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

電子サイクロトロン共鳴プラズマのレーザートムソン散乱法による研究

牟田，浩司
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

吉田，光宏
三菱重工（株）基盤技術研究所

田中，博之
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

ボーデン，マーク
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

他

https://doi.org/10.15017/17357

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告. 16 (4), pp.407-414, 1995-03-01. Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University
バージョン：
権利関係：

九州大学大学院総合理工学研究科報告
第16巻 第4号 407-414頁 平成7年3月

Engineering Sciences Reports, Kyushu University
(KYUSHU DAIGAKU SOGORIKOGAKU KENKYUKA HOKOKU)
Vol. 16, No. 4 pp. 407 - 414 March 1995

電子サイクロトロン共鳴プラズマのレーザートムソン散乱法による研究

牟田浩司[1]・吉田光宏[2]・田中博之[3]
マーク・ボーデン[4]・内野喜一郎[4]・村岡克紀[4]
前田三男[5]・真鍋由雄[6]・Robert PORTEOUS[7]

(平成6年11月30日 受理)

Study of Plasma Structures in an ECR Discharge Using Laser Thomson Scattering Diagnostics

Hiroshi MUTA, Mitsuhiro YOSHIDA, Hiroyuki TANAKA,
Mark BOWDEN, Kiichiro UCHINO, Katsunori MURAOKA,
Mitsuo MAEDA, Yoshio MANABE and Robert PORTEOUS

We have constructed a new diagnostic system using laser Thomson scattering for the study of spatial structures of ECR plasmas. The system enables us to obtain unambiguous profiles of electron density and temperature of the plasmas, which can be quantitatively compared with simulation results so as to discuss the underlying physics. Spatial profiles of electron density and temperature in a typical ECR discharge have been successfully measured within experimental accuracy of ±10%. Furthermore, a first attempt of such a comparison was performed between the experimental results obtained and simulation results using a two-dimensional particle-fluid hybrid code. As a result, it was shown that the experimental profiles of electron density and temperature were reasonably reproduced by the simulations if the microwave power deposition profiles were appropriately assumed. From these comparisons, it was found that the radial electron density profile is determined by a radial electric field distribution which drives ion flux radially.

1. はじめに

最近の半導体デバイスの急速な発展に伴い，プラズマプロセスに対してはより高度なプロセス技術が求められてきている[1)]．例えば，集積度が1チップ当たり64Mビット（最小線幅0.3 μm）のDRAMが今まさに本格的に生産されようとしているが，生産レベルでの到達限界といわれる1Gビット（最小線幅0.1 μm）の集積度を達成するには，エッチングにおける高微細加工性（異方性），高選択性，低損傷性等が要求される．また，これらエッチングや機能性薄膜生成において，現在の6～8インチ程度の口径から，将来は10インチさらに12インチのウエハに対応できる均一性，大面積化が要求される．これらの要求を実現するには，従来の経験的なプロセス手法では対応できないところまできている．そこでは，プラズマプロセスの高精度なモデリングと，それに基づくプロセスの最適化が求められている．

電子サイクロトロン共鳴（Electron Cyclotoron Resonace，以下ECRと呼称する）プラズマは，低いガス圧で高い電離度が得られるという，半導体プロセスに関して優れた特性を持っており，エッチングや薄膜堆積等への適用が注目されている．このプラズマは，容器内の磁場強度と入射されたマイクロ波の周波数が電子サイクロトロン共鳴条件を満たす領域で，電子が共鳴的に加熱される現象を通じて発生させられる．そこでは，最初に電子がマイクロ波からエネルギーを共

[1]エネルギー変換工学専攻博士課程
[2]三菱重工業㈱基盤技術研究所
[3]エネルギー変換工学専攻修士課程
[4]エネルギー変換工学専攻
[5]工学部電気工学科
[6]松下電器産業㈱中央研究所
[7]オーストラリア国立大学

鳴的に吸収し，その結果生じた高いエネルギーを持つ電子が，イオンやラジカルの生成過程を支配する．そのため，ECR プラズマの構造を決定する機構を明らかにするには，まず電子挙動の十分な解明を行わなければならない．

