

磁気計測による 3 次元配位の MHD 平衡量同定

山口太樹

博士（工学）

総合研究大学院大学 物理科学研究科
核融合科学専攻

平成 17 年度（2005）

目次

第1章 序論	1
1.1 核融合研究	1
1.2 MHD 平衡同定の意義	2
1.3 磁気計測の目的	3
1.4 本研究の意義	5
参考文献	6
第2章 実験装置	7
2.1 大型ヘリカル装置 (Large Helical Device)	7
2.2 LHD の MHD 平衡特性	8
2.3 LHD における磁気計測器	10
参考文献	31
第3章 MHD 平衡量同定手法	32
3.1 ヘリカルプラズマ中を流れる電流	32
3.2 MHD 平衡解析コード及び磁気計測器信号解析コード	34
3.3 MHD 平衡量同定手法	36
3.4 MHD 平衡量同定手法の高度化	37
付録3.A 3次元 MHD 平衡解析コード VMEC の計算手法	42
付録3.B 3次元実空間MHD平衡解析コード HINT の計算手法	45
付録3.C 磁気計測器信号解析コード DIAGNO の計算手法	46
付録3.D 磁気計測器信号解析コード JDIA の計算手法	47
参考文献	55
第4章 トロイダル電流駆動実験における MHD 平衡量の同定精度向上	56
4.1 はじめに	56
4.2 反磁性計測におけるトロイダル電流の高精度な補正法	59
4.3 トロイダル電流の補正法の実験的な検証	64
参考文献	79
第5章 圧力非等方度の同定	80
5.1 はじめに	80
5.2 LHD における磁気計測による圧力非等方度の観測例	82
5.3 圧力非等方度の同定手法	83
5.4 LHD の MHD 平衡研究に対する非等方度同定手法の適用結果	86
付録5.A 電子温度計測を基にした磁気軸シフト量の評価	89
参考文献	97

第 6 章 乱れた磁気面を考慮した MHD 平衡コードを用いた平衡量同定精度向上.....	98
6 . 1 はじめに	98
6 . 2 入れ子状の磁気面仮定の有無による磁気計測器信号への影響	99
6 . 3 乱れた磁気面を考慮した MHD 平衡量同定手法の検証	101
付録 6 .A 自由境界 VMEC においてプラズマ領域の大きさが MHD 平衡解に与える影響	103
参考文献	116
第 7 章 総括	117
謝辞	120

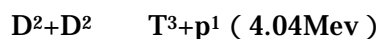
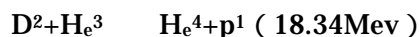
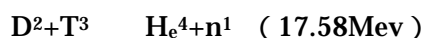
第1章 序論

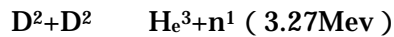
1.1. 核融合研究

「いつ原油が底を尽くか」という問題に対し正確な評価は困難であるが、エネルギーの安定供給の観点から新エネルギー源の確立が望まれている。2003・2004年資源エネルギー年鑑[1]によれば2000年において評価された原油の可採年数は39.9年である。可採年数は当該年末時の確認可採埋蔵量を当該年の年間生産量で除した数値である。1971年から2000年までの可採年数は27.1年(1979年の評価)～43.6年(1989年の評価)の間で推移している。2000年を除けば、1987年以降可採年数は40年以上を維持している。確認可採埋蔵量はその時点で確認されている埋蔵量である。新たな油田発見や採掘技術の発展により確認可採埋蔵量は変化する。地球殻内にどれだけの原油が存在し、その内のどれだけを採掘可能であることを示す究極可採量という指標も存在する。最近一般に論じられているのは2兆バレルであるが、この値は学術的な仮説の域を脱し得ないものであり参考値にすぎないと言われている。敢えて究極可採量を2兆バレルとして2000年の年間生産量で除すると原油の可採年数は約80年と見積もられる。但し、年間生産量についても政治、経済及び省エネルギー技術等によって変化する。従って、「いつ原油が底をつくか」という疑問に明確な数値で回答する事は困難である。これらの統計から、数十年の単位で原油が底をつく事は無いと予想されるが、200～300年後に原油が枯渇する可能性は十分に考えられる。特に我が国においては、2000年における1次エネルギー供給に占める石油の割合は51.8%を占めている。従って石油代替エネルギー源の早期確立が望まれる。

高速増殖炉も含む核分裂型の原子力発電は長期かつ膨大なエネルギー源として期待できる。但し、常に放射性物質や原子核爆弾製造技術の拡散に関連した安全性が議論される為、安全に関する科学技術面や情報公開制度等の科学技術以外の面での改善等も望まれる。太陽光発電、風力発電は自然環境面で高い評価を得ているが、局所的なエネルギー供給には適しているが大規模のエネルギー供給を行うには技術的な課題が残っている。この中で核融合発電は核分裂に基づく原子力発電や石油に代わって長期かつ膨大なエネルギー源の候補として50年近く前から研究・開発が進められている。

核融合発電の候補となっている代表的な核融合反応を以下に示す。





p と n はそれぞれ陽子と中性子を表す。 D^2 と T^3 はそれぞれ、重水素核と 3 重水素核を表し、 He^3 と He^4 はヘリウムの同位体核を表す。括弧内には反応毎の放出エネルギーを示している。

は反応ごとの放出エネルギーが最も大きい。 T^3 は自然界では大気や土壤中にわずかに存在しない。 と の反応では海水中に存在する重水素のみを資源燃料に出来、無尽蔵な資源を得られる。 の反応は中性子が核反応生成物に現れないという長所を持つが、 He^3 は月から調達する事になる。 以外の反応においても核融合反応によって高レベル放射性廃棄物が生まれず、核分裂炉に比べて放射性廃棄物の半減期が短い。また、核融合炉では核分裂炉のように炉内に大量の燃料を入れておく必要がない事からも安全性に優れている。

十分な核融合反応が起こるように原子核同士を近づける為、上記の燃料粒子をプラズマ状態にする。このプラズマを磁場によって閉じ込める方式は磁気閉じ込め核融合と呼ばれる。磁気閉じ込め核融合の中でもトカマク型装置、ヘリカル型装置、RFP(Reversed Field Pinch)装置、及びミラー型装置などがある。ここで、今日の磁気閉じ込め核融合において最も高性能なパラメータを実現しているトカマク装置、及び本研究で対象とするヘリカル型装置について述べる。

トカマク装置は構造が比較的容易である事などの理由から、現在最も高性能なパラメータを達成している。JET 及び JT-60U といった大型装置では、既に等価臨界条件(入力したエネルギーと D-T 燃料を用いたと仮定した場合に出力するであろうエネルギーの比 Q が 1 となる条件)をクリアしている。今後は更に大型の ITER(International Thermonuclear Experimental Reactor)の建設が確定している。トカマク装置ではプラズマ閉じ込め磁場形成にプラズマ中を流れるトロイダル電流が必要である。定常的に電流を流し続ける事、ディスラプションの発生確率の低減、及び発生した時の装置へのダメージの低減が課題である。

ヘリカル装置はその研究の歴史自体はトカマク装置より古い。世界的にトカマクに比重を置いて研究が進められてきた事もあり、ヘリカル装置の閉じ込め時間や温度などの達成パラメータはトカマク装置に劣る。しかし、プラズマ閉じ込め磁場形成にプラズマ中を流れるトロイダル電流が不要である事からディスラプションの心配がない事や、定常運転が容易である等、安定な核融合発電炉を目指す上で利点がある。

1.2. MHD 平衡同定の意義

磁気閉じ込めプラズマでは、径方向の圧力勾配の為に外側へ広がろうとする力と Lorentz 力との間で均衡を保つ事によりプラズマを閉じ込める。この状態を電磁流体力学的

(Magnetohydrodynamics :MHD)平衡状態と呼ぶ。この時、磁力線を追跡すると入れ子状の磁気面が構成される（但し、6章で述べるようにヘリカル装置ではベータ値(プラズマ圧力 / 磁気圧力)が高くなるとプラズマ周辺領域の磁気面構造が乱れる）。MHD 平衡状態によって、プラズマの安定性や閉じ込め性能は大きく影響を受ける。従って MHD 平衡状態を知ることは安定性、及び輸送研究に欠かすことが出来ない。MHD 平衡同定とは MHD 平衡状態の磁場分布もしくは MHD 平衡を保つためのプラズマ中の電流分布を同定することである。MHD 平衡を同定する手法としては大きく分けると2つある。1つは直接プラズマ中の電流分布や磁場分布を計測する方法であり、もう1つはプラズマの境界形状、プラズマの全圧力とその分布、正味トロイダル電流とその分布（以上は MHD 平衡量と呼ばれる）を計測し、これを入力条件として MHD 平衡の式を解く方法である。

トカマク装置においては、実時間でプラズマ境界位置、磁気軸、及び磁気面分布を同定する手法が確立している。この同定された MHD 平衡配位を基に、放電中に MHD 平衡配位の制御を行う「実時間フィードバック平衡制御」が MHD 不安定性回避や閉じ込め改善といった成果を挙げている[2, 3]。他方、ヘリカル装置においては、MHD 平衡配位の制御が運転に不可欠ではないことから、放電中の実時間フィードバック平衡制御は行われていない。しかし、LHD 実験結果に代表されるようにヘリカル装置において近年、到達ベータ値の記録更新が進んでおり[4]、圧力が誘起する MHD 平衡の変化(特に磁気軸位置のシフト)が今後の到達ベータ値を制限したり、閉じ込め特性の劣化などの問題を引き起こす可能性がある[5, 6]。また現状のベータ値においても、理論計算によればプラズマ周辺の磁場構造が入れ子状の磁気面構造ではなく、磁気島や磁気面の乱れた領域（ストキャスティックな磁場構造）となっていることが予測されている[7, 8]。磁気軸シフトの抑制や磁気島や磁気面の乱れた領域の制御を目的として、ヘリカル装置においても実時間フィードバック平衡制御の効果が期待される。この為には、実時間で MHD 平衡を同定する必要があるが、ヘリカル装置において実時間での MHD 平衡同定は行われていない。

1.3. 磁気計測の目的

磁気閉じ込めプラズマの診断の為に様々な計測器が用いられる。磁気計測の目的は以下の2点である。

(1) MHD 平衡計測

(2) MHD 揺動計測

(1)の MHD 平衡計測は MHD 平衡が保たれるようにプラズマ中に流れる電流に起因した磁場、及び MHD 平衡を特定する為に重要な正味のトロイダル電流を計測し、MHD 平衡量と

MHD 平衡分布を同定する事を目的としている。(2)の MHD 揺動計測はプラズマ閉じ込めに影響を与える擾乱の時間の変化, 及び空間的構造の理解を主な目的としているが、磁場配位により MHD 不安定性の発現条件が異なるので、磁場揺動の発現と消滅の様子から特定有理面の有無などの MHD 平衡配位に関する情報を得ることに使われることがある[9, 10]。この内、本研究で対象とするのは(1)である。MHD 平衡計測において磁気計測器が持つ長所は

- ・ 比較的速い時間分解が可能であり、MHD 平衡制御に適している
- ・ 他の計測器で同定手法が確立していない物理量を MHD 平衡量として評価できる

の2点である。以下にこれらについて述べる。

磁気計測器では露光時間の様なデータの蓄積を必要としない。従って原理的には比較的速い時間分解が可能であり、実時間での MHD 平衡同定や MHD 平衡制御を行う上で適している。トカマク装置においては磁気計測単独、または磁気計測とその他の計測器との組み合わせにより、プラズマ境界形状, 磁気面分布, 圧力分布, 及びトロイダル電流分布といった MHD 平衡分布の同定の研究が行われている[10-13]。トカマクの研究において磁気計測だけから MHD 平衡を同定する場合、プラズマ境界形状と磁気面分布に関しては精度良く同定が行われるが、トロイダル電流分布を同定する場合には Grad-Shafranov 方程式を用いた手法は一般に数学的な非適切問題(実験で得られる磁気計測データと矛盾の無い MHD 平衡が複数存在する)となることが知られている。これに対し、数学的に非適切性を回避する為に Grad-Shafranov 方程式を用いない手法の提案も行われている[11-13]。このようにトカマク装置における磁気計測による MHD 平衡同定は、その分布の同定の段階にまで研究が進んでおり、前節で述べたように MHD 平衡制御にも用いられている。一方、ヘリカル装置において磁気計測による MHD 平衡同定に関する初期的な報告[14, 15]はあるが、実験における MHD 平衡分布の同定手法は確立していない。ヘリカル装置において MHD 平衡分布同定, 及び MHD 平衡フィードバック制御が実現すれば閉じ込め改善や到達ベータ値の更新といった事に繋がる可能性がある。この為には、まず実験と矛盾の無い MHD 平衡解を得る為の平衡コードとその MHD 平衡解に対応する磁気計測信号を得る為の磁気計測器信号解析コードが必要である。

次に磁気計測以外では計測手法が確立していない物理量の同定に関する長所を述べる。速度空間的に等方な熱化圧力分布を同定する場合、トムソン散乱計測, 遠赤外(Far Infrared laser : FIR)レーザー干渉計, 荷電交換分光器(Charge Exchange Recombination Spectroscopy : CXRS)等の計測器を用いることによりその同定が可能である。しかし中性粒子ビーム入射(NBI)加熱等を行った際、十分に熱化しないビーム圧力が存在する。ビーム圧力は NBI 入射方向によって速度空間的に非等方な圧力となる。他の計測器では非等方圧力の計測手法は確立していない。また、従来の MHD 平衡, 安定性, 及び輸送では等方圧力を仮定した研究が一般的であった。磁気計測により圧力の非等方性を定量評価でき

ば安定性研究，及び輸送研究の新展開の可能性がある（詳細は 5 章にて述べる）。

1 . 4 . 本研究の意義

本論文ではヘリカル装置における磁気計測による MHD 平衡量同定に関する研究について述べる。従来ヘリカル装置では磁気計測による正味プラズマ電流，蓄積エネルギー，及びベータ値といった MHD 平衡量が計測されてきた。但し MHD 平衡量の評価は

- i) 等方圧力を仮定
- ii) 全ての磁気面で正味トロイダル電流がゼロ
- iii) きれいに閉じた入れ子状の磁気面を仮定

といった仮定を用いて行われている。これらの仮定は実験において十分に満足されない場合が多く、これらを考慮することにより「同定する MHD 平衡量の高精度化」や、従来計測が困難であった MHD 平衡量の同定を行う「MHD 平衡量同定手法の高度化」が可能となる。本論文はこの高精度化と高度化を目的とした研究である（詳細は 3 . 3 節にて述べる）。MHD 平衡量の高精度化と高度化により、それを用いる MHD 平衡研究，安定性研究，及び輸送研究といった研究分野の飛躍的な発展に繋がる可能性がある。また、本論文では MHD 平衡量の高精度化を目指す上で、実験と矛盾の無い MHD 平衡解を得る為の平衡コードについての考察，及びその MHD 平衡解に対応する磁気計測信号を得る為の磁気計測器信号解析コードの開発を行っている（3 . 3 節及び 6 章参照）。以上の研究は今後、プラズマの境界形状，圧力分布，及びトロイダル電流分布といった MHD 平衡量の同定の高精度化を通じてヘリカルプラズマ（3 次元環状磁気閉じ込めプラズマ）の MHD 平衡同定手法確立のための礎となる。

参考文献

- [1] 資源エネルギー年鑑 編集委員会編：「2003・2004 資源エネルギー年鑑」，通産資料出版会
- [2] 栗原研一：プラズマ・核融合学会 **75**, 1377 (1999)
- [3] 福田武司：プラズマ・核融合学会 **76**, 65 (2000)
- [4] O. Motojima, K. Ida, K.Y. Watanabe et. al., Nucl. Fusion **45**, S255 (2005)
- [5] V.D. Pustovitov, J. Plasma Fusion Res. **70**, 943 (1994)
- [6] V.D. Shafranov, Phys. Fluids **26**, 357 (1983)
- [7] T. Hayashi, A. Takei and T. Sato, Phys. Fluids B, **4**, 1539 (1992)
- [8] T. Hayashi and T. Sato, Phys. Fluids B, **2**, 329 (1990)
- [9] K.Y. Watanabe, S. Sakakibara, H. Sasao et. al., J. Plasma Fusion Res. SERIES **5**, 124 (2005)
- [10] L.L. Lao, J.R. Ferron, R.J. Groebner et. al., Nucl. Fusion **30**, 1035 (1990)
- [11] 栗原研一：プラズマ・核融合学会 **76**, 65 (2000)
- [12] 栗原研一：JAERI-Research 97-084 (1997)
- [13] K. Kurihara, Nucl. Fusion **33**, 399 (1993)
- [14] S. Sakakibara, H. Yamada, K.Y. Watanabe et. al., J. Plasma Fusion Res. SERIES **1**, 386 (1998)
- [15] H.P. Callaghan, P.J. Mc Carthy and J. Geiger, in Plasma Physics and Controlled Fusion (Proc. 27th Eur. Conf. Budapest, 2000), ECA **22C**, 1470 (2000)

第2章 実験装置

2.1. 大型ヘリカル装置 (Large Helical Device)

本論文で述べる計測、及びデータ解析は自然科学研究機構・核融合科学研究所において稼動している大型ヘリカル装置 (Large Helical Device : LHD) [1]を対象として行った。LHD はヘリオトロン型の磁場プラズマ閉じ込め装置である。図2.1.1と図2.1.2に LHD の構造図と断面図を示す。LHD は2極の超伝導ヘリカルコイルと3対6本の超伝導ポロイダルコイルにより閉じ込め磁場を生成する。ヘリカルコイル断面の幾何中心は小半径 955mm、及び大半径 3900mm のトーラスの表面を回転している。ポロイダル断面で見たプラズマ断面形状はほぼ楕円であり、トーラス1周の間に10の周期を持って回転する(トロイダル周期数: $n=10$)。ヘリカルコイルと真空容器の形状も同じトロイダル周期性を持っている。ヘリカルコイルによりプラズマ閉じ込めに必要なトロイダル磁場とポロイダル磁場を発生させ、ポロイダルコイルにより双極磁場、四重極磁場、六重極磁場、及び漏れ磁場を変化させ、プラズマの大半径(3.5~4.1m)やポロイダル断面形状(縦長楕円~横長楕円、及び三角度の付加)を制御することが可能である。またヘリカルコイルは小半径方向に3層に分かれており、層間のコイル電流比を変化させる事によりプラズマの小半径や回転変換の大きさを制御することが可能である。最も標準的な運転配位は磁気軸大半径位置: 3.6m, プラズマ平均小半径: 0.64m, トロイダルに平均したプラズマの断面形状: ほぼ円形(楕円度 =1.02), 中心の回転変換: 0.38, 最外殻磁気面での回転変換: 1.57 である(以後、これを標準磁場配位と呼ぶ)。また最大磁場強度は3Tである。図2.1.3に標準磁場配位での真空での回転変換分布、及び縦長と横長断面における磁気面形状を表す。

LHD 本体は超伝導コイルの他に、プラズマ真空容器, 電磁力支持構造物, 断熱真空容器, ヘリカルコイルを囲うヘリカルコイル缶, 及びその支持の役割を果たすシェルアームといった構造物により構成されている(図2.1.1, 図2.1.2)。

LHD の加熱装置は2004年度(第8サイクル)実験終了時点で13MWのNBI加熱, 2MWの電子サイクロトロン加熱(ECH)装置, 及び3MWのイオンサイクロトロン加熱(ICRF)装置が設置されている。NBIは3台が接線方向入射(図2.1.4参照)であり、各々2台の負イオン源により構成されている。尚、2005年度(第9サイクル)には正イオン源の垂直方向(トーラス径方向)入射NBI1台(3MW)が新設された。

LHD にはプラズマ診断の為、様々な計測器が設置されている[2]。本研究で主に用いる計測器である磁気計測器については次節にて述べる。また、本研究と密接に関係する計測器として、磁気計測器以外にトムソン散乱計測による電子温度分布計測[3], 及びFIR レーザー干渉計[4]による高速の電子密度分布測定が挙げられる。

次に、LHD におけるプラズマパラメータについて述べる。表 2.1.1 は 2005 年 12 月現在の LHD における到達パラメータを示す。この内、MHD 平衡に関するパラメータとして平均ベータ値が挙げられる。LHD の到達ベータ値は 4.4 % であり、これはヘリカル型閉じ込め装置では世界最高値となっている。磁場強度により到達最高ベータ値や到達最高ベータ達成時の温度、及び密度が大きく異なる。磁場強度別の高ベータプラズマのパラメータ領域把握の為、代表的な磁場強度別の到達最高ベータ値における電子密度と電子温度を表 2.1.2 に示す。一般にプラズマに吸収されるパワーが一定であると磁場強度が低いほど高ベータ値の達成が可能である。しかし磁場強度が弱くなると高エネルギー粒子の損失が多くなる。また、加熱効率の劣化に伴い到達密度も小さくなる。これらのことから、最高ベータ値を得る磁場強度には最適値がある。LHD の場合は 0.45T が高ベータ運転に適した磁場強度となっている。磁場強度により到達最高ベータ値を与える電子温度は中心において 0.5 ~ 0.8keV とそれほど大きくは変わらないが密度領域は 10 倍近く異なる。

ベータ値の他に MHD 平衡に影響を与えるものとしてトロイダル電流が挙げられる。LHD では原理的にプラズマ閉じ込めにトロイダル電流を必要としないので電流駆動を行う必要がないが、幾つかの種類の非誘導電流が流れる。最も大きな非誘導トロイダル電流は NBI による大河電流である。LHD の通常のトロイダル磁場は LHD を上から見て時計回りであり、回転変換に対応した等価的なプラズマトロイダル電流の方向も時計回りとなる。LHD を上から見て時計周り方向を co, また反時計方向を ctr とすると、LHD は co 方向に 1 台, ctr 方向に 2 台の NBI を持っている (図 2.1.4 参照)。片方向のみの NBI を入射する事によりその入射方向に大きな大河電流が観測される。大河電流が最大となる電子密度はその他の条件にもよるが、表 2.1.2 に示した密度より低い (線平均電子密度 $1 \times 10^{19}[\text{m}^{-3}]$ 程度)。また表 2.1.2 に示すような高ベータや高蓄積エネルギーが達成される運転では co と ctr 両方向から NBI を入射するため、表 2.1.2 では観測されたトロイダル電流は小さい。LHD において観測されたことのある最大トロイダル電流は $|I_p/B_{to}|=130[\text{kA/T}]$ である (B_{to} は磁場強度でありこの時は 1 T)。この時の線平均電子密度 $1 \times 10^{19}[\text{m}^{-3}]$ であり、NBI は ctr 2 台のみを入射している。

2.2. LHD の MHD 平衡特性

LHD の MHD 平衡特性を示す為に、図 2.2.1 に LHD 標準配位 (真空配位での磁気軸 3.6m) における等方圧力と入れ子状の閉じた磁気面を仮定した MHD 平衡コード (3 章にて述べる自由境界 VMEC) による磁気軸 (R_{ax}), 最外殻磁気面の幾何中心 (R_{eff}), 回転変換分布 ($1/2$), 及び磁気井戸深さ ($-U/U_0$) のベータ値依存性を示す。ここでプラズマ境界は、

横長断面のトーラス外側位置が真空での最も外側のきれいに閉じた磁気面を通ると仮定している（図 6 . A . 5 参照）。反磁性体積平均ベータ値 $\langle \beta_{dia} \rangle$ は以下の定義による。

$$\langle \beta_{dia} \rangle = \frac{2W_{dia}/3V_{p0}}{B_{av0}^2/2\mu_0} \quad \dots (2.2.1)$$

ここで W_{dia} は反磁性ループによって評価されたプラズマ蓄積エネルギーである。 V_{p0} はプラズマ体積であり真空磁場における最外殻磁気面から評価している。また、 B_{av0} はプラズマ境界中の平均トロイダル磁場であり、真空配位において評価している。単位磁束当たりの磁力管の体積 U は次の定義による。

$$U = \frac{\Delta V}{\Delta \Phi} = \oint \frac{d\ell}{B} \quad \dots (2.2.2)$$

V はプラズマ体積， Φ はトロイダル磁束， $d\ell$ は磁力線に沿った線要素，また B はトロイダル磁場強度を表す。磁気井戸の深さは

$$-\frac{\Delta U}{U} = \frac{U_0 - U_\rho}{U_0} \quad \dots (2.2.3)$$

で表される。ここで、 U_0 は磁気軸上の U ， U_ρ は磁気軸より外側の磁気面における U である。プラズマの交換不安定性の安定条件は、 $(-U/U_0)$ の勾配 < 0 で表される。

図 2 . 2 . 1 より、ベータ値の上昇と共に以下の現象が見られる。

磁気軸：トーラス外側ヘシフト

最外殻磁気面の幾何学中心：トーラス外側ヘシフト

回転変換：

プラズマ中心領域では増加

プラズマ周辺領域では減少

磁気井戸/丘：

プラズマ中心領域では磁気井戸領域拡大

プラズマ周辺領域では常に磁気丘

ベータ値の増加によって圧力勾配 (dp/dr) が増加する。圧力勾配の増加は Pfirsch-Shlüter (P.S.) 電流を増加させる。磁気軸や最外殻磁気面は P.S. 電流が作り出す垂直磁場の増加によりトーラス外側ヘシフトする。磁気軸シフト量は最外殻磁気面シフト量より大きいことが分かる。

回転変換はプラズマ中心領域では増加し、周辺領域では減少する。また、磁気シアパラメータは

$$\Theta = \frac{r^2}{R} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{2\pi} \right) \quad \dots (2.2.4)$$

である為、回転変換分布からプラズマ中心領域では磁気シアが弱く、周辺領域では磁気シアが強いことが分かる。

LHD 標準真空配位において、ベータ値がほとんどゼロのプラズマではプラズマ全領域において磁気丘が形成される。有限ベータの磁気軸位置のシフト量がプラズマ周辺磁気面のシフト量より大きい事により、高ベータプラズマでは磁気軸付近の領域には磁気井戸が形成される。一方、周辺領域は常に磁気丘である。また、真空配位における磁気軸がトーラス内寄せでは磁気井戸が形成され難く、外寄せでは磁気井戸が形成されやすいという特徴を持つ。

また、ヘリカル装置の平衡の特色としてプラズマ周辺に磁気島や乱れた磁気面領域（エルゴディック領域）を持つことが挙げられる。入れ子状の閉じた磁気面を仮定しないMHD平衡コード（3章にて述べるHINT）により計算したポアンカレマップを図2.2.2に示す。ベータ値の増加に伴いプラズマ周辺において、磁気島の発生や乱れた磁気面領域の拡大が見られる。

2.3. LHD における磁気計測器

磁気計測器は電気導体を1回、または複数回巻いたコイルもしくはループ状のものであり、コイルもしくはループの囲む面積(S)中を通過する磁束の変化を計測するものである。磁束が時間変化した場合、ケーブル状の導体の両端子に誘起電圧が発生する。誘導電圧は

$$V = N \frac{d\Phi}{dt} = NS \frac{dB}{dt} \quad \dots (2.3.1)$$

で表される。ここで N は巻き数、 Φ は磁束、及び B は磁束密度を表す。MHD 平衡同定においては B または Φ を基に解析を行うため、磁気計測器から得られる信号 V を時間積分する必要がある。MHD 揺動計測においては揺動磁場の時間変化 dB/dt を基に解析を行うため積分は不要である。本研究ではプラズマの蓄積エネルギー、平均ベータ値、及び圧力非等方度といった平衡量の同定を目的とするが、磁気計測器により得られる磁場や磁束からそれらの平衡量を同定するための手法が必要である。その手法については次章以降で述べ、本章では以下、磁気計測器のハードウェアについて述べる。

コイルの巻き方によって磁気計測器は

- ・ 磁束ループ
- ・ 磁気プローブ
- ・ ログスキーコイル

の3種類の呼称を持つ。この中でも磁束ループは反磁性ループ、ワンターンループ、サド

ルループ、及びポートループといった呼称を持つ。LHDにおける磁気プローブの S は 10^{-4}m^2 のオーダーであり、磁束ループの S は $10^{-1} \sim 10^1\text{m}^2$ のオーダーである。ロゴスキーコイルはソレノイド状に巻いた導体を計測対象の周囲に巻き付けることで計測対象を流れる電流を計測する。この他にもホール素子等の半導体素子を用いた磁場の計測器もある。

磁気計測器は構造物に沿って配置するが、プラズマと計測器間に構造物がある場合プラズマによる磁場の変化が構造物に浸透し、時間応答が変化すること、また極力プラズマに接近させる事により S/N 比を高める事を考えると、一般に磁気計測器はプラズマ真空容器内の内壁に沿って設置することが望ましい。LHDにおいても表 2.3.1 に示すように幾つかの磁気計測器がプラズマ真空容器内部に設置されている。図 2.3.1 に LHD のプラズマ真空容器内部を示す。図 2.3.2 に LHD の反磁性ループの形状を、図 2.3.3 ~ 図 2.3.6 に LHD のサドルループの形状を示しているが、このような複雑な真空容器形状のためにこれらの磁束ループの形状も円形や四角形といった単純な形状とはならない。このような複雑な形状の磁束ループの配置を考慮した解析が必要であるが、3 章で述べる磁気計測器信号解析コードは任意の配置の磁束ループについて、そのループ面積中を通過する磁束を評価することが出来る。

LHD における磁気計測器を表 2.3.1 に示す。以下に本研究で主として用いるロゴスキーコイル、反磁性ループ、サドルループ、及びその他の計測器について構造、材質、設置位置、及び用途について述べる。その後、データ収集設備について述べる。

ロゴスキーコイル

トロイダル電流計測用ロゴスキーコイル(図 2.3.7)は $\phi=0.5\text{mm}$ の Mineral Insulated (MI) ケーブルを用いている。MI ケーブルはコアは銅、シース部がステンレス(SUS316)、絶縁材は酸化マグネシウムを用いている。耐熱特性は 600 度である。外径 5mm のステンレスボビンに密に巻かれ外側は $\phi=9\text{mm}$ のステンレスパイプで覆われている。コイルとの絶縁は酸化マグネシウムを用いている。絶縁材からの脱ガス対策としてコイルの両端はセラミック端子により気密し、コイル内部に窒素ガスを充填している。その他にも外部コイル電流や構造物電流の計測を目的として、表 2.3.1 と図 2.3.8 に示すロゴスキーコイルが設置されている。これらのロゴスキーコイルはコイル線に 2 本撚 FEP ジュンフロン線(導体外径 0.24mm, 絶縁体外径 0.54mm, 撚り合せ外径 1.08mm)を用い、コイルボビンは FEP ジュンフロン線を用いている(FEP: フッ素樹脂被膜の一種)。外側にはシールドとしてアルミテープを用いている。

反磁性ループ

反磁性ループは一重巻きのループである。 $\phi=2.3\text{mm}$ の MI ケーブルを用いている。平均ベータ値と蓄積エネルギーの評価に用いる。一定トロイダル角に設置されておりトロイダ

ル方向磁束に敏感であり、垂直方向磁場や径方向磁場に鈍感である。トロイダル磁束を誘起する要因としては有限ベータによる反磁性磁束，トロイダル電流，ヘリカルコイル電流の変化，及び構造物内電流が挙げられる。

ヘリカル装置は閉じ込め磁場形成にトロイダル電流を必要としないが、各種の非誘導電流に起因した正味のトロイダル電流が流れる。ヘリカルコイルがトロイダル電流及びポロイダル電流の双方と結合している事と各種構造物にギャップが無い事から、トロイダル電流はヘリカルコイルや構造物に誘導電流を生じ、この誘導電流がトロイダル磁束を作る。反磁性ループで計測される磁束($loop$)には、有限ベータによる反磁性磁束(dia)以外にヘリカルコイル電流の変化や構造物電流の変化が作り出す磁束(ext)が含まれる。

$$loop = dia + ext \cdots (2.3.2)$$

大きなトロイダル電流が流れる放電においてはこの影響が無視できない大きさになる。従って、 $loop$ から dia を得るためには ext を補正する必要がある。各構造物に流れる渦電流を I_{st} ，トロイダル電流により各ヘリカルコイルに誘起される電流を I_{HC} ，構造物と反磁性ループとの相互インダクタンスを M_{st} ，また各ヘリカルコイルと反磁性ループとの相互インダクタンスを M_{HC} とする。これらを用いて ext を

$$\Phi_{ext} = \sum M_{st} I_{st} + \sum M_{HC} I_{HC} \cdots (2.3.3)$$

であらわす。ポロイダルコイル単体励磁試験において反磁性ループに誘起される磁束は計測誤差 (S/N) の範囲内であった。従って、ポロイダルコイルと反磁性ループとの相互インダクタンスは十分小さく、ポロイダルコイル電流の変化の効果は無視できる。(2.3.3) 右辺第1項は

$$\sum M_{st} I_{st} = M_{vv} I_{vv} + M_{sa} I_{sa} + M_{sp} I_{sp} \cdots (2.3.4)$$

で表す。 M_{vv} ， M_{sa} ，及び M_{sp} はそれぞれ反磁性ループとプラズマ真空容器，シェルアーム，及び電磁力支持構造物との相互インダクタンスを表す。 I_{vv} ， I_{sa} ，及び I_{sp} はプラズマ真空容器ポロイダル電流，シェルアーム電流，及び電磁力支持構造物ポロイダル電流を表す。 I_{HC} ， I_{sa} ，及び I_{sp} は前述のロゴスキーコイルにより計測している。相互インダクタンスは Biot-Savart の法則により各座標から評価する。Biot-Savart の法則を用いると反磁性ループ上の任意の点 \vec{x} におけるベクトルポテンシャルは

$$\vec{A}(\vec{x}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{d\vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \cdots (2.3.5)$$

で表される。ここで、 I は電流源の電流値であり、 \vec{x}' は電流源の位置ベクトルである。電流源とは、各ヘリカルコイル，各ポロイダルコイル，プラズマ真空容器，シェルアーム，及び電磁力支持構造物を意味する。 $I=1[A]$ として評価したベクトルポテンシャルを

$$\vec{a}(\vec{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{d\vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \cdots (2.3.6)$$

とすると相互インダクタンスは

$$M = \oint \vec{a} \cdot d\vec{\ell} \quad \dots (2.3.7)$$

で表される。ここで $d\vec{\ell}$ は反磁性ループの線要素である。反磁性ループの位置 \vec{x} とその線要素 $d\vec{\ell}$ は設計値を用いる。またヘリカルコイルの位置 \vec{x}' とその線要素 $d\vec{x}'$ も設計値を用いる。電磁力支持構造物はポロイダル方向に沿った円形のフィラメントで近似し、その分割点を \vec{x} とし、分割点間の微小ベクトルを $d\vec{x}$ としている。シェルアームはヘリカルフィラメントで近似し、同様に \vec{x} と $d\vec{x}$ を決める。これらの \vec{x} , $d\vec{\ell}$, \vec{x}' 及び $d\vec{x}'$ と (2.3.6) と (2.3.7) より相互インダクタンスを評価できる。プラズマ真空容器はトーラス 1 周の平均小半径を基に、トーラスシェルとして近似して、自己インダクタンスを導出する。プラズマ真空容器と反磁性ループとの相互インダクタンスは、プラズマ真空容器の自己インダクタンスを基にプラズマ真空容器と反磁性ループの断面積の比を乗じて評価している。プラズマ真空容器ポロイダル電流 (I_{vv}) は LHD の構造上の都合によりロゴスキーコイルを設置することが出来ない。そこで次式の微分方程式を解く事により、プラズマ真空容器に誘起される電流値を評価している。

$$R_{vv}I_{vv} + L_{vv} \frac{dI_{vv}}{dt} + M_{vsa} \frac{dI_{sa}}{dt} + M_{vsp} \frac{dI_{sp}}{dt} + \sum M_{vHC} \frac{dI_{HC}}{dt} + \left(\frac{d\Phi_{loop}}{dt} - \sum M_{Hc} I_{Hc} - \sum M_{st} I_{st} \right) = 0 \quad \dots (2.3.8)$$

ここで、 R_{vv} と L_{vv} はそれぞれプラズマ真空容器の抵抗と自己インダクタンスであり、材質の抵抗率とトーラス円環形状で近似したプラズマ真空容器形状を基に評価している。 M_{vsa} と M_{vsp} はプラズマ真空容器とシェルアーム、及びプラズマ真空容器と電磁力支持構造物間の相互インダクタンスである。 M_{vHC} は各ヘリカルコイルとプラズマ真空容器との相互インダクタンスである。図 2.3.9 に $loop$ と ext の各要素の時間変化の例を示す。 ext の大部分はヘリカルコイルと電磁力支持構造物による磁束である事が分かる。ヘリカルコイルと反磁性ループの相互インダクタンスはヘリカルコイルの単体励磁試験により妥当性を確認している。電磁力支持構造物の相互インダクタンスの誤差要因としては、構造物内のポロイダル方向電流の経路が考えられる。 M_{sp} は電磁力支持構造物の平均小半径が最小のポロイダル方向電流経路を仮定して評価している。平均小半径が最大の電流経路を通ると仮定した場合の評価を図 2.3.9 に破線で示している。電流経路による誤差は ($loop - ext$) で 3 % の差であり十分小さい。プラズマのトロイダル電流と真空容器ポート、及び反磁性ループと真空容器ポートとの間の相互インダクタンスは、少なくともそれらとポロイダルコイルとの間の相互インダクタンスより小さいと考えられる。前述のようにポロイダルコイル電流の変化が反磁性ループに与える影響が十分小さいことから、真空容器ポートの渦電流が反磁性ループに与える影響は十分小さいと考えられる。 $loop$ には ext の他にトロイ

ダル電流自身が作り出すトロイダル磁束が含まれるがこの補正方法については4章にて述べる。

サドルループ

サドルループも反磁性ループと同じく一重巻きのループである。材質も反磁性ループと同じ物を用いている。現在は平均ベータ値、蓄積エネルギー、圧力非等方度の評価、及び磁気島構造の評価に用いている。更に本論文の成果を基に圧力分布や磁気軸といった平衡同定や磁場揺動計測に用いる事も出来る。

図2.3.3～図2.3.6にLHDのサドルループの配置を示す。真空容器形状はヘリカルコイル形状に依存しており、サドルループはその真空容器内壁に設置されている。図2.3.3は (x, y, z) 座標においてサドルループの配置を示している。合計24個のサドルループが設置されている。トロイダル角が約180度離れた2箇所に12個ずつのループがある。1トロイダルセクションの12個のループは赤道面の上方と下方にそれぞれ6個ずつ配置されている。図2.3.4に1トロイダル周期、且つ赤道面より下側に配置されている6個のサドルループの配置を示す。プラズマは一般にトロイダル周期対称、及び上下対称であるので、その他の18個のサドルループ信号は図2.3.4に示した6個のサドルループ信号と同じか、または極性が反対で絶対値が同じである。図2.3.4の6個のサドルループの内の1個を図2.3.5に示す。また、図2.3.6は6個サドルループをポロイダル断面に投影した (r, z) 座標で模式的に表している。図2.3.5と図2.3.6よりサドルループは垂直方向、及び小半径方向の磁場に敏感であることが分かる。また図2.3.4からそれ以外の方向（トロイダル方向とポロイダル方向）の磁場に鈍感であることが分かる。この事からサドルループは3章にて述べるP.S.電流に敏感であると考えられる。

本論文ではトロイダル周期対称と上下対称を仮定したMHD平衡解析を行う為、図2.3.4と図2.3.6に示す6種類のサドルループを用いるが、その配置を図2.3.6に示したポロイダル角によって表す事とする。また本論文ではサドルループ磁束の上下対称性とトロイダル周期対称が得られている実験データのみを取り扱っている。磁気島構造や磁場揺動が観測される場合には、これらの周期性が破られており、磁気島構造の解析[5, 6]、磁場揺動解析には24個のサドルループが用いられる。

サドルループはヘリカルコイルに沿って配置されているためヘリカルコイル電流の変化の影響を受けにくい。またその配置から構造物電流の変化の影響も受けにくい。従ってプラズマ中を流れるトロイダル電流が小さい場合には、コイル電流や構造物電流の変化は小さい。サドルループの配置はポロイダルコイルとの相互インダクタンスが比較的大きいが、トロイダル電流が小さく、且つ放電中にコイル電流値を積極的に制御しない実験においてはポロイダル電流の変化が小さい。トロイダル電流が大きい場合や、放電中にコイル電流値を能動的に制御する実験に対しては反磁性ループの項で述べた手法により、コイル電流

や構造物電流の作り出す磁束の補正が必要となる。5 章と 6 章ではサドルループにより P.S. 電流を計測対象としているが、プラズマ中のトロイダル電流がサドルループに誘起する磁束は P.S. 電流の誘起する磁束に対して無視できない大きさになることがある。トロイダル電流が図 2.3.4 に示したサドルループに誘起する磁束を LHD 標準配位(磁気軸 3.6m)において簡易的に評価した結果を以下に示す。トロイダル電流をトーラス 1 周の環で近似する。環は磁気軸(3.6m とした)であり、赤道面に配置する。Boit-Savart の法則により両者の相互インダクタンスを計算すると、相互インダクタンス $M=1.4 \times 10^{-8}[\text{H}]$ となる。すなわちトロイダル電流 $I_p=1[\text{kA}]$ 当たり $1.4 \times 10^{-5}[\text{Wb}]$ の磁束がサドルループに誘起される。P.S. 電流によりサドルループに誘起される磁束の大きさは圧力分布や圧力非等方度などプラズマの条件に依存する(磁束詳細は 5 章, 6 章にて述べる)が、典型的な圧力分布と等方圧力において、概して平均ベータ値 1 [%] 当たり約 $5 \times 10^{-4}[\text{Wb/T}]$ の磁束が誘起される。これらの相互インダクタンスと P.S. 電流による磁束から、平均ベータ値 1 [%] で $I_p/B=33[\text{kA/T}]$ の場合では、トロイダル電流による磁束は P.S. 電流による磁束と同程度の大きさとなる。本研究では 5 章, 6 章にて述べるようにトロイダル電流の小さな実験データを解析対象としている。トロイダル電流が大きい実験に対しては 4 章にて述べるトロイダル電流が作り出す磁束の補正手法をサドルループに適用することが必要である。

その他の磁気計測器

上記で説明したロゴスキーコイル, 反磁性ループ, 及びサドルループ以外の磁気計測器として LHD にはワンターンループ, ポートループ, 及び磁気プローブが設置されている(図 2.3.10 ~ 図 2.3.12 参照)。ワンターンループはトロイダル 1 周電圧の計測を通じてトロイダル電流の研究に用いられる。ポートループコイルは水平方向磁場(B_R)に敏感であり、磁気島の拡大, 縮小の機構解明に用いる。磁気プローブは現在、磁場揺動解析に用いているが、今後詳細な平衡分布の解析に用いることも可能であると考えられる[7]。

データ収集設備

次にデータ収集装置について述べる(図 2.3.13 参照)。MHD 平衡同定においては B または ψ を基に解析を行うため、磁気計測器から得られる信号 V を時間積分する必要がある。MHD 揺動解析においては揺動磁場の時間変化 dB/dt を基に解析を行う。微分信号を数値積分する場合、AD 変換器のサンプリング周波数より速く変化する現象の積分が出来ない為、トロイダル電流消滅時等の高速の信号の変化を十分に計測できないといった問題があり、アナログ積分器を使用することが望ましい。この為、LHD における磁気計測システムでは微分信号と積分信号を別々にデータ収集している。図 2.3.13 に示すように計測器からの生信号を分岐し、積分器を通す積分信号系とそれを通さない微分信号系に分けている。

