

LHD の周辺磁場領域における 3 次元炭素発光
分布構造に関する研究

小林 汰輔

博士（理学）

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 3 0 （ 2 0 1 8 ） 年度

LHD の周辺磁場領域における 3 次元炭素発光分布構造
に関する研究

平成 30 年度

総合研究大学院大学物理科学研究科核融合科学専攻 小林汰輔

目次

第1章 序論	1
1.1 核融合炉の研究開発	1
1.2 核融合炉の開発	2
1.3 周辺磁場領域と不純物輸送	4
1.4 ヘリカル装置の磁場配位	8
1.5 本研究の目的	10
第2章 分光計測による発光分布、フロー速度の評価	13
2.1 可視分光計測	13
2.1.1 可視分光計測系	13
2.1.2 MK-300	19
2.1.3 絶対感度較正	21
2.1.4 絶対波長較正	23
2.2 発光強度・フロー分布の密度・磁場依存性	25
2.2.1 発光強度分布	25
2.2.2 電子温度分布と発光強度の比較	30
2.2.3 平均発光強度	33
2.2.4 発光強度の同位体効果	35
2.2.5 フロー速度分布	40
2.3 まとめ	42
第3章 トモグラフィー解析による不純物発光分布と磁場構造の関係	44
3.1 解析手法	44
3.1.1 逆問題の概要	44
3.1.2 新トモグラフィー手法の概要	46
3.1.3 投影行列	48
3.1.4 正則化項	51
3.1.5 新トモグラフィーのフローチャート	53
3.2 テストデータを用いた数値シミュレーション	54
3.2.1 従来の正則化手法との比較	54
3.2.2 基底関数	59
3.2.3 任意パラメータ α と β の選定	63
3.3 密度・荷数依存性の解析	67
3.3.1 発光強度の価数・電子密度依存性	67

第1章 序論

3.3.2 磁力線方向の発光強度分布.....	69
3.3 まとめ.....	70
第4章 3次元輸送シミュレーションコードとの比較.....	73
4.1 シミュレーションコードの説明.....	73
4.2 実験結果との比較.....	77
4.2.1 トモグラフィー分解する前の2次元発光強度分布の比較.....	77
4.2.2 3次元発光強度分布の比較.....	80
4.2.3 炭素の射出エネルギーの発光強度分布の依存性.....	84
4.3 まとめ.....	89
第5章 結論.....	92
謝辞.....	95
研究業績.....	96

第 1 章 序論

1.1 核融合炉の研究開発

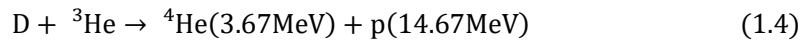
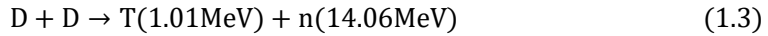
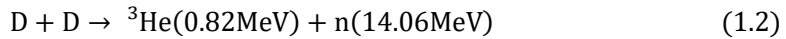
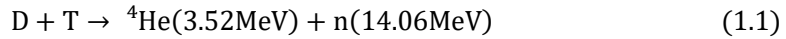
文明の発展とエネルギーの消費には強い関係がある。そもそもエネルギーとは産業や運輸、消費生活に必要な動力源であり、その資源は様々な形態で存在する。時代により消費量の増加やエネルギー革命が起きることで主要なエネルギー源は替わっていき、19 世紀では石炭、石油などの化石燃料、そして 20 世紀にはウランなどの核燃料が登場した[1.1]。また年々人口は増加しており、世界人口は 2011 年に 70 億人に到達した[1.2]。人口増加に伴いエネルギー需要が増えることもあり、今後もエネルギー消費量は年々増加することが予想される。

現状の使用されているエネルギー資源は幾つかの問題を抱えている。まず化石燃料や核燃料はどちらも有限である。これらの資源の埋蔵量は限られており、どちらも石油、天然ガスは半世紀、核燃料は 100 年以内に枯渇されるといわれている[1.3]。また化石燃料からエネルギーを取り出す際に排出される CO₂ などの温室効果ガスはこれまでに大気温度上昇を引き起こしている。そのため地球温暖化の弊害を避けるためにも化石燃料の使用を抑える必要がある。核燃料からエネルギーを取り出すために使用した後、その燃料の処理は世界的な問題となっている。使用済み燃料は放射能が強く、また放射性物質の中には 1000 年以上長い半減期をもつものも存在する。これらの燃料は現状原子炉の敷地内で貯蔵されているがその容量にも限界がある。以上の状況から次世代のエネルギー資源として様々な手法が考案されているが、環境汚染の視点を考慮して選択する必要がある。

新たなエネルギー資源として研究開発が行われているものの 1 つに核融合反応を利用した原子炉がある。核融合炉の必要性について一般に大きく言われている利点として、燃料を海水から得られることと核融合反応から生成されるエネルギーの量である。まず、核融合

第1章 序論

炉の実現において期待されている D-T 反応炉での主要な核融合反応を以下に示す[1.4]。



ここでD、T、He、n、pはそれぞれ重水素、三重水素、ヘリウム、中性子、陽子を示し、括弧内は生成されるエネルギー量を示す。地球上の水素全体の中での存在割合は軽水素が99.985%、重水素は0.015%である。トリチウムに関しては半減期が12年の放射性同位体で自然界には微量しか存在しないため、式(1.5)の反応によって供給する必要がある。しかし自然界には水が多く存在するため、核融合炉が稼働すれば資源の面では半永久的にエネルギーを得ることができる。これらの式から分かるように、CO₂は核融合反応から発生することはない。また、放射性物質の生成はされるものの、核分裂原子炉と比べればその量と危険性は低く、十分な安全対策のもと開発が進められている。

1.2 核融合炉の開発

核融合反応からエネルギーを取り出す発電装置を開発するために、これまで様々な装置が提案され研究されてきた。それらの方式は大きく2つに分類され、磁場閉じ込め方式と慣性閉じ込め方式がある。磁場閉じ込め方式による核融合炉は原型炉開発に向けたロードマップが文部科学省の核融合科学術委員会によって検討されている[1.5]。核融合炉開発の歴史は長く大規模な資金が必要であるために、世界の先進国では国際協力により核融合炉の実現に向けた研究が進められている。その中心に位置するのは熱核融合炉の実現性を研究する総合試験装置である国際熱核融合実験炉(ITER)[1.6]であり、2025年の初放電に向け建設、組み立てが進められている。

磁場閉じ込め方式では燃料粒子を電離させることでプラズマ状態にして長時間磁場によって閉じ込め、燃料粒子の衝突により核融合反応を起こす。一様な磁場中において荷電粒子はローレンツ力を受けラーマー運動をする。磁場方向を軸にとった円筒座標系で考えると、荷電粒子は軸方向に対して自由な運動ができるが、回転方向と径方向には運動が制限される。しかし、外部の力や磁場が非一様であるときは旋回中心がずれることがある。これをドリフトと呼ぶ。磁場閉じ込め核融合の数ある方式の中で磁力線をトーラス状にすることで粒子の損失を抑える環状プラズマによる熱核融合炉の装置が現在重点的に研究されている。

図 1.1 に環状プラズマのトポロジーを示す。 z を回転軸としたとき、回転方向をトロイダル方向、トロイダル方向を回転軸にしたとき、その回転方向をポロイダル方向という。また、 z を回転軸にした際の径方向の大きさを大半径、トロイダル方向を回転軸とした際の径方向の大きさを小半径と呼ぶ。軸対称な磁場配位の場合、トロイダル磁場強度は装置の大半径に反比例しており、大半径方向にトロイダル磁場の磁場勾配ができています。荷電粒子は磁場勾配の方向に対して垂直な方向にドリフトしてしまう。このドリフトの方向は電荷の符号の影響を受けるため荷電分離を起こし、 z 方向に電場が形成される。この電場により更に別種のドリフトが起き、大半径方向に粒子が輸送される結果プラズマ粒子が損失する。このような粒子輸送を改善するために、ポロイダル方向の磁場を印加することにより捻じれた磁場を形成する。

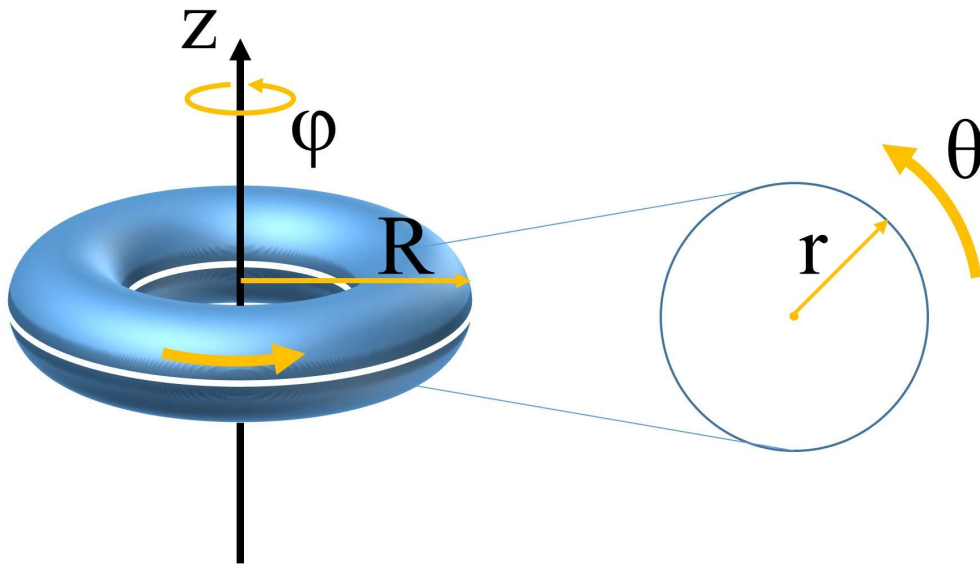


図 1.1 トーラスプラズマのトポロジー。 z 、 ϕ 、 R 、 θ 、 r はそれぞれ回転軸、トロイダル、大半径、ポロイダル、小半径方向を示す。

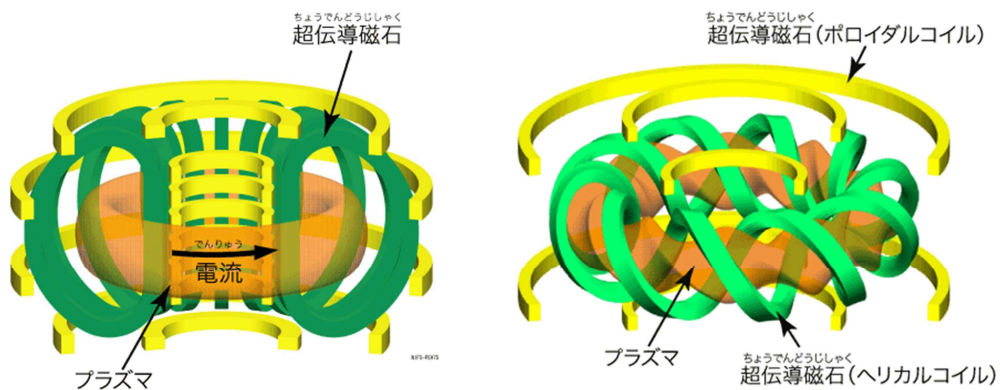


図 1.2 磁場閉じ込め核融合方式の概略図。左側はトカマク型装置、右側はヘリカル型装置を示す。

現在トラスプラズマの研究で精力的に研究されている装置は2つに分類され、図1.2に示す。左をトカマク型、右をヘリカル型という。磁場の特徴として、どちらの装置も外部コイルによってトロイダル磁場を形成するが、ポロイダル磁場の形成手段に違いがある。

トカマク型はプラズマ電流を誘起しポロイダル磁場を生成する。トカマクプラズマは高温高密度にすることが比較的容易であり、ITER ではトカマク方式が採用されている。しかし、突然プラズマ電流が切れてしまうディスラプション現象によって装置に深刻なダメージを与える危険性や、ポロイダル磁場を作るプラズマ電流を維持する必要があるために、長時間運転を達成するために解決すべき問題が複数ある。

ヘリカル型は外部磁場コイルによってポロイダル磁場を生成するために、プラズマ電流を誘起しない。そのためにディスラプションを起こさず、原理的に長時間運転が可能である。また、ヘリカル型装置は、トカマク型にはない特徴的な磁場構造(後述)を有しており、ヘリカル型の装置も積極的に研究を進めることで双方の特徴を原型炉の開発に活かしている。

1.3 周辺磁場領域と不純物輸送

磁場閉じ込め方式の核融合炉の実現のために研究すべき重要な問題の1つに不純物の輸送がある。ここでいう不純物は核融合反応に必要な粒子以外の粒子であり、大気や装置壁由来のものだけではなく式(1.1)、(1.4)の核融合反応より生じる ^4He も含まれる。閉じ込めプラズマの総粒子数は限られており、これらの不純物が閉じ込めプラズマ内に混入する場合燃料の希釈を起こす。また、不純物が混入した場合、激しい放射損失が起きプラズマの性能を悪化させる。更に、閉じ込め領域から外れたプラズマが真空容器に接触すると、真空容器の損傷や新たな不純物の発生を引き起こす。定常的かつ経済的な核融合炉の運転のためには不純物の輸送制御を効果的に行いこれらの問題を解消する必要がある。

トカマク装置における不純物輸送制御の研究の始まりはリミタ配位という磁場配位で行われていたが、その後ダイバータ配位と呼ばれる磁場配位が提案された。図1.3にトカマク装置におけるリミタ配位とダイバータ配位の概略図を示す。図中の実線は磁気面を示しており、磁束の等高線を示している。磁力線はポロイダル磁場によって捻じれているが、その軌道は1つの磁気面に限定される。リミタ板やダイバータ板に接触していない磁力線は閉じた磁力線、それ以外を開いた磁力線と呼ぶ。また、小半径方向の一番外側の閉じた磁気面は最外殻磁気面(Last Closed Flux Surface : LCFS)と呼ばれ、プラズマはLCFS内で閉じ込められる。一方開いた磁力線は真空容器に短絡しており、特にLCFSを覆う開いた磁力線による領域をスクレイプオフ層(Scrape Off Layer : SOL)と呼ぶ。LCFS内のプラズマは拡散のために閉じ込め時間は有限であり、LCFS外へ拡散したプラズマ粒子はSOL中を磁力線に沿って

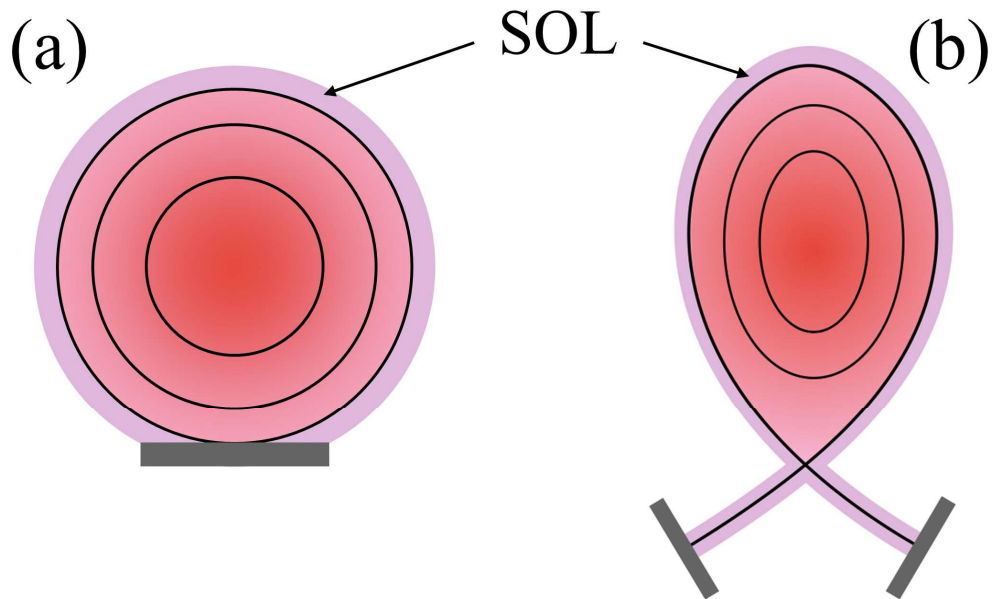


図 1.3(a)リミタ配位と(b)ダイバータ配位の概略図。

輸送され、最終的に真空容器(プラズマ対向材)に接触する。一般に周辺輸送研究では、SOL に沿ってプラズマ対向材の側を下流、LCFS の側を上流と呼ぶ。SOL 中を磁力線に沿って流れる熱流束はとても大きく、プラズマ対向材は熱負荷に耐えられる材質が求められる。

リミタ配位では熱負荷に強い構造物をプラズマ中に挿入し、リミタ板に接続する磁力線によって SOL を形成する。しかし、リミタ配位ではリミタ板が閉じ込めプラズマに直接曝されているため熱負荷が大きく、またリミタとの接触により生じた不純物が閉じ込めプラズマに容易に混入するといった問題がある。

一方ダイバータ配位ではトカマクの場合、外部磁場コイルを新たに導入することで SOL の終端場所を LCFS から離れた場所に設けている。この磁力線をダイバータレグと呼び、終端部にダイバータ板と呼ばれる熱負荷に強い構造物を設置する。その結果プラズマの閉じ込め領域は減少するが、閉じ込め領域と不純物の発生場所であるダイバータ板を隔離することができる。ダイバータ配位は ITER などの多くのトカマク装置で採用されている。また、更なる熱負荷軽減のために SOL に沿ってダイバータに向かうプラズマに不純物ガスを導入し、不純物イオンからの放射冷却を起こすことで熱負荷を軽減する試みが行われている。ダイバータの研究は発展を続けており、活発に議論が進められている。

ダイバータ配位の他にも周辺磁場構造を利用した輸送制御の研究がある。磁気島は磁気共鳴面上に発生する、ポロイダル方向に連なる閉じた磁気面である。そのためプラズマ粒子は磁気島によって閉じ込められることもある。外部摂動磁場などの要因から磁気島の幅が大きくなり、異なる磁気共鳴面上の磁気島同士が重なり、そこでの磁力線は単純ではなく統計的な振る舞いをするようになる。このような磁場構造を統計的磁場構造と呼ぶ。図 1.4 に

第1章 序論

TEXTOR-DED の磁場構造を示す[1.7]。図 1.4(a)から(c)に向かうにつれて摂動磁場コイルによる磁場を強く印加している。(a)では明瞭に磁気島が確認できるが、磁気島の幅が大きくなることで磁気島同士が重なり複雑な磁場構造になっていることが確認できる。このような磁場構造は積極的に利用され、周辺領域でのプラズマ輸送制御法のツールとして研究が進められている[1.8-11]。

第1章 序論

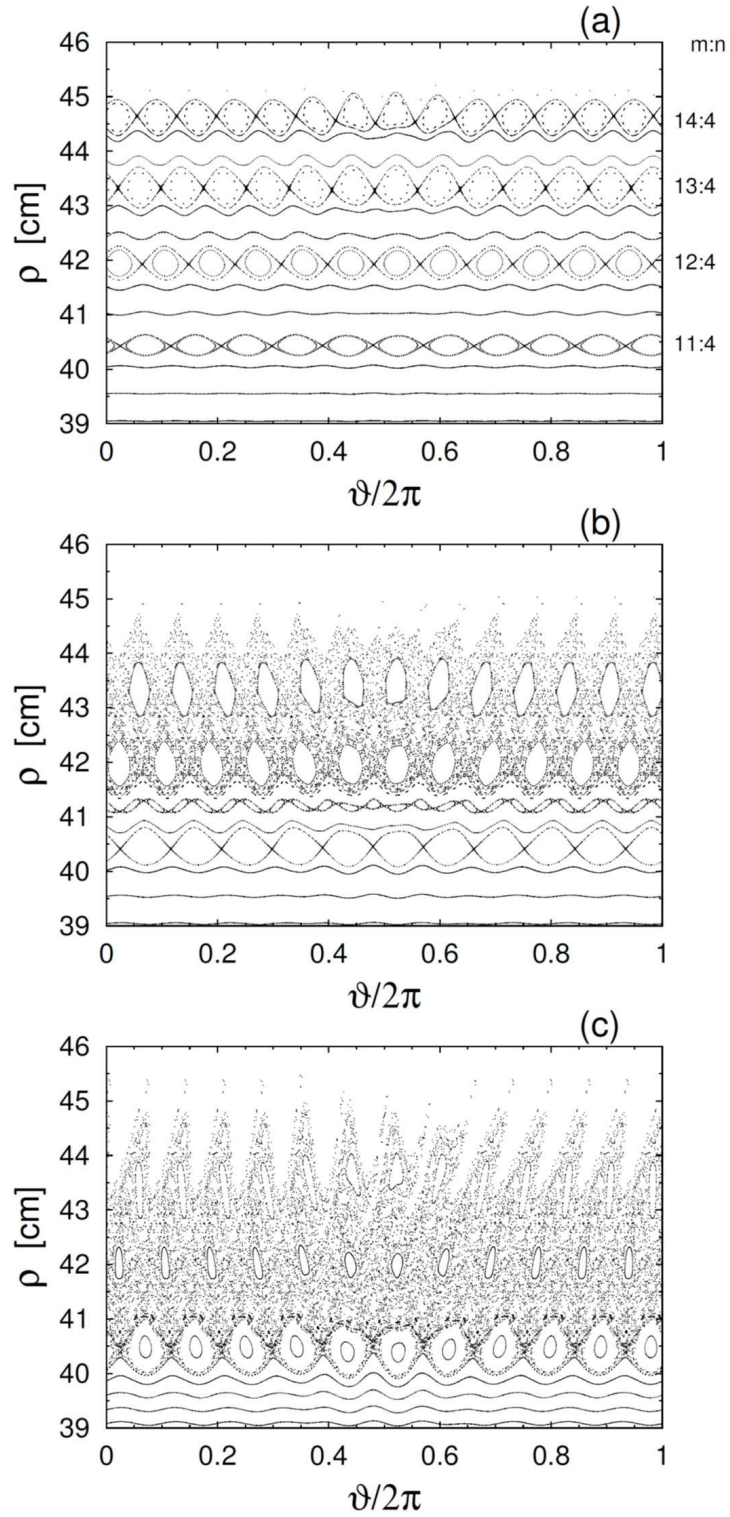


図 1.4 TEXOTR-DED における磁場構造を示すポアンカレ断面図。摂動コイル電流は上から(a)1kA、(b)4.5kA、(c)7kA。

1.4 ヘリカル装置の磁場配位

核融合科学研究所では大型ヘリカル装置 (the Large Helical Device, LHD) [1.12] による磁場閉じ込め核融合のためのプラズマ実験が行われている。図 1.5 に LHD の装置図を示す[1.13]。LHD はヘリカル型装置のなかでもヘリオトロン配位に分類され、1 対 2 本の超電導ヘリカルコイルと上下に円環状に配置された 3 対 6 本のポロイダルコイルによる磁場によってプラズマの閉じ込めを行っている。また、LHD ではダイバータ板は炭素材を採用しているが、物理スパッタによる炭素原子の放出の他に化学スパッタリングによる炭化水素の放出も考慮する必要がある。

図 1.6 にポロイダル断面での接続長分布を示す[1.14]。接続長 L_c は開いた磁力線の長さを示しており、磁場構造を表している。LCFS 内の接続長は無限大となっている。ヘリオトロン配位の磁場構造はダイバータコイルの導入無しにダイバータ配位となっており、図より 4 本のダイバータレグが確認できる。ヘリカル型装置では非軸対称磁場とトラス効果によって磁気島領域が形成され、この磁気島同士が重なることで統計的磁場構造を形成している[1.15]。この領域がトカマクの磁場構造で述べた SOL に相当する。この磁場構造がプラズマに与える影響として、高密度運転領域での不純物遮蔽やデタッチメントの安定化といった利点が確認されている[1.16]。

LHD には閉じ込め磁場を形成するコイルの他に上下 10 対の常伝導の摂動磁場コイルが設置されている。摂動磁場強度や磁気軸を変えることにより磁気島を形成したり統計的磁場構造の大きさを変えることができる。図 1.6 は外部摂動磁場有り無しの場合の磁場構造を示しており、 $Z=0$ m を境に上半分 ($Z > 0$ m) が摂動磁場無し、下半分 ($Z < 0$ m) が摂動磁場ありの場合の接続長分布を示している。摂動磁場を印加することにより $m/n=1/1$ の磁気島が形成されているのが分かる。

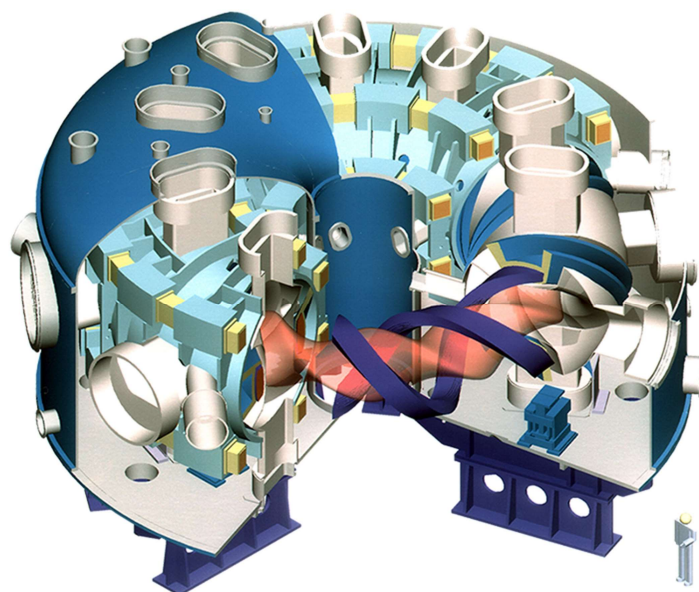


図 1.5 LHD の装置図

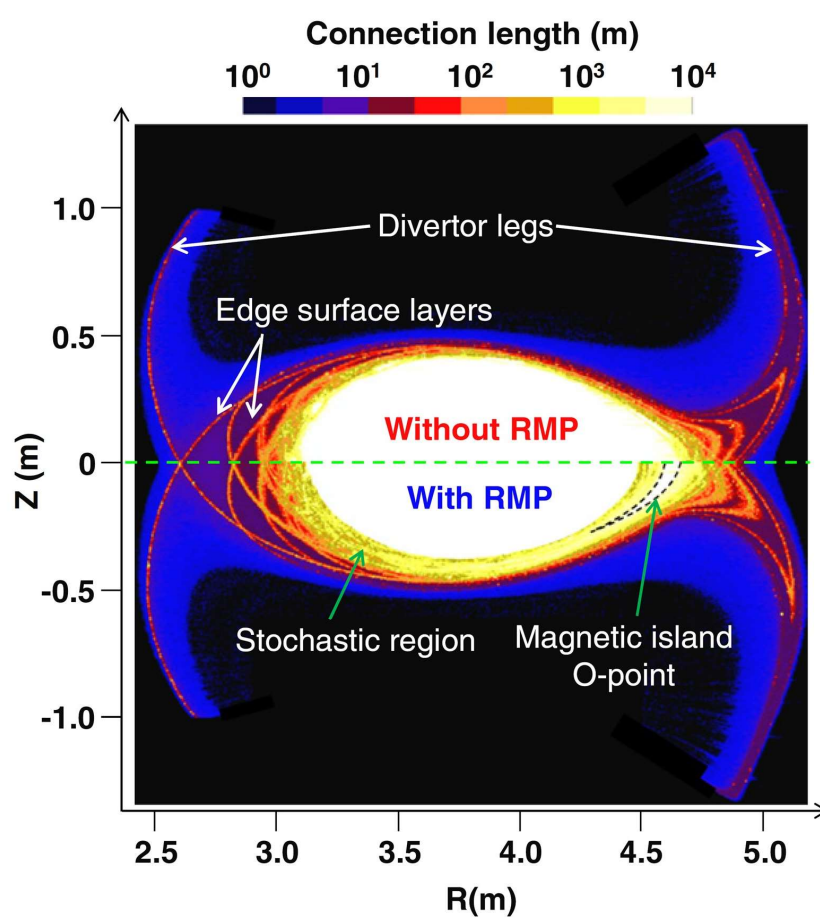


図 1.6 LHD の磁場構造。上が外部摂動磁場印加無し、下が有りとなっている。

1.5 本研究の目的

将来の核融合炉実現のために統計的磁場構造を積極的に利用することが検討されており、核融合科学研究所でも実験[1.17-19]とシミュレーション[1.20, 21]の両面から研究が行われている。磁化プラズマ中では磁力線に沿った輸送が磁力線に垂直な方向の輸送と比べて非常に大きいため、磁場構造はプラズマの発光分布や輸送に影響を与えられられる。LHD においても発光分布計測が行われているが[1.22, 23]、3 次元発光分布と磁場構造との比較や、シミュレーションとの詳細な比較は十分ではない。

本研究では不純物輸送の理解のために、周辺領域の磁場構造に着目して不純物の発光強度分布の計測を行った。この実験データを基に不純物の発光強度分布と磁場構造の関係について調査を進める。また、新たに開発したトモグラフィー解析により不純物の 3 次元発光強度分布を得ることで、磁場構造との関係を詳細に調べることを目的としている。実験データとプラズマ輸送シミュレーションとの比較を行い、現行の輸送モデルの検証を行う。

本論文の構成は次のようになっている。第 2 章では計測系の詳細を述べるとともに、実験で得られた 2 次元発光強度とフロー分布と磁場構造の比較を行う。第 3 章では新たに開発したトモグラフィー手法と、この手法によって第 2 章で得られた 2 次元発光強度分布を 3 次元発光強度分布に変換した結果、および磁場構造の比較を述べる。第 4 章では周辺輸送シミュレーションコード EMC3-EIRENE と発光強度分布計測の比較について述べる。第 5 章では本研究で得られた結果を総括する。

第1章 序論

参考文献

- [1.1] ‘世界大百科事典3巻’、平凡社 (2007).
- [1.2] ‘世界人口白書’、国連人口基金 (2011).
- [1.3] ‘原子力・エネルギー図面集’、日本原子力文化財団 (2018).
- [1.4] ‘境界領域プラズマ理工学の基礎’、高村秀一、森北出版株式会社(2010).
- [1.5] S.Matsuura, Y.Ogawa, K.Okano, Y.Ueda, and T.Akiyama, J. Plasma Fusion Res. Vol.94, No.11, 575-582 (2018).
- [1.6] ‘Progress in the ITER Physics Basis’, Nucl. Fusion 47 (2007).
- [1.7] K.H. Finken, S.S. Abdullaev, M. Jakubowski, M. Lehnen, A. Nicolai, and K.H. Spatschek, The structure of magnetic field in the TEXTOR-DED, (Forschungszentrum Juelich GmbH, Zentralbibliothek, 2005).
- [1.8] K.H. Finken et al., Plasma Phys. Control. Fusion 46, B143 (2004).
- [1.9] N. Ohya, Nucl. Fusion 21, 519 (1981).
- [1.10] T.E. Evans, R.A. Moyer, K.H. Burrell, M.E. Fenstermacher, I. Joseph, A.W. Leonard, T.H. Osborne, G.D. Porter, M.J. Schaffer, P.B. Snyder, P.R. Thomas, J.G. Watkins, and W.P. West, Nature Phys. 2, 419 (2006).
- [1.11] Ph. Ghendrih et al., Nucl. Fusion 42, 1221 (2002).[1.12] A. Iiyoshi, A. Komori, A. Ejiri, M. Emoto, H. Funaba, M. Goto, K. Ida, H. Idei, S. Inagaki, and S. Kado, Nucl. Fusion Vol.39, 1245 (1999).
- [1.13] 核融合科学研究所 <http://www.nifs.ac.jp/>
- [1.14] M. Kobayashi, S. Masuzaki, I. Yamada, Y. Narushima, C. Suzuki, N. Tamura, B.J. Peterson, S. Morita, C.F. Dong, N. Ohno, S. Yoshimura, Y. Feng, M. Goto, K. Sato, T. Akiyama, K. Tanaka, and the LHD experiment group, Nucl. Fusion 53, 093032 (2013).
- [1.15] N. Ohya, T. Watanabe, H. Ji, H. Akao, T. Ono, T. Kawamura, K. Yamazaki, K. Akaishi, N. Inoue, A. Komori, Y. Kubota, N. Noda, A. Sagara, H. Suzuki, O. Motojima, M. Fujiwara, and A. Iiyoshi, Nucl. Fusion 34, 387 (1994).
- [1.16] M. Kobayashi, Y. Xu, K. Ida, Y. Corre, Y. Feng, O. Schmitz, H. Frerichs, F.L. Tabares, T.E. Evans, J.W. Coenen, Y. Liang, A. Bader, K. Itoh, H. Yamada, Ph. Ghendrih, G. Ciraolo, D. Tafalla, A. Lopez-Fraguas, H.Y. Guo, Z.Y. Cui, D. Reiter, N. Asakura, U. Wenzel, S. Morita, N. Ohno, B.J. Peterson, and S. Masuzaki, Nucl. Fusion 55, 104021 (2015).
- [1.17] S. Masuzaki, H. Tanaka, M. Kobayashi, G. Kawamura, and the LHD Experiment Group, Nuclear Materials and Energy 18, 281-284 (2019).
- [1.18] S. Masuzaki, M. Kobayashi, T. Akiyama, N. Ohno, T. Morisaki, M. Shoji, M. Tokitani, H. Tanaka, B.J. Peterson, S. Yoshimura, K. Narihara, I. Yamada, R. Yasuhara, A. Murakami, J.

第 1 章 序論

Miyazawa, T. Murase, T. Kobuchi, H. Yonezu, G. Kawamura, I. Murakami, Y. Takeiri, H. Yamada, A. Komori, LHD experiment group, Journal of Nuclear Materials 438, S133–S138 (2013).

[1.19] S. Morita, C.F. Dong, M. Kobayashi, M. Goto, X.L. Huang, I. Murakami, T. Oishi, E.H. Wang, N. Ashikawa, K. Fujii, M. Hasuo, H. Kasahara, D. Kato, F. Koike, S. Masuzaki, H.A. Sakaue, T. Shikama, N. Yamaguchi, and the LHD Experiment Group, Nucl. Fusion 53, 093017 (2013).

