

JAERI-Research

97-011



電子サイクロトロン放射による  
電子温度半径分布測定における位置決定  
— みかけ上の半径方向のずれのスケーリング則 —

1997年3月

佐藤正泰・伊世井宣明・諫山明彦・石田真一

日本原子力研究所  
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、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。  
入手の間合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。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。

This report is issued irregularly.  
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1997

編集兼発行 日本原子力研究所  
印刷 株式会社原子力資料サービス

電子サイクロトロン放射による  
電子温度半径分布測定における位置決定  
— みかけ上の半径方向のずれのスケーリング則 —

日本原子力研究所那珂研究所炉心プラズマ研究部  
佐藤 正泰・伊世井宣明・諫山 明彦・石田 真一

(1997年1月28日受理)

電子サイクロトロン放射 (ECE) による電子温度半径分布測定の空間位置決定における相対論的ダウシフト効果と光学的厚さ効果について研究した。相対論的効果を考慮して放射輸送の式を解くと、これらの効果は空間位置決定において半径方向のみかけ上のずれとなって現われることが判った。このずれについて物理的考察を行ない、ずれのプラズマパラメータ依存性を考慮し、任意のトカマク装置に適用できるスケーリング則を獲得した。得られたずれ ( $\Delta r$ ) のスケーリング則は、光学的深さ ( $\tau$ ) が5以上170以下に対して、 $\Delta r(m) = 0.0009 R(m) T_e(\text{keV}) (1+50/(4\tau))$  である ( $R$ : トカマクの大半径,  $T_e$ : 電子温度)。大半径, 小半径の異なる種々の装置に対してプラズマの電子温度半径分布のみかけ上のずれを計算し、得られたずれとスケーリング則を比較した。スケーリング則は小半径の2%以内の誤差で得られたずれと良く一致する。

Determination of Position  
on the Measurement of Electron Temperature Radial Profile  
from Electron Cyclotron Emission  
— Scaling of the Apparent Radial Shift —

Masayasu SATO, Nobuaki ISEI  
Akihiko ISAYAMA and Sinichi ISHIDA

Department of Fusion Plasma Research  
Naka Fusion Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received January 28, 1997)

Effect of relativistic frequency down-shift and optical thickness on the determination of the electron temperature profile from electron cyclotron emission in tokamak plasmas have been studied. Inclusion of relativistic and optical thickness effects results in a radial shift of the obtained electron temperature profile. In order to evaluate the shift for any tokamak, a scaling of the shift ( $\Delta r$ ) is obtained:  $\Delta r(m) = 0.0009 R(m) T_e(\text{keV}) (1 + 50 / (4 \tau))$  for  $170 > \tau > 5$ , where  $R$  is major radius,  $T_e$  is electron temperature,  $\tau$  is the optical depth. Comparison between the scaling and the computational shifts for various devices are made, the good agreement between them is obtained within 2% of major radius. Thus the scaling can be applied to any tokamak devices.

Keywords: Scaling, Determination of Radial Position, Electron Cyclotron Emission, Relativistic Down-shift Frequency, Electron Temperature Profile, Tokamak, Plasma Diagnostics

## 目 次

1. 序 .....	1
2. みかけ上のずれのスケーリング則 .....	3
2.1 スケーリング則の物理的考え方 .....	3
2.2 得られたスケーリング則 .....	5
3. スケーリング則と各種装置のずれの比較 .....	5
3.1 計算パラメータ .....	5
3.2 各種装置における電子温度半径分布のみかけ上のずれ .....	6
4. 議 論 .....	7
5. 結 論 .....	9
謝 辞 .....	10
参考文献 .....	11
付録1 係数 $k_1$ , $k_2$ の決定について .....	50
付録2 放射輸送を基にした計算方法 .....	52

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Scaling of the Apparent Shift of the Obtained Electron Temperature Profile .....	3
2.1 Physics about the Shift .....	3
2.2 Obtained Scaling of the Shift .....	5
3. Comparison between the Scaling and the Computational Shifts .....	5
3.1 Parameters of Various Devices in the Calculation .....	5
3.2 Computational Shift for the Various Devices .....	6
4. Discussion .....	7
5. Conclusion .....	9
Acknowledgment .....	10
References .....	11
Appendix1 Computational Method Based on the Radiation Transfer .....	50
Appendix2 Determination of Coefficient $k_1$ and $k_2$ .....	52

## 1.序

電子サイクロトロン放射 (Electron Cyclotron Emission (ECE))<sup>1)</sup> による電子温度測定は<sup>2~5)</sup>、プラズマの電子の情報を得る重要な測定手段となっており<sup>6~10)</sup>、国際熱核融合実験炉 (ITER) などの炉心級トカマクにおいても有力な候補である<sup>11)</sup>。トカマク装置におけるECEによる電子温度測定は、電子サイクロトロン周波数 ( $f_{ce} = (eB/m_e)/(2\pi)$ 、 $e$ は電荷素量、 $m_e$ は電子質量、 $B$ は磁束密度の大きさである。EC周波数と略す。) が大半径に反比例することからEC周波数と空間位置が一对一对応することと、光学的に厚い場合の放射輝度が黒体放射になり電子温度に比例することを利用して、電子温度半径分布を測定する方法である。ECE測定の可能性は、光学的厚さ・内部磁場<sup>5, 11)</sup>・相対論的周波数拡がり<sup>3~5, 11~19)</sup>・屈折<sup>3, 5, 13)</sup>・偏光<sup>12, 13, 20, 21)</sup>の要因により制限される<sup>5, 11)</sup>。光学的厚さの効果は、光学的に厚い場合に放射輝度が黒体放射になることと、放射された放射輝度が光学的深さに応じて減衰することを言う。即ち、光学的に厚い場合には、放射輝度が黒体放射となり電子温度に比例し伝播中に減衰しないので、放射輝度を測定すれば電子温度を得ることが容易にできる。内部磁場の効果は、トロイダル磁場だけでなくポロイダル磁場・反磁性磁場・常磁性磁場も空間位置の決定に影響を与えることを言う。相対論的效果は周波数と空間位置の対応に影響し、屈折効果はプラズマの密度分布によりECEの伝播方向が曲がることを言う。偏光効果はファラデー回転等により一つの偏光方向の測定では強度が正しく測れないことを言う。相対論的效果はこれらの効果の中で未検討な部分が多くあり最も重要な課題であり、さらに詳しく検討を進める必要がある。ここでは、トカマク装置で通常測定する伝播方向が磁場に対して垂直である場合に限定し、相対論的周波数拡がり効果について考察する。この場合、相対論的周波数拡がり効果は、放射率や吸収係数が低周波数側へ拡がりを持つので相対論的周波数ダウンシフト効果 (以後、略して相対論的ダウンシフト効果と言う) と言われている。この効果がECE測定の特徴であるEC

と空間位置の一対一対応を変形させ、空間位置の決定過程をより複雑にする。ITERの計測検討においても相対論的ダウンシフト効果の重要性が認識され<sup>11)</sup>、炉心級トカマクプラズマに対して、佐藤らによりこの効果の影響が定量的に評価され<sup>12~14)</sup>、その結論が追認されている<sup>15, 16)</sup>。炉心級トカマクプラズマでの相対論的ダウンシフト効果の主要な物理的メカニズムは、3倍高調波の相対論的ダウンシフト効果が電子温度を測定している2倍高調波ECEの周波数帯域を狭めることであり、それは従来電子温度測定に用いていた2倍高調波の異常波では、電子温度が20 keV以上で中心の電子温度が測定できない結果として現われる<sup>12~16)</sup>。また、現在のトカマクで達成されている電子温度(約15 keV以下)のプラズマにおいて相対論的ダウンシフト効果は今まで無視されてきたが、10 keV以下の電子温度のプラズマにおいても、2倍高調波の相対論的ダウンシフト効果が電子温度測定に影響を与えることが指摘された<sup>17)</sup>。この物理的メカニズムは、炉心級トカマクプラズマのそれとは違い、2倍高調波自身の相対論的ダウンシフト効果が電子温度を測定している2倍高調波ECEへ影響を与え、その結果非相対論的サイクロトロン周波数( $f_{ce}^0 = (eB/m_e^0)/(2\pi)$ 、 $m_e^0$ は静止電子質量である。非相対論的EC周波数と略す。)を用いて得られた電子温度半径分布の空間的なみかけ上のずれとして現われる。JT-60Uの2 keV~10 keVの電子温度の広範囲なプラズマパラメーター( $2T \leq B_t \leq 4T$ , 電子温度: 放物線分布、 $2 \text{ keV} \leq T_e(0) \leq 10 \text{ keV}$ , 電子密度: 一様分布、 $0.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \leq n_e \leq 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ )に対して、2倍高調波の相対論的ダウンシフト効果の電子温度半径分布測定の空間位置決定に及ぼす影響が評価され<sup>18)</sup>、そのみかけ上のずれのプラズマパラメーター依存性が調べられている<sup>19)</sup>。JT-60Uプラズマにおいては、文献18、19の評価を基にECEのデータに対して相対論的ダウンシフト効果の補正を行ないつつある。JT-60U以外の装置でこれらの評価を行なうためには文献18と同様な計算を行なう必要があるが、この評価を行なうための計算コードは一般に広まっていないことと計算に時間がかかるので、各装置で行なうことは容易ではない。そこで、本著ではこれらの評価を任意の

装置に適用するために、ずれに関する物理的考察を行ない、任意のトカマク装置に適用できるずれのスケーリング則を評価する。但し、ここでは、低磁場側からの観測で異常波2倍高調波に限定する。第2章ではみかけ上のずれのスケーリング則について考察し、第3章では得られたスケーリング則と各種装置パラメーターを変えて得られたみかけ上のずれを比較する。第4章では得られたスケーリング則の適用限界について議論し、最後の第5章でまとめを述べる。

## 2. みかけ上のずれのスケーリング則

ここでは、電子温度半径分布の半径方向のずれの電子温度・光学的深さの依存性を基に<sup>19)</sup>、物理的な考察を行ないトカマク装置におけるずれのスケーリング則を確立する。

### 2.1 スケーリング則の物理的考え方

JT-60Uのプラズマに対して、電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれは電子密度・電子温度・トロイダル磁場に依存し<sup>18)</sup>、その依存性が電子温度と光学的深さの2つのプラズマパラメーターの依存性にまとめられることが明らかにされている<sup>19)</sup>。即ち、光学的深さが深くなるとずれは小さくなり、電子温度が上昇するとずれは大きくなる。光学的深さは光学的厚さ効果に、電子温度は相対論的效果にそれぞれ起因している。ここでのずれは、ピーク規格化法<sup>18)</sup>により得られた。ピーク規格化法の考え方を第3章に簡単に記述する。ずれ( $\Delta r$ )の電子温度( $T_e$ )依存性を図2.1.1に示す<sup>18, 19)</sup>。この図から解かるように、 $2\text{keV} \leq T_e \leq 10\text{keV}$ の領域で、ずれは相対論的效果により電子温度に比例すると考えて良い。即ち、

$$\Delta r \propto T_e \quad (2.1.1)$$

一方、ずれの光学的深さ( $\tau$ )依存性を図2.1.2に示す<sup>19)</sup>。この図から解かるように、ずれの光学的深さ依存性は $\tau$ に反比例し、 $\tau$ が大きいところで、ある一定値に近づく。即ち、その依存性は

$$\Delta r \propto 1 + k/\tau \quad (2.1.2) \quad \text{と記述できる。}$$



装置に適用するために、ずれに関する物理的考察を行ない、任意のトカマク装置に適用できるずれのスケーリング則を評価する。但し、ここでは、低磁場側からの観測で異常波2倍高調波に限定する。第2章ではみかけ上のずれのスケーリング則について考察し、第3章では得られたスケーリング則と各種装置パラメーターを変えて得られたみかけ上のずれを比較する。第4章では得られたスケーリング則の適用限界について議論し、最後の第5章でまとめを述べる。

## 2. みかけ上のずれのスケーリング則

ここでは、電子温度半径分布の半径方向のずれの電子温度・光学的深さの依存性を基に<sup>19)</sup>、物理的な考察を行ないトカマク装置におけるずれのスケーリング則を確立する。

### 2.1 スケーリング則の物理的考え方

JT-60Uのプラズマに対して、電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれは電子密度・電子温度・トロイダル磁場に依存し<sup>18)</sup>、その依存性が電子温度と光学的深さの2つのプラズマパラメーターの依存性にまとめられることが明らかにされている<sup>19)</sup>。即ち、光学的深さが深くなるとずれは小さくなり、電子温度が上昇するとずれは大きくなる。光学的深さは光学的厚さ効果に、電子温度は相対論的效果にそれぞれ起因している。ここでのずれは、ピーク規格化法<sup>18)</sup>により得られた。ピーク規格化法の考え方を第3章に簡単に記述する。ずれ( $\Delta r$ )の電子温度( $T_e$ )依存性を図2.1.1に示す<sup>18, 19)</sup>。この図から解かるように、 $2\text{keV} \leq T_e \leq 10\text{keV}$ の領域で、ずれは相対論的效果により電子温度に比例すると考えて良い。即ち、

$$\Delta r \propto T_e \quad (2.1.1)$$

一方、ずれの光学的深さ( $\tau$ )依存性を図2.1.2に示す<sup>19)</sup>。この図から解かるように、ずれの光学的深さ依存性は $\tau$ に反比例し、 $\tau$ が大きいところで、ある一定値に近づく。即ち、その依存性は

$$\Delta r \propto 1 + k/\tau \quad (2.1.2) \quad \text{と記述できる。}$$

これは模式的につきのように考える事ができる。ある周波数のECEの視線方向に沿った吸収係数の分布が図2.1.3のような形とする。拡がり相対論的ダウシフト効果を表している。真の電子温度の位置がT点であり、あるプラズマに対して、非相対論的EC周波数を用いてみかけ上得られる電子温度の位置がO点であるとする(図2.1.3の(a)参照)。即ち、O点からT点までの間で充分放射と吸収があり、T点から見てO点より遠い領域からの放射はO点からT点までの間で完全に吸収されて観測にかからない。電子密度が高くなる場合やトロイダル磁場が低くなって、光学的深さが深くなるとその吸収係数の分布形は相似形であるが、吸収係数の数値が上昇しみかけ上の電子温度を表す位置がP点に変わる(図2.1.3の(b)参照)。このように電子密度が上昇したり、トロイダル磁場が低くなるとみかけ上の電子温度を表す位置が真の電子温度を表す位置(T)に近づくため、電子温度半径分布の半径方向のずれは小さくなる。電子温度が上昇すると、光学的深さが深くなり吸収係数の値自身が増加すると共に、吸収係数の分布が低周波数側へ拡がり、吸収係数の分布が平坦になる。吸収係数の分布が平坦化することは、みかけ上の電子温度を表す位置がR点に変わり、真の電子温度を表す位置(T)から遠ざかる(図2.1.3の(c)参照)。模式図図2.1.3(c)では、簡単のために、電子温度が高くなる場合に吸収係数の数値が増加することは省き、吸収係数の数値は変化せず分布だけ拡がるとした。実際には電子温度の増加は吸収係数の数値を大きくするので、分布が拡がることと数値が大きくなることの2つの効果の競争でみかけ上の電子温度が決まる。

以上の物理的な考察とみかけ上のずれの電子温度・光学的深さの依存性<sup>19)</sup>に基づき、任意のトカマク装置に適用できるずれのスケーリング則を確立する。もし装置に依存するパラメーターを変えたら、みかけ上のずれはどの装置パラメーターに依存するだろうか？トカマク装置のECE計測の場合、空間位置はEC周波数の空間依存性から決定されている。トカマクの磁場の構造は主にトロイダル磁場で決まっており、それは大半径に反比例する。EC周波数の空間依存性は、

$$f_{ce} = (eB/m_e)/(2\pi) = (e/m_e) (B_0 R_0/R) / (2\pi) \quad (2.1.3)$$

で与えられ、 $B_0$ は大半径 $R_0$ の位置での磁束密度の大きさであり、 $R$ はトカマク装置の主軸からの距離である。相対論的ダウンシフト効果に起因するずれ( $\delta r$ )は、この磁場の空間依存性を反映して現われるはずである。その空間依存性に起因するずれの依存性は、式(2.1.3)を変分することにより評価できる。即ち、

$$\delta r = \delta R = (\delta f / f_{ce}) R \quad (2.1.4)$$

みかけ上の電子温度半径分布のずれは装置の大半径に比例する。即ち、

$$\Delta r \propto R \quad (2.1.5)$$

以上の考えをまとめると、ずれのスケーリング則は

$$\Delta r = k_1 R T_e (1 + k_2 / \tau) \quad (2.1.6)$$

となる。 $k_1$ 、 $k_2$ は比例係数である。

## 2.2 得られたスケーリング則

光学的に非常に厚いプラズマ( $\tau > 5$ )に対するずれのスケーリング則についてここでは評価する。(2.1.2)式の係数 $k_1$ 、 $k_2$ は図2.1.2に合う様に決めるとそれぞれ0.0009、50/4である。即ち、ずれのスケーリング則は

$$\Delta r (m) = 0.0009 R (m) T_e (keV) (1 + 50 / 4 \tau) \quad (2.1.5)$$

である。係数 $k_1$ 、 $k_2$ 決定方法の詳細は付録1に与える。

## 3. スケーリング則と各種装置のずれの比較

各種装置の電子温度半径分布のみかけ上のずれを求め、それと第2章において得られたスケーリング則を比較し、このスケーリング則の妥当性を評価する。放射輸送を基にした計算方法については付録2に与える。

### 3.1 計算パラメーター

計算に用いたトカマク装置の大半径( $R$ )・小半径( $a$ )・トロイダル磁場( $B_t$ )を表1に示す。このパラメーターは、JT-60Uのパラメーターを基に、大半径・小半径を定数倍したものとアスペクト比を定数倍したものとITER・CDA時のIT

で与えられ、 $B_0$ は大半径 $R_0$ の位置での磁束密度の大きさであり、 $R$ はトカマク装置の主軸からの距離である。相対論的ダウンシフト効果に起因するずれ( $\delta r$ )は、この磁場の空間依存性を反映して現われるはずである。その空間依存性に起因するずれの依存性は、式(2.1.3)を変分することにより評価できる。即ち、

$$\delta r = \delta R = (\delta f / f_{ce}) R \quad (2.1.4)$$

みかけ上の電子温度半径分布のずれは装置の大半径に比例する。即ち、

$$\Delta r \propto R \quad (2.1.5)$$

以上の考えをまとめると、ずれのスケーリング則は

$$\Delta r = k_1 R T_e (1 + k_2 / \tau) \quad (2.1.6)$$

となる。 $k_1$ 、 $k_2$ は比例係数である。

## 2.2 得られたスケーリング則

光学的に非常に厚いプラズマ( $\tau > 5$ )に対するずれのスケーリング則についてここでは評価する。(2.1.2)式の係数 $k_1$ 、 $k_2$ は図2.1.2に合う様に決めるとそれぞれ0.0009、50/4である。即ち、ずれのスケーリング則は

$$\Delta r (m) = 0.0009 R (m) T_e (keV) (1 + 50 / 4 \tau) \quad (2.1.5)$$

である。係数 $k_1$ 、 $k_2$ 決定方法の詳細は付録1に与える。

## 3. スケーリング則と各種装置のずれの比較

各種装置の電子温度半径分布のみかけ上のずれを求め、それと第2章において得られたスケーリング則を比較し、このスケーリング則の妥当性を評価する。放射輸送を基にした計算方法については付録2に与える。

### 3.1 計算パラメーター

計算に用いたトカマク装置の大半径( $R$ )・小半径( $a$ )・トロイダル磁場( $B_t$ )を表1に示す。このパラメーターは、JT-60Uのパラメーターを基に、大半径・小半径を定数倍したものとアスペクト比を定数倍したものとITER・CDA時のIT

ER装置に近いものである。それぞれ装置に便宜上の名前を与える。JT-60Uの大半径を2倍にしたものをJT-60R、JT-60Uの小半径を半分にしたものをJT-60A、JT-60Uの大半径と小半径を2倍にしたものをJT-60L、ITER・CDA時のITER装置に近いパラメータ $R=6m$ ,  $a=2m$ の装置をITCDとここでは便宜上呼ぶ。

電子温度半径分布( $T_e(r)$ )は次式の $m=1$ の放物線分布で与えた。

$$T_e(r) = (T_e(0) - T_e(a)) \left(1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right)^m + T_e(a). \quad (3.1.1)$$

$r$ は半径方向の空間位置であり、中心の電子温度( $T_e(0)$ )は10keV、5keV、2keVとし、プラズマ端の電子温度( $T_e(a)$ )は中心の電子温度の10%とした。電子密度分布( $n_e(r)$ )は一様とし、代表値として $n_e = 0.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ とした。電子温度半径分布と電子密度分布の形が計算結果に影響を与えないことについては第4章で述べる。これらの条件によるプラズマは2倍高調波にとって希薄であり、よって放射率としてTrubnikovの公式を用いることと屈折効果を無視することができる。

### 3.2 各種装置における電子温度半径分布のみかけ上のずれ

各装置について、みかけ上得られる電子温度半径分布と仮定した真の電子温度半径分布を比較する。ここで言うみかけ上得られる電子温度半径分布とは、相対論的効果を考慮した放射率を用いて放射輝度を求め、この放射輝度から電子温度半径分布を求める時に空間位置をEC周波数として非相対論的EC周波数( $f_{ce}^0 = (eB/m_e^0)/(2\pi)$ )を用いた評価を言う。電子温度半径分布のずれを評価する上で注意しなければならない事は、光学的深さにより、得られる電子温度の値が真の値より低くなることである。ここでは、ピーク規格化法により<sup>18)</sup>、ずれを求めた。ピーク規格化法とは、得られた電子温度半径分布をそのピーク値で規格化すること

により、光学的厚さが薄いことによる電子温度の低下を考慮する方法である。みかけ上得られる電子温度半径分布及び半径方向のみかけ上のずれの半径依存性を図3.2.1~3.2.15に示した。

みかけ上のずれをスケーリング則の予想値で規格化した量の光学的深さ依存性とみかけ上のずれとスケーリング則の予想値の差の光学的深さ依存性を図3.2.16に示す。この図から、 $5 < \tau < 170$ でスケーリング則は小半径の約2%の範囲内で良く一致していることがわかる。各トカマク装置の中心付近のみかけ上のずれとスケーリング則の予想値の比較を図3.2.17に示す。ここでは $5 < \tau < 170$ に限定した。スケーリング則が良くみかけ上のずれを予想していることが良く解かる。

#### 4.議論

ここでは、このスケーリング則が適用できる条件について述べる。

- 1)  $5 < \tau < 170$ のプラズマに対してスケーリング則が良い近似であることが解かった。 $\tau < 5$ のプラズマに対しては、測定で得られる電子温度のピーク値 ( $T_e^{obt}(0)$ ) が真値 ( $T_e(0)$ ) より小さくなる。即ち、

$$T_e^{obt}(0) = T_e(0) (1 - \exp(-\tau)) \quad (4.1)$$

例えば、 $\tau = 3$ で得られる電子温度は真値のおよそ95%である。このみかけ上の減少は光学的深さに依存し、減少の割合は空間的に一様ではない。このために、 $\tau < 5$ のプラズマに対しては、このみかけ上の減少が大きくなり、ピーク規格化法により算出するみかけ上のずれに影響を与え、スケーリング則の予想に大きなずれが生じている。

- 2)  $\tau$ が非常に大きい場合を物理的に考察すると、みかけ上のずれには零に近づくと考えられる。(図2.1.1参照)しかし、得られたスケーリング則は $\tau$ が無限大に近づくと、ある一定値に近づき、零にならない。よって、このスケーリング則を適用できる $\tau$ の最大値が存在するはずであるが、ここでは深く議論しないで、スケーリング則を得るのに用いた $\tau$ の最大値まで適用できると考える。即ち、このスケーリン

により、光学的厚さが薄いことによる電子温度の低下を考慮する方法である。みかけ上得られる電子温度半径分布及び半径方向のみかけ上のずれの半径依存性を図3.2.1～3.2.15に示した。

みかけ上のずれをスケーリング則の予想値で規格化した量の光学的深さ依存性とみかけ上のずれとスケーリング則の予想値の差の光学的深さ依存性を図3.2.16に示す。この図から、 $5 < \tau < 170$ でスケーリング則は小半径の約2%の範囲内で良く一致していることがわかる。各トカマク装置の中心付近のみかけ上のずれとスケーリング則の予想値の比較を図3.2.17に示す。ここでは $5 < \tau < 170$ に限定した。スケーリング則が良くみかけ上のずれを予想していることが良く解かる。

#### 4.議論

ここでは、このスケーリング則が適用できる条件について述べる。

- 1)  $5 < \tau < 170$ のプラズマに対してスケーリング則が良い近似であることが解かった。 $\tau < 5$ のプラズマに対しては、測定で得られる電子温度のピーク値 ( $T_e^{obt}(0)$ ) が真値 ( $T_e(0)$ ) より小さくなる。即ち、

$$T_e^{obt}(0) = T_e(0) (1 - \exp(-\tau)) \quad (4.1)$$

例えば、 $\tau = 3$ で得られる電子温度は真値のおよそ95%である。このみかけ上の減少は光学的深さに依存し、減少の割合は空間的に一様ではない。このために、 $\tau < 5$ のプラズマに対しては、このみかけ上の減少が大きくなり、ピーク規格化法により算出するみかけ上のずれに影響を与え、スケーリング則の予想に大きなずれが生じている。

