九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

マイクロ波レンズを用いたECRプラズマ生成に関する研究

杉本, 尚哉
Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University

https://doi.org/10.11501/3119147

出版情報：九州大学, 1996, 博士（理学）, 課程博士
バージョン：
権利関係：

マイクロ波レンズを用いたECRプラズマ生成に関する研究

杉本尚哉

①

マイクロ波レンズを用いたECRプラズマ生成に関する研究

１９９６年　６月

杉本　尚哉

目次

1 緒言 **1**

2 マイクロ波凹レンズによる径方向放射分布の制御 **5**

2.1 序論 5

2.2 テーパー導波管とマイクロ波凹レンズ 6

2.3 大気中でのマイクロ波の径方向放射分布 14

2.4 真空容器内でのマイクロ波径方向放射分布 15

2.5 結論 16

3 マイクロ波凹レンズによる ECR プラズマの一様化 **24**

3.1 序論 24

3.2 実験装置及び測定装置 25

3.3 測定原理 31

3.3.1 干渉法による波数の測定 31

3.3.2 $I-V$ 特性曲線による電子温度、電子密度の測定 32

3.4 プラズマ中のマイクロ波径方向放射分布 36

3.5 プラズマ中を伝播する波動の同定 42

3.5.1 冷たい一様プラズマ中の電子サイクロトロン波の分散式 42

3.5.2 実験結果 45

3.6 一様プラズマの生成 49

3.6.1 イオン飽和電流の径方向分布の外部パラメータ依存性 49

3.6.2 イオン飽和電流の軸方向分布の外部パラメータ依存性 55

3.7 生成されたプラズマの電子密度及び電子温度の外部パラメータ依存性 61

3.8 ECW の減衰とプラズマパラメータとの関係 68

3.9 結論 72

4 ECR プラズマのイオン飽和電流分布への電子サイクロトロン波の寄与 75

4.1 序論 75

4.2 プラズマ中を伝播する ECW の波面 76

4.3 イオン飽和電流分布と ECW の伝播方向についての考察 80

4.4 結論 92

5 総括 93

記号一覧

本論文で用いた記号を以下に示す。

各章共通

c : 真空中の光速

e : 電気素量

$k_{\parallel}$: プラズマ中の波動の、外部磁場に平行な波数成分

$k_{\perp}$: プラズマ中の波動の、外部磁場に垂直な波数成分

m_e : 電子の質量

m_i : イオンの質量

n_e : 電子密度

n_i : イオン密度

r : 円筒座標系での r 座標

T : プラズマ中の波動の周期

T_e : 電子温度

T_i : イオン温度

v_{th} : 電子の熱速度

z : 円筒座標系での z 座標

θ : 円筒座標系での θ 座標

κ : Boltzmann 定数

ν : 衝突周波数

ω : プラズマ中の波動の周波数

ω_{ce} : 電子サイクロトロン周波数

ω_{ci} : イオンサイクロトロン周波数

ω_{pe} : 電子プラズマ周波数

第2章

a : テーパー導波管開口面の半径

A : 変動磁場の振幅

B_r : 変動磁場の r 成分

B_θ : 変動磁場の θ 成分

$|\tilde{B}_\perp|$: 変動磁場の z 軸に垂直な成分

k : $J_1{}'(x) = 0$ を満たす最小の x の値

k_0 : 真空中のマイクロ波の波数

k_1 : マイクロ波凹レンズ中のマイクロ波の波数

l_0 : マイクロ波源とマイクロ波凹レンズの焦点の間の距離

l_1 : マイクロ波凹レンズの焦点とマイクロ波凹レンズの中心との間の距離

n : マイクロ波凹レンズの材質の屈折率

δ : $\tan\delta$ で誘電正接

λ : 真空中でのマイクロ波の波長

第3章

A : V_R の振幅

B : V_P の振幅

V_{out} : double-balanced mixer の出力信号電圧

V_P : ループアンテナの信号電圧

V_R : 参照信号の電圧

ϕ : V_R と V_P の位相差

φ : V_R と V_P の伝達経路の違いによる位相差

A_p : プローブの表面積

A_s : シースの表面積

I_e : 電子電流

I_{is} : イオン飽和電流

I_p : プローブ電流

r_s : プローブの中心から測ったシースの半径

r_p : プローブの半径

V_p : プローブバイアス電圧

V_s : プラズマの space potential

λ_{De} : Debye 長

$\boldsymbol{B}_0$: 外部磁場の磁束密度

$\boldsymbol{D}$: プラズマ中の電束密度

$\boldsymbol{E}$: プラズマ中の波動電場

$\boldsymbol{k}$: プラズマ中の波動の波数

m_s : s 種の粒子の質量

$\boldsymbol{n}$: プラズマ中の波動の屈折率

n_s : s 種の粒子の数密度

q_s : s 種の粒子の電荷

$\hat{\varepsilon}$: 冷たいプラズマの誘電率テンソル

ω_{cs} : s 種の粒子のサイクロトロン周波数

ω_{ps} : s 種の粒子のプラズマ周波数

$k_{\|}{}'$: マイクロ波凹レンズを使用した場合の $k_{\|}$

$\Delta k_{\|}$: マイクロ波凹レンズによる $k_{\|}$ の変化

$n_e{}'$: マイクロ波凹レンズを使用した場合の n_e

Δn_e : マイクロ波凹レンズによる n_e の変化

$v_{\|}$: 電子の速度の外部磁場に平行な成分

$v_{th}{}'$: マイクロ波凹レンズを使用した場合の v_{th}

$\omega_{ce}{}'$: マイクロ波凹レンズを使用した場合の ω_{ce}

$\omega_{pe}{}'$: マイクロ波凹レンズを使用した場合の ω_{pe}

1　緒言

プラズマは、物質を構成する原子・分子が電離してイオンと電子に分離し、全体としては電気的に準中性で、多様な集団運動を起こす高温電離気体である。プラズマはこのような特徴を有することにより、固体、液体、気体に次ぐ物質の第4の状態といわれる[1)]。

プラズマの研究は、放電現象の解明を目的として始まり、今世紀前半には放電機構やプラズマ中の固有振動（プラズマ振動）の存在が明らかにされた。その後、電波通信が発達するにつれて地球の電離層の研究が進み、プラズマを構成する粒子の集団運動である種々の不安定性や波動現象について多くの知識が蓄積された。さらに、地上において恒星内部で起こっている核融合反応を実現させるという制御熱核融合の研究や、太陽をはじめとする天体に存在するプラズマに関する研究からプラズマ物理学はめざましい発展をとげている。

一方、プラズマの応用は、放電現象を利用する照明や溶接などの材料加工、核融合炉の実現のみならず、最近ではプラズマプロセッシング、MHD 発電、気体レーザー、イオンビーム源等の研究・開発が盛んに行われている[2)3)4)5)]。特に、プラズマエッチングやプラズマ CVD 法等のプラズマプロセッシングは、常温程度の低温では進行しない化学反応を、プラズマを用いて高温下あるいは電界下での粒子の活性化作用により促進させて利用するものであり、半導体産業の分野で注目されている[6)]。

プラズマエッチングは Cl_2、CCl_4 等のハロゲン化炭素プラズマ中の活性化粒子（ラジカル）によって Si、多結晶 Si、SiO_2、SiN_4 等の Si 系材料や金属膜（Al、Mo、W 等）を微細加工する技術である[7)8)9)]。材料のエッチングは、従来化学溶液を使う方法で行われてきたが、プラズマエッチングによりパターンの加工寸法精度は飛躍的に向上した。これは、集積回路（IC）や大規模集積回路（LSI）の高密度化にとって無くてはならない技術となっている。その他にも、製造工程が簡略化されたこと、均一なエッチングが可能であること、廃液処理の問題が無くなったこと等多くの利点がある。

プラズマ CVD 法は、放電プラズマ中にシランガス（SiH_4）等の反応性の強いガスを混入して多くのラジカル種を生成し、材料基板上に薄膜を堆積させる技術である[10)11)12)]。プラズマ CVD 法は、原子・分子が規則正しい空間格子を作らないアモルファス（非晶質）薄膜の成膜に応用されている。SiH_4 を用いて成膜されたアモルファスシリコン薄膜は、製作費が安く大面積化が可能であり、プラズマの状態を変えることによりその電気的特性や光学的特性を広範囲に制御できるのが特長で、太陽電池や光メモリ等で既に実用化されている。

しかしこのような材料プロセスの分野では、プロセスの高速化、超微細化、大面積化等課題も山積している。これらの問題を解決するためには、低ガス圧力（10^{-4}Torr $\sim$ 10^{-2}Torr ）で高密度（$n_e = 10^{11} \sim 10^{12}$ cm^{-3}、n_e: 電子密度）、高電子温度（$T_e \geq 5$eV、T_e: 電子温度）であり、さらに大口径で一様なプラズマを生成する必要がある。電極を用いた従来の高周波放電では、電極を大きくして大面積化をはかる試みもあるが、プラズマ密度が低く、一様に放電させてプラズマを生成することが困難であり、さらに電極がプラズマにさらされるため不純物がプラズマ中に混入する等の問題があり、上に述べた条件を満たすプラズマを生成するには他の方法が考案されている。その代表的なものとして、ヘリコン波励起プラズマ、誘導結合型プラズマ、電子サイクロトロン共鳴プラズマ等が挙げられる[13)]。

ヘリコン波励起プラズマは、放電管の外部にアンテナ（ループ型やヘリカル型）を取り付けて RF （MHz 帯）を印加し、磁場中においてヘリコン波を励起させてプラズマを生成する方法である。ヘリコン波は、$\omega_{ci} < \omega < \omega_{ce}$ （ω_{ci}：イオンサイクロトロン周波数、ω_{ce}：電子サイクロトロン周波数、ω：ヘリコン波の周波数）で磁力線に沿って伝播するホイッスラーモードの電磁波であり、プラズマ中の散逸が原因で発生する磁力線に平行な電場成分があるので、プラズマ中の電子と Landau 相互作用することにより電子にエネルギーを与えると考えられている[14)]。この方法により、ガス圧力 $\sim 10^{-3}$Torr で電子密度が $\sim 10^{13}$cm^{-3}、電子温度 5 $\sim$ 10eV のプラズマが生成されている[15)16)]。また、アンテナがプラズマと接していないため不純物の発

生は抑えられるが、放電管中心部で鋭いピークとなる密度分布を持ち大口径一様化が課題である。さらに、プラズマの生成条件によっては、20 ～ 30eV のエネルギーを持つ電子ビームが発生する場合があり[17)18)19)]、それに対する対策も必要である。

誘導結合型プラズマ（ICP、Inductive Coupled Plasma）も、ヘリコン波励起プラズマと同様、アンテナ（ヘリカル型やスパイラル型）に RF を印加してプラズマを生成するが、磁場を必要とせず、電子はヘリコン波の場合と違って誘起された高周波電界により加速される。この方法により、ガス圧力が 10^{-3} ～ 10^{-2}Torr で電子密度 ～ 10^{12}cm^{-3}、電子温度 5 ～ 10eV のプラズマが生成される。ヘリコン波励起プラズマ同様アンテナからの不純物は無いが、大口径アンテナの径方向にしばしば強い静電界が誘起され、アンテナ近傍の誘電体表面に負の DC 自己バイアスがかかりイオンが加速されて壁に衝突して不純物が発生することや、大電流を流すためアンテナの冷却が必要であること等が問題である。

ヘリコン波励起プラズマや ICP が MHz 帯の周波数を使用するのに対し、電子サイクロトロン共鳴（ECR、Electron Cyclotron Resonance）プラズマは GHz 帯のマイクロ波を利用する。磁場中において真空容器内に入射されたマイクロ波は、電子サイクロトロン波を励起する。電子サイクロトロン波は磁力線に沿って伝播する右回り円偏向の電磁波で、ECR により電子にエネルギーを与える。また、カットオフが無く共鳴点まで伝播できるので、同じくマイクロ波を使って正常波（Ordinary mode）でプラズマを生成する方法に比べて高密度のプラズマ生成が可能である。生成されるプラズマは、ガス圧力 10^{-4} ～ 10^{-2}Torr で電子密度 10^{12} ～ 10^{13}cm^{-3}、電子温度は 5 ～ 10eV である。

ECR プラズマ生成で最も重要な課題は、大口径一様化である。この問題の要因の 1 つはマイクロ波の導入の仕方である。ECR プラズマ生成では、アンテナを用いてマイクロ波を放射させる方法と、テーパー導波管を用いて入射する方法が主である。

アンテナによるものでは、マルチスロットアンテナを用いた大口径一様プラズマ生成が研

究されている[20]。この方法では、アンテナがプラズマにさらされるためアンテナから不純物がプラズマ中に混入する問題があるが、この点についても検討がなされている[21]。

一方、テーパー導波管を用いる方法では、マイクロ波は円形 TE_{01} モード[22] や円形 TE_{11} モード[23][24][25] で入射される。マイクロ波を円形 TE_{11} モードで入射した場合、マイクロ波の径方向放射分布は中心で最大となる山形となり、これがプラズマの径方向分布を非一様にしている原因の１つと考えられる。また、生成されたプラズマの径方向密度分布が中心部で高い分布となると電子サイクロトロン波に対しては凸レンズの効果を及ぼす[26]。したがって、テーパー導波管を用いた円形 TE_{11} モードでのマイクロ波入射による ECR プラズマ生成では、マイクロ波の径方向放射分布を径方向に拡げて一様にする必要がある。

本研究では、マイクロ波の径方向放射分布を変えるため、マイクロ波入射口前面にマイクロ波凹レンズを置き、テーパー導波管から放射されるマイクロ波の径方向分布を変化させ、プラズマの径方向分布の一様化を試みた。さらに、プラズマ生成とその一様化に重要な役割を果たすと考えられる電子サイクロトロン波の位相を詳細に調べ、電子サイクロトロン波とイオン飽和電流の分布との関係を考察した。

以下、各章の内容を示すと、第２章では、マイクロ波凹レンズによる径方向放射分布の変化について、大気中と真空容器内での測定結果を示す。第３章では、マイクロ波凹レンズを用いてプラズマ生成を行い、その場合のマイクロ波径方向放射分布やプラズマ中に励起される波動、イオン飽和電流分布、電子密度及び電子温度の測定結果を示し、マイクロ波凹レンズの影響を述べる。第４章では周辺部のイオン飽和電流値の大きな領域について、プラズマ中を伝播している波動の波面やイオン飽和電流の軸方向分布の測定結果からその発生の原因について述べる。最後に、第５章で総括を行い、今後の課題について述べる。

2　マイクロ波凹レンズによる径方向放射分布の制御

2.1　序論

円形 TE_{11} モードによるプラズマ生成では、マグネトロンを用いた発振器により発振された 2.45GHz のマイクロ波は、導波管中を矩形 TE_{10} モードで伝播して、真空容器のマイクロ波入射口近くで円形 TE_{11} モードに変換される。ところが大口径一様プラズマを生成する場合、真空容器の直径は円形導波管の直径に比べて非常に大きい。もし、円形導波管を直接真空容器に接続し、マイクロ波を入射させようとすると、マイクロ波の伝播する空間の大きさが急に変化するのでマイクロ波入射口においてインピーダンスが急変し、導波管中を伝播してきたマイクロ波に大きな反射が起こる。このような現象を防ぐためには、テーパー導波管（電磁ホーン）を使って長い距離でゆっくりとマイクロ波が伝播する断面を拡大し、真空容器の断面と同じ大きさに拡げればよい[27)]。

テーパー導波管の開口面での電磁場分布は、円形 TE_{11} モードと同じ分布で、中心が最大となる。またテーパー導波管からの放射は指向性を持っている。このテーパー導波管からの指向性は、開口面積が一定である場合、長さが長いものほど良くなる。また、開口面積が大きいほど指向性は良く、利得も大きい[28)]。一方、径方向に一様なプラズマを生成するには、指向性が低く一様にマイクロ波が放射されるのが良いと考えられる。したがって、長さを短くして開口面積を小さくすれば良いと思われるが、先に述べたようにマイクロ波入射口での反射の問題があるため適当ではない。

この問題を解決する１つの方法として、電波レンズの利用が挙げられる[27)28)29)]。一般に、波長が短い電磁波に対しては、幾何光学的な考えを適用することができ、光と同様な原理で電波レンズを作ることができる。すなわち媒質中の位相速度と自由空間中の位相速度の差を利用して波面を変化させる。電磁ホーンと電波レンズの組み合わせは、電磁ホーンからの放射が球面波であるために起こる利得の低下を防ぐため、平面波に変換する目的などで使用される[30)31)]。

ここでは、マイクロ波凹レンズを、テーパー導波管のマイクロ波径方向放射分布を拡げる目的で利用する。

以下、2.2 では本実験用に製作した大面積開口面を持つテーパー導波管とマイクロ波凹レンズについて説明する。2.3 では、大気中でのマイクロ波の径方向放射分布の測定について述べる。続く 2.4 では真空容器内でのプラズマが無い場合のマイクロ波放射分布の測定結果を示し、2.5 でマイクロ波凹レンズの径方向放射分布への効果をまとめる。

2.2 テーパー導波管とマイクロ波凹レンズ

図 2-1 は、本実験用に製作したテーパー導波管である。プラズマ生成用の真空容器の直径は約 45cm であるので、テーパー導波管の開口面の直径は 42cm にしている。通常用いられているテーパー導波管の開口面は、直径がマイクロ波の波長程度（～ 12cm）のものから、直径 8 インチプラズマに対応して 20cm 程度のものが多く、このような大面積開口面のテーパー導波管を使用した例は他にはあまりない。これにより特性インピーダンスは、矩形 TE_{10} モードから円形 TE_{11} モードへの変換直後での 496Ω（半径 5.5cm）から 382Ω（開口面）となり、真空容器内での値 381Ωに近くなっている。

テーパー導波管の長さは、マイクロ波凹レンズの最も厚い部分の長さが 10cm 程度になるようにして概算して決めている。図 2-2 において、三角形 OPQ と三角形 OFQ がほぼ相似であるとすると、焦点 F は $OF = 44$cm となるように決められる。この場合、角 $QFO \sim 26°$ である。マイクロ波凹レンズによるマイクロ波径方向放射分布の違いが明らかになるように、角 QSO が角 QFO の 1/2 以下になるようにするのが良いと考えられる。これより、SF は 47cm 以上になるようにする。

本実験では、伝送用の矩形導波管の配置等の問題から $SF = 61$cm、$FO = 45$cm となるようにテーパー導波管とマイクロ波凹レンズを製作した。次に、マイクロ波凹レンズの凹面につ

いて説明する。

テーパー導波管からのマイクロ波の放射を、テーパー導波管の頂点 S に置いた光源からの光の放射と考える。図 2-3 において、S からの放射は、マイクロ波凹レンズを用いることにより、見かけ上マイクロ波凹レンズの焦点 F からの放射であるように変更される。すなわち、S からレンズ上の点 L を通って N に到達するマイクロ波と、F から N へ真空中を伝播してくるマイクロ波の位相差が 2π の整数倍になるようにする。(LN は SF に平行であると仮定する。) この場合、各線分の長さは

$$\overline{SL} = \sqrt{{l_0}^2 + r^2 + 2l_0 r\cos\theta}$$

$$\overline{LN} = l_1 - r\cos\theta$$

$$\overline{FN} = \sqrt{{l_1}^2 + r^2\sin\theta}$$

であるから、

$$k_0\sqrt{{l_0}^2 + r^2 + 2l_0 r\cos\theta} + k_1(l_1 - r\cos\theta) = k_0\sqrt{{l_1}^2 + r^2\sin^2\theta} + 2m\pi \tag{2.1}$$

ここで、k_0 、k_1 はそれぞれ真空中及びレンズ中でのマイクロ波の波数である。また、m は整数である。これより、

$$\sqrt{{l_0}^2 + r^2 + 2l_0 r\cos\theta} + n(l_1 - r\cos\theta) = \sqrt{{l_1}^2 + r^2\sin^2\theta} + m\lambda \tag{2.2}$$

$n = k_1/k_0$ はレンズを作る媒質の屈折率、λ は真空中でのマイクロ波の波長である。(2.2) 式を満たす (r, θ) が表わす曲線を、直線 SF の周りに回転して得られる曲面が、マイクロ波凹レ

ンズの凹面である。

マイクロ波凹レンズの厚さは m に依存するが、レンズの軽量化と、レンズによるマイクロ波の損失を小さくするため、厚みは小さいほうが良い。凹レンズの中心軸上での厚さは $\theta = 0$ での $l_1 - r$ であるが、これは (2.2) 式より

$$l_1 - r = \frac{l_0 - m\lambda}{n - 1} \tag{2.3}$$

となる。マイクロ波の損失を示す $\tan\delta$ と n の関係は、

$$n = \left(\frac{\sigma}{\omega \tan\delta}\right)^{1/2} \tag{2.4}$$

であるから (2.3) 式は、

$$l_1 - r = \frac{l_0 - m\lambda}{\left(\frac{\sigma}{\omega \tan\delta}\right)^{1/2} - 1} \tag{2.5}$$

となる。ここで、σ は導電率である。よって、$\tan\delta$ が小さい方がマイクロ波の損失も少なく、レンズの厚みを小さくすることができる。表 2-1 に各物質の $\tan\delta$ を値を示す。この表と、加工の容易さ及び廉価であるなどの理由から、本研究ではテフロンを使ってマイクロ波凹レンズを製作した。l_0 = 61cm、l_1 = 45cm であり、テフロンの屈折率は、n = 1.4 (10^8 Hz) である。また、真空中でのマイクロ波の波長は $\lambda \sim$ 12cm であるので、m = 5 とする。

このようにして決めた凹面を、図 2-4 に示すように厚さ 1cm のテフロン製リングを 5 枚重ねて階段状に近似し、マイクロ波凹レンズを作成した。テフロン製リングは、すべて外径が 42cm で、内径は上から 37cm、32cm、28cm、22cm、16cm である。

