

トムソン散乱法により測定されたJFT-2M
トカマクプラズマの電子温度・密度特性
(1984年4月-9月ICRF加熱実験から)

1984年11月

山内 俊彦・柳沢 一郎^{*1}・小田島和男・松本 宏
荘司 昭朗・森 雅博・玉井 広史・小川 俊英
松田 俊明・鈴木 紀男・山本 新・河西 敏
三浦 幸俊・小川 宏明・的場 徹・前野 勝樹
山本 巧・星野 克道・上杉 喜彦・川島 寿人
河上 知秀・落合 勲^{*2}・太田 完治^{*3}・木村 晴行

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division
Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-
mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1984

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 いばらき印刷(株)

トムソン散乱法により測定された JFT-2M トカ
マクプラズマの電子温度・密度特性
(1984年4月 - 9月 ICRF加熱実験から)

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

山内俊彦・柳沢一郎*¹・小田島和男・松本 宏
荘司昭朗・森 雅博・玉井広史・小川俊英
松田俊明・鈴木紀男・山本 新・河西 敏
三浦幸俊・小川宏明・的場 徹・前野勝樹
山本 巧・星野克道・上杉喜彦・川島寿人
河上知秀・落合 勲*²・太田完治*³・木村晴行⁺

(1984年10月19日受理)

トムソン散乱測定装置を使って測定した結果から、JFT-2M トカマクプラズマの電子系の特性を明らかにした。

チタンゲッターリングを行なうことおよびプラズマ電流を上げることにより電子密度の空間分布 $n_e(Z)$ は広くなる。この電子密度分布平坦化の下で電子密度の絶対値の増大は、イオンサイクロトロン領域周波数 (ICRF) のプラズマへの結合効率を増大させることを示した。

次に、ジュール加熱プラズマのスケーリング則 ($\bar{T}_e \propto I_p$, τ_{eE} および $\tau_{eE} \propto \bar{n}_e$ ($\bar{n}_e = 4.0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 以下)) を実験的に明らかにし、それを ICRF 加熱プラズマ ($P_{\text{ICRF}} = 1.2 \text{ MW}$ 以下) に適用しジュール加熱プラズマと比較した。その結果 ICRF 加熱プラズマでは、近似的にジュール加熱プラズマと同様のスケーリングが $\bar{n}_e = 4.0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 以下で成立すること、更に 0.9 MW までの ICRF 加熱プラズマにおいて $\tau_{eE} \propto \bar{n}_e \cdot P_{\text{IK}}^{-0.3}$ であることを明らかにした。

*1 三菱原子力(株)

*2 東京大学工学部

*3 三菱電気(株)

+ 大型トカマク開発部

Electron Temperature and Density Profiles in JFT-2M
Tokamak Plasma Measured by Thomson Scattering Apparatus

Toshihiko YAMAUCHI, Ichiro YANAGISAWA^{*1},
Kazuo ODAZIMA, Hiroshi MATSUMOTO, Teruaki SHOJI,
Masahiro MORI, Hiroshi TAMAI, Toshihide OGAWA,
Toshiaki MATSUDA, Norio SUZUKI, Shin YAMAMOTO,
Satoshi KASAI, Yukitoshi MIURA, Hiroaki OGAWA,
Thoru MATOBA, Katsuki MAENO, Takumi YAMAMOTO,
Katsumichi HOSHINO, Yoshihiko UESUGI, Hisato KAWASHIMA,
Tomohide KAWAKAMI, Kaoru OCHIAI^{*2}, Kanji OHTA^{*3},
and Haruyuki KIMURA⁺

Department of Thermonuclear Fusion Research,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received October 19, 1984)

Electron behaviour in JFT-2M tokamak plasma is investigated using Thomson scattering apparatus. At first, it is found that density profiles $n_e(Z)$ are broadened by the titanium gettering and the increase of plasma current I_p , and it is suggested that the ICRF heating power is dependent on the control of $n_e(Z)$.

Next, the scaling of joule heating plasma ($\bar{T}_e \propto I_p$, τ_{eE} and $\tau_{EG} \propto \bar{n}_e$; below $\bar{n}_e = 4.10^{13} \text{ cm}^{-3}$) is experimentally proved in JFT-2M tokamak plasma and the same scaling can be applied for ICRF heating plasma in the same density range approximately. Also it is determined to be $\tau_{eE} \propto \bar{n}_e \cdot P_{IN}^{-0.3}$ in ICRF heating power up to 0.9 MW.

Keywords: Thomson Scattering Apparatus, Electron Behaviour, $n_e(Z)$, $T_e(Z)$, ICRF Heating, Plasma Scaling, Electron Temperature, Density Profiles, JFT-2M Tokamak, Joule Heating Plasma

*1 On leave from Mitsubishi Atomic Power Industries, Inc.

*2 On leave from the University of Tokyo

*3 On leave from Mitsubishi Electric Co.

+ Department of Large Tokamak Development, Tokai, JAERI

トムソン散乱法により測定された JFT-2M トカ
マクプラズマの電子温度・密度特性
(1984年4月-9月 ICRF加熱実験から)

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

山内俊彦・柳沢一郎^{*1}・小田島和男・松本 宏
莊司昭朗・森 雅博・玉井広史・小川俊英
松田俊明・鈴木紀男・山本 新・河西 敏
三浦幸俊・小川宏明・的場 徹・前野勝樹
山本 巧・星野克道・上杉喜彦・川島寿人
河上知秀・落合 勲^{*2}・太田完治^{*3}・木村晴行⁺

(1984年10月19日受理)

トムソン散乱測定装置を使って測定した結果から、JFT-2M トカマクプラズマの電子系の特性を明らかにした。

チタンゲッターリングを行なうことおよびプラズマ電流を上げることにより電子密度の空間分布 $n_e(Z)$ は広がる。この電子密度分布平坦化の下で電子密度の絶対値の増大は、イオンサイクロトロン領域周波数 (ICRF) のプラズマへの結合効率を増大させることを示した。

次に、ジュール加熱プラズマのスケーリング則 ($\bar{T}_e \propto I_p$, τ_{eE} および $\tau_{eE} \propto \bar{n}_e$ ($\bar{n}_e = 4.0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 以下)) を実験的に明らかにし、それを ICRF 加熱プラズマ ($P_{\text{ICRF}} = 1.2 \text{ MW}$ 以下) に適用しジュール加熱プラズマと比較した。その結果 ICRF 加熱プラズマでは、近似的にジュール加熱プラズマと同様のスケーリングが $\bar{n}_e = 4.0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 以下で成立すること、更に 0.9 MW までの ICRF 加熱プラズマにおいて $\tau_{eE} \propto \bar{n}_e \cdot P_{\text{IN}}^{-0.3}$ であることを明らかにした。

*1 三菱原子力(株)

*2 東京大学工学部

*3 三菱電気(株)

+ 大型トカマク開発部

目 次

1. 序 文	1
2. 電子温度・密度の時間・空間分布特性	2
3. チタンゲッターリングによる電子系分布半値幅の拡大	3
4. 電子系のプラズマ電流, 磁界強度および電子密度依存性	5
5. エネルギー閉じ込め特性	6
6. イオンサイクロトロン領域周波数 (ICRF) 加熱と電子系分布	6
7. 電子系のICRF 出力依存性	8
8. ICRF 加熱プラズマスケーリングの総括	8
9. JFT-2プラズマとの比較	9
10. 結 言	9
参考文献	10
謝 辞	10

Contents

1. Introduction	1
2. Time evolution and two dimensional spatial profiles of electron temperature and density	2
3. Broadening of electron density profiles by titanium gettering	3
4. I_p , B_t and \bar{n}_e dependence of electron channel	5
5. Characteristics of gross energy confinement time	6
6. Characteristics of electron channel in ICRF heating plasmas	6
7. ICRF power dependence of electron channel	8
8. Summary of scalings for ICRF heating plasmas	8
9. Comparison with JFT-2 tokamak plasma	9
10. Conclusions	9
Acknowledgements	10
References	10

1. 序 文

イオンサイクロトン領域周波数(以下ICRFと記述する)高出力加熱装置を大型臨界トカマク装置に適用することが以下のような利点から必要となってきた。それは容易にプラズマ中心領域のみを加熱できるということ、ICRF加熱装置本体がトカマク装置から離れて設置できるため放射化の問題がなく保守が容易であること等である。

そのため多くのトカマク装置ではICRF加熱装置の高出力化が急速な勢いで進められている。たとえばPLTトカマク装置では3MWの高出力パワーがプラズマ中に入射された¹⁾。そこではイオン温度が入射パワーとともに上昇しているが、閉じ込め時間はNBI加熱で見られるような劣化があると述べている。その他TFR²⁾、JIPPT-II U³⁾およびJFT-2M⁴⁾トカマク装置でも1MWあるいはそれを越えるパワーが入射された。このICRF加熱高出力化にとって問題なのは、プラズマとの結合抵抗が低いためプラズマへの入射パワーが伝送路の電界破壊により制限されていることである。そこで結合抵抗を上げる必要があるがその結合抵抗はプラズマ中の電子密度の絶対値に強く影響される。この電子密度上昇のためにTDC法などを用い真空容器の内壁を充分きれいにした後、チタンゲッターリングを行なうことあるいはプラズマ電流を上げること等が行われた。またこのようなことを行なった結果電子密度分布も広くなり、ICRFアンテナとプラズマとの距離が等価的に近くなったため、さらに結合抵抗が上昇した。しかしながらこの時ICRFアンテナの損傷が生じ、長寿命化や交換に関する技術的問題が加熱パワーの上昇とともに大きくなってきた。

今回の実験(昭和59年4月~9月)ではトロイダル磁場強度の選択(入射波の周波数15.2MHzに対し11.5KGおよび18MHzに対し13.5KG…次節以降は全て15.2MHz実験データである)、複数のアンテナ間の位相関係(不純物発生を抑えるため3本のアンテナの内まん中のアンテナの位相を180°進めた)等に関して十分な考察がなされた。このような条件の下にJFT-2Mトカマク装置でICRF加熱実験が行われ、入射周波数15.2MHzで最大入射パワー1.6MW、ポロイダベータ値 $\bar{\beta}_p = 1.0$ 、トロイダルベータ値 $\bar{\beta}_T = 1.2\%$ が得られた。

本報告ではトムソン散乱測定装置で測定された電子温度・密度のデータを基礎にジュール加熱プラズマとICRF加熱プラズマとを比較・検討した結果について述べる。その中で特にICRF加熱プラズマは近似的にジュール加熱プラズマと同様のスケーリングが $\bar{n}_e = 4.0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ までの範囲で成立することを明らかにした。

ところで本論文中ICRF加熱プラズマ実験で得られたデータは6節の同相と逆相実験のデータ以外、逆相実験で得られたデータである。また磁気プローブから得られた $\bar{\beta}_p$ とトムソン散乱および荷電交換中性粒子束検出器から得られたデータから計算された $\bar{\beta}_{p, \text{kinetic}}$ とはICRF入射パワー1.2MWまで($\bar{\beta}_p = 0.9 \sim 1.0$ まで)約20%以内の誤差で一致した。

2. 電子温度・密度の時間・空間分布特性

電子温度・密度の空間分布測定用トムソン散乱測定装置⁵⁾により $T_e(R, Z)$, $n_e(R, Z)$ を測定した。そして $T_e(R, Z)$, $n_e(R, Z)$ を PIN ダイオードアレイの測定結果から推定したプラズマ中心から測定点 (R, Z) までの距離 r を使って $T_e(r)$, $n_e(r)$ に変換することもある。ここに R はトーラス主半径, Z はトーラス水平面から垂直線上の距離である。主半径方向 R の 126cm, 131cm, 136cm, 141cm の各垂直コードにレーザ光を通すことができ電子温度・密度の Z 方向垂直分布を水平面から $Z=25\text{cm}$ まで 5 cm 間隔で測定できる。ここでトーラス中心は 131cm である。また時間的にはルビレーザ発振装置の関係で 1 放電中 1 回の測定である。

本トムソン散乱測定装置の電子密度の絶対較正⁶⁾として今回新たにラマン散乱法, 電子温度に関する相対感度較正⁷⁾としてという新しい方法を採用した。その結果, これまでのレーザ散乱法による較正值より較正定数の誤差が 1/5 に減少した。LED ランプは小型で調整が簡単であるため放電中でも直ちに較正定数をチェックできるようになり本定数の信頼性は高くなった。

以下 2.1 および 2.2 はチタンゲッターリング前のジュール加熱プラズマの電子系の特性である。

2.1 電子温度・密度の時間分布特性

第 1, 2 図に $R=131\text{cm}$ にレーザ光を入射した時の $n_e(Z)$, $T_e(Z)$ の時間変化を示す。 \bar{n}_e は放電初期 ($t=100\text{ms}$) においては $\bar{n}_e \leq 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ であり, その後ゆっくり上昇 ($d\bar{n}_e/dt|_{t=100-600} \approx 4.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$) 600ms で $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ に達する。その間の分布は $n_e(Z, t) = n_{e0}(t) \cdot (1 - (Z/Z_0)^2)^n$, ($t=200\text{ms}$ まで $Z_0=31.5\text{cm}$, $t=300\text{ms}$ 以降 $Z_0=34.7\text{cm}$, $n=2.5 \sim 3.7$) である。一方, 電子温度は $T_{e0} \approx 1300\text{eV}$ ($t=100\text{ms}$) から $dT_{e0}/dt|_{t=100-600} \approx -1.2 \text{ KeV/s}$ (平均温度の変化 $\bar{T}_e/t \approx -0.49 \text{ KeV/S}$) の変化率で密度変化と逆に減少する。その間の分布は $T_e(Z, t) = T_{e0}(t) \cdot (1 - (Z/Z_0)^2)^m$, ($n=1.3-2.2$, $m=2.8-3.5$) であり, 半値巾がプラズマ半径 (短半径の 1.1 倍 $= 34.7\text{cm}$) の半分以下と小さく, ピーキングした分布である。ここで放電前期 ($t=200\text{ms}$, $I_p=130\text{KA}$) は円形プラズマで放電後期 ($t=300\text{ms}$, $I_p=155\text{KA}$) は非円形度 1.2 の D 形プラズマである。今後ほとんどのデータは放電後期の D 形プラズマを測定したものである。

第 3 図にトムソン散乱法で絶対測定した (ラマン散乱較正法を使用した) $n_e(Z)$ から線平均した $\bar{n}_{e\text{Thom}}$ と 2mm μ 波干渉形で測定した $\bar{n}_{e\mu}$ の関係を示す。実線が 45° の傾きであり, 両者は $\pm (3-4)\%$ の誤差内で一致していることがわかる。また同図に $\bar{n}_{e\mu}$ に対する \bar{T}_e の変化を示した。同図でプラズマ電流が 130KA から 155KA になる左から 3 つ目の ● ($t=300\text{ms}$) からは $\bar{n}_{e\mu}$ の上昇とは逆に $\bar{n}_{e\mu}$ の上昇効果と非円形効果により \bar{T}_e が減少している。ここで \bar{T}_e は

$$\bar{T}_e = \int_0^{V_z} e \cdot n_e \cdot T_e dV / \int_0^{V_z} n_e dV \quad (1)$$

