

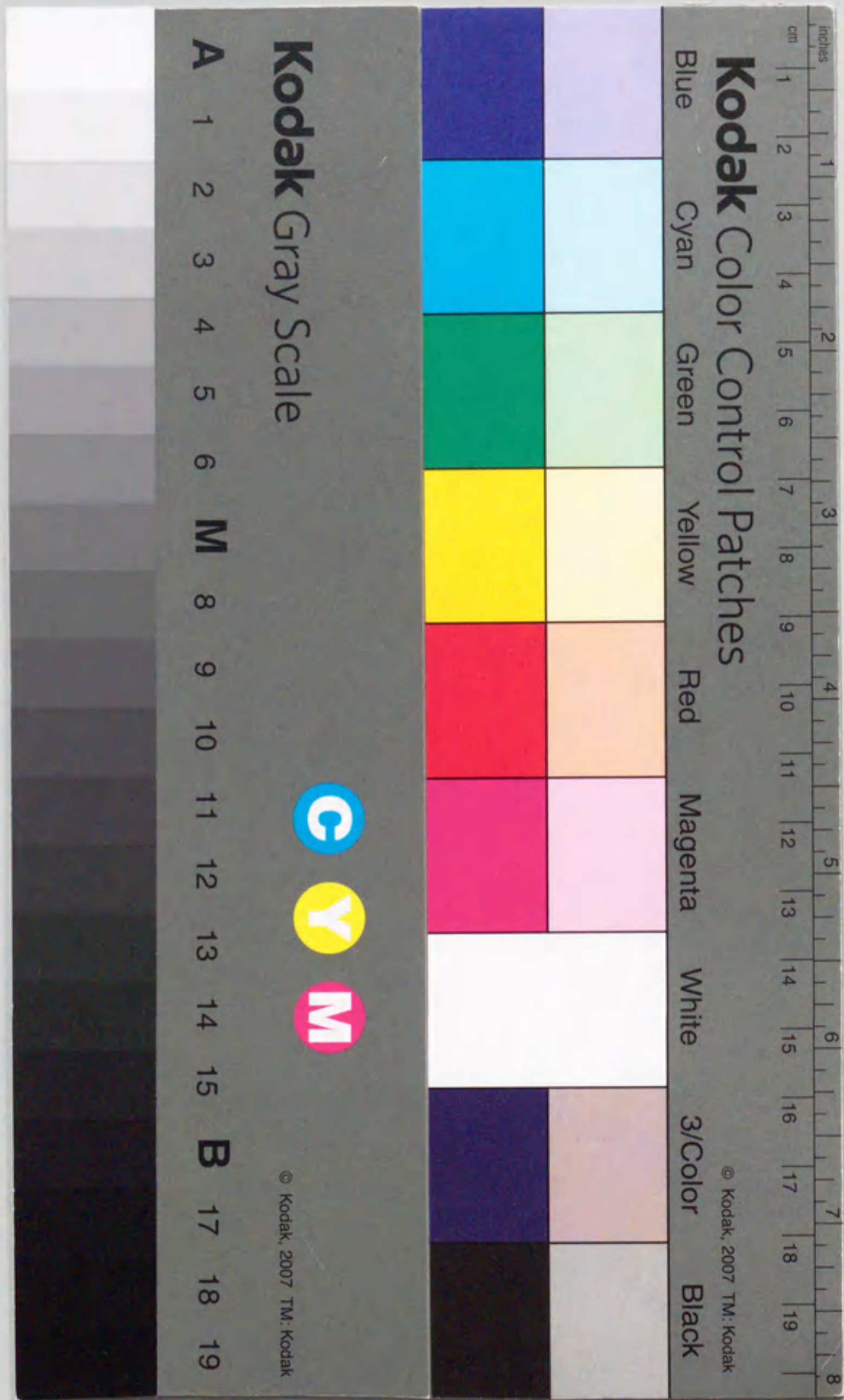
学位論文

JIPP T-I I Uトカマクに於ける
速波と遅波の粒子・波動相互作用の研究

1993年

名古屋大学大学院
理学研究科博士課程
物理学専攻

関 哲夫



報告番号 甲第 2825 号

主論文

JIPP T-IIUトカマクに於ける
速波と遅波の粒子・波動相互作用の研究

目次

	頁	
第1章 序論	1	
核融合研究に於ける波動加熱、電流駆動の意義及び本研究の目的		
第2章 イオン・サイクロトロン高次高調波周波数帯 に於ける速波と遅波の吸収強度の評価	7	
(a) 波動方程式		7
(b) 速波の分散式		8
(c) 遅波の分散式		10
(d) 速波と遅波の吸収強度の比較		12
第3章 実験	16	
§3.1 実験装置	16	
§3.1.1 JIPPT-IIUトカマク実験装置	16	
§3.1.2 速波励起アンテナ	17	
(a) アンテナの構造		17
(b) 入射電力の計算		18
(c) 伝送路の電圧分布の計算		19
§3.1.3 遅波励起アンテナ	21	
§3.2 速波(高速磁気音波あるいは圧縮性アルベン波) 加熱実験	23	
§3.2.1 実験結果	23	
(a) 電流駆動(電子加熱)実験		23

(b)	第3高調波加熱(イオン加熱)実験	25
§3.2.2	考察	27
(a)	粒子・波動相互作用の強さ	27
(b)	波動吸収分布の計算	29
§3.2.3	結論	31
§3.3	遅波(イオン・バーンシュタイン波)加熱実験	33
§3.3.1	実験結果	34
§3.3.2	考察	37
(a)	粒子輸送解析	37
(b)	イオンの準線形拡散	39
§3.3.3	結論	41
第4章	まとめ	43
謝辞		45
付録		46
A	波の吸収機構	46
(a)	ランダウ減衰	46
(b)	走行時間減衰	48
(c)	サイクロトロン減衰	49
B	伝送路の位相速度とインピーダンス	51
(a)	ファラデー・シールド部	51
(b)	内導体を金属壁で覆っている部分	52

(c)	同軸管部	53
(d)	導入端子部	53
参考文献		55
図		59

第1章 序論

核融合研究に於ける電流駆動、波動加熱の意義及び本研究の目的

人類にとって文明の発展は、人類の英知による各種エネルギー源の開発に因るところが大きい。消費エネルギーの莫大な増加により、人類文明が急速に発展した。19世紀から20世紀にかけて急速に消費されてきた石油、石炭等の化石燃料は、今後発見される埋蔵量の増加と、このまま増え続けるエネルギーの消費量から見積ると、100年以内に使い尽くされるものと予測される。そこで、新しいエネルギー源として考えられたのが、原子力エネルギーである。核分裂反応を利用する原子炉は、既に実現されているが、これを次世代のエネルギー源とするには、高速増殖炉でウランを有効利用することが不可欠である。しかし、高速増殖炉には、核分裂生成物の処理等の問題が有る上、利用可能なウラン資源も地域的に偏在しているため、これから数世紀といった長期に亘って利用するには、十分な量ではないと予想されている。

この様な状況の下で、新しいエネルギー源として考えられ研究されているものの一つに、核融合を利用した発電が有る。現在進められている核融合研究には、以下に示す様に大きく分けて二つの方式が有る。まず、磁気閉じ込め方式は、磁場を用いて燃料となるプラズマ粒子を閉じ込め、これを加熱して核融合を実現しようという方式である。この方式は、磁場配位の違いにより、環状系装置と開放端系装置の二種類に分けることができる。一方、慣性閉じ込め方式は、大出力のレーザー等を小さな固体燃料に照射し、超高密度プラズマを発生、加熱し、短時間に核融合反応を起こさせるものである。これらの内、主流は磁気閉じ込め方式であり、現在世界中で

様々な装置による研究が行なわれている。現在のところ最も有望視されているものは、環状系装置の中で回転対称な磁場配位をした、トカマク(tokamak)と呼ばれる装置である。本研究は、このトカマク装置で行なったものである。

磁場中の荷電粒子は、磁力線に巻き付く様に旋回運動を行っており、磁力線に対して平行方向には自由に動けるが、垂直方向には自由に動くことはできない。トカマク装置は、この性質を利用して、荷電粒子の集まりであるプラズマを、磁場により図1に示す様にトーラス状に閉じ込める装置である。主な磁場は、コイルによって作られるトロイダル方向の磁場である。しかし、トロイダル磁場は図に示す様な曲率を持っており、また、その強度は主半径方向の距離Rに逆比例している。従って、これら磁場の曲率と強度勾配の効果により、イオンと電子は磁力線を横切り、互いに逆向きに上下方向にドリフトする。その結果、荷電分離により電場を生じ、この電場とトロイダル磁場による $E \times B$ ドリフトでプラズマは外へ逃げるため、トロイダル磁場だけではプラズマを閉じ込めることはできない。そこで、トーラスの上部と下部を繋ぎ、空間電荷を短絡させるための、ポロイダル方向の磁場が必要である。これらトロイダル磁場とポロイダル磁場は組み合わせ、螺旋状の磁力線を形成している。

トカマク装置では、このポロイダル磁場をプラズマ自身の流れによる電流から得ている。プラズマ電流は、トロイダル方向に巻かれた一次コイルにより変圧器の作用で作られる。即ち、一次コイルによりポロイダル方向の磁束の変化を作り出し、これがトロイダル方向の電場を誘起し、プラズマ電流を駆動する。この様に、現在のトカマク装置は、プラズマ電流を誘導起電力により得ているため、定常運転ができないという欠点を持つ。そこで、定常的に電流を駆動する方法が色々と研究されている。現在、JT-60Uトカマク[1]、JETトカマク[2]、Tore Supraトカマク[3]では、低域混成

波を用いてMA級の電流駆動が実験で得られている。しかし、電子温度が高いプラズマでは、低域混成波は中心に届く前にプラズマ中で吸収されてしまい、プラズマ中心部の電流を駆動することはできない[4]。この問題を解決する一つの方策として、理論的に高温、高密度プラズマでも適用可能な、速波を用いた電流駆動が提案されており[5-10]、この方式による電流駆動の実験的な実証は、世界的に関心が持たれている。

トカマク装置には、プラズマ電流が流れているため、プラズマの抵抗によるオーミック加熱が起こるという利点がある。しかし、プラズマの抵抗は電子温度の二分の三乗で減少するため、プラズマが高温に成る程オーミック加熱は有効では無くなり、この方法だけでは核融合反応を実現するのに十分な温度は得られない。従って、他の方法によりプラズマを追加加熱する必要が有る。高周波電磁場を用いた加熱法はその一つであり、古くから用いられてきた。

この様に、核融合研究を進める上で、高周波電磁場を応用した手法は、電流駆動及びプラズマ加熱に非常に有効である。

アンテナで励起される波動は、周波数 ω 及び波数 k で特徴付けられる。その内、周波数は、サイクロトロン周波数等の特徴的な値により決定される。これまでのイオン・サイクロトロン周波数帯のプラズマ加熱実験は、主に基本波で行われてきた。特に、速波（高速磁気音波あるいは圧縮性アルベン波）を用いた加熱は、その有効性が実験的に証明され、既に確立された加熱手法として、これまで様々な成果を上げてきている[11-14]。一方、既存のトカマク装置では、そのトロイダル磁場強度が2-4 teslaであるので、イオン・サイクロトロン周波数帯を用いた加熱実験では、用いられる周波数は数十MHzである。従って、波長は数mとなり、このため波を励起するためにループ・アンテナを真空容器内に設置している。しかし、このループ・アンテナを将来の核融合炉に適用した場合には、核融合反応によって

生成される中性子による損傷や熱負荷が大きい等の問題点があり、新方式のアンテナの導入が不可欠である。そこで考えられるのが、導波管アンテナである。しかし、導波管アンテナでは、その幅が遮断周波数を決めるので、数十MHz用のアンテナでは、その幅が数mになり、このままではトカマク装置に設置できない。一方、核融合プラズマの研究が進み、生成されるプラズマの温度、密度が高くなると、更に高次の高調波による加熱が可能と成ることが理論的に予測されている[15]。高次高調波を利用すれば用いる波の周波数を高くできるので、導波管アンテナの幅を狭めることができる。従って、加熱領域を高次高調波に広げていくことは、導波管アンテナを適用可能にし、核融合炉に適したアンテナを設計することができるという点で重要な研究方向である。本研究では、イオン・サイクロトロン第3高調波による加熱を行なうため、周波数130 MHzを用いる。この様に、本研究は、第3高調波領域に於けるプラズマ加熱及び電流駆動の物理を特に明らかにすることを目標とするものである。

本研究は、イオン・サイクロトロンの第3高調波帯の周波数を用い、形状の異なる二種類のアンテナで、磁力線方向の波数 k_{\parallel} とプラズマ中の波動電場のモードを変えることにより、速波（高速磁気音波あるいは圧縮性アルベン波）と遅波（イオン・バーンシュタイン波）を励起して実験を行なった。

速波を用いた実験に於いて本研究の重要な目的の一つは、上で述べた様に第3高調波加熱を実証することである。これは、速波によるイオン加熱を示すことにより達成される。一方、トカマク装置を炉として実用化するためには、定常的にプラズマ電流を流し続けなければならない。この目標を達成するため、上述の様に低域混成波を用いた手法に代わって、速波を用いた新方式の電流駆動の実験を行なう。しかし、JIPP T-IIUトカマクを含む、現在行なわれている様な中小型装置での実験では、その実証が難しく、

速波による電流駆動をはっきりと示した実験は未だ無い。速波電流駆動は、波の持つトロイダル方向の運動量を電子に与えることにより行なうため、まず波と電子の相互作用が起こることが不可欠である。従って、本研究では電子加熱を得ることが最初の目的である。

遅波（イオン・バーンシュタイン波）による加熱は、理論的に高温、高密度プラズマに適用できるため、将来核融合炉に於いても適用可能だと考えられている[16]。また、遅波は、高次高調波加熱が可能であるため、これまでのイオン・サイクロトロン周波数帯領域より高い周波数を使うことができる[17]。更に、波を励起するためのアンテナの電場方向が、トロイダル方向を向いているため、既に低域混成波を励起するために用いられているものと同じである、縦長の導波管アンテナにより波を励起することができる。従って、遅波加熱は、核融合炉に用いるのに大変魅力的な加熱法である。これまで遅波による加熱は、JIPP T-IIUトカマク[18,19]、PLTトカマク[20-24]、Alcator Cトカマク[25-28]等で行なわれ、実証されてきた。一方、最近行なわれたJFT-2Mトカマク[29]及びDIII-Dトカマク[30]の実験では、はっきりした遅波加熱の効果は見られていない。本研究は、軽水素に対するこれまでで最高次数の高次高調波実験であり、遅波による高次高調波加熱の実証が主な目的である。また、同一装置に於いて、同じ次数の速波加熱と遅波加熱の振舞を比較するという、非常に興味深い一面も持っている。

第二章では、実験に先立ってイオン・サイクロトロン高次高調波帯に於ける速波と遅波の粒子との相互作用の強さを評価するため、それぞれの波の減衰率の計算を行なう。その結果、遅波に比べ速波の粒子との相互作用の弱いことが導かれる。第三章では実験結果を示す。速波加熱実験に於いては、電流駆動の前提条件となる電子加熱と、第3高調波加熱によって引き起こされるイオン加熱が見い出される。遅波加熱実験に於いては、第3高調波加熱を実証する。また、速波加熱では見られない、特徴的な高速イ

オンのエネルギー分布が観測されており、この分布の生成機構を説明するため、理論的検討を行なう。そして、第四章に於いて速波加熱と遅波加熱を比較し、実験結果のまとめを行なう。

第2章 高次イオン・サイクロトロン周波数帯に於ける 速波と遅波の吸収強度の評価

高次イオン・サイクロトロン周波数帯に於いては、実験例も少なく、波の吸収強度を評価した計算も余り無い。本研究では、速波と遅波の両実験を行なうので、それぞれの分散式の導出及び吸収強度の比較を行なう。

(a) 波動方程式

Maxwell方程式

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \end{cases} \quad (2-1)$$

に対して、誘電率テンソル $\overleftrightarrow{\mathbf{K}}$ を使って書き表した電束密度

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \overleftrightarrow{\mathbf{K}} \cdot \mathbf{E} \quad (2-2)$$

を用い、(2-1)式の一次の摂動項のフーリエ成分を求めると、

$$\begin{cases} \mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mathbf{B}_1 \\ \mathbf{k} \times \mathbf{H}_1 = -\omega \epsilon_0 \overleftrightarrow{\mathbf{K}} \cdot \mathbf{E} \end{cases} \quad (2-3)$$

となる。 \mathbf{k} は波数ベクトルである。これらより波動方程式

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \overleftrightarrow{\mathbf{K}} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2-4)$$

を得る。波の屈折率を

$$N = \frac{kc}{\omega} \quad (2-5)$$

とすると、(2-4)式は

$$\begin{aligned} \mathbf{N} \times (\mathbf{N} \times \mathbf{E}) + \overleftrightarrow{\mathbf{K}} \cdot \mathbf{E} &= 0 \\ \left[\overleftrightarrow{\mathbf{K}} + \mathbf{N}\mathbf{N} - N^2 \overleftrightarrow{\mathbf{I}} \right] \cdot \mathbf{E} &= 0 \end{aligned} \quad (2-6)$$

と書き替えられる。図2に示す様に、静磁場の方向（図1に示した磁力線の方向で、ほぼトロイダル磁場の方向と同じ。これ以後、添え字//と \perp はそれぞれ静磁場に対して平行方向と垂直方向を表わすことにする。）をz軸に取り、Nがzx面に有る様にx軸を取ると、この式は

$$\begin{bmatrix} K_{xx} - N_z^2 & K_{xy} & K_{xz} + N_x N_z \\ K_{yx} & K_{yy} - N^2 & K_{yz} \\ K_{zx} + N_x N_z & K_{zy} & K_{zz} - N_x^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (2-7)$$

となる。左辺の行列式を零と置くと、分散式が得られる。

(b) 速波の分散式

プラズマの熱運動の効果を見捨てた近似を使うと、(2-7)式は

$$\begin{bmatrix} S - N_z^2 & -iD & N_x N_z \\ iD & S - N^2 & 0 \\ N_x N_z & 0 & P - N_x^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (2-8)$$

となる。但し、

$$\begin{cases} S = 1 - \sum_j \frac{\Pi_j^2}{\omega^2 - \Omega_j^2} \\ D = - \sum_j \frac{\Pi_j^2}{\omega^2 - \Omega_j^2} \left(\frac{\Omega_j}{\omega} \right) \\ P = 1 - \sum_j \frac{\Pi_j^2}{\omega^2} \end{cases} \quad (2-9)$$

である[31]。また、 Ω_j と Π_j は、それぞれj種の荷電粒子のサイクロトロン周波数とプラズマ周波数で、

$$\Omega_j = \frac{-q_j B}{m_j}, \quad \Pi_j^2 = \frac{n_j q_j^2}{\epsilon_0 m_j} \quad (2-10)$$

である。本研究で選んだ波の周波数は、電子サイクロトロン周波数や、電子プラズマ周波数より十分低く、 $\omega \ll \Omega_e, \Pi_e$ である。また、 $|P| \gg N_x^2, |N_x N_y|$ と、 $|E_x| \ll |E_y|, |E_z|$ という近似の下では、(2-8)式は

$$\begin{bmatrix} R+L-2N_x^2 & -i(R-L) \\ i(R-L) & R+L-2N_y^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = 0 \quad (2-11)$$

となる。但し、

$$S = \frac{1}{2}(R+L), \quad D = \frac{1}{2}(R-L) \quad (2-12)$$

とした。分散式は、(2-11)式の係数の行列式を零とすることにより得られ、

$$(\cos\theta)^2 N^4 - S(1 + \cos^2\theta)N^2 + RL = 0 \quad (2-13)$$

となる。これを N^2 について解くと、二つの解が求まる。ここで、 $\omega = \Omega_i$ 、 $\omega \ll \Omega_e, \Pi_e$ の場合は、

$$S = \frac{-N_A^2 \Omega_i^2}{\omega^2 - \Omega_i^2}, \quad D = \frac{-N_A^2 \omega \Omega_i^2}{\omega^2 - \Omega_i^2} \quad (2-14)$$

となる。但し、

$$N_A^2 \equiv \frac{\Pi_i^2}{\Omega_i^2} = \frac{\mu_0 c^2 n_i m_i}{B^2} = \frac{c^2}{v_A^2} \quad (2-15)$$

とした。ここで、 v_A はアルベン速度である。これらを用いると、(2-13)式の一つの解は、

$$\begin{cases} N^2 \approx \frac{N_A^2}{1 + \cos^2\theta} \\ N^2 \approx N_A^2 \frac{1 + \cos^2\theta}{\cos^2\theta} \frac{\Omega_i^2}{\Omega_i^2 - \omega^2} \end{cases} \quad (2-16)$$

となる。上式は速進波（高速磁気音波）、下式は遅進波（イオン・サイクロトロン波）の分散式である。本研究に於いて用いている速波は、上式の速進波である。この分散式をグラフにすると、図3(a)に示す様になる。横軸は軽水素のサイクロトロン周波数で規格化した周波数を、縦軸は静磁場に対して垂直方向の波数 k_\perp の二乗を示している。この計算では、密度は $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、静磁場は2.9 T、静磁場に対して平行方向の波数 k_\parallel は 10.75 m^{-1} である。速波の波動電場は右回りの円偏波成分が強い。一方、イオンのサイクロトロン運動は左回りであるため、速波とイオンとの結合は弱い。従って、この図に示す様に、速波の周波数領域はイオン・サイクロトロン共鳴周波数に限定されない。また、イオンのラーマー半径に比べ、速波の波長は遥かに長い。 $\omega \ll |\Omega_i|$ の時、この速波は圧縮性アルベン波と呼ばれるモードへ移行していく。速波は、磁力線に凍結されたイオンが、磁力線の曲がりによる復元力が原因で振動を持続することにより生じる波である。

(c) 遅波（イオン・バーンシュタイン波）の分散式

遅波は上で述べた遅進波とは異なる波で、位相速度は遅進波よりも遥かに遅く、波の電場 E は波数ベクトル k に平行である。従って、プラズマ中の

波の電場が

$$E = -\nabla\phi = -ik\phi \quad (2-17)$$

の様にスカラー・ポテンシャルから導かれ、静電波と呼ばれる。kを波動方程式(2-4)式に内積すると、遅波の分散式

$$\vec{k} \cdot \vec{K} \cdot \vec{k} = 0 \quad (2-18)$$

が得られる。図2に示した様に、静磁場の方向をz軸に取り、kがzx面に有る様にx軸を取ると、これは

$$k_x^2 K_{xx} + 2k_x k_z K_{xz} + k_z^2 K_{zz} = 0 \quad (2-19)$$

と書き換えられる。プラズマの熱運動の効果を取り入れた誘電率テンソルは

$$\begin{cases} K_{xx} = 1 + \sum_j \frac{\Pi_j^2}{\omega^2} \sum_n \left[\xi_{jn} Z(\xi_{jn}) e^{-\Lambda_j} \right] \frac{n^2 I_n(\Lambda_j)}{\Lambda_j} \\ K_{xz} = \sum_j \frac{\Pi_j^2}{\omega^2} \sum_n \left[\xi_{jn} Z(\xi_{jn}) e^{-\Lambda_j} \right] (-1) \sqrt{2} \xi_{jn} \frac{n}{\sqrt{\Lambda_j}} I_n(\Lambda_j) \\ K_{zz} = 1 + \sum_j \frac{\Pi_j^2}{\omega^2} \sum_n \left[\xi_{jn} Z(\xi_{jn}) e^{-\Lambda_j} \right] 2\xi_{jn}^2 I_n(\Lambda_j) + \sum_j \frac{\Pi_j^2}{\omega^2} 2\xi_{j0}^2 \end{cases} \quad (2-20)$$

である[31]。但し、

$$\xi_{jn} = \frac{\omega + n\Omega_j}{k_z v_{Tj}}, \quad \Lambda_j = \frac{1}{2} k_y^2 \rho_j^2, \quad \rho_j^2 = \frac{v_{Tj}}{\Omega_j}, \quad v_{Tj}^2 = \frac{2T_j}{m_j} \quad (2-21)$$

であり、Zはプラズマ分散関数、 I_n は第一種変形ベッセル関数である。これらを用いると、遅波の分散式(2-19)は、

$$k^2 + \sum_j k_{Dj}^2 e^{-\Lambda_j} \sum_n I_n(\Lambda_j) [1 + \xi_{jn} Z(\xi_{jn})] = 0 \quad (2-22)$$

と書くことができる。ここで、

$$k_{Dj}^2 = \frac{\Pi_j^2}{v_{Tj}^2} \quad (2-23)$$

と置いた。イオン・サイクロトロン周波数帯に於いては、この波はイオン・バーンシュタイン波 (ion Bernstein wave; IBW) と呼ばれ、これが本研究に於いて用いた遅波である。図3(b)は遅波の分散関係である。この計算では、密度は $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、電子温度は900 eV、イオン温度は350 eV、静磁場は2.9 T、 k_y は10である。図に示す様に、遅波の k_{\perp} は大きく、kと波の電場Eは互いに平行であるため、遅波の波動電場は静磁場に対して垂直な成分 E_{\perp} が大きい。一方、速波と比べ遅波の波長 λ_{\perp} は非常に短く、イオンのラーマー半径とほぼ同じ位の長さである。また、遅波の分散関係には、図に見られる様なイオン・サイクロトロン周波数による制限が有る。

(d) 速波と遅波の吸収強度の比較

WKB近似の手法を用いて波の減衰長を求め、粒子・波動相互作用の強さを評価する。

プラズマ中での散逸が非常に弱い場合、複素分散式は波数ベクトルの実数部について次の様に展開される[32]。

$$D(\mathbf{k}_r + i\mathbf{k}_i, \omega) = \text{Re}\{D(\mathbf{k}_r, \omega)\} + i\text{Im}\{D(\mathbf{k}_r, \omega)\} + i\mathbf{k}_i \cdot \nabla_{\mathbf{k}_r} D(\mathbf{k}_r, \omega) = 0 \quad (2-24)$$

但し、Dは分散式であり、 k_r と k_i はそれぞれ波数ベクトルの実数部と虚数部である。(2-24)式の虚数部が零である条件より

$$|\mathbf{k}_i| = \frac{|\text{Im}D|}{|\nabla_{\mathbf{k}_r} D(\mathbf{k}_r, \omega)|} \quad (2-25)$$

となる。これは波動の軌跡に沿った減衰量、即ち、波の減衰率を示している。波の減衰長Lは

$$L = \frac{1}{|\mathbf{k}_i|} \quad (2-26)$$

である。

まず最初に、速波についての減衰率を求める。速波の分散式を導いた時と同様な近似の下で(2-7)式の行列の行列式を求め、これをDとすると

$$\left| \frac{\partial D}{\partial \mathbf{k}} \right| = \frac{c}{\omega} 2N_{\perp} \left[(K_{xy} - N_{//}^2)^2 + N_{\perp}^2 N_{//}^2 \right]^{1/2} \approx \left| \frac{c}{\omega} 2N_{\perp} K_{xx} \right| \quad (2-27)$$

$$\begin{aligned} \text{Im} D &= K_{xx} \text{Im} K_{xx} + \frac{\text{Im} K_{zz} N_{\perp}^2 N_{//}^2}{K_{zz}^2} \frac{K_{xy} K_{yx}}{K_{xx}} \\ &= \left[2\pi^{1/2} \xi_{e0} \exp(-\xi_{e0}^2) \right] \frac{\Pi_e^2}{\omega^2} \left[K_{xx} k_{\perp}^2 \rho_{e\perp}^2 \frac{T_{e\perp}}{T_{e//}} + \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{v_{Te//}^2 k_{//}^2} \frac{1}{K_{zz}^2} N_{\perp}^2 N_{//}^2 \left(\frac{K_{xy} K_{yx}}{K_{xx}} \right) \right] \\ &\quad + \pi^{1/2} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{\Pi_j^2}{\omega^2} \sum_{n \geq 3} \exp(-\xi_{jn}^2) \left[\xi_{j0} - \left(1 - \frac{T_{j\perp}}{T_{j//}} \right) \xi_{jn} \right] \frac{n^2}{2n!} \left(\frac{1}{2} k_{\perp}^2 \rho_{j\perp}^2 \right)^{n-1} K_{xx} \end{aligned} \quad (2-28)$$

が得られる。但し、誘電率テンソルの成分Kの内、Imの付いていないものは実部である。(2-28)式の $2\pi^{1/2} \xi_{e0} \exp(-\xi_{e0}^2)$ の付いた右辺第一項は、電子による波の吸収を表わし、二つの吸収機構が含まれている。即ち、最初の項は走行時間減衰による波の吸収、後の項はランダウ減衰による波の吸収である。第二項は、様々な次数の高次高調波イオン・サイクロトロン減衰からの寄与である。波の吸収機構については付録Aで説明している。イオン・サイクロトロン減衰による波の吸収は、その共鳴層で急激に増加するので、プラズマのポロイダル断面の直径に亘る平均を考える。こうして高次高調波減衰の項は、次の様な近似的な解析型に変形することができる。

$$|\mathbf{k}_i| = \frac{1}{2a} \sum_{n \geq 3} \frac{\Pi_i^2}{\omega^2} \frac{\pi \omega}{2nk_{\perp}} \left[\frac{\partial \Omega_i(x)}{\partial x} \right]_{x=x_{0n}}^{-1} \frac{n}{2(n-1)!} \left(\frac{1}{2} k_{\perp}^2 \rho_{i\perp}^2(x_{0n}) \right)^{n-1} \quad (2-29)$$

但し、aはプラズマ小半径、 x_{0n} はn次のイオン・サイクロトロン高調波共鳴層のプラズマ中心からの距離である。これらから電子とイオンによる吸収が競合していることが予測される。

一方、遅波については、(2-22)式をDと置くことにより

$$\text{Im} D = \sum_j k_{Dj}^2 \exp(-\Lambda_j) \sum_n I_n(\Lambda_j) \xi_{j0} \pi^{1/2} \exp(-\xi_{jn}^2) \quad (2-30)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial \mathbf{k}} &= \left\{ 2k_{\perp} - \sum_j k_{Dj}^2 \exp(-\Lambda_j) k_{\perp} \rho_j^2 \sum_n \left[I_n(\Lambda_j) - I_n'(\Lambda_j) \right] \left[1 + \xi_{j0} Z(\xi_{jn}) \right] \right\} \bar{\mathbf{e}}_{\perp} \\ &\quad + \left\{ 2k_{//} - \sum_j k_{Dj}^2 \exp(-\Lambda_j) \sum_n I_n(\Lambda_j) \left[\frac{\omega}{k_{//} v_j} Z(\xi_{jn}) + \xi_{j0} Z'(\xi_{jn}) \frac{\omega - n\Omega_j}{k_{//} v_j} \right] \right\} \bar{\mathbf{e}}_{//} \end{aligned} \quad (2-31)$$

を得る。但し、 $\bar{\mathbf{e}}_{\perp}$ と $\bar{\mathbf{e}}_{//}$ はそれぞれ静磁場に対して垂直方向と平行方向の単位ベクトルである。

ここで、イオンについて速波と遅波の減衰率を比較する。 $T_{i\perp} = T_{i//}$ の時を考えると、速波に対するImDは(2-28)式の最後の項より

$$\text{Im} D \approx \pi^{1/2} \Pi_i^2 \exp(-\xi_{in}^2) \xi_{i0} \frac{n^2}{\Lambda_i} \exp(-\Lambda_i) I_n(\Lambda_i) \frac{K_{xx}}{\omega^2} \quad (2-32)$$

となる。一方、遅波に対しては(2-30)式より

$$\text{Im} D = \pi^{1/2} \Pi_i^2 \exp(-\xi_{in}^2) \xi_{i0} \frac{n^2}{\Lambda_i} \exp(-\Lambda_i) I_n(\Lambda_i) \left(\frac{1}{v_{Ti}^2} \frac{k_{\perp}^2 \rho_i^2}{n^2} \right) \quad (2-33)$$

となる。(2-32)、(2-33)式よりImDの速波と遅波に於ける違いは、速波が

$\frac{K_{xx}}{\omega^2}$ となるのに対して、遅波は $\frac{1}{v_{Ti}^2} \frac{k_{\perp}^2 \rho_i^2}{n^2}$ となる点である。一方、 $\left| \frac{\partial D}{\partial \mathbf{k}} \right|$ は、速

波に対しては(2-27)式より

$$\left| \frac{\partial D}{\partial k} \right| = \frac{c^2}{\omega^2} k_{\perp} K_{xx} \quad (2-34)$$

である。遅波に対しては、 $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ であり、これと $I_n \gg I_n'$ の関係と分散式(2-22)を用いることにより、(2-31)式は

$$\left| \frac{\partial D}{\partial k} \right| = k_{\perp}^3 \rho_i^2 \quad (2-35)$$

となる。(2-32)-(2-35)式を(2-25)式に用いて減衰率を求めると、速波については $k_{\parallel f} \propto 1/c^2$ となるのに対して、遅波については $k_{\parallel s} \propto 1/n^2 v_{Ti}^2$ と評価される。従って、速波の減衰長 L_f に対する遅波の減衰長 L_s の比は

$$\frac{L_s}{L_f} = \frac{1/|k_{\parallel s}|}{1/|k_{\parallel f}|} \propto \frac{n^2 v_{Ti}^2}{c^2} \ll 1 \quad (2-36)$$

となる。以上より、遅波の減衰長 L_s の方が圧倒的に短くなり、速波に比べて遅波の方が減衰が強く、プラズマ中で吸収され易いことが予想される。

第3章 実験

§3.1 実験装置

§3.1.1 JIPP T-IIUトカマク実験装置

実験は核融合科学研究所のJIPP T-IIUトカマク装置で行なった。この装置のプラズマ主半径は93 cm、小半径は23 cmであり、トロイダル磁場は最大3 teslaである。

核融合炉で考えられている反応は、重水素-重水素(D-D)や重水素-三重水素(D-T)の反応である。しかし、これらを用いて実験を行なうと、Tが放射性同位元素であることや、生成した中性子により実験装置内部が放射化する等の問題により実験が円滑に進まないため、現在は同位体である軽水素や重水素を用いた実験が行なわれている。本研究では、速波実験には軽水素10%を混ぜた重水素を、遅波実験には軽水素のみを用いた。実験に用いた波の周波数は130 MHzである。これは、磁場が3 teslaの時、軽水素のイオン・サイクロトロン周波数の第3高調波の共鳴層が、ほぼプラズマ中心に位置する周波数である。

本研究では、追加熱のために、40 MHzの高周波電磁場による加熱システム(ion cyclotron range of frequency heating; ICRF)と中性粒子ビーム入射法による加熱システム(neutral beam injection heating; NBI)を用いた。ICRF加熱は、重水素プラズマに10%の軽水素を混入させたガスによりプラズマを生成し、その軽水素イオンのサイクロトロン周波数の基本波により二種イオン混成共鳴加熱を行なう。この実験で用いられた最大加熱電力は500 kWである。また、NBI加熱は、30 keVの軽水素ビームをプラズマに打ち込んで加熱するもので、この実験に於ける最大加熱電力は300 kWである。但し、

NBI加熱はプラズマのイオン種に依らずに加熱できる。これらのICRFとNBIによる加熱法は既に確立された手段であり[33]、本研究に於いてプラズマの構成（高エネルギー・イオンの生成等）を変えるために使用した。図4はJIPP T-IIUトカマクを上から見た図である。速波アンテナ、遅波アンテナ、ICRFアンテナ、NBIシステムの配置は図に示す通りである。