ECR プラズマ中の電子密度，電子温度の測定は，通常ラングミュアプローブを用いて行われている．しかし，それにより得られたデータの解釈は単純ではなく[2]，またプローブ挿入によるプラズマ擾乱の問題もある[3]．これに対してレーザートムソン散乱法は，プラズマを乱すことなく，高い空間分解能で電子密度，電子温度の測定が行え，磁場の存在下でもデータの解釈において曖昧さがないなど優れた特性を有する．同法は，核融合研究に用いられる高温，高密度プラズマに広く適用されている手法である．プロセシングプラズマに対して同法を適用することは，電子密度が低いことによるトムソン散乱光の微弱さと，中性粒子密度が高いことによる強いレーリー散乱光の遮蔽の影響により，従来不可能であった．しかし，ECR プラズマの低い作動ガス圧と比較的高い電子密度のため，適用の可能性がでてきた．著者らのグループでは，高い繰り返し周波数を有するパルスレーザーの使用による十分な信号積算と，徹底した迷光対策を行うことで，レーザートムソン散乱計測での高い SN 比を実現し，既に ECR プラズマの本格的研究に適用している[4]．ただし，そこでの測定は空間の一点に限られていた．

本論文では，レーザートムソン散乱計測システムをさらに発展させ，ECR プラズマ中の電子密度，電子温度の空間分布測定を初めて可能とした．これにより，シミュレーションとの比較を通じて，ECR プラズマの空間分布構造を決める機構について定量的に検討することが可能となった．

第 2 節では，レーザートムソン散乱法とその ECR プラズマ空間構造研究への適用について述べる．第 3 節では，電子密度，電子温度の空間分布測定結果を示す．さらに，シミュレーションとの比較を行い，その結果をもとに，電子密度，電子温度の半径方向分布の決定機構について考察する．

2. レーザートムソン散乱法とその ECR プラズマ空間構造研究への適用

2—1 測定の原理と方法

プラズマのデバイ長がレーザー波長よりも十分長い場合の散乱は，個々の電子が独立に散乱に寄与し，非協同的散乱と呼ばれる[5]．本研究で用いるトムソン散乱は，非協同的散乱領域にあるので，その散乱光のスペクトル拡がりは，自由電子の熱速度によるドップラー幅を示す．このスペクトル拡がりを測定することにより，電子速度分布関数を求めることができる．また，散乱光強度は電子密度に比例する．もし，光学系が絶対較正されているならば，散乱光強度を全スペクトルにわたって積分することにより電子密度を求めることができる．なお絶対較正は，よく知られた散乱断面積を有する気体からのレーリー散乱によってなされる．本実験では，アルゴンガスを用いて絶対較正を行った．

2—2 計測システムとその評価

Fig. 1 に，設計・製作した，真空容器の軸に垂直な

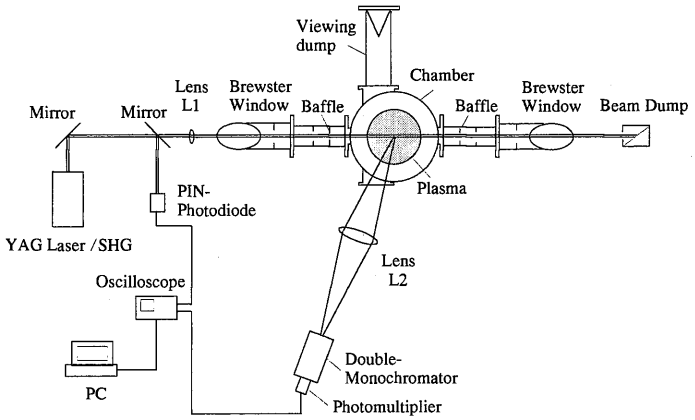

Fig. 1　Cross-sectional view of the laser Thomson scattering system and the ECR discharge plasma.

一つの断面でのレーザートムソン散乱システム概要を示す．レーザー光源は，YAG レーザーの第2高調波（波長 532nm，出力 0.5J/pulse，パルス幅 10ns，繰り返し 10Hz）を用いた．レーザービームは，焦点距離 f＝1m のレンズでプラズマ部に集光するように，真空容器に対して半径方向に入射した．受光系は受光レンズ（受光立体角 5.6×10^{-2}sr），ダブルモノクロメータ（逆線分散値 3.5nm/mm），光電子増倍管から構成される．受光系を回転させながら移動させて，散乱体積位置をレーザービームに沿って変化させることにより，散乱光の半径方向分布を得た．半径方向の空間分解能は分光器のスリット高さで決められ，5mm とした．また，分光器のスリット幅は 0.3mm とした．分光器の装置関数をアルゴンガスによるレーリー散乱を用いて実測したところ，その全半値幅は 1.8nm であった．同図の PIN フォトダイオードは，レーザーパワーのモニターと，オシロスコープへの散乱光取り込み用トリガーとして用いた．なお，本システムで測定する電子温度は磁力線方向に垂直な成分である．これに関しては，以前に報告したプラズマソース部中心点でのトムソン散乱測定結果によると，電子速度分布関数の磁力線に平行成分と垂直成分に異方性が見られるのは，およそガス圧 0.5mTorr 以下であり，ガス圧が 1mTorr 程度であれば，電子速度分布関数の磁力線方向に対する異方性は無視でき，電子速度分布関数は等方的なマクスウェル分布として取り扱えることが示されている[4]．