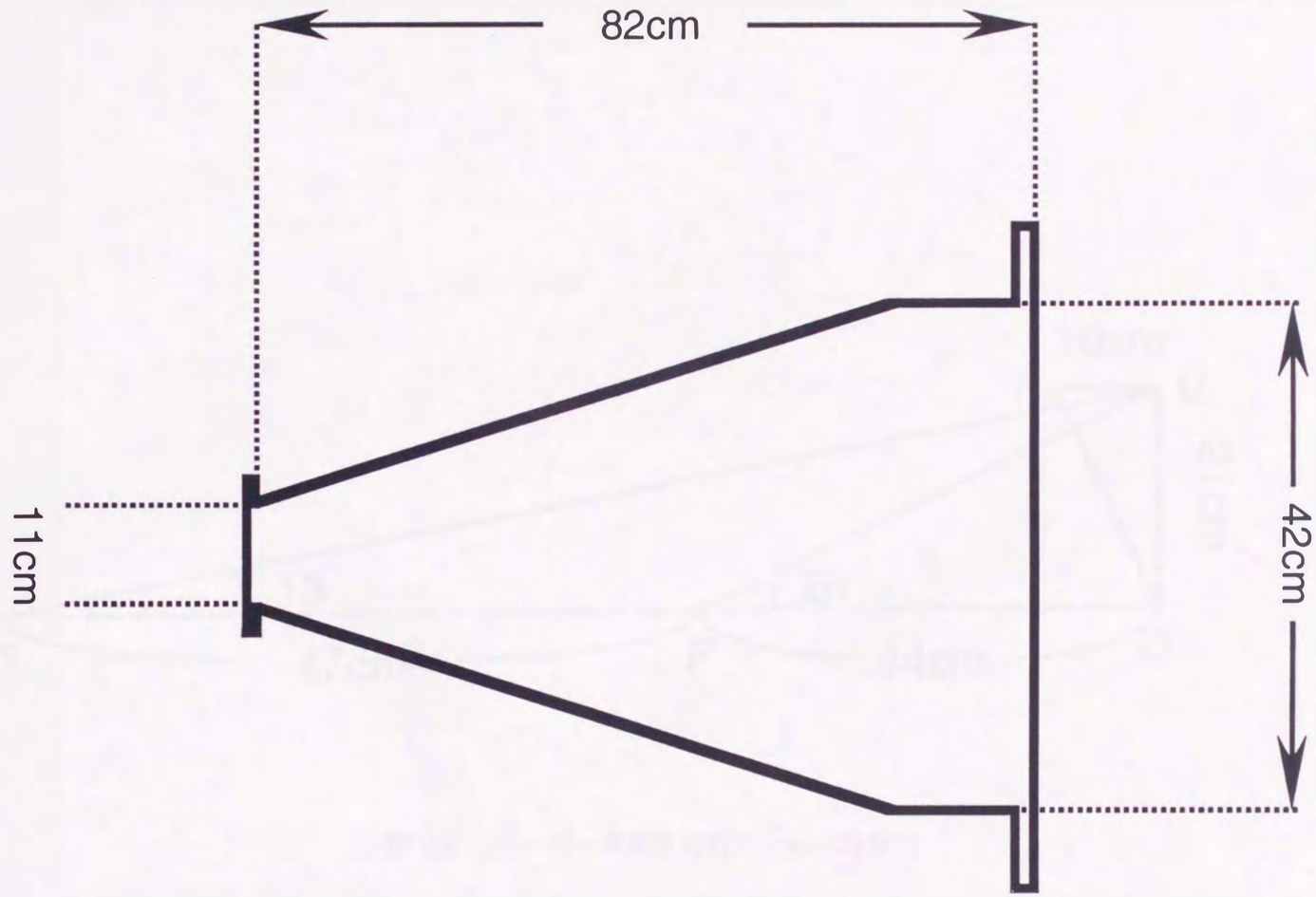


図 2-1　テーパー導波管

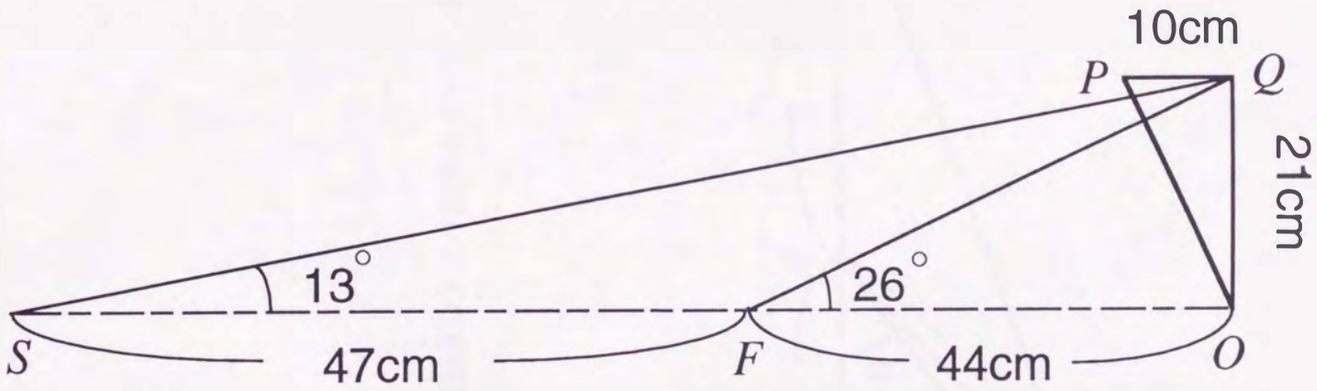


図 2-2　テーパー導波管設計のための計算図

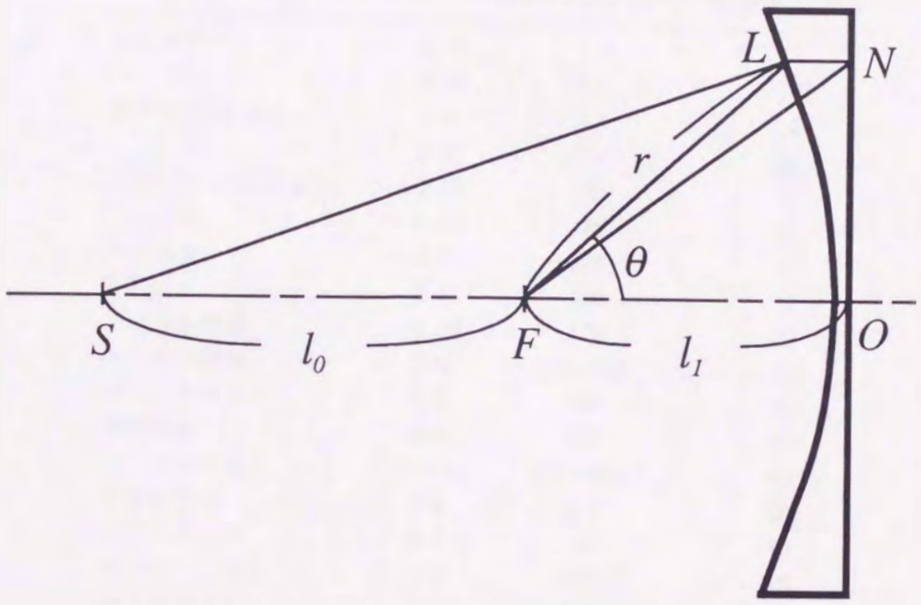


図 2-3　マイクロ波凹レンズの説明図

物　　質	$\bar{\varepsilon}$	tan δ (単位 10^{-4})	周波数 (GHz)
ポリスチレン	2.56	3.3	3
〃	2.56	4.3	10
テフロン $(C_2F_4)_n$	2.01	2.4	1
〃	2.01	1.4	10
ダイフロン $(C_2F_3Cl)_n$	2.38	155	1
〃	2.38	180	10
ナイロン	～2.7	～100	10
PVC	2.84	160	3
アクリル樹脂	2.59	170	10
エポキシ樹脂	3.0	220～750	10
ベークライト	4.5	120	10
尿素樹脂	4.6	780	10
ソーダガラス	7～14	100～170	10
石英ガラス	3.8	1.7	10
ステアタイト	5.2	26	10
ネオプレンゴム	4.0	1000	10
シリコンゴム	3.1	540	10

表 2-1　各物質の tan δ の値[27)]

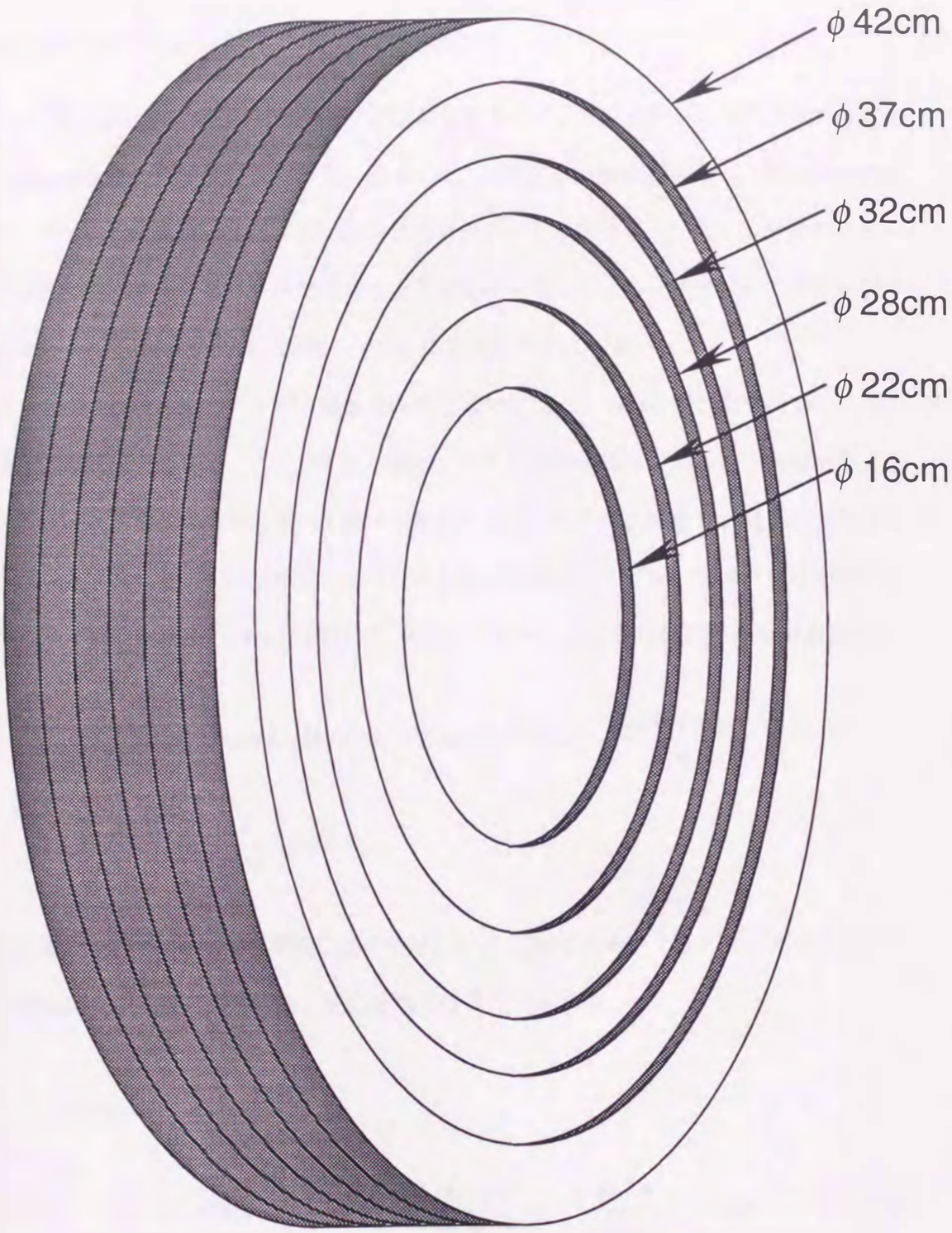


図 2-4　マイクロ波凹レンズ

2.3 大気中でのマイクロ波の径方向放射分布

テーパー導波管からのマイクロ波の径方向放射分布を、マイクロ波凹レンズを使用する場合と使用しない場合について測定を行った。図 2-5 は、実験方法の概略図である。放射分布の測定は、ループアンテナを用いて行った。ループアンテナからの信号をクリスタルディテクターを用いて検出し[32]、オシロスコープで信号の大きさを読み取った。ループアンテナのループの直径は約 0.5cm で、マイクロ波の波長 ~ 12cm に比べて十分に小さい。

図 2-6 と図 2-7 はそれぞれテーパー導波管の開口面から 30cm、60cm 離れた場所でのマイクロ波の径方向放射分布である。ここで、r の値はマイクロ波の伝播方向から見て右側を正、左側を負にとり、以下すべての章において同様であるとする。いずれの場合も、径方向放射分布は開口面の中央部で大きく、周辺部で小さくなる山形の分布をしている。マイクロ波の進行方向を z 軸とする円筒座標系 (r, θ, z) において、円形 TE_{11} モードの開口面に平行な磁場成分は、

$$
\begin{aligned}
B_r &= -A\cos\theta J_1{}'(kr/a) = -A\cos\theta\left[J_0(kr/a) - \frac{J_1(kr/a)}{kr/a}\right] \\
B_\theta &= A\frac{\sin\theta}{(kr/a)}J_1(kr/a)
\end{aligned}
$$

で与えられる。ここで、a は導波管開口面の半径、$k = 1.84$ である。クリスタルディテクターを用いた測定は 2 乗検波であるから、検出される信号の大きさは、

$$
\begin{aligned}
W(r) &= B_r{}^2 + B_\theta{}^2 \\
&= A^2\cos^2\theta\left[J_0(kr/a) - \frac{J_1(kr/a)}{kr/a}\right]^2 + A^2\frac{\sin^2\theta}{(kr/a)^2}J_1{}^2(kr/a) \qquad (2.6)
\end{aligned}
$$

に比例する。(2.6) 式をプロットしたのが図 2-8 である。θ 方向に対する測定は行っておらず、

また θ は任意であるから $\theta = 0$ としてプロットした。これより、測定結果は円形 TE_{11} モードの径方向放射分布を反映している。放射されたマイクロ波は球面波となって伝播していくため、開口面から離れると放射分布も拡がっている。

マイクロ波径方向放射分布の半値幅をとると、開口面から 30cm 離れた所では、マイクロ波凹レンズが無い場合には約 14cm であるのに対し、マイクロ波凹レンズをつけると 約 17cm になる。さらに、60cm 離れた所ではマイクロ波レンズが無い場合の約 25cm に対し、マイクロ波凹レンズをつけると約 30cm になった。すなわち、このマイクロ波凹レンズにより、マイクロ波の径方向放射分布は約 1.2 倍に拡大されている。

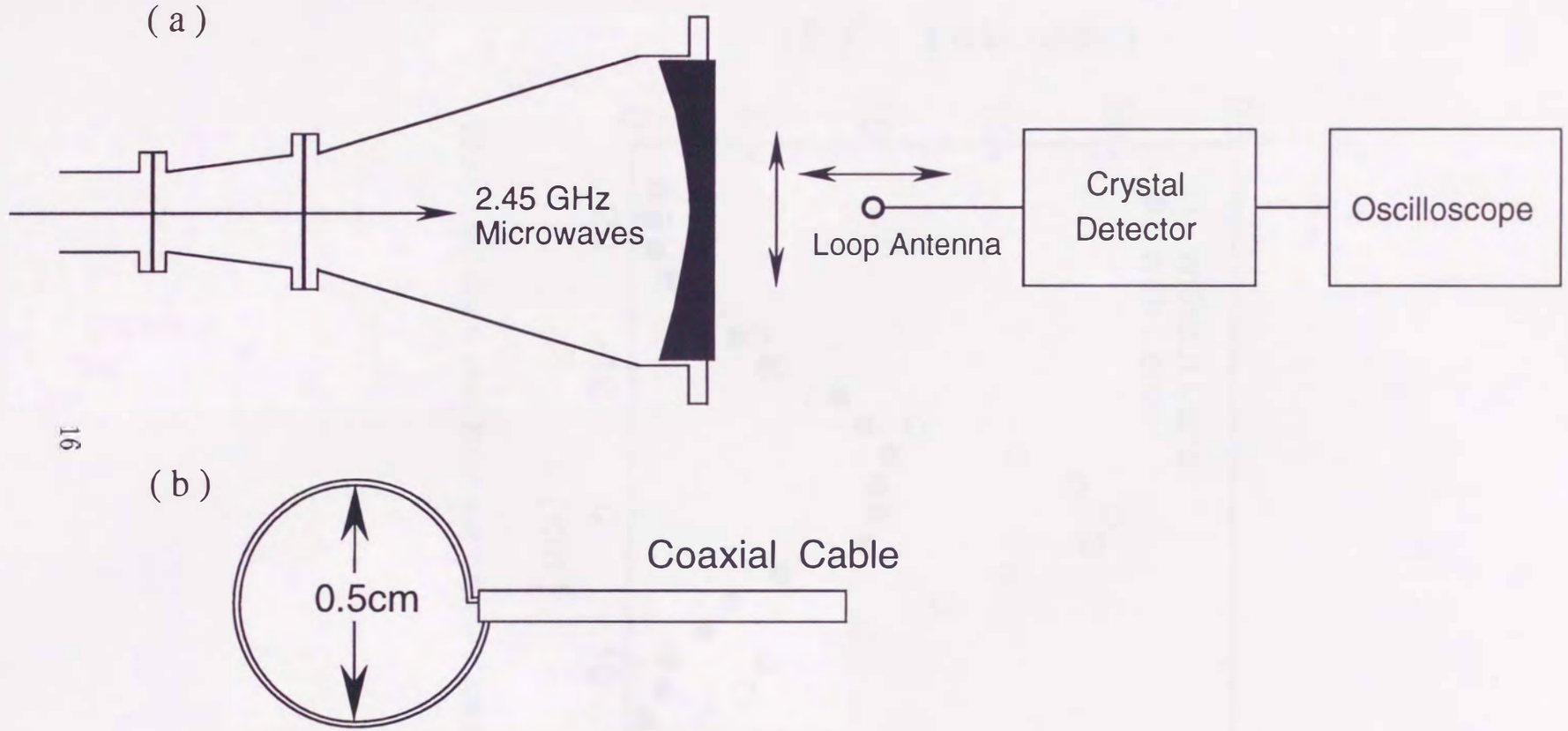


図 2-5　大気中でのマイクロ波径方向放射分布の測定法 (a) とループアンテナ (b)

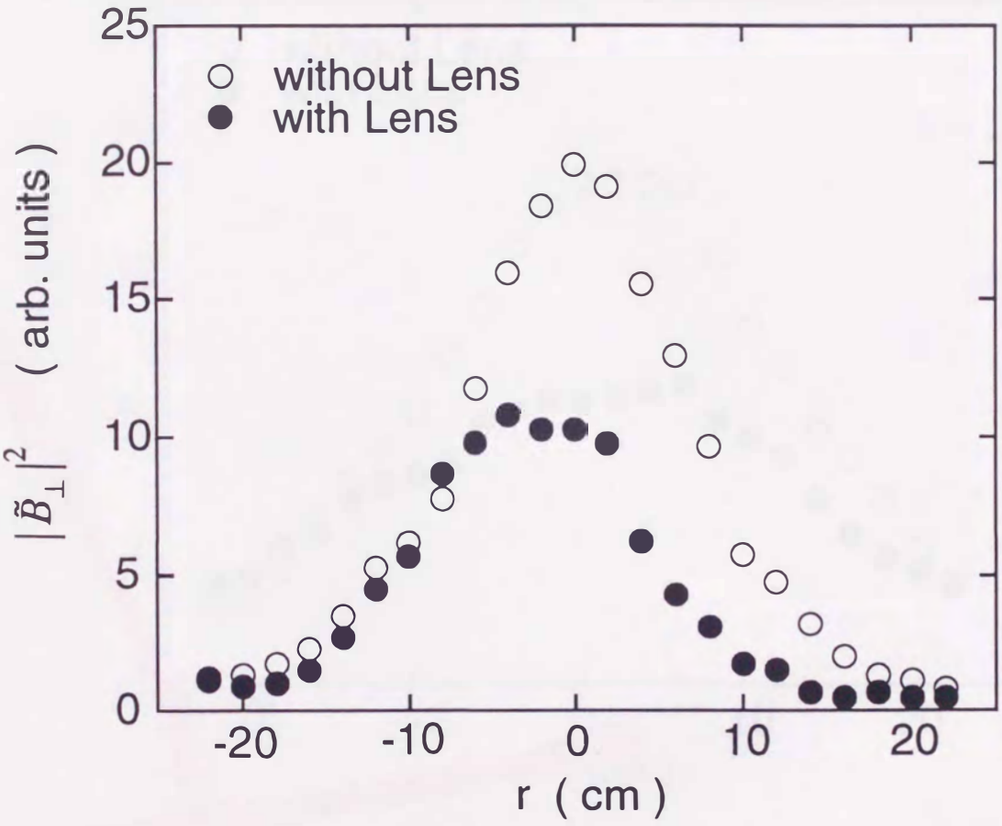


図 2-6　開口面から 30cm 離れた場所でのマイクロ波径方向放射分布

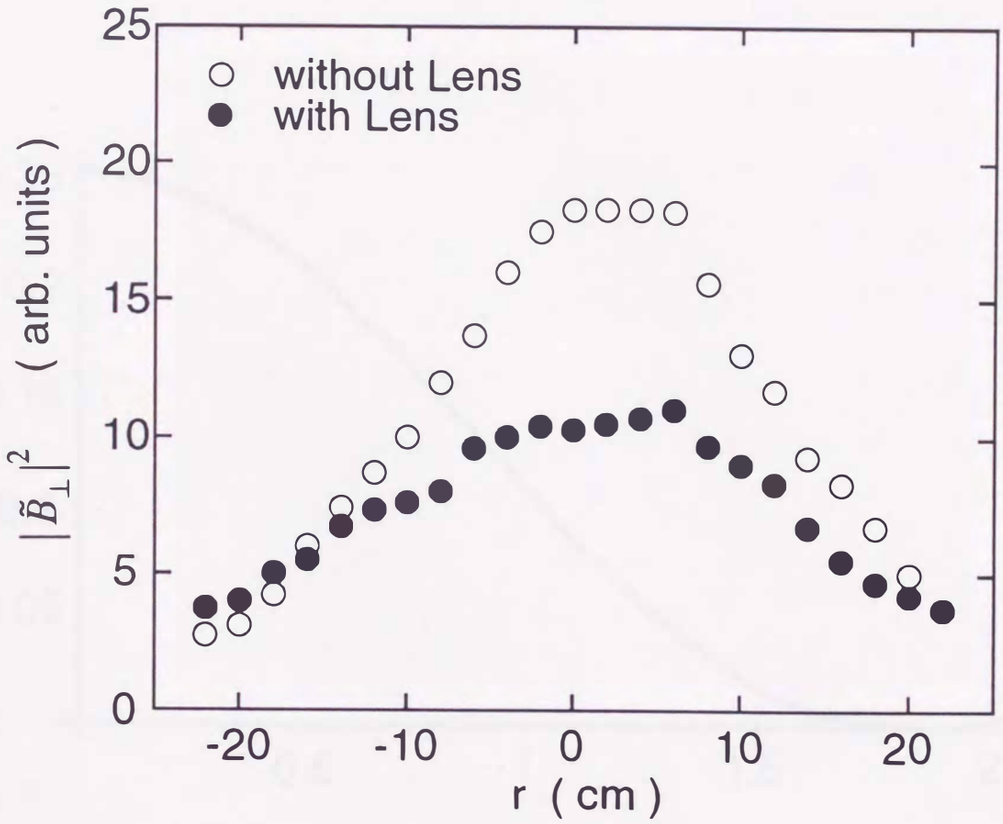


図 2-7　開口面から 60cm 離れた場所でのマイクロ波径方向放射分布

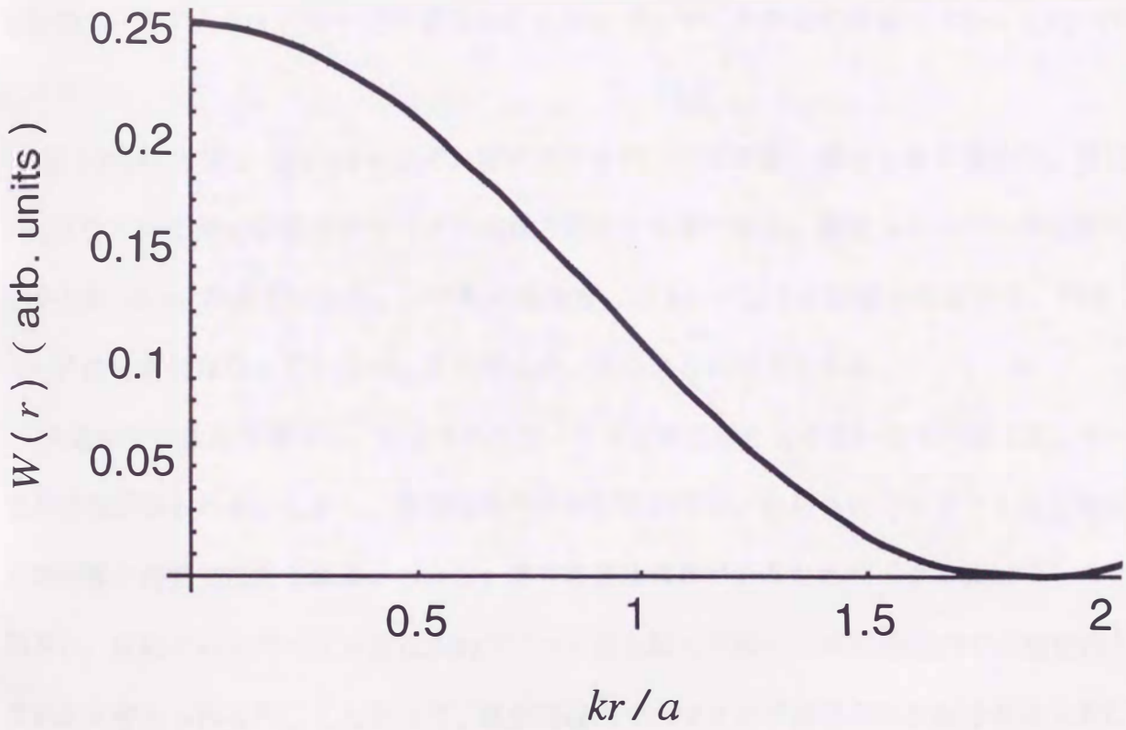


図 2-8　円形 TE_{11} モードでの波動磁場の径方向分布

2.4 真空容器内でのマイクロ波径方向放射分布

次に、テーパー導波管とマイクロ波凹レンズを真空容器に取り付けてマイクロ波の径方向放射分布を測定した。図 2-9 は実験装置である。真空容器の直径は約 45cm 、長さは 170cm でステンレス製である。真空容器を $\sim 10^{-6}$ Torr の真空にした状態で、200W のマイクロ波を入射して測定を行った。マイクロ波の検出は、大気中での測定の場合と同様にループアンテナとクリスタルディテクターを用い、この場合はプロッターを使って径方向放射分布を測定した。前節同様ループアンテナのループの直径は約 0.5cm で、マイクロ波の波長 $\sim$ 12cm に比べて十分に小さい。

