

JAERI-M  
84-207

低域混成波電流駆動実験における軟X線  
放射計測による電子速度分布の評価法

1984年11月

的場 徹・川島 寿人・玉井 広史

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公開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 日立高速印刷株式会社

低域混成波電流駆動実験における軟X線放射計測による  
電子速度分布の評価法

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部  
的場 徹・川島 寿人・玉井 広史

(1984年10月19日受理)

高温トカマク・プラズマにおける低域混成波電流駆動実験時に軟X線放射スペクトルの空間分布測定データから電子速度分布関数の高エネルギー成分を評価する方法を提案し、以下の結論を得た。

- (1) 低域混成波電流駆動にかかわるエネルギー領域 ( $h\nu=20\sim$ 数100 keV) の軟X線放射は制動放射のみで評価できる。
- (2) 定量的評価のためには空間分布測定データをアーベル変換して局所値にすることと、軟X線光子エネルギーに関する微分が必要である。このため評価精度を実用になる程度にするために高精度な測定データが必要になる。

Evaluation Method of Electron Velocity Distribution  
from Soft-X Ray Radiation Spectrum in Lower Hybrid  
Current Drive Experiment

Tohru MATOBA, Hisato KAWASHIMA and Hiroshi TAMAI  
Department of Thermonuclear Fusion Research,  
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received October 19, 1984)

The evaluation method of high energy component of electron velocity distribution function is proposed for lower hybrid current drive experiment in high temperature Tokamak plasmas. Following are the results.

- (1) The soft-X ray radiation is mainly composed of bremsstrahlung in the energy range of 20 to several hundreds keV which is related to current component driven by lower hybrid wave.
- (2) For the quantitative evaluation of electron velocity distribution, two procedures are needed. One is to obtain the local values calculated by Abel inversion method. The other is to differentiate the soft-X ray radiation spectrum with respect to photon energy. Therefore, higher accurate measuring data are needed for this method to be put into practice.

Keywords: Tokamak, Lower Hybrid Wave, Current Drive, Soft-X Ray, Electron Velocity Distribution, Bremsstrahlung, Abel Inversion.

## 目 次

1. はじめに .....	1
2. 電流駆動実験時のトカマクプラズマからの軟 X 線放射パワーの評価 .....	1
3. 制動放射と再結合放射の比較 .....	3
4. 電子速度分布関数の定量的評価法 .....	4
5. ま と め .....	5
謝 辞 .....	6
参考文献 .....	6

## CONTENTS

1. Introduction .....	1
2. Evaluation of soft-X ray radiation power from tokamak plasma in current drive experiment .....	1
3. Comparison between bremsstrahlung and recombination radiation .....	3
4. Quantitative evaluation method of electron velocity distribution function .....	4
5. Conclusion .....	5
Acknowledgments .....	6
References .....	6

## 1. はじめに

トカマク型核融合炉を実現する上で特に問題とされているものの1つとして、従来の電磁誘導によるいわゆるジュール電流では定常運転が困難であることが指摘されている。これを解決する有力な方法として高周波による電流駆動が期待され世界各地で精力的に実験が行われている。<sup>1,2,3,4,5)</sup> 電流駆動実験で重要なことはどれだけの電流を高周波駆動で担っているかということと空間的にプラズマのどの部分で高周波駆動電流が生じているかを確認することである。前者については電磁気的な方法で検出可能であるが、後者については現在の所簡便な計測方法がなく軟X線の空間分布測定データから推定するしかない。本報告書においては駆動電流の空間分布について定量的評価を行うために必要な前提条件及び評価手法をまとめる。第2節においては電流駆動実験時のトカマクプラズマからの軟X線放射を制動放射と再結合放射に分けてそれぞれの評価式を与える。第3節においては実際の実験条件で制動放射と再結合放射の比較を行い、評価手順の単純化をはかる。第4節においては現在のトカマクプラズマを想定して軟X線放射の実測値から電子速度分布関数を定量的に求める手続きをまとめる。さらに実測値の解析結果についても例示する。第5節においては今回の評価検討の成果と問題点をまとめる。

本報告書における単位系は特にことわらない限りMKS単位系を用いている。

## 2. 電流駆動実験時のトカマクプラズマからの軟X線放射パワーの評価

高温プラズマからの連続スペクトル軟X線放射の機構としては、トカマクプラズマの場合には良く知られているように制動放射と再結合放射が主たるものである。まず制動放射について考えてみると、周波数 $\nu$ と $\nu+d\nu$ 間に放射される制動放射パワー密度を $P^B(\nu)d\nu$ とすれば電子の速度分布関数を $f(u)$ として、良く知られているように

$$P^B(\nu)d\nu = \left( \int_{\left(\frac{2h\nu}{m}\right)^{1/2}}^{\infty} B(\nu, u) n_i n_e g_{ff} u f(u) du \right) d\nu \quad (1)$$

但し

$$B(\nu, u) = \begin{cases} \frac{32\pi^2}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{q_i^2 q_e^4}{(4\pi\epsilon_0)^3 c^3 m^2 u^2} & (h\nu \leq \frac{1}{2}mu^2) \\ 0 & (h\nu > \frac{1}{2}mu^2) \end{cases} \quad (2)$$

と表わされる。<sup>6)</sup> ここで $u$ は考えている電子の速度である。この表式は半古典的取扱いによるものであり以下の仮定が必要である。

$$\frac{u}{c} \ll \frac{Z}{137} \quad (3)$$

## 1. はじめに

トカマク型核融合炉を実現する上で特に問題とされているものの1つとして、従来の電磁誘導によるいわゆるジュール電流では定常運転が困難であることが指摘されている。これを解決する有力な方法として高周波による電流駆動が期待され世界各地で精力的に実験が行われている。<sup>1,2,3,4,5)</sup> 電流駆動実験で重要なことはどれだけの電流を高周波駆動で担っているかということと空間的にプラズマのどの部分で高周波駆動電流が生じているかを確認することである。前者については電磁気的な方法で検出可能であるが、後者については現在の所簡便な計測方法がなく軟X線の空間分布測定データから推定するしかない。本報告書においては駆動電流の空間分布について定量的評価を行うために必要な前提条件及び評価手法をまとめる。第2節においては電流駆動実験時のトカマクプラズマからの軟X線放射を制動放射と再結合放射に分けてそれぞれの評価式を与える。第3節においては実際の実験条件で制動放射と再結合放射の比較を行い、評価手順の単純化をはかる。第4節においては現在のトカマクプラズマを想定して軟X線放射の実測値から電子速度分布関数を定量的に求める手続きをまとめる。さらに実測値の解析結果についても例示する。第5節においては今回の評価検討の成果と問題点をまとめる。

本報告書における単位系は特にことわらない限りM K S単位系を用いている。

## 2. 電流駆動実験時のトカマクプラズマからの軟X線放射パワーの評価

高温プラズマからの連続スペクトル軟X線放射の機構としては、トカマクプラズマの場合には良く知られているように制動放射と再結合放射が主たるものである。まず制動放射について考えてみると、周波数 $\nu$ と $\nu+d\nu$ 間に放射される制動放射パワー密度を $P^B(\nu)d\nu$ とすれば電子の速度分布関数を $f(u)$ として、良く知られているように

$$P^B(\nu)d\nu = \left( \int_{\left(\frac{2h\nu}{m}\right)^{1/2}}^{\infty} B(\nu, u) n_i n_e g_{ff} u f(u) du \right) d\nu \quad (1)$$