トムソン散乱測定実行上の最大の問題は，レーザー光の一部が器壁で散乱されて生じる迷光を，十分低く抑制できるかどうかである．本装置では，プリュースター窓，バッフル，ビームダンプ，ビューイングダンプ等を注意深く設置し，迷光レベルを圧力 1mTorr のアルゴンガスからのレーリー散乱強度（電子密度 $10^{17}\mathrm{m}^{-3}$ からのトムソン散乱光強度に相当）まで抑えた．ただし，半径方向分布測定のため受光窓対向壁全体をビューイングダンプでカバーすることは装置を複雑化するので，ここでは1箇所のみビューイングダンプを設け，レーリー散乱による感度較正用とした．ビューイングダンプを見込まない観測点では，迷光レベルは最大 400mTorr 程度となった．しかし，ダブルモノクロメータを用いて分光器内での迷光を抑える設計としたので，分光波長をレーザー波長から 2nm より大きくとれば（差波長 $\Delta\lambda>2$nm），トムソン散乱スペクトル測定に支障はなかった．

本計測システムにおける受光光子数およびトムソン散乱信号の SN 比を見積もる．例として，典型的な低密度の ECR プラズマ（電子密度 $n_e=1\times10^{17}\mathrm{m}^{-3}$，電子温度 $T_e=3$eV）からの散乱光を散乱角 $\theta=90°$ で受光した場合を考える．受光光子数 N_{ph} は次式で表わすことができる[5]．

$$N_{ph}=\frac{E_L}{h\nu}\cdot n_e\cdot\Delta L\cdot\frac{d\sigma_T}{d\Omega}\cdot\Delta\Omega\cdot G(\Delta\lambda)\cdot\eta \quad (1)$$

ただし，E_L は1パルス当りのレーザーエネルギー，h はプランク定数，ν は光子の振動数，n_e はプラズマの電子密度，ΔL は散乱長，$\Delta\Omega$ は受光立体角，η は光学系の透過率である．本計測システムでは，レーザーの偏光方向に対して垂直方向から散乱光を受光する．従って，全散乱波長にわたり積分した単位立体角当りトムソン散乱微分断面積 $d\sigma_T/d\Omega$ は最大値（$7.95\times10^{-30}\mathrm{m}^2/\mathrm{sr}$）となる．$G(\Delta\lambda)$ は差波長 $\Delta\lambda$ で観測される分光スペクトル強度で，散乱光スペクトル強度と装置関数の合成積で求められる．特に，装置関数がガウス形分布と見なせる場合，$G(\Delta\lambda)$ は次式で表わされる．

$$G(\Delta\lambda)=\frac{\delta\lambda_I}{\sqrt{\delta\lambda^2+\delta\lambda_I^2}}\exp\left(-\ln 2\cdot\frac{\Delta\lambda^2}{\delta\lambda^2+\delta\lambda_I^2}\right) \quad (2)$$

ただし，$\delta\lambda$ は散乱光スペクトルのドップラー半値半幅，$\delta\lambda_I$ は装置関数の半値半幅である．$\delta\lambda$ は，レーザー波長 λ_0，電子温度 T_e（単位は eV とする），散乱角 θ によって決まり，次式で表わせる．

$$\delta\lambda=\frac{2\lambda_0\sin(\theta/2)}{c}\left(\frac{2eT_e}{m_e}\ln 2\right)^{1/2} \quad (3)$$

ただし，e は素電荷，c は光速，m_e は電子の質量である．

前述の実験装置の設計諸量，および受光系の透過率 $\eta=0.44$ を式(1)～式(3)に代入して受光光子数を求め，さらに光電子増倍管の量子効率を $\epsilon=0.13$（カタログ値）として，光電子増倍管光電面での光電子数 $N_{pe}=N_{ph}\cdot\epsilon$ を求めた．その結果，差波長 $\Delta\lambda=2.5$nm では $N_{pe}\simeq3$，差波長 $\Delta\lambda=3.5$nm では $N_{pe}\simeq1$ であった．

