

LHD における高ベータプラズマの熱輸送特性に
関する実験的研究

舟場 久芳

博士（工学）

平成28（2016）年度

LHD における高ベータプラズマの 熱輸送特性に関する実験的研究

舟場久芳

2017. 1. 10.

要旨

核融合発電炉の開発のためには、炉心プラズマの閉じ込め性能を精度よく予測することが必要である。また、経済的なヘリカル型核融合発電炉の実現には、体積平均で 5 % 程度の高いベータ値が必要とされている。ここでベータ値とは、磁場による圧力に対するプラズマ圧力の比である。以上の理由により、核融合炉心に相当する高ベータ領域でのプラズマの閉じ込め特性の解明が重要である。本研究では、核融合科学研究所の大型ヘリカル装置 (LHD) において、巨視的エネルギー閉じ込め特性と局所熱輸送特性を実験的に調べた。LHD は、ヘリカル方式の磁場閉じ込め核融合実験装置であり、ヘリカル型で世界最高の核融合炉心に匹敵する高ベータプラズマを生成・維持していること、また、空間分解能の高い電子温度分布・電子密度分布の計測が可能なことから、核融合炉心に相当する閉じ込め性能を研究できる唯一の環境を持っている。

本研究では、この利点を生かし、ベータ値上昇に伴うプラズマ形状の変化の高精度な評価や、低ベータ領域における幅広いプラズマパラメータ領域及び磁場配位に対する系統的な解析により、ベータ値そのものに起因する効果と磁場配位の変化に起因する効果を分離して、巨視的エネルギー閉じ込め性能、局所熱輸送特性に対するベータ上昇の効果を初めて解明した。また、電磁流体力学 (MHD) 駆動型乱流輸送モデルを例にとり、それが局所熱輸送に与える影響も初めて明らかにした。その結果、高ベータヘリカルプラズマに適用可能な熱輸送係数のモデルを提案し、LHD のより低衝突・高ベータ領域におけるプラズマの閉じ込め特性のシミュレーションへの適用や核融合炉心に相当するような高ベータプラズマの閉じ込め性能の予見を可能とした。

本論文の構成は以下の通りである。

第 1 章では、研究の目的と意義、及び関連する先行研究について述べる。本論文では、ISS04 スケーリング (国際ステラレータ 04 スケーリング) 則をエネルギー閉じ込めの基準とし、高ベータ領域における閉じ込め特性を評価する。このスケールリング則は、2004 年当時の装置の実験結果から求められ、パラメータ依存性は異なる装置において共通であるが、装置や磁場配位による差を表す比例係数として、リノーマリゼーションファクター f_{ren} が導入されている。LHD 場合、この f_{ren} が磁気面の中心位置の大半径位置に依存すると仮定して、閉じ込め特性の磁場配位依存性を表すことができる。なお、スケールリング則の導出には LHD の場合には低ベータプラズマのデータが用いられた。

第 2 章では、大型ヘリカル装置、計測装置、加熱装置、熱輸送解析方法、及びスケールリング則の指数の関係について説明する。特に、定常のパワーバランスに基づく熱輸送解析において、トムソン散乱による電子温度分布計測は重要であり、重点的に述べる。

第3章では、ISS04 スケーリング測を基準に、中性粒子ビーム入射 (NBI) で生成・維持した電子密度が $1.5 \sim 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、体積平均ベータ値が $0.2 \sim 3.2\%$ の LHD の高ベータプラズマに対して、巨視的エネルギー閉じ込め特性を調べた。ベータ値が上昇すると、ISS04 スケーリング則で導入された f_{ren} が、ベータ効果により磁気面が外側にシフトし小さくなる。ベータ上昇による磁場配位の変化の影響を考慮して、ISS04 スケーリング則を基準に LHD 高ベータプラズマの巨視的エネルギー閉じ込め特性を調べた結果、LHD の標準的なアスペクト比の配位で、高ベータ領域でも ISS04 スケーリング則の閉じ込め性能を有することが分かった。局所熱輸送に関して、磁場配位と小半径位置の異なる低ベータ領域の解析を行った結果、ISS04 スケーリング則と同じ無次元パラメータ依存性を持つ熱輸送モデルに従うことが分かった。この依存性を基に、小半径位置、磁場配位の違いによる比例係数を、これらの値を実験データから決定し、低ベータ領域の局所熱輸送モデルを構築した。この「局所 ISS04 熱輸送モデル」モデルを基準にした熱輸送特性の振る舞いから、ベータ値自体の局所熱輸送に対する影響を推定した結果、周辺部の熱輸送係数はベータ上昇につれて、低ベータ領域の基準モデルより熱輸送特性が劣化すること、一方コア領域では熱輸送係数はベータ上昇により小さくなる傾向にあることがわかった。

第4章では、高ベータプラズマにおける周辺部の熱輸送特性の解明のため、周辺の MHD 特性が異なる磁場配位における熱輸送特性を調べた。アスペクト比が大きくなるほど、高ベータ領域でのジャイロボーム型モデルからの逸脱が大きくなった。高ベータ放電の輸送モデルとして、抵抗性 g モード乱流輸送モデルを基準として、周辺部での熱輸送係数の評価を行った。異なる MHD 安定特性を持つ磁場配位において、高ベータ領域の周辺部の熱輸送係数は、抵抗性 g モード乱流輸送モデルで説明しうるベータ依存性を示していることがわかった。さらに、抵抗性 g モード乱流輸送モデルはベータ値以外にも磁気レイノルズ数や規格化衝突周波数への依存性がある。このモデルで規格化した実験結果の熱輸送係数のこれらに対する依存性の指数の大きさは、どの磁場配位に対しても 0.3 乗よりも小さく、モデルと実験結果のパラメータ依存性は近いと考えられる。

第5章では、内部拡散障壁のある高密度プラズマの熱輸送解析結果について述べる。LHD では、高ベータプラズマの生成方法として、第3章及び第4章で主に扱った中性粒子ビーム入射による高いプラズマ加熱特性を利用した「磁気軸トラス内寄せ配位」以外に、「磁気軸トラス外寄せ配位」において、高速で入射される個体水素燃料 (ペレット) を複数個連続に供給し、超高密度 (中心電子密度が最大 $5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 以上) で高ベータプラズマを生成する方法が開発されている。このようなプラズマは、コア領域に急峻な密度勾配を持つことから、内部拡散障壁プラズマと呼ばれている。この内部拡散障壁を達成できるかは、磁気軸のトラス大半径方向の位置に大きく依存することが従来から知られてい

た。このようなプラズマに対し、本論文では加熱特性と熱輸送特性に注目して調べた結果、高い密度領域では、磁気軸のトーラス大半径方向の位置により中性粒子ビーム入射加熱分布が大きく異なり、磁気軸トーラス外寄せ配位ではプラズマ中心部を加熱できるのに対し、磁気軸トーラス内寄せ配位では主にプラズマ周辺部が加熱され中心部での加熱パワーは小さいことがわかった。ペレットの溶発は電子温度への依存性が大きく、この加熱分布の違いが、磁気軸トーラス外寄せ配位においてコア領域に急峻な密度勾配を持つ一方、磁気軸トーラス内寄せ配位では形成されないことの原因であるという可能性を発見した。

第6章で本論文のまとめと今後の展望について述べる。今後の展望では、本研究の成果を基にした高ベータのヘリカル型核融合発電炉における閉じ込め特性について考察し、第4章で危惧された周辺領域の閉じ込め性能の劣化が核融合炉心プラズマでは問題とならないことを示した。また、本論文の第3章及び第4章の結果をもとに、LHDのより低衝突・高ベータ領域のプラズマの閉じ込め性能予測を行った例を示し、本論文の研究の意義を、実例によって示し説明した。

目次

要旨	ii
1 序論	1
1.1 はじめに	1
1.2 プラズマのエネルギー閉じ込めと輸送	3
1.3 ヘリカル型プラズマのエネルギー閉じ込めスケーリング則	3
1.4 LHD における高ベータプラズマ生成	6
1.5 本研究の目的と意義	7
2 実験装置と解析方法	12
2.1 大型ヘリカル装置	12
2.2 トムソン散乱計測装置	14
2.3 その他の計測装置	19
2.3.1 遠赤外線干渉計による電子密度計測	20
2.3.2 反磁性計測によるプラズマ蓄積エネルギーとベータ値	20
2.3.3 その他の計測	21
2.4 磁気面量への変換	22
2.5 加熱装置と NBI 加熱パワーの計算による評価	23
2.6 熱輸送解析方法	26
2.6.1 輸送方程式と熱輸送係数	26
2.6.2 プラズマ輸送コード	30
2.7 輸送モデル	31
2.7.1 ジャイロ・ボーム型拡散モデル	31
2.7.2 抵抗性圧力勾配駆動型乱流 (抵抗性 g-mode) モデル	32
2.7.3 無次元パラメータによるスケーリングの指数	34
3 エネルギー閉じ込めと熱輸送特性のベータ依存性	52
3.1 はじめに	52
3.2 巨視的エネルギー閉じ込め特性のベータ依存性	53
3.2.1 スケーリング中のパラメータの定義	54
3.2.2 真空のパラメータを用いた場合	55
3.2.3 有限ベータでのパラメータを用いた場合	55
3.3 低ベータ領域における局所熱輸送特性	56

3.3.1	局所 ISS04 熱輸送モデルの構築	56
3.3.2	局所 ISS04 熱輸送モデルの検証	58
3.4	局所 ISS04 熱輸送モデルを基準とした高ベータプラズマの熱輸送解析 . . .	59
3.5	まとめ	60
3.A	実効ヘリカルリップルの影響	62
4	高ベータプラズマにおける熱輸送特性の磁場配位依存性	84
4.1	はじめに	84
4.2	高ベータ領域におけるエネルギー閉じ込めの磁場配位依存性	85
4.3	高ベータ領域における局所熱輸送の磁場配位依存性	86
4.4	抵抗性圧力勾配駆動乱流 (抵抗性 g-mode) の効果	86
4.5	まとめ	89
4.A	無次元スケーリング則	90
5	内部拡散障壁 (IDB) のある高密度プラズマにおける電子の熱輸送特性	102
5.1	はじめに	102
5.2	プラズマ中心領域の熱輸送特性解析	104
5.3	まとめ	105
5.A	電子熱輸送のエネルギーバランスによる解析	106
5.A.1	定常状態を仮定した輸送解析	106
5.A.2	時間変化と対流による項を考慮した輸送解析	107
6	結論と展望	122
	謝辞	126
A	径電場の輸送への影響	127
A.1	はじめに	127
A.2	低密度 NBI プラズマの周辺部における電子ルート	128
A.3	電子ルート領域におけるイオン熱輸送係数	128
A.4	まとめ	130
	参考文献	134

1 序論

1.1 はじめに

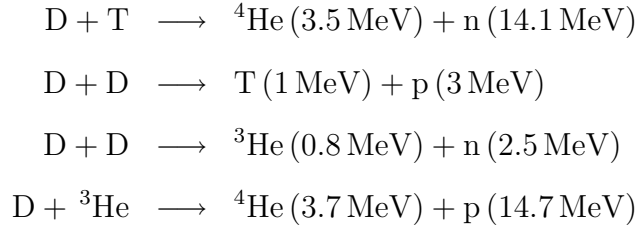
核融合科学研究所では、大型ヘリカル装置 (the Large Helical Device, LHD) [1] による磁場閉じ込め核融合のためのプラズマ実験が行われている。LHD は、プラズマを閉じ込める磁場を外部コイルによって (全て) 発生する方式のヘリカル型装置である。ヘリカル型装置において生成されるプラズマを「ヘリカルプラズマ」と呼ぶ。プラズマ閉じ込めのための磁場を作る LHD のヘリカルコイル及びポロイダルコイルは超伝導であり、電気抵抗がほぼゼロであるため大電流による発熱が小さく、定常運転に適している。

核融合反応は、ラザフォードにより窒素とアルファ粒子から酸素 17 と陽子が生成される反応が発見され、1919 年に発表された。アストンは質量分析器により原子質量の精密測定を行い、1919 年に水素原子 4 個はヘリウム原子よりも質量が大きいという結果が示された [2]。太陽のエネルギー源が核融合であることに関しては、エディントンらにより提案された。ガモフによりアルファ崩壊におけるトンネル効果が発表され、フーターマンズとアトキンソンにより太陽中心程度の温度で核融合反応が起きることが明らかにされた。太陽や恒星の核融合反応は、陽子-陽子連鎖がエディントンにより提唱され、炭素-窒素サイクルが 1938 年にベーテとヴァイツゼッカーにより独立に発見された [2]。

恒星では核融合反応により水素からヘリウム、またヘリウムからさらに重い元素への

核融合反応が起きる。鉄より重い元素の合成過程の一つは、超新星爆発の際の吸熱反応とされている。このように核融合反応は、水素とヘリウム以外の元素の生成の過程でもある。

太陽や恒星では、4つの軽水素がヘリウム4に融合する。地球上で核融合によるエネルギー生成を行う際には、次のDT反応、DD反応、及びDHe³反応が考えられている。



DT反応の場合、反応前と反応後の粒子の静止質量の合計を比較すると、陽子の静止質量 $m_p = 938 \text{ MeV}$ の 1.875 % が減少している。このエネルギーに相当する 17.6 MeV が粒子の運動エネルギーの合計となる。陽子、中性子はアップクォーク (u) とダウルクォーク (d) の組み合わせでそれぞれ uud, udd となる。陽子や中性子の静止質量に対して、それらを構成するクォークの静止質量の合計は数 % であり、陽子や中性子の静止質量の大部分はクォークの位置エネルギーと運動エネルギーである。クォークの運動エネルギーは、核子内で量子化されている。

太陽や星の場合は、重力による中心部への落ち込みを核融合反応による圧力で支えている。一方、磁場閉じ込め核融合実験装置の場合には、プラズマ圧力とプラズマ外の磁気圧の比が、プラズマ閉じ込め装置や核融合炉の経済的効率の指標となる。このパラメータをベータ β と呼び、 p をプラズマ圧力、 B を磁場強度、 μ_0 を真空の透磁率として、

$$\beta = \frac{p}{B^2/(2\mu_0)} \quad (1.1)$$

と表される。

本論文では、ヘリカル型装置における高ベータプラズマの熱輸送について調べる。その対象を LHD プラズマとする。本章では、第 1.2 節にプラズマ中の閉じ込めと輸送について説明し、第 1.3 節ではヘリカル型プラズマの閉じ込め時間のスケーリングについて記述する。第 1.4 節は、LHD における高ベータプラズマ生成実験の進展について記す第 1.5 節では本論文の目的と意義を述べる。

1.2 プラズマのエネルギー閉じ込めと輸送

プラズマの巨視的なエネルギー閉じ込め時間 τ_E は、蓄積エネルギー W_p 、加熱入力から損失を差し引いたパワーを P として、

$$\frac{\partial W_p}{\partial t} = -\frac{W_p}{\tau_E} + P \quad (1.2)$$

となり、定常状態を仮定すると、

$$\tau_E = \frac{W_p}{P} \quad (1.3)$$

と表される。

磁場閉じ込め装置のプラズマでは、粒子やエネルギーが磁力線と垂直な半径方向の拡散により、輸送される。拡散による温度 T の時間変化は、熱流束を $\mathbf{Q} = -n\chi\nabla T$ 、ここで (n は密度、 χ は熱輸送係数) として、

$$\frac{3}{2}n\frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{Q} + P = \nabla \cdot (n\chi\nabla T) + P \quad (1.4)$$

となる。本論文では、定常状態のパワーバランスに基づいて熱輸送を評価するため、

$$0 = \nabla \cdot (n\chi\nabla T) + P \quad (1.5)$$

の関係に基づくことになる。各輸送方程式については、第 2.6.1 節に記す。

空間的に一様な熱輸送係数 χ を仮定すると、 a を小半径として、

$$\tau_E \propto \frac{a^2}{\chi} \quad (1.6)$$

となる。

1.3 ヘリカル型プラズマのエネルギー閉じ込めスケーリング則

エネルギー閉じ込めスケーリング則は、核融合炉の設計のための外挿や、現在の装置におけるプラズマの物理を解明するために用いられている。ステラレータ及びヘリオトロン/トルサトロン型装置において、各装置の巨視的閉じ込めのパラメータへの依存性が調べ

られ、装置の大きさや閉じ込め磁場の形状が異なるにもかかわらず、似た傾向がみられることが分かった。1990 年に、ステラレータ及びヘリオトロン/トルサトロン型装置に対するエネルギー閉じ込め時間と密度限界の経験則として、LHD スケーリング則が提案された [3]。これには、Heliotron E, Wendelstein VII-A (W7-A), L2, Heliotron DR のデータが使用された。これによるエネルギー閉じ込め時間は、次式により表される。

$$\tau_E^{\text{LHD}} = 0.17 \cdot a^{2.0} R^{0.75} P^{-0.58} \bar{n}_e^{0.69} B_t^{0.84} \quad (1.7)$$

ここで、装置のパラメータである a は小半径、 R は大半径、 P は加熱パワー、 \bar{n}_e は平均電子密度、 B_t は磁場強度である。

1996 年には、ATF, CHS, Heliotron-E, W7-A, W7-AS のデータを用いた ISS95 スケーリング則 (国際ステラレータスケーリング則 1995) が Stroth らにより提案された。ISS95 スケーリングは、以下のように表される [4, 5]。

$$\tau_E^{\text{ISS95}} = 0.079 \cdot a^{2.21} R^{0.65} P^{-0.59} \bar{n}_e^{0.51} B_t^{0.83} t_{2/3}^{0.4} \quad (1.8)$$

$t_{2/3}$ は規格化小半径 $2/3$ の位置での回転変換である。図 1.1 は、ISS95 によるスケーリング値の閉じ込め時間と、実験結果のエネルギー閉じ込め時間の比較である。閉じ込めスケーリング則は、無次元量である規格化ラーマー半径、ベータ値、規格化衝突周波数 (それぞれ ρ^*, β, ν_b^*) 等を用いて、これらへの依存性が表される場合がある。装置パラメータの係数と無次元量の係数との間の関係は、第 2.7.3 節で示す。ISS95 スケーリングの場合、ボーム閉じ込め時間 τ^{Bohm} (式 (2.38) 参照) を用いて、以下のように表される。

$$\tau_E^{\text{ISS95}} \propto \tau^{\text{Bohm}} \cdot \rho^{*-0.71} \beta^{-0.16} \nu_b^{*-0.04} \quad (1.9)$$

ISS95 スケーリングの定性的特徴は、この ρ^* 依存性が -1 乗に近く、 β, ν_b^* 依存性が小さいことから、ジャイロボーム (gyro-reduced Bohm) 型スケーリング [6] に近い依存性を持っているといえる。ジャイロボーム型拡散モデルについては、第 2.7.1 節で述べる。

さらに、ISS04 スケーリング則 (国際ステラレータスケーリング 2004) [7] が提案された (図 1.2)。そこでは LHD の低 β 領域のデータや TJ-II, Heliotron J など新しい装置の実験結果が含まれている。それとともに、装置や磁場配位に依存した効果を取り入れられた。本論文では、LHD における巨視的な閉じ込めを局所的な輸送係数と比較する際に、ISS04 スケーリングの依存性を参照として用いる。

ISS04 による閉じ込め時間 τ_E^{ISS04} は、次式で表される。

$$\tau_E^{\text{ISS04}} = 0.134 \cdot a^{2.28} R^{0.64} P^{-0.61} \bar{n}_e^{0.54} B^{0.84} t_{2/3}^{0.41} \quad (1.10)$$

ISS04 スケーリングの中で、装置や磁場構造の効果は、装置や磁場配位により異なる値を持つリノーマリゼーションファクター f_{ren} として表されている。ISS04 では、エネルギー閉じ込め時間の実験値 τ_E^{exp} と比較するスケーリングの値は、ISS04 による閉じ込め時間 τ_E^{ISS04} に f_{ren} をかけた $f_{\text{ren}} \cdot \tau_E^{\text{ISS04}}$ となる。 f_{ren} の値は、図 1.2 の下の表に示されている。LHD の f_{ren} は真空磁気軸位置 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}}$ や楕円度 κ の異なる磁場配位に対して求められている。 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}}$ に関して LHD では、 f_{ren} は磁気軸あるいは磁気面の中心位置が外側になるほど小さくなる、という性質がある。

LHD の巨視的閉じ込めの特徴を、ISS04 スケーリングと比較する。これまでの LHD プラズマの巨視的閉じ込め研究の結果から、低 β 領域での異なる磁気軸位置での実験により、磁気軸位置を外側にした場合の閉じ込めの劣化が観測されている [8]。文献 [9] において、異なる磁場配位における ISS95 に対する改善値が示された。内側シフトした磁場配位は、磁気丘が形成されるために、交換型不安定性に対して好ましくないと考えられる [10] が、新古典輸送のヘリカルリップル成分は、マルチヘリシティの効果 [11] によって大きく緩和される [12]。

LHD におけるこれまでの代表的な局所熱輸送解析では、 ρ^* 依存性について、無次元パラメータによる局所熱輸送の回帰解析により、輸送はコア領域ではボームとジャイロボームの間に、周辺領域では強いジャイロボーム的性質があることがわかった [8]。また、電子内部輸送障壁 (ITB) の熱輸送係数や、高イオン温度プラズマのイオン・電子熱輸送が評価されている。LHD の高密度プラズマに対しては、高密度プラズマの熱輸送特性が系統的に解析され、高密度プラズマに対するスケーリング則が提案されている [13, 14]。

密度に関するヘリオトロン型装置のスケーリングとして、密度限界の SUDO スケーリング [3] があり、次の式により表される。

$$n_e^c = 0.25 \cdot \left(\frac{PB_t}{a^2 R_0} \right)^{0.5} \times 10^{20} [\text{m}^{-3}]. \quad (1.11)$$

LHD ではこのスケーリング以上の密度が得られているが、密度の指標として次の H_{SUDO} が用いられる。

$$H_{\text{SUDO}} = \bar{n}_e / n_e^c \quad (1.12)$$

1.4 LHD における高ベータプラズマ生成

磁場閉じ込め核融合炉の点火条件は、DT 反応の場合、プラズマ温度が $10 \sim 20 \text{ keV}$ 、 $nT\tau_E > 3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}\text{keV}\cdot\text{s}$ と表現されている [2]。さらに、核融合炉の経済的効率を表す指標として、「プラズマ圧力」の「磁場の圧力」に対する比、ベータ値 β がある。経済的なヘリカル型の核融合炉のためには、5 % 程度の体積平均ベータ値 ($\langle\beta\rangle$) が必要とされている。これまでの LHD 実験において、磁場強度 0.5 T 以下の低磁場においてそのような 5 % 以上の $\langle\beta\rangle$ 値が実現されている。

LHD ではプラズマ実験を行う前に、超伝導コイルを極低温に冷却する。一回のコイル冷却、プラズマ実験、コイル昇温のことを 1 サイクルと呼ぶ。また、1 回のプラズマ生成をショットと呼び、番号が付けられる。LHD の高ベータ実験では、低磁場において NBI 加熱のみによりプラズマ生成が行われる。LHD の電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECH) システムにおけるジャイロトロンの周波数は、168 GHz (現在は 154 GHz となっている)、84 GHz, 82.7 GHz, 77 GHz であり、最も低い周波数の 77 GHz が第二高調波となる磁場強度は 1.374 T であることから、これより小さい磁場強度の条件では ECH によるプラズマ生成は行われていない。入射パワー 10 MW 以上の高パワーの NBI 加熱と、ガスパフ、またはペレットによる粒子供給により密度を上昇させ、高ベータプラズマが生成される。磁場強度や磁場配位、NBI 入射等の組み合わせを最適化してより高いベータ値が得られてきた。

本論文では、第 5 サイクル実験から第 18 サイクル実験までのデータが用いられている。この間に、次のような設備の増設などが行われた。第 9 サイクルで、プラズマに対して垂直入射の NBI#4 が増設された。また、低磁場での高ベータ実験が行われる一方、外寄せの磁場配位でペレット入射により中心部で高い密度を持つ、内部密度輸送障壁のあるプラズマ生成も行われた。このようなプラズマは、中心でのベータ値が高くなっている。高磁場条件では、第 10 サイクルにおいて、コイルのサブクールシステムが導入され、 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$ で $B_{\text{ax}} = 2.85 \text{ T}$ の運転が開始された。

第 12 サイクルには、ポロイダルパルス電源が導入された。ポロイダルコイルにパルス電源による電流を加えて流すことで、ショット毎に磁気軸位置を変えることや、プラズマ放電中に磁気軸位置の制御を行うことが可能となった。第 14 サイクルにおいて、2 台目の垂直入射の NBI#5 が設置された。第 14 サイクルではまた、バッフル構造を持つダイバータ板がトロイダル方向の 2 ヶ所で取り付けられ、閉構造ダイバータによる実験が開始された。最新の第 18 サイクルでは、より低衝突周波数での高ベータプラズマの生成のために、主に磁場強度 1 T での実験が進められた。

高ベータプラズマ生成実験における磁場配位の最適化では、 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}}$ とともに、第 2 章の

式 (2.1) で示す、ヘリカルコイルのピッチパラメータ γ [15, 16] が重要である。第 7 サイクルまでは、主に $\gamma = 1.254$ での実験が行われた。高いベータ値のプラズマを得るために、第 7, 8 サイクルでは、 $\gamma = 1.22$ を中心に実験が進められた。 $\gamma = 1.22$ が選ばれた理由は、高アスペクト比配位であるため MHD 安定特性は不利になるが、標準の磁場配位である $\gamma = 1.254$ と比べてシャフラノフシフト (Shafranov shift) が小さくなり NBI 加熱効率の低下が小さくなる、と期待されたためである [17, 18]。また、 $\gamma = 1.20$ での実験も進められ、第 10 サイクルでは、磁場強度 0.425 T においてガスパフによる 4.5 % 以上の $\langle\beta\rangle$ が得られた。

図 1.3 に、ステラレータ/ヘリオトロン型装置において達成された最大の体積平均ベータ値の進展を示す。この図に示されるように、2010 年以降の LHD 実験では、より低衝突周波数領域での高ベータプラズマ生成のために $B = 1$ T での高ベータ実験が進められている。第 18 サイクルでは、ペレット入射により 4 % 以上の $\langle\beta\rangle$ 値が得られた。

1.5 本研究の目的と意義

大型ヘリカル装置 (LHD) では、経済的なヘリカル型の核融合炉のために必要とされる、5% 以上の体積平均ベータ値 ($\langle\beta\rangle$) が実現されている。このような高ベータプラズマの局所熱輸送を評価しているところに、本論文の新規性がある。LHD において 5% 以上の高ベータ領域でも、破壊的な閉じ込めの劣化が起こらないことが実験的に確認されたことは重要である。しかし、ベータの上昇に伴う緩やかな閉じ込めの劣化は観測されており、その原因を明らかにするために局所熱輸送解析が行われている。

LHD の高ベータプラズマでは、磁気面が外側へシフトすることによって、磁場配位が変化する。高ベータ領域における閉じ込め及び局所輸送に関して磁場配位の変化の効果と、ベータ上昇自体の影響を区別して評価していることが本研究の特徴である。

本論文の構成は、以下の通りである。第 1 章は、序論である。第 2 章で、実験及び計測装置、加熱計算と輸送解析方法等について説明する。

第 3 章では、まず ISS04 スケーリング測を基準に LHD プラズマの巨視的な閉じ込めを調べる。次に局所熱輸送特性について、ISS04 スケーリング則の局所熱輸送版に当たる ”局所 ISS04 熱輸送モデル” を考えそのプラズマパラメータ依存性を検討する。この ”局所 ISS04 熱輸送モデル” とは、ISS04 スケーリング則と同じ無次元パラメータ依存性を持つ熱輸送係数のモデルであり、小半径位置及び磁場配位の違いに依存する比例係数を含むもの

である。この依存性を基に、小半径位置及び磁場配位の違いによる比例係数を、これらの値を実験データから決定し、低ベータ領域の局所熱輸送モデルを構築する。そして、このモデルを基準にした熱輸送特性の振る舞いから、ベータ値自体の局所熱輸送に対する影響を推定する。

第4章では、高ベータプラズマにおける周辺部の熱輸送特性の解明のため周辺のMHD特性が異なる磁場配位における熱輸送特性を調べる。ここで、高ベータ放電の輸送モデルとして、抵抗性gモード乱流輸送モデルを基準とする。このようにして実験に基づくモデルを構築し提案することができれば、LHDのより低衝突・高ベータ領域のプラズマの閉じ込め特性のシミュレーションを行うことができるようになる。さらに核融合炉心に相当するような高ベータプラズマの閉じ込め性能を予見できるようになるといえる。これらのことが本論文の研究の意義である。

第5章では、内部拡散障壁(IDB)のある高密度プラズマの熱輸送解析結果について述べる。このプラズマでは、第3,4章で述べるプラズマとは別の方法で、高い中心ベータを得ることが可能である。IDBプラズマではコア領域に急峻な密度勾配が形成されるが、真空磁気軸位置が内寄せの場合にはIDBが形成されず、到達最高密度も低いという実験結果がある。高密度プラズマでは、従来は粒子輸送が特に注目されてきたが、電子の熱的挙動に注目することにより、磁気軸位置によるIDB形成の違いを説明できる可能性がある。第5章では熱輸送特性として加熱入力と電子温度の上昇の関係に着目し、磁気軸のトーラス大半径方向の位置により中性粒子ビーム入射加熱分布が大きく異なることを取り上げて、IDB形成の有無を比較した。

第6章は本論文のまとめと今後の展望である。本論文では、主に電子の熱輸送を扱っている。イオンに関しては付録Aとして、イオンの輸送に対する新古典電場の影響を調べる。

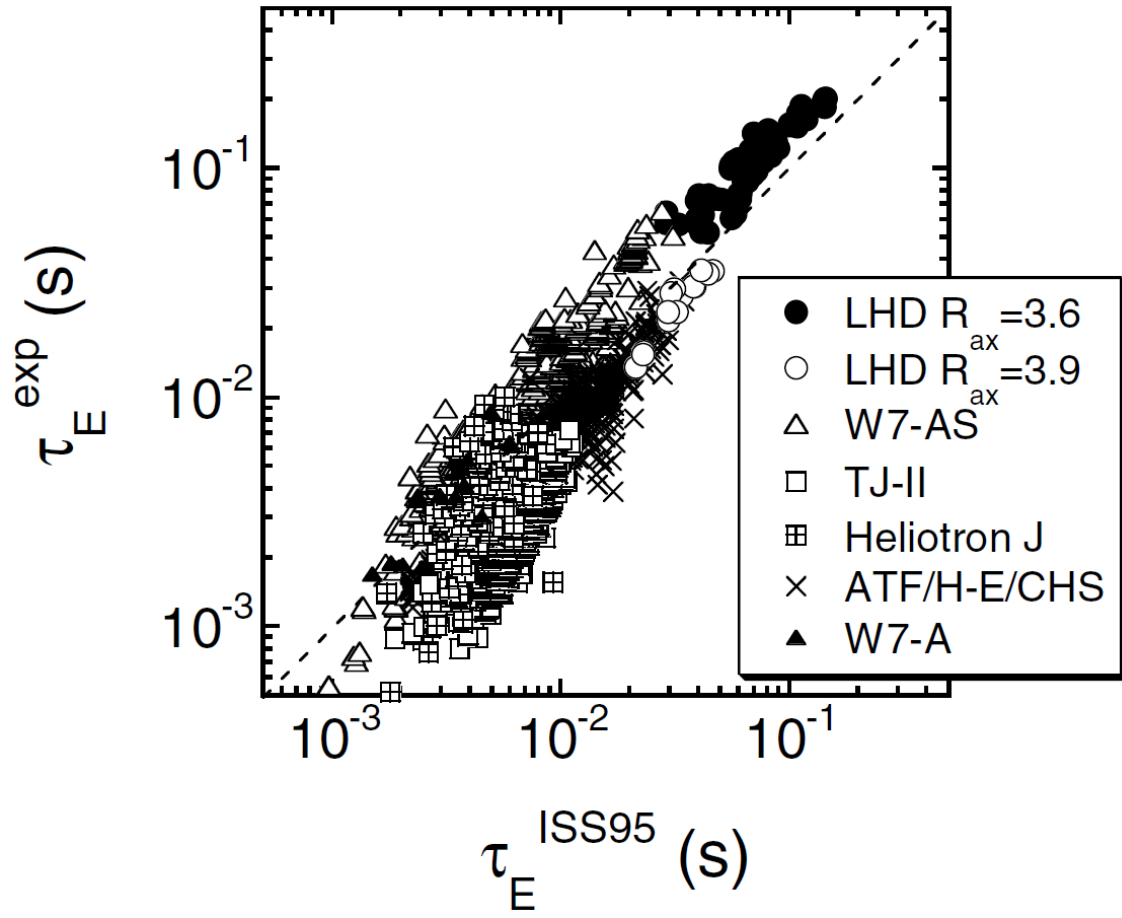
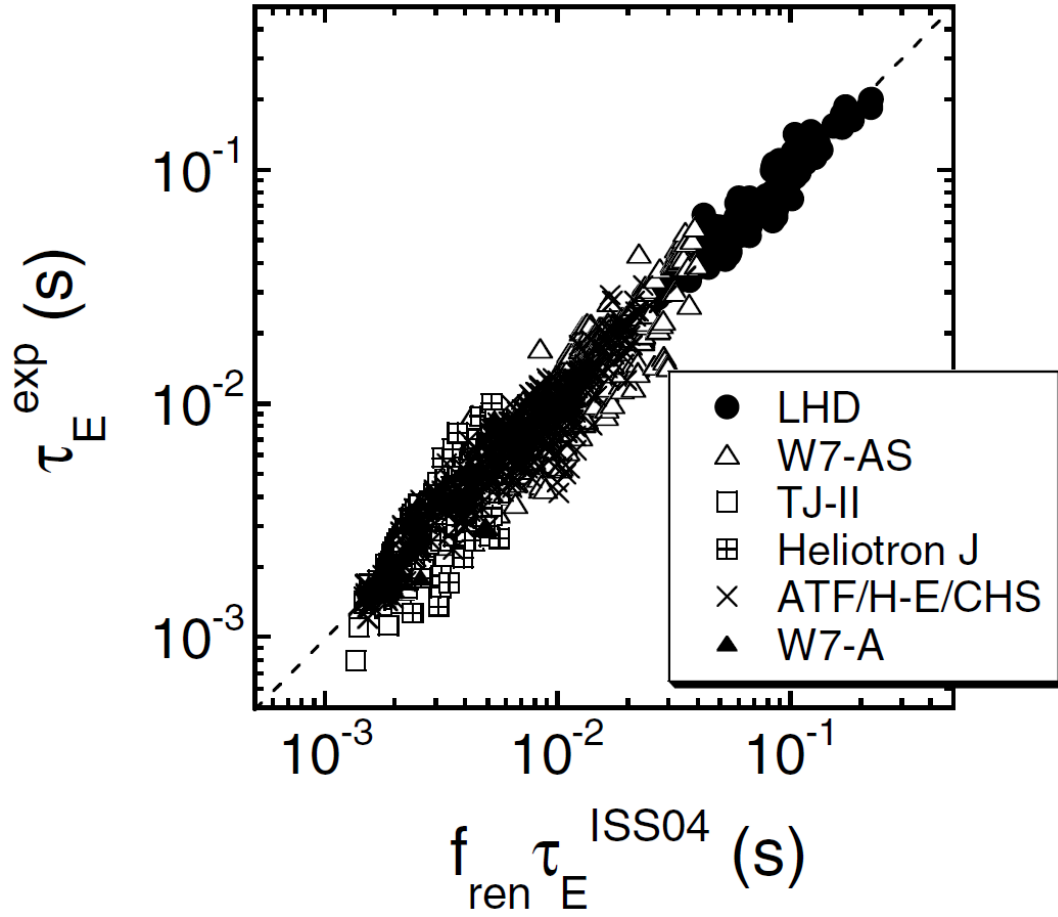


図 1.1 : ISS95 によるスケーリング値の閉じ込め時間 τ_E^{ISS95} と、実験結果のエネルギー閉じ込め時間 τ_E^{exp} の比較 [7]。



Device	f_{ren}
ATF	0.43 ± 0.09
CHS	0.43 ± 0.08
Heliotron E	0.44 ± 0.09
ATF/CHS/Heliotron E	0.43 ± 0.09
Heliotron J	0.58 ± 0.23
LHD $R_{\text{ax}} = 3.6$	0.93 ± 0.15
LHD $R_{\text{ax}} = 3.75$	0.67 ± 0.06
LHD $R_{\text{ax}} = 3.9$	0.48 ± 0.05
LHD $\kappa = 0.8$	0.71 ± 0.05
LHD $\kappa = 1.4$	0.70 ± 0.11
TJ-II	0.25 ± 0.04
W7-A	0.71 ± 0.19
W7-AS $t_{2/3} < 0.48$	1.00 ± 0.27
W7-AS $t_{2/3} \geq 0.48$	0.79 ± 0.18
W7-AS high β	0.91 ± 0.17

図 1.2 : ISS04 によるスケーリング値の閉じ込め時間 $f_{\text{ren}} \tau_E^{\text{ISS04}}$ と、実験結果のエネルギー閉じ込め時間 τ_E^{exp} の比較、及び各装置・磁場配位に対する f_{ren} の値 [7]。

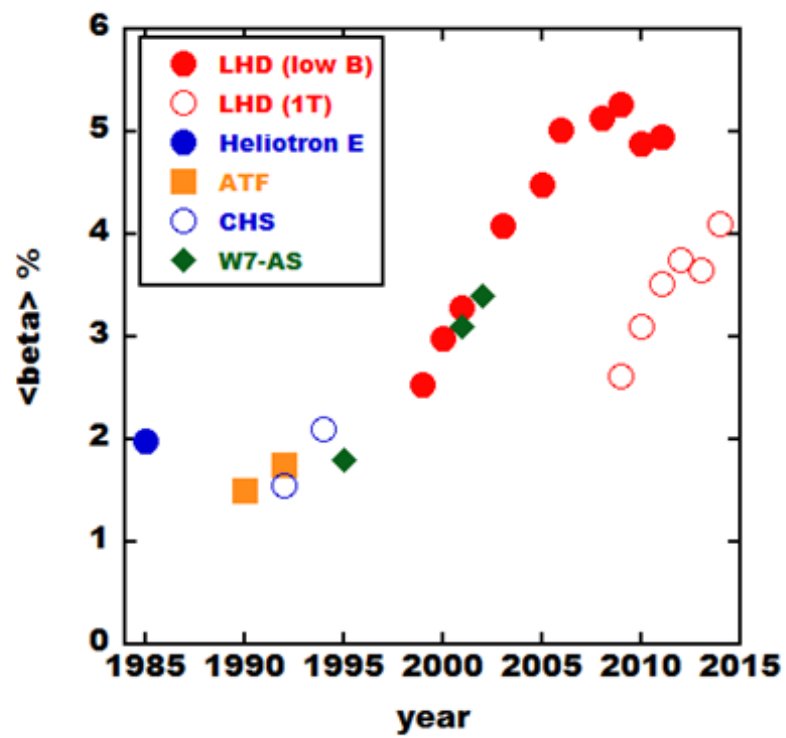


図 1.3：ステラレータ/ヘリオトロロン型装置において達成された最大の体積平均ベータ値の進展。

2 実験装置と解析方法

2.1 大型ヘリカル装置

本章ではまず、第 2.1 節で LHD の諸元と粒子供給方法について記述する。本論文におけるパワーバランスに基づく熱輸送解析では、電子温度及びイオン温度の空間的勾配と加熱パワーの吸収分布が結果に大きく影響する。高ベータプラズマとして対象となる低磁場条件における $n_e \geq 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のプラズマでは、イオン温度の計測が非常に難しいため、後に述べるように $T_i = T_e$ を仮定する。従って、電子温度の空間分布計測が重要であるため、第 2.2 節で、トムソン散乱による電子温度及び密度の計測について述べる。第 2.3 節は、FIR 干渉計による電子密度計測、磁気計測等についての説明である。3 次元の実座標において計測された結果を磁気座標に変換する方法について、第 2.4 節で述べる。第 2.5 節で、NBI 加熱パワーのプラズマへのデポジションの FIT コードを使用した計算による評価について述べる。第 2.6 節では局所輸送解析により熱輸送係数を求める方法を記す。これまでの LHD 実験に対して解析された巨視的なものや局所的なものを含めた様々なパラメータを扱うデータベースについても記述する。第 2.7 節では、第 3 章及び第 4 章で用いられる輸送モデルであるジャイロボーム型拡散モデル及び抵抗性圧力勾配駆動型乱流 (抵抗性 g-mode) モデルの説明を行い、また、装置パラメータにより表されたエネルギー閉じ込めスケーリング則の各指数から、無次元パラメータによるスケーリング測の各指数の導出

を行う。

LHD [1] は、ポロイダル周期数 $l = 2$ 、トロイダル周期数 $m = 10$ のヘリオトロン型の磁場閉じ込め核融合実験装置である。LHD 装置によるプラズマ実験は、1998 年 3 月 31 日に開始された。実験期間の前に、プラズマ及びクライオスタット用の容器の真空排気と超伝導コイルの冷却が行われ、実験期間後に大気開放と昇温が行われる。この一度の実験期間を、実験サイクルと呼び、これまでに第 18 サイクルまでの実験が行われてきた。

図 2.1 は、LHD のクライオスタット、真空容器、コイルの概略図である。図 2.2 は、LHD のコイルの図である。1 対 (2 本) のヘリカルコイルと 3 対 (6 本) の円形のポロイダルコイルに流れる電流の作る磁場により、高温プラズマを閉じ込める。ヘリカルコイル及びポロイダルコイルは、超伝導線により製作されている。LHD プラズマにおける真空の磁気軸位置の大半径は、 $R_{ax}^{vac} = 3.5 \sim 4.1 \text{ m}$ であり、平均小半径 $a \simeq 0.6 \text{ m}$ である。磁気軸位置における磁場強度を B_{ax} と表し、運転磁場強度と呼ぶ。ヘリカルコイル及びポロイダルコイルによる LHD の磁場配位を表すパラメータは 4 つあり、それらは R_{ax}^{vac} , B_{ax} , ヘリカルコイルのピッチパラメータ γ 、四重極成分のキャンセル度 B_q である。

他のコイルとして、常伝導線による上下 10 対のローカルアイランドダイバータ (LID) コイルがある。これらにより、 $m/n = 1/1$ や $2/1$ 等の磁気島の拡大または縮小を行うことができる。LID 電源は 3 つあり、それぞれの電流値が記録されている。

LHD のコイルのパラメータとして、ヘリカルコイルのピッチパラメータ γ [15, 16] がある。この γ は、ヘリカルコイルの実効的な小半径 a_c と関連する。LHD には 2 本のヘリカルコイルがあり、それぞれが三層のコイルから成っている。ヘリカルコイルの各層に流れる電流比を変えることにより、 a_c を変えることができる。ピッチパラメータ γ は、

$$\gamma \equiv \frac{m}{l} \frac{a_c}{R_0} \quad (2.1)$$

と定義される。ここで、 m と l はそれぞれ、ヘリカルコイルの周期数と極数である。ヘリカルコイルの大半径 $R_0 = 3.9 \text{ m}$ である。したがって、 γ の変化は A_p の変化に相当する。

B_q は、ヘリカルコイルの磁場の四重極成分のキャンセル度を表すパラメータである。本論文でのプラズマでは、全て $B_q = 100 \%$ となっている。

LHD 高ベータプラズマの生成では、ガスパフ装置またはペレット入射装置により主に水素 (H) の粒子供給が行われ、プラズマの密度を上昇させる。ガスパフ装置からは、水素、ヘリウム、及びネオン、アルゴン、クリプトン、キセノン、窒素等の不純物ガスを供給することができる。燃料供給用のペレット装置からは、固体水素が高速に加速されて射出さ

れる。燃料供給用ペレット装置は、複数バレルを持ち任意の間隔で入射可能である。第 5 章で述べる IDB のあるプラズマは本装置による複数のペレット入射によって生成される。

2.2 トムソン散乱計測装置

トムソン散乱計測法は、電子温度および電子密度の信頼できる計測方法であり、またプラズマに与える影響も小さい。本研究では、局所輸送解析を行うため、プラズマパラメータの空間分布計測が重要である。特に、電子温度勾配を精度良く評価するために、トムソン散乱計測は不可欠のものである。

最初にトムソン散乱による電子温度計測について説明する。トムソン散乱は、光の自由電子による散乱であり、その断面積 σ_T は、電子の古典半径を r_0 として、

$$\begin{aligned}\sigma_T &= \frac{8\pi}{3} r_0^2 \simeq 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 \\ r_0 &= \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \simeq 2.8 \text{ fm}\end{aligned}\tag{2.2}$$

となる。この値は非常に小さく、トムソン散乱光の信号強度は小さくなるため、トムソン散乱計測には入射光子数を多くするために高強度のレーザー光が用いられる。

まず、光の荷電粒子 q による散乱を、図 2.3 (a) の座標系で考える。マックスウェル方程式は、次のように表される。

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0\end{aligned}\tag{2.3}$$

ここで、 ρ は電荷、 $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$, $\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M}$ である。入射電磁波 k_i より加速された速度 v の荷電粒子 q が放射する電磁波のパワーを R の位置の観測者が観測するとき、単位立体角当たりの散乱パワー $\frac{dP_s}{d\Omega}$ は、 $|v/c| \ll 1$ の場合には

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \frac{q^2}{4\pi c} [\hat{s} \times (\hat{s} \times \dot{\boldsymbol{\beta}})]_{\text{ret}}^2\tag{2.4}$$

となる [19]。ここで、 $\beta = v/c$, $\dot{\beta} = \frac{1}{c} \frac{d\mathbf{v}}{dt}$ であり、 \hat{s} は荷電粒子から観測者へ向かう単位ベクトル、ret は遅れた時刻 $t' = t - (R'/c)$ における値であることを示している。

$$\hat{s} \times (\hat{s} \times \dot{\beta}) = (\hat{s} \cdot \dot{\beta})\hat{s} - (\hat{s} \cdot \hat{s})\dot{\beta}$$

から、 $\dot{\beta}$ と \hat{s} の角度を θ として、

$$\begin{aligned} [\hat{s} \times (\hat{s} \times \dot{\beta})]^2 &= [\dot{\beta} \cos \theta \hat{s} - \dot{\beta}]^2 \\ &= \dot{\beta}^2 \cos^2 \theta - 2\dot{\beta} \cos \theta \hat{s} \cdot \dot{\beta} + \dot{\beta}^2 \\ &= \dot{\beta}^2 (\cos^2 \theta - \cos^2 \theta + 1) \\ &= \dot{\beta}^2 \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (2.5)$$

となる。この角度 θ に対する分布は、 $\dot{\beta}$ を上向きに取ると、図 2.3 (b) の上の図のようにドーナツ状の形状となる。この上の図は、 $|v/c| \ll 1$ の場合である。下の図は、 $|v|$ が大きく β が無視できない場合であり、荷電粒子が $\beta \parallel \dot{\beta}$ で動くとなると、図のように v の向きに散乱パワーが増加される。トムソン散乱計測では $T_e = 1 \text{ keV}$ 以上になると v/c が無視できなくなり、散乱光のスペクトルが相対論的效果によってピーク位置が短波長側にシフトするが、これはこのように粒子が観測者に向かってくる場合に観測者方向への散乱光強度が強くなり、観測者から遠ざかる場合には観測者方向への散乱光強度が小さくなるためであるといえる。

次に、電子温度 T_e のマックスウェル分布を持つプラズマを考える。プラズマ中に入射した電磁波の散乱光は、インコヒーレントな場合には個々の粒子の情報を含んでいる。インコヒーレントな場合とは、

$$\lambda_D^e = \left(\frac{\epsilon_0 T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

$$\alpha_e = \frac{1}{k \lambda_D^e} \quad (2.7)$$

が、 $\alpha_e \ll 1$ となるときである。電子の平均速度 $a = (2kT_e/m_e)^{1/2}$, $\beta = a/c$ とすると、散乱光パワーの周波数スペクトルは、

$$P_s(\mathbf{R}, \omega_s) d\Omega = P_i r_0^2 d\Omega n_e L \left(1 + \frac{2\omega}{\omega_i} \right) |\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{E}_{i0})|^2 \frac{\exp[-(\omega/ka)^2]}{\pi^{1/2} ka} d\omega \quad (2.8)$$

となる。ここで、次の関係式を用いて、 $\Delta\lambda/\lambda_i$ の一次の項と、 c^2/a^2 がかかる $\Delta\lambda^3/\lambda_i^3$ の項を残す。

$$\lambda_s = \lambda_i + \Delta\lambda$$

$$k = (\omega_s^2 + \omega_i^2 - \omega_s \omega_i \cos \theta)^{1/2} / c$$

$$\omega_s = 2\pi c / \lambda_s = 2\pi c / (\lambda_i + \Delta\lambda)$$

$$\frac{1}{k} \simeq \frac{c}{2^{1/2}(1 - \cos \theta)^{1/2} \omega_i} \left(1 + \frac{\Delta\lambda}{2\lambda_i}\right)$$

$$\frac{\omega}{\omega_i} = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda_i^2}$$

$$d\omega_s = \frac{2\pi c}{\lambda_i^2} \left(1 - \frac{2\Delta\lambda}{\lambda_i}\right) d\lambda_s$$

$$\frac{\omega_s - \omega_i}{ka} = \frac{c^2 \Delta\lambda^2}{4\lambda_i^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} a^2 \left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_i}\right)}$$

これらを代入すると、次式のようにになる。

$$P_s^0(\mathbf{R}, \lambda_s) d\lambda_s \cdot d\Omega = \frac{P_i r_0^2 d\Omega n_e L}{2\pi^{1/2} \sin \frac{\theta}{2}} \left\{ 1 - 3.5 \frac{\Delta\lambda}{\lambda_i} + \frac{c^2 \Delta\lambda^3}{4a^2 \lambda_i^3 \sin^2(\theta/2)} \right\} \times \frac{c d\lambda_s}{a \lambda_i} \exp \left\{ -\frac{c^2 \Delta\lambda^2}{4a^2 \lambda_i^2 \sin^2(\theta_s/2)} \right\} d(\Delta\lambda) \quad (2.9)$$

このように、散乱光のスペクトルのピーク位置は、短波長側 ($\Delta\lambda < 0$) ヘシフトする。 λ_i は入射波長、 λ_s は散乱光の波長、 $\Delta\lambda = \lambda_s - \lambda_i$, θ は散乱角である。 θ は後方散乱では 180° に近いほど $\sin(\theta/2)$ が大きくなり、同じ T_e に対して散乱光スペクトルが広がるようになるため、 T_e が低い場合は後方散乱が適している。逆に、 T_e が高くなるとスペクトルの広がりが大きくなるので、高 T_e の場合には広がりの小さい前方散乱が適しているといえる。

LHD の実際のトムソン散乱計測のスペクトルの評価には、 $\Delta\lambda/\lambda_i$ が必ずしも小さくないため、より精度の良い評価式を用いている。次の式は、相対論的マックスウェル電子速度分布から求められたエネルギー散乱断面積である [20]。

$$\frac{d^2\sigma(\omega, \theta)}{d\omega d\Omega} = \frac{r_0^2 \omega^2 \frac{T}{m} K_2^{-1}(\frac{m}{T})}{\sqrt{1 - 2\omega \cos \theta + \omega^2}} \exp \left\{ \frac{m}{T} \sqrt{1 + \frac{(\omega - 1)^2}{4\omega \sin^2 \theta/2}} \right\} \quad (2.10)$$

ここで $K_2(x)$ は虚数変数のハンケル関数である。この式の近似式が、 $\epsilon = (\lambda_s/\lambda_i) - 1$ として以下のように表される [21]。

$$\begin{aligned} S(\epsilon, \theta) &= c(a)A^{-1}(\epsilon, \theta) \exp[-2aB(\epsilon, \theta)] \\ A(\epsilon, \theta) &= (1 + \epsilon)^3[2(1 - \cos \theta)(1 + \epsilon) + \epsilon - 2]^{1/2} \\ B(\epsilon, \theta) &= \{1 + \epsilon^2/[2(1 - \cos \theta)(1 + \epsilon)]\}^{1/2} - 1 \\ c(a) &= (a/\pi)^{1/2}(1 - \frac{15}{16}a^{-1} + \frac{345}{512}a^{-2} + \dots) \end{aligned} \quad (2.11)$$

この近似式が、LHD のトムソン散乱計測において実際に用いられているものである。与えた電子温度、電子密度に対するスペクトルを計算し、それにフィルターの関数を掛けたものを、フィルターの波長範囲で積分したデータの一覧を作成しておく。実験で得られたポリクロメータの出力をその一覧と比較して、誤差が最小になるように電子温度、電子密度を求めている。

LHD におけるトムソン散乱計測システム [22, 23, 24] は、次の 4 つの部分から構成されている。(1) レーザー装置及びレーザー入射光学系、(2) 散乱光集光及び伝送系、(3) 散乱光検出装置、(4) データ取得及び電子温度・密度計算である。また、位置較正、ポリクロメータ波長較正、ガス散乱較正、光学系の透過率などの各種の較正が必要となる。図 2.4 に、LHD における YAG トムソン散乱計測のシステム図を示す。右の LHD は 40 - 41 ポートの断面である。Nd:YAG レーザーのビームは地下から伝送され、LHD の外側ポートから赤道面上を入射される。入射レーザー光は、垂直方向に対して 18° 傾いた方向に直線偏光している。また観測用の窓は、ポート中心を通る垂直面に対して 18° 右下方向の位置にある。レーザーは主に 3 台の Nd:YAG レーザーが用いられる。レーザー光の波長は 1064 nm, パルス幅は約 10 ns である。3 台のうち 2 台は、出力 2 J, 繰り返し周波数 10 Hz であり、残りの 1 台は出力 1.6 J, 繰り返し周波数 30 Hz である。30 Hz のレーザーと 10 Hz のレーザーのうち 1 台の 2 つのレーザービームは、ポッケルスセルとを用いた合流光学系により完全に一致した位置を通るビームとなっている。また、この他に出力 0.5 J, 繰り返し周波数 50 Hz の Nd:YAG レーザーがあり、高密度プラズマに対する計測等に用いられる。

図 2.4 のように、LHD の通常のトムソン散乱計測では後方散乱光 ($\theta = 167^\circ$) が検出される。より高電子温度のプラズマに対して計測を行う場合等には、折り返し光学系を使用した前方散乱計測 ($\theta = 13^\circ$) が可能である。プラズマからの散乱光はミラーにより光ファイバー端面に集光され、光ファイバーによりポリクロメータまで伝送される。プラズマ中の計測位置はミラーとファイバー束の幾何学的関係から決まり、LHD では、空間測定点

144、空間分解能約 20 mm となっている。後方散乱での通常の電子温度・密度の測定領域は $5 \text{ eV} \leq T_e \leq 20 \text{ keV}$, $10^{18} \text{ m}^{-3} \leq n_e \leq 10^{21} \text{ m}^{-3}$ である。

ポリクロメータでは、フィルターにより分光が行われ 5 つの分光チャンネルに散乱光信号が出力される。各チャンネルで散乱光は、アバランシェフォトダイオード (APD) により検出され増幅される。5 つのチャンネル \times 144 の空間測定点のため、1 つのレーザーパルスに対して最低 720 の信号が検出される。従来の LHD トムソン散乱計測では、電化積分型の検出器である FAST-BUS LeCroy 1881M により AD 変換が行われている。最近ではより精度の良い計測のために、トムソン散乱信号を 1 ~ 5 GS/s の高速の ADC によって波形ごとに取り込むデータ処理が進められている。このようにして得られた散乱光信号は、信号処理によりノイズや迷光成分を除去できると考えられる [25]。また、100 ns 程度の間隔である 1 つのレーザーパルスの後方散乱信号と前方散乱信号の両方を取得できる。