但し

$$B(\nu, u) = \begin{cases} \frac{32\pi^2}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{q_i^2 q_e^4}{(4\pi\epsilon_0)^3 c^3 m^2 u^2} & (h\nu \leq \frac{1}{2}mu^2) \\ 0 & (h\nu > \frac{1}{2}mu^2) \end{cases} \quad (2)$$

と表わされる。<sup>6)</sup> ここで $u$ は考えている電子の速度である。この表式は半古典的取扱によるものであり以下の仮定が必要である。

$$\frac{u}{c} \ll \frac{Z}{137} \quad (3)$$

よって相対論効果を考慮する必要のある超高温プラズマでは、実際の放射パワー密度は(1)式からずれてくるものと思われる。例えば鉄の場合に  $Z=26$  として考えれば、10keV以下のエネルギー領域にしか(1)式は適用できない。また電子の速度分布は任意の関数形で(1)式が成立するが、通常の場合電子系の熱平衡を仮定して電子温度が  $T_e$  である場合の電子の速度分布関数  $f(u, T_e)$  で与える場合が多い。ここで

$$f(u, T_e) = \left(\frac{m}{2\pi T_e}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mu^2}{2T_e}\right) 4\pi u^2 \quad (4)$$

である。但し  $T_e$  はエネルギー単位で記述している(以下同じ)。

次に再結合放射について考える。計算を簡単にするために  $Z$  価イオンのプラズマで水素状まで電離している場合のみを考えれば、良く知られているように  $q$  状態への再結合断面積  $\sigma_{uq}$  は

$$\sigma_{uq} = \frac{2^7 \pi^4 e^{10} Z^4}{3\sqrt{3} (4\pi\epsilon_0)^5 mc^3 h^4} \cdot \frac{g_{fb}}{\nu q^3 u^2} \quad (5)$$

で与えられる<sup>7)</sup>。これより再結合放射パワー密度  $P^R(\nu)d\nu$  は

$$P^R(\nu)d\nu = \frac{h}{m} (h\nu) n_i n_e f(u) \sum_{q_{min}}^{\infty} \sigma_{uq} d\nu \quad (6)$$

但し

$$h\nu = \frac{1}{2} mu^2 + \frac{Z^2 E_H}{q^2} \quad (7)$$

$$E_H = \frac{2\pi^2 e^4 m}{(4\pi\epsilon_0)^2 h^2} = 13.6 \text{ (eV)} \quad (8)$$

であり  $E_H$  は水素に対する電離エネルギーである。一般に再結合放射の寄与は基底状態 ( $q=1$ ) が最大であるのでこれを  $P_1^R(\nu)d\nu$  と表わせば、 $f(u)$  が(4)式で与えられるとして以下のようになる。

$$P_1^R(\nu)d\nu = n_i n_e g_{fb} \frac{Z^4 K}{T_e^{3/2}} \exp\left(-\frac{h\nu}{T_e} + \frac{Z^2 E_H}{T_e}\right) d\nu \quad (9)$$

但し

$$K = \frac{64\sqrt{\pi} e^4 h}{3^{3/2} (4\pi\epsilon_0)^2 m^2 c^3} (E_H)^{3/2} \quad (10)$$

(6)式から明らかなように再結合放射の場合には速度分布関数と再結合放射パワー密度とは比例関係にあり、 $P^R(\nu)$  のエネルギースペクトルが直接電子速度分布関数のスペクトルを表わしていることになる。

他方制動放射の場合には(1)式から明らかなように  $P^B(\nu)$  は  $f(u)$  を速度  $u$  で積分した形で表わされているので、 $f(u)$  を求めるには次式のように  $P^B(\nu)$  を  $h\nu$  で微分して

$$f(u) = -\frac{(h\nu)}{A n_i n_e Z^2} \cdot \frac{dP^B(\nu)}{d(h\nu)} \Bigg|_{h\nu = \frac{1}{2} mu^2} \quad (11)$$

としなければならない。ここで



$$A = \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{e^6}{(4\pi\epsilon_0)^3 c^3 m^2} \quad (12)$$

である。以上のごとく軟X線放射のパワースペクトルと電子の速度分布関数の関係は、放射機構が制動放射か再結合放射かにより関係式が全く異なるので、一般的に両者が同程度の強度で共存しているときには軟X線放射のパワースペクトルから速度分布関数を評価することは非常に困難になる。制動放射か再結合放射のどちらか一方が極端に大きい場合には(6)式か(11)式のどちらかを使用して速度分布関数が評価できるので、次節では不純物を含む水素プラズマについて制動放射と再結合放射の放射パワー密度の比較評価を行う。

### 3. 制動放射と再結合放射の比較

電子温度  $T_e$ 、電子密度  $n_e$ 、 $Z$  価イオンのプラズマに対して、制動放射は(4)式を(1)式に代入して  $u$  について積分すれば、

$$P^B(\nu) d\nu = n_i n_e g_{ff} \frac{Z^2 K}{2E_H} \cdot \frac{1}{T_e^{1/2}} \cdot \exp\left(-\frac{h\nu}{T_e}\right) d\nu \quad (13)$$

と与えられる。他方再結合放射は(9)式で与えられるのでその比は

$$\frac{P_1^R(\nu) d\nu}{P^B(\nu) d\nu} = \frac{2Z^2 E_H}{T_e} \exp\left(\frac{Z^2 E_H}{T_e}\right), \quad (h\nu \geq Z^2 E_H) \quad (14)$$

となる。ここで  $g_{ff} = g_{fb} \sim 1$  としている。第1表に各元素毎の  $Z^2 E_H$  と、 $P_1^R(\nu) d\nu = P^B(\nu) d\nu$  となる  $T_e$  の値 ( $T_{ec}$  とする) を計算した結果を示す。トカマクプラズマを想定すれば、電子温度が数 keV 程度となるので水素に対しては制動放射のみを、金属不純物に対しては再結合放射のみを考えれば良いが、軽元素不純物に対しては両者を同時に考慮する必要がある。

次に電流駆動実験を想定して、電子速度分布関数に高エネルギー成分が存在する場合について考察する。ここでは簡単化のために高エネルギー成分も温度  $T_{e2}$ 、密度  $n_{e2}$  で定義されるマクスウェル分布をしているものと仮定する。基本部の電子温度を  $T_{e1}$ 、密度を  $n_{e1}$  として以下の仮定をする。

$$T_{e1} \ll T_{e2}, \quad n_{e1} = n_{e2}$$

$$\text{温度 } T_{e1} \text{ の成分では } P^B(\nu) \ll P_1^R(\nu)$$

$$\text{温度 } T_{e2} \text{ の成分では } P^B(\nu) \gg P_1^R(\nu)$$

このときの放射スペクトルの概念図を第1図に示す。 $h\nu$  の小さい領域は  $T_{e1}$  の成分が大きく、 $h\nu$  の大きい領域は  $T_{e2}$  の成分が大きく、両者が等しくなる時の値を  $h\nu_c$  とすれば

$$A = \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{e^6}{(4\pi\epsilon_0)^3 c^3 m^2} \quad (12)$$

である。以上のごとく軟X線放射のパワースペクトルと電子の速度分布関数の関係は、放射機構が制動放射か再結合放射かにより関係式が全く異なるので、一般的に両者が同程度の強度で共存しているときには軟X線放射のパワースペクトルから速度分布関数を評価することは非常に困難になる。制動放射か再結合放射のどちらか一方が極端に大きい場合には(6)式か(11)式のどちらかを使用して速度分布関数が評価できるので、次節では不純物を含む水素プラズマについて制動放射と再結合放射の放射パワー密度の比較評価を行う。

