

イオンビーム・プラズマ系における不安定なイオン  
サイクロトロン高調波と低域混成波との相互作用

宇都宮昇平

1999年

①

目次

イオンビーム・プラズマ系における不安定なイオン  
サイクロトロン高調波と低域混成波との相互作用

宇都宮昇平

1999年

# 目次

1 はじめに	1
2 理論解析	4
2.1 不安定波の線形分散関係	4
2.2 高周波印加による非線形解析	16
3 実験装置と実験方法	27
4 実験結果	30
4.1 自然励起した不安定波	30
4.2 不安定波のモードの推定	35
4.3 高周波電場を印加したときの不安定波の振舞	40
5 考察 —理論と実験結果の比較—	52
5.1 不安定波の分散関係	52
5.2 高周波電場を印加した場合	54
6 結論	55

謝辞

参考文献

# 第 1 章

## はじめに

半導体またはある薄膜製造工程におけるイオン注入では、従来は数 10 keV 程度の高エネルギーのイオンビームが用いられているが、最近は低エネルギーのイオンビームによるイオン注入による薄膜生成の研究が始められている [1]。しかし低エネルギーのイオンビームは空間電荷の影響を受けやすく制御が困難である。実際の工程に用いるには不安定性の発生を抑制し、輸送を安定化する必要がある。イオンビームの収束はまず磁場によっておこなわれるが、そのとき周囲にあるプラズマと相互作用をする。そのためイオンビーム・プラズマ系の基礎過程の研究が必要である。

一方地球磁気圏のカusp磁場の領域のプラズマ中でビームによると考えられる多数のイオンサイクロトロン高調波のモードが観測されており [2,3]、その励起機構が興味ある問題となっている。また今までに、実験室においてはQマシンと呼ばれるアルカリ金属 (Cs, K 等) の熱電離プラズマ中で、電流駆動により静電イオンサイクロトロン波が不安定になることを多くのグループが観測し報告している [4,5]。この不安定性については、多くの研究者 [6,7] が種々のモデルを用いて理論解析を行っており、Rasmussen と Schrittwieser [8] のレビュー論文に詳細が報告されている。しかし実験結果と理論解析に違いがあった。そこにはプラズマ密度およびビーム密度の不均一性の効果が考えられていなかった。不均一性がある時、磁場に垂直方向に電場が形成され、その電場によってプラズマおよびビーム粒子の運動が変えられる。これらの粒子軌道の変化を考慮した理論解析は実験結果を説

明することが出来た [9,10]。殆ど現実の実験室プラズマは不均一である。波動現象の解析で不均一性のパラメータとして電子ドリフト周波数  $\omega^*$  がある。Mikhailovskii[11] は  $\omega^*$  がイオンサイクロトロン周波数の  $n$  倍の周波数  $n\omega_{ci}$  を越えるとき  $n$  倍までのイオンサイクロトロン高調波が励起されることを指摘した。これはプラズマ密度の不均一性によって励起されたドリフト波と固有モードであるイオンベルンシュタイン波が結合してイオンサイクロトロン高調波を不安定にするものと考えられる。我々は円柱プラズマで磁場に平行にイオンビームを入射したとき、高次までの高調波までのイオンサイクロトロン高調波の強い励起を観測した [12]。この不安定性はプラズマ密度の不均一性によっておこるけれども、イオンビームの遅い空間電荷波または遅いサイクロトロン波とイオンサイクロトロン高調波が結合して不安定性を増大させると考えられる [13-15]。

つぎにこれらの不安定性の抑制を、外部から高周波電場の印加でもって可能かどうか研究された。以前に Gore 等 [16] は Q マシンにおける実験で、高周波電場を印加することにより、高周波およびその両側帯波に関するポンデラモーティブ力が低周波による密度揺動を抑制してドリフト不安定性を安定化出来ることを示した。これらについての理論解析も行われその可能性を示した [17,18]。一方最近、トカマク装置での実験 [19,20] において、高周波によるプラズマ加熱において中心部分のプラズマ温度の著しい増大と、プラズマ閉じ込めの著しい改良が見られる Core High Mode と呼ばれる高周波印加の加熱モードがある。これらは不安定性を抑制して、プラズマからの粒子およびエネルギーの損失を軽減する輸送障壁をつくるものと考えられている。このことは、磁気流体的 (MHD) 不安定性 [21,22] とドリフト型の不安定性 [23,24] については理論的に指摘されていた。また線形装置においても、イオンビーム・プラズマ系でドリフト不安定性が発生するが、これはイオンビームがプラズマの不均一性を増大させるからと考えられている。その系で、Lower Hybrid 周波数の高周波電場の印加によりこの不安定性が完全に抑制されることが示されている [25]。我々はイオンビーム・プラズマ系において、イオンサイクロトロン高調波の不安定性が起こるとき、Lower Hybrid 周波数近傍の高周波をビームを変調することによって

印加した。そのとき不安定性の抑制と増大を観測した [26,27]。不安定性が起こる印加高周波の周波数範囲はかなり狭いものであった。この機構を調べるため理論解析を行った。ここで、印加高周波電場およびその両側帯波の電場が円柱プラズマの径方向に電場の勾配を持つが、これらの高周波電場のポテンシャルの勾配によるポンデラモーティブ力 [28] が不安定低周波に作用してその密度揺動を低減させると考え、また線形な円柱プラズマと円柱イオンビームとして、径方向に関して円柱状の境界条件を考えた大局的モデルで解析した [29]。これから得た数値解析結果と実験結果はかなり良い一致を見た。ここで印加高周波の周波数が Lower Hybrid 周波数よりも高く、かなり広い周波数範囲で不安定性が強くなるのが観測される。これはパラメトリック崩壊不安定性よると考えられるがさらに詳細は検討されねばならない。不安定な静電イオンサイクロトロン波のパラメトリック崩壊不安定性については実験的、理論的に以前詳細に調べた [30]。

また電子ビームを用いてビームとプラズマとの相互作用によって生成される波動を補足的に調べた [31-33]

第2章に理論解析結果をイオンビーム・プラズマ系における低周波の線形分散関係と高周波印加に基づく非線形解析について表す。第3章には実験装置とその方法を表す。第4章は実験結果をイオンビーム・プラズマ系における自然励起波についてと高周波印加による不安定低周波および各々の高周波の振る舞いについて表す。第5章は考察として理論と実験結果の比較を行い、第6章に結論を示す。

## 第 2 章

### 理論解析

#### 2.1 不安定波の線形分散関係

静電近似のもとで、不均一なイオンビーム・プラズマ系におけるイオンサイクロトロン高調波の不安定性を解析する。プラズマ中のイオン、電子、イオンビーム粒子の分布関数を  $f_i$ 、 $f_e$ 、 $f_b$  として、静電場  $\mathbf{B}_0$ 、電場  $\mathbf{E}$  中では以下の Vlasov 方程式に従う。

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (2.1)$$

$$(\alpha = i, e, b)$$

まず、イオン粒子の解析を行う。ここで  $f_i$  の下つき添字  $i$  を落とし、 $f_i$  を  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  とする。

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}) + f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \quad (2.2)$$

$f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \propto \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$  として線形化すると

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla f_1 + \frac{e}{m} \mathbf{E}_1 \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (2.3)$$

また、 $f_0$  は平衡な次の関係を満たす。

$$\mathbf{v} \nabla f_0 + (\mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}_{ci}) \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (2.4)$$

ここで、 $\boldsymbol{\omega}_{ci} = e\mathbf{B}_0/m$  で、 $\omega_{ci}$  はイオンサイクロトロン角周波数である。  
平衡系、即ち摂動下の粒子の運動は以下の式に従う。

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= (\mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}_{ci}) \\ \frac{d\mathbf{r}}{dt} &= \mathbf{v} \end{aligned} \quad (2.5)$$

$\boldsymbol{\omega}_{ci} = \omega_{ci} \hat{\mathbf{z}}$  にして (2.4)、(2.5) を積分すると

$$\begin{aligned} v_x &= v_{\perp} \sin(\omega_{ci}t + \phi) \\ v_y &= v_{\perp} \cos(\omega_{ci}t + \phi) \end{aligned} \quad (2.6)$$

上の2式を (2.5) 式の下式の式に代入して、積分定数を  $x$  ,  $y$  とおいて、それぞれ

$$\begin{aligned} X &= x - \frac{v_y}{\omega_{ci}} , \quad Y = y + \frac{v_x}{\omega_{ci}} \\ \varepsilon_{\perp} &= \frac{v_{\perp}^2}{2} , \quad V_z = v_z \end{aligned} \quad (2.7)$$

従って定常状態の分布関数は任意の関数  $F_i$  を用いて

$$f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = F_i(\varepsilon_{\perp}, V_z, X, Y) \quad (2.8)$$

不均一性が弱いとして  $X$  を  $x$  について、 $Y$  を  $y$  についてテーラー展開して、2次の項以上を無視して

$$f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = F_i(\varepsilon_{\perp}, V_z, x, y) + \frac{(\mathbf{v} \times \hat{\mathbf{z}})}{\omega_{ci}} \nabla F_i(\mathbf{r}) \quad (2.9)$$



$f_0$  の空間不均一性は上式の右辺第 2 項の補正項によるものからくる。もし  $F_i$  がイオン密度  $n_{pi}$  の  $\nabla n_{pi}$  が  $\hat{x}$  方向にとり、速度分布はマクスウェル分布であり、温度  $T$  の  $\nabla T_i = 0$ 、 $F_i = \left(\frac{m_i}{2\pi T_i}\right)^{\frac{1}{2}} n_{pi}(x) e^{-\frac{m_i v^2}{2T_i}}$ 、 $\mathbf{k} = k\hat{y}$  とすると (2.9) 式に代入して

$$\begin{aligned} f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}) &= F_i + \frac{v_y}{\omega_{ci}} \left(\frac{m_i}{2\pi T_i}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{m_i v^2}{2T_i}} \frac{\partial n_{pi}(x)}{\partial x} \\ &= F_i \left(1 + \frac{v_y}{\omega_{ci}} \frac{1}{n_{pi}(x)} \frac{\partial n_{pi}(x)}{\partial x}\right) \\ &= \left(\frac{m_i}{2\pi T_i}\right)^{\frac{1}{2}} n_{pi}(x) e^{-\frac{m_i v^2}{2T_i}} \left(1 + \frac{v_y}{\omega_{ci}} \frac{\partial \ln n_{pi}(x)}{\partial x}\right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

$\mathbf{E} = -\nabla\psi$  とするとき (2.3) 式は

$$\frac{df_1}{dt} = \frac{e}{m_i} \nabla\psi \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} \quad (2.11)$$

とできる。

$\psi = \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r}[t])$  とし  $f(t = -\infty) = 0$  を考えると、(2.11) 式を  $t$  で積分して

$$f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \frac{e}{m_i} \int_{-\infty}^t \nabla\psi \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}(t')} dt' \quad (2.12)$$

ここで (2.8) 式の分布関数について  $\mathbf{R} = (X, Y)$  として、

$$\frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} = \mathbf{v}_\perp \frac{\partial F_i}{\partial \varepsilon_\perp} + \hat{z} \frac{\partial F_i}{\partial V_z} - \frac{\hat{z}}{\omega_{ci}} \times \frac{\partial F_i}{\partial \mathbf{R}} \quad (2.13)$$

上式において  $\mathbf{A} = (\varepsilon_\perp, V_z, \mathbf{R})$  とすると、 $\partial F_i / \partial A_\alpha$  ( $A_\alpha$  は  $\mathbf{A}$  の成分) は  $t'$  によらない運動の恒量なので、積分の前に出す事ができる。よって (2.12) 式は

$$\begin{aligned}
f_1 &= \frac{e}{m_i} \int_{-\infty}^t \nabla \psi \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} dt' \\
&= \frac{e}{m_i} \int_{-\infty}^t \nabla \psi \left[ \mathbf{v}_\perp \frac{\partial F_i}{\partial \varepsilon_\perp} + \hat{\mathbf{z}} \frac{\partial F_i}{\partial V_z} - \frac{\hat{\mathbf{z}}}{\omega_{ci}} \times \frac{\partial F_i}{\partial \mathbf{R}} \right] dt' \\
&= \frac{e}{m_i} \left\{ \frac{\partial F_i}{\partial \varepsilon_\perp} \int_{-\infty}^t \mathbf{v}_\perp \nabla \psi dt' + \frac{\partial F_i}{\partial V_z} \int_{-\infty}^t \frac{\partial \psi}{\partial z} dt' \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{\omega_{ci}} \left[ \frac{\partial F_i}{\partial \mathbf{R}} \times \int_{-\infty}^t \nabla_\perp \psi \right]_z dt' \right\} \tag{2.14}
\end{aligned}$$

ここで、 $\psi$  の全微分から

$$\mathbf{v}_\perp \nabla \psi = \frac{d\psi}{dt} + i(\omega - k_z v_z) \psi$$

これを (2.14) 式に代入して

$$\begin{aligned}
f_1 &= \frac{e}{m_i} \left\{ \frac{\partial F_i}{\partial \varepsilon_\perp} \int_{-\infty}^t \frac{d\psi}{dt'} dt' + i \frac{\partial F_i}{\partial \varepsilon_\perp} \int_{-\infty}^t (\omega - k_z v_z) \psi dt' \right. \\
&\quad \left. + i \frac{\partial F_i}{\partial V_z} \int_{-\infty}^t k_z \psi dt' + \frac{1}{\omega_{ci}} \left[ \frac{\partial F_i}{\partial \mathbf{R}} \times \mathbf{k} \right]_z i \int_{-\infty}^t \psi dt' \right\} \\
&= \frac{e}{m_i} \left\{ \psi \frac{\partial F_i}{\partial \varepsilon_\perp} - \left( (\omega - k_z v_z) \frac{\partial F_i}{\partial \varepsilon_\perp} + k_z \frac{\partial F_i}{\partial V_z} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{1}{\omega_{ci}} \left[ \frac{\partial F_i}{\partial \mathbf{R}} \times \mathbf{k} \right]_z \right) I(\mathbf{k}, \omega, v) \right\} \tag{2.15}
\end{aligned}$$

ここで  $I(\mathbf{k}, \omega, v)$  は

$$\begin{aligned}
I(\mathbf{k}, \omega, v) &= -i \int_{-\infty}^t \psi dt' \\
&= -i \int_{-\infty}^t \exp -i[\omega t' - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}(t')] dt' \\
&= i \int_0^\infty \exp -i[\omega(t-t') - \mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] dt' \tag{2.16}
\end{aligned}$$

(2.6) 式と、 $n$  次のベッセル関数  $J_n$  に関する恒等式、

$$\exp(\pm ia \sin \theta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(a) \exp(\pm in\theta)$$

を用いると、

$$\begin{aligned} \exp -i[\omega(t-t') - \mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] &= \exp\{-i(\omega - k_z v_z - n\omega_{ci})t\} \exp(il\phi - in\phi) \\ &\times \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l\left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega}\right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n\left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega}\right) \end{aligned} \quad (2.17)$$

ここで  $l = n$  として (2.16) 式は

$$I(\mathbf{k}, \omega, v) = \frac{1}{\omega - k_z v_z - n\omega_{ci}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2\left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega}\right) \quad (2.18)$$

次に、電子については  $e, m_i, n_{pi}, T_i, \omega_{ci}$  を  $-e, m_e, n_{pe}, T_e, \omega_{ce}$  とすると置換して  $f_{e1}$  が得られる。また、イオンビームの速度分布関数はドリフトマックスウェル分布（ドリフト速度は  $v_b$ ）とするとき、 $\omega$  を  $\omega - k_z v_b$  および  $n_{pi}, T_i$  を  $n_{pb}, T_b$  と置換して  $f_{b1}$  が得られる。ここで  $\omega_{ce}$  は電子サイクロトロン周波数、 $n_{pe}, n_{pb}$  は電子およびイオンビームの粒子密度であり、 $T_e, T_b$  は電子温度、およびイオンビームの熱的拡がりを表す。次に静電近似を用いるとき、摂動電場  $\mathbf{E}_1$  に対する Poisson 方程式は

$$\nabla \mathbf{E}_1 = \sum_{\alpha} \frac{q_{\alpha}}{\varepsilon_0} \int f_{\alpha 1} d\mathbf{v} \quad (2.19)$$

$$(\alpha = i, e, b)$$

である。

(2.19) 式に  $f_{\alpha 1} (\alpha = i, e, b)$  を代入すると、

$$\begin{aligned} 1 &= \sum_{\alpha} -\frac{q_{\alpha}}{k^2 \varepsilon_0 \psi} \int f_{\alpha 1} d\mathbf{v} \\ &= \sum_{\alpha} -\frac{q_{\alpha}}{k^2 \varepsilon_0 \psi} \frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} \int \left\{ \psi \frac{\partial F_{\alpha}}{\partial \varepsilon_{\perp}} - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2\left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega}\right) G}{\omega - k_z v_z - n\omega_{c\alpha}} \right\} d\mathbf{v} \end{aligned} \quad (2.20)$$

但し、 $\alpha = b$  のときは  $\omega$  は  $\omega - k_z v_b$  であり、以下同じである。ここで  $F_\alpha = n_\alpha \hat{f}_{\alpha M}$  ,  $\hat{f}_{\alpha M}$  は規格化された Maxwell 分布を示す。よって、 $G$  は

$$G = n_0(\omega - k_z v_z) \frac{\partial \hat{f}_{\alpha M}}{\partial \varepsilon_\perp} + n_0 k_z \frac{\partial \hat{f}_{\alpha M}}{\partial v_z} + n_0 \frac{\hat{f}_{\alpha M}}{\omega_{c\alpha}} \kappa_\alpha k_y$$

$$\kappa_\alpha = \frac{\partial \ln n_{p\alpha}}{\partial x} = \frac{1}{n_{p\alpha}} \frac{\partial n_{p\alpha}}{\partial x}$$

従って (2.20) 式は

$$1 = - \sum_\alpha \frac{1}{k^2 \lambda_{D\alpha}^2} - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{k^2} \int \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2\left(\frac{k_\perp v_\perp}{\omega}\right)}{\omega - k_z v_z - n\omega_{c\alpha}} \left\{ \left(-2\frac{\omega}{v_{t\alpha}^2}\right) \hat{f}_{\alpha M} + \frac{\hat{f}_{\alpha M}}{\omega_{c\alpha}} \kappa_\alpha k_y \right\} dv$$

$\omega_{pi}$ 、 $\omega_{pe}$ 、 $\omega_{pb}$  はイオン、電子、イオンビームのプラズマ角振動数であり、 $\lambda_{D\alpha}$  ( $\alpha = i, e, b$ ) は各々の粒子のデバイ波長である。