図 2.5 に、LHD トムソン散乱計測におけるポリクロメータのフィルターの透過波長の例を示す。赤、青、緑、紫、水色の順に、チャンネル 1, 2, 3, 4, 5 となる。チャンネル 1 が入射レーザー光の波長 (1064 nm) に最も近い。黒のチャンネル 6 は、電子密度較正のためのレーリ散乱用のフィルターの波長範囲である。図中には、 $T_e = 2, 5, 10 \text{ keV}$ のプラズマからの Nd:YAG レーザーのトムソン散乱光のスペクトルも合わせて示されている。ポリクロメータの波長は、計測位置によってそれぞれの位置の電子温度領域に適したフィルターの組み合わせが用いられている。第 3, 4 章の低磁場の高ベータプラズマ、第 5 章での高密度プラズマでは、中心電子温度は 500 eV 程度と低くなっている。 $T_e = 300, 500 \text{ eV}$ の場合で計算されたスペクトルを、図 2.6 に示す。参考のため、 $T_e = 1.5, 5 \text{ keV}$ の場合も重ねて示されている。 $T_e = 300 \text{ eV}$ の場合でも、スペクトルの広がり 900 nm 付近までである。このスペクトルは、図 2.5 のポリクロメータ場合には 4 つのチャンネルに信号が入り、それらの信号から電子温度が評価されている。

トムソン散乱計測は電子密度計測にも用いられる [22]。トムソン散乱計測による電子密度の評価には、密度較正実験が必要となる。従来、水素のラマン散乱による密度較正が行われてきたが、その精度はフィルターの波長の精度に大きく依存する。現在は、レーザー波長のチャンネルを追加して、窒素のレーリ散乱による較正が行われている。第 5 章の高密度プラズマでは、密度の絶対値をミリ波干渉計の計測値で較正した密度分布を用いた。

2.3 その他の計測装置

LHD プラズマの各種の計測データを集めた図が、実験中に画面表示されるとともに、画像ファイルとして保存されている。その例を、図 2.7 に示す。図の上の枠内には、LHD プラズマの放電番号及び放電の条件が記されている。磁場配位のデータとして、真空の磁気軸 R_{ax}^{vac} 、真空の磁気軸位置での磁場強度 B 、ヘリカルコイルのピッチパラメータ γ 、四重極成分 B_q がある。日付と時刻、ガスパフが行われている場合には、そのガス種、LID コイルの電流値とアイランド位置、また、LID ヘッドが使用されている場合はその位置が表示される。壁コンディショニングの状況と、実験テーマグループ及び実験テーマも表示される。

主な計測結果の枠は 2 列になっている。左の列には、上から (1) ECH パルス、(2) ICRF パルス、(3) NBI 加速電流及び反磁性計測によるプラズマ蓄積エネルギー W_p 、(4) FIR 干渉計による平均密度、線平均密度及びガスパフパルス、(5) ボロメータによる放射損失、制動放射、ECE による電子温度の時間変化が表示される。

右の列には、上から (6) プラズマ電流、(7) 結晶分光器によるイオン温度、(8) C III, O V, Fe XVI のライン発光強度、(9) H_α 及び HeI のライン発光強度と、主プラズマの分光計測から求められた水素とヘリウムの密度比、(10) ミリ波による平均密度とガスパフパルス、が表示される。

右端の 5 つの枠には、トムソン散乱計測による電子温度分布が表示される。右下の 4 つの枠には、荷電交換分光によるイオン温度分布が表示される。左下の 2 つの枠は、中性粒子計測用に時間軸が 12 秒まであり、NBI 加速電流、定常 ECH、 W_p 、平均電子密度、ガスパフ電圧パルスも示される。

LHD 実験の情報は、WWW サーバー logindex.lhd.nifs.ac.jp から得ることができる。URL は <http://logindex.lhd.nifs.ac.jp/> である。その表示例を図 2.8 に示す。各放電番号ごとに枠が作られている。枠内の 1 行目に放電番号、磁場情報、ガス種、加熱方法などが、2 行目に実験テーマグループとテーマが表示される。その下に、加熱及びガスパフのタイミングを示す表がある。その下は、 W_p 最大のタイミングでの W_p , \bar{n}_e , β , P_{rad} 等である。LID コイルの電値、LID ヘッドの位置、ペレット入射タイミング、NBI イオン源等もここに表示される。この WWW サーバーでは放電についてのコメントを記入することができ、#73226 の "LBO executed" のようにそのコメントも表示される。

2.3.1 遠赤外線干渉計による電子密度計測

透過干渉法では、ミリ波から赤外線領域の電磁波が最も標準的に用いられている。LHD の FIR (遠赤外線) 干渉計計測では、赤外線領域の電磁波を用いた線積分電子密度計測が行われている [26]。

真空中の伝播に比べ、プラズマ中を伝播したことによる位相差は、屈折率 N の変化の特性長が入射波の波長 λ に比べて大きい、すなわち $N^2/|dN/dr| \gg \lambda/(2\pi)$ となるとき、WKB 近似より、

$$\phi(x) = \int_{y_1}^{y_2} (k_0 - k_p) dy = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_{y_1}^{y_2} (1 - N) dy \quad (2.12)$$

ここで、

$$N^2 = 1 - \omega_{pe}^2/\omega^2 = 1 - n_e/n_c$$

であり、

$$\omega_{pe} = (n_e e^2 / m_e \epsilon_0)^{1/2}$$

は電子プラズマ振動数、

$$n_c = \epsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$$

はカットオフ密度である。

本論文の第 3, 4 章では、FIR 計測のデータをアーベル変換して電子密度分布を求めた。アーベル変換は、計測された線積分のデータを補間し、その補間したデータに対して行われる。変換に用いられる磁気面データは、電子温度分布から求められた磁気面と同じものである。

2.3.2 反磁性計測によるプラズマ蓄積エネルギーとベータ値

LHD における磁気計測器には、ロゴスキーコイル、反磁性ループ、サドルループと、それ以外にもワンターンループ、ポートループ、磁気プローブが設置されている [27]。磁場中のプラズマは、外から加えた磁場を弱める性質があり、反磁性と呼ぶ。反磁性ループによる計測結果から、平均ベータ値と蓄積エネルギーが評価される。

プラズマ蓄積エネルギー W_p の磁場に垂直な成分を \perp , 平行な成分を \parallel と表して $W_{p\perp}, W_{p\parallel}$ とする。熱化したプラズマのエネルギー W_{th} は、磁場に垂直成分、平行成分が $W_{th\perp}, W_{th\parallel}$ と表される。ビーム成分の磁場に垂直成分、平行成分 $W_b, W_{b\perp}, W_{b\parallel}$ との関係は、

$$W_p = W_{th} + W_b \quad (2.13)$$

であり、

$$\begin{aligned} W_{th\perp} &= \frac{2}{3} W_{th} \\ W_{th\parallel} &= \frac{1}{3} W_{th} \end{aligned} \quad (2.14)$$

となる。また、

$$W_b = W_{b\perp} + W_{b\parallel} \quad (2.15)$$

から、反磁性ループ計測により測定されるプラズマ蓄積エネルギーは、測定される値 $W_p^{dia\ meas}$ は次式の量となる。

$$W_p^{dia\ meas} = \frac{2}{3} W_{th} + W_{b\perp} \quad (2.16)$$

本論文で用いられている体積平均ベータ値 $\langle\beta\rangle$ についても、反磁性計測により評価されている。

2.3.3 その他の計測

イオン密度に関しては、本論文では主に高密度プラズマを取り扱うため、 $n_i = n_e$ を仮定している。

放射損失 P_{rad} は、ボロメータにより計測される [28]。本研究では、あるプラズマで得られた放射損失 P_{rad} の空間分布の形状を他のプラズマでも同じと仮定として用いている。最外殻磁気面外での放射損失を考慮して、輸送コードの入力としては、最外殻磁気面内での放射損失パワーとしてボロメータの値の $1/2$ を用いている。本論文で用いた高ベータプラズマの場合、放射損失パワーの加熱入力パワーに対する比は小さく、この $1/2$ という値が熱輸送係数の結果に与える誤差は小さい。

2.4 磁気面量への変換

空間分布の計測は 3 次元の実空間で行われる。磁気座標による 1 次元の輸送コードに
入力するために、実座標から磁気座標への変換が必要となる。この節では、高ベータプラ
ズマの計測結果を輸送コードの入力に変換する例として、図 2.9 のプラズマを用いる。この
図のプラズマは、 $R_{ax}^{vac} = 3.60 \text{ m}$, $\gamma = 1.22$ の磁場配位において生成され、(a) 体積平均ベ
ータ値、(b) NBI 加熱と反磁性計測によるプラズマ蓄積エネルギー、(c) ガスパフ信号と平均
電子密度、(d) 電子温度に各パラメータの時間変化が示されている。

図 2.10 のように、トムソン散乱計測により T_e の実座標 (R) における空間分布の時間
変化が得られている。LHD トムソン散乱計測では、縦長断面の $\phi = 0$ とすると、 $\phi = \pi/2$,
 $Z = 0$ での横長断面の赤道面上の大半径 R 方向の空間分布が得られる。この中の指定した
あるタイミングの T_e 分布が、図 2.11 (a) に示す R に対する T_e 分布である。この図中には、
磁気座標 (ρ) への変換に用いた磁気面データを ($R - Z$) に対して表示したものが示されて
いる。この T_e 分布を実座標から磁気座標に変換して規格化平均小半径 ρ を横軸として示
したものが図 2.11 (b) である。トムソン散乱計測のデータは $Z = 0$ の赤道面上で得られる
ため、実座標 R と ρ との関係が必要とされる。この変換では、あらかじめ用意した磁気面
データベースの中から、中心位置及び磁気軸内外の対称性を最も良く再現できるような最
適な磁気面データを用いて行われる。

磁気面データは、あらかじめ R_{ax} , β , 圧力分布の形状、 B_q , γ , I_p などのパラメータを
与えて計算を行ったデータセットを用意しておき、それらの中から β 及び圧力分布の形状
等の異なる多数の磁気面データを用いて、磁気座標に変換した T_e 分布を作成する。その中
で、実験データと変換して関数によりフィッティングした値の差が最小になる磁気面デー
タを、磁気座標へ変換する磁気面とする。

磁気面データには、VMEC コード [29] を用いたものと、HINT コード [30] を用いたも
のの 2 種類がある。通常の磁場条件では、各磁気軸位置や γ に対して VMEC により計算さ
れた磁気面データが用意されている。一方、HINT コードによる磁気面データは、ある特
別な磁場配位に対して用意されている。ここで、 $R_{ax} = 3.6 \text{ m}$ かつ $A_p = 6.3$ ($\gamma = 1.22$) の
条件に対しては、HINT コードにより計算された R - ρ の関係が用いられた。真空磁気面
については、磁力線追跡計算が行われ、最も外側の「閉じた」磁気面が $\rho = 1$ の磁気面と
して定義される。有限の β の場合には、磁気面は HINT コードにより計算されたプラズマの
等圧面により定義され、ここで ρ^2 はそのプラズマ等圧面に囲まれるトロイダル磁束に比例
するように決められる。横長断面の赤道面上の磁気軸より外側で、真空での場合の $\rho = 1$
の点と同じ点を含む磁気面が、 $\rho = 1$ の磁気面と定義される。HINT の計算では、4% まで

の β の範囲で、周辺部の磁気面が統計的となっている場合でも、 $\rho \leq 1$ の領域でよく閉じたプラズマの等圧面が得られた。この HINT に基づく赤道面上での R - ρ の関係のデータを用いて、磁気軸の内と外に関して最も対称的な T_e 分布を再現することができる最適な ρ が選ばれる。この分布は輸送解析のためにある形の関数でモデル化される。これらのモデル化された分布は、図 2.11 (b) に赤色の曲線として示されている。

電子密度に関しても、図 2.11 (c) のように磁気座標に変換される。ここでは、 T_e の変換を行った際の磁気面データと同じものが用いられる。FIR データからアーベル変換により求めた分布の磁気軸より外側のデータ (青色) に対してフィッティングした分布が桃色の実線であり、同じ分布を磁気軸より内側にも表示したものが桃色の点線である。

2.5 加熱装置と NBI 加熱パワーの計算による評価

LHD の加熱装置には、電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECH)、中性粒子入射加熱 (NBI)、イオンサイクロトロン共鳴加熱 (ICRF) の 3 種類がある。これらの内、本論文の第 3, 4 章で対象とするプラズマは主に NBI [31] により生成・加熱されている。

中性粒子ビーム入射加熱装置 (NBI, Neutral Beam Injector) は、高エネルギーの中性水素原子のビームを、磁場中のプラズマ内に入射し、熱緩和させることによりプラズマを加熱する。LHD ではプラズマの加熱とともに、ECH によってプラズマを生成できない低磁場の場合等にプラズマの立ち上げのために使用されるため、高ベータ実験ではこの NBI によるプラズマ生成法が用いられる [32, 33]。

LHD の NBI システムには、トーラスに接線入射される負イオン源 NBI (N-NBI) が 3 台と (NBI#1, NBI#2, NBI#3)、垂直入射される正イオン源 NBI (P-NBI) が 2 台 (NBI#4, #5) の合計 5 つのビームラインがある。負イオン源を用いた NBI は、160 ~ 180 kV のエネルギーのビームが入射される。NBI#1, NBI#2, NBI#3 にはそれぞれイオン源が A, B の 2 台あり、各イオン源からのビームは NBI#1-A, NBI#1-B 等と表される。

LHD ではヘリカルコイルに流れる電流の向きが通常 (上から見て時計回り) の場合、磁場は正の値で表され、逆向きの場合 $B < 0$ で表される。 $B < 0$ で表されるとき NBI#1 と NBI#3 が co-方向の向きであり、ビームによる電流は回転変換を大きくする向きに流れる。 $B > 0$ で表される場合には counter-方向の向きと呼ばれる。NBI#2 は NBI#1, NBI#3 とは逆向きに入射され、 $B < 0$ では counter-向きとなる。

NBI#4 は、2005 年度の実験 (第 9 サイクル実験) から使用されている。加速電圧は約

40 kV であり、特に高イオン温度プラズマ生成のためのイオン加熱に用いられている。荷電交換分光 (CXS) 計測によるイオン温度分布計測も、NBI#4 の粒子による荷電交換が観測される。高密度では NBI#4 による加熱分布は周辺部のみとなる。NBI#4 にはイオン源が 4 台ある。左右のビームラインは NBI#4-A, NBI#4-B 等と表され、それぞれ上下のイオン源を区別する際には U, L と表される。

NBI の加熱パワーの評価には、ポート通過パワーに基づいて後で示す計算により、イオン化したパワーを求める方法がある。また、実験的にも NBI 入射パワーの評価が行われている [34]。図 2.12 は、NBI#1, 2, 3 のポート通過パワー (実線) と実験から評価された加熱入力 (点線) の時間変化を示している。真空容器に入射し、対向面のカロリメータの温度上昇を計測して入射パワーを求めるため、この入射パワーはポート通過パワーからシャインスルーパワーを差し引いたもの (= イオン化したパワー) である。温度上昇は時間的に積分されているため、プラズマの電子密度の時間変化に対する関係から、入射パワーの時間変化が見積もられている。この方法による実験的評価には、約 10 % の誤差が含まれると考えられる。

NBI 加熱パワーの電子、イオンそれぞれへのデポジションは、3 次元のモンテカルロコードを用いて、HFREYA, MCNBI, FIT の 3 つのコードによって評価する [35]。ここでのデポジションとは、上記のイオン化したパワーに軌道効果による損失を加えたものである。まず、HFREYA により高速イオンの発生分布を計算する。接線入射の NBI に対しては、実際と同じ 2 台のイオン源の幾何が入力されている。通常は、8000 個のテスト粒子を入射し、高速イオンの発生分布が計算される。用いた磁気面データの最外殻よりも外にプラズマがある場合には、そこでの電離が計算には含まれないことになる。ここで計算されたイオン化パワーが、上で述べた実験的に評価される入射パワーに相当する。MCNBI では、ポロイダル方向に数週の軌道計算からプロンプトロス及び起動効果による分布の広がり計算される。通常、HFREYA で電離した粒子から 2000 個を選び、それらの軌道が計算される。FIT ではスローイングダウンを計算し、電子とイオンへのエネルギーの配分を計算する [36]。プラズマは $\rho = 1$ までであり、 $\rho = 1$ から外に出た粒子は損失となる。また、スローイングダウン中の軌道損失は含まれない。スローイングダウン時間中はプラズマパラメータが変化しないと仮定される。FIT の結果は、0.01s までのデポジションと損失を比例配分している。GNET コード [37, 38] との比較から、垂直入射である NBI#4 の場合、 $R_{ax} = 3.50, 3.60$ m では損失を過大評価し、 $R_{ax} = 3.75$ m では損失を過小評価している傾向にあると考えられている。NBI のビームの向きが co- 方向で、電離した位置が磁気軸より外側の場合、パワーデポジションの分布は、高速イオンの発生分布よりも ρ が内側へ広が

る。 R_{ax}^{vac} の違いによって、NBI加熱パワーのデポジションの分布に差があり、これが電子温度や、到達されたプラズマ密度の違いと関連のある可能性がある。 Z_{eff} はイオン化分布の計算などに影響するが、本研究の高ベータプラズマでは、密度が高いため、 $Z_{eff} = 1.05$ が仮定されている。実際の計算は、ポート通過パワー 1 MW あたりに対して行われ、計算後に実験的に評価されたポート通過パワーの値がかけられる。FIT では、高エネルギーのビーム成分の圧力なども計算される。

図 2.13 は、NBI#1, 2, 3 に対する HFREYA, MCNBI, FIT による加熱分布計算を行った結果である。一番上の 3 つの図は、入力として用いられた T_e, T_i, n_e 分布の図である。その下の 3 列で 2 段に並んだ図の列は各ビームラインに相当する。上の 3 つの図は HFREYA により計算された、ビームのイオン化したパワーである。下の 3 つの図の白い丸は、MCNBI 軌道計算の入力として選ばれた粒子の分布であり、実線が軌道効果による広がりを含めた NBI 加熱パワーのデポジション分布である。ただし、ここではポート通過パワー 1 MW あたりに対する値である。

中央の 3 列 2 段に並んだ 6 つの図の内、上の 3 つはそのポート通過パワー 1 MW あたりのデポジション分布に、実際のポート通過パワーをかけたものである。細い実線は電子への入力、破線はイオンへの入力である。NBI#1, 2, 3 の加速電圧は高いので、ほとんどが電子への加熱入力となっている。下の 3 つの図は小半径 ρ の位置より内側にデポジションした加熱パワーの積分値である。一番下の 2 つの図は、3 つのビームラインの結果をそれぞれ合わせたものである。

FIT による計算には Z_{eff} の仮定が含まれているため、HFREYA により計算されたイオン化したパワーを、実験により評価される P_{NBI}^{exp} によって規格化した値を加熱パワーとして用いる。計算値と実験値の差は通常は実験地の誤差の範囲内に入る。輸送計算で使うすなわち、 P_{NBI}^{dep} として、FIT の結果に $P_{NBI}^{dep exp} / P_{NBI}^{birth FIT}$ を掛けたものを用いる。ただしこの場合にも、半径方向の分布の形状は FIT の出力を用いる。

図 2.13 の場合、ポート通過パワー $P_{NBI}^{port} = 11.1$ MW、HFREYA による計算でイオン化したパワー $P_{NBI}^{birth FIT} = 10.2$ MW、MCNBI, FIT の計算結果のデポジションパワー $P_{NBI}^{dep FIT} = 6.3$ MW に対し、実験から評価されたポート通過からシャインスルーを除いたパワー $P_{NBI}^{dep exp} = 9.34$ MW であり、この値は $P_{NBI}^{birth FIT}$ と誤差の範囲内で一致する。

最後に、LHD の高ベータプラズマにおける典型的なスローイングダウン時間 τ_{sl} を評価する。 W をビームのエネルギー、 W_c をイオンによるビームのエネルギー損失が電子に

よる損失と等しくなるエネルギーとすると、 W_c 及び τ_{sl} は次の式のようにになる [39]。

$$W_c \simeq 14.8 T_e \left[\frac{A_B^{3/2}}{n_e} \sum_j \frac{n_j Z_j^2}{A_j} \right]^{2/3} \quad (2.17)$$

$$\tau_{sl} = \frac{\tau_s}{3} \ln \left[1 + \left(\frac{W}{W_c} \right)^{3/2} \right] \quad (2.18)$$

ここで、 τ_s はスピッツァーのスローイングダウン時間であり、 T_e を eV、 n_e を cm^{-3} の単位で表すと、

$$\tau_s [\text{sec}] = 6.28 \times 10^8 \frac{A_B T_e^{3/2}}{Z_B^2 n_e \ln \Lambda} \quad (2.19)$$

となる。ここで、 $\ln \Lambda = 23 - \ln(n_f^{1/2}/T_e^{3/2})$ である。 $W \gg W_c$ の場合には、

$$\tau_{sl} = \frac{\tau_s}{2} \ln \left(\frac{W}{W_c} \right) \quad (2.20)$$

となる。

低磁場における高ベータプラズマでの τ_{sl} の目安を計算すると、 $W = 168 \text{ keV}$, $W_c = 7.4 \text{ keV}$, $T_e = 500 \text{ eV}$, $n_e = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $\ln \Lambda = 20$ を仮定して、 $\tau_s = 11.7 \text{ ms}$, $\tau_{sl} = 18.3 \text{ ms}$ である。また、第5章における IDB プラズマの場合を考えると、 $W = 168 \text{ keV}$, $W_c = 7.4 \text{ keV}$, $T_e = 400 \text{ eV}$, $n_e = 4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $\ln \Lambda = 20$ を仮定し、 $\tau_s = 0.63 \text{ ms}$, $\tau_{sl} = 1.05 \text{ ms}$ である。

2.6 熱輸送解析方法

2.6.1 輸送方程式と熱輸送係数

前節までのようにして用意したプラズマパラメータや加熱入力等の空間分布を用いて、定常のパワーバランスに基づく輸送解析を式 (1.5) に従って行う。密度、温度に対する輸送方程式は、それぞれ次のようになる [40]。

水素イオン密度の連続の式

$$\frac{\partial n_{H_j}}{\partial t} = S_{H_j}(\rho) - S_{\text{fus}}(\rho) - \frac{1}{V_\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (V_\rho' \Gamma_{H_j}) + S_{\text{inj}}(\rho) - \frac{n_{H_j}}{\tau_{\parallel H_j}} \quad (2.21)$$

$$\Gamma_{H_j} = -\langle(\nabla\rho)^2\rangle_\psi D_{H_j} \frac{\partial n_{H_j}}{\partial\rho} + \langle|\nabla\rho|\rangle_\psi n_{H_j} v_{\text{pinch}}$$

ここで、 n_{H_j} はイオン密度、 j はイオンの種類を表す。 S_{H_j} , S_{fus} , S_{inj} はそれぞれ、中性粒子の電離による粒子源、熱核融合による燃料の損失率、NBI から的高速イオンの熱化による粒子源である。 $\tau_{\parallel H_j}$ はスクレイプオフ層におけるリミターまたはダイバータへのプラズマの平行損失を表している。 Γ_{H_j} は径方向の粒子束、 D_{H_j} は拡散係数、 v_{pinch} は径方向の対流速度である。 V'_ρ は、 ρ と $\rho + d\rho$ の間のプラズマ体積、 $\langle(\nabla\rho)^2\rangle_\psi$, $\langle|\nabla\rho|\rangle_\psi$ は輸送メトリックである。

電子温度の連続の式

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} n_e \frac{\partial T_e}{\partial t} &= q_{\text{inj}}^e(\rho) - \frac{1}{V'_\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (V'_\rho q_e) - 3 \frac{m_e}{m_p} \frac{n_e}{\tau_e} [Z](T_e - T_i) + q_{\text{rad}}(\rho) + q_{\text{ion}}(\rho) + q_{\text{oh}}(\rho) \\ &\quad + q_{\text{ec}}(\rho) + q_{\text{ic}}^e(\rho) + q_{\text{fus}}^e(\rho) - 2\gamma T_e \dot{n}_\parallel - \frac{3}{2} T_e \frac{\partial n_e}{\partial t} \\ q_e &= -\langle(\nabla\rho)^2\rangle_\psi n_e \chi_e \frac{\partial T_e}{\partial \rho} + q_e^{na} + \frac{3}{2} T_e \Gamma_e \\ \Gamma_e &= \sum_j \Gamma_{H_j} + Z_{He} \Gamma_{He} + \sum_j Z_j \Gamma_{I_j} \\ \dot{n}_\parallel &= \sum_j \frac{n_{H_j}}{\tau_{\parallel H_j}} + \frac{n_{He}}{\tau_{\parallel He}} \end{aligned} \tag{2.22}$$

q_{inj}^e , q_{rad} , q_{ion} , q_{oh} , q_{ec} , q_{ic}^e , q_{fus}^e は、それぞれ、単位体積当たりの NBI 加熱の電子への入力、放射パワー、中性粒子の電離による損失、オーミック加熱、ECH パワー入力、ICRF パワーの電子への入力、核融合出力の電子への入力を表している。 q_e は電子の熱流束、 q_e^{na} はヘリカルリップルによる熱伝導、 Γ_e は電子粒子束である。 \dot{n}_\parallel を含む項は、 γ をシース増幅係数として、スクレイプオフにおけるリミターまたはダイバータへの平行エネルギー損失を表している。

イオン温度の連続の式

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} n_T \frac{\partial T_i}{\partial t} &= 3 \frac{m_e}{m_p} \frac{n_e}{\tau_e} [Z](T_e - T_i) - \frac{1}{V'_\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (V'_\rho q_i) - q_{\text{CX}}(\rho) + q_{\text{inj}}^i(\rho) \\ &\quad + q_{\text{ic}}^i(\rho) + q_{\text{fus}}^i(\rho) - 2T_i \dot{n}_\parallel - \frac{3}{2} T_i \frac{\partial n_T}{\partial t} \\ q_i &= -\sum_j \left(\langle(\nabla\rho)^2\rangle_\psi n_{H_j} \chi_{H_j} \frac{\partial T_i}{\partial \rho} + q_{H_j}^{na} + \frac{3}{2} T_i \Gamma_{H_j} \right) \\ n_T &= n_H + n_{He} + n_I \end{aligned} \tag{2.23}$$

$q_{CX}, q_{inj}^i, q_{ic}^i, q_{fus}^i$ は、それぞれ、単位体積当たりの荷電交換損失、NBI 加熱のイオンへの入力、ICRF パワーのイオンへの入力、核融合出力のイオンへの入力を表している。 q_i はイオンの熱流束、 q_{Hj}^{na} はヘリカルリップルによる熱伝導、 Γ_{Hj} はイオン粒子束である。

ここで、中程度の密度の高ベータプラズマに対して $T_i = T_e$ を仮定することの妥当性を検討する。 $T_e = 0.5 \text{ keV}$, $n_e = 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ で、 $T_i = 0.4 \text{ keV}$ とした場合、 $\tau_{ei} \simeq 6 \times 10^{-6} \text{ s}$ となり、 $p_{ei} = 3 \frac{m_e}{m_p} \frac{n_e}{\tau_e} [Z](T_e - T_i)$ の大きさは、約 131 kW/m^3 となる。一方、加熱吸収パワーが 10 MW 、プラズマ体積 30 m^3 の場合、体積あたりの平均加熱パワーは、電子及びイオンへの入力を含わせて約 333 kW/m^3 である。この加熱入力に対して上記の p_{ei} は大きいと考えられ、このようなプラズマについて $T_i = T_e$ を仮定することは妥当といえる。

$T_i = T_e$ を仮定した場合、 $p_{ei} = 0$ 及びこれを体積積分した $P_{ei} = 0$ となる。この条件において求められる電子及びイオンの熱輸送係数をそれぞれ、 χ_e^0, χ_i^0 と表す。LHD の接線入射 NBI は、高エネルギーのために電子加熱が主となり、接線-NBI 加熱プラズマでは、 $\chi_i^0 \ll \chi_e^0$ となる。しかし、この χ_e^0 にはイオンの熱輸送分が含まれていると考えられる。すなわち、実際には T_i が T_e よりも少し低く、 $T_i \simeq T_e$ となる程度の P_{ei} によりイオンへのエネルギー入力があると考えられる。この場合の電子からイオンへのパワーを p_{ei} と書き、電子、イオンの定常状態でのパワーバランスを考える。加熱と損失パワーを合わせたものを電子、イオンそれぞれについて p_e, p_i とする。密度が時間変化せず、粒子ソースが無いとして、対流項を除く。 χ_e, χ_i に対する式は、

$$0 = p_e - \frac{1}{V'_\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (V'_\rho q_e) - p_{ei}$$

$$q_e = -\langle (\nabla \rho)^2 \rangle_\psi n_e \chi_e \frac{\partial T_e}{\partial \rho}$$

$$0 = p_i + p_{ei} - \frac{1}{V'_\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (V'_\rho q_i)$$

$$q_i = -\langle (\nabla \rho)^2 \rangle_\psi n_i \chi_i \frac{\partial T_i}{\partial \rho}$$

χ_e, χ_i により流れる熱流束を Q_e, Q_i とする。

$$Q_e = \frac{1}{V'_\rho} \int (p_e - p_{ei}) V'_\rho d\rho \quad (2.24)$$

$$Q_i = \frac{1}{V'_\rho} \int (p_i + p_{ei}) V'_\rho d\rho \quad (2.25)$$

$$\chi_e = \frac{Q_e}{\langle (\nabla \rho)^2 \rangle_\psi n_e (-\frac{\partial T_e}{\partial \rho})} \quad (2.26)$$

$$\chi_i = \frac{Q_i}{\langle (\nabla \rho)^2 \rangle_\psi n_i (-\frac{\partial T_i}{\partial \rho})} \quad (2.27)$$

また、 $n_i = f_i n_e$ 、及び $T \equiv T_e \simeq T_i$ とする。

$$\begin{aligned} Q_e + Q_i &= \langle (\nabla \rho)^2 \rangle_\psi (\chi_e n_e + \chi_i n_i) (-\frac{\partial T}{\partial \rho}) \\ &= \langle (\nabla \rho)^2 \rangle_\psi (\chi_e + f_i \chi_i) n_e (-\frac{\partial T}{\partial \rho}) \\ &= \langle (\nabla \rho)^2 \rangle_\psi \chi^{\text{eff}} (1 + f_i) n_e (-\frac{\partial T}{\partial \rho}) \end{aligned} \quad (2.28)$$

ここで、次の χ^{eff} を考えた。

$$\chi^{\text{eff}} \equiv \frac{Q_e + Q_i}{\langle (\nabla \rho)^2 \rangle_\psi (n_e + n_i) (-\frac{\partial T}{\partial \rho})} = \frac{Q_e + Q_i}{\langle (\nabla \rho)^2 \rangle_\psi (1 + f_i) n_e (-\frac{\partial T}{\partial \rho})} \quad (2.29)$$

Q_e^0, Q_i^0 をそれぞれ、 p_{ei} を考慮しない場合の電子及びイオンのトータルの熱流束、 p_{ei} 分の熱流束を Q_{ei} として、

$$\begin{aligned} Q_e &= Q_e^0 - Q_{ei} \\ Q_i &= Q_i^0 + Q_{ei} \end{aligned} \quad (2.30)$$

$$Q_e^0 = \frac{1}{V'_\rho} \int p_e V'_\rho d\rho \quad (2.31)$$

$$Q_i^0 = \frac{1}{V'_\rho} \int p_i V'_\rho d\rho \quad (2.32)$$

$$\chi_e^0 = \frac{Q_e^0}{\langle (\nabla \rho)^2 \rangle_\psi n_e (-\frac{\partial T_e}{\partial \rho})} \quad (2.33)$$

$$\chi_i^0 = \frac{Q_i^0}{\langle (\nabla \rho)^2 \rangle_\psi n_i (-\frac{\partial T_i}{\partial \rho})} \quad (2.34)$$

これから、

$$\begin{aligned}
Q_e + Q_i &= (Q_e^0 - Q_{ei}) + (Q_i^0 + Q_{ei}) \\
&= Q_e^0 + Q_i^0 \\
&= \langle (\nabla \rho)^2 \rangle_\psi (\chi_e^0 n_e + \chi_i^0 n_i) \left(-\frac{\partial T}{\partial \rho} \right) \\
&= \langle (\nabla \rho)^2 \rangle_\psi (\chi_e^0 + f_i \chi_i^0) n_e \left(-\frac{\partial T}{\partial \rho} \right)
\end{aligned} \tag{2.35}$$

これを先の式 (2.28) と比べることにより、 χ_e^0, χ_i^0 から χ^{eff} を求めると、

$$\chi^{\text{eff}} = \frac{\chi_e^0 + f_i \chi_i^0}{1 + f_i} \tag{2.36}$$

が得られる。この χ^{eff} を実験値の熱輸送係数として使用する。

2.6.2 プラズマ輸送コード

本研究では、放電番号 (ショット番号) とタイミングを与えると、プログラムによりそのショット、タイミングでの計測結果を読み、実座標から磁気座標への変換を行い、NBI加熱パワー分布を計算し、ヘリカル型の一次元輸送コード PROCTR [40] による輸送計算を行うシステムを用いて解析を行った。図 2.10 ~ 図 2.12 のデータとデータ処理はIDLと同様の言語である PV-WAVE により行われた。HFREYA, MCNBI, FIT による NBI 加熱パワーの計算は、大型計算機で行われるため、入出力ファイルの転送及び計算の実行を Perl によりネットワークを制御するプログラムを作成して行った。PROCTR による定常状態のパワーバランスに基づく輸送解析は、Windows の計算機上で行われた。また、別の一次元輸送コード TR-snap [41] によっても、輸送計算が行われる。この場合は、NBI 加熱分布計算及び輸送計算はともに linux 計算機上で行われる。PROCTR と TR-snap では同じ入力に対して同じ計算結果が得られることが文献 [41] において確認されている。

得られた結果は、目的の磁場配位等の条件で集めたショット番号とタイミングのリストに従って、磁場条件や体積平均ベータ値等の 0 次元のデータとともにデータベースに集め、密度や電流、ビームエネルギーのプラズマエネルギーに対する比などの条件による制限やスケーリング則との比較、結果の表示、関数による近似等を行う。

図 2.14, 2.15 は、PROCTR による輸送計算の結果を示している。図 2.14 の左上図は電子のパワーバランス、右上図はイオンのパワーバランスを表している。 $T_i = T_e$ を仮定しているため、電子からイオンへのパワー $P_{ei} = 0$ である。また、ECH パワー $P_{ECH} = 0$ である。 P_{NBI}^e は NBI による電子への加熱入力、 P_{rad} は放射損失、 P_{ion} は電離損失、 P_{NBI}^i は NBI によるイオンへの加熱入力、 P_{CX} は荷電交換損失、 P_{cond} は実効的な熱伝導による損失、 P_{conv} は対流による損失を表す。NBI による粒子源が含まれていないため、 P_{cond} はこれによる対流損失も含んでいるので “実効的な” としている。

図 2.15 は、実験から評価された熱輸送係数 (a) χ_e^{exp} , (b) χ_i^{exp} の例である。図 2.15 (c) には χ^{eff} を示す。 $\rho = 0$ 付近は体積が小さいため、NBI 加熱入力計算における誤差が大きいことから、 $\rho \geq 0.05$ の範囲を表している。

2.7 輸送モデル

本節では、第 3 章及び第 4 章において実験から評価された熱輸送係数の参照とする、輸送係数の理論モデルについて述べる。第 2.7.1 節では、ジャイロ・ボーム型拡散モデルについて、第 2.7.2 節では、抵抗性圧力勾配駆動型乱流 (抵抗性 g-mode) モデルについて説明する。第 2.7.3 節では、装置パラメータ (a, R, P, n, B, ι) により表されたエネルギー閉じ込めスケーリング測の各指数から、無次元パラメータによるスケーリング測の各指数の導出を行う。

2.7.1 ジャイロ・ボーム型拡散モデル

まず、ボーム型の拡散係数について説明する。プラズマ中の電磁的な揺動によって粒子の集団的運動が起こることにより、異常損失が発生する [43]。ボーム拡散係数は、

$$\chi^{Bohm} = \frac{1}{16} \frac{T_e}{eB} \quad (2.37)$$

で表され、ボーム型閉じ込め時間は

$$\tau^{Bohm} \propto a^2 \cdot \frac{eB}{T_e} \quad (2.38)$$

と表される。揺動の振幅が大きい場合、拡散係数は揺動の電場の振幅に比例し、ポテンシャル ϕ を用いて ϕ/B となる。揺動がプラズマの熱エネルギーから生まれているとすると、最大の ϕ は $\phi \sim T_e/e$ 程度である。そのため、このボーム拡散係数 $\chi^{\text{Bohm}} \propto \frac{T_e}{eB}$ は、最大の拡散係数であると考えられている [42]。

ジャイロ・ボーム型拡散係数は、イオン温度勾配ドリフト不安定性によって駆動される揺動から評価される [43, 44]。イオンの質量を m_i 、イオン音速を c_s 、イオンのサイクロトロン周波数 Ω_i 、 T_e で評価されたイオン・ラーマー半径 (イオン音速ラーマー半径) を $\rho_s =$ として、

$$\begin{aligned} c_s &= \sqrt{T_e/m_i} \\ \Omega_i &= \frac{eB}{m_i} \\ \rho_s &= c_s/\Omega_i = \frac{T_e^{1/2}m_i^{1/2}}{eB} \\ \chi^{\text{GRB}} &\equiv \left(\frac{c_s}{a}\right) \rho_s^2 = \frac{T_e}{eB} \cdot \frac{\rho_s}{a} \end{aligned} \quad (2.39)$$

により与えられる [45]。

揺動の径方向の広がりが見マクロ的な場合、ボーム的な輸送に、ラーマー半径で特徴づけられるミクロ的な場合、ジャイロボーム的な輸送になるといえる [46]。

2.7.2 抵抗性圧力勾配駆動型乱流 (抵抗性 g-mode) モデル

第 4 章において、実験結果と比較する理論モデルとして、抵抗性 g モード・モデルを取り上げる。ここでは、この抵抗性 g モードによる輸送係数について説明を行う。

抵抗性 g モードによる電子とイオンの輸送係数 (それぞれ $\chi_e^{\text{GMT}}, \chi_i^{\text{GMT}}$) は、次の式により計算される [47, 48]。

$$\begin{aligned} \chi_e^{\text{GMT}} &= \chi_i^{\text{GMT}} + \sqrt{\frac{\pi}{4}} \frac{\hat{S} v_{the} \tau_{Rt}}{R_0 \rho^2} \gamma_m W_m^4 \Lambda^{4/3}, \\ \chi_i^{\text{GMT}} &= \gamma_m W_m^2 \Lambda^2, \\ \gamma_m &= \frac{1}{S^{1/3}} \left(\frac{\beta R_0^2 \kappa_n}{2 L_p} \frac{\bar{m}}{t \hat{S}} \right)^{2/3} \tau_{hp}^{-1}, \end{aligned} \quad (2.40)$$

$$W_m = \left(\frac{1}{S t^2 \hat{S}^2 \bar{m}} \right)^{1/3} \left(\frac{1}{\beta} \frac{R_0 \kappa_n}{L_p} \right)^{1/6} \rho,$$

$$\Lambda = \frac{2}{3\pi} \ln \left[\frac{256 S^2}{\beta} \frac{L_p}{R_0^2 \kappa_n} \left(\frac{t \hat{S}}{\bar{m}} \right)^4 \right] - \frac{2}{\pi} \ln \Lambda.$$

ここで、 γ_m は線形成長率、 W_m は線形モード幅、 Λ は非線形繰り込み係数である。 $\beta = p(\rho)/(B^2/2\mu_0)$ 、 $p(\rho)$ は ρ でのプラズマ圧力、圧力の勾配長 $L_p = p/(\partial p/\partial \rho)$ 、 $\hat{S} = |\rho(\partial t/\partial \rho)/t|$ は磁気シア、 $S = \tau_R/\tau_{hp}$ は磁気レイノルズ数 (magnetic Reynolds number)、 τ_R は抵抗性表皮時間 (resistive skin time)、 τ_{hp} はポロイダル・アルフヴェン時間 (poloidal Alfvén time)、 $\kappa_n = d\Omega/d\rho$ は主曲率である。ポロイダル・モード数の平均二乗根 $\bar{m} = 10$ が仮定されている。 χ_e^{GMT} 及び χ_i^{GMT} は共に S 及び κ_n の値に影響される。抵抗 η が大きくなると S は小さくなる。 S が小さくなる場合には、 χ_e^{GMT} 及び χ_i^{GMT} は大きくなる。一方、大きな κ_n は χ_e^{GMT} 及び χ_i^{GMT} を大きくする。

抵抗値 η_{\parallel} は、 T_e/e [eV] として次のように表される [49]。

$$\eta_{\parallel} = \frac{m_e \nu_{ei}}{n_e e^2} = 5.23 \times 10^{-5} Z \ln \Lambda \left(\frac{T_e}{e} \right)^{-3/2}$$

クーロン対数 $\ln \Lambda$ は、 n_e [m^{-3}] として、

$$\ln \Lambda = 7 + 2.3 \log_{10} \left(\left(\frac{T_e}{e} \right)^{3/2} / \left(\frac{n_e}{10^{20}} \right)^{1/2} \right)$$

と表される。衝突周波数 ν_{ei} は、 $\ln \Lambda = 20$ とすると次のようになる。

$$\nu_{ei} = 6.3 \times 10^9 Z \left(\frac{T_e}{e} \right)^{-3/2} \left(\frac{n_e}{10^{20}} \right)$$

また、 $\rho_m = n_e m_i$ ($Z = 1$) のアルフヴェン速度は

$$v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_m}} = 2.18 \times 10^6 B_0 / \sqrt{n_e / 10^{20}}$$

である。これらを用いて、抵抗性表皮時間 τ_R 及びポロイダル・アルフヴェン時間 τ_{hp} は次のように表される。

$$\tau_R = \frac{r^2 \mu_0}{\eta}$$

$$\tau_{hp} = \frac{R_0}{v_A}$$

文献 [48] の式 (40) から、 χ_e^{GMT} の物理的パラメータによる表式は次のようになる。

$$\chi_e^{\text{GMT}} \simeq \sqrt{\frac{\pi}{4}} \cdot \frac{V_T r^2}{R_0} \frac{1}{\hat{S}^2 S^{2/3}} \frac{q^{7/3}}{\langle m \rangle^{2/3}} \left(\frac{\beta R_0^2 \kappa_n}{2 L_p} \right)^{4/3} \Lambda^{4/3} \quad (2.41)$$

g-mode の熱輸送係数の無次元パラメータへの依存性については、第 4.4 節で述べる。

2.7.3 無次元パラメータによるスケーリングの指数

ここでは、装置パラメータ (a, R, P, n, B, t) により表されたエネルギー閉じ込めスケーリング則の係数から、無次元パラメータによるスケーリング則の係数を求める。スケーリング則の閉じ込め時間が、

$$\tau_E = C_\tau \cdot a^{\alpha_a} R^{\alpha_R} P^{\alpha_P} n^{\alpha_n} B^{\alpha_B} t^{\alpha_t} \quad (2.42)$$

で表されたとする。無次元パラメータによるスケーリング則は、

$$\frac{\tau_E}{\tau_E^{\text{Bohm}}} = C_\tau a^{\alpha_a} \rho^*{}^{\alpha_\rho} \beta^{\alpha_\beta} \nu_b^*{}^{\alpha_\nu} \varepsilon^{\alpha_\varepsilon} t^{\alpha_t} \quad (2.43)$$

と表される。式 (2.43) は a を含むため、長さの次元を含む a のべき乗の指数 $\alpha_a = 0$ となる条件が、次元的に正しいスケーリング則であるために必要となる [5]。逆アスペクト比 ε は、 $\varepsilon = a/R$ である。 $\rho^* = \rho_s/a$, β , $\nu_b^* = \nu_{ii}/\nu_b$ は、

$$\rho^* = \frac{(mT)^{1/2}}{eB} \cdot \frac{1}{a} \propto a^{-1} T^{1/2} B^{-1}$$

$$\beta = \frac{3nT}{B^2/(2\mu_0)} \propto nTB^{-2}$$

$$\nu_b^* = \frac{A'_\nu T^{-3/2} n}{\epsilon_t^{3/2} (t/R) (T/m)^{1/2}} \propto anT^{-2} t^{-1}$$

であり、次に n, T, B をこれらによって表す。

$$\beta/\rho^{*2} \propto a^2 n$$

$$\beta^{1/2}/(\nu_b^{*1/2} \rho^*) \propto a^{1/2} T t^{1/2}$$

$$\beta^{1/4}/(\nu_b^{*1/4}\rho^{*3/2}) \propto Ba^{5/4}t^{1/4}$$

から、

$$n \propto a^{-2}\rho^{*-2}\beta$$

$$T \propto a^{-1/2}\rho^{*-1}\beta^{1/2}\nu_b^{*-1/2}t^{-1/2}$$

$$B \propto a^{-5/4}\rho^{*-3/2}\beta^{1/4}\nu_b^{*-1/4}t^{-1/4}$$

が求まる。また、以下の関係を用いる。

$$a = a$$

$$P = \frac{W}{\tau_E} = \frac{6\pi^2 n T a^3 \varepsilon^{-1}}{\tau_E}$$

$$\tau_E = C_\tau \cdot a^{\alpha_a + \alpha_R} \varepsilon^{-\alpha_R} \left(\frac{6\pi^2 n T a^3 \varepsilon^{-1}}{\tau_E} \right)^{\alpha_P} n^{\alpha_n} B^{\alpha_B} t^{\alpha_t} \quad (2.44)$$

$$\propto \tau_E^{-\alpha_P} a^{\alpha_a + \alpha_R} \varepsilon^{-\alpha_R} (n T a^3 \varepsilon^{-1})^{\alpha_P} n^{\alpha_n} B^{\alpha_B} t^{\alpha_t} \quad (2.45)$$

$$\tau_E^{\text{Bohm}} = \frac{a^2}{T/(eB)} \propto a^{5/4} \rho^{*-1/2} \beta^{-1/4} \nu_b^{*1/4} t^{1/4}$$

$$\begin{aligned} \frac{\tau_E}{\tau_E^{\text{Bohm}}} &\propto a^{\frac{\frac{1}{2}\alpha_P - 2\alpha_n - \frac{5}{4}\alpha_B + \alpha_a + \alpha_R}{1 + \alpha_P} - \frac{5}{4}} \rho^{*\frac{-3\alpha_P - 2\alpha_n - \frac{3}{2}\alpha_B}{1 + \alpha_P} + \frac{1}{2}} \\ &\quad \beta^{\frac{\frac{3}{2}\alpha_P + \alpha_n + \frac{1}{4}\alpha_B + \frac{1}{4}}{1 + \alpha_P} * \frac{-\frac{1}{2}\alpha_P - \frac{1}{4}\alpha_B}{1 + \alpha_P} - \frac{1}{4}} \\ &\quad t^{\frac{-\frac{1}{2}\alpha_P + \alpha_t - \frac{1}{4}\alpha_B}{1 + \alpha_P} - \frac{1}{4}} \varepsilon^{\frac{-\alpha_P - \alpha_R}{1 + \alpha_P}} \end{aligned} \quad (2.46)$$

となる。これらの結果、無次元スケーリング則の各指数は、

$$\alpha^a = \frac{\frac{1}{2}\alpha_P - 2\alpha_n - \frac{5}{4}\alpha_B + \alpha_a + \alpha_R}{1 + \alpha_P} - \frac{5}{4}$$

$$\alpha^\rho = \frac{-3\alpha_P - 2\alpha_n - \frac{3}{2}\alpha_B}{1 + \alpha_P} + \frac{1}{2}$$

$$\alpha^\beta = \frac{\frac{3}{2}\alpha_P + \alpha_n + \frac{1}{4}\alpha_B}{1 + \alpha_P} + \frac{1}{4} \quad (2.47)$$

$$\alpha^\nu = \frac{-\frac{1}{2}\alpha_P - \frac{1}{4}\alpha_B}{1 + \alpha_P} - \frac{1}{4}$$

$$\alpha^\iota = \frac{-\frac{1}{2}\alpha_P + \alpha_\iota - \frac{1}{4}\alpha_B}{1 + \alpha_P} - \frac{1}{4}$$

$$\alpha^\varepsilon = -\frac{\alpha_R + \alpha_P}{1 + \alpha_P}$$

となる。

次に、(0) ボーム型モデル、(1) ジャイロ・ボーム型モデル、(2) ISS95 型モデル、(3) ISS04 型モデルの場合の各スケーリング則の指数を用いて、実際に無次元スケーリング則の指数を求める。

(0) ボーム型モデルの場合

$$\tau_E^{\text{Bohm}} = a^2 B T^{-1}$$

の T の代わりに P を用いるため、

$$P \propto 3nT a^2 R / \tau_E$$

上式の P を代入すると、

$$\tau_E^{\text{Bohm}} \propto a^2 R^{0.5} P^{-0.5} n^{0.5} B^{0.5} \quad (2.48)$$

となる。これらの指数から式 (2.47) により各無次元パラメータの指数を計算すると、

$$\alpha^a = 0.0, \alpha^\rho = 0.0, \alpha^\beta = 0.0, \alpha^\nu = 0.0, \alpha^\iota = 0.0, \alpha^\varepsilon = 0.0$$

となり、式 (2.43) から、 $\tau_E^{\text{Bohm}} / \tau_E^{\text{Bohm}} = 1$ かつ $\alpha^a = 0$ の条件が満たされている。

(1) ジャイロ・ボーム型モデルの場合

$$\tau_E^{\text{GRB}} \propto a^2 B T^{-1} \rho^{*-1} = a^3 B^2 T^{-3/2} \propto a^3 B^2 \{\tau P / (n a^2 R)\}^{-3/2}$$

であり、

$$\tau_E^{\text{GRB } 5/2} \propto a^6 R^{3/2} P^{-3/2} B^2 n^{3/2}$$

から、

$$\tau_E^{\text{GRB}} \propto a^{2.4} R^{0.6} P^{-0.6} n^{0.6} B^{0.8} \quad (2.49)$$

である。各無次元パラメータの指数を計算すると、

$$\alpha^a = 0.0, \alpha^\rho = -1.0, \alpha^\beta = 0.0, \alpha^\nu = 0.0, \alpha^l = 0.0, \alpha^\varepsilon = 0.0$$

となり、 $\tau_E^{\text{GRB}}/\tau_E^{\text{Bohm}} \propto \rho^{*-1}$ である。 $\alpha^a = 0$ の条件も満たされている。

(2) ISS95 型モデルの場合

式 (1.8) の各指数

$$\alpha_a = 2.21, \alpha_R = 0.65, \alpha_P = -0.59, \alpha_n = 0.51, \alpha_B = 0.83, \alpha_l = 0.40$$

から、

$$\alpha^a = -0.012, \alpha^\rho = -0.71, \alpha^\beta = -0.16, \alpha^\nu = -0.036, \alpha^l = 0.94, \alpha^\varepsilon = -0.15$$

となる。これらの値は、式 (1.9) の各係数と一致し、 $\alpha^a \simeq 0$ の条件を満たしている。

(3) ISS04 型モデルの場合

文献 [7] から、ISS04 の無次元パラメータによる表式は、

$$\tau_E^{\text{ISS04}}/\tau_E^{\text{Bohm}} \propto \rho^{*-0.79} \beta^{-0.19} \nu_b^{*0.00} t_{2/3}^{1.06} \varepsilon^{-0.07} \quad (2.50)$$

と表される。式 (1.10) の各指数

$$\alpha_a = 2.28, \alpha_R = 0.64, \alpha_P = -0.61, \alpha_n = 0.54, \alpha_B = 0.84, \alpha_l = 0.41$$

を用いて式 (2.47) の値を求めると、

$$\alpha^a = -0.0064, \alpha^\rho = -0.80, \alpha^\beta = -0.17, \alpha^\nu = -0.0064, \alpha^l = 1.04, \alpha^\varepsilon = -0.077$$

となる。 $\alpha^a \simeq 0$ の条件は満たしている。これらの値は、式 (2.50) の各係数と近い値であるが、完全に一致しているわけではない。これは、式 (1.10) の各指数の 3 桁目以降の値が影響していると考えられる。本論文では、ISS04 の無次元パラメータによる表式として、式 (2.50) の値を用いる。

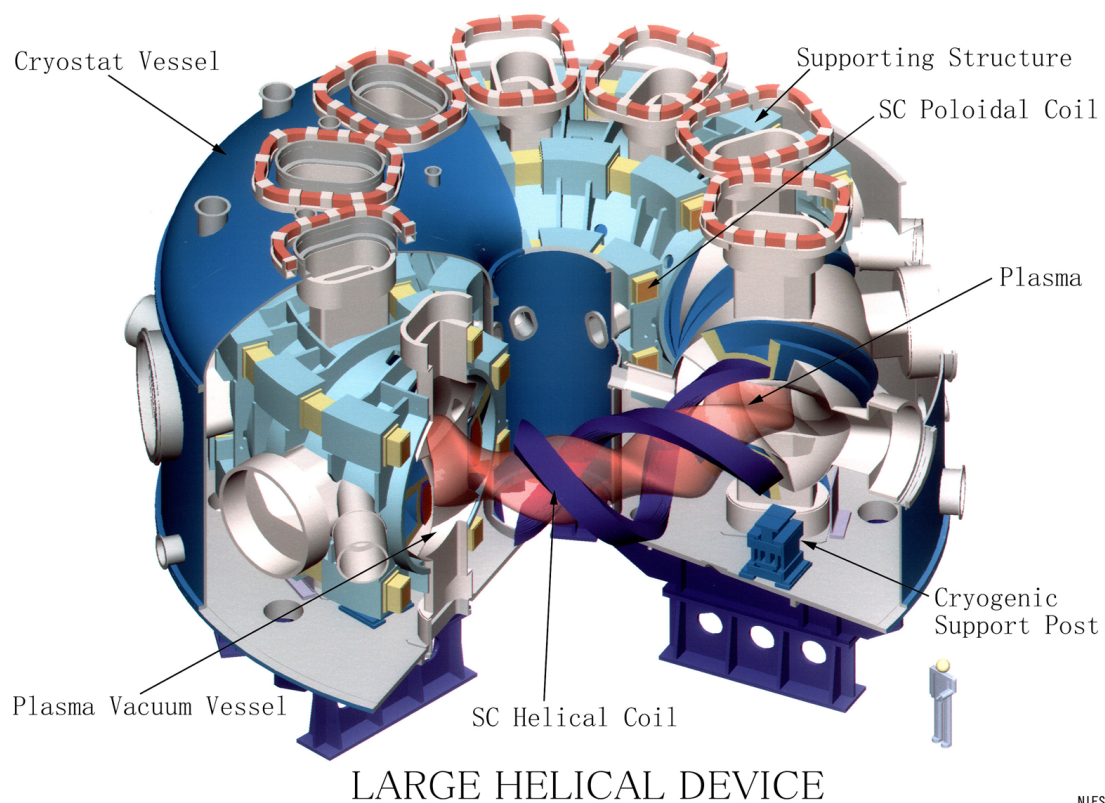


図 2.1 : LHD 装置の概略図。

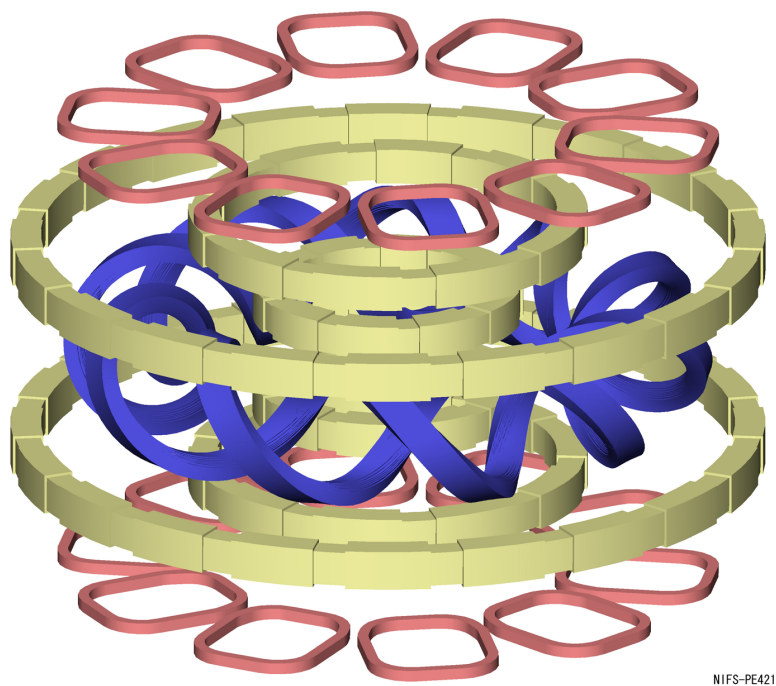
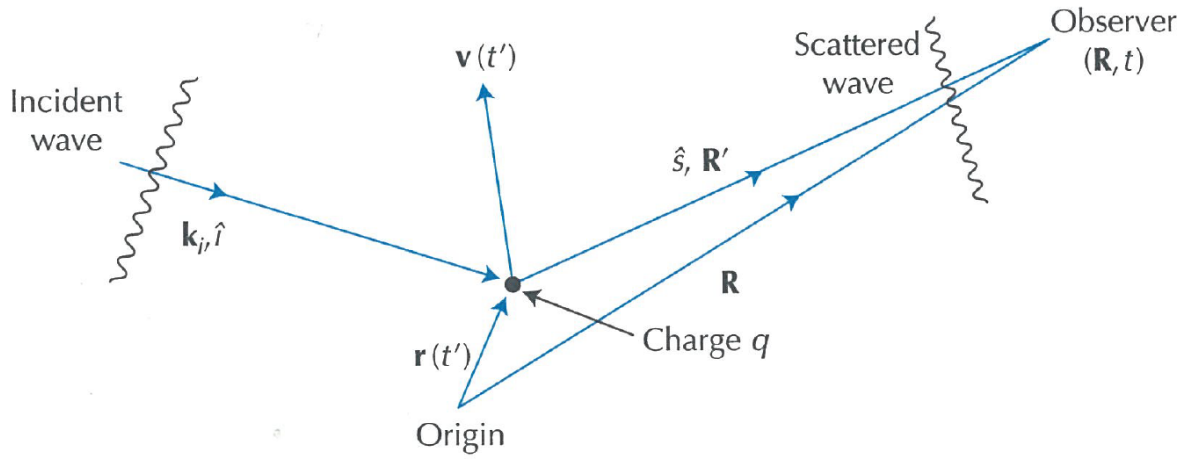