- 2)  $\tau$ が非常に大きい場合を物理的に考察すると、みかけ上のずれには零に近づくと考えられる。(図2.1.1参照)しかし、得られたスケーリング則は $\tau$ が無限大に近づくと、ある一定値に近づき、零にならない。よって、このスケーリング則を適用できる $\tau$ の最大値が存在するはずであるが、ここでは深く議論しないで、スケーリング則を得るのに用いた $\tau$ の最大値まで適用できると考える。即ち、このスケーリン

グ則と計算で得られたずれを比較した $\tau$ の最大値は170であり、ずれを2%精度まで許容すれば、少なくとも170まではスケーリング則が適用できる。但し、2%より精度を必要とする場合は $\tau$ の最大値について議論する必要がある。

3) みかけ上のずれについての議論は、電子温度半径分布が得られた上での議論であるから、2倍高調波が他の高調波と重ならないことを前提にしている。よって、ここでの議論は3倍高調波が2倍高調波に重なって2倍高調波から電子温度が得られない空間領域は、当然適用できない。

4) このスケーリング則が適用できる電子温度半径分布や電子密度の分布形について議論をする。スケーリング則の基となった計算で得られたずれは、電子温度半径分布は放物線分布、電子密度分布は一様として計算で得られたものである。しかし、このずれは、電子温度半径分布が放物線分布の2乗で密度分布が放物線分布の場合でも、ほぼ同じであることが確かめられているが<sup>19)</sup>、どのような電子温度・密度の分布でもこのずれが適用できる訳ではない。適用できるかどうかは、放射率と吸収係数の分布と電子温度・密度の分布の相対的な関係に依存する。視線に沿った放射率の分布と電子温度・密度の分布の相対的な関係の模式図を図4.1に示す。ECEの伝播途中の放射率（または、吸収係数）の分布が大きく変化する領域（SからT）で、電子温度・密度の分布が大きく変化しない場合（図4.1(a)の場合）は適用できるが、電子温度・密度の分布が大きく変化する場合（図4.1(b)の場合）は適用できない。

電子温度半径分布を放物線分布の1乗から400乗まで変化をさせて、見かけ上のずれの電子温度半径分布依存性を調べた。 $Bt=4T$ ,  $T_e = 10 \text{ keV}$ ,  $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合のずれの電子温度半径分布依存性を図4.2に示す。 $m$ は式(3.1.1)の $m$ で、数が大きいくほど分布がピーキングしている。ずれを小半径の2%の範囲内まで許容すると、図4.2から $m=20$ の場合まで、ずれは電子温度半径分布に依存せず、図4.1(a)の場合に対応している。同様に見かけ上のずれの電子密度分布依存性を調べた。即ち、電子密度分布の形を式(3.1.1)と同様な形として与えて、電子密度分布を放物線分布の1乗から400乗まで変化をさせて、見かけ上のずれを調べた。 $Bt=4T$ ,  $T_e = 10 \text{ keV}$ ,  $n_e$



$= 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合のずれの電子密度分布依存性を図4.3に示す。ずれを小半径の2%の範囲内まで許容すると、図4.3から $m=20$ の場合まで、ずれは電子密度分布に依存せず、図4.1(a)の場合に対応している。電子温度が10keVより更に低い場合の放射率や吸収係数の分布は、 $T_e = 10 \text{ keV}$ の場合に比べて大きく変化しないので、 $T_e = 10 \text{ keV}$ の場合の結論が適用できる。よって、 $2 \text{ keV} \leq T_e \leq 10 \text{ keV}$ の領域の範囲であれば、電子温度や密度の分布が放物線分布の20乗の分布まで、ここで得られたスケーリング則は適用できる。

## 5. 結論

1. トカマクプラズマにおいて通常行なわれている低磁場側からの観測で異常波2倍高調波ECEによる電子温度測定において、ECEの相対論的周波数ダウンシフト効果と光学的厚さ効果が、電子温度半径分布の空間位置決定に影響を与える。その影響は観測された電子温度半径分布がみかけ上外側へずれる結果となって現われるので、電子温度半径分布を正しく測定するにはずれを補正する必要がある。このずれについて物理的考察を行ない、ずれのプラズマパラメータ依存性を考慮して、任意のトカマク装置に対して適用できるずれのスケーリング則を獲得した。 $5 < \tau < 170$ のプラズマに対して得られたスケーリング則は、 $\Delta r \text{ (m)} = 0.0009 R \text{ (m)} T_e \text{ (keV)} (1 + 50 / (4 \tau))$ である。
2. 大半径、小半径の異なる装置について電子温度半径分布のみかけ上のずれとスケーリング則を比較した。任意のトカマク装置の $5 < \tau < 170$ のプラズマに対して、スケーリング則は小半径の2%の範囲内で良く一致している。このスケーリング則は、 $2 \text{ keV} \leq T_e \leq 10 \text{ keV}$ の電子温度領域で、放物線分布の20乗より緩やかな電子温度半径分布、電子密度分布に対して、3倍高調波と2倍高調波が重ならない空間領域に適用できる。

$= 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合のずれの電子密度分布依存性を図4.3に示す。ずれを小半径の2%の範囲内まで許容すると、図4.3から $m=20$ の場合まで、ずれは電子密度分布に依存せず、図4.1(a)の場合に対応している。電子温度が10keVより更に低い場合の放射率や吸収係数の分布は、 $T_e = 10 \text{ keV}$ の場合に比べて大きく変化しないので、 $T_e = 10 \text{ keV}$ の場合の結論が適用できる。よって、 $2 \text{ keV} \leq T_e \leq 10 \text{ keV}$ の領域の範囲であれば、電子温度や密度の分布が放物線分布の20乗の分布まで、ここで得られたスケーリング則は適用できる。

## 5. 結論

1. トカマクプラズマにおいて通常行なわれている低磁場側からの観測で異常波2倍高調波ECEによる電子温度測定において、ECEの相対論的周波数ダウンシフト効果と光学的厚さ効果が、電子温度半径分布の空間位置決定に影響を与える。その影響は観測された電子温度半径分布がみかけ上外側へずれる結果となって現われるので、電子温度半径分布を正しく測定するにはずれを補正する必要がある。このずれについて物理的考察を行ない、ずれのプラズマパラメータ依存性を考慮して、任意のトカマク装置に対して適用できるずれのスケーリング則を獲得した。 $5 < \tau < 170$ のプラズマに対して得られたスケーリング則は、 $\Delta r \text{ (m)} = 0.0009 R \text{ (m)} T_e \text{ (keV)} (1 + 50 / (4 \tau))$ である。
2. 大半径、小半径の異なる装置について電子温度半径分布のみかけ上のずれとスケーリング則を比較した。任意のトカマク装置の $5 < \tau < 170$ のプラズマに対して、スケーリング則は小半径の2%の範囲内で良く一致している。このスケーリング則は、 $2 \text{ keV} \leq T_e \leq 10 \text{ keV}$ の電子温度領域で、放物線分布の20乗より緩やかな電子温度半径分布、電子密度分布に対して、3倍高調波と2倍高調波が重ならない空間領域に適用できる。

謝辞

草稿を読んで、適用範囲等に関する貴重なコメントを戴いた星野克道氏に感謝致します。

## 参考文献

- 1)G. Bekefi: Radiation Processes in Plasmas, (John Wiley and Sons, New York, 1966) Chap.3.
- 2)F. Engelmann and M. Curatolo: Nucl. Fusion 13 (1973) 497.
- 3)M. Bornatici, R. Cano, O. De Barbieri and F. Engelmann: Nucl. Fusion 23 (1983) 1153.
- 4)D. K. Akulina: in Course and Workshop on Diagnostics for Contemporary Fusion Experiments (Proc. International School of Plasma Physics, Varenna, Italy, 1991) p.199.
- 5)A. E. Costley: in Course and Workshop on Diagnostics for Contemporary Fusion Experiments (Proc. Int. School of Plasma Physics, Varenna, Italy, 1991) p.223.
- 6)A. E. Costley, R. J. Hastie, J. W. M. Paul and J. Chamberlain: Phy. Rev. Lett, 33 (1974) 758.
- 7)F. J. Stauffer and D. A. Boyd: Infrared Phys, 18 (1978) 755.
- 8)I. H. Hutchinson: Infrared Phys, 18 (1978) 763.
- 9)K. Kawahata, M. Sato, T. Tetsuka, N. Noda and K. Sakai: Jpn J Appl. Phys. 21 (1982) 1633.
- 10)M. Sato, K. Sakai, K. Kawahata, H. Kojima and K. Miyamoto, Jpn J Appl. Phys. 19 (1980) 577.
- 11)V. Mukhovatov, H. Hopman, S. Yamamoto, K. M. Young, J. M. Adams, R. Barnsley, D. V. Bartlett, P. Batistoni, V. Belyakov, F. Casci, S. Cohen, A. Costley, A. Donn e, T. Elevant, F. Engelmann et al.: ITER Diagnostics (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1991) ITER Documentation Series No.33, Chap. 4.
- 12)M. Sato, A. Nagashima, S. Ishida and N. Isei, in Time Resolved Two- and Three-Dimensional Plasma Diagnostics (Proc. IAEA-Technical Committee Meeting, Nagoya, Japan, 1990) p.23.
- 13)M. Sato, S. Ishida, N. Isei and A. Nagashima: in Course and Workshop on Diagnostics for Contemporary Fusion Experiments (Proc. Int. School of Plasma Physics, Varenna, Italy, 1991) p.803.
- 14)M. Sato, S. Ishida and N. Isei: J. Phys. Soc. Jpn. 62 (1993) 3106.
- 15)A. E. Costley and D. V. Bartlett, on ECE and ECRH (Proc. 8th Joint Workshop , Gut Ising, Germany 1992) IPP III/186, Vol. I, p.159.
- 16)M. Bornatici and U Ruffina: in Diagnostics for Experimental Thermonuclear Fusion Reactors (Plenum Press, New York, 1996, Proc. of Diagnostics for ITER International Workshop, Varenna, Italy, 1995) p.193
- 17)M. Sato, N. Isei and S. Ishida : Jpn. J Appl. Phys.34 (1995) L708.
- 18)佐藤正泰、伊世井宣明、石田真一: JAERI-Research 95-074 (1995)
- 19)M. Sato, N. Isei and S. Ishida : Private Communication
- 20)E. V. Suvorov: in Course and Workshop on Basic and Advanced Diagnostic Techniques for Fusion Plasma (Proc. Int. School of Plasma Physics, Varenna, Italy, 1986) Vol.I, p.155.
- 21)M. Sato, A. Nagashima, S. Ishida and N. Isei: Jpn. J Appl. Phys. 30 (1991) L1989.

- 22)G. Bekefi: Radiation Processes in Plasmas, (John Wiley and Sons, New York, 1966)  
Chap.1.
- 23)B. A. Trubnikov: Magnetic Emission of High-Temperature Plasma, Thesis, Institute of Atomic Energy, Moscow, 1958 [English translation:USAEC, Tech, Information Service, AEC-tr-4073 June 1960].
- 24)G. Bekefi: Radiation Processes in Plasmas, (John Wiley and Sons, New York, 1966)  
Chap.2.

表1：計算に用いたトカマク装置の大半径(R)・小半径(a)・トロイダル磁場(Bt)

装置名	R (m)	a(m)	R/a
JT-60U	3.4	1	3.4
JT-60R	6.8	1	6.8
JT-60L	6.8	2	3.4
JT-60A	3.4	0.5	6.8
ITCD	6	2	3

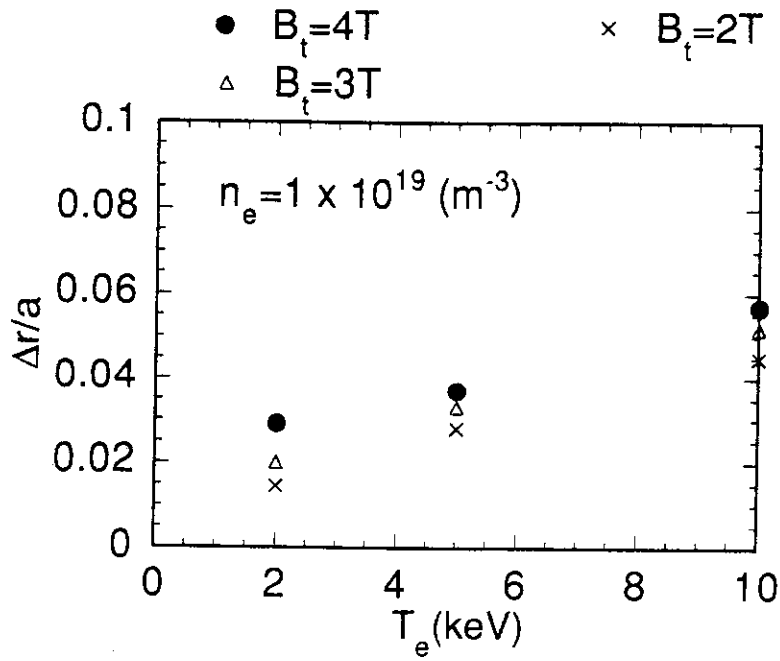


図2.1.1：電子温度半径分布の半径方向のずれの電子温度依存性。JT-60U装置における $B_t = 2, 3, 4T$ ,  $n_e = 1 \times 10^{19} m^{-3}$ の場合。

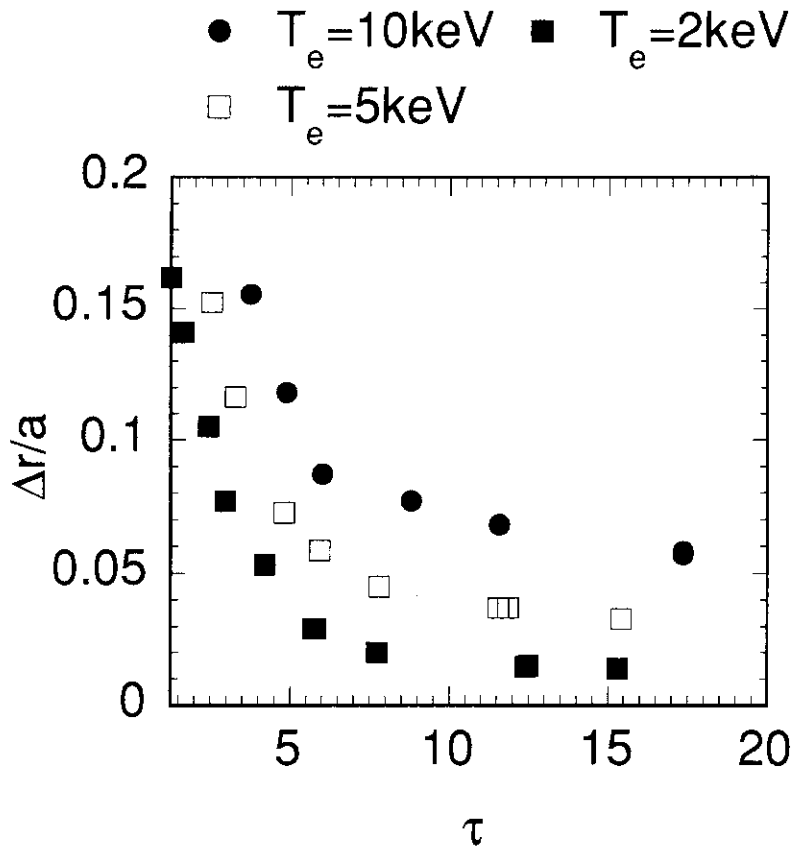


図2.1.2：電子温度半径分布の半径方向のずれの光学的深さ依存性。JT-60U装置における $T_e(0) = 10 keV$ (●),  $5 keV$ (□),  $2 keV$ (■)

## Absorption coefficient profile

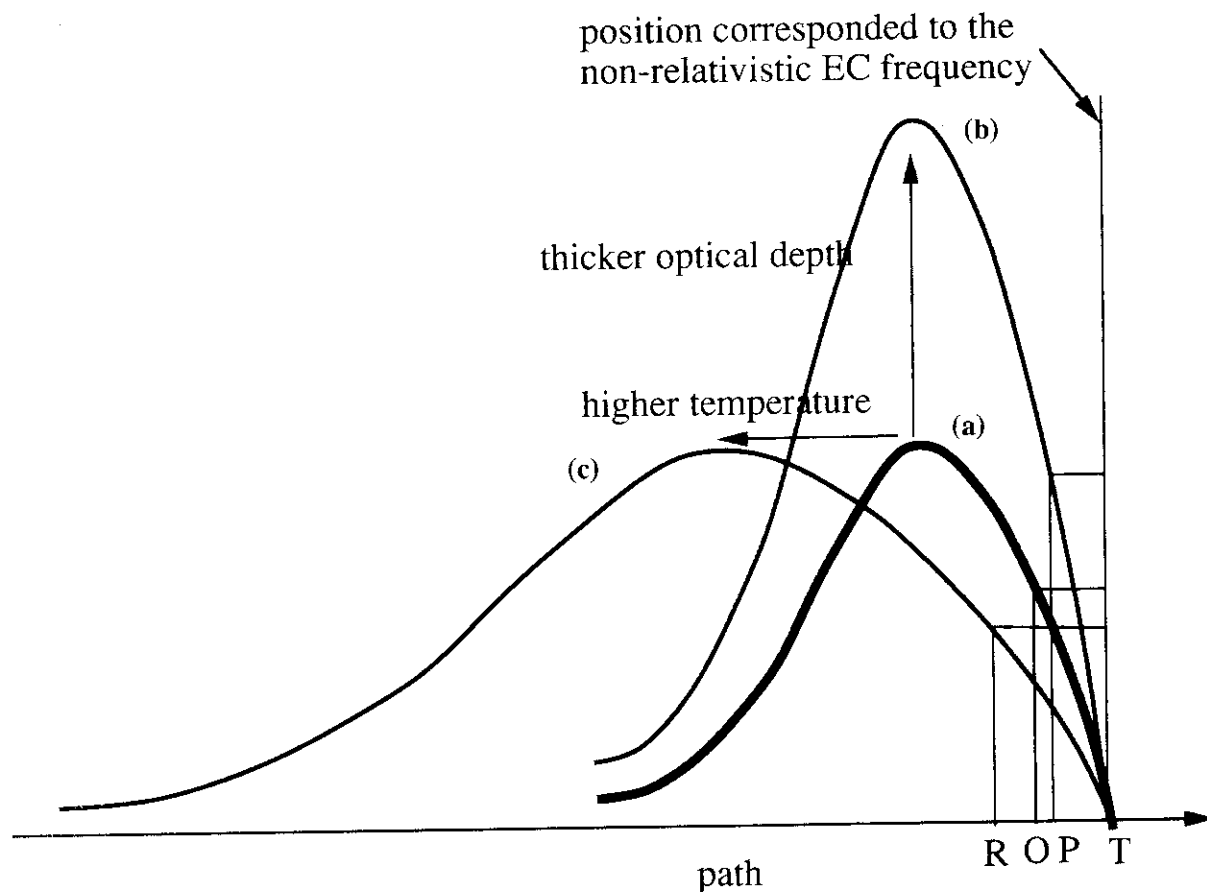
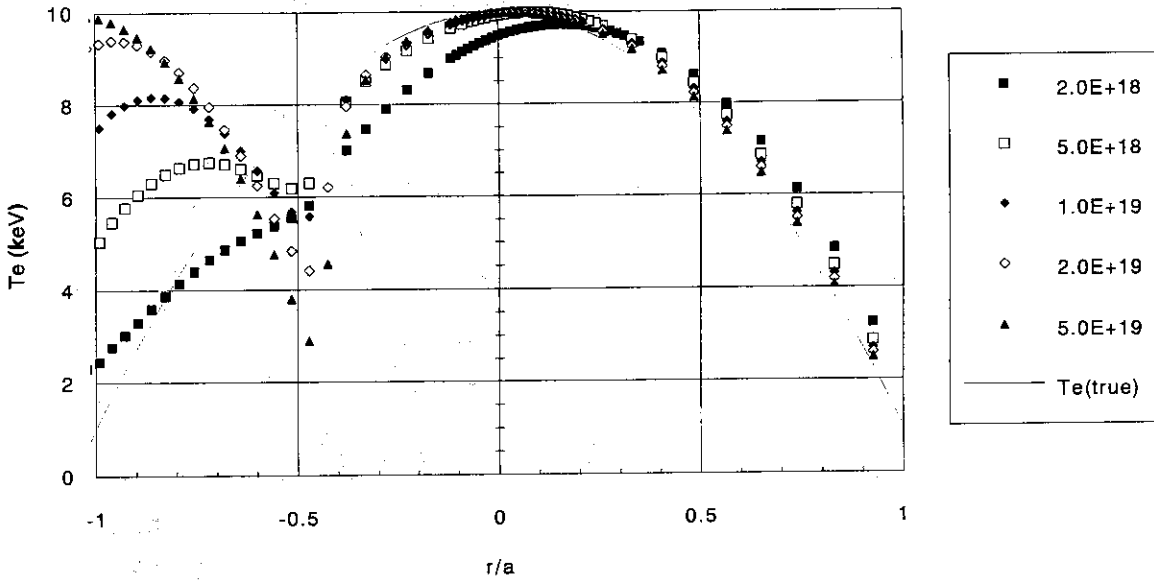


図2.1.3：視線に沿った模式的な吸収係数の分布。T点：真の電子温度の位置、O点：ある電子密度・温度のプラズマ（(a)の太線参照）におけるみかけ上の電子温度の位置、P点：高い電子密度におけるみかけ上の電子温度の位置。(b)電子密度が高くなるとその吸収係数の分布形は同じであるが、吸収係数の数値が上昇し、みかけ上の電子温度を表す位置がO点からP点に変わり、T点に近づく。R点：高い電子温度におけるみかけ上の電子温度の位置。(c)電子温度が高くなるとその吸収係数の分布が平坦になり、みかけ上の電子温度を表す位置がO点からR点に変わり、T点から遠ざかる。ここでは、簡単のために、電子温度が高くなる場合、吸収係数のピーク値が増加することは省き、吸収係数のピーク値は変化せずプロファイルだけ変化するとした。実際には、電子温度の増加は、吸収係数のピーク値を大きくするので、分布が広がることとピーク値が大きくなることの2つの効果の競争でみかけ上の電子温度が決まる。

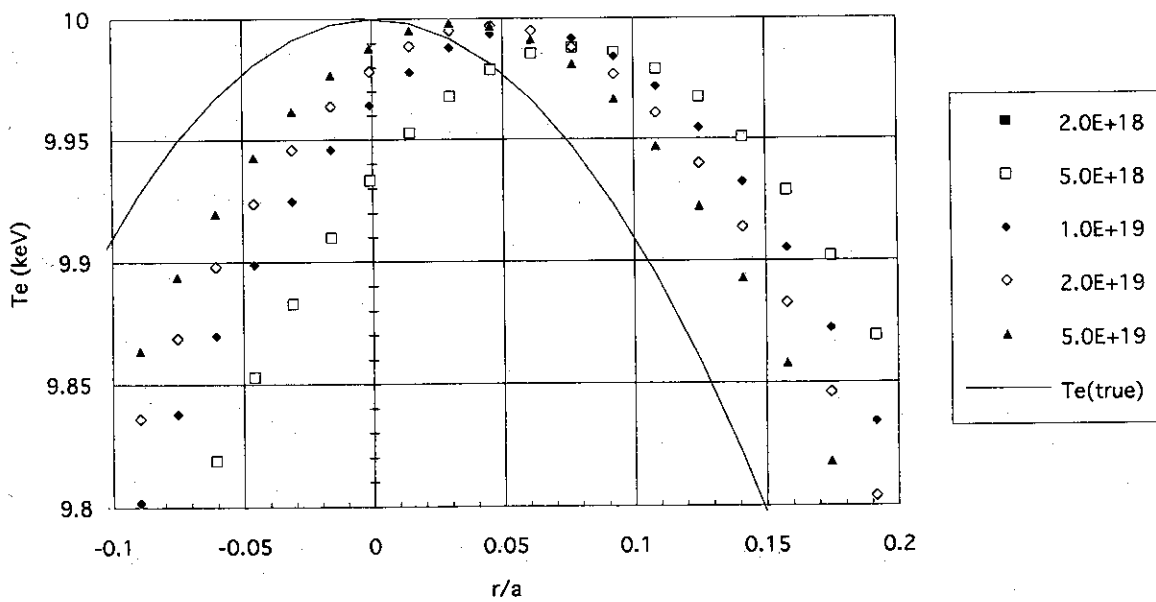


JT-60U, Bt=4T, Te(0)=10keV



3.2.1 (a)

JT-60U, Bt=4T, Te(0)=10keV



3.2.1 (b)