ここで

$$\begin{aligned} \hat{f}_{\alpha M} &= \left(\frac{1}{\pi v_{t\alpha}^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{v^2}{v_{t\alpha}^2}\right) \\ \hat{f}_{bM} &= \left(\frac{1}{\pi v_{tb}^2}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{v_\perp^2}{v_{tb}^2} - \frac{(v_z - v_b)^2}{v_{tb}^2}\right] \end{aligned} \quad (2.21)$$

但し、 $v_{t\alpha}$  ( $\alpha = i, e, b$ ) はイオン、電子、イオンビームの熱速度である。

これらの速度分布関数については、

$$\begin{aligned} 1 &= - \sum_\alpha \frac{1}{k^2 \lambda_{D\alpha}^2} + \sum_\alpha \frac{1}{k^2 \lambda_{D\alpha}^2} \frac{1}{\sqrt{\pi} v_{t\alpha}} \left( \omega - \frac{v_{th}^2}{2\omega_{c\alpha}} \kappa_\alpha k_y \right) \\ &\times \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\lambda_\alpha} I_n(\lambda_\alpha) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-v_z^2/v_{t\alpha}^2}}{\omega - k_z v_z - n\omega_{c\alpha}} dv_z \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\lambda_\alpha = (k v_{t\alpha} / \omega_{c\alpha})^2 / 2 \quad (2.23)$$

従って変形して、

$$1 = - \sum_{\alpha} \frac{1}{k^2 \lambda_{D\alpha}^2} \left\{ 1 + \frac{\omega}{k_z v_{t\alpha}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \hat{l}_\alpha Z\left(\frac{\omega - n\omega_{c\alpha}}{k_z v_{t\alpha}}\right) e^{-\lambda_\alpha} I_n(\lambda_\alpha) \right\} \quad (2.24)$$

$$\hat{l}_\alpha = 1 - \frac{\omega_\alpha^*}{\omega}, \quad \omega_\alpha^* = \frac{k_y \kappa_\alpha v_{t\alpha}^2}{2\omega_{c\alpha}}$$

ここで  $Z$  はプラズマ分散関数であり、 $I_n$  は  $n$  次の変形ベッセル関数である。

今、(2.20) 式における  $G$  が次のようになるとき

$$G_1 = G + \frac{n^2}{k^2} [\nabla G \times \mathbf{k}]_z$$

この関係を用いて同様に分散式を導けば

$$1 = - \sum_{\alpha} \frac{1}{k^2 \lambda_{D\alpha}^2} \left[ 1 + \frac{\omega}{k_z v_{t\alpha}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left( \hat{l}_\alpha - \frac{n \kappa k_y v_{t\alpha}^2}{\lambda_\alpha \omega_{c\alpha}^2} \right) \times Z\left(\frac{\omega - n\omega_{c\alpha}}{k_z v_{t\alpha}}\right) e^{-\lambda_\alpha} I_n(\lambda_\alpha) \right] \quad (2.25)$$

となり、右辺に対し各パラメータの和をとり左辺に移項すれば、一般的な分散式となる。

以上より各成分に関する電気感受率は、以下の式で与えられる。

$$\chi_\alpha = \frac{1}{k^2 \lambda_{D\alpha}^2} \left[ 1 + \frac{\omega}{k_z v_{t\alpha}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ \hat{l}_\alpha - \frac{n \omega_\alpha^*}{\lambda_\alpha \omega_{c\alpha}} \right] Z\left(\frac{\omega - n\omega_{c\alpha}}{k_z v_{t\alpha}}\right) e^{-\lambda_\alpha} I_n(\lambda_\alpha) \right]$$

$$(\alpha = i, e),$$

$$\chi_b = \frac{1}{k^2 \lambda_{Db}^2} \left[ 1 + \frac{\omega - k_z v_b}{k_z v_{tb}} \sum_{-\infty}^{\infty} \left[ \hat{l}_b - \frac{n\omega_i^*}{\lambda_i \omega_{ci}} \right] Z \left( \frac{\omega - k_z v_b - n\omega_{ci}}{k_z v_{ti}} \right) e^{-\lambda_i} I_n(\lambda_i) \right] \quad (2.26)$$

不均一なイオンビーム・プラズマ系におけるイオンサイクロトロン波については  $\lambda_e \ll 1$  ,  $\omega/k_z v_{te} \ll 1$  ,  $\omega \ll \omega_{ce}$  が成り立つ。このとき、プラズマ分散関数の漸近展開及びベッセル関数の級数展開

$$|x| \gg 1$$

$$Z(x) = -\frac{1}{x} - \frac{1}{2x^3} - \dots + i\sqrt{\pi}\delta e^{-x^2}$$

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{Im}(x) > 0 \\ 1 & \text{Im}(x) = 0 \\ 2 & \text{Im}(x) < 0 \end{cases}$$

$$|\lambda_\alpha| \ll 1$$

$$e^{-\lambda_\alpha} I_n(\lambda_\alpha) \simeq \frac{1}{n!} \left( \frac{\lambda_\alpha}{2} \right)^n$$

を適用できる。そのとき、電子、イオン、ビーム、それぞれの電気感受率は次のように得られる。

$$\chi_e = \frac{1}{k^2 \lambda_{De}^2} \left( 1 + i\sqrt{\pi} \frac{\omega}{k_z v_{te}} \hat{l}_e \right) = \frac{2\omega_{pe}^2}{k^2 v_{te}^2} \left( 1 + i\sqrt{\pi} \frac{\omega - \omega_e^*}{k_z v_{te}} \right) \quad (2.27)$$

また、イオンの電気感受率においては

$$\lambda_i \sim 1, \quad \left| \frac{\omega - n\omega_{ci}}{k_z v_{ti}} \right| \gg 1$$

であるので、

$$\chi_i = \frac{1}{k^2 \lambda_{Di}^2} \left[ 1 + \frac{\omega}{k_z v_{ti}} \sum_{-\infty}^{\infty} \left( 1 - \frac{\omega_i^*}{\omega} - \frac{n\omega_i^*}{\lambda_i \omega_{ci}} \right) Z \left( \frac{\omega - n\omega_{ci}}{k_z v_{ti}} \right) e^{-\lambda_i} I_n(\lambda_i) \right] \quad (2.28)$$

イオンビームに関しては実験との比較で、

$$\begin{aligned} \omega_b &= \omega - k_z v_b, \quad \omega_b^* = \omega_i^* \frac{\kappa_b}{\kappa_i} \sim \omega_i^* \frac{r_b}{r_i} \\ v_{tb}^2 &\sim 0.2 v_{ti}^2, \quad \lambda_b = 0.2 \lambda_i \end{aligned}$$

が成り立つので、

$$\chi_b = \frac{1}{k^2 \lambda_{Db}^2} \left[ 1 + \frac{\omega - k_z v_b}{k_z v_{tb}} \sum_{-\infty}^{\infty} \left( 1 - \frac{\omega_b^*}{\omega} - \frac{n\omega_b^*}{\lambda_b \omega_{ci}} \right) Z \left( \frac{\omega - k_z v_b - n\omega_{ci}}{k_z v_{tb}} \right) e^{-\lambda_b} I_n(\lambda_b) \right] \quad (2.29)$$

従って、分散関係は次のようになる。

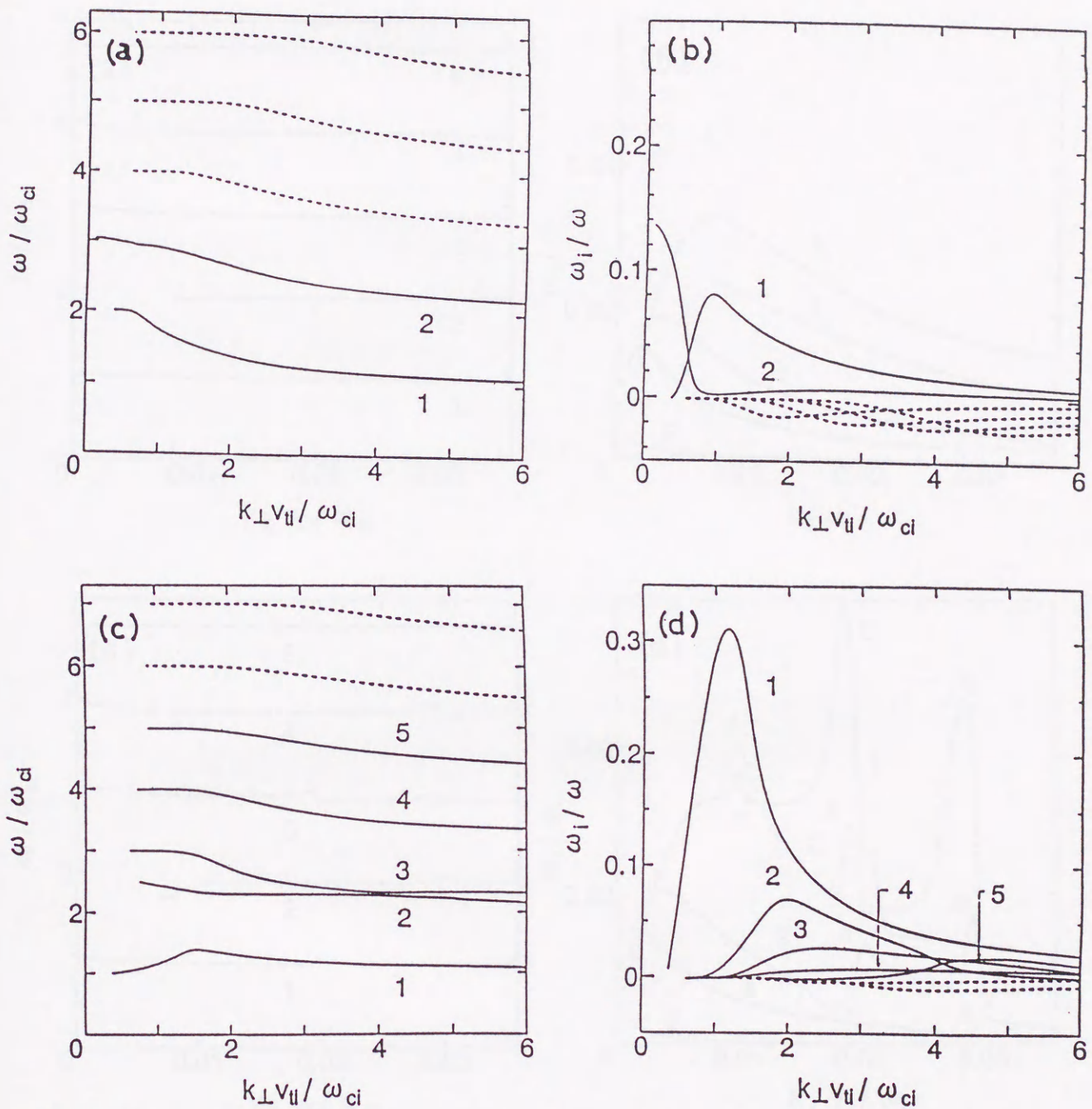
$$\varepsilon = 1 + \chi_e + \chi_i + \chi_b = 0 \quad (2.30)$$

(2.27)-(2.30) により数値解析した結果を次に示す。

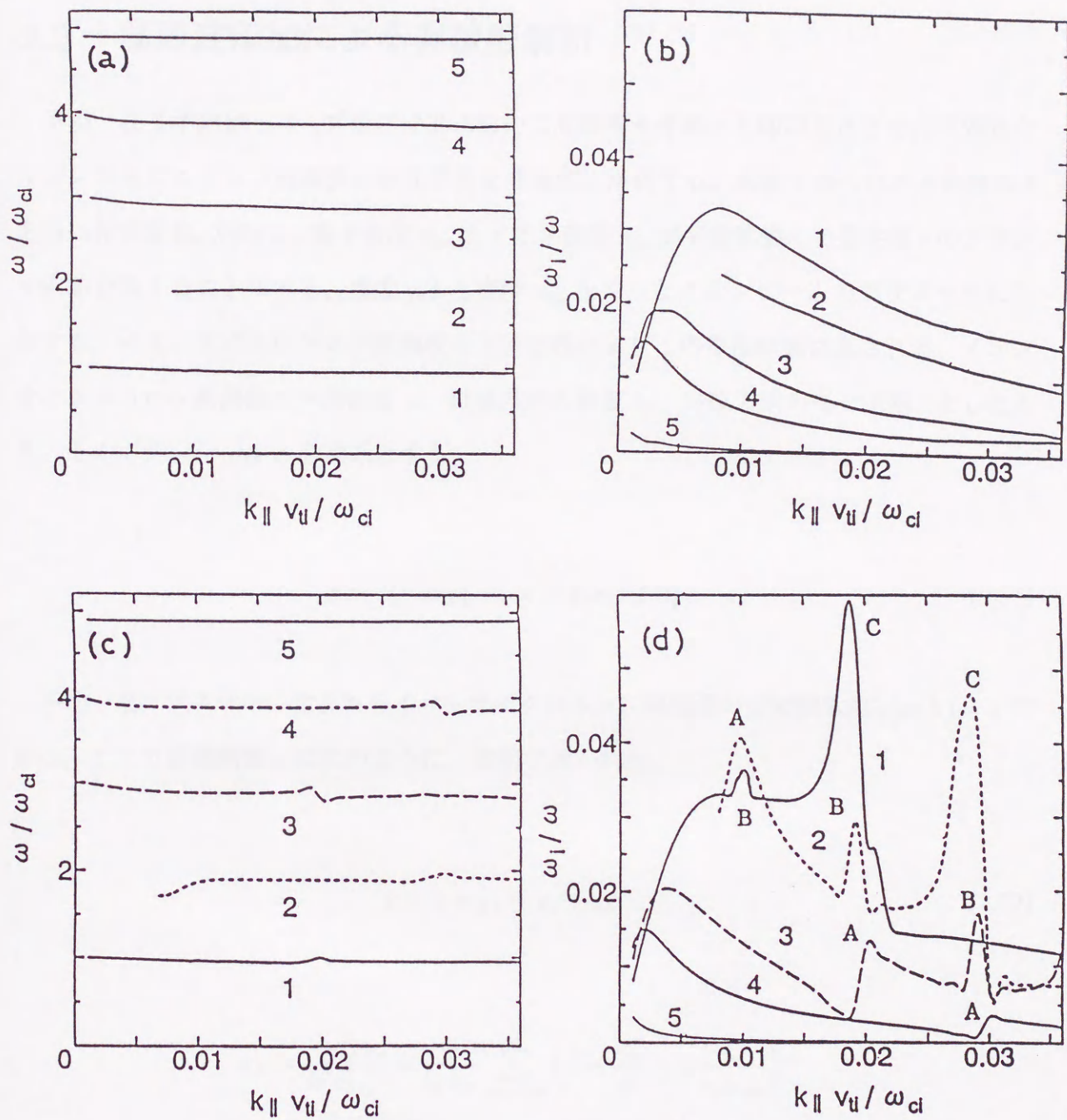
図 2.1 は、数値解析により得られた典型的な磁場に平行方向の波数  $k_{\parallel}$  を一定とした分散関係を示す。ここで、(a) と (c) は  $\omega^*/\omega_{ci} = 3.0$  と  $5.5$  に対する磁場に垂直方向の波数  $k_{\perp}$  に関する  $k_{\perp} - \omega$  の分散図であり、(b) と (d) は (a) と (c) に対応した波の成長率  $\omega_i$  を示す。ここで実線は成長モード、点線は減衰モードを示す。図 2.1(a), (b) に見られるように、 $\omega^*/\omega_{ci} = 3.0$  の場合には、イオンサイクロトロン高調波の基本波と 2 次の高調波の 2 つのモードが不安定となる。 $\omega^*/\omega_{ci} = 5.5$  に増加したとき、図 2.1(c), (d) に見られるように、5 次のイオンサイクロトロン高調波までの 5 つのモードが不安定になる。図 2.1(d) に

見るように、各モードの最大成長率をもつ  $k_{\perp}$  の値は高調波の次数の増加と共に増加するの
 がわかる。従って、高次の高調波の方位方向のモード数  $l (= k_{\theta} r_0)$  は  $l = 1$  より大きい
 値を持つと考えられる。次に  $k_{\perp}$  を一定とした数値解析による分散関係を図 2.2 に示す。図
 2.2(a), (b) はプラズマだけの場合、図 2.2(c), (d) はイオンビーム・プラズマ系における分
 散関係を表わす。ここで、(a) と (c) は  $k_{\parallel} - \omega$  の分散図であり、(b) と (d) は (a) と (c) に対
 応した成長率  $\omega_i$  を示す。プラズマだけのときには、イオンサイクロトロン高調波の各々の
 モードの成長率は  $k_{\parallel}$  のかなり小さい値でピークをもつ。イオンビームが存在するとき、不
 安定波の周波数はわずかに変わるだけであるけれども、各々のモードの成長率は、チェレ
 ンコフ結合  $\omega = k_{\parallel} v_b$ 、サイクロトロン結合  $\omega = k_{\parallel} v_b - n\omega_{ci}$  ( $n$  は整数) を満たす  $(\omega, k_{\parallel})$ 
 の近傍点で、強いピークをもつものが見られる。実際に、図 2.2(d) の A はチェレンコフ結
 合条件を、B は  $n = 1$  のサイクロトロン結合条件を、C は  $n = 2$  のサイクロトロン結合条
 件を満たす。従って、イオンビームのプラズマへの入射により、イオンサイクロトロン高
 調波の各々のモードがチェレンコフ又はサイクロトロン結合により強く励起されるものと
 考えられる。





2. 1 (a) The  $k_{\perp} - \omega$  diagram, where solid and dotted curves correspond to growing and damping modes, respectively. Here  $(\omega_{pi}/\omega_{ci})^2 = 4 \times 10^4$ ,  $T_i/T_e = 0.025$ ,  $n_{pb}/n_{pi} = 0.05$ ,  $v_b/v_{ti} = 50$  and  $\omega^*/\omega_{ci} = 3.0$ . (b) The growth rate versus  $k_{\perp}$  of modes denoted by 1 and 2 of (a). (c) The  $k_{\perp} - \omega$  diagram, where solid and dotted curves correspond to growing and damping modes, respectively. Here  $\omega^*/\omega_{ci} = 5.5$  and other parameters are the same as ones of (a). (d) The growth rate versus  $k_{\perp}$  of modes denoted by 1-5 of (c).



2 (a) The  $k_{\parallel} - \omega$  diagram in only a plasma, where  $(\omega_{pi}/\omega_{ci})^2 = 4 \times 10^4$ ,  $T_i/T_e = 0.025$  and  $\omega^*/\omega_{ci} = 5.0$ . (b) The growth rate versus  $k_{\parallel}$  of modes denoted by 1-5 of (a). (c) The  $k_{\parallel} - \omega$  diagram in an ion beam plasma system, where  $n_{pb}/n_{pi} = 0.05$ ,  $v_b/v_{ti} = 50$ , and other parameters are the same as ones of (a). (d) The growth rate versus  $k_{\parallel}$  of modes denoted by 1-5 of (c).

