

JAERI-M  
6720

高温トカマクプラズマにおける電子  
熱伝導率の実験的評価

1976年9月

的場 徹・船橋 昭昌

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

高温トカマクプラズマにおける電子熱伝導率の実験的評価

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

的場 徹\*・船橋 昭昌

(1976年9月2日受理)

JFT-2及びJFT-2aプラズマにおいて、トムソン散乱による電子温度分布測定とマイクロ波干渉法との組合せによる電子密度分布測定からエネルギー輸送方程式を使って実験的に電子熱伝導率を求めた。本報告ではイオン温度については考慮しているが、分光測定を必要とする粒子拡散損失と不純物再結合及び特性線放射損失については無視している。プラズマのエネルギーバランスに大きく影響する等価価電数は、導電率とプラズマ電流及びループ電圧を比較することにより決定した値を採用し、またこの等価価電数を使って評価した制動放射損失量を考慮した。プラズマ中心領域では粒子拡散と不純物放射損失を無視しても電子熱伝導率はほとんど問題なく求められるが、周辺領域では特に不純物放射損失が電子熱伝導損失を上回る可能性が大きく次の段階ではこれらを考慮する必要があることが判明した。JFT-2, JFT-2a共にプラズマ中心領域で電子熱伝導率は新古典拡散よりはるかに大きく擬古典拡散程度からボーム拡散までの間であった。

---

\*) 現在、日本原子力研究所東海研究所大型トカマク開発部兼核融合研究部

Experimental Evaluation of Electron Heat Conductivity  
in High-Temperature Tokamak Plasmas

Tohru MATOBA and Akimasa FUNAHASHI

Division of Thermonuclear Fusion Research, Tokai, JAERI

( Received September 2, 1976 )

The electron heat conductivities in JFT-2 and JFT-2a plasmas have been determined experimentally from the electron energy transport equation using the electron temperature and density distributions measured by Thomson scattering and microwave interferometry. In the analysis, the ion temperature is considered but the particle diffusion and the recombination and excitation radiation losses emitted from impurities are neglected. The effective ionic charge, which has large influence on the energy balance of the plasma, is determined from the plasma conductivity, plasma current and loop voltage. The electron heat conductivity in the central plasma column can be evaluated reasonably assuming that the particle diffusion and the radiation losses are negligible. In the outer plasma region, however, the radiation losses are dominant, so reliable estimation is impossible. The electron heat conductivities in the central region of JFT-2 and JFT-2a plasmas exceed the neoclassical values by a great deal and nearly equal to the pseudo-classical or Bohm ones.

## 目 次

1. 序 言 .....	1
2. 電子のエネルギー輸送方程式と解析方法 .....	1
2.1 電子のエネルギー輸送方程式 .....	1
2.2 電子温度分布のみによる熱伝導率の導出 .....	2
2.3 実験値による解析方法 .....	4
2.4 電子熱伝導率の理論値 .....	5
3. 結果と検討 .....	6
3.1 JFT-2 ( $B_t = 9 \text{ kG}$ ) .....	6
3.2 JFT-2 ( $B_t = 14 \text{ kG}$ ) .....	7
3.3 JFT-2a ( $B_t = 10 \text{ kG}$ ) .....	8
4. 結 言 .....	8
謝 辞 .....	9
参考文献 .....	9
付録 電子の粒子輸送方程式 .....	11

## 1. 序 言

トカマクプラズマの電子温度についてはソ連の T-3 A 装置で Forrest 達<sup>1)</sup>が最初に行ったようなレーザー光のトムソン散乱計測を用いることにより時間的、空間的分解能の高い測定値が得られるようになった。これは現在トカマクプラズマの電子温度の標準的計測法といえる。電子密度についても散乱計測から空間分布が求まるが、さらにマイクロ波干渉計測と組合せて使用することにより絶対的に精度の高い測定値が得られる。<sup>2)</sup> 電子温度及び密度に関する空間的分布の情報はプラズマ閉じ込めを解析する上で必要不可欠なものである。これらがレーザー光散乱計測法によって充分精度よく測定されるようになってトカマクプラズマの閉じ込めに関する実験及び理論は飛躍的な発展を遂げた。本報告書においては、さらに進んで電子のエネルギー輸送方程式を使用して、電子の温度、密度分布から熱伝導率を評価する方法について言及する。熱伝導は現在のトカマクプラズマにおいて、最も重要なエネルギー損失機構であるものの、直接測定が困難な物理量である。本報告書で述べるような取扱いは従来あまりなされておらず、逆に種々の熱伝導率の理論値を使ってプラズマシミュレーション計算の一部として、電子のエネルギー輸送方程式を解く場合が多かった。

エネルギー輸送方程式においては熱伝導以外の損失項として、粒子拡散、電子-イオン間エネルギー輸送、各種の放射損失を考慮せねばならない。しかしながらこれらはいずれも原理的には測定可能であり、熱伝導損失量の分離決定に原理的な不可能さをもたらすものではない。この報告では解析の最初の段階として、電子-イオン間エネルギー輸送と制動放射損失については評価の中に組込むが、粒子拡散と不純物による特性線放射、再結合放射損失については無視する。その影響の大きさについては検討の中で述べる。

第2章では基本式、すなわち電子のエネルギー輸送方程式を述べ、さらに同式に表われる各項を求めるのに必要な実験値を明らかにする。次に直感的洞察を得るためプラズマ電流によるエネルギー注入と熱伝導損失が釣合っていると仮定した場合の電子温度分布と熱伝導係数の関係を明らかにする。最後に実験値を使用しての解析方法と比較のための各種理論による熱伝導率の表式を示す。第3章においては JFT-2 での測定例2つと JFT-2a での測定例1つについての解析結果とその検討を示す。第4章では本報告で得られた結論をまとめて示す。

なお本報告では数式は MKS 単位系により記述し、図表はそれぞれ一般的な単位に換算して示した。

## 2. 電子のエネルギー輸送方程式と解析方法

### 2.1 電子のエネルギー輸送方程式

よく知られているように MHD 近似による高温プラズマ中の電子のエネルギー輸送方程式は次のように表わされる。

# 1. 序 言

トカマクプラズマの電子温度についてはソ連の T-3 A 装置で Forrest 達<sup>1)</sup>が最初に行ったようなレーザー光のトムソン散乱計測を用いることにより時間的、空間的分解能の高い測定値が得られるようになった。これは現在トカマクプラズマの電子温度の標準的計測法といえる。電子密度についても散乱計測から空間分布が求まるが、さらにマイクロ波干渉計測と組合せて使用することにより絶対的に精度の高い測定値が得られる。<sup>2)</sup> 電子温度及び密度に関する空間的分布の情報はプラズマ閉じ込めを解析する上で必要不可欠なものである。これらがレーザー光散乱計測法によって充分精度よく測定されるようになってトカマクプラズマの閉じ込めに関する実験及び理論は飛躍的な発展を遂げた。本報告書においては、さらに進んで電子のエネルギー輸送方程式を使用して、電子の温度、密度分布から熱伝導率を評価する方法について言及する。熱伝導は現在のトカマクプラズマにおいて、最も重要なエネルギー損失機構であるものの、直接測定が困難な物理量である。本報告書で述べるような取扱いは従来あまりなされておらず、逆に種々の熱伝導率の理論値を使ってプラズマシミュレーション計算の一部として、電子のエネルギー輸送方程式を解く場合が多かった。

エネルギー輸送方程式においては熱伝導以外の損失項として、粒子拡散、電子-イオン間エネルギー輸送、各種の放射損失を考慮せねばならない。しかしながらこれらはいずれも原理的には測定可能であり、熱伝導損失量の分離決定に原理的な不可能さをもたらすものではない。この報告では解析の最初の段階として、電子-イオン間エネルギー輸送と制動放射損失については評価の中に組込むが、粒子拡散と不純物による特性線放射、再結合放射損失については無視する。その影響の大きさについては検討の中で述べる。

第2章では基本式、すなわち電子のエネルギー輸送方程式を述べ、さらに同式に表われる各項を求めるのに必要な実験値を明らかにする。次に直感的洞察を得るためプラズマ電流によるエネルギー注入と熱伝導損失が釣合っていると仮定した場合の電子温度分布と熱伝導係数の関係を明らかにする。最後に実験値を使用しての解析方法と比較のための各種理論による熱伝導率の表式を示す。第3章においては JFT-2 での測定例2つと JFT-2a での測定例1つについての解析結果とその検討を示す。第4章では本報告で得られた結論をまとめて示す。

なお本報告では数式は MKS 単位系により記述し、図表はそれぞれ一般的な単位に換算して示した。

## 2. 電子のエネルギー輸送方程式と解析方法

### 2.1 電子のエネルギー輸送方程式

よく知られているように MHD 近似による高温プラズマ中の電子のエネルギー輸送方程式は次のように表わされる。

$$\frac{3}{2} \cdot \frac{d p_e}{d t} = \frac{j^2}{\sigma} + \nabla \cdot (x_e \nabla T_e) - \frac{5}{2} p_e (\nabla \cdot W_e) - Q_{EI} - P_R \quad (1)$$

ここで  $\frac{3}{2} p_e$  は電子にたくわえられているエネルギー、 $j$  は電流密度、 $\sigma$  は導電率、 $x_e$  は電子電子熱伝導率、 $T_e$  は電子温度、 $W_e$  は電子の拡散速度、 $Q_{EI}$  は電子-イオン間のエネルギー輸送パワー、 $P_R$  は電磁波放射損失パワーである。この内  $p_e$  は

$$p_e = n_e k T_e \quad (2)$$

と表わせる。但し  $n_e$  は電子密度、 $k$  はボルツマン定数である。次に  $W_e$  は電子の拡散係数  $D$  を使って次のように書ける。

$$W_e = -D \frac{\nabla n_e}{n_e} \quad (3)$$

(1)式の第2項以外のすべての項を実験的に決定され得る既知量として微分方程式を解くことにより  $x_e$  を導出することを考える。

トカマクプラズマでは  $p_e$  はレーザー散乱とマイクロ波干渉計測により  $T_e$  と  $n_e$  の空間分布を測定することにより実験的に求められる。 $j$  については電流分布を直接正確に測定する方法が現在の所まだ確立されてはいない。ここでは通常行われている手法に従って、まず  $\sigma$  をスピッツァの式<sup>3)</sup>を使用して  $T_e$  の実験値より求めて、さらにプラズマ中の電界強度が  $j\sigma$  に等しいことから  $j$  の空間分布形を決定する。<sup>\*</sup>  $j$  の絶対値はプラズマ断面全体の積分値がプラズマ電流  $I_p$  に等しいことから決定できる。ただしプラズマ中に生じた不安定性による異常抵抗や多くの逃走電子が存在するときにはこの方法は使えない。 $D$  は附録に示すように、密度測定と分光計測による電離割合の測定により電子の粒子輸送方程式から決定できる。<sup>4)</sup>  $Q_{EI}$  はイオン温度の空間分布測定と前述した電子温度、密度の空間分布測定とから、古典的なクーロン衝突によるエネルギー輸送を考えて計算により求めることができる。最後に  $P_R$  は不純物も含めたプラズマの分光計測により制動放射、再結合放射、特性線放射として求めることができる。以上述べたように現在の計測技術をすべて駆使すれば、 $x_e$  項以外はすべて実験値を与えることができるので、(1)式から  $x_e$  を算出することが可能である。

## 2.2 電子温度分布のみによる熱伝導率の導出

いまプラズマが定常状態にあるとき(1)式の左辺は0とおき、プラズマへのエネルギー注入項である右辺第1項と損失項として熱伝導による第2項のみを考えるとエネルギー輸送方程式は

$$\frac{j^2}{\sigma} = -\nabla \cdot (x_e \nabla T_e) \quad (4)$$

<sup>\*</sup> ただしインダクタンス項 ( $I_p$  および  $j(r)$ ) の寄与による電圧が抵抗項のそれに比べて充分小さいことが必要であり、この条件を満足しない場合にはさらにプラズマのインダクタンスを考慮することが必要となる。