[1.20] M. Kobayashi, S. Morita, C.F. Dong, Z.Y. Cui, Y.D. Pan, Y.D. Gao, H.Y. Zhou, Y. Feng, S. Masuzaki, M. Goto, T. Morisaki, H. Yamada, J. Cheng, P. Sun, Q.W. Yang, X.R. Duan, and the LHD Experiment Group, Nucl. Fusion 53, 033011 (2013).

[1.21] G. Kawamura, Y. Feng, M. Kobayashi, M. Shoji, T. Morisaki, S. Masuzaki, and Y. Tomita, Contrib. Plasma Phys. 54, No.4-6, 437–441 (2014).

[1.22] H. Zhang, S. Morita, S. Dai, T. Oishi, M. Goto, X. Huang, G. Kawamura, M. Kobayashi, Y. Liu, I. Murakami, Y. Narushima, and LHD Experimental Group, Phys. Plasmas 24, 022510 (2017).

[1.23] S. N. Pandya, B. J. Peterson, M. Kobayashi, K. Ida, K. Mukai, R. Sano, J. Miyazawa, H. Tanaka, S. Masuzaki, T. Akiyama, G. Motojima, N. Ohno and LHD Experiment Group, Nucl. Fusion vol.56, 046002 (2016).

第2章 分光計測による発光分布、フロー速度の評価

本章では、周辺部の不純物 2 次元発光分布計測に用いた計測系の構成とその視野、分光器の光学特性(装置関数、絶対感度較正、波長較正)について述べる。また、LHD の第19 サイクル(平成 29 年度)にて本分光器を用いてプラズマ密度、磁場配位を系統的に変化させて行った計測結果について示す。そこで得られた不純物発光の密度・磁場構造依存性について考察する。

2.1 可視分光計測

2.1.1 可視分光計測系

2 次元可視分光計測のファイバーアレイの概略を図 2.1 に示す。ファイバーアレイはコア径 $50\mu\text{m}$ 、径 $100\mu\text{m}$ (三菱電線工業株式会社、STU50/100, $\text{NA}=0.2$)のファイバーを $100\mu\text{m}$ ピッチで縦 \times 横 $=16\times 18=288$ 本から成っておりレンズユニットを介してトラス外側のポート(7-O, AL-03)に設置されている。レンズユニットは 4050mm先で約 750 倍となるように設計されている。従って $50\mu\text{m}$ のファイバーの像は 3.75cm となる。288 本のバンドルファイバーは端子盤に接続されており、この内 131本が縦1列に並んで分光器の入り口スリットに接続されて計測される。視野の調整はレーザーを計測側から入射し、真空容器内でのレーザーの到達点を確認しながら行った。さらに 2 本のファイバーを追加して波長補正用として使い、これには Hg-Ne、Ne、Ar、Xe の波長較正ランプを照射し、実験中の波長のずれを補正している。

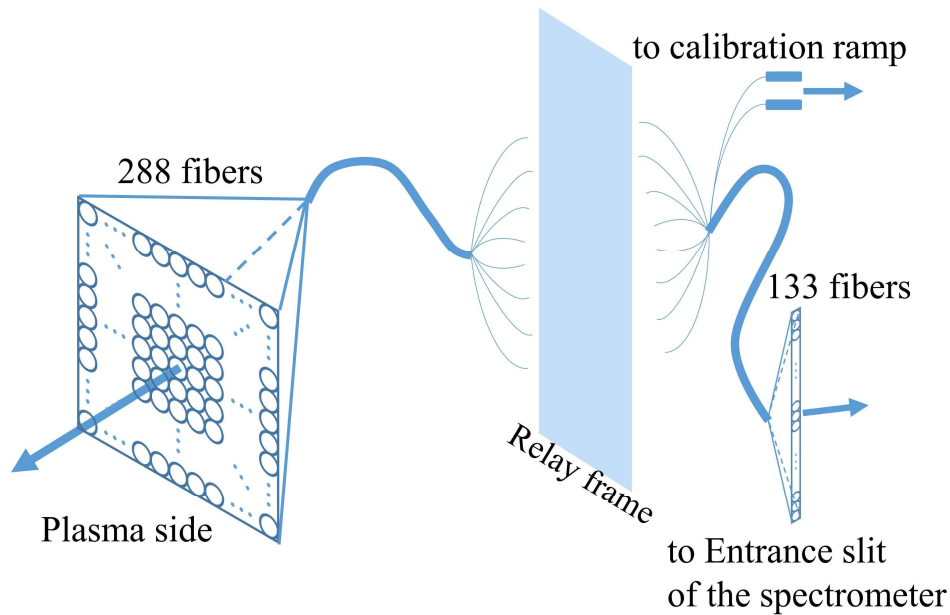


図 2.1 分光計測系概要図。バンドルファイバーはプラズマ側と分光器側で2つあり、端子盤にて FC コネクタで接続される。分光器では133チャンネル計測されるがその2チャンネルは校正用に用いる。

計測視野の俯瞰図と計測領域の鳥瞰図と計測視野を図 2.2、2.3、2.4 に示す。計測ファイバーは図 2.1 から分かるようにトーラス外側の 7-O ポートに設置されており、トーラス内側から上部にかけてのダイバータプレートを観測するように計測ファイバーが配列されている。上述の 131 本の計測ファイバーは図 2.4 下段に示すように配置され、視野にはプラズマの最外殻磁気面、ダイバーレグとその X 点が含まれている。図2.4 の中央の図には、ダイバータレグ磁力線が描かれており、黄・赤色の線はそれぞれ右側、左側のダイバータに接続している。計測視野内の磁場構造を図 2.5 に示した。各図は視線方向に垂直な断面図であり、図中の距離は各断面の観測点からの距離を表している。この分布は各点での磁力線の接続長 L_c を示しており、磁力線追跡コード KMAG によって計算された。コアプラズマの接続長は無限大であるが、磁力線追跡計算における最大のトーラス周回数以上のものはすべて赤色で示してある。すなわち、赤色の部分が閉じた磁気面に対応しており、その外側にストキャスティック磁場領域があり、様々な長さの磁力線が混在する領域となっている。さらにその外側にダイバータレグが確認される。ここで R_{ax} は磁気軸の大半径を表しており、 $R_{ax} = 3.6\text{m}$ から $R_{ax} = 3.9\text{m}$ へと 大きくなるにしたがってストキャスティック領域の厚みが大きくなっていることが確認される。これまでプラズマ輸送と磁場構造との関係を調べるために LHD において 2

第2章 分光計測による発光分布、フロー速度の評価

次元発光強度計測が行われてきたが[2.1、2.2]、視線方向にコアプラズマと周辺磁場の両方を含んだ計測となっている。本計測系では図 2.5 からわかるように、周辺部と閉じ込め領域を分離した計測が可能となっている。

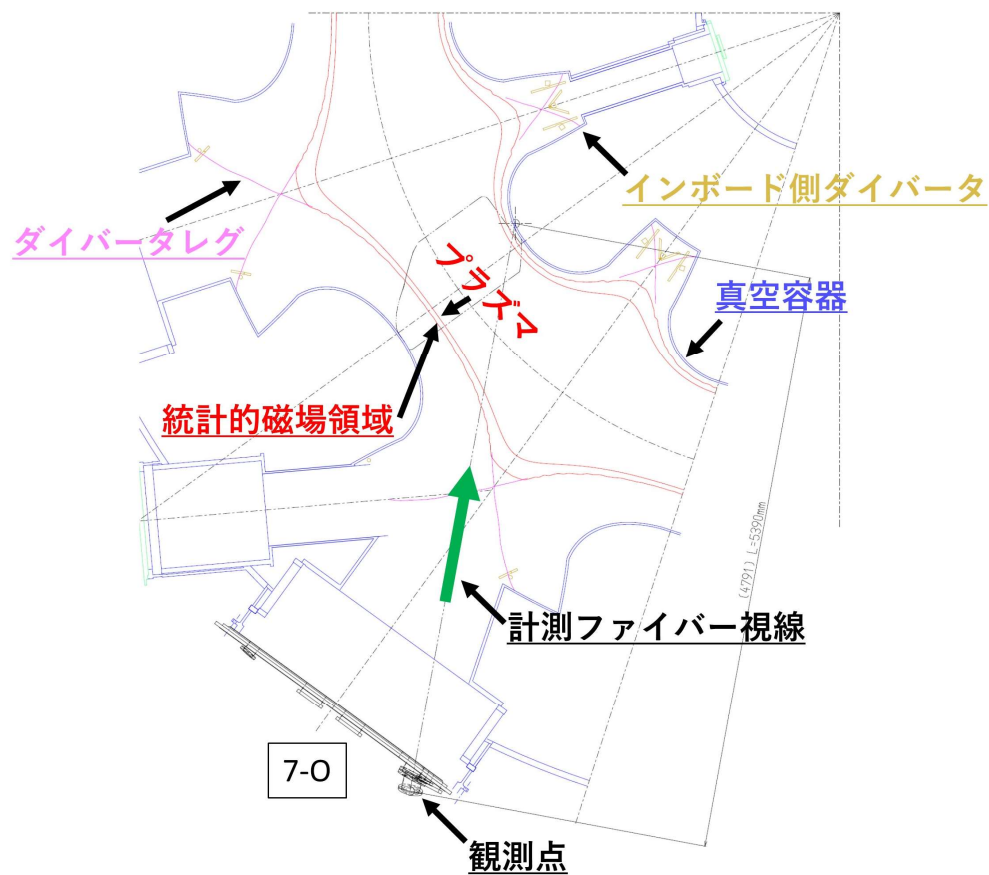


図 2.2 計測視線の俯瞰図。ファイバーアレイの中心の視線を赤道面上に投影している

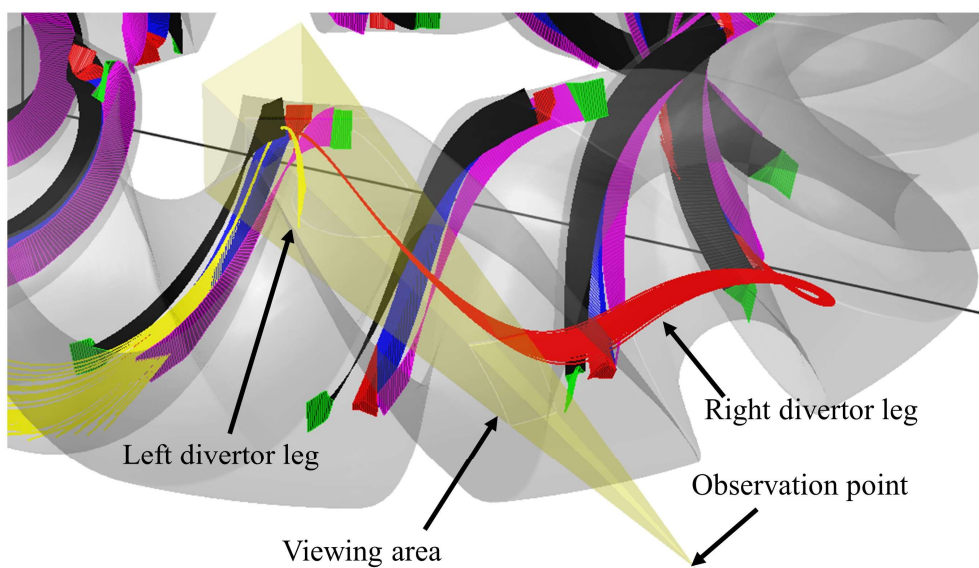


図 2.3 計測視野鳥瞰図。観測点はトーラス外側の 7-O ポートに設置しており、トーラス内側のダイバータプレートを観測している。

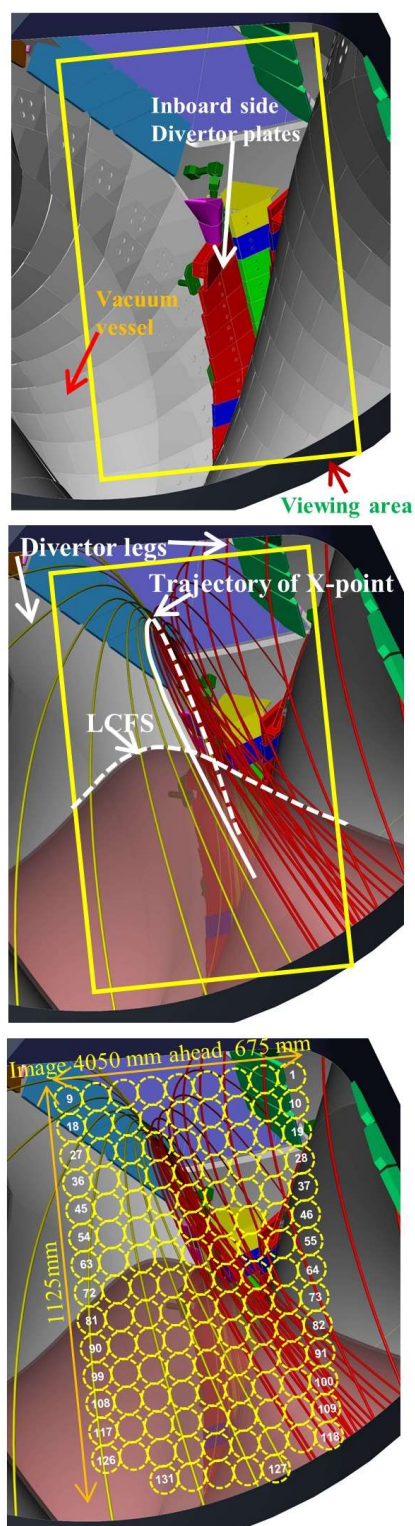


図 2.4 観測点からの計測視野。計測視野にはダイバータプレート、最外殻磁気面、ダイバータレグと X 点を含んでいる。

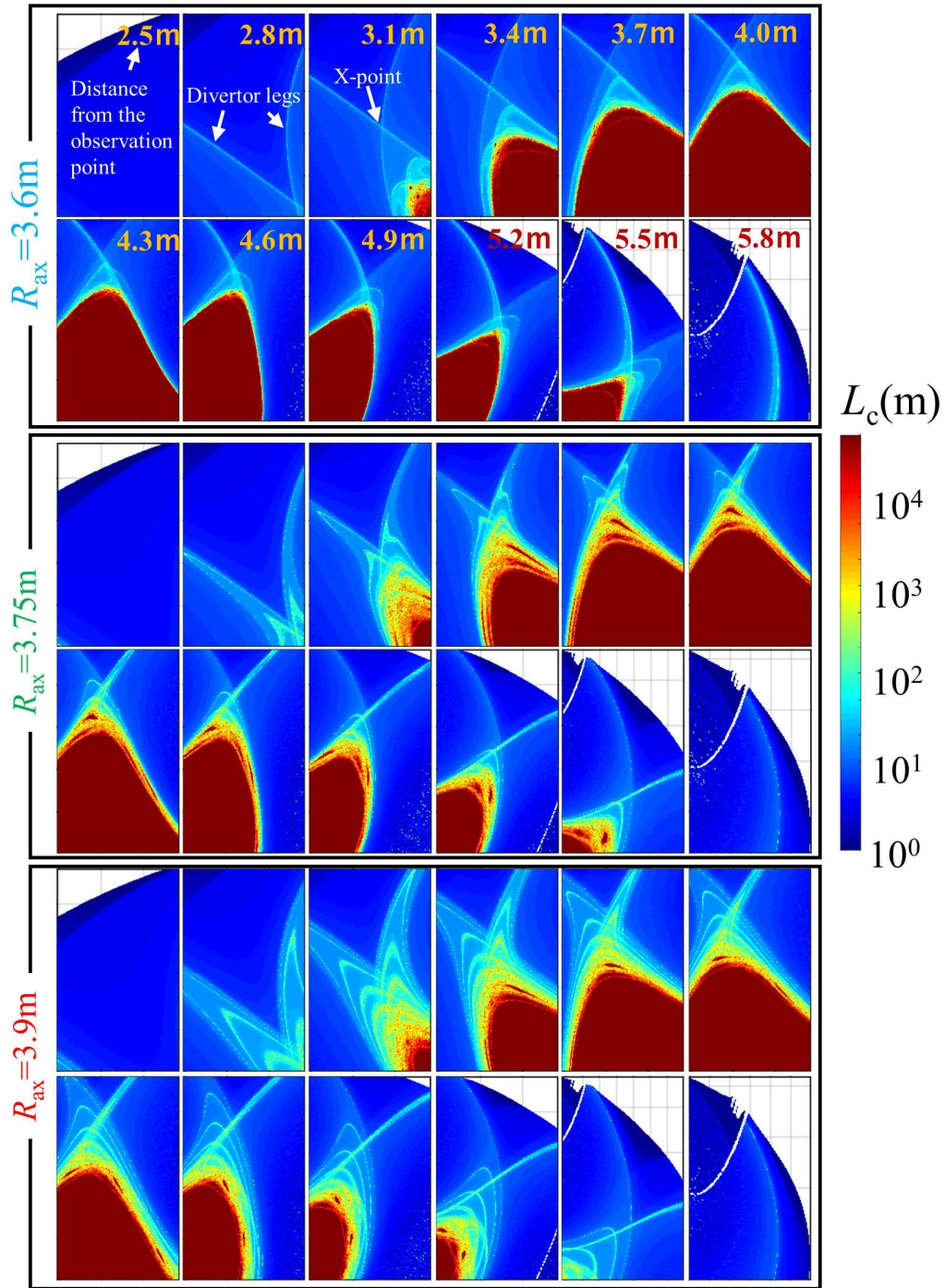


図 2.5 計測領域内の視線方向に対する断面の接続長分布。各距離は観測点からの距離を表す。上段は磁気軸 3.6m、中段は磁気軸 3.75m、下段は磁気軸 3.9m である。桁の異なる接続長が混在するストキャスティック磁場領域は磁気軸 3.9m の方が厚いことが確認できる。

2.1.2 MK-300

計測で用いられた可視分光器は(株)分光計器社の MK-300 であり、受光部には(株)アンドール社の CCD(Charge-Coupled Device、型番:DU920N-OE)カメラが装着されている。分光器の焦点距離は 300mm、口径比は 3.3 である。また、CCD カメラのピクセル数は縦:横=1024:256 であり、1 ピクセルのサイズは $26 \times 26 \mu\text{m}$ である。この分光器は3つの回折格子を装着することができ、刻線数が異なるため計測波長幅と波長分解能を計測するスペクトルによって切り替えることができる。2400g/mm の回折格子で計測した Xe ランプの CCD カメラによるイメージ図を図 2.6 に示す。ファイバーは分光器の入り口のスリットで縦に整列しており、この図では垂直方向に並んでいる。一方、水平方向は波長方向であり、XeI の 2 つのスペクトル ($5p^5(^2P^{\circ}_{3/2})6s^2[3/2]^{\circ}-5p^5(^2P^{\circ}_{3/2})7p^2[3/2]$ 、462nm と $5p^5(^2P^{\circ}_{3/2})6s^2[3/2]^{\circ}-5p^5(^2P^{\circ}_{3/2})7p^2[5/2]$ 、467nm) が 133 本のファイバーの本数だけ垂直方向に並んでいる。CCD の上下端に向かうほど像が水平方向にシフトしているが、これは“grating smile”と呼ばれるもので逆線分散に逆比例して大きくなる。2400gr/mm では波長分解能が高くなるために、他の回折格子に比べて grating smile の影響を大きく受ける。

校正ランプのスペクトルを計測した際の各回折格子のスペクトルの半値幅の入り口のスリット幅と波長依存性を図 2.7 に示した。入口のスリット幅の依存性は中心波長 546nm としている。図のようにスリット幅を狭めれば半値幅が小さくなり波長分解能が下がっているが、 $50 \mu\text{m}$ から半値幅の減少量が減っていることが分かる。同様にスリット幅を狭めていけば計測できる放射量も減少するために、スリット幅は $50 \mu\text{m}$ に固定して計測することにした。校正ランプ中のガスの温度が十分低いために、分光器で計測されるスペクトル線の本来の幅は波長分解能よりも波長方向のドップラー広がりの方が小さいと予想される。しかし実際に計測されるスペクトルは回折格子や計測波長によって異なり有限の半値幅をもつ。これはそれぞれの条件での波長分解能と考えることができる。表 2.1 に中心波長 546nm のときの各回折格子の波長分解能と計測波長領域を示した。150gr/mm と 300gr/mm の回折格子では観測している波長が長くなるほどに波長の分解能が小さくなることが確認されたが、一方 2400gr/mm では波長分解能が悪くなっていることが確認された。

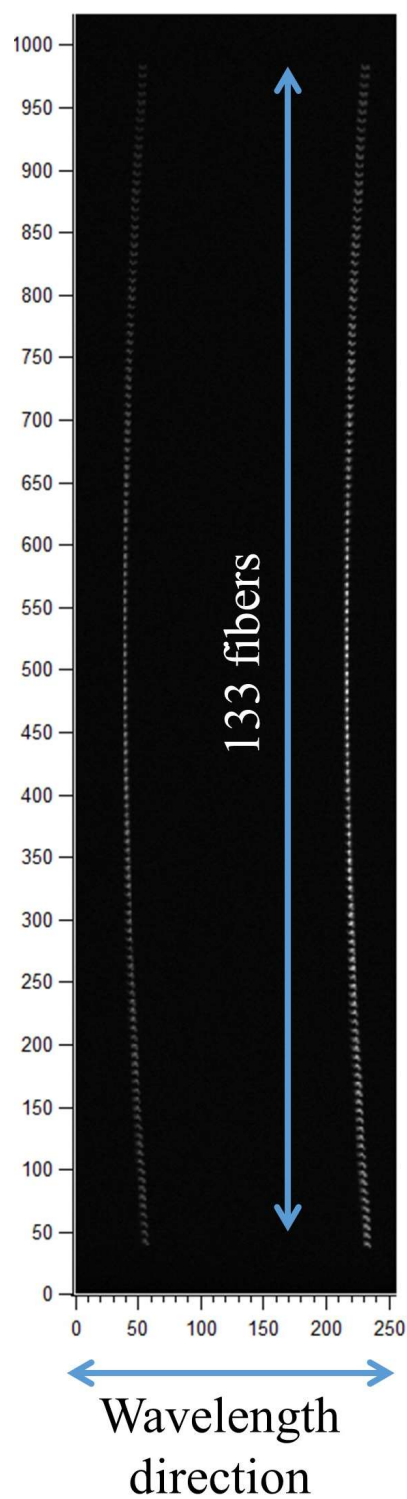


図 2.6 Xe ランプの 2 つのランプを計測したときの CCD カメライメージ図。横方向が波長方向であり、縦方向に 133 のチャンネル出力が並んでいる。

第2章 分光計測による発光分布、フロー速度の評価

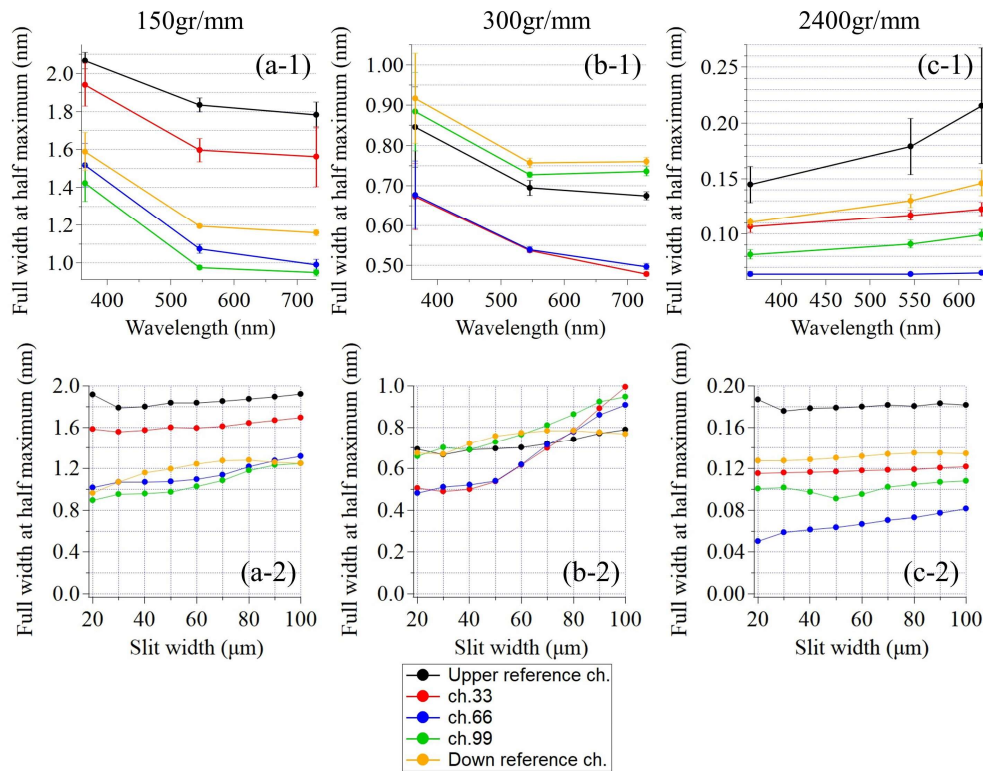


図2.7 各回折格子、各チャンネルの半値幅の波長依存性と入ロスリット依存性。上段は入ロスリット幅 $50\mu\text{m}$ のときの波長依存性、下段は中心波長 546nm のときの入ロスリット幅依存性を表す。波長依存性のエラーバーはフィッティング誤差である。刻線数が多いほど波長分解能が高い。

表 2.1 回折格子の光学特性

	150 gr/mm	300 gr/mm	2400 gr/mm
計測波長幅	150nm	74.3nm	5.77nm
波長分解能(ch.66)	1.07nm	0.539nm	0.0636nm

2.1.3 絶対感度較正

分光器で計測されたプラズマの発光の絶対値を求めるため、積分球を用いた絶対感度較正を行なった。光源の放射量は既知であるために、その値と計測された各チャンネルの

第2章 分光計測による発光分布、フロー速度の評価

計測値から校正係数を得ることができる。積分球の放射強度と 150gr/mm の校正係数を図 2.8 に示した。2 種の破線はそれぞれ異なる計測波長領域で計測したときの校正値であり、実線はそれらの平均値を表している。積分球の放射強度は波長領域で分割してそれぞれ 3 次または 4 次関数でフィティングした値を用いている。150gr/mm は計測波長領域が広いために図のような校正係数の広い波長依存性を用意したが、2400gr/mm は計測スペクトルの波長領域のみ校正係数の計算を行なっている。積分球の出力は波長が落ちるに伴い減少する。同様に低波長において分光器の感度も悪くなるため、450nm 以下の波長において積分球の計測値は落ちてしまう。そのために 400nm 付近での 2 種の破線の違いは CCD カメラの受光部の両端のわずかな出力差が校正値に影響した結果であると考えられる。

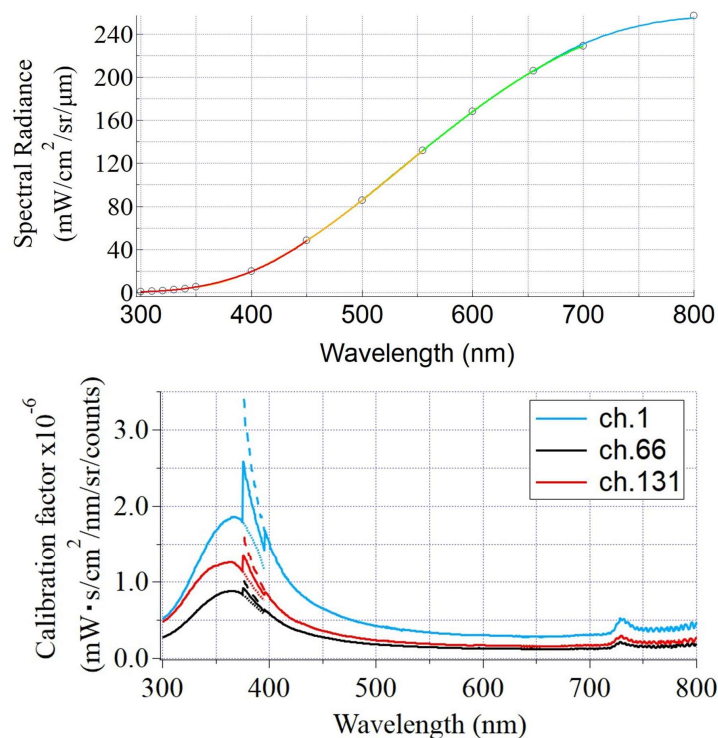


図 2.8 積分球の放射強度とそれによる 150gr/mm の校正値

2.1.4 絶対波長較正

実験計測でドップラーシフトからフロー速度を得るために波長の絶対較正を行った。絶対波長較正は計測波長領域内で計測されるスペクトルの静止波長と分散関係から得ることができる。スペクトルの静止波長は NIST (National Institute of Standards and Technology) の原子スペクトルデータベースを用いている。スペクトルはガウス関数であると仮定してフィッティングを行うことでスペクトル中心のピクセルを求める。分散関係は計測波長領域内の2つのスペクトルの中心波長間の差を中心波長間のピクセル数で割ったものであり、単位は nm/pixel で表される。計測波長領域を変えて波長較正ランプからのスペクトルを計測し、350-620nm の間の分散関係を得た。図 2.9 に示すように、分散は波長によって変化しており、2 次関数でフィッティングを行った。

実験では計測の際に回折格子の切り替えなどで波長がずれてしまうので、波長較正チャンネルを用いてこのずれを補正した。実験前にすべてのチャンネルで波長較正ランプからのスペクトルを計測することにより、チャンネル間の波長のずれを記録した。実験中に波長較正

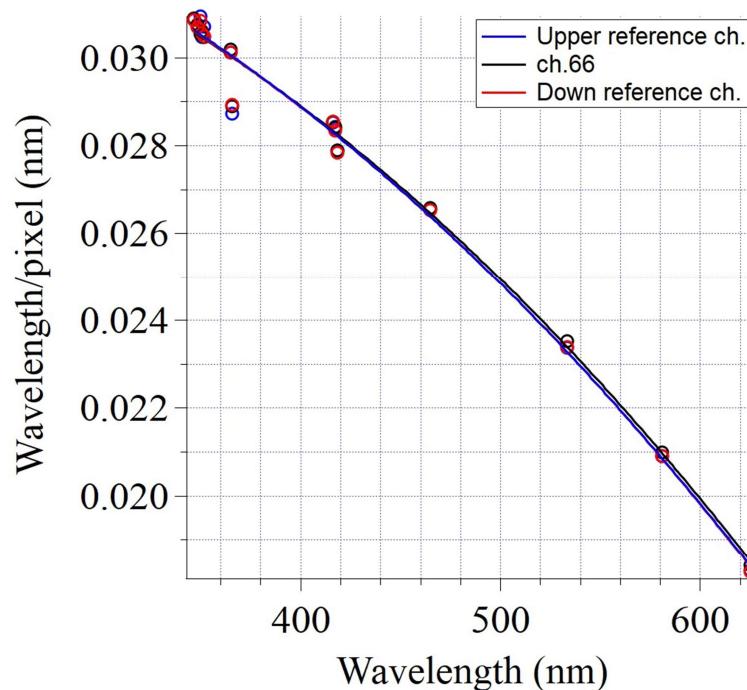


図 2.9 2400gr/mm の分散関係。各波長の分散関係を2次関数のフィッティング係数を波長較正に使用している。

チャンネルで波長校正ランプからのスペクトルを計測することで、各チャンネルの波長のずれを補正した。さらに、図 2.9 で得られた分散関係を用いてより精確に絶対波長校正を行った。

図 2.10 は CCD カメラで得られた出力の拡大図とビニングによって得られたスペクトルの図を示している。図から見られるように、CCD カメラ上下端で得られるスペクトルは収差の影響でガウシアン分布となっていない。

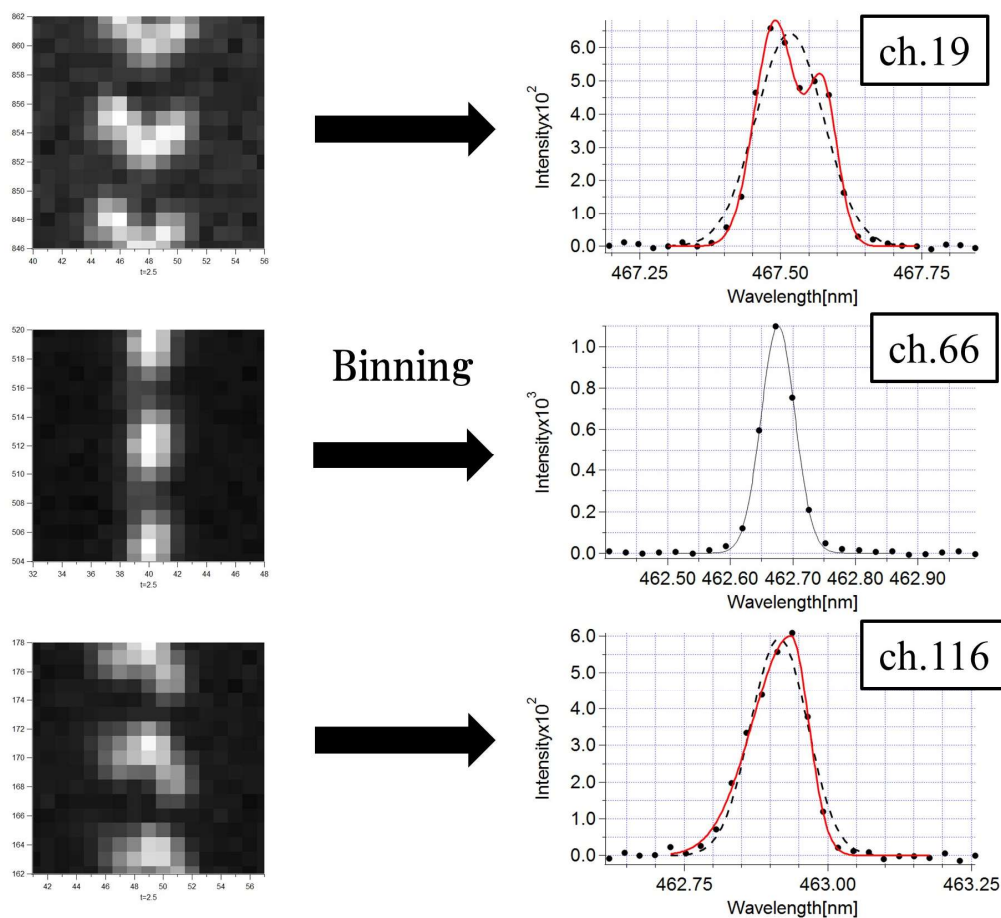


図 2.10 CCD イメージ図とビニング図。CCD 上部のチャンネル(ch.19)はピークが2つに分かれており CCD 下部のチャンネル(ch.116)は左右非対称となっている。