JT-60U,  $B_t=4T$ ,  $T_e=10keV$

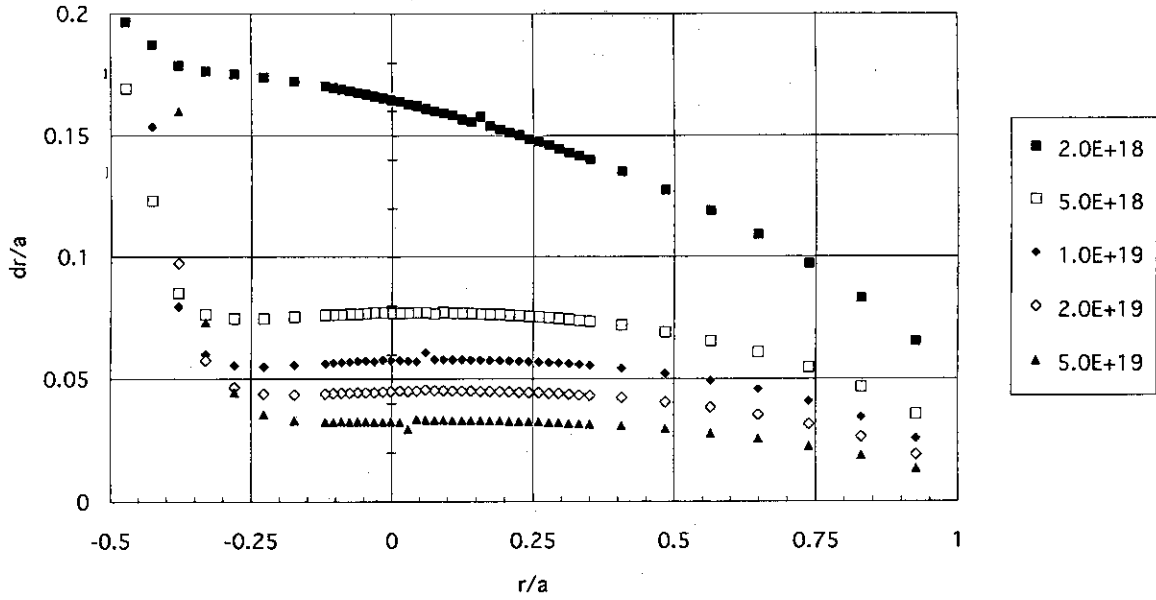
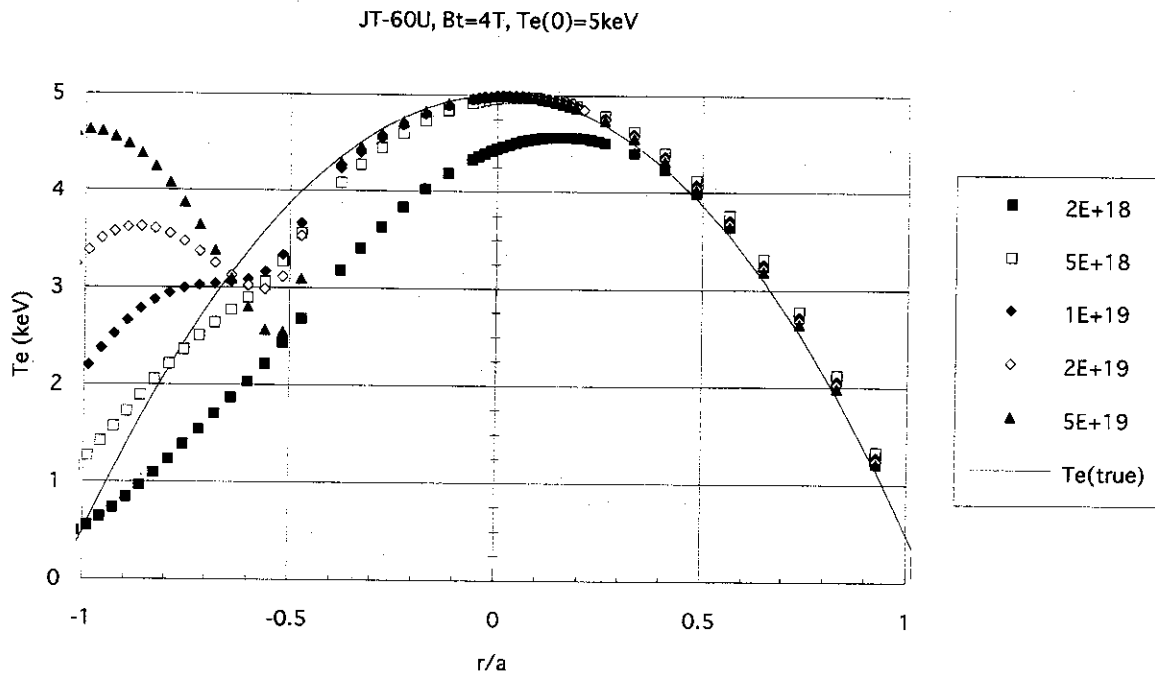
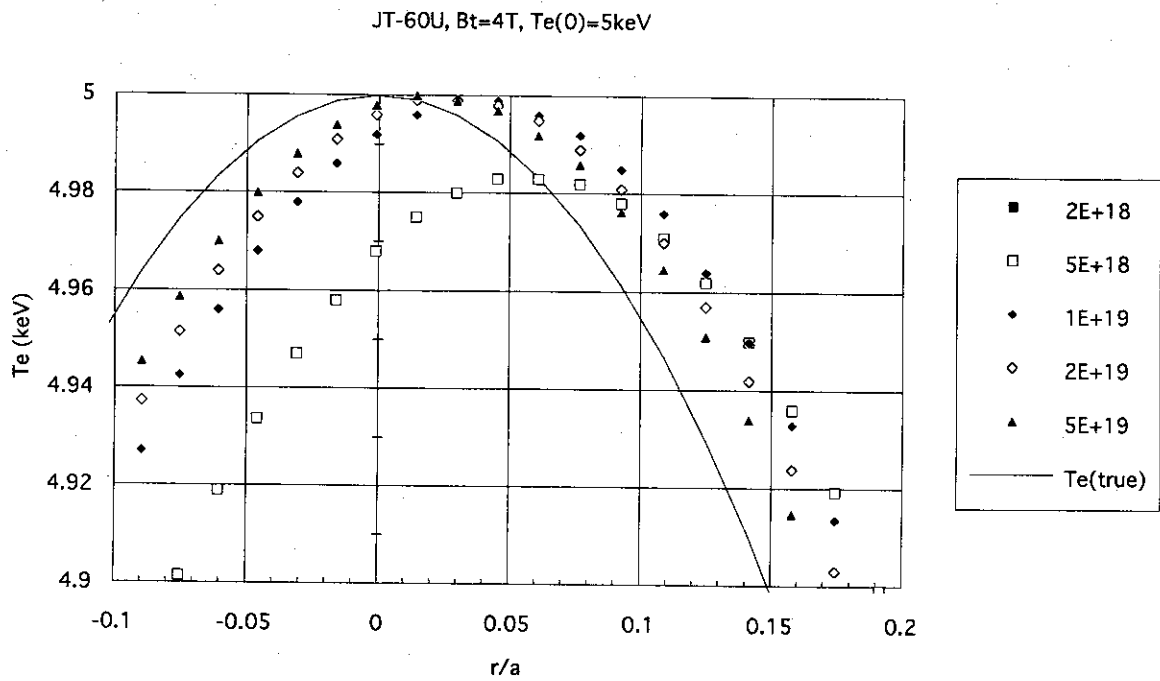


図3.2.1 (c)

図3.2.1: JT-60U装置における $B_t=4T$ ,  $T_e(0)=10keV$ ,  $n_e=0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} m^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度半径分布・非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度半径分布:(a)全体分布、(b)ピーク付近の詳細分布及び、(c)電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれの半径依存性。 $dr/a$ :小半径で規格化された半径方向のずれ。



☒ 3.2.2 (a)



☒ 3.2.2 (b)

JT-60,  $B_t=4T$ ,  $T_e(0)=5keV$

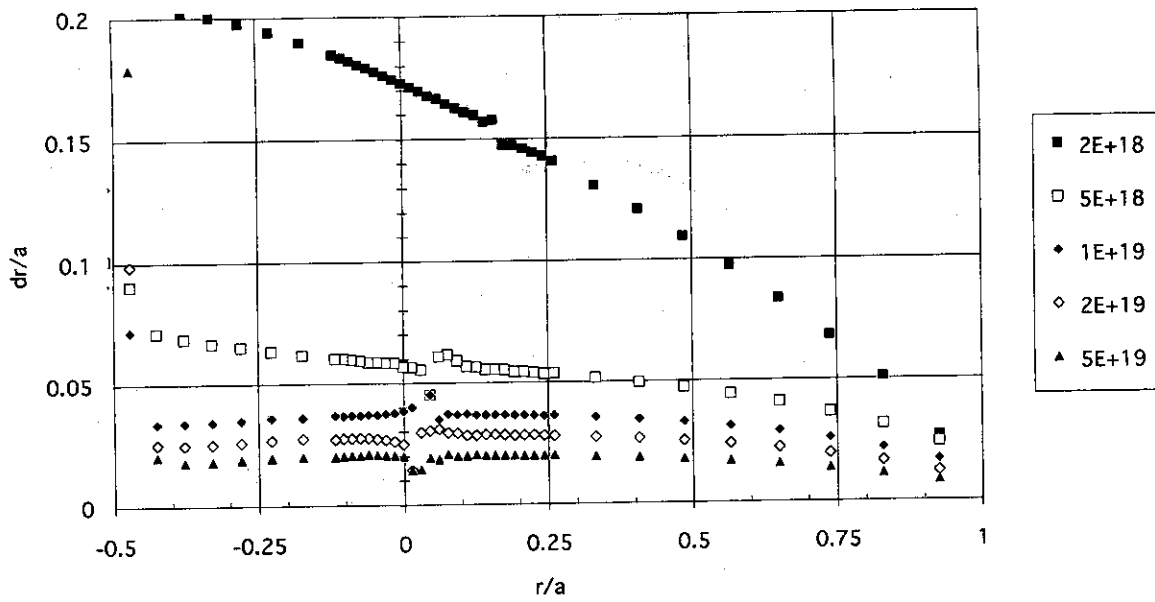
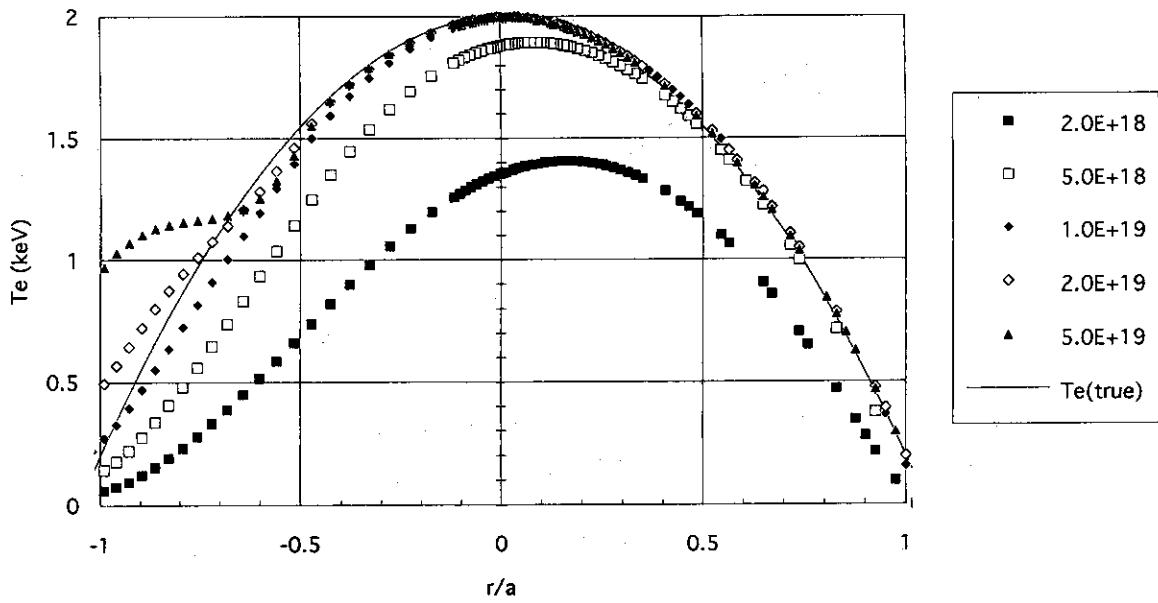


図3.2.2 (c)

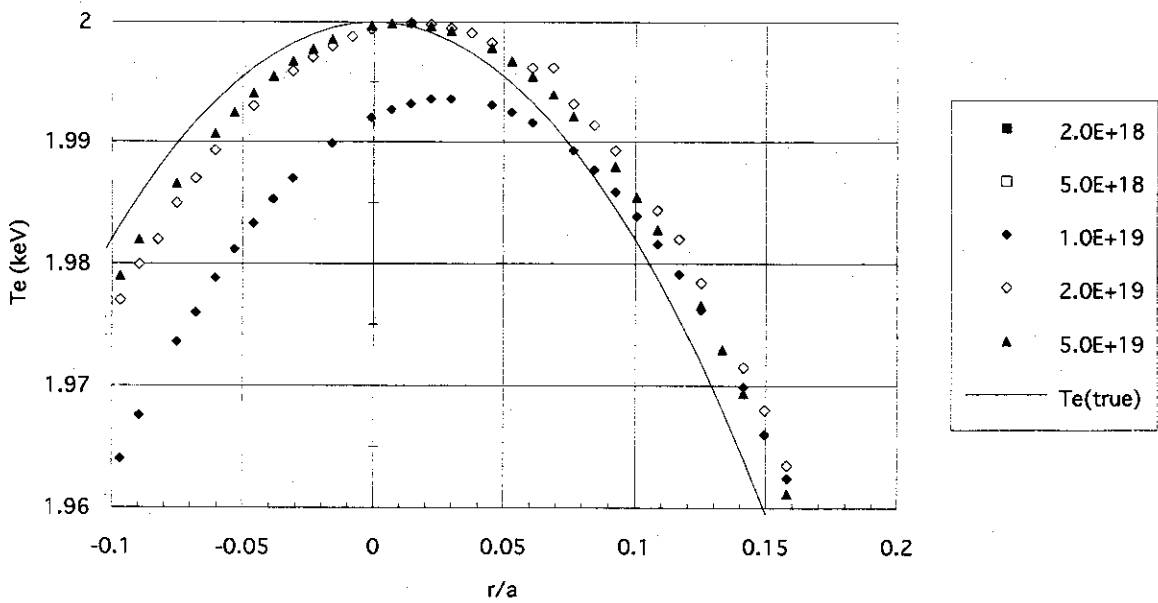
図3.2.2: JT-60U装置における $B_t = 4T$ ,  $T_e(0) = 5keV$ ,  $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} m^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度半径分布・非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度半径分布:(a)全体分布、(b)ピーク付近の詳細分布及び、(c)電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれの半径依存性。 $dr/a$ :小半径で規格化された半径方向のずれ。

JT-60U, Bt=4T, Te(0)=2keV



3.2.3 (a)

JT-60U, Bt=4T, Te(0)=2keV



3.2.3 (b)

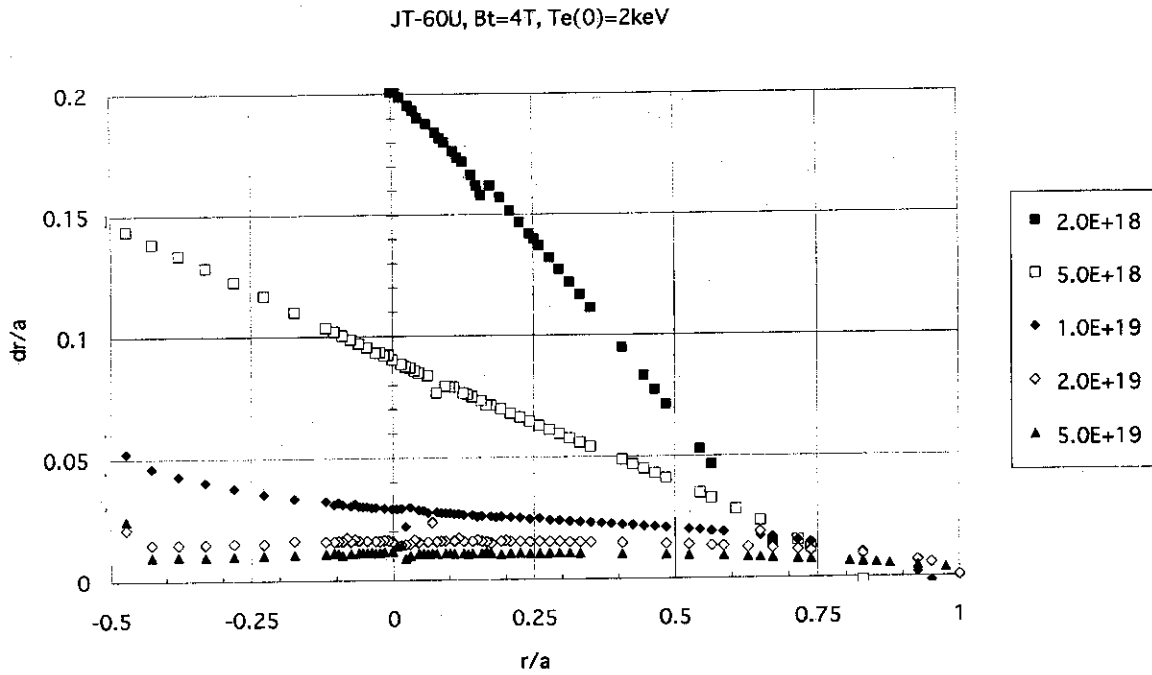
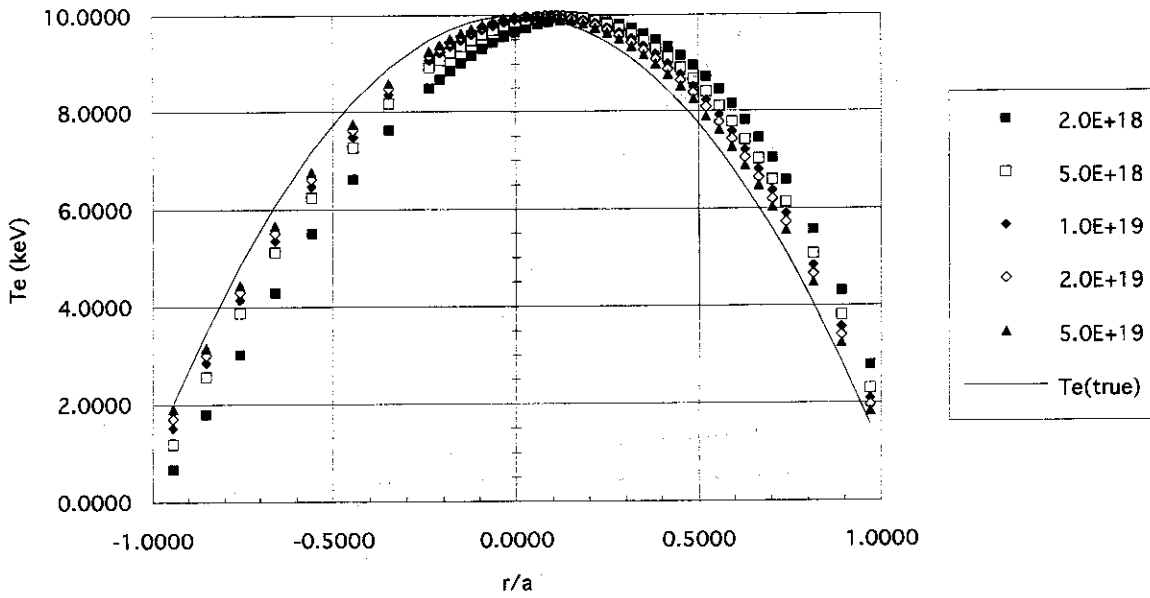


図3.2.3 (c)

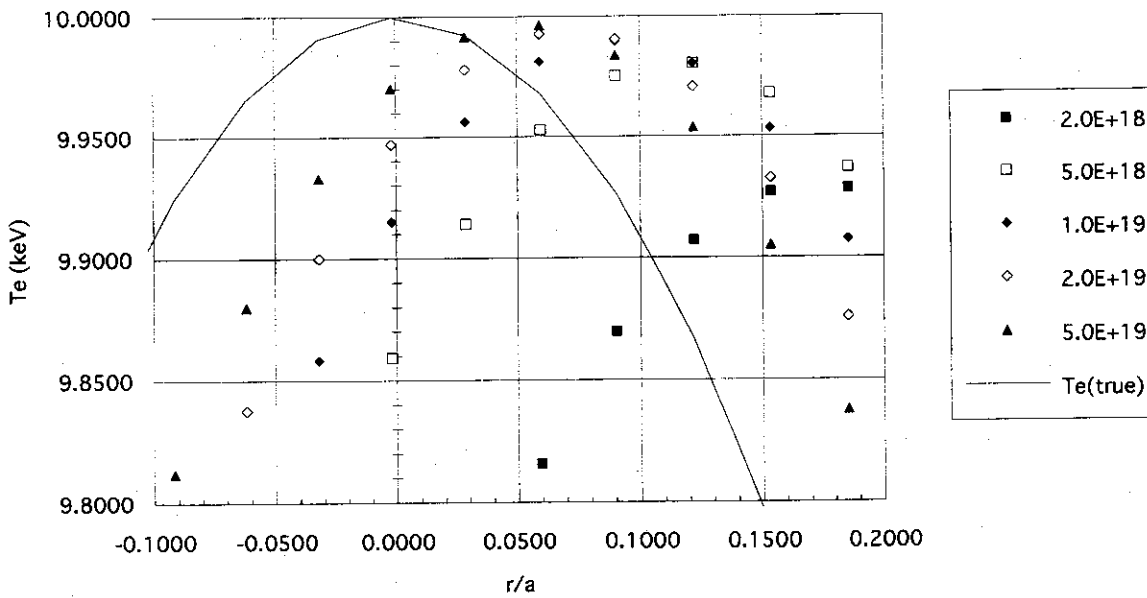
図3.2.3：JT-60U装置における $B_t = 4T$ ,  $T_e(0) = 2keV$ ,  $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} m^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度半径分布・非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度半径分布：(a)全体分布、(b)ピーク付近の詳細分布及び、(c)電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれの半径依存性。 $dr/a$ ：小半径で規格化された半径方向のずれ。

JT-60R(R=6.8m), Bt=4T, Te(0)=10keV



3.2.4 (a)

JT-60R(R=6.8m), Bt=4T, Te(0)=10keV



3.2.4 (b)

JT-60R(R=6.8m), B<sub>t</sub>=4T, T<sub>e</sub>=10keV

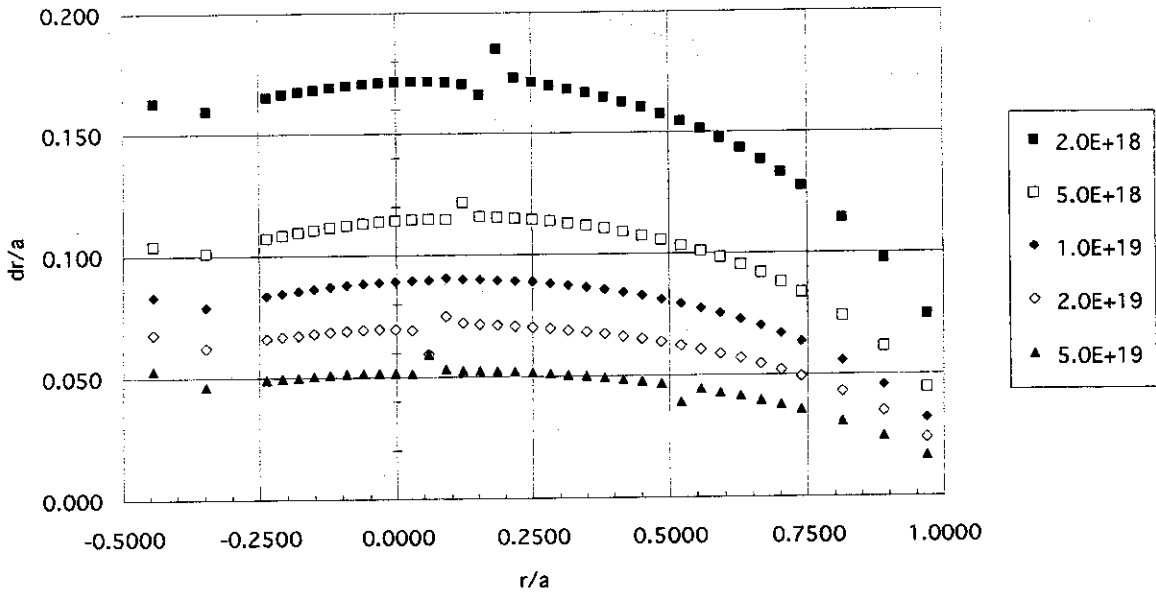
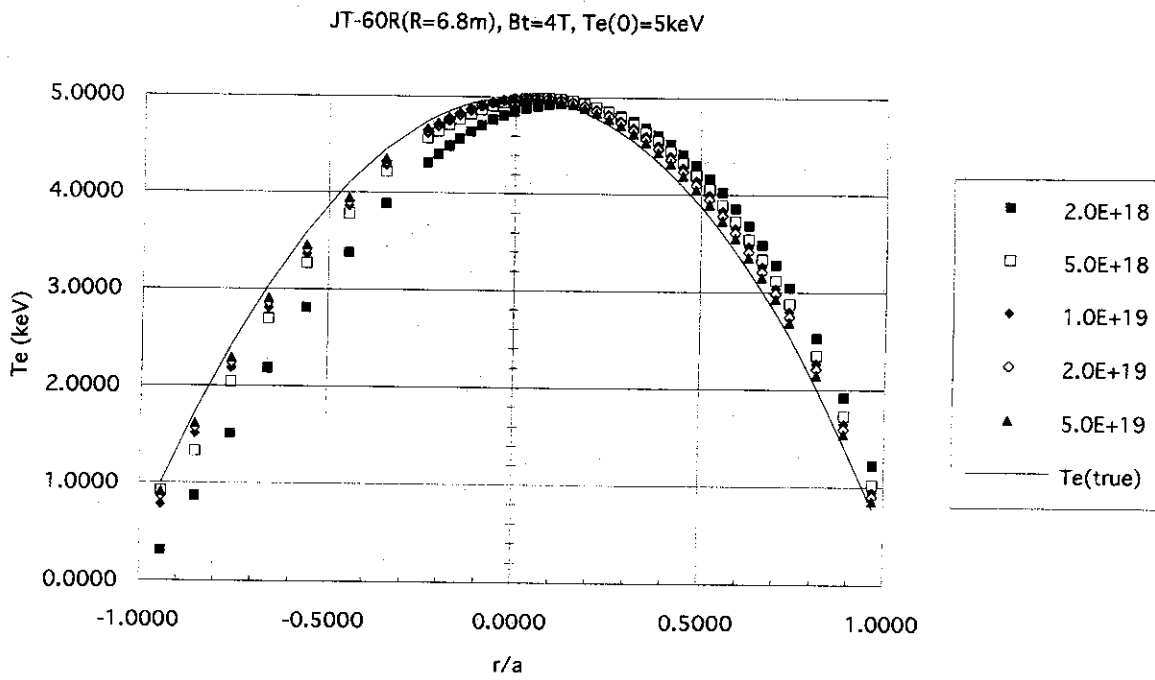


