

# LHDにおけるECE計測とプラズマ輸送解析への 適用

総合研究大学院大学数物科学研究科核融合科学専攻 笹尾 一

平成13年1月10日 提出

# 目次

<b>第1章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 LHDにおける核融合プラズマ研究の意義	1
1.2 大型ヘリカル装置	1
1.3 ECE計測の役割	2
1.4 本研究の目的	3
<b>第2章 LHDにおけるECE計測</b>	<b>10</b>
2.1 はじめに	10
2.2 電子温度計測原理	10
2.3 LHD実験における計測領域	11
2.4 ECE計測システム	13
2.4.1 ECE集光系	13
2.4.2 ECE検出系	14
2.4.3 ECE伝送系	14
2.5 ECEの感度較正	16
2.6 まとめ	18
<b>第3章 LHDにおける電子サイクロトロン波の偏光特性</b>	<b>30</b>
3.1 はじめに	30
3.2 ECE偏光特性実験	31
3.3 拡張1次元放射輸送モデルによるECE偏光特性解析	33
3.3.1 拡張された放射輸送式の導出	33
3.3.2 拡張した放射輸送モデルによる解析結果	35
3.4 まとめ	36
<b>第4章 3次元構造を持った磁場配位中における屈折の影響</b>	<b>49</b>
4.1 はじめに	49
4.2 高密度領域におけるECE計測結果	49
4.3 実験結果の解析	53
4.3.1 拡張した一次元輸送モデルによる計算結果	53
4.3.2 ray tracingによるECE放射特性評価	54
4.4 実験結果との比較	59
4.5 まとめ	60
<b>第5章 ECEを用いた輸送解析</b>	<b>83</b>
5.1 はじめに	83

5.2	長時間 He プラズマにおける熱輸送解析 . . . . .	84
5.2.1	新古典熱輸送係数と径電場 . . . . .	84
5.2.2	実験解析結果 . . . . .	85
5.3	実験結果との比較 . . . . .	86
5.4	水素比率の増加の影響 . . . . .	86
5.5	まとめ . . . . .	87
<b>第 6 章 結論</b>		<b>92</b>
付録		
謝辞		
参考文献		

# 第1章 序論

## 1.1 LHDにおける核融合プラズマ研究の意義

21世紀に入り、今なお解決されていない問題の1つに、エネルギー問題が挙げられる。石炭、石油などの化石燃料の利用により、大量のエネルギーを使用し、豊かな社会生活を営むことが可能となった反面、酸性雨、CO<sub>2</sub>による地球温暖化、NO<sub>x</sub>による光化学スモッグ、酸性雨など環境面の問題が指摘されている。現在のエネルギー源として、重要な位置を占めている軽水炉を中心とする核分裂炉は出力、運転上の安全面については、これまで、十分な実績を持っているが、立地、廃棄物処理が課題となっている。こうしたエネルギー源に変わりうる次世代のエネルギーとして、核融合炉がこれまで世界各地で研究の対象とされてきた。核融合炉の候補としてこれまで最も多く研究されてきたものの1つとして、磁場閉じ込め方式が挙げられる。そのなかでも、トーラス型と呼ばれる方式で閉じ込められたプラズマが最も炉に近いといえる。トーラス型には軸対称型（トカマク）と非軸対称型（ヘリカル系）の二つの方式がある。トカマク方式では、国際的な協力の下にQ値（入力に対する核融合出力の比）が10以上の核融合実験炉の設計が進められつつある。ヘリカル系では、大型ヘリカル装置 (Large Helical Device, LHD)[1, 2, 3]による実験研究が、1998年のfirst shot以来進められており、2000年には第4実験期に入り、本格的な閉じ込め実験が行われている。LHDによって生成されるプラズマでは1MJに近い蓄積エネルギーが観測されており、LHDプラズマは核燃焼プラズマに限りなく近いプラズマの1つと言える。ヘリカル系はトカマクとは異なり誘導電流を必要とせず外部コイルのみで閉じ込め磁場を形成するため、定常炉としての可能性を持つ。LHDは超伝導コイルを用いており閉じ込め磁場を定常に維持できるため、定常プラズマの研究についても大きな期待がかけられている。LHDの実験結果は将来の定常型核融合炉研究において、トーラス型磁場閉じ込め方式のスタンダードとなり、その重要性は計り知れない。

LHDプラズマの実験研究は始まったばかりであるが、ヘリカル型核融合炉を実現するためには今後幾つかの課題を解決していかなければならない。この課題の1つとして、プラズマの閉じ込め改善が挙げられる。LHDでは、プラズマ周辺部におけるペデスタルの形成やELMy-H mode程度の高い閉じ込めが報告されており[4]、より高い閉じ込め特性を得るため、こうした閉じ込め改善の物理を理解する事が必要である。

## 1.2 大型ヘリカル装置

本研究で対象とする大型ヘリカル装置 (LHD)(図1.1)[6, 7]はヘリカル系のトーラス型磁場閉じ込め装置である。ヘリカル装置としては世界に先駆けて超伝導コイル化を行い、高 $n\tau T$ 実験、無電流プラズマの長パルス実験など炉心プラズマをターゲットとした実験研

究が行われている。LHDの主な装置パラメータを表1.1に示す。LHDの磁場配位は12本の超伝導コイル（3層1対のヘリカルコイル、3対のポロイダルコイル）により構成される。大半径が3.9m、平均小半径が0.6m、磁気軸上の磁場は最大で3Tである。図1.2にLHD配位（磁気軸での磁場強度 $B_0=2.883\text{T}$ ；磁気軸 $R_0=3.6\text{m}$ ）のトロイダル角 $\phi=0^\circ$ （プラズマ横長ポロイダル断面に対応）における磁場強度（B）と磁力線が赤道面となす角度（ $\tan^{-1}(B_z/B_\phi)$ ）の径方向分布を示す。LHDの磁場強度分布はトカマクのような $1/R$ の依存性は示さず、 $R=3.55\text{m}$ に極大値を持つ。ここで、 $R$ は大半径である。またLHDは磁力線のシアが大きく、磁力線は磁気軸近傍ではほぼ赤道面上にあるが、トーラス外側の最外殻磁気面上（ $R=4.45\text{m}$ ）では $32^\circ$ 、トーラス内側の最外殻磁気面上（ $R=2.75\text{m}$ ）では $-50^\circ$ 赤道面に対して傾く。図1.3はLHDにおける3つの特徴的な平面上の磁場強度と磁気面の関係を示したものである。座標系の説明を図1.3(a)に示す。平面はそれぞれ(b) $Y=0$ 、(c) $Z=0$ 、(d) $X=3.97\text{m}$ で表される。ECE計測の視線は直線 $Y=0, Z=0$ である。ここでは円柱座標系( $R, Z, \phi$ )を用いており、 $X=R\cos(\phi), Y=-R\sin(\phi)$ である。(a)に示した青の円管はトーラスプラズマを上から見た図である。図1.3(b)-(d)において、黒の実線は磁場強度の等高線であり、ヘリカルコイルに近づくにつれ磁場は強くなるので等高線は密になっている。図から明らかなようにLHDでは磁場は3次元構造を持つ。青の実線は真空の場合の磁気面である。LHDでは磁場のみならずプラズマの形状も3次元構造を持つ。

プラズマ生成・加熱には、電子サイクロトロン加熱(ECH)[8]、イオンサイクロトロン加熱(ICH)[9]、中性粒子ビーム入射(NBI)[10, 11]が用いられている。入射パワーは、ECHが1MW、ICHが3-9MW、NBIは15MWが目標とされている。

### 1.3 ECE計測の役割

プラズマの閉じ込めを議論するには熱、粒子の輸送特性を明らかにする必要がある。輸送現象を詳細に研究するためには電子温度、イオン温度、電子密度、イオン密度の分布計測が欠かせない。これら温度や密度などの計測対象に対して幾つかの計測方式があり、計測方式ごとに精度や時間空間分解能が異なる。LHDでは計測器が非常に充実しており、幾つかの計測方式を相補的に用いている。LHDで行われているプラズマ計測システムについてまとめたものを表1.2に示す。また、各計測器の設置場所を図1.4に示す。

電子サイクロトロン放射(Electron Cyclotron Emission, ECE)は電子温度計測に用いられる[12, 13, 14]。背景磁場の存在するプラズマ中の電子はサイクロトロン運動を行い、電子サイクロトロン周波数及びその高調波周波数の電磁波を放射する。この電子サイクロトロン放射を計測することにより、検波した電磁波強度から電子温度を、周波数から放射の位置を同定することができる。このためECE計測は高空間/高時間分解能をもつ電子温度計測として、多くの磁場閉じ込め装置で用いられてきた[13, 15, 16, 17, 18]。特に高い時間分解能を利用して揺動計測や加熱パワーのモジュレーションなどのプラズマに対する外乱が与えられた時の電子温度の応答解析などに用いられる。図1.5にNBIパワーが切れた時の電子温度の時間応答をECEで計測した例を示す。(a)にNBIの入力パワーの時間発展とECHとICHの入射時間を示す。プラズマはECHにより生成され、2本のNBIで保持される。放電の途中 $t=1\text{s}$ に1系統のNBIが切れ、再び回復する。(b)は蓄積エネルギー、線平均電子密度の時間発展である。 $t=1\text{s}$ でNBIの入力が一度止まるとき、蓄積エ

エネルギーは減少し、また NBI パワーの復帰により回復する。この時平均電子密度には大きな変化は起こらない。(c) はトーラス内側の ECE 電子温度の時間発展とトムソン電子温度の時間発展である。赤と青の実線は第 2 高調波 X-mode の ECE であり、それぞれの周波数は 145GHz、121GHz である。145GHz、121GHz は真空磁場ではそれぞれ  $\rho = -0.52$ 、 $\rho = -0.81$  に相当する。 $t = 1\text{s}$  で NBI2 の入力が一時的に止まる時間付近で、ECE の電子温度が減少している。(d) は ECE と蓄積エネルギーの  $t=0.9\text{s}$  から  $1.2\text{s}$  までの拡大図である。ここで、ECE のサンプリング時間は  $0.1\text{ms}$  である。蓄積エネルギーの減少のタイミングで ECE は減少している。ECE 計測は輸送の静的な解析に加えて動的な解析も行なうことができ、プラズマの輸送特性の全貌を明らかにする上で非常に重要な計測であるといえ、LHD においても必要不可欠である。

## 1.4 本研究の目的

前節で述べたように電子温度計測のための道具として ECE 計測は高い能力を秘めているが、LHD のような 3 次元構造を持つ磁場配位における ECE 特性はこれまで詳細には議論されておらず、トカマクのような単純な配位との違いが ECE 計測に影響を及ぼす可能性がある。ECE による電子温度計測を LHD プラズマの輸送研究に適用するために、3 次元構造を持つ磁場配位において ECE 特性を明らかにし、LHD における ECE による温度計測可能領域の拡大と特定を行なうことが、本研究の大きな目的である。また、ECE 計測により得られた電子温度分布を用いて輸送解析を行なうことも、もう一つの目的である。

現実には磁化プラズマからの ECE を用いて電子温度を求めるためには以下の条件を満たさなければならない。

1. ECE がプラズマ中を伝播し、検出器まで到達できること（伝播性）。
2. プラズマが光学的に厚く、ECE 強度が黒体輻射に等しいこと（光学的厚さ）。
3. 高調波の重なりがないこと（高調波）。

これら各々の条件には磁場配位が大きく関与している。伝播特性は磁場強度と磁力線に対する波の伝播角度に、光学的厚さは磁場強度の勾配に依存する。トカマクにおいて上記の条件は充分議論され、ECE による電子温度計測は多くの装置で実績を持つ。一方、プラズマの形状、及び磁場配位が 3 次元構造を持つヘリカル系ではトカマクなどの単純な磁場配位で行われてきた議論がそのままでは適用できない。ヘリカル系での ECE 計測は Heliotron E[19]、W7-AS[20] など中型の装置で行われているだけであり、上記の条件が充分議論されているとは言えない。実際、LHD では比較的高密度な領域で ECE 強度が減少するという現象が観測されている [21] が、他の装置では報告されていない。LHD の ECE 計測は赤道面上の大半径方向に対して適用される。この視線における LHD とトカマクとの配位の違い（図 1.2、1.3）に起因して以下の問題点が挙げられる。

a: 一つの電子サイクロトロン周波数に対して共鳴層がトーラス外側、内側と 2 つ存在する。

トーラス内外に 2 つの異なる電子サイクロトロン共鳴層が存在する場合、検波した ECE がどちらから放射されたものか選別しなければならない。プラズマが光学的に厚い場合は内側から放射された ECE は外側の共鳴層で吸収されトーラス外側に設置したアンテナまで伝播できない。このためトーラス外側から放射された ECE のみを検出することができる。この場合トーラス内側からの ECE を計測するには内側にアンテナを設置する必要がある。

ある。プラズマが光学的に薄い場合は二つの共鳴層からの ECE はミックスされ選別は不可能である。

b: 磁力線のシアが大きい。

ECE は二つの偏波で構成され温度計測のためには光学的に厚い偏波のみを検波しなければならない。しかし磁力線のシアが大きい場合、偏波の選別は困難になり、他の偏波が混入する可能性が生じる。

c: プラズマの形状が 3 次元構造を持つ。

密度勾配が存在するプラズマ中を電磁波が伝播する場合、電磁波は屈折する。プラズマ形状が 3 次元構造を持つ場合、密度勾配ベクトル場は複雑になり屈折により ECE がアンテナまで伝播しない可能性が生じる。

更に a-c の問題がお互いに結合する可能性もある。

本研究では LHD において ECE 計測システムの設計・設置・計測を行ない、ECE の偏光特性や高密度領域における ECE 強度の実験的性質を整理・系統化する。一方、一次元放射輸送モデルの拡張やレイトレーシング手法の系統的な適用により実験的性質の発生機構を明らかにし、ECE による電子温度計測適用可能な領域を拡大、特定した。また ECE から得られる電子温度分布を熱輸送解析へ適用した。本論の構成は以下の通りである。第 2 章では、ECE 計測原理と光学的厚さで決まる ECE 計測領域を概説する。更に共鳴層を二つ持つ事に対応するためトーラス内外に ECE 集光系を持つ LHD の ECE 計測システムについて述べる。第 3 章では、実験的に ECE の偏光特性を求め、磁力線のシアとの関係について議論する。また得られた偏光強度を LHD 配位を考慮した 1 次元放射輸送モデルと比較する。第 4 章では、LHD の高密度領域における ECE の挙動を実験的に明らかにし、拡張した 1 次元放射輸送モデル及びレイトレーシングを用いて解析を行なう。第 5 章では、輸送解析に ECE 計測を適用する例として、新古典論の観点から長時間放電中の熱輸送係数と径電場の振る舞いを調べる。最後の第 6 章において、本研究の成果についてまとめる。

表 1.1: LHD の主要なパラメータ

大半径	3.9m
平均プラズマ半径	0.6m
磁場	3T
トロイダル周期数	10
ポロイダル周期数	2
磁気軸	3.55-3.9m

表 1.2: LHD のプラズマ計測システム

電子温度	ECE	ラジオメータ(32ch,16ch)、GPC(14ch)	
		マイケルソン 干渉計	25ms
	トムソン散乱	空間 130 点	
	X 線波高分析器	20ch Si(Li), 4 ch Ge 検出器	
プラズマ密度	FIR 干渉計	119 $\mu$ m-CH, OH レーザ、13ch	
	ミリ波干渉計	2mm/1mm	1 ch
	ミリ波反射計	28.5GHz,34.9GHz,40.2GHz	3ch
	トムソン散乱	空間 130 点	
イオン温度	荷電交換分光	C, Ne	
	X-線結晶分光器	0.1-4nm	
	中性子計測器	NE-213 検出器、 <sup>3</sup> He カウンター	
	真空紫外分光器	1-200nm	
不純物輻射	真空紫外分光器	1-200nm	
	可視分光器	200-700nm	
	ポロメータ	シリコン半導体	
電磁測定	集回電圧	Rogowski, Mirnov, 磁場ループコイル	
	プラズマ電流		
	反磁性磁束		
周辺プラズマ	ラングミュアプローブ	高速位置掃引	



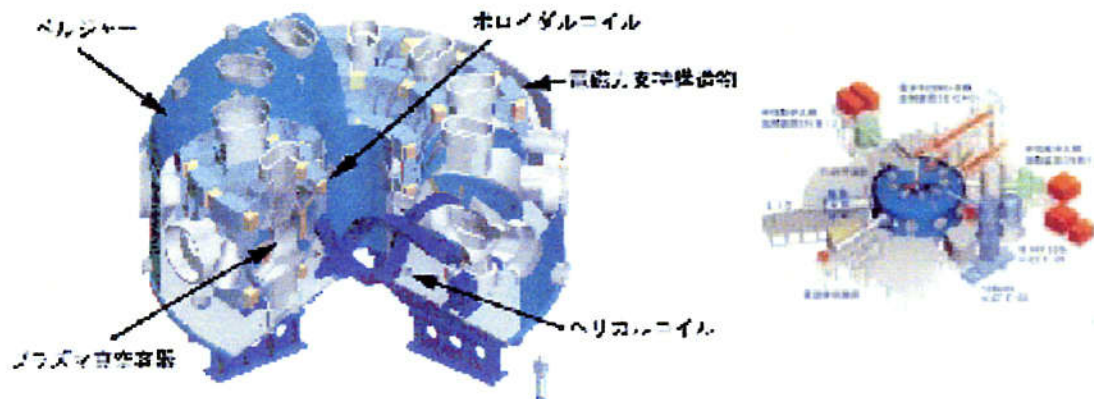


図 1.1: LHD 外観図

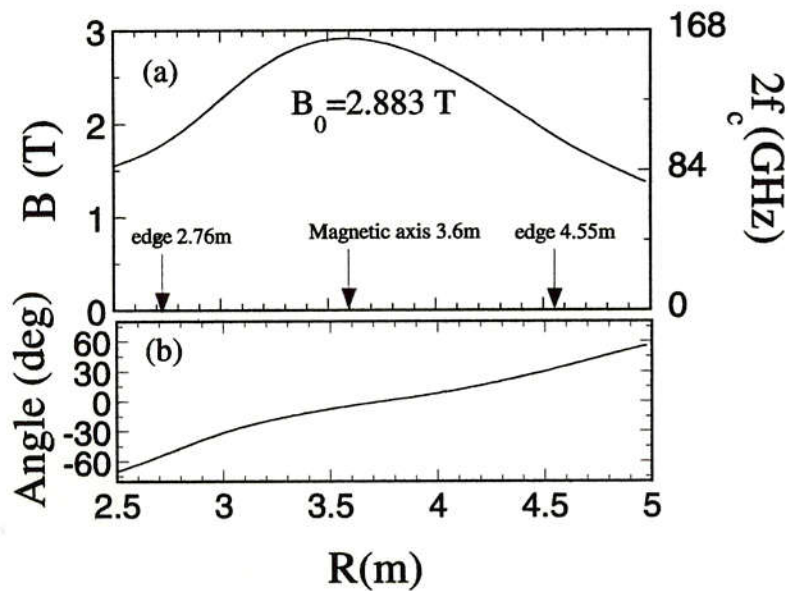
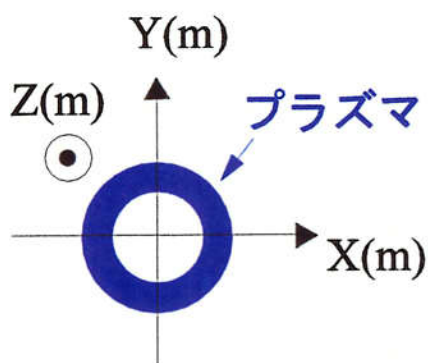
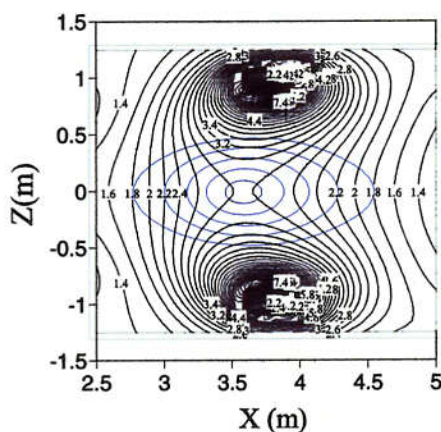


図 1.2: LHD 磁場配位 ( $B_0 = 2.883\text{T}$ ,  $R_0 = 3.6\text{m}$ ) における (a) 磁場強度分布と (b) 磁力線の傾きの小半径方向分布。ECE 計測が行われるトロイダル角  $\phi = 0^\circ$  の赤道面上には 1 つのサイクロトロン周波数に対し、共鳴磁場が径方向に 2 箇所存在する。磁場の傾きが小半径方向で大きく変化し、トーラス外側の最外殻磁気面上 ( $R=4.45\text{m}$ ) では  $32^\circ$  であり、トーラス内側の最外殻磁気面上 ( $R=2.75\text{m}$ ) における磁場の傾きは  $-50^\circ$  である。

(a) 座標系

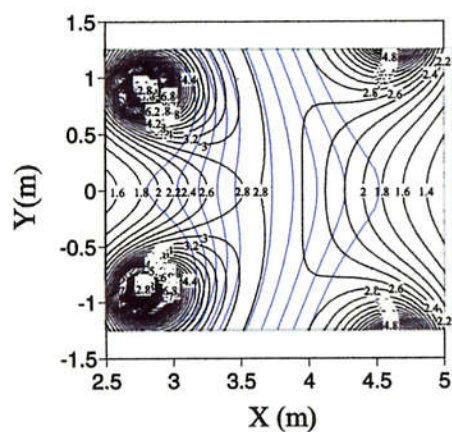


(b) X-Z面



磁気面  
等磁場面

(c) X-Y面



(d) Y-Z面  $X=3.97\text{m}$   
145GHz 共鳴層

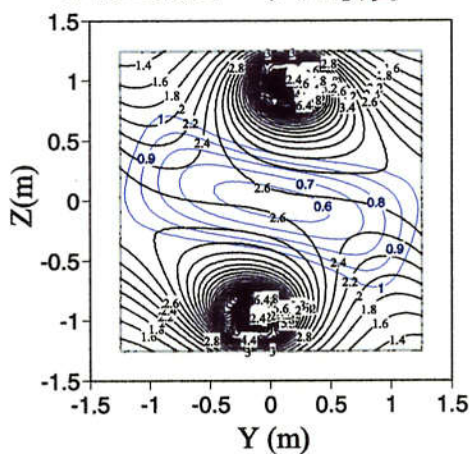


図 1.3: LHD における 3 つの特徴的な平面上の磁場強度と磁気面の関係を示した図。(a) 座標系の説明図。平面はそれぞれ (b)  $Y=0$ , (c)  $Z=0$ , (d)  $X=3.97\text{m}$  で表される。ECE 計測の視線は直線  $Y=0, Z=0$  である。ここでは円柱座標系  $(R, Z, \phi)$  を用いており、 $X = R \cos(\phi)$ ,  $Y = -R \sin(\phi)$  である。



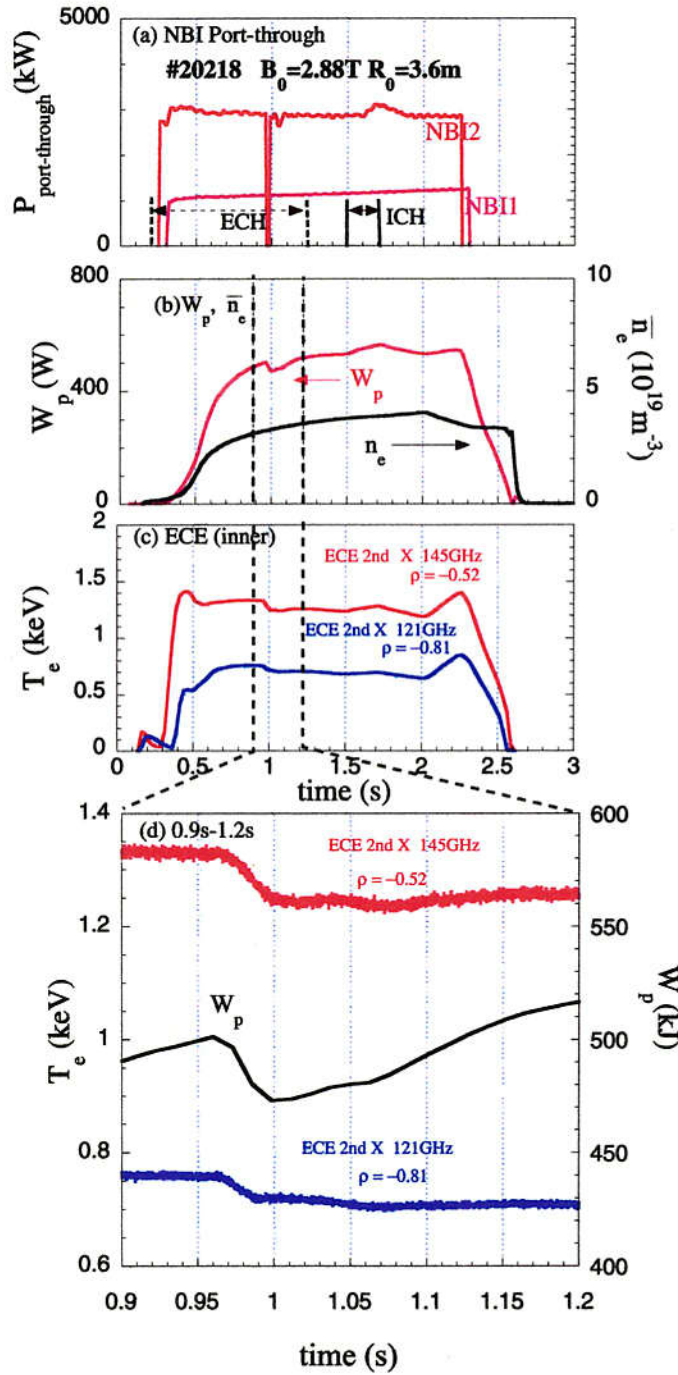


図 1.5: NBI の入力パワー、蓄積エネルギー、線平均密度、ECE 電子温度及びトムソン電子温度の時間発展。(a)NBI の入力パワーの時間発展と ECH と ICH の入力時間。(b) 蓄積エネルギー、線平均電子密度の時間発展。(c)ECE 電子温度の時間発展。赤と青の実線は第 2 高調波 X-mode の ECE であり、それぞれの周波数は 145GHz、121GHz である。145GHz、121GHz は真空磁場ではそれぞれ  $\rho = -0.52$ 、 $\rho = -0.81$  に相当する。(c)ECE と蓄積エネルギーの時間発展 ( $t=0.9-1.2\text{s}$ )、ECE が赤と青の実線であり、周波数はそれぞれ 145GHz、121GHz に相当する。黒の実線は蓄積エネルギーを表す。

## 第2章 LHDにおけるECE計測

### 2.1 はじめに

ECE 計測とは磁場中に捕捉された電子が放射する電子サイクロトロン放射 (ECE) のスペクトルを測定し、電子温度を決定するものである。ECE が電子温度計測に適用できるのは、プラズマが放射と熱平衡状態に達している場合 (光学的に厚い場合) ECE の強度は電子温度に比例するからである。ECE を用いて温度計測をするには屈折やカットオフの影響を受けずにアンテナまで伝播可能で光学的に厚い偏波を選択する必要がある。アンテナで集光された ECE は伝送され、検波される。検波された信号から電子温度を得るには ECE システム全体の感度を較正する必要がある。

本章ではヘリオトロン配位を持つ LHD 配位における ECE を用いた電子温度計測の原理と測定手法について述べる。2.2 節で ECE における電子温度計測の一般的な原理について述べ、2.3 節では LHD 配位における ECE 計測領域について、2.4 節で LHD における ECE 計測システムについて示す。2.5 節で ECE 計測システムの感度較正について述べ、最後にまとめを示す。

### 2.2 電子温度計測原理

ある周波数  $\omega$  を持つ ECE の放射強度は次の放射輸送の方程式から導かれる [27]。

$$N_\omega(s) \frac{d}{ds} \left( \frac{I_\omega(s)}{N_\omega^2(s)} \right) = j_\omega - \alpha_\omega(s) I_\omega(s), \quad (2.1)$$

ここで、 $I_\omega, N_\omega, j_\omega, \alpha_\omega, \tau_\omega$  はそれぞれ放射強度、屈折率、放射率、吸収係数、光学的厚さである。また、 $s$  は ECE が伝播する伝播経路を示す。次式を仮定することにより、放射輸送の方程式の一般解を得ることができる。

$$S_\omega(s) = \frac{1}{N_\omega(s)} \frac{j_\omega(s)}{\alpha_\omega(s)} = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} \kappa T_e, \quad (2.2)$$

$$d\tau = -\alpha_\omega(s) ds, \quad (2.3)$$

ここで、 $T_e$  は電子温度を表す。放射輸送の方程式の一般解は、

$$\frac{I_\omega(s)}{N_\omega^2(s)} e^{-\tau} + \int S_\omega e^{-\tau} d\tau = \text{Const}, \quad (2.4)$$

で与えられる。図 2.1 は 1 つの共鳴層から ECE が放射される 1 次元モデルを示す。共鳴層の観測点側の境界を境界 A、共鳴層の観測点と反対側の境界を境界 B とする。共鳴層の境界 A から放射される ECE 強度  $I_\omega(A)$  は、

$$I_\omega(A) = N_\omega^2(A) \int_0^{\tau_\omega} S_\omega e^{-\tau} d\tau = N_\omega^2(A) \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} \kappa T_e (1 - e^{-\tau_\omega}), \quad (2.5)$$



である。ここで、光学的厚さ  $\tau_\omega$  は、次式で表される。

$$\tau_\omega = - \int_B^A \alpha_\omega ds \quad (2.6)$$

共鳴層の境界 A から観測点までは共鳴領域が存在しないため、 $j_\omega = 0, \alpha_\omega = 0$  である。このとき、放射輸送の方程式 (2.1) より、共鳴層の境界 A と観測点における ECE 放射強度の関係式は、

$$I_\nu = \frac{I_\omega(A)}{N_\omega^2(A)}, \quad (2.7)$$

となり、共鳴層の境界 A から観測点までは ECE のエネルギーが保存される。ここで、 $I_\omega(A), N_\omega, \tau_\omega$  はそれぞれ共鳴層 A における屈折率、共鳴層 A における光学的厚さである。また  $c, \kappa$  はそれぞれ、光速、ボルツマン定数である。式 (2.5) と式 (2.7) から観測点における ECE 強度は、

$$I_\nu = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} \kappa T_e (1 - e^{-\tau_\omega}) \quad (2.8)$$

である。プラズマが厚いと考えられる場合には式 (2.8) の右辺の  $e^{-\tau_\omega}$  の項はゼロになり、ECE 放射強度は電子温度に比例する。このため、ECE 強度から共鳴層における電子温度の計測が可能となる。実際の計測では、集光・伝送・検波を行い ECE 放射強度を計測するが、おのおのの過程で信号の減衰・増幅があるので感度較正が必要となる。

光学的厚さは式 (2.3) により吸収係数と関連付けられる。光学的厚さ及び吸収係数は M. Bornatici らが理論的に求めている [14, 24, 25, 26]。1keV 程度のプラズマでは、 $v_t \sim 1.4 \times 10^7$  (m/s)、 $v_t^2/c^2 \sim 0.2\%$  であるため、プラズマは弱い相対論的マクスウェル分布をしている (電子熱速度  $v_t^2 \ll c^2$ ) と考えられる。弱い相対論的マクスウェル分布の場合の吸収係数を表 2.6 に示す。表 2.6 には X-mode 及び O-mode の吸収係数を示す。ここで  $\alpha_n^{(X,O)}$  は X-mode 及び O-mode の吸収係数であり、 $N^{(X,O)}$  は X-mode 及び O-mode の屈折率である。 $\omega_p, \omega_c$  はそれぞれ電子プラズマ角周波数、電子サイクロトロン周波数である。ECE の伝播には垂直伝播と斜め伝播の 2 つがある。LHD における ECE 計測では磁力線に対しほぼ垂直に放射され、径方向に伝播する偏波を測定しており、かつ電子温度が 1keV 程度の場合電子の熱速度が  $v_t/c \sim 4\%$  と  $N |\cos \theta|$  に比べて大きいと垂直伝播と考えられる。ここで、 $\theta$  は波の進行方向と磁力線のなす角である。光学的厚さは吸収係数を ECE の伝播方向について積分することにより求められる。垂直伝播時の X-mode と O-mode の光学的厚さ  $\tau_n^X, \tau_n^O$  はそれぞれ、次式で与えられる。

$$\tau_n^X = \begin{cases} \frac{5\pi n^2(n-1)}{\sqrt{2}} \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \left(\frac{T_e}{mc^2}\right)^{n-1} \frac{\omega_c}{c} \frac{B}{|dB/ds|}, & n = 1 \\ \frac{\pi n^2(n-1)}{2^n(n-1)!} \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \left(\frac{T_e}{mc^2}\right)^{n-1} \mu_n^X \left(\theta = \frac{\pi}{2}\right) \frac{\omega_c}{c} \frac{B}{|dB/ds|}, & n \geq 2, \end{cases} \quad (2.9)$$

$$\tau_n^O = \frac{\pi n^2(n-1)}{2^n(n-1)!} \left[ \left(1 - \frac{\omega_p}{n\omega_c}\right)^2 \right]^{n-1/2} \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \left(\frac{T_e}{mc^2}\right)^n \frac{\omega_c}{c} \frac{B}{|dB/ds|}, \quad n \geq 1, \quad (2.10)$$

$\mu_n^X$  は表 2.1 で定義される。ここで、 $s$  は波の伝播経路の座標を示す。

## 2.3 LHD 実験における計測領域

X-mode の電子サイクロトロン波は周波数が upper hybrid 周波数 から right hand cut off 周波数までの領域でプラズマ中の伝播が不可能になる [14, 23]。また、プラズマが光

学的に薄い場合にはECE強度は電子温度に比例しなくなるため電子温度計測に利用するのは困難である。本節では、LHD実験で得られている放電条件に対してカットオフ密度と光学的厚さを評価し、LHDにおけるECE計測が温度計測として有効な領域を調べる。カットオフ密度 $n_{cut-off}$ はAltar-Appleton-Hartree分散関係において、屈折率を0とすることから求まる[4]。光学的厚さは式(2.9)を用いて評価する。

図2.2に第2高調波X-modeのカットオフ密度分布とLHDのガスパフ放電(Heプラズマ)で典型的に得られた高密度( $\bar{n}_e = 3.6 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ )と低密度( $\bar{n}_e = 1.6 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ )の場合の密度分布を示す。ここで密度分布は、FIR計測により得られたものである。密度分布が平坦なことから、密度が上昇するにつれカットオフ領域は周辺から中心に広がることになる。

図2.3(a)は高磁場運転( $B_0 = 2.883 \text{T}$ ,  $R_0 = 3.6 \text{m}$ )における145GHz ECEの光学的厚さの等高線を表す。この周波数は規格化したプラズマ小半径 $\rho = 0.53$ に相当する位置での磁場強度の第2高調周波数に対応する。赤、紫、青の実線と矢印はそれぞれ $\tau > 4.6$ 、 $\tau > 2.5$ 、 $\tau > 1.0$ の電子温度・電子密度領域を表す。黒の実線はカットオフ密度を示す。144GHzのカットオフ密度は $13 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ である。 $\tau > 4.6$ 、 $\tau > 2.5$ 、 $\tau > 1.0$ のとき、式(2.8)中の $1 - e^{-\tau}$ はそれぞれ99%、92%、63%となり、 $\tau > 2.5$ であればECE強度と電子温度が比例する領域である。高磁場配位の場合、 $n_e > 1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、 $T_e > 0.7 \text{keV}$ 程度あれば $\tau > 2.5$ の領域である。図2.3(b)は光学的厚さが2.5以上の電子温度・電子密度の領域の径方向分布とカットオフ密度分布を示す。赤、桃、赤紫、紫、青の実線はそれぞれ電子温度が2keV、1keV、0.5keV、0.2keV、0.1keVのプラズマを表し、各矢印の方向の領域で光学的厚さは2.5以上である。黒の実線はカットオフ密度分布を示し、黒矢印の方向がカットオフにならない電子密度領域を示す。局所的な電子温度が1keV以上あればカットオフ密度以下のほぼ全密度領域について $\tau > 2.5$ になる。プラズマ半径 $\rho = 0.8$ では、電子温度0.2keVの場合、 $n_e > 4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ で $\tau > 2.5$ となるが、カットオフ密度は $9 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 程度であるので、中心付近よりも周辺の方は計測可能領域が小さくなる。図2.4は低磁場運転( $B_0 = 1.5 \text{T}$ ,  $R_0 = 3.75 \text{m}$ )の時の光学的厚さの等高線を表す。図2.4(a)は73GHz ECEの光学的厚さの等高線を表す。赤、紫、青の実線と矢印はそれぞれ $\tau > 4.6$ 、 $\tau > 2.5$ 、 $\tau > 1.0$ の電子温度・電子密度領域を表す。黒の実線はカットオフ密度を示す。73GHzのカットオフ密度は $3.3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ である。低磁場運転では、共鳴周波数が小さくなるため、カットオフ密度が高磁場運転よりも小さくなり、電子密度についての計測領域が狭まる。しかし、光学的厚さは磁場の大きさにほぼ反比例するため、同じ電子密度では $\tau > 2.5$ となる電子温度は小さくなる。73GHzの場合、 $1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ のとき、電子温度が0.4keV程度あれば $\tau > 2.5$ の領域である。図2.4(b)は光学的厚さが2.5以上の電子温度・電子密度の領域の径方向分布とカットオフ密度分布を示す。赤、桃、紫、青の実線はそれぞれ電子温度が1keV、0.5keV、0.2keV、0.1keVのプラズマを表し、各矢印の方向の領域で光学的厚さは2.5以上である。黒の実線はカットオフ密度分布を示し、黒矢印の方向がカットオフにならない電子密度領域を示す。局所的な電子温度が1keV以上あればカットオフ密度以下のほぼ全密度領域について $\tau > 2.5$ になる。プラズマ半径 $\rho = 0.8$ では、電子温度0.2keVの場合 $2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 以上で $\tau > 2.5$ となるがカットオフ密度が $2.4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 程度であるため、計測領域は小さい。プラズマ半径 $\rho < 0.5$ では0.5keV以上の電子温度領域が $\tau > 2.5$ となり計測可能な領域である。電子温度計測領域は低磁場運転ではかなり制限される。

## 2.4 ECE計測システム

LHD の ECE 計測システム [27] は集光系、伝送系、検出系から構成される。図 2.5 に ECE 計測システムの概念図を示す。集光系はトーラス内外 2 つのミラーアンテナが設置されており、プラズマから放射された ECE を集光する。それぞれのアンテナによって集光された ECE はコルゲート導波管により、別々に本体室から ECE 検波器のある計測機器室まで伝送される。計測機器室まで伝送され、トーラス内側アンテナにより集光された ECE は、32ch-ヘテロダインラジオメータ (低周波数帯 53GHz-87GHz) と 16ch ヘテロダインラジオメータ (高周波数帯 115GHz-150GHz) により検波され、トーラス外側アンテナにより集光された ECE はマイケルソン干渉計と 14ch-Grating Polychromator(GPC) により検波される。

### 2.4.1 ECE 集光系

1.4 節で示したように LHD は磁場強度分布に鞍型構造をもつのでトーラス内側或いは外側の 1 つの集光系だけでは小半径方向全領域に渡る電子温度計測ができない。小半径方向全領域に渡る電子温度計測を行なうため LHD の ECE 集光系はトーラス内外 2 つのアンテナから構成されている。図 2.6 に赤道面上の ECE アンテナの設置位置を示す。トーラス外側アンテナはトロイダル角  $\phi = -36^\circ$  に設置されており、プラズマ中心からトーラスの外側に放射される ECE を集光する。また、トーラス内側アンテナはトロイダル角  $\phi = 0^\circ$  に設置されており、プラズマ中心からトーラスの内側方向に放射される ECE を集光する。トーラス外側アンテナは楕円アンテナ (直径 0.4m) と放物アンテナ (直径 0.16m) の 2 つのアンテナからなり、LHD プラズマからトーラス外側方向に放射された ECE は、まず楕円アンテナで集光され、放物アンテナを介してコルゲート導波管へと導かれる。焦点位置は大半径 4.1m で、75GHz のミリ波のビーム半径は焦点位置で 30mm である。トーラス内側アンテナはガウス光学に基き、導波管から焦点位置までのミリ波の位相がアンテナ表面上のどの位置で反射しても同位相となるように設計されている (付録参照)[28]。焦点位置は大半径 3.3 m、ガウス光学に基いた 144GHz に対応する共鳴面における視線の垂直方向の空間分解能は 30mm である。視線方向 (大半径方向) の分解能は検出系のサンプリング周波数により決まり、2.4.2 節で触れる。また、密度が高くなると屈折による波の軌跡の曲がりの効果が大きくなり、分解能は悪化する。波の軌跡の曲がりの効果については 4.3.2 節で詳細に述べる。図 2.7 にトーラス内外側アンテナの導波管からプラズマまでの ECE のガウス光学に基いた  $1/e$  ビームパターンを示す。図 2.7 (a) はトーラス外側アンテナのビームパターンであり、80.5GHz, 72.5GHz, 65.5GHz の場合が示されている。 $l = 0$  は導波管の入力位置に対応し、 $l = 3.22m, l = 4.05m$  はそれぞれ、磁気軸  $R_{axis} = 3.75m$  配位でのプラズマの境界、磁気軸に対応する。また、共鳴層におけるガウスビームのウェストサイズはそれぞれ、36mm, 37mm, 33mm となる。図 2.7 (b) はトーラス内側アンテナのビームパターンであり、148GHz, 145GHz, 113GHz の場合が示されている。 $l = 0$  は導波管の入力位置に対応し、 $l = 3.13m, l = 3.98m$  はそれぞれ、磁気軸  $R_{axis} = 3.6m$  配位でのプラズマの境界、磁気軸に対応する。導波管入口で、ビーム半径は 10mm となる。共鳴層におけるガウスビームのウェストサイズは 29 mm となる。