次に，トムソン散乱信号の SN 比を見積もる．差波長$\Delta\lambda$を 2nm 以上とれば，ノイズ源であるレーリー散乱光および迷光は分光器で除去される．ノイズとしては，トムソン散乱信号のショットノイズとプラズマ背景光のショットノイズが考えられる．そこで，両ショットノイズに対して，トムソン散乱信号の SN 比(S/N) を考える．1000回程度の信号積算での SN 比は，$\Delta\lambda = 2.5$nm では S/N=50，$\Delta\lambda = 3.5$nm では S/N = 30 と見積られる．このように，本計測システムでは1000回程度の信号積号積算で十分な SN 比が確保されるような設計とした．なお，これに要する測定時間は100秒程度であり，実験遂行上問題ないレベルである．

2—3　ECR プラズマ空間構造研究への適用

Fig. 2 に ECR プラズマ装置を示す．真空容器の寸法は全長 720mm，内径 208mm で，直径 80mm の石英ガラス窓から 2.45GHz のマイクロ波が円形 TE_{11} モードで入射される．真空容器と同軸状に，4つの空芯コイルが設置されており，各コイル電流の組合わせでミラー形から発散形まで様々な磁力線構造を得ることができる．本実験では，**Fig. 2** の4つのコイルのうちコイル1とコイル2のみをヘルムホルツコイルとして用いた．基板ホルダーはマイクロ波入射窓 (z = 0mm) から z = 627mm に固定し，真空容器壁とともに接地した．また真空容器には，レーザーの入射ポートとトムソン散乱光測定用ポートが設けられている．空間分布データは，同図の破線で示すようにプラズマソース部 (z = 141mm) と下流部 (z = 416mm) の2断面で半径方向分布を測定することにより得た．

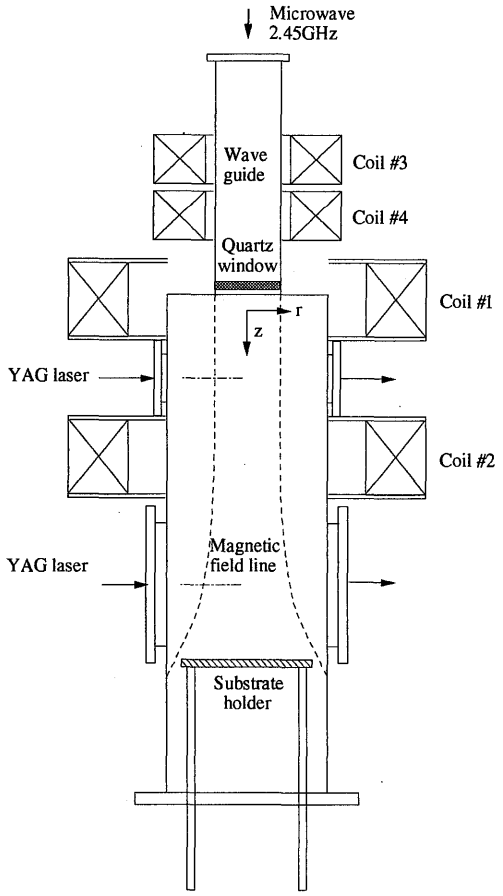

Fig. 2　ECR discharge apparatus. The laser beam was injected into the source region or the downstream region. The dot-dashed lines show the measurement positions.

本論文では，共鳴領域がマイクロ波入射窓の近傍にあるコイル電流 190A で行った実験の結果について述べる．ガス流量 2.9sccm の一定値でアルゴンガスを導入し，真空容器内のガス圧は 1mTorr に保った．またマイクロ波入射パワーは 570W 一定とした．この時，反射パワーはほぼ零であった．