となる。さらにプラズマの円柱対称性を仮定する。上式の円柱座標  $(\rho, \theta, z)$  表示を行い、 $\rho$  方向にのみプラズマ諸量が増加している場合を考えると(4)式は

$$\frac{j^2}{\sigma} = -\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} x_e \rho \frac{dT_e}{d\rho} \quad (5)$$

となる。 $\rho$  をプラズマ半径  $R$  で規格化したものを  $r$  とすると

$$r \equiv \frac{\rho}{R} \quad (6)$$

である。本報告では通常  $R$  としてはライナー半径  $b$  をとることにするが、場合によってはリミター半径  $a$  を採用する。なお JFT-2 では  $a/b=0.833$  となっている。次に  $\sigma$  は  $T_e^{3/2}$  に比例するもので、プラズマ中で電界が一定であると仮定すれば

$$j = C' T_e^{3/2} \quad (7)$$

と表わせる。 $j$  を  $r$  について積分すれば  $I_p$  となることから、定数  $C'$  は  $I_p$  とプラズマ中心の  $T_e(0)$  と  $\sigma(0)$  で表わすことができる。以上の各式より最終的に

$$C T_e^{3/2} = -\frac{1}{R^2} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} x_e r \frac{dT_e}{dr} \quad (8)$$

なる微分方程式が導かれるので、 $T_e$  の空間分布形を与えれば  $x_e$  の空間分布を求めることができる。ここでは  $T_e$  の分布を実験で得られる可能性があるものとして次の4種類のモデルで考える。

$$T_e = T_{e0} (1-r^2) \quad (9)$$

$$T_e = T_{e0} (1-r^2)^2 \quad (10)$$

$$T_e = T_{e0} (1-r^4) \quad (11)$$

$$T_e = T_{e0} (1-r^4)^2 \quad (12)$$

このとき注意すべき点として、分布形が変わると(8)式の定数  $C$  は値が変わるので各分布形に対応した値に設定することが必要となる。各温度分布とそれに対応する電流分布から求めた安全係数  $q$  の分布を第1図に示す。ただし

$$q(r) = r \frac{B_t}{B_\theta} \quad (13)$$

であり、 $B_t$  はトロイダル磁場強度、 $B_\theta$  は  $j$  によるポロイダル磁場強度である。今迄の所リミター附近の測定が詳しくなされていないので全空間にわたってどの分布が最適であるかは結論づけられないが、JFT-2の寸法ではライナー半径  $b$  で規格化した  $(1-r^2)^2$  分布とリミター半径  $a$  で規格化した  $(1-r^2)$  分布とは中心付近ではほぼ一致するので、特にリミター附近を問題にしなければどちらを採用してもさしつかえない。ただし  $a$  で規格化した  $(1-r^2)$  分布は  $\rho = a$  で温度が0となるのでリミター・ライナー間に低密度、低温度のプラズマが存在することを考えれば  $b$  で規格化した  $(1-r^2)^2$  分布を採用する方がより適切と思われる。次に

これら4種類の分布について  $x_e$  を計算した結果を第2図に示す。このグラフから以下のことが結論できる。

- (1) 温度勾配の小さい所では  $x_e$  は大きくなり、温度勾配の大きい所では  $x_e$  は小さくなる。
- (2) 2乗分布のときには  $x_e$  はプラズマ中心から  $a$  ( $r=0.833$ ) までほぼ一定である。
- (3) 4乗分布は2乗分布と比較して  $x_e$  はプラズマ中心部では非常に大きくなり、逆にプラズマ周辺部では小さくなる。

### 2.3 実験値による解析方法

この報告では、 $x_e$  の値を決定できる可能性を探るために第1段階として以下の仮定をする。

- (仮定1) プラズマからの放射損失は制動放射によるものだけとする。
- (仮定2)  $W_e=0$ , すなわち粒子拡散はないものとする。
- (仮定3) プラズマの  $Z_{eff}$  の分布は以下の3種類の場合を想定する。

$$Z_{eff}(r) = \begin{cases} Z_0 & : \text{一定} & (14-a) \\ 1 + (Z_0 - 1)(1 - r^2)^2 & & (14-b) \\ 1 + 2.6 Z_0 r^2 \sqrt{1 - r^2} & & (14-c) \end{cases}$$

$Z_0$  を変えたときの  $Z_{eff}$  の分布形を第3図に示す。これらの3つの分布形は同一の  $Z_0$  の値に対し、 $Z_{eff}$  の最大値が  $Z_0$  となっている。

さらに計算の簡略化のために次の仮定をおく。

- (仮定4) プラズマ導電率  $\sigma$  はスピッツアの式で表わされる。
- (仮定5) プラズマ中の電界強度はプラズマ断面上で一定である。

更に解析に使用する実験値をまとめると次の通りである。

- (1)  $T_e(r, t)$  及び  $\frac{dT_e(r, t)}{dt}$
- (2)  $n_e(r, t)$  及び  $\frac{dn_e(r, t)}{dt}$
- (3)  $T_i(r, t)$  及び  $\frac{dT_i(r, t)}{dt}$
- (4)  $I_p(t)$
- (5)  $B_t$
- (6)  $R$

計算の手順としては、まず  $T_e$  の実験値と  $Z_{eff}$  から  $\sigma$  を計算する。次に  $j$  と  $\sigma$  との比が電界で一定であることと、 $j$  の  $r$  についての積分値が  $I_p$  であることにより  $j$  が求まり(1)式の右辺第1項が計算できる。その他の項は実験値により直ちに求まるので熱伝導率の実験値  $x_e^{EXP}$  は(1)式より

$$x_e^{EXP} = \frac{-R^2 \int_0^r \left( \frac{j^2}{\sigma} - \frac{3k}{2} \cdot \frac{\partial n_e T_e}{\partial t} - \frac{3m_e n_e k}{m_i Z_{eff} \tau_{ei}} (T_e - T_i) - P_{BR} \right) r dr}{r \frac{\partial T_e}{\partial r}} \quad (15)$$

として求まる。ただし制動放射の項は

$$P_{BR} \equiv A Z_{eff} n_e^2 T_e^{1/2} \quad (16)$$

と表わせる。ここでAは定数である。

## 2.4 電子熱伝導率の理論値

$x_e^{EXP}$  との比較のためにここでは電子に関するのボーム拡散による熱伝導、擬古典拡散による熱伝導及び新古典拡散による熱伝導を考える。

(1) ボーム拡散

$$x_e^B \equiv \frac{k}{16} \cdot \frac{n_e k T_e}{e B_t} \quad (17)$$

(2) 擬古典拡散

$$x_e^{PC} \equiv C^2 \cdot \frac{n_e k \rho_{e\theta}^2}{\tau_{ei}} \quad (18)$$

(3) 新古典拡散<sup>5)</sup>

$$x_e^{NC} \equiv \text{MIN} [ x_e^b, \text{MAX} [ x_e^p, x_e^c ] ] \quad (19)$$

ただし

$$x_e^b \equiv 1.81 \left( \frac{r}{R} \right)^{1/2} \cdot \frac{n_e k \rho_{e\theta}^2}{\tau_{ei}} \quad (20-a)$$

$$x_e^p \equiv \frac{15 (2\pi)^{1/2}}{8} \cdot \frac{n_e k r T_e^{3/2} m_e^{1/2}}{R^2 e^2 B_t B_\theta} \quad (20-b)$$

$$x_e^c \equiv 2.33 (1 + 1.6 q^2) \cdot \frac{n_e k \rho_{e\theta}^2}{\tau_{ei}} \quad (20-c)$$

$$\tau_{ei} \equiv \frac{3 (4\pi \epsilon_0)^2 m_e^{1/2} (k T_e)^{3/2}}{4 (2\pi)^{1/2} \ell n \Lambda e^4 n_e Z_{eff}} \quad (21)$$

$$\rho_{e\theta} \equiv \frac{(2 m_e k T_e)^{1/2}}{e B_t} \quad (22-a)$$

$$\rho_{e\theta} \equiv \frac{(2 m_e k T_e)^{1/2}}{e B_\theta} \quad (22-b)$$

である。これらの式において  $m_e, \epsilon_0, e, \ell n \Lambda$  等は通常用いられているような諸量を表わす。

## 3. 結果と検討

ここでは JFT-2 装置で  $B_t = 9 \text{ kG}$  の場合と  $B_t = 14 \text{ kG}$  の場合の代表的データについて解析した結果を示す。また JFT-2a 装置で  $B_t = 10 \text{ kG}$  の場合についても解析結果を示す。

3.1 JFT-2 ( $B_t = 9 \text{ kG}$ )

第4図に  $Z_{\text{eff}}(r)$  の分布形を変えたときの  $q(0)$  と  $\bar{\tau}_{\text{Ee}}$ ,  $\bar{\tau}_{\text{EG}}$  の変化を示す。ここで  $\bar{\tau}_{\text{Ee}}$  は電子のエネルギー閉じ込め時間  $\tau_{\text{Ee}}$  の平均値であり,  $\tau_{\text{Ee}}$  は

$$\tau_{\text{Ee}} \equiv \frac{\frac{3}{2} P_e}{Q_{\text{IN}} - \frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} P_e \right) - Q_{\text{EI}} - P_{\text{BR}}} \quad (23)$$

と定義される。  $Q_{\text{IN}}$  はプラズマへのエネルギー注入項であり,

$$Q_{\text{IN}} = \frac{j^2}{\sigma} \quad (24)$$

と表わせる。次に  $\bar{\tau}_{\text{EG}}$  は全エネルギー閉じ込め時間  $\tau_{\text{EG}}$  の平均値であり,  $\tau_{\text{EG}}$  は

$$\tau_{\text{EG}} \equiv \frac{\frac{3}{2} (P_e + P_i)}{Q_{\text{IN}} - \frac{3}{2} \cdot \frac{d}{dt} (P_e + P_i)} \quad (25)$$

と定義される。ここで  $\frac{3}{2} P_i$  はイオンのエネルギーであり,

$$P_i = n_i k T_i \quad (26)$$

と表わせる。  $\bar{\tau}_{\text{Ee}}$ ,  $\bar{\tau}_{\text{EG}}$  は (23), (25) 式の右辺の各項をプラズマ半径にわたって積分した値で計算したものであり, プラズマ全体での平均値に相当する。横軸は  $Z_{\text{eff}}(r)$  のプラズマ断面にわたる平均値である。これよりまず  $q(0)$  は  $Z_{\text{eff}}(r)$  の分布形に大きく依存して変化することがわかる。中心で  $Z_{\text{eff}}$  が大きくなるような分布の場合には  $q(0)$  は大きくなり, 逆に中心で  $Z_{\text{eff}}$  が小さくなれば  $q(0)$  も小さくなる。この図の場合には一様分布で  $q(0)$  が 1.7 位であるのが, 分布形により 2 以上にもなるし 1 以下にもなることがわかる。これは MHD 振動あるいは内部モードの観測結果と組合せて考えれば, 電子温度分布が測定できている場合には  $Z_{\text{eff}}(r)$  の分布形を推定する有力な手掛りになるものと思われる。図中に示した矢印は  $I_p$  と  $\sigma$  より求めた電界強度がワンターン電圧  $V_L$  の実測値による電界強度と一致する  $\bar{Z}_{\text{eff}}$  の値であり,  $\bar{Z}_{\text{eff}} \approx 2$  である。磁気プローブによる MHD 振動モードの測定によれば, この条件では  $m=2$  の振動が観測されている。<sup>6)</sup> この場合には  $Z_{\text{eff}}(r)$  の 3 つの分布形のいずれでも  $q(0)$  は 1 と 2 の間であるので  $Z_{\text{eff}}(r)$  の分布形を決めるのに役立たないが,  $\bar{Z}_{\text{eff}}$  が 3 以上であればいかなるモード