## 2.4.2 ECE 検出系

検出系はマイケルソン干渉計、32ch-ヘテロダインラジオメータ (低周波数帯 53GHz-87GHz)、16ch ヘテロダインラジオメータ (高周波数帯 115GHz-150GHz)、14ch-Grating Polychromator(GPC) 及び矩形導波管、ポラライザーから構成される。マイケルソン干渉計の時間分解能は反射鏡の走査長 5cm、走査周波数 40Hz によって決まり、25ms である。ラジオメータと GPC の時間分解能はアンプの周波数特性で決まっており、10 $\mu$ s 以下である。空間分解能は周波数分解能と磁場配位で決まり 32ch-ヘテロダインラジオメータの場合、1 ch が 1GHz の周波数分解能を持ち、3 T 磁場の場合、プラズマの中心では、30mm、中間及び周辺領域では 15mm となる。14ch-ヘテロダインラジオメータ 及び GPC の場合、周波数分解能は 1ch あたりそれぞれ 1GHz、2.6GHz である。

X-mode と O-mode はプラズマ中での放射特性、伝播特性が異なるので、精度の良い電子温度計測を行なうためには純粋な X-mode 或いは O-mode を選択的に計測することが必要となる。ラジオメータ、マイケルソン干渉計、GPC の各検波器の直前では、特定方向に偏光した偏波 (X-mode あるいは O-mode) を計測器に選択的に入力するために矩形導波管やポーラライザーが設置されている。矩形導波管やポーラライザーは一方方向の電場成分のみを伝送する。結果として検出系では特定方向の電場方向の電力強度のみが検波される。検出系が選択的に検波する電場の偏光面の方位角を本論では検波角と呼ぶことにする。ここで、2つの異なる電場ベクトル  $\vec{E}_1$ 、 $\vec{E}_2$  を持った波が検出系に入力した場合の出力電力強度を評価する。図 2.8 はその概念図を示す。太い 2つの矢印が 2つの電場を表す。それぞれの電場の検波角方向成分は  $E_1 \cos \theta$ 、 $E_2 \cos(\theta + \alpha)$  となる。ここで、 $\theta$  はそれぞれの電場ベクトルが、検波角方向となす角である。また、 $\alpha$  は 2つの波の電場ベクトルがなす角である。電力強度は電場の 2 乗に比例するので、検出系で検出される波の強度  $I_{total}$  は、

$$I_{total} = I_1 \cos^2(\theta) + I_2 \cos^2(\theta + \alpha), \quad (2.11)$$

で与えられる。ここで、 $I_1$ 、 $I_2$  はそれぞれ電場成分  $E_1$ 、 $E_2$  の電力強度である。

## 2.4.3 ECE 伝送系

伝送系は導波管とユニバーサル・ポラリゼーション・ローテーター及びビームスプリッターから構成される。プラズマから放射された ECE は損失率の低いコルゲート導波管 (50GHz - 220GHz、損失率 0.01dB/m、General Atomic 社製、外径 76.2mm、内径 63.5mm、材質 アルミ合金) により伝送され、各検波器に入力される。検波器系に波が入力するとき、式 (2.11) に基き、その検波角の向きにより検波角以外の電場成分は損失する。計測に十分な入力を得るためには計測される (ECE に起因する) ミリ波の偏光面を計測器へ入力する前に検波角方向に偏光させる必要がある。ポラリゼーション・ローテーターは、ミリ波の偏光面を回転させるために使用される。ポラリゼーション・ローテーターは 3 枚のアルミ製の鏡から成り、ポラリゼーション・ローテーターを  $\alpha^\circ$  回転させるとローテーター通過後の偏光面が  $2\alpha^\circ$  だけ回転する。図 2.9 にポラリゼーション・ローテーターによる偏光角回転の概念図を示す。図 2.9(a) はポラリゼーション・ローテーターの全体図である。赤の実線は波の伝播経路である。赤の矢印は電場のベクトルである。3 枚のミラー面が水平面に対し垂直にあり、鉛直方向に対し  $\phi$  傾いた偏光面を持った波が入力する場合を考える。3 つのミラー面の中心が作る面に対し、垂直な電場成分を  $E_\perp$ 、平行な成分を  $E_\parallel$  と

する。結果的に  $E_{\perp}$  はミラー面に対して平行となる。波がミラーにあたるとミラーに垂直な成分  $E_{//}$  の位相のみ  $180^{\circ}$  ずれ、平行な成分  $E_{\perp}$  の位相はずれない。ミラーが3枚あるため出力した波のミラーに垂直な成分  $E_{\perp}$   $E_{//}$  の位相が  $180^{\circ}$  ずれる。図 2.9(b) は3枚のミラー面が水平方向にあり、出力側から入力側を波の経路を見た図である。太線は3つのミラー面の中心が作る面であり、青線はその面に垂直な面である。細い実線はローテーター通過後の偏光面、点線は通過前の偏光面を示す。ポラリゼーション・ローテーター通過後、 $E_{//}$  の位相のみ  $180^{\circ}$  ずれ、 $E_{\perp}$  のずれはないため、鉛直方向に対し  $\phi$  傾いた偏光面を持った波の通過後はその位相面が  $2\phi$  回転する (OUT1)。図 2.9(b) の状態から3つのミラー面の中心が作る面を  $\alpha$  回転させた図が図 2.9(c) である。太線は3つのミラー面の中心が作る面であり、青線はその面に垂直な面である。細い実線はローテーター通過後の偏光面、点線は通過前の偏光面を示す。通過前の偏光角は鉛直上向きに対し  $\phi$  であるが、3つのミラー面の中心が作る面を  $\alpha$  回転させたため、その面に対し垂直な面に対して偏光角は  $\phi + \alpha$  である。この場合もローテーター通過後  $E_{//}$  の位相のみ  $180^{\circ}$  ずれ、 $E_{\perp}$  のずれはないため、鉛直方向に対し  $\phi$  傾いた偏光面を持った波の通過後の偏光面が  $2(\phi + \alpha)$  回転する (OUT2)。3つのミラー面の中心が作る面を  $\alpha$  回転させた結果、ローテーター通過後の偏光面が  $2(\phi + \alpha) - 2\phi = 2\alpha$  回転する。

集光、伝送により、プラズマ中で放射された ECE の偏光面は回転すると予想されるが、LHD の ECE 計測器は伝送距離が 70m と長く、各所にミラーが取り付けられているので、ECE の放射時の偏光面が、計測器直前でどのくらい回転しているかの特定は、解析的には難しい。そこで、ECE 計測器の伝送系、集光系によるミリ波の偏光角の回転角を評価するために外側アンテナの系統を使って較正実験を行なった。図 2.10 に検波角較正実験の概念図を示す。外側アンテナを図 2.5 のようにプラズマ実験時とは異なり  $90^{\circ}$  回転させてトラス外側に向けている。真空容器の外から鉛直上向きのミリ波をアンテナに入射した。外側アンテナで集光され、コルゲート導波管により伝送されたミリ波は、ビームスプリッターにより鉛直方向の電場のみ通過し、ダイオード検波器により検波される。ミリ波は 90GHz、1mW の発振源を用いた。ポラリゼーション・ローテーターを回転させると、電場の偏光面が回転し、ビームスプリッター直前で偏光面が鉛直方向になったとき強度が最大となる。このときポラリゼーション・ローテータに対し、式 (2.11) において  $E_{\perp}$  成分のみの電場を持つとしたときのような特性をもつと予想される。ここでは鉛直上向きに電場を発振させた場合 ( $90^{\circ}$ ) と発信源の電場の向きを水平面に対し  $30^{\circ}$  及び  $120^{\circ}$  傾けて発振させた結果を図 2.11 に示す。発信源の1つの設置条件に対して、2つの曲線が現れるのはローテーターを2周させたからである。縦軸は観測したミリ波の検波出力、横軸はポラリゼーション・ローテーターの角度である。ここで、ポラリゼーション・ローテーターの基準は図 2.9(a) において示した3つのミラー面の中心が作る面の面素ベクトルが水平面を向くときを0とする。図 2.9 で示したように、ポラリゼーション・ローテーターを  $\alpha^{\circ}$  回転させるとポラリゼーション・ローテーター通過後の偏光面が  $2\alpha^{\circ}$  回転することと、電力強度の検波角への依存性がコサインの2乗の依存性をもつため、ポラリゼーション・ローテーターを  $180^{\circ}$  回転させると観測電力は2回ピークを持つ。ミリ波発信源の電場の向きと観測電力が最大及び最小となるローテーターの角度の関係を示したものが図 2.12 である。縦軸のエラーバーは、観測電力が最大及び最小となるローテーターの角度が、ローテータの回転回数により、ばらついているためである。ポラリゼーション・ローテーターの原理から、ローテーターの回転角  $y$  と較正用ミリ波発信源の偏光角  $\alpha$  は  $y = \pm 1/2\alpha + \beta$  の関係があることから、トラス外側の ECE 計測系におけるポラリゼーション・ローテーター

ター角度と電場の偏光角度の関係は  $y = -1/2\alpha + 81$  となり、集光・伝送途中で、81度の回転が起こっていることが解った。この関係を用いて、ポラリゼーション・ローテーター角度から電場の偏光角度を求め、観測電力を半径とした極座標表示を鉛直上向きにミリ波を発振させる場合に対して行くと、図 2.13 となる。検波角較正実験に用いた発信源の電場は鉛直成分の電場のみを持ち線偏光をしていることがわかる。計測結果によると水平方向の観測電力はほぼゼロで、コサインの2乗の依存性を持つという式 (2.1) の特性を再現している。

トロイダル内側の伝送系でも鉛直方向 ( $0^\circ$ ) にミリ波を入射させ伝送系の偏光角の変化を調べた。ミリ波の発振周波数は 90GHz である。図 2.14 にパワーメータによる観測パワーを示す。実験結果はポラリゼーション・ローテーターが  $0^\circ$  で観測パワーが最大であった。この実験においてトロイダル内側アンテナは用いていないが、内側アンテナは1枚のミラーで構成される。内側アンテナを通過する場合には垂直方向の電場は位相が  $180^\circ$  変わると考えられる。前述の伝送系による偏光角の回転を考慮して、プラズマ実験ではポラリゼーション・ローテーターの設定を行う。LHD の水平面に対する磁場の傾きは大きく、径方向に分布を持つ (回転変換、磁気シアが大きい)。そのため、各共鳴層ではそれぞれ異なる偏光角を持って波が放射される。密度が十分高ければ、波が径方向に進むにつれ、電場ベクトルの回転が起こり、その回転の程度はプラズマ境界における磁力線の向きによって決定されると考えられる [29, 30, 31, 32]。LHD 標準配位 (磁気軸  $R_{axis} = 3.6\text{m}$ ) の標準設定としてトーラス内側 ECE 計測の場合、真空磁場計算に基づいた最外殻磁気面での磁力線の傾き  $-50^\circ$  を基準として、16ch ヘテロダインラジオメータ (高周波数帯 115GHz-150GHz) では X-mode、32ch ヘテロダインラジオメータ (低周波数帯 53GHz-87GHz) では O-mode が選択的に計測できるように、ポラリゼーション・ローテーターを設定している。強磁場運転 ( $B_0 = 2.883\text{T}$ ,  $R_{axis} = 3.6\text{m}$ ) でそれぞれが、光学的に厚い第2高調波 X-mode と基本波 O-mode を計測するためである。トーラス外側 ECE 計測の場合、マイケルソン干渉計と GPC が共に X-mode を選択的に計測できるように、ポラリゼーション・ローテーターを設定している。

## 2.5 ECE の感度較正

電子温度を ECE により計測する時に、集光・伝送・検波を行い ECE 放射強度を計測するが、おのおのの過程で信号の減衰・増幅があるので電子温度と ECE 放射強度の比例係数の較正が必要となる。ECE の較正には熱源を用いて行う絶対較正と絶対較正された計測器で同じプラズマを計測して行う相対較正がある。本節では、トーラス外側アンテナ、マイケルソン干渉計を用いた絶対較正 [33] とトーラス内側アンテナ、ラジオメータを用いた相対較正について述べる。

トーラス外側アンテナ、マイケルソン干渉計を用いた絶対較正は 770K の高温ソース (広さ 20cm 四方のヒーター)、77K の低温ソース (口径 18cm、深さ 25cm のボトル内に入れた液体窒素) 及び室温によって行われた。図 2.15 に較正係数のスペクトルを示す。縦軸は較正係数であり、次式で定義される。

$$CF = \frac{A}{P F} \frac{T_2 - T_1}{[I_2 - I_1]} \quad (2.12)$$

ここで、 $I_1, I_2$  は 2 つの熱源から観測される放射強度、 $T_1, T_2$  は 2 つの熱源の温度、 $A$  はゲイン、 $P$  は X-mode との計測上のずれによる係数、 $F[z(x)]$  は関数  $z(x)$  のフーリエ変換、 $x$  はマイケルソン干渉計のミラーの変位である。較正係数は、ヒータ-液体窒素、ヒータ-室温、液体窒素-室温間で得られている。図 2.16 に相対較正に使った電子温度と電子密度データセットとトーラス内側アンテナ、ラジオメータ計測系により計測した第 2 高調波 X-mode の ECE 放射強度と電子温度の関係を示す。周波数は 145GHz であり、プラズマ半径で  $\rho = -0.52$  に相当する。カットオフ密度は  $1.3 \times 10^{20}(\text{m}^{-3})$  である。基準となる電子温度には絶対較正されたトーラス外側アンテナ、マイケルソン干渉計計測系による電子温度計測結果を適用した。トーラス内側共鳴面での電子温度評価には電子温度が磁気面量であるという仮定を適用した。磁場配位は  $B_0 = 2.883\text{T}$ ,  $R_0 = 3.6\text{m}$  である。ここで、赤丸は実験データを示し、実線は光学的厚さが 2.5 の境界である。破線はカットオフ密度を示す。矢印方向の領域においてプラズマは光学的に厚い。つまり、 $1 \times 10^{19}(\text{m}^{-3})$  以下の低密度領域を除いて、ほぼ全データ点に対して光学的に厚いと考えられる。密度が高い領域では電子温度の変化は小さいが、低密度領域 ( $n_e < 3 \times 10^{19}(\text{m}^{-3})$ ) では 4 倍程度の範囲で電子温度が変化している。図 2.16(b) では、図 2.16(a) で示したデータの中で光学的に厚いと考えられるデータのみを用いた。ECE 強度は外側アンテナ、マイケルソン干渉計計測系による電子温度に比例している。各データの ECE 強度とトムソン電子温度 [34] との比の平均と標準偏差を求めることにより較正係数と誤差を求めた。145GHz( $\rho = -0.52$ )ECE の場合の誤差は 7% であり、周辺の ECE の場合、11% から 16% であった。図 2.17 に外側アンテナ、マイケルソン干渉計計測系と内側アンテナ、ラジオメータ計測系による電子温度分布計測結果を示す。赤丸は内側アンテナ、ラジオメータ計測系による電子温度、青の実線は外側アンテナ、マイケルソン干渉計計測系電子温度であり、黒丸はトムソン計測による電子温度分布である。図 2.17 によるとトムソン計測による電子温度に比較して ECE 計測による電子温度は 1.4 倍ほど高い。図 2.18 は外側アンテナ、マイケルソン干渉計計測系と内側アンテナ、ラジオメータ計測系による電子温度分布を  $\rho$  でプロットしたものである。図 2.18(a)、(b) は図 2.16 の領域の内、 $\rho = 0.52$  のところの密度・温度がそれぞれ  $n_e = 3 \times 10^{19}(\text{m}^{-3})$ ,  $T_e = 1.8(\text{keV})$  の領域、 $n_e = 5 \times 10^{19}(\text{m}^{-3})$ ,  $T_e = 1.2(\text{keV})$  の領域の場合に相当する。図 2.18(a) は図 2.17 の場合に対応している。トーラス内側と外側に設置したアンテナを用いることにより小半径全域に渡った温度計測が広い密度領域に渡って可能となっていることが図から解る。ただし、小半径の中心から 0.5 までの ECE による温度計測データが存在しないのは、このあたりがちょうど磁場強度の極大値に対応することと内側アンテナシステムの検出器の周波数帯域が小さいためである。また、周辺部で温度計測データが存在しないのは光学的に薄いためである。図 2.19 に内側アンテナ、ラジオメータ計測系による ECE 強度とトムソン計測電子温度の関係を図示したものである。ECE 強度は図 2.16 のデータと同じである。外側アンテナ、マイケルソン干渉計計測系による較正結果に比べて比例係数は 1.2 倍だけ異なるが、相関はほぼ同じである。ECE の計測による電子温度計測結果とトムソン計測電子温度の違いについては今後の課題である。内側アンテナ系の絶対較正や蓄積エネルギー、イオン温度、電子密度分布計測などの他の計測器との結果を比較することにより、この違いは埋まるであろう。

## 2.6 まとめ

本章ではECE計測の原理とLHDにおけるECE計測領域、ECE計測システム、偏光角較正実験、ECE計測システムの感度較正について述べた。トーラス内側アンテナによりLHDのトーラス内側電子温度分布を計測し、トーラス外側アンテナ系とあわせてLHDにおけるECE計測領域を径方向全域にわたり計測可能であることを示した。LHDの計測は光学的厚さとカットオフ密度により電子温度計測に適用可能な領域が制限されることを示した。真空中における偏光角較正実験ではポラリゼーション・ローテーターの回転角と入射するミリ波の電場ベクトルの偏光角との関係を求めた。直線偏波したミリ波の検波特性が実験的に確認された。

---

## 吸収係数

$$\alpha_n^{(X,O)}(\omega, \theta) = \phi^{(\text{oblique, perpendicular})} \alpha_n(\theta) \mu_n(\theta)$$


---

## 屈折率

$$(N^{(X,O)})^2 = 1 - \left( \frac{\omega_{pe}}{n\omega_{ce}} \right)^2 \frac{2[n^2 - (\omega_{pe}/n\omega_{ce})^2]}{2[n^2 - (\omega_{pe}/n\omega_{ce})^2] - \sin^2 \theta} \frac{1}{\rho_s} \equiv 1 - \left( \frac{\omega_{pe}}{n\omega_{ce}} \right)^2 f_s^{(X,O)}(\theta)$$

$$\rho_s \equiv \sin^4 \theta + (4/n^2) [n^2 - (\omega_{pe}/n\omega_{ce})^2] \cos^2 \theta$$


---

垂直伝播 ( $N^{(X,O)} |\cos \theta| < v_i/c$ )

$$\phi^{\text{perpendicular}} = \bar{\phi}_i \equiv \frac{1}{\Gamma(q)} \left( \frac{c}{v_i} \right)^{2q} \left( \frac{|\omega - n\omega_{ce}|}{\omega} \right)^{q-1} \frac{1}{\omega} \left[ \left( \frac{c}{v_i} \right)^2 \frac{|\omega - n\omega_{ce}|}{\omega} \right], \quad \omega < n\omega_{ce}$$

$$q = n + 3/2$$

斜め伝播 ( $N^{(X,O)} |\cos \theta| > v_i/c$ )

$$\phi^{\text{oblique}} \equiv \frac{\exp(-\zeta_s^2)}{\sqrt{2p}\omega N^{(X,O)} \cos \theta (v_i/c)}$$

$$\zeta_s = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\omega - n\omega_{ce}}{\omega} \frac{c}{v_i} \frac{1}{N^{(X,O)} \cos \theta}$$


---

$$\alpha_n(\theta) = p \frac{n^{2n-1}}{2^n(n-1)!} \frac{\omega_{pe}^2}{c} \left( \frac{v_i}{c} \right)^{2(n-1)} (\sin \theta)^{2(n-1)} (1 + \cos^2 \theta)$$

$$\mu_n^{(X,O)}(\theta) = \frac{(N^{(X,O)})^{2n-1} (n-1)^2 [1 - (n+1/n) f_s^{(X,O)}(\theta)]^2}{1 + \cos^2 \theta (a_n^2 + b_n^2)^{1/2}}$$


---

$$a_n^2 \equiv \left[ 1 + \frac{[1 - (\omega_{pe}/n\omega_{ce})^2] (N^{(X,O)} \cos \theta)^2}{[1 - (\omega_{pe}/n\omega_{ce})^2 - (N^{(X,O)} \sin \theta)^2]} n^2 \left( 1 - \frac{n^2-1}{n^2} f_s^{(X,O)} \right)^2 \right] \sin^2 \theta$$

$$b_n^2 \equiv \left[ 1 + \frac{1 - (\omega_{pe}/n\omega_{ce})^2}{1 - (\omega_{pe}/n\omega_{ce})^2 - (N^{(X,O)} \sin \theta)^2} n^2 \left( 1 - \frac{n^2-1}{n^2} f_s^{(X,O)} \right)^2 \right] \cos^2 \theta$$


---

表 2.1: X-mode 及び O-mode の吸収係数。 $\alpha_n^{(X,O)}$  は X-mode 及び O-mode の吸収係数であり、 $n^{(X,O)}$  は X-mode 及び O-mode の屈折率である。 $\omega_p$ 、 $\omega_c$  はそれぞれ電子プラズマ角周波数、電子サイクロトロン周波数である。

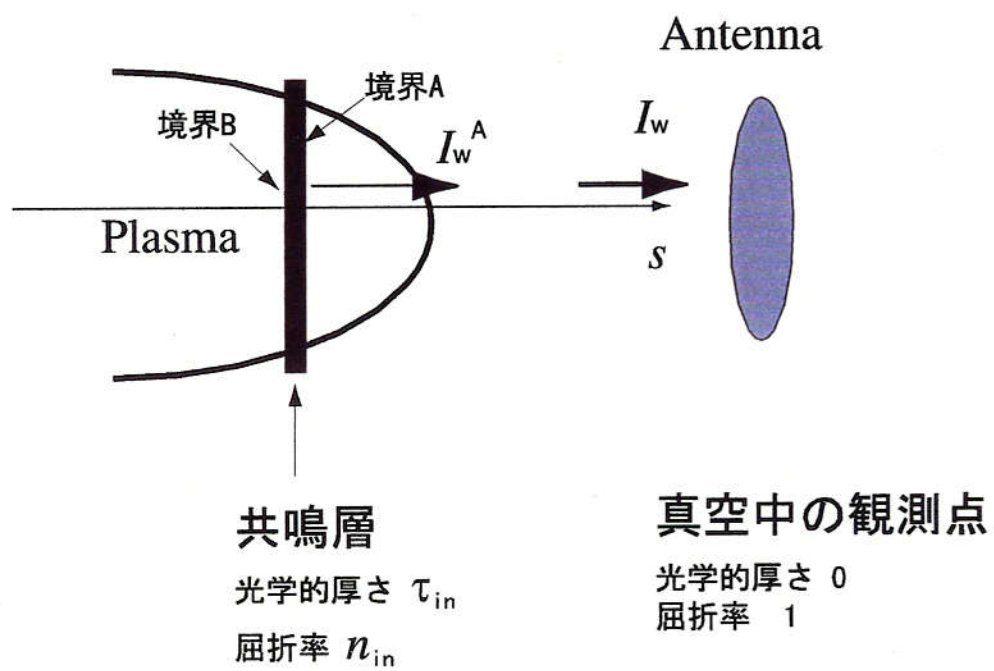


図 2.1: 1つの共振層から ECE が放射されるスラブモデル。

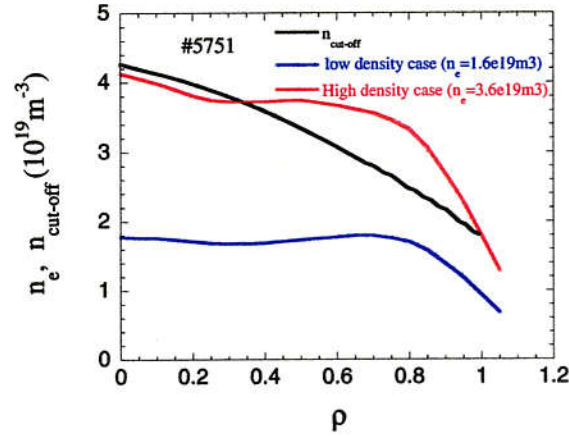


図 2.2: 第 2 高調波 X-mode のカットオフ密度分布と LHD のガスパフ放電 (He プラズマ) で得られた高密度 ( $\bar{n}_e = 3.6 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ ) と低密度 ( $\bar{n}_e = 1.6 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ ) の場合の密度分布

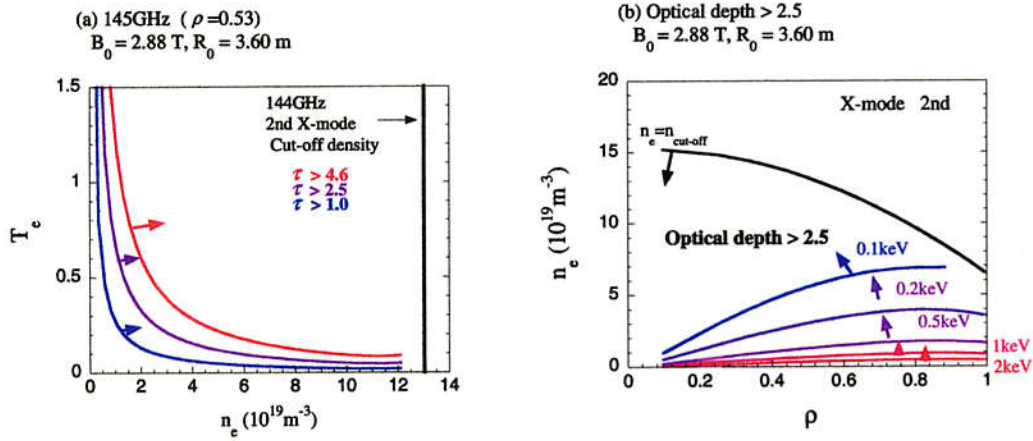


図 2.3: 光学的厚さの等高線 (高磁場  $B_0 = 2.883 \text{T}$ ,  $R_0 = 3.6 \text{m}$ ) と計測可能な電子温度・電子密度領域。(a) 145GHz ECE の光学的厚さの等高線を表す。赤、紫、青の実線と矢印はそれぞれ  $\tau > 4.6$ ,  $\tau > 2.5$ ,  $\tau > 1.0$  の電子温度・電子密度領域を表す。黒の実線はカットオフ密度を示す。(b) 光学的厚さが 2.5 以上の電子温度・電子密度の領域の径方向分布とカットオフ密度分布。赤、桃、赤紫、紫、青の実線はそれぞれ電子温度が 2keV, 1keV, 0.5keV, 0.2keV, 0.1keV のプラズマを表し、各矢印の方向の領域が光学的厚さが 2.5 以上である。黒の実線はカットオフ密度分布を示し、黒矢印の方向がカットオフにならない電子密度領域を示す。



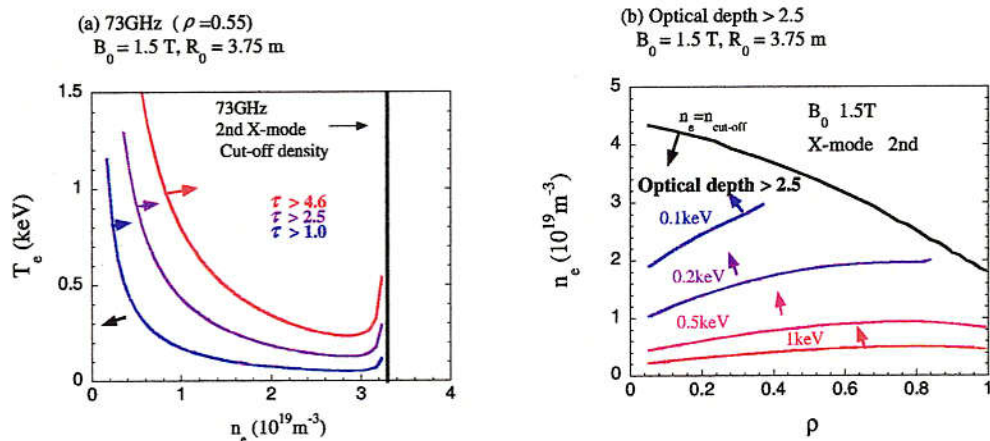


図 2.4: 光学的厚さの等高線 (低磁場  $B_0 = 1.5 \text{ T}$ ,  $R_0 = 3.75 \text{ m}$ ) と計測可能な電子温度・電子密度領域。  
 (a) 73GHz ECE の光学的厚さの等高線を表す。赤、紫、青の実線と矢印はそれぞれ  $\tau > 4.6$ 、 $\tau > 2.5$ 、 $\tau > 1.0$  の電子温度・電子密度領域を表す。黒の実線はカットオフ密度を示す。  
 (b) 光学的厚さが 2.5 以上の電子温度・電子密度領域の径方向分布とカットオフ密度分布。赤、桃、紫、青の実線はそれぞれ電子温度が 1keV、0.5keV、0.2keV、0.1keV のプラズマを表し、各矢印の方向の領域が光学的厚さが 2.5 以上である。黒の実線はカットオフ密度分布を示し、黒矢印の方向がカットオフにならない電子密度領域を示す。

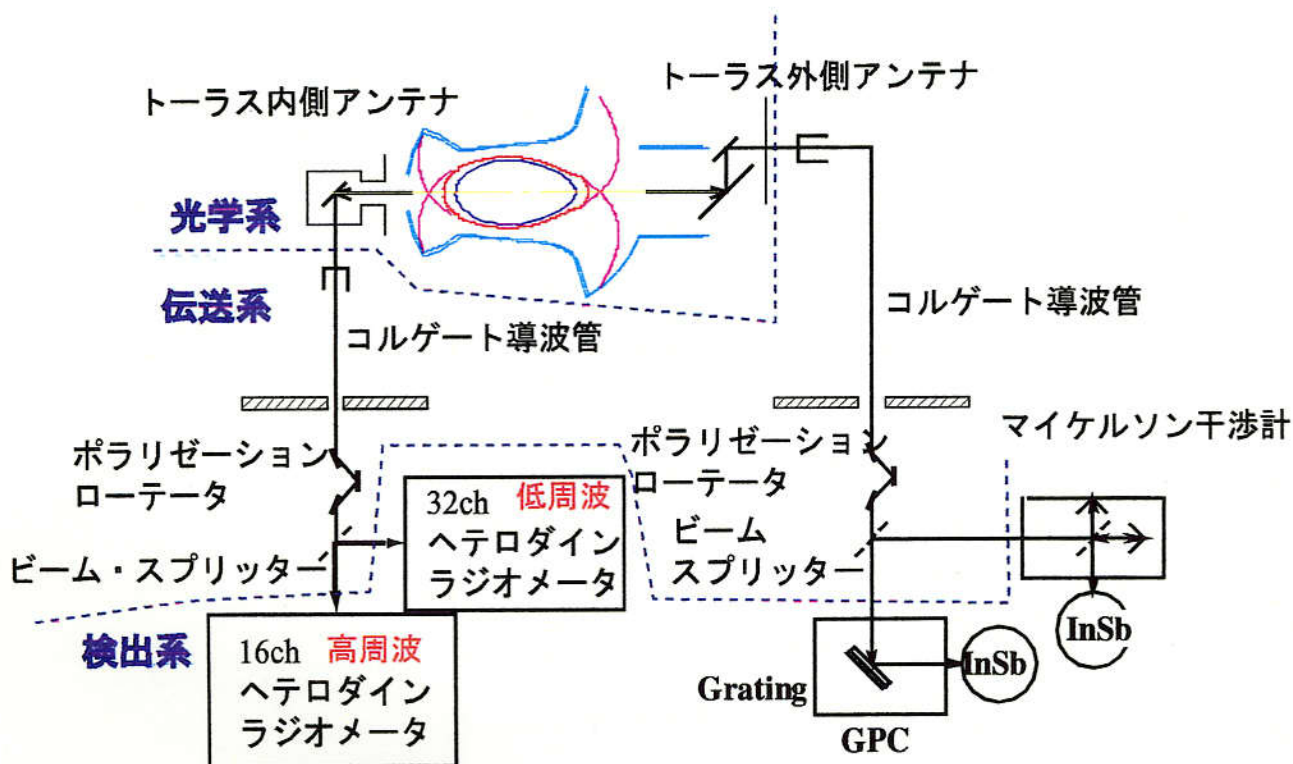


図 2.5: ECE 計測システム概念図

## LHDの赤道面

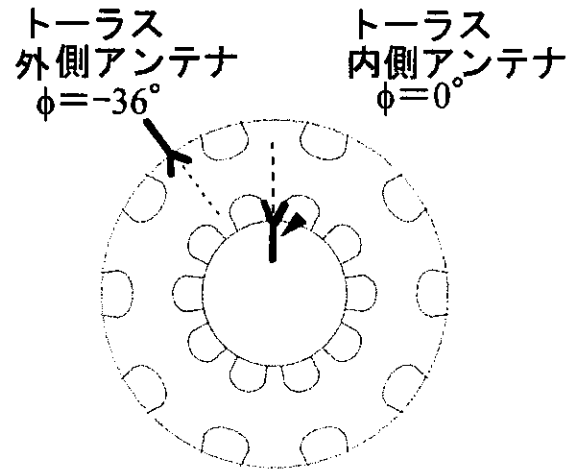


図 2.6: ECE アンテナの赤道面上の設置位置

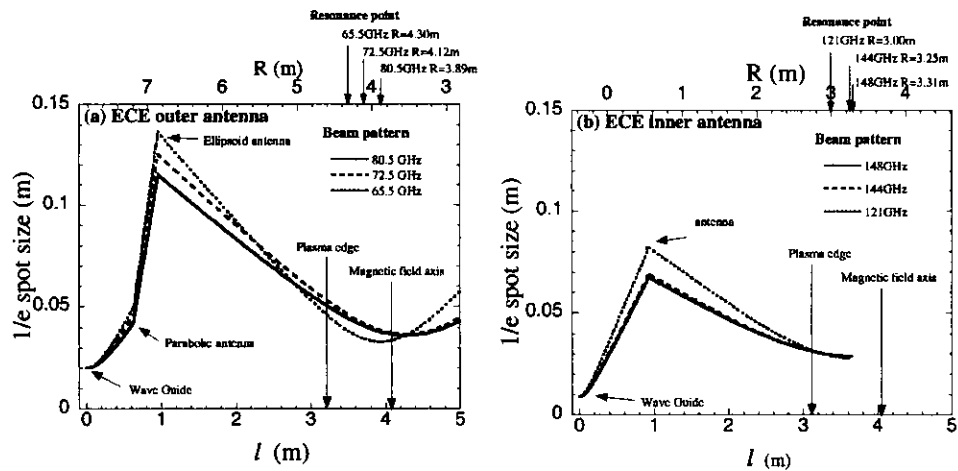


図 2.7: ECE アンテナ 1/e ビームパターン。(a) トーラス外側アンテナ (b) トーラス内側アンテナ

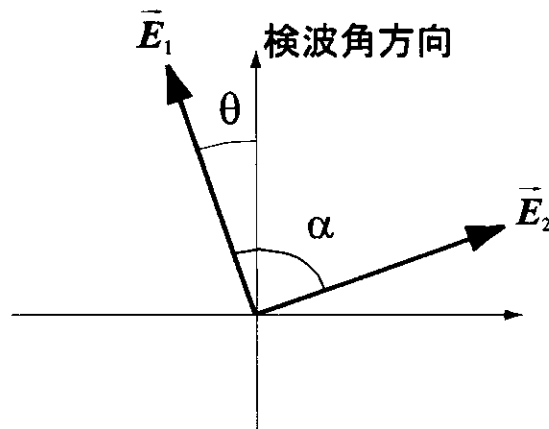
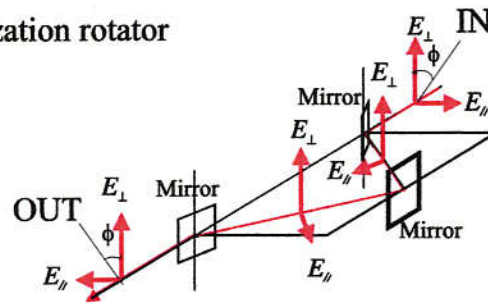
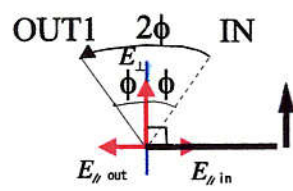


図 2.8: 2つの電場成分を持った波の概念図

(a) Polarization rotator



(b)



(c)

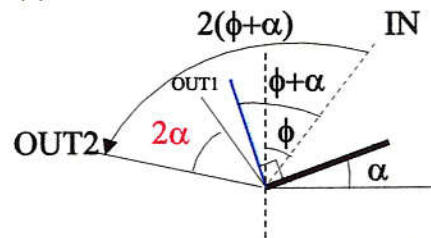


図 2.9: ポラリゼーション・ローテーターによる偏光角回転の概念図

トーラス外側アンテナ

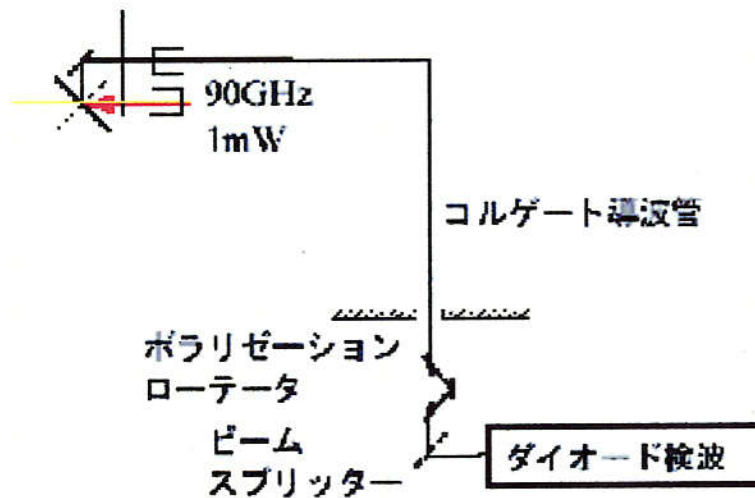


図 2.10: 真空偏光角実験のセッティング。

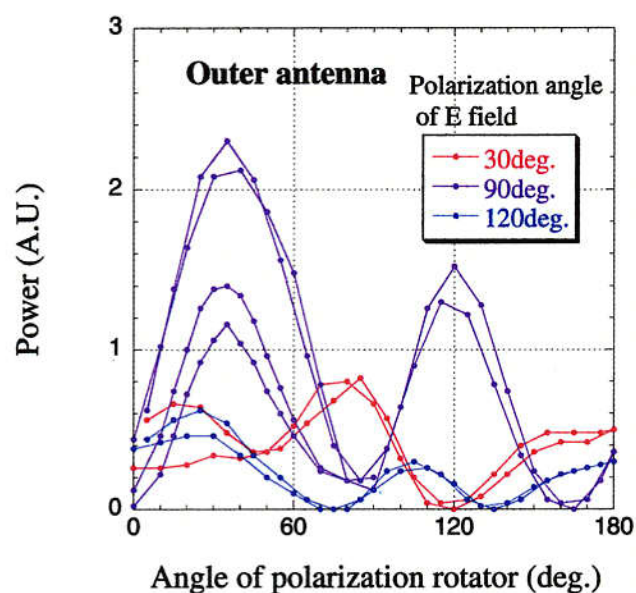


図 2.11: 真空偏光角実験において観測した検波出力のポーラリゼーション・ローテーターの角度依存性。縦軸は観測したミリ波の検波出力、横軸はポーラリゼーション・ローテーターの角度である。ミリ波の発振周波数は90GHzであり、鉛直上向きに電場を発振させた場合(90°)と電場の向きを水平面に対し30°及び120°傾けて発振した結果を示す。

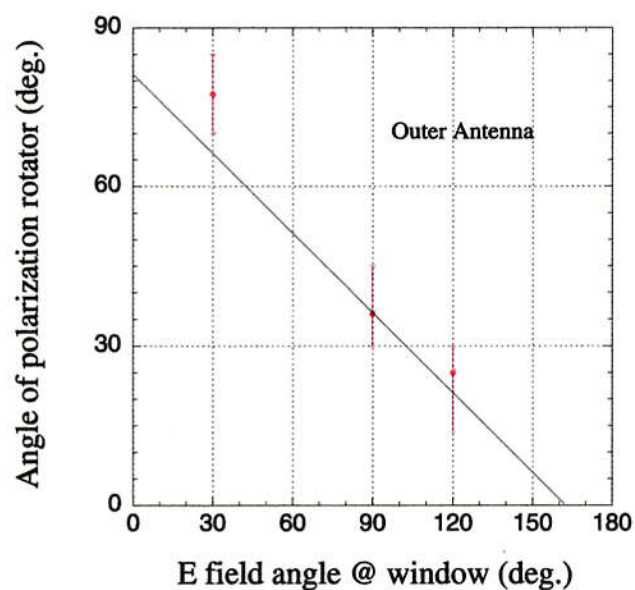


図 2.12: ミリ波発信源の電場の向きと観測電力が最大及び最小となるローテーターの角度の関係

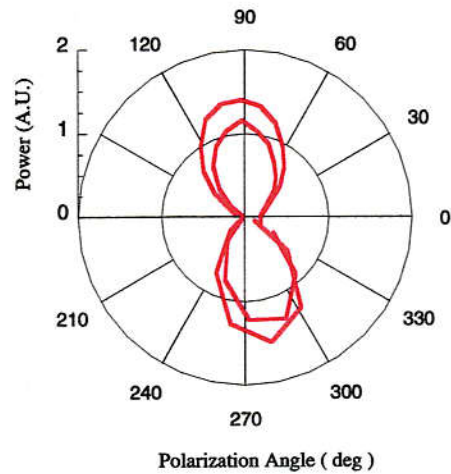


図 2.13: 観測検波出力の極座標表示。半径が観測電力、角度はポラリゼーション・ローテーター角度から求めた電場の偏光角度である。

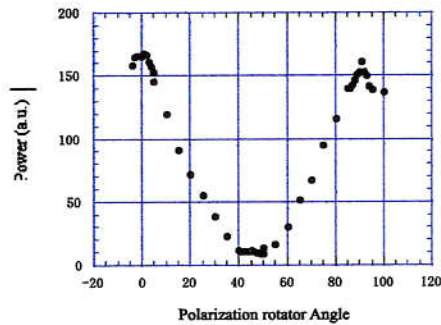


図 2.14: 内側伝送系真空偏光角実験における観測パワーのポラリゼーション・ローテーターの角度依存性。縦軸は観測したパワーメータ出力、横軸はポラリゼーション・ローテーターの角度である。ミリ波の発振周波数は90GHzであり、鉛直上向き(90°)に電場を発振させた。