で定義され, また $V_z = 2\pi^2 \cdot Z_0^2 \cdot K \cdot R / (1.1)^2$, $Z_0=34.7\text{cm}$, $R=131\text{cm}$ 非円形度 $t=300\text{ms}$ 以降 $K=1.2$, e は電荷, T_e は eV および n_e は cm^{-3} である。

2.2 電子温度・密度の空間分布特性

$T_e(R, Z)$, $n_e(R, Z)$ を主半径方向に $R=126\text{cm}$, 131cm , 136cm , 141cm の4通り測定した。その結果 $T_e(R, Z)$ を第4図, $n_e(R, Z)$ を第5図に示す。同図で R' は $R'=R-131\text{cm}$ であり, 主トラス半径を基準にした距離である。これらの等温度および等密度の点を読み取って描いた二次元分布 $T_e(R', Z)$ および $n_e(R', Z)$ を第6図に示す。温度の誤差は最大約100eV, 密度の誤差は約10%である。同図から密度中心は(-2.5, 0), 電子温度中心は(1, 0)となる。この結果, 電子系(電子温度, 密度)の中心は(-1.5, 0)のようになりトラス中心よりやや内側にあることが判る。ここで誤差は T_e , n_e とも約2.5cm程度である。この時のプラズマは非円形度1.2のD形である。平衡計算により推定されたプラズマの形状を第6図(C)に示す。第6図(b)の $T_e(R', Z)$ 分布では外側にいくほど非円形度が明らかとなっている。これは第6図(C)の平衡計算の傾向と一致する。

3. チタンゲッターリングによる電子系分布半値幅の拡大

チタンゲッターリングを真空容器内壁に行うことによりICRFの結合抵抗が上昇し, より多くの加熱入力をプラズマ中に入射できるようになった。それは \bar{n}_e の上昇したことに依ると同時に $n_e(Z)$ が広がったためと考えられる。それでまずチタンゲッターリングする前後の電子系, 特に $n_e(Z)$ の変化について考察する。

3.1 チタンゲッターリング前の $T_e(Z)$ および $n_e(Z)$

真空容器内壁にチタンを飛散させる前の $T_e(Z)$, $n_e(Z)$ を第7図に示す。●がジュール加熱プラズマで△と○がICRF入射パワー100-150KWと170KWの分布である。同図の $n_e(Z)$ において, 中心電子密度は微小のICRF入射パワー(100-150KW)で 5.10^{13}cm^{-3} を越え, それよりさらにパワーを入射しても(同図では170KWだが250KW近くまで)ほとんど変化がない。これは周辺の電子温度が微小のICRF入射と同時に下がり, パワーを上げてほとんど変わらないのに対応している。これは第7図 $T_e(Z)$ の周辺温度の動きからも明らかである。つまりICRF入射により容器内側(アンテナを含む)から不純物が発生し周辺温度を冷却する。その温度変化がほとんど入射パワーに依らないので, リサイクル率もほとんど変化がなく, またガスパフはICRF入射パワーによらずほぼ一定であるため粒子閉じ込め時間が一定の時, 中心の電子密度もほとんど変わらないことになる。しかしここで粒子閉じ込め時間については明らかでないがエネルギー閉じ込め時間がほとんど変化していないことからその違いは小さいと思われる。このように中心の電子密度が変わらないため, ICRF入射パワーを上げると中心の電子温度が上昇する。この時のループ電圧 V_L の変化はジュール加熱プラズマの1.8Vから1.7Vに減少している。一方, $Z=12.5\text{cm}$ より周辺の温度は, 中心付近とは逆にジュール加熱プラズマの温度より下がっている。これは上に述べたように周辺での軽元素不純物量が増加し冷却したためである。

2.2 電子温度・密度の空間分布特性

$T_e(R, Z)$, $n_e(R, Z)$ を主半径方向に $R=126\text{cm}$, 131cm , 136cm , 141cm の4通り測定した。その結果 $T_e(R, Z)$ を第4図, $n_e(R, Z)$ を第5図に示す。同図で R' は $R'=R-131\text{cm}$ であり, 主トラス半径を基準にした距離である。これらの等温度および等密度の点を読み取って描いた二次元分布 $T_e(R', Z)$ および $n_e(R', Z)$ を第6図に示す。温度の誤差は最大約100eV, 密度の誤差は約10%である。同図から密度中心は(-2.5, 0), 電子温度中心は(1, 0)となる。この結果, 電子系(電子温度, 密度)の中心は(-1.5, 0)のようになりトラス中心よりやや内側にあることが判る。ここで誤差は T_e , n_e とも約2.5cm程度である。この時のプラズマは非円形度1.2のD形である。平衡計算により推定されたプラズマの形状を第6図(C)に示す。第6図(b)の $T_e(R', Z)$ 分布では外側にいくほど非円形度が明らかとなっている。これは第6図(C)の平衡計算の傾向と一致する。

3. チタンゲッターリングによる電子系分布半値幅の拡大

チタンゲッターリングを真空容器内壁に行うことによりICRFの結合抵抗が上昇し, より多くの加熱入力をプラズマ中に入射できるようになった。それは \bar{n}_e の上昇したことに依ると同時に $n_e(Z)$ が広がったためと考えられる。それでまずチタンゲッターリングする前後の電子系, 特に $n_e(Z)$ の変化について考察する。

3.1 チタンゲッターリング前の $T_e(Z)$ および $n_e(Z)$

真空容器内壁にチタンを飛散させる前の $T_e(Z)$, $n_e(Z)$ を第7図に示す。●がジュール加熱プラズマで△と○がICRF入射パワー100-150KWと170KWの分布である。同図の $n_e(Z)$ において, 中心電子密度は微小のICRF入射パワー(100-150KW)で $5 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ を越え, それよりさらにパワーを入射しても(同図では170KWだが250KW近くまで)ほとんど変化がない。これは周辺の電子温度が微小のICRF入射と同時に下がり, パワーを上げてほとんど変わらないのに対応している。これは第7図 $T_e(Z)$ の周辺温度の動きからも明らかである。つまりICRF入射により容器内側(アンテナを含む)から不純物が発生し周辺温度を冷却する。その温度変化がほとんど入射パワーに依らないので, リサイクル率もほとんど変化がなく, またガスパフはICRF入射パワーによらずほぼ一定であるため粒子閉じ込め時間が一定の時, 中心の電子密度もほとんど変わらないことになる。しかしここで粒子閉じ込め時間については明らかでないがエネルギー閉じ込め時間がほとんど変化していないことからその違いは小さいと思われる。このように中心の電子密度が変わらないため, ICRF入射パワーを上げると中心の電子温度が上昇する。この時のループ電圧 V_L の変化はジュール加熱プラズマの1.8Vから1.7Vに減少している。一方, $Z=12.5\text{cm}$ より周辺の温度は, 中心付近とは逆にジュール加熱プラズマの温度より下がっている。これは上に述べたように周辺での軽元素不純物量が増加し冷却したためである。

3.2 チタンゲッターリング後の $T_e(Z)$ および $n_e(Z)$

チタンゲッターリング後、1.2MWのICRF入射により中心電子温度 $T_{e0} = 0.8\text{KeV}$ から 1.9KeV に上昇した。3.1とは逆に周辺温度もジュール加熱時より上昇した⁴⁾。これを第8図に示す。

ところで前節3.1に比べて第8図で生じたような入射パワーの上昇は伝送路での破壊電圧の上昇および $n_e(Z)$ の平坦化とその上昇による結合抵抗の上昇に依っている。また入射パワーの効率的な吸収はトロイダル磁場 B_t 、プラズマ中の水素イオン数比 n_H/n_D などの最適化により達成される。ところでICRF加熱において不純物の発生を少なくすることはプラズマ崩壊を起こさないようにするために重要である。それにはJFT-2Mではチタンゲッターリング以外に、3本のアンテナを使用する時、中央のアンテナの位相を 180° 進めることにより不純物量を減らすことが行なわれた⁴⁾。

チタンゲッターリング前後のジュール加熱とICRF加熱プラズマの $n_e(Z)$ を第9図に示す。同図は最大値で規格化してある。同図から判るようにチタンゲッターリング後、 $n_e(Z)$ の半値巾が1.3倍広がっている。この原因を考察する。まずチタンゲッターリングにより軽元素不純物の発生量が少なくなり周辺の放射損失が減少した。そのためプラズマの内部エネルギーが周辺で増加したが、全体の温度分布はほとんど変わらなかった。そして電子密度分布が広がった。ところでよく知られているようにチタンゲッターリングによりリサイクリング率が少し減ったと考えられる。それでより強くガスパフを行なうがそのため平均的中性気体エネルギーは小さくなり周辺での滞在時間が長くなるため相対的に周辺部密度が上昇すると考えられる。次にチタンゲッターリングを行なう前および行なった後およびチタンゲッターリング後にさらに I_p を上昇させたジュール加熱プラズマの諸特性を第1表に示す。同表から判るようにチタンゲッターリングにより軽元素不純物量は減少した。また逆に \bar{n}_e の上限を増加させることができ、その結果電子エネルギー閉じ込め時間 τ_{ee} は増大した。

ここで τ_{ee} は

$$\tau_{ee} = 3/2 \cdot \int_0^{V_z} e \cdot n_e \cdot T_e \, dV / P'_{IN} \quad (2)$$

である。ここで $P'_{IN} = P_{OH} + P'_{ICRF}$ であり、 P'_{IN} は電子に吸収される入力および P'_{ICRF} は電子に吸収されるICRF入射パワーである。ここでICRF入射パワーとはICRFアンテナから放射されるパワーであり、プラズマ中に吸収されるパワーである。

さてここで生ずる問題は電子に入った P'_{ICRF} の見積りである。まずICRF入射パワーが全て電子に入るとして τ_{ee} を求める。その結果を第10図に●で示す。同図から判るようにジュール加熱プラズマでは $\tau_{ee} \propto \bar{n}_e$ であるのに対しICRF加熱プラズマでは $\bar{n}_e = (1.5-4) \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ の範囲で $\tau_{ee} \propto \bar{n}_e$ の同じ傾向を示すが、絶対値は低く傾きはゆるやかである。それぞれの中間値で絶対値を比較するとICRF加熱プラズマはジュールより約30%小さい。この原因として

- 1)ICRF吸収パワーが入射パワーの約70%である ($P'_{ICRF} \leq 1.2\text{MW}$)
- 2)入射パワーの約30%がイオンに入る。
- 3)放射損失がICRF加熱プラズマで増大している。
- 4)電子熱拡散係数が増大している。

等が考えられる。2)については参考文献4)に示されたように T_{i0} が n_{e0} とともに増大することから、イオンのエネルギー増加は主に電子からの輸送によると考えられる。それゆえ1), 3), 4)が今後の問題として残された。

4. 電子系のプラズマ電流, 磁界強度および電子密度依存性

まず最初にエネルギー閉じ込め時間と電子エネルギー閉じ込め時間について考察する。エネルギー閉じ込め時間は

$$\tau_{EG} = 3/2 \int_0^{V_z} e \cdot (n_e \cdot T_e + n_i \cdot T_i) dV / P_{IN} \quad (3)$$

である。ここで P_{IN} はプラズマ中に入る全入力である。不純物線CVのドプラー広がりと同中性子エネルギー分析器および荷電交換中性粒子束検出器で測定したイオン温度の分布は1つしかないのもその他はその分布と同じ分布 $(1-Z^2)^2$ で近似し、その時の中心温度は荷電交換中性粒子束検出器で得られた値を用いた。また有効価電子数 Z_{eff} はスピッツァーの式を用いて得られジュール加熱時2-3, ICRF加熱時3-5であった⁸⁾。ここで前節で得られた τ_{eE} と3)式から得られた τ_{EG} の関係を第11図に示す。両者は直線上にありある係数の下に比例していることが判る。それで2)式と3)式から

$$\tau_{EG} = 3/2 \cdot e \cdot (1+r) \cdot \int_0^{V_z} n_e \cdot T_e dV / P_{IN} = (1+r) \cdot \tau_{eE} \cdot P'_{IN} / P_{IN} \quad (4)$$

となる。ここで $r = \int_0^{V_z} n_i \cdot T_i dV / \int_0^{V_z} n_e \cdot T_e dV$ である。第11図の比例係数は τ_{eE} を求めた時 $P'_{IN} = P_{IN}$ としたので $1+r$ であり、それは1.33となる。ゆえに電子とイオンのエネルギー比は3:1となる。

次に電子に入るICRF入射パワーについて検討する。前節では τ_{eE} を $P'_{IN} = P_{IN}$ と仮定して求めた。しかしここで $P'_{IN} = 0.75 P_{IN}$ として求めると τ_{eE} は大きくなり第11図の直線は45°の傾きとなり、ジュール加熱時の τ_{EG} vs τ_{eE} 特性からずれる。ゆえに第11図からICRF入射パワーは電子のみに吸収されていることが結論される。

ICRF入射パワーはこのような条件下にあるのだが、 $P'_{ICRF} = P_{ICRF}$ として電子の I_p , B_t , \bar{n}_e 依存性について検討する。

4.1 I_p 特性

I_p を変化させた時の \bar{T}_e の変化を第12図に示す。同図からジュール加熱プラズマで \bar{T}_e は I_p とともに増加し、 $\bar{T}_e \propto I_p$ となる。ここで $\bar{T}_e \propto (\tau_{eE} / \bar{n}_e) \cdot P_{OH}$ であり、 V_L の変化は小さいので τ_{eE} / \bar{n}_e は I_p に依存しない。

一方、同図にICRF加熱プラズマの \bar{T}_e と I_p の関係を●で示した。同図から判るように \bar{T}_e は I_p に比例して増加している。しかし \bar{T}_e の増分はジュール入力の増分で説明できる。ゆえにICRF加熱時はジュール加熱時と同様 τ_{eE} / \bar{n}_e は I_p に依存しない。

等が考えられる。2)については参考文献4)に示されたように T_{i0} が n_{e0} とともに増大することから、イオンのエネルギー増加は主に電子からの輸送によると考えられる。それゆえ1), 3), 4)が今後の問題として残された。

4. 電子系のプラズマ電流, 磁界強度および電子密度依存性

まず最初にエネルギー閉じ込め時間と電子エネルギー閉じ込め時間について考察する。エネルギー閉じ込め時間は

$$\tau_{EG} = 3/2 \int_0^{V_z} e \cdot (n_e \cdot T_e + n_i \cdot T_i) dV / P_{IN} \quad (3)$$