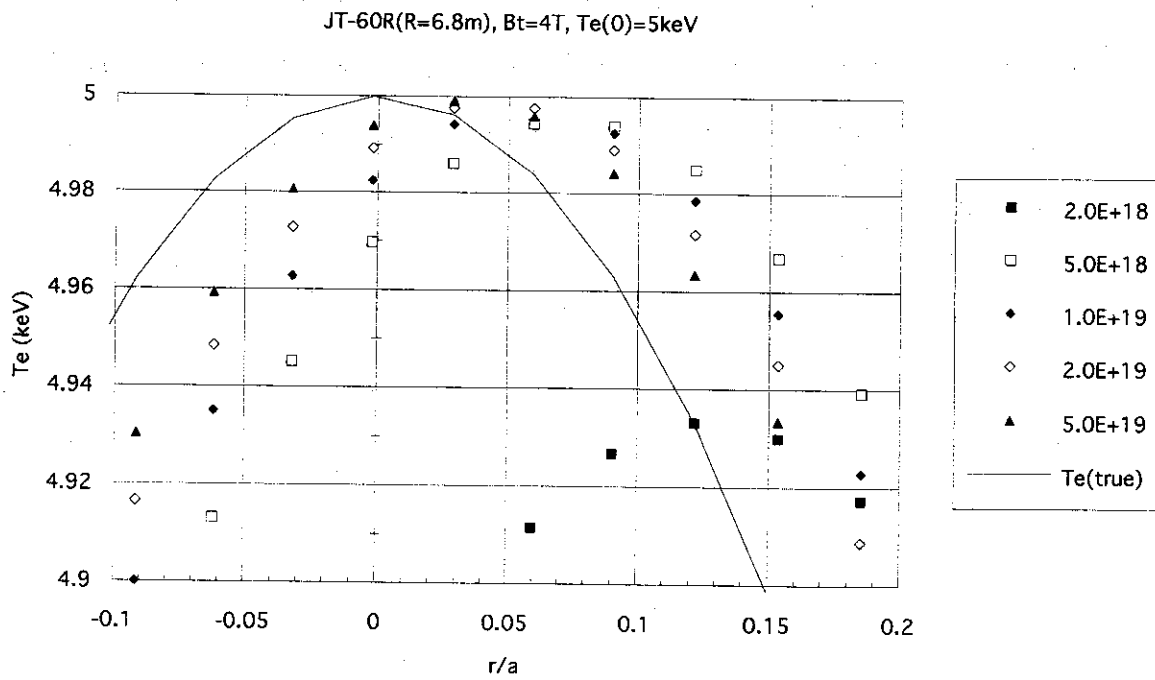
図3.2.4 (c)

図3.2.4: JT-60R装置における $B_t = 4\text{ T}$ ,  $T_e(0) = 10\text{ keV}$ ,  $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度半径分布・非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度半径分布:(a)全体分布、(b)ピーク付近の詳細分布及び、(c)電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれの半径依存性。 $dr/a$ :小半径で規格化された半径方向のずれ。





☒ 3.2.5 (a)



☒ 3.2.5 (b)

JT-60R(R=6.8m), B<sub>t</sub>=4T, T<sub>e</sub>=5keV

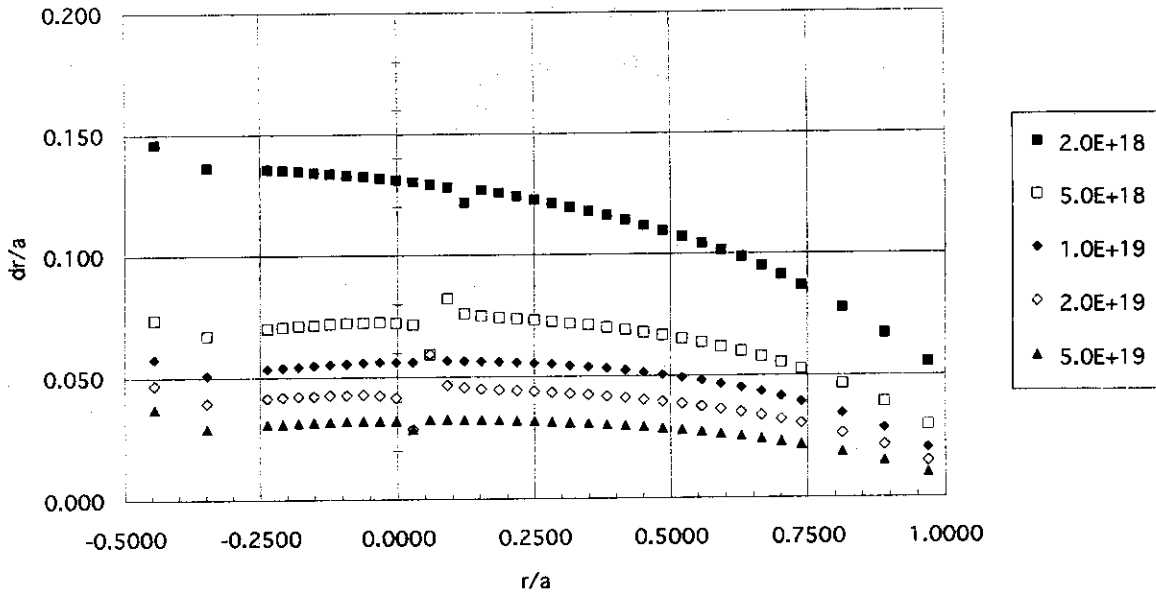
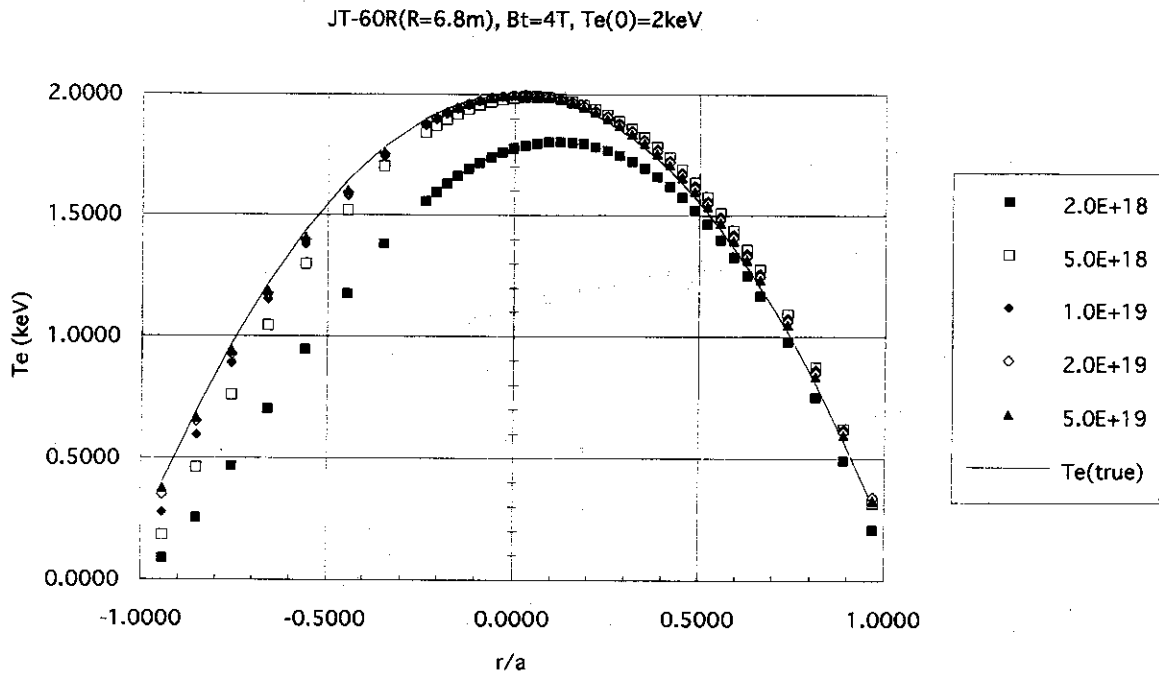
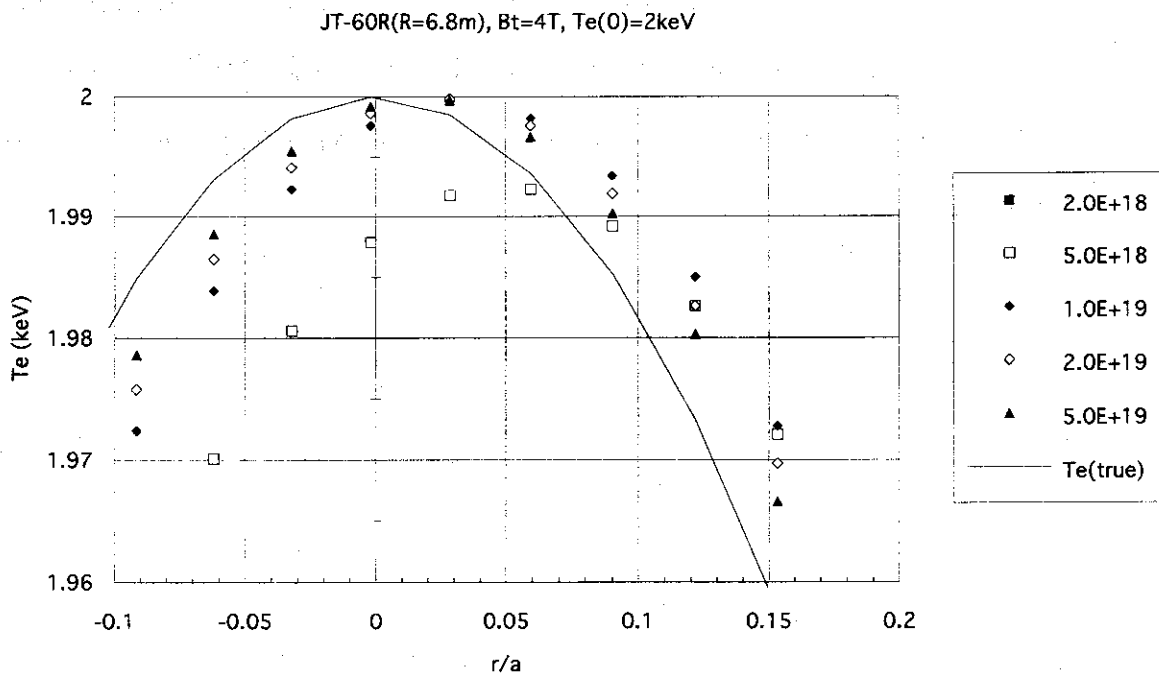


図3.2.5 (c)

図3.2.5: JT-60R装置における $B_t = 4\text{ T}$ ,  $T_e(0) = 5\text{ keV}$ ,  $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度半径分布・非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度半径分布:(a)全体分布、(b)ピーク付近の詳細分布及び、(c)電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれの半径依存性。 $dr/a$ :小半径で規格化された半径方向のずれ。



☒ 3.2.6 (a)



☒ 3.2.6 (b)

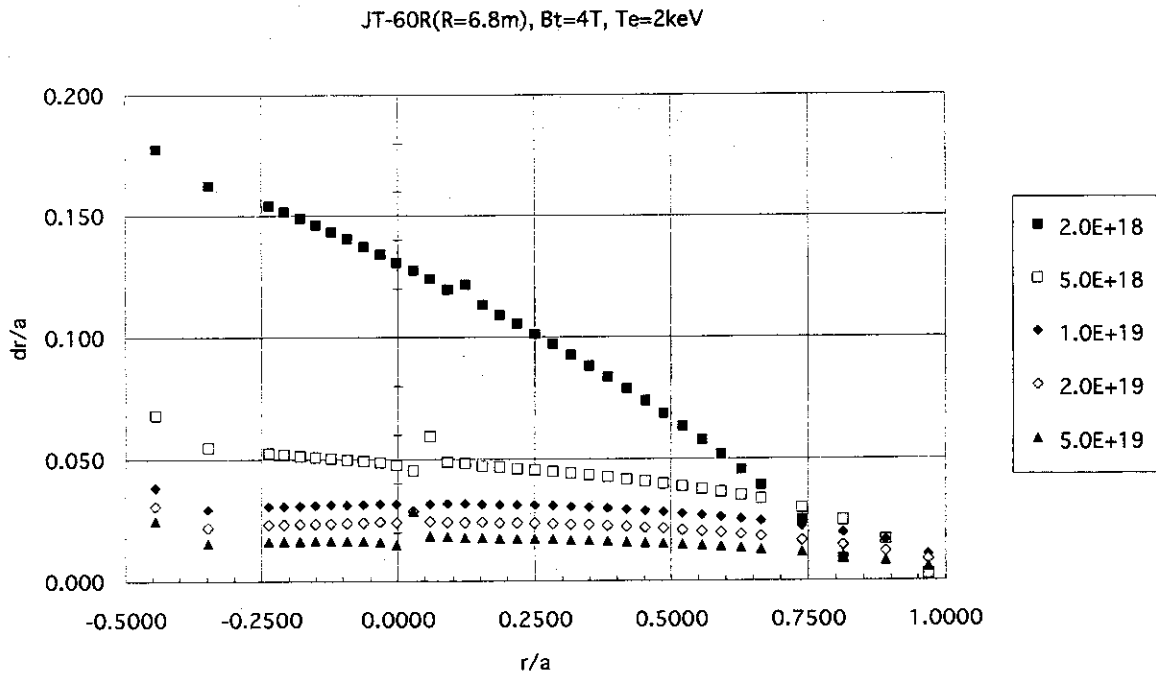
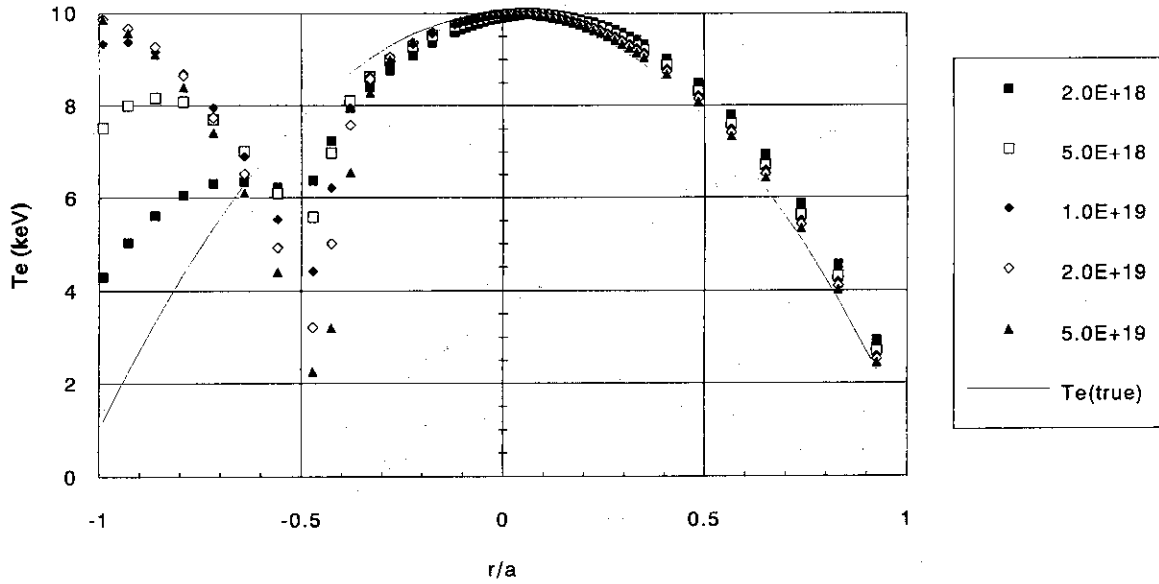


図3.2.6 (c)

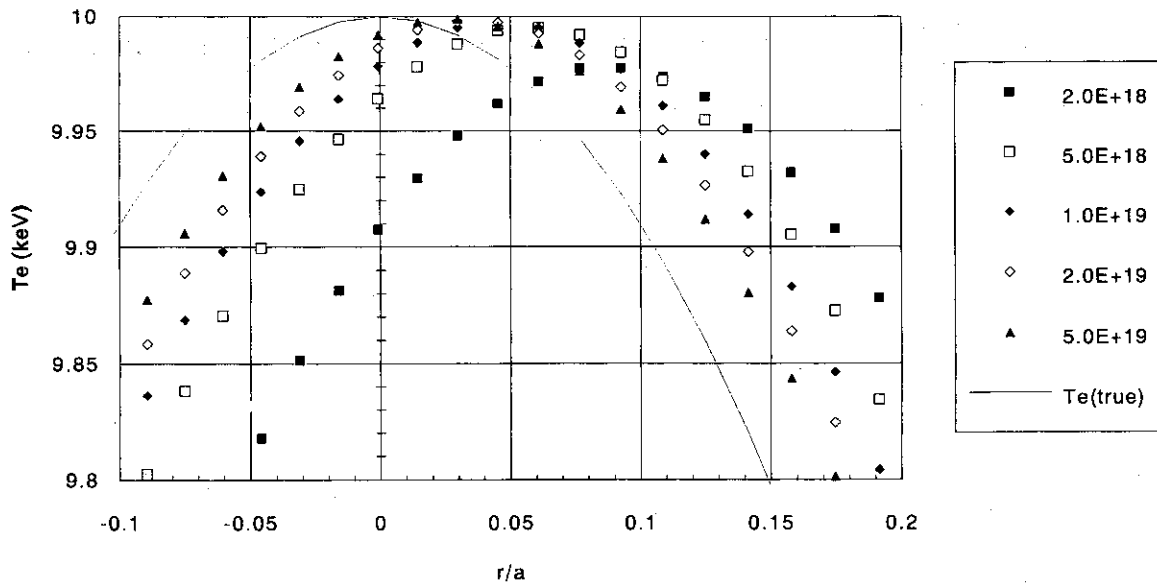
図3.2.6: JT-60R装置における $B_t = 4\text{ T}$ ,  $T_e(0) = 2\text{ keV}$ ,  $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度半径分布・非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度半径分布: (a)全体分布、(b)ピーク付近の詳細分布及び、(c)電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれの半径依存性。dr/a: 小半径で規格化された半径方向のずれ。

JT-60L(R=6.8m, a=2m), Bt=4T, Te=10keV



☒ 3.2.7 (a)

JT-60L(R=6.8m, a=2m), Bt=4T, Te=10keV



☒ 3.2.7 (b)

JT-60L(R=6.8m, a=2m), B<sub>t</sub>=4T, T<sub>e</sub>=10keV

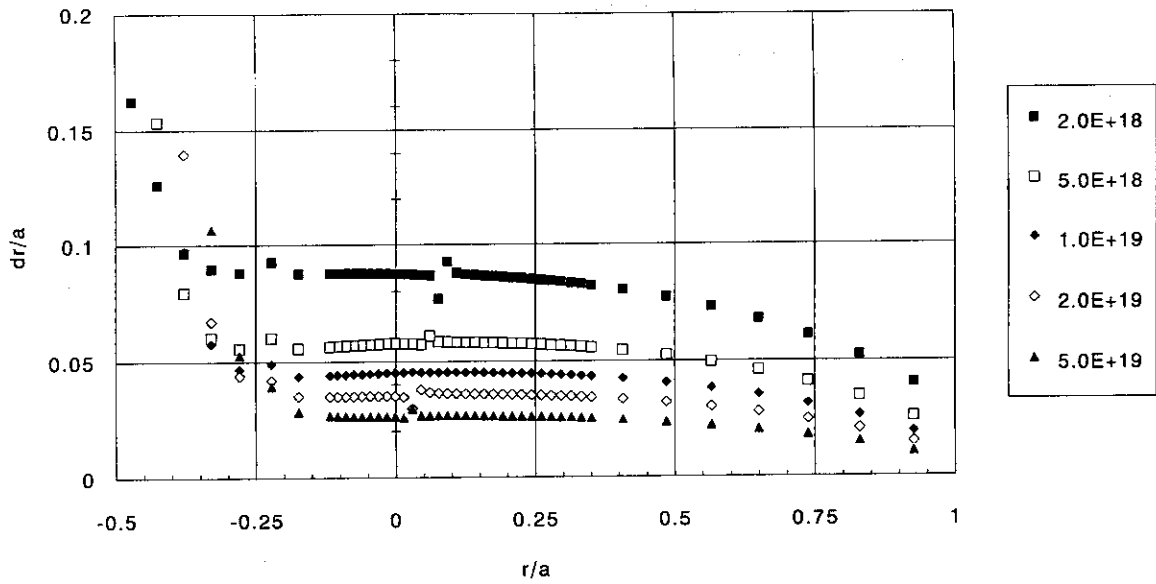
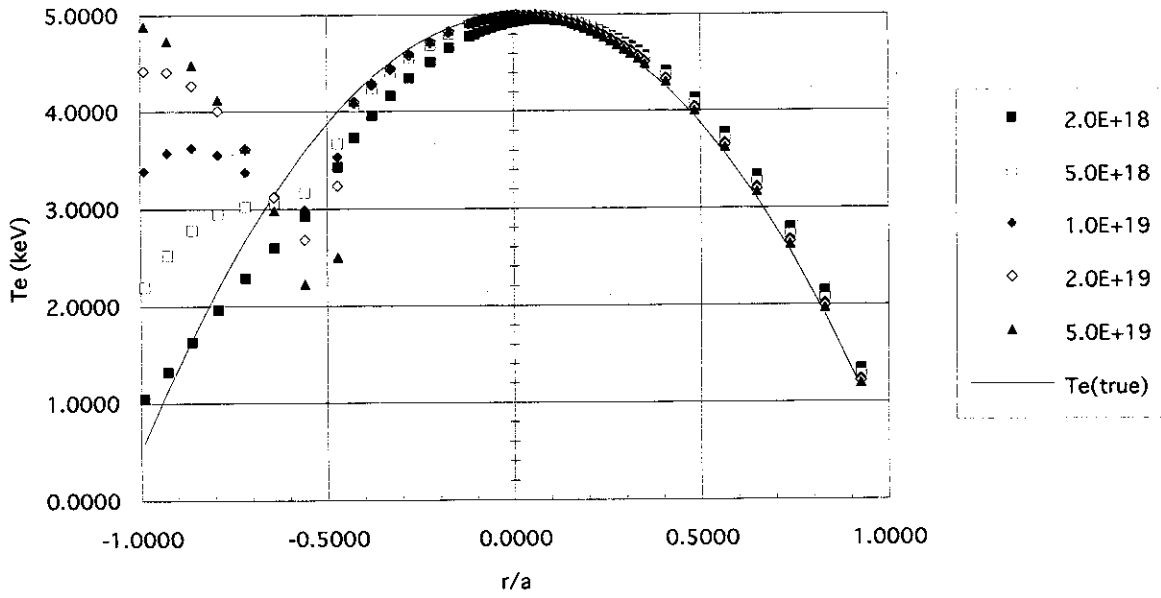


図3.2.7 (c)

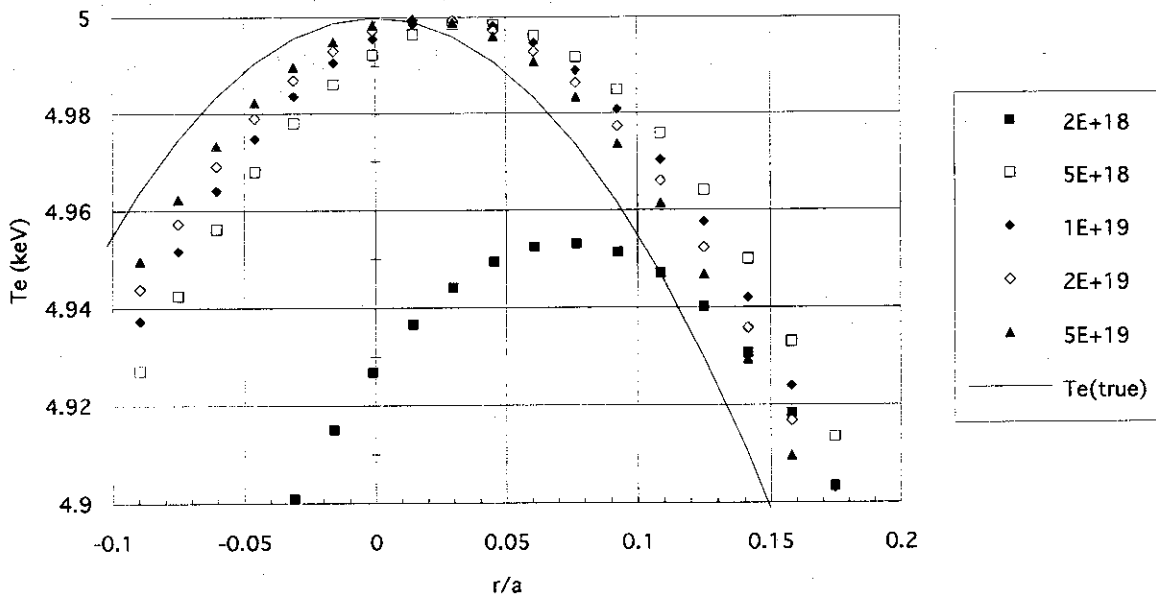
図3.2.7: JT-60L装置における $B_t = 4\text{ T}$ ,  $T_e(0) = 10\text{ keV}$ ,  $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度半径分布・非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度半径分布:(a)全体分布、(b)ピーク付近の詳細分布及び、(c)電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれの半径依存性。 $dr/a$ :小半径で規格化された半径方向のずれ。