図 2-10(a) と図 2-10(b) はそれぞれマイクロ波凹レンズが無い場合とある場合の、真空容器内にプラズマが無い状態でのマイクロ波径方向放射分布である。測定はテーパー導波管の開口面から約 60cm の所で行った。いづれの場合も、図 2-6 や図 2-7 の場合のような、円形 TE_{11} モードの分布にはなっていない。この理由は、次のように考えられる。

大気中での放射実験では、放射されたマイクロ波は反射を受けないので円形 TE_{11} モードの放射分布が得られる。しかし、真空容器内の放射実験では、放射されたマイクロ波は真空容器の対向壁や側壁で反射される。しかも、真空容器は導体であるためマイクロ波はほとんど全反射され、反射されたマイクロ波は入射マイクロ波と強く干渉し、真空容器内では定在波となっていると考えられる[33]。したがって、真空容器内でのマイクロ波径方向放射分布は入射口からの距離によって異なった分布となり、円形 TE_{11} モードの分布とは異なった分布が得られる。また、マイクロ波凹レンズを付けると、マイクロ波凹レンズを通ることによるマイクロ波の位相のずれや、放射分布を拡大するために真空容器側壁での反射の位置が変わるため、さらに異なった分布となっている。

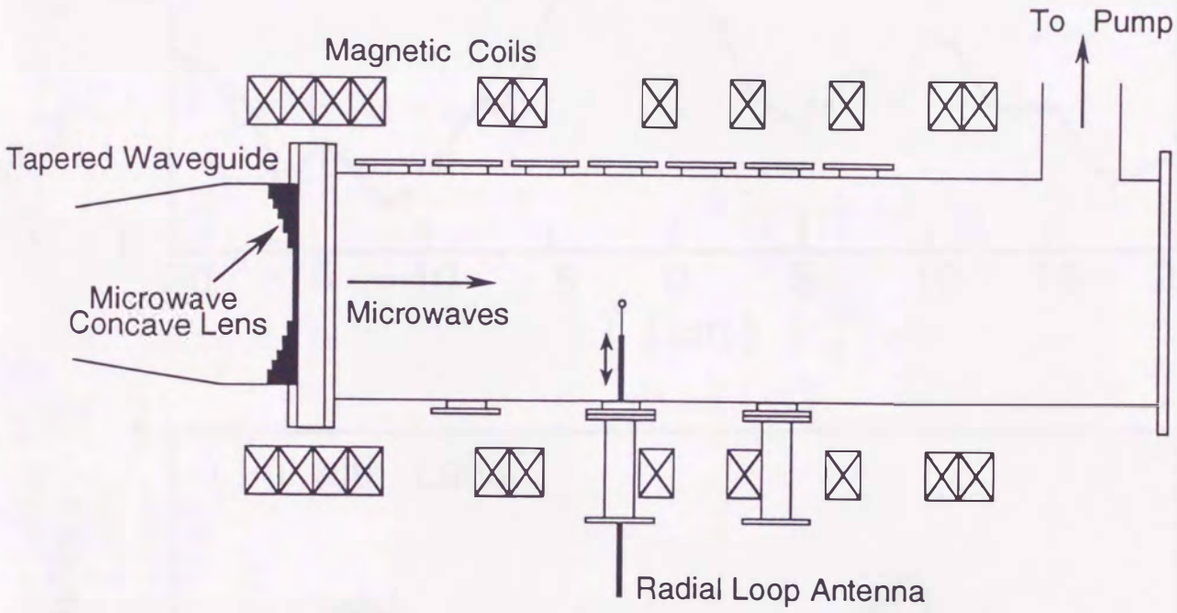
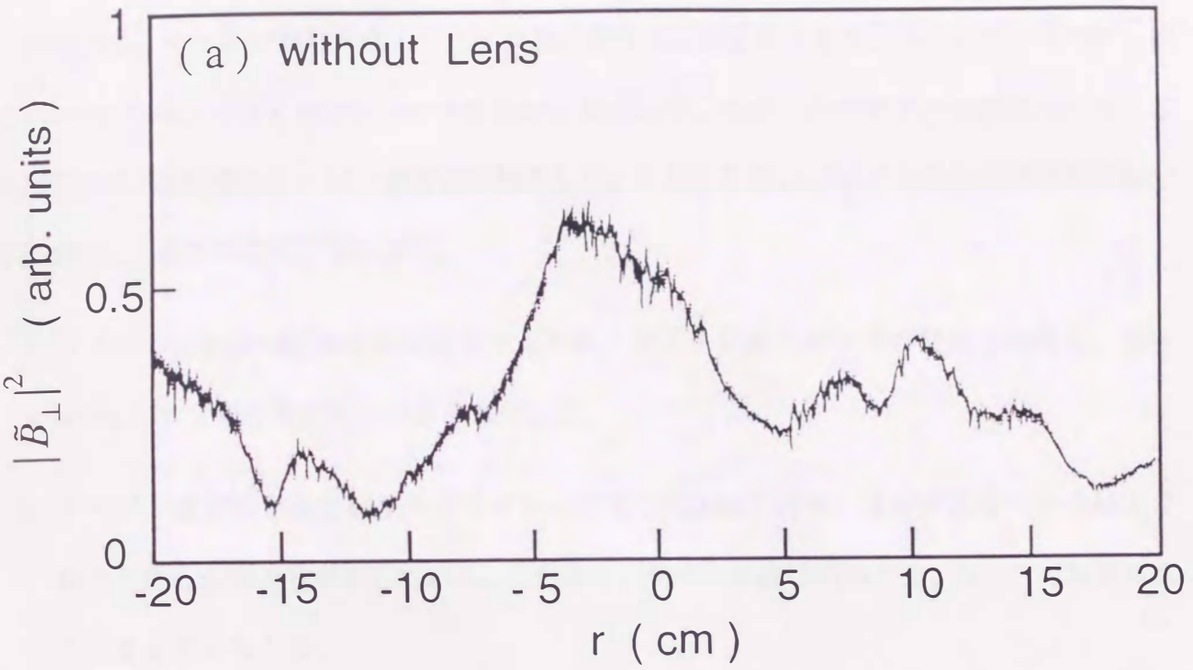


図 2-9　真空容器内でのマイクロ波径方向放射分布の測定法



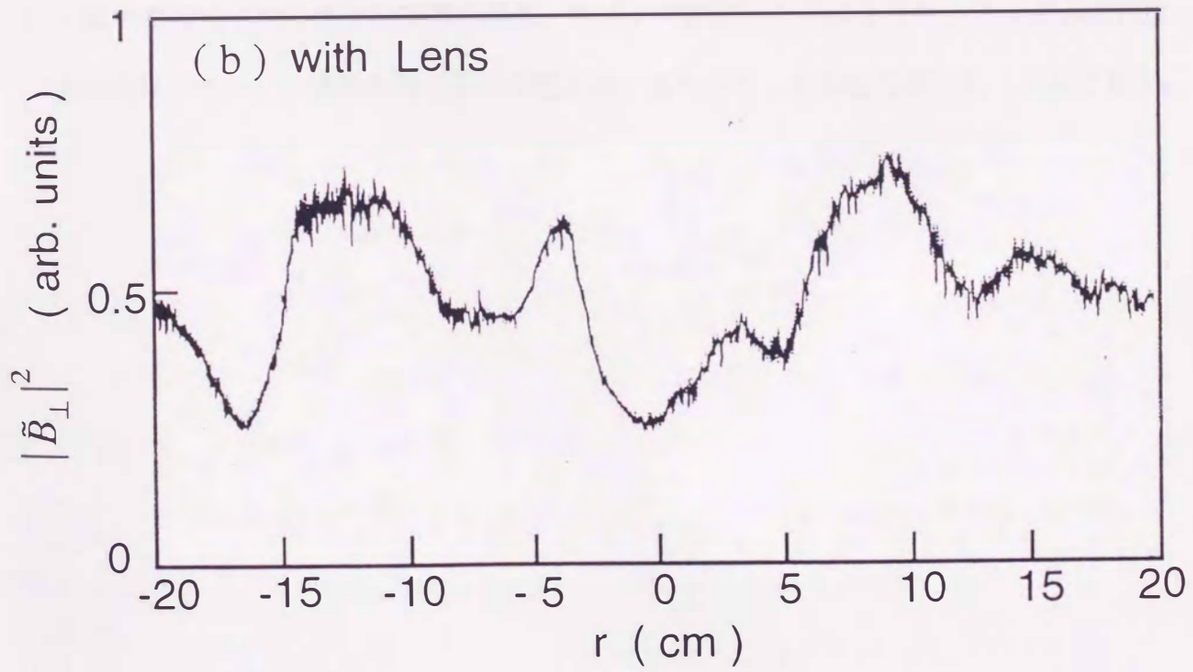


図 2-10　真空容器内にプラズマが無い状態でのマイクロ波径方向放射分布

2.5 結論

円形 TE_{11} モードで放射されるマイクロ波の径方向放射分布を拡大し ECR プラズマの一様化をはかるため、マイクロ波凹レンズを設計、製作した。また、このマイクロ波凹レンズを基に大面積開口面を持つテーパー導波管を製作した。これらを用いてマイクロ波の径方向放射分布を測定し、以下の結果が得られた。

1. マイクロ波径方向放射分布を拡大するため、マイクロ波凹レンズの使用を検討し、直径 42cm のテフロン製の凹レンズを製作した。

2. テーパー導波管から放射されるマイクロ波径方向放射分布は、ほぼ導波管の中心軸上で最大となる山形の分布をしている。これより、マイクロ波は円形 TE_{11} モードで放射されていると考えられる。

3. 大気中でのマイクロ波放射実験の結果、マイクロ波凹レンズによりマイクロ波径方向放射分布は、テーパー導波管開口面の半径方向に拡大され、その拡大率は約 1.2 倍である。

3 マイクロ波凹レンズによる ECR プラズマの一様化

3.1 序論

ECR によるプラズマの生成は、電磁波動の周波数と電子のサイクロトロン周波数がほぼ等しくなる共鳴領域において電子が加速され、プラズマを生成・維持する方法である。一般に、マイクロ波の入射口から共鳴点（ECR point）までは離れているため、入射されたマイクロ波のエネルギーは生成されたプラズマ中を伝播可能な波動モードのエネルギーとなって共鳴点まで伝播して行かなければならない。この可能なモードの１つが ECW である[34)35)]。ECW は右回り円偏向の電磁波でホイッスラーモードに属する。ECW はその分散式から明らかなように、高磁場側（$\omega_{ce} > \omega$）から入射すると $\omega_{ce} = \omega$ の共鳴点まで伝播可能である。また正常波（Ordinary wave）[36)37)38)]と違ってカットオフが無いので overdense プラズマの生成が可能である[23)24)25)]。

また、電子に選択的に効率良くエネルギーが注入されるので、低圧力で電子温度が高く、ラジカルを生成させる必要がある場合などには適している。ECR プラズマ生成に関しては、これまでにも多くの実験が行われ、その典型的なプラズマパラメータは、プラズマ密度 $10^{11} \sim 10^{12}\mathrm{cm}^{-3}$、電子温度 5 ～ 10eV である[13)]。ECR プラズマ生成では大口径一様化が課題である。これまでにも、マイクロ波入射部分[20)25)]や磁場配位[39)40)] を改良する方法が考案されている。

第２章では、マイクロ波の径方向放射分布を拡大する目的として、マイクロ波凹レンズを製作し、実際にプラズマ生成を行う前の予備実験として、大気中及び真空容器内でのマイクロ波径方向放射分布の変化について調べた。この結果から、マイクロ波凹レンズによりマイクロ波径方向放射分布は拡大されて径方向に一様な分布を持つプラズマが生成されると予想される。ここでは、製作したマイクロ波凹レンズを用いて実際に ECR プラズマ生成を行う。

以下、3.2 では実験装置と測定装置について説明する。3.3 では測定原理について説明する。3.4 ではプラズマを生成した場合のマイクロ波径方向放射分布の測定結果を示す。3.5 では干渉波形から得られた分散関係から、生成されたプラズマ中には ECW が伝播していることを示す。

3.6 では生成されたプラズマのイオン飽和電流の分布に対するマイクロ波凹レンズの影響について述べる。3.7 では生成されたプラズマの電子密度及び電子温度の測定結果を示し、3.8 では ECW の減衰とプラズマとの関係を考察し、3.9 で結論をまとめる。

3.2 実験装置及び測定装置

図 3-1 は ECR プラズマを生成する実験装置と実験に用いた磁場配位である。プラズマ生成用真空容器は直径 45cm 、長さ 170cm でステンレス製である。その周りに、11 個の外部磁場用コイルを設置している。ECW はマイクロ波入射口での磁場の強さが $\omega/\omega_{ce} < 1$ を満たすようにすると励起されやすいことがこれまでの実験で明らかにされている[23)24)25)]。共鳴点の位置は、コイルに供給する電流値を変化させることにより変えることができる。本実験では、コイル電流値は 320A ～ 520A の範囲で実験を行った。

真空容器はターボポンプ（排気容量 1000 l/s）により、Base pressure が $\leq 5 \times 10^{-6}$ Torr にまで排気した後、アルゴンガスをニードルバルブを通して流す。アルゴンガスは、実験中常にニードルバルブから供給され、ターボポンプにより真空容器外へ排気されるように流れており、真空容器内のアルゴンガス圧力は 2×10^{-5}Torr から 2×10^{-3}Torr の範囲である。

プラズマ生成のためのマイクロ波は、マグネトロン発振器で発生され、周波数は 2.45GHz である。発生したマイクロ波は、矩形導波管により矩形 TE_{10} モードで入射窓近くまで伝送された後、円形 TE_{11} モードに変換されテーパー導波管、マイクロ波凹レンズ、パイレックス製入射窓を通って真空容器内へ放射される。マイクロ波のパワーは 1 ～ 5kW の範囲で連続可変である。

径方向に可動なループアンテナ及び Langmuir プローブは、$z = 60$cm の所に挿入してあり、これらによりマイクロ波径方向放射分布、イオン飽和電流の径方向分布、電子密度及び電子温度の測定を行った。

z軸方向に可動なループアンテナは図 3-2 に示すような鍵形をした構造にしてあり、これを真空容器の中心軸からはずれた位置（$r = 21$cm）から挿入しているので、これを回転させることにより r の値が違う場所での波動測定が可能である。ループアンテナのループに波動磁場により誘起される 2.45GHz の信号はミキサー（double-balanced mixer）に送られ、マグネトロンからの 2.45 GHz のマイクロ波信号を参照信号としてホモダイン検波を行う。

z 軸方向に可動な Langmuir プローブも図 3-3 に示すように鍵形をしていて、真空容器の中心軸から $r = 21$cm の所から挿入し、これを回転させることにより中心軸上以外での z 軸方向分布を測定できるようにしている。円筒形 Langmuir プローブは、径方向、軸方向共に直径 1mm 、長さ 2mm の円筒形のタングステン線である。

図 3-4(a) はイオン飽和電流分布測定の場合の回路図である。プローブを電池を使って -90V にバイアスし、その時に流れる電流値を 1kΩ の抵抗により電圧信号 V_Y にして、X-Y プロッタの Y 端子につなぐ。一方、X 軸はプローブの位置に比例した電圧信号 V_X を入力する。このようにして、イオン飽和電流の径方向分布及び軸方向分布を測定した。

図 3-4(b) は電子密度及び電子温度を測定用の、プローブの $I-V$ 特性曲線を得るための回路系である。プローブバイアス電圧 V_X は -100V ～ 60V でこれを X-Y プロッタの X 端子に入力する。またプローブに流れる電流は 50Ω の抵抗により電圧信号 V_Y に変換し、Y 端子に入力する。こうして得られるプローブの $I-V$ 特性曲線によりプラズマの電子密度及び電子温度を測定した。

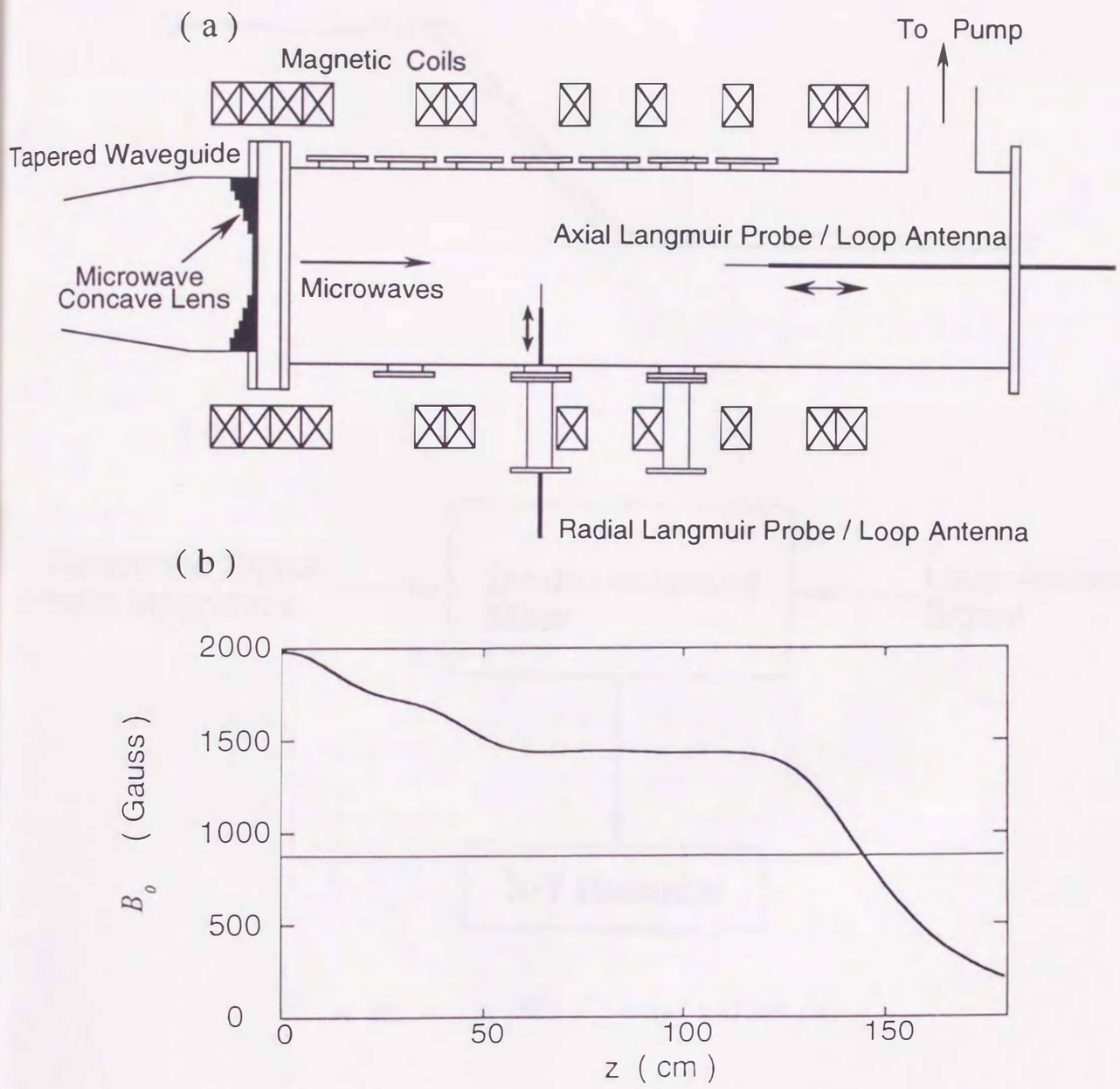
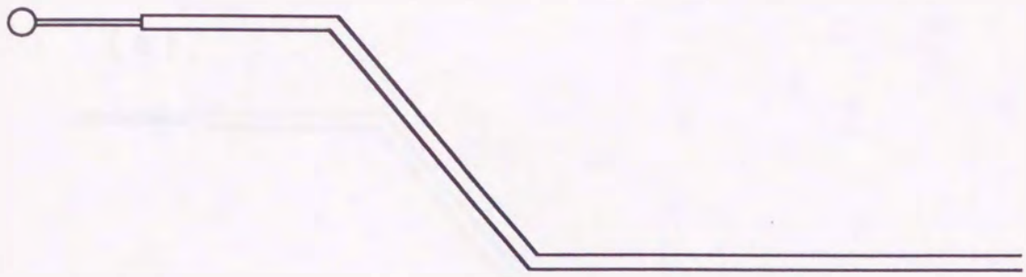


図 3-1　実験装置 (a) と磁場配位 (b)

(a)



(b)

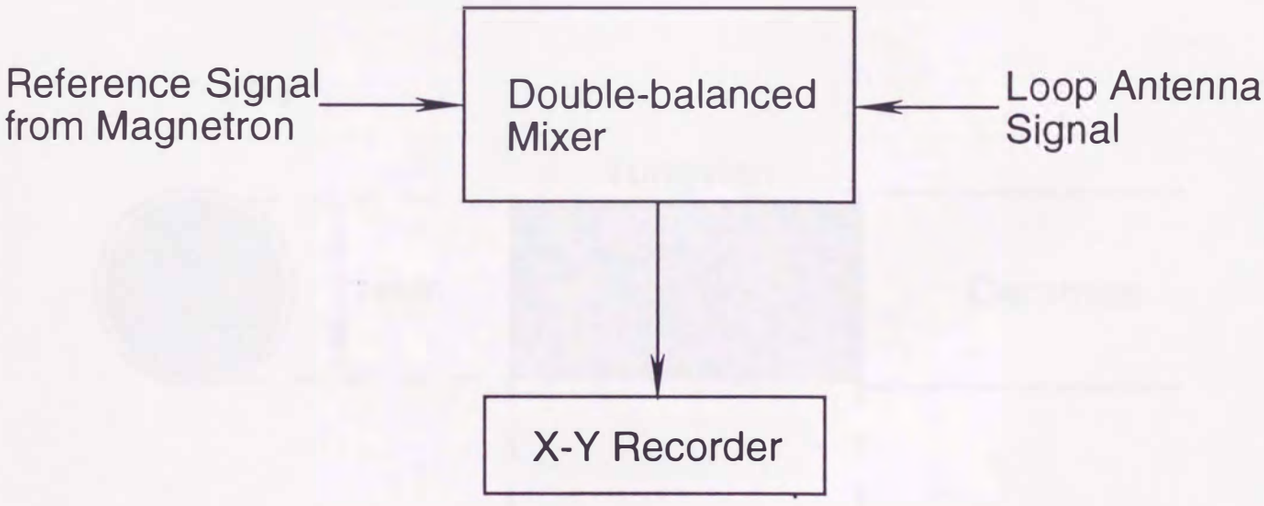


図 3-2　ループアンテナ (a) と測定系 (b)