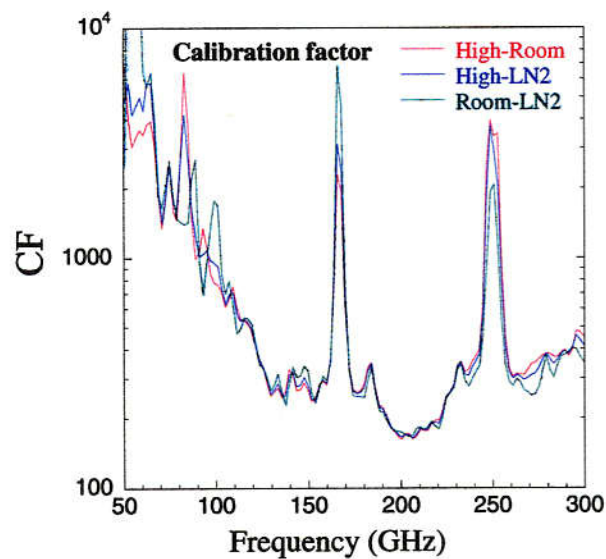


図 2.15: トーラス外側アンテナ、マイケルソン干渉計を用いた場合の較正係数のスペクトル。

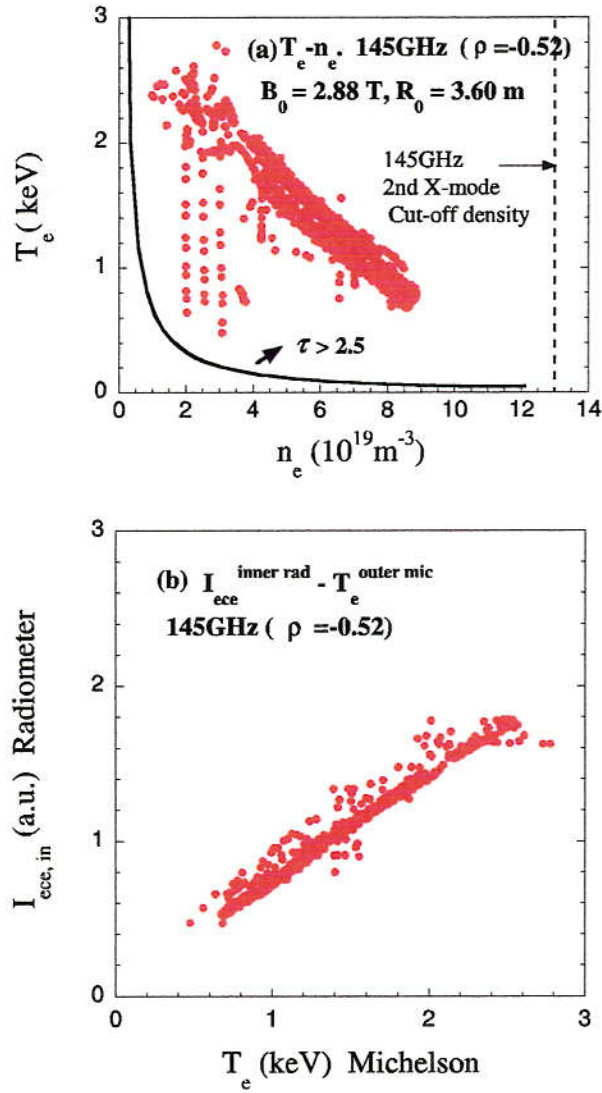


図 2.16: トーラス外側・マイケルソン干渉計 (絶対較正) による相対較正に用いたプラズマ領域と ECE 強度の電子温度依存性。(a) はプラズマ領域である。ここで、赤丸は実験データを示し、実線は光学的厚さが 2.5 の境界である。破線はカットオフ密度を示す。(b) は ECE 強度の電子温度依存性



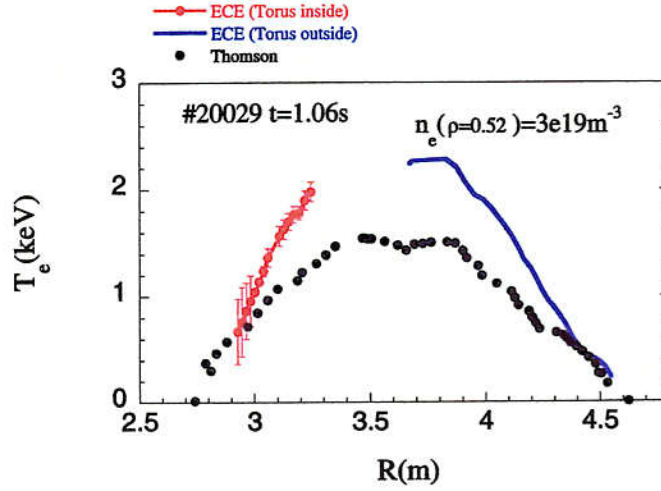


図 2.17: 外側アンテナ、マイケルソン干渉計計測系と内側アンテナ、ラジオメータ計測系による電子温度分布。赤丸は内側アンテナ、ラジオメータ計測系による電子温度、青の実線は外側アンテナ、マイケルソン干渉計計測系電子温度であり、黒丸はトムソン計測による電子温度分布である。

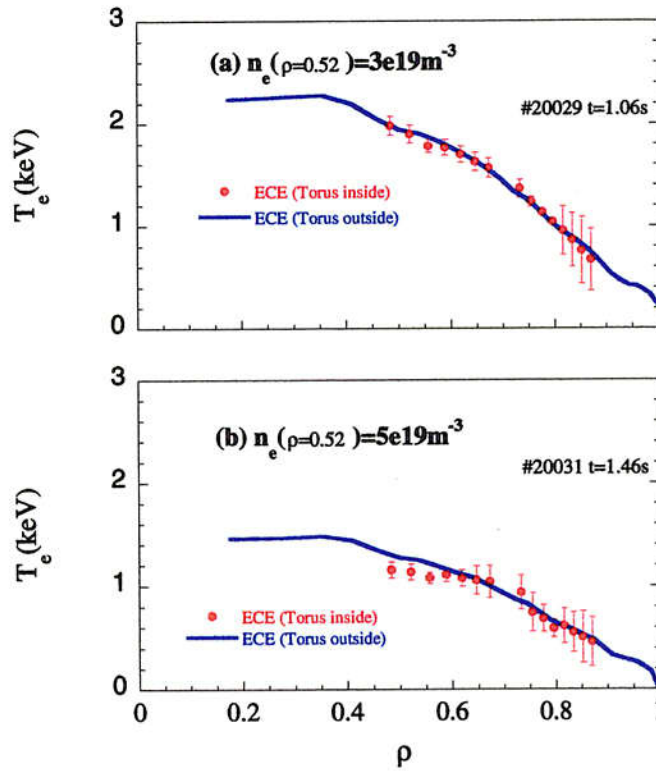


図 2.18: 外側アンテナ、マイケルソン干渉計計測系と内側アンテナ、ラジオメータ計測系による電子温度分布。赤丸は内側アンテナ、ラジオメータ計測系による電子温度、青の実線は外側アンテナ、マイケルソン干渉計計測系電子温度である。(a)、(b)は図 2.16 の領域の内、 $\rho = 0.52$  のところの密度・温度がそれぞれ  $n_e = 3 \times 10^{19}(\text{m}^{-3})$ ,  $T_e = 1.8(\text{keV})$  の領域、 $n_e = 5 \times 10^{19}(\text{m}^{-3})$ ,  $T_e = 1.2(\text{keV})$  の領域の場合に相当する。

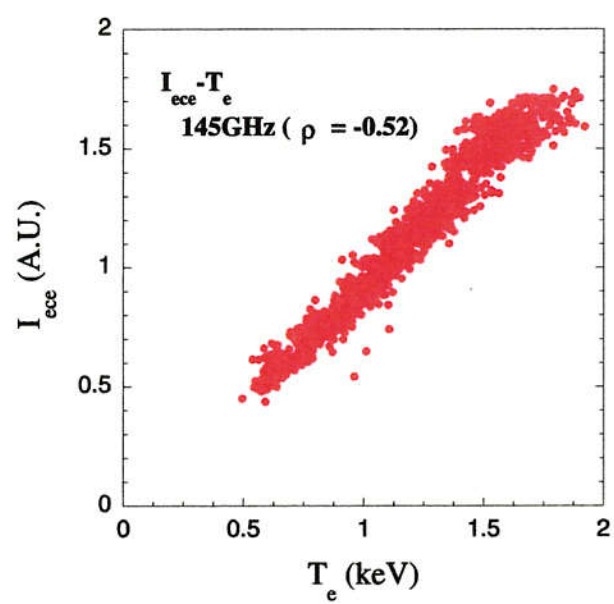


図 2.19: ECE 強度とトムソン計測電子温度との関係。



## 第3章 LHDにおける電子サイクロトロン波の偏光特性

### 3.1 はじめに

ECE 計測に用いる電子サイクロトロン波 (以下、EC 波とする。) は、楕円偏波となっており、磁場の向きに垂直な方向に電場をもつ偏波 (X-mode) と磁場の向きに平行な方向に電場を持つ偏波 (O-mode) から構成される。通常、ECE による電子温度計測にはカットオフ密度が大きいことと光学的に厚いことから第2高調波 X-mode が用いられる。一方、O-mode は光学的に薄いために、計測視線外の共鳴層から放射された ECE 波の反射の影響が大きく温度計測には不向きである。O-mode 混入を避けるため、集光・伝送された ECE が検波器に入力される前に、X-mode と O-mode を選別する必要がある。このモードの選別には第2章で示したポラリゼーション・ローテーターが使用される。このポラリゼーション・ローテーターを用いて、X-mode のみを計測するにはあらかじめ、X-mode の偏光角を精度良く同定し、X-mode に対応する波を検波器に入力する必要がある。トカマクのように回転変換角が小さく、2次元配位の装置では偏光面の同定は比較的行いやすい。しかし、3次元配位で回転変換角の大きい LHD のようなヘリオトロン装置では偏光面の同定は難しい。LHD のように磁気シアの大きい装置では異なる磁気面上の共鳴層から放射される ECE の X-mode は異なる偏光角を持つ。それぞれの EC 波が異なる偏光角を保ったまま、プラズマ中を伝播すると、O-mode の混入が問題となる可能性がある。プラズマの密度が十分大きい場合には EC 波が径方向に伝播するにつれ、ファラデー・ローテーションにより、偏光面の回転が生じ [31, 32]、最外殻磁気面近傍のプラズマが存在しなくなる場所で偏光面の回転が止まる。そのため、異なる偏光角を持って放射された EC 波も、プラズマ外では同じ偏光角 (最外殻磁気面近傍での磁場の傾きに対し垂直な角度) をもつと予想されている [29]。真空中では最外殻磁気面近傍での磁場の傾きに対し垂直な角度を保ったまま、計測系に捕集される。P.C.de Vries らは、LHD において純粋な X-mode のプラズマ伝播中の偏光面の回転を計算し、密度の十分高いプラズマ ( $1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ ) では、磁気シアにしたがって偏光角回転が生じ、O-mode の混入は無視できるということを示した [30]。この時、X から O へのモード変換確率は 1% と小さい。偏光角回転が停止する小半径位置と偏光角の同定は、ECE 計測上モード混入を避ける上で非常に重要な問題である。また、プラズマ真空容器中では純粋な X-mode のみが放射されたとしても、真空容器での反射におけるモード変換等により O-mode が発生する。したがって、O-mode の混入割合を評価するのも重要である。

本章では、3.2 節において、トーラス内外に設置しているアンテナを用いた偏光角特性実験結果を示す。3.3 節では、2つの共鳴層の影響、共鳴層における屈折率、真空壁における反射やモード変換、実験上のモード混入の効果を取り込む一次元放射輸送モデルを提案し、3.1 節で得られた実験結果について解析を行う。3.4 節で以上についてまとめる。

## 3.2 ECE 偏光特性実験

トーラス内外の最外殻磁気面における磁場の傾きは磁場配位  $B_0 = 2.75T$ ,  $R_0 = 3.6m$  の場合、それぞれ  $50^\circ$ ,  $32^\circ$  と異なっている。そのため、トーラス内外アンテナの偏光特性を解析することにより、磁場の傾きに違いがある場合の偏光角回転が停止する小半径位置について比較が可能となる。ECE 偏光特性実験は長時間放電 (磁場配位  $B_0 = 2.75T$ ,  $R_0 = 3.6m$ ) において、ポラリゼーション・ローテターを回転させることにより、検波器の検波角を回転させ、ECE 強度を計測することにより行った。長時間放電においては、プラズマパラメータの変化が少ないからである。図 3.1 にトーラス内側アンテナによる偏光角実験時の中心電子温度、平均電子密度、蓄積エネルギーの時間発展を示す。プラズマは ECH により生成され、 $t=0.5s$  から 2 本の ICRH により 15 秒間ヘリウム放電が維持されている。中心電子温度は  $1.8keV$ , 平均電子密度は  $0.9 \times 10^{19}m^{-3}$ 、蓄積エネルギーは  $100kJ$  でほぼ一定なプラズマパラメータを保っている。この放電で  $0.5s$  から  $11s$  までポラリゼーション・ローテターを回転させた。検波器はヘテロダイン・ラジオメータである。図 3.2 に ECE 強度及び回転させた検波角の時間発展を示す。図 3.2 (a) は  $148GHz$ ,  $136GHz$ ,  $115GHz$  のトーラス内側 ECE の時間発展を示す。真空磁場計算によると、 $148GHz$ ,  $136GHz$ ,  $115GHz$  の X-mode の第 2 高調波に対応する共鳴層はそれぞれ、 $\rho = 0.13$ ,  $\rho = 0.51$ ,  $\rho = 0.81$  の小半径位置に存在する。図 3.2 (b) で検波角が  $360^\circ$  回転する間に図 3.2 (a) では、山と谷がそれぞれ 2 回ずつ現れる。これは、X-mode と O-mode の偏光角が  $90^\circ$  ずれており、またそれぞれの位相が  $180^\circ$  ごとに反転するからである。図 3.3 はそれぞれ  $148GHz$ ,  $136GHz$ ,  $115GHz$  の ECE 強度の検波角依存性を示す。第 2 高調波の場合、X-mode の方が O-mode に比較して圧倒的に光学的厚いことから、ECE 強度が最大となっている場合を X-mode と考えることができる。また、X-mode と  $90^\circ$  違う偏光角を持つ波を O-mode と考えることができる。計測された ECE の X-mode の偏光角を磁気面座標  $\rho$  に対しプロットしたものが図 3.4 である。黒丸は図 3.3 で ECE 強度が最大となる時の検波角 (X-mode の偏光角に対応) の平均値を示し、エラーバーは検波角を数周回転させたことによる偏光角の偏差である。点線は最外殻磁気面 ( $\rho = 1.0$ ) における磁場の傾き ( $-50$  度) に垂直な角度を示す。実線は磁力線の傾きの径方向分布である。磁場の傾きは小半径方向において中心ではほぼ  $0^\circ$  であるが、周辺になるにつれ磁場の傾きは負の傾きを持ち、 $\rho = 1$  では  $-50^\circ$  となる。実験で求めた X-mode の偏光角はプラズマ小半径に依らず一定値で、 $\rho = 1$  における磁力線の傾き  $+90^\circ$  とほぼ一致する。図 3.5 には X-mode に対する O-mode の放射強度の比を径方向にプロットした。O-mode 成分は X-mode 成分の 70% あり、ECE は楕円偏光している。この場合、プラズマパラメータから評価した O-mode の光学的厚さはかなり小さいので、真空容器での反射等の効果が効いていると考えられるが、詳細については次節で議論する。また、O-mode 成分の比率は径方向に依存していない。

次に、トーラス外側アンテナを用いて、内側アンテナと同様の偏光特性実験を行った。検波器は GPC である。図 3.6 に偏光特性実験を行った放電における中心電子温度、平均電子密度、蓄積エネルギーの時間発展を示す。プラズマは ECH により生成され、 $t = 0.75s$  から 1 本の NBI により 8 秒間水素放電が維持されている。中心電子温度は  $2keV$  から  $1.2keV$  まで徐々に減少する一方、平均電子密度は  $1 \times 10^{19}$  から  $4 \times 10^{19}m^{-3}$  まで上昇し、蓄積エネルギーも上昇している。図 3.7 は  $148GHz$ ,  $135GHz$ ,  $118GHz$  の ECE 強度の検波角依存

性を示す。真空磁場計算によると、148GHz, 135GHz, 118GHz の X-mode の第 2 高調波に対応する共鳴層はそれぞれ、 $\rho = 0.26, \rho = 0.57, \rho = 0.81$  の小半径位置に存在する。時間とともに密度が上昇しているにもかかわらず、いずれの周波数の ECE の X-mode の偏光角は時間的にほとんど変化していない。トーラス外側アンテナを用いて計測された ECE の X-mode の偏光角を磁気面座標  $\rho$  に対しプロットしたものが図 3.8 である。黒丸は図 3.8 で ECE 強度が最大となる時の検波角 (X-mode の偏光角に対応) の平均値を示す。点線は  $\rho = 1.0$  における磁場の傾き (32 度) に垂直な角度を示す。実線は磁場の傾きの径方向分布である。磁場の傾きは中心ではほぼ  $0^\circ$  であるが周辺になるにつれ、磁場の傾きは正の傾きを持ち、 $\rho = 1$  では  $32^\circ$  となる。実験で求めた X-mode の偏光角はプラズマ小半径に依らず一定値で、 $\rho = 1$  における磁力線の傾き  $+90^\circ$  とほぼ一致する。この傾向はトーラス内側の ECE 計測と同様である。また、トーラス内側の ECE 計測と同様、X-mode の偏光角は共鳴層における磁場の傾きが異なるにもかかわらずプラズマ小半径に依存していない。図 3.9 には X-mode に対する O-mode の放射強度の比を径方向にプロットした。O-mode 成分は内側アンテナ ECE 計測の結果とほぼ同様に X-mode 成分の 70% あり、ECE は楕円偏光している。また、密度が時間的に変化している影響か、特定はできないが、 $\rho = 0.81$  での O-mode 成分の比率は、図 3.5 の場合に比べて時間的に変化している。

さらに電子密度が増加した場合の偏光特性実験結果を次に示す。磁場配位は  $B_0 = 2.75T$ ,  $R_0 = 3.6m$  である。図 3.10 に図 3.6 の場合より密度が高い場合に偏光特性実験を行った放電における中心電子温度、平均電子密度、蓄積エネルギーの時間発展を示す。プラズマは ECH により生成され、1 本の NBI により 10 秒間水素放電が維持されている。中心電子温度は  $1.0keV$  でほぼ一定であり、平均電子密度は  $6.5 \times 10^{19}(m^{-3})$  で一定であり、蓄積エネルギーもほぼ一定である。図 3.11 に 148GHz, 135GHz, 118GHz, 95GHz の ECE 強度の検波角依存性を示す。真空磁場計算によると、148GHz, 135GHz, 118GHz, 95GHz の X-mode の第 2 高調波に対応する共鳴層はそれぞれ、 $\rho = 0.26, \rho = 0.57, \rho = 0.81, \rho = 1.02$  の小半径位置に存在する。148GHz, 138GHz, 115GHz の場合と違って、95GHz の ECE は位相が反転しており、O-mode 成分が支配的であると考えられる。95GHz に対応する ECE の共鳴面としては、ECE 計測の視線方向には  $\rho = 1.02$  の位置に第 2 高調共鳴層があるだけであり、視線から外れたコイル直下部の  $\rho = 1.0$  付近に基本共鳴層が存在する。ともに、光学的にかなり薄いと考えられるので、観測された ECE 強度がどこに起因するかの特定は今後の課題である。密度が図 3.6 の場合より大きい場合に X-mode の偏光角を磁気面座標  $\rho$  に対しプロットしたものが図 3.12 である。黒丸は X-mode の偏光角に対応し、点線は  $\rho = 1.0$  における磁場の傾き (32 度) に垂直な角度を示す。実線は磁場の傾きの径方向分布である。図 3.6 の場合と同様に、実験で求めた X-mode の偏光角はプラズマ小半径に依らず一定値である。一方、偏光角は  $\rho = 1$  における磁力線の傾き  $+90^\circ$  より  $10^\circ$  程度小さな値を持つ。これは、偏光回転が止まる磁気面の位置が図 3.8 の場合に比べて小半径方向内側に移動していることを示唆している。しかしながら、実験誤差も大きいので密度による偏光回転停止位置の違いについては系統的な解析が必要であり、今後の課題である。

LHD においては磁場の傾きがトーラス内外では異なっているにもかかわらず、実験結果はトーラス内外とも X-mode の偏光角は  $\rho = 1$  における磁場の傾きに対し、垂直な角度を持っている。このことから次のことが確認された。それぞれ異なる偏光角を持って各共鳴層から放射された ECE が、プラズマ中を伝播するにつれて、X-mode の偏光角は磁場の傾きとともに回転し、偏光角の回転はプラズマのエッジ近傍において停止することが

わかった。また、異なる密度の偏光角実験により、 $1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  以上の密度を持ったプラズマであれば、LHD のような磁場の傾きの大きな装置においても偏光角の回転は生じ、P.C.de Vries らの計算結果 [30] と一致する。

### 3.3 拡張 1 次元放射輸送モデルによる ECE 偏光特性解析

LHD における ECE 計測では、図 3.13 に示すように非常に大きな O-mode が観測されている。図 3.13 は偏光特性実験における ECE 強度の時間発展を示しており、図 3.6 の放電に対応している。実線は 148GHz の ECE 強度を示す。谷となっている部分が O-mode である。点線は共鳴層で放射された O-mode が直接計測された時に予想される輻射の強度を示す。両者とも電子温度で規格化している。図 3.13 からわかるように純粋な O-mode の放射にくらべ、観測された O-mode は非常に大きい。この大きな強度をもつ O-mode の放射がある場合、ポラリゼーション・ローテーターを用いた偏光角のセッティングと実際の偏光角との間にずれが生じると、O-mode の混入により ECE 計測が重大な影響を受ける。この大きい O-mode 強度が観測される実験的に観測されている O-mode の原因としては真空壁における反射やモード変換が考えられる。また、LHD の複雑な磁場配位が O-mode 強度に影響を与えている可能性もある。LHD は 1 つのサイクロトロン共鳴周波数に対し、トーラス内側と外側に 2 つの共鳴層をもつため、光学的に薄い O-mode は、共鳴層では減衰せず、2 つの共鳴層の影響をうける可能性がある。2 つの共鳴層の影響、偏光のずれ、トーラス内外の壁における反射とモード変換、共鳴層での屈折率の効果を取り入れた 1 次元放射輸送モデルを導出し、ECE 偏光特性についての考察を行う。

#### 3.3.1 拡張された放射輸送式の導出

まず、共鳴層が 1 つしかなく、壁での反射を考えない場合を考える。この場合、図 2.1 に示したような共鳴層の境界 A から放射される ECE の真空中の観測点における強度  $I_v^{(x,o)}$  は、

$$I_v^{(x,o)} = \frac{I(A)}{(N_{(x,o),A})^2} = I_{BB} \left[ 1 - e^{-\tau_n^{(x,o)}} \right], I_{BB} \equiv \frac{\omega^2}{8\pi c^2} \kappa T_e \propto T_e \quad (3.1)$$

となる。ここで、 $N_{(x,o),A}$ 、 $\tau_n^{(x,o)}$  はそれぞれ共鳴層 A における X-mode 及び O-mode の屈折率、及び光学的厚さである。この式 (3.1) を 2 つの共鳴層 [29]、壁における反射とモード変換 [36]、共鳴層での屈折率の効果を取り入れたモデルに拡張する。拡張された 1 次元放射輸送モデルの概念図を図 3.14 に示す。トーラスの内と外に 2 つの共鳴層が存在し、トーラスの内外にプラズマを囲むように壁が存在する。ここで、計測アンテナはトーラス外側に据え付けられているとする。また、EC 波は LHD の磁気シアに応じて偏光回転を起こし、磁場に対する偏光角保ったまま (X、O のモードを維持したまま) プラズマ中を伝播し、真空中で観測される ECE の偏光角は最外殻磁気面で決まると仮定する。この仮定は ( $n_e > 1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ ) の場合は妥当であることが、前節の偏光特性実験の結果及び P.C. de Vries 等により理論的、実験的に示されている [29, 30]。この場合、モード変換は波が伝播する途中では起こらず、真空壁における反射の際にのみ生じる。真空中の観測点における  $n$  回反射後の全放射強度は X-mode と O-mode のそれぞれに対し、次のように与えられる。

$$I_v^{(x,o)} = \sum_n \left( I_n^{(x,o)} \right) / \left( N_{(x,o),out} \right)^2. \quad (3.2)$$

ここで、 $I_n^{(x,o)}$  は  $n$  回反射後の X-mode(O-mode) の外側共鳴層での放射強度、 $N_{(x,o),out}$  は X-mode と O-mode の外側共鳴層における屈折率である。この項は、計測アンテナに ECE が入射する直前の共鳴層がトーラス外側にあることから現れる。 $n$  回反射後と  $n+1$  回反射後の間の放射強度の関係式は次式で示される。

$$I_{n+1}^{(x,o)} = I_n^{(x,o)} \left\{ \left[ k(1-p) e^{-\left( \tau_{out}^{(x,o)} + \tau_{in}^{(x,o)} \right)} \right]^2 + (kp)^2 e^{-\left( \tau_{out}^{(o,x)} + \tau_{in}^{(o,x)} \right)} e^{-\left( \tau_{out}^{(x,o)} + \tau_{in}^{(x,o)} \right)} \right\} \\ + \frac{N_{(x,o),out}^2}{N_{(o,x),out}^2} I_n^{(o,x)} \left\{ k^2 p(1-p) \left[ e^{-\left( \tau_{out}^{(x,o)} + \tau_{in}^{(x,o)} \right)} \right]^2 + k^2 p(1-p) e^{-\left( \tau_{out}^{(o,x)} + \tau_{in}^{(o,x)} \right)} e^{-\left( \tau_{out}^{(x,o)} + \tau_{in}^{(x,o)} \right)} \right\} \quad (3.3)$$

ここで、 $k, p$  はそれぞれ壁での反射率、壁での X から O (O から X) へのモード変換率をしめす。式 (3.3) の最初の項はトーラス外側共鳴層から放射した ECE がモード変換を経ずに内側、外側と 2 回反射した後、再び外側の共鳴層に戻る場合を表わす。第 2 項は次の場合を示す。外側共鳴層から放射した X-mode(O-mode) の ECE が O-mode(X-mode) へのモード変換を伴って外側の真空壁で反射し、内外共鳴層を通過して、内側の真空壁に到達する。内側の真空壁では再び X-mode(O-mode) へのモード変換を伴う反射をして、外側共鳴層に戻る。第 3 項と第 4 項は O-mode(X-mode) で放射し、1 回しかモード変換しない場合を示す。最初の放射はトーラス内外の共鳴層で起こり、トーラス外側の 0 番目の放射強度は次式で表わされる。

$$I_0^{(x,o)} = I_{0,out}^{(x,o)} + I_{0,in}^{(x,o)} \quad (3.4)$$

$$I_{0,out}^{(x,o)} = Y_{0,out}^{(x,o)} + Y_{0,out}^{(x,o)} k(1-p) e^{-\left( \tau_{out}^{(x,o)} + \tau_{in}^{(x,o)} \right)} + \frac{N_{(x,o),out}^2}{N_{(o,x),out}^2} Y_{0,out}^{(o,x)} k p e^{-\tau_{out}^{(o,x)}} e^{-\left( \tau_{out}^{(x,o)} + \tau_{in}^{(x,o)} \right)} \quad (3.5)$$

$$I_{0,in}^{(x,o)} = \frac{N_{(x,o),out}^2}{N_{(x,o),in}^2} Y_{0,in}^{(x,o)} e^{-\tau_{out}^{(x,o)}} + \frac{N_{(x,o),out}^2}{N_{(x,o),in}^2} Y_{0,in}^{(x,o)} k(1-p) e^{-\left( \tau_{out}^{(x,o)} + \tau_{in}^{(x,o)} \right)} \\ + \frac{N_{(x,o),out}^2}{N_{(o,x),in}^2} Y_{0,in}^{(o,x)} k p e^{-\left( \tau_{out}^{(x,o)} + \tau_{in}^{(x,o)} \right)}. \quad (3.6)$$

ここで、 $Y_{0,out}^{(x,o)} = N_{(x,o),out}^2 \left( 1 - e^{-\tau_{out}^{(x,o)}} \right) I_{BB,out}$ 、 $Y_{0,in}^{(x,o)} = N_{(x,o),in}^2 \left( 1 - e^{-\tau_{in}^{(x,o)}} \right) I_{BB,in}$ 、であり、 $I_{BB,in(out)}$  はトーラス内側(外側)共鳴層での電子温度に対応する黒体輻射強度である。式 (3.5) は外側共鳴層から放射した場合を示す。第 1 項は外側共鳴層からトーラス外側に向かう波であり、第 2 項は外側共鳴層からトーラス内側に放射し、モード変換せずにトーラス内側の壁で反射した場合を表わす。反射の際にモード変換が起こる場合は第 3 項に相当する。式 (3.6) は内側共鳴層から放射した場合である。

2.4.2 節で示した検出系の検波特性から X-mode と O-mode の混成波の放射強度  $I_{total}$  は、次式で与えられる。

$$I_{total} = I^x \cos^2(\alpha) + I^o \sin^2(\alpha), \quad (3.7)$$

ここで、 $I^x, I^o, \alpha$  はそれぞれ X-mode と O-mode の放射強度、検波角と最外郭磁気面 (偏光回転が止まる位置) での X-mode の偏光角のずれを表す。

### 3.3.2 拡張した放射輸送モデルによる解析結果

図 3.15 は半径を ECE 強度、方位角を検波角とする極座標系において偏光特性を表す図で、図 3.3 の結果を書き直したものである。実線は半径の大きいものから、 $\rho = 0.13, \rho = 0.51, \rho = 0.81$  に対応する共鳴周波数に対応する ECE 強度である。点線は  $\rho = 1.0$  における磁場の傾きを示す。本座標系において、LHD の ECE 偏光特性は楕円形状となり長軸方向が X-mode の偏光方向、長軸と短軸の比が X-mode と O-mode の強度比に対応する。半径の大きさを ECE 強度にとっているので小半径内側からの ECE 信号が半径の大きな楕円となる。本節では拡張された一次元放射輸送モデルに基づき、真空壁での反射やモード変換の O-mode 混入率に対する影響を調べ、実験結果と解析モデルの予測の比較を行なう。実験結果と解析結果の比較は上記の極座標系で行なう。

図 3.16 は、拡張した放射輸送モデルにおいて、反射率、モード変換率が共にゼロの場合に予測される偏光特性結果を示す。予測される偏光特性は式 (3.2) - (3.7) を使って計算され、計算に必要な電子密度、温度等のプラズマパラメータは実験データを適用している。図 3.16(a) はトーラス内側アンテナによる ECE の偏光特性で、図 3.1 の放電条件での解析結果である。図 3.16(b) はトーラス外側アンテナによる ECE の偏光特性で、図 3.6 の放電条件での解析結果である。O-mode の光学的厚さが非常に小さいので磁力線方向の ECE 強度は非常に小さく、純粋な X-mode のみの直線偏波特性を示している。図 3.17 に、反射率 0.99、モード変換率 0 を仮定した場合のトーラス内外の偏光特性を示す。図 3.17(a) はトーラス内側アンテナに対する偏光特性、図 3.17(b) はトーラス外側アンテナに対する偏光特性に対応する。真空壁で反射を考慮しないと ECE の O-mode 成分はほとんどゼロだったが、反射を考慮するとかなり大きな値を持つようになる。反射は波の強度の増幅を引き起こし、共鳴面では波の減衰が起こる。本実験条件では光学的に薄い O-mode に対して、共鳴面での減衰より反射による増幅の効果が大きい場合に相当していることが図 3.17 に示されている。結果として、小半径中心近傍 ( $\rho = 0.26$ ) ではほぼ実験結果と同程度の放射強度が現れる。一方、周辺 ( $\rho = 0.81$ ) では、種となる O-mode の放射強度が小さいため、反射による増幅が起こっても、O-mode と X-mode の比の実験結果を再現できない。この傾向はトーラス内、外アンテナ系に共通の性質である。図 3.18 に真空壁での反射時にモード変換が起こると仮定した場合の偏光特性の数値計算結果を示す。ここで、反射率 0.99、モード変換率 0.1 を仮定した。図 3.18(a) はトーラス内側アンテナに対する偏光特性、図 3.18(b) はトーラス外側アンテナに対する偏光特性に対応する。黒の実線が数値計算結果を、赤の実線が実験結果を表す。反射の時のモード変換を仮定することにより、反射による増幅の種となる O-mode の ECE 放射強度が強くなり、トーラス内外アンテナの両方の場合で、実験で得られている ECE 偏光特性が再現される。

図 3.19 には O-mode の X-mode の放射強度に対する比  $I_O/I_X$  の実験結果と解析結果を径方向にプロットしたものである。図 3.19(a) はトーラス内側アンテナによる  $I_O/I_X$ 、図 3.19(b) はトーラス外側アンテナによる  $I_O/I_X$  を示す。赤丸は実験値を示し、実線はそれぞれ紫、青、黒の実線はそれぞれ (i) 反射/モード変換なし、(ii) 反射率 0.99/モード変換なし、(iii) 反射率 0.99/モード変換率 0.1 の場合を示している。(i) 反射/モード変換なしの場合、図 3.19(a) では  $I_O/I_X$  は実験結果に比べ、トーラス内外アンテナ計測共に径方向全域にわたり非常に小さいが、径方向の比較を行うと解析結果は中心付近で  $I_O/I_X = 0.07$  程度、周辺で  $I_O/I_X = 0.004$  となり、 $I_O/I_X$  は中心付近に比べて周辺の方が小さい。反射/モード変換がないことは共鳴層から輻射された ECE を直接観測することを意味する。光

学的厚さはX-mode, O-modeとも中心の方が大きい。この傾向はトーラス外側アンテナでの計算結果と同じであることが図3.19(b)よりわかる。(ii) 反射率0.99/モード変換なしの場合、 $I_O/I_X$ はトーラス内側アンテナ計測では中心付近で実験結果とほぼ一致するのに対し、周辺では実験結果と比較してO-modeのX-modeに対する割合が小さい。 $I_O/I_X$ の値は中心で0.7程度、周辺で0.3程度である。O-modeの強度は反射がない場合よりも大きくなるが、モード変換がないため、O-modeの放射強度にはO-modeの光学的厚さの径方向依存性により、図3.17(a)に見られるように小半径外側でO-modeの強度が中心部と違って小さくなるという傾向が現れていると考えられる。反射なしに対する反射ありの場合のO-modeの強度を増幅率とすると、増幅率は中心、周辺でそれぞれ10倍、100倍と周辺の方が反射による増幅率が多い。これは増幅率は光学的に薄いほど大きいからであると考えられる。式(3.3)において、モード変換率 $p$ を0とした場合、第1項のみが残る等比級数となる。このとき増幅率は $1 / \left( 1 - \left[ k(1-p) e^{-\left( \tau_{\text{out}}^{(x,o)} + \tau_{\text{in}}^{(x,o)} \right)} \right]^2 \right)$ に比例し、光学的厚さの単調減少関数である。図3.17(b)においても、増幅率は周辺部の方が中心部に比べて大きい。(iii) 反射率0.99/モード変換率0.1の場合、図3.17(a)ではモード変換により周辺部のO-mode強度が増幅され、実験結果のO-mode強度比の径方向分布に近い結果を得た。このことは(b)でも同様である。モード変換によりO-mode強度が大きくなるのはX-modeが種となり壁でのモード変換で生じたO-modeが反射により増幅を受けるからである。周辺部で増幅にはモード変換に関わる式(3.3)の2,3,4項のうち、第3項の寄与が最も大きいと考えられる。第3項はX-modeを種とし、壁で1度だけO-modeに変換される波を表している。周辺部におけるモード変換の効果が大きい理由は次のように考えられる。本実験におけるパラメータ領域ではX-modeは1度の共鳴層の通過で大きな減衰を受ける。プラズマの中心部に共鳴層をもつX-modeは光学的に厚いため共鳴層を通過する際の減衰が大きく、O-modeの種としての強度は小さい。ワンパス吸収であれば共鳴層通過後強度はゼロとなり壁でのモード変換は不可能である。一方、周辺部に共鳴層をもつX-modeは光学的に薄いため中心部に共鳴層をもつX-modeよりも減衰は小さく、有限な強度のX-modeが吸収されずに壁でのO-modeへの変換の種となりうる。そのため、モード変換の効果は周辺部でおおきいと考えられる。

以上より、真空壁における反射及びモード変換の影響、2つの共鳴層の影響を考慮し拡張した一次元放射輸送モデルを用いることにより、純粋なO-modeに比べ、実験上観測されたO-modeが著しく大きな放射強度をもつことが説明可能であることが明らかになった。

### 3.4 まとめ

本章では、トーラス内外に設置しているアンテナを用いた偏光角特性実験の結果と拡張した一次元放射輸送モデルの解析結果を示した。3.2節では、LHDにおいて磁場の傾きがトーラス内外では異なっているにもかかわらず、実験結果はトーラス内外のアンテナで計測したX-modeの偏光角はともに最外殻磁気面近傍( $\rho = 1$ )における磁場の傾きに対し、ほぼ垂直な角度を持っていること、密度が十分にあればプラズマ中で偏光角の回転が生ずること、O-mode成分はX-mode成分に対して70%程度の大きさをもつことが分かった。3.3節では2つの共鳴層の影響、共鳴層における屈折率、真空壁における反射やモード変換等の効果を取り込んだ時のECE強度の偏光特性を評価するモデルを提案し、3.2節で得

られた実験結果に対して解析を行った。その結果、反射と反射時のモード変換を考慮すると著しく大きな O-mode 成分が ECE 強度として観測されることがわかった。小半径方向の X-mode と O-mode の強度比分布も含めて実験結果を説明するためには反射時のモード変換の効果が不可欠なことがわかった。



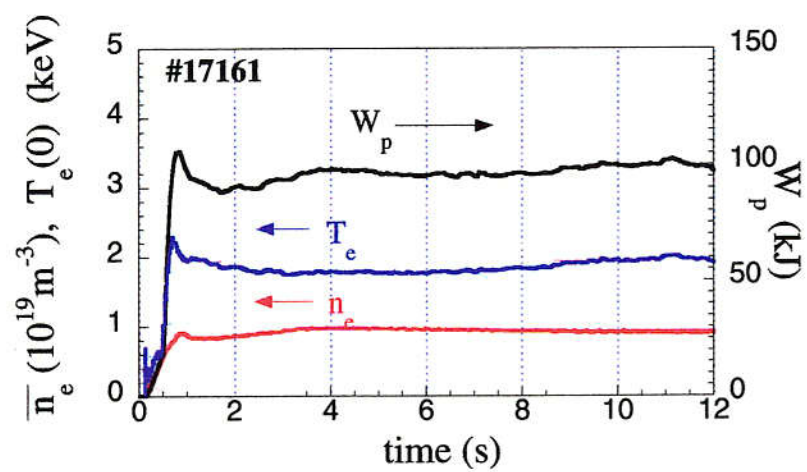


図 3.1: トーラス内側 ECE 偏光特性実験において用いた放電の時間発展。中心電子温度、平均電子密度、蓄積エネルギーの時間発展を表す。

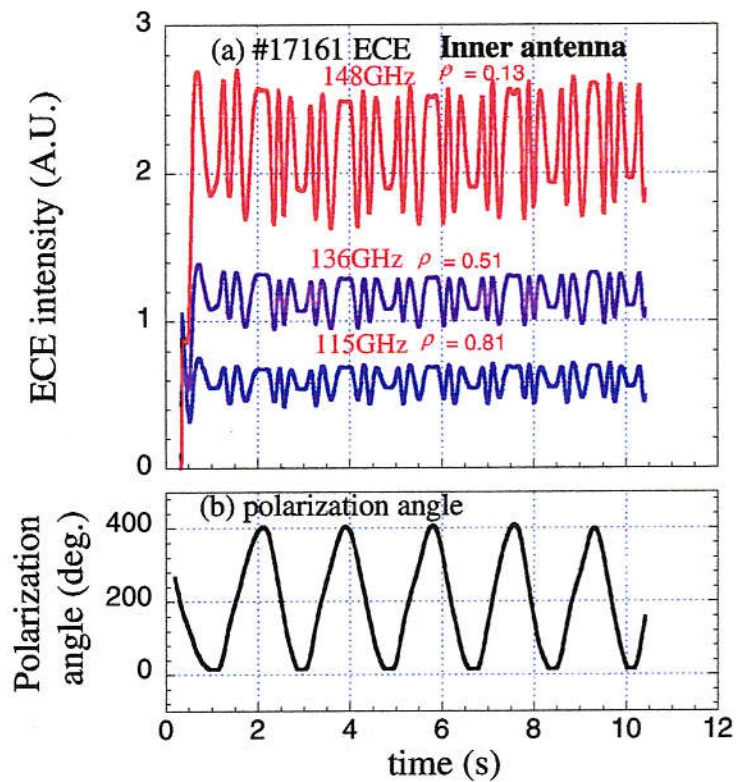


図 3.2: トーラス内側の ECE 強度及回転させた検波角の時間発展。計測器は高周波数帯ヘテロダイン・ラジオメータである。(a) はそれぞれ 148GHz, 136GHz, 115GHz のトーラス内側 ECE の時間発展を示す。(b) は偏光角の時間発展である。真空磁場ではそれぞれ、 $\rho = 0.13$ ,  $\rho = 0.51$ ,  $\rho = 0.81$  に対応する。