図 2.2 : LHD コイルの構成図。青はヘリカルコイル、黄色はポロイダルコイル、桃色は LID コイルを示している。

(a)



(b)

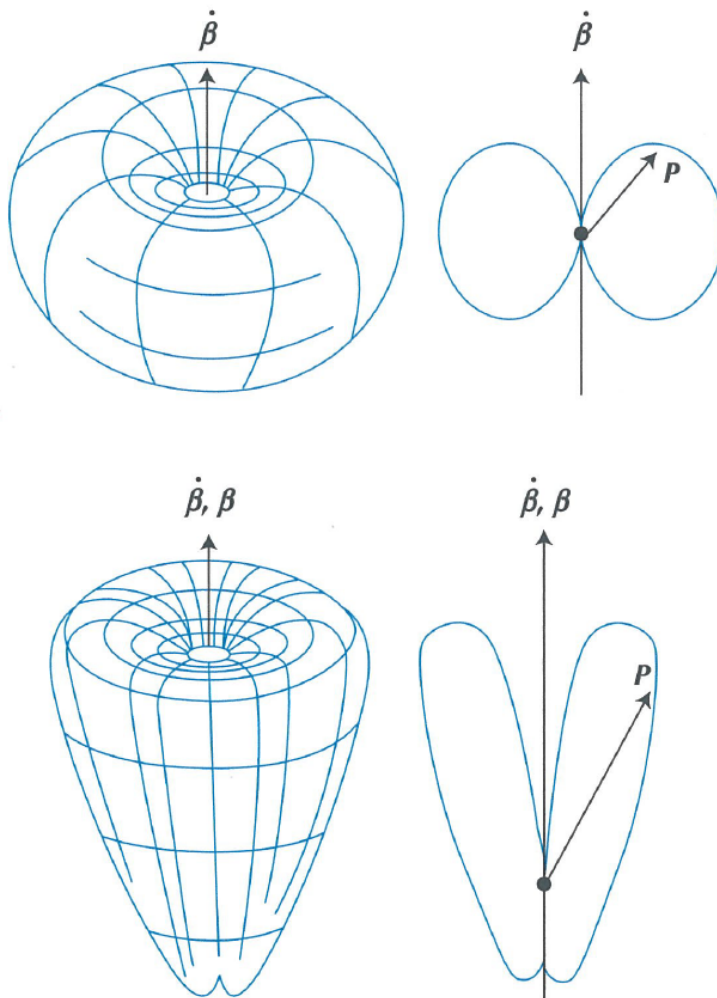


図 2.3 : (a) 荷電粒子による光の散乱の座標系、(b) 加速された荷電粒子からの放射パワーの角分布 (上 : $|v/c| \ll 1$ の場合、下 : $\beta \parallel \dot{\beta}$ で動く場合。) (J. Sheffield, *et al.* [19])

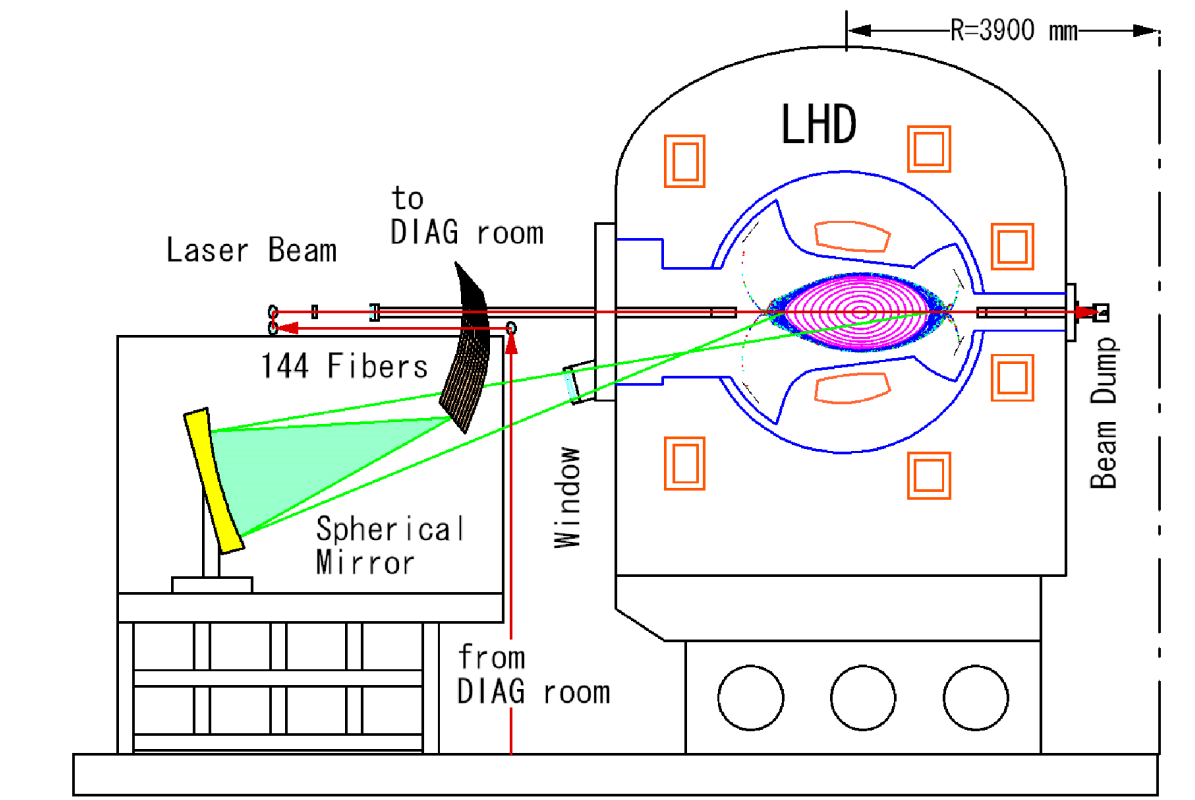


図 2.4： LHD における YAG トムソン散乱計測システム図 [24]。右の LHD は 40 - 4I ポートの断面である。Nd:YAG レーザーのビームは地下から伝送され、LHD の外側ポートから赤道面上を入射される。トムソン散乱光は図の左下の集光ミラーにより光ファイバー端面上に集光される。集光された散乱光は光ファイバーにより計測機器室のポリクロメータまで伝送される。

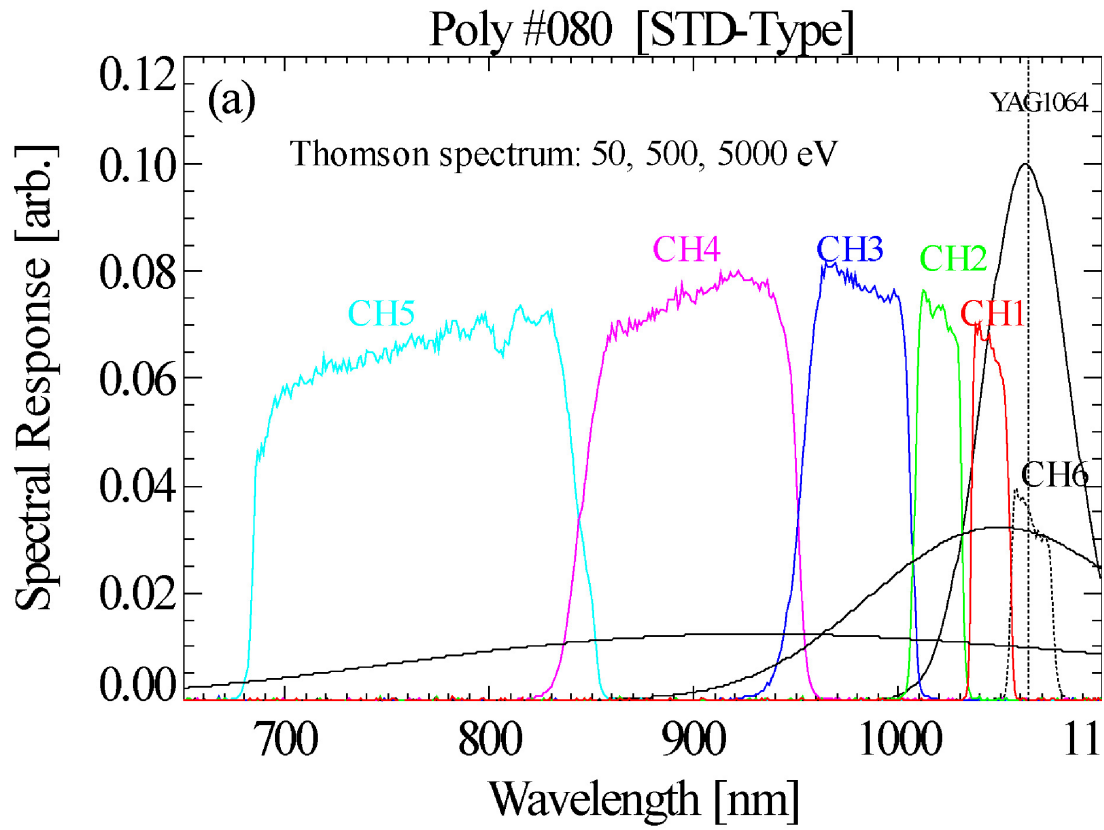


図 2.5 : LHD トムソン散乱計測におけるポリクロメータのフィルターの透過波長の例 [24]。赤、青、緑、紫、水色の順に、チャンネル 1, 2, 3, 4, 5 となる。チャンネル 1 が入射レーザー光の波長 (1064 nm) に最も近い。黒のチャンネル 6 は、電子密度較正のためのレーリー散乱用のフィルターの波長範囲である。図中には、 $T_e = 50, 500, 5000 \text{ eV}$ のプラズマからの Nd:YAG レーザーのトムソン散乱光のスペクトルも合わせて示されている。

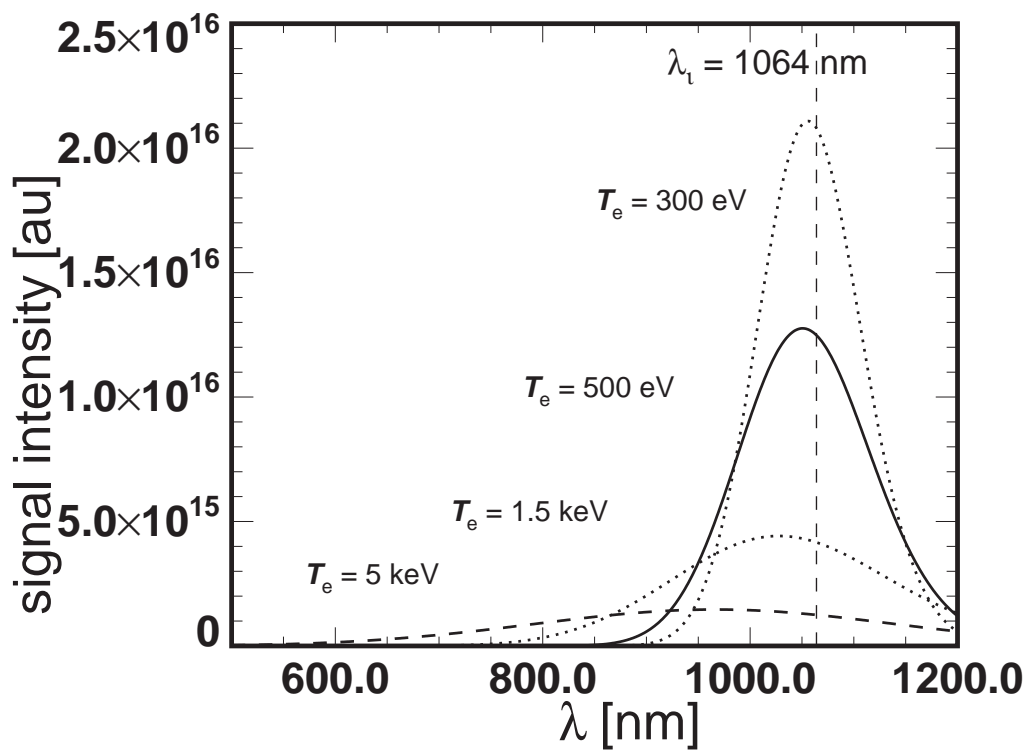


図 2.6 : $T_e = 300, 500$ eV, 1.5, 5 keV のプラズマからの Nd:YAG レーザーのトムソン散乱光のスペクトル。

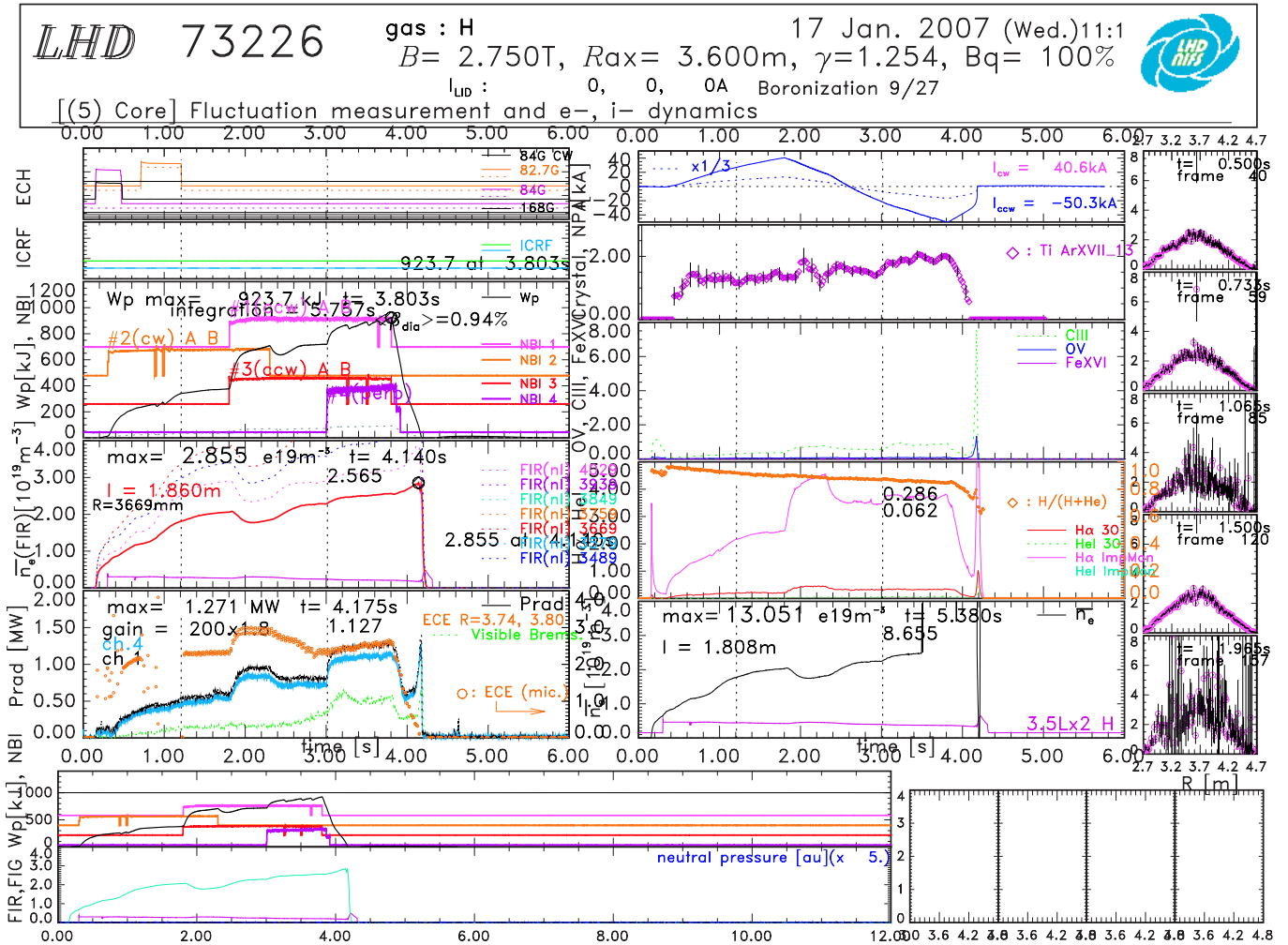


図 2.7: 放電番号 73226 のプラズマの各計測信号。

左の列には、上から (1) ECH パルス、(2) ICRF パルス、(3) NBI 加速電流及び反磁性計測によるプラズマ蓄積エネルギー W_p 、(4) FIR 干渉計による平均密度、線平均密度及びガスパフパルス、(5) ボロメータによる放射損失、制動放射、ECE による電子温度の時間変化が表示されている。

右の列には、上から (6) プラズマ電流、(7) 結晶分光器によるイオン温度、(8) C III, O V, Fe XVI のライン発光強度、(9) H α 及び He I のライン発光強度と、主プラズマの分光計測から求められた水素とヘリウムの密度比、(10) ミリ波による平均密度とガスパフパルスが表示されている。

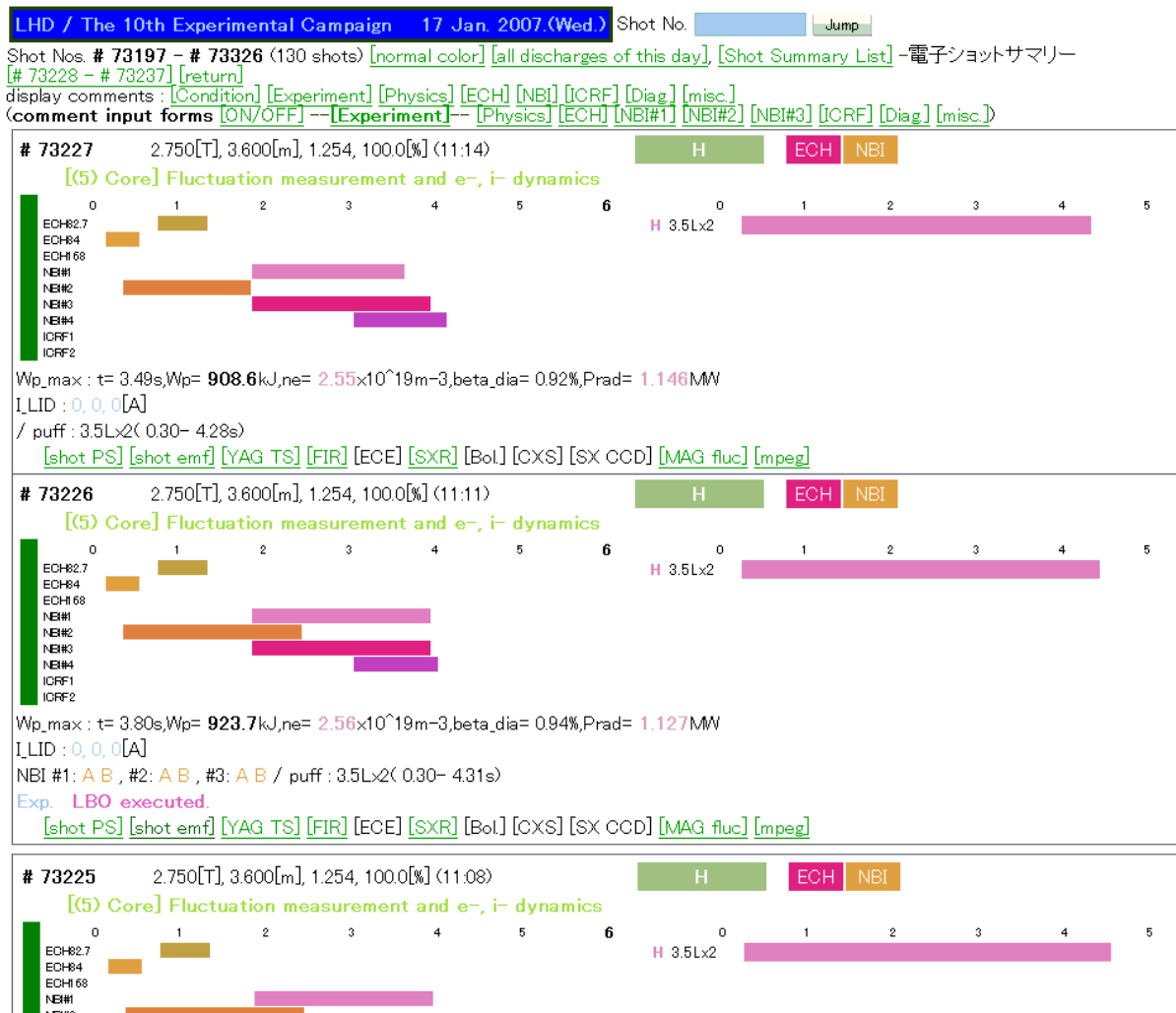


図 2.8 : LHD 実験の情報を表示する WWW サーバー loginindex.lhd.nifs.ac.jp の表示。

各放電番号ごとに枠が作られている。枠内の 1 行目に放電番号、磁場情報、ガス種、加熱方法などが、2 行目に実験テーマグループとテーマが表示される。その下に、加熱及びガスパフのタイミングを示す表がある。その下は、 W_p 最大のタイミングでの W_p , \bar{n}_e , β , P_{rad} 等である。LID コイルの電値、LID ヘッドの位置、ペレット入射タイミング、NBI イオン源等もここに表示される。#73226 の ”LBO executed” のように、放電についてのコメントの記入と表示も行うことができる。

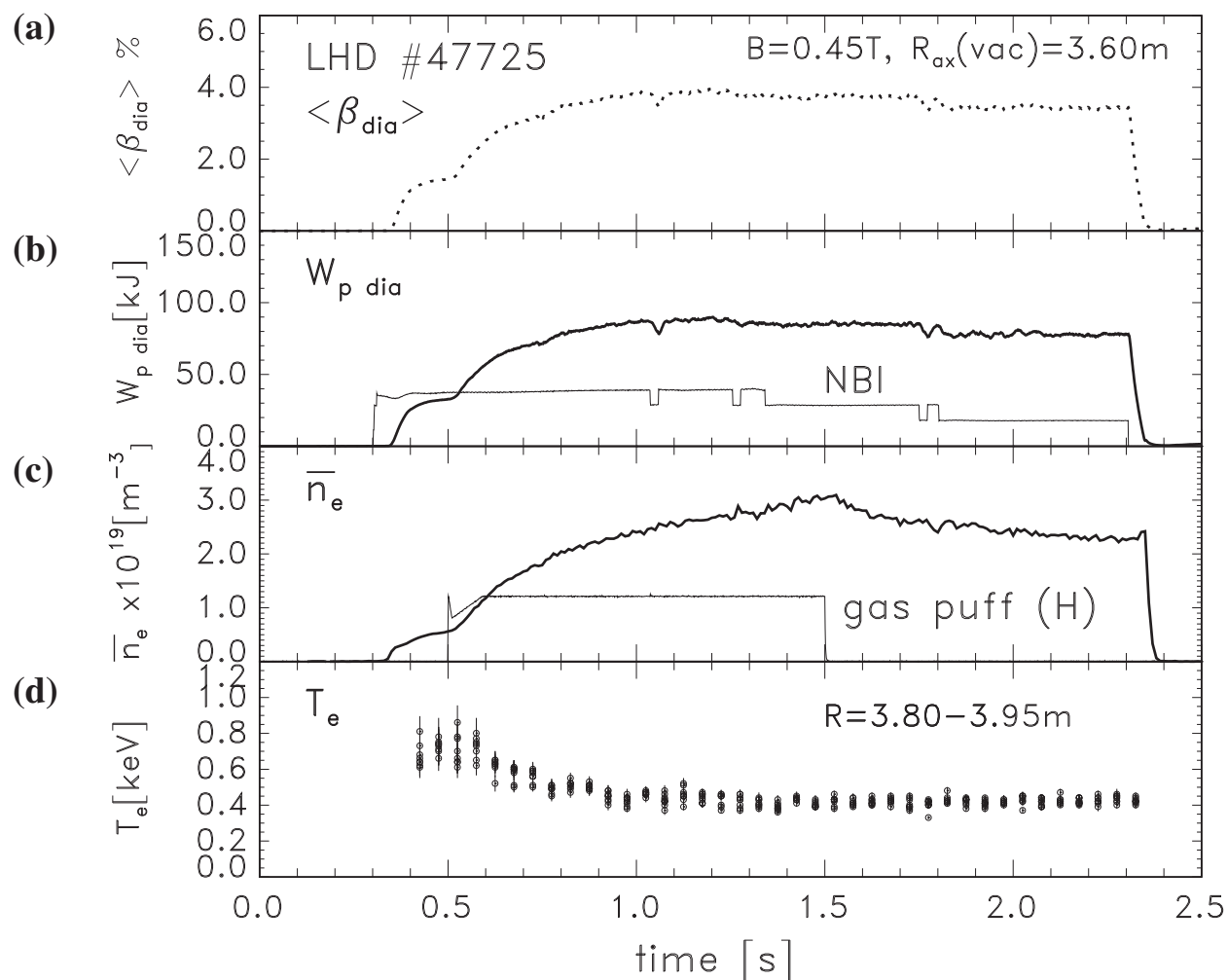


図 2.9： 高ベータプラズマのパラメータの時間変化の例 [50]。

($R_{ax}^{vac} = 3.60 \text{ m}$, $\gamma = 1.22$)

(a) 体積平均ベータ値、

(b) NBI 加熱と反磁性計測によるプラズマ蓄積エネルギー、

(c) ガスパフ信号と平均電子密度、

(d) 電子温度

Reproduced from [H. Funaba, K.Y. Watanabe, *et al.*, Fusion Sci. and Tech. **51**

(2007) 129.], with the permission of the American Nuclear Society (ANS).

Copyright (2007) by the American Nuclear Society, LaGrange Park, Illinois.

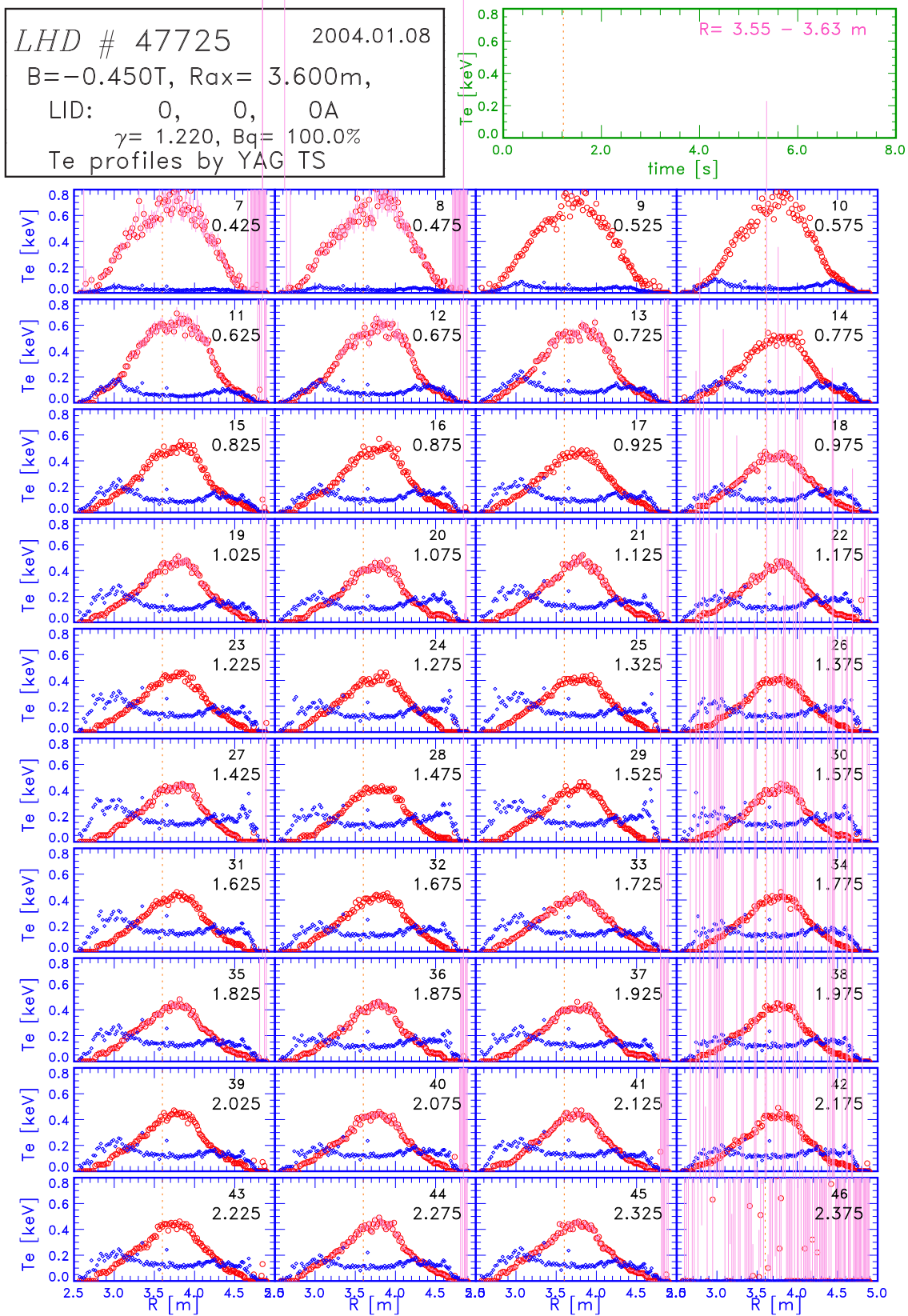
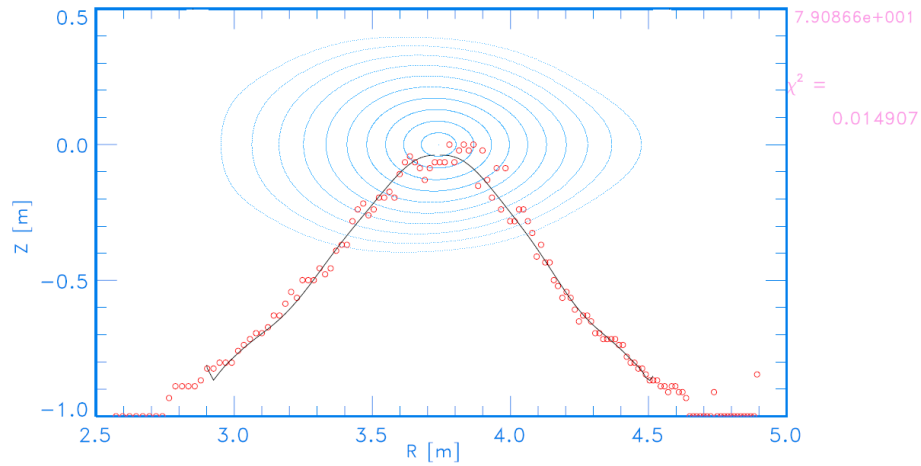


図 2.10： YAG トムソン散乱計測による電子温度の空間分布の時間変化。

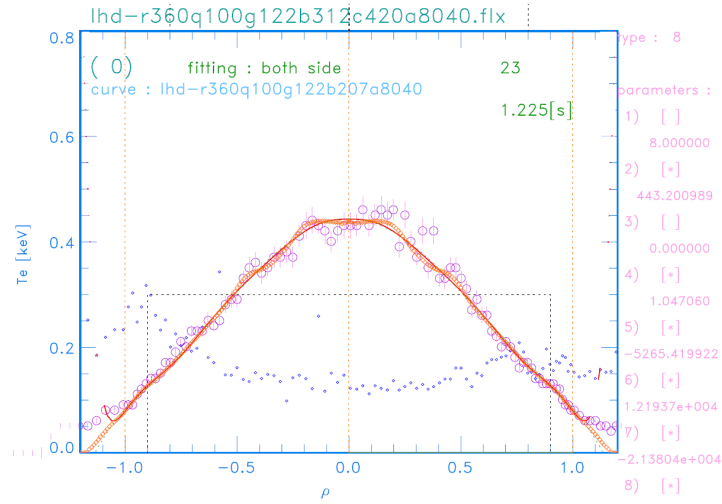
各図中の上の整数はフレーム番号、下の小数は時刻を表している。

$B = -0.450\text{T}$, $R_{\text{ax}} = 3.600\text{m}$, $\gamma = 1.220$, $B_q = 100.0\%$

(a)



(b)



(c)

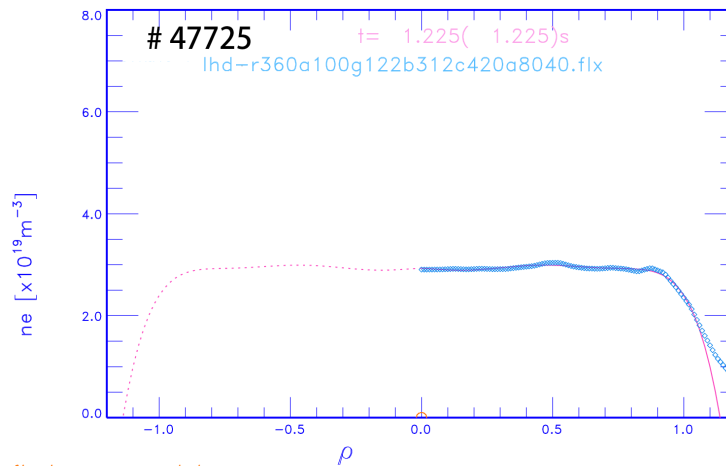


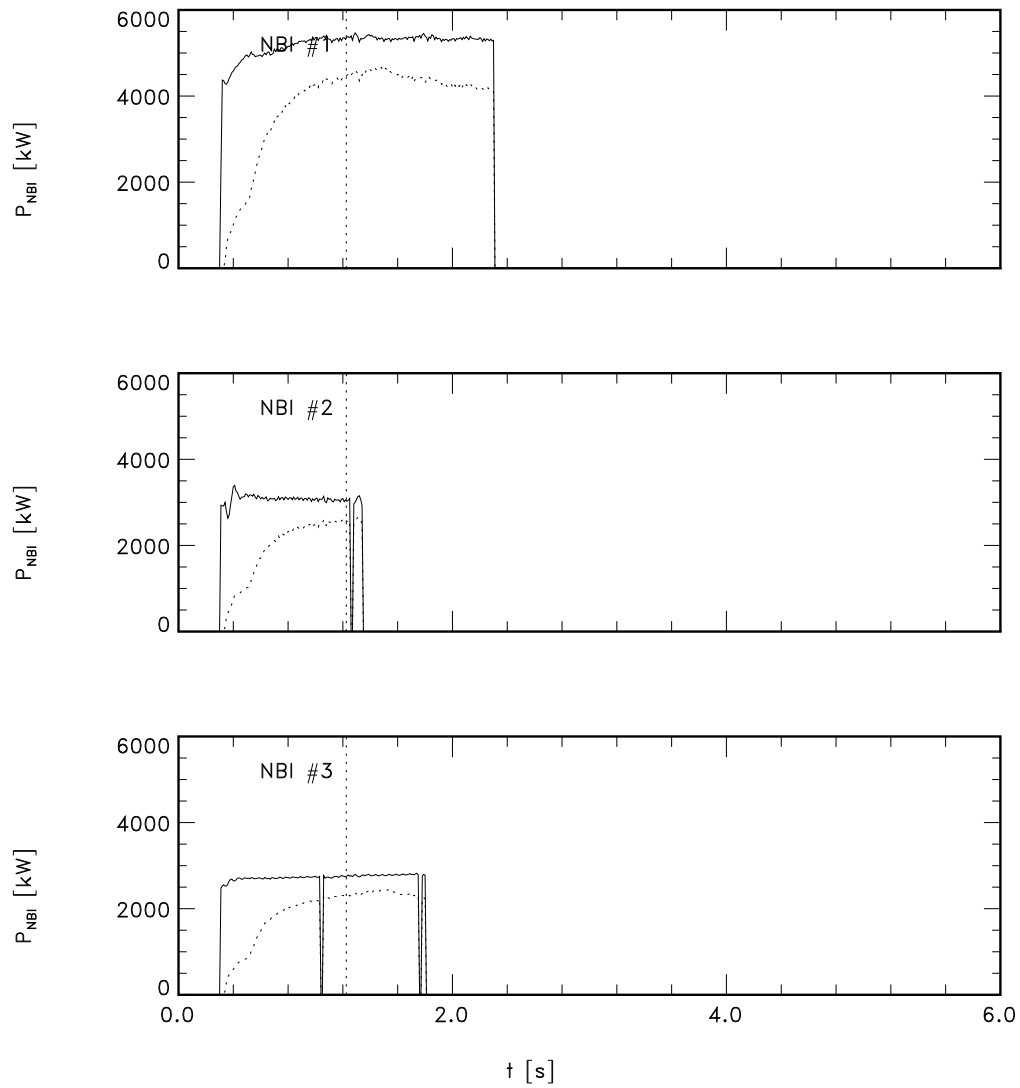
図 2.11 : (a) 電子温度の実座標 R に対する空間分布と、磁気座標への変換で用いた磁気面データの $R - Z$ に対する表示。(b) 磁気座標 ρ に対する電子温度分布。(c) 磁気座標 ρ に対する電子密度分布。電子温度分布から選んだ磁気面データを用いた。FIR データからアーベル変換により求めた分布の磁気軸より外側のデータ (青色) に対してフィッティングした分布が桃色の実線である。

LHD # 47725

$t = 1.225\text{s}$

2004.01.08

$B = -0.450\text{T}$, $R_{ax} = 3.600\text{m}$, $\gamma = 1.220$, $Bq = 100.0\%$



NBI #1 5315.3, 4448.9 [kW]

NBI #2 3057.2, 2584.8 [kW]

NBI #3 2738.6, 2302.2 [kW]

図 2.12: NBI ポート通過パワー (実線) と突き抜け損失 (シャインスルー) を除いたパワーの実験値 (点線) の時間変化。

Calculated NBI deposition power profile by fit-real on SX and apsrv

Shot No. : 47725

B = -0.450 [T]

γ = 1.220

time : 1.225 [s]

Rax = 3.600 [m]

Bq = 100.0 %

```
chshot= '47725',
chtime= '01225',
inbi1= 1, enbi1= 177.56, pnbi1= 1.00000,
inbi2= 1, enbi2= 153.77, pnbi2= 1.00000,
inbi3= 1, enbi3= 163.46, pnbi3= 1.00000,
Pnbi : z: funaba\transport\data_20060510\s47725@t01225\fit_s47725@t01225ctr1.out10
Pnbi : z: funaba\transport\data_20060510\s47725@t01225\fit_s47725@t01225co2.out10
Pnbi : z: funaba\transport\data_20060510\s47725@t01225\fit_s47725@t01225ctr3.out10
```

mfs file name : lhd-r360q100g122b312c420a8040.flx

NEWBOZ file name : /lhdwork/nboz/nb_data/boz10.lhd-r360q100g122b207a8040.dat

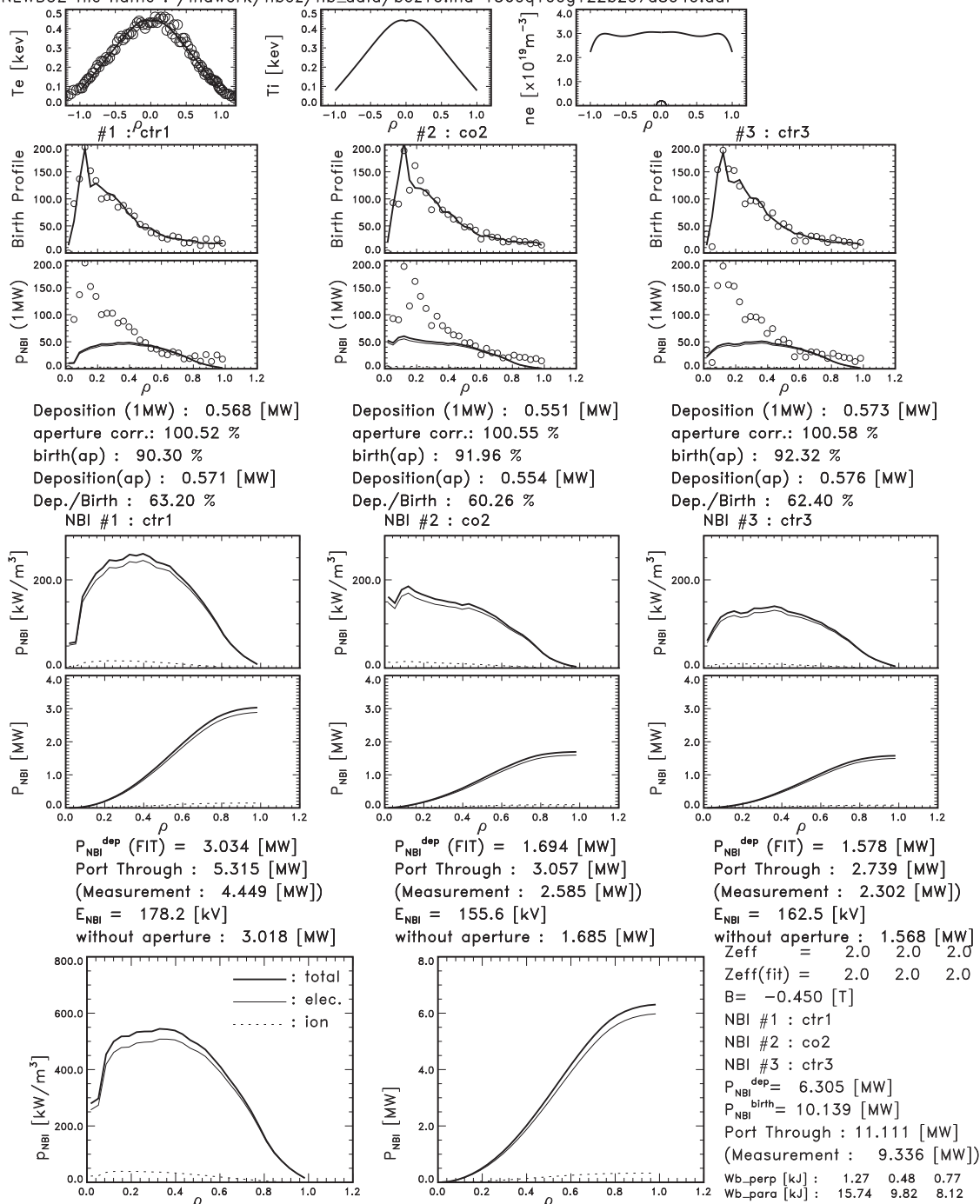


図 2.13 : FIT コードによる NBI 加熱パワーの計算。

LHD # 47725

t= 1.225 s

lhd_047725_001225_v001

2004.01.08

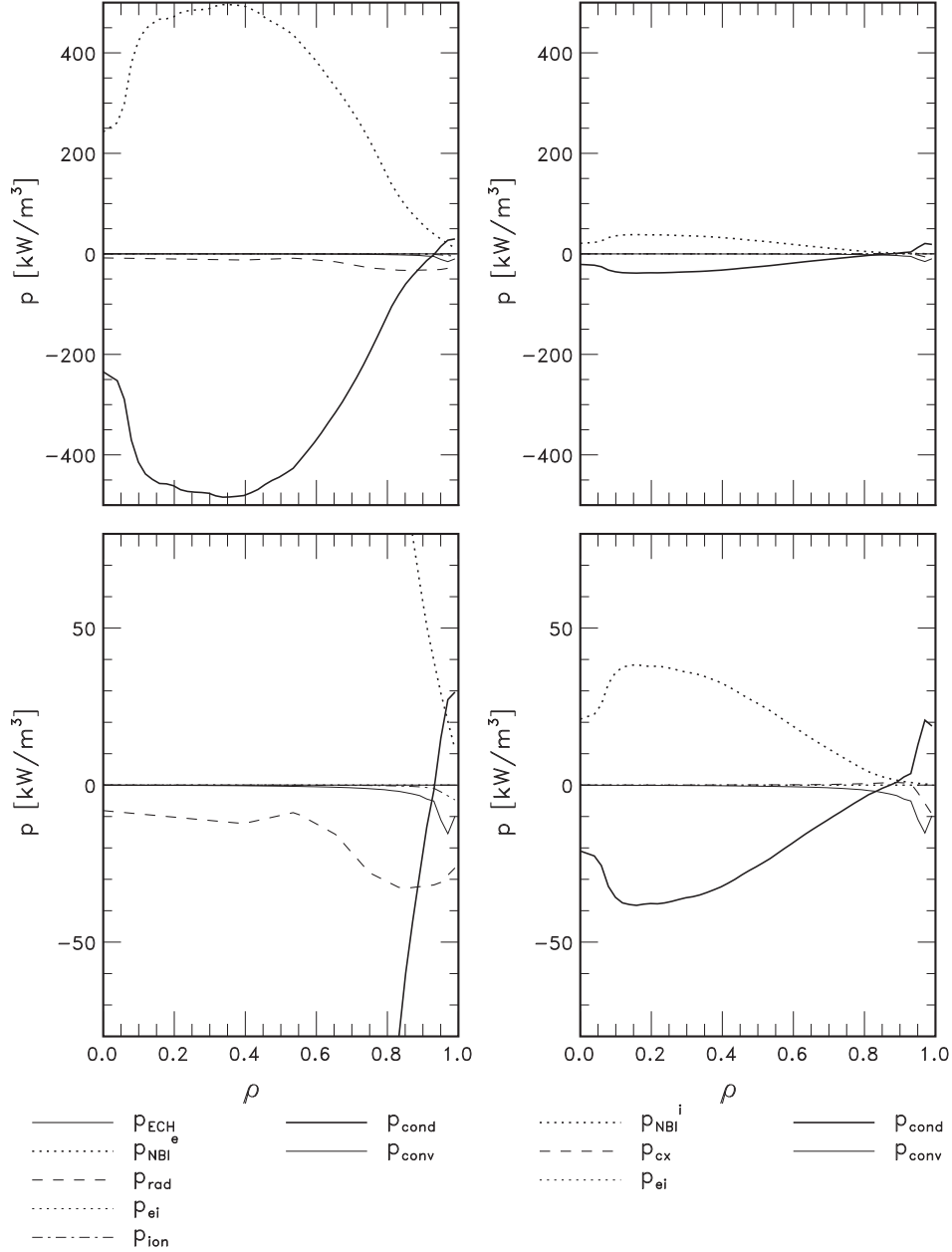
B=-0.450T, Rax= 3.600m, γ = 1.220, Bq= 100.0%

図 2.14. 左：電子のパワーバランス、右：イオンのパワーバランス。

下の図は上の図の $-80 \sim 80 \text{ kW/m}^3$ の範囲を拡大したものである。

$T_i = T_e$ を仮定しているため、 $P_{ei} = 0$ である。

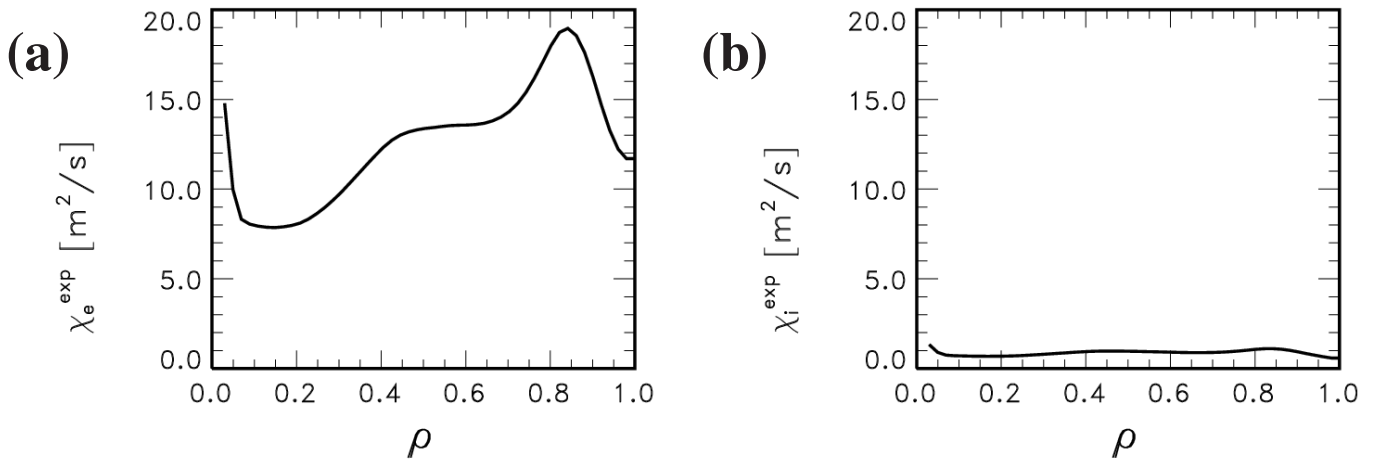
また、ECH パワー $P_{ECH} = 0$ である。

P_{NBI}^e : NBI による電子への加熱入力、 P_{rad} : 放射損失、 P_{ion} : 電離損失、

P_{NBI}^i : NBI によるイオンへの加熱入力、 P_{CX} : 荷電交換損失、

P_{cond} : 実効的な熱伝導による損失、 P_{conv} : 対流による損失を表す。

LHD # 47725	t= 1.225 s	lhd_047725_001225_v001
		2004.01.08
B=-0.450T, Rax= 3.600m, $\gamma= 1.220$, Bq= 100.0%		



lhd_047725_001225_v001_funaba_001_chi_exp.dat
lhd-r360q100q122b312c420a8040.flx

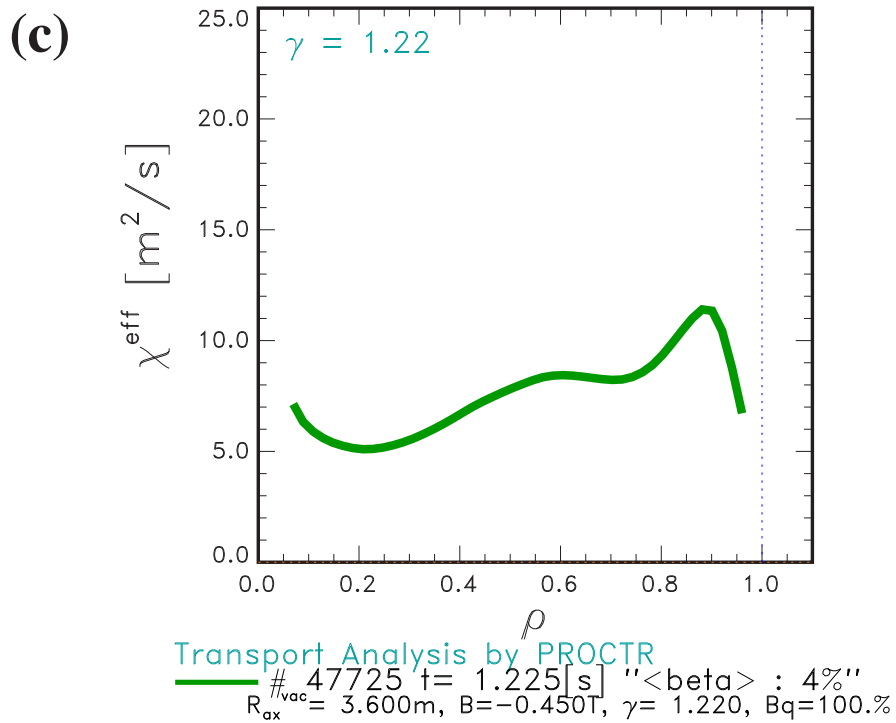


図 2.15：実験から評価された熱輸送係数 (a) χ_e^{exp} , (b) χ_i^{exp} 及び (c) χ^{eff} 。

3 エネルギー閉じ込めと熱輸送特性のベータ依存性

3.1 はじめに

第 1.3 節において、LHD の低ベータ領域におけるエネルギー閉じ込め特性について、ISS04 スケーリングとともに述べた。この章では、まず、巨視的なエネルギー閉じ込め特性のベータ値への依存性を示す。次に、巨視的な閉じ込め時間に対する ISS04 などのスケーリングと同様に、低ベータ領域において局所輸送の基準となるモデルの熱輸送係数を、無次元パラメータ ($\rho^*, \beta, \nu_b^*, t, A_p$) によって表すことを考え、構築したモデルの妥当性を検討する。巨視的スケーリング則は、各パラメータを独立変数とした回帰分析により求められる。しかし、本論文で解析を行った LHD のデータでは、付録 4.A で示すように、 ρ^* と β の間に強い相関があったため独立変数としてべき乗の指数を決めることができない。そこで、第 3.3 節に述べる ”局所 ISS04 熱輸送モデル” を導入する。さらに高ベータ領域において、その局所輸送モデルと比較した局所熱輸送特性のベータ依存性を明らかにする。

本章で用いたプラズマデータのパラメータ領域を、図 3.1 に示す。磁場配位は、 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$, $\gamma = 1.25$ である。図 3.1 (a) は中心電子密度 $n_e(0)$ と (中心電子温度)/(磁場強度)² ($T_e(0)/B_0^{\text{ave}2}$) の関係である。図中の点線は、中心ベータが一定の曲線を示す。このように、 $n_e(0) = 1.5 \sim 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、中心ベータ値が $0.5 \sim 7\%$ 程度の領域にある LHD プラズマ群を対象に ISS04 スケーリングを基準に LHD の閉じ込め性能のベータ値依存性を調べた。図 3.1 (b) は、 $\rho = 0.9$ における規格化衝突周波数 ν_b^* と規格化ラーマー半径 ρ^* の関係であ

り、ほぼ $2.5 \times 10^{-1} < \nu_b^* < 3 \times 10^1$, $1 \times 10^{-3} < \rho^* < 5 \times 10^{-3}$ の領域にあった。ここで、使用したデータは $I_p/B \leq 30 \text{ kA/T}$, $W_b/W_p^{\text{kin}} \leq 0.70$, $\bar{n}_e/n_{\text{SUDO}} \leq 1.0$ の範囲に制限している。 W_b は FIT コードにより計算された高エネルギーイオンのエネルギーであり、 W_p^{kin} は $T_i = T_e$, $n_i = n_e$ を仮定して電子温度・密度分布から計算されたプラズマのエネルギーである。