§ 3. 1. 2 速波励起アンテナ

(a) アンテナの構造

速波を励起するためには、トロイダル方向に高周波電流を流すことにより、トロイダル磁場の方向に摂動磁場を励起すれば良い。従って、速波アンテナは、トロイダル方向にループを持っている。図5は速波アンテナの模式図である。図4に示した様に、速波アンテナは真空容器内のトーラスの中心側（高磁場側）に四本配置しており、最大加熱電力は750 kWである。アンテナ導体の外側には、ファラデー・シールドと呼ばれる静電遮蔽を二重に施している。これはアンテナにより励起される不要なトロイダル方向の電場の発生を抑制するためと、アンテナの中心導体が直接プラズマに触れない様にするためである。また、アンテナを構成している金属面が直接プラズマに当たるのを避けるため、炭素でできたリミターによってその周りを保護している。これらのアンテナは、直流遮断器を通して整合器に接続され、更に発振器に接続されている。直流遮断器は、発振器とトカマク装置との電氣的絶縁と、プラズマ電流崩壊時に於けるアンテナの変形を防ぐために挿入している。また、整合器は、発振器の出力インピーダンス（50 Ω）とアンテナでのプラズマ負荷抵抗（2-5 Ω）を整合させ、プラズマ加熱時にアンテナから発振器への高周波反射電力を無くすための回路である。

このアンテナによって励起される速波の電場Eと進行方向k及び静磁場B₀の関係を図にすると、図6(a)に示す様になる。波動電場は静磁場に対して右回りに円偏波している成分が強く、波の進行方向は静磁場に対して任意である。

四本有るこれらの速波アンテナは、伝送路の長さを変えて各アンテナに流す電流の位相を変えることにより、アンテナ間の位相制御ができる。速波アンテナでは(0, 0, 0, 0)、(0, π, 0, π)、(0, π/2, π, 3π/2)、(0, -π/2, -π, -3π/2)の四つの位相について比較を行なった。この中で、特に最後の二つの位相は、トロイダル方向に方向性を持っているため、電流駆動に直接関係している。図7は、上の四つの位相について静磁場に対して平行方向の波の屈折率N_pのスペクトルを計算したものである。各位相に於いて励起される波のピークのN_pの値は、(0, 0, 0, 0)の時は0、(0, π, 0, π)の時は4.5、(0, π/2, π, 3π/2)の時は2.3、(0, -π/2, -π, -3π/2)の時は-2.3である。

(b) 入射電力の計算

プラズマへの入射高周波電力は、発振器からの入射電力P_{in}、反射電力P_{ref}、そしてアンテナ先端に於ける電流I_{z=0}から計算できる。入射電力及び反射電力は、伝送路に組み込まれた方向性結合器の信号から得られる。一方、アンテナ先端での電流I_{z=0}は、図8(a)に示す様なループ状のプロープを設置して測定する。但し、この電流の測定は、プラズマ加熱実験中には行わず、伝送路の或る点に於ける電圧V_{z=1}を用いて、次式に示す様に較正しておく。

$$I_{z=0} = \frac{V_{z=1}}{A} \quad (3-1)$$

同軸管線路に於ける電圧測定は、図8(b)に示す様な小さな金属板をプローブとして挿入した回路により行なう。プローブでの電圧V₂と同軸管の内導体の電圧V₁(=V_{z=1})との比は、金属板と内導体との距離dを調節して較正し

ておく。

プラズマの無い場合、正味の入射電力 P は全て回路で消費されるので、

$$P = P_{in} - P_{ref} = P_{circuit} = \frac{1}{2} r_c \left(\frac{V_{z=1}}{A} \right)^2 \quad (3-2)$$

となる。但し、 r_c は見掛け上アンテナの先端に付けた等価抵抗（回路抵抗）である。(3-1)式を(3-2)式に代入すると、

$$P = P_{circuit} = \frac{1}{2} r_c \left(\frac{V_{z=1}}{A} \right)^2 \quad (3-3)$$

となり、 r_c が計算できる。

一方、プラズマが有る場合には、プラズマに吸収される電力 P'_{plasma} が存在するので、

$$P' = P'_{circuit} + P'_{plasma}$$

$$P'_{plasma} = P' - P'_{circuit} = P'_{in} - P'_{ref} - \frac{1}{2} r_c \left(\frac{V'_{z=1}}{A} \right)^2 = \frac{1}{2} r_p \left(\frac{V'_{z=1}}{A} \right)^2 \quad (3-4)$$

となり、プラズマに吸収される正味の電力が得られる。但し、プラズマの有る場合にはprimeを付けた。 r_p は負荷抵抗と呼ばれ、アンテナとプラズマとの結合特性を示している。この値が大きい程結合が良いことを示している。

(c) 伝送路の電圧分布の計算

伝送路に於いて、高電圧の掛かっている場所が予め分かっていると、絶縁破壊が起こる場所を特定したり、その対策を立てるのに好都合である。従って、実験を円滑に進めるためには、電圧分布の計算は大変重要である。一般に伝送路は、図9(a)に示す様に様々な特性インピーダンス Z_0 と位相定数 β から成り立っている。従って、この様な線路の電圧、電流分布を得るには、インピーダンス変換を考え、線路を連続させれば良い。図9(b)に示す様な

負荷 Z_1 の付いた線路を、他端より見た時の入力インピーダンスは、

$$Z = Z_0 \frac{Z_1 + jZ_0 \tan \beta d}{Z_0 + jZ_1 \tan \beta d} \quad (3-5)$$

である。この式で $Z_1=0$ 、 $Z_0=Z_{01}$ 、 $d=l_1$ 、 $\beta=\beta_1$ とすると、

$$Z_{11} = jZ_{01} \tan \beta_1 l_1 \quad (3-6)$$

が得られる。これを用いると、図9(c)で示す様な置き換えが可能となる。

よって、 $0 \leq z_1 \leq l_1$ の時、伝送路の電圧 V_{z_1} 、電流 I_{z_1} は、

$$\begin{cases} V_{z_1} = jV_{01} \sin \beta_1 z_1 \\ I_{z_1} = I_{01} \cos \beta_1 z_1 \\ V_{01} = Z_{01} I_{01} \end{cases} \quad (3-7)$$

であり、これらより $z_1=l_1$ では、

$$\begin{cases} V_{11} = jV_{01} \sin \beta_1 l_1 \\ I_{11} = I_{01} \cos \beta_1 l_1 \\ V_{11} = Z_{11} I_{11} \end{cases} \quad (3-8)$$

となる。一方、 $0 \leq z_2 \leq l_2$ の時は、

$$\begin{cases} V_{z_2} = jV_{02} \sin(\beta_2 z_2 + \delta) \\ I_{z_2} = I_{02} \cos(\beta_2 z_2 + \delta) \\ V_{02} = Z_{02} I_{02} \end{cases} \quad (3-9)$$

であり、従って $z_2=0$ では、

$$\begin{cases} V_{z_2=0} = jV_{02} \sin \delta = V_{11} \\ I_{z_2=0} = I_{02} \cos \delta = I_{11} \\ V_{z_2=0} = Z_{11} I_{z_2=0} \end{cases} \quad (3-10)$$

となる。以上より、

$$\begin{cases} \delta = \tan^{-1} \left(-j \frac{Z_{11}}{Z_{02}} \right) \\ V_{02} = \frac{V_{11}}{\sin \delta} \\ I_{02} = \frac{I_{11}}{\cos \delta} \end{cases} \quad (3-11)$$

が得られ、 z_1 での電圧、電流分布と、 z_2 での電圧、電流分布を繋ぐことができる。従って、伝送路各部の特性インピーダンスと位相定数が分かれば、この様なインピーダンス変換を繰り返すことにより、伝送線路の電圧、電流分布が得られる。図10は、こうして計算した電圧分布と実際に測定した電圧分布である。電圧分布はこの様に正弦関数の形をしており、アンテナの先端で電圧は零となる。一方、電流分布はアンテナの先端で最大となる余弦関数の形をしている。尚、伝送路各部に於ける特性インピーダンスと位相定数の計算は、付録Bに載せてある。

§ 3. 1. 3 遅波励起アンテナ

遅波を励起するためには、トロイダル磁場の方向に高周波電流を流せば良い[34,35]。従って、遅波アンテナはトロイダル方向にループを持っている。静磁場に対して平行方向に高周波電流を流すアンテナは、Nagoya Type-IIIコイル[36]と呼ばれている。図11は今回用いた遅波アンテナの設計図である。アンテナは図に示す様に容器内の外側（低磁場側）に三本設置した。三つのアンテナ導体を、纏めて一つの二重のフェラデー・シールドで遮蔽しており、アンテナの周りにはカーボン・リミターを配置し、アンテナを保護している。このアンテナによって励起される遅波の電場Eと進

行方向k及び静磁場 B_0 の関係を図にすると、図6(b)に示す様になる。波動電場は波の進行方向に対して平行であり、これらは静磁場に対してほぼ垂直である。アンテナ導体はT字型をしており、中心から片方の端まで17.3 cm、幅は10.8 cmである。アンテナの長さは、図に示す様に、三本並べた時に接触しない範囲で最長になる様に決定した。中心から両端へ電流を流すタイプのため、各アンテナに於いて既に $(0, \pi)$ に位相制御が成されている。三個の導入端子に同位相の電流を供給すると、トロイダル・モード数は20になり、プラズマ中に励起される波は $N_{//} \approx 8$ 付近にピークを持つ。一方、中央の導入端子にだけ逆位相の電流を供給すると、トロイダル・モード数は10になり、プラズマ中に励起される波は $N_{//} \approx 4$ 付近にピークを持つ。本研究に於ける実験は $N_{//} \approx 4$ の時の結果である。入射電力及び電圧、電流分布の計算は、§ 3. 1. 2に記述したのと同様な方法で行なった。

§ 3. 2 速波（高速磁気音波あるいは圧縮性アルベン波） 加熱実験

§ 3. 2. 1 実験結果

(a) 電流駆動（電子加熱）実験

速波を用いた実験テーマの一つは電流駆動実験であるが、その前に電流駆動の起こる前提条件として波と電子との相互作用が無ければならない。そこで、中心電子温度1-1.5 keV、プラズマ電流220 kAの時に電子密度を変えて、電子加熱の起こる条件を調べた。図12は(0, π , 0, π)位相の時の速波加熱開始時と終了時の中心電子温度の変化を、密度に対して示したものである。白丸は速波加熱開始直前、黒丸は開始直後のデータを、黒四角は速波加熱終了直前、白四角は終了直後のデータを示している。この図に見られる様に、速波加熱開始直前の線平均電子密度が $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以下の時に、速波と電子との相互作用が強いことが分かる。この電子密度領域に於ける放電の例が図13に示してある。(a)は、電子サイクロトロン放射から得られたプラズマ中心の電子温度(T_e)と、プラズマに入射された速波の電力($P_{130\text{MHz}}$)を示している。速波が入射すると直ちに電子温度が上昇している。その後、温度が次第に下がるのは、(c)に示す様に速波入射に伴い密度が増えるために粒子間の衝突が増し、熱が電子より冷たいイオンへ輸送されてしまうからである。(b)に示した密度と温度の積であるプラズマ蓄積エネルギーは、速波の入射により上昇しており、(d)に示す様にオーミック加熱電力は減少している。オーミック加熱電力の減少は、プラズマの抵抗の減少あるいは速波によりプラズマ電流が一部駆動されていることを示唆するものである。更に、波と電子との相互作用が有ることを示すものとして、図14(a)は、速

波加熱を行なった時と行なわない時の、軟X線のエネルギー・スペクトルを比べたものである。アンテナ位相は(0, π , 0, π)である。実線で示した様に、速波を入射すると10-25 keVのエネルギーのX線量が増大している。このことから、波は10 keV以上のエネルギーの電子と相互作用していることが分かる。電子加熱のアンテナ位相に対する依存性を調べた結果、電子温度の上昇が一番はっきり見られたのは、(0, π , 0, π)位相であった。このアンテナ位相の時、励起される波の N_{\parallel} は、実験を行なった四つの位相の中では最大であり、静磁場に対して平行方向の波の位相速度 v_{\parallel} は、約25 keVのエネルギーの電子の熱速度に対応する。 $v_{\parallel} = \omega/k_{\parallel} = c/N_{\parallel}$ なので、他の位相では v_{\parallel} は更に速いことになる。従って、他の位相で波と電子の相互作用がはっきり見られないのは、励起される波の位相速度が速すぎるために、それに対応する高エネルギーの電子が殆どプラズマ中に存在しないためであると考えられる。

図14(b)は、高速中性粒子エネルギー分析器(FNA)で測定した、軽水素のエネルギー・スペクトルを示している。黒丸で示した速波加熱を行なった時のデータと白丸で示した行なわない時のデータの間には、殆ど差は無く、軽水素の第3高調波によるイオン・サイクロトロン減衰は起こっていないことが分かる。

図15は、蓄積エネルギーのプラズマ密度に対する依存性を示したものである。黒丸で示した様に、速波加熱をしない場合は、蓄積エネルギーはプラズマ密度に比例して増大する。一方、白丸で示した様に、速波加熱を行なうと、蓄積エネルギーは密度が $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ から $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 近辺で一番上昇している。速波入射に伴う密度上昇及び図12の結果を考え合わせると、電子加熱はターゲットとなるプラズマの電子密度が約 $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以下で有効であると結論できる。図15で見られる様に、高密度領域で蓄積エネルギーの増大量が減ることは、高密度領域で電子温度の上昇が少なくなることと良

く合っている。高密度領域での加熱効率の悪化は、波と相互作用できる高エネルギー電子が、高密度プラズマ中での衝突により減速されることに因るものと推測される。

図16は、速波電流駆動の実験が行なわれた密度領域[5]を、理論で予想される低域混成波電流駆動に於ける密度限界[37]と比較したものである。記号Cで示した本研究に於ける密度領域は、低域混成波の密度限界より二桁以上高く、速波の特徴を表わしている。また、本研究は、他の実験と比べて極めて高い密度領域で行なわれたものであることが分かる。

(b) 第3高調波加熱(イオン加熱)実験

本研究では周波数130MHzを用いているため、トロイダル磁場が3 teslaの時、軽水素のイオン・サイクロトロン周波数の第3高調波の共鳴層がプラズマのほぼ中心に位置する。この実験では、軽水素10%を混合した重水素プラズマで行なうため、重水素の第5、6、7高調波の共鳴層もプラズマ中に存在するが、これらの次数は大きいため、軽水素の第3高調波加熱が主な加熱機構であると考えられる。一般に高次高調波加熱は、密度が高くなると強くなるが、図15で見た様に、JIPP T-IIUトカマクでは、高密度になっても蓄積エネルギーの増加がはっきりと分かる程には第3高調波加熱は強くならない。しかしながら、他のイオン加熱の手法と併用した場合、速波によるイオン加熱は顕著に観測された。図17は、その時の典型的な放電の時間変化を示している。追加加熱はプラズマ電流が一定になったところで行なった。(b)に示す様に、まずNBI加熱を行ない、続いてICRF加熱を行なった。NBI加熱とICRF加熱を少しずつ行なったのは、それぞれの加熱の効果を見るためである。入射加熱電力は共に300 kWである。このプラズマが速波実験に対するターゲット・プラズマであり、これに400 kWの速波を入射した。(e)に見られる様に、プラズマの蓄積エネルギーは、各追加加熱

を行なう毎に上昇している。(d)に示す様に、プラズマ中心の電子温度は、ICRF加熱により増加しており、速波加熱により維持されている。また、速波の入射に伴い、(c)に示す様に、中性子生成量が非常に増加している。この中性子の生成は、第3高調波加熱によって加熱された軽水素イオンが、重水素イオンを加熱した結果、核融合反応(D-D反応)が一部生じたためであると考えられる。

JIPP T-IIUでは、プラズマ中に高周波電力を入射すると、(c)に示す様に大抵の場合電子密度の上昇を伴う。図15に示した様に、蓄積エネルギーは $6 \times 10^{19} \text{ m}^3$ 位迄密度に比例して上昇するので、蓄積エネルギーが増加しても必ずしも加熱がうまくいっているとは限らない。そこで、図18に示す放電では、追加加熱の最後のところ($t = 270 \text{ msec}$)で、線平均電子密度がどちらもほぼ $6.5 \times 10^{19} \text{ m}^3$ になる様に密度を調整した。この図で速波加熱をした場合としない場合を比べると、速波入射により加熱の起きていることは明らかである。

図19は、軽水素イオンのエネルギー・スペクトルを示している。この放電では、NBI加熱プラズマに速波を入射している。白丸で示した様に、NBI加熱により高エネルギー成分であるテイルができ、黒丸で示した様に、速波が入射することによりテイルが更に助長され、より高エネルギー領域へと伸びている。これは明らかにイオン加熱を示しており、この加熱が第3高調波加熱であることを示している。

ICRF加熱に関しては、アンテナ位相を変えることにより不純物を減らしたり[38]、波動吸収分布を変えられる[39,40]ことが報告されている。しかし、アンテナ位相の変化が加熱特性に与える影響については、まだ解明されていない点が多い。そこで、速波の加熱特性について前述の四つのアンテナ位相間の比較を行なった。図20(a)は蓄積エネルギーの加熱電力に対する依存性を、図20(b)は主に金属不純物による放射損失電力の加熱電力に対する

依存性を示している。これらの図を見ると、加熱効率や放射損失については、アンテナ位相による違いは殆ど無いことを示している。これら二つの結果は、アンテナ位相に対する依存性を持っている電子加熱の場合と大きく異なるものである。

図21は、黒丸で示した速波加熱と、白丸で示したNBI+ICRF加熱[33]の、加熱効率を比べたものである。蓄積エネルギーには密度に対する依存性が有るため、線平均電子密度が $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ から $7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の放電のみを使用した。これらの実験での速波の最大加熱電力は750 kWであり、速波加熱電力の方がNBI+ICRF加熱電力より大きいデータだけを用いている。この図から、第3高調波加熱が、既に確立されたICRF加熱やNBI加熱と、ほぼ等しい加熱効率を持っていることが分かる。このことは、第3高調波加熱が、新しい加熱領域として成立することを示している点で重要である。

§ 3. 2. 2 考察

(a) 粒子・波動相互作用の強さ

第2章に於いて波の減衰率の表式を求めたが、ここではそれを用いて、実際の実験に於ける粒子・波動相互作用の強さを調べる。まず最初に、電子加熱の場合を考える。実験でのプラズマ・パラメータ ($n_e = 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 1.2 \text{ keV}$) を用いて(2-25)-(2-29)式を計算すると、各吸収機構に対して、次の様な減衰長 L を得る。即ち、走行時間減衰に対しては $L = 2.1 \times 10^6 \text{ m}$ 、ランダウ減衰に対しては $L = 2.9 \times 10^4 \text{ m}$ 、軽水素のイオン・サイクロトロン第3高調波減衰に対しては $L = 1.1 \times 10^6 \text{ m}$ である。これらの減衰長は、プラズマのトロイダル方向の長さ(6 m)と比べると遥かに長い。また、実際の実験では、寄生的な波の吸収が有ると思われるので、これらの機構に

よる波の吸収は非常に弱いと考えられる。しかし、高エネルギー電子の存在は実験で示されているので、25 keVの電子テイルが全電子の1%有ると仮定すると、走行時間減衰に対する減衰長は $L = 1.7 \times 10^2 \text{ m}$ 、ランダウ減衰に対しては $L = 1.0 \times 10^3 \text{ m}$ と急激に短くなり、電子による波の吸収が起こる様になると考えられる。この見積もりでは $T_{\perp} = T_{\parallel}$ としており、走行時間減衰の方がランダウ減衰より強くなっている。しかし、誘導起電力による加速が、トロイダル磁場に対して平行方向に起こっているため、電子テイルの分布は少し非等方的になって、 $T_{\perp} < T_{\parallel}$ であると考えられる。(2-28)式から分かる様に、走行時間減衰に対するランダウ減衰の比は

$$\delta \sim \frac{1}{2} \left(\frac{m_e c^2 \omega^2}{T_{e\perp} \Pi_i^2} \right)^2 \left/ \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{LH}} \right)^2 \right]^2 \right. \sim 0.17 \quad (3-12)$$

で与えられるが、もし、この温度の非等方性を考慮すれば、走行時間減衰は、もう少し弱いと考えられる。

一方、イオン加熱の場合、実験の時のプラズマ・パラメータ ($n_e = 7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_{\text{ion}} = 1 \text{ keV}$) で計算すると、第3高調波加熱に対する波の減衰長は、 $2.1 \times 10^4 \text{ m}$ と見積られる。ここで、5 keVのイオン・テイルが全イオンの1%存在すると仮定すると、波の吸収は更に強まり、減衰長は $8.3 \times 10^3 \text{ m}$ となる。一方、この時のランダウ減衰による波の減衰長は $4.6 \times 10^5 \text{ m}$ である。従って、イオン加熱実験の条件下では、イオンによる波の吸収の方が電子による波の吸収より強くなっていることが分かる。

以上の結果から、電子加熱の場合でもイオン加熱の場合でも、波と相互作用している粒子は、高エネルギーのテイル成分であることが分かる。また、これらの波の減衰機構は、互いに競合している。更に、粒子のテイル成分が存在しても、減衰長はトロイダル長と比べてまだ長いことが分かる。従って、波は簡単には吸収されずにプラズマ中に存在し、プラズマはトロ

イダル状の共振器として働くことになる。そして、波がこの共振器と共鳴することによりトロイダル固有モードが励起される。図22(a)は、アンテナの負荷抵抗に見られる固有モードの例を、(b)はその時の密度変化を示している。図で示した負荷抵抗は、四つのアンテナの負荷抵抗の和である。密度が上昇するにつれ、共鳴ピークが幾つか現われている。この結果は、過去のICRF加熱の場合と大きく異なるものである。

波の減衰率の表式から、電子加熱の場合とイオン加熱の場合のアンテナ位相に対する依存性の違いについて、簡単に説明することができる。イオン加熱にはアンテナ位相に対する依存性は見られなかった。これは、(2-29)式で表わされる様に、イオン・サイクロトロン高次高調波減衰の項に k_{\parallel} が含まれていないことによる。この k_{\parallel} の依存性が無くなるのは、共鳴層が存在するイオンによる波の吸収の場合に特有である。一方、電子加熱に関しては共鳴層が無く、(2-28)式で示した様に $\xi_{\omega} \exp(-\xi_{\omega}^2)$ の項が存在する。(2-21)式で示した様に $\xi_{\omega} = \omega/(k_{\parallel} v_{Te})$ であるので、電子加熱には波の k_{\parallel} に関係したアンテナ位相に対する依存性が存在することになる。

(b) 波動吸収分布の計算

福山等によって開発されたTask/W1コード[41]を用いて、プラズマ小半径方向に於ける波の吸収分布を計算した。このコードでは、プラズマの密度、温度は、プラズマ小半径方向にのみ依存性を持っていると仮定している。また、トロイダル方向にはトーラス一周に対する周期性を持っており、トロイダル固有モードの励起により生じる効果を含んでいる。

図23は電子加熱の場合の計算結果を示している。この計算に於いて、中心電子密度は $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、中心電子温度は1.2 keV、中心イオン温度は0.4 keVである。(a)-(c)に示す様に、高エネルギー電子テイルが無い時は、どのアンテナ位相でも入射した波は、殆ど真空容器の壁で吸収されてしまう。

実線で示した波動エネルギーの流れが低い値から出始めているのは、プラズマ中での吸収に比べ、壁での吸収が非常に多いことを示している。□の付いた線で示したバルク電子による吸収にピークが有るのは、トロイダル固有モードが励起された時に吸収が強まるためである。×の付いた線で示したピークは、軽水素イオンによる波の吸収である。一方、(d)-(f)に示す様に、25 keVの高エネルギー電子テイルを1%含めると、*の付いた線で示した電子テイルによる吸収が支配的となる。イオンによる吸収は、電子テイルが有っても無くても殆ど同じである。また、(a)、(d)に見られる様に、(0,0,0,0)位相では波動エネルギーの流れは減少せず、電子加熱は殆ど起こらない。吸収された電力密度を示す左側の縦軸のスケールが、各図により異なっていることに注意する必要がある。

(0,0,0,0)位相で電子加熱が起こらないのは、この位相の時の波の位相速度と、電子の熱速度との差が一番大きいことによると考えられる。電子加熱の機構が働くためには、 N_{\parallel} が十分大きくなくてはならない。このことは、 N_{\parallel} が一番大きくなる(0,π,0,π)位相で電子加熱が最もはっきり見られたことから説明される。この加熱領域では、波は強く相互作用する電子の高エネルギー・テイルを作り出す。しかし、密度が $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ を越えると衝突によるエネルギー緩和が増え、高エネルギー・テイルは最早維持されなくなる。様々なプラズマ・パラメーターに対して計算した結果、波の減衰は高エネルギー・テイルの量とその温度に同じ様に依存していることが分かった。

図24は、TASK/W1コードを用いて計算した、イオン加熱の場合の電力吸収分布を示している。この計算で用いたプラズマ・パラメーターは、中心電子密度 $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、中心電子温度は1.2 keV、中心イオン温度は0.4 keVである。(a)-(c)に見られる様に、軽水素イオンの高エネルギー・テイルが無い時は、波のエネルギーの多くは壁に吸収される。イオン・サイクロトロ

ン共鳴層で吸収される波は非常に少ない。一方、(d)-(f)に示す様に、5 keVの軽水素イオン・テイルが1%有るとすると、大部分の速波加熱電力が、イオン・サイクロトロン共鳴層に於いて、このテイルにより吸収される。電子による吸収はイオン・テイルの有無に依らず同じである。第3高調波加熱が追加熱プラズマに対して特に有効であったという実験結果は、この機構により説明される。また、電子加熱の場合と異なり、イオン加熱はどの位相でも可能であるということも予想している。

§ 3. 2. 3 結論

130 MHzというイオン・サイクロトロン周波数帯としては比較的高い周波数で、競合する二つの加熱機構、即ち、電子加熱の機構とイオン加熱の機構を実験的に示した。

低密度領域では電子加熱の機構が主であり、この機構は速波電流駆動と密接に関係している。この密度領域には、波と結合することができる高エネルギーの遁走電子が存在する。計算コードを用いた解析でも、高エネルギー電子による強い波の吸収が予測された。電子加熱は $(0, \pi, 0, \pi)$ 位相で最もはっきり見られた。この位相の時、励起される波の N_{\parallel} は最大である。しかし、この位相で励起される波は単一方向でないために、プラズマ電流を駆動できるまでには至っていない。電子加熱は、ターゲット・プラズマの密度が $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 迄観測された。これは、予想される低域混成波電流駆動の密度限界より二桁大きい。 $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以上の密度で電子加熱が見られなくなったのは、高密度になると波と相互作用できる高エネルギーの遁走電子が失われるためである。従って、 $(0, \pi/2, \pi, 3\pi/2)$ 位相での波の N_{\parallel} を更に大きくするか、あるいは電子加熱を行なって波の位相速度と電子の熱速度を更に近づければ、電流駆動をはっきりと示すことができるだろうし、電子

加熱の領域を更に高い密度領域に広げることできるであろう。

高密度領域ではイオン加熱の機構が有効となってくる。速波加熱をNBI加熱やICRF加熱と組み合わせた時、特に高い加熱効率が得られた。速波が加えられると、軽水素イオンの高エネルギー・テイルの成長が見られる。このことから、加熱機構は軽水素のイオン・サイクロトロン周波数の第3高調波加熱であると推測される。コード計算に拠ると、高エネルギー・イオン・テイルが有る時は、イオンによる波の吸収は高まり、壁での損失や電子加熱を上回ることが予想された。これは有限ラーマー半径効果に基づく高次高調波減衰の一般的な特徴である。

速波による第3高調波加熱の利点は、導波管アンテナを使う可能性が有ることである。この実験ではトーラスの内側にアンテナを置いていたが、速波による波の吸収は弱いため、励起された波はトーラスの内側と外側とで多重反射すると考えているので、アンテナの位置は余り問題ではない。遅波加熱の場合と異なり、導波管アンテナは横長にしなければならない。このため波の N_{\parallel} を制御するのは難しいが、第3高調波加熱がアンテナの位相に依らずに得られたことは、大変重要な実験結果である。一方、高エネルギー・テイルの生成は、炉を立ち上げる時に熱核融合のQ値を高めるのに有効である。

§3.3 遅波（イオン・バーンシュタイン波）加熱実験

これまでの多くの実験により、遅波加熱が可能であることが示されてきたが、初めてトカマク装置に於いて遅波加熱を実証したのは、JIPP T-IIUトカマクに於ける実験であった[18]。JIPP T-IIUトカマクに於ける一連の実験は周波数40 MHzで行なわれ、プラズマ中心でのイオン加熱が観測された第3/2（半整数次）高調波加熱の領域[18]とランダウ減衰による電子加熱が観測された基本波加熱の領域[19]が見い出された。しかし、これらの実験及びこれに続く実験[20-28]は、何れも遅波加熱に伴う不純物のプラズマへの流入が問題となっていた。JIPP T-IIUに於ける実験では、不純物の流入により引き起こされるプラズマ崩壊のため、遅波の入射電力が制限されていた。速波の場合と異なり、遅波アンテナの電場はトロイダル磁場の方向を向いているため、粒子はこの電場の影響を受け易い。この電場によって加速された粒子が、アンテナや容器壁などの金属面に当たり、不純物を叩きだすものと考えられている。それに対して、PLTトカマクでは、ステンレス鋼でできているファラデー・シールドを、薄い炭素の膜で覆うことにより、ファラデー・シールドからの鉄の流入を減らすことができた[42]。DIII-Dトカマクでは、容器の壁を炭素で覆うことにより、不純物問題を軽減することができた[43]。速波との比較に於いて、第3高調波に於ける遅波の物理を理解することが本研究の目標であるが、前回の実験より高い周波数を選んだことにより、不純物対策に有利な側面も持っている。これは、伊藤等によって提案された次の様な仮説[44]に基づいている。高周波電場中の粒子は、以下の様な速度 v 、エネルギー ε 、自由行程長 ξ を持っている。

$$v \equiv \frac{qE}{m\omega}, \quad \varepsilon \equiv \frac{1}{2}m\left(\frac{qE}{m\omega}\right)^2, \quad \xi \equiv \frac{qE}{m\omega^2} \quad (3-13)$$

但し、 q と m は粒子の電荷と質量、 E と ω は高周波電場と波の周波数である。周波数が上がると、 v 、 ε 、 ξ の全てが小さくなる。今回の実験は、前回の40 MHzでの実験に比べて三倍高い周波数である、130 MHzで行なった。そこで、容器壁を叩く粒子が少なくなり、不純物の流入が減ることが期待される。

§3.3.1 実験結果

軽水素の第3高調波を用いた遅波実験は、本研究が世界最初である。図25は、波束追跡解析の計算により得られた、遅波の波動電力の流れ(a)と、ポロイダル断面及びトロイダル断面に於ける波束の軌跡(b)である。プラズマ中心でのトロイダル磁場は2.90 Tであり、この時軽水素のイオン・サイクロトロン第3高調波の共鳴層は、ほぼプラズマ中心に位置している。軽水素のみのプラズマを用いているため、サイクロトロン共鳴層はプラズマ中にはこの他に存在しない。この計算では、中心電子温度は1 keV、中心イオン温度は500 eV、中心電子密度は $2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ である。低磁場側（図(a)の右端）に位置した遅波アンテナによって励起された波は、プラズマ内部に伝播していき、プラズマ中心に有る共鳴層でイオンにより吸収される。また、図25(b)に見られる様に、波束はポロイダル方向及びトロイダル方向に振動しつつ、プラズマ中心に向かっていく。

図26は、軽水素プラズマに対する遅波加熱実験での放電の例を示したものである。プラズマ電流が一定になったところ（170 kA）で、(a)に示す様に、遅波を200 kW入射している。(b)に示す様にプラズマの蓄積エネルギーは2 kJから5 kJに上昇しており、(c)に示す様にプラズマ中心の電子温度は遅波の入射により上昇している。遅波の入射後暫くすると電子温度が減少するのは、(e)に見られる様に遅波入射により密度が上昇するためである。また、(d)に見られる様にアンテナ近傍の H_α 信号強度は減少している。これは

プラズマ周辺に存在している軽水素のプラズマ内に取り込まれる量が減少していることを示しており、この間に密度が上昇していることを考慮すると、粒子閉じ込めが良くなっていることを示唆するものである。

図27は、電子サイクロトロン放射の測定から得られた、電子温度の空間分布である。白丸で示す様に遅波加熱を行なった場合、遅波の入射直後は(a)に示す様にプラズマの中心近くの温度は上昇し、温度分布は中心が盛り上がった形になる。その後、上述した様に、遅波の入射中密度が増えるため、(b)に見られる様に全体の温度は下がる。一方、(a)、(b)と同じ密度の時、遅波加熱をしない場合には黒丸の様になる。これらの図から、遅波加熱を行なった場合、より高い電子温度が維持されていることは明らかである。

図28は、HCNレーザー干渉計を用いて測定した、電子密度の空間分布の時間発展を示している。遅波が入射されると、密度が全体的に上昇しながら中心で盛り上がった密度分布になっていくのが分かる。この測定から、遅波の入射により特にプラズマ中心領域で粒子閉じ込めが良くなっていることが予想される。

図29は、FNAで測定した軽水素イオンのエネルギー・スペクトルを示している。オーミック加熱放電時と比べると、遅波の入射によりイオンが加熱されているのは明らかである。Maxwell分布をしているバルク成分のイオン温度は、1 keVから5 keVのエネルギー領域で評価した。JIPP T-IIUトカマクでは、バルク・イオンの温度を求めるのに通常このエネルギー領域で評価するが、高エネルギー・イオン・テイルが存在する場合には、幾らかテイル成分の影響を受け、イオン温度が少し高めに評価されることも有る。イオン加熱はドップラー分光による計測からも観測されている。遅波加熱の間にFe XXIIから得られる中心イオン温度は1 keVに達しており、これはFNAによって得られた値とほぼ一致している。FNAによる測定から求めたイオン温度の時間変化は、図26(f)に示している。

図30は、荷電交換再結合分光(CXRS) [45]により測定した、イオン温度の空間分布を示している。この計測はNBIのビームが無いと行なえないため、この図はNBI加熱プラズマに遅波を入射した時の結果を示している。遅波によるイオン温度の増加が特にプラズマの中心付近で起こり、中心で尖った分布となっているのが分かる。この温度が、FNAでの測定により得られたイオン温度より低いのは、FNAでは直接加熱された軽水素の温度を測定しているのに対し、CXRSでは間接的に加熱された炭素イオン温度を測定しているためである。また、オーミック加熱プラズマに遅波加熱を行なった時に見られた電子温度や電子密度の空間分布の急峻化は、NBI加熱プラズマに遅波加熱を行なった時にも現われている。

本研究では、波の周波数を上げたことによる不純物の抑制もテーマの一つであった。遅波の加熱電力は400 kW迄入力できたが、不純物の流入によるプラズマ崩壊は起こっていない。この電力は伝送路の耐圧及び発振器の出力によって制限されている。一方、前回の低周波数での実験では、不純物の流入によるプラズマ崩壊のために100 kW迄しか入射できなかった。従って、周波数を上げることによる不純物の抑制の試みは成功したと言えるであろう。

電子密度分布の急峻さの度合いを評価するために、得られた分布を次の様な関数形でフィットした。

$$n_e(r) = n_{e0} \left(1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right)^k \quad (3-14)$$