2.2 発光強度・フロー分布の密度・磁場依存性

周辺領域のプラズマ輸送を調査するためにダイバータ由来の不純物である炭素の発光分布の計測を行った。CII ($1s^2 2s 2p^3 s^4 P^o - 1s^2 2s 2p^3 p^4 P$, 514 nm)は 150gr/mm を、CIII ($1s^2 2s 3s^3 S - 1s^2 2s 3p^3 P^o$, 465 nm)と CIV ($1s^2 5f^2 F^o - 1s^2 6g^2 G$, $1s^2 5g^2 G - 1s^2 6h^2 H^o$, 466 nm) は 2400gr/mm を使用して計測を行った。各回折格子の計測結果を図 2.11 に示す。CIII464.7nm と CIV (466 nm)のスペクトルはより波長分解能が高い 2400gr/mm を使用することによって分離して計測し、かつドップラーシフトの計測を行っている。

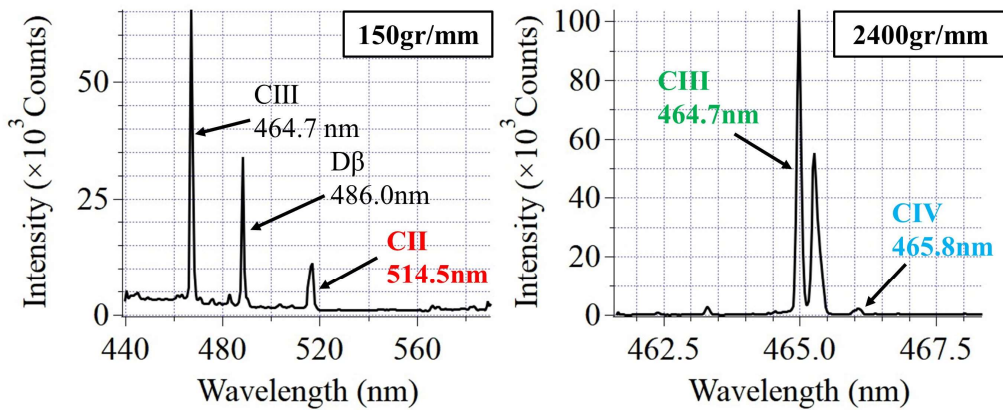


図 2.11 ch.67 で計測されたスペクトル。左が 150gr/mm であり、右が 2400gr/mm での計測結果となっている。150gr/mm では CII、2400gr/mm では CIII と CIV の計測を行っている。

2.2.1 発光強度分布

各価数の2次元発光強度分布の計測結果を、低密度 ($\bar{n}_e = 1.5 - 2.3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$)、高密度 ($\bar{n}_e = 6.6 - 8.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$)、磁気軸(R_{ax}) 3.60、3.75、3.90 m の場合についてそれぞれ図2.12、図2.13、図2.14に示す。発光強度分布は磁場構造によって異なり、特に $R_{ax} = 3.6\text{m}$ の発光強度分布は $R_{ax} = 3.75$ 、3.9mと比べ大きく変化している。またCIIIとCIVは磁気軸が

第2章 分光計測による発光分布、フロー速度の評価

$R_{ax} = 3.6\text{m}$ から 3.9m になるほど発光強度が落ち放射領域が拡大していることが確認できる。2次元発光強度分布は視線積分によって得られたデータであるが、低いイオン化ポテンシャルであるために、プラズマの最外殻磁気面外にあると仮定して、最外殻磁気面からダイバータプレート周辺の発光であると考え考察を行う。

画像上端の発光はダイバータレグのものと考えられ、接続されるダイバータプレートの違いから分布構造が異なることが考えられる。これはダイバータレグに沿ったプラズマ粒子の輸送が反映されていると考えられ、異なる磁場構造によって粒子輸送が支配的なダイバータレグが変わっていると考えられる。[2.3]

価数や密度の違いも表れているが、その分布はイオン化ポテンシャルと背景プラズマの温度分布から考えられる。ダイバータプレートからコアプラズマに磁力線をさかのぼるとプラズマの温度は上昇する。イオン化ポテンシャルは価数があがるほど高くなるため2次元発光強度分布は画像の下部に移ることになる。密度が高くなる場合も同様にプラズマ全体の温度が下がるために不純物の密度はより上流に移るものと考えられる。

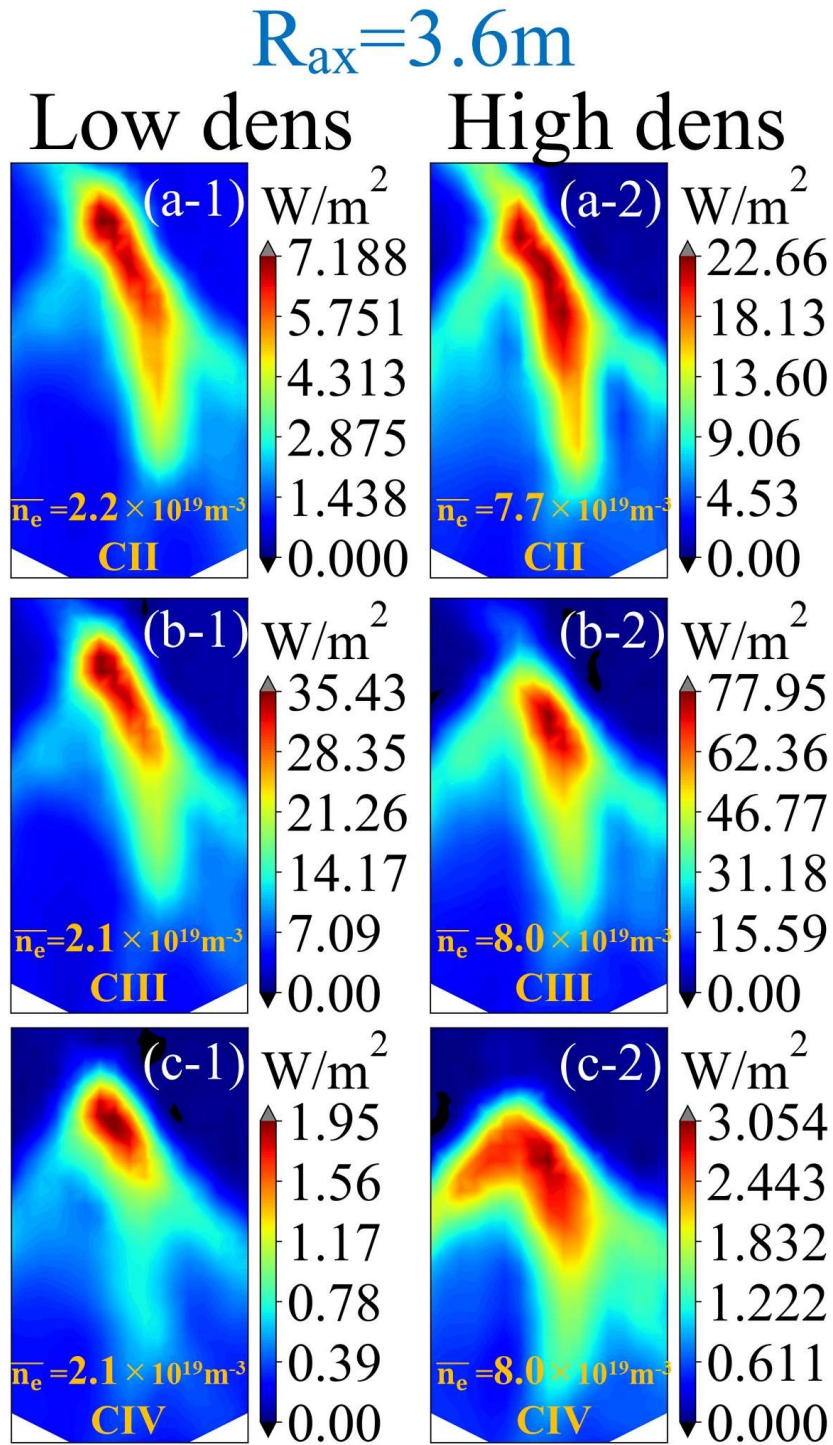


図 2.12 $R_{ax}=3.6m$ での各価数の発光強度分布の電子密度依存性。上段は CII、中段は CIII、下段は CIV であり括弧内の数字は電子密度を表しており、1 は低密度、2 は高密度である。

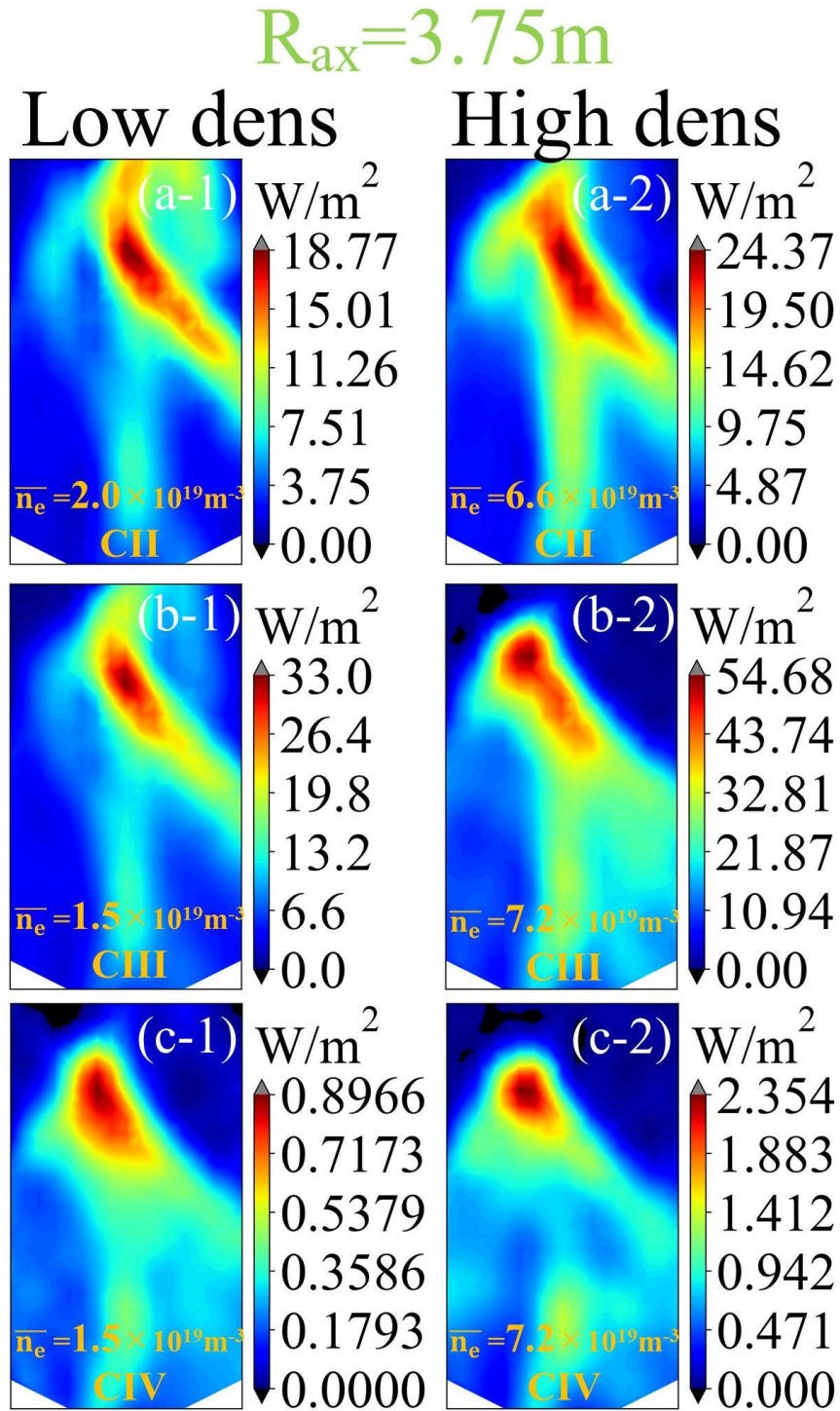


図 2.13 $R_{ax}=3.75m$ での各価数の発光強度分布の電子密度依存性。上段は CII、中段は CIII、下段は CIV であり括弧内の数字は電子密度を表しており、1 は低密度、2 は高密度である。

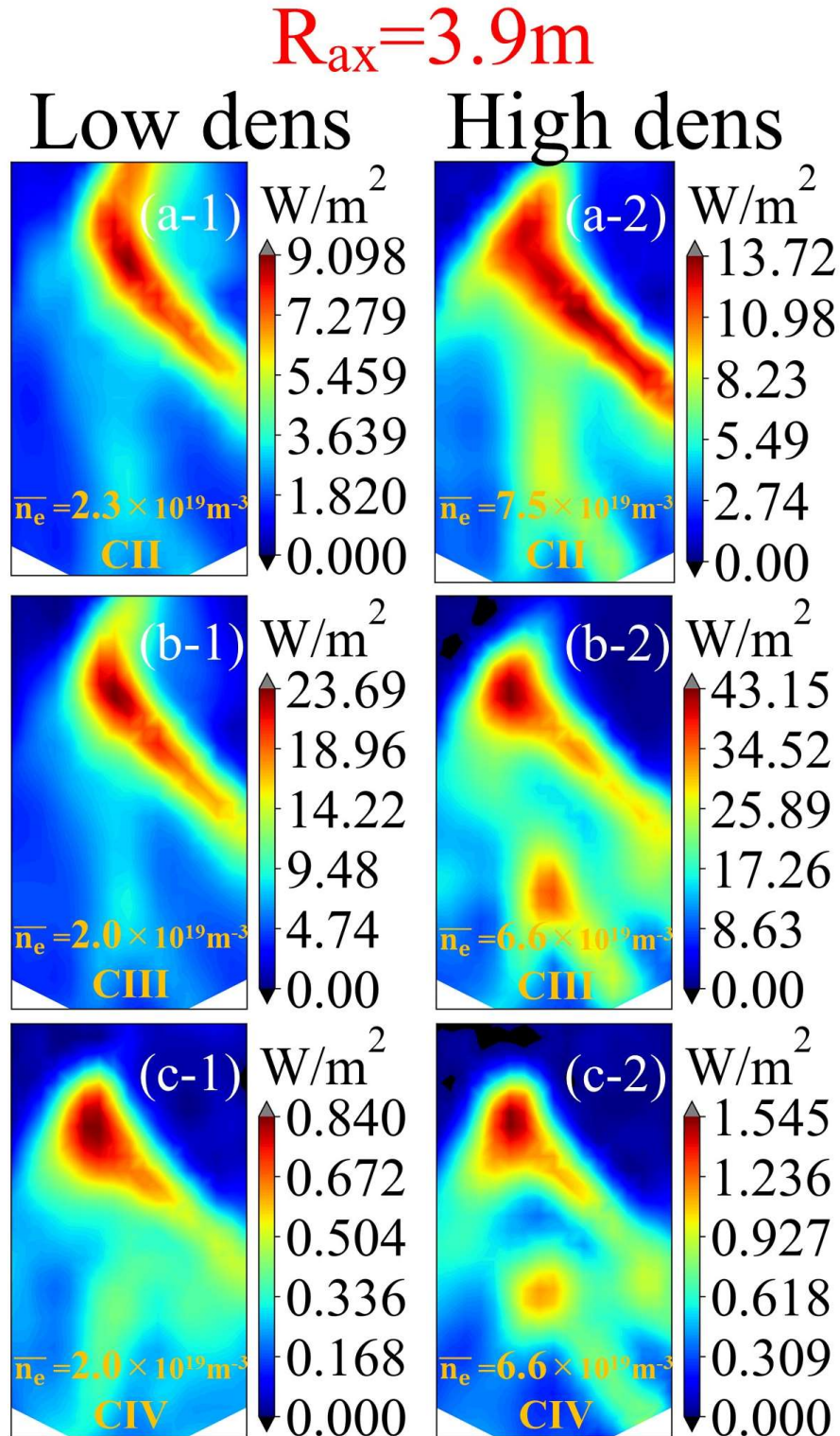


図 2.14 $R_{ax}=3.9m$ での各価数の発光強度分布の電子密度依存性。上段は CII、中段は CIII、下段は CIV であり括弧内の数字は電子密度を表しており、1 は低密度、2 は高密度である。

2.2.2 電子温度分布と発光強度の比較

より具体的な考察を進めるために、磁場構造と電子温度分布との比較を行う。磁気軸 3.6m と 3.9m におけるトムソン散乱による電子温度と電子密度分布を図 2.15 に示す。このときの線平均電子密度 \bar{n}_e は $5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ であり、分光器の露光時間中の計測値を全てプロットしている。青と赤色で覆われているのは各磁気軸における電子温度が平坦化している領域を示している。磁気軸 3.6m での平坦化領域は $2.63 < R < 2.74 \text{m}$ であり、一方 $R_{ax} = 3.9 \text{m}$ では $2.92 < R < 3.03 \text{m}$ であり $R_{ax} = 3.6 \text{m}$ より大きくなっていることがわかる。トーラス外側ではこの平坦化が見られないが、これはストキャスティック層の中にある残留磁気島鎖の位相空間によるものであると考えられ、このことは[2.4]で議論されている。 $R_{ax} = 3.6, 3.9 \text{m}$ それぞれの平坦化領域での温度は第1から第4イオン化ポテンシャルの間に対応しており、平坦化領域周辺で炭素の発光が集中していることが分かる。図 2.16 に $R_{ax} = 3.6, 3.9 \text{m}$ での L_c 分布を示す。青と赤色で覆われている箇所は図 2.15 の T_e 平坦化領域を示している。図 2.17 に $R_{ax} = 3.6 \text{m}$ での平坦化領域周辺の電子温度分布を示す。平均電子密度毎にプロットされており、 $\bar{n}_e = 2.1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ のとき、平坦化領域での T_e は第4イオン化ポテンシャルを超えているが、平均電子密度の減少に伴い減少していることが分かる。 $\bar{n}_e = 5.7, 7.6 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ のような高密度のとき、平坦化領域での T_e は第2から第4イオン化ポテンシャルの間にあり、その結果が図 2.12 の(b-2)、(c-2)に示されているように放射領域拡大と放射強度の増加に表れていると考えられる。このことから T_e 分布が磁場構造に影響を受けていることが考えられ、その結果発光強度分布がストキャスティック層の拡大に伴い広がっていることが考えられる。

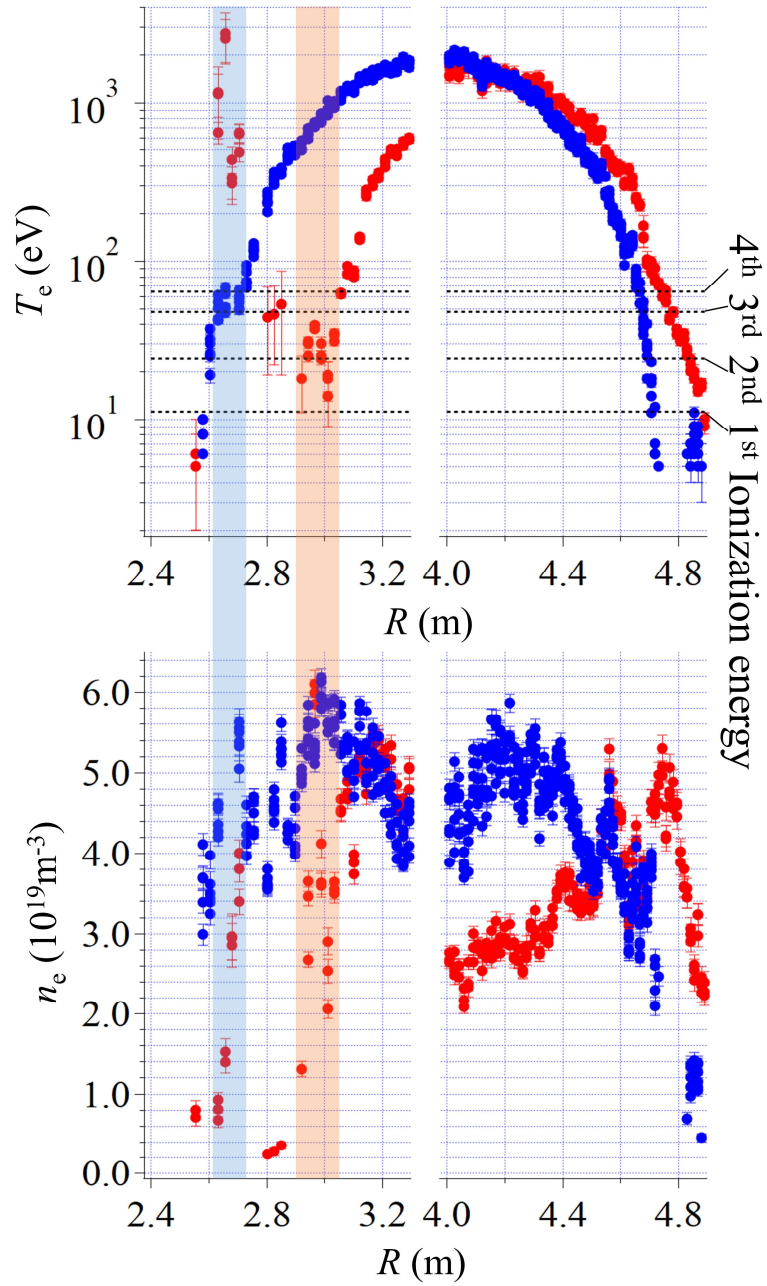


図 2.15 線平均電子密度 $\bar{n}_e = 5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ での T_e と n_e 分布。青と赤の表記はそれぞれ $R_{\text{ax}} = 3.6\text{m}$, 3.9m を示している。また、 T_e 分布において、黒の破線はイオン化エネルギーを示しており、各磁気軸の T_e 平坦化領域は青と赤色で覆っている。

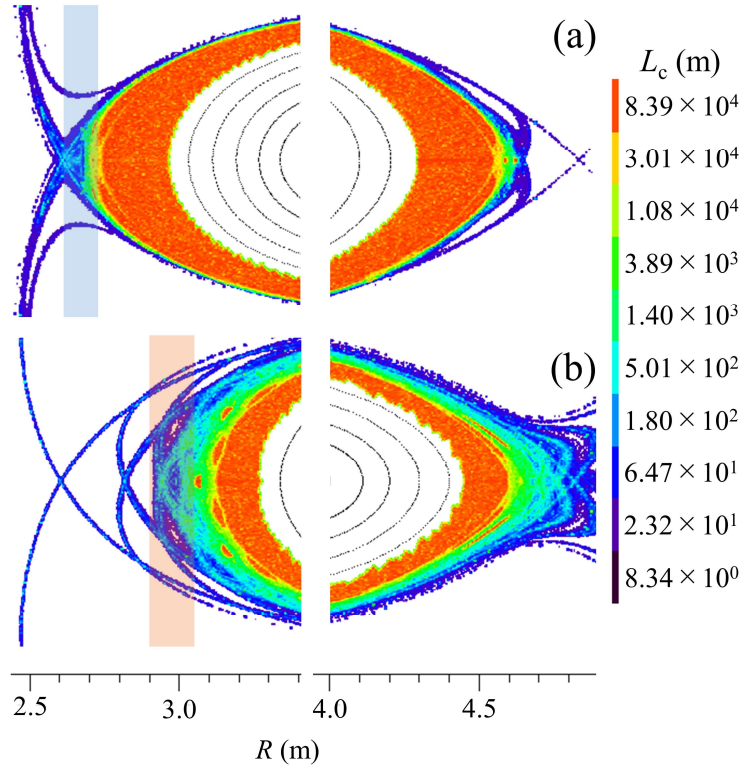


図 2.16 (a) $B_t = -2.75\text{T}$, $R_{\text{ax}} = 3.6\text{m}$ と(b) $B_t = -2.54\text{T}$, $R_{\text{ax}} = 3.9\text{m}$ の L_c 分布。青と赤で覆われている箇所は図 2.13 の T_e 平坦化領域に対応している。

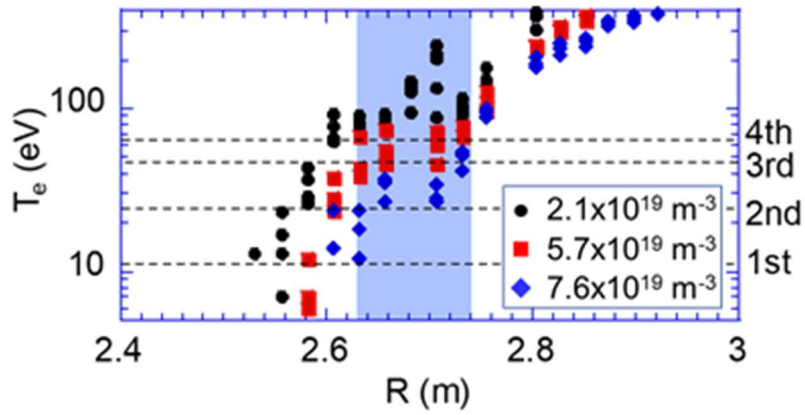


図 2.17 $R_{\text{ax}} = 3.6\text{m}$ における平坦化領域周辺での T_e 分布。黒、赤、青の表記はそれぞれ $\bar{n}_e = 2.1, 5.7, 7.6 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ を示している。

2.2.3 平均発光強度

発光強度をより定量的に扱うために全計測ファイバーによる平均発光強度の密度依存性を図2.18に示した。まずCIIについて、各磁気軸により発光強度が飽和する密度が異なっている。 $R_{ax} = 3.6m$ では $\bar{n}_e = 6 \times 10^{19} m^{-3}$ まで上昇し、飽和する。一方 $R_{ax} = 3.9m$ では飽和点は $\bar{n}_e = 3 \times 10^{19} m^{-3}$ となる。CIIの発光強度はダイバータ板からの炭素の発生量を反映していると考えられる。図2.19に計測領域に近いトロイダルセクション7ダイバータ板の粒子束を示している。ここでRとLは右と左のダイバータ板を示している。 $R_{ax} = 3.6m$ のCIIの放射量は7Lの粒子束に近い振る舞いをしており、粒子束は $\bar{n}_e = 6 \times 10^{19} m^{-3}$ で飽和していることが確認できる。 $R_{ax} = 3.9m$ も粒子束と同様の振る舞いをしており、 $\bar{n}_e = 3 \times 10^{19} m^{-3}$ で飽和していることが確認できる。一方高密度での振る舞いは異なっており、一度飽和した粒子束は再度上昇を始める。この結果の原因は高密度ではスパッタ係数が変わったためであると考えられる。

CIII、CIVの様子はCIIと異なっており、高密度においてストキャスティック層が厚い磁場配位ほど放射強度が抑えられていることがわかる。これは以下のようにプラズマパラメータとの関係から考察することができる。電離進行プラズマを仮定すると、価数Zの発光強度 I_Z は以下のように考えられる。

$$I_{Z(p,q)} = R_{1(p)} n_e n_{Z(1)} V A_{(p,q)} \quad (2.1)$$

ここでpとqはそれぞれエネルギー準位($p < q$)である。 $n_{Z(p)}$ 、 V 、 $A_{(p,q)}$ 、 $R_{1(p)}$ と n_e はそれぞれ準位pでのポピュレーション密度、発光領域の体積、自然放出の遷移率、ポピュレーション係数、電子密度を表す。そして $p = 1$ は基底状態を示す。つまり計測される放射量は以下のように電子密度と、価数Zの炭素の密度と炭素の存在する体積に比例する。

$$I_{Z(p,q)} \propto n_e n_{Z(1)} V \quad (2.2)$$

$R_{ax} = 3.6m$ のとき、CIVの放射領域は T_e の平坦化領域がイオン化ポテンシャルに近づくこと

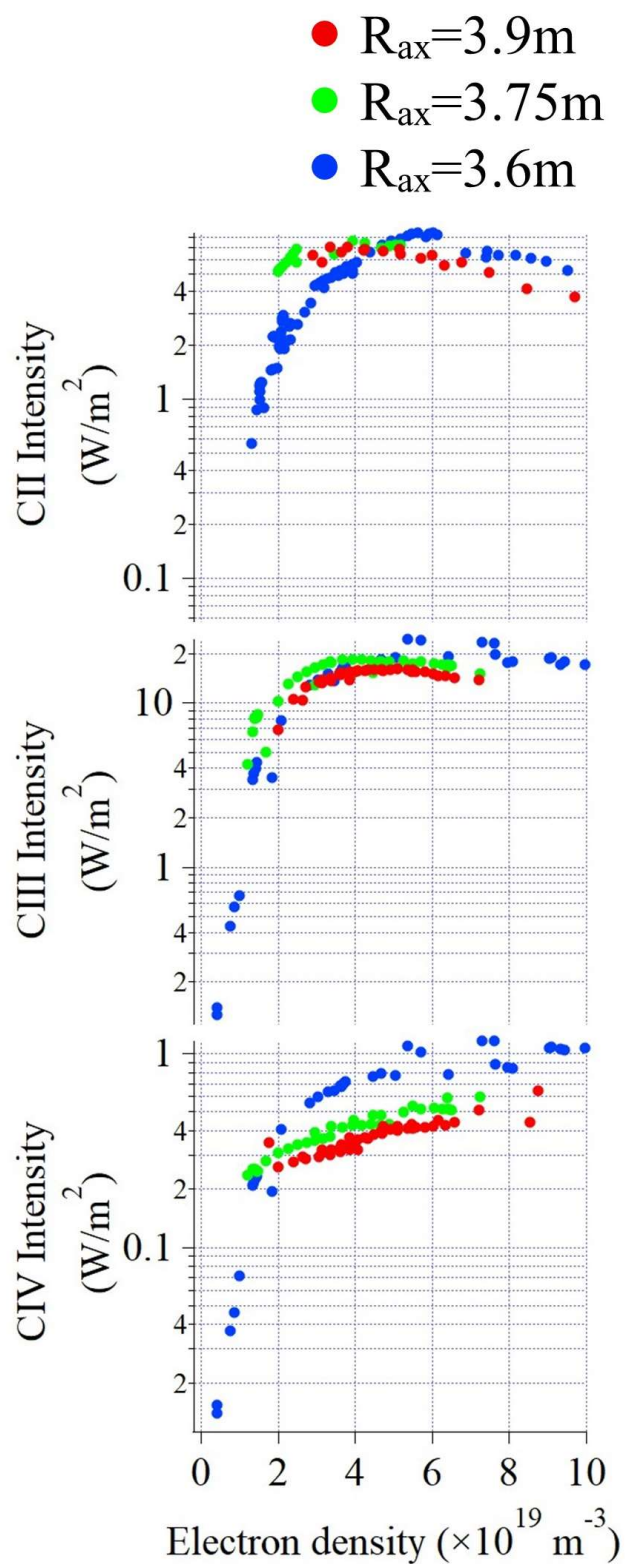


図 2.18 磁場構造毎の平均発光強度の平均電子密度依存性。青色は $R_{ax}=3.6m$ 、緑色は $R_{ax}=3.75m$ 、赤色は $R_{ax}=3.9m$ となっている。

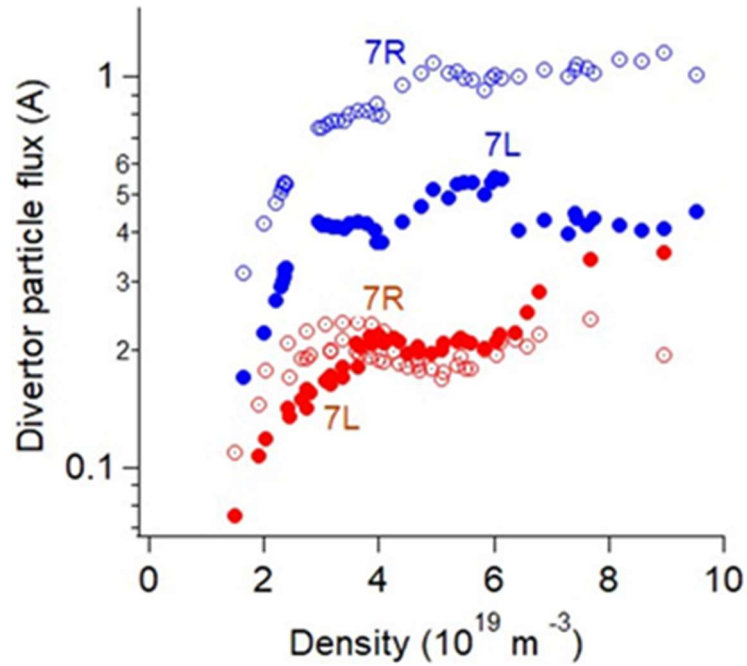


図 2.19 トロイダルセクション 7 のダイバータで計測した Langmuir プロブによる粒子束。赤と青はそれぞれ磁気軸 3.6m と 3.9m、R と L はそれぞれ右と左のダイバータアレイを示す。