### 3. 制動放射と再結合放射の比較

電子温度  $T_e$ 、電子密度  $n_e$ 、 $Z$  価イオンのプラズマに対して、制動放射は(4)式を(1)式に代入して  $u$  について積分すれば、

$$P^B(\nu) d\nu = n_i n_e g_{ff} \frac{Z^2 K}{2E_H} \cdot \frac{1}{T_e^{1/2}} \cdot \exp\left(-\frac{h\nu}{T_e}\right) d\nu \quad (13)$$

と与えられる。他方再結合放射は(9)式で与えられるのでその比は

$$\frac{P_1^R(\nu) d\nu}{P^B(\nu) d\nu} = \frac{2Z^2 E_H}{T_e} \exp\left(\frac{Z^2 E_H}{T_e}\right), \quad (h\nu \geq Z^2 E_H) \quad (14)$$

となる。ここで  $g_{ff} = g_{fb} \sim 1$  としている。第1表に各元素毎の  $Z^2 E_H$  と、 $P_1^R(\nu) d\nu = P^B(\nu) d\nu$  となる  $T_e$  の値 ( $T_{ec}$  とする) を計算した結果を示す。トカマクプラズマを想定すれば、電子温度が数 keV 程度となるので水素に対しては制動放射のみを、金属不純物に対しては再結合放射のみを考えれば良いが、軽元素不純物に対しては両者を同時に考慮する必要がある。

次に電流駆動実験を想定して、電子速度分布関数に高エネルギー成分が存在する場合について考察する。ここでは簡単化のために高エネルギー成分も温度  $T_{e2}$ 、密度  $n_{e2}$  で定義されるマクスウェル分布をしているものと仮定する。基本部の電子温度を  $T_{e1}$ 、密度を  $n_{e1}$  として以下の仮定をする。

$$T_{e1} \ll T_{e2}, \quad n_{e1} = n_{e2}$$

$$\text{温度 } T_{e1} \text{ の成分では } P^B(\nu) \ll P_1^R(\nu)$$

$$\text{温度 } T_{e2} \text{ の成分では } P^B(\nu) \gg P_1^R(\nu)$$

このときの放射スペクトルの概念図を第1図に示す。  $h\nu$  の小さい領域は  $T_{e1}$  の成分が大きく、  $h\nu$  の大きい領域は  $T_{e2}$  の成分が大きく、両者が等しくなる時の値を  $h\nu_c$  とすれば

$$h\nu_c = \frac{\frac{Z^2 E_H}{q_{\min}^2 T_{e1}} + \ell n \left( \frac{2 Z^2 E_H T_{e2}^{1/2}}{q_{\min}^3 T_{e1}^{3/2}} \right)}{\left( \frac{1}{T_{e1}} - \frac{1}{T_{e2}} \right)} \quad (15)$$

と表わせる。ただし(14)式の計算では  $q_{\min}$  のままで表わしている。 $T_{e1}$  を 1 keV 程度とすれば、軽元素不純物に対しては完全電離すると考えられるので  $q_{\min} = 1$  とすればよい。他方金属不純物<sup>8)</sup>に対しては、例えば鉄の場合  $T_{e1} = 1.2$  keV として20価の部分電離イオンが最大となるので、ここでは20価の電離電圧 (1.7 keV) に  $Z^2 E_H / q_{\min}^2$  が等しくなるように  $q_{\min} \sim 1.8$  としている。これはあくまでも定性的評価のための簡便化した仮定であり、正確には各電離状態毎に部分電離イオンに対する再結合放射の評価をして積算する手続きが必要である。 $T_{e2}$  としてはここでは上述の仮定から数10keV程度以上とすればよい。炭素、酸素、鉄不純物について(15)式を計算した結果を第2図に示す。実際の系では  $n_{e2}$  は  $n_{e1}$  よりはるかに小さい場合が多いと思われるが、 $h\nu_c$  は  $n_{e1}$  より  $n_{e2}$  が1桁小さくなる毎に約  $2.3 T_{e1}$  ずつエネルギーの高い方にずれる。 $T_{e1}$  が1 keV程度のとき  $n_{e2}$  が2桁小さい場合に約5 keV 高い方にずれるので、 $h\nu_c$  としては10 keV 前後の所にくるものと予想されこれまで実験的に得られたスペクトルの高エネルギー成分の境界エネルギーとはほぼ一致している。以上の結果から軟X線スペクトルの高エネルギー成分については制動放射に基くものが主要成分であると結論できるので、電子速度分布関数は(11)式を用いて軟X線スペクトルを微分することで得られる。

#### 4. 電子速度分布関数の定量的評価法

2,3節の結果から、トカマクプラズマの軟X線スペクトルの高エネルギー成分から対応する電子速度分布関数の高エネルギー成分を求める原理的手法が明らかとなったので、ここではGe(I)検出器による実測値から電子速度分布関数  $n_e f(E)$  (但し  $E = h\nu$ ) を定量的に決定するために必要な手続きをまとめておく。

- (1) 必要とされる空間分解能に見合った間隔で信号が受からない場所までGe(I)検出器により軟X線スペクトルの空間分布を測定する。データはエネルギー幅  $dE$  毎の計数率  $d\dot{N}_M$  として得られる。
- (2) 空間的局所値とするために規格化半径で  $d\dot{N}_M$  をアーベル変換<sup>9)</sup>する。アーベル変換後の値を  $d\dot{N}_{AI}$  とする。
- (3) 電子速度分布関数を次式に従って求める。

$$n_e f(E) = - \frac{h}{A \cdot R \cdot dS' \cdot \frac{d\Omega}{4\pi}} \cdot \frac{E}{n_i Z^2} \cdot \frac{d \left( E \frac{d\dot{N}_{AI}}{dE} \right)}{dE} \quad (16)$$

但し

$$A = 1.67 \times 10^{-47}$$

$$h\nu_c = \frac{\frac{Z^2 E_H}{q_{\min}^2 T_{e1}} + \ell n \left( \frac{2 Z^2 E_H T_{e2}^{1/2}}{q_{\min}^3 T_{e1}^{3/2}} \right)}{\left( \frac{1}{T_{e1}} - \frac{1}{T_{e2}} \right)} \quad (15)$$

と表わせる。ただし(14)式の計算では $q_{\min}$ のまま表わしている。 $T_{e1}$ を1 keV程度とすれば、軽元素不純物に対しては完全電離すると考えられるので $q_{\min}=1$ とすればよい。他方金属不純物<sup>8)</sup>に対しては、例えば鉄の場合 $T_{e1}=1.2$  keVとして20価の部分電離イオンが最大となるので、ここでは20価の電離電圧(1.7 keV)に $Z^2 E_H / q_{\min}^2$ が等しくなるように $q_{\min} \sim 1.8$ としている。これはあくまでも定性的評価のための簡便化した仮定であり、正確には各電離状態毎に部分電離イオンに対する再結合放射の評価をして積算する手続きが必要である。 $T_{e2}$ としてはここでは上述の仮定から数10 keV程度以上とすればよい。炭素、酸素、鉄不純物について(15)式を計算した結果を第2図に示す。実際の系では $n_{e2}$ は $n_{e1}$ よりはるかに小さい場合が多いと思われるが、 $h\nu_c$ は $n_{e1}$ より $n_{e2}$ が1桁小さくなる毎に約 $2.3 T_{e1}$ ずつエネルギーの高い方にずれる。 $T_{e1}$ が1 keV程度のとき $n_{e2}$ が2桁小さい場合に約5 keV高い方にずれるので、 $h\nu_c$ としては10 keV前後の所にくるものと予想されこれまで実験的に得られたスペクトルの高エネルギー成分の境界エネルギーとほぼ一致している。以上の結果から軟X線スペクトルの高エネルギー成分については制動放射に基くものが主要成分であると結論できるので、電子速度分布関数は(14)式を用いて軟X線スペクトルを微分することで得られる。