因子kが大きければ大きい程、密度分布が急峻であることを示している。図31は、プラズマ中心密度と、この空間分布因子kの時間変化を示している。これらの図に於いて、次の様な四つの時間領域が考えられる。P-1: 追加熱無し(オーミック加熱放電)。P-2: NBI加熱。P-3: NBI加熱+遅波加熱。P-4: 遅波加熱。NBI加熱による中心電子密度の増加は非常に小さく、密度

分布はオーミック加熱放電時と比べると平坦になっている(P-2)。遅波が加えられると、中心電子密度は大幅に増加し、密度分布はNBI加熱による平坦化の効果にも拘わらず急峻となる(P-3)。この後、NBI加熱が終わり遅波加熱のみが行なわれていると、密度分布は更に急峻化し、プラズマ中心の密度も増加する(P-4)。

第2章で計算した様に、速波の吸収と比べて遅波の吸収は強いことが予想されている。図32(a)は遅波に対するアンテナの負荷抵抗を、(b)はその時の密度変化を示している。図に示した負荷抵抗は、三つのアンテナの負荷抵抗の和である。これらの図に見られる様に、遅波アンテナに対しては、速波の負荷抵抗(図22(a))に見られた様な固有モードの共鳴ピークは見られない。これは、遅波の減衰長がトロイダル長に比べて短いことを示しており、速波と比べて遅波の吸収の強いことが分かる。

§ 3. 3. 2 考察

(a) 粒子輸送解析

NBI加熱は粒子源でもあるけれども、線平均電子密度と中心電子密度の両方とも僅かしか増えないし(図31(a))、密度分布はNBI加熱の間平坦になる傾向が有る(図31(b))。この振舞は、NBI加熱の間粒子閉じ込めが悪くなっていることを示唆している。これに対して、遅波を行なうと、密度分布は急峻化し、中心密度は増加する(図31)。遅波加熱時の粒子供給はプラズマ周辺でのみ起こるので、これは明らかに遅波入射によってプラズマ中心領域の粒子閉じ込めが改善されていることを示している。そこで、拡散方程式

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (D \nabla n + n \mathbf{V}) = S \quad (3-15)$$

を一次元の円筒座標に適用して導いた次の様な粒子輸送方程式を用いて、粒子拡散係数を見積った。

$$\frac{\partial n(r)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [rV(r)n(r)] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[rD(r) \frac{\partial n(r)}{\partial r} \right] = S(r) \quad (3-16)$$

ここでは、トーラス状であるプラズマを、或るポロイダル断面で切って円筒状に伸ばしたプラズマ・モデルを考えている。rは小半径方向である。また、n(r)はプラズマ密度、V(r)は粒子対流速度でトカマク放電では通常内向き(プラズマ中心方向)である。D(r)は粒子拡散係数、S(r)は粒子源の項である。内向きの粒子対流速度Vが増えるか、あるいは拡散係数Dが減れば、粒子閉じ込めは改善される。(3-16)式を定常状態で解く。比較を簡単にするためVを固定し、図31の四つの時間領域についてDを計算した。NBI加熱を行なわない時は、プラズマ周辺を除きSは0とし、NBI加熱を行なう時は、SをNBI粒子生成分布コード(NFREYA)により得た。その結果得られたプラズマ中心領域に於ける粒子拡散係数D [m²/s]は、オーミック加熱放電に対して0.035、NBI加熱に対して0.208、NBI加熱+遅波加熱に対して0.097、遅波加熱に対して0.025となった。NBI加熱の間の拡散係数は、オーミック加熱放電の時よりずっと大きく、粒子閉じ込めは悪くなっていることが分かる。これは典型的なNBI加熱放電と一致している。遅波の入射により粒子拡散係数はオーミック加熱放電時の値に近付き、閉じ込めは良くなっている。更に、NBI加熱が終わると、閉じ込めは更に良くなっている。以上の議論では粒子対流速度を固定し、粒子拡散係数の変化を議論したが、逆に、遅波による粒子閉じ込めの改善は、粒子拡散係数を固定し、内向きの対流速度の項が増えることによっても説明できる。

(b) イオンの準線形拡散

遅波加熱の間、イオンのエネルギー分布に面白い特徴が観測された。図33(a)は、二つの異なる遅波加熱電力の場合の軽水素イオンのエネルギー・スペクトルを示している。遅波加熱によって生じたイオンの高エネルギー・テイルは、加熱電力が増大するにつれ増加している。しかし、図19に見られる様に、速波加熱の場合のイオン・テイルが高エネルギー領域に伸びていく逡走的な振舞をしているのとは違い、遅波によって作り出されたテイル・イオンの加速は、或るエネルギーで止まる傾向が有る。そこで、準線形フォッカー・プランク拡散方程式を用いて、遅波によるイオンの加速について調べた。

高周波電磁場による準線形加熱と、クーロン衝突の効果を含んだイオン分布関数に対する運動方程式は、次の様である[15,46]。

$$\frac{\partial f}{\partial t} = C(f) + Q(f) \quad (3-17)$$

但し、 $C(f)$ はクーロン衝突項で、 $Q(f)$ は準線形拡散項である[46]。高周波電磁場は静磁場に対して垂直方向に粒子を加熱するので、 $v_{\perp} \gg v_{\parallel}$ であり、遅波(静電波)に対しては波の電場は、 $E_x \neq 0$ 、 $E_y = 0$ 、 $E_z = 0$ である。この時、 $Q(f)$ は次の様になる。

$$Q(f) = \frac{\pi Z^2 e^2}{m^2 |k_{\parallel}|} |E_x|^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} v_{\perp}^2 n^2 \frac{|J_n(Z)|^2}{Z^2} \delta[v_{\parallel}/(\text{res})] \frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial f}{\partial v_{\perp}} \quad (3-18)$$

但し、 $J_n(Z)$ はベッセル関数、 $Z \equiv k_{\perp} v_{\perp} / \Omega_i$ である。また、 $v_{\parallel}/(\text{res}) \equiv (\omega - n\Omega_i) / k_{\parallel} v_{\parallel}$ は波と粒子の共鳴条件である。ここで、垂直方向の速度分布の中で非熱的(テイル)成分を考えているので、 $v_{\perp} \ll v_{\perp} \ll v_{Te}$ である。高周波加熱の場合、速度分布関数は垂直方向に歪んで $\langle v_{\perp}^2 \rangle \gg \langle v_{\parallel}^2 \rangle = v_{Te}^2$ となる。 v_{\parallel} について積分した後、(3-17)式は次の様に書ける。

$$\frac{\partial f(v_{\perp}, t)}{\partial t} = -\frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} [\alpha v_{\perp} f] + \frac{1}{2v_{\perp}} \frac{\partial^2}{\partial v_{\perp}^2} [\beta v_{\perp} f] + \frac{1}{4v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} [\gamma f] + \frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} \left[K v_{\perp} \frac{\partial f}{\partial v_{\perp}} \right] \quad (3-19)$$

但し、 $\alpha \equiv \langle \Delta v_{\parallel} \rangle + \langle (\Delta v_{\perp})^2 \rangle / 2v$ 、 $\beta \equiv \langle (\Delta v_{\parallel})^2 \rangle$ 、 $\gamma \equiv \langle (\Delta v_{\perp})^2 \rangle$ である[15]。また、 K は(3-18)式で与えられる準線形高周波拡散項である。定常状態の時、(3-19)式に v_{\perp} を掛けて v_{\perp} について積分すると、

$$-\alpha v_{\perp} f + \frac{1}{2} \beta' v_{\perp} f + \frac{1}{2} \beta f + \frac{1}{2} \beta v_{\perp} f' + \frac{1}{4} \gamma f + K v_{\perp} f' = 0 \quad (3-20)$$

となる。但し、primeは v_{\perp} についての微分を表わす。これを整理して積分すると、

$$f(v_{\perp}) = f(v_{\perp 0}) \exp \left[- \int_{v_{\perp 0}}^{v_{\perp}} \frac{-4\alpha v_{\perp} + 2\beta + 2\beta' v_{\perp} + \gamma}{2\beta v_{\perp} + 4K v_{\perp}} dv_{\perp} \right] \quad (3-21)$$

となる。ここで、非熱的成分のみを扱っているので、簡単のために、積分の下限 $v_{\perp 0}$ をイオンの熱速度の二倍とした。この値は実験でも観測されている。

(3-18)式より K の速度依存性は、 $K(v_{\perp}) \propto |J_n(Z)|^2 / Z^2$ と与えられる。遅波の場合、静磁場に対して垂直方向の波長が非常に短いため、 Z が大きいと仮定して近似することができる。この近似を用いると、 $J_n(Z) \propto Z^{-1}$ であるから $K \propto Z^{-3}$ 、あるいは $Z \propto v_{\perp}$ を用いて $K \propto v_{\perp}^{-3}$ となる。(3-21)式の被積分項を考えると、分子の主要項は $-4\alpha v_{\perp}$ であり、分母の主要項は $4K v_{\perp}$ である。 $K \equiv K_0 v_{\perp}^{-3}$ と定義すると、(3-21)式は積分して次の様になる。

$$f(v_{\perp}) = f(v_{\perp 0}) \exp \left[- \frac{v_{\perp}^3}{K_0 t_s} \left(\frac{v_{\perp}^2}{2} + \frac{v_{\perp}^5}{5v_{\alpha}^3} \right) \right] \quad (3-22)$$

ここで、 t_s は電子との相互作用による減速時間である[15]。(3-22)式に見られる様に、速度範囲は $v_{\perp} < v_{\alpha}$ と $v_{\perp} > v_{\alpha}$ 二つの領域に分けることができる。ここで、 $E_{\alpha} = mv_{\alpha}^2/2 = 14.8 \text{ kT}_e$ である。 $v_{\perp} = v_{\alpha}$ の時、バルク・イオンによって吸

取される電力はバルク電子によって吸収される電力と等しい。よって、 $v_{\perp} < v_a$ の領域では、衝突によるエネルギーの緩和（熱化）は主にイオンによって生じ、速度分布は K_0 に比例したイオン温度を持ったMaxwell分布の様な形となる。 K_0 は高周波電力に比例している。この領域では、 v_{\perp}^3 と t_e が共に $T_e^{3/2}$ に比例しているため、電子温度に対する依存性は無い。 $v_{\perp} > v_a$ の領域では、電子の牽引項である v_{\perp}^3/n_e^3 が急速にイオンの牽引項を凌ぎ始める。この領域では、高速イオンのエネルギーとは無関係な電子との衝突によるエネルギー緩和が、高周波電磁場による速度空間でのイオンの拡散を妨げるのにかなり有効である。高周波電磁場による拡散は急激に減少する。従って、遅波加熱によりできたイオンの分布関数は、 $v_{\perp} < v_a$ ではMaxwell分布の様な形をし、 $v_{\perp} > v_a$ では急速に小さくなる。

図33(a)に見られる様に、実験では高周波電力密度が余り高くない時（90 kWの場合）は、FNAで測定される信号は v_a に達する前にノイズ・レベル以下に落ちてしまうので、分布は非常にMaxwell分布に近くなっている。しかし、高周波電力密度が十分に高くなれば（360 kWの場合）、 v_a 近辺で分布関数の急激な減少を観測できる。図33(b)に(3-22)式を用いて計算した分布を示した。90 kWと360 kWの場合、高周波電力密度をそれぞれ 2 W/cm^3 と 10 W/cm^3 に選んだ時、計算結果と測定結果が良く合っている。90 kWの場合、観測されたエネルギー分布関数はMaxwell型である。360 kWの場合、約15 keVで急激な減少が始まっている。これは、 $T_e = 1 \text{ keV}$ の時、 $E_a = 15 \text{ keV}$ となることと良く合っている。観測されたイオン・テイルの振舞を、この理論モデルは良く説明している。

§ 3. 3. 3 結論

遅波による軽水素の第3高調波加熱という高次高調波加熱が可能である

ことを実験的に示した。また、不純物問題も周波数を上げることで改善できることを実証した。遅波加熱により得られた電子密度空間分布は、プラズマ中心領域で急峻となっていることが測定により分かった。このことから、プラズマ中心領域の粒子閉じ込めが良くなっていることが推測される。同様に、プラズマ中心でのイオン温度と電子の温度の増加が観測されている。遅波によるプラズマ中心領域での粒子閉じ込めの改善と中心加熱は、NBI加熱と組み合わせても観測されている。粒子輸送解析から、遅波加熱によりプラズマ中心領域で粒子閉じ込めが改善されていることが分かった。もし、粒子閉じ込め改善の機構が分かれば、遅波によるプラズマ粒子輸送の制御が可能となることも考えられる。

遅波加熱電力を増加することにより、イオンの速度分布に非熱的なテイルの生成が観測された。遅波加熱により作られる高エネルギー・イオン・テイルは、遅波加熱で見られる様に高エネルギー領域へと伸びていく逡走的な分布ではなく、或るエネルギー領域でテイルに対する加速が止まる傾向が有る。この観測されたイオン・テイルの特徴を説明するために、遅波に対して準線形高周波拡散フォッカー・プランク・モデルを発展させた。このモデルを用いて計算したイオンのエネルギー分布は、観測されたイオンのエネルギー・スペクトルと良く一致している。特に、電子とイオンによるエネルギー緩和が等しくなる臨界エネルギー E_c より上での高周波拡散の急激な減少が、このモデルで説明できる。実際の核融合炉では、核融合反応生成物である高エネルギーのアルファ粒子を加熱しない手法が要求される。また、核融合炉では電子温度が10 keV以上と十分に高いため、 E_c 以上にイオンを加速すると、核融合反応率と核融合出力増幅因子 Q は小さくなり、加熱入力が無駄になってしまう。従って、このモデルは、遅波を用いることにより望ましい核融合反応を生成できるということも予想している。

第4章 まとめ

波動電場の異なる速波と遅波のプラズマ粒子との相互作用を研究した。用いた周波数はどちらも同じであり、イオン・サイクロトロン第3高調波に対応している。

この周波数に於いて、速波には二つの競合する加熱機構が存在することが分かった。即ち、電子加熱の機構とイオン加熱の機構である。密度が $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以下の低密度領域では、電子加熱の機構が主に働き、この密度領域には波と相互作用する高エネルギー逡走電子が存在する。高密度領域で電子加熱が弱まるのは、この高エネルギー電子の密度が減少するためである。また、電子加熱は、アンテナ位相に対する依存性を持っていることが分かった。これは、アンテナで励起された波の位相速度が、電子の熱速度に近い程相互作用が起り易いことを示している。一方、イオン加熱は、これより高密度の領域で生じる。特に、NBI加熱やICRF加熱と組み合わせた時に、高い加熱効率が得られることが分かった。これは、高エネルギー・イオン・テイルが速波を吸収するためである。また、イオン加熱にはアンテナ位相の依存性は無いことが分かった。

以上の結果を総合して、電子加熱の場合もイオン加熱の場合も、有効な加熱となるためには、速波を吸収するための種となる粒子が存在することが重要であると言える。この実験上の結論は、速波と粒子との相互作用が弱いという理論的な予測と対応している。

一方、遅波加熱は、追加熱をしないプラズマに対してもNBI加熱プラズマに対しても有効であることが、実験の結果分かった。これは、遅波と粒子との相互作用が強いことに因る。実験で得られた電子温度及びイオン温度の空間分布は、プラズマ中心が盛り上がり、特に中心領域での相互

作用が著しいことを示している。また、遅波加熱で特徴的なことは、電子密度の空間分布も中心でピークしていることである。これは、プラズマ中心領域で粒子閉じ込めが改善されていることを示している。しかしながら、閉じ込め改善の機構については分かっておらず、この機構を解明することが次の課題である。

速波と遅波の粒子相互作用に関する大きな違いは、その相互作用の強さの違いである。この違いはアンテナの負荷抵抗の違いにも見られる。バルク粒子との相互作用が弱い速波には、負荷抵抗に固有モードの存在を示す共鳴ピークが現われるのに対して、遅波アンテナの負荷抵抗には、そのようなピークは見られない。

もう一つの違いは、加熱の結果生成される高エネルギー・イオン・テイルのエネルギー分布である。速波により作り出されるテイルは、高エネルギー領域へ高い温度を保ちながら伸びていく逡走的な形である。一方、遅波により作り出されるテイルは、或るエネルギー領域で止まっている。この遅波テイルの特徴を利用することにより、核融合炉に於いては、核融合反応生成物であるアルファ粒子の加熱を避けることができるものと期待される。また、遅波加熱が核融合反応率を最大にするエネルギー以上のイオン・テイルを生成しない可能性も示しており、核融合反応率の最適化に応用できる。

謝辞

この研究を行なうに際し、核融合科学研究所の東井和夫教授、濱田泰司教授、足立圭三助教授、都築哲哉文部技官、川澄義明文部技官、廣倉寛文部技官、谷口能之文部技官等JIPP T-IIU本体グループの皆様、金子修助教授、安藤晃助手、岡良秀助手等加熱研究系の皆様、森下一男助教授、佐藤國憲助教授、居田克巳助教授、政井邦昭助手、坂本瑞樹助手等計測研究系の皆様、そして、データの収集及び処理に関して秀熊茂文部技官、小嶋護文部技官の御協力を得られたことに大変感謝致します。

特に、渡利徹夫教授、黒田勉教授、大久保邦三教授、藤原正巳教授、水野幸雄教授、名古屋大学プラズマ科学センターの佐藤照幸教授、杉原亮助教授及び名古屋大学理学部物理学科の伊藤憲昭教授には親切な御指導と御助言を頂きました。岡山大学工学部電気電子工学科の福山淳教授には TASK/W1コードについて御指導頂きました。また、熊沢隆平助教授、武藤敬助教授、プリンストン大学の小野雅之主任研究員及びマサチューセッツ工科大学の高瀬雄一主任研究員には有益な討論を賜りました。そして、新保富士夫文部技官には多くの御協力を頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

付録

A 波の吸収機構

(a) ランダウ減衰

磁力線方向をz軸に取り、次式で与えられる遅波(静電波)を考える。

$$E(z,t) = E \cos(kz - \omega t) \quad (\text{A-1})$$

単一粒子の運動方程式は次の様に書かれる。

$$m \frac{dv}{dt} = qE \cos(kz - \omega t) \quad (\text{A-2})$$

波動電場は一次の摂動とすると、粒子の0次の動きはこの式の右辺を零と置いて得られ、

$$z = v_0 t + z_0 \quad (\text{A-3})$$

となる。これは磁力線方向の自由な流れである。よって、一次の運動は

$$m \frac{dv_1}{dt} = qE \cos\{kz_0 + (kv_0 - \omega)t\} \quad (\text{A-4})$$

である。t=1でv₁=0という初期値を考えると、この式の解は

$$v_1 = \frac{qE}{m} \frac{\sin\{kz_0 + (kv_0 - \omega)t\} - \sin kz_0}{kv_0 - \omega} \quad (\text{A-5})$$

となる。粒子の運動エネルギーの変化は、

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = mv \frac{dv}{dt} = mv_0 \frac{dv_1}{dt} + mv_1 \frac{dv_1}{dt} + mv_0 \frac{dv_2}{dt} + \dots \quad (\text{A-6})$$

となる。第1項は空間に亘って平均すると消えてしまうので、第2、3項を考える。ここで、

$$m \frac{d}{dt}(v_1 + v_2) = qE \cos\{k(z_0 + z_1) + (kv_0 - \omega)t\} \\ = qE \cos\{kz_0 + (kv_0 - \omega)t\} - qEkz_1 \sin\{kz_0 + (kv_0 - \omega)t\} \quad (\text{A-7})$$

であり、また

$$z_1 = \int_0^t v_1 dt = \frac{qE}{m} \left[\frac{-\cos\{kz_0 + (kv_0 - \omega)t\} + \cos kz_0}{(kv_0 - \omega)^2} - \frac{t \sin kz_0}{kv_0 - \omega} \right] \quad (\text{A-8})$$

であるので、(A-6)式は

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = \frac{q^2 E^2}{m} \left[\frac{\sin\{kz_0 + (kv_0 - \omega)t\} - \sin kz_0}{kv_0 - \omega} \right] \cos\{kz_0 + (kv_0 - \omega)t\} \\ - \frac{kv_0 q^2 E^2}{m} \left[\frac{-\cos\{kz_0 + (kv_0 - \omega)t\} + \cos kz_0}{(kv_0 - \omega)^2} - \frac{t \sin kz_0}{kv_0 - \omega} \right] \\ \times \sin\{kz_0 + (kv_0 - \omega)t\} \quad (\text{A-9})$$

となる。初期位置 z_0 について平均すると

$$\left\langle \frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) \right\rangle_{z_0} = \frac{q^2 E^2}{2m} \left\{ \frac{-\omega \sin(kv_0 - \omega)t}{(kv_0 - \omega)^2} + t \cos(kv_0 - \omega) + \frac{\omega t \cos(kv_0 - \omega)t}{kv_0 - \omega} \right\} \quad (\text{A-10})$$

となる。これを粒子の速度分布関数に亘って平均し、時間が十分に経過したとすると、

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(v_0) \left\langle \frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) \right\rangle dv_0 = -\frac{q^2 E^2 \pi \omega}{2m k^2} \frac{df(v_0)}{dv_0} \Big|_{v_0 = \omega/k} \quad (\text{A-11})$$

となる。 v_0 は共鳴粒子の速度である。

これから、共鳴速度 v_0 に於ける速度分布関数の勾配が負の時、粒子の運動エネルギーは増加し、波は減衰する。一方、勾配が正の時には、粒子の運動エネルギーは減少し、波は増幅する。言い換えると、 v_0 より遅い粒子は

平均として加速され、 v_0 より速い粒子は平均として減速される。従って、図34に示す様に、 v_0 より遅い粒子の方が速い粒子より多ければ、全体として粒子の運動エネルギーは増加し、波は減衰するということを意味している。

(b) 走行時間減衰

時間的空間的な変化がゆっくりしている磁場中では、荷電粒子の磁気モーメントは保存される。従って、波動磁場がプラズマ粒子のサイクロトロン周波数より十分低い周波数でゆっくり変化する場合には、荷電粒子の磁気モーメント μ_m の保存が成り立つ。粒子の運動エネルギーを

$$W = W_{//} + W_{\perp} = \frac{1}{2} m v_{//}^2 + \mu_m B \quad (\text{A-12})$$

と書くと、磁力線方向の一次元運動に関して $\mu_m B$ はポテンシャルの役割をする。従って、この運動方程式は、

$$m \frac{dv_z}{dt} = -\nabla_{//}(\mu_m B) = -\mu_m \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (\text{A-13})$$

となり、磁気モーメント μ_m を持つ反磁性粒子の磁場中の運動方程式である。これを静電波中の粒子の運動方程式(A-2)式と比べると、

$$q \leftrightarrow \mu_m \\ E \leftrightarrow \frac{\partial B_z}{\partial z} \approx k_z B_z \quad (\text{A-14})$$

という対応が有る。よって、波動磁場の変動によるプラズマ粒子の磁場方向の速度変化は、ランダウ減衰と同じ議論ができる。従って、走行時間減衰によりプラズマ粒子の得る単位時間当たりのエネルギーは、

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(v_0) \left\langle \frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) \right\rangle dv_0 = -\frac{\pi \mu_m^2 \omega |B_z|^2}{2m} \frac{df(v_0)}{dv_0} \Big|_{v_0 = \omega/k} \quad (\text{A-15})$$

となる。以上より、走行時間減衰の粒子・波動相互作用については、ランダウ減衰と全く同じことが言える。

(c) サイクロトロン減衰

図35に示す様に、荷電粒子は磁場中でサイクロトロン運動を行なう。この時、粒子の感じる波動電場が同期して偏波面を回転すると、粒子は磁場に対して垂直方向に加速され、逆に波はエネルギーを失う。これがサイクロトロン減衰である。

粒子は磁場方向に v_{z0} でドリフトしているとし、簡単のため0次運動は考えない。磁場方向に伝搬する波動の電磁場は磁場に対して垂直であるとする。

円偏波している波動電場は、

$$\begin{aligned} E_x &= E_1 \cos \varepsilon(kz - \omega t) \\ E_y &= E_1 \sin \varepsilon(kz - \omega t) \end{aligned} \quad (\text{A-16})$$

と書くことができる。但し、 ε は偏波面の回転方向を示し、+1はz軸に対して左回り、-1は右回りである。波動電場は、Maxwell方程式より

$$B_1(z, t) = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{E}}{\omega} \quad (\text{A-17})$$

と書ける。粒子の運動方程式は、

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v}_{\perp 1} \times \mathbf{B}_0 + v_{z0} \mathbf{j}_z \times \mathbf{B}_1 + \mathbf{v}_{\perp 1} \times \mathbf{B}_1) \quad (\text{A-18})$$

と書かれる。これに(A-17)式を代入して磁場に対して平行方向と垂直方向に分離すると、

$$\begin{aligned} \frac{dv_{z0}}{dt} &= \frac{qk}{m\omega} \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_{\perp 1} \\ \frac{d\mathbf{v}_{\perp 0}}{dt} &= \frac{q}{m} \left(1 - \frac{kv_{z0}}{\omega} \right) \mathbf{E} + \frac{q}{m} \mathbf{v}_{\perp 1} \times \mathbf{B}_0 \end{aligned} \quad (\text{A-19})$$

となる。粒子の磁場方向の運動には一次の摂動が現われないので、粒子の運動は、

$$z = v_{z0}t + z_0 \quad (\text{A-20})$$

と書ける。

磁場に対して平行方向の運動エネルギーの増加率は、(A-19)上式より

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{mv_z^2}{2} \right) = q \frac{kv_{z0}}{\omega} \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_{\perp 1} \quad (\text{A-21})$$

となり、垂直方向の運動エネルギーの増加率は、(A-19)下式より

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{mv_{\perp}^2}{2} \right) = q \left(1 - \frac{kv_{z0}}{\omega} \right) \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_{\perp 1} \quad (\text{A-22})$$

となる。これらを足し合わせると、

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = q \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_{\perp 1} \quad (\text{A-23})$$

となり、これは、磁場に対して垂直方向の力により、単位時間当たり粒子の得るエネルギーを表わしている。これから、プラズマ粒子の得る単位時間当たりのエネルギーは

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(v_{z0}) \left\langle \frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) \right\rangle dv_{z0} = \frac{\pi q^2 E_1^2}{mk} \left(1 - \frac{kv_{z0}}{\omega} \right) f \left(\frac{\omega + \varepsilon \Omega}{k} \right) \quad (\text{A-24})$$

となる。ここで

$$v_{z0} = \frac{\omega + \varepsilon \Omega}{k} \quad (\text{A-25})$$

は共鳴速度あるいはサイクロトロン速度である。従って、 $\omega/k > v_{z0}$ の時、粒子のエネルギーは増加し、波は減衰し、逆に $\omega/k < v_{z0}$ の時は、粒子のエネルギーは減少し、波は増幅する。

B 伝送路の位相速度とインピーダンス

(a) ファラデー・シールド部

図36(a)に示す様に、アンテナ導体に流れる電流により作られる磁力線の内、アンテナ導体より上側（プラズマ側）の磁力線は外に広く漏れているので、アンテナ導体と壁の間の磁界のみを考える。アンペールの法則を適用すると、磁界

$$H = \frac{I}{w} \quad (\text{B-1})$$

が得られる。インダクタンスLに蓄えられる電磁エネルギーが、空間に生ずる磁界のエネルギーと等しいと置くことにより、Lは

$$\frac{1}{2}LI^2 = \int \frac{1}{2}\mu_0 H^2 dV = \frac{\mu_0}{2} \left(\frac{I}{w}\right)^2 w d_1$$

$$L = \mu_0 \frac{d_1}{w} \quad (\text{B-2})$$

と求まる。一方、図36(b)に示す様に、アンテナ導体と壁との間の電気容量を C_1 、アンテナ導体とファラデー・シールドとの間の電気容量を C_2 とすると、これらは

$$C_1 = \epsilon_0 \frac{w}{d_1}, \quad C_2 = \epsilon_0 \frac{w}{d_2} \quad (\text{B-3})$$

である。これらはアンテナ導体とアース（壁及びファラデー・シールド）の間に並列に並んでいるので、合成した電気容量Cは、

$$C = C_1 + C_2 = \epsilon_0 w \frac{d_1 + d_2}{d_1 d_2} \quad (\text{B-4})$$

となる。以上より位相速度は、

$$v_p = \sqrt{\frac{1}{LC}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \sqrt{\frac{d_2}{d_1 + d_2}} \quad (\text{B-5})$$

となる。ここで、 $\frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$ は光速 c 、 $\sqrt{\frac{d_2}{d_1 + d_2}}$ は波長の短縮率である。周波数を f とすると、位相定数 β は $\beta = 2\pi f / v_p$ により得られる。一方、特性インピーダンスは、

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{d_1}{w} \sqrt{\frac{d_2}{d_1 + d_2}} \quad (\text{B-6})$$

である。

(b) 内導体を金属壁で覆っている部分

図37に示す様に、アンテナ導体により作られる磁界はアンテナ導体の上側下側両面にできるので、それぞれの磁界を H_1 、 H_2 とすると、アンペールの法則を適用して、

$$H_1 + H_2 = \frac{I}{w} \quad (\text{B-7})$$

となる。磁界が一樣であるとする、

$$H_1 d_1 = H_2 d_2 \quad (\text{B-8})$$

であるから

$$H_1 = \frac{I}{w} \frac{d_2}{d_1 + d_2}, \quad H_2 = \frac{I}{w} \frac{d_1}{d_1 + d_2} \quad (\text{B-9})$$

となる。(a)の場合と同様にしてインダクタンスLを求めると、

$$L = \frac{\mu_0}{w} \frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2} \quad (\text{B-10})$$

となる。電気容量は(a)の場合と同じで、

$$C = C_1 + C_2 = \epsilon_0 w \frac{d_1 + d_2}{d_1 d_2} \quad (\text{B-11})$$

である。従って、位相速度と特性インピーダンスは、

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = c \quad (\text{B-12})$$

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{1}{w} \frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2} \quad (\text{B-13})$$

である。

(c) 同軸管部

図38(a)に示す様に、内導体と外導体の径がそれぞれ d_1 、 d_2 である同軸管のインダクタンスと電気容量は、

$$\begin{cases} L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{d_2}{d_1} \\ C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \end{cases} \quad (\text{B-14})$$

で与えられる[47]。従って、位相速度と特性インピーダンスは、

$$\begin{cases} v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = c \\ Z = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{d_2}{d_1} \end{cases} \quad (\text{B-15})$$

である。

(d) 導入端子部

導入端子部は複雑なので、図38(b)に示す様に簡単化する。径 d_1 から d_2 は誘電体が挿入されているので、インダクタンスと電気容量は、

$$\begin{cases} L_{12} = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{d_2}{d_1} \\ C_{12} = \frac{2\pi\epsilon}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \end{cases} \quad (\text{B-16})$$

である。但し、 $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ 、 $\mu = \mu_r \mu_0$ である。また、径 d_2 から d_3 は真空中であるので、

$$\begin{cases} L_{23} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{d_3}{d_2} \\ C_{23} = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \frac{d_3}{d_2}} \end{cases} \quad (\text{B-17})$$

である。これらは直列に繋がっているので、

$$\begin{cases} L = L_{12} + L_{23} \\ \frac{1}{C} = \frac{1}{C_{12}} + \frac{1}{C_{23}} \end{cases} \quad (\text{B-18})$$

が成り立つ。従って、全インダクタンスと全電気容量は、

$$\begin{cases} L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^{\mu_r} \frac{d_3}{d_2} \\ C = \frac{2\pi\epsilon_0 \epsilon_r}{\ln \frac{d_2}{d_1} \left(\frac{d_3}{d_2} \right)^{\epsilon_r}} \end{cases} \quad (\text{B-19})$$

となる。これらから、位相速度 v_p と特性インピーダンス Z を計算する。

参考文献

- [1] K. Ushigusa, T. Imai, Y. Ikeda, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992 (Proc. 14th Int. Conf. Wurzburg, 1992), IAEA-CN-56/E-1-2, IAEA, Vienna (1993).
- [2] JET Team, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992 (Proc. 14th Int. Conf. Wurzburg, 1992), IAEA-CN-56/E-1-1, IAEA, Vienna (1993).
- [3] D. Moreau, B. Saoutic, G. Agarici, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992 (Proc. 14th Int. Conf. Wurzburg, 1992), IAEA-CN-56/E-2-1(C), IAEA, Vienna (1993).
- [4] K. L. Wong, M. Ono, Nucl. Fusion 23 (1983) 805.
- [5] D. A. Ehst, in Non-inductive Current Drive in Tokamaks (Proc. IAEA Tech. Comm. Mtg Culham, 1983), Vol. 2, IAEA, Vienna (1983) 442.
- [6] D. Moreau, J. Jacquinot, P. P. Lallia, in Controlled Fusion and Plasma Heating (Proc. 13th Eur. Conf. Schliersee, 1986), Vol. 10C, Part II, European Physical Society (1986) 421.
- [7] D. A. Ehst, Fast Wave Current Drive: Experimental Status and Reactor Prospects, Rep. ANL/FPP/TM-219, Argonne National Laboratory, Argonne, IL (1988).
- [8] P. L. Andrews, D. K. Bhadra, Nucl. Fusion 26 (1986) 897.
- [9] S. C. Chiu, V. S. Chan, R. W. Harvey, M. Porkolab, Nucl. Fusion 29 (1989) 2175.
- [10] T. K. Mau, in Radio-Frequency Power in Plasmas (Proc. 8th Top. Conf. Irvine, CA, 1989), American Physical Society, New York (1989) 158.
- [11] J. Hosea, S. Bernabei, P. Colestock, et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1802.
- [12] JET Team, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th Int. Conf. Kyoto, 1986), Vol. 1, IAEA, Vienna (1987) 449.
- [13] Y. Ogawa, K. Masai, T. Watari, et al., Nucl. Fusion 29 (1989) 1873.
- [14] J. R. Wilson, M. G. Bell, H. Biglari, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992 (Proc. 14th Int. Conf. Wurzburg, 1992), IAEA-CN-56/E-2-2, IAEA, Vienna (1993).
- [15] T. H. Stix, Nucl. Fusion 15 (1975) 737.
- [16] M. Ono, T. H. Stix, K. L. Wong, R. Horton, in Heating in Toroidal Plasmas (Proc. 2nd Int. Symp. Grenoble, 1980), Vol. 1, CEC, Brussels (1980) 593.
- [17] M. Ono, in Application of RF Waves to Tokamak Plasmas (Proc. Course and Workshop Varenna, 1985), Vol. 1, Monotypia Franchi, Citta di Castello (1985) 175.
- [18] M. Ono, T. Watari, R. Ando, et al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 2239.
- [19] Y. Ogawa, K. Kawahata, R. Ando, et al., Nucl. Fusion 27 (1987) 1379.
- [20] J. R. Wilson, and PLT Group, in Radiofrequency Plasma Heating (Proc. 6th Top. Conf. Callaway Gardens, GA, 1985), American Physical Society, New York (1985) 28.
- [21] J. C. Hosea, J. R. Wilson, W. Hooke, et al., Plasma Phys. Control. Fusion 28 (1986) 1241.
- [22] J. R. Wilson, R. Bell, A. Cavallo, et al., J. Nucl. Energy 145-147 (1987) 616.
- [23] M. Ono, P. Beiersdorfer, R. Bell, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th Int. Conf. Kyoto, 1986), Vol. 1, IAEA, Vienna (1987) 477.
- [24] M. Ono, P. Beiersdorfer, R. Bell, et al., Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 294.
- [25] Y. Takase, J. D. Moody, C. L. Fiore, et al., Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 1201.

