部輸送障壁が形成されるとコア領域で不純物の吐き出しが観測される。荷電交換発光強度から評価されたカーボン不純物の密度分布を図 10 に示す。カーボンペレット入射直後は、数%程度のカーボン不純物がコア領域でも存在しているが、イオン温度勾配がある程度増加するとカーボン不純物密度は急激に減少する。イオン温度が最大値になる時刻 ( $t = 2.37 \text{ s}$ ) では、カーボン不純物密度は、電子密度に比べて 1% 以下まで減少していることがわかる。このような不純物吐き出しは、アルゴン、ヘリウム、鉄などの不純物でも観測されており、コア領域では、 $Z_{\text{eff}}$  の小さいプラズマとなっている。このように  $Z$  の大きなイオンが選択的に排出される性質は、核融合燃焼プラズマの粒子輸送にとって大変都合が良い。高温のプラズマは低い  $Z_{\text{eff}}$  であり、ほとんど燃料イオンだけのプラズマで

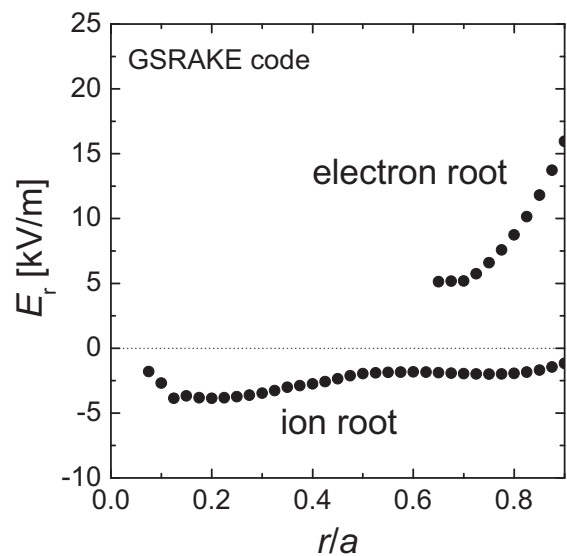


図9 新古典両極性径電場の空間分布 ( $t = 2.36 \text{ s}$ )。コア領域は、負電場 (イオンルート) であるが、周辺部では正電場 (電子ルート) の解が存在している。

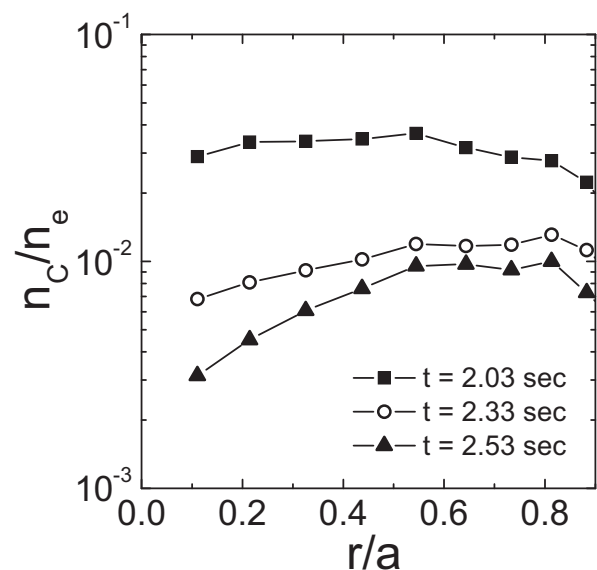


図10 荷電交換発光強度から求めた不純物分布密度比率。



あるため核融合反応効率を維持することができる。さらに、低温まで減速された後の核融合燃焼灰はコア領域から周辺部へ吐き出される仕組みを持ち合わせているのである。このような選択的な不純物の吐き出し現象は、トカマクの内部輸送障壁では観測されておらず、ヘリカル型特有の性質である[22]。新古典理論の枠組みでは負の径電場（イオンルート）の場合、不純物は中心部への蓄積する性質が支配的となる。そのため、観測されている不純物の輸送特性は新古典理論では説明されていないという点で大変興味深い[23]。この不純物輸送の詳細に関しては、第3章に譲る。