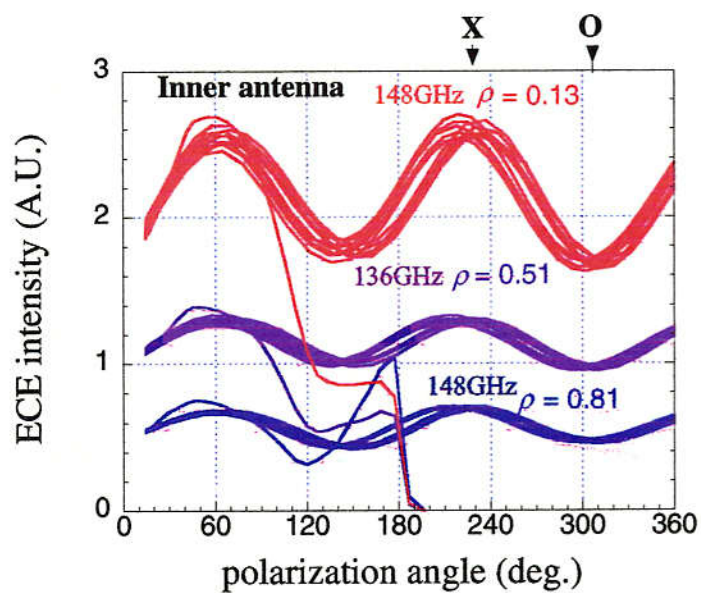


図 3.3: 148GHz, 136GHz, 115GHz ECE 強度の偏光角依存性。

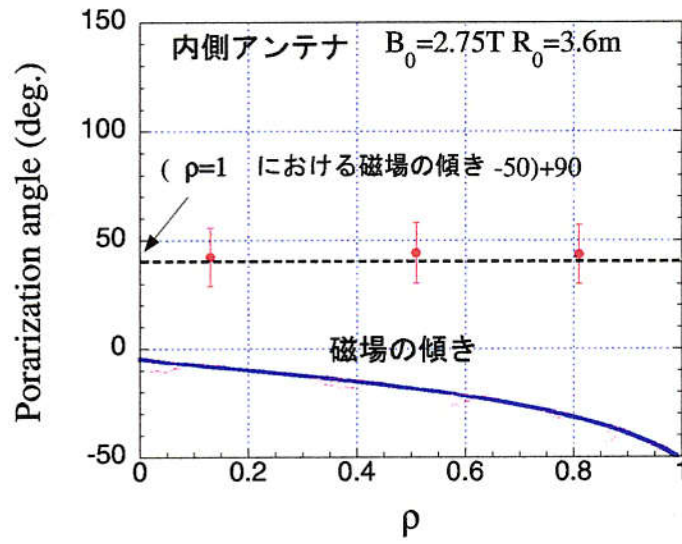


図 3.4: トーラス内側偏光角の径方向依存性。図 3.3 において最大となる偏光角の平均値を磁気面座標  $\rho$  に対しプロットした。

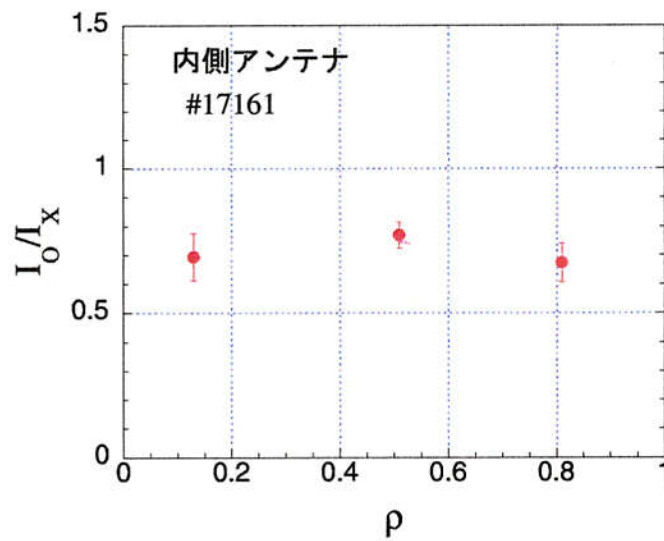


図 3.5: X-mode に対する O-mode の放射強度の比の径方向依存性。

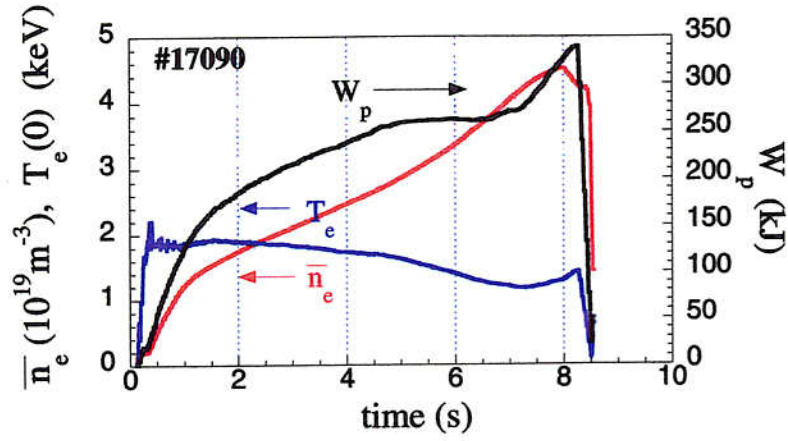


図 3.6: トーラス外側 ECE 偏光特性実験において用いた放電の時間発展。中心電子温度、平均電子密度、蓄積エネルギーの時間発展を表す。

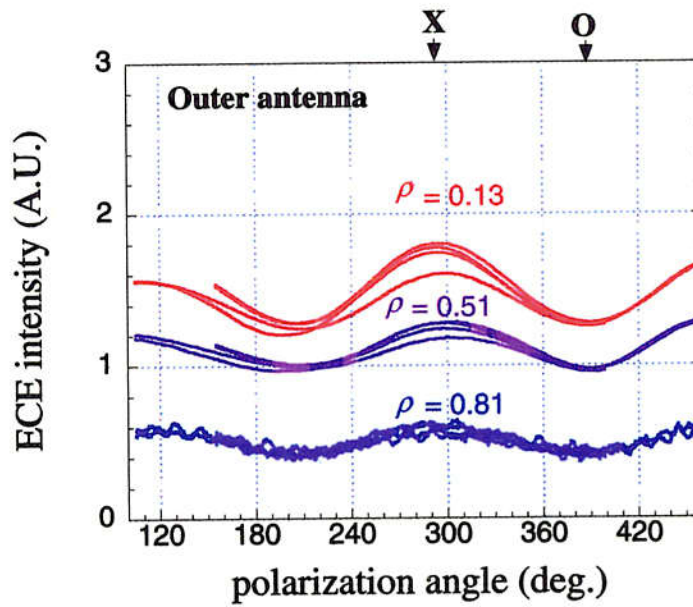


図 3.7: 148GHz, 135GHz, 118GHz の ECE 強度の検波角依存性を示す。真空磁場計算によると、148GHz, 135GHz, 118GHz の X-mode の第 2 高調波に対応する共鳴層はそれぞれ、 $\rho = 0.26$ ,  $\rho = 0.57$ ,  $\rho = 0.81$  の小半径位置に存在する。

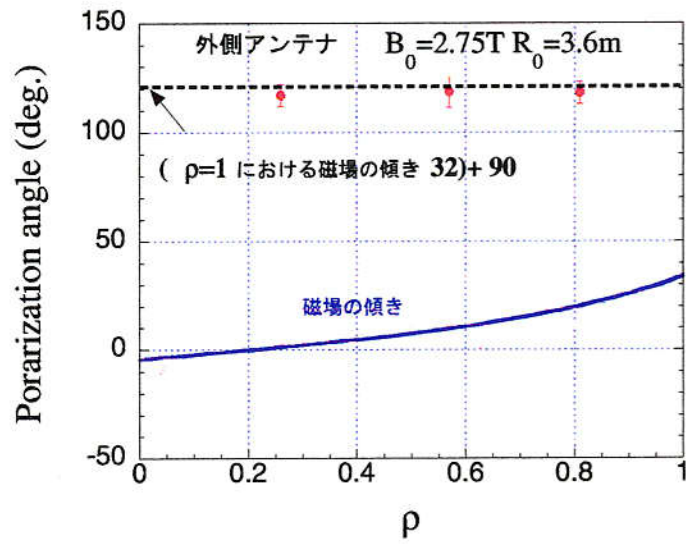


図 3.8: トーラス外側偏光角の平均値の径方向依存性。

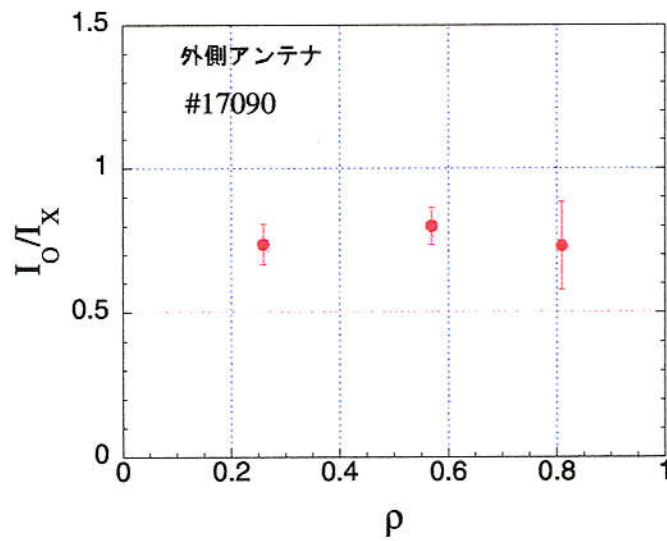


図 3.9: X-mode に対する O-mode の放射強度の比の径方向依存性。

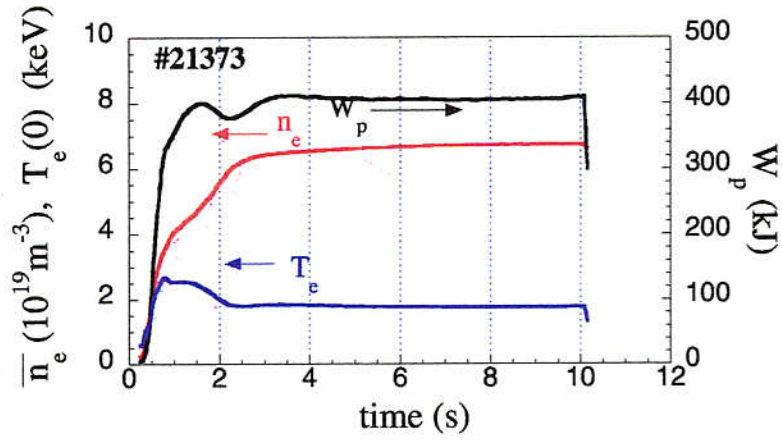


図 3.10: 高密度の場合の ECE 偏光特性実験において用いた放電の時間発展。中心電子温度、平均電子密度、蓄積エネルギーの時間発展を表す。

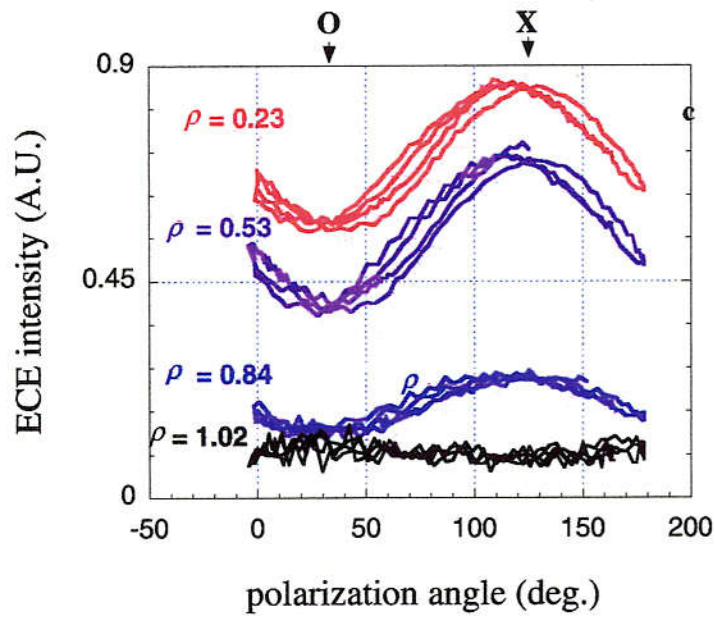


図 3.11: ECE 強度の偏光角依存性。周波数は赤、紫、青、黒がそれぞれ 148GHz, 138GHz, 115GHz, 95GHz であり、真空磁場では  $\rho = 0.23, \rho = 0.53, \rho = 0.83, \rho = 1.02$  に対応する。



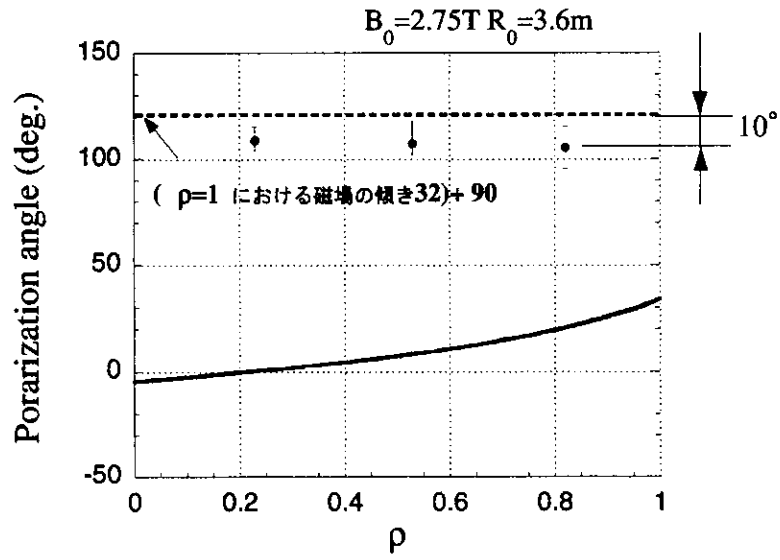


図 3.12: 高密度の場合の ECE 強度が最大となる偏光角の平均値。

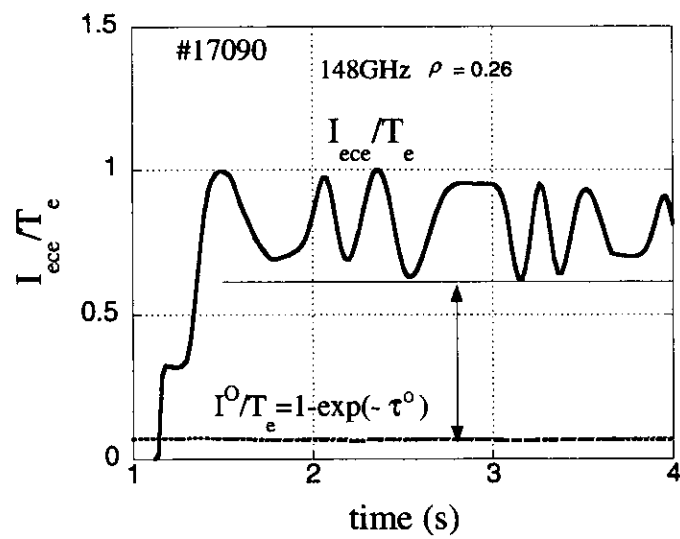
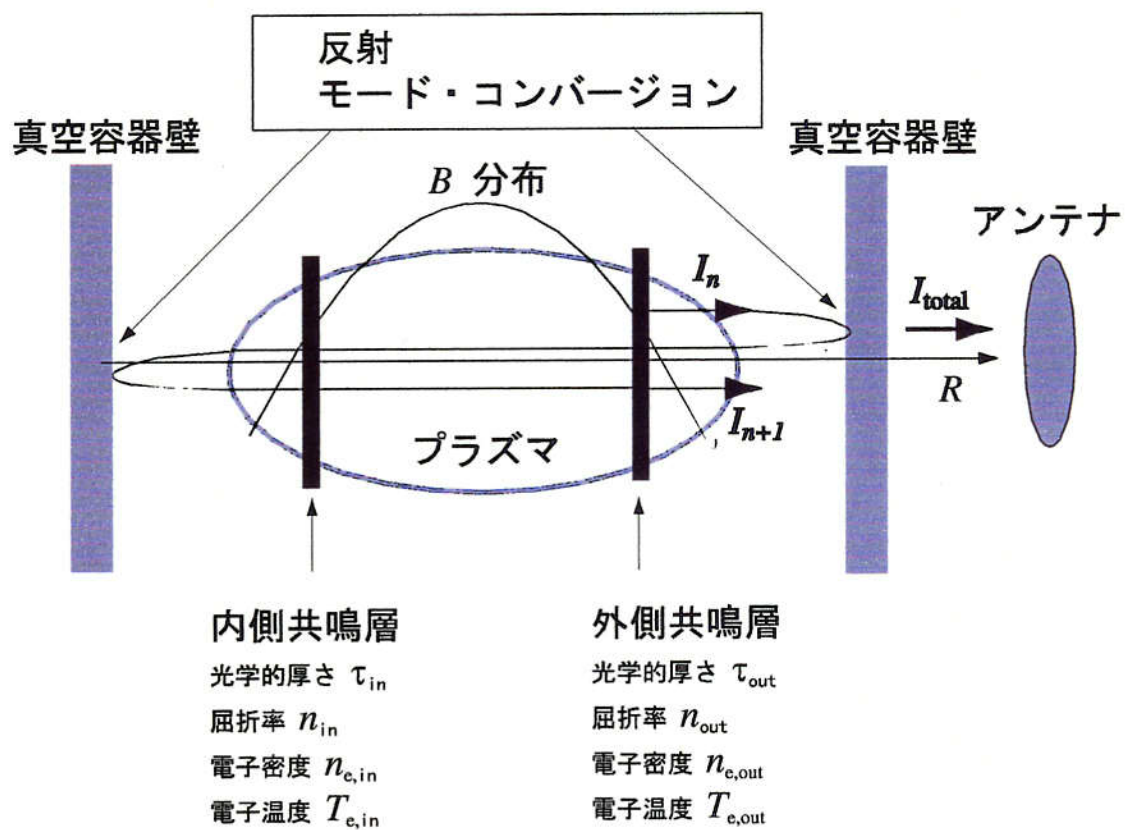


図 3.13: 観測された O-mode ECE の時間発展。LHD における ECE 計測において非常に大きな O-mode が観測されている



### 初期条件

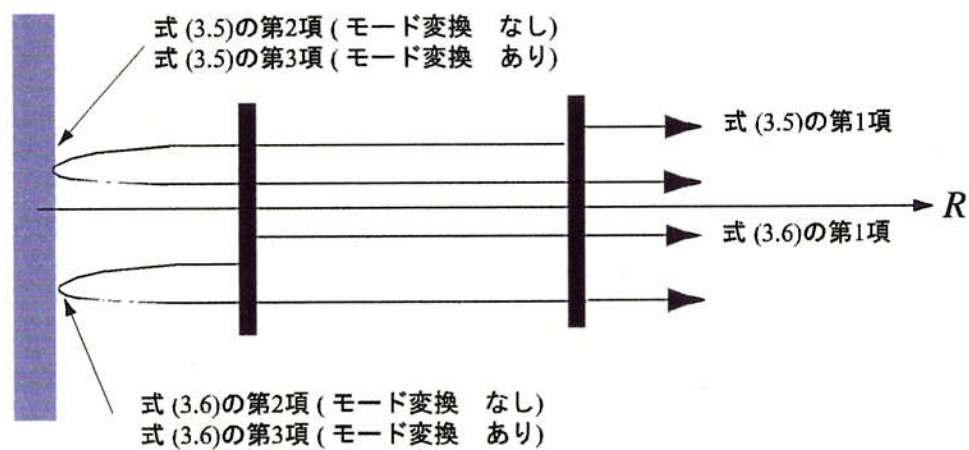


図 3.14: 拡張した1次元放射輸送モデルの概念図。



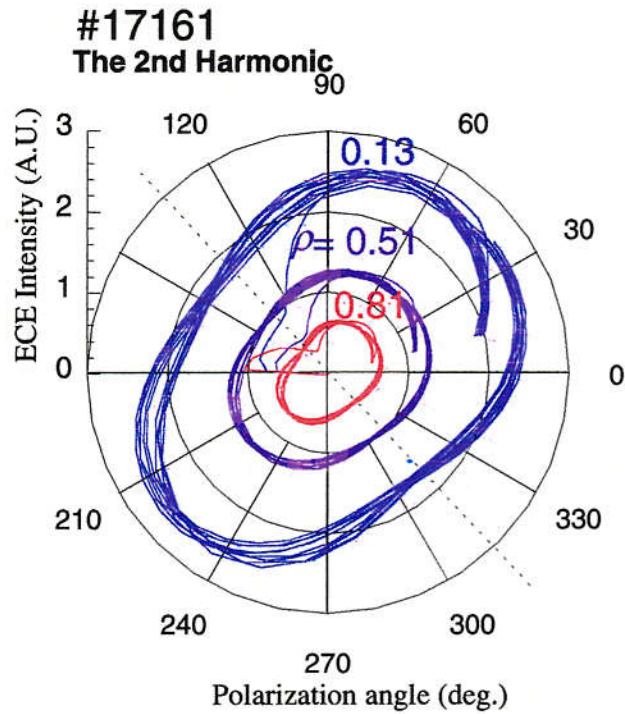


図 3.15: トーラス内側 ECE の偏光特性。図 3.3 より半径を ECE 放射強度、角度を偏光角にとったグラフにした。

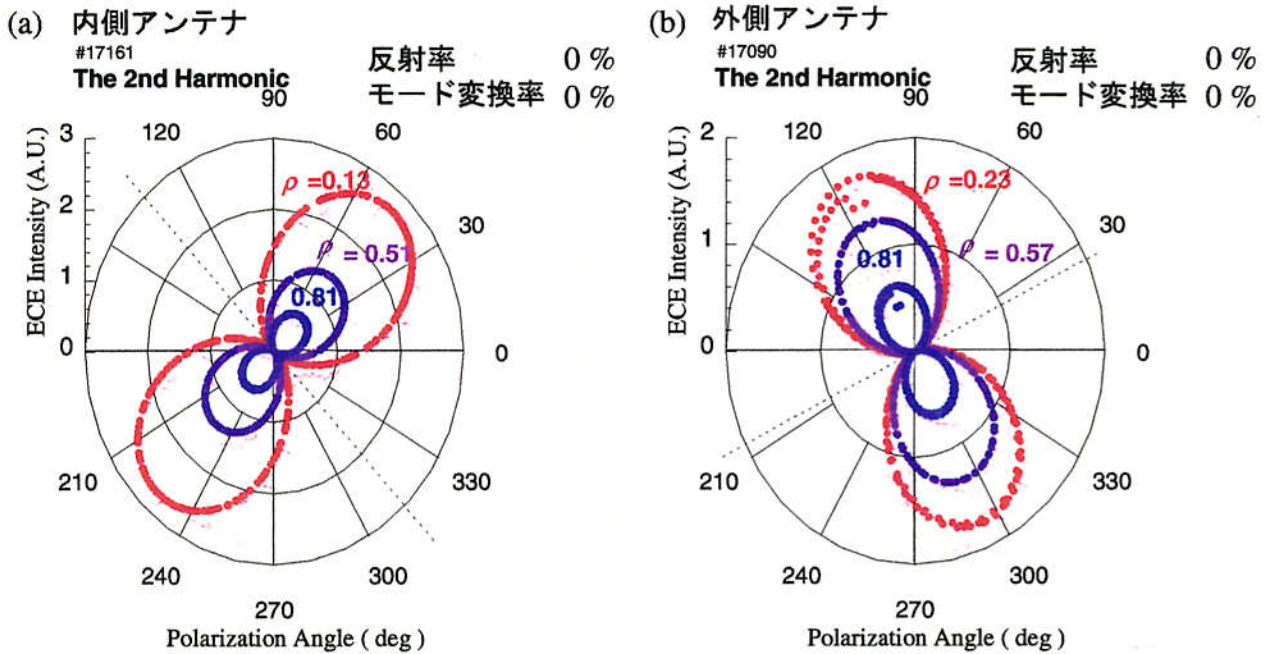


図 3.16: 反射率、モード変換率が共にゼロの場合の拡張した 1 次元放射輸送モデルによる計算結果。(a) はトーラス内側の偏光特性。赤、青、紫の実線はそれぞれ 148GHz, 136GHz, 115GHz、真空磁場ではそれぞれ、 $\rho = 0.13$ ,  $\rho = 0.51$ ,  $\rho = 0.81$  に対応する。(b) はトーラス外側の偏光特性。赤、青、紫の実線はそれぞれ 148GHz, 135GHz, 118GHz ECE 強度の偏光角依存性を示す。真空磁場では  $\rho = 0.26$ ,  $\rho = 0.57$ ,  $\rho = 0.81$  に対応する。

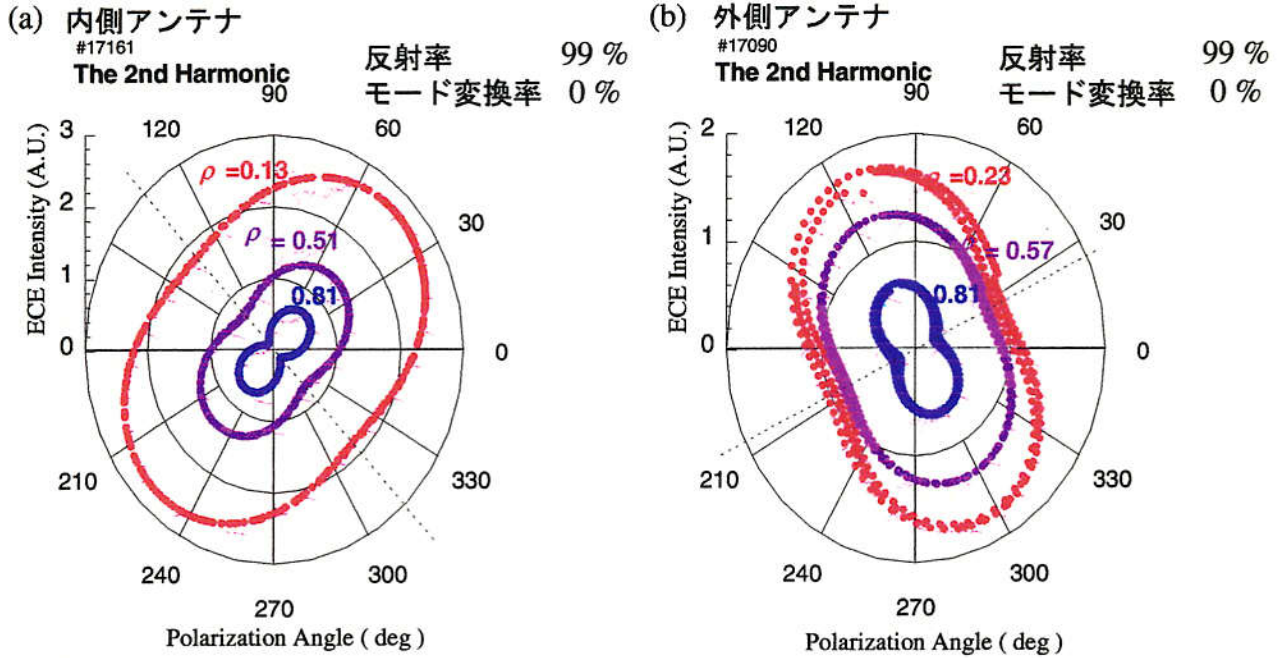


図 3.17: 反射率 0.99、モード変換率 0 を仮定した場合の拡張した 1 次元放射輸送モデルによる計算結果。(a) はトーラス内側の偏光特性。赤、青、紫の実線はそれぞれ 148GHz, 136GHz, 115GHz、真空磁場ではそれぞれ、 $\rho = 0.13, \rho = 0.51, \rho = 0.81$  に対応する。(b) はトーラス外側の偏光特性。赤、青、紫の実線はそれぞれ 148GHz, 135GHz, 118GHz ECE 強度の偏光角依存性を示す。真空磁場では  $\rho = 0.26, \rho = 0.57, \rho = 0.81$  に対応する。

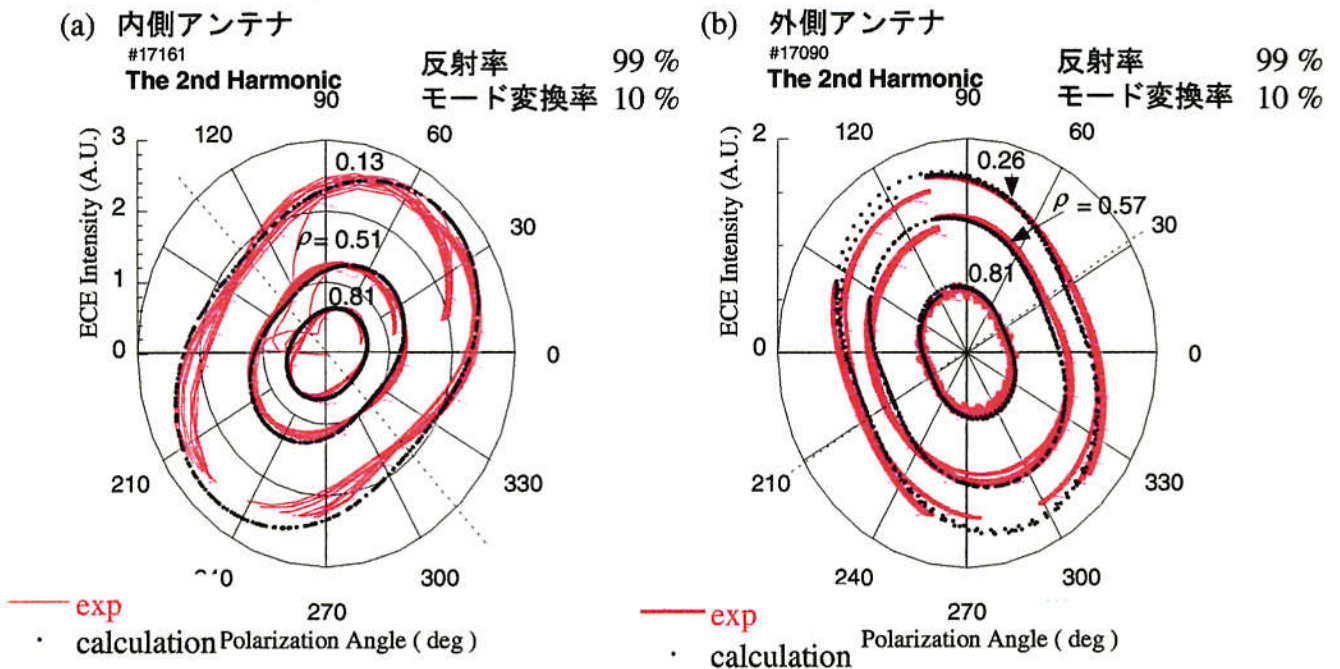


図 3.18: 反射率 0.99、モード変換率 0.1 を仮定した場合のトーラス内外の偏光特性の解析結果と実験結果。黒、赤の実線はそれぞれ解析結果と実験結果を示す。(a) はトーラス内側の偏光特性。(b) はトーラス外側の偏光特性。

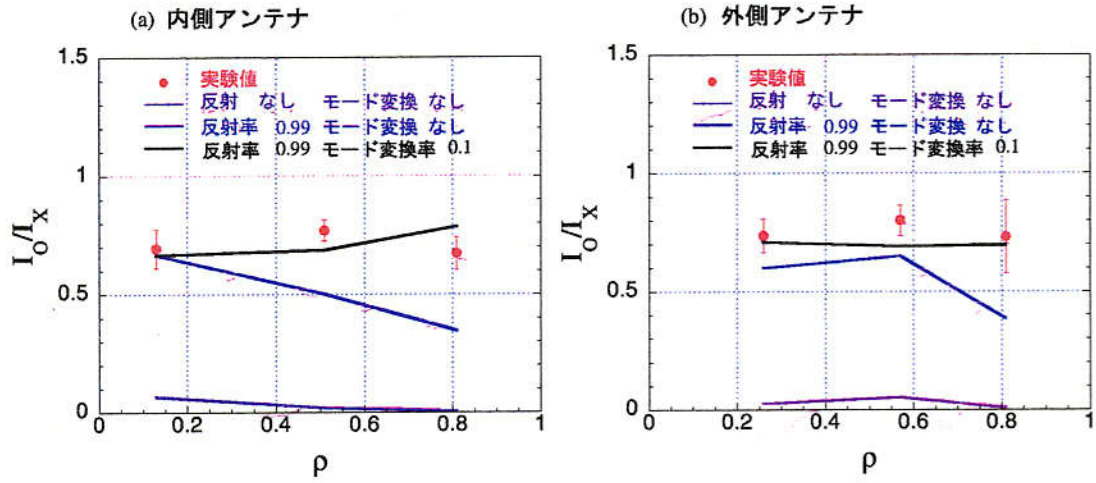


図 3.19: O-mode の X-mode の放射強度に対する比  $I_O/I_X$  の実験結果と解析結果の径方向依存性。赤丸は実験値を示し、紫、青、黒の実線はそれぞれ (i) 反射/モード変換なし、(ii) 反射率 0.99/モード変換なし、(iii) 反射率 0.99/モード変換率 0.1 の場合を示している。(a) はトーラス内側の  $I_O/I_X$ 、(b) はトーラス外側の  $I_O/I_X$  を示す。

## 第4章 3次元構造を持った磁場配位中における屈折の影響

### 4.1 はじめに

高密度領域ではカットオフの影響により、ECEは集光系まで伝播できなくなり放射強度と電子温度の間の比例関係が成り立たなくなることが予想される。ECE強度の密度依存性を調べることは、ECE計測を電子温度計測として適用する際に極めて重要である。トカマクにおいては、電子温度計測に与えるカットオフの影響は小さいといわれている。参考文献[35]によると、ASDEX Tokamakの高密度プラズマ( $8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ )では、右回り偏波カットオフ密度の96%の密度に達しても、ECE強度は電子温度に比例するという実験結果が報告がされている。密度がカットオフ近傍にまで増加すると光学的厚さは減少する。しかし、このトカマクの実験の場合の光学的厚さは、4と十分に大きいためECE強度は電子温度に比例すると考えられる。このことから、トカマクでは光学的厚さのみで電子温度計測への適用範囲が決まっているようにみえる。一方、ヘリカル系におけるECE放射強度の密度依存性についての報告例はほとんどなく、これまでトカマクと同様、密度依存性は小さく、ほぼカットオフ密度近くまで計測可能と考えられていた。ところがLHDにおいては、カットオフ密度よりも十分に小さい密度においてECE強度の減少が観測されている[21]。

本章では4.2節においてLHD高密度放電におけるECE計測結果の密度依存性について報告する。ここでは、まずはじめにECE強度減少の典型例を挙げ、その後、プラズマ小半径、ECE周波数(磁場の強さ)、トロイダル内外アンテナ、計測器を変えた場合の実験結果を示す。このLHDにおける高密度領域におけるECEのふるまいの原因を解明するため、4.3節では、3.3節で提案した2つの共鳴層、共鳴層における屈折率、真空壁における反射やモード変換、トーラス内側共鳴層、偏光角のずれの効果を取り込んだ拡張一次元放射輸送モデルにより波の軌跡を直線と仮定した場合のECE強度の特性を調べる。4.4節では、LHDプラズマが3次元構造を持つことによる効果を調べるために、ECE計測における有限の大きさの計測視線をマルチレイにより模擬し、レイトレーシングにより、ECE波の伝播軌跡の曲がり方がECE強度に与える影響について調べる。4.5節では、LHDにおける実験結果と拡張一次放射輸送モデル及びレイトレーシングの結果を比較し、4.6節でまとめる。

### 4.2 高密度領域におけるECE計測結果

LHD高密度放電における電子密度、ECE強度、トムソン電子温度、光学的厚さ、屈折率の時間発展の典型例を図4.1、図4.2及び図4.3に示す。この放電は磁場配位が $B_0 =$



1.5T,  $R_0 = 3.75m$  の低磁場放電である。ECH によりプラズマが生成され、 $t = 0.4s$  から NBI による追加熱が行われている。ECE は第 2 高調波 X-mode であり、低周波ラジオメータで検波した。図 4.1(a) は  $\rho = 0.24$  の電子密度の時間発展を示している。電子密度は徐々に増加し、 $t = 0.8s$  には、周波数 81GHz の ECE のカットオフ密度  $4.1 \times 10^{19}m^{-3}$  まで達する。図 4.2(b) は ECE 強度 (周波数 81GHz、真空磁場  $\rho = 0.24$ ) とトムソン電子温度の時間発展 ( $\rho = 0.24$ ) を示す。ECE 強度は、カットオフ密度の 40% から 50% の密度でトムソン電子温度により較正している。放電初期の 0.25s から  $t_1 = 0.45s$  までは、ECE 強度とトムソン電子温度はほぼ一致しているが、時刻  $t_1 = 0.45s$  から ECE 強度とトムソン電子温度にずれが生じ始め、カットオフ密度にいたる時刻  $t_2 = 0.82s$  までそのずれは大きくなる。図 4.1(c) はトムソン電子温度、遠赤外レーザー干渉計 (FIR) 電子密度により見積もった光学的厚さの時間発展を示す。光学的厚さは密度の上昇と共に増加し、カットオフ密度が生じるよりも早い時間  $t = 0.7s$  から減少し始める。ECE 強度とトムソン電子温度のずれが生じている時間帯 ( $t_1 - t_2$ ) では、光学的厚さは 3 以上あり、プラズマは第 2 高調波 X-mode に対し、光学的に厚いと考えられる。図 4.1(d) は第 2 高調波 X-mode の屈折率の時間発展を示し、FIR による電子密度から見積もっている。密度上昇に伴い屈折率は減少し、密度がカットオフ密度に達する時刻  $t_2$  には、ゼロになる。図 4.1(b) と (d) を比較すると屈折率が減少し始める時刻  $t = 0.45s$  より少し遅れてトムソン電子温度と ECE 強度のずれが生じ始めている。図 4.2(a) は  $\rho = 0.55$  の電子密度の時間発展を示す。電子密度は  $t_2 = 0.72s$  には、周波数 73GHz の ECE のカットオフ密度  $3.3 \times 10^{19}m^{-3}$  まで達する。図 4.2(b) は ECE 強度 (周波数 73GHz、真空磁場  $\rho = 0.55$ ) とトムソン電子温度の時間発展 ( $\rho = 0.55$ ) を示す。放電初期の 0.25s から  $t_1 = 0.45s$  までは、ECE 強度とトムソン電子温度はほぼ一致しているが、時刻  $t_1 = 0.45s$  から ECE 強度とトムソン電子温度にずれが生じ始め、カットオフ密度にいたる時刻  $t_2$  までそのずれは大きくなる。ECE 強度とトムソン電子温度にずれが生じることは 81GHz ( $\rho = 0.24$ ) の場合と同様であるが、81GHz の場合よりも、そのずれは大きくなっている。図 4.2(c) は光学的厚さの時間発展を示す。光学的厚さは密度の上昇と共に増加し、カットオフ密度が生じるよりも早い時間  $t = 0.65s$  から減少し始める。ECE 強度とトムソン電子温度のずれが生じている時間帯 ( $t_1 - t_2$ ) では、光学的厚さは 3 以上あり、プラズマは光学的に厚いと考えられる。図 4.1(d) は第 2 高調波 X-mode の屈折率の時間発展を示す。密度上昇に伴い屈折率は減少し、密度がカットオフ密度に達する時刻  $t_2$  には、ゼロになる。図 4.3(a) は  $\rho = 0.75$  の電子密度の時間発展を示し、 $t_2 = 0.6s$  には、周波数 66GHz の ECE のカットオフ密度  $2.6 \times 10^{19}m^{-3}$  まで達する。図 4.3(b) は ECE 強度 (周波数 66GHz、真空磁場  $\rho = 0.75$ ) とトムソン電子温度の時間発展 ( $\rho = 0.75$ ) を示す。81GHz ( $\rho = 0.24$ )、(73GHz  $\rho = 0.55$ ) の場合と同様にカットオフ密度にいたる時刻  $t_2$  よりも十分早く、ECE 強度とトムソン電子温度にずれが生じ始め、カットオフ密度にいたる時刻  $t_2$  までそのずれは大きくなる。図 4.3(c) は光学的厚さの時間発展を示す。図 4.1(c) 及び図 4.2(c) と同様に ECE 強度とトムソン電子温度のずれが生じている時間帯 ( $t_1 - t_2$ ) では、光学的厚さは 3 以上あり、プラズマは光学的に厚いと考えられる。図 4.3(d) は第 2 高調波 X-mode の屈折率の時間発展を示す。図 4.1(d) 及び図 4.2(d) と同様に密度上昇に伴い屈折率は減少し、密度がカットオフ密度に達する時刻  $t_2$  には、ゼロになる。図 4.1-図 4.3 は、低磁場高密度放電における異なる周波数の ECE 計測において、ECE 強度とトムソン電子温度の比が密度によって変わることを示唆している。

ECE 強度とトムソン散乱計測電子温度の関係との光学的厚さ、密度に対する依存性を以下で系統的に調べる。図 4.4 に  $B_0 = 1.5T$ ,  $R_0 = 3.75m$  の磁場配位における 73GHz 第 2 高