## 2.2 高周波印加による非線形解析

不均一なイオンビーム・プラズマ系において高周波を外部から印加したときの不安定なイオンサイクロトロン高調波の相互作用を理論的に解析する。前節で得られたと同様の  $\hat{z}$  方向に静電場  $\mathbf{B}_0$  があり、電子密度  $n_{pe}$  とイオン密度  $n_{pi}$  が平衡状態にある半径  $r$  のプラズマ円筒を考えることにする。速度  $v_b \hat{z}$  と密度  $n_{pb}$  をもったイオンビームをプラズマ中に入射する。イオンサイクロトロン高調波の不安定性によりこの平衡状態は乱される。イオンサイクロトロン高調波の角周波数  $\omega$ 、磁場方向の波数  $k_z$ 、方位方向のモード数  $l$  としたとき、そのポテンシャル  $\phi$  を次式とする。

$$\phi = \phi(r) \exp[-i(\omega t - k_z z - l\theta)] \quad (2.31)$$

不均一なプラズマ中に含まれるイオンサイクロトロン高調波の分散関数は  $\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 0$  である。ここで誘電関数  $\varepsilon$  は次のように、前節で導かれた。

$$\varepsilon = 1 + \chi_e + \chi_i + \chi_b \quad (2.32)$$

$$\begin{aligned} \chi_\alpha &= \frac{2\omega_{t\alpha}^2}{k^2 v_{t\alpha}^2} \left[ 1 + \frac{\omega}{k_z v_{t\alpha}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left( 1 - \frac{\omega_\alpha^*}{\omega} - n \frac{\omega_\alpha^*}{\lambda_\alpha \omega_{c\alpha}} \right) \right. \\ &\quad \left. \times Z \left( \frac{\omega - n\omega_{c\alpha}}{k_z v_{t\alpha}} \right) \exp(-\lambda_\alpha) I_n(\lambda_\alpha) \right], \quad (\alpha = e, i), \\ \chi_b &= \frac{2\omega_b^2}{k^2 v_{tb}^2} \left[ 1 + \frac{\omega - k_z v_b}{k_z v_{tb}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left( 1 - \frac{\omega_b^*}{\omega} - \frac{n\omega_b^*}{\lambda_b \omega_{ci}} \right) \right. \\ &\quad \left. \times Z \left( \frac{\omega - k_z v_b - n\omega_{ci}}{k_z v_{tb}} \right) \exp(-\lambda_b) I_n(\lambda_b) \right] \\ \omega_\alpha^* &= \frac{k_\theta T_\alpha}{m_\alpha \omega_{c\alpha}} \frac{\partial \ln n_{p\alpha}}{\partial r}, \quad \lambda_\alpha = \frac{k_\perp^2 v_{t\alpha}^2}{2\omega_{c\alpha}}, \quad (\alpha = e, i, b) \end{aligned}$$

イオンビームの密度が低いとき、通常  $\omega_e^* \gg \omega_i^*, \omega_b^*$  であり、不均一プラズマの分散関数への寄与はイオンサイクロトロン高調波の周波数領域での  $\chi_e$  の電子ドリフト項からのみ得られる。そのため、電子ドリフト周波数  $\omega_e^*$  は  $\omega^*$  として以下に示す。電子ドリフト周波数  $\omega^*$  が  $n\omega_{ci}$  ( $n$  は整数) を超えるときに  $n$  倍までのイオンサイクロトロン高調波が不安定になることが前節の数値解析で示された。低域混成波 (Lower Hybrid 波) の周波数近傍の高周波を外部印加する。この高周波の角周波数  $\omega_0$ 、磁場方向の波数  $k_{0z}$ 、方位方向のモード数  $l_0$  としたとき、外部印加の高周波のポテンシャルは次のように書くことができる。

$$\phi_0 = \phi_0(r) \exp[-i(\omega_0 t - k_{0z} z - l_0 \theta)] \quad (2.33)$$

イオンサイクロトロン高調波の存在により、高周波は低域と高域の2つの側帯波が生じる。これらの波の静電ポテンシャルを次のようにおくことにする。

$$\phi_{1,2}(r) \exp[-i(\omega_{1,2} t - k_{1,2z} z - l_{1,2} \theta)] \quad (2.34)$$

ここで、添字 1,2 を付したものは低域および高域側帯波のものを示す。イオンサイクロトロン高調波、高周波、側帯波の周波数、波数およびモード数は次式の関係を示す。

$$\omega_{1,2} = \omega_0 \mp \omega, \quad k_{1,2z} = k_{0z} \mp k_z, \quad l_{1,2} = l_0 \mp l \quad (2.35)$$

印加高周波と側帯波はポンドラモーティブ力  $F_{pz} = -iek_z \phi_p$  ( $\phi_p$  はポンドラモーティブポテンシャル) として系に働く [28]。連続の方程式と運動方程式より  $\phi_p$  は以下のように表現される。

$$\phi_p = -\frac{ie}{2m\omega_{ce}\omega_0} [\phi_0^* \phi_1 \mathbf{k}_1 (\mathbf{k}_{0\perp} \times \hat{\mathbf{z}}) + \phi_0 \phi_2 \mathbf{k}_2 (\mathbf{k}_{0\perp} \times \hat{\mathbf{z}})] \quad (2.36)$$

$\omega \ll k_z v_{te}$  であるので、電子に働く  $\phi_p$  と  $\phi$  の影響は断熱的であるので、電子密度の摂動  $n_e$  は以下の式で与えられる。

$$n_e = \frac{n_{pe} e}{T_e} (\phi + \phi_p) \left( 1 + i \sqrt{\pi} \frac{\omega - \omega^*}{k_z v_{te}} \right) \quad (2.37)$$

そして、イオン密度とイオンビーム密度の摂動  $n_i$ 、 $n_b$  への応答は次のように表される。

$$n_i = -\frac{n_{pi} e}{T_i} \left[ 1 + \frac{\omega}{k_z v_{ti}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left( 1 - \frac{\omega_i^*}{\omega} - \frac{n\omega_i^*}{\lambda_i \omega_{ci}} \right) Z\left(\frac{\omega - n\omega_{ci}}{k_z v_{ti}}\right) I_n(\lambda_i) e^{-\lambda_i} \right]$$

$$n_b = -\frac{n_{pb} e}{T_b} \left[ 1 + \frac{\omega - k_z v_b}{k_z v_{tb}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left( 1 - \frac{\omega_b^*}{\omega} - \frac{n\omega_b^*}{\lambda_b \omega_{ci}} \right) \right. \\ \left. \times Z\left(\frac{\omega - k_z v_b - n\omega_{ci}}{k_z v_{tb}}\right) I_n(\lambda_b) e^{-\lambda_b} \right] \quad (2.38)$$

ポアソン方程式  $\nabla^2 \phi = (n_e e - n_i e - n_b e) / \epsilon_0$  に  $n_e$ 、 $n_i$  および  $n_b$  を代入することにより、次の式が導かれる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + (p^2 - \frac{\ell^2}{r^2}) \phi = \frac{\omega_{pi}^2}{c_s^2} \phi_p \left( 1 + i \sqrt{\pi} \frac{\omega - \omega^*}{k_z v_{te}} \right) \quad (2.39)$$

ここで、 $c_s = \sqrt{T_e / M_i}$  はイオン音波の速さである。また、

$$p^2 = -\frac{\omega_{pi}^2}{c_s^2} \left[ \frac{T_e}{T_i} + \frac{\omega}{k_z v_{ti}} \frac{T_e}{T_i} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left( 1 - \frac{\omega^*}{\omega} - \frac{n\omega^*}{\lambda_i \omega_{ci}} \right) Z\left(\frac{\omega - n\omega_{ci}}{k_z v_{ti}}\right) I_n(\lambda_i) e^{-\lambda_i} \right. \\ \left. + 1 + i \sqrt{\pi} \frac{\omega - \omega^*}{k_z v_{te}} \right] - \frac{\omega_{pb}^2}{c_s^2} \left[ \frac{T_e}{T_i} + \frac{\omega - k_z v_b}{k_z v_{tb}} \frac{T_e}{T_i} \right. \\ \left. \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left( 1 - \frac{\omega^*}{\omega} - \frac{n\omega^*}{\lambda_b \omega_{ci}} \right) Z\left(\frac{\omega - k_z v_b - n\omega_{ci}}{k_z v_{tb}}\right) I_n(\lambda_b) e^{-\lambda_b} \right] - k_z^2 \quad (2.40)$$

となる。非線形項、即ち (2.39) 式の右辺の項がないとき、(2.39) 式はベッセル方程式であり、 $r = 0$  で有限解をもつという境界条件をみたす一般解は  $\phi = AJ_l(pr)$  で与えられる。プラズマ円柱の半径を  $r_0$  とするとき境界条件は  $\phi(r_0) = 0$  になり、それは  $J_l(pr_0) = 0$  になる。これは  $p = p_n (n = 1, 2, \dots)$  の固有モードの根を与える。(2.38) 式の有限な右辺、即ち非線形項が存在するとき、 $\phi(r)$  は  $\phi = \sum_n A_n \Gamma_n J_l(p_n r)$  として書かれる。このように  $J_l$  の完全直交関数の和により表現される。ここで、 $\Gamma_n$  は規格化定数である。(2.39) 式に  $\Gamma_n J_l(p_n r) r dr$  を掛けて、 $r$  で積分する。よって次の式を得る。

$$\frac{r_0^2}{2}(p^2 - p_n^2)A_n = \frac{\omega_{pi}^2}{c_s^2} (1 + i\sqrt{\pi} \frac{\omega - \omega^*}{k_z v_{te}}) \Gamma_n \int_0^{r_0} J_l(p_n r) \phi_p r dr \quad (2.41)$$

低域と高域の側帯波の非線形な密度の摂動は運動方程式と連続の方程式を解くことによって得ることができる。

$$n_1^{NL} = \frac{e^2 n_{pe}}{2i\omega_1 T_e m_e \omega_{ce}} (\nabla \phi_0^* \times \hat{z}) \nabla \phi$$

$$n_2^{NL} = -\frac{e^2 n_{pe}}{2i\omega_2 T_e m_e \omega_{ce}} (\nabla \phi_0 \times \hat{z}) \nabla \phi \quad (2.42)$$

各々の密度の摂動  $n_1^{NL}$ 、 $n_2^{NL}$  をポアソン方程式  $\nabla^2 \phi_{1,2} = \sum e n_{1,2}^{NL} / \epsilon_0$  に代入することにより、 $\phi_1$ 、 $\phi_2$  に関する方程式は次の方程式によって導かれる。

$$\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_1}{\partial r} + \left( \frac{\omega_L^2 k_{1z}^2}{\omega_1^2} - \frac{\ell_1^2}{r^2} - \frac{\omega_L^2 k_{1z}^2}{\omega_1^2 r_0^2} r^2 \right) \phi_1$$

$$= \frac{\omega_{pi}^2}{c_s^2} \frac{e}{2im_e \omega_1 \omega_{ce}} (\nabla \phi_0^* \times \hat{z}) \nabla \phi \quad (2.43)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_2}{\partial r} + \left( \frac{\omega_L^2 k_{2z}^2}{\omega_2^2} - \frac{\ell_2^2}{r^2} - \frac{\omega_L^2 k_{2z}^2}{\omega_2^2 r_0^2} r^2 \right) \phi_2$$

$$= -\frac{\omega_{pi}^2}{c_s^2} \frac{e}{2im_e \omega_2 \omega_{ce}} (\nabla \phi_0 \times \hat{z}) \nabla \phi \quad (2.44)$$

ここで  $\omega_L^2 = [\omega_{pi}^2 / (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2)] [1 + (M_i k_{0z}^2 / m_e k_0^2)^2]$  であり、これは低域混成波 (Lower Hybrid Wave) の分散関係を示し、 $\omega_L$  は Lower Hybrid 周波数である。非線形項、即ち (2.43)、(2.44) の右辺の項がないとき、各々の式は一般的なラーゲル方程式であり、それらの解は以下のラーゲル多項式で表される。

$$\psi_{n_{1,2}}^{\ell_{1,2}} = A_{n_{1,2}} e^{-\frac{\xi_{1,2}^2}{2}} \xi_{1,2}^{\ell_{1,2}} L_{n_{1,2}}^{\ell_{1,2}}(\xi_{1,2}^2), \quad \xi_{1,2}^2 = \frac{\omega_L k_{1,2z} r_0}{\omega_{1,2}} \frac{r^2}{r_0^2} \quad (2.45)$$

ここで、 $n_{1,2} = 1, 2, \dots$  である。有限な右辺、即ち非線形項の存在により、(2.43) 式と (2.44) 式の解は  $\phi_{1,2} = \sum_{n_{1,2}} \Gamma_{n_{1,2}} \psi_{n_{1,2}}^{\ell_{1,2}}$  となる ( $\Gamma_{n_{1,2}}$  は規格化定数)。これらは完全直交系となる。これらの式に  $\psi_{n_{1,2}}^{\ell_{1,2}*} r dr$  をかけて、 $r$  で積分を行う。よって次の式を得る。

$$\begin{aligned} (\lambda_1 - \lambda_{n_1, \ell_1}) A_{n_1} &= -\frac{e \omega_{pi}^2 \ell_1}{2 m_e \omega_1 \omega_{ce}} \frac{\Gamma_{n_1} \Gamma_n}{c_s^2 r_0^2} A_n \\ &\times \int_0^\infty r (r_0^2 - r^2) \frac{\partial \phi_0^*}{\partial r} J_\ell(p_n r) e^{-\frac{\xi_1^2}{2}} \xi_1^{\ell_1} L_{n_1}^{\ell_1}(\xi_1^2) dr \end{aligned} \quad (2.46)$$

$$\begin{aligned} (\lambda_2 - \lambda_{n_2, \ell_2}) A_{n_2} &= -\frac{e \omega_{pi}^2 \ell_2}{2 m_e \omega_2 \omega_{ce}} \frac{\Gamma_{n_2} \Gamma_n}{c_s^2 r_0^2} A_n \\ &\times \int_0^\infty r (r_0^2 - r^2) \frac{\partial \phi_0}{\partial r} J_\ell(p_n r) e^{-\frac{\xi_2^2}{2}} \xi_2^{\ell_2} L_{n_2}^{\ell_2}(\xi_2^2) dr \end{aligned} \quad (2.47)$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{\omega_L k_{1,2z} r_0}{\omega_{1,2}}, \quad \lambda_{n_{1,2}, \ell_{1,2}} = 2(2n_{1,2} + \ell_{1,2} + 1)$$

方位方向に対称である印加高周波を仮定する。つまり  $\ell_0 = 0$  であり、(2.41) 式、(2.46) 式、(2.47) 式で  $A_n$ 、 $A_{n_1}$ 、 $A_{n_2}$  を消去する。そのとき非線形な分散関係は次の式で得られる。

$$\varepsilon + \frac{\mu_1}{\lambda_1 - \lambda_{n_1, \ell_1}} + \frac{\mu_2}{\lambda_2 - \lambda_{n_2, \ell_2}} = 0 \quad (2.48)$$

$$\mu_{1,2} = \frac{\omega_{pi}^4}{\omega_{ci}^2 \omega_0^2} \Gamma_n^2 \Gamma_{n_{1,2}}^2 \ell_{1,2}^2 \times \left| \int_0^{r_0} \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) \frac{r}{r_0} J_\ell(p_n r) \frac{\partial \Phi_0}{\partial r} e^{-\frac{\xi_{1,2}^2}{2}} \xi_{1,2}^{\ell_{1,2}} L_{n_{1,2}}^{\ell_{1,2}}(\xi_{1,2}^2) dr \right|^2$$

ここで、 $\Phi_0 = [(e/m_e)\phi_0]/c_s^2$  である。 $\varepsilon$  は不均一なイオンビーム・プラズマ系における線形誘電関数 (2.32) 式である。

$(\omega, k)$ ,  $(\omega_0, k_0)$ ,  $(\omega_1, k_1)$  と  $(\omega_2, k_2)$  はそれぞれ不安定波、印加パワー、低域と高域の側帯波である。他の表記法は一般的なものである。(2.48) 式により印加高周波電場のもとでの不安定なイオンサイクロトロン高調波の周波数と成長率を計算する。図 2.3 は数値解析によって得られた典型的な印加高周波電場の周波数  $\omega_0$  に関する 3 つのイオンサイクロトロン高調波 (基本波 : 1, 2 倍の高調波 : 2, 3 倍の高調波 : 3) の不安定低周波の周波数依存性 ( $\omega_0 - \omega$  図) を示す。ここで矢印で示される周波数  $\omega_L$  は Lower Hybrid 波の周波数である。3 つの不安定モードの周波数変化は殆ど見られないが、Lower Hybrid 波の周波数近傍の高周波印加においてわずかに変わるのが見られる。

図 2.4 は図 2.3 に対応した印加高周波電場の周波数に関する 3 つの不安定低周波の成長率の依存性 ( $\omega_0 - \gamma$  図) を示す。Lower Hybrid 波の周波数  $\omega_L$  より低い周波数の高周波電場の印加において、 $\omega_L$  の近傍で 3 つの不安定低周波共、それらの成長率は急激に小さくなり、不安定性が抑制されるのが見られる。一方、 $\omega_L$  より高い周波数の高周波電場の印加においては、3 つの不安定波ともに、それらの成長率は大きくなり不安定性が増大するのが見られる。

図 2.5 は数値解析によって得られた印加高周波の規格化されたポテンシャル  $\Phi_0$  をパラメータとした、図 2.3 におけるイオンサイクロトロン高調波の基本波についての  $\omega_0 - \omega$  図を示す。印加高周波電場の周波数が Lower Hybrid 波の周波数  $\omega_L$  の近傍で、不安定低周波の周波数は高くなるのが見られる。

図 2.6 は図 2.5 に対応した  $\omega_0 - \gamma$  図である。この図に見られるように、 $\omega_L$  より低い周波数近傍の高周波電場の印加に対して、 $\Phi_0 = 2.5$  では不安定低周波は幾分か抑制される



だけである。しかし  $\Phi_0 = 5.0$  では成長率は負の値となり減衰モードとなり、不安定性は完全に抑制される。 $\Phi_0 = 2.5$  のときの4倍の高周波電力の印加により完全に不安定性は抑制されるのが見られる。