JT-60L(R=6.8m, a=2m), Bt=4T, Te=5keV



☒ 3.2.8 (a)

JT-60L(R=6.8m, a=2m), Bt=4T, Te=5keV



☒ 3.2.8 (b)

JT-60L(R=6.8m, a=2m), B<sub>t</sub>=4T, T<sub>e</sub>=5keV

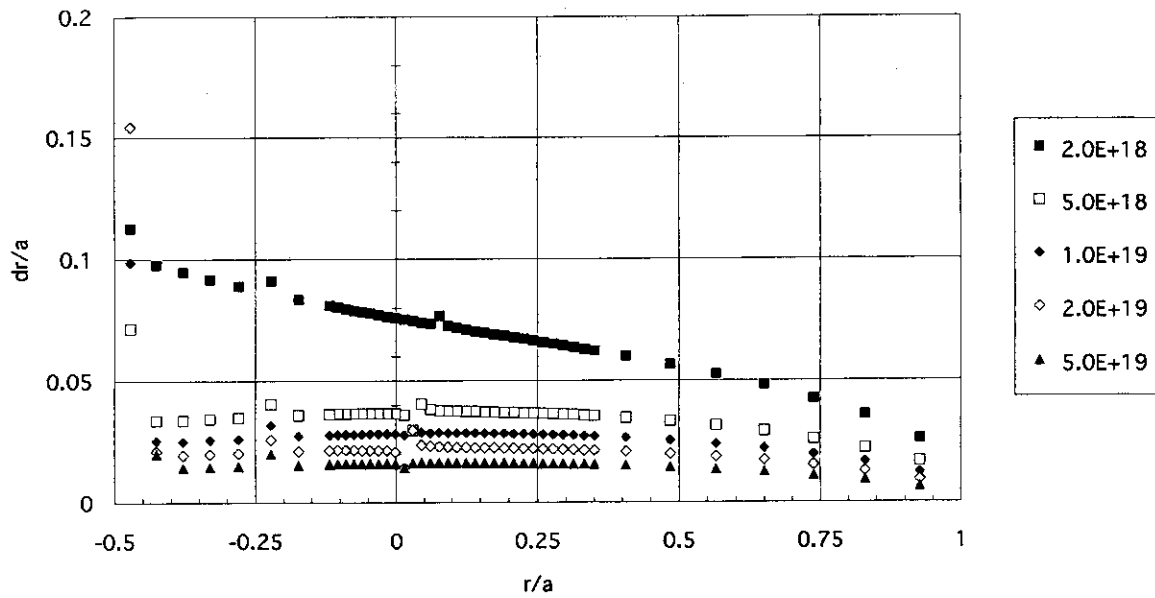
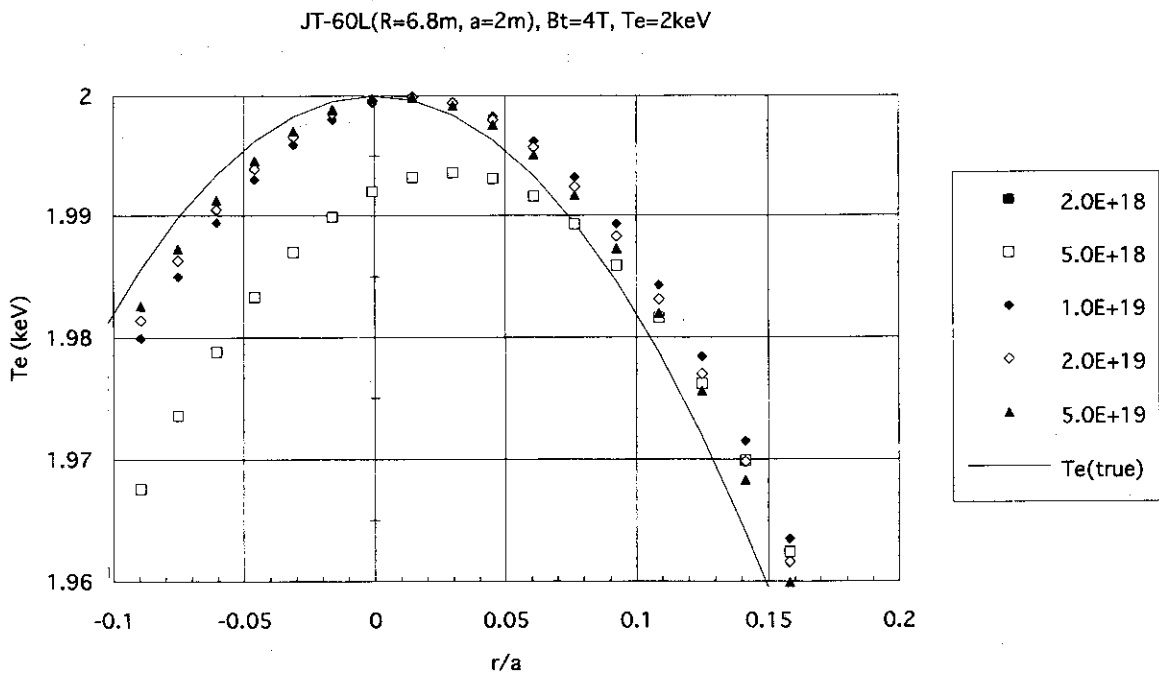
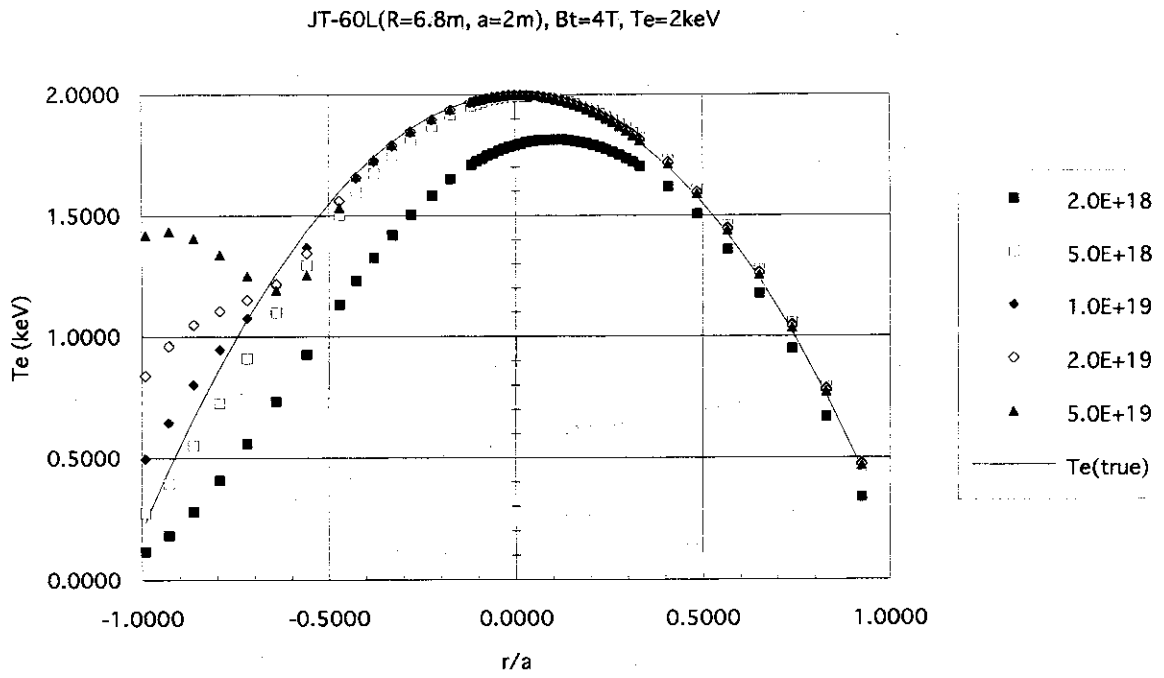


図3.2.8 (c)

図3.2.8：JT-60L装置における $B_t = 4\text{ T}$ ,  $T_e(0) = 5\text{ keV}$ ,  $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度半径分布・非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度半径分布：(a)全体分布、(b)ピーク付近の詳細分布及び、(c)電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれの半径依存性。 $dr/a$ ：小半径で規格化された半径方向のずれ。





JT-60L(R=6.8m, a=2m), B<sub>t</sub>=4T, T<sub>e</sub>=2keV

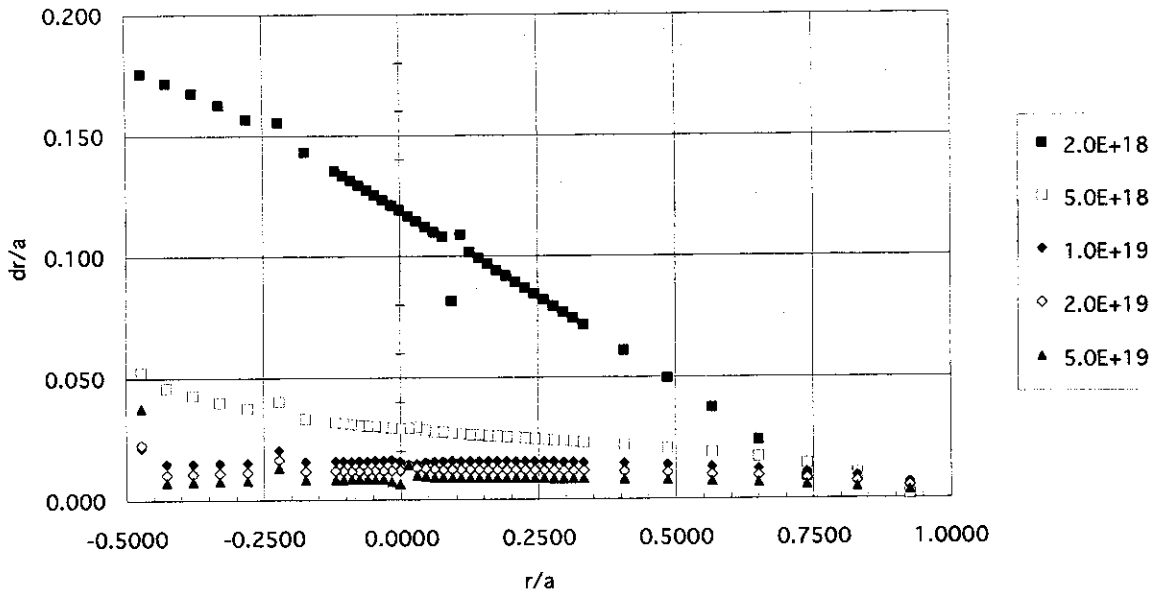
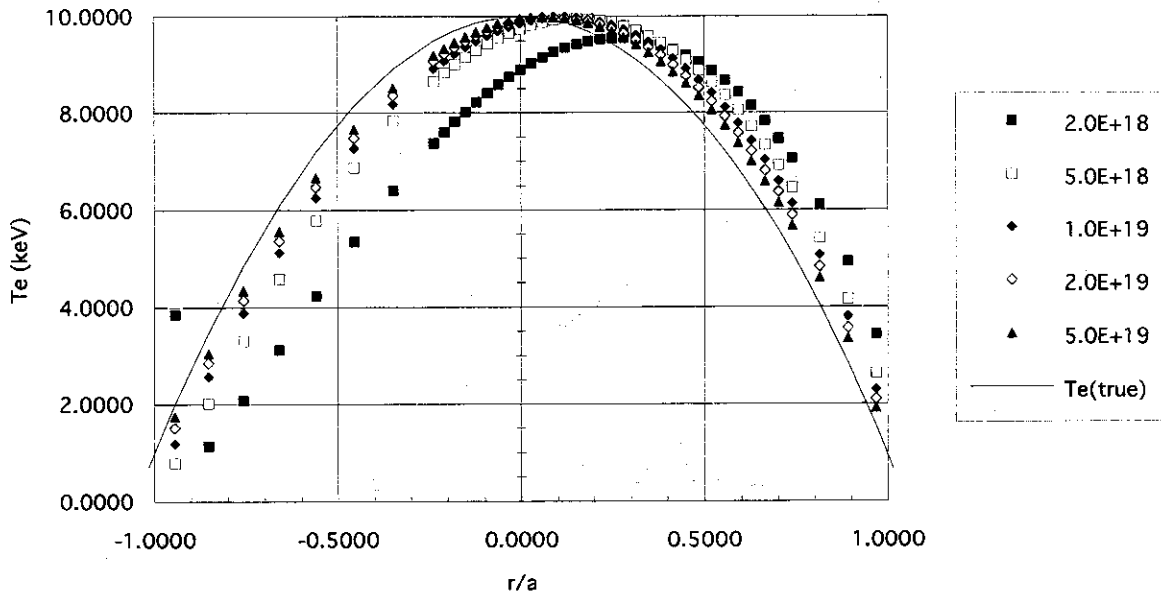


図3.2.9 (c)

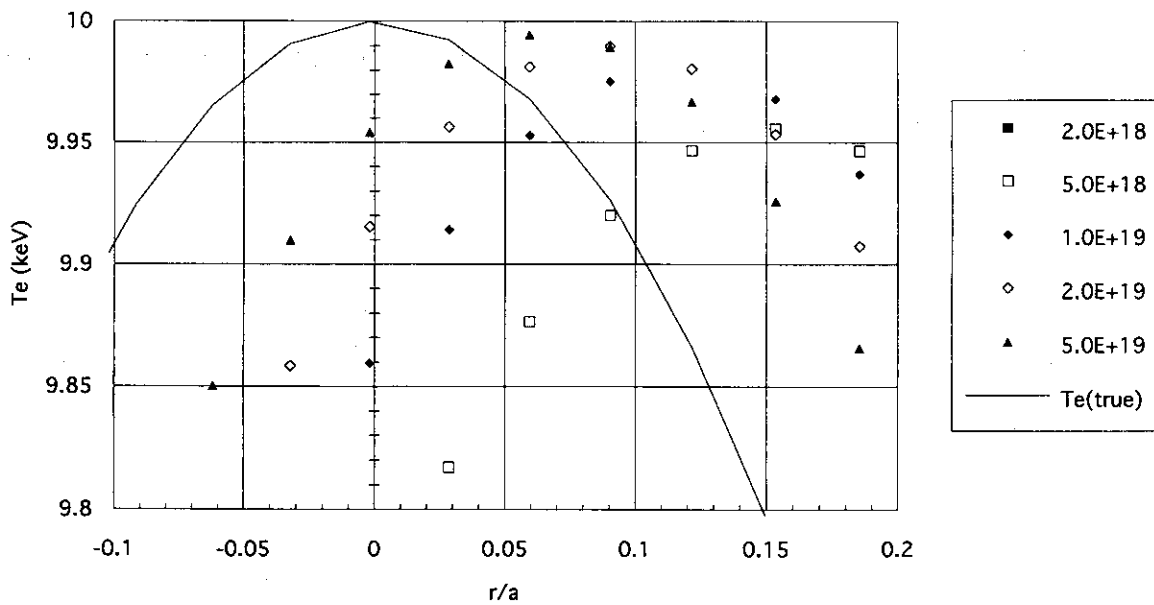
図3.2.9: JT-60L装置における $B_t = 4\text{ T}$ ,  $T_e(0) = 2\text{ keV}$ ,  $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度半径分布・非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度半径分布:(a)全体分布、(b)ピーク付近の詳細分布及び、(c)電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれの半径依存性。 $dr/a$ :小半径で規格化された半径方向のずれ。

JT-60A(a=0.5m), Bt=4T, Te(0)=10keV



☒ 3.2.10 (a)

JT-60A(a=0.5m), Bt=4T, Te(0)=10keV



☒ 3.2.10 (b)

JT-60A(a=0.5m), Bt=4T, Te=10keV

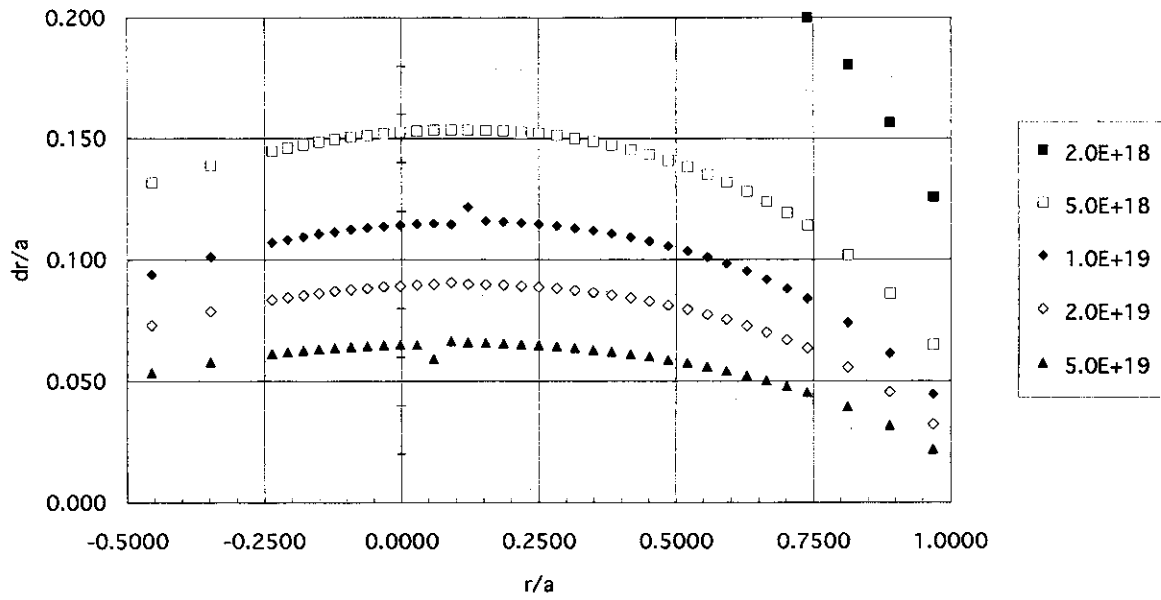
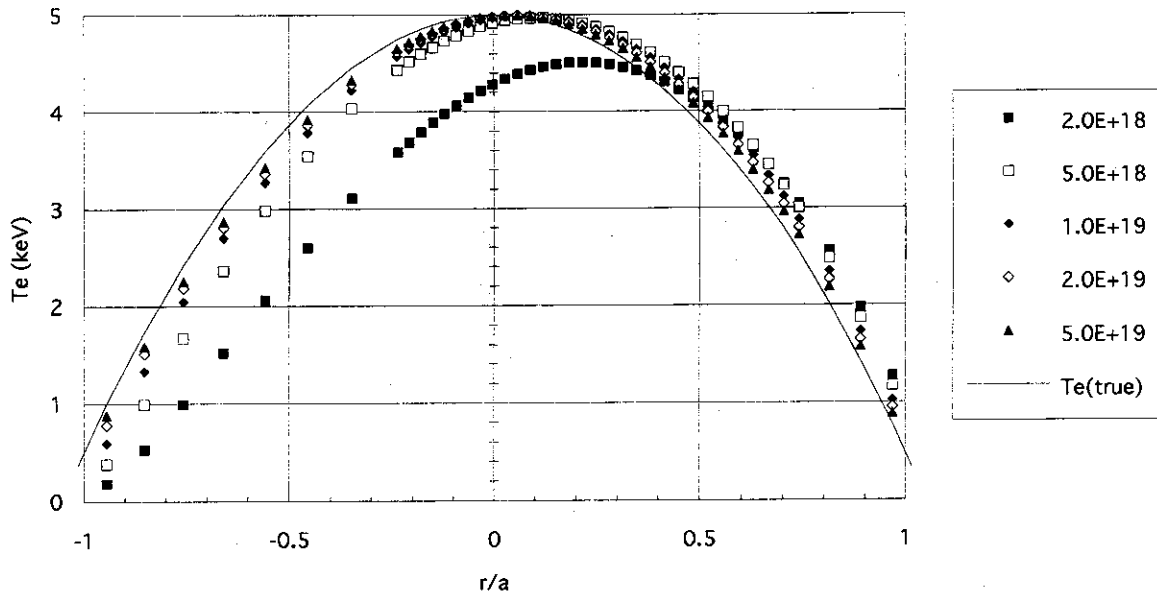


図3.2.10 (c)

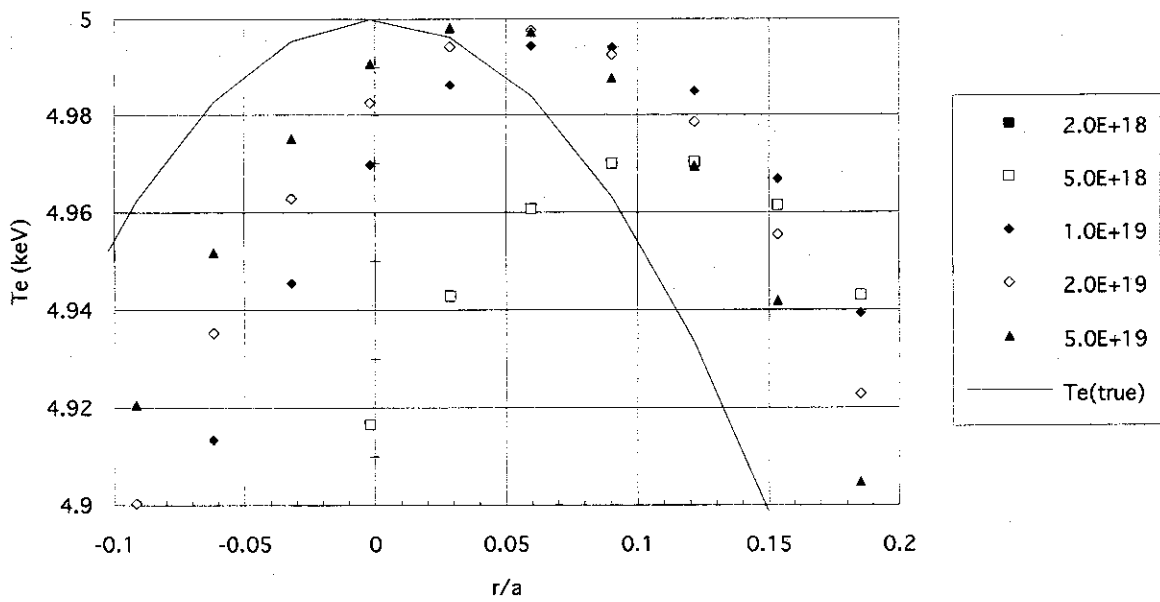
図3.2.10: JT-60A装置における  $B_t = 4\text{ T}$ ,  $T_e(0) = 10\text{ keV}$ ,  $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$  の場合の仮定した真の電子温度半径分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度半径分布: (a) 全体分布、(b) ピーク付近の詳細分布及び、(c) 電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれの半径依存性。  $dr/a$ : 小半径で規格化された半径方向のずれ。

JT-60A(a=0.5m), Bt=4T, Te(0)=5keV



☒ 3.2.11 (a)

JT-60A(a=0.5m), Bt=4T, Te(0)=5keV



☒ 3.2.11 (b)