数の振動が観測されているかということで分布の決定に役立つものと思われる。 $\tau_{EG}$ が $\tau_{Ee}$ より大きいけれども、これはイオンの閉じ込めが電子の閉じ込めよりよいことを示すものであり、トカマク型装置の一般的な性質として特に問題はない。第4図から $\bar{\tau}_{Ee}$ ,  $\bar{\tau}_{EG}$ の絶対値は $Z_{eff}(r)$ の分布形に対してはそれほど大きく影響しないが、 $\bar{Z}_{eff}$ の単調減少関数であることがわかる。第5図に $Z_{eff}(r)$ が一定の場合の温度、密度、閉じ込め時間等の半径依存性を示す。 $T_e, n_e, T_i$ <sup>6,7)</sup>は測定値に合わせた近似曲線である。 $Q_{IN}$ に比べて $Q_{EI}$ は小さく電子のエネルギー損失にはほとんど関係ない。また $P_{BR}$ はまったく無視できるほど小さいので図に示していない。この場合における電子熱伝導の計算値 $x_e^{EXP}$ と理論値の比較を第6図に示す。 $x_e^{EXP}$ はリミター部まではほぼ一定であり、 $r \leq 0.4$ に対してボーム拡散 $x_e^B$ よりは小さいが同程度の大きさとなっている。プラズマ境界において $x_e^{EXP}$ は減少しないがこれは主として不純物による放射損失<sup>8)</sup>のためと思われるので、制動放射のみ考慮するのでなく特性線放射と再結合放射を実験的に求めて差引く必要がある。粒子拡散によるエネルギー損失については、この条件のプラズマで拡散係数 $D$ が実験的に求められている<sup>4)</sup>のでここで求めた $x_e^{EXP}$ の値から予想される熱伝導損失と粒子拡散による熱損失量との比較を行う。いま電子温度分布と電子密度分布が次式で与えられているとする。

$$T_e = T_{e0} (1 - r^2) \quad (26-a)$$

$$n_e = n_{e0} (1 - r^2) \quad (26-b)$$

$R = a$ とすれば第5図の分布曲線のリミターより内側部分の所でほぼ一致する。この分布形を採用した時にも $x_e$ は空間的に一定であり、一方実験的に求めた $D$ もほぼ一定となっている。このとき熱伝導損失 $Q_T$ は

$$Q_T = x_e \nabla^2 T_e = -4 x_e^{EXP} T_{e0} / R^2 \quad (27)$$

であり、粒子拡散による熱損失 $Q_C$ は

$$Q_C = -\frac{5}{2} P_e (\nabla \cdot V_e) = -10 k T_{e0} D n_{e0} / R^2 \quad (28)$$

である。 $R = 25 \text{ cm}$ ,  $T_{e0} = 300 \text{ eV}$ ,  $n_{e0} = 1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $x_e^{EXP} = 2 \times 10^{-3} \text{ J} / (^\circ\text{K} \cdot \text{m} \cdot \text{sec})$ ,  $D = 1 \times 10^4 \text{ cm}^2 / \text{sec}$ <sup>4)</sup>として

$$Q_T = -4.5 \times 10^5 \text{ W/m}^3 \quad (29)$$

$$Q_C = -1.2 \times 10^5 \text{ W/m}^3 \quad (30)$$

となる。 $Q_C$ は $Q_T$ の約1/4であり、この場合のプラズマでは粒子拡散を無視した議論でもほぼ意味のあるものとなっている。しかしながら $Q_C$ が $Q_T$ に対して常に無視できるほど小さいわけではないから、次のより正確な解析を行う段階では粒子拡散による熱損失を考慮に入れた計算をすべきである。

### 3.2 JFT-2 ( $B_t = 14 \text{ kG}$ )

第7-a, 7-b図にレーザー散乱とマイクロ波干渉で測定した $T_e$ と $n_e$ の空間的分布の

実測値とそれに最小 2 乗法的に合わせた最適曲線を示す。これらの図において横軸の  $Z$  及び  $X$  はそれぞれ垂直方向及び水平方向（大半半径方向）を表わす。第 8 図にこれらの分布をもとに解析したプラズマ電流 100 kA のときの温度、密度、閉じ込め時間等の半径依存性を示す。イオン温度は中心値を文献 9) より引用し分布形は (3.1) 節と同じにした。 $B_t = 9$  kG の場合とプラズマ境界での安定係数  $q(a)$  はほぼ同じであるが、この場合には  $Z_{eff}(r)$  は一定として  $q(0)$  は 1 位となっており  $B_t = 9$  kG に比べて電子温度分布が中心に集中していることを示している。 $r$  が 0.6 以上の半径については  $T_e$  の近似曲線は測定点が 1 点しかないので精度に問題がある。この場合の特長としては中心附近 ( $r$  が 0.4 以下) の電子温度の高い領域で電子のエネルギー閉じ込め時間が一定となっていることである。これは  $n_e$  が  $T_e$  に比べて平坦な分布となっているためと考えられる。第 9 図に熱伝導率の計算結果を示す。この場合には  $r$  が 0.4 以下では  $x_e^{EXP}$  はほぼ一定で擬古典拡散程度の大きさでボーム拡散の約 1/10 となっている。この領域では捕捉電子による異常熱伝導係数の理論値<sup>10)</sup> が  $x_e^{EXP}$  と同程度のオーダーに入るのでこれで説明できる可能性もある。ただしパラメータ依存性等を検討しなければ結論づけられない。 $r$  が 0.6 以上では  $x_e^{EXP}$  はボーム拡散よりも大きくなってしまいが、これは前述した  $B_t = 9$  kG の場合と同じく不純物の放射損失の影響が大きくなって入っているものと思われる。

### 3.3 JFT-2a ( $B_t = 10$ kG)

JFT-2a においては電子温度の中心値は測定されている<sup>11)</sup>が、分布測定は今迄の所充分には行われていない。ここでは予備的に測定した結果からほぼ 2 乗分布程度と思われるのでそれを採用する。イオン温度の中心値は文献 9) から引用し、分布は測定データがないので JFT-2 の場合と同じ 4 乗分布で考えておく。プラズマ電流 15 kA のときの温度、密度、閉じ込め時間等の半径依存性を第 10 図に示す。プラズマ断面形状は若干非円形となっているが、ここでは円形断面として解析した。プラズマ境界における  $q$  は約 5.6、プラズマ中心における  $q(0)$  は約 2 となっている。また計算による電界が実測した  $V_L$  と一致する  $\bar{Z}_{eff}$  の値は 3 である。第 11 図に熱伝導率の半径依存性を示す。 $x_e^{EXP}$  はほぼ一定でありボーム拡散又は擬古典拡散程度である。周辺部ではやはり JFT-2 と同じくボーム拡散に比べて 1 桁以上大きくなっているが、これも不純物による放射損失の影響が大きいためであろう。

## 4. 結 言

電子温度、電子密度等の分布測定の実験値を使った電子のエネルギー輸送方程式の解析から得られた結論は次の通りである。

(1) 電子熱伝導率を求めるために実測値として必要なものは、電子温度、電子密度、イオン温度、プラズマ電流、等価価電数、水素原子の発光強度、不純物からの放射強度であり、いずれも現在の計測技術で測定できる。すなわち電子の熱伝導率を実験的に求めることは可能である。なお上記のもの以外にプラズマ中の電流密度分布が直接実測できればより精密な議論が可能となろう。

実測値とそれに最小 2 乗法的に合わせた最適曲線を示す。これらの図において横軸の  $Z$  及び  $X$  はそれぞれ垂直方向及び水平方向（大半径方向）を表わす。第 8 図にこれらの分布をもとに解析したプラズマ電流 100 kA のときの温度、密度、閉じ込め時間等の半径依存性を示す。イオン温度は中心値を文献 9) より引用し分布形は (3.1) 節と同じにした。 $B_t = 9$  kG の場合とプラズマ境界での安定係数  $q(a)$  はほぼ同じであるが、この場合には  $Z_{eff}(r)$  は一定として  $q(0)$  は 1 位となっており  $B_t = 9$  kG に比べて電子温度分布が中心に集中していることを示している。 $r$  が 0.6 以上の半径については  $T_e$  の近似曲線は測定点が 1 点しかないので精度に問題がある。この場合の特長としては中心附近 ( $r$  が 0.4 以下) の電子温度の高い領域で電子のエネルギー閉じ込め時間が一定となっていることである。これは  $n_e$  が  $T_e$  に比べて平坦な分布となっているためと考えられる。第 9 図に熱伝導率の計算結果を示す。この場合には  $r$  が 0.4 以下では  $x_e^{EXP}$  はほぼ一定で擬古典拡散程度の大きさでボーム拡散の約 1/10 となっている。この領域では捕捉電子による異常熱伝導係数の理論値<sup>10)</sup> が  $x_e^{EXP}$  と同程度のオーダーに入るのでこれで説明できる可能性もある。ただしパラメータ依存性等を検討しなければ結論づけられない。 $r$  が 0.6 以上では  $x_e^{EXP}$  はボーム拡散よりも大きくなってしまいが、これは前述した  $B_t = 9$  kG の場合と同じく不純物の放射損失の影響が大きくなって入っているものと思われる。

### 3.3 JFT-2a ( $B_t = 10$ kG)

JFT-2a においては電子温度の中心値は測定されている<sup>11)</sup>が、分布測定は今迄の所充分には行われていない。ここでは予備的に測定した結果からほぼ 2 乗分布程度と思われるのでそれを採用する。イオン温度の中心値は文献 9) から引用し、分布は測定データがないので JFT-2 の場合と同じ 4 乗分布で考えておく。プラズマ電流 15 kA のときの温度、密度、閉じ込め時間等の半径依存性を第 10 図に示す。プラズマ断面形状は若干非円形となっているが、ここでは円形断面として解析した。プラズマ境界における  $q$  は約 5.6、プラズマ中心における  $q(0)$  は約 2 となっている。また計算による電界が実測した  $V_L$  と一致する  $\bar{Z}_{eff}$  の値は 3 である。第 11 図に熱伝導率の半径依存性を示す。 $x_e^{EXP}$  はほぼ一定でありボーム拡散又は擬古典拡散程度である。周辺部ではやはり JFT-2 と同じくボーム拡散に比べて 1 桁以上大きくなっているが、これも不純物による放射損失の影響が大きいためであろう。

## 4. 結 言

電子温度、電子密度等の分布測定の実験値を使った電子のエネルギー輸送方程式の解析から得られた結論は次の通りである。

(1) 電子熱伝導率を求めるために実測値として必要なものは、電子温度、電子密度、イオン温度、プラズマ電流、等価電数、水素原子の発光強度、不純物からの放射強度であり、いずれも現在の計測技術で測定できる。すなわち電子の熱伝導率を実験的に求めることは可能である。なお上記のもの以外にプラズマ中の電流密度分布が直接実測できればより精密な議論が可能となろう。

(2) 電子温度分布のみを考えたとき、ジュール入力と損失が熱伝導のみのエネルギーバランスから近似的に電子熱伝導率  $x_e$  を計算できる。分布が2乗分布のときには  $x_e$  はほぼ一定となり、4乗分布のときには  $x_e$  は半径の増大と共に単調減少する。

(3) 等価電数  $Z_{eff}$  はエネルギーバランスに大きく影響する。エネルギー閉じ込め時間は  $Z_{eff}$  の空間的平均値に大きく依存し空間分布はそれほど効かない。一方プラズマ中心の安全係数  $q(0)$  は  $Z_{eff}$  の平均値及びその空間分布の関数であるが、特に後者に大きく依存する。

(4) 粒子拡散による熱損失は JFT-2 の  $B_t = 9 \text{ kG}$  の例では熱伝導損失の約  $1/4$  位であり本報告で得られた結論に大きな影響を与えるものではない。