調波 X-mode(対応する小半径の位置は真空磁場で  $\rho = 0.24$ ) のECE強度の密度依存性を示す。ECE強度と電子密度はそれぞれトムソン電子温度とカットオフ密度で規格化している。実験データはトーラス外側アンテナによる計測データであり、NBI放電で1MW-1.3MWの入力パワーのあった放電について示してある。赤丸、紫丸、青丸、黒丸はそれぞれ光学的厚さが4.6以上 ( $(1 - \exp(-\tau)) \geq 0.99$ )、2.5以上 ( $(1 - \exp(-\tau)) \geq 0.92$ )、1.0以上 ( $(1 - \exp(-\tau)) \geq 0.63$ )、1.0以下のデータである。実線は単一共鳴層モデル、式(3.1)による理論値を示す。ここで、光学的厚さ、 $\tau$ の評価には電子密度、トムソン電子温度の実験データより、式(2.9)を用いて見積もった。赤丸、紫丸で示される光学的に厚いプラズマにおいて、 $n_e/n_{\text{cut-off}} > 0.6$  では密度が大きくなるにつれ、トムソン電子温度に対しECE強度が徐々に減少している。単一共鳴層モデルでは、カットオフ密度直前の密度で規格化ECE強度が急激に減少する性質をもつ。光学的に厚い場合のLHDの実験結果はカットオフ密度より十分小さい密度領域 ( $0.6 < n_e/n_{\text{cut-off}} < 0.9$ ) で単一共鳴層モデルによる予測と一致しない。 $n_e/n_{\text{cut-off}} < 0.3$  の低密度領域においてECE強度が減少しているのは、光学的厚さが薄い(青丸、黒丸)ためであると考えられる。図4.4(a)がどのような放電条件のデータなのかを明らかにするために、図4.4(b)に73GHz第2高調波X-modeの光学的厚さの密度依存性を等高線で示す。等高線の縦軸はトムソン電子温度、横軸はカットオフ密度で規格化した電子密度である。赤丸、紫丸、青丸、黒丸は実験データでそれぞれ光学的厚さが4.6以上、2.5以上、1.0以上、1.0以下のデータである。赤、紫、青の実線は光学的厚さの等高線であり、矢印の方向の電子密度、電子温度をもつプラズマの光学的厚さがそれぞれ4.6以上、2.5以上、1.0以上であることを示す。黒の実線はカットオフ密度を示し、73GHz第2高調波X-modeのカットオフ密度は  $3.3 \times 10^{19}$  である。光学的厚さが2.5以上あれば、 $(1 - \exp(-\tau)) \geq 0.92$  であるので、式(3.1)の単一共鳴層モデルでは $\pm 10\%$ 内でECE強度は電子温度に比例する。以後、本論では光学的厚さ2.5以上を「光学的に厚いプラズマ」と呼ぶ。

図4.5には、 $B_0 = 1.5T$ ,  $R_0 = 3.75m$ の磁場配位におけるトーラス外側アンテナによるX-mode計測時の光学的厚さ2.5以上となるデータを用いた時のECE強度の密度依存性を異なる周波数81GHz、73GHz、66GHzについて示す。それぞれ、真空磁場では異なるプラズマ小半径、中心近傍  $\rho = 0.24$ 、中間  $\rho = 0.55$ 、周辺  $\rho = 0.75$  に相当する。図4.5(a)は81GHzのECE強度の密度依存性を示す。ECE強度とトムソン電子温度は  $0.3 < n_e/n_{\text{cut-off}} < 0.65$  で比例し、 $n_e/n_{\text{cut-off}} > 0.65$  以上では徐々に減少する。図4.5(b)は73GHzのECE強度の密度依存性を示す。規格化ECE強度は  $n_e/n_{\text{cut-off}} > 0.6$  以上では徐々に減少する。図4.5(c)は66GHzのECE強度の密度依存性を示す。規格化ECE強度は  $n_e/n_{\text{cut-off}} > 0.6$  以上で徐々に減少する。トーラス外側アンテナを用いた低周波数(低磁場)高密度ECE計測により以下のことがわかった。カットオフ密度よりも小さい密度 ( $n_e/n_{\text{cut-off}} > 0.55 - 0.65$ ) からECE強度は減少し、密度によりECE強度と電子温度の比例係数は異なる。また、中心よりも、周辺のほうが高密度領域のECE強度の減少が大きい。

次に高磁場放電  $B_0 = 2.883T$ ,  $R_0 = 3.6m$  の磁場配位におけるECEの高密度依存性を調べた。データはNBIガスパフ放電のみのECE計測データを用いる。磁場が大きいため図4.5、4.6の場合、高周波数の第2高調波X-modeを用いている。計測器はマイケルソン干渉計であり、マイケルソン干渉計による電子温度計測は絶対較正が行われている。図4.6には、光学的厚さ2.5以上となるデータを用いた時のECE強度の密度依存性を異なる周波数156GHz、145GHz、124GHzについて示す。アンテナはトーラス外側アンテナを用いた。それぞれ、真空磁場では異なるプラズマ小半径、中心近傍  $\rho = 0.16$ 、中間  $\rho = 0.52$ 、周辺

$\rho = 0.81$ に相当する。カットオフ密度はそれぞれ  $15 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、 $13 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、 $9.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  である。図 4.6(a) は 156GHz の ECE 強度の密度依存性を示す。現時点での LHD の運転領域では、最大密度は  $n_e/n_{\text{cut-off}} \sim 0.5$  である。規格化 ECE 強度はデータのばらつきが大きい、密度依存性は観測できない。図 4.6(b) は 145GHz の ECE 強度の密度依存性を示す。この周波数では密度の運転領域は、 $n_e/n_{\text{cut-off}} < 0.7$  に対応する。規格化 ECE 強度は徐々に減少する傾向を示すが、減少の程度は小さい。図 4.6(c) は 124GHz の ECE 強度の密度依存性を示す。規格化 ECE 強度は  $n_e/n_{\text{cut-off}} > 0.4$  以上では徐々に減少する。トーラス外側アンテナを用いた高周波数 (高磁場) 高密度 ECE 計測により以下のことがわかった。規格化 ECE 強度の減少は中心よりも、周辺のほうが高密度領域の ECE 強度の減少が大きく、低磁場放電と同様な傾向を示した。

トーラス内側アンテナを用いて高磁場放電  $B_0 = 2.883 \text{T}$ ,  $R_0 = 3.6 \text{m}$  の磁場配位における ECE の密度依存性を調べた。データは NBI ガスパフ放電のみの ECE 計測データを用いる。計測には第 2 高調波 X-mode を用いている。計測器は高周波数 16ch-ヘテロダイン・ラジオメータである。図 4.7 には、光学的厚さ 2.5 以上となるデータを用いた時の ECE 強度の密度依存性を異なる周波数 145GHz、121GHz について示す。それぞれ、真空磁場では異なるプラズマ小半径、中間  $\rho = 0.52$ 、周辺  $\rho = 0.81$  に相当する。カットオフ密度はそれぞれ  $13 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、 $9.1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  である。図 4.7(a) は 145GHz の ECE 強度の密度依存性を示す。現時点の密度の運転領域は、 $n_e/n_{\text{cut-off}} < 0.6$  に対応する。規格化 ECE 強度は  $n_e/n_{\text{cut-off}} > 0.6$  まで減少傾向が現れるが、減少の程度は小さい。図 4.7(b) は 145GHz の ECE 強度の密度依存性を示す。規格化 ECE 強度は  $n_e/n_{\text{cut-off}} > 0.5$  以上で徐々に減少する。トーラス内側アンテナを用いた高周波数 (高磁場) 高密度 ECE 計測により以下のことがわかった。トーラス外側アンテナによる高密度領域における ECE 電子温度計測と同様カットオフ密度よりも小さい密度から ECE 強度は減少し、ECE 強度と電子温度の比例係数が密度の上昇につれて小さくなる。

高磁場放電  $B_0 = 2.883 \text{T}$ ,  $R_0 = 3.6 \text{m}$  の磁場配位において、低周波数である基本波 O-mode の ECE の高密度依存性を調べた。データは NBI ガスパフ放電のみの ECE 計測データを用いる。計測器は低周波数 32ch-ヘテロダイン・ラジオメータであり、アンテナはトーラス内側アンテナを用いている。図 4.8 には、光学的厚さ 2.5 以上となるデータを用いた時の ECE 強度の密度依存性を異なる周波数 77GHz、71GHz について示す。それぞれ、真空磁場では異なるプラズマ小半径、中心近傍  $\rho = 0.24$ 、中間  $\rho = 0.51$  に相当する。カットオフ密度はそれぞれ  $7.7 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、 $7.1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  である。図 4.8(a) は 77GHz の ECE 強度の密度依存性を示す。トーラス外側アンテナによる低磁場放電と同程度の周波数であるが、傾向は全く異なり、図 4.5(a) では  $n_e/n_{\text{cut-off}} > 0.65$  以上では徐々に減少するのに対し、トーラス内側基本波 O-mode 計測では規格化 ECE 強度は  $n_e/n_{\text{cut-off}} > 0.8$  以上で急激に減少する。図 4.8(b) は 71GHz の ECE 強度の密度依存性を示す。規格化 ECE 強度は  $n_e/n_{\text{cut-off}} > 0.8$  以上で徐々に減少する。図 4.8(a) と同様、同じ程度の周波数のトーラス外側第 2 高調波 X-mode の結果である図 4.5(b) とは異なる傾向があらわれている。

密度増加に伴う ECE 強度減少の実験結果をまとめると表 4.1 のようになる。LHD の高密度領域における ECE 強度の減少は、周波数 (磁場の強さ)、計測器、トロイダル内外計測によらず観測されている。そのときのプラズマの光学的厚さは 2.5 以上あり、十分に光学的に厚いプラズマにおいてさえ、ECE 強度減少が生じている。この実験結果はトカマクの密度依存性とは異なる結果であり、式 (3.1) では説明できない。トロイダル外側ではプラズマの中心近傍や中間では高周波数よりも低周波数の方が密度依存性が高い。周

辺では周波数に関わらず ECE 強度減少は大きいことが観測された。トロイダル内側では高周波数の第 2 高調波 X-mode の方が、低周波数の基本波 O-mode より ECE 強度減少が大きい。また、高周波数の第 2 高調波 X-mode の場合、周辺部ではトロイダル外側計測と同様 ECE 強度減少が大きいことがわかる。

## 4.3 実験結果の解析

LHD の高密度領域における ECE 強度の減少は、小半径、周波数 (磁場の強さ)、計測器、トロイダル内外計測によらず観測されていることを前節で示した。ECE 強度減少は光学的に厚いプラズマにおいても観測された。特に低磁場放電における実験において、ECE 強度は強い密度依存性を示す。また、第 3 章において示したように LHD における ECE 計測において強い O-mode 強度が観測されている。本節では ECE 強度減少の原因としていくつかの効果について検討した。考慮した効果は、赤道面上 2 つの共鳴層の効果、真空壁における反射、O モードの混入の影響 (モード変換や偏光のずれ)、屈折により波の伝播方向が曲がる効果、ECE 計測アンテナの持つアンテナ集光特性の効果である。本節では、まずはじめに、ECE は赤道面を大半半径方向に真っ直ぐ進むと仮定したモデルにより LHD における ECE 放射強度の特性を調べる。ここでは、3.2 節で導出した一次元放射輸送の方程式を適用し、共鳴層が 2 つあること、共鳴層における屈折率、真空壁における反射やモード変換、偏光角のずれの効果調べる。次にレイトレーシングの手法を用いて、波の軌跡が曲がることの ECE の伝播に対する影響について調べる。

### 4.3.1 拡張した一次元輸送モデルによる計算結果

この節では、3.2 節で導出した一次元放射輸送の方程式を用いて、ECE 放射強度に対する 2 つの共鳴層、壁における反射やモード変換時に生じうる O-mode の混入の影響の電子密度依存性を調べる。本解析では磁場配位が  $B_0 = 1.5T$ ,  $R_0 = 3.75m$  の低磁場放電を仮定した。図 4.9 は  $f = 72.5GHz$  ( $\rho = 0.55$  に対応) の場合の規格化 ECE 強度の密度依存性を示す。図 4.9(a) は反射係数を変化させた場合である。赤、紫、青はそれぞれ反射率 0, 0.5, 1.0 に相当する。ここで、反射時に  $X \rightarrow O$  ( $O \rightarrow X$ ) のモード変換率を 0 ( $p = 0$ )、ECE 計測系の検波角と計測 ECE の X-mode の偏光角のずれを 0 ( $\alpha = 0^\circ$ ) と仮定している。また、 $T_{e,in}/T_{e,out} = 0.5$  が仮定されている。ここで、 $T_{e,in(out)}$  はトーラス内側 (外側) 共鳴面での電子温度を表す。光学的厚さ  $\tau$  は式 (2.9) を用いて評価する。実線は拡張した 1 次元放射輸送モデルを示し、点線は式 (3.1) で表わされる単一共鳴層モデルを示す。カットオフ近くの高密度領域では、 $k = 0 \sim 1.0$  の間で規格化 ECE 強度の密度依存性はほとんど現れず、反射は無視できることがわかる。低密度領域では光学的厚さの減少のために  $I_{ece,out}/T_{e,out}$  は光学的に厚い場合に比べ小さな値をもつが、 $k = 0.5$  と  $k = 0.9$  の間の差は小さい。低密度領域で単 1 共鳴層モデルのほうが小さくなるのは光学的に薄い領域では反射の影響が大きいためである。図 4.9(b) は内側共鳴層の影響を示したものである。ここでは、反射率は  $k = 0.99$  と仮定しており、モード変換率と偏光のずれはそれぞれ  $p = 0, \alpha = 0^\circ$  を仮定している。 $T_{e,in}/T_{e,out}$  が小さくなると、規格化 ECE 強度が増加している。これは次の様に説明される。 $T_{e,in}$  が小さくなり、内側共鳴層における光学的厚さが小さくなると、内側



共鳴層における吸収係数の減少のために内側共鳴層を通して反射される外側共鳴層から放射したECEが増加するからであると考えられる。高密度領域では規格化ECE強度の密度依存性は小さい。図4.9(c)は、O-mode混入の影響を示す。O-modeの混入は反射やモード変換が生じているときポラリゼーションローテーターを用いて選択される検出器の検波角とX-modeの偏光角の違いが生じた場合に起こりうる。ここでは、 $p = 0.99, k = 0.1$ が仮定されている。 $\alpha = 0^\circ, \alpha = 90^\circ$ はそれぞれ、純粋なX-modeとO-modeを選択的に計測したことに対応する。純粋なX-mode場合( $\alpha = 0^\circ$ )、密度依存性は現れず、カットオフ密度近傍で規格化ECE強度は急激に減少する。純粋なO-mode( $\alpha = 90^\circ$ )計測においても純粋X-modeの計測条件に比して、ECE強度は70%程度の大きさを持つ。また、X-modeのカットオフの影響が現われ、カットオフ密度近傍で規格化ECE強度は急激に減少するが、高密度領域での規格化ECE強度の密度依存性は小さい。検出系の検波角と純粋X-modeのそれとのずれが、 $30^\circ$ を超えると、規格化ECE強度が純粋X-modeに比して小さくなるが、規格化ECE強度の密度依存性は小さい。これは3.3.2節でも示したように、O-modeの源がX-modeからのモード変換であるからである。

波の軌跡を直線と仮定した1次元LHD解析モデルにより、内側共鳴層からの放射、真空壁における反射とモード変換時に生じる偏光角の違いにより生じるO-mode混入は高密度プラズマ中の $I_{\text{ece,out}}/T_{\text{e,out}}$ の密度依存性には大きな影響を与えないと予想される。

### 4.3.2 ray tracingによるECE放射特性評価

前節では、拡張した1次元放射輸送モデルを導入し、EC波は赤道面上を直進すると考え、ECEの放射強度特性について解析した。本節では、有限のプラズマ密度の効果で波が曲がることにより生ずるECE計測特性について、レイトレーシングの手法を用いて調べる。

#### 計算モデル

LHDのECE計測系は、図2.7に示したような有限の巾を持つガウスビーム特性をもっている。このような有限の広がりをもつガウスビームの伝播特性を模擬するために、プラズマの外から入射され、共鳴層へと伝播していくマルチレイの伝播特性を調べる。レイの入射モデルを図4.10にしたがって説明する。図4.10は73GHzのEC波に対するガウスビームの $e^{-2.5}$ パワー分布パターン(太い実線)、レイの入射ベクトルと入射位置を $(X, Z)$ 平面上にプロットしたものを示している。 $e^{-2.5}$ パワー分布内の波のパワーは全パワーの92%に相当する。 $e^{-2.5}$ パワー分布パターンはトーラス外側アンテナの楕円アンテナの大きさとほぼ同じで、この内側にあるビームはECEのアンテナ系で集光される。細い実線はプラズマ周辺領域 $(R, Z, \phi) = (4.6\text{m}, 0, 0)$ を通るガウス光学上の実効曲率半径 $R_{\text{ec}}$ で赤道面上に中心をもつ曲面を表している。レイは入射位置をこの面上にもつ球面波で近似でき、入射ベクトルはこの球面に垂直な向きを持つものとする。以下、この球面を入射面と呼ぶ。破線は、集光境界上のレイの光学的な軌跡に対応する。ガウス光学上の実効曲率半径 $R_{\text{ec}}$ はスポットサイズ $\omega_0$ (ビームの焦点におけるウェストサイズ)、波長 $\lambda$ のEC波に対して、

$$R_{\text{ec}} = s \left[ 1 + \left( \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda s} \right)^2 \right] \quad (4.1)$$

で与えられる [15]。ここで、 $s$  は焦点からの距離である。 $f = 72.5\text{GHz}$  の EC 波の場合、 $R_{ec} = 2.1\text{m}$  である。また、共鳴位置におけるビームパワーが  $e^{-2.5}$  になるビーム径はガウス光学では  $67\text{mm}$ 、準光学上は  $65\text{mm}$  となる。

ガウスビームを再現するために各々のレイは以下のパワーを持つものとする。

$$P_j = P_0 \exp(-2.5r_j^2/\varpi_1^2)\Delta S_j \quad (4.2)$$

ここで、 $j$  はマルチレイの番号を表し、 $\varpi_1$  は入射面におけるガウスビームの  $e^{-2.5}$  ウェストサイズであり、 $f = 72.5\text{GHz}$  の EC 波に対しては、 $58\text{mm}$  となり、 $r_j$  は入射位置の  $R$  軸からの距離である。 $\Delta S_j$  は入射面において  $j$  番目のレイが担う面積で、 $\Delta S_j \sim r_j \Delta r_j \Delta \zeta_j$  となる。 $\Delta r_j, \Delta \zeta_j$  はビームの径方向、方位角方向の間隔であり、これらの方向には等間隔に値を与えるのでそれぞれのレイには依存しない。このとき、レイの全パワー  $P_{\text{total}}$  は、

$$P_{\text{total}} = I_0 S \int_0^1 \exp(-2.5s) ds. \quad (4.3)$$

で与えられる。ここで、 $S$  は入射面の面積である。

レイトレーシングには、冷たいプラズマ近似に基づく Altar-Appleton-Hartree の分散式を用いる。

### レイトレーシングの計算結果

図 4.11 に LHD の配位において、レイトレーシングにより計算した EC 波 X-mode 第 2 高調波のレイの軌跡を示す。計算に用いた波の周波数は  $73\text{GHz}$ 、対応する共鳴層は真空磁気面で  $\rho = 0.55$  である。本解析では、入射面から 500 本のレイを入射している。この時の磁場配位は磁気軸  $R_0 = 3.75\text{m}$ 、磁気軸における磁場強度は  $1.5\text{T}$  に対応する。図 4.11(a),(c),(e) は X-Z 面投影図を示し、(b),(d),(f) は Y-Z 面投影図を示す。ここで、 $(X, Y, Z)$  はデカルト座標系を表すが、プラズマ横長断面の位置をトロイダル角  $\phi = 0$  にとると、 $X, Y, Z$  はそれぞれ円柱座標系  $(R, Z, \phi)$  の  $R$  方向、 $Z$  方向、 $-\phi$  方向に対応している。(a),(b) は  $n_e = 1.0 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 、(c),(d) は  $n_e = 2.0 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 、(e),(f) は  $n_e = 3.2 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$  の場合で、共鳴層におけるカットオフ密度で規格化すると、それぞれ、 $n_e/n_{\text{cut-off}} = 0.30, 0.60, 0.98$  となる。このとき密度分布、温度分布はそれぞれ、 $n_e(\rho) = [n_e(0) - n_e(1)](1 - \rho^8) + n_e(1)$ 、 $T_e(\rho) = [T_e(0) - T_e(1)](1 - \rho^2) + T_e(1)$  と仮定し、密度上昇と共に温度が減少する効果は含んでいない。ここで、 $T_e(0) = 1\text{keV}$ 、 $n_e(1) = 1.0 \times 10^{18}\text{m}^{-3}$ 、 $T_e(1) = 100\text{eV}$  である。レイはレイがプラズマの外に出るまで追跡した。レイの軌跡はモデルとして冷たいプラズマを仮定しているので温度には依存しない。水平方向の実線はガウス光学における  $e^{-2.5}$  のパワーをもつビーム径の X-Z 平面への投影図を示す。図 4.12 は赤道面で LHD と等価な密度勾配を持ったトカマク配位における EC 波のレイの軌跡を示す。計算条件は、共鳴位置を LHD と同じプラズマ半径とし、密度分布と温度分布は図 4.11 と同じである。ここでは、波が共鳴層を通過するまでの軌跡について議論する。LHD、トカマクとも密度がカットオフ密度を超えると波の軌跡は大きく曲がるようになるが、曲がりの効果が現れる密度が大きく異なる。トカマクの場合、カットオフ密度に十分近づくまで ( $n_e/n_{\text{cut-off}} \leq 95\%$ ) 波の軌跡は、ほとんど曲がらない。 $n_e/n_{\text{cut-off}} \sim 98\%$  でも入射面の周辺から発したごく一部が共鳴層の手前で向きをかえる。また、カットオフ密度過ぎると、共鳴層の前で波の進行方向が  $180^\circ$  近く変わるのに対して、LHD では、密度が高い領域を進むにつれて、少しずつ

進行方向が変わり、全体として波が分散する。図 4.13 は入射面を R 軸方向から見た図を表しており、点は赤道面上の共鳴領域を通過するレイの入射位置に対応する。ここで、光学的に進むレイが、赤道面上の共鳴領域と交わる領域を赤道面上の共鳴領域と定義する。真空の場合、(d) のように入射面全面に渡って点がプロットされるため、点のプロットされていない領域の大きさが、有限プラズマ密度による波の軌跡の曲がりの大きさの指標となる。図 4.13(a)-(c) が LHD に対する結果で、図 4.13(d)-(f) が等価なトカマクに対する結果で、(a)-(c) は図 4.11 の (a),(c),(e) と、(d)-(f) は図 4.12 の (b),(d),(f) の計算条件と同じである。LHD の場合、密度の上昇につれて、右上と左下の領域の点が増えていき、 $n_e/n_{cut-off} = 0.98$  では、40% のレイだけが赤道面上の共鳴面を通過する。一方、トカマクでは密度が上がっても点の欠損は少なく、 $n_e/n_{cut-off} = 0.98$  でも 83% のレイが赤道面上の共鳴面を通過する。

密度による波の軌跡の曲りの効果を示すために図 4.14 に赤道面上の共鳴面を通過する波のパワーの密度依存性を示した。磁場配位は  $R_0 = 3.75, B_0 = 1.5\text{T}$  で図 4.11 と同じである。共鳴面を通過する波のパワーは、全共鳴面を通過したレイ ( $j=\text{pass}$ ) に対して、

$$P_{\text{through}} \equiv \sum_{j=\text{pass}} I_0 \exp(-2.5r_j^2/\omega_1^2) \Delta S_j \quad (4.4)$$

により評価した。図 4.14 の縦軸は赤道面上の共鳴面を通過するパワー ( $P_{\text{through}}$ ) を入射したレイの全パワー ( $P_{\text{total}}$ ) で規格化したもの ( $P_{\text{through}}/P_{\text{total}}$ ) である。また、実線が LHD で、破線がトカマクの場合で、計算条件は図 4.11, 図 4.12 と同じである。トカマクの場合、密度が上昇しても、波の通過パワーがほとんど変わらず、 $n_e/n_{cut-off} \sim 1$  で急激に減少するのに対し、LHD では波の通過パワーが密度と共にゆっくりと減少し、 $n_e/n_{cut-off} = 0.9$  で 50% を切る。そして、 $n_e/n_{cut-off} \simeq 1$  を超えると急激に 0 になる。図 4.15 は式 (4.4) で評価した LHD における赤道面上の共鳴層を通過する波のパワーの密度依存性を異なる周波数に対して示したものである。実線は 80.5GHz、破線は 72.5GHz、点線は 65.5GHz に対応する。破線は、図 4.14 の実線に対応し、波の周波数以外の計算パラメータは図 4.14 の場合と同じである。密度に対して少しずつパワーが減少していく定性的性質はどの周波数でも同じである。共鳴層が小半径内側に位置し共鳴層との距離が長くなるほど、通過パワーの密度に対する減少率は大きく、80.5GHz の場合、 $n_e/n_{cut-off} = 0.98$  の場合の通過パワーは  $n_e/n_{cut-off} = 0.25$  の場合の 40% 弱となる。

## 軌跡の曲りの原因

トカマクと LHD の波の軌跡の曲りの密度依存性の違いの原因を調べるため、トカマク磁場配位においてプラズマの断面形状を変えてレイトレーシングを行った。図 4.16 にレイトレーシングを行う対象となるプラズマの断面形状を示す。図 4.16(a) は縦長トカマク、(b) は円断面トカマク、(c) は横長断面トカマクである。赤道面で上では (a)、(b)、(c) いずれも LHD と等価な密度分布と温度分布をもち、ECE アンテナの視線方向の直径は LHD の横長断面と同じ大きさを仮定している。また、共鳴位置を LHD と同じ小半径位置としており、R 方向の磁場分布は等しい。異なるのは Z 方向の密度勾配である。計算に用いた波の周波数は 73GHz、対応する共鳴層は真空磁気面では  $\rho = 0.55, R = 4.12\text{m}$  である。この時の磁場配位は磁気軸  $R_0=3.75\text{ m}$ 、磁気軸における磁場強度は 1.5T の LHD 磁場配位と等価である。図 4.17 にカットオフ密度の 60% の場合の R-Z 面投影図を示す。(a) は縦長断面トカマク、(b) は円断面トカマク、(c) は横長断面トカマクである。実線はレイの

軌跡を表し、点線はガウス光学上の  $e^{-2.5}$  パワー分布のアンテナパターンを示す。(a) の縦長トカマクの場合、 $R = 4.6m$  から入射されたレイが進むにしたがって収束し、共鳴層である  $R = 4.12m$  において全てのレイがアンテナパターンから外れない。(b) の円断面トカマク場合、入射されたレイが進むにしたがって (a) の場合よりも分散するが、分散の程度は小さい。(c) の横長断面トカマク場合、(a)、(b) の場合に比べて、レイの分散が大きくなる。図 4.18 はカットオフ密度の 60% の場合の入射面を R 軸方向から見た図を表しており、点は赤道面上の共鳴領域を通過するレイの入射位置に対応する。(a)、(b)、(c) はそれぞれ縦長トカマク、円断面トカマク、横長断面トカマクに対応する。(a) の縦長トカマクの場合、全てのレイがアンテナパターンから外れない。(b) の円断面トカマク場合、アンテナパターンから外れるレイの入射点は入射面円周上のごく一部である。(c) の横長断面トカマク場合、上下の部分が欠けており、相当数のレイがアンテナパターンから外れる。図 4.19 は縦長トカマク、円断面トカマク、横長断面トカマク及び LHD の通過パワーの密度依存性をしめす。カットオフ密度の 60% の密度における通過パワーは縦長トカマクの場合、ほぼ 100%、円断面トカマクでは 95%、横長断面トカマクでは 75% である。(a)、(b)、(c) とプラズマの Z 方向の大きさが小さくなるにもかかわらず、波の通過パワーは減少する。このことはアンテナの視線と垂直な Z 方向の密度勾配が大きくなるほど、軌跡の曲りが大きくなることをしめす。LHD では図 4.11 で示したように入射面投影図で斜め上下方向のレイがアンテナパターンから外れる。これはトロイダル方向に密度勾配があることに起因している。LHD の場合、Z 方向 (波の進行方向と垂直方向) の密度勾配に加え、トロイダル方向の密度勾配も軌跡の曲りに影響し、通過パワーは 60% と横長断面トカマクよりも小さくなる。

次に同じプラズマ半径において磁場の大きさの違いにより軌跡の変化の違いが生じるかを調べるため、LHD において高磁場 ( $B_0 = 2.883T, R_0 = 3.6m$ ) の場合と低磁場  $B_0 = 1.5T, R_0 = 3.75m$  の場合についてレイトレーシングを行った。図 4.20 に通過パワーの密度依存性を示す。丸が高周波数 (145GHz)、四角は低周波数 (73GHz) を示す。真空磁場ではそれぞれプラズマ半径  $\rho = 0.53$ 、 $\rho = 0.55$  に対応する。どちらの周波数も密度の増加に伴い、規格化 ECE 強度は減少し、ECE 強度と電子温度の比例係数が減少する。周波数が大きいほど ECE 強度と電子温度の比の密度依存性が小さい密度領域が拡大する。145GHz の場合、カットオフ密度の 60% から規格化 ECE 強度が減少する。一方、73GHz では 35% から規格化 ECE 強度が減少する。この結果は次のように考えられる。図 4.11 で示したようにガウスビームの周辺部でレイの軌跡の曲りが大きい。周波数が大きくなると式 (4.1) のように、波長が小さくなりガウス光学上の曲率半径が大きくなる。曲率半径が大きくなると、ガウスビーム周辺部の入射されるレイのアンテナ視線方向に対する傾きが小さくなるため、レイの軌跡の変化が小さくなる。そのため、周波数が大きくなる低周波数の場合よりも、ECE 強度と電子温度の比例関係が維持されやすくなる。

## ECE 放射パワーの評価

レイトレーシングでは、波はプラズマの外から共鳴面へ向かって伝播すると考えたが、ECE 計測では EC 波が共鳴面で放射され、アンテナで集光される。LHD の場合、レイが大きく曲がる場合でも、その等磁場面の形状のために、プラズマ内にレイが共鳴層を交差する点が存在する。このときの放射強度は十分大きく、これらの ECE 波も観測される可

能性がある。この効果を調べるために、赤道面はもちろんそれ以外でもレイトレーシングで共鳴面を横切る軌跡を持つ波は共鳴面で放射され、アンテナを通して導波管に導かれると仮定した場合に、ECE 計測器で測定される ECE の放射パワーを評価する。以下に放射パワーの評価モデルを示す。

共鳴面において、 $I_\omega(R)$  の放射強度を持つとすると共鳴面での微小面積  $\Delta S_{Ri}$  から放射される ECE パワーは、

$$\Delta P_i = I_\omega(R_i) \Delta S_{Ri}, \quad (4.5)$$

である。ここで、 $R_i$  は共鳴面 (面積要素の中心) を表し、 $i$  は考える面積要素の順番を示す。この波が、入射面上の  $M_i$  の位置にある面積要素  $\Delta S_{Mi}$  に到達し、そこで波の強度  $I_{Mi}$  をもつとする。このとき、波の進行方向に対してのエネルギー保存則を考えると、

$$I_\omega(M_i) \cos \varphi_{Mi} \Delta S_{Mi} = I_\omega(R_i) \cos \varphi_{Ri} \Delta S_{Ri} \quad (4.6)$$

が成り立つ。ここで、 $\varphi_{Mi}, \varphi_{Ri}$  はそれぞれ面  $M_i, R_i$  上における面積要素  $\Delta S_{Mi}, \Delta S_{Ri}$  の法線ベクトルとレイの進行方向のなす角である。一方、屈折率を用いて、波の進行方向に対するエネルギー保存式を書く [3] と、

$$\frac{I_\omega}{n_r^2} = \text{const} \quad (4.7)$$

となる。ここで、 $n_r^2$  は屈折率である [19]。これは屈折により、波の進行方向に対し垂直方向へ波が広がると波の放射強度が減少することを反映している。したがって、共鳴面を横切るすべてのレイが ECE 計測器で観測されると仮定した場合に集光される ECE の全放射パワーは、ECE アンテナ系のガウスビーム特性を考慮すると次のようになる。

$$\begin{aligned} P &= \sum_i \Delta P_i \exp(-2.5r_i^2/\varpi_1^2) \\ &= \sum_i \frac{I_\omega(R_i)}{n_r^2(R_i)} \frac{S_{Mi}}{\cos \varphi_{Mi}} \exp(-\frac{2.5r_i^2}{\varpi_1^2}), \end{aligned} \quad (4.8)$$

ここで、入射面は真空なので、 $n_r^2(M_i) = 1$  を使った。共鳴面での ECE 放射強度はスラブモデルを仮定すると、

$$\frac{I_\omega(R_i)}{(n_r)^2} = I_{BB}(R_i) [1 - e^{-\tau_i}], \quad I_{BB} \equiv \frac{\omega^2}{8\pi c^2} \kappa T_e(R_i) \quad (4.9)$$

となる。EC 波の放射と吸収はキルフホッフの法則で関連付けられることを適用して、光学的厚さ  $\tau_i$  は、 $i$  番目の波の軌跡上で、表 1 で与えられる吸収率の表式から評価する [4, 16, 17, 19, 22]。  $\tau_i$  は

$$\tau_i = \int_0^a \alpha_i ds \quad (4.10)$$

である。ここで、 $\alpha_i$  は  $i$  番目のレイの吸収係数である。結果として、入射面で集光される ECE の放射パワーは、

$$P = \sum_i I_{BB}(R_i) (1 - e^{-\tau_i}) \frac{\Delta S_{Mi}}{\cos \varphi_{Mi}} \exp(-2.5r_i^2/\varpi_1^2), \quad (4.11)$$

となる。共鳴面を通らない波に対しては、 $\tau_i = 0$  となる。式 (4.11) で評価されたパワーが共鳴面を横切るすべてのレイが ECE 計測器で観測されると仮定した場合に集光される ECE

パワーとなる。

図 4.21 は式 4.11 で評価された集光される ECE パワーの密度依存性を示したものである。実線が LHD、破線が円断面トカマクの場合を示す。ここで、計算パラメータは図 4.14 と同じである。縦軸は式 (4.11) の  $P$  を

$$P_0 = I_{BB}(R_{\text{Res}}) \left(1 - e^{-\tau_{\text{Res}}}\right) \sum_{i=\text{all}} \Delta S_{\text{Mi}} \exp(-2.5r_{\text{Mi}}^2/\varpi_1^2) \quad (4.12)$$

で規格化したものを示している。 $P_0$  はレイが曲らないと仮定した時に集光される ECE パワーに相当する。 $R_{\text{es}}$  は赤道面上の共鳴層の位置を示している。トカマクの場合、式 (4.11) で評価される密度に対する予測放射パワーの依存性は図 4.14 で示した赤道面上の共鳴層を通過するガウスビームパワーの密度に対する依存性とほぼ同じである。これはトカマク中の波の伝播軌跡がカットオフ密度に十分近づくまで ( $n_e/n_{\text{cut-off}} \leq 0.95$ )、 $X-Z$  平面であり上下に曲がらないことに起因する。カットオフ密度のごく近傍 ( $95\% < n_e/n_{\text{cut-off}} < 100\%$ ) で  $n_e/n_{\text{cut-off}}$  依存性の違いが図 4.14 と図 4.21 の間にわずかに見られる。一方、LHD の場合、集光される ECE 放射パワーの密度依存性は図 4.14 で示した通過パワーの密度依存性と大きく異なる。これは、図 4.14 で数えなかった赤道面上の共鳴層を通らないレイのほとんどが軌跡が曲がっても共鳴層を通過し、かつ、そこでの吸収率が十分大きかった (光学的に厚かった) ことに起因する。図 4.11 に示したように、LHD の共鳴面は波に対して凹面をしており、レイが曲がっても、それを包み込むような形状をしている。共鳴面を通過する際のレイの進行方向と共鳴面の法線をなす角は、計算したすべてのレイに対して  $\varphi_{\text{Ri}} \sim 0$  である。これはカットオフ密度に十分近い場合 ( $n_e/n_{\text{cut-off}} \sim 0.95$ ) でも成り立つ。図 4.22 は図 4.21 の場合の共鳴領域を、式 (4.11)、式 (4.12) で評価したある磁気面ごとの波の吸収パワー  $dP/P_0$  を使って示している。(a) が LHD の場合、(b) がトカマクの場合である。実線、破線、点線はそれぞれ  $n_e/n_{\text{cut-off}} = 0.30$ 、 $n_e/n_{\text{cut-off}} = 0.60$ 、 $n_e/n_{\text{cut-off}} = 0.90$  に対応する。トカマクの場合、 $\rho = 0.55$  の近辺に大きなピークをもち、レイが共鳴層を横切るプラズマの小半径は  $n_e/n_{\text{cut-off}} \leq 0.90$  まで、密度に対してほとんど広がらないのに対して、LHD の場合は  $\rho = 0.55$  におけるピークが小さく密度の上昇と共に共鳴領域が小半径方向に広がりを持つ。

## 4.4 実験結果との比較

この節では、LHD における ECE の強度測定実験結果 [22] と前節で解析した理論予測との比較を行う。4.2 節で示したように LHD の実験結果によると、ECE 強度と電子温度の比例係数は密度に大きく依存する。図 4.23 に低磁場放電 ( $R_0 = 3.75\text{m}$ ,  $B_0 = 1.5\text{T}$ ) における実験結果と拡張した一次元放射輸送モデルによる規格化 ECE 強度の密度依存性を示す。黒点は  $f = 73\text{GHz}$  に対する実験結果を示している。実線及び破線は 4.3.1 節で示した拡張した一次元放射輸送モデルを示しており、O-mode の混入がなく X-mode のみを集光したと仮定した場合 ( $\alpha = 0^\circ$ ) と O-mode の混入がある場合 ( $\alpha = 30^\circ$ ) に対応している。ここで、壁での反射率 ( $k = 0.99$ )、モード変換率 ( $p = 0.1$ ) を仮定した。また、縦軸は  $n_e/n_{\text{cut-off}} = 0.4$  で  $I_{\text{ECE}}/T_e$  が 1 となるように、規格化している。拡張した放射輸送モデルの結果と実験データを比較すると、共鳴層が 2 つの効果、壁における反射やモード変換がある場合の O-mode の混入の影響では密度の上昇に伴う規格化 EC 強度の減少を再現でき

ず、LHD の高密度領域の ECE の強度特性を説明することはできない。

次に、実験結果とレイトレーシングに基づいた解析結果の比較について述べる。図 4.24(a) は、LHD における実験結果の密度依存性をレイトレーシングで得られた理論予測値と比較した結果を示している。実験結果は、図 4.23 と同じデータである。ここで、実線は評価された赤道面上の共鳴層を通過するレイのパワーに対応し、図 4.14 の結果と同じである。規格化 ECE 強度の密度依存性の実験結果は式 (4.4) で評価した赤道面上の共鳴層を通過する ECE パワーの計算結果に近く、ECE 放射強度は共に密度の増加と共に徐々に減少する。図 4.24(b) は ASDEX トカマクにおける実験結果と縦長断面トカマクによるレイトレーシングの結果である。ASDEX の磁気軸における磁場強度は 2.2T である。共鳴層の径方向位置を LHD と同じにするため、レイトレーシングにおいてプラズマの小半径は LHD と等しくした。また、共鳴層における周波数は 106GHz である。ASDEX トカマクの実験結果は参考文献 [35] の図 4 に基いて作成された。ECE 強度と電子温度の比は電子密度がカットオフ密度に近くなるまで、ほとんど密度に依存せず、カットオフ密度近傍で急激に減少する。一方、レイトレーシングの結果も同様に密度に依存せず、カットオフ密度で急激に減少し、実験結果とよい一致を示す。この様なトカマクと LHD の特性の違いは 4.3 節で述べたようにレイの曲がり方が ECE アンテナの視線に垂直な方向の密度勾配の大きさが異なることから生じていると考えられる。そのため、LHD の磁場配位の場合も強磁場側 (短軸側) で ECE を集光すれば、ECE 強度の高密度での減少は抑えられる可能性がある。

図 4.21 の実線で示したように LHD において赤道面以外の共鳴層から輻射された ECE が、光学系ですべて集光され、検出されるとすると、ECE 強度の密度依存性はトカマクのそれとあまり違いがないと考えられるが、このモデルは実験結果と大きく異なる。このモデルにおいては、屈折率が大きく変わる時でさえ、偏光角やモード変換がないという仮定をしているがこれらの仮定が妥当でない可能性がある。

小半径方向について実験結果とレイトレーシングの結果を比較する。図 4.5 で示したように実験結果は周辺ほど ECE 強度減少の程度は大きくなるのに対し、レイトレーシングによれば図 4.15 の赤道面上の共鳴層を通過する ECE パワーの密度依存性は周辺ほど小さくなる。小半径方向の ECE 強度の密度依存性については、密度による波の軌跡の変化だけでは、実験結果を説明できず、今後の課題である。

## 4.5 まとめ

LHD の高密度放電における ECE 強度電子温度の関係についての系統的な研究を行なった。LHD の高密度放電では光学的に十分厚いにもかかわらず、密度の上昇につれて ECE 強度が減少する現象が観測されており、この現象はトカマクにおいて報告されている実験結果とは異なる。LHD における密度増加に伴う ECE 強度減少の実験結果をまとめると以下ようになる。

- (1) 小半径方向、トロイダル内或いは外側アンテナ系の集光系、磁場強度、モード (XorO) によらず、密度の上昇につれて ECE 強度は減少する。
- (2) ECE 減少が始まる (カットオフ密度で規格化した) 密度はプラズマ小半径の中心では高いが周辺部では低い。
- (3) ECE 減少が始まる (カットオフ密度で規格化した) 密度は低磁場運転時 (低周波数) に低く、高磁場運転時 (高周波数) に高い。

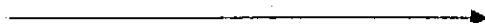
実験結果の考察のために LHD の高密度放電における ECE の伝播特性についての研究を理論的に行った。複数の共鳴層、真空壁における反射やモード変換、偏光角と検波角のズレの効果の影響を調べるために拡張された一次元放射輸送モデルを適用した。解析の結果、このモデルで考えた効果による ECE 強度の密度依存性への影響は非常に小さいことが解った。次に有限のプラズマ密度による波の軌跡の曲りの効果を調べるためにレイトレーシングの手法を適用し、LHD とトカマクで波の軌跡の曲がりの効果の比較を行った。定量的に評価するため、赤道面上の共鳴面を通過する波のパワーの密度依存性を求めるとトカマクでは  $n_e/n_{cut-off} = 0.98$  でも通過パワーはほとんど変わらないのに対し、LHD では密度の増加と共に徐々に減少し、 $n_e/n_{cut-off} = 0.98$  では 40% 程度まで減少するという解析結果を得た。これは LHD 実験で得られた ECE 強度の密度依存性に定性的に一致することが解った。プラズマの断面形状を変えたレイトレーシングの計算結果から軌跡の曲がりは ECE 計測視線に対し垂直な方向の密度勾配 (Z 方向、トロイダル方向) に起因することがわかった。しかしながら、ECE 強度の密度依存性がプラズマ小半径位置 (共鳴層の位置) により異なることは説明できないことも分かった。この問題の解決は将来の課題である。