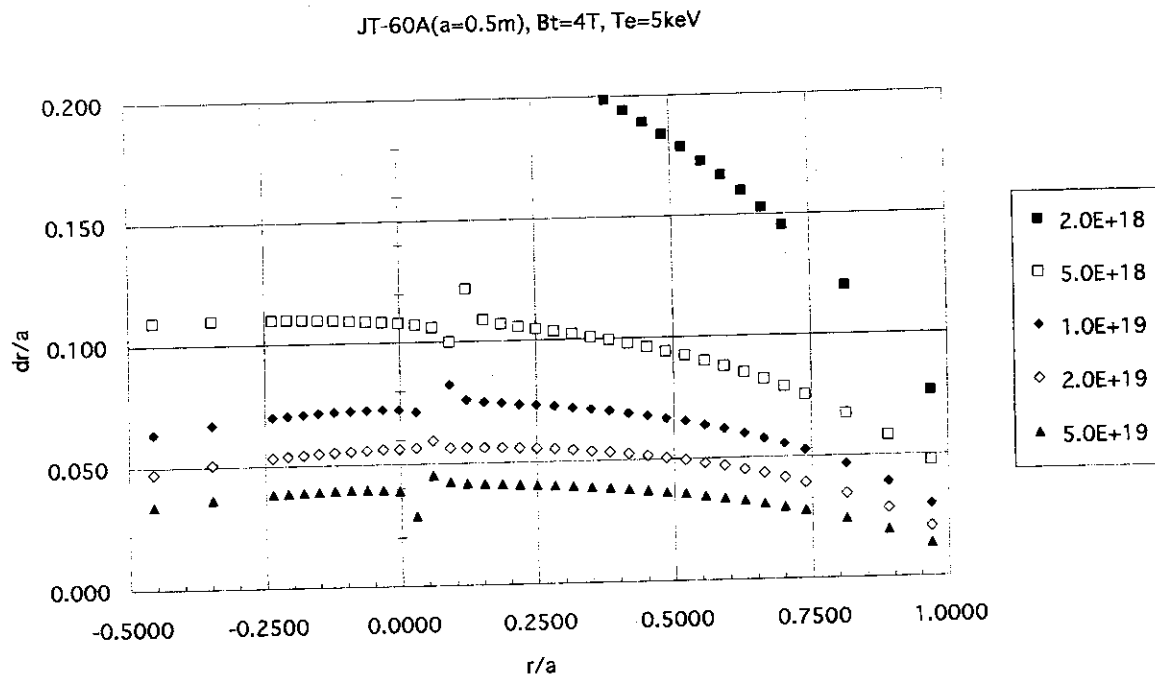
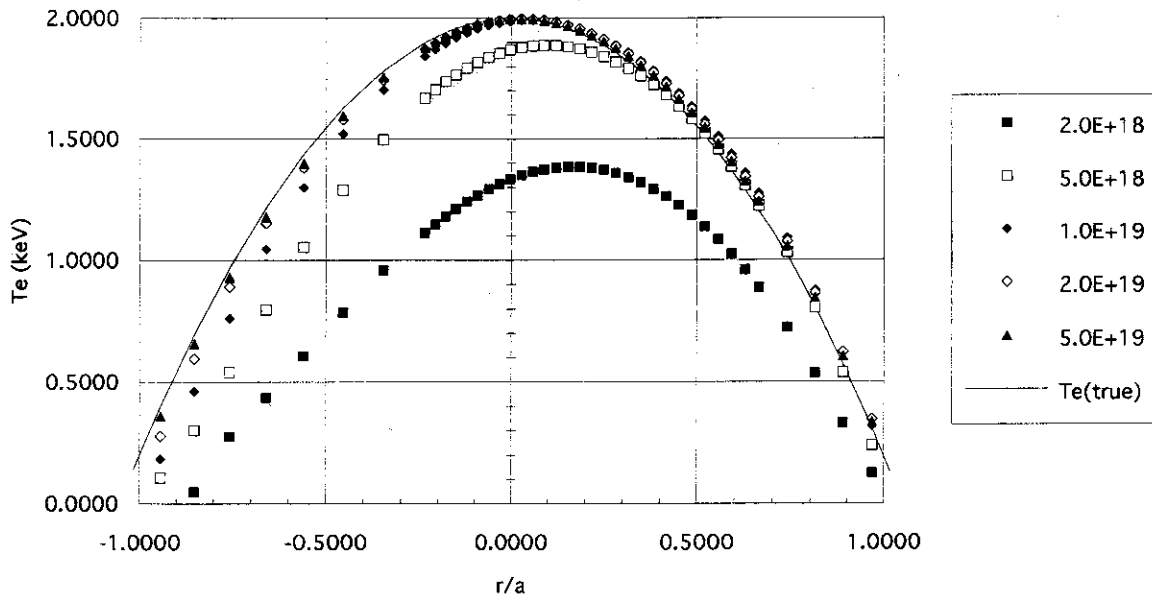


図3.2.11 (c)

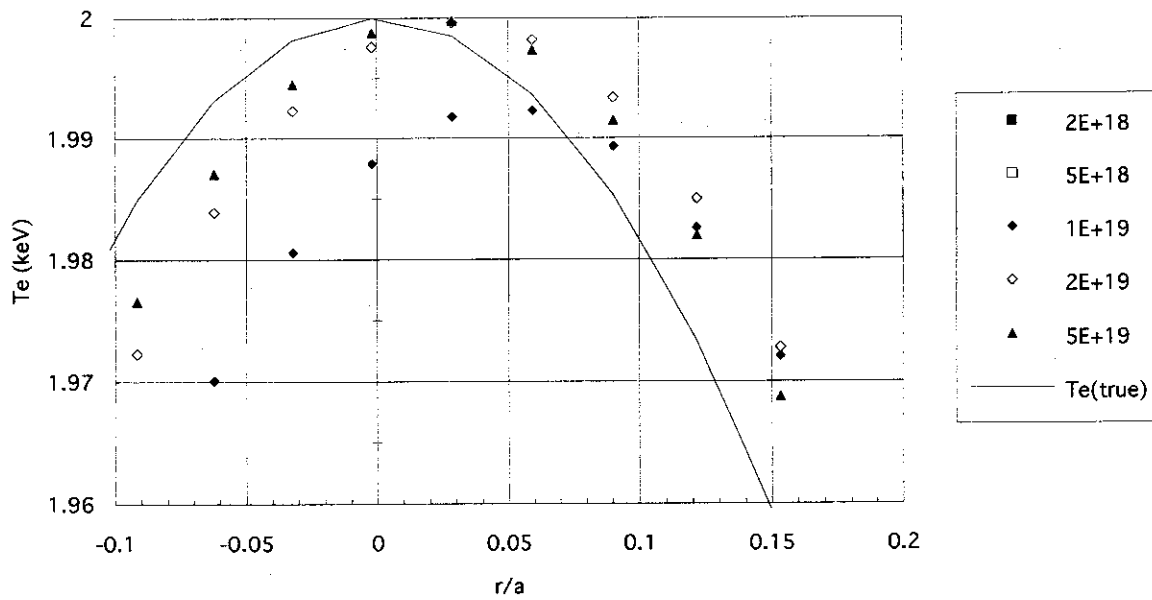
図3.2.11：JT-60A装置における $B_t = 4\text{ T}$ ,  $T_e(0) = 5\text{ keV}$ ,  $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度半径分布・非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度半径分布：(a)全体分布、(b)ピーク付近の詳細分布及び、(c)電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれの半径依存性。 $dr/a$ ：小半径で規格化された半径方向のずれ。

JT-60A(a=0.5m), Bt=4T, Te(0)=2keV



☒ 3.2.12 (a)

JT-60A(a=0.5m), Bt=4T, Te(0)=2keV



☒ 3.2.12 (b)

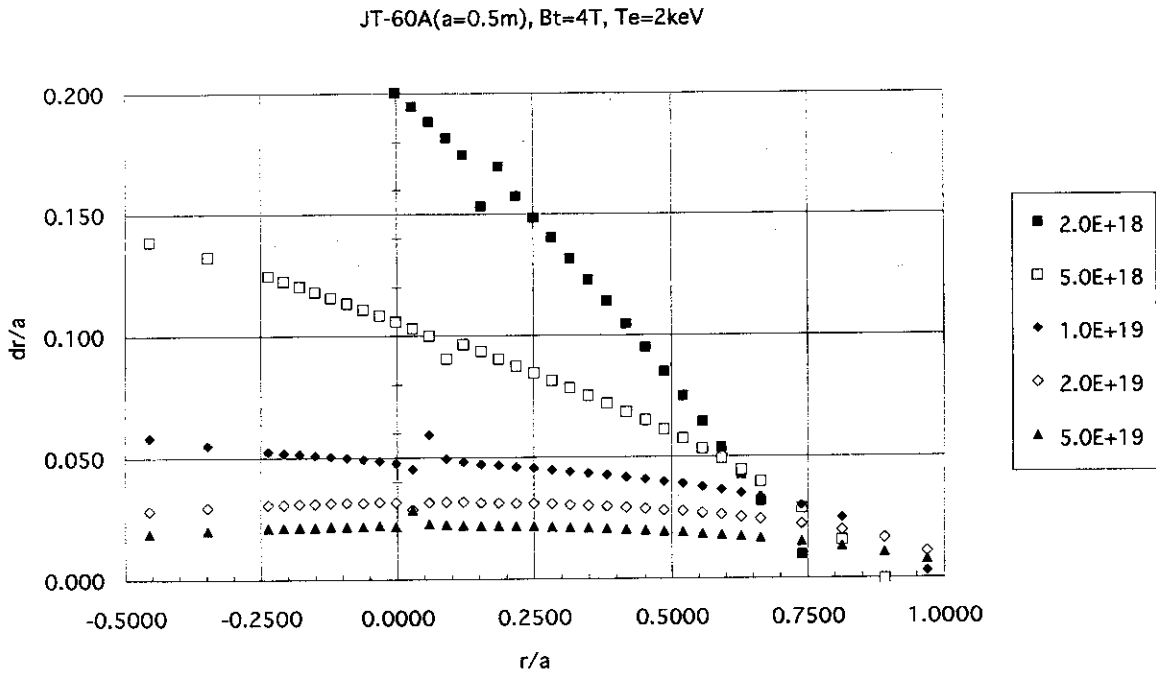
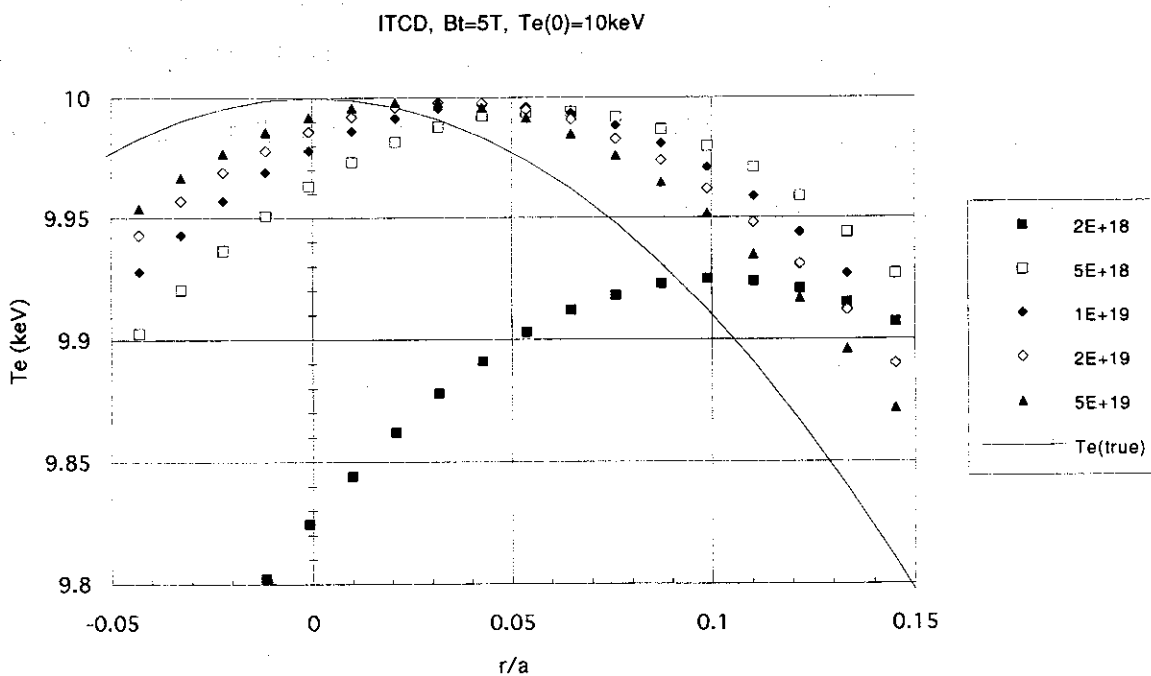
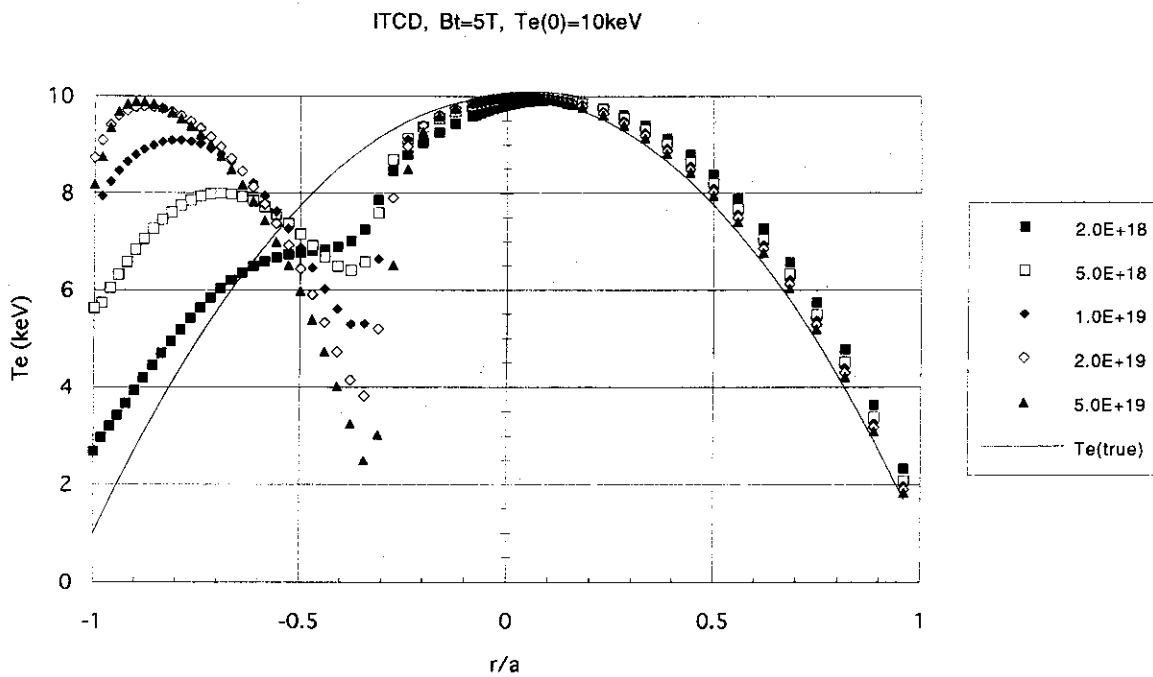


図3.2.12 (c)

図3.2.12: JT-60A装置における $B_t = 4\text{ T}$ ,  $T_e(0) = 2\text{ keV}$ ,  $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度半径分布・非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度半径分布:(a)全体分布、(b)ピーク付近の詳細分布及び、(c)電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれの半径依存性。 $dr/a$ :小半径で規格化された半径方向のずれ。





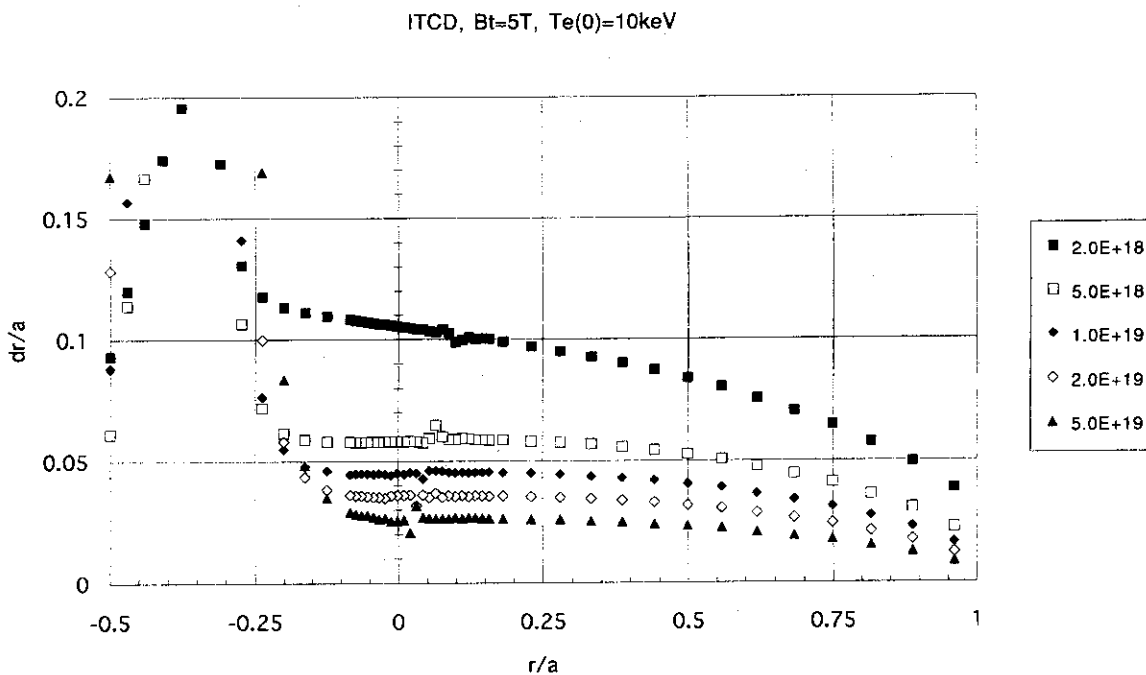
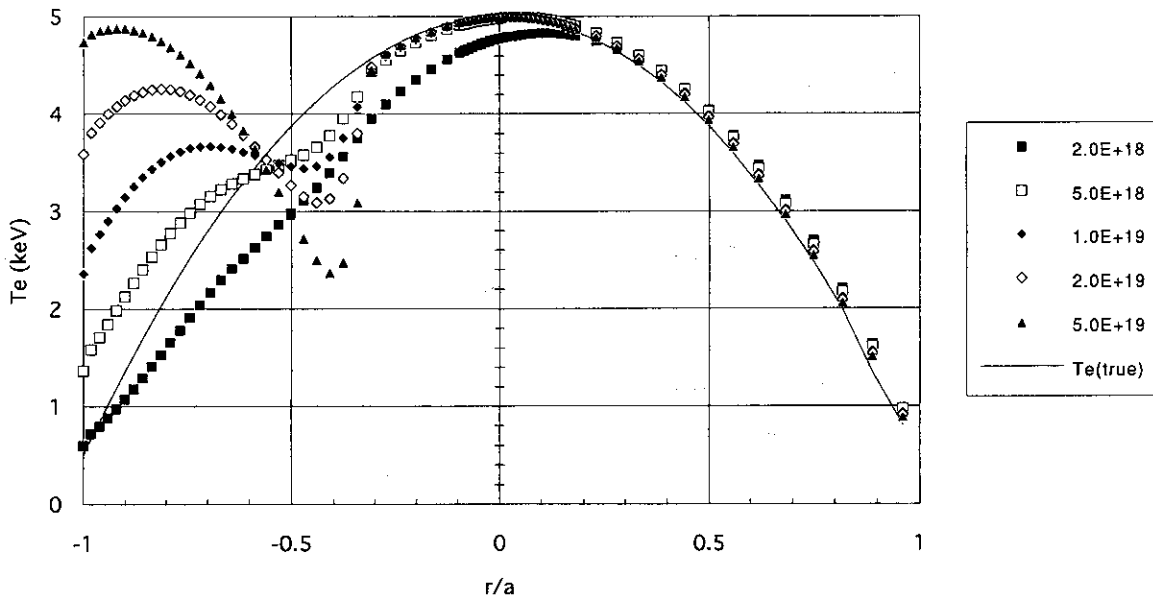


図 3.2.13 (c)

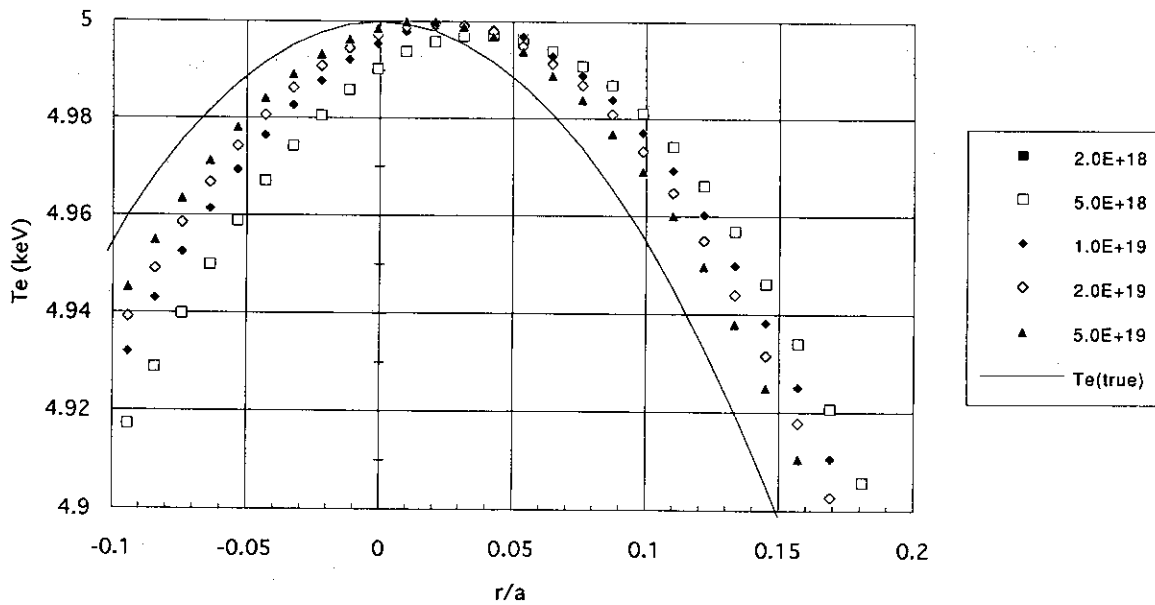
図3.2.13： I T C D装置における $B_t = 5T$ ,  $T_e(0) = 10 keV$ ,  $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} m^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度半径分布・非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度半径分布：(a)全体分布、(b)ピーク付近の詳細分布及び、(c)電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれの半径依存性。 $dr/a$ ：小半径で規格化された半径方向のずれ。

ITCD(R=6m,a=2m), Bt=5T, Te(0)=5keV



☒ 3.2.14 (a)

ITCD(R=6m,a=2m), Bt=5T, Te(0)=5keV



☒ 3.2.14 (b)

ITCD(R=6m,a=2m), B<sub>t</sub>=5T, T<sub>e</sub>(0)=5keV

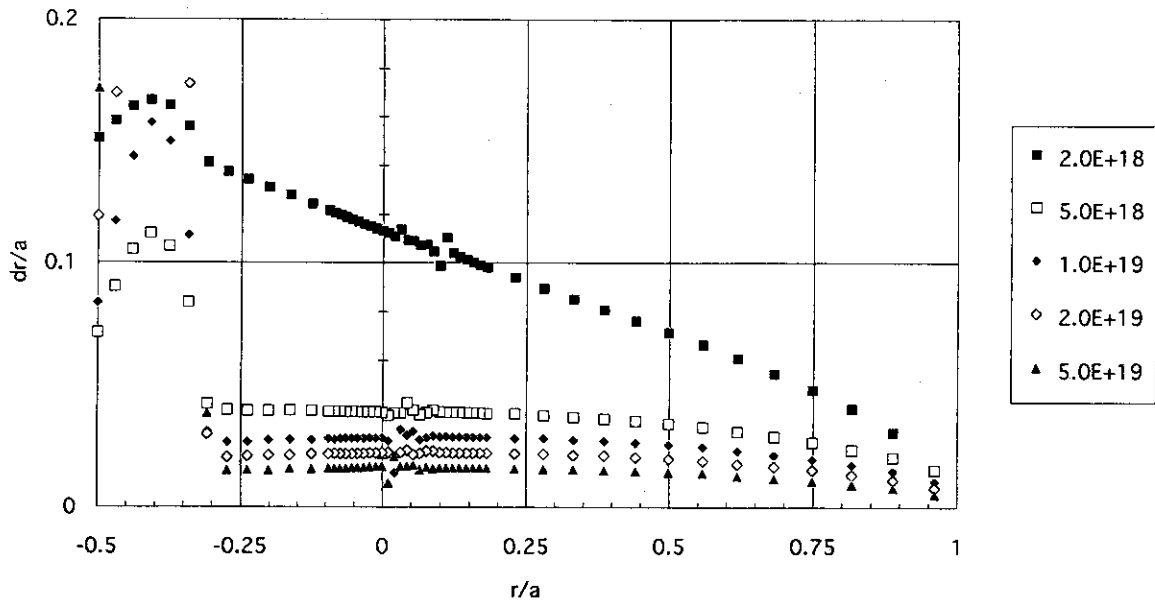
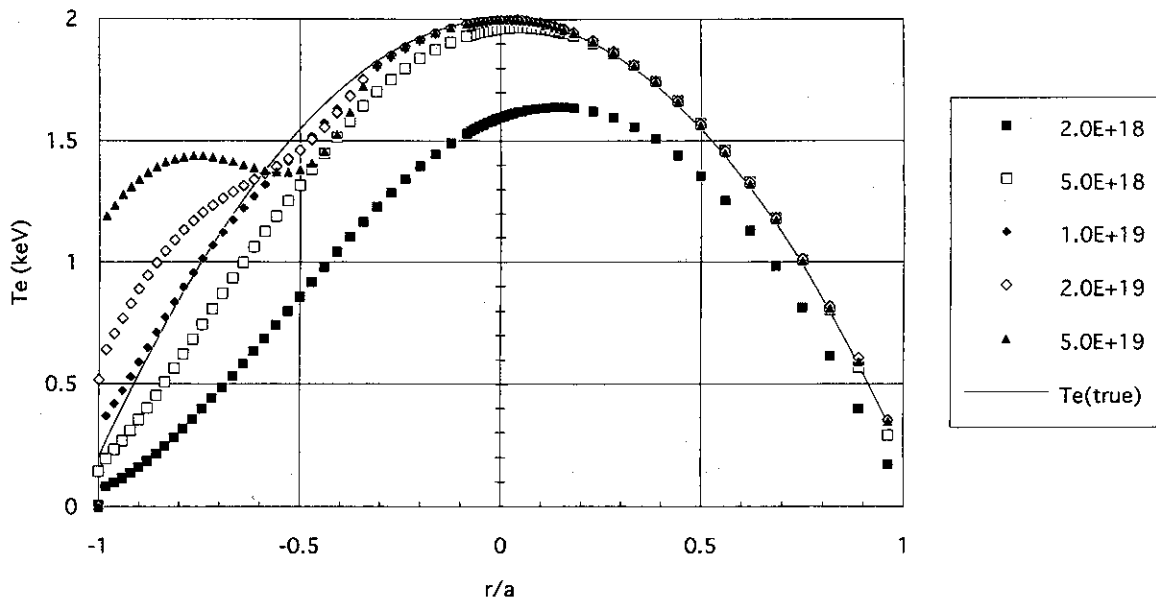