(5) プラズマ中心領域では、粒子拡散と不純物の放射損失を無視しても熱伝導率は致命的な問題はなく決定することができる。このときの熱伝導率は考えられる最大値を与える。

(6) プラズマ周辺部では不純物による放射損失量が大きいので  $Z_{eff}$  が2より大きいような場合には、放射損失を無視して得た熱伝導率はあまり意味がない。次の段階では放射損失を考慮して解析をすべきである。しかしながら、この場合でも放射損失が熱伝導損失よりはるかに大きくなれば熱伝導率の値を正確に求めることは困難である。

(7) プラズマ中心領域での実験的に求めた熱伝導率は次の通りである。

(a) JFT-2,  $B_t = 9 \text{ kG}$ ,  $I_p = 70 \text{ kA}$  のとき

$$x_e^{PC} < x_e^{EXP} < x_e^B \quad (\bar{Z}_{eff} \sim 2)$$

(b) JFT-2,  $B_t = 14 \text{ kG}$ ,  $I_p = 100 \text{ kA}$  のとき

$$x_e^{EXP} \sim x_e^{PC} \quad (\bar{Z}_{eff} \sim 4)$$

(c) JFT-2a,  $B_t = 10 \text{ kG}$ ,  $I_p = 15 \text{ kA}$  のとき

$$x_e^{EXP} \sim x_e^B \sim x_e^{PC} \quad (\bar{Z}_{eff} \sim 3)$$

## 謝 辞

本報告は JFT-2 及び JFT-2a のレーザー散乱による電子温度測定実験にともなう検討の一部としてなされたものであり、レーザー散乱計測及び干渉計測に協力いただき有益な議論をいただいた熊谷勝昭、高橋興起、板垣時良、山内俊彦、狐崎晶雄、木島滋の各氏に感謝いたします。イオン温度の測定値に関して有益な助言をいただいた矢野淑郎（現在、神戸商船大学）、高橋興起、竹内浩の各氏に、また測定結果とその検討につき種々議論をいただいた藤沢登、下村安夫両氏をはじめとする JFT-2, JFT-2a グループの各位に、ならびに実験にあたり JFT-2, JFT-2a を運転された国枝俊介氏をはじめとする装置技術管理グループ員に感謝いたします。最後に本研究の遂行中常に激励をいただいた田中正俊プラズマ実験研究室長、森茂核融合研究部長に感謝の意を表します。

## 〔参 照 文 献〕

- 1) M.J.FORREST, N.J.PEACOCK, D.C.ROBINSON, V.V.SANNIKOV and P.D.WILCOCK ; CULHUM Laboratory Report, CLM-R107 (1970).



(2) 電子温度分布のみを考えたとき、ジュール入力と損失が熱伝導のみのエネルギーバランスから近似的に電子熱伝導率  $x_e$  を計算できる。分布が2乗分布のときには  $x_e$  はほぼ一定となり、4乗分布のときには  $x_e$  は半径の増大と共に単調減少する。

(3) 等価価電数  $Z_{eff}$  はエネルギーバランスに大きく影響する。エネルギー閉じ込め時間は  $Z_{eff}$  の空間的平均値に大きく依存し空間分布はそれほど効かない。一方プラズマ中心の安全係数  $q(0)$  は  $Z_{eff}$  の平均値及びその空間分布の関数であるが、特に後者に大きく依存する。

(4) 粒子拡散による熱損失は JFT-2 の  $B_t = 9 \text{ kG}$  の例では熱伝導損失の約  $1/4$  位であり本報告で得られた結論に大きな影響を与えるものではない。

(5) プラズマ中心領域では、粒子拡散と不純物の放射損失を無視しても熱伝導率は致命的な問題はなく決定することができる。このときの熱伝導率は考えられる最大値を与える。

(6) プラズマ周辺部では不純物による放射損失量が大きいので  $Z_{eff}$  が2より大きいような場合には、放射損失を無視して得た熱伝導率はあまり意味がない。次の段階では放射損失を考慮して解析をすべきである。しかしながら、この場合でも放射損失が熱伝導損失よりはるかに大きくなれば熱伝導率の値を正確に求めることは困難である。

(7) プラズマ中心領域での実験的に求めた熱伝導率は次の通りである。

(a) JFT-2,  $B_t = 9 \text{ kG}$ ,  $I_p = 70 \text{ kA}$  のとき

$$x_e^{PC} < x_e^{EXP} < x_e^B \quad (\bar{Z}_{eff} \sim 2)$$

(b) JFT-2,  $B_t = 14 \text{ kG}$ ,  $I_p = 100 \text{ kA}$  のとき

$$x_e^{EXP} \sim x_e^{PC} \quad (\bar{Z}_{eff} \sim 4)$$

(c) JFT-2a,  $B_t = 10 \text{ kG}$ ,  $I_p = 15 \text{ kA}$  のとき

$$x_e^{EXP} \sim x_e^B \sim x_e^{PC} \quad (\bar{Z}_{eff} \sim 3)$$

## 謝 辞

本報告は JFT-2 及び JFT-2a のレーザー散乱による電子温度測定実験にともなう検討の一部としてなされたものであり、レーザー散乱計測及び干渉計測に協力いただき有益な議論をいただいた熊谷勝昭、高橋興起、板垣時良、山内俊彦、狐崎晶雄、木島滋の各氏に感謝いたします。イオン温度の測定値に関して有益な助言をいただいた矢野淑郎（現在、神戸商船大学）、高橋興起、竹内浩の各氏に、また測定結果とその検討につき種々議論をいただいた藤沢登、下村安夫両氏をはじめとする JFT-2, JFT-2a グループの各位に、ならびに実験にあたり JFT-2, JFT-2a を運転された国枝俊介氏をはじめとする装置技術管理グループ員に感謝いたします。最後に本研究の遂行中常に激励をいただいた田中正俊プラズマ実験研究室長、森茂核融合研究部長に感謝の意を表します。

## 〔参 照 文 献〕

- 1) M.J.FORREST, N.J.PEACOCK, D.C.ROBINSON, V.V.SANNIKOV and P.D.WILCOCK.; CULHUM Laboratory Report, CLM-R107 (1970).

(2) 電子温度分布のみを考えたとき、ジュール入力と損失が熱伝導のみのエネルギーバランスから近似的に電子熱伝導率  $x_e$  を計算できる。分布が2乗分布のときには  $x_e$  はほぼ一定となり、4乗分布のときには  $x_e$  は半径の増大と共に単調減少する。

(3) 等価電数  $Z_{eff}$  はエネルギーバランスに大きく影響する。エネルギー閉じ込め時間は  $Z_{eff}$  の空間的平均値に大きく依存し空間分布はそれほど効かない。一方プラズマ中心の安全係数  $q(0)$  は  $Z_{eff}$  の平均値及びその空間分布の関数であるが、特に後者に大きく依存する。

(4) 粒子拡散による熱損失は JFT-2 の  $B_t = 9 \text{ kG}$  の例では熱伝導損失の約  $1/4$  位であり本報告で得られた結論に大きな影響を与えるものではない。

(5) プラズマ中心領域では、粒子拡散と不純物の放射損失を無視しても熱伝導率は致命的な問題はなく決定することができる。このときの熱伝導率は考えられる最大値を与える。

(6) プラズマ周辺部では不純物による放射損失量が大きいので  $Z_{eff}$  が2より大きいような場合には、放射損失を無視して得た熱伝導係数はあまり意味がない。次の段階では放射損失を考慮して解析をすべきである。しかしながら、この場合でも放射損失が熱伝導損失よりはるかに大きくなれば熱伝導率の値を正確に求めることは困難である。

(7) プラズマ中心領域での実験的に求めた熱伝導率は次の通りである。

(a) JFT-2,  $B_t = 9 \text{ kG}$ ,  $I_p = 70 \text{ kA}$  のとき

$$x_e^{PC} < x_e^{EXP} < x_e^B \quad (\bar{Z}_{eff} \sim 2)$$

(b) JFT-2,  $B_t = 14 \text{ kG}$ ,  $I_p = 100 \text{ kA}$  のとき

$$x_e^{EXP} \sim x_e^{PC} \quad (\bar{Z}_{eff} \sim 4)$$

(c) JFT-2a,  $B_t = 10 \text{ kG}$ ,  $I_p = 15 \text{ kA}$  のとき

$$x_e^{EXP} \sim x_e^B \sim x_e^{PC} \quad (\bar{Z}_{eff} \sim 3)$$

## 謝 辞

本報告は JFT-2 及び JFT-2a のレーザー散乱による電子温度測定実験にともなう検討の一部としてなされたものであり、レーザー散乱計測及び干渉計測に協力いただき有益な議論をいただいた熊谷勝昭、高橋興起、板垣時良、山内俊彦、狐崎晶雄、木島滋の各氏に感謝いたします。イオン温度の測定値に関して有益な助言をいただいた矢野淑郎（現在、神戸商船大学）、高橋興起、竹内浩の各氏に、また測定結果とその検討につき種々議論をいただいた藤沢登、下村安夫両氏をはじめとする JFT-2, JFT-2a グループの各位に、ならびに実験にあたり JFT-2, JFT-2a を運転された国枝俊介氏をはじめとする装置技術管理グループ員に感謝いたします。最後に本研究の遂行中常に激励をいただいた田中正俊プラズマ実験研究室長、森茂核融合研究部長に感謝の意を表します。

## 〔参 照 文 献〕

- 1) M.J.FORREST, N.J.PEACOCK, D.C.ROBINSON, V.V.SANNIKOV and P.D.WILCOCK ; CULHUM Laboratory Report, CLM-R107 (1970).

- 2) T.MATOBA, A.FUNAHASHI, T.ITAGAKI, K.TAKAHASHI, K.KUMAGAI and T.YAMAUCHI ; JAERI-M6685 (1976).
- 3) L.SPITZER, JR ; Physics of Fully Ionized Gases. (Interscience Publishers, Inc., New York, 1962), 2nd edition.
- 4) 船橋昭昌, 河西敏, 的場徹, 藤沢登 ; JAERI-M5961 (1975).
- 5) D.F.DÜCHS, H.P.FURTH and P.H.RUTHERFORD ; in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971 (IAEA, Vienna, 1971) Vol. 1, p.369.
- 6) N.FUJISAWA, et.al. ; in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Proc.5th Int. Conf. Tokyo, 1974 (IAEA, Vienna, 1975) Vol. 1, p. 3.
- 7) 矢野淑郎, 白形弘文, 高橋興起 ; 私信.
- 8) T.TAJIMA, K.INOUE and Y.NAKAMURA ; JAERI-M6606 (1976).
- 9) H.TAKEUCHI, A.FUNAHASHI, K.TAKAHASHI, H.SHIRAKATA and S.YANO ; JAERI-M6605 (1976).
- 10) B.B.KADOMTSEV and O.P.POGUTSE ; Nuclear Fusion, 11, 67(1971).
- 11) H.MAEDA, et.al. ; Nuclear Fusion, 16, 148 (1976).