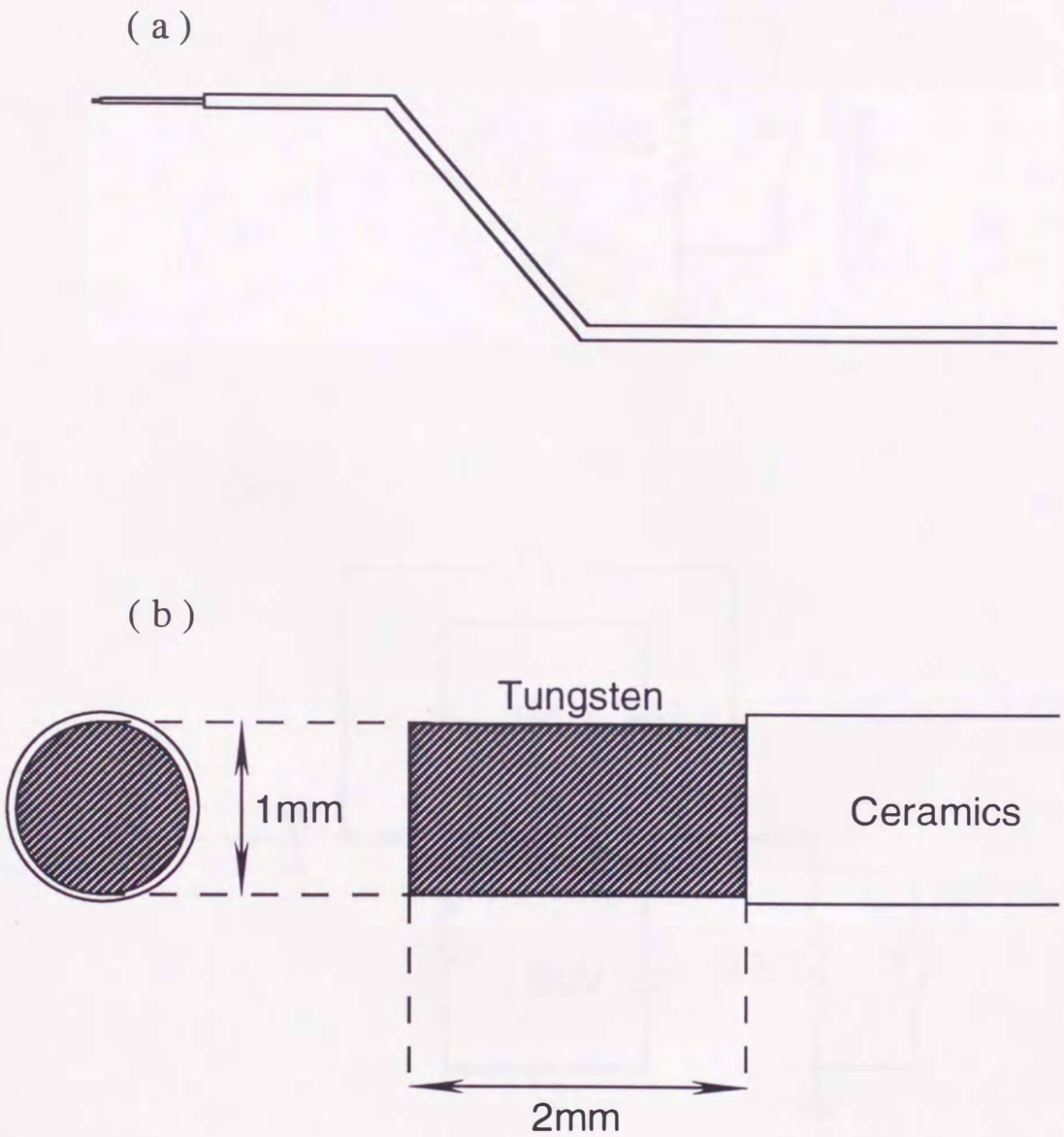


図 3-3　z 軸方向 Langmuir プローブ (a) とプローブ先端部の拡大図 (b)

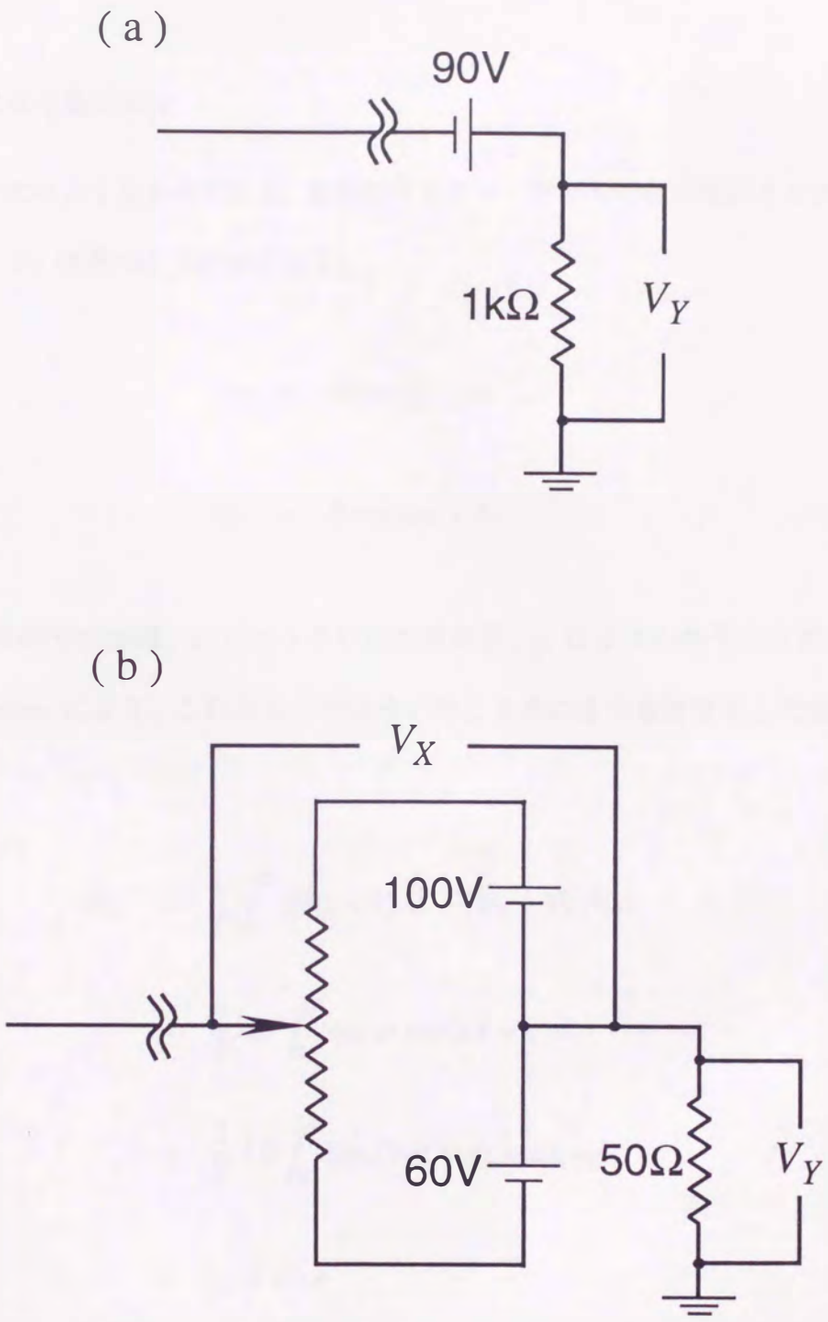


図 3-4　イオン飽和電流分布測定の回路図 (a) と電子密度、電子温度測定の回路図 (b)

3.3 測定原理

3.3.1 干渉法による波数の測定

干渉法の原理は次のようなものである。参照信号とプローブからの信号電圧をそれぞれ V_R、V_P とすると、V_R、V_P は次のように表される。

$$V_R = A\cos\omega t$$

$$V_P = B\cos(\omega t + \phi)$$

A、B はそれぞれの信号の振幅、ω はマイクロ波の周波数、ϕ は 2 つの信号の位相差である。double-balanced mixer により、これら 2 つの信号に対して次にような演算をした結果を V_{out} とすると

$$\begin{aligned} V_{out} &= \frac{1}{T}\int_0^T [(V_R + V_P)^2 - (V_R - V_P)^2]dt \\ &= \frac{4}{T}AB\int_0^T \cos\omega t\cos(\omega t + \phi)dt \\ &= \frac{2}{T}AB\int_0^T [\sin(2\omega t + \phi) + \sin\phi]dt \\ &= 2AB\sin\phi \end{aligned}$$

T は $T = 2\pi/\omega$ である。位相差 ϕ は、プラズマ中の波動伝播による成分 $k_{\|}z$ と、その他の伝

達経路違いによる成分 φ によるものとに分けられるから

$$\phi = k_{\|} z + \varphi$$

つまり、

$$V_{out} = 2AB \sin(k_{\|} z + \varphi)$$

よって z を変化させると V_{out} は正弦的に変化し、得られた波数はプラズマ中の波動の波数を与える。

3.3.2 $I-V$ 特性曲線による電子温度、電子密度の測定

プラズマ中に挿入したプローブにバイアス電圧 V_p を印加すると、プラズマより電子及びイオンがプローブに流れ込む。プローブ電流 $I_p(V_p)$ は、電子密度及び電子温度に依存するので、$I_p(V_p)$ を測定することにより電子密度、電子温度の計測が可能となる[41)42)]。

無限平板プローブにバイアス電圧 V_p を印加した場合の電子電流 I_e を 求める。ここでは、プラズマの空間電位 (space potential) V_s を電位の基準とする ($V_s = 0$)。プローブ面に垂直な方向を x 軸とし、プローブ面の位置を $x = x_p > 0$, $-\infty \leq x \leq 0$ に電子密度 n_e、電子温度 T_e のプラズマが存在するとする。$0 \leq x \leq x_p$ はシース領域で $x_p \simeq \lambda_{De}$ である。プローブのバイアス電圧 V_p は、$0 < x \leq x_p$ で急速に減衰し、$x \leq 0$ では電位は 0 であると考えてよい。したがって、プラズマ中の電子がプローブ面に到達するには、$V_p \geq 0$ の時 $v_{x0} \geq 0$、$V_p < 0$ の時 $v_{x0} \geq (-2eV_p/m_e)^{1/2} = v_*$ であればよい。ここで、v_{x0} は $x = 0$ における電子の速度の x 成分

である。これより、プローブに流れる電子電流 I_e は、

$$
\begin{aligned}
I_e &= -eA_p \int_0^\infty dv_x v_x \int_{-\infty}^\infty dv_y \int_{-\infty}^\infty dv_z f(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{v}) \\
&= A_p j_0 \,, \ (V_p \geq 0) \qquad (3.1)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
I_e &= -eA_p \int_{v_*}^\infty dv_x v_x \int_{-\infty}^\infty dv_y \int_{-\infty}^\infty dv_z f(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{v}) \\
&= A_p j_0 \exp\left(-e|V_p|/\kappa T_e\right) \,, \ (V_p < 0) \qquad (3.2)
\end{aligned}
$$

となる。ここで、$f(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{v})$ は電子の速度分布関数で Maxwell 分布に従うとする。すなわち、

$$
f(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{v}) = n_e(\boldsymbol{x})(1/\sqrt{\pi} v_{th})^3 \exp\left(-v^2/v_{th}^2\right)
$$

で、$v_{th} = (2\kappa T_e/m_e)^{1/2}$ は電子の熱速度である。j_0 は電子が熱運動により、シース前面 $(x = 0)$ に入射することにより流れる電流密度で、

$$
\begin{aligned}
j_0 &= -e \int_0^\infty dv_x v_x \int_{-\infty}^\infty dv_y \int_{-\infty}^\infty dv_z f(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{v}) \\
&= -(1/2\sqrt{\pi}) e n_e(\boldsymbol{x}) v_{th} \qquad (3.3)
\end{aligned}
$$

である。A_p はプローブの表面積で、無限平板プローブの場合シースの表面積 A_s と同一である。(3.2) 式 から明らかなように、$V_p < 0$ では、$|V_p|$ が増加すると共に I_e は T_e に依存して減少する。

一方、イオン電流に対しては、電子と同様な取り扱いはできない。イオン飽和電流 I_{is} はプ

ローブ電位 V_p を負にした場合、プラズマ・プローブ間に形成される電位分布がプラズマからシースに向かって単調に減少していくという物理条件を課して求められる。I_{is} はイオン温度 T_i にほとんど依存しないという観測事実から $T_i = 0$ と仮定し、電位分布は I_e を求めた時と同様であるとする。$x = 0$ での密度を $n_0(= n_e = n_i)$ とすると、$0 < x \leq x_p$ での電子密度 $n_e(x)$ は、

$$n_e(x) = n_0 \exp\left(eV(x)/\kappa T_e\right), \quad (V(x) < 0) \tag{3.4}$$

イオン電流密度 $j_i = en_i(x)v_i(x)$ は一定かつ有限であり、$x = 0$ で $n_i(0) = n_0$ となるには、シースに入射するイオンにはある一定の速度 v_* が必要である。したがって、エネルギー保存則から

$$n_i(x) = \frac{n_0 v_*}{v_i(x)} = n_0\left[1 - \frac{eV(x)}{m_i {v_*}^2/2}\right]^{-1/2} \tag{3.5}$$

これより Poisson 方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{d^2V}{dx^2} &= -\frac{e}{\varepsilon_0}[n_i(x) - n_e(x)] \\ &= -\frac{en_0}{\varepsilon_0}\left[\left(1 - \frac{eV(x)}{m_i {v_*}^2/2}\right)^{-1/2} - \exp\left(\frac{eV(x)}{\kappa T_e}\right)\right] \end{aligned} \tag{3.6}$$

無次元量で表すと、

$$\frac{d^2\eta}{d^2x}\left(= \frac{n_i(\xi)}{n_0} - \frac{n_e(\xi)}{n_0}\right) = \left(1 + \frac{\eta}{\eta_*}\right)^{-1/2} - e^{-\eta} \tag{3.7}$$

ここで、

$$\eta = -\frac{eV(x)}{\kappa T_e} > 0, \quad \eta_* = \frac{m{v_*}^2}{\kappa T_e}, \quad \xi = \frac{x}{\lambda_{De}}, \quad \lambda_{De} = \left(\frac{\epsilon_0 \kappa T_e}{n_0 e^2}\right)^{1/2}$$

である。(3.7) 式 の両辺に $\frac{d\eta}{d\xi}$ をかけて $\xi = 0$ からξ まで積分すると、

$$\frac{1}{2}\left(\frac{d\eta}{d\xi}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{d\eta}{d\xi}\right)^2\Bigg|_{\xi=0} = 2\eta_*\left[\left(1+\frac{\eta}{\eta_*}\right)^{1/2} - 1\right] + (e^{-\eta} - 1) \tag{3.8}$$

$0 \leq \xi \ll 1$ で、$0 \leq \eta \ll 1$ として上式を展開し、高次の項を無視して $\left.\frac{d\eta}{d\xi}\right|_{\xi=0} = 0$ と仮定すれば、

$$\frac{1}{2}\left(\frac{d\eta}{d\xi}\right)^2 \simeq \frac{\eta^2}{2}\left(1 - \frac{1}{2\eta_*}\right) + \frac{\eta^3}{2}\left(\frac{1}{4{\eta_*}^2} - \frac{1}{3}\right) + \cdots \tag{3.9}$$

となり、第 1 項のみを考慮すれば、$\eta_* \geq \frac{1}{2}$ より、

$$v_* \geq \left(\frac{\kappa T_e}{m_i}\right)^{1/2} \tag{3.10}$$

となる（Bohm のシース基準)。

ここまで $x = 0$ での電位を 0 としていたが、$T_i = 0$ のイオンがシースに v_* で入射するには $x = 0$ で $\frac{1}{2}m_i{v_*}^2 = -eV_t$ となる電位 V_t が必要であり、シース前面 $(x < 0)$ にはイオンを加速する電気的準中性領域（遷移領域）が存在する。プローブより十分離れた位置 $(x = -\infty)$ での電子密度を $n_e(-\infty)$ とすれば、$x = 0$ での電子密度 n_t は、

$$n_t = n_e(-\infty)\exp\left(\frac{eV_t}{\kappa T_e}\right) \tag{3.11}$$

となる。$\frac{1}{2}m_i{v_*}^2 = -eV_t = \frac{1}{2}\kappa T_e$ とすればイオン飽和電流 I_{is} は、

$$I_{is} = A_p e n_t v_* = A_p e n_e \exp\left(-\frac{1}{2}\right)\left(\frac{\kappa T_e}{m_i}\right)^{1/2} \tag{3.12}$$

となる。

ここでの計算は無限平板プローブの場合であるが、円筒プローブについても $r_s \ll r_p$（r_s: プローブの中心から測ったシースの半径、r_p: プローブの半径）であれば同様な結果が得られる[43)44)]。本実験においては、$r_p = 0.5$mm、$r_s \simeq 0.02$mm であるから、ここでの結果が適用できる。したがって、(3.2) 式より $\frac{\ln I_p}{|V_p|}$ の傾きから電子温度 T_e を決定した。また、求めた T_e と、測定したイオン飽和電流から (3.12) 式を使って電子密度 n_e を決定した。

3.4 プラズマ中のマイクロ波径方向放射分布

第 2 章で真空容器内でのマイクロ波径方向放射分布を測定した場合と同様にして、プラズマを生成した場合のマイクロ波の径方向放射分布を測定した。マイクロ波のパワーは 1 ～ 5kW、アルゴンガスの圧力は 2×10^{-4} Torr ～ 3×10^{-3} Torr で測定した。また、コイル電流値を変えることにより、磁場配位は一定のままその強さだけを変えて測定した。コイル電流値は 320A ～ 520A で変化するが、これは測定している点では $\omega/\omega_{ce} = 0.55 \sim 0.90$ の変化に対応する。

図 3-5 は入射マイクロ波パワー 3kW 、$\omega/\omega_{ce} \sim 0.6$ 、アルゴンガス圧力 1×10^{-3} Torr の場合のマイクロ波径方向放射分布を測定したものである。入射口から測定点までは後述するように ECW が伝播しており、ECW の電磁場は右回りに回転している。したがって 2.3 節で用いた (2.6) 式を、θ について 2π で平均し、適当な近似を用いると、

$$|\tilde{B}_\perp(r)|^2 = {B_r}^2 + {B_\theta}^2 \simeq \frac{A^2}{4}\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{kr}{a}\right)^2\right] \tag{3.13}$$

が得られる。これより $|\tilde{B}_\perp|^2$ の半値幅 (FWHM) を求めると、$kr/a = 1$ で $a = 21$cm とおいて $|\tilde{B}_\perp|^2$ の FWHM は 23cm となる。実験結果では、マイクロ波凹レンズが無い (a) の場合 $|\tilde{B}_\perp|^2$ の FWHM は 17cm になる。これは先に述べたように、生成されたプラズマが光学レンズの凸レンズのような効果を及ぼすからである。一方、マイクロ波凹レンズを用いると、マイ

クロ波の径方向放射分布は、山形の分布から台形をした分布になる。この (b) の場合、$|\tilde{B}_\perp|^2$ の FWHM は 23cm となり、マイクロ波凹レンズにより集光作用が弱められていることがわかる。

また、マイクロ波凹レンズを使用したときに、径方向放射分布中に小さな山が見られる。山の間隔は 3 ～ 4cm であるのでレンズのリング間隔との関係は考えられず、発生理由は明らかでない。しかし、このような放射分布の不均一は生成プラズマの一様化にとっては有害と考えられ、今後改善する必要がある。

図 3-6、図 3-7、図 3-8 は、$|\tilde{B}_\perp|^2$ の FWHM のマイクロ波パワー、磁場の強さ、アルゴンガス圧力に対する変化を示したものである。マイクロ波の径方向放射分布は、低圧力、低パワーの場合にはマイクロ波凹レンズの効果が現れず、ほぼ同様な分布を示すが、入射マイクロ波パワーが 3kW 以上、アルゴンガス圧力が 1×10^{-3}Torr 以上になるとマイクロ波凹レンズにより拡大され、その FWHM は約 17cm から約 23cm となる。

低パワー、低圧力の場合にマイクロ波凹レンズの効果が現れない点については明らかではない。どちらの場合も、後述するようにプラズマの密度が低く、プラズマ中を伝播している電子サイクロトロン波の波長は、マイクロ波凹レンズの効果が出ている場合よりも長い。このため、径方向の境界の影響を受けやすいと考えられるが、この理由の解明については今後の課題である。