図 3.2 (a) は、 $\gamma = 1.254$ の磁場配位における電子温度の空間分布、(b) は電子密度の空間分布である。実線が $B = 0.5 \text{ T}$, $\langle\beta\rangle = 2.7\%$ 、点線が $B = 2.8 \text{ T}$, $\langle\beta\rangle = 0.52\%$ の場合である。図 3.3 は、図 3.2 の 2 つのプラズマに対して評価された熱輸送係数 χ^{eff} を χ^{GRB} で規格化したものである。点線の $B = 2.8 \text{ T}$, $\langle\beta\rangle = 0.52\%$ の場合と、実線 $B = 0.5 \text{ T}$, $\langle\beta\rangle = 2.7\%$ の場合の $\rho < 0.7$ の範囲までは $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{GRB}}$ は 1 に近い値になっているが、実線の場合の $\rho > 0.8$ では $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{GRB}} > 1$ となっている。

本章では、第 3.2 節で、巨視的エネルギー閉じ込め特性のベータ依存性について示す。第 3.3 節では、低ベータ領域における局所熱輸送モデルを提案し、低ベータ領域でのその特性を示す。第 3.4 節では、この局所熱輸送モデルを基準とした場合の高ベータプラズマの局所熱輸送特性について示す。第 3.5 節は本章のまとめである。

3.2 巨視的エネルギー閉じ込め特性のベータ依存性

本節では、LHD の高ベータ・プラズマの巨視的エネルギー閉じ込め特性について、スケーリングのパラメータに有限ベータのものを用いた場合の評価を行う。

LHD において、体積平均ベータ値 $\langle\beta\rangle$ が 4% を超える高 β プラズマが得られた [18]。これにより、将来の核融合炉で必要とされるのと同等の、5% 以上の $\langle\beta\rangle$ 領域でのプラズマの輸送特性を調べるのが可能となった。経験則である国際ステラレータ・スケーリング 95 (ISS95) [4] に基づく巨視的閉じ込め特性に関する最近の解析結果から、 $\langle\beta\rangle \sim 4\%$ までの領域で、破壊的な閉じ込めの劣化は見られないことがわかった。線形の MHD 理論により、2 ~ 3% の β 領域でメルシエ (Mercier) ・モードが不安定になることが予測されているにもかかわらず、緩やかな閉じ込め効率の劣化のみが観測された。ISS95 に対するエネルギー閉じ込め時間の改善比 H_{ISS95} は、 $\langle\beta\rangle$ が 2% から 4% に増加するのに伴い、約 30% の

減少を示した [51]。

本節では、ISS04 スケーリングとのとの比較を行うため、 $\gamma = 1.254$ のデータを用いる。ISS 活動ではステラレータ / ヘリオトロン型装置の主に低ベータ・プラズマに対して巨視的閉じ込めが調べられてきた。 τ_E^{ISS04} を再び下の式に示す。

$$\tau_E^{\text{ISS04}} = 0.134 \cdot a^{2.28} R^{0.64} P^{-0.61} \bar{n}_e^{0.54} B^{0.84} t_{2/3}^{0.41}, \quad (3.1)$$

ここで $a, R, P, \bar{n}_e, B, t_{2/3}$ はそれぞれ、小半径、大半径、加熱吸収パワー、線平均電子密度、体積平均磁場強度、 $\rho = 2/3$ における回転変換である。この ρ はトロイダル磁束 Φ により $\rho = (\Phi/\Phi_a)^{1/2}$ と表される。添字 “a” は最外殻磁気面での値を示す。有限ベータの場合の $\rho = 1$ の磁気面は、真空の $\rho = 1$ 磁気面がトラス外側でプラズマ中心を通る水平面と交わる点を含む磁気面と定義される。ISS04 スケーリングでは、幾何的パラメータ a, R, B, t として真空での値が用いられた。本論文では P として第 2 章で述べた NBI 吸収パワーが用いられている。

ISS04 では装置あるいは磁場配位への依存性を表すリノーマリゼーション・ファクター f_{ren} が含まれる。この f_{ren} を用いて ISS04 スケーリングの値は $f_{\text{ren}} \tau_E^{\text{ISS04}}$ と表され、これが実験により求められたエネルギー閉じ込め時間 τ_E^{exp} と比較される。LHD の場合、 f_{ren} は真空での磁気軸位置 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}}$ 及び最外殻磁気面の形状に大きく依存する。文献 [7] に f_{ren} の $R_{\text{ax}}^{\text{vac}}$ への依存性が詳しく調べられている。そこで求められた f_{ren} の値を表 3.1 に示す。今後、この f_{ren} を $f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ と記す。 $f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ の値は、低ベータ・プラズマに対して求められた。LHD の場合は、 $\langle \beta^{\text{dia}} \rangle \leq 1.5\%$ の範囲のベータ値のプラズマが用いられた。

3.2.1 スケーリング中のパラメータの定義

スケーリング値の計算には、大半径、小半径、磁場強度、回転変換などの装置のパラメータが用いられる。これらは、真空での場合と、プラズマが存在する有限ベータでの場合で値が変化する。そのため、スケーリングを計算する際にそれらがどのようにして求められた値なのかを明示する必要がある。ここで、本論文で用いられるいくつかのパラメータの記号の定義を表 3.2 に示す。大半径 $R_{\text{geo}}^{\text{vac}}(1)$ は、真空での $\rho = 1$ 磁気面の幾何的中心位置を示す。小半径 $a_{\text{eff}}^{\text{vac}}$ は真空での $\rho = 1$ 磁気面の体積から求められる。“平衡” 列は、そのパラメータが真空の場合か有限ベータの場合のどちらに対して求められたのかを表している。第 3.2.2 節では真空での値が主に用いられるのに対し、第 3.2.3 節では有限ベータでの

パラメータを用いたスケーリング値が求められている。

3.2.2 真空のパラメータを用いた場合

図 3.4 に、スケーリング中の各パラメータとして真空での値を用いた場合の、 $\tau_E^{\text{exp}} / (f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}} \tau_E^{\text{ISS04}})$ の $\langle \beta^{\text{dia}} \rangle$ 依存性を示す。 τ_E^{exp} は実験から求められたエネルギー閉じ込め時間、 τ_E^{ISS04} は ISS04 スケーリングにより評価されたエネルギー閉じ込め時間、 $f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ は ISS04 中のリノーマリゼーション・ファクターである。ここで添字 “vac” はこれらの値が真空の場合で評価されたことを示している。これらの定義は、文献 [7] で用いられたものと同じである。実験結果の平均ベータ値は 0.2 ~ 3.2 % の領域にある。 $\langle \beta^{\text{dia}} \rangle$ が 1 から 3.2 % へ増加すると、閉じ込め特性は平均して約 30 % 劣化する。

3.2.3 有限ベータでのパラメータを用いた場合

スケーリング中の各パラメータとして有限ベータでの値を用いるため、各パラメータの $\langle \beta \rangle$ への依存性を調べる。

図 3.5 に、電子のエネルギーの 99 % を含む体積から求められた小半径 a^{Wp99} の $\langle \beta \rangle$ 依存性を示す。 a^{Wp99} は高ベータ領域で 5 cm 程度大きくなる。 $\rho = 2/3$ における回転変換 t の $\langle \beta^{\text{dia}} \rangle$ 依存性は、図 3.6 のように、高ベータ領域で少し下がる程度である。図 3.7 の $\rho = 2/3$ 磁気面の幾何的中心位置の大半径 $R_{\text{geo}}(2/3)$ の $\langle \beta^{\text{dia}} \rangle$ 依存性は、高ベータ領域で外側へ大きくシフトする。これらのことから、磁場配位の構造を表すパラメータは、ベータの増加による MHD 平衡の変化により変化していることがわかる。

図 3.8 に示したのは、 $\tau_E^{\text{ISS04}(\beta)}$ の評価のために有限ベータのパラメータを用いた場合の $\tau_E^{\text{exp}} / (f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}} \tau_E^{\text{ISS04}(\beta)})$ の $\langle \beta^{\text{dia}} \rangle$ 依存性である。ここで、 $\tau_E^{\text{ISS04}(\beta)}$ は有限ベータの幾何的パラメータに基づいて評価されたスケーリング値であることを示している。 $\langle \beta \rangle < 1\%$ の低ベータ領域で、 $\tau_E^{\text{exp}} / (f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}} \tau_E^{\text{ISS04}(\beta)})$ の比が 1 より少し大きくなる傾向にある。この原因は、主に a^{Wp99} が低ベータ領域で真空での値 $a_{\text{eff}}^{\text{vac}}$ よりも小さくなるためである。 $\langle \beta \rangle \simeq 0.5\%$ で $a^{\text{Wp99}} \simeq 0.61\text{ m}$ であるが、 $a_{\text{eff}}^{\text{vac}} = 0.64\text{ m}$ となっている。この場合にも、 $\langle \beta \rangle > 1\%$ の高ベータ領域で $\tau_E^{\text{exp}} / (f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}} \tau_E^{\text{ISS04}(\beta)})$ の低下が見られる。ここで用いた有限ベータで変化するパラメータに加えて、ISS04 には磁場配位に依存するパラメータ f_{ren} があり、LHD では f_{ren} は、低ベータ領域で真空の磁気軸位置を変えた実験結果から、運転磁気軸位置 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}}$ が 3.6, 3.75,

3.9 m と大きくなると小さくなるという依存性がある (図 3.9)。ただし、図 3.8 では、全てのデータが $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$ の条件で得られているため、 $f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ の値として、 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$ の場合のものが用いられた。

LHD に対する $f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ の値は、ポロイダル・コイルによる垂直磁場、及びヘリカル磁場の四重極成分に依存する。有限ベータ効果による磁場の変化に関しては、Pfirsch-Schlüter 電流による垂直磁場の効果が四重極成分による効果よりも強い。磁気軸の大半径位置や磁気面の幾何的中心位置は垂直磁場によりシフトされる。そのため、 f_{ren} が $\rho = 2/3$ の磁気面の幾何的中心位置 $R_{\text{geo}}(2/3)$ の関数として表されると仮定する。この $R_{\text{geo}}(2/3)$ を磁場配位を代表するパラメータであると考え、 $R_{\text{geo}}(2/3)$ と $f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ との関係を図 3.9 に示す。点線は $R_{\text{geo}}(2/3)$ の 2 次関数による内挿を表す。

次に、磁場配位の変化の効果を含んだ巨視的スケーリング値を評価するために、リノーマリゼーション・ファクターを内挿した値 $f_{\text{ren}}^{\text{int}}$ を用いる。図 3.10 は、実験値の τ_E を f_{ren} 付きの τ_E^{ISS04} で規格化した値のベータ依存性で、灰色のデータは、 f_{ren} として全てのベータ領域で $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$ での値を用いた場合を示しており、高ベータ領域で $\tau_E^{\text{exp}} / (f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}} \tau_E^{\text{ISS04}(\beta)})$ が低くなる (図 3.8 と同じ)。一方、青色の点は、高ベータ・プラズマの閉じ込め特性評価のために、 a, ι, R のみではなく、 f_{ren} についての磁場配位依存性を適用した場合である。低ベータ領域で f_{ren} が $\rho = 2/3$ の磁気面の中心位置の関数で表されると仮定して内挿された図 3.9 の点線の関係、有限ベータでの $\rho = 2/3$ の磁気面の中心位置に適用した f_{ren} を有限ベータでの f_{ren} として用いて評価したものである。この f_{ren} を $f_{\text{ren}}^{\text{int}}$ と記す。図 3.10 から、高ベータ領域の閉じ込め性能は低ベータ領域と同等であることがわかった。これは巨視的閉じ込めの劣化は、有限ベータによる磁場配位の変化が原因である可能性があることを、見かけ上示唆している。しかし、この巨視的閉じ込めの結果が局所輸送特性と一致するかどうかは明らかではない。そこで、局所輸送について、次節で解析を行う。

3.3 低ベータ領域における局所熱輸送特性

3.3.1 局所 ISS04 熱輸送モデルの構築

本節では、巨視的な閉じ込め時間に対する ISS04 などのスケーリングと同様に、低ベータ領域において局所輸送の基準となるようなモデルの熱輸送係数を、無次元パラメータ ($\rho^*, \beta, \nu_b^*, \iota, A_p$) によって表すことを考える。ここで、 ρ^* は規格化ラーマー半径、 β はベータ

タ値、 ν_b^* は規格化衝突周波数であり、次のように小半径方向に局所的な位置の値を用いる。
ラーマー半径を r_L 、サイクロトロン角周波数 ω として、

$$r_L = \frac{v}{\omega} = \frac{m}{eB} \left(\frac{T}{m} \right)^{1/2}$$

$$\rho^* = r_L/a = \frac{(mT)^{1/2}}{eB} \cdot \left(\frac{1}{a} \right) \quad (3.2)$$

$$\beta = \frac{p}{B^2/(2\mu_0)}$$

$$\nu_{ei} = 6.3 \times 10^9 Z \left(\frac{T_e}{e} \right)^{-3/2} \left(\frac{n_e}{10^{20}} \right)$$

$$\nu_b = \epsilon_t^{3/2} \nu_p = \epsilon_t^{3/2} \cdot \frac{1}{R} \frac{\iota}{2\pi} \left(\frac{T_e}{m_e} \right)^{1/2}$$

$$\nu_b^* = \nu_{ei}/\nu_b \quad (3.3)$$

また、 ι は回転変換、 $\epsilon = A_p^{-1}$ は逆アスペクト比であり、これらは磁場構造を表す無次元パラメータとして、 $\rho = 2/3$ における ι 、及び $\epsilon = a/R$ を用いる。

χ^{eff} のモデルの構築法として、付録第 4.A 節に示すように、実験で得られた熱輸送係数 χ^{eff} を無次元パラメータで表し、実験的経験則を得る方法がある。 $\gamma = 1.254$ の低ベータ領域 ($\langle \beta \rangle \leq 1\%$) で $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{Bohm}}$ の ρ^*, β, ν_b^* 依存性を調べた結果、 ρ^* と β の間に相関がありこれらへの依存性を分離できなかった。

そこで、このような無次元パラメータを用いて、局所熱輸送特性と比較するために、低ベータ放電に対して、ISS04 と同じ無次元パラメータ依存性を仮定した熱輸送係数モデル χ^{ISS04} を以下の表式のように導入し、その妥当性を検証する。図 3.11 に、その手順を示す。ここで、無次元パラメータ依存性は ISS04 と同じものを仮定、小半径方向の依存性を係数 C_χ として導入すると、 χ^{ISS04} は以下のように表記できる。

$$\chi^{\text{ISS04}} = C_\chi \cdot \chi^{\text{Bohm}} \rho^{*0.79} \beta^{0.19} \nu_b^{*0.00} t_{2/3}^{-1.06} \epsilon^{0.07} \quad (3.4)$$

このモデルでは C_χ は、磁場配位によらず固定される係数として導入されていることに注意が必要である。 C_χ については低ベータで真空磁気軸が 3.60m の磁場配位における $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{ISS04}} \sim 1$ となるようにそれぞれの ρ の位置において決める。

次に、巨視的な配位依存性 f_{ren} の代わりに局所的な磁場配位依存性を表す係数 g_{ren} を導入する。 g_{ren} は、低ベータで異なる真空磁気軸位置の配位に対する $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{ISS04}}$ の値から決定する。そして、 $g_{\text{ren}}\chi^{\text{ISS04}}$ を”局所 ISS04 熱輸送モデル”と呼び、低ベータ領域の局所熱輸送の基準値とする。

なお、ISS04 の無次元パラメータ依存性の表式では、規格化衝突周波数として $\nu_b^* = \nu_{ii}/\nu_b$ が用いられている。 $\nu_{ei} : \nu_{ii} = 1 : \sqrt{m_e/m_i}$ であることから、 $(\nu_{ii}/\nu_b)^{\alpha_\nu} = (\nu_{ei}/\nu_b)^{\alpha_\nu} \cdot (\sqrt{m_e/m_i})^{\alpha_\nu}$ であるが、ISS04 の ν_b^* の指数 $\alpha_\nu = 0.00$ なので、 $(\sqrt{m_e/m_i})^{\alpha_\nu} = 1$ となり、 ν_{ei} を用いたとしても χ^{ISS04} は同じ値となる。

3.3.2 局所 ISS04 熱輸送モデルの検証

本節では、局所 ISS04 熱輸送モデルの C_χ 及び g_{ren} の値を、実験値に基づき決定し、その妥当性を検証する。

C_χ の決め方は、低ベータ領域における真空磁気軸位置 3.6m の磁場配位で、異なる小半径位置での熱輸送係数から、それぞれの位置での係数を求める。図 3.12 は、それぞれ $\rho = 0.5, 0.7, 0.9$ において $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{ISS04}} \sim 1$ となるように C_χ を選んだものである。いずれの小半径位置でも $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{ISS04}}$ は β に対してほとんど依存性を持たないことから、小半径方向の広い領域で ISS04 と同等の”局所 ISS04”モデルと同じプラズマ・パラメータ依存性を持つことがわかる。ただし、 C_χ の値は、小半径位置により異なる。 C_χ の小半径方向の空間分布は、図 3.13 に示すようになる。

次に、磁場配位依存性を表す係数 g_{ren} は、低ベータ領域における異なる磁場配位 (磁気軸位置) での熱輸送係数から評価する。図 3.14, 図 3.15, 図 3.16 は、それぞれ $\rho = 0.5, 0.7, 0.9$ における真空磁気軸 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}}$ が (a) 3.60, (b) 3.75, (c) 3.90 m の磁場配位での $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{ISS04}}$ である。 g_{ren} は、それぞれの図の $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{ISS04}}$ の平均として評価する。。 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60$ m の磁場配位の g_{ren} を 1 と仮定して、 $\rho = 0.9, 0.7, 0.5$ それぞれにおける g_{ren} を決定する。

このようにして得られた g_{ren} を、それぞれの磁気面の重心 (幾何的中心) 位置の関数とすると、 $\rho = 0.5, 0.7, 0.9$ でそれぞれ図 3.17 の \triangle, \times, \circ のようになる。 g_{ren} のそれぞれの小半径位置における磁気面の重心位置 $R_{\text{geo}}(\rho)$ に対する依存性が、 ρ によらずほぼ一つの関数で近似できることから、 χ^{ISS04} モデルは低ベータ領域の LHD プラズマの局所熱輸送を表す基準として妥当であるといえる。また、 C_χ を磁場配位によらず固定していても、磁気面の幾何的中心位置に対する依存性が g_{ren} により表現できることがわかった。そこで、このようにして得られた”局所 ISS04 熱輸送モデル” $g_{\text{ren}} \cdot \chi^{\text{ISS04}}$ を、低ベータ領域の局所熱輸送の

基準値として実験結果と比較する。

一方、図 3.17 中の黒丸の点は、巨視的な係数である f_{ren} から一様な局所熱輸送係数を仮定した場合に求められる、局所熱輸送に対する磁場配位の依存性を表す係数であり、これを $g_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ と記す。 $g_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ の値は、閉じ込め時間が $f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}/f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}(R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m})$ で変化したときに予測される、平均的な局所熱輸送係数の変化を表している。

$$g_{\text{ren}}^{\text{ISS04}} = \{f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}/f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}(R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m})\}^{-1/(1+\alpha_P)} \quad (3.5)$$

α_P は、スケーリングにおける P の係数であり、指数の $-1/(1+\alpha_P)$ は、装置・実験パラメータ (a, R, P, n, B, ι) に対するスケーリングから、無次元パラメータによるスケーリングに変換する際に現れるものである。ISS04 の場合、 $\alpha_P = -0.61$ であるため、

$$g_{\text{ren}}^{\text{ISS04}} = \{f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}/f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}(R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m})\}^{-1/0.39} \quad (3.6)$$

となる。LHD の $f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ に対する $g_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ の値を、表 3.3 に示す。

この値が、その磁場配位を代表するパラメータとして $\rho = 2/3$ の磁気面の幾何的中心位置 $R_{\text{geo}}(2/3)$ を用いると、 $\rho = 0.5, 0.7, 0.9$ のそれぞれの位置で局所輸送解析により求められた g_{ren} と $R_{\text{geo}}(\rho)$ の関係とほぼ一致することは、注意すべきことである。すなわち、LHD の低ベータ領域における真空磁気軸位置の違いによる巨視的閉じ込め特性の変化は、局所輸送の面からも同様の特性の変化が見られるということである。

3.4 局所 ISS04 熱輸送モデルを基準とした高ベータプラズマの熱輸送解析

次に、 $\chi^{\text{eff}}/(g_{\text{ren}}\chi^{\text{ISS04}})$ のベータ依存性を、図 3.18 に示す。図 3.18 (a) は $\rho = 0.5$, (b) は $\rho = 0.7$, (c) は $\rho = 0.9$ におけるものである。 $\chi^{\text{eff}}/(g_{\text{ren}}\chi^{\text{ISS04}})$ の 1 からのずれは、ベータによる磁場配位の変化以外の効果があること示しており、高ベータ領域でのベータ値自体やベータ勾配の局所熱輸送に対する影響を推定することができる。図 3.18 (a) から、コア領域では高ベータ領域における熱輸送の増大は見られず、 $\chi^{\text{eff}}/(g_{\text{ren}}\chi^{\text{ISS04}})$ の値のばらつきが大きい、中心値は 1 よりも下がっているといえる。 $\rho = 0.7$ においては、図 3.18 (b) から、ベータの増加に対して $\chi^{\text{eff}}/(g_{\text{ren}}\chi^{\text{ISS04}})$ が 1 よりも少し大きくなるため、基準モデルと比べてベータの影響による劣化が見られるといえる。図 3.18 (c) では、周辺部の熱輸送係数はベータ上昇に対して、低ベータ領域の基準モデルより輸送特性が劣化している。一方、こ

れらのように小半径位置によりベータ上昇による影響に異なる傾向が見られるが、第 3.2.3 節で示したように、巨視的エネルギー閉じ込め特性が高ベータ領域でも低ベータ領域の性能を維持していることとの矛盾は無い、と考えられる。

3.5 まとめ

本章ではまず、LHD の高ベータプラズマの閉じ込め性能を評価するために、ISS04 スケーリング則を基準に、中心電子密度が $1.5 \sim 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、平均ベータ値が $0.2 \sim 3.2 \%$ の LHD プラズマ群に対して、巨視的エネルギー閉じ込め特性を調べた。ベータ値が上昇すると、ISS04 スケーリング則中の R, a, ι のパラメータが低ベータ状態に比べて、変化する。また、ISS04 スケーリング則で導入された、装置・磁場配位の違いによる差を表すパラメータ f_{ren} も、ベータ効果により磁気面が外側にシフトすると小さくなる。上記のようなベータ上昇による磁場配位の変化の影響を考慮して、ISS04 スケーリング則を基準に LHD 高ベータ・プラズマの巨視的エネルギー閉じ込め特性を調べた結果、LHD の標準的なアスペクト比の配位で、高ベータ領域で、ISS04 スケーリング則の閉じ込め性能を有することが分かった。

ISS04 に基づいて評価された局所輸送係数と磁気面の幾何的中心位置の関係を示し、巨視的な閉じ込めの変化が局所的にはどのように表れているのかを調べた。磁場配位の影響を評価するために、巨視的スケーリングである ISS04 のリノーマリゼーション・ファクター $f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ に対して、局所熱輸送係数に対するリノーマリゼーション・ファクター $g_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ を導入した。

ISS04 と同じ無次元パラメータ依存性を持つ輸送係数 χ^{ISS04} を、局所熱輸送係数の参照として用いた。 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$ の値を基準とした低ベータ領域における $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{ISS04}}$ の平均値をその位置での局所的な g_{ren} とした。ここでは g_{ren} は $\rho = 0.5, 0.7, 0.9$ の各位置において求められた。 f_{ren} が閉じ込め時間の変化を示しているように、 g_{ren} は、異なる磁場配位における局所熱輸送係数の変化を表している。

一方、 $g_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ の値は、閉じ込め時間が $f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}/f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}(R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m})$ で変化したときに予想される、平均的な局所熱輸送係数の変化を表している。これは、その磁場配位を代表するパラメータとして $\rho = 2/3$ の磁気面の幾何的中心位置 $R_{\text{geo}}(2/3)$ を用いると、 $\rho = 0.5, 0.7, 0.9$ のそれぞれの位置で局所輸送解析により求められた g_{ren} と $R_{\text{geo}}(\rho)$ の関係とほぼ一致した。このことから、LHD の低ベータ領域における真空磁気軸位置の違いによる巨視的閉じ込め

特性の変化は、局所輸送の面からも同様の特性の変化が見られるということがわかった。

このように、磁場配位と小半径位置の異なる低ベータ領域の熱輸送解析を行った結果、磁場配位と小半径位置の違いにかかわらず、局所熱輸送特性の無次元プラズマパラメータ依存性は、ISS04 スケーリング則の局所熱輸送版 ”局所 ISS04 熱輸送モデル” に従うことがわかった。この ”局所 ISS04 熱輸送モデル” をもとに、小半径位置、磁場配位の違いによる比例係数をそれぞれ、小半径位置依存性を C_{χ} 、ISS04 スケーリングの $f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ に対応する配位依存性を g_{ren} として、これらを実験データから決定し、低ベータ領域の局所熱輸送モデルを構築した。

磁場配位の変化を考慮した低ベータ領域の熱輸送係数を基準にした熱輸送特性の振る舞いから、ベータ値自体の局所熱輸送に対する影響を推定した結果、周辺部の熱輸送係数はベータ上昇につれて、低ベータ領域の基準モデルより熱輸送特性は劣化する一方、コア領域ではこのモデルにより規格化した熱輸送係数は 1 より小さくなる傾向にあった。

3.A 実効ヘリカルリップルの影響

本付録節では、熱輸送の磁場配位の依存性に対する、実効ヘリカルリップル ϵ_{eff} [11] の影響を調べる。第 3.4 節において、高 β 領域での熱輸送特性の変化と低 β 領域での異なる磁気軸位置で観測された磁気軸の外側シフトに伴う輸送の劣化と関連について調べた。図 3.A.1 は、 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$ における $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{ISS04}}$ の半径 ρ の磁気面の幾何的中心の大半径位置 $R_{\text{geo}}(\rho)$ への依存性を示しており、(a) $\rho = 0.5$ (b) $\rho = 0.7$, (c) $\rho = 0.9$ の小半径位置でのものである。 $R_{\text{geo}}(\rho)$ が大きくなるとともに、 χ^{ISS04} で規格化した閉じ込め性能は劣化している。この定性的傾向は、新古典輸送特性と似ているが新古典理論と実験との比較による解析の結果から、新古典輸送係数は実験的に評価される輸送係数よりもかなり小さい [9] ため、この外側シフトによる劣化の物理的機構はこれまで明らかではない。本節では、磁場配位の変化に伴う実効ヘリカルリップルの変化と局所輸送との関連を調べる。

ϵ_{eff} の計算では、3 つのコードが用いられる。まず、VMEC により磁場のフーリエ成分を作り、BOOZER により、Boozer 座標の磁場が計算される。そして GIOTA [52] を用いてリップル領域の新古典輸送が計算され、 ϵ_{eff} の値が求められる。図 3.A.2 は、計算された実効ヘリカルリップル ϵ_{eff} の空間分布で、(a) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$, (b) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.75 \text{ m}$, (c) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.90 \text{ m}$ の場合である。図 3.A.3 は、 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$ における ϵ_{eff} とその位置での磁気面の幾何的中心位置 $R_{\text{geo}}(\rho)$ との関係であり、(a) $\rho = 0.5$ (b) $\rho = 0.7$, (c) $\rho = 0.9$ の小半径位置でのものである。 $\epsilon_{\text{eff}}^{3/2}$ は、選択された磁気面の値を用いている。圧力分布の形状の差により、 $\epsilon_{\text{eff}}^{3/2}$ の値に幅があるが、 $R_{\text{geo}}(\rho)$ が増加すれば $\epsilon_{\text{eff}}^{3/2}$ も大きくなるといえる。したがってこの図から、 $\langle\beta\rangle$ が増加することにより $\epsilon_{\text{eff}}^{3/2}$ も増加する方向にあるといえる。

実効的ヘリカルリップル ϵ_{eff} とエネルギー閉じ込め時間の間には関係があると考えられる [7]。そこで、 $R_{\text{geo}}(\rho)$ の代わりに、その磁気面の特性を代表するパラメータとして ϵ_{eff} を用いて、磁場配位への依存性を評価する。図 3.A.4 に、(a) $\rho = 0.5$ (b) $\rho = 0.7$, (c) $\rho = 0.9$ の小半径位置における、 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$ の磁場配位での $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{ISS04}}$ と $\epsilon_{\text{eff}}^{3/2}$ との関係である。青い丸は実験データを表し $\epsilon_{\text{eff}}^{3/2}$ が増加する方向では $\langle\beta\rangle$ も上昇している。 $\epsilon_{\text{eff}}^{3/2}$ を用いた場合にも、 $\rho = 0.9$ において、 $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{ISS04}}$ は赤い点線で示される磁場配位の変化による効果よりも高ベータ領域で大きくなっているということがわかる。このように、図 3.A.1 中での $R_{\text{geo}}(\rho)$ に対する場合と同様の傾向がある。

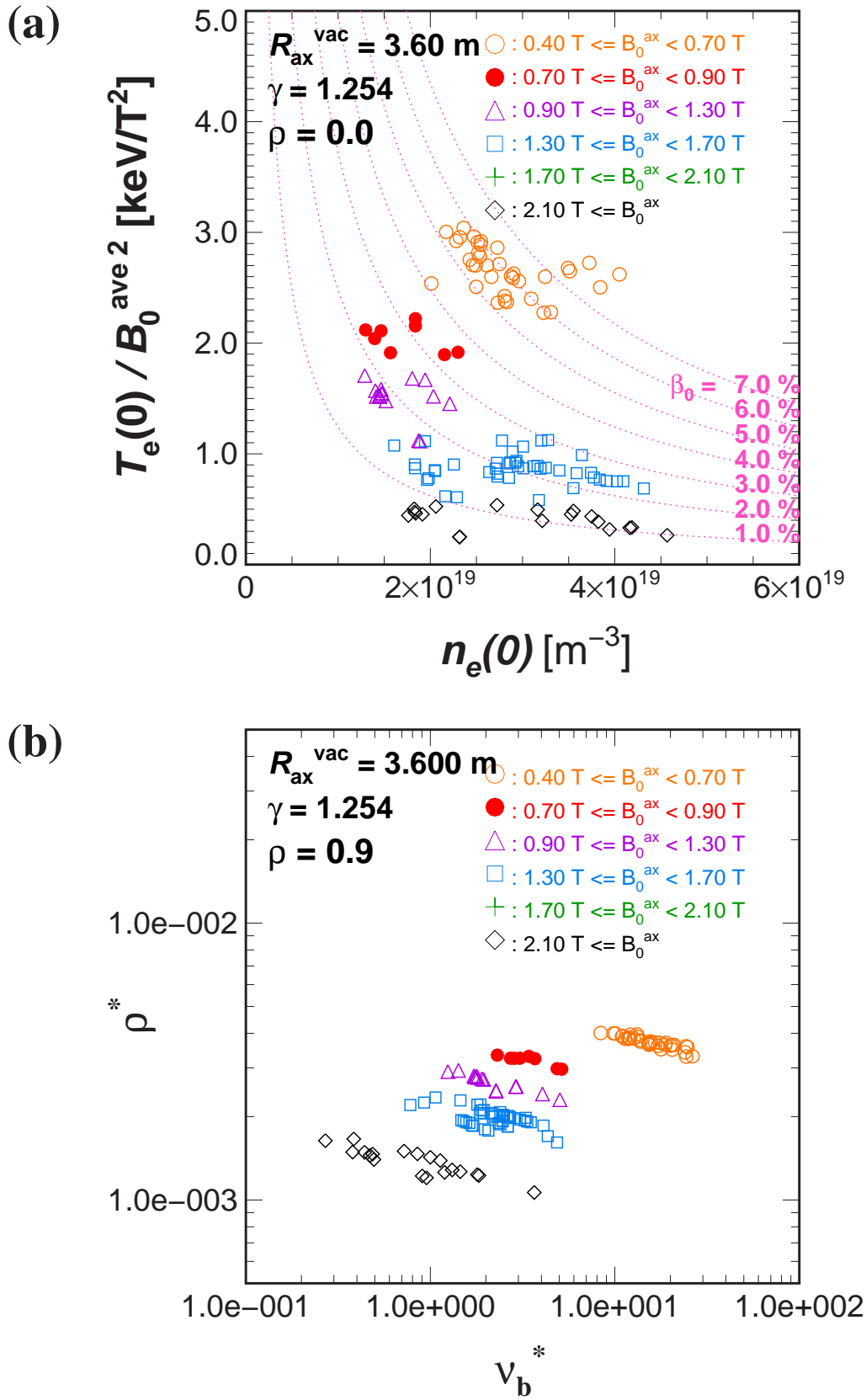
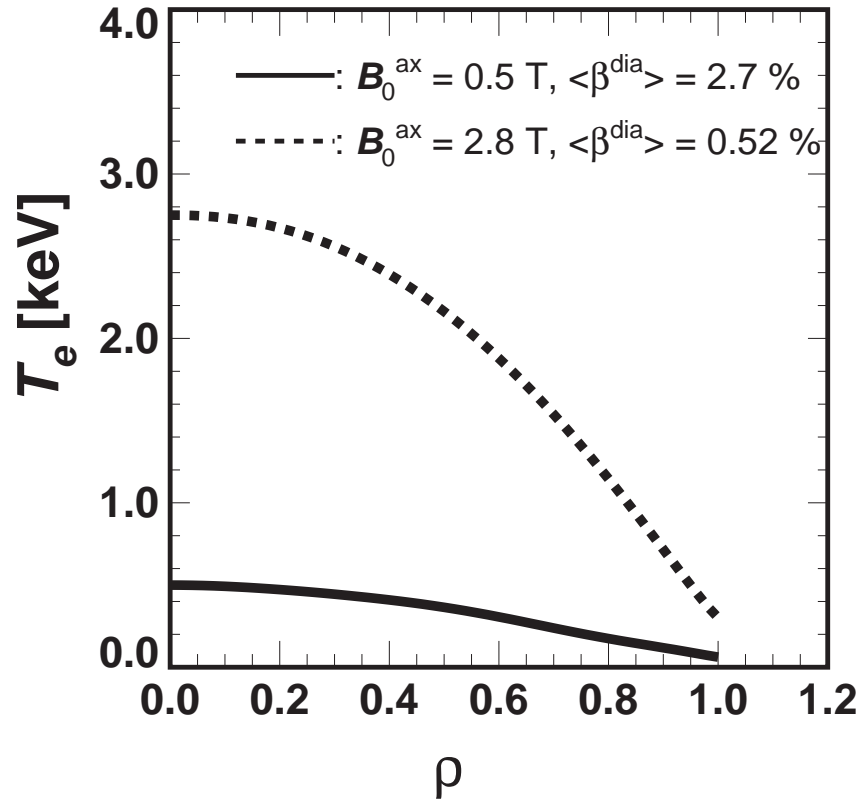


図 3.1 : $R_{ax} = 3.60 \text{ m}$, $\gamma = 1.254$ の条件で解析に用いたデータのパラメータ領域。
 (a) 中心電子密度 $n_e(0)$ と (中心電子温度)/(磁場強度)² のパラメータ領域。
 図中の点線は、中心ベータが一定の曲線を示す。
 (b) 規格化衝突周波数 ν_b^* と規格化ラーマー半径 ρ^* のパラメータ領域。

(a)



(b)

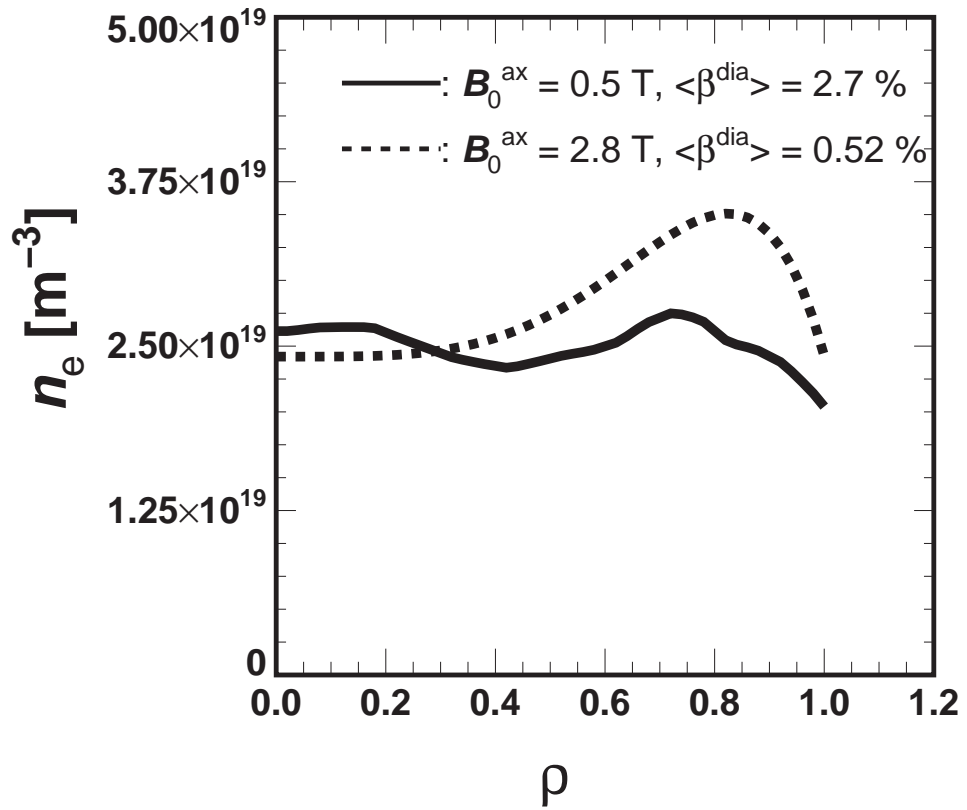


図 3.2 : $\gamma = 1.254$ の磁場配位における (a) T_e , (b) n_e の空間分布 [53].

solid curves : $B_0^{\text{ax}} = 0.5 \text{ T}$, $\langle \beta^{\text{dia}} \rangle = 2.7 \%$

broken curves : $B_0^{\text{ax}} = 2.8 \text{ T}$, $\langle \beta^{\text{dia}} \rangle = 0.52 \%$.

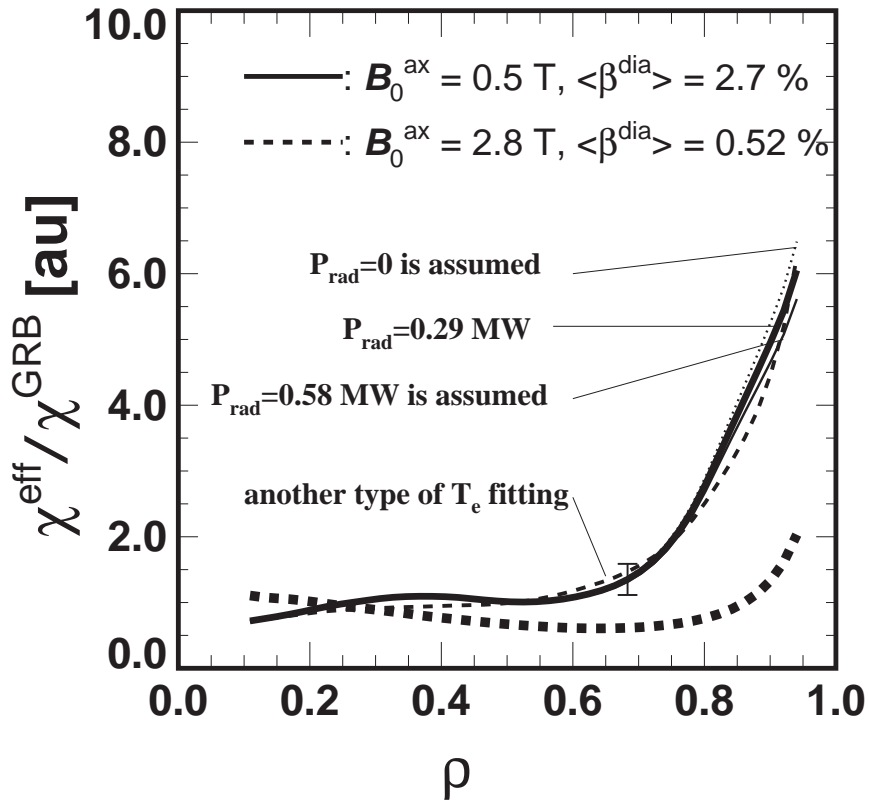


図 3.3：実験から評価された熱輸送係数のジャイロボーム型モデルの輸送係数との比 $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{GRB}}$ の空間分布 [54]。

実線： $B_0^{\text{ax}} = 0.5$ T, $\langle\beta^{\text{dia}}\rangle = 2.7\%$

点線： $B_0^{\text{ax}} = 2.8$ T, $\langle\beta^{\text{dia}}\rangle = 0.52\%$

細い破線は、 T_e のフィッティングに異なる関数を用いた場合である。また、 P_{rad} の大きさを 0 にした場合 (細い点線) と、ボロメータの値にした場合 (細い実線) も示されている。

Reproduced from [H. Funaba, K.Y. Watanabe, *et al.*, Fusion Sci. and Tech. **58** (2010) 141.], with the permission of the American Nuclear Society (ANS).

Copyright (2010) by the American Nuclear Society, LaGrange Park, Illinois.

Device	$R_{\text{ax}}^{\text{vac}}$ [m]	$R_{\text{geo}}^{\text{vac}}(2/3)$ [m]	$f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$
LHD	3.60	3.643	0.93 ± 0.15
LHD	3.75	3.740	0.67 ± 0.06
LHD	3.90	3.849	0.48 ± 0.05

表 3.1：LHD の 3 つの磁場配位に対する、真空の磁気軸位置 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}}$ 、真空での $\rho = 2/3$ 磁気面の幾何的中心位置 $R_{\text{geo}}^{\text{vac}}(2/3)$ 、及び ISS04 スケーリング則の $f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ [7] の関係。

パラメータ	記号	定義	平衡
磁場強度	B_0^{ax}	磁気軸における値	真空
	B_0^{ave}	体積平均の値 $\Phi_a = \pi a_{\text{eff}}^{\text{vac}2} B_0^{\text{ave}}$, Φ_a はトロイダル磁束。	真空
大半径	$R_{\text{ax}}^{\text{vac}}$	磁気軸位置	真空
	$R_{\text{geo}}^{\text{vac}}(1)$	$\rho = 1$ 磁気面の幾何的中心位置	真空
	$R_{\text{geo}}(1)$	$\rho = 1$ 磁気面の幾何的中心位置	有限 β
	$R_{\text{geo}}(2/3)$	$\rho = 2/3$ 磁気面の幾何的中心位置	有限 β
実効的 小半径	$a_{\text{eff}}^{\text{vac}}$	真空での体積から求められた小半径。 $a_{\text{eff}}^{\text{vac}} = \{V^{\text{vac}}/(2\pi^2 R_{\text{geo}}^{\text{vac}}(1))\}^{1/2}$, ここで V^{vac} は真空の $\rho = 1$ 磁気面により囲まれる体積である。	真空
	a^{Wp99}	積分した電子圧力の 99 % を含む磁気面の体積 (V^{Wp99}) 及び大半径 ($R_{\text{geo}}^{\text{Wp99}}$) から求められる小半径。 $a^{\text{Wp99}} = \{V^{\text{Wp99}}/(2\pi^2 R_{\text{geo}}^{\text{Wp99}})\}^{1/2}$	有限 β
回転変換	$t_{2/3}^{\text{vac}}$	$\rho = 2/3$ における t	真空
	$t_{2/3}$	$\rho = 2/3$ における t	有限 β

表 3.2: スケーリング値を求めるために用いられたいくつかのパラメータの記号の定義。

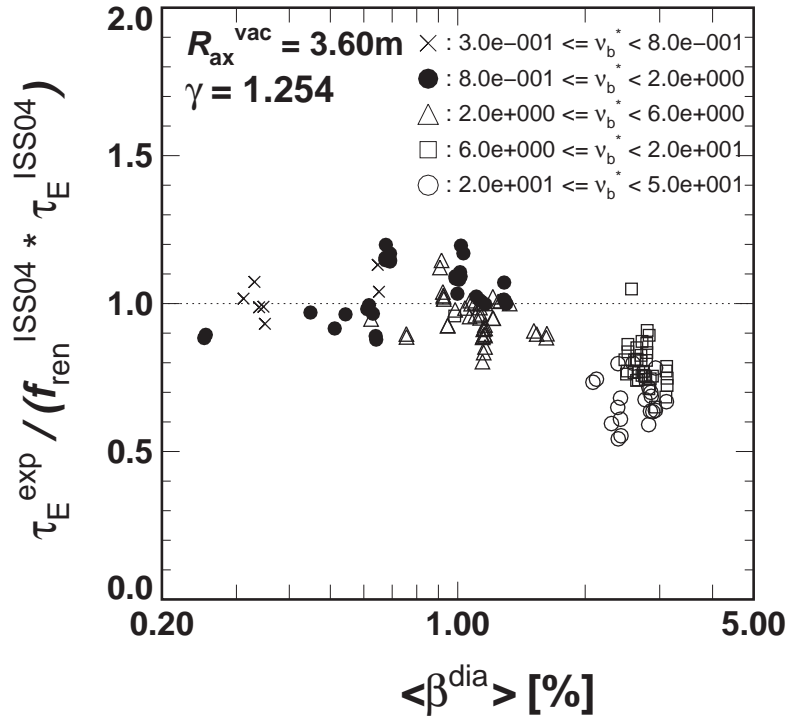


図 3.4 : $\tau_E^{exp} / (f_{ren}^{ISS04} \tau_E^{ISS04})$ の $\langle \beta^{dia} \rangle$ 依存性 [53]。 τ_E^{exp} は実験的に求められたエネルギー閉じ込め時間、 τ_E^{ISS04} は ISS04 スケーリング則により評価されたエネルギー閉じ込め時間、 f_{ren}^{ISS04} は ISS04 スケーリング則中のリノーマリゼーションファクターである。

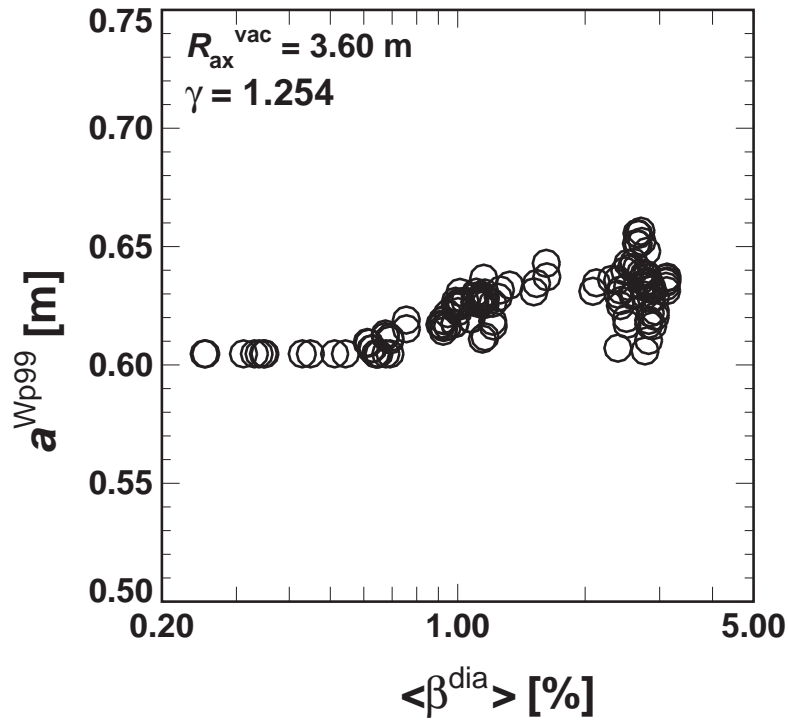


図 3.5 : 電子のエネルギーの 99 % を含む体積から求められた小半径 a^{Wp99} の $\langle \beta^{dia} \rangle$ 依存性 [53]。

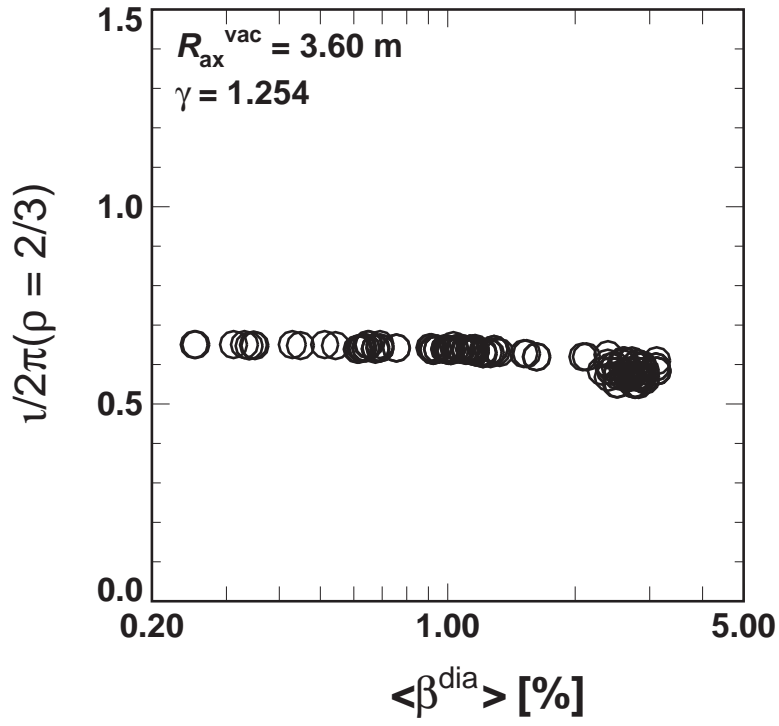


図 3.6 : $\rho = 2/3$ における回転変換 t の $\langle \beta^{\text{dia}} \rangle$ 依存性 [53]。

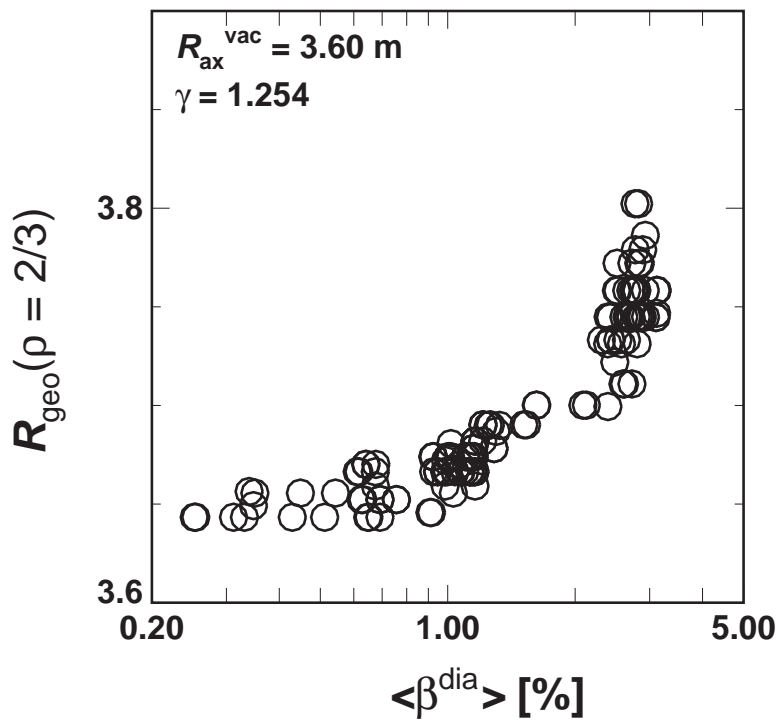


図 3.7 : $\rho = 2/3$ 磁気面の幾何的中心位置の大半径 $R_{\text{geo}}(2/3)$ の $\langle \beta^{\text{dia}} \rangle$ 依存性 [53]。

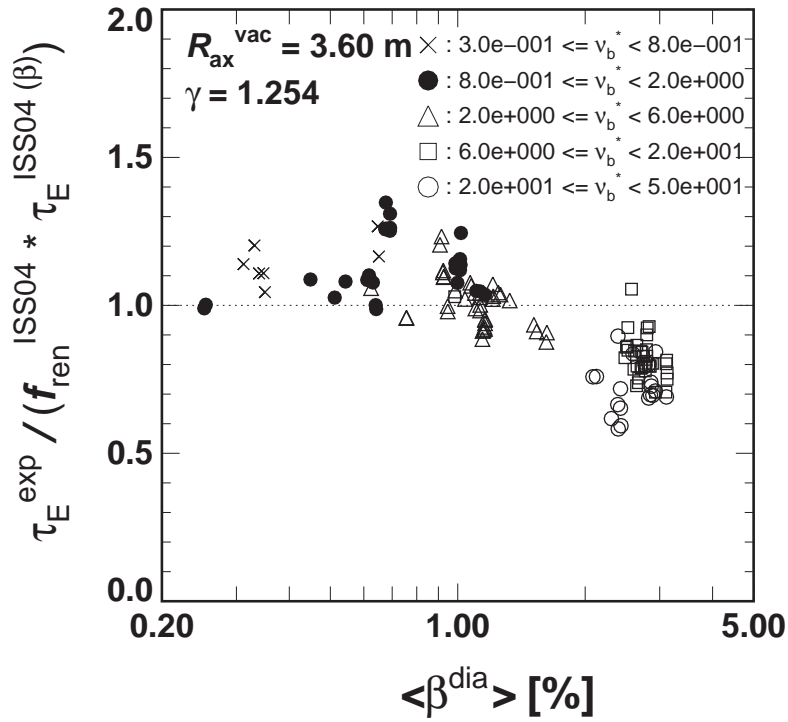


図 3.8 : $\tau_E^{\text{exp}} / (f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}} \tau_E^{\text{ISS04}(\beta)})$ の $\langle \beta^{\text{dia}} \rangle$ 依存性 [54]。ここで、 $\tau_E^{\text{ISS04}(\beta)}$ の評価には有限ベータの場合のパラメータが用いられた。

Reproduced from [H. Funaba, K.Y. Watanabe, *et al.*, Fusion Sci. and Tech. **58** (2010) 141.], with the permission of the American Nuclear Society (ANS).

Copyright (2010) by the American Nuclear Society, LaGrange Park, Illinois.

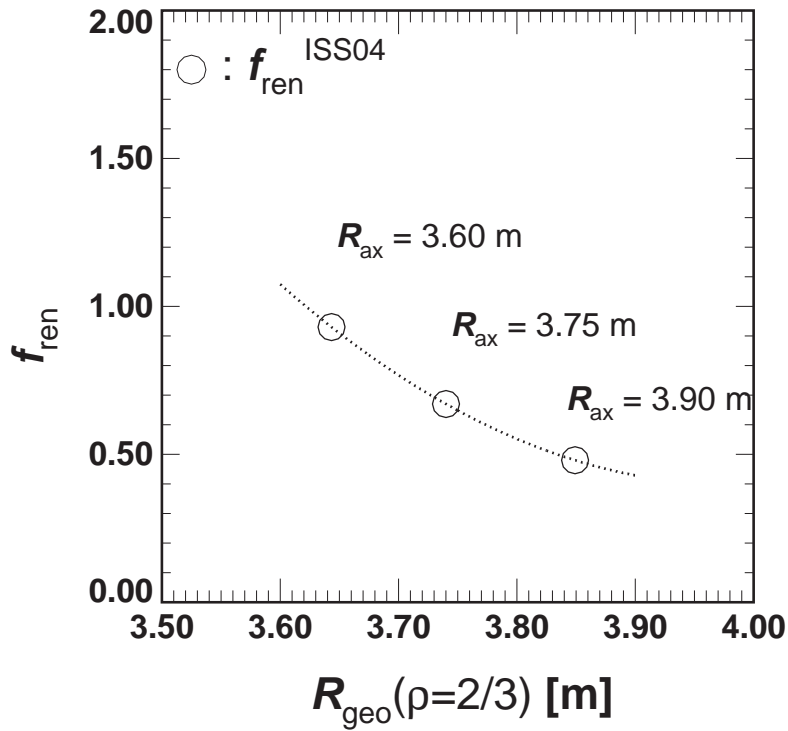


図 3.9: LHD の $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60, 3.75, 3.90$ m の磁場配位に対する ISS04 スケーリングのリノーマリゼーションファクター $f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ と $\rho = 2/3$ の磁気面の中心位置の大半径 $R_{\text{geo}}(2/3)$ との関係 [54]。点線は、 $R_{\text{geo}}(2/3)$ に対して 2 次関数により内挿された f_{ren} を示す。

Reproduced from [H. Funaba, K.Y. Watanabe, *et al.*, Fusion Sci. and Tech. **58** (2010) 141.], with the permission of the American Nuclear Society (ANS).