微分信号系においては計測室までの間での環境ノイズによる S/N 比の低下を防ぐ為に、

なるべく磁気計測器に近い場所で増幅した後に LHD 本体室外の計測室に伝送する。その後、A/D変換器入力直前でフィルタにより高周波成分を除去する。積分信号系では積分ドリフトを小さくする為に積分器以前ではアンプを使用しない。また積分器はA/D変換器入力直前で用いている為、フィルタは使用していない。積分器を構成する抵抗やコンデンサは温度依存性を持ち、長時間動作を行う場合には発熱により積分器の積分係数が変化する。積分係数の変化は計測精度を劣化させる。長時間運転を行う LHD では温度依存性の少ない抵抗やコンデンサを使用した積分器を使用しているが、積分器がまだ用意されていない磁気計測器に関しては微分信号系のみを整備し、平衡解析においてはこれを数値積分して用いる。

補足

表 2 . 3 . 1 に示した全ての磁気計測器はヘリカルコイルやポロイダルコイルといった外部コイルの“0 次の電流値”には依存しない事を補足する。外部コイルの0 次の電流値とは放電開始直前の外部コイル電流値のことであり、運転の真空配位を形成するコイル電流である。LHD における典型的な実験ではヘリカルコイルとポロイダルコイルの励磁と減磁を放電毎には行わず、ある磁場配位で一連の放電を行う。一連の放電の前後にコイルの励磁，減磁を行う（図 2 . 3 . 1 4 参照）。この運転方法はヘリカルコイルとポロイダルコイルが超伝導コイルであることの特徴である。反磁性ループも含め表 2 . 3 . 1 に示した全ての磁気計測器は放電開始トリガ信号を受信してからデータ収集を開始する。従って、(2 . 3 . 1) 式で表される生信号 $V(-dB/dt)$ には外部コイルの0 次電流による磁場は含まれず、真空磁場からの変化分に依存する。円柱近似式に因ればトロイダル電流，ヘリカルコイル電流の変化，及び構造物電流を無視した場合、反磁性磁束 Φ_{dia} は

$$\Phi_{dia} = -\frac{1}{2} \langle \beta \rangle \Phi_0 \quad \dots (2 . 3 . 9)$$

で表される（詳細は 4 . 1 節参照）。ここで Φ_0 は反磁性ループ中を通過する0 次の真空磁場である。 $\langle \beta \rangle$ は数%のオーダーであることから、計測対象としている Φ_{dia} は Φ_0 の数%のオーダーである事が分かる。過去の中小型のヘリカル装置では、 Φ_{dia} だけでなく Φ_0 も含めて反磁性ループ内磁束として計測される物がある[8, 9]。これらの装置では外部コイル電流を計測し、また外部コイルと反磁性ループの相互インダクタンスを評価することにより、反磁性ループ内磁束から Φ_0 を引く必要がある[8, 9]。 Φ_{dia} は Φ_0 の数%のオーダーである為、S/N 比，相互インダクタンスの評価の誤差，及び外部コイル電流の計測誤差といった要因による Φ_{dia} の計測精度の劣化が懸念される[9]。LHD の磁気計測の場合、前述のように外部コイルの0 次の電流値に依存せず、プラズマとの相互インダクタンスによる0 次の電流値からの変化分のみに依存する。従って、真空磁場を反磁性ループ内磁束から Φ_0 を引く必要が無い為、反磁性ループ内磁束から Φ_0 を引く事による計測精度の劣化は起こらない。この

為、本論文ではプラズマ反磁性電流由来の磁束を dia と記載し、反磁性ループにより計測される磁束を $loop$ と記載する(幾つかの文献[10, 11]では dia は反磁性ループにより計測される磁束とし、プラズマ反磁性電流由来の磁束は dia から o を引いたものである事を明確にするため dia と記載しているものもある)。但し、本文中で述べたように、プラズマ中を流れる電流 (特にトロイダル電流) によって 0 次の外部コイルの電流値が変化する事により、(2 . 3 . 3) 式中の ext を生じる。

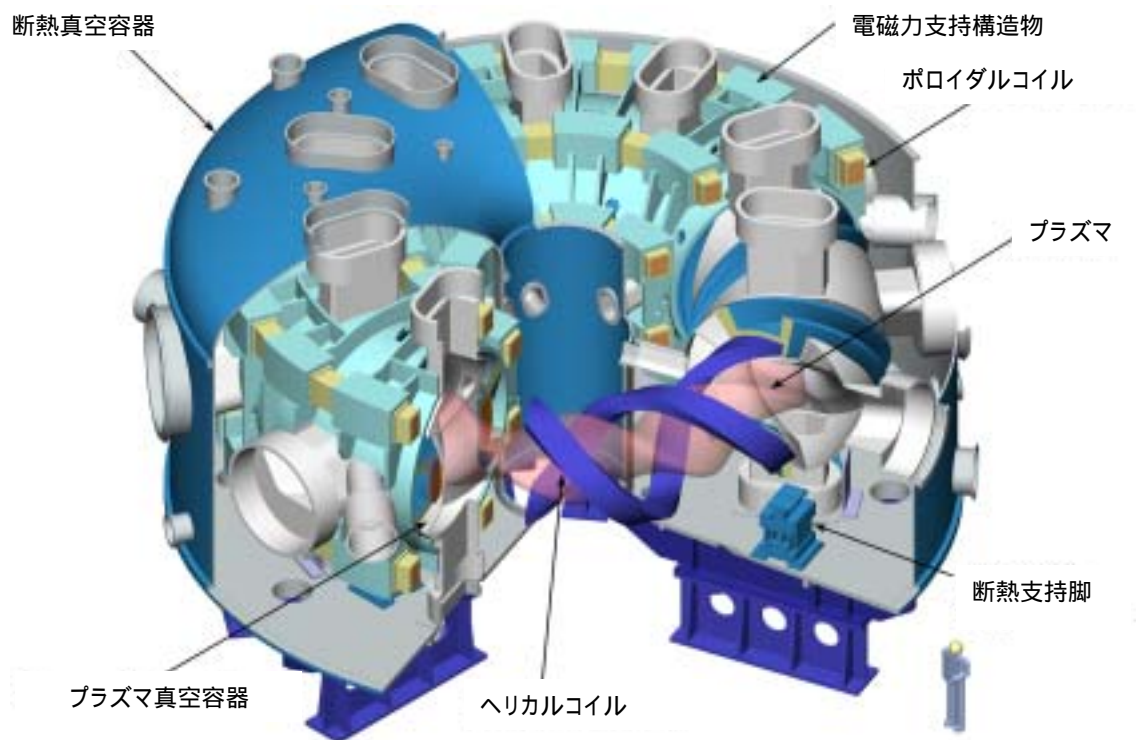


図 2 . 1 . 1 LHD 構造図

NIFS-PE424

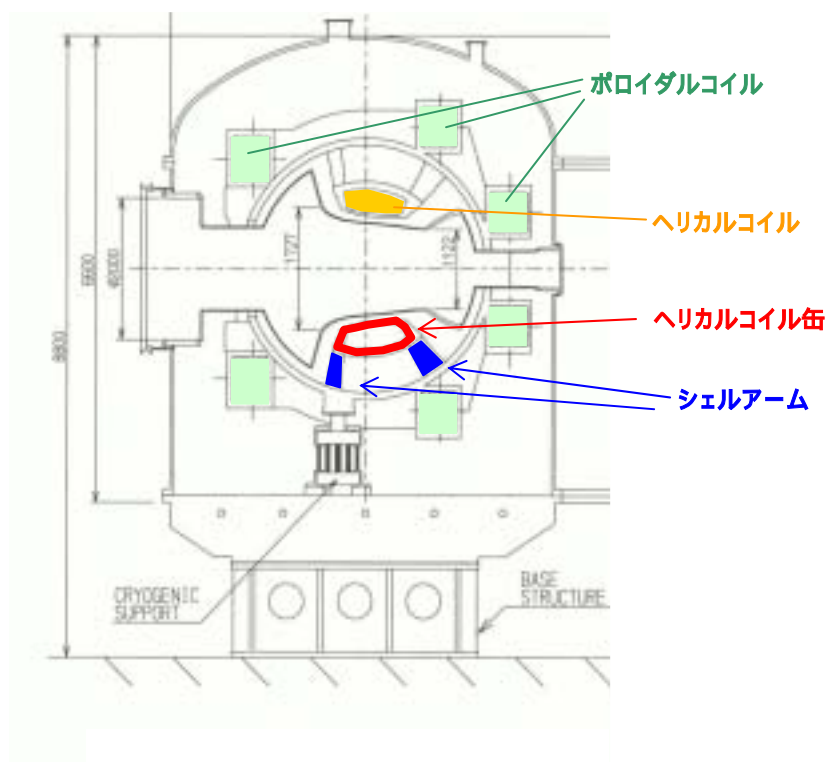


図 2 . 1 . 2 LHD 断面図

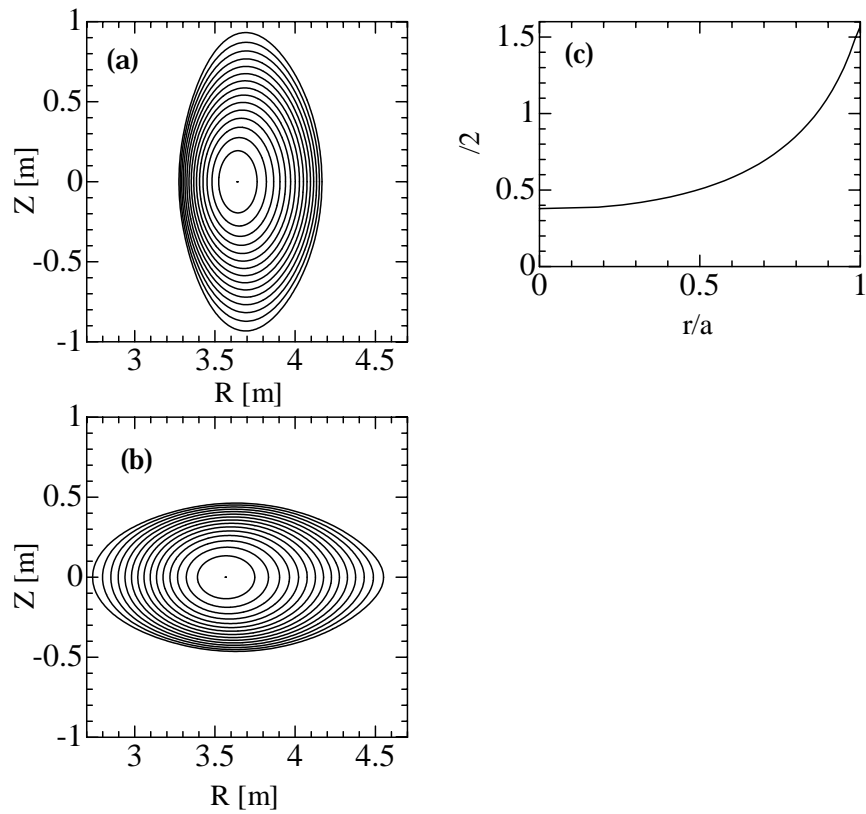


図 2 . 1 . 3 LHD 標準真空配位 ($\langle \rangle = 0\%$) における磁気面と回転変換。(a)縦長断面位置における磁気面, (b)横長断面位置における磁気面, (c)規格化小半径の関数で表した回転変換。ここで, 規格化小半径はトーラス 1 周の平均小半径 r をプラズマ境界平均小半径 a で規格化したものである。

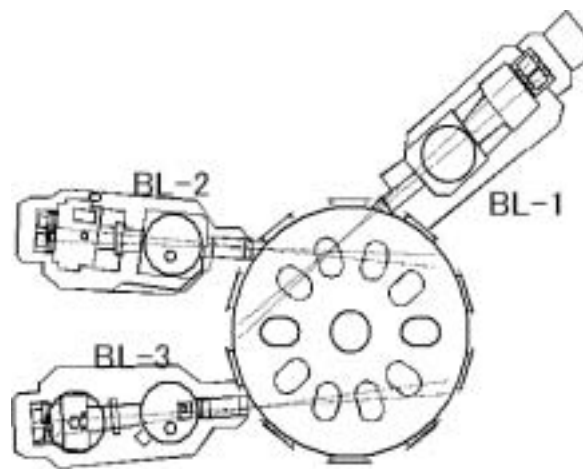


図 2 . 1 . 4 上方から見た LHD における接線入射 NBI システム

表 2 . 1 . 1 LHD の到達プラズマパラメータ

	達成値 [2005 年 12 月現在]
平均ベータ値	4.4 %
蓄積エネルギー	1.33 MJ
線平均電子密度	$2.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$
中心電子温度	10 keV
中心イオン温度	13.5 keV
放電持続時間	3905 sec
最大加熱エネルギー	1.3 GJ (1905sec)
閉じ込め時間	0.36 sec

表 2 . 1 . 2 LHD における磁場強度別の最大ベータ値達成時のプラズマパラメータ

磁場強度[T]	最高平均ベータ値[%]	線平均電子密度 [$\times 10^{19} \text{ m}^{-3}$]	中心電子温度 [keV]	正味トロイダル 電流[kA]	ガス供給方法
-0.45	4.4	2.6	0.5	-7	ガスパフ
-1.5	2.0	10.5	0.6	5	ペレット
-2.712	1.4	20 以上	0.8	-5	ペレット

トロイダル磁場の符号は、正：LHD を上方から見て時計回り方向，負：反時計回り方向を表す。トロイダル電流の符号は回転変換に対応した等価的なトロイダル電流の方向であり、正：磁場と同方向，負：磁場と逆方向を表す。

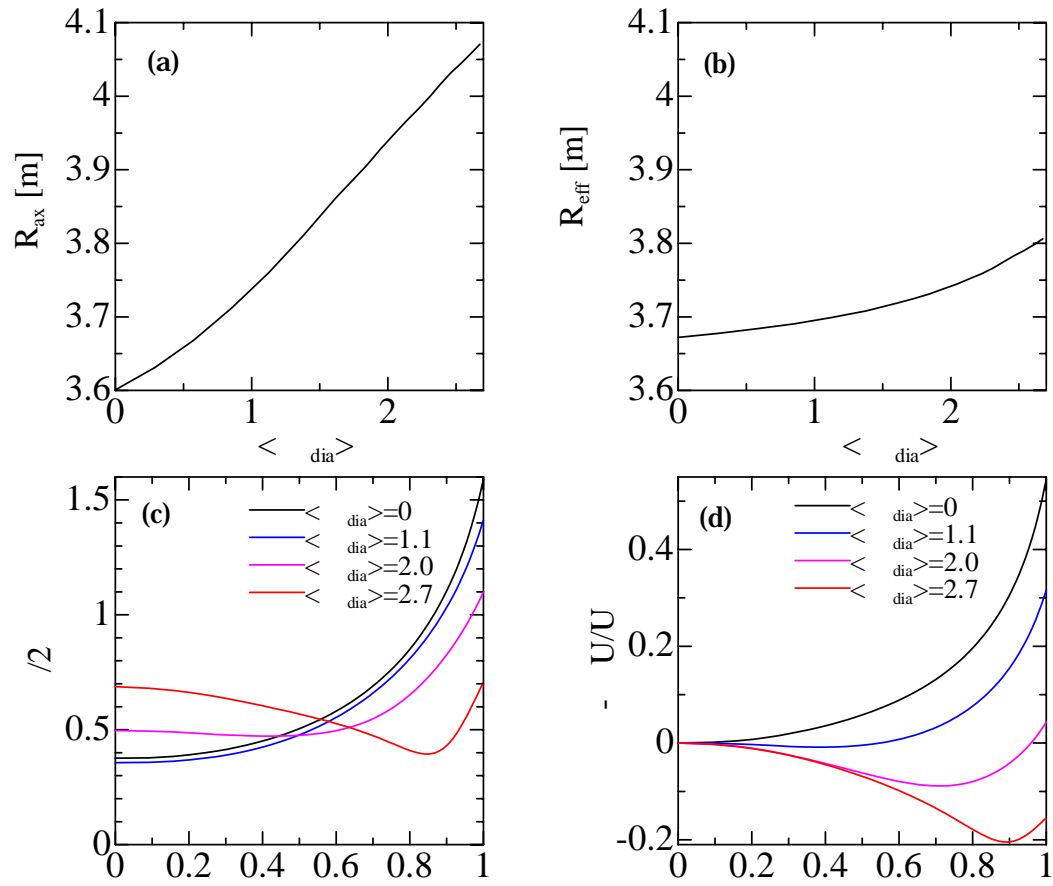


図 2 . 2 . 1 自由境界 VMEC により評価した LHD の平衡特性 (真空配位: LHD 標準配位, 圧力分布: $P \sim (1 - \delta)^2$, トロイダル電流: ゼロ)。(a)磁気軸(R_{ax}), (b)最外殻磁気面の幾何中心(R_{eff}), (c)回転変換分布($1/2$), (d)磁気井戸深さ($-U/U$)。

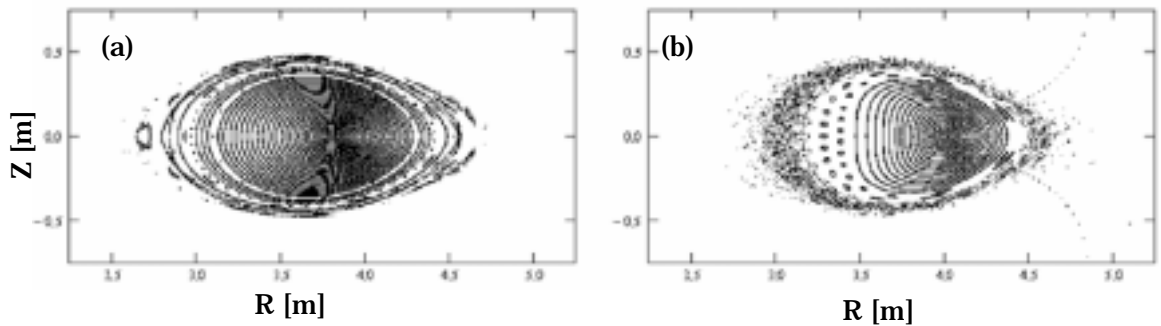


図 2 . 2 . 2 HINT により計算した磁力線のポアンカレマップ。(a)ベータ値 1.4%, (b)ベータ値 3.7%

表 2 . 3 . 1 LHD における磁気計測器一覧表

名称	構造	計測対象	設置場所	個数
反磁性ループ (磁束ループ)	ループ [1turn]	反磁性磁束	プラズマ真空容器内 (図 2.3.2 参照)	1
サドルループ (磁束ループ)	ループ [1turn]	径方向, 垂直方向磁束	プラズマ真空容器内 (図 2.3.3 ~ 図 2.3.6 参照)	24
ワンターンループ (磁束ループ)	ループ [1turn]	周回電圧	プラズマ真空容器内 (図 2.3.10 参照)	2
ポートループ (磁束ループ)	ループ [10turn]	水平方向磁束	トラス外側ポートに 沿って周回 (図 2.3.11 参照)	9
磁気プローブ	コイル	磁場揺動, 3 方向磁場	プラズマ真空容器内 (図 2.3.12 参照)	64
ログスキーコイル	ソレノイドコイル	トロイダル電流	プラズマ真空容器内 (図 2.3.7 参照)	1
ログスキーコイル	ソレノイドコイル	ヘリカルコイル電流 + コイル 缶電流	電磁力支持構造物内 (図 2.3.8 参照)	1
ログスキーコイル	ソレノイドコイル	シェルアーム電流	電磁力支持構造物内 (図 2.3.8 参照)	1
ログスキーコイル	ソレノイドコイル	電磁力支持構造物ポロイダル 方向電流	断熱真空容器内 (図 2.3.8 参照)	1
ログスキーコイル	ソレノイドコイル	ヘリカルコイル電流	コイルリード部	1
ログスキーコイル	ソレノイドコイル	ポロイダルコイル電流	コイルリード部	1



图 2 . 3 . 1 LHD 真空容器内部

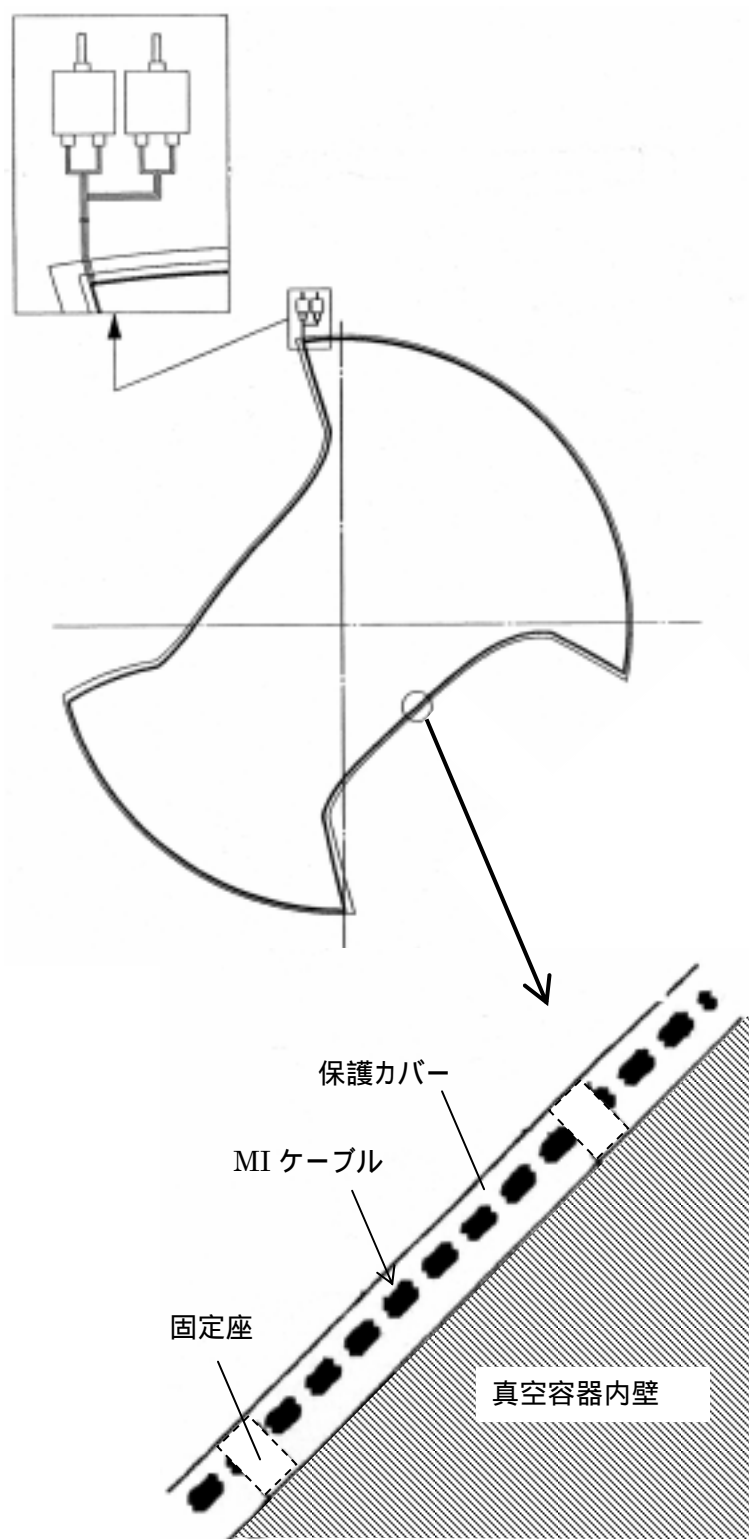


図 2 . 3 . 2 LHD の反磁性ループ配置図 (ポロイダル断面図)。

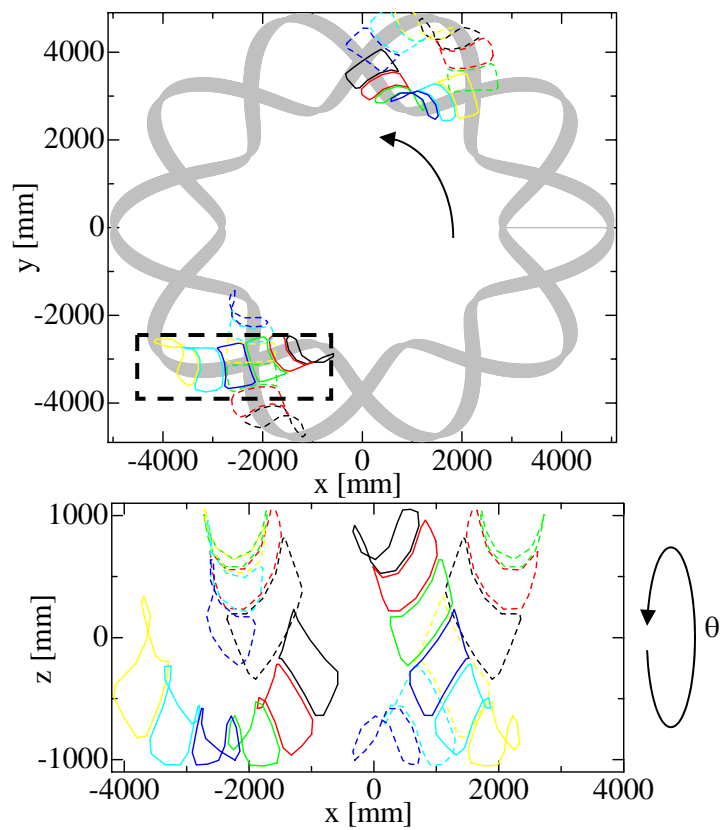


図 2 . 3 . 3 LHD におけるサドルループの配置（直交座標への投影図）。 はトロイダル角方向， はポロイダル方向を表す。太い破線で囲ったサドルループアレイの拡大図は図 2 . 3 . 4 に示されている。

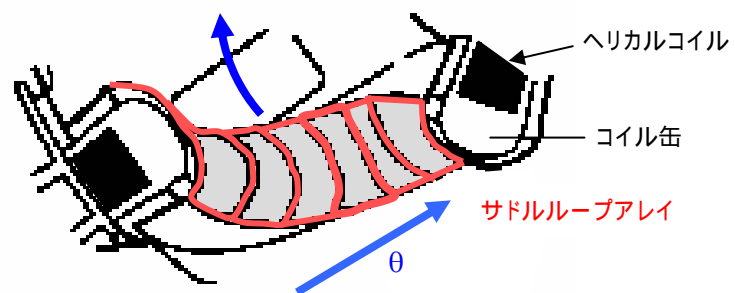


図 2 . 3 . 4 1 トロイダルセクションの赤道面より下方のサドルループアレイ配置。（図 2 . 3 . 3 の破線のアレイの拡大図）

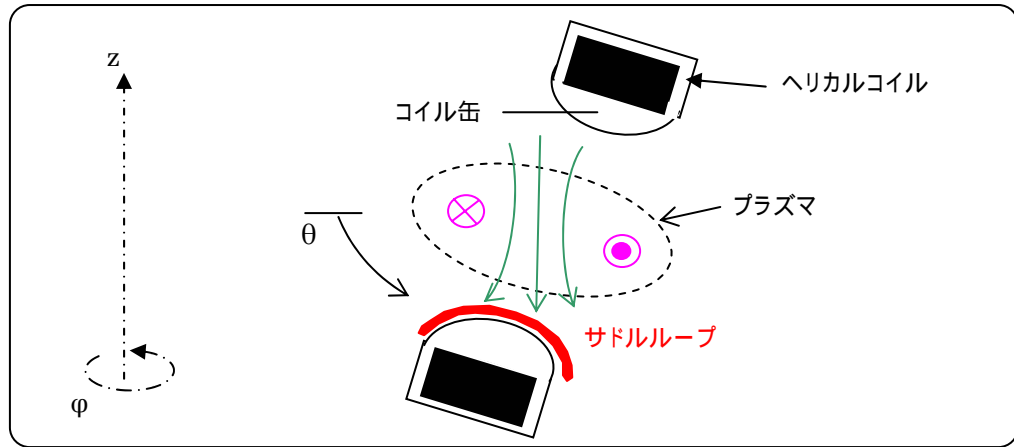


図 2 . 3 . 5 ポロイダル断面におけるサドルループとプラズマの位置関係（模式図）

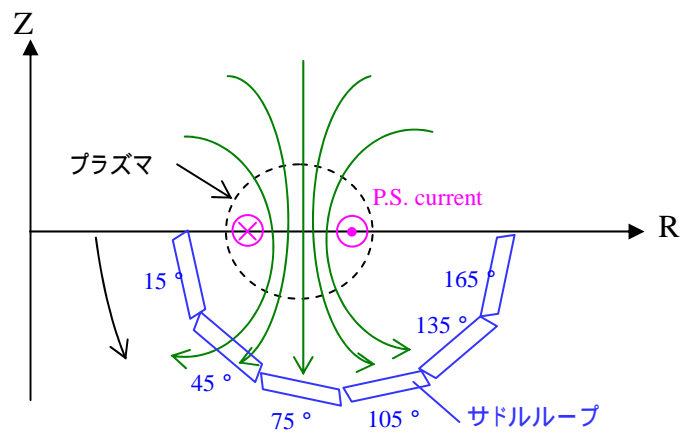


図 2 . 3 . 6 ポロイダル断面へのサドルループの投影図（模式図）

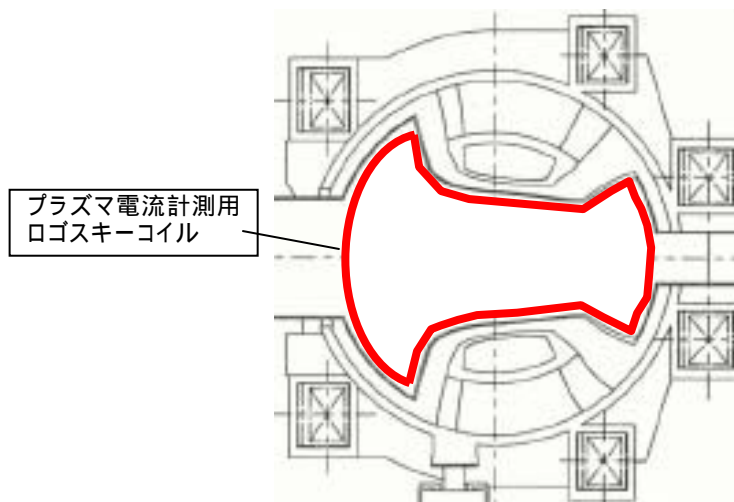


図 2 . 3 . 7 LHD のプラズマ電流計測用ロゴスキーコイル配置図

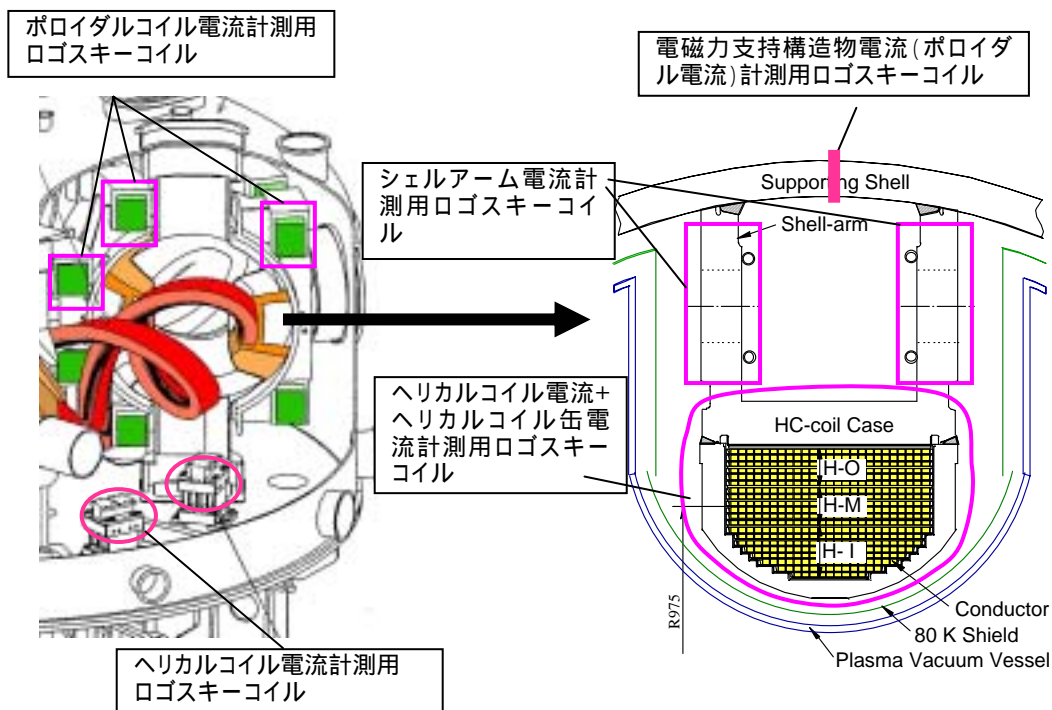


図 2 . 3 . 8 LHD の外部コイル電流 , 及び構造物電流計測用ロゴスキーコイル配置図

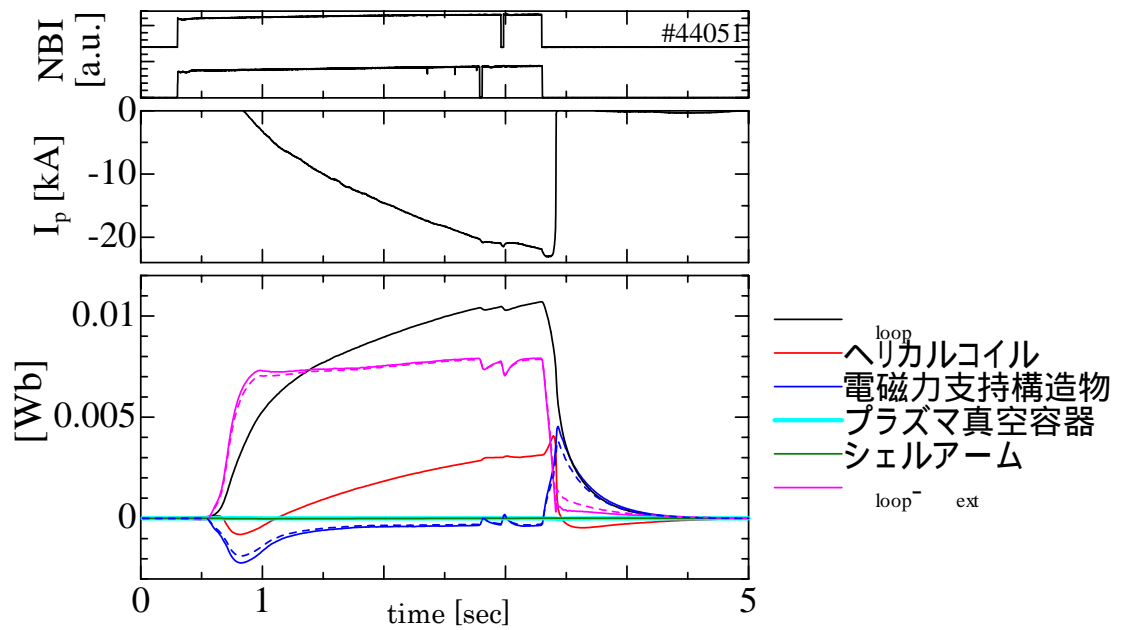
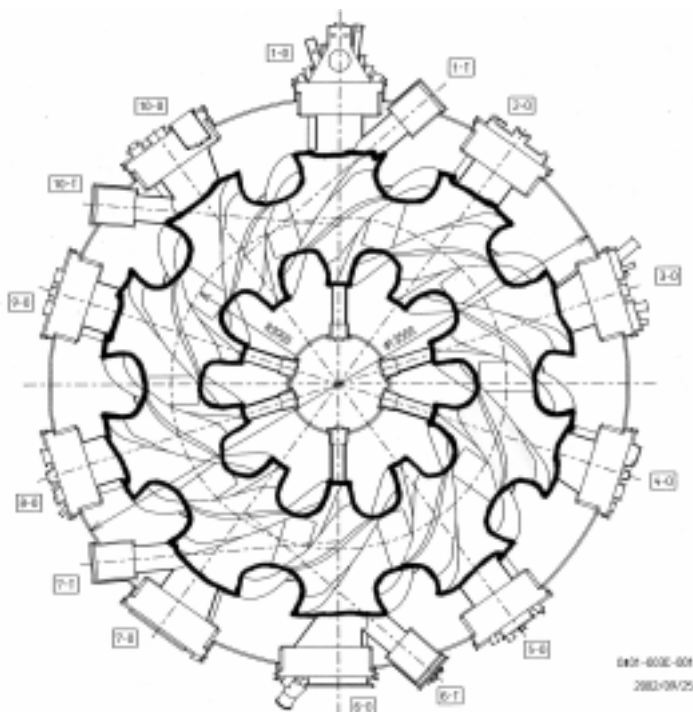


図 2 . 3 . 9 反磁性ループに含まれる外部コイル電流及び構造物電流による磁束。破線は電磁力支持構造物の電流経路を変えた相互インダクタンスで評価した磁束（青線）及びそれが（ loop- ext ）に及ぼす影響（ピンク線）を表す。



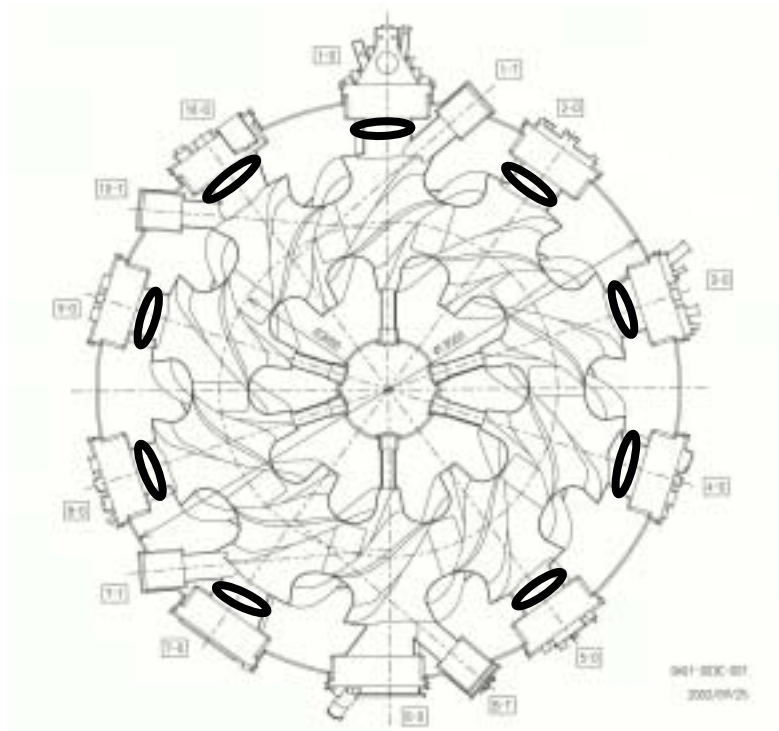


図 2 . 3 . 1 1 LHD ポートループ配置図。太線がポートループを示す。水平方向計測ポートに設置されている。

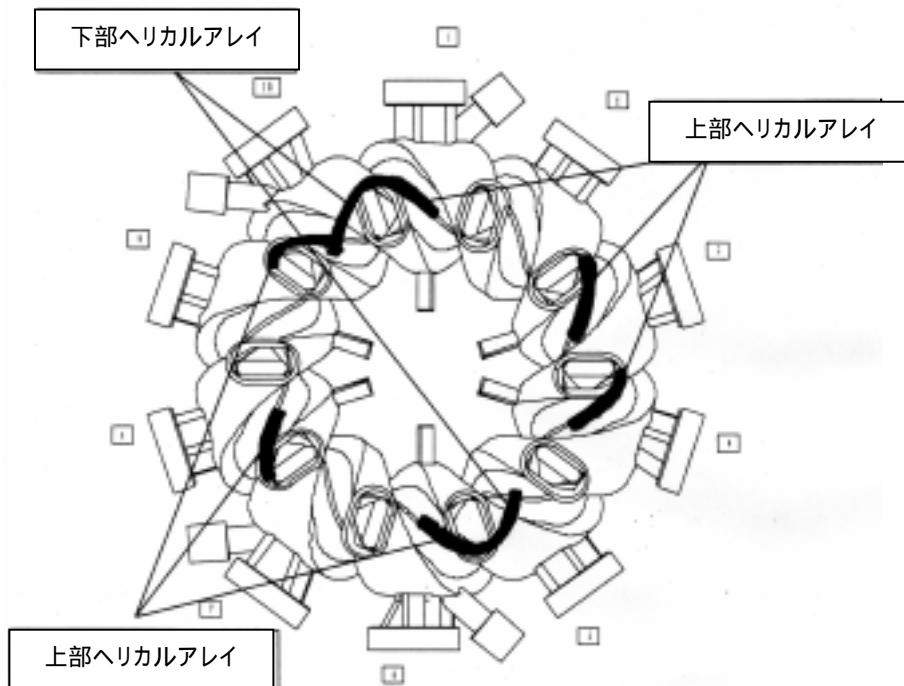


図 2 . 3 . 1 2 LHD 磁気プローブ配置図。太線が磁気プローブの設置場所を表す。

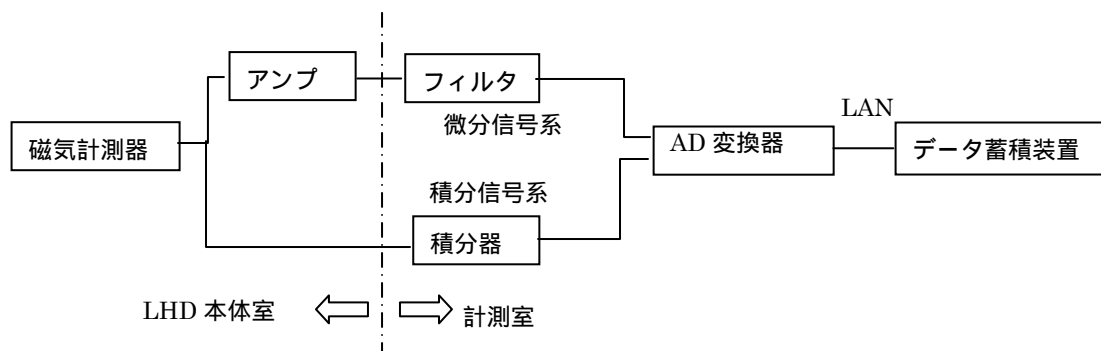


図 2 . 3 . 1 3 LHD 磁気計測データ収集システム

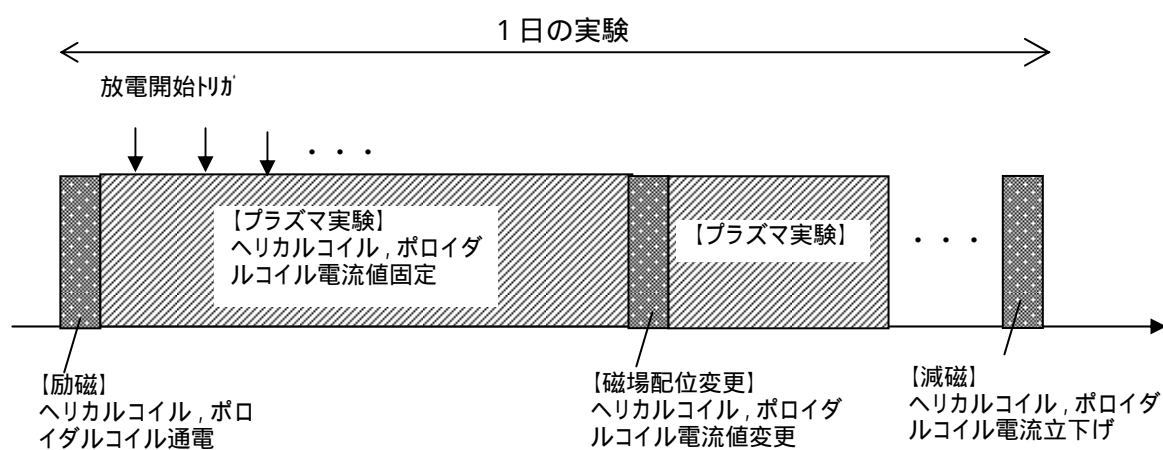


図 2 . 3 . 1 4 LHD の運転形態

参考文献

- [1] O. Motojima, K. Ida, K.Y. Watanabe et. al., Nucl. Fusion **45**, S255 (2005)
- [2] S. Sudo et. al., Plasma Phys. Control. Fusion **45**, A425 (2003)
- [3] K. Narihara, I. Yamada, H. Hayashi and K. Yamauchi, Rev. Sci. Instrum **72**, 1122 (2001)
- [4] K. Kawahata, K. Tanaka, Y. Ito, A. Ejiri and S. Okajima, Rev. Sci. Instrum **70**, 707 (1999)
- [5] Y. Narushima, S. Sakakibara, K.Y. Watanabe et.al., J. Plasma Fusion Res., (to be submitted)
- [6] S. Sakakibara, K.Y. Watanabe, H. Yamada et.al., Fusion Sci. Technol., (to be submitted)
- [7] S. Sakakibara, H. Yamada, K.Y. Watanabe et. al., J. Plasma Fusion Res. SERIES **1**, 386 (1998)
- [8] S. Morimoto, N. Yanagi, M. Nakagusa et. al., Nucl. Fusion **28**, 1491 (1988)
- [9] J. Qin, E. Ascasíbar, A. López-Fraguas et. al., Nucl. Fusion **36**, 381 (1996)
- [1 0] J. Wesson, "TOKAMAKS", Oxford University Press
- [1 1] S. Besshou, C.E. Thomas, T. Ohbata, A. Iiyoshi and K. Uo, Nucl. Fusion **26**, 1339 (1986)