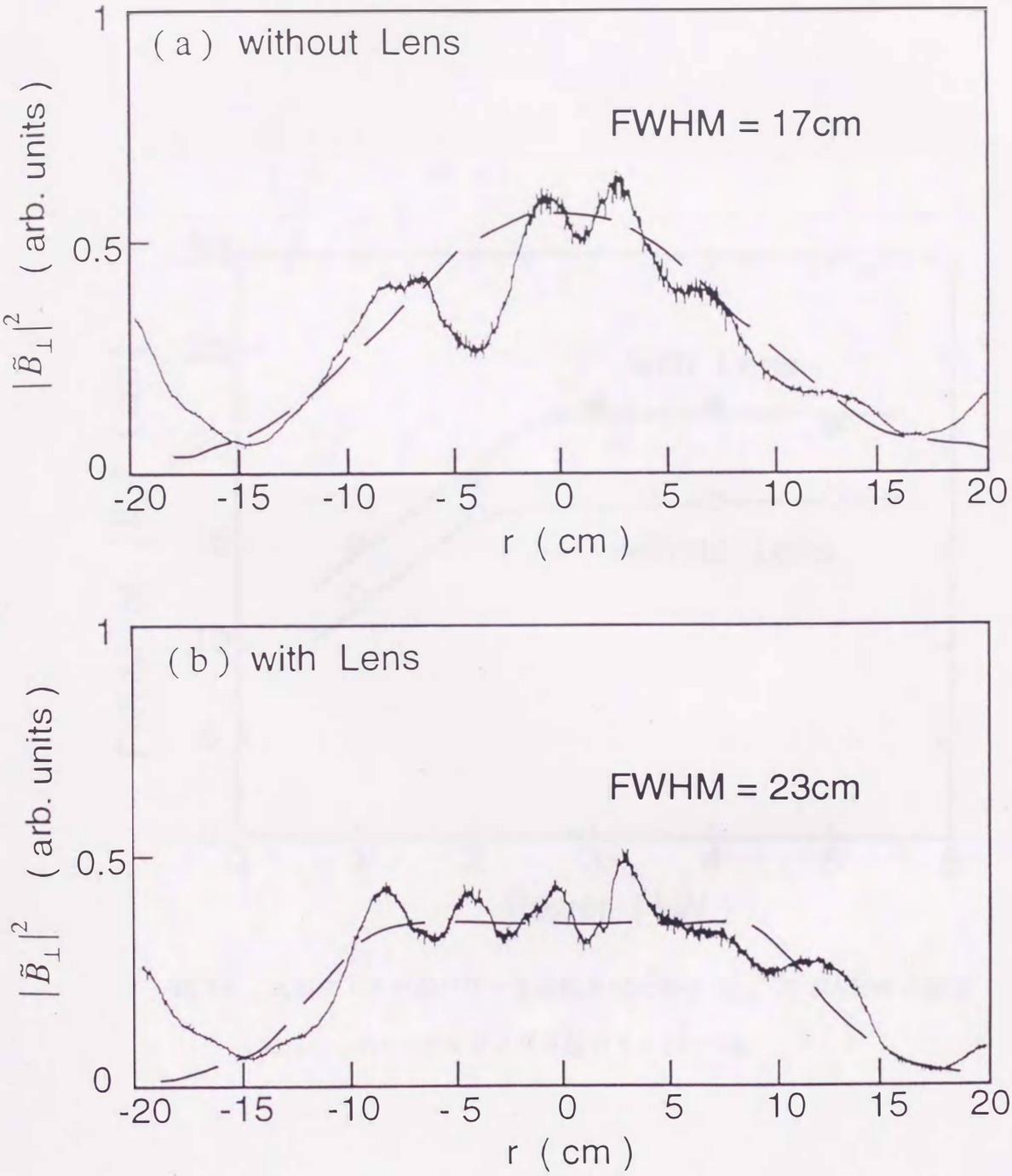


図 3-5　プラズマを生成した場合のマイクロ波径方向放射分布

入射マイクロ波パワー 3kW、$\omega/\omega_{ce} \sim 0.6$、アルゴンガス圧力 1×10^{-3}Torr

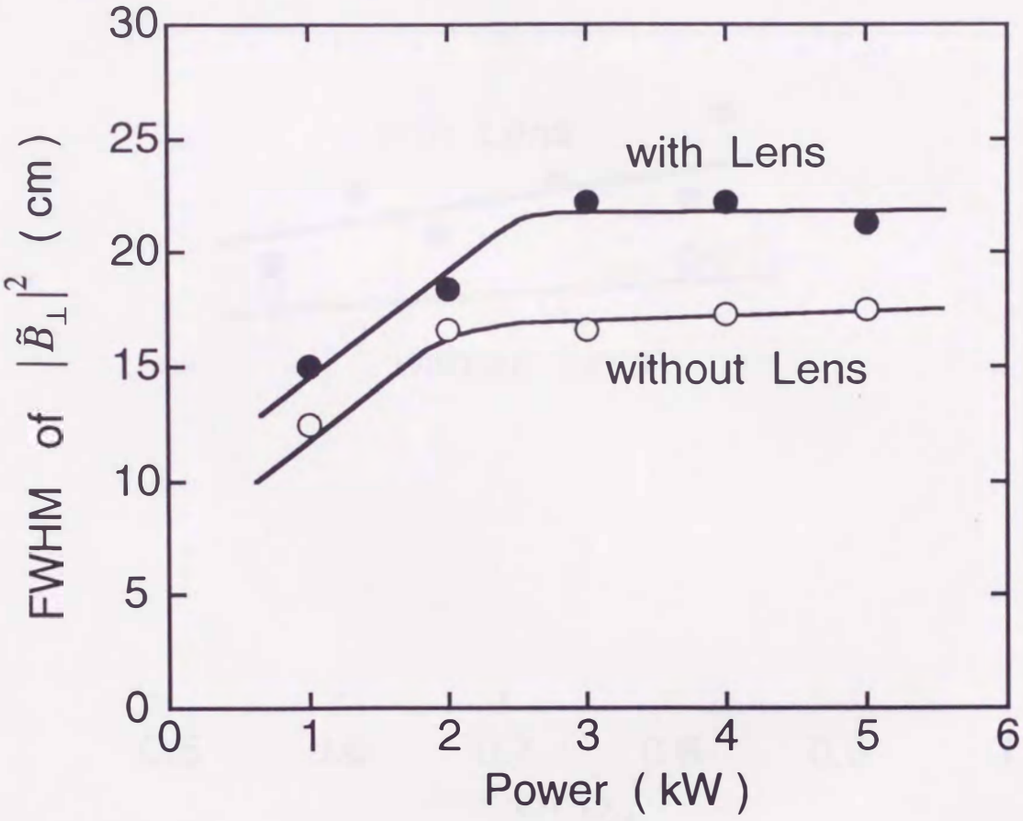


図 3-6　入射マイクロ波パワーを変化させた時の $|\tilde{B}_\perp|^2$ の FWHM の変化

$\omega/\omega_{ce} \sim 0.6$、アルゴンガス圧力 1×10^{-3}Torr

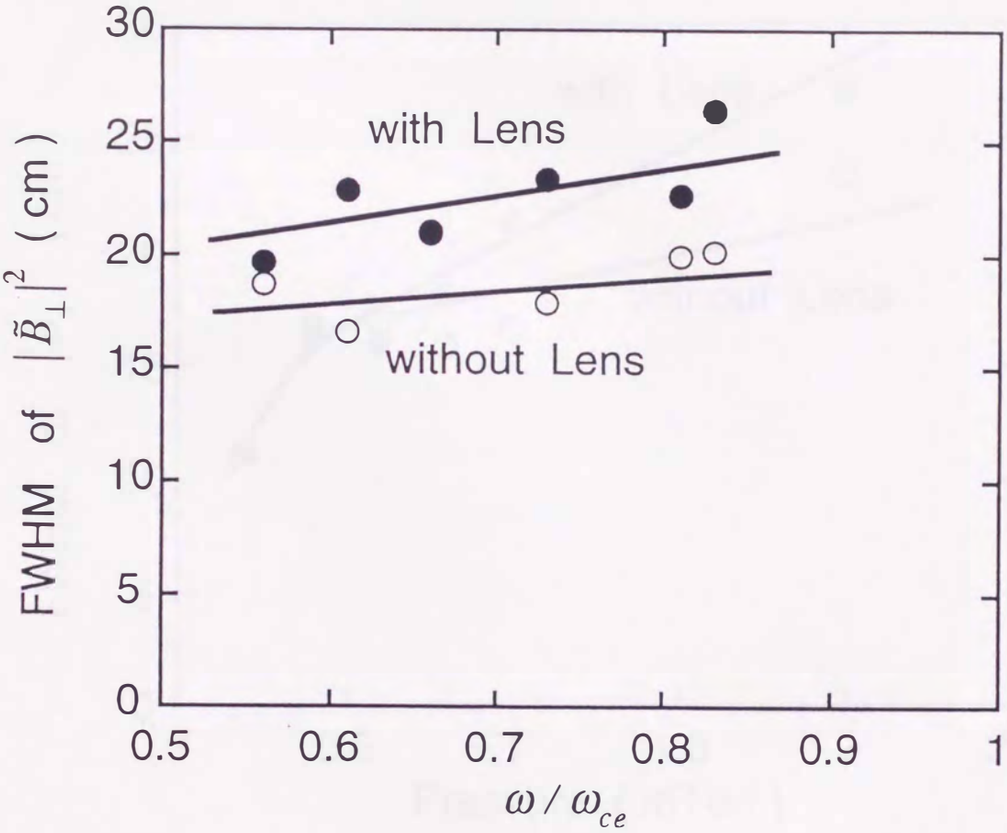


図 3-7　ω/ω_{ce} を変化させた時の $|\tilde{B}_\perp|^2$ の FWHM の変化

入射マイクロ波パワー 3kW、アルゴンガス圧力 1×10^{-3}Torr

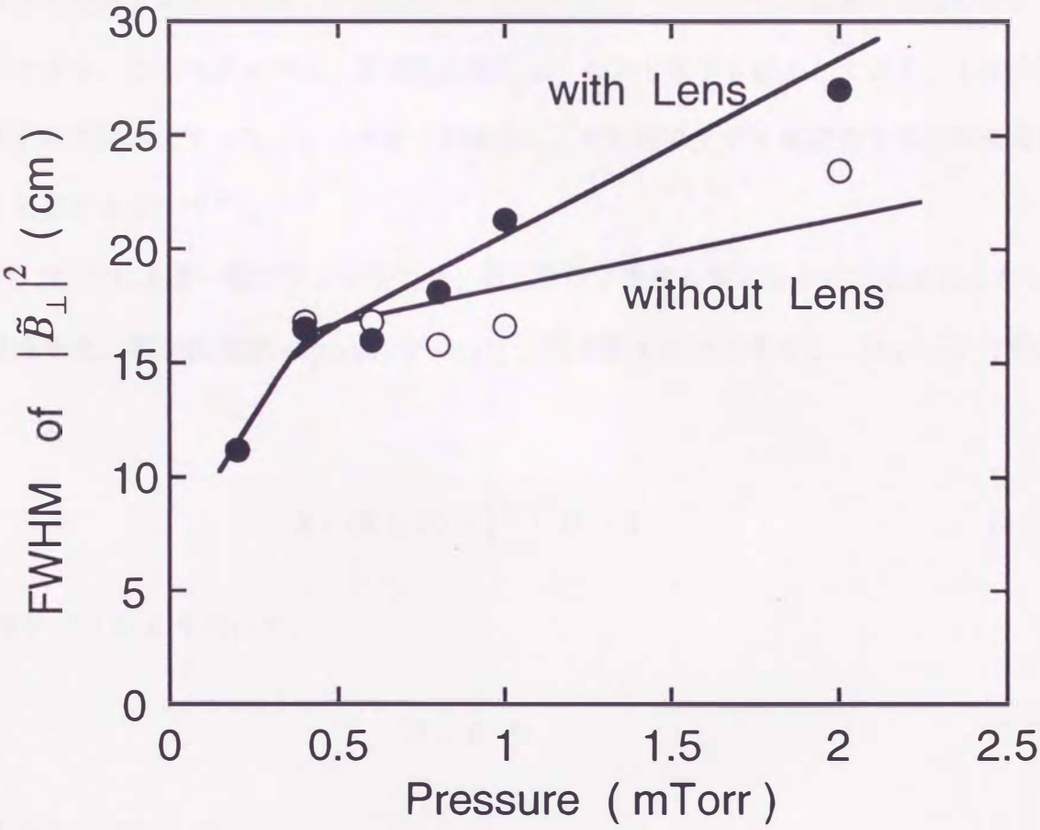


図 3-8　アルゴンガス圧力を変化させた時の $|\tilde{B}_\perp|^2$ の FWHM の変化

入射マイクロ波パワー 3kW、$\omega/\omega_{ce} \sim 0.6$

3.5 プラズマ中を伝播する波動の同定

3.5.1 冷たい一様プラズマ中の電子サイクロトロン波の分散式

ECW はプラズマ中に存在する様々な固有モードの中の1つである。このようなプラズマ中の固有モードを取り扱うのに適し、数学的解析が比較的簡単で、しかもプラズマの力学的性質の基本的部分を保持するモデルが、一様磁場中に空間的に均一に存在する温度0の冷たいプラズマモデルである。このモデルでは、無擾乱状態ではイオンも電子も静止しており、1次の擾乱により生ずる電磁場によってイオンや電子が運動し、その結果生ずる電磁場を自己無撞着に取り扱うことができる[45)46)47)]。

一様磁場 $\boldsymbol{B}_0$ 中にある一様プラズマ中では、物理量は平面波の重ね合わせで表されるから、電磁場、電流密度、電荷密度が $\exp[i(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{x}-\omega t)]$ の依存性を持つとすると、Maxwell 方程式から、

$$\boldsymbol{k}\times(\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E})+\left(\frac{\omega}{c}\right)^2\boldsymbol{D}=0 \tag{3.14}$$

$\boldsymbol{D}$ は誘電率テンソル $\hat{\varepsilon}$ を用いて、

$$\boldsymbol{D}=\hat{\varepsilon}\cdot\boldsymbol{E} \tag{3.15}$$

と書かれるから、(3.14) 式は、

$$\boldsymbol{k}\times(\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E})+\left(\frac{\omega}{c}\right)^2\hat{\varepsilon}\cdot\boldsymbol{E}=0 \tag{3.16}$$

屈折率 $\boldsymbol{n}=\dfrac{c\boldsymbol{k}}{\omega}$ を用いると、

$$\boldsymbol{n}\times(\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{E})+\hat{\varepsilon}\cdot\boldsymbol{E}=0 \tag{3.17}$$

$\hat{\varepsilon}$ は冷たい一様プラズマ中では、

$$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \tag{3.18}$$

で表される[46]。ここで、

$$S = \frac{1}{2}(R+L), \quad D = \frac{1}{2}(R-L) \tag{3.19}$$

$$R \equiv 1 - \sum_s \frac{{\omega_{ps}}^2}{\omega(\omega+\omega_{cs})} \tag{3.20}$$

$$L \equiv 1 - \sum_s \frac{{\omega_{ps}}^2}{\omega(\omega-\omega_{cs})} \tag{3.21}$$

$$P \equiv 1 - \sum_s \frac{{\omega_{ps}}^2}{\omega^2} \tag{3.22}$$

であり、ω_{ps} と ω_{cs} はそれぞれ s 種の粒子のプラズマ周波数とサイクロトロン周波数で、

$$\omega_{ps} \equiv \left(\frac{4\pi n_s {q_s}^2}{m_s}\right)^{1/2} \tag{3.23}$$

$$\omega_{cs} \equiv \frac{q_s B_0}{m_s c} \tag{3.24}$$

である。n_s、q_s、m_s は s 種の粒子の数密度、電荷、質量で、c は真空中の光速である。

(3.17) 式に (3.18) 式を代入し、また、$\boldsymbol{n}$ と $\boldsymbol{B}_0$ とのなす角を θ として、$\boldsymbol{n}$ が zx 平面に

あるように x 軸をとると（3.17）式は、

$$\boldsymbol{\Lambda}\cdot\boldsymbol{E}=\begin{pmatrix} S-n^2\cos^2\theta & -iD & n^2\cos\theta\sin\theta \\ iD & S-n^2 & 0 \\ n^2\cos\theta\sin\theta & 0 & P-n^2\sin^2\theta \end{pmatrix}\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}=0 \tag{3.25}$$

で表される。$\boldsymbol{E}\neq 0$ となる解が存在するためには、

$$\det\boldsymbol{\Lambda}=0$$

でなければならないから、

$$An^4-Bn^2+C=0 \tag{3.26}$$

$$A = S\sin^2\theta+P\cos^2\theta \tag{3.27}$$

$$B = RL\sin^2\theta+PS(1+\cos^2\theta) \tag{3.28}$$

$$C = PRL \tag{3.29}$$

である。波動が磁力線に沿って伝播する場合、$\theta=0$ であるから（3.27）、（3.28）式は、

$$A=P,\quad B=2PS$$

となるから、（3.26）式は、

$$P(n^2-R)(n^2-L)=0$$

よって、

$$P = 0, \quad n^2 = R, \quad n^2 = L$$

この3つのうち、$n^2 = R$ が ECW の分散式を表す。つまり、

$$n^2 = 1 - \sum_s \frac{{\omega_{ps}}^2}{\omega(\omega + \omega_{cs})} \tag{3.30}$$

プラズマが電子と1種類のイオンから成り、ECW の周波数 ω が $\omega \gg \omega_{ci}$ である場合、

$$n^2 = 1 - \frac{{\omega_{pe}}^2}{\omega(\omega - |\omega_{ce}|)} \tag{3.31}$$

である。(3.31) 式において $\omega = |\omega_{ce}|$ の時 $n = \pm\infty$ となり、電子サイクロトロン共鳴 (ECR) が起こる。

3.5.2 実験結果

図 3-9 はプラズマ中に励起された波動の干渉波形を、入射マイクロ波パワーが 5kW の場合について測定したものである。図 3-9(a) はレンズが無い場合、図 3-9(b) はマイクロ波凹レンズを使用した場合である。

励起された波動の波長は実験条件や場所により変化するが、典型的な波長 λ は $\lambda \sim$ 5cm である。また、図 3-3 の場合共鳴点は $z = 140$cm にあるが、いずれの場合も共鳴点よりもかなり入射窓に近い側で減衰している。この点については、本章の最後で考察する。プラズマ中に励起された波動のモードを特定するため、入射パワーが 3kW の場合に磁場の強さを変化させ、$z \sim 40$cm 付近の波長と磁場の強さから $k_{\parallel}$ と ω/ω_{ce} の関係をプロットしたのが図 3-10 で

ある。白丸がレンズ無しの場合、黒丸がマイクロ波凹レンズを使用した場合である。励起された波動の、磁場に垂直な波数 $k_\perp$ を $k_\perp \sim \pi/D$ （D は真空容器の直径で 45cm）とすると、$k_\perp \sim 0.07\mathrm{cm}^{-1}$ であり、$k_{||} \sim 1.3\mathrm{cm}^{-1}$ に比べて十分に小さい。したがって、無限一様プラズマ近似を用いることができる。実線は、無限一様プラズマ中での ECW の分散関係（3.31）式による理論曲線である。この結果から、プラズマ中に励起される波動は ECW であると考えられる。

レンズが無い場合、ECW が減衰していく途中において、振幅が大きくなっている領域が見られる。これは周辺部を伝播してくる ECW の影響であるか[48)49)50)]、あるいは波動の励起効率の空間変化が原因であると考えられる[51)]。また、マイクロ波入射口においても、波動の振幅が大きくなることが観測される。これについては、測定用アンテナのような導体が入射窓近くにあると波やプラズマへの影響が大きくなり、干渉波形が変形すると考えられる。

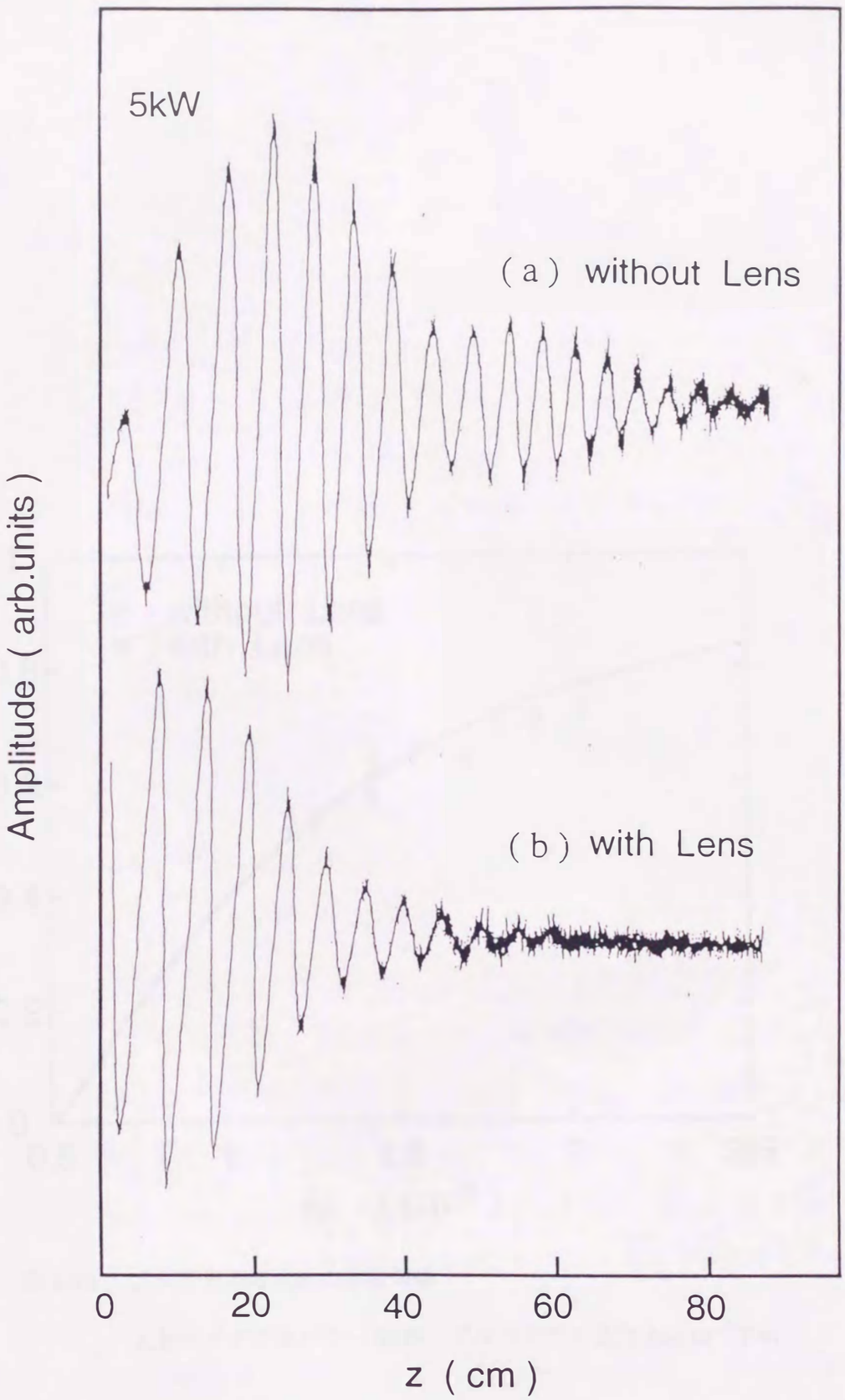


図 3-9　プラズマ中の波動の干渉波形

共鳴点 $z = 140$cm、アルゴンガス圧力 1×10^{-3}Torr

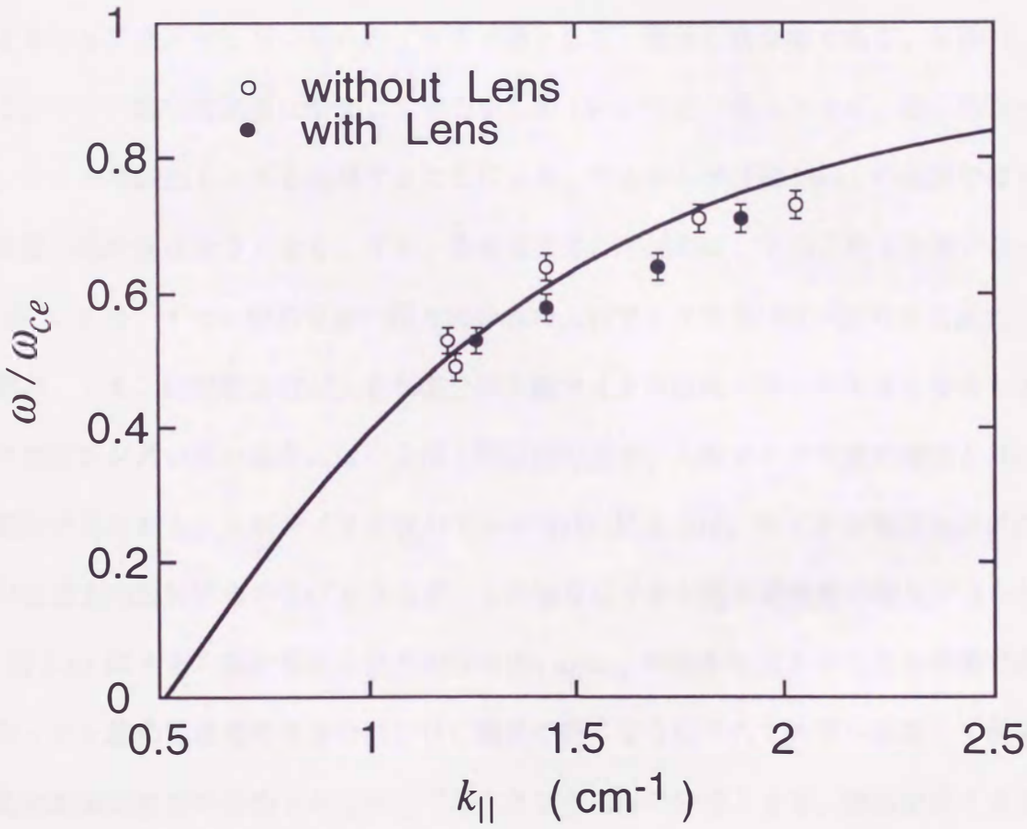


図 3-10　プラズマ中の波動の分散関係

入射マイクロ波パワー 3kW、アルゴンガス圧力 1×10^{-3}Torr

3.6 一様プラズマの生成

3.6.1 イオン飽和電流の径方向分布の外部パラメータ依存性

図 3-11 は、マイクロ波凹レンズを使用した場合と使用しない場合について、イオン飽和電流の径方向分布を測定したものである。入射マイクロ波パワー 3kW、$\omega/\omega_{ce} \sim 0.6$、アルゴンガス圧力 1×10^{-3}Torr で、図 3-5 と同様である。3.4 節の結果から、マイクロ波凹レンズの効果がよく出ている条件である。どちらの場合も直径約 20cm にわたってほぼ一様な分布となっていて、レンズ無しの場合で ±6%、レンズを使用した場合には ±4% である。これは、現在必要とされるプラズマ応用のためのプラズマ源として、使用可能な値である。しかし、その周辺部ではイオン飽和電流値は増加して中心から約 16cm 付近で最大となり、壁に向かって減少する。マイクロ波凹レンズを使用することにより、中心から半径約 15cm の範囲ではイオン飽和電流値の絶対値は大きくなる。イオン飽和電流値の増加率は、平均で約 1.3 倍になっている。