である。ここで P_{IN} はプラズマ中に入る全入力である。不純物線CVのドプラー広がりと同中性子エネルギー分析器および荷電交換中性粒子束検出器で測定したイオン温度の分布は1つしかないのもその他はその分布と同じ分布 $(1-Z^2)^2$ で近似し、その時の中心温度は荷電交換中性粒子束検出器で得られた値を用いた。また有効価電子数 Z_{eff} はスピッツァーの式を用いて得られジュール加熱時2-3, ICRF加熱時3-5であった⁸⁾。ここで前節で得られた τ_{eE} と3)式から得られた τ_{EG} の関係を第11図に示す。両者は直線上にありある係数の下に比例していることが判る。それで2)式と3)式から

$$\tau_{EG} = 3/2 \cdot e \cdot (1+r) \cdot \int_0^{V_z} n_e \cdot T_e dV / P_{IN} = (1+r) \cdot \tau_{eE} \cdot P'_{IN} / P_{IN} \quad (4)$$

となる。ここで $r = \int_0^{V_z} n_i \cdot T_i dV / \int_0^{V_z} n_e \cdot T_e dV$ である。第11図の比例係数は τ_{eE} を求めた時 $P'_{IN} = P_{IN}$ としたので $1+r$ であり、それは1.33となる。ゆえに電子とイオンのエネルギー比は3:1となる。

次に電子に入るICRF入射パワーについて検討する。前節では τ_{eE} を $P'_{IN} = P_{IN}$ と仮定して求めた。しかしここで $P'_{IN} = 0.75 P_{IN}$ として求めると τ_{eE} は大きくなり第11図の直線は45°の傾きとなり、ジュール加熱時の τ_{EG} vs τ_{eE} 特性からずれる。ゆえに第11図からICRF入射パワーは電子のみに吸収されていることが結論される。

ICRF入射パワーはこのような条件下にあるのだが、 $P'_{ICRF} = P_{ICRF}$ として電子の I_p , B_t , \bar{n}_e 依存性について検討する。

4.1 I_p 特性

I_p を変化させた時の \bar{T}_e の変化を第12図に示す。同図からジュール加熱プラズマで \bar{T}_e は I_p とともに増加し、 $\bar{T}_e \propto I_p$ となる。ここで $\bar{T}_e \propto (\tau_{eE} / \bar{n}_e) \cdot P_{OH}$ であり、 V_L の変化は小さいので τ_{eE} / \bar{n}_e は I_p に依存しない。

一方、同図にICRF加熱プラズマの \bar{T}_e と I_p の関係を●で示した。同図から判るように \bar{T}_e は I_p に比例して増加している。しかし \bar{T}_e の増分はジュール入力の増分で説明できる。ゆえにICRF加熱時はジュール加熱時と同様 τ_{eE} / \bar{n}_e は I_p に依存しない。

ところで I_p を155KAから220KAに増加させた時 $n_e(Z)$ の半値幅が1.2倍に増動した。同時に \bar{n}_e の上限も上昇し、結合抵抗が上昇した。この電流を155KAから220KAに増加したことによる $T_e(Z)$ 、 $n_e(Z)$ の半値幅の増大を中心値で規格化して第13図に示す。同図で $T_e(Z)$ 、 $n_e(Z)$ の広がりには電流の増加により安全係数 $q=1$ 面の半径が大きくなったこと、および内部破壊により温度ばかりでなく粒子も外にはき出されたためである。

4.2 ICRF加熱と B_t 特性

前にも述べたようにICRF入射パワーを効率的に吸収するためには B_t を選択する必要がある。それで B_t を11.0KG、11.5KGおよび12.5KGと増加させ、イオンサイクロロン共鳴領域($\omega_{CH} = 2\omega_{CD}$)を $R' = 13\text{cm}$ 、 20cm および 33cm と変化させた。その結果を第14図に示す。同図から T_e および τ_{eE} は B_t が増加すると共にゆるやかに減少している。しかし T_e は11.5KGが最大であり12.5KGでは1KeV以下である。同図からプラズマ中心を加熱するには11.5KGが最適であり、11KGでは吸収領域がプラズマ中心からはずれ広い $T_e(Z)$ となっている。今回11.5KGを選択した。

4.3 τ_{eE} の \bar{n}_e 特性

τ_{eE} は既に2)式で定義された。ジュール加熱時($B_t = 11.5\text{KG}$ 、 $I_p = 140\text{--}220\text{KA}$)の \bar{n}_e 依存性を○で、ICRF加熱時($P_{ICRF} = 0.5 \pm 0.2\text{MW}$)の \bar{n}_e 依存性を●で第10図に既に示した。同図から判るようにどちらも $\bar{n}_e = 4.0 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-3}$ まで $\tau_{eE} \propto \bar{n}_e$ の関係がある。

5. エネルギー閉じ込め特性

エネルギー閉じ込め時間は3)式で定義された。それを使って4.3節と同様ジュール加熱プラズマを○、ICRF加熱プラズマを●で第15図に示した。同図○からジュール加熱プラズマでは $\bar{n}_e = 4.10^{13}\text{cm}^{-3}$ 以下で $\tau_{EG} \propto \bar{n}_e$ であり、比例係数は $9.7 \cdot 10^{-16}\text{ms/cm}^{-3}$ である。

一方、ICRF加熱プラズマ●は4.3節の τ_{eE} の \bar{n}_e 特性と同じように、 \bar{n}_e に対して比例して上昇するがその傾きは小さい。しかし同図から判るように約 $4 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-2}$ まで $\tau_{EG} \propto \bar{n}_e$ の比例関係がある。

6. イオンサイクロロン領域周波数(ICRF)加熱と電子系分布

JFT-2Mトカマクにおいては、ICRF発振器出力一台当りの最大放射パワーが1.5MW程度に制限されているため3台の発振器および3本のICRFアンテナを用いて入射パワーの増強を行なっている。この3本のアンテナを用いて実験上問題となったのは次の2件である。

- 1) 同相と逆相でそれぞれICRFパワーをプラズマに入射し比較したところ、電子系および不純物量に差が見られた。

ところで I_p を 155KA から 220KA に増加させた時 $n_e(Z)$ の半値幅が 1.2 倍に増動した。同時に \bar{n}_e の上限も上昇し、結合抵抗が上昇した。この電流を 155KA から 220KA に増加したことによる $T_e(Z)$ 、 $n_e(Z)$ の半値幅の増大を中心値で規格化して第 13 図に示す。同図で $T_e(Z)$ 、 $n_e(Z)$ の広がり は電流の増加により安全係数 $q=1$ 面の半径が大きくなったこと、および内部破壊により温度ばかりでなく粒子も外にはき出されたためである。

4.2 ICRF 加熱と B_t 特性

前にも述べたように ICRF 入射パワーを効率的に吸収するためには B_t を選択する必要がある。それで B_t を 11.0KG、11.5KG および 12.5KG と増加させ、イオンサイクロトロン共鳴領域 ($\omega_{CH} = 2\omega_{CD}$) を $R' = 13\text{cm}$ 、 20cm および 33cm と変化させた。その結果を第 14 図に示す。同図から \bar{T}_e および τ_{eE} は B_t が増加すると共にゆるやかに減少している。しかし T_{e0} は 11.5KG が最大であり 12.5KG では 1KeV 以下である。同図からプラズマ中心を加熱するには 11.5KG が最適であり、11KG では吸収領域がプラズマ中心からはずれ広い $T_e(Z)$ となっている。今回 11.5KG を選択した。

4.3 τ_{eE} の \bar{n}_e 特性

τ_{eE} は既に 2) 式で定義された。ジュール加熱時 ($B_t = 11.5\text{KG}$ 、 $I_p = 140\text{--}220\text{KA}$) の \bar{n}_e 依存性を ○ で、ICRF 加熱時 ($P_{ICRF} = 0.5 \pm 0.2\text{MW}$) の \bar{n}_e 依存性を ● で第 10 図に既に示した。同図から判るようによちども $\bar{n}_e = 4.0 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-3}$ まで $\tau_{eE} \propto \bar{n}_e$ の関係がある。

5. エネルギー閉じ込め特性

エネルギー閉じ込め時間は 3) 式で定義された。それを使って 4.3 節と同様ジュール加熱プラズマを ○、ICRF 加熱プラズマを ● で第 15 図に示した。同図 ○ からジュール加熱プラズマでは $\bar{n}_e = 4.10^{13}\text{cm}^{-3}$ 以下で $\tau_{EG} \propto \bar{n}_e$ であり、比例係数は $9.7 \cdot 10^{-16}\text{ms/cm}^{-3}$ である。

一方、ICRF 加熱プラズマ ● は 4.3 節の τ_{eE} の \bar{n}_e 特性と同じように、 \bar{n}_e に対して比例して上昇するがその傾きは小さい。しかし同図から判るようによ約 $4 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-3}$ まで $\tau_{EG} \propto \bar{n}_e$ の比例関係がある。

6. イオンサイクロトロン領域周波数(ICRF)加熱と電子系分布

JFT-2M トカマクにおいては、ICRF 発振器出力一台当りの最大放射パワーが 1.5MW 程度に制限されているため 3 台の発振器および 3 本の ICRF アンテナを用いて入射パワーの増強を行なっている。この 3 本のアンテナを用いて実験上問題となったのは次の 2 件である。

- 1) 同相と逆相でそれぞれ ICRF パワーをプラズマに入射し比較したところ、電子系および不純物量に差が見られた。

ところで I_p を155KAから220KAに増加させた時 $n_e(Z)$ の半値幅が1.2倍に増動した。同時に \bar{n}_e の上限も上昇し、結合抵抗が上昇した。この電流を155KAから220KAに増加したことによる $T_e(Z)$ 、 $n_e(Z)$ の半値幅の増大を中心値で規格化して第13図に示す。同図で $T_e(Z)$ 、 $n_e(Z)$ の広がりには電流の増加により安全係数 $q=1$ 面の半径が大きくなったこと、および内部破壊により温度ばかりでなく粒子も外にはき出されたためである。

4.2 ICRF加熱と B_t 特性

前にも述べたようにICRF入射パワーを効率的に吸収するためには B_t を選択する必要がある。それで B_t を11.0KG、11.5KGおよび12.5KGと増加させ、イオンサイクロトロン共鳴領域($\omega_{CH} = 2\omega_{CD}$)を $R' = 13\text{cm}$ 、 20cm および 33cm と変化させた。その結果を第14図に示す。同図から T_e および τ_{eE} は B_t が増加すると共にゆるやかに減少している。しかし T_{e0} は11.5KGが最大であり12.5KGでは1KeV以下である。同図からプラズマ中心を加熱するには11.5KGが最適であり、11KGでは吸収領域がプラズマ中心からはずれ広い $T_e(Z)$ となっている。今回11.5KGを選択した。

4.3 τ_{eE} の \bar{n}_e 特性

τ_{eE} は既に2)式で定義された。ジュール加熱時($B_t = 11.5\text{KG}$ 、 $I_p = 140\text{--}220\text{KA}$)の \bar{n}_e 依存性を○で、ICRF加熱時($P_{ICRF} = 0.5 \pm 0.2\text{MW}$)の \bar{n}_e 依存性を●で第10図に既に示した。同図から判るようにどちらも $\bar{n}_e = 4.0 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-3}$ まで $\tau_{eE} \propto \bar{n}_e$ の関係がある。

5. エネルギー閉じ込め特性

エネルギー閉じ込め時間は3)式で定義された。それを使って4.3節と同様ジュール加熱プラズマを○、ICRF加熱プラズマを●で第15図に示した。同図○からジュール加熱プラズマでは $\bar{n}_e = 4.10^{13}\text{cm}^{-3}$ 以下で $\tau_{EG} \propto \bar{n}_e$ であり、比例係数は $9.7 \cdot 10^{-16}\text{ms/cm}^{-3}$ である。

一方、ICRF加熱プラズマ●は4.3節の τ_{eE} の \bar{n}_e 特性と同じように、 \bar{n}_e に対して比例して上昇するがその傾きは小さい。しかし同図から判るように約 $4 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-3}$ まで $\tau_{EG} \propto \bar{n}_e$ の比例関係がある。

6. イオンサイクロトロン領域周波数(ICRF)加熱と電子系分布

JFT-2Mトカマクにおいては、ICRF発振器出力一台当りの最大放射パワーが1.5MW程度に制限されているため3台の発振器および3本のICRFアンテナを用いて入射パワーの増強を行なっている。この3本のアンテナを用いて実験上問題となったのは次の2件である。

1) 同相と逆相でそれぞれICRFパワーをプラズマに入射し比較したところ、電子系および不純物量に差が見られた。

2) ジュール加熱プラズマの電子密度に10%程度のばらつきがあることでICRF入射パワーに30~40%の違いが出た。

まず1)の同相と逆相について考察する。3本のICRFアンテナの位相を同相にした時と、中央のアンテナの位相を180°進めた逆相にした時の $T_e(Z)$ 、 $n_e(Z)$ の時間変化を第16図に示す。同図で $n_e(Z)$ は全ての加熱中斜線の範囲にあり変化は小さい。それに対し温度はジュール加熱の○からICRF加熱40ms後の逆相●および同相▲のように、中心温度は倍またはそれ以上上昇する。また逆相ではプラズマ中心が加熱され、同相では少し広い範囲が加熱されている。つまり逆相では $T_e(Z)$ がピーキングし、同相では平坦な分布になっている。次に逆相でICRF加熱をやめて10ms後($t=630ms$)には $Z \leq 5cm$ で700eVも急激に下がるのに対し、 $Z \geq 7cm$ は20~150eV下がるだけである。これからも逆相ではICRF加熱パワーがプラズマ中心に強く吸収されていることが判る。一方、同相では $Z \leq 11cm$ で500~600eV下がり、 $11 \geq Z \geq 15cm$ では100~200eV下がるのに対し、22.5cmでは逆に20eV(誤差 $\pm 18eV$)上昇している。このような分布の違いは波の性質による不純物発生⁴⁾またはICRF吸収領域の違いによると考えられる。

さらにICRF加熱終了後20msの温度は10ms後より逆相では $\Delta T_{e0} \approx 250eV$ 、同相では $\Delta T_{e0} \approx 100eV$ 下がっている。ICRF加熱プラズマにおける τ_{ee} は $t=520ms$ で $n_e \approx 2.8 \cdot 10^{13} cm^{-3}$ の時逆相16msで同相14msである。