#### 4. 電子速度分布関数の定量的評価法

2,3節の結果から、トカマクプラズマの軟X線スペクトルの高エネルギー成分から対応する電子速度分布関数の高エネルギー成分を求める原理的手法が明らかとなったので、ここではGe(I)検出器による実測値から電子速度分布関数 $n_e f(E)$ (但し $E=h\nu$ )を定量的に決定するために必要な手続きをまとめておく。

- (1) 必要とされる空間分解能に見合った間隔で信号が受からない場所までGe(I)検出器により軟X線スペクトルの空間分布を測定する。データはエネルギー幅 $dE$ 毎の計数率 $d\dot{N}_M$ として得られる。
- (2) 空間的局所値とするために規格化半径で $d\dot{N}_M$ をアーベル変換<sup>9)</sup>する。アーベル変換後の値を $d\dot{N}_{AI}$ とする。
- (3) 電子速度分布関数を次式に従って求める。

$$n_e f(E) = - \frac{h}{A \cdot R \cdot dS' \cdot \frac{d\Omega}{4\pi}} \cdot \frac{E}{n_i Z^2} \cdot \frac{d \left( E \frac{d\dot{N}_{AI}}{dE} \right)}{dE} \quad (16)$$

但し

$$A = 1.67 \times 10^{-47}$$

- R : 規格化半径  
 dS : 観測断面積  
 dΩ : 観測立体角

(9)式により定量的評価が原理的に可能ではあるが実際のトカマクプラズマの様に水素プラズマ中に各種不純物が混入している場合には、この式の中で  $n_i$  と  $Z$  の値を精度良く求めるために分光的手法によりすべての不純物について定量的測定を行う必要があり実際的にはかなり困難な場合が多いと思われる。以上のことから実用的には  $n_e f(E)$  の相対的なスペクトル波形をまず求めておいて、定量的評価は第1段階としてオーダリング程度に限定することとなろう。さらに上記手続きから明らかなように  $n_e f(E)$  の空間分布も同時に求まるので、高周波とプラズマとの相互作用領域の同定が可能な点は大きな利点である。但し  $n_i Z^2$  の値は一般的に中心で最大となるので  $dN_M$  は周辺部では急激に小さくなり  $n_e f(E)$  を求める精度が悪くなる点については充分留意しておく必要がある。

最後に JFT-2M トカマク装置における低域混成波電流駆動 ( LHCD ) 実験時のプラズマを Ge(I) 検出器で測定した実測例をいくつか示す。第3図から第5図にアーベル変換後の軟X線スペクトルと  $n_e f(E)$  の相対値の計算結果を示す。LHCD 実験においては高周波印加時にプラズマ中心領域で電子の特定エネルギー領域における増加が期待されるので高周波印加前、印加中、印加後のデータを示す。実験結果は明らかに高周波電力の印加中に 5 cm 以内の中心領域で 30 keV から 80 keV 程度のエネルギー範囲で速度分布関数の上昇が見られる。これは理論的な予想と一致するものであり、本報告書で提示している評価法の有効性を例証するものと評価できる。但し今回のデータは空間の各点を1つの検出器で掃引しながら多数の放電で測定したものであるので、プラズマの再現性にかかわる誤差がアーベル変換後の軟X線スペクトルに大きく入っている可能性があり評価精度については問題が残る。

## 5. ま と め

JFT-2M 級のトカマクプラズマにおける高周波電流駆動実験時に軟X線放射スペクトルの空間分布測定から電子速度分布関数の高エネルギー成分を定性的のみならず定量的にも評価できるとの結論を得た。以下に今回の評価で得た具体的成果と問題点をまとめる。

- (1) JFT-2M 級トカマクプラズマでは LHCD にかかわるエネルギー領域 ( $h\nu=20\sim$  数 100 keV ) の軟X線放射は、不純物 ( 炭素程度から鉄程度まで ) の種類と量にかかわらず再結合放射としてきかないで制動放射のみにより決まる。
- (2) 電子速度分布関数の定量的評価のためには軟X線光子エネルギーに関する微分が必要であるので、評価精度を実用になる程度まで良くするためには空間分布を求めるためのアーベル変換を高精度で行うことが重要である。具体的には多チャンネルアレイ化検出器による同時測定で十分なカウント数を得る等の配慮をする必要がある。
- (3) 今回の評価は全般的見通しを得ることを第1にしたので、相対論効果については考慮しなかったが、対象とするエネルギー領域から考えて相対論効果を考慮した放射スペクトル

- R : 規格化半径  
 dS : 観測断面積  
 dΩ : 観測立体角

(10)式により定量的評価が原理的に可能ではあるが実際のトカマクプラズマの様に水素プラズマ中に各種不純物が混入している場合には、この式の中で  $n_i$  と  $Z$  の値を精度良く求めるために分光的手法によりすべての不純物について定量的測定を行う必要があり実際的にはかなり困難な場合が多いと思われる。以上のことから実用的には  $n_e f(E)$  の相対的なスペクトル波形をまず求めておいて、定量的評価は第1段階としてオーダリング程度に限定することとなろう。さらに上記手続きから明らかなように  $n_e f(E)$  の空間分布も同時に求まるので、高周波とプラズマとの相互作用領域の同定が可能な点は大きな利点である。但し  $n_i Z^2$  の値は一般的に中心で最大となるので  $dN_M$  は周辺部では急激に小さくなり  $n_e f(E)$  を求める精度が悪くなる点については充分留意しておく必要がある。

最後に JFT-2M トカマク装置における低域混成波電流駆動 ( LHCD ) 実験時のプラズマを Ge(I) 検出器で測定した実測例をいくつか示す。第3図から第5図にアーベル変換後の軟X線スペクトルと  $n_e f(E)$  の相対値の計算結果を示す。 LHCD 実験においては高周波印加時にプラズマ中心領域で電子の特定エネルギー領域における増加が期待されるので高周波印加前、印加中、印加後のデータを示す。実験結果は明らかに高周波電力の印加中に 5 cm 以内の中心領域で 30 keV から 80 keV 程度のエネルギー範囲で速度分布関数の上昇が見られる。これは理論的な予想と一致するものであり、本報告書で提示している評価法の有効性を例証するものと評価できる。但し今回のデータは空間の各点を1つの検出器で掃引しながら多数の放電で測定したものであるので、プラズマの再現性にかかわる誤差がアーベル変換後の軟X線スペクトルに大きく入っている可能性があり評価精度については問題が残る。

## 5. ま と め

JFT-2M 級のトカマクプラズマにおける高周波電流駆動実験時に軟X線放射スペクトルの空間分布測定から電子速度分布関数の高エネルギー成分を定性的のみならず定量的にも評価できるとの結論を得た。以下に今回の評価で得た具体的成果と問題点をまとめる。