図 3-12 は、イオン飽和電流の径方向分布の入射マイクロ波パワーに対する変化である。周辺部の、イオン飽和電流値が大きな部分は入射マイクロ波のパワーが大きくなると現れ、マイクロ波凹レンズが無い場合には中央部と周辺部の差が、入射マイクロ波の増加と共に大きくなる傾向が見られる。入射マイクロ波パワーが 3kW 以上では、マイクロ波凹レンズによりマイクロ波径方向放射分布が拡げられるが、この場合にイオン飽和電流値の増加が見られた。

図 3-13 はイオン飽和電流の径方向分布の、ω/ω_{ce} の値を変化させた場合の図である。周辺部のイオン飽和電流値の大きな部分は、磁場が弱くなるにつれて外側へ移動して消滅し、イオン飽和電流の径方向分布は中心付近で最大となる山形の分布となる。磁場が弱くなると径方向分布に対するマイクロ波凹レンズの効果は見られなくなるが、イオン飽和電流値はマイクロ波凹レンズを使用した場合の方が大きい。

図 3-14 はイオン飽和電流の径方向分布を、アルゴンガスの圧力を変化させて測定したものである。アルゴンガスの圧力が 1×10^{-4}Torr よりも低い場合、マイクロ波凹レンズの有無に関わ

らずイオン飽和電流の径方向分布は、その形状や電流値が全く同じである結果が得られる。また、このような低圧力の場合には周辺部にイオン飽和電流値が大きな部分は見られない。アルゴンガス圧力を上げていくと周辺部にイオン飽和電流値が大きな領域が現れ、マイクロ波凹レンズを使用した場合の方がイオン飽和電流値が大きくなる。アルゴンガス圧力が 1×10^{-3}Torr 程度までは、マイクロ波凹レンズにより中央部と周辺部のイオン飽和電流値の差が減少するが、アルゴンガス圧力がさらに高くなるとマイクロ波凹レンズを使用した場合でも周辺部のイオン飽和電流値の大きな部分での分布が急峻になる。

以上のイオン飽和電流値の径方向分布の測定の結果をまとめると、マイクロ波凹レンズの効果は、イオン飽和電流値を増加させることと、中央部と周辺部のイオン飽和電流値の差を減少させることの2点となる。また、この2つの効果は、入射マイクロ波パワーが 3kW 以上、コイル電流値が 400A 以上（測定位置で $\omega/\omega_{ce} \leq 0.73$）、アルゴンガス圧力が 1×10^{-4}Torr から 1×10^{-3}Torr の間の領域で顕著に見られ、マイクロ波凹レンズのマイクロ波径方向放射分布に対する効果が現れる実験領域とほぼ一致する。

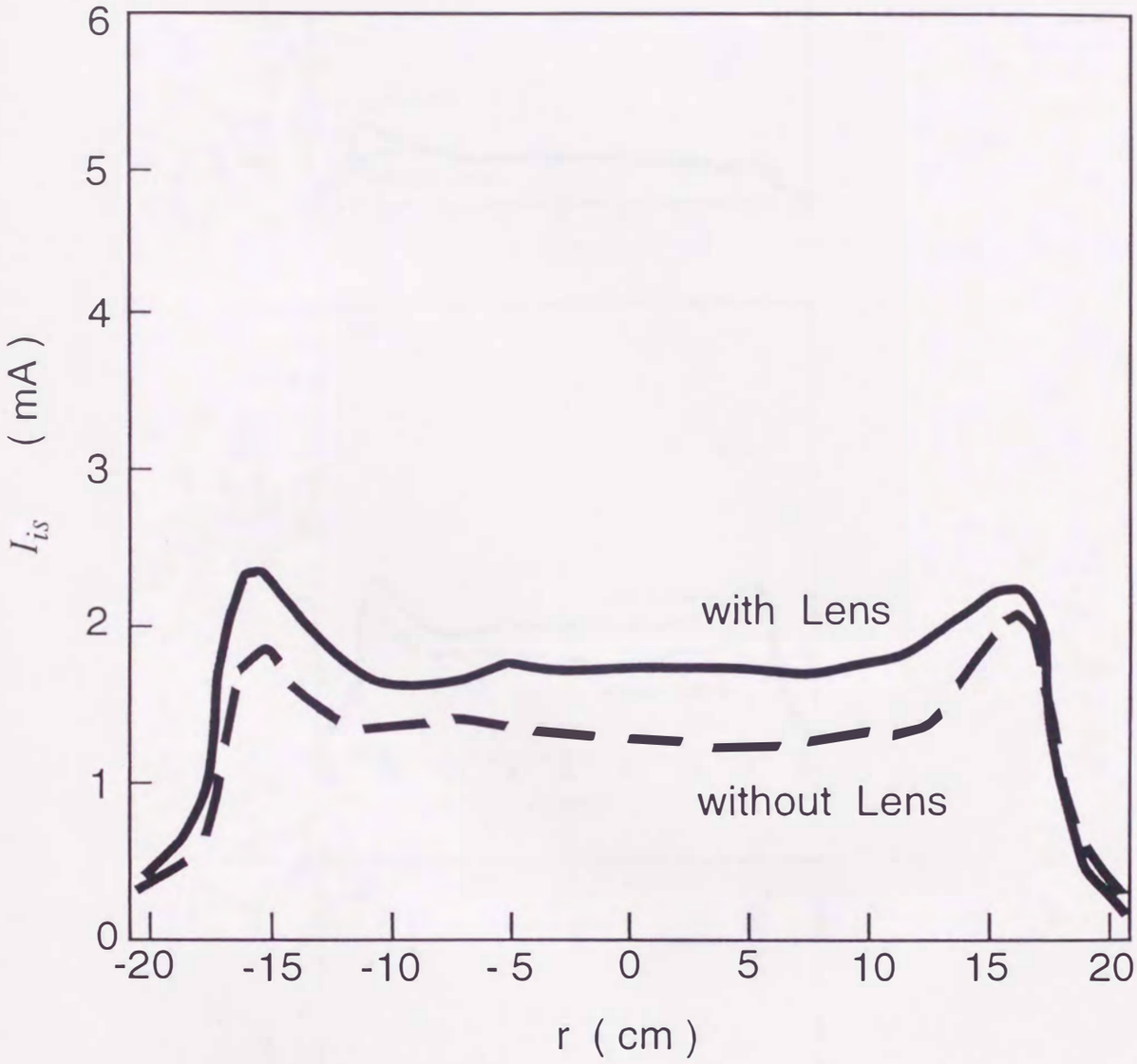


図 3-11　イオン飽和電流の径方向分布

入射マイクロ波パワー 3kW、$\omega/\omega_{ce} \sim 0.6$、アルゴンガス圧力 1×10^{-3}Torr

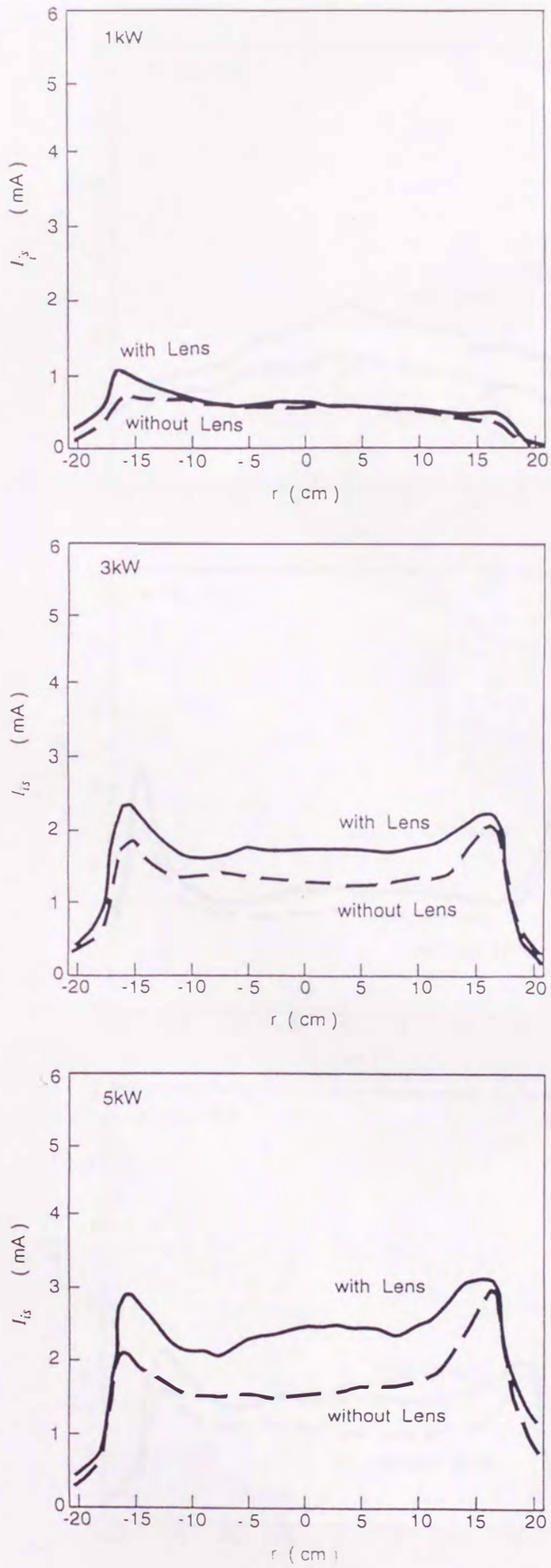


図 3-12　入射マイクロ波パワーを変化させた時のイオン飽和電流の径方向分布の変化

$\omega/\omega_{ce} \sim 0.6$、アルゴンガス圧力 1×10^{-3}Torr

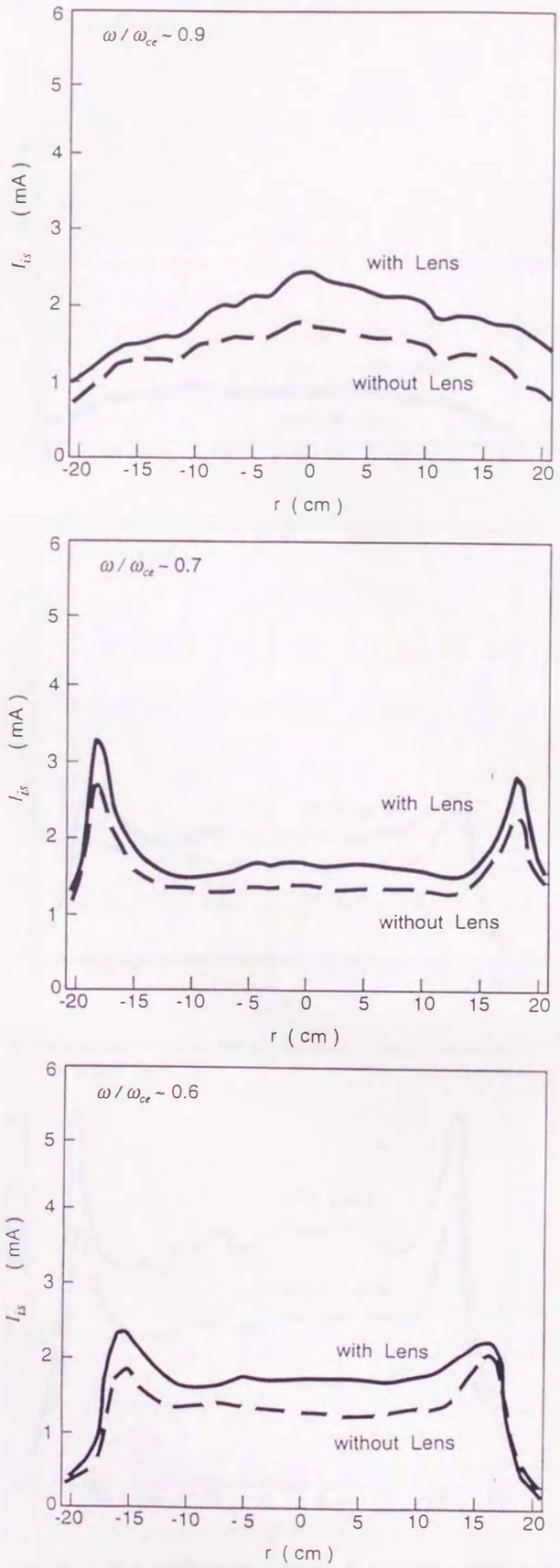


図 3-13　ω/ω_{ce} を変化させた時のイオン飽和電流の径方向分布の変化

入射マイクロ波パワー 3kW、アルゴンガス圧力 1×10^{-3}Torr

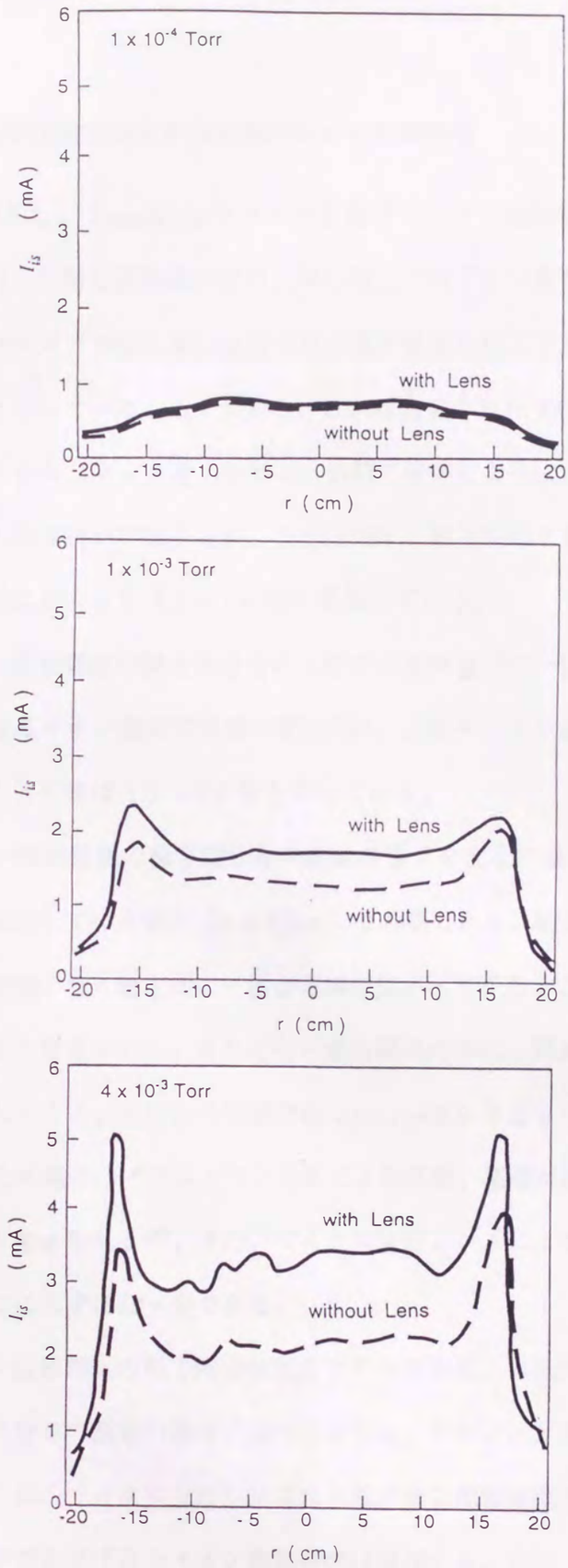


図 3-14　アルゴンガス圧力を変化させた時のイオン飽和電流の径方向分布の変化

入射マイクロ波パワー 3kW、$\omega/\omega_{ce} \sim 0.6$

3.6.2 イオン飽和電流の軸方向分布の外部パラメータ依存性

次に、軸方向に挿入した Langmuir プローブを用いてイオン飽和電流の軸方向分布を測定した。図 3-15 は図 3-11 と同じ実験条件での、中心軸上でのイオン飽和電流の分布である。この図から、プラズマはマイクロ波入射口直後では、電子密度は低く下流に行くにしたがって電子密度が上がり一定となっていることがわかる。これは励起された ECW が伝播する途中でプラズマを生成していくからであると考えられる。前節で述べたように、マイクロ波凹レンズを使用するとイオン飽和電流値が増加するが、この傾向は z 軸方向のイオン飽和電流分布にもあてはまり、軸方向全体にわたって 1.5 ~ 1.6 倍に増加している。

図 3-16 は、イオン飽和電流の軸方向分布の入射マイクロ波パワーに対する変化である。マイクロ波凹レンズによるイオン飽和電流値の増加率は、入射マイクロ波パワーにはほとんど依存せず、全領域にわたってほぼ 1.5 ~ 2.0 倍となっている。

図 3-17 は、イオン飽和電流の軸方向分布の磁場の強さを変えた場合の変化である。ω/ω_{ce} の値は径方向分布を測定している場所（$z = 60$cm）での値である。磁場が弱くなると、イオン飽和電流の増加領域が狭くなり軸方向に一様な領域が拡がってくる。これは ECW の伝播領域が狭くなるためであると考えられる。またその一様な領域の中に、周囲よりもイオン飽和電流値が大きい部分が現れてくる。この山の位置では $\omega/\omega_{ce} \sim 0.9$ となっており、電子の熱運動による Doppler 効果のため電子サイクロトロン共鳴による加熱、電離が起こりイオン飽和電流値が大きくなっていると考えられる[23]。また、マイクロ波凹レンズによるイオン飽和電流値の増加率は、磁場の強さによらずほぼ一定である。

図 3-18 は、イオン飽和電流の軸方向分布測定でアルゴンガスの圧力を変化させた場合の測定結果である。径方向分布の測定の場合に述べたように、アルゴンガスの圧力が 1×10^{-4}Torr 以下の低圧力の場合には、マイクロ波凹レンズによるイオン飽和電流の増加はあまり見られない。しかし、さらに圧力を上げるとイオン飽和電流は増加する。また、1×10^{-3}Torr 以上の高

圧になるとイオン飽和電流の軸方向分布は、マイクロ波入射口から急に増加して 40cm 付近で最大となり、下流に向かって緩やかに減少する分布となる。

以上のイオン飽和電流の中心軸上での分布の測定結果をまとめると、アルゴンガス圧力が 1×10^{-3}Torr 以下ではマイクロ波入射口から 40cm 付近までに増加して一定となるが、さらに圧力を上げると下流域では減少する。また、磁場が弱くなるとイオン飽和電流が増加する領域は狭くなる。マイクロ波凹レンズによるイオン飽和電流値の増加は、アルゴンガス圧力が 1×10^{-4}Torr 以下の低圧力では見られないが、1×10^{-4}Torr 以上では入射マイクロ波パワー、磁場の強さによらずレンズが無い場合の 1.5 ～ 2.0 倍になる。