ところで逆相は同相より高いICRF入射パワーをプラズマ中に入れることができた。

次に2)について考える。プラズマの n_e を制御せずに同一条件で放電させると約10%ばらつく。このばらつきによりICRF入射パワーに高低の差があることについて検討する。チタンゲッターリング前の $n_e(Z)$ はピーキングした分布であった。その時の周辺電子密度は $Z=22.5cm$ で $10^{13} cm^{-3}$ 以下であった。そのためICRFアンテナとプラズマとの結合効率は低かった。ICRF加熱を行なっても分布は広がらずさらにピーキングするばかりであった。それで軽元素不純物量とリサイクリング率を少なくするためチタンゲッターリングを行なった。その結果 $n_e(Z)$ は広くなり周辺の密度は $10^{13} cm^{-3}$ 以上になり結合効率は上昇した。この状態で電流を上げて \bar{n}_e を上昇させた結果、結合効率はさらに上昇した。ここでICRF発振装置の電源目盛を一定にした状態で、かつ同一プラズマ生成条件でプラズマ中に入射するパワーが \bar{n}_e の微小な大小により高低した。この時ICRF発振装置の電源出力も高低した。 \bar{n}_e の高い時高出力がプラズマに入り(高結合)、 \bar{n}_e の低い時低出力が入った(低結合)。この時のジュールプラズマの $n_e(Z)$ を第17図に示す。同図において判るように $n_e(Z)$ の形は同じであり、全ての場所の電子密度の絶対値が低い時はICRF入射パワーが低く、絶対値が高い時高いパワーがプラズマに入る。これは上述のチタンゲッターリングの結果から推察して全ての場所の絶対値と言うよりもむしろ周辺の電子密度が関係していると考えられる。この第17図の $n_e(Z)$ の2つの分布は同一方法によるプラズマ生成で起こっており、原因として1)ガスパフのばらつき、2) H^+/D^+ 比のばらつきによるリサイクリング率や粒子閉じ込め時間の違い、等が考えられる。この両方の密度に対し $T_e(Z)$ はほぼ同じである。それゆえICRF入射パワーを制御するには $n_e(Z)$ を制御する必要がある。

7. 電子系のICRF出力依存性

ジュール加熱およびICRF加熱プラズマの \bar{T}_e は I_p に比例していた。それで次に P_{IN} に対し \bar{T}_e , \bar{n}_e をプロットすると第18図となる。同図から判るように \bar{T}_e はジュール加熱プラズマでは P_{IN} に比例しており、ICRF加熱プラズマではジュール加熱よりゆっくりした傾きが変わる。全体を通して \bar{T}_e , \bar{n}_e の入射パワー依存性は $(\bar{T}_e)_{MAX} \propto P_{IN}^{0.7}$, $\bar{n}_e \propto P_{IN}^{0.25}$ で近似できる。添字MAXはICRF加熱プラズマの最高値データであることを示す。以上から $(\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e)_{MAX}$ は

$$(\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e)_{MAX} \propto P_{IN}^{0.95} \quad 5)$$

となる。ここで $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e$ を P_{IN} に対してプロットした結果を第19図に示す。同図に5)式を点線で示す。ここで第18図の \bar{n}_e 特性から判るように、第19図 P_{IN} の低い所の4つの○は $\bar{n}_e = (3.1 \pm 0.3) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ で一定として、それらのデータを最適化した式を求めると $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e \propto P_{IN}^{0.7}$ となる。この $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e$ は電子の内部エネルギー W_e と

$$W_e = 3/2 \int_0^{V_z} e \cdot n_e \cdot T_e \, dV = 3/2 \cdot e \cdot \bar{n}_e \cdot \bar{T}_e \cdot V_z \quad 6)$$

の関係がある。この関係から電子の内部エネルギーは1.2MWまでの入射パワーに対してほぼ直線的に増大し $((\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e)_{MAX} = P_{IN}^{0.95})$, τ_{eE} はほとんど一定($\tau_{eE} \propto I_{IN}^{0.05}$)である。ここで電子密度は $n_e = (1.8-5.2) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の範囲にあり、ICRF加熱時の \bar{n}_e はジュール加熱時の高い値の領域にある。ところで電子密度が一定でなかったのでICRF加熱プラズマで \bar{n}_e 一定の時($P_{ICRF} = 0.9 \text{ MW}$ まで), $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e = P_{IN}^{0.7}$ から τ_{eE} は $\tau_{eE} \propto P_{IN}^{-0.3}$ となり入射パワーとともに電子エネルギー閉じ込め特性は悪くなっている。この悪化は同じ \bar{n}_e の下で放射損失はICRF入射パワーに比例しているので前にも述べたように、電子熱拡散係数の増大およびICRF入射パワーがスクレイプ・オフプラズマに入っていること等が考えられる。

8. ICRF加熱プラズマスケーリングの総括

これまでジュール加熱プラズマを基準にしてICRF加熱プラズマの特性を検討して来た。3.2でも述べたようにICRF加熱では吸収パワーに(入射パワーの約30%の)不確定性があると思われるが次のようなスケーリングが明らかとなった。つまり平均電子温度はプラズマ電流に比例($\bar{T}_e \propto I_p$; τ_{eE} の改善が期待できるなど大きな比例関係ではない)し、電子エネルギーおよび全体のエネルギー閉じ込め時間は平均電子密度に比例($\tau_{eE} \propto \bar{n}_e$, $\tau_{eG} \propto \bar{n}_e$, 但し $\bar{n}_e = (1.5-4) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)する。また電子の最高内部エネルギーはほぼ入射パワーに比例($(\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e)_{MAX} \propto P_{IN}^{0.95}$, $\tau_{eE} \propto P_{IN}^{-0.05}$)するが電子密度一定にした時入射パワーに対し $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e \propto P_{IN}^{0.7}$, $\tau_{eE} \propto P^{-0.3}$ となり電子エネルギーの閉じ込めは悪くなる。ここで基本となるプラズマパラメータは

$$I_p \simeq 140 - 230 \text{ KA}$$

7. 電子系のICRF出力依存性

ジュール加熱およびICRF加熱プラズマの \bar{T}_e は I_p に比例していた。それで次に P_{IN} に対し \bar{T}_e , \bar{n}_e をプロットすると第18図となる。同図から判るように \bar{T}_e はジュール加熱プラズマでは P_{IN} に比例しており、ICRF加熱プラズマではジュール加熱よりゆっくりした傾きが変わる。全体を通して \bar{T}_e , \bar{n}_e の入射パワー依存性は $(\bar{T}_e)_{MAX} \propto P_{IN}^{0.95}$, $\bar{n}_e \propto P_{IN}^{-0.25}$ で近似できる。添字MAXはICRF加熱プラズマの最高値データであることを示す。以上から $(\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e)_{MAX}$ は

$$(\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e)_{MAX} \propto P_{IN}^{0.95} \quad 5)$$

となる。ここで $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e$ を P_{IN} に対してプロットした結果を第19図に示す。同図に5)式を点線で示す。ここで第18図の \bar{n}_e 特性から判るように、第19図 P_{IN} の低い所の4つの○は $\bar{n}_e = (3.1 \pm 0.3) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ で一定として、それらのデータを最適化した式を求めると $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e \propto P_{IN}^{0.7}$ となる。この $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e$ は電子の内部エネルギー W_e と

$$W_e = 3/2 \int_0^{V_z} e \cdot n_e \cdot T_e \, dV = 3/2 \cdot e \cdot \bar{n}_e \cdot \bar{T}_e \cdot V_z \quad 6)$$

の関係がある。この関係から電子の内部エネルギーは1.2MWまでの入射パワーに対してほぼ直線的に増大し $((\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e)_{MAX} = P_{IN}^{0.95})$, τ_{eE} はほとんど一定($\tau_{eE} \propto I_{IN}^{0.05}$)である。ここで電子密度は $n_e = (1.8-5.2) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の範囲にあり、ICRF加熱時の \bar{n}_e はジュール加熱時の高い値の領域にある。ところで電子密度が一定でなかったのでICRF加熱プラズマで \bar{n}_e 一定の時($P_{ICRF} = 0.9 \text{ MW}$ まで), $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e = P_{IN}^{0.7}$ から τ_{eE} は $\tau_{eE} \propto P_{IN}^{-0.3}$ となり入射パワーとともに電子エネルギー閉じ込め特性は悪くなっている。この悪化は同じ \bar{n}_e の下で放射損失はICRF入射パワーに比例しているので前にも述べたように、電子熱拡散係数の増大およびICRF入射パワーがスクレイプ・オフプラズマに入っていること等が考えられる。

8. ICRF加熱プラズマスケーリングの総括

これまでジュール加熱プラズマを基準にしてICRF加熱プラズマの特性を検討して来た。3.2でも述べたようにICRF加熱では吸収パワーに(入射パワーの約30%)の不確定性があると思われるが次のようなスケーリングが明らかとなった。つまり平均電子温度はプラズマ電流に比例($\bar{T}_e \propto I_p$; τ_{eE} の改善が期待できるなど大きな比例関係ではない)し、電子エネルギーおよび全体のエネルギー閉じ込め時間は平均電子密度に比例($\tau_{eE} \propto \bar{n}_e$, $\tau_{eG} \propto \bar{n}_e$, 但し $\bar{n}_e = (1.5-4) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)する。また電子の最高内部エネルギーはほぼ入射パワーに比例($(\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e)_{MAX} \propto P_{IN}^{0.95}$, $\tau_{eE} \propto P_{IN}^{-0.05}$)するが電子密度一定にした時入射パワーに対し $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e \propto P_{IN}^{0.7}$, $\tau_{eE} \propto P^{-0.3}$ となり電子エネルギーの閉じ込めは悪くなる。ここで基本となるプラズマパラメータは

$$I_p \simeq 140 - 230 \text{ KA}$$

$$\begin{aligned}
 V_L &\simeq 1.6 \text{ V} \quad (\text{ジュール加熱時}) \\
 &\simeq 0.8 \text{ V} \quad (\text{ICRF 加熱時}) \\
 B_t &= 11.5 \text{ KG} \quad (15.2 \text{ MHzで}) \\
 K &= 1.2 \quad (\text{非円形度}) \\
 R &= 131 \text{ cm} \quad (\text{トーラス主半径}) \\
 a &= 31.5 \text{ cm} \quad (\text{プラズマ短半径}) \\
 b &= 37.8 \text{ cm} \quad (\text{プラズマ長半径})
 \end{aligned}$$

である。

9. JFT-2プラズマとの比較

JFT-2 トカマクプラズマは $K=1$, $a=22\text{cm}$ および $R=90\text{cm}$ である。 τ_{EG} がこれらのパラメータに左右される新アルカトール則, $\tau_{EG} \propto K \bar{n}_e a R^2 q$ について考える。この関係を調べるため JFT-2 の水素プラズマ ○ と重水素プラズマ ● および JFT-2M 混合プラズマ ($H^+/D^+ \sim 0.4$) △ について τ_{EG} と $K \bar{n}_e a R^2 q$ を第20図にプロットした。同図から新アルカトール則が両トカマクプラズマで同じように満足されることが判明した。

10. 結 言

以上、トムソン散乱から得られた $T_e(Z)$, $n_e(Z)$ を中心にして議論して来た。その結果得られた結論は次のようである。

- 1) JFT-2M トカマクプラズマのジュール時および ICRF 加熱時の $T_e(Z, t)$, $n_e(Z, t)$ を精度良く測定することができた。
- 2) チタンゲッターリング前のジュール加熱プラズマの T_e と n_e 分布の中心にずれがあった。しかしチタンゲッターリング後は誤差の範囲内で中心のずれは見られなかった。
- 3) チタンゲッターリングにより、ジュール加熱プラズマおよび ICRF 加熱プラズマの $n_e(Z)$ 分布の半値巾が約1.3倍広がることを明らかにした。
- 4) I_p を増加させることによりジュール加熱プラズマおよび ICRF 加熱プラズマの $T_e(Z)$, $n_e(Z)$ 分布が広がることを明らかにした。また両加熱プラズマにおいて \bar{T}_e が I_p に比例して増加することを明らかにした。
- 5) ICRF 加熱において3本の ICRF アンテナを用いた場合、各アンテナ間の放射波を同相にした時と逆相にした時を比べたところ、逆相の方が加熱特性の良いことを明らかにした。
- 6) ジュール加熱時の $n_e(Z)$ 量の高低により ICRF 入射パワーが増減した。それゆえ ICRF 加熱に $n_e(Z)$ の制御が必要である。
- 7) ジュール加熱プラズマと ICRF 加熱プラズマで次のスケージングが成立することを示した。
 - τ_{eE} および $\tau_{EG} \propto \bar{n}_e$ ($\bar{n}_e = (1.5-4.0) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)

$V_L \approx 1.6 \text{ V}$ (ジュール加熱時)
 $\approx 0.8 \text{ V}$ (ICRF 加熱時)
 $B_t = 11.5 \text{ KG}$ (15.2 MHz で)
 $K = 1.2$ (非円形度)
 $R = 131 \text{ cm}$ (トーラス主半径)
 $a = 31.5 \text{ cm}$ (プラズマ短半径)
 $b = 37.8 \text{ cm}$ (プラズマ長半径)

である。

9. JFT-2 プラズマとの比較

JFT-2 トカマクプラズマは $K = 1$, $a = 22 \text{ cm}$ および $R = 90 \text{ cm}$ である。 τ_{EG} がこれらのパラメータに左右される新アルカトール則, $\tau_{EG} \propto K \bar{n}_e a R^2 q$ について考える。この関係を調べるため JFT-2 の水素プラズマ ○ と重水素プラズマ ● および JFT-2M 混合プラズマ ($H^+/D^+ \sim 0.4$) △ について τ_{EG} と $K \bar{n}_e a R^2 q$ を第 20 図にプロットした。同図から新アルカトール則が両トカマクプラズマで同じように満足されることが判明した。

10. 結 言

以上、トムソン散乱から得られた $T_e(Z)$, $n_e(Z)$ を中心にして議論して来た。その結果得られた結論は次のようである。

- 1) JFT-2M トカマクプラズマのジュール時および ICRF 加熱時の $T_e(Z, t)$, $n_e(Z, t)$ を精度良く測定することができた。
- 2) チタンゲッターリング前のジュール加熱プラズマの T_e と n_e 分布の中心にずれがあった。しかしチタンゲッターリング後は誤差の範囲内で中心のずれは見られなかった。
- 3) チタンゲッターリングにより、ジュール加熱プラズマおよび ICRF 加熱プラズマの $n_e(Z)$ 分布の半値巾が約 1.3 倍広がることを明らかにした。
- 4) I_p を増加させることによりジュール加熱プラズマおよび ICRF 加熱プラズマの $T_e(Z)$, $n_e(Z)$ 分布が広がることを明らかにした。また両加熱プラズマにおいて \bar{T}_e が I_p に比例して増加することを明らかにした。
- 5) ICRF 加熱において 3 本の ICRF アンテナを用いた場合、各アンテナ間の放射波を同相にした時と逆相にした時を比べたところ、逆相の方が加熱特性の良いことを明らかにした。
- 6) ジュール加熱時の $n_e(Z)$ 量の高低により ICRF 入射パワーが増減した。それゆえ ICRF 加熱に $n_e(Z)$ の制御が必要である。
- 7) ジュール加熱プラズマと ICRF 加熱プラズマで次のスケールリングが成立することを示した。
 - τ_{eE} および $\tau_{EG} \propto \bar{n}_e$ ($\bar{n}_e = (1.5-4.0) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)

$$\begin{aligned}
 V_i &\simeq 1.6 \text{ V (ジュール加熱時)} \\
 &\simeq 0.8 \text{ V (ICRF 加熱時)} \\
 B_t &= 11.5 \text{ KG (15.2 MHzで)} \\
 K &= 1.2 \quad (\text{非円形度}) \\
 R &= 131 \text{ cm (トーラス主半径)} \\
 a &= 31.5 \text{ cm (プラズマ短半径)} \\
 b &= 37.8 \text{ cm (プラズマ長半径)}
 \end{aligned}$$