3.　電子密度，電子温度の空間分布測定結果

3—1　測定精度の検討

Fig. 3 にトムソン散乱信号のスペクトル例を示す．これは，プラズマソース部中心軸上での測定（電子密

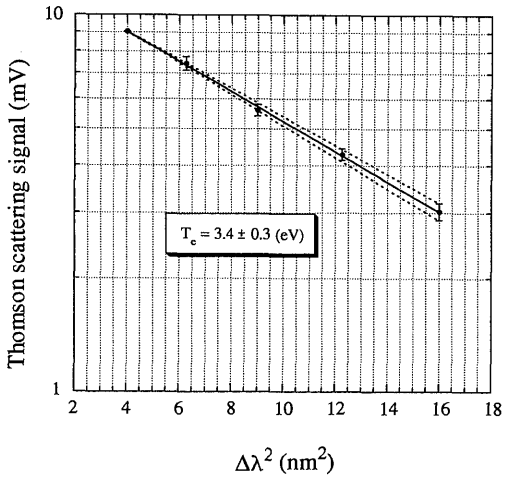

Fig. 3　A typical example of a full spectrum measured by the Thomson scattering. The straight line fitted to the spectrum indicates that the spectrum is clearly Gaussian in shape.

度 $n_e = 2.4\times10^{16}\mathrm{m}^{-3}$，電子温度 $T_e = 3.4\mathrm{eV}$）で得られたスペクトルである．各波長でのトムソン散乱信号は1024ショットのレーザーパルスにわたる積算により得ている．横軸はレーザー波長からの差波長$\Delta\lambda$の2乗，縦軸はトムソン散乱信号を対数スケールでプロットしている．同図から明らかなように，各波長での信号は直線でフィッティングされ，これよりトムソン散乱信号はガウス型分布をしていることがわかる．このことは，測定範囲において電子の速度分布関数がマクスウェル分布であることを意味している．なお，本論文に示すすべての測定結果において，電子の速度分布関数はマクスウェル分布であった．この時，電子温度の測定精度は，個々のトムソン散乱信号の測定精度によって決まる．その誤差範囲は，**Fig. 3** に示すように，各データ点のエラーバーの最大値と最小値をフィッティングした直線の傾きから求めることができ，$T_e = (3.4\pm0.3)\mathrm{eV}$ であった．一方，電子密度の測定精度は，トムソン散乱信号の測定精度に加えて，プラズマの再現性およびレーリー散乱信号の測定精度によって決まった．トムソン散乱信号の測定精度から生じる誤差は，電子温度の評価誤差によるものと合わせて，±3％程度であった．また，プラズマの再現性から生じる誤差は±5％程度であった．また，レーリー散乱信号の測定精度から生じる誤差は±5％程度となった．これは，次の理由による．本計測システムの迷光信号レベルは，アルゴンガス圧換算で最大数百 mTorr オーダーのレーリー散乱信号に相当したため，レーリー散乱測定の精度を上げるには，数 Torr オーダーのガス圧での測定が必要となった．このため，トムソン散乱信号とレーリー散乱信号とでは信号強度が約2～3桁異なることになり，これに応じて光電子増倍管の印加電圧を変化させて増倍率を調整した．この光電子増倍管の増倍率の違いの評価において生じる誤差は±5％程度であった．これらより，電子密度の測定誤差は，トムソン散乱信号の測定誤差とプラズマの再現性における誤差およびレーリー散乱信号の測定誤差の二乗和平方根で評価され，±10％程度となった．なお，電子密度と誤差範囲は，それぞれ $n_e = (2.4\pm0.2)\times10^{18}\mathrm{m}^{-3}$ であった．

さらに，本計測システムの測定下限を調べたところ，電子温度で 1eV 程度，電子密度で $5\times10^{16}\mathrm{m}^{-3}$ 程度であった．

3—2　測定結果

測定結果を **Fig. 4** に示す．電子密度は中心に向かって半径方向にピーキングした分布となり，中心軸上の電子密度は，プラズマソース部で $n_e = 2.4\times10^{18}\mathrm{m}^{-3}$，下流部で $n_e = 1.6\times10^{18}\mathrm{m}^{-3}$ であった．電子温度は，中心からプラズマ周辺部（r ≃35mm）まではほぼフラットで，プラズマ周辺部で局所的に上昇した後，急激な下降が見られた．プラズマソース部と下流部とでの，電子温度の局所的上昇が見られた位置の違いは，磁力線の拡がりに対応するものであった．