図3.2.14 (c)

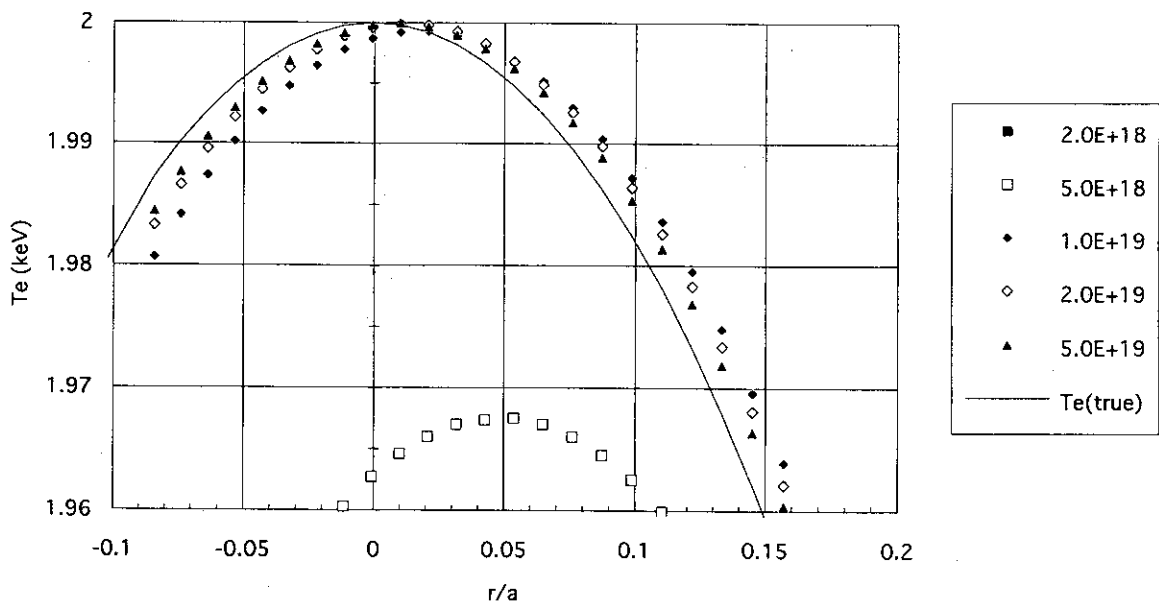
図3.2.14：ITCD装置における $B_t = 5T$ ,  $T_e(0) = 5\text{ keV}$ ,  $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度半径分布・非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度半径分布：(a)全体分布、(b)ピーク付近の詳細分布及び、(c)電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれの半径依存性。 $dr/a$ ：小半径で規格化された半径方向のずれ。

ITCD(R=6m, a=2m), Bt=5T, Te(0)=2keV



☒ 3.2.15 (a)

ITCD(R=6m, a=2m), Bt=5T, Te(0)=2keV



☒ 3.2.15 (b)

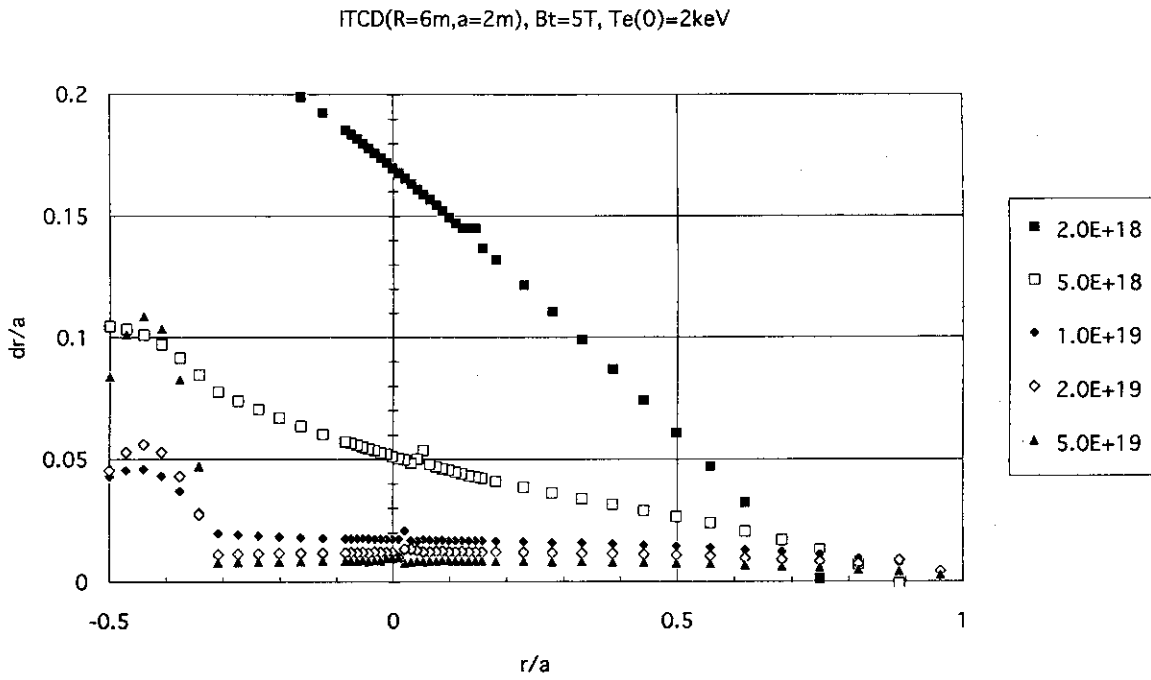


図 3.2.15 (c)

図3.2.15： I T C D装置における  $B_t = 5T$ ,  $T_e(0) = 2 \text{ keV}$ ,  $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の場合の仮定した真の電子温度半径分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度半径分布：(a) 全体分布、(b) ピーク付近の詳細分布及び、(c) 電子温度半径分布の半径方向のみかけ上のずれの半径依存性。  $dr/a$ ：小半径で規格化された半径方向のずれ。

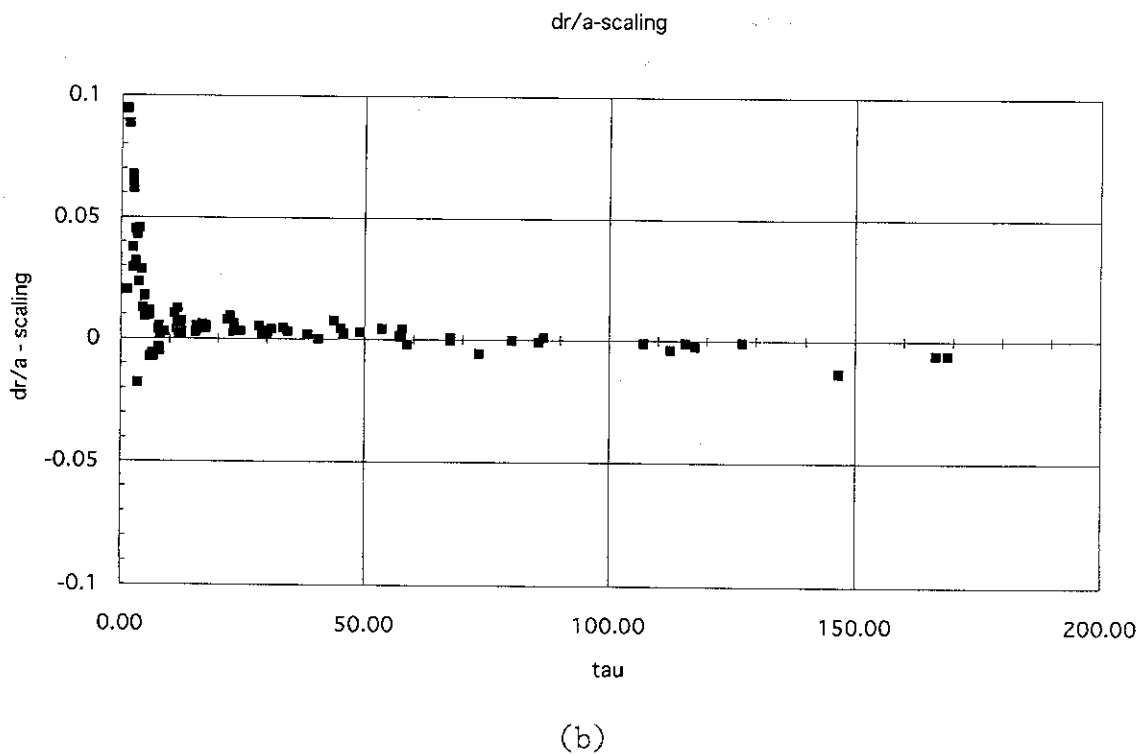
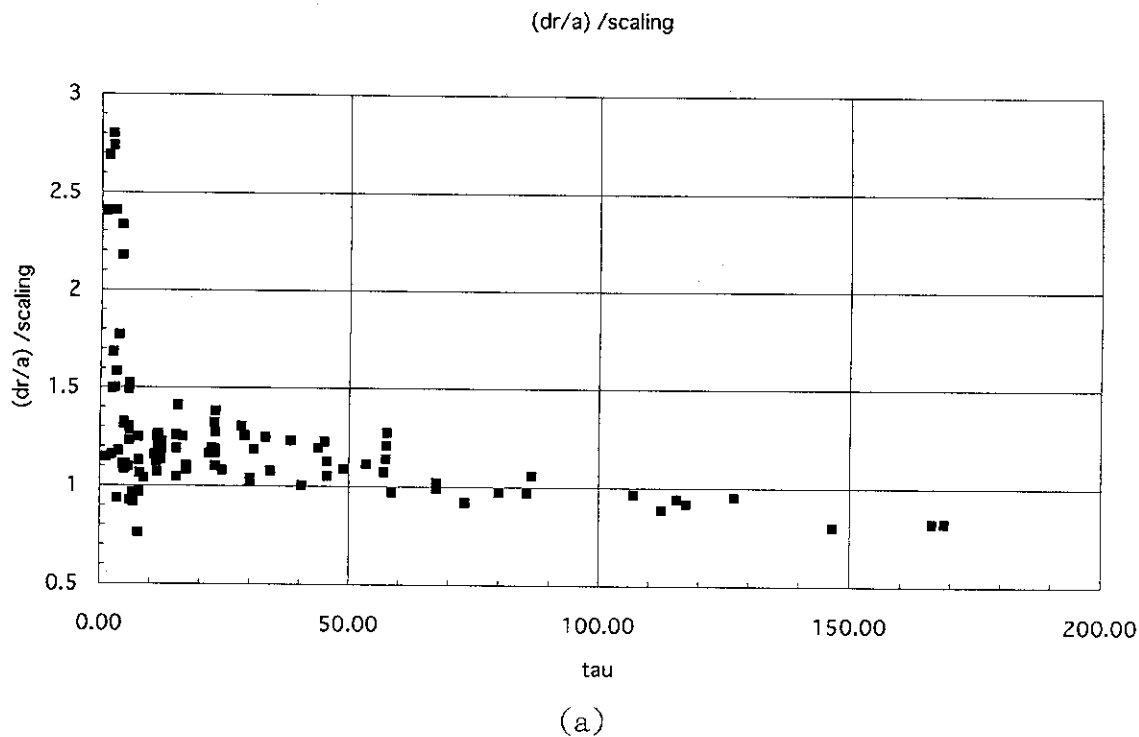
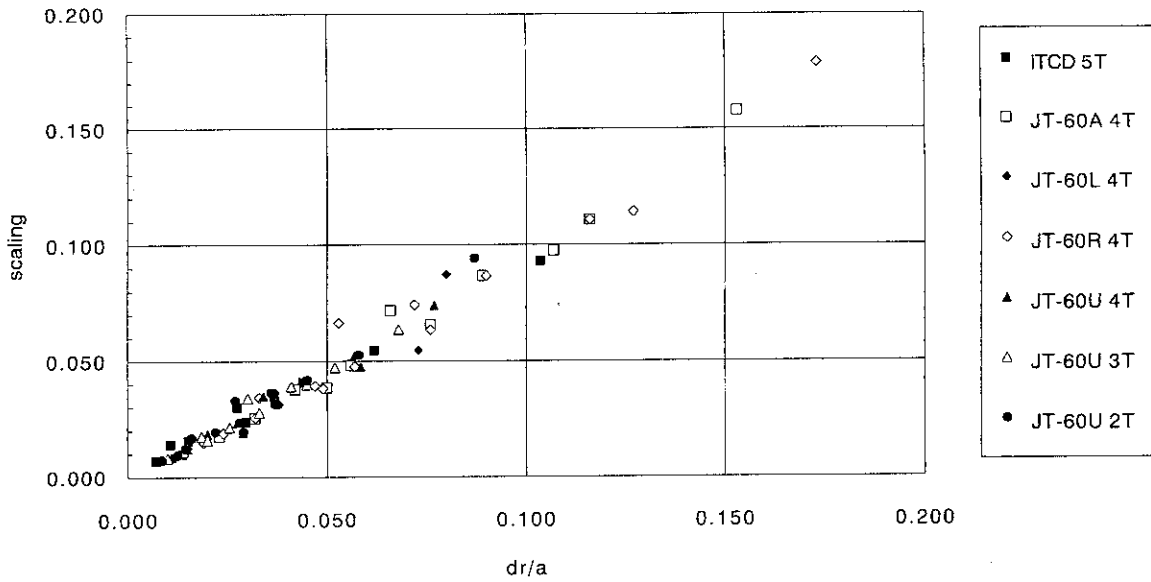


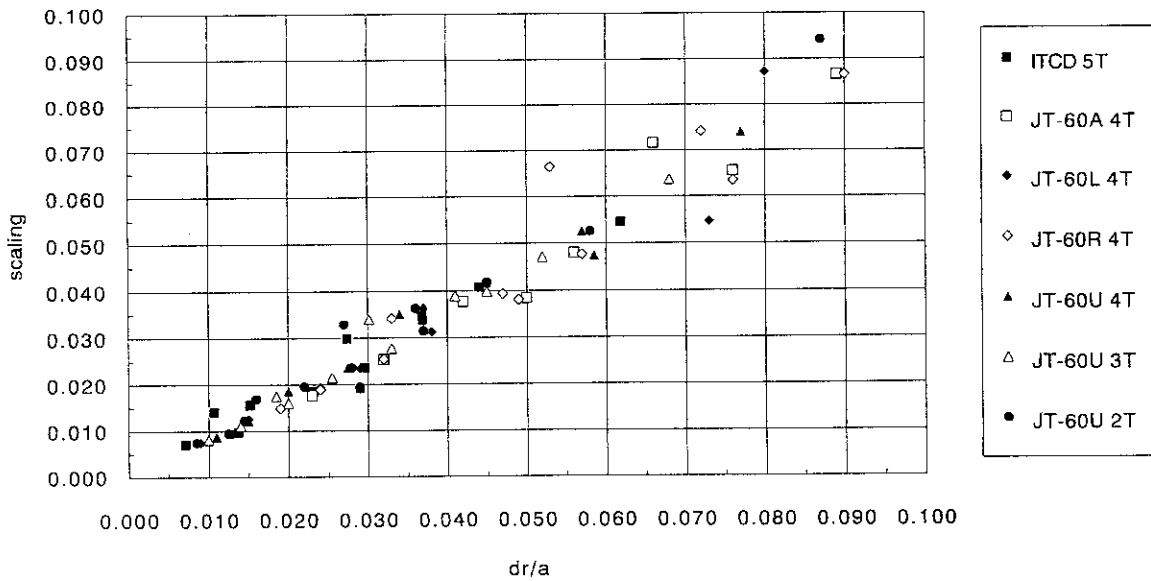
図3.2.16：スケーリング則の予想値の光学的深さ依存性：(a)  $((dr/a) / \text{スケーリング則の予想値})$  の光学的深さ依存性、(b)  $((dr/a) - \text{スケーリング則の予想値})$  の光学的深さ依存性。

0.0009\*R Te (1+12.5/tau)



(a)

0.0009\*R Te (1+12.5/tau)



(b)

図3.2.17：各トカマク装置の中心付近のみかけ上のずれとスケーリング則の予想値の比較：dr/aの比較 ( $\tau > 5$ )。(a)  $dr/a \leq 0.2$  (b)  $dr/a \leq 0.1$



### Absorption coefficient profile

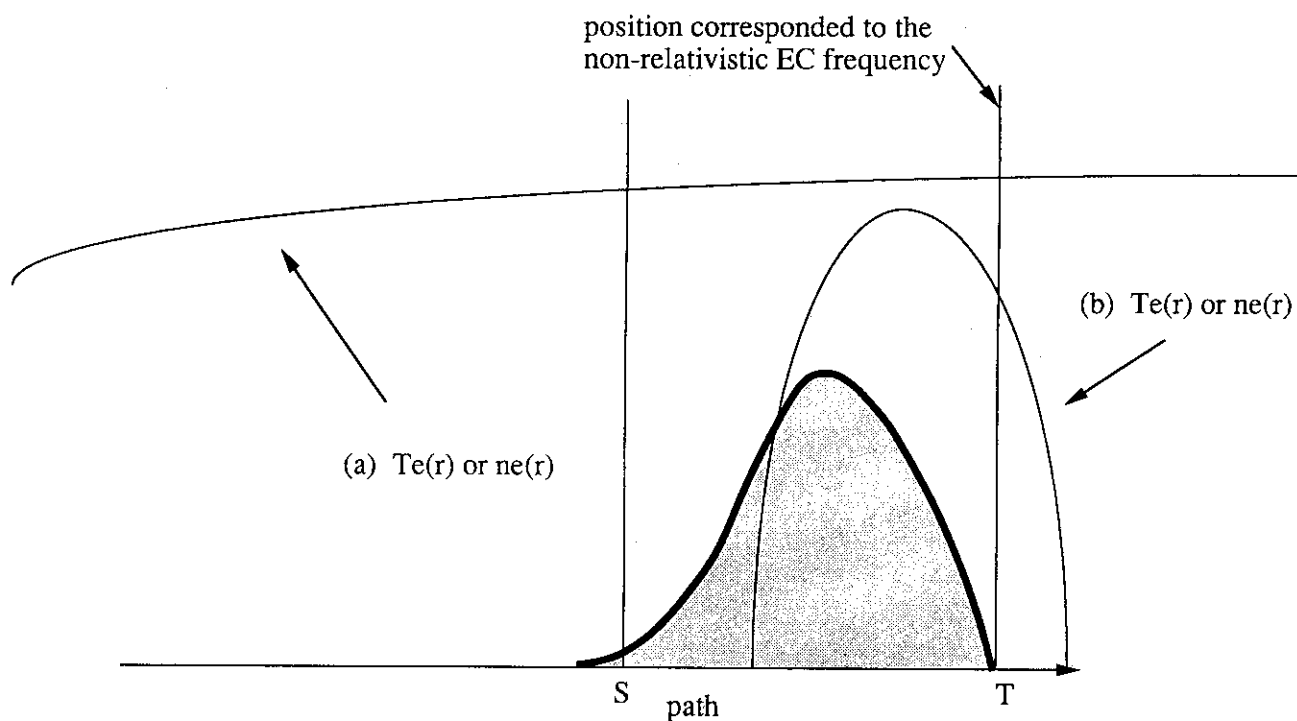


図4.1：視線に沿った放射率の分布と電子温度・密度の分布の相対的な関係の模式図。

放射率の分布に比べて、電子温度・密度分布が変化しない場合 (a)、電子温度・密度分布が変化する場合 (b)。

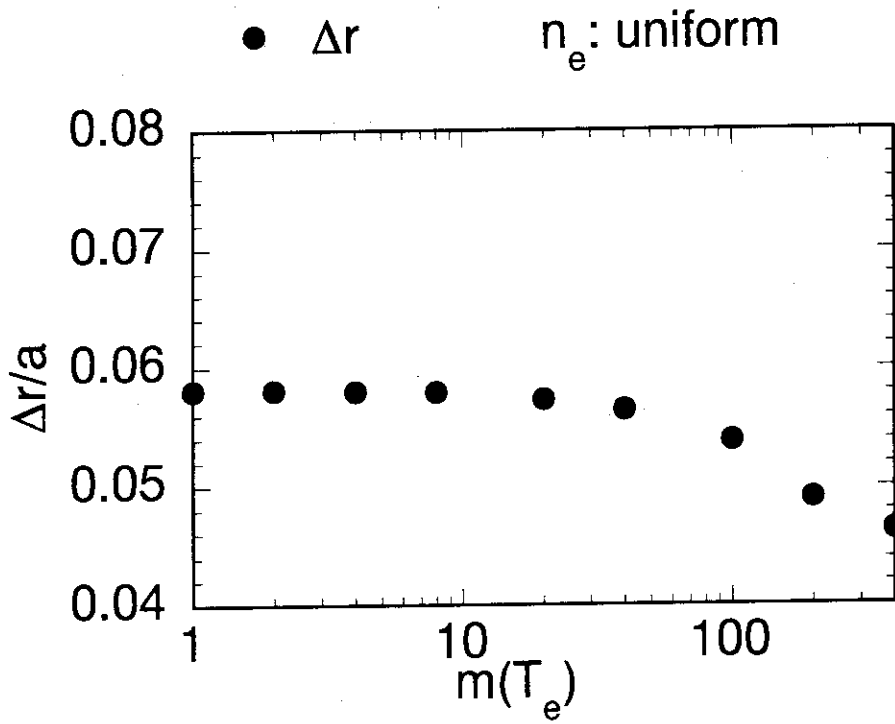


図4.2：スケーリング則の基となつたずれの電子温度半径分布依存性

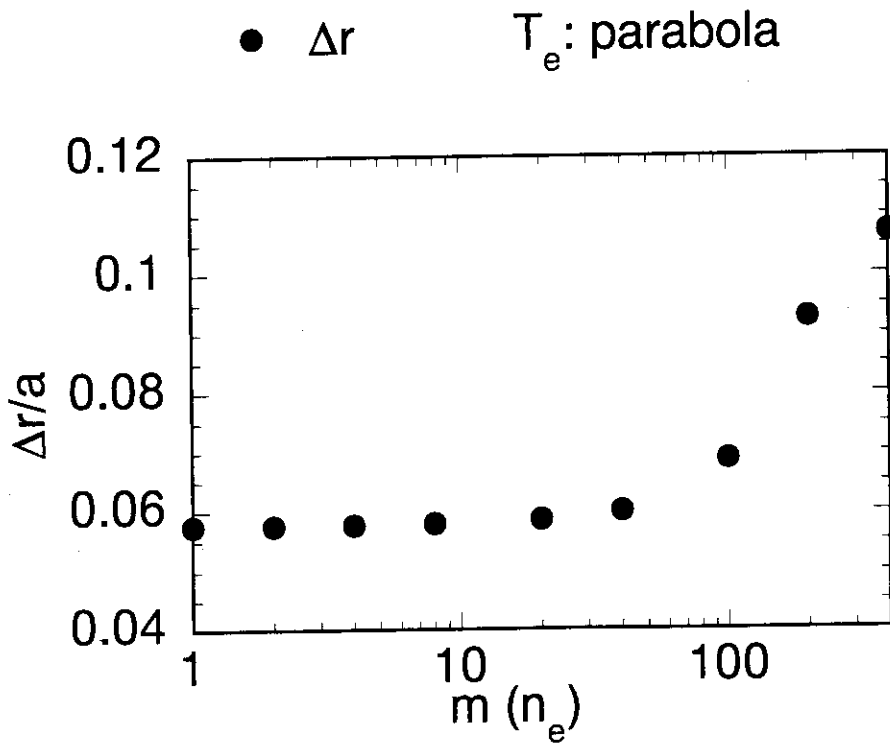


図4.3：スケーリング則の基となつたずれの電子密度分布依存性

付録 1 係数 $k_1, k_2$ の決定について

係数 $k_1, k_2$ の決定方法について以下に述べる。まず、図2.1.2の $\Delta r/a$  vs  $\tau$ の図から $T_e=2\text{keV}, 5\text{keV}, 10\text{keV}$ のデータに対して $1+k_2/\tau$ の依存性の係数 $k_2$ として、大雑把に合う値としてまず $k_2=10$ を採用すると、 $k_1$ に関しては有効数字1桁として0.001が合う。このスケーリング則をスケーリング則1と呼ぶ。次に、 $k_2$ を変えた場合について試行錯誤を行う。 $k_2=15$ とすると、 $k_1=0.0008$ が合う。このスケーリング則をスケーリング則2と呼ぶ。 $k_2=12.5=50/4$ と仮定すると、 $k_1=0.0009$ が合う。このスケーリング則をスケーリング則3と呼ぶ。

ずれの電子温度依存性を1乗と仮定しているが、電子温度の依存性を調べたのは $2\text{keV} \leq T_e \leq 10\text{keV}$ の範囲であり、それほど広い範囲ではない。このため、電子温度の依存性が1乗であるかは明らかではない。スケーリング則3の場合の $(1+12.5/\tau)$ の依存性を仮定すると電子温度依存性は $T_e^{0.85}$ である。 $T_e$ の指数部の有効数字を1桁とし $T_e^{0.9}$ と仮定してスケーリング則を求めると(即ち、 $(\Delta r/a) = k_1 R T_e^{0.9} (1+k_2/\tau)$ として)、係数は $k_2=12.5=50/4, k_1=0.001$ である。このスケーリング則をスケーリング則4と呼ぶ。