である。

9. JFT-2プラズマとの比較

JFT-2 トカマクプラズマは $K=1$, $a=22\text{cm}$ および $R=90\text{cm}$ である。 τ_{EG} がこれらのパラメータに左右される新アルカトール則, $\tau_{EG} \propto K \bar{n}_e a R^2 q$ について考える。この関係を調べるため JFT-2 の水素プラズマ ○ と重水素プラズマ ● および JFT-2M 混合プラズマ ($H^+/D^+ \sim 0.4$) △ について τ_{EG} と $K \bar{n}_e a R^2 q$ を第20図にプロットした。同図から新アルカトール則が両トカマクプラズマで同じように満足されることが判明した。

10. 結 言

以上、トムソン散乱から得られた $T_e(Z)$, $n_e(Z)$ を中心にして議論して来た。その結果得られた結論は次のようである。

- 1) JFT-2M トカマクプラズマのジュール時および ICRF 加熱時の $T_e(Z, t)$, $n_e(Z, t)$ を精度良く測定することができた。
- 2) チタンゲッターリング前のジュール加熱プラズマの T_e と n_e 分布の中心にずれがあった。しかしチタンゲッターリング後は誤差の範囲内で中心のずれは見られなかった。
- 3) チタンゲッターリングにより、ジュール加熱プラズマおよび ICRF 加熱プラズマの $n_e(Z)$ 分布の半値巾が約1.3倍広がることを明らかにした。
- 4) I_p を増加させることによりジュール加熱プラズマおよび ICRF 加熱プラズマの $T_e(Z)$, $n_e(Z)$ 分布が広がることを明らかにした。また両加熱プラズマにおいて \bar{T}_e が I_p に比例して増加することを明らかにした。
- 5) ICRF 加熱において3本の ICRF アンテナを用いた場合、各アンテナ間の放射波を同相にした時と逆相にした時を比べたところ、逆相の方が加熱特性の良いことを明らかにした。
- 6) ジュール加熱時の $n_e(Z)$ 量の高低により ICRF 入射パワーが増減した。それゆえ ICRF 加熱に $n_e(Z)$ の制御が必要である。
- 7) ジュール加熱プラズマと ICRF 加熱プラズマで次のスケールリングが成立することを示した。
 - τ_{eE} および $\tau_{EG} \propto \bar{n}_e$ ($\bar{n}_e = (1.5-4.0) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)

○ $\bar{T}_e \propto I_p$ (但し, ICRF加熱プラズマで I_p に対し τ_{eE} の改善は見られない程度である。)

次に \bar{n}_e を一定にして $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e$ の P_{IN} 依存性を求めると

○ $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e \propto P_{IN}^{0.7}$, $\tau_{eE} \propto P_{IN}^{0.3}$

となった。ゆえに τ_{eE} は 4.3 の $\tau_{eE} \propto \bar{n}_e$ とから

○ $\tau_{eE} \propto \bar{n}_e \cdot P_{IN}^{0.3}$

の関係にあることを明らかにした。

- 8) JFT-2M ジュール加熱プラズマは JFT-2 ジュール加熱プラズマと同様新アルカトール則に従うことを明らかにした。

参考文献

- 1) E. MAZZUCATO and et al. ; 10th Inter. Conf. on Plasma phys. and Controlled Nuclear Fusion Research (London) IAEA-CN-44/F-I-2 (1984)
- 2) E-quipe TFR; ibid IAEA-CN-44/A-II-3 (1984)
- 3) K. TOI et al. ; ibid IAEA-CN-44/F-III-2 (1984)
- 4) M. MORI et al. ; ibid IAEA-CN-44/F-I-3 (1984)
- 5) T. YAMAUCHI, K. SANO, H. KAWASHIMA, K. KUMAGAI and T. MATOBA; Jpn. J. Appl. Phys. 21 (1982) 347.
- 6) T. YAMAUCHI, I. YANAGISAWA and H. KAWASHIMA; Jpn. J. Appl. Phys. 23 (1984) 1435.
- 7) 柳沢, 山内; JAERI-M84-186 (1984)
- 8) 山本, 大和, 荻原, 塩田 ; “完全電離気体の物理” コロナ社 (昭46)
(シュピッツァー原著)

謝 辞

トムソン散乱測定装置およびJFT-2Mトカマクプラズマの運転に関して、装置技術管理室鈴木喜八郎室長および松崎誼係長を初めとする装置技術管理室の人々に感謝いたします。また本研究に関して絶え間ぬ御支援をいただきましたプラズマ実験研究室田中裕二室長、核融合研究部田中正俊次長および小幡行雄部長、核融合センター磯センター長および森茂理事に感謝いたします。

○ $\bar{T}_e \propto I_p$ (但し, ICRF加熱プラズマで I_p に対し τ_{eE} の改善は見られない程度である。)

次に \bar{n}_e を一定にして $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e$ の P_{IN} 依存性を求めると

○ $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e \propto P_{IN}^{0.7}$, $\tau_{eE} \propto P_{IN}^{-0.3}$

となった。ゆえに τ_{eE} は 4.3 の $\tau_{eE} \propto \bar{n}_e$ とから

○ $\tau_{eE} \propto \bar{n}_e \cdot P_{IN}^{-0.3}$

の関係にあることを明らかにした。

- 8) JFT-2M ジュール加熱プラズマは JFT-2 ジュール加熱プラズマと同様新アルカトール則に従うことを明らかにした。

参考文献

- 1) E. MAZZUCATO and et al. ; 10th Inter. Conf. on Plasma phys. and Controlled Nuclear Fusion Research (London) IAEA-CN-44/F-I-2 (1984)
- 2) E-quipe TFR; ibid IAEA-CN-44/A-II-3 (1984)
- 3) K. TOI et al. ; ibid IAEA-CN-44/F-III-2 (1984)
- 4) M. MORI et al. ; ibid IAEA-CN-44/F-I-3 (1984)
- 5) T. YAMAUCHI, K. SANO, H. KAWASHIMA, K. KUMAGAI and T. MATOBA; Jpn. J. Appl. Phys. 21 (1982) 347.
- 6) T. YAMAUCHI, I. YANAGISAWA and H. KAWASHIMA; Jpn. J. Appl. Phys. 23 (1984) 1435.
- 7) 柳沢, 山内; JAERI-M84-186 (1984)
- 8) 山本, 大和, 荻原, 塩田 ; “完全電離気体の物理” コロナ社 (昭46)
(シュピッツァー原著)

謝 辞

トムソン散乱測定装置およびJFT-2Mトカマクプラズマの運転に関して、装置技術管理室鈴木喜八郎室長および松崎誼係長を初めとする装置技術管理室の人々に感謝いたします。また本研究に関して絶え間ぬ御支援をいただきましたプラズマ実験研究室田中裕二室長、核融合研究部田中正俊次長および小幡行雄部長、核融合センター磯センター長および森茂理事に感謝いたします。

○ $\bar{T}_e \propto I_p$ (但し, ICRF加熱プラズマで I_p に対し τ_{eE} の改善は見られない程度である。)

次に \bar{n}_e を一定にして $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e$ の P_{IN} 依存性を求めると

○ $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e \propto P_{IN}^{0.7}$, $\tau_{eE} \propto P_{IN}^{-0.3}$

となった。ゆえに τ_{eE} は 4.3 の $\tau_{eE} \propto \bar{n}_e$ とから

○ $\tau_{eE} \propto \bar{n}_e \cdot P_{IN}^{-0.3}$

の関係にあることを明らかにした。

- 8) JFT-2M ジュール加熱プラズマは JFT-2 ジュール加熱プラズマと同様新アルカトール則に従うことを明らかにした。

参考文献

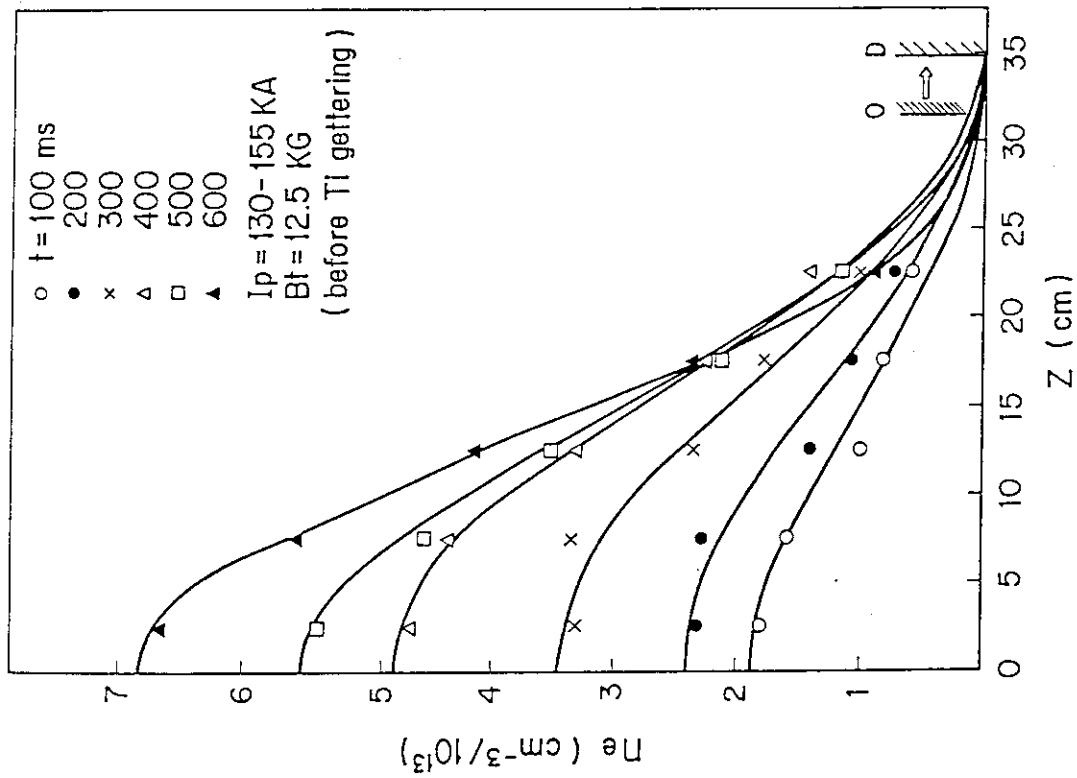
- 1) E. MAZZUCATO and et al. ; 10th Inter. Conf. on Plasma phys. and Controlled Nuclear Fusion Research (London) IAEA-CN-44/F-I-2 (1984)
- 2) E-quipe TFR; ibid IAEA-CN-44/A-II-3 (1984)
- 3) K. TOI et al. ; ibid IAEA-CN-44/F-III-2 (1984)
- 4) M. MORI et al. ; ibid IAEA-CN-44/F-I-3 (1984)
- 5) T. YAMAUCHI, K. SANO, H. KAWASHIMA, K. KUMAGAI and T. MATOBA; Jpn. J. Appl. Phys. 21 (1982) 347.
- 6) T. YAMAUCHI, I. YANAGISAWA and H. KAWASHIMA; Jpn. J. Appl. Phys. 23 (1984) 1435.
- 7) 柳沢, 山内; JAERI-M84-186 (1984)
- 8) 山本, 大和, 荻原, 塩田 ; “完全電離気体の物理” コロナ社 (昭46)
(シュピッツァー原著)

謝 辞

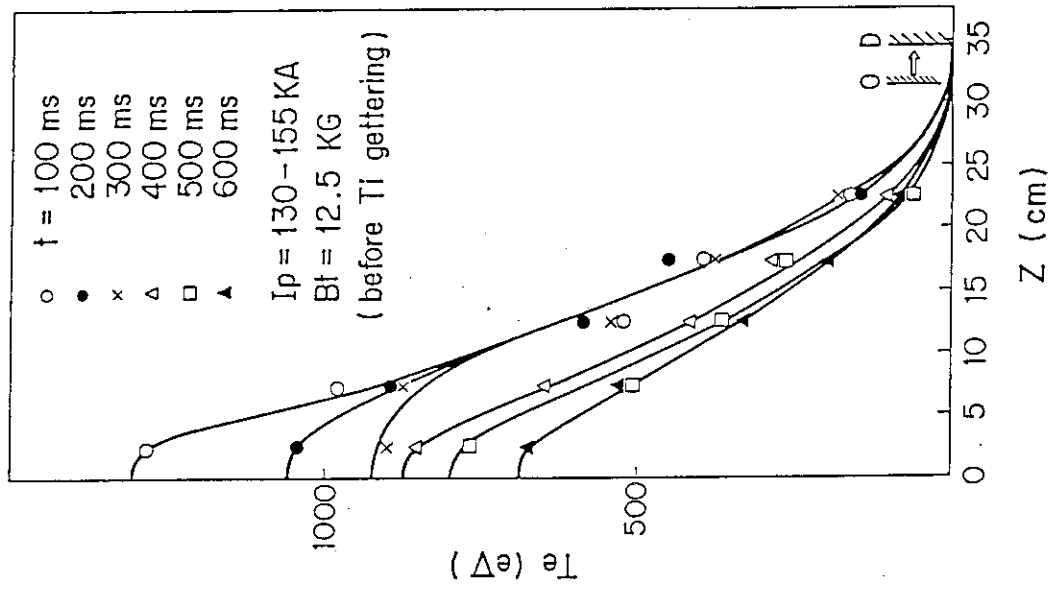
トムソン散乱測定装置および JFT-2M トカマクプラズマの運転に関して, 装置技術管理室鈴木喜八郎室長および松崎誼係長を初めとする装置技術管理室の人々に感謝いたします。また本研究に関して絶え間ぬ御支援をいただきましたプラズマ実験研究室田中裕二室長, 核融合研究部田中正俊次長および小幡行雄部長, 核融合センター磯センター長および森茂理事に感謝いたします。