Copyright (2010) by the American Nuclear Society, LaGrange Park, Illinois.

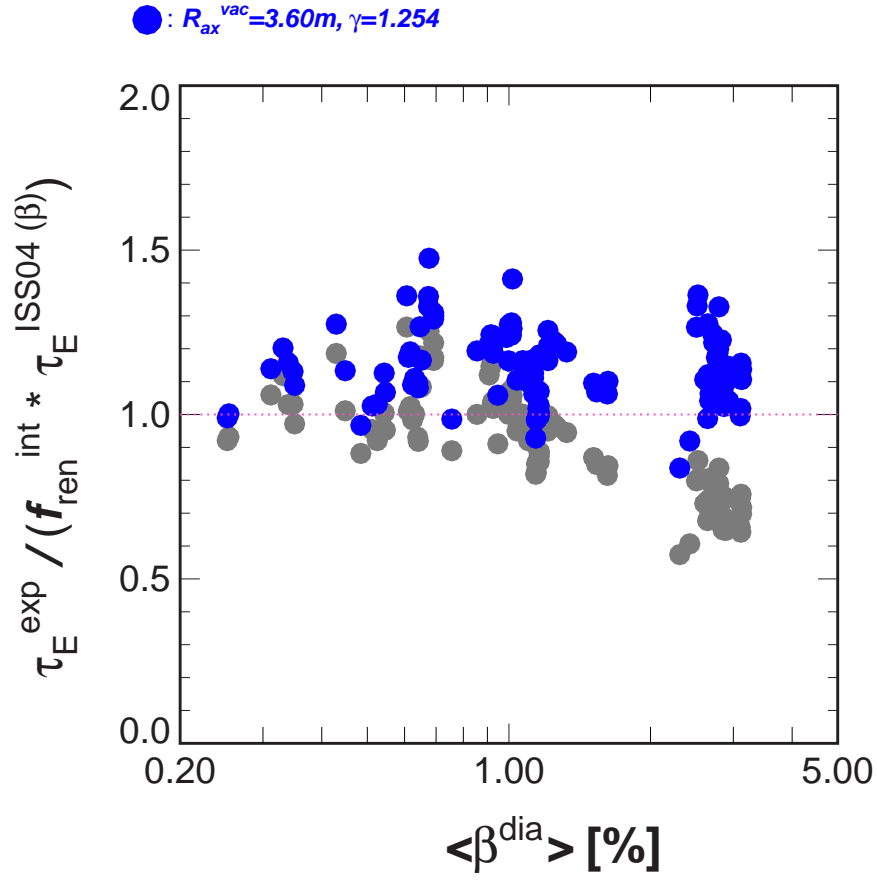


図 3.10 : $\tau_E^{\text{exp}} / (f_{\text{ren}}^{\text{int}} \tau_E^{\text{ISS04}})$ のベータ依存性。灰色の点は、全てのベータ領域で $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$ での f_{ren} を用いた場合であり、青色の点は、 $R_{\text{geo}}(2/3)$ に対して内挿した $f_{\text{ren}}^{\text{int}}$ を用いた場合である。($R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}, \gamma = 1.254$)

プラズマパラメーター依存性はISS04と同じものを仮定

$$\chi^{\text{ISS04}} = C_{\chi} \cdot \chi^{\text{Bohm}} \cdot \rho^{*0.79} \beta^{0.19} \nu_b^{*0.00} A_p^{-0.07} t_{2/3}^{-1.06}$$

小半径方向についての係数 $C_{\chi}(\rho)$ を決める

低ベータで $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60\text{m}$ の磁場配位における
それぞれの ρ の位置について

$\chi^{\text{eff}} / \chi^{\text{ISS04}} \sim 1$ となるように $C_{\chi}(\rho)$ を決定する。

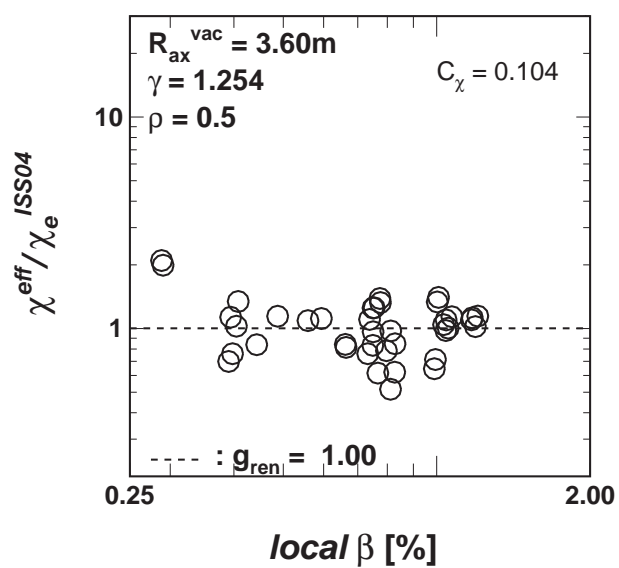
磁場配位依存性を表す係数 g_{ren} を導入。

低ベータでの異なる磁場配位に対する $\chi^{\text{eff}} / \chi^{\text{ISS04}}$
の値から、 g_{ren} を決める。

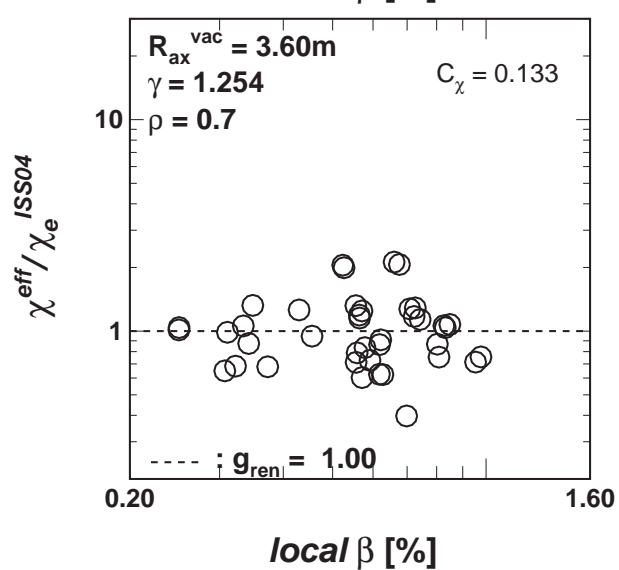
$g_{\text{ren}} \chi^{\text{ISS04}}$ を低ベータ領域の局所熱輸送の
基準値とする。

図 3.11：モデル熱輸送係数 χ^{ISS04} の導入手順。

(a)



(b)



(c)

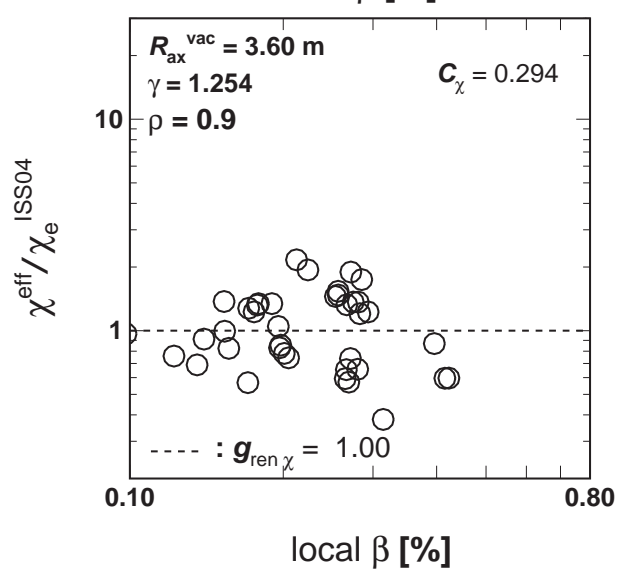


図 3.12： 低ベータ領域の $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60\text{ m}$ の磁場配位における異なる小半径位置での熱輸送係数。(a) $\rho = 0.5$, (b) $\rho = 0.7$, (c) $\rho = 0.9$.

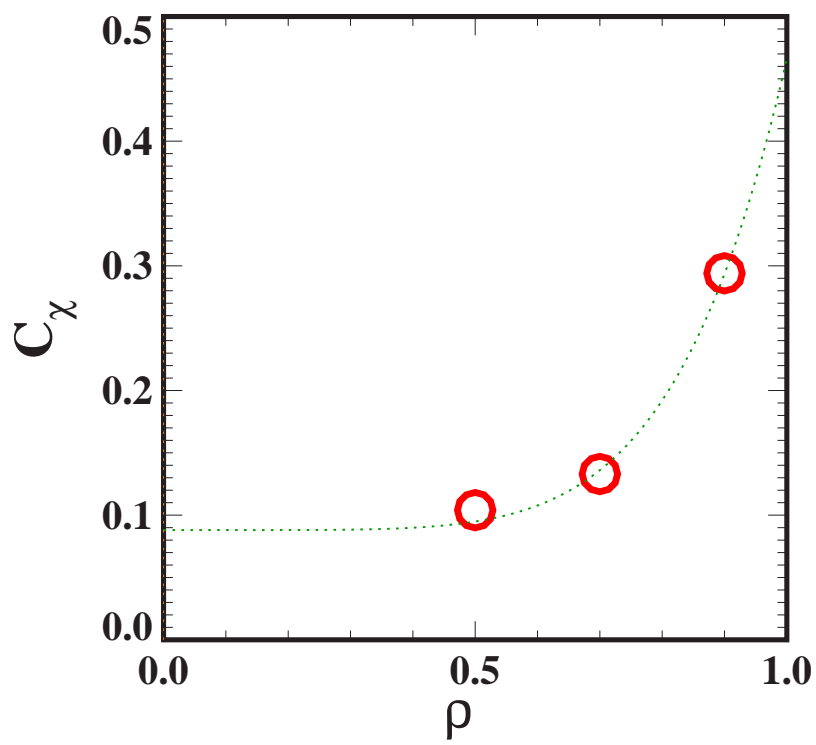
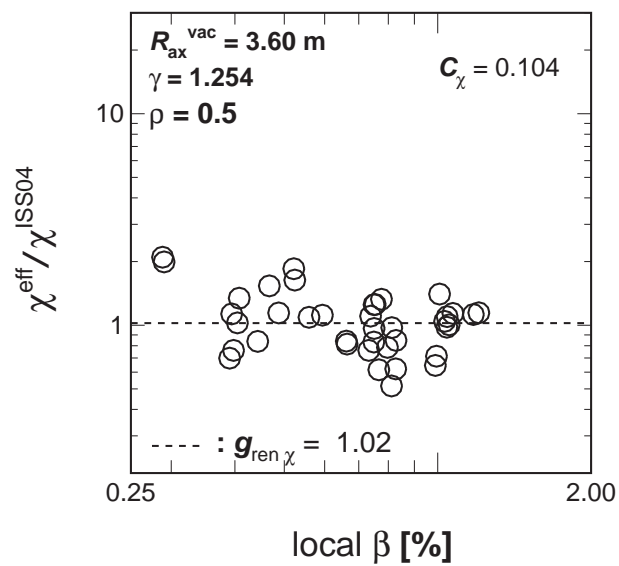
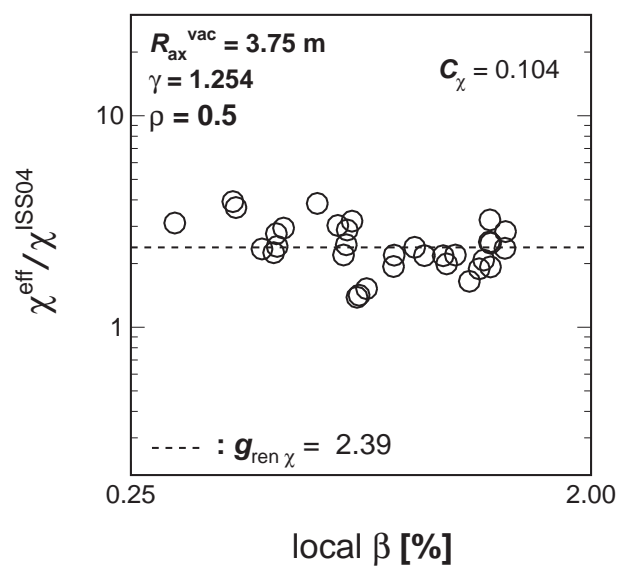


図 3.13 : C_x の ρ 依存性。緑の点線は近似式 $0.08803 + 0.37802(\rho^2)^{2.8913}$ を表す。

(a)



(b)



(c)

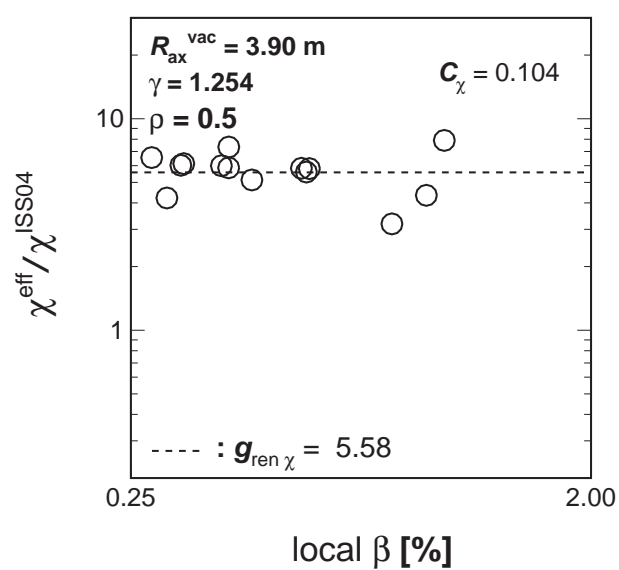
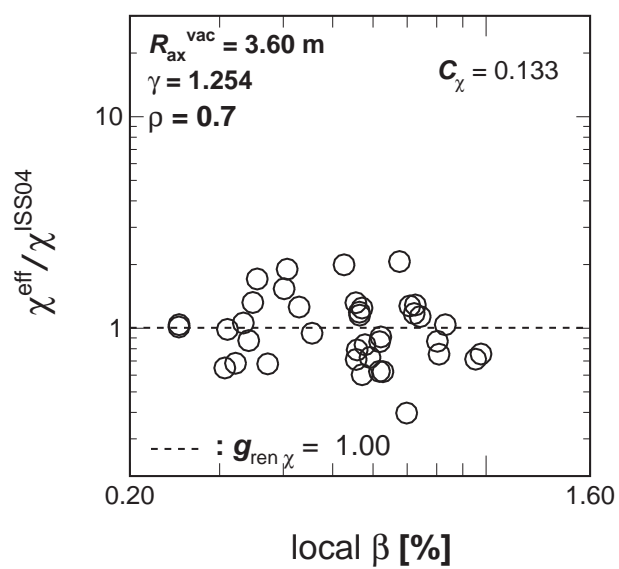


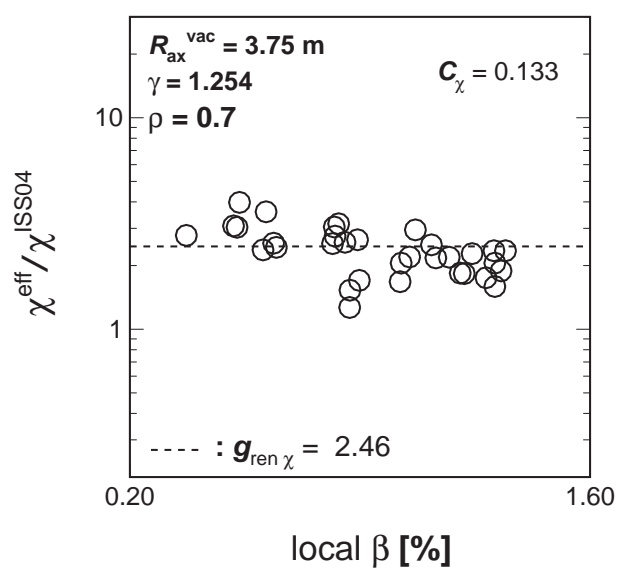
図 3.14 : 低ベータ領域の $\rho = 0.5$ における熱輸送係数。

(a) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60$ m, (b) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.75$ m, (c) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.90$ m.

(a)



(b)



(c)

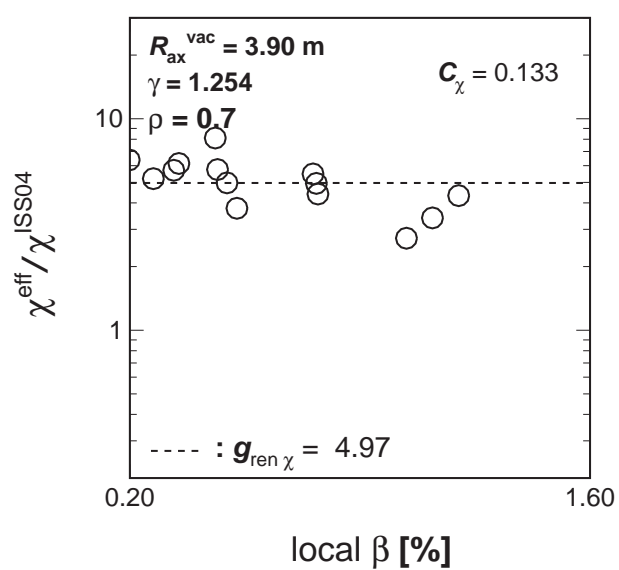
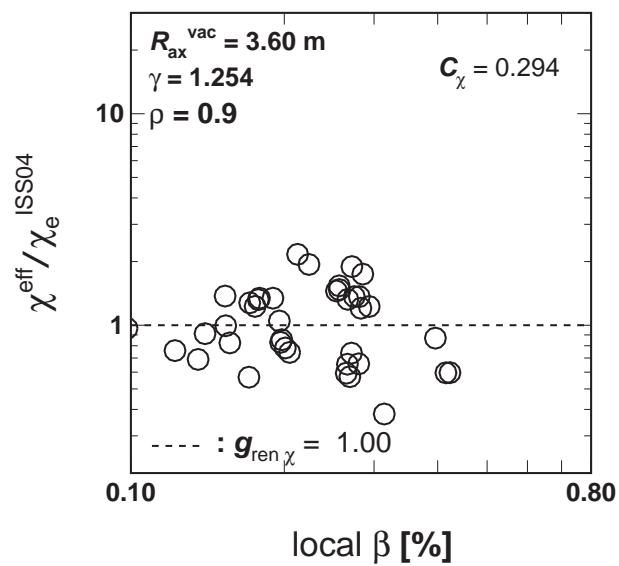


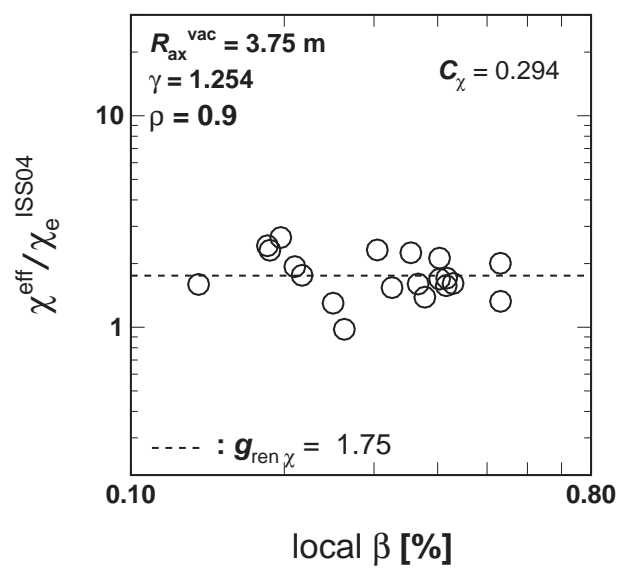
図 3.15 : 低ベータ領域の $\rho = 0.7$ における熱輸送係数。

(a) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$, (b) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.75 \text{ m}$, (c) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.90 \text{ m}$.

(a)



(b)



(c)

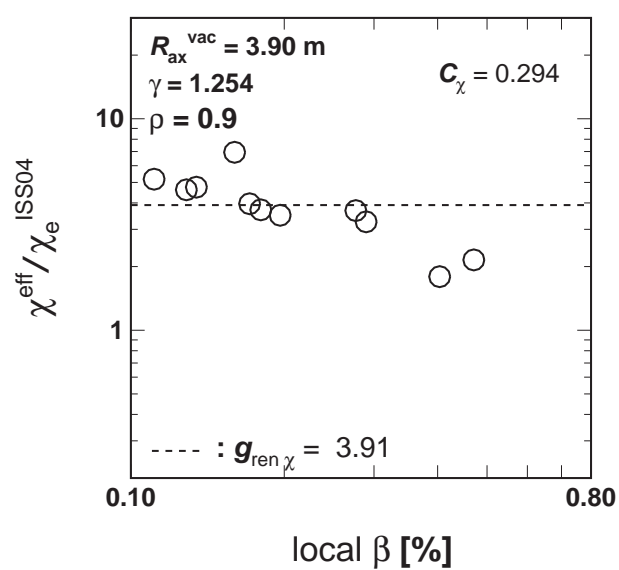


図 3.16： 低ベータ領域の $\rho = 0.9$ における熱輸送係数 [53]。

(a) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$, (b) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.75 \text{ m}$, (c) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.90 \text{ m}$.

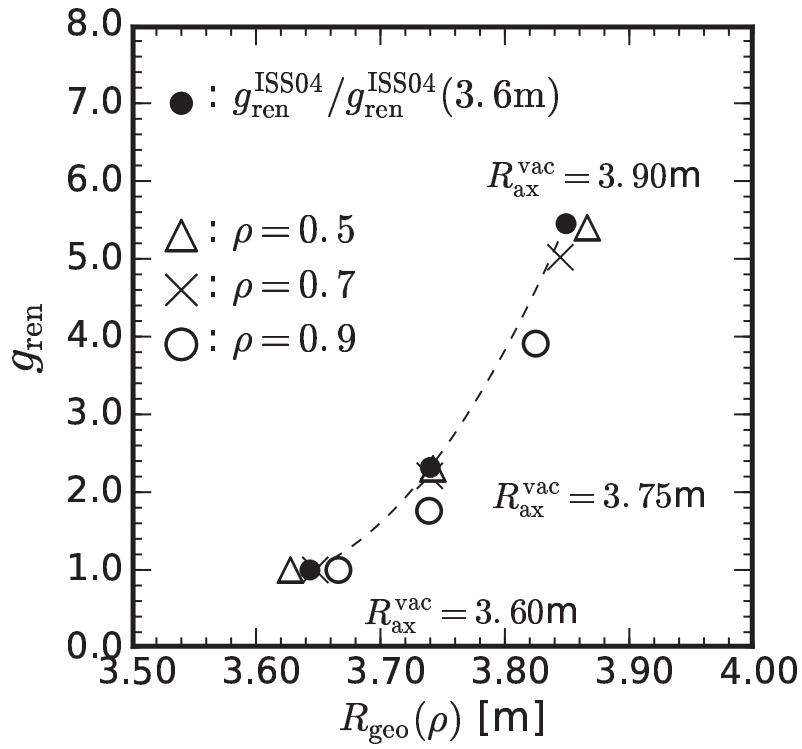
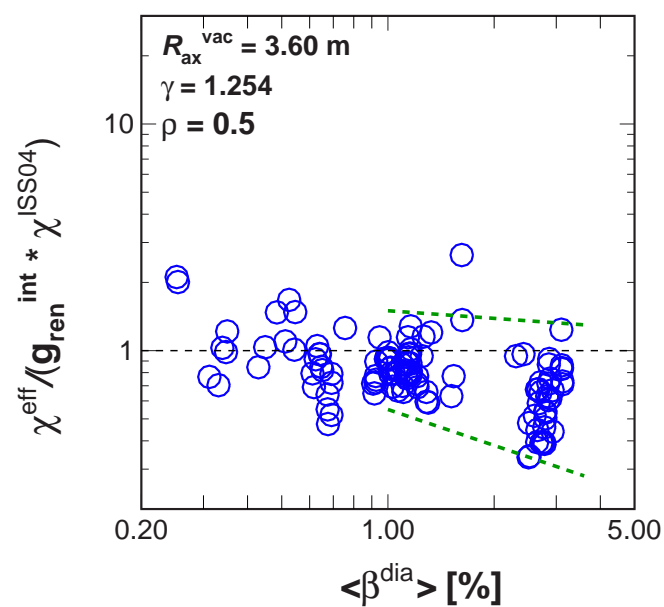


図 3.17 : g_{ren} の $R_{\text{geo}}(\rho)$ 依存性。 $g_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ は、 $f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ から導出した値である。

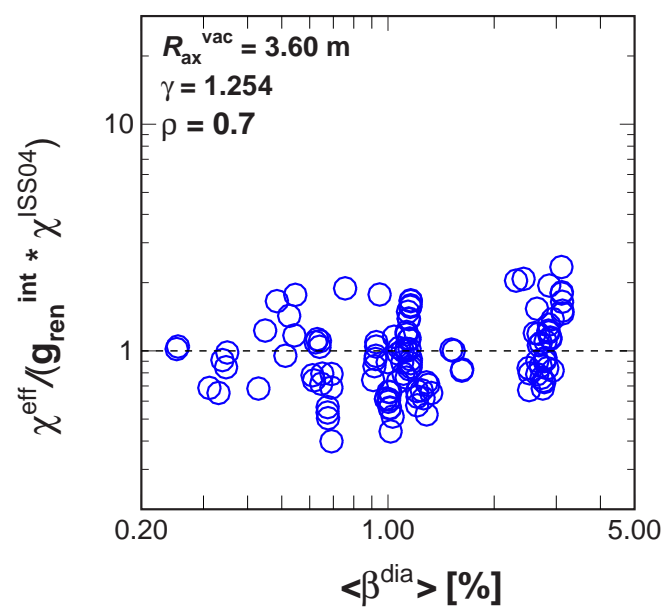
$R_{\text{ax}}^{\text{vac}}$ [m]	$f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$	$g_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$
3.60	0.93	1.20
3.75	0.67	2.79
3.90	0.48	6.57

表 3.3 : 真空磁気軸位置 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}}$ に対する $f_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ 及び $g_{\text{ren}}^{\text{ISS04}}$ 。

(a)



(b)



(c)

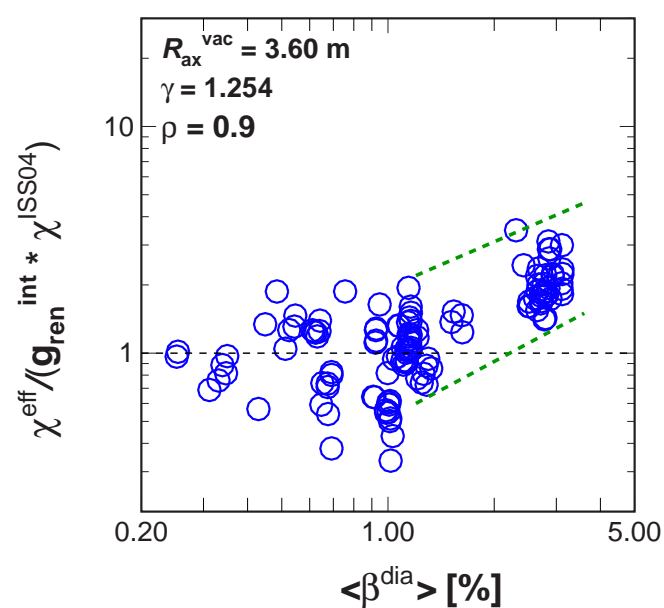
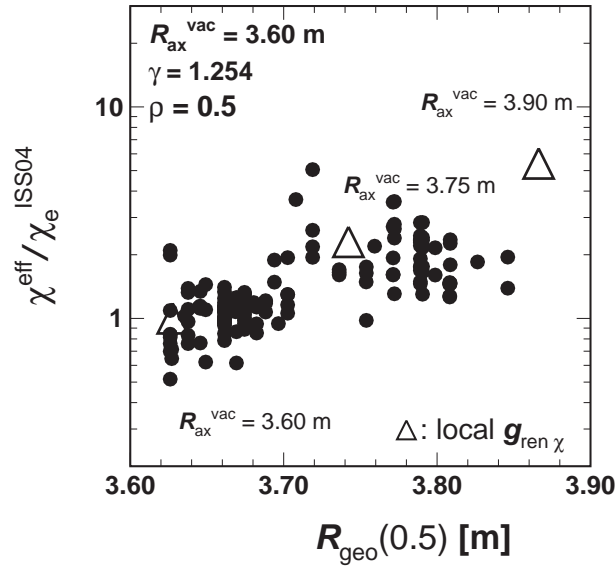
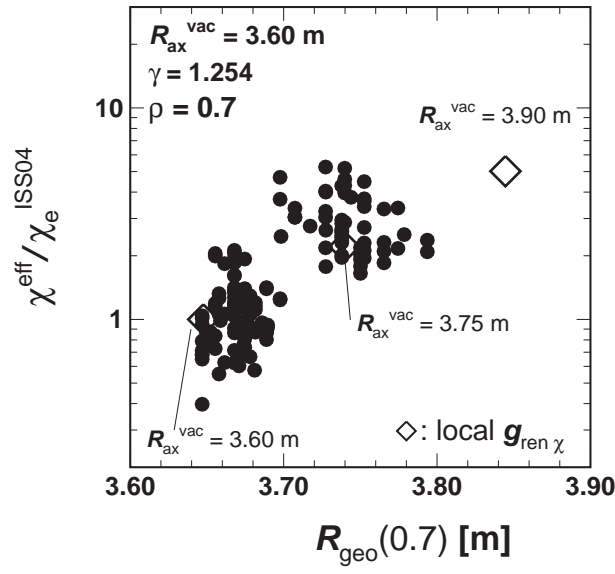


図 3.18： 局所 ISS04 熱輸送モデルで規格化した熱輸送係数 $\chi^{\text{eff}} / (g_{\text{ren}} \chi^{\text{ISS04}})$ の $\langle \beta \rangle$ 依存性。(a) $\rho = 0.5$, (b) $\rho = 0.7$, (c) $\rho = 0.9$.

(a)



(b)



(c)

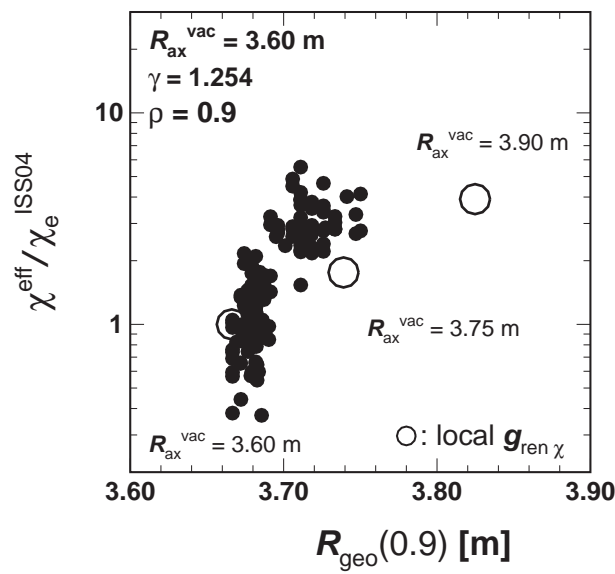


図 3.A.1 : $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$ における $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{ISS04}}$ の $R_{\text{geo}}(\rho)$ への依存性 [53]。

(a) $\rho = 0.5$ (b) $\rho = 0.7$, (c) $\rho = 0.9$ 。

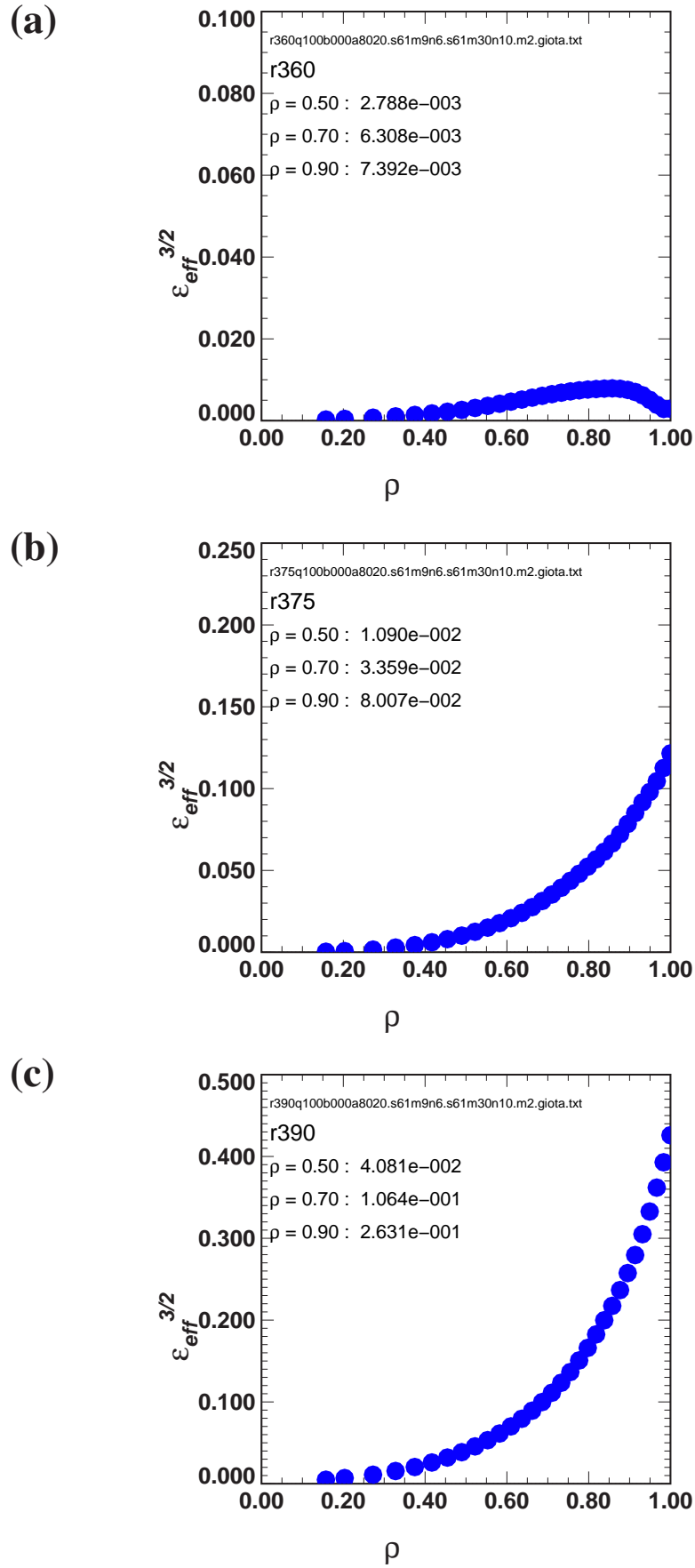


図 3.A.2：実効ヘリカルリップル ϵ_{eff} の空間分布。

(a) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$, (b) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.75 \text{ m}$, (c) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.90 \text{ m}$ 。

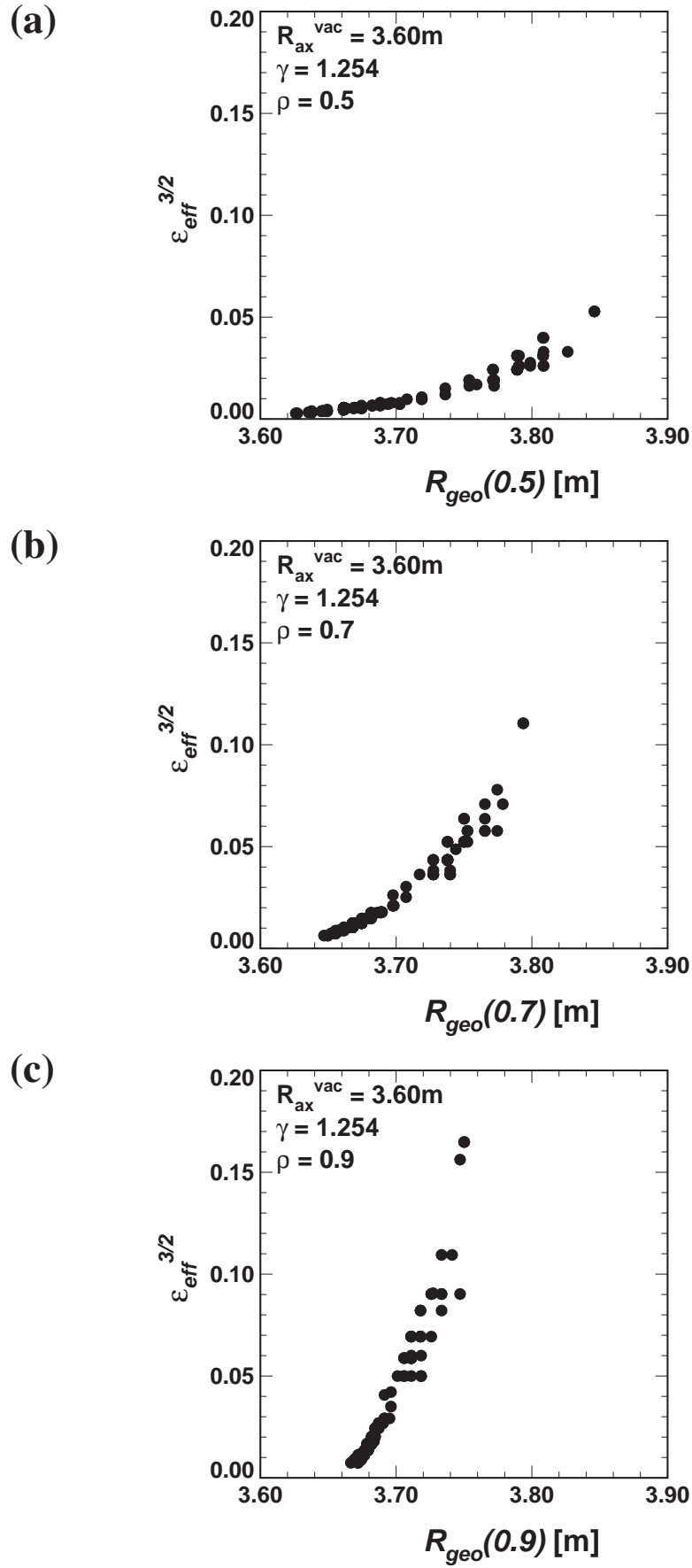
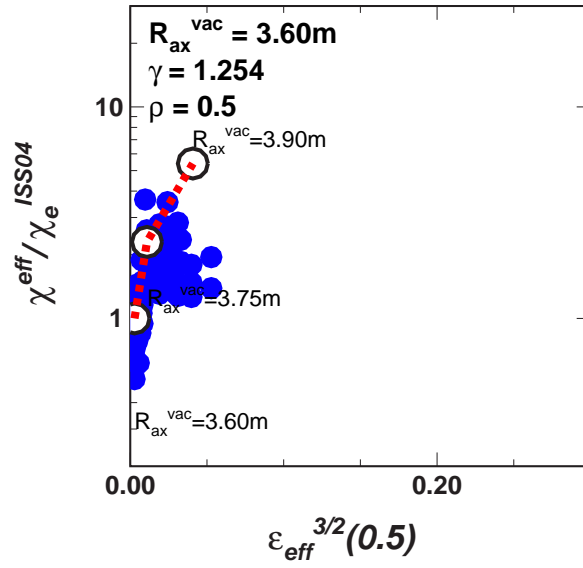
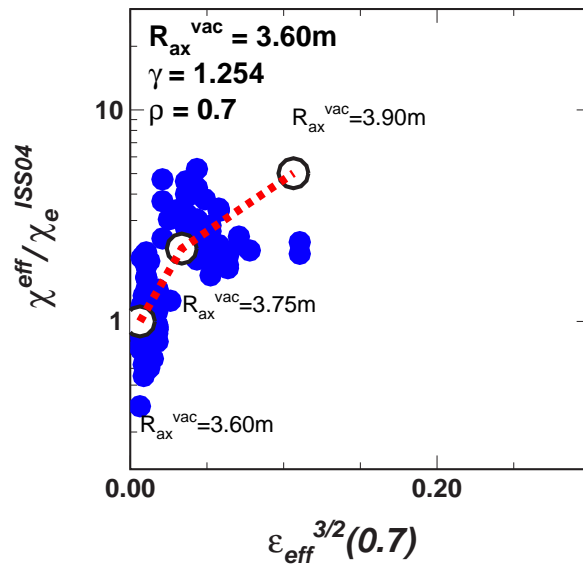


図 3.A.3: $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$ における ϵ_{eff} とその位置での磁気面の幾何的中心位置 $R_{\text{geo}}(\rho)$ との関係。(a) $\rho = 0.5$, (b) $\rho = 0.7$, (c) $\rho = 0.9$ 。

(a)



(b)



(c)

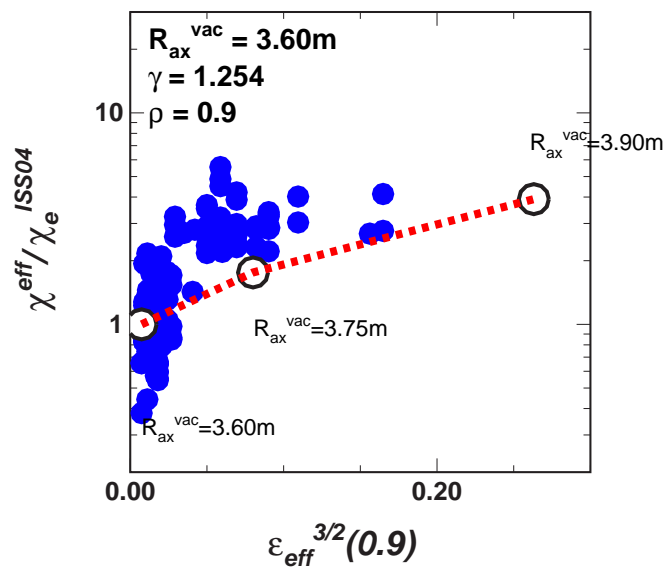


図 3.A.4: $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60\text{ m}$ における $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{ISS04}}$ と $\epsilon_{\text{eff}}^{3/2}$ との関係。

(a) $\rho = 0.5$, (b) $\rho = 0.7$, (c) $\rho = 0.9$ 。

4 高ベータプラズマにおける熱輸送特性の磁場配位依存性

4.1 はじめに

第3章で示したように、熱輸送のベータ値依存性は、低ベータ領域での依存性を表す”局所 ISS04 熱輸送”モデルよりも周辺領域ほど劣化している。図 4.1 は、第 3.5 節で示した、 $\rho = 0.9$ における $\chi^{\text{eff}} / (g_{\text{ren}} \chi^{\text{ISS04}})$ とベータとの関係である。高ベータ領域の局所熱輸送係数は”局所 ISS04 熱輸送”モデルで規格化すると、ベータに比例する傾向が見られる。”局所 ISS04 熱輸送”モデルのベータ依存性 0.19 乗と合わせると約 1.19 乗に比例する。高ベータ領域におけるこのようなベータ依存性からは、MHD 不安定性に起因した異常輸送が輸送モデルの有力な候補である、といえる。

本章では、高ベータ領域におけるプラズマ周辺部の熱輸送を解明するため、周辺部の MHD 特性が異なる複数の磁場配位について輸送特性を調べる。LHD ヘリカルコイルは 3 層から成り、それぞれのコイルに流す電流比を変えてヘリカルコイルの実効的な小半径を変えることができ、そのピッチパラメータを γ と呼ぶ。 γ を変えることにより、プラズマのアスペクト比、磁気シア、磁気丘強度の異なる配位を実現することができる。図 4.2 に示すように、 γ が小さくアスペクトの高い配位になるほど、周辺部の磁気曲率 κ_n は大きくなり、磁気シアは小さくなる [55]。これらの効果によって、 A_p の高い磁場配位 (すなわち γ が低い磁場配位) において周辺部の MHD 特性が異なり、交換型不安定性が増大することになる。

また、プラズマ小半径を変えることにより、同じベータ値でも異なる規格化衝突周波数 ν_b^* や磁気レイノルズ数 S のプラズマを生成することが可能となる。このように、磁場配位依存性や、 ν_b^* , S 依存性の違いから、高ベータプラズマの周辺部の輸送機構を調べるのが、本章の目的である。

第 4.2 節では、 γ の異なる磁場配位における巨視的閉じ込め特性を比較する。ISS04 スケーリング則では、LHD の $\gamma = 1.254$ 以外の磁場配位に対する f_{ren} は求められていないため、ここでは実験値の τ_E^{ISS04} に対する比を調べる。

第 4.3 節では、ジャイロボーム (Gyro-reduced Bohm) モデルで規格化した周辺部の熱輸送係数 $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{GRB}}$ のベータ依存性を、 γ の異なる磁場配位で比較する。第 3 章で導入した χ^{ISS04} は、 $\gamma = 1.254$ 以外の f_{ren} が無いことと、第 3 章では磁気面のシフトという磁場配位の変化に対して g_{ren} を導入したが、 γ の変化に対しては γ 以外の効果も影響する可能性があるため、ここでは χ^{ISS04} ではなく χ^{GRB} を参照として用いる。

第 4.4 節では、抵抗性 g モード乱流輸送モデルによる輸送係数 χ_e^{GMT} を導入し、これによって χ^{eff} を規格化しそれぞれの磁場配位におけるベータ依存性を調べる。 χ^{eff} のモデルの構築法として、付録第 4.A 節に示すように、実験で得られた熱輸送係数 χ^{eff} を無次元パラメータで表し、実験的経験則を得る方法もあるが、 $\gamma = 1.254$ の $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{Bohm}}$ の ρ^* , β , ν_b^* 依存性を調べた結果、 ρ^* と β の間に相関がありこれらへの依存性を分離できなかった。そこでモデルとして χ_e^{GMT} を導入する。実験結果に χ_e^{GMT} と同様のパラメータ依存性がある場合、 $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{GMT}}$ のそれぞれのパラメータ依存性が一定に近くなることから、この依存性を調べる。第 4.5 節は議論とまとめである。

4.2 高ベータ領域におけるエネルギー閉じ込めの磁場配位依存性

ここでまず、 γ (A_p) の異なる磁場配位における巨視的閉じ込め特性を比較する。図 4.3 (a) ~ (d) は、異なる γ の磁場配位における、実験結果の閉じ込め時間の ISS04 スケーリングに対する比 $\tau_E^{\text{exp}}/\tau_E^{\text{ISS04}}$ のベータ依存性である。図 4.3 (a) の $\gamma = 1.25$ は標準の配位、(b) ~ (d) はそれぞれ、 $\gamma = 1.22, 1.20, 1.13$ であり、 γ が小さくなるに従って、アスペクト比 A_p は大きくなる。図 4.3 (a) ~ (d) はそれぞれ、 $A_p = 5.8, 6.3, 6.6, 8.2$ に対応する。

この図における各パラメータは、第 3.2.2 節と同様の真空における値を用いているため、ベータ上昇による磁場配位の変化の効果を分離せずにエネルギー閉じ込め特性を評価している。 τ_E^{ISS04} は、式 (1.10) で示される f_{ren} を含まない値である。これは、図 4.3 (a) に対

応する、 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$ $\gamma = 1.25$ の場合の低ベータ領域の $f_{\text{ren}} = 0.93$ は求められているが、それ以外の γ が異なる磁場配位で f_{ren} が求められていないためである。図 4.3 (a) は、第 3.2.2 節の図 3.4 に相当する図である。図 4.3 (b) では $\langle\beta\rangle \simeq 4\%$ 、図 4.3 (c) では $\langle\beta\rangle \simeq 5\%$ 付近までの高ベータ領域のデータが得られている。図 4.3 (c) の $1 < \langle\beta\rangle < 2.5\%$ 付近の範囲で $\tau_{\text{E}}^{\text{exp}}/\tau_{\text{E}}^{\text{ISS04}}$ は $\langle\beta\rangle$ の上昇に伴って減少するが、 $\langle\beta\rangle > 2.5\%$ ではあまり減少しない。図 4.3 (d) の $\gamma = 1.13 (A_{\text{p}} = 8.2)$ では、 $\tau_{\text{E}}^{\text{exp}}/\tau_{\text{E}}^{\text{ISS04}}$ が他の γ の磁場配位と比べて約 0.4 以下と格段に小さくなっている。

4.3 高ベータ領域における局所熱輸送の磁場配位依存性

図 4.4 の (a) ~ (d) に、それぞれ $A_{\text{p}} = 5.8, 6.3, 6.6, 8.2$ の磁場配位におけるジャイロボーム (GRB) モデルの熱輸送係数 χ^{GRB} で規格化した熱輸送係数のベータ依存性を示す。ジャイロボームモデルの熱輸送係数は、ボーム型の輸送係数 χ^{Bohm} に ρ^* の 1 乗をかけた依存性を持つもので、第 3 章の ”局所 ISS04 熱輸送” モデル χ^{ISS04} と比較して、 t を除き、近い無次元パラメータ依存性がある。実験結果はどのアスペクト比でも高ベータ領域で $\langle\beta\rangle$ の 1 乗程度の依存性がある。

図 4.4 において、実験結果のベータ依存性がモデルと同じ場合には $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{GRB}}$ のベータ依存性が一定となる。しかし、(a) ~ (d) のすべての場合で $\langle\beta\rangle > 1\%$ の高ベータ領域で $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{GRB}}$ はベータに対して一定の大きさからずれ、さらにアスペクト比が大きくなるほど、GRB モデルの絶対値からの逸脱が大きくなる。

4.4 抵抗性圧力勾配駆動乱流 (抵抗性 g-mode) の効果

図 4.1 及び図 4.4 で示したように、 χ^{GRB} で規格化した熱輸送係数は $\langle\beta\rangle$ に対して約 1 乗程度の依存性を持つ。ベータに対して 1 乗程度の依存性を持つ局所熱輸送の理論モデルの候補として、抵抗性 MHD モード起因のモデルがある。

Horton による文献 [56] の表 3 - 5 では、異常輸送の理論モデルの例がイオンモード ([56] の表 3)、電子モード ([56] の表 4)、抵抗性 MHD モード ([56] の表 5) に分類して挙げられている [56, 57]。これらのうちから、スラブ (slab) と新古典 (neoclassical) を除いたも

のを表 4.1 に取り上げ、イオンモードと電子モード及び g-mode について無次元パラメータ依存性を示した。イオンモードと電子モードの輸送係数は、ジャイロボーム型、またはジャイロボーム型に β や ν^* の負の依存性がかかったものである。このことから、抵抗性 MHD モードに起因した異常輸送が輸送モデルの有力な候補であると推定できる。

LHD の高ベータ放電で抵抗性交換型モードは常に不安定であり、高次の MHD モードが輸送特性を支配している可能性がある。そこで本節では、抵抗性 MHD モードのうちの抵抗性 g モード乱流輸送モデル (GMT) を取り上げて実験結果と比較する。このモードは、抵抗性圧力勾配駆動乱流 (resistive pressure-gradient-driven turbulence) とも呼ばれる。このモードによる熱輸送係数は、第 2.7 節の式 (2.40) のように表される。モデルの電子の熱輸送係数はイオンの熱輸送係数よりも大きく、これを χ_e^{GMT} として、この値で実験値を規格化し、磁場配位に対する依存性を調べる。

χ_e^{GMT} の物理パラメータへの依存性は以下ようになる。

$$\chi_{e\text{GMT}} \propto \left(\frac{q}{\hat{S}}\right)^{7/3} (\kappa_n R_0)^{4/3} a_{\text{eff}}^2 \left(\frac{\beta R_0}{L_p}\right)^{4/3} S^{-2/3} \frac{v_{Te}}{R_0} \quad (4.1)$$

ここで、 χ_e^{GMT} 及び磁気レイノルズ数 S の無次元パラメータへの依存性を調べる。

$$\left(\frac{q}{\hat{S}}\right)^{7/3} (\kappa_n R_0)^{4/3} a_{\text{eff}}^2$$

は、磁場構造に依存する部分である。

$$\left(\frac{\beta R_0}{L_p}\right)^{4/3} \propto \beta^{4/3}$$

まず、 S の無次元パラメータへの依存性は以下の通りとなる。磁場配位に依存する無次元パラメータとして ι, ϵ を除き、プラズマに依存する無次元パラメータとして ρ^*, β, ν_b^* への依存性により T, B, n を表すことにより求める。

$$S = \frac{r^2 \mu_0}{\eta} \cdot \frac{v_A}{R_0} \propto T^{3/2} B / \sqrt{n}$$

$$v_{Te} \propto T^{-1/2}$$

$$T \propto \rho^{*-1} \beta^{1/2} \nu_b^{*-1/2}$$

$$B \propto \rho^{*-3/2} \beta^{1/4} \nu_b^{*-1/4}$$

$$n \propto \rho^{*-2} \beta$$

$$\begin{aligned}
S \propto T^{3/2} B n^{-1/2} &\propto (\rho^*{}^{-1} \beta^{1/2} \nu_b^*{}^{-1/2})^{3/2} (\rho^*{}^{-3/2} \beta^{1/4} \nu_b^*{}^{-1/4}) (\rho^*{}^{-2} \beta)^{-1/2} \\
&= \rho^*{}^{-2} \beta^{1/2} \nu_b^*{}^{-1}
\end{aligned} \tag{4.2}$$

次に、 χ_e^{GMT} の無次元パラメータへの依存性は、 χ^{Bohm} を用いて次のように表される。

$$\begin{aligned}
\chi^{\text{Bohm}} &\propto T/B \propto \rho^*{}^{1/2} \beta^{1/4} \nu_b^*{}^{-1/4} \\
S^{-3/2} v_{Te} / \chi^{\text{Bohm}} &\propto (\rho^*{}^{-2} \beta^{1/2} \nu_b^*{}^{-1})^{-2/3} (\rho^*{}^{-1/2} \beta^{1/4} \nu_b^*{}^{-1/4}) (\rho^*{}^{1/2} \beta^{1/4} \nu_b^*{}^{-1/4})^{-1} \\
&= \rho^*{}^{4/3-1/2-1/2} \beta^{-1/3+1/4-1/4} \nu_b^*{}^{2/3-1/4+1/4} \\
&= \rho^*{}^{1/3} \beta^{-1/3} \nu_b^*{}^{2/3} \\
\chi_{e\text{GMT}} &\propto \chi^{\text{Bohm}} \cdot \rho^*{}^{1/3} \beta^{1/4} \nu_b^*{}^{2/3}
\end{aligned} \tag{4.3}$$

このように、 χ_e^{GMT} を、磁場配位に依存するパラメータとプラズマ特性に依存するパラメータに分けると、磁場曲率 κ_n が大きく、磁気シアが小さいと、 χ_e^{GMT} は大きくなるという依存性がある。また、ベータの1乗に比例し、磁気レイノルズ数 S が小さいと $-2/3$ 乗の依存性により大きくなる。 S は、抵抗性表皮時間とポロイダルアルフヴェン時間の比で、プラズマの抵抗が大きいと小さくなる。

図 4.5 (a) ~ (c) は、 $\gamma = 1.25, 1.22, 1.20, 1.13$ の磁場配位における周辺領域 ($\rho = 0.9$) での (a) $\rho^* - \beta$, (b) $\nu_b^* - \beta$, (c) $S - \beta$ ダイアグラムにおける運転領域である。 ρ^* と $\langle \beta \rangle$ で見た運転領域は磁場配位により差は小さいが、 ν_b^* と $\langle \beta \rangle$ 及び S と $\langle \beta \rangle$ で見た運転領域は、幅広く分布しているといえる。特に、 $\gamma = 1.13$ の磁場配位における ν_b^* 及び S は、他の $\gamma = 1.25, 1.22, 1.20$ の磁場配位により幅広く広がっている。特に、同じ $\langle \beta \rangle$ に対する S は約 1 桁小さいことがわかる。

