学位申請論文

小椋 一夫

主論文 1

題目

「高周波電流駆動における
高速電子の形成と速度分布関数」

小椋 一夫

目次

第１章　まえがき

近年、高温プラズマを閉じ込めるトカマク装置において、高周波（ＲＦ）による非誘導電流駆動の実験的[1-17]及び理論的[18-23]研究が精力的に進められており、著しく進歩してきた。通常のトカマク装置はジュール加熱（ＯＨ）用トランスを使って誘導電場を加えてトロイダル電流を流し、そのポロイダル磁場によってプラズマを閉じ込めている。このため、本質的にパルス的にしか運転できない。高周波による電流駆動はこの難点を克服し、トカマクの定常運転を可能にするものである。高周波電流駆動の実験的検証は、最初に低域混成波（ＬＨＷ）による電流駆動（ＬＨＣＤ）によりなされた。まず（Ｉ）ＯＨプラズマ放電中にＬＨＷを重畳し、誘導電場により駆動されている電流I_{OH}の一部を高周波駆動電流I_{RF}で置き換える実験[1]が報告された。つぎに（II）ＯＨプラズマ生成後、ＯＨ電力を遮断し、ＬＨＷを入射して、I_{OH}の全部をI_{RF}で置き換えて、高周波電力のみで定常電流を駆動し、トカマプラズマを保持する（ＬＨＣＳ）実験がＷＴ－２[2]とＰＬＴ[3]により報告された。この時、高周波電力が十分大きいと、I_{RF}は時間的に増加（ランプアップ）していき、　高周波電力の一部がポロイダル磁場エネルギーに変換される。[6-7]さらに（III）初期プラズマを高周波放電で生成し、これにＬＨＷを入射することにより、ＯＨ電力をまったく使用しないで、高周波電力のみでトロイダル電流を立ち上げ、保持出来ることが　実験的に示された。[8-13]この様に、高周波電力のみで生成保持したトカマク放電を高周波トカマクと仮称する。高周波トカマクはＷＴ－２[8]で初めて示され、他のトカマク装置においても確認された。[10-12]高周波トカマク装置は、通常のトカマク装置では欠くことの出来ないＯＨ用トランスを省くことが出来るので、装置設計上の自由度が増し、トカマクのコンパクト化、高性能化に大きく寄与すると思われる。以上はＬＨＷによる電流駆動実

験であるが、最近（Ⅳ）加熱機構のまったく異なる電子サイクロトロン波（ＥＣＷ）による電流駆動（ＥＣＣＤ）の実験が、ＷＴ－２[14]及びＷＴ－３[16]により報告され注目を集めている。

（Ⅰ）～（Ⅳ）の実験において、高周波電流駆動時には、高速電子の存在が確認されおり、高周波電流駆動において重要な役割を演じる。プラズマ波動は共鳴条件

$$\omega - k_{//} v_{//} = n\Omega \qquad (n = 0、1、2 \cdots)$$

を満たす粒子との無衝突相互作用により、波動－粒子間でエネルギーや運動量の受渡しを行う。ここで、ω、$k_{//}$はそれぞれ波動の角周波数と波数ベクトルの進行方向成分、Ωは粒子のサイクロトロン周波数である。電流駆動の理論によれば、（Ⅰ）～（Ⅲ）のＬＨＣＤにおいては、ｎ＝０のランダウ減衰により、磁力線に沿って一方向に進む波動の運動量をプラズマ電子に与え、その方向に走る高速電子流つまりトロイダル電流を生成する。（Ⅳ）のＥＣＣＤにおいては、ｎ≠０の電子サイクロトロン減衰により、磁力線方向の一方向に走る電子のみを選択的に加熱して、その方向に非対称な速度分布関数を生成し、トロイダル電流を流す。この様に、ＬＨＣＤとＥＣＣＤにおいては、非対称な電子速度分布関数を生成するが、ＬＨＣＤでは電子を磁力線と平行に加速し、ＥＣＣＤでは電子を磁力線と垂直に加速するため、生成された速度分布関数は異なったものと予測される。高速電子の速度分布関数を知ることにより、電流駆動機構及びその違いを明かに出来、さらに高周波電流駆動の重要なパラメータである電流駆動効率を調べることも可能となる。ここで、電流駆動効率とは、電子に吸収された高周波電力（密度）P_dが電子の流れつまり電流（密度）Ｊにどれくらい寄与できるかを表し、J/P_dで定義される。これは、電流駆動機構によって変わるが、実験的には、同じ電流駆動機構でも変化している。特に、ＬＨＣＤにおいて、（Ⅲ）の高周波

トカマク実験より得られた電流駆動効率は、（Ⅱ）の実験のそれに比べて、一桁程度低い。高周波トカマク実験における電流駆動効率を決定する物理機構を是非とも解明する必要がある。なぜならば、実用化に際し高い電流駆動効率が要求されることもあるが、ＬＨＣＤ準線形理論の妥当性の問題という物理的な興味がある。

これとは別に高周波トカマク実験では、電流I_pが増加（$dI_p/dt>0$）しているため、高周波電流駆動を妨げる方向（逆方向）に直流的な誘導電場が掛かり、逆方向電場の影響が問題となる。逆方向電場の影響は（Ⅱ）と（Ⅳ）のランプアップ実験でも問題となるが、次の２点が考えられる。第一に、直流電場が波動（ＬＨＷとＥＣＷ）と電子の共鳴相互作用におよぼす影響が問題となる。第二に、直流電場による電子加速は、高周波の場合と異なり速度空間の全領域で起こり、低いエネルギー領域の電子は衝突により熱化されるが、ある程度高いエネルギー領域では、電場による加速が衝突による減速に勝るため、この領域の電子は加速方向に伸びた超熱電子（逃走電子）となる。逆方向電場により生成される逃走電子は、ＬＨＷやＥＣＷにより生成される高速電子（共鳴電子）とは逆方向に走るから、電流駆動効率を下げる可能性がある。この様な逆方向電場の影響、即ち逆方向電場が共鳴電子におよぼす影響や逆方向に走る逃走電子が生成されているかなどは、高速電子の速度分布関数を調べることにより、初めて明かとなる問題である。

高速電子速度分布関数を実験的に明かにすることは、高周波電流駆動駆動の機構を解明するために必要不可欠である。ところが、トカマクプラズマでは、磁力線が閉じており、プラズマ電子を取り出して直接その分布関数を測定できない。このため、プラズマからの電子サイクロトロン輻射（ＥＣＥ）[24]やＸ線輻射[25-27,47]を測定し、その源であるプラズマ電子分布関数を間接的に調べている。この方法で、現在までに、高

周波電流駆動駆動時の高速電子がどの程度のエネルギーをもつかを評価してきあた。しかし、その速度分布関数については、ほとんど調べられておらず、唯一、ＬＨＷによる定常電流駆動時の速度分布関数について報告されているだけである。[25-27]しかも、その報告は、高速電子速度分布は、磁力線と平行に一方向に引き伸ばされた非対称なもであることを明かにしたのみである。準線形理論と定量的に比較して、高周波電流駆動駆動の機構を解明していくには不十分である。特に、準線形理論ではＬＨＷの共鳴領域に磁力線に平行方向なプラトーが形成されると予測されるが、実験的な検証はなされていない。

この論文では、Ｘ線計測により高周波電流駆動時の高速電子速度分布関数を評価する。特に次の点に注目した。

①ＬＨＣＤにより高速電子が生成されていく過程。

②ＬＨＣＤ時のＬＨＷの共鳴領域での高速電子速度分布関数（磁力線と平行方向なプラトーが形成されているのか）。

③高周波トカマク実験において、電流駆動効率を決定する機構、およびその機構が高速電子速度分布関数におよぼす影響。

④ＬＨＣＤ時の高速電子速度分布関数を定常電流駆動時とランプアップ時とで比較して、逆方向の電場の影響をみる。

⑤駆動機構の異なるＥＣＣＤとＬＨＣＤでの高速電子速度分布関数の違い。また、これらとＯＨで生成された逃走電子の速度分布関数とを比較し、速度空間で共鳴領域を持つ場合とそうでない場合の違いをみる。

実験は、（Ⅲ）の高周波トカマク実験を主体として述べる。これは、高周波トカマクは実用化された時の利点が多く、またＯＨを使用していないので、プラズマに掛かる誘導電場が小さく、高周波でトカマクプラズマを生成していく過程を調べるのに適している為である。

この論文の、構成は次の通りである。第２章　高周波電流駆動の理論、第３章　X線計測による高速電子速度分布関数の評価、第４章　実験、第５章　実験結果の考察、第６章　まとめ。

第２章　高周波による電流駆動の理論

§２１　プラズマ波動

ここでは、プラズマ波動の分散式を示し、波動の振舞いに付いて述べる。高周波をプラズマに照射するとプラズマ波動が励起される。この時プラズマ波動が、$\exp[i(\vec{K}\cdot\vec{r}-\omega t)]$で表されるとすると、マックスウェル方程式より

$$\overleftrightarrow{D}(\vec{k},\omega)\cdot\vec{E}(\vec{k})=0 \qquad (2.1.1)$$

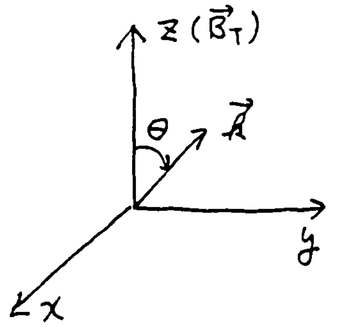
$$\begin{aligned}\overleftrightarrow{D}(\vec{k},\omega) &= (c^2/\omega^2)(\vec{k}\vec{k}-k^2\overleftrightarrow{I})+\overleftrightarrow{K}\\ &= (\vec{n}\vec{n}-n^2\overleftrightarrow{I})+\overleftrightarrow{K}\\ &\equiv \overleftrightarrow{D}(\vec{n},\omega)\end{aligned} \qquad (2\ 1.2)$$

$$\vec{n}=(c/\omega)\vec{k} \qquad (2.1\ 3)$$

ここで、$\overleftrightarrow{K}$は誘電率テンソル、$\overleftrightarrow{I}$は単位テンソル、$\vec{k}$、ω、$\vec{E}(\vec{k})$はそれぞれ波動の波数ベクトル、角周波数、電場である。（２１３）式で定義されるnは屈折率である。波動の分散式は

$$\det(\overleftrightarrow{D}(\vec{k},\omega))=\det(\overleftrightarrow{D}(\vec{n},\omega))=0 \qquad (2\ 1.4)$$

である。トカマク装置のように、トロイダル磁場$\vec{B}_T$が存在するとき、$\vec{B}_T$



をz軸にとり、$\vec{k}$ベクトルがyz面にあるようにy軸をとると便利である。プラズマ波動の分散式（２.１４）は、誘電率テンソル$\overleftrightarrow{K}$を含むため、波動の伝搬を調べるためには$\overleftrightarrow{K}$を求める必要がある。まず簡単のためプラズマ粒子の熱運動を無視して（冷たいプラズマ近似）、どのような種類のプラズマ波動が存在するかを見る。プラズマ粒子の熱運動を無視すると、$\overleftrightarrow{K}$は

$$K=\begin{bmatrix} S & -iD & 0\\ iD & S & 0\\ 0 & 0 & P\end{bmatrix} \qquad (2.1\ 5)$$

$$S=1-\sum_p \omega_p{}^2/(\omega^2-\Omega_p{}^2) \qquad (2.1.6)$$

$$D=-\sum_p[\omega_p{}^2/(\omega^2-\Omega_p{}^2)](\Omega_p/\omega) \qquad (2\ 1.7)$$

$$P = 1 - \sum_{p} \omega_p^2 / \omega^2 \quad (2.1\ 8)$$

$$\omega_p^2 = n_p q_p^2 / (\varepsilon_0 m_p) \quad (2.1.9)$$

$$\Omega_p = - q_p B_T / m_p \quad (2.1.10)$$

と表される。[28)] 便宜上、次の量を定義する。

$$R = 1 - \sum_{p} (\omega_p^2 / \omega^2) [\omega / (\omega - \Omega_p)]$$
$$= S + D \quad (2.1.11)$$

$$L = 1 - \sum_{p} (\omega_p^2 / \omega^2) [\omega / (\omega + \Omega_p)]$$
$$= S - D \quad (2.1\ 12)$$

ここでpは荷電粒子の種類、n_pはその密度である。ω_p（（2.1.9）式）とΩ_p（（2.1 10）式）はそれぞれp種のプラズマ周波数とサイクロトトン周波数と呼ばれる。B_Tが存在するため荷電粒子の運動はB_Tに垂直方向（xy面）と水平方向（z方向）とに分かれ、誘電率テンソルは（2.1.5）式の形となる。この時、分散式（2.1.4）を屈折率の垂直成分$n_\perp$について解くと（これは、$n_{//}$が大きく変化しない場合に便利である）

$$A n_\perp^4 - B n_\perp^2 + C = 0 \quad (2.1.13)$$

$$A = S \quad (2.1.14)$$

$$B = -[(P + S)(n_{//}^2 - S) + D^2)] \quad (2.1.15)$$

$$C = P[(n_{//}^2 - S)^2 - D^2)] \quad (2.1.16)$$

分散式（2.1.13）は$n_\perp^2$の2次式であるから、$n_\perp$の絶対値の異なるモードが2つ存在することがわかる。またプラズマ波動は、ω、B_Tやプラズマ密度に依存しており、これらの値により振舞いが異なるが、$\theta \to 0$、$\pi/2$とした時の特徴により分類できる。θは磁場B_Tに対する波動の伝ぱん角である。$\theta \to 0$つまり磁力線と平行に伝ぱんする場合（2.1.13）式で$n_\perp \to 0$として

$$C = 0 \quad (2.1.17)$$

つまり

$$P = 0 \quad (2.1.18)$$

$$n_{\parallel}^2 = S + D = R \qquad (2.1.19)$$

$$n_{\parallel}^2 = S - D = L \qquad (2.1.20)$$

（2.1 19）と（2.1 20）式を満たす波の電場は円偏光しており、前者は右向き即ち電子のラーマ運動の方向に、後者は左向き即ち正イオンのラーマ運動の方向に回転する。$\theta \to 0$とした時、分散式が（2.1 19）式になる波をR波（right-hand wave）、（2.1.20）式になる波をL波（left-hand wave）と呼ぶ。（2.1.4）と（2.1.5）式より、$\theta = 0$での分散式は

$$n_{\parallel}^2 = (1/2)\,[R + L \pm (|P_{\parallel}|/P)\,|R - L|\,] \qquad (2.1.21)$$

であり、Pの符号が変わるとR波とL波とは入れ替わる。また$R - L = 2D$の符号が変わるところでも（$R \to \infty$あるいは$L \to \infty$）R波とL波とは入れ替わる。$\theta \to \pi/2$つまり磁力線と垂直に伝ぱんする場合（2 1.13）式で$n_{\parallel} \to 0$として

$$n_{\perp}^2 = RL/S \qquad (2.1.22)$$

$$n_{\perp}^2 = P \qquad (2.1.23)$$

（2.1.22）式を満たす波の電場は磁力線と垂直、（2 1.23）式を満たす波の電場は磁力線と平行である。$\theta \to \pi/2$としたとき、分散式が（2.1.22）式となる波を異常波（extraordinary wave）、（2.1.23）式となる波を正常波（ordinary wave）と呼ぶ。（2 1.4）と（2.1.5）式より、$\theta = \pi/2$での分散式は

$$n_{\perp}^2 = [1/(2S)]\,[RL + PS \pm |RL - PS|\,] \qquad (2.1.24)$$

であり、$RL - PS = 0$のところで、正常波と異常波とは入れ替わる。

プラズマパラメータが空間的に変化するとき、波動は伝ぱんにともない、$n_{\perp}$、$n_{\parallel}$が変化していく。この時、波動の伝ぱんは$G(\vec{k}, \omega) = \det(\overleftrightarrow{D}(\vec{k}, \omega))$として、幾何光学近似のもとで

$$\frac{d\vec{r}}{dt}=\frac{\partial G/\partial \vec{k}}{\partial G/\partial \omega} \qquad \frac{d\vec{k}}{dt}=\frac{\partial G/\partial \vec{r}}{\partial G/\partial \omega} \qquad (2\ 1.25)$$

を数値計算することにより求まる。[29]波が伝ぱんしていくとき、n⊥、n,,が零や無限大になる場合がある。n⊥→0またはn,,→0の時をカットオフ（cut off）、n⊥≦0やn,,≦0の領域をカットオフ領域（evanesent region ともいう）という。カットオフ領域には波は伝ぱん出来ない。カットオフの条件はn⊥→0に対しては（2.1 17）式つまり（2.1 18）～（2.1 20）式、n,,→0に対しては（2.1.22）と（2 1.23）式である。特に、（2.1.18）をプラズマカットオフ、（2.1 19）をRハンドカットオフ（right-hand cut off）、（2.1.20）をLハンドカットオフ（left-hand cut off）と呼ぶ。n⊥→∞またはn,,→∞の時は共鳴（resonance）という。この領域では波動の吸収が起こる（吸収については§2.2）。共鳴条件は、n,,→∞に対しては（n⊥を無視出来る、つまりn⊥→0と等価）（2.1.19）と（2.1.20）より

$$R \to \infty \qquad (2.1.26)$$

または

$$L \to \infty \qquad (2.1.27)$$

条件（2.1.26）はΩ_pが正、つまり$\omega=\Omega e$、条件（2.1.27）はΩ_pが負、つまり$\omega=\Omega i$の時、満たされる。ここでΩe、Ωiはそれぞれ電子サイクロトロン周波数とイオンサイクロトロン周波数である。条件（2.1.26）が満たされるときを電子サイクロトロン共鳴（ECR）、条件（2.1.27）が満たされるときをイオンサイクロトロン共鳴と呼ぶ。n⊥→∞に対しては（n,,を無視出来る、つまりn,,→0と等価）（2.1.22）より

$$S=0 \qquad (2.1.28)$$

が共鳴条件である。この共鳴は混成波共鳴（hybrid resonance）と呼ば

れ

$$\omega_{UH}^2 = \Omega e^2 + \omega pe^2 \qquad (2.1\ 29)$$

$$\omega_{LH}^2 = (\Omega i^2 + \omega pi^2)\,|\Omega i|\,\Omega e / (\Omega i^2 + \omega pi^2 + |\Omega i|\,\Omega e) \qquad (2.1.30)$$

で起こる。ω_{UH}を高域混成波共鳴（ＵＨＲ）周波数、ω_{LH}を低域混成波共鳴（ＬＨＲ）周波数いう。$\omega_{UH} \gg \omega_{LH}$である。

以上をまとめると、プラズマ波動は、Ｒ波、Ｌ波、異常波、正常波とに分類でき、またカットオフや共鳴が存在する。これらのことを、縦軸に$\Omega e^2/\omega^2$（磁場に対応）、横軸に$\omega pe^2/\omega^2$（プラズマ電子密度に対応）をとって図に表したのが、ＣＭＡダイアグラムである（図２－１）。図には、簡単のため$n_{//}=0$でのＲハンドカットオフ（$R=0$；$\omega=\omega_R$）とＬハンドカットオフ（$L=0$；$\omega=\omega_L$）及びプラズマカットオフ（$P=0$；$\omega=\omega pe$）を破線で、共鳴条件$R\to\infty$（$\omega=\Omega e$）、$L\to\infty$（$\omega=|\Omega i|$）、$S=0$（$\omega=\omega_{LH}$とω_{UH}）を実線で示している。

上に述べた、Ｒ波、Ｌ波、異常波、正常波の分類の他に、$\theta=0$から$\pi/2$の間の位相速度の大小により、速波（fast wave）と遅波（slow wave）とに区別する場合もある。この時、$\theta=0\sim\pi/2$で位相速度の大小関係は変わらない。このように、いろいろの分類があるが、個々の場合で目的に合ったものを選ぶ。

§２．２　プラズマ波動の吸収

§２．１ではプラズマ粒子の熱運動を無視して、つまり無騒乱状態においてはプラズマ電子、イオンは静止しているとして、プラズマ波動の振舞いについて調べた。しかし、共鳴条件n→∞を満たす領域においては、波動の位相速度vphは零に近づくため、もはやこの近似は成り立たない。共鳴領域での波動の振舞い、特に波動の吸収を扱うためには無騒乱状態においても粒子は運動いているとしなくてはならない。これは、プラズマ中のp種の粒子の分布関数を $f_p(\vec{r}, \vec{v}, t)$ とすると

$$f_p(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_{p0}(\vec{r}, \vec{v}) + f_{p1}(\vec{r}, \vec{v}, t) \qquad (2.2\ 1)$$

ここで

$f_{p0}(\vec{r}, \vec{v})$ は無騒乱状態でのp種の粒子の分布関数

$f_{p1}(\vec{r}, \vec{v}, t)$ は一次の騒乱状態を表す

とおくことで近似できる。線形かされたプラゾフ方程式とマックスウェル方程式より、次式の誘電率離テンソルが導かれる。[28]

$$\overleftrightarrow{K} = \overleftrightarrow{I} - \sum_p [\omega_p^2/(\omega n_{p0})] \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} \int \overleftrightarrow{S}_{p\ell}/(k_{\parallel} v_{\parallel} - \omega - \ell\Omega_p)\, dv$$

$$\overleftrightarrow{S}_{p\ell} = \begin{bmatrix} v_\perp S_1{}^2 U & iD_\perp & -iv_\perp J_\ell S_1 DX \\ -iD_\perp & v_\perp S_2{}^2 U & -v_\perp J_\ell S_2 DX \\ iv_{\parallel} J_\ell S_1 U & -v_{\parallel} J_\ell S_2 U & v_{\parallel} J_\ell{}^2 DX \end{bmatrix}$$

$S_1 = J_1{}'$

$S_2 = \ell J_\ell / a$

$D_\perp = v_\perp J_\ell{}' (\ell J_\ell / a) U$

$DX = \partial f_{p0}/\partial v_{\parallel} - (\ell/a) W$

$U = (1 - k_{\parallel} v_{\parallel}/\omega)\, \partial f_{p0}/\partial v_\perp$
$\qquad + (k_{\parallel} v_{\parallel}/\omega)\, \partial f_{p0}/\partial v_{\parallel}$

$W = (k_\perp v_{\parallel}/\omega)\, \partial f_{p0}/\partial v_\perp - (k_\perp v_{\parallel}/\omega)\, \partial f_{p0}/\partial v_{\parallel}$

$a = k_\perp v_\perp / \Omega_p$、

(2.2.2)

ここで、pはプラズマ粒子の種類、ω_pとΩ_pはそれぞれp種のプラズマ周波数（(2 1.9)式）とサイクロトトン周波数（(2.1.10)式)、座標系は§2 1と同じである。また0次の分布関数f_{p0}が温度T_{p0}のマックスウェル分布

$$f_{p0}(v) =$$

$$n_{p0}[m_p/(2\pi T_{p0})]\exp[(-m_p v^2/(2T_{p0})]$$

(2 2 3)

のとき、

$$\overleftrightarrow{K} = \overleftrightarrow{I} + \sum_p (\omega_p{}^2/\omega^2)\sum_\ell \zeta_0 Z(\zeta_\ell)\, e^b \overleftrightarrow{X}_\ell$$

$$+\sum(\omega_p{}^2/\omega^2)\, 2\eta_0{}^2 L$$

$$\eta_\ell = \omega + \ell\Omega_p/(2^{1/2}k_{//}v_T),\quad \alpha = k\perp v_T/\Omega_p$$

$$b = \alpha^2,\quad v_T = (T_{p0}/m_p)$$

$$\overleftrightarrow{X}_\ell = \begin{bmatrix} X_{22} + 2bI_\ell - 2bI_\ell' & X_{12} & X_{13} \\ -X_{12} & X_{22} & X_{23} \\ -X_{13} & X_{23} & 2\eta_\ell{}^2 I_\ell \end{bmatrix}$$

$$X_{22} = (\ell^2/b)\, I_\ell$$

$$X_{12} = i\ell(I_\ell' - I_\ell)$$

$$X_{13} = -i\,2^{1/2}\eta_\ell\alpha\,(I_\ell' - I_\ell)$$

$$X_{23} = -2^{1/2}\eta_\ell(\ell/\alpha)\, I_\ell$$

$$\overleftrightarrow{L} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

(2.2.4)

ここで、$Z(\zeta_\ell)$はプラズマ分散関数、$I_\ell = I_\ell(b)$は変形ベッセル関数、$\zeta_\ell = (\omega - \ell\Omega_p)/(k_{//}v_T)$である。分散式は

$$g_R(\omega,\ k_R + ik_I) + ig_I(\omega,\ k_R + ik_I) = 0$$

(2.2.5)

の形となる。実部g_R>>虚部g_I、かつ波数の実部k_R>>波数の虚部k_Iの場合、k_Iは

$$k_I \fallingdotseq g_I(\omega、k_R)/(g_R(\omega、k_R)/k_R) \qquad (2\ 2\ 6)$$

で求まる。これは、

$$\omega - k_{//} v_T - \ell \Omega_p = 0 \qquad (2.2.7)$$

のところで有限の値を持ち、そこで波動の吸収(または励起)が起こることを示す。$\ell=0$での波動の減衰はランダウ減衰、$\ell=\pm1$はサイクロトロン減衰、$|\ell|\geq2$はサイクロトロン高調波減衰を表す。(2.2.2)式は一般的な粒子の分布関数f_{p0}を用いており、複雑に過ぎる。このため、解析を進めるための簡単化が行われる。f_{p0}をマックスウェル分布とした(2.2 2)式はその一例である。また波動を静電波(electrostatic wave)で近似する、即ち、ポテンシャルϕを使い

$$E(k) = -\nabla\phi = ik\phi \qquad (2.2.8)$$

と表す。これにより分散式は簡単化される。この近似が有効であるのは、誘電率テンソルKの全ての要素Kijにたいして

$$|n^2| >> |Kij| \qquad (2.2.9)$$

が成立する場合である。したがって共鳴領域($n\to\infty$)のうち、混成波共鳴(UHRとLHR)領域でよい近似となる。サイクロトロン共鳴の場合、無限大となるKijが存在するため、静電波近似は使えない。

無騒乱状態の粒子の分布関数$f_{p0}(\vec{r}, \vec{v})$を考慮にいれて、波動の吸収をみた(簡単のため、f_{p0}はマックスウェル分布とした)。波動の吸収は、共鳴条件(2 2.7)を満たすとき起こるが、ランダウ減衰($\ell=0$)やサイクロトロン高調波減衰($|\ell|\geq2$)は、図2-1には示されておらず、新たに加えるべきものである。

また、粒子の0次の運動(熱運動)は(2 1 13)式で表される2つのモードに加えて第3のモードを生じさせる。(2 2.4)式の誘電率テンソルを$b=(k_\perp v_T/\Omega_p)^2$の1次のオーダまでで近似すると分散

式は(2.1.4)は

$$A_1 n_\perp^6 + A n_\perp^4 - B n_\perp^2 + C = 0 \qquad (2\ 2\ 10)$$

$$A_1 \fallingdotseq (3/4)(\omega pe/\Omega e)^2(\omega/\Omega e)^2(v_{Te}/c)^2 + 3(\omega pi/\omega)^2(v_{Ti}/c)^2$$

となり、$n_\perp^2$の3次であり第3のモードが現れる。このモードの分散式は

$$n_\perp^2 \fallingdotseq A/A_1 \qquad (2.2.11)$$

であり、高温プラズマ波と呼ばれる。$\omega=\omega_{UH}$の近傍では、電子バーンシュタイン波に対応している。

§2.3　低域混成波

高周波をプラズマに照射して、低域混成波（LHW）領域（$\Omega i \ll \omega \doteqdot \omega_{LH} \sim \omega pi \ll \Omega e$）のプラズマ波動を励起する場合を扱う。波動の伝ばんに伴い$n_\perp$、$n_{//}$は変化するが、その様子を知るためには（2.1.25）式で、波動の軌道を計算していく必要がある。しかし、トカマクプラズマの様な軸対称系においては、$n_{//}$の変化は$n_\perp$の変化に比べて十分小さく、$n_{//}$＝定数と近似出来る。[38] $n_{//}$の値は入射高周波のそれである。粒子の熱運動を無視した（冷たいプラズマ近似の）分散式（2.1.13）より、2つの波動は

$$n_\perp^2 = [B \pm (B^2 - 4AC)^{1/2}] / (2A) \qquad (2\ 3.1)$$

と求まる。＋は遅波、－は速波を表す。低域混成波共鳴（LHR）は（2.1.28）式より

$$\omega^2 = \omega_{LH}^2 \doteqdot \omega pi^2 / (1 + (\omega pe / \Omega e)^2) \qquad (2\ 3.2)$$

但し、このとき$n_\perp^2 \to \infty$となるのは遅波のみである。カットオフは$n_\perp = 0$であり、遅波に対しては

$$P = 0 \quad \text{つまり} \quad \omega^2 = \omega pe^2 \qquad (2.3.3)$$

速波に対しては

$$n_{//}^2 = R \quad \text{つまり} \quad \omega / \Omega e \doteqdot \omega pe^2 / (n_{//}^2 - 1) \qquad (2.3.4)$$

図2-1の領域（7）（8）でかつ$\omega^2 \ll \omega pe^2$、ω_{LH}から十分離れたところで分散式（2.3.1）より、

遅波　$n_\perp^2 \doteqdot -B/A$

$$\doteqdot (-P/S)(n_{//}^2 - S - (\omega pe/\Omega e)^2 \qquad (2.3\ 5)$$

速波　$n_\perp^2 \doteqdot -C/B$

$$\doteqdot -[(n_{//}^2 - S)^2 + D^2] / (n_{//}^2 - S - (\omega pe/\Omega e)^2 \qquad (2.3.6)$$

アンテナから入射された高周波（角周波数ω、磁場と平行の屈折率$n_{//}$）はプラズマ周辺（$\omega > \omega pe$）で波動を励起する（図2－2、図2－3）。プラズマ密度は中心に向かうと増加しており、カットオフ層$\omega \geqq \omega pe$を

トンネル効果で通過する。カットオフ層は極めて薄く入射高周波電力のほとんどは通過してしまう。（2 3 3）式と（2.3 4）式と比較すると、遅波に対するカットオフ層は速波のそれより薄く、入射高周波電力のほとんどは遅波と結合する（図2-2）。そして分散式（2 3.5）に従って、プラズマ密度の高い中心部へと伝ぱんしていく。ところが（2.3.5）式から

$$B^2-4AC=0 \qquad (2.3.7)$$

即ち

$$\omega_{pi}/\omega_{pe}=n_{//}(\omega/(\Omega_e|\Omega_i|)) \pm[1+n_{//}^2(\omega/(\Omega_e|\Omega_i|)-1)]^{1/2} \qquad (2.3\ 8)$$

を満たす領域では遅波と速波との$n_\perp^2$の値が等しくなり、遅波と速波の結合が起こる（図2-2の点線）。これをＳＦＣ（slow-fast coupling）というが、ＳＦＣで遅波は速波に変換され低密度側はもどる。ＳＦＣが起こると、それより高い密度をもつプラズマ中心へは、波動が伝ぱん出来なくなる。この様子は、入射$n_{//}$の値により異なり、

$$n_{//}^2>[1-\omega^2/(\Omega_e|\Omega_i|)]^{-1}(>1) \qquad (2.3.9)$$

の時、式（2.3.7）即ち式（2.3 8）を満たすＳＦＣは存在しない。この時、図2-2の実線の様に遅波はＬＨＲ層まで伝ぱんしていく。条件（2.3.9）はＬＨＲ層まで（$\omega<\omega_{LH}$）を考えればよいから少し緩くなる。

$$n_{//}^2>1+\omega_{pi}^2/(\Omega_e|\Omega_i|) \text{ at LHR}$$
$$=1+\omega_{pe}^2/\Omega_e^2 \text{ at LHR} \qquad (2.3\ 10)$$

条件（2.3.8）と（2.3.10）をＬＨＷの近接条件という。

ＬＨＲ層近くでは、遅波に対しては静電波近似によりプラズマ粒子の熱運動をいれた（マックスウェル分布をしているとする）分散式が得られる（§2.2）。$\omega\gg|\Omega_i|$であるのでイオンのラーマ運動を無視（非磁気化）して、分散式は

$$1+(\omega pi^2/(k^2 v_{Ti}^2))[1+\omega/(2^{1/2}k\perp v_{Ti})$$
$$\times Z(\omega/(2^{1/2}k\perp v_{Ti}))$$
$$+(\omega pe^2/(k^2 v_{Te}^2))[1+\omega/(2^{1/2}|k_{//}|v_{Te})$$
$$\times Z(\omega/(2^{1/2}|k_{//}|v_{Te}))I_0(ae^2)\exp(-ae^2)$$
$$=0$$

$ae^2=k\perp^2 v_{Te}^2/\Omega e^2$、${}_{Ti}^2=mi/Ti$、$v_{T}e^2=me/Te$

(2 3.11)

Zはプラズマ分散関数、I_0は0次変形ベッセル関数である。$\omega/(k\perp v_{Ti})\gg 1$、$\omega/(|k_{//}|v_{Te})\gg 1$のもとにZを漸近展開、$ae^2\ll 1$で$I_0(ae^2)\exp(-ae^2)$をテーラ展開し、$|k_{//}|\ll k\perp$をつかうと

$$S(k\perp/k)^2+P(k_{//}/k)^2-3(\omega pi^2/\omega^4)k^2 v_{Ti}^2$$
$$+(3/4)(\omega pe^2/\Omega e^4)k^2 v_{Te}^2$$
$$+i[(\omega pi^2/\omega^2)F(\omega/(2^{1/2}k\perp v_{Ti}))$$
$$+(k_{//}/k)^2(\omega pe^2/\Omega e^2)F(2^{1/2}|k_{//}|v_{Te})]$$
$$=0$$
$$F(x)=2\pi^{1/2}x^3\exp(-x^2)$$

(2.3.12)

上式の虚部のイオン、電子の項はそれぞれ、イオンランダウ減衰、電子ランダウ減衰をあたえる。(2 3 5)式で表される遅波は$\omega\sim\omega_{LH}$の領域では(2.3 12)式の実部で$v_{Ti}\to 0$, $v_{Te}\to 0$として近似できる。

$$Sk\perp^2+Pk_{//}^2=0 \qquad (2.3.13)$$

つまり、

$$\omega^2=\omega_{LH}^2(1+mik_{//}^2/(mek\perp^2)) \qquad (2\ 3.14)$$

§2.3で述べた様に粒子の熱運動を考慮すると、第3のモードが現れる。このモードは(2.3.12)式の実部を零とした$k\perp^2$の2次式

$$S(k\perp/k)^2+P(k_{//}/k)^2-3(\omega pi^2/\omega^4)k^2 v_{Ti}^2$$

$$+ (3/4)(\omega_{pe}^2/\Omega_e^4) k^2 v_{Te}^2 = 0 \qquad (2.3.15)$$

の２つの解の一方に対応する（高温プラズマ波）。もう一方は$v_{Ti} \to 0$, $v_{Te} \to 0$で（２．３．１３）式になるものである。（２．３．１３）式で表される遅波は

$$n_{//} Ti^{1/2} = 6.5 (\omega^2/\omega_{LH}^2 - 1) \qquad (2.3.16)$$

Tiの単位はｋｅＶ

を満たす領域でもう一方のモード（高温プラズマ波）へ線形モード変換（ＬＭＣ）する。高温プラズマ波はＬＭＣの近くでイオンランダウ減衰するか、さらにイオンバーンシュタイン波という別のモードに変換され、イオンサイクロトロン（高調波）減衰する（図２－２、図２－３）。従って、高温プラズマ波に変換後は、イオンを加熱する。遅波の電子ランダウ減衰が有効となるのは

$$\omega / (k_{//} v_{Te}) < 3、即ち n_{//} Te^{1/2} > 5 \qquad (2\ 3\ 17)$$

Teの単位はｋｅＶ

の場合である。（２．３　１７）式はマックスウェル分布をしている電子に対してのものである。高エネルギーのテイルが存在する場合は、ランダウ減衰は大きくなる。また電子温度が低い場合でも、速度分布関数の裾野の電子との相互作用で、その部分を大きく変化させる。このことは§２．３で述べる高周波電流駆動で重要となる。

§2.4 電子サイクロトロン波

ここでは、図2-1の領域(3)(4)(6)(7)で、電子サイクロトロン及び2倍の高調波周波数領域の波($\omega = \ell \Omega e$; $\ell = 1$、2)について述べる(図2-4)。直角伝ぱんの場合、分散式は(2.1 22)式と(2.1 23)式である。つまり

正常波(O−mode) $n_\perp{}^2 = P$ (2.4.1)

異常波(X−mode) $n_\perp{}^2 = RL/S$ (2.4.2)

正常波のカットオフは$P = 0$即ち$\omega^2 = \omega_{pe}{}^2$。異常波のカットオフは$R = 0$または$L = 0$。共鳴は異常波に対し存在し$S = 0$即ち$\omega^2 = \omega_{UH}{}^2 = \omega_{pe}{}^2 + \Omega e^2$(高域混成波共鳴UHR)で起こる。低磁場側($\Omega e/\omega < 1$)から入射した異常波はRハンドカットオフ($R = 0$)で反射してしまうが、高磁場側($\Omega e/\omega > 1$)から入射した異常波はLハンドカットオフ($L = 0$)に達しない限りプラズマ内を伝ぱん出来る。異常波はUHR領域で高温プラズマ波の1つである電子バーンシュタイン波[31)]に変換され、強いサイクロトロン吸収を受ける。電流駆動実験では、トロイダル磁場に対し角度θをもたせて、高周波を入射しており、斜め伝ぱんの場合を考える必要がある。特にθが

$\Omega e^2 \sin^4\theta \gg 4\omega^2(1-\omega_{pe}{}^2/\omega^2)^2 \cos^2\theta$ (2 4.3)

の時(準垂直伝ぱん)は比較的簡単な分散式となる。(2.1.4)式と(2.1.5)式より

正常波 $n^2 = (1-\omega_{pe}{}^2/\omega^2) / [1-(\omega_{pe}{}^2/\omega^2)\cos^2\theta]$

(2.4.4)

異常波 $n^2 = [(1-\omega_{pe}{}^2/\omega^2)^2\omega^2 - \Omega e^2 \sin^2\theta]$

$\div [(1-\omega_{pe}{}^2/\omega^2)\omega^2 - \Omega e^2 \sin^2\theta]$

(2.4.5)

$\omega = \ell \Omega e$での波の吸収を扱うときは、混成波領域とは異なり、静電波近似は使えない。電子の熱運動を入れた誘電率テンソル(2 2 4)式を使った分散式(2.2.5)の虚部から求める。(実部で$v_{Te} \to 0$、v_{Ti}

→0とすると（2.1.13）式になる。）波の減衰の目安は

$$\Gamma = 2\int k_I d\vec{r} = 2k_R\int \kappa\, d\vec{r} \qquad (2\ 4\ 6)$$

で表される「光学的厚さ」で与えられる。[29] ここで、k_Iとk_Rはそれぞれ波数の虚部と実部、κ（$=k_I/k_R$）は減衰率である。$\ell=1$でκは、

$$\kappa j^{(1)} = (v_{Te}/c)\,\phi j^{(1)}(\theta、g)\, f(\xi_1)$$

$$f(\xi_1) \fallingdotseq \pi^{1/2} \exp(-\xi_1^2)$$

$$\phi j^{(1)}(\theta、g) = 2^{1/2}\cos\theta\,\Lambda j$$

$$\div [\pi^{1/2} g\, nj(2\sin^2\theta\, nj - 2 + 2g - \sin^2\theta]$$

$$\xi_1 = (\omega - \Omega e)/(k_{//} j v_{Te})、\quad g = \omega pe^2/\Omega e^2、$$

$$nj = (c/\omega)\, kj$$

j=正常波、異常波

$$\begin{aligned}\Lambda j = &[1 - g(1 - \sin^2\theta/4)]\, nj^4 \\ &- [(1-g)(1-g/4)(1+\cos^2\theta) \\ &\quad + (1-g/2)(1+g)\sin^2\theta \\ &\quad - g^2\tan^2\theta(1+\cos^2\theta)/4]\, nj^2 \\ &+ (1-g)(1-g/2) - g^2(2-g)\tan^2\theta\end{aligned} \qquad (2.4.7)$$

$f(\xi_1)$はサイクロトロン共鳴領域のドップラー効果による広がりを、$\phi j^{(1)}(\theta、g)$は伝ばん角θとプラズマパラメータ$\omega pe^2/\Omega e^2$への依存性を表す。$f(\xi_1)$の広がりの幅は

$$\Delta\omega \sim v_{Te}/c \ll \omega \qquad (2.4.8)$$

の程度である。$\ell \geqq 2$では

$$\kappa j^{(\ell)} = (v_{Te}/c)^{2\ell-3}\,\phi j^{(\ell)}(\theta、g)\, f(\xi_\ell) \qquad (2.4.9)$$

ここで、$\ell=2$において$\kappa j^{(2)}$は$\kappa j^{(1)}$と同程度となり、電子サイクロトロン減衰と同程度の減衰が第2高調波の場合にも期待出来る。

$\ell=1$での光学的厚さは

正常波　$\Gamma_0 = (\pi/2)(v_{Te}/c)^2 g(1-g)^{1/2} kR$

$$\fallingdotseq 2\times 10^2 (Te/keV)\, g(1-g)^{1/2} R/\lambda$$

異常波　$\Gamma_x=(\pi/2)(v_{Te}/c)^2\cos^2\theta$

$\times(2-g)^{1/2}[2+g(1-g)]^2kR/g$

$\fallingdotseq 2\times10^{-2}(Te/keV)\cos^2\theta$

$\times(2-g)^{1/2}[2+g(1-g)]^2R/(\lambda g)$

k，λはそれぞれ真空中のは波数と波長

Rはトカマクの主半径

(2.4 10)

第２高調波（$\omega=2\Omega e$）では

$\Gamma j=3(3/2)^{1/2}(v_{Te}/c)^2 n j\cos\theta$

$\times\phi j^{(2)}(\theta、\omega pe^2/(4\Omega e^2))kR$

(2.4.11)

$\phi j^{(2)}$は$\phi j^{(1)}$と同程度であるが、正常波（O−mode）と異常波（X−mode）のθ依存性が逆となっている（図２-５ａ，ｂ）。

ＵＨＲ層に達した異常波は電子バーンシュタイン波にモード変換するが、この様子を静電波近似で見てみる。ＵＨＲ層近くでは、$|\xi_\ell|=|(\omega-\ell\Omega e)/(k_{//}jv_{Te})|>>1$として

$n^2+(\omega pe^2/v_{Te}^2)[\sum_{\ell=1}^{\infty}e^{\ b}I_\ell(b)$

$\times(\ell^2\Omega e^2/(\ell^2\Omega e^2-\omega^2))$

$+e^{\ b}I_0(b)(1+\xi_0 Z(\xi_0))]$

$b=k\perp^2 v_{Te}^2/\Omega e^2$、$v_{Te}=(Te/me)^{1/2}$

(2.4 12)

ここで、誘電率テンソルは（2.2 4）式を使った。最後の項はランダウ減衰を表すが、あまり強くない。$\theta\sim\pi/2$で

$n\perp^2=(\omega pe^2/v_{Te}^2)\alpha(q,b)$

$\alpha(q,b)=-2\sum_{\ell=1}^{\infty}e^{-b}I_\ell(b)\ell^2/(\ell^2-q^2)$

$q=\omega/\Omega e$

(2 4 13)

このモードはBernsteinにより示され[31]、しめされ（電子）バーンシュ

タイン波と呼ばれる。bくくで

$$1 = \omega_{pe}^2 / (\omega^2 - \Omega_e^2) + 3\omega^2 \omega_{pe}^2 k_\perp^2 v_{Te}^2 / [(\omega^2 - \Omega_e^2)(\omega^2 - 4\Omega_e^2)] + \text{高次項} \quad (2\ 4.14)$$

これより、

$$\omega^2 = \omega_{UH}^2 + 3 [\omega_{UH}^2 \omega_{pe}^2 / (\omega_{pe}^2 - 3\Omega_e^2)] \times [k_\perp^2 v_{Te}^2 / \omega^2] \quad (2.4.15)$$

異常波はUHR領域で、この電子バーンシュタイン波に変換され、電子サイクロトロン共鳴（$\omega = \Omega_e$、$\omega = 2\Omega_e$）領域に近づく。この時の吸収は、静電波近似を用いないで、扱う必要があるが、この波はサイクロトロン共鳴層で完全に吸収される。

§2.5　高周波電流駆動の理論

電荷Zieの正イオン（密度ni）と電子（密度ne）からなるプラズマ（プラズマは中性つまりZini＝ne）中に、時刻t＝0でエネルギーE_1、速度v_1＝（$v_{\perp 1}$、$v_{//1}$）をもつ電子を考える（図2-6a）。$v_\perp$、$v_{//}$はそれぞれ、磁場と垂直、平行方向の速度成分（v_1^2＝（$v_{\perp 1}^2+v_{//1}^2$）$^{1/2}$）。E_1はプラズマイオン温度Tiやプラズマ電子温度Teに比べて十分大きいとする。

$$E_1 >> Ti、Te \qquad (2.5\ 1)$$

この電子（図2-6aの領域1）はプラズマイオンやプラズマ電子とのクーロン衝突により減速していく。従って、この電子が流す磁場と平行方向の電流$j_{//1}=-ev_{//1}$も時間とともに減少していく（図2-6b）。クーロン衝突周波数は、電子のエネルギー（つまり速さ）に依存しているため、t＝0での電子エネルギーが変化すると、減速や平行方向の電流の減少の様子が変わる。例えば、t＝0で図2-6aの領域2（$E_2>E_1$）にあった電子の場合、$j_{//2}=-ev_{//2}$の減少の仕方は図2-6bの曲線2のようになり、曲線1より減少は揺るやかである。これは、エネルギーの高くなると、クーロン衝突周波数が減少するためである。時刻t＝0で領域1と2にあった電子が流す平行方向の電流の差$\Delta j_{//}$をみると、

$$\Delta j_{//}=j_{//2}-j_{//1}=-e(v_{//2}-v_{//1}) \qquad (2.5.2)$$

で、時間とともに変化している。Δtを十分長い時間（$v_{//1}\rightarrow 0$、$v_{//2}\rightarrow 0$）として、$\Delta j_{//}$のΔt間の平均でみると、電流差は

$$(1/\Delta t)\int_0^{\Delta t}\Delta j_{//}dt=(1/\Delta t)\left[\int_0^{\Delta t}j_{//2}dt-\int_0^{\Delta t}j_{//1}dt\right]$$
$$=-(e/\Delta t)\left[\int_0^{\Delta t}v_{//2}dt-\int_0^{\Delta t}v_{//1}dt\right]$$
$$(2.5\ 3)$$

図2-6aで領域2を領域1に近づけた極限では（2.5.3）の右辺は

$$\lim_{2\to 1}\left[-(e/\Delta t)\left\{\int_0^{\Delta t} v_{//2}\,dt-\int_0^{\Delta t} v_{//1}\,dt\right\}\right]=$$

$$-(e/\Delta t)\,\hat{S}\cdot\nabla\int_0^{\Delta t} v_{//1}\,dt \qquad (2\ 5\ 4)$$

$\hat{S}$は1から2への変位を表す単位ベクトル、∇は速度空間での勾配演算子。

プラズマ波動は、次の共鳴条件を満たす共鳴電子と無衝突相互作用を行い、波動のエネルギーを共鳴電子に与える。

$$\omega-k_{//}v_{//}-\ell\Omega e=0$$

$$\ell=0、1、2\cdots \qquad (2.5.5)$$

共鳴電子は波動よりエネルギーを受取、速度空間内で変位する。この変位を表すベクトルをS_wその単位ベクトルを$\hat{S}_w$とする。波動との相互作用の結果生じた磁場と平行方向の電流密度の変化（Δt間の平均）Jは、（2.5.3）式より

$$J=-(e\delta f/\Delta t)\,\hat{S}_w\ \nabla\int_0^{\Delta t} v_{//}\,dt \qquad (2.5.6)$$

ここで、δfは共鳴電子密度、$v_{//}$はt=0での共鳴領域の値をとるものとする。この時、吸収された波動の電力密度（Δt間の平均）Pdは、

$$Pd=(\delta f/\Delta t)\,\hat{S}_w\cdot\nabla(mev^2/2) \qquad (2.5\ 7)$$

となる。（2.5 5）式は波動の吸収により駆動された電流である。J/Pdは電流駆動効率と呼ばれており、吸収した波動の電力のうち、電流に寄与する電力の割合を表す。（2.5 6）式と（2.5.7）式より

$$J/Pd=-(2e/me)\left[\hat{S}_w\cdot\nabla\int_0^{\Delta t} v_{//}\,dt/\{\hat{S}_w\cdot\nabla(v^2)\}\right]$$

$$(2.5.8)$$

電流駆動効率を求めるために、まず$\int_0^{\Delta t} v_{//}\,dt$を求める。クーロン衝突によるvと$v_{//}$の減少は次の式で記述出来る。[28]

$$dv/dt=-\nu_E v、\ dv_{//}/dt=-\nu_H v_{//}$$

$$\nu_E=\Gamma/v^3、\ \nu_H=(2+Zi)\,\nu_E$$

$\Gamma = n_e e^4 \ln\Lambda / (4\pi\varepsilon_0{}^2 m_e{}^2)$ （２．５ ９）

ただし、問題としている電子のエネルギー$E=(1/2)m_e v^2$は条件（２．５．１）を満たすものとする。$\ln\Lambda$はクーロン対数である。

$u=v/c$、$w=v_{//}/c$、$\tau=\nu_{c2}t$

$\nu_{c2}=\omega_{pe}{}^4 \ln\Lambda/(2\pi n_e c^3)$、$\omega_{pe}{}^2 = n_e e^2/(\varepsilon_0 m_e)$

（２．５．１０）

の規格化を行うと（２．５ ８）式は

$du/d\tau = -\{1/(2u^3)\}u$、

$dw/d\tau = -\{(2+Z_i)/(2u^3)\}w$ （２．５ １１）

第一番目の式から、$d\tau=-2u^2 du$。これをもちいて第二番目の式を積分すると、

$w(\tau)=w(\tau=0)\{u(\tau)/u(\tau=0)\}^{2+Z_i}$

$\int_0^{\Delta t} w\, d\tau = \{w(\tau=0)/\nu_{c2}\}\{2u(\tau=0)\}^3/(5+Z_i)$

（２．５．１２）

従って電流駆動効率は

$J/P_d = \{4/(5+Z_i)\}[\hat{S}_w\cdot\nabla\ wu^3/\{\hat{S}_w\cdot\nabla(u^2)\}]$