- (1) JFT-2M 級トカマクプラズマでは LHCD にかかわるエネルギー領域 ( $h\nu=20\sim$  数 100 keV ) の軟X線放射は、不純物 ( 炭素程度から鉄程度まで ) の種類と量にかかわらず再結合放射としてきかないで制動放射のみにより決まる。
- (2) 電子速度分布関数の定量的評価のためには軟X線光子エネルギーに関する微分が必要であるので、評価精度を実用になる程度まで良くするためには空間分布を求めるためのアーベル変換を高精度で行うことが重要である。具体的には多チャンネルアレイ化検出器による同時測定で十分なカウント数を得る等の配慮をする必要がある。
- (3) 今回の評価は全般的見通しを得ることを第1にしたので、相対論効果については考慮しなかったが、対象とするエネルギー領域から考えて相対論効果を考慮した放射スペクトル

を今後導入する必要がある。

- (4) 駆動電流の空間分布を評価するには、電子密度と  $Z_{eff}$  の空間分布測定値が最小限必要である。各不純物別の空間分布測定値が得られればより高精度の評価が可能となる。

謝 辞

種々の議論、助言をしていただいた上杉喜彦、星野克道、山本巧の各氏をはじめとするプラズマ実験研究室の諸氏、及び実験で助力いただいた装置技術管理室の諸氏に感謝します。また有益な助言と指導をいただいた核融合研究部プラズマ実験研究室の田中裕二室長、当研究部田中正俊次長、同小幡行雄部長、核融合推進開発センター磯康彦センター所長、森茂理事に感謝致します。

参照文献

- 1) T.YAMAMOTO, et al : Phys. Rev. Lett., 44, 716(1980)
- 2) S.BERNABEI, et al : Phys. Rev. Lett., 49, 1255(1982)
- 3) K.OHKUBO, et al. : Nucl. Fusion, 22, 203(1982)
- 4) T.YAMAMOTO, et al : Proc. of the IAEA Technical Committee Meeting, Culham, Vol. I, 224(1983)
- 5) M.PORKOLAB, et al : Proc. of the 4th Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas, Rome, Vol. I, 529(1984)
- 6) 宮本健郎：“核融合のためのプラズマ物理”，岩波書店，東京，P.427(1976)
- 7) J.Cooper：“Reports on Progress in Physics”，Vol. 29, part I, P.35-130(1966)
- 8) N.BRETZ, et al.：“Radiation from Plasmas in the ST Tokamak,” Princeton Plasma Physics Lab. Report, MATT-1077(1974)
- 9) 的場徹，船橋昭昌：“プラズマ計測における非対称アーベル変換の一方法”，JAERI-M 6239(1975)

第1表 各元素毎のk殻電離エネルギー及び制動放射と再結合放射の等しくなる電子温度

	Z	$Z^2 E_H$ (keV)	$P_1^R(\nu) = P^B(\nu)$ $T_{ec}$ (keV)
H	1	0.0 1 3 6	0.0 3 8 7
C	6	0.4 9	1.3 9
O	8	0.8 7	2.4 7
Ar	18	4.4 1	1 2.5 4
Ti	22	6.5 8	1 8.7 1
Fe	26	9.1 9	2 6.1 3

を今後導入する必要がある。

- (4) 駆動電流の空間分布を評価するには、電子密度と  $Z_{\text{eff}}$  の空間分布測定値が最小限必要である。各不純物別の空間分布測定値が得られればより高精度の評価が可能となる。

謝 辞

種々の議論、助言をしていただいた上杉喜彦、星野克道、山本巧の各氏をはじめとするプラズマ実験研究室の諸氏、及び実験で助力いただいた装置技術管理室の諸氏に感謝します。また有益な助言と指導をいただいた核融合研究部プラズマ実験研究室の田中裕二室長、当研究部田中正俊次長、同小幡行雄部長、核融合推進開発センター磯康彦センター所長、森茂理事に感謝致します。

参考文献

- 1) T.YAMAMOTO, et al : Phys. Rev. Lett., 44, 716(1980)
- 2) S.BERNABEI, et al : Phys. Rev. Lett., 49, 1255(1982)
- 3) K.OHKUBO, et al. : Nucl. Fusion, 22, 203(1982)
- 4) T.YAMAMOTO, et al : Proc. of the IAEA Technical Committee Meeting, Culham, Vol. I, 224(1983)
- 5) M.PORKOLAB, et al : Proc. of the 4th Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas, Rome, Vol. I, 529(1984)
- 6) 宮本健郎：“核融合のためのプラズマ物理”，岩波書店，東京，P.427(1976)
- 7) J.Cooper：“Reports on Progress in Physics”，Vol. 29, part I, P.35-130(1966)
- 8) N.BRETZ, et al.：“Radiation from Plasmas in the ST Tokamak,” Princeton Plasma Physics Lab. Report, MATT-1077(1974)
- 9) 的場徹，船橋昭昌：“プラズマ計測における非対称アーベル変換の一方法”，JAERI-M 6239(1975)

第1表 各元素毎のk殻電離エネルギー及び制動放射と再結合放射の等しくなる電子温度

	Z	$Z^2 E_H$ (keV)	$P_1^R(\nu) = P^B(\nu)$ $T_{ec}$ (keV)
H	1	0.0 1 3 6	0.0 3 8 7
C	6	0.4 9	1.3 9
O	8	0.8 7	2.4 7
Ar	18	4.4 1	1 2.5 4
Ti	22	6.5 8	1 8.7 1
Fe	26	9.1 9	2 6.1 3



を今後導入する必要がある。

- (4) 駆動電流の空間分布を評価するには、電子密度と  $Z_{eff}$  の空間分布測定値が最小限必要である。各不純物別の空間分布測定値が得られればより高精度の評価が可能となる。

謝 辞

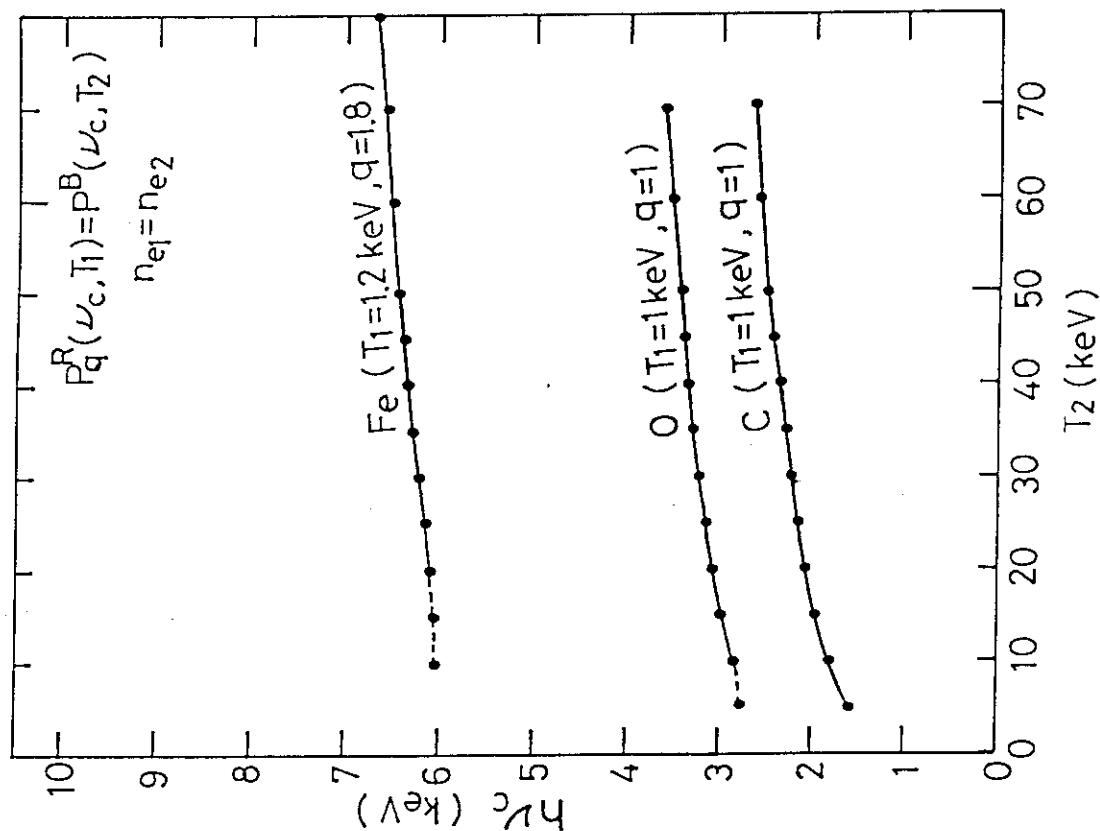
種々の議論、助言をしていただいた上杉喜彦、星野克道、山本巧の各氏をはじめとするプラズマ実験研究室の諸氏、及び実験で助力いただいた装置技術管理室の諸氏に感謝します。また有益な助言と指導をいただいた核融合研究部プラズマ実験研究室の田中裕二室長、当研究部田中正俊次長、同小幡行雄部長、核融合推進開発センター磯康彦センター所長、森茂理事に感謝致します。