さらに第3章で詳しく紹介されるが、イオン温度勾配が成長するとコア領域のトロイダル回転も増加する。回転方向は、NBIによる入力トルクの方角で決まるが、コア領域の速度シアアの増加は、温度勾配の増加と明確な相関が認められる。このように、温度勾配の増加に伴う粒子輸送や運動量輸送の変化は、輸送行列の非対角項の存在を示しており、大変興味深い現象である[24]。特に最近トカマク実験では、プラズマ回転を利用した不安定性制御が試みられており、プラズマ回転の駆動および制御の観点から、輸送行列の非対角項は重要視されている。

次に、輸送改善を制限するものについて述べてみたい。トカマクの強い内部輸送障壁は、理想MHDモードによる不安定化が輸送障壁の成長を制限する要因となっている。現状のLHD実験では、イオン内部輸送障壁の形成時に閉じ込めを左右するようなMHD現象は観測されていない。これは、比較的勾配の緩やかな輸送障壁を形成するためと考えられる。現状ではむしろイオン熱輸送の改善が新古典輸送で制限されている可能性が大きい。現在の実験条件においては、イオン温度が上昇しても両極性電場の効果で、新古典輸送は劣化していない。しかしながら実験から評価される熱輸送係数は、異常輸送が支配的なレベルから改善するが、新古典レベルでとどまっている。これは不安定性回避の観点から興味深い。更なる熱輸送の改善をめざすためには、新古典輸送を低下させることが必要と考えられる。理論的には、低衝突周波数領域で正の径電場（電子ルート）による新古典輸送の改善が予測されており、その

見通しについては、5章で紹介される。

最後にLHDのイオン内部輸送障壁プラズマは、ヘリカル系の温度領域を広げ、核融合炉心プラズマに適した不純物輸送特性を持ち合わせているという点を強調したい。さらに、輸送の長距離相関現象や輸送行列の非対角項に関する輸送現象が同時にみられるという点で、幅広い視点からの実験および理論研究の場を提供しているプラズマとしても魅力的である。

## 参考文献

- [1] A. Komori, H. Yamada, S. Sakakibara *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 104015 (2009).
- [2] U. Stroth, M. Murakami, R.A. Dory, H. Yamada *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 1063 (1996).
- [3] H. Yamada, J.H. Harris, A. Dinklage *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 1684 (2004).
- [4] T. Morisaki *et al.*, Phys. Plasmas **14**, 056113 (2007).
- [5] N. Ohya *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 055022 (2006).
- [6] R. Sakamoto *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 085002 (2009).
- [7] private communication with Dr. T. Goto (NIFS).
- [8] F. Sano *et al.*, Nucl. Fusion **24**, 1103 (1984).
- [9] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 1268 (1996).
- [10] K. Ida *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 1649 (1999).
- [11] Y. Takeiri *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 565 (2005).
- [12] Y. Takeiri *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 1078 (2007).
- [13] Y. Takeiri *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, S1031 (2008).
- [14] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 5297 (2000).
- [15] T. Minami *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 342 (2004).
- [16] K. Ida, J. Plasma Fusion Res. **86**, 86 (2010). 本小特集4章.
- [17] O. Kaneko *et al.*, Plasma Fusion Res. **4**, 027 (2009).
- [18] T. Fujita, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, A19 (2002).
- [19] 宮本健郎：プラズマ物理・核融合（東京大学出版，2004年）.
- [20] C.D. Beidler and W.D. D'haeseleer, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 463 (1995).
- [21] K. Nagaoka *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, S1013 (2008).
- [22] K. Ida *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 095024 (2009).
- [23] K. Ida *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 056111 (2009).
- [24] M. Yoshinuma *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, S1014 (2008).