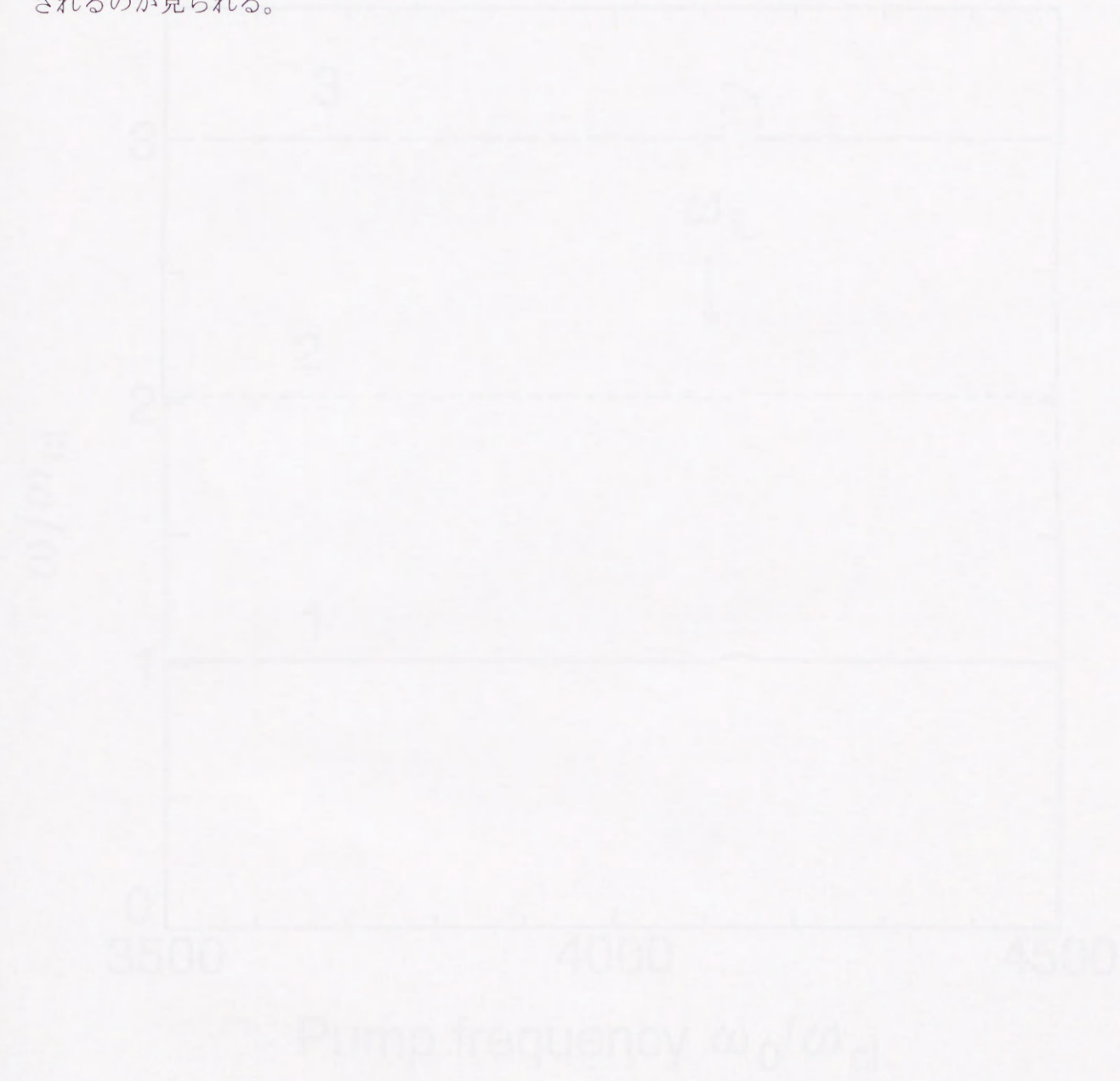
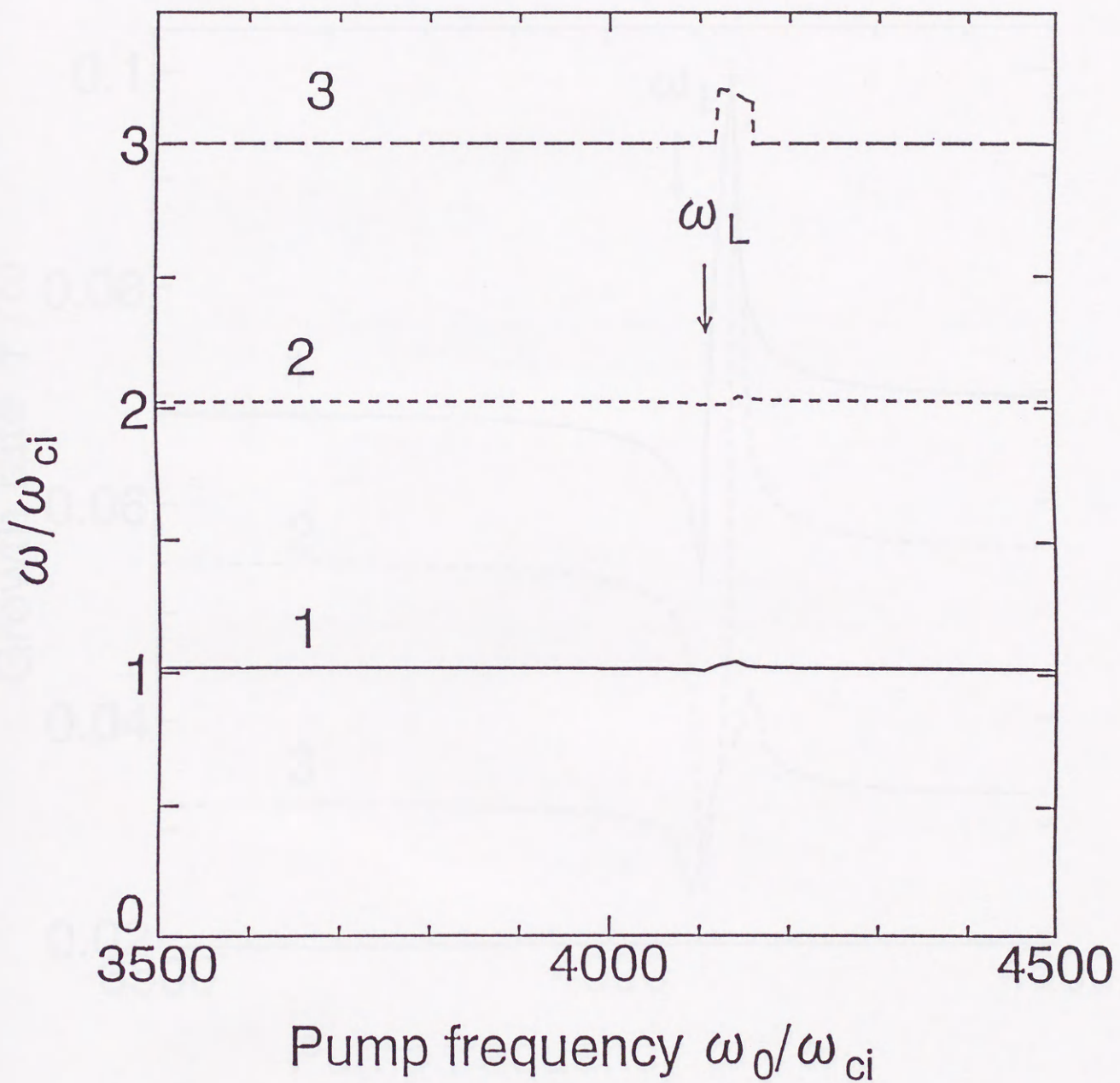


Fig. 2. 3. Normalized imaginary part of the growth rate (1), (2), and (3) for cyclotron harmonics wave with frequency of pump of  $\omega_0/\omega_p$ , where plasma density  $n_p = 2.0 \times 10^{17}$  cm $^{-3}$ ,  $\Gamma = 0.5$  eV, input density ratio  $n_0/n_p = 0.2$ , and wave energy  $W = 100$  eV.



⊠ 2. 3 Numerical frequency of fundamental (1), 2nd (2), and 3rd (3) ion cyclotron harmonic waves versus frequency of pump *rf* field, where plasma density  $n_p = 2.0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 5 \text{ eV}$ , beam density ratio  $n_{pb}/n_p = 0.01$ , beam energy  $V_b = 300 \text{ eV}$ .

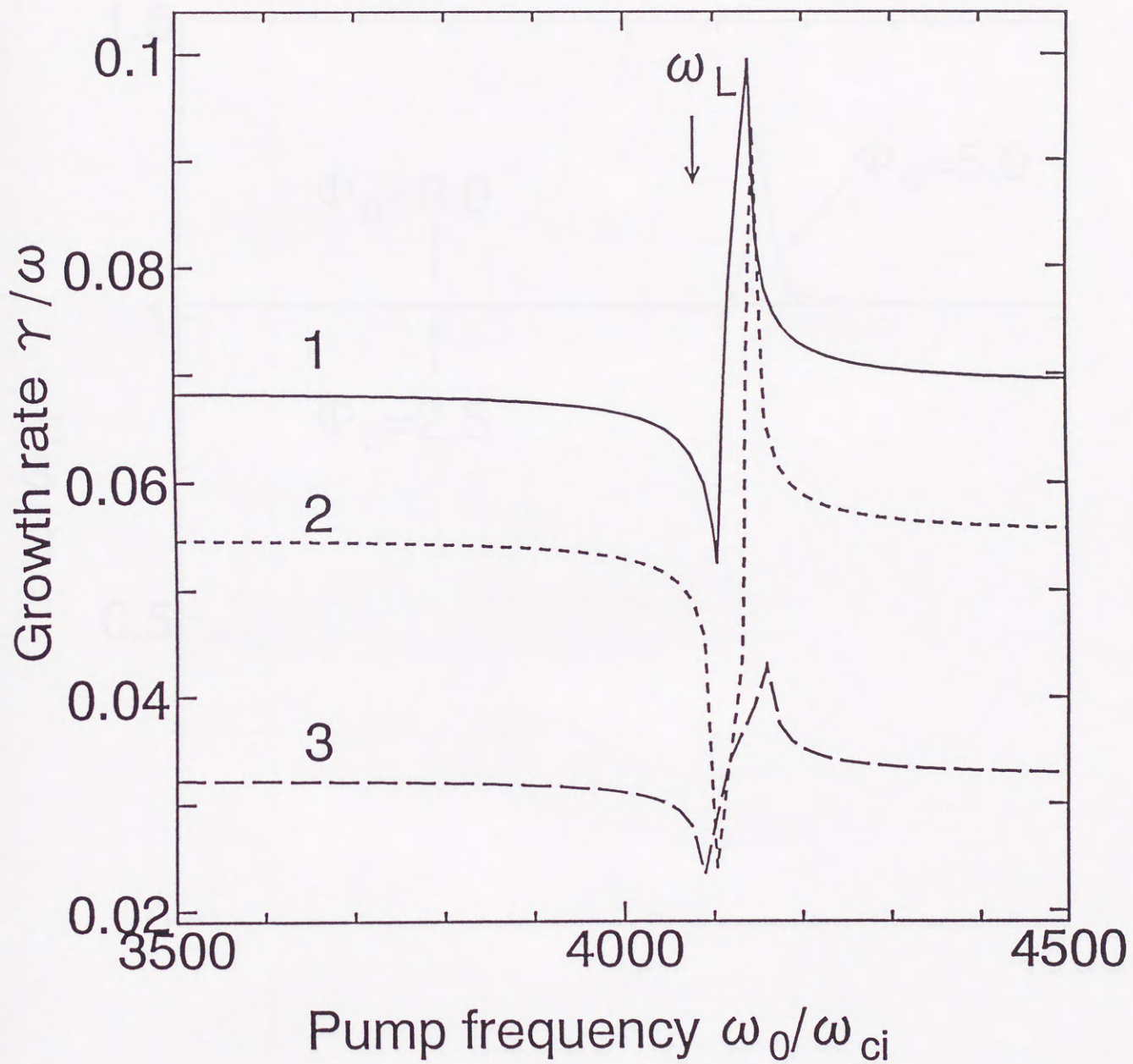


Fig. 2. 4 Numerical growth rate of fundamental (1), 2nd (2), and 3rd (3) ion cyclotron harmonic waves versus frequency of pump *rf* field, where parameters are same as ones of Fig. 2.3.

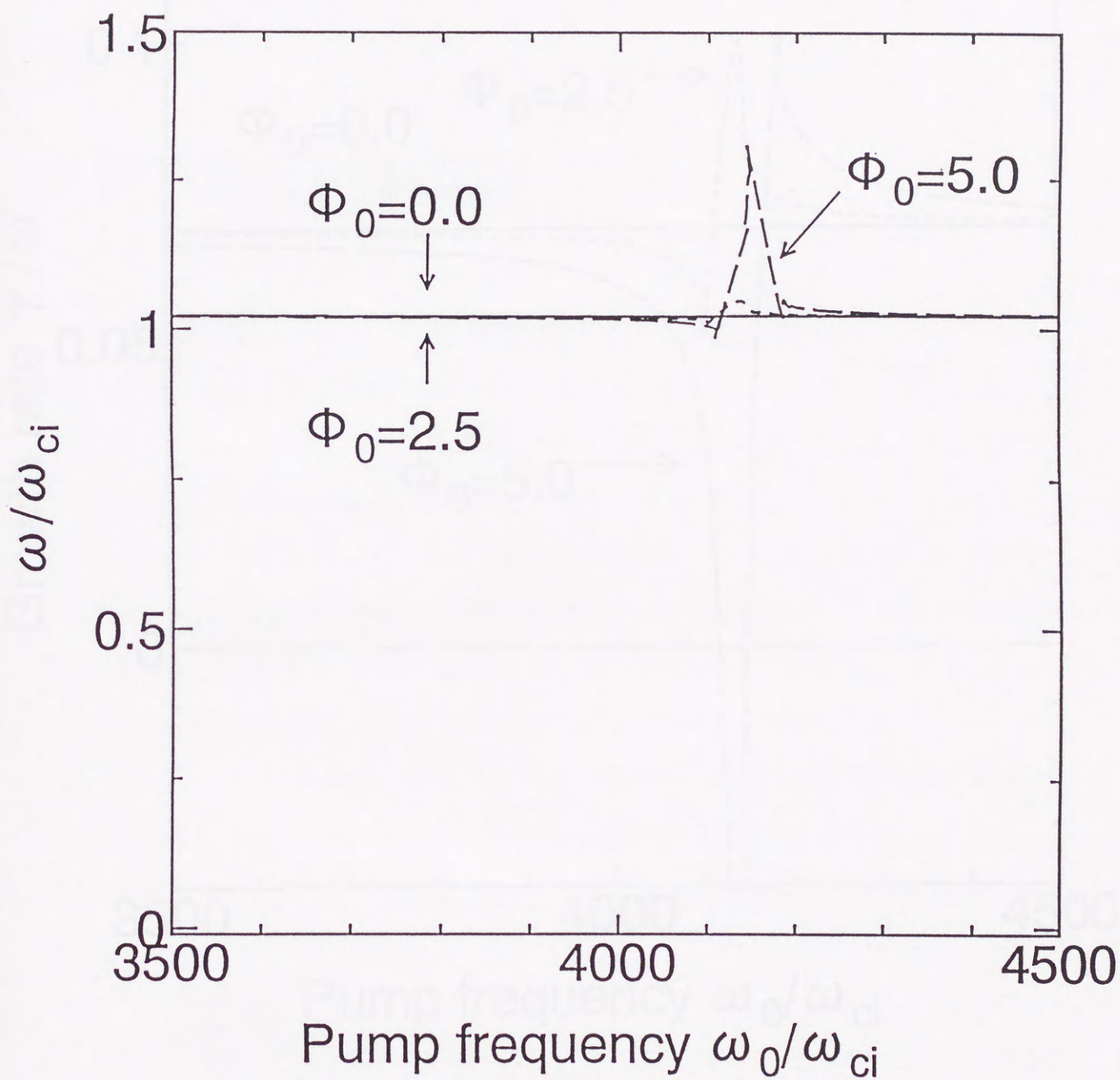


Fig. 2. 5 Numerical frequency of fundamental ion cyclotron harmonic wave versus frequency of pump  $rf$  field for various normalized potential of  $rf$  field, where parameters are same as ones of Fig. 2.3.

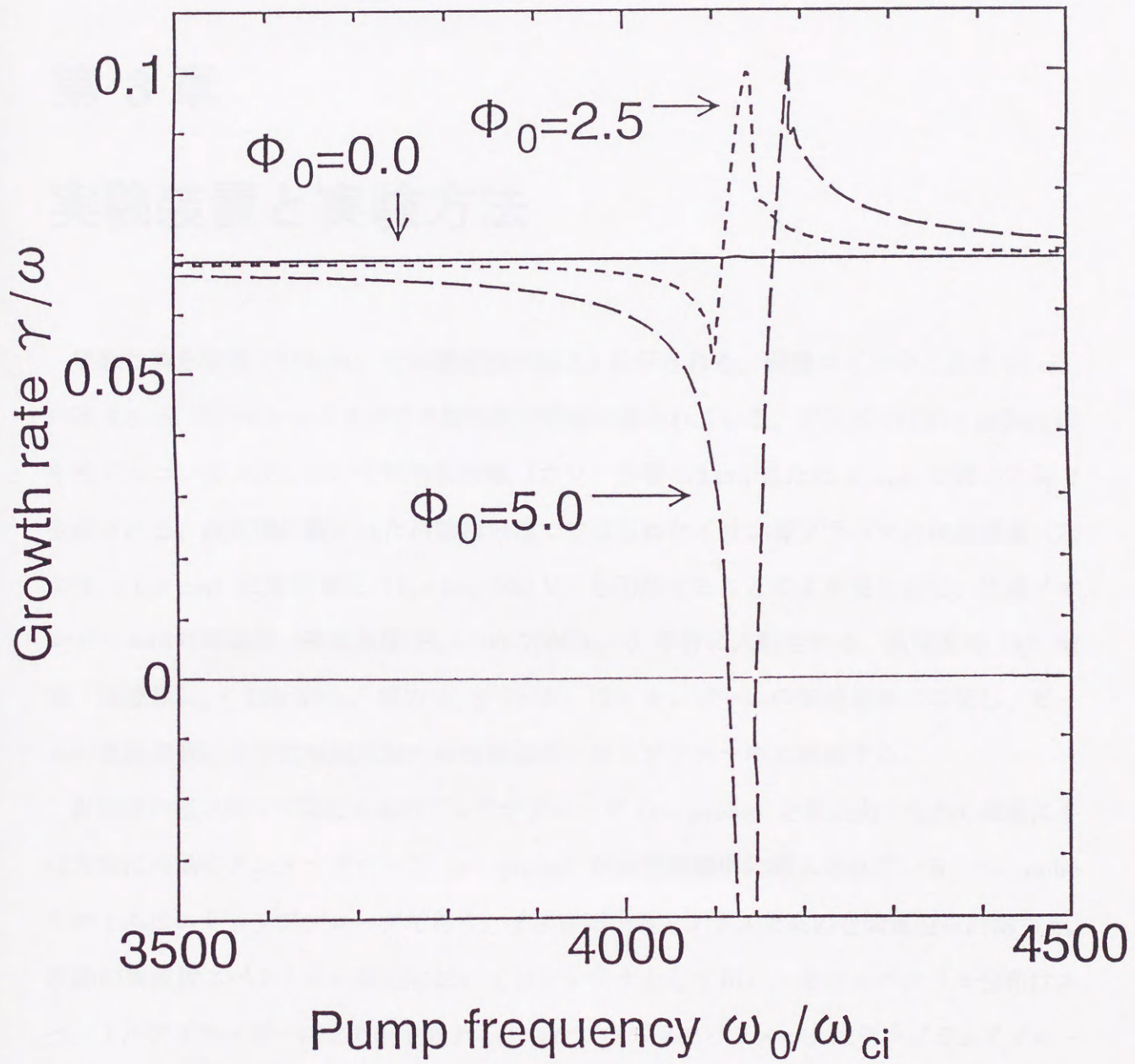


Fig. 2. 6 Numerical growth rate of fundamental ion cyclotron harmonic wave versus frequency of pump *rf* field for various normalized potential of *rf* field, where parameters are same as ones of Fig. 2.3.