（２．５．１３）

ただし、Jは$-en_ec$で、P_dは$m_en_ec^2\nu_{c2}$で規格化している。

次に、波動との相互作用の結果生じた共鳴電子の速度空間内での変位を考える。角周波数ω、磁場と平行方向の波数$k_{//}$をもつ波動は共鳴電子に、エネルギー$h\omega/(2\pi)$、磁場と平行方向の運動量$hk_{//}/(2\pi)$を与える。共鳴電子のエネルギー、磁場と平行方向の運動量の変化は

$dE=m_e(v_\perp dv_\perp + v_{//}dv_{//})$

$dp_{//}=m_e dv_{//}$ （２ ５ １４）

であるから

$dE = h\omega/(2\pi) = m_e(v_\perp dv_\perp + v_{/\!/} dv_{/\!/})$

$dp_{/\!/} = hk_{/\!/}/(2\pi) = m_e dv_{/\!/}$ (2 5.15)

よって

$v_\perp dv_\perp + (v_{/\!/} - \omega/k_{/\!/})dv_{/\!/} = 0$

つまり

$v_\perp^2 + (v_{/\!/} - \omega/k_{/\!/})^2 =$ 定数 (2 5 16)

共鳴電子は（ω、$k_{/\!/}$）の波動との無衝突相互作用の結果、速度空間内の曲線（2.5 16）に沿って変位する（図2-7）。[32]従って、

$\hat{S}_w \propto (\omega/k_{/\!/} - v_{/\!/})\hat{v}_\perp + v_\perp \hat{v}_{/\!/}$ (2.5 17)

$\hat{v}_\perp$、$\hat{v}_{/\!/}$はそれぞれ、垂直方向、水平方向の単位ベクトルである。

§2.3で述べた低域混成波（LHW）と§2.4で述べた電子サイクロトロン波（ECW）とについて、電流駆動効率を求める。LHWは（2 5.5）式で$\ell = 0$としたランダウ減衰により波動のエネルギーを電子に与える。この時

$\hat{S}_{LH} = \hat{v}_{/\!/}$ (2 5 18)

ECWは（2.5.5）式で$\ell = 1$、2・・の電子サイクロトロン減衰で波動のエネルギーを電子に与える。ECWはωが大きく、$\omega/k_{/\!/} > c$。$c \gg |v_{/\!/}|$, $v_\perp$とすると

$\hat{S}_{EC} \fallingdotseq \hat{v}_\perp$ (2 5 19)

従って、（2.5 13）式より

LHW $J/P_d = \{4/(5+Z_i)\}$
$\times [(u^3 + 3w^2u)/(2w)]$
(2.5.20)

ECW $J/P_d = \{4/(5+Z_i)\}$
$\times [3wu/2]$ (2 5 21)

$w \sim u$ ($v_\perp \ll v_{/\!/}$) では

LHW　$J/P_d=\{8/(5+Z_i)\}w^2$　(2.5.22)

ECW　$J/P_d=\{6/(5+Z_i)\}w^2$　(2.5 23)

電流駆動効率(2.5.22)と(2 5 23)はN.J Fishにより導出された。(2.5 23)式が示すように、ECWのように電子を垂直加速しても電流駆動が可能であり、しかもLHWのように水平に加速する場合と比べても、電流駆動効率は同程度(3/4倍)であり、遜色は無いことが示された。

これまでは、LHWやECWが、1つの$k_{//}$をもつ(即ちδ関数的な$k_{//}$をもつ)場合を扱ってきたが、$k_{//}$に幅がある場合はその領域で(2.5 5)式と(2 5 6)式を積分する必要がある。従って、電流駆動効率は、一般的には(2 5 13)式の様に単純な形にはならない。しかし、LHWによる電流駆動効率は、2次元フォッカープランク方程式(§2.7の(2.7.1))を数値計算で解くことにより、次のように表せることが示された。[33]

$$J/P_d=\{8/(5+Z_i)\}\langle w^2\rangle$$

$$\langle w^2\rangle=(w_2{}^2-w_1{}^2)/\{2\ln(w_2/w_1)\}$$

(2.5.24)

w_1, w_2はそれぞれ、LHWの共鳴領域の下限と上限を表す。LHWの磁場と平行方向の屈折率を用いて表すと

$$1/\langle n_{//}{}^2\rangle\equiv\langle w^2\rangle=(n_2{}^{-2}-n_1{}^{2})/\{2\ln(n_1/n_2)\}$$

(2.5.25)

$$J/P_d=\{8/(5+Z_i)\}(1/\langle n_{//}{}^2\rangle)$$

(2 5.26)

1次元($v_{//}$方向)での扱いでは(2.5.24)式の$\langle w^2\rangle$は、定常フォッカープランク方程式を解析的にとくことにより求まる。

§2.6 高周波電流駆動と高速電子損失

§2.5で高周波電流駆動について述べたが、そこでは電子の損失は考えていない。電子の閉じ込め時間をτ_Fとして、初速$\vec{v}$の電子がクーロン衝突により減速して$\vec{v} \to 0$となる時間スケールをΔtとすると、

$$\tau_F < \Delta t \qquad (2.6.1)$$

の時、電子の損失を考慮する必要がある。[22、23] 速度空間の微小部分が、速度$\vec{v}$、$v_{//}$、電子密度δfである場合、それらの時間変化は、

$$dv/dt = -\nu_E v,\quad dv_{//}/dt = -\nu_M v_{//}$$

$$d\delta f/dt = -\delta f/\tau_F,\quad v = |\vec{v}| \qquad (2.6.2)$$

ν_E、ν_Mは（2.5.9）式で与えられる。上式の第1、2番目の式は（2.5.9）式と同じである。第3番目の式が電子損失を表す。規格化（2.5.10）を行い

$$du/d\tau = -\{1/(2u^3)\}u,$$

$$dw/d\tau = -\{(2+Zi)/(2u^3)\}w$$

$$d\delta f/d\tau = -\delta f/\tau_F \qquad (2.6.3)$$

ここで、τ_Fも$1/\nu_{c2}$で規格化している.（2.6.2）式より 電子密度δfの微小部分の流す電流（密度）の$t=0 \sim \Delta t$間の平均値は

$$\chi_J = -(ene/\Delta t)\int_0^{\Delta t} v_{//}\delta f\, dt$$

$$= -(enec/\Delta\tau)\int_0^{\Delta\tau} w\,\delta f\, d\tau$$

$$\Delta\tau = \Delta t\,\nu_{c2} \text{である}$$

$$(2.6.4)$$

χ_Jを$-enec$で規格化すると

$$\chi_J = -(1/\Delta\tau)\int_0^{\Delta\tau} w\,\delta f\, d\tau$$

$$= -\{2w/(\Delta\tau\, u^{2+Zi})\}$$

$$\times\int_0^{u} u'^{\,4+Zi}\exp\{2\int_u^{u'}(u''^{\,2}/\tau_F)\,du''\}$$

$$(2.6.5)$$

衝突により失う電力（密度）と電子損失で失う電力（密度）のt＝０〜△t間の平均値は

$$\chi_D = -(1/\Delta t)\int_0^{\Delta t}[dE/dt]\,\delta f\,dt \qquad (2\ 6.6)$$

$$\chi_L = -(1/\Delta t)\int_0^{\Delta t}E\,[d\delta f/dt]_{loss}\,dt \qquad (2.6.7)$$

電力を$m_e n_e c^2 e \nu_{c2}$で規格化すると

$$\chi_D = (1/\Delta\tau)\int_0^{u} u'\,du'\,\exp\{2\int_u^{u'}(u''^2/\tau_F)\,du''\}$$
(2.6.8)

$$\chi_L = (1/\Delta\tau)\int_0^{u} u'^4\,du'\,\exp\{2\int_u^{u'}(u''^2/\tau_F)\,du''\}$$
(2.6.9)

波の減衰で電子は速度空間内で変位するが、その方向の単位ベクトルべを$\hat{S}_w$とする。波動により駆動される平均電流、吸収した波の平均電力P_A、衝突で失う平均電力P_D、電子損失で失われる平均電力P_Lはそれぞれ、

$$J = \hat{S}_w\cdot\nabla\chi_J \qquad (2.6.10)$$

$$P_A = \hat{S}_w\cdot\nabla(u^2/2) \qquad (2.6\ 11)$$

$$P_D = \hat{S}_w\cdot\nabla\chi_D \qquad (2.6.12)$$

$$P_L = \hat{S}_w\cdot\nabla\chi_L \qquad (2.6.13)$$

ここで、

$$(P_L/P_A) + (P_D/P_A) = 1 \qquad (2.6.13)$$

が成立ち、吸収された波動のエネルギーは衝突により失われるか、電子の損失で失われるかのどちらかである。電流駆動効率は

$$J/P_D = \hat{S}_w\cdot\nabla\chi_J/\{\hat{S}_w\cdot\nabla(u^2/2)\} \qquad (2.6.14)$$

$$= [4/\{\hat{S}_w\cdot\nabla(u^2)\}]$$

$$\times[\hat{S}_w\cdot\nabla\{w\exp(-\alpha^3u^3)\,\phi_{4+2l}(u)/u^{2+2l}\}]$$

$$\phi_{4+2l}(u) = \int_0^{u} u'^{4+2l}\exp(\alpha^3u'^3)\,du'$$

$$\alpha^3 = 2/(3\tau_F) \qquad (2.6.15)$$

である。LHWとECWによる電流駆動効率は、Zi=1の時

LHW

$$J/P_D=(\tau_F/w)\left[1+\{1/(\alpha^3u^3)\}\{3w^2/u^2-1+(1-3w^2/u^2-2w^2u/\tau_F)\times\exp(-\alpha^3u^3)\}\right] \quad (2.6.16)$$

ECW

$$J/P_D=\{9\tau_F{}^2w/(2u^5)\}\left[1-(1+\alpha^3u^3)\exp(-\alpha^3u^3)\right] \quad (2.6.17)$$

$w\sim u$ ($v_\perp \ll v_{//}$) のとき

LHW

$$J/P_D=(4/3)w^2G(\tau_F、w)$$

$$G(\tau_F、w)=(3/4)(\tau_F/w^3)\left[1+(3\tau_F/w^3)\{1-(1+w^3/\tau_F)\times\exp(-\alpha^3w^3)\}\right] \quad (2.6.18)$$

ECW

$$J/P_D=w^2H(\tau_F、w)$$

$$H(\tau_F、w)=(9/2)(\tau_F{}^2/w^6)\left[1-(1+\alpha^3w^3)\exp(-\alpha^3w^3)\right] \quad (2.6.19)$$

$\tau_F\to\infty$ の極限で

(2.6.16)式→(2 5.20)式

(2.6.17)式→(2.5.21)式

（２．６．１８）式→（２　５．２２）式

（２．６．１９）式→（２．５．２３）式

Ｇ（τ_F、ｗ）とＨ（τ_F、ｗ）を図２－８に示す。τ_Fが条件（２．６　１）を満たすとき、つまりτ_F／（２w^2）＜１でＧとＨは小さくなっていく。即ち電子損失により電流駆動効率は下がる。

§2.7 高周波電流駆動と高速電子速度分布関数

高周波電流駆動時の電子速度分布関数fの振舞いは準線形フォッカープランク（Fokker-Planck）方程式で記述出来る。詳しくは、例えば文献18に述べられているが、ここでは特に電子の分布関数の特徴についてまとめる。空間的に一様な電子分布関数に対し、フォッカープランク方程式は[18)]

$$\partial f/\partial t = C(f, f) + C(f, f_i) - \nabla \cdot \vec{S}_w$$

$C(f, f)$；電子同志の衝突項

$C(f, f_i)$；電子ーイオンの衝突項

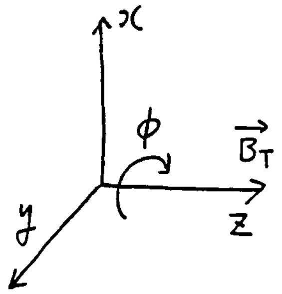
$\vec{S}_w$；波動と電子の相互作用による電子の速度空間内での流れ

（2.7.1）

$\vec{S}_w$は低域混成波（LHW）、電子サイクロトロン波（ECW）に対して、

LHW　$$-\nabla \cdot \vec{S}_w = \frac{\partial}{\partial v_{/\!/}}\left[D_{LH}\frac{\partial f}{\partial v_{/\!/}}\right] \qquad (2.7\ 2)$$

ECH　$$-\nabla \cdot \vec{S}_w = \frac{1}{v_\perp}\frac{\partial}{\partial v_\perp}\left[D_{EC} v_\perp^{2\ell-1}\frac{\partial f}{\partial v_\perp}\right] \qquad (2.7.3)$$



静磁場$\vec{B}_T$と平行方向にz軸、z軸に垂直にxy面をとる。z軸のまわりの回転φに対しては、fは対称とする。速度vのz成分を$v_{/\!/}$、垂直成分を$v_\perp$として、円筒座標（$v_\perp$、φ、$v_{/\!/}$）を使った。D_{LH}、D_{EC}はそれぞれ、LHWとECWによる拡散係数である。[32)]実験では、LHWとECWの$n_{/\!/}=(c/\omega)k_{/\!/}$は幅をもっており、これを次のように簡単化する。

$D_{LH\ EC}$＝定数　　$n_1 \geq n_{/\!/} \geq n_2$

$D_{LH\ EC}=0$　　$n_{/\!/} > n_1$、$n_{/\!/} < n_2$　　（2.7.4）

n_1, n_2はそれぞれ波動の$n_{//}=(c/\omega)k_{//}$の最大値と最小値であり、実空間において、B_T方向にプラズマが対称であるならば、入射高周波と同じと近似できる（トカマクプラズマではこの近似は成り立つ）。但しLHWの場合、（2.3.8）式を満たす（SFC）領域が存在すると、それより密度の高いプラズマ中心側には伝ぱん出来ない。（2 3.8）式を$n_{//}$について解くと

$$n_{//}=(\omega pe/\Omega e)+[1+(\omega pe/\Omega e)^2-(\omega pi/\omega)^2]^{1/2}$$

$$\equiv nc \qquad (2.7\ 5)$$

ここで定義したncと入射高周波の$n_{//}$を比較して、大きい方をn_2とする必要がある。n_1とn_2を与えて、電子分布関数の定常（$\partial f/\partial t=0$）解を数値計算で求めた例を図2-9に示す。[18] D_{LH}、D_{EC}を十分大きくとった場合で、$w=v_{//}/v_{th}$、$x=v_\perp/v_{th}$、$v_{th}=(Te/me)^{1/2}$として、fの等高線プロットを示す。ここでTeはバルク電子温度である。共鳴領域$n_1\geqq n_{//}\geqq n_2$をwであらわすと

$$w_1\leqq w\leqq w_2$$

$$w_1=(c/n_1)(1/v_{th})、w_2=(c/n_2)(1/v_{th})$$

である。高周波電流駆動時の電子分布関数は次の特徴をもつ。

（1）共鳴領域では、波動による拡散の方向

LHWでは$v_{//}$方向

ECWでは$v_\perp$方向

に平坦な分布となる。これをそれぞれの方向の「プラトー」分布と呼んでいる。

（2）$u=(w^2+x^2)^{1/2}<w_1$の領域ではマックスウェル分布に近い。この領域の電子はバルク電子に対応し、高周波入射前のものと殆ど変わらない。

（3）$u>w_1$では、共鳴領域を外れても、バルク電子の分布から大き

く変化している。

ＬＨＷ（ランダウ減衰）とＥＣＷ（電子サイクロトロン減衰）では、共鳴領域での平坦化の方向か異なり、それぞれで電子分布は異なったもとなる。高周波電流駆動時の高速電子速度分布をモデル化する（§３　４）時、これらの特徴を表すようなパラメータを決める必要がある。

§2.8 直流電場の存在する場合の高周波電流駆動

プラズマに直流電場（$E_{//}$）がかかっているとき、§2 5、§2.6の扱いは適用できない。簡単のため電子損失の効果を無視して、直流電場の影響を見る。電子（速度$\vec{v}$、$v=|\vec{v}|$）の減速の様子は（2 5.9）式、即ち（2.6.3）式で$\tau_F\to\infty$としたものに対応した、次のランジバン（Langevin）方程式で記述出来る。

$$dv/dt=-(\Gamma/v^3)v+(-eE_{//}/me)\mu$$
$$d\mu/dt=A(t)+(-eE_{//}/me)(1-\mu^2)/v$$
$$\mu=v_{//}/v,\ \Gamma=nee^4 \ln\Lambda/(4\pi\varepsilon_0{}^2me^2) \qquad (2.8.1)$$

ここで、A（t）はクーロン衝突によるピッチ角散乱を表し、確率項（stochastic term）である。

$$\langle A(t)\rangle=-(\Gamma/v^3)(1+Zi)\mu$$
$$\langle A(t)\cdot A(t')\rangle=(\Gamma/v^3)(1+Zi)\times(1-\mu^2)\delta(t-t')$$

＜　＞は集団平均を表す。

（2.8.2）

（2.8.1）式を集団平均で考えるとき、$E_{//}\to0$とすると（2.5.9）式に一致する。電子の運動を（2.8.1）式で追っていき、

$$\chi_J=-(e/\Delta t)\int_0^{\Delta t}\langle v\mu\rangle dt \qquad (2\ 8.3)$$

を計算すると、$S_\omega\cdot\nabla\chi_J$より、高周波駆動電流Jが求まる（§2.5）。初速v（>>vth）の電子のエネルギーは、クーロン衝突により、バルク電子に流れるが、さらに直流電場$E_{//}$が存在するため、電磁誘導相互作用を介して$-JE_{//}\Delta t$のエネルギーを失う。

$$P_{el}\equiv-JE_{//} \qquad (2\ 8\ 4)$$

と定義するとき

$$P_{el}/P_{in} = \hat{S}_w \cdot \nabla(-\chi_J E_{//}) / \{\hat{S}_w \cdot \nabla(m_e v^2/2)\}$$
$$= -E_{//}[\hat{S}_w \cdot \nabla(\chi_J) / \{\hat{S}_w \cdot \nabla(m_e v^2/2)\}]$$
(2.8.5)

は、電子に吸収された波動のエネルギーのうち、電磁誘導相互作用を介して失われる割合を表す。ここで、Pinは電子に吸収された波動のエネルギーである。高周波駆動電流が時間的に増加している場合では、電流変化により直流的な電場$E_{//}$

$E_{//} = -L_P (dI_{RF}/dt)$

L_Pはプラズマの自己インダクタンス

I_{RF}は全高周波駆動電流

(2.8 6)

がかかり、$P_{el} = -I_{RF}E_{//}$はI_{RF}が作る磁場（トカマクプラズマではポロイダル磁場）エネルギーの増加率となる。Pel／Pinは、高周波駆動電流の上昇特徴付る重要なパラメータであり、電流上昇効率（ramp-up efficiency）と呼ばれる。

ランジバン方程式（2.8 1）は、次のフォッカープランク方程式と等価である。

$$\partial f/\partial t = C(f, f) + C(f, f_i) - \nabla \cdot \vec{S}_w + (eE_{//}/m_e)\partial f/\partial v_{//}$$
(2 8.7)

これは、（2.7.1）式に直流電場の項（最後の項）が加わったものである。プラズマ波動は共鳴領域の電子のみを加速するが、直流電場$E_{//}$は速度空間全体で電子を加速する。$E_{//}$のみが存在する時、電子の速度分布関数を定性的に表すと、図2-10のようになる。但し、

$E_{//} < E_D$

$E_D = (2 + Z_i)[e^3 n_e \ln\Lambda / (4\pi\varepsilon_0^2 T_e)]$

Te; バルク電子温度

ne; バルク電子密度　　　　　　　　　　(2 8.8)

E_Dはドライサー(Dreicer)電場である。電子はクーロン衝突により減速されるが、一方で直流電場により加速される。2つが釣り合うのは、

$$m_e v_{cr}^2/2=(2+Z_i)\left[e^3 n_e \ln\Lambda/(4\pi\varepsilon_0^2 E_{//})\right]$$
(2.8 9)

を満たす速さv_{cr}をもつ電子の場合である。$v>v_{cr}$であると、電場による加速が衝突による減速に打ち勝ち、電子は$v\to\infty$に加速される。この様な電子を逃走電子と呼んでいる。$v<v_{cr}$のでは、衝突により熱化されてマックスウェル分布を保つ。ドライサー電場E_Dは$v_{cr}\sim v_{th}$ $(=(T_e/m_e)^{1/2})$となる電場であり、$E_D<E_{//}$であると殆ど全ての電子が逃走電子となる。$E_D>E_{//}$でも十分長い時間が経てば全ての電子が逃走電子となる。この意味では、直流電場が存在する場合、定常状態は存在しないことになるが、実際のプラズマでは、何等かの損失機構が働き、直流電場による加速と釣り合う。プラズマ波動と直流電場とが存在する(2 8.4)式に対しても損失機構を入れば、定常解は存在すると思われるが、解析が困難なこともあり、逃走電子を含んだ電子分布関数fの計算例は無い。

P_{el}/P_{in}は数値計算によりランジバン方程式(2.8 1)を解くと求まるが計算が大変である。これと等価な(2.8 7)式は、次のような簡単化を行へば、比較的扱い易くなる。

(1) 電子分布関数fは

$$f=f_M+f_1$$

f_Mはマックスウェル分布

f_1は1次の微小量

(2) f_Mはバルク電子をf_1は高速電子を表す。バルク電子f_Mの変化

は無視出来る。さらに高速電子のエネルギーは、バルク電子のエネルギーに対して十分高い（高速近似；heigh-velocity approximation）。

この時、衝突項は

$$C(f,f)=C(f_1,f_M)+C(f_M,f_1)$$
$$=\Gamma\left(\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}f_1+\frac{1}{2v^3}\frac{\partial}{\partial\mu}(1-\mu^2)\frac{\partial}{\partial\mu}f_1\right)$$
$$C(f,fi)=(\Gamma Zi/2v^3)\frac{\partial}{\partial\mu}(1-\mu^2)\frac{\partial}{\partial\mu}f_1 \qquad (2.8.10)$$

従って、（２　８．７）式は

$$\partial f_1/\partial t=C(f_1)-\nabla\cdot\vec{S}_W+(eE_{//}/me)\partial f_1/\partial v_{//}$$
$$C(f_1)=\Gamma\left(\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}f_1+\frac{1+Z_i}{2v^3}\frac{\partial}{\partial\mu}(1-\mu^2)\frac{\partial}{\partial\mu}f_1\right) \qquad (2\ 8\ 11)$$

演算子Ｄとして

$$D\equiv-(eE_{//}/me)\frac{\partial}{\partial v_{//}}-\Gamma\left[\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}+\frac{1+Z_i}{2v^3}\frac{\partial}{\partial\mu}(1-\mu^2)\frac{\partial}{\partial\mu}\right] \qquad (2.8.12)$$

を定義すると（２．８．１１）式は

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+D\right)f_1=-\nabla\cdot\vec{S}_W \qquad (2.8.13)$$

（２．８．１３）式は線形偏微分方程式であり、そのGreen関数 $g(\vec{v},t;\vec{v}_0)$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+D\right)g(\vec{v},t;\vec{v}_0)=\begin{cases}\delta(\vec{v}-\vec{v}_0) & t=0\\ 0 & t>0\end{cases} \qquad (2.8.14)$$

が求まるならば、f_1は

$$f_1(\vec{v},t)=\int_0^t dt'\int d^3v'\ \vec{S}_W\cdot\nabla g(\vec{v},t-t';\vec{v}') \qquad (2.8.15)$$

から求まる。Green関数 $g(\vec{v},t;\vec{v}_0)$ は $t=0$ で速度 v_0 であった電

子がｔ＝ｔで速度ｖとなる確率に対応している。$g(\vec{v},t;\vec{v}_0)$ を求めることは、ランジバン方程式（２ ８．１）を解くこと（$E_{/\!/}\to 0$ では§２．５の（２ ５．９）式、§２．５の（２．６．１）式を解くこと）と同じである。ここで電流駆動効率（駆動電流が上昇する場合は電流上昇効率Ｐel／Ｐin）を求めるのに必要な

$$\chi_J = -(e/\Delta t)\int_0^{\Delta t} v_{/\!/}(\vec{v},t)\, f_1(\vec{v},t)\, dt$$

（２．８ １６）

を求める。この時、（２ ８ １４）式の随伴偏微分方程式

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + D^{*}\right) h(\vec{v},t) = 0$$

$$D^{*} = (eE_{/\!/}/me)\frac{\partial}{\partial v_{/\!/}} + \Gamma\left[\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v} - \frac{1+Z_i}{2v^3}\frac{\partial}{\partial \mu}(1-\mu^2)\frac{\partial}{\partial \mu}\right]$$

初期条件 $h(\vec{v},0) = h_0(\vec{v})$

（２．８．１７）

を扱うと便利である。[18]（２ ８ １７）式で初期条件を $h_0(\vec{v}) = v_{/\!/}(\vec{v})$ とした時の解が $v_{/\!/}(\vec{v},t)$ である。但し、

$$\lim_{v\to\infty} f_1(\vec{v},t) = 0 \qquad (2\ 8\ 18)$$

$$\lim_{t\to\infty} v_{/\!/}(\vec{v},t) = 0 \qquad (2\ 8.19)$$

を仮定している。（２．８ １９）式は、逃走電子を無視することを意味する。この $v_{/\!/}(\vec{v},t)$ を（２．８．１６）式に代入すると χ_J が求まる。

又、

$$W_s(\vec{v}) = E_{/\!/}\int_0^{\Delta t} v_{/\!/}(\vec{v},t)\, dt$$

Δt は、$v_{/\!/}(\vec{v},t)\to 0$ となる程度の十分長い時間

（２．８ ２０）

を定義すると、電流上昇効率Ｐel／Ｐinは

$$P_{el}/P_{in} = (\text{定数}) \times \int \vec{S}_w\cdot\nabla W_s\, d^3v \Big/ \int \vec{S}_w\cdot\nabla(mev^2)\, d^3v$$

から求まる。低域混成波（ＬＨＷ）と電子サイクロトロン波（ＥＣＷ）に対するＰel／Ｐinを図２-１１に示す。[18]この様に、線形化したフォッ

カープランク方程式の随伴偏微分方程式を扱うことで、電子速度分布関数が直接求まらなくても、電流駆動効率は、計算出来る。但し、条件（１）と（２）が成り立ち、しかも電流上昇時では、（２．８　２０）式の電場による逃走電子を無視している。実際の場合に、この様な簡単化が、適当かどうかは、電子速度分布を調べないとわからない。特に、高速電子の分布関数f_1は電流駆動に本質的役割を果たしており、f_1を実験的に決定するこは、ここで述べた理論が適当かどうかを明かにするために、必要不可欠である。

第３章　Ｘ線計測による高速電子速度分布関数の評価

§３．１　Ｘ線計測と高速電子速度分布関数

高周波電流駆動に重要な役割を担っている高速電子の速度分布関数を、それが輻射するＸ線から推定することが出来る。高速電子とプラズマ（正）イオン、電子とが衝突する時、主に次の過程でＸ線が放出される。

（１）電子ー正イオン間のクーロン衝突による制動輻射

（２）電子ー電子間のクーロン衝突による制動輻射

（３）電子ー正イオン間の輻射再結合による輻射

（４）正イオンや原子からの線スペクトルの輻射

過程（１）ー（３）で輻射されるＸ線は、連続スペクトルを持ち、プラズマ電子の速度分布関数の評価に用いられる。特に、プラズマ電子が熱的平衡状態にある時、電子温度やその空間分布の測定によく用いられている。過程（４）は電子衝突により、イオンや原子が励起されて後、基底状態にもどるとき放出されるＸ線である。これはプラズマ中のイオンや原子に対する情報を与えるものであるが、この論文では扱わない。

プラズマがZ_i価のイオンとバルク電子と高速電子から成っていて、それぞれの密度をn_i, n_e、n_tとする。また、磁場B_Tがｚ軸方向に加えられていて、それと垂直にｘｙ面をとる（図３－１）。Ｘ線の輻射されるＸ線の輻射される方向を図３－１の様にθ（ｚ軸つまりB_Tとなす角）とϕ（ｘｙ面となす角）で表す。単位時間当り、立体角$d\Omega = \sin\theta\, d\theta\, d\phi$内に高速電子が放出するエネルギー$h\nu$から$h\nu + dh\nu$の（連続）Ｘ線光子数Ｉは

$$I = I_{ei} + I_{eec} + I_{eeh} + I_{rcm}$$

$$I_{ei} = d\Omega \cdot dh\nu \int_{\vec{p}} n_i \cdot n_t \cdot v \cdot f_t(\vec{p}) \cdot Z_i^2 \cdot \sigma_{ei}\, d^3p$$

$$I_{eec} = d\Omega \cdot dh\nu \int_{\vec{p}} n_e \cdot n_t \cdot v \cdot f_t(\vec{p}) \cdot \sigma_{ee}\, d^3p$$

$$I_{eeh} = d\Omega \cdot dh\nu \int_{\vec{p}} n_t^2 \int_{\vec{p}'} v_{rel} \cdot f_t(\vec{p}) \cdot f_t(\vec{p}')\, \sigma_{ee} \cdot d^3p'\, d^3p$$

$$I_{rcm} = d\Omega \cdot dh\nu \int_{\vec{p}} n_i \cdot n_t \cdot v \cdot f_t(\vec{p}) \cdot \sigma_{rcm} d^3p$$

（３．１　１）

ここで

I_{ei}は高速電子ーイオン衝突による制動輻射

I_{eec}は高速電子ーバルク電子衝突による制動輻射

I_{eeh}は高速電子ー高速電子衝突による制動輻射

I_{rcm}は高速電子ーイオン輻射再結合による輻射

σ_{ei}は電子ーイオン衝突における制動輻射断面積

σ_{ee}は電子ー電子衝突における制動輻射断面積

σ_{rcm}は電子ーイオン衝突における輻射再結合輻射断面積

v，$\vec{p}$はそれぞれ高速電子の速さと運動量

v_{rel}は衝突する２つの高速電子間の相対速度

$f_t(\vec{p})$は高速電子の速度分布関数（ϕ方向には対称）

また、バルク電子とイオンの熱運動は無視する。

I_{ei}、I_{eec}、I_{eeh}、I_{rcm}は高速電子の密度n_tやエネルギー、イオンのZ_iによりそれぞれの相対的大きさが変わる。一般にσ_{ei}、σ_{ee}、σ_{rcm}は対称でなく、特に入射電子のエネルギーが高くなると、一方向に偏って（入射電子の運動量$\vec{p}$の方向）くる。従って、図３-１のθを変えて、Ｘ線スペクトルを測定し、積分方程式（３．１．１）の左辺に代入して、この方程式を解くならば、高速の速度分布関数f_tが求まる。積分方程式は多変数のVolterra形第一種積分方程式である。一変数の場合は、Ｘ線トモクラフィーの場合に見られる（運動量p空間が実空間となっている）。この場合一意的に解が定まることが、Cormak[36,37]により示された。しかし、このためにはＸ線強度を全ての方向で測定する必要があり、実際には不可能な為、ある種の近似がなされている（例えば参考文献５１）。（３．１．１）式は、多変数でありかつ全ての方向θ、全てのエネ

ルギー領域でのX線測定は不可能な為、次の様な方法で、高速電子速度分布を推定していく。

①高速電子速度分布関数ft($\vec{p}$)は仮定し、数個のパラメターで特徴付ける。

(例)

B_Tに垂直方向の平均エネルギー　$T_\perp$

B_Tに水平方向の平均エネルギー　$T_{//}$

バルク電子に対する密度比

など

②①で導入したパラメターを決定するのに十分な方向θ、エネルギー領域でX線スペクトルを測定する。

③仮定したft($\vec{p}$)を(3.1 1)式の右辺に代入して、Xスペクトルのθ分布を計算する。

④②と③とを比較して、ft($\vec{p}$)に導入したパラメターを決定する。

この様にして求まったft($\vec{p}$)は、実際の速度分布関数と一致する保証はないが、その特徴は十分とらえることができる。特に、高周波電流駆動時の速度分布の様に、その形が理論的に予測出来る場合、理論的予測をft($\vec{p}$)とすることで、実験的な検証が可能となる。

§3.2　制動輻射

電子がイオンあるいは電子とクーロン衝突すると軌道が曲がる（加速度を受ける）ため、その時光子を放出する。これを制動輻射という。電子がイオンに衝突する時の制動輻射の断面積は、相対論的量子力学により、解析的な式が求められている。[38、39] この時、イオンの質量 $m_i \to \infty$ として、ボルン近似を使う。ボルン近似が良い結果を与えるためには

$$Z_i / 137 \ll v_1 / c \qquad (3\ 2\ 1)$$

かつ

$$Z_i / 137 \ll v_2 / c \qquad (3.2\ 2)$$

ここで、Z_iはイオンの荷電状態、v_1、v_2はそれぞれ衝突前後の電子の速さである。実験では１～５００ｋｅＶのＸ線を測定しており、特に高速電子の速度分布関数を調べる時は、数１０ｋｅＶ以上のＸ線を扱うため条件（３　２　１）については問題無い。電子がその運動エネルギーの殆ど全てを光子に与えてしまう場合、v_2は小さくなり、条件（３　２　２）は満たされなくなる。ただ、この場合でも補正因子

$$f_E(\nu_1, \nu_2) = (\nu_2 / \nu_1)\{1 - \exp(-2\pi\nu_1)\} \div \{1 - \exp(-2\pi\nu_2)\}$$

$$\nu_1 = Z_i\alpha / (v_1 / c),\quad \nu_2 = Z_i\alpha / (v_2 / c)$$

αは微細構造定数（≒１／１３７）

$$(3\ 2.3)$$

で補正出来ることが示されている。[40] これはエルベルト因子（Elwert factor）と呼ばれるものである。Ｘ線エネルギー$h\nu$が小さい時（およそ１０ｋｅＶ以下）では非相対論的扱いが可能で、この場合ボルン近似に依らない、正確な扱いで断面積が求まる。[41] 解析的な式で表した制動輻射の断面積と実験との比較、あるいは数値計算との比較がなされており、[42]（３．２．２）式を満たさない狭い領域を除けば、数％以内での一致が見られる。$v_2 \to 0$の領域では解析的結果と数値計算とは一致しているのに対し、実験結果が数倍程度大きいが、領域は十分狭く、この差は

問題とならない。電子ーイオン衝突における制動輻射の断面積

$\sigma ei = d^2 \sigma ei / (d h \nu d \Omega)$

はAppendix.1に示す。

電子同志のクーロン衝突においても、軌道は曲がり、制動輻射は起こる。この場合、電子ーイオン衝突と違う点は

（１）標的電子の反跳

（２）同種粒子であるための交換効果

であり、扱いを複雑にしている。電子の波動関数を平面波で近似（ボルン近似）して、相対論的量子力学を用いて求めた、電子ー電子衝突の場合の制動輻射の断面積

$\sigma ee = d^2 \sigma ee / (d h \nu d \Omega)$

はAppendix 2に示す。[43] ボルン近似が良い結果を与えるための条件は（３.２.１）と（３　２　２）に対応して

$1/137 \ll \beta_{12}$　　（３　２.４）

$1/137 \ll \beta_{12}'$　　（３.２.５）

ここで、

$\beta_{12} = ([P_1 P_1]^2 - me^2) / [P_1 P_1]$

$\beta_{12}' = ([P_1' P_1']^2 - me^2) / [P_1' P_1']$

$P_1 = (\varepsilon_1、p_1)$

$P_2 = (\varepsilon_2、p_2)$　　衝突前の４元運動量

$P_1' = (\varepsilon_1'、p_1')$

$P_2' = (\varepsilon_2'、p_2')$　　衝突後の４元運動量

〔　〕は４元ベクトルのスカラー積

（３　２.６）

条件（３.２.４）は対象としている電子の運動エネルギーが十分高いので電子ーイオン衝突の場合の条件（３.２　１）と同様に満たされる。放出されるX線のエネルギーが、衝突する２つの電子の運動エネルギーの和に近づいた時、条件（３.２　５）は満たされない。この時、（３　２

３）の$f_E(\nu_1, \nu_2)$に対応して

$$f_{eE}(\nu_{e1}, \nu_{e2}) = (\nu_{e2}/\nu_{e1})\{\exp(2\pi\nu_{e1})-1\}$$
$$\div\{\exp(2\pi\nu_{e2})-1\}$$
$$\nu_{e1}=\alpha/\beta_{12}, \quad \nu_{e2}=\alpha/\beta_{12}'$$

（３ ２ ７）

を掛ければ、よい近似となる。[44]条件（３ ２.２）や（３ ２ ５）が満たされなくなる領域を「短波長の極限」(short-wavelength limit)という。「短波長の極限」で

電子ーイオン衝突　　$f_E(\nu_1, \nu_2) \to \infty$

電子ー電子衝突　　$f_{eE}(\nu_{e1}, \nu_{e2}) \to 0$

であり、制動輻射の断面積は

電子ーイオン衝突　　$\sigma ei \to$ 有限値（$\neq 0$）

電子ー電子衝突　　$\sigma ee \to 0$

２つの断面積$\sigma ei = d^2\sigma ei/(dh\nu d\Omega)$と$\sigma ee = d^2\sigma ee/(dh\nu d\Omega)$との比較を図３－２ａとｂに示す。簡単のため、標的の粒子（イオン、電子）は静止しているとした。入射電子のエネルギーが数１０ｋｅＶから数１００ｋｅＶの領域では、σeiの方がσeeに比べて数倍大きい。

プラズマ中の高速電子からのＸ線輻射は（３.１ １）式で与えられる。制動輻射からの寄与は

$$I ei + I eec + I eeh$$ （３ ２ ８）

それぞれの項は

$I ei \propto Z i^2 \sigma ei n i n t$　　($Z i n i = n e$)

$I eec \propto \sigma ee n e n t$

$I eeh \propto \sigma ee n t^2$

断面積の大きさの比較から

$$\sigma ei > \sigma ee$$ （３ ２.９）

実験では高速電子密度ｎｔはバルク電子密度ｎｅより十分小さい（§４ ２

実験結果参照）。

$$n_t \ll n_e \qquad (3.2.10)$$

従って、

$$I_{ei} > I_{eec} \gg I_{eeh} \qquad (3.2.11)$$

よって、高速電子ー高速電子衝突による制動輻射I_{eeh}は無視できる。

§３．３　輻射再結合による輻射

電子がプラズマイオンの空いている電子軌道に捕獲される（再結合）とき、電子の持っていた運動エネルギーとバンドエネルギーの和のエネルギーのＸ線を輻射する過程を輻射再結合という。この過程による輻射を評価するには、プラズマ中のイオン（不純物イオンを含む）の荷電状態と、各不純物の各荷電状態に対して、輻射断面積σ_{rcm}を調べる必要があり、非常に複雑である。$\sigma_{rcm}=d^2\sigma_{rcm}/(dh\nu\, d\Omega)$は各イオンに対して求めなくてはならないが、§３ ２で扱った制動輻射の様に、自由粒子の２体問題とならず、解析的な式は求まっていない。Ｘ線の輻射角を考えない断面積$\sigma_{rcm}=d\sigma_{rcm}/dh\nu$

$$d\sigma_{rcm}/dh\nu = 1/(4\pi)\int_{\Omega}[d^2\sigma_{rcm}/(dh\nu\, d\Omega)]\,d\Omega \qquad (3.3\ 1)$$

を用い、輻射再結合輻射を評価する。原子番号Z_ℓのイオンが荷電状態$Z_{\ell j}$にあり、このイオンに電子が再結合する場合を考える。

$$\text{イオン}(Z_{\ell j}) + e^- \underset{R2}{\overset{R1}{\rightleftarrows}} \text{イオン}(Z_{\ell j-1}) + h\nu \qquad (3\ 3.2)$$

この過程は上式のＲ１であり

$h\nu = m_e v^2/2 + \chi_{\ell q}$

qは電子の入る軌道の主量子数

$\chi_{\ell q}$は電子の入る軌道に対するイオン化エネルギー

（３．３．３）

Ｒ１と逆の過程Ｒ２（光電効果によるイオン化）の断面積σ_{ph}は計算出来て

$$\sigma_{ph}(h\nu) = 2^6\pi^4 e^{10} m_e Z_{\ell j}^4/\{3^{3/2}(4\pi\varepsilon_0)^5 c h^3\} \times g_{fb}/\{(h\nu)^3 q^5\}$$

g_{fb}は自由一束縛ガウント因子（～１）

（３．３．４）

熱的平衡状態においては（３　３．２）式のＲ１とＲ２とは釣り合うことができる。つまり

$$v\rho_v\sigma_{rcm}g(Z\ell j)=c\rho_{hv}\sigma_{ph}g(Z\ell j\text{-}1)$$

$\rho_v=m_e{}^2c^2v/(hc)^3$　；自由電子に対する状態密度

$\rho_{ph}=(h\nu)^2/(hc)^3$　；光子に対する状態密度

$g(Z\ell j)$；電子軌道（ｑ）の空席ξ

$g(Z\ell j\text{-}1)$；電子軌道（ｑ）の状態数$2q^2$

（３　３　５）

これよりσ_{rcm}は[45]

$$\sigma_{rcm}(h\nu)=2^7\pi^4e^{10}Z\ell j^4/\{3^{3/2}(4\pi\varepsilon_0)^5m_ec^3h^3\}\times g_{fb}/(h\nu v^2)(\xi/q^3)$$

（３．３．６）

電子が温度Ｔｔのマックスウェル分布

$$f_t(v)4\pi v^2dv=\{m_e/(2\pi T_t)\}^{3/2}\times\exp(-m_ev^2/(2T_t))4\pi v^2dv$$

（３．３．７）

であるとして

$$I_{rcm}=dh\nu\sum_\ell\int n_\ell n_tvf_t(v)\sigma_{rcm}4\pi v^2dv$$
$$=A(dh\nu/h\nu)n_t\sum_\ell[\sum_j Z\ell j^2n_{\ell j}\beta_{\ell j}(T_t,h\nu)]\times\exp(-h\nu/T_t)/T_t{}^{1/2}$$

$A=3\times10^{-9}$　；I_{rcm}の単位が$1/(keVm^3sec)$の時

$$\beta_{\ell j}(T_t,h\nu)=g_{fb}(\xi/n_0{}^3)(\chi_{\ell j,n0}/T_t)\times\exp(\chi_{\ell j,n0}/T_t)+\Sigma2[(n_0+k)^2/(n_0+k)^3]g_{fb}\times(\chi_{\ell j,n0+k}/T_t)\exp(\chi_{\ell j,n0+k}/T_t)$$

$n_{\ell j}$は荷電$Z\ell j$のイオンの密度

n_tは電子密度

n_0は再結合後の基底状態の軌道の主量子数

$\chi_{\ell j,q}$は軌道（q）からイオン化エネルギー。

但し$q=n_0$、n_0+k

（3.3 8）

ここで$\chi_{\ell j,q}$は

$\chi_{\ell j,q}=(Z_{\ell j}^2/q^2)\chi_H$

χ_Hは水素電離エネルギー（＝0．0136keV）

（3.3.9）

（3.3.8）式でℓの和は、プラズマ中の不純物全てに対して、jの和は、各不純物の全ての荷電状態に対してとる。今、軽元素不純物として酸素、金属不純物として鉄の場合でIrcmの大きさを、電子ーイオン衝突の制動輻射Ieiと比べてみる。電子の分布がマックスウェル分布の時

$$I_{ei}=A(dh\nu/h\nu)\,n_t\sum_{\ell}\left[\sum_{j}Z_{\ell j}^2 n_{lj} g_{ff}\right]\times\exp(-h\nu/T_t)/T_t^{1/2}$$

Aは（3 3.8）式と同じ。

g_{ff}は自由ー自由ガウント因子（～1）

（3.3.10）

（3.3.8）式で$\beta_{\ell j}(T_t、h\nu)=g_{ff}(\sim 1)$としたものが（3.3 10）式となっている。

$\beta_{\ell j}(T_t、h\nu)\ll 1$　　（3.3.11）

ならば、輻射再結合による輻射は無視出来る。プラズマが熱的平衡にあるとした時の、酸素と鉄の荷電状態を図3-3に示す。この論文で扱うプラズマのバルク電子温度TeはTe＜500eVであり、また高速電子の密度はバルク電子密度の数％以下（第4章）であるため、不純物の荷電状態は主に、バルク電子温度Teにより決まる。Te＜500eVでは、図3-3より、酸素はO^{8+}、鉄はFe^{16+}まで考える必要がある。高速電子の制動輻射と輻射再結合による輻射は（3.3.10）式と（3.3.8）式から評価出来る。ntは高速電子密度であり、Ttは高速電子の平均エネルギーに対応する。Tt＝30keVと100keVでβ_{O8}、β_{Fe16}の

値は

$T_t = 30\,\mathrm{keV}$

$\beta_{O8} < 0\ 06$、　$\beta_{F-16} < 0.03$

$T_t = 100\,\mathrm{keV}$

$\beta_{O8} < 0.02$、　$\beta_{F-16} < 0.008$

(3.3.12)

となる。原子番号の大きい鉄の方が酸素に比べて小さいのは、鉄は高々M殻の軌道までなのに対し、酸素はK殻の軌道までを含んでいる為である。(3 3 12)は条件(3 3 11)をほぼ満たしている。さらにこの論文で扱うプラズマは水素プラズマであり、O^{8-}やFe^{16+}などの不純物イオンの密度は水素イオン(プロトン)密度の10%に達していないことを考慮に入れると、数10keV以上のエネルギー領域の電子に対しては、Ircmは Ieiに比べて十分小さいといえる。

ここで注意すべきは、バルク電子に対しては、輻射再結合輻射は制動輻射に比して、10～100倍になりえることである。[46]このことは、(3 3.8)式と(3.3 10)式で、ntとTtにバルク電子の値を代入することで調べられる。この時、$\beta_{\ell j}(T_t、h\nu)$の

$\exp(\chi_{\ell j,q}/T_t)$、$q = n_g$、$n_g + k$

が$\chi_{\ell j,q} \sim T_t$のため、非常の大きくなるからである(高速電子の場合は$\chi_{\ell j,q} \ll T_t$)。

§3.4　高速電子速度分布関数のモデル

図2-9、2-10で示す様な速度空間内で非対称な速度分布関数を特徴付けるパラメターについて述べる。この論文では、LHWによる電流駆動時の高速電子速度分布関数を基準とする。つまり

（1）LHW電流駆動時に理論的に予測される高速電子速度分布関数を必要なパラメターで特徴付け、モデル化する。

（2）LHW電流駆動実験時の高速電子速度分布関数を（1）のモデルと比較する。

（3）ECW電流駆動時や直流電場印加時の高速電子速度分布関数を（1）のモデルをもちいて評価し、（2）の結果と比べることで、電流駆動機構の違いによる速度分布関数の変化を調べる。

（2）、（3）では、X線の角度分布の測定結果と高速電子速度分布関数のモデルから計算されるものとを比較する。（2）、（3）の結果から、理論的予測と実験との定量的比較が可能となる。

LHW電流駆動時の電子速度分布関数は図3-4に示す様な領域分けることが出来る。大きく、バルク電子と高速電子である。さらに、高速電子はLHW共鳴領域とそれ以外の領域と分けれる。これらの領域を特徴付けるパラメターについて調べる。この時フォッカー・プランク方程式（2 7 1）の計算結果fを使い、

$$F(v_{//}) = \int f(v)\,dv_x dv_y$$

$$T_\perp(v_{//}) = \int (m_e v_\perp^2/2)\, f(v)\,dv_x dv_y$$

v_x, v_yはz軸（B_T）に垂直なx軸、y軸方向の速度成分

$$v_\perp^2 = v_x^2 + v_y^2 \qquad (3.4.1)$$

を図3-5に示す。fは

$$f(\vec{v}) = f_M(v) + f_t(\vec{v})$$

$f_M(v)$；バルク電子の分布関数
$ft(\vec{v})$；高速電子の速度分布関数

(3 4.2)

と近似出来る。$f_M(v)$はマックスウエル分布

$f_M(v)=ne(me/(2\pi Te))^{2/3}exp(-mev^2/(2Te))$

ne；バルク電子密度
Te；バルク電子温度

(3.4.3)

である。$ft(\vec{v})$は図3-5より次パラメター特徴付けられる。

T_F；共鳴領域の磁場と平行方向のftの傾き。
T_{PF}；共鳴領域の磁場と垂直方向のftの傾き。
E_2；$v=v_2$（共鳴領域の上限）での電子の運動エネルギー
T_B；$v_{//}<0$の領域での磁場と平行方向のftの傾き。
T_{PB}；$v_{//}<0$の領域での磁場と垂直方向のftの傾き。
R_{BF}；$v_{//}<0$の領域と$v_{//}>0$の領域との密度比
$=\int_{v_{//}<0} ft(v)\,d^3v \Big/ \int_{v_{//}>0} ft(v)\,d^3v$

(3 4.4)

各軸方向には「マックスウエル分布」をしているとした、いわゆる3温度モデル（$v_{//}<0$と$v_{//}>0$での磁場と平行方向と磁場と垂直方向の3方向の温度を与えるという意味で）に対応している。今の場合、垂直方向も$v_{//}<0$の領域と$v_{//}>0$の領域とで分けている。実験ではエネルギーが100keV以上の電子も問題となるため、相対論的に取扱易い運動量空間で、分布関数を考えていく（この場合も速度分布関数と呼ぶことにする）。

図2-9、図3-5のフォッカー・プランク方程式の解は非相対論的な場合であるが、相対論的な場合も大きく変化しないと思われる。相対論

的な分布関数fの計算例は殆どないが、LHWに電流駆動の場合は図3-6であり、[21]分布関数は、(3.4.4)のパラメターで表せる。

LHW電流駆動時の高速電子速度分布関数のモデルは(3.4 4)のパラメターを使って

$$ft(\vec{p}) = \begin{cases} 0 < v_{//} < v_2 \text{で} \\ \quad C_F \exp\{[1-(1+p_{//}^2)^{1/2}]/T_F\} \\ \quad \times \exp\{[1-(1+p_\perp^2)^{1/2}]/T_{PF}\} \\ v_2 < v_{//} \text{で} \\ \quad \text{マックスウエル分布} \\ 0 < v_{//} < v_2 \text{で} \\ \quad C_B \exp\{[1-(1+p_{//}^2)^{1/2}]/T_B\} \\ \quad \times \exp\{[1-(1+p_\perp^2)^{1/2}]/T_{PB}\} \end{cases}$$