- [26] M. Porkolab, P. Bonoli, Kuoin Chen, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th Int. Conf. Kyoto, 1986), Vol. 1, IAEA, Vienna (1987) 509.
- [27] J. D. Moody, M. Porkolab, C. L. Fiore, et al., Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 298.
- [28] J. D. Moody, M. Porkolab, Phys. Fluids B 1 (1989) 1675.
- [29] H. Tamai, T. Ogawa, H. Matsumoto, K. Odajima, JFT-2M Group, in Radio-Frequency Power in Plasmas (Proc. 8th Top. Conf. Irvine, CA, 1989), American Physical Society, New York (1989) 350.
- [30] R. I. Pinsky, M. J. Mayberry, M. Porkolab, R. Prater, *ibid.*, p. 314.
- [31] 宮本健郎、核融合のためのプラズマ物理、岩波書店 (1976).
- [32] B. D. McVey, Nucl. Fusion 19 (1979) 461.
- [33] T. Watari, R. Kumazawa, K. Toi, et al., Nucl. Fusion 30 (1990) 1197.
- [34] W.N.-C. Sy, T. Amano, R. Ando, A. Fukuyama, T. Watari, Nucl. Fusion 25 (1985) 795.
- [35] M. Brambilla, Nucl. Fusion 28 (1988) 549.
- [36] T. Watari, T. Hatori, R. Kumazawa, et al., Phys. Fluids 21 (1978) 2076.
- [37] L. H. Svedrup, P. M. Bellan, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 1197.
- [38] H. Tamai, K. Odajima, H. Matsumoto, et al., Nucl. Fusion 26 (1986) 365.
- [39] R. Ando, K. Sato, T. Watari, et al., Nucl. Fusion 28 (1988) 577.
- [40] J. Jacquinot, R. J. Anderson, J. Arbez, et al., Plasma Phys. Control. Fusion 28 (1986) 1.
- [41] A. Fukuyama, S. Nishiyama, K. Itoh, S.-I. Itoh, Nucl. Fusion 23 (1983) 1005.
- [42] J. Timberlake, S. Cohen, G. J. Greene, M. Ono, J. R. Wilson, Bull. Am. Phys. Soc. 31 (1986) 1467.

- [43] R. I. Pinsky, M. J. Mayberry, C. C. Petty, et al., in Radio-Frequency Power in Plasmas (Proc. 9th Top. Conf. Charleston, SC, 1991), American Physical Society, New York (1991) 105.
- [44] K. Itoh, A. Fukuyama, S.-I. Itoh, Comments Plasma Phys. Control. Fusion 10 (1986) 91.
- [45] K. Ida, S. Hidekuma, Rev. Sci. Instrum. 60 (1989) 867.
- [46] C. F. Kennel, F. Engelmann, Phys. Fluids 9 (1966) 2377.
- [47] 宇田新太郎、新版無線工学 I 伝送偏、丸善 (1964).

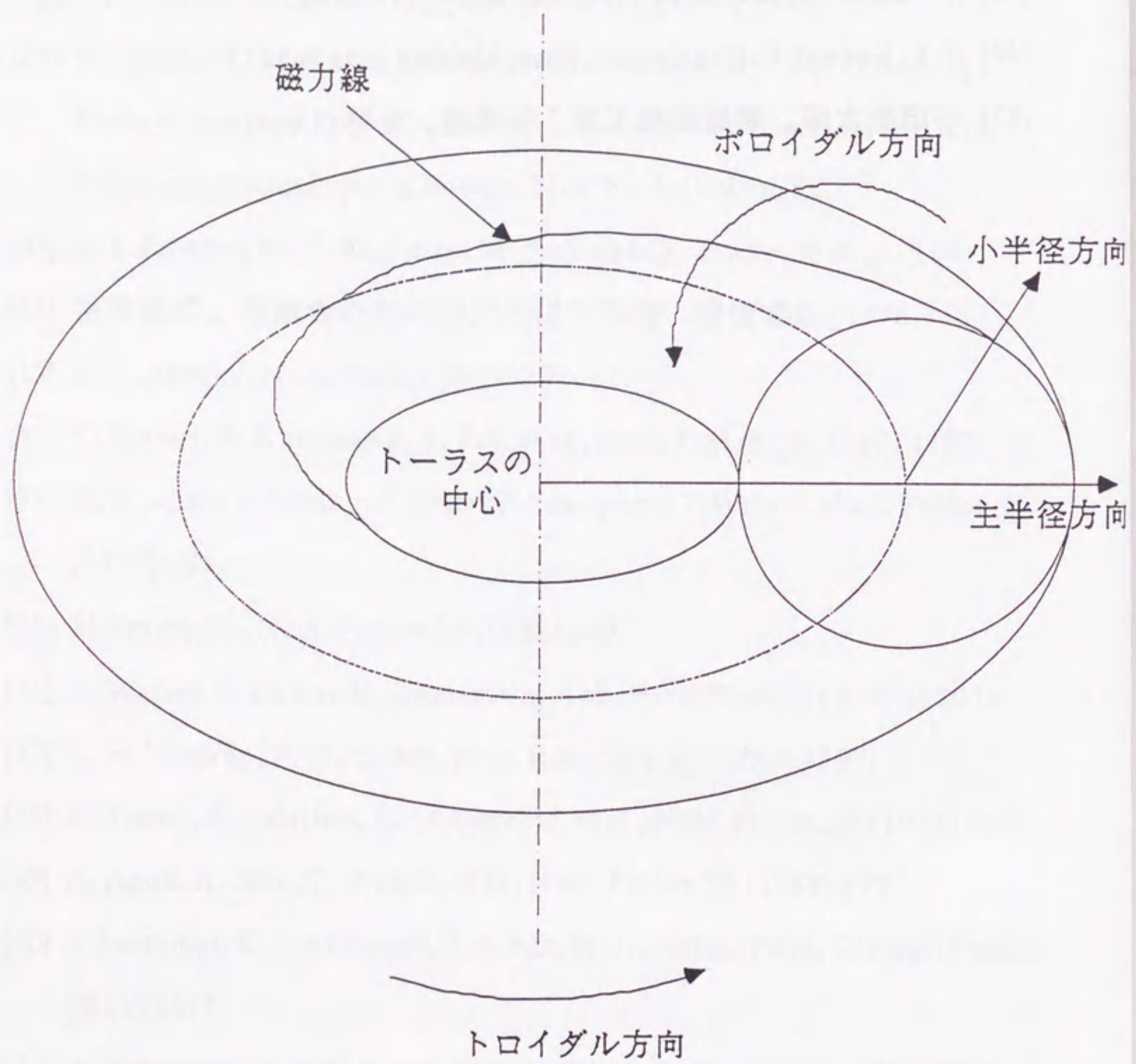


図1
トーラス座標系。

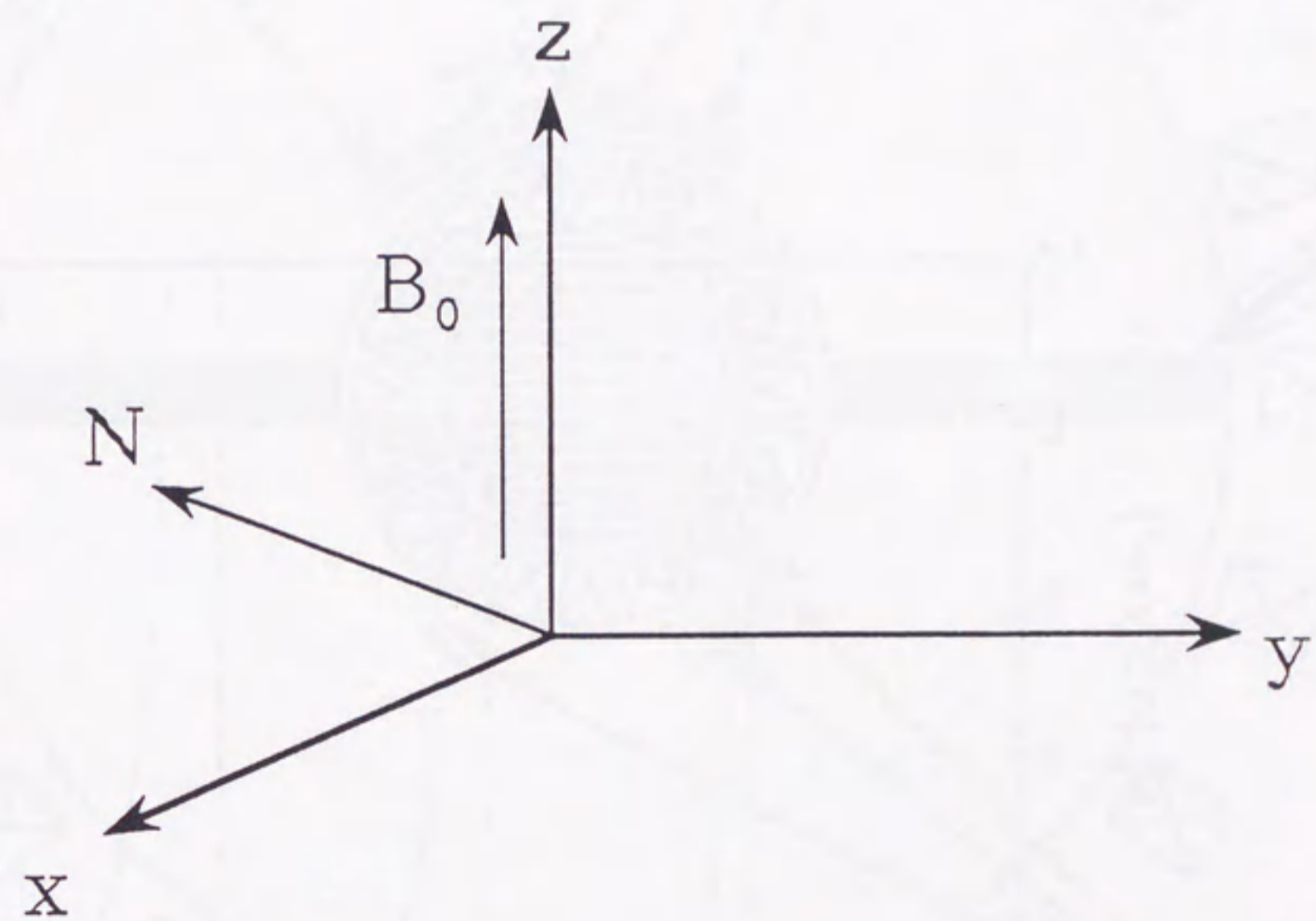


図2
静磁場 B_0 、波の屈折率ベクトル N と xyz 座標。

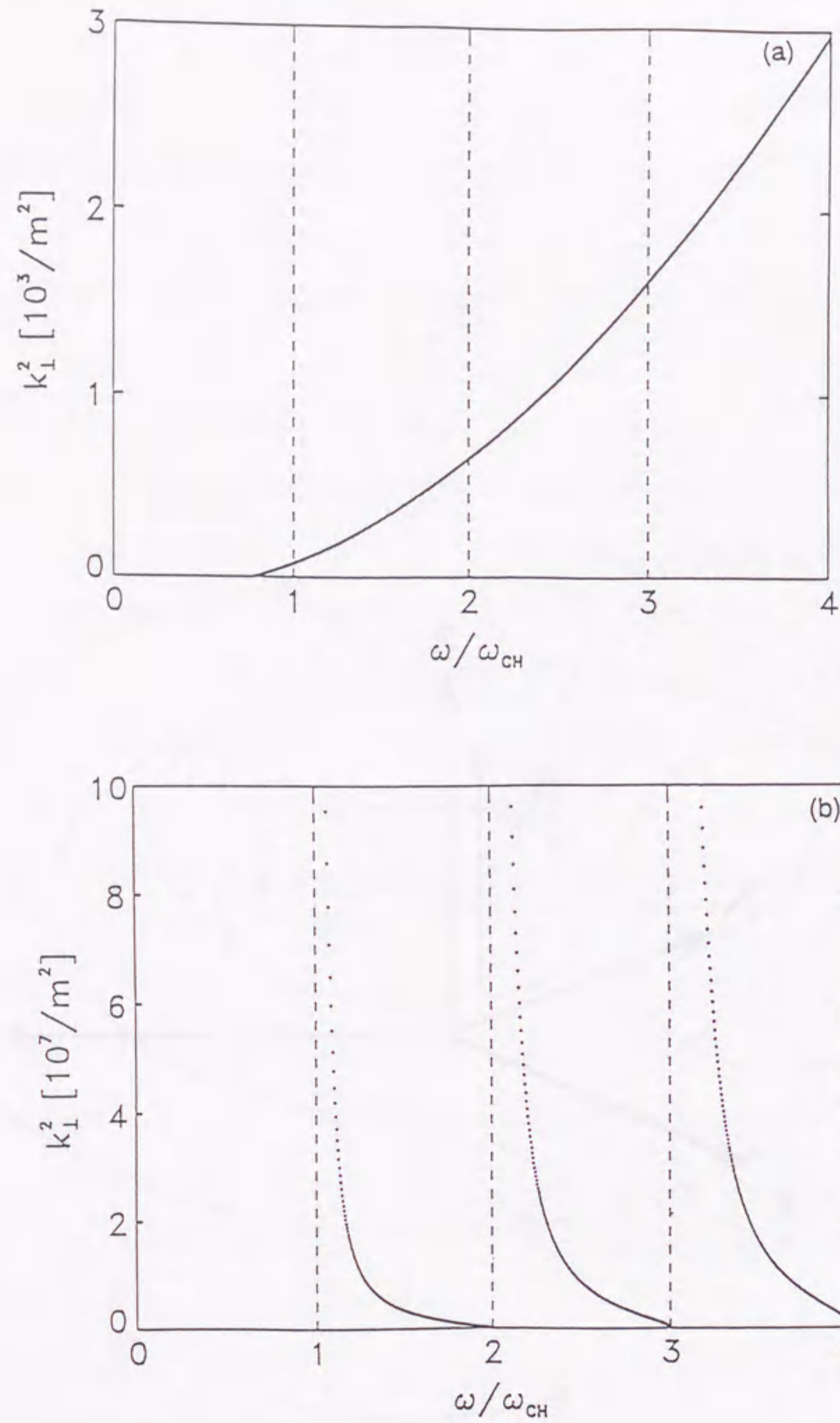


図3

(a) 速波の分散関係。横軸は波の周波数 ω を軽水素のイオン・サイクロトロン周波数 ω_{CH} で割った値、縦軸は静磁場に対して垂直方向の波数 k_{\perp} の二乗である。(b) 遅波の分散関係。座標軸は(a)と同じ。

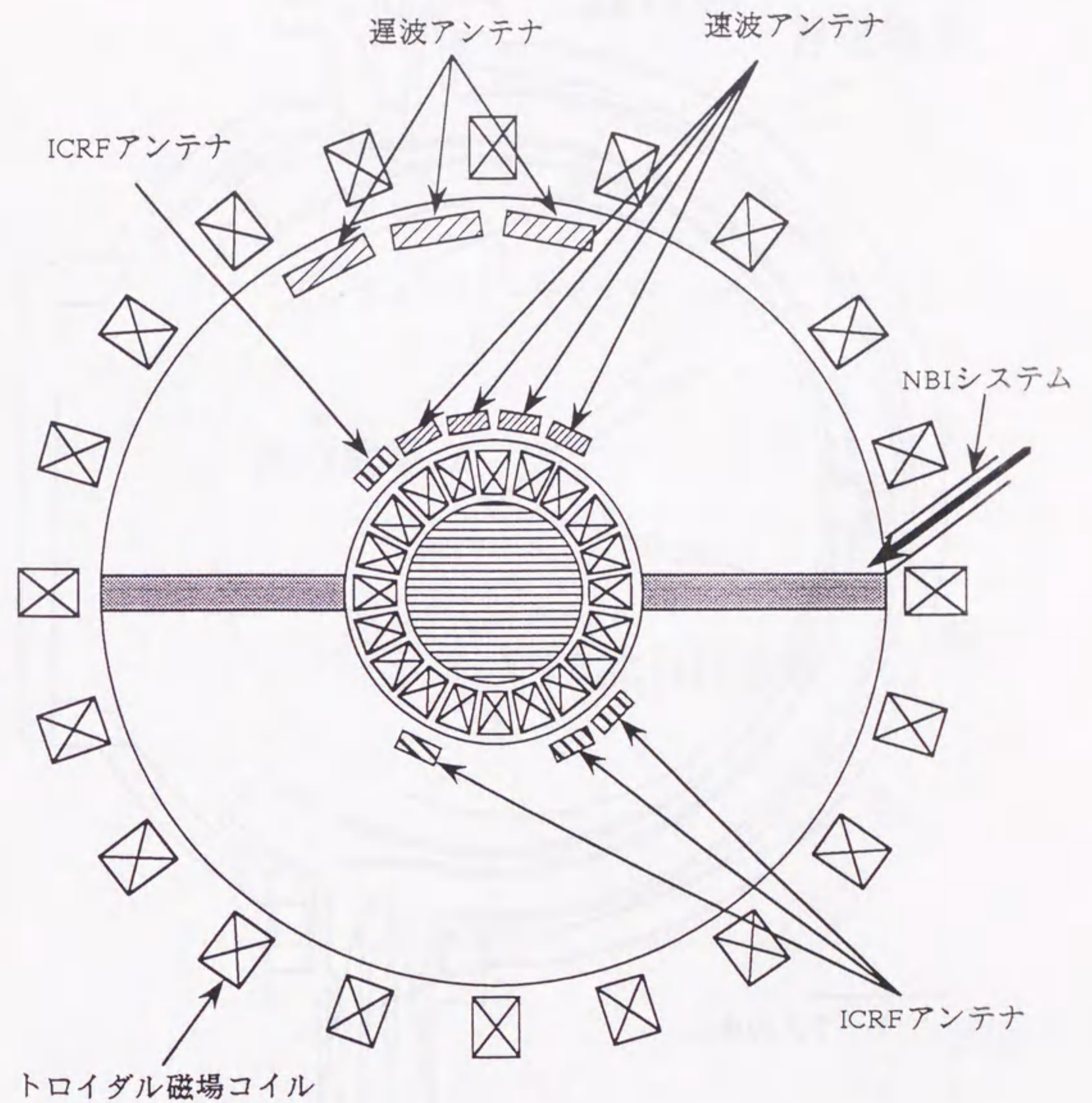


図4

JIPP T-IIUトカマクの平面図。アンテナ等加熱システムの配置を示している。

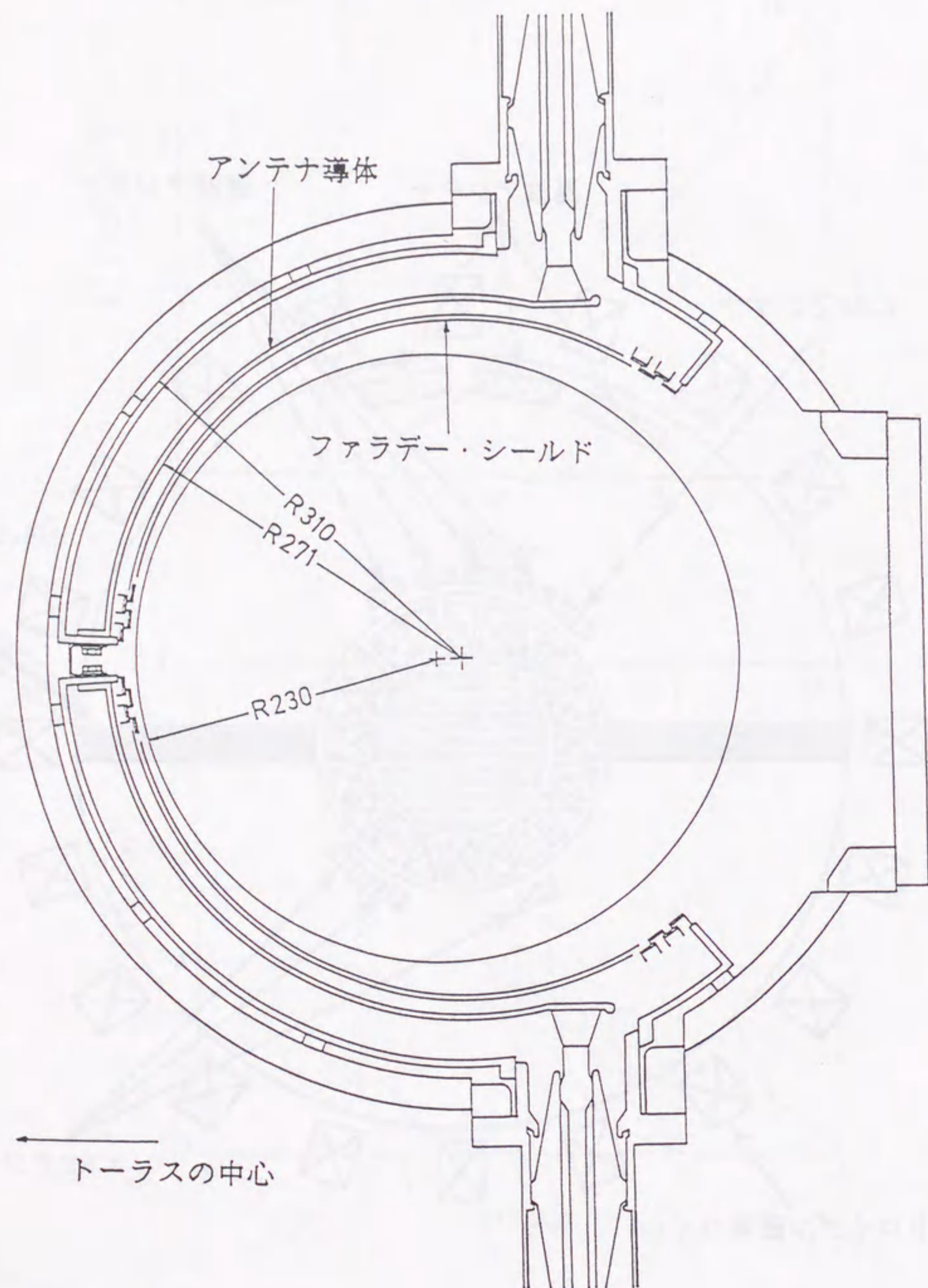


図5
速波アンテナのポロイダル断面図。アンテナ導体及びファラデー・シールドを示している。

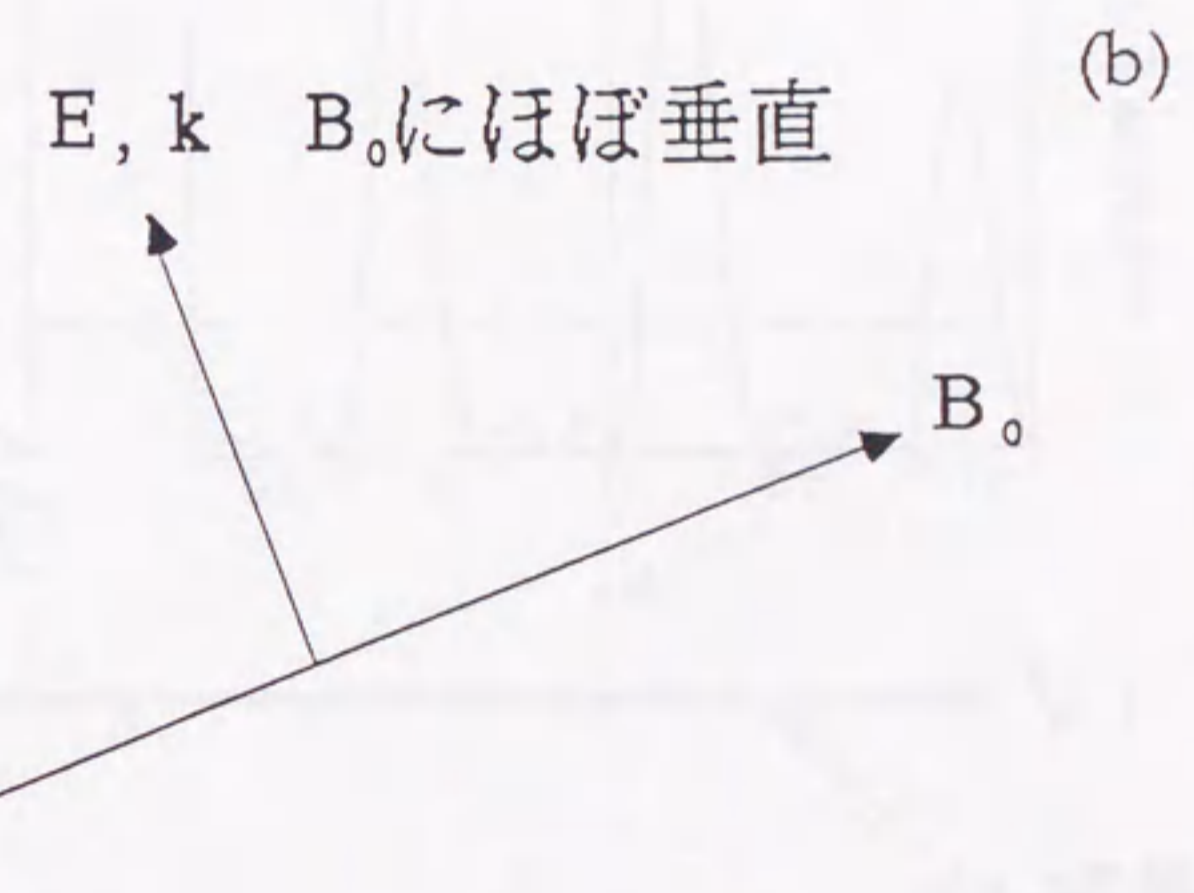
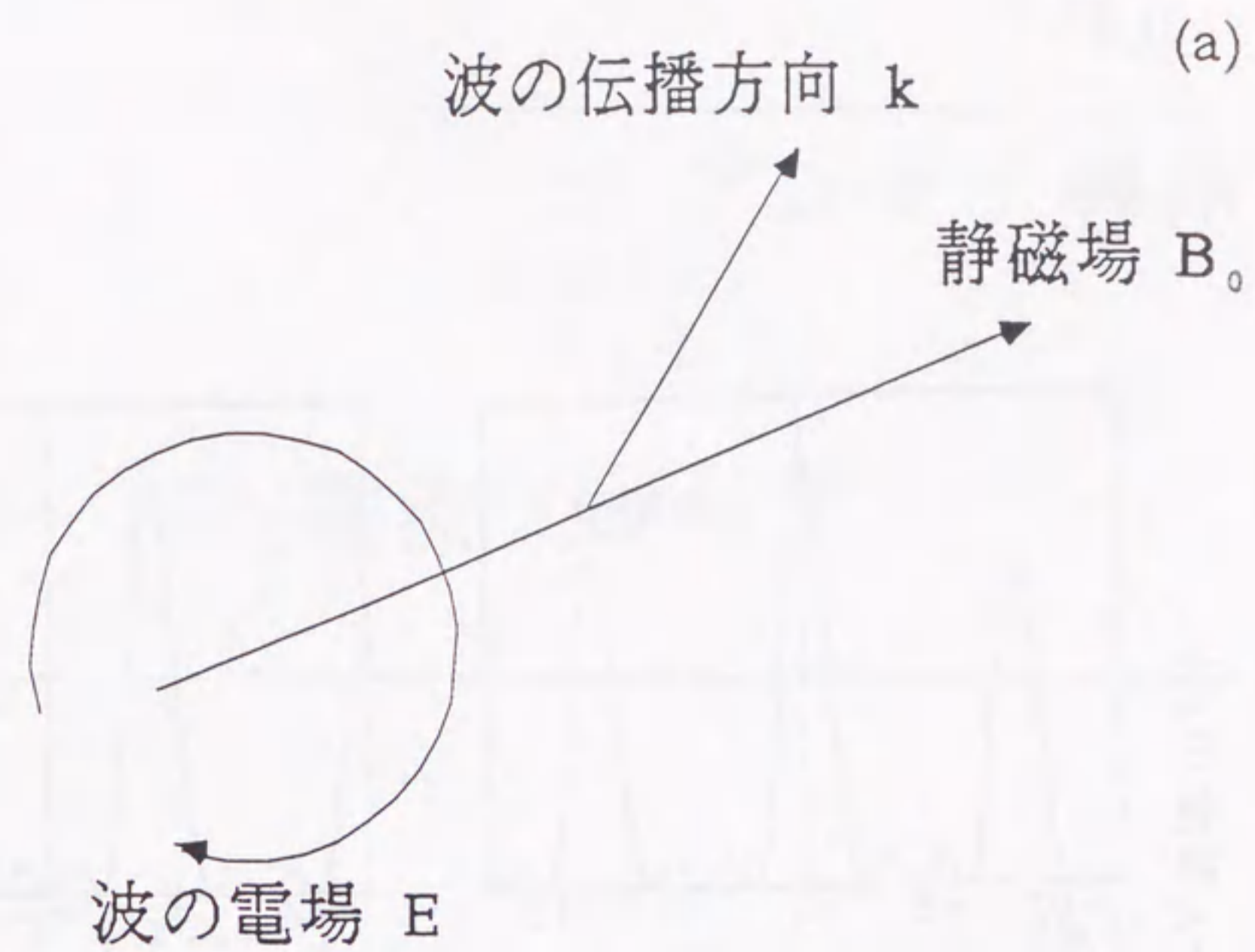


図6
静磁場 B_0 に対する波の電場 E と波の伝播方向 k の関係。(a)速波の場合。(b)遅波の場合。

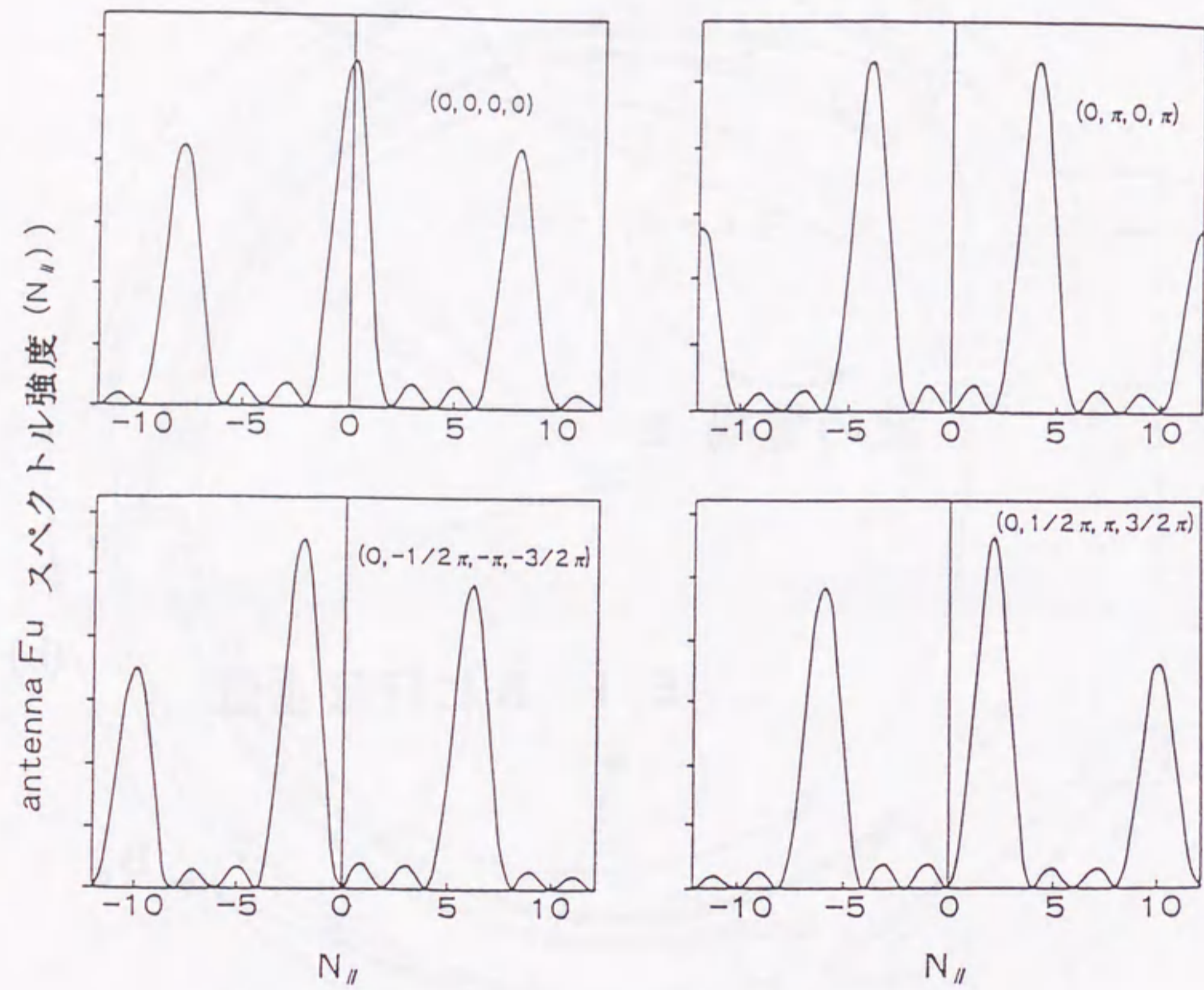


図7

速波アンテナによって励起される静磁場に対して平行方向の波の屈折率 $N_{||}$ のスペクトル。横軸は $N_{||}$ の値、縦軸はスペクトル強度である。実験に用いた四つの位相について示している。