## 第 3 章

### 実験装置と実験方法

実験は線形装置で行われ、その概略図が図 3.1 に示される。磁場コイル中に長さ 95 cm、内径 9.5 cm のパイレックスガラス製の真空容器が置かれている。プラズマは約 1 mTorr の中性アルゴンガス圧において熱陰極放電（カソード径  $\approx 3$  cm または 4 cm）で図の左側で生成される。反対側に置かれた冷陰極放電で生成されたイオン源プラズマに加速電極（穴の径  $\approx 0.9$  cm）に加速電圧（ $V_a=100-500$  V）を印加することにより発生させ、生成イオンビームは外部磁場（磁場強度  $B_0=100-700$  Gauss）平行に入射される。高周波の（rf）電場（周波数  $\omega_0 \leq 100$  MHz、電力  $P_0 \leq 20$  W）はイオンビームの加速電極に印加し、ビームの速度変調により低域混成波の周波数近傍の波をプラズマ中に励起する。

計測用の径方向に可動な 4 本のアンテナプローブ（ $r$ -probe）と軸方向すなわち磁場に平行方向に可動なアンテナプローブ（ $z$ -probe）が真空容器中に挿入されている。 $r$ -probe の内 1 本はエミッシブプローブであり、イオンビーム・プラズマ系の空間電位を計測する。波動の周波数スペクトルの測定においてはアンテナとして用い、そのスペクトル分布はスペクトルアナライザーにより計測される。またプラズマのパラメータはラングミュアプローブとして用いて電子密度と温度が計測される。また干渉法による各々の波の干渉波形の測定も試みた。

実験は、まずイオンビーム・プラズマ系からの自然励起波の周波数スペクトルと、そのときのプラズマパラメータを測定する。それらの波の干渉波形の計測も試みる。つぎに高

周波電場の印加のもとでの不安定低周波の周波数スペクトルおよび印加高周波、その低域と高域の側帯波の周波数スペクトルを計測し、印加高周波の周波数依存性および電力依存性を調べる。それらの波の干渉波形の計測も試みる。またその時のプラズマパラメータの変化を調べる。

得られたデータはパソコンで処理した後、各種の波の空間的な強度分布や、プラズマの電子密度、電子温度の空間分布を求める。

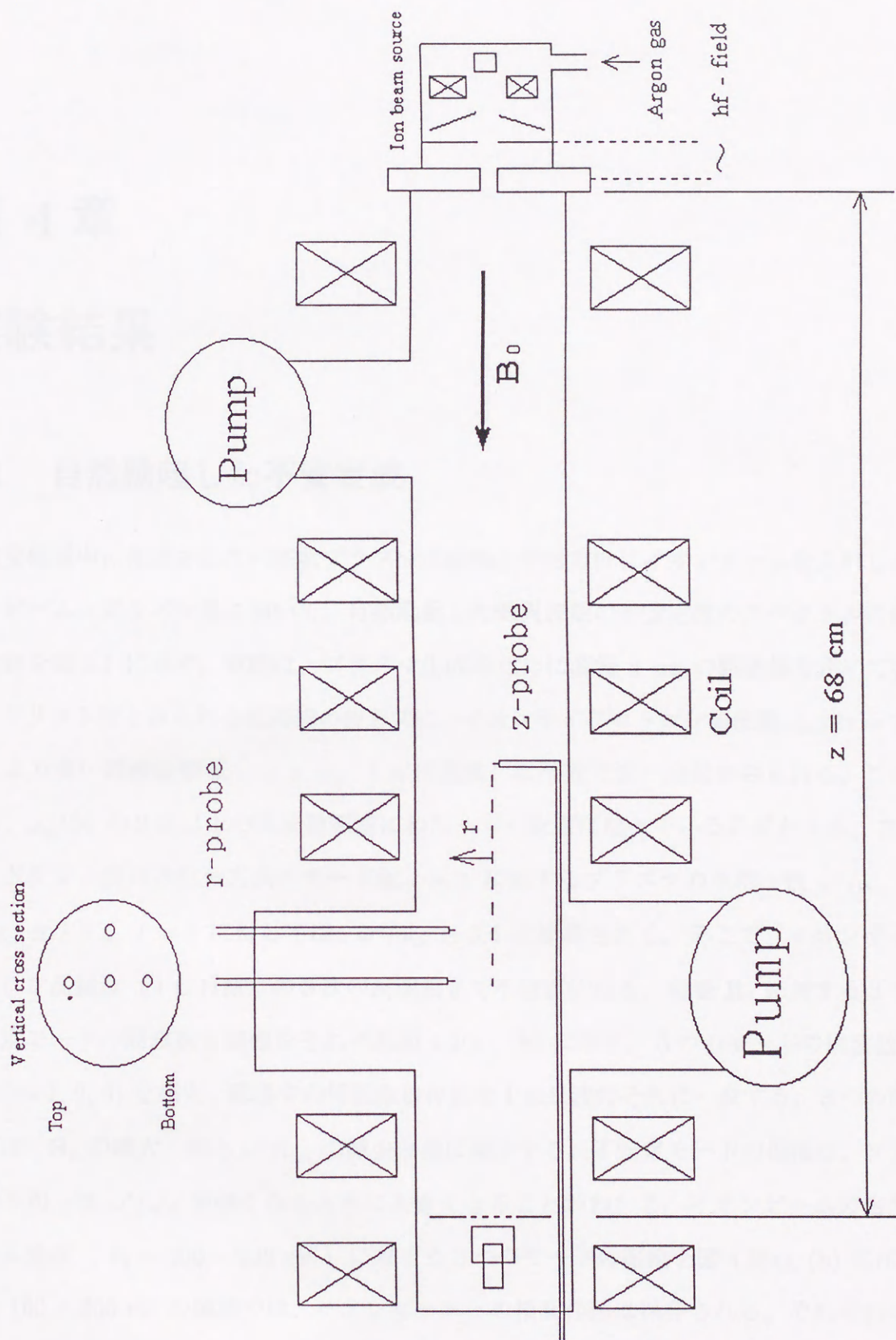


图 3. 1 Schematic diagram of experimental apparatus



## 第 4 章

### 実験結果

#### 4.1 自然励起した不安定波

定常磁場中に生成された円柱状プラズマに縦軸と平行方向にイオンビームを入射したイオンビーム・プラズマ系において、自然励起した低周波数の不安定波のスペクトルの典型的な例を図 4.1 に示す。実験は、プラズマ生成のために直径 4 cm の熱陰極を用いて行った。ドリフト波とみられる低周波の波と共に、イオンサイクロトロン周波数  $\omega_{ci}/2\pi = 18.2$  kHz より高い周波数領域  $\omega \geq n \omega_{ci}$  ( $n$  は整数) に不安定波の励起がみられる。この場合は、 $\omega_{ci}/2\pi$  の 3 倍以上の周波数領域にわたって不安定になっているのがわかる。また、電子ドリフト波の方位角方向のモード数  $l = 1$  に対するプラズマの不均一性  $\omega^*/\omega_{ci}$  は、 $\omega^*/\omega_{ci} \simeq 1.8$ 、 $l = 2$  に対しては、 $\omega^*/\omega_{ci} \simeq 3.6$  と概算される。そこで、イオンサイクロトロン高調波 (ICH 波) の 3 次の高調波まで不安定になる。磁場  $B_0$  に対する 3 つの不安定モードの周波数と振幅をそれぞれ図 4.2(a), (b) に示す。3 つのモードの周波数は、 $n\omega_{ci}$  ( $n=1, 2, 3$ ) を超え、磁場中の周波数依存性は ICH 波のそれに一致する。3 つの波の振幅は、 $B_0$  の増大、即ち  $\omega^*/\omega_{ci}$  の減少と共に減少する。不安定モードの振幅は、プラズマの不均一性  $\omega^*/\omega_{ci}$  が強くなるときに大きくなるのがわかる。イオンビームの密度とビーム速度 ( $V_b = 100 - 300$  eV) に対する 3 つのモードの振幅を図 4.3(a), (b) に示す。 $V_b = 100 - 300$  eV の領域では、イオンビームとの相互作用は保存される。それぞれの不安定波の振幅は、ビーム密度およびビーム速度の増大につれて大きくなるのが見られる。

従って、不安定波はイオンビームの注入により強く励起されることがわかる。

次に、直径が 3 cm 熱陰極を用いて実験を行った。そのとき、プラズマの不均一性が強くなるので不安定モード数が増大すると考えられる。励起された波の典型的な周波数スペクトルを図 4.4 に示す。ここで、概算のプラズマの不均一性は、 $l=1$  に対しては  $\omega^*/\omega_{ci} \simeq 2.4$ 、 $l=2$  に対しては  $\omega^*/\omega_{ci} \simeq 4.8$  である。もし、 $l=2$  までのモードが励起されるならば、そのとき、 $\omega^*$  は  $4\omega_{ci}$  を超える。図 4.4 に見られるように、少なくとも 5 つのモードが不安定になっている。不安定モードの数は、プラズマの不均一性の増大とともに増加するの  
がわかる。



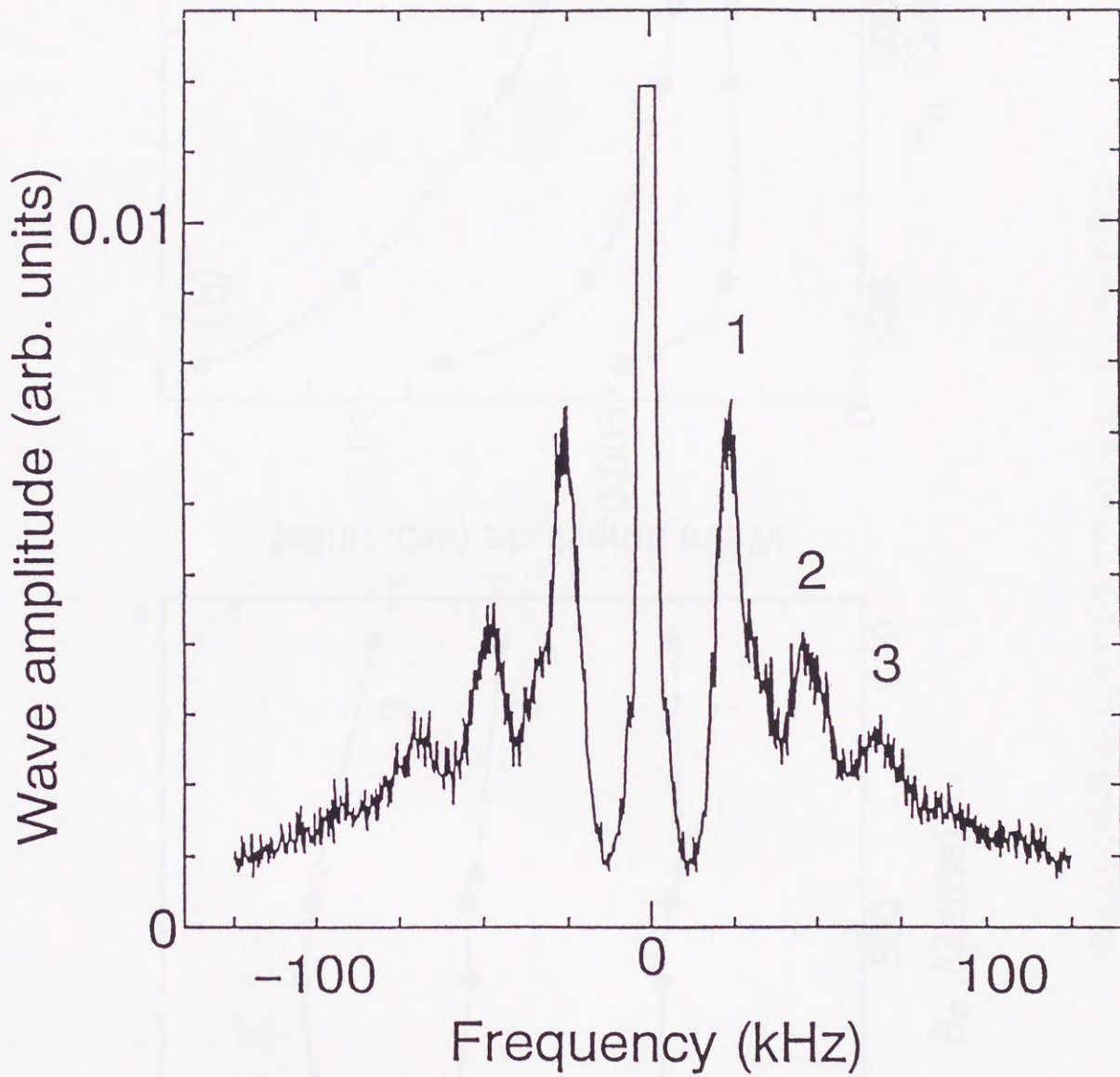


図 4.1 低周波の不安定波の周波数スペクトル

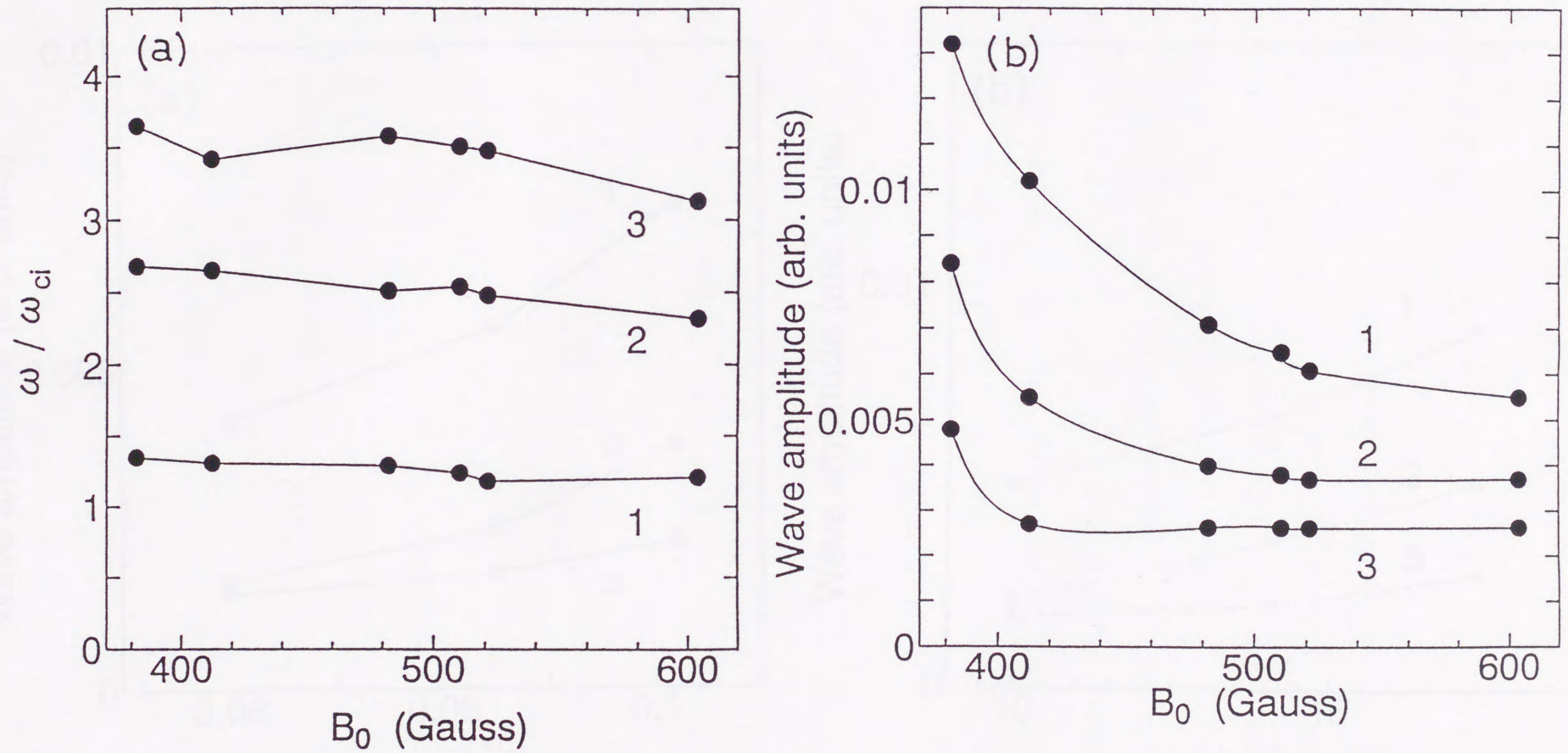


図 4.2 (a) 磁場  $B_0$  に対する 3 つの不安定モードの周波数変化  
 (b) 磁場  $B_0$  に対する 3 つの不安定モードの振幅変化