表 4.1: ECE 強度減少の程度

アンテナ	外側	外側	内側	内側
ECE のモード	高周波数 2nd X (高磁場)	低周波数 2nd X (低磁場)	高周波数 2nd X (高磁場)	低周波数 1st O (高磁場)
計測器	マイケルソン 干渉系	ヘテロダイン・ ラジオメータ	ヘテロダイン・ ラジオメータ	ヘテロダイン・ ラジオメータ
プラズマ中心	なし	小さい	—	非常に小さい
中間	あり	大きい	あり	非常に小さい
周辺	大きい	大きい	大きい	—

程度の順    なし    あり    小さい    大きい



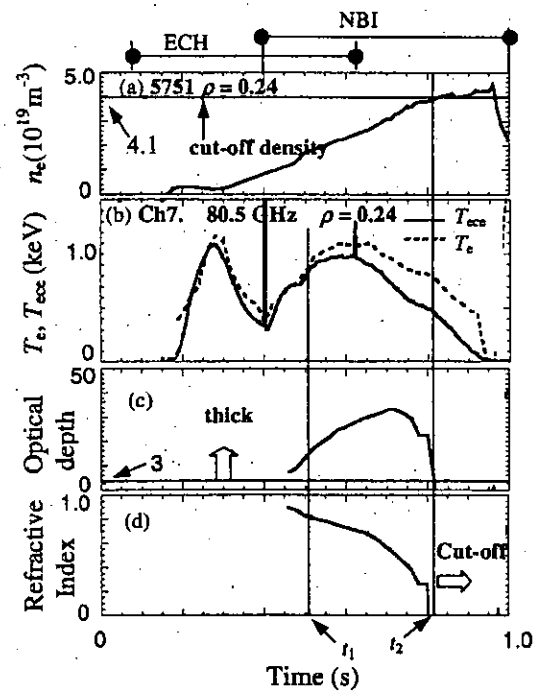


図 4.1:  $\rho = 0.24$  における時間発展の典型例。磁場配位は  $B_0 = 1.5T$ ,  $R_0 = 3.75m$  の低磁場放電である。(a) は  $\rho = 0.24$  の電子密度の時間発展である。(b) は ECE 強度 (周波数 81GHz、真空磁場  $\rho = 0.24$ ) とトムソン電子温度の時間発展 ( $\rho = 0.24$ ) である。(c) はトムソン電子温度、遠赤外レーザー干渉計 (FIR) 電子密度により見積もった光学的厚さの時間発展である。(d) は第 2 高調波 X-mode の屈折率の時間発展である。

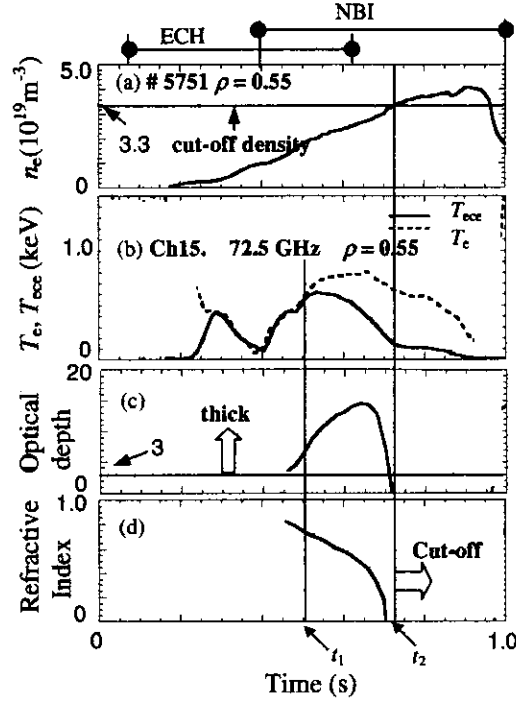


図 4.2:  $\rho = 0.55$  における時間発展の典型例。(a) 電子密度、(b)ECE 強度、トムソン電子温度、(c) 光学的厚さ、(d) 屈折率の時間発展である。磁場配位は  $B_0 = 1.5T$ ,  $R_0 = 3.75m$  の低磁場放電である。ECE の周波数は 73GHz であり、真空磁場では  $\rho = 0.55$  に相当する。

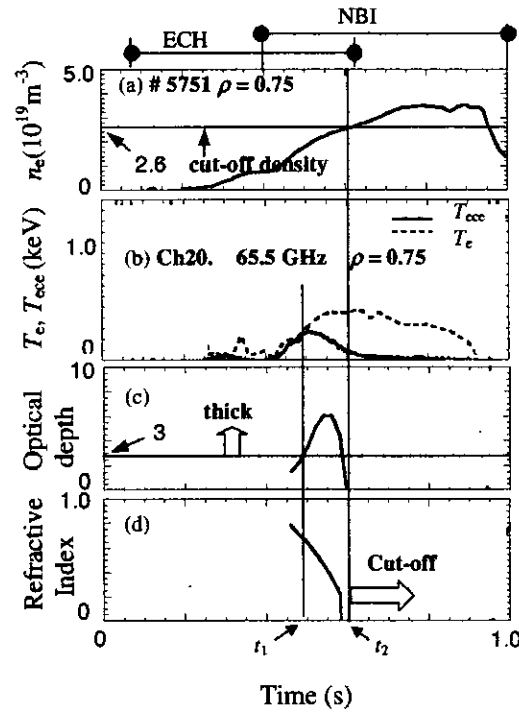


図 4.3:  $\rho = 0.75$  における時間発展の典型例。(a) 電子密度、(b)ECE 強度、トムソン電子温度、(c) 光学的厚さ、(d) 屈折率の時間発展。磁場配位は  $B_0 = 1.5T$ ,  $R_0 = 3.75m$  の低磁場放電である。ECE の周波数は 66GHz であり、真空磁場では  $\rho = 0.75$  に相当する。

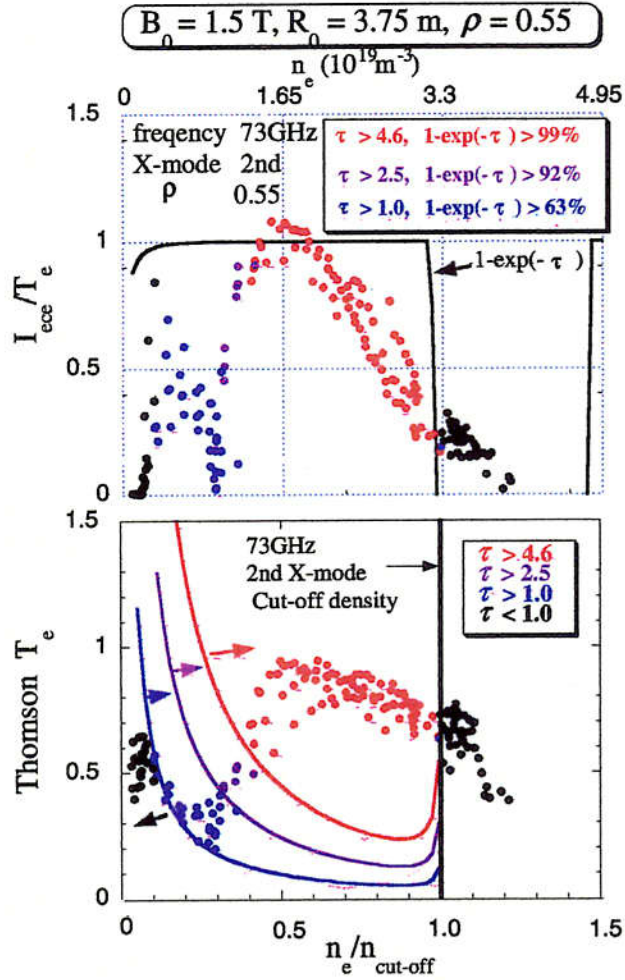


図 4.4:  $B_0 = 1.5 \text{ T}, R_0 = 3.75 \text{ m}$  の磁場配位における 73GHz 第 2 高調波 X-mode (対応する小半径の位置は真空磁場で  $\rho = 0.24$  である。) の (a)ECE 強度の密度依存性と (b) 第 2 高調波 X-mode の光学的厚さの密度依存性。 (a) において、赤丸、紫丸、青丸、黒丸はそれぞれ光学的厚さが 4.6 以上 ( $(1 - \exp(-\tau)) \geq 0.99$ )、2.5 以上 ( $(1 - \exp(-\tau)) \geq 0.92$ )、1.0 以上 ( $(1 - \exp(-\tau)) \geq 0.63$ )、1.0 以下のデータである。 (b) において、赤丸、紫丸、青丸、黒丸は実験データでそれぞれ光学的厚さが 4.6 以上、2.5 以上、1.0 以上、1.0 以下のデータである。赤、紫、青の実線は光学的厚さの等高線であり、矢印の方向の電子密度、電子温度をもつプラズマの光学的厚さがそれぞれ 4.6 以上、2.5 以上、1.0 以上であることを示す。

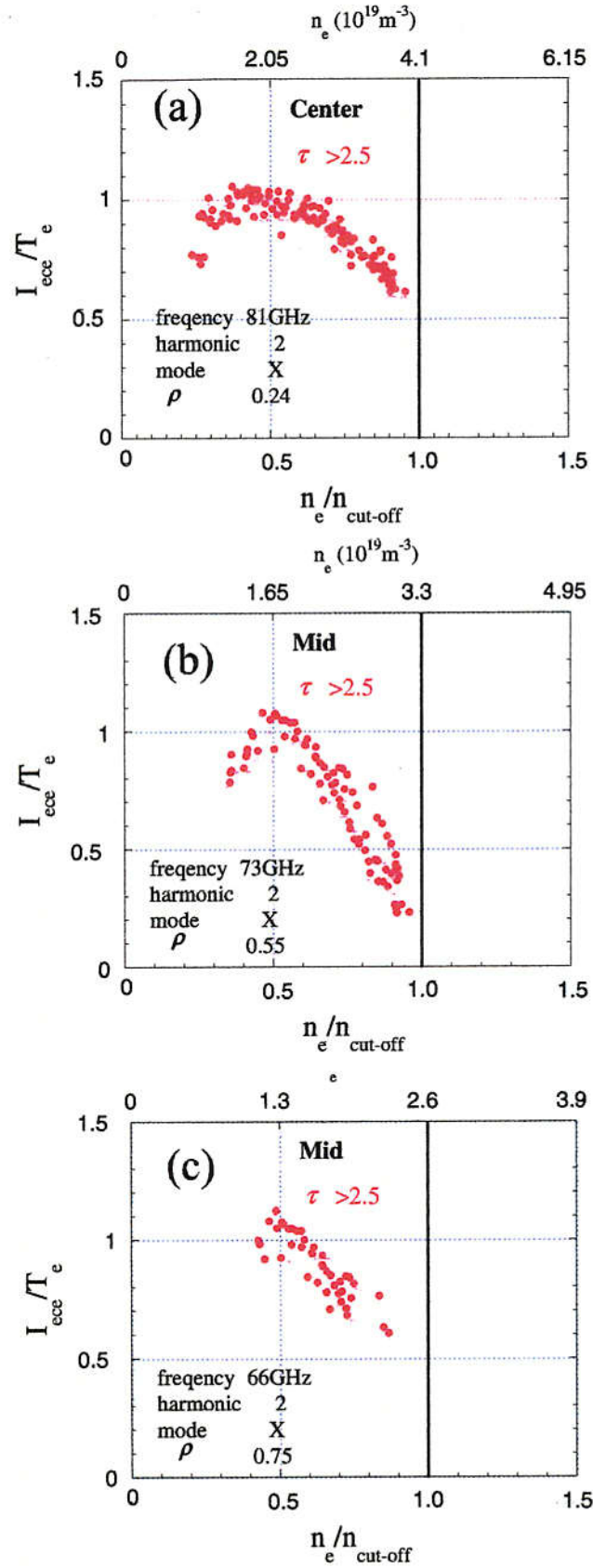


図 4.5:  $B_0 = 1.5T, R_0 = 3.75m$  の磁場配位における ECE 強度の密度依存性。アンテナはトーラス外側アンテナを用いている。(a)、(b)、(c) はそれぞれ 81GHz、73GHz、66GHz の ECE 強度の密度依存性を示し、それぞれ、真空磁場では異なるプラズマ小半径、中心近傍  $\rho = 0.24$ 、中間  $\rho = 0.55$ 、周辺  $\rho = 0.75$  に相当する。

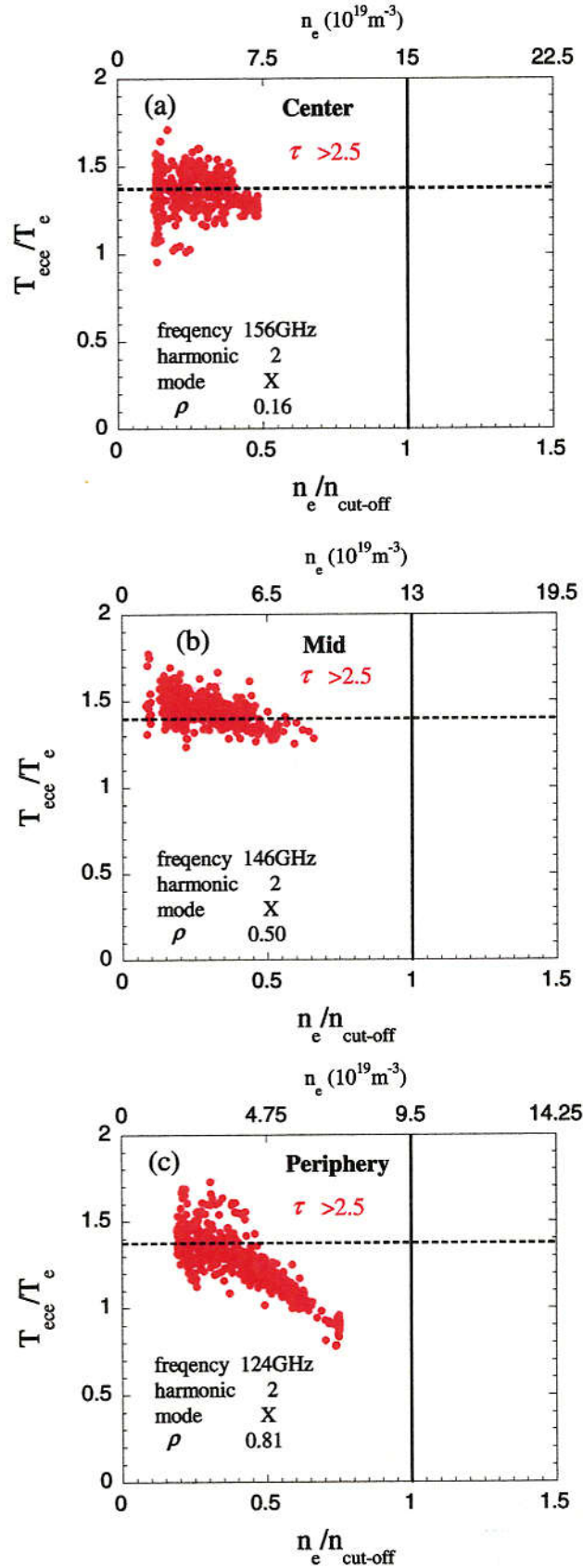


図 4.6: 高磁場放電  $B_0 = 2.883\text{T}$ ,  $R_0 = 3.6\text{m}$  の磁場配位における ECE 強度の密度依存性。アンテナはトーラス外側アンテナを用いている。(a)、(b)、(c) はそれぞれ 156GHz、146GHz、124GHz の ECE 強度の密度依存性を示し、それぞれ、真空磁場では異なるプラズマ小半径、中心近傍  $\rho = 0.16$ 、中間  $\rho = 0.52$ 、周辺  $\rho = 0.81$  に相当する。

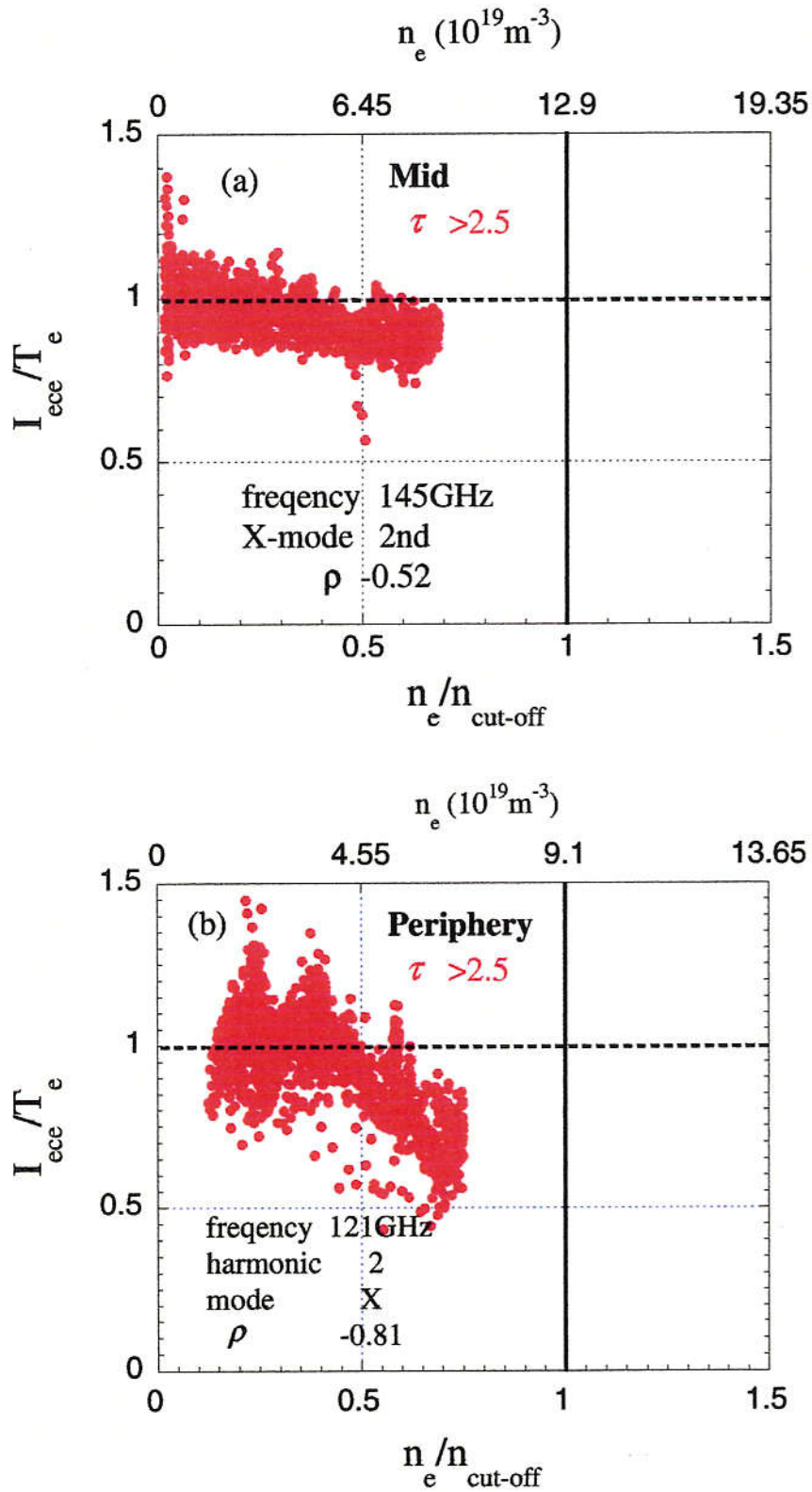


図 4.7: 高磁場放電  $B_0 = 2.883\text{T}$ ,  $R_0 = 3.6\text{m}$  の磁場配位における ECE 強度の密度依存性。アンテナはトーラス内側アンテナを用いている。(a)、(b) はそれぞれ 145GHz、121GHz の ECE 強度の密度依存性を示し、それぞれ、真空磁場では異なるプラズマ小半径、中間  $\rho = 0.52$ 、周辺  $\rho = 0.81$  に相当する。



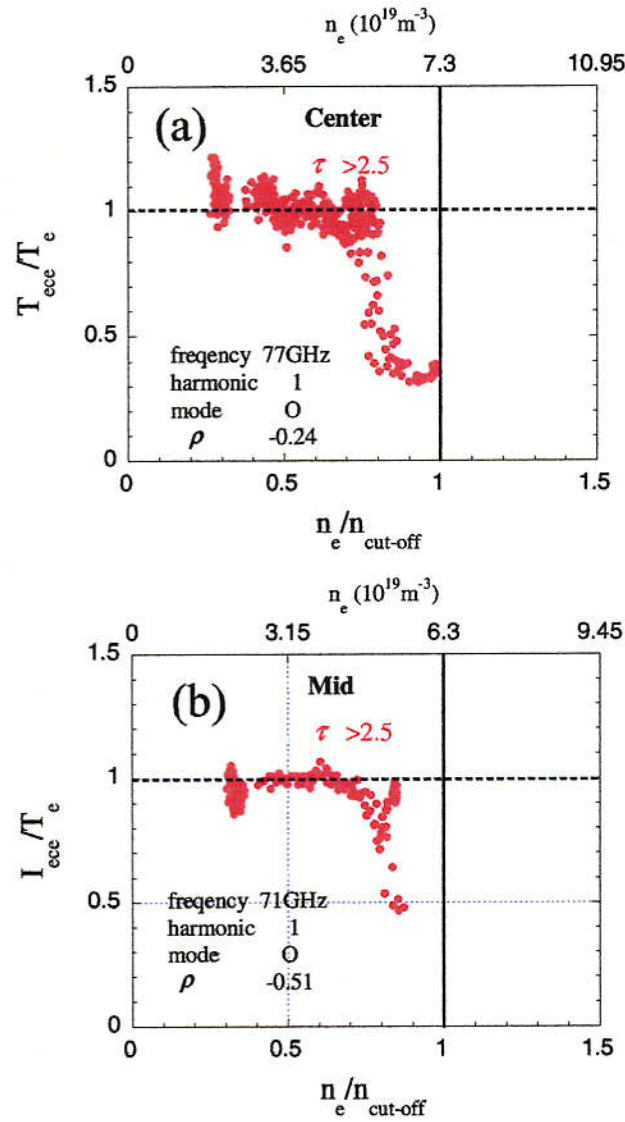


図 4.8: 高磁場放電  $B_0 = 2.883\text{T}$ ,  $R_0 = 3.6\text{m}$  の磁場配位における基本波 O-mode の ECE の高密度依存性。アンテナはトーラス内側アンテナを用いている。(a)、(b) はそれぞれ 77GHz、71GHz の ECE 強度の密度依存性を示し、それぞれ、真空磁場では異なるプラズマ小半径、中心近傍  $\rho = 0.24$ 、中間  $\rho = 0.51$  に相当する。



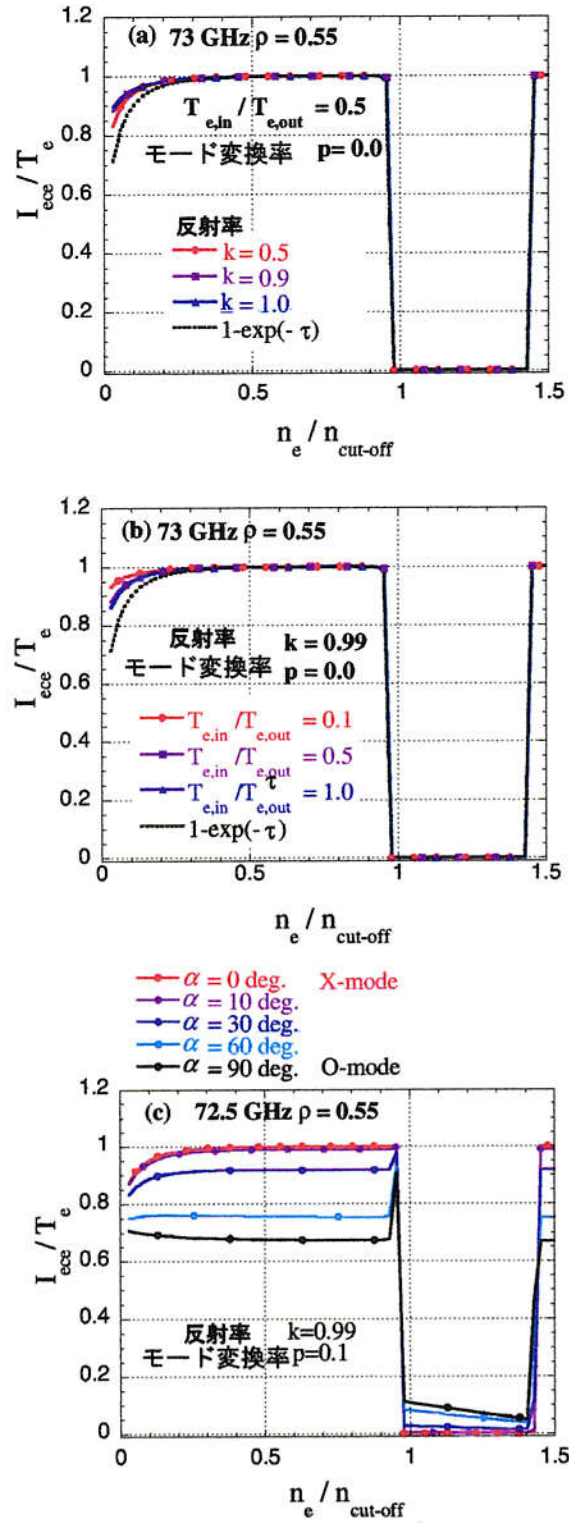


図 4.9: 拡張した 1 次元輸送モデルによる計算結果。  $f = 72.5\text{GHz}$  ( $\rho = 0.55$  に対応) の場合の規格化 ECE 強度の密度依存性である。(a) は反射係数を変化させた場合である。赤、紫、青はそれぞれ反射率 0.5, 1.0 に相当する。(b) は内側共鳴層の影響を示す。(c) は、O-mode 混入の影響を示す。純粋な X-mode 場合が  $\alpha = 0^\circ$  であり、純粋な O-mode が  $\alpha = 90^\circ$  である。

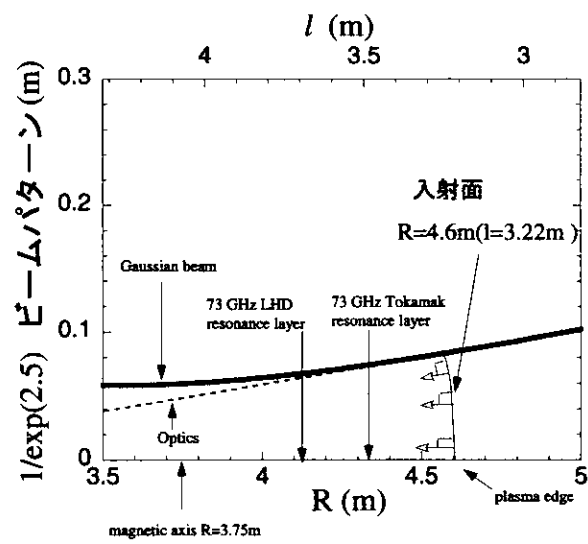


図 4.10: レイの入射モデル。73GHz の EC 波に対するガウスビームの  $e^{-2.5}$  パワー分布パターン (太い実線)、レイの入射ベクトルと入射位置を  $(R, Z)$  平面上にプロットしている。

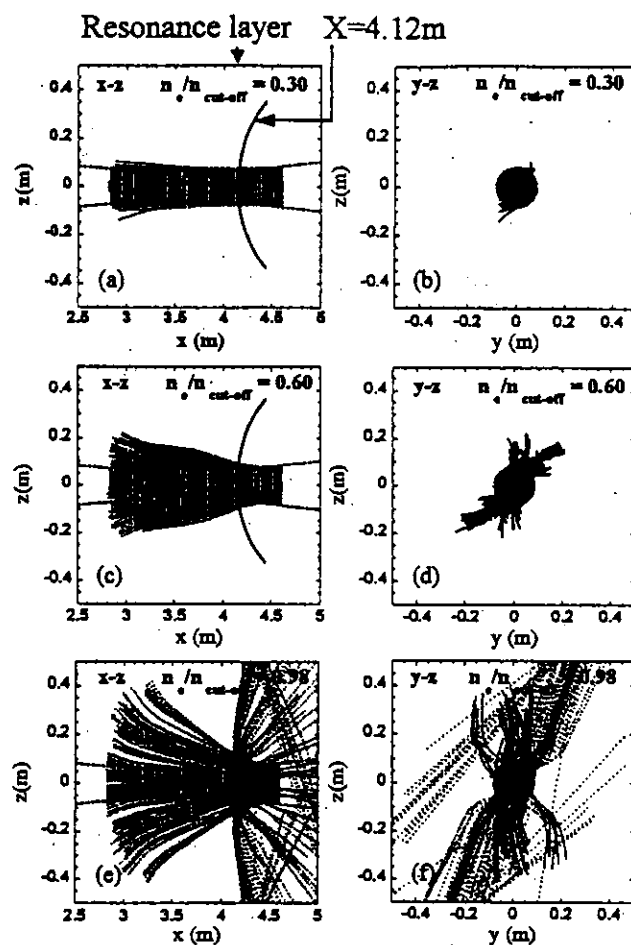


図 4.11: レイトレーシングにより計算した EC 波 X-mode 第 2 高調波のレイの軌跡。周波数は 73GHz、対応する共鳴層は真空磁気面では  $\rho = 0.55$  である。磁場配位は磁気軸  $R_0=3.75\text{ m}$ 、磁気軸における磁場強度は 1.5T に対応する。(a),(c),(e) は X-Z 面投影図を示し、(b),(d),(f) は Y-Z 面投影図を示す。ここで、(X,Y,Z) はデカルト座標系を表すが、プラズマ横長断面の位置をトロイダル角  $\phi=0$  にとると、X,Y,Z はそれぞれ円柱座標系 (R,Z, $\phi$ ) の R 方向、Z 方向、 $-\phi$  方向に対応している。

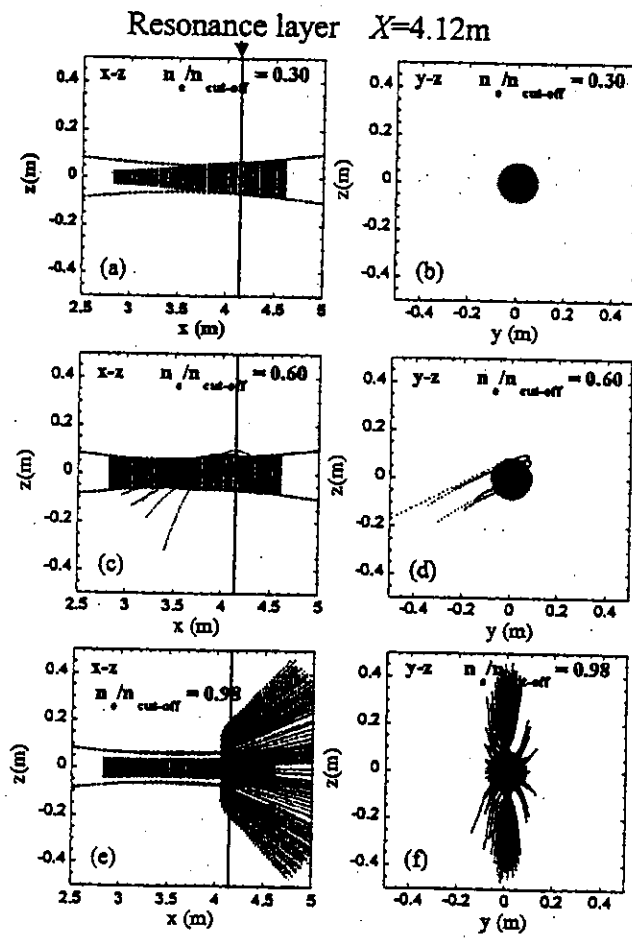


図 4.12: 赤道面で LHD と等価な密度勾配を持ったトカマク配位における EC 波のレイの軌跡。

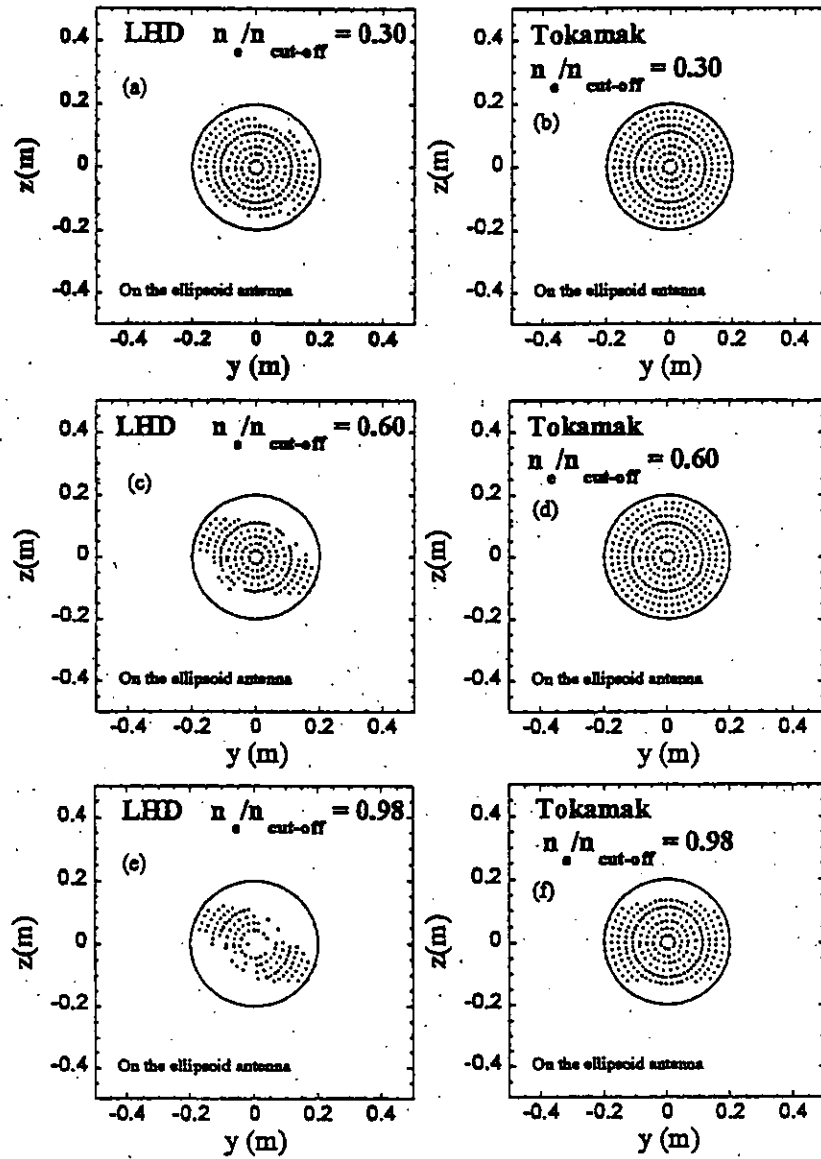


図 4.13: 赤道面上の共鳴領域を通過するレイの入射位置。(a)-(c) が LHD に対する結果で、(d)-(f) が等価なトカマクの結果である。

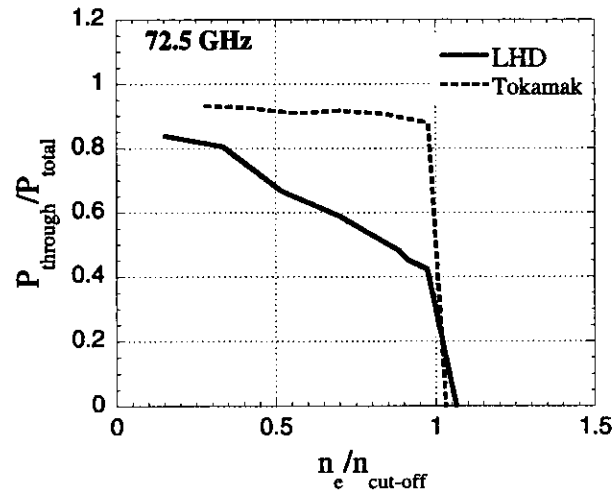


図 4.14: 赤道面上の共鳴面を通過する波のパワーの密度依存性。実線が LHD で、破線がトカマクの場合である。

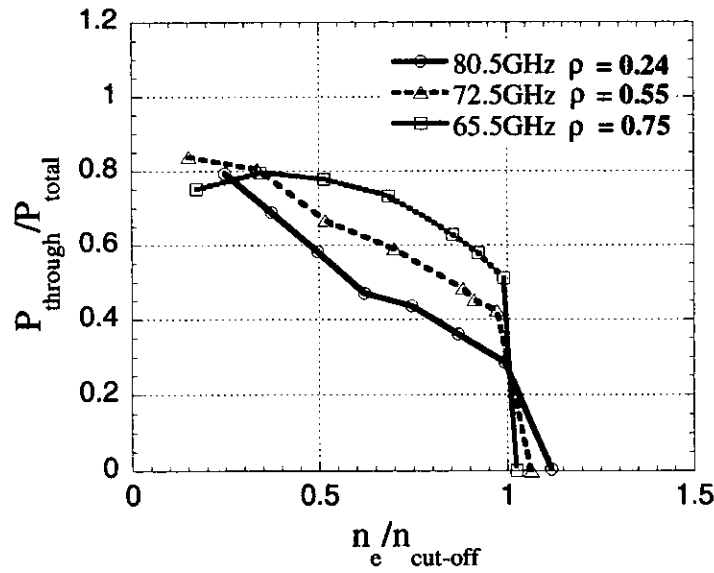


図 4.15: 異なる周波数に対して示した式 (4.4) の LHD における赤道面上の共鳴層を通過する波のパワーの密度依存性。実線は 80.5GHz、破線は 72.5GHz、点線は 65.5GHz に対応する。破線は、図 4.14 の実線に対応する。

(a)縦長トカマク (b)円断面トカマク (c)横長トカマク

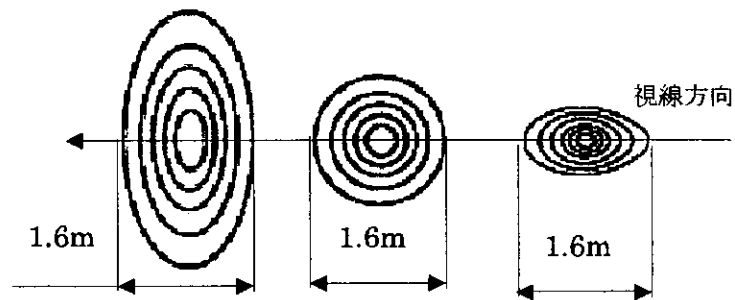


図 4.16: レイトレーシングを行う対象となるプラズマの断面形状。(a)は縦長トカマク、(b)は円断面トカマク、(c)は横長断面トカマクである。ECE アンテナの視線方向の直径は LHD の横長断面と同じ大きさを仮定している。また、共鳴位置を LHD と同じ小半径位置としており、R 方向の磁場分布は等しい。垂直方向の密度勾配のみ異なる。

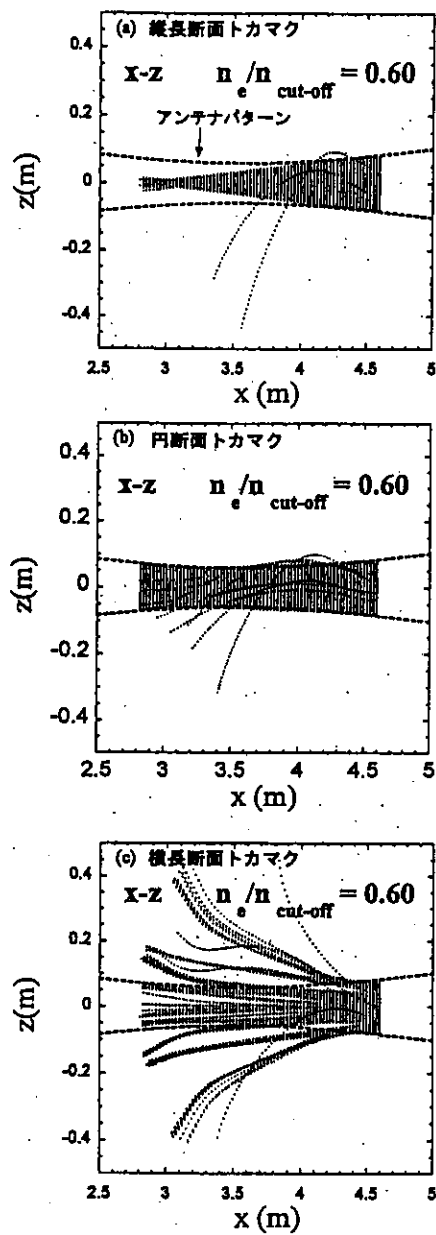


図 4.17: レイトレーシングによるカットオフ密度の60%の場合のX-Z面投影図。(a)は縦長断面トカマク、(b)は円断面トカマク、(c)は横長断面である。実線はレイの軌跡を表し、点線はガウス光学上の $e^{-2.5}$ パワー分布のアンテナパターンを示す。