参照文献

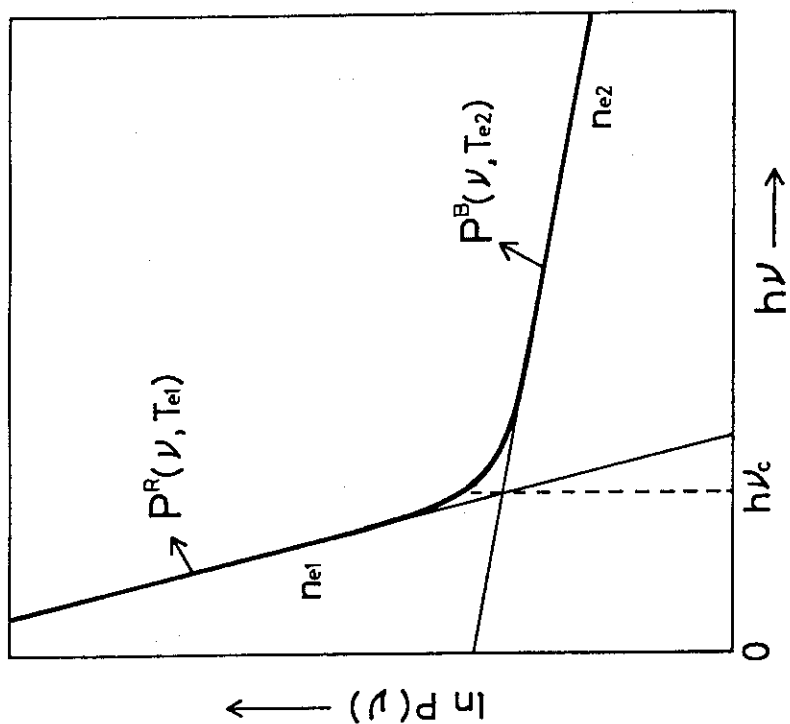
- 1) T.YAMAMOTO, et al : Phys. Rev. Lett., 44, 716(1980)
- 2) S.BERNABEI, et al : Phys. Rev. Lett., 49, 1255(1982)
- 3) K.OHKUBO, et al. : Nucl. Fusion, 22, 203(1982)
- 4) T.YAMAMOTO, et al : Proc. of the IAEA Technical Committee Meeting, Culham, Vol. I, 224(1983)
- 5) M.PORKOLAB, et al : Proc. of the 4th Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas, Rome, Vol. I, 529(1984)
- 6) 宮本健郎：“核融合のためのプラズマ物理”，岩波書店，東京，P.427(1976)
- 7) J.Cooper：“Reports on Progress in Physics”，Vol. 29, part I, P.35-130(1966)
- 8) N.BRETZ, et al.：“Radiation from Plasmas in the ST Tokamak,” Princeton Plasma Physics Lab. Report, MATT-1077(1974)
- 9) 的場徹，船橋昭昌：“プラズマ計測における非対称アーベル変換の一方法”，JAERI-M 6239(1975)

第1表 各元素毎のk殻電離エネルギー及び制動放射と再結合放射の等しくなる電子温度

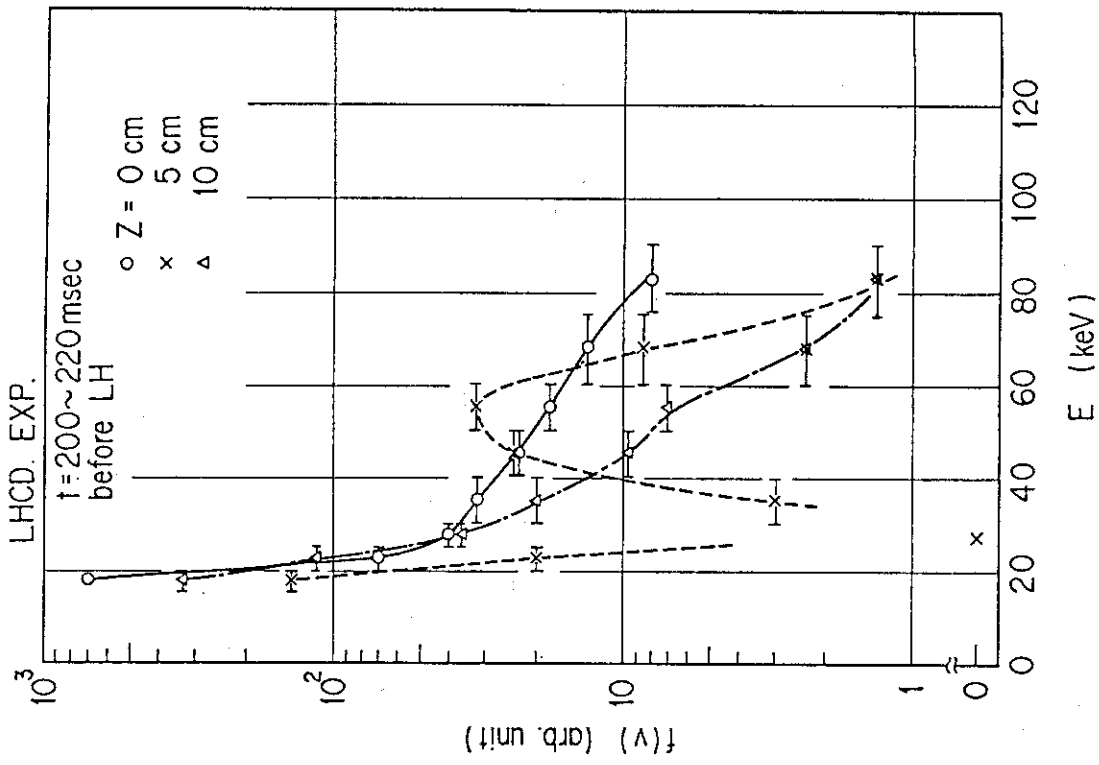
	Z	$Z^2 E_H$ (keV)	$P_1^R(\nu) = P^B(\nu)$ $T_{ec}$ (keV)
H	1	0.0136	0.0387
C	6	0.49	1.39
O	8	0.87	2.47
Ar	18	4.41	12.54
Ti	22	6.58	18.71
Fe	26	9.19	26.13