## (付 録)

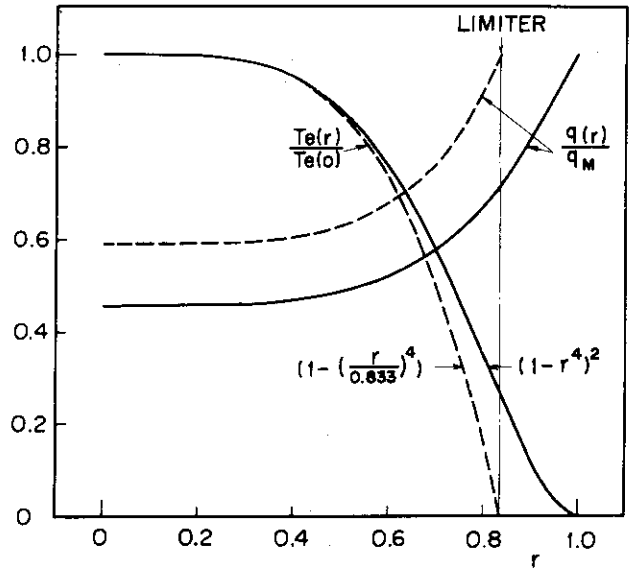
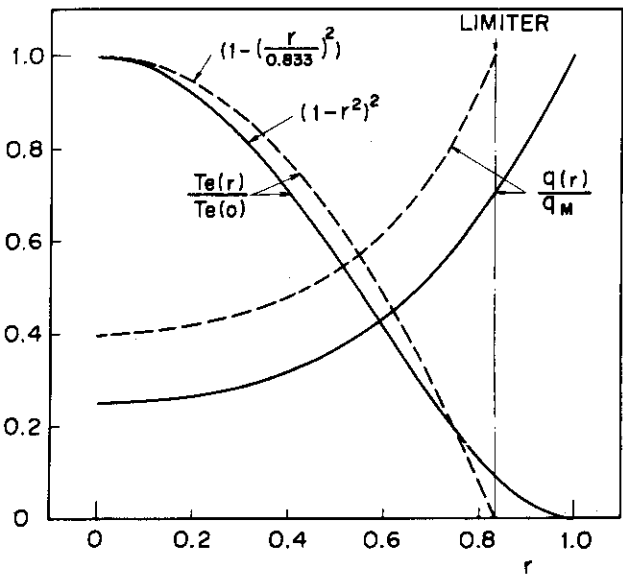
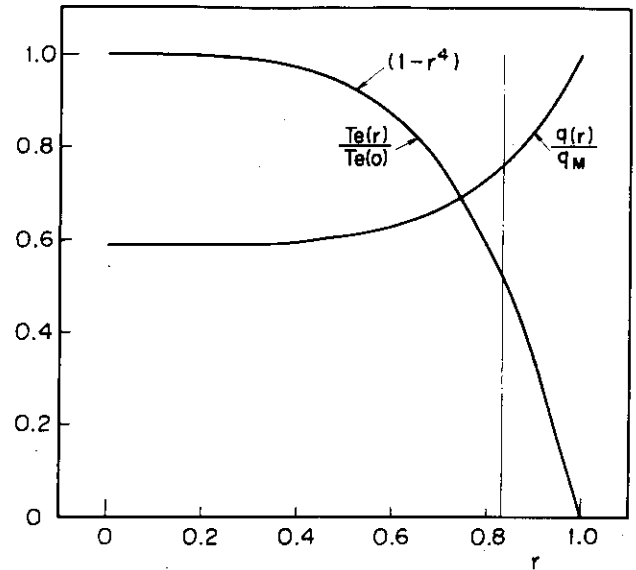
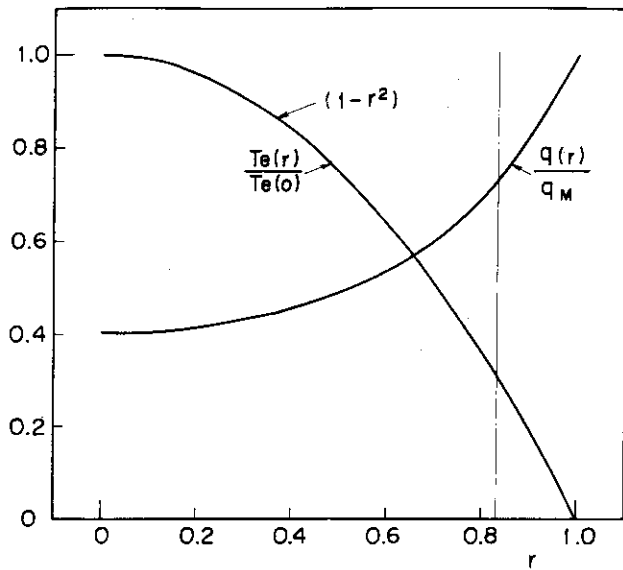
電子の粒子輸送方程式は

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e W_e) = I \quad (A-1)$$

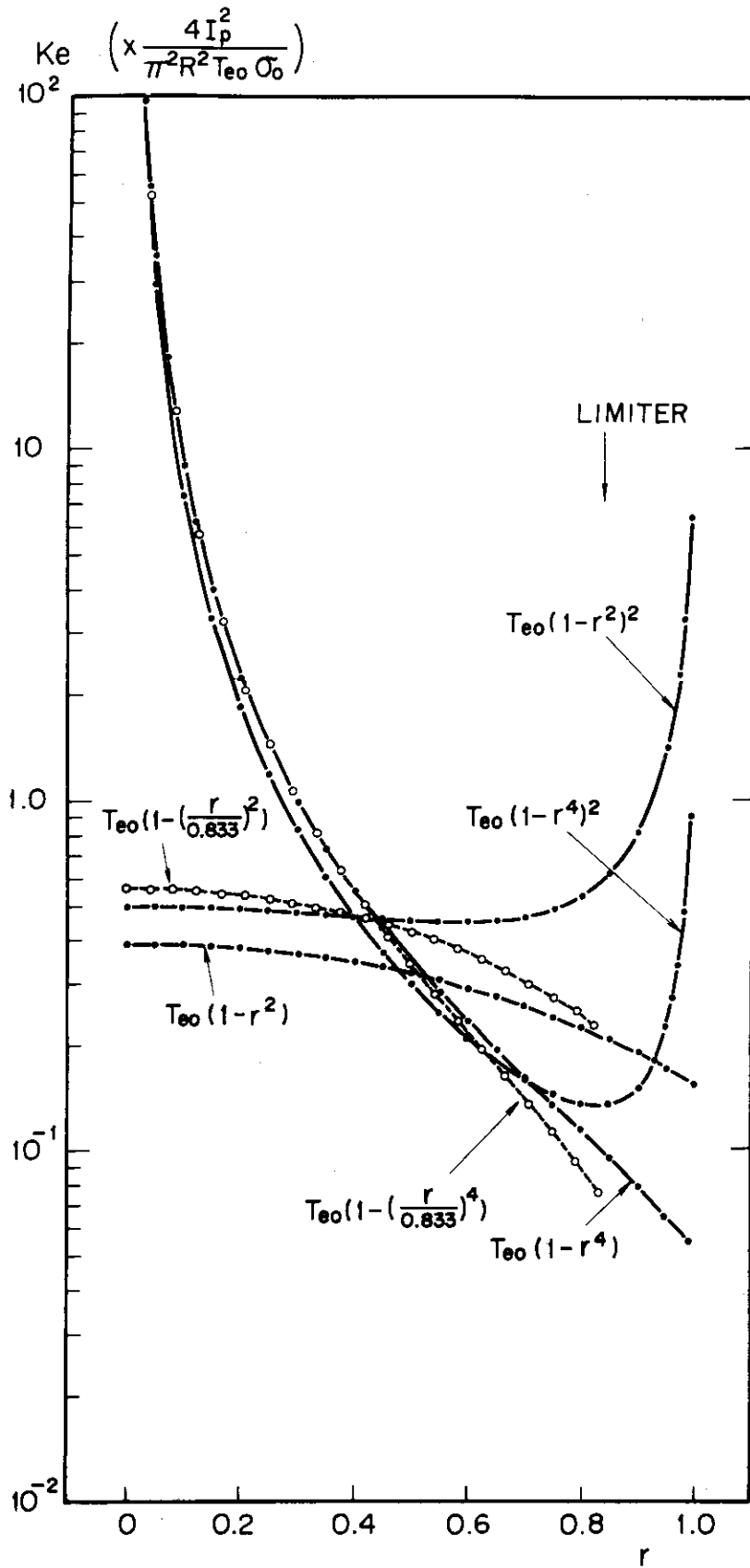
と表わされる。  $W_e$  は拡散速度であり本文でも述べたように

$$W_e = -D \frac{\nabla n_e}{n_e} \quad (A-2)$$

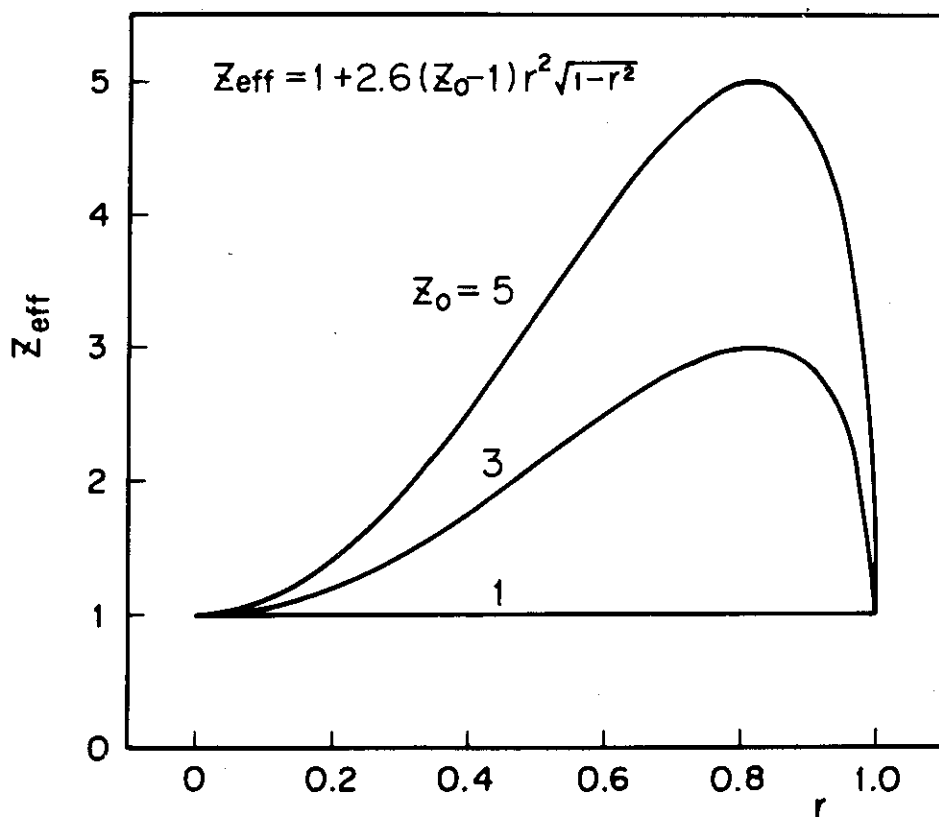
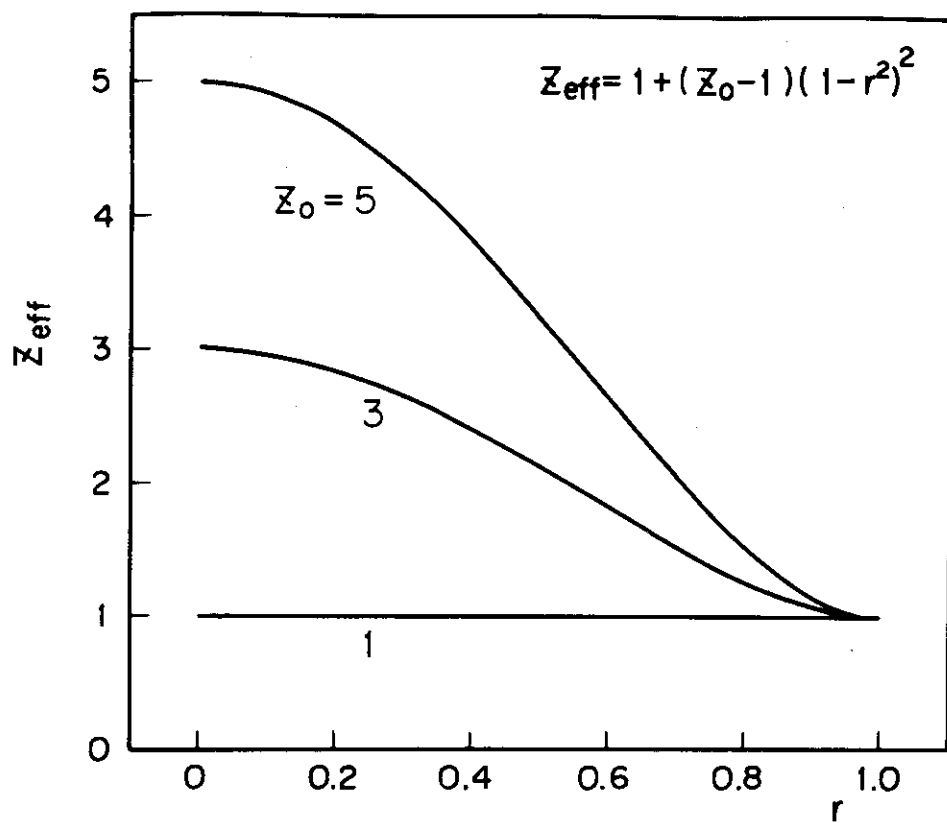
として拡散係数  $D$  で表わされる。  $I$  は電離割合であり電子の生成を表わす項である。これらの基本式から  $D$  を求めるために、まず  $n_e$  は干渉計測、散乱計測により空間分布と時間変化を決めることができ、次に  $I$  は水素プラズマの場合ライマン系列又はバルマー系列の発光強度を空間掃引して分光測定することにより空間分布と時間変化を合わせて求めることが可能である。 $n_e$  と  $I$  が求めれば (A-1), (A-2) 式より  $D$  の空間分布形を実験的に求めることができる。<sup>4)</sup>