第1表 チタンゲッターリング前後におけるジュール加熱プラズマ特性

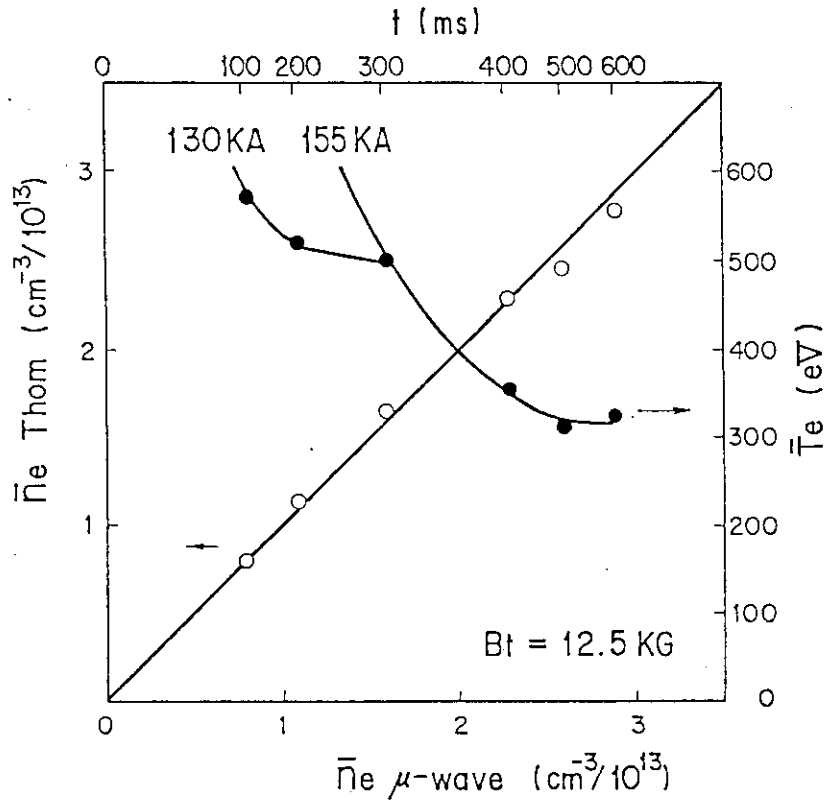
	Before Ti gettering	After Ti gettering (Ip = 155KA)	(Ip = 220KA)
Ip	155 KA	155 KA	220 KA
V _L	1.9 V	1.5 V	1.8 V
\bar{n}_e	$2.1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$3.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$3.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
\bar{T}_e	314 eV	270 eV	368 eV
τ_{eE}	9.6 ms	23.3 ms	22.5 ms
Z _{eff}	4	3.6	4
q _a	3.4	3.4	2.5
t	499 ms	480 ms	740 ms
Bt	11.5 KG	11.5 KG	11.5 KG



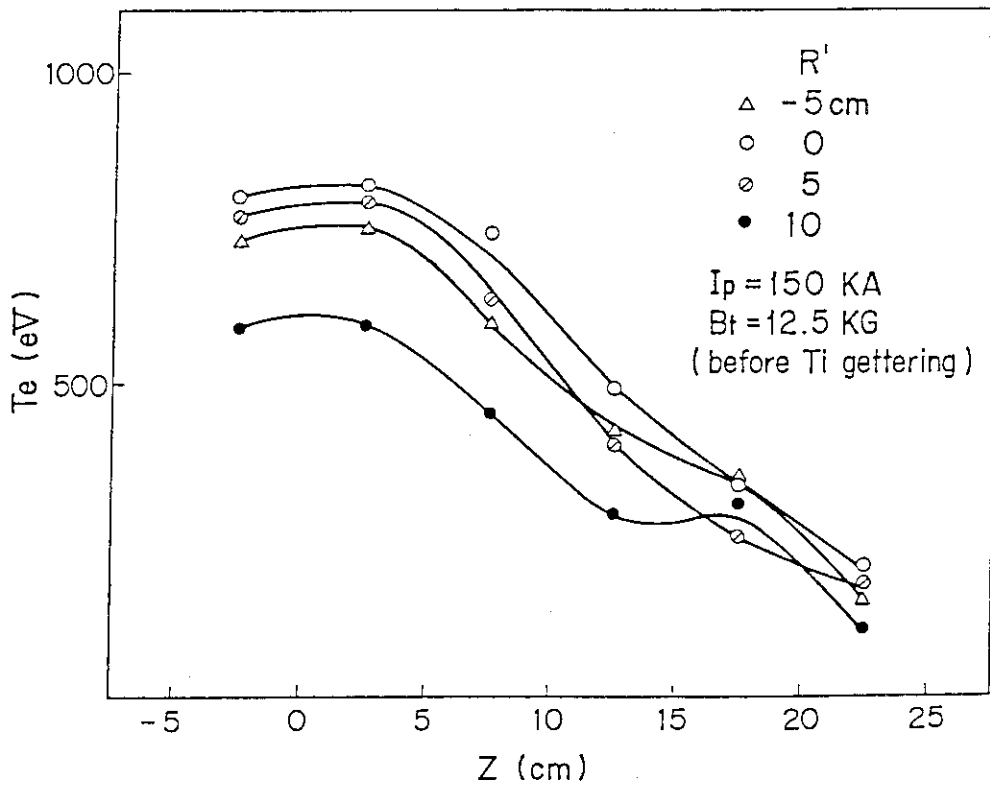
第1図 ジュール加熱プラズマの電子密度分布時間変化
(初期: 200ms まで円形, 後期: 300ms 以降 D 形)



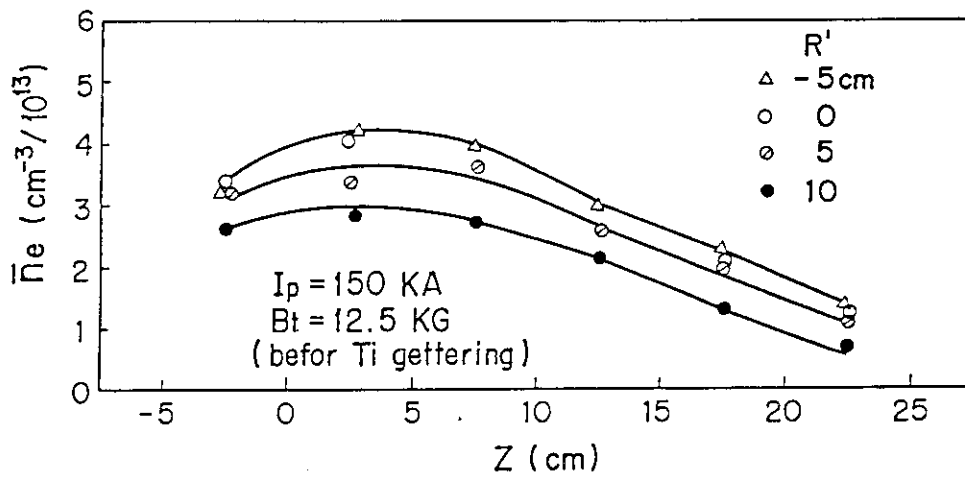
第2図 ジュール加熱プラズマの電子温度分布時間変化
(初期: 200ms まで円形, 後期: 300ms 以降 D 形)



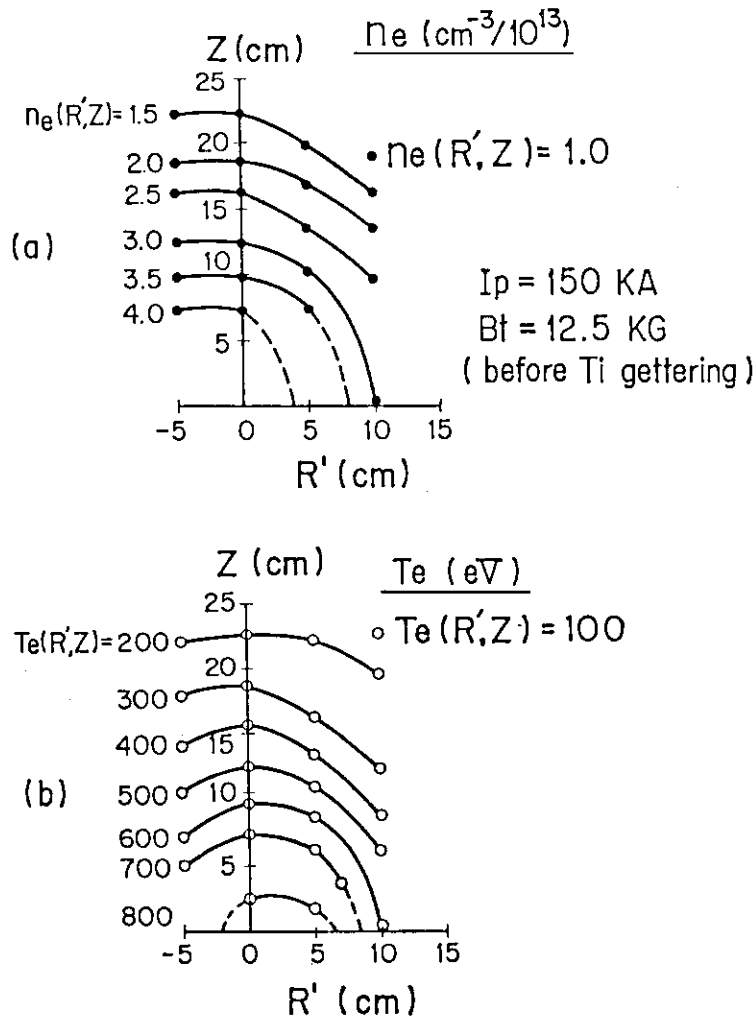
第3図 $\bar{n}_e \mu\text{-wave}$ に対する $\bar{n}_e \text{Thom}$ および T_e 特性
 (t: 放電開始からの時間, ○: $\bar{n}_e \text{Thom}$, ●: T_e)



第4図 主半径方向の電子温度空間分布

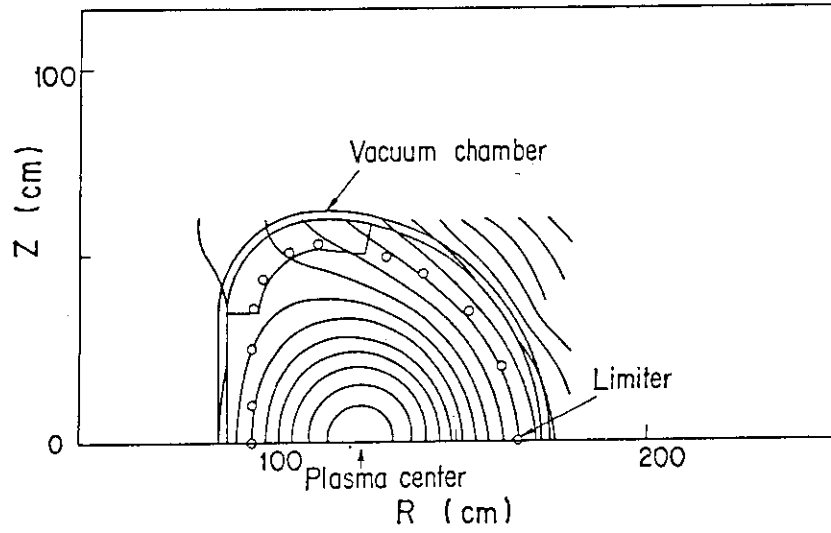


第5図 主半径方向の電子密度空間分布

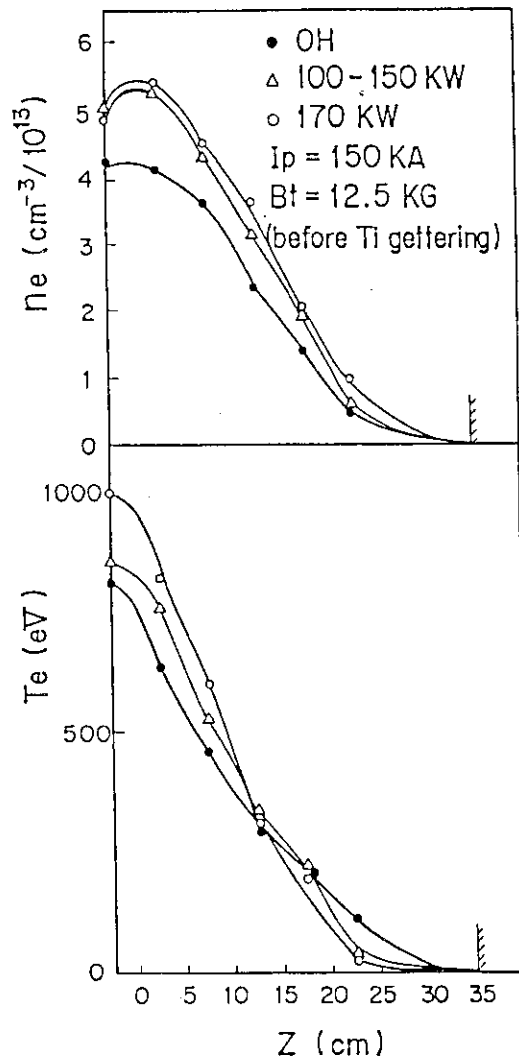


第6図 等温度・等密度分布線図

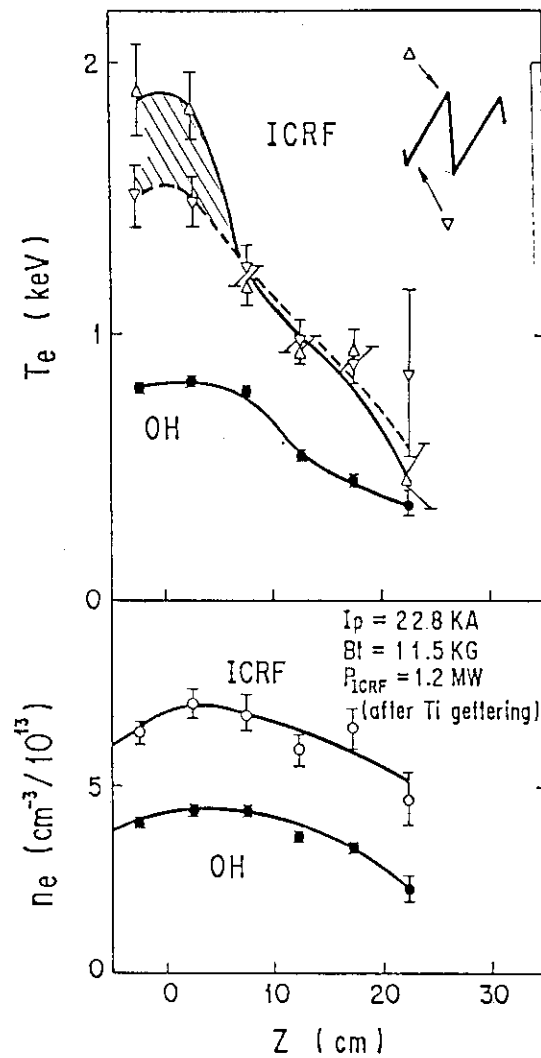
(a) 電子密度, (b) 電子温度



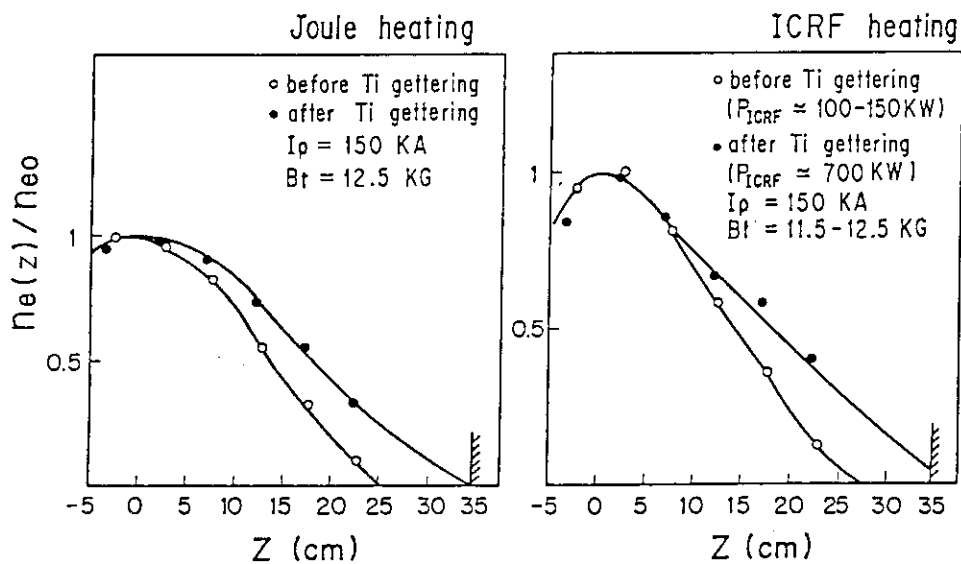
第6図 等温度・等密度分布線図
(c) プラズマ形状 (平衡計算)