第3章 MHD平衡量同定手法

3. 1. ヘリカルプラズマ中を流れる電流

磁気計測器信号から2章で述べた手法を用いて、外部コイルと構造物電流が作り出す磁場を補正することにより、プラズマ中を流れる電流が作り出す磁場を計測することが出来る。プラズマ中には磁気面平均してもゼロとならないトロイダル電流や **MHD** 平衡を維持するために流れる電流(反磁性電流と **P.S.**電流)等が流れる。本節ではこれらの電流について述べる。一般に“トロイダル電流”とは磁気面内で平均するとゼロとならないトロイダル電流の事を表し、**P.S.**電流(主にトロイダル方向に流れるが磁気面平均するとゼロ)はこれに含まれない。本論文で用いる語もこれに習う。

トロイダル電流

ヘリカル装置では回転変換の生成にトロイダル電流を必要とせず、通常の実験においてもオーミック電流駆動を行わない。従って、トロイダル電流を駆動する原因は非誘導電流(**Bootstrap** 電流[1], 大河電流(**NBCD** 電流) [2], 及び **ECCD**[3]等の波動加熱装置を応用した電流)である。最外殻磁気面内で積分したトロイダル方向電流 (I_p) はログスキーコイルにより計測される。トロイダル電流及びその分布は外部コイル磁場(或いはプラズマ境界形状)や圧力分布と並んで **MHD** 平衡解を決定付ける要素の一つである。

反磁性電流, Pfirsch-Schlüter 電流[4, 5]

円柱プラズマやトーラスプラズマは径方向に圧力勾配があり外側へ広がろうとする為、圧力勾配の力と **Lorentz** 力との間で均衡を保つ必要がある。この **MHD** の力の平衡状態は次式で表される。

$$\vec{J} \times \vec{B} = \nabla p \quad \dots (3. 1. 1)$$

ここで、 p は等方を仮定した圧力である。磁場に対して垂直方向の電流が必要であることが分かる。この電流が反磁性電流である。

反磁性電流は (3. 1. 1) と \vec{B} の外積をとることにより次式で得られる。

$$\vec{J}_\perp = \frac{\vec{B} \times \nabla p}{B^2} \quad \dots (3. 1. 2)$$

プラズマの閉じ込め磁場がトーラス形状である場合、等圧面上(磁気面上)で磁場強度の不均一性があると反磁性電流だけでは

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad \dots (3.1.3)$$

が満たせなくなる。定常的に圧力勾配を維持する為には (3.1.3) を満たすように磁力線に平行方向の電流 (\vec{J}_{\parallel}) が流れる必要がある。この電流が **P.S.** 電流である。また、この電流が (3.1.1) の **MHD** 平衡を保証するために流れることから **MHD** 平衡電流と呼ばれることもある。

(3.1.2) と (3.1.3) から次式が得られる。

$$\nabla \vec{J}_{\parallel} = -\nabla \vec{J}_{\perp} = 2\nabla p \cdot \left(\nabla \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \times \vec{B} \right) \frac{\mu_0}{B^4} \quad \dots (3.1.4)$$

ベータ値 ($= \frac{p}{B^2/2\mu_0}$) は数%のオーダーであることから、 $p \ll \frac{B^2}{2\mu_0}$ とする事により次式

を得る。

$$\frac{\partial \vec{J}_{\parallel}}{\partial s} = 2\nabla p \cdot \frac{\nabla B \times \vec{b}}{B^2} \vec{b} \quad \dots (3.1.5)$$

ここで、 s は磁力線に沿った長さであり、 \vec{b} は磁力線方向の単位ベクトルである。以降、図 3.1.1 の円柱座標 (R, Z, ϕ) とポロイダル角 θ 、及び小半径 r で (3.1.5) を表す。トカマク装置やヘリカル装置といったトーラス形状の磁気閉じ込め装置の場合、**0** 次の近似として $B \propto 1/R$ 、 $\partial/\partial s = (\partial \theta / \partial s) \partial / \partial \theta = (\iota / (2\pi R)) \partial / \partial \theta$ 、 $p = p(r)$ と考えることが出来る。ここで ι は回転変換角である。この **0** 次近似を用いることにより (3.1.5) は

$$\frac{\iota}{2\pi R} \frac{\partial \vec{J}_{\parallel}}{\partial \theta} = -\frac{\partial p}{\partial r} \frac{2}{RB} \sin \theta \vec{b} \quad \dots (3.1.6)$$

となる。この式から圧力勾配を維持する為には有限の回転変換が必要であることが分かる。両辺を θ で積分することにより **P.S.** 電流は次式で表すことが出来る。

$$\vec{J}_{\parallel} = \frac{4\pi}{\iota B} \frac{\partial p}{\partial r} \cos \theta \vec{b} \quad \dots (3.1.7)$$

P.S. 電流は磁場、圧力勾配、及び回転変換に依存することが分かる。**P.S.** 電流は圧力が高いほど、圧力勾配が大きいほど、回転変換が低いほど多く流れる。 $\partial p / \partial r$ はトーラス内側と外側で符号が反転する。有限ベータにおける磁気面のシフト (真空磁気面からのずれ) はこの電流による垂直磁場により起こる。

次に圧力が非等方の場合について述べる。圧力テンソルを次式で表す。

$$\vec{P} = p_{\perp} \vec{I} + (p_{\parallel} - p_{\perp}) \vec{b} \vec{b} \quad \dots (3.1.8)$$

ここで、 p_{\perp} と p_{\parallel} はそれぞれ磁力線に垂直と平行方向の圧力を表す。圧力平衡の式

$$\vec{J} \times \vec{B} = \nabla \vec{P} \quad \dots (3.1.9)$$

の磁力線に垂直方向と平行方向の成分はそれぞれ次のように表される。

$$(\nabla \vec{P})_{\perp} = \nabla_{\perp} p_{\perp} - (p_{\perp} - p_{\parallel}) (\vec{b} \cdot \nabla) \vec{b} = \vec{J} \times \vec{B} \quad \dots (3. 1. 10)$$

$$(\nabla \vec{P})_{\parallel} = (\vec{b} \cdot \nabla) p_{\parallel} - (p_{\perp} - p_{\parallel}) \nabla \cdot \vec{b} = 0 \quad \dots (3. 1. 11)$$

(3. 1. 10) と \vec{b}/B の外積をとる事により

$$\begin{aligned} \vec{J}_{\perp} &= \frac{\vec{b} \times (\nabla \vec{P})_{\perp}}{B} \\ &\sim \frac{\vec{b}}{B} \times \nabla_{\perp} p_{\perp} \quad \dots (3. 1. 12) \end{aligned}$$

を得る。また、(3. 1. 9) と (3. 1. 12) より \vec{J}_{\parallel} が求まる。**Hitchon[5]**は、ヘリカル装置の各平衡量をアスペクト比の逆数でオーダーリングする事により、

$$\vec{J}_{\parallel} = \frac{1}{l} (\nabla p_{\perp} + \nabla p_{\parallel}) \cos \theta \quad \dots (3. 1. 13)$$

で表している。**P.S.**電流は p_{\perp} と p_{\parallel} の勾配の和の関数となることが分かる。

纏めると反磁性電流は p_{\perp} に依存し、**P.S.**電流は $p_{\perp} + p_{\parallel}$ に依存すると考えられる。また、幾何学的には反磁性電流は主にポロイダル方向、**P.S.**電流は主にトロイダル方向（但し正味はゼロ）に流れる。この為、反磁性電流はトロイダル磁場を発生させ、また **P.S.**電流は垂直磁場を発生させる。2. 2 節で述べたように **LHD** においてはトロイダル磁場の変化に敏感な反磁性ループと垂直方向磁場の変化に敏感なサドルループが設置されている。

ヘリカル装置においてはトロイダル電流がゼロに近い放電が可能であり、この場合、プラズマ圧力に依存する反磁性電流と **P.S.**電流が作り出す磁場が磁気計測器信号の大部分を占める。従ってヘリカル装置はトカマク装置に比べて反磁性電流と **P.S.**電流の計測による **MHD** 平衡研究が行いやすい。但し、**LHD** における実験において **100[kA/T]** を超える非誘導トロイダル電流が観測される事もあり、この場合、磁気計測器信号から反磁性電流と **P.S.**電流の情報を精度良く取り出す為に非誘導トロイダル電流の影響を差し引く必要がある。トロイダル電流が作り出す磁場の補正方法については4章にて述べる。

3. 2. **MHD** 平衡解析コード及び磁気計測器信号解析コード

本節では磁気計測器信号から **MHD** 平衡量を計測する際、計測信号の較正の為に用いて

いる **MHD** 平衡解析コードと磁気計測器信号解析コードについて概要を述べる。各コードの計算手法については付録 3. A～3. D に示す。

MHD 平衡コード

トカマク装置においては一般に **Grad-Shafranov** 方程式を解く事により **MHD** 平衡解が得られる[6]。**Grad-Shafranov** 方程式は軸対称性を仮定しているため、ヘリカル装置のような 3 次元 **MHD** 平衡への適用は出来ない。ヘリカル装置においては **MHD** 平衡解を得るために、エネルギーの極値を基にした手法や圧力と磁場の緩和過程を追跡する手法を用いる（付録 3. A, 及び 3. B 参照）。更に、ヘリカル装置における **MHD** 平衡解析コードを入れ子状の磁気面の存在の仮定の有無によって大別すると

- ・プラズマ全領域で入れ子状の閉じた磁気面を仮定する **MHD** 平衡コード
- ・入れ子状の磁気面を仮定せず乱れた磁気面を評価可能な **MHD** 平衡コード

の 2 種類がある。ヘリカル装置における **MHD** 平衡の実験解析では計算時間の短さから前者を用いる事が多い。

プラズマ全領域で入れ子状の閉じた磁気面を仮定する **MHD** 平衡コードとして、代表的な **MHD** 平衡解析コードは **VMEC**[7-9]である（**VMEC** の計算手法については付録 3. A 参照）。**VMEC** では磁気面座標系を採用している為、必然的に磁気面はプラズマ全領域で入れ子状となる。また、**VMEC** は初期にはプラズマ境界（最外殻磁気面）形状を固定し固定境界値問題を解くもの（固定境界 **VMEC**）であったが、その後、外部コイル電流と矛盾のないプラズマ境界を評価する自由境界 **VMEC** が開発されており、最近の **MHD** 平衡, 安定性, 及び輸送研究においては自由境界 **VMEC** が標準的に用いられている。

入れ子状の閉じた磁気面を仮定せず乱れた磁気面を評価可能な **MHD** 平衡コードとしては **HINT**[10]と **PIES**[11]がある。本研究では **LHD** を解析対象として研究が進められてきた **HINT** を用いる。**HINT** で用いる座標系は実座標であり磁気面量を用いないため、磁気島や乱れた磁気面が存在する領域でも **MHD** 平衡解析が可能である（詳細は付録 3. B 参照）。**HINT** を用いた研究報告[12, 13]によれば、プラズマ周辺において磁気島や乱れた磁気面が存在し、ベータ値と共にその領域が拡大することが示されている。

磁気計測器信号解析コード

磁気計測器は 2. 3 節に示した理由により一般に真空容器の内壁面に沿って設置する。ヘリカル装置は真空容器形状が複雑であり、必然と磁束ループ形状は 2. 3 節で示した **LHD** のサドルループのように複雑な形状となる。この為、磁束ループの信号を評価する際に磁束ループが取り囲む断面積に対して法線方向の磁場をその断面積内で面積分する方法を用いた場合、膨大な労力が予想される。磁気計測器信号解析コード **DIAGNO**[14]は自由境界 **VMEC** の計算結果（プラズマ境界上での磁気ポテンシャル）を基にプラズマ外部の磁束ル

ープの位置でのベクトルポテンシャルを計算でき、ベクトルポテンシャルを磁束ループに沿って線積分する事によりループ内の磁束を評価することが出来る(詳細は付録 3. C 参照)。プラズマ境界外の領域であれば任意の位置でベクトルポテンシャルを計算できるため、複雑な形状の磁束ループに対してもその断面積の法線方向を意識することなく磁束を評価可能である。

磁気計測器信号解析コード **JDIA** は本研究で開発したコードである。**JDIA** は 3. 1 節で述べたプラズマ中の電流から、直接プラズマ外部の磁束ループの位置でのベクトルポテンシャルを計算できる(詳細は付録 3. D 参照)。一般に **MHD** 平衡解析コードはその結果としてプラズマ中の磁場分布を出力する為、これから $\vec{J} = \nabla \times \vec{B} / \mu_0$ よりプラズマ中の電流を評価することが出来る。**DIAGNO** はその入力としてプラズマ境界上での磁気ポテンシャルが必要であるため、現存の **MHD** 平衡コードで適用が可能なものは自由境界 **VMEC** のみである。**JDIA** はその他の **MHD** 平衡コードにも適用可能であり、本論文では **HINT** と自由境界 **VMEC** へ適用している。

3. 3. MHD 平衡量同定手法

磁気計測器を用いて **MHD** 平衡量を評価するには、前節で示した **MHD** 平衡解析コードと磁気計測器信号解析コードを用いて、磁気計測信号と **MHD** 平衡量の関連付けを行う。上記 2 つの量の関連付けはコードによる解析結果のデータベース化を通して行うが、以下には、トカマク装置とヘリカル装置に共に標準的な計測手法となっている反磁性ループによるプラズマ蓄積エネルギーと体積平均ベータ値の評価を例に説明する。

LHD においては自由境界 **VMEC** による平衡計算と **DIAGNO** による反磁性ループ磁束の評価結果を用いてプラズマ蓄積エネルギー (W_{dia}) と体積平均ベータ値 ($\langle \beta_{dia} \rangle$) を評価する方法が確立している。図 3. 3. 1 (b) に **LHD** の真空磁気軸 3.6m の標準磁場配位での自由境界 **VMEC**+**DIAGNO** の反磁性ループ磁束の評価結果を示す。計算に用いた圧力分布は図 3. 3. 1 (a) に示した。またトロイダル電流はゼロとした。反磁性ループはプラズマ全体を囲う形状をしていることから殆ど圧力分布には依存せず、正味圧力に強く依存すると考えられる。図 3. 3. 1 (b) において圧力分布による反磁性ループ磁束の影響は $\pm 5\%$ 程度である。またプラズマ蓄積エネルギーと反磁性ループ磁束は線形性の強い関係であることから

$$W_{dia} = f_{dia} (\Phi_{dia} / B_{t0}) \cdots (3. 3. 1)$$

で表すことが出来る。ここで、 B_{t0} は真空配位における磁気軸位置の磁場強度である。 f_{dia} は図 3. 3. 1 (b) の勾配であり、これが磁気計測により W_{dia} を評価する際の較正係数とな

る。この値は磁場配位により異なり、**LHD** 標準磁場配位(磁気軸 **3.6m**)の場合、図 3. 3. 1 (b)より $f_{dia}=2.90 \times 10^3 [\text{kJ}/(\text{Wb}/\text{T})]$ となる。実験におけるプラズマ蓄積エネルギーは (3. 3. 1) 式を用いて評価されている。また、反磁性計測に基づく体積平均ベータ値 ($\langle \beta_{dia} \rangle$) は以下の様に定義する。

$$\langle \beta_{dia} \rangle = \frac{2W_{dia}/3V_{p0}}{B_{ave0}^2/2\mu_0} \quad \dots (3. 3. 2)$$

ここで、 V_{p0} と B_{ave0} は、それぞれプラズマ体積とプラズマ中の平均トロイダル磁場であり、いずれも真空磁場配位において評価している。

トムソン散乱による電子温度分布計測と **FIR** 干渉計による電子密度分布計測から電子の圧力分布を評価し、 $Z_{eff}=1$ 及び $T_i=T_e$ と仮定する事により、蓄積エネルギー (W_{kin}) を評価することも出来る。また、 W_{kin} より次式にて定義される体積平均ベータ値 ($\langle \beta_{kin} \rangle$) を評価することも可能である。

$$\langle \beta_{kin} \rangle = \frac{2W_{kin}/3V_{p0}}{B_{ave0}^2/2\mu_0} \quad \dots (3. 3. 3)$$

図 3. 3. 2 に $\langle \beta_{dia} \rangle$ と $\langle \beta_{kin} \rangle$ の比較を示す。全てのデータは水素放電であるが、圧力が等方且つ熱化成分のみで表せるならば、壁から水素以外のガス放出があれば $Z_{eff}>1$ となり、 $\langle \beta_{kin} \rangle$ は $\langle \beta_{dia} \rangle$ より大きく評価される。一方、ビーム圧力が有意な場合は、 $\langle \beta_{dia} \rangle$ は熱化圧力とビーム圧力の和なので $\langle \beta_{dia} \rangle > \langle \beta_{kin} \rangle$ となる可能性がある。**LHD** の高ベータ実験では高パワーの **NBI** 加熱に加え、ビーム圧力が十分に熱化されない密度領域（詳細は 5 章にて述べる）での実験であるため、大きなビーム圧力が存在する。図 3. 3. 2 において、高ベータ領域で $\langle \beta_{dia} \rangle$ が $\langle \beta_{kin} \rangle$ より系統的に高い原因と考えられる。

3. 4. MHD 平衡量同定手法の高度化

前節で述べた **MHD** 平衡量同定手法は以下の仮定を基にした手法である。

- i) 全ての磁気面で正味トロイダル電流がゼロ
- ii) 等方圧力を仮定
- iii) きれいに閉じた入れ子状の磁気面を仮定

しかし実験では有限の正味トロイダル電流及びその多様な分布、高エネルギー粒子による非等方圧力、及び高 β における磁気面の乱れや磁気島の存在が予想される。これらを考慮することにより同定する平衡量の高精度化や、従来計測が困難であった平衡量の同定を行う「平衡量同定手法の高度化」が可能となる。本論文では前述の 3 項目に対応した

- i) 大トロイダル電流実験における磁気計測の精度向上

ii) 圧力非等方度の同定

iii) 有限 β 効果による磁気面の乱れを考慮した平衡計算を用いた磁気計測の精度向上の3項目の高度化を目指す。本節では、各項目についての高度化の手法について述べる。尚、各高度化を目指した従来の研究、本論文で提案する各手法の実験解析への適用結果、及び妥当性の検証といった詳細については4章から6章にて述べる。

トロイダル電流駆動実験における MHD 平衡量の同定精度向上

磁気計測器信号には圧力由来の反磁性電流や **P.S.**電流が作り出す磁場だけでなく、トロイダル電流が作り出す磁場も含まれる。体積平均ベータ値や圧力分布の精度良い同定の為、トロイダル電流が磁気計測器に誘起する磁束が無視できない場合には、これを補正する必要がある。

磁気計測器信号解析コード **DIAGNO** は、トロイダル電流をトーラス1周のフィラメントでモデル化し、プラズマ外の磁場やベクトルポテンシャルを評価しているため、トロイダル電流が分布を持つ場合には正確な磁場やベクトルポテンシャルを評価することができない。本研究ではトロイダル電流が磁気計測器に誘起する磁束の評価精度を更に高める事を目的として、磁気計測器信号解析コード“**JDIA**”の開発を行った。**JDIA** はプラズマ中の電流 (**P.S.**電流, 反磁性電流, 及びトロイダル電流) から磁気計測器信号を直接評価する為、トロイダル電流が磁気計測器に誘起する磁束を精度良く評価出来る。

図3. 4. 1にトロイダル電流が磁気計測器に与える影響の補正手法を示す。近年、ヘリカル装置においてもトカマク装置同様に **MSE (Motional Stark Effect)**によるプラズマ中の局所的な磁場のピッチ角の計測が有効になってきた[15]。ピッチ角の計測を基に評価したトロイダル電流分布[15]を自由境界 **VMEC**, 固定境界 **VMEC** 又は **HINT** の計算条件として用いる。これらの平衡コードの結果からトロイダル電流が磁気計測器に誘起する磁束を **JDIA** により知ることが出来る。

圧力非等方度の同定

NBI 等の加熱を入力した場合、“熱化圧力”以外に十分に熱化されない高エネルギー粒子による“ビーム圧力”が存在する[16, 17]。熱化圧力に対しビーム圧力が無視できない程の割合を占める場合、全圧力 (=熱化圧力+ビーム圧力) の非等方度が大きくなる。自由境界 **VMEC** は等方圧力を仮定した **MHD** 平衡コードである為、3. 3節で述べた手法では圧力非等方度を同定することは出来ない。以下に圧力非等方度の同定手法について述べる。

<圧力非等方度指標の抽出>

3. 1節で述べたように Φ_{dia} (反磁性ループ磁束) は p_{\perp} に依存し、 Φ_{PS} (サドルループ磁束) は $p_{\perp} + p_{||}$ に依存する。従って両者の比 (Φ_{PS}/Φ_{dia}) は圧力非等方度に関する情報を持つと考えられる。しかし (Φ_{PS}/Φ_{dia}) は圧力非等方度に関係ない情報も含む。図3. 4.

2に自由境界 **VMEC** による Φ_{dia} と Φ_{PS} の計算結果を示す。急峻、中間、及び平坦の3種類の圧力分布に対してベータ値をスキャンした。また、正味のトロイダル電流密度はすべての磁気面上でゼロとした。図3. 4. 2から Φ_{dia} と Φ_{PS} の関係は非線形関係を持ち、かつ圧力分布が変わればそれらの比が変わることが分かる。これは図3. 3. 1 (b)で示したように Φ_{dia} は自由境界 **VMEC** から求められるプラズマ蓄積エネルギー (W_p) 及び体積平均ベータ値 ($\langle \beta_{dia} \rangle$) と線形関係であり圧力分布に殆ど依存しないが、 Φ_{PS} は W_p と非線形関係を持ち、またその値は圧力分布にも依存するためである。(Φ_{PS}/Φ_{dia}) により圧力非等方度を検出するためには、圧力非等方度が一定の条件下で (Φ_{PS}/Φ_{dia}) がベータ値や圧力分布の変化によって変化しない事が望ましい。この為、ベータ値や圧力分布には依存せず圧力非等方度のみに依存する“圧力非等方度指標”を Φ_{PS} と Φ_{dia} から抽出する必要がある。

圧力非等方度指標の抽出方法について以下に述べる。サドルループで計測される実験データを Φ_{PSexp} とする。これに対し自由境界 **VMEC** と **DIAGNO** を用いて、「等方圧力を仮定したサドルループ磁束の評価値」を Φ_{PSiso} とし、($\Phi_{PSexp}/\Phi_{PSiso}$) を“圧力非等方度指標”とする。 Φ_{PSiso} の評価を行うために自由境界 **VMEC+DIAGNO** の計算を行う際、以下の実験条件に一致する条件で計算を行う。

- イ) 正味圧力は計測で得られる Φ_{dia} から評価された $\langle p_{\perp} \rangle$ と $\langle p_{||} \rangle = \langle p_{\perp} \rangle$ の仮定を用いて評価する
- ロ) 圧力分布は実験で得られる圧力分布と一致する
(ここで、実験で得られる圧力分布としてトムソン散乱計測による電子温度分布、及び **FIR** 干渉計による電子密度分布の積を用いる。また、 $T_i = T_e$, $n_i = n_e$ と仮定する。)

圧力非等方度指標 ($\Phi_{PSexp}/\Phi_{PSiso}$) の評価手法について図3. 4. 2を用いて例を挙げて説明する。実験で以下の計測値が得られたとする (図3. 4. 2 (b)中の白丸)。

$$\Phi_{PSexp} = 0.017 [\text{Wb/T}] \quad (\text{図中 } \textcircled{c})$$

$$\Phi_{dia} = 0.015 [\text{Wb/T}] \quad (\text{図中 } \textcircled{a})$$

圧力分布：平坦

上記の Φ_{dia} と圧力分布から、等方圧力を仮定した場合のサドルループ磁束の予測値 $\Phi_{PSiso} = 0.007 [\text{Wb/T}]$ (図中 \textcircled{b}) が得られる。 \textcircled{c} と \textcircled{b} の比 ($\Phi_{PSexp}/\Phi_{PSiso}$) は下記の特徴を持つ。

- a) ($\Phi_{PSexp}/\Phi_{PSiso}$) は等方圧力の場合、ベータ値や圧力分布に依存しない
- b) ($\Phi_{PSexp}/\Phi_{PSiso}$) は圧力非等方度の情報を失わない

a) についての説明：

($\Phi_{PSexp}/\Phi_{PSiso}$) に圧力非等方度に関係ない情報が含まれる原因は、分子(Φ_{PS})と分母(Φ)

dia)の計測器が異なる為である。これに対し、 Φ_{PSexp} はサドルループの計測値であり、また Φ_{PSiso} は計測された Φ_{dia} に等価なサドルループ磁束に変換したものである。従って、分子(Φ_{PSexp})、及び分母(Φ_{PSiso})はいずれもサドルループ磁束となる。この為、 $(\Phi_{PSexp} / \Phi_{PSiso})$ はベータ値の変化、及び圧力分布の変化といった、圧力非等方度に関係ない情報を含まない。

b) についての説明：

Φ_{PSexp} はサドルループの実験データであるため $(p_{\perp} + p_{\parallel})$ に依存する。また、 Φ_{PSexp} 評価の際の条件“イ) ベータ値は実験で得られる Φ_{dia} に一致する”より、 Φ_{PSiso} は実験で計測される Φ_{dia} に依存する。従って Φ_{PSiso} は p_{\perp} に依存し、 $(\Phi_{PSexp} / \Phi_{PSiso})$ は $(p_{\perp} + p_{\parallel}) / p_{\perp}$ に依存する。

<FIT コードを用いた圧力非等方度の較正手法>

$(\Phi_{PSexp} / \Phi_{PSiso})$ は前述のb)の性質を持つことから、圧力非等方度に関係した情報を含み、 $(p_{\perp} + p_{\parallel}) / p_{\perp}$ に依存する。しかし、 $(\Phi_{PSexp} / \Phi_{PSiso})$ は $(p_{\perp} + p_{\parallel}) / p_{\perp}$ に依存するが、その絶対値が直接 $(p_{\perp} + p_{\parallel}) / p_{\perp}$ を表す訳ではない。このため、 $(\Phi_{PSexp} / \Phi_{PSiso})$ から $(p_{\perp} + p_{\parallel}) / p_{\perp}$ 、 $p_{\parallel} / p_{\perp}$ 、又は $W_{\parallel} / W_{\perp}$ といった圧力非等方度に変換するための較正式が必要となる。本手法ではNBI粒子の速度分布緩和評価コード“FIT[2]”を用いた較正を提案する。

FITはまず、NBIにより生成される高速イオンの空間分布(birth profile)をMonte-Carlo法により計算する。高速イオンの空間分布は粒子軌道を追跡し、粒子の滞在時間を重みとして評価している。その後、Fokker-Planck方程式の定常解から速度緩和後のビーム圧力を計算する。FITコードにより磁力線に垂直、平行方向の速度を持つ高速イオンのエネルギー $W_{beam\perp}$ と $W_{beam\parallel}$ を評価することが出来る。LHDにおいてはプラズマ蓄積エネルギー計測として反磁性ループ計測による計測方法が確立しており、反磁性ループ計測によるエネルギーは次式で表すことが出来る。

$$W_{dia} = W_{thermal} + (3/2)W_{beam\perp} \cdots (3.4.1)$$

ここで $W_{thermal}$ は熱化プラズマエネルギーであり、 W_{dia} は反磁性ループ計測により評価されるプラズマ蓄積エネルギーである。反磁性ループにより評価される W_{dia} とFITから評価される $W_{beam\perp}$ を(3.4.1)式に代入することにより $W_{thermal}$ を評価することが出来る。 $W_{beam\perp}$ 、 $W_{beam\parallel}$ 、及び $W_{thermal}$ より、次式で表される磁力線に平行方向と垂直方向のプラズマ蓄積エネルギーは次式で評価することが出来る。

$$W_{\parallel} = (1/3)W_{thermal} + W_{beam\parallel} \cdots (3.4.2)$$

$$W_{\perp} = (2/3)W_{thermal} + W_{beam\perp} \cdots (3.4.3)$$

十分に広い範囲で $W_{\parallel} / W_{\perp}$ を変化させる実験を行い、 $W_{\parallel} / W_{\perp}$ と $(\Phi_{PSexp} / \Phi_{PSiso})$ の相関を

取る事により、 $(\Phi_{PSexp}/\Phi_{PSiso})$ から $W_{||}/W_{\perp}$ への較正式を求めることが出来る。

実験データを用いた解析については5章で述べる。

有限 β 効果による磁気面の乱れを考慮した平衡計算を用いた磁気計測の精度向上

ヘリカル装置においてはベータ値の上昇と共に周辺の磁気面が乱れ、エルゴディックな磁力線構造を持つことが理論的に示されている[10]。**VMEC** はプラズマ全領域で入れ子状の磁気面を仮定した平衡コードであるため、3.3節で述べた従来の平衡量同定手法においては、有限 β 効果による磁気面が乱れる影響は考慮されていない。そこで平衡量同定精度の向上を目的として、有限ベータ効果による磁気面の乱れのある **MHD** 平衡を解析できる3次元実空間 **MHD** 平衡解析コード **HINT**[10]を用いた平衡量同定手法を提案する。

磁気計測器信号解析 **DIAGNO** は自由境界 **VMEC** がプラズマ境界位置の評価を行う際に用いる磁気ポテンシャルを入力として磁気計測器信号を評価する。**HINT** は磁気ポテンシャルを通じたプラズマ境界位置の評価を行わない為、**HINT** 用磁気計測器信号解析コードとして **DIAGNO** を適用することは出来ない。**HINT** で得られる **MHD** 平衡磁場分布から $\vec{J} = \nabla \times \vec{B} / \mu_0$ より電流分布を得ることが出来る為、**HINT** 用磁気計測器信号解析コードとして **JDIA** を用いる。すなわち、平衡量同定のための従来手法「自由境界 **VMEC**+**DIAGNO**」に対し、新手法「**HINT**+**JDIA**」を提案する(図3.4.3)。新手法の結果については6章において述べる。

付録 3. A 3次元 MHD 平衡解析コード VMEC の計算手法

固定境界

プラズマの磁気エネルギーと運動エネルギーの和を

$$W = \int_{V_p} \left(\frac{B^2}{2\mu_0} + p \right) dV \quad \cdots (3. A. 1)$$

で表す。ここで、 p は等方を仮定したプラズマの熱化圧力であり、 V_p はプラズマ体積である。変分原理を用いれば (3. A. 1) が極値 ($\delta W=0$) となる時、MHD 平衡条件

$$\nabla p = \vec{J} \times \vec{B} \quad \cdots (3. A. 2)$$

が満たされることが Kruskal[18]によって示されている。結局、3次元 MHD 平衡コード VMEC は (3. A. 1) を最小化することにより、 $R=R(\rho, \theta, \zeta)$ と $Z=Z(\rho, \theta, \zeta)$ の関係式 (MHD 平衡解) を計算するコードである。ここで、 (ρ, θ, ζ) は磁気座標系[7-9]であり、 θ と ζ はそれぞれポロイダル角度、及びトロイダル角度を表す。 ρ は径方向座標を表すが、磁気面のラベルとなっており圧力 p は ρ のみの関数となる。

この座標系を用いて磁場を以下のように記述する事により、 $\vec{B} \cdot \nabla p = 0$ と $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ の条件が満たされる[18]。

$$\vec{B} = \nabla \zeta \times \nabla \chi + \nabla \Phi \times \nabla \theta^* \quad \cdots (3. A. 3)$$

ここで、 $2\pi\chi(\rho)$ と $2\pi\Phi(\rho)$ はそれぞれ ρ で表される磁気面内を通過するポロイダル磁束とトロイダル磁束である。また、 θ^* は磁力線を直線とする為に必要なポロイダル角であり次式となる。

$$\theta^* = \theta + \lambda(\rho, \theta, \zeta) \quad \cdots (3. A. 4)$$

λ はポロイダル角 θ の刻み方を特定する指標で限られたモード数で最小の δW を与えるように決められる。また、 λ は θ と ζ の周期関数であり、磁気面上で積分することによりゼロとなる ($\iint \lambda d\theta d\zeta = 0$)。

円柱座標 (R, ϕ, Z) と磁気面座標 (ρ, θ, ζ) 及び周期関数 λ の関係は

$$R = \sum_{m,n} R_{mn}(\rho) \cos(m\theta - n\zeta) \quad \cdots (3. A. 5)$$

$$Z = \sum_{m,n} Z_{mn}(\rho) \sin(m\theta - n\zeta) \quad \cdots (3. A. 6)$$

$$\phi = \zeta \quad \cdots (3. A. 7)$$

$$\lambda = \sum_{m,n} \lambda_{mn}(\rho) \sin(m\theta - n\zeta) \quad \cdots (3. A. 8)$$

で表される、ここで R_{mn} , Z_{mn} , 及び λ_{mn} はフーリエ成分である。 R_{mn} , Z_{mn} , 及び λ_{mn} を変

化させることにより、磁気面の幾何学形状が変化する。

VMEC では真空磁場, $\mathbf{p}(\rho)$, 及びトロイダル電流分布 $\mathbf{J}_{tor}(\rho)$ を入力として与える。固定境界の場合は境界形状も与える。これにより (3. A. 1) の \mathbf{W} は幾何学位置 (ρ, θ, ζ) の関数となる。 \mathbf{W} が最小となる $\mathbf{R}_{mn}, \mathbf{Z}_{mn}$, 及び λ_{mn} を最急降下法により求める事により平衡を得る。

ここで、

$$\vec{X} = (R, Z, \lambda), \quad \vec{F} = (F_R, F_Z, F_\lambda) \quad \cdots (3. A. 9)$$

と置くと \mathbf{W} を \mathbf{R}, \mathbf{Z} , 及び λ に関して変分した結果は

$$\delta W = - \int \vec{F} \cdot \delta \vec{X} d\rho d\theta d\zeta \quad \cdots (3. A. 10)$$

で表される。(3. A. 10) より、 $\vec{F} = 0$ の時、 $\delta W = 0$ となることが分かる。またこの時、 $\vec{F} = -\vec{J} \times \vec{B} + \nabla p = 0$ が満たされる。 \vec{F} は \mathbf{R}, \mathbf{Z} , 及び λ の関数であるため、 \mathbf{W} を最小とする事は $\vec{F} = 0$ を満たす \mathbf{R}, \mathbf{Z} , 及び λ を求める事になる。また、ポロイダルモードのスペクトル幅の指標

$$< M > = \frac{\sum_{m,n} m^{p+1} (R_{mn}^2 + Z_{mn}^2)}{\sum_{m,n} m^p (R_{mn}^2 + Z_{mn}^2)} \quad \cdots (3. A. 11)$$

の変分も同時に取ることにより、限られたモード数で最小の \mathbf{W} を与える為の適切なポロイダル角 θ の刻みを特定する。(3. A. 10) と (3. A. 11) の変分を同時に取ることは

$$\delta W^T \equiv \delta W + \varepsilon \delta < M > = - \int \vec{F}^* \cdot \delta \vec{X} d\rho d\theta d\zeta \quad \cdots (3. A. 12)$$

で表される $\delta W^T = 0$ を得ることである。ここで ε は規格化因子を表す。**artificial time “t”** を用いて (3. A. 12) は

$$\frac{dW^T}{dt} = - \int \vec{F}^* \cdot \delta \vec{X} d\rho d\theta d\zeta \quad \cdots (3. A. 13)$$

で表される。上式の最急降下経路は

$$\frac{d\vec{X}}{dt} = \vec{F}^* \quad \cdots (3. A. 14)$$

であり、(3. A. 13) へ代入することにより

$$\frac{dW^T}{dt} = - \int |\vec{F}^*|^2 \cdot \delta \vec{X} d\rho d\theta d\zeta \quad \cdots (3. A. 15)$$

となる。即ち (3. A. 14) の経路に沿って \vec{X} を解いて行くと (3. A. 15) より W^T は単調減少し、最終的に最小値に落ち着く。実際には (3. A. 15) 式は数値的には不安定なので、**VMEC** では代わりに2階の **Richardson** 法を用いた次式が用いられている。

$$\frac{\partial^2 \vec{X}}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial \vec{X}}{\partial t} = \vec{F}^* \quad \dots (3. A. 16)$$

ここで、 τ は収束パラメータであり、

$$\frac{1}{\tau} = \frac{d}{dt} \left[\ln \int |\vec{F}|^2 d\rho d\theta d\zeta \right] \quad \dots (3. A. 17)$$

とすると最適な収束が得られる。

自由境界

自由境界 **VMEC** においても前述の固定境界で述べた磁気面座標を用いる。以下、自由境界 **VMEC** における境界の評価方法を述べる。

真空領域における磁場が

$$\vec{B}_v = \vec{B}_0 + \nabla \Phi \quad \dots (3. A. 18)$$

で表されると仮定する。ここで、 \vec{B}_0 は外部コイルとトロイダルプラズマ電流により作られる磁場であり、 Φ はプラズマ中の正味のトロイダル電流以外がプラズマ外に作る磁場の磁気ポテンシャル表現である。プラズマ外部ではラプラス方程式

$$\Delta \Phi = 0 \quad \dots (3. A. 19)$$

が成り立つので、ある面上($\partial \mathbf{D}$)の磁気ポテンシャルはグリーンの定理により以下の積分形式で表現できる。

$$\Phi(\vec{x}) + \frac{1}{2\pi} \int_{\partial \mathbf{D}} d\vec{f}' \cdot \frac{\partial G(\vec{x}, \vec{x}')}{\partial n'} \Phi(\vec{x}') = \frac{1}{2\pi} \int_{\partial \mathbf{D}} d\vec{f}' \cdot G(\vec{x}, \vec{x}') \frac{\partial \Phi(\vec{x}')}{\partial n'} \quad \dots (3. A. 20)$$

ここで、 \vec{x}, \vec{x}' はある面上($\partial \mathbf{D}$)の点、 $G(\vec{x}, \vec{x}') = 1/|\vec{x} - \vec{x}'|$ 、また $\partial / \partial \mathbf{n}$ はある面($\partial \mathbf{D}$)の法線方向微分を示す。ある面($\partial \mathbf{D}$)をプラズマ境界面と考える。プラズマ境界上では

$$\vec{B}_v \cdot \vec{n} = 0 \quad \dots (3. A. 21)$$

が成り立つが、(3. A. 18) 式から、これが Φ のノイマン境界条件となる。

$$\vec{n} \cdot \nabla \Phi = \frac{\partial \Phi(\vec{x})}{\partial n} = -\vec{n} \cdot \vec{B}_0 \quad \dots (3. A. 22)$$

(3. A. 20) と (3. A. 22) から、磁気ポテンシャル Φ を求めることになる。ここで、 Φ はプラズマ境界面形状の関数 $\Phi = \Phi(R_{\partial \mathbf{D}}, Z_{\partial \mathbf{D}})$ 或いは $\Phi = \Phi(R_{mn}(s=1), Z_{mn}(s=1))$ であることに注意しよう。ここで $\mathbf{s}=\mathbf{1}$ はプラズマ境界を表す。一方、プラズマ境界上では

$$\frac{B_p^2}{2\mu_0} + p = \frac{B_v^2}{2\mu_0} \quad \dots (3. A. 23)$$

が満足される必要がある。(3. A. 23) はプラズマ内 (左辺) と真空領域 (右辺) の全圧力バランスが成り立っていることを意味する。プラズマ境界面上の真空磁場 \mathbf{B}_v は (3. A. 18) と (3. A. 20) 式から評価できるので、(3. A. 23) の右辺はプラズマ境界面形状の関数であり、(3. A. 23) の左辺はプラズマ領域内の磁気面形状 ($R_{mn}(0 \leq s < 1), Z_{mn}(0 \leq s < 1), \lambda_{mn}(0 \leq s < 1)$) の関数となっている。固定境界 **VMEC**

では(3.A.14)で収束解を求める時、 $R_{mn}(s=1)$ と $Z_{mn}(s=1)$ を固定して解くが、自由境界 VMEC では、(3. A. 2 3) の条件を付け加えた上で、 $R_{mn}(0 \leq s \leq 1), Z_{mn}(0 \leq s \leq 1)$ 、及び $\lambda_{mn}(0 \leq s \leq 1)$ で (3. A. 1 4) の収束解を求める。

自由境界 VMEC においては境界形状を規定するための制約条件として、プラズマ領域の大きさを入力する必要がある。プラズマ領域の大きさはプラズマ領域が規定するトロイダル磁束 (Φ_{vac}) の大きさを入力値とすることにより指定する。LHD における Φ_{vac} の設定法の妥当性については、 Φ_{vac} の与え方により MHD 平衡解がどのように影響を受けるかについて付録 6. A にて議論する。