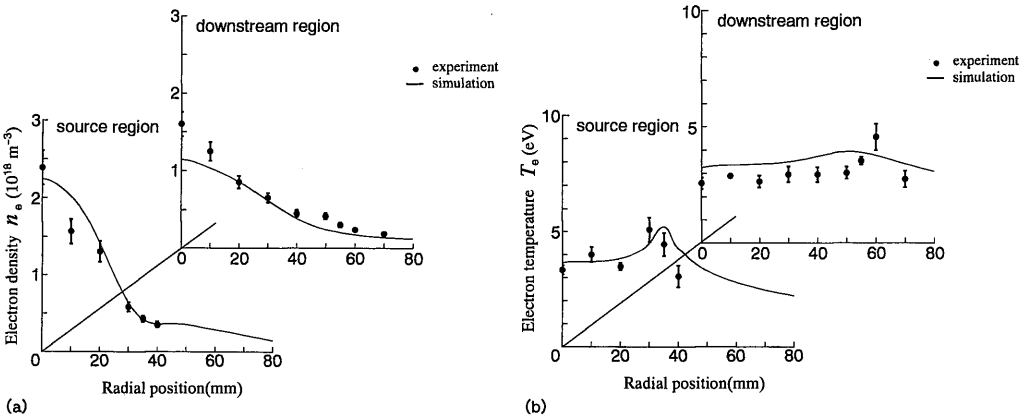

Fig. 4　Comparison between the experimental and simulation results for the case of the coil current of 190 A where the ECR zone was located near the quartz window.
(a) Electron density and (b) electron temperature.

3—3　シミュレーションとの比較による測定結果の考察

まず，シミュレーションの概要を述べる[6]．ECR プラズマは2次元軸対称モデルで取り扱われている．そこでは，電子は流体モデルで扱われ，連続の式，運動量保存の式，エネルギー保存の式が解かれる．電子速度分布関数はマクスウェル分布に従うことが仮定されている．また，電子は外部印加磁場により強く磁化されているため，衝突により磁力線を横切る成分は無視している．イオンと中性粒子は粒子モデルで扱われ，電場と磁場中で運動方程式が解かれる．衝突は，電子と中性粒子間で電離，励起衝突および弾性散乱衝突，電子とイオンでクーロン衝突，イオンと中性粒子間で荷電交換衝突，中性粒子間で弾性散乱衝突が考慮されており，粒子モデルにおける衝突過程はモンテカルロ法で取り扱われる．プラズマ中の電場はポアソン方程式を解くことで自己無矛盾に決定される．なお，シースは解析的に取り扱い，マイクロ波のパワーデポジション分布は入力パラメータとして仮定している．

本研究では，シミュレーションのマイクロ波パワーデポジション分布を，実験結果を最も良く再現するように仮定した．結果を **Fig. 5** に示す．同図では，パワー密度を軸方向に積分した値で表現している．これは，パワーデポジションの軸方向分布形状をプラズマソース部（0<z<200mm）で変化させ，プラズマパラメータに与える影響を調べたところ，無視できる程度であったことによる．特にプラズマ周辺部での電子温度の局所的上昇を説明するためには，プラズマ周辺部に局在したパワーデポジションを考えざるを得ないことがわかった．これに関しては，Stevens 等[7]および Veerasingam 等[8]が光線追跡アルゴリズム（ray tracing algorithm）を用いて，プラズマ中でのマイクロ波の伝搬とパワーデポジション解析を行なっている．それによると，半径方向で中心に向かってピーキングした電子密度分布をもつプラズマ中では，一種のプラスマレンズ効果により，マイクロ波は高密度なプラズマ中心部から低密度なプラズマ周辺部に向かって屈折しながら伝搬し，プラズマ周辺部でパワーデポジションが起こる可能性が示されている．

電子密度と電子温度のシミュレーション結果を **Fig. 4** に示す．前述の実験結果，すなわち，電子密度の半径方向で中心に向かってのピーキングおよび電子温度のプラズマ周辺部での局所的上昇が，シミュレーションでも同様に得られた．このように，適切なマイクロ波パワーデポジションを仮定することにより，本シミュレーションは実験結果をよく再現することがわかった．

さらに，実験結果とシミュレーション結果との比較を基に，電子密度，電子温度の半径方向分布の決定機構について考察を行った．シミュレーションから得られたプラズマパラメータを検討した結果，特に半径方向電場分布に特徴が見られることがわかった．**Fig. 6** にプラズマソース部での半径方向電場分布を示す．半径方向電場は，中心（r = 0）から r ≃ 30mm までは内向き，それより真空容器の壁までは外向きとなっている．この電場分布は，**Fig. 4 (b)** のプラズマソース