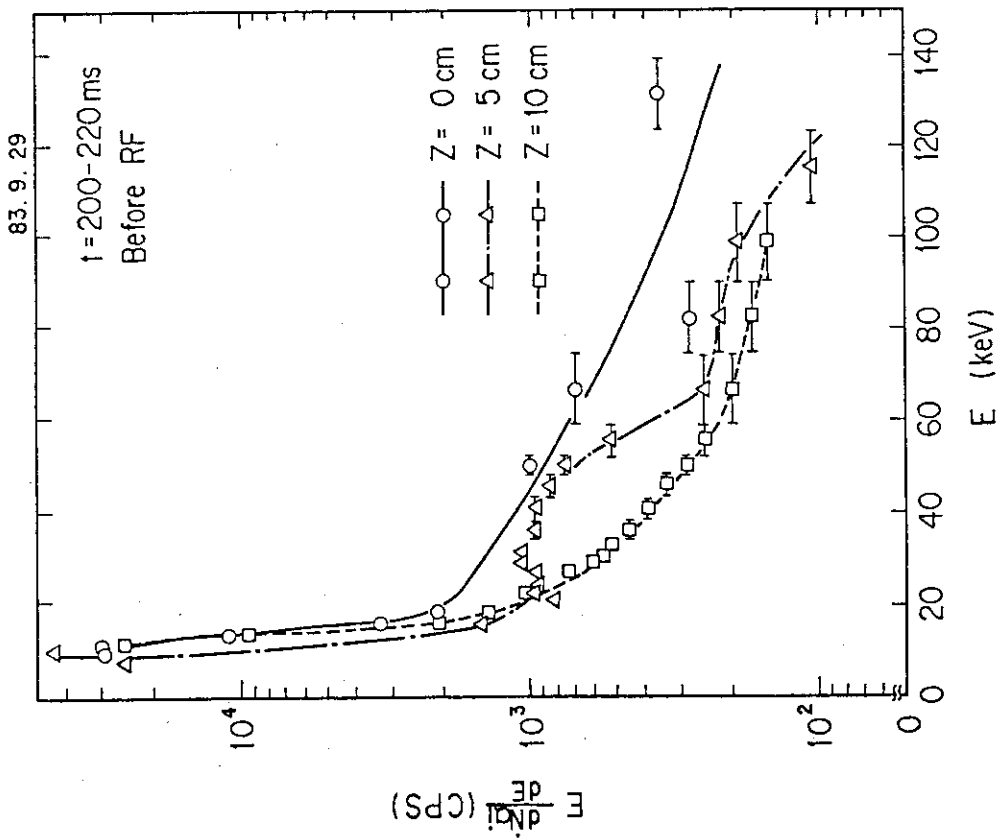
第2図 軟X線スペクトルにおける2成分境界エネルギーの高エネルギー成分電子に対する温度依存性