第7図 ICRF加熱時の電子温度・密度空間分布

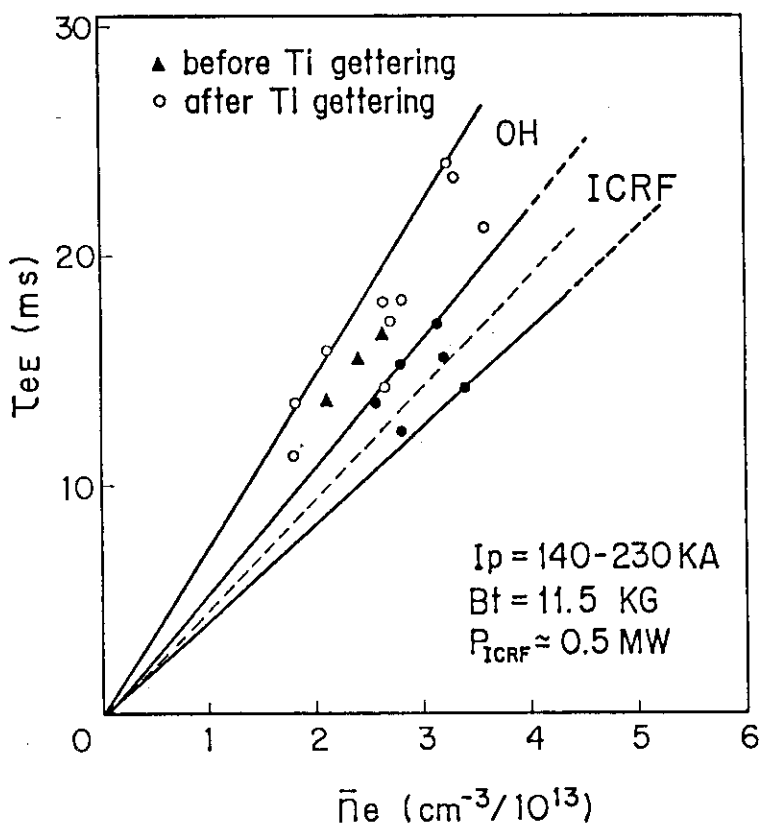


第8図 チタンゲッターリング後のICRF加熱時の電子温度・密度空間分布

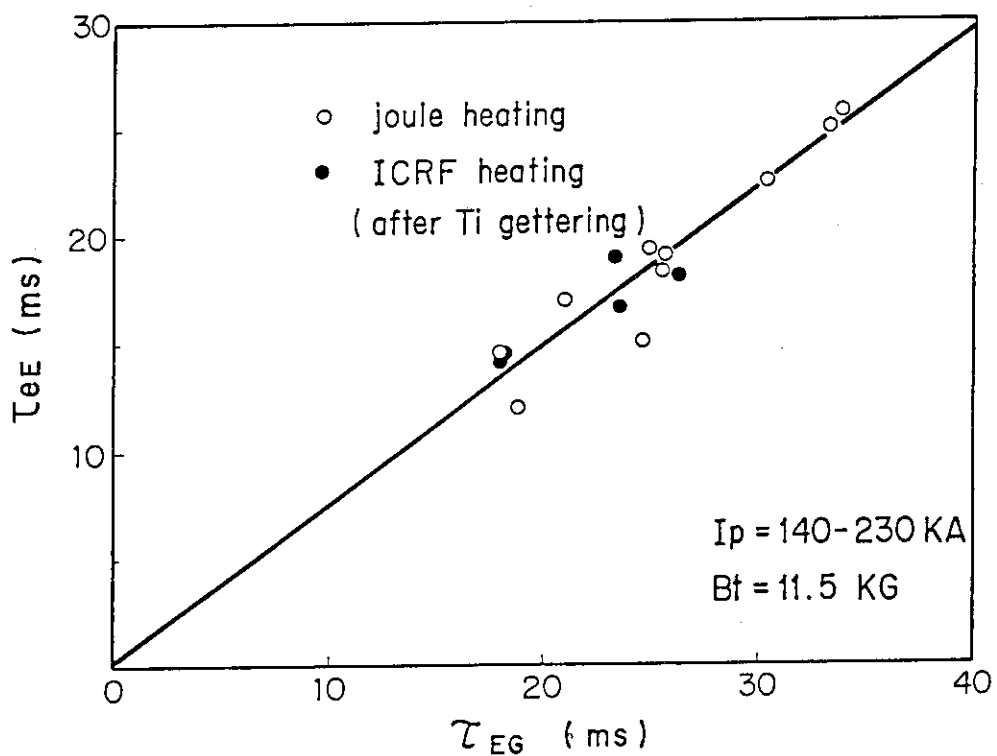


第9図 チタンゲッターリングによる電子密度空間分布半値幅の増大

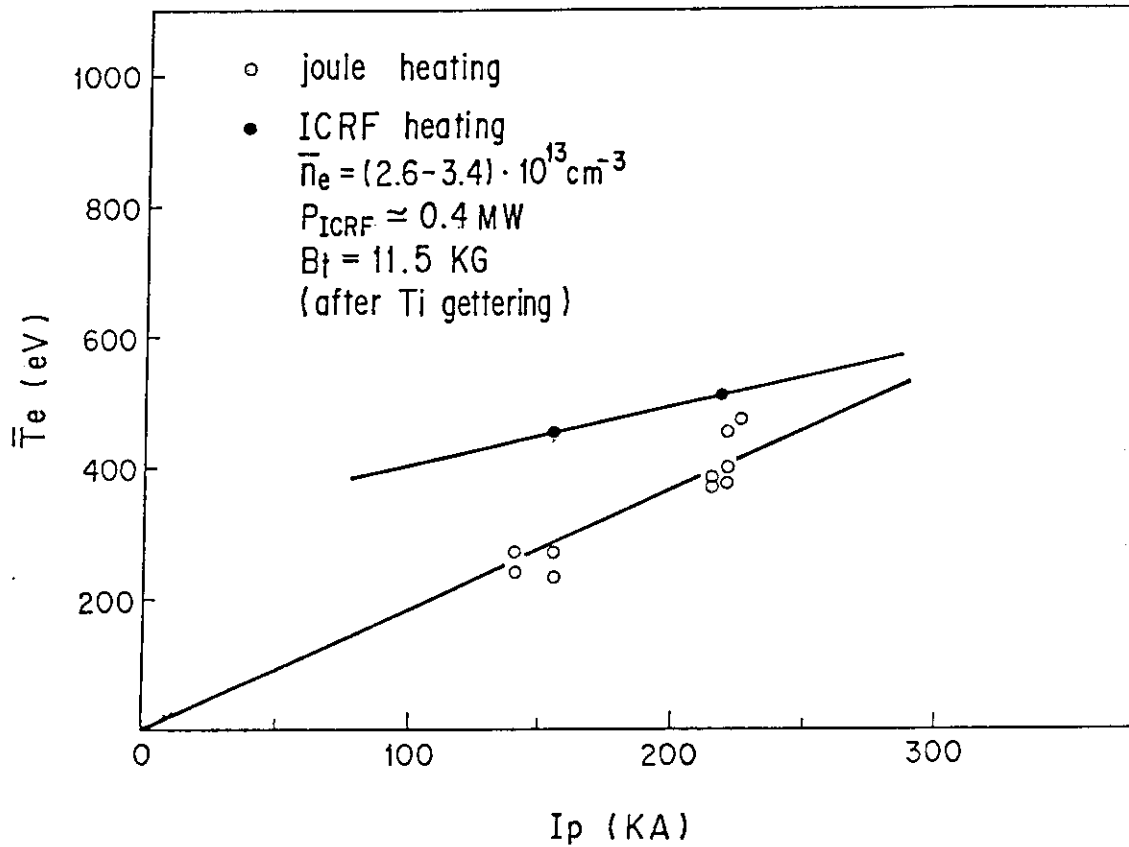
(中心値で規格化, \bar{n}_e のICRF入射パワー依存性($P_{\text{ICRF}} = 100 - 700 \text{ KW}$)は小さい)