で大きくなるため、 $n_{Z(1)}V$ は大きくなる。同時に平坦化領域 ($R = 2.85 \sim 3.05m$) での \bar{n}_e は $R_{ax} = 3.9m$ と比べ大きくなっている。その結果式 (2.2) より $\bar{n}_e = 5 \times 10^{19} m^{-3}$ において、 $R_{ax} = 3.6m$ の CIV の平均発光強度は $R_{ax} = 3.9m$ より大きくなることが考えられる。この予測は図 2.18 の計測結果と相反しない。一方 CIII の平均発光強度は $R_{ax} = 3.6m$ と $3.9m$ で同程度となっている。この原因としては図 2.16 から分かるように、 $R_{ax} = 3.9m$ での T_e の平坦化領域が $R_{ax} = 3.6m$ より広く、CIII の発光領域が広がっているためであると考えられる。その結果 $n_{Z(1)}V$ が $R_{ax} = 3.6m$ より大きくなり、平坦化領域での \bar{n}_e が $R_{ax} = 3.6m$ より小さい分を補っていると考えられる。

2.2.4 発光強度の同位体効果

発光強度について、燃料粒子が重水素と軽水素で異なるときの結果を図 2.20 に示した。

軽水素は全体的に重水素に比べ放射量が大きいことが確認できる。これは重水素の場合のスパッタ率が軽水素と比べて大きいためであると考えられる。図 2.21、図 2.22 に物理スパッタリング収量(率)[2.5]、化学スパッタリング収量(率)[2.6]の実験データを示す。LHD のダイバータ部における電子温度はおよそ10～50eV であり、シース電圧による加速を考慮すると、ダイバータ板への水素イオンの衝突エネルギーは 50～250eV 程度であると考えられる。また、ストライクライン付近でのダイバータ温度は放電中にはおよそ 200～300℃程度となる。図 2.21、図 2.22 から、このようなパラメータ領域では、物理・化学スパッタリング共に重水素が軽水素に比べて2～3倍ほど大きくなっている。この差はおよそ CII の発光強度の差に対応していることから、図 2.20 で観測される違いは、スパッタリング収量に起因する炭素の発生量の違いによるものと考えられる。

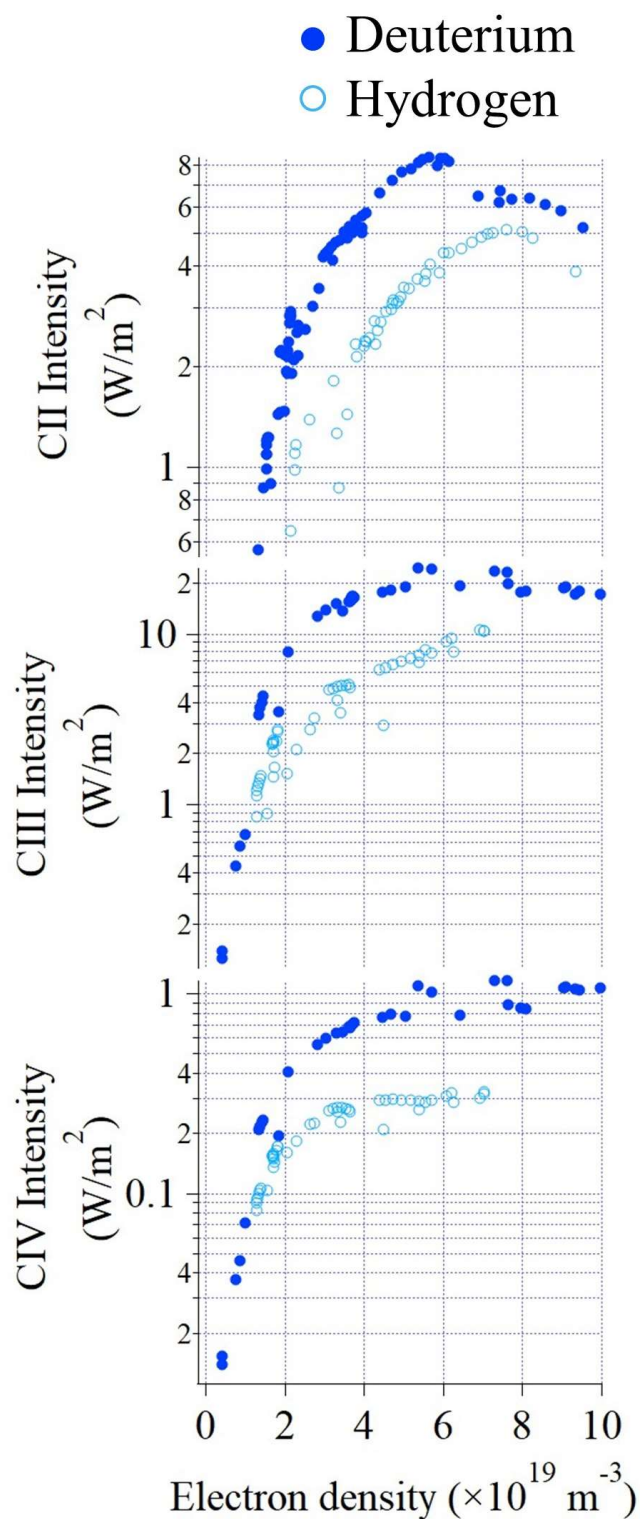


図 2.20 燃料粒子毎の平均発光強度の平均電子密度依存性。青色は重水素、白抜きは軽水素を示す。

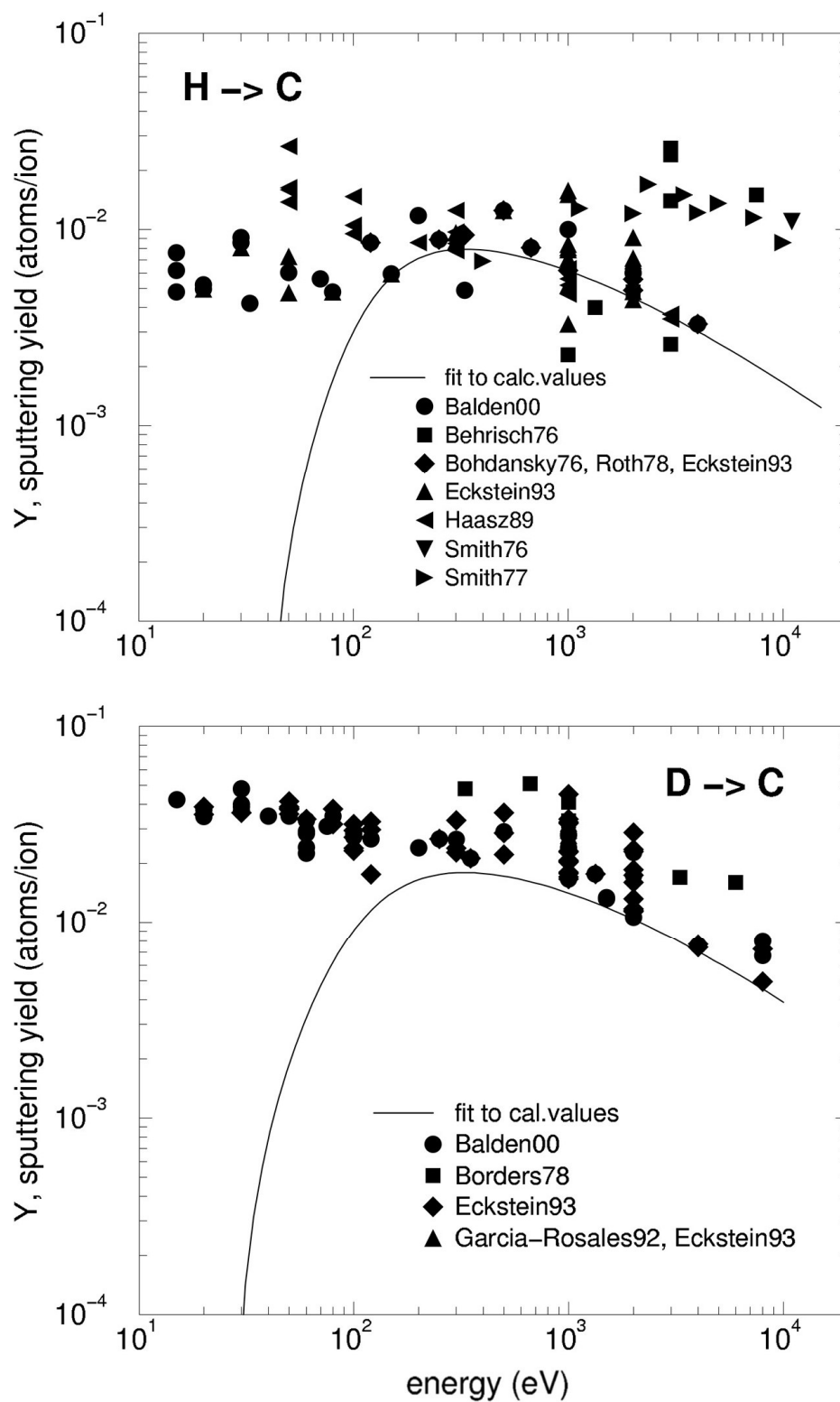


図 2.21 炭素原子のスパッタリング収量(率)のエネルギー依存性。上段が軽水素[2.7-2.14]、下段が重水素[2.7、2.14-16]を表す[2.5]。

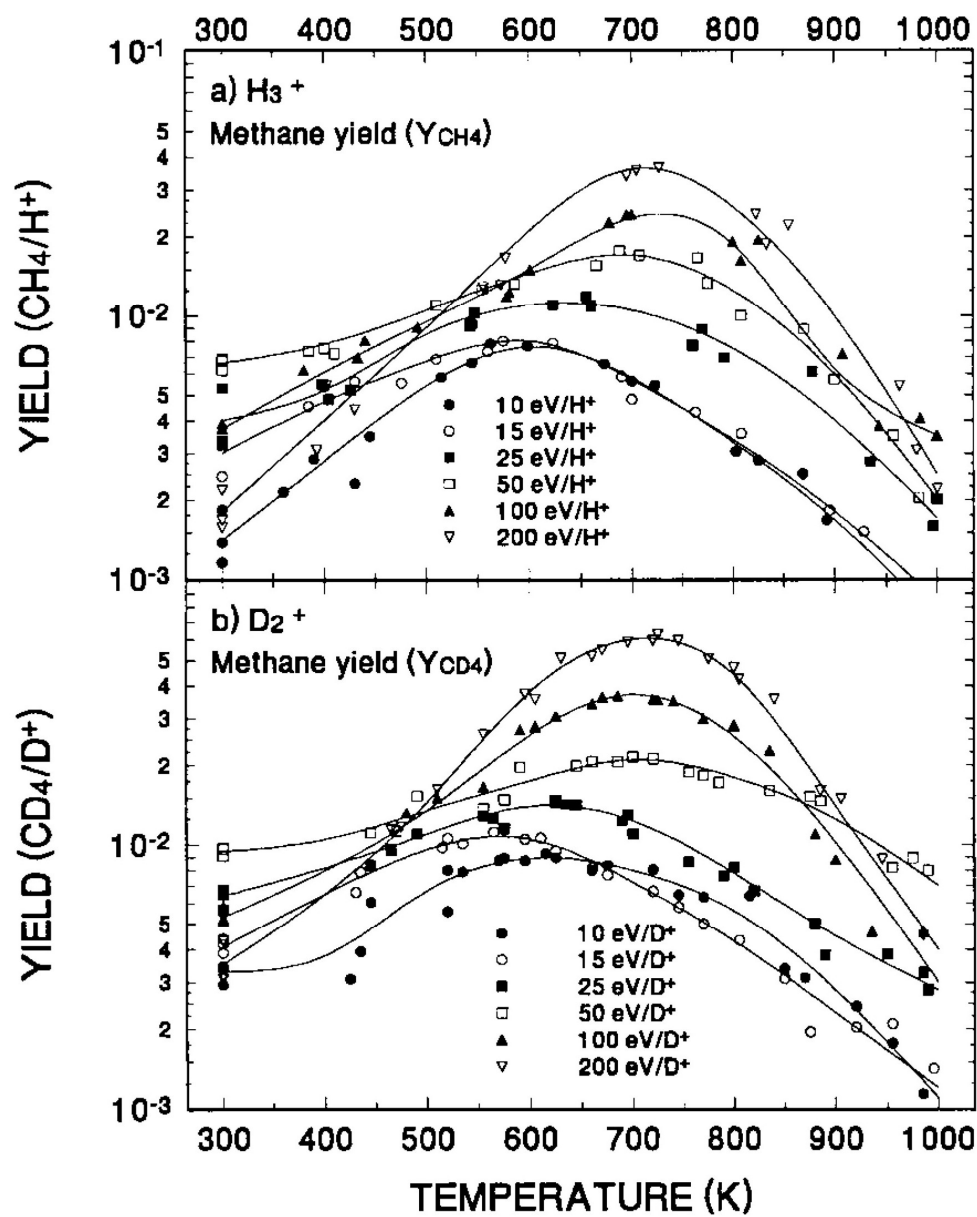


図 2.22 メタンのスパッタリング収量(率)の炭素の温度依存性。グラフはイオンのエネルギー毎に描写されており、上段が軽水素、下段が重水素を表す[2.6]。

2.2.5 フロー速度分布

スペクトルが波長方向にシフトしていることが確認された。観測視線はほぼ磁力線に沿った方向となっているため、このようなスペクトルのシフトは磁力線方向の不純物のフローによるものと考えられる。炭素から放射されるスペクトルは以下のようなガウシアン分布であると仮定する。

$$f(\lambda) = \exp \left\{ - \left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda}{\text{width}} \right)^2 \right\} \quad (2.3)$$

ここでwidth、 λ 、 λ_0 、 $\Delta\lambda$ はそれぞれピーク値に対して1/eとなるスペクトルの半幅、波長、静止波長そしてフロー速度を示す。実際に計測されるスペクトルは装置関数との畳み込みによる出力である。よってフロー速度はあらかじめ得ているファイバー毎の装置関数とガウス関数とのフィッティングより計算される。2価の炭素のフロー速度分布を図2.23に示す。ここで、正のフロー速度は紙面奥から手前の方向である。得られたフロー速度は $\sim \pm 20 \text{ km/s}$ であり、これはダイバータ付近のプラズマの温度を $10 \sim 20 \text{ eV}$ と仮定すると、音速は $20 \sim 30 \text{ km/s}$ 程度であり、およそこの60-90%の速さとなっている。 $R_{ax} = 3.6 \text{ m}$ では、計測領域の上の部分でフローが反転していることがわかった。図2.3に示すように、X点の軌道を中心にして、それぞれ左右別々のダイバータ板に接続する磁力線が存在する。X点軌道より左側（計測領域の左側に対応）、右側（計測領域の左側に対応）ではそれぞれ画面手前側、奥側のダイバータ板に向かって磁力線は接続している。従って、このフローの反転は左右のダイバータレグがダイバータプレートに向かう方向に不純物が流れていることによるものと考えられる。このようなフローの反転は $R_{ax} = 3.75, 3.9 \text{ m}$ のようにストキャスティック領域が大きくなるとより広い領域で起こっていることがわかった。

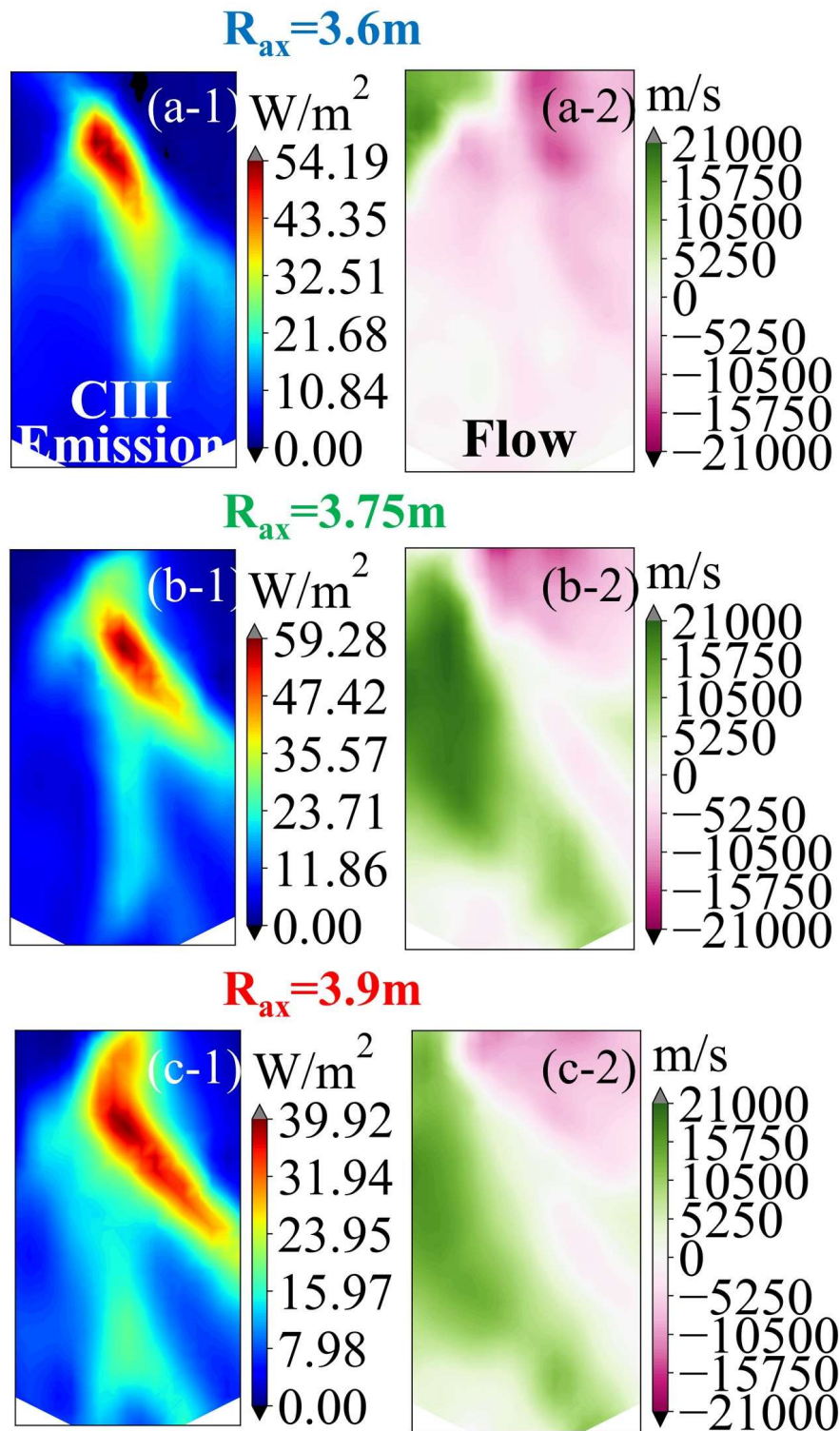


図2.23 フロー速度の磁場構造依存性。上段がフロー速度、下段が同じタイミングでの発光強度分布であり、(a)は $R_{ax}=3.6m$ 、(b)は $R_{ax}=3.75m$ 、(c)は $R_{ax}=3.9m$ となっている。配位ごとに縦に並べてこの図で1ページに表示する。

2.3 まとめ

周辺領域の不純物輸送を調べるために2次元分光器計測系の増強と整備を行い、分光器の装置幅の同定と絶対感度較正と絶対波長較正を行った。各回折格子について光学特性を調べたが、特に2400gr/mmではgrating smileによる像の波長方向のシフトが見られた。ドップラーシフトによるフロー速度の同定には、grating smileや収差の影響によるスペクトルの変形を装置関数として考慮した。2次元発光強度分布では価数、磁場構造と電子密度によって発光強度が変化し、ストキャスティック領域の影響が確認された。磁力線構造に起因する電子温度・電子密度分布が発光強度分布に影響を与えていることがわかった。全計測ファイバーによる平均発光強度の電子密度依存では価数、磁場構造と同位体効果を調べ、どちらも明らかな違いが確認された。発光強度には明らかに同位体効果があり、重水素では軽水素より2～3倍の発光強度が観測された。これはスパッタリング収率の違いによるものと思われる。またフロー速度分布に関して、同様に磁場構造による違いが確認され、ストキャスティック領域が大きい磁場構造ではフロー速度の反転がより鮮明に見られた。

参考文献

- [2.1] S. Morita, E. H. Wang, M. Kobayashi, C. F. Dong, T. Oishi, Y. Feng, M. Goto, X. L. Huang, S. Masuzaki, I. Murakami, Y. Suzuki, T. Watanabe and the LHD Experiment Group, Plasma Phys. Control. Fusion 56, 094007 (2014).
- [2.2] S. N. Pandya, B. J. Peterson, M. Kobayashi, K. Ida, K. Mukai, R. Sano, J. Miyazawa, H. Tanaka, S. Masuzaki, T. Akiyama, G. Motojima, N. Ohno and LHD Experiment Group, Nucl. Fusion vol.56, 046002 (2016).
- [2.3] M. Shoji, M. Kobayashi, S. Masuzaki, T. Watanabe, H. Yamada, A. Komori, and LHD experimental groups, J. Nucl. Mater. 390-391, 490 (2009).
- [2.4] Y. Feng, M. Kobayashi, T. Morisaki, S. Masuzaki, J. Miyazawa, B.J. Peterson, S. Morita, M. Shoji, K. Ida, I. Yamada, K. Narihara, N. Ashikawa, H. Yamada, N. Ohyabu, A. Komori, O. Motojima, F. Sardei, D. Reiter, and the LHD Experimental Group, Nucl. Fusion 48, 024012 (2008).
- [2.5] "Sputtering by Particle Bombardment, Experiments and Computer Calculations from Threshold to MeV Energies", R.Behrisch and W.Eckstein, Springer
- [2.6] B.V. Mech, A.A. Haasz, and J.W. Davis, J.Nucl.Mater., 255, 153(1998)
- [2.7] W.Eckstein, C.Garcia-Rosales, J.Roth, W.Ottenberger:Sputtering Data, Report IPP 9/82, Garching(1993)
- [2.8] R.Behrisch, J.Bohdansky, G.H.Oetjen, J.Roth, G.Schilling, H.Verbeek, J.Nucl,Mater. 60, 321 (1976)
- [2.9] J.Bohdansky, J.Roth, M.K.Sinha, In Proc. 9th Symp. on Fusion Technology, (Pergamon, London 1976) p.541
- [2.10] J.N.Smith, Jr., C.H.Meyer, Jr., J.K.Layton, Nucl. Technol., 29, 318 (1976)
- [2.11] J.N.Smith, Jr., C.H.Meyer, Jr., J.K.Layton, J. Nucl. Mater., 67, 234 (1977)
- [2.12] J. Bohdansky, H.L.Bay, W.Ottenberger, J. Mater., 76&77, 163 (1978)
- [2.13] A.A.Haasz, J.W.Davis, C.H.Wu, J. Nucl. Mater., 162-164, 915 (1989)
- [2.14] M.Balden, J.Roth, J. Nucl. Mater., 280, 39 (2000)
- [2.15] J.A.Borders, R.A.Langley, K.L.Wilson, J. Nucl. Mater., 76, 168 (1978)
- [2.16] C.Garcia-Rosales, J.Roth, J. Nucl. Mater., 196-198, 573 (1992)

第 3 章 トモグラフィー解析による不純物発光分布と磁場構造の関係

この章ではこの研究で新たに開発されたトモグラフィー手法の説明と、計測された炭素の発光分布の解析結果について述べる。分光器による発光分布の計測は 1 つの計測窓から行われている。この計測によって得られる 2 次元発光強度分布から 3 次元発光強度分布を求めるが、このような条件から単純に逆問題を解くならばこの問題は悪条件になりやすい。この問題を解決するために磁場閉じ込めプラズマの輸送特性を利用し逆問題を解く際の拘束条件に組み込んだ。その他負値の修正などの工夫による再構成像の計算を試みた。

3.1 解析手法

3.1.1 逆問題の概要

この章で取り扱う新トモグラフィー手法では線形モデルの逆問題を解くことが基本的な考え方になる。物理量の空間分布 $E_{(r)}$ と計測データ $S_{(r)}$ の関係は以下のように書くことができる。

$$\int_D l_{(r,r')} E_{(r')} dr' = S_{(r)} \quad (3.1)$$

ここで r と r' は位置ベクトルであり、また D と $l_{(r,r')}$ は計測領域と写像関数である。 D は計測チャ

ンネルによって異なり、視線方向の積分によって計測データが得られる。未知である $E_{(r)}$ を求めるために、以下のように離散化、行列化する。

$$\sum_{n=1}^N l_{(r_m, r'_n)} E_{(r'_n)} \Delta r'_n = S_{(r_m)}, (m = 1, 2, \dots, M) \quad (3.2)$$

$$LE = S \quad (3.3)$$

$$L = \begin{bmatrix} l_{11} & \cdots & l_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ l_{M1} & \cdots & l_{MN} \end{bmatrix}, (l_{mn} = l_{(r_m, r'_n)} \Delta r'_n)$$

$$E = \begin{bmatrix} E_1 \\ \vdots \\ E_N \end{bmatrix}$$

$$S = \begin{bmatrix} S_1 \\ \vdots \\ S_M \end{bmatrix}$$

ここで L 、 M と N はそれぞれ投影行列、計測データ数と再構成セル数である。一般に逆問題では最小二乗法などの最小問題を設定するが、 $M > N$ では以下のように正則化項を追加したラグランジュ関数 $\Lambda_{(E)}$ の最小問題を設定する必要がある。

$$\Lambda_{(E)} = \frac{1}{M} \|S - LE\|^2 + \gamma \|CE\|^2 \quad (3.4)$$

ここで $\|a\|$ はベクトル a のノルムであり、 $\|CE\|^2$ は正の未定乗数 γ をパラメータとする正則化項である。 C は正則化の手法によって異なり、 C が単位行列 I であれば二乗ノルムを評価量とする Tikhonov 正則化であり、また C が空間 2 階微分であれば空間の滑らかさを評価量とする Phillips 正則化となる。ここでラグランジュ関数が最小時の再構成解 $E_{(\gamma)}$ は以下になる。

$$\frac{\partial \Lambda_{(E)}}{\partial E} = \frac{\partial}{\partial E} \left\{ \frac{1}{M} \|S - LE\|^2 + \gamma \|CE\|^2 \right\} = \frac{2}{M} (0 - L^t)(S - LE) + 2\gamma C^t CE = 0$$

$$(L^t L + M\gamma C^t C)E = L^t S$$

$$E_{(\gamma)} = (L^t L + M\gamma C^t C)^{-1} L^t S \quad (3.5)$$

ここで特異値分解 $LC^{-1} = U\Sigma V^t = \sum_{m=1}^M \sigma_m u_m v_m^t$ を導入することで以下の級数展開の形に書き直すことができる。

$$E_{(\gamma)} = \sum_{m=1}^M w_{m(\gamma)} \frac{(S, u_m)}{\sigma_m} (C^{-1} v_m) \quad (3.6)$$

ここで (a, b) はベクトル a と b の内積を表し、 $w_{m(\gamma)}$ は Tikhonov 窓と呼ばれ以下のように表される。

$$w_{m(\gamma)} = \frac{1}{1 + M\gamma/\sigma_m^2} \quad (3.7)$$

再構成解 $E_{(\gamma)}$ は γ によって決まるため γ の最適値を決める必要がある。 γ の関数である Generalized cross-validation (GCV) によれば、GCV の最小値である γ が最適な $E_{(\gamma)}$ を与える。[3.1]

$$GCV(\gamma) = \frac{\varepsilon^2}{\left(1 - M^{-1} \sum_{m=1}^M w_{m(\gamma)}\right)^2} \quad (3.8)$$

ここで $\varepsilon^2 = M^{-1} \|LE_{(\gamma)} - S\|^2$ は平均二乗の残差項である。これまで正則化項を導入した核融合プラズマの放射分布に対するトモグラフィー解析は行われてきており、Tikhonov 正則化項による解析手法の成功を多く収めている[3.2, 3.3, 3.4]。また、LHD プラズマに適応したトモグラフィー手法の開発も行われてきており、複数の計測視野から3次元の発光強度分布の再構成像を得ることに成功している[3.5, 3.6]。

3.1.2 新トモグラフィー手法の概要

前節で正則化について説明したが、視線方向の情報が不足している計測条件では、

Tikhonov 正則化などの一般に使われている正則化では悪条件は十分に改善されない。このために、磁化プラズマの輸送特性を利用した拘束条件を導入する。プラズマは磁力線に沿った輸送が磁力線に対して垂直な方向の輸送と比べて非常に大きく、その影響は発光強度分布にも表れると考えられる。今回用いるトモグラフィーではその輸送特性を反映するために、セルの座標を磁力線に対して垂直な方向と平行な方向に分ける。図 3.1 に新トモグラフィー手法で用いたセルの概念図を示す。各計測ファイバーの視野と磁力線により作られるトモグラフィーセルとそのインデックスを示している。こうして作られるセルに対して空間2階微分をとる C をラグランジュ関数の正則化項として導入し、磁力線に対して滑らかな分布を仮定する。これより視線方向の情報を補い、悪条件を改善することが可能となる。次節から詳しい説明を行う。

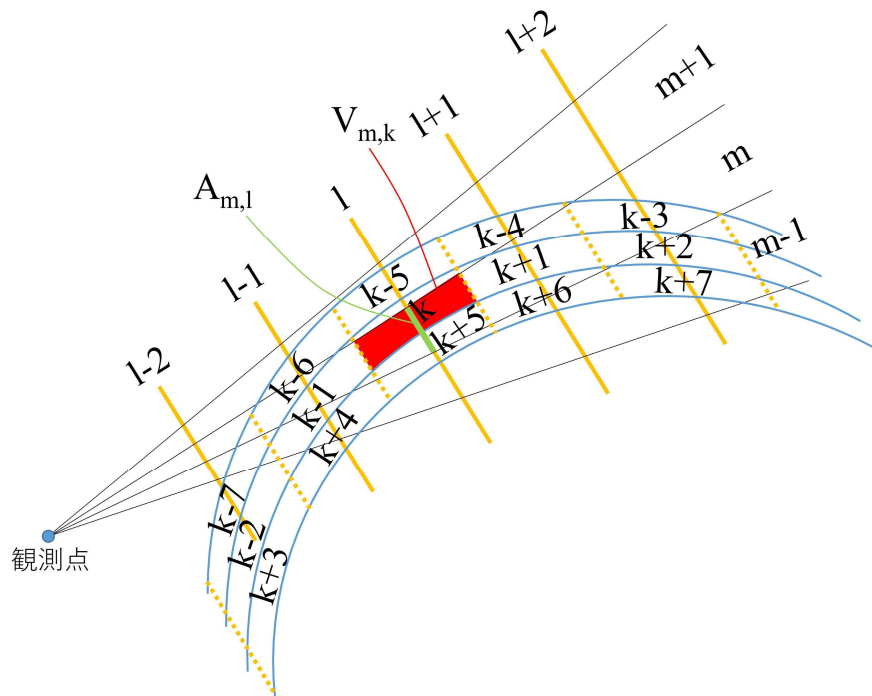


図 3.1 新トモグラフィで扱う計測領域とトモグラフィセルの概略図。3 本のフラックスチューブ状のセルが計測ファイバー視線方向の断面毎に区切られている。m、k、lはそれぞれ計測ファイバー、トモグラフィセル、計測ファイバーの視線方向の断面のインデックスである。

3.1.3 投影行列

式(3.3)で示されたように、計測ファイバーと各セルの発光量は投影行列を介した線形な関係にある。今回の計測条件で用いる投影行列の説明のために各セルの発光が計測ファイバーで観測される光量について述べる。図 3.2 上段に光源 P を計測する光学系を示した。この場合、光源 P がトモグラフィーセル、レンズと受光部が計測ファイバーとなる。光源 P は体積 $V \text{ (m}^3\text{)}$ 、放射強度 $I \text{ (W/m}^3\text{)}$ であり、全放射強度は VI となる。ただし、計測ファイバーに集光されるのは一部であり、全立体角に対する光源と r'_d による立体角 $\pi r_d'^2/a^2$ の割合 $\pi r_d'^2/4\pi a^2$ をかけた量となる。よって、光源 P から集光される光量 I' は、

$$I' = \frac{\pi r_d'^2}{4\pi a^2} \times VI = \frac{r_d'^2}{4a^2} \times VI \text{ (W)} \quad (3.9)$$

となる。絶対校正係数 C_0 は 2.1.3 で説明されたように放射量があらかじめ既知である積分球

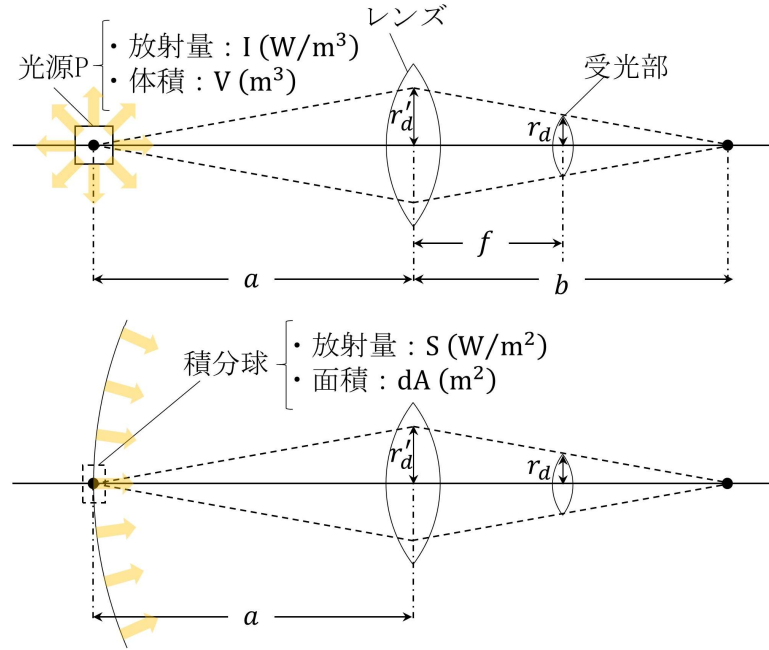


図 3.2 光源 P と積分球を計測する凸レンズによる光学系の概略図。a、b、f はそれぞれ計測対象とレンズの距離、焦点とレンズの距離、焦点距離を表す。また、 r'_d と r_d はそれぞれ受光部に入射するレンズの最大の半径、受光部の半径を表す。