第1図 高エネルギー成分を有する軟X線放射スペクトルの概念図

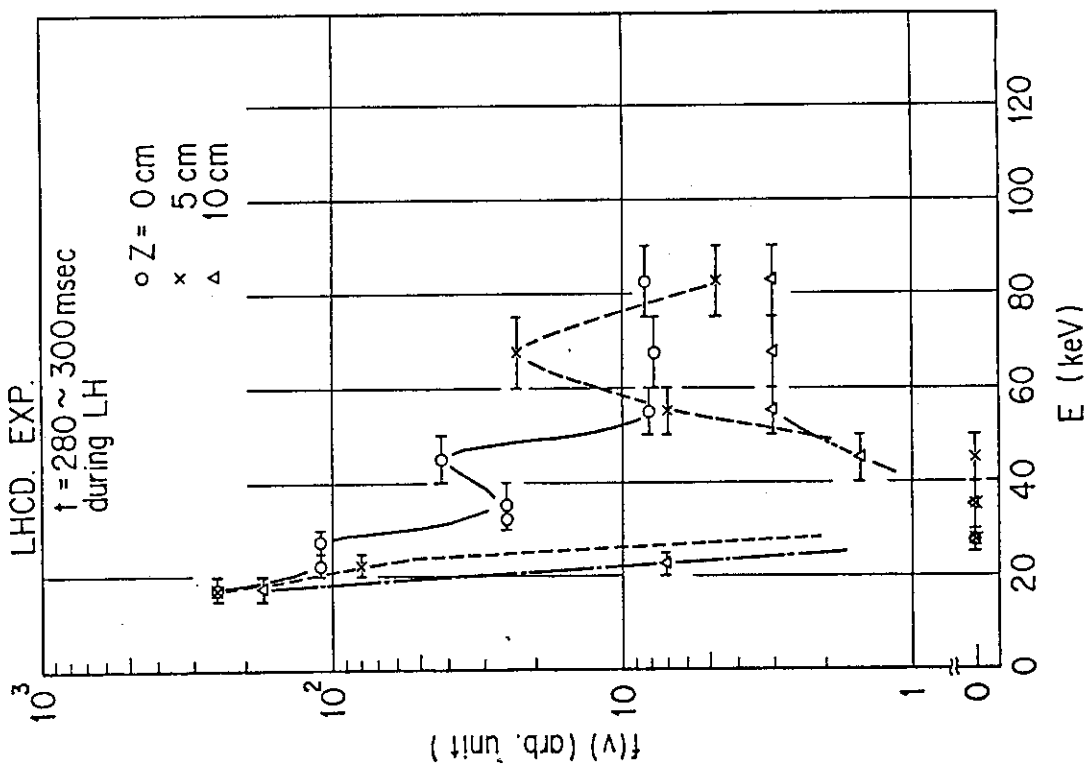


(b) 電子速度分布

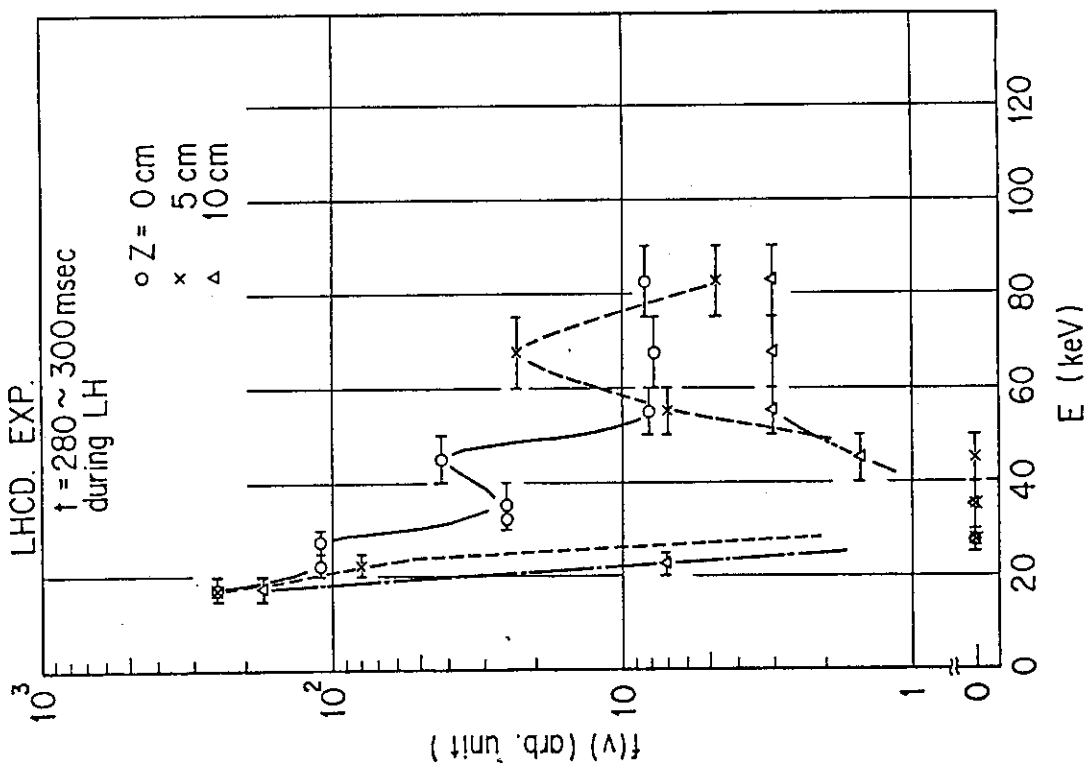


(a) 軟X線スペクトル (アーベル変換後)

第3図 ジュール加熱時の軟X線スペクトルと電子速度分布

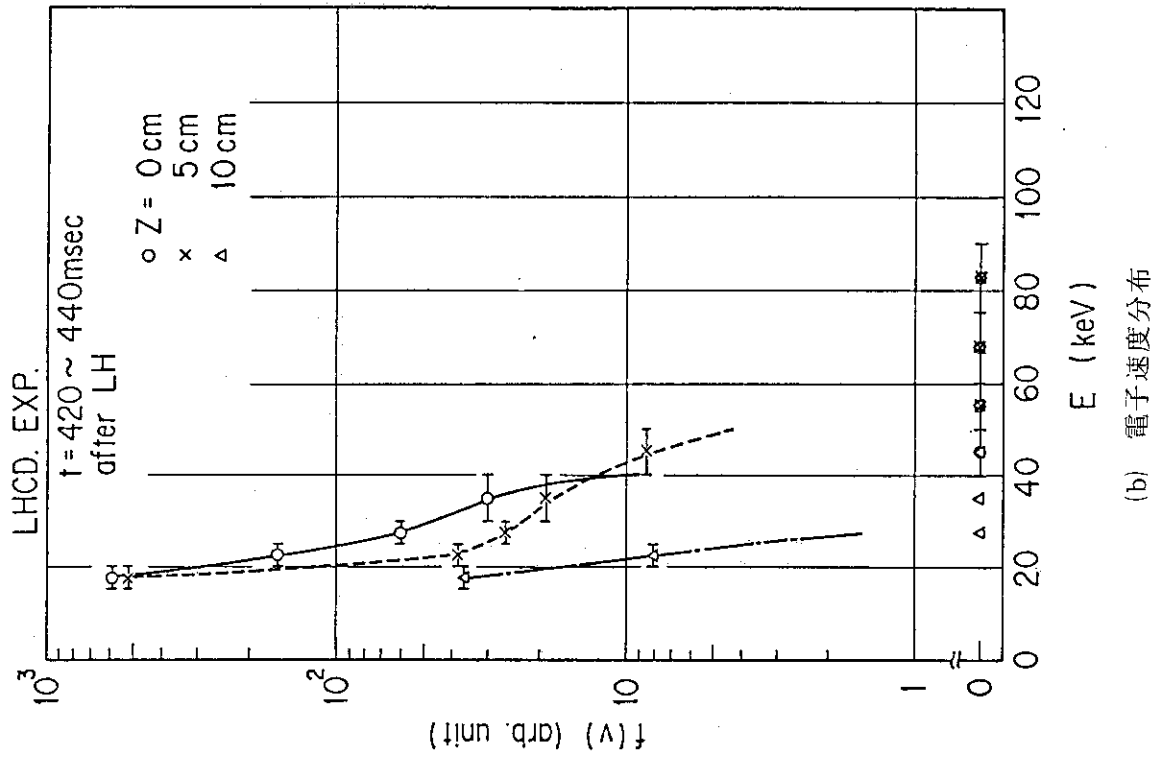


(a) 軟X線スペクトル(アーベル変換後)

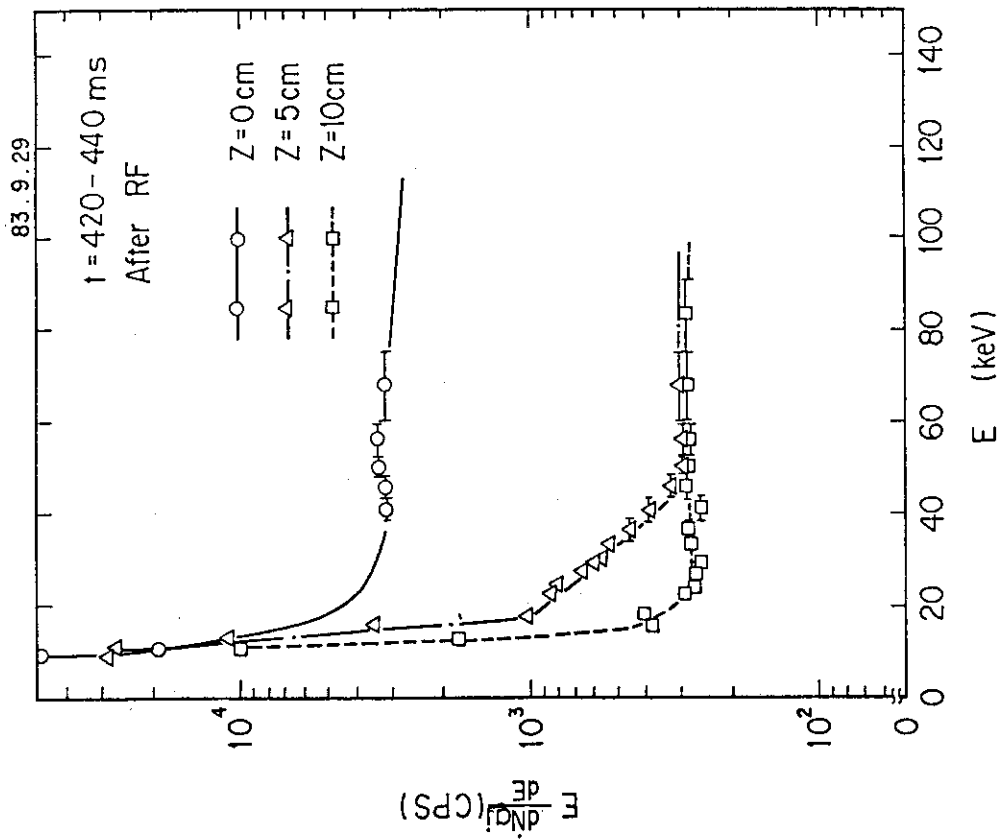


(b) 電子速度分布

第4図 LH波印加中の軟X線スペクトルと電子速度分布



(b) 電子速度分布



(a) 軟 X 線スペクトル (アーベル変換後)

第 5 図 LH 波印加直後の軟 X 線スペクトルと電子速度分布