付録 3. B 3次元実空間 MHD 平衡解析コード HINT の計算手法

VMEC では MHD 平衡解を求めるのに、磁気面座標系 (ρ, θ, ζ) を用いた。これに対し HINT は回転ヘリカル座標系[10]を用いる。回転ヘリカル座標系は実空間座標 (幾何座標) 系の一種である。また HINT では計算過程において VMEC の様に実空間座標位置を変化させるのではなく、固定実空間座標におけるプラズマ圧力や磁場を計算する。従って HINT は計算アルゴリズムにおいて入れ子状の磁気面の存在を前提としない。

HINT はプラズマ圧力、磁場の初期条件を入力し、以下で述べるプラズマ圧力緩和、磁場緩和の 2 ステップの緩和を反復させるにより、その収束結果として平衡を得る。

プラズマ圧力緩和

磁場分布は固定し、次式を満足するようにプラズマ圧力を緩和させる。

$$B \cdot \nabla p = 0 \quad \dots (3. B. 1)$$

(3. B. 1) は磁力線上でプラズマ圧力の勾配が無い事と等価である。緩和の評価はある座標位置の圧力をその座標を通る磁力線上の平均圧力とすることにより行う。第 6 章に述べる解析においては圧力平均をトーラス 10 周にわたる磁力線の平均として評価する。また磁力線のある距離追跡し、“壁”に繋がる磁力線上の圧力はゼロとする。“壁”は計算領域の境界としており、真空容器と同程度の大きさに設定してある。

磁場緩和

次にプラズマ圧力分布は固定し、磁場を緩和させる。

運動方程式、及びオームの法則は次式にて表される。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) = -f_c [\nabla p - (\vec{j} - \vec{j}_0) \times \vec{B}] \quad \dots (3. B. 2)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B} - \eta (\vec{j} - \vec{j}_0 - \vec{j}_{tor})) \quad \dots (3. B. 3)$$

ここで、 ρ は質量密度、 \vec{v} は流速、 $\vec{j}_0 = \nabla \times \vec{B}_0 / \mu_0$ 、 \vec{B}_0 は真空磁場、 \vec{j}_{tor} はトロイダル電流分布、また η は電気抵抗率である。 f_c は次式で表される係数であり全てのグリッド点で計算される。

$$f_c = \begin{cases} 1 & \text{for } B \leq B_c \\ (B_c / B)^2 & \text{for } B > B_c \end{cases} \quad \dots (3. B. 4)$$

B は磁場強度、 B_c はプラズマ領域の磁場の強度とコイル近辺の強い磁場強度の間の値に設定する[19, 20]。均一な $f_c=1$ を設定した場合、外部コイル近くの領域では真空磁場が特異的に強いために、そこではアルフベン速度が非常に速い。そのため (3. B. 2) や (3. B. 3) を時間積分する上での時間刻み幅の上限に関する数値解析的な条件 (Courant-Friedrichs-Levy 条件[21]) を満足させる為には非常に細かいメッシュサイズと時間ステップが必要となる。外部コイルに近い為に磁場強度が強い領域を統一的に扱うために非均一な f_c を導入することによって外部コイルがあっても全ての領域で CFL 条件を満足させることが出来る。(3. B. 2), (3. B. 3) を緩和させることにより磁場を得る。(3. B. 2) の左辺は運動量の時間変化を表し、流速が十分小さくなった時に平衡状態 $\vec{j} \times \vec{B} = \nabla p$ が達成されたとみなす。

付録 3. C 磁気計測器信号解析コード *DIAGNO* の計算手法

自由境界 VMEC では付録 3. A で述べたようにプラズマ境界での磁気ポテンシャル $\Phi(\vec{x})$ を評価する。*DIAGNO*[14] はプラズマ境界での $\Phi(\vec{x})$ を基にプラズマ由来の磁場及びベクトルポテンシャルを次式より評価する。

$$\vec{B} = \nabla \Phi_v(\vec{x}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\partial D} \partial G(\vec{x}, \vec{x}') (\vec{B}_0' + \vec{B}_1') d\vec{f}' + \frac{1}{4\pi} \int_{\partial D} \Phi(\vec{x}') \nabla (G(\vec{x}, \vec{x}') \cdot d\vec{f}') \quad \dots (3. C. 1)$$

$$\vec{A} = \frac{1}{4\pi} \int_{\partial D} G(\vec{x}, \vec{x}') d\vec{f}' \times (\vec{B}_0' + \vec{B}_1' + \nabla' \Phi(\vec{x}')) \quad \dots (3. C. 2)$$

ここで、 \vec{x} はプラズマ外部の点、プライム記号はプラズマ境界上 (∂D) の点 \vec{x}' における各変数、 $G(\vec{x}, \vec{x}') = 1/|\vec{x} - \vec{x}'|$ 、 $d\vec{f}'$ はプラズマ径方向 (外側方向) の表面要素ベクトル、 \vec{B}_1' は正味のトロイダル電流が作り出すプラズマ境界での磁場、また \vec{B}_0' は外部コイルが作り出すプラズマ境界での磁場を表す。*DIAGNO* では磁場 \vec{B}_1' を評価する際、正味のトロイダル電流をプ

ラズマ境界面の重心がトーラス 1 周するフィラメントを流れる電流を使って模擬し、**Biot-Savart** の法則を使って評価する。

\vec{A} はプラズマ外側の位置であれば任意の位置での評価が可能である。磁束ループで検出される磁束 Φ_{loop} は

$$\Phi_{loop} = \oint \vec{A} d\vec{l} \quad \dots (3. C. 3)$$

で表すことが出来る。ここで、 $d\vec{l}$ は磁束ループの線要素である。

(3. C. 1) を用いて

$$\Phi_{loop} = \int \vec{B} d\vec{s} \quad \dots (3. C. 4)$$

より Φ_{loop} を評価することも原理的には可能であるが、ヘリカル装置における磁束ループ形状は複雑であることが多く、磁束ループの表面要素ベクトル $d\vec{s}$ の評価が困難であることから (3. C. 3) が通常用いられる。(3. C. 1) は磁気プローブ位置の磁場の評価、及び真空領域の磁気島などの磁場構造の解析[22, 23]に用いられる。

付録 3. D 磁気計測器信号解析コード JDIA の計算手法

図 3. D. 1 に示す 2 本のフィラメントループ 1, 及び 2 を考える。両者のループに沿う線要素をそれぞれ $d\vec{l}_1$ と $d\vec{l}_2$ とする。ループ 1 に電流 I_1 が流れた時、ループ 2 を通過する磁束 Φ は次式で表される。

$$\Phi = M_{12} I_1 \quad \dots (3. D. 1)$$

ここで M_{12} はループ間の相互インダクタンスである。**Stokes** の定理を用いて (3. D. 1) は

$$\Phi = \oint \vec{A}_1 d\vec{l}_2 \quad \dots (3. D. 2)$$

で表される。 \vec{A}_1 はベクトルポテンシャルを表す。ここで単位電流あたりのベクトルポテンシャル(以後、応答関数) \vec{a}_1 を導入する[24]と、(3. D. 2) は

$$\Phi = \oint (I_1 \cdot \vec{a}_1) d\vec{l}_2 \quad \dots (3. D. 3)$$

で表される。相互インダクタンスを応答関数を用いて表すと

$$M_{12} = \oint \vec{a}_1 \cdot d\vec{\ell}_2 \quad \dots (3. D. 4)$$

となる。

相互インダクタンス M_{12} はループ 1 に $\mathbf{1[A]}$ の電流が流れた際にループ 2 に誘起される磁束を表している。逆にループ 2 に $\mathbf{1[A]}$ の電流が流れた際にループ 1 に誘起される磁束 M_{21} も M_{12} と同じ大きさになる。従って

$$M_{12} = M_{21} = \oint \vec{a}_1 \cdot d\vec{\ell}_2 = \oint \vec{a}_2 \cdot d\vec{\ell}_1 \quad \dots (3. D. 5)$$

を得る。これを用いて (3. D. 3) は

$$\Phi = \oint (I_1 \cdot \vec{a}_2) \cdot d\vec{\ell}_1 \quad \dots (3. D. 6)$$

で表される。

ループ 1 をプラズマとし、ループ 2 を磁束ループと考える。ここまではフィラメント電流を考えたが、プラズマ中を流れる電流は空間的に分布している。電流密度 \vec{J}_1 と、 \vec{J}_1 の向きのベクトルを法線方向に持つ面積要素 $d\vec{s}_1$ を用いて電流 I_1 は

$$I_1 = \int \vec{J}_1 \cdot d\vec{s}_1 \quad \dots (3. D. 7)$$

で表される。これを用いて (3. D. 6) は次式となる。

$$\Phi = \oint \left(\int \vec{J}_1 \cdot d\vec{s}_1 \right) \cdot \vec{a}_2 \cdot d\vec{\ell}_1 \quad \dots (3. D. 8)$$

体積要素 $dV_1 = d\vec{s}_1 \cdot d\vec{\ell}_1$ より

$$\Phi = \int \vec{J}_1 \cdot \vec{a}_2 dV_1 \quad \dots (3. D. 9)$$

を得る。従って、プラズマ電流密度 \vec{J}_1 、プラズマ体積要素 dV_1 、及びプラズマと磁束ループ間の応答関数 \vec{a}_2 を用いて磁束ループを通過する磁束 Φ を評価することが出来る[24]。

応答関数 \vec{a}_2 の評価方法について述べる。**Biot-Savart** の法則によりベクトルポテンシャル \vec{A} は

$$\vec{A}(\vec{x}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{d\vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \quad \dots (3. D. 10)$$

で表される。ここで \vec{x} は観測点位置、 \vec{x}' は電流源位置、また I は電流源の電流値を表す。 \vec{a} は $\mathbf{1[A]}$ 当たりのベクトルポテンシャルであることから

$$\vec{a}(\vec{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{d\vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \quad \dots (3. D. 11)$$

で得られる。 \vec{x}' をプラズマ座標、 \vec{x} を磁束ループ座標、及び $d\vec{x}$ を磁束ループに沿った線要

素とすることにより \bar{a}_2 を評価できる。

VMEC, **HINT** といった平衡コードは磁気面座標, または実座標において空間分割し、各グリッド上で平衡磁場が得られる。**JDIA** では各グリッド座標を \bar{x} とし、(3. D. 10) より \bar{a} を評価する。分割メッシュ内の体積を (3. D. 9) の dV_I とする。また $\bar{J}_1 = \nabla \times \bar{B} / \mu_0$ より、この平衡磁場から \bar{J}_1 を得る。これらの要素を (3. D. 9) に代入することにより磁束ループを通過する磁束 Φ を評価できる。

DIAGNO はプラズマ境界上での磁気ポテンシャルを計算する自由境界 **VMEC** には適用できるが、その計算を行わない固定境界 **VMEC** と **HINT** には適用できない。**JDIA** は自由境界 **VMEC**, 固定境界 **VMEC**, 及び **HINT** のいずれにも適用可能である。**JDIA** の計算結果の妥当性検証のために同じ自由境界 **VMEC** の **MHD** 平衡解に対して **JDIA** と **DIAGNO** を用いて磁束を評価した結果を図 3. D. 2 に示す。図 3. D. 2 は図 2. 3. 2 と図 2. 3. 5 の反磁性ループとサドルループに対して比較を行っている。自由境界 **VMEC** は真空配位: **LHD** 標準配位, 圧力分布: 中間, トロイダル電流: ゼロの基で計算を行った。**JDIA** と **DIAGNO** で計算された磁束は反磁性ループ及びサドルループ共に非常に良い一致を示しているので、**JDIA** の計算モデル、コーディングは妥当であると評価できる。

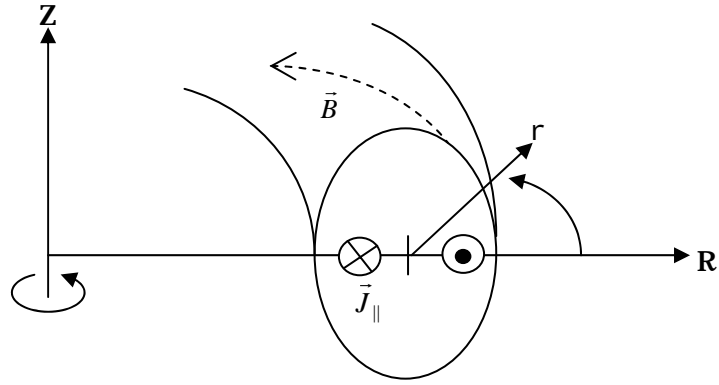


図 3 . 1 . 1 円柱座標

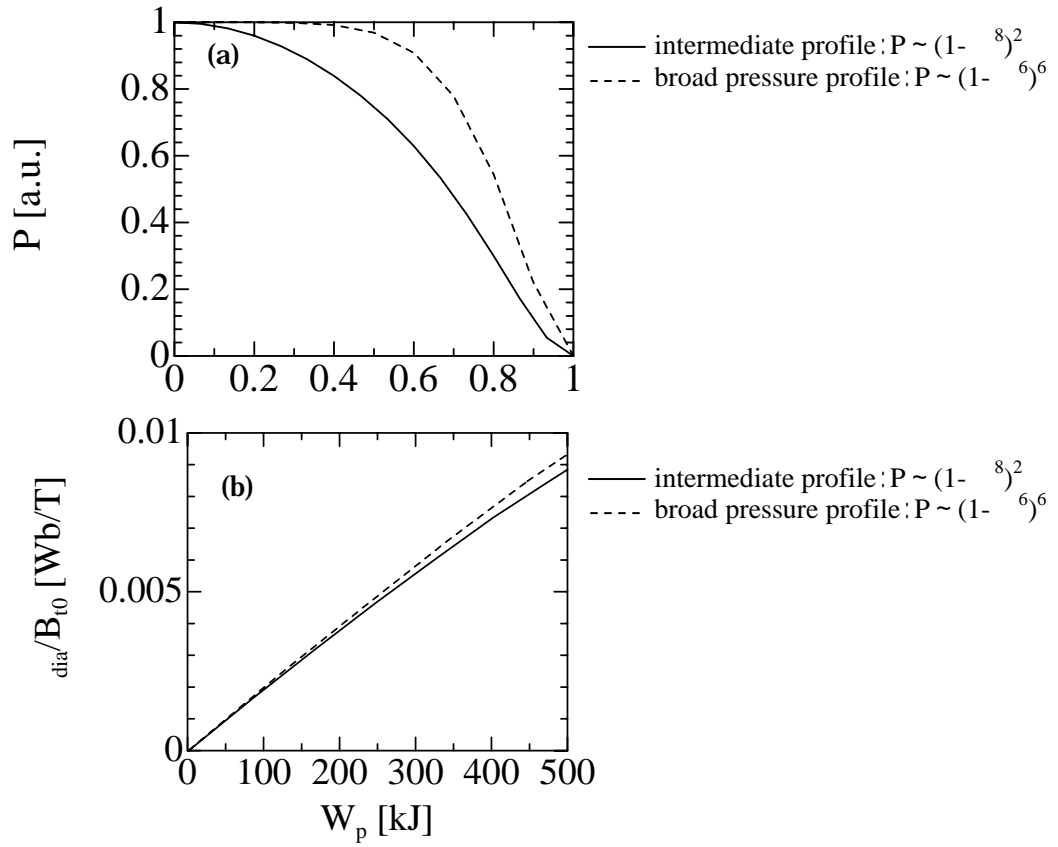


図 3 . 3 . 1 自由境界 VMEC による平衡計算と DIAGNO による反磁性ループ磁束の評価結果（真空磁場配位：LHD 標準配位，トロイダル電流ゼロ）。 W_p は自由境界 VMEC で評価した等方圧力プラズマの蓄積エネルギー (a) 解析に用いた圧力分布，(b) 反磁性ループ磁束の評価結果

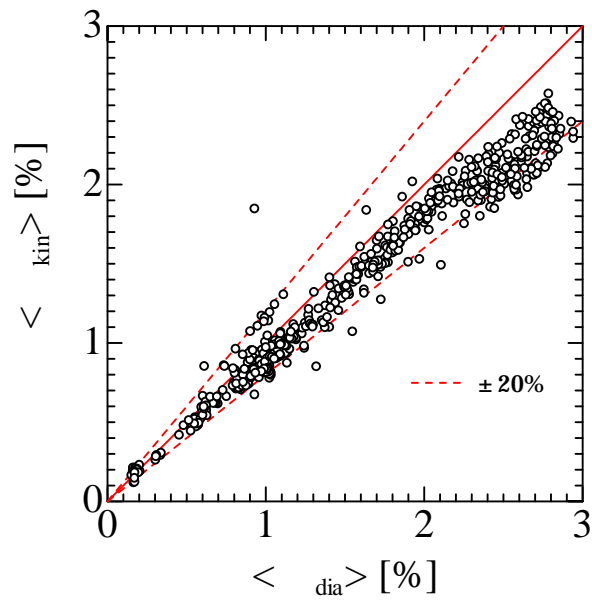


図 3 . 3 . 2 $\langle dia \rangle$ と $\langle kin \rangle$ の比較（真空磁場配位：LHD 標準配位， $|I_p| < 10 \text{ kA}$ ，全て接線方向 NBI 加熱及びガスパフ供給による水素放電）

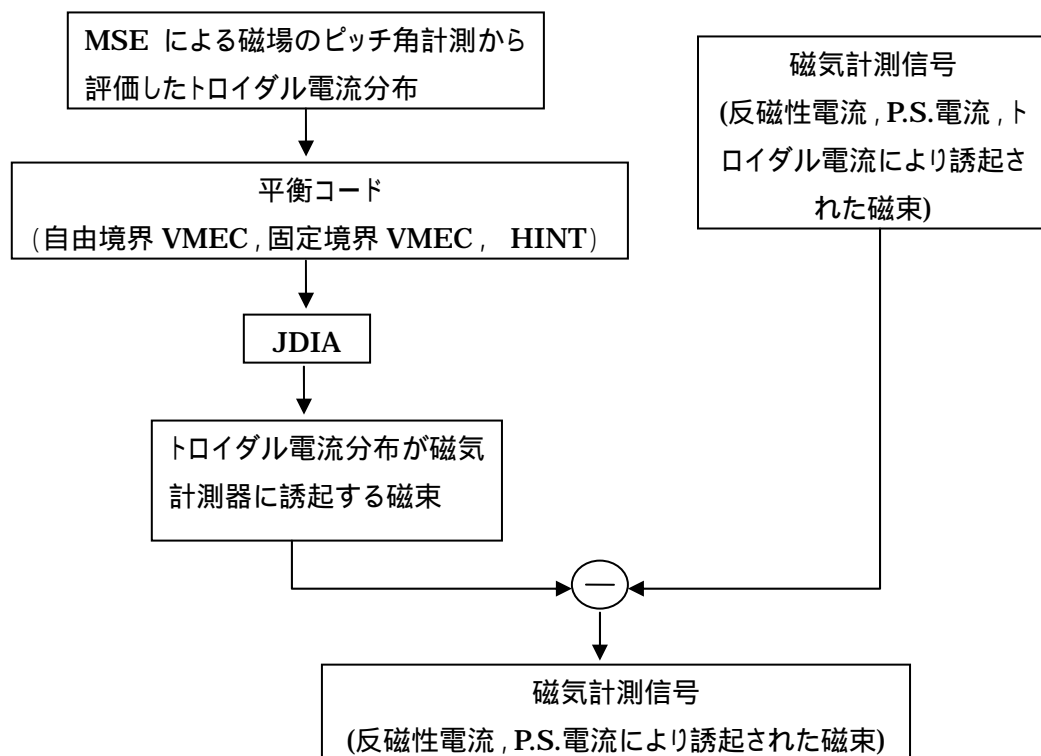


図 3 . 4 . 1 トロイダル電流が磁気計測器に与える影響の補正手法

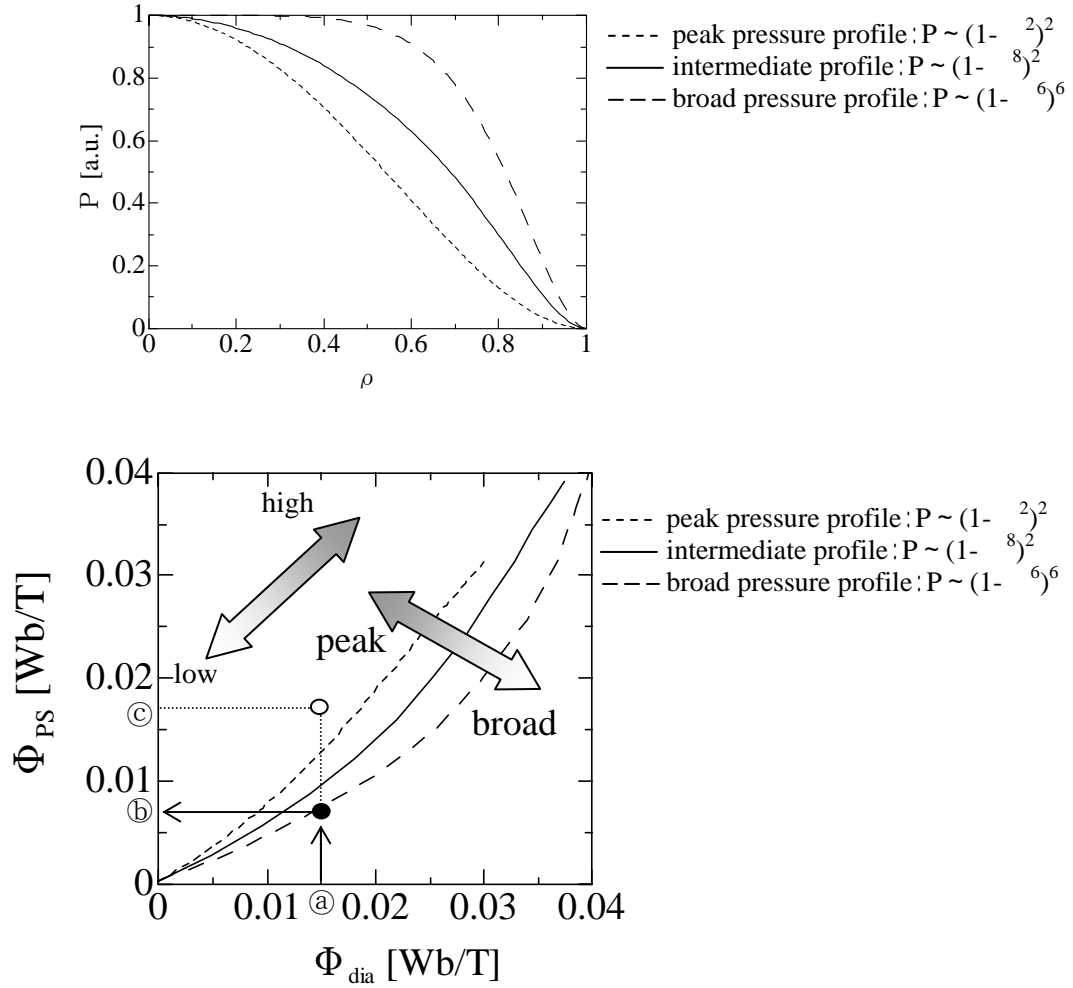


図 3. 4. 2 等方圧力を仮定した平衡コード（自由境界 VMEC）と磁気計測器信号解析コード（DIAGNO）での計算結果（真空配位：LHD 標準配位，トロイダル電流ゼロ）。(a) 自由境界 VMEC の計算に用いた圧力分布。(b) 計算結果

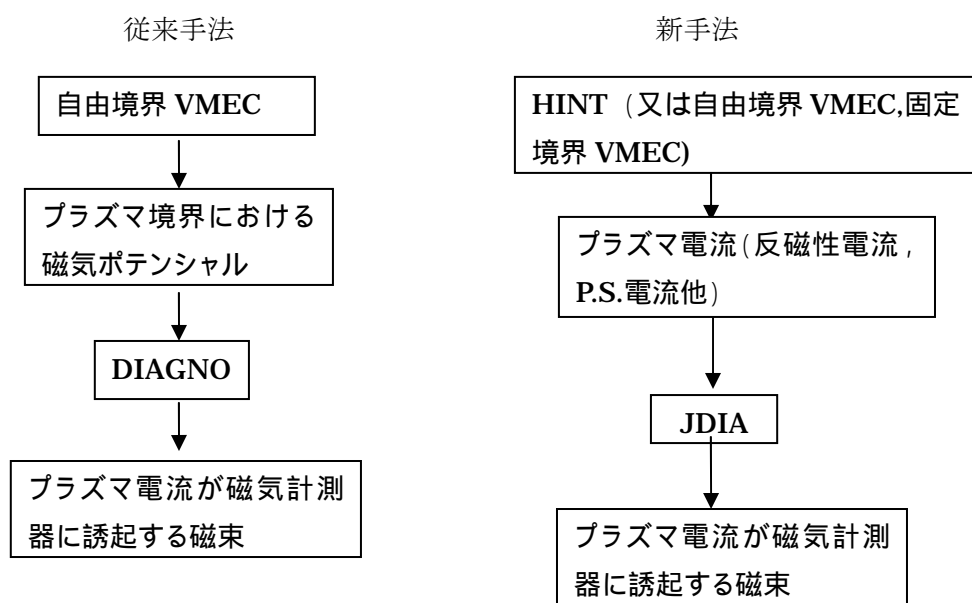


図 3. 4. 3 自由境界 VMEC を用いた磁気計測器信号の評価手法と HINT を用いた手法

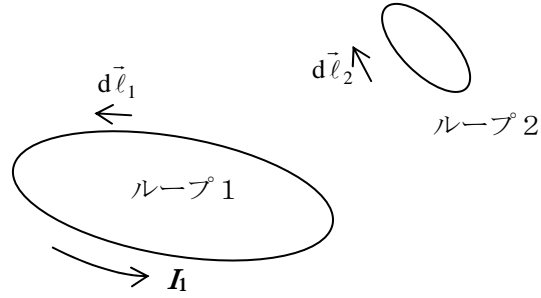


図 3. D. 1 2本のフィラメントループ。 $d\vec{\ell}_1$, $d\vec{\ell}_2$ は各ループの線要素ベクトルを表す。 I_1 はループ 1 に流れる電流値。

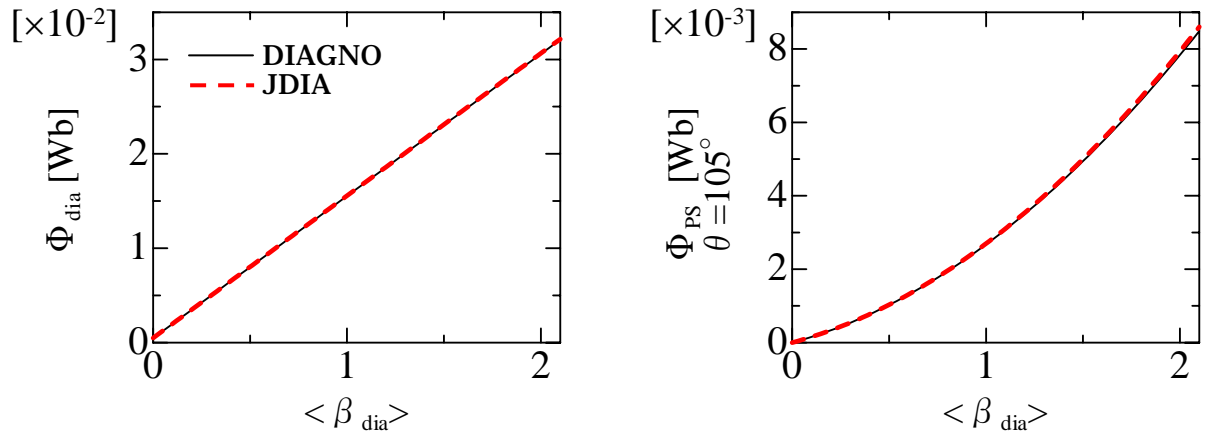


図 3. D. 2 JDIA と DIAGNO のクロスチェック結果（真空配位：LHD 標準配位，圧力分布：intermediate，トロイダル電流ゼロ）。(a)反磁性ループ磁束，(b)サドルループ磁束

参考文献

- [1] K.Y. Watanabe, Nucl. Fusion **35**, 335 (1995)
- [2] S. Murakami, N. Nakajima and M. Okamoto, Trans. Fusion Technol. **27**, 256 (1995)
- [3] 前川孝, 第42回プラズマ若手夏の学校テキスト, 33, (2003)
- [4] 宮本健郎, 核融合のためのプラズマ物理, 岩波書店
- [5] W.N.G. Hitchon, Nucl. Fusion **23**, 383 (1983)
- [6] V.D. Shafranov, Rev. Plasma Phys., **2**, 103 (1996)
- [7] S.P. Hirshman and J.C. Whitson, Phys. Fluids **26**, 3533 (1983)
- [8] S.P. Hirshman, W.I. van RIJ and P. Merkel, Comput. Phys. Comm. **43**, 143 (1986)
- [9] S.P. Hirshman and H.K. Meier, Phys. Fluids **28**, 1387 (1985)
- [1 0] K. Harafuji, T. Hayashi and T. Sato, J. Comput. Phys. **81**, 169 (1989)
- [1 1] A. Reiman and H. Greenside, Comput. Phys. Comm. **43**, 157 (1986)
- [1 2] T. Hayashi, A. Takei and T. Sato, Phys. Fluids B, **4**, 1539 (1992)
- [1 3] T. Hayashi and T. Sato, Phys. Fluids B, **2**, 329 (1990)
- [1 4] H.J. Gardner, Nucl. Fusion **30**, 1417 (1990)
- [1 5] K. Ida, M. Yoshinuma, K.Y. Watanabe, Rev. Sci. Instrum., **76**, 050505 (2005)
- [1 6] H. Yamada, K. Ida, H. Iguchi, et. al., Nucl. Fusion, **32**, 25 (1992)
- [1 7] S. Morimoto, N. Yanagi, M. Nakgasuga et. al., Nucl. Fusion **28**, 1491 (1988)
- [1 8] M.D. Kruskal and R.M. Kulsrud, Phys. Fluids, **1**, 265 (1958)
- [1 9] T. Hayashi, H. Miura, R. Kanno, et. al., **42**, 309 (2002)
- [2 0] 林隆也 他, プラズマ・核融合学会誌, **77**, 594 (2001)
- [2 1] 矢嶋信夫, 野木達夫: 発展方程式の数値解析 (岩波書店, 1977)
- [2 2] E. Strumberger, Nucl. Fusion **37**, 19 (1997)
- [2 3] Y. Suzuki, doctoral dissertation (2003)
- [2 4] S.P. Hirshman, E.A. Lazarus, et. al., Phys. Plasmas, **11**, 595 (2004)

第4章 トロイダル電流駆動実験における MHD 平衡量の同定精度向上

4.1 はじめに

3.1 節にて述べたように、ヘリカル装置においても非誘導電流駆動に起因したトロイダル電流が実験的に観測されている。磁気計測により平均ベータ値や圧力分布を同定しようとする場合、圧力由来の電流（反磁性電流と P.S.電流。いずれも磁気面平均するとゼロ）が作り出す磁場が計測対象となるが、トロイダル電流が作り出す磁場も磁気計測器信号には含まれる。トロイダル電流が作り出す磁場が大きい場合、蓄積エネルギー、平均ベータ値、及び圧力分布の同定精度が劣化する。本章ではトロイダル電流が大きい放電において、磁気計測器による蓄積エネルギーと平均ベータ値の計測精度向上を目的とし、トロイダル電流放電における蓄積エネルギーと平均ベータ値の同定手法を検討した。また、検討した同定手法を LHD 実験結果に適用した結果について報告する。

反磁性ループは図 2.3.2 に示した配置である為、トロイダル磁束に対して敏感である。一般に反磁性ループで計測される磁束 Φ_{loop} は次式で表される。

$$\Phi_{loop} = \Phi_{dia} + \Phi_{Ip} + \Phi_{ext} + \Phi_{vac} \quad \dots \quad (4.1.1)$$

ここで、 Φ_{vac} は真空磁場形成に伴う磁束であり、2.3 節で述べたように LHD では反磁性ループ磁束に Φ_{vac} は含まれない。 Φ_{dia} は有限プラズマ圧力による反磁性磁束であり、蓄積エネルギーと平均ベータ値の評価に用いる。 Φ_{ext} はプラズマ電流によって外部コイル、及び構造物に誘起された渦電流が作り出すトロイダル磁束である。 Φ_{ext} は 2.3 節で述べた手法により較正される。 Φ_{Ip} はトロイダル電流が作り出すトロイダル磁束である。トロイダル電流の電流経路がトーラス成分のみを持つ環で模擬される場合、トロイダル電流はトロイダル磁束を作り出さない。しかし、トロイダル電流は主に電子が磁力線に沿って流れる事により形成される。磁力線が有限の回転変換を持つので、トロイダル電流がある時、その電流経路はポロイダル成分を持つ。従って、円形断面と大アスペクト比を仮定したモデル（図 4.1.1）を用いると、トロイダル電流がある時、

$$J_{\theta} = J_{\phi} \frac{B_{\theta}}{B_{\phi}} = J_p \frac{r}{R} \frac{1}{2\pi} \quad \dots \quad (4.1.2)$$

で表されるポロイダル電流が流れ、トロイダル磁束を作る。ここで、 R はトーラス大半径、 r は小半径を表す。

回転変換はトロイダル電流、外部コイルによって生成される。トロイダル電流によるト

ロイダル磁束への影響は、回転変換がトロイダル電流、又は外部コイルのいずれかに起因するかで正味トロイダル電流やその分布に対する影響が異なる。その違いを円形断面と大アスペクト比を仮定したモデルに基づき以下で考察する。

トロイダル電流による回転変換を通じたトロイダル磁束 (para) の発生^[1]

図 4 . 1 . 1 に、以降で用いる円柱座標を示す。この座標系において圧力のバランス方程式

$$\nabla p = \vec{J} \times \vec{B} \quad \dots \quad (4.1.3)$$

の \vec{J} に Maxwell の方程式

$$\vec{J} = (\nabla \times \vec{B}) / \mu_0 \quad \dots \quad (4.1.4)$$

を代入することにより次式を得る。

$$\mu_0 \frac{dp}{dr} + \frac{d}{dr} \left(\frac{B_\phi^2}{2} \right) + \frac{B_\theta}{r} \frac{d}{dr} (r B_\theta) = 0 \quad \dots \quad (4.1.5)$$

上式の両辺に r^2 を掛けて 0 からプラズマ小半径 a まで部分積分することにより、次式を得る。

$$2\pi\mu_0 \int p r dr - \frac{\pi}{2} r^2 B_\phi^2 \Big|_a + \pi \int (B_\phi^2 r dr) - \frac{(\mu_0 I_p)^2}{8\pi} = 0 \quad \dots \quad (4.1.6)$$

円柱プラズマ内を通るトロイダル磁束を ($= a^2 \langle B \rangle$) とし、真空領域でのトロイダル磁場 $B_\phi \Big|_{r=a}$ とプラズマ中でのトロイダル磁場 $B_\phi \Big|_r$ の差が十分小さい ($B \ll B_\phi \Big|_r$) とすると

$$\frac{\pi \int p r dr}{B_\phi^2 / 2\mu_0} = \frac{(\mu_0 I_p)^2}{8\pi} - \Phi \quad \dots \quad (4.1.7)$$

となる。上式を $\langle \beta \rangle = \left\langle \frac{p}{B_\phi^2 / 2\mu_0} \right\rangle$ と真空トロイダル磁束 $\Phi_0 (= \pi a^2 \langle B_{\phi 0} \rangle)$ で表すと

$$\Phi = -\frac{1}{2} \langle \beta \rangle \Phi_0 + \frac{(\mu_0 I_p)^2}{8\pi \langle B_{\phi 0} \rangle} \quad \dots \quad (4.1.8)$$

となる。右辺第2項が正味トロイダル電流によるトロイダル磁束であり、トロイダル電流の極性によらず常時性を示す為、 Φ_{para} と記載する。

$$\Phi_{para} = \frac{(\mu_0 I_p)^2}{8\pi \langle B_{\phi 0} \rangle} \quad \dots \quad (4.1.9)$$

Φ_{para} はトロイダル電流の積分値のみに依存し、電流分布には依存しないことが分かる。 Φ_{para} はトロイダル電流が作り出す回転変換が要因であることから、反磁性計測に与えるこの影響はトカマクとヘリカル装置に共通の現象である。

外部コイル電流による回転変換を通じたトロイダル磁束 (B_θ) の発生[2]

Maxwell の方程式

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad \dots \quad (4.1.10)$$

を図4.1.1のポロイダル成分 (B_θ 成分) について記述すると

$$\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_\phi}{\partial r} = \mu_0 J_\theta \quad \dots \quad (4.1.11)$$

となる。 $\frac{\partial B_r}{\partial z} = 0$, 及び

$$J_\theta = J_\phi \frac{B_\theta}{B_\phi} = J_\phi \frac{r}{R} \frac{1}{2\pi} \quad \dots \quad (4.1.12)$$

を用いて (4.1.11) は

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial r} = -\mu_0 J_\phi \frac{B_\theta}{B_\phi} \quad \dots \quad (4.1.13)$$

で表される。この両辺に r^2 を掛けて0からプラズマ小半径 a まで部分積分を行うことにより次式を得る。

$$\pi a^2 B_\phi \Big|_{r=a} - \int B_\phi 2\pi r dr = -\mu_0 \pi \int J_\phi \frac{r}{R} \frac{1}{2\pi} r^2 dr \quad \dots \quad (4.1.14)$$

ここで、 $B_\phi = J + h$ で表される。 J はトロイダル電流が作る回転変換である。 h は外部コイルが作り出す回転変換であり、また有限ベータ時の Shafranov シフトや反磁性効果による変化も含む。(4.1.14) 右辺は J と h の影響の線形結合として表される。(4.1.14) 左辺は真空磁場からのトロイダル磁束の変化であり、即ち I_p に対応する。 J による磁束は Φ_{para} である。同様に h による磁束を Φ_h と記載すると、

$$\Phi_h \equiv -\mu_0 \pi \int J_\phi \frac{r}{R} \frac{h}{2\pi} r^2 dr \quad \dots \quad (4.1.15)$$

のように定義される。従って (4.1.14) を纏めると

$$\Phi_{I_p} = \Phi_{para} + \Phi_h = -\mu_0 \pi \int J_\phi \frac{r}{R} \frac{J}{2\pi} r^2 dr - \mu_0 \pi \int J_\phi \frac{r}{R} \frac{h}{2\pi} r^2 dr \quad \dots \quad (4.1.16)$$

で表される。尚、 J を J で表し、(4.1.16) 右辺第 1 項の積分を実施すると (4.1.9) が導かれる。

Φ_{para} がトカマクとヘリカル装置に共通に発生する磁束であったのに対し、 Φ_h はヘリカル装置特有の磁束である。また、 Φ_{para} は正味トロイダル電流の計測が出来れば補正可能であったのに対し、 Φ_h はその補正にトロイダル電流分布の情報が必要である。実際、4.3 節で示す MSE 計測の結果では、プラズマ中心領域と周辺領域で極性が反転する電流分布が示されている。

4.2. 反磁性計測におけるトロイダル電流の高精度な補正法

3.3 節で述べた従来方法では、 Φ_{dia} からプラズマ蓄積エネルギーや β 値の評価を行う上で“自由境界 VMEC + DIAGNO”を用いていた。トロイダル電流が反磁性計測に与える効果については無電流を仮定するか、又は前節で述べた円形プラズマ断面と大アスペクト比を仮定した近似式による補正を行う事がこれまで一般に行われてきた [2]。本節では、トロイダル電流が反磁性計測に与える影響のより精度の良い較正法である“自由境界 VMEC + JDIA”を使った手法（新手法）について議論する。

新手法は近似式に比べて以下の 2 点において高精度化が期待できる。

- i) プラズマの 3 次元幾何学形状を考慮する事による高精度化

ii) 反磁性ループの設置位置の効果を正確に取り込む事による高精度化

i) プラズマの3次元幾何学形状の影響

図4.2.1にLHD標準真空磁場配位における磁力線のポロイダル断面への投影を示す。磁力線追跡の開始位置はトロイダル角 $\theta = 0$, 及びポロイダル角 $\phi = 0$ であり、最外殻磁気面上を追跡している。ポロイダル断面に投影した磁力線は2重螺旋の構造となっている事が分かる。2重螺旋の大回転と小回転について以下に考察する。

大回転：

磁場構造が回転変換を持つことにより磁力線が θ 方向に進むと、磁力線は ϕ 方向にも進む。これが大回転の発生原因である。この大回転は前節で示した近似式の中で回転変換として考慮されている。

小回転：

LHDは任意のポロイダル断面で見ると楕円形をしている。図4.2.2にLHDにおけるプラズマのポロイダル断面形状の模式図を示す。異なるポロイダル断面で見ると楕円が回転する構造となっている。この幾何学形状の回転が小回転の要因となる。楕円の軸はトラス1周する間にポロイダルに5回転する。楕円の長軸の頂点から磁力線を追跡した場合、 $\theta/2 = 5$ であれば磁力線は楕円の長軸とともに回転するが、 $\theta/2 \neq 5$ であれば楕円の長軸回転と回転変換との差によって2重螺旋の構造となる。前節で述べた近似式のように円形プラズマ断面を仮定した場合、小回転によって作り出されるトロイダル磁束は考慮されない。また、図4.2.1の破線は最外殻磁気面の平均小半径を示しているが、磁力線経路の平均小半径に対して小さい。前節で述べた近似式では磁気面の平均小半径を用いた計算を行うが、3次元平衡解析によれば磁力線経路の平均小半径はより大きい事がわかる。

上記のことから、新手法“自由境界 VMEC + JDIA”は近似式では4.1節で紹介した円断面と大アスペクト比を仮定した近似式では考慮されないプラズマの3次元形状の影響評価が可能であると考えられる。プラズマの3次元形状の影響を「ii) 反磁性ループの設置位置の効果」と切り分けるために、図4.2.3に示したプラズマ真空容器全体を取り囲む仮想的な大反磁性ループを用いた解析を行った。正味電流が同じで急峻な電流分布と凹型分布に対して、円断面と大アスペクト比を仮定した近似式と“自由境界 VMEC + JDIA”による磁束評価結果の比較を図4.2.4に示す。自由境界 VMEC の計算は圧力ゼロの仮定の下で行われている。近似式は小半径を最外殻磁気面の平均小半径とし、回転変換分布として真空配位を用いた。急峻な電流分布は大河電流を模擬しており、凹型電流分布は B.S. 電流を模擬しており、急峻分布 $\sim (1 - \eta^2)^2$, 及び凹型分布 $\sim (1 - \eta^2)^{-2}$ とした。トロイダル電

流が作り出すトロイダル磁束は $(\mu_0 I_{para} + \mu_0 I_h) [Wb]$ であり、 $2(\mu_0 I_{para} + \mu_0 I_h) / \mu_0 I_{vac}$ とする事によってベータ値の単位に換算して示している。ここで、 $\mu_0 I_{vac}$ は外部コイルがプラズマ体積中に作り出すトロイダル磁束である。