を計測することで得られている。図 3.2 下段に、積分球と計測ファイバーによる計測の様子を示した。積分球表面から放射される面平均放射量 S (W/m^2) と計測ファイバーの全投影面積 A の関係より積分球表面から集光される光量 S' は以下のように表される。

$$S' = \frac{\pi r_d'^2}{4\pi a^2} \times \int_A S dA = \frac{r_d'^2}{4a^2} \times SA \text{ (W)} \quad (3.10)$$

絶対較正係数の定義は $S = C_0 S'$ であり、 S が既知であることから以下ようになる。

$$C_0 = \frac{S}{S'} = \frac{4a^2}{Ar_d'^2} \text{ (m}^{-2}\text{)} \quad (3.11)$$

この係数を式(3.9)にかけたものは、

$$i = C_0 I' = \frac{r_d'^2}{4a^2} \times VI \frac{4a^2}{Ar_d'^2} = \frac{V}{A} I \text{ (W/m}^2\text{)} \quad (3.12)$$

となり、計測ファイバー m が計測するトモグラフィーセル k の発光強度 $i_{m,k}$ は以下ようになる。

$$i_{m,k} = L_{m,k} I = \frac{V_{m,k}}{A_{m,l}} I \quad (3.13)$$

ここで $L_{m,k} = V_{m,k}/A_{m,l}$ は投影行列の要素であり m 、 k 、 l はそれぞれ計測ファイバー、トモグラフィーセル、計測ファイバーの視線方向の断面のインデックスであり、図 3.1 のように表される。 $V_{m,k}$ と $A_{m,l}$ はそれぞれ、計測ファイバー m の計測領域に含まれるトモグラフィーセル k の体積と、計測ファイバー m の視線方向断面 l の面積 $A_{m,l}$ である。

トモグラフィーセルは前節で述べたように、磁場構造に沿った構造にすることで、プラズマ輸送特性を拘束条件に取り込むことができる。図 3.3 は磁力線追跡コード KMAG によって作成されたグリッドである。 $L_C < 10\text{m}$ の領域はプラズマの閉じ込め時間が短く密度が低いため、

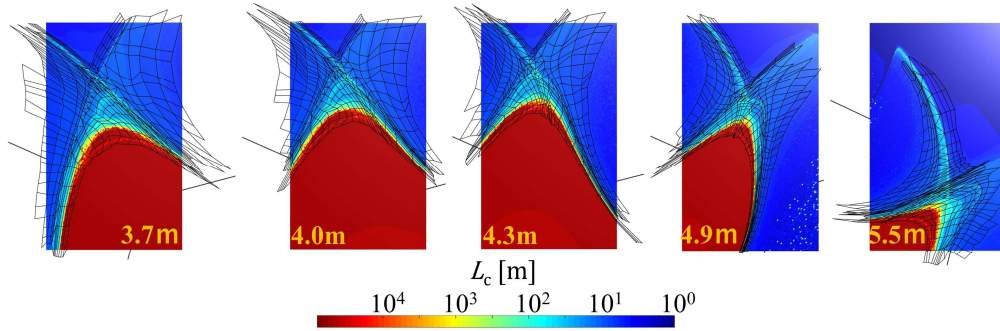


図 3.3 磁場構造を模して作成されたトモグラフィーグリッド。各断面の距離は観測点からの距離 L_{dp} を表す。

解析対象から除外した。また、計測対象の CII, CIII, CIV のイオン化ポテンシャル 24.4、48.0、64.7eV を考慮して最外殻磁気面内には発光はないと仮定した。作成手順として、まず視線方向に対して 4.0m 離れた視線方向に垂直な断面でグリッドを作成し、各点を磁力線追跡することで 3 次元のグリッド点を作成した。その後、カバーしきれていない計測領域のグリッドを作成し、同様に磁力線追跡から 3 次元グリッドを作成した。こうして作成されたトモグラフィーセルは有限の大きさをもって視線方向に垂直な断面で区切られたフラックスチューブの集まりと考えることができる。これらのフラックスチューブ状セルは 911 本あり、計測ファイバー視線方向に対して 5cm 間隔で刻まれ、全セル数は 25078 個となる。セルの領域は観測点からの距離を L_{dp} とすると、 $L_{dp} = 2.8 - 5.7\text{m}$ の範囲の計測領域を覆うようになっている。トモグラフィーセルは磁気シアによる変形によって構造が崩れないように細かく用意する必要があるが、計算の悪条件を避けるためにできるだけセル数を少なくする必要がある。そのために、作成されたセルはその後隣り合ったセルで同じ放射量を持つと仮定することで結合された。視線方向の刻み間隔は 5cm であったが、結合して 30cm 間隔にした。結果として、フラックスチューブの数は 242 本に減少し、セル数は 1464 個となった。図 3.1 に示しているように、フラックスチューブ状セルの視線方向手前から奥行に向かってインデックスは進んでおり、最後尾のセルまで行くと次は別のフラックスチューブ状セルの手前から始まる。投影行列に含まれる体積 $V_{m,k}$ はセル内に離散点を作成し以下の式から算出している。

$$V_{m,k} = V_k \times \frac{(\text{計測ファイバー } m \text{ の計測領域に含まれるセル } k \text{ の離散点の数})}{(\text{セル } k \text{ の全離散点の数})} \quad (3.14)$$

ここで V_k はセル k の全体積である。なお、セル k は必ずしも全体積が計測領域に含まれず $V_k = \sum_{m=1}^M V_{m,k}$ とはならない。

3.1.4 正則化項

正則化項に導入する 3 つの項は大きく 2 つに分かれており、空間微分による Phillips 正則化項と二乗ノルムを評価量とする Tikhonov 正則化となっている。以下、3 つの正則化項を導入する。

まず 1 つ目の項は $C = D_1$ として、フラックスチューブ方向の 2 階微分を評価量とする平行微分項である。本手法において最も重要な項であり、 D_1 はフラックスチューブ状セルに沿った 3 つのセルの 2 階差分を行う。フラックスチューブ状セルの端ではその微分値は 0 であると仮定している。 D_1 の構造は以下のように表せる。

$$\frac{1}{dl^2} \begin{pmatrix} \ddots & & & & & \\ & \ddots & & & & \\ & & \begin{matrix} -1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & -2 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -2 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & -1 \end{matrix} & & \\ & & & \ddots & & \end{pmatrix}$$

この行列では 5 つのセルで表現されている 1 つのフラックスチューブの空間微分を 5×5 で表している。ここで dl は 30cm である。この行列はトモグラフィーセル数に対応した正方行列となっている。

2 つ目の項は $C = D_2$ として、隣り合ったフラックスチューブ状セル間の 1 階微分を評価量とする垂直微分項である。新トモグラフィー手法で使用するセルは複雑な磁場構造に沿った構造をしており、非等方的にセルが並んでいる。そのためにフラックスチューブ状セル間の微分において 3 つのセルを利用した中心差分を行うことができない。そこで隣り合った 2 つ

の微分の差分を評価量として取り扱う。 D_2 は以下のように表せられる。

$$\left(\begin{array}{cccccc|cccccc|cccccc} & & & & & & \vdots & & & & & \vdots & & & \\ & & & & & & \vdots & & & & & \vdots & & & \\ & & & & & & \vdots & & & & & \vdots & & & \\ 0 & dl_{k-1,k-6}^{-1} & 0 & 0 & 0 & 0 & -dl_{k-1,k-6}^{-1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -dl_{k-1,k+4}^{-1} & 0 & 0 & 0 & 0 & dl_{k-1,k+4}^{-1} & 0 & 0 & 0 \\ & & & & & & \vdots & & & & & \vdots & & & \\ 0 & 0 & dl_{k,k-5}^{-1} & 0 & 0 & 0 & 0 & -dl_{k,k-5}^{-1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -dl_{k,k+5}^{-1} & 0 & 0 & 0 & 0 & dl_{k,k+5}^{-1} & 0 & 0 \\ & & & & & & \vdots & & & & & \vdots & & & \\ & & & & & & \vdots & & & & & \vdots & & & \end{array} \right)$$

インデックスは図 3.1 に対応している。列数はトモグラフィーセルに対応するが、行数は微分の数に対応しているので正方形行列ではない。 $dl_{k,k+1}$ はトモグラフィーセル k と $k+1$ の間の距離を表しており、この距離はセル間によって異なるため、1 つ 1 つ計算する必要がある。この垂直微分項は隣り合ったフラックスチューブ状セル間すべてに作用せず、ポロイダル方向とダイバータレグに沿った方向のセルにのみ作用している。これは磁気シアによってフラックスチューブが引き伸ばされる方向に対応している。

最後の項は $C = T$ として、一般的に使用される Tikhonov 項の機能を拡張した項である。この項は基本的に全セルに作用し、二乗ノルムを評価量として扱うが、再構成解を計算したときにあらわれる負値を持つセルに対して追加の作用が働く。再構成解を計算したときに負値をもったセルには発光がないと仮定し、そこでの放射量の絶対値を反復計算によって抑える。反復計算の 1 回目では T は単位行列であるが、負値があらわれたセル k に作用する対角要素 $T_{k,k}$ には大きな値を代入し、再度計算を行う。これにより、ラグランジュ関数(式(3.4))への負値のセルの寄与を大きくする。結果として、式(3.4)の極小値を探索する反復計算において、この操作は負値をゼロに近づけるように働く。反復計算のフローチャートは次節で説明を行う。

以上の正則化項を導入するために、式(3.4)は以下のように書き換えられる。

$$\Lambda_{(E)} = \frac{1}{M} \|S - LE\|^2 + \gamma_1 \|D_1 E\|^2 + \gamma_2 \|D_2 E\|^2 + \gamma_3 \|TE\|^2 \quad (3.15)$$

$$E_{(Y)} = \{L^t L + M(\gamma_1 D_1^t D_1 + \gamma_2 D_2^t D_2 + \gamma_3 T^t T)\}^{-1} L^t S = (L^t L + M\gamma_1 R^t R)^{-1} L^t S \quad (3.16)$$

$$R^t R = D_1^t D_1 + \alpha D_2^t D_2 + \beta T^t T \quad (3.17)$$

ここで $\alpha = \gamma_2/\gamma_1$ 、 $\beta = \gamma_3/\gamma_1$ であり、また R はコレスキー分解によって作られた上三角行列である。コレスキー分解は特異値分解に必要な逆行列を計算するために行われており、特異値分解 $LR^{-1} = U\Sigma V^t$ から $C = R$ と置き換えた式に直すことができる。

$$E_{(Y_1)} = \sum_{m=1}^M w_{m(Y_1)} \frac{(S, u_m)}{\sigma_m} (R^{-1} v_m) \quad (3.18)$$

GCV を用いて E の再構成に最適な γ_1 を決めることができるが、 γ_2 と γ_3 は任意パラメータとなっているためにテスト計算から別途最適な値を設定する必要がある(3.2.3 節で述べる)。

3.1.5 新トモグラフィーのフローチャート

拡張された Tikhonov 正則化項を使用して、負値の修正を行うために以下の反復計算を行う。

- (1) α と β を設定する。
- (2) T を単位行列と設定する($T^{(0)} = I$)。
- (3) 得られた $T^{(n)}$ から $R^{(n)}$ を計算し、 $LR^{-1(n)}$ の特異値分解を行う。
- (4) $GCV_{(Y_1)}$ の計算から γ_1 の最適値を探す。
- (5) γ_1 の最適値から再構成解 $E_{(Y_1)}$ を算出する。
- (6) 計算された $E_{(Y_1)}$ から新たにあらわれた負値のセル k に対応する T の対角要素 $T_{k,k}$ に大き

な値(例えば 10^7)を代入し、更新された行列 $T^{(n+1)}$ を使用し(3)の計算に戻る。新たに負値が現れない場合、計算を終了する。

(3)から(6)を繰り返すことで不要なセルが削減され、その結果基底画像が更新される。

3.2 テストデータを用いた数値シミュレーション

3.2.1 従来の正則化手法との比較

新トモグラフィーの優位性を示すために正則化手法で一般的に用いられる Tikhonov 正則化や3つあるうちの一部の正則化項のみ使用したときの計算結果の比較を行った。テスト計算に使用する発光強度分布 E_{ph} を図3.4に示した。距離は観測点からの距離 L_{dp} を示している。発光は LCFS 周辺、X 点とダイバートレグに分布させた。発光は視線方向奥のトラス内側に向かうほど強度が大きくなるように設定している。計測データは LE_{ph} より計算され、1%のガウシアンノイズを添加している。新トモグラフィー手法で計算したときの GCV の振る舞い(式(3.8))と平均二乗の残差と計算誤差を図3.5に示した。ここで計算誤差は以下のように定義する。

$$\delta = \frac{\sum_{k=1}^K |E_{ph,k} - E_{k(Y_1)}| V^k}{\sum_{k=1}^K V^k} \quad (3.19)$$

ここで V^k は各トモグラフィーセル k の全体積である。トモグラフィーセルは完全に計測領域に

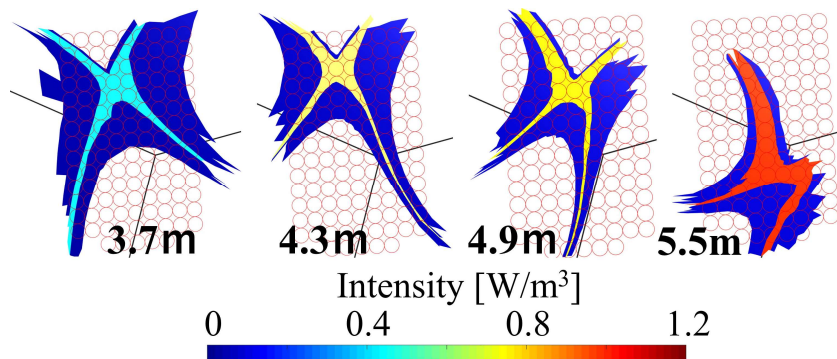


図 3.4 テストデータによる3次元発光強度分布。各断面の距離は観測点からの距離 L_{dp} を表す。赤く丸い円は各計測ファイバーの計測範囲を示す。視線方向奥に進むほど発光強度が強くなる。

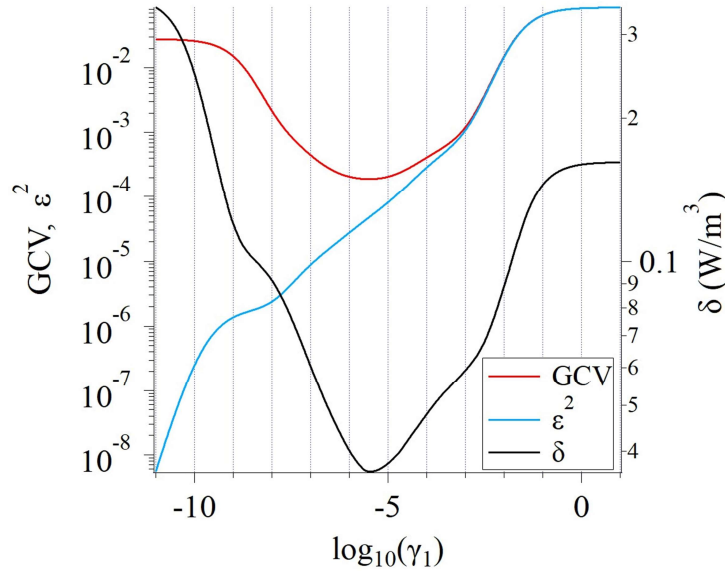


図 3.5 新トモグラフィー手法で図 3.4 のテストデータを解析したときの GCV、残差の二乗

含まれるという保証はないので $V^k \geq \sum_{m=1}^M V_{m,k}$ の関係となる。図から計算誤差と GCV の最小点が一貫していることが確認できる。一方、反復計算による再構成解の結果を図 3.6 に示す。黒、赤、青線がそれぞれテストデータ、負値修正前、負値修正後の再構成解を示す。インデックス付けは 3.1.3 で説明したように、各フラックスチューブ状のセルの手前から奥行に向かって並んでいる。図より負値の修正が適切行われていることが確認できる。また、新トモグラフィー手法によって、計測によって失われていた視線方向の発光強度分布がある程度再構成できていることが分かる。再構成によって得られた解の再投影データを図 3.7 に示す。Tikhonov 項のみと新トモグラフィー解析の結果を示したが、どちらの場合も再投影像による計測条件の発光強度分布は計測データをよく再現できていることが分かる。各計算条件での再構成画像を図 3.8 に示す。上から順に、一般的な Tikhonov 正則化項、フラックスチューブ方向に発光分布が一樣という仮定を設けた場合の Tikhonov 正則化項、Tikhonov 項と垂直微分項、そして 3 つの正則化項を使用した場合の計算結果となる。フラックスチューブ方向に一樣な仮定はフラックスチューブ状セルをすべて結合したことになり、セル数は 242 個となるがこの仮定を用いた Tikhonov 項のみ使用した場合の再構成像(b)は大きく崩れている。Tikhonov 項のみの結果も同様に正解からほど遠い結果となっている。Tikhonov 正則化項と平行微分項による再構成像(c)は(a)と(b)に比べ計算誤差が落ちていることから空間微分の正則化項が有効であることが分かる。そして 3 つの正則化項を導入した新トモグラフ

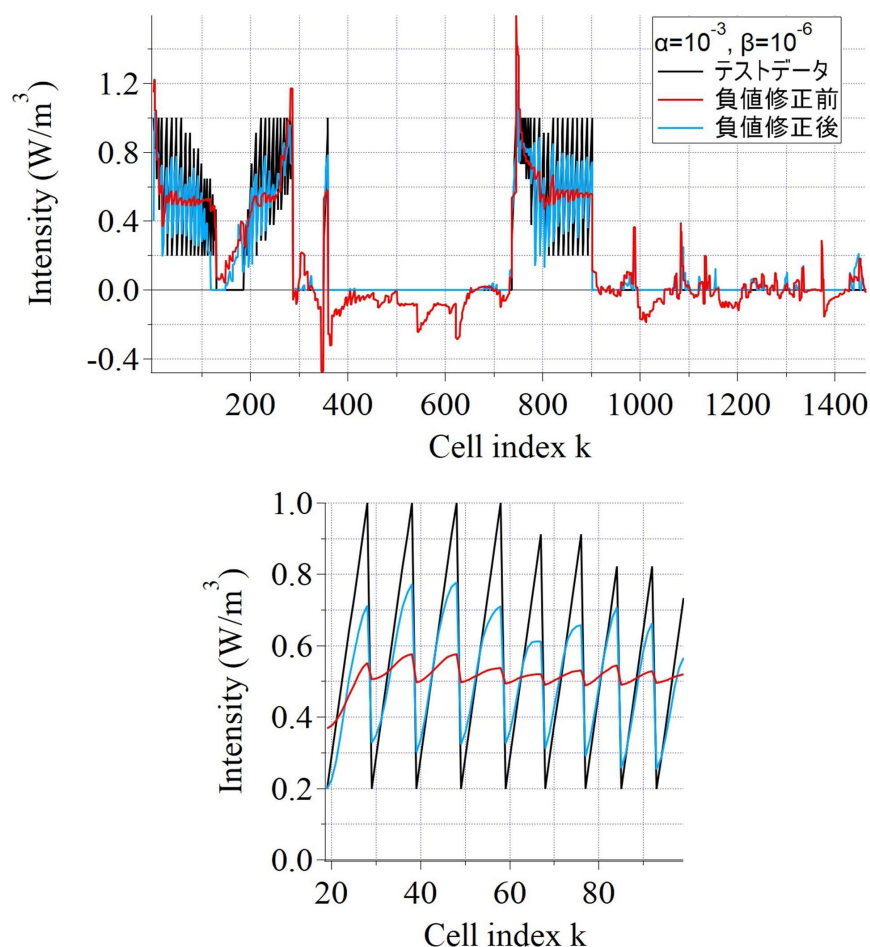


図 3.6 新トモグラフィー手法で図 3.4 のテストデータを解析したときの解析解。黒、赤、青線がそれぞれ、テストデータ、負値修正前の解析解、負値修正後の解析解となっている。横軸はトモグラフィーセルのインデックスを表しており、右図は左図の拡大図となっている。

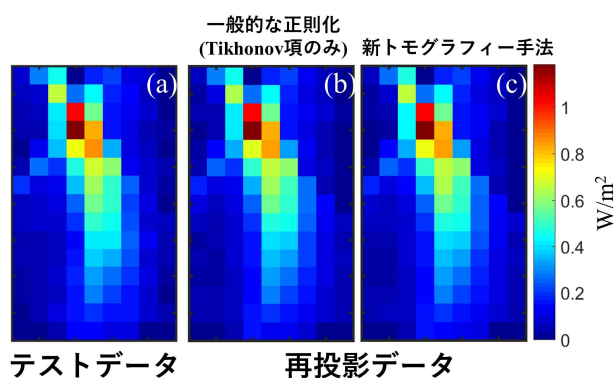


図 3.7 テストデータの投影図(a)と一般的な正則化(b)と新トモグラフィー手法(c)による解析解から算出した再投影図。

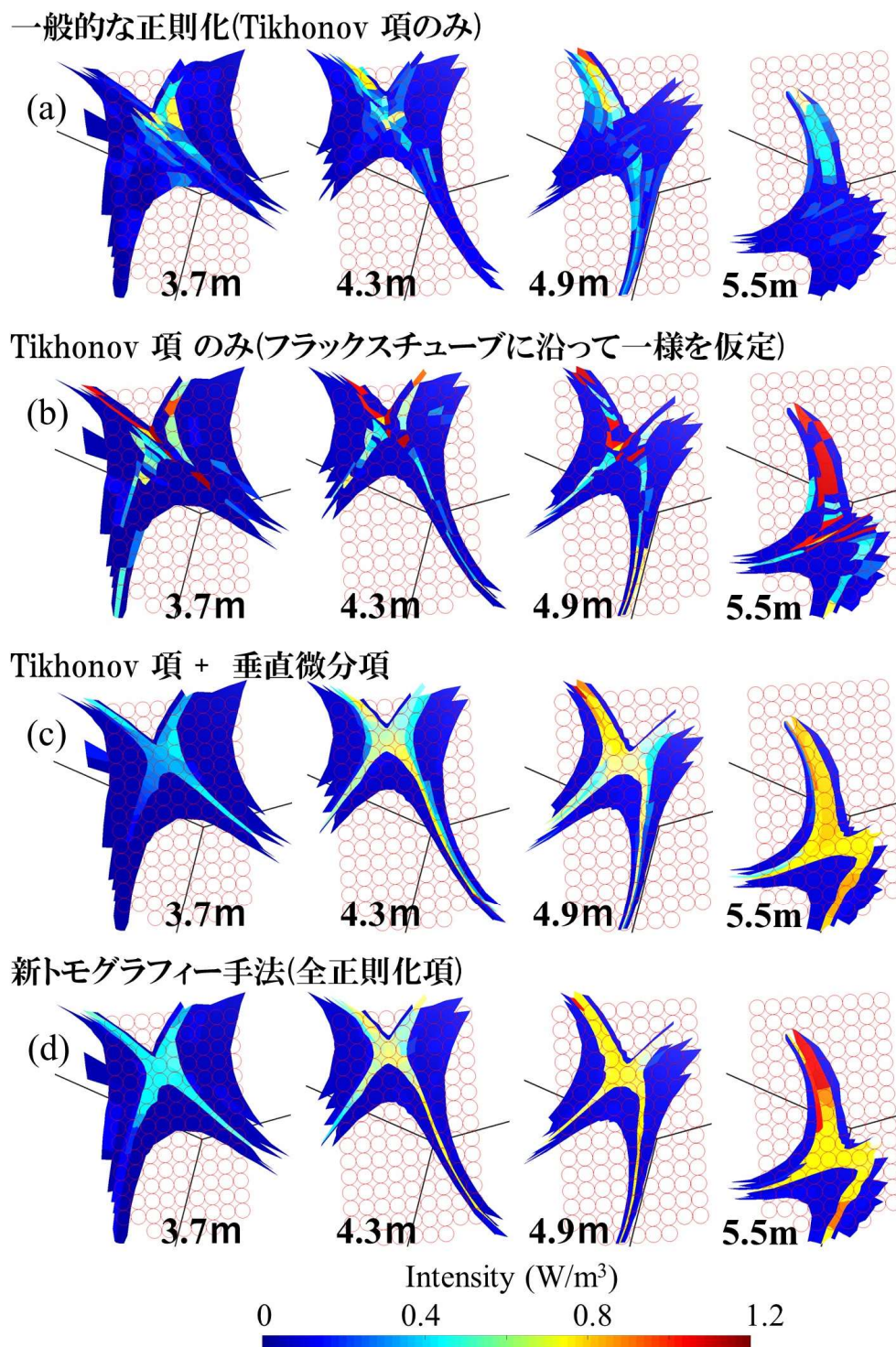


図 3.8 各正則化項での再構成画像。それぞれ(a)Tikhonov 項のみ、(b)フラックスチューブに沿った一様性の仮定+Tikhonov 項のみ、(c)Tikhonov 項+垂直微分項、(d)全正則化項である。

ィー手法による結果は視線方向の発光強度分布がより再現されていることが分かる。正則化項を変えたときの計算誤差の様子を図 3.9 に示す。正則化項を 2 つ以上使用している条件の任意パラメータは計算誤差の少ない条件を3つプロットしている。詳細な解析条件は表 3.1 に示す。図 3.9 から新トモグラフィー手法が計算誤差を 1 番少なく抑えられていることが分かる。

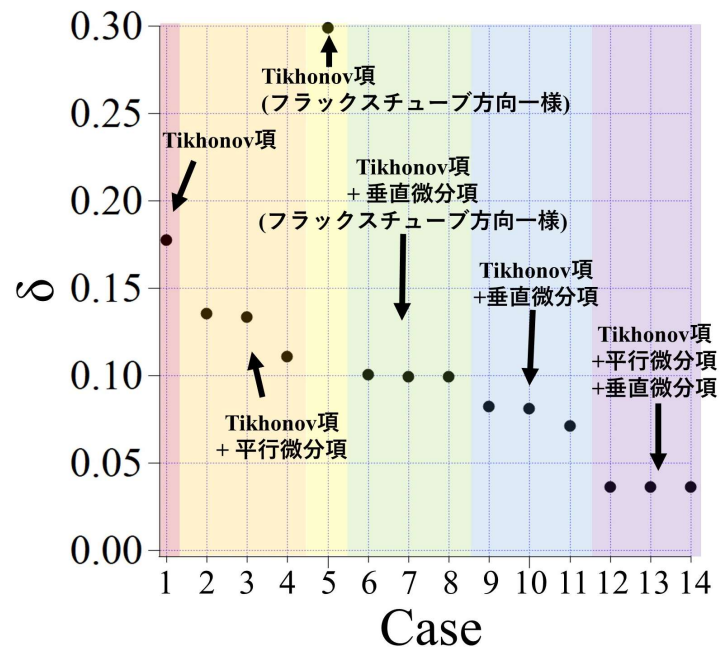


図 3.9 各解析条件での計算誤差の評価。計算誤差は式(3.19)で定義され、各解析条件は表 3.1 に示す。

第3章 トモグラフィー解析による不純物発光分布と磁場構造の関係

表 3.1 正則化項の条件と正則化パラメータ

Case	正則化項	フラックスチューブに沿った 発光量の一様仮定	γ の比率	γ_1	γ_2	γ_3
1	Tikhonov 項	なし				1.02×10^{-5}
2	Tikhonov 項 + 平行微分項	なし	$\alpha=10^{-3}$	2.48×10^{-6}		2.48×10^{-9}
3			$\alpha=10^{-5}$	1.01×10^{-1}		1.01×10^{-6}
4			$\alpha=10^{-2}$	7.16×10^{-6}		7.16×10^{-8}
5	Tikhonov 項	あり				2.21×10^{-6}
6	Tikhonov 項 + 垂直微分項	あり	$\gamma_2/\gamma_3=10^0$		4.17×10^{-7}	4.17×10^{-7}
7			$\gamma_2/\gamma_3=10^{-1}$		4.73×10^{-7}	4.73×10^{-6}
8			$\gamma_2/\gamma_3=10^5$		5.19×10^{-7}	5.19×10^{-12}
9	Tikhonov 項 + 垂直微分項	なし	$\gamma_2/\gamma_3=10^1$		1.74×10^{-7}	1.74×10^{-8}
10			$\gamma_2/\gamma_3=10^2$		1.64×10^{-7}	1.64×10^{-9}
11			$\gamma_2/\gamma_3=10^3$		2.21×10^{-7}	2.21×10^{-10}
12	Tikhonov 項	なし	$\alpha=10^{-2}, \beta=10^{-6}$	3.27×10^{-6}	3.27×10^{-8}	3.27×10^{-12}
13	+ 平行微分項		$\alpha=10^{-2}, \beta=10^{-5}$	3.27×10^{-6}	3.27×10^{-8}	3.27×10^{-11}
14	+ 垂直微分項		$\alpha=10^{-2}, \beta=10^{-4}$	3.27×10^{-6}	3.27×10^{-8}	3.27×10^{-10}

3.2.2 基底関数

図 3.8 の(d)の場合での再構成像について詳しくみるために式(3.18)の各係数についてプロットを行った。図 3.10 は特異値 σ_m と Tikhonov 窓 w_m 、投影データ S のスペクトル係数 $|(S, u_m)|$ と再構成画像 $E_{(\gamma_1)}$ のスペクトル係数を示している。 σ_m と窓 w_m は m の増加に伴い単調減少していくのが確認できる。図 3.10 の(b)と(c)に S と $E_{(\gamma_1)}$ のスペクトル係数を示しているが、どちらも $m = 1$ で大きい値をもち、 m が大きくなるにつれて減少している。図 3.11 と図 3.12 はそれぞれ S と $E_{(\gamma_1)}$ の基底画像を示しており、 m の増加とともに基底系は低周波から高

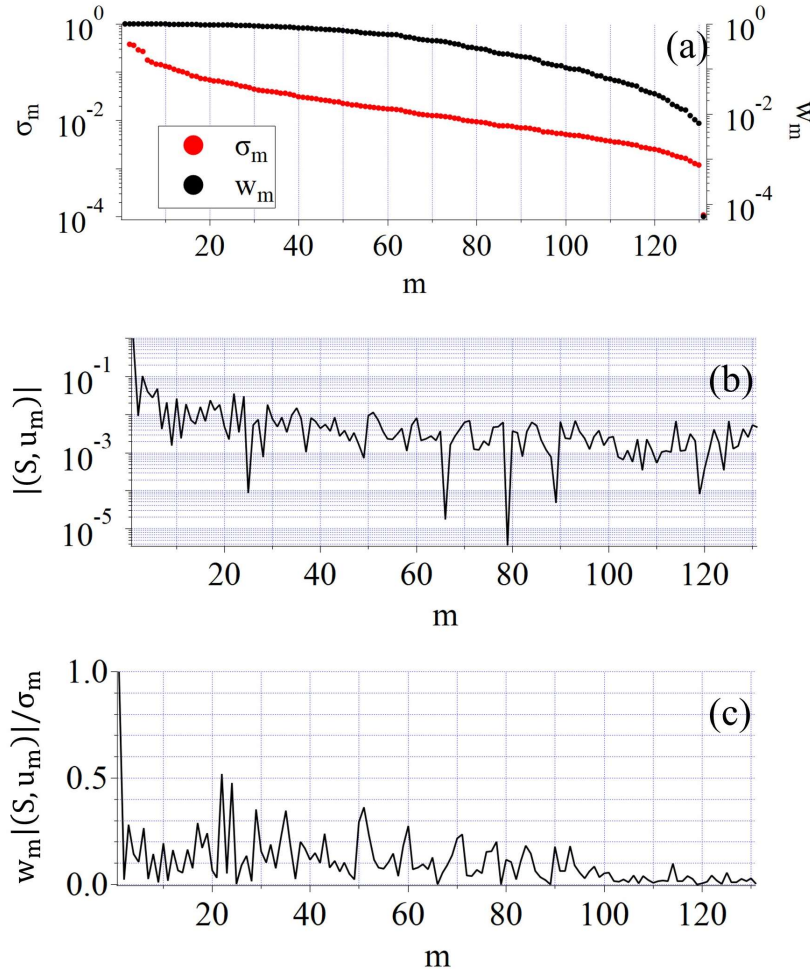


図 3.10 新トモグラフィーの(a)特異値 σ_m と Tikhonov 窓 w_m 、(b)投影データ S のスペクトル係数 $|(S, u_m)|$ と(c)再構成画像 $E_{(Y_1)}$ のスペクトル係数。 $m = 1$ の値から規格化して表示している。

周波の画像に代わっていることが分かる。スペクトル係数と合わせて考えると、複数の正則化項の導入によって再構成像作成にとって良い基底系が作成されたために、主に低周波の画像から再構成像が作成されたと考えられる。