ここで

$$C_F = \int_{P_{//}>0} ft(\vec{p})\, d^3p、\quad C_B = \int_{P_{//}<0} ft(\vec{p})\, d^3p \qquad (3.4.5)$$

となる。//と⊥はそれぞれ磁場に平行と垂直方向の成分を表す。この分布関数は各軸上で,

$$\partial ft(p)/\partial pj = -(pj/Tj)\, ft(p)、\quad j = //,\ \perp \qquad (3.4.6)$$

を満たし、Tjがそれぞれの軸方向の傾きを表している。$v_2 < v_{//}$の領域では、$0 < v_{//} < v_2$と連続的につながるように、しかも$p=0$を中心とする同心円の等高線を持つように決める。従って,T_FとT_{PF}とによって一意的に決まる。近似的には、温度T_{PF}の等方マックスウエル分布とみなせる。$C_F \neq C_B$ ($R_{BF} = C_B/C_F \neq 1$) の時、$p_{//}=0$で不連続となる。実際の分布は連続的に変化していると思われるが、このモデルでは、

T_{PF}→T_{PB}、T_F→T_Bの連続的な変化は扱っておらず、T_{PF}≠T_{PB}、T_F≠T_Bの場合、$p_{//}$＝０不連続性は無視する。

またこのモデルは、共鳴領域の下限v_1（実験条件ではp＝０の近くにくるものと予測とされる）を含んでいない。これは、p＝０の近くは、エネルギーが低くいため、実験的にv_1を求めるが困難なためである。

速度空間内で非対称な電子速度分布関数のモデルは、他にも考えられているが（例えば文献２５、２６）、ＬＨＷ電流駆動時の高速電子速度分布関数のモデルに適したものでない。モデル（３．４．５）のp⊥＝０での断面図及び運動量空間での等高線プロットをそれぞれ、図３－７ａとｂに示す。相対論効果により、共鳴領域$v_{//}$＝v_2は図ｂのようにp⊥が大きくなると、$p_{//}$の大きいほうへずれていく（図３－６と同じ）。

非相対論的なフォカー・プランク方程式は高速電子のエネルギーが十分高いとした領域で解析的に解くことが出来る（ｆｔの漸近解）。[33 35)] この漸近的な定常解も（３．４．５）式と同じパラメターつまり（３．４４）で表される。

§3.5　X線角度分布（測定結果とモデル計算との比較）

実験では、プラズマX線のトロイダル磁場に対する角度（θ）分布を、図4-1-4の測定系により得る。各θに対して、測定されるXスペクトルは、（3.1.1）式を視線上で積分したものとなる（座標系は図3-8と図AP-1を参照）。

$$I = I_{ei} + I_{eec}$$

$$I_{ei} = dh\nu \int_{\ell}\int_{p} n_e(\ell)\, n_t(\ell)\, Z_{eff} G(\ell, \theta(\ell)) \times v\, d^2\sigma_{ei}/(dh\nu\, d\Omega)\, f_t(p, \theta_0, \ell)\, d^3p\, d\ell$$

$$I_{eec} = dh\nu \int_{\ell}\int_{p} n_e(\ell)\, n_t(\ell)\, G(\ell, \theta(\ell)) \times v\, d^2\sigma_{ee}/(dh\nu\, d\Omega)\, f_t(p, \theta_0, \ell)\, d^3p\, d\ell$$

$$d^3p = p^2 \sin^2\theta_0\, dp\, d\theta_0\, d\phi$$

$Z_{eff} = \Sigma n_i Z_i^2 / n_e$　（iはプラズマ中のイオンの種類）

$G(\ell, \theta(\ell))$はコリメータ系で決まる幾何学的因子。

（3.1.1）式の$d\Omega$を含む。

$\theta(\ell)$は視線上で値が変わる。

（3.5.1）

Iは高速電子が輻射するX線で、I_{eeh}とI_{rcm}は無視した（§3.2、§3.3）。$f_t(p, \theta_0, \ell)$は規格化した高速電子速度分布関数でありϕ方向（図3-1）に関しては対称とする。（3.5.1）式を計算する為には、プラズマパラメータの実空間での分布つまり径（r）方向分布を知る必要がある。径方向分布に対して次の仮定をする。

①バルク電子密度n_eは軸対称；$n_e(r)$

②高速電子密度n_tは軸対称；$n_t(r)$

③Z_{eff}は（実）空間で一様

④$f_t(p, \theta_0, \ell)$は（実）空間で一様つまり$f_t(p, \theta_0)$とおける。

ここで、$r=|\vec{r}|$。④はX線スペクトルの径方向分布を測定することで確認できる（§4.2.3、§4.2.6）。バルク電子密度の径方向分布ne（r）はHCNレーザ干渉計により得られる。nt（r）は、X線の径方向分布測定より決める。各rでのX線光子数は

$$
\begin{aligned}
I_r &= dh\nu \int\int ne(\ell)\, nt(\ell)\, vG(\ell, 90^\circ) \\
&\quad \times [Z_{eff} d^2\sigma_{ei}/(dh\nu\, d\Omega) + d^2\sigma_{ee}/(dh\nu\, d\Omega)] \\
&\quad \times ft(p, \theta_0)\, p^2 \sin^2\theta_0\, dp\, d\theta_0\, d\phi\, d\ell \\
&\fallingdotseq \int ne(\ell)\, nt(\ell)\, Z_{eff} G(\ell, 90^\circ)\, d\ell \times I_{h\nu}
\end{aligned}
\qquad (3.5.2)
$$

ここで、簡単のため$d^2\sigma_{ee}/(dh\nu\, d\Omega)$は無視した（§3.2）。

$$
\begin{aligned}
I_{h\nu} &= dh\nu \int_{\vec{p}} v\, d^2\sigma_{ei}/(dh\nu\, d\Omega) \\
&\quad \times ft(p, \theta_0)\, p^2 \sin^2\theta_0\, dp\, d\theta_0\, d\phi
\end{aligned}
\qquad (3.5.3)
$$

ne（ℓ）即ちne（r）が求まれば、nt（r）も決定できる。④の仮定を使うと、（3.5.1）式は

$$
\begin{aligned}
I &= F_c \times I_{nor} \\
F_c &= \int ne(\ell)\, nt(\ell)\, Z_{eff} G(\ell, \theta(\ell))\, d\ell \\
I_{nor} &= dh\nu \int v \times [Z_{eff} d^2\sigma_{ei}/(dh\nu\, d\Omega) \\
&\qquad + d^2\sigma_{ee}/(dh\nu\, d\Omega)] \\
&\quad \times ft(p, \theta_0)\, p^2 \sin^2\theta_0\, dp\, d\theta_0\, d\phi
\end{aligned}
\qquad (3.5.4)
$$

と表すことができる。I_{nor}は単位視線長さ当りのX線光子数計数率に対応している。F_cはプラズマパラメータが与えられたときの、実効的な視線の長さと考えられる。図3-9bにF_cの例を示す。ただし、ne（r）とnt（r）が図3-9aに示すような分布$\propto (1-(r/a)^2)^1$をしている場合である。実験では、図3-9aに対応する、ne（r）とnt（

r）は測定より求める。X線角度分布はInorに対応した量

測定値／F_c　　　　　（3.5 5）

で、プロットする。

高速電子速度分布関数ft（p、θ_0）に§3.4で導入したモデルを使って、数値計算を行い、その結果と実験結果とを比較して、モデルに含まれるパラメータを決定していく。この時問題となるのが、何を基準に、モデルを検定するかである。一般に、使用されるのは、χ^2（カイ2乗）検定であるが、この場合は適用できない。なぜなら、

（1）X線光子がポアソン分布に従うための誤差、

（2）実験誤差（評価の困難な再現性も含む）

の2つ誤差が同程度と思われるからである。（1）に対しては、X線光子数が十分多いとガウス分布で近似出来るが、実験では数10から数100個の光子を問題となり、この近似は良くない。（1）の場合に有効なのは尤度比検定であるが、（2）の誤差も含むため扱いは大変、困難となる。この論文では、モデル（のパラメータ）が適当かどうかの判断のため、便宜上、次の量を定義する。[28]

$\delta^2 = \Sigma(\ln xi - \ln Fi)/N$

xi；測定データ

Fi；xiに対応する計算値

N；測定データの個数

（3.5.6）

$\varepsilon = [\exp(\delta^2/N)^{1/2} - 1] \times 100$　（％）

（3.5.7）

δ^2は測定値と計算値が完全に一致すると零となり、εは0％とである。図4-2-18aの$0 < \theta < 90°$（前方方向§4-1-2、§4-2-6）に対したいし、εの変化の様子を図3-10に示す。簡単のため、E_2→

∞としている。前方方向のX線角度分布はft(p、θ_g)の前方方向のパラメータT_FとT_{PF}とで、殆ど決まる。図3-10では、T_FとT_{PF}とを変化させたときのεの等高線をプロットしてある。εの最小領域がT_F＝45±7keVとT_{PF}＝70±15keVに存在している。その領域での ε～30%程度である。E_2も含めたモデルのすべてのパラメータを変化させて、εが最小となる組合せを、最適とみなす。図4-2-18aでは、εはX線角度分布全体で約15%程度である。数値計算によると、εが数%違うと、X線角度分布の差が識別できる。しかし、実験では、評価の困難な誤差などが含まれており、意味のあるεの違いは10%程度と思われる(例えば§5.2)。

第４章　実験

§４ １　実験装置

§４.１.１　主な実験装置

実験はＷＴ－３トカマク装置（図４-１-１）を用いて行われた。ＷＴ－３の真空容器は主半径Ｒb＝０.６５ｍ、小半径ｂ＝０ ２５ｍで厚み１０mmステンレスで作られている。プラズマの小半径ａｐはＬＨＷランチャーの近くに設置された可動リミター（材質ステンレスまたはモリブデン）で決める。可動リミターはプラズマとＬＨＷランチャーとのカップリングの調整と高エネルギー電子の衝突によるＬＨＷランチャーの損傷を避けるために使用されている。トロイダル磁場B_Tの最大値は１ ７５Ｔである。

低域混成波を励起するための高周波は周波数２$\mathrm{GH_z}$、最大電力３５０ｋＷ、最大パルス幅１００msecである。上下に積み重ねて低磁場側に設置された２組の４導波管列ランチャーを用いてプラズマへ入射される。隣接する導波管間の位相差は９０°（π／２モード）に設定してある。入射されるＬＨＷの磁場方向の屈折率$n_{//}$は上のグリルでは$n_{//}$＝１～６、下のグリルでは$n_{//}$＝１～４ ２である（図４-１-２）。

ＥＣＷは５６$\mathrm{GH_z}$により励起する。マイクロ波は直線偏光しておりB_Tに対して＋６０°または－６０°で入射する。入射モードは、異常波または正常波で、低磁場側より入射する。このマイクロ波はω＝Ωeの電子サイクロトロン共鳴（ＥＣＲ）放電でプラズマ（ＥＣＲプラズマ）を生成する目的にも使用する。ＥＣＲプラズマは高周波トカマク実験でのターゲットプラズマとして重要である。５６$\mathrm{GH_z}$のマイクロ波の場合、B_T≧１ ４ＴでＥＣＲ領域が容器外に出てしまいＥＣＲ放電が起こらなくなる。さらに低いB_T（≧１ ０Ｔ）では４０$\mathrm{GH_z}$のマイクロ波を使用している。

バルク電子温度と線平均電子密度の径方向分布は、それぞれトムソン散乱、５チャンネルのＨＣＮレーザー干渉計をショット毎に径方向に移動して測定した。

プラズマのポロイダル断面内での時間発展を調べるため、軟Ｘ線強度I_{sx}の空間分布を測定している。I_{sx}の測定はシリコン表面障壁（ＳＳＢ）ダイオードをならべた２組のファンアレイにより行った（図４－１－３）。一組のアレイ（２１チャンネル）は上面の観測ポートに、他方のアレイ（２３チャンネル）は横面の観測ポートに配置されている。各アレイの、空間分解能はプラズマ中心で約１５ｍｍである。ＳＳＢダイオードで測定できるエネルギー領域は０．２から２７ｋｅＶであるが、下限のエネルギーは、コリメータ部の吸収体（Ｂｅ膜）で変えることができる。各吸収体で透過率１０％となるエネルギーを$h\nu_{min}$で表し、そのときの信号を$I_{sx}(h\nu_{min})$と表す。

高速電子の情報は、電子サイクロトロン輻射（ＥＣＥ）[24)]と硬Ｘ線輻射強度（IHX）により得られる。前者は、水平方向からＸモードで測定を行い、数ｋｅＶ以上の高速電子からの非熱輻射が観測できるように受信感度を調節した。後者については§４．１．２で述べる。

§４ １．２ 硬Ｘ線計測装置

硬Ｘ線スペクトルのB_Tに対する角度分布は図４－１－４の装置によって行う。一個のＮａＩ（２５．４㎜φ×７６．２㎜）検出器により、ｈν＝３５～５００ｋｅＶの領域でＸ線スペクトルを測定する。ＮａＩ検出器は周囲を約０．２ｍ厚の鉛でシールドされており、コリメータ系を通らないＸ線は検出器に達しないようにしている。測定系を図の面内で、回転中心を中心として回転させ、プラズマの中心線となす角（つまりB_Tとなす角）θを変えて、Ｘ線スペクトルの角度分布を測定する。電子が検出器に向かってくる場合、この電子を前方方向（Forward）、逆に遠ざかっていく場合、後方方向（Backward）に走る電子と呼ぶことにする。測定系はθ＝０°～９０°をスキャン出来る。θ＝９０°～１８０°に対しては、電流を反転することにより測定する。

ｈν＝３５～５００ｋｅＶの硬Ｘ線スペクトルの径方向分布は、下面の観測ポートに配置した一個のＮａＩ（２５．４㎜φ×７６．２㎜）検出器を径方向にスキャンして測定する。ｒ＝－８５㎜から１１５㎜（ｒ＝Ｒ－Ｒb; Ｒbは真空容器の中心）の範囲をスキャンできる。ＮａＩ検出器は厚み５㎜のアルミニウム製の窓を通しプラズマを垂直方向に見る。

２つの波高分析器（計数率５０ｋｃｐｓ，チャンネル数２５０、時間分解能１０ｍｓｅｃ）で、角度分布測定用と径方向分布測定用の２個のＮａＩ検出器からの信号を同時に処理する。統計的に意味のあるＸ線スペクトルを得るためには２０～５０ショットの放電を繰り返し、それらの和をとる必要がある。一つのＸ線角度分布を得るためにはθ＝０°～１８０°の間で約２０点程度必要で、このため４００～１０００ショットという膨大な数の「再現性の良い放電」が必要となり、大変な測定である。

９個のＮａＩ検出器（１０㎜φ×２５．４㎜）で構成したアレイを、硬

X線スペクトルの径方向分布測定用のNaI検出器に隣接して配置してある。測定エネルギー領域は35keV～250keVである。NaIアレイは、硬X線スペクトルの径方向分布測定用のNaI検出器と同一の観測ポートを通してプラズマを垂直方向に見ており、r＝－85mmから115mmまで25mm間隔で硬X線強度I_{HX}（スペクトルではない）の径方向分布を1ショットで測定出来る。NaIアレイはプラズマパラメータを変えて、全体的な傾向を調べるのに使われる。プラズマの再現性は、NaIアレイの信号I_{HX}（35keV）を他の信号と同時にモニタすることにより判断した。各ショット間で、I_{HX}（35keV）の波形のずれが10％以下であれば、他の波形（例えば、Ipや ne）のずれは1～2％以内である。このため、I_{HX}（35keV）の波形が10％以内で再現した放電は、「再現した放電」として扱った。

Si(Li)検出器を使い，hν＝1～40keVの軟X線スペクトルを測定している。Si(Li)検出器は図4-4のNaI検出器と入れ換えて使用する。普通、θ＝90°でのスペクトルを測定する。X線のエネルギーが低いので、角度依存性が小さいからである。

§4.2　実験結果

§4.2.1　高周波トカマク実験１（高周波トカマクの形成）

プラズマパラメーターの時間的発展を図４-２-１に示す。まず、ECR加熱（ECH）によりプラズマを作る。５６GHzジャイロトロン（P_{EC}＝１００kW，τ_{EC}＝１５msec）マイクロ波出力をt＝０で入射している。電流駆動のためのLHWは、わずかに遅れてt＝１msecから入射した。プラズマ電流Ip（図４-２-１a）は、P_{EC}入射中に２kAにまで達している。t＝T1≒１６msec以後、Ipは急速に（ΔIp／Δt＜７８０kA／sec）立ち上がり、t＝T2≒３２msecで約１０kAに達する。その後、Ipはゆっくり（ΔIp／Δt≒１４０kA／sec）増加して２０kAに達する。一周電圧V_L（図４-２-１b）はΔIp／Δtに対応して変化する。バルク電子密度$\bar{n}e$（図４-２-１c）は、t＝T2以後は２.４～３.０×$10^{18}m^{-3}$である。

黒体輻射レベルの１０倍以上のECEの信号I_{ECE}（９０GHz）（図４-２-１d）とNaIアレイの信号（９チャンネルの信号の和）$I_{HX}{}^{T}$（３５keV）（図４-２-１e）は、LHWにより生成された高速電子が存在することを示す。放電初期（t≦T2）では、I_{ECE}（９０GHz）と$I_{HX}{}^{T}$（３５keV）とは、異なった時間発展を示す。初めに、I_{ECE}（９０GHz）が現れて、増加していく。次に、I_{HX}（３５keV）がt＝T1で現れて、増加する。t＝T2以降では、I_{ECE}（９０GHz）とI_{HX}（３５keV）は、共にほぼ一定である。I_{ECE}（９０GHz）とI_{HX}（３５keV）の時間発展から高エネルギー電子の時間発展が次のようなものであると推論される。まず、比較的低いエネルギーの高エネルギー電子が、t≦T1で生成され、これが、Ip（≦２kA）を担う。次に、T1≦t≦T2でI_{HX}（３５keV）でモニタできる程度の高いエネルギーを持つ高速電子がLHWで生成され、発展する。Ipはこのとき、急

速に立ち上がっている。$t \geqq T2$では、高速電子の発展は緩やかになり電流は緩やかに立ち上がっている。時間発展を図４－２－１に示すように第１段階（$t \leqq T1$）第２段階（$T1 \leqq t \leqq T2$）、第３段階（$t \geqq T2$）の３つの段階に分けることが出来る。T1とT2はI_{HX}（35keV）（図４－２－１ｅ）の時間発展から決めた。

磁気プローブにより測定したプラズマ電流中心の位置の時間変化（図４－２－１ｆ）は、電流が低磁場側（ＬＨＷランチャー側）から流れ初め次第に内側へ移動していくことを示す。放電の初期（$t < 20$msec）では、Ｉpが小さいため、正確な測定は困難である。

図４－２－１では、時間的に増大する垂直磁場Ｂｖを$t = 0$に印加するため、正のV_L（≒0.5V）が現れている。しかし、この正のV_Lは電流形成には本質的役割を果たしていない。図４－２－２は、このことを示す電流立ち上げ実験の一例である。ここでは、定常Ｂｖ（≒10G）を加えているのでＢv電源からの入力は無い。つまりＢvの変化による正のV_Lは現れない。P_{EC}断後、16msec遅れて、P_{LH}（120kW）を入射した。P_{LH}入射によりプラズマ電流Ｉpは図４－２－２ａで示すごとく立ち上がり、高エネルギー電子（図４－２－２ｄのI_{ECE}）が生成され、ｎeが増加する。I_{HX}^{T}（35keV）の信号は検出されないので、図４－２－２の放電は図４－２－１の第１段階に対応する。プラズマ密度$\bar{n}e$はP_{EC}を切った後、約５msecの減衰時間で、減少していき、P_{LH}入射時には約$1 \times 10^{17} m^{-3}$になっている（図４－２－２ｃ）。P_{LH}を入射する以前には高エネルギー電子は存在していないことがＥＣＥの信号I_{ECE}（80GHz）からわかる。P_{LH}を16msecよりさらに遅らせて入射した場合、Ｉpは立ち上がらず、I_{ECE}，$\bar{n}e$ともにまったく変化しない。このことは$\bar{n}e > 1 \times 10^{17} m^{-3}$であればターゲットプラズマ中に高エネルギー電子がなくともＬＨＷで電流を立ち上げることができることを意味する。

放電の第一段階では、小さな電流を担う高エネルギー電子が、P_{EC}とP_{LH}又は、P_{LH}だけで生成される。高周波のみによるプラズマ生成及び高エネルギー電子生成の過程は、WT－2装置においても調べられている。[47-50] 垂直磁場Bv が存在する場合、トロイダル方向で特定の方向に進むテイル電子はトロイダルドリフト（vdr）が打ち消され、逆方向へ進むものは助長され、テイル電子は非対称（速度空間で）に閉じ込められて、電子の一方向への流れが生じる。つまりトロイダル電流が生成される。一旦、トロイダル電流が生成されると、ポロイダル磁場Bpによって、閉じ込められる電子の速度空間内での領域が広がっていく。電流が増加してBp≒Bv に近ずくと、この領域は、$v_{//}$に対し対称に近ずく。従ってこの機構で流れる最大電流は、Bp≒Bvの関係で評価出来る。[48]

図4-2-2の場合Bv=10Gを用いて評価した最大電流は、約1kAであり、実験の値に近い。トロイダル電流をうまく立ち上げて、第3段階へ至るためには、第1、第2段階でBvを微細に調節する必要があった。

ポロイダル断面内でプラズマの時間発展を調べるために、2組のファンアレイ（SSBダイオード）を用いてI_{sx}（0.2KeV）の2次元再生像を得た（図4-2-3）。[51]この再生像は、バルク電子の密度分布を表している。I_{sx}（0.2KeV）とバルク電子の密度とが比例することはHCNレーザー干渉計による測定で確かめられている。図4-2-3aでは56GHzのマイクロ波が入射されている。I_{sx}（0.2KeV）の極大がECR領域近くにみられ、ECR領域でECRプラズマが生成されていることを示す。プラズマは、LHWランチャーの近くまで広がっている。第2段階の初めに、I_{sx}（0.2KeV）の極大はZ≒0、低磁場側R≒0.80m（ランチャーの近く）に現れ（図4-2-3b）、内下側へ移動しつつ、ポロイダル断面内で広がっていく。第3段階では、ほとんどポロイダル断面全体に広がっていて（図4-2-3c）真空容器の

中心に向かってゆっくり動いていく。放電の最後では I_{sx}（０.２ＫｅＶ）等高線はほぼ軸対称となる（図４－２－３ｄ）。この時、プラズマ表面での安全係数ｑａは約２０である。

§4.2.2 高周波トカマク実験2(高エネルギー テイル電子の形成)

X線スペクトラムの時間発展を図4-2-4aに示す。フォトン計数率は、エネルギーにより、大きく変化するため、3つの領域に分けて測定した。(a)1~40keVはSi(Li)検出器で、(b)35~200keV はNaI検出器で、(c)180~500keVは、2 4mm厚のCuの吸収体を付けたNaI検出器で測定した。これらを合成して1~500keVの領域のスペクトラムを得る。[47] 曲線(1)、(2)、(3)は、それぞれ、第1、2、3段階でのX線スペクトルである。第1段階ではまず、5keV以下のX線が観測され、エネルギーが時間と共に増えていく。第2段階で、100keV以上のX線が現れスペクトルは大きく変化し、フォトン計数率は全エネルギー領域で増大する。第3段階になると、100keV以上のフォトン計数率が増大していく。

第2、3段階のX線スペクトルは、20keV以下のエネルギー領域の勾配の急な部分と20keV以上のエネルギー領域の勾配の緩やかな部分とからなっている。従って、LHWで生成される高速電子は、低いエネルギーの成分と高いエネルギーの成分とがあると考えられる。X線スペクトルの$h\nu \leqq 10$keVと$h\nu \geqq 100$keVの傾きをそれぞれ$1/T_L$と$1/T_H$とする。

第4-2-5図にT_L、T_H 及び35~500keVのフォトン数N_{HX}(>35keV)の時間発展を示す。第一段階で$T_L \fallingdotseq 2$keVの高速電子が生成され、$T_L \fallingdotseq 5$keVまで増加するがT_Hの高速電子は存在しない。第2段階でT_Lは約7keVに達し$T_H \fallingdotseq 40$keVの高速電子が生成され、N_{HX}(>35keV)は急速に増加する。N_{HX}の増大はプラズマ中の高速電子(T_H)の全粒子数が増加していることを示す。第3段階では、T_Lは約9keVに達しその後ほぼ一定であるが、T_HとN_{HX}(>35keV)は徐々に増加していく。高速電子(T_H)の時間変化は電流

の時間変化と対応しており、これが電流を担っていることを示している。高速電子（T_H）が電流の担い手であることは、§４．２．６で速度分布関数を調べて明かにする。

９チャンネルのＮａＩアレイから得られたI_{HX}（３５ｋｅＶ）の空間分布の時間発展を図４－２－６に示す。これは電流を担っている高速電子（ＴＨ）の空間分布に対応する。高速電子は第２段階の最初に低磁場側（ＬＨＷランチャーの近く）に現れ、広がっていく。第３段階では、真空容器の中心近くにピークをもつ、比較的平坦な分布をしており、ピークはゆるやかに内側へ移動していく。高速電子の時間発展は、バルク電子密度の時間発展と似ており，高速電子がバルクプラズマを作りながら空間的に広がって行くことを意味している。

入射$n_{//}$の最大値は６で共鳴粒子のエネルギーに換算すると７ｋｅＶとなる。従って７ｋｅＶ以下のエネルギーを持つ電子は，入射ＬＨＷと結合出来ないことになる。ところが実験では，電流がうまく立ちあがり、第２、３の段階に達する場合には１～７ｋｅＶの領域に高速電子のT_Lの成分が存在し、プラズマ中に$n_{//}$＝６～１６（共鳴粒子のエネルギーで７～１ｋｅＶ）を持つＬＨＷが励起されていることを示している。つまり、入射ＬＨＷのスペクトルには$n_{//}$＝６～１６（共鳴粒子のエネルギーで７～１ｋｅＶ）にギャップが存在するが、このスペクトルギャップは埋められていることを示している。スペクトルギャップを埋める機構種々の機構[52-56]が提案されているが、現時点では、実験的に明らかにするのに十分なデータは得られていない。

§4.2.3　高周波トカマク実験3（LH駆動電流の分布とZeffの評価）

高周波トカマクは第1、2段階を経て第3段階に達する。第3段階で電流はさらに増加を続け、Ip～20kAまで達する（例えば、図4-2-1や図4-2-10）。LHWのパルス幅をさらに長くして、電流をさらに上昇させる時、第3段階での電流上昇効率が問題となる。これを調べる為には、バルク電子密度、温度の空間分布と電流分布及びZeffの情報が必要である。バルク電子の分布は

$$ne(r) = ne0\,(1-(r/ap)^{2})^{1\,5},$$
$$ne0 = 5.7 \pm 0\ 5 \times 10^{18}\,m^{-3},$$
$$ap = 0.19\,m \qquad (4.2.3.1)$$

で表される（図4-2-7a）。ここで、$r = R - Rp$, Rp（$=0.66\,m$）はプラズマの主半径である。中心電子温度は$Te0 = 140 \pm 10\,eV$である（図4-2-7b）。

電流分布は電流を担っている高速電子の空間分布から求まる。高速電子の空間分布はN_{HX}（>35keV）の径方向分布（図4-2-8a）で評価する。実験データは、

$$N_{HX}(>35\,keV) = N0\,(1-(r/ap)^{2})^{2}$$

で近似できる。フォトン数 N_{HX} は

$$N_{HX} = \int F\,dh\nu \qquad (4.2.3.2)$$

で与えられる。Fは§3.5の（3 5 2）式で与えられる。Zeffは空間的に一様であると仮定する。T_Hは$R = 0.56 - 0\ 77\,m$でほぼ一定であるである（図4-2-8b）ので、高速電子の分布関数f tは空間的に

一定であると仮定すると、電流を担っている高速電子密度の空間分布 $n_H(r)$ が式（4 2.3 2）から

$$n_H(r) = n_{H0}(1-(r/ap)^2)^{0\ 5} \qquad (4\ 2.3\ 3)$$

と求まる。従って電流分布 $j(r)$ は

$$j(r) = j_0(1-(r/ap)^2)^{0\ 5} \qquad (4.2\ 3\ 4)$$

と表すことができる。

Zeff を評価するためには式（4.2 3 3）の n_{H0} を決定する必要がある。このために、まず $\beta p + li/2$ の値を求めた。垂直磁場 Bv と MHD 平衡の式[57]

$$Bv = [\mu_0 Ip/(4\pi R)]\,[\ln(8R/ap) + \beta p - 3/2 + li/2]$$

$$li/2 = \langle Bp^2 \rangle / [Bp(ap)]^2 \qquad (4.2.3.5a)$$

から求まる。ここで、

$$\beta p = \mu_0 [\langle P_{//} \rangle + \langle P_\perp \rangle] / Bp^2(ap), \qquad (4.2.3.5b)$$

< >はポロイダル断面での平均値、$P_{//}$ と $P_\perp$ はそれぞれ圧力テンソルの、磁場に平衡と垂直な成分で、次式で算出した。[58]

$$P_{//M} = me\, n_M \gamma\, v_{//}^2 dv,$$

$$P_{\perp M} = me\, n_M \gamma\, v_\perp^2 dv, \qquad (4.2.3.6)$$

添え字Mはバルク成分かテイル成分かを表し $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{1/2}$。$\beta p$ はバルクに対応する部分 βbulk とテイルに対応する部分 βtail との和 $\beta p = \beta\text{bulk} + \beta\text{tail}$ である。式（4 2.3.5a）を用いて求めた $\beta p + li/2$ の時間変化を図4-2-8cに示す。ここで $R = 0.66$ m、$ap = 0.19$ m を使用した。$\beta p + li/2$ はほぼ一定でその値は約2である。図4-2-7a、bのne、Teの分布より βbulk＝0 4となる。電流分布として式（4.2.3.4）を用いると $li = 0.7$。よって、βtail＝

１．２となる。最後に、式（４．２．３．５ｂ）のn_Hに式（４．２．３．３）を代入して、式（４．２　３．５ａ）を用いるとn_{H0}～３×１０^{16}m^{-3}となる。但し、高速電子の分布関数ｆｔとして§４．２．６で求めたものを使った。このとき＜Ｐ$_{//}$＞／＜Ｐ⊥＞～１．４である。つまり高速電子密度は、バルク電子密度の約０．５％であるといえる。

　Ｚeff は図４－２－４ｂのＸ線スペクトラムから評価する。式（４．２．３．２ｂ）、（４．２．３．３）とn_{H0}＝２－５×１０^{16}m^{-3}そしてＧ＝１．０±０．２×１０$^{-6}$m^{2}を用いるとＺeff～４と評価できる。以下の議論では、Ｚeff＝４を用いる。このＺeffの値は、バルク電子温度Ｔe0≒１４０ｅＶでの値としては、ＯＨプラズマの場合と比較して、少し高い。高周波トカマクの第３段階からの軟Ｘ線スペクトル（ｈν＝１～３５ｋｅＶ）を見ると（図４－２－９）、ｈν＝５～７．６ｋｅＶの領域に線スペクトルが現れている。線スペクトルは、真空容器、リミッターの材料であるＳＵＳの成分、ニッケル、コバルト、鉄のＫ殻からの特性Ｘ線に対応する。これらの不純物は、Ｔe0～１４０ｅＶでは高々Ｍ殻までしか電離されない（図３－３）が、高速電子により内殻励起され特性Ｘ線を放出する。金属イオンが存在するが、これは高速電子がリミッターや真空容器壁に当り、その成分をプラズマ中へたたき出している（スパッタリング）ためと思われる。 この様な原子番号の大きい金属不純物のため、プラズマの実効電荷Ｚeff が高くなっていると思われる。

§4.2.4　高周波トカマク実験4（電流上昇効率と高速電子損失）

高周波トカマクの第3段階では、バルク電子密度$\overline{n}e$が低い時には、電流Ip放電の最後まで上昇し続ける。ΔIp／Δtはバルク電子密度neに依存しており、$\overline{n}e$の増加すると減少する。LHWパルスが切れる直前（τ_{LH}＝80－100msec）の電流値Ipmとneの関係を図4-2-10に示す。$\overline{n}e\sim1\times10^{18}m^{-3}$でIpmは24kAに達している。$\overline{n}e<5\times10^{18}m^{-3}$ではIpはLHWパルスが持続している限り上昇し続けるが、ΔIp／Δtは$\overline{n}e$の増加にともない減少するため、Ipmは$\overline{n}e$に対して減少関数となる。$\overline{n}e\geqq5\times10^{18}m^{-3}$では放電途中で準定常状態（ΔIp／Δt≒0）に達する。この節では、ΔIp／Δt≠0（正；ランプアップ、負；ランプダウン）の場合を議論する。準定常の場合については§4.2.5で議論する。

LHCD時のエネルギーの流れを図4-2-11[18-20]に示す。LHW入射電力P_{LH}から反射電力を差し引いた電力Prfが、真空容器内にはいる。プラズマに吸収されずに失われる電力は、観測孔に取り付けた導波管でモニターし、Prfの10％以下であると推定される。従って、プラズマに吸収される電力Pabは約0.9Prfで、この電力はすべて共鳴電子に吸収されるものと考える。高速電子のリミターまたは容器壁への損失Plossがあるため、Pabのすべては電流に寄与しない。この高速の電子による損失Plossは無視できない量である。[4,6,7] この損失を差し引いた電力

$$P_{in}=P_{ab}-P_{loss}\equiv\eta_{eff}P_{rf} \qquad (4.2.4.1)$$

は、高速電子－バルク電子間の衝突とプラズマ電流との誘導相互作用によりそれぞれ、バルク電子加熱（Ph）とポロイダル磁場のエネルギー変化（Pel）とに流れる。

§2.7で示した様に、理論的にはP_{el}/P_{in}はv_{ph}/v_Rに依存

する。ここで、$v_{ph}=c/n_{//}$, v_RはZeff＝1での逃走電子の速度

$$v_R=\pm(ne\,e^3 \ln\Lambda/4\pi\varepsilon_0^2|E|me))^{1/2} \qquad (4.2.4.2)$$

である。

高速電子による損失Plossを評価するため、理論値Pel／Pinと実験値Pel／Prfとを比較する。ポロイダル磁場エネルギー

$$W=LpIp^2/2 \qquad (4.2.4.3)$$

を真空容器内と真空容器外に蓄えられるポロイダル磁場エネルギーWintとWextとに分ける。ここで

$$W_{int}=\mu_0 Rb[\ln(b/ap)+(li/2)](Ip^2/2),$$

$$W_{ext}=\mu_0 Rb[\ln(8Rb/b)-2)](Ip^2/2)$$

で与えられる。Lpはプラズマの全自己インダクタンス、Rbとbはそれぞれ真空容器の大半径と小半径である。プラズマの平衡を保つためにBvを変化させているため、Bv電源からの入力Pextが生じる。容器壁を通るPoynting flux (IpV_L) はPextと$-dW_{ext}/dt$との和に等しいから

$$P_{ext}=IpV_L+dW_{ext}/dt \qquad (4\ 2.4.4)$$

で与えられる。V_Lは真空容器上での一周電圧である。Wの一部(V^2／Rsp)は、バルク電子の加熱に使われる。ここでVはプラズマ中の電圧、Rspはバルク電子で決まるSpitzer抵抗である。Wに関与するエネルギーの流れの釣合を考えると

$$P_{el}=dW_{ext}/dt-P_{ext}-V^2/R_{sp} \qquad (4.2.4.5)$$

が得られる。従ってPel／Pinは

$$P_{el}/P_{in}=[dW_{ext}/dt-P_{ext}-V^2/R_{sp}]/P_{in}$$

$$=(1/\eta_{eff})/(P_{el}/P_{rf})$$

$$(4.2.4\ 6)$$

となる。ここでPel／Prfはいわゆる電流上昇効率（ランプアップ効率）と呼ばれる量である。ｄＷ／ｄｔ、Ｐext、V^2／Ｒspの時間発展を図４-２-１２に示す。ｄＷ／ｄｔとＰextはｌｉ＝０．７（§４．２．３）、Ｒｂ＝０．６５ｍ、ａｐ＝０．２０ｍ、ｂ＝０ ２５ｍを用いて求めた。V^2／Ｒspはプラズマ中心での一周電圧と図４-２-７ｂのＴe分布から求めた。ｄＷ／ｄｔとＰext はそれぞれ、３．５ｋＷと１．４ｋＷでほぼ一定である。V^2／Ｒsp は（０．１ｋＷ以下）であるので無視できる。ｄＷ／ｄｔ－Ｐextは$\bar{n}e$ の増加にともない減少する（図４-２-１３ａ）が、Ｐｒｆの増加とともに増加する（図４-２-１３ｂ）。

実測できていないηeffとｎ//をパラメータとして、Ｐel／Ｐin（理論値）とＰel／（ηeffＰrf）（実験値）とが最もよく一致するηeffとｎ//の組合せを探す。この過程で求まるｎ// は、実際のＬＨＷのｎ//はδ関数的でなく幅を持つために、これを１つｎ//で置き換えた時の値に対応する。これを「実効的なｎ//」として、＜ｎ// ＞と記す。図４-２-１４はηeff＝０．１４，＜ｎ//＞＝６とした場合で、理論値と実験値の最もよい一致を示したものである。実線は理論値 Ｐel／Ｐin をηeff倍したものである。データ点として、$\bar{n}e$ とＰ$_{LH}$ を変えた約２００ショットの放電のｎｅとΔＩｐ／Δｔがほぼ一定である１０～３０ｍｓｅｃ間の平均値を使用し、ｌｎΛ＝１６とＺeff＝４（§４ ２ ３）を使用した。

Ｐlossは Ｐrfの７６％（Ｐab の８５％）に達し他のランプアップの実験[6,7]に比べて非常に大きい。電流上昇効率Ｐel／Ｐrfは約５％で参考文献６，７のそれと比べて小さい。ηeffと＜ｎ//＞の組合せは一意的には決まらず、ある程度の幅を持つ。つまりηeff ＝０．０９～０．２と＜ｎ//＞＝５～９の範囲で、理論値と実験値はかなりよい一致をしめす。

しばしば用いられる変換効率

ε_R＝（ｄＷ／ｄｔ－Ｐext）／Ｐin

$$= \eta_{eff}(dW/dt - P_{ext})/P_{rf} \quad (4.2.4.7)$$

の最大値は$\bar{n}_e \sim 1 \times 10^{18} m^{-3}$、$P_{rf} \fallingdotseq 200$ kWの時で約5％である。この実験ではバルク加熱電力　V^2/R_{sp}が非常に小さい（0.1 kW以下）のでε_RとP_{el}/P_{rf}はほぼ一致する。

§4.2.5 高周波トカマク実験5（準定常電流駆動効率と高速電子損失）

高周波トカマク実験において、その第3段階で、$\bar{n}_e$とP$_{LH}$の値により、ΔIp／Δt≒0でΔne／Δt≒0（準定常状態）の放電が達成できる。図4-2-15に準定常状態（Ip=8kA，$\bar{n}$e≒3.5×10^{18}m^{-3}、P$_{LH}$=80kW）の放電を示す。図ではt=43msec以降（第3段階）で準定常状態に達しており、ΔW／Δt≒0であり、またPextは絶対値が0.5kW（<<P$_{LH}$）以下であり、無視できる。準定常状態における Ip対 Prf／（$\bar{n}$eR）を図4-2-16aに示す（Ip=6～15kA，Prf=40～200kW，$\bar{n}$e=3～10×10^{18}m^{-3}）。準定常電流駆動効率η_{CD}（=Ip$\bar{n}$eR／Prf）としてη_{CD}≒0 04×10^{19}Am^{-2}／W（一点波線）が得られる。準線形のLHCD理論によると、[18]

η_{CD}=1.2×10^3／［<$n_{//}^2$>lnΛ（5+Zeff）］

（10^{19}Am^{-2}／W）　（4 2.5.1）

ここで、1／<$n_{//}^2$>は（2.5 25）式で与えられる。（2.5.25）式は高速電子の損失がなく、矩形状のスペクトルを持つLHWのランダウ減衰により電子の速度分布にプラトーが形成されている場合に適用できるものである。n_1とn_2は、それぞれ$n_{//}$の最大値と最小値である。n_1はランチャーにより決まる入射LHWのスペクトル（図4-1-2）で、n_2はLHWの近接条件 式（2.7 5）

$$n_2=(\omega pe/\omega ce+[1+(\omega pe/\omega ce)^2-(\omega ci/\omega)^2]^{1/2}$$

で与えられる。図4-2-16aの実験条件（n_1～6、n_2～1.8、lnΛ=16、Zeff=4）を用いると1／<$n_{//}^2$>～1／8.4とη_{CD}～1.0×10$_{19}$Am $_2$／Wと成り、実験値η_{CD}≒0 04×10^{19}Am^{-2}／Wより25倍程度大きい。

§4.2.4では、高周波トカマクのΔIp／Δt≠0のデータを基に、

高速電子の損失Ｐlossが大きいことを示した。電流駆動に寄与する電力はＰin＝ηeffＰrfであるかるら、高速電子の損失を考慮した準定常電流駆動効率は

$\eta_{CD}{}^{E}$＝ηeff×η_{CD}　　　　　　　　　（４　２．５．２）

で与えられる。§４．２．４で電流上昇効率の議論に用いた図４－２－１４の座標原点は準定常状態に対応するが、原点近くでの理論曲線と実験データの一致はよい。このことは§４．２．４の結果（ηeff＝０．１４、＜ｎ//＞＝６）を準定常状態にも適用できることを意味する。＜ｎ//^{2}＞を［＜ｎ//＞］^{2}で置き換えて、＜ｎ//^{2}＞＝６^2、ηeff＝０．１４、Ｚeff＝４を用いると式（４．２．５　２）により、$\eta_{CD}{}^{E}$≒０　０３×１０^{19}Ａｍ$^{-2}$／Ｗとなり、実験で得られたη_{CD}（図４－２－１６ａ）にほぼ等しい。図４－２－１４と４－２－１６ａに示した２つの異なるモードでの電流駆動効率は、どちらも＜ｎ//＞＝６、ηeff＝　０　１４で説明ができ、低い効率の原因は、Ｐlossが大きいためと言える。また＜ｎ//^{2}＞はランチャーで決まるｎ$_1$と近接条件から求めたｎ$_2$から評価した値に比べ４～５倍大きい、これはｎ//のいわゆるアップシフトが生じている、つまりＬＨＷがプラズマ中を伝パンするうちにｎ//が大きくなる可能性を示しているが、これを定量的に評価するする為のデータは、現時点では得られていない。

§４.２.６　高周波トカマク実験６（高速電子速度分布関数）

高周波トカマク実験において形成された高速電子は、§４.２ ２でトロイダル磁場B_Tと垂直方向で測定したＸ線スペクトルからT_LとT_Hで特徴付けられる２つの成分から成っていることが明かとなった。エネルギーの低いT_Lの成分の電子が輻射するＸ線輻射は対称に近い為、T_Lは高速電子の平均のエネルギーと対応する。しかし、高エネルギー電子の輻射するＸ線は進行方向に極端に偏っており（図３-２）、高速電子が、速度空間で非対称な場合、一方向だけのＸ線スペクトルでは速度分布関数を推定できない。ここでは、Ｘ線のB_Tに対する角度分布からT_Hの成分の速度分布関数を求める。測定方法、データ解析についてはそれぞれ、§４ １.２と§３.５で述べた。

図４-２-１７にθ＝２３°、９０°、１５８°でのＸ線スペクトルを示す。θは、視線がプラズマ中心でB_Tとなす角（図３-８）で、０°＜θ＜９０°の時、電流を担う電子は検出器に向かってくるように定めた。電流を担う電子を基準にして、その電子の進行方向への輻射を前方方向の輻射と呼び､逆の方向への輻射を後方方向の輻射と呼ぶ（§４.１.２）。θ＝９０°（垂直方向）に比べてθ＝２３°（前方方向）ではＸ線のエネルギーは高く、Ｘ線スペクトルの傾きがゆるやかである。同じことは、θ＝１５８°（後方方向）の場合でもいえる。Ｘ線の角度（θ）分布を図４-２-１８ａに示す。これと同時に、解析に必要なＸ線スペクトルの径方向分布も測定した（図４-２-１８ｂ）。$h\nu$＜１５０ｋｅＶと$h\nu$＞１５０ｋｅＶでは径方向分布が違う。$h\nu$＞１５０ｋｅＶの径方向分布は、Ｒ～０ ６ｍにピークを持ち、$h\nu$＜１５０ｋｅＶの径方向分布に比べ、内側へシフトしている。（３.５.４）式のF_cを計算する時は、$h\nu$＜１５０ｋｅＶ（実際には$h\nu$＝７５～１２５ｋｅＶ）の径方向分布を使った。これは、$h\nu$＞１５０ｋｅＶでは、後に述べる後方方向に走る逃走電子が輻射するＸ線を無視できない為である。

高速電子速度分布関数にモデル（３ ４.５）式を用い、実空間の分布

は§3.5の仮定(1)~(4)満たすとして解析していく。この時、実空間の分布は

$$n_e(r) = n_{e0}(1-\{(R-R_p)/a_p\}^2)^{1.5} \quad (4.2.6.1a)$$

$$n_F(r) = n_{F0}(1-\{(R-R_F)/a_F\}^2)^{0.5} \quad (4.2.6.1b)$$

$$n_B(r) = n_{B0}(1-\{(R-R_B)/a_B\}^2)^{\alpha_B} \quad (4.2.6.1c)$$

$$n_{B0} = n_{F0}R_{BF} \quad (4.2.6.1d)$$

$$\delta_{BF} = |R_F - R_B| \quad (4.2.6.1e)$$

$$R_p \fallingdotseq R_F \fallingdotseq 0.65\,\mathrm{m} \quad (a_p \fallingdotseq a_F \fallingdotseq 0.2\,\mathrm{m})$$

で与えられる。ここで、ne(r)、n_F(r)、n_B(r)はそれぞれ、バルク電子、高速電子の前方方向、高速電子の後方方向の電子密度分布、Rp、R_F、R_Bはそれぞれ、バルク電子、高速電子の前方方向、高速電子の後方方向の大半径、ap、a_F、a_Bは対応する小半径、R_{BF}は高速電子の後方方向と前方方向の密度比である。ne(r)は§4.2.3で求めた。n_F(r)は(図4-2-18b)から求めた。ただし、n_{F0}は決まらない。図4-2-18aから求める必要があるのはパラメータ(3.4.4)とδ_{BF}とαB、つまり

T_F, T_{PF}, E_2, T_B, T_{PB}, R_{BF}とδ_{BF}、αB

の8個である。これらのパラメータを決定するのに十分なエネルギーhν領域と角度θ領域でのX線角度分布を測定する必要がある。図4-2-18aに測定データと最も良く合うパラメータ(図4-2-19)での計算曲線を実線で示す。

図4-2-19aに速度分布関数を示す。前方方向は、E_2≒125keVまでの領域に、磁場と平行方向に比較的平坦な(T_F≒400keV)分布が形成されている。これは、準線形理論の予測するプラトーに対応している。E_2の値はバルクプラズマの密度及びB_T=1.5Tを用い、LHW近接条件(2.7.5)式から、E_2=140keVと計算され、実験値と良く一致している。垂直方向のT_{PF}≒40keVは、バルク電子温度のほぼ300倍となっている。これは、LHWにより水平方向に加速

された電子が他のプラズマ粒子との衝突で垂直方向にも拡散していくためである。

後方方向には、前方方向との密度比は小さい（R_{BF}≒０.２）がエネルギーの高い（T_B≒２００keV，T_{PB}≒１００keV）高速電子つまり逃走電子が生成されている。これは、電流が増加している（ΔIp／Δt＞０）為、プラズマに直流的な誘導電圧（約－４V）が掛かるからである。ここで、負（－）は、電子を後方方向に加速する方向である。電流の増加率を増すと、プラズマに掛かる誘導電圧は負の方向にさらに大きくなり、後方方向の逃走電子のエネルギーは高くなる。従って、後方方向（θ＝１５８°）のX線のエネルギーが高くなる（図４-２-２０のB→A）。実空間での分布は、前方方向に比べてピーキングしており（αB≒４）、そのピークは内側にシフトしている（δ_{BF}≒５０mm）。このシフトは垂直方向で測定したX線スペクトルの径方向分布（図４-２-１８b）のhν＜１５０keVの領域とhν＞１５０keVの領域との差として現れている。逃走電子の軌道を計算すると、軌道の中心は

$$\delta_R \sim \pm (ap^2/2) \times (I_A/(RpIp)) \qquad (4.2.6\ 2)$$

だけシフトする。ここで、＋（外側）は前方方向、－（内側）は後方方向の場合である。I_A（Alfven電流と呼ばれる）は

$$I_A = 17(\gamma^2 - 1)^{1/2} \quad (kA) \qquad (4.2.6.3)$$

実験条件を使うと、δ_R～４０mmであり、δ_{BF}≒５０mmとほぼ一致している。

後方方向に走る逃走電子は、その方向に電流を運ぶため、LHW電流駆動効率を下げる可能性がある。図４-２-１９a、bの場合、エネルギーは高いが、密度は小さく、実空間の分布領域が狭いため、この逃走電子が運ぶ電流は、前方方向に流れる電流の約２割程度である。後方方向に走る逃走電子は存在するが、LHW電流駆動効率を著しく低下させることはない。

§4.2.7 LHWによる定常電流駆動時の高速電子速度分布関数

初期プラズマをジュール加熱（OH）で生成し、OH遮断後、LHWを入射して定常電流を駆動した（LHCS）場合の放電波形を図4-2-21に示す。電流は$I_p \fallingdotseq 40$kA、一周電圧V_Lはほぼ零、バルク電子密度、温度はそれぞれ、$\bar{n}e = 4 \sim 5 \times 10^{18} m^{-3}$と$Te0 \fallingdotseq 320$eVである。t＝90～100msecの時間での、高速電子速度分布関数を調べる。この時間の、X線角度分布を図4-2-22に示す。高周波トカマクの場合（図4-2-18a）と比べて、後方方向のX線のエネルギーと計数効率が、ともに下がっている。この時の実空間の分布

$$ne(r) = ne0(1 - \{(R - Rp)/ap\}^2)^{1.0} \quad (4.2.7.1a)$$

$$n_F(r) = n_{F0}(1 - \{(R - R_F)/a_F\}^2)^{1.5} \quad (4.2.7.1b)$$

$$n_B(r) = n_{B0}(1 - \{(R - R_B)/a_B\}^2)^{\alpha_B} \quad (4.2.7.1c)$$

$$\delta_{BF} = |R_F - R_B|$$

$$Rp \fallingdotseq R_F \fallingdotseq 0.65\,m \ (ap \fallingdotseq a_F \fallingdotseq 0.2\,m)$$