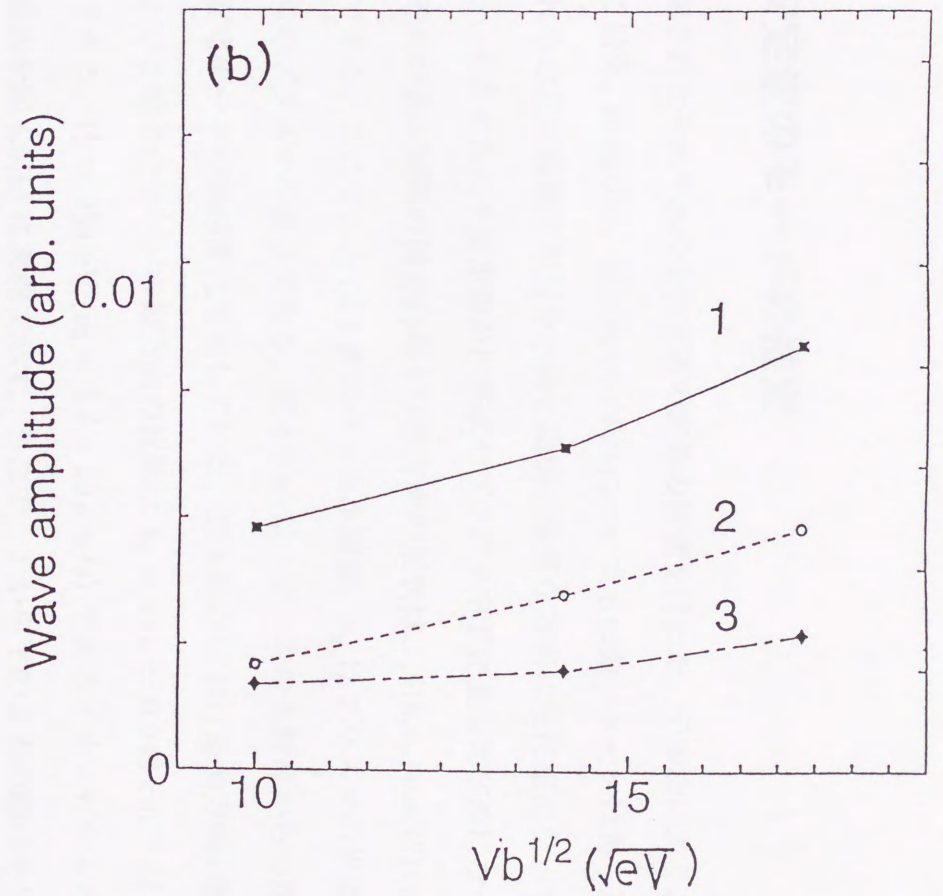
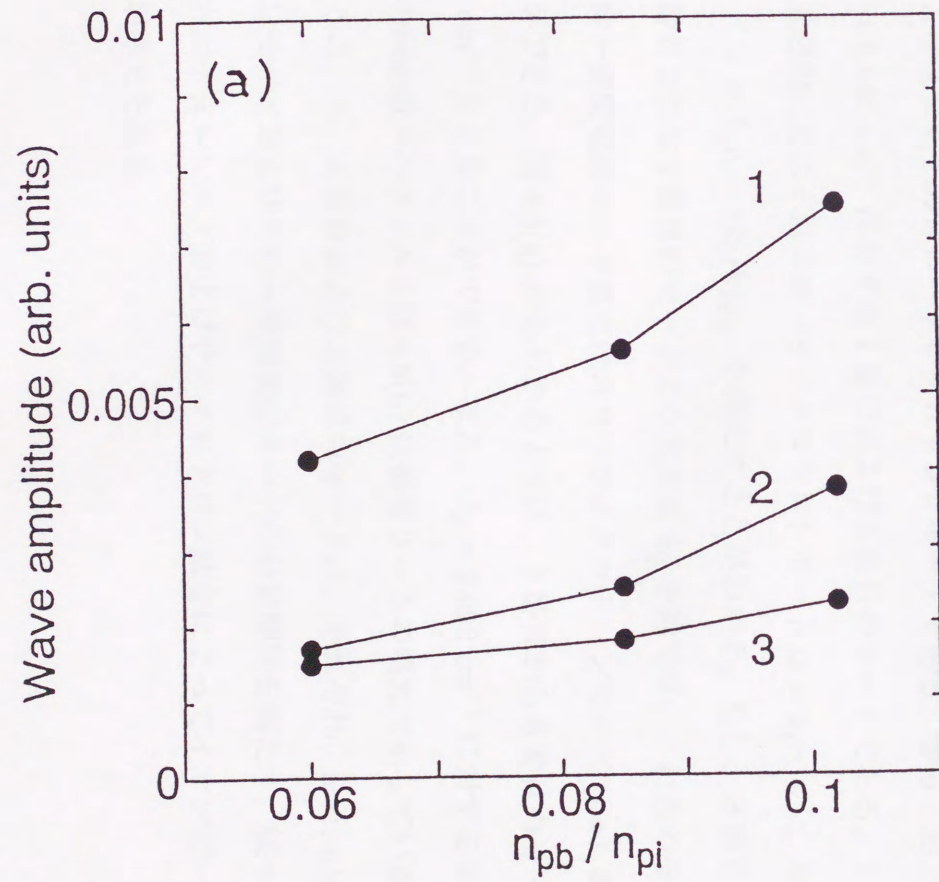


図 4.3 (a) イオンビームの密度に対する 3 つの不安定モードの振幅変化  
 (b) ビーム速度に対する 3 つの不安定モードの振幅変化

## 4.2 不安定波のモードの推定

図 4.4 で観測されたそれぞれの不安定波の波数の評価を行った。干渉法によりこれらの波の測定を行った結果、縦軸方向、径方向のいずれについても伝搬パターンは得られなかったことから、これらの波は磁場に平行な方向と磁場に垂直な方向に定在波になっていると考えられる。もし、それぞれの不安定波が円柱状のプラズマ中で完全な定在波になっているとすると、それぞれの波の振幅の軸方向および径方向の形状は、 $J_l(k_r r_p) \cos(l\theta) \cos(\pi z m/L)$  ととることができる。ここで、 $J_l$  は  $l$  次のベッセル関数、 $r_p$  はプラズマの半径、 $m$  は整数、 $L$  は軸方向のプラズマの長さである。図 4.5(a) は、ビームの入射点からの距離  $z$  に対する 5 つの不安定モードの振幅変化を示している。図 4.5(a) における軸方向の振幅変化より、1 番目および 2 番目のモードの縦方向の波数は  $k_{||} = \pi/L \simeq 0.046 \text{ cm}^{-1}$  ( $L = 68 \text{ cm}$ ) ととることができる。 $V_b = 250 \text{ eV}$  ( $v_b = 3.4 \times 10^8 \text{ cm/s}$ ) であるイオンビームのみの分散関係の 3 つの系統を図 4.5(b) に実線で示す。ここで、上から下の 3 本の線はそれぞれ空間電荷モードおよび  $n = 1, 2$  のスローサイクロトロンモードである。番号 1 および 2 で示した黒丸は、 $k_{||} = 0.046 \text{ cm}^{-1}$  に対する 1 番目および 2 番目のモードである。1 番目と 2 番目のモードは近似的にそれぞれスローサイクロトロンモード  $\omega = k_{||} v_b - \omega_{ci}$  およびスロー空間電荷モード  $\omega = k_{||} v_b - (k_{||}/k) \omega_{pb}$  を満たすことがわかる。もし、3 番目から 5 番目のモードが 1 番目または 2 番目のモードより大きな  $k_{||}$  を持てば、これらのモードはイオンビームのスロー空間電荷モードまたはスローサイクロトロンモード ( $n=1$  または  $2$ ) と結合することができる。図 4.5(a) からわかるように、3 番目から 5 番目のモードの  $k_{||}$  は  $2\pi/L \simeq 0.092 \text{ cm}^{-1}$  ととることができる。また、 $k_{||} = 0.092 \text{ cm}^{-1}$  に対する 3 番目から 5 番目のモードの周波数スペクトルを図 4.5(b) に番号 3-5 の黒丸で示している。図 4.5(b) からわかるように、3、4 番目および 5 番目のモードは、それぞれ、 $n=1$ ,  $n=2$  のスローサイクロトロンモードおよびスロー空間電荷モードの分散関係を満たす。従って、すべての不安定モードはチェレンコフおよびサイクロトロン結合によってイオンビームと相互作用をすることが考えられる。

図 4.6(a) は径方向の位置  $r$  に対する 5 つの不安定モードの振幅変化を示し、図 4.6(b) はプラズマ密度の径方向の変化を示す。すべての不安定波はプラズマ半径  $r_p$  内に閉じ込められているのがわかる。 $r_p$  は図 4.6(b) の径方向のプラズマ密度分布から概算すると約 2.5 cm になる。 $\omega^*$  の値は図 4.6(b) における径方向分布から概算すると、方位角方向のモード数  $l=1, 2$  に対してそれぞれ、 $\omega^*/\omega_{ci} \simeq 2.4, 4.8$  となる。そのとき、1～3 番目のモード ( $\omega/\omega_{ci} \leq 2.3$ ) は  $l=1$  をもつモードとして励起されうるが、4、5 番目のモード ( $\omega/\omega_{ci} \geq 3.0$ ) は  $l=1$  に対して安定である。4、5 番目のモード ( $\omega/\omega_{ci} \leq 3.6$ ) の方位角方向のモード数を  $l=2$  にとれば、これらのモードは不安定になる。そこで、1～3 番目のモードに対しては  $l=1$  を、4、5 番目のモードに対しては  $l=2$  をとることにする。これらの波の径方向の振幅変化は  $l$  次ベッセル関数 ( $l \geq 1$ ) の振幅変化として見ることができ、それぞれの波の方位角方向のモード数は  $l$  次ベッセル関数のモードに一致する。そこで、径方向の波数  $k_r$  を、 $l=1$  (1～3 番目のモード) に対して  $3.8/r_p \simeq 1.52\text{cm}^{-1}$  ととり、 $l=2$  (4、5 番目のモード) に対して  $5.1/r_p \simeq 2.04\text{cm}^{-1}$  ととる。また、方位角方向の波数  $k_\theta$  は  $l/r_0$  から得られる。ここで、 $r_0$  はそれぞれの波が励起されている径方向の位置であり、近似的にはそれぞれの不安定モードの振幅が最大になる径方向の位置として決定される。従って、図 4.6(a) より、 $r_0$  は 1～3 番目のモードに対しては  $\simeq 0.85\text{cm}$  であり、4、5 番目のモードに対しては  $\simeq 1.3\text{cm}$  である。

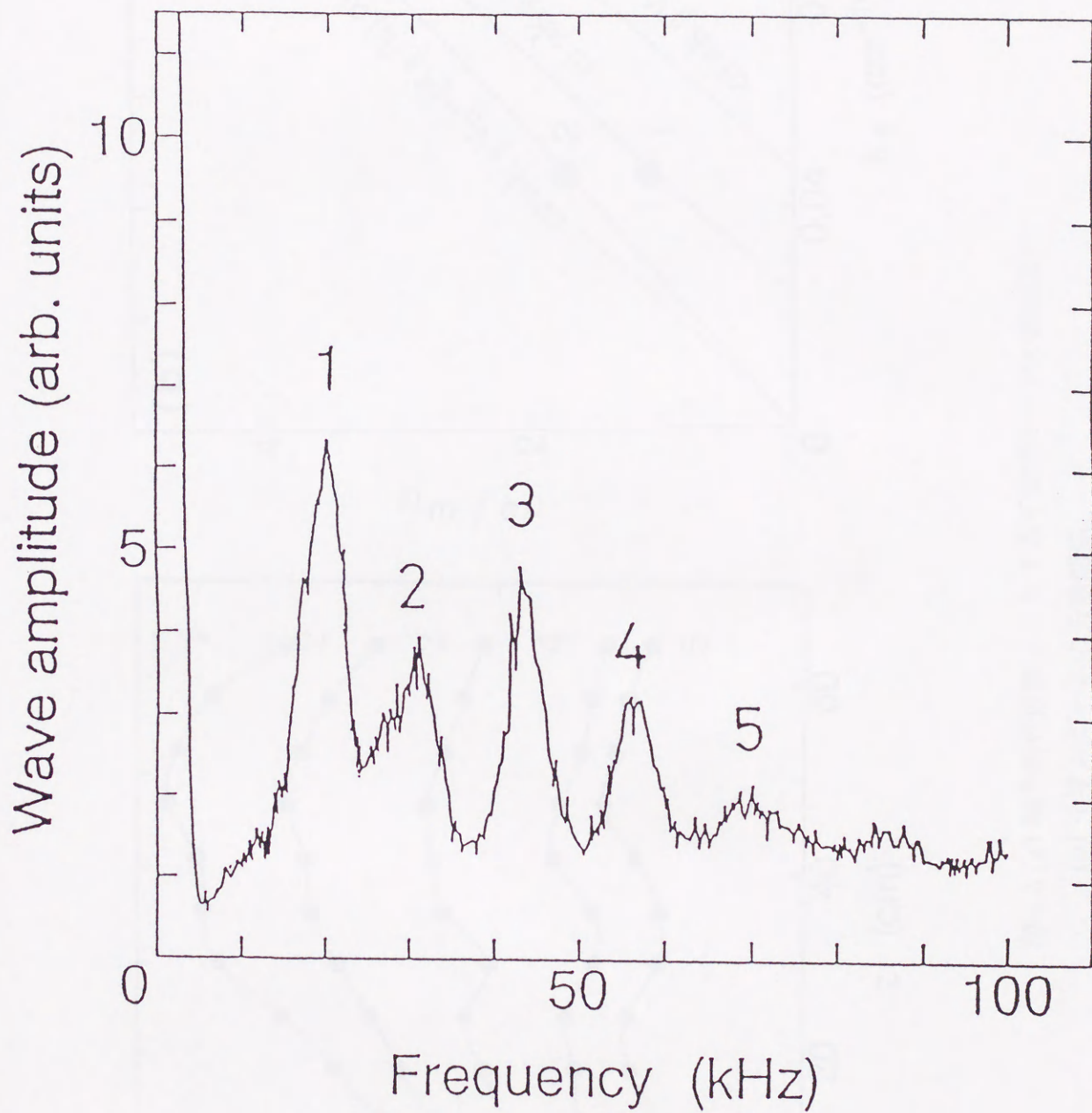


図 4.4 不安定波の周波数スペクトル



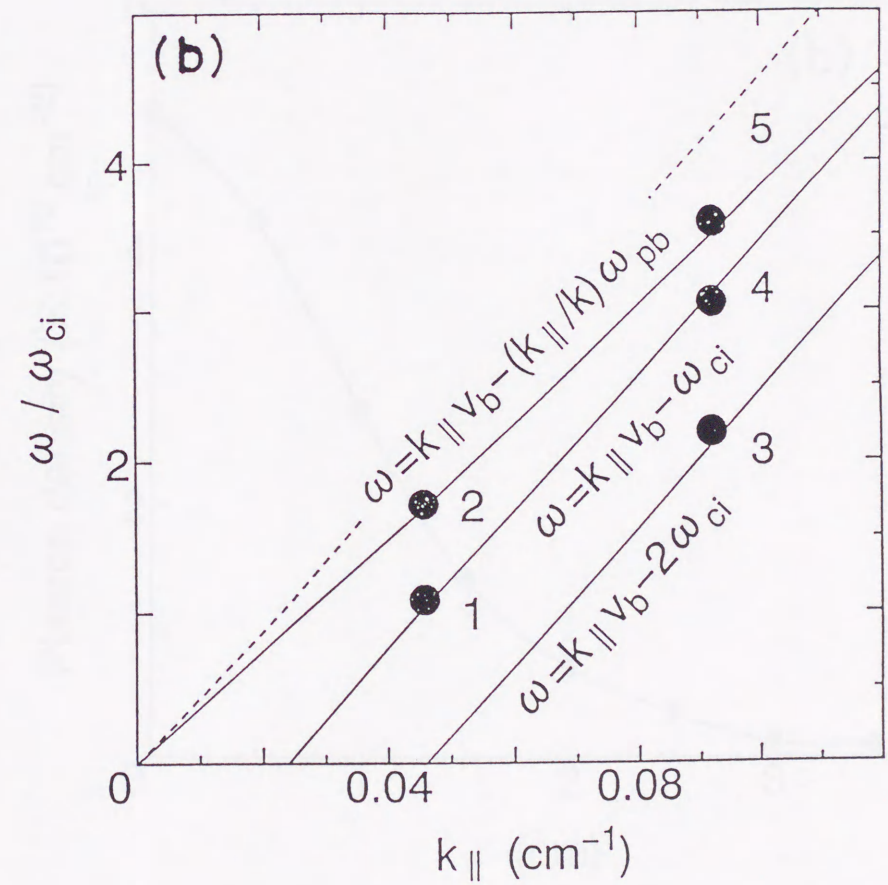
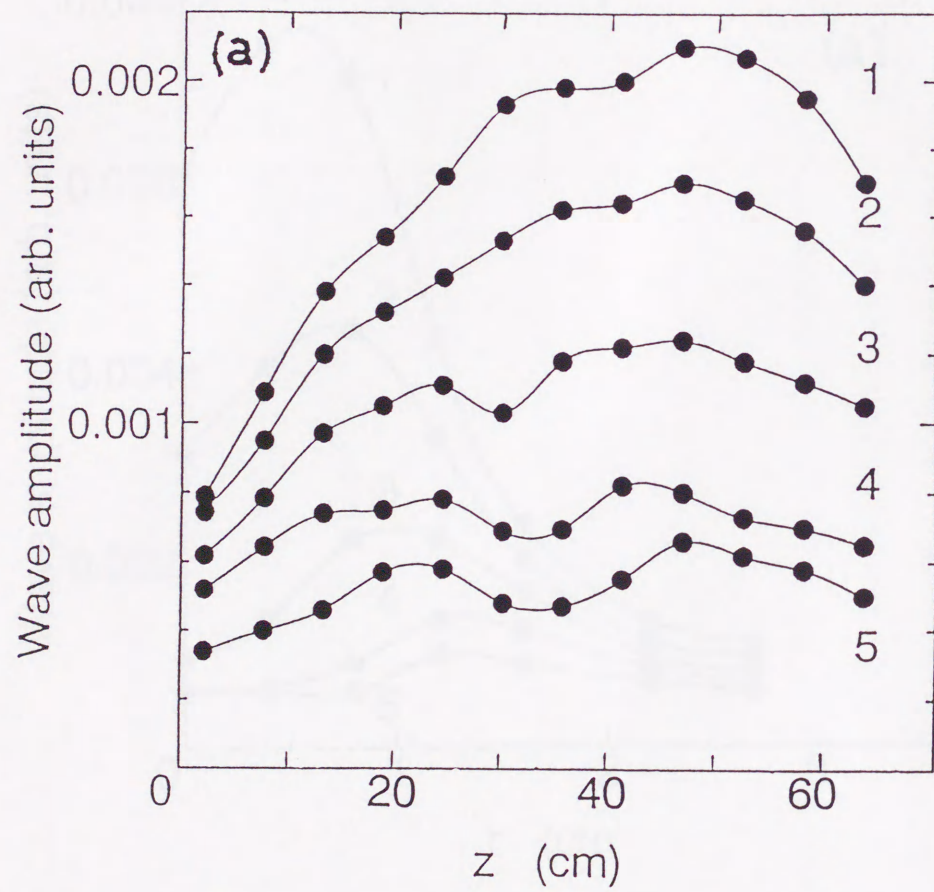