図 4 . 2 . 4 の “自由境界 VMEC + JDIA ” による磁束評価結果によれば、B.S.電流を模擬した凹型電流が 100[kA]流れた場合、 $2(\mu_0 I_{para} + \mu_0 I_h) / \mu_0 I_{vac} \sim 0.01$ (1%) が反磁性ループに誘起される。将来、到達ベータ値の増加に伴い 100[kA/T]の B.S.電流が流れる可能性があるが、“自由境界 VMEC + JDIA ” の評価によれば、この場合、トロイダル電流により体積平均ベータ値 1 %に相当する反磁性計測の精度が失われる事を示唆している。

図 4 . 2 . 4 の円断面と大アスペクト比を仮定した近似式、及び“自由境界 VMEC + JDIA ” による磁束評価結果はいずれも急峻な電流分布より凹型電流分布の作り出すトロイダル磁束の方が大きい。大回転を考えるとトロイダル電流の電流経路は環状ソレノイドコイルで近似できる。電流分布が最大となる環状ソレノイドコイルの半径は急峻な電流分布より凹型電流分布の方が大きい。環状ソレノイドコイル内のトロイダル磁場は均一であるため、トロイダル磁束は環状ソレノイドコイルの半径に依存する。従って、プラズマ周辺領域に大きな電流分布を持つ凹型電流分布の方が反磁性ループに誘起する磁束が大きい事に対応している。

また、図 4 . 2 . 4 の結果を円断面と大アスペクト比を仮定した近似式と“自由境界 VMEC + JDIA ” による磁束評価結果の比較から纏めてみると、以下の 2 点についての違いを見ることができる。

- ・ 近似式より “自由境界 VMEC + JDIA ” の方がトロイダル磁束が作り出すトロイダル磁束が大きい
- ・ 近似式の結果は I_p / B_t に対して非線形であるが “自由境界 VMEC + JDIA ” の結果は線形に近い

この 2 点に関して以下のように定性的に解釈できる。

近似式より “自由境界 VMEC + JDIA ” の方がトロイダル磁束が大きい

図 4 . 2 . 1 より、トロイダル断面に投影された磁力線軌跡の小回転の作り出すトロイダル磁束は、磁力線の大回転の作り出すトロイダル磁束と同じ極性を持っている。近似式は大回転の効果のみを考えているため、磁力線小回転の効果も考慮した “自由境界 VMEC + JDIA ” による磁束評価は、円形断面と大アスペクト比を仮定した近似式に比べてトロイダル磁束が大きい。また、2 重螺旋構造の平均半径は、近似式で小半径として用いているプラズマの最外殻磁気面より大きい。従って、トロイダル磁束が大きくなると考えられる。

近似式は I_p / B_t に対して非線形となるが “自由境界 VMEC + JDIA ” は線形

(4 . 1 . 1 7) をトロイダル磁束に影響する要因に着目して表すと

$$\Phi_{I_p} = \Phi_{para} + \Phi_h = -\frac{\mu_0}{2} J_0 \left\{ \int f(P_{fac}) J(J_\phi) G(J(J_\phi), r, R) dr + \int f(P_{fac}) h G(h, r, R) dr \right\} \quad \dots (4.2.1)$$

となる。ここで、 J_0 はトロイダル電流密度分布の最大値、及び P_{fac} はトロイダル電流分布のピーキングファクターを表す。 $f(P_{fac})$ はトロイダル電流分布による I_p への影響を表す関数である。図4.2.5にトロイダル電流の増加による回転変換の変化を示す。急峻、凹型共に順方向電流の増加は回転変換を増加させ、逆方向電流の増加は回転変換を減少させる事が分かる。 h は真空磁場により生成される回転変換であり、図4.2.5に示された $I_p/B_t=0$ の回転変換である。 J はトロイダル電流により生成される回転変換であるため J の関数となり、図4.2.5に $I_p/B_t=0$ と $I_p/B_t \neq 0$ における回転変換差として表されている。前述の大回転の効果は $J(J)$ と h の項で表されている。 G はプラズマの幾何学形状による I_p への影響を表す関数であり、(4.1.16)より r と R の関数である。また、小回転の回転数はプラズマ断面のポロイダル回転と回転変換の差によって生じるため、 G は I_p にも依存する。

図4.2.6にトロイダル電流分布が一定で順方向電流が増加する場合の I_p への影響について示す。順方向電流増加に伴い J_0 の増加が常磁性極性の I_p を線形に増加させる(図中)。順方向電流増加は J を増加させ、これにより大回転の回転数が増加し、常磁性極性の I_p を増加させる(図中)。円断面と大アスペクト比を仮定した近似式ではこの2つの効果が考慮されているが、“自由境界 VMEC + JDIA”では、更に小回転の効果が加わる。先に述べたように、磁力線の小回転は楕円断面プラズマのポロイダル回転数(5回転)と回転変換との差によって生じる。図4.2.5に示すようにLHDの運転領域では回転変換 < 5 であるため、回転変換の増加はプラズマ断面のポロイダル回転数との差を小さくする。従って、順方向電流の増加(回転変換の増加)は磁力線の小回転の回転数を減少させ、 I_p を減少させる(図中)。同様に図4.2.7に、逆方向電流が増加する場合の I_p への影響を示す。

円形断面と大アスペクト比プラズマを仮定した近似式では、順方向電流増加に対して図4.2.6の の効果による常磁性極性の I_p の増加に による常磁性極性の I_p の増加の効果が重畳する。このため順方向電流増加に対して常磁性極性の I_p が急激に増加する。逆方向電流の場合は図4.2.7の による効果と の効果が相殺し、逆方向電流増加に対して反磁性極性の I_p の増加は緩やかとなる。従って、トロイダル電流に対するトロイダル磁束の変化は非線形な関係となる。

一方、“自由境界 VMEC + JDIA”では、順方向電流の増加に伴い、図4.2.6の と の2つの効果に加え、磁力線の小回転数減少による常磁性極性の I_p の減少の効果が加わり、常磁性極性の I_p の急激な増加が緩和される。逆方向電流の場合も同様に、上記の2つの効果によるゆるやかな反磁性極性の I_p の増加に小回転数減少による反磁性極性の I_p の

増加の効果が加わる。従って、“自由境界 VMEC + JDIA”ではプラズマ電流に対するトロイダル磁束の関係は、円形断面，大アスペクトプラズマ近似式に比べて線形に近い関係となる。

ii) 反磁性ループの設置位置の效果を取り入れた解析

円形断面，大アスペクトプラズマ近似式ではプラズマ境界上に反磁性ループがあり、プラズマ境界と反磁性ループとの距離はゼロと仮定しているが、実際の実験装置においてはプラズマ境界と反磁性ループとの間に距離がある。“自由境界 VMEC + JDIA”による磁束評価の場合はプラズマ電流位置と計測ループ位置から response function を計算し、磁束を評価するため、プラズマ境界と反磁性ループの距離の效果を考慮でき、精度の高い評価が可能となる。また、新規計測器の設置を検討する際にも設計段階で新手法による検討が可能である。

図 4.2.8 に LHD に実際に配置されている反磁性ループの配置を示す。図 4.2.9 に、真空容器を囲む大反磁性ループを仮定した場合と LHD の実際の反磁性ループに対して“自由境界 VMEC + JDIA”を用いて評価したトロイダル磁束の結果を示す。LHD の反磁性ループでは真空容器を囲む大反磁性ループの結果と比べて評価されたトロイダル磁束が小さくなっていることがわかる。図 4.2.8 よりポロイダル断面に投影した磁力線が LHD の反磁性ループの領域外にあることが分かる。磁力線がポロイダル断面への投影図で見て反磁性ループの領域外で大回転や小回転をすると、それに沿って流れるトロイダル電流が作り出すトロイダル磁束は反磁性ループで計測されない。図 4.2.10 にプラズマが縦長断面のトロイダル角に面積の異なる反磁性ループを配置した場合の I_p を示す。 $I_p/B_t=100[\text{kA/T}]$ の凹型電流分布に対して“自由境界 VMEC + JDIA”を用いて I_p を評価している。ループ面積が小さくなると I_p が小さくなっている。面積が小さくなると反磁性ループ外で生じる I_p が計測されない事を表している。この事から反磁性ループ磁束はその配置によって、トロイダル電流の作り出すトロイダル磁束に対する敏感さが異なることが分かる。トロイダル電流の作り出すトロイダル磁束の精度良い補正のみならず、計測器の配置設計を行う上で“自由境界 VMEC + JDIA”による評価法が有効であることがこの事からも分かる。

反磁性ループは理想的には同一トロイダル角上に配置される。反磁性ループの設置においてはトロイダル角 $\pm 1^\circ$ の設置誤差が見込まれており、これは $\pm 3\text{cm}$ に相当する。2.3 節で述べたように反磁性ループが計測するポロイダルコイルの電流値の変化は無視できる。ここでは、トロイダル電流由来の反磁性ループ磁束に対する設置誤差について評価する。図 4.2.11 に評価結果を示す。急峻電流分布と凹型電流分布のいずれにおいても設置誤差が $2 I_p / I_{vac}$ へ及ぼす影響は $\pm 0.04\%$ 以内であり、設置誤差の影響は小さい。

4.3. トロイダル電流の補正法の実験的な検証

本節では新手法（“自由境界 VMEC + JDIA”による磁束評価法）の妥当性を実験的に検証する。検証法としてトロイダル電流の影響が大きい実験において観測された反磁性ループ磁束の振る舞いと、新手法により評価したトロイダル電流が反磁性ループに与える影響の比較を行う。

実験における I_p の抽出方法

LHD においてはトムソン散乱計測による電子温度分布計測，FIR 干渉計による電子密度分布計測が確立している。 $T_e = T_i$, $Z_{eff} = 1$ と仮定することにより、これらの熱化圧力分布計測からプラズマ蓄積エネルギーや平均ベータ値の評価を行うことが出来る。熱化圧力分布計測により評価したプラズマ蓄積エネルギーや平均ベータ値を $W_{kin}, \langle \beta_{kin} \rangle$ で表す。また、本章ではトロイダル電流の補正を行う前の反磁性ループ磁束から評価した平均ベータ値を $(3/2)\langle \beta \rangle$ と表記する。

新手法により評価された I_p の妥当性検証の為には、実験的に観測される I_p を抽出する必要がある。実験における I_p の抽出手法として、ここでは $(3/2)\langle \beta \rangle$ と $\langle \beta_{kin} \rangle$ の差の要因に着目して行う。 $(3/2)\langle \beta \rangle$ と $\langle \beta_{kin} \rangle$ の差の要因としては

- a) トロイダル電流が作り出すトロイダル磁束 (I_p) が $(3/2)\langle \beta \rangle$ の評価に影響を与える
- b) $(3/2)\langle \beta \rangle$ にはビーム圧力が含まれるが $\langle \beta_{kin} \rangle$ には含まれない（ビーム圧力に関する評価については5章参照）
- c) T_e と T_i の差， Z_{eff} の影響

が挙げられる。実験的に a) の影響を抽出する為には、b) と c) の影響が少ない、または b) と c) の影響の変化が小さい実験データを用いると良い。b) と c) が作り出すトロイダル磁束を Φ_{other} と表記すると、 $(3/2)\langle \beta \rangle$ は次式で表される。

$$\frac{3}{2}\langle \beta \rangle = \langle \beta_{kin} \rangle + 2\Phi_{other} / \Phi_{vac} + 2\Phi_{I_p} / \Phi_{vac} \cdots (4.3.1)$$

以降、 Φ_{other} の変化の小さい実験データを用いて I_p を抽出する。

図4.3.1に本節で解析対象とした放電における各パラメータの時間変化を示す。トロイダル磁場方向と回転変換に対応した等価的なプラズマ電流の方向を順方向 (co), その反対方向を逆方向 (ctr) と定義する。トロイダル電流の極性は co 方向を正として示している。放電前半 (～4.8sec) では co 方向の接線 NBI 1 台による加熱を行い、放電後半では ctr 方向の接線 NBI 加熱 2 台による加熱を行っている。この結果として、NBCD によるトロイダル電流が co-ctr へ切り替わる放電を得ている。(図4.3.1で示している $(3/2)\langle \beta \rangle$ はトロイダル電流が作り出すトロイダル磁束の補正を行っていない。)従って、 $\langle \beta_{kin} \rangle$ と $(3/2)\langle \beta \rangle$

>の差には a)の効果が含まれている。トロイダル電流分布が凹型～急峻な分布であると仮定すると図 4 . 2 . 9 より c_0 方向のトロイダル電流は常磁性磁束を発生させ、その補正を行わずに $(3/2)< \quad >$ を評価した場合には $(3/2)< \quad >$ が低く評価される。逆に c_{tr} トロイダル電流は $(3/2)< \quad >$ が高く評価される。図 4 . 3 . 1 の放電時間全般を通じて $< \quad_{kin}>$ と $(3/2)< \quad >$ を比較すると、定性的にこの傾向が見られる。この放電では NBI 3 号機をプローブビームとして MSE 計測が行われている。NBI 3 号機入射中の 5.0 ~ 6.5sec の時間帯に注目すると電子密度がほとんど変化していないことが分かる。また NBI 加熱パワーの変化も小さい。ビーム圧力は密度と NBI パワーに依存するので、5.0 ~ 6.5sec ではビーム圧力の変化が小さいと考えられる。また、X 線結晶分光器計測によるプラズマ中心でのイオン温度 T_{i0} とトムソン散乱計測によるプラズマ中心での電子温度 T_{e0} の比は 5.0 ~ 6.5sec の時間帯でほとんど変わらず、また水素ガスパフのみによる放電の為、c)の影響による $(3/2)< \quad >$ と $< \quad_{kin}>$ の差の変化も小さいと考えられる。b), c)の変化が小さいと考えられるにも関わらず、 $(3/2)< \quad > / < \quad_{kin}>$ は大きく変化しており、これは I_p の変化に伴う a)の影響によるものと考えられる。以後、5.0 ~ 6.5sec の時間帯に注目して新手法を適用する。

5 章にて述べるようにビーム圧力は密度に強く依存するが、図 4 . 3 . 1 の 5.0 ~ 6.5sec の時間帯では体積平均電子密度は $0.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ と低密度であるため、ビーム圧力の変化は小さいがその絶対値は大きいと考えられる。従って、 $(3/2)< \quad >$ と $< \quad_{kin}>$ の差から実験における I_p を抽出する為、以下の手順を取る。

- ・ MSE 計測の実施された時間 1 点を基準点とする
- ・ 基準点において自由境界 VMEC + JDIA より I_p を評価する
- ・ 基準点において上記で評価した I_p , 反磁性計測による $(3/2)< \quad >$ ($(3/2)< \quad >$ はトロイダル電流を補正せずに評価したもの), トムソン散乱, 及び FIR 干渉計による $< \quad_{kin}>$ から (4 . 3 . 1) より $other$ を評価する
- ・ 基準点に対して、5.0 ~ 6.5sec の時間帯では $other$ の変化は小さいと考えられる。また $< \quad_{kin}>$ の変化も小さい。この為、基準点からの $(3/2)< \quad >$ の変化量は I_p の影響のみと考えることが出来る
- ・ 基準点からの $(3/2)< \quad >$ の変化量を磁束に換算し、これを I_p とする。($(3/2)< \quad >$ と磁束の関係式については 3 . 4 節参照)

実験における I_p の抽出結果と新手法による I_p の評価結果

図 4 . 3 . 1 の放電では MSE のサンプリング間隔は 0.5sec である。5.0sec, 5.5sec, 及び 6.5sec においてトロイダル電流分布が計測されている(露光積分時間は $\pm 0.1 \text{sec}$)。図 4 . 3 . 2 に MSE によって計測されたトロイダル電流分布を示す。ここでは 5.5sec を基準点とする。新手法(“ 自由境界 VMEC + JDIA ” による磁束評価法) によれば $2 \quad I_p / \quad_{vac} = 1.6 \times 10^{-1\%}$ であり、(4 . 3 . 1) より $2 \quad other / \quad_{vac} = 7.4 \times 10^{-2\%}$ である。この $2 \quad other / \quad_{vac}$ を用いて 5.0sec と 6.5sec において $2 \quad I_p / \quad_{vac}$ を抽出したものを図 4 . 3 . 3 の実線で示す。

一方 5.0sec と 6.5sec において MSE により計測されたトロイダル電流分布を用い、“自由境界 VMEC + JDIA” により評価した $2 I_p / \Phi_{vac}$ を図 4 . 3 . 3 の赤丸に示す。図 4 . 3 . 3 から、5.0sec と 6.5sec において実験データから抽出した $2 I_p / \Phi_{vac}$ と新手法の結果は定量的に近い事が分かる。これにより“新手法(“自由境界 VMEC + JDIA” による磁束評価法)による I_p の評価手法の妥当性が示された。

新手法による反磁性ベータ値の校正結果

新手法(“自由境界 VMEC + JDIA” による磁束評価法)により評価した $2 I_p / \Phi_{vac}$ を基に、次式よりトロイダル電流を補正したベータ値が得られる。

$$\frac{3}{2} < \beta_{\perp}^{\text{mod}} > = \frac{3}{2} < \beta_{\perp} > - 2\Phi_{\text{other}} / \Phi_{\text{vac}} - 2\Phi_{I_p} / \Phi_{\text{vac}} \quad \dots (4.3.2)$$

$(3/2) < \beta_{\perp}^{\text{mod}} >$ は前述の a), b), 及び c) の効果を補正したものである。図 4 . 3 . 1 の放電に対する $(3/2) < \beta_{\perp}^{\text{mod}} >$ の時間変化を図 4 . 3 . 4 に示す。

補足

本解析では Φ_{other} を評価するための基準点として MSE 計測の行われている 1 点の時間を選択した。一方、基準点として $I_p=0$ の時間を選び“正味電流がゼロであれば $I_p=0$ ”であると仮定”する事も考えられる。この場合 $< \beta_{\text{dia}} >$ と $< \beta_{\text{kin}} >$ の差は全て Φ_{other} によるものであり、 $I_p=0$ の時間における Φ_{other} を知ることが出来る。しかしヘリカル装置では積極的なオーミック電流駆動を行っていないため、プラズマ中心と周辺領域でトロイダル電流密度の極性が反転する可能性がある。正味電流がゼロであっても内部電流分布を持つ場合には、プラズマ電流がトロイダル磁束を作り出す可能性がある。従ってヘリカル装置におけるプラズマ放電中には、“正味電流がゼロであれば $I_p=0$ ”という仮定は満足されない場合がある。図 4 . 3 . 2 に示されている MSE によるプラズマ電流分布計測においても 6.5 sec ($I_p=10$ kA/T) でプラズマ内外の極性反転が見られる。

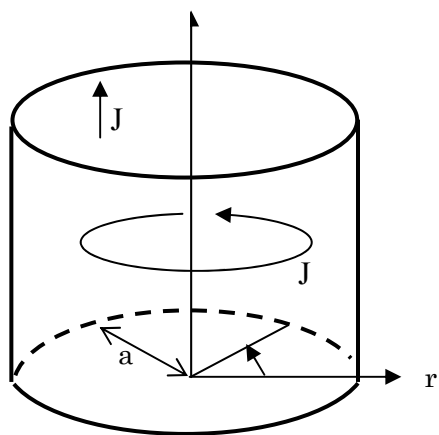


圖 4 . 1 . 1 圓柱座標

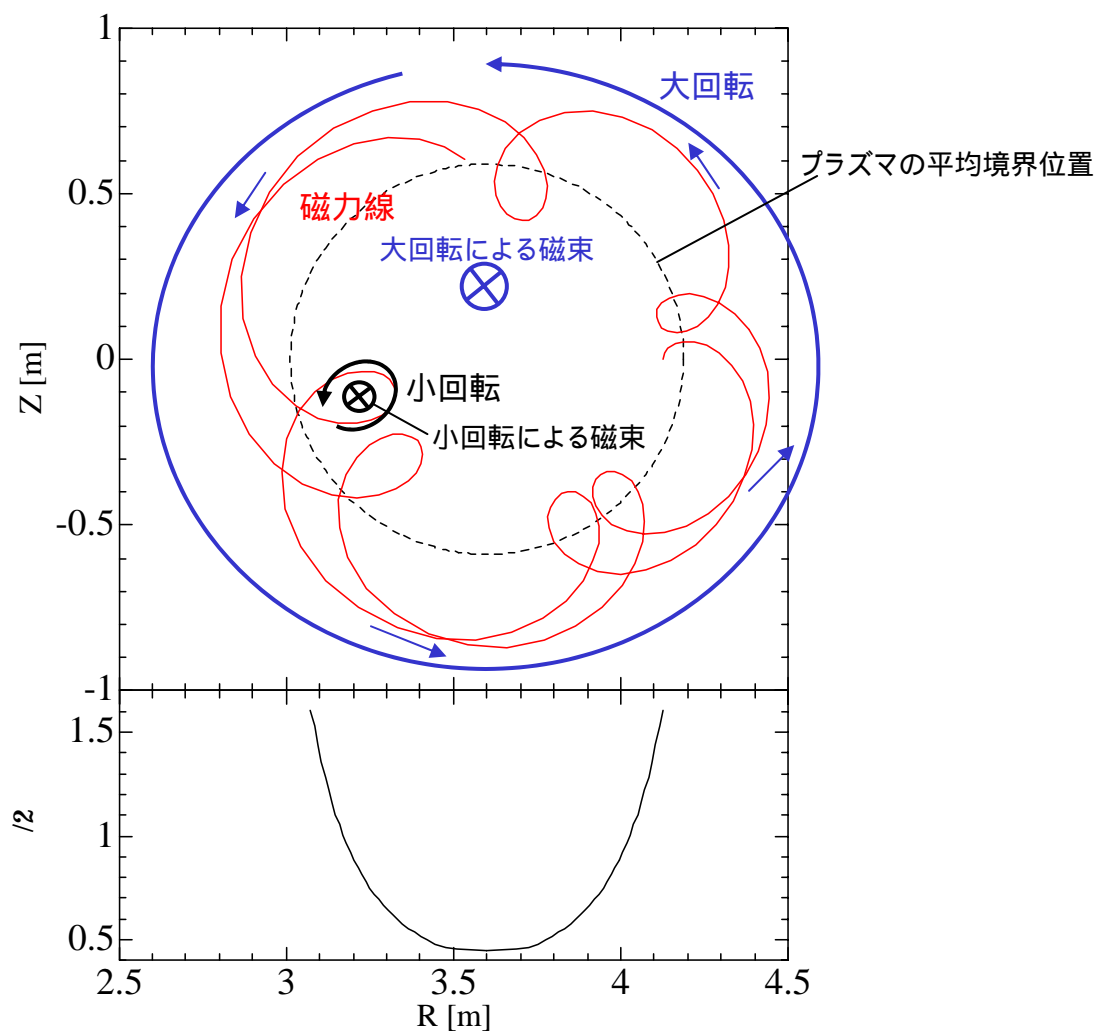


図 4 . 2 . 1 LHD 標準真空磁場配位における磁力線のポロイダル断面への投影図と回転変換分布

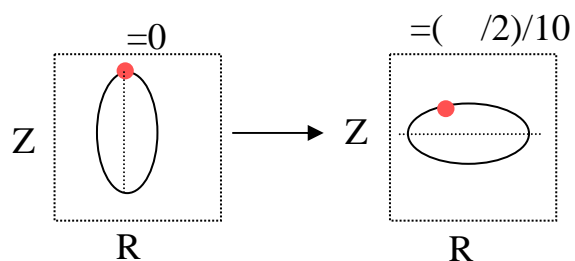


図 4 . 2 . 2 LHD のプラズマのトロイダル角が異なるポロイダル断面におけるプラズマ境界形状。 ϕ はトロイダル角を示す。

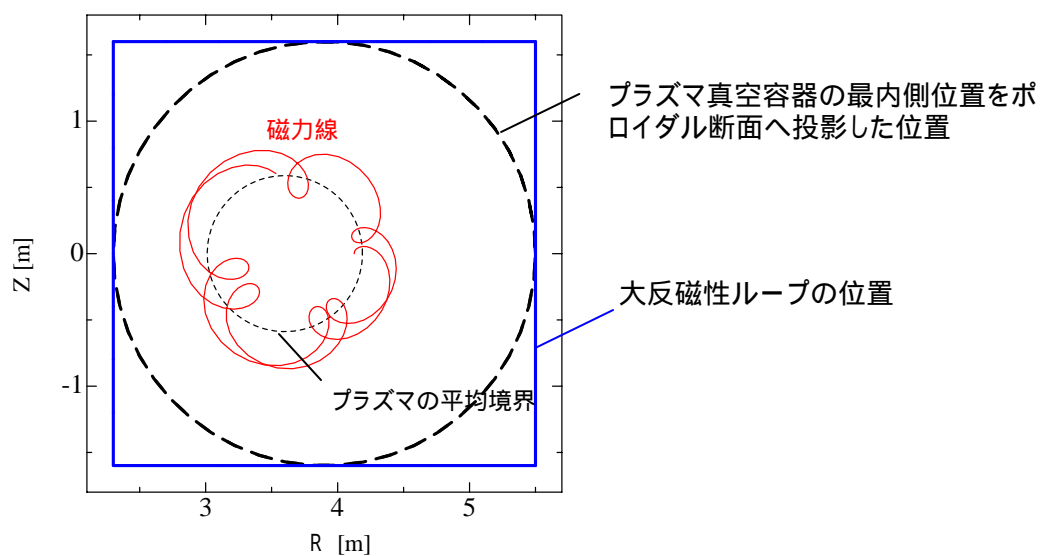


図 4 . 2 . 3 仮想の大反磁性ループの配置と磁力線追跡結果（真空配位：LHD 標準配位）

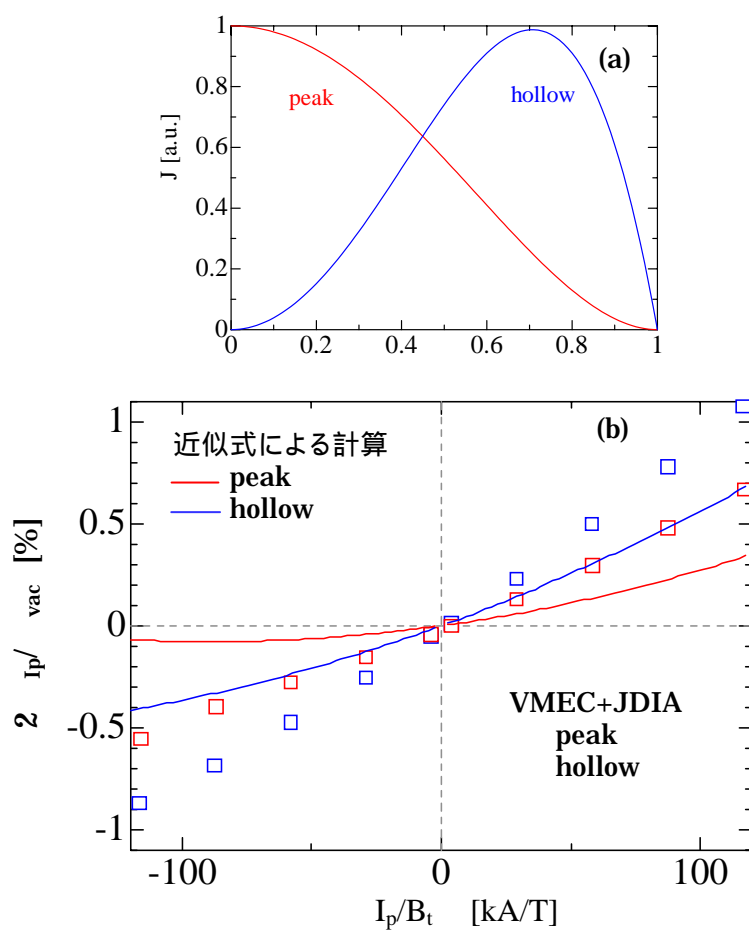


図 4 . 2 . 4 近似式による計算結果と新手法（VMEC+DIAGNO）による計算結果の比較（真空配位：LHD 標準配位，圧力ゼロ）。(a)評価に用いた電流密度分布(b)計算結果。新手法は大反磁性ループにおける磁束を評価している

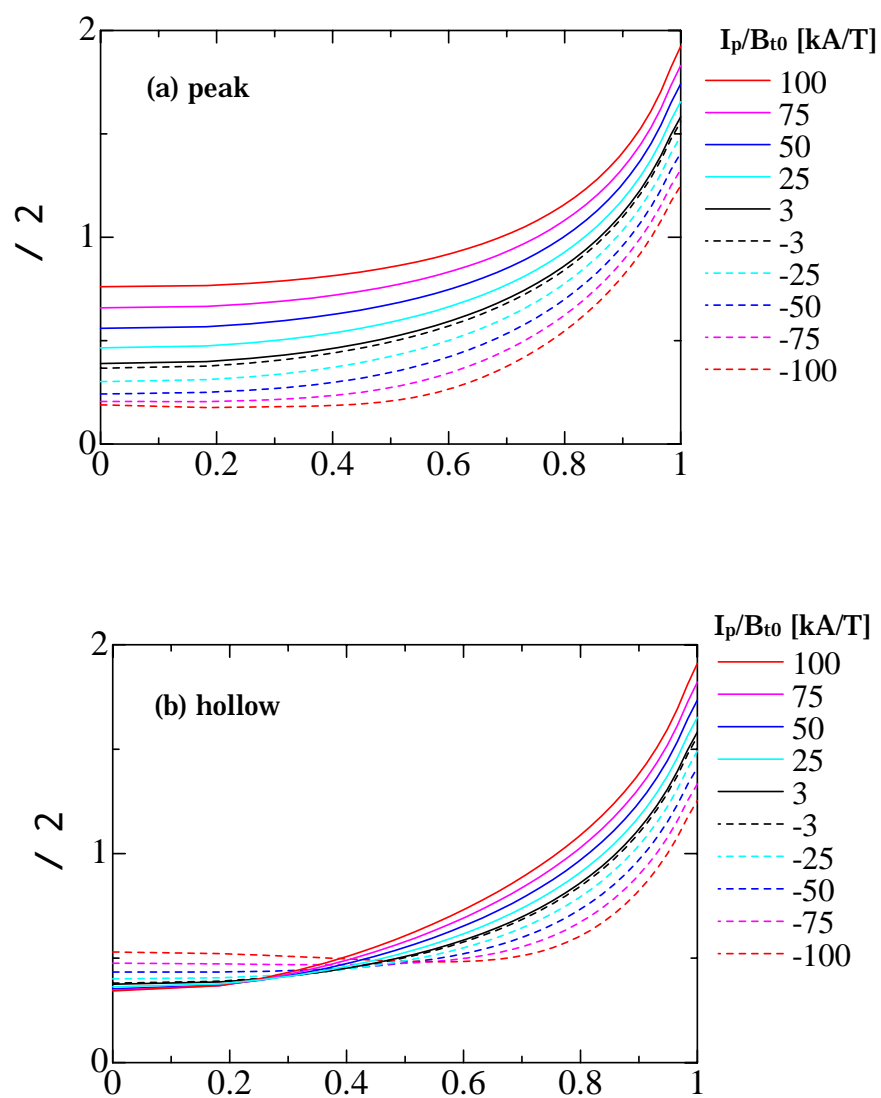


図4.2.5 圧力ゼロの場合のトロイダル電流に対する回転変換分布の変化（真空配位：LHD 標準配位，圧力ゼロ）。トロイダル電流分布は(a)peak，(b)hollow。

$$\Phi_{Ip} = -\frac{\mu_0}{2} J_0 \left\{ \int f(P_{fac}) \underline{j(J_\phi)} G(\underline{j(J_\phi)}, r, R) dr + \int f(P_{fac})_h G(h, r, R) dr \right\}$$

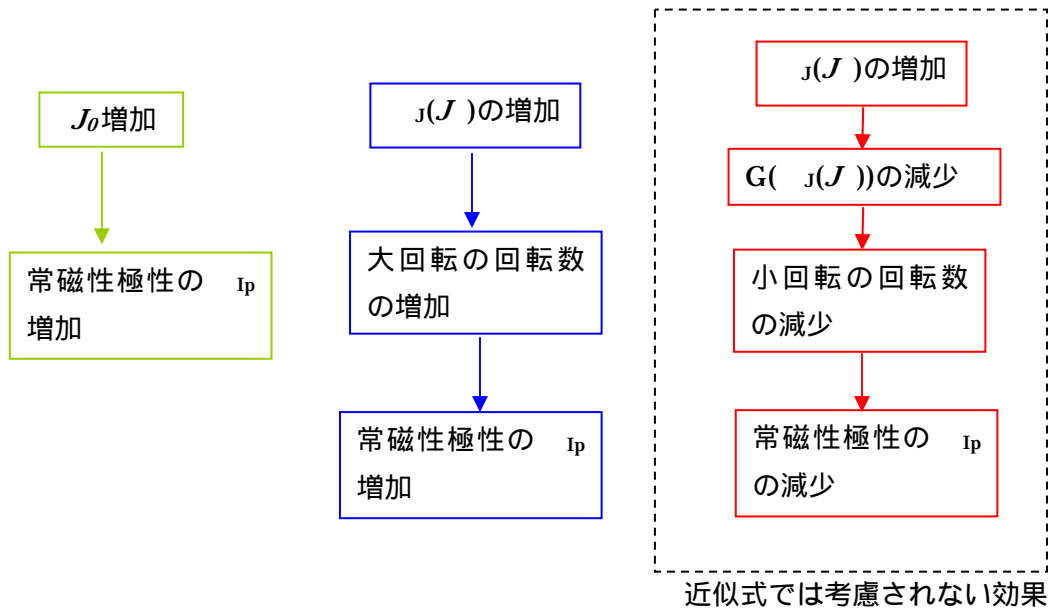


図 4 . 2 . 6 順方向電流増加に伴うトロイダル磁束の発生機構

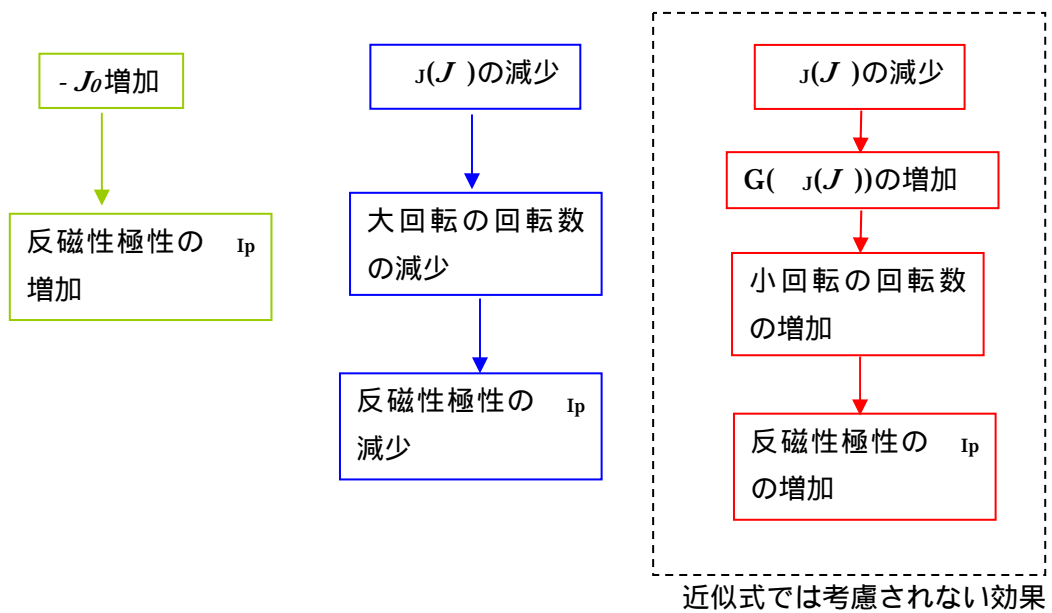


図 4 . 2 . 7 逆方向電流増加に伴うトロイダル磁束の発生機構

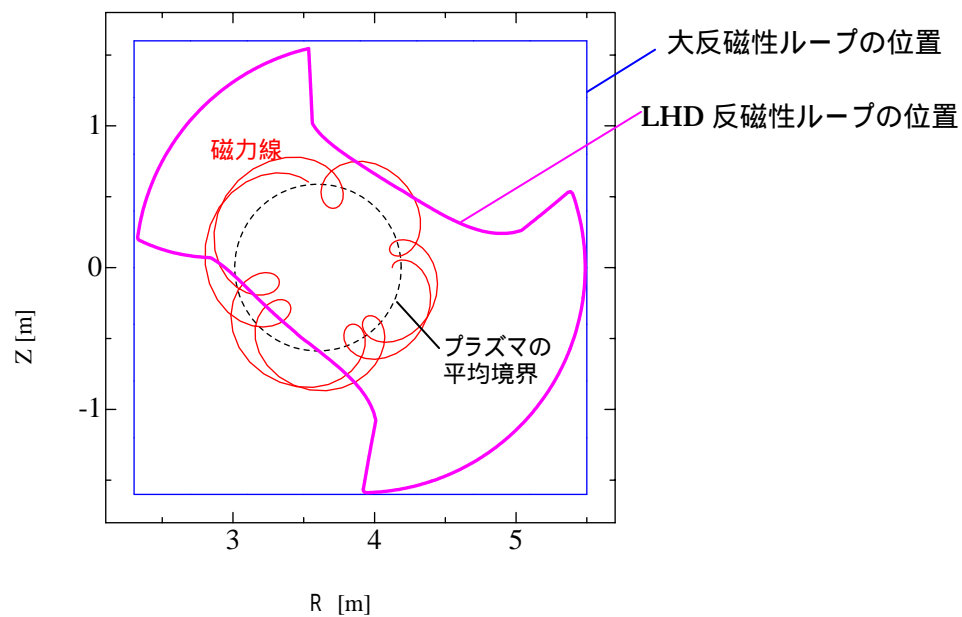


図 4 . 2 . 8 LHD 反磁性ループの配置と磁力線追跡結果のポロイダル断面への投影図(真空配位 : LHD 標準配位)

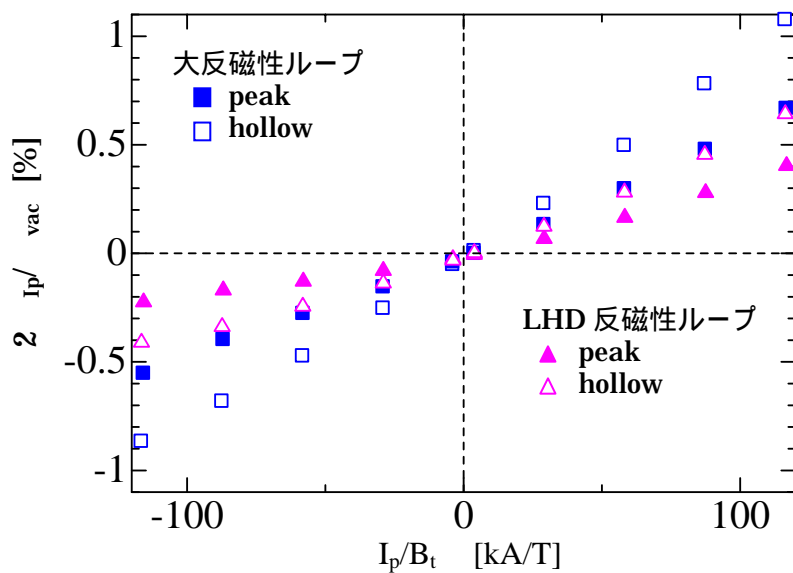


図 4 . 2 . 9 LHD 反磁性ループと大反磁性ループのトロイダル磁束の比較 (真空配位 : LHD 標準配位 , 圧力 : ゼロ) 。 何れも自由境界 VMEC と JDIA による評価

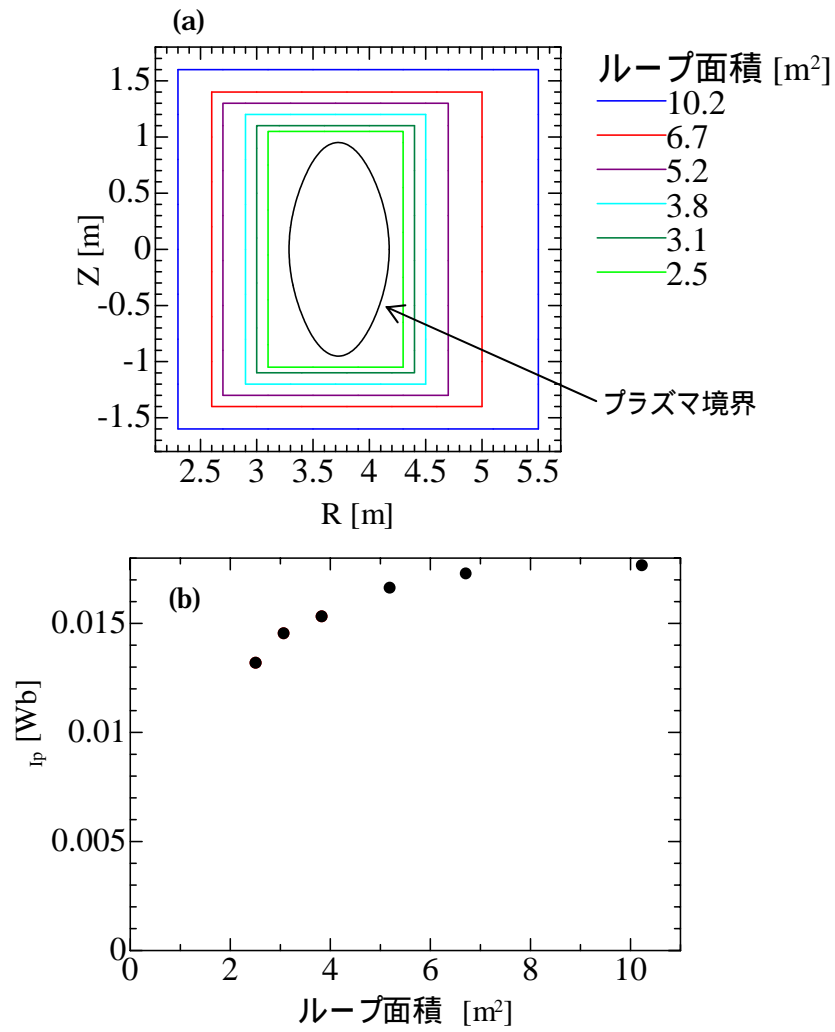


図 4 . 2 . 1 0 反磁性ループ面積に対する I_p の依存性。(a)反磁性ループ配置 (b)自由境界 VMEC + JDIA による反磁性ループ磁束の評価(真空磁場配位 : LHD 標準配位 , 圧力 : ゼロ , I_p = -100kA/T , 凹型電流分布)