を使い、§4.2.6と同じ様に解析を行う。図4-2-22の実線は測定データと最も良く合うパラメータ（図4-2-23）を用いた計算曲線である。

高速電子速度分布関数（図4-2-23a）の前方方向は、$E_2 \leqq 100$keVの領域に、磁場と平行方向に比較的平坦な（$T_F \fallingdotseq 400$keV）分布が形成されていて、準線形理論のプラトーに対応している。E_2の値はバルクプラズマの密度及び$B_T = 1.4$Tを用い、LHW近接条件（2.7.5）式から、$E_2 = 110$keVと計算され、実験値と良く一致している。垂直方向の$T_{PF} \fallingdotseq 40$keVは、バルク電子温度のほぼ100倍となっている。高周波トカマクの場合（図4-2-19a）と、E_2以外は同じであり、E_2の違いはLHWの近接条件の違いで説明出来る。

後方方向には、前方方向との密度比の小さい（$R_{BF} \fallingdotseq 0.06$）高速電子（$T_B \fallingdotseq 150$keV, $T_{PB} \fallingdotseq 40$keV）が存在する。$T_B > T_{PB} \fallingdotseq T_{PF}$であり、これは衝突による拡散だけでは説明が出来ない。後方方向

にも何等かの機構で磁場に平行に電子が加速されていると思われる。この機構としては、（１）V_Lは、正確には零でなく、わずかに負（絶対値＜０.１Ｖ）である、（２）実際のＬＨＷは後方方向にも、わずかではあるが伝ぱんしている（図４－１－２）などが考えられるが、現時点では結論は得られていない。実空間での分布は、前方方向と同じ様に広がっており（αB≒１ ５）、ピーク位置もズレていない（δ_{BF}≒０）。式（４.２.６ ２）から電子軌道の中心のズレを計算するとδ_R～－１０㎜となり、δ_{BF}≒０とほぼ一致する。

§4.2.8 ECWによる定常電流駆動時の高速電子速度分布関数

ECWによるトロイダル電流駆動（ECCD）は、WT－2及びWT－3装置において成功している。特に、WT－3では、第2高調波（$\omega = 2\Omega e$）領域でのECCDにも成功している。これらの実験においては、ECW入射により高速電子が生成され、電流を担うことが示されているが、高速電子速度分布関数 についての実験的評価はまったくなされていない。ここでは、ECCD時の高速電子速度分布関数を、§3 4のモデル（3 4.5）式を用いて評価する。モデル（3 4.5）式は高速電子速度分布関数を磁場と平行方向に引き伸ばす様な駆動機構（LHWや直流電場）を調べるのに適しているが、ECCDの場合に適当でないと思われる（図2-9）。しかし、このモデルで少なくとも

（1）速度空間での非対称性の評価

（2）LHCD時の高速電子速度分布関数との差の定性的評価

の2つの評価が出来る。

図4-2-24 にWT－3における、第2高調波（$\omega = 2\Omega e$）領域での定常ECCD放電を示す。初期OHプラズマを生成して、OH遮断後、$\omega = 2\Omega e$領域のECWを入射して、定常電流$I_p \fallingdotseq 20$kAを駆動することができた。一周電圧V_Lはほぼ零、バルク電子密度、温度はそれぞれ、$\bar{n}_e \fallingdotseq 1.7\times10^{18}m^{-3}$と$T_{e0} \fallingdotseq 200$eVである。t＝70～80 msecの時間でのX線角度分布を図4-2-25bに示す。比較のため、t＝20～30msecのOHプラズマで得られたX線角度分布を図4-2-25aに示す。実線は、図4-2-26のパラメータでの計算曲線である。図4-2-26a、bはそれぞれ、図4-2-25a、bに対応する。

ECCD時の高速電子分布関数（図4-2-26b）には、LHWの場合のような磁場と平行方向のプラトー分布は形成されていない。磁場と平行方向には、$T_F \fallingdotseq 100$keVのマックスウエル分布になる。垂直方向では、$T_{PF} \fallingdotseq 75$keVで、LHCD時に比べて2倍近く高い。このことは、ECWが垂直方向に電子を加速していることを示していると思

われる。後方方向の高速電子は、T_B≒５０ｋｅＶ、T_{PB}≒７５ｋｅＶであり、定常ＬＨＣＤ時（図４－２－２３ａ）と比べて、T_Bが低く、T_{PB}は高い。また、T_B＜T_{PB}であることも異なる点である。ＬＨＷとＥＣＷの場合の後方方向の速度分布の差について、その原因となる機構は現時点では明かでない。

ＯＨプラズマ中の高速電子（図４－２－２６ａ）は前方方向にのみ存在する。これは、V_L＝１～４Ｖの電圧により生成された逃走電子である。このプラズマでのドライサー電場は（２．８．５）式よりE_D＝４Ｖ／ｍであるが、掛かっている電場は０　２～１Ｖ／ｍであり、条件（２　８　６）が満たされている。この時、バルク電子の裾野の部分が、電場により磁場と平行に加速され逃走電子となる。図２－１０の様な分布関数が期待されるが、図４－２－２６ａはこれを実験的に示すものである。後方方向には、高速電子は存在しない。ＬＨＷやＥＣＷにより生成された高速電子の分布関数と異なる点である。これは、ＯＨ電場による電子の加速は、速度空間の全領域で起こることによる。つまり、逃走電子に対しては、電場による加速が衝突による減速に勝っているため、磁場と平行方向に加速された逃走電子は、衝突による拡散では後方方向に達することは出来ない。これに対して、ＬＨＣＤやＥＣＣＤの場合は、共鳴領域で生成された高エネルギー電子は、共鳴領域外にでると衝突により拡散していき、後方方向にも達することが出来る。

図４－２－２５ａ、ｂでは、測定データと計算曲線が、ＬＨＷの場合（図４－２－１８ａと図４－２－２２）ほど一致しておらず、（３　４．５）式以外のモデルが必要と思われる。特に、ＥＣＣＤの場合の様に、分布関数が磁場と垂直な方向に大きく引き伸ばされている可能性がある時（図２－９ａ）には、（３．４．５）式のモデルを使って定量的な議論は出来ない。

第５章　実験結果の考察

§５　１　ＬＨＷ電流駆動効率の高速電子損失に対する依存性の考察（ＬＨＷ電流駆動効率のプラズマ電流と装置サイズとに対する依存性）

ＷＴ－３の高周波トカマク実験におけるＬＨＷ電流駆動（ＬＨＣＤ）効率は準定常の場合で η_{CD}≒０.０４×１０^{19} Ａｍ ^{3} ／Ｗ，ランプアップ放電の場合で ε_{R}≒Ｐel／Ｐrf≦５％と低い。§４.２.４と§４.２　５で、高速電子の損失が大きく、そのためＬＨＣＤ効率が下がっていることを明らかにした。この節では、ＬＨＣＤ効率のプラズマ電流Ｉｐと装置の大きさに対する依存性を議論する。Ｉｐの増大及び装置サイズの増大と共に高速電子の閉じ込めは改善され、[59-62] 従って、§２　６で述べたようにＬＨＣＤ効率も高くなると期待される。高周波トカマク実験では第３段階においてＩｐが６～１５ｋＡの範囲で準定常状態が得られているが、ＬＨＷのパルス幅 τ_{LH}≦１００msecでは通常のトカマク運転のレベルのＩpに達していない。ＷＴ－３においては、§４.２　７で述べた様にＯＨプラズマを生成してＯＨを遮断後ＬＨＷを入射した場合、通常のトカマク運転のレベルのＩｐ（≦１１０ｋＡ）でＬＨＣＤプラズマ（ＬＨＣＳプラズマ）が得られている。この場合の η_{CD}（○）と高周波トカマクの場合の η_{CD}（＋）とを図５-１に示す。図には B_T が一定で、Ｉｐの異なる放電から得られた η_{CD} を１／ｑａ(　Ｉｐ）の関数としてプロットした。Ｉｐ≒２０ｋＡ（１／ｑａ=０.０４）ではＬＨＣＳプラズマ（○）は高周波トカマクの準定常状態（＋）と同程度でありＩpを増すと η_{CD} が大きくなっているのがわかる。高周波トカマクの第３段階では、バルク電子と電流を運ぶ高速電子（§４.２　６）はＬＨＣＳプラズマ（§４　２.７と文献５）と類似しており、η_{CD}は高周波トカマクの場合でも図５-１と同様にＩpの増加と共に改善されていくと期待できる。

以上はＷＴ－３装置（Ｒ=０　６５ｍ、ａ=０　２ｍ）での結果である。装置サイズの影響を見るため、ＷＴ－２装置（Ｒ=０　４０ｍ，ａ=０

０９ｍ）の場合のη_{CD}も図５-１にプロットしてある。△印が高周波トカマク実験（Ｉｐ～５ｋＡ）、▽印がＬＨＣＳプラズマ（Ｉｐ～１０ｋＡ）のη_{CD}である。ＷＴ－２装置の場合もη_{CD}はＩｐの増大とともに上昇する。２つの装置でB_Tが同じで安全係数ｑａの値が等しい場合のη_{CD}を比較する。何故ならば$1/qa \propto RIp/(a^2 B_T)$はＢ$_T$が同じなら装置サイズで規格化した電流と見なせる。図５-１で、ＷＴ－３とＷＴ－２でのη_{CD}を１／ｑａが同じ値で比較すると前者は後者のそれより約４倍程度大きい。

図５-１でＩｐと装置寸法以外のパラメーターは必ずしも同じではない。B_Tは１ ３Ｔ～１ ５Ｔの範囲で変化しているが、これによるη_{CD}の変化は実験的に２０％以下と見積れる（図４-２-１６ｂと参考文献９）。また$\overline{n}e$とP_{LH}の変化もη_{CD}を変える可能性はあるが、明かな依存性は得られなかった。我々の実験では、$\overline{n}e$とP_{LH}の変化によるη_{CD}の変化は、図５-１に見られるデータのバラツキ程度である。

ＷＴ－３において、バルク電子温度は高周波トカマク（Ｉｐ～１５ｋＡ）で$Te0 \leqq 140$ｅＶ（§４ ２ ３）、ＬＨＣＳプラズマ（Ｉｐ≒４０ｋＡ）で$Te0 \fallingdotseq 320$ｅＶ（§４.２ ７）。ＷＴ－２においては、高周波トカマクとＬＨＣＳプラズマで大きな差はなく、２０～３０ｅＶと見積られている。[9]図５-１のデータ全体では、バルク電子温度は数１０ｅＶから数１００ｅＶの範囲にわたっている。η_{CD}のバルク電子温度依存性は実験では明かではないが、理論的解析によると[13]この程度の温度変化に対するη_{CD}の変化は５０％に達しない。また、ＷＴ－２での入射ＬＨＷのスペクトラム（$n_{//}=1\sim10$）はＷＴ－３のそれと異なる。前者の方が後者に比べて、スペクトラムの広がり（$\delta n_{//}$）は大きい。この違いが、η_{CD}へ及ぼす影響についての定量的データはないが、参考文献６によれば入射スペクトラムの広がり$\delta n_{//}$を６倍近く変化させても、η_{CD}は約２倍変化するだけである。以上の考察より図５-１のＷＴ－２のη_{CD}とＷＴ－３のそれとの差は、装置サイズの差に由来するものと思わ

れる。

電流上昇効率（ランプアップ効率）のＩp依存を知るためにＩp＝４０～５０ｋＡのＬＨＣＳプラズマ（バルク電子密度$\overline{n}e$＝３～８×10^{18} m^{3}、B_T＝１ ４Ｔ）について、§４ ２.４（図４-２-１４）と同様の解析を行った結果、Zeff＝４でηeff＝０ ４～０.８、$\langle n_{\parallel} \rangle$＝５±２、電流上昇効率Pel／Prfの最大値は約１５％となった。高周波トカマク（Ｉp＝５～２０ｋＡ）に比べてηeffが高いのは、Ｉpの増加により、高速電子の閉じ込めが改善された結果であると考えられる。

ＷＴ－２においては、ｑａ≧１３の高周波トカマク実験（Ｉp≦７ｋＡ，B_T＝１ ３Ｔ，$\overline{n}e$＝１～２×$10^{18}m^{-3}$，P_{LH}≦４０ｋＷ）で変換効率ε_R最大値は２％であった。これは、ＷＴ－３での、ｑａ≧２０の高周波トカマク実験での最大値５％（§４.２ ４）と比べて小さく、装置サイズの効果である。

Ｉpの増大、装置サイズの増大により、ＬＨＣＤ効率が良くなることが示された。これは、Ｉpの増大、装置サイズの増大により、高速電子の閉じ込めが良くなることで説明可能である。高周波トカマクにおいても、通常のトカマク運転のレベルのＩpに達すれば、ＬＨＣＤ効率は改善されると期待できる。

§５.２　ＬＨＷ電流駆動時の高速電子速度分布関数に対する考察
（高速電子損失と逆電場の影響の考察）

§４.２.６と§４ ２.７で、（ａ）高周波トカマクの第３段階と（ｂ）ＬＨＣＳプラズマの高速電子速度分布関数をＸ線角度分布より評価した。（ａ）、（ｂ）２つの場合、前方方向のＬＨＷ共鳴領域に、磁場と平行方向に平坦な速度分布つまり「プラトー」が形成されていることが示された（図４-２-１９、図４-２-２３）。高速電子速度分布関数はモデル（３ ４.５）式を用いている。ここで共鳴領域の下限v_1は、§３ ５で述べたように、今回の計測では決定困難である。共鳴領域の上限v_2（あるいは$v_\perp = 0$での共鳴エネルギーE_2）は図４-２-１９と図４-２-２３に示すように、Ｘ線角度分布より決定出来る。図５-２に、（ａ）の場合の前方方向のＸ線角度分布を示す。実線は、図４-２-１９のパラメターでの計算曲線である。ＬＨＷ共鳴領域に、磁場と平行方向にプラトーが形成されていない場合、つまりモデル（３.４ ５）式で$v_2 \to c$（$E_2 \to \infty$）とした場合を考える。この場合、測定データと最も良く合うように残りのパラメータを決めると、$T_F \fallingdotseq 70$ｋｅＶ、$T_{PF} \fallingdotseq 50$ｋｅＶが得られ、Ｘ線角度分布の計算曲線を図５-２の点線で示す。$h\nu \leqq E_2$（$\fallingdotseq$１２５ｋｅＶ）の領域では、データ点や実線と一致しているが、$h\nu \geqq E_2$の領域でズレてくる。特に、$h\nu \geqq 200$ｋｅＶでは測定誤差以上にズレる。（３ ５.６）式で定義した誤差の指標を計算すると、実線と点線に対しそれぞれ、$\varepsilon = 17\%$と26%であり、有意の差がある。

次に（ａ）と（ｂ）との高速電子速度分布関数を比較する。図５-３に、図４-２-１８ａと図４-２-２２とを重ねたものを示す。$h\nu = 70 \sim 100$ｋｅＶ、$\theta \leqq 60^\circ$の領域で規格化してある。（ｂ）の場合のＸ線角度分布は前方方向では、（ａ）と殆ど同じである。２つのＸ線角度分布で大きく異なるのは、後方方向である。（ａ）と（ｂ）との実験条件の比較を行うと、

同じ条件　　①ＬＨＷ入射スペクトル

異なる条件　②バルク電子密度
　　　　　　③バルク電子温度
　　　　　　④プラズマ電流Ｉｐ
　　　　　　⑤△Ｉｐ／△ｔ＞０（ａ）、△Ｉｐ／△ｔ≒０（ｂ）

②の違いはE_2の差として現れている。つまり、近接条件（２ ７ ５）式より、（ａ）ではE_2＝１４０ｋｅＶ、（ｂ）ではE_2＝１１０ｋｅＶと計算され、実験値と良く一致している。バルク電子温度Ｔe0は、問題としている高速電子のエネギーに比べて十分低く、③の差は今の場合無視出来る。④の差は、§５．１で述べたように、高速電子損失の差となる。（ａ）の場合の方が（ｂ）の場合に比べて高速電子の損失は大きいが、２つの場合で、前方方向（ＬＨＷ共鳴領域）に関する限り、高速電子の速度分布関数の形は変化していない。ただし、高速電子の密度は変化している。§４ ２ ３での解析を使うと高速電子の密度は

（ａ）の場合　$nt(r) = nt0(1-(r/ap)^2)^{0\ 5}$

$$nt0 \sim 3\times10^{16}\,m^{-3}$$

（ｂ）の場合　$nt(r) = nt0(1-(r/ap)^2)^{1\ 5}$

$$nt0 \sim 8\times10^{16}\,m^{-3}$$

が得られる。損失の大きい（ａ）の場合の方が密度が低い。

⑤の違いは、逆方向の誘導電場の有無となる。（ａ）では△Ｉｐ／△ｔ≒７０ｋＡ／secであり、プラズマに絶対値０．４Ｖの逆方向の一周電圧が掛かる。このため後方方向に走る逃走電子が生成されている（§４．２．６）。この様に、（ａ）の場合は、逆方向の電場が後方方向の高速電子速度分布関数を大きく変化させるが、前方方向（ＬＨＷ共鳴領域）に関する限り、電圧が殆ど零である（ｂ）の場合と同じである。

第６章　まとめ

ＷＴ－３装置において、Ｘ線計測により、高周波トカマク実験での、高速電子の時間的、空間的発展とＬＨＷにより形成された高速電子速度分布関数を調べた。さらに、高周波トカマクの場合を基準とし、実験条件の違う実験、あるいは電流駆動機構の違うＥＣＣＤ実験より得られた高速電子速度分布関数が、どの様に変化にしているかを明かにした。

実験結果をまとめると次のようになる。

（１）高周波トカマクの時間発展は３段階に分かれる。高速電子の時間的、空間的発展は第一段階で、ＥＣＨまたはＬＨＷにより小量のエネルギーのやゝ高い電子（ＴＬ≦５ｋｅＶ）が生成される。第２段階で、ＬＨＣＤにより高エネルギー電子（ＴＨ～４５ｋｅＶ）が、ＬＨランチャー近くに生成され、空間的に広がっていく。第３段階では、ピークの位置が容器中心近くにある比較的平坦な分布となる。第２、第３段階の高速電子は、比較的エネルギーの低い成分（ＴＬ）と高い成分（ＴＨ）とで成っている。バルクプラズマの時間的、空間的発展は高速電子のそれと似ている。第３段階での典型的なバルクプラズマのパラメータはｎe0＝５．７±０．５×$10^{18}m^{-3}$、Ｔe0＝１４０±１０ｅＶである。電流も高速電子の発展に対応して、まず第１段階では小さな電流が生じ、次に第２段階で急速に立ち上がり約１０ｋＡに達する。第３段階では電流はゆるやかに変化する。

（２）高周波トカマク実験（Ｉｐ≦２４ｋＡ、ｑａ≧２０）においては、通常のトカマク運転のレベルのＩｐでのＬＨＣＤ実験に比べて、高速電子の損失が非常に大きく（入力電力の７８％）、このためＬＨＣＤ効率が低い。

（３）高周波トカマクの第３段階（Ｉｐ～１３ｋＡ、△Ｉｐ／△ｔ～７０ｋＡ／sec）での高速電子速度分布関数は、前方方向にE_2＝１２５keVま

で伸びた磁場と平行方向に比較的平坦な分布（T_F～４００keV、T_{PF}～４０keV）をしている。これは、ＬＨＣＤの準線形理論で予測される磁場と平行方向なプラトーに対応しており、ＬＨＷのランダウ減衰により形成されたものである。磁場と垂直方向のエネルギーに対応するT_{PF}はバルク電子温度の１００倍以上高い。後方方向には、逆方向の電場により、比較的エネルギーの高い逃走電子（T_B～２００keV、T_{PB}～２００keV）が生成されている。しかし後方方向に走る逃走電子の密度は低く（R_{BF}～０　２０）、実空間で分布している領域が比較狭い（αB～４）ため、ＬＨＣＤ効率は、大きく悪化しない。

（４）Ｉp＝４０ｋＡでのＬＨＷによる定常電流駆動時の高速電子速度分布関数は、前方方向にE_2＝１００keVまで伸びた磁場と平行方向に比較的平坦な分布（T_F～４００keV、T_{PF}～４０keV）をしている。これは、高周波トカマクの第３段階の場合と殆ど同じである。E_2の変化はＬＨＷ近接条件で説明出来る。

（６）ＬＨＷ共鳴領域の高速電子速度分布関数は（３）と（４）で形を変えない。これは次の２つのことを意味する。第一に、ランプアップ時の逆方向の電場はＬＨＷ共鳴領域の高速電子速度分布に影響しない。第二に、高速電子の損失はＬＨＷ共鳴領域の高速電子速度分布に影響しない。

（７）ＥＣＷによる定常電流駆動時（Ｉp＝２０ｋＡ）の高速電子速度分布関数は、（３）、（４）のＬＨＷの場合と比べて、垂直方向のエネルギーが高い（T_F～１００keV、T_{PF}～７５keV）。これは、ＥＣＷはＬＨＷと異なり、磁場と垂直方向に電子を加速するためであり、理論と定性的に一致する。

（８）ＯＨのみにより生成された逃走電子は磁場と平行方向に前方方向（電場による加速方向）に伸びた分布をしている。後方方向の成分は存

在しない。これは、ＯＨ電場による加速は速度空間の全領域で起こり、しかも衝突の効果に勝っているため、電場により前方方向に加速された逃走電子は衝突の効果では後方方向に広がっていけないことを示す。これに対し、ＬＨＣＤやＥＣＣＤの場合は、後方方向にもエネルギーの高い電子が存在する。ＬＨＷやＥＣＷは、共鳴領域の電子のみを加速するため、共鳴領域から拡散してきた電子は衝突により、後方方向に広がっていけることを示す。

謝辞

本研究を進めるにあたり、終始御指導、助言をしていただいた田中茂利教授、嘩道恭助教授に心から感謝いたします。有益な議論をしてくださった前川孝助手．また実験において、装置の運転、プラズマ諸量の計測を行っていただいた、研究室の皆様に感謝いたします。さらに、筑波大学プラズマ研究センターの長照二氏には、忍耐強い激励、助言をいただき心より感謝いたします。Ｘ線計測のシステム製作、データ解析に協力していただいた唐内一郎、大穂健介両氏に対し感謝いたします。

Appendix 1　制動輻射微分断面積（電子－イオン衝突）

電子がイオンとクーロン衝突する時電子の軌道が曲げられ（制動）、X線が輻射される。文献38、39で、この過程を相対論的量子力学で扱い、制動輻射の微分断面積が求められている。但し次の近似を用いている。

①イオンの質量miは無限大

②ボルン近似

③イオンを点電荷として扱う

これらの近似に対する補正も同文献で議論されており、主な補正は②よりくる。この補正因子はElwert因子と呼ばれ（3.2　2）式で与えられる。ここで、③の近似に関係する注意点を述べる。原子番号Z_0のイオンの荷電状態がZiの場合、（Z_0－Zi）個の電子が軌道上に残っている。これらの電子は、原子核の電荷（＋Z_0e）を遮幣するが、電子が衝突するとき、衝突電子の感じるイオンの正電荷は、その電子のもつ運動エネルギーにより異なる。運動エネルギーが十分高いと遮幣の効果は無視できて、衝突電子はZ_0e正電荷を感じることになる。従って、電子-イオン衝突における制動輻射IeiのZi（例えば（3　1　1）式のZi）にはイオンの荷電状態でなく原子番号に対応するものを使う必要がある。この場合、（3　5.1）式のプラズマの実効電荷は

$$Z_{eff}=(\Sigma n_j Z_j^2)/n_e$$

　jはプラズマ中の原子種

　Z_jはj種の原子（イオン状態も含む）の原子番号

（AP　1）

硬X線スペクトルから求めたZeff（§4.2　3で求めている）はこれに対応する（注意；輻射再結合輻射の場合は空の軌道が問題となるから、§3.3の式は変わらない）。（3.5.1）式と（AP1）式の差を議論するためには、プラズマ中の不純物イオンの状態を知る必要があるが、そのデータは無く、本論文では、§4.2　3で求めたZeff（（3　5　1）

式中のＺeffより高めの値となる）を使用している。

①②③の近似を用いた制動輻射の微分断面積はGlucksternによりあたえられた（文献３９）。

$$
\begin{aligned}
Z_i^2 d^2\sigma_{ei}/(dh\nu\, d\Omega) =& (Z_i^2/(8\pi))\alpha r_e^2 (p_1/p_0)(1/h\nu) \\
\times\ [\,& \{8/(p_0\triangle^4)\}(2E_0^2+1)\sin^2\theta_0 - \{2/(p_0\triangle^2)\}(5E_0^2+2E_0E_1+3) \\
& -\{2/(\triangle^2T^2)\}(P_1^2-h\nu^2)+4E_1/(p_0\triangle)-\{8/(p_1\triangle)\}\ln(E_1+p_1) \\
& +\{L/(p_1p_2)\}\{(4E_0\sin^2\theta/(p_0\triangle_4))(3h\nu-p_0E_1) \\
& \qquad +(2h\nu/(p_0^2\triangle))(E_1^2+E_0E_1-1) \\
& \qquad +\{1/(p_0\triangle^2)\}(4E_0^2(E_0^2+E_1^2)-2(7E_0^2-3E_0E_1+E_1^2)+2)\} \\
& +\{1/(p_1T)\}\ln\{(T+p_1)^2/(2h\nu\triangle)\}\{4/\triangle^2-6h\nu/\triangle \\
& \qquad\qquad -2h\nu(p_0-h\nu^2)/(\triangle T^2)\} \\
& -\{8/(p_1\triangle)\}\ln(E_1+p_1)\,]
\end{aligned}
\qquad (\mathrm{AP}\ 2)
$$

ここで

$L=\ln\{(E_1E_2-1+p_0p_1)/(E_1E_2-1-p_0p_1)\}=2\ln\{(E_1E_2-1+p_0p_1)/h\nu\}$

$\triangle=E_0-p_0\cos\theta_0$

$T^2=p_0^2+h\nu^2-2p_0h\nu\cos\theta_0$

p_0, p_1は入射前後の電子の運動量（m_ecで規格化）

E_0, E_1は入射前後の電子の全エネルギー（m_ec^2で規格化）

座標系は図ＡＰ－１

（$\cos\theta_0=\cos\theta\cos\theta_p+\sin\theta\sin\theta_p\cos\phi$）

式（ＡＰ．２）にElwert因子$f_E(\nu_1, \nu_2)$（式（３．２．３））を掛けた[40 42]

$f_E(\nu_1, \nu_2)\times Z_i^2 d^2\sigma_{ei}/(dh\nu\, d\Omega)$

を図３－２ａ、ｂに示す。図にｅ－ｉと記された曲線の方である。

Ａｐｐｅｎｄｉｘ．２　制動輻射微分断面積（電子－電子衝突）

入射電子のエネルギーε_1、運動量$\vec{p}_1$の状態を４元ベクトルP_1

$$P_1 = (\varepsilon_1,\ \vec{p}_1)$$

で表す。標的となる電子を同様に$P_2 = (\varepsilon_2,\ \vec{p}_2)$と表す（図ＡＰ－２）。衝突後の２つの電子状態を$P_1' = (\varepsilon_1',\ \vec{p}_1')$、$P_2' = (\varepsilon_2',\ \vec{p}_2')$、放出される光子$k = (h\nu,\ \vec{h\nu})$とすると、その時の微分断面積は、電子のスピンの方向を考えない時

$$d\sigma_{ee}\ \{\alpha r_e^2/\pi^2\}$$
$$\times\ \delta^{(4)}(P_1+P_2-P_1'-P_2'-k)/\{[P_1P_2]^2-1\}^{1/2}$$
$$\times\ A(d^3p_1'/\varepsilon_1')(d^3p_2'/\varepsilon_2')(d^3h\nu/h\nu)$$

$\delta^{(4)}$；４元デルタ関数

$[P_1P_2]$；４元ベクトルのスカラー積（$=\varepsilon_1\varepsilon_2-\vec{p}_1\cdot\vec{p}_2$）

α；微細構造定数

r_e；電子古典半径

Ａ；ローレンツ変換に対し不変量（積）の関数。

エネルギーはm_ec^2で規格化

運動量はm_ecで規格化

（ＡＰ　３）

衝突後の電子状態の和をとる（$\vec{p}_1'$、$\vec{p}_2'$で積分する）と次の式が得られる。

$$d^2\sigma_{ei}/(d h\nu\ d\Omega)=$$
$$\{\alpha r_e^2/\pi\}\{h\nu/(w\rho)\}\{1/(w^2-4)^{1/2}\}\{(\rho^2-4)^{1/2}/\pi\}\int A\,d\Omega$$

但し

$$w^2=2\{[P_1P_2]+1\}$$
$$\rho^2=2\{[P_1P_2]-[kP_1]-[kP_2]+1\}$$

（ＡＰ　４）

ここで、

$$\{(\rho^2-4)^{1/2}/\pi\}\int A\,d\Omega = A11+A12+A13+A14+A15+A16$$

AP4

$$+A21+A22+A23+A24+A25+A26$$

$$\begin{aligned}
A11=(\rho^2-4)^{1/2}\ [\ &\{(w^2+\rho^2)/(4x_1x_2)\}\{(x_1-x_2)/x\}^{1/2}\\
&\quad -(1/4)(1/x_1-1/x_2)^2-\rho^2/(2x^2)\\
&\quad +\{2\rho^2/((w^2-4)x_1x_2)\}\{1+1/(w^2-4)\}\\
&+\{4\rho^2/(w^2(w^2-4)x_1^4)\}\{3(w^2-2)^2x_1x_2/(w^2-4)\\
&\quad -2x^2\{1+6/(w^2(w^2-4))\}\}\\
&-4\rho^2x/((w^2-4)x_1^3)\\
&+(\rho^2/x_1^2)\{4/w^2-3/2-8/(w^2(w^2-4)^2)\\
&\quad +(w^2-2)x/(w^2(w^2-4))\}\\
&-\rho^2/((w^2-4)x_1)\\
&+(1/R_1)\{(w^2-4x_2)/\rho^2-w^2(w^2-4)/(4x_1x_2)-4/x_1\\
&\quad +(1/x_1^2)(w^2-(w^2-2)\rho^2/2)\}\ ]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A12=(L/R_1^{1/2})\ [\ &4+(1/x_2)(10-w^2/2)-(2/x_1)(2w^2-x_2+4)\\
&+3w^2(w^2-4)/(4x_1x_2)\\
&+\{4/(x_1R_2)\}\{x_2-3x_1+4+2(\rho^2-3)/x_1\}\\
&+\{(w^2-4-4x_1x_2/\rho^2)/(x_1R_1)\}\{w^2R_2/(4x_2)-(\rho^2-2)\\
&\quad -2x_1\}\ ]
\end{aligned}$$

$$A13=\rho L_1\{(\rho^2+2)/x^2+8/x_1^2\}$$

$$\begin{aligned}
A14=(L_2/W_2)\ [\ &2(w^2-2)/x_2-(\rho^2-2-x_2)/x_1+(\rho^2-2)(\rho^2+x_1)/(2x)\\
&+(w^2-4)/R_2-2+(\rho^2-2)(w^2+\rho^2-4)^2/(8x_1x_2)\\
&+\{1/(R_2x_1)\}\{(\rho^2-2)((w^2+\rho^2)/2-2)x_2-(w^2-2))\\
&\quad -2x_2^2-4x_2\}\\
&+\{1/(R_2x)\}\{((\rho^2-2)/2)\{3(\rho^2-4)-w^2(\rho^2-5)\}+2x_1^2\\
&\quad -6x_1+(w^2-2)x_2\}\ ]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A15=\{2\rho L_3/(w(w^2-4x_1)^{1/2})\}\ [\ &4+8(w^2-2)/(w^2-4)^2-3(w^2-2)/(2x_2)\\
&+(1/x_1)\{x_2^2-2w^2-(w^2-1)x_2+(1/2)(w^2-2)^2\}\\
&+\{\rho^2/(2x)\}(\rho^2-2)-\{x_2/(2x)\}(w^2-2)\\
&-\{(w^2+\rho^2-4)/(4xx_2)\}(w^2-2)^2
\end{aligned}$$

$$+\{x/(4x_1x_2)\{(w^2-2)^2+(\rho^2-2)(\rho^2-4)-8(\rho^2-2)/(w^2-4)\}$$
$$+4x^2/(w^2(w^2-2)x_1)$$
$$\mp(1/R_2)\{2(\rho^2-2)x_2+(w^2-4)x-4(w^2-2)$$
$$+(8-\rho^2)(w^2-2)/(2x_1)\}$$
$$+\{1/(xR_2)\}\{((\rho^2-2)/2)\{3(\rho^2-4)-w^2(\rho^2-5)\}$$
$$-x_1(w^2-2x_1+4)\}$$
$$+\{2/((w^2-4)^2x_1\}\{w^2(w^2-2)(\rho^2-4)-2(\rho^2-2)+4\rho^2/w^2\}$$
$$+\{4(w^2-2)x/((w^2-4)x_1^2)\}\{12x/(w^2(w^2-4))-(\rho^2-2)/2\}\{1-$$
$$x/(w^2x_1)\}]$$

$$A16=-(L_4/W_4)\ [1+\{(\rho^2-2)/(8x_1x_2)\}\{(w^2-2)^2+(\rho^2-2)^2$$
$$-6(w^2+\rho^2-4)+16x/(w^2-4)\}$$
$$+\{2/(x_1x_2)\}(1-x_1-x_1^2)$$
$$+\{1/(w^2-4)\}\{\rho^2-4-8/(w^2-4)\}]$$

Ａ21、Ａ22、Ａ23、Ａ24、Ａ25、Ａ26はそれぞれ、Ａ11、Ａ12、Ａ13、Ａ14、Ａ15、Ａ16のx_1とx_2とを入れ換えたもの。

（ＡＰ　5）

さらに

$$x_1=(kP_1),\quad x_2-(kP_2),\quad x=(kP_1)+(kP_2)=(w^2-\rho^2)/2$$
$$R_1=\rho^2-4+4x_1+4x_1^2/\rho^2,\quad R_2-\rho^2-4+2x_1=w^2-4-2x_2$$
$$W_2=[x_2\{(\rho^2-4)x_2/4+2xx_1/\rho^2\}]^{1/2}$$
$$W_4=[(w^2-4)\{(w^2-2)(\rho^2-4)/4+4x_1x_2/\rho^2\}]^{1/2}$$
$$L=\ln[(\rho/4x_1)\{R_2+((\rho^2-4)R_1)^{1/2}\}]$$
$$L_1=\ln[\{\rho+(\rho^2-4)^{1/2}\}/2]$$
$$L_2=\ln[1+\{\rho^2/(4x_1x_2)\}\{(\rho^2-4)x_2+2(\rho^2-4)^{1/2}W_2\}]$$
$$L_3=\ln[\{w(\rho^2-4)^{1/2}+\rho(w^2-4)^{1/2}\}^2/(4(w^2-\rho^2))]$$
$$L_4=\ln[1+\{\rho^2/(8x_1x_2)\}\{(w^2-4)(\rho^2-4)+2(\rho^2-4)^{1/2}W_4]$$

（ＡＰ　6）

座標系は図AP-2に示してある。図3-2a、bに

$$f_{eE}(\nu_{e1}, \nu_{e2}) \times d^2\sigma_{ee}/(dh\nu d\Omega)$$

を示す。e-eと記された曲線の方である。$f_{eE}(\nu_{e1}, \nu_{e2})$は式(327)で与えられるBorn近似に対する補正因子である。[44]

参考文献

1)T.Yamamoto, T.Imai, M.Shimada, N.Suzuki, M.Maeno,S.Konoshima, T.Fuji,K.Uehara, T.Nagashima, A.Funahashi and N.Fujisawa: Phs. Rev. Lett. 45 (1980) 716.

2) M.Nakamura, T.Cho, S.Kubo, T.Shimozuma, H.Kawai, K.Yamazaki, T.Maekawa, Y.Terumichi and S.Tanaka: Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1902; J. Phys. Soc. Jpn. 51 (1982) 3696 and 53 (1984) 3399.

3) S.Bernabei, C.Daughney, P.Efthimion, W.Hooke, J.Hosea, F.Jobes, A.Martin, E.Mazzucato, E.Meservey, R.Motley, J.S.Tevens, S.von Goeler, and R.Wilson: Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1255.

4) Y.Takase, P.T.Bonoli, S.Knowlton, M.Porkolab, S.Texter, C. Fiore, S.McCool, S.McDermott and J.Terry: Nucl. Fusion. 27 (1987) 53.

5) S.Tanaka, Y.Terumichi, T.Maekawa, M.Nakamura, A.Ando, K. Ogura, H.Tanaka, M.Iida, S.Ide, K.Oho, S.Ozaki, K.Iwamura, A.Yamazaki and H.Takase: in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 14th Europ. Conf. Madrid, 1987), Paper No. F-12.

6) J.E.Stevens, R.E.Bell, S.Bernabei, A.Cavallo, T.K.Chu, P.L. Colestock, W.Hooke, J.Hosea, F.Jobes, T.Luce, E.Mazzucato, R.Motoley, R.Pinsker, S. von Goeler and J.R. Wilson: Nucl. Fusion. 28 (1988) 217.

7) Y.Takase, S.Knowlton and M.Porkolab: Phys. Fluids. 30 (1987) 1169.

R-2

8) S.Kubo, M.Nakamura, T.Cho, S.Nakao, T.Shimozuma, A.Ando, K. Ogura, T.Maekawa, Y.Terumichi and S.Tanaka: Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1994: J. Phys. Soc. Jpn. 53(1984) 1047.

9) S.Tanaka, Y.Terumichi, T.Maekawa, M.Nakamura, T.Cho, S.Kubo, T.Shimozuma, A.Ando, K.Ogura, H.Tanaka, J.Takahashi, I.Tonai, and Y.Yanagimoto: in Plasma Physics and Controlled Nuclear Physics Research. 1, (1984) 623

10) F.Jobes, J.Stevens, R.Bell, S.Bernabei, A.Cavallo, T.K.Chu, S.Cohen, B.Denne, P.Efthimon, E.Hinnov, W.Hooke, J.Hosea, E. Mazzucato, R.McWilliams, R.Motlay, S.Sucker, G.Taylor, J. Timaberlake, S. von Goeler and R.Wilson: Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1005.

11) K.Toi, K.Ohkubo, K.Kawahata, Y.Kawasumi, K.Matsuoka, N.Noda, Y.Ogawa, K.Sato, S.Tanahasi, T.Tesuka, E.Kako, S.Hirokura, Y.Taniguchi, S.Kitagawa, Y.Hamada, J.Fujita and K.Matuura: Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 2144: Nucl. Fusion. 28 (1988) 147.

12) V.V. Alikaev, A.A.Borschegovsi, V.V.Chistjakov, Ju.A.Gorelov, V.I.Ilin, D.P.Ivanov, N.V.Ivanov, A.M.Kakurin, P.P.Khvostenko, A.Ja,Kislov, V.A.Kochin, P.E.Kovrov, K.I.Likin, Ju. A.Sokolov, N.L.Vasin, V.V.Volkov, J.Datolov, V.Kopecky, L. Kryska: in Plasma Physics and Controlled Nuclear Physics Research (Proc. 11th Int. Conf. Kyoto, 1986) Paper No. IAEA-CN-47/F-II-4.

13) M.Nakamura, K.Ogura, A.Ando, H.Tanaka, M.Iida, S.Ide, K.Oho, S.Ozaki, T.Maekawa, Y.Terumichi and S.Tanaka: Nucl. Fusion. 27 (1987) 779.

14) A.Ando, K.Ogura, H.Tanaka, M.Iida, S.Ide, K.Oho, S.Ozaki, M.Nakamura, T.Cho, T.Maekawa, Y.Terumich, and S.Tanaka: Phys. Rev. Lett. 20 (1986) 2180.

15) A.Ando, K.Ogura, H.Tanaka, M.Iida, S.Ide, K.Oho, S.Ozaki, M.Nakamura, T.Cho, T.Maekawa, Y.Terumich, and S.Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 4259.

16) H.Tanaka, A.Ando, K.Ogura, S.Ide, M.Iida, K.Oho, S.Ozaki, K.Iwamura, A.Yamazaki, M.Nakamura, T.Maekawa, Y.Terumich, and S.Tanaka: Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 1033.

17) S.Tanaka, Y.Terumich, T.Maekawa, M.Nakamura, A.Ando, K.Ogura, H.Tanaka, M.Iida, S.Ide. K.Iwamura, A.Yamazaki, T.Itoh, M.Iwamasa, K.Hanada, R.Itatani, M.Fukao, T.Fujimoto, and H.Suemitsu: in Plasma Physics and Controlled Nuclear Physics Research (Proc. 12th Int. Conf. Nice, 1988) Paper No. IAEA-CN-50/E-1-5.

18) N.J.Fisch: Rev. Mod. Phys. 59 (1987) 175.

19) N.J.Fish and C.F.F.Karney: Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 897.

20) C.F.F.Karney, N.J.Fish and F.C.Jobes: Phys. Rev.A. 32 (1985) 2554.

21) C.F.F.Karney, N.J.Fish: Phys. Fluids. 28 (1985) 116.

22) S.C.Luckhardt: Nucl. Fusion. 27 (1987) 1914.

23) Yu.N.Dnestrovskij, D.P.Kostomarov, A.A.Lukyanitsa, V.V. Parail and A.P.Smirnov: Nucl. Fusion. 28 (1988) 267.

24) S.Ide, M.Iida, K.Ogura, H.Tanaka, A.Yamazaki, K.Iwamura, K. Hanada, T.Itou, M.Iwamasa, A.Ando, M.Nakamura, T.Maekawa, Y. Terumich and S.Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. 57 (1988) 2605.

25) S.von Goeler, J.Stevens, S.Bernabei, M.Bitter, T.K.Chu,

R-4

P.Efthimion, N.Fisch, W.Hooke, K.Hill, J.Hosea, F.Jobes, C.Karney, J.Mervine, E.Meservey, R.Monley, P.Roney, S.Senic, K.Silber, G.Taylor: Nucl. Fusion. 25 (1985) 1515.

26) J.Stevens, S.von Goeler, S.Bernabei, M.Bitter, T.K.Chu, P.Efthimion, N.Fisch, W.Hooke, J.Hosea, F.Jobes, C.Karney, E.Meservey, R.Monley, G.Taylor: Nucl. Fusion. 25 (1985) 1529.

27) S.Texter, S.Knowlton, M.Porkolab, Y.Takase: Nucl. Fusion. 26 (1986) 1280.

28) 宮本健郎：“核融合のためのプラズマ物理”，岩波書店，東京，(1976)

29) T.H.Stix: The Theory of Plasma waves (McGraw Hill, New York, 1962)

30) T.Maekawa, Y.Terumich and S.Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. 48 (1980) 965.

31) I.B.Bernstain: Phys. Rev. 109 (1958) 10.

32) C.F.Kennel and F.Engelmann: Phys. Fluids. 9 (1966) 2377.

33) C.F.F.Kerney and N.J.Fish: Phys. Fluids. 28 (1979) 1817.

34) V.B.Kraphev, D.M.Hwett and A.Bers: Phys. Fluids. 28 (1985) 522.

35) V.Fuchs, R.A.Cairns, and M.M.Shoucri: Phys. Fluids. 28 (1985) 3619.

36) A.M.Cormak:J.Appl.Phys. 34 (1963) 2722.

37) A.M.Cormak:J.Appl.Phys. 35 (1964) 2908.

38) W.Heitler: The Quantum Theory of Radiation (Oxford University Press, London)

39) R.L.Gluckstern and M.H.Hull: Phys.Rev. 90 (1953) 1030.

40) G.Elwelt: Ann. Phys. 34 (1939) 178.

R-5

41) A.Sommerfeld and A.W.Maue: Ann. Phys. 22 (1935) 629.

42) C.M.Lee, L.Kissel, and R.H.Pratt: Phys. Rev. A 13 (1976) 1714.

43) E.Haug: Z.Naturforsch. 30a (1975) 1099.

44) M.S.Maxon and E.G.Corman: Phys. Rev. 163 (1967) 156.

45) J.Cooper : Reports on Progress in Physics. vol.23 (1966) 35.

46) S.von Goeler, W.Stodiek, H.Eubank, H.Fishman, S.Grebenshchikov, E.Hinnov: Nucl. Fusion. 15 (1975) 301.

47) K.Ogura, T.Cho, A.Ando, H.Tanaka, M.Iida, S.Ide, M.Nakamura. T.Maekawa, Y.Terumichi and S.Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 13.

48) T.Shimozuma, J.Takahashi, H.Tanaka, T.Maekawa, Y.Terumichi, S.Tanaka and M.Okamoto: J. Soc. Jpn. 54 (1985) 1360.

49) S.Nakao, K.Ogura, Y.Terumichi and S.Tanaka: Phys. Lett. 25 (1983) 405.

50) T.Cho, K.Ogura, A.Ando, H.Tanaka, M.Nakamura, S.Nakao, T. Shimozuma, S.Kubo, T.Maekawa, Y.Terumichi and S.Tanaka: Nucl. fusion. 26 (1986) 349.

51) A.P.Navarro, V.K.Pare and J.L.Dunlap: Rev. Sci. Instrum. 52 (1981) 1634.

52) K.Ohkubo, K.Toi, K.Kawahata, Y.Kawasumi, K.Matsumoto, K. Matsuoka, M.Mimura, N.Noda, Y.Ogawa, K.Sato, S.Tanahashi, T.Tetuka, F.Kako, S.Hirokura, Y.Taniguchi, S.Kitagawa, Y. Hamada, J.Fujita and K.Matsuura: Nucl. Fusion. 25 (1985) 732.

53) P.T.Bonoli and R.C.Englade: Phys. Fluids. 29 (1986) 2937.

54) S.C.Luckhardt, A.Bers and V.Fuchs and M.Shoucri: Phys. Fluids 30 (1987) 2110.

55) P.L.Andrews and F.W.Perkins: Phys. Fluids. 26 (1983) 2537.

56) S.Succi, K.Appert, D.Moreau and J.Vaclavik: in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1984 (Proc. 10th Int. Conf. London, 1984), Vol. 1, IAEA, Vienna (1985) 549.

57) V.S.Mukhovatov, V.D.Shafranov: Nucl. Fusion 11 (1971) 605.

58) A.Mondelli and E.Ott: Phys. Fluids. 17 (1974) 1017.

59) J.A.Rome, D.G.McAlees, J.D.Callen and R.H.Powler: Nucl. Fusion 16 (1976) 55.

60) R.J.Goldston, R.B.White and A.H.Boozer: Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 647.

61) H.Knoepfel and D.A.Spong: Nucl. Fusion. 19 (1979) 785.

62) H.E.Mynick and J.D.Strachan: Phys. Fluids. 24 (1981) 695.