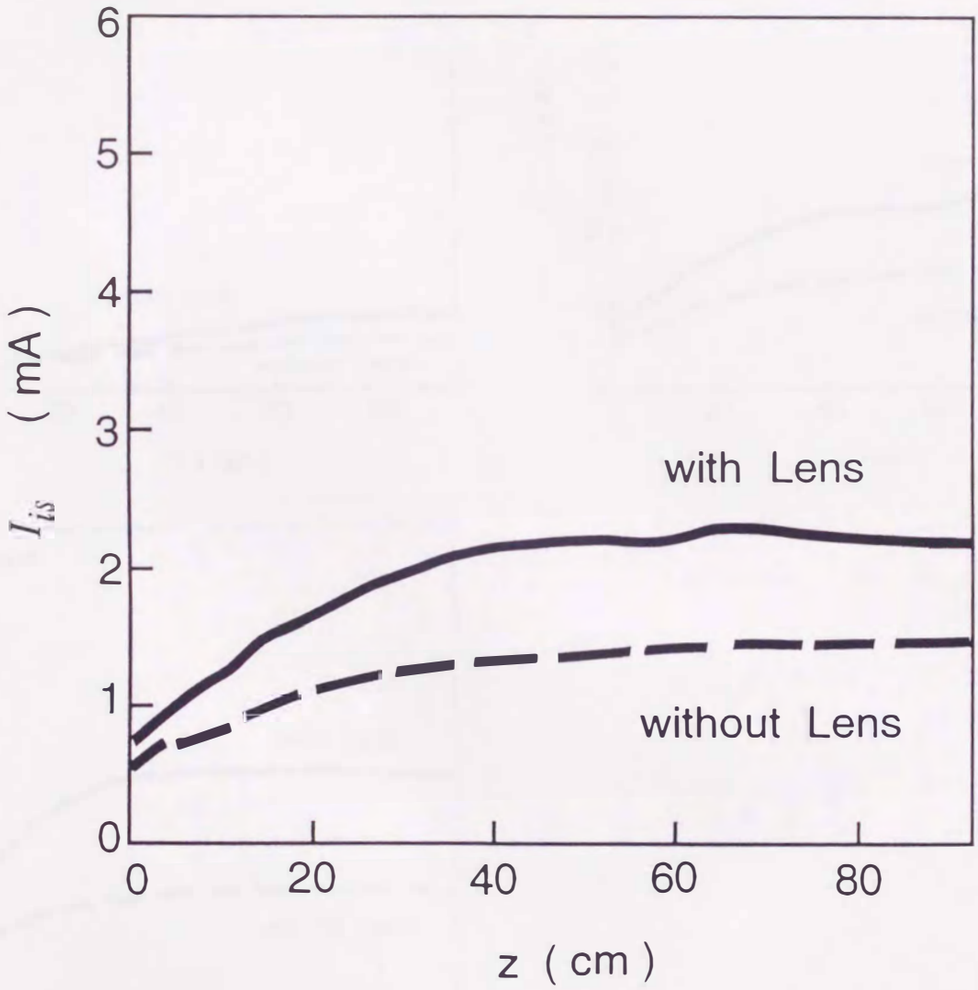


図 3-15　中心軸上のイオン飽和電流の分布

入射マイクロ波パワー 3kW、アルゴンガス圧力 1×10^{-3}Torr

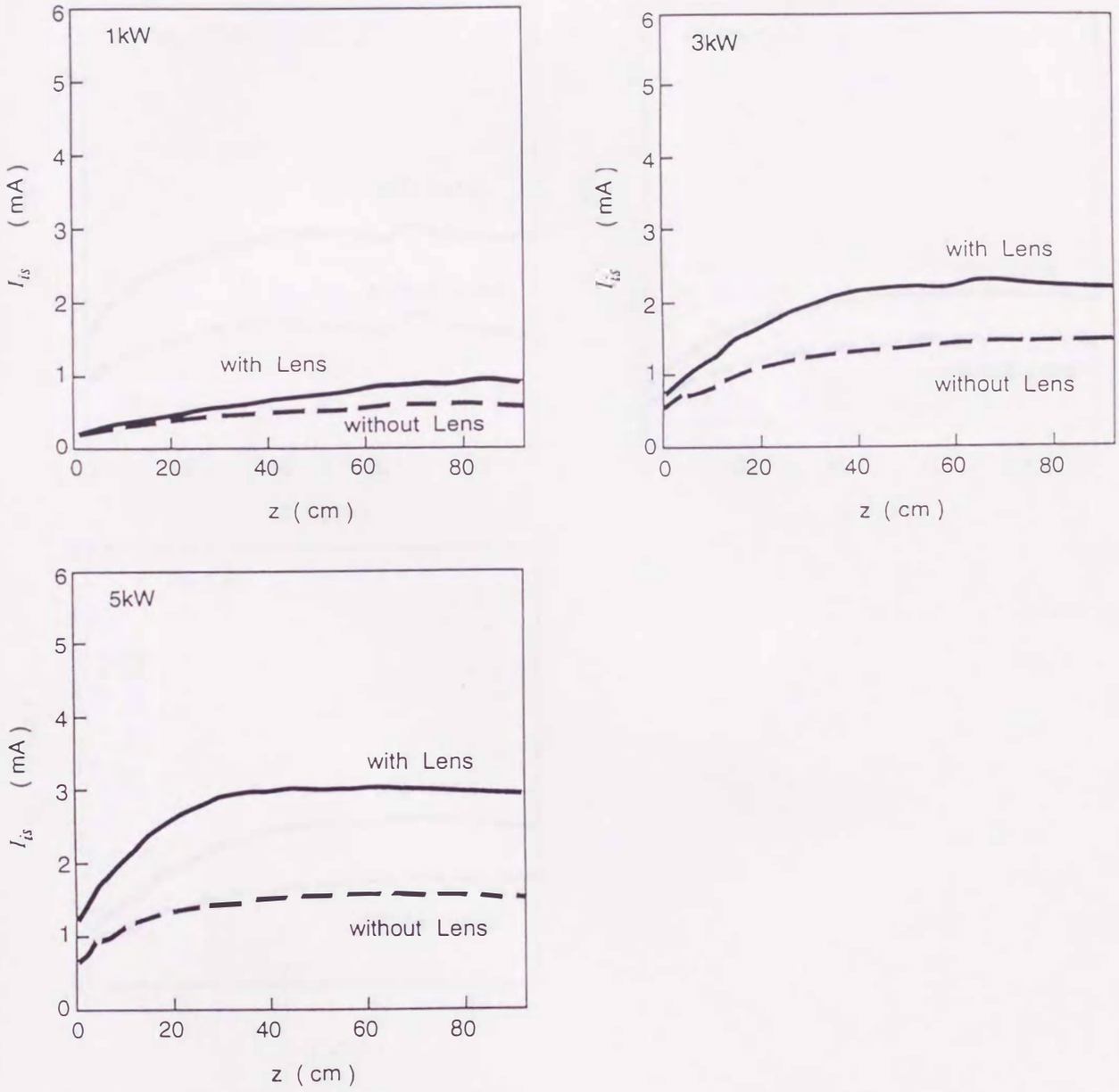


図 3-16　入射マイクロ波パワーを変化させた時のイオン飽和電流の軸方向分布の変化

アルゴンガス圧力 1×10^{-3}Torr

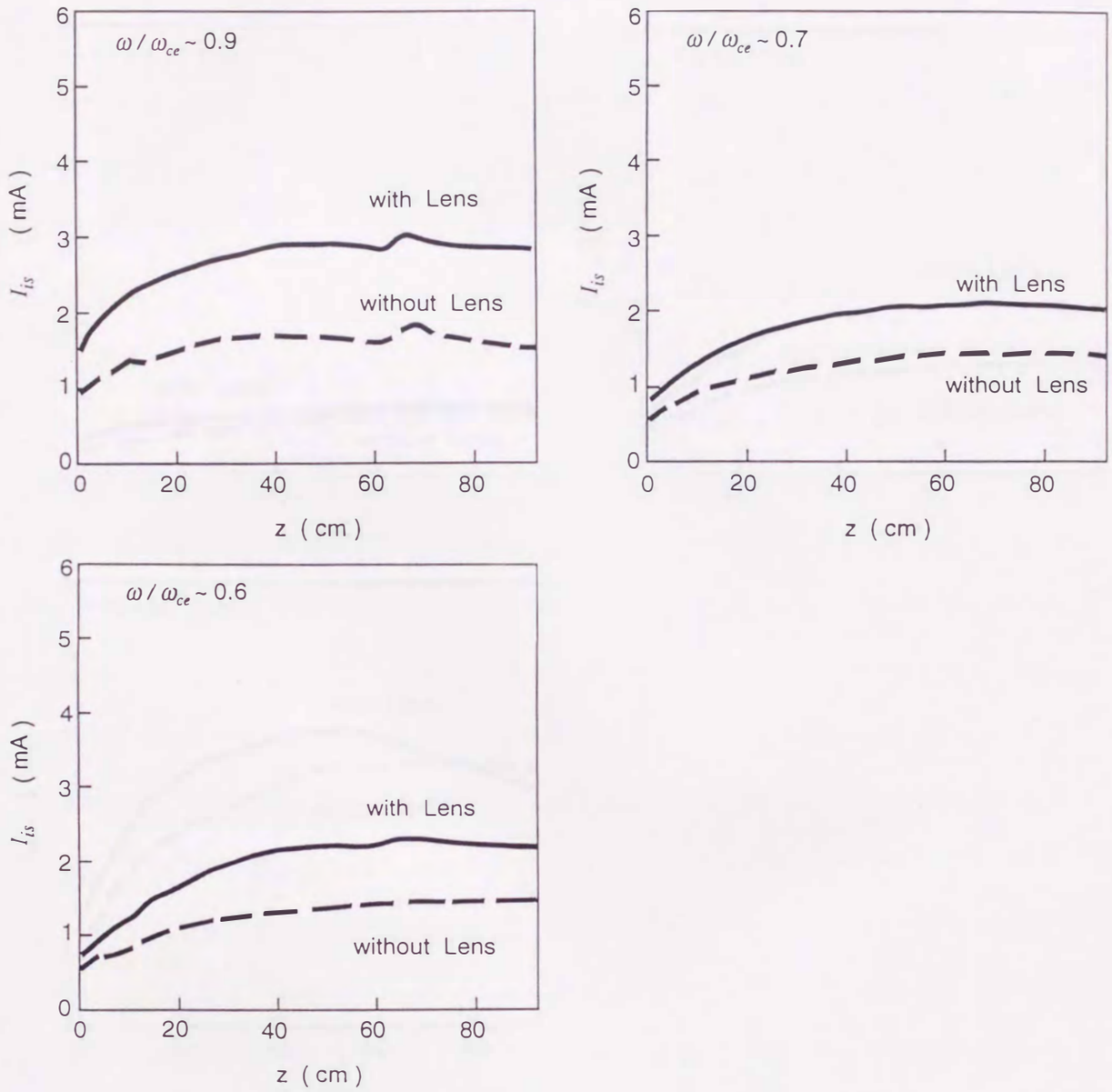


図 3-17　ω/ω_{ce} を変化させた時のイオン飽和電流の軸方向分布の変化

入射マイクロ波パワー 3kW、アルゴンガス圧力 1×10^{-3}Torr、ω/ω_{ce} は $z=60$cm での値

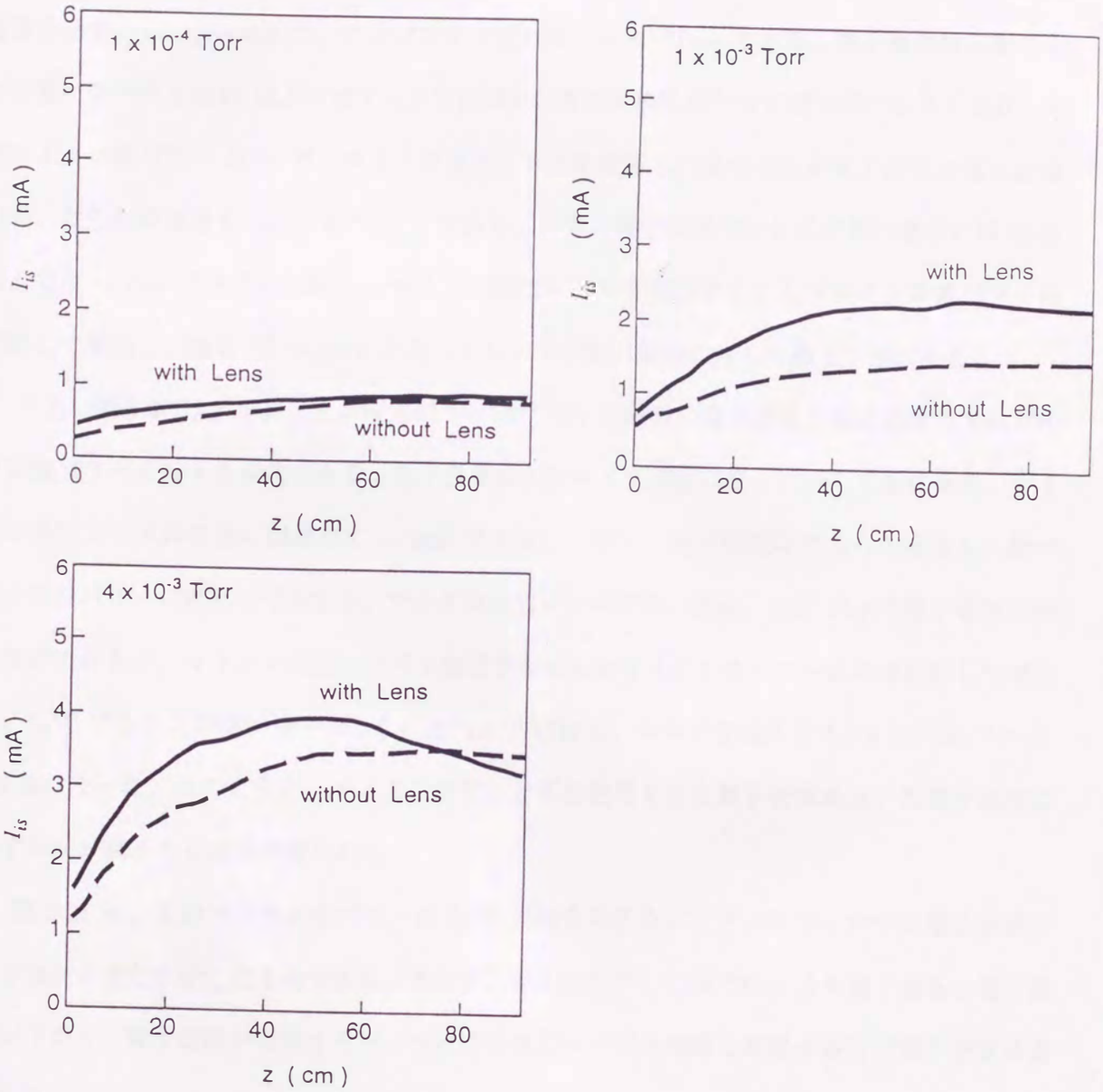


図 3-18　アルゴンガス圧力を変化させた時のイオン飽和電流の軸方向分布の変化

入射マイクロ波パワー 3kW

3.7 生成されたプラズマの電子密度及び電子温度の外部パラメータ依存性

図 3-19 に生成されたプラズマの電子密度と電子温度の入射マイクロ波パワー依存性の測定結果を示す。$\omega/\omega_{ce} \sim 0.6$ で、アルゴンガス圧力は 1×10^{-3}Torr である。電子密度は入射マイクロ波パワーが 2.5kW 以上ではマイクロ波凹レンズの有無に関わらず増加率が小さくなる。入射マイクロ波パワー 5kW で、マイクロ波凹レンズを使用した場合の方が電子密度は僅かに高いが、どちらの場合も $\sim 6 \times 10^{11}\mathrm{cm}^{-3}$ である。一方、電子温度はレンズが無い場合には 3kW 以上では $\sim$ 7eV であるのに対し、マイクロ波凹レンズを使用すると入射マイクロ波パワーに比例して増加し、5kW で $\sim$ 12eV となってレンズが無い場合に対して約 1.7 倍になる。

一方、図 3-20 はアルゴンガス圧力が 1×10^{-2}Torr の場合の電子密度と電子温度の入射マイクロ波パワーに対する変化である。電子温度は入射マイクロ波パワーに対して変化せず、マイクロ波凹レンズの有無に関係なく $\sim$ 2eV である。しかし、電子密度はどちらの場合も入射マイクロ波パワーに対して増加する。マイクロ波凹レンズが無い場合、2kW 以上で電子密度の増加率が下がるが、マイクロ波凹レンズを使用すると入射マイクロ波パワーにほぼ比例して増加し、5kW でレンズが無い場合の $4.5 \times 10^{12}\mathrm{cm}^{-3}$ に対し、レンズを使うと $6.0 \times 10^{12}\mathrm{cm}^{-3}$ へと 1.3 倍になった。このように、マイクロ波凹レンズを使用すると電子密度あるいは電子温度のいずれかが高くなる結果が得られた。

図 3-21 は、入射マイクロ波パワーが 3kW の場合のアルゴンガス圧力に対する電子密度と電子温度の変化を示したものである。アルゴンガス圧力が 1×10^{-3}Torr より高くなると電子温度が下がり、電子密度が増加する[23)]。マイクロ波凹レンズを使用した場合の方が電子密度は高くなる。

図 3-22 は、ω/ω_{ce} の値を変えた場合の電子密度と電子温度の変化を示したものである。ω/ω_{ce} の値が大きくなると電子密度が増加するが、これは測定している位置 ($z = 60$cm) と共鳴点が近くなるからであると考えられる[23)]。

図 3-23 に電子密度と電子温度の径方向分布を示す。入射マイクロ波パワーは 3kW 、$\omega/\omega_{ce} \sim 0.6$、アルゴンガス圧力は 1×10^{-3}Torr である。電子温度の径方向分布は中心部が最も高い分布となる。一方、電子密度は中心部が低くなっている。マイクロ波凹レンズを使用すると、中央部の電子温度が上昇する。

これらの測定の結果から、マイクロ波凹レンズを使用すると、アルゴンガス圧力が $\sim 5 \times 10^{-3}$Torr 以下の場合には電子温度が上昇し、$\sim 5 \times 10^{-3}$Torr 以上の場合には電子密度が増加するため、イオン飽和電流値が増加する。この理由は次のように考えられる。マイクロ波凹レンズを使用することにより、マイクロ波の放射は周辺部へ向けられるようになる。このため、観測している点（$z = 60$cm）よりも入射口側の領域内にマイクロ波は集中するようになり、電子温度及び電子密度の増加が起こっている。本実験で生成されたプラズマは、応用のためのプラズマ源として十分な高密度プラズマである。

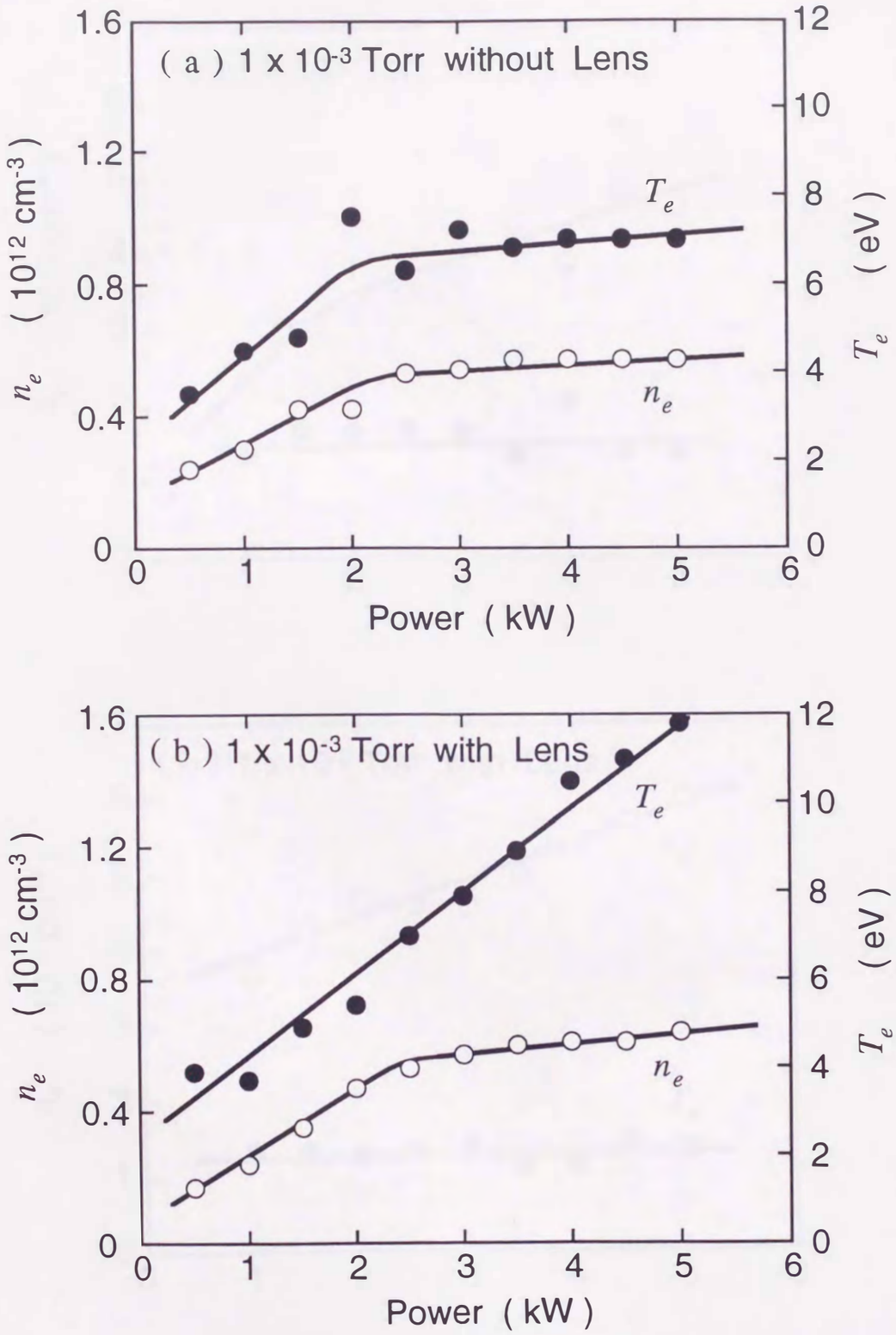


図 3-19　アルゴンガス圧力が 1×10^{-3} Torr の時の電子密度と電子温度の入射マイクロ波パワー依存性　$\omega/\omega_{ce} \sim 0.6$

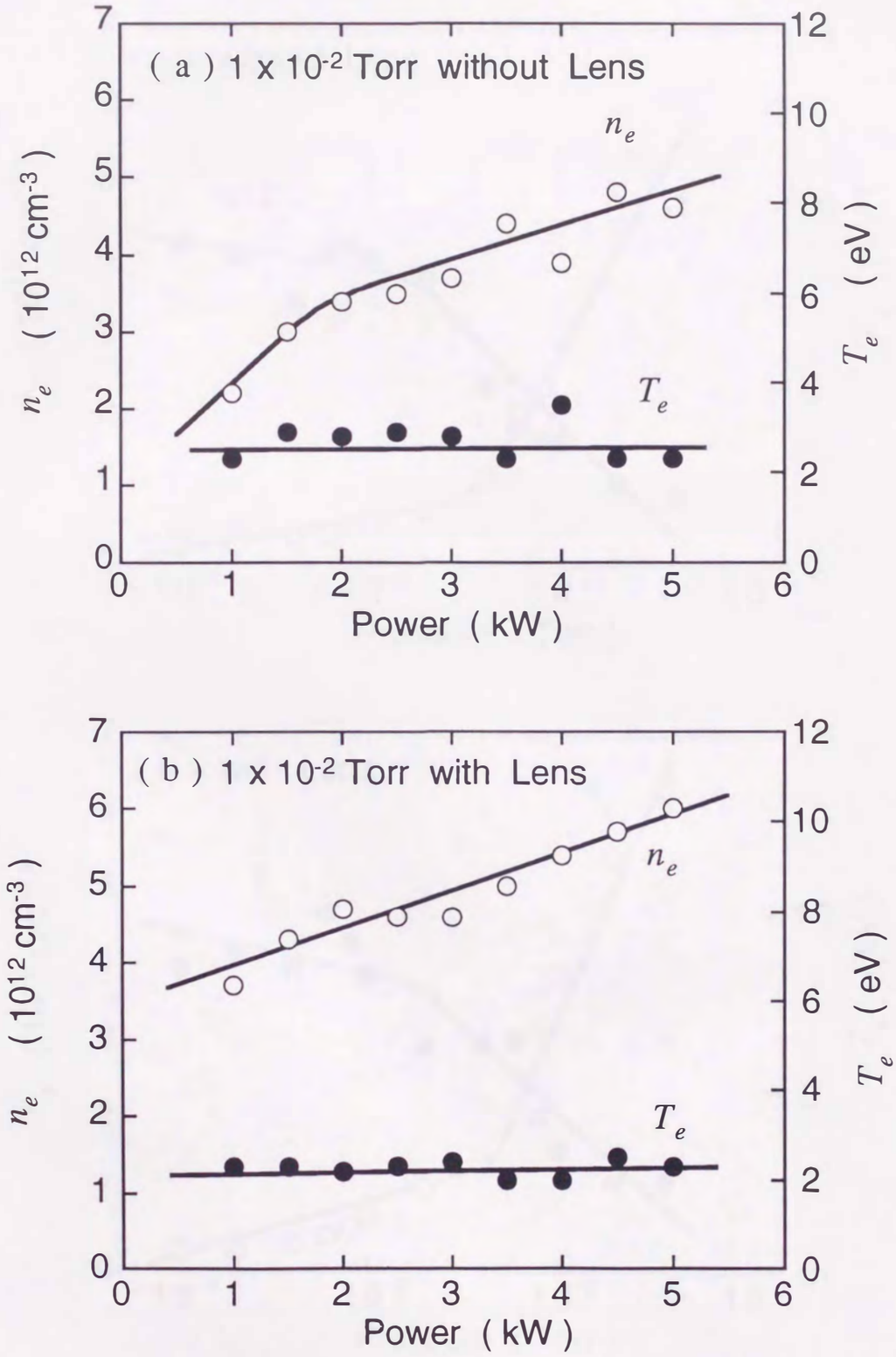


図 3-20　アルゴンガス圧力が 1×10^{-2} Torr の時の電子密度と電子温度の入射マイクロ波パワー依存性　$\omega/\omega_{ce} \sim 0.6$