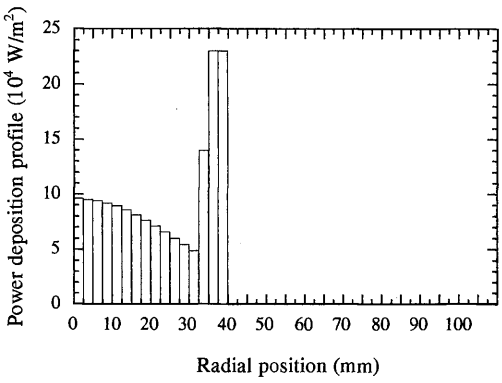

Fig. 5　Microwave power deposition profiles assumed in the simulations. Integrated values over the axial direction are shown as a radial profile.

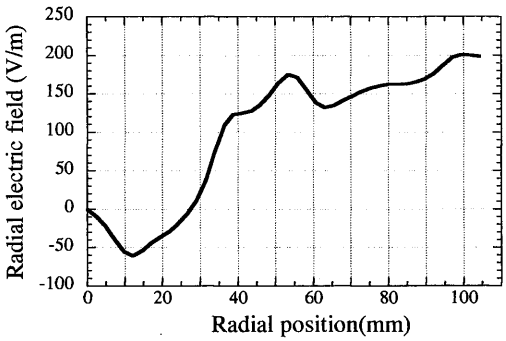

Fig. 6　Comparison of radial electric field in the source region (averaged value in the range of z = 140−200 mm).

部の r ≃ 35mm で局所的上昇が見られた電子温度の半径方向分布と明らかに関係がある．すなわち，電子温度の局所的上昇が見られる領域ではプラズマ電位も同様に上昇しており，このプラズマ電位の半径方向分布が，半径方向電場分布を決定するからである．そこで，この電場分布の違いが電子とイオンの挙動に与える影響について，以下に考察する．

軸に垂直な断面（円柱座標における r－θ 平面）上での電子とイオンの運動を考える．θ 方向には，電子もイオンも主として E×B ドリフト運動を行っている．しかし，r 方向のドリフトに関しては，電子とイオンでは大きく異なる．電子のラーマー半径は 0.1mm 以下であり，磁力線に強く捕捉されている．また電子サイクロトロン周波数は，例えばプラズマソース部では 2GHz 以上であるのに対して，電子のクーロン衝突および中性原子との弾性衝突の周波数は 10MHz オーダーである．これらより，磁力線を横切る電子の粒子束は，以下に述べるイオンの半径方向の粒子束に対して無視でき，シミュレーションでは電子の半径方向ドリフトは無いものとして扱われている．これに対して，イオンは電子ほど強く磁化されていない．すなわち，イオンのラーマー半径は，例えばイオンエネルギー 0.1eV，磁場強度 0.1T では約 5mm と電子の約50倍である．さらに，イオンと中性原子との荷電交換衝突が頻繁に起こっている．本実験条件では，イオンのサイクロトロン周波数は 15～40kHz（磁場強度 0.0875T で 33kHz）であり，1mTorr での 0.03～0.2eV のイオンと中性原子との間の荷電交換衝突周波数は 11～25kHz というように両者はオーダー的に等しい．このため，イオンは平均的にサイクロイド運動の 1 ～ 2 周期に 1 回の割合で中性原子と荷電交換衝突を起こす．従って，イオンは荷電交換衝突を行う度に低速のイオンとなり，内向きの電場で加速されてサイクロトロン運動を始めるという振る舞いを，サイクロトロン周波数程度で繰り返すことになる．その結果，内向きのイオン粒子束が生じ，それが電子密度分布を中心でピーキングしたものにしていると考えられる．

Fig. 7 に，シミュレーションにより得られたプラズマソース部での半径方向イオン粒子束を示す．同図からわかるように，電子密度分布が中心に向かってピーキングした場合，内向き電場領域ではイオン粒子束も内向きとなっている．このことが，中心に向かってピーキングした電子密度分布を形成させていると理解できる．このように，電子密度の半径方向分布を決定するという意味で，半径方向電場およびそれにより引き起こされる半径方向イオン粒子束は重要な役割を果たしていることがわかった．

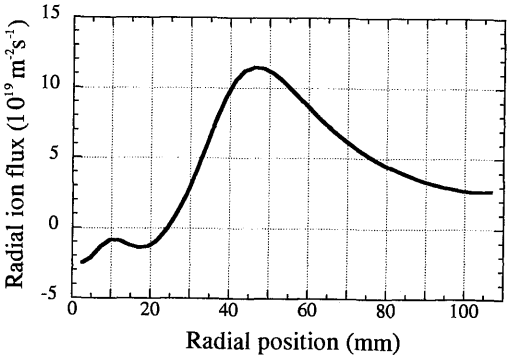

Fig. 7　Comparison of radial ion-flux (averaged value in the range of z = 140－200 mm).