図 4.5 (a) 軸方向の位置  $z$  に対する不安定モードの振幅変化  
(b) イオンビームの分散関係

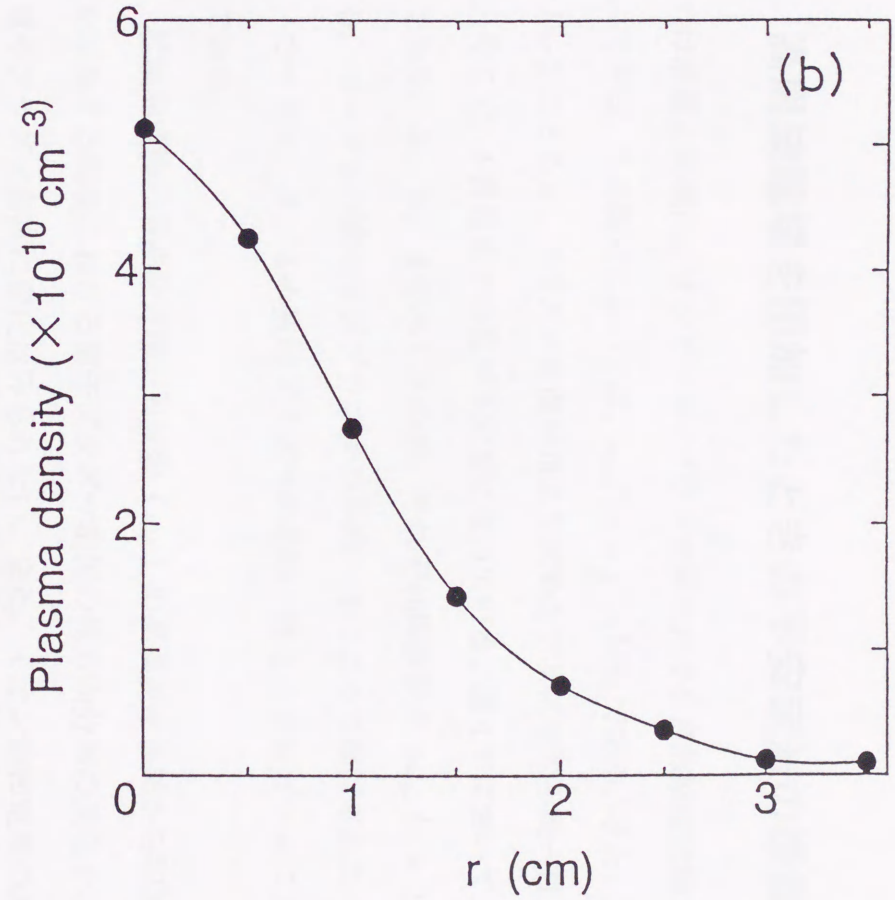
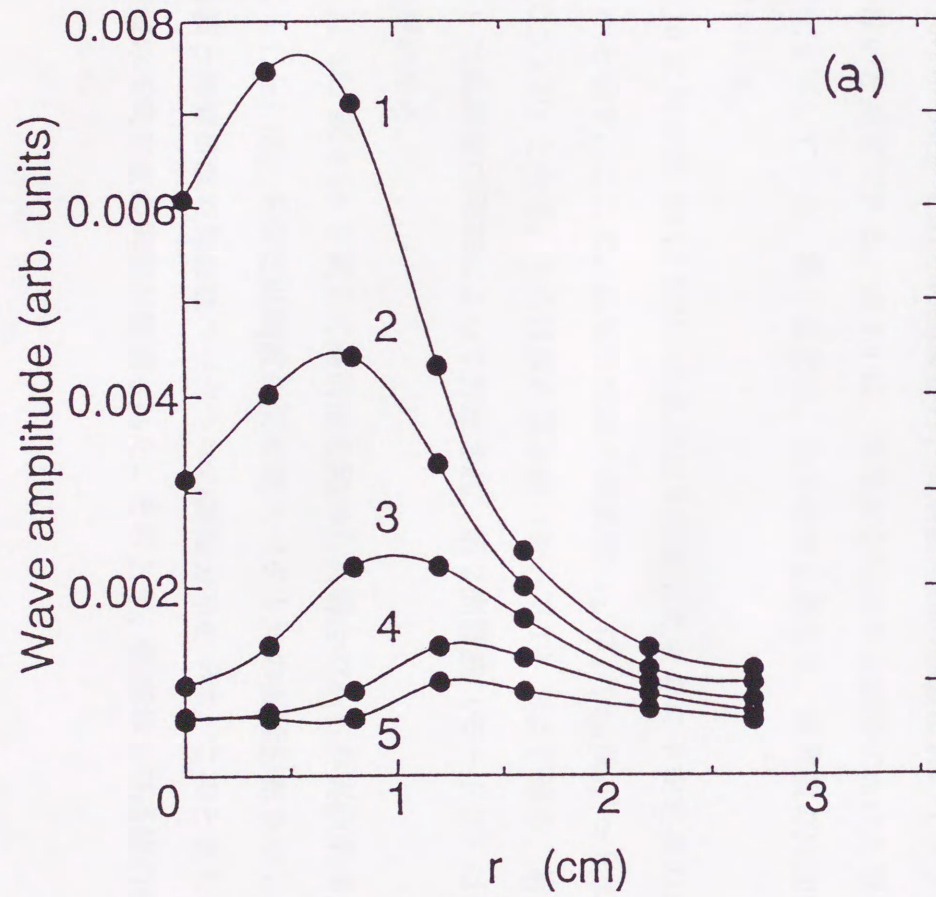


図 4.6 (a) 径方向の位置  $r$  に対する 5 つの不安定モードの振幅変化  
 (b) 径方向の位置  $r$  に対するプラズマ密度の変化

### 4.3 高周波電場を印加したときの不安定波の振舞

図 4.7 は前節と同様にイオンビーム・プラズマ系における自然励起状態での不安定波のスペクトルである。この測定においては、 $\omega_{ci}/2\pi = 12.4$  kHz である。また、方位角方向のモード数を  $l=2$  にとると、プラズマ密度分布より求めたプラズマの不均一性は、 $\omega^*/\omega_{ci} = 4.8$  となる。そこで、4 番目までの波が不安定になっている。図 4.7 において、1 で示したのが基本波であり、2, 3, 4 で示したのが、それぞれ周波数が  $n\omega_{ci}$  ( $n=2,3,4$ ) 近傍の高調波である。モード 1 の波のみがプラズマの不均一性によって励起された ICH 波の基本波であり、モード 2, 3, 4 の波はプラズマの不均一性とイオンビームによって励起された高調波である。

次に、低域混成波の周波数近傍の周波数 ( $\omega_0$ ) の高周波を外部から印加した。図 4.8 は、高周波を印加する前後における電子プラズマ密度の径方向分布の変化を示している。ここでは、電子プラズマ密度に変化はみられない。また、イオン飽和電流の測定結果にも変化はみられなかった。これらの結果から、高周波印加の前後においてプラズマの形状は変化していないと推定できる。図 4.9 は、高周波を印加する前後における電子温度の径方向分布の変化を示している。電子温度は、電子密度と異なり、高周波の印加により上昇しているのがわかる。

図 4.10 に周波数 60.16 MHz の高周波を印加したときの不安定波の典型的な周波数スペクトルを示す。ここで、低域混成波の周波数  $\omega_L$  は、 $(k_{\parallel 0}/k_0)^2 \simeq 0.003$  と仮定すれば、 $\omega_L = 60.5$  MHz となる。ICH 波の基本波 (モード 1) および第 3、第 4 高調波 (モード 3、4) は高周波の印加によって抑圧され、第 2 高調波 (モード 2) はほとんど消失しているのがわかる。

図 4.11 は、図 4.10 と同じく高周波を印加した場合であるが実験条件が少し異なっている。図 4.11(a) は、不安定低周波の周波数スペクトルの振幅分布を示し、図 4.11(b) は印加高周波と両側帯波の周波数スペクトルの振幅分布を示す。このときも高周波の印加により低周波の不安定波の抑制が観測された。そのとき、低域および高域の側帯波 (周波数  $\omega_1$

および  $\omega_2$ ) の振幅はほぼ等しい大きさであり、関係式  $\omega_{1,2} = \omega_0 \mp \omega$  を満たしている。例として、周波数が 0.013 MHz である ICH 波の基本波に対しては、両側帯波の周波数は  $\omega_{1,2} = 60.156 \mp 0.013$  MHz である。ICH 波の基本波および 2 次の高調波に対応する両側帯波の励起が強く生じているのが見られる。印加した高周波の電場と両側帯波の電場とによって、不安定な ICH 波の減衰が起きていると考えられる。図 4.12 は印加高周波の振幅を大きくした場合の不安定波の様子を示したものである。高周波の強度を上げることにより、不安定波がより大きく抑圧されているのがわかる。図 4.13 は、印加する高周波の振幅を大きくしていったときの不安定波の周波数の偏移を示している。高周波振幅の増大とともに不安定波の周波数が徐々に高くなっているのがわかる。

他方、印加する高周波の振幅を一定にして、その周波数を低域混成波の周波数  $\omega_L$  より高くしていくと、図 4.14 に見られるように、不安定な ICH 波の強度は増大していくのがわかる。径方向に対する不安定な ICH 波の 2 倍の高調波の振幅変化の様子を図 4.15 に示す。実線は周波数 64 MHz の高周波を印加したとき、破線は高周波を印加しないときを示している。波の振幅は高周波の印加によって増大するとともに、プラズマの不均一性が最大になる位置で大きくなる。他のモードの波についても同様の傾向があるが、振幅の変化は小さい。このときの高周波とその回りの側帯波の典型的なスペクトルを図 4.16 に示す。この場合には、低域の側帯波 ( $\omega_1$ ) の振幅が高域の側帯波 ( $\omega_2$ ) の振幅よりも大きくなっている。図 4.11、図 4.12 で見られる側帯波のスペクトル強度の振舞と異った特徴をもつことがわかる。