F-1

図の説明

図２－１．２成分（電子、イオン）プラズマのＣＭＡダイアグラム。縦軸は磁場$B_T{}^2$（$\Omega e^2/\omega^2$）、横軸は電子密度ne（$\omega pe^2/\omega^2$）である。各領域での波面を実線で示す。点線は真空中での波面である。磁場は紙面に垂直とする。ＬＨＷは領域（８）ＥＣＷは領域（１）～（４）、（６ａ）、（７）での波動である

図２－２．ＬＨＷの伝ぱん特性。N_+は遅波、N_-は速波を表す。低密度側から励起された屈折率の磁場と平行な成分$n_{//}$が小さい遅波（点線の場合）は高密度側へ伝ぱんしていき、ＳＦＣで速波に変換し、低密度側へ戻る。$N_\perp=0$の領域で反射され、ＬＨＷは$N_\perp>0$の領域を往復するが、ＳＦＣより高密度側へは伝ぱん出来ない。屈折率の磁場と平行な成分$n_{//}$が大きい遅波（実線の場合）はＳＦＣに遭遇せず高密度側へ伝ぱんしていき、低域混成共鳴領域近くのＬＭＣで、高温プラズマ波にモード変換する。

図２－３．ＬＨＷの励起。遅波回路（ＬＨＷランチャー）により励起された遅波は$N_\perp<0$の遮断領域（Ａ）をトンネル効果で通過して、$N_\perp>0$の伝ぱん領域（Ｂ）を高密度側へ伝ぱんしていく。この領域で電子ランダウ共鳴により高速電子と結合する。屈折率の磁場と平行な成分$n_{//}$の値により、Ｂ領域のＳＦＣで速波に変換するか、低域混成共鳴領域近くのＬＭＣ（Ｃ）で高温プラズマ波にモード変換する。高温プラズマ波はこの領域の近くでイオンランダウ減衰するか、さらに（Ｅ）でイオンバーンシュタイン波に変換し、イオンサイクロトロン減衰する。

F-2

図２－４．ＥＣＷ領域のＣＭＡダイアグラム。異常波モード（Ｘmode）の遮断領域を斜線で示す。正常波モード（Ｏmode）の遮断領域は$\omega_{pe}^2/\omega^2>1$の領域である。

図２－５．電子サイクロトロン減衰の伝ぱん角に対する依存性。$\phi_x^{(l)}$、$\phi_o^{(l)}$、$l=1$（$\omega=\Omega e$），２（$\omega=2\Omega e$）を伝ぱん角に対いしてプロットしてある。

図２－６．（ａ）速度空間での電子動き。波動との共鳴相互作用により電子は速度空間でS_wだけ移動する（１→２）。

（ｂ）磁場と平行方向の電流$j_{//}$の時間変化。エネルギーの高い電子（領域２）に対する$j_{//2}$の方が、エネルギーの低い電子（領域１）に対する$j_{//1}$より、衰時間が長い。Δtは$j_{//}\to 0$となる時間スケール。

図２－７．（ａ）ＬＨＷランダウ減衰（$\omega=k_{//}v_{//}$）による速度空間での電子拡散方向。

（ｂ）ＥＣＷサイクロトロン減衰（$\omega=l\Omega e+k_{//}v_{//}$、$l=1, 2, \cdots$）による速度空間での電子拡散方向。

図２－８．（ａ）高速電子損失によるＬＨＷ電流駆動効率の低下。縦軸は式（２ ６．１６）のＧ（τ_F、ｗ）で電流駆動効率の低下の割合に対応、横軸は$\tau_F/(2w^3)$で高速電子閉じ込め時間τ_F対応する。Ｚｉ＝１

（ｂ）高速電子損失によるＥＣＷ電流駆動効率の低下。縦軸は式（２．６ １６）のＧ（τ_F、ｗ）で電流駆動効率の低下の割合に対応、横軸は$\tau_F/(2w^3)$で高速電子閉じ込め時間τ_F対応する。Ｚｉ＝１

図２－９．定常状態の電子速度分布関数。準線形フォッカー・プランク方程式（２ ７．１）の定常解。（ａ）ＬＨＷ電流駆動の場合

F-3

（ｂ）ＥＣＷ電流駆動の場合の、定常電子速度分布関数。

図２－１０．直流電場が存在する場合の電子速度分布関数。この場合、厳密な意味での定常解は存在しない。実際には、電子損失があり、それとの釣合を考える必要がある。

図２－１１．電流上昇効率Pel/Pinと波動の位相速度$u_{//}=v_{ph}/v_R$の関係。横軸は共鳴電子（$v_{//}=v_{ph}$）の$v_{//}$に対応する。
（ａ）ＬＨＷ電流駆動（ｂ）ＥＣＷ電流駆動

図３－１．プラズマＸ線輻射の方向。

図３－２．入射電子が標的のイオン（ｅ－ｉ）、電子（ｅ－ｅ）に衝突する時の制動輻射微分断面積。標的の粒子は静止している座標系をとっている。

図３－３．プラズマ中の不純物イオンの荷電状態の電子温度に対する依存性。プラズマは熱的平衡状態にあるとした場合。不純物の代表として、酸素（軽元素）、鉄（金属元素）をあげた。

図３－４．ＬＨＷによる定常電流駆動時の電子速度分布関数特徴。
電子速度分布関数は、大きくは、バルク電子と高速電子の２つの領域に分かれる。高速電子はさらに、共鳴領域とそれ以外の領域の２つの領域に分かれる。

図３－５．ＬＨＷによる定常電流駆動時の電子速度分布関数の定量的な特徴付け。図は２次元フォッカー・プランク方程式の定常解を使い、式（３．４．１）のＦ（$v_{//}$）とＴ⊥（$v_{//}$）計算したもの。Ｆ（$v_{//}$）の傾きはバルク電子領域、高速電子の共鳴領域、それ以外の領域の３つの領域で顕著に異なる。Ｔ⊥（$v_{//}$）もバルク電子領域、高速電子の共鳴領域、それ以外の領域の３つの領域で特徴ある値を持つ。

図３－６．ＬＨＷ電流駆動の場合の定常状態の電子速度分布関数。相対

F-4

論的準線形フォッカー・プランク方程式の定常解を運動量空間で、等高線プロットしたもの。

図３－７．ＬＨＷ電流駆動時の高速電子速度分布関数のモデル。高速電子速度分布関数は、共鳴領域とそれ以外の領域の分けて、パラメータ（３　４．４）で特徴付ける。

図３－８．Ｘ線角度分布測定の原理図。回転中心を中心としてＸ線検出器を回転させ、視線がトロイダル磁場となす角θ変えて、Ｘ線スペクトル測定していく。この時、同時に径（ｒ）方向のＸ線スペクトル分布を測定する。

図３－９．（ａ）バルク電子密度ｎe、高速電子密度ｎtの分布が（１－（ｒ／ａ）^{2}）^{1}に比例するとしたときの、（ｂ）視線の長さに対する補正因子ＦＣ（（３．５．４）式）。

図３－１０．Ｘ線角度分布の測定結果とモデル計算との比較。モデル（３　４　５）で$v_2 \rightarrow c$とした（共鳴領域を考えない）場合の前方方向のみの比較をしめす。縦軸はT_{PF}、横軸はT_Fである。高速電子のモデルを使って計算したＸ線角度分布と測定結果（図４－２－１８）から（３．５．６）式のεを求めその等高線プロットである。

図４－１－１．ＷＴ－３トカマク装置および高周波加熱と計測システム。

図４－１－２．入射ＬＨＷスペクトル。

図４－１－３．軟Ｘ線強度空間分布計測システム。

図４－１－４．硬Ｘ線角度分布計測システム。

図４－２－１．高周波トカマクの放電波形。（ａ）プラズマ電流Ｉp、（ｂ）一周電圧V_L、（ｃ）線平均密度$\overline{n}$e、（ｄ）電子サイクロトロン輻射強度I_{ECE}（９０ＧＨz）、（ｅ）硬Ｘ線輻射強度$I_{HX}{}^{T}$（３５ｋｅＶ）、（ｆ）磁気プローブで測

定した電流中心の位置δ。図の上部にP_{EC}（56GHz、100kW、15msec）と P_{LH}（2GHz、230kW、95msec）を示す。B_T＝1.5Tでの放電である。高周波トカマクの時間発展は3段階に分かれる。図のⅠ、Ⅱ、Ⅲの期間がそれぞれ、第1、2、3段階である。

図4－2－2．LHWによる電流生成実験。（a）I_p、（b）V_L、（c）$\overline{n}_e$、（d）I_{ECE}（80GHz）。定常垂直磁場B_v（＝10G）を加えている。図の上部にP_{EC}（40GHz、10kW、4msec）とP_{LH}（120kW、29msec）を示す。B_T＝1.4Tでの放電である。

図4－2－3．軟X線輻射強度の空間分布及びその時間発展。実験パラメータは図1と同じ。図の上部に電流波形及び図a～dに対応する時間を矢印で示している。

図4－2－4．（a）X線スペクトルの時間発展。曲線（1）は第1段階、曲線（2）は第2段階、曲線（3）は第3段階のX線スペクトルである。Si（Li）検出器でhν＝1～40keV、NaI検出器でhν＝35～300keV（吸収体；無し）とhν＝180～500keV（吸収体；2.4mm厚Cu）を測定している。

（b）第3段階のX線スペクトル。I_p～15kA、ne＝4×$10^{18}m^{-3}$、P_{LH}＝140kW、B_T＝1 2T。X線スペクトルのhν＝5～10keVの平均的傾き1／T_Lとhν＝100～300keVの平均的傾き1／T_Hを定義する。

図4－2－5．T_L、T_Hと35～500keVのX線光子計数N_{HX}（＞35keV）の時間発展。

F-6

図のI、II、IIIの期間がそれぞれ、第1、2、3段階である。

図4−2−6．硬X線強度I_{HX}（35keV）の空間分布の時間発展。図のI、II、IIIの期間がそれぞれ、第1、2、3段階である。

図4−2−7．第3段階におけるバルク電子（a）密度と（b）温度の径方向分布。Ip〜13kA、P_{LH}＝230kW、B_T＝1.5T。

図4−2−8．第3段階（Ip〜13kA）における（a）N_{HX}（＞35keV）、（b）T_Hの径方向分布及び（c）第3段階における$\beta p + li/2$の時間発展。P_{LH}＝230kW、B_T＝1 5T。

図4−2−9．第3段階のhν＝1〜35keVでのX線スペクトル。

図4−2−10．放電終了時の電流値Ipm のバルク電子密度ne に対する依存性。P_{LH}＝230kW、τ_{LH}＝80〜100msec、B_T＝1 5T。

図4−2−11．低域混成波による電流駆動時の電力の流れ。

図4−2−12．第3段階における（a）ポロイダル磁場エネルギーの変化率△W／△t、（b）垂直磁場電源からの入力Pext、（c）バルク電子の加熱に使われる電力V^2/R_{sp} の時間発展。図の上部にP_{EC}（56GHz、100kW、15msec）、P_{LH}（230kW、95msec）及びIp を示す。

図4−2−13．（a）△W／△t−Pext のバルク電子密度$\bar{n}e$に対する依存性。P_{LH}＝230kW、B_T＝1 5T
（b）△W／△t−Pext の入力電力Prfに対する依

F-7

存性。$\bar{n}$e＝0 5～1.5×10^{18}m^{-3}、B_T＝1.5T

図4－2－14．電流上昇効率Pel／Prf の位相速度vph／v_Rに対する依存性。B_T＝1.5T。曲線はηeff＝0.14、＜$n_{//}$＞＝6、Zeff＝4での理論曲線。

図4－2－15．高周波トカマクの準定常状態。（a）Ip、（b）V_L、（c）$\bar{n}$e、（d）I_{HX}^T（35keV）、（e）ΔW／Δt、（f）Pext の時間発展である。第3段階で準定常状態（ΔIp／Δt～0、$\Delta\bar{n}$e／Δt～0）に達している。P_{LH}＝80kW、B_T＝1.5T。

図4－2－16．（a）高周波トカマクの準定常状態におけるIp 対 Prf／（neR）。$\bar{n}$e＝3～10×10^{18}m ^{3}、Prf＝40～200kW、B_T＝1.5T。一点破線はη_{CD}＝Ip$\bar{n}$eR／Prf＝0.04×10^{19}Am^{-2}／Wを表す。R＝0 65mを使った。

（b）電流駆動効率η_{CD}のトロイダル磁場B_Tに対する依存性。$\bar{n}$e＝5～10×10^{18}m^{-3}、Prf＝200kW。

図4－2－17．高周波トカマク第3段階の角度θ＝22°、90°、158°におけるX線スペクトル。

Ip～13kA（ΔIp／Δt～70kA／sec）、$\bar{n}$e＝4×10^{18}m^{-3}、P_{LH}＝200kW、B_T＝1.5T。

図4－2－18．高周波トカマク第3段階の（a）X線角度分布、（b）X線径（R）方向分布。視線の長さに対する補正因子FC（3 5.4）式は（b）のhν＝75～150keV領域のX線径方向分布を使って求めた。

Ip～13kA（ΔIp／Δt～70kA／sec）、$\bar{n}$e＝4×10^{18}m^{-3}、T_{e0}～140eV、P_{LH}＝200

F-8

ｋＷ、B_T＝１ ５Ｔ。

図４－２－１９．高周波トカマク第３段階の高速電子速度分布関数。

（ａ）運動量空間での分布、（ｂ）実空間でのＲ方向分布。

図４－２－２０．△Ｉp／△ｔの変化に対する、角度θ＝１５８°における X 線スペクトルの変化。

Ａ：△Ｉp／△ｔ～１７０ｋＡ／sec、Ｉp～１３ｋＡ、

$\bar{n}e$＝１×$10^{18}m^{-3}$

Ｂ：△Ｉp／△ｔ～９０ｋＡ／sec、Ｉp～１３ｋＡ、

$\bar{n}e$＝３×$10^{18}m^{-3}$

Ａ、Ｂともに、P_{LH}＝２００ｋＷ、B_T＝１.５Ｔ。

図４－２－２１．ＯＨプラズマに、ＬＨＷを入射して得られた、定常電流駆動時の放電波形。（ａ）プラズマ電流Ｉp、（ｂ）一周電圧V_L、（ｃ）線平均密度$\bar{n}e$

図上部にP_{LH}（２ＧＨz、１７０ｋＷ、６０msec）を示す。

B_T＝１ ４Ｔでの放電である。

図４－２－２２．ＬＨＷによる定常電流駆動時のＸ線角度分布。

プラズマ電流Ｉp＝４０ｋＡ、一周電圧V_Lほぼ零である。$\bar{n}e$＝４.５×$10^{18}m^{-3}$、T_{e0}～３２０ｅＶ、

P_{LH}＝１７０ｋＷ、B_T＝１ ４Ｔ。

図４－２－２３．ＬＨＷによる定常電流駆動時の高速電子速度分布関数。

（ａ）運動量空間での分布、（ｂ）実空間でのＲ方向分布。

図４－２－２４．ＯＨプラズマに、ＥＣＷを入射して得られた、定常電流駆動時の放電波形。（ａ）一周電圧V_L、（ａ）プラズマ電流Ｉp、（ｃ）線平均密度$\bar{n}e$

図上部にP_{EC}（５６ＧＨz、６５ｋＷ、６０msec）を示す。

B_T＝１Ｔでの放電である。

F-9

図4－2－25．X線角度分布。

（a）OHプラズマ時、プラズマ電流Ip＝25～30kA、一周電圧V_L＝1～4V、ne＝1.7×$10^{18}m^{-3}$、T_{e0}～200eV。

（b）ECWによる定常電流駆動時。プラズマ電流Ip＝20kA、一周電圧V_Lほぼ零である。ne＝1.7×$10^{18}m^{-3}$、T_{e0}～200eVP_{EC}＝65kW、B_T＝1T。

図4－2－26　（a）OHプラズマ時の高速電子（逃走電子）速度分布関数、（b）ECWによる定常電流駆動時の高速電子速度分布関数。

図5－1　η_{CD}のIp及び装置サイズによる変化。WT－3（Rb＝0.65m、ap＝0.2m）とWT－2（Rb＝0.4m，ap＝0.09m）におけるLHCD実験から得られたη_{CD}を1／qa（Ipに比例）の関数としてプロットした。

（＋）WT－3における高周波トカマク実験；Ip＝6－15kA、B_T＝1.5T。

（○）WT－3におけるLHCS実験；Ip＝20－110kA、B_T＝1.4T。

ne（＝3～10×$10^{18}m^{-3}$）とPrf（＝40～200kW）は（＋）と（○）の2つの場合で同じ。

（△）WT－2における高周波トカマク実験[7]；Ip～5kA。

（▽）WT－2におけるLHCS実験[1]；Ip～10kA。

B_T（＝1.3T）、ne（＝2～4×$10^{18}m^{-3}$）、Prf（～40kW）は（△）と（▽）の2つの場合で同じ。

図5－2．高周波トカマク第3段階の前方方向X線角度分布。

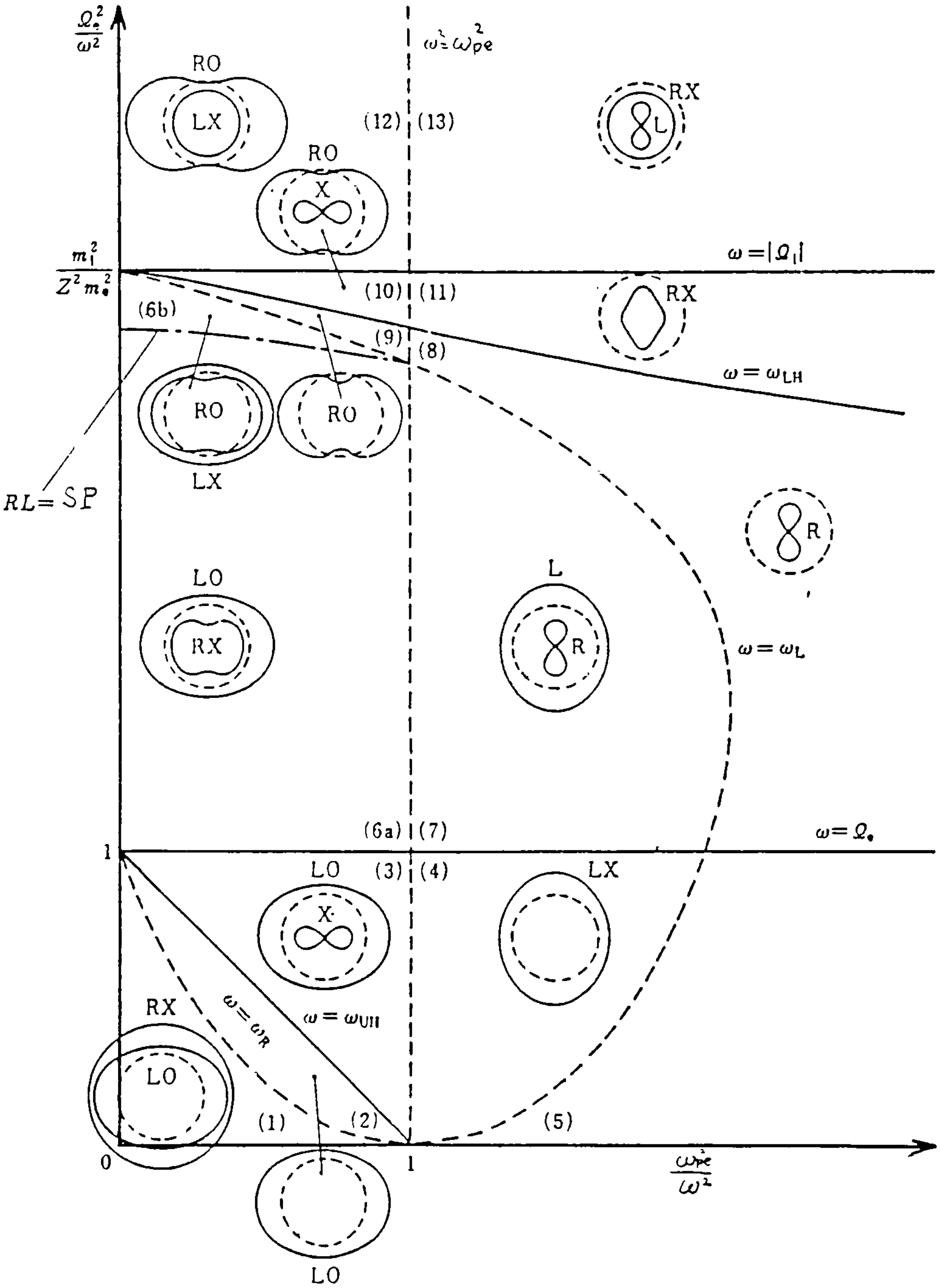
実線；共鳴領域有り

点線；共鳴領域無し

図５－３．ＬＨＷによる電流駆動時のＸ線角度分布。図４－２－１８（ランプアップ放電）と図４－２－２２（定常電流駆動時）との比較。図の上部に高速電子速度分布関数のパラメータを表にまとめた。

図ＡＰ－１．電子－イオン衝突過程の座標系。

図ＡＰ－２．電子－電子衝突過程の座標系。



$\frac{\Omega_e^2}{\omega^2}$
$\omega = \omega_{pe}^2$
RO
LX
(12) (13)
RX
L
X
$\omega = |\Omega_i|$
$\frac{m_i^2}{Z^2 m_e^2}$
(10) (11)
(6b)
(9) (8)
$\omega = \omega_{LH}$
RL=SP
LO
R
$\omega = \omega_L$
(6a) (7)
$\omega = \Omega_e$
1
(3) (4)
$\omega = \omega_R$
$\omega = \omega_{UH}$
(1) (2) (5)
0
$\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$

図2-1

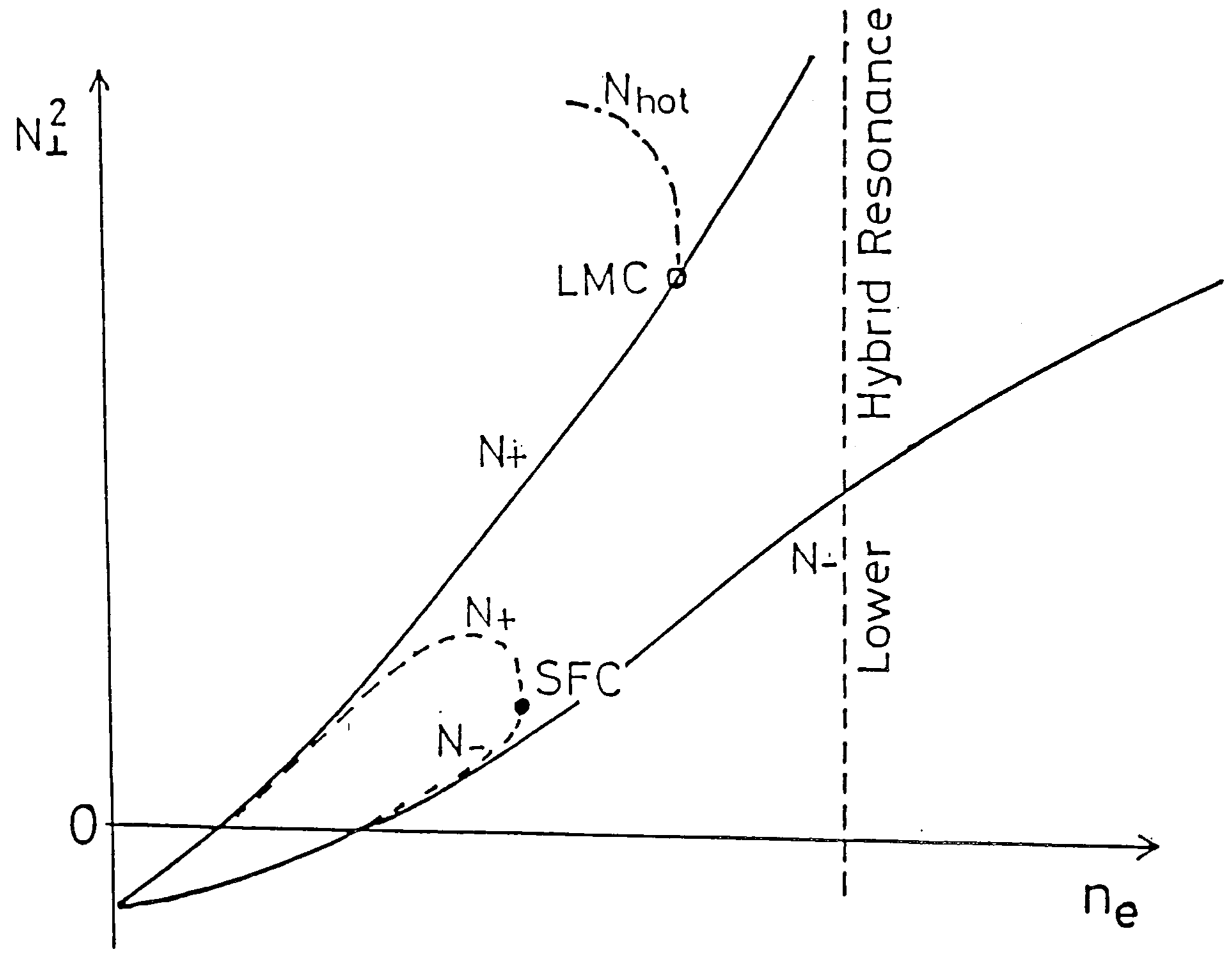


図 2-2

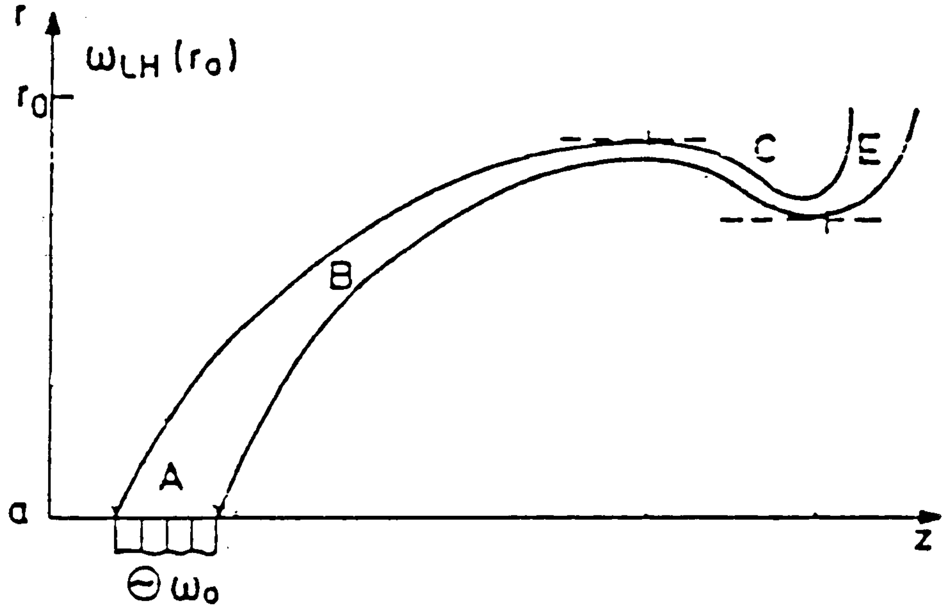


図2-3

CMA Diagram

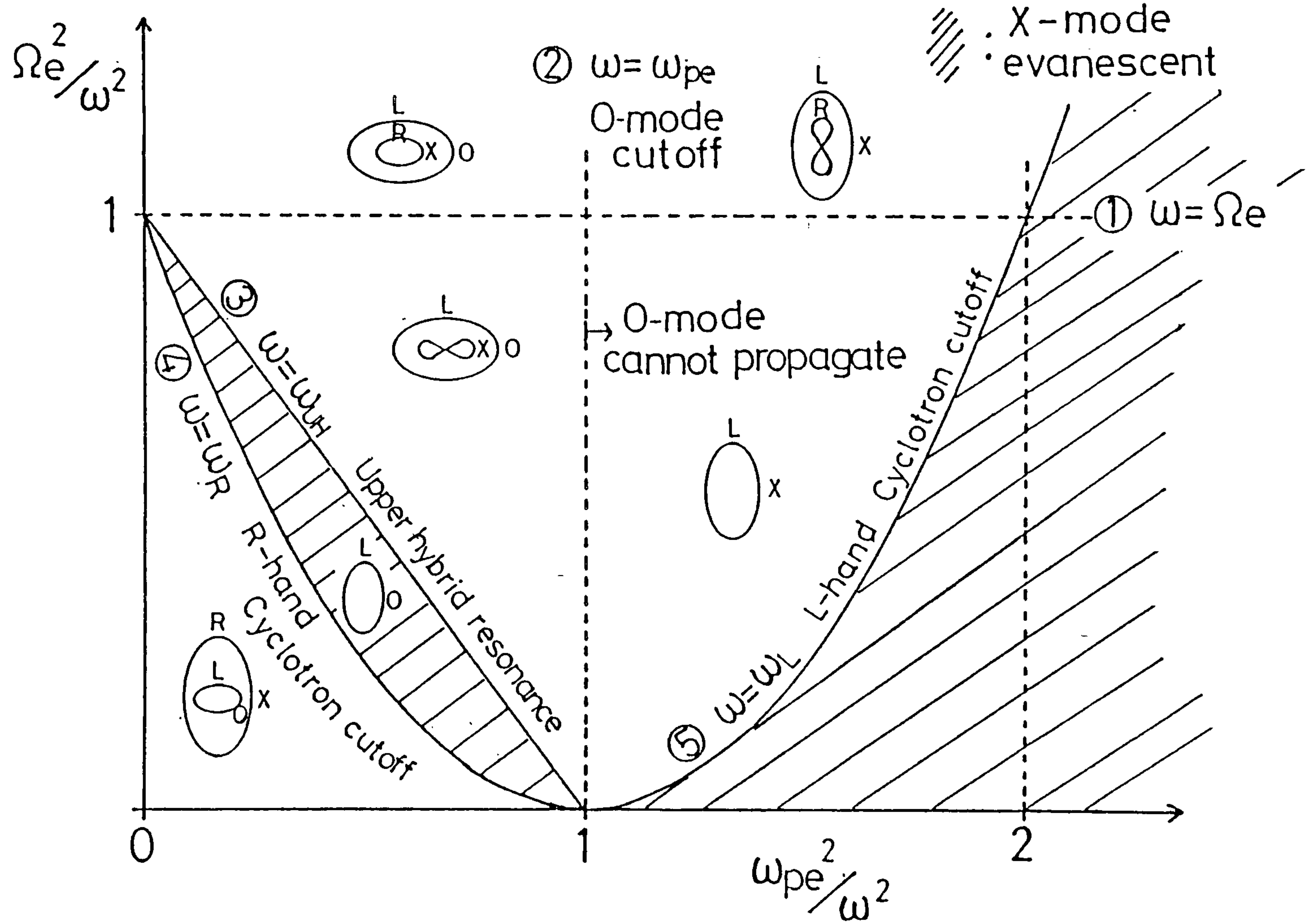
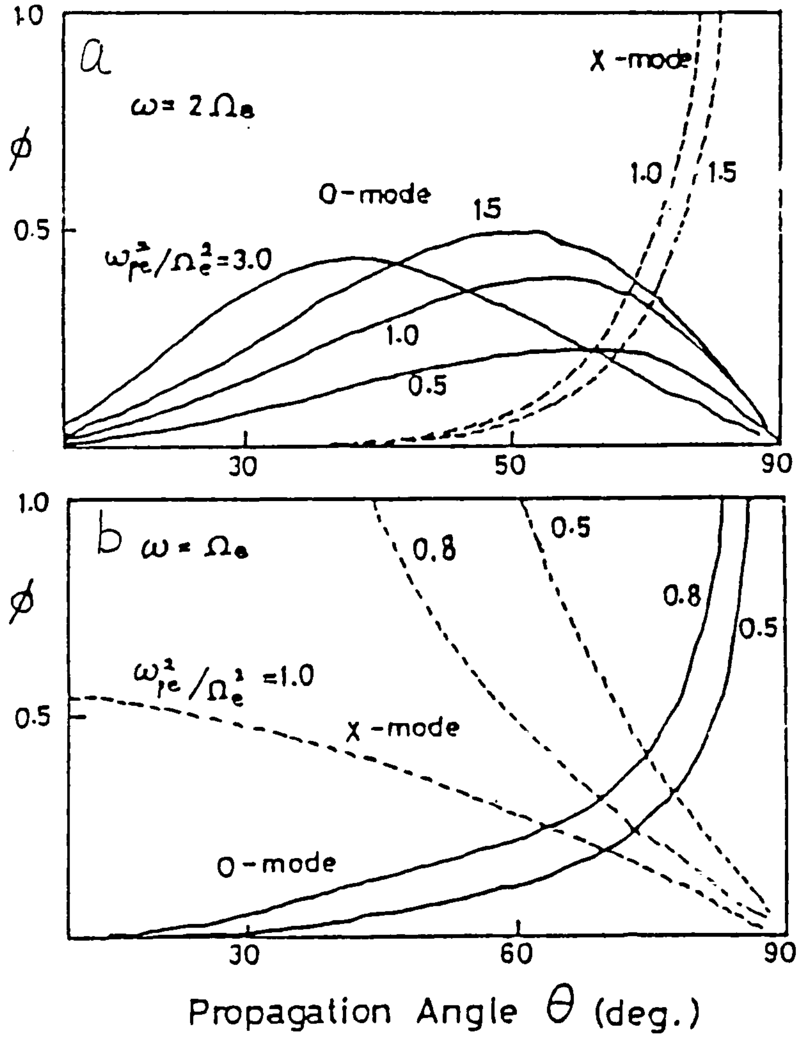


図2-4



1.0
a
$\omega = 2\Omega_e$
ϕ
X -mode
1.0
1.5
O-mode
1.5
0.5
$\omega_{pe}^2/\Omega_e^2=3.0$
1.0
0.5
30
50
90
1.0
b $\omega = \Omega_e$
0.8
0.5
ϕ
0.8
0.5
$\omega_{pe}^2/\Omega_e^2=1.0$
0.5
X -mode
O-mode
30
60
90
Propagation Angle θ (deg.)

図2-5

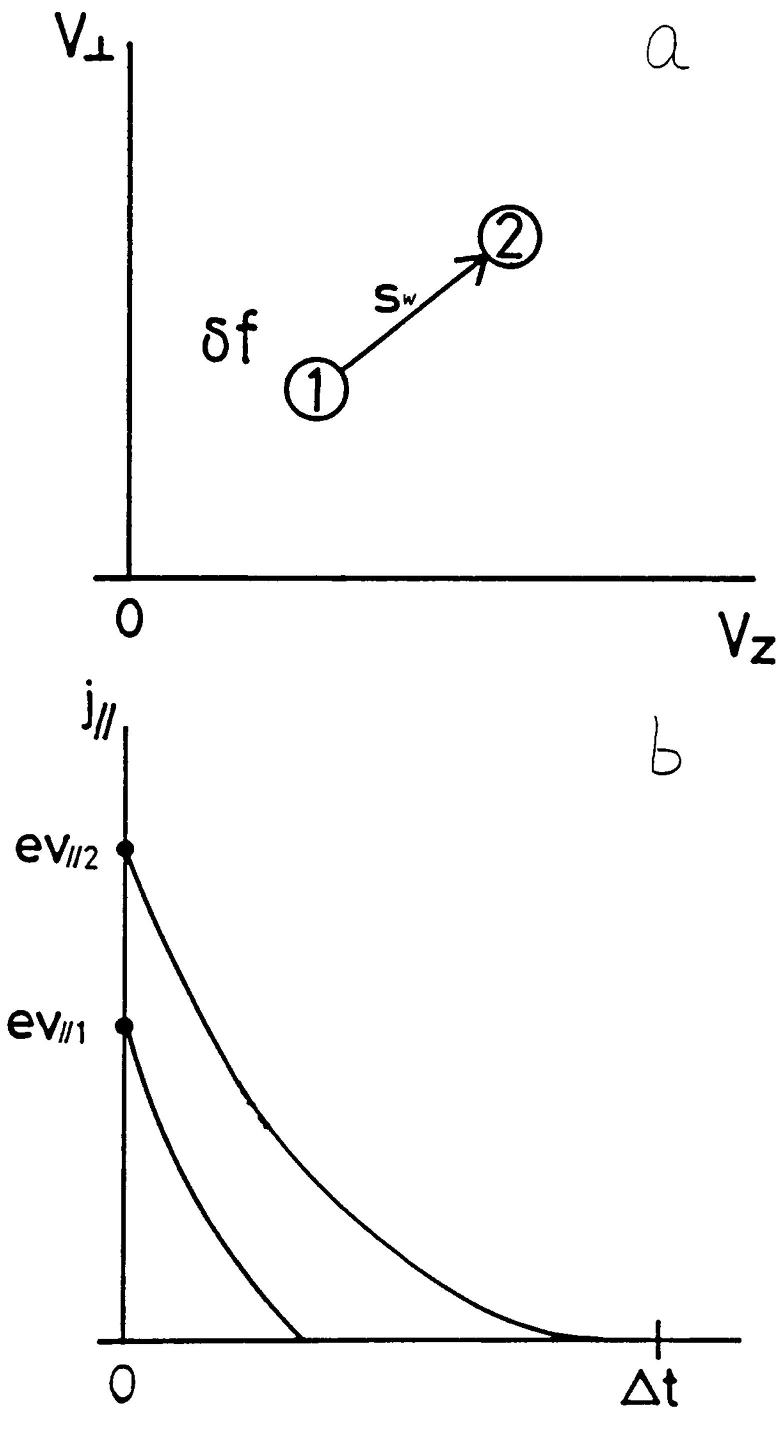


図 2-6

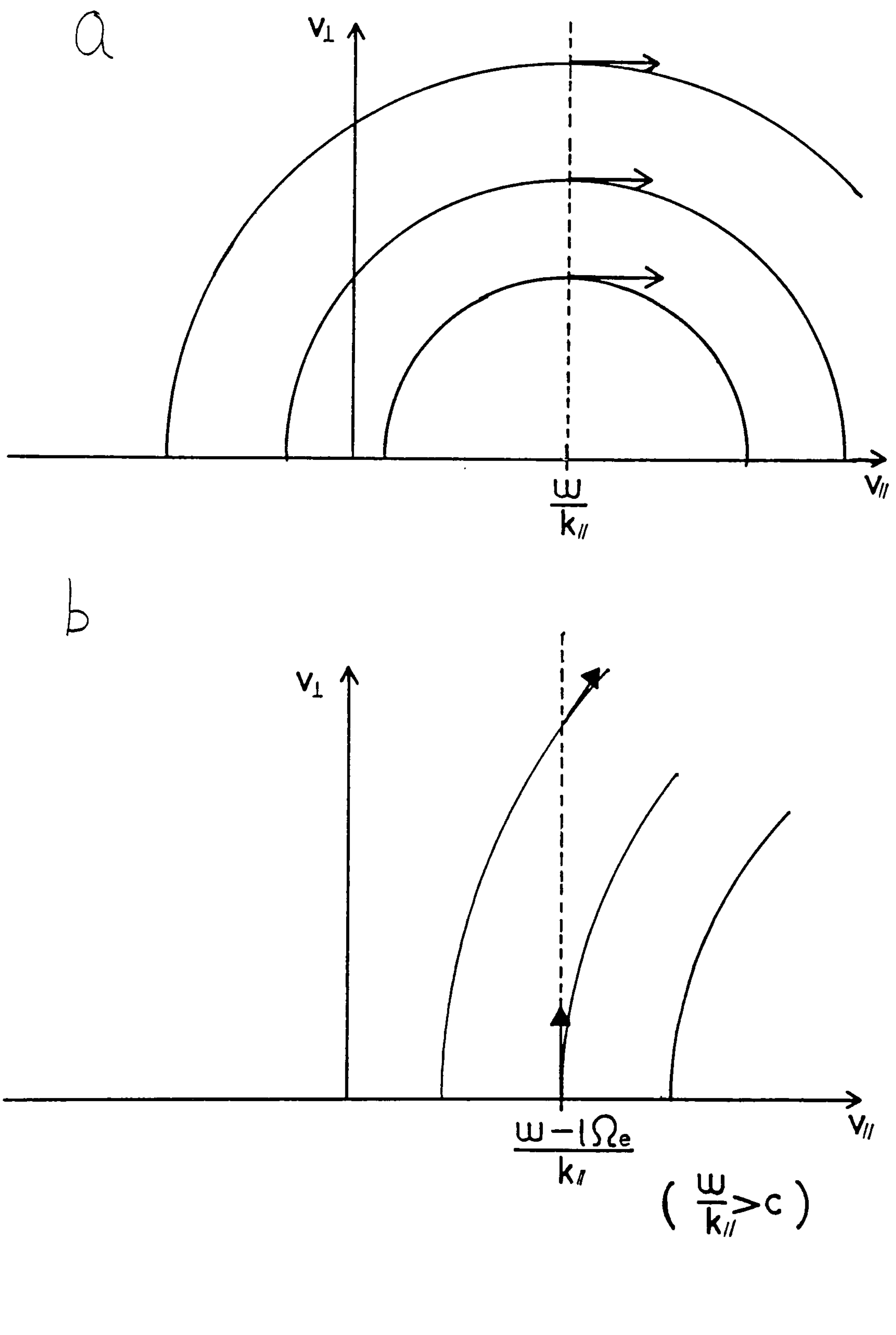
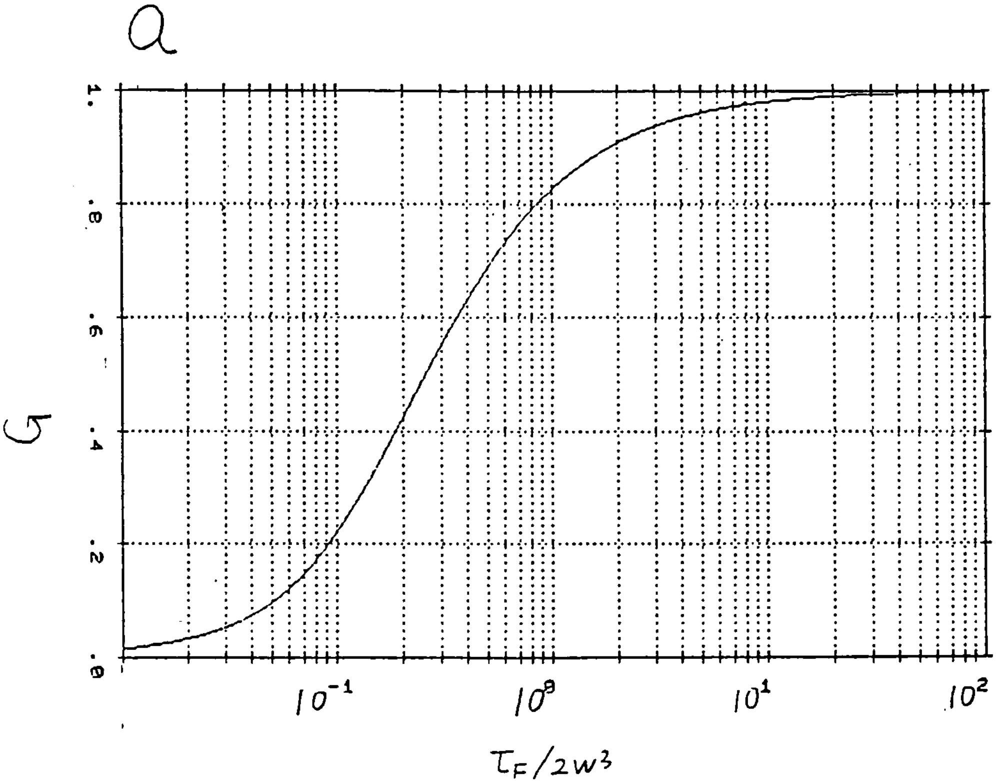
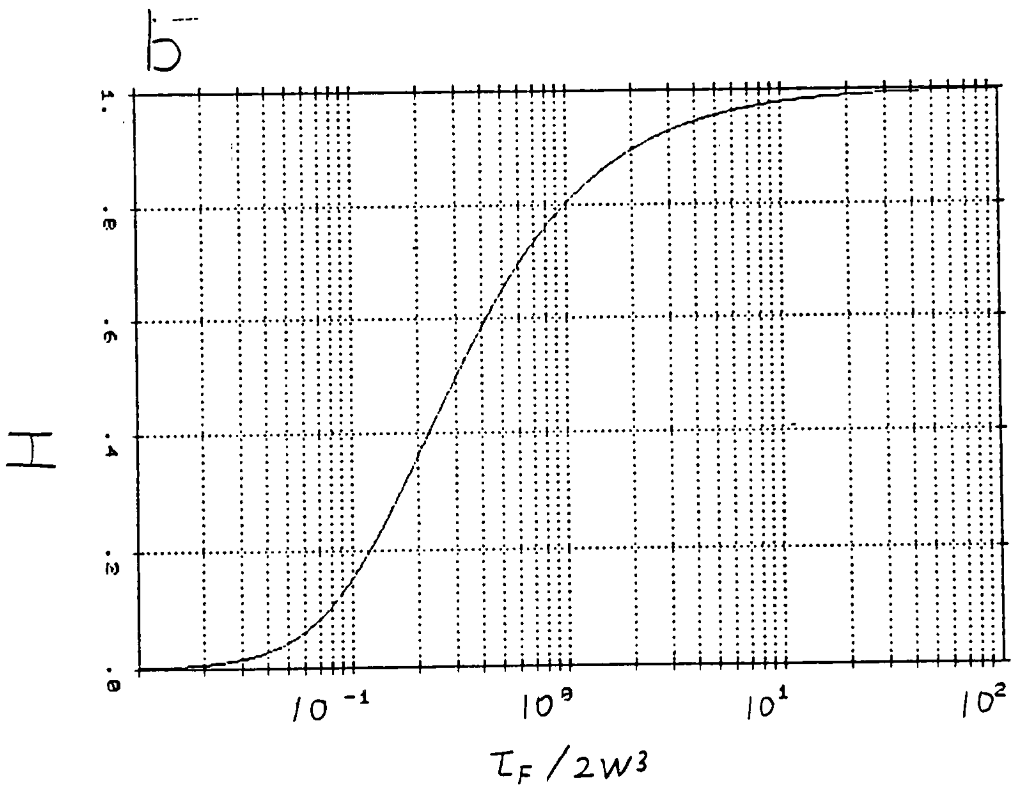

a
$v_\perp$
$v_{\parallel}$
$\frac{\omega}{k_{\parallel}}$
b
$v_\perp$
$v_{\parallel}$
$\frac{\omega - l\Omega_e}{k_{\parallel}}$
$\left(\frac{\omega}{k_{\parallel}} > c\right)$

図2-7

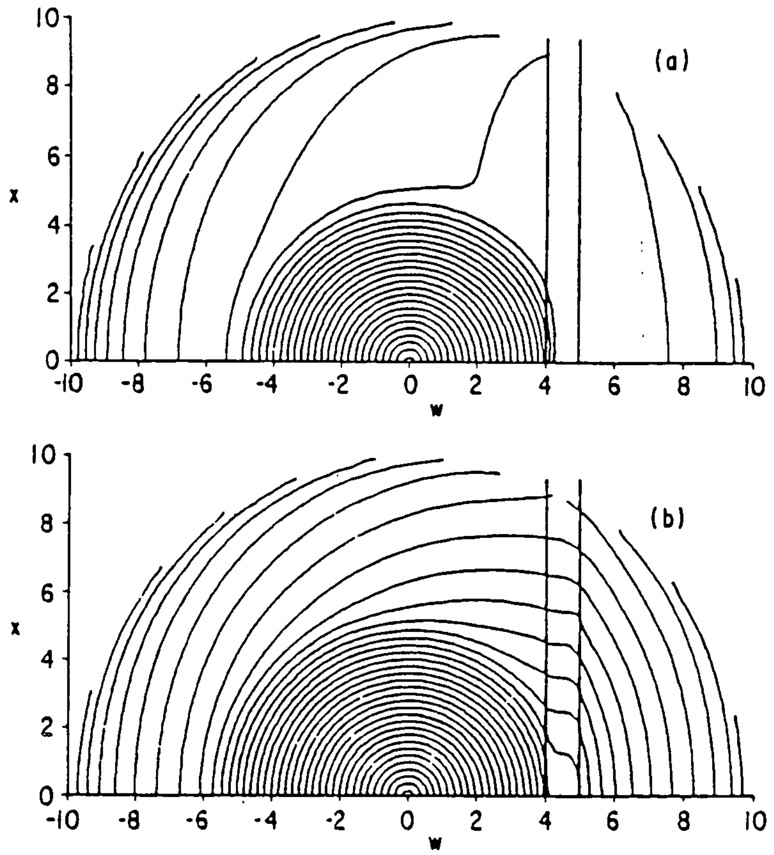


a
1.
.8
.6
.4
.2
.0
G
10^{-1}
10^{0}
10^{1}
10^{2}
$\tau_F/2w^3$



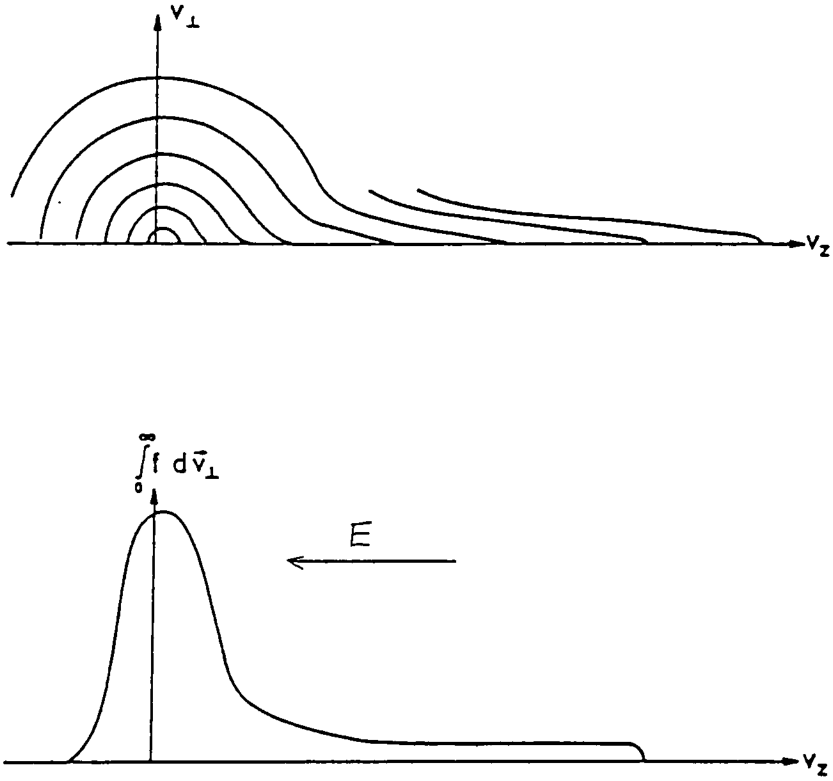
b
1.
.8
.6
.4
.2
.0
H
10^{-1}
10^{0}
10^{1}
10^{2}
$\tau_F/2w^3$

図2-8



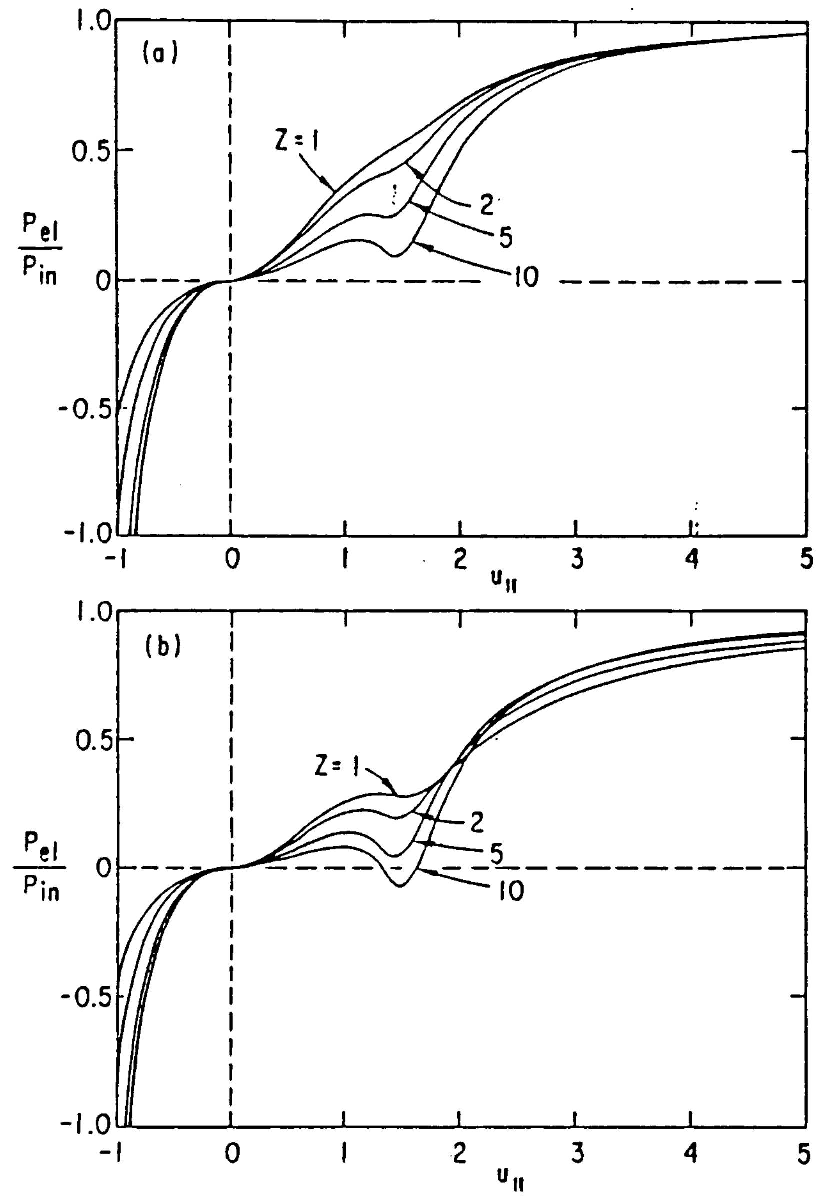
Steady-state distribution functions for $D \to \infty$ *with* $w_1 = 4$, *and* $w_2 = 5$. *Figures (a) and (b) show the cases of electron cyclotron waves and lower-hybrid waves, respectively.*

図2-9



Electron distribution function in the presence of a longitudinal electric field $E_0 < E_D$.