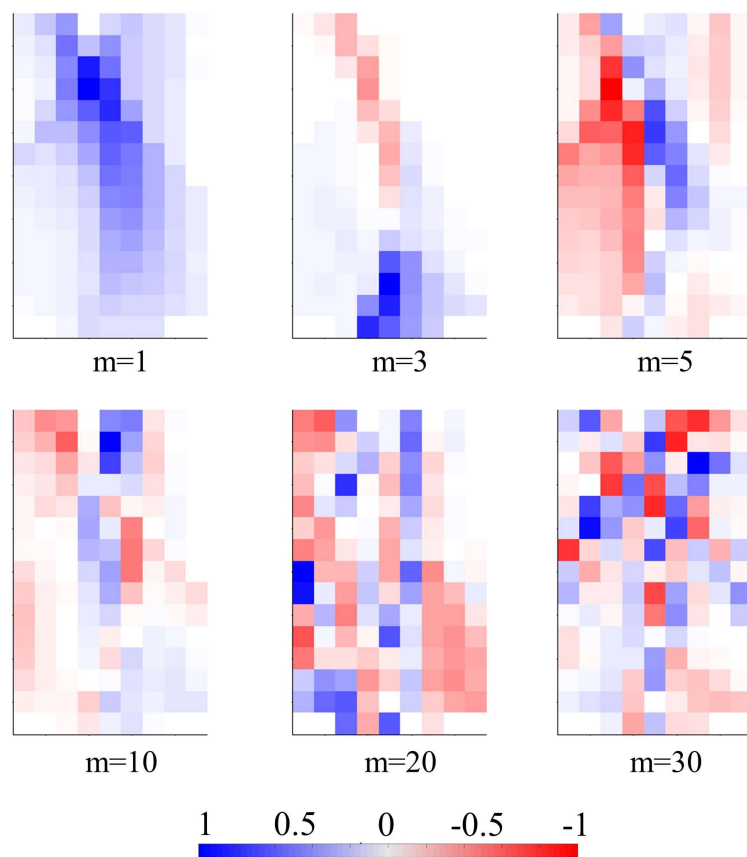


図 3.11 計測データ S の基底系 u_m 。各図において、最大値によって規格化して表示している。

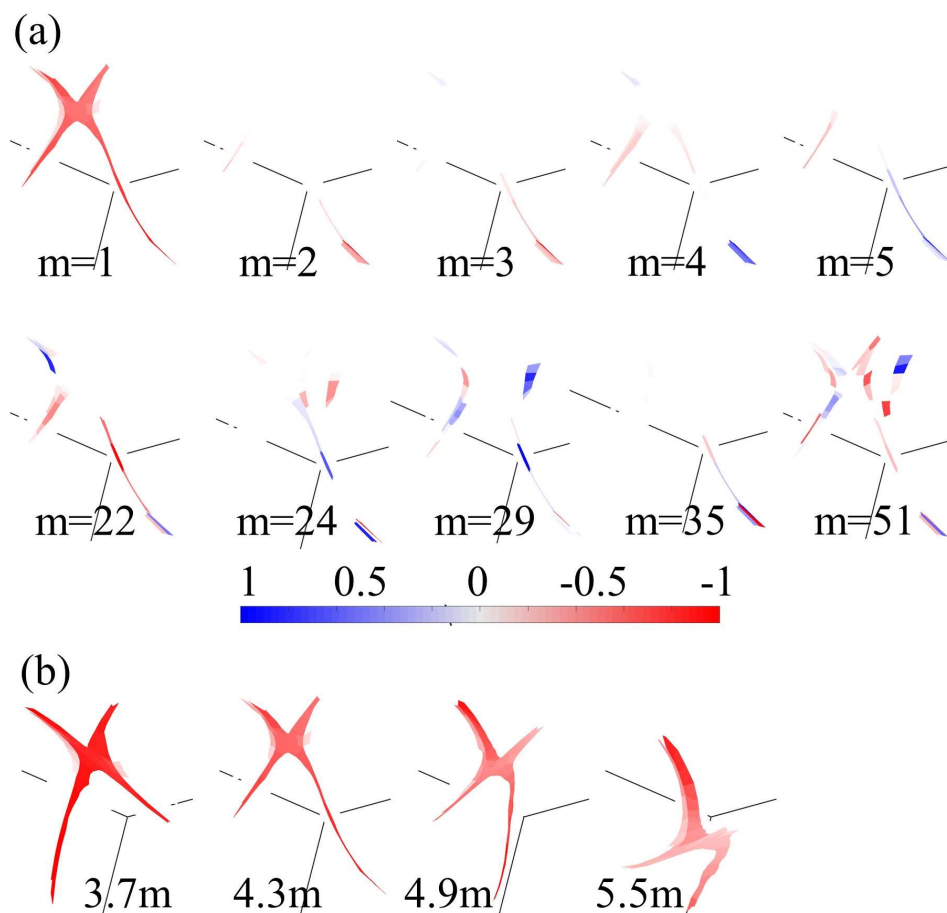


図 3.12 再構成画像 E の基底系 $R^{-1}\mathbf{u}_m$ 。(a) $L_{dp} = 4.3m$ の断面での基底系。各図において最大値で規格化している。(b) $m = 1$ での基底系。全断面での最大値で規格化している。

3.2.3 任意パラメータ α と β の選定

新トモグラフィー手法では正則化項を複数導入することで正則化パラメータが複数存在するため、 γ_1 に対する比率である α と β は任意パラメータとなっている。これらのパラメータを決定するために、図 3.13 のように複数のテストデータによる計算誤差の α と β の依存性を計算した。左側はテストデータの空間分布、右側はテストデータに対する計算誤差の α と β の依存性である。上段(a)は 3.2.1 と 3.2.2 の解析で使われたテストデータであり、垂直微分項が作用する方向へ一様の分布となっているために、垂直微分項の正則化パラメータが大きいほど計算誤差が小さくなる傾向となっている。中段(b)は X 点近傍と LCFS のみに発光が分布している場合、下段(c)は X 点のみの発光となっている。発光が局所的になるにしたがって計算誤差が最小となるときの α が小さくなることが確認できる。一方 β の依存性は小さく、全体的に小さくなるほどに計算誤差が小さくなる傾向がある。以上のテスト計算から、最適な解を与える α は $10^{-5} \leq \alpha \leq 10^{-2}$ に渡って値をとる。一方、プラズマの温度は上流のコアプラズマに向かうに従って上昇するため、(a)のように全体的に発光強度が分布していることはないと考えられる。また(c)のように局所的かつフラックスチューブ間の発光強度が不連続になっていることはないと考えられる。以上により、実験で設定する任意パラメータはそれぞれ $\alpha = 10^{-3}$ 、 $\beta = 10^{-6}$ とした。

実験解析においても任意パラメータの依存性を確認するために、 α (式(3.17))について、その値を変化させたときの再構成画像を図 3.14 に示した。それぞれの再構成画像は $L_{dp} = 3.7\text{m}$ で固定されており、 $n_e \approx 2 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ のときの CII、CIII、CIV の発光強度分布となっている。 β は 10^{-6} で固定されており、 α は 10^{-2} 、 10^{-3} 、 10^{-4} である。 α は磁力線に対して垂直な方向の画像の滑らかさを評価量としているため、 α が大きくなるとポロイダル方向の発光強度分布がより平滑化していることが確認できる。図 3.13 の(a-1)、(a-2)のようにポロイダル方向に一様な発光分布の場合は最も小さい計算誤差を与える条件は $\alpha = 10^{-2}$ である。しかし実験の再構成画像はポロイダル方向に非一様であると考えられるために任意パラメータの最適値は $\alpha < 10^{-2}$ であると考えられる。実際 CIV の解析のとき、 $\alpha = 10^{-2}$ は条件として不適合であったために再構成画像は他の画像と大きく異なり物理的でない画像となっている。このように実験解析の観点においても $\alpha = 10^{-3}$ 、 $\beta = 10^{-6}$ が適切であると考えられる。

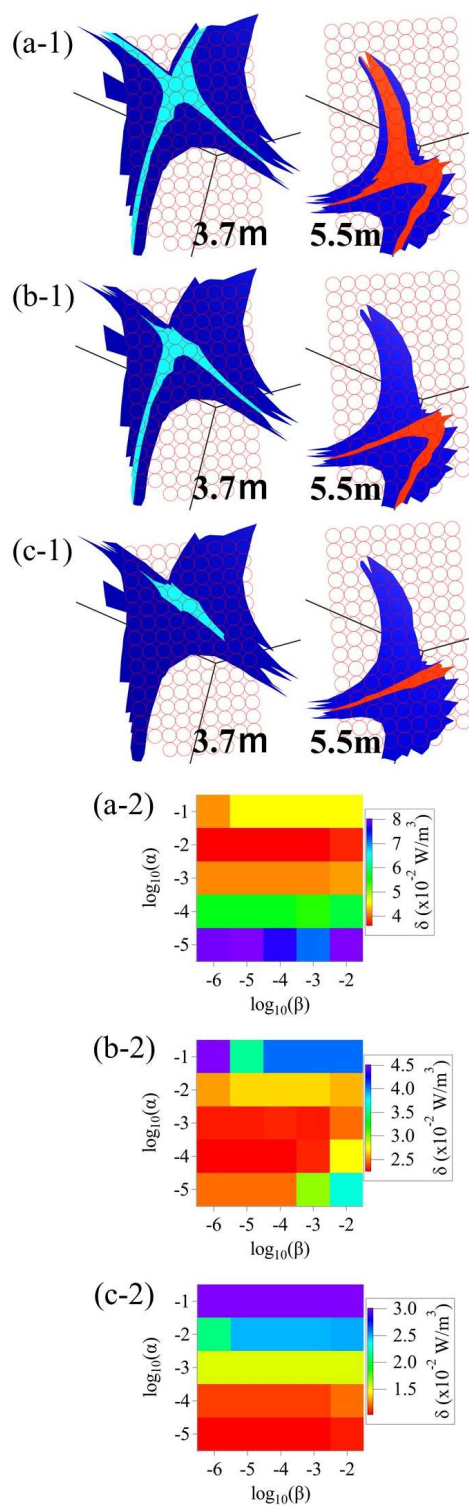


図 3.13 テストデータの空間分布(a-1, b-1, c-1)と新トモグラフィーでの計算誤差の α と β の依存性(a-2, b-2, c-2)。距離は観測点からの距離 L_{dp} を示している。

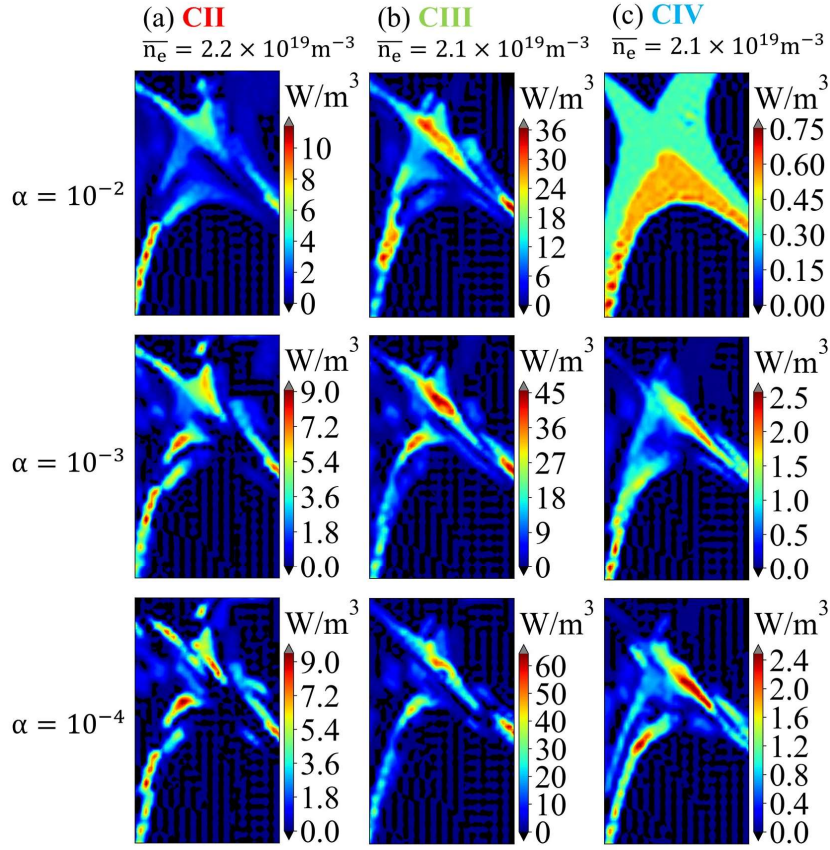


図3.14 $L_{dp} = 3.7\text{m}$ での再構成画像の α 依存性。左列からCII(a)、CIII(b)、CIV(c)の再構成画像となっている。それぞれのタイミングの実験条件(ショット番号、時間、入力パワー、電子密度)は以下になる。:(a) shot13323、4.75 sec、13.4 MW、 $\bar{n}_e = 2.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、(b, c) shot137177、4.30 sec、14.2 MW、 $\bar{n}_e = 2.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$

また、負値の修正による発光強度分布の再構成画像の変化の確認として図 3.15 に $\bar{n}_e = 2.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のときの CII の解析結果を示した。テスト計算と同様に負値は修正される。また、図 3.6 と比べてより局所的かつピーク値が相対的に強い発光が確認できる。ピーク値が大きい発光は後に説明するが、ダイバータ板近傍からの発光である。

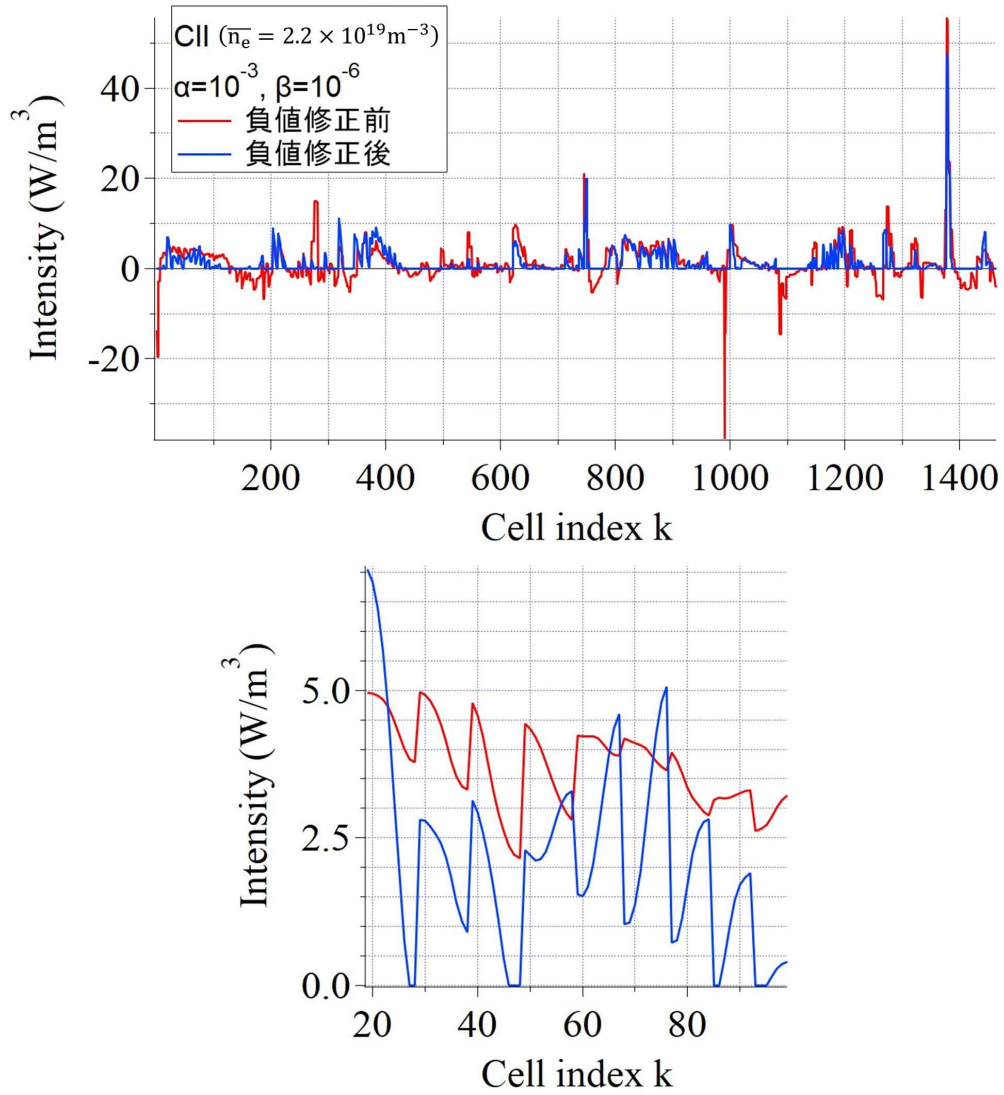


図 3.15 CII の低電子密度 ($\bar{n}_e = 2.2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$) のトモグラフィー解析における負値修正確認。赤が負値修正前、青が負値修正後である。

3.3 密度・荷数依存性の解析

LHD の実験で計測された各価数の炭素の各価数の 2 次元発光強度分布を新トモグラフィー手法によって解析した。なお、今回作成されたトモグラフィーセルの磁場構造は $R_{ax} = 3.6\text{m}$ である。

3.3.1 発光強度の価数・電子密度依存性

図 3.16 に各価数の再構成画像を示す。各再構成画像は $L_{dp} = 3.7\text{m}$ と 5.5m の断面をプロットしており、各断面の磁場構造とグリッドはそれぞれ図 2.4 と図 3.3 に対応する。カラースケールは各断面毎に異なっている。 $L_{dp} = 5.5\text{m}$ の断面で○で示した箇所のダイバータレグは局所的に強く光っており、この箇所の磁力線はそれぞれ計測視野に含まれるダイバータプレートに接続されることが磁力線追跡によりわかっている。ダイバータレグでの局所的発光について調べるために図 3.17 の左側にピーク位置をスタート地点とした磁力線追跡の結果を示した。図 3.17 のダイバータプレートは図 2.2 のダイバータプレートに対応している。(a)、(c)、(e) は図 3.16 の(a)、(c)、(e)の○印の磁力線追跡結果であり、○印の発光はダイバータプレートでスパッタされた炭素であるということが明らかになった。図 3.17 の右側は実際の計測視野内のダイバータプレートである。図によると左側のダイバータプレートの端ではダイバータレグの磁力線を終端するためにふさいでいることが分かる。つまりダイバータレグでの局所的な発光はダイバータプレート周辺での強いプラズマ-壁相互作用によるものであると考えられる。

$L_{dp} = 3.7\text{m}$ での発光強度分布に着目すると、すべての結果でポロイダル方向に非一様な分布が得られた。また、荷数、密度による違いはあるものの、おおよそ X 点付近と、ダイバータレグ、視野内の左側の LCFS 付近に特徴的な発光が得られた。

まず低密度($\bar{n}_e \approx 2 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 、図 3.16 (a), (c), (e))において、CII では左側のダイバータレグでの強い発光が見られている。この領域の発光は、価数が増えるほどに強度が小さくなり、CIV では見られなくなっていくことが確認される。また、低密度の各価数について、X 点近傍でのピークも確認できる。

高密度($\bar{n}_e \approx 5 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 、図 3.16 (b), (d), (f))の場合を見ても、CII はダイバータレ

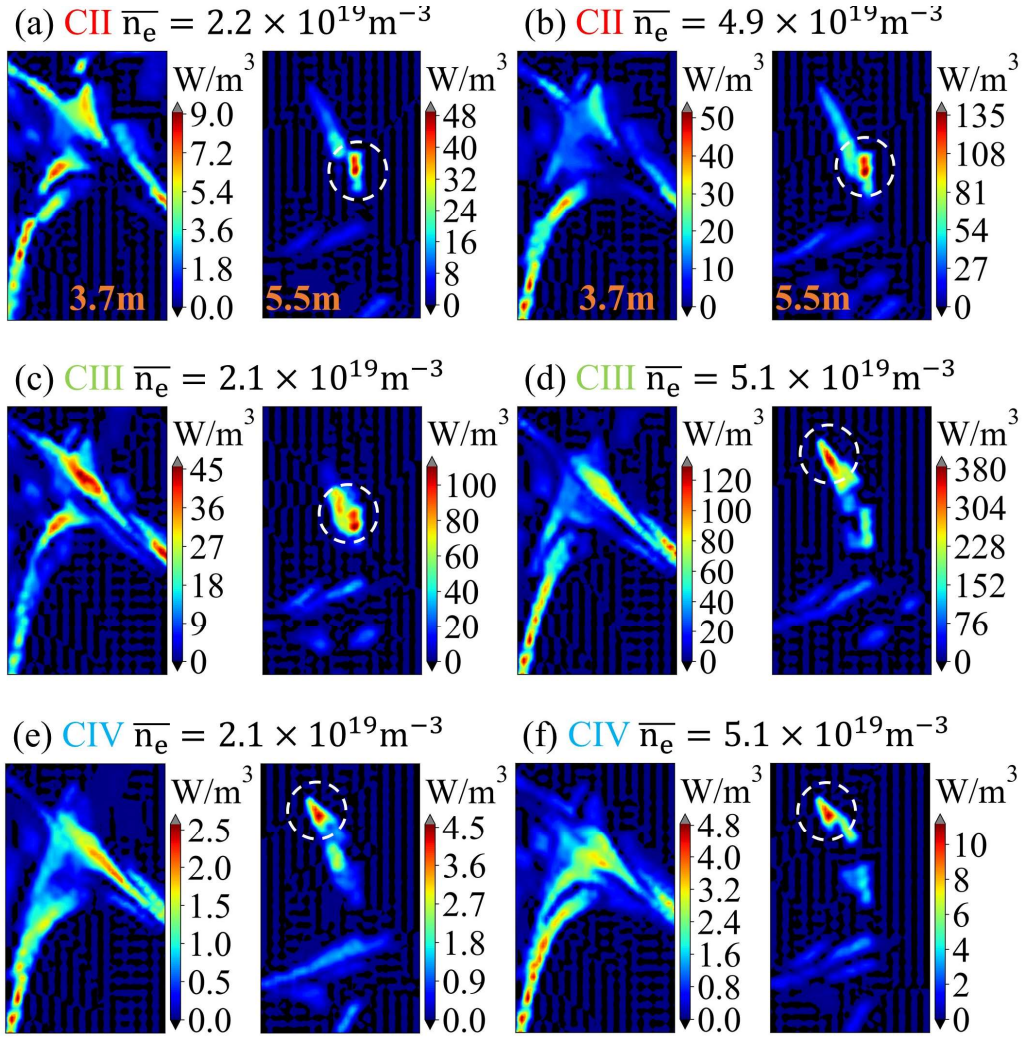


図3.16 価数と電子密度に着目した炭素の再構成画像。左列からCII(a, b)、CIII(c, d)、CIV(e, f)をプロットしている。上段は低密度($\bar{n}_e \approx 2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$)、下段は高密度($\bar{n}_e \approx 5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$)をプロットしている。各再構成像の最大発光強度の箇所を○で示している。それぞれのタイミングの実験条件(ショット番号、時間、入力パワー、電子密度)は以下のようなになる。:(a) shot13323, 4.75 sec, 13.4 MW, $\bar{n}_e = 2.2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$, (b) shot133336, 4.00 sec, 14.1 MW, $\bar{n}_e = 4.9 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$, (c, e) shot137177, 4.30 sec, 14.2 MW, $\bar{n}_e = 2.1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$, (d, f) shot135467, 3.70sec, 14.6 MW, $\bar{n}_e = 5.1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$

グに沿った発光と X 点付近の発光の強度は最外殻磁気面の発光強度に比べ相対的に小さくなることを確認できる。また X 点付近の発光強度のピークについてはポロイダル方向にシフトしていることが分かる。CIII はダイバータレグの発光が更に小さくなり、よりコアプラズ

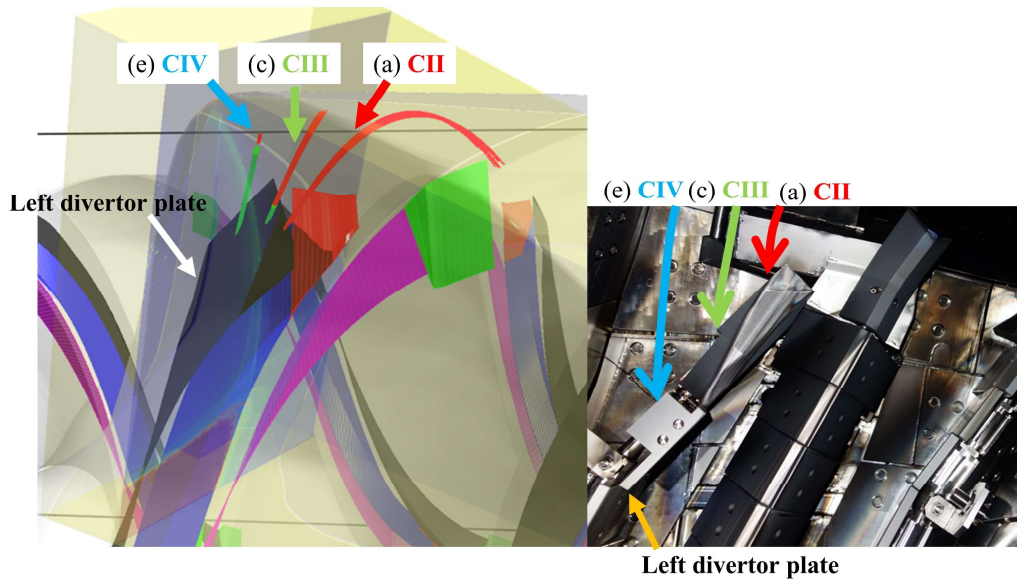


図 3.17 左側は磁力線追跡、右側は計測視野内のダイバータプレートの写真である。磁力線追跡は図 3.16 における低密度各価数の○で示しているピーク位置をスタート点としており、赤色と緑色の線が○印から反時計回りと時計回りに追跡したときの磁力線であり、両方ともダイバータプレートに向かう方向であることが分かる。CIV も同様に X 点や最外殻磁気面近傍での発光はよりコアプラズマ側へシフトしていることが分かる。

これらの発光強度分布とシフトの様子はプラズマの温度分布とその結果による不純物輸送によるものであると考えられる。この情報は通常の 2 次元計測では得られないものであり、不純物輸送の研究にとって有用である。

3.3.2 磁力線方向の発光強度分布

図 3.18 は左右のダイバートレグと X 点近傍のフラックスチューブに着目して、発光強度の磁力線方向の分布を示したものである。図 3.18 の分布は図 3.16 に対応しており上段が低密度($\bar{n}_e \approx 2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、(a), (c), (e))、下段が高密度($\bar{n}_e \approx 5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、(b), (d), (f))となっている。左側のダイバートレグと右側のダイバートレグの発光分布の傾きの向きが異なることが確認できる。これはそれぞれの箇所での磁力線がダイバートプレートに向かう方向と関係しており、ダイバートプレートから離れたところで発光が強くなっていることに対応している。密度が高くなると勾配が大きくなっていくことが各価数で確認できる。特に、低荷数(CII)

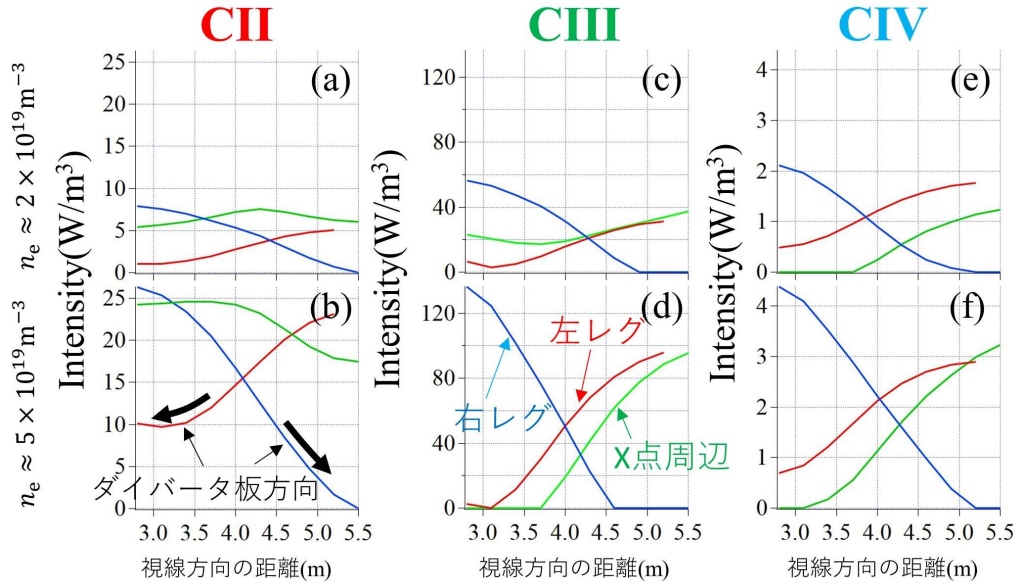


図 3.18 再構成画像の磁力線方向の発光強度分布。上段は低密度($\bar{n}_e \approx 2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$)、下段は高密度($\bar{n}_e \approx 5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$)であり、左列から CII(a, b)、CIII(c, d)、CIV(e, f)をプロットしている。

において、密度の上昇に伴う勾配の変化がより大きくなる傾向にある。発光強度は式(2.2)に示すようにプラズマの密度と温度の関数となっているため、これらの密度と荷数による勾配の変化が何に起因しているかは、今後より詳細な計測と輸送解析によって明らかにする必要がある。

3.3 まとめ

新トモグラフィー解析の開発に取り組み、1つの計測ポートから計測した2次元発光強度分布から3次元の発光強度分布を得ることができた。このような1つの視野における解析では、積分された各計測ファイバーの視線方向の情報を補う必要がある。そのために磁場構造に沿ったトモグラフィーセルを作成し、磁力線に対して垂直な方向と平行な方向に対する画像の滑らかさを評価量とする正則化項を導入し、ラグランジュ関数の拘束条件として取り入れた。また、再構成画像で得られた負値の発光強度をもつセルに対して、これを補正するために Tikhonov 項の拡張項の導入を行った。今回の手法では3つの正則化項を導入する

ことにより、3つの正規化パラメータの最適値を決定する必要がある。3つの内、1つ(磁力線に平行方向の滑らかさを制御するパラメータ γ_1)については GCV を用い、他の2つ($\alpha = \gamma_2/\gamma_1$ 、 $\beta = \gamma_3/\gamma_1$ 、式(3.17))については、いくつかのテストデータによる計算結果に基づいて決定した。

実験の解析では炭素の価数と電子密度に着目し、3次元の発光強度分布の比較を行うことができた。ダイバータ板近傍での非常に強い発光が確認することができた。これはダイバータ板とプラズマの強い相互作用に起因するものであることが磁力線追跡の結果確認された。

3次元発光強度分布は価数と電子密度で明らかに異なっている。すべての結果でポロイダル方向に非一様な分布が得られた。また、荷数、密度による違いはあるものの、おおよそX点付近と、ダイバータレグ、視野内の左側のLCFS付近に特徴的な発光が得られた。また、視線方向の発光分布も再構成され、ダイバータ板から磁力線をさかのぼる向きに発光が強くなっている様子が得られた。

トモグラフィー手法の今後の課題として、今回明らかになったダイバータプレート近傍での局所的かつ非常に強い発光がある場合の解析手法の見直しが挙げられる。これは局所的な発光を再構成するために高周波の基底画像を用いる必要があり、その結果再構成画像全体の精度の劣化につながるためである。そのために、あらかじめ局所的な強い発光が予想されるダイバータ板近傍においては、セルの細分化や高分解能計測が必要である。

参考文献

- [3.1] G.H. Golub, M. Heath, and G. Wahba, *Technometrics* vol.21, 215 (1979).
- [3.2] N. Iwama, H. Yoshida, H. Takimoto, Y. Shen, S. Takamura, and T. Tsukishima, *Appl. Phys. Lett.* 54, 502 (1989).
- [3.3] N. Terasaki, Y. Hosoda, M. Teranishi, and N. Iwama, *Fusion Eng. and Design* 34-35 (1997) 801.
- [3.4] S. Ohdachi, K. Toi, G. Fuchs, TEXTOR Team, and LHD Experimental Group, *Plasma Sci. and Tech.* 8, 45 (2006).
- [3.5] R. Sano, B. J. Peterson, M. Teranishi, N. Iwama, M. Kobayashi, K. Mukai, and S. N. Pandya, *Rev. Sci. Instrum* 87, 053502 (2016).
- [3.6] R. Sano, B. J. Peterson, K. Mukai, M. Teranishi, N. Iwama, and M. Kobayashi, *Rev. Sci. Instrum.* 87, 11D440 (2016).