図 4.6 (a) ~ (d) は、 $\gamma (A_p)$ の異なる 4 つの磁場配位に対して、 $\rho = 0.9$ での χ^{eff} を抵抗性 g モード乱流モデルによる電子熱輸送係数 χ_e^{GMT} で規格化した図である。赤の破線は、 $\langle \beta \rangle \geq 1.0\%$ のデータ点の対数に対する 1 次の関数による近似である。(a) ~ (d) の各図で $\chi^{\text{eff}} / \chi^{\text{GMT}}$ のベータ依存性 (指数の絶対値) は、 $\gamma = 1.22$ の場合が最も大きく -0.36 乗の依存性が表れている。他の場合は 0.3 乗よりも小さく、ほぼ一定であることから、抵抗性

g-mode モデルは実験結果と同様のベータ依存性を示しているといえる。さらに、異なる γ の磁場配位で共通して χ^{eff} のベータ依存性を再現していることから、高ベータ領域の熱輸送特性を抵抗性 g-mode モデルが幅広い MHD 安定特性を持つ磁場配位で再現していることになる。

また、 $\chi^{\text{eff}}/\chi_e^{\text{GMT}}$ の ν_b^* 依存性と S 依存性をそれぞれ、図 4.7 及び図 4.8 に示す。これらの図から、 $\gamma = 1.13$ における $\chi^{\text{eff}}/\chi_e^{\text{GMT}}$ の S 依存性が 0.31 乗であるのを除いて、 ν_b^* 依存性及び S 依存性は 0.3 乗以下で小さいことがわかった。理論モデルが妥当な場合や他の影響が小さい場合には、そのモデルで規格化した熱輸送係数の各パラメータ依存性が一定となる。したがって、抵抗性 g-mode 乱流輸送モデルによって、LHD プラズマの高ベータ領域における周辺部の熱輸送を説明できるという可能性がある。

さらに実験的にも、 $\langle\beta\rangle > 1\%$ で FIR の揺動が急激に増加することが観測されている [58, 55]。FIR では波数 $k < 1\text{ cm}^{-1}$ の揺動が観測される。一方、 $k > 1\text{ cm}^{-1}$ の短波長の揺動を観測する 2 次元レーザー位相差イメージング (2D PCI) 計測では、揺動レベルは $\langle\beta\rangle$ の上昇に伴い徐々に増加する。図 4.9 は、 $\gamma = 1.22$ の磁場配位において、FIR により計測された比較的長波長の $\lambda > 30\text{ mm}$ (ポロイダルモード数 $m \sim$ 数 10) の線密度揺動のベータ依存性である。線平均密度揺動が急激に大きくなる $\langle\beta\rangle = 1\%$ 付近は、図 4.4 (b) において $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{GRB}}$ が大きくなる $\langle\beta\rangle$ 値とほぼ一致している。このことは、抵抗性 g-mode 乱流のうち、主に輸送に寄与すると考えられる m の値が 10 付近であることと矛盾しない。

4.5 まとめ

高ベータプラズマにおける周辺部の熱輸送の解明のため、周辺の MHD 特性の異なる磁場配位における熱輸送特性を調べた結果、アスペクト比が大きくなるほど、高ベータ領域でのジャイロボーム型モデルからの逸脱が大きくなった。

高ベータ放電の輸送モデルとして、抵抗性 g モード乱流輸送モデルを基準として、周辺部での熱輸送係数を評価した。その結果、異なる MHD 安定特性を持つ磁場配位において、高ベータ領域の周辺部の熱輸送係数は、抵抗性 g-mode による熱輸送係数によって再現され、同様のベータ依存性を示していることがわかった。

抵抗性 g モード乱流輸送モデルにより規格化した周辺部の熱輸送係数の $\langle\beta\rangle > 1.5\%$ における ν_b^* 依存性、 S 依存性は、 $\gamma = 1.13$ の S 依存性を除いて幅広い ν_b^* , S の領域で、指数の絶対値が 0.3 乗以下と小さいことがわかった。これらのことから、したがって、抵抗性

g-mode 乱流輸送モデルによって、LHD プラズマの高ベータ領域における周辺部の熱輸送を説明できるという可能性がある。

4.A 無次元スケーリング則

無次元パラメータを用いた無次元輸送解析が行われている [59]。この付録節では、高 β プラズマを含むデータに対して、規格化ラーマー半径 ρ^* 、ベータ値 β 、規格化衝突周波数 ν_b^* によるスケーリング解析を行い、それらの無次元パラメータへの依存性を求めることを試みる。これにより、低ベータ領域と高ベータ領域での依存性の違いを明らかにすることができれば、高ベータにおける輸送の解明のため役立つことになる。

ここでは、次の式により無次元パラメータへの依存性を調べる。

$$\chi^{\text{eff}} / \chi^{\text{Bohm}} \propto \rho^{*\alpha_\rho} \beta^{\alpha_\beta} \nu_b^{*\alpha_\nu}$$

χ^{Bohm} はボーム型の拡散係数であり、無次元パラメータ依存性は上の式の指数、 $\alpha_\rho, \alpha_\beta, \alpha_\nu$ によって表される。

図 4.A.1 及び図 4.A.2 は、 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.60 \text{ m}$, $\gamma = 1.254$ の磁場配位における、 $\rho = 0.9$ での $\chi^{\text{eff}} / \chi^{\text{Bohm}}$ に関して、 ρ^*, β, ν_b^* によるフィッティングを行ったものである。図 4.A.1, は $\langle \beta \rangle \leq 1\%$ の領域でフィッティングを行った結果である。ここでは、 $\alpha_\rho = -0.12, \alpha_\beta = 0.32, \alpha_\nu = 0.20$ となったが、下の 3 つ並んだ図の中央のものが ρ^* と β の関係を示しており、この間には強い相関があるために、 ρ^* と β への依存性を分けることができない。

一方、 $\langle \beta \rangle \geq 1.2\%$ の領域においてフィッティングを行った結果を、図 4.A.2 に示す。 $\alpha_\rho = 0.55, \alpha_\beta = 1.20, \alpha_\nu = 0.34$ であるが、やはり ρ^* と β には相関がある。 $\langle \beta \rangle \leq 1\%$ の領域と比べて $\beta \geq 1.2\%$ の領域では、 β に対して強い依存性があるように見える。しかし、各パラメータに対する依存性を決定することはできない。

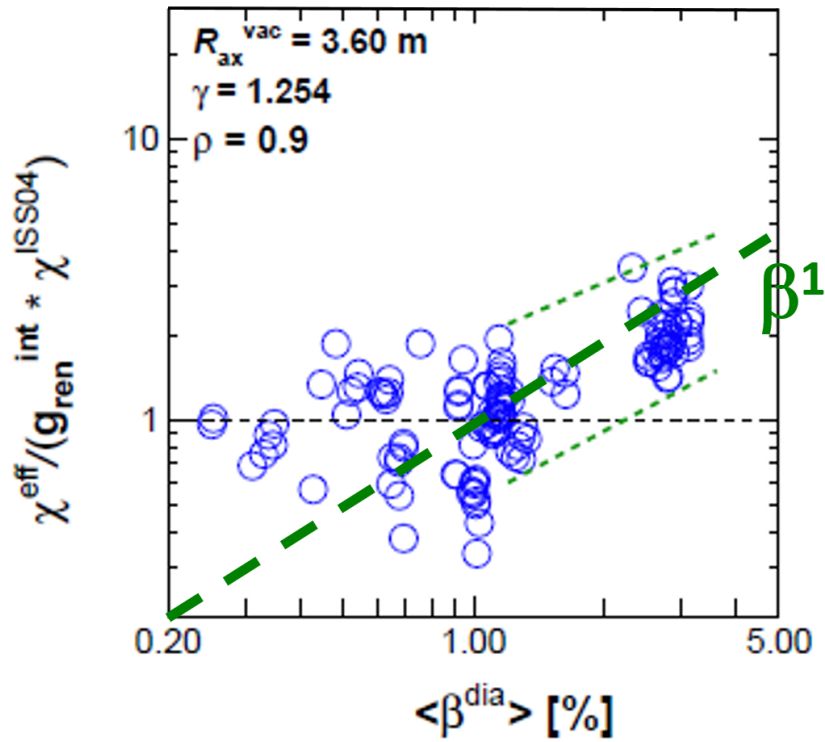


図 4.1 : $\rho = 0.9$ における規格化した熱輸送係数 $\chi^{\text{eff}} / (g_{\text{ren}}^{\text{int}} \chi^{\text{ISS04}})$ のベータ依存性。

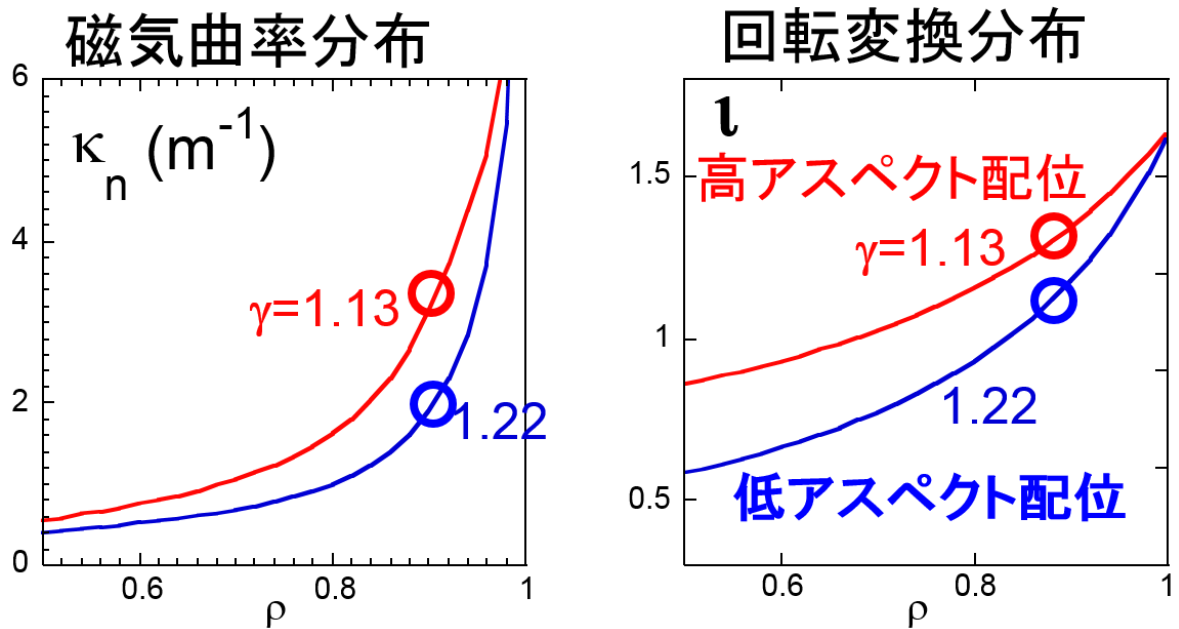


図 4.2 : 磁気曲率 κ_n , 磁気シアの磁場配位依存性 [55]。

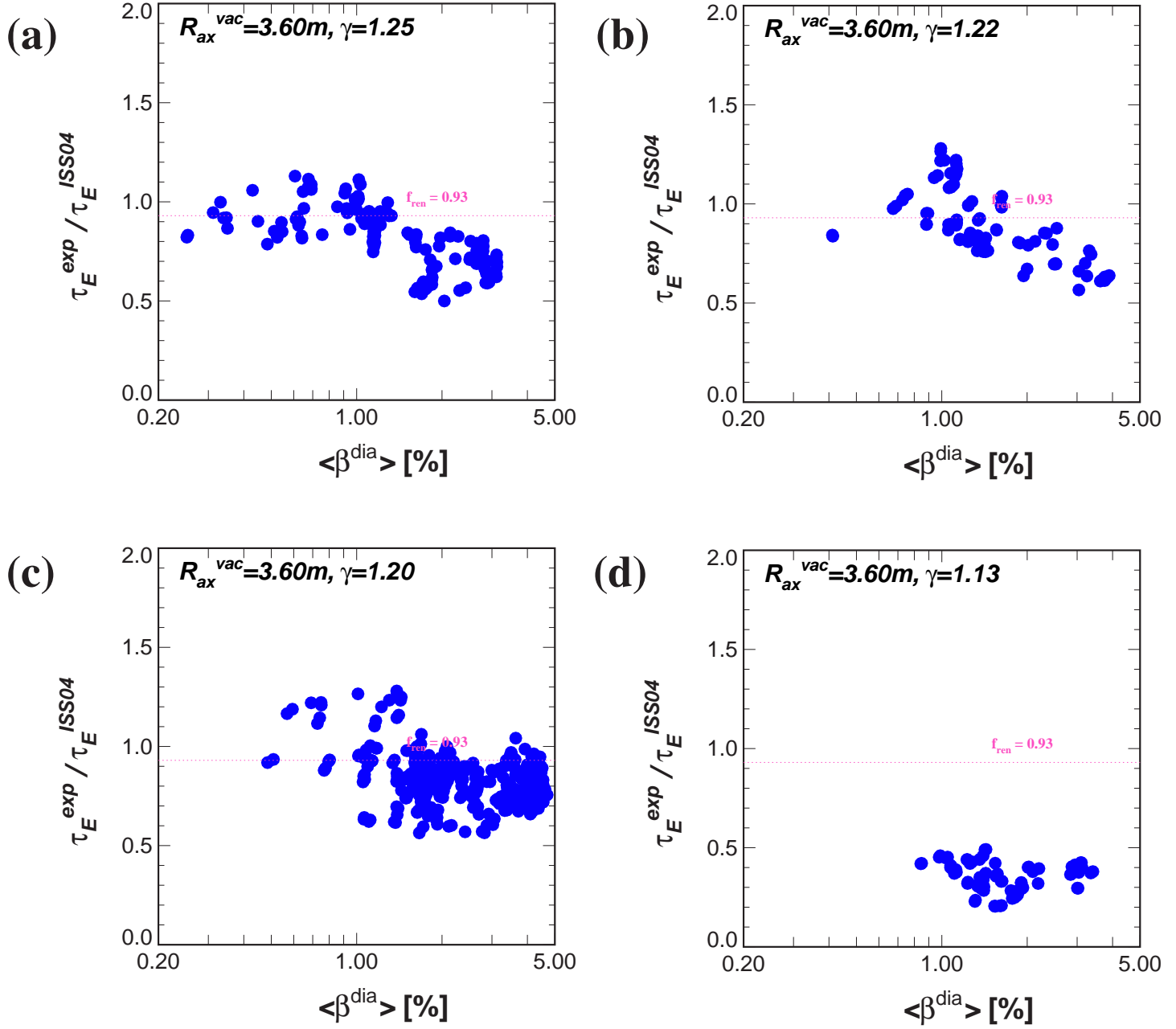


図 4.3：実験結果の閉じ込め時間の ISS04 スケーリング則に対する比 $\tau_E^{exp} / \tau_E^{ISS04}$ のベータ依存性。(a) $A_p = 5.8$, (b) $A_p = 6.3$, (c) $A_p = 6.6$, (d) $A_p = 8.2$.

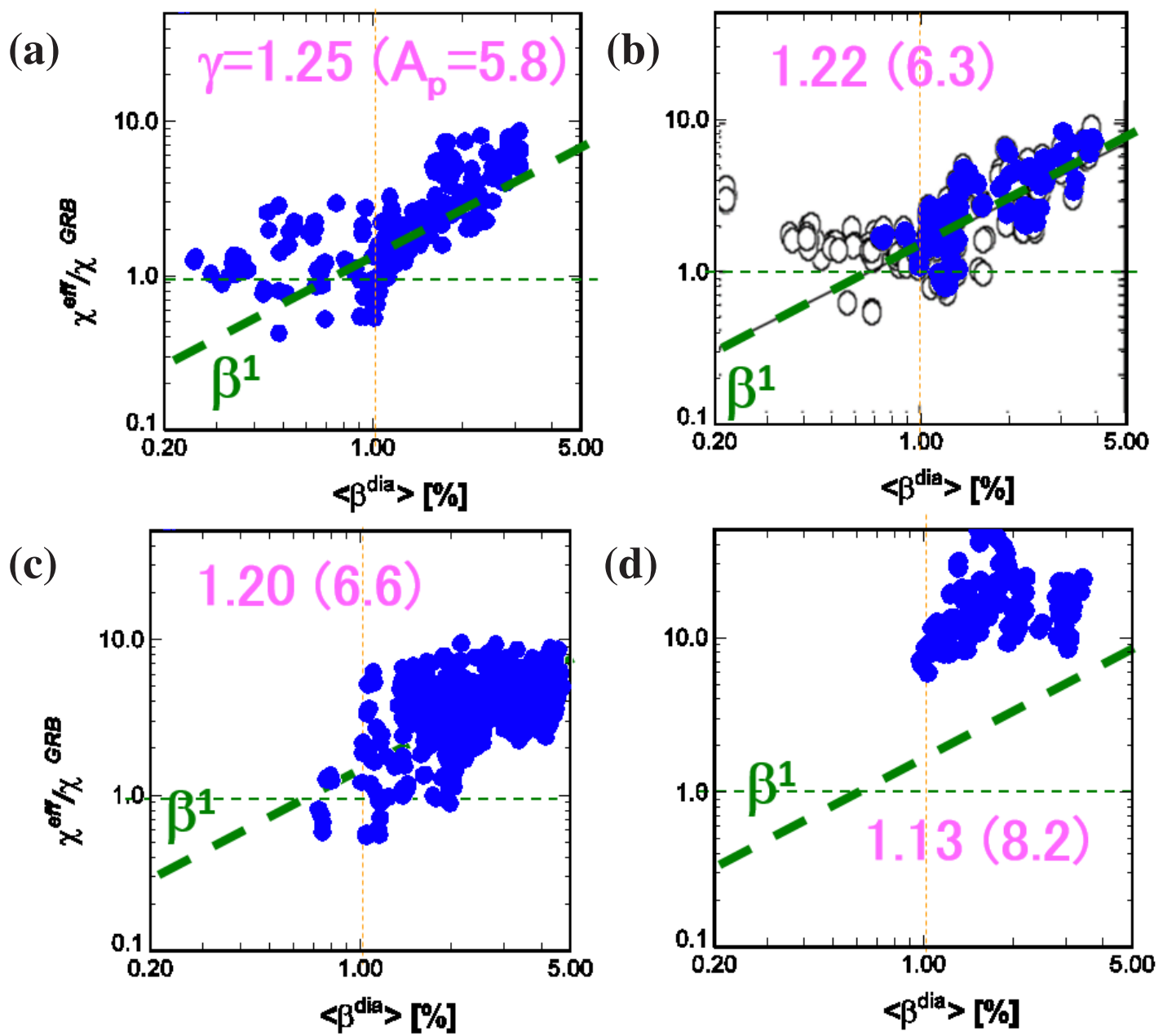


図 4.4：規格化した熱輸送係数 $\chi^{\text{eff}}/\chi^{\text{GRB}}$ のベータ依存性。
 (a) $A_p = 5.8$, (b) $A_p = 6.3$, (c) $A_p = 6.6$, (d) $A_p = 8.2$.

モード	輸送係数	無次元パラメータ 依存性	備考
イオンモード			
トロイダル η_i	$\chi_i^{\text{HCT}} = \frac{q\rho_i}{sL_n} \frac{cT_i}{eB} (\eta_i - \eta_e)$	$\propto \chi^{\text{Bohm}} \cdot \rho^*$	ジャイロボーム
電子モード			
トロイダル η_e	$\chi_{e,\text{ES}}^{\text{HHT}} = \frac{2q\rho_e \eta_e^{1/2}}{sr_n} \frac{cT_e}{eB}$	$\propto \chi^{\text{Bohm}} \cdot \rho^*$	ジャイロボーム
EM 乱流 η_e	$\chi_e^{\text{Z-M}} = \frac{c}{\omega_{pe} r_{Te}} \frac{cT_e}{eB}$	$\propto \chi^{\text{Bohm}} \cdot \rho^* \beta^{-1/2}$	
散逸性補足電子 (DTE)	$\chi_e = \left(\frac{r}{R}\right)^{3/2} \frac{\eta_e v_{de}^2}{\nu_e}$	$\propto \chi^{\text{Bohm}} \cdot \rho^* \nu^{*-1}$	
衝突性補足電子 (CTE)	$\chi_e = \left(\frac{r}{R}\right)^{1/2} \frac{\rho_s}{r_n} \frac{cT_e}{eB}$	$\propto \chi^{\text{Bohm}} \cdot \rho^*$	ジャイロボーム
抵抗性 MHD モード			
g-mode	$\chi_e^{\text{GMT}} \propto \frac{V_T}{R_0} S^{-2/3} \left(\frac{\beta R_0^2 \kappa_n}{2 L_p}\right)^{4/3}$	$\propto \chi^{\text{Bohm}} \cdot \rho^{*1/3} \beta \nu^{*2/3}$	式 (4.1) から
electromagnetic collisionless	$\chi_e = \chi_{ps} \frac{v_{Te}}{v_A} \beta_p^{1/2} \left(\frac{r^2}{s^2 L_p R_c}\right)^{3/2}$		β_p 依存性
electromagnetic collisional	$\chi_e = \chi_{ps} \frac{v_{Te}^2}{\nu_e q R v_A} \beta_p^{3/2} \left(\frac{r^2}{s^2 L_p R_c}\right)^{5/2}$		β_p 依存性
rippling mode	$\chi_e = \left(\frac{L_{sc} E_0}{L_{Te}}\right)^{4/3} \left(\frac{L_s}{\bar{k}_y^2 \chi_{ e}}\right)^{1/3}$		$E_0 = \eta_{ } j_{ }$ 依存性

表 4.1: 異常輸送モードの無次元パラメータ依存性一覧。異常輸送モードは、文献 [56] の表に挙げられた異常輸送モード一覧から、slab 及び neoclassical を除いて抜粋したものである。ここで、

$$\begin{aligned}
\eta_{j=i,e} &= \frac{d \ln T_{j=i,e}}{d \ln n_e}, & \frac{1}{r_n} &= \frac{1}{n} \frac{dn}{dr}, & \frac{1}{r_T} &= \frac{1}{T} \frac{dT}{dr}, & \omega_{pe} &= \left(\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}\right)^{1/2}, \\
v_{de} &= -\frac{T_e}{eB} \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr} = \frac{T_e}{eB} \frac{1}{L_n}, \\
\rho_s &= c_s / \Omega_i, & c_s &= (T_e / m_i)^{1/2}, & \Omega_i &= \frac{eB}{m_i}, \\
\chi_{ps} &= \nu_{ei} \rho_{e\theta}^2 & \rho_{e\theta} &= (m_e T_e)^{1/2} / eB_p(a).
\end{aligned}$$

s は磁気シアー、 B_p はポロイダル磁場である。

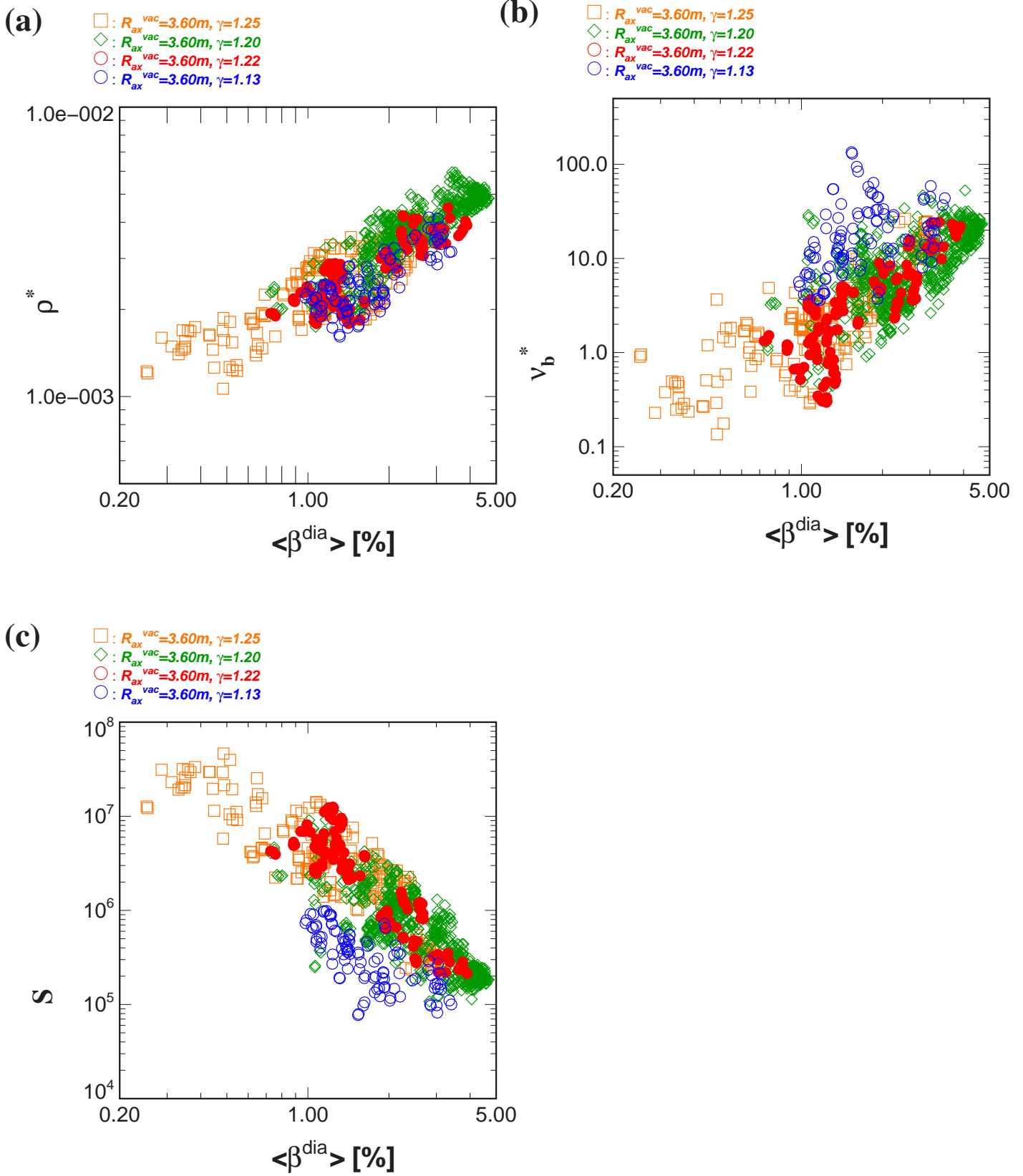
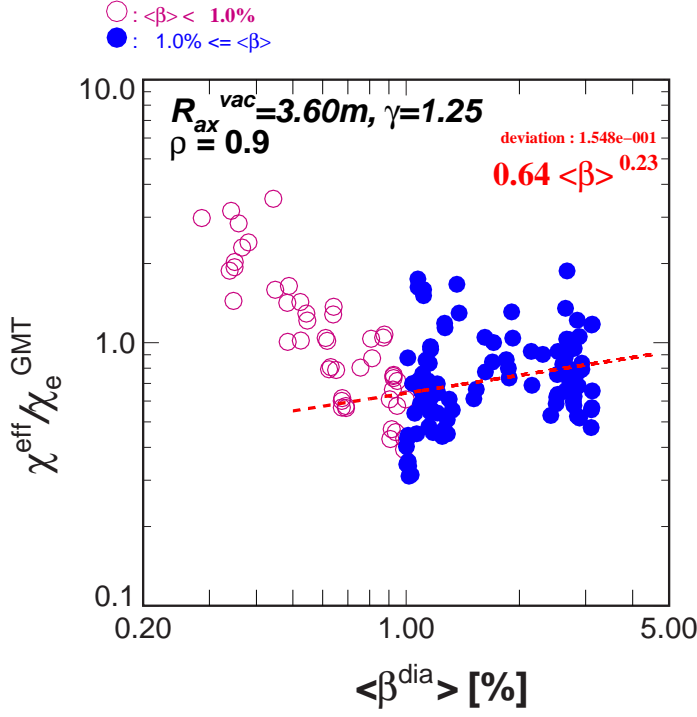
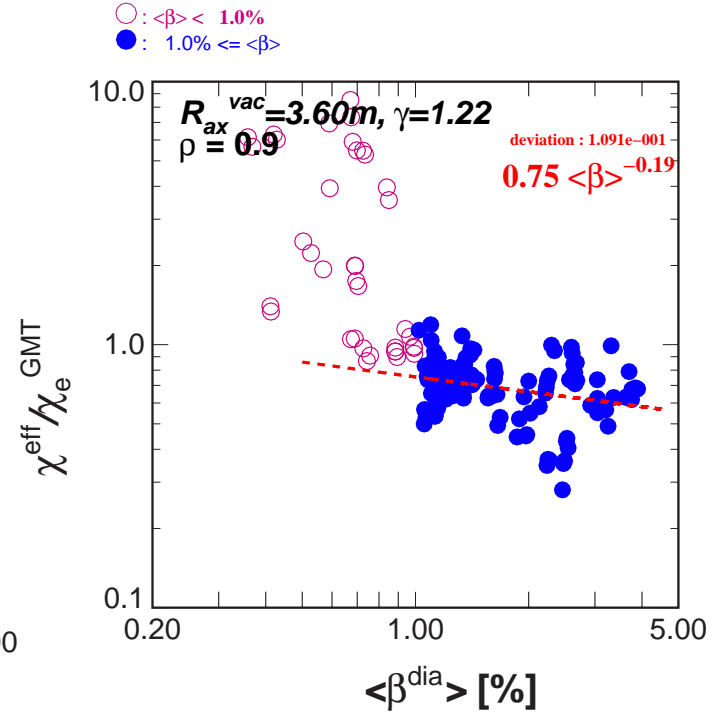


図 4.5: $\gamma = 1.25, 1.22, 1.20, 1.13$ における (a) ρ^* , (b) ν_b^* , (c) S のベータ依存性。

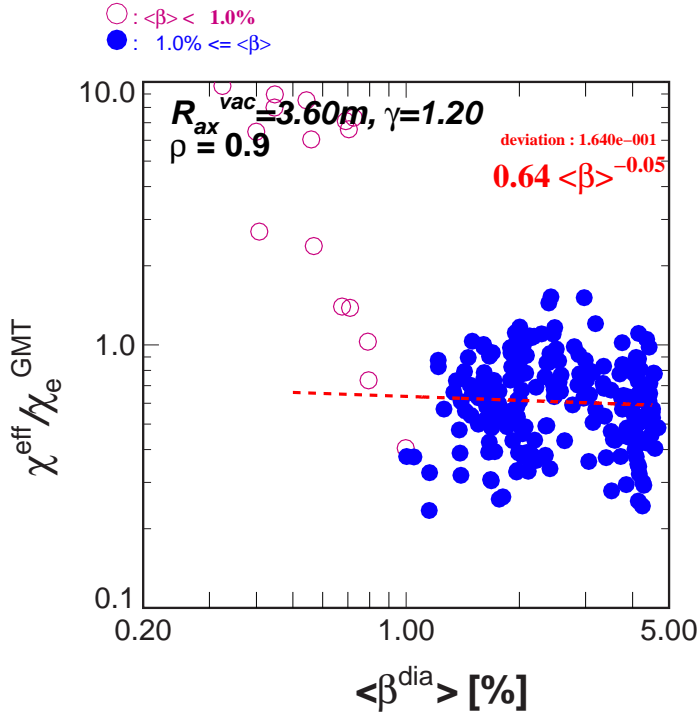
(a)



(b)



(c)



(d)

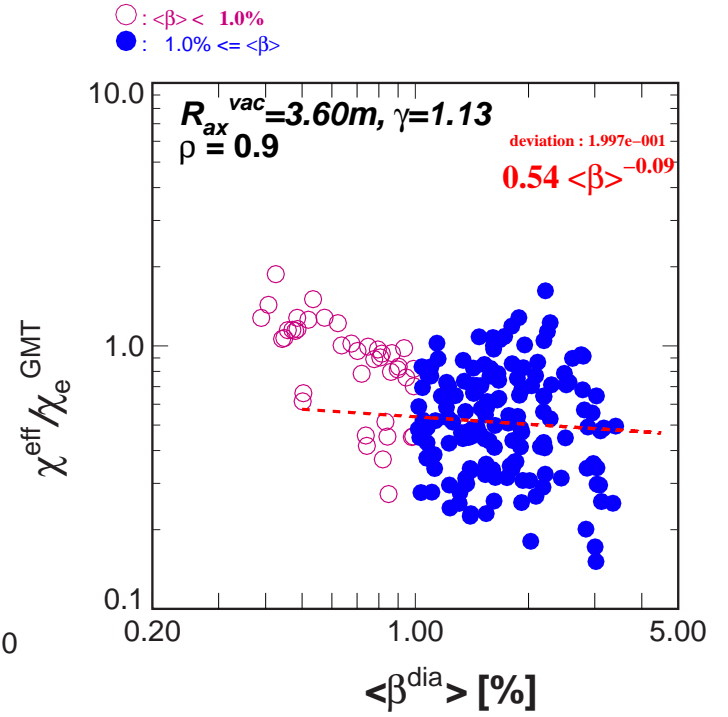


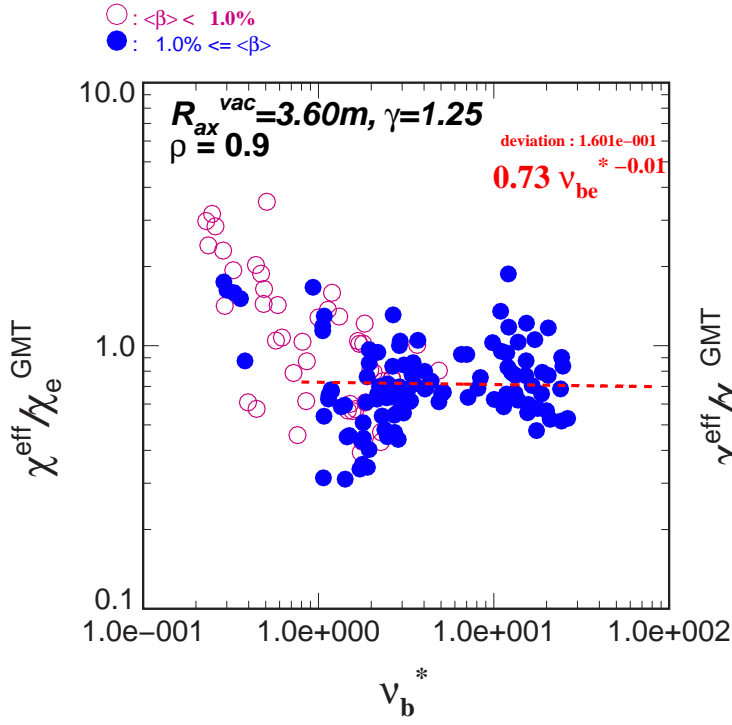
図 4.6: $\gamma = 1.25$ における $\chi^{\text{eff}}/\chi_e^{\text{GMT}}$ の規格化した熱輸送係数 $\chi^{\text{eff}}/\chi_e^{\text{GMT}}$ のベータ依存性。

(a) $\gamma = 1.25, A_p = 5.8$, (b) $\gamma = 1.22, A_p = 6.3$,

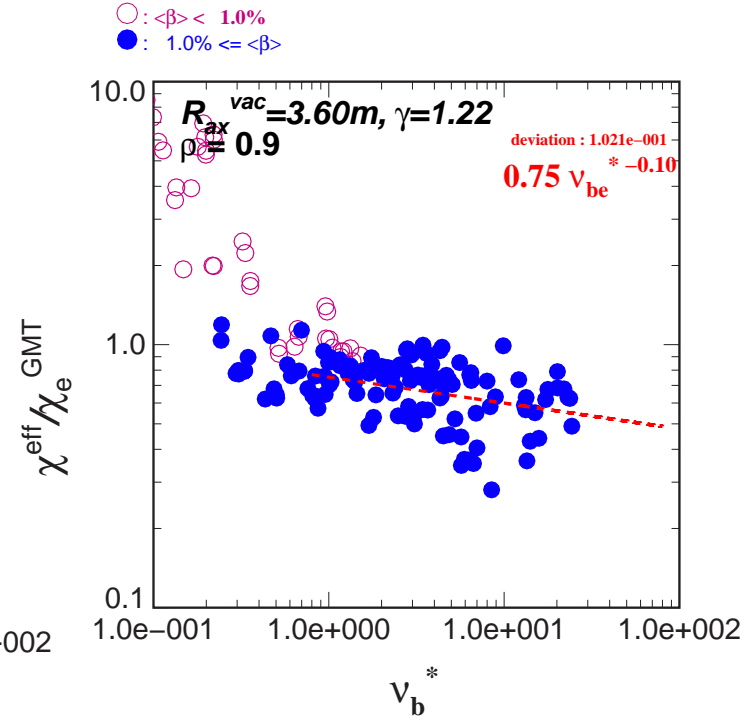
(c) $\gamma = 1.20, A_p = 6.6$, (d) $\gamma = 1.13, A_p = 8.2$.

赤の破線は、 $\langle\beta\rangle \geq 1.0\%$ のデータ点の対数に対する 1 次の関数による近似である。

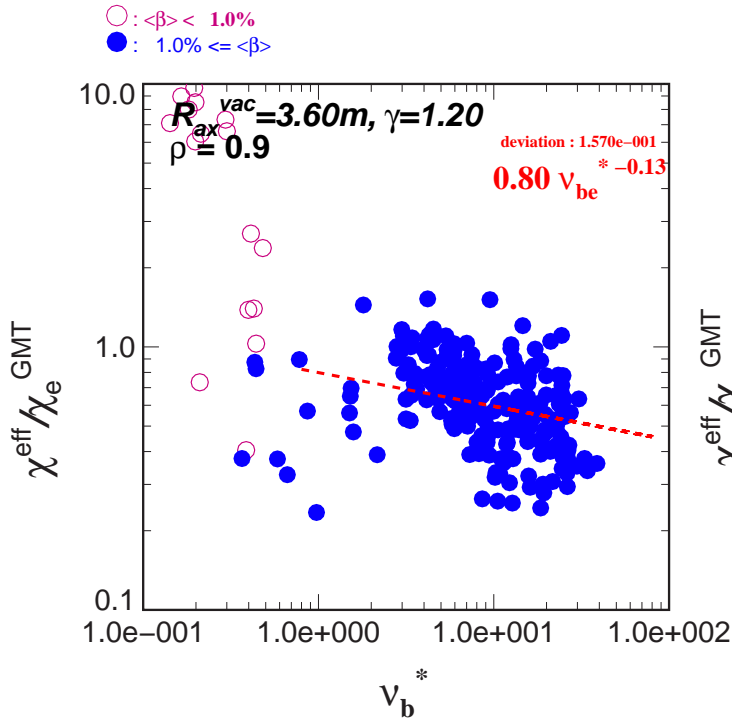
(a)



(b)



(c)



(d)

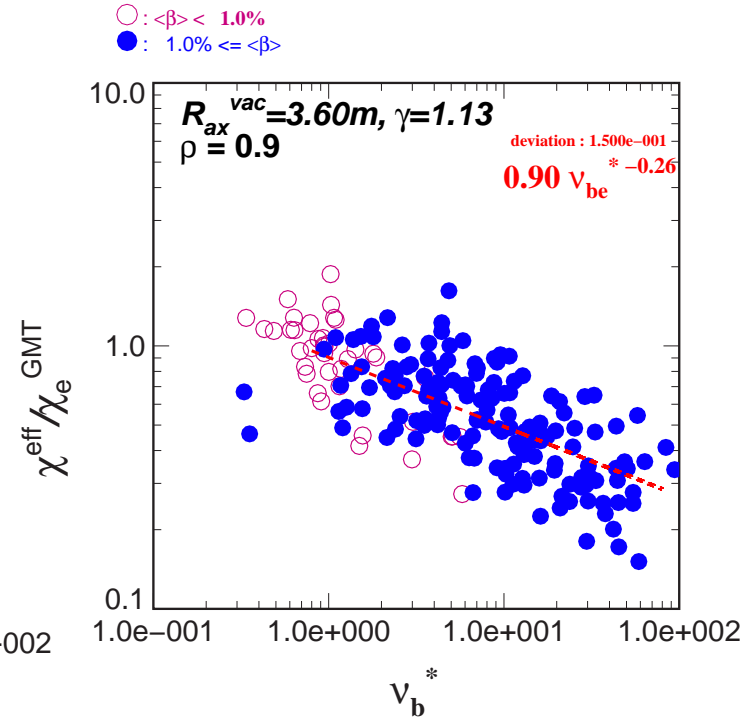


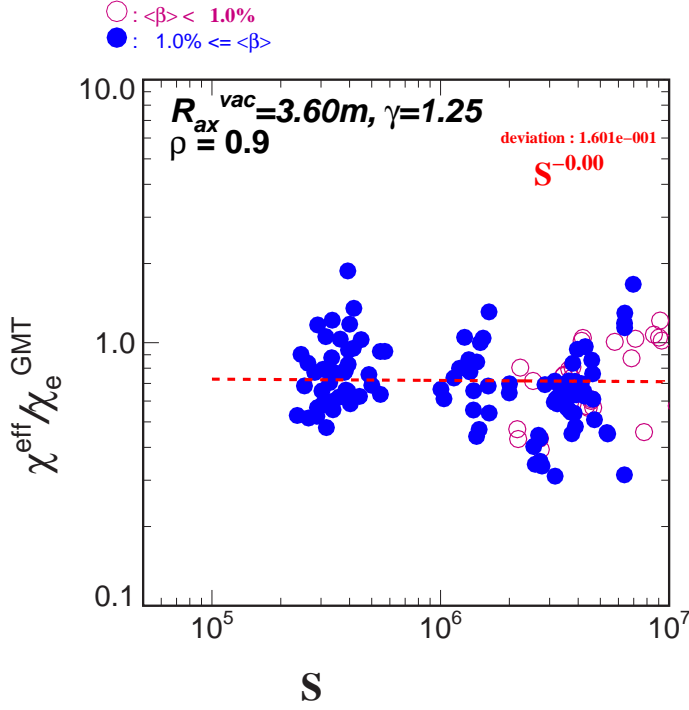
図 4.7: $\gamma = 1.25$ における $\chi^{\text{eff}}/\chi_e^{\text{GMT}}$ の規格化した熱輸送係数 $\chi^{\text{eff}}/\chi_e^{\text{GMT}}$ の ν_b^* 依存性。

(a) $\gamma = 1.25$, $A_p = 5.8$, (b) $\gamma = 1.22$, $A_p = 6.3$,

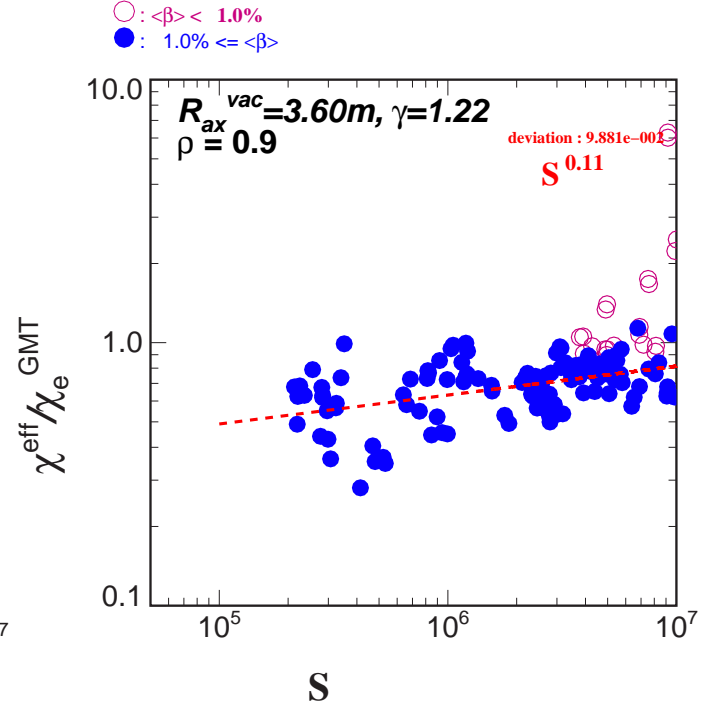
(c) $\gamma = 1.20$, $A_p = 6.6$, (d) $\gamma = 1.13$, $A_p = 8.2$.

赤の破線は、 $\langle\beta\rangle \geq 1.0\%$ のデータ点の対数に対する 1 次の関数による近似である。

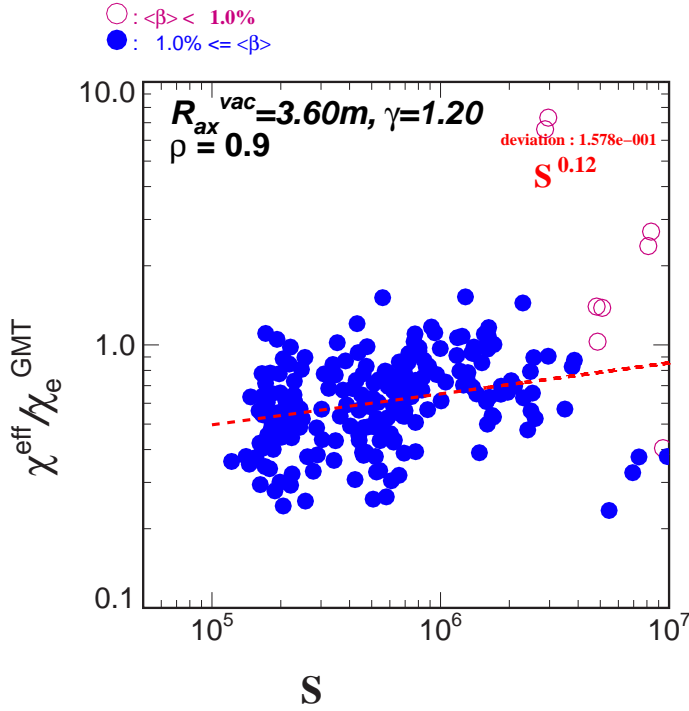
(a)



(b)



(c)



(d)

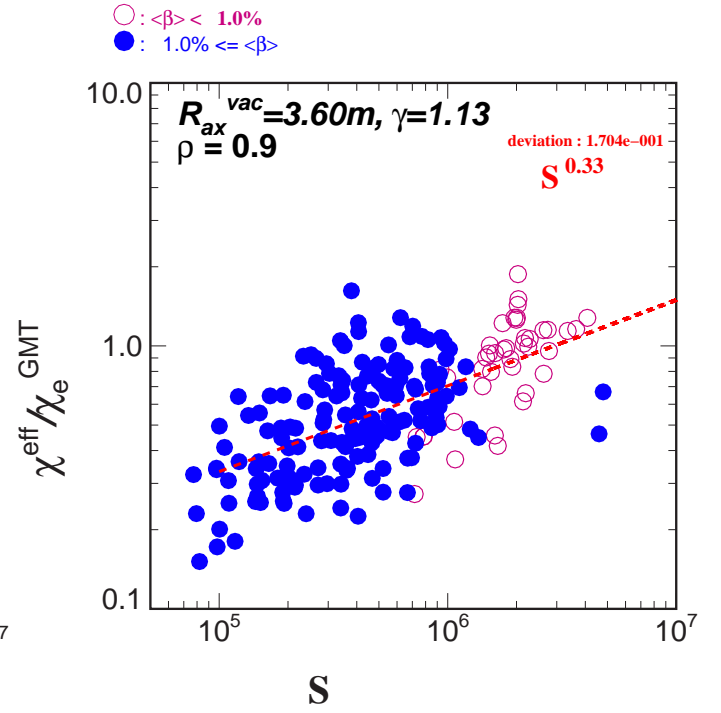


図 4.8: $\gamma = 1.25$ における $\chi^{\text{eff}}/\chi_e^{\text{GMT}}$ の規格化した熱輸送係数 $\chi^{\text{eff}}/\chi_e^{\text{GMT}}$ の S 依存性。

(a) $\gamma = 1.25, A_p = 5.8$, (b) $\gamma = 1.22, A_p = 6.3$,

(c) $\gamma = 1.20, A_p = 6.6$, (d) $\gamma = 1.13, A_p = 8.2$.

赤の破線は、 $\langle\beta\rangle \geq 1.0\%$ のデータ点の対数に対する 1 次の関数による近似である。

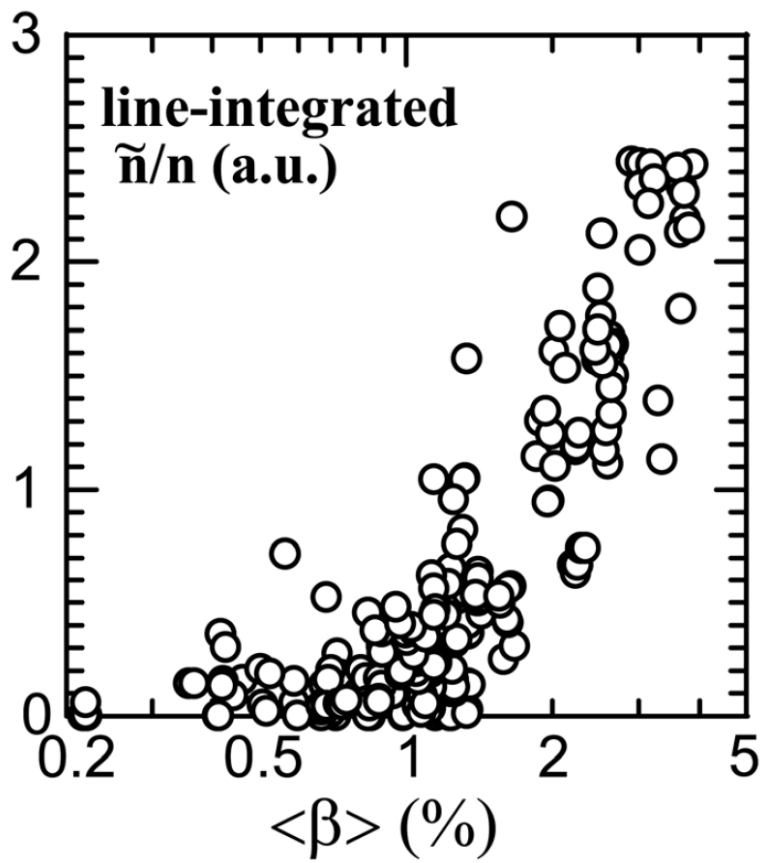


図 4.9 : FIR により計測された比較的長波長の線平均密度揺動のベータ依存性 [55]。

Reproduced from [K.Y. Watanabe, S. Masamune, Y. Takemura, H. Funaba *et al.*, Phys. Plasmas **18** (2011) 056119.], with the permission of AIP Publishing.