第1図 電子温度  $T_e$  と安全係数  $q$  の空間分布モデル。

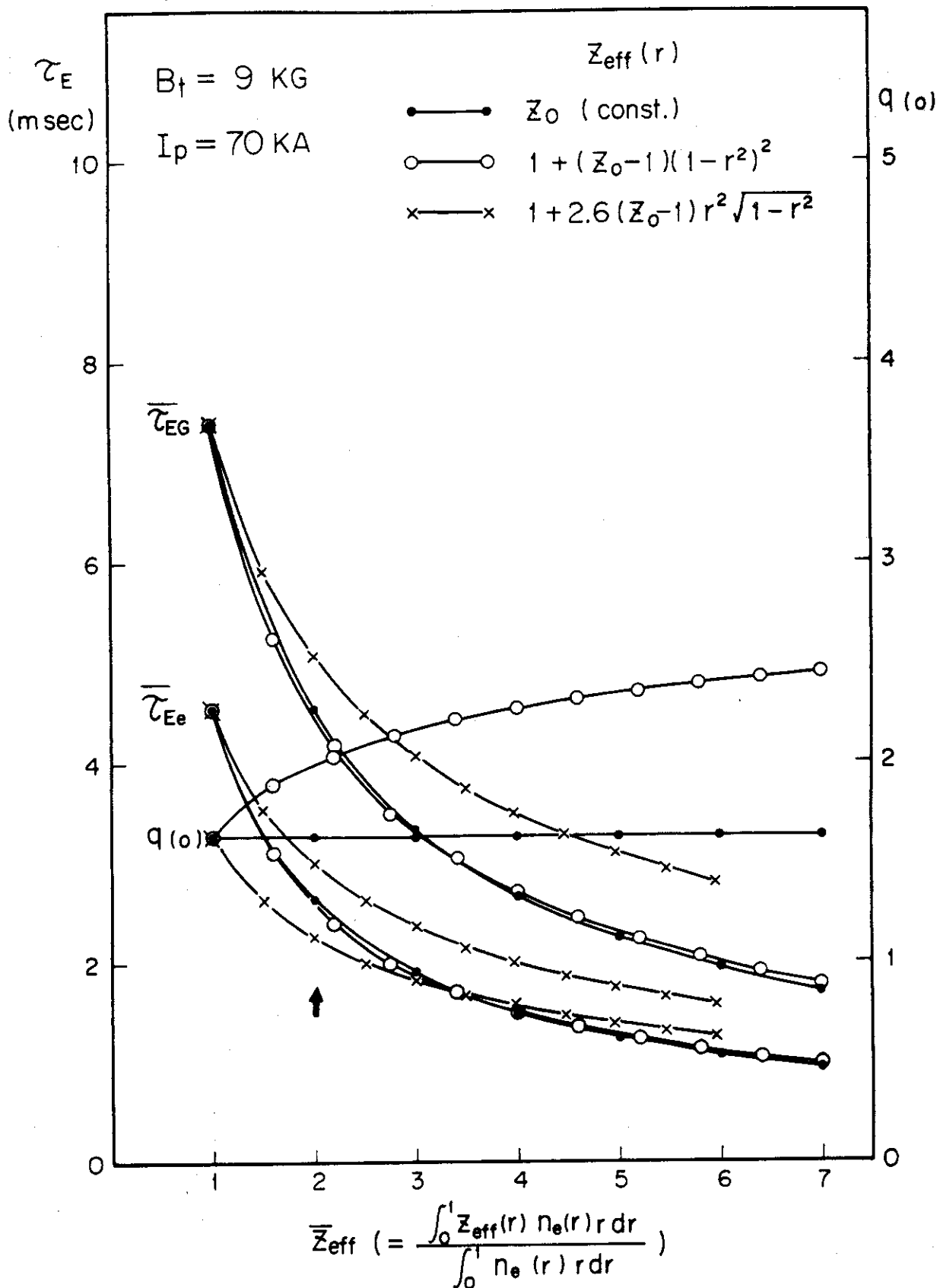


第2図 モデル分布による電子熱伝導率 $\kappa_e$ の計算値。



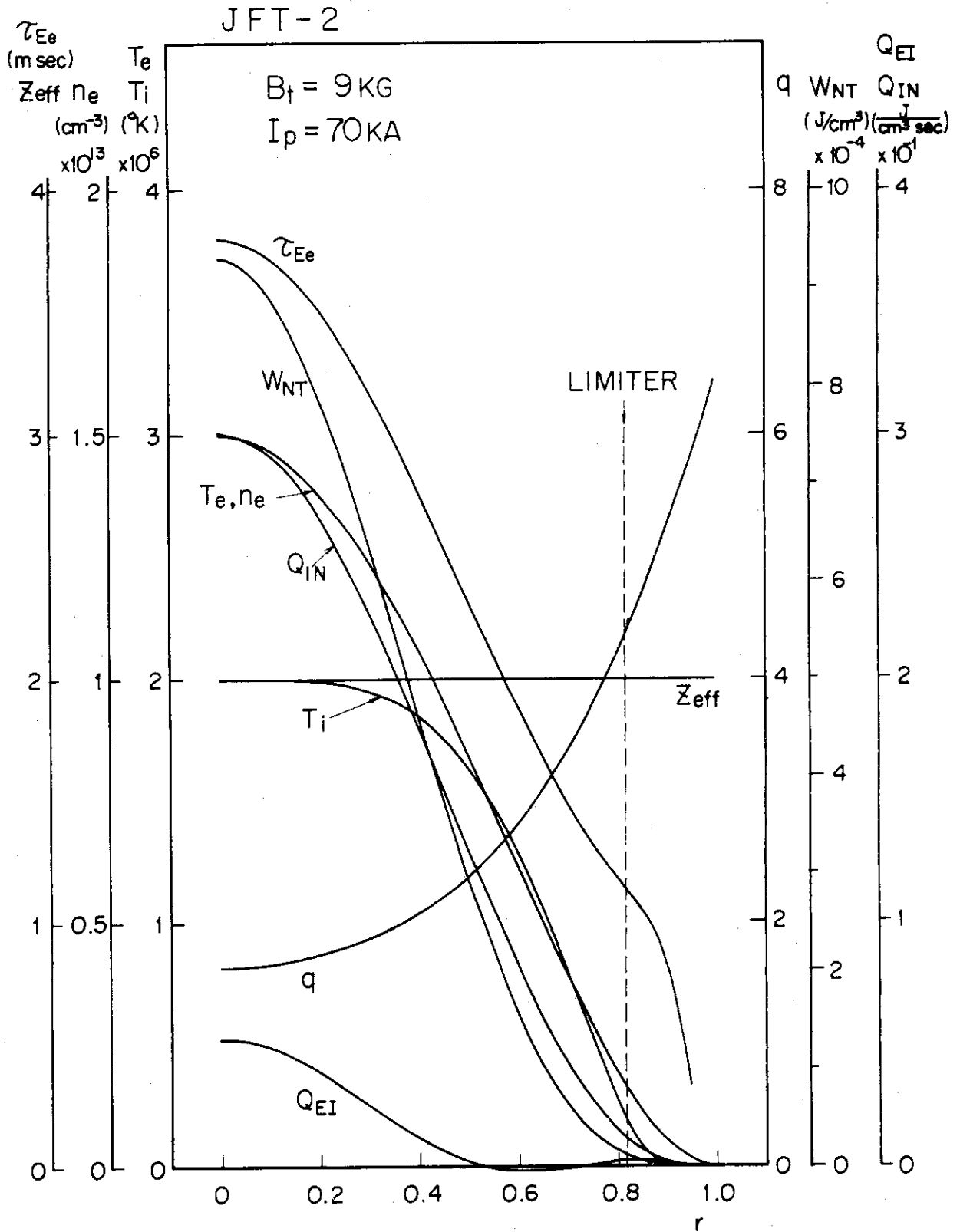
第3図 等価電数  $Z_{eff}$  の空間分布。

JFT-2



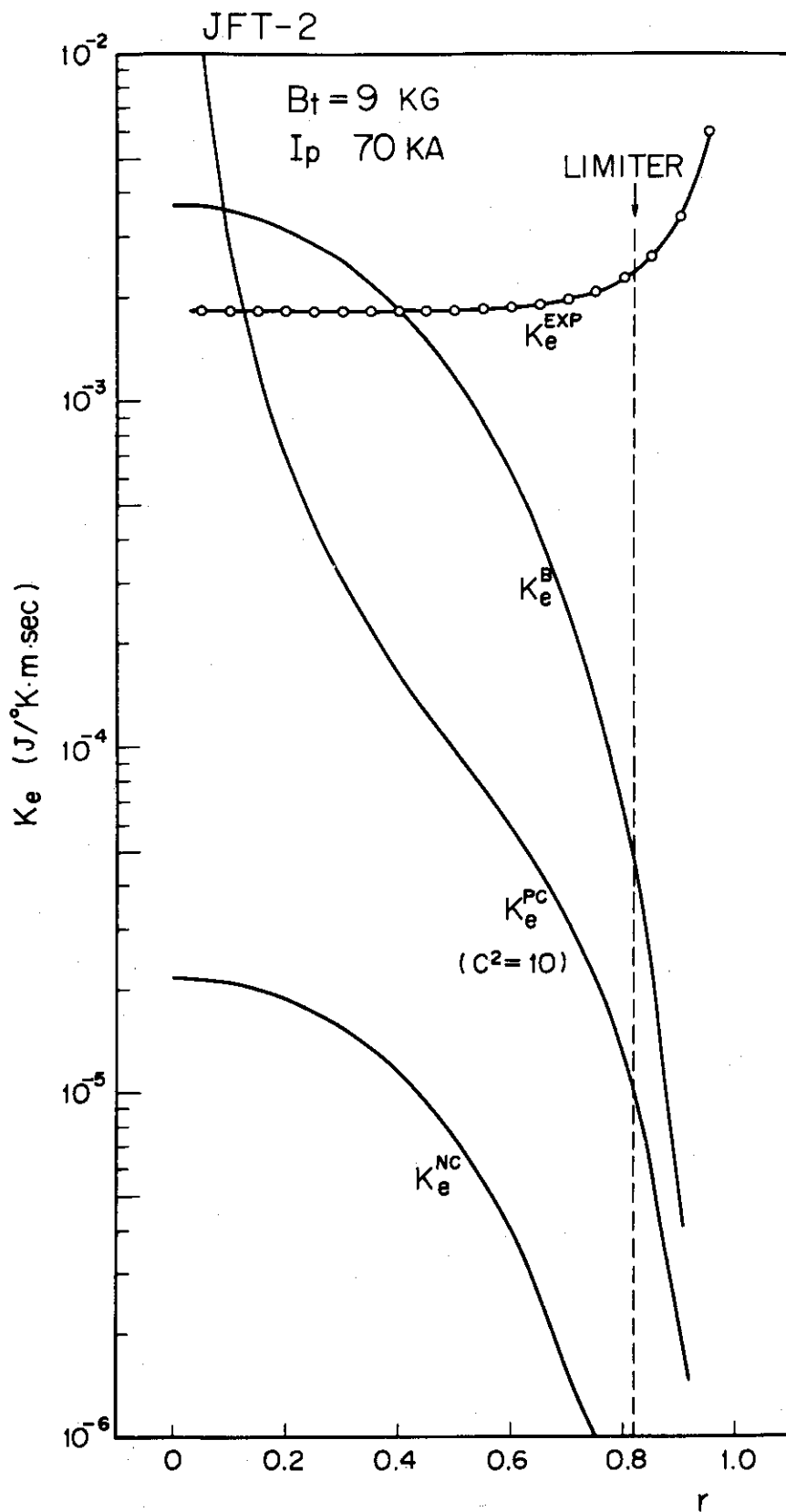
第4図 エネルギー閉じ込め時間 $T_E$ と安全係数 $q$ の平均等価価電数 $\bar{Z}_{\text{eff}}$ 依存性。