第4章 3次元輸送シミュレーションコードとの比較

分光計測とトモグラフィーで得られた発光分布について、3次元プラズマ・中性粒子輸送コード EMC3-EIRENE との比較を行なった。これまで LHD において分光器による結果とシミュレーションによる比較が行われてきたが[4.1, 4.2]、この研究では周辺磁場に着目した計測視野やトモグラフィーによる3次元発光分布とシミュレーションのより詳細な比較を行う。

4.1 シミュレーションコードの説明

非軸対象な磁場配位の LHD では 3 次元プラズマ・中性粒子輸送コード EMC3-EIRENE による周辺プラズマの研究が行われている[4.3, 4.4]。EMC3 では以下の流体近似の輸送方程式をモンテカルロ法で解く

$$\nabla_{\parallel} \cdot (nV_{\parallel}) + \nabla_{\perp} \cdot (-D_{\perp} \nabla_{\perp} n) = S_p \quad (4.1),$$

$$\nabla_{\parallel} \cdot (m_i n V_{\parallel} V_{\parallel} - \eta_{\parallel} \nabla_{\parallel} V_{\parallel}) + \nabla_{\perp} \cdot (-m_i V_{\parallel} D_{\perp} \nabla_{\perp} n - \eta_{\perp} \nabla_{\perp} V_{\parallel}) = -\nabla_{\parallel} n (T_e + T_i) + S_m \quad (4.2),$$

$$\nabla_{\parallel} \cdot \left(-\kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T_e + \frac{5}{2} n T_e V_{\parallel} \right) + \nabla_{\perp} \cdot \left(-\chi_{\perp} n \nabla_{\perp} T_e - \frac{5}{2} T_e D_{\perp} \nabla_{\perp} n \right) = -k(T_e - T_i) + S_{ee} \quad (4.3),$$

$$\nabla_{\parallel} \cdot \left(-\kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T_i + \frac{5}{2} n T_i V_{\parallel} \right) + \nabla_{\perp} \cdot \left(-\chi_{\perp} n \nabla_{\perp} T_i - \frac{5}{2} T_i D_{\perp} \nabla_{\perp} n \right) = k(T_e - T_i) + S_{ei} \quad (4.4).$$

式(4.1)、(4.2)、(4.3)、(4.4)はそれぞれ粒子、運動量そしてイオンと電子のエネルギー輸送方程式である。また $k, n, V, T, m, D, \eta, \kappa, \chi$ はそれぞれイオンと電子の温度緩和係数、密度、速度、温度、質量、粒子拡散係数、イオンの粘性係数、熱伝導度、熱拡散係数である。添字について i, e はイオン、電子、 \parallel, \perp はそれぞれ磁力線に対して平行方向と垂直方向を示す。 S_p, S_m, S_{ee}, S_{ei} はそれぞれ粒子、運動量、電子・イオンのエネルギーのソース項を表す。電荷数 Z の不純物イオンの粒子輸送及び磁力線方向の輸送は以下の式でモデル化されている[4.5]。

$$\nabla_{\parallel} \cdot (n_Z V_{\parallel}) + \nabla_{\perp} \cdot (-D_{\perp} \nabla_{\perp} n_Z) = S_{Z-1 \rightarrow Z} - S_{Z \rightarrow Z+1} + R_{Z+1 \rightarrow Z} - R_{Z \rightarrow Z-1} \quad (4.5),$$

$$m_Z \left(\frac{\partial V_Z}{\partial t} + V_Z \frac{\partial V_Z}{\partial s} \right) = - \frac{1}{n_Z} \frac{\partial P_Z}{\partial s} + ZeE_{\parallel} + \frac{m_i (V_i - V_Z)}{\tau_s^{Zi}} + 0.71 Z^2 \frac{\partial T_e}{\partial s} + 2.6 Z^2 \frac{\partial T_i}{\partial s} \quad (4.6)$$

ここで s, P, τ_s^{Zi}, n_Z はそれぞれ磁力線方向の長さ、圧力、不純物イオンと燃料粒子イオンとの衝突による減速時間、価数 Z の密度を示す。また、 $S_{A \rightarrow B}, R_{A \rightarrow B}$ はそれぞれ価数 A から B への電離または再結合による流入項を示す。式(4.6)の右辺について第1項から、不純物の圧力勾配、電場による力、背景プラズマとの摩擦力、電子の温度勾配力(electron thermal force)、燃料粒子イオンの温度勾配力(ion thermal force)を表し、これらの力のバランスにより輸送が決まる。図 4.1 にポロイダル断面のプラズマ領域のグリッドを示す。プラズマの計算領域は図中のグリッドに対応しており、コアプラズマを除き最外殻磁気面からダイバータプレートまでとなっている。一方、中性粒子の計算領域はプラズマの計算領域に加えて真空容器まで広がっている。プラズマ領域のセルは磁力線に対して平行方向に沿った構造となっている。周辺プラズマは中性粒子と強く相互作用をしているので、中性粒子の輸送シミュレーションも同時に解く必要がある。EIRENE は中性粒子輸送をモンテカルロ法によって解くコードである。境界条件として、計算境界の内側(LCFS)での密度、熱流速(P_{SOL})、計算境界の外側(真空領域との境界)での密度、運動量、温度の減衰長が与えられる。ダイバータ板上ではボーム条件が課される。また輸送係数 D_{\perp} と χ_{\perp} はトムソン散乱で計測される電子密度と電子温度分布を再現するように決定する。図 4.2 に電子温度と電子密度の大半径方向の分布図

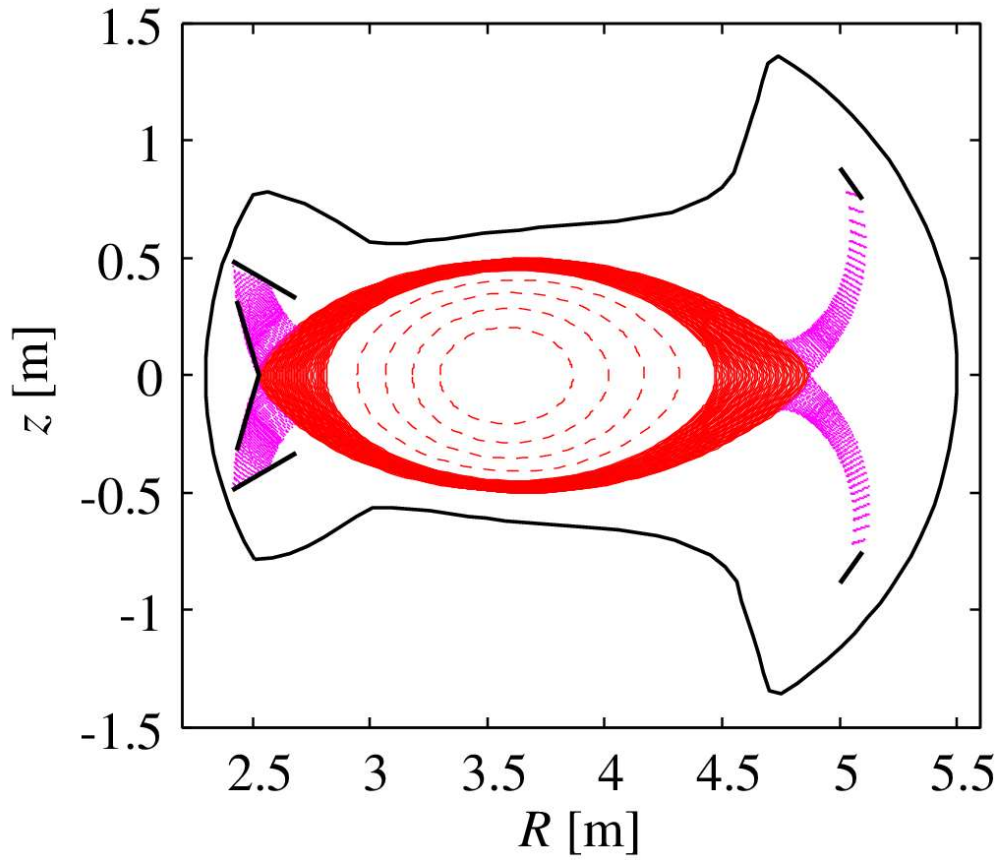


図 4.1 EMC3-EIRENE の計算領域。ポロイダル断面でのグリッドを表している。コアプラズマを除き、最外殻磁気面からダイバータ領域を含む。

を示している。このときの計算条件は低密度と高密度の場合で $P_{\text{SOL}} = 9.6 \text{ MW}, 10.8 \text{ MW}$ 、 $D_{\perp} = 5.0 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}, 4.0 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、 $\chi_{\perp} = 4.0 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}, 5.0 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、であり計算領域で一定である。温度については実験とシミュレーションでかなり良い一致が得られている。密度については実験では局所的なピークが見られるが、シミュレーションではそのようなピークは再現できていないものの、全体的な分布はよく一致している。

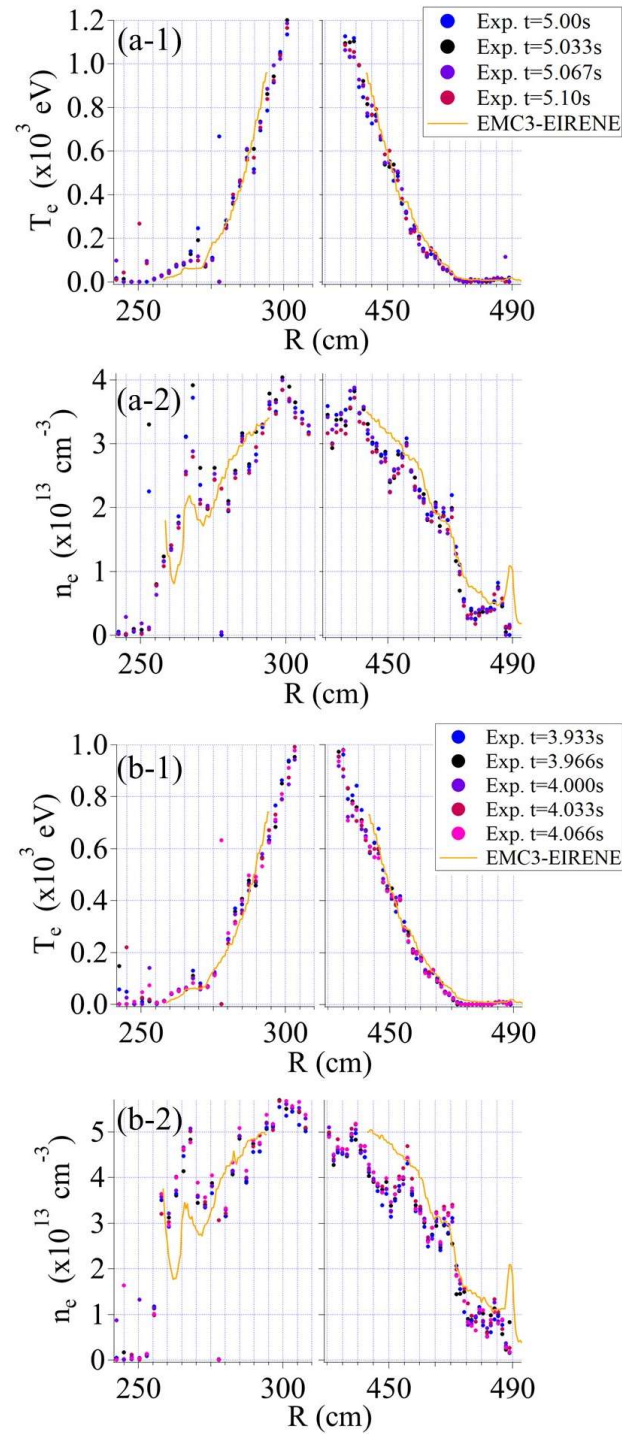


図 4.2 電子温度(a-1, b-1)と電子密度分布(a-2, b-2)のシミュレーションとトムソン散乱計測。トムソン散乱の計測データは分光器の露光時間中の計測結果をプロットしている。実験条件は図 4.3(a), (b)に対応している。

4.2 実験結果との比較

4.2.1 トモグラフィー分解する前の2次元発光強度分布の比較

実験で計測した CII, CIII, CIV の発光強度の2次元分布とそのときのシミュレーション結果を図4.3、図4.4、図4.5にそれぞれ示す。炭素のダイバータ板でのスパッタリング係数は10%としている。シミュレーションの CII の発光強度分布ではピーク値が局所的になり、ピーク値が10倍ほど高くなっていることが確認できる。この傾向は CIII でも見られるが、CII よりも空間的に広がりが見られる。また、ピーク発光強度についても実験の2倍程度であり、CII ほどの差は見られない。CIV の発光強度分布はシミュレーションにより近い分布となっている。これは C^{3+} (CIV)の分布がより輸送の効果を受けやすく、炭素プラズマの発生源の影響が小さくなるためであると考えられる。しかし、発光強度については実験よりも1桁ほど小さくなっている。上述のように、本計算ではスパッタリング係数を10%としているが、CIV の強度を実験と同じ程度にするためには100%近い係数が必要となってしまう。これはほとんど非現実的な値であり、CIV における強度の実験とシミュレーションとの大きな違いは今後詳細に検

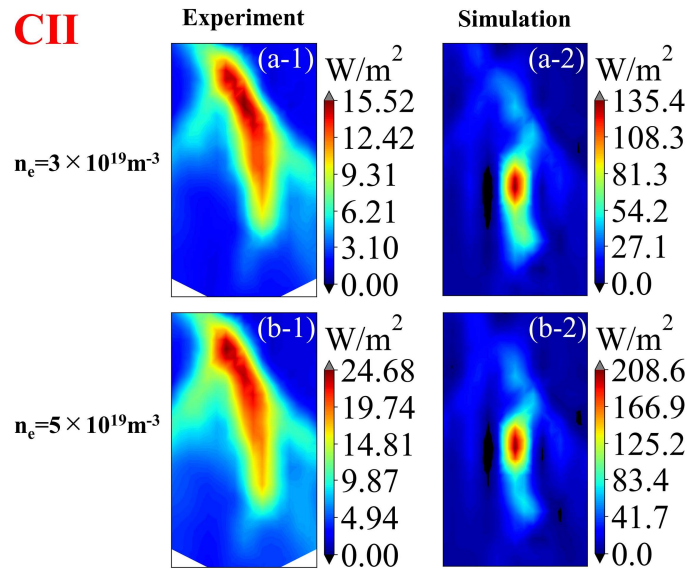


図4.3 CII の2次元発光強度分布比較。左列(a-1、b-1)は実験計測、右列(a-2、b-2)はシミュレーションを示している。タイミングの実験条件(ショット番号、時間、入力パワー、電子密度)は以下になる。：(a) shot13325、5.05 sec、9.6 MW、 $\bar{n}_e = 3.0 \times 10^{19} m^{-3}$ 、(b) shot13336、4.00 sec、10.8MW、 $\bar{n}_e = 4.9 \times 10^{19} m^{-3}$

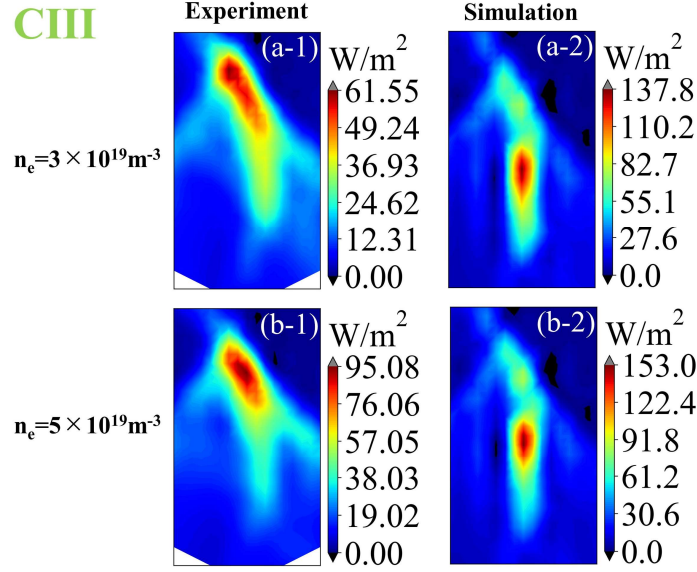


図4.4 CIII の2次元発光強度分布比較。左列(a-1、b-1)は実験計測、右列(a-2、b-2)はシミュレーションを示している。タイミングの実験条件(ショット番号、時間、入力パワー、電子密度)は以下ようになる。： (a) shot137176、4.60 sec、9.6 MW、 $\bar{n}_e = 3.1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、 (b) shot135467、3.70 sec、10.4 MW、 $\bar{n}_e = 4.7 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$

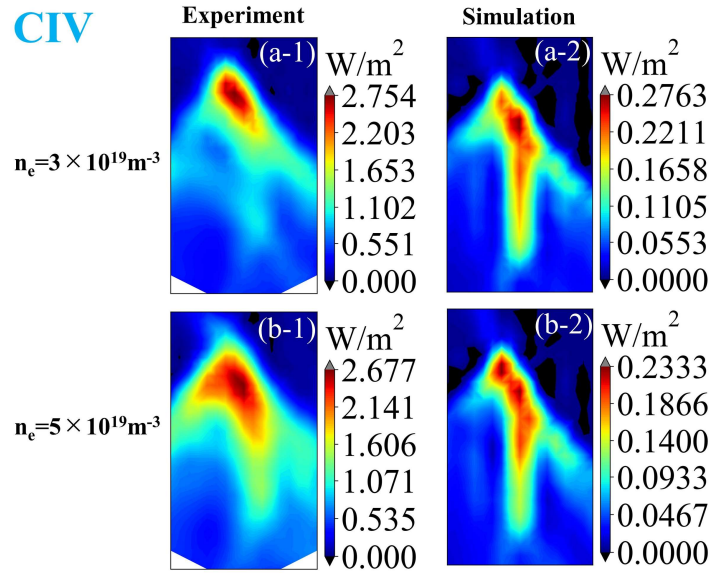


図4.5 CIVの2次元発光強度分布比較。左列(a-1、b-1)は実験計測、右列(a-2、b-2)はシミュレーションを示している。タイミングの実験条件(ショット番号、時間、入力パワー、電子密度)は以下ようになる。：(a) shot137176、4.60 sec、9.6 MW、 $\bar{n}_e = 3.1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、 (b) shot135467、3.70 sec、10.4 MW、 $\bar{n}_e = 4.7 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$

証されるべき課題である。

今回の比較では、図 4.2 に示すように赤道面の電子温度・密度分布は実験結果に合うようにシミュレーション側で設定された。一方、ダイバータ板での電子温度・密度のプロープ計測とシミュレーションを比較した結果を図 4.6 に示す。温度についてはほぼ同程度の値がシミュレーションで再現されているが、密度について大きな違いが見られた。発光強度分布は式 (2.2) に示したようにプラズマの温度・密度に依存する。また、式 (4.6) から不純物輸送も背景プラズマのパラメータに依存している。今回発光強度分布で見られた実験とシミュレーションとの違いは、このようなダイバータ板近傍でのプラズマパラメータ分布にも影響されていると思われる。この影響については、後節 (4.2,3) で考察する。

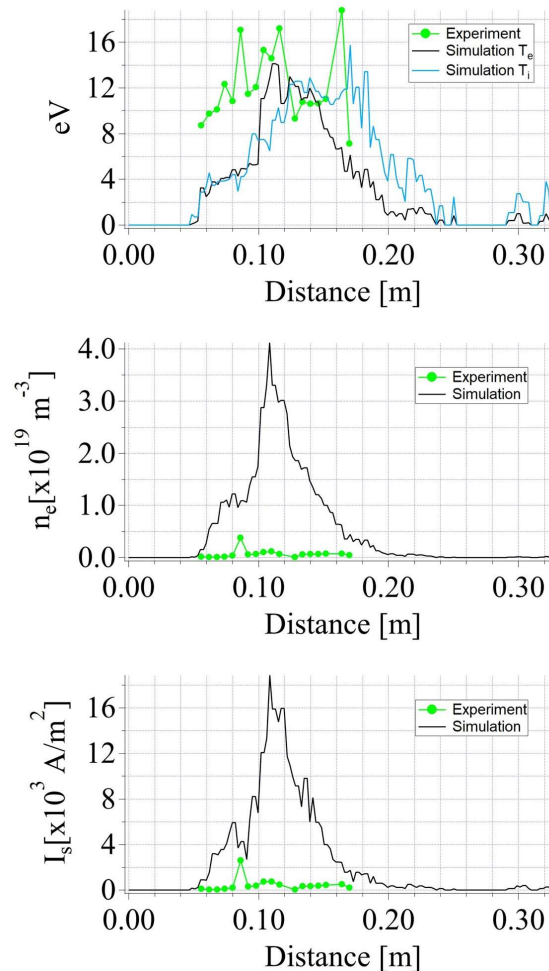


図 4.6 ラングミュアプローブとシミュレーション比較。上段から、温度、電子密度、粒子束を表す。実験条件は図 4.2(a)に対応している。

4.2.2 3 次元発光強度分布の比較

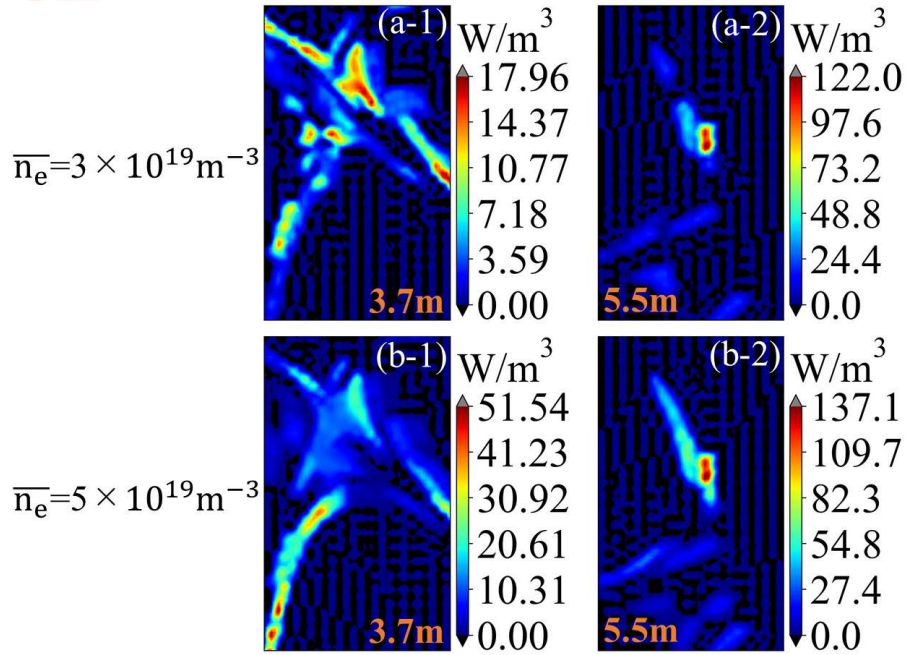
より直接的な比較を行うために新トモグラフィーの解析で得られた 3 次元発光強度分布とシミュレーションの比較を行った。図 4.7、図 4.8、図 4.9 にシミュレーションと実験計測のトモグラフィー解析結果の比較を示す。全体として、CII、CIII、CIV で発光はポロイダル方向に不均一で、特に CIII、CIV は X 点付近に集中する傾向にあることがわかった。ただし、詳細な分布については、必ずしも実験とシミュレーションは一致していない。以下に詳しい比較を述べる。

$L_{dp} = 3.7m$ においてシミュレーションでの発光強度分布の価数と電子密度の依存性の傾向はトモグラフィーによる解析結果と同様の傾向が見られる。まず、ダイバータレグに沿った発光について、シミュレーションの CII(図 4.7(a-3、b-3))、では見られているが CIV(図 4.9(a-3、b-3))ではその様子ははっきりとは確認できない。これは実験の CII(図 4.7(a-1、b-1))、CIV(図 4.9(a-1、b-1))にみられる傾向と同じである。また CIV では CII と比べ発光強度分布は上流に移り、X 点付近での発光が強くと見られる。一方 CIII のダイバータレグの発光強度分布について、シミュレーション(図 4.8(a-3、b-3))で見られている発光はトモグラフィー(図 4.8(a-1、b-1))では見られず、高密度ではより顕著に異なる。

電子密度に着目すると、全価数に共通して、高密度の場合に LCFS の左側に沿った発光が顕著にみられるようになり、トモグラフィー(図 4.7、図 4.8、図 4.9 の(b-1))とシミュレーション(図 4.7、図 4.8、図 4.9 の(b-3))で同様の傾向がみられる。一方 CIV(図 4.9(b-3))ではよりポロイダル方向への非一様性が強くなり、X 点での局所的な発光が見られるが、実験におけるトモグラフィーでは X 点での発光はむしろ弱まる傾向にある。ただし、LCFS の左側に沿った箇所は、図 3.4 と 3.8(d)の比較からテスト計算においてトモグラフィーによる精度が落ちる場所であることから、考察を行うには慎重になるべきである。今後、トモグラフィーの精度の向上とともに、シミュレーションの輸送モデルの検証が必要である。 $L_{dp} = 5.5m$ の分布については、3.3.1 節で議論したようにプラズマとダイバータ板との強い相互作用によって極めて局在化した分布となる。シミュレーションにおいても同様な分布が得られており、この比較からトモグラフィー解析の妥当性が示されている。

CII

Tomography



Simulation

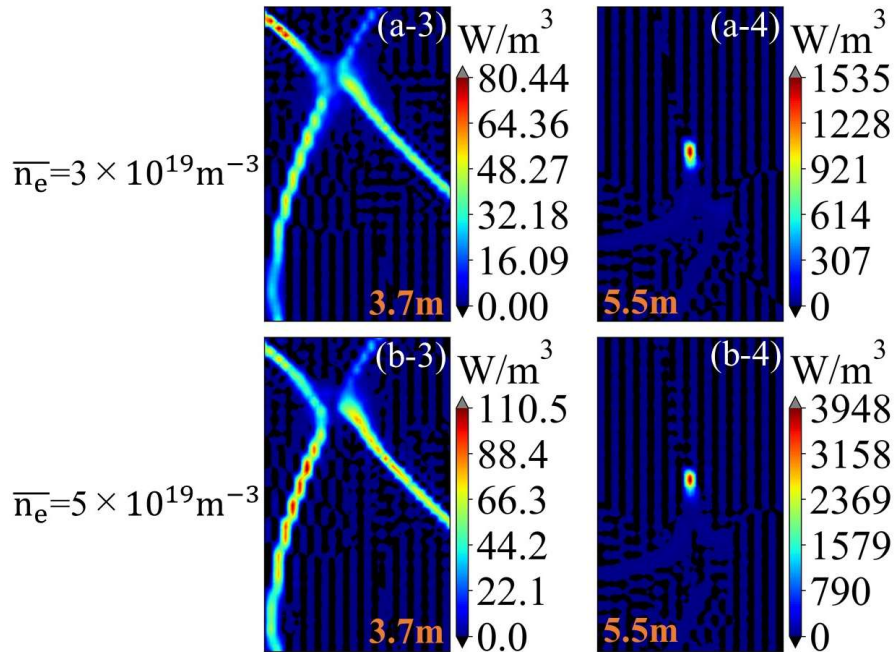
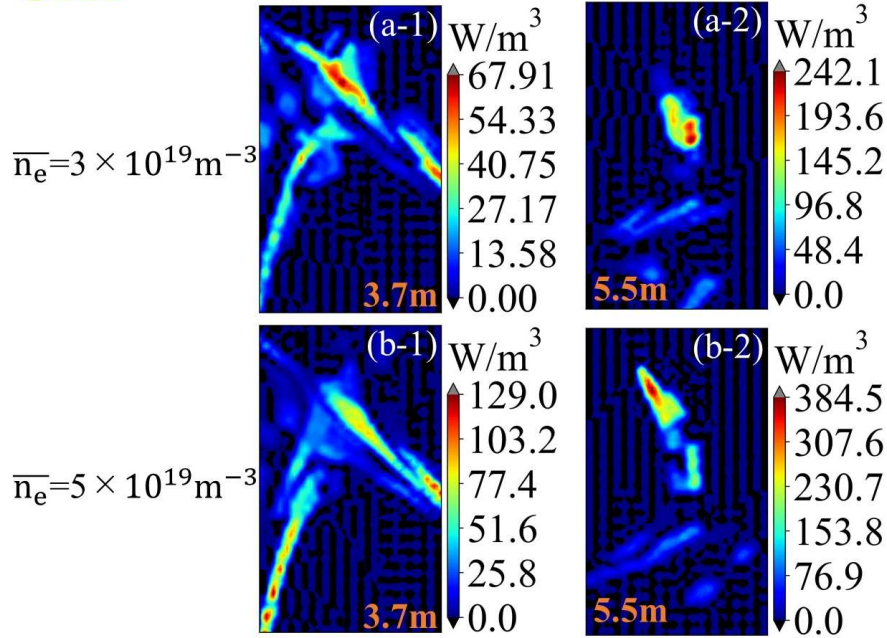


図 4.7 CII の 3 次元発光強度分布比較。上段(a-1、a-2、b-1、b-2)はトモグラフィー、右 2 列(a-3、a-4、b-3、b-4)はシミュレーションを示し、(a-1、a-2、a-3、a-4)は $\bar{n}_e = 3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、(b-1、b-2、b-3、b-4)は $\bar{n}_e = 5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ を示している。実験条件は図 4.3 に対応している。図中の数値、“3.7m”、“5.5m”は観測点(計測ファイバー)からの距離を示している。

CIII

Tomography



Simulation

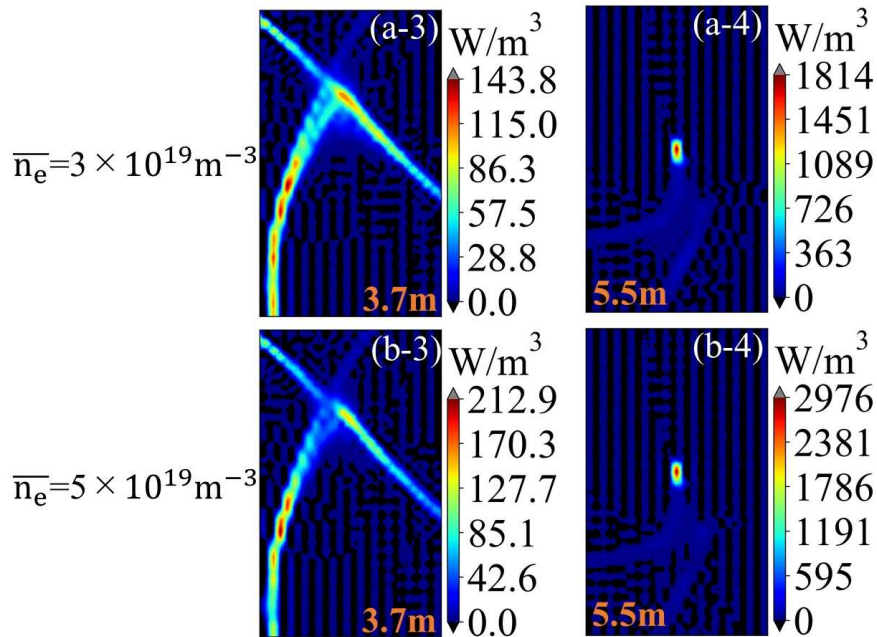
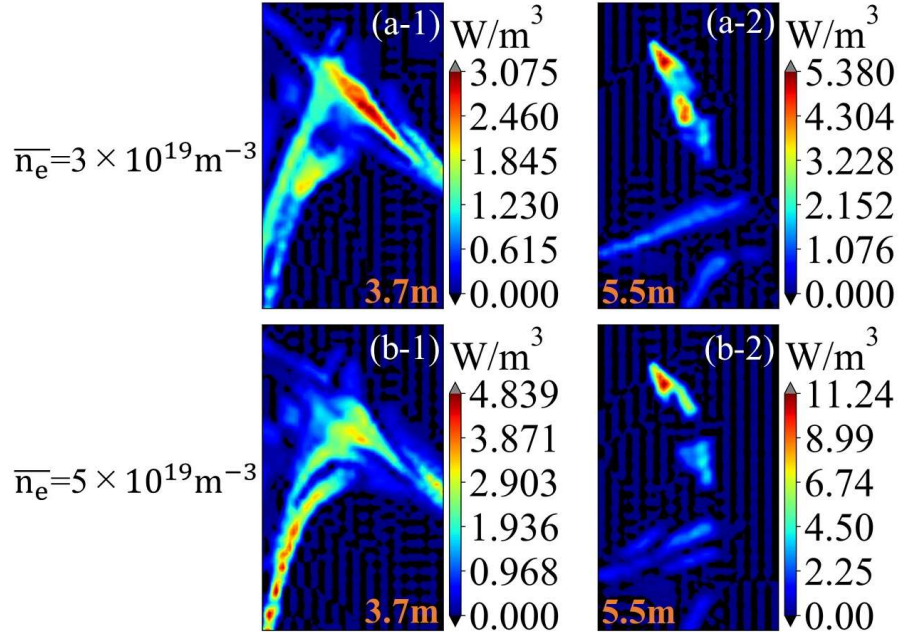


図 4.8 CIII の 3 次元発光強度分布比較。上段(a-1、a-2、b-1、b-2)はトモグラフィー、右 2 列(a-3、a-4、b-3、b-4)はシミュレーションを示し、(a-1、a-2、a-3、a-4)は $\bar{n}_e = 3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、(b-1、b-2、b-3、b-4)は $\bar{n}_e = 5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ を示している。実験条件は図 4.4 に対応している。図中の数値、“3.7m”、“5.5m”は観測点(計測ファイバー)からの距離を示している。

CIV

Tomography



Simulation

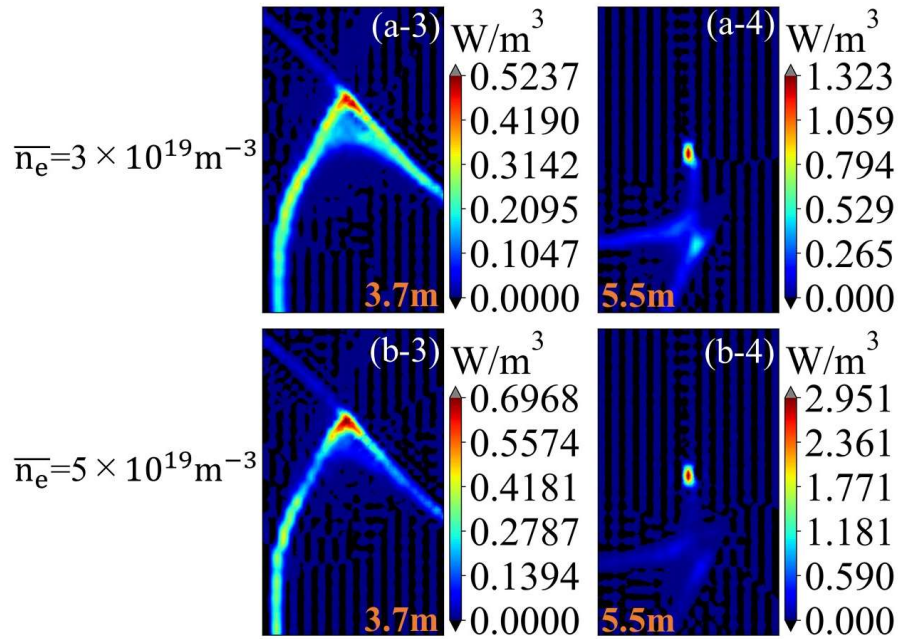


図 4.9 CIV の 3 次元発光強度分布比較。上段(a-1、a-2、b-1、b-2)はトモグラフィー、右 2 列(a-3、a-4、b-3、b-4)はシミュレーションを示し、(a-1、a-2、a-3、a-4)は $\bar{n}_e = 3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、(b-1、b-2、b-3、b-4)は $\bar{n}_e = 5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ を示している。実験条件は図 4.5 に対応している。図中の数値、“3.7m”、“5.5m”は観測点(計測ファイバー)からの距離を示している。

4.2.3 炭素の射出エネルギーの発光強度分布の依存性

図 4.6 に示すように、ダイバータ板近傍でのプラズマ密度に、シミュレーションと実験で大きな違いが見られた。特に、密度はシミュレーションでは一桁ほど過大評価する結果となっている。不純物の分布に与える影響の一つとして、ダイバータ板から出た不純物の電離の平均自由行程がある。不純物原子に対する電子衝突電離の平均自由行程 λ_{imp} は以下の式で表される。

$$\lambda_{\text{ion}} = \frac{v_{\text{imp}}}{n_e \langle \sigma_{\text{imp,ion}} v_e \rangle} = \frac{\sqrt{2 E_{\text{imp}} / m_{\text{imp}}}}{n_e \langle \sigma_{\text{imp,ion}} v_e \rangle} \quad (4.7)$$