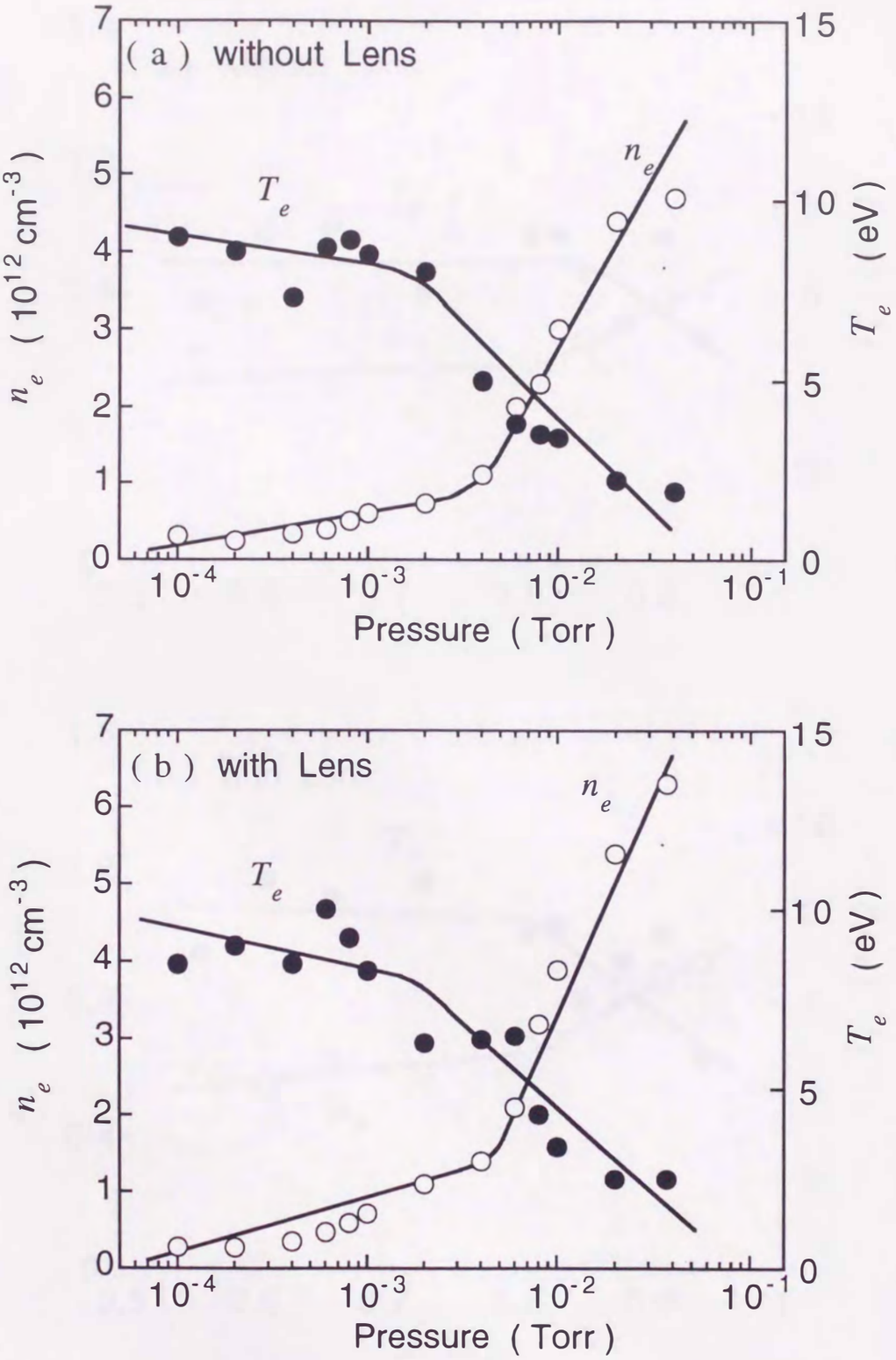


図 3-21　電子密度と電子温度のアルゴンガス圧力依存性

入射マイクロ波パワー 3kW、$\omega/\omega_{ce} \sim 0.6$

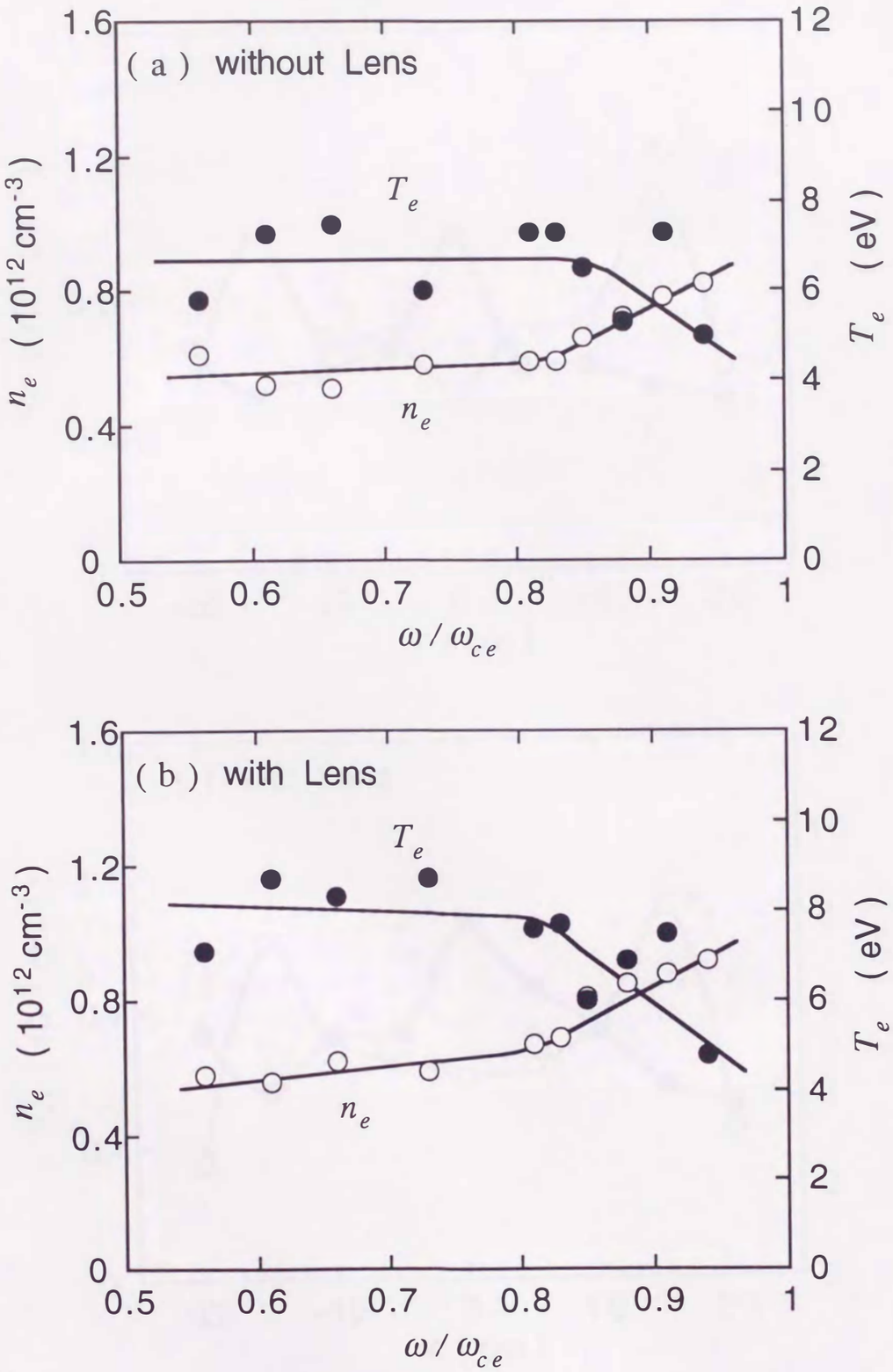


図 3-22　ω/ω_{ce} を変化させた時の電子密度と電子温度の変化

入射マイクロ波パワー 3kW、アルゴンガス圧力 1×10^{-3}Torr

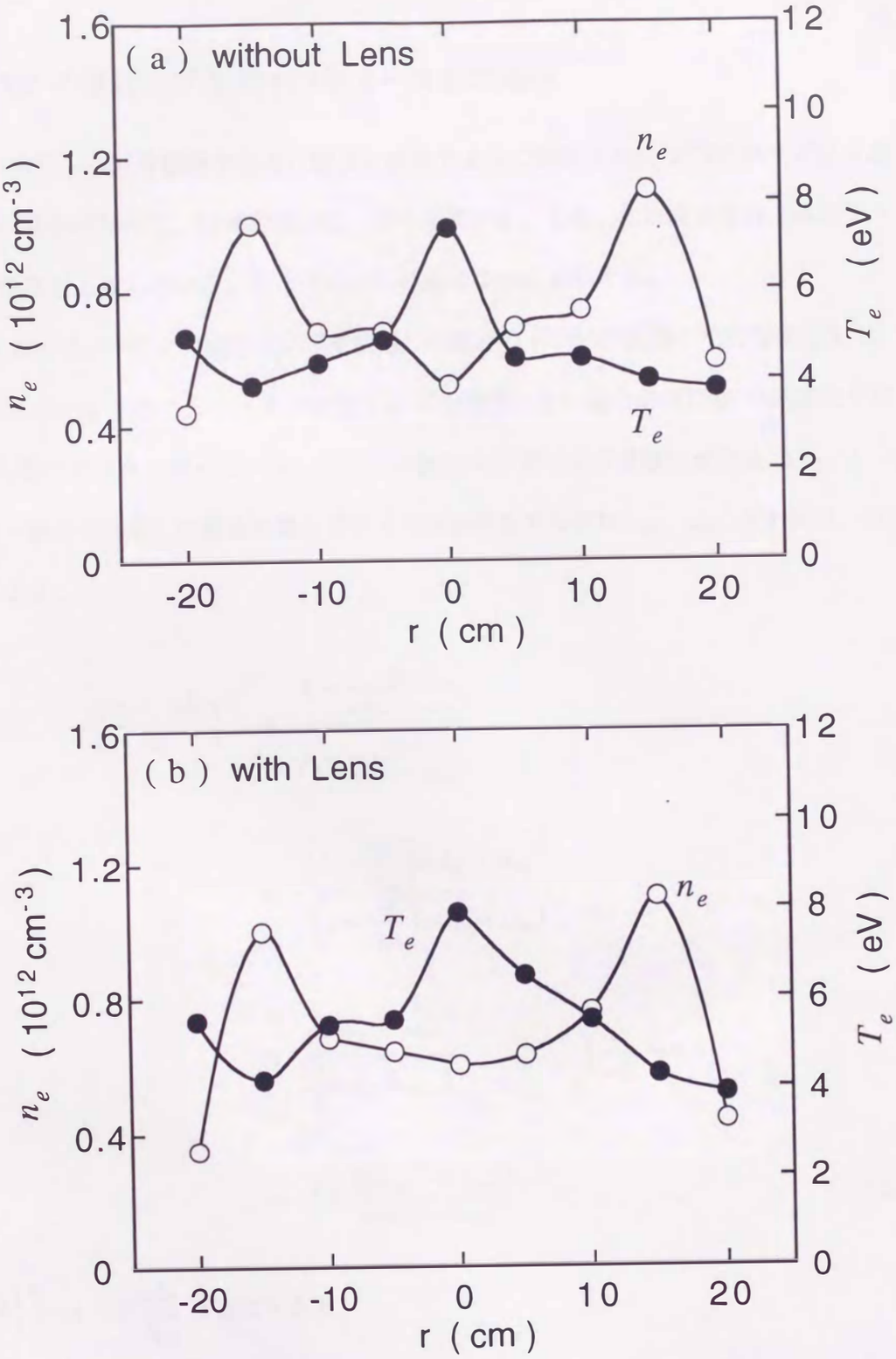


図 3-23　電子密度と電子温度の径方向分布

入射マイクロ波パワー 3kW、$\omega/\omega_{ce} \sim 0.6$、アルゴンガス圧力 1×10^{-3}Torr

3.8 ECW の減衰とプラズマパラメータとの関係

マイクロ波凹レンズを使用すると、図 3-9 に示すように励起された ECW はマイクロ波凹レンズが無い場合に比べて、伝播距離が短く早く減衰する。また、この場合生成されたプラズマは、電子温度が上昇している。ここでは、この点について考察する。

図 3-9 において、マイクロ波凹レンズを使用した場合の ECW の磁場に平行な成分を $k_{\|}{}'$ とすると、$k_{\|}{}' \sim 1.1k_{\|}$ となり、マイクロ波凹レンズを使用しない場合の ECW の磁場に平行な成分 $k_{\|}$ より僅かに大きくなっている。マイクロ波凹レンズによる波数の変化を $\Delta k_{\|}$、レンズを使用しない場合と使用した場合の電子プラズマ周波数をそれぞれ ω_{pe}、$\omega_{pe}{}'$ とすれば、ECW の分散関係より、

$$
\begin{aligned}
\left(\frac{k_{\|}+\Delta k_{\|}}{k_{\|}}\right)^2 &= \frac{1-\dfrac{{\omega_{pe}}'^2}{\omega(\omega-\omega_{ce})}}{1-\dfrac{{\omega_{pe}}^2}{\omega(\omega-\omega_{ce})}} \\
&= \frac{\left(1-\dfrac{\omega}{\omega_{ce}}\right)\omega\omega_{ce}+{\omega_{pe}}'^2}{\left(1-\dfrac{\omega}{\omega_{ce}}\right)\omega\omega_{ce}+{\omega_{pe}}^2} \\
&\simeq \frac{\dfrac{1}{2}\omega\omega_{ce}+{\omega_{pe}}'^2}{\dfrac{1}{2}\omega\omega_{ce}+{\omega_{pe}}^2} \qquad \left(\frac{\omega}{\omega_{ce}}\sim 0.5\right) \\
&= 1+\frac{2({\omega_{pe}}'^2-{\omega_{pe}}^2)}{\omega\omega_{ce}+2{\omega_{pe}}^2} \qquad (3.32)
\end{aligned}
$$

$\left(\dfrac{k_{\|}+\Delta k_{\|}}{k_{\|}}\right)^2 \sim 1+2\dfrac{\Delta k_{\|}}{k_{\|}}$ と近似すると、

$$
1+2\frac{\Delta k_{\|}}{k_{\|}} = 1+\frac{2({\omega_{pe}}'^2-{\omega_{pe}}^2)}{\omega\omega_{ce}+2{\omega_{pe}}^2}
$$

$$\frac{\Delta k_{\|}}{k_{\|}} = \frac{{\omega_{pe}}^2}{\omega\omega_{ce} + 2{\omega_{pe}}^2}\left(\frac{{\omega_{pe}}'^2}{{\omega_{pe}}^2} - 1\right)$$

$$= \frac{1}{2 + \frac{\omega\omega_{ce}}{{\omega_{pe}}^2}}\left(\frac{{n_e}'}{n_e} - 1\right) \tag{3.33}$$

n_e、${n_e}'$ はそれぞれマイクロ波凹レンズが無い場合と使用した場合の電子密度である。$\frac{\omega\omega_{ce}}{{\omega_{pe}}^2} = \left(\frac{\omega}{\omega_{pe}}\right)^2\left(\frac{\omega_{ce}}{\omega}\right) \simeq 0.2$ であるので、

$$\frac{\Delta k_{\|}}{k_{\|}} \simeq 0.5\frac{\Delta n_e}{n_e} \tag{3.34}$$

となる。ここで、Δn_e はマイクロ波凹レンズによる電子密度の変化である。図 3-19 の実験では電子密度はマイクロ波凹レンズの使用により僅かに増加して、$5.7 \times 10^{11}\mathrm{cm}^{-3}$ から $6.4 \times 10^{11}\mathrm{cm}^{-3}$ となるが、これにより波数が大きくなっていると考えられる。

マイクロ波凹レンズを使用すると、図 3-9 に見られるように励起された ECW はレンズが無い場合に比べて速く減衰する。減衰率はマイクロ波凹レンズがある場合が $0.08\mathrm{cm}^{-1}$、レンズが無い場合では $0.04\mathrm{cm}^{-1}$ である。

3.5.1 では無衝突の一様な冷たいプラズマの誘電率を用いて分散式を導いたが、衝突を考慮する場合も運動論を用いて衝突がある場合の誘電率テンソルが求められる[47]。この誘電率テンソルを用いて ECW の分散式を求めると[52)53)]、

$$n^2 = 1 + \frac{{\omega_{pe}}^2}{\omega(\omega + i\nu)}\xi_0 Z(\xi_1) \tag{3.35}$$

$$\xi_n = (\omega + i\nu - n\omega_{ce})/k_{\|}v_{th}$$

$$Z(\xi) \equiv \frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\exp(-z^2)}{z - \xi}dz$$

となる。ここで ν は衝突周波数である。$z(\xi)$ は $|\xi| \gg 1$ に対して、

$$Z(\xi) \simeq i\sqrt{\pi}\exp(-\xi^2) - \frac{1}{\xi}\left(1 + \frac{1}{2}\xi^{-2} + \frac{3}{4}\xi^{-4} + \cdots\right)$$

と展開されるから、

$$n^2 \simeq 1 - \frac{{\omega_{pe}}^2}{\omega(\omega + i\nu - \omega_{ce})} \tag{3.36}$$

となる。本実験での衝突は、電子と中性粒子の衝突が最も多いと考えられる。また図 3-9 の場合の電子温度ではどちらの場合も $\nu/\omega \simeq 10^{-2}$ である。(3.36) 式でこの値を使って衝突がある場合の減衰率を出すと、$\simeq 0.01\mathrm{cm}^{-1}$ となる。したがって、衝突減衰では図 3-9 の違いを説明することはできない。

ECW は、プラズマ中の電子と電子サイクロトロン共鳴することにより電子にエネルギーを与え減衰する[45)46)]。プラズマ中の電子は熱運動しているため、共鳴が起こる条件は Doppler 効果により、

$$\omega_{ce} = \omega - k_{\|} v_{\|} \tag{3.37}$$

ここで $v_{\|}$ は電子の速度の磁力線に平行な成分である。ECW は強磁場側 ($\omega_{ce} > \omega$) から伝播していき、その位相速度は電子の熱速度に比べると非常に大きいので、位相速度と同じ向きに運動している電子との共鳴を無視し、逆向きに運動している電子と共鳴すると考える。電子は Maxwell 分布していると仮定すると、マイクロ波入射口から共鳴点の間のいたる所で共鳴が起こっていると考えられる。

(3.37) 式を速度分布関数を用いて平均すると、

$$\omega_{ce}\int_{-\infty}^{0} f(v_{\|})dv_{\|} = \omega\int_{-\infty}^{0} f(v_{\|})dv_{\|} - k_{\|}\int_{-\infty}^{0} v_{\|}f(v_{\|})dv_{\|} \tag{3.38}$$

$f(v_{\|}) = \frac{n_e}{\sqrt{\pi} v_{th}} \exp\left(-\frac{{v_{\|}}^2}{{v_{th}}^2}\right)$ であるから、

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2}\omega_{ce} n_e &= \frac{1}{2}\omega n_e + \frac{k_{\|} v_{th}}{2\sqrt{\pi}} n_e \\
\omega_{ce} &= \omega + \frac{1}{\sqrt{\pi}} k_{\|} v_{th} \\
\frac{\omega}{\omega_{ce}} &= 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{k_{\|} v_{th}}{\omega_{ce}} \qquad (3.39)
\end{aligned}$$

(3.39) 式を満たす位置が平均的に見た共鳴点であると考えられる。マイクロ波凹レンズを付けた時、マイクロ波入射口から $\omega/\omega_{ce} \sim 0.6$ の間の領域で ECW は減衰している。(3.39) 式で、$\omega/{\omega_{ce}}' = 0.6$ とおくと、

$$\begin{aligned}
1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{{k_{\|}}' {v_{th}}'}{{\omega_{ce}}'} &= 0.6 \\
\frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{{k_{\|}}' {v_{th}}'}{{\omega_{ce}}'} &= 0.4 \qquad (3.40)
\end{aligned}$$

$'$ はマイクロ波凹レンズを使用した場合の量であることを示す。(3.40) 式において、実験結果より、

$$ {k_{\|}}' \sim 1.1 k_{\|}, \quad {v_{th}}' \sim \left(\frac{12}{7}\right)^{1/2} v_{th} \qquad (3.41)$$

であるから、

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} 1.1 \left(\frac{12}{7}\right)^{1/2} \frac{k_{\|} v_{th}}{{\omega_{ce}}'} = 0.4$$

$$k_{\|}v_{th} = 0.4\sqrt{\pi}\frac{1}{1.1}\left(\frac{7}{12}\right)^{1/2}\omega_{ce}{}' \tag{3.42}$$

$\omega/\omega_{ce}{}' = 0.6$ であるから（3.42）式は、

$$k_{\|}v_{th} = 0.4\sqrt{\pi}\frac{1}{1.1}\left(\frac{7}{12}\right)^{1/2}\frac{1}{0.6}\omega \tag{3.43}$$

これより、

$$\begin{aligned}\omega_{ce} &= \omega + \frac{1}{\sqrt{\pi}}k_{\|}v_{th} \\ &= \omega + 0.4\frac{1}{1.1}\left(\frac{7}{12}\right)^{1/2}\frac{1}{0.6}\omega \\ \frac{\omega}{\omega_{ce}} &\simeq 0.69 \end{aligned} \tag{3.44}$$

つまり、マイクロ波凹レンズが無い場合にはマイクロ波入射口から $\omega/\omega_{ce} \sim 0.7$ までの間の領域で減衰されると考えられる。これは、マイクロ波入射口から約 130cm の所である。マイクロ波凹レンズが無い場合に、ECW がマイクロ波入射口から遠方まで伝播しているのは、このように磁場の非一様性と電子温度の違いが主な原因であると考えられる。

マイクロ波凹レンズを使用すると、3.7 で述べたようにマイクロ波が入射口近傍に集中するので電子温度が上昇していると考えられる。

3.9 結論

マイクロ波凹レンズを使用して ECR プラズマ生成実験を行い、マイクロ波径方向放射分布、プラズマ中の波動、イオン飽和電流分布、電子密度及び電子温度を測定し、マイクロ波凹

レンズのマイクロ波径方向放射分布制御、及びプラズマの一様化への有効性について調べ、以下の結果が得られた。

1. プラズマ生成を行った場合の径方向放射分布の測定においても、マイクロ波凹レンズを使用した場合に径方向放射分布が半径方向に拡大されていることが確認された。入射マイクロ波パワー 3kW 以上、アルゴンガス圧力 $\sim 1 \times 10^{-3}$Torr 以上の時、その変動磁場の半値幅は約 17cm から約 23cm へと約 1.4 倍に拡大される。

2. 干渉法により得られた波形から、プラズマ中に励起された波動の分散特性を調べた結果、マイクロ波凹レンズの有無に関わらずプラズマ中に電子サイクロトロン波が励起されていることがわかった。

3. 励起される電子サイクロトロン波は、いずれの場合においても共鳴点に到達する前に減衰する。しかし、その減衰率はマイクロ波凹レンズを使用した場合の方が大きい。これは、磁場の非一様性と電子温度の違いが主な原因であると考えられる。

4. 生成されたプラズマのイオン飽和電流値は、直径 20cm にわたってほぼ一様である。入射マイクロ波パワー 3kW、アルゴンガス圧力 1×10^{-3}Torr、$\omega/\omega_{ce} \sim 0.6$ の場合、一様性はレンズがない場合が ±6%、レンズを使用した場合 ±4% である。これは、現在必要とされるプラズマ応用のためのプラズマ源として使用可能な値である。

5. イオン飽和電流値は中心から約 10cm 以上の周辺部で高くなることが見出された。周辺部のイオン飽和電流値の高い領域は、低磁場、低圧力では現れない。

6. マイクロ波凹レンズにより、アルゴンガス圧力が 低い場合には電子温度が上昇し、1×10^{-3}Torr、入射マイクロ波パワー 5kW で 5eV から 12eV へと 70% 高くなる。一方、さらにアルゴンガス圧力が高い場合には電子密度が上がり、1×10^{-2}Torr、入射マイクロ波

パワー 5kW で $4.5 \times 10^{12}\mathrm{cm}^{-3}$ から $6.0 \times 10^{12}\mathrm{cm}^{-3}$ へと 30% 高くなる。生成されたプラズマは、応用のためのプラズマ源として十分な高密度プラズマである。

7. マイクロ波凹レンズの効果は、中央部の方が大きい。アルゴンガスの圧力が 1×10^{-3}Torr 以下では、中央部の電子温度が上昇する。さらに圧力が高い場合には電子密度が増加する。この結果、マイクロ波凹レンズを使用するとイオン飽和電流値が増加する。