以上の検討では，電子の軸方向輸送に直接影響を与える熱力に関して，係数にその空間分布の平均値を用いて，空間的に一様な熱力係数を仮定している．熱力係数の値によって電子密度，電子温度の空間分布計算値がどのように変化するかについては，文献[9]の中で詳しく検討している．それによると，熱力係数をその取り得る値の範囲（－1.5～0.5）で変化させた時，電子密度と電子温度空間分布の変化は，20％程度であった．すなわち，熱力係数の空間分布を適切にシミュレーションに取り入れることで，シミュレーション結果と実験結果とをより詳細に一致させることができると期待されている．いずれにせよ，熱力係数がどのような値をとるかによって，上に述べた電子密度，電子温度の半径方向分布の決定機構が変わるものではない

なお，上記のシミュレーションにおいて，電子に働く力として磁場勾配によるものが考慮されていない。そこで，これを考慮した計算を行ってみた。その予備的な結果によれば，熱力係数の値をより正の方へ修正し（≃ 0），**Fig. 5** のパワーデポジション分布の周辺部に局在化した成分の割合を半分程度に下げる必要があることがわかった。すなわち，定量的には修正を要するが，上記議論の大筋には変更はない。

4. む　す　び

本研究により得られた結果を，以下にまとめる．

(1) レーザートムソン散乱法を ECR プラズマに適用し，曖昧さのない電子密度，電子温度の空間分布測定が行える計測システムを完成した．装置の複雑化を避けるため，ビューイングダンプは測定点の一点に対してのみ設置しただけであったが，ダブルモノクロメータを使用することにより，十分に迷光を除去し，トムソン散乱測定が行えることを示した．

(2) 本計測システムの電子温度の測定精度は，トムソン散乱スペクトルの各波長での信号の測定精度によって決まり，±10%以内であった．また，電子密度の測定精度は，トムソン散乱信号の測定精度に加えて，プラズマの再現性および絶対感度較正に用いたレーリー散乱信号の測定精度によって決まり，±10%程度であった．

(3) 電子密度，電子温度分布の測定結果とシミュレーションによる結果との定量的な比較を初めて行った．その結果，シミュレーションで適切なマイクロ波パワーデポジションを決定することにより，両者はよく一致することが明らかとなった．さらに，シミュレーションから得られたプラズマパラメータをもとに，電子密度，電子温度の半径方向分布の決定機構を考察した．その結果，内向きの半径方向電場によって生じる内向きの半径方向イオン束が，電子密度を半径方向で中心に向かってピーキングした分布にさせていることが明らかとなった．

参 考 文 献

1) D. B. Graves: IEEE Trans. Plasma Sci. **22** (1994) 31.
2) T. Dote, H. Amemiya and T. Ichimiya: Jpn. J. Appl. Phys. **3** (1964) 789.
3) M. D. Bowden, F. Kimura, H. Muta, K. Uchino, K. Muraoka and M. Maeda: J. Vac. Sci. Technol. A **11** (1993) 2893.
4) M. D. Bowden, T. Okamoto, F. Kimura, H. Muta, K. Uchino, K. Muraoka, T. Sakoda, M. Maeda, Y. Manabe, M. Kitagawa and T. Kimura: J. Appl. Phys. **73** (1993) 2732.
5) D. E. Evans and J. Katzenstein: Rep. Prog. Phys. **32** (1969) 207.
6) R. K. Porteous, H. M. Wu and D. B. Graves: Plasma Sources Sci. Technol. **3** (1994) 25.
7) J. E. Stevens and J. L. Cecchi: Jpn. J. Appl. Phys. **32** (1993) 3007.
8) R. Veerasingam, R. B. Campbell, E. H. Klevans and R. T. McGrath: Plasma Sources Sci. Technol. **3** (1994) 142.
9) H. Muta, M. Yoshida, T. Tanaka, M. D. Bowden, K. Uchino, K. Muraoka, M. Maeda, Y. Manabe and R. K. Porteous: Jpn. J. Appl. Phys. (投稿中)