図2-10



Efficiency for two types of current drive: (a) lower-hybrid wave; (b) electron-cyclotron wave

图 2-11

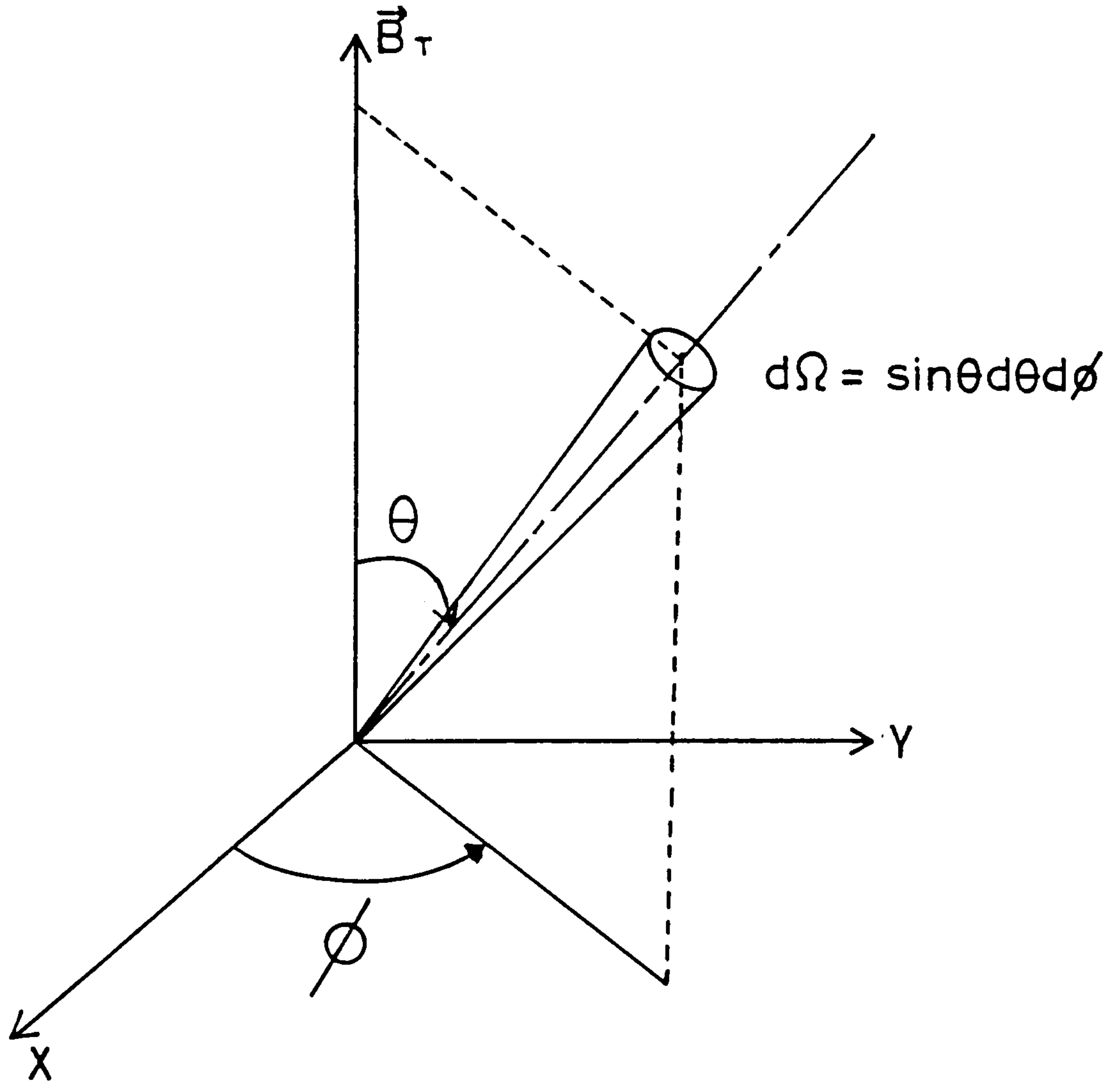
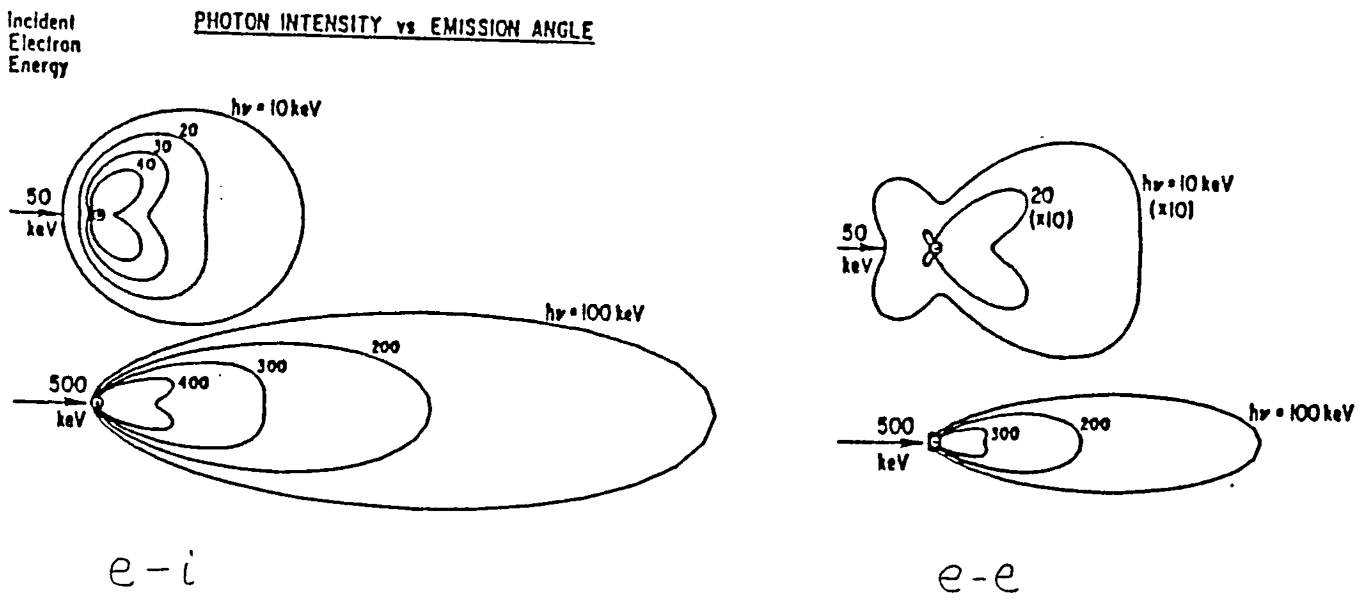


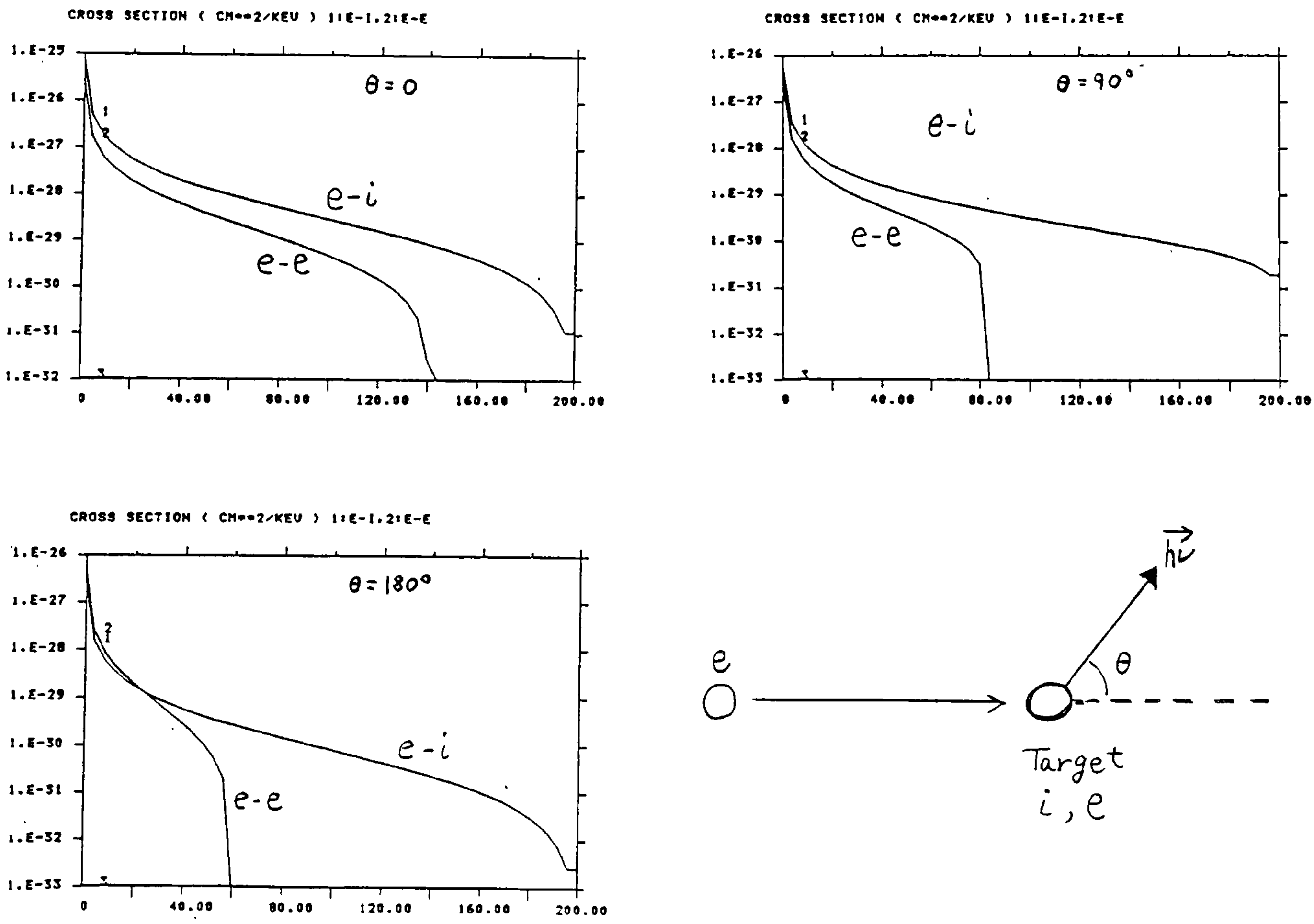
図3-1

a



Incident Electron Energy
PHOTON INTENSITY vs EMISSION ANGLE
hν = 10 keV
20
30
40
50 keV
hν = 100 keV
200
300
400
500 keV
e-i
hν = 10 keV (x10)
20 (x10)
50 keV
hν = 100 keV
200
300
500 keV
e-e

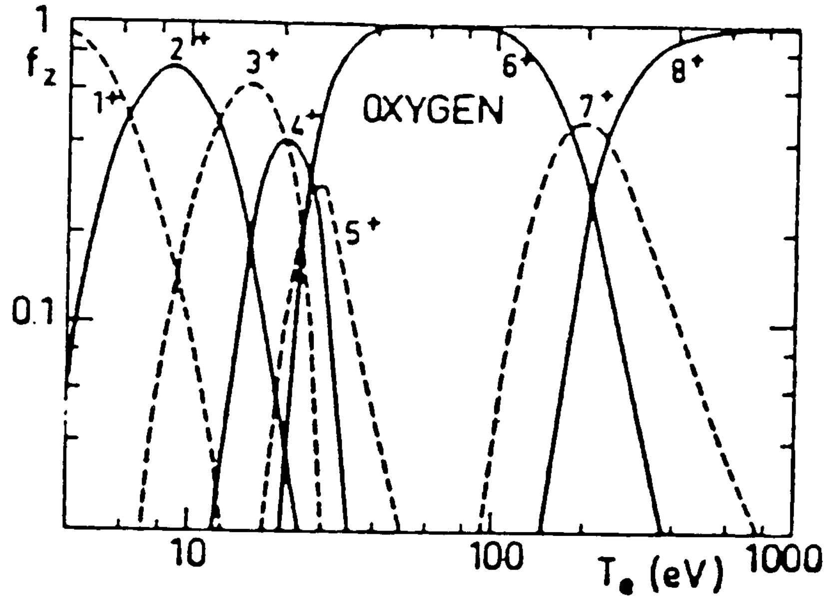
b



CROSS SECTION (CM**2/KEV) 1:E-I, 2:E-E
θ = 0
e-i
e-e
θ = 90°
e-i
e-e
θ = 180°
e-i
e-e
e
hν
θ
Target
i, e

図 3-2

a


1
f_z
1+
2+
3+
4+
5+
6+
7+
8+
OXYGEN
0.1
10
100
1000
T_e (eV)

b

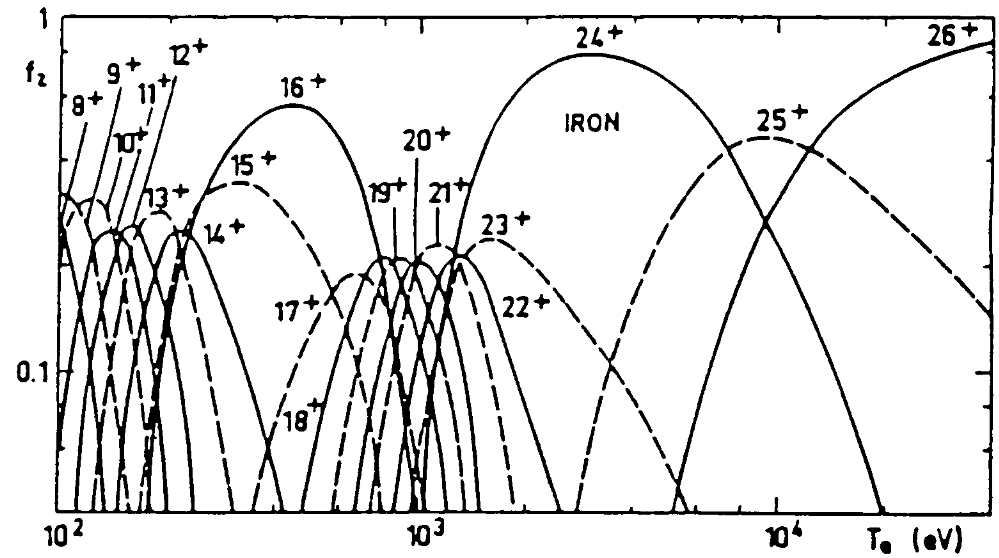
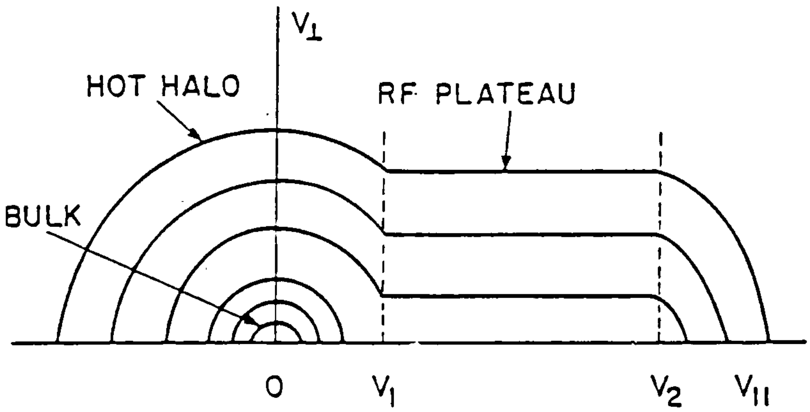
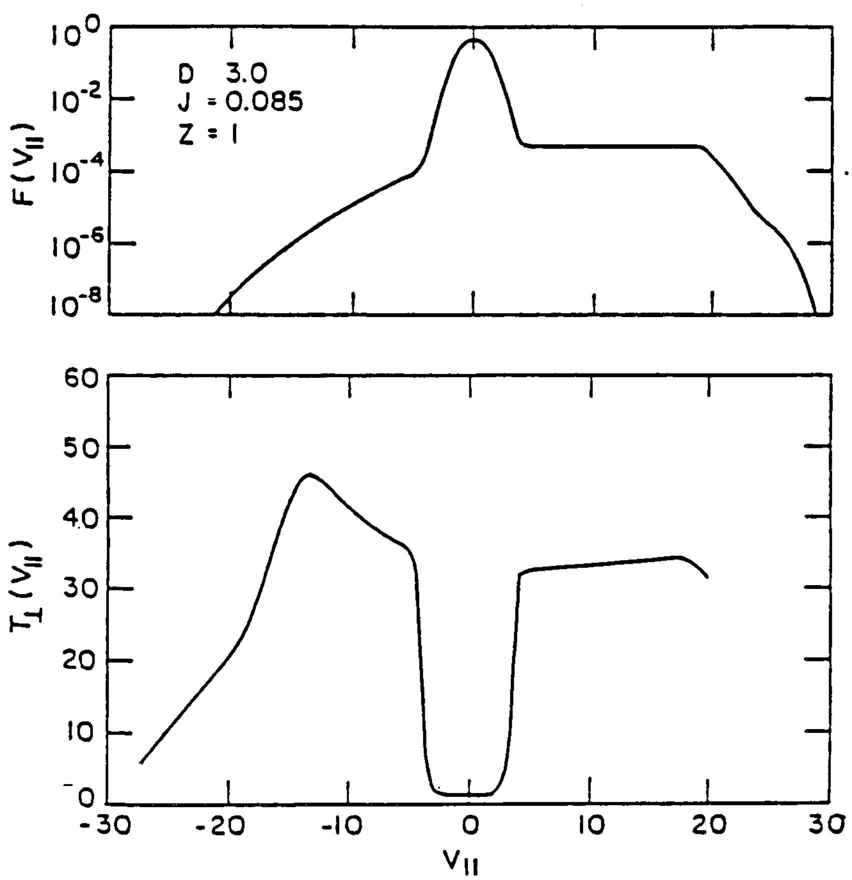

1
f_z
8+
9+
10+
11+
12+
13+
14+
15+
16+
17+
18+
19+
20+
21+
22+
23+
24+
25+
26+
IRON
0.1
10^2
10^3
10^4
T_e (eV)

図33



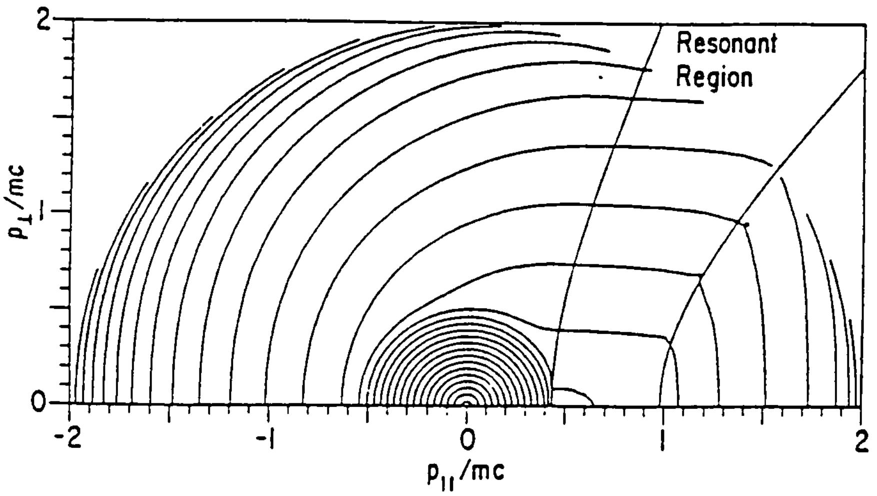
Two-dimensional distribution function for rf current drive,

図3-4



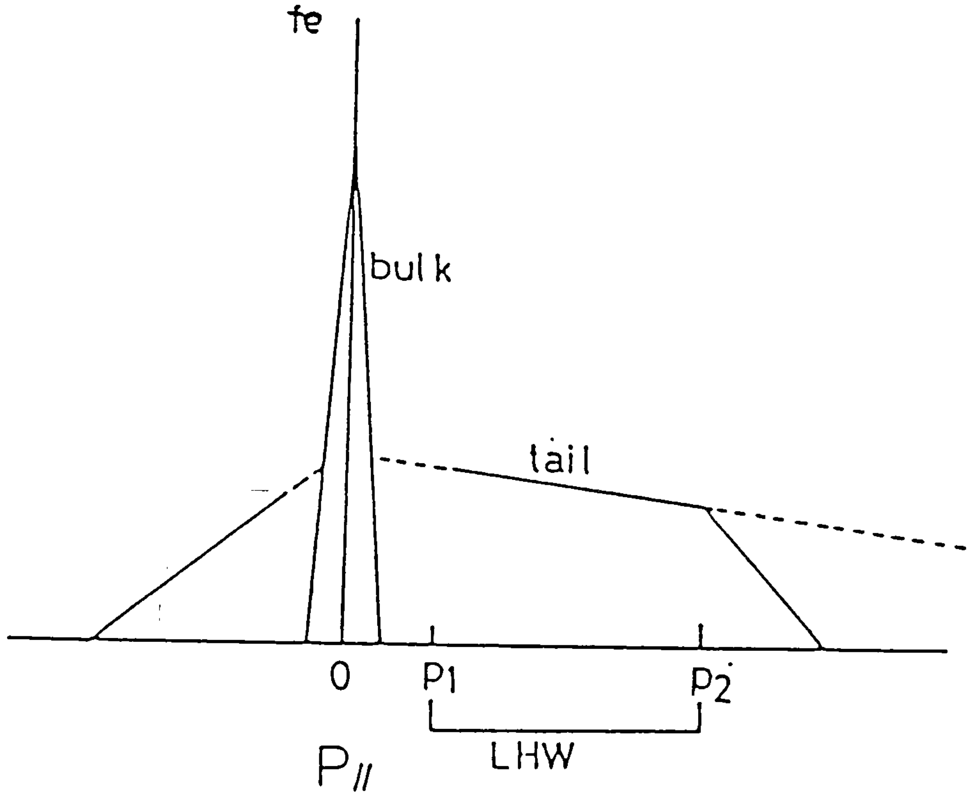
Numerical $F(v_\parallel)$ and $T_\perp(v_\parallel)$ obtained from numerical solution of the two-dimensional Fokker–Planck equation. Here, $D = D_{QL}/(\nu_e v_e^2)$, $Z = Z_i$ the ion charge state, and J is the current density in units of $en_e v_e$.

図 3-5



Contour plot of the steady-state distribution f obtained by numerically integrating Eq. (22). Here $Z = 1$, $\Theta = 0.01$, $v_1 = 0.4c$, $v_2 = 0.7c$. The resonant region is indicated. The contour levels are chosen so that for a Maxwellian they would be equally spaced with $\Delta p = mc/30$.

图3-6



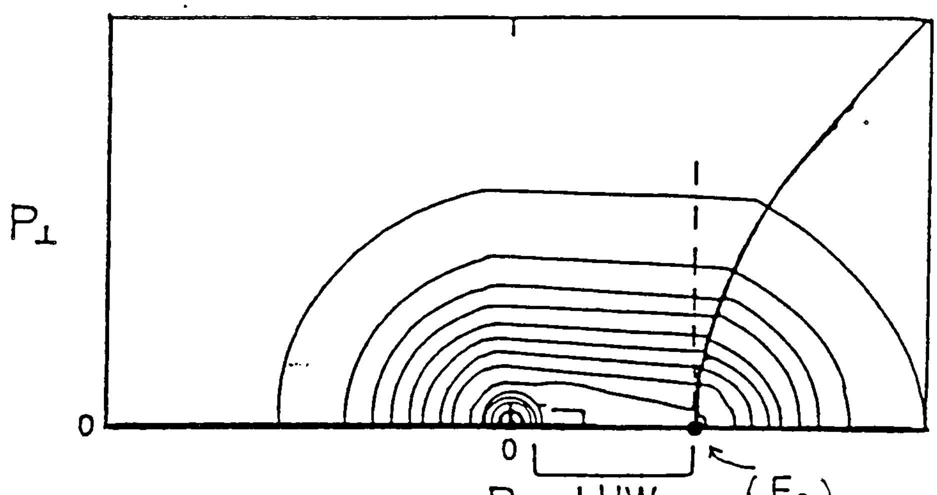


図3-7

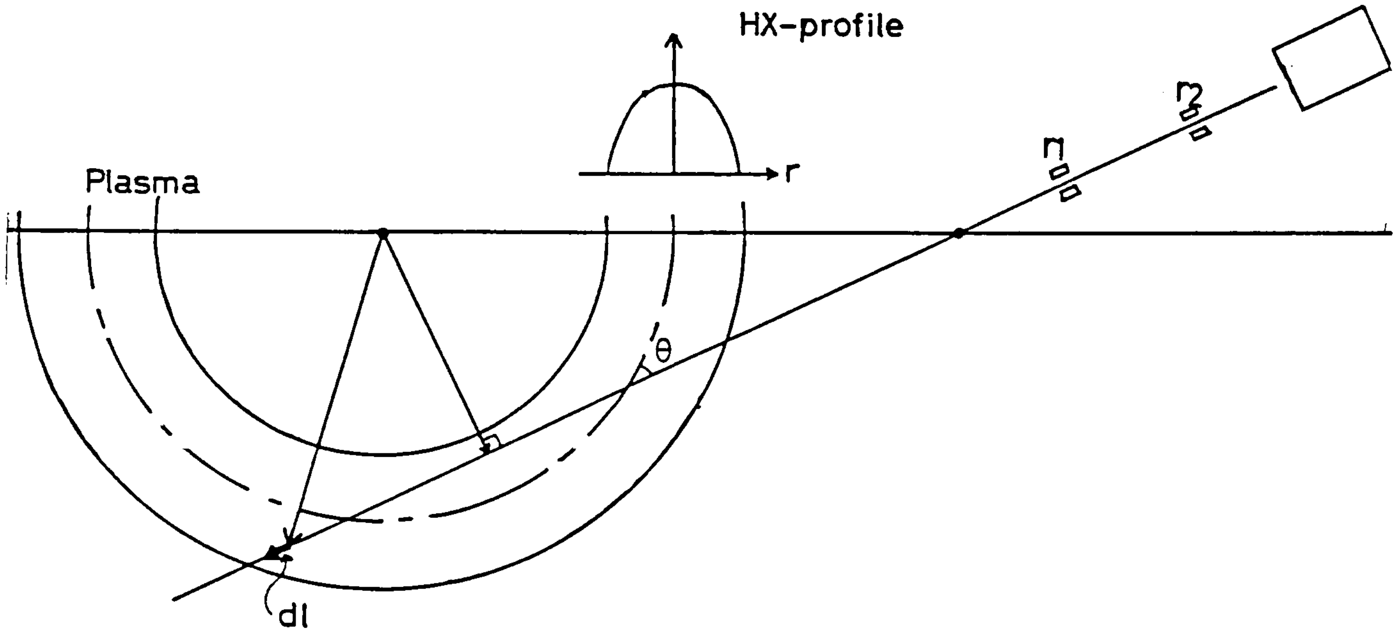


図3-8

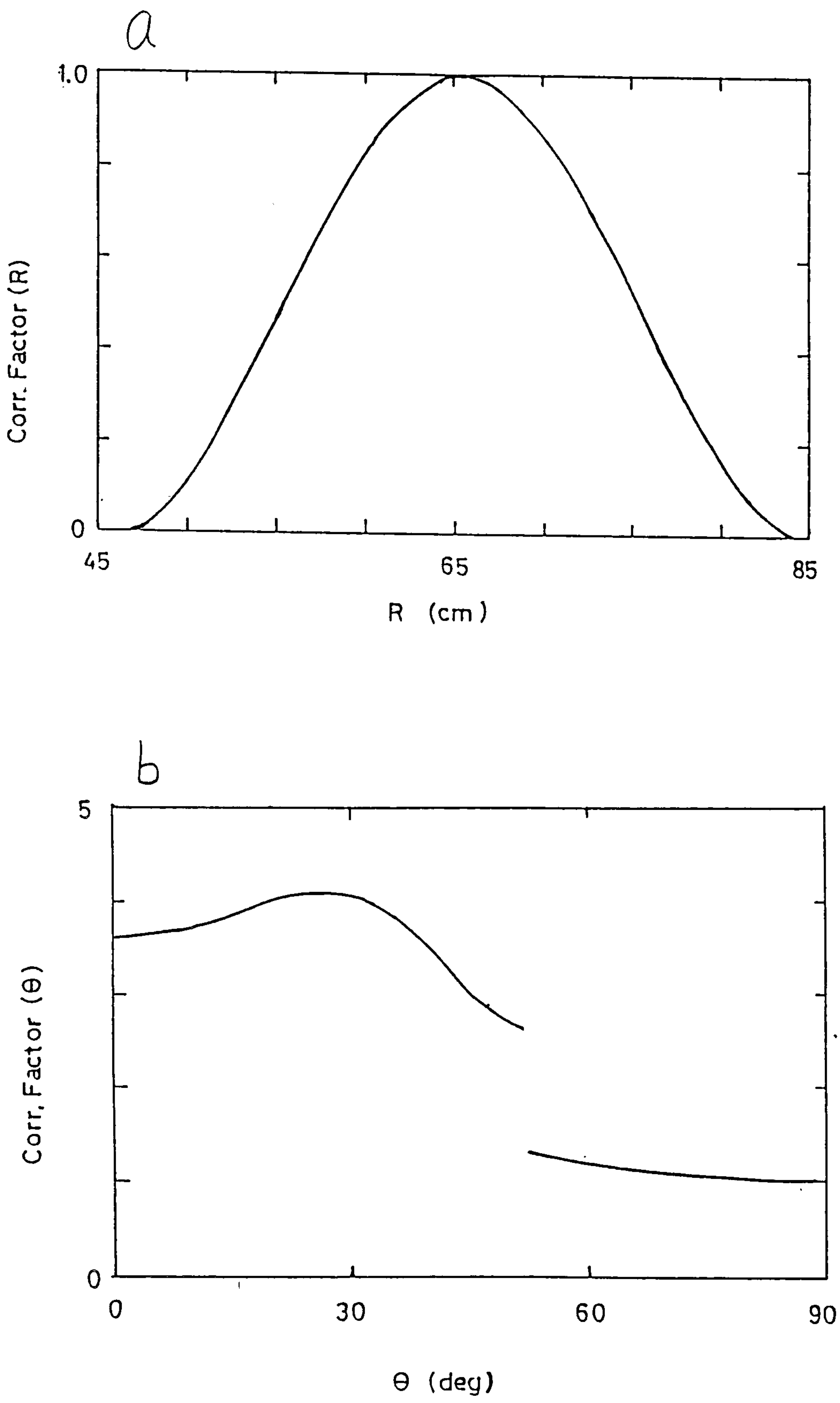


図3-9

ε - DISTRIBUTION

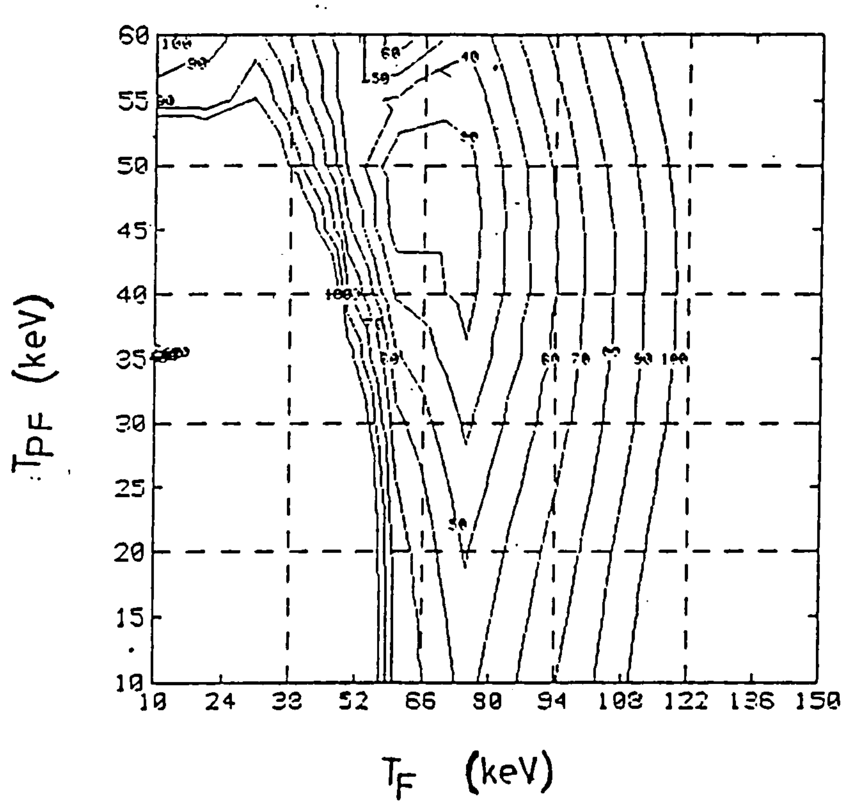


図 3-10

WT-III Toroidal Device

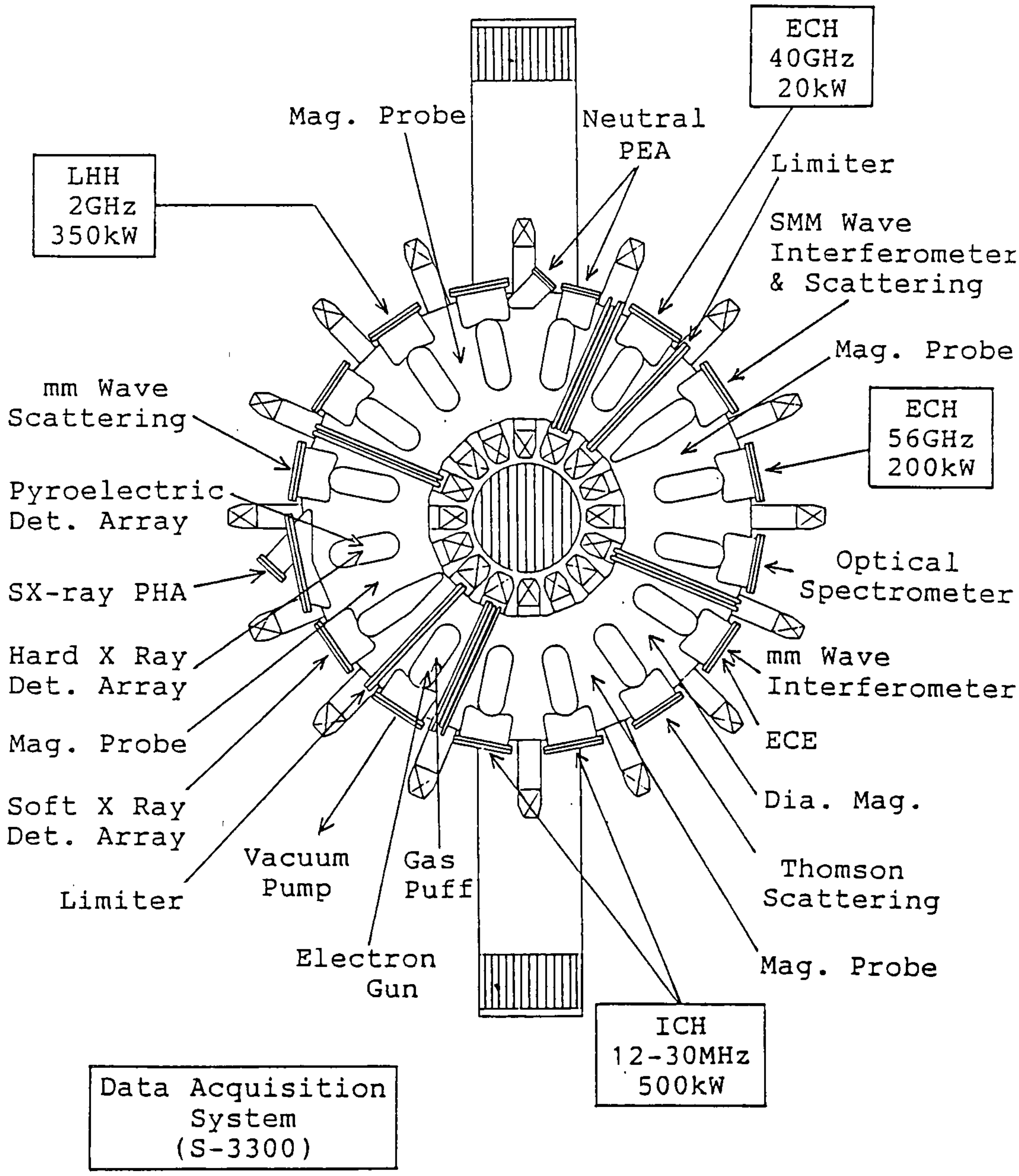
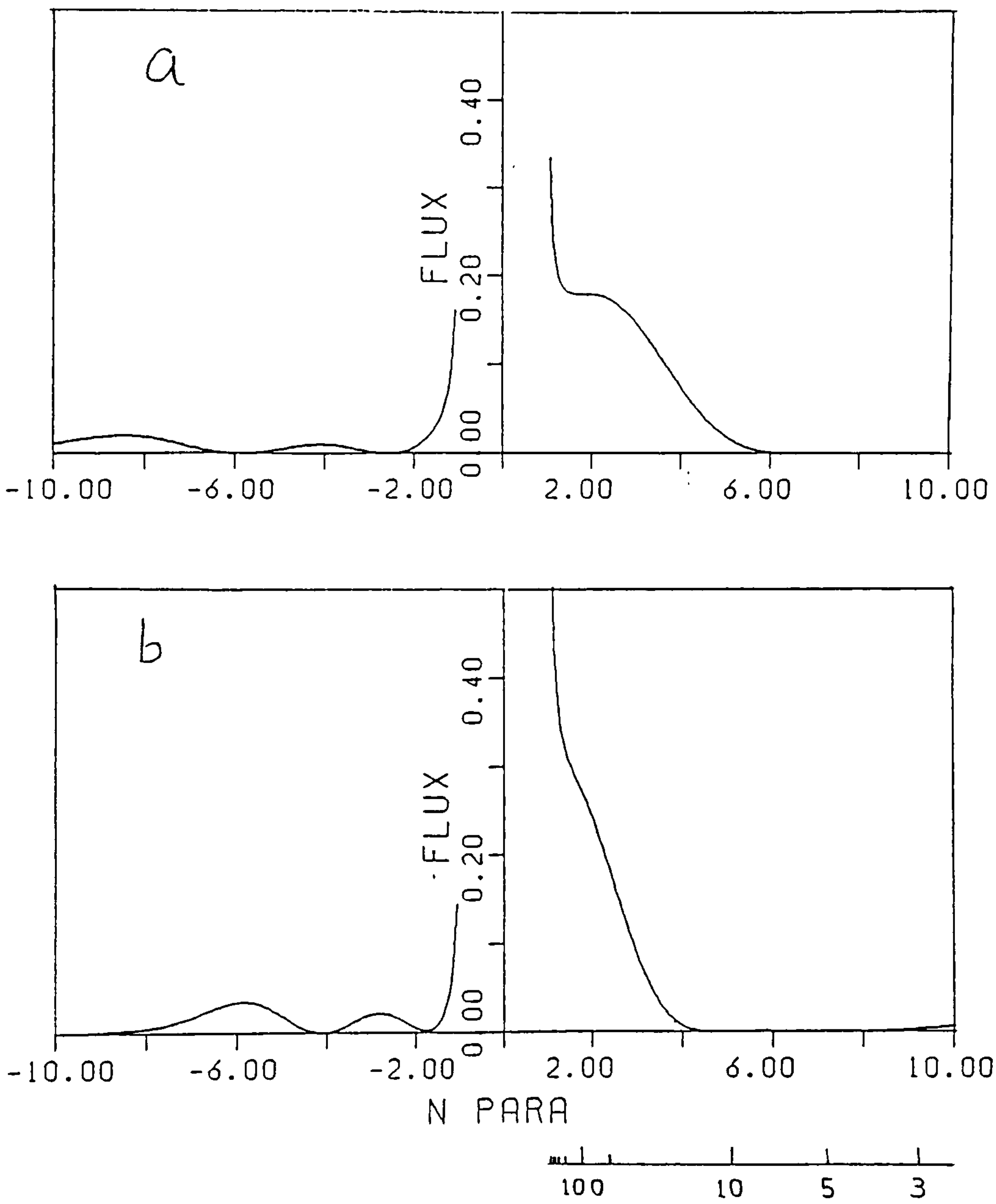


図4-1-1



a
FLUX
0.40
0.20
0.00
-10.00
-6.00
-2.00
2.00
6.00
10.00
b
FLUX
0.40
0.20
0.00
-10.00
-6.00
-2.00
2.00
6.00
10.00
N PARA
100
10
5
3

図4-1-2

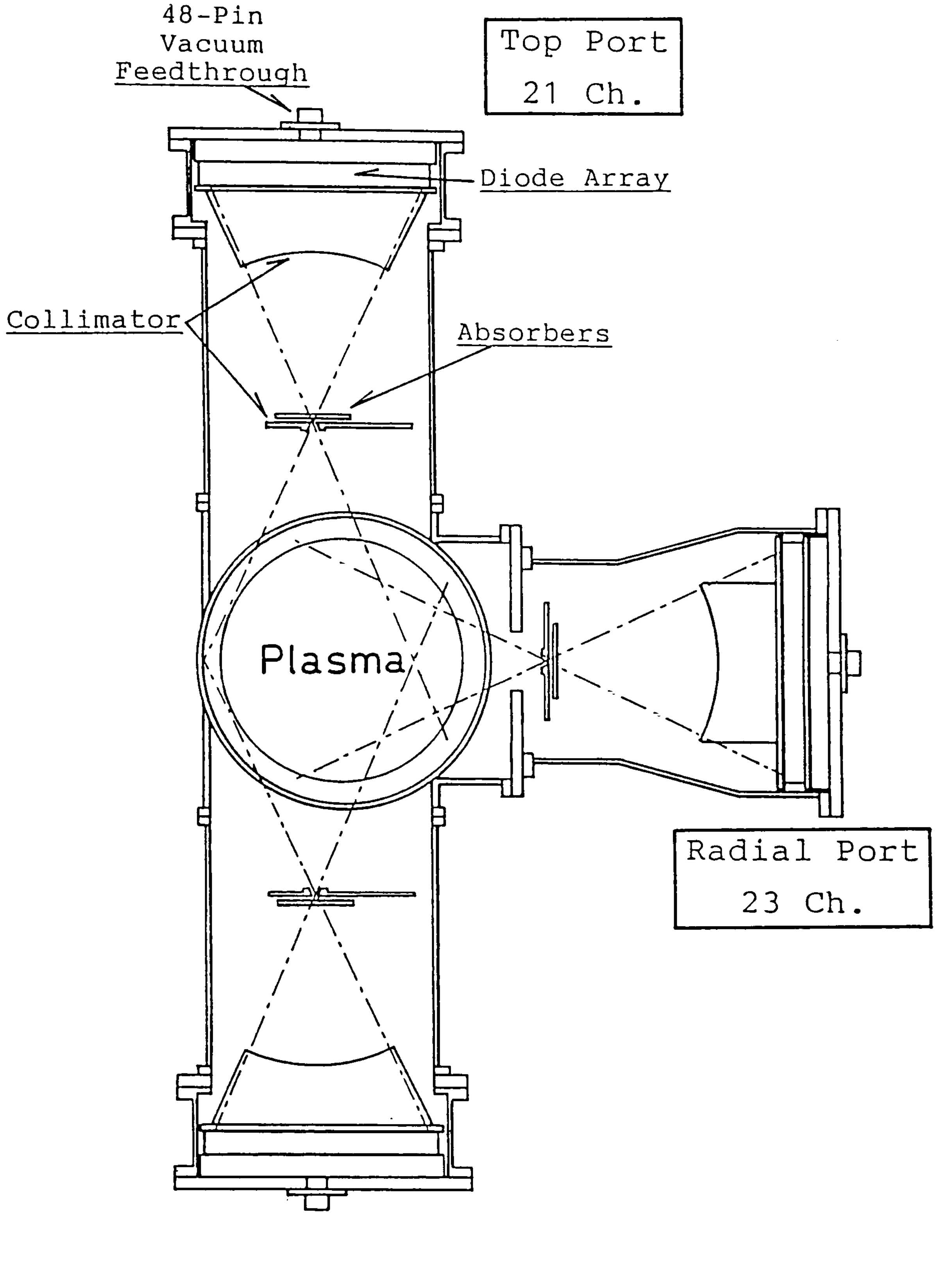

48-Pin
Vacuum
Feedthrough
Top Port
21 Ch.
Diode Array
Collimator
Absorbers
Plasma
Radial Port
23 Ch.