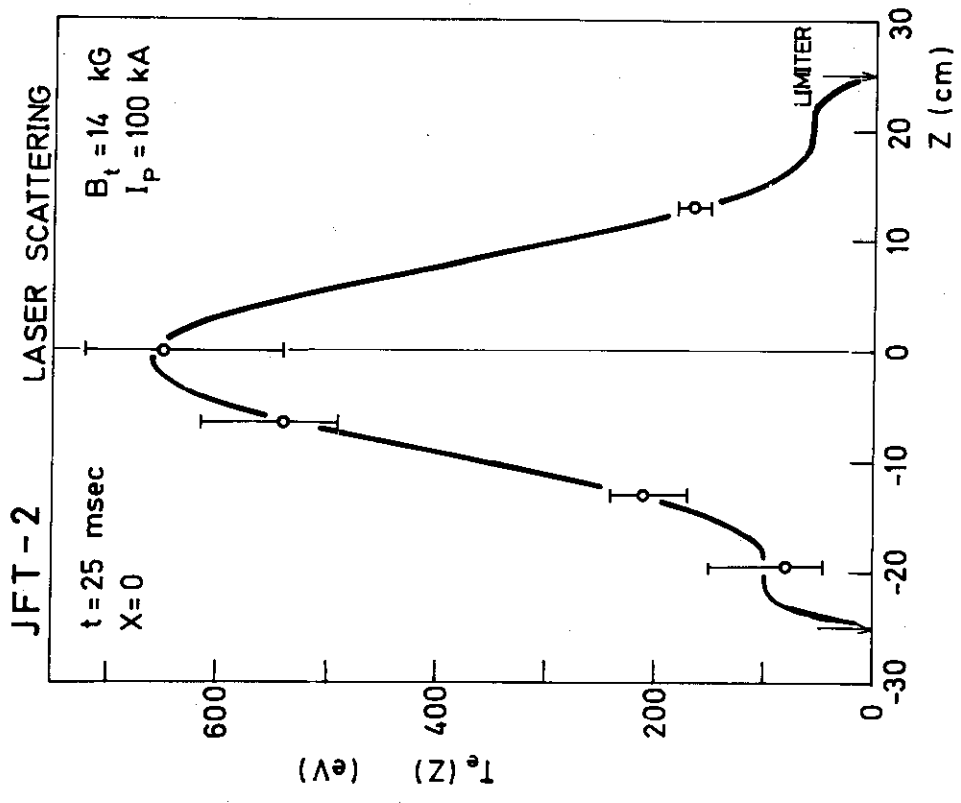
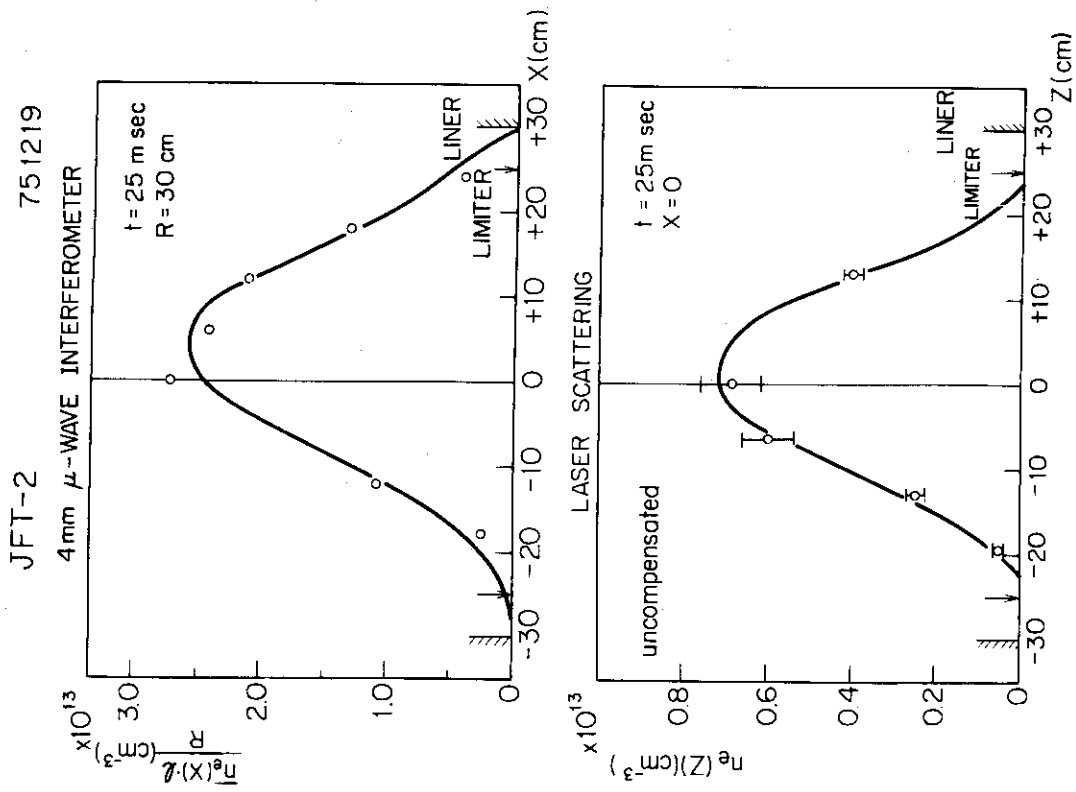