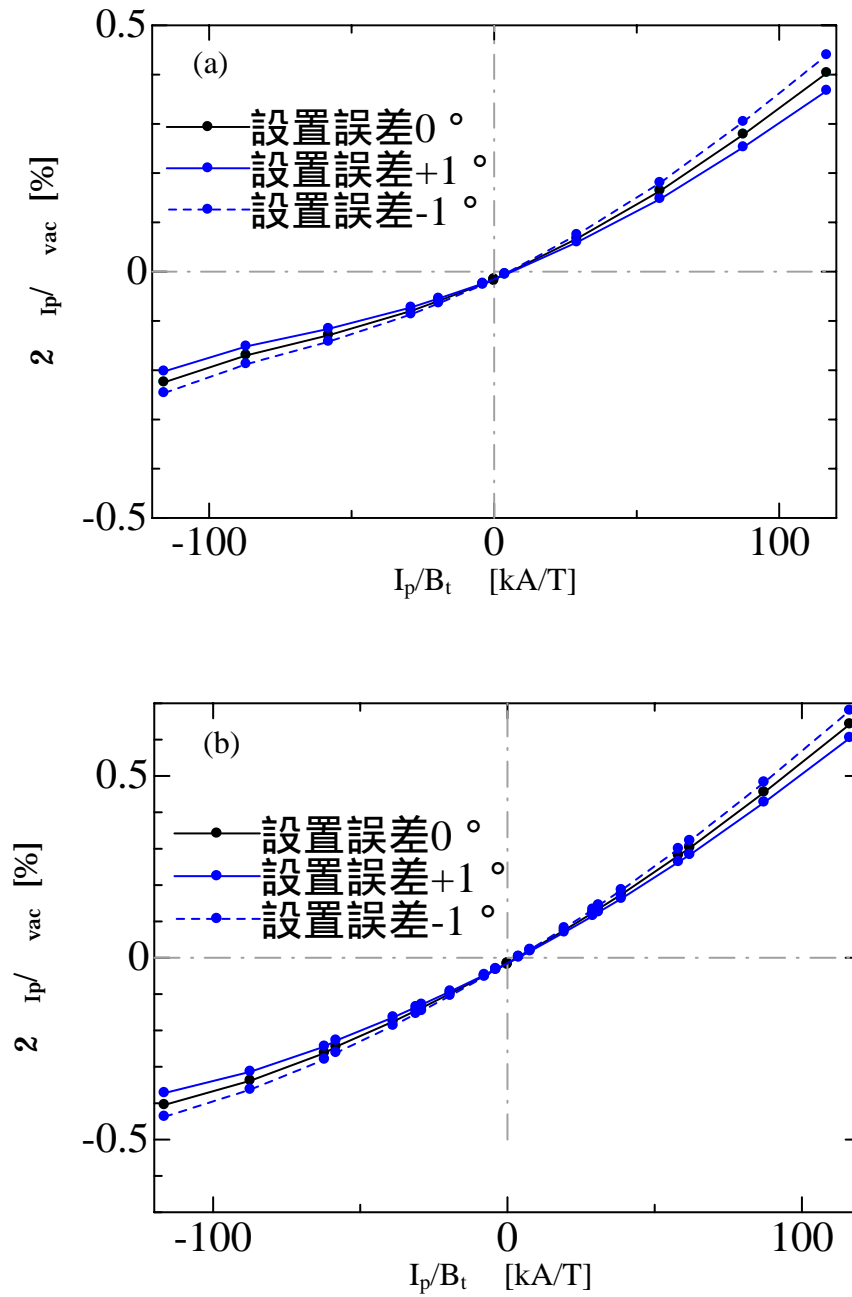


図 4 . 2 . 1 1 LHD 反磁性ループの設置誤差の評価。(a)急峻電流分布，(b)凹型電流分布（真空磁場配位：LHD 標準配位，圧力：ゼロ）。何れも自由境界 VMEC と JDIA による評価

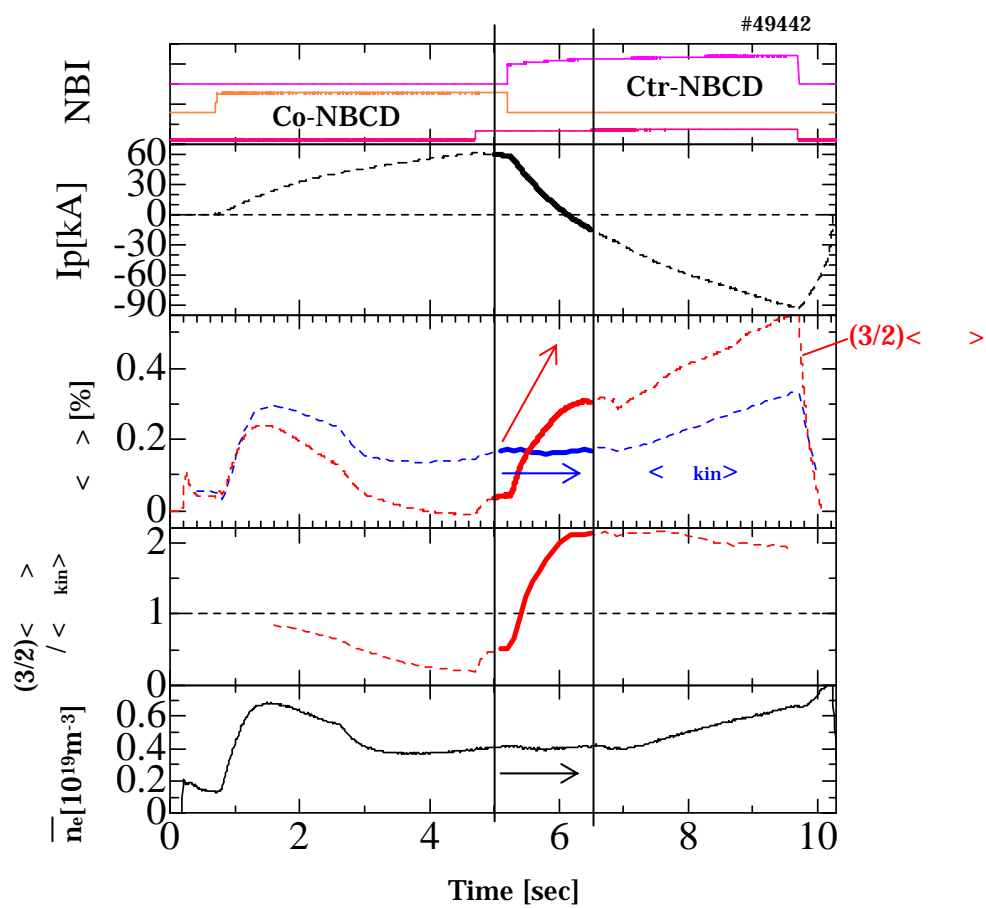


図4.3.1 トロイダル電流が流れる放電におけるプラズマパラメータの時間変化（真空磁場配位：LHD 標準配位，磁場強度：1.481T）

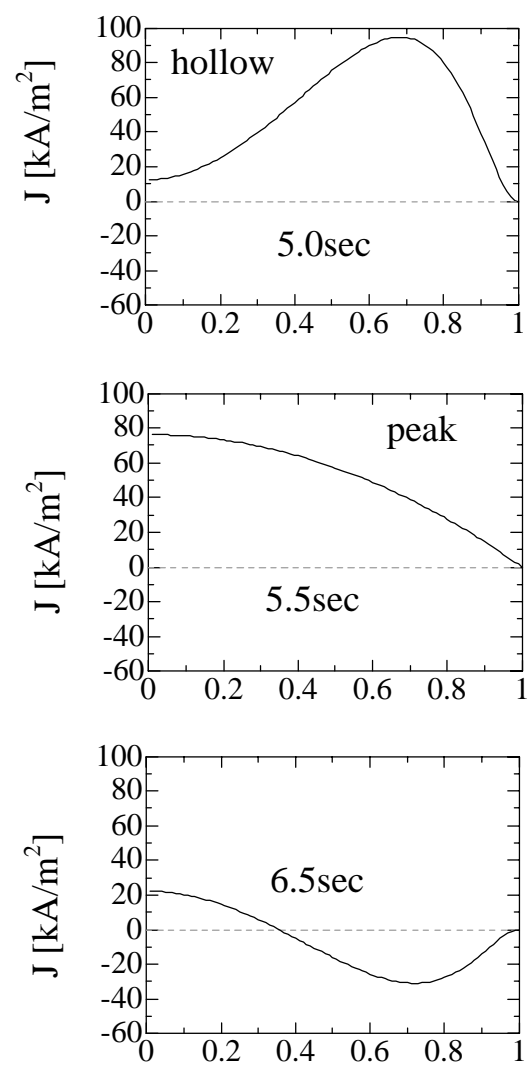


図4.3.2 図4.3.1の放電におけるMSE計測による電流分布

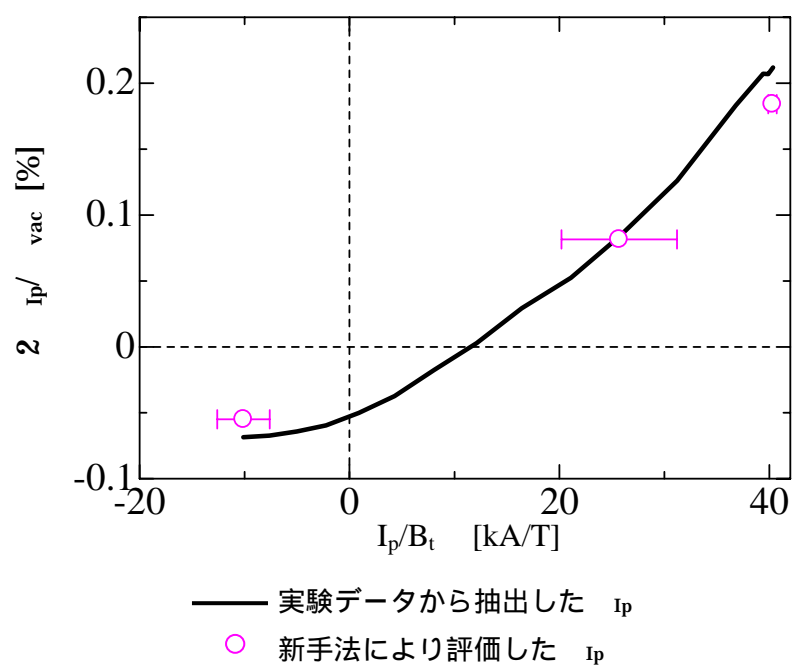


図 4 . 3 . 3 実験データから抽出した I_p と新手法 “自由境界 VMEC + JDIA ” により評価した I_p の比較。MSE の露光時間 $\pm 0.1\text{sec}$ における I_p/B_t の変化量をエラーバーとして示している

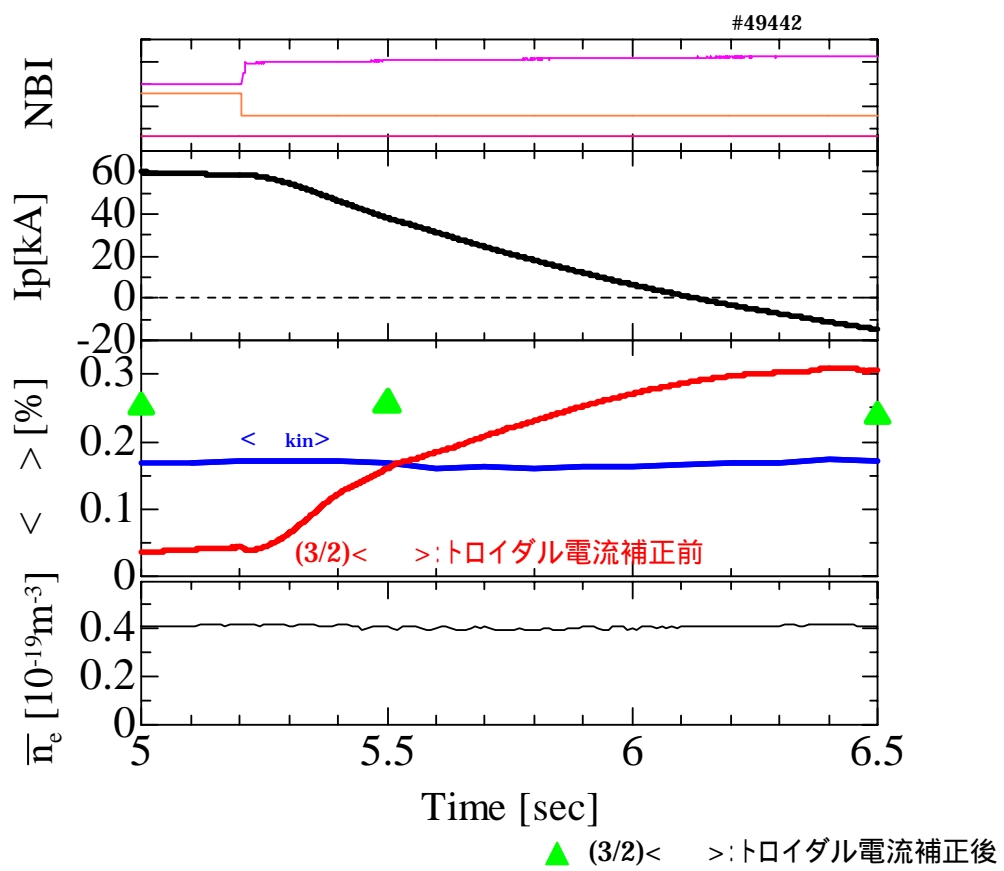


図 4 . 3 . 4 トロイダル電流の補正前後のベータ値 (真空配位 : LHD 標準配位 , 磁場強度 : 1.481T)

参考文献

- [1] J. Wesson, "TOKAMAKS", Oxford University Press
- [2] S. Besshou, C.E. Thomas, T. Ohbata, A. Iiyoshi and K. Uo, Nucl. Fusion **26**, 1339 (1986)
- [3] K.Y. Watanabe, S. Sakakibara, H. Sasao et. al., J. Plasma Fusion Res. SERIES **5**, 124 (2005)

第5章 圧力非等方度の同定^[1]

5.1 はじめに

3.1節で述べたように反磁性電流は p に依存し、P.S.電流は $(p_{||} + p_{\perp})$ に依存する。従って、原理的に反磁性電流に敏感な磁束ループ、及び P.S.電流に敏感な磁束ループを用いて圧力非等方度の検出が可能である。

非等方圧力の計測に関するこれまでの研究として L-2 及び Heliotron DR において、反磁性ループと P.S.電流に敏感な磁束ループの組み合わせを用いて、磁気計測器が圧力非等方度を検出可能である事を示した報告がある[2, 3]。これらの研究では P.S.電流が作り出す垂直磁場を計測するために、径方向の磁場に敏感な磁束ループ[2]、またはプラズマ上方に設置した大半径の異なる2本のワンターンループで計測される磁束の差を用いている[3]。計測値の較正には大アスペクト比近似に基づいた磁気計測信号と圧力の関係式を使っている。

以下、[3]で用いられている大アスペクト比近似に基づいた磁気計測信号と圧力の関係式について説明する。円柱座標系(R, θ , Z)において、磁気軸上方 z の位置における磁場の垂直方向成分 B_v は P.S.電流 $J_{||}$ を用いて次式で表される。

$$B_v = \frac{\mu_0}{2\pi z} \int_0^a \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{J_{||} r \cos \theta}{c - \sin \theta} d\theta dr \quad \dots (5.1.1)$$

ここで r はプラズマ小半径を示し、 $c = (z^2 + r^2)/2zr$ である。3.1節で示したように P.S.電流は $(p_{||} + p_{\perp})$ に依存するため、(5.1.1)は

$$B_v = \frac{\mu_0}{B_z^2} \int_0^a \frac{r^2}{2\pi R} \frac{\partial(p_{||} + p_{\perp})}{\partial r} dr \quad \dots (5.1.2)$$

で表され、更に右辺の積分を行うことにより

$$\langle p_{||} \rangle + \langle p_{\perp} \rangle = \left(\frac{z}{a} \right)^2 \frac{B_v}{B} K \quad \dots (5.1.3)$$

となる。 K は圧力分布と回転変換分布に依存する係数である。圧力分布を仮定し、また回転変換は真空磁場における回転変換からの変化が小さいと仮定することにより、 K の値を求めることが出来る。 B_v は半径の異なる2本のワンターンループで計測する。一方、 $\langle p \rangle$ は反磁性ループより評価可能する。(5.1.3)より評価した $\langle p \rangle + \langle p_{||} \rangle$ と反磁性ループより評価した $\langle p \rangle$ を比較することにより ECH 低密度プラズマでの圧力非等方度の観

測を行っている。[2]においても同様の手法を用いて $\langle p \rangle$ と $\langle p_{||} \rangle$ を得て、ECH 低密度プラズマでの圧力非等方度の観測を行っている。

本研究では[2, 3]で使われた大アスペクト比近似式ではなく、3.4節で述べたようにMHD 平衡解析コード（自由境界 VMEC）、磁気計測器信号解析コード（DIAGNO）、及びNBI 粒子の速度分布緩和評価コード（FIT）を用いた圧力非等方度の評価手法を提案する。また、トムソン散乱計測、FIR 干渉計測による熱化圧力分布計測と組み合わせて精度良い定量評価を目指す。

以下、本研究と従来の研究の違いについて列挙する。

- ・ 大アスペクト比近似式では仮定した回転変換分布を用いていたが、自由境界 VMEC を用いることにより有限ベータによる回転変換の変化を考慮した評価が可能である（有限ベータにおける回転変換の変化の例は図 2.2.1 参照）。
- ・ 等方圧力を仮定した場合、大アスペクト比近似式（5.1.3）を用いた解析では P.S. 電流の作り出す磁場はベータ値と線形関係であり、この関係が非線形性を持つ場合には精度が劣化する。3次元 MHD 平衡解析によると、高ベータ領域ではこの関係が非線形になることが知られている。3.4.1節に示した“自由境界 VMEC + DIAGNO”を用いた手法ではベータ値と P.S.電流の関係が非線形であっても精度が劣化しない
- ・ P.S.電流は圧力勾配に依存する為、全圧力や圧力非等方度だけでなく圧力分布にも依存すると考えられる。従来の研究[2, 3]においては圧力分布を仮定していたが、LHD においてはトムソン散乱計測と FIR 干渉計測による精度良い熱化圧力分布計測が可能であり、圧力非等方度の評価において圧力分布の不確定性の心配が無い
- ・ DIAGNO は実座標上でプラズマ位置と磁気計測器配置の相対距離から磁気計測器の磁束を計算する。楕円断面形状をしたヘリカルプラズマや、LHD のサドルループのような複雑な形状の磁束ループの配置に対して両者の形状を考慮し、円形断面でプラズマを近似する近似式に比べて精度良い解析を行うことができる。
- ・ 従来の研究[2, 3]では単一放電中の圧力非等方度の時間変化を示しており、多くのショットで磁気計測信号から圧力非等方度への較正式や較正係数を評価したり検証した報告はない。本研究では磁場強度、密度、加熱パワー、及びベータ値といった実験条件の異なる多くのショットに対しての解析を行い、妥当性のある較正式と較正係数を導出する。

5.2. LHD における磁気計測による圧力非等方度の観測例

図 5.2.1 に LHD 実験において圧力非等方度が大きく変化する場合の典型的な放電波形を示す。ECH(図(a))によりプラズマ生成を行った後、NBI(ポート通過電力合計 5.5MW)により $t=0.5 \sim 2.8$ sec の間、加熱を行っている(図(b))。時計周り方向と反時計方向のほぼパワーの等しい NBI 1 台ずつのバランス入射により、トロイダル電流の小さな放電を得ている。燃料供給はガスパフを用いており、時間的に徐々に密度が上昇する様にガス供給流量を制御している(図(h))。

まず、等方圧力を仮定してこの放電の各パラメータの時間変化の振る舞いを考察してみる。1.2 sec からガスパフが off となる 2.2sec までに注目すると dia はほぼ一定(若干上昇)の傾向であり(図(c))、熱化圧力分布計測による体積平均ベータ値($\langle \beta_{kin} \rangle$)の傾向も dia と同じ傾向である(図(d))。従って等方圧力を仮定するとベータ値はほぼ一定と考えられる。しかし、1.2 sec から 2.2 sec にかけて PS は約 50% 程度減少している(図(c))。P.S.電流が減少している為、磁気軸シフト量も 5 cm 程度減少している(図(f))がこれは P.S.電流が減少している為と考えられる。磁気軸シフト量は Thomson 散乱計測による電子温度分布より評価した(本章付録参照)。P.S.電流や磁気軸シフト量はベータ値に依存するが、その他にトロイダル電流や圧力分布にも依存する。トロイダル電流は回転変換の変化を通じて P.S.電流に影響を与えると同時に電流リングのフープ力によって磁気軸位置を変化させる[4]。また P.S.電流は圧力勾配に依存するため、圧力分布の顕著な変化が起こった場合、P.S.電流や磁気軸位置に影響を与える可能性がある。しかし、次に述べるように、この dia と PS の傾向の違いの要因は正味トロイダル電流や圧力分布が原因と考えることはできない。NBI バランス入射のため正味トロイダル電流は非常に小さく抑えられており(< 10 [kA])、自由境界 VMEC の計算によれば定量的に約 50% 程度の P.S.電流や 5 cm の磁気軸シフトの影響を引き起こす程大きくない。 I_p の時間変化の観点からも、1.5sec あたりから増加の傾向がゆるやかになっており、それは PS の減少の振る舞いと同期していない。また、正味トロイダル電流をフィラメントで模擬し、正味トロイダル電流がサドルループ計測へ与える影響を簡易評価すると、約 50% 程度 PS の変化が観測されているのに対して正味トロイダル電流の影響は約 10% 程度の PS の変化しか引き起こさない。次に dia と PS の振る舞いの違いを圧力分布が原因だと仮定すると、圧力分布が 1.2sec から 2.2 sec にかけて緩やかな勾配になっていくことになる。図 5.2.2 に Thomson 散乱計と FIR 干渉計による電子圧力分布の計測結果を示す。観測された圧力分布は時間的に同じから、むしろ急峻化する傾向が見られる。従って、 dia と PS の傾向の違いの要因はトロイダル電流、及び圧力分布ではないと考えられ、等方圧力を仮定すると図 5.2.1 の PS と dia の時間変化の傾向の振る舞いについて定性的な説明を行うことが出来ない。

dia と PS の時間変化の違いが圧力非等方度の変化による影響だと仮定した場合、以下のように定性的な解釈を得ることが出来る。

- ・ NBI は接線方向入射の為、ビーム圧力は $p_{||} > p$ と考えられる
- ・ 密度が低い場合には粒子間衝突が少ない為に熱化圧力に対するビーム圧力の割合は大きく、密度の増加に伴いビーム圧力は熱化されていくと考えられる
- ・ 電子密度は 1.2sec から 2.2sec にかけて増加しており、従って $p_{||}/p$ は 1.2sec から 2.2sec にかけて減少傾向になると考えられる
- ・ $PS \sim (p_{||} + p)$ であり、 $dia \sim p$ である為、 $p_{||}/p$ の減少により PS/dia は減少する

この考察から図 5 . 2 . 1 に示した PS と dia の時間変化の傾向の違いは圧力非等方度の変化によるものと考えられる。言い換えれば、圧力非等方度は 2 種類の磁束ループの組み合わせ (PS/dia) により検出できる可能性があると言える。

5 . 3 . 圧力非等方度の同定手法

前節では単一放電における圧力非等方度の検出についての考察を行ったが、本節では多くの放電における実験データを定量的に評価し、一般性のある圧力非等方度の同定手法の確立を目指す。

3 . 4 節で述べたように圧力非等方度を同定するためには

- ・ 圧力非等方度指標の抽出
- ・ FIT コードを用いた定量評価

の 2 項目の解析が必要である。

圧力非等方度指標の抽出

圧力等方度指標 (PS_{exp} / PS_{iso}) を 3 . 4 節で述べた手法により抽出する。 PS_{exp} はサドルループの実験データであり、 PS_{iso} は等方圧力を仮定した場合のサドルループ磁束の評価値である。3 . 4 節で述べたように、 PS_{iso} の評価を行うために自由境界 VMEC+DIAGNO の計算を行う際、以下の実験条件に一致するように計算を行う。

- イ) ベータ値は実験で得られる dia に一致する
- ロ) 圧力分布は実験で得られる熱化電子圧力分布と一致する

ここでは以下の手順により、イ)とロ)の条件を満たす p_{Siso} を評価する。Thomson 散乱計測と FIR 干渉計による電子温度と電子密度の積を体積積分することにより電子の熱化圧力のエネルギー ($W_{electron}$) を得ることが出来る。一方、3.3節で述べた手法を用いることにより、反磁性ループで計測された磁束 Φ_{dia} から等方圧力を仮定した蓄積エネルギー (W_{dia}) を評価することが出来る (イオン圧力, Z_{eff} , 磁力線に垂直方向のビーム圧力といった要因の為、 $W_{electron}$ と W_{dia} は異なる)。自由境界 VMEC に入力する圧力分布は、Thomson 散乱計測と FIR 干渉計による電子温度と電子密度の積から得られる電子の熱化圧力分布を ($W_{dia} / W_{electron}$) 倍したものとする。

また自由境界 VMEC の入力条件としては圧力の他にトロイダル電流を入力する必要がある。トロイダル電流に関しては解析する実験データが無電流に近いものを選び、自由境界 VMEC のトロイダル電流の入力をゼロとする事により、無電流における評価を行う。

圧力等方度指標 (p_{Sexp} / p_{Siso}) を 3.4節で述べた手法により抽出したものを図 5.3.1 に示す。実験データは磁気軸 3.6m における LHD 標準配位, 磁場強度 0.5T, 0.75T, 及び 1.5T, トロイダル電流がゼロに近い ($I_p < 6$ [kA]), 接線 NBI のみによる加熱 (ポート出力パワー 3MW ~ 10MW), 及び $\Phi_{dia} = 1 \sim 2$ % のデータを対象とした。トロイダル電流に関しては、トロイダルフィラメントで近似しサドルループへ誘起される磁束を評価した。サドルループの計測磁束に占めるトロイダル電流由来の磁束の割合は 15% 以下である。電子密度 $< 2 \times 10^{19} [\text{m}^{-3}]$ の領域では電子密度の増加により急激な圧力非等方度指標の減少が見られ、電子密度が更に増加すると減少の度合いは緩やかになる。圧力非等方度指標の密度依存性の傾向は 5.2節で述べた圧力非等方度の密度依存性に関する定性理解と矛盾しない。

また、図 5.3.1 の全点に対して NBI 粒子の速度分布緩和評価コード FIT (3.4節参照) を用いて $W_{||} / W$ を評価した結果を図 5.3.2 に示す。 $W_{||}$ と W の評価については (3.4.1) ~ (3.4.3) 式を用いている。 $W_{||} / W$ は図 5.3.1 と同様の傾向であり、電子密度 $< 2 \times 10^{19} [\text{m}^{-3}]$ の領域では電子密度と共に急激に減少し、更に高い電子密度になるとゆっくりと減少していく。尚、 $W_{||}$, W と $\beta_{||}$, β_{\perp} の関係については以下の定義を用いている

$$\left. \begin{aligned} \beta_{||} &= \frac{p_{||}}{B_{vac}^2 / 2\mu_0} \\ \beta_{\perp} &= \frac{p_{\perp}}{B_{vac}^2 / 2\mu_0} \\ W_{||} &= \frac{1}{2} \int p_{||} dV \end{aligned} \right\} \dots (5.3.1)$$

$$W_{\perp} = \frac{2}{2} \int p_{\perp} dV$$

ここで等方圧力($p_{||}=p$ または $p_{||}=p_{\perp}$)の場合、 $W_{||}=2W$ となり $W_{||}/W=0.5$ が等方圧力に対応する。

図5.3.3には圧力等方度指標と $W_{||}/W$ の相関を示す。相関係数は 0.97 であり非常に強い相関を確認できた。1 次フィッティングによる両者の関係式を以下に示す。

$$\frac{W_{||}}{W_{\perp}} = -0.8 + 1.3 \frac{\Phi_{PSexp}}{\Phi_{PSiso}} \quad \dots (5.3.2)$$

非常に強い相関の基で磁気計測より圧力非等方度を導出する較正式が導出できたことから、この較正式を用いて磁気計測による圧力非等方度の定量評価が可能である。若干のバラつきは正味トロイダル電流が絶対値は小さいが内部で分布を持っていること、低密度では真空容器壁からの放出ガスにより Z_{eff} の仮定と実際との差が生じる可能性が高く、FIT のビーム圧力の計算に影響を与えたこと、及びビーム圧力分布と熱化圧力分布が異なること等が原因と考えられる。特に比較的非等方度が大きいデータ（即ち低密度領域）のバラつきが大きいことは Z_{eff} の仮定と実際との差と考えられる。また、図5.3.3から LHD の NBI 放電では密度が低い領域では $W_{||}/W$ が 3 を超える平行方向圧力成分が非常に強いプラズマが生成されていることが分かる。

ここで、図5.3.1と図5.3.2で同一電子密度領域における圧力等方度指標 (P_{Sexp}/P_{Siso}) と $W_{||}/W$ のバラつきについて議論する。NBI の加熱パワーの増加はビーム圧力を増加すると考えられる。また、同じ加熱パワーでもプラズマ温度が高くなると衝突は少なくなり、ビーム圧力は温度が低い場合に比べて大きいと考えられる。これらが圧力非等方度の違いにも反映される。図5.3.1と図5.3.2の解析では3種類の磁場強度を用いており、同じ密度、及び同じ NBI 入射パワーでも吸収パワー (P_{ab}) は異なる。 P_{ab} は FIT により評価され、プラズマ温度と加熱パワーに強く依存する。図5.3.4に P_{ab} を用いて圧力等方度指標 (P_{Sexp}/P_{Siso}) と $W_{||}/W$ を示す。図5.3.1のデータでは圧力等方度が密度だけでなく、 P_{ab} にも強く依存していることがわかる。

本研究で用いた手法は等方圧力を仮定した平衡コードと磁気計測器信号解析コードに加え、NBI 粒子の速度緩和コードを用いた圧力非等方度の定量評価を行っている。近年、非等方圧力を取り扱うことの出来る VMEC が開発された[5]。非等方圧力 VMEC を磁気計測器と組み合わせることにより、平衡コードと磁気計測器信号解析コードから圧力非等方度を直接定量評価できる可能性がある。現在開発されている非等方圧力 VMEC は固定境界で

あり、磁気ポテンシャルの構築を通じて磁気計測器信号を解析する DIAGNO は適用が出来ない。3章で述べた JDIA は固定境界 VMEC に対しても用いることが出来、今後本研究で用いた手法と非等方圧力 VMEC を用いた手法の比較が課題である。

5.4. LHD の平衡研究に対する非等方度同定手法の適用結果

前節までは圧力非等方度の評価手法について述べた。本節ではその評価手法の適用例として、圧力非等方度と磁気軸シフトとの関係について述べる。尚、図 5.3.3 で較正式の導出に用いた実験データとは異なるデータ群に上記手法を適用した。

図 5.4.1 に本節で解析対象とする実験データの各パラメータの電子密度依存性を示す。実験データの条件として、磁場配位は LHD 標準配位(磁気軸 3.6m)で、トロイダル電流が小さく、接線 NBI のみによる加熱といった実験条件は図 5.3.3 に示したデータ群と同じ条件である。運転磁場強度は $B_{t0}=1.5\text{T}$ のみ、接線 NBI の入射パワーがほぼ 4MW で一定、 $\langle dia \rangle=1\%$ でほぼ一定、及び圧力分布がほぼ同じ(図 3.4.2 に示した中間分布よりやや急峻な分布)といった条件が異なる。圧力分布は図 5.4.1 にピーキングファクターとして示している。ピーキングファクター $=P_{e0}/\langle P_e \rangle$ であり、 P_{e0} はプラズマ中心の熱化電子圧力、また $\langle P_e \rangle$ は熱化電子圧力の体積平均である。熱化電子圧力は Thomson 散乱計と FIR 干渉計により得た。また、磁気軸シフト量も Thomson 散乱計により得ている。

図 5.4.1 (4 段目)より電子密度 $2.5 \times 10^{19}[\text{m}^{-3}]$ では約 10cm の磁気軸シフト量が観測されている(実験データは全て真空配位における磁気軸が 3.6m である)。電子密度が上昇するに従って磁気軸シフト量は減少し、電子密度 $5.0 \times 10^{19}[\text{m}^{-3}]$ では磁気軸シフト量は約 5cm となる。また、 P_S も明確な密度依存性が見られる(図 3 段目)。これらの実験データの正味トロイダル電流が小さい($< 3.3[\text{kA/T}]$)ことから、等方圧力を仮定した場合、磁気軸シフトの違いはベータ値と圧力分布が想定される。ベータ値はほぼ一定であることが分かる(図 1 段目)。ピーキングファクターは図 3.4.2 に示した中間分布の場合 2.0~2.2 であり、急峻分布の場合 2.7~3.0 である。従って圧力分布は中間分布よりやや急峻な分布でほぼ一定であり、電子密度に対する依存性も無いことが分かる(図 2 段目)。従って等方圧力を仮定した場合、磁気軸シフト量はほとんど同じであると考えられる。しかし、実験データからは顕著な磁気軸シフトの密度依存性が見られることから等方圧力を仮定した場合は磁気軸シフト量に現れる違いを説明することは難しい。

次に図 5.4.1 の磁気軸シフト量の電子密度依存性の原因として圧力非等方度の違いを検討してみる。図 5.4.2 に磁気計測と(5.3.2)より評価した圧力非等方度の

密度依存性を示す。前節までの解析同様に圧力非等方度の電子密度依存性が確認できる。非等方圧力を考慮した場合、P.S.電流は($p_{||}+p_{\perp}$)に依存することから磁気軸シフト量もこれに依存すると考えられる[5]。円断面と大アスペクト比を仮定した近似式におけるシャフラノフシフトの非等方圧力依存性の解析によると、磁気軸シフト量は次式にて定義する平衡ベータ値 $\langle \beta_{eq} \rangle$ に依存することが指摘されている[6]。

$$\langle \beta_{eq} \rangle = \frac{\langle \beta_{||} \rangle + \langle \beta_{\perp} \rangle}{2} \quad \dots (5.4.1)$$

ここで、 $\langle \beta_{||} \rangle$ と $\langle \beta_{\perp} \rangle$ はそれぞれ磁力線に垂直と平行方向のベータ値を表す。(5.4.1)は $W_{||}/W_{\perp}$ を用いて

$$\langle \beta_{eq} \rangle = \langle \beta_{\perp} \rangle \left(0.5 + \frac{W_{||}}{W_{\perp}} \right) \quad \dots (5.4.2)$$

で表される。 $\langle \beta_{dia} \rangle$ は磁力線に垂直方向のベータ値であることから、

$$\langle \beta_{eq} \rangle = \langle \beta_{dia} \rangle \left(0.5 + \frac{W_{||}}{W_{\perp}} \right) \quad \dots (5.4.3)$$

と考えることが出来る。また、磁力線に垂直方向が2次元であり、平行方向は1次元であることから全ベータ値として以下のように考えられる。

$$\langle \beta_{total} \rangle = \frac{\langle \beta_{||} \rangle + 2\langle \beta_{\perp} \rangle}{3} \quad \dots (5.4.4)$$

これは $\langle \beta_{dia} \rangle$ を用いて

$$\langle \beta_{total} \rangle = \frac{2}{3} \langle \beta_{dia} \rangle \left(1 + \frac{W_{||}}{W_{\perp}} \right) \quad \dots (5.4.5)$$

で表される。また、 $\langle \beta_{dia} \rangle$ は磁力線に垂直方向の圧力から等方圧力を仮定してベータ値を評価しているため、 $\langle \beta_{||} \rangle$ と $\langle \beta_{dia} \rangle$ の関係は

$$\frac{3}{2} \langle \beta_{\perp} \rangle = \langle \beta_{dia} \rangle \quad \dots (5.4.6)$$

である。(5.4.3),(5.4.5)及び(5.4.6)から、図5.4.1と図5.4.2に示した $\langle \beta_{dia} \rangle$ と $W_{||}/W_{\perp}$ を用いて $\langle \beta_{eq} \rangle$ 、 $\langle \beta_{total} \rangle$ 及び $(3/2)\langle \beta_{||} \rangle$ を評価することが出来る。 $\langle \beta_{eq} \rangle$ 、 $\langle \beta_{total} \rangle$ 、及び $(3/2)\langle \beta_{||} \rangle$ と磁気軸シフト量の関係を図5.4.3に示す。磁気軸シフト量に対する $(3/2)\langle \beta_{||} \rangle$ の依存性は見られない(相関係数 0.14)が、 $\langle \beta_{eq} \rangle$ 及び $\langle \beta_{total} \rangle$ に対する依存性($\langle \beta_{eq} \rangle$ の相関係数 0.89, $\langle \beta_{total} \rangle$ の相関係数 0.88)は明確に確認できる。

等方圧力を仮定した場合、磁気軸シフトに結びつく圧力の変化は見られないが、非等方圧力を考慮することにより磁気軸シフトの圧力依存性を確認することが出来た。また理論的に示唆されている $\langle \beta_{eq} \rangle$ に対する磁気軸シフト依存性と図5.4.3の結果は矛盾しない事も示されたが、 $\langle \beta_{total} \rangle$ に対する依存性も見られる。磁気軸シフトが本質的に $\langle \beta_{eq} \rangle$ 又は $\langle \beta_{total} \rangle$ のどちらで決定されるかを明確に示すためには、非等方平衡コードによる解析や

$W_{||}/W$ を更に大きく変化させた実験が必要である。

付録 5 . A 電子温度計測を基にした磁気面シフト量の評価

LHD においてはトムソン散乱計測による電子温度分布が精度良く計測されている[7]ため、これを用いて有限ベータでの磁気面シフト量の評価が可能である。原理的には電子温度の最大位置が磁気軸位置であると考えられることができるが、比較的平坦な電子温度分布の場合、その最大位置は計測誤差の影響を大きく受け、磁気軸位置の精度の良い評価が困難となる。そこで以下に述べる磁気面マッピング手法による磁気軸評価を行う。

まず 8 2 個の条件（圧力分布は 4 種類。各圧力分布に対して約 1 0 種類の平均ベータ値）に対する MHD 平衡計算の結果から得られる磁気面分布を用意しておく。電子温度分布と磁気面分布を比較し、磁気座標系で最も良くトーラスの内と外の電子温度分布が一致する MHD 平衡計算結果を選択する。LHD はポロイダル断面においてほぼ楕円状のプラズマ断面形状であり、トロイダル角を変えていくと楕円がポロイダル方向に回転する。トムソン散乱計測は横長楕円断面位置において計測している。MHD 平衡計算によれば横長断面、縦長断面などトロイダル角位置によって磁気軸位置が異なるが、最も良くトーラスの内と外の電子温度分布が一致する MHD 平衡計算結果の横長断面、及び縦長断面における磁気軸の平均値を電子温度分布から評価した磁気軸の位置とする。マッピング手法のための平衡計算としては自由境界 VMEC を用いた MHD 平衡計算結果を用いている。図 5 . A . 1 にマッピングに用いた MHD 平衡計算結果の平均ベータ値と磁気軸を示す。

図 5 . A . 2 にマッピング法による磁気軸評価例を示す。図 5 . A . 2 の実験データは真空における磁気軸 3.6m であり、3.6m からのずれが Shafranov シフト量である。反磁性計測より評価された平均ベータ値の増加によって磁気軸シフト量が大きくなることが分かる。この手法を用いると磁気軸のシフトだけでなく周辺の磁気面のシフト量も評価できる。

上記手法では電子温度分布を基にマッピングを行っている。電子密度分布に関しては、トムソン散乱による計測は絶対較正が完了しておらず、FIR によるアーベル変換を通じた電子密度分布を用いている。アーベル変換を行う際、電子温度分布のマッピングで得られた平衡と矛盾の無い平衡を用いている。また、LHD においてはヘリカルリップルの効果によりイオンの軌道が磁気面からずれる事が理論的に示唆されている[8]。ヘリカルリップルの効果による電子の磁気面からのずれは小さいが、イオン軌道の磁気面からのずれは大きいことから電子密度分布は電子温度分布に比べて磁気面からのずれが大きいと思われる。電子の磁気面からのずれに関する実験的な理解についてはトムソン散乱による電子密度分布の計測を通じた検討が必要であり、今後の課題である。これらのことから、本研究ではマッピングにより磁気面分布を評価する際には電子温度分布を用いた。

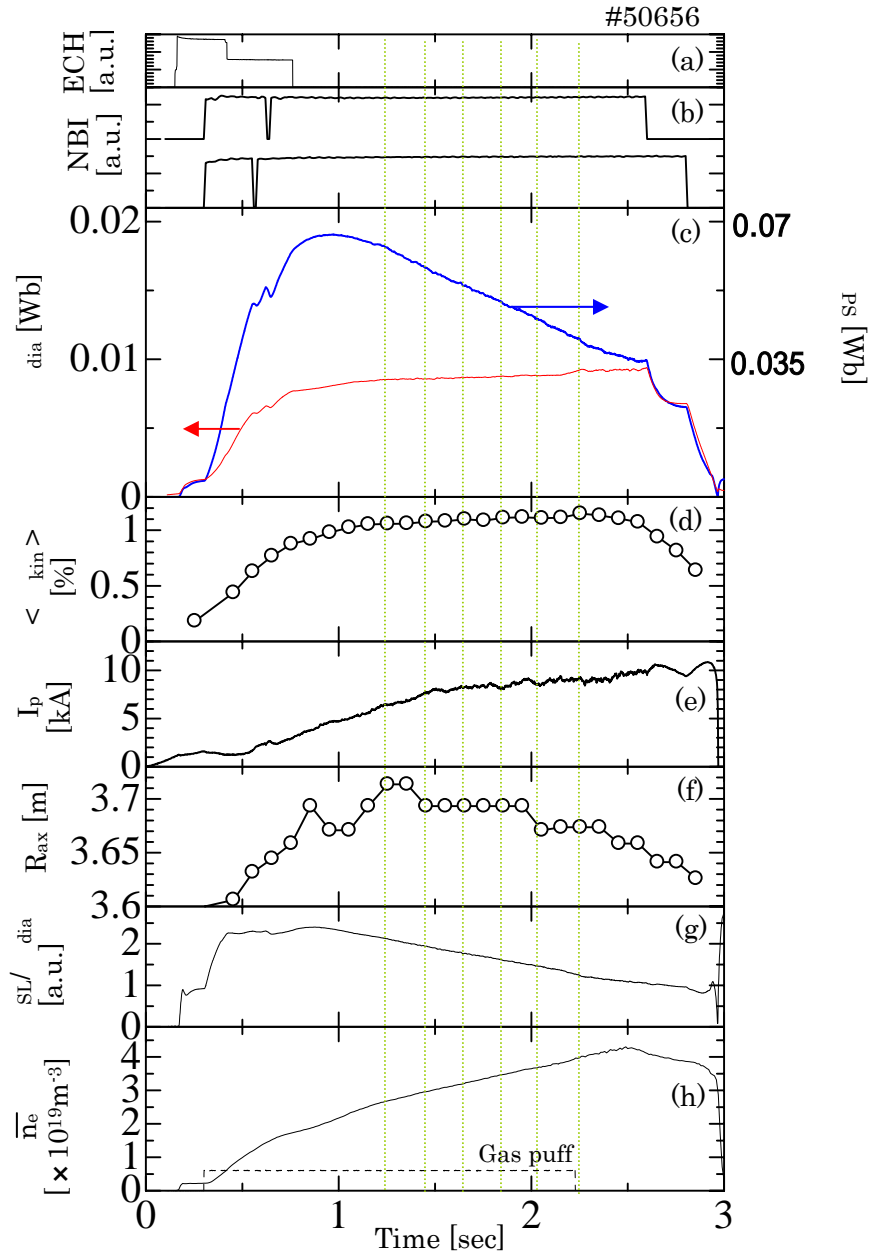


図5.2.1 圧力非等方向が大きく変化する LHD 放電の例（真空配位：磁気軸 3.6m，アスペクト比 6.3，楕円度 1.02，磁場強度 1.5T）

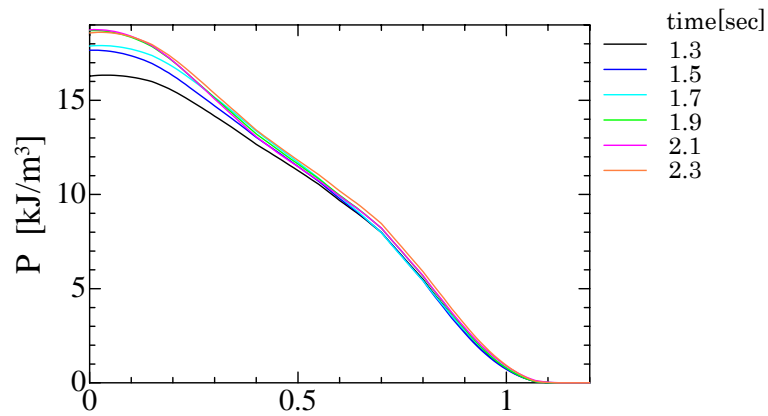


図 5 . 2 . 2 トムソン散乱計測，FIR 干渉計による熱化圧力分布計測。図 5 . 2 . 1 の各々の縦線の時間に対応する。

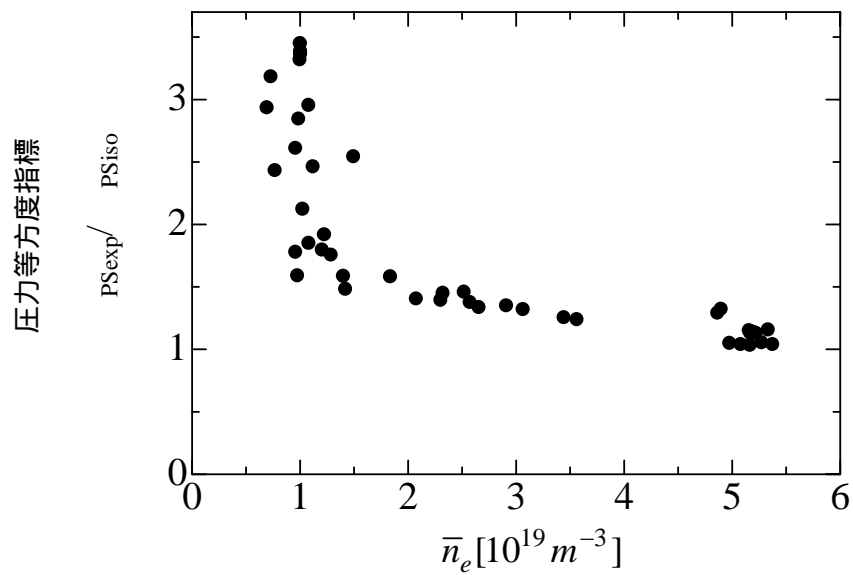


図 5 . 3 . 1 磁気計測より抽出した圧力非等方度指標の電子密度依存性。(真空配位 : LHD 標準配位 , 磁場強度 0.5, 0.75, 1.5T , $\langle \alpha_{dia} \rangle = 1 \sim 2\%$)