図4-1-3

Schematic Diagram of X-ray Detector (top view)

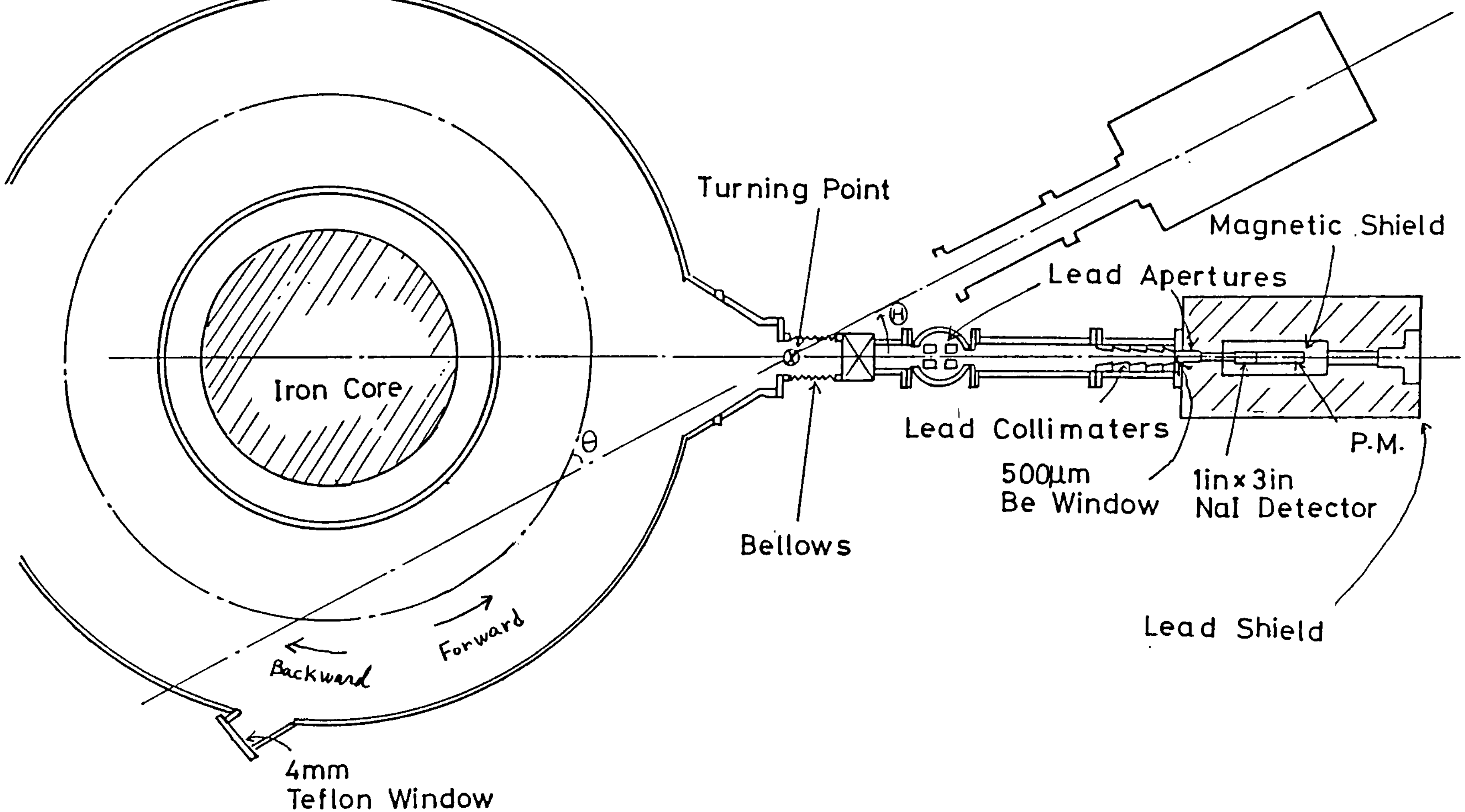
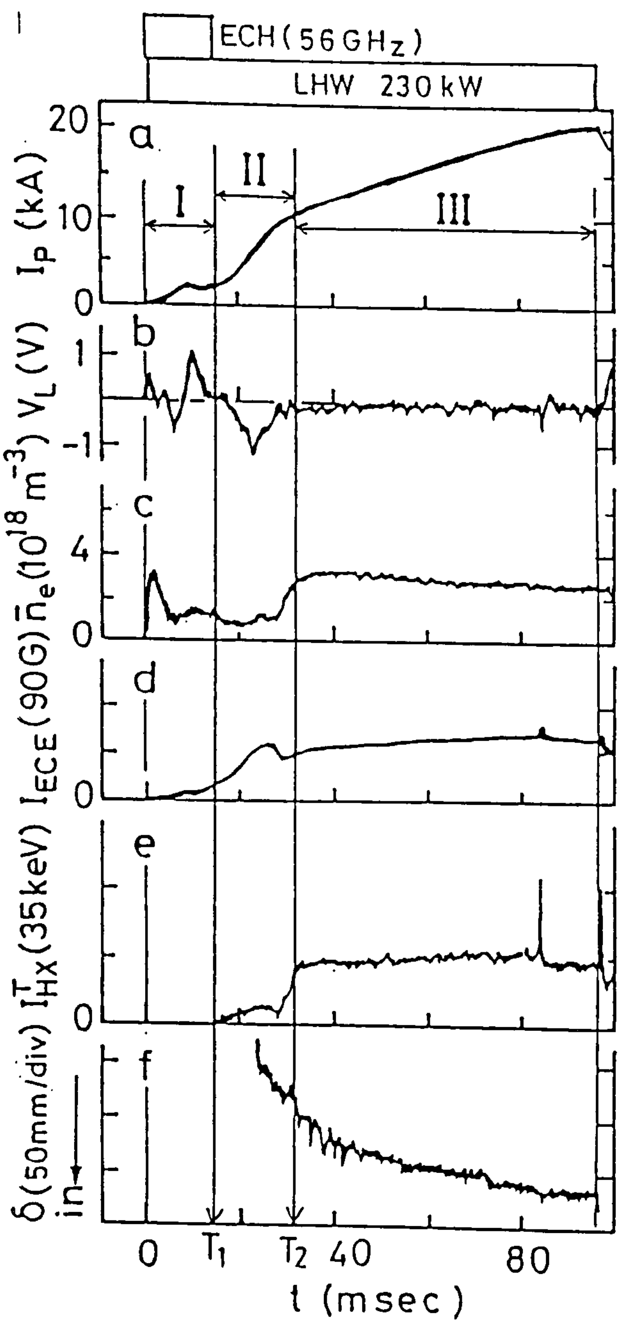
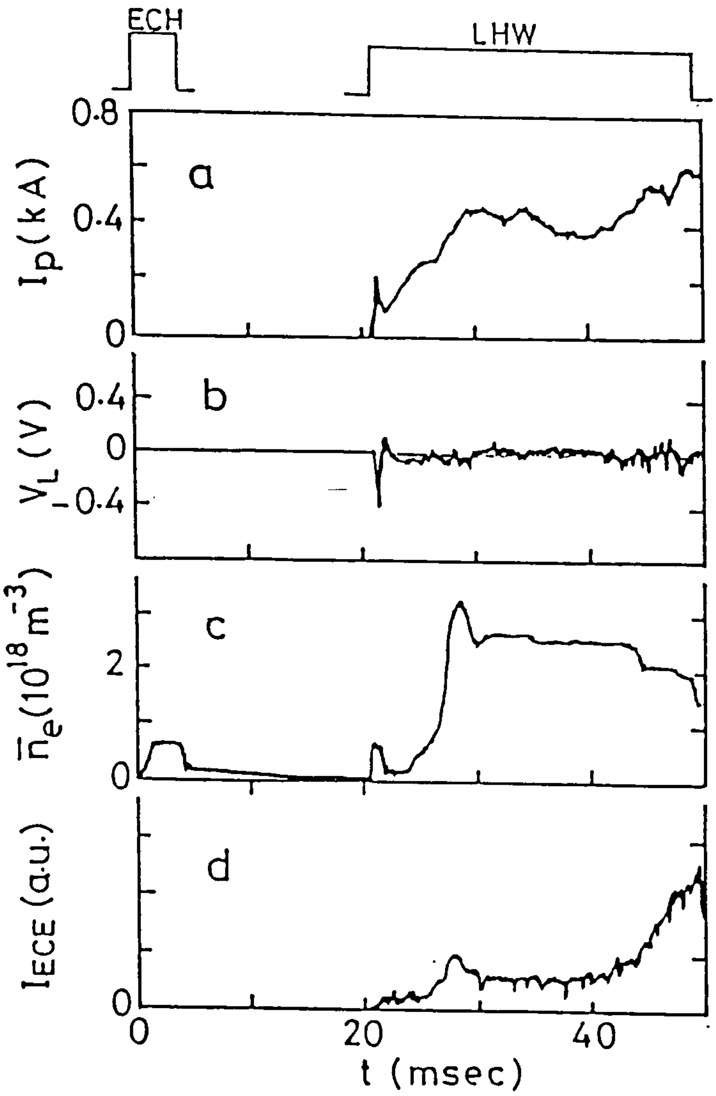


図 4-1-4



ECH (56 GHz)
LHW 230 kW
I_P (kA)
V_L (V)
$\bar{n}_e$ (10^{18} m^{-3})
I_{ECE} (90G)
I_{HX}^T (35 keV)
δ (50mm/div)
in
a
b
c
d
e
f
I
II
III
20
10
0
1
-1
4
0
T_1
T_2
40
80
t (msec)

図4-2-1



ECH
LHW
0.8
0.4
0
I_p (kA)
a
0.4
0
-0.4
V_L (V)
b
2
0
$\bar{n}_e(10^{18}m^{-3})$
c
0
I_{ECE} (a.u.)
d
0
20
40
t (msec)

図4-2-2

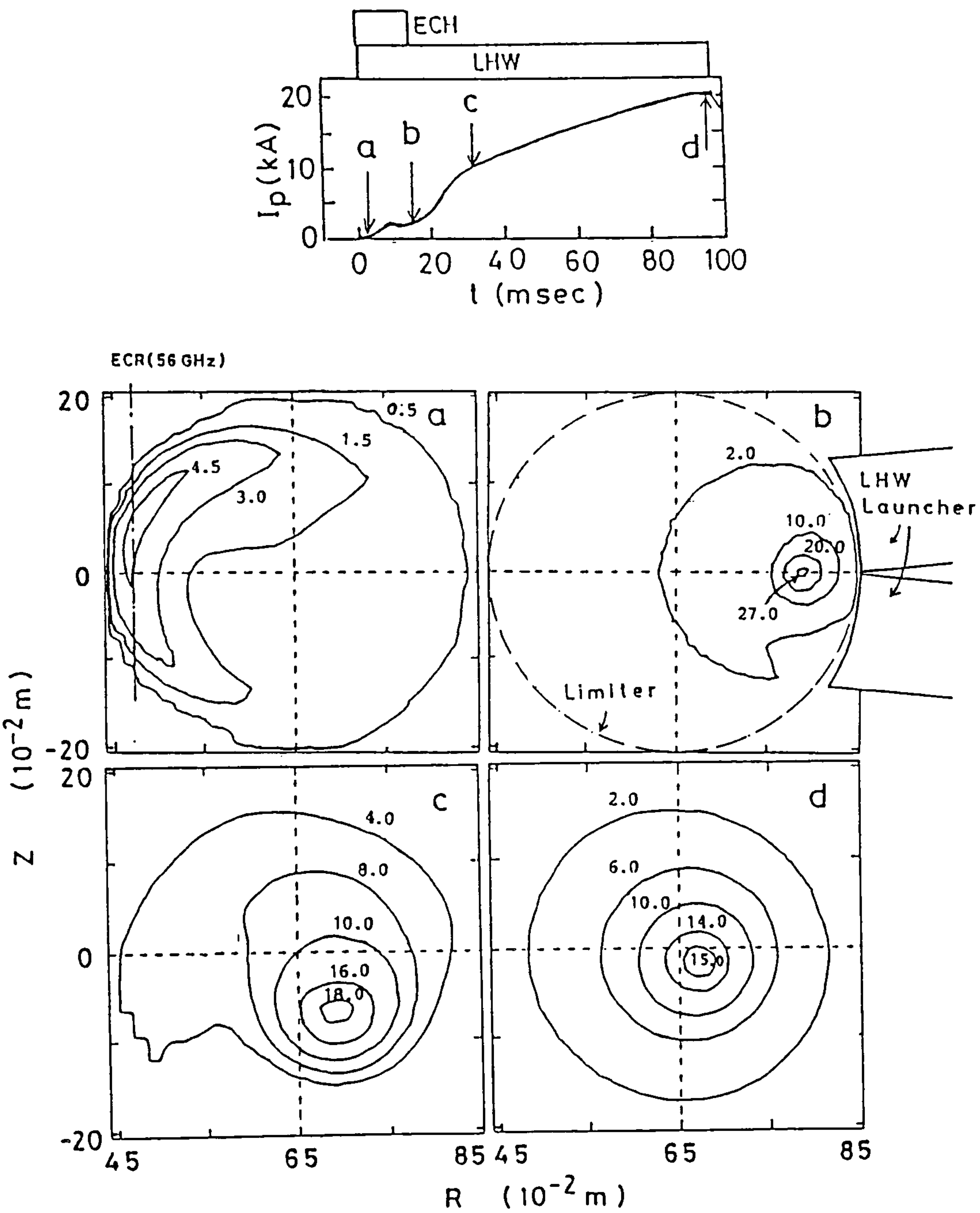

ECH
LHW
I_p (kA)
t (msec)
a
b
c
d
ECR(56 GHz)
0.5
1.5
3.0
4.5
2.0
10.0
20.0
27.0
LHW Launcher
Limiter
4.0
8.0
10.0
16.0
18.0
6.0
14.0
15.0
Z (10^{-2} m)
R (10^{-2} m)

図4-2-3

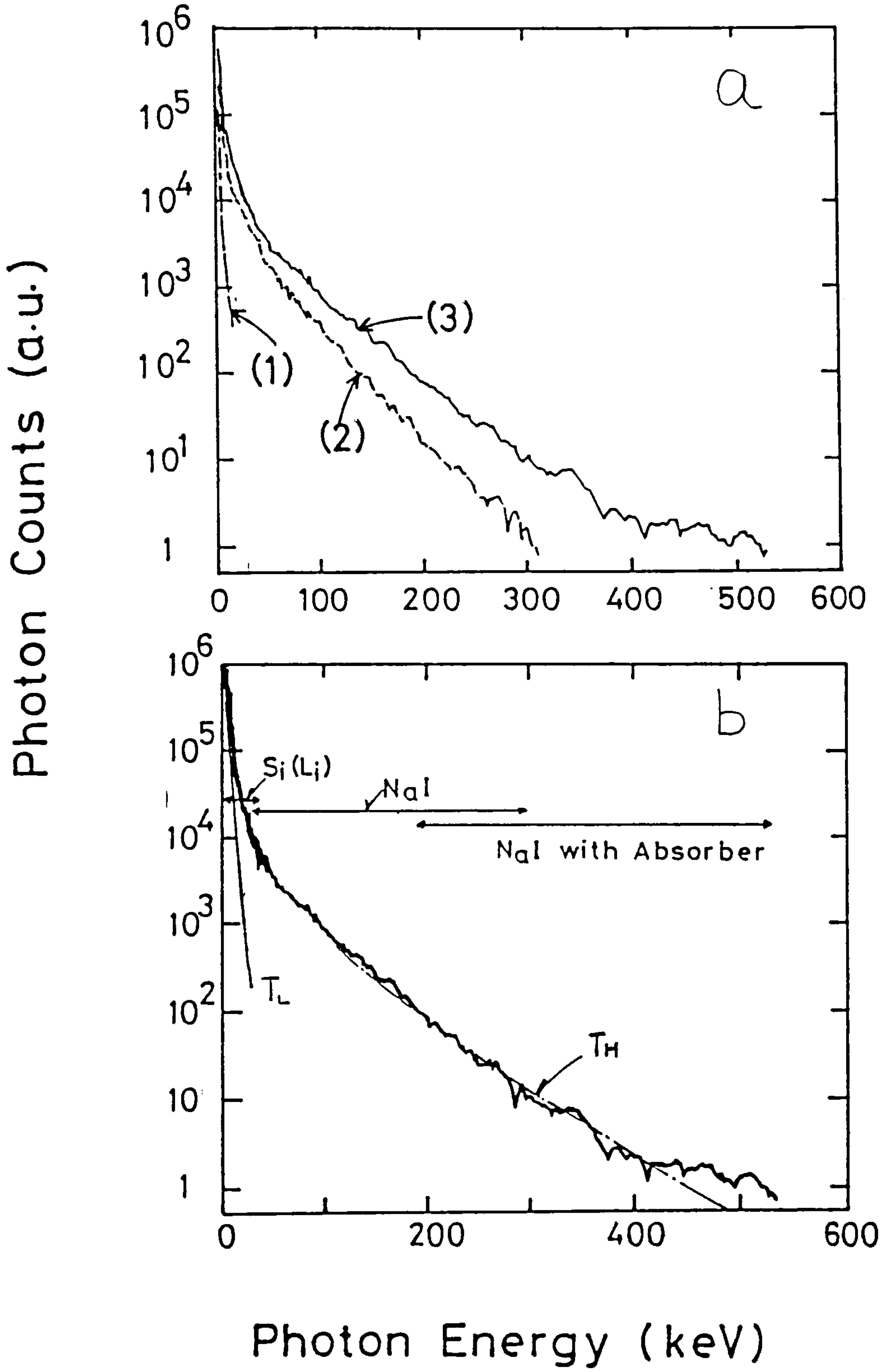

Photon Counts (a.u.)
Photon Energy (keV)
a
(1)
(2)
(3)
γ_h
b
Si(Li)
NaI
NaI with Absorber
T_L
T_H

図 4-2-4

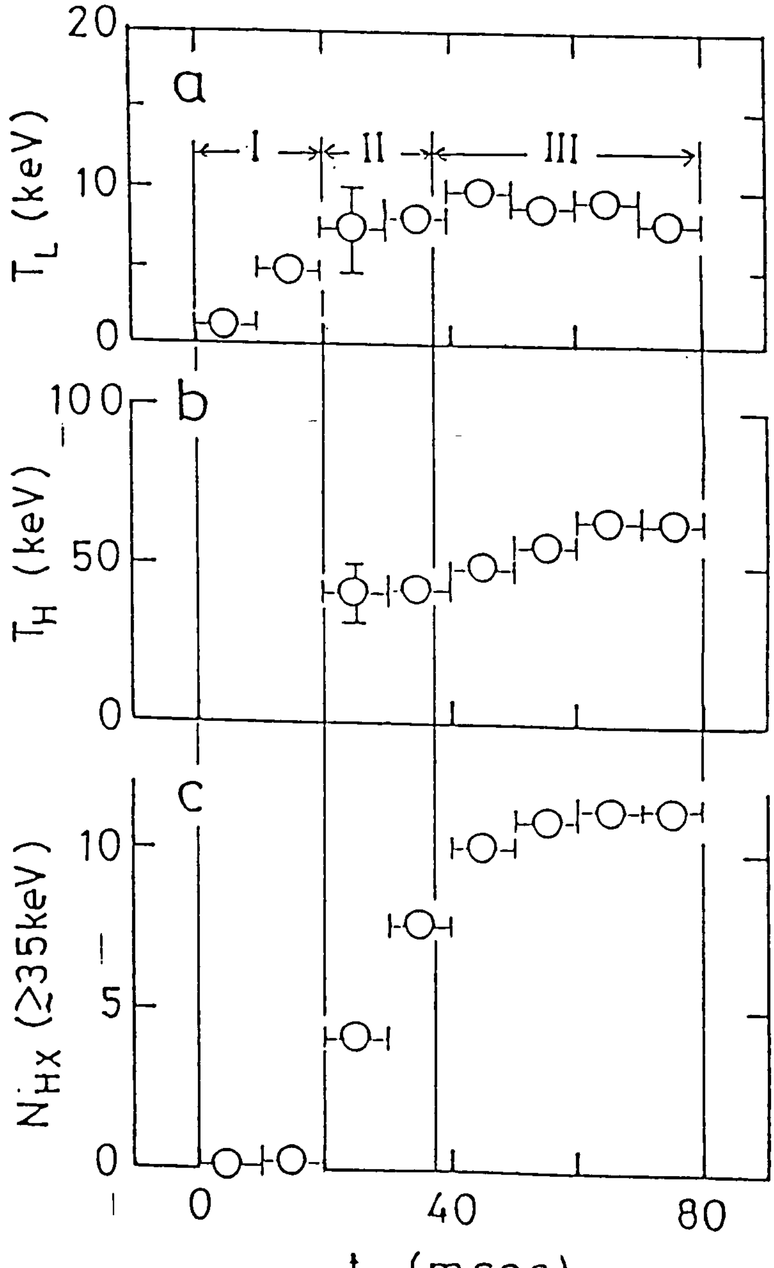

a
b
c
I
II
III
20
10
0
100
50
0
10
5
0
0
40
80
T_L (keV)
T_H (keV)
N_{HX} (≳35keV)
t (msec)

図4-2-5

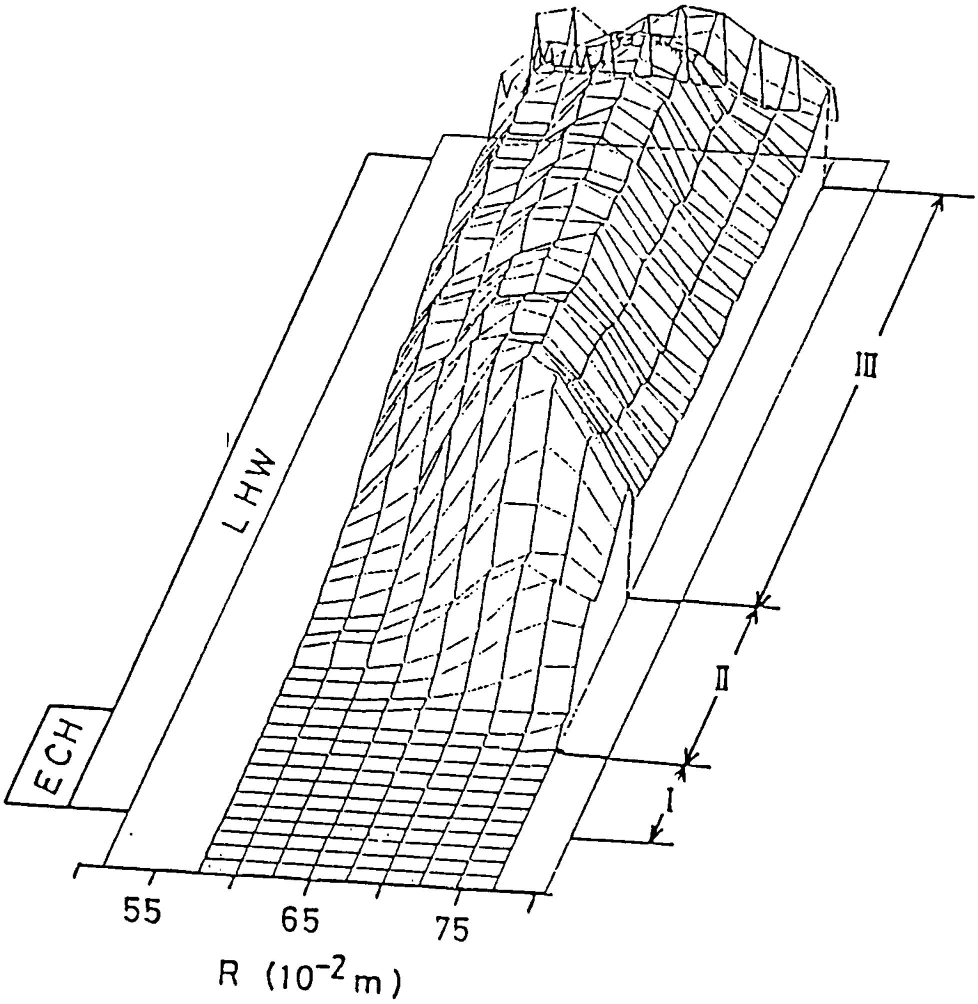


図4-2-6

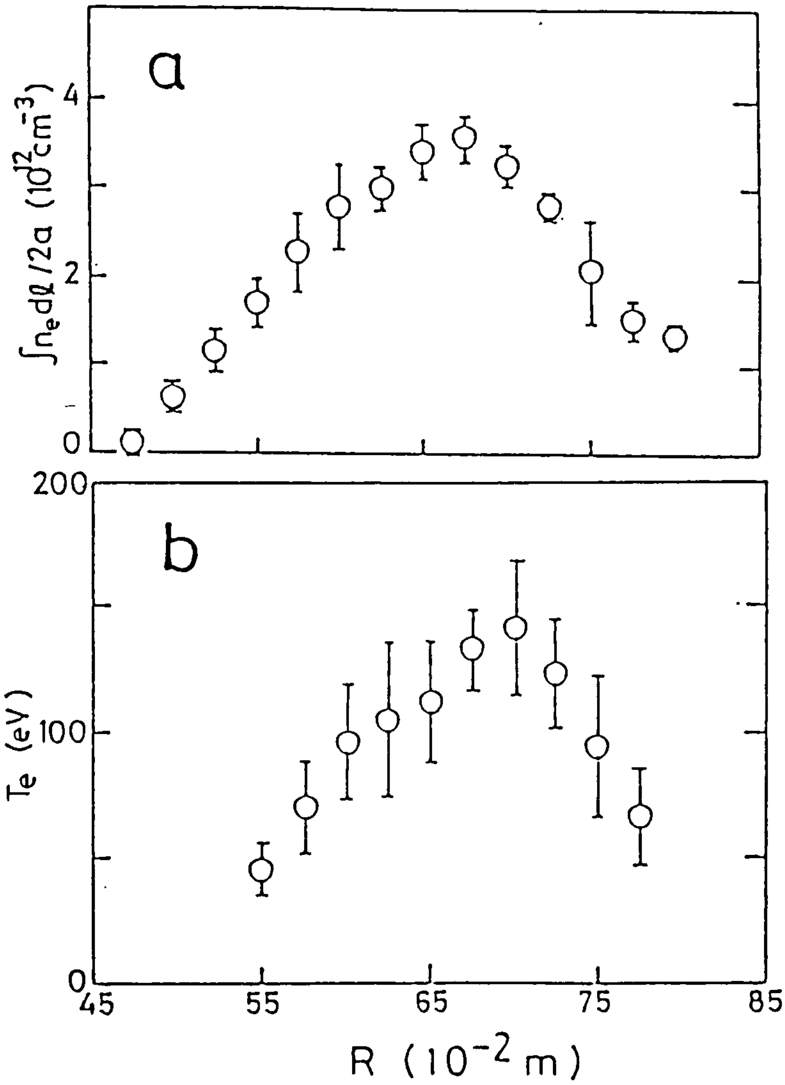


図4-2-7

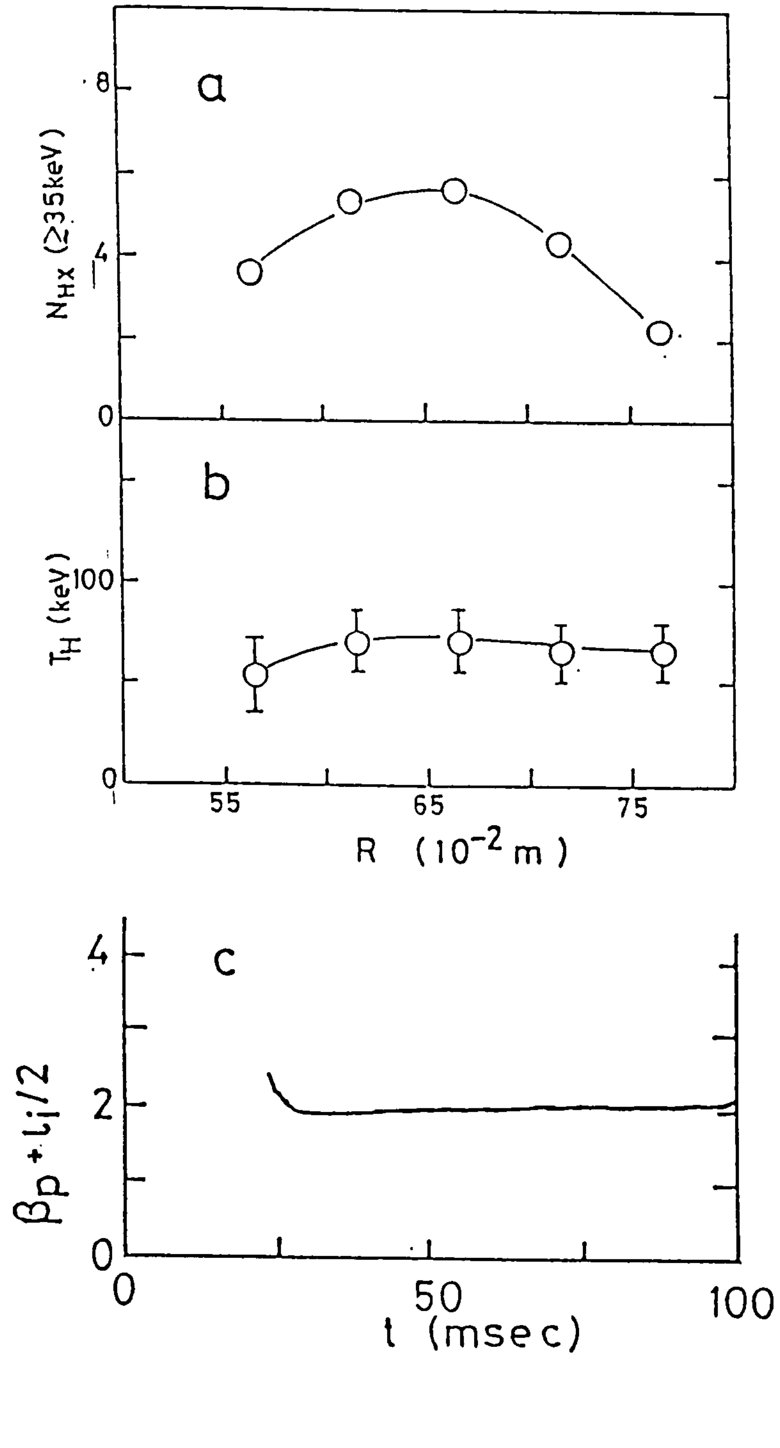
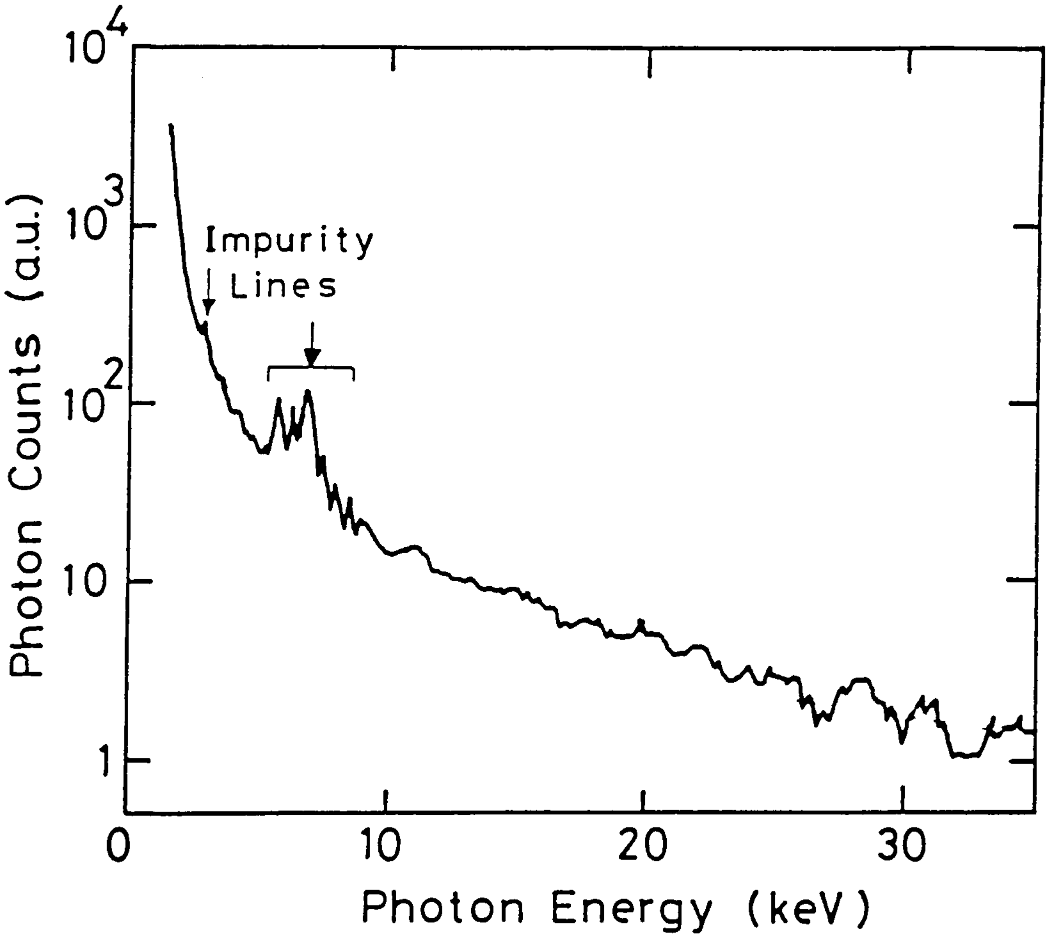

a
b
c
8
4
0
100
0
N_{HX} (≥35keV)
T_H (keV)
55
65
75
R (10^{-2} m)
4
2
0
$\beta_p + l_i/2$
0
50
100
t (msec)

図 4-2-8



Photon Counts (a.u.)
10^4
10^3
10^2
10
1
Impurity
Lines
0
10
20
30
Photon Energy (keV)

図4-2-9

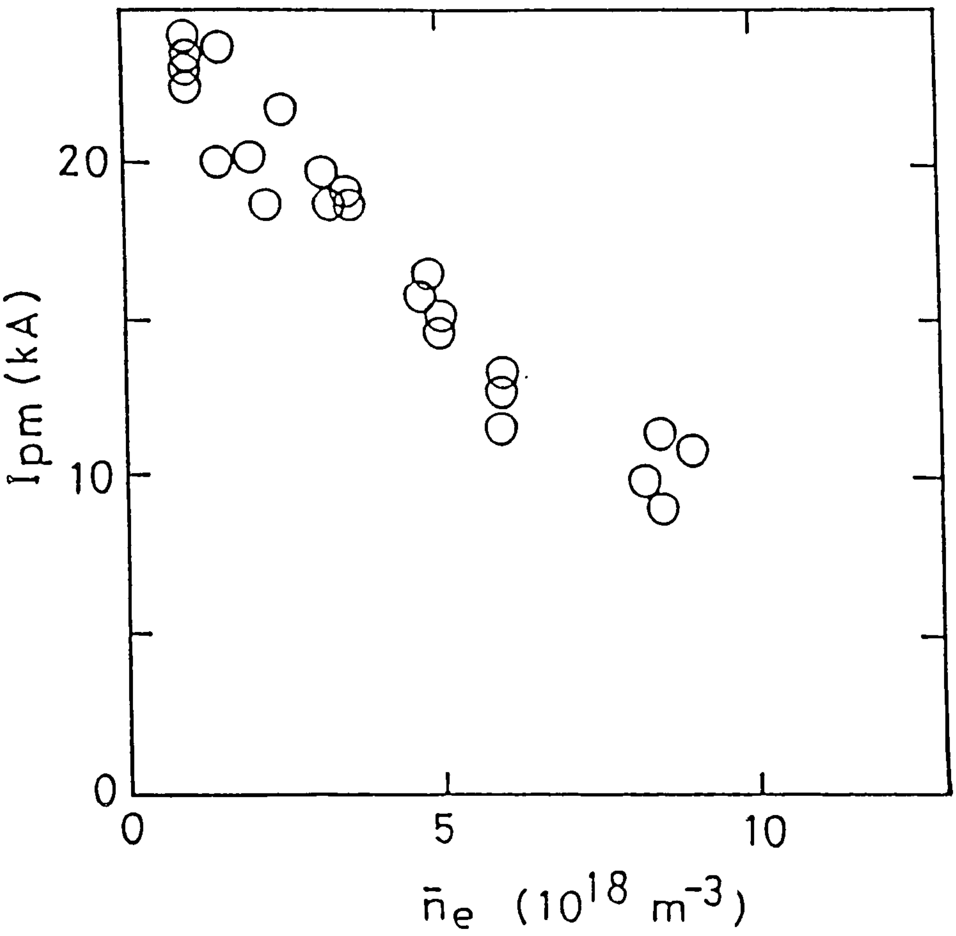
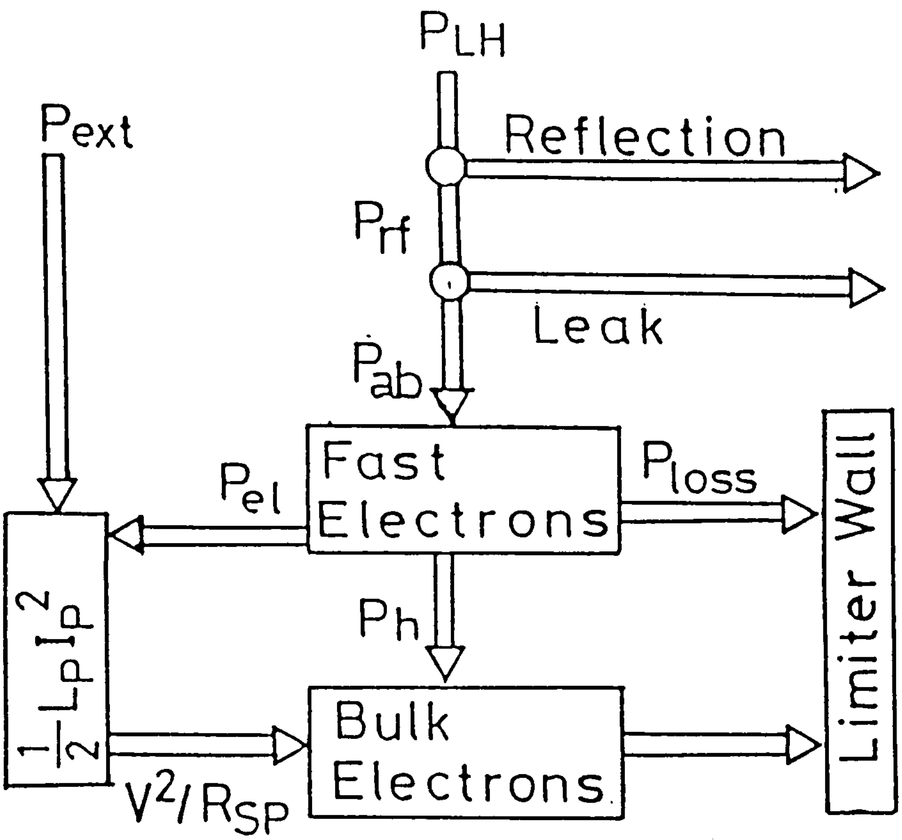


図 4-2-10



P_{LH}
P_{ext}
Reflection
P_{rf}
Leak
$\dot{P}_{ab}$
Fast Electrons
P_{el}
P_{loss}
Limiter Wall
$\frac{1}{2}L_P I_P^2$
P_h
Bulk Electrons
V^2/R_{SP}

図4-2-11

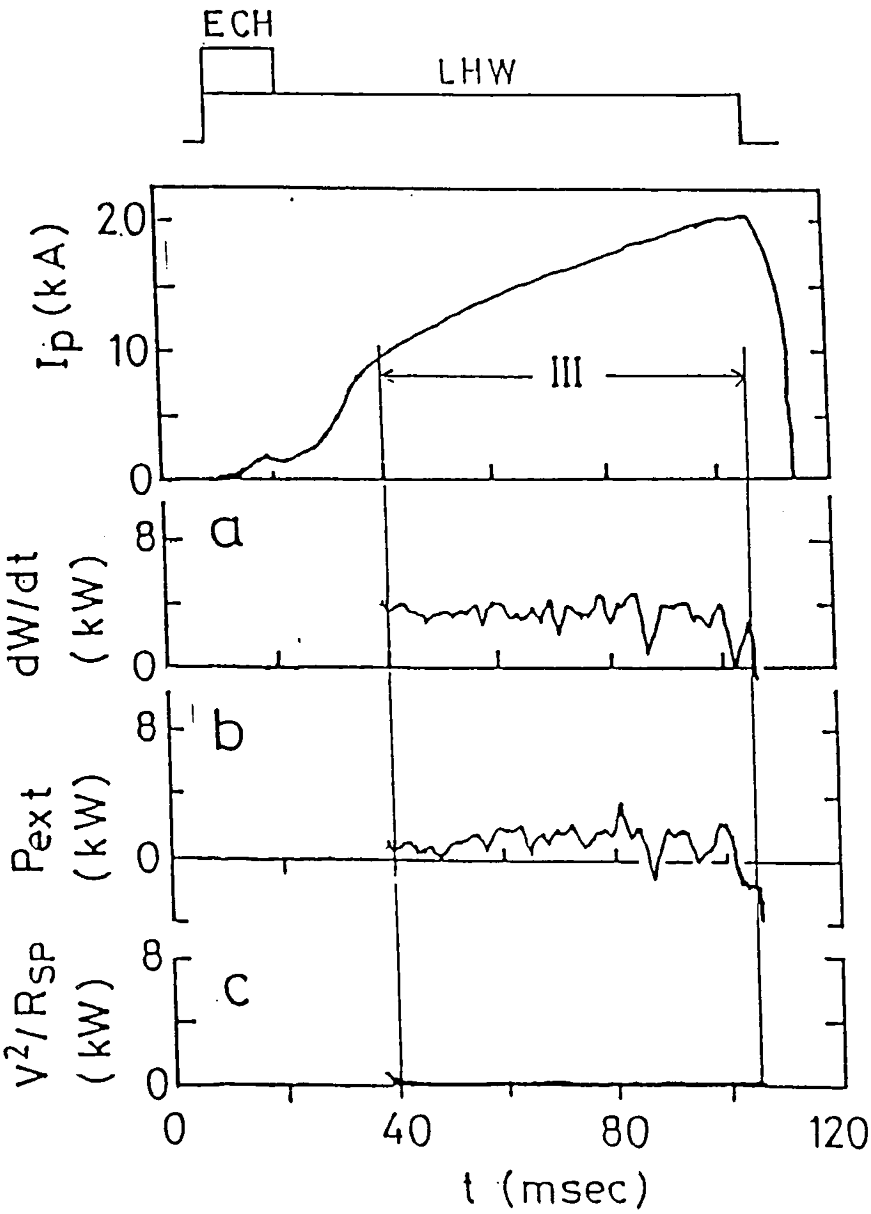

ECH
LHW
Ip (kA)
20
10
0
III
a
dW/dt (kW)
8
0
b
Pext (kW)
8
0
c
V2/RSP (kW)
8
0
0
40
80
120
t (msec)

図4-2-12

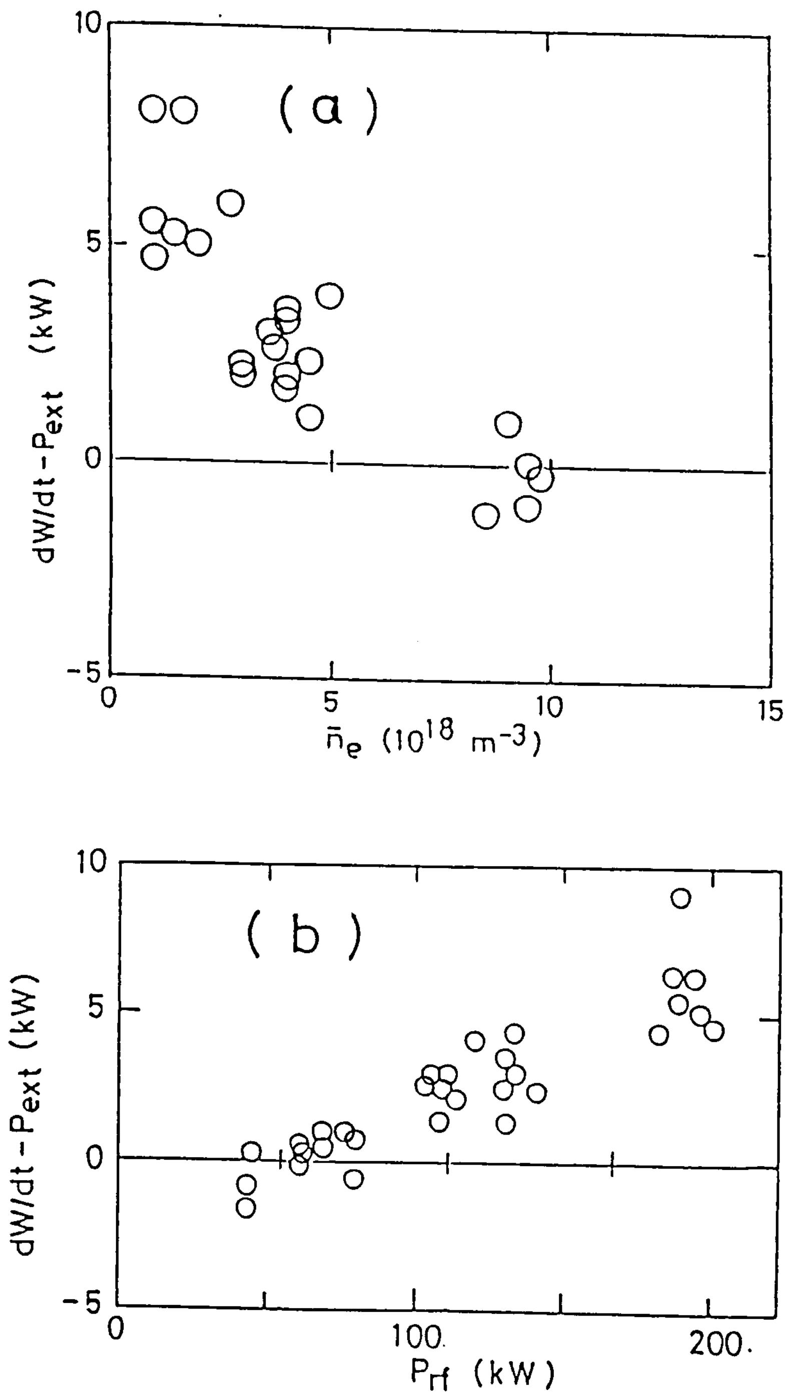

(a)
dW/dt - P_{ext} (kW)
10
5
0
-5
0
5
10
15
$\bar{n}_e$ (10^{18} m^{-3})
(b)
dW/dt - P_{ext} (kW)
10
5
0
-5
0
100.
200.
P_{rf} (kW)

図4-2-13

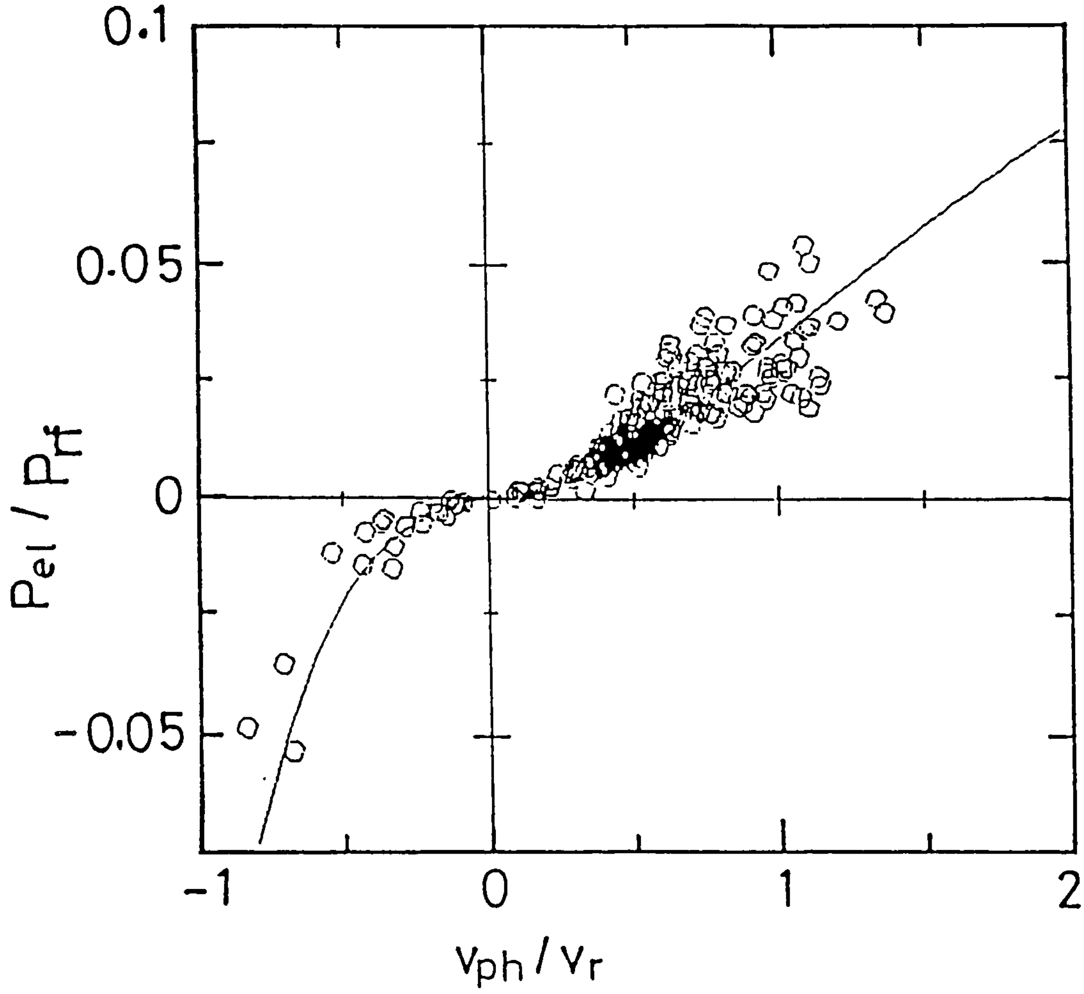
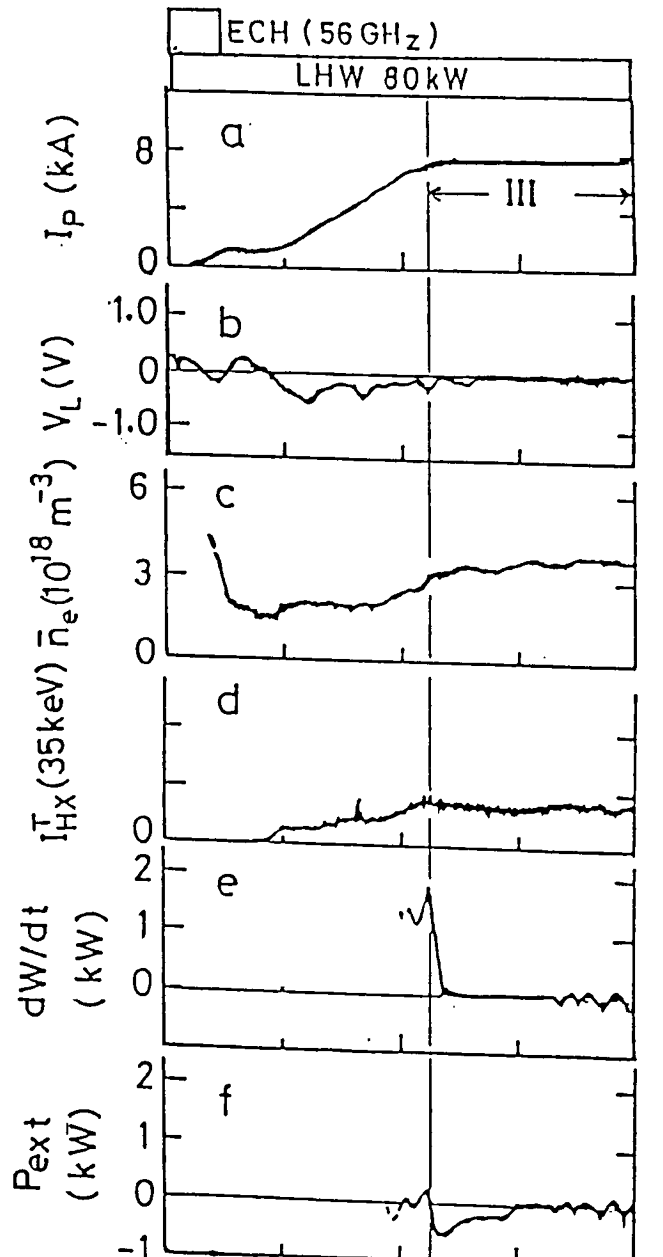


図 4-2-14



ECH (56 GHz)
LHW 80kW
a
b
c
d
e
f
III
I_p (kA)
V_L (V)
$\bar{n}_e$ (10^{18} m^{-3})
I^T_{HX} (35keV)
dW/dt (kW)
P_{ext} (kW)
t (msec)

図4-2-15

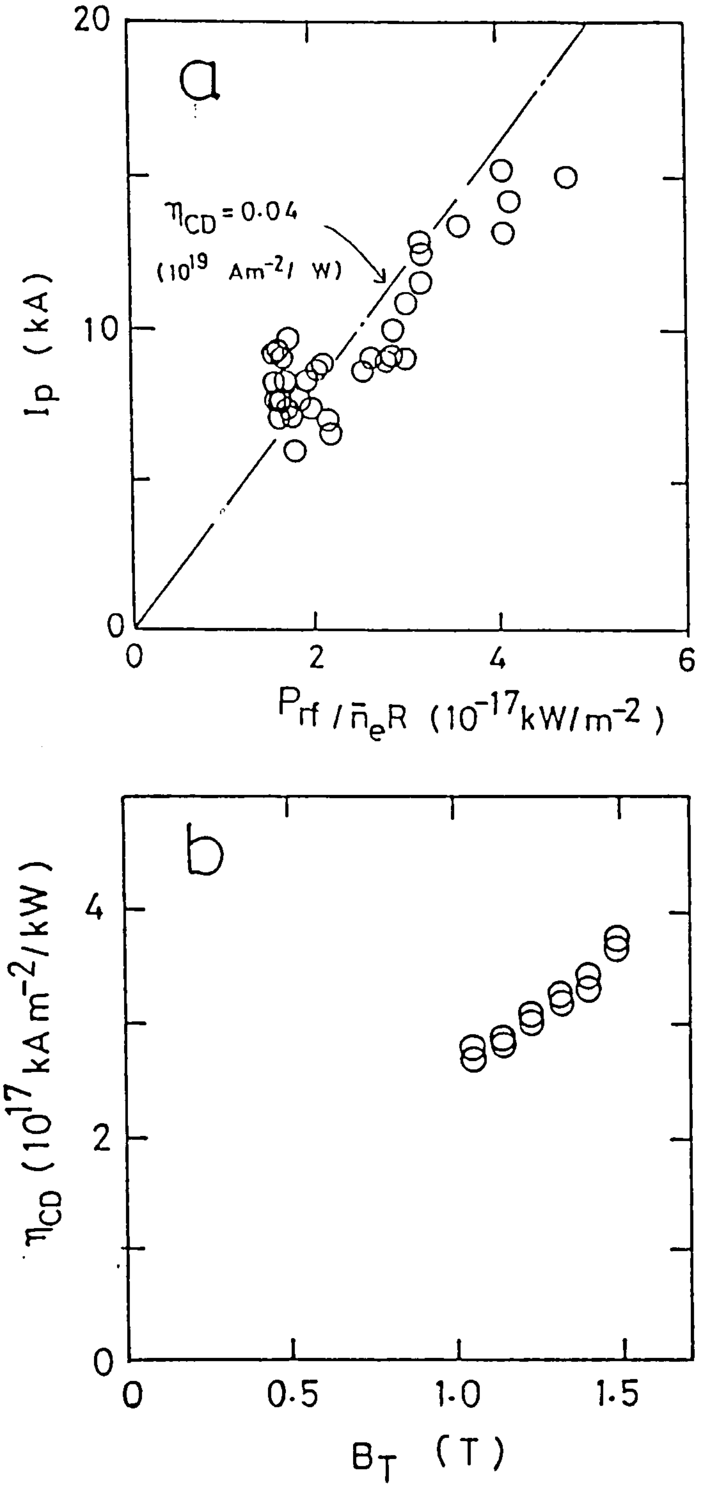

a
$\eta_{CD} = 0.04$
$(10^{19}\ Am^{-2}/W)$
20
10
0
0
2
4
6
I_p (kA)
$P_{rf}/\bar{n}_e R$ $(10^{-17} kW/m^{-2})$
b
4
2
0
0
0.5
1.0
1.5
η_{CD} $(10^{17} kAm^{-2}/kW)$
B_T (T)