以上述べてきた決定方法は、必ずしも、系統的に係数 $k_1, k_2$ を決定しているわけではない。次に系統的に係数 $k_1, k_2$ を決定する。

$\Delta r = k_1 R T_e (1+k_2/\tau)$ を変形して、

$$a(\Delta r/a)\tau / (R T_e) = k_1 \tau + k_1 k_2$$

右辺の量を計算し、 $\tau$ 依存性から $k_1, k_1 k_2$ を求める。 $\tau$ に制限条件を付加しない場合、 $k_1 = 0.000758, k_1 k_2 = 0.0189$ 、よって  $k_1 = 0.000758 \sim 3/4000 = 0.00075, k_2 = 0.0189/0.000758 = 24.9 \sim 25$ 。 $k_1 = 3/4000, k_2 = 25$ のスケーリング則をスケーリング則5と呼ぶ。 $\tau < 100$ の制限条件を付加した場合、 $k_1 = 0.0009, k_1 k_2 = 0.0156$ 、よって、 $k_1 = 0.0009, k_2 = 17.3 \sim 70/4 = 17.5$ 。 $k_1 = 0.0009, k_2 = 17.5$ のスケーリング則をスケーリング則6と呼ぶ。 $\tau < 40$ の制限条件を付加した場合、 $k_1 = 0.00104, k_1 k_2 = 0.0134$ 、よつ

て、 $k_1=0.001$ ,  $k_2=12.9$ 。このスケーリング則を スケーリング則 7 と呼ぶ。これはスケーリング則 3 に近い値になっている。これはスケーリング則 3 が妥当であることを示唆している。

これらのスケーリング則の $k_1$ 、 $k_2$ の数値を表A.1に示す。みかけ上のずれをスケーリング則の予想値で規格化した量の光学的深さ依存性とみかけ上のずれとスケーリング則の予想値の差の光学的深さ依存性を図A.1.1～A.1.2に示す。この図から、どのスケーリング則も、 $\tau$ が10以上では小半径の約2%の範囲内で良く一致するが、 $\tau$ が5以下では良い一致が得られていないことがわかる。 $\tau$ が5以上10以下でずれが少ないのは、スケーリング則1、2、3である(図A.1.2(a)参照)。 $\tau$ が5以上30以下ではスケーリング則1と3が良い(図A.1.2(b)参照)。各トカマク装置の中心付近のみかけ上のずれとスケーリング則1の予想値の比較を図A.1.3に示す。スケーリング則3の比較の図は図3.2.17である。この2つを比較するとスケーリング則3の方がばらつきが少ないので、本論ではスケーリング則3を採用した。以上の決定方法からわかる様に、スケーリング則3が唯一絶対のスケーリング則ではない。

## 付録 2 放射輸送を基にした計算方法

相対論的ダウンシフト効果の電子温度測定への影響を評価するために、放射輸送の式を解いて放射輝度を求め、この放射輝度から電子温度を得る。この計算方法について述べる。

A放射輸送を基にした計算方法<sup>14, 18)</sup>

ここに述べる計算方法は参考文献14、17～19と同じであるが、その詳細を再録する。プラズマ中の放射と吸収過程は次の放射輸送の式によって記述される<sup>22)</sup>。  
すなわち、

$$N_r(\omega, s)^2 \frac{d}{ds} \left( \frac{I(\omega, s)}{N_r(\omega, s)^2} \right) = j(\omega, s) - \alpha(\omega, s) I(\omega, s) \quad (\text{A.1})$$

右辺の第一項は放射を、第二項は吸収過程をそれぞれ表す。今後本著で使われる物理量とその略号・単位を表A.2に示す。Iは放射輝度を、jは放射率を、 $\alpha$ は吸収係数を、 $N_r$ は光線屈折率を、 $\omega$ は角周波数を、sは光線の軌跡に沿った距離をそれぞれ表す。プラズマは熱平衡状態にあり、電子の速度分布関数は次式で与えられる球対称の相対論的マックスウエル分布であると仮定できる。

$$N(\epsilon) = \frac{n_e}{(m_e^0 c)^3} \frac{\exp(-\epsilon/T_e) \epsilon \sqrt{(\epsilon^2 - (m_e^0 c)^2)^2}}{K_2(\mu)/\mu} \quad (\text{A.2}),$$

c,  $m_e^0$ , e,  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $\epsilon$ ,  $K_2(\mu)$ は、それぞれ光速、静止電子質量、素電荷、電子密度、電子温度、電子のエネルギー、第二種のBessel関数であり、 $\mu \equiv m_e^0 c^2 / T_e$ である。放射率は式(A.3)を用いる。この式は、ECEが希薄プラズマ中 ( $\omega_p / \omega \ll 1$ ,  $\omega_p$ はプラズマ角周波数) を磁場に垂直方向に伝播する場合に対してTrubnikovによって得られた<sup>23)</sup>。

$$j^{(0,x)}(\omega) = \frac{\omega_p^2 \omega^2 T_e}{\omega_{BC} 8\pi^3 c^2 K_2(\mu)} \sum_{n \geq x}^{\infty} \pi \mu^2 \frac{n^2}{x^4} \sqrt{(n^2 - x^2)} \exp(-\mu \frac{n}{x}) S_n^{(0,x)}(\frac{n}{x}) \quad (\text{A.3}),$$

$$x = \omega/\omega_B, \quad \beta = \sqrt{1 - (\frac{x}{n})^2},$$

$$S_n^{(0)}(\frac{n}{x}) = \beta^2/2 \int_0^\pi (\cos \theta)^2 J_n^2(n\beta \sin \theta) \sin \theta d\theta \quad (\text{A.4}),$$

$$S_n^{(x)}(\frac{n}{x}) = \beta^2/2 \int_0^\pi (\sin \theta)^2 J_n'^2(n\beta \sin \theta) \sin \theta d\theta \quad (\text{A.5}),$$

$n$ は高調波の次数に対応し、 $\omega_B$ は非相対論的EC角周波数で、 $J_n(z)$ は第一種のBessel関数で、 $J_n'(z) = dJ_n(z)/dz$ である。指標0、 $X$ はそれぞれ正常波、異常波を表す。式(A.4)及び(A.5)の積分を行い、近似式を用いることなしに相対論的效果を考慮している。吸収係数は次式のキルヒホッフの法則<sup>2,4)</sup>を適用して放射輝度から求める。 $\alpha(\omega, s) = j(\omega, s) / [N_r(\omega, s)^2 I_{BB}(\omega, s)]$  (A.6),

$I_{BB}(\omega, s)$ は黒体放射輝度であり、

$$I_{BB}(\omega, a) = \frac{\omega^2 k T_e}{8\pi^3 c^2} \quad (\text{A.7}) \quad \text{で与えられる。}$$

optical depthとoptical thicknessの訳語として光学的厚さが使われているが、ここでは、光学的に厚い、薄いことの定性的な性質のoptical thicknessを光学的厚さとし、物理量としてのoptical depthを光学的深さとして区別する。光学的深さは

$$\tau \equiv \tau(\omega) = \int_{-1}^1 \alpha(\omega, s) ds \quad (\text{A.8}) \quad \text{で定義される。}$$

放射輸送の方程式を次の仮定の下でスラブモデルで解く。

- 1) プラズマはトロイダル磁場を除いて円柱対称である。
- 2) 波の光線屈折率は希薄プラズマ中では1として良い。よって、ECE波は直線に伝播し屈折は無視する。
- 3) 多くのトカマクではECEを低磁場方向から異常波の2倍高調波を観測しているので<sup>21-23)</sup>、ここでは異常波の2倍高調波のトラス内側から外側へ伝播するECEだけを計算する。

みかけ上得られる電子温度 ( $T_e^{obt}$ ) はプラズマの外へ伝播したECEの放射輝度 ( $I(\omega, a)$ ) から導出する。すなわち、

$$T_e^{obt} = I(\omega, a) / \left( \frac{\omega^2 k}{8\pi^3 c^2} \right) \quad (A.9)$$

$k$  は Boltzmann 定数である。電子温度半径分布の空間位置は非相対論的 EC 周波数を用いて決定する。

表A.1：各スケーリング則の係数

scaling	k1	k2	k1	k1k2	comment
scaling 1	0.001	10			
scaling 2	0.0008	15			
scaling 3	0.0009	12.5			
scaling 4	0.001	12.5			$T_e^{0.9}$
scaling 5	0.00075	25	0.00076	0.0189	
scaling 6	0.0009	17.5	0.0009	0.0156	$\tau < 100$
scaling 7	0.001	12.9	0.0010	0.0134	$\tau < 40$

表A.2：本文で使われる物理量とその略号・単位

a	トカマク装置の小半径	[m]
B	磁束密度の大きさ	[T]
c	光速度	[m/s]
e	電荷素量	[Coulomb]
$f_{ce}=(eB/m_e)/(2\pi)$	電子サイクロトロン周波数 (EC周波数)	[Hz]
$f_{ce}^0=(eB/m_e^0)/(2\pi)$	非相対論的電子サイクロトロン周波数 (非相対論的EC周波数)	[Hz]
I	放射輝度	[W/m <sup>2</sup> /Hz/sr]
I( $\omega, a$ )	プラズマの外へ伝播したECEの放射輝度	[W/m <sup>2</sup> /Hz/sr]
I <sub>BB</sub> ( $\omega, s$ )	黒体放射輝度	[W/m <sup>2</sup> /Hz/sr]
j	放射率	[W/m <sup>3</sup> /Hz/sr]
$j^{(o,x)}(\omega)=\frac{\omega_p^2 \omega^2 T_e}{\omega_{BC} 8\pi^3 c^2 K_2(\mu)} \sum_{n \geq x}^{\infty} \pi \mu \frac{2n^2}{x^4} \sqrt{(n^2-x^2)} \exp(-\mu \frac{n}{x}) S_n^{(o,x)}(\frac{n}{x})$	Trubnikovによって得られた放射率の式	[W/m <sup>3</sup> /Hz/sr]
J <sub>n</sub> (z)	第一種のBessel関数	
J' <sub>n</sub> (z)=dJ <sub>n</sub> (z)/dz	第一種のBessel関数の微係数	
k	Boltzmann定数	[J/keV]*
*電子温度の単位がkeVであるので、ここではBoltzmann定数の単位が[J/keV]となる。		
K <sub>2</sub> ( $\mu$ )	第二種のBessel関数	
m <sub>e</sub>	電子質量	[kg]
m <sub>e</sub> <sup>0</sup>	静止電子質量	[kg]
n	高調波の次数	
N( $\epsilon$ )	球対称の相対論的マックスウエル分布	[1/Jm <sup>3</sup> ]



$n_e$	電子密度	[1/m <sup>3</sup> ]
$n_r$	光線屈折率	
$R$	トカマク装置の主軸から距離	[m]
$R_0$	トカマク装置の大半径	[m]
$s$	光線の軌跡に沿った距離	[m]

$$S_n^{(o)}\left(\frac{n}{X}\right) = \beta^2/2 \int_0^\pi (\cos \theta)^2 J_n^2(n\beta \sin \theta) \sin \theta d\theta$$

$$S_n^{(x)}\left(\frac{n}{X}\right) = \beta^2/2 \int_0^\pi (\sin \theta)^2 J_n'^2(n\beta \sin \theta) \sin \theta d\theta$$

$T_e$	電子温度	[keV]
-------	------	-------

$$T_e^{obt} = I(\omega, a) / \left( \frac{\omega^2 k}{8\pi^3 c^2} \right) \quad \text{みかけ上得られる電子温度} \quad [keV]$$

$x = \omega/\omega_B$	非相対論的 E C 角周波数で規格化された角周波数	
-----------------------	---------------------------	--

$\alpha$	吸収係数	[1/m]
----------	------	-------

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{x}{n}\right)^2}$$

$\epsilon$	電子のエネルギー	[J]
------------	----------	-----

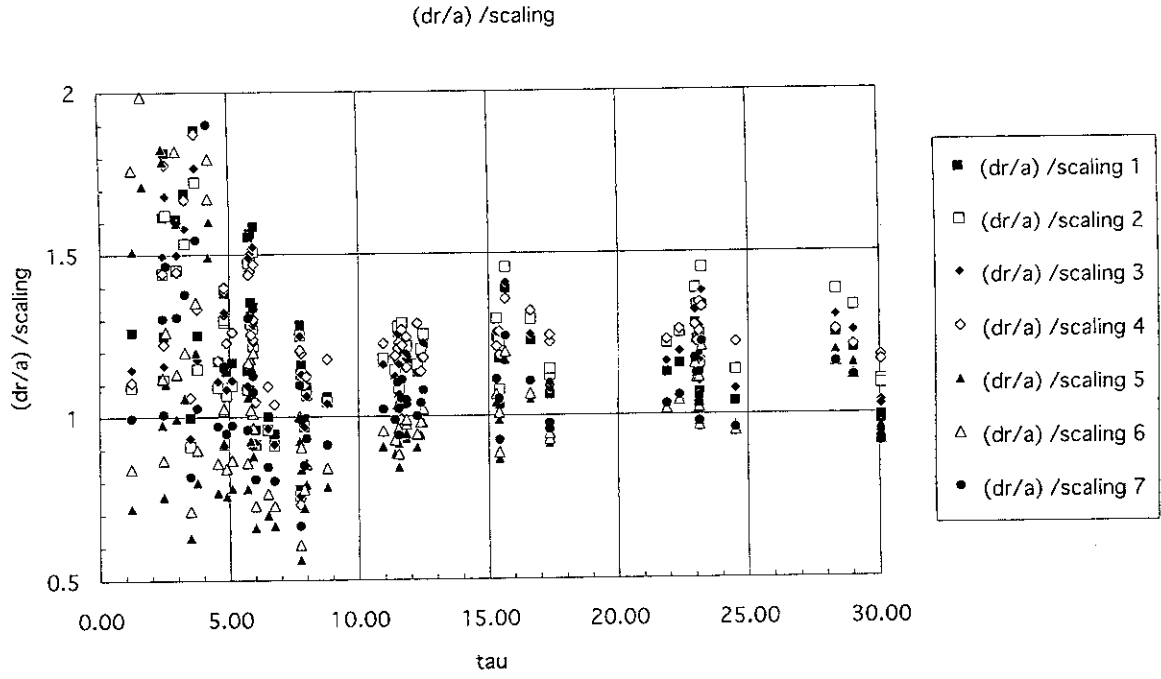
$$\mu \equiv m_e^0 c^2 / T_e$$

$$\tau \equiv \tau(\omega) = \int_{-a}^a \alpha(\omega, s) ds \quad \text{光学的深さ}$$

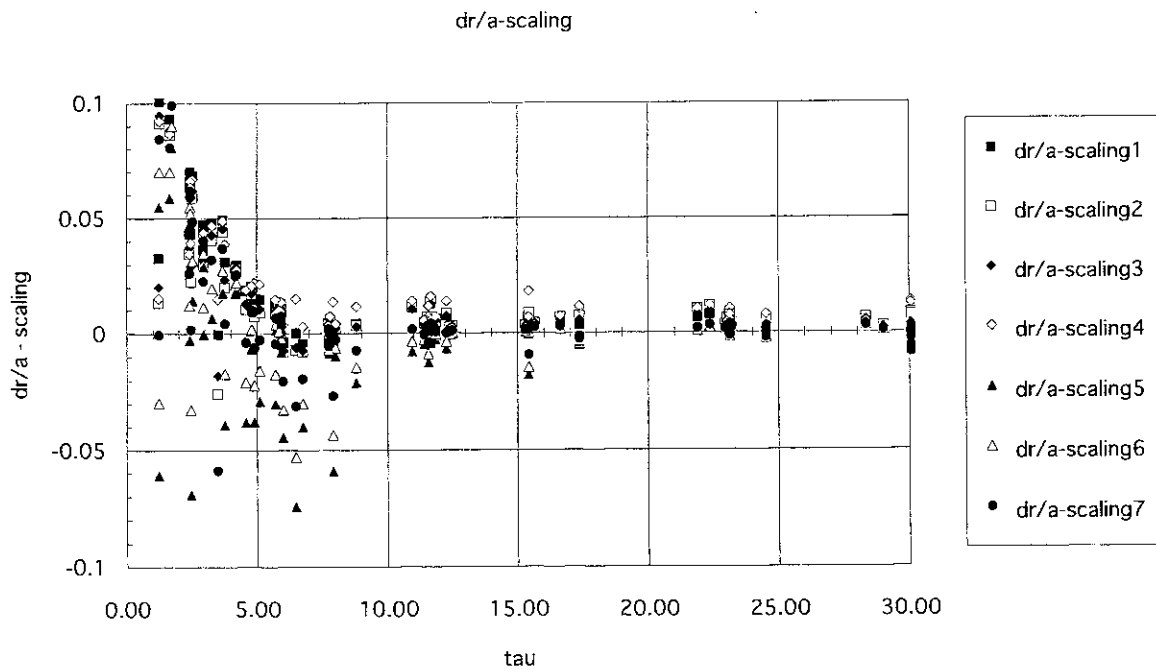
$\omega$	角周波数	[1/s]
----------	------	-------

$\omega_p$	プラズマ角周波数	[1/s]
------------	----------	-------

$\omega_B$	非相対論的 E C 角周波数	[1/s]
------------	----------------	-------

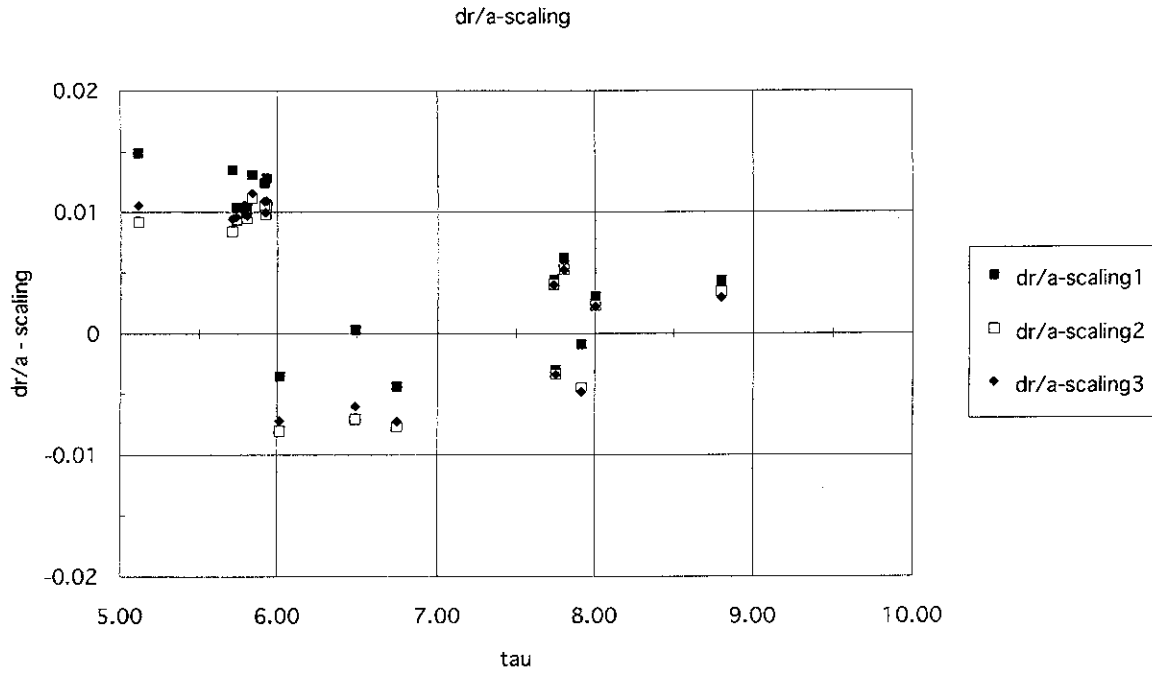


(a)

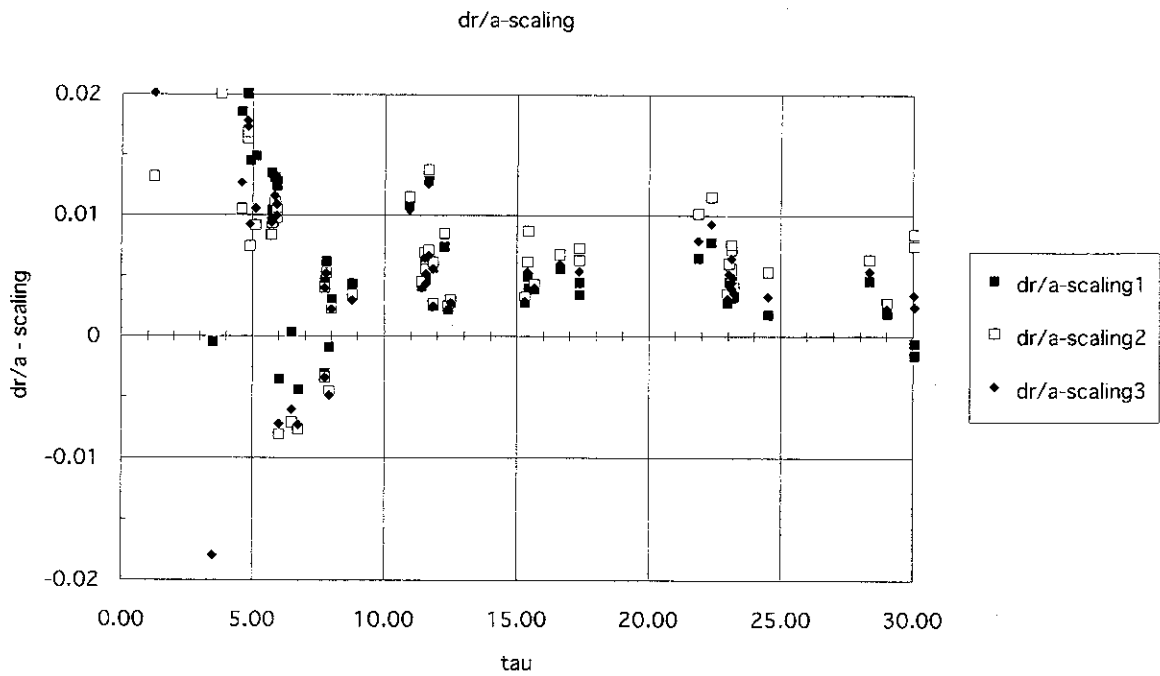


(b)

図A.1.1：各スケーリング則の比較、スケーリング則の予想値の光学的深さ依存性：  
 (a) ((dr/a) / スケーリング則の予想値) の光学的深さ依存性、(b) ((dr/a) - スケーリング則の予想値) の光学的深さ依存性。

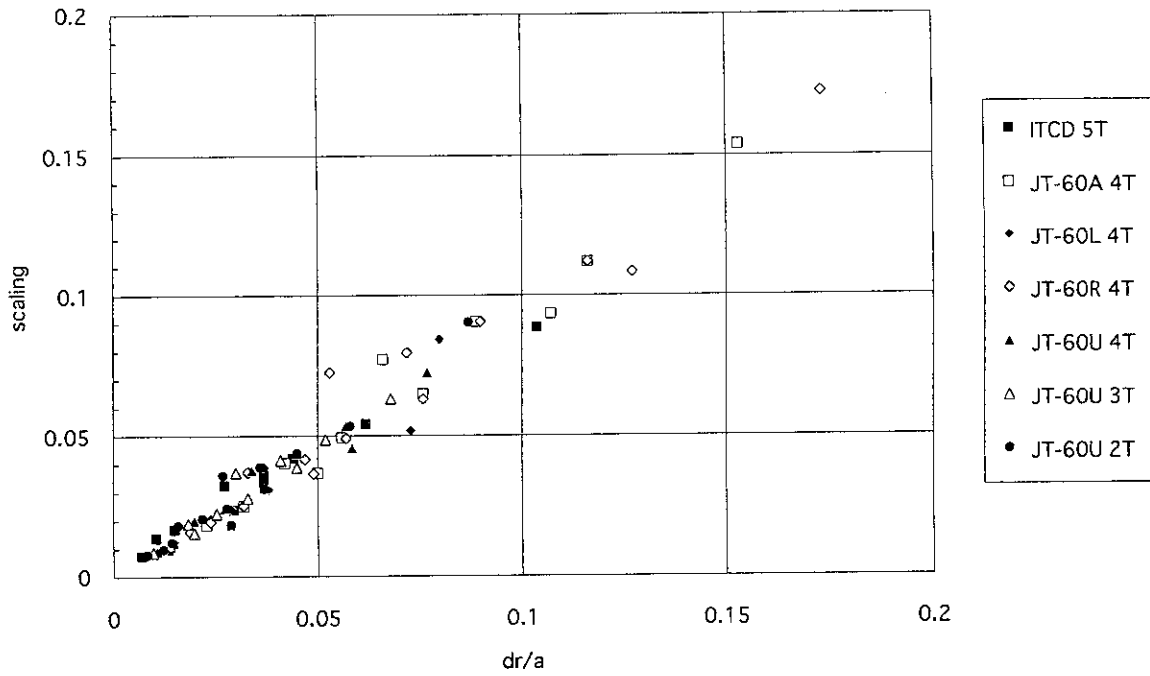


(a)



(b)

図A.1.2：スケーリング則 1、2、3 の比較、 $((dr/a)$ -スケーリング則の予想値) の光学的深さ依存性。(a)  $5 \leq \tau \leq 10$  (b)  $\tau \leq 30$



図A.1.3：各トカマク装置の中心付近のみかけ上のずれとスケーリング則1の予想値の比較：dr/aの比較 ( $\tau > 5$ )。dr/a  $\leq$  0.2