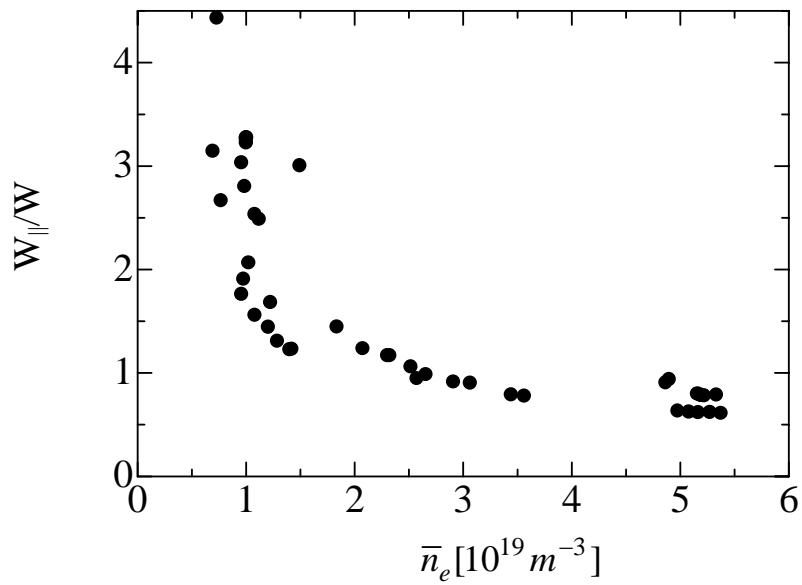


図 5 . 3 . 2 FIT より評価した圧力非等方度の電子密度依存性。(図 5 . 3 . 1 のデータに対応)

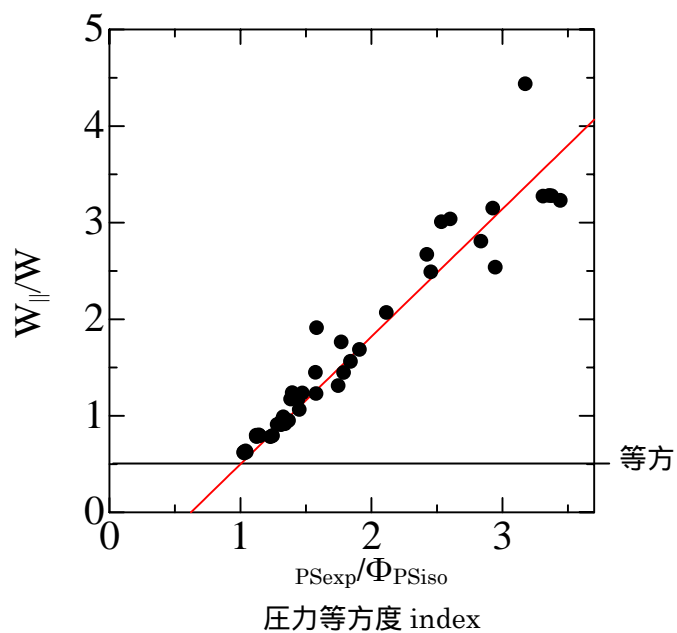


図 5 . 3 . 3 磁気計測より評価した圧力非等方度指標と FIT より評価した圧力非等方度の相関

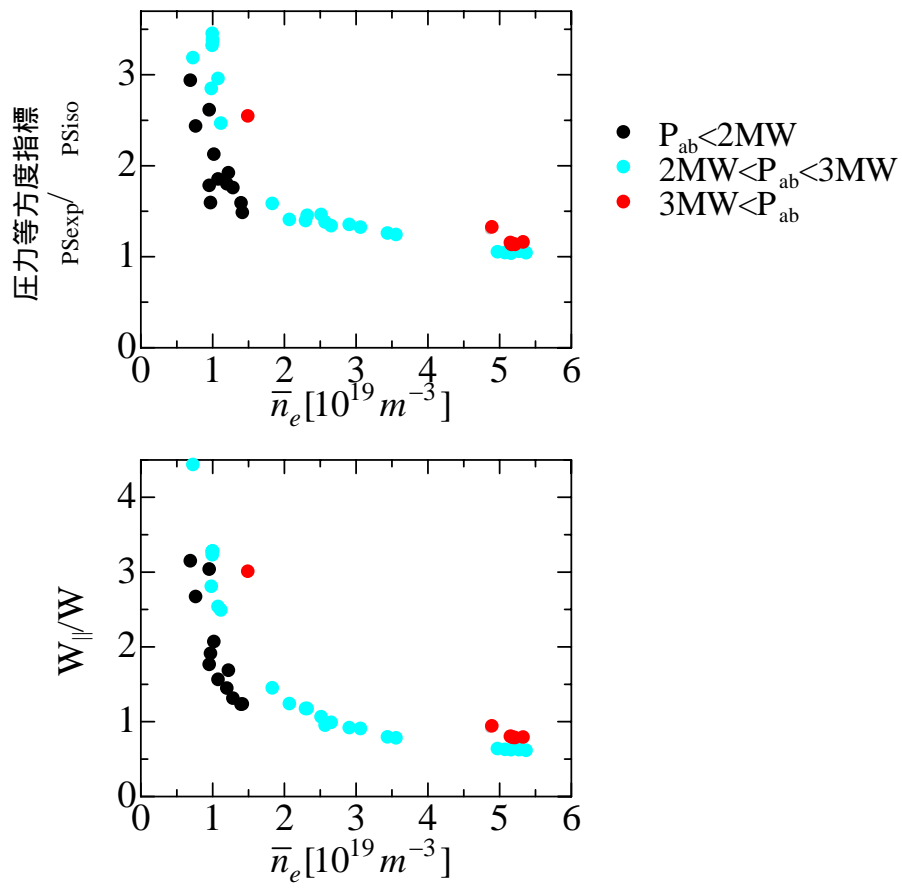


図 5 . 3 . 4 (a)磁気計測より評価した圧力非等方度指標と(b)FIT より評価した圧力非等方度の吸収パワー依存性

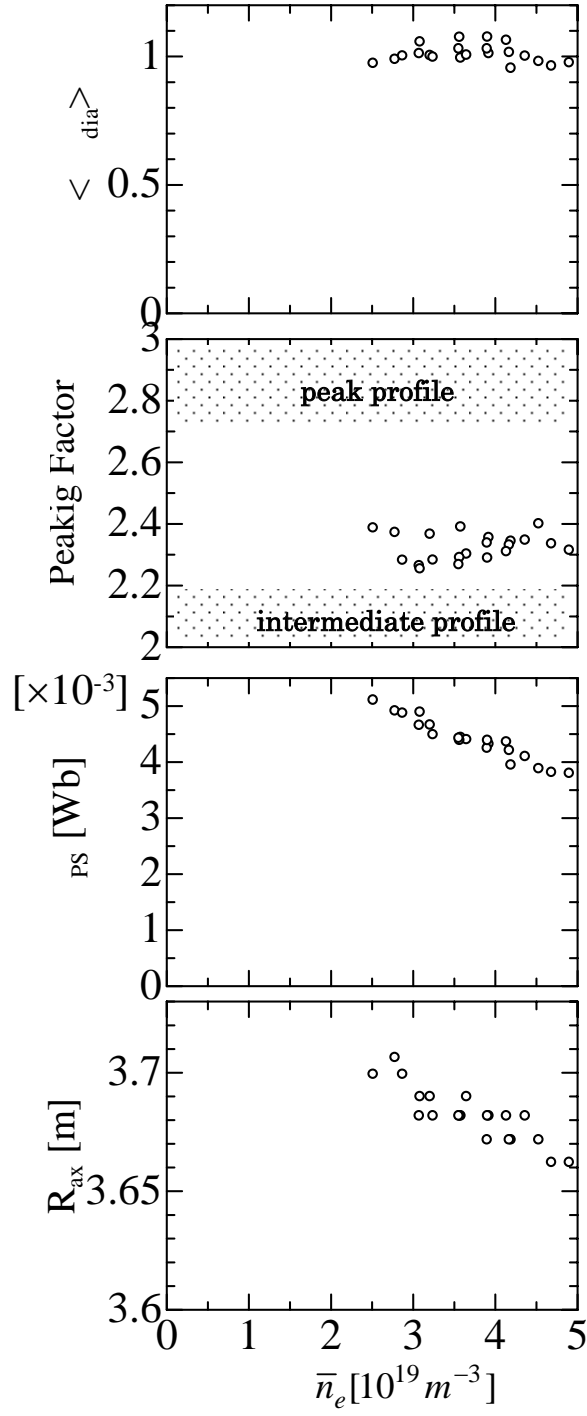


図 5 . 4 . 1 $\langle \text{dia} \rangle$, 熱化圧力分布 Peaking Factor , p_s , 磁気軸の電子密度依存性。
 (真空配位 : LHD 標準配位 , 磁場強度 1.5T)

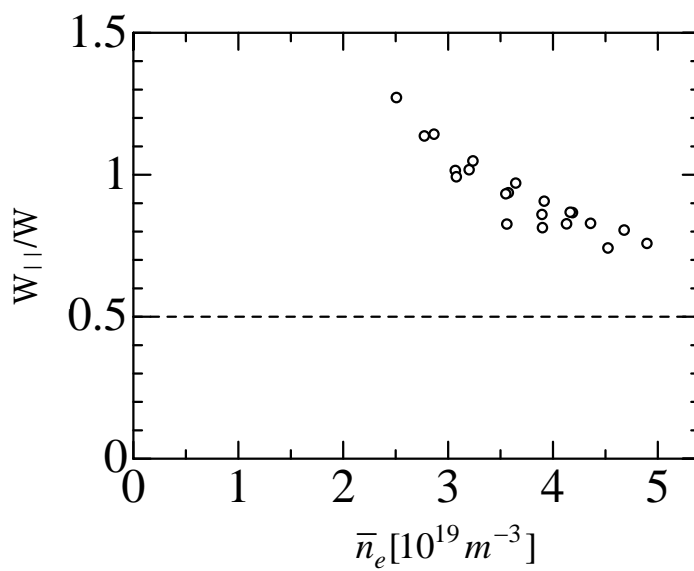


図 5 . 4 . 2 磁気計測より評価した圧力非等方度の電子密度依存性。(図 5 . 4 . 1 のデータに対応)

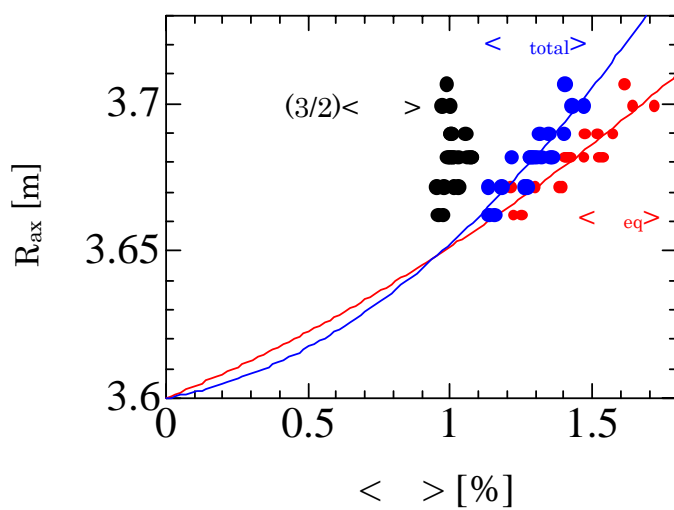


図 5 . 4 . 3 非等方圧力に対する磁気軸の依存性

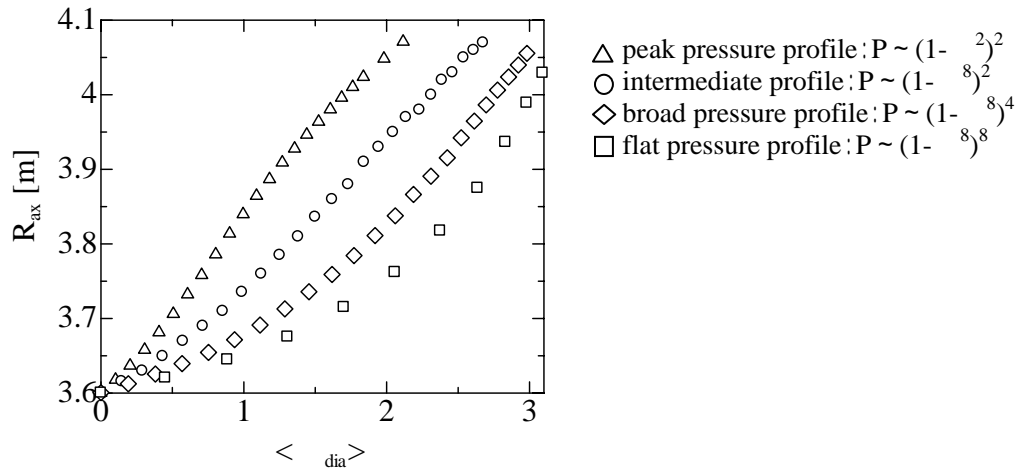


図5 . A . 1 マッピングに用いたデータベースの平均ベータ値と磁気軸(R_{ax}) (真空配位 : LHD 標準配位)

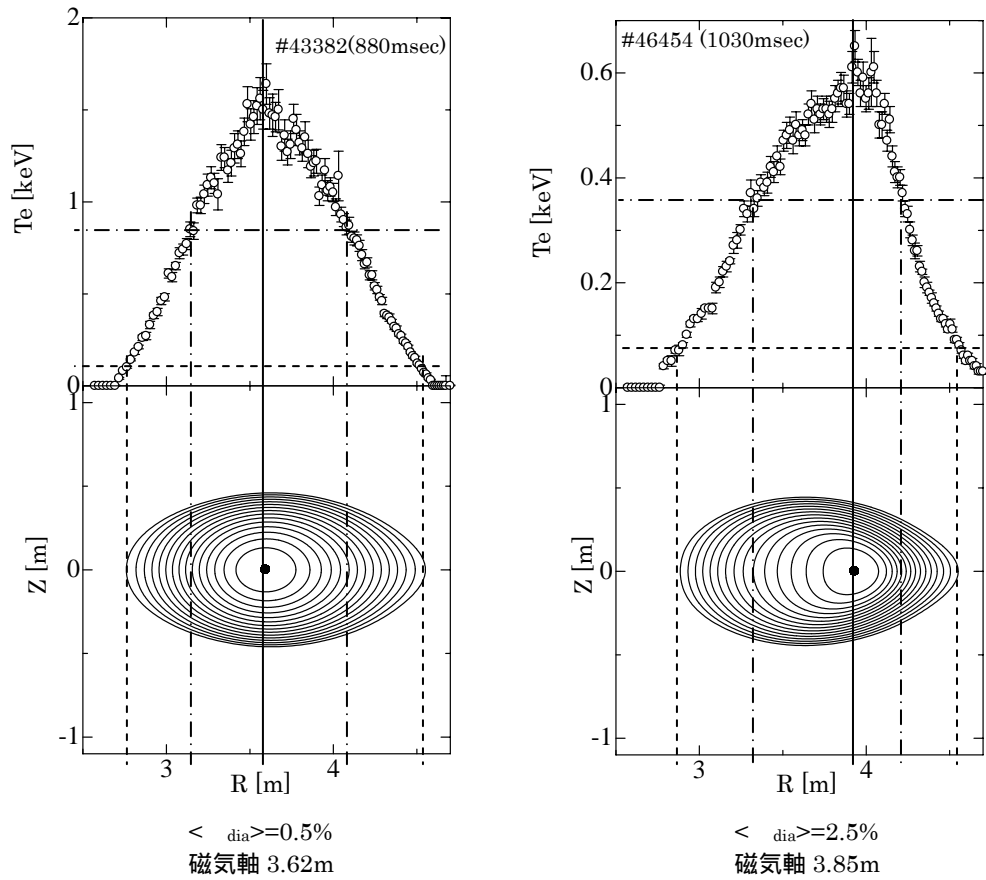


図5 . A . 2 マッピング法による磁気軸評価例 (真空配位 : LHD 標準配位)

参考文献

- [1] T. Yamaguchi, K.Y. Watanabe, S. Sakakibara et. al., Nucl. Fusion **45**, L33 (2005)
- [2] E.D. Andryukihina, I.S. Denilkin, K.S. Dyabilin, O.I. Fedyanin, in Controlled Fusion Plasma Physics (Proc. 12th Eur. Conf. Budapest, 1985), Vol. 9F, Part I, European Physical Society (1985) 481.
- [3] S. Morimoto, N. Yanagi, M. Nakgasuga et. al., Nucl. Fusion **28**, 1491 (1988)
- [4] J.P. Freidberg, “Ideal Magnetohydrodynamics”, Plenum Press
- [5] W.A. Cooper, S.P. Hirshman, T. Yamaguchi et al., Plasma Phys. Control. Fusion **47** 561 (2005)
- [6] W.N.G. Hitchon, Nucl. Fusion **23**, 383 (1983)
- [7] K. Narihara, I. Yamada, H. Hayashi and K. Yamauchi, Rev. Sci. Instrum **72**, 1122 (2001)
- [8] S. Murakami, N. Nakajima and M. Okamoto, Trans. Fusion Technol. **27**, 256 (1995)

第6章 乱れた磁気面を考慮した MHD 平衡コードを用いた平衡量同定精度向上^[1]

6.1 はじめに

磁場に対称性のある2次元トラス平衡においては、数学的に厳密な意味で1本の磁気軸の周りを入れ子状に取り囲む磁気面が存在し、対称性のない3次元トラス平衡においては、数学的に厳密な意味で入れ子状の磁気面は存在しないことが知られている。しかしながら、対称性を破壊する磁場の成分が十分小さい場合、共鳴する有理面では有限幅の磁気島が形成されその周りはストキャスティックな磁場構造が形成されるが、有理面から十分離れた無理面では last KAM 面と呼ばれるエルゴディックな閉じた磁気面群が構成されることが Grad によって示されている[2]。プラズマ閉じ込め磁場という実用的な立場から見ると、対称性のない3次元トラス平衡でも磁気島とエルゴディックな閉じた磁力線群が共存する「閉じた磁気面」が存在すると考えることが出来る。このようなことから通常、3次元トラスの一つである LHD では、通常は実際に存在するであろう磁気島やストキャスティックな構造を無視して近似的に入れ子状の磁気面のみで MHD 平衡が較正されていると仮定して MHD 平衡解を求めている。しかしベータ値が高くなると Pfirsch-Schlüter (P.S.)電流に起因する対称性を破壊する磁場成分が大きくなり、磁気島や磁気面の乱れ（ストキャスティックな磁場構造）が大きくなり、磁気面形状の観点からは、実用的にも入れ子状の磁気面のみで MHD 平衡が構成されているとはみなせない状態になってしまう。

従来磁気計測器の較正は、入れ子状の磁気面のみで MHD 平衡が形成されているという仮定の下で行われている（入れ子状の磁気面を仮定した MHD 平衡コード VMEC を用いている）。磁気計測器較正の観点からも、磁気島や磁気面の乱れを正確に扱える MHD 平衡解を用いた較正手法の確立は、MHD 平衡の同定精度の向上に繋がると期待される。本章では磁気面の乱れを考慮した平衡量同定手法を確立し、より精度の高い平衡量の同定を目的とする。これまでに磁気島や磁気面の乱れを考慮した磁気計測器信号の較正に関する研究は全くなされておらず、本研究が初めての試みとなる。

磁気面や磁気島の乱れを考慮した MHD 平衡解の評価には実空間平衡解析コード HINT[3]を用いる。これまで HINT と磁気計測器を結びつけた研究の報告はないが、HINT と実験で計測されるシャフラノフシフトとの比較を行った報告[4-6]があり、これらの報告と本研究との関連について以下に議論する。

- ・ 解析対象は LHD の NBI 放電
- ・ シャフラノフシフトの計測はトムソン散乱計測による T_e 分布を基にしている（付録 5. A 参照）

- ・ 実験データはトロイダル電流がゼロに近い放電を集めており、HINT もトロイダル電流がゼロとして計算している
- ・ HINT で評価されるシャフラノフシフトは自由境界 VMEC に比べ、シフト量が小さい
- ・ HINT で評価されるシャフラノフシフト量は実験データに近い
- ・ HINT で評価されるプラズマ境界の形状を固定境界 VMEC の入力条件とすると、磁気軸シフト量，回転変換分布といった平衡計算結果は両者でほぼ一致した

シャフラノフシフトは P.S.電流によって引き起こされ、3.1 節で述べたようにサドルループ磁束は P.S.電流に敏感である。従って、HINT コードを基にしたサドルループ磁束の評価を行った場合、自由境界 VMEC の評価結果より実験に近い事が推察される。以降、本章では磁気島や磁気面の乱れを考慮した場合と無視した場合の磁気計測信号強度の理論予測の違い、磁気島や磁気面の乱れを考慮した磁気計測信号強度の理論予測と実験結果の比較について議論する。この比較を通じて、磁気計測信号校正の観点から、磁気島や磁気面の乱れを取り扱った MHD 平衡解を用いた校正手法がどの程度 MHD 平衡量の同定精度向上に繋がるかについて考察する。

6.2. 入れ子状の磁気面仮定の有無による磁気計測器信号への影響

本節では、入れ子状の閉じた磁気面の仮定の有無による磁気計測器信号への影響を検討する。入れ子状の閉じた磁気面の仮定の有無による磁気計測器信号への影響を検討する上で、入れ子状の閉じた磁気面を仮定した MHD 平衡解である自由境界 VMEC と閉じた磁気面を仮定しない MHD 平衡解である HINT の 2 つの平衡解に基づいた磁気計測信号の理論予測と実験結果の比較を行う。3.2 節において述べたように HINT 用の磁気計測信号解析コードには、プラズマ電流に起因した磁気ポテンシャルを計算していないので DIAGNO は使用できないため、JDIA を用いる。従って、上述の 2 つの MHD 平衡解の磁気計測信号の評価を行う際には、自由境界 VMEC+DIAGNO(入れ子状の磁気面の仮定有：従来手法)，HINT+JDIA(入れ子状の磁気面の仮定無：新手法)により評価する。

新手法と従来手法の比較を行う上で、双方の計算条件を一致させる必要がある。真空磁場に関しては HINT，自由境界 VMEC 共、真空磁場の磁気軸 3.6m の LHD 標準配位とした。トロイダル電流分布はプラズマ全領域でゼロとした。自由境界 VMEC は圧力を規格化小半径の関数として入力する。HINT の計算結果として得られた圧力を自由境界 VMEC の

入力とすることにより、圧力分布の整合をとった。自由境界 VMEC においてはプラズマ領域の大きさに関する入力条件があるが、実空間でほぼ同じ圧力分布を入力条件として用いるとプラズマ領域の大きさを変えてもシャフラノフシフト量、反磁性磁束信号及びサドルループ磁束信号の大きさは殆ど変わらなかった。(付録 6 . A 参照)

以下、自由境界 VMEC + DIAGNO(従来手法)と HINT + JDIA(新手法)を LHD の反磁性ループ磁束とサドルループ磁束の評価に適用し、比較した結果を示す。

図 6 . 2 . 1 に反磁性磁束における比較を示す。従来手法と新手法は 5 % 程度の差でありほぼ一致している。3 . 4 節にて述べたように蓄積エネルギーと $\langle \text{dia} \rangle$ は反磁性磁束と線形関係である為、新旧手法により蓄積エネルギーと $\langle \text{dia} \rangle$ を評価した場合、その差は 5 % 程度の差しかない。図 6 . 2 . 2 にサドルループ磁束における従来手法と新手法の評価結果を示す。ここでは、P.S.電流が作り出す垂直磁場の総量を表すため、プラズマ上部のサドルループ 6 個の磁束の和を示している。新旧手法の差は反磁性磁束の場合とは異なり、約 30 % の大きな差が見られる。付録 3 . D で示したように自由境界 VMEC + DIAGNO と自由境界 VMEC + JDIA は精度良く一致していることから、図 6 . 2 . 2 に見られる 30 % の差は MHD 平衡解の違いによるものである。HINT と自由境界 VMEC を比較した報告 [4-6]によれば HINT のシャフラノフシフト量は自由境界 VMEC のシャフラノフシフト量より小さいことが示されている。シャフラノフシフトは P.S.電流により引き起こされるため、図 6 . 2 . 2 の結果と [4-6]の報告は矛盾しない。

HINT と自由境界 VMEC にてシャフラノフシフト量、及び P.S.電流量を比較した結果、差が生じる要因について検討する。まず、以下の 2 つの要因が考えられる。

- ・ 高ベータの HINT の解析によると次節に示すようにエルゴディック領域に有意な圧力が見られる。エルゴディック領域の P.S.電流が磁気軸シフトやサドルループ磁束に影響を及ぼす
- ・ 自由境界 VMEC はプラズマ境界形状を決める際、閉じた磁気面を仮定するが、HINT はその仮定が無いため両者のプラズマ境界形状は異なる。プラズマ境界形状はプラズマ内の磁気面分布、磁場構造に大きく影響する。プラズマ内の磁気面分布、磁場構造としてアスペクト比 [7]やバンピネス [8]が異なる条件では、その他の平衡条件が同じ場合でも磁気軸シフト量が異なるとの報告がある。自由境界 VMEC と HINT のプラズマ境界形状が異なることにより、磁気軸シフト量が異なる

[6]によれば、HINT の結果として得られるプラズマ周辺の等圧力面を固定境界 VMEC の入力として用いた場合、両者の磁気軸シフトはほぼ一致 ($\pm 1 \text{ cm}$ 以内) することが報告されている。LHD の磁場配位においてきれいに閉じた磁気面が存在するという仮定が最も成り立ちにくいのがプラズマの周辺部である。従って自由境界 VMEC と HINT では“最外殻

磁気面”の決め方が大きく異なり、この形状の決め方の違いがシャフラノシフトの違いに繋がっていると考えられる。

6.3 乱れた磁気面を考慮した MHD 平衡量同定手法の検証

前節でサドルループ磁束の理論予測に対して MHD 平衡解の評価法の違いで大きな差が現れた。本節ではサドルループ磁束に関して、計測値と新旧手法による理論予測の比較を行う。図 6.3.1 に反磁性磁束に対するサドルループ磁束の実験データと新旧手法による理論予測の比較を示す。2.2 節で述べたように LHD のサドルループはトロイダル周期性と上下対称性を仮定すると 6 種類のサドルループに分けられる。VMEC と HINT は共にトロイダル周期対称と上下対称を仮定している。この 6 種類のサドルループの位置はポロイダル断面に投影すると図 2.3.6 の模式図で示した様にポロイダル角度 で特徴付けられる。図 6.3.1 においても図 2.3.6 に対応したポロイダル角度 を用いてサドルループ位置を表す。

実験条件と MHD 平衡解析の計算条件を一致させる為、実験データは計算条件と同じ真空磁場、トロイダル電流が小さい ($|I_p| < 7[\text{kA/T}]$)、及び圧力分布がほぼ同じという条件から選択する。また、HINT と自由境界 VMEC は共に等方圧力を仮定している。5 章で述べたように LHD においては、サドルループ磁束の計測値は接線 NBI が作り出す非等方ビーム圧力 ($p_{\parallel} > p$) に対して敏感である。従って、前述の条件に加え、熱化圧力に対してビーム圧力の割合が小さな実験データを抽出する必要がある。具体的には (ビーム圧力 / 熱化圧力) $< 2.0\%$ のデータを抽出した。ここでビーム圧力は FIT により評価し、熱化圧力はトムソン散乱と FIR 干渉計による電子温度と電子密度から $T_e = T_i$, $Z_{eff} = 1$ として評価した。5 章で述べたようにビーム圧力は密度に強く依存するため、ビーム圧力の割合の小さな実験データは必然と密度の高いデータ群となり、 $\bar{n}_e > 3.8 \times 10^{19}[\text{m}^{-3}]$ に対応している。

図 6.3.1 より、新手法は従来手法に比べ P.S. 電流が実験データに近いことが分かり、[4-6] の報告と矛盾しない。圧力分布、 β 値、及び蓄積エネルギーを磁気計測器により同定する上で、HINT と JDIA による手法の有効性が示された。

新手法と実験データに注目すると、新手法と実験データとの間の差がサドルループによって若干異なる。 $0^\circ < \theta < 90^\circ$ はトラス外側に配置されてループに対応し、また $90^\circ < \theta < 180^\circ$ はトラス内側のループに対応する。従って、トラス内側は外側に比べて実験データと新手法の差が若干大きい。図 6.3.2 に HINT コードと実験データの正味圧力のプラズマ境界位置の比較を示す。プラズマ境界位置として、プラズマ中心から周辺にか

けての圧力の体積積分値(蓄積エネルギー)が99%となる位置をプラズマ境界と定義した。ここでは、横長断面の赤道面上におけるトーラス内側と外側のプラズマ境界位置を示している。実験における境界の評価ために、トムソン散乱とFIR干渉計による電子温度と電子密度から蓄積エネルギーを評価し、99%となる位置を得ている。トーラス外側における実験データとHINTのプラズマ境界位置の差は7cm程度であるが、内側ではその差が10cm程度有る。実験データと新手法についてサドルループ磁束を比較した結果、トーラス内側に配置されているループが外側より両者の差が大きかった原因は、境界位置の差が要因であると考えられる。図6.3.3はHINTと実験で得られた圧力分布の比較を行ったものである[5]。この図においても、トーラス内側のプラズマ境界付近に実験データとHINTの若干の圧力の差が見られる。これらの解析において、HINTは磁力線をトーラス5周追跡し、5周以内に壁に到達した磁力線上の圧力をゼロとした計算条件を用いている。ここで、壁はヘリカル座標系の計算領域の終端である。特に周辺領域の圧力は、圧力をゼロとするための磁力線の追跡長に強く依存すると考えられる。今後、圧力をゼロとするための磁力線の追跡長を、磁力線長に応じた長さに設定することにより、より実験に近いプラズマ境界位置、P.S.電流が得られる可能性がある。

付録 6 . A .自由境界 VMEC においてプラズマ領域の大きさが MHD 平衡解に与える影響の検討

自由境界 VMEC は 3 章付録で述べた手法によりプラズマ境界形状を評価するが、この際、プラズマ領域を通過する真空トロイダル磁束 ϕ を入力として与える必要がある。 ϕ を大きく取るとプラズマ中を通過するトロイダル磁束を大きくする為にプラズマ断面積（及び体積）は大きくなる。従って ϕ の入力値によりプラズマ領域の断面積と体積が変化する（図 6 . A . 1 参照）。自由境界 VMEC では規格化小半径の関数として圧力分布の入力値を与えるが、規格化小半径の関数としての圧力分布が同じであっても、後に示すように ϕ の選び方によって磁気軸シフト量や P.S.電流量は変わる。これは図 6 . A . 2 に示すように、規格化小半径としての圧力分布が同じであっても、 ϕ が異なる事により実座標で見た圧力分布が異なる為である。これは r を小半径とすると P.S.電流が dp/dr に依存する為である。逆に実座標で見た圧力分布がほぼ同じという条件で ϕ が異なれば、プラズマ領域周辺部の圧力が削られるか又は広がる事になる（図 6 . A . 6 (b) , 及び図 6 . A . 7 (b) 参照）。プラズマ領域周辺部の圧力が削られるか又は広がる事による MHD 平衡解への影響が小さければ、自由境界 VMEC や HINT と実験のシャフラノフシフト量や磁気計測信号の違いを調べるには実座標で見てほぼ同じ圧力分布の条件の下で比較すれば良い。その影響が大きい場合には実座標で見て同じ圧力分布がほぼ同じという条件に留まらず、プラズマ領域境界部の詳細な圧力分布やプラズマ体積まで一致させた条件の下で自由境界 VMEC , HINT , 及び実験のデータを比較する必要がある。本付録では ϕ の選び方（即ちプラズマ領域の大きさ）によってシャフラノフシフト量や P.S.電流量が変わるかどうかを検討するが、実座標で見てほぼ同じ圧力分布の条件の下で ϕ の選び方により自由境界 VMEC で計算された MHD 平衡解がどのような影響を受けるかを調べた。

まず、本論文で用いている ϕ の値の選び方について述べる。ヘリカル装置においては数学的に厳密な意味で入れ子状の磁気面は存在しないことが知られている。真空磁場計算によると磁気面形状の観点から磁気軸に近い領域は実用的に入れ子状の磁気面が構成されているが周辺領域は磁気面が乱れたり、磁力線が壁に繋がったりしていることが知られている。図 6 . A . 3 , 及び図 6 . A . 4 は真空磁場における最も外側のきれいに閉じた入れ子状の磁気面(OMFS ; well-defined Outermost Magnetic Flux Surface)の位置や形が磁気軸の位置を変えることによりどのように変化するかを示している。図 6 . A . 3 は横長断面における OMFS の赤道面上の大半径位置を示しており、図 6 . A . 4 は横長断面の OMFS の形状を示している。これらの図から磁気軸 3.6m 以上の配位では横長断面における OMFS のトラス外側位置はほぼ一定であることが分かる。また、磁気軸 3.6m 以下では OMFS のトラス内側位置がほぼ一定であることが分かる。この理由はポロイダルコイルによる垂直磁場を大きく制御しても、きれいに閉じた入れ子状の磁気面が構成できる領域にはヘリカルコイルからの距離で決まる制限がある為と考えられている。有限ベータに

よるシャフラノフシフトの機構を考えると、P.S.電流による垂直磁場がその要因である。ここで P.S.電流による垂直磁場もポロイダルコイルによる垂直磁場同様に、垂直磁場が大きく変化してもきれいに閉じた入れ子状の磁気面が構成できる領域には制限があると考えられる。そこで、ベータ値や圧力勾配が大きくなりそれによる大きなシャフラノフシフトが発生しても、磁気軸 3.6m 以上では横長断面における OMFS のトラス外側位置はほぼ一定であり、磁気軸 3.6m 以下では OMFS のトラス内側位置がほぼ一定であると仮定する。またその位置は図 6 . A . 3 に示した位置と同じであるとする。この仮定を用いることにより、自由境界 VMEC により得られるプラズマ領域の境界の空間位置 1 点が決まる。プラズマ領域の境界の形状は自由境界 VMEC によって評価され、その大きさは ρ に依存するので、プラズマ領域の境界の空間位置 1 点が決まればそれを満たす ρ は一意に決まる。以上を纏めると、自由境界 VMEC に入力する ρ を決める事とプラズマ境界位置の 1 点を決めることは等価である。その位置は横長断面における真空配位の OMFS の赤道面上のトラス外側位置（磁気軸 3.6m 以上の場合）または内側位置（磁気軸 3.6m 未満の場合）と同じとする。ここで、LHD の高ベータ実験で典型的な磁場配位（真空での磁気軸 3.6m）を例に示す。

自由境界 VMEC の入力として横長断面における真空配位の OMFS の赤道面上のトラス外側位置をプラズマ領域の境界が通るとして決めた ρ を用いて MHD 平衡解を計算した時のプラズマ領域の境界の形状を図 6 . A . 5 に示す。ベータ値の上昇と共に磁気軸やプラズマ領域の境界のトラス内側位置はトラス外側にシフトしているが、プラズマ領域の境界のトラス外側位置は前述のように固定している。トラス外側にリミターがあるように見えるのでこの ρ の決め方をトラス外側リミターモデルと呼ぶ。本研究においてもトラス外側リミターモデルを用いている。トラス外側リミター位置（即ち ρ の決め方）によって磁気軸シフト量や P.S.電流量が変化するかどうかを以下に検討する。

規格化小半径で見て圧力分布が同じであれば、 ρ が異なれば実座標で見た圧力分布は異なる（図 6 . A . 2 参照）。 ρ が小さい方の圧力分布をリファレンスとする。 ρ を大きくした圧力分布は実座標で見ると図 6 . A . 6 (a) に示すようにリファレンスより broad になる。実座標で見た圧力分布が同じ条件を作る為に、 ρ を大きくした場合の圧力分布を規格化小半径で見て、より急峻にして、図 6 . A . 6 (b) に示すようにリファレンスと実座標で見た圧力分布が同じようにする。実座標で見た周辺領域の圧力分布は図 6 . A . 6 (b) に示すようにリファレンスとの ρ を大きくした場合では違いが生じる。また、逆にリファレンスより ρ を小さくした場合は、規格化小半径で見た圧力分布の勾配をリファレンスより緩やかにすることにより、周辺領域を除き実座標で見た圧力分布がほぼ同じ条件を作ることが出来る（図 6 . A . 7）。この様に実座標で見た圧力分布がほぼ同じで ρ の大きさが異なる条件を作り、自由境界 VMEC、及び DIAGNO によって磁気軸シフト、サドルループ磁束を比較したものを図 6 . A . 8 と図 6 . A . 9 に示す。本章における自由境界 VMEC

の解析にはトーラス外側リミター位置 $R=4.677\text{m}$ を用いている。図 6 . A . 8 はリファレンスはトーラス外側リミター位置 $R=4.551\text{m}$ とし、リファレンスの ρ より大きな ρ となるトーラス外側リミター位置 $R=4.677\text{m}$ との比較を行っている。即ち、図 6 . A . 6 に示した関係に相当する。また、図 6 . A . 9 はトーラス外側リミター位置 $R=4.727\text{m}$ と、それより ρ が小さいトーラス外側リミター位置 $R=4.677\text{m}$ との比較を行っている。即ち、図 6 . A . 7 に示した関係に相当する。図 6 . A . 8 , 及び図 6 . A . 9 より、実空間でほぼ同じ圧力分布を入力条件として用いるとトーラス外側リミター位置を変えても、シャフラノフシフト量やサドルループ磁束信号の大きさは殆ど変わらない事が分かる。即ち、プラズマ領域の大きさに相当する ρ の選び方を変えても、実空間でほぼ同じ圧力分布で比較する限り、シャフラノフシフト量やサドルループ磁束信号の大きさは殆ど変わらないことが分かった。