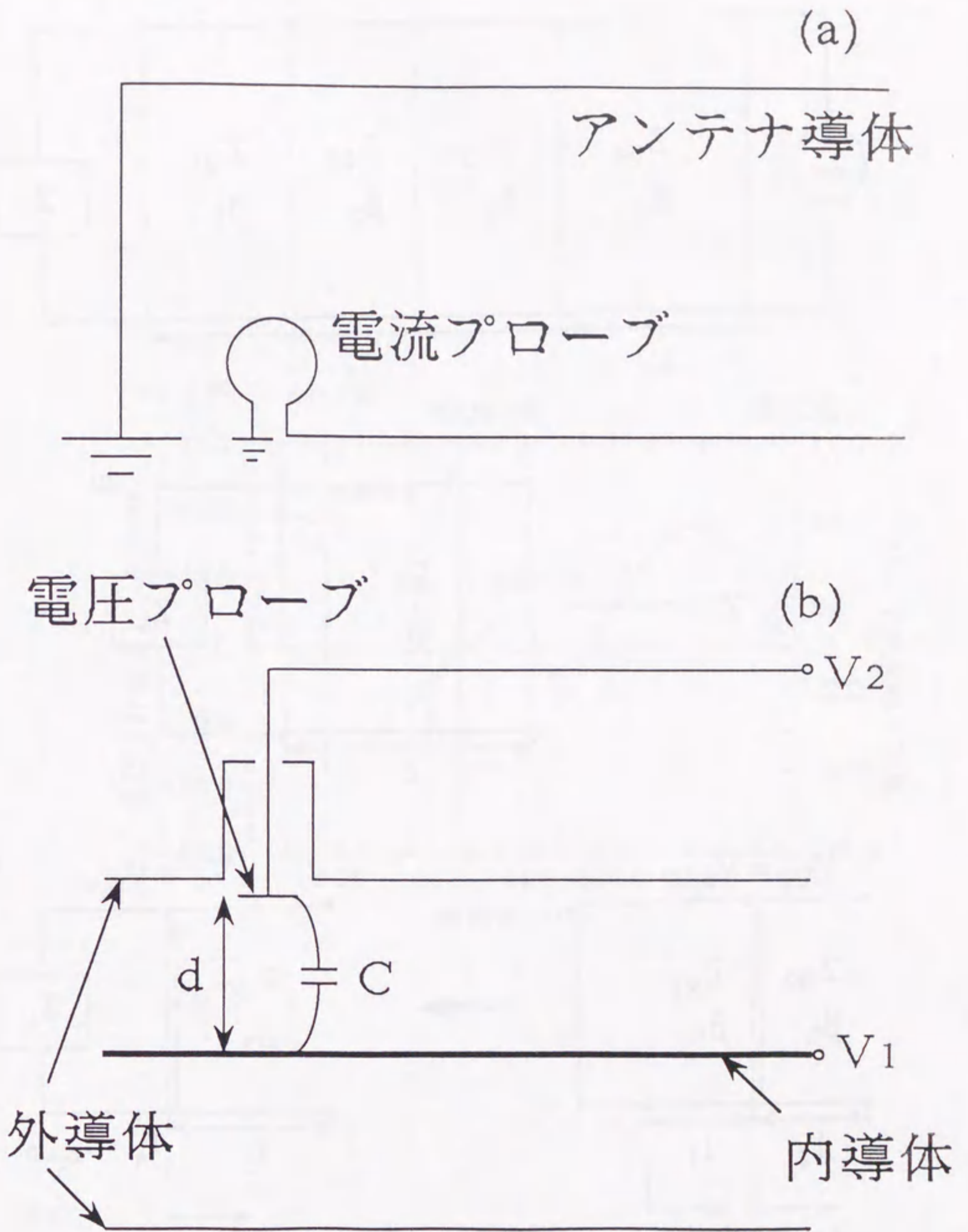


図8

(a) アンテナ先端に設置した電流測定用プローブ。(b) 同軸管線路に設置した電圧測定用プローブ。

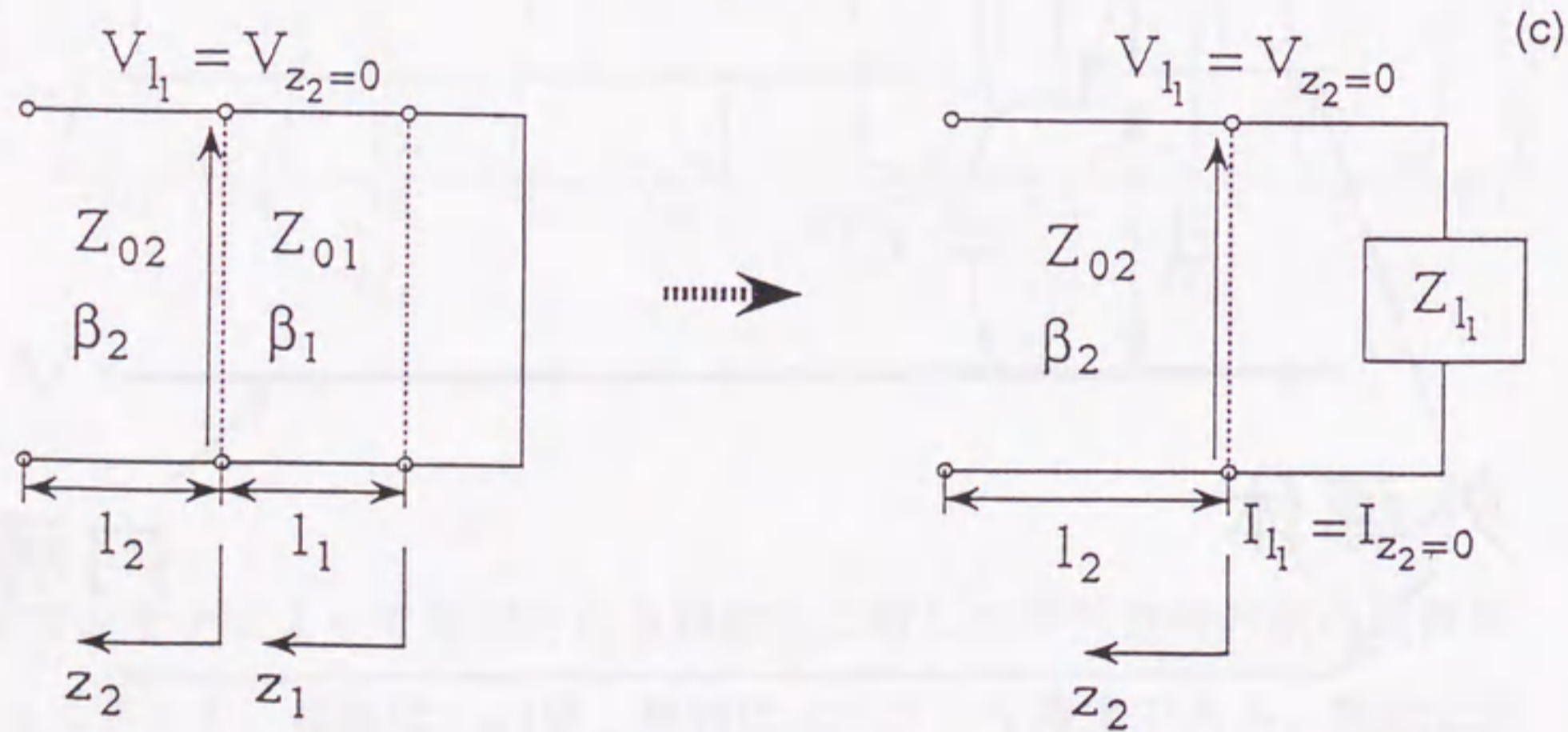
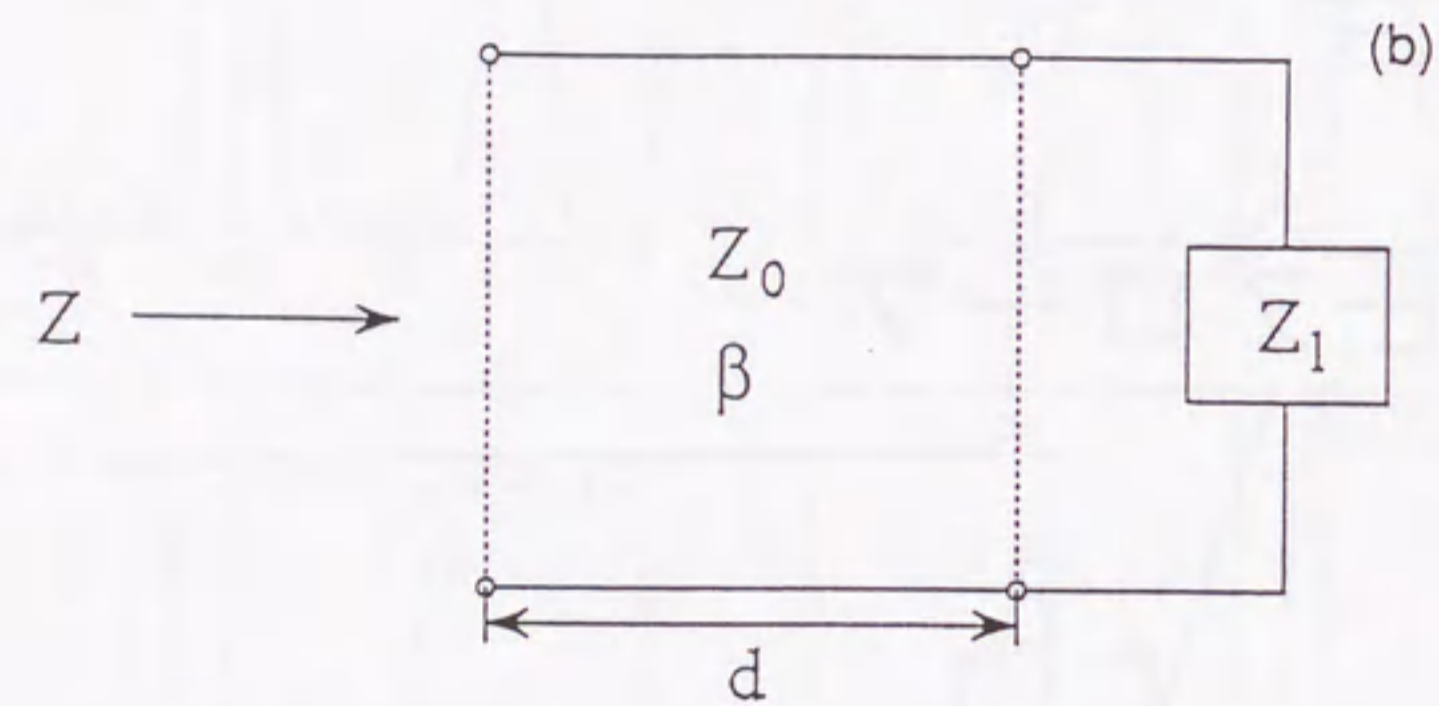
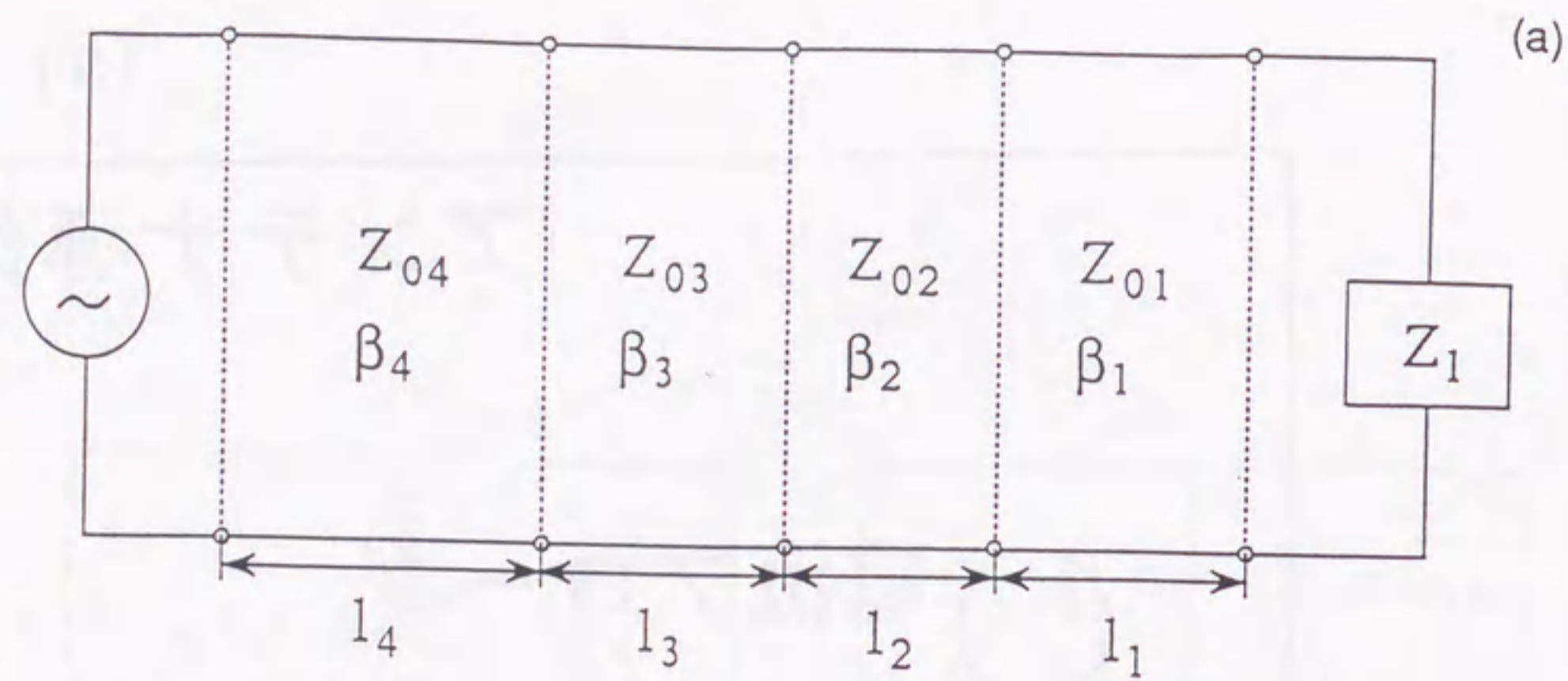


図9

(a) 一般的な伝送線路の例。(b) 距離 d の位置に負荷 Z_1 の付いた伝送線路。(c) インピーダンス変換による伝送線路の置き換えの例。

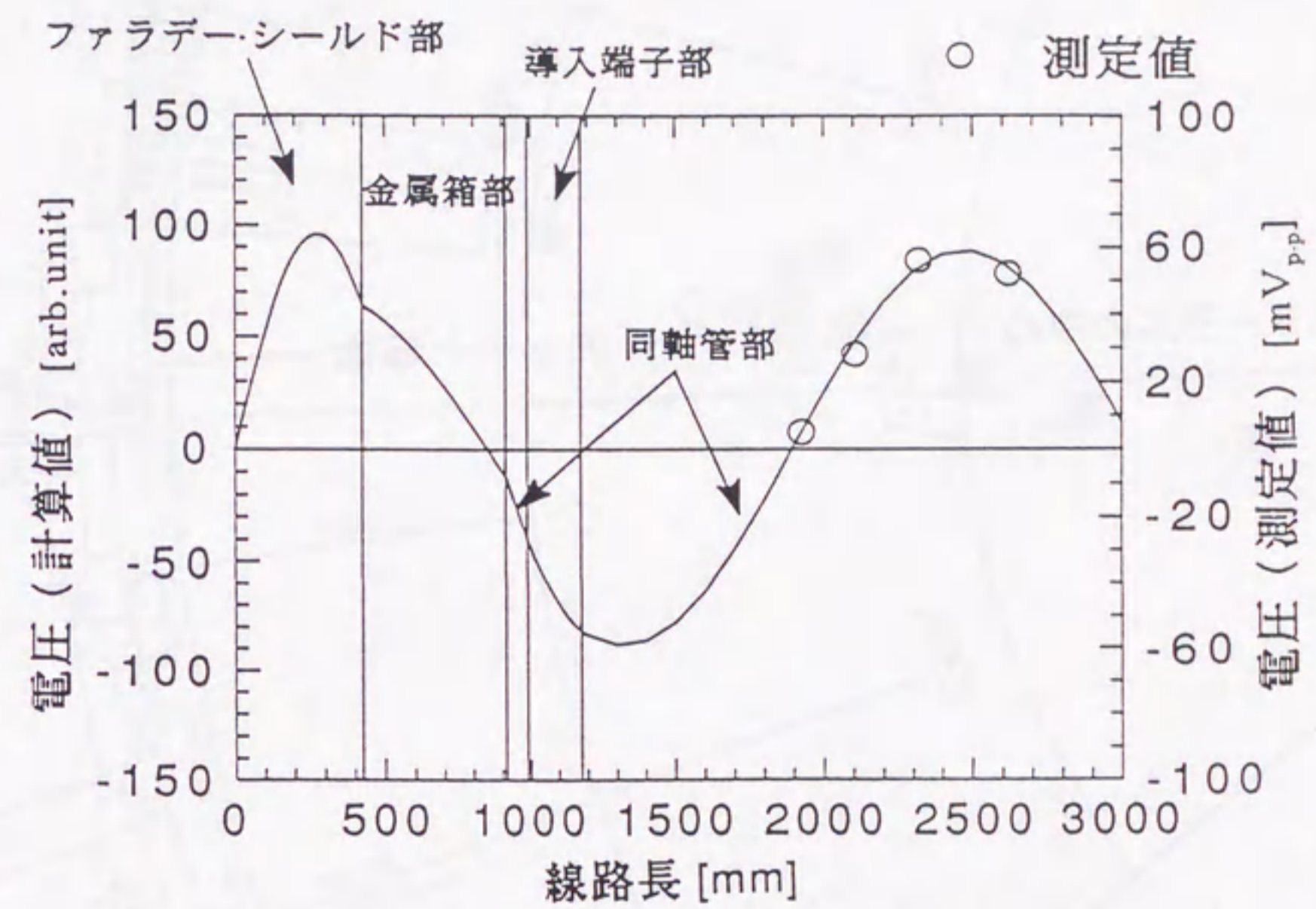


図10

伝送路の電圧分布の計算結果と測定結果の例。

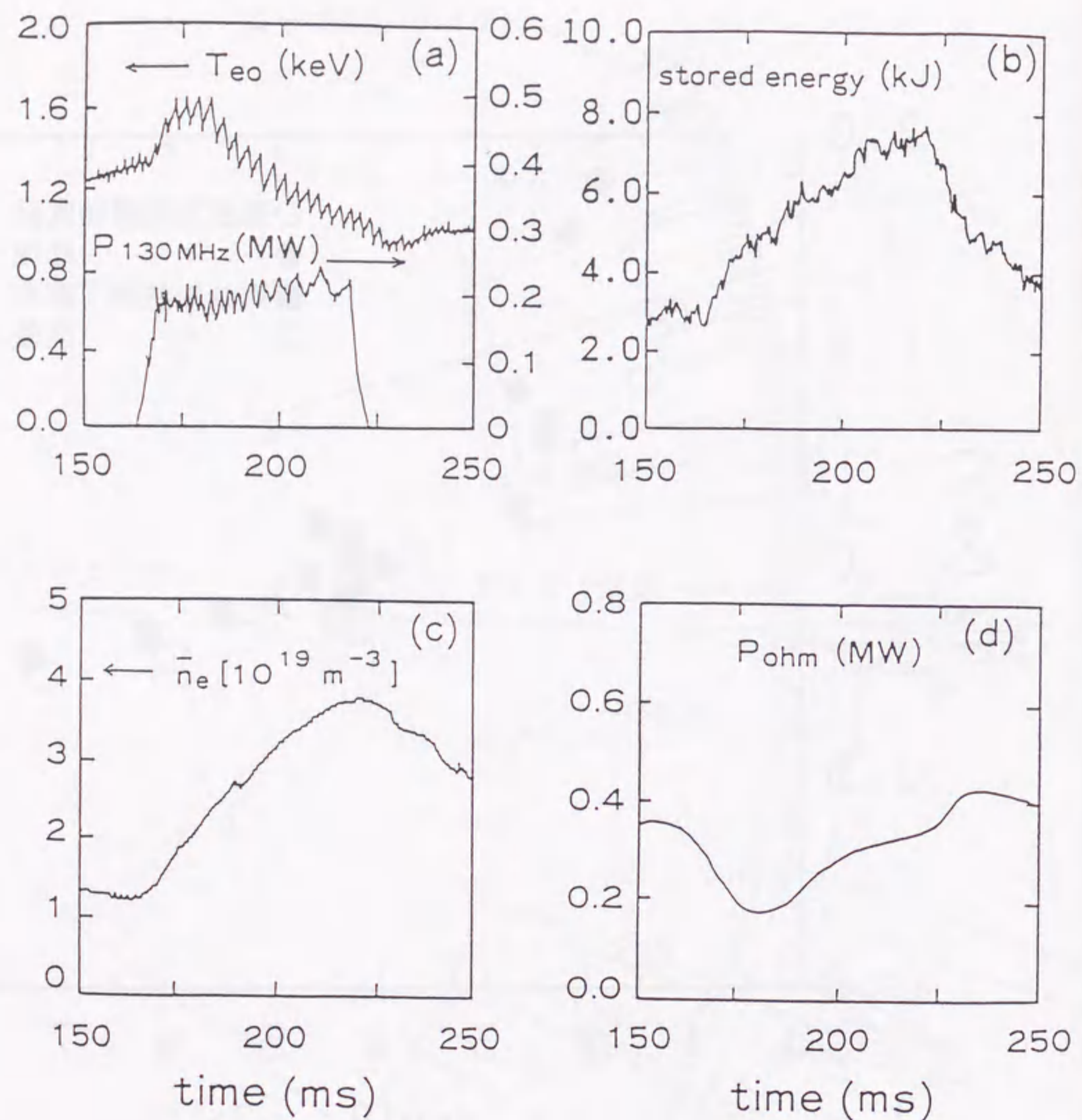


図13
 速波による電子加熱時の典型的な放電の時間変化。(0, π , 0, π) 位相。
 (a) プラズマ中心に於ける電子温度(T_{e0})と速波加熱電力($P_{130\text{MHz}}$)。 (b)
 プラズマ蓄積エネルギー。 (c) 線平均電子密度。 (d) オーミック加熱
 電力。

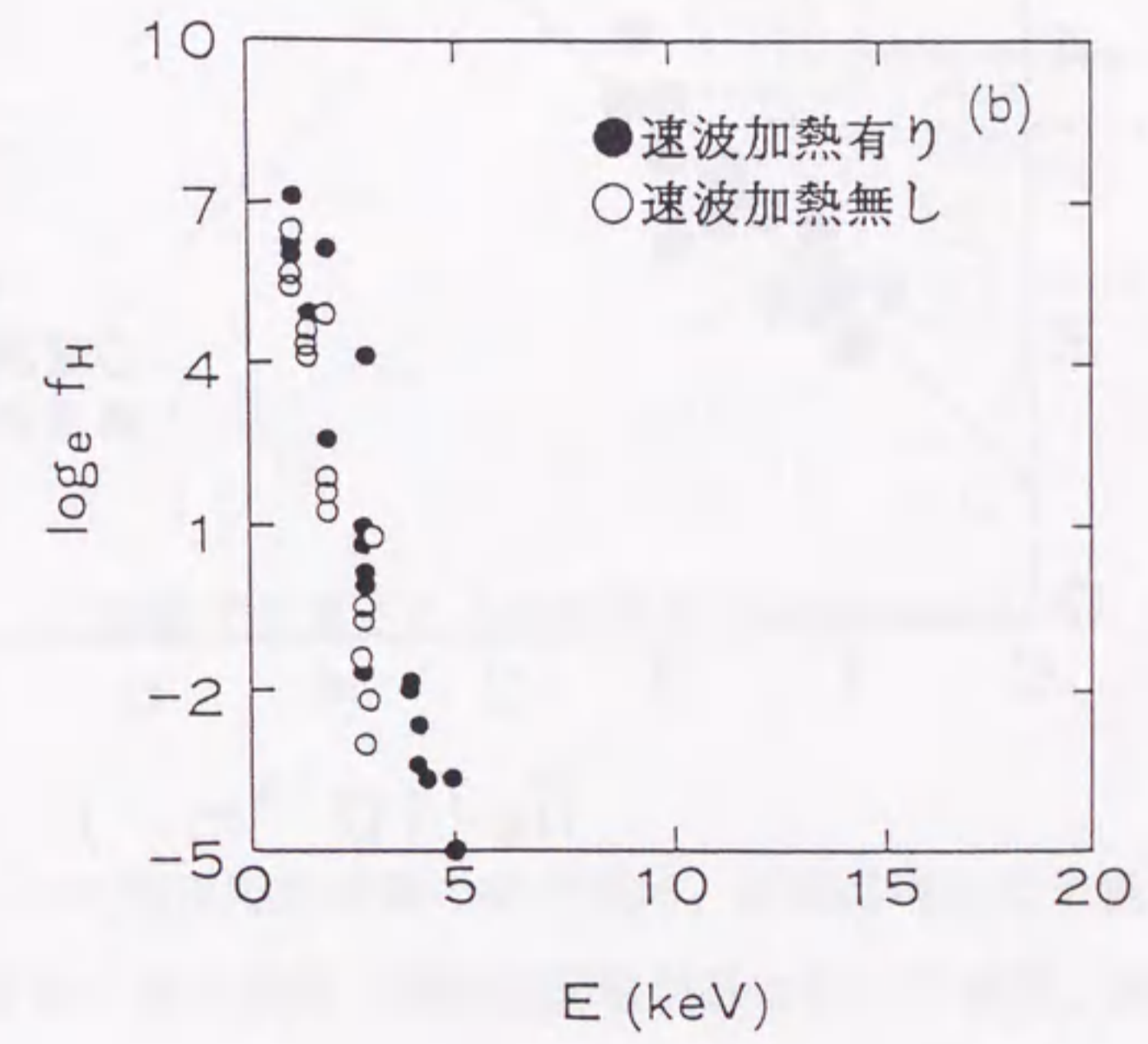
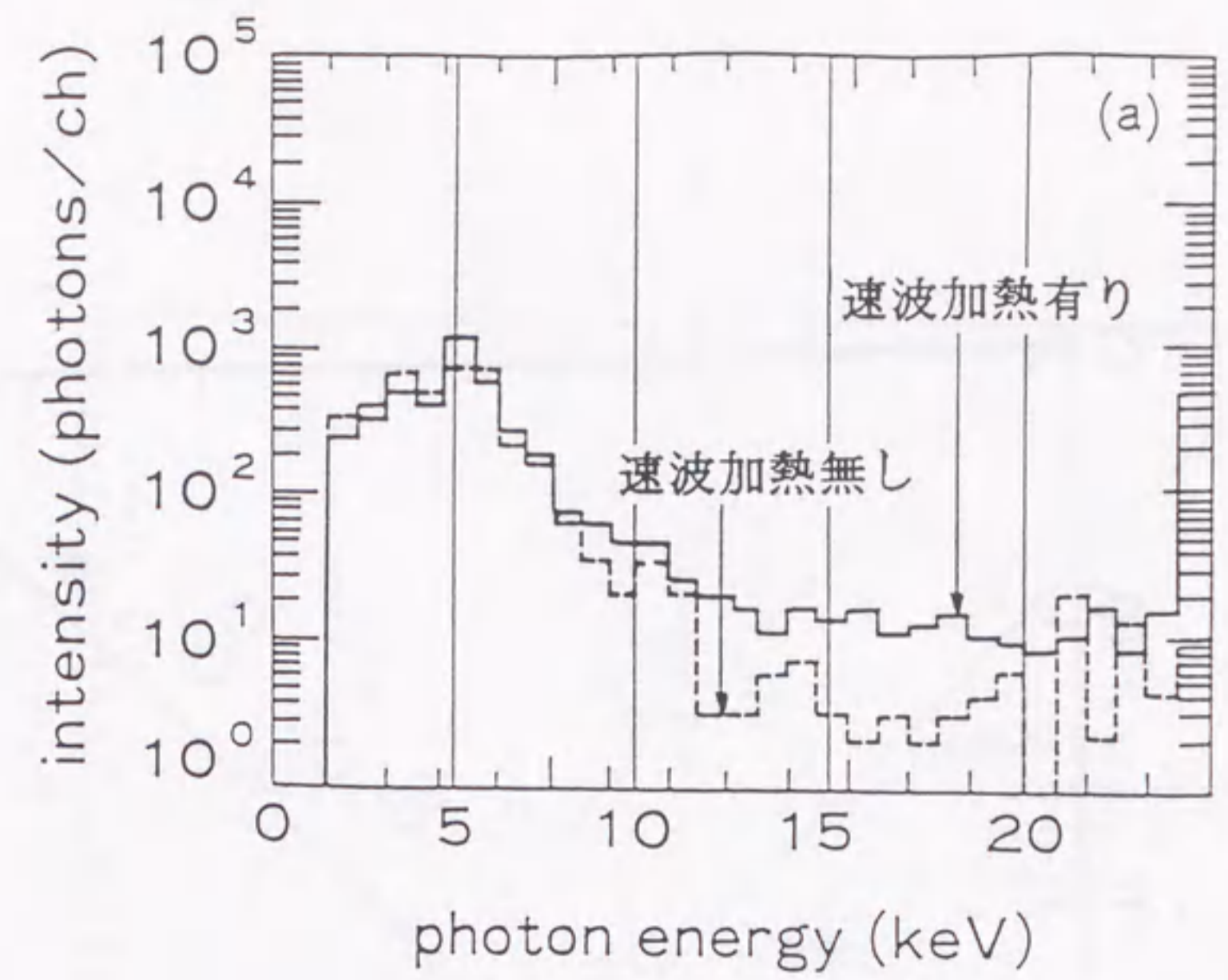


図14
 (a) プラズマから放射された軟X線のエネルギー・スペクトル。点線は
 速波加熱をしない場合。実線は速波加熱をした場合。 (b) 軽水素イオン
 のエネルギー・スペクトル。白丸は速波加熱をしない場合。黒丸は速波加
 熱をした場合。 (a)、(b) 共に実験条件は図13の時と同じ。

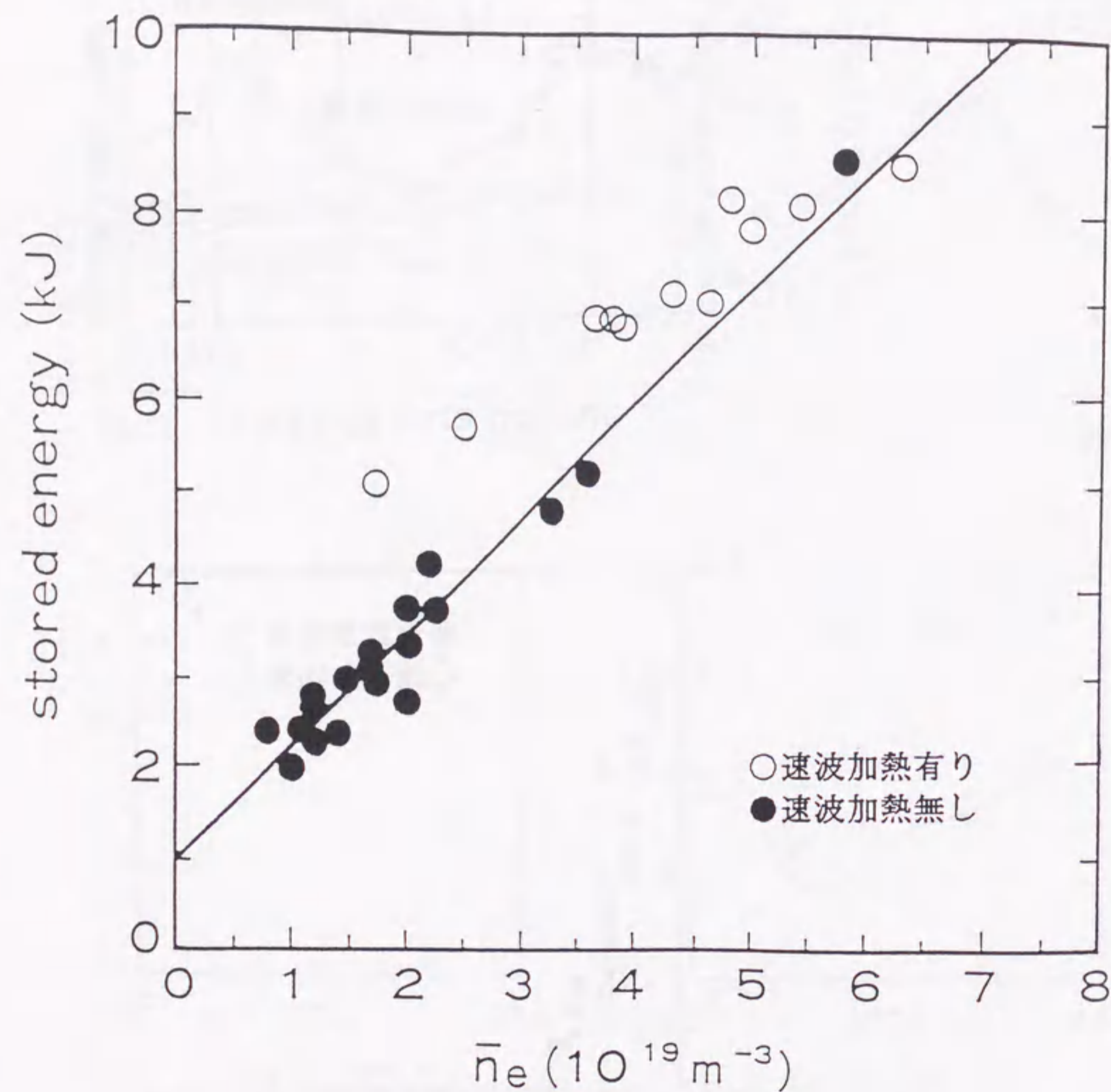


図15
蓄積エネルギーのプラズマ密度依存性。横軸は線平均電子密度、縦軸は蓄積エネルギー。黒丸は速波加熱をしない場合。白丸は速波加熱をした場合。(0, π , 0, π) 位相。オーミック加熱プラズマには密度と蓄積エネルギーの間に実線で示した様な比例関係が有る。

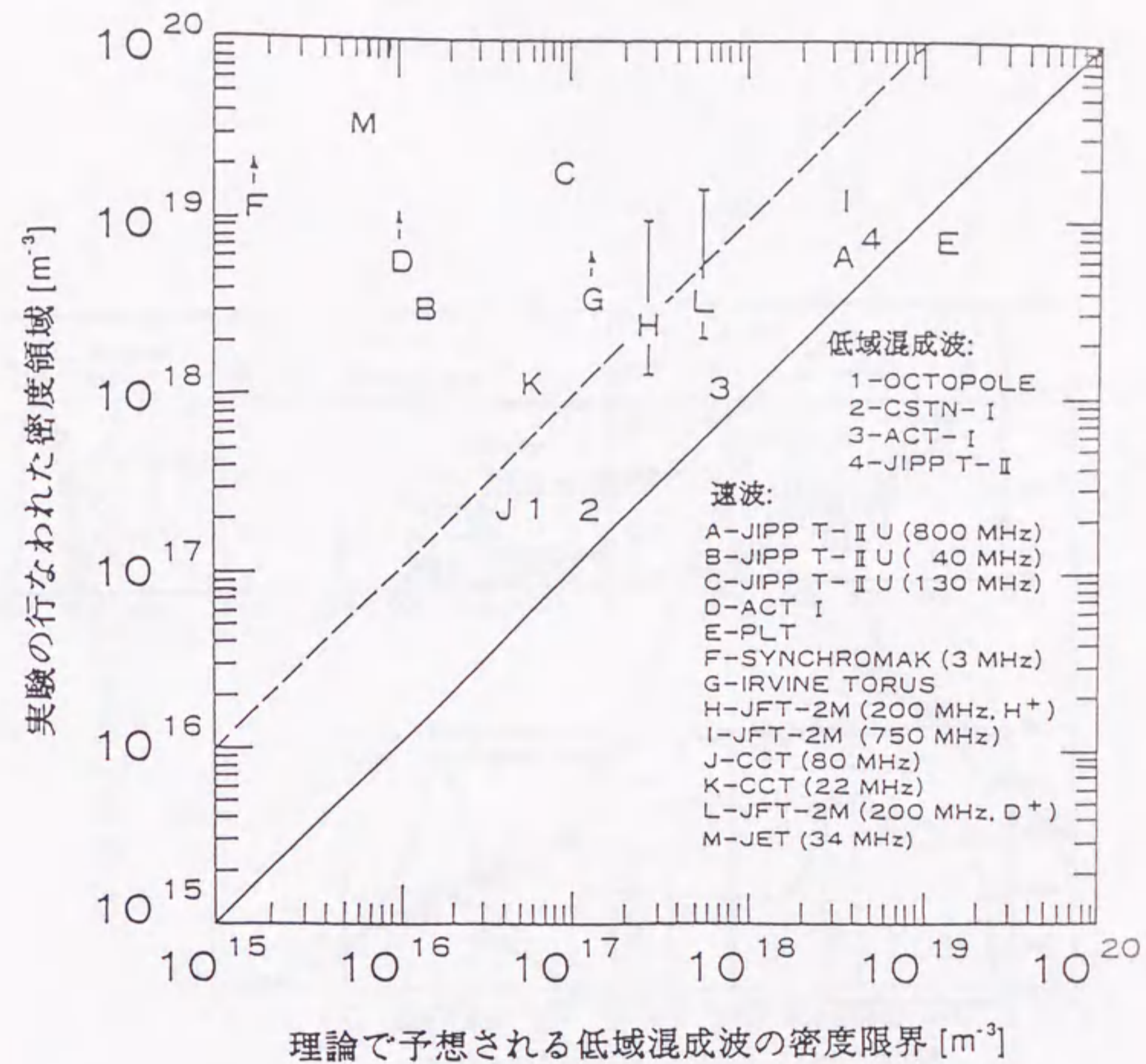


図16
これまで行なわれた電流駆動実験の密度領域。横軸は理論で予測される低域混成波電流駆動の密度限界、縦軸は実験が行なわれた密度。実線は理論値と実験値が一致する場合を示している。実験に於いて低域混成波の共鳴層を完全にプラズマ中から除外するには、理論値より一桁高い密度(破線で示している)が少なくとも必要である。本研究の実験領域はラベルCで示している。