$x_{\beta} = 3.218580e-001$ $x_{\rho} = -1.221427e-001$
 $x_{\nu_b} = 2.013768e-001$ $c_{scale} = 5.627119e-003$

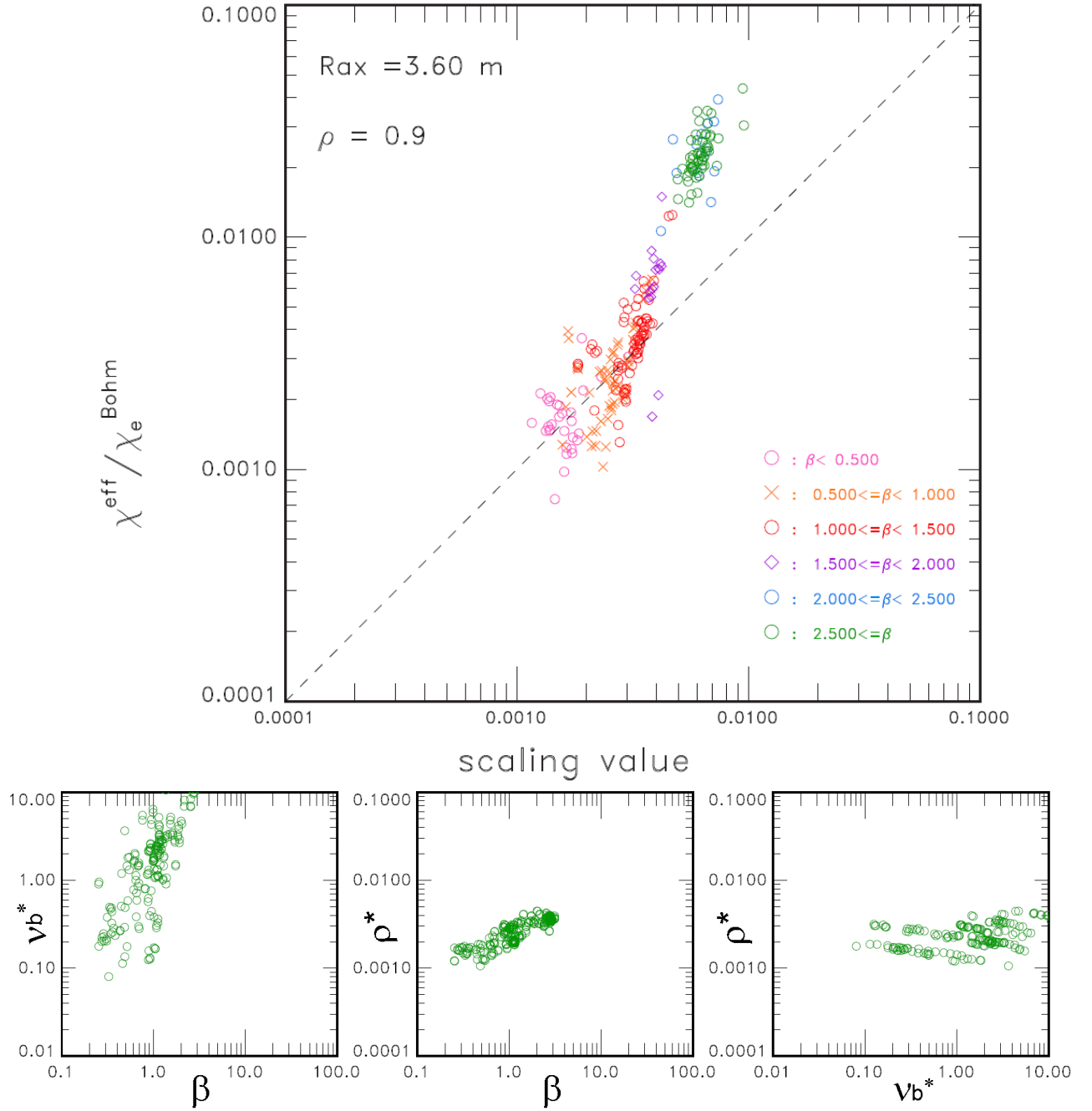


図 4.A.1: $R_{ax} = 3.60 \text{ m}$, $\langle \beta \rangle \leq 1.0 \%$ における、 $\rho = 0.9$ での χ_{eff}/χ_{Bohm} の ρ^* , β , ν_b^* によるフィッティング。

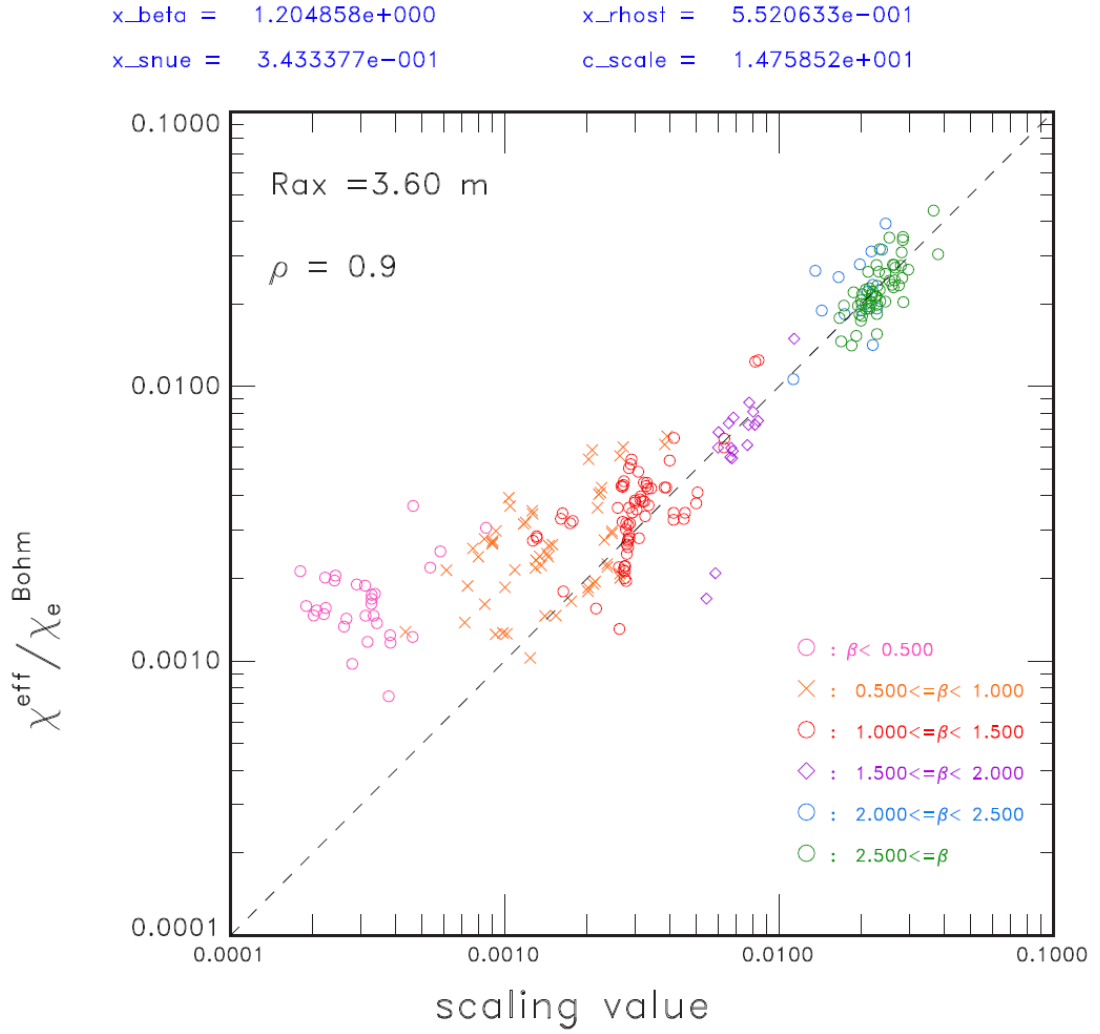


図 4.A.2 : $R_{ax} = 3.60 \text{ m}$, $\langle \beta \rangle \geq 1.2\%$ における、 $\rho = 0.9$ での χ_{eff} / χ_{Bohm} の ρ^* , β , ν_b^* によるフィッティング。

5 内部拡散障壁 (IDB) のある高密度プラズマにおける電子の熱輸送特性

5.1 はじめに

LHD における高中心ベータプラズマの生成は、「磁気軸トーラス内寄せ配位」と「磁気軸トーラス外寄せ配位」の 2 つの方法により行われている。図 5.1 は、磁気軸位置の大半径と中心ベータ値の関係を示しており、高中心ベータプラズマ生成のためのこれらの 2 つのルートを表している。“Standard Scenario”と記されているのが「磁気軸トーラス内寄せ配位」であり、“Peaked-p Scenario”と記されているのが「磁気軸トーラス外寄せ配位」のルートである。

「磁気軸トーラス内寄せ配位」は、第 3 章及び第 4 章において解析した核融合炉心に匹敵するような高ベータプラズマを生成する方法であり、中性粒子ビーム入射による高いプラズマ加熱特性を利用している。5 % 以上の体積平均ベータ値が得られた高アスペクト比配位は、MHD 安定特性は不利になるが、シャフラノフシフトが小さくなり NBI 加熱効率が下がらないために、高ベータ値の達成が可能であった。

もう 1 つの方法である「磁気軸トーラス外寄せ配位」は、排気による周辺部の中性粒子密度の減少と、高速で入射されるペレットを複数個連続に供給することにより高密度 (中心電子密度が最大 $5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 以上) で高中心ベータ値を達成したものである。このような

プラズマは、コア領域に急峻な密度勾配を持ち、内部拡散障壁 (IDB) プラズマと呼ばれている [60, 61]。

図 5.2 に、そのような IDB プラズマの一例を示す。図 5.2 (a) は、トムソン散乱により計測された電子温度、(b) はトムソン散乱による電子密度分布に対して密度の値をミリ波による線平均電子密度の計測値で較正したものである。これらのプラズマは、複数の水素ペレット入射と、周辺部での排気により生成される。ペレット入射の間隔は、30 ~ 50ms 程度である。図 5.2 (b) では、プラズマ中心部での電子密度が約 $5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ となり、 $\rho = 0.4 \sim 0.5$ 付近に大きな電子密度勾配が観測される。一方、ペレット入射直後での電子温度分布は図 5.2 (a) のように $\rho = 0.7$ より内側で平坦となり勾配はほぼ 0 に近い。ペレット入射後の電子密度の減少は、まず周辺部で起こり、 $\rho = 0.5$ 付近の急な密度勾配が残るため IDB は保持されている。その後、中心部の密度も減少を始める。一方、電子温度は上昇し、この途中でプラズマ蓄積エネルギーが最大となり、高い中心ベータ値が得られる。

また、この IDB プラズマ生成を行った際には、到達できる最大の電子密度や、内部拡散障壁の形成の有無が、磁気軸のトーラス大半径方向の位置に大きく依存する、という結果が得られている (図 5.3) [62,63]。真空での磁気軸位置 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.85 \text{ m}$ では、IDB の有る、中心電子密度 $n_e(0) \sim 8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ となるプラズマが生成できるのに対し、 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.65 \text{ m}$ では、IDB の無い、 $n_e(0) < 4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ のプラズマであった (図 5.4)。

本章では、このような高密度プラズマの電子の熱特性を調べる。磁場配位 (磁気軸位置) の違いによる IDB 形成及び到達できる最大密度に違いがある原因の解明を目的として、ペレット入射時の電子温度とペレット入射による密度の増分、及びペレット入射間の電子温度の増分と加熱入力分布との関係に着目した解析を行った。

これは、IDB プラズマでは内向きの粒子束はみられないため、IDB 形成にはペレットが磁気軸近傍で溶発する必要があるが、ペレットの溶発モデルによると、溶発は電子温度への依存性が大きいとされているためである。ペレット 1 個あたりの水素原子数は、約 10^{21} 個である。水素ペレットの溶発は、主に電子温度に依存し、ある一定の電子温度以下では溶発がほとんど無くプラズマを通り抜けると考えられる。その電子温度の閾値以上であるが低電子温度の場合、ペレットはプラズマを通り抜けるが、一部はプラズマ中で溶発する。電子温度分布が平坦である場合、溶発がペレット入射軸上の一次元上で起きるのに対し、電子密度の上昇は、プラズマ中心付近の体積が小さいために、中心部で大きくなる。

第 5.2 節では、プラズマ中心領域におけるペレット入射直前の電子温度と電子数の増分の関係の磁場配位による違いを調べる。さらに、磁場配位による NBI 加熱分布の違いを示し、プラズマ中心領域への加熱パワー入力と、高密度におけるペレット入射間の中心領

域の蓄積エネルギーの増分との関係を示す。第 5.3 節はこの章のまとめである。

5.2 プラズマ中心領域の熱輸送特性解析

この節では、プラズマ中心領域におけるペレット入射直前の電子温度と電子数の増分の関係、及び加熱パワー入力と蓄積エネルギーの増加の関係について調べる。

図 5.5 は、 $R_{ax}^{vac} = 3.65, 3.75, 3.85$ m の磁場配位におけるペレット入射直前の電子温度 ($\rho < 0.4$ における平均) と電子数の増加分の関係を示している。電子数の増加分は、ペレット入射直前のタイミングとその約 33ms 後の電子密度分布の差より評価している。これにより、ペレット入射により磁気軸付近で密度を増加させるには、ペレット入射直前の中心付近の電子温度が約 380eV 以上必要であることがわかる。

次に、磁場配位による NBI 加熱入力の差を比較し、さらに、プラズマ中心領域への加熱パワー入力と、高密度におけるペレット入射間の中心領域の蓄積エネルギーの増分との関係を調べる。図 5.6 は、 $R_{ax}^{vac} = 3.65, 3.75, 3.85$ m の異なる磁場配位におけるそれぞれ中心領域 $\rho < 0.4$ における平均電子温度、電子密度、及びこの領域への NBI 加熱入力パワーの時間変化を示している。図の上部の実線は、それぞれ対応する色のペレット入射のタイミングを表す。最後のペレット入射のタイミングを $t = 0$ としている。図 5.7 は、NBI 加熱パワーの空間分布である。左列の (a)~(d) は、 $R_{ax}^{vac} = 3.65$ m、右列の (f)~(h) は、 $R_{ax}^{vac} = 3.85$ m である。図 5.6 の $t = 0$ に対して、 $R_{ax}^{vac} = 3.65$ m では (a) $t = -0.234$ s、(b) $t = -0.134$ s、(c) $t = -0.034$ s、(d) $t = 0.066$ s、 $R_{ax}^{vac} = -2.800$ m、では (e) $t = -0.234$ s、(f) $t = -0.180$ s、(g) $t = -0.080$ s、(h) $t = 0.020$ s のタイミングのものである。磁場配位により NBI 加熱分布に違いがあり、 $R_{ax}^{vac} = 3.65$ m では、中心密度がほとんど上昇しないペレット入射時後半で、加熱分布が中心部では小さく、周辺部で大きい。一方、 $R_{ax}^{vac} = 3.85$ m では、ペレット入射時後半で、加熱分布が中心部 ($\rho < 0.4$) でピークを持つ。

図 5.8 は、加熱パワー入力 ($\rho < 0.4$) と、高密度におけるペレット入射間の中心領域の蓄積エネルギー ($3n_e T_e$) の増分の関係であり、中心領域の蓄積エネルギーの増分は $\rho < 0.4$ における $\Delta t = 100$ ms の蓄積エネルギーの増分で評価した。ここで、ペレット入射中による n_e, T_e の変化は断熱的で、入射前後において $n_e \cdot T_e = (\text{一定})$ と仮定している。ペレット入射時間で加熱パワーが大きいほど、中心領域の蓄積エネルギーの増分が大きくなっている。ここで電子密度があまり変わらないとすると、中心付近の電子温度の増分が大きくなる。したがって、ペレット入射時間中に加熱パワーが大きい場合に中心部でペレットが溶

発可能な電子温度を維持できると推定できる。

加熱分布が磁場配位によって異なる理由として、磁場配位による NBI のイオン化分布の違いを調べる。図 5.9 (a) (b) は、実座標上のイオン化分布、(c) (d) はイオン化したパワーの空間分布である。 $R_{ax}^{vac} = 3.65 \text{ m}$ の場合の計算が図 5.9 (a) (c), $R_{ax}^{vac} = 3.85 \text{ m}$ の場合の計算が図 5.9 (b) (d) である。

実座標では、NBI のバース位置は $R_{ax}^{vac} = 3.65 \text{ m}$ の方がプラズマ体積が大きいために広範囲になっているが、イオン源からの入射軸に沿っていることは $R_{ax}^{vac} = 3.65 \text{ m}$ と $R_{ax}^{vac} = 3.85 \text{ m}$ でほぼ同じである。しかし、磁気座標系ではバース位置が大きく異なる。特に $R_{ax}^{vac} = 3.85 \text{ m}$ 配位では軌道効果で加熱分布はより内側に移動する。これらの効果が、NBI 加熱分布に反映していると考えられる。

5.3 まとめ

高中心ベータのプラズマを得ることができる LHD の高密度プラズマにおいて、最高到達密度や IDB 形成に真空磁気軸の大半径位置への依存性がある。この原因の解明のために、ペレット入射直前の電子温度と増加した電子密度、及びプラズマ中心部への NBI 加熱入力パワーと蓄積エネルギーの増加の関係を調べた。

LHD の高密度プラズマにおいて、ペレット入射により中心領域付近 ($\rho < 0.4$) で密度が増加した際の、ペレット入射直前の中心領域の電子温度には下限があり、は約 380eV 以上であった。高い密度領域では、磁気軸位置により中性粒子ビーム入射加熱分布が大きく異なり、 $R_{ax}^{vac} = 3.85 \text{ m}$ ではプラズマ中心領域を加熱できるのに対し、 $R_{ax}^{vac} = 3.65 \text{ m}$ では主に周辺領域が加熱され中心領域での加熱パワーは小さいことがわかった。これらのことから、ペレット入射による電子密度上昇それによる断熱的な電子温度低下により一度ペレットが溶発できる電子温度以下に低下すると、中心部での加熱パワーの小さい $R_{ax}^{vac} = 3.65 \text{ m}$ では次のペレット入射までに中心部でペレットが溶発できる電子温度まで回復できず、それ以後のペレット入射によって密度が上昇しない、という可能性がある。実験でのペレットからの H_α の発光は $R_{ax}^{vac} = 3.65 \text{ m}$ で密度上昇が無い場合には弱く、ペレットはプラズマを突き抜けており、ペレットの溶発が少ないということが観測されている。さらに加熱パワーと蓄積エネルギーの関係を調べたところ、ペレット入射時において、中心領域への加熱パワーが大きいほど、中心領域のプラズマ蓄積エネルギーの増分が大きかった。これにより密度が同じ場合、中心領域の電子温度が増加し、中心部でペレットが溶発可能な電子

温度を維持できるようになると推定できる。

以上のことから、真空磁気軸位置の違いによる最大到達密度の違いは、ペレット入射時の加熱分布の差が原因であると考えられる。

5.A 電子熱輸送のエネルギーバランスによる解析

IDB プラズマはペレット入射後、温度、密度ともに急激に時間変化する。また、中心付近での電子温度勾配は小さく、0に近い場合や、ホローな空間分布になる場合もある。しかし、NBI 加熱分布計算から中心付近での加熱入力パワーは存在する。したがって、仮にあるタイミングで定常と仮定した場合の熱輸送を調べようとしても熱輸送係数は発散する。また、このために電子温度勾配の存在する周辺部の熱輸送解析に対しても影響があり、正確な評価できないため、本付録では IDB プラズマにおける熱輸送解析の方法を検討する。

5.A.1 定常状態を仮定した輸送解析

図 5.2 (a) に示されるように、ペレット入射の間から直後に、中心から $\rho = 0.5 \sim 0.6$ 付近にかけての T_e 分布に、平坦またはホローとなる分布が見られる。

この放電に対してパワーバランスを仮定した場合には、ペレットの溶発や粒子の熱化に要するパワーをヒートシンクとして扱えると仮定すると、その値 P_{pellet} は以下の式で表される。この項を電子温度の連続の式に導入する。

$$P_{\text{pellet}} = - \left(\frac{3}{2} (N_e + N_i) T_e + E_{\text{pellet}} \right) / \tau_{\text{int}} \quad (5.A.1)$$

ここで、 $N_e, N_i, E_{\text{pellet}}, \tau_{\text{int}}$ は、それぞれ溶発した電子数、イオン数、ペレット溶発に必要なエネルギー、ペレットの入射間隔である。仮に、 $N_e = N_i = 1 \times 10^{21}$ 、溶発して熱化するのに必要なエネルギーを粒子 1 個あたり 500eV, τ_{int} として 0.1s とすると、 $P_{\text{pellet}} = 2.4 \text{ MW}$ となる。

図 5.A.1 は、 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.85 \text{ m}$ の磁場配位の IDB プラズマにおいて、ペレット入射直後に定常のパワーバランスを仮定して計算した $\chi_e^{\text{exp}}, \chi_i^{\text{exp}}$ である。ペレット入射が、 $t = 0.9 \text{ s}$ から 1.2 s 付近の間で行われた放電の $t = 1.2 \text{ s}$ における解析であり、中心部の電子温度分

布が平坦となっているタイミングである。図には $\chi_e^{\text{exp}}, \chi_i^{\text{exp}}, T_e$, 熱伝導パワーの体積積分値 $P_{\text{cond}}, \frac{\partial T_e}{\partial \rho}$, 単位堆積あたりの熱伝導パワー p_{cond}, n_e が示されている。ここで、輸送計算では、外部からの粒子ソースを加えていないため対流項を含んでいるものである。 $T_i = T_e$ を仮定しているため、 $P_{ei} = 0$ であり、主な加熱が電子加熱であることから、得られた χ_e はイオンの輸送分を含んでいるものである。

一方、ペレットをヒートシンクと仮定した場合の $\chi_e^{\text{exp}}, \chi_i^{\text{exp}}$ を、図 5.A.2 に示す。ここでは、ペレットの溶発や粒子の熱化に要するパワーをヒートシンクとた。その方法は、まず、電子温度勾配がほぼ 0 の領域では、NBI による加熱入力分布とペレットによるシンクの分布が等しくなっていると仮定した。すなわち、この図の場合には、 $\rho < 0.3$ の正味の加熱分布をほぼ 0 とし、全加熱入力から式 (5.A.1) に従って評価した 2.4 MW を減らして解析を行った。

この結果、電子温度勾配がほぼ 0 の領域では、やはり温度勾配も熱流束もほぼ 0 となり、定常のパワーバランスから熱輸送係数を求めることはできない。しかし、中心部での熱輸送係数の発散が無くなり、温度勾配のある周辺領域で、 $\chi^{\text{eff}} = (\chi_e^{\text{exp}} + \chi_i^{\text{exp}})/2$ が $3 \text{ m}^2/\text{s}$ 程度であるという見込みが得られた。

5.A.2 時間変化と対流による項を考慮した輸送解析

次に、時間変化の項を含むパワーバランスに基づいて、熱輸送係数を評価する。この場合は、パワーバランスの計算に時間変化の項を含めることになる。

図 5.A.3 に示す、電子のパワーバランスの模式図において、対流による項は、

$$-\frac{3}{2} \frac{1}{V'_\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (T_e V'_\rho \Gamma_e) = -\frac{3}{2} \Gamma_e \frac{\partial T_e}{\partial \rho} - \frac{3}{2} \frac{1}{V'_\rho} T_e \frac{\partial}{\partial \rho} (V'_\rho \Gamma_e)$$

となる。ここで、対流項の第 2 項目は、 $S = 0$ のとき電子密度の時間変化によるエネルギーの変化に等しい ($T_e \Gamma_e$ の係数 $\alpha = 3/2$ の場合)。

$$-\frac{3}{2} \frac{1}{V'_\rho} T_e \frac{\partial}{\partial \rho} (V'_\rho \Gamma_e) = -\frac{3}{2} T_e \left(S - \frac{\partial n_e}{\partial t} \right)$$

この方法を、図 5.A.4 に示すペレット入射後の 3 つのタイミングでの T_e 及び n_e 分布 ($R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.75 \text{ m}$) に適用する。ただし、各タイミングで $R - \rho$ の変換に用いられた磁気面データは異なる。

図 5.A.5 は、電子のパワーバランスにおける時間変化項と対流項であり、 $t = 1.166$ から 1.266 s への時間変化を用いて、パワーバランス式中の各項を求めた。図 5.A.5 はそれぞ

れ (a) $\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right)$ 及び $\frac{3}{2} T_e \frac{\partial n_e}{\partial t}$, (b) $V'_\rho \Gamma_e$, (c) $-\frac{\partial n_e}{\partial t}$, (d) $\frac{3}{2} \frac{1}{V'_\rho} T_e \frac{\partial}{\partial \rho} \left(V'_\rho \Gamma_e \right)$ 及び $\frac{3}{2} \Gamma_e \frac{\partial T_e}{\partial \rho}$, (e) Γ_e を示している。 $\Delta t = 0.1 \text{ s}$ の間に、中心電子密度が減少し、電子温度は上昇する。同様に、図 5.A.6 は、 $t = 1.266$ から 1.366 s への時間変化を用いた場合である。 $t = 1.266$ から 1.366 s の間では、 $\rho > 0.6$ での密度の減少が小さくなっている。一方、加熱入力 は中心の広い範囲で 500 kW/m^{-3} 以上であり、中心部の時間変化や対流の項は、この条件及び位置での加熱入力に比べて小さい。

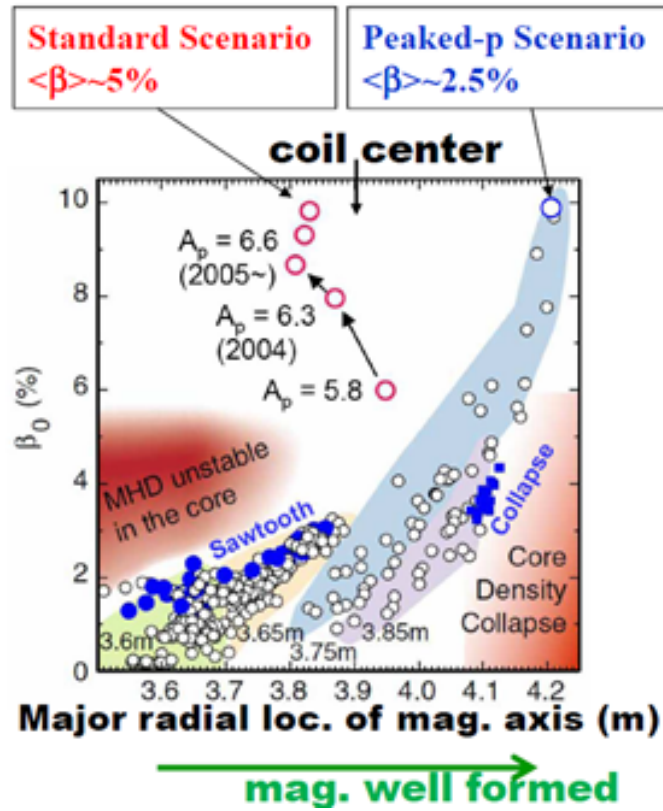
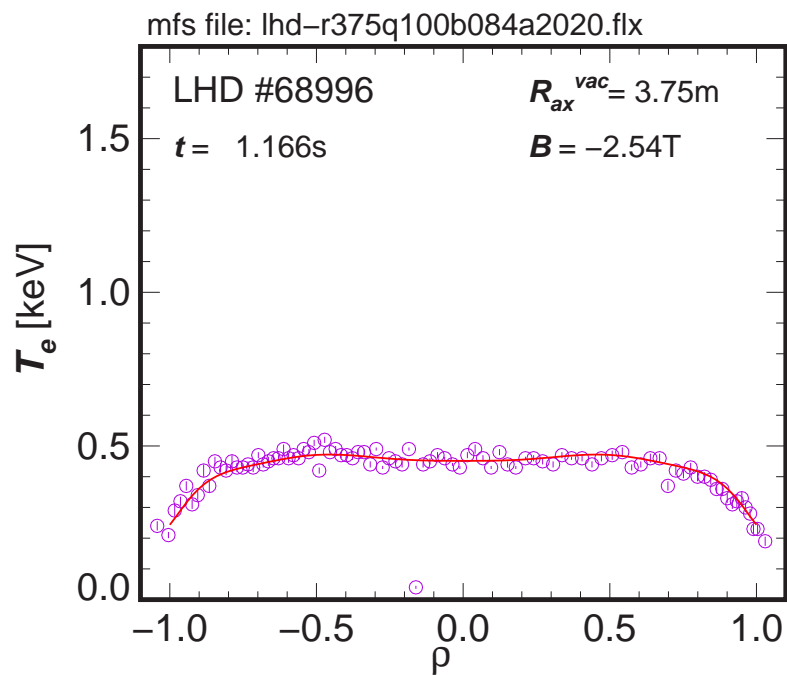


図 5.1：磁気軸位置の大半径と、高中心ベータプラズマ生成のための 2 つのルート [64]。

(a)



(b)

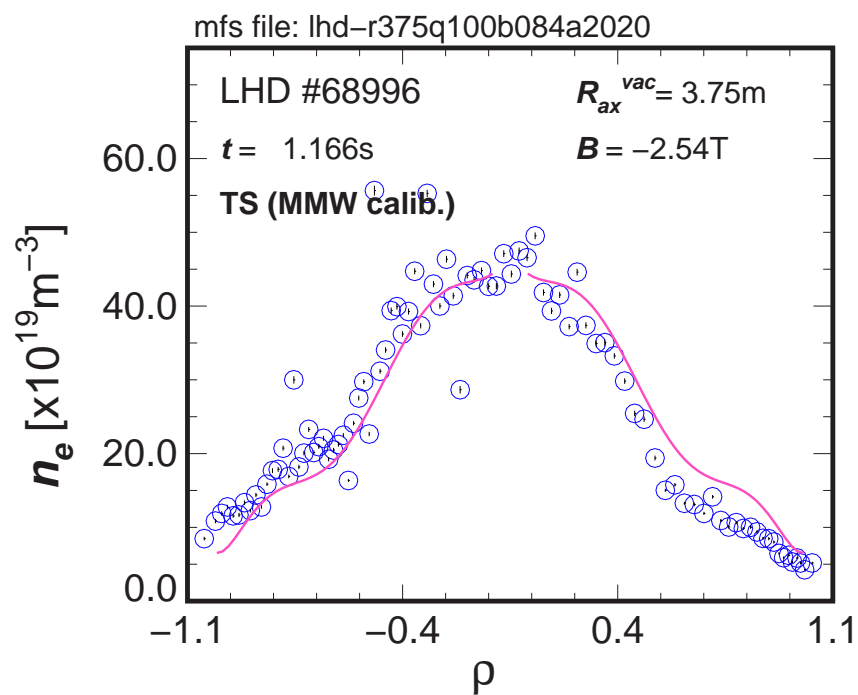


図 5.2 : IDB プラズマの (a) T_e 及び (b) n_e 分布の例。

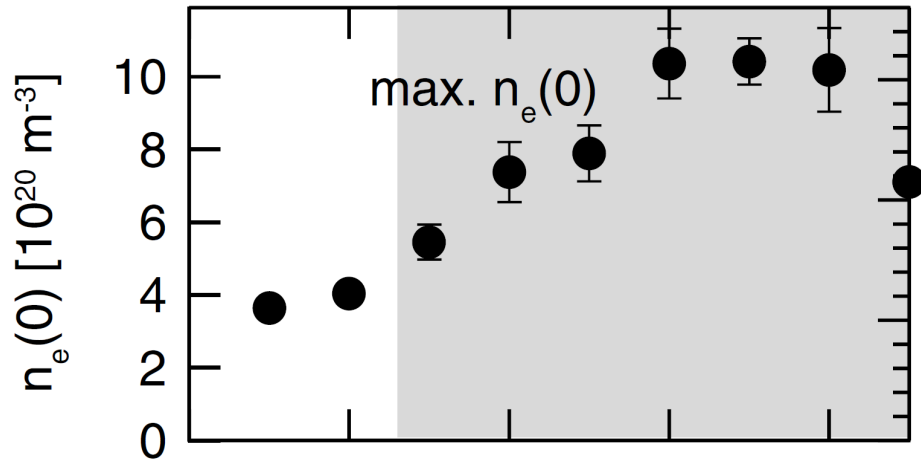


図 5.3：磁気軸位置の大半径と最大の中心電子密度の関係 [62]。

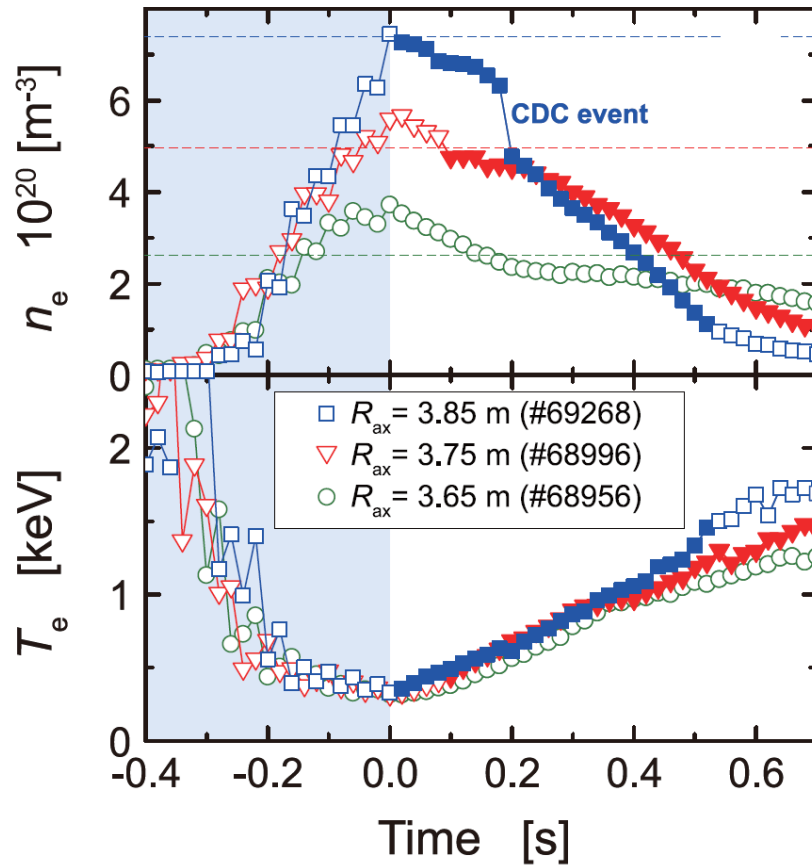


図 5.4：電子温度、中心電子密度の時間変化の磁気軸位置の大半径による違い [63]。

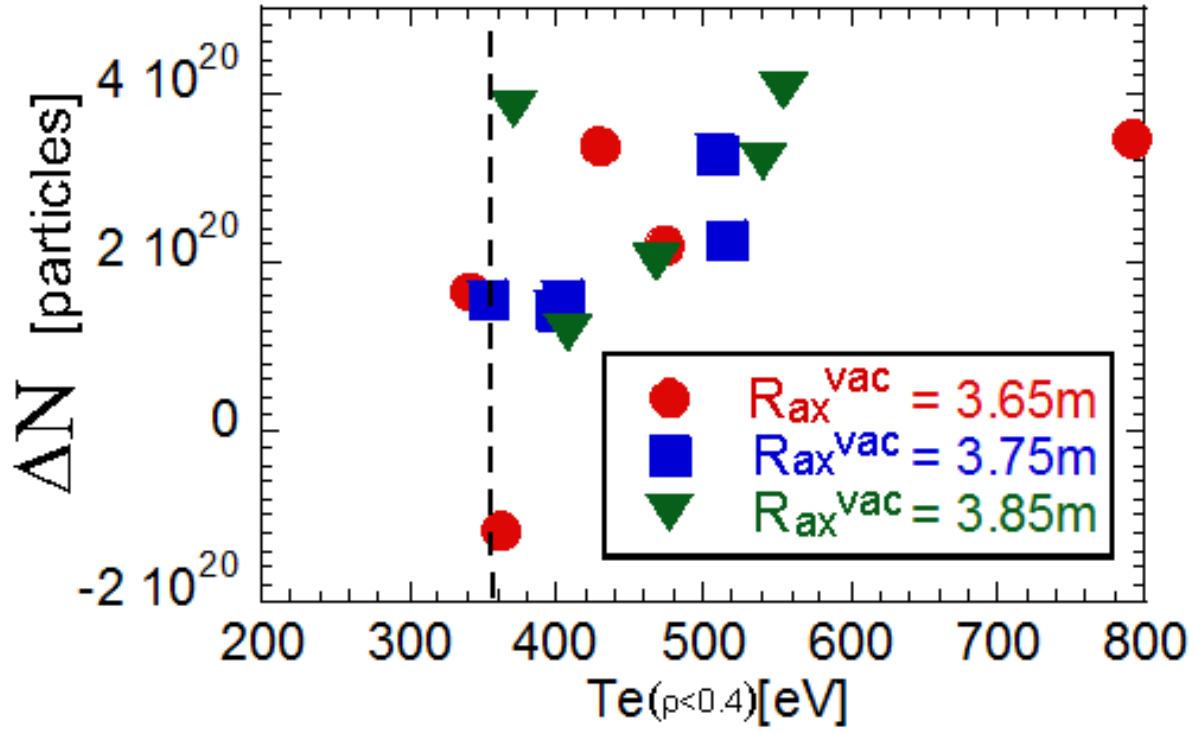


図 5.5：ペレット入射直前の電子温度 (中心領域 $\rho < 0.4$ における平均) と電子数の増分 (ΔN) の関係 ($R_{ax}^{vac} = 3.65, 3.75, 3.85 m$)。

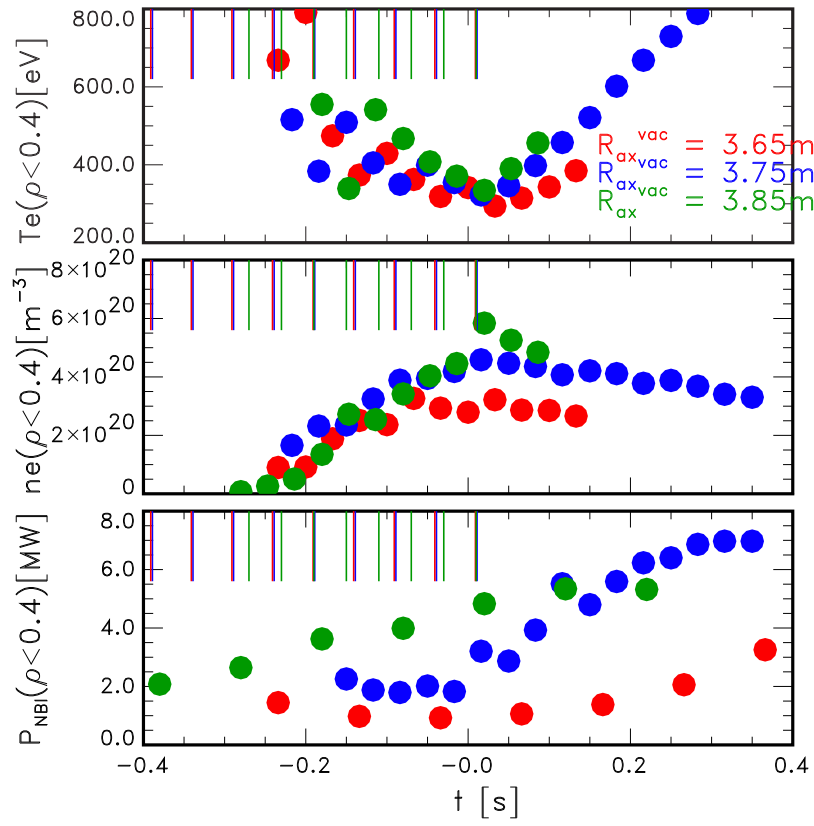


図 5.6：電子温度、電子密度 (中心領域 $\rho < 0.4$ における平均)、この領域への NBI 加熱入力パワーの時間変化 ($R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.65, 3.75, 3.85 \text{ m}$)。図の上部の実線は、ペレット入射のタイミングを示す。最後のペレット入射のタイミングを $t = 0$ としている。

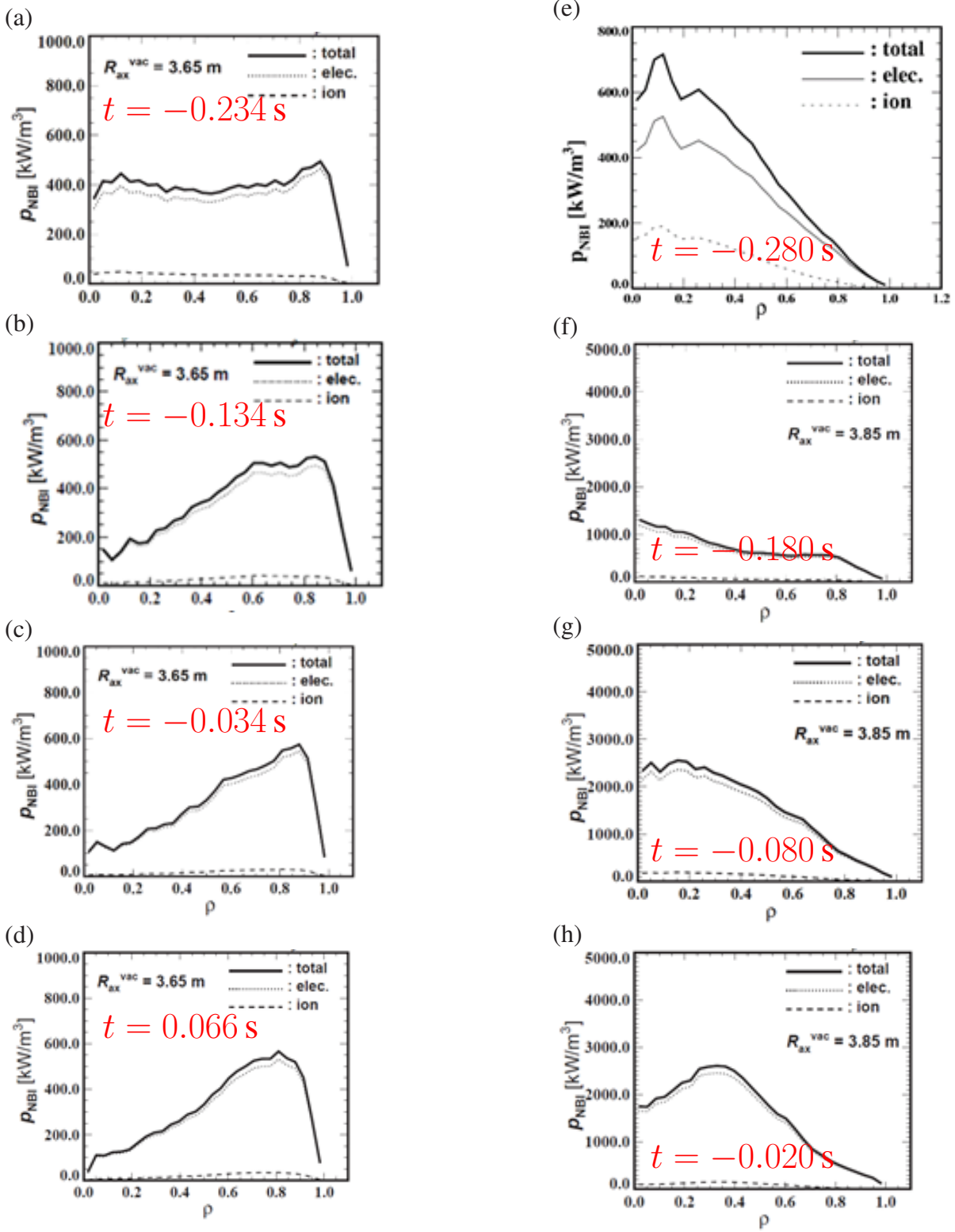


図 5.7 : NBI 加熱パワーの空間分布。

$$R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.65 \text{ m},$$

(a) $t = -0.234$ s、(b) $t = -0.134$ s、(c) $t = -0.034$ s、(d) $t = 0.066$ s。

$$R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.85 \text{ m},$$

(e) $t = -0.280$ s、(f) $t = -0.180$ s、(g) $t = -0.080$ s、(h) $t = -0.020$ s。

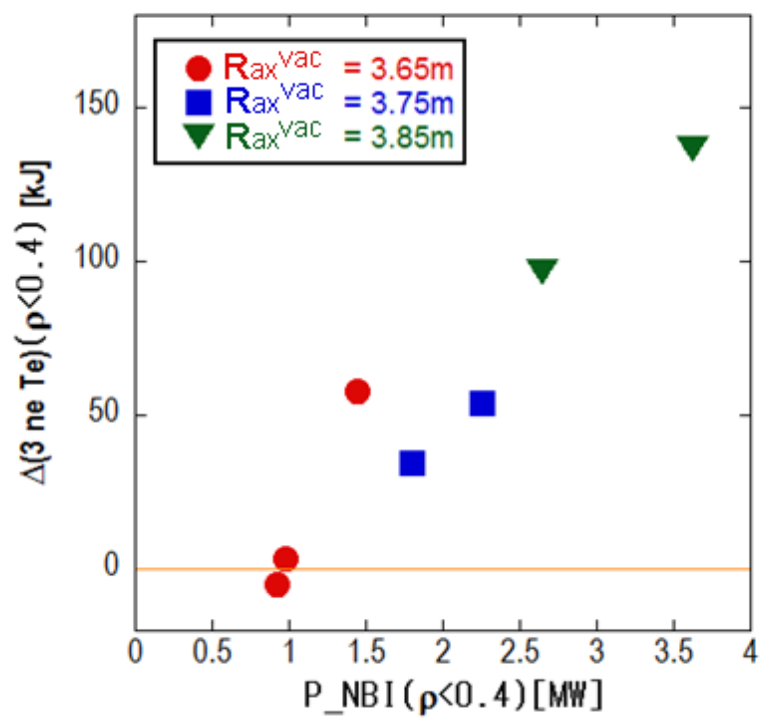


図 5.8 : NBI 加熱パワー入力 ($\rho < 0.4$) と、高密度におけるペレット入射間の中心領域の蓄積エネルギー (3 ne Te) の増分の関係。

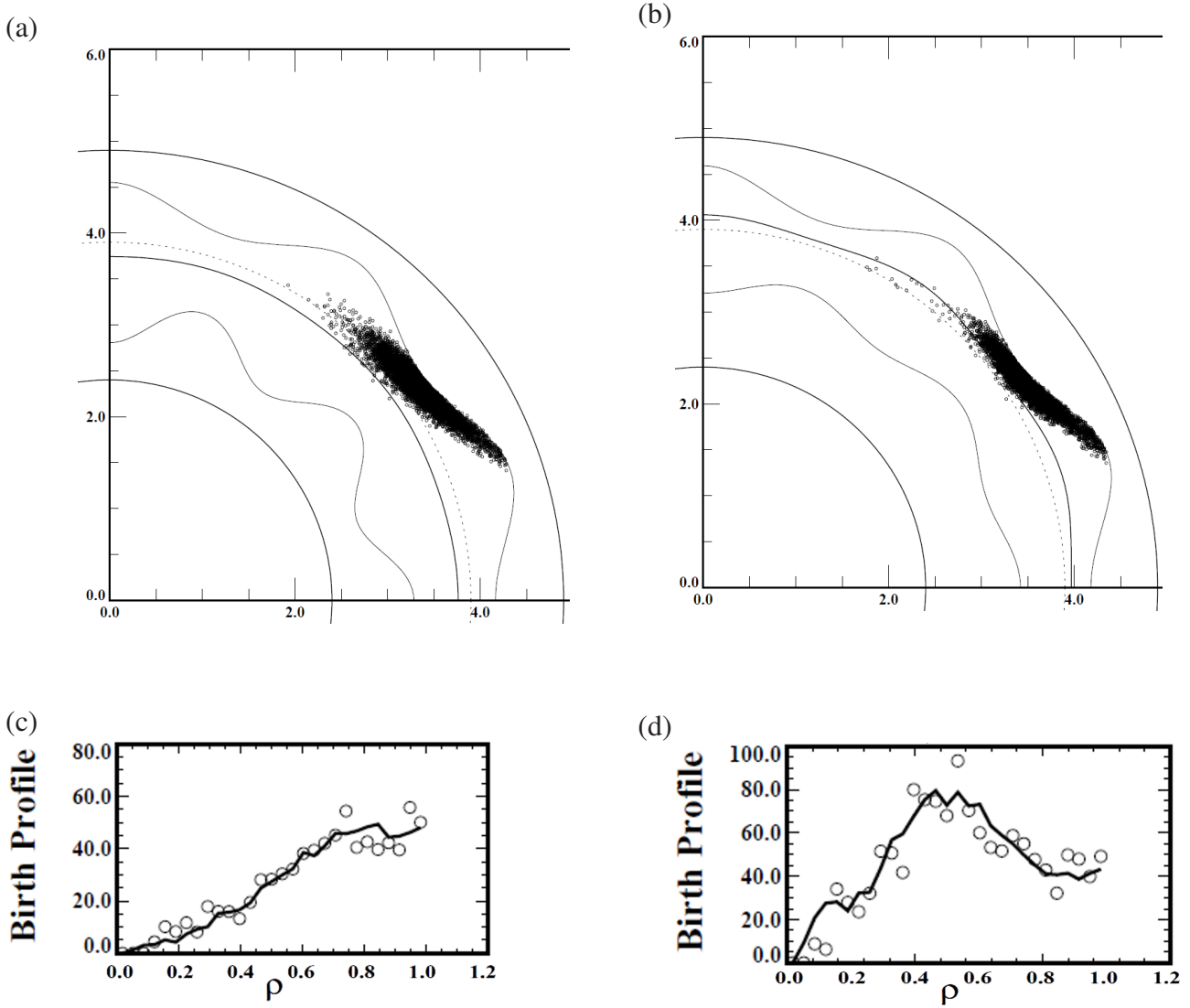


図 5.9： NBI #1 の実座標上のイオン化分布と、イオン化したパワーの空間分布。

- (a) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.65 \text{ m}$, $t = 0.066 \text{ s}$ の実座標上のイオン化分布、
- (b) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.85 \text{ m}$, $t = 0.020 \text{ s}$ の実座標上のイオン化分布、
- (c) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.65 \text{ m}$, $t = 0.066 \text{ s}$ のイオン化したパワーの空間分布、
- (d) $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.85 \text{ m}$, $t = 0.020 \text{ s}$ のイオン化したパワーの空間分布。

LHD # 69286	t= 1.200 s	lhd_069286_001200_v001
		2006.11.09
B=-2.539T, Rax= 3.900m, $\gamma= 1.254$, Bq= 100.0%		

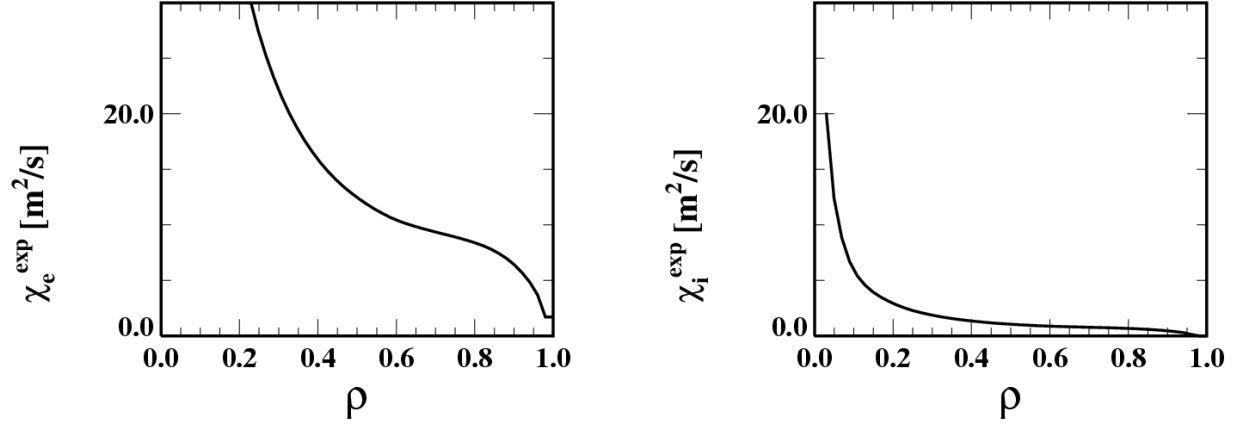


図 5.A.1 : $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.85 \text{ m}$ の IDB プラズマの熱輸送係数 $\chi_e^{\text{exp}}, \chi_i^{\text{exp}}$ の空間分布。

LHD # 69286	t= 1.200 s	lhd_069286_001200_v001
		2006.11.09
B=-2.539T, Rax= 3.900m, $\gamma= 1.254$, Bq= 100.0%		

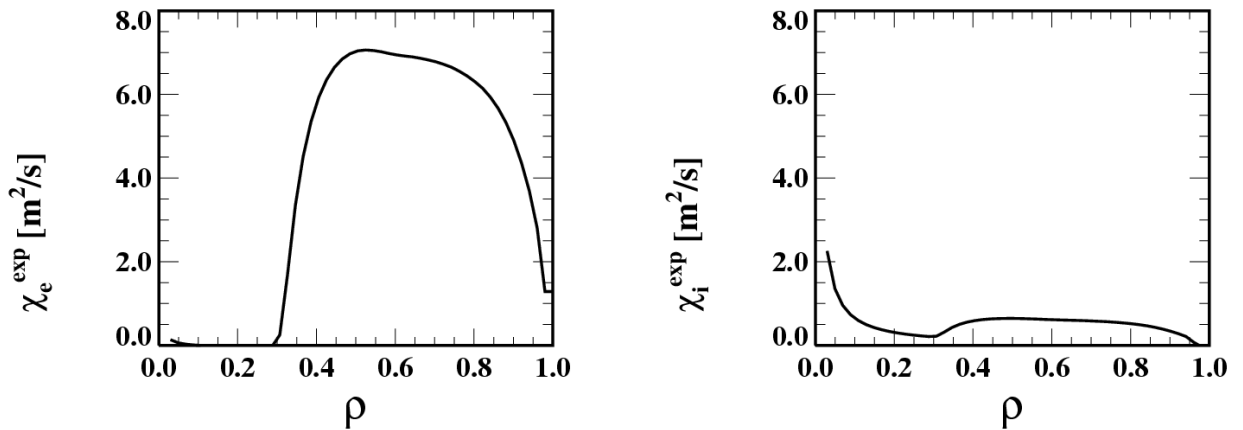


図 5.A.2 : ペレットをヒートシンクと仮定した場合の、 $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.85 \text{ m}$ の IDB プラズマの熱輸送係数 $\chi_e^{\text{exp}}, \chi_i^{\text{exp}}$ の空間分布。

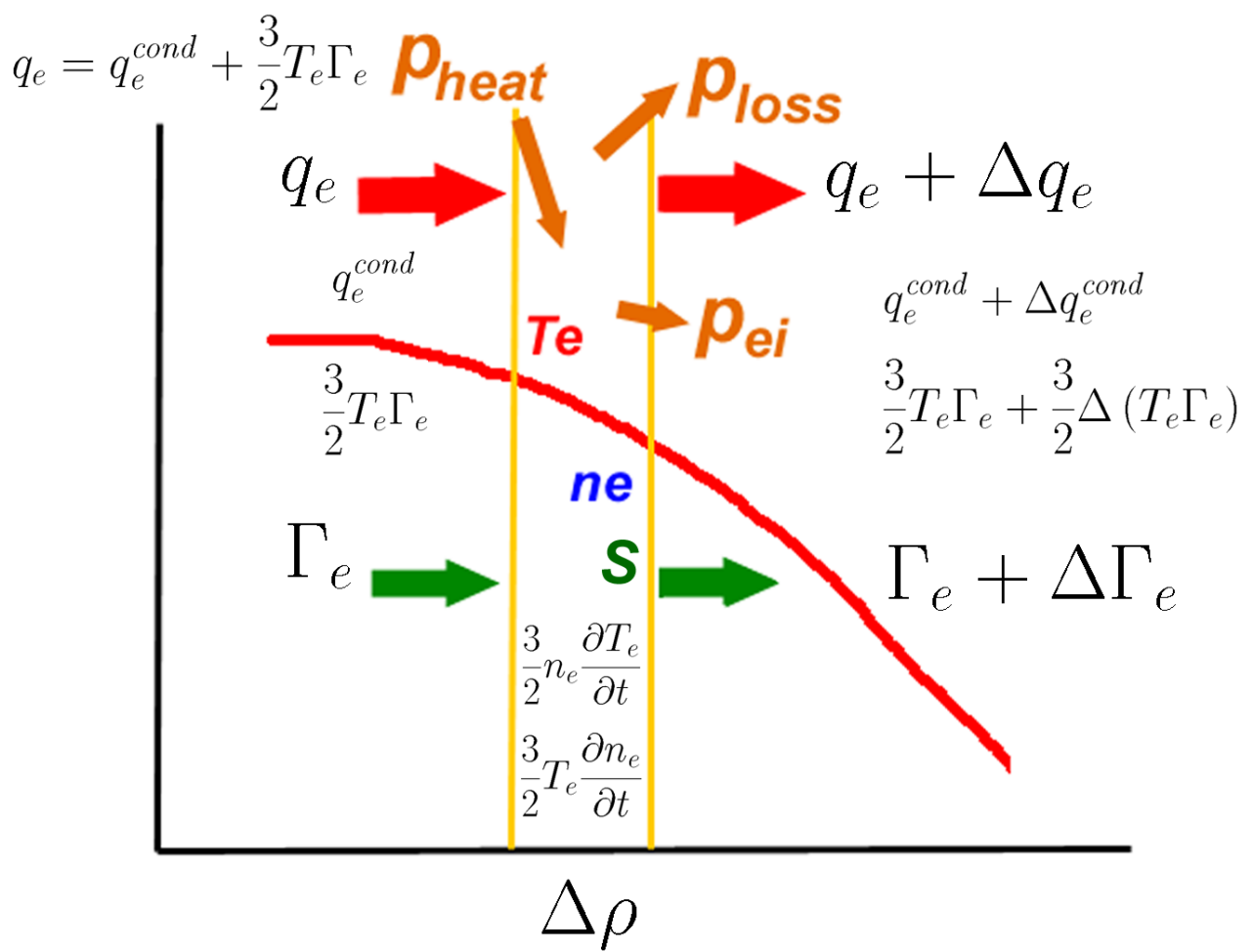


図 5.A.3: パワーバランスの模式図。

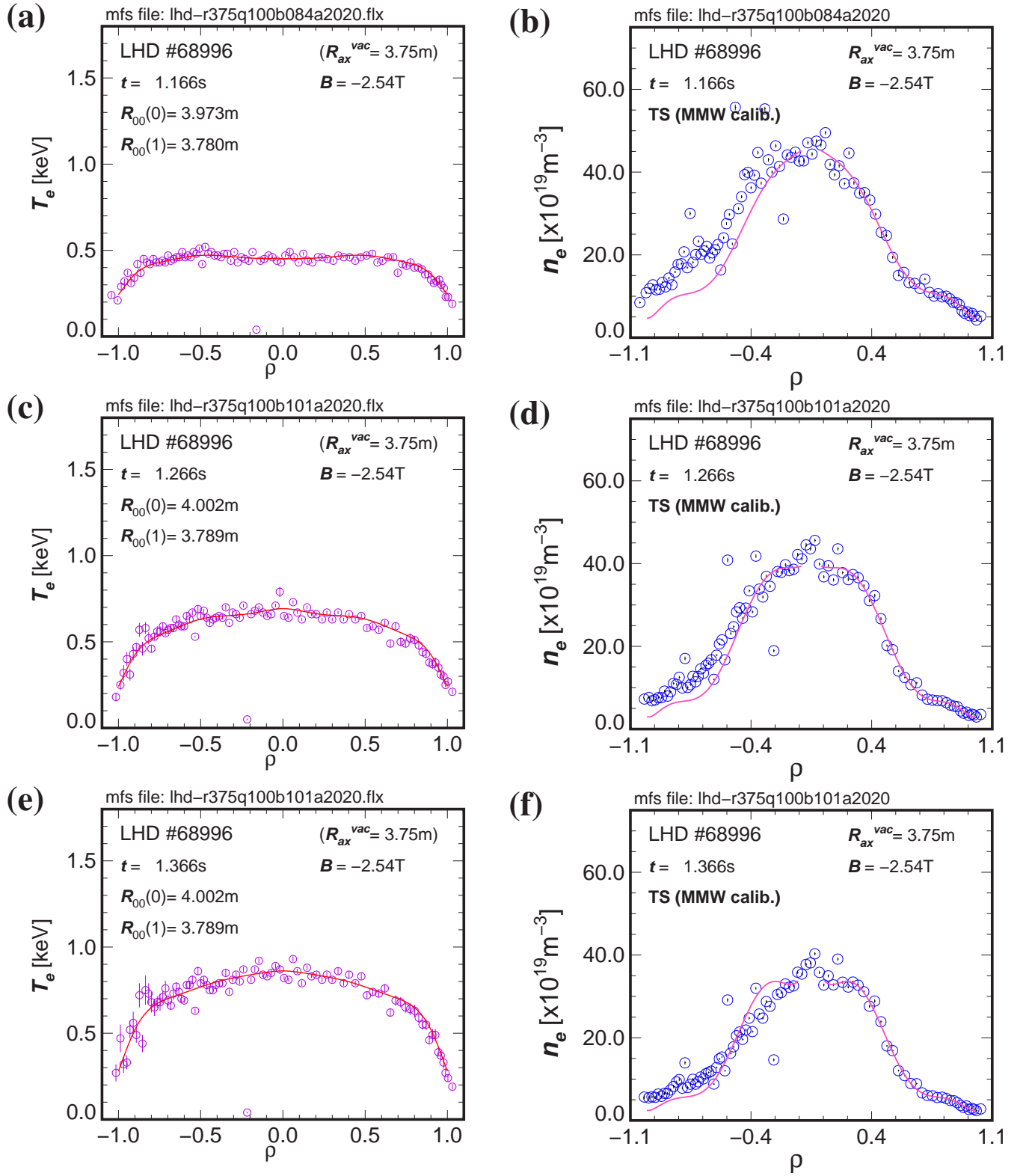


図 5.A.4: $R_{ax}^{vac} = 3.75\text{ m}$ における T_e, n_e の時間変化。

(a) T_e , 1.166 s, (b) n_e , 1.166 s, (c) T_e , 1.266 s, (d) n_e , 1.266 s, (e) T_e , 1.366 s, (f) n_e , 1.366 s.