図 4-2-16

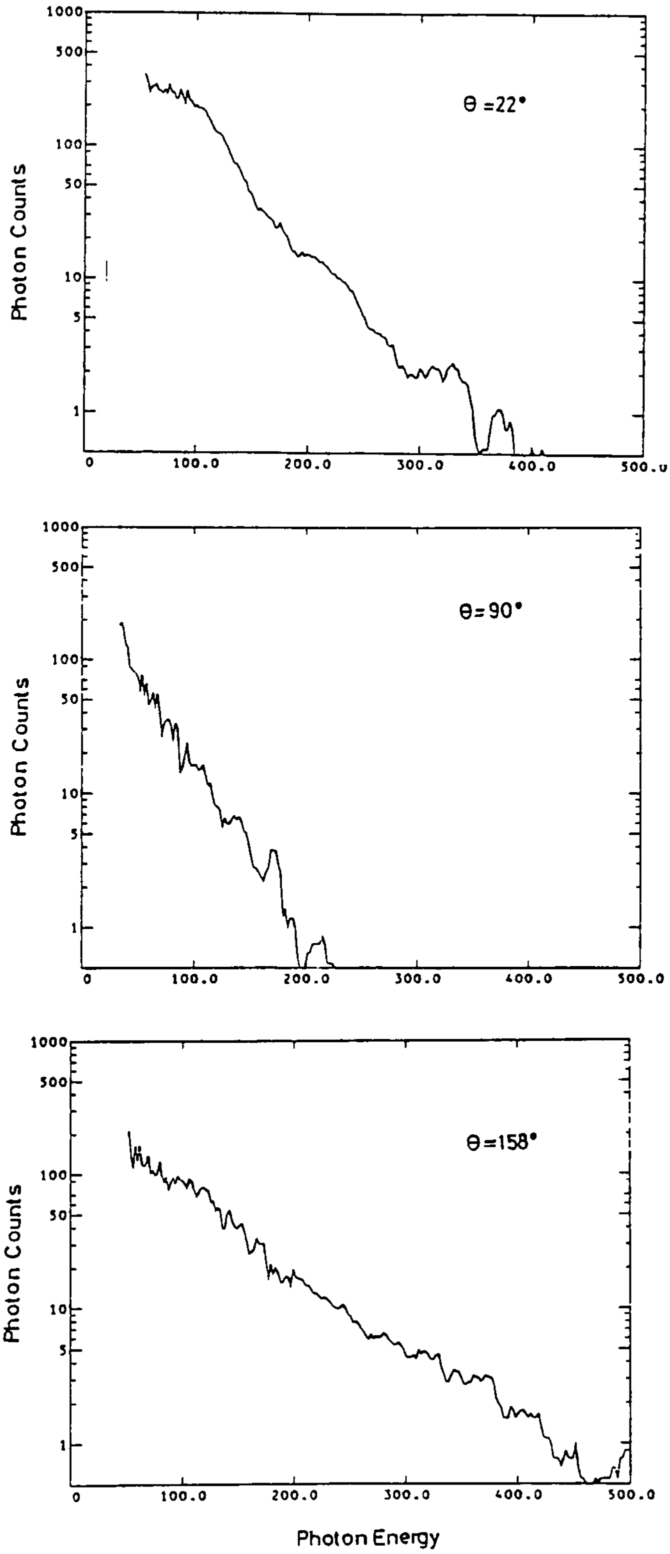

θ =22°
θ=90°
θ=158°
Photon Counts
Photon Energy
1000
500
100
50
10
5
1
0
100.0
200.0
300.0
400.0
500.0

図4 2-17

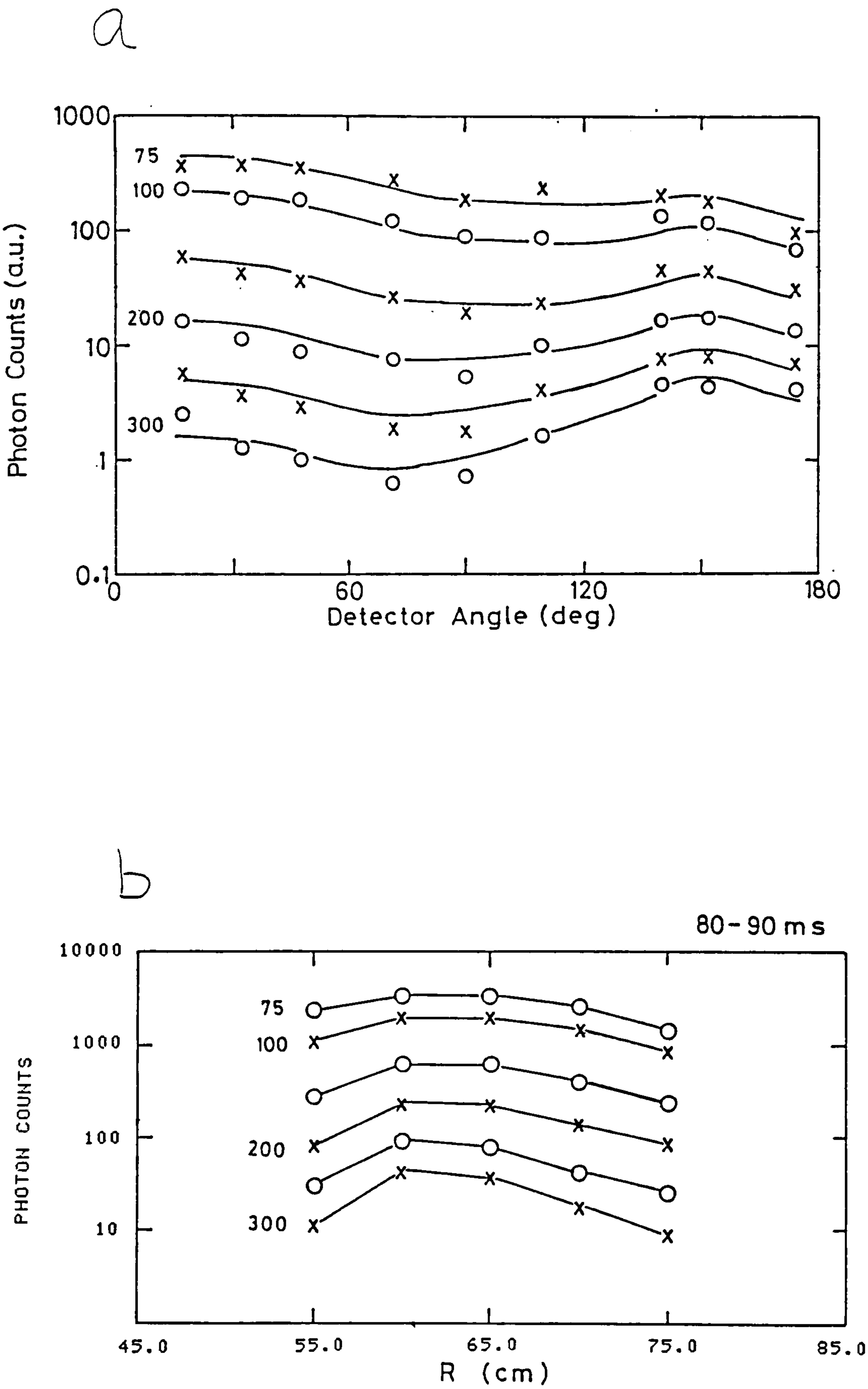
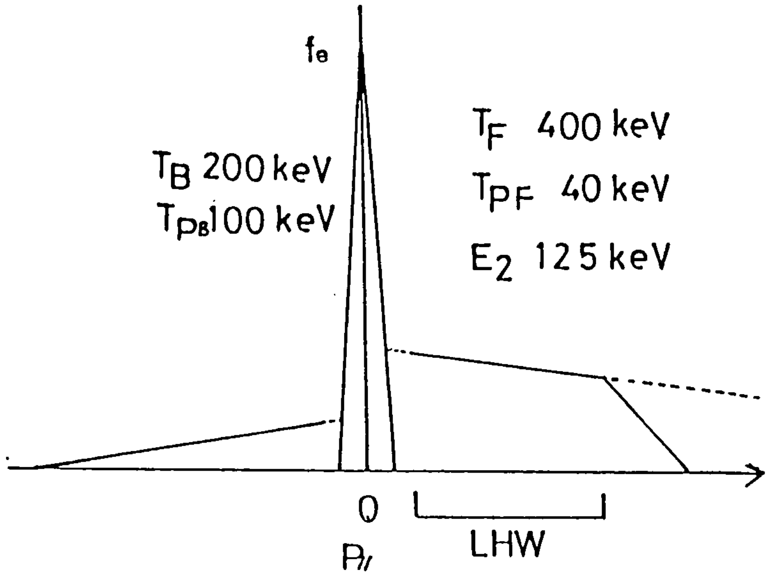

a
1000
100
10
1
0.1
75
100
200
300
Photon Counts (a.u.)
0
60
120
180
Detector Angle (deg)
b
80-90 ms
10000
1000
100
10
75
100
200
300
PHOTON COUNTS
45.0
55.0
65.0
75.0
85.0
R (cm)

図 4-2-18

a：速度空间



b：实空间

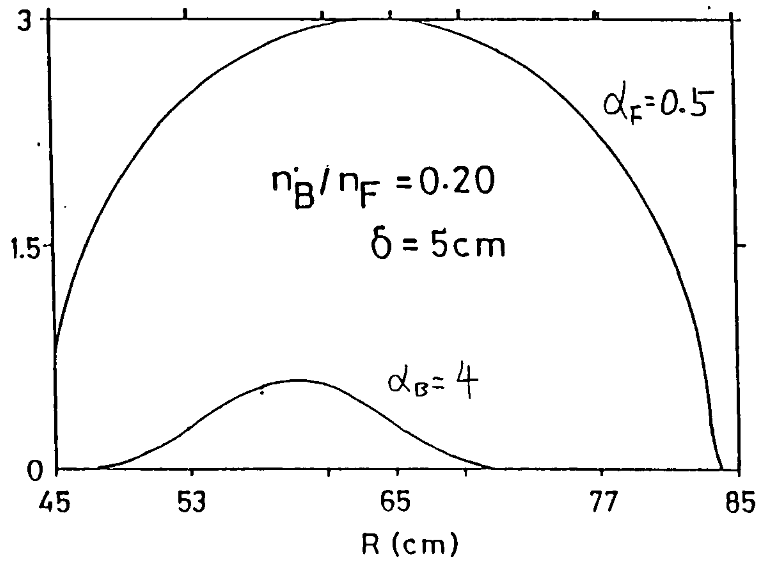


図 4-2 19

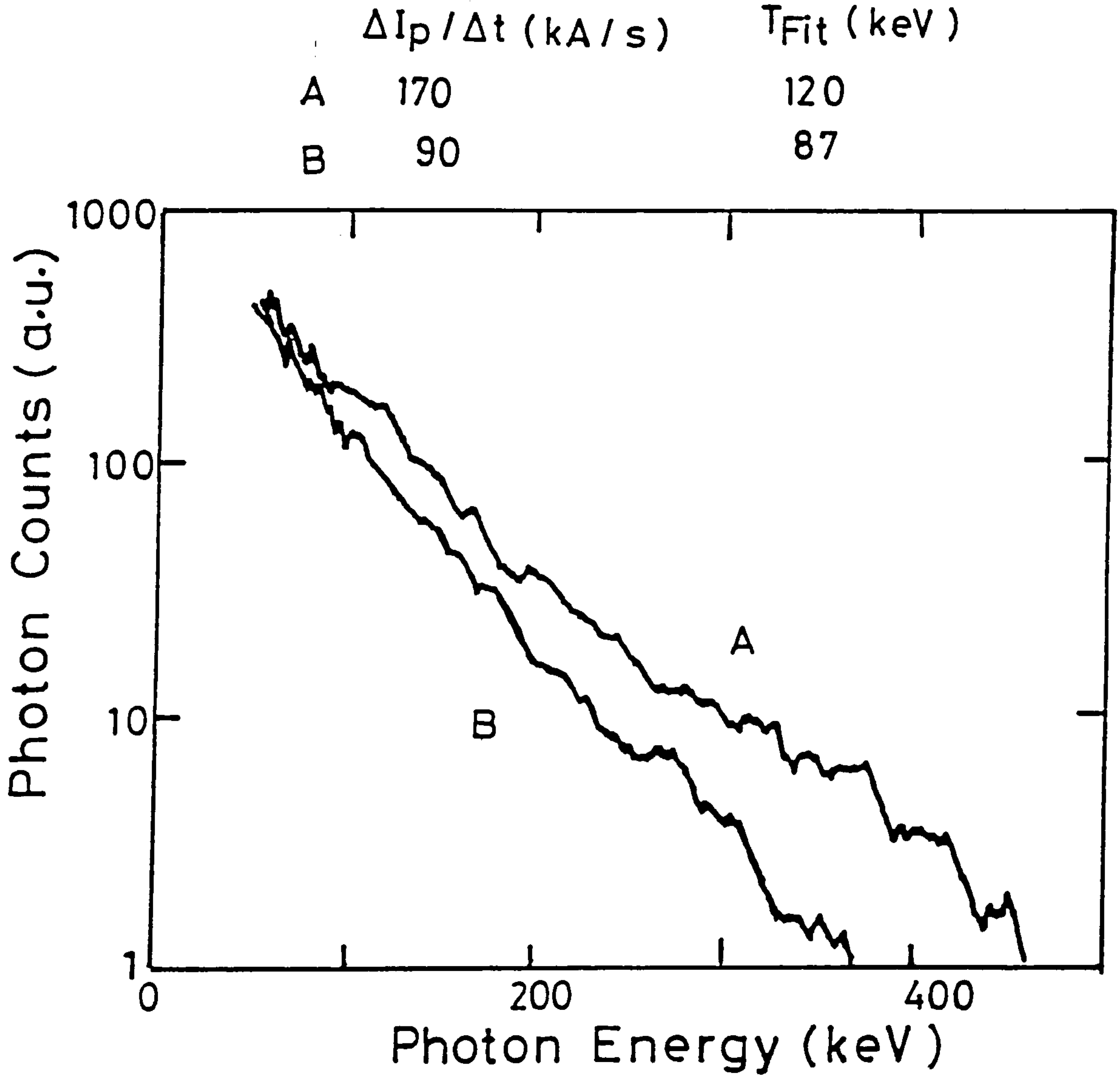

ΔIp / Δt (kA / s)
TFit (keV)
A 170 120
B 90 87
1000
100
10
1
0
200
400
Photon Counts (a.u.)
Photon Energy (keV)
A
B

図4-2-20

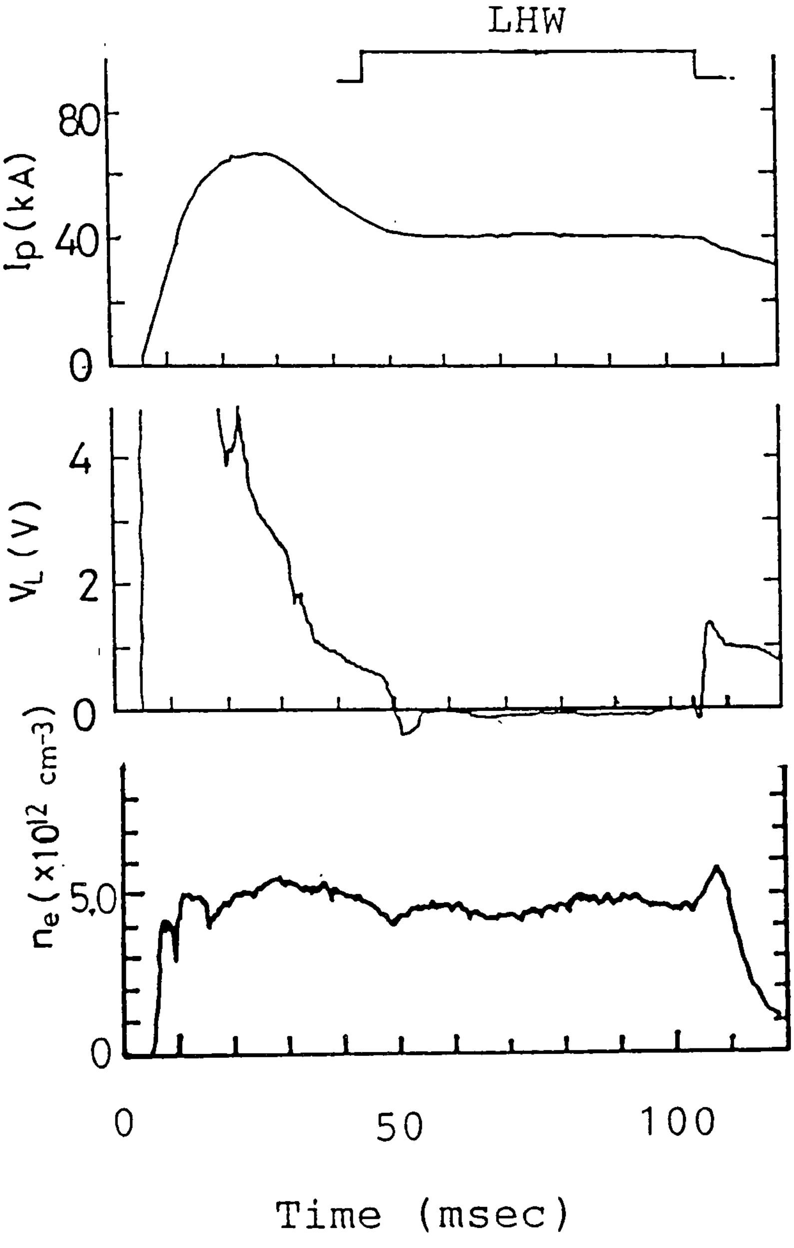
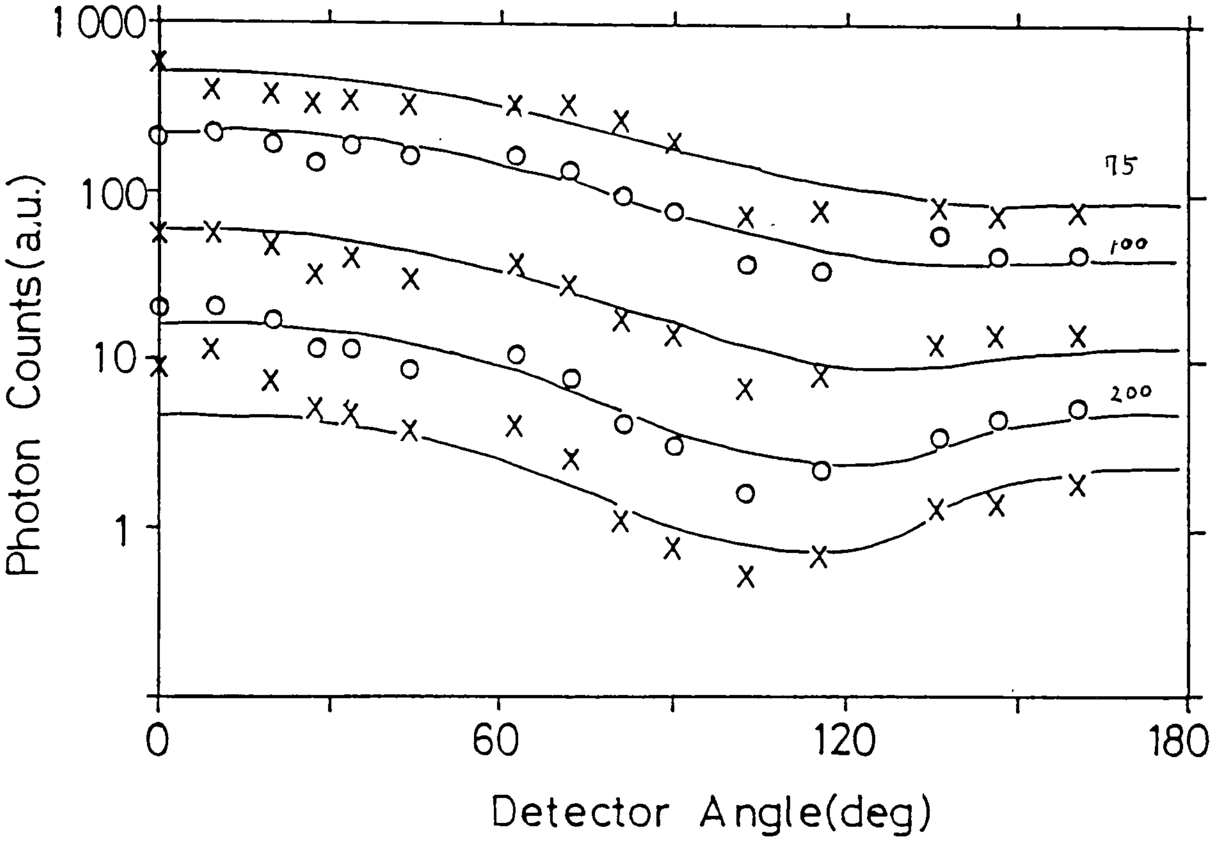
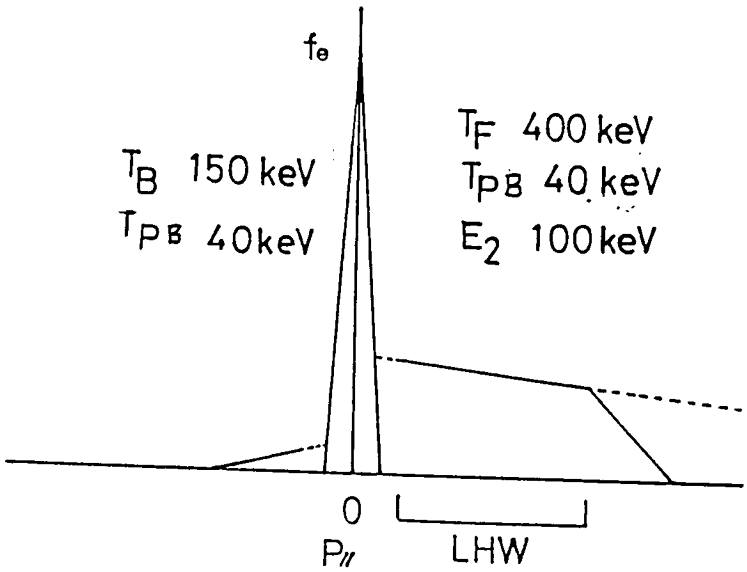


図4-2-21

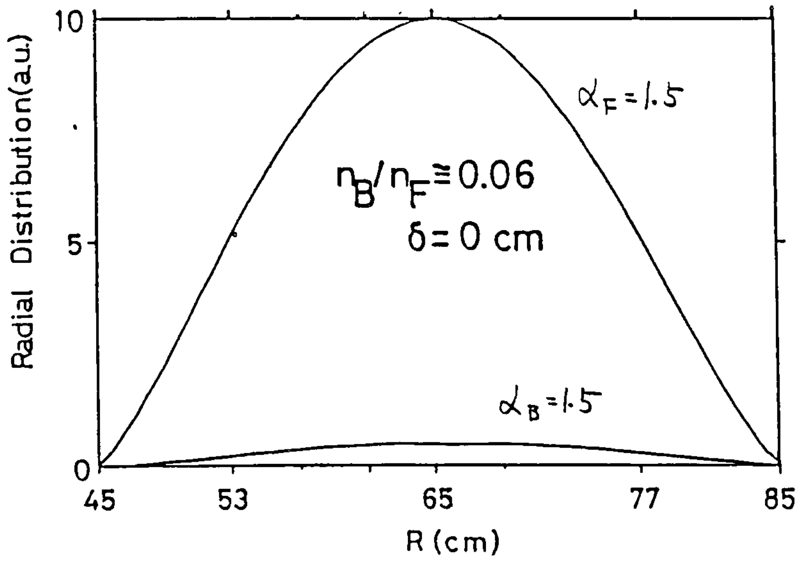


1000
100
10
1
Photon Counts(a.u.)
0
60
120
180
Detector Angle(deg)
75
100
200

図4-2-22

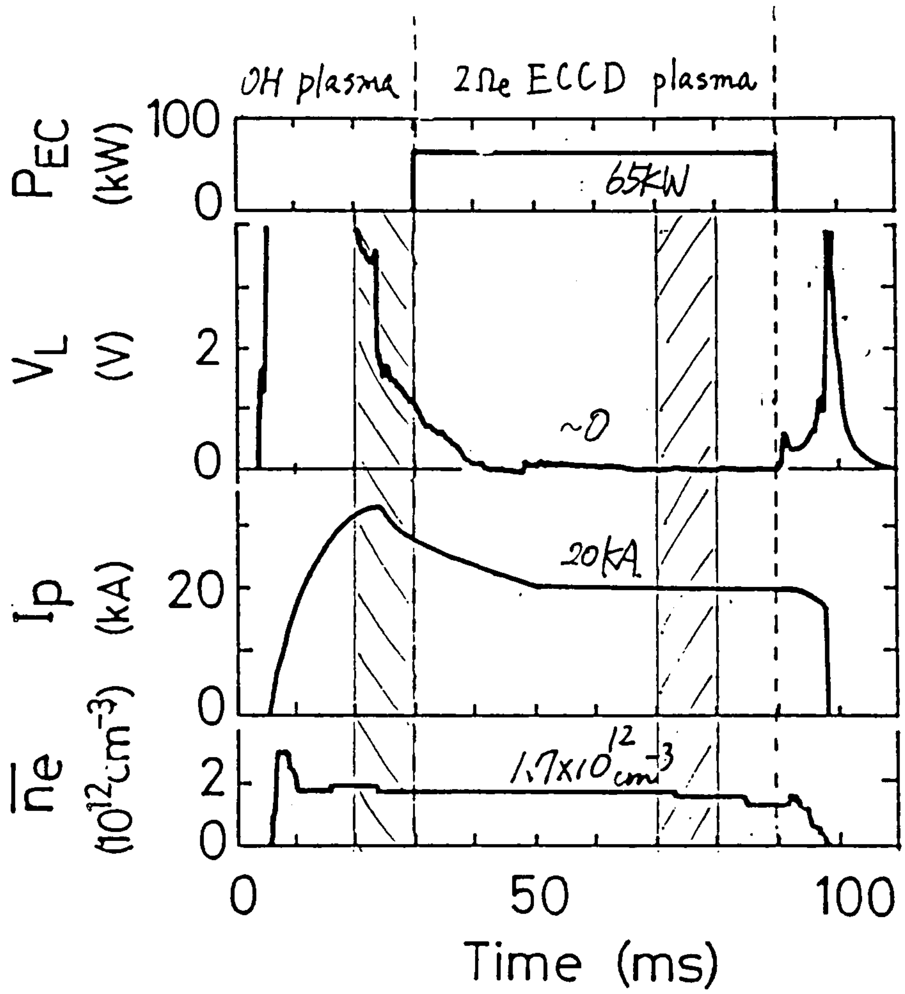


fe
TB 150 keV
TPB 40keV
TF 400 keV
TPB 40 keV
E2 100 keV
0
P//
LHW



10
5
0
Radial Distribution(a.u.)
αF=1.5
nB/nF≅0.06
δ=0 cm
αB=1.5
45
53
65
77
85
R (cm)

図4-2-23



OH plasma
2Ωe ECCD plasma
P_{EC} (kW)
100
0
65kW
V_L (V)
2
0
~0
I_p (kA)
20
0
20kA
$\overline{n_e}$ ($10^{12}cm^{-3}$)
2
0
$1.7\times10^{12}cm^{-3}$
0
50
100
Time (ms)

図4-2-24

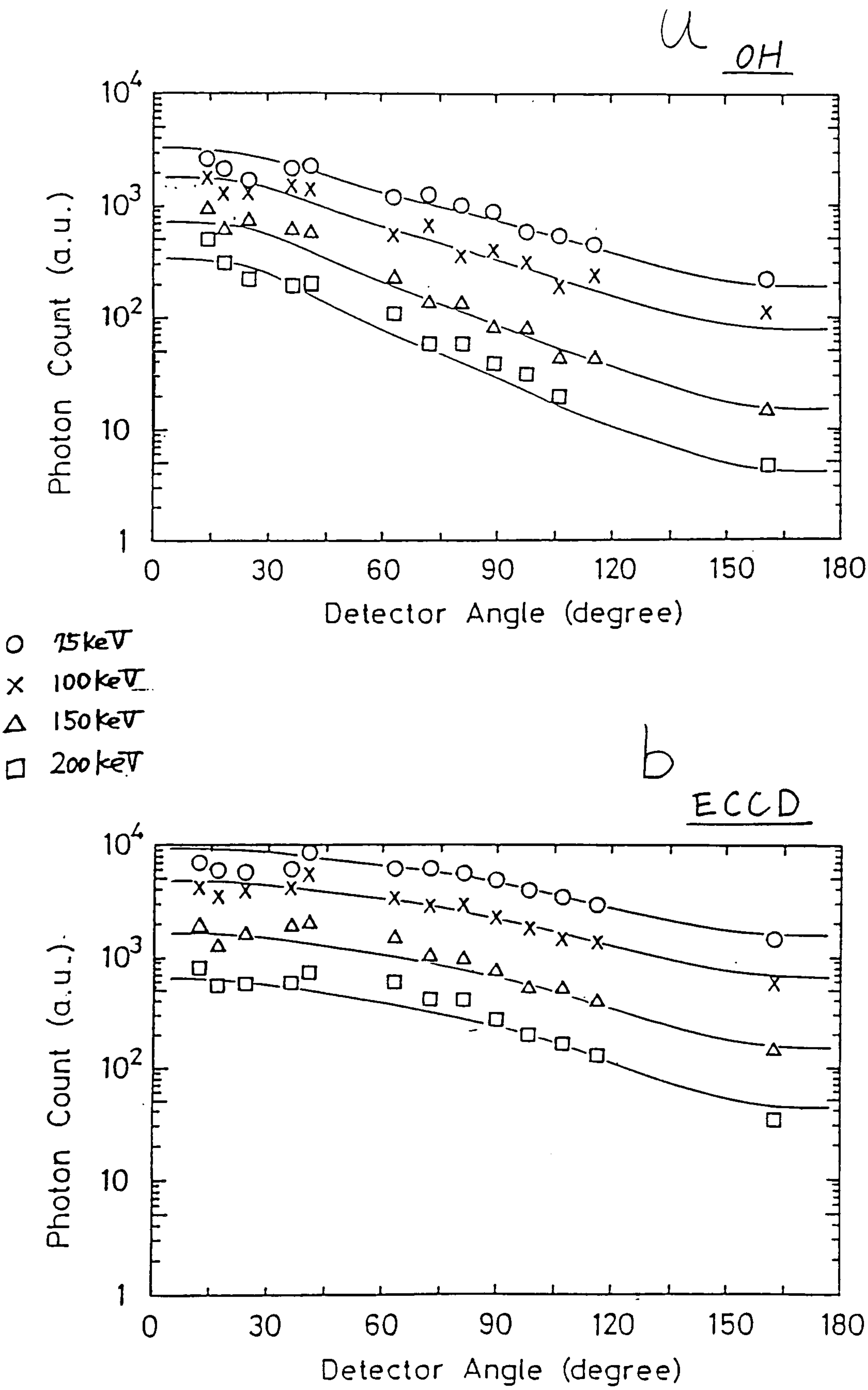

a
OH
10^4
10^3
10^2
10
1
Photon Count (a.u.)
0 30 60 90 120 150 180
Detector Angle (degree)
○ 75keV
× 100keV
△ 150keV
□ 200keV
b
ECCD
10^4
10^3
10^2
10
1
Photon Count (a.u.)
0 30 60 90 120 150 180
Detector Angle (degree)

図4-2-25

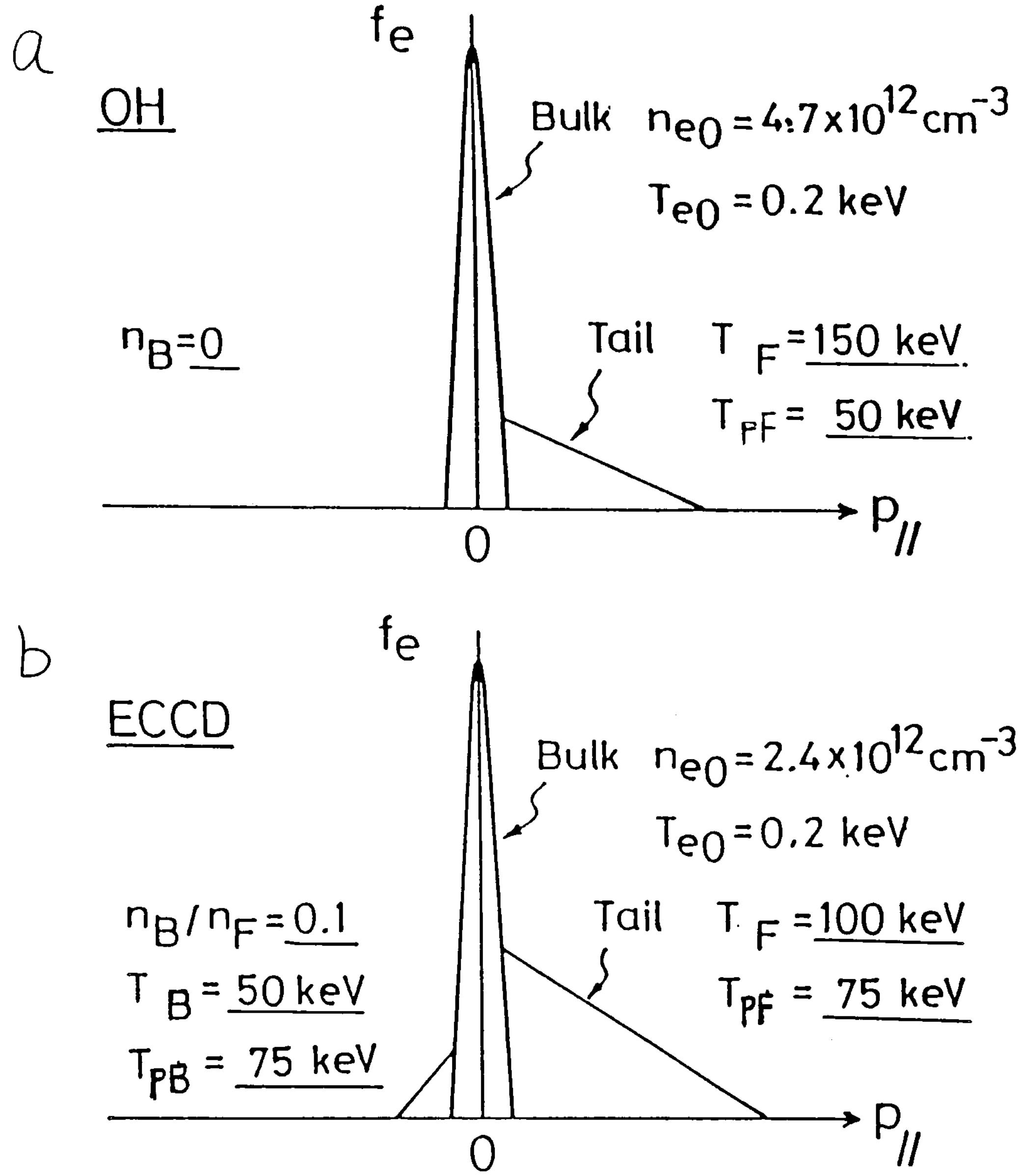

a
OH
f_e
Bulk
$n_{e0} = 4.7 \times 10^{12} cm^{-3}$
$T_{e0} = 0.2$ keV
$n_B = 0$
Tail
$T_F = 150$ keV
$T_{PF} = 50$ keV
0
$p_{//}$
b
ECCD
f_e
Bulk
$n_{e0} = 2.4 \times 10^{12} cm^{-3}$
$T_{e0} = 0.2$ keV
$n_B/n_F = 0.1$
$T_B = 50$ keV
$T_{PB} = 75$ keV
Tail
$T_F = 100$ keV
$T_{PF} = 75$ keV
0
$p_{//}$

図 4-2-26

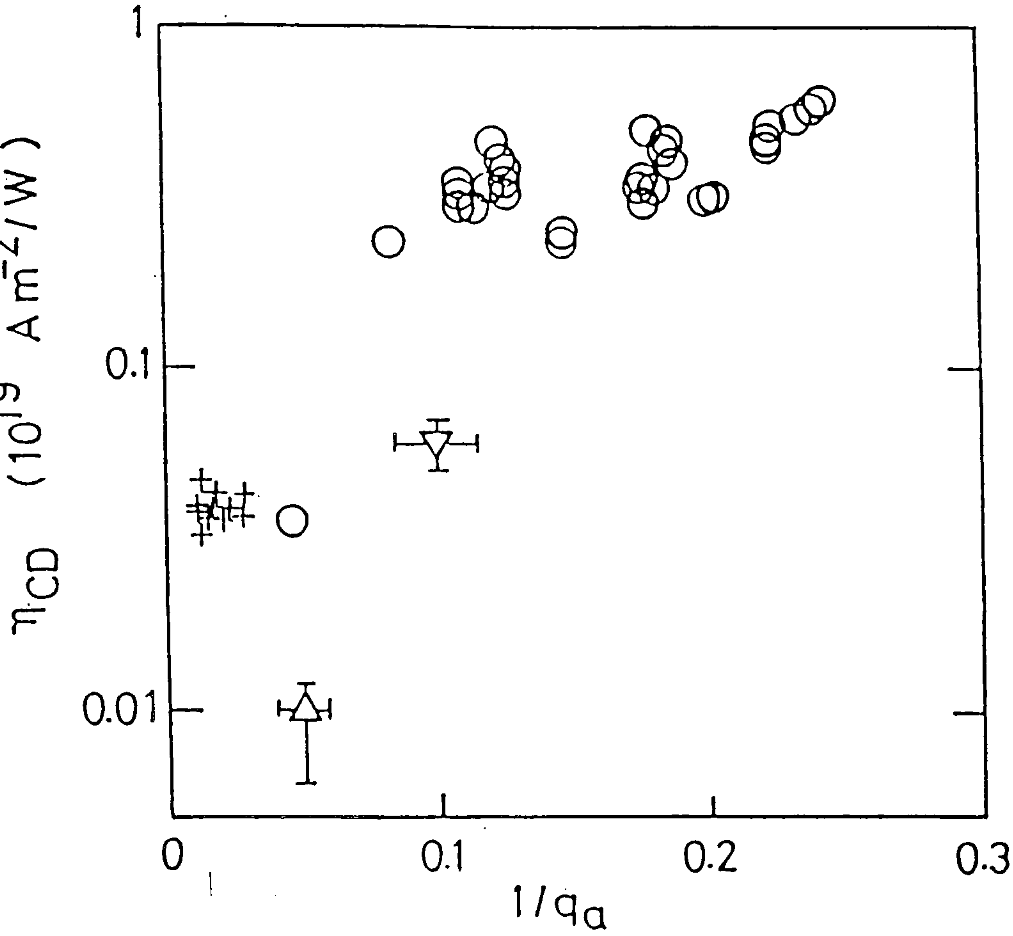
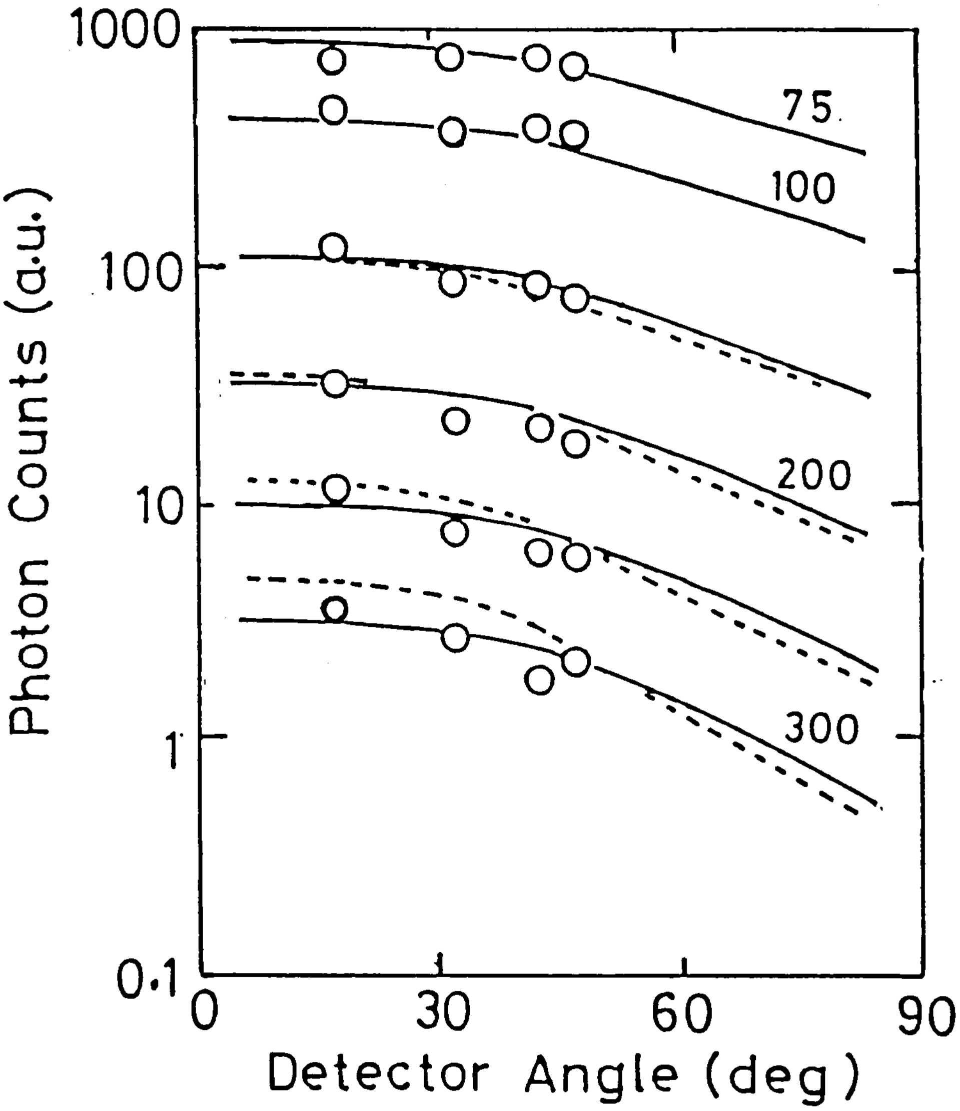


図5-1



1000
100
10
1
0.1
0
30
60
90
75
100
200
300
Photon Counts (a.u.)
Detector Angle (deg)

図 5-2

Parameters for the fitting

	LHCS	rf-tokamak
T_F (keV)	400 -50,+100	400 -50,+100
T_{PF} (keV)	40 ±5	40 ±5
E_2 (keV)	100 ±25	125 ±25
T_B (keV)	150 ±25	200 ±25
T_{PB} (keV)	40 ±5	100 ±25
n_{BB}/n_{FB} (%)	6 ±2	20 ±5

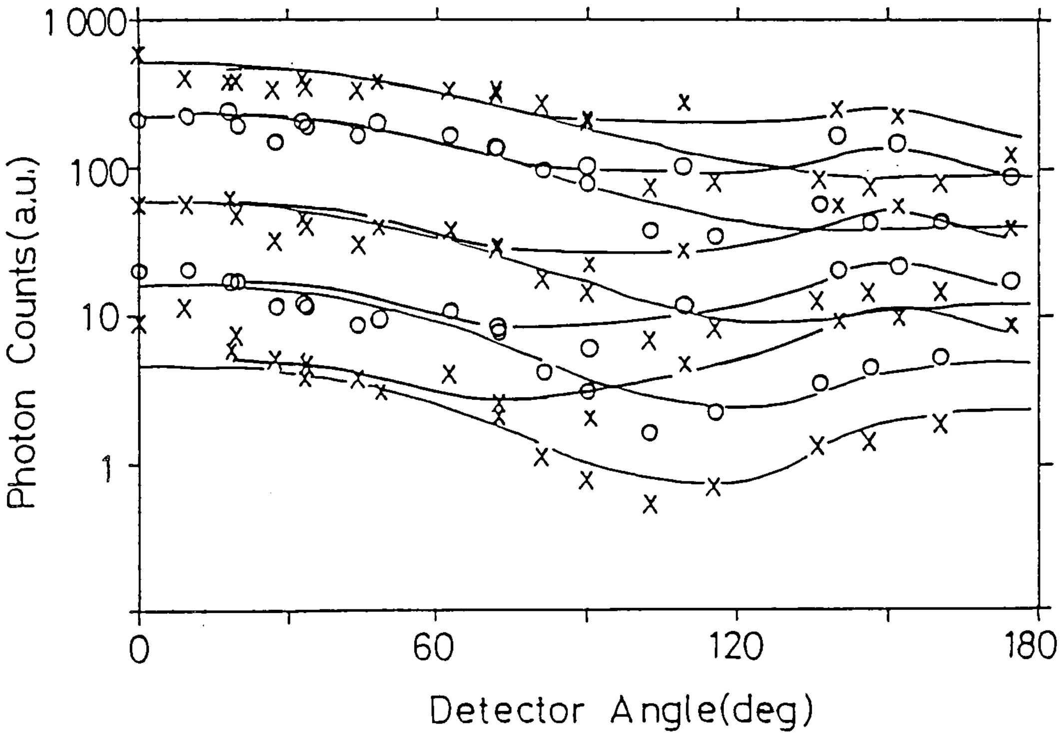
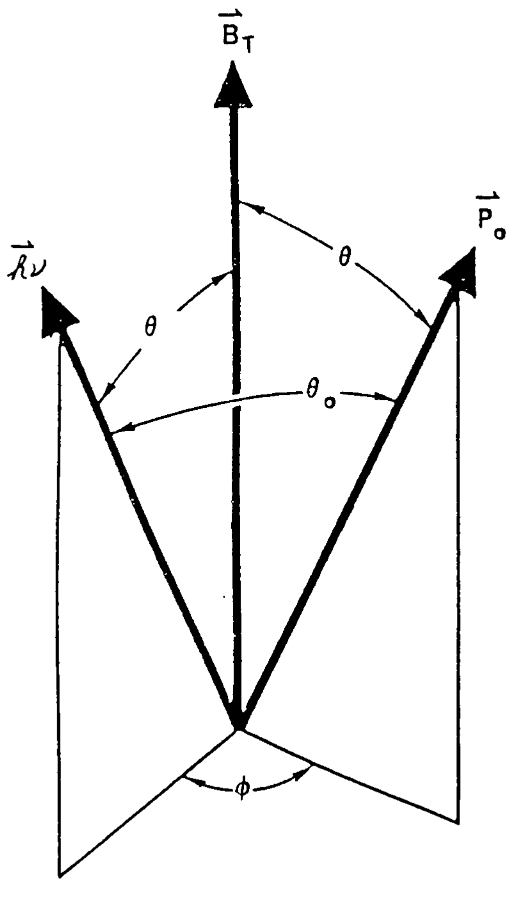
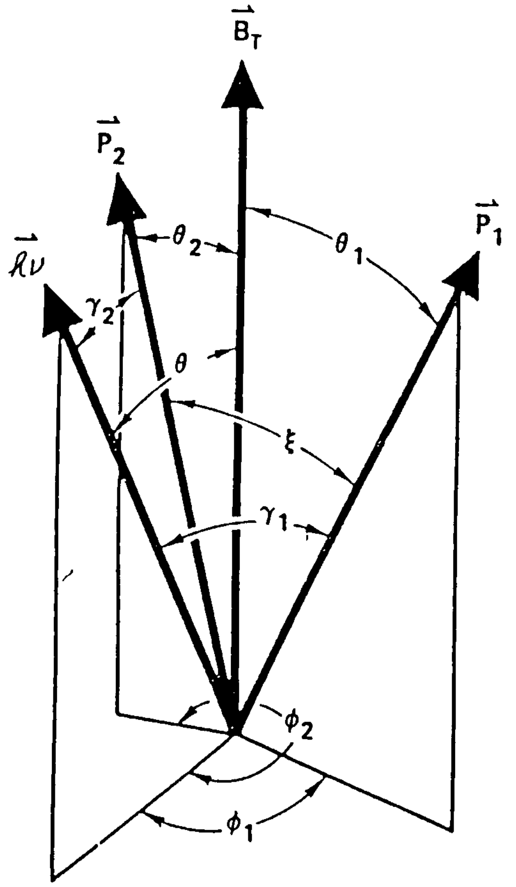


図5-3



図AP-1



$\vec{B}_T$
$\vec{P}_2$
$\vec{P}_1$
$\vec{h\nu}$
θ_2
θ_1
γ_2
θ
ξ
γ_1
ϕ_2
ϕ_1

図AP-2