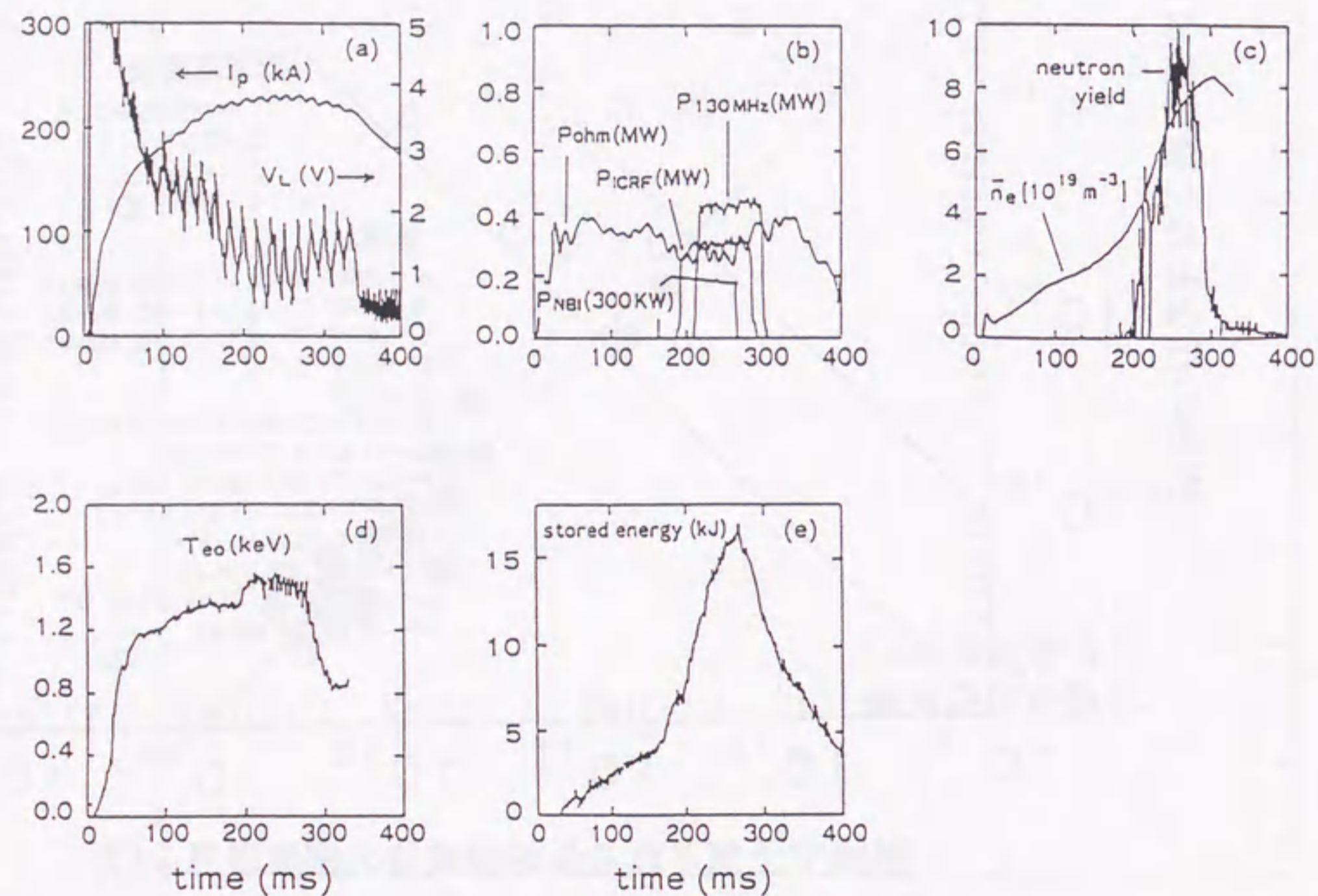


図17

速波によるイオン加熱時の典型的な放電の時間変化。(a) プラズマ電流(I_p)と一周電圧(V_L)。(b) オーミック加熱電力(P_{ohm})、NBI加熱電力(P_{NBI})、ICRF加熱電力(P_{ICRF})そして速波加熱電力(P_{130MHz})。(c) 線平均電子密度(n_e)と中性子生成量(neutron yield)。(d) プラズマ中心に於ける電子温度。(e) プラズマ蓄積エネルギー。

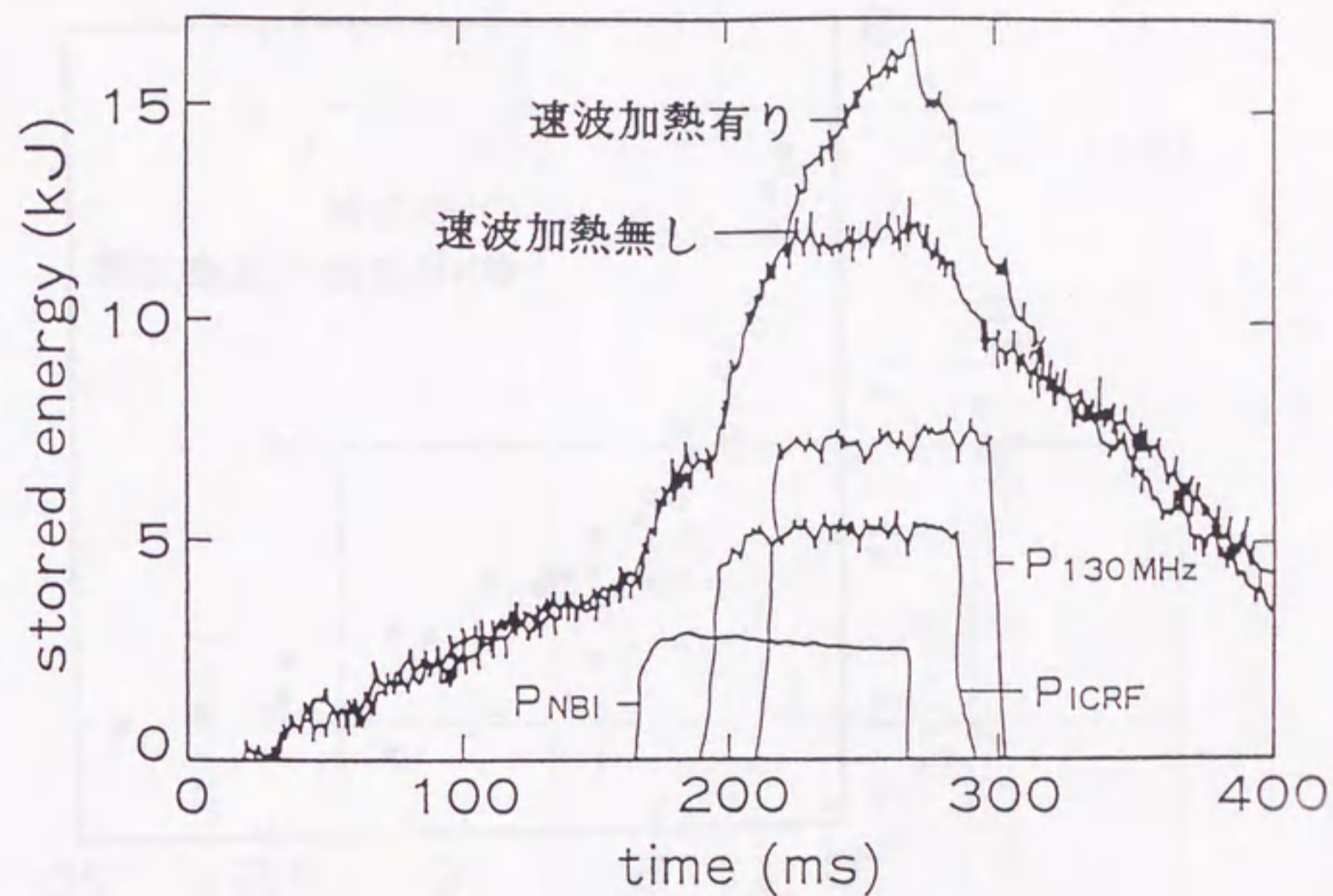


図18

速波加熱をした時としない時の蓄積エネルギーの時間変化の比較。270 msで線平均密度が $6.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ となる様に密度を制御している。

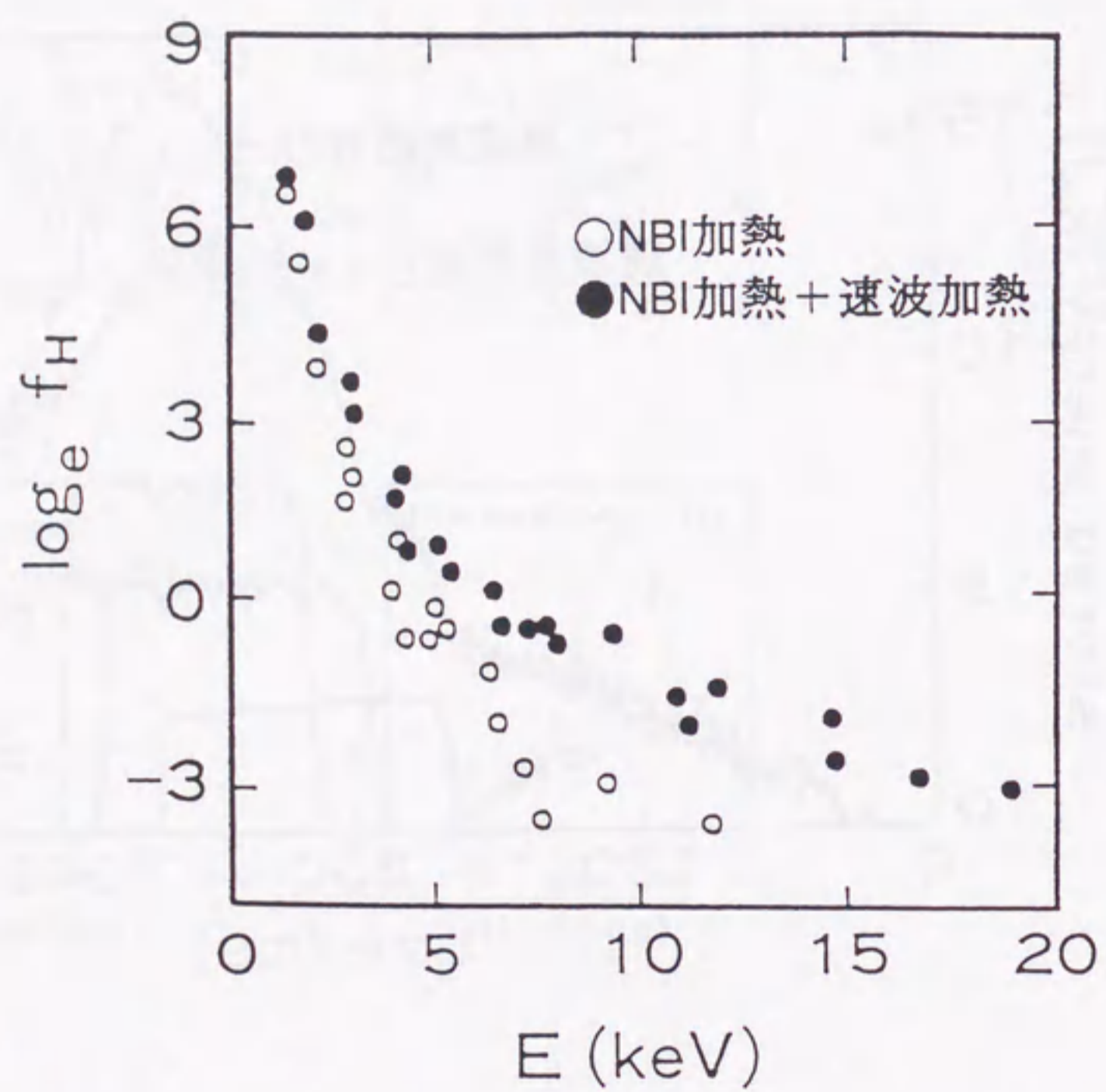


図19
NBI加熱プラズマに対して速波加熱をした時(黒丸)としない時(白丸)の軽水素イオンのエネルギー・スペクトルの比較。

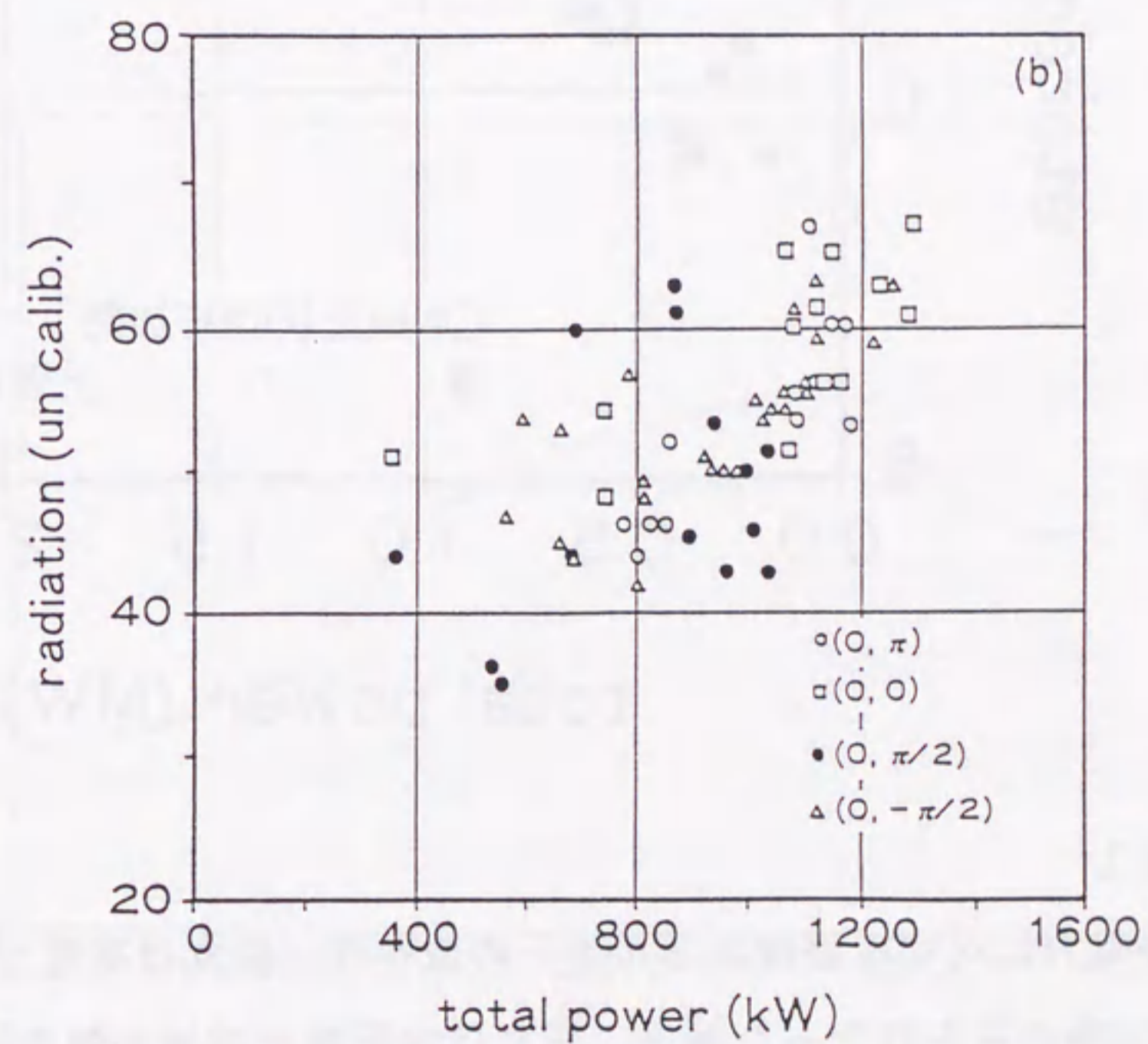
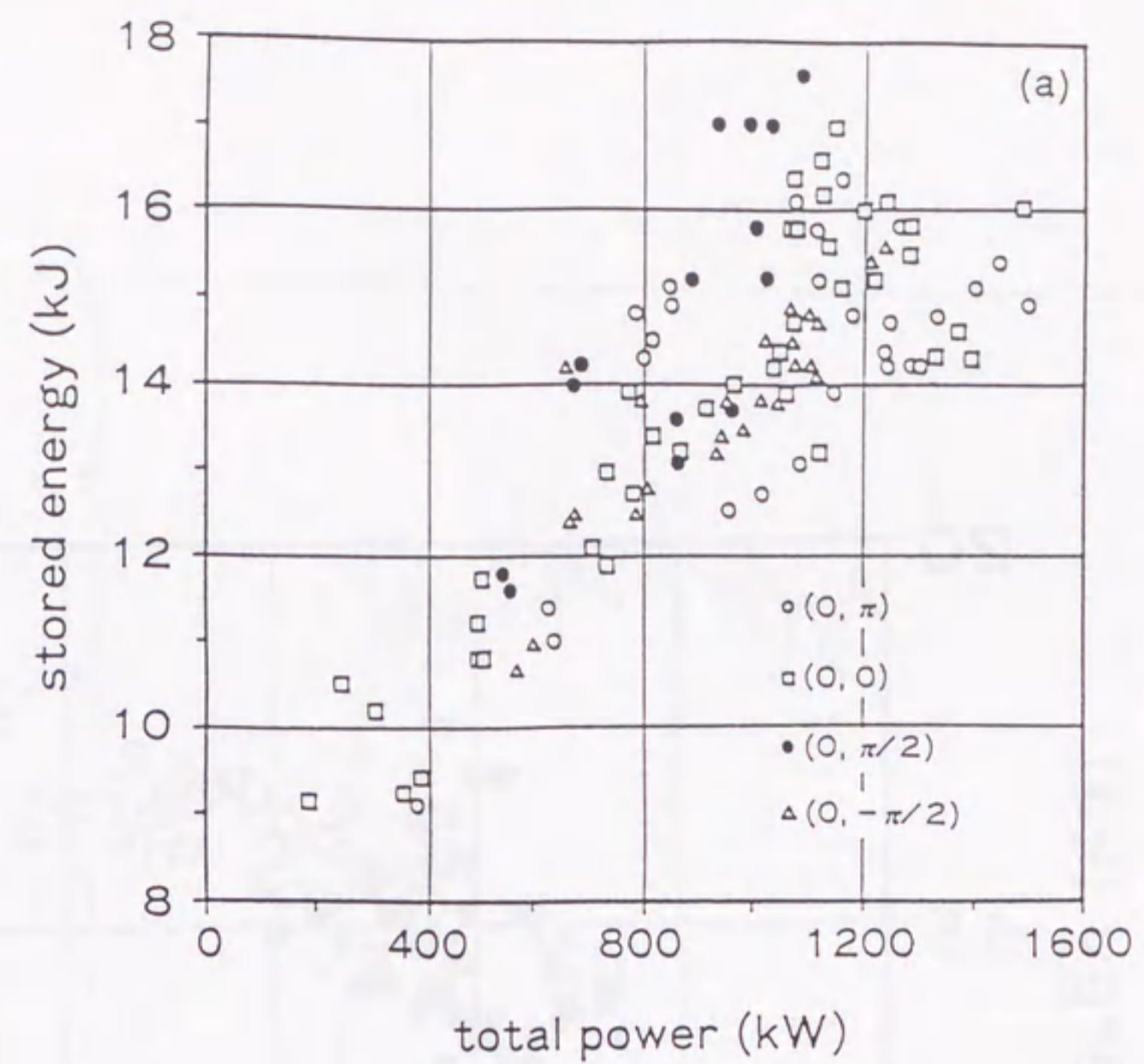


図20
アンテナ位相を変えた時の加熱電力に対する(a)蓄積エネルギーの依存性と(b)放射損失電力の依存性。

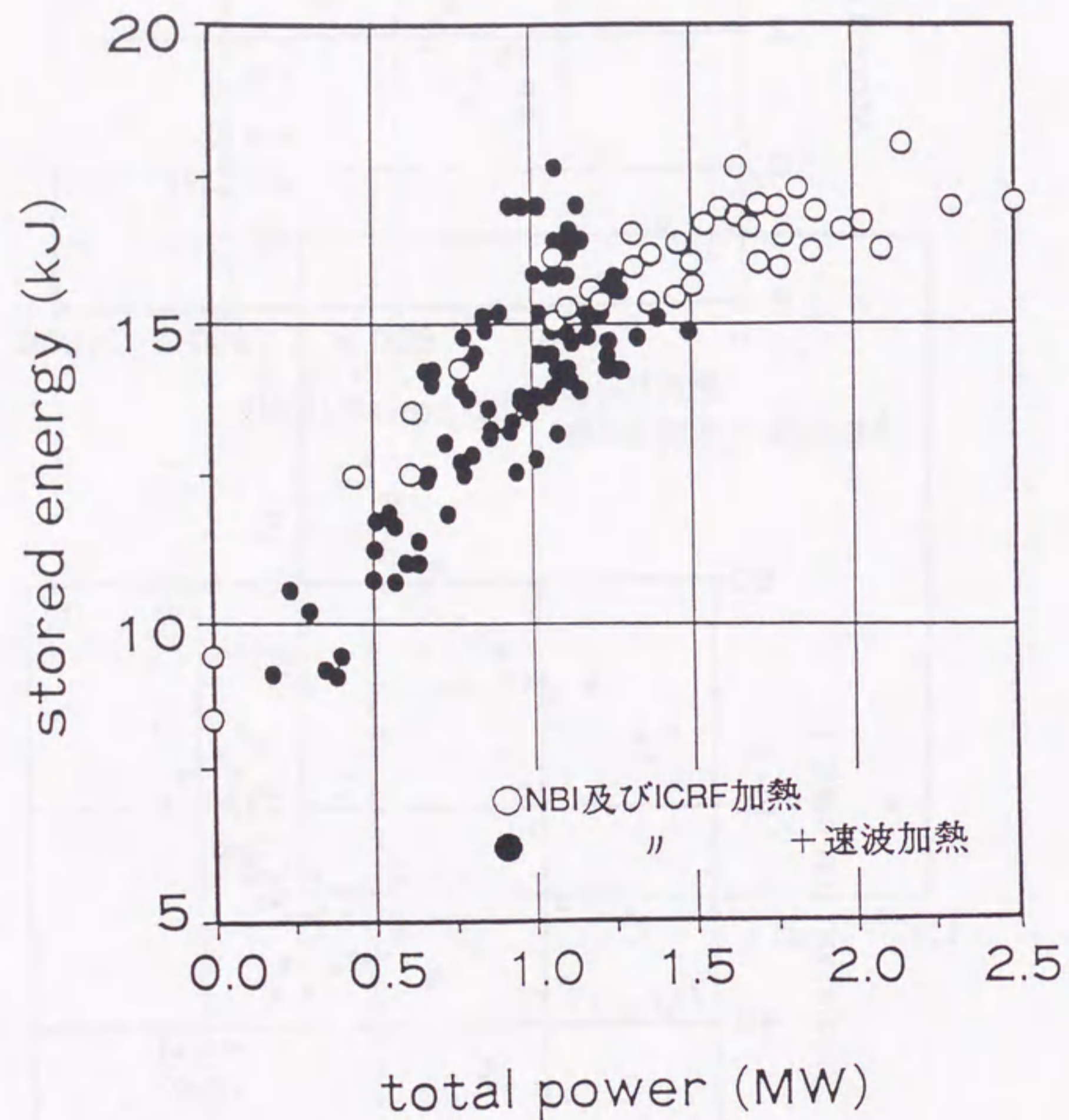


図 2 1

加熱電力に対する蓄積エネルギーの依存性。白丸は高電力のNBI加熱及びICRF加熱のみを行なった場合、黒丸は本研究の速波加熱を行なった場合である。後者の場合、速波加熱電力は全加熱電力の半分以上を占めている。これらのデータに於ける線平均電子密度は $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ から $7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ である。

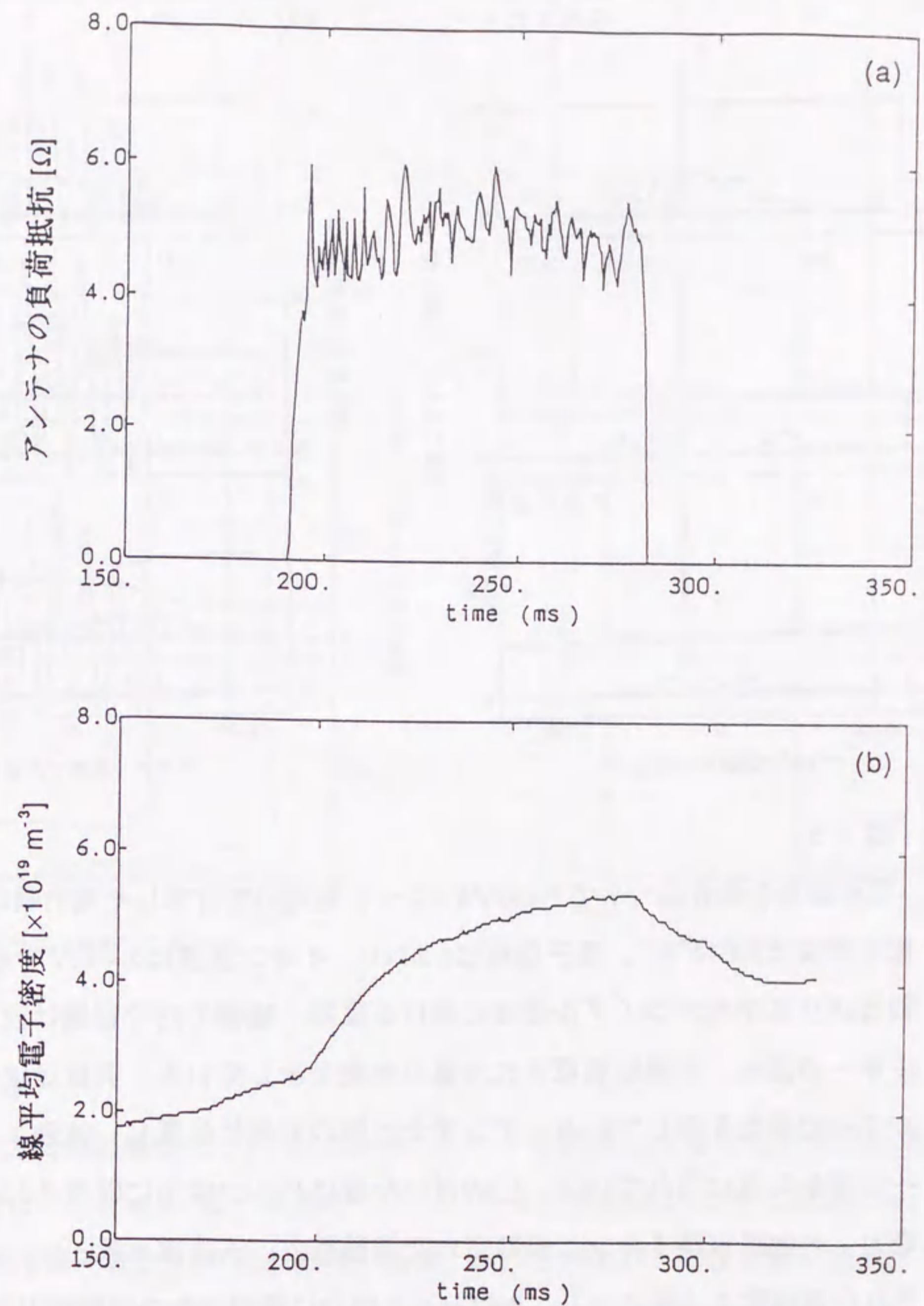


図 2 2

(a) 速波アンテナの負荷抵抗の時間変化。縦軸は四本のアンテナの負荷抵抗の和。(b) (a)の時の密度の時間変化。

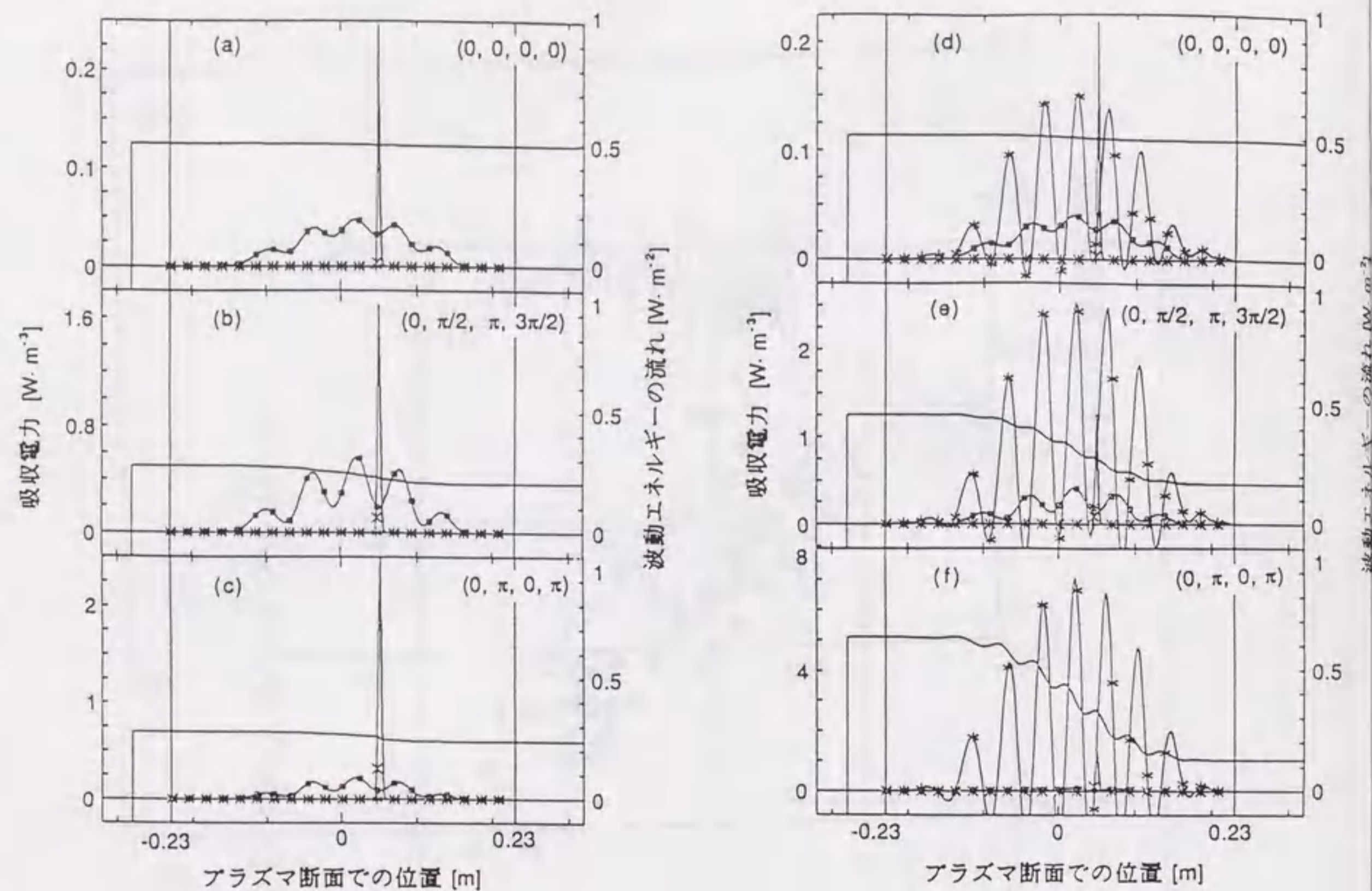


図 23

電子加熱の場合についてTASK/W1コードを用いて計算した電力吸収分布。電子密度は $3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、電子温度は1.2 keV、イオン温度は0.4 keVである。横軸はプラズマのポロイダル断面に於ける直径、縦軸の内右側は波動エネルギーの流れ、左側は吸収された電力密度を示している。実線は波動エネルギーの流れを示している。アンテナは図の左端に位置し、波動エネルギーは左から右に流れている。□の付いた線はバルク電子に吸収された波動電力、×は軽水素イオンに吸収された波動電力、+は重水素イオンに吸収された波動電力（常に0）、*はテイル成分に吸収された波動電力を示す。(a)-(c)は高エネルギー電子テイルの無い場合、(d)-(f)は25 keVの高エネルギー電子テイルが1%有る場合の計算である。

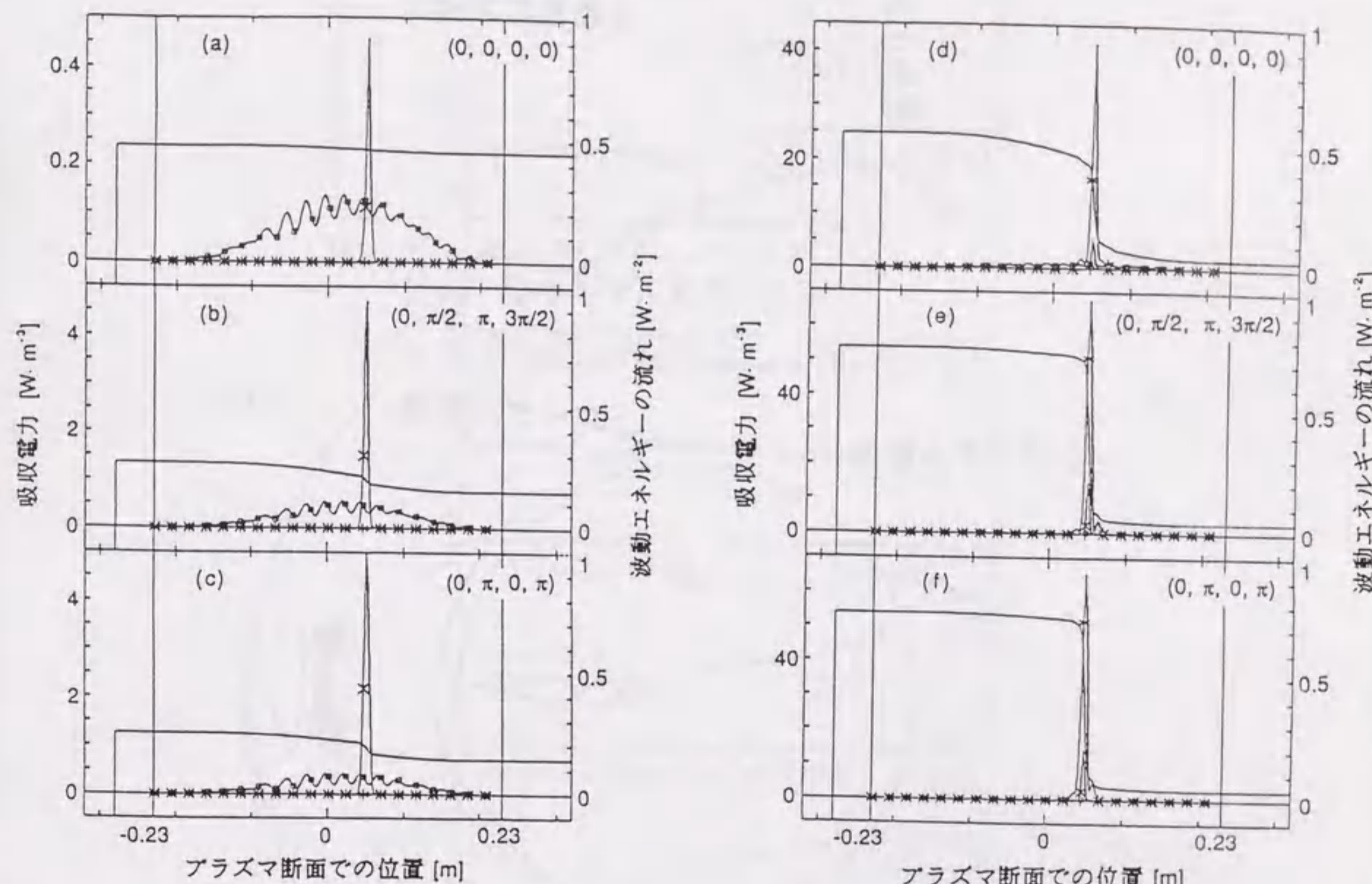


図 24

イオン加熱の場合についてTASK/W1コードで計算した電力吸収分布。電子密度は $1 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ 、電子温度は1.2 keV、イオン温度は0.4 keVである。(a)-(c)は軽水素イオン・テイルの無い場合、(d)-(f)は5 keVの軽水素イオン・テイルが1%有る場合の計算である。線や座標は図23と同じである。