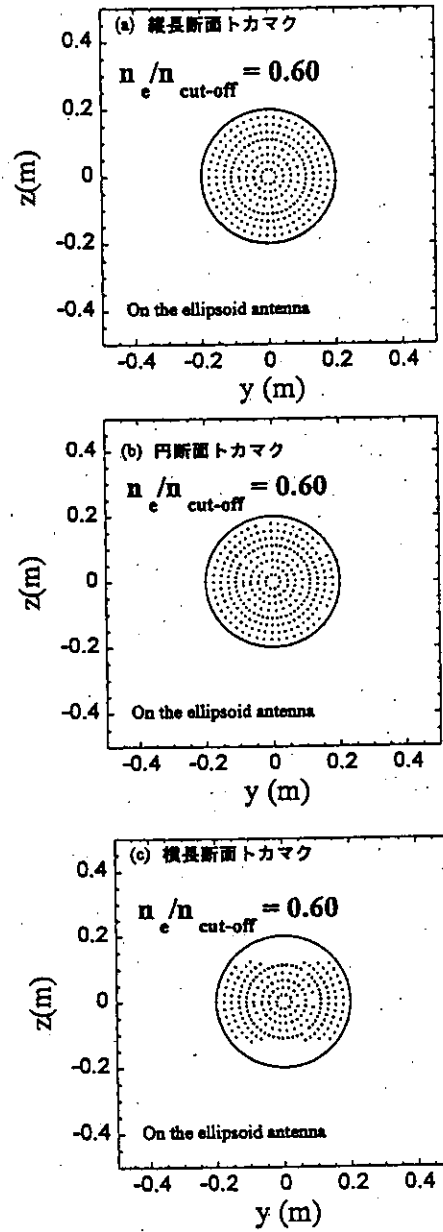


図 4.18: プラズマの断面形状の異なるトカマクにおける赤道面上の共鳴領域を通過するレイの入射位置。カットオフ密度の60%の場合を示す。(a)、(b)、(c)はそれぞれ縦長トカマク、円断面トカマク、横長断面トカマクに対応する。

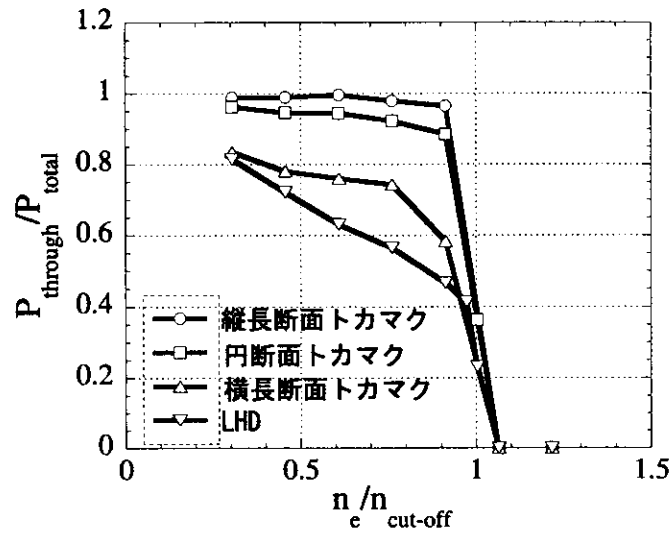


図 4.19: 縦長トカマク、円断面トカマク、横長断面トカマク及び LHD の通過パワーの密度依存性。

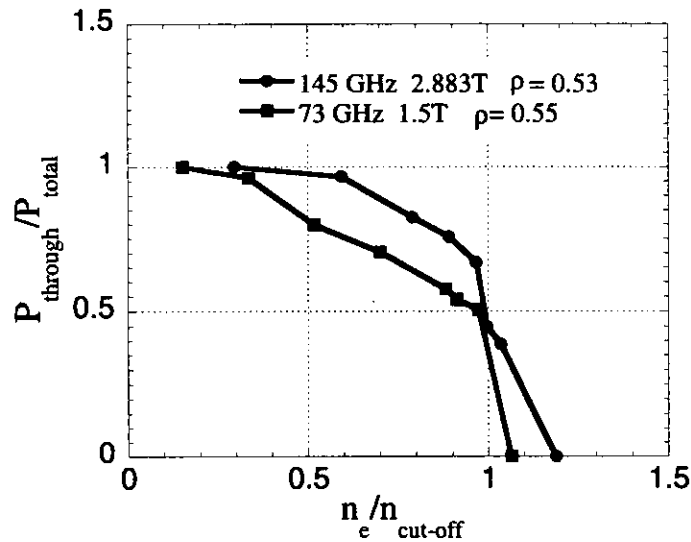


図 4.20: 高磁場 ( $B_0 = 2.883T$ ,  $R_0 = 3.6m$ ) の場合と低磁場  $B_0 = 1.5T$ ,  $R_0 = 3.75m$  の場合についてのレイトレーシング結果。丸が高周波数 (145GHz)、四角は低周波数 (73GHz) を示す。真空磁場ではそれぞれプラズマ半径  $\rho = 0.53$ 、 $\rho = 0.55$  に対応する。

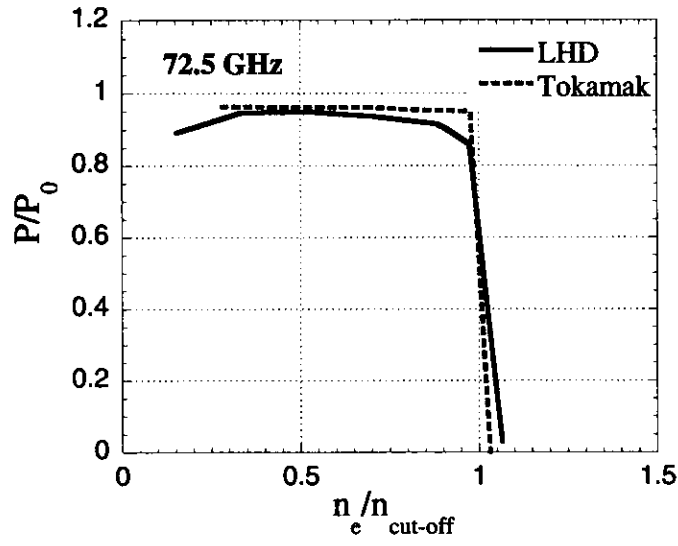


図 4.21: ECE パワーの密度依存性。実線が LHD、破線が円断面トカマクの場合のレイトレーシングの結果である。

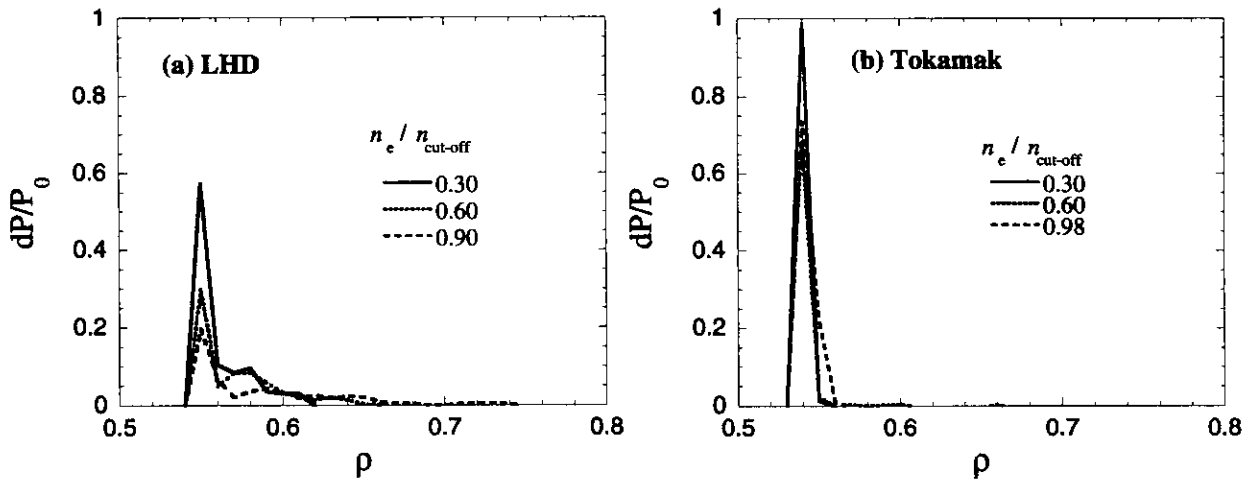


図 4.22: 共鳴面における  $dP/P_0$  の径方向分布。(a) が LHD の場合、(b) がトカマクの場合である。実線、破線、点線はそれぞれ  $n_e/n_{\text{cut-off}} = 0.30$ 、 $n_e/n_{\text{cut-off}} = 0.60$ 、 $n_e/n_{\text{cut-off}} = 0.90$  に対応する。

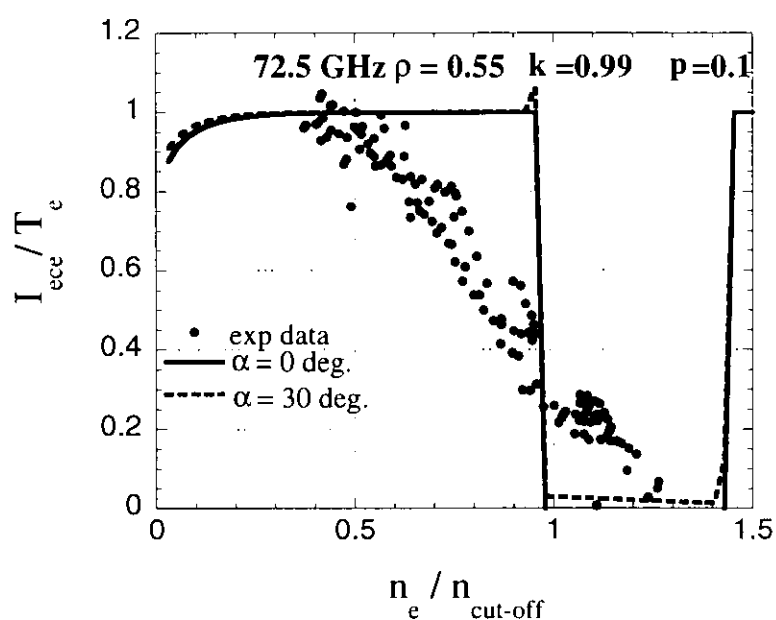


図 4.23: 低磁場放電 ( $R_0 = 3.75\text{m}$ ,  $B_0 = 1.5\text{T}$ ) における実験結果と拡張した放射輸送モデルによる規格化 ECE 強度の密度依存性。黒点は、 $f = 73\text{GHz}$  に対する規格化 ECE 強度の密度依存性を示している。実線及び破線は拡張した放射輸送モデルを示す。ともに、壁での反射率 ( $k = 0.99$ )、モード変換率 ( $p = 0.1$ ) を仮定し、偏光角のずれによる O-mode の混入がない場合 ( $\alpha = 0^\circ$ ) と O-mode の混入がある場合 ( $\alpha = 30^\circ$ ) に対応している。

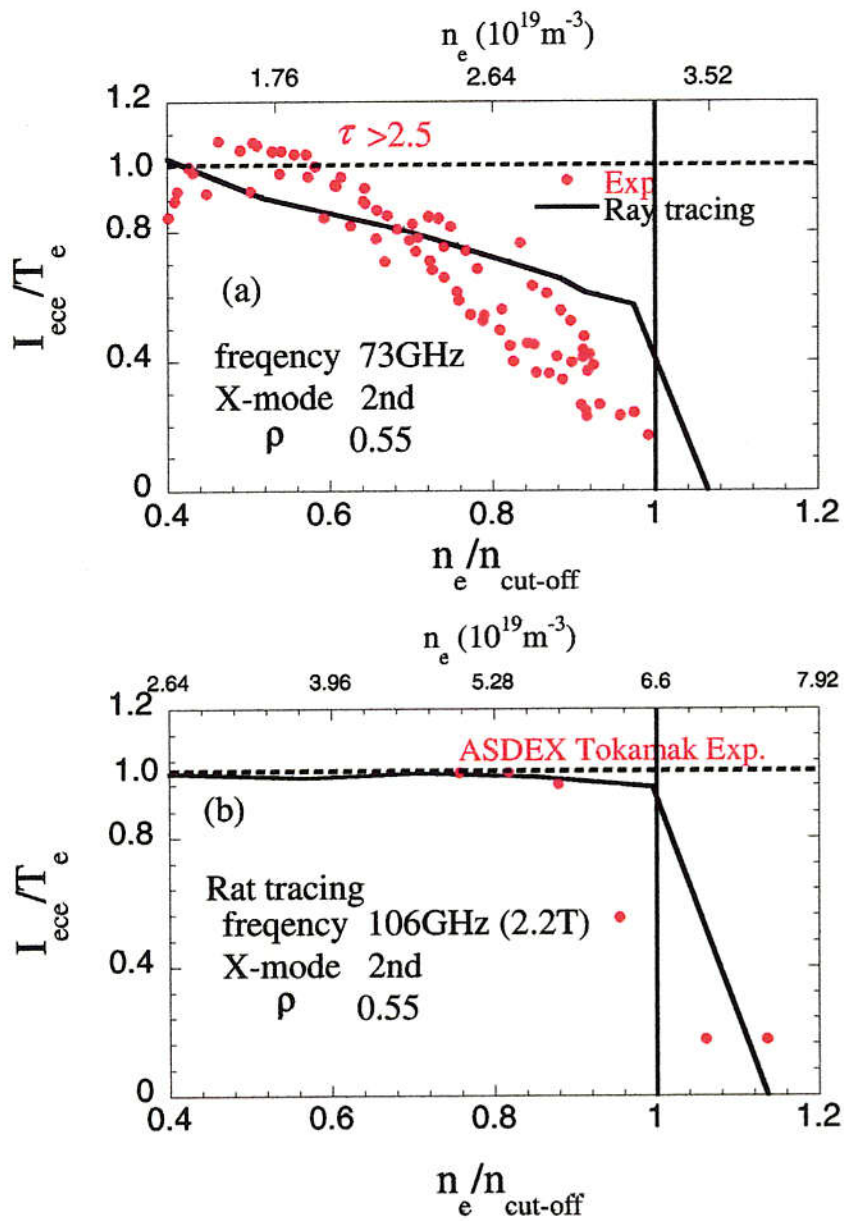


図 4.24: 低磁場放電 ( $R_0 = 3.75\text{m}$ ,  $B_0 = 1.5\text{T}$ ) における実験結果とレイトレーシングによる計算結果の比較。(a) において、実線は評価される赤道面の共鳴層を通過するレイのパワーに対応する。(b) は ASDEX トカマクにおける実験結果と縦長断面トカマクにおけるレイトレーシングの結果である。

## 第5章 ECEを用いた輸送解析

### 5.1 はじめに

LHDにおけるECE計測において、電子温度分布計測を正確に行うためには光学的厚さ、偏光特性(検出器の検波角)、密度依存性について考慮しなければならないということについては2章、3章及び4章において述べた。LHDのECE計測密度領域は上限はECE強度減少の生じる密度によって決められ、下限は光学的厚さと偏光角が径方向に一定となる密度によって決められる。ここでは輸送解析に入る前にLHDにおけるECE計測の密度領域について総括する。

図5.1に第2章-第4章で同定されたLHDにおけるECE計測の可能な密度領域を示す。ここで、図5.1(a),(b),(c)はそれぞれ低磁場配位( $B_0 = 1.5\text{T}$ ,  $R_0 = 3.75\text{T}$ )における第2高調波X-modeの計測可能な密度領域、高磁場配位( $B_0 = 2.883\text{T}$ ,  $R_0 = 3.6\text{T}$ )における第2高調波X-modeの計測可能な密度領域、高磁場配位( $B_0 = 2.75\text{T}$ ,  $R_0 = 3.6\text{T}$ )における基本波O-modeの計測可能な密度領域を密度-小半径をダイアグラムで表示したものである。(a)、(b)、(c)とも黒の点線はカットオフ密度を示す。青の実線及び破線はECEの強度減少が始まる密度を示している。実線は本論で領域の特定が行えた境界を示し、破線は特定を行っていない境界を示すが、特定を行った領域からの外挿値に対応する。黒の実線は偏光角特性実験により径方向に一定となる密度領域の特定が行えた境界を示す。赤の実線は光学的な厚さが2となる密度を示し、矢印の方向の密度では、ECE強度は黒体輻射強度の86%以上になる。光学的厚さを評価するときの、電子温度分布は次式を仮定した。

$$T_e(\rho) = [T_e(0) - T_e(1)](1 - \rho^2) + T_e(1). \quad (5.1)$$

ここで、低磁場放電の場合、 $T_e(0) = 1\text{keV}$ 、 $T_e(1) = 0.2\text{keV}$ 、高磁場放電の場合、 $T_e(0) = 2\text{keV}$ 、 $T_e(1) = 0.2\text{keV}$ と仮定している。まとめると本論で特定された計測可能領域は青、黒、赤の実線で囲まれる領域となる。図5.1(a)に示した低磁場配位における第2高調波X-modeの計測密度領域特定はトーラス外側アンテナについて行った。プラズマの中心部では65%程度、中間部から周辺部にかけては60%程度でECE強度が減少する。低磁場放電の場合、光学的厚さはプラズマ周辺部においても2となる。低磁場第2高調波X-modeにおける偏光角が径方向に一定となる密度の特定は本論では行っていない。図5.1(b)に示した高磁場配位における第2高調波X-modeの計測密度領域特定はトーラス内外アンテナについて行った。周辺部については外側ECE、内側ECE共にECE強度が減少する密度の特定を行っており、カットオフ密度の40%のところまではECEの強度減少が現れない。プラズマの中心部、中間部におけるECE強度が減少する密度の特定は内外ECE計測とも高密度のデータが少なく行えないが中心部、中間部の両方に対し少なくともカットオフ密度の50%まではECE強度の減少は現れない。高磁場配位における第2高調波X-modeは $n_e = 1 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ ではほぼ全径方向に渡り、光学的厚さが2以上あり、計測領域の重大な制限要因ではない。また、第3章の偏光角特性実験において示したようにトーラス内

外計測とも  $1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  以上の密度で偏光角が径方向に一定となる。図 5.1(c) は高磁場配位において、トラス内側の基本波 O-mode を用いた ECE 計測が可能となる密度領域を示している。プラズマの中心部から中間部にかけて ECE 強度の減少が生じるのはカットオフ密度の 80% 程度である。周辺部においてはデータが少なく密度の上限の特定は行えていない。偏光角が径方向に一定となる密度の特定は基本波 O-mode では行っていない。 $\rho = 0.8$  が  $n_e = 1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  で光学的厚さは 2 以上となる。

長時間輸送解析は基本波 O-mode を用いた。細い実線で囲まれた領域は本輸送解析において用いたプラズマ放電における電子密度の領域である。 $T_e(0) = 2 \text{keV}$ 、 $T_e(1) = 0.2 \text{keV}$  と仮定したときの光学的な厚さが 2 となる電子密度は赤の実線で示されているが、後に示すように本輸送解析で用いたプラズマの電子温度は低温度の時間帯においても中心で  $2 \text{keV}$  程度、 $\rho = 0.8$  で  $0.8 \text{keV}$  程度ある。そのため、本輸送解析で扱うプラズマの光学的厚さは低温度の時間帯でさえほぼ 2 程度であること、第 4 章で特定した密度の上限からは十分低い密度運転領域にあることから ECE 計測データは本輸送解析に適用可能である。

ECE を用いた輸送解析には長時間放電ヘリウム放電を用いた。水素の中性粒子入射加熱 (NBI) を用いたヘリウム放電では、放電時間の増加と共に水素の比率が増加する。LHD は水素入射の NBI 装置を 2 系統備えている。例えば、 $100 \text{keV}$ 、 $1 \text{MW}$  の NBI 放電で、単位時間あたりに LHD に入射される水素は体積を  $30 \text{m}^3$  として、 $2 \times 10^{18} \text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$  である。平均電子密度が  $2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  のヘリウムプラズマでは、 $5 \text{s}$  の NB 連続入射で、初期に LHD に充填されていたヘリウムと同数の水素をプラズマ中心領域に補給することになる。したがって、 $5 \text{s}$  以上、NBI により加熱される LHD の長時間 He 放電においては、水素の増加がイオンと電子の輸送に影響を与える可能性がある。そこで、本章では ECE の実験データを新古典輸送解析に適用し、熱輸送と径電場の LHD 長時間放電中の変化を水素とヘリウムの比率 (少数粒子種の影響) に着目して研究する [37]。

本章の構成は以下のとおりである。5.2 節で 3 流体に対する新古典論に基づく輸送解析の基本式と輸送解析結果を示す。5.3 節で特に径電場に着目して、実験結果と理論予測の比較を行い、5.4 節で水素比率の増加の新古典輸送に与える影響を考察し、5.5 節でまとめる。

## 5.2 長時間 He プラズマにおける熱輸送解析

### 5.2.1 新古典熱輸送係数と径電場

熱輸送係数分布及び径方向電場についての予測を行うためにヘリウム、水素、電子の 3 種からなる 3 流体対応へと 1 次元熱輸送コード TRST[40] を改良した。ヘリオトロン/トルサトロンプラズマにおける径電場  $E_r$  は両極性拡散条件 [41, 42, 43]:

$$\sum_a Z_a \Gamma_a^{\text{na}} = 0, \quad (5.2)$$

により、決定される。ここで、 $\Gamma_a^{\text{na}}$  は非軸対称系に対する粒子フラックスを表し、 $a$  は粒子種を表す。非軸対称系に対する粒子、熱フラックスは衝突領域により異なる衝突性依存性や磁場配位依存性を有する。Shaing らは非軸対称装置に対して、広い衝突領域に渡って適用可能な粒子フラックス  $\Gamma_a^{\text{na}}$  と熱フラックス  $Q_a^{\text{na}}$  の次のような表式を与えている [44]。

$$\Gamma_a = -\varepsilon_i^2 \varepsilon_h^{1/2} v_{da}^2 n_a \int_0^\infty dx x^{5/2} e^{-x} \tilde{\nu}_a(x) \frac{A_a(x, E_r)}{\omega_a^2(x, E_r)}, \quad (5.3)$$

$$Q_a = -\varepsilon_l^2 \varepsilon_h^{1/2} v_{da}^2 n_a T_a \int_0^\infty dx x^{5/2} e^{-x} \tilde{v}_a(x) \frac{A_a(x, E_r)}{\omega_a^2(x, E_r)}. \quad (5.4)$$

ここで、 $A_a(x, E_r) \equiv \frac{dn_a/dt}{n_a} - \frac{Z_a e E_r}{T_a} + (x - \frac{3}{2}) \frac{dT_a/dt}{n_a}$ 、 $x \equiv \frac{1}{2} m_a v^2 / T_a$ 、 $\tilde{v}_a \equiv \nu_{tha} / (\varepsilon_h x^{3/2})$ 、 $v_{da} \equiv -T_a / (Z_a e r B)$ 、 $\omega_a^2 = \omega_{i/\nu}^2 + \omega_p^2 + \omega_{sb}^2 + \omega_\nu^2$  である。 $\omega_{i/\nu}^2$ 、 $\omega_p^2$ 、 $\omega_{sb}^2$ 、 $\omega_\nu^2$  は、それぞれ  $1/\nu$  領域、ヘリカルリップルプラトー領域、共鳴スーパーバナナ領域、無衝突非捕捉領域からの寄与を表している。 $1/\nu$  領域ではマルチヘリシティによる補正も取り入れられている [46]。本章における熱輸送係数と径電場の解析においてはプラズマを構成する粒子として、ヘリウムと水素と電子の3流体を考える。この時、両極性条件は、

$$Z_e \Gamma_e^{na} + Z_{He} \Gamma_{He}^{na} + Z_H \Gamma_H^{na} = 0, \quad (5.5)$$

となる。 $E_r$  を見積もるのに、 $T_e$ 、 $T_i$ 、 $n_e$  の実験データを用いてこの両極性条件を解く。両極性条件に基づいて得られた径電場を使って  $\Gamma_a^{na}$  と  $Q_a^{na}$  を評価し、次式からイオンと電子の熱輸送係数を新古典理論の観点から推定する。

$$\chi_{i, \text{non-ax}} = -Q_i^{na} / n_i \nabla T_i, \quad (5.6)$$

$$\chi_{e, \text{non-ax}} = -Q_e^{na} / n_e \nabla T_e. \quad (5.7)$$

### 5.2.2 実験解析結果

NBIにより加熱されたLHD長時間放電に対して輸送解析を行った。放電磁場配位は磁場  $B_0 = 2.75\text{T}$ 、 $R_0 = 3.6\text{m}$  であり、プラズマの生成はECHで行い、35秒間NBIにより、放電が維持されている。図5.2にプラズマの蓄積エネルギー  $W_p$ 、電子温度  $T_e$ 、イオン温度  $T_i$ 、電子密度  $n_e$  の時間発展を示す。 $T_e$  はECEシステムで測定したものである。計測器は32chの低周波ラジオメータ(周波数帯域53GHz-87GHz)を用いた。サンプリング周波数は5kHzで32空間点に対し、26.2s間の計測を行った。 $T_i$  は荷電交換分光、 $n_e$  は遠紫外レーザー干渉計、 $W_p$  は反磁性フラックス計測により測定されている。電子密度分布はアーベル変換を用いて、磁気面量に変換されている。ECHは放電初期に1s間入射されている。 $t=0.5\text{s}$  から2つの水素の中性粒子が入射(NBI)されているが、1つは  $t=5\text{s}$  で入射が止まっている(ビームエネルギー100keV、ポート通過パワー0.77MW)。もう一機は35秒間入射し続けている(ビームエネルギー105keV、ポート通過パワー0.66MW)。ヘリウムは  $t=17\text{s}$  まで供給されている。 $T_e$  と  $T_i$  は高温に維持されているが  $t=5\text{s}$  の後にはそれらは減少し始める。その後、それらはまた徐々に上昇する。一方、 $n_e$  は  $t=5\text{s}$  の前まで一定であるが、その後  $t=8\text{s}$  まで増加した後、減少する。この放電は大きく以下の3つのプラズマ状態で特徴づけられている。

- (a) 2つのNBIが入射され、高温低密度のプラズマが維持されている時間帯
- (b) 1つのNBIのみで低温高密度プラズマが維持されている時間帯
- (c) NBIは1つであり、ヘリウムガスの供給が止まり中温中密度プラズマが維持されている時間帯

径電場と新古典輸送の解析はこの次の3つの時間帯に対して行った。図5.3に(a)-(c)の時間帯の  $T_e$ 、 $T_i$ 、 $n_e$  の分布を示す。図5.3中の曲線はフィッティング曲線である。このフィッ



ティングデータを径電場と熱伝導率の計算に適用する。図 5.3 の (a) - (c) の時間帯に対する非軸対称プラズマの新古典熱輸送係数分布と径電場分布を図 5.4 に示す。ここで、ヘリウムと電子のみからなるプラズマを仮定した。図 5.4(a) から  $t = 4.5\text{s}$  にはプラズマの周辺で  $\chi_{i,\text{non-ax}}$  が小さくなっているが、 $t = 10.5\text{s}$ 、 $t = 22.5\text{s}$  では  $\chi_{i,\text{non-ax}}$  の減少は現われないということがわかる。この理由は、 $t = 4.5\text{s}$  では周辺部において図 5.4(c) に示すように正の径電場の生成が新古典理論から予想されるからであると説明できる。一方、周辺における  $\chi_{e,\text{non-ax}}$  の減少は図 5.4(b) には現われない。 $t = 4.5\text{s}$  の後、 $t = 10.5\text{s}$ 、 $t = 22.5\text{s}$  では電場は再びイオンルートに入ると予想されており、熱輸送係数の減少は現れていない。

## 5.3 実験結果との比較

本節では、径電場について、実験結果と新古典論による予想との比較を行う。実験結果の径電場は CXS のデータを用いる。径電場計測の時間分解能は、このとき 3s である。図 5.5 に  $\rho = 0.8$  における  $E_r$  の時間発展を示す。実線は新古典論による電場、点は CXS の実験データである。ここで、 $T_i$  については各時間に対して  $T_i$  の測定時間から線形に内挿し、 $T_e$ 、 $n_e$  については  $T_i$  の測定時間 3.0s で平均化している。一方、新古典論の予測については He100%、He70%H30%、He60%H40%、H100% のプラズマを仮定し、それぞれは赤、桃、紫、青の実線で示されている。CXS の実験結果は  $t = 5\text{s}$  以前の高温・低密度な時間帯には、正の径電場の生成を示し、 $t = 7.5\text{s}$  以後の低温高密度時には密度の上昇と温度の低下に伴って符号が負に変わる。その後、 $t = 19.5\text{s}$  以後の中温中密度時には再び符号が正に変わる。一方、新古典論による予測は He100% を仮定すると、高温低密度時には大きな正の径電場を与える。電子温度が減少し始めた  $t = 6\text{s}$  にイオンルートへの遷移が起こる。 $t = 6\text{-}19\text{s}$  の低温高密度時には負の径電場を予測しており、 $t = 19\text{s}$  以後の中温低密度時には電場は正の値に近づくが、以前負のままである。また、水素の割合が 30% を超えると、高温低密度でも、電子ルートにはならない。

$t = 5\text{s}$  以前の高温低密度時に径電場の実験結果と He100% の理論予測を比較すると、絶対値は異なるが符合は一致する。これは放電初期には水素の比率は小さいであろうという予測と矛盾しない。放電後期中温中密度時は水素の比率に関わらず理論予測は絶対値の小さな負の径電場を持ち、一方、実験結果は小さな正の径電場を持つ。このとき水素の比率が放電初期に比べて増加していると考えられるが、残念ながら実験データとして水素の比率は特定できていない。いずれにしても、水素の比率と新古典論だけでは放電後期の電場の符号の遷移を説明できない。この解析については水素の比率を変えた系統的な実験により、水素、ヘリウム比率と径電場の関係を実験的に確かめることは今後の課題である。

## 5.4 水素比率の増加の影響

次に、 $t = 5\text{s}$  における、 $\chi_{i,\text{non-ax}}$ 、 $\chi_{e,\text{non-ax}}$  及び  $E_r$  に対する水素比率増加の影響を新古典理論の観点から調べる。図 5.6 に  $t = 5\text{s}$  における 3 流体両極性条件において、ヘリウムに対する水素の比率を変化させることによる新古典理論から予測される径電場の影響を示す。水素の比率が増加した時、周辺では正の  $E_r$  が負に変化している。H の比率が 30% から 40% に増加する時、 $E_r$  の符合が突然変化していることが図 5.6 に示されている。 $t = 5\text{s}$  におけるヘリウムと水素の様々な比率を仮定した時の新古典理論で予測される熱輸

送係数の分布を図 5.7 に示す。この図から、同じ電子温度、電子密度、イオン温度のとき新古典論によると、水素の量が多くなるほど  $\chi_{i, \text{non-ax}}$  熱輸送係数が大きくなる傾向があることが分かる。特に、周辺付近の輸送係数の大きな増加は径電場が正から負へと変化していることに起因している。一方、 $\chi_{e, \text{non-ax}}$  には大きな変化は現われていない。

以上の結果は次のように考えられる。新古典理論によるとイオンの粒子束の原子番号と原子量の  $1/\nu$  領域におけるイオンのフラックスに対する依存性は次の様に表わすことができる。

$$\begin{aligned} Z_i \Gamma_i &= -Z_i D \frac{\partial n_i}{\partial r} \propto Z_i (Z_i^{-2} \nu_i^{-1}) Z_i^{-1} \frac{\partial n_e}{\partial r} \\ &\propto Z_i^{-5} A_i^{1/2}, \end{aligned} \quad (5.8)$$

一方、電子のフラックスは、

$$\Gamma_e = -D \frac{\partial n_e}{\partial r} \propto (\nu_{ei}^{-1}) \frac{\partial n_e}{\partial r} \propto Z_{\text{eff}}^{-1}, \quad (5.9)$$

である。イオンと電子のフラックスの比は、

$$\Pi_i \equiv Z_i \Gamma_i / \Gamma_e \propto Z_i^{-5} A_i^{1/2} Z_{\text{eff}}, \quad (5.10)$$

である。ここで、水素放電で  $Z_{\text{eff}} = 2.5$  とヘリウム放電で  $Z_{\text{eff}} = 3.5$  と仮定する。この値は、 $\bar{n}_e = 2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  の LHD プラズマにおいて典型的に得られている値に対応する。電子温度、電子密度、イオン温度が同一であると仮定すると、水素とヘリウムの場合には、 $\Pi_H / \Pi_{He} \sim 11.4$  である。水素の方が拡散が大きいことから、水素が侵入するとイオンの拡散が大きくなり、プラズマが電子ルートからイオンルートへ変わって負の  $E_r$  が生成され、その結果熱輸送係数が大きくなったと予想される。

以上の結果から、ヘリウムプラズマに水素を入射する長時間放電を行った場合、電子温度、電子密度、イオン温度が一定に保たれたとしても、放電が進むに連れて電場の遷移が見られる可能性があることを示している。

## 5.5 まとめ

本節では以下の結論が得られた。長時間放電中の新古典熱輸送係数と径電場の振る舞いを調べるため、ECE の実験データを用いて、新古典輸送の予測及び実験結果との比較を行った。LHD の NBI 長時間放電において、プラズマの周辺で新古典論熱輸送係数の減少、正の径電場の生成が予想される。正電場の生成は CXS の実験結果より観測されている。ヘリウム放電における NBI による水素の増加は径電場分布に重要な影響を与え、径電場の極性には水素の量に閾値があることが新古典理論の観点から予想される。

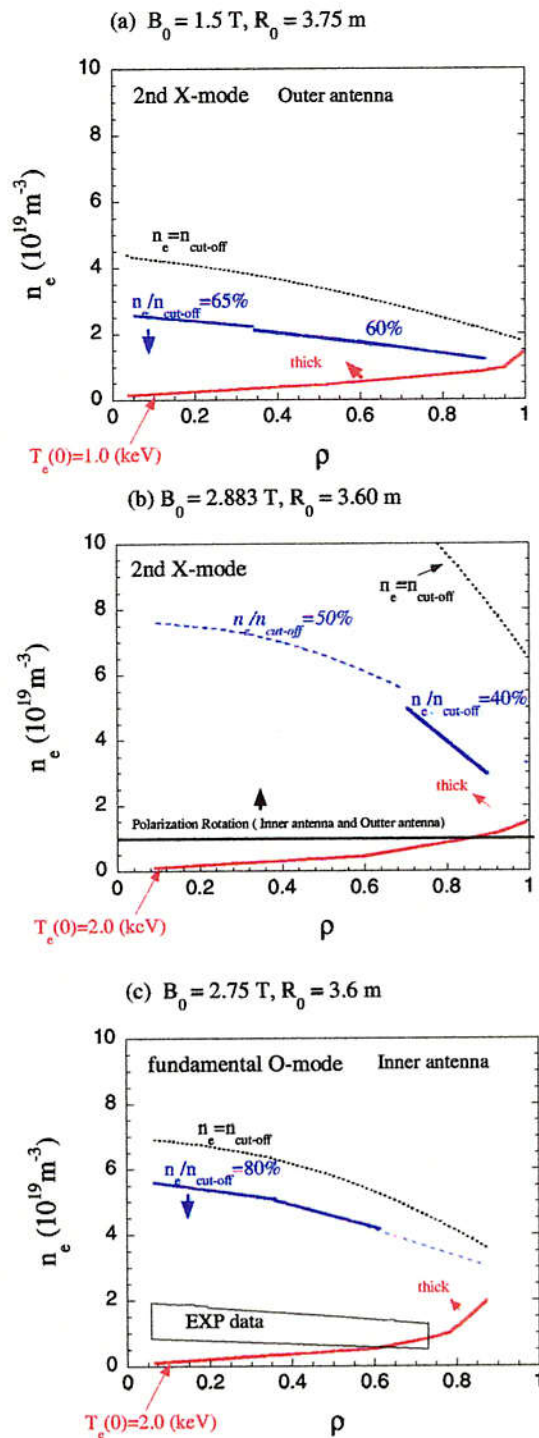


図 5.1: LHD における ECE 計測の密度領域。(a),(b),(c) はそれぞれ低磁場配位 ( $B_0 = 1.5\text{T}$ ,  $R_0 = 3.75\text{T}$ ) における第 2 高調波 X-mode の計測可能な密度領域、高磁場配位 ( $B_0 = 2.883\text{T}$ ,  $R_0 = 3.6\text{T}$ ) における第 2 高調波 X-mode の計測可能な密度領域、高磁場配位 ( $B_0 = 2.75\text{T}$ ,  $R_0 = 3.6\text{T}$ ) における基本波 O-mode の計測可能な密度領域を密度-小半径をダイヤグラムで表示したもの。青の実線及び破線は ECE の強度減少が始まる密度、赤の実線は光学的な厚さが 2 となる密度、黒の実線は偏光角特性実験により径方向に一定となる密度領域の特定が行えた境界、黒の点線はカットオフ密度を示す

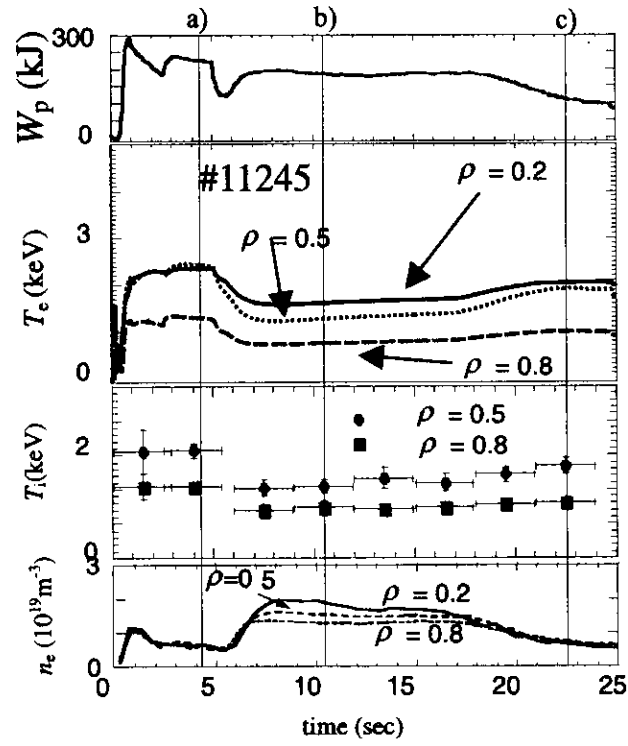


図 5.2: 蓄積エネルギー、電子温度、イオン温度、電子密度の時間発展。

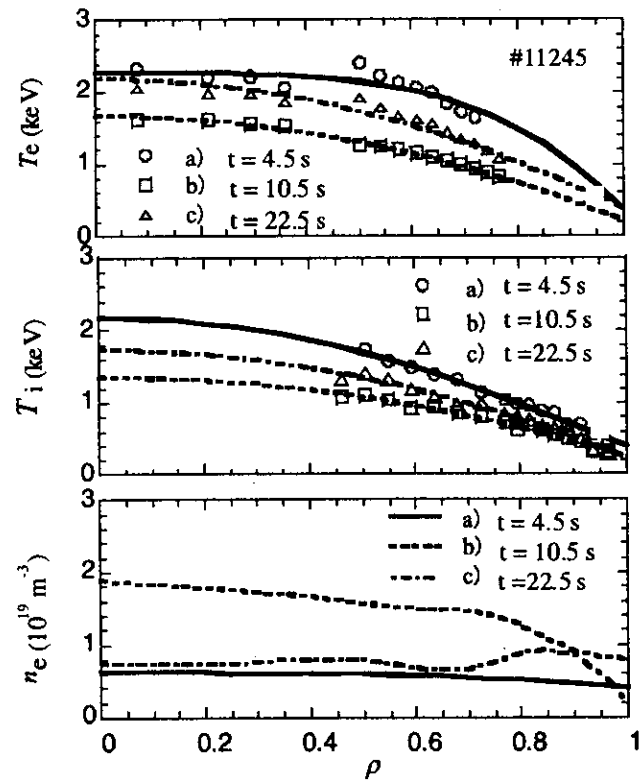


図 5.3: 図 5.2 中の a)  $t = 4.5$  s, b)  $t = 10.5$  s, c)  $t = 22.5$  s における電子温度分布、イオン温度分布、電子密度分布。

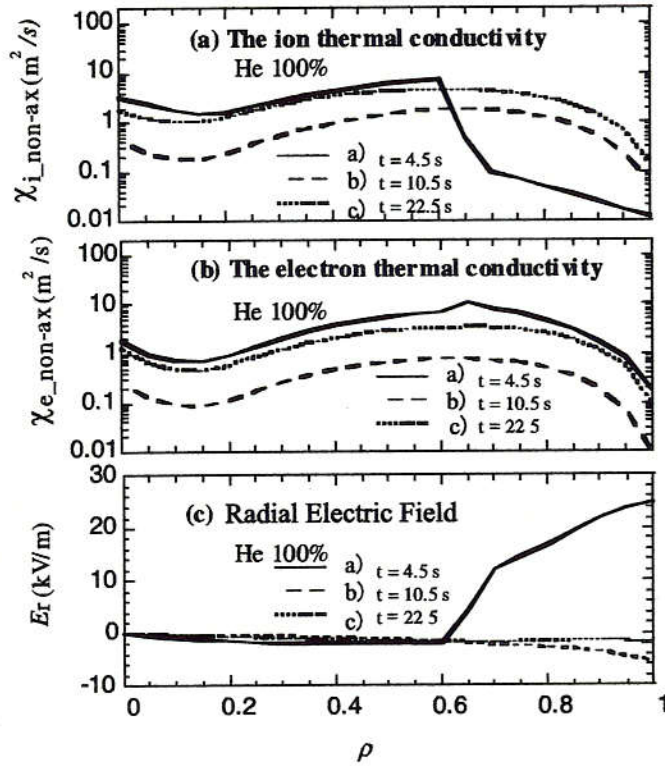


図 5.4: 図 5.2 中の a)  $t = 4.5$  s, b)  $t = 10.5$  s, c)  $t = 22.5$  s における新古典理論から予想される (a) イオン熱輸送係数、(b) 電子熱輸送係数、(c) 径電場の分布。

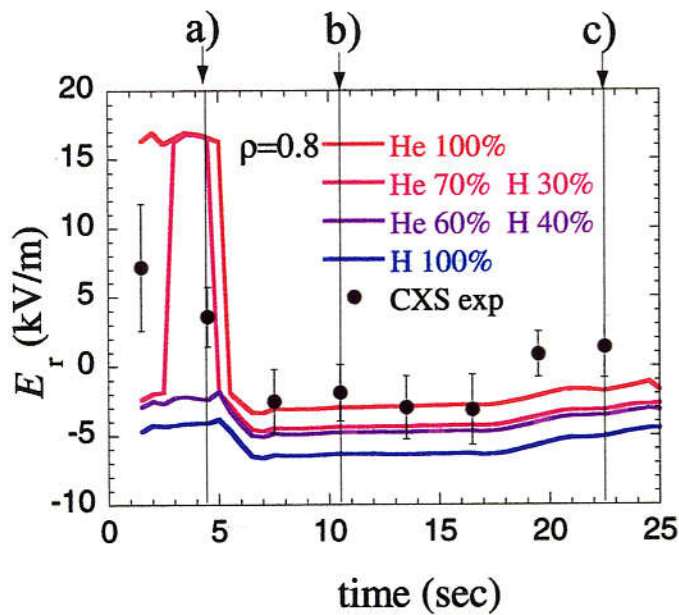


図 5.5: 径電場の時間発展 ( $\rho = 0.8$ )。実線は新古典論による電場、点は CXS の実験データである。a), b), c) の矢印は図 5.2 中の対応する時刻を表す。