ここで v_{imp} 、 E_{imp} 、 m_{imp} 、 v_e 、 n_e 、 $\sigma_{\text{imp,ion}}$ はそれぞれ不純物原子の速度、エネルギー、質量、電子の速度、電子密度、電子衝突電離の断面積を表し、 $\langle a \rangle$ は a の速度分布関数にわたっての平均を表す。この式から、平均自由行程は密度に逆比例することがわかる。従って、シミュレーションではダイバータ板から出た不純物が電離されるまでの飛程が過少評価されていることになる。この効果を補正するために、炭素の射出エネルギー E_{imp} を変化させて計算を行った。その結果を図 4.10 に 2 次元発光強度分布を、図 4.11、図 4.12、図 4.13 に 3 次元発光強度分布を示す。これまで炭素の射出エネルギーは表面温度を反映した 0.05eV としていたが、1eV、5eV、10eV と変化させた。これは、平均自由行程の式において、密度をそれぞれ 4.5、10、14 倍にしたことに相当する。この依存性の計算の入力条件は CII 計測ショットの図 4.3(a)同様であり、計算条件は計算条件： $P_{\text{SOL}} = 9.6\text{MW}$ 、 $\bar{n}_e = 3.0 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 、 $D_{\perp} = 5.0 \times 10^3\text{cm}^2/\text{s}$ 、 $\chi_{\perp} = 4.0 \times 10^3\text{cm}^2/\text{s}$ となっている。CIII と CIV の実験条件は図 4.4(a)と図 4.5(a)と同様で $P_{\text{SOL}} = 9.6\text{MW}$ 、 $\bar{n}_e = 3.1 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ であり比較するにあたって十分近い条件となっている。

まず、CII について着目する。2 次元発光強度分布では炭素の射出エネルギーを変化させると、図 4.10 (a-1~4)に示すように、発光強度のピーク値が減少し、より放射領域が広がっていることが確認された。これは炭素原子がプラズマにより深く侵入し、すなわちダイバータ板からより離れた位置で電離し、輸送によってより広範囲に移動することによるものであると考えられる。実験結果図 4.3(a-1)に近づく。

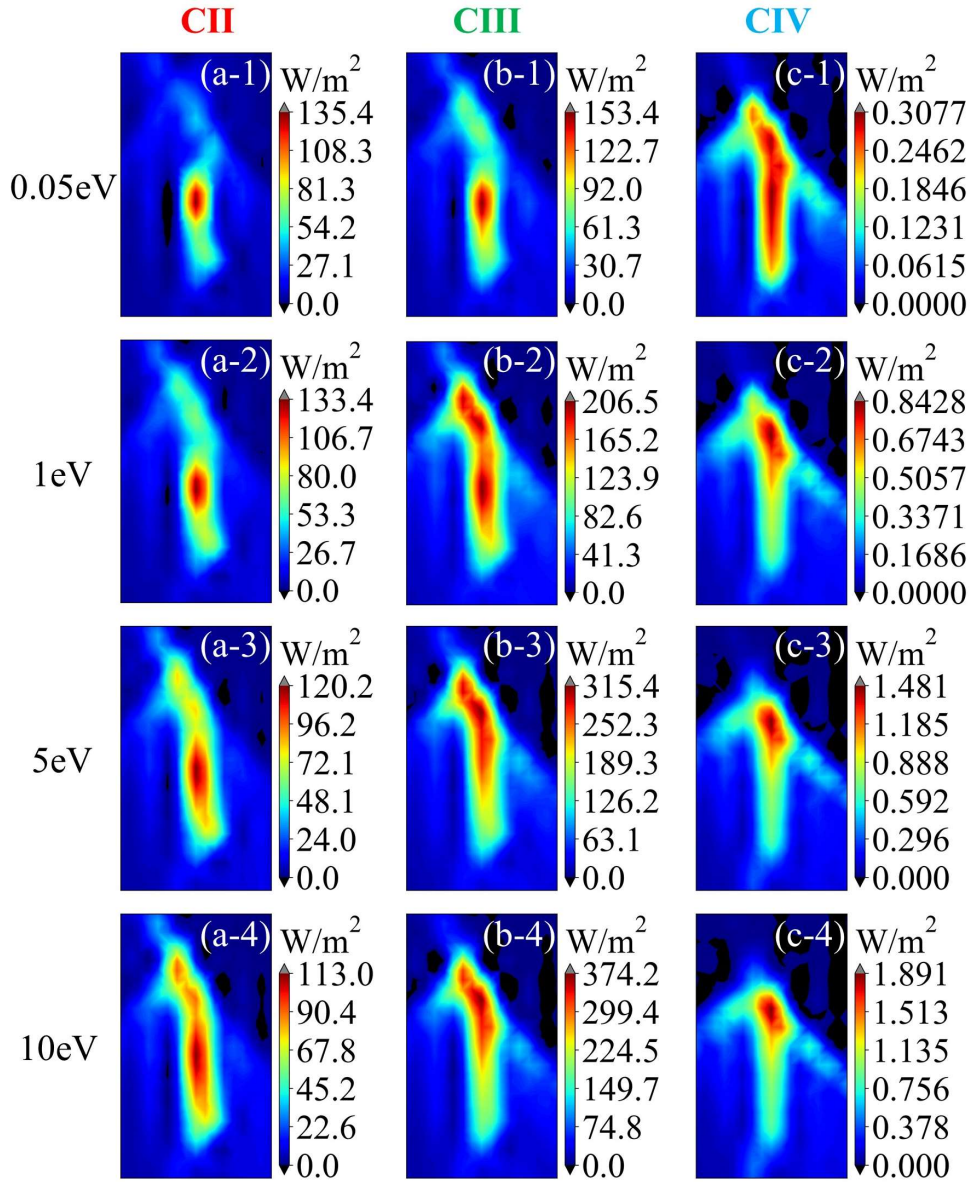


図 4.10 炭素の射出エネルギー依存性。実験条件は図 4.2(a)に対応している。左列から CII(a), CIII(b), CIV(c)を示し、炭素の射出エネルギーは上から 0.05eV(a-1, b-1, c-1), 1eV(a-2, b-2, c-2), 5eV(a-3, b-3, c-3), 10eV(a-4, b-4, c-4)を示す。

3次元発光強度分布においても、図 4.11 に示すようにダイバートレグでの発光強度は減少し、X 点に発光が集中し強度が上昇した。また右ダイバートレグの発光が相対的に減少し、実験結果(図 4.7(a-1))に定性的に近づくような結果が得られた。これらのことから、上述のように、現行のモデルでは中性粒子のプラズマへの侵入長を過少評価していることが考えられる。また、EMC3-EIRENE では炭素の導入は原子で行われており、化学スパッタリングによ

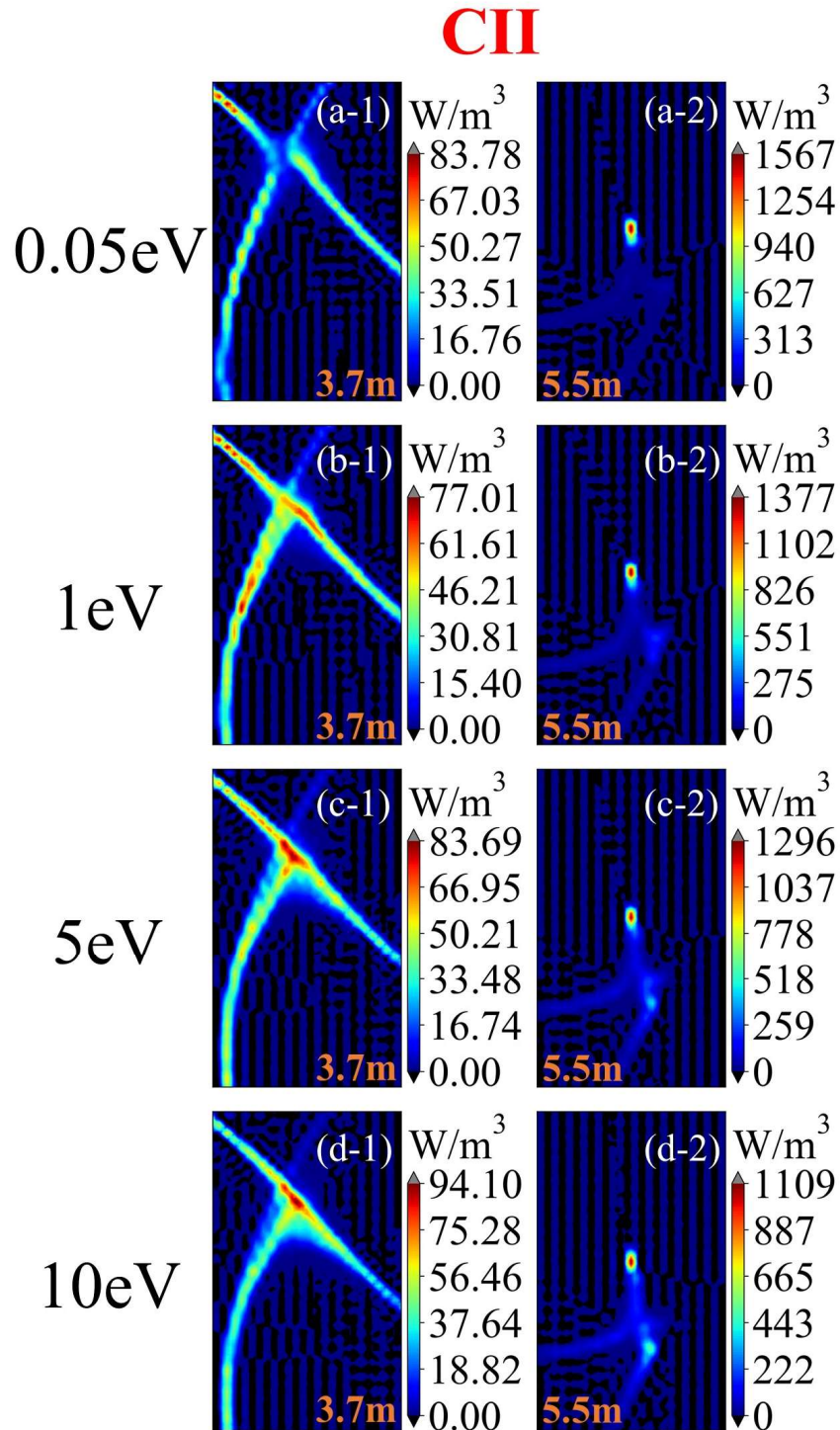


図 4.11 CII の発光強度分布の炭素の射出エネルギー依存性。実験条件は図 4.3(a)に対応している。炭素の射出エネルギーは上から 0.05eV(a-1、a-2)、1eV(b-1、b-2)、5eV(c-1、c-2)、10eV(d-1、d-2)を示す。

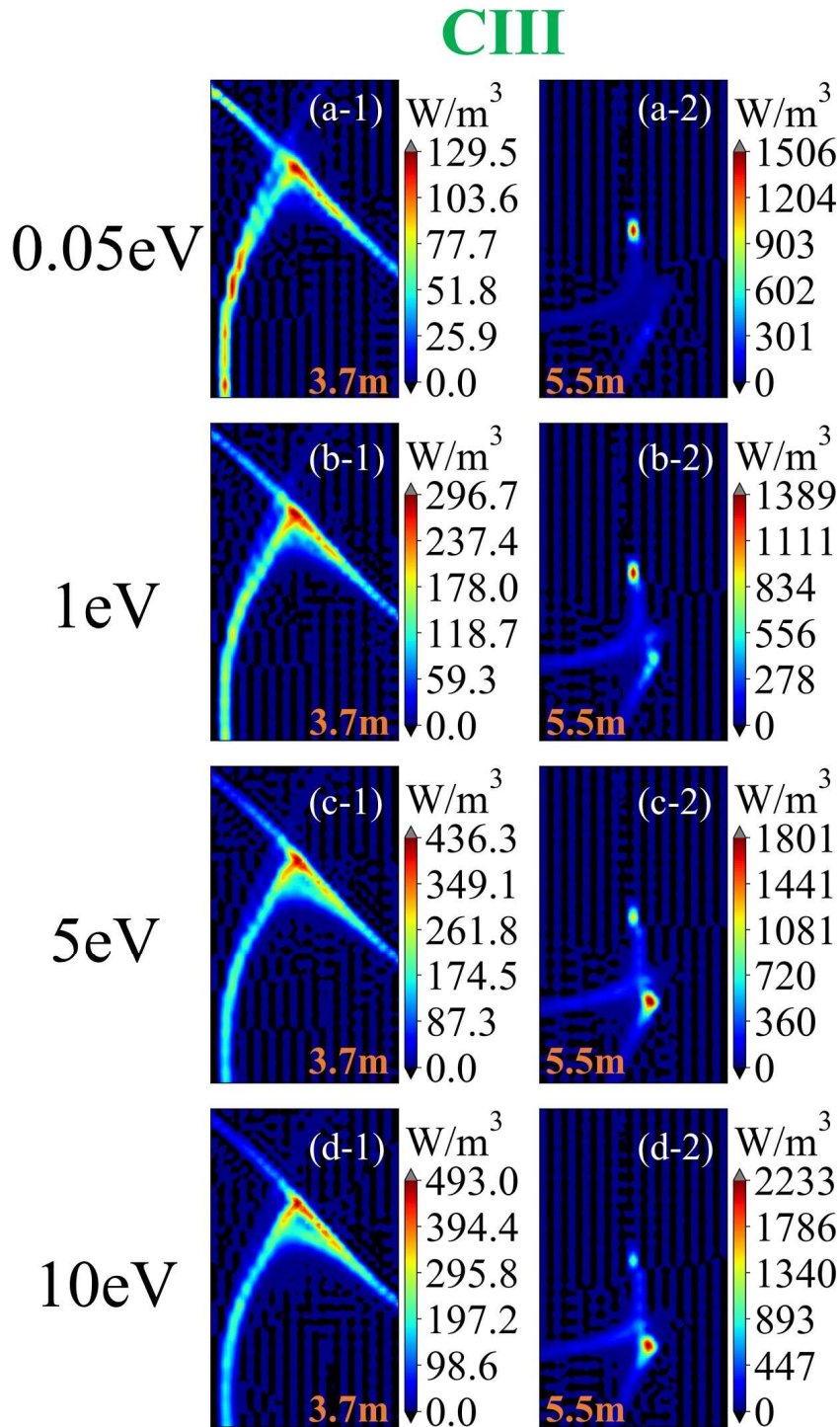


図 4.12 CIII の発光強度分布の炭素の射出エネルギー依存性。実験条件は図 4.3(a) に対応している。炭素の射出エネルギーは上から 0.05eV(a-1, a-2)、1eV(b-1, b-2)、5eV(c-1, c-2)、10eV(d-1, d-2)を示す。

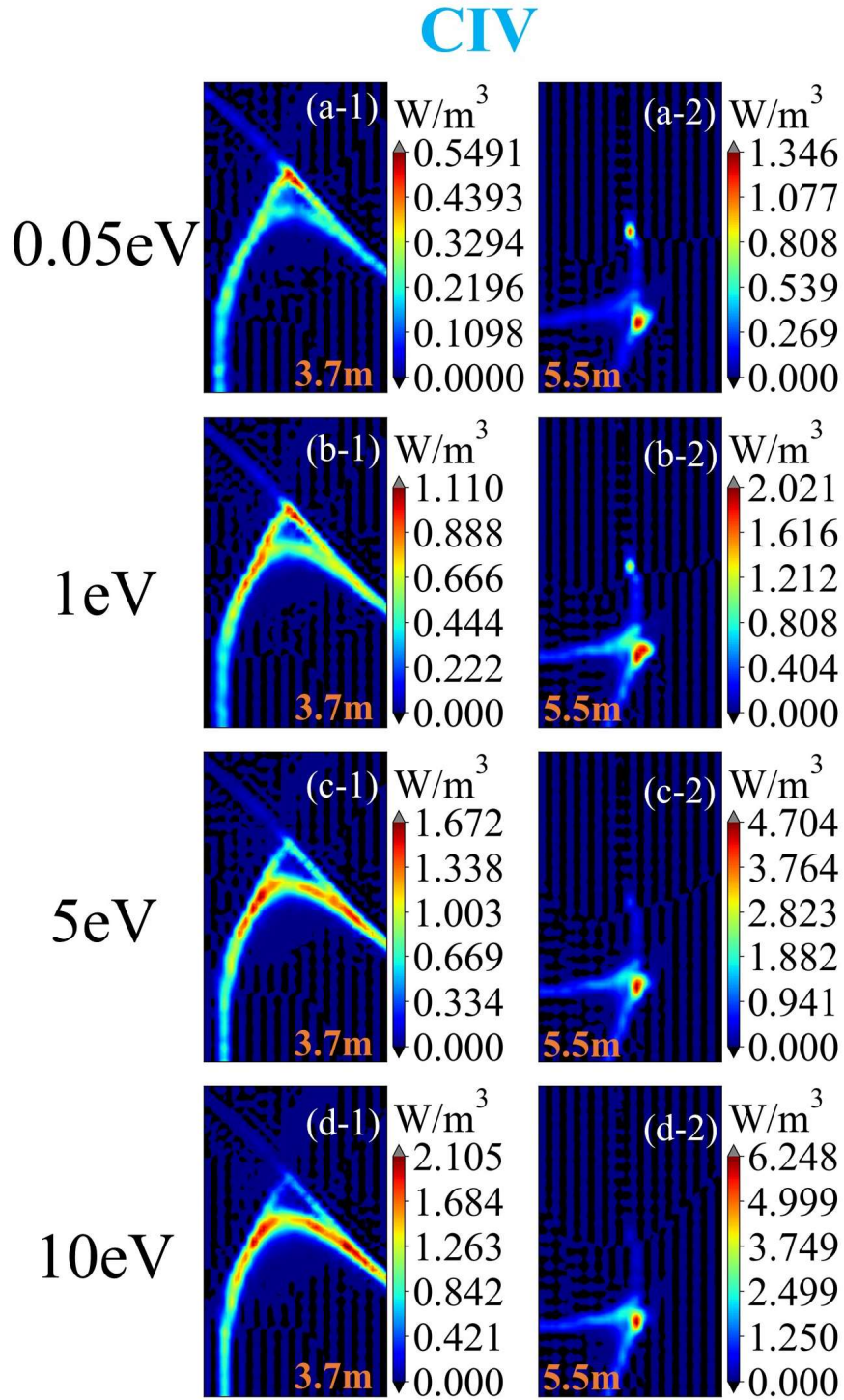


図 4.13 CIV の発光強度分布の炭素の射出エネルギー依存性。実験条件は図 4.3(a)に対応している。炭素の射出エネルギーは上から 0.05eV(a-1, a-2)、1eV(b-1, b-2)、5eV(c-1, c-2)、10eV(d-1, d-2)を示す。

るメタン系の分子の解離などは取り扱われていない。解離過程で炭素は数 eV 程度の運動エネルギーを得ると考えられ、このようなこともシミュレーションと実験の違いの原因の 1 つと考えられる

次に CIII と CIV に着目する。2次元発光強度分布は、図 4.10 (b,c)に示すように、ピーク位置が変化し、画像上側へ移動することで実験結果、図 4.4 (a-1), 図 4.5 (a-1)にそれぞれ定性的に近づいた。3次元発光強度分布について、まず CIII の $L_{dp} = 3.7m$ では図 4.12 (d-1)に示すように、X 点の発光強度が増加し、左ダイバートレグと LCFS 左側の発光が相対的に減少した。これは定性的に実験結果(図 4.8(a-1))に近づいている。しかし、CIV の $L_{dp} = 3.7m$ では X 点の発光強度は相対的に減少し、より上流にシフトしている。また、CIII と CIV の $L_{dp} = 5.5m$ ではダイバートレグでの発光強度は減少するが、LCFS 周辺において局所的な発光があらわれた。これらは実験計測とは異なる結果となった。炭素の射出エネルギーを増加させることで、CII,CIII,CIV の 2次元発光分布、3次元発光分布共に定性的に実験に近づく傾向が得られた。今後さらに、式(4.6)にあるような輸送への影響を考慮した解析も必要である。これについては今後の課題である。

4.3 まとめ

実験で得られた 2次元発光分布、およびトモグラフィーによる再構成分布について、3次元輸送シミュレーションコード EMC3-EIRENE との比較を行った。

トモグラフィー分解する前の 2次元発光分布における比較では、シミュレーションによる結果は、発光分布が実験に比べて局在化し、また、ピーク強度も大きくなる結果となった。この傾向は低荷数の発光(CII)において強く現れる。一方、CIV の分布は実験とシミュレーションで近づく傾向にあるが、その強度については、シミュレーションが実験より一桁ほど低い値となった。この違いの原因については今後さらに調査を進める必要がある。

トモグラフィー解析の結果とシミュレーションとの比較では、全体として、CII、CIII、CIV で発光はポロイダル方向に不均一で、特に CIII、CIV は X 点付近に集中する傾向にあることがわかった。ただし、詳細な分布については、必ずしも実験とシミュレーションは一致していな

い。

ダイバータ板でのプラズマパラメータについてプローブ計測とシミュレーションで比較を行ったところ、シミュレーションの密度は1桁ほど大きくなっていることがわかった。この違いは炭素の侵入長に影響すると考えられる。シミュレーションで炭素のダイバータ板からの射出エネルギーを大きくしたところ、2次元発光分布、トモグラフィー解析した3次元発光分布共に、シミュレーションの結果が実験に近づくことがわかった。

今回得られた系統的な実験結果およびトモグラフィー解析の結果については、シミュレーションの輸送モデルの検証を念頭により詳細な解析を行っていく必要がある。

参考文献

- [4.1] M. Kobayashi, S. Masuzaki, I. Yamada, Y. Narushima, C. Suzuki, N. Tamura, B.J. Peterson, S. Morita, C.F. Dong, N. Ohno, S. Yoshimura, Y. Feng, M. Goto, K. Sato, T. Akiyama, K. Tanaka, and the LHD experiment group, Nucl. Fusion 53, 093032 (2013).
- [4.2] H. Zhang, S. Morita, S. Dai, T. Oishi, M. Goto, X. Huang, G. Kawamura, M. Kobayashi, Y. Liu, I. Murakami, Y. Narushima, and LHD Experimental Group, Physics of Plasmas 24, 022509 (2017)
- [4.3] S. Morita, E. H. Wang, M. Kobayashi, C. F. Dong, T. Oishi, Y. Feng, M. Goto, X. L. Huang, S. Masuzaki, I. Murakami, Y. Suzuki, T. Watanabe and the LHD Experiment Group, Plasma Phys. Control. Fusion 56, 094007 (2014).
- [4.4] G. Kawamura, Y. Feng, M. Kobayashi, M. Shoji, T. Morisaki, S. Masuzaki, and Y. Tomita, Contrib. Plasma Phys. 54, No. 4-6, 437 – 441 (2014).
- [4.5] Y. Feng, F. Sardei, J. Kisslinger, P. Grigull, K. McCormick, and D. Reiter, Contrib. Plasma Phys. 44, No. 1-3, 57 – 69 (2004)

第 5 章 結論

本研究では周辺磁場構造と不純物発光強度分布の関係を調査するために LHD 周辺領域の 2 次元発光分布計測を行いその計測結果と磁場構造の比較を行った。また、新たにトモグラフィー手法の開発し局所発光強度分布と磁場構造の比較を行った。その結果、炭素の発光強度分布が磁場構造や価数、電子密度によって明らかに異なることを明らかにすることができた。さらに得られた実験結果と周辺輸送コード EMC3-EIRENE との比較を行い現行モデルの検証を行った。以下に具体的にそれぞれの研究での新たな知見や成果を述べる。

1 価から 3 価までの炭素の発光強度とその分布

- ・周辺領域における各価数の炭素の発光強度分布の電子密度と磁場構造依存性について系統的な情報を得ることができた。
- ・価数の増加に伴い炭素からの発光領域がプラズマのより上流に移動することが確認された。これは各荷数の電離ポテンシャルに関係していると考えられる。
- ・ストキャスティック領域の厚みが変化するに従って、すなわち磁気軸 3.6m は磁気軸 3.75m、3.9m と明らかな違いが発光強度分布に確認された。
- ・発光強度の電子密度依存性について、CII はダイバータプレートからの炭素の発生量に強い影響を受け、CIII と CIV については電子密度の平坦化領域に強い影響を受けると考えられる。
- ・発光強度の燃料粒子の同位体効果について、軽水素と比べ重水素の方が炭素の発光量が増加していることが確認された。これは水素によるスパッタリング係数 (物理・化学スパッタリング) の違いによるものと考えられる。

- ・スペクトルのドップラーシフトから不純物のフロー速度分布を得た。速度は数十 km/s 程度でダイバータ板に向かって流れている。X 点を境にダイバータ板への磁力線の接続の向きが変わるため、フローも反転することが観測された。このフローの反転は、ストキャスティック領域の幅が厚くなるほど鮮明になることが確認された。

新トモグラフィー手法の開発

- ・1 視線観測方向から得られた 2 次元発光強度分布のデータからプラズマ輸送の特性を利用して 3 次元発光強度分布を得ることができた。ここで、プラズマ輸送の特性とは、磁力線方向に極めて速い輸送のことで、今回の解析では、磁力線方向の発光分布が滑らかであるという拘束条件として取り入れた。
- ・従来の正則化では Tikhonov 正則化が一般的に有効とされていたが、分布の空間微分による正則化項を導入することでより計算誤差の少ない再構成像を得ることに成功した。
- ・Tikhonov 項の拡張により物理的にはありえない負値の発光を反復計算により修正することに成功し、テスト計算ではより正解に近い再構成像を得ることに成功した。

トモグラフィー解析による 1 価から 3 価までの炭素の発光強度分布

- ・発光の分布はポロイダル方向に非一様であり、特に X 点付近に集中する傾向があることが確認された。また、不純物イオンの荷数の増加に伴い、発光の分布はダイバータレグから X 点、LCFS 近傍へと移動する。これらの分布は密度の増加にともない徐々に変化するが、各荷数でその変化は違っている。
- ・特にプラズマがダイバータ板と強く相互作用する領域で極めて強い発光がトモグラフィー解析によって確認された。
- ・磁力線に沿った発光分布が確認され、ダイバータ板から磁力線を上流に遡る方向に発光が増加していることが確認された。

周辺輸送コード EMC3-EIRENE との比較

- ・視線方向に積分された2次元発光分布の実験とシミュレーションの比較から、CII の分布に大きな違いが見られた。シミュレーションでは CII の分布はダイバータ板付近に局在化しており、ピーク強度も実験の10倍程度であった。一方、CIV については実験とシミュレーションで比較的よい一致が見られた。
- ・ラングミアプローブによるダイバータプレートでのプラズマパラメータの実験とシミュレーションとの比較によると、シミュレーションの密度は実験値に比べ 1 桁ほど大きいことが確認された。これはシミュレーションと実験値の発光強度の違いの原因のひとつであると考えられる。
- ・シミュレーションにおいて、CII の 2 次元発光強度分布の炭素の射出エネルギーを増加させることにより、シミュレーションの結果がより実験値に近付くことが確認された。シミュレーションと実験の発光強度分布の違いが炭素の発生機構に起因していると考えられる。
- ・トモグラフィー解析による 3 次元発光強度分布との比較から、左ダイバータレグの強い発光、X 点付近への発光の集中など、定性的な一致が見られた。しかし、詳細な分布については、実験とシミュレーションとの違いが見られた。

今後の課題

トモグラフィー解析については解析結果やシミュレーションコードの比較からより分解能の高い再構成像が必要であることが明らかになった。特にダイバータ板近傍では局所的かつ大きな発光量をもつ発光領域が確認されており、逆問題の解析において画像全体の精度が落ちる可能性がある。これには計測条件や解析手法双方からの改良が必要とされる。また正規化パラメータを複数使用しているために任意パラメータをテスト計算から推測する必要がある。精度向上のために複数の任意パラメータの最適値を同時に決める手法の考案を行う必要がある。また、複数視線での計測を行うことにより、今回の1視線のトモグラフィー解析の検証が必要である。

シミュレーションと実験の比較ではダイバータプレートにおける電子密度の絶対値は大きく異なることが確認された。ダイバータ領域での電子密度の勾配が大きく異なる可能性があるため、発光分布の差異の原因の追求のために調査する必要がある。

謝辞

本論文の研究を行うにあたり、核融合科学研究所の方々には様々なご協力を賜りました。深く感謝いたします。森田繁教授、坂本隆一教授、九州大学大学院総合理工学府先端エネルギー理工学専攻の稲垣滋教授、京都大学大学院工学研究科機械理工学専攻の蓮尾昌裕教授には本博士論文の審査を引き受けていただき、数々の貴重なご意見を賜りました。厚くお礼申し上げます。主任指導教員の小林政弘准教授には熱心な指導のもと、研究全般にわたり広くお世話になりました。厚くお礼申し上げます。副主任指導教員である後藤基志准教授には論文制作や分光器解析を行うにあたり、数々の助言を受け賜りました。厚くお礼申し上げます。副主任指導教員である河村学思助教には論文制作にあたり数々の助言を受け賜り、また数値計算プログラムに関する質疑に詳しく答えて頂きました。厚くお礼申し上げます。核融合科学研究所の共同研究員である岩間尚文先生にはトモグラフィ解析プログラムを作成するにあたり、1 から順を追って丁寧にご教授を頂き大変お世話になりました。厚くお礼申し上げます。名古屋大学大学院工学研究科電気工学専攻の田中宏彦助教には磁力線追跡プログラムの導入にあたり多大な助力を頂きました。厚くお礼申し上げます。核融合科学研究所の(元)特任研究員であるクズミンアルセニー様には解析プログラム導入時に多大な助力を頂きました。厚くお礼申し上げます。核融合科学研究所の土屋隼人助教には解析や研究発表資料の作成などの実作業にあたり、数々の助言を頂きました。厚くお礼申し上げます。論文執筆や研究発表にあたってピーターソンバイロン教授と量子科学技術研究開発機構那珂核融合研究所先進プラズマ研究部の仲野友英先生には大変お世話になりました。厚くお礼申し上げます。

核融合科学研究所の技術部と情報通信システム部の方々には実験準備や研究環境を整えるためにあたり、数々のご協力に深く感謝申し上げます。高密度プラズマ物理研究系の事務の坂西薫様、大学院連携係の漆原里奈様、増田優様、山口陽子様、元大学院連携係の大川純様、池田和生様、篠原智恵子様、安藤志保美様には事務手続きにあたり、数々のご協力に深く感謝申し上げます。最後に、両親に心より感謝いたします。

2019年1月

小林汰輔

研究業績

投稿論文

1. Taisuke Kobayashi, Masahiro Kobayashi, Arseniy Kuzmin, Motoshi Goto, Hirohiko Tanaka, Gakushi Kawamura, Byron Peterson, Naofumi Iwama, and LHD experiment Group, Measurement of Impurity Emission Intensity Distribution in the Edge Region of LHD and Its Relation with Magnetic Field Structure, Plasma and Fusion Research, 第 13 巻, 第 3402030 項 に掲載

2. Taisuke Kobayashi, Masahiro Kobayashi, Naofumi Iwama, Arseniy Kuzmin, Motoshi Goto, and Gakushi Kawamura, Single field-of-view tomographic imaging of 3D impurity emission distribution in magnetized edge plasma of LHD, Review of scientific instruments, 第 89 巻, 第 123502 項に掲載

3. Taisuke Kobayashi, Masahiro Kobayashi, Naofumi Iwama, Arseniy Kuzmin, Motoshi Goto, Gakushi Kawamura, and the LHD Experiment Group, *Three dimensional distribution of impurity emission in the edge region of LHD obtained by single field-of-view tomography*, Nuclear Materials and Energy 第 19 巻, 第 239-243 項, 2019 年に掲載

国際会議等における発表

1. Taisuke Kobayashi, Masahiro Kobayashi, Arseniy Kuzmin, Motoshi Goto, Hirohiko Tanaka, Shigeru Morita, Gakushi Kawamura, Tomohide Nakano, and the LHD experiment group, *Impurity emission distribution measurement in the edge region of LHD*, 21st International Stellarator-Heliotron Workshop, Kyoto, 17/10/4, 出席・ポスター発表

2. Taisuke Kobayashi, Masahiro Kobayashi, Arseniy Kuzmin, Motoshi Goto, Hirohiko Tanaka, Shigeru Morita, Gakushi Kawamura, Tomohide Nakano, Byron J. Peterson, Naofumi Iwama,

研究業績

LHD experiment group, *Impurity and hydrogen emission distribution measurement in the edge region of LHD and relation between the emission and magnetic structure*, Plasma Conference 2017, Himeji, 17/11/22, 出席・ポスター発表

3. Taisuke Kobayashi, Masahiro Kobayashi, Arseniy Kuzmin, Motoshi Goto, Hirohiko Tanaka, Shigeru Morita, Gakushi Kawamura, Tomohide Nakano, Byron Peterson, Naofumi Iwama, LHD experiment group, *Measurement of impurity emission intensity distribution in the edge region of LHD and its relation with magnetic field structure*, The 26th International Toki Conference on Plasma and Fusion Research & The 11th Asia Plasma and Fusion Association Conference, Toki, 17/12/6, 出席・ポスター発表

4. Taisuke Kobayashi, Masahiro Kobayashi, Naofumi Iwama, Arseniy Kuzmin, Motoshi Goto, Gakushi Kawamura, and LHD Experiment Group, *Effects of stochastic magnetic field structure on edge impurity emission distribution in LHD*, International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Princeton, 18/6/18, 出席・ポスター発表

5. Taisuke Kobayashi, Masahiro Kobayashi, Naofumi Iwama, Arseniy Kuzmin, Motoshi Goto, Gakushi Kawamura, and LHD Experiment Group, *Comparison of 3D distribution of impurity emission obtained by single field-of-view tomography with 3D edge transport code EMC3-EIRENE in the large helical device*, The 27th International Toki Conference on Plasma and Fusion Research & The 13th Asia Pacific Plasma Theory Conference, Toki, 18/11/19, 出席・ポスター発表