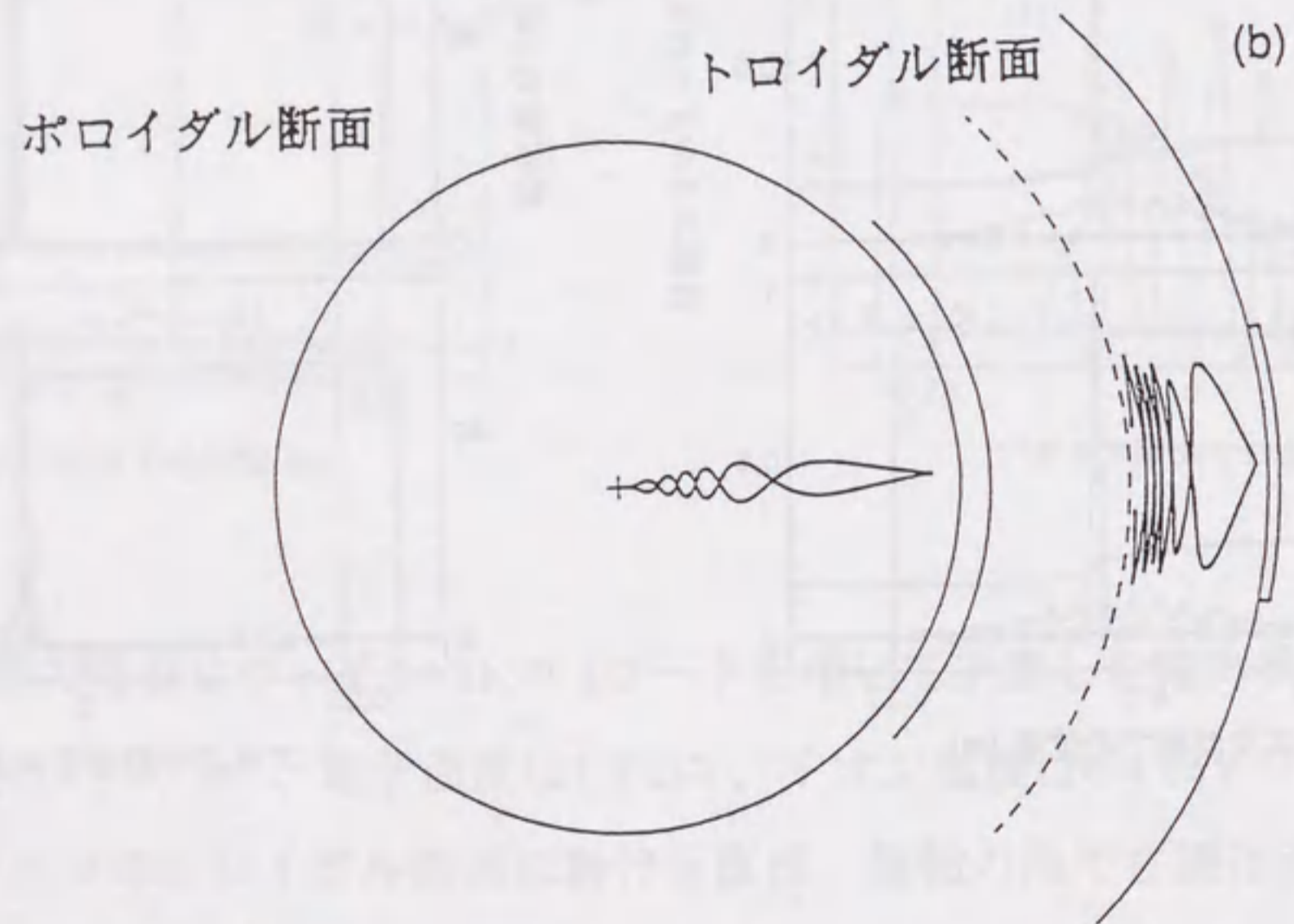
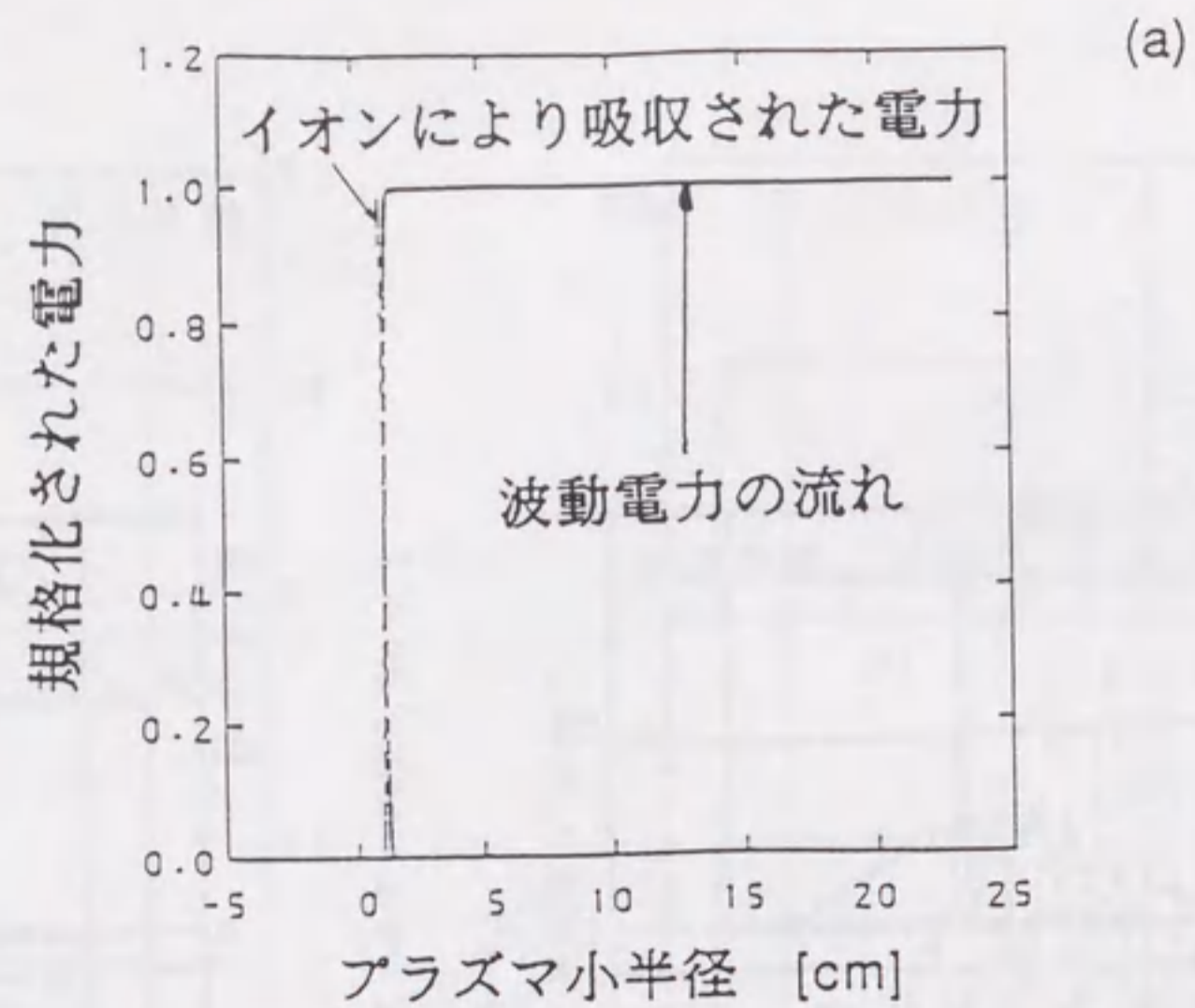


図25

波束追跡解析の計算結果。(a) 波動電力の流れ。横軸はプラズマ小半径、縦軸は規格化された波動電力である。トーラスの中心は左側である。太線は波動電力を、細線はイオンにより吸収された電力を示している。

(b) ポロイダル断面及びトロイダル断面に於ける波束の軌跡。プラズマの中心及び端に於ける電子温度はそれぞれ1 keVと100 eV、イオン温度はそれぞれ500 eVと50 eV、電子密度はそれぞれ $2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ と $2.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ である。

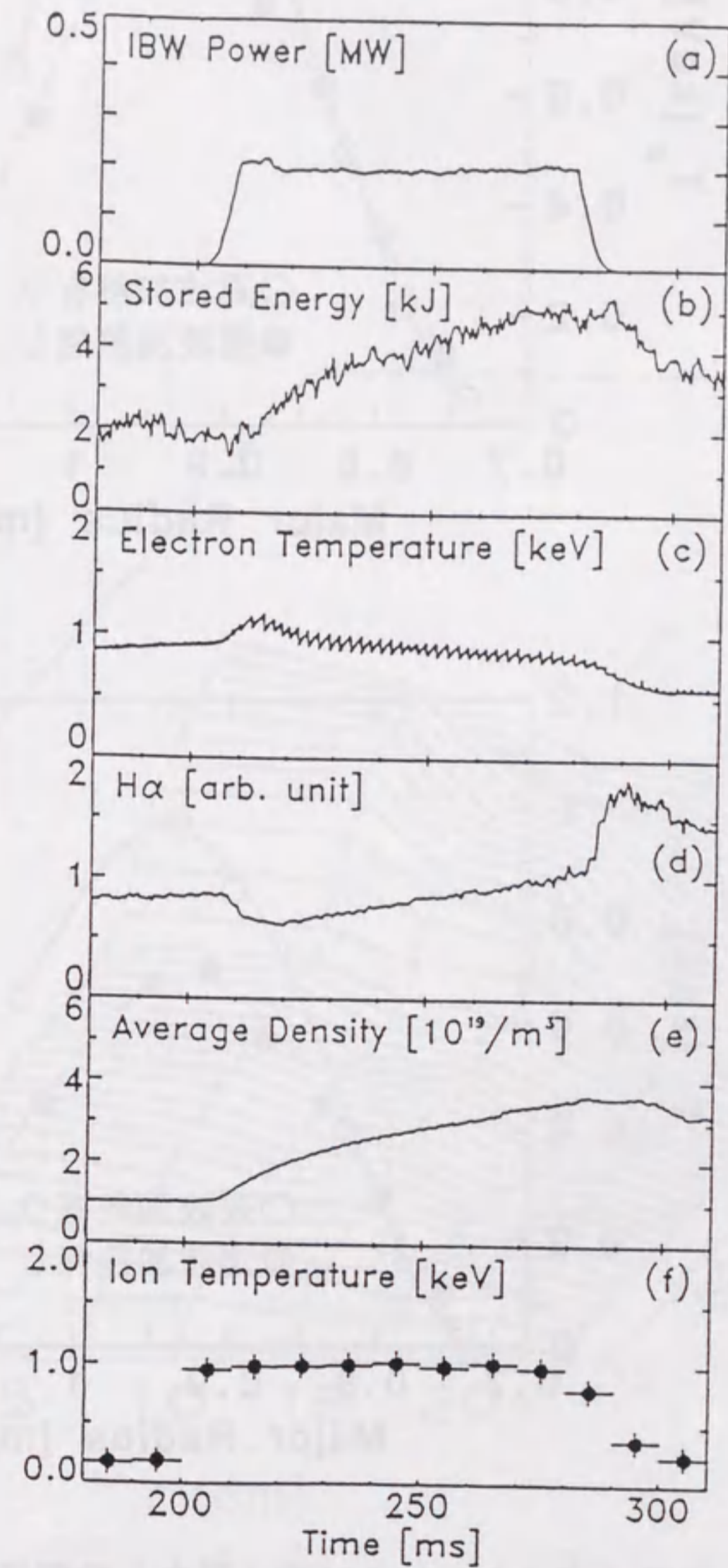


図26

遅波加熱の場合の典型的な放電の時間変化。(a) 遅波加熱電力。(b) プラズマ蓄積エネルギー。(c) 中心電子温度。(d) アンテナ近傍の H_{α} 信号強度。(e) 線平均電子密度。(f) 中心イオン温度。

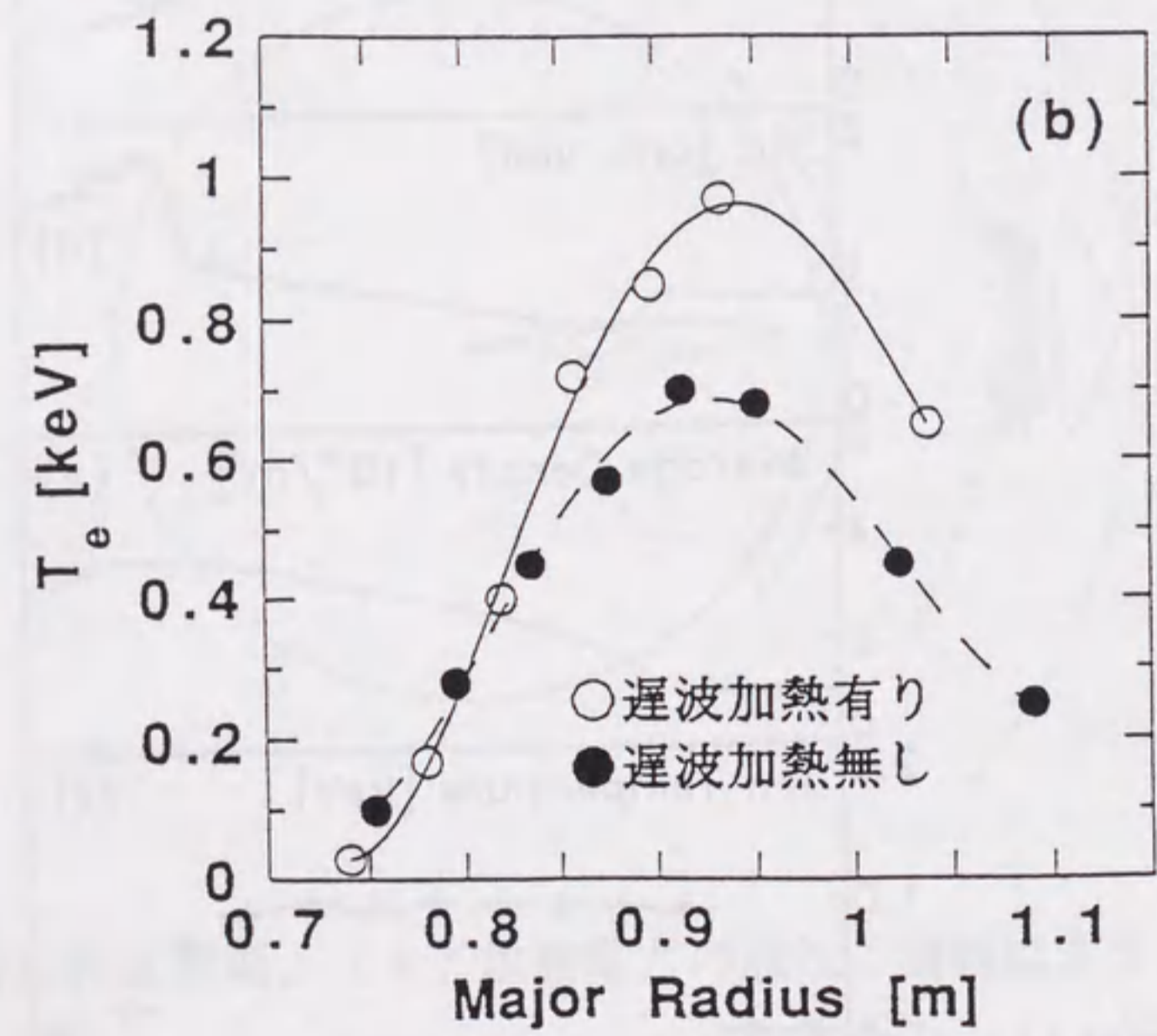
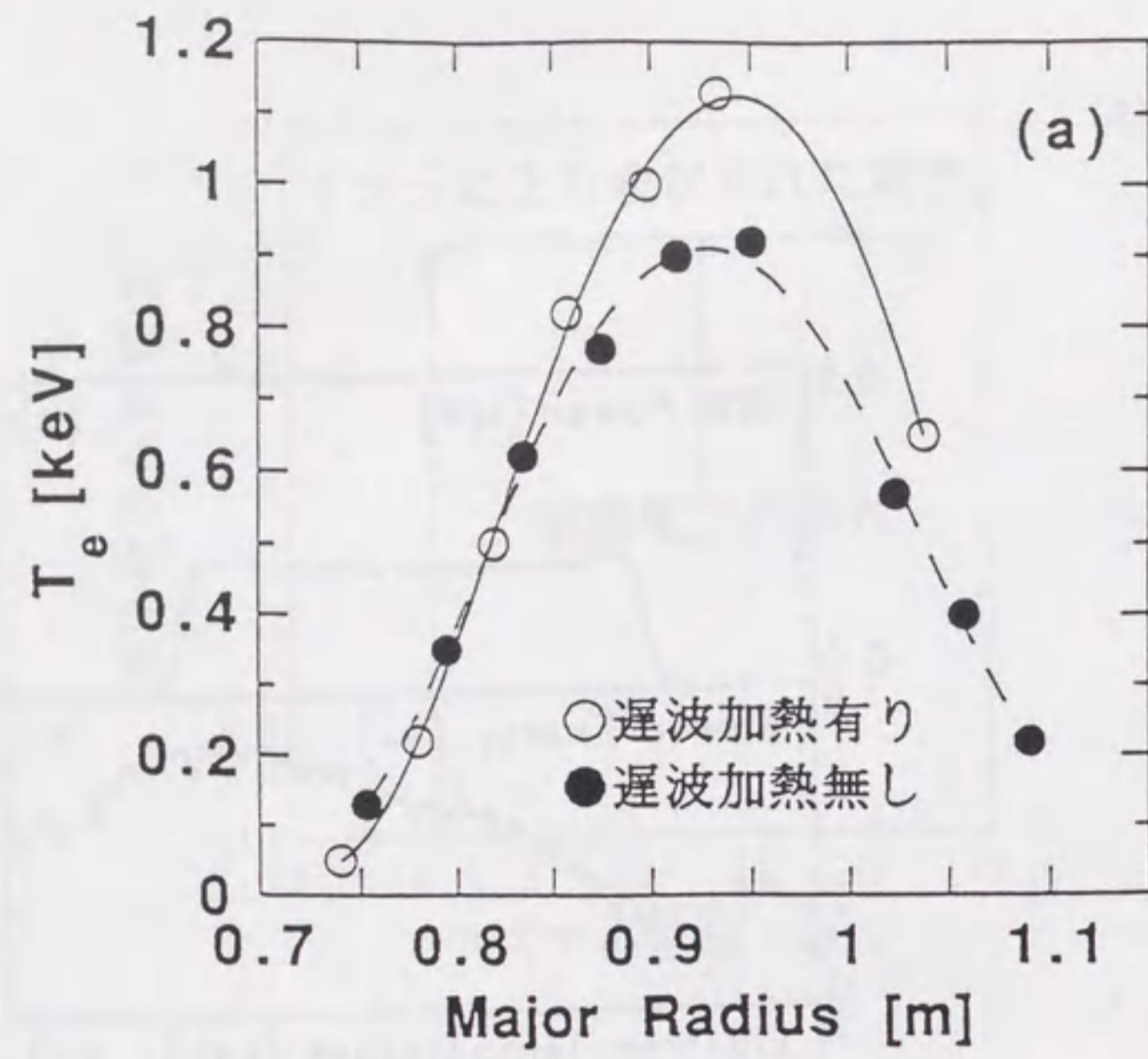


図27

遅波加熱をした時(白丸)としない時(黒丸)の電子温度の空間分布。
遅波加熱をしない時の電子密度は遅波加熱をした時の密度と一致する様に
制御している。(a)遅波の入力直後。線平均電子密度は $1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。
(b)遅波入力中。線平均電子密度は $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。