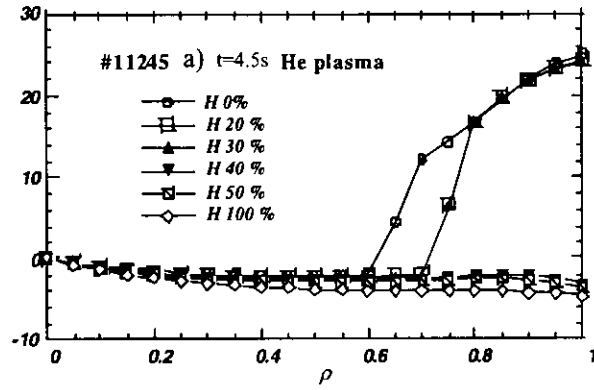


図 5.6: 水素の比を増加させたときの径電場分布。図 5.2 の a)  $t = 4.5s$  に対応する。

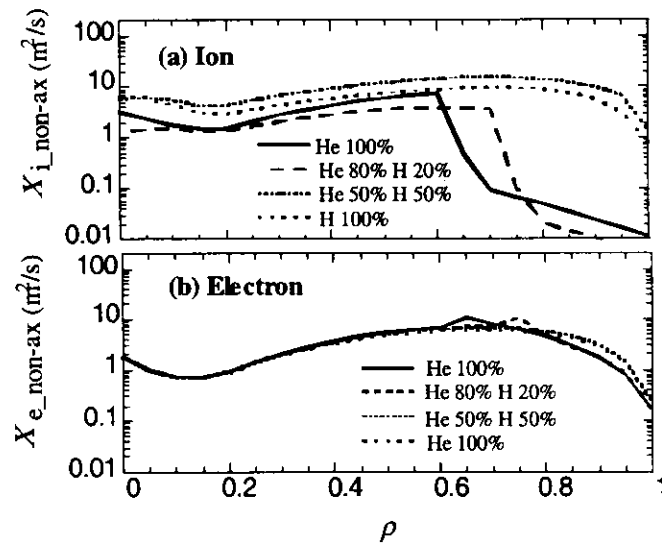


図 5.7: 水素の比を増加させたときの (a) イオン熱輸送係数、(b) 電子熱輸送係数の分布。図 5.2 の a)  $t = 4.5s$  に対応する。

## 第6章 結論

本研究による研究成果は、LHDにおけるECE計測器の設計・設置・計測を通じて、3次元構造を持ったヘリオトロン磁場配位でのECEのふるまいを実験的・数値的に解析し、ECEによる電子温度計測領域を空間領域において拡大、密度領域において特定したことである。また、ECEにより計測された電子温度分布を輸送解析に適用した。本論文の結論を以下にまとめる。

第2章において、ECE計測の原理とLHDにおけるECE計測領域、ECE計測システム、偏光角較正実験、ECE計測システムの感度較正について述べた。結論は以下のとおりである。

1. トーラス内側アンテナによりLHDのトーラス内側電子温度分布を計測し、LHDにおけるECE計測領域を径方向全域にわたり計測可能であることを示した。
2. LHDの計測は光学的厚さとカットオフ密度により電子温度計測に適用可能な領域が制限されることを示した。真空中における偏光角較正実験ではポラリゼーション・ローテーターの回転角と入射するミリ波の電場ベクトルの偏光角との関係を求めた。直線偏波したミリ波の検波特性が実験的に確認された。

第3章において、トーラス内外に設置しているアンテナを用いてLHDにおけるECEの偏光角特性を実験的に調べた。また、2つの共鳴層の影響、真空壁における反射やモード変換、実験上のモード混入の効果を取り込む一次元放射モデルを提案し、実験結果の解析を行った。結論は以下のとおりである。

3. LHDにおいて磁場の傾きがトーラス内外では異なっているにもかかわらず、実験結果はトーラス内外のアンテナ系ともX-modeの偏光角は最外殻磁気面近傍( $\rho = 1$ )における磁場の傾きに対し、ほぼ垂直な角度を持っていること、密度が十分にあればプラズマ中で偏光角の回転が生ずること、O-mode成分はX-mode成分に対して70%程度の大きさをもつことが分かった。
4. 一次元放射モデルによる理論的解析の結果、反射と反射時のモード変換を考慮すると著しく大きなO-mode成分がECE強度として観測されることがわかった。小半径方向のX-modeとO-modeの強度比分布も含めて実験結果を説明するためには反射時のモード変換の効果が不可欠なことがわかった。

第4章において、LHD高密度放電におけるECEのふるまいを実験的に調べた。LHDの高密度放電では光学的に十分厚いにもかかわらず、密度の上昇につれてECE強度が減少する減少が実験的に観測されており、この現象はトカマクにおいて報告されている実験結果とは異なる。LHDにおける密度増加に伴うECE強度減少の実験結果として、集光系、

周波数によらず以下のような結果を得た。

5. 小半径方向、トロイダル内或いは外側アンテナ系等の集光系、磁場強度、モード (XorO) によらず、密度の上昇につれて ECE 強度は減少する。
6. ECE 減少が始まる (カットオフ密度で規格化した) 密度はプラズマ小半径の中心では高いが周辺部では低い。
7. ECE 減少が始まる (カットオフ密度で規格化した) 密度は低磁場運転時 (低周波数) に低く、高磁場運転時 (高周波数) に高い。

第4章の実験結果を考察するため第3章で提案した拡張した1次元放射輸送モデルとECEアンテナを模擬したマルチレイによるレイトレーシングを適用し、3次元構造を持ったヘリオトロン磁場配位をもつLHDにおいてECEの屈折の影響を調べたところ、以下の結論を得た。

8. 一次元放射輸送モデルによる解析の結果、このモデルで考えた効果によるECE強度の密度依存性への影響は非常に小さいことが解った。
9. 有限のプラズマ密度による波の軌跡の曲りの効果を数値的に解析し、赤道面上の共鳴面を通過するEC波のパワーの密度依存性を求めるとトカマクでは  $n_e/n_{cut-off} = 0.98$  でも通過パワーはほとんど変わらないのに対し、LHDでは密度の増加と共に徐々に減少し、 $n_e/n_{cut-off} = 0.98$  では40%程度まで減少するという解析結果を得た。これはLHD実験で得られたECE強度の密度依存性に定性的に一致することがわかった。
10. 軌跡の曲がりにはECE計測視線に対し垂直な方向の密度勾配 (Z方向、トロイダル方向) により生じると考えられる。

第5章において、ECE実験データを用いた輸送解析を行い、以下の結論を得た。

11. 長時間放電中の熱輸送係数と径電場の振る舞いを調べるため、新古典論による予測を行ったところ、LHDのNBI長時間放電中の高温低密度の時間帯において、プラズマの周辺で熱輸送係数の減少と正電場の生成が予測された。
12. 水素、ヘリウム、電子の三流体のモデルを考えた場合、径電場の極性には、水素とヘリオウムの比が影響を与える可能性があることがわかった。

最後に今後の課題について述べる。

ECE電子温度分布計測は核融合研究の主たる目的であるプラズマの閉じ込め・輸送研究にとって、引き続き重要な役割を期待される。LHDを含めたヘリカル型プラズマにおいて、プラズマパラメータがさらに増加するにつれ、ECE計測の正確さが要求されるであろう。本論文ではECE計測の主要な実験項目として偏光特性と伝播特性について論じた。LHD高密度領域において観測された著しいECE強度減少を説明するためレイトレーシングを行ったが、ECE強度減少の径方向依存性の原因については明らかになっていない。また、波の軌跡が変わる場合の反射やモード変換については考慮されていない。今後、LHDにおけるECE計測の計測領域を高密度領域にまで拡大するには、径方向依存性について詳細に検討し、モード変換と伝播特性について両者を含んだ理論構築が必要である。



## 付録 ECE トーラス内側アンテナの設計原理

ECE 内側アンテナの設計はガウス光学に基き、導波管から焦点位置までのミリ波の位相がアンテナ表面上のどの位置で反射しても同位相となるように設計した。この設計法は LHD 及び CHS においても採用されている。以下、設計原理について述べる。

アンテナ表面形状は導波管から焦点位置までのミリ波の位相がアンテナ表面上のどの位置で反射しても同位相となるよう設計される。ここでは、強度の分布がガウス分布であり、光軸に対し垂直な方向の2つのビーム半径が等しい円状の断面をもつビームをガウスビームとする。簡単のために、導波管(出発点)からあるアンテナ表面に方向ベクトル  $\mathbf{e}_{\text{in}}$  を持って入射し、方向ベクトル  $\mathbf{e}_{\text{out}}$  をもって反射後、ある場所に到達するモデルを考える。出発点から到達点までの距離は一定であるとする。それぞれの位相を  $\phi_{\text{in}}(\mathbf{r})$ 、 $\phi_{\text{out}}(\mathbf{r})$ 、波数ベクトルを  $\mathbf{k}_{\text{in}}$ 、 $\mathbf{k}_{\text{out}}$  とする。ここで、 $\mathbf{r}$  は位置ベクトルである。出発点から見たアンテナ表面上のガウスビームの半径と到達点から見たアンテナ表面上のガウスビームの半径が一致した場合には、

$$\mathbf{k}_{\text{in}} = \nabla \phi_{\text{in}}(\mathbf{r}), \quad (6.1)$$

$$\mathbf{k}_{\text{out}} = -\nabla \phi_{\text{out}}(\mathbf{r}), \quad (6.2)$$

となる。このとき、アンテナ表面形状が条件

$$\phi_{\text{out}}(\mathbf{r}) + \phi_{\text{in}}(\mathbf{r}) = \text{const}, \quad (6.3)$$

によって決定される。ここでの const(定数)とは、ガウスビームの光軸方向に対し垂直な方向の位置に依存しないということを意味する。式(6.3)が成り立つと仮定し、アンテナ表面の反射点における面素ベクトルを

$$\mathbf{n}_r = \nabla [\phi_{\text{out}}(\mathbf{r}) + \phi_{\text{in}}(\mathbf{r})], \quad (6.4)$$

とすると式(6.1)、(6.2)より、アンテナ表面の各反射点において、反射の法則が成り立ちからである。トーラス内側アンテナの設計には本原理を採用した。

## 謝辞

本研究を終えるにあたり、LHD 実験研究の場に参加させて頂き、また、ご指導いただきました本島修教授に深く感謝の意を表します。

ECE 計測実験の解析及び輸送研究の両面で3年にわたり、丹念に指導して下さった渡邊清政助教授にはたいへん感謝しており、ただただ頭が下がるばかりです。ECE 計測の面でご指導と有益な助言を行って下さった長山好夫助教授に深く感謝いたします。出身大学の先輩である稲垣滋助手には、トーラス内側アンテナの設計、ECE 計測の面でご指導いただきました。厚く御礼申し上げます。

プラズマ計測研究系の川端一男教授には、ECE 計測器の面でお世話になり深く感謝いたします。プラズマ加熱研究系の久保伸助教授にはトーラス内側アンテナの設計コード、レイトレーシングのコードを快く使わせていただきました。深く感謝いたします。また、計測に関しまして、成原一途教授、居田克巳助教授、田中謙治助手、徳沢季彦助手、榊原悟助手、舟場久芳助手から貴重なデータのご教示、ご協力を頂きました。深く感謝いたします。開発研究系の岡村昇一教授、九州大学大学院総合理工学府の岡子秀樹教授には博士論文の作成にあたり貴重な助言を頂き、真にありがとうございました。プラズマ制御研究系の諸先生方からは日々励ましと助言を頂きました。感謝いたします。本論文はLHD計画に参加させて頂きましたことから執筆できました。藤原正巳核融合研究所所長、前所長の飯吉厚夫先生、プラズマ制御系の山崎耕造教授、小森彰夫教授、山田弘司教授、プラズマ計測系の須藤滋教授、プラズマ加熱系の金子修教授、大久保邦三教授をはじめ、ここに全てのLHD実験スタッフの皆様方に感謝の意を表します。

私の研究を研究生生活及び実験などさまざまな形でサポートして下さった総合研究大学院大学核融合科学専攻出身の都筑和泰氏、西浦正樹氏、池田一昭氏、長谷川靖洋氏、近藤隆氏、プラズマ制御研究系研究事務の山田順子氏、また、同じ研究室で共に学んだ中原由紀夫氏には厚く御礼申し上げます。

## 関連図書

- [1] A. Iiyoshi, et al., Nucl. Fusion. **39** (1999) 1245.
- [2] O. Motojima, et al., Physics of Plasma. **6** (1999) 1843.
- [3] M. Fujiwara, et al., Nucl. Fusion, **40** (2000) 1157.
- [4] N. Oyabu, et al., Phys. Rev. Lett, **84** (2000) 103.
- [5] O. Motojima, et al., J. Plasma Fusion Res. SERIES, **3** (2000) 3.
- [6] O. Motojima, et al., Nucl. Fusion, **40** (2000) 599.
- [7] K. Yamazaki, H. Kaneko, Y. Taniguchi, O. Motojima and LHD Design Group, 'Status of LHD control System Design', National Institute for Fusion Science Report, NIFS-122 (1991).
- [8] T. Shimoizuma, S. Morimoto, M. Sato, Y. Takita, S. Itoh, S. Kubo, H. Idei, K. Ohkubo and T. Watari, Int. J. Infrared Millim. Waves, **18** (1997) 1479.
- [9] O. Mutoh, et al., Plasma Phys. Control. Fusion, **42** (2000) 265.
- [10] O. Kaneko et al., Fusion Energy, Montreal, **3** (1997) 539.
- [11] Y. Takeiri et al., J. Plasma Fusion Res. SERIES, **3** (2000) 345.
- [12] Lichtenberg et al, Phys. Rev. Lett, **13** (1964) 387.
- [13] A. E. Costley, R. J. Hastie, J. W. M. Paul, and J. Chamberlain, Phys. Rev. Lett, **33** (1974) 758.
- [14] M. Bornatici, Nucl. Fusion **23** (1983) 1153.
- [15] TFR Group, in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 7th Europ. Conf. Lausanne, 1975) Vol.1 (1975) 14b.
- [16] Rozhdestvenskij. V, V. Petula and WEGA-Groups, Sov. J. Plasma Phys. **4** (1978) 33.
- [17] Cavallo. A, Tutter. M, Electron Cyclotron Measurements in the W 7-A Stellarator, Max-Planck- Institut fur Plasmaphysik, Garching, Report 2/244 (1978).
- [18] K. Kawahata, Jpn. J. Appl. Phys. **19** (1980) 993.
- [19] J. N. Talmadge et al., Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 33.

- [20] K.Mcconnick et al., J. Plasma Fusion Res. SERIES, **3** (2000) 169.
- [21] H. Sasao, et al., Fusion Engineering and Design, to be published.
- [22] G. Bekefi, Radiation Processes in Plasmas, John Wiley and Sons, New York, 1996, Chap. 1.
- [23] T.H.Stix, :Waves in Plasmas, American Institute of Physics, New York, 1992, p.37.
- [24] M. Bornatici and F. Englmann, Radio Science, **14** (1979) 309.
- [25] M. Bornatici, F. Englmann, S. Novak, and V. Petrillo, Plasma Physics, **23** (1981) 1127.
- [26] M. Bornatici,Plasma Physics. 24 629 (1982)
- [27] Y. Nagayama, et al., Rev. Sci. Instrum. **70** (1999) 1021.
- [28] S. Kubo et al., Fusion Eng. Des. **26** (1995) 319.
- [29] P.C. de Vries, K. Kawahata, Y. Nagayama, H.Sasao, S. Inagaki, and K. Nagasaki, to be published in Fus. Eng. Design (2000).
- [30] P.C. de Vries, K. Kawahata, Y. Nagayama, H.Sasao, S. Inagaki, and K. Nagasaki, Phys. Plasmas,**7** (2000) 3707.
- [31] F. De Marco and S. E. Segre, Plasma Physics **14** (1972) 245.
- [32] Segio E Segre, Plasma Phys. Control. Fusion **41** (1999) R57.
- [33] Y. Nagayama, S. Inagaki, K. Kawahata, Annual report of National Institute for Fusion Sience April 19999-March 2000, 151
- [34] Y. Narihara et al., Fusion Eng. Des. **34-35** (1997) 67.
- [35] D. J. Campbell and A. Eberhagen, Plasma Phys. Control. Fusion **26** (1984) 689.
- [36] A.E.Costley, et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1984) 758
- [37] H. Sasao et al, J. Plasma Fusion Res. SERIES, **3** (2000) 431.
- [38] K. Kawahata, A. Ejiri, K. Tanaka, Y. Ito and S. Okajima, Fusion Eng. Des. **34-35** (1997) 393.
- [39] K. Ida and S.Hidekuma, Rev. Sci, Instrum **60** (1997) 867.
- [40] K.Y.Watanabe, 'Study of Radial Electric Field, Plasma Flow and Boot strap Current in Heliotron / Torsatron Plasmas',doctoral thesis for Nuclear Engineering, Fuculty of Engineering, Kyoto University (1992).
- [41] D. E. Hastings and T. Kamimura, J. Comp. Phys. **61** (1985) 286.

- [42] D. E. Hastings, W. A. Houlberg and K. C. Shaing, Nucl. Fusion **25** (1985) 445.
- [43] H. E. Mynick and W. N. G. Hitchon, Nucl. Fusion **23** (1983) 1053.
- [44] K. C. Shaing, Phys. Fluids **27** (1984) 1567.
- [45] S. Murakami et al., Trans. Fusion Tech. **27** (1995) 256.
- [46] K.Yamazaki and T.Amano; Nuclear Fusion **32** (1992)633]

# 目 次

1.1	LHD 外観図 . . . . .	6
1.2	LHD 磁場配位 ( $B_0 = 2.883\text{T}$ , $R_0 = 3.6\text{m}$ ) における (a) 磁場強度分布と (b) 磁力線の傾きの小半径方向分布。ECE 計測が行われるトロイダル角 $\phi = 0^\circ$ の赤道面上には 1 つのサイクロトロン周波数に対し、共鳴磁場が径方向に 2 箇所存在する。磁場の傾きが小半径方向で大きく変化し、トーラス外側の最外殻磁気面上 ( $R=4.45\text{m}$ ) では $32^\circ$ であり、トーラス内側の最外殻磁気面上 ( $R=2.75\text{m}$ ) における磁場の傾きは $-50^\circ$ である。 . . . . .	6
1.3	LHD における 3 つの特徴的な平面上の磁場強度と磁気面の関係を示した図。(a) 座標系の説明図。平面はそれぞれ (b) $Y=0$ , (c) $Z=0$ , (d) $X=3.97\text{m}$ で表される。ECE 計測の視線は直線 $Y=0, Z=0$ である。ここでは円柱座標系 ( $R, Z, \phi$ ) を用いており、 $X = R \cos(\phi)$ , $Y = -R \sin(\phi)$ である。 . . . . .	7
1.4	LHD プラズマ計測装置設置図 . . . . .	8
1.5	NBI の入力パワー、蓄積エネルギー、線平均密度、ECE 電子温度及びトムソン電子温度の時間発展。(a) NBI の入力パワーの時間発展と ECH と ICH の入力時間。(b) 蓄積エネルギー、線平均電子密度の時間発展。(c) ECE 電子温度の時間発展。赤と青の実線は第 2 高調波 X-mode の ECE であり、それぞれの周波数は $145\text{GHz}$ 、 $121\text{GHz}$ である。 $145\text{GHz}$ 、 $121\text{GHz}$ は真空磁場ではそれぞれ $\rho = -0.52$ 、 $\rho = -0.81$ に相当する。(c) ECE と蓄積エネルギーの時間発展 ( $t=0.9\text{--}1.2\text{s}$ )、ECE が赤と青の実線であり、周波数はそれぞれ $145\text{GHz}$ 、 $121\text{GHz}$ に相当する。黒の実線は蓄積エネルギーを表す。 . . . . .	9
2.1	1 つの共鳴層から ECE が放射されるスラブモデル。 . . . .	20
2.2	第 2 高調波 X-mode のカットオフ密度分布と LHD のガスパフ放電 (He プラズマ) で得られた高密度 ( $\bar{n}_e = 3.6 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ ) と低密度 ( $\bar{n}_e = 1.6 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ ) の場合の密度分布 . . .	21
2.3	光学的厚さの等高線 (高磁場 $B_0 = 2.883\text{T}$ , $R_0 = 3.6\text{m}$ ) と計測可能な電子温度・電子密度領域。(a) $145\text{GHz}$ ECE の光学的厚さの等高線を表す。赤、紫、青の実線と矢印はそれぞれ $\tau > 4.6$ 、 $\tau > 2.5$ 、 $\tau > 1.0$ の電子温度・電子密度領域を表す。黒の実線はカットオフ密度を示す。(b) 光学的厚さが 2.5 以上の電子温度・電子密度の領域の径方向分布とカットオフ密度分布。赤、桃、赤紫、紫、青の実線はそれぞれ電子温度が $2\text{keV}$ 、 $1\text{keV}$ 、 $0.5\text{keV}$ 、 $0.2\text{keV}$ 、 $0.1\text{keV}$ のプラズマを表し、各矢印の方向の領域が光学的厚さが 2.5 以上である。黒の実線はカットオフ密度分布を示し、黒矢印の方向がカットオフにならない電子密度領域を示す。 . . . . .	21

2.4	光学的厚さの等高線 (低磁場 $B_0 = 1.5T$ , $R_0 = 3.75m$ ) と計測可能な電子温度・電子密度領域。(a) 73GHz ECE の光学的厚さの等高線を表す。赤、紫、青の実線と矢印はそれぞれ $\tau > 4.0$ , $\tau > 2.5$ , $\tau > 1.0$ の電子温度・電子密度領域を表す。黒の実線はカットオフ密度を示す。(b) 光学的厚さが 2.5 以上の電子温度・電子密度の領域の径方向分布とカットオフ密度分布。赤、桃、紫、青の実線はそれぞれ電子温度が 1keV、0.5keV、0.2keV、0.1keV のプラズマを表し、各矢印の方向の領域が光学的厚さが 2.5 以上である。黒の実線はカットオフ密度分布を示し、黒矢印の方向がカットオフにならない電子密度領域を示す。 . . .	22
2.5	ECE 計測システム概念図 . . . . .	22
2.6	ECE アンテナの赤道面上の設置位置 . . . . .	23
2.7	ECE アンテナ 1/c ビームパターン。(a) トーラス外側アンテナ (b) トーラス内側アンテナ	23
2.8	2つの電場成分を持った波の概念図 . . . . .	23
2.9	ポラリゼーション・ローテーターによる偏光角回転の概念図 . . . . .	24
2.10	真空偏光角実験のセッティング。 . . . .	24
2.11	真空偏光角実験において観測した検波出力のポラリゼーション・ローテーターの角度依存性。縦軸は観測したミリ波の検波出力、横軸はポラリゼーション・ローテーターの角度である。ミリ波の発振周波数は 90GHz であり、鉛直上向きに電場を発振させた場合 (90°) と電場の向きを水平面に対し 30° 及び 120° 傾けて発振した結果を示す。 . . . .	25
2.12	ミリ波発信源の電場の向きと観測電力が最大及び最小となるローテーターの角度の関係 .	25
2.13	観測検波出力の極座標表示。半径が観測電力、角度はポラリゼーション・ローテーター角度から求めた電場の偏光角度である。 . . . .	26
2.14	内側伝送系真空偏光角実験における観測パワーのポラリゼーション・ローテーターの角度依存性。縦軸は観測したパワーメータ出力、横軸はポラリゼーション・ローテーターの角度である。ミリ波の発振周波数は 90GHz であり、鉛直上向き (90°) に電場を発振させた。 .	26
2.15	トーラス外側アンテナ、マイケルソン干渉計を用いた場合の較正係数のスペクトル。 . .	26
2.16	トーラス外側・マイケルソン干渉計 (絶対較正) による相対較正に用いたプラズマ領域と ECE 強度の電子温度依存性。(a) はプラズマ領域である。ここで、赤丸は実験データを示し、実線は光学的厚さが 2.5 の境界である。破線はカットオフ密度を示す。(b) は ECE 強度の電子温度依存性 . . . . .	27
2.17	外側アンテナ、マイケルソン干渉計計測系と内側アンテナ、ラジオメータ計測系による電子温度分布。赤丸は内側アンテナ、ラジオメータ計測系による電子温度、青の実線は外側アンテナ、マイケルソン干渉計計測系電子温度であり、黒丸はトムソン計測による電子温度分布である。 . . . .	28
2.18	外側アンテナ、マイケルソン干渉計計測系と内側アンテナ、ラジオメータ計測系による電子温度分布。赤丸は内側アンテナ、ラジオメータ計測系による電子温度、青の実線は外側アンテナ、マイケルソン干渉計計測系電子温度である。(a)、(b) は図 2.16 の領域の内、 $\rho = 0.52$ のところの密度・温度がそれぞれ $n_e = 3 \times 10^{19}(m^{-3})$ , $T_e = 0.9(keV)$ の領域、 $n_e = 5 \times 10^{19}(m^{-3})$ , $T_e = 1.2(keV)$ の領域の場合に相当する。 . . . .	28
2.19	ECE 強度とトムソン計測電子温度との関係。 . . . .	29
3.1	トーラス内側 ECE 偏光特性実験において用いた放電の時間発展。中心電子温度、平均電子密度、蓄積エネルギーの時間発展を表す。 . . . .	38

3.2	トーラス内側の ECE 強度及回転させた検波角の時間発展。計測器は高周波数帯ヘテロ ダイン・ラジオメータである。(a) はそれぞれ 148GHz, 136GHz, 115GHz のトーラス 内側 ECE の時間発展を示す。(b) は偏光角の時間発展である。真空磁場ではそれぞれ、 $\rho = 0.13, \rho = 0.51, \rho = 0.81$ に対応する。 . . . . .	39
3.3	148GHz, 136GHz, 115GHz ECE 強度の偏光角依存性。 . . . . .	39
3.4	トーラス内側偏光角の径方向依存性。図 3.3 において最大となる偏光角の平均値を磁気面 座標 $\rho$ に対しプロットした。 . . . . .	40
3.5	X-mode に対する O-mode の放射強度の比の径方向依存性。 . . . . .	40
3.6	トーラス外側 ECE 偏光特性実験において用いた放電の時間発展。中心電子温度、平均電 子密度、蓄積エネルギーの時間発展を表す。 . . . . .	41
3.7	148GHz, 135GHz, 118GHz の ECE 強度の検波角依存性を示す。真空磁場計算によると、 148GHz, 135GHz, 118GHz の X-mode の第 2 高調波に対応する共鳴層はそれぞれ、 $\rho =$ $0.26, \rho = 0.57, \rho = 0.81$ の小半径位置に存在する。 . . . . .	41
3.8	トーラス外側偏光角の平均値の径方向依存性。 . . . . .	42
3.9	X-mode に対する O-mode の放射強度の比の径方向依存性。 . . . . .	42
3.10	高密度の場合の ECE 偏光特性実験において用いた放電の時間発展。中心電子温度、平均 電子密度、蓄積エネルギーの時間発展を表す。 . . . . .	43
3.11	ECE 強度の偏光角依存性。周波数は赤、紫、青、黒がそれぞれ 148GHz, 138GHz, 115GHz、 95GHz であり、真空磁場では $\rho = 0.23, \rho = 0.53, \rho = 0.83, \rho = 1.02$ に対応する。 . . . .	43
3.12	高密度の場合の ECE 強度が最大となる偏光角の平均値。 . . . . .	44
3.13	観測された O-mode ECE の時間発展。LHD における ECE 計測において非常に大きな O-mode が観測されている . . . . .	44
3.14	拡張した 1 次元放射輸送モデルの概念図。 . . . . .	45
3.15	トーラス内側 ECE の偏光特性。図 3.3 より半径を ECE 放射強度、角度を偏光角にとった グラフにした。 . . . . .	46
3.16	反射率、モード変換率が共にゼロの場合の拡張した 1 次元放射輸送モデルによる計算結果。 (a) はトーラス内側の偏光特性。赤、青、紫の実線はそれぞれ 148GHz, 136GHz, 115GHz、 真空磁場ではそれぞれ、 $\rho = 0.13, \rho = 0.51, \rho = 0.81$ に対応する。(b) はトーラス外側の 偏光特性。赤、青、紫の実線はそれぞれ 148GHz, 135GHz, 118GHz ECE 強度の偏光角依 存性を示す。真空磁場では $\rho = 0.26, \rho = 0.57, \rho = 0.81$ に対応する。 . . . . .	46
3.17	反射率 0.99、モード変換率 0 を仮定した場合の拡張した 1 次元放射輸送モデルによる計 算結果。(a) はトーラス内側の偏光特性。赤、青、紫の実線はそれぞれ 148GHz, 136GHz, 115GHz、真空磁場ではそれぞれ、 $\rho = 0.13, \rho = 0.51, \rho = 0.81$ に対応する。(b) はトーラ ス外側の偏光特性。赤、青、紫の実線はそれぞれ 148GHz, 135GHz, 118GHz ECE 強度の 偏光角依存性を示す。真空磁場では $\rho = 0.26, \rho = 0.57, \rho = 0.81$ に対応する。 . . . . .	47
3.18	反射率 0.99、モード変換率 0.1 を仮定した場合のトーラス内外の偏光特性の解析結果と実 験結果。黒、赤の実線はそれぞれ解析結果と実験結果を示す。(a) はトーラス内側の偏光 特性。(b) はトーラス外側の偏光特性。 . . . . .	47
3.19	O-mode の X-mode の放射強度に対する比 $I_O/I_X$ の実験結果と解析結果の径方向依存性。 赤丸は実験値を示し、紫、青、黒の実線はそれぞれ (i) 反射/モード変換なし、(ii) 反射率 0.99/モード変換なし、(iii) 反射率 0.99/モード変換率 0.1 の場合を示している。(a) はトー ラス内側の $I_O/I_X$ 、(b) はトーラス外側の $I_O/I_X$ を示す。 . . . . .	48



4.1	$\rho = 0.24$ における時間発展の典型例。磁場配位は $B_0 = 1.5T, R_0 = 3.75m$ の低磁場放電である。(a) は $\rho = 0.24$ の電子密度の時間発展である。(b) は ECE 強度 (周波数 81GHz、真空磁場 $\rho = 0.24$ ) とトムソン電子温度の時間発展 ( $\rho = 0.24$ ) である。(c) はトムソン電子温度、遠赤外レーザー干渉計 (FIR) 電子密度により見積もった光学的厚さの時間発展である。(d) は第 2 高調波 X-mode の屈折率の時間発展である。 . . . . .	63
4.2	$\rho = 0.55$ における時間発展の典型例。(a) 電子密度、(b)ECE 強度、トムソン電子温度、(c) 光学的厚さ、(d) 屈折率の時間発展である。磁場配位は $B_0 = 1.5T, R_0 = 3.75m$ の低磁場放電である。ECE の周波数は 73GHz であり、真空磁場では $\rho = 0.55$ に相当する。 . .	64
4.3	$\rho = 0.75$ における時間発展の典型例。(a) 電子密度、(b)ECE 強度、トムソン電子温度、(c) 光学的厚さ、(d) 屈折率の時間発展。磁場配位は $B_0 = 1.5T, R_0 = 3.75m$ の低磁場放電である。ECE の周波数は 66GHz であり、真空磁場では $\rho = 0.75$ に相当する。 . . . .	64
4.4	$B_0 = 1.5T, R_0 = 3.75m$ の磁場配位における 73GHz 第 2 高調波 X-mode(対応する小半径の位置は真空磁場で $\rho = 0.24$ である。) の (a)ECE 強度の密度依存性と (b) 第 2 高調波 X-mode の光学的厚さの密度依存性。(a) において、赤丸、紫丸、青丸、黒丸はそれぞれ光学的厚さが 4.6 以上 ( $(1 - \exp(-\tau)) \geq 0.99$ )、2.5 以上 ( $(1 - \exp(-\tau)) \geq 0.92$ )、1.0 以上 ( $(1 - \exp(-\tau)) \geq 0.63$ )、1.0 以下のデータである。(b) において、赤丸、紫丸、青丸、黒丸は実験データでそれぞれ光学的厚さが 4.6 以上、2.5 以上、1.0 以上、1.0 以下のデータである。赤、紫、青の実線は光学的厚さの等高線であり、矢印の方向の電子密度、電子温度をもつプラズマの光学的厚さがそれぞれ 4.6 以上、2.5 以上、1.0 以上であることを示す。	65
4.5	$B_0 = 1.5T, R_0 = 3.75m$ の磁場配位における ECE 強度の密度依存性。アンテナはトーラス外側アンテナを用いている。(a)、(b)、(c) はそれぞれ 81GHz、73GHz、66GHz の ECE 強度の密度依存性を示し、それぞれ、真空磁場では異なるプラズマ小半径、中心近傍 $\rho = 0.24$ 、中間 $\rho = 0.55$ 、周辺 $\rho = 0.75$ に相当する。 . . . . .	66
4.6	高磁場放電 $B_0 = 2.883T, R_0 = 3.6m$ の磁場配位における ECE 強度の密度依存性。アンテナはトーラス外側アンテナを用いている。(a)、(b)、(c) はそれぞれ 56GHz、145GHz、124GHz の ECE 強度の密度依存性を示し、それぞれ、真空磁場では異なるプラズマ小半径、中心近傍 $\rho = 0.16$ 、中間 $\rho = 0.52$ 、周辺 $\rho = 0.81$ に相当する。 . . . . .	67
4.7	高磁場放電 $B_0 = 2.883T, R_0 = 3.6m$ の磁場配位における ECE 強度の密度依存性。アンテナはトーラス内側アンテナを用いている。(a)、(b) はそれぞれ 145GHz、121GHz の ECE 強度の密度依存性を示し、それぞれ、真空磁場では異なるプラズマ小半径、中間 $\rho = 0.52$ 、周辺 $\rho = 0.81$ に相当する。 . . . . .	68
4.8	高磁場放電 $B_0 = 2.883T, R_0 = 3.6m$ の磁場配位における基本波 O-mode の ECE の高密度依存性。アンテナはトーラス内側アンテナを用いている。(a)、(b) はそれぞれ 77GHz、71GHz の ECE 強度の密度依存性を示し、それぞれ、真空磁場では異なるプラズマ小半径、中心近傍 $\rho = 0.24$ 、中間 $\rho = 0.51$ に相当する。 . . . . .	69
4.9	拡張した 1 次元輸送モデルによる計算結果。 $f = 72.5\text{GHz}$ ( $\rho = 0.55$ に対応) の場合の規格化 ECE 強度の密度依存性である。(a) は反射係数を変化させた場合である。赤、紫、青はそれぞれ反射率 0,0.5,1.0 に相当する。(b) は内側共鳴層の影響を示す。(c) は、O-mode 混入の影響を示す。純粋な X-mode 場合が $\alpha = 0^\circ$ であり、純粋な O-mode が $\alpha = 90^\circ$ である。 . . . . .	70
4.10	レイの入射モデル。73GHz の EC 波に対するガウスビームの $e^{-2.5}$ パワー分布パターン (太い実線)、レイの入射ベクトルと入射位置を $(R, Z)$ 平面上にプロットしている。 . . .	71

4.11	レイトレーシングにより計算した EC 波 X-mode 第 2 高調波のレイの軌跡。周波数は 73GHz、対応する共鳴層は真空磁気面では $\rho = 0.55$ である。磁場配位は磁気軸 $R_0=3.75$ m、磁気軸における磁場強度は 1.5T に対応する。(a),(c),(e) は X-Z 面投影図を示し、(b),(d),(f) は Y-Z 面投影図を示す。ここで、(X, Y, Z) はデカルト座標系を表すが、プラズマ横長断面の位置をトロイダル角 $\phi = 0$ にとると、X, Y, Z はそれぞれ円柱座標系 ( $R, Z, \phi$ ) の R 方向、Z 方向、 $-\phi$ 方向に対応している。 . . . . .	72
4.12	赤道面で LHD と等価な密度勾配を持ったトカマク配位における EC 波のレイの軌跡。 . . .	73
4.13	赤道面上の共鳴領域を通過するレイの入射位置。(a)-(c) が LHD に対する結果で、(d)-(f) が等価なトカマクの結果である。 . . . . .	74
4.14	赤道面上の共鳴面を通過する波のパワーの密度依存性。実線が LHD で、破線がトカマクの場合である。 . . . . .	75
4.15	異なる周波数に対して示した式 (4.4) の LHD における赤道面上の共鳴層を通過する波のパワーの密度依存性。実線は 80.5GHz、破線は 72.5GHz、点線は 65.5GHz に対応する。破線は、図 4.14 の実線に対応する。 . . . . .	75
4.16	レイトレーシングを行う対象となるプラズマの断面形状。(a) は縦長トカマク、(b) は円断面トカマク、(c) は横長断面トカマクである。ECE アンテナの視線方向の直径は LHD の横長断面と同じ大きさを仮定している。また、共鳴位置を LHD と同じ小半径位置としており、R 方向の磁場分布は等しい。垂直方向の密度勾配のみ異なる。 . . . . .	76
4.17	レイトレーシングによるカットオフ密度の 60% の場合の X-Z 面投影図。(a) は縦長断面トカマク、(b) は円断面トカマク、(c) は横長断面である。実線はレイの軌跡を表し、点線はガウス光学上の $e^{-2.5}$ パワー分布のアンテナパターンを示す。 . . . . .	77
4.18	プラズマの断面形状の異なるトカマクにおける赤道面上の共鳴領域を通過するレイの入射位置。カットオフ密度の 60% の場合を示す。(a)、(b)、(c) はそれぞれ縦長トカマク、円断面トカマク、横長断面トカマクに対応する。 . . . . .	78
4.19	縦長トカマク、円断面トカマク、横長断面トカマク及び LHD の通過パワーの密度依存性。 . . . . .	79
4.20	高磁場 ( $B_0 = 2.883T, R_0 = 3.6m$ ) の場合と低磁場 $B_0 = 1.5T, R_0 = 3.75m$ の場合についてのレイトレーシング結果。丸が高周波数 (145GHz)、四角は低周波数 (73GHz) を示す。真空磁場ではそれぞれプラズマ半径 $\rho = 0.53$ 、 $\rho = 0.55$ に対応する。 . . . . .	79
4.21	ECE パワーの密度依存性。実線が LHD、破線が円断面トカマクの場合のレイトレーシングの結果である。 . . . . .	80
4.22	共鳴面における $dP/P_0$ の径方向分布。(a) が LHD の場合、(b) がトカマクの場合である。実線、破線、点線はそれぞれ $n_e/n_{cut-off} = 0.30$ 、 $n_e/n_{cut-off} = 0.60$ 、 $n_e/n_{cut-off} = 0.90$ に対応する。 . . . . .	80
4.23	低磁場放電 ( $R_0 = 3.75m, B_0 = 1.5T$ ) における実験結果と拡張した放射輸送モデルによる規格化 ECE 強度の密度依存性。黒点は、 $f = 73GHz$ に対する規格化 ECE 強度の密度依存性を示している。実線及び破線は拡張した放射輸送モデルを示す。ともに、壁での反射率 ( $k = 0.99$ )、モード変換率 ( $p = 0.1$ ) を仮定し、偏光角のずれによる O-mode の混入がない場合 ( $\alpha = 0^\circ$ ) と O-mode の混入がある場合 ( $\alpha = 30^\circ$ ) に対応している。 . . . . .	81
4.24	低磁場放電 ( $R_0 = 3.75m, B_0 = 1.5T$ ) における実験結果とレイトレーシングによる計算結果の比較。(a) において、実線は評価される赤道面の共鳴層を通過するレイのパワーに対応する。(b) は ASDEX トカマクにおける実験結果と縦長断面トカマクにおけるレイトレーシングの結果である。 . . . . .	82

5.1	LHDにおけるECE計測の密度領域。(a),(b),(c)はそれぞれ低磁場配位 ( $B_0 = 1.5\text{T}$ , $R_0 = 3.75\text{T}$ ) における第2高調波 X-mode の計測可能な密度領域、高磁場配位 ( $B_0 = 2.883\text{T}$ , $R_0 = 3.6\text{T}$ ) における第2高調波 X-mode の計測可能な密度領域、高磁場配位 ( $B_0 = 2.75\text{T}$ , $R_0 = 3.6\text{T}$ ) における基本波 O-mode の計測可能な密度領域を密度-小半径をダイヤグラムで表示したもの。青の実線及び破線はECEの強度減少が始まる密度、赤の実線は光学的な厚さが2となる密度、黒の実線は偏光角特性実験により径方向に一定となる密度領域の特定が行えた境界、黒の点線はカットオフ密度を示す . . . . .	88
5.2	蓄積エネルギー、電子温度、イオン温度、電子密度の時間発展。 . . . .	89
5.3	図 5.2 中の a) $t = 4.5\text{s}$ , b) $t = 10.5\text{s}$ , c) $t = 22.5\text{s}$ における電子温度分布、イオン温度分布、電子密度分布。 . . . .	89
5.4	図 5.2 中の a) $t = 4.5\text{s}$ , b) $t = 10.5\text{s}$ , c) $t = 22.5\text{s}$ における新古典理論から予想される (a) イオン熱輸送係数、(b) 電子熱輸送係数、(c) 径電場の分布。 . . . .	90
5.5	径電場の時間発展 ( $\rho = 0.8$ )。実線は新古典論による電場、点は CXS の実験データである。a), b), c) の矢印は図 5.2 中の対応する時刻を表す。 . . . .	90
5.6	水素の比を増加させたときの径電場分布。図 5.2 の a) $t = 4.5\text{s}$ に対応する。 . . . .	91
5.7	水素の比を増加させたときの (a) イオン熱輸送係数、(b) 電子熱輸送係数の分布。図 5.2 の a) $t = 4.5\text{s}$ に対応する。 . . . .	91