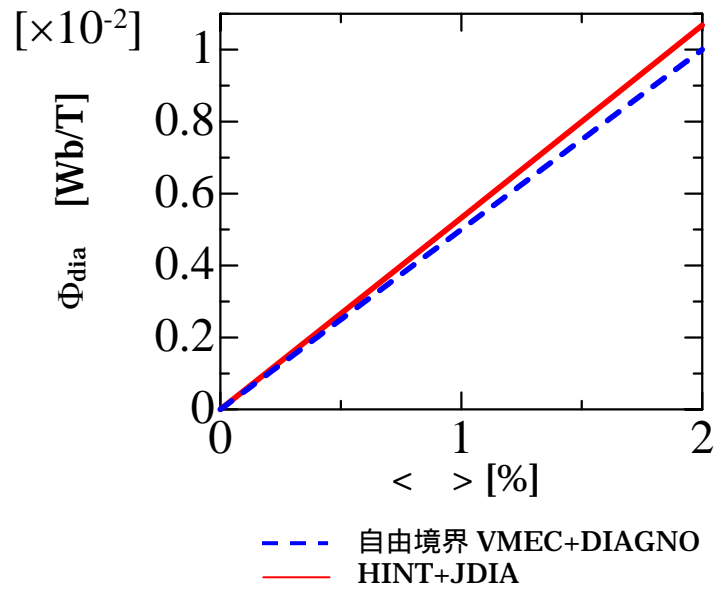


図 6 . 2 . 1 新旧手法による反磁性ループ磁束の評価（真空配位：LHD 標準配位，圧力分布：intermediate，トロイダル電流：ゼロ）

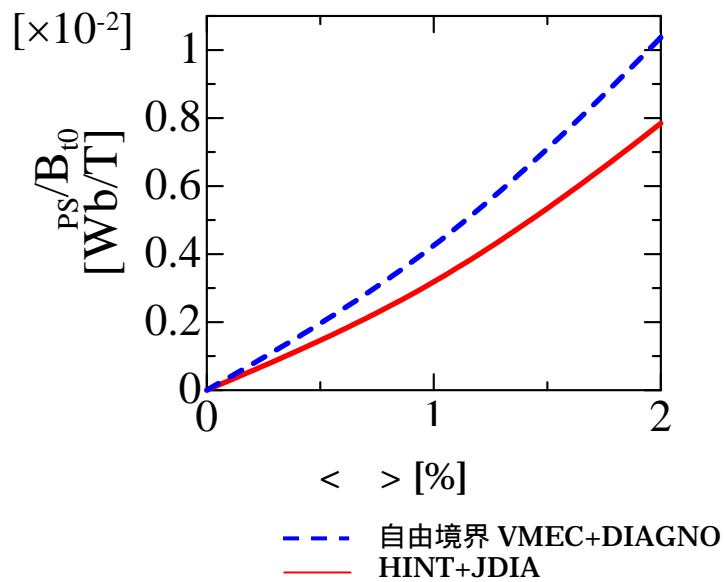


図 6 . 2 . 2 新旧手法によるサドルループ磁束の評価（真空配位：LHD 標準配位，圧力分布：intermediate，トロイダル電流：ゼロ）

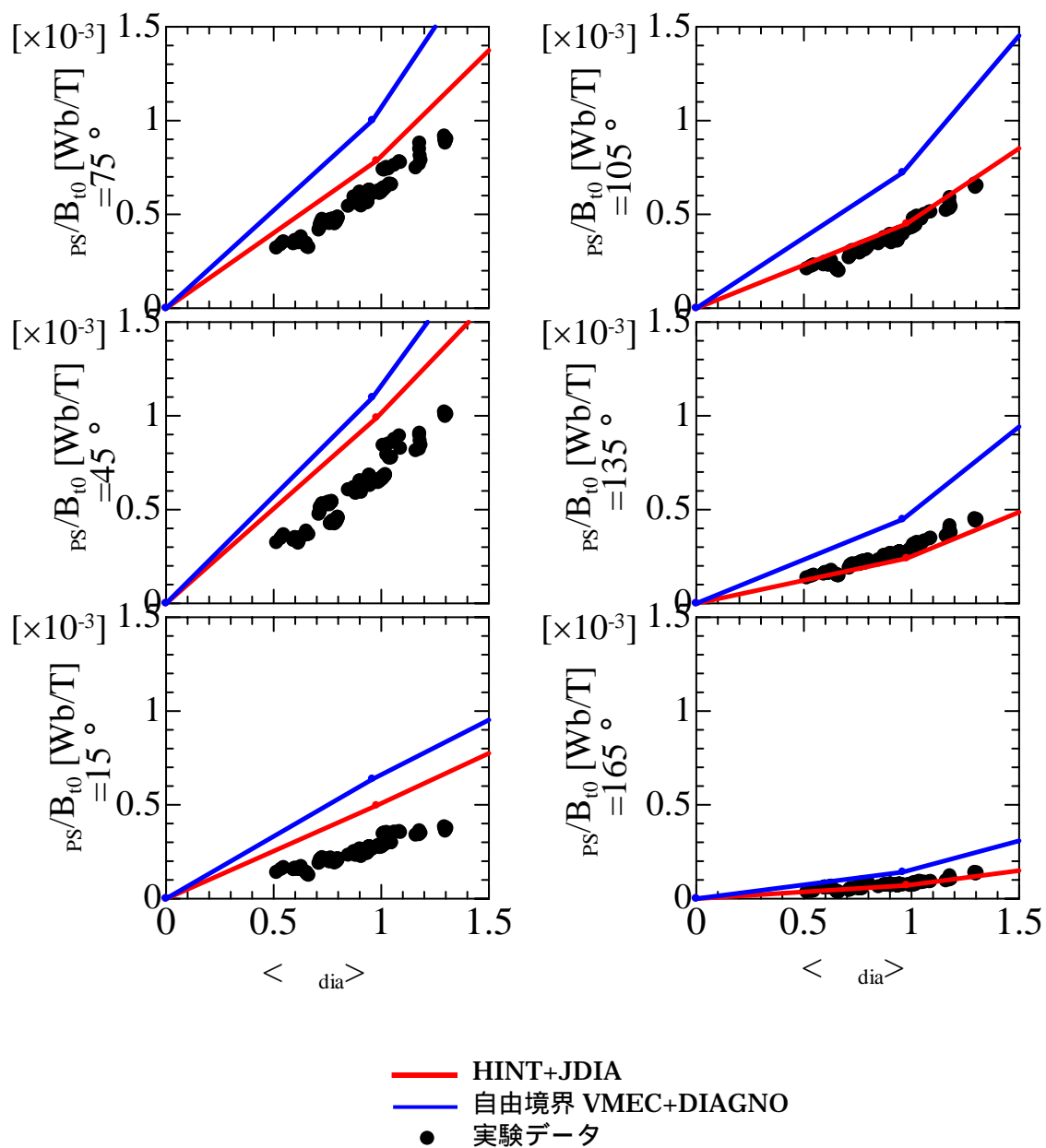


図 6 . 3 . 1 サドルループ磁束の新旧手法による評価結果、及び実験データ（真空配位：LHD 標準配位，磁場強度：1.5, 2.0, 2.75T ）

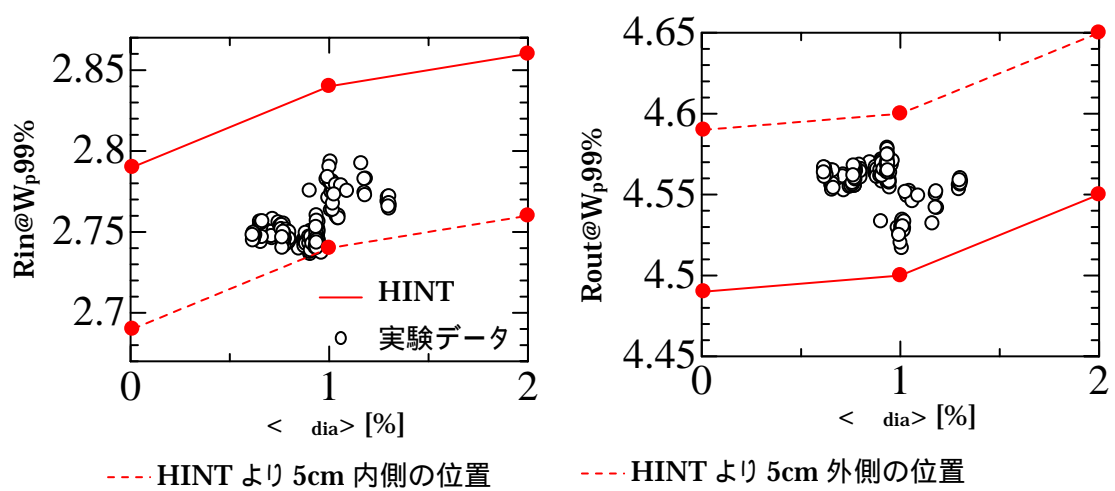


図 6 . 3 . 2 プラズマ境界位置のベータ値依存性 (図 6 . 3 . 1 の実験データに対応)。プラズマ中心から周辺にかけての圧力の体積積分値 (蓄積エネルギー) が 99%となる位置をプラズマ境界と定義し、 $R_{in@Wp99\%}$ は横長断面の赤道面上におけるトーラス内側位置、 $R_{out@Wp99\%}$ はトーラス外側のプラズマ境界位置を表す。

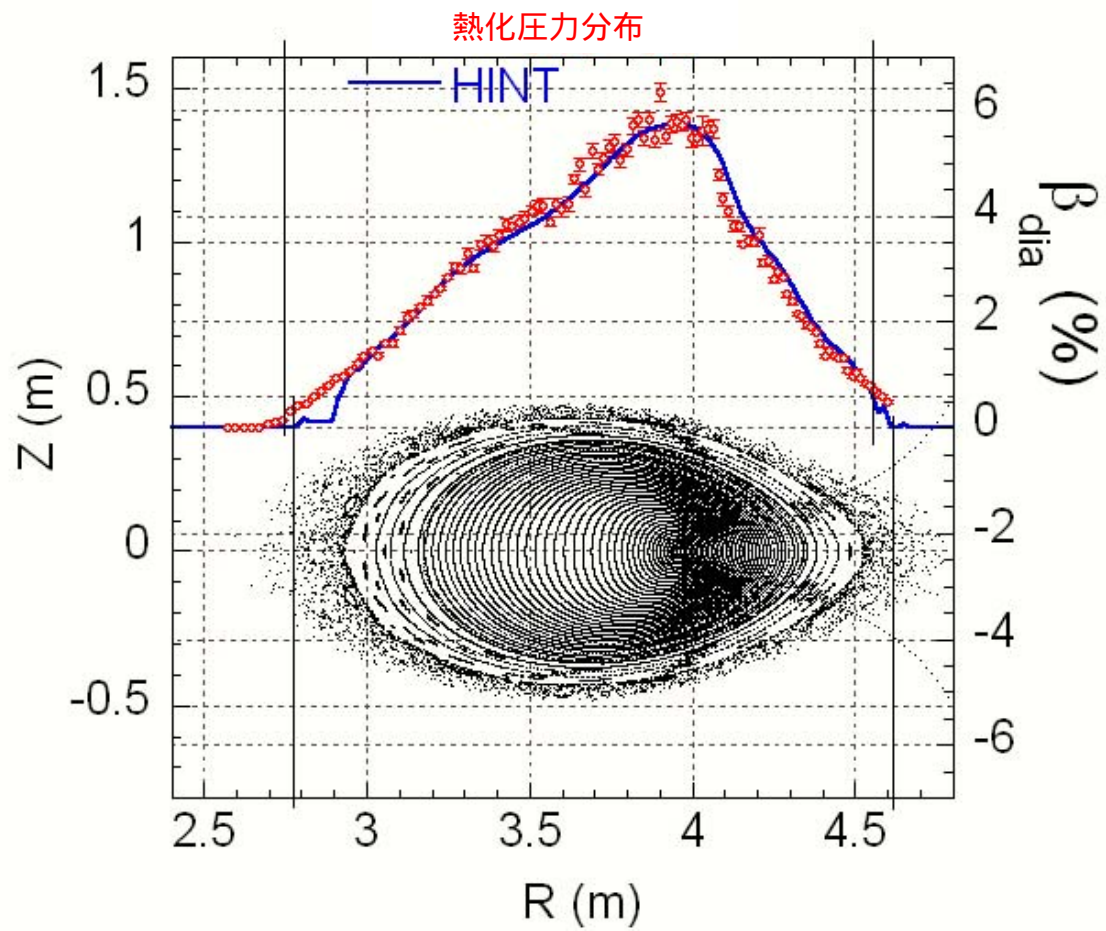


図 6 . 3 . 3 HINT 計算結果のポアンカレプロット (黒線), 圧力分布 (青線) と熱化圧力分布計測 (赤丸) の比較 (参考文献[5]より抜粋)

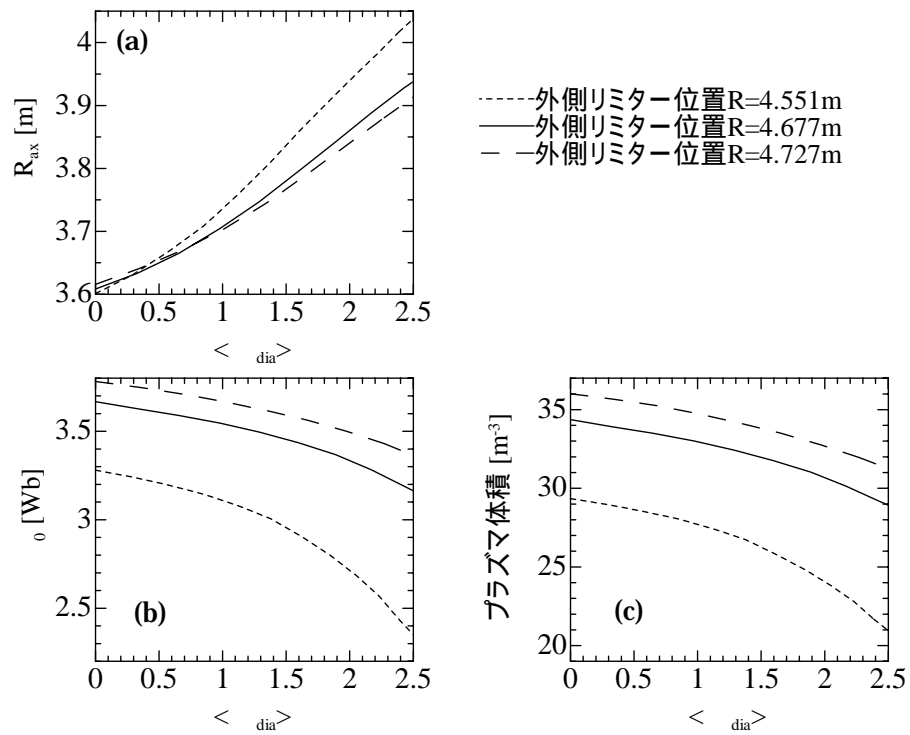


図6 . A . 1 プラズマ中を通過する真空トロイダル磁束 B_0 を変えた場合の(a)磁気軸 , (b) B_0 , (c)プラズマ体積の変化(真空配位:LHD 標準配位(磁気軸 3.6m) , 圧力分布:intermediate , トロイダル電流:ゼロ)。ここで、 B_0 はトーラス外側リミタモデルによって評価しており、トーラス外側リミタ位置を3種類変える事により B_0 を変えている。

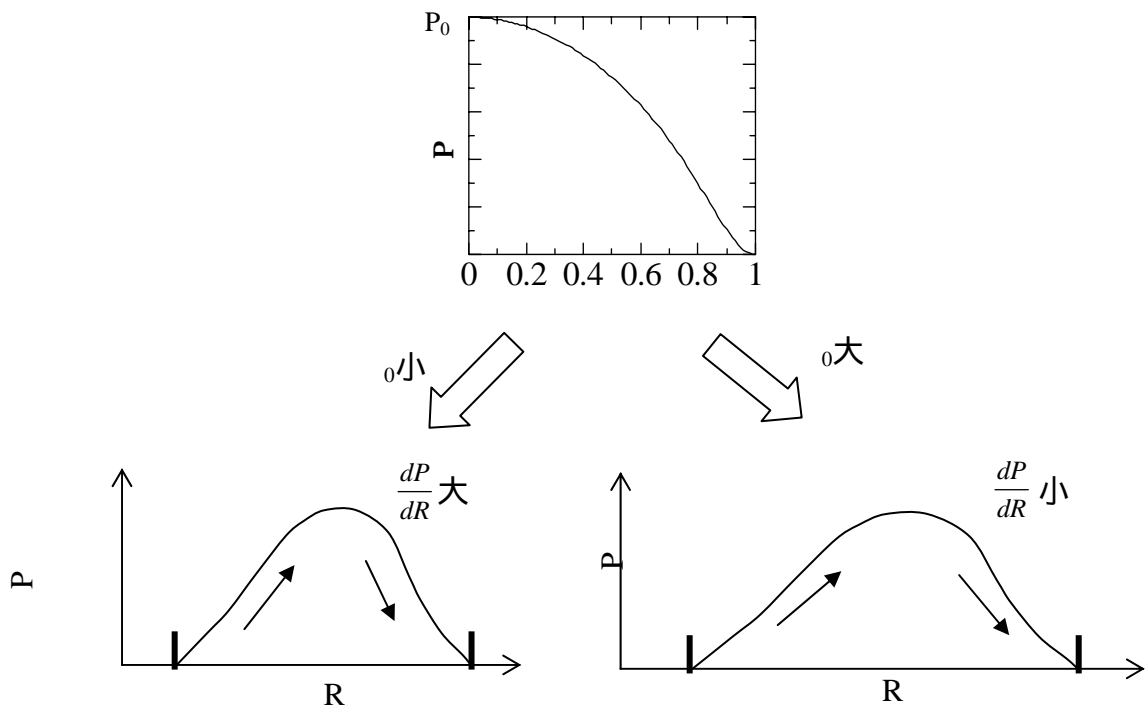


図 6 . A . 2 規格化半径の関数としての圧力分布が同じで P_0 が異なる場合の実座標上の圧力分布の模式図

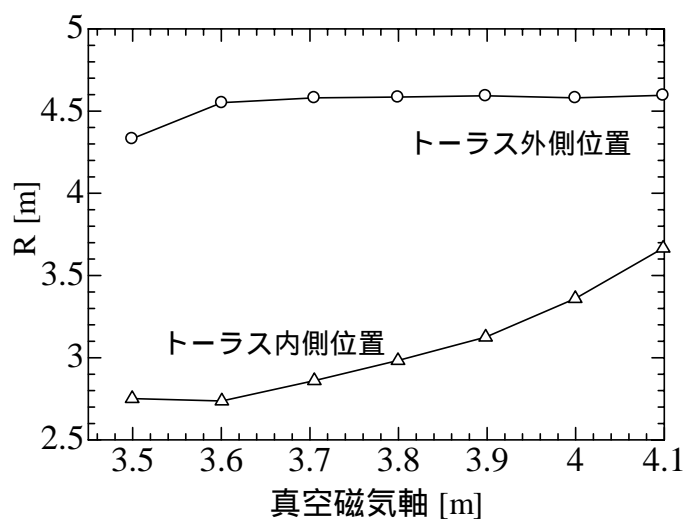


図 6 . A . 3 横長断面における OMFS の赤道面上の大半径位置の真空配位（磁気軸）依存性

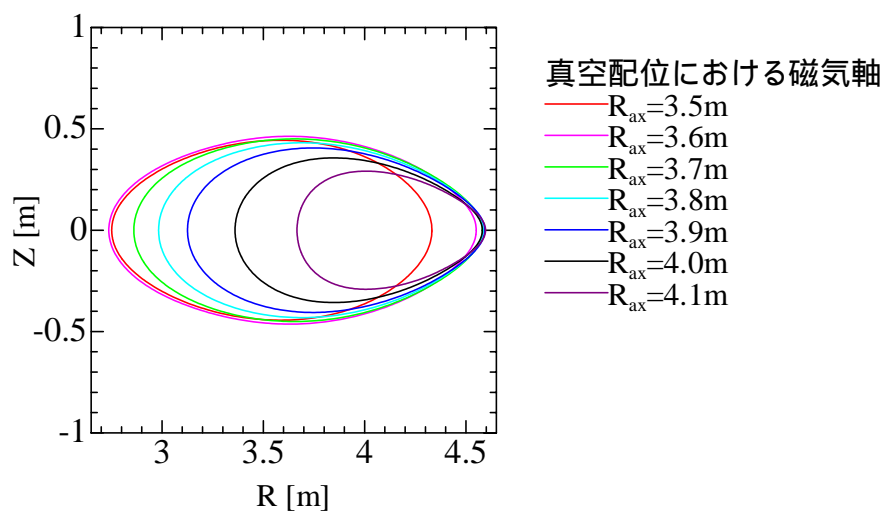


図 6 . A . 4 プラズマ境界の真空配位（磁気軸）依存性

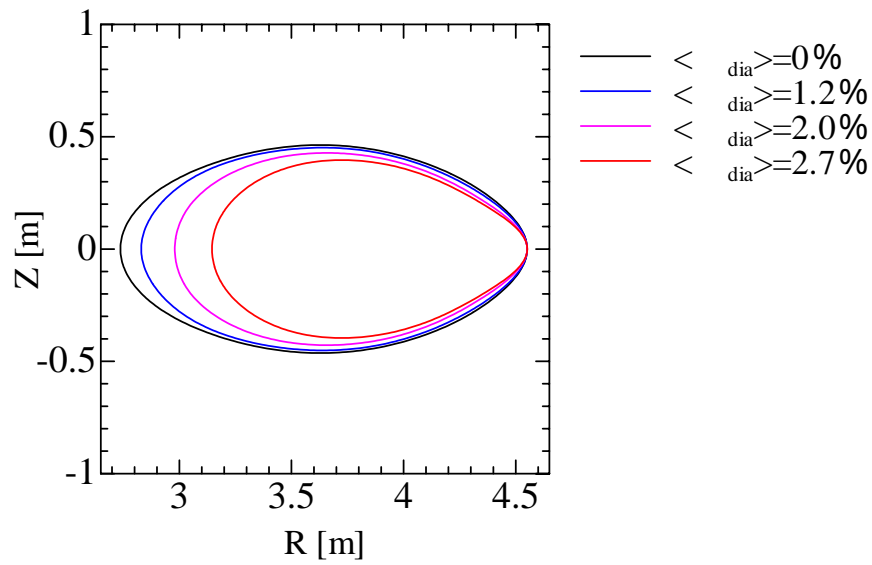


図 6 . A . 5 トーラス外側リミターモデルを用いて自由境界 VMEC で評価したプラズマ境界（真空配位：LHD 標準配位(磁気軸 3.6m)，圧力分布：intermediate，トロイダル電流ゼロ）

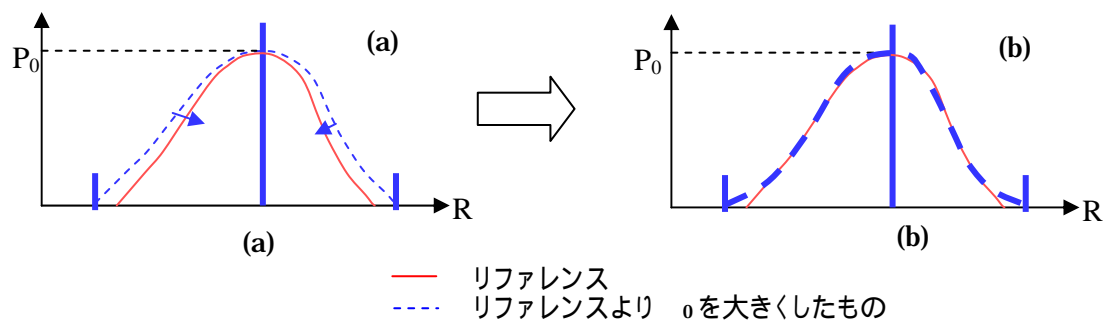


図 6 . A . 6 リファレンスに対して β_0 を大きくした場合の圧力分布の一致させ方

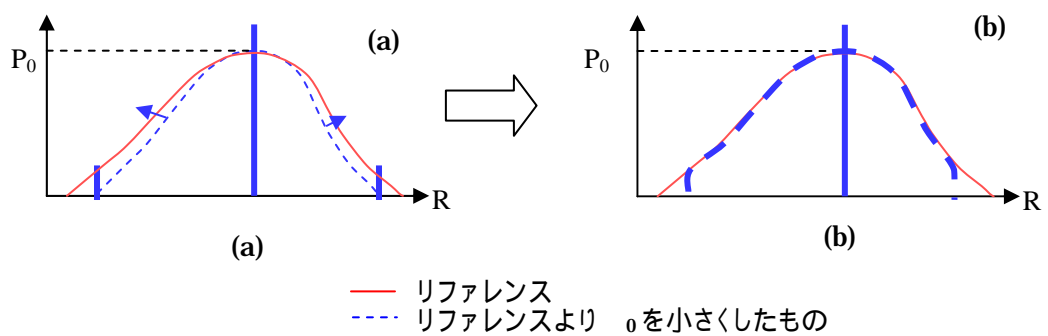
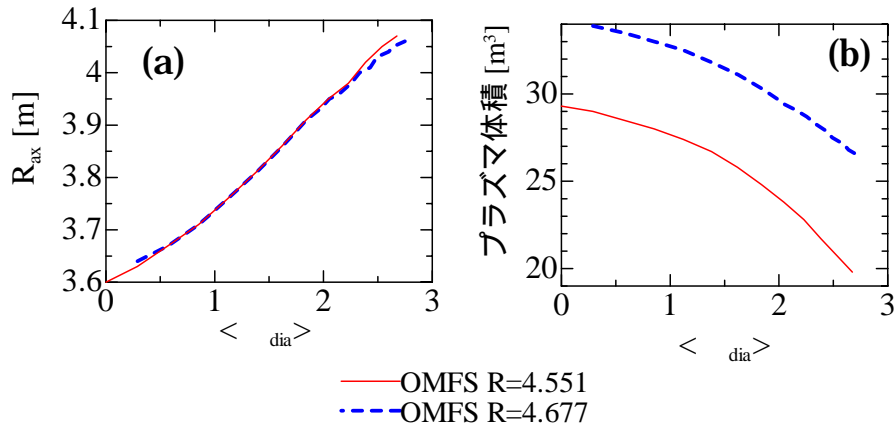


図 6 . A . 7 リファレンスに対して β_0 を小さくした場合の圧力分布の一致させ方



(c)

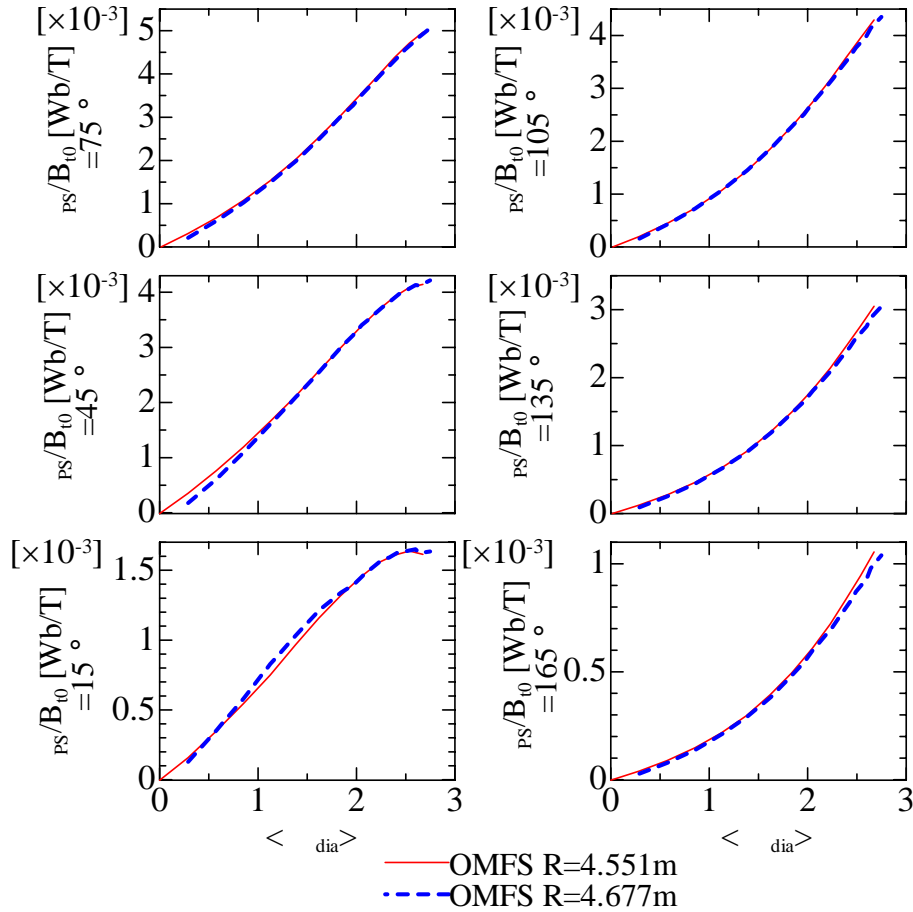


図6 . A . 8 リファレンスより大きな θ を用いた場合の(a)磁気軸 , (b)プラズマ体積 , (c) サドルループ磁束の評価結果。リファレンスの θ は $R=4.551\text{m}$ のトラス外側リミタモデル , リファレンスより大きな θ は $R=4.677\text{m}$ のトラス外側リミタモデルを用いて評価した (真空配位 : LHD 標準配位 , トロイダル電流ゼロ)

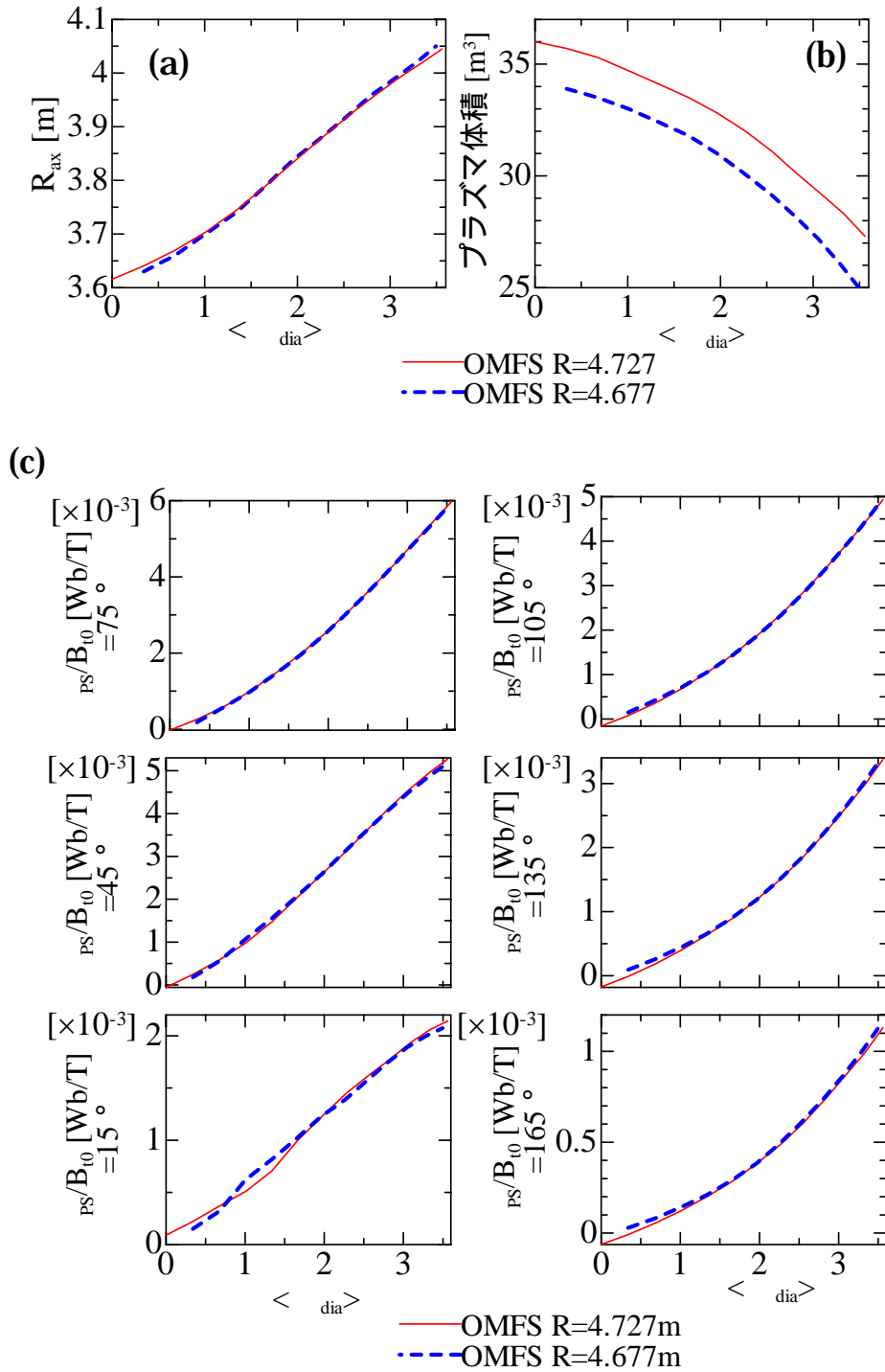


図 6 . A . 9 リファレンスより小さな θ_0 を用いた場合の (a) 磁気軸 , (b) プラズマ体積 , (c) サドルループ磁束の評価結果。リファレンスの θ_0 は $R=4.727\text{m}$ のトーラス外側リミタモデル , リファレンスより大きな θ_0 は $R=4.677\text{m}$ のトーラス外側リミタモデルを用いて評価した (真空配位 : LHD 標準配位 , トロイダル電流ゼロ)

参考文献

- [1] T. Yamaguchi, K.Y. Watanabe, S. Sakakibara et. al., J. Plasma Fusion Res. (to be submitted)
- [2] H. Grad, Phys. Fluids, **10**, 137 (1967)
- [3] K. Harafuji, T. Hayashi and T. Sato, J. Comput. Phys. **81**, 169 (1989)
- [4] K.Y. Watanabe, A. Weller, S. Sakakibara, et.al., Fusion Sci. Technol., **46**, 24 (2004)
- [5] K.Y. Watanabe, S. Sakakibara, K. Narihara et.al., in Joint Meeting of 2nd 21COE Plasma Theory Workshop and US-Japan JIFT WorkShop on “Progress of theoretical analyses in three dimensional configurations”
- [6] Y. Suzuki, in Joint Meeting of 2nd 21COE Plasma Theory Workshop and US-Japan JIFT WorkShop on “Progress of theoretical analyses in three dimensional configurations”
- [7] T. Kobuchi, K. Ida, M. Yoshinuma, in Plasma Physics and Controlled Fusion (Proc. 31st Eur. Conf. London, 2004), 28G, European Physical Society, P-5.115 (2004)
- [8] N. Nakajima, S.R. Hudson, C.C. Hegna and Y. Nakamura, Nucl. Fusion, **46**, 177 (2006)

第 7 章 総括

本研究ではヘリカル装置における平衡量同定手法の高度化と高精度化を目指した研究を行った。

第 2 章では実験装置 LHD の概要とその平衡特性，及び磁気計測器について述べた。

第 3 章では磁気計測の計測対象となる 3 種類の電流（非誘導トロイダル電流，反磁性電流，及び P.S. 電流）について述べた。また、3 次元 MHD 平衡コードと磁気計測器信号解析コードについて述べた。またそれらのコードと磁気計測の組み合わせによる従来の平衡量の同定手法について、LHD における平均ベータ値と蓄積エネルギーの評価を例として示した。従来の平衡量同定手法は以下の仮定を基にした手法であった。

- ・全ての磁気面で正味トロイダル電流がゼロ
- ・等方圧力を仮定
- ・きれいに閉じた入れ子状の磁気面を仮定

実験では

- i) 有限の正味トロイダル電流及びその多様な分布
- ii) 高エネルギー粒子による非等方圧力
- iii) 高 における磁気面の乱れや磁気島の存在

が予想される。本論文では上記の効果を考慮した MHD 平衡量同定の研究を行い、ii) に対しては従来定量的な計測がほとんど行われてこなかった MHD 平衡量 “ 圧力非等方度 ” の同定を行う事を目指した。i) と iii) に関してはそれらの影響を考慮する事により同定する平衡量の高精度化を目指した。i) に対しては第 4 章において大トロイダル電流実験における磁気計測の精度向上の為の新手法を確立した。ii) に対しては第 5 章において圧力非等方度の同定手法を確立した。iii) に対しては第 6 章において有限 効果による磁気面の乱れを考慮した MHD 平衡計算を磁気計測と組み合わせた新手法を提案した。

トロイダル電流駆動実験における MHD 平衡量の同定精度向上

平均ベータ値と蓄積エネルギーを反磁性ループにより同定する際、反磁性電流由来のトロイダル磁束に対してトロイダル電流が由来のトロイダル磁束が無視できない場合には、それを補正する必要がある。従来は大アスペクト比近似式を用いた補正を行っていた。本研究では磁気計測器信号解析コード JDIA を新たに開発し、3 次元 MHD 平衡コードを用いた新手法を提案した。大アスペクト比近似式と本手法の比較，及びその差についての定性的な考察により本手法による補正の有効性が示されたと言える。また、実験データ解析に適用し、熱化圧力計測との比較を行う事により本手法の妥当性を示した。

非等方圧力の同定

従来、圧力分布や回転変換分布を仮定した大アスペクト比近似式による圧力非等方度を計測した報告があるが、本研究は 3 次元 MHD 平衡コードと磁気計測器解析コード、及び NBI 粒子の速度分布緩和評価コードを用いて圧力非等方度を同定した。本手法では圧力分布の不確定性の心配が無い事や磁気計測器配置を考慮可能であることなどの長所を持つ。

精度の良い定量評価を行う為に圧力分布や熱化ベータ値に依存せず、圧力非等方度のみ強く依存する圧力非等方度指標の抽出方法を確立した。圧力非等方度指標は密度依存性を基にした圧力非等方度の定性理解と矛盾せず、また NBI 粒子の速度分布緩和評価コードと強い相関が見られた。従って精度の良い圧力非等方度の計測が行えたと言える。また、その相関から圧力非等方度指標から圧力非等方度に定量化する為の較正式を導出した。同定した圧力非等方度の平衡特性研究への適用例として、圧力非等方度と磁気軸シフトとの関係について示した。

圧力非等方度指標は磁束の比であるため、圧力非等方度の情報は含むが圧力非等方度指標の絶対値が直接、圧力非等方度（例えば $W_{||}/W$ ）を定量的に表す訳ではない。従って、本手法では圧力非等方度から定量評価の段階において NBI 粒子の速度分布緩和評価コードを用いている。将来的には、磁気計測と平衡コード及び磁気計測信号解析コードだけから圧力非等方度を定量評価し、その圧力非等方度を NBI 粒子の速度分布緩和評価コードと比較することが望ましい。これを実現するためには、非等方圧力を考慮した平衡コードが必要である。本論文の成果の一つである JDIA コードは現在海外で開発中の固定境界非等方圧力 VMEC の結果を基に磁気計測器信号を解析することに対応出来る。

乱れた磁気面を考慮した MHD 平衡コードを用いた平衡量同定精度向上

従来磁気計測器の較正は、入れ子状の磁気面のみで MHD 平衡が形成されているという仮定の下で行われている。本研究では磁気面の乱れを考慮した MHD 平衡量同定手法を確立した。これまでに磁気島や磁気面の乱れを考慮した磁気計測器信号の較正に関する研究は全くなされておらず、本研究が初めての試みである。

磁気面の乱れを考慮した平衡計算には HINT コードを用いた。従来の磁気計測器信号解析コードでは HINT コードの結果から磁気計測器信号を評価する事が出来ないが、JDIA コードはその評価が可能である。新手法（HINT + JDIA）により評価したサドルループ磁束（P.S.電流計測）は従来手法（自由境界 VMEC + DIAGNO）より実験データに近いことが示された。圧力分布、 β 値、及び蓄積エネルギーを磁気計測器により同定する上で、新手法の有効性が示されたと言える。今後更に、HINT コードと温度や密度等の計測結果との比較を基に分布計測結果と矛盾のない HINT コードの利用法（圧力をゼロとするための磁力線の追跡長を磁力線長に長さに応じて適当に設定する等）を確立することにより、より実験に近い P.S.電流が得られる可能性がある。

磁気面の乱れを考慮した MHD 平衡量同定手法を前述の β 、 β_{pol} に適用した際の影響について検討する。 β においては、トロイダル電流由来のトロイダル磁束を評価する上で回転

変換が大きく影響する。有限ベータ効果により回転変換は変化する。HINT コードを適用することにより、有限ベータ効果による回転変換の変化がより実験に近づく可能性がある。本論文では、ベータ値の低い放電（0.2%程度）に対してトロイダル電流由来のトロイダル磁束を評価している為、有限ベータ効果によって回転変換は殆ど変化しない。HINT コードを適用することにより、高ベータ実験においてトロイダル電流由来のトロイダル磁束を精度良く評価できる可能性がある。 においては、自由境界 VMEC の P.S.電流量が実験データに比べて大きい為、電子密度が高く十分等方に近いと考えられる実験データと自由境界 VMEC の P.S.電流量を一致させた上で、圧力非等方度指標を評価している。自由境界 VMEC の P.S.電流量が実験データに比べて大きい影響は、実験データと自由境界 VMEC の P.S.電流量を一致させない場合でも、NBI 粒子の速度分布緩和評価コードを用いて定量評価を行う際に、較正式の中に取り込まれる。今後、非等方圧力を考慮した MHD 平衡コードを用いて（この場合、NBI 粒子の速度分布緩和評価コードを定量評価には用いない）直接、圧力非等方度の定量値を評価する際には、平衡コードの P.S.電流量が実験データと矛盾しない事が重要である。従って、非等方圧力における MHD 平衡同定を行う上で、閉じた磁気面を仮定せず、また非等方圧力を考慮することが可能な平衡コード（例えば非等方圧力を取り扱うことが可能な HINT コード）が切望されるが、現在ではそういった平衡コードはなく、ヘリカル装置の MHD 平衡同定研究における今後の課題である。また、本論文においてはプラズマの回転（シアフロー）を考慮した MHD 平衡を議論していない。プラズマの回転を考慮することが可能な平衡コードの開発も今後の課題である。

謝辞

本研究の遂行及び本論文の執筆にあたり、適切且つ非常に親身なご指導，ご鞭撻を賜りました指導教官の核融合科学研究所助教授渡邊清政博士に深く御礼申し上げます。

磁気計測ハードウェアに関するご指導に始まり研究全般へのご指摘から研究者の心得に至るまで多岐に渡ってご指導を頂きました核融合科学研究所助教授榊原悟博士に感謝致します。また、平素の研究全般におきまして核融合科学研究所助手成嶋吉朗博士には温かいご指導を頂き、御礼申し上げます。特に研究着手時に研究方針や研究の位置付けに関してご助言を頂きました名古屋大学教授山崎耕造博士に感謝致します。核融合科学研究所助手鈴木康浩博士には MHD 平衡コード，磁気計測器信号解析コードに関する事を中心に理論面から本研究を補助して頂きました。厚く御礼申し上げます。

本論文を纏めるにあたり熱心なご指導を賜りました核融合科学研究所教授山田弘司博士，核融合科学研究所教授森下一男博士，核融合科学研究所教授中島徳嘉博士，日本原子力開発機構三浦幸俊博士に御礼申し上げます。

LHD 実験研究の機会を与えて頂きました核融合科学研究所所長本島修博士，核融合科学研究所大型ヘリカル研究部研究総主幹小森彰夫博士に御礼申し上げます。

LHD 実験におきましては貴重な装置，データを提供して頂いたり、研究へのご指導を頂きました核融合科学研究所教授居田克巳博士，核融合科学研究所教授成原一途博士，核融合科学研究所教授東井和夫博士，核融合科学研究所助教授田中謙治博士，核融合科学研究所助手大館暁博士，核融合科学研究所助手宮沢順一博士，核融合科学研究所助手徳沢季彦博士，核融合科学研究所助手山田一博博士，核融合科学研究所助手長壁正樹博士をはじめとした LHD 実験グループと運転グループの皆様心より感謝致します。

理論コードにおきましては、VMEC に関して Oak Ridge National Laboratory の S.P. Hirshman 博士と Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne の W.A. Cooper 博士、DIAGNO に関しては Australian National University の H.J. Gardner 博士、FIT に関しては京都大学助教授村上定義博士、核融合科学研究所助手舟場久芳博士、MFBE に関しては Max-Planck-Institut für Plasmaphysik の E. Strumberger 博士、核融合科学研究所教授岡村昇一博士，核融合科学研究所助手鈴木千尋博士にご提供、ご指導を頂きました。厚く御礼申し上げます。

また平衡研究全般に渡り日本原子力開発機構栗原研一博士，日本原子力開発機構鈴木隆博博士にご助言を頂きました事を御礼申し上げます。

研究のみならず 3 年間の学生生活を送る上でも核融合科学研究所高温プラズマ物理研究系，プラズマ制御系を始めとする核融合科学研究所の皆様公私に渡ってお世話になりました。厚く御礼申し上げます。また、総合研究大学院大学，名古屋大学，京都大学の

学生の皆様のご支援に感謝致します。

最後になりましたが、愛媛と徳島の家族のいつも温かいご声援とご理解に心より感謝致します。