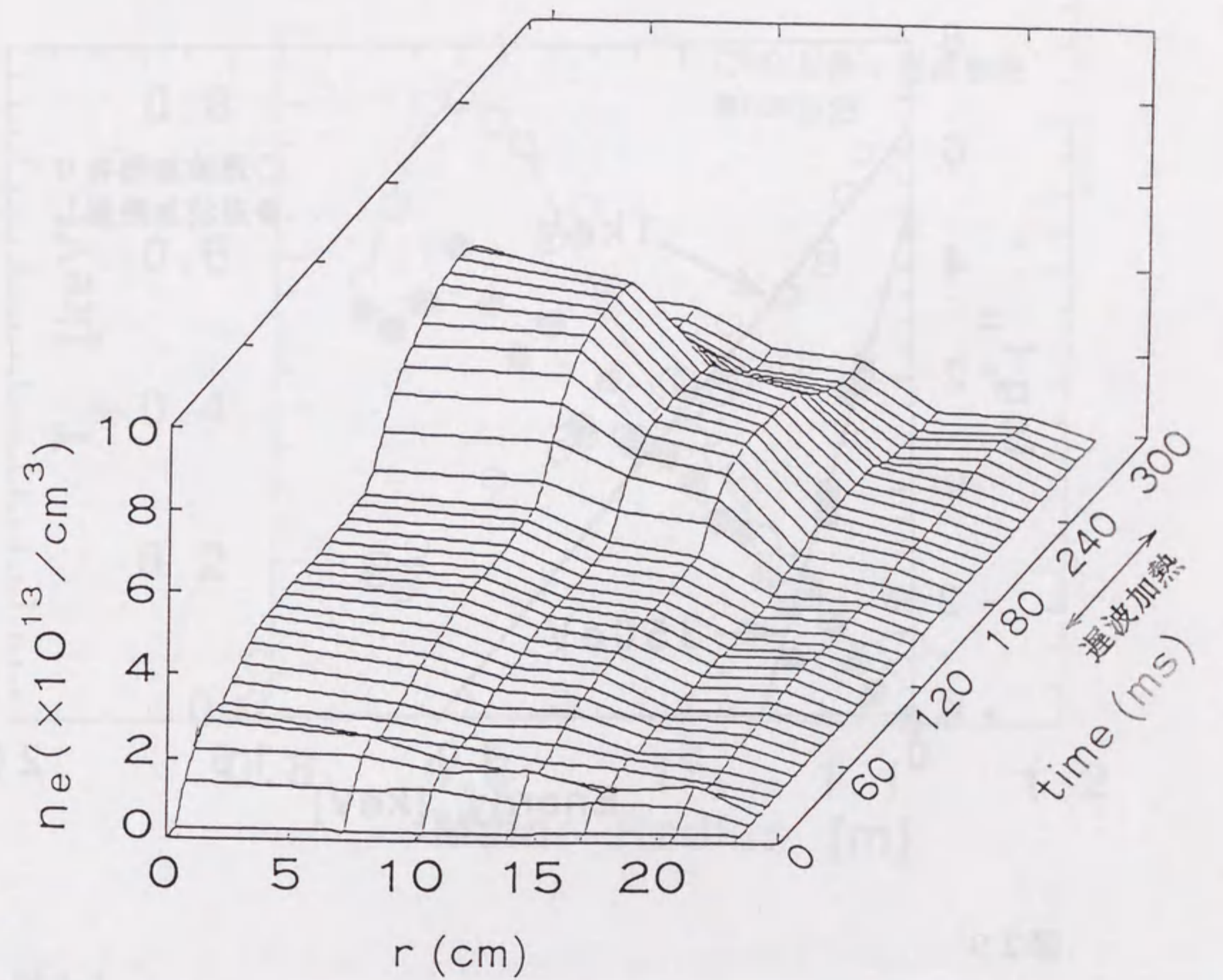


図28

遅波加熱時の電子密度空間分布の変化。

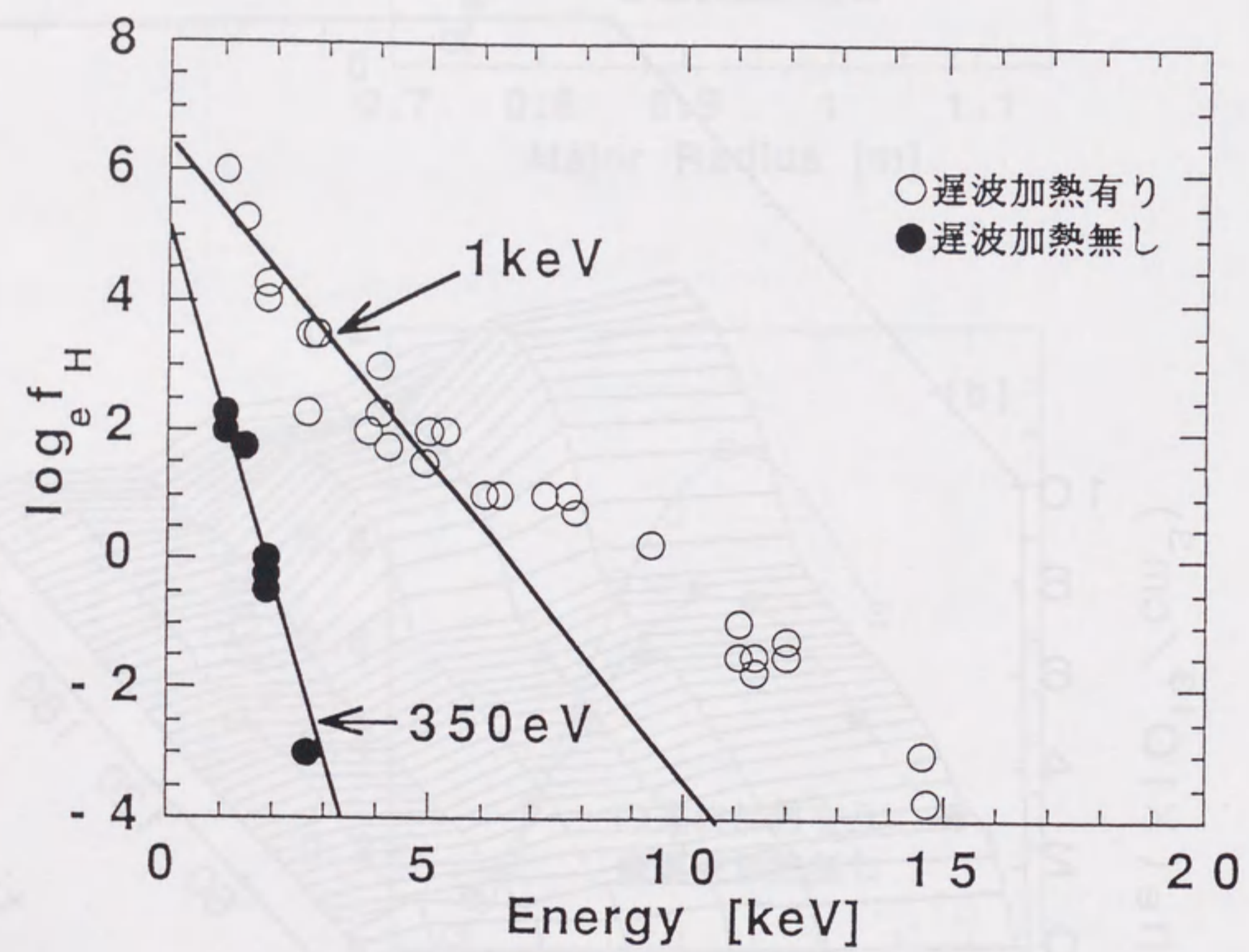


図29
遅波加熱をした時(白丸)としない時(黒丸)の軽水素イオンのエネルギー・スペクトル。

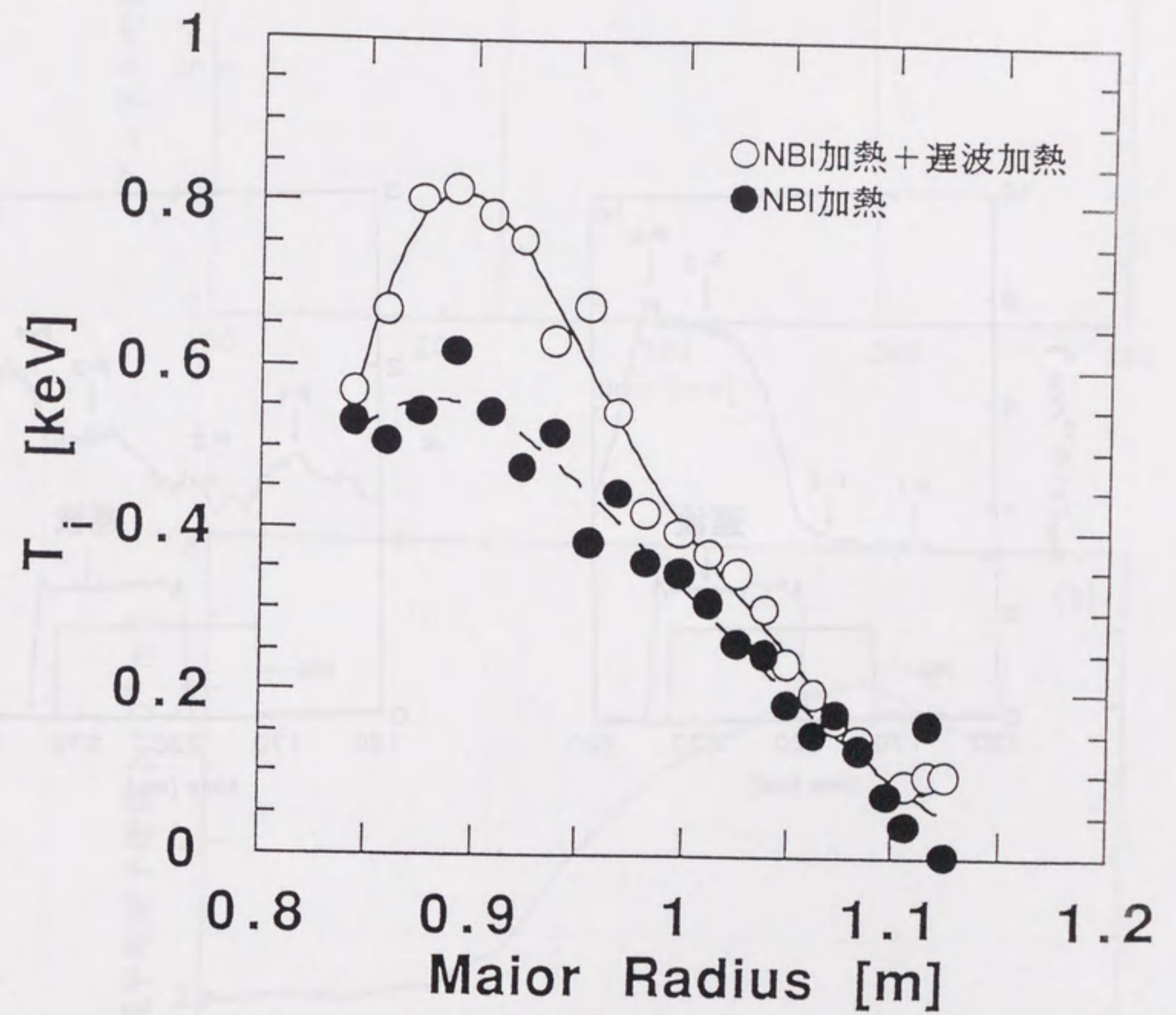


図30
NBI加熱プラズマに対して遅波加熱を行なった時(白丸)と行なわない時(黒丸)のイオン温度の空間分布。

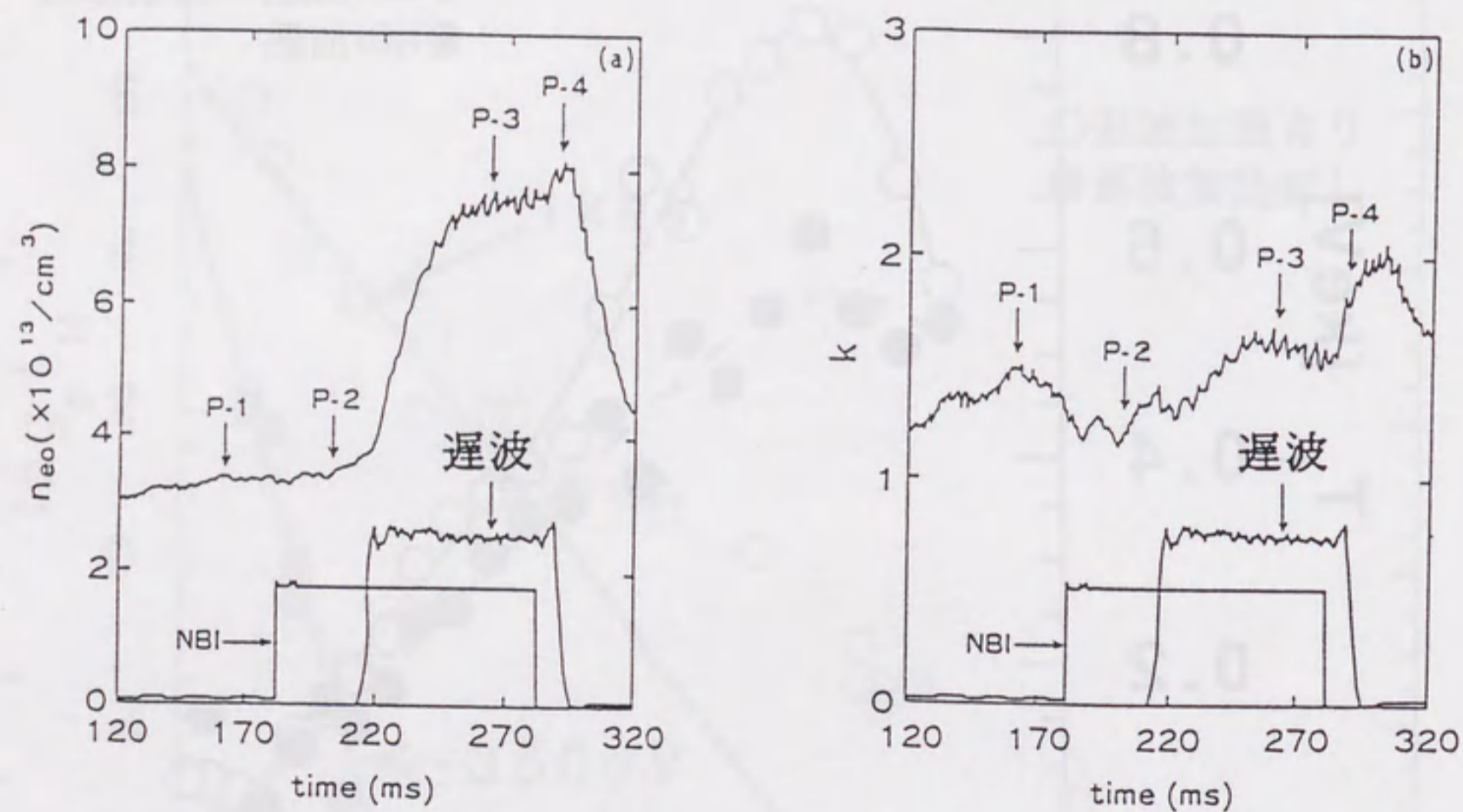


図31 NBI加熱時及び遅波加熱時の電子密度の変化。(a) 中心電子密度の時間変化。(b) 電子密度空間分布因子 k の時間変化。

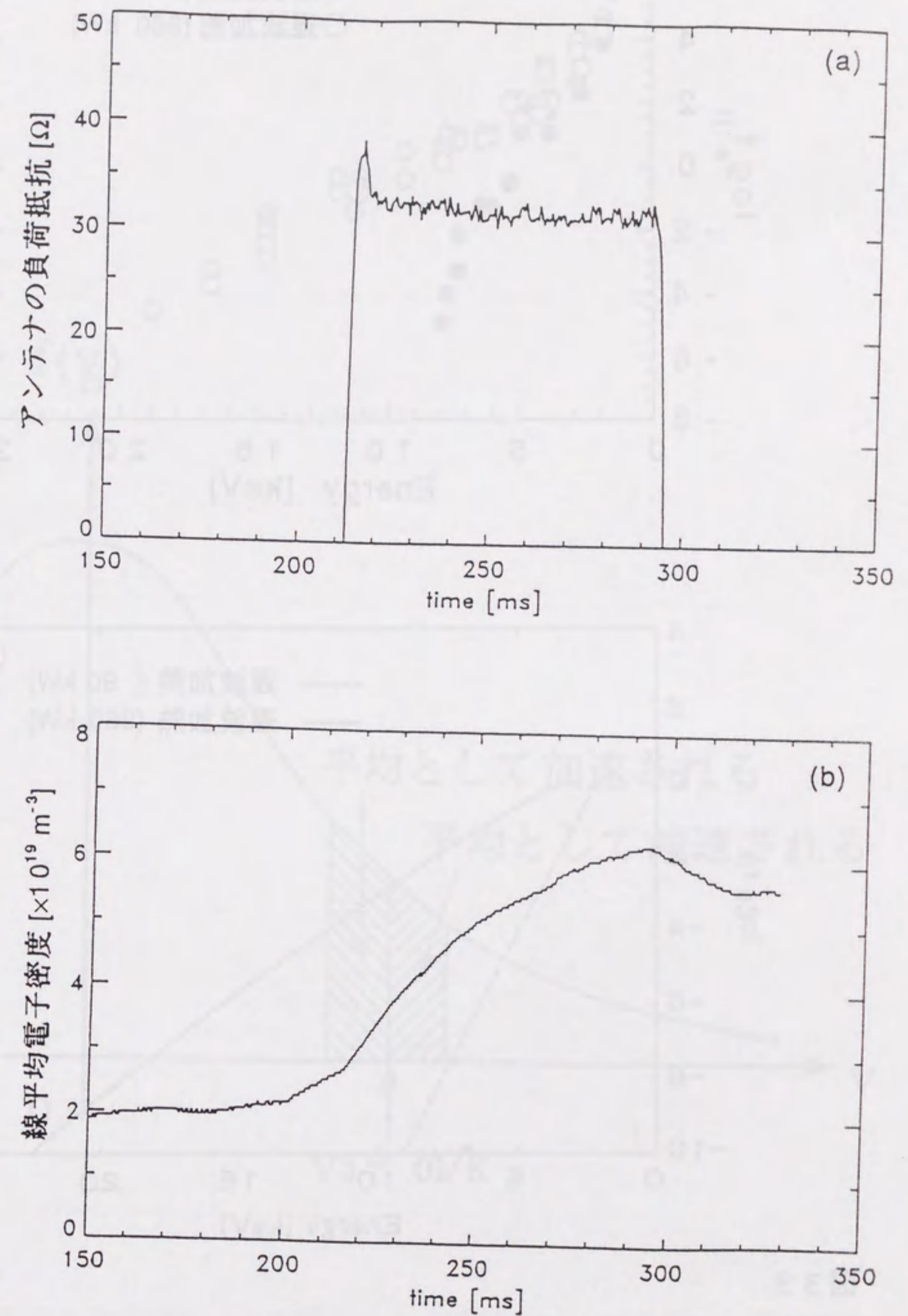


図32 (a) 遅波アンテナの負荷抵抗の時間変化。縦軸は三本の遅波アンテナの負荷抵抗の和。(b) (a)の時の密度の時間変化。

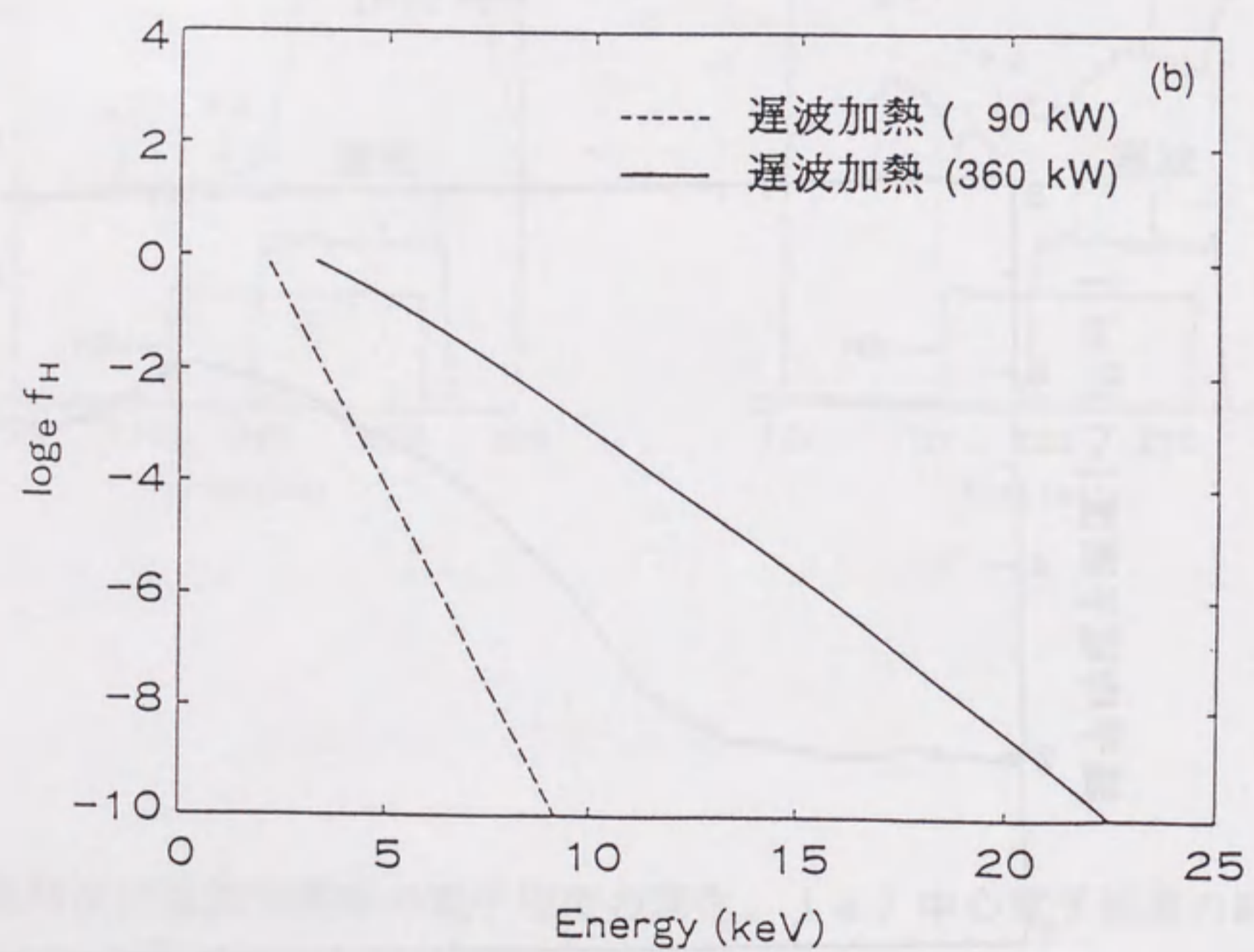
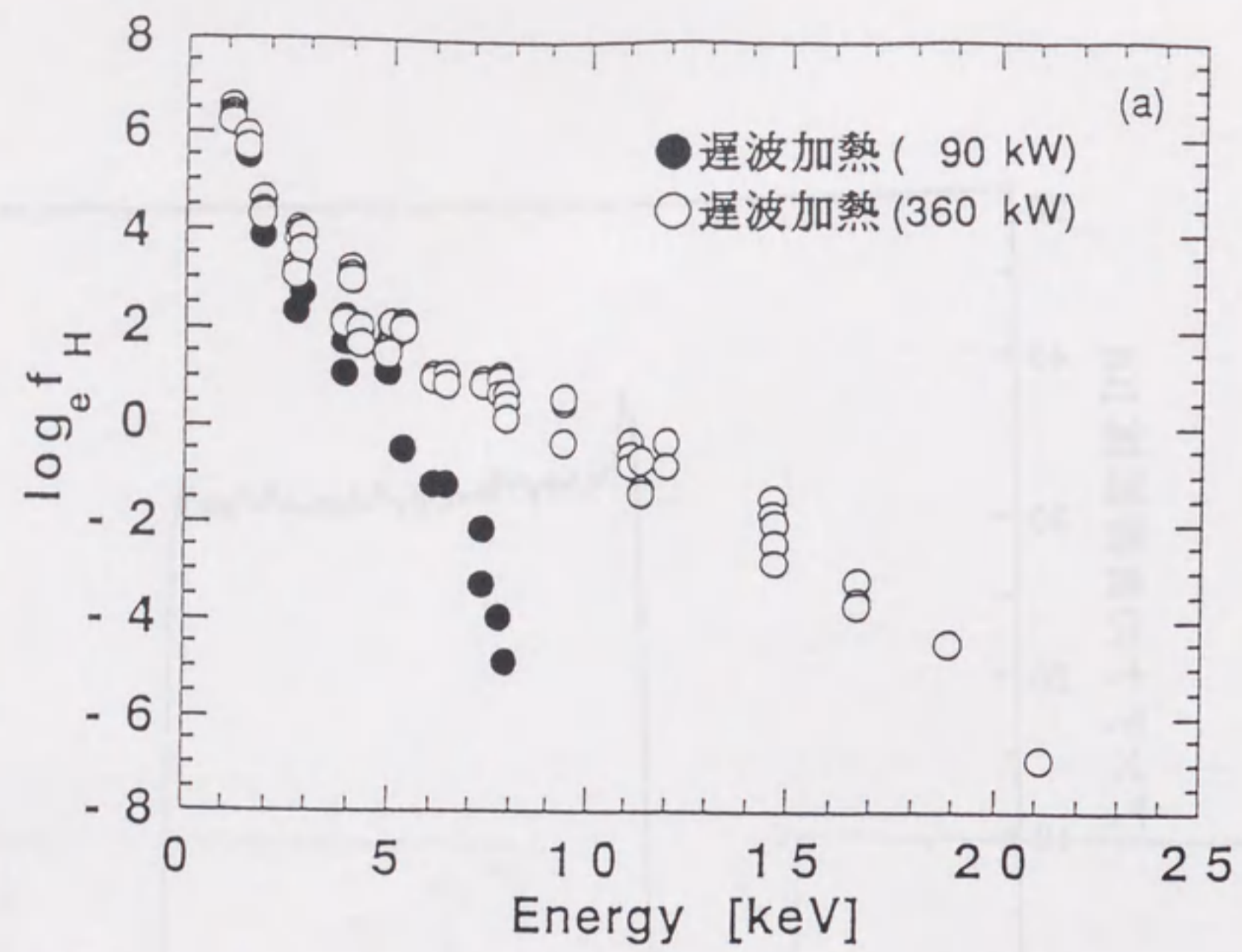


図33

遅波加熱により得られる高エネルギー・イオン・テイルの振舞。

(a) 実験により観測された軽水素イオンのエネルギー・スペクトル。

(b) 計算により得られたイオンのエネルギー分布。

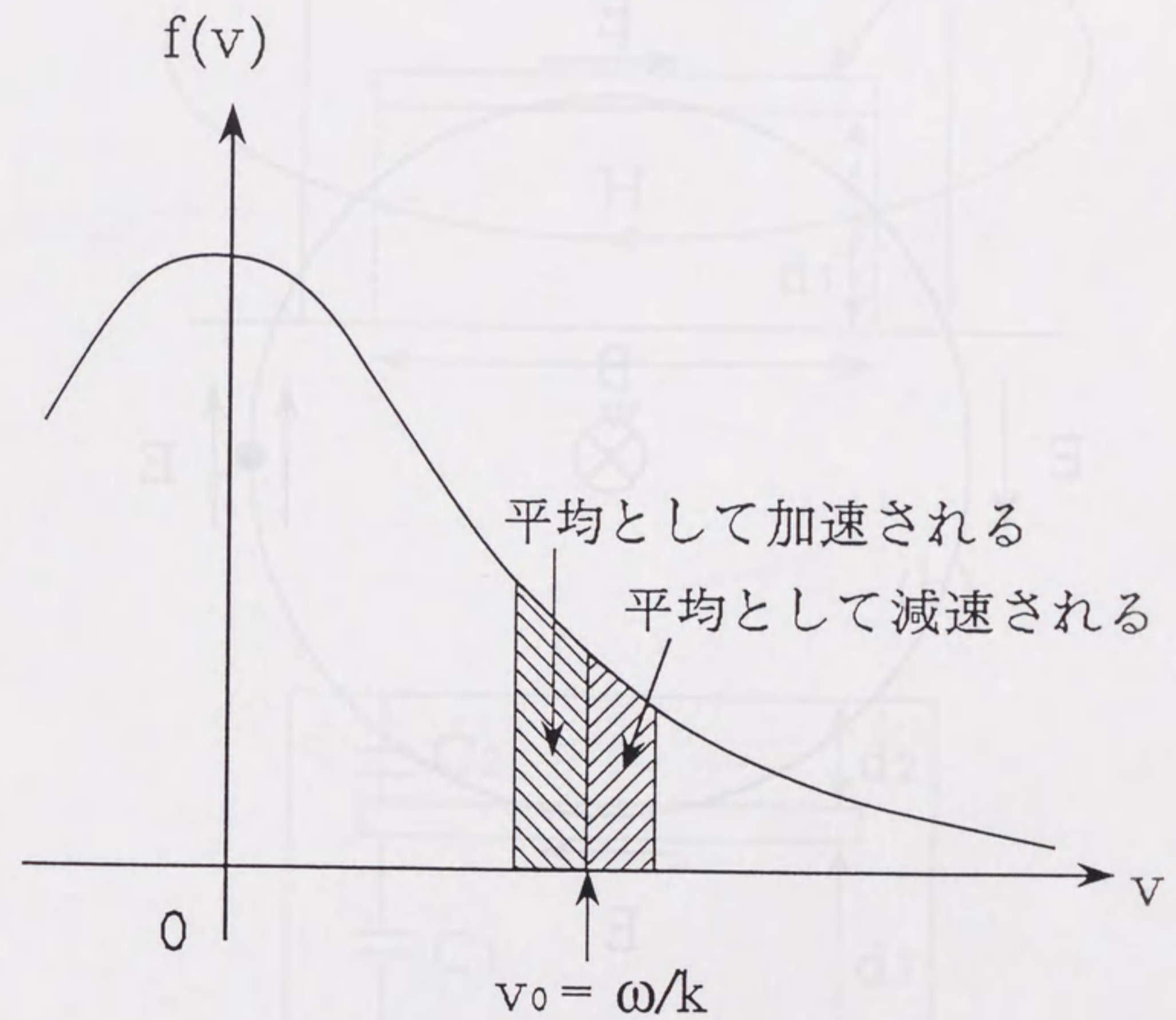


図34

ランダウ減衰に寄与する共鳴粒子の分布。

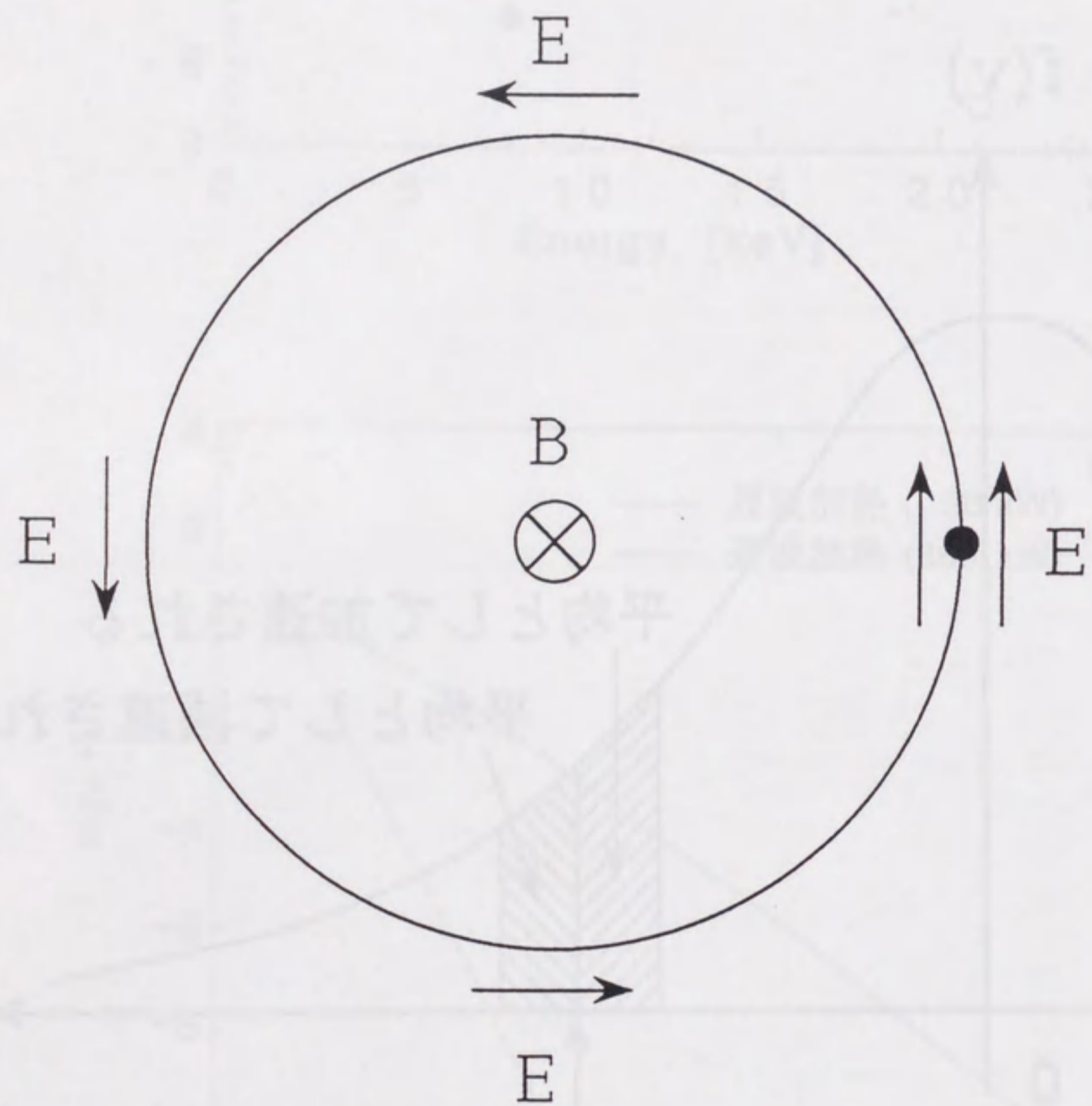


図35
荷電粒子のサイクロトロン運動とそれに同期した波動電場の回転。

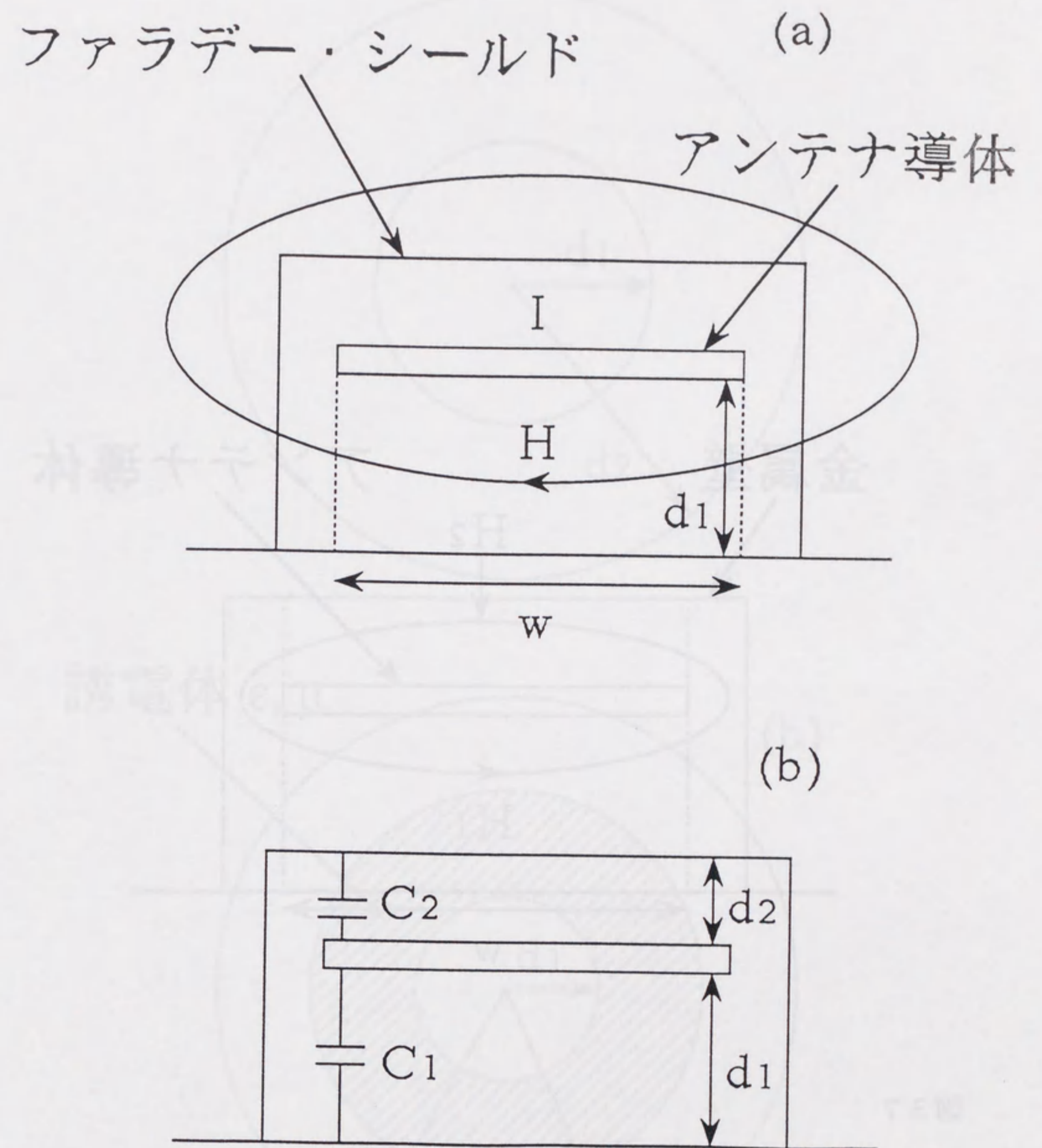


図36
(a) ファラデー・シールド部の磁界。(b) ファラデー・シールド部の電気容量。

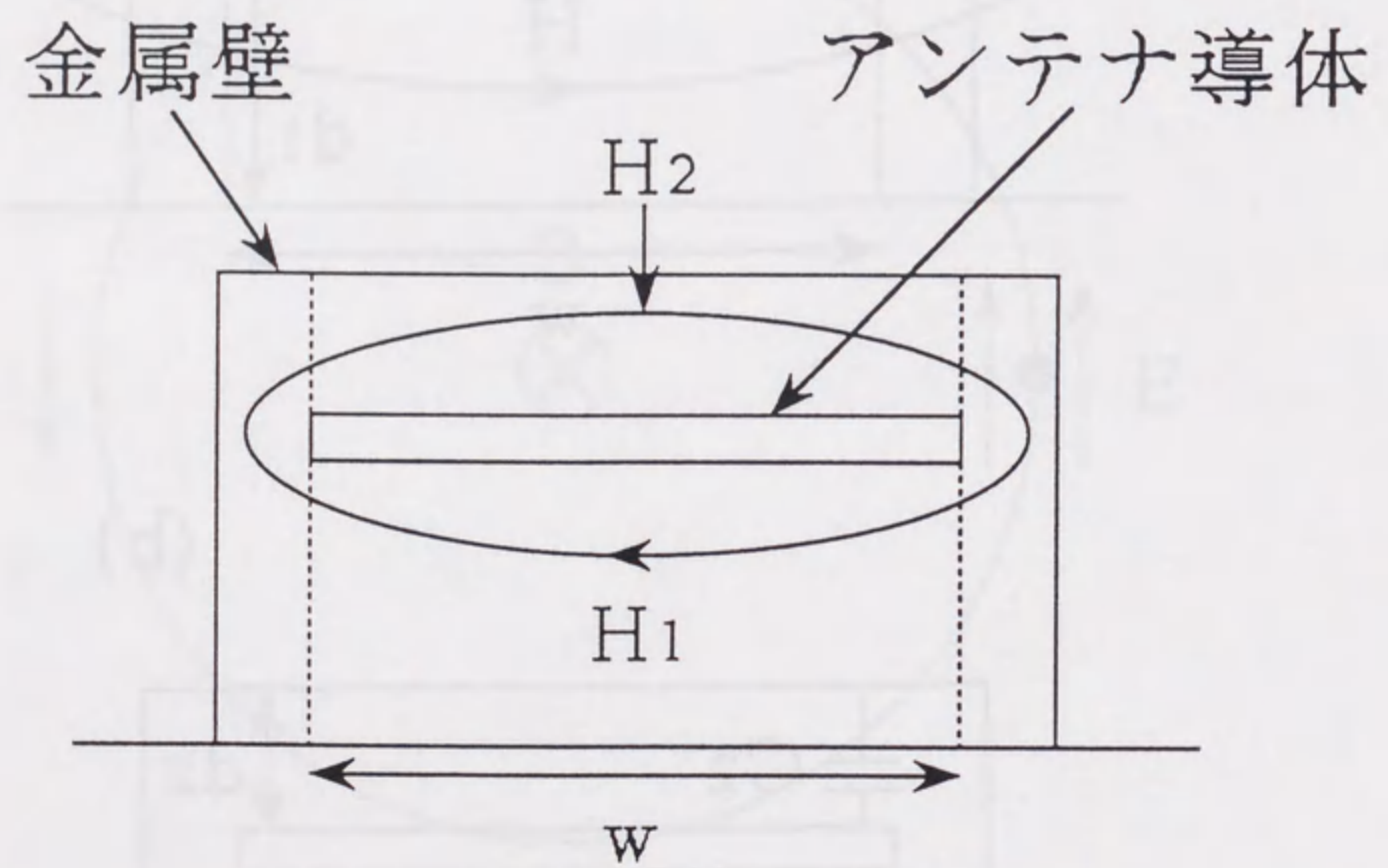


図37

アンテナ導体が金属壁で覆われている部分の磁界。

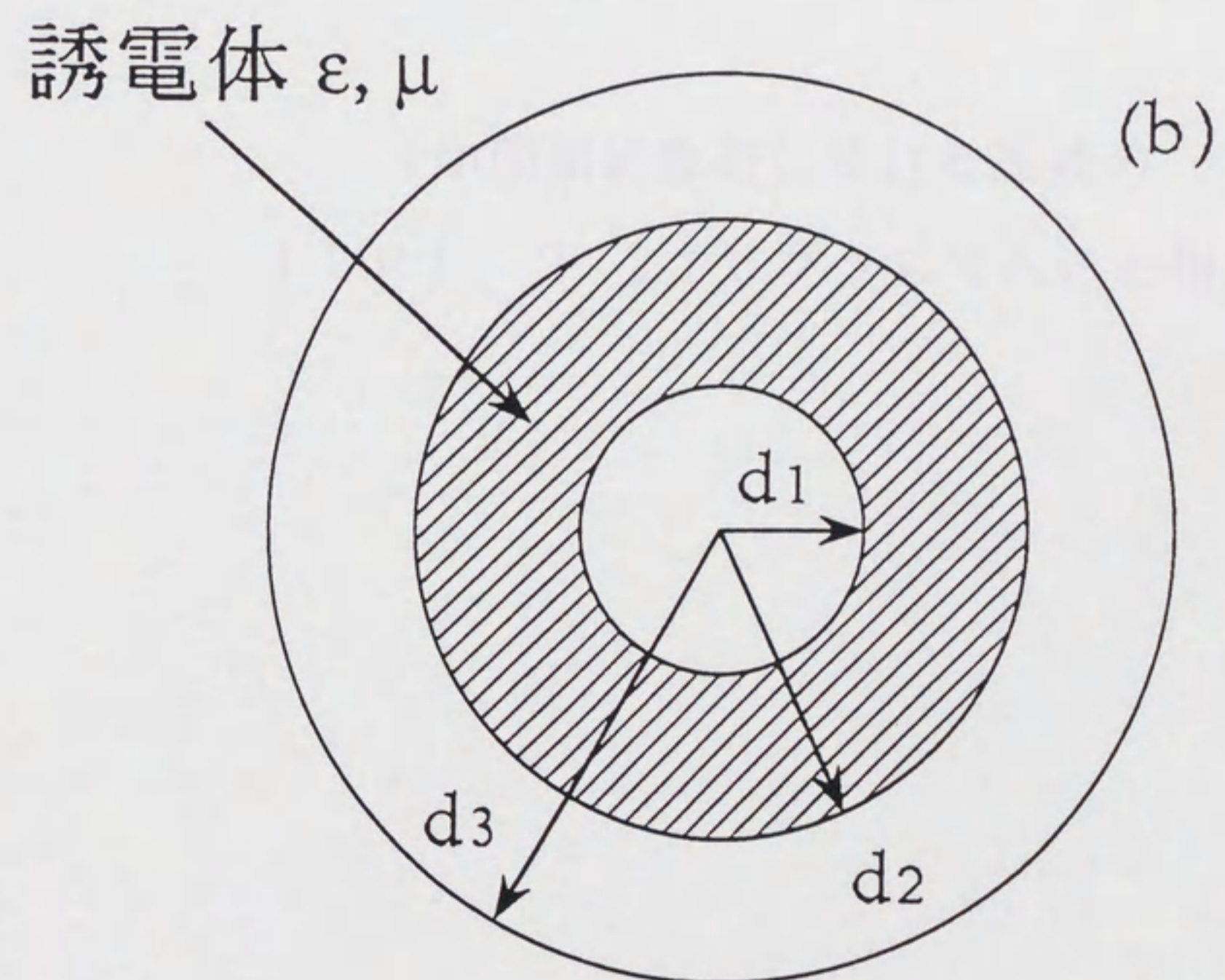
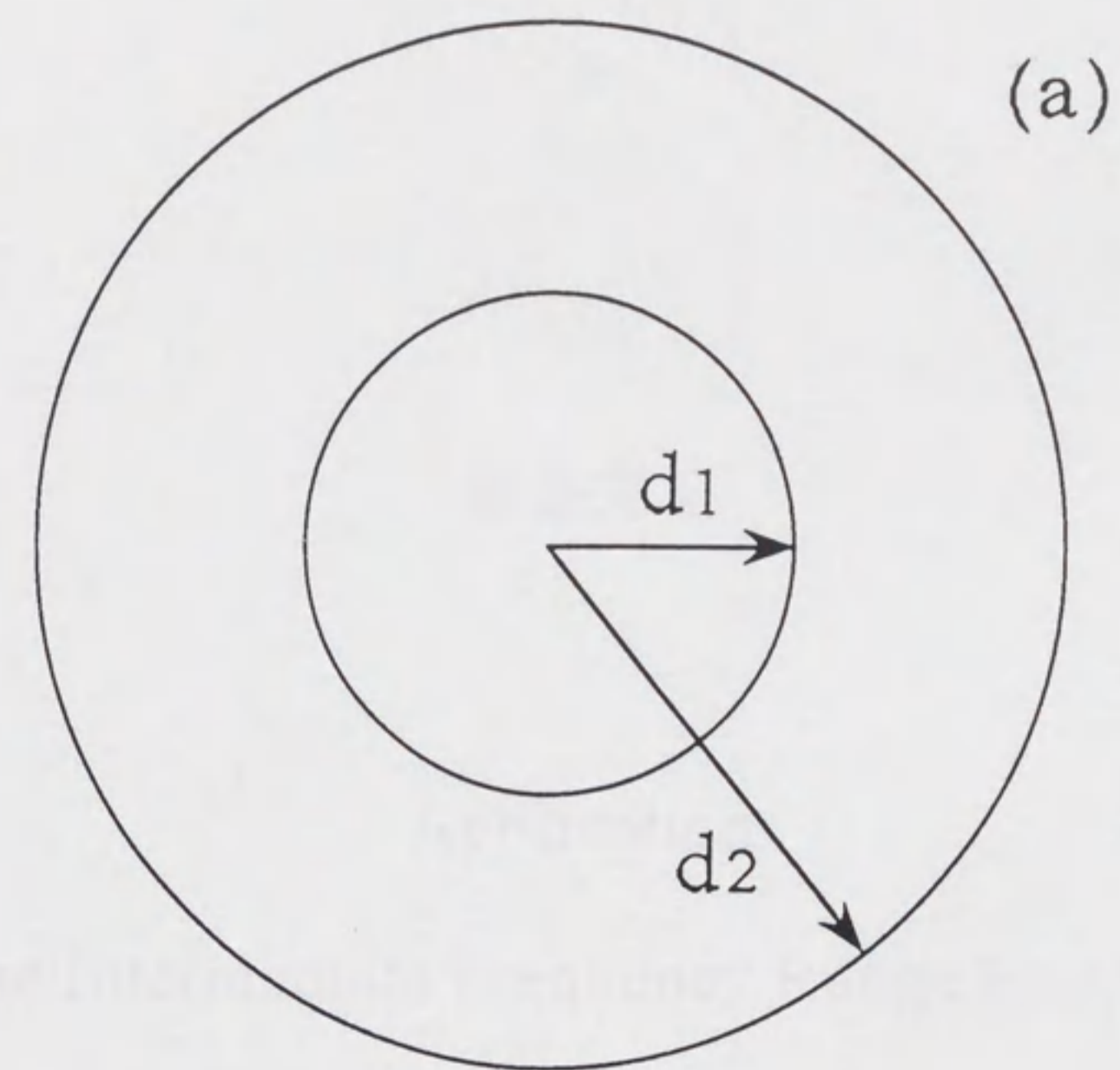


図38

(a) 同軸管及び (b) 導入端子部の模式図。