第5図 JFT-2 ( $B_t = 9 \text{ kG}$ )のプラズマについての半径方向分布。

$$\bar{\tau}_{Ee} = 2.6 \text{ msec}, \quad \bar{\tau}_{EG} = 4.5 \text{ msec}$$

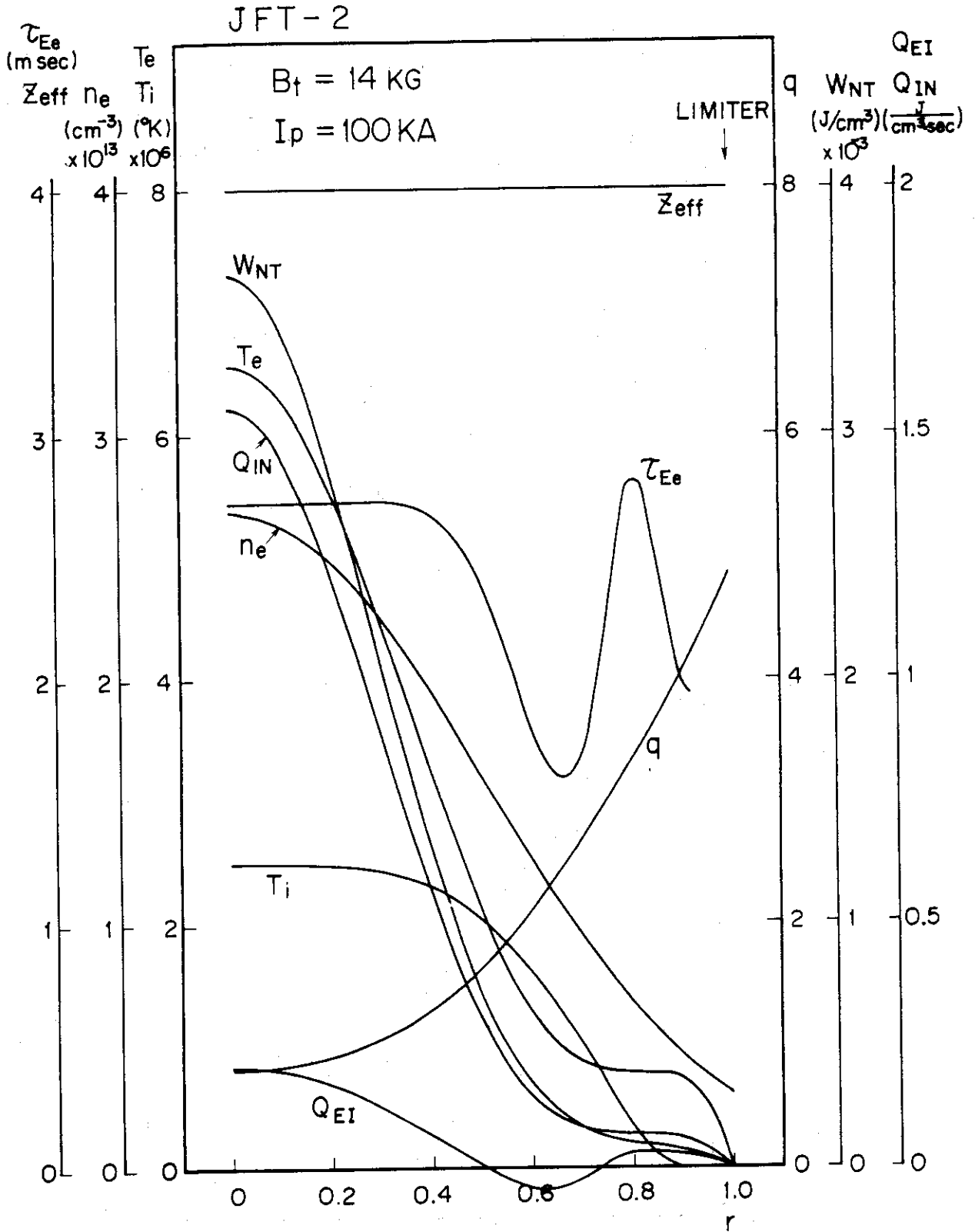


第6図 JFT-2 ( $B_t = 9 \text{ kG}$ )における電子熱伝導率 $\kappa_e$ の半径方向分布。



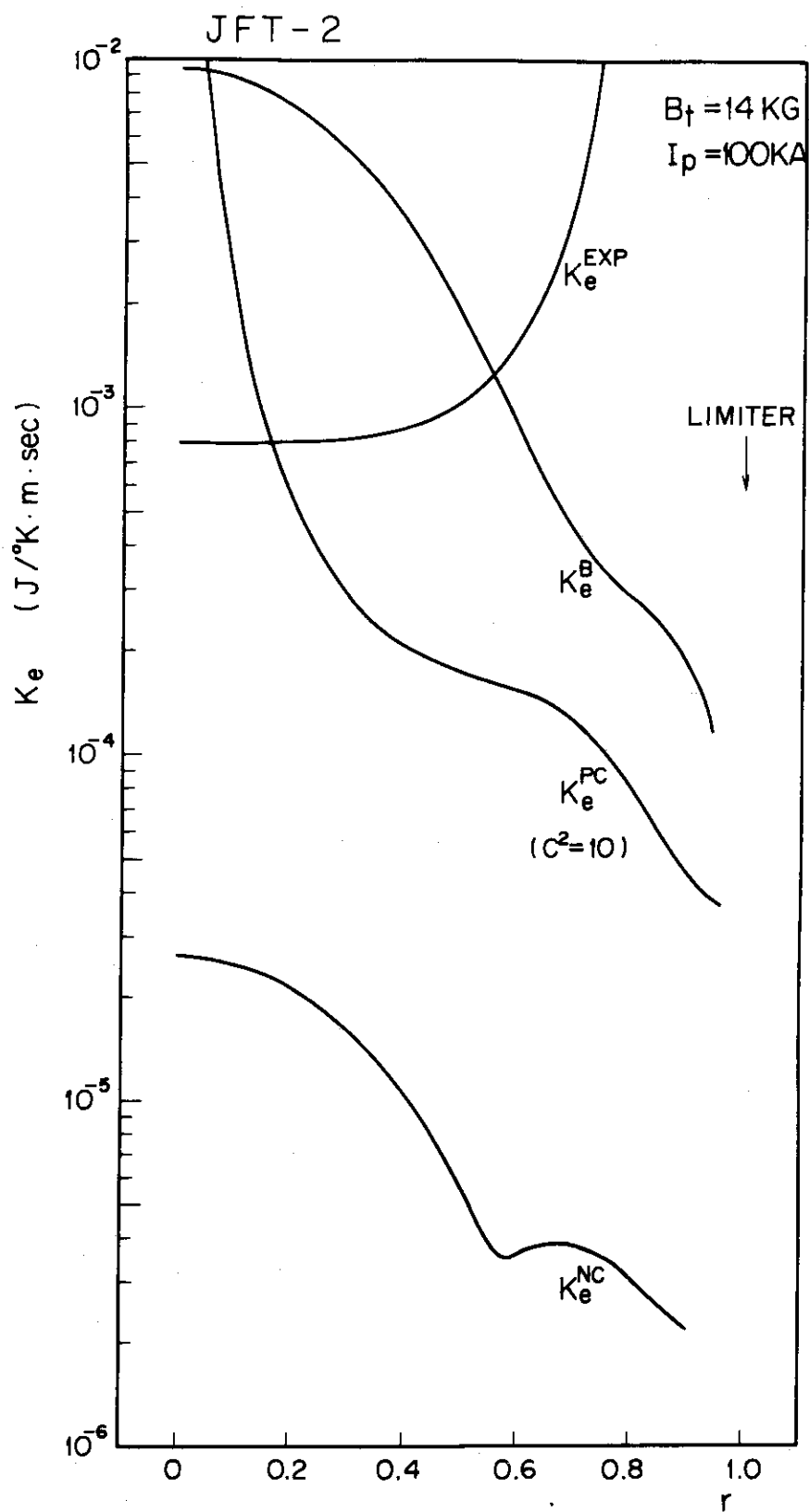
第7-a 図 レーザー散乱計測による電子温度分布の実測値。

第7-b 図 マイクロ波干渉とレーザー散乱計測による電子密度分布の実測値。

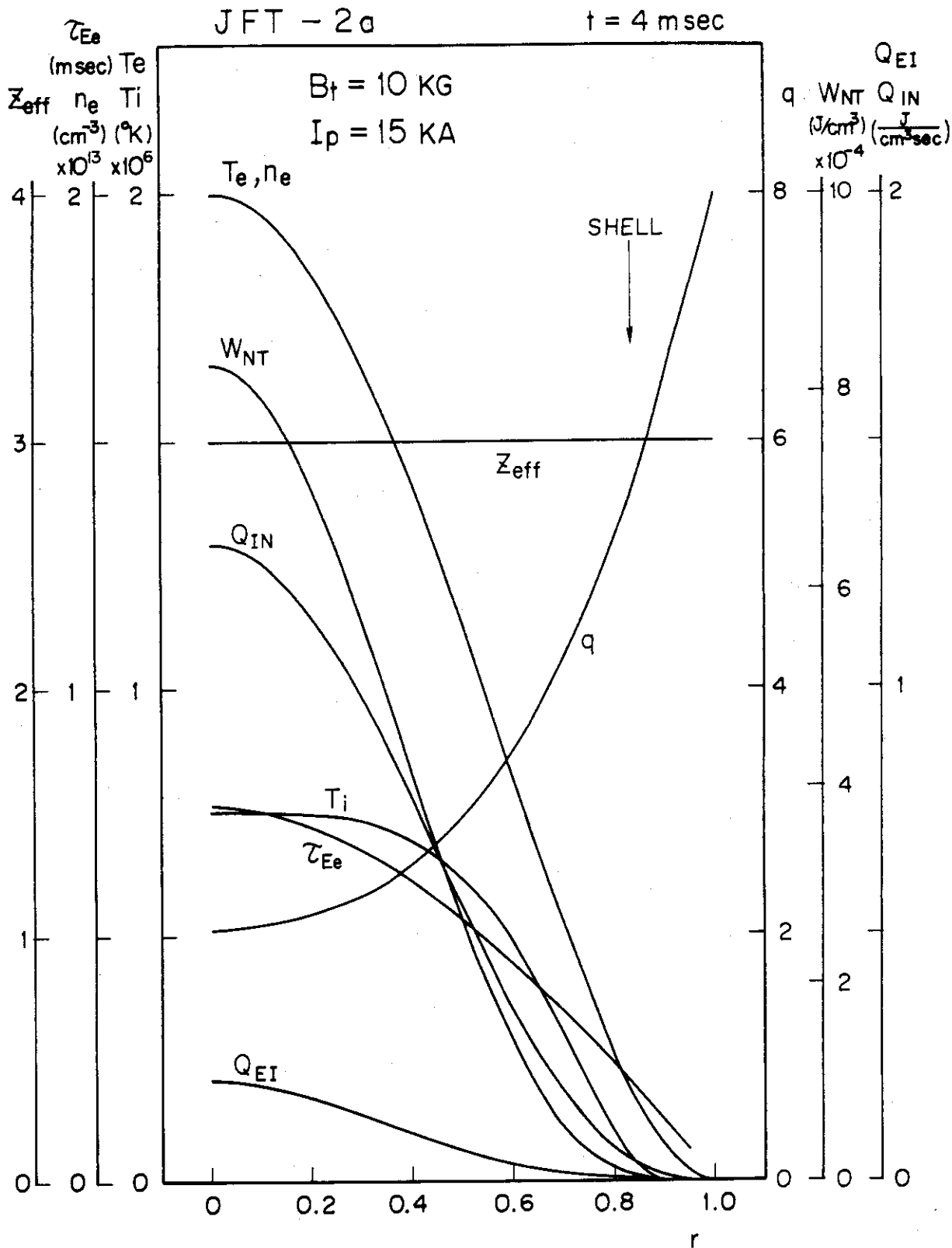


第8図 JFT-2 ( $B_t = 14 \text{ kG}$ )のプラズマについての半径方向分布。

$\bar{\tau}_{Ee} = 2.5 \text{ msec}$  ,  $\bar{\tau}_{EG} = 3.7 \text{ msec}$

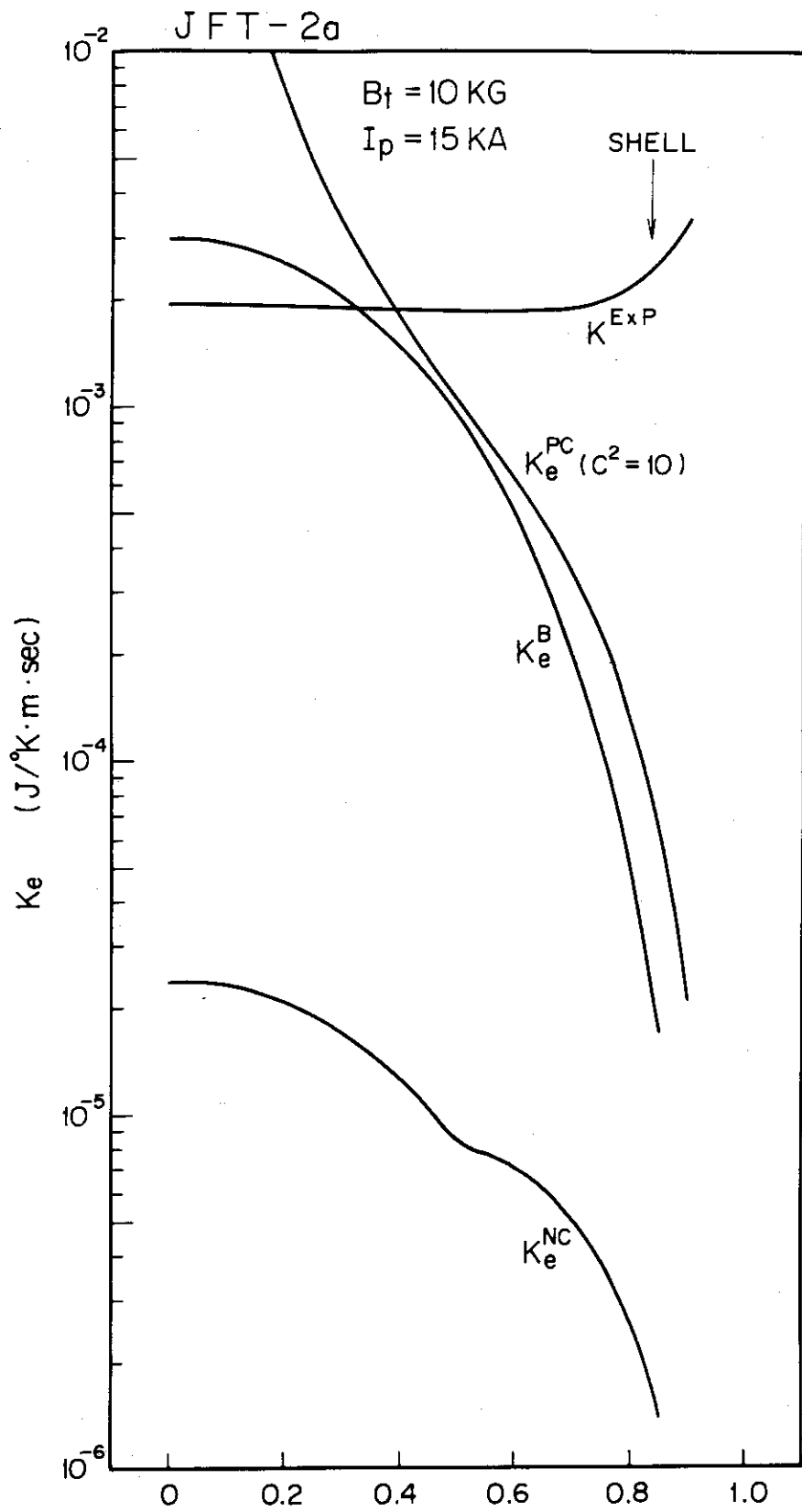


第9図 JFT-2 ( $B_t = 14 \text{ kG}$ )における電子熱伝導率  $\kappa_e$  の半径方向分布。



第10図 JFT-2a ( $B_t = 10 \text{ kG}$ )のプラズマについての半径方向分布。

$\bar{\tau}_{Ee} = 0.58 \text{ msec}$  ,  $\bar{\tau}_{EG} = 0.74 \text{ msec}$



第 1 1 図 JFT-2a ( $B_t = 10 \text{ kG}$ )における電子熱伝導率  $\kappa_e$  の半径方向分布。