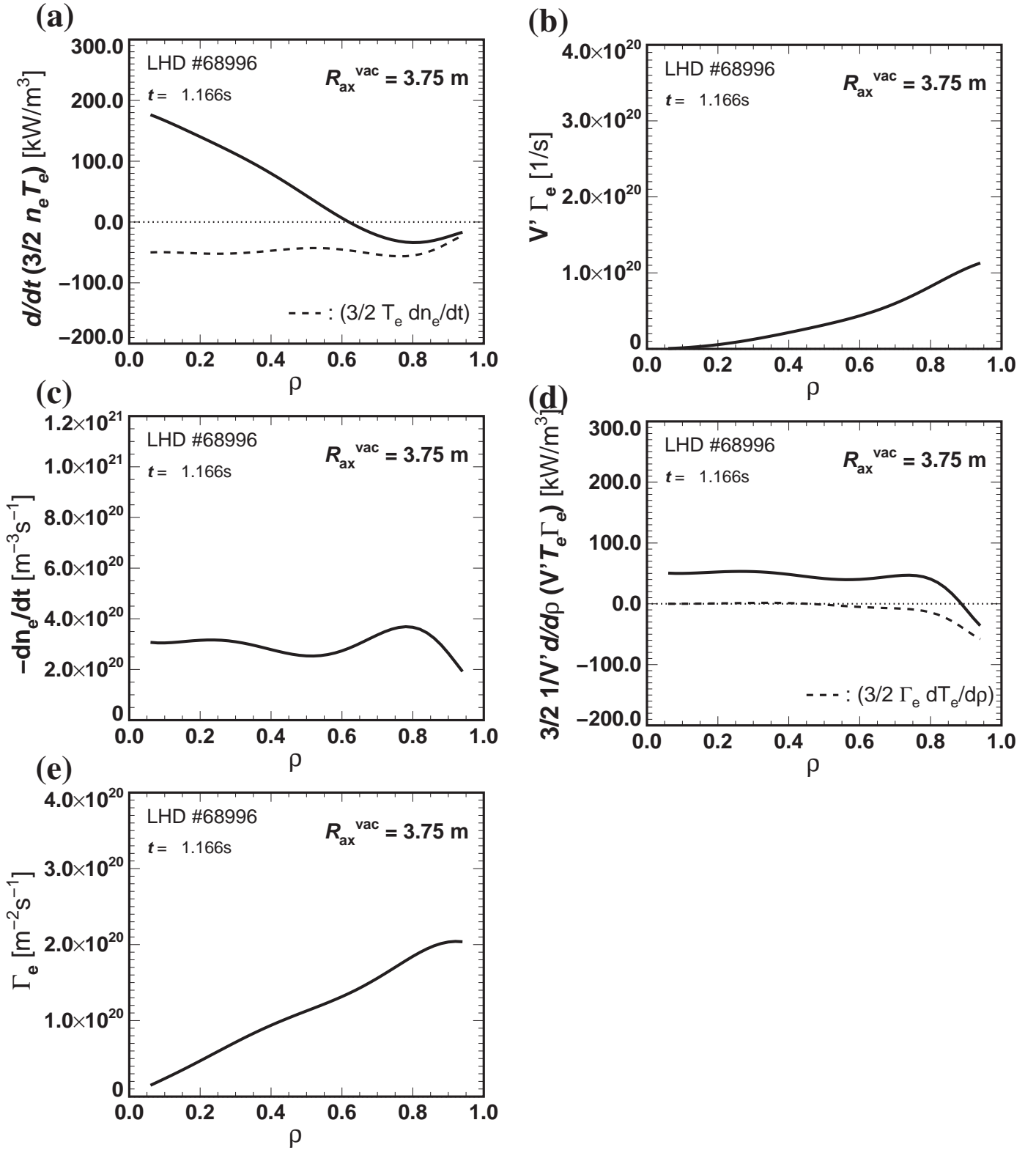


図 5.A.5 : $R_{ax}^{vac} = 3.75$ m における $t = 1.166$ から 1.266 s への時間変化を用いた時間変化項・対流項の時間変化。

(a) $\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right)$, 及び $\frac{3}{2} T_e \frac{\partial n_e}{\partial t}$, (b) $V' \Gamma_e$, (c) $-\frac{\partial n_e}{\partial t}$, (d) $\frac{3}{2} \frac{1}{V'} T_e \frac{\partial}{\partial \rho} (V' \Gamma_e)$ 及び $\frac{3}{2} \Gamma_e \frac{\partial T_e}{\partial \rho}$, (e) Γ_e

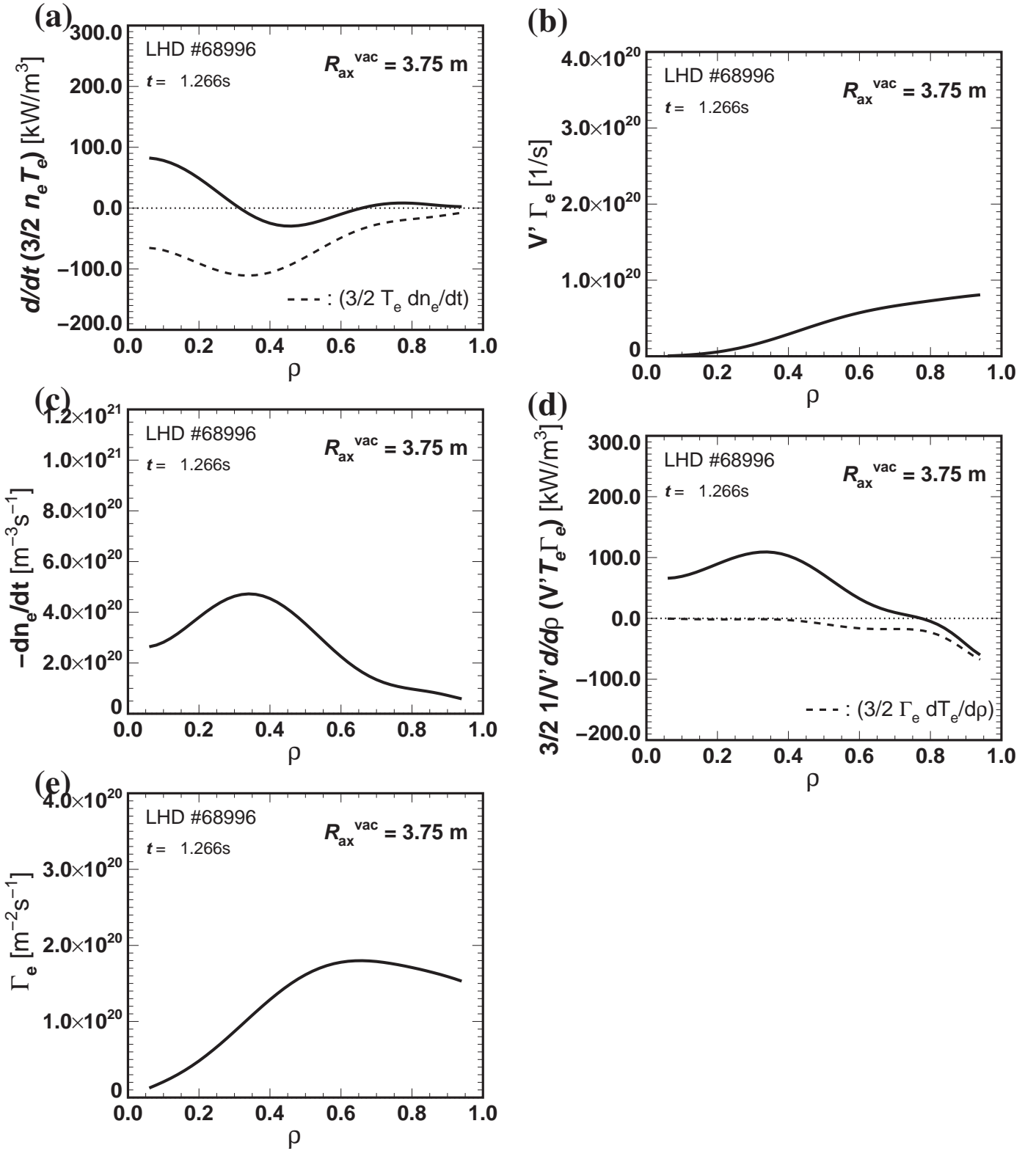


図 5.A.6 : $R_{ax}^{vac} = 3.75$ m における $t = 1.266$ から 1.366 s への時間変化を用いた時間変化項・対流項の時間変化。

(a) $\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right)$, 及び $\frac{3}{2} T_e \frac{\partial n_e}{\partial t}$, (b) $V' \Gamma_e$, (c) $-\frac{\partial n_e}{\partial t}$, (d) $\frac{3}{2} \frac{1}{V'} T_e \frac{\partial}{\partial \rho} (V' \Gamma_e)$ 及び $\frac{3}{2} \Gamma_e \frac{\partial T_e}{\partial \rho}$, (e) Γ_e

6 結論と展望

本研究では、経済的な核融合発電炉の実現に必要とされる、体積平均で 5 % 程度の高いベータ値を持つような、核融合炉心に相当する高ベータ領域でのプラズマの閉じ込め特性の解明を目的として、LHD における巨視的エネルギー閉じ込め特性及び局所熱輸送特性を実験的に調べた。

本論文の第 3 章において、主に NBI により生成・加熱されたプラズマを対象として、(1) ISS04 スケーリング則と比較した巨視的エネルギー閉じ込め特性のベータ依存性を明らかにし、(2) 低ベータ領域における局所輸送モデルを構築し、それにより局所熱輸送特性のベータ依存性を調べた。ここで、プラズマ周辺部において高ベータ領域ではベータ上昇による磁場配位の変化を考慮しても局所熱輸送特性の劣化が観測されたため、第 4 章では、(3) 高ベータ領域における局所熱輸送特性のモデルの候補として抵抗性 g-mode 乱流モデルを選び、これによって規格化した熱輸送係数の異なる磁場配位における無次元パラメータ依存性を調べた。第 5 章では、ペレット入射により高い中心ベータ値が得られている高密度の IDB プラズマを対象として、加熱パワーとプラズマへの熱の入力について調べ、(4) 真空磁気軸位置の違いにより IDB 形成や到達最高密度が異なる原因について加熱パワーの入力分布の差に基づいて検討した。

まず、高ベータ領域における巨視的エネルギー閉じ込め特性を評価するために、LHD では低ベータ領域のデータに基づいて求められた ISS04 スケーリング則を用いた。スケーリング則中のパラメータ a, t, R に真空での値を用いた場合、 $\langle\beta\rangle$ が 1 % から 3.2 % へ増加

すると、閉じ込め性能は平均して約 30 % 劣化するという結果になった。 a, t, R として有限ベータで真空から変化した値を用いても、その傾向は同様であった。しかし、ISS04 スケーリング則で導入された装置や磁場配位に依存するパラメータ f_{ren} を、磁気面の幾何的重心位置の大半径の関数として有限ベータでシフトした磁気面に対し内挿した値 $f_{\text{ren}}^{\text{int}}$ を用いると、高ベータ領域においても劣化していないという結果になった。すなわち、ベータ上昇による磁場配位の変化の影響を考慮して、ISS04 スケーリング則を基準に LHD 高ベータプラズマの巨視的エネルギー閉じ込め特性を調べた結果、LHD の標準的なアスペクト比の配位 ($\gamma = 1.25$) において、高ベータ領域で ISS04 スケーリング則の閉じ込め性能を有することがわかった。

次に、局所的に見た場合にも高ベータ領域で ISS04 スケーリング則と同等の熱輸送特性を示しているかどうかを調べた。局所熱輸送に関しては、ISS04 スケーリング則の無次元パラメータ依存性と、小半径方向の係数 C_χ 及び低ベータでの異なる磁場配位において評価された熱輸送係数から磁場配位依存性を表す係数 g_{ren} を導入して、磁場配位の変化を考慮した低ベータ領域の熱輸送係数を構築し、“局所 ISS04 熱輸送モデル” とした。これを基準にした熱輸送特性の振る舞いから、ベータ値自体の局所熱輸送に対する影響を推定することができた。その結果、周辺部の熱輸送係数はベータ上昇につれて、低ベータ領域の基準モデルより熱輸送特性は劣化する一方、コア領域ではこのモデルにより規格化した熱輸送係数は 1 より小さくなる傾向にあった。

このように、プラズマ周辺部では高ベータ領域でベータによる磁場配位の変化を考慮しても熱輸送係数の “局所 ISS04 熱輸送モデル” と比較した劣化が見られた。そのため第 4 章では、プラズマ周辺部において高ベータ領域での熱輸送特性を再現できるモデルの候補として、LHD の高ベータ放電で抵抗性交換型モードは常に不安定であり、高次の MHD モードが輸送特性を支配している可能性があることから、抵抗性 g-mode 乱流モデルを取り上げ、このモデルによる熱輸送係数によって実験値の熱輸送係数を規格化した値の無次元パラメータ依存性を調べた。異なる MHD 安定特性を持つ磁場配位において、高ベータ領域の周辺部の熱輸送係数は、抵抗性 g-mode による熱輸送係数によって再現されたことから、実験結果と抵抗性 g-mode モデルは同様のベータ依存性を示していることがわかった。さらに、規格化衝突周波数 ν_b^* 依存性、磁気レイノルズ数 S 依存性も、広い ν_b^*, S の領域において実験結果が抵抗性 g-mode による熱輸送係数に近い依存性を示していることがわかった。このことから、抵抗性 g-mode モデルによりプラズマ周辺部の高ベータ領域の熱輸送を説明できる可能性がある。

第 5 章では、第 3, 4 章で扱った低磁場において生成された高ベータプラズマ以外に高中心ベータを実現しているプラズマとして、ペレット入射により生成されたコア領域に急

峻な密度勾配 IDB を持つ高密度かつ高中心ベータのプラズマを熱輸送解析の対象としている。このようなプラズマに対し、加熱特性と熱輸送特性に注目して調べた結果、高い密度領域では、磁気軸のトーラス位置により中性粒子ビーム入射加熱分布が大きく異なり、磁気軸トーラス外寄せ配位ではプラズマ中心部を加熱できるのに対し、磁気軸トーラス内寄せ配位では主にプラズマ周辺部が加熱され中心部での加熱パワーは小さいことがわかった。ペレットの溶発は電子温度への依存性が大きいいため、磁気軸トーラス内寄せ配位ではペレット入射による電子密度上昇と、それによる断熱的な電子温度低下により一度ペレットが溶発できる電子温度以下に低下すると、次のペレット入射までに中心部でペレットが溶発できる電子温度まで回復できず、それ以後のペレット入射によって密度が上昇しない、ということが考えられる。実際に加熱パワーと蓄積エネルギーの関係を調べたところ、ペレット入射時において、中心領域への加熱パワーが大きいほど、中心領域の蓄積エネルギーの増分が大きかったため、磁気軸トーラス外寄せ配位では中心領域の電子温度が増加し、中心部でペレットが溶発可能な電子温度を維持できると推定される。したがって、この加熱分布の違いが、磁気軸トーラス外寄せ配位においてコア領域に急峻な密度勾配を持つ一方、磁気軸トーラス内寄せ配位では形成されないことの原因であるという可能性を示した。

今後の展望

本論文の第 4 章では、LHD において高ベータプラズマの周辺部の熱輸送係数が抵抗性 g モード乱流輸送モデルにより各パラメータへの依存性を含めて再現されている、という結果であった。将来の高ベータヘリカル型核融合発電炉のプラズマにおいても、抵抗性 g モード乱流輸送モデルにより熱輸送が影響されると考えられるため、その影響の大きさを予測する。文献 [55] の図 15 において、磁気レイノルズ数 S と $\frac{d\beta}{d\rho}$ のダイアグラム中に予測される χ_e^{GMT} の大きさが示されている。LHD の低磁場条件で生成されていた高ベータプラズマの $S \simeq 2 \times 10^5$, $R\frac{d\beta}{d\rho} \simeq 60\%$ 程度の場合、 $\chi_e^{\text{GMT}} > 30 \text{ m}^2/\text{s}$ であるが、核融合炉心プラズマでは、ベータ値が変わらないとし、温度が中心で 400 eV から 12 keV に 30 倍で空間分布は相似、小半径を 3 倍と仮定すると、 $S \propto T^2 \beta^{-1/2} a^2 R^{-1}$ は、約 2700 倍となる。 S の増大により χ_e^{GMT} は減少する。ベータが変わらないとして χ_e^{GMT} の温度と小半径への依存性を評価すると、 $\chi_e^{\text{GMT}} \propto a^{0.33} T_e^{-0.84}$ となり、温度を 30 倍、小半径を 3 倍と仮定すると、0.08 倍の値となる。したがって、核融合炉心プラズマは $\chi_e^{\text{GMT}} \simeq 3 \text{ m}^2/\text{s}$ と予測されるが、この値は無視できる値ではないといえる。このことから、核融合炉心プラズマでは抵抗性 g モード乱流輸送モデルの影響を磁場配位等により低減する方法を開発する必要がある。

さらに、本研究において構築された、LHD の実験的スケーリングに基づく低ベータ及

び高ベータそれぞれの熱輸送係数モデルを用いて、LHD のより低衝突・高ベータ領域のプラズマの熱輸送特性のシミュレーションを行うことができるようになった。一例として、参考文献 [65] では、LHD の低衝突・高ベータ領域の磁場強度 0.9T におけるプラズマのシミュレーションが行われた。モデルとなるプラズマの熱輸送係数として、新古典理論値に加えて、低ベータ領域における熱輸送係数として、 χ^{ISS04} と、高ベータ領域における抵抗性 g-mode 乱流輸送モデルによる熱輸送係数 χ_e^{GMT} を用いている。このシミュレーションにより、磁場強度が 0.9 T で、3.8 % のベータ値が達成できることが予測された。また、到達ベータ値は、密度分布に大きく影響を受けることが示された。実験では、図 1.3 に示されるように、第 18 サイクル実験においてペレット入射により磁場強度 1 T で 4 % を越えるベータ値が得られた。

このことから、本研究の結果、核融合炉心に相当するような高ベータプラズマの閉じ込め性能を予測できるようになった、といえる。

謝辞

本論文の作成に関して詳細に御指導いただいた核融合科学研究所の渡邊清政教授に深く感謝いたします。本論文の紹介教員となり御指導いただいた榊原悟教授に深く感謝いたします。内部拡散障壁のあるプラズマに関する研究の機会をいただいた大藪修義先生、イオン熱輸送と径電場に関する研究の機会をいただいた居田克巳教授に深く感謝いたします。大型ヘリカル装置での研究を行う機会をいただいた飯吉厚夫先生、藤原正巳先生、本島修先生、小森彰夫先生、竹入康彦先生に深く感謝いたします。熱輸送計算のための PROCTR コードや ISS スケーリング則に関して山田弘司教授、NBI 加熱分布に関する計算において村上定義教授、TASK4LHD による計算に関して關良輔博士に深く感謝いたします。本研究の対象となる高ベータプラズマ生成実験の遂行に関して、大舘暁博士、成嶋吉朗博士、鈴木康浩博士に深く感謝いたします。

本研究で使用した、高精度かつ詳細な電子温度・密度分布計測について、著者の所属する LHD トムソン散乱計測グループの成原一途先生、山田一博博士、安原亮博士、林浩氏に深く感謝いたします。FIR 干渉計による電子密度計測では、川端一男先生、田中謙治教授、徳澤季彦博士、秋山毅志博士、荷電交換分光計測及び MSE 計測に関して、吉沼幹朗博士、ポロメータ計測に関してバイロン・ピーターソン教授に深く感謝いたします。NBI イオン化パワーの計測値について、長壁正樹教授、駒田誠司氏に深く感謝いたします。IDB プラズマ研究において議論から知見をいただいた坂本隆一教授、宮澤順一教授、森崎友宏教授、増崎貴教授に深く感謝いたします。電場及び実効ヘリカルリップルの計算に関して協力いただいた横山雅之教授に深く感謝いたします。本論文の作成期間のために協力いただいた、後藤基志博士、西村伸博士に深く感謝いたします。LHD 実験に関する低温グループ、加熱グループ、周辺ダイバータグループ、計測・データ処理グループ、技術部の皆様に深く感謝いたします。

著者が核融合プラズマ研究に関わることになった、出身研究室である京都大学のヘリオトロン核融合研究センター(当時)の、佐野史道先生、近藤克己先生、大引得弘先生、岡田浩之先生、長崎百伸先生、花谷清先生に深く感謝いたします。また、LHD において著者が行った実験では、佐藤国憲先生、John Rice 博士 (MIT)、加藤隆子先生、野田信明先生、山崎耕造先生、田村直樹博士、鈴木千尋博士、芦川直子博士、小林政弘博士、村上泉教授、Ralph Dux 博士 (Max-Planck-Institut für Plasmaphysik)、須藤滋先生に深く感謝いたします。

2017 年 1 月

舟場久芳

A 径電場の輸送への影響

A.1 はじめに

本論文の第 1 章から第 6 章では、電子温度分布に基づき主に電子の熱輸送を扱ってきた。ここで、イオンに関しては付録 A として、イオンの熱輸送に対する新古典電場の影響を調べる。

LHD の低密度 NBI プラズマにおいて、負の径電場 (イオンルート) から正の径電場 (電子ルート) への遷移が観測された [66]。径電場 E_r はステラレータ/ヘリオトロン型装置において、低衝突周波数領域で新古典のリップル輸送が E_r により抑制されると考えられるため [12, 67] 重要である。 E_r の絶対値の大きさは、正の E_r の場合に負の場合よりも大きくなる傾向があるため、電子ルート ($E_r > 0$) のプラズマが詳細に調べられている。実験値の輸送係数 χ_e 及び χ_i を局所輸送解析によって求め、これらの振る舞いについて調べた。磁気軸位置 R_{ax}^{vac} は新古典輸送に対しても影響する [11, 12, 67] ため、異なる 2 つの R_{ax}^{vac} の場合を比較した。

本付録 A 章では、第 A.2 節において、 E_r を含めて実験的に観測されたプラズマパラメータの分布を示す。局所輸送解析の結果及び 2 つの場合の比較を、第 A.3 節で示す。第

A. 4 節はこの章のまとめである。

A. 2 低密度 NBI プラズマの周辺部における電子ルート

LHD において、イオン温度空間分布は荷電交換分光 (CXS) により計測されている。径方向電場 E_r は、CXS により計測されたポロイダル及びトロイダル回転から求められる [68, 69]。CXS 計測システムは、接線入射 NBI を観測するシステム (10-O) と垂直入射される NBI#4 を観測するシステムがある。接線入射 NBI との荷電交換分光では、入射エネルギーが高いために炭素との荷電交換の断面積が小さい。そのため、イオン温度・電場計測時には、ネオンが入射され、Ne X の荷電交換による発光のラインが観測された。NBI#4 を観測するシステムでは、ポロイダル視線として 5-O ポートから、トロイダル視線として NBI#3 方向から観測している。本研究では、ネオン入射を用いて計測された接線入射 NBI の荷電交換分光のデータが用いられている。

本研究で使われたプラズマのデータは、磁場強度 $B = 1.5 \text{ T}$ 及び 2.5 T 、 $R_{ax} = 3.60 \text{ m}$ 及び 3.75 m の条件で得られた。 $R_{ax} = 3.75 \text{ m}$ の配位は標準配位であり、 $R_{ax} = 3.60 \text{ m}$ の配位は内寄せのものである。

図 A.1 に、 $R_{ax} = 3.75 \text{ m}$ での異なる密度の 2 つの放電におけるいくつかのプラズマパラメータの比較を示す。(a) 電子温度 T_e , (b) 電子密度 n_e , (c) イオン温度 T_i 及び (d) 径電場 E_r である。これらのプラズマの電子密度は、低密度の場合 $n_e \simeq 0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (実線) 及び高い密度の場合 $n_e \simeq 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (破線) であった。図 A.1 (d) の E_r は、どちらも比較的 n_e が低いため、共に周辺領域で正である。低密度の場合の E_r (●) の大きさは、約 10 kV/m に達する。一方、高い密度の場合 (○) E_r の大きさは 3 kV/m 程度以下であった。 E_r が負から正へ変わる閾の密度 n_{ec} が存在する。 E_r の符号は、 n_e 及び T_e の T_i に対する比 (T_e/T_i) に強く依存する [71]。

A. 3 電子ルート領域におけるイオン熱輸送係数

イオン及び電子の実験から評価される熱輸送係数 (それぞれ χ_i 及び χ_e) を、PROCTR コードを用いた局所輸送解析により求めた。このコードは時間変化を計算することもできる

が、ここでは実効的な χ_e 及び χ_i を求めるために、定常のパワーバランスに基づいた計算が行なわれた。ここでの実効的という意味は、計算において NBI による粒子源が含まれていないため、これによる対流損失が含まれている、という意味である。NBI の加熱分布は、三次元のモンテカルロシミュレーションコードによる計算によって評価する。 $R_{ax} = 3.75$ m の場合の結果を、図 A.2 に示す。高密度及び低密度の場合のパワーバランスを、図 A.2 (a) 及び (b) に示す。これらの T_e の連続の式の図中の記号、 q_{NBI}^e , q_{ei} , q_{rad} , q_{conv} 及び q_{cond} は、それぞれ、NBI の電子への加熱パワー、電子・イオン間の熱緩和 (electron-ion rethermalization)、放射損失、対流損失 (convection loss) を表している。 T_i の連続の式の図中の、 q_{NBI}^i , q_{ion} 及び q_{cx} は、NBI のイオンへの加熱パワー、中性粒子の電離による (neutral ionization) エネルギー損失、及び荷電交換損失 (charge exchange loss) である。

図 A.2 (c) 及び (d) は、図 A.1 の 2 つの n_e の場合のプラズマに対して実験的に評価した χ_e 及び χ_i である。実線が低密度の場合であり、破線が高密度の場合である。 $\rho = 0.85$ でのイオンの熱輸送係数 χ_i は、約 $5 \text{ m}^2/\text{s}$ から $2 \text{ m}^2/\text{s}$ へ減少する。そのような χ_i の減少は、特に大きな正の E_r が観測されている周辺部で明らかである。この大きな正の E_r の場合の実験的 χ_i 評価の低減は、低 n_e の場合の q_{NBI}^i は高 n_e の場合の約半分になるが、 T_i は少し高くなるため、NBI 吸収パワーの減少による。一方で、周辺領域での電子の熱輸送係数 χ_e の違いは小さい。図 A.2 (c) の細い実線は、 $q_{rad} = 0$ を仮定して計算された χ_e を表す。周辺部での q_{rad} は T_e の式の熱伝導の項を減少させることにより実効的 χ_e を減少させる。しかし、この q_{rad} の影響は小さい。

$R_{ax} = 3.75$ m, $B = 1.5$ T の配位での $\rho > 0.8$ の実験的 χ_i を、図 A.3 に示す (●)。また、 $R_{ax} = 3.60$ m, $B = 2.5$ T の場合の χ_i (○) も同じ図中に示されている。図中の破線は、 $R_{ax} = 3.75$ m に対する新古典理論による E_r の計算結果である。標準配位 ($R_{ax} = 3.75$ m) で、大きな正の E_r による χ_i の減少が観測された。しかし、 χ_i の大きさは、新古典理論値よりも大きい。新古典輸送がより最適化された磁場構造である内側シフト ($R_{ax} = 3.60$ m) の場合も、 $n_e \lesssim 0.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の低密度の領域で、大きな正の E_r が観測される。しかし、正の E_r による χ_i の減少は見られない。この場合、新古典輸送の特徴が現れておらず、異常輸送が支配的となっていると考えられる。CHS (Compact Helical System) 装置では、電子熱輸送障壁付近で約 $200 \sim 360 \text{ kV/m}^2$ の大きさの E_r シアが観測され、密度揺動が低減された [72]、という結果がある。LHD での E_r シアは、図 A.1 (d) の周辺領域で約 120 kV/m^2 であり、CHS における結果と比べるとこの大きさは異常輸送を抑制するために十分大きくはないと考えられる。

A.4 まとめ

イオンの熱輸送に対する正の径電場の影響を明らかにするため、LHD の低密度 NBI プラズマに対し局所輸送解析を行った。観測された E_r は、 $R_{ax} = 3.75$ m の場合に $n_e \lesssim 0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の密度領域で大きな正の値を示した。LHD の標準配位 ($R_{ax} = 3.75$ m) で、低衝突周波数領域において新古典理論により予測されるイオンの熱輸送係数 χ_i の減少が観測された。一方、新古典輸送に関してより最適化されている磁場構造である内側シフト ($R_{ax} = 3.6$ m) の磁場配位では、図 A.3 の場合に正の E_r による χ_i の減少が見られなかった。

以上のことから、 $R_{ax} = 3.75$ m の場合に大きな正の E_r による χ_i の低減が実験的に観測されたことにより、低衝突周波数領域で理論的に期待される径電場による新古典リップル損失の抑制について確認できたと考えられる。

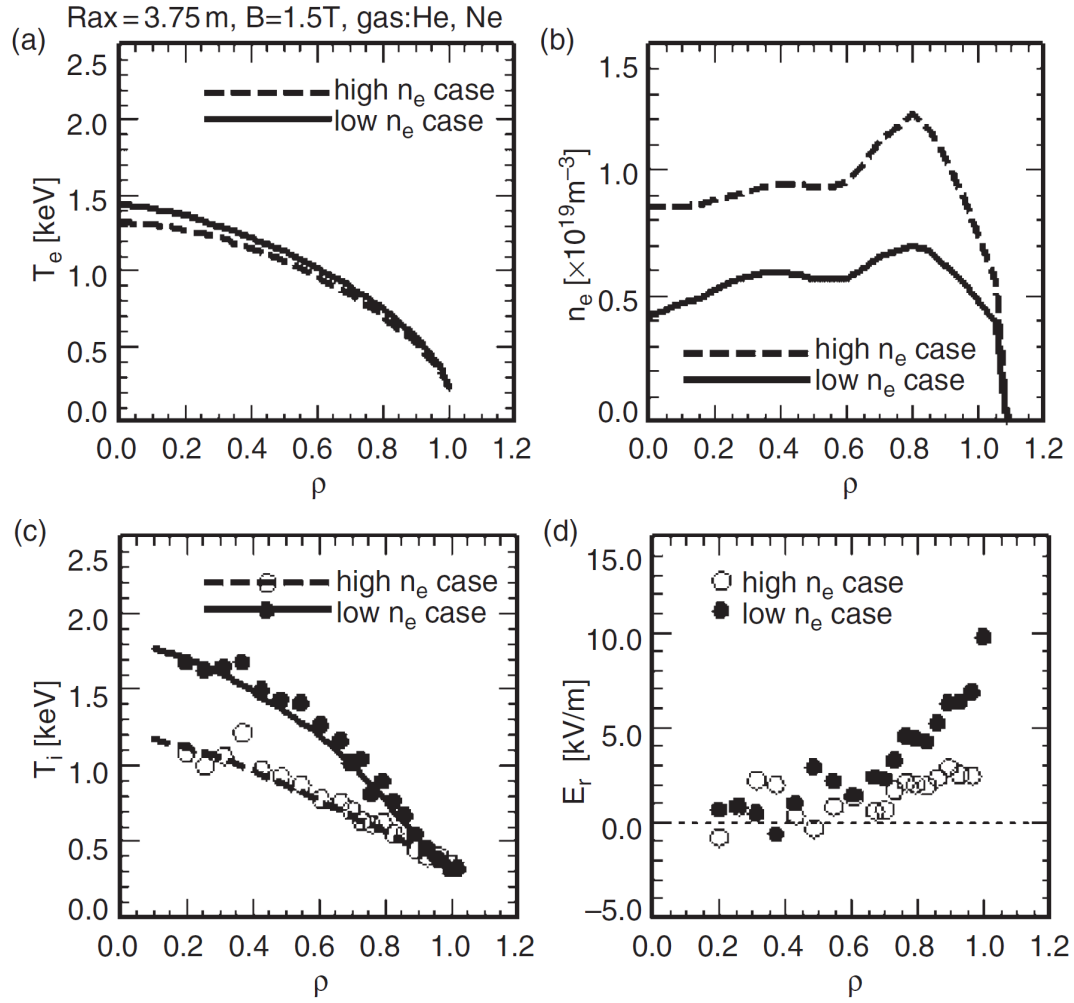


図 A.1 : $R_{\text{ax}}^{\text{vac}} = 3.75 \text{ m}$ のプラズマのプラズマパラメータの空間分布 [70]。

(a) 電子温度 T_e , (b) 電子密度 n_e , (c) イオン温度 T_i , (d) 径方向電場 E_r 。

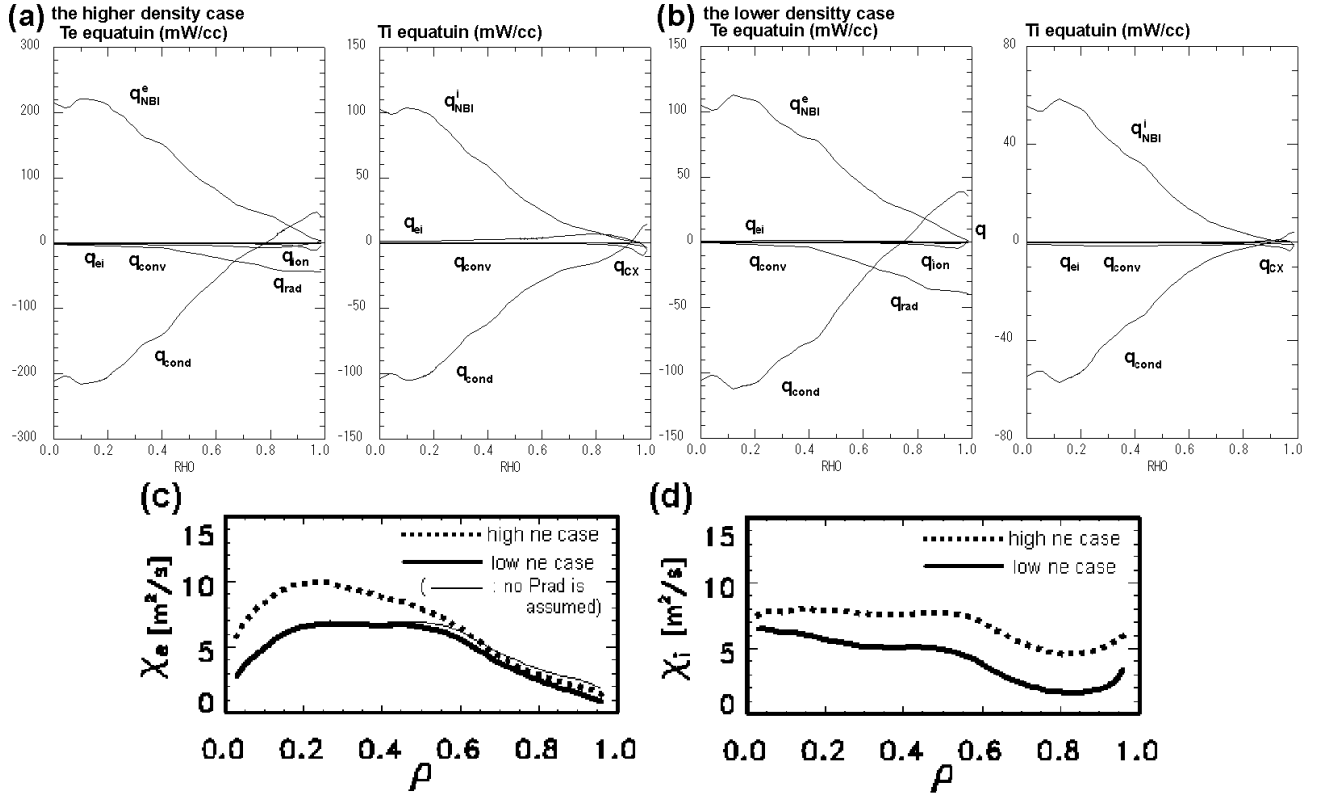


図 A.2 : $R_{ax}^{vac} = 3.75 \text{ m}$ のプラズマの定常でのパワーバランスと熱輸送係数の空間分布 [70]。

(a) 高密度の場合の電子及びイオンのパワーバランス,

q_{NBI}^e , q_{ei} , q_{rad} , q_{conv} 及び q_{cond} は、それぞれ、NBI の電子への加熱パワー、電子・イオン間の熱緩和、放射損失、対流損失を表している。

(b) 低密度の場合の電子及びイオンのパワーバランス,

q_{NBI}^i , q_{ion} 及び q_{cx} は、NBI のイオンへの加熱パワー、中性粒子の電離によるエネルギー損失、及び荷電交換損失である。

(c) 電子の熱輸送係数 χ_e^{exp} ,

(d) イオンの熱輸送係数 χ_i^{exp} 。

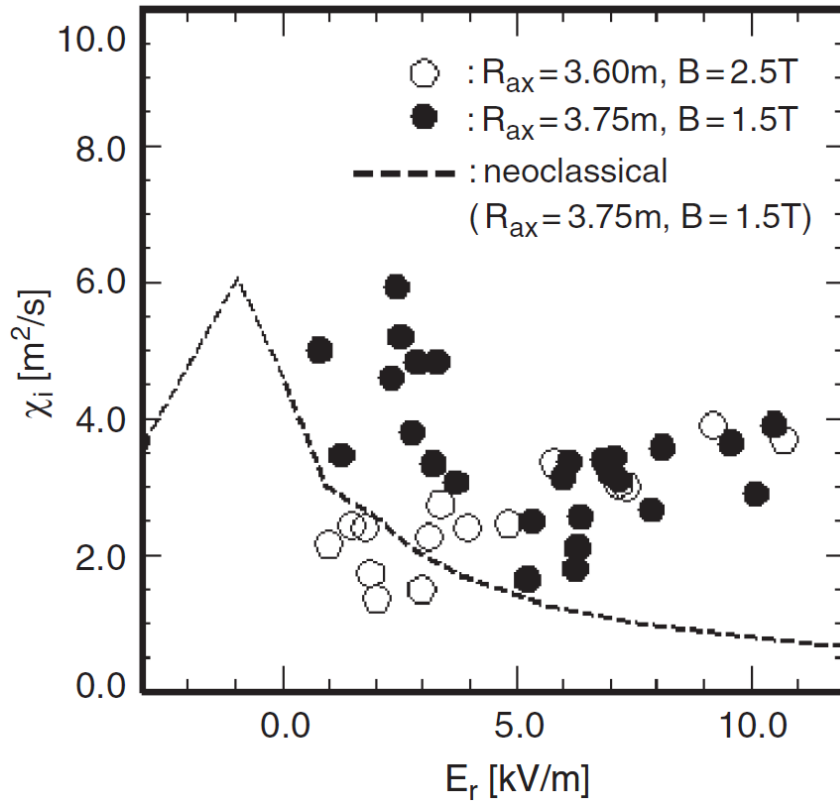


図 A.3 : $R_{ax}^{\text{vac}} = 3.75\text{ m}$ のプラズマの周辺部における径電場 E_r とイオンの熱輸送係数 χ_i^{exp} の関係 [70]。

参考文献

- [1] A. Iiyoshi, A. Komori, *et al.* "Overview of the Large Helical Device project", Nucl. Fusion **39** (1999) 1245.
- [2] G. McCracken and P. Stott 著、村岡克紀、飯吉厚夫 訳、「フュージョン –宇宙のエネルギー–」(シュプリンガー・フェアラーク東京, 2005).
- [3] S. Sudo, *et al.*, "Scalings of Energy Confinement and Density Limit in Stellarator/Heliotron Devices", Nucl. Fusion **30** (1990) 11.
- [4] U. Stroth, M. Murakami, *et al.*, "Energy Confinement Scaling from the International Stellarator Database", Nucl. Fusion **36** (1996) 1063.
- [5] U. Stroth, *et al.*, "A comparative study of transport in stellarators and tokamaks", Plasma Phys. Control. Fusion **40** (1998) 9.
- [6] 山田弘司, 「講座 トロイダル・プラズマ輸送解析の基礎 2. 閉じ込め時間(0次元)と輸送(1次元)の関わり」 J. Plasma Fusion Res. **79** (2004) 592.
- [7] H. Yamada, *et al.*, "Characterization of Energy Confinement in Net-Current Free Plasmas Using the Extended International Stellarator Database" Nucl. Fusion **45** (2005) 1684.
- [8] H. Yamada, *et al.*, "Configuration flexibility and extended regimes in Large Helical Device", Plasma Phys. Control. Fusion **43** (2001) A55.
- [9] H. Yamada, "Energy confinement and thermal transport characteristics of net current free plasmas in the Large Helical Device", Nucl. Fusion **41** (2001) 901.
- [10] K. Ichiguchi, *et al.*, "Effects of net toroidal current on the Mercier criterion in the Large Helical Device", Nucl. Fusion **33** (1993) 481.
- [11] H.E. Mynick, T.K. Chu and A.H. Boozer, "Class of model Dstellarator Fields with Enhanced Confinement", Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 322.
- [12] Y. Ogawa, *et al.*, "Analysis of neoclassical transport in the banana regime with the DKES code for the Large Helical Device", Nucl. Fusion **32** (1992) 119.
- [13] J. Miyazawa, *et al.*, "Temperature dependence of the thermal diffusivity in high-collisionality regimes in the large helical device", Plasma Phys. Control. Fusion **47** (2005) 801.

- [14] J. Miyazawa, *et al.*, "Electron Pressure Profiles in High-Density Neutral Beam Heated Plasmas in the Large Helical Device", J. Plasma Fusion Res. **81** (2005) 302.
- [15] K. Ichiguchi, O. Motojima, *et al.*, "Flexibility of LHD configuration with multilayer helical coils", Nucl. Fusion **36** (1996) 1145.
- [16] A. Iiyoshi, S. Imagawa, LHD group, "Design, construction and the first plasma experiments in the Large Helical Device", Fusion Engineering. Design **36** (1999) 323.
- [17] 渡邊清政, 「小特集 ベータ値限界とMHD 2. ヘリカルプラズマにおける到達 値の進展」 J. Plasma Fusion Res. **79** (2003) 136.
- [18] O. Motojima, K. Ida, *et al.*, "Overview of confinement and MHD stability in the Large Helical Device", Nucl. Fusion **45** (2005) S255.
- [19] J. Sheffield, *et al.*, *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation (2nd Edition) : Theory and Measurement Techniques* (Academic Press, 2011).
- [20] V.A. Zhuravlev, G.D. Petrov, "Scattering of radiation by finite volumes of relativistic plasma streams", Sov. J. Plasma Phys. **5** (1979) 3.
- [21] A.C. Selden, "Simple Analytic Form of the Relativistic Thomson Scattering Spectrum", Phys. Lett. **79A** (1980) 405.
- [22] K. Narihara, I. Yamada, *et al.*, "Design and performance of the Thomson scattering diagnostic on LHD", Rev. Sci. Instrum. **72** (2001) 1122.
- [23] I. Yamada, K. Narihara, *et al.*, "Recent Progress of the LHD Thomson Scattering System", Fusion Sci. Tech. **58** (2010) 345.
- [24] I. Yamada, K. Narihara, H. Funaba, R. Yasuhara, *et al.*, "Current status of the LHD Thomson scattering system", J. Inst. **7** (2012) C05007.
- [25] B. Kurzan, *et al.*, "Signal processing of Thomson scattering data in a noisy environment in ASDEX Upgrade", Plasma Phys. Control. Fusion **46** (2004) 299.
- [26] K. Kawahata, *et al.*, "Bolometer diagnostics for one- and two-dimensional measurements of radiated power on the Large Helical Device" Fusion Eng. Des. **34-35** (1997) 393.
- [27] S. Sakakibara, H. Yamada, *et al.*, "Role of Magnetic Measurements for LHD Equilibrium Database", J. Plasma Fusion Res. SERIES, Vol.1 (1998) 386.

- [28] B.J. Peterson, *et al.*, "Bolometer diagnostics for one- and two-dimensional measurements of radiated power on the Large Helical Device" Plasma Phys. Control. Fusion **45** (2003) 1167.
- [29] S.P. Hirshman, *et al.*, "Steepest-Descent Moment Method for Three-Dimensional Magnetohydrodynamic Equilibria", Phys. Fluids **26** (1983) 3553.
- [30] K. Harafuji, T. Hayashi, *et al.*, "Computational Study of Three-Dimensional Magnetohydrodynamic Equilibria in Toroidal Helical Systems", J. Comput. Phys. **81** (1989) 169.
- [31] Y. Takeiri, O. Kaneko, *et al.*, "High-power and long-pulse injection with negative-ion-based neutral beam injectors in the Large Helical Device", Nucl. Fusion **46** (2006) S199.
- [32] O. Kaneko, Y. Takeiri, *et al.*, "Plasma startup by neutral beam injection in the Large Helical Device", Nucl. Fusion **39** (1999) 1087.
- [33] O. Kaneko, Y. Takeiri, *et al.*, "Analysis of plasma initiation by neutral beams in the Large Helical Device", Nucl. Fusion **42** (2002) 441.
- [34] M. Osakabe, Y. Takeiri, *et al.*, "In situ calibration of neutral beam port-through power and estimation of neutral beam deposition on LHD", Rev. Sci. Instrum. **72**, 590(2001).
- [35] S. Murakami, N. Nakajima and M. Okamoto, "Finite β Effects on the ICRF and NBI Heating in the Large Helical Device", Trans. Fusion Technol. **27** (1995) 256.
- [36] 高村秀一、「プラズマ加熱基礎論」(名古屋大学出版会, 1986).
- [37] S. Murakami, *et al.*, "5-D simulation study of suprathermal electron transport in non-axisymmetric plasmas", Nucl. Fusion **40** (2000) 693.
- [38] S. Murakami *et al.*, "Neoclassical transport optimization of LHD", Nucl. Fusion, **40** (2002) L19.
- [39] M. Wakatani, *Stellarator and Heliotron Devices* (Oxford University Press, New York, 1998) p.357.
- [40] H.C. Howe, "Physics Models in the Toroidal Transport Code PROCTR", *ORNL/TM-11521* (1990).
- [41] R. Seki, H. Funaba, *et al.*, "Transport Study of LHD High-Beta Plasmas Based on Power Balance Analysis with TASK3D Code Module", Plasma and Fusion Res. **6** (2011) 2402081.

- [42] 伊藤公孝, 伊藤早苗, 「講座 トロイダル・プラズマ閉じ込め入門 5 5. 閉じ込め特性 II. モデルと解析手法」核融合研究 **67** (1992) 136.
- [43] 宮本健郎, 「プラズマ物理・核融合」(東京大学出版会, 2004).
- [44] S. Hamaguchi and W. Horton, "Modeling of Drift Wave Turbulence with a Finite Ion Temperature Gradient", Plasma Phys. Control. Fusion **34** (1992) 203.
- [45] R.E. Waltz, J. Candy, "Advances in comprehensive gyrokinetic simulations of transport in tokamaks", Nucl. Fusion **45**(2005) 741.
- [46] 岸本泰明, 「講座 誰にでもわかるトラスプラズマの輸送現象 3. 異常輸送」プラズマ・核融合学会誌 **76** (2000) 1280.
- [47] B.A. Carreras, L. Garcia and P.H. Diamond, "Theory of resistive pressure-gradient-driven turbulence", Phys. Fluids **30** (1987) 1388.
- [48] B.A. Carreras and P.H. Diamond, "Thermal diffusivity induced by resistive pressure-gradient-driven turbulence", Phys. Fluids B **1** (1989) 1011.
- [49] 宮本健郎, 「核融合のためのプラズマ物理」(岩波書店, 1991).
- [50] H. Funaba, K.Y. Watanabe, *et al.*, "Transport Analysis of High-Beta Plasmas on LHD", Fusion Sci. and Tech. **51** (2007) 129.
- [51] K.Y. Watanabe, *et al.*, "Effects of global MHD instability on operational high beta-regime in LHD", Nucl. Fusion **45** (2005) 1247.
- [52] M. Yokoyama and K.Y. Watanabe, "The Role of the Bumpy Field for the Ripple Diffusion in Strongly inward Shifted Configurations in LHD", Nucl. Fusion **45** (2005) 1600.
- [53] H. Funaba, K.Y. Watanabe, *et al.*, "Configuration Effects on Local Transport in High-Beta LHD Plasmas", Plasma Fusion Res. **3** (2008) 022.
- [54] H. Funaba, K.Y. Watanabe, *et al.*, "Local Transport Property of High-Beta Plasmas on LHD", Fusion Sci. and Tech. **58** (2010) 141.
- [55] K.Y. Watanabe, S. Masamune *et al.*, "Effect of pressure-driven MHD instabilities on confinement in reactor-relevant high-beta helical plasmas", Phys. Plasmas **18** (2011) 056119.

- [56] W. Horton, "Nonlinear Drift Waves and Transport in Magnetized Plasma", Phys. Reports **192** (1990) 1.
- [57] W. Horton, *Turbulent Transport in Magnetized Plasmas* (World Scientific, 2012).
- [58] C. Michael, K. Tanaka *et al.*, "Measurements of Micro-Turbulence in High Beta and High Density Regimes of LHD and Comparison with Resistive G-Mode Scaling ", Plasma and Fusion Res. **3** (2008) S1071.
- [59] C.C. Petty, T.C. Lute, *et al.*, "Nondimensional transport scaling in DIII-D: Bohm versus gyro-Bohm resolved", Phys. Plasmas **2** (1995) 2342.
- [60] N. Ohya, T. Morisaki, *et al.*, "Observation of Stable Supersheath Core Plasmas in the Large Helical Device", Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 055002.
- [61] H. Yamada, R. Sakamoto, *et al.*, "Characterization and operational regime of high density plasmas with internal diffusion barrier observed in the Large Helical Device", Plasma Phys. Control. Fusion **49** (2007) B487.
- [62] R. Sakamoto, M. Kobayashi, *et al.*, "High-density plasma with internal diffusion barrier in the Large Helical Device", Nucl. Fusion, **49** (2009) 085002.
- [63] R. Sakamoto, H. Yamada, *et al.*, "Pellet Injection and Internal Diffusion Barrier Formation in Large Helical Device", Plasma Fusion Res. **2** 047 (2007).
- [64] S. Sakakibara, *et al.*, "Extension of High-Beta Plasma Operation to Low Collisional Regime", 26th IAEA Fusion Energy Conf., Kyoto (2016) EX/4-4.
- [65] R. Seki, M. Sato, *et al.*, "Development of Transport Model in Reactor Plasmas based on LHD Experiment Scaling", Plasma and Fusion Res. **8** (2013) 2403089.
- [66] K. Ida, H. Funaba, S. Kado, *et al.*, "Reduction of Ion Thermal Diffusivity Associated with the Transition of the Radial Electric Field in Neutral-Beam-Heated Plasmas in the Large Helical Device", Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5297.
- [67] A. Wakasa, S. Murakami, *et al.*, "Monte Carlo Simulations Study of Neoclassical Transport in Inward Shifted LHD Configurations", J. Plasma Fusion Res. SERIES, **4** (2001) 408.
- [68] K. Ida, S. Kado, *et al.*, "Measurements of poloidal rotation velocity using charge exchange spectroscopy in a large helical device", Rev. Sci. Instrum. **71** (2000) 2360.

- [69] K. Ida, "Experimental studies of the physical mechanism determining the radial electric field and its radial structure in a toroidal plasma", *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** (1998) 1429.
- [70] H. Funaba, K. Ida *et al.*, "Improvement of neoclassical ion thermal transport near the plasma edge in the electron root regime on LHD", *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** (2002) A18.
- [71] M. Yokoyama, K. Ida, *et al.*, "Towards improved confinement: Analysis of the radial electric field in LHD", *Nucl. Fusion* **42** (2002) 143.
- [72] A. Fujisawa, H. Iguchi, T. Minami, *et al.*, "Electron Thermal Transport Barrier and Density Fluctuation Reduction in a Toroidal Helical Plasma", *Phys. Rev. Lett.* **29** (1999) 2669.

主な論文リスト

1. H. Funaba, K. Ida *et al.*, "Improvement of neoclassical ion thermal transport near the plasma edge in the electron root regime on LHD", Plasma Phys. Control. Fusion **44** (2002) A18.
2. H. Funaba, N. Ohyabu, *et al.*, "Difference in Electron Transport between Co- and Counter-NBI Heated Plasmas in the Inward-Shifted Configuration on LHD", Fusion Sci. and Tech. **46** (2004) 262.
3. H. Funaba, K.Y. Watanabe, *et al.*, "Transport Analysis of High-Beta Plasmas on LHD", Fusion Sci. and Tech. **51** (2007) 129.
4. H. Funaba, K.Y. Watanabe, *et al.*, "Configuration Effects on Local Transport in High-Beta LHD Plasmas", Plasma Fusion Res. **3** (2008) 022.
5. H. Funaba, K.Y. Watanabe, *et al.*, "Local Transport Property of High-Beta Plasmas on LHD", Fusion Sci. and Tech. **58** (2010) 141.
6. H. Funaba, H. Okada, F. Sano, K. Kondo, *et al.*, "Electron temperature measurements by TV Thomson scattering in Heliotron E", Fusion Engineering and Design **34-35**, (1997) 625.
7. H. Funaba, H. Okada, F. Sano, *et al.*, "Electron thermal transport analysis for ECH and NBI plasmas in Heliotron E", Proc.1996 Int.Conf.on Plasma Phys. (1996) 282.

本論文に関連するその他の論文リスト

- K. Ida, H. Funaba, S. Kado, *et al.*, "Reduction of Ion Thermal Diffusivity Associated with the Transition of the Radial Electric Field in Neutral-Beam-Heated Plasmas in the Large Helical Device", Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5297.
- N. Ohyabu, Y. Takeiri, H. Funaba, *et al.*, "Influence of Beam Flow on the Electron Transport in Low Density LHD Discharges", Proc.30th EPS conf.on Contr.Fusion and Plasma Phy., St.Petersburg, ECA Vol.27A (2003) P-3.19.

A. Weller, K.Y. Watanabe, S. Sakakibara, A. Dinklage, H. Funaba, *et al.*, "International Stellarator/Heliotron Database progress on high-beta confinement and operational boundaries", Nucl. Fusion **49** (2009) 065016.

K. Watanabe, S. Masamune, Y. Takemura, H. Funaba, *et al.*, "Effect of pressure-driven MHD instabilities on confinement in reactor-relevant highbeta helical plasmas" Phys. Plasmas **18** (2011) 056119.

R. Seki, H. Funaba, *et al.*, "Transport Study of LHD High-Beta Plasmas Based on Power Balance Analysis with TASK3D Code Module", Plasma Fusion Res. **6** (2011) 2402081.

R. Seki, M. Sato, K.Y. Watanabe, H. Funaba, *et al.*, "Development of Transport Model in Reactor Plasmas based on LHD Experiment Scaling", Plasma Fusion Res. **8** (2013) 2403089.

R. Sakamoto, M. Kobayashi, J. Miyazawa, S. Ohdachi, H. Yamada, H. Funaba, *et al.*, "High-density plasma with internal diffusion barrier in the Large Helical Device", Nucl. Fusion **49** (2009) 085002.

I. Yamada, K. Narihara, H. Funaba, *et al.*, "Recent Progress of the LHD Thomson Scattering System", Fusion Sci. Tech. **58** (2010) 345.

I. Yamada, K. Narihara, H. Funaba, R. Yasuhara, *et al.*, "Current status of the LHD Thomson scattering system", J. Inst. **7** (2012) C05007.