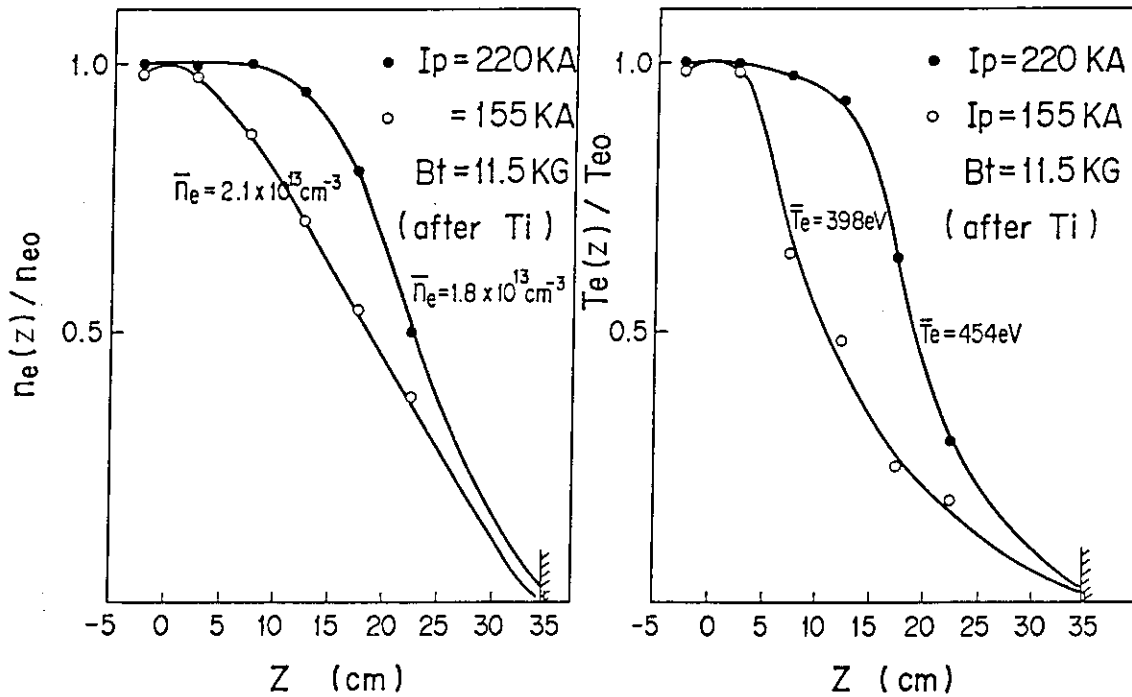
第10図 τ_{eE} の \bar{n}_e 依存性



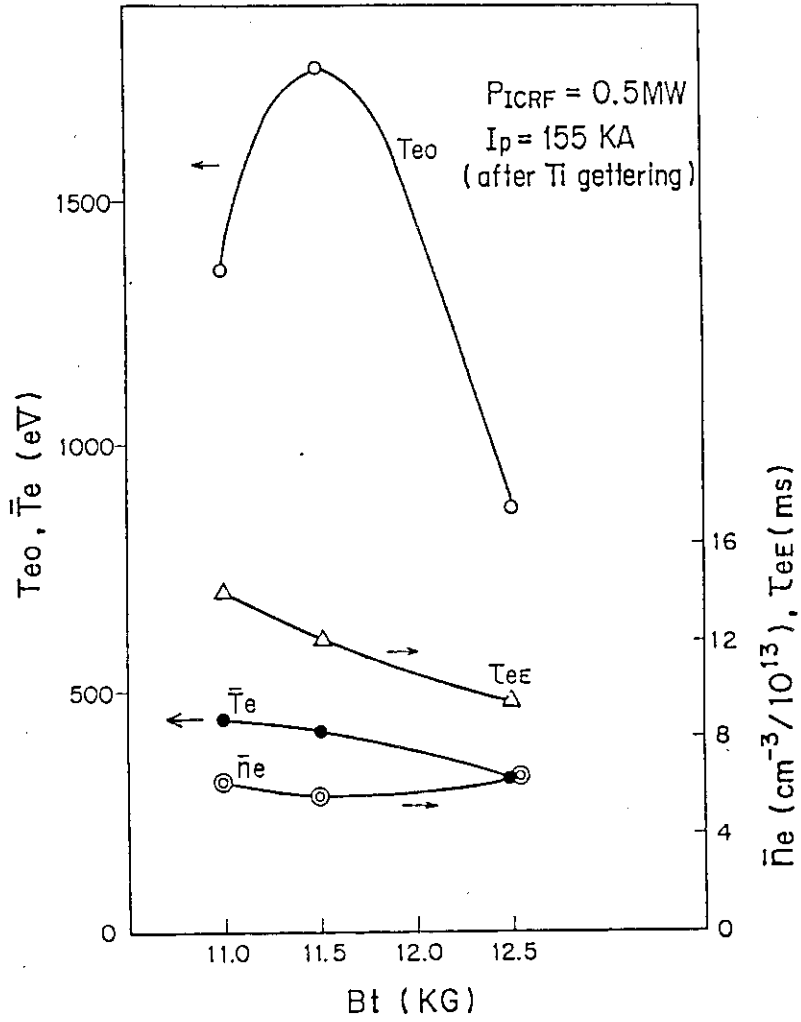
第11図 τ_{eE} と τ_{EG} の関係



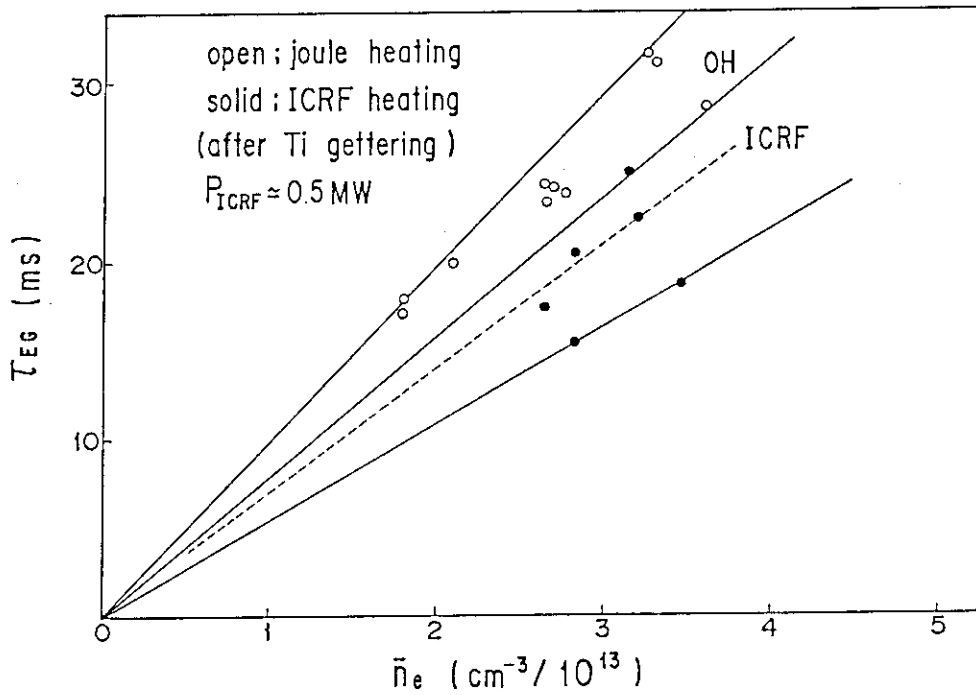
第12図 \bar{T}_e の I_p 依存性



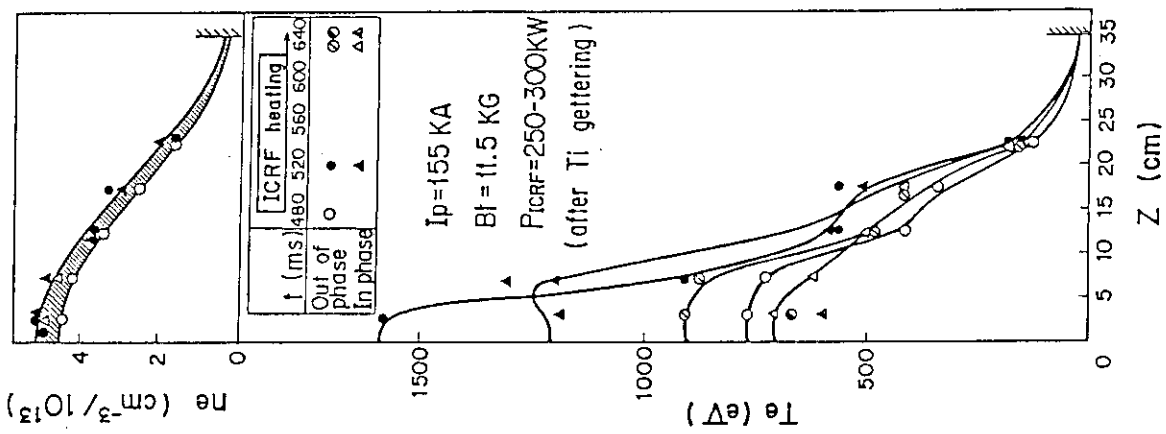
第13図 I_p の増加による $n_e(Z)$, $T_e(Z)$ 分布の広がり
(中心値で規格化, $I_p = 155 \rightarrow 220 \text{ KA}$)



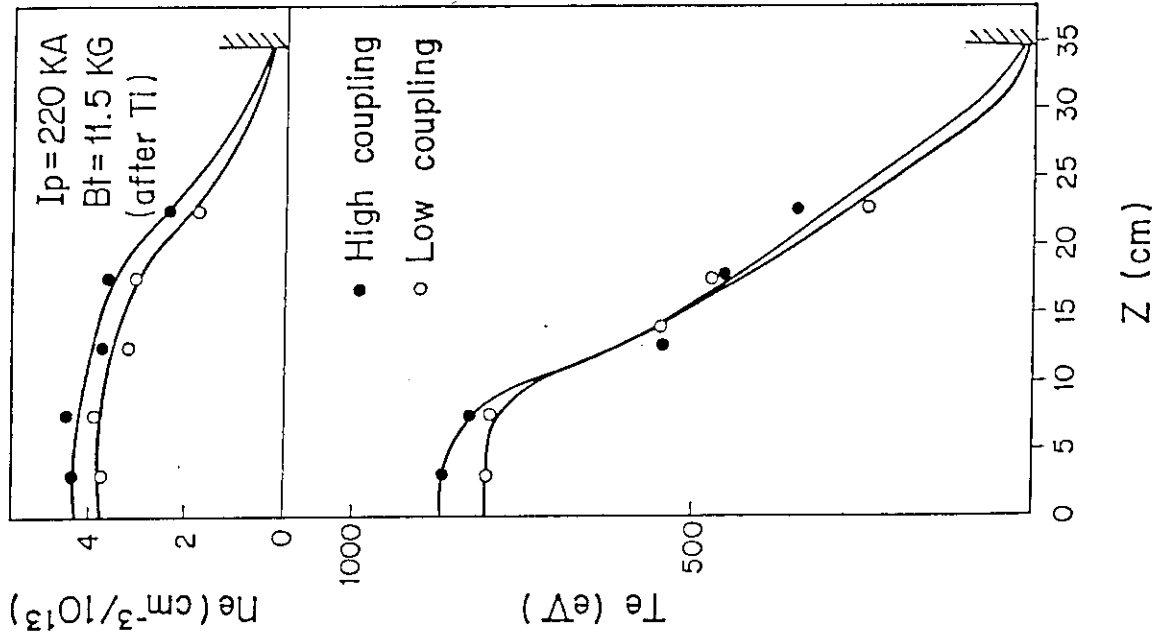
第14図 $T_{e0}, \bar{T}_e, \bar{n}_e, \tau_{eE}$ の Bt 依存性



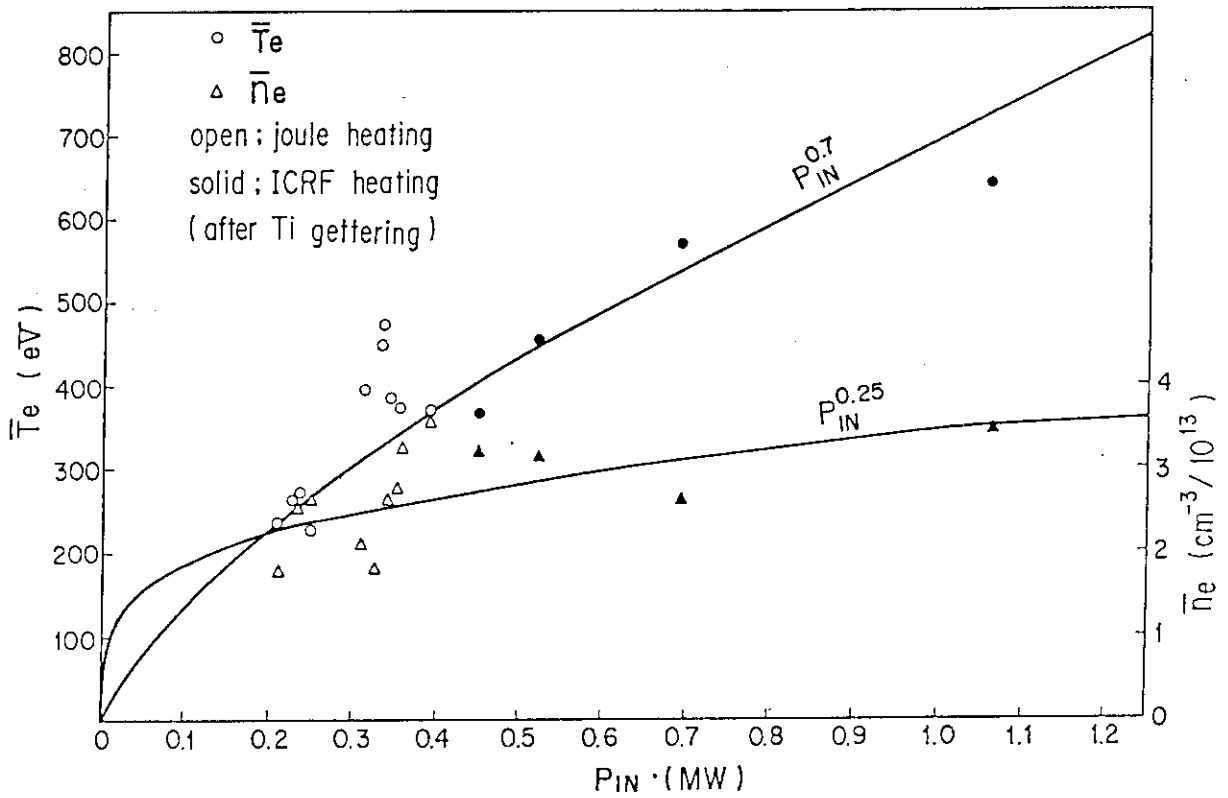
第15図 τ_{eE} の \bar{n}_e 依存性



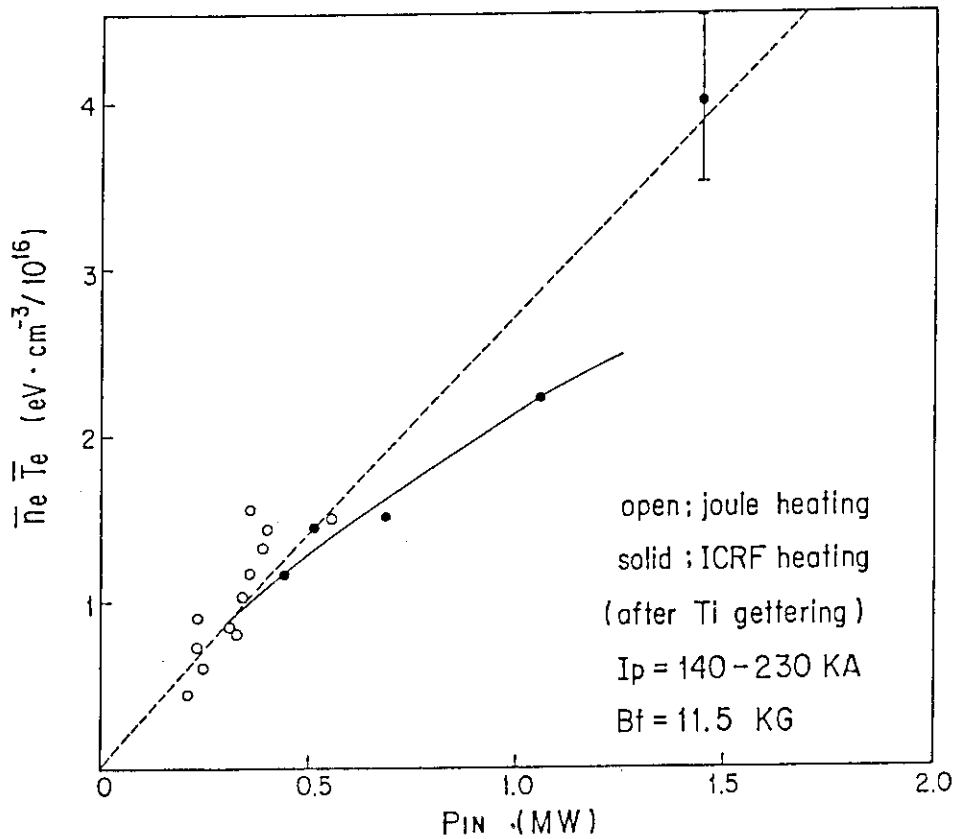
第16図 同相と逆相 ICRF 加熱プラズマの電子温度・密度空間分布時間変化



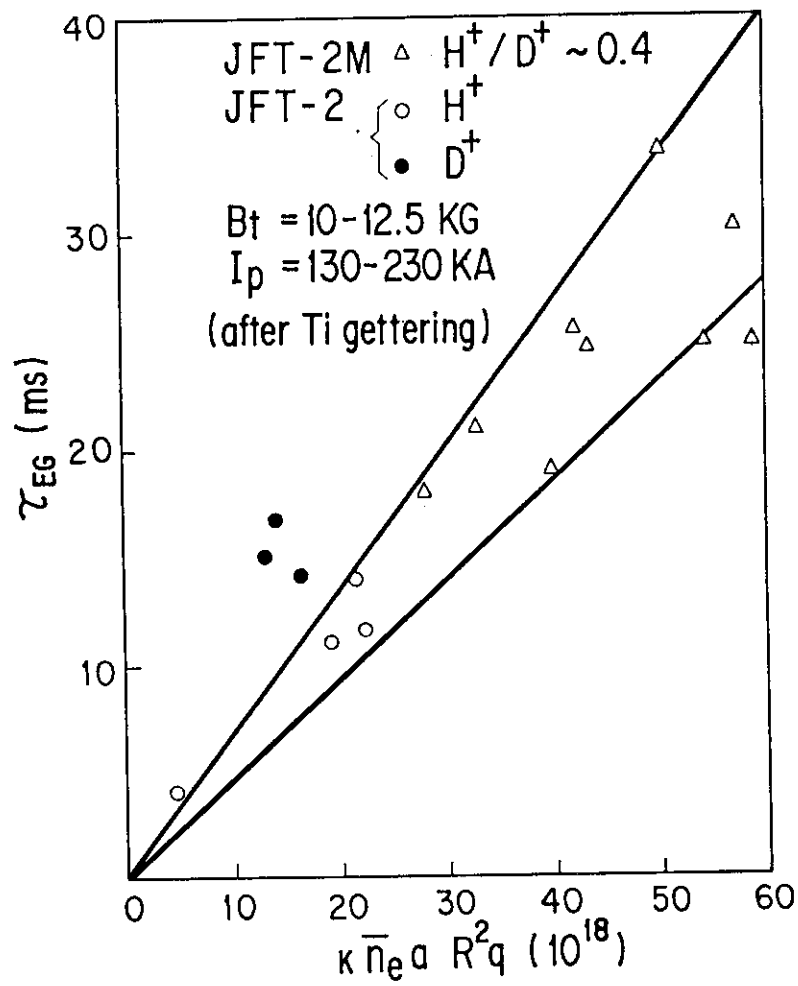
第17図 ICRF パワー結合と電子温度・密度空間分布



第18図 \bar{T}_e および \bar{n}_e の P_{IN} 依存性



第19図 $\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e$ の P_{IN} 依存性 (点線: $(\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e)_{MAX} \propto P_{IN}^{0.95}$, 実線: $(\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e) \propto P_{IN}^{0.7}$)



第20図 JFT-2および2Mジュール加熱プラズマのエネルギー閉じ込め特性
 (H^+ : 水素プラズマ, D^+ : 重水素プラズマ)