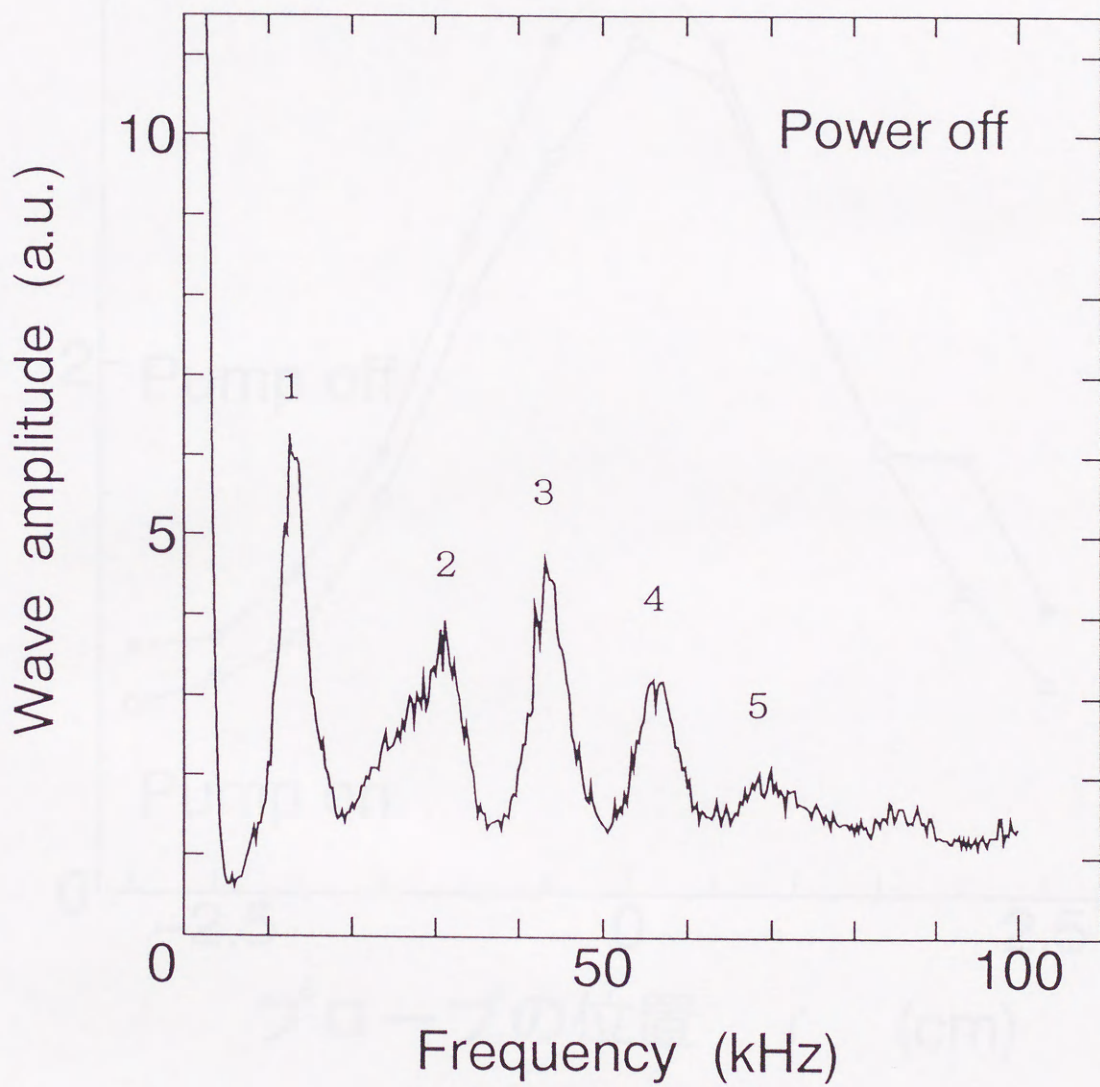


図 4.7 不安定波の周波数スペクトル

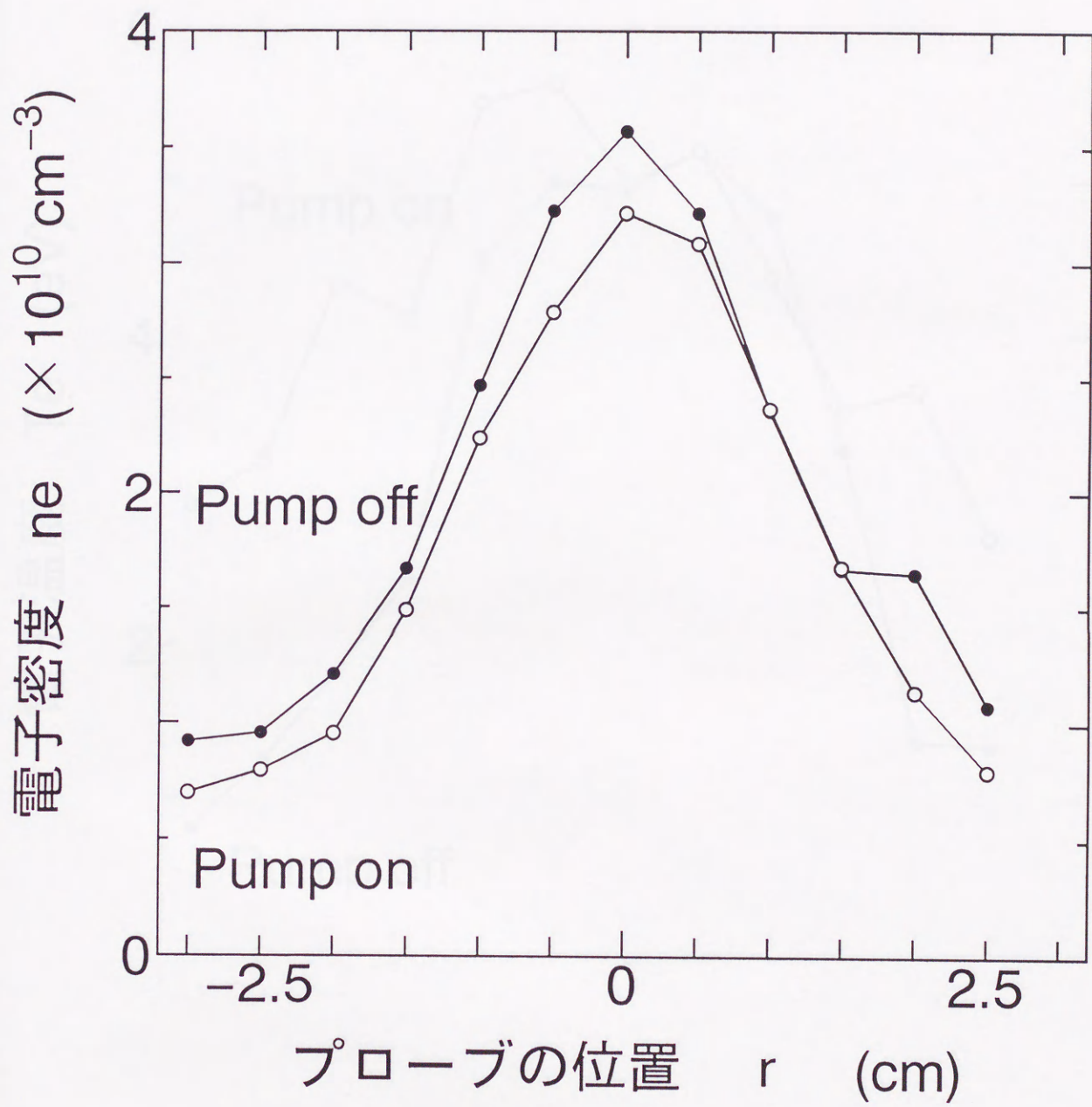


図 4.8 高周波印加による電子密度の変化

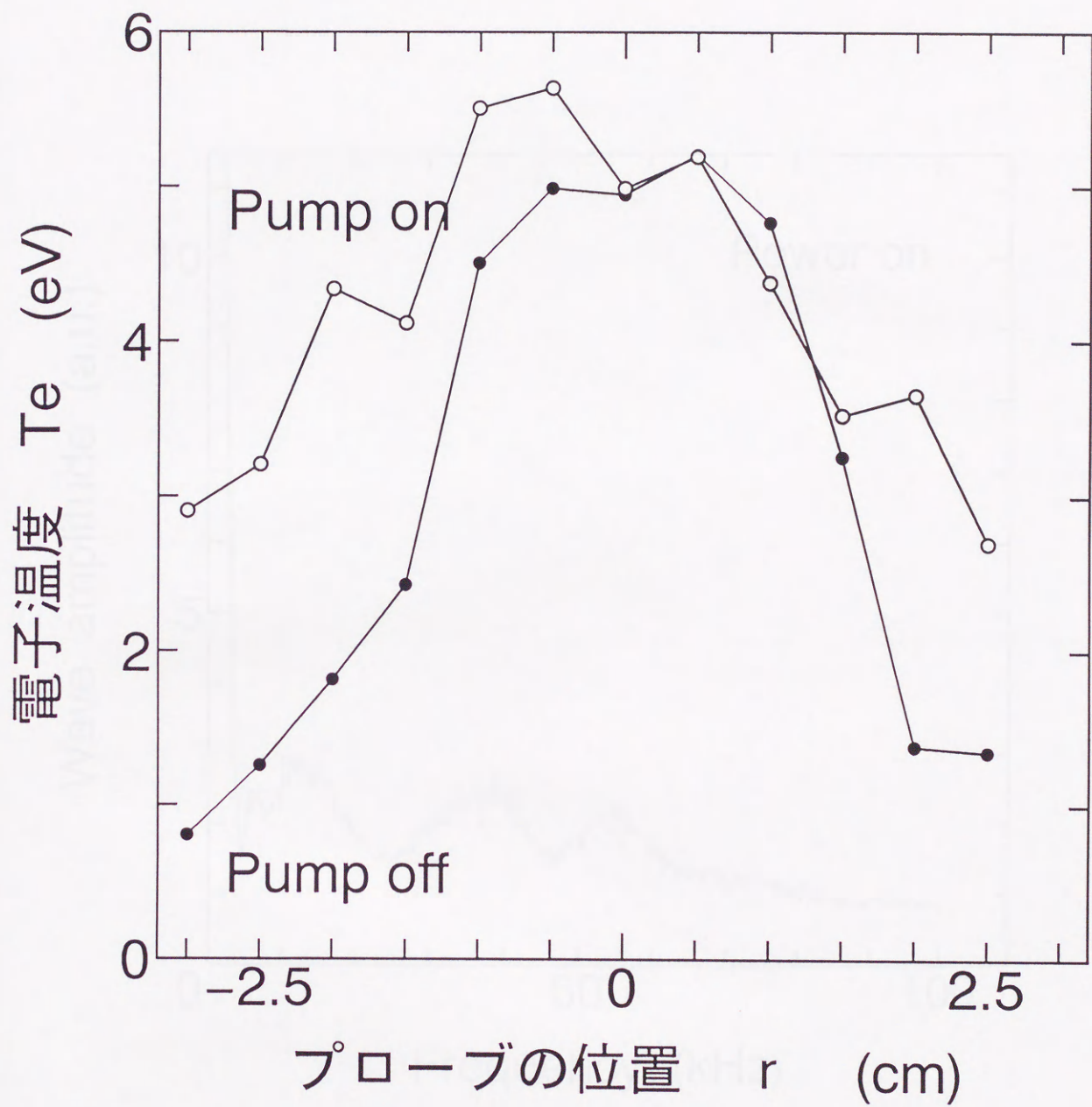


図 4.9 高周波印加による電子温度の変化

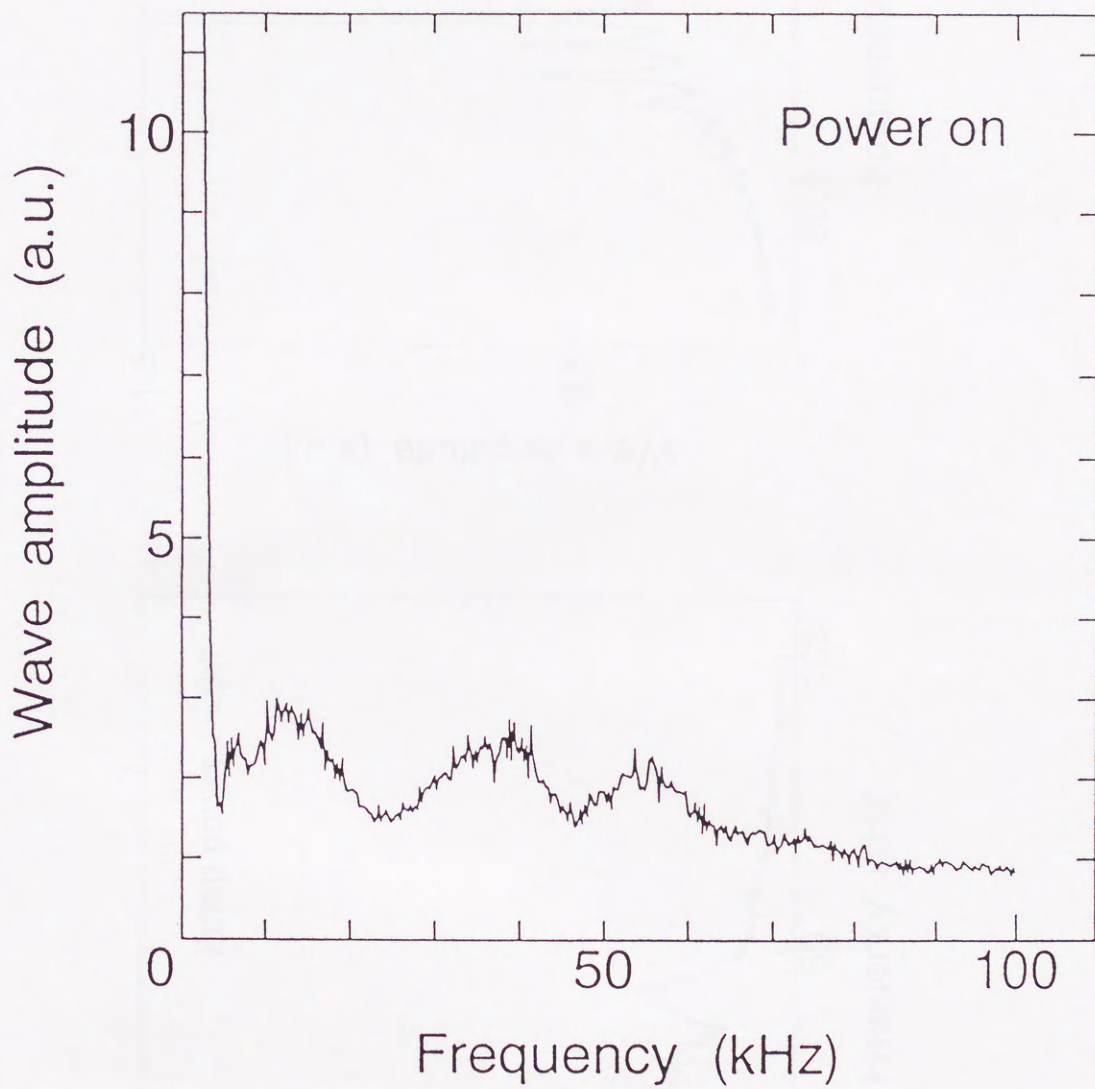


図 4.10 高周波を印加したときの不安定波の周波数スペクトル  
 $\omega_0/2\pi = 60.16$  MHz



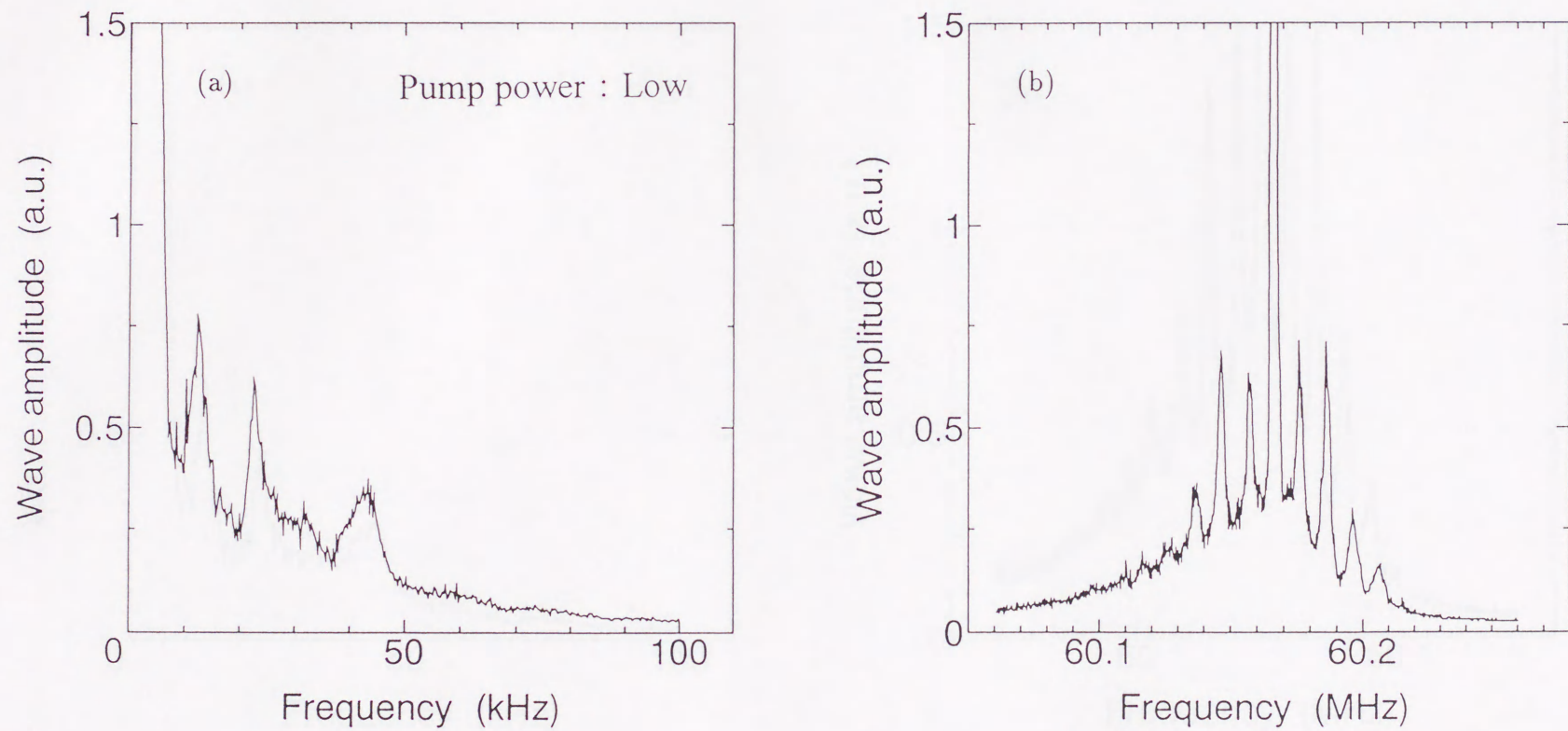


図 4.11 高周波を印加したときの周波数スペクトル  $\omega_0/2\pi = 60.16$  MHz  
(a) 低周波の不安定波 (b) 印加した高周波とその回りの側帯波

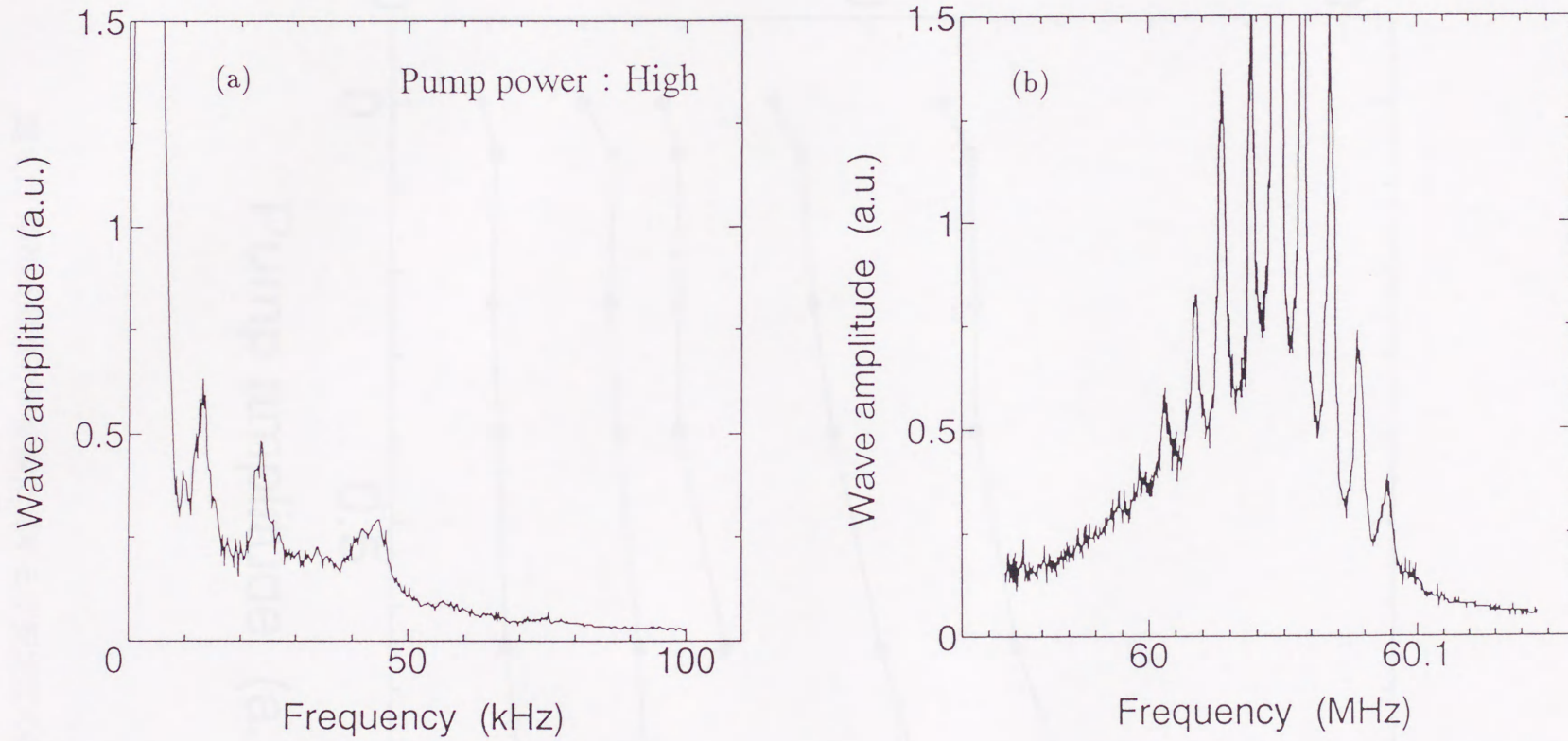


図 4.12 印加高周波が強い場合の周波数スペクトル

(a) 低周波の不安定波 (b) 印加した高周波とその回りの側帯波

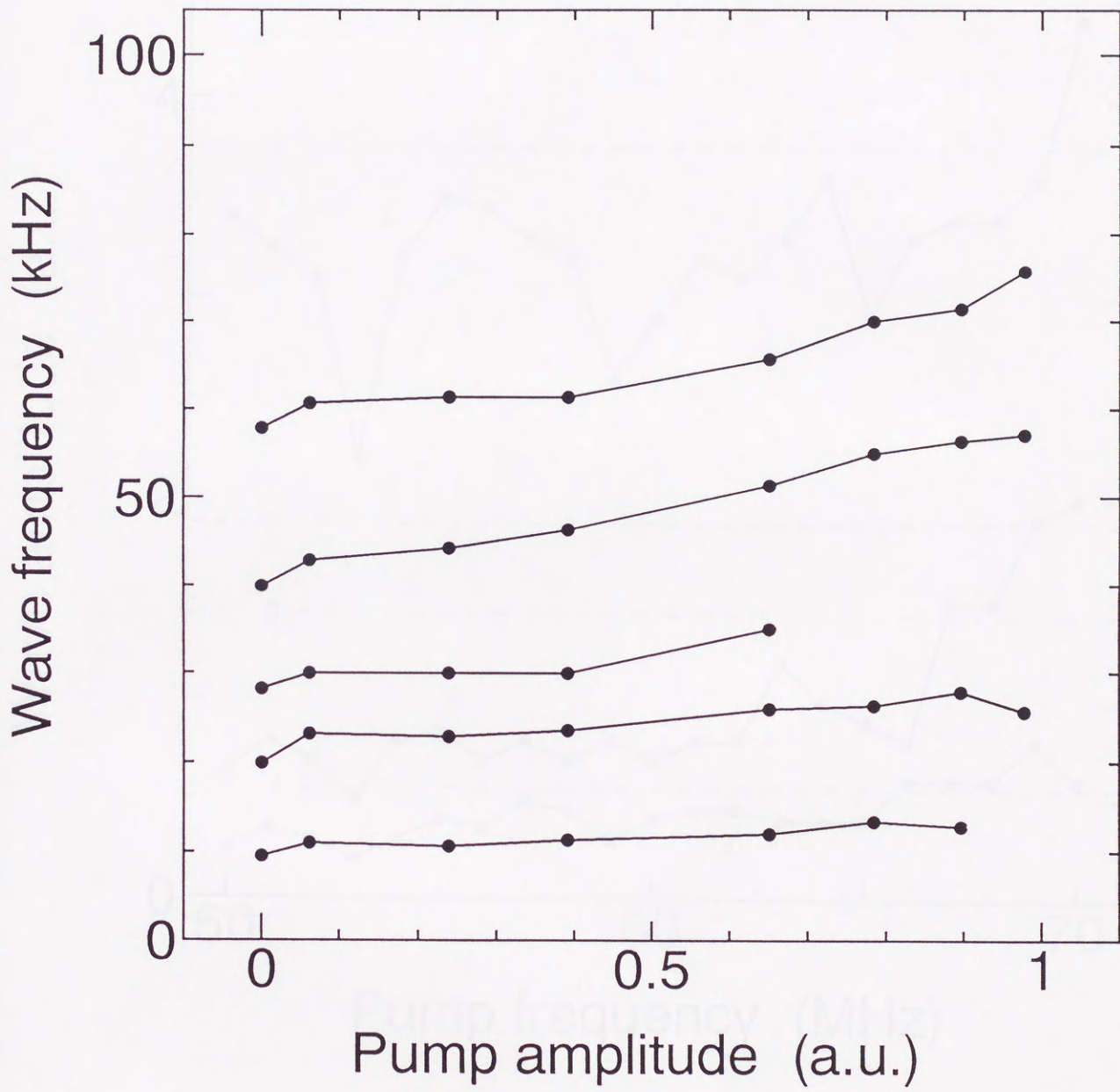


図 4.13 印加高周波の周波数に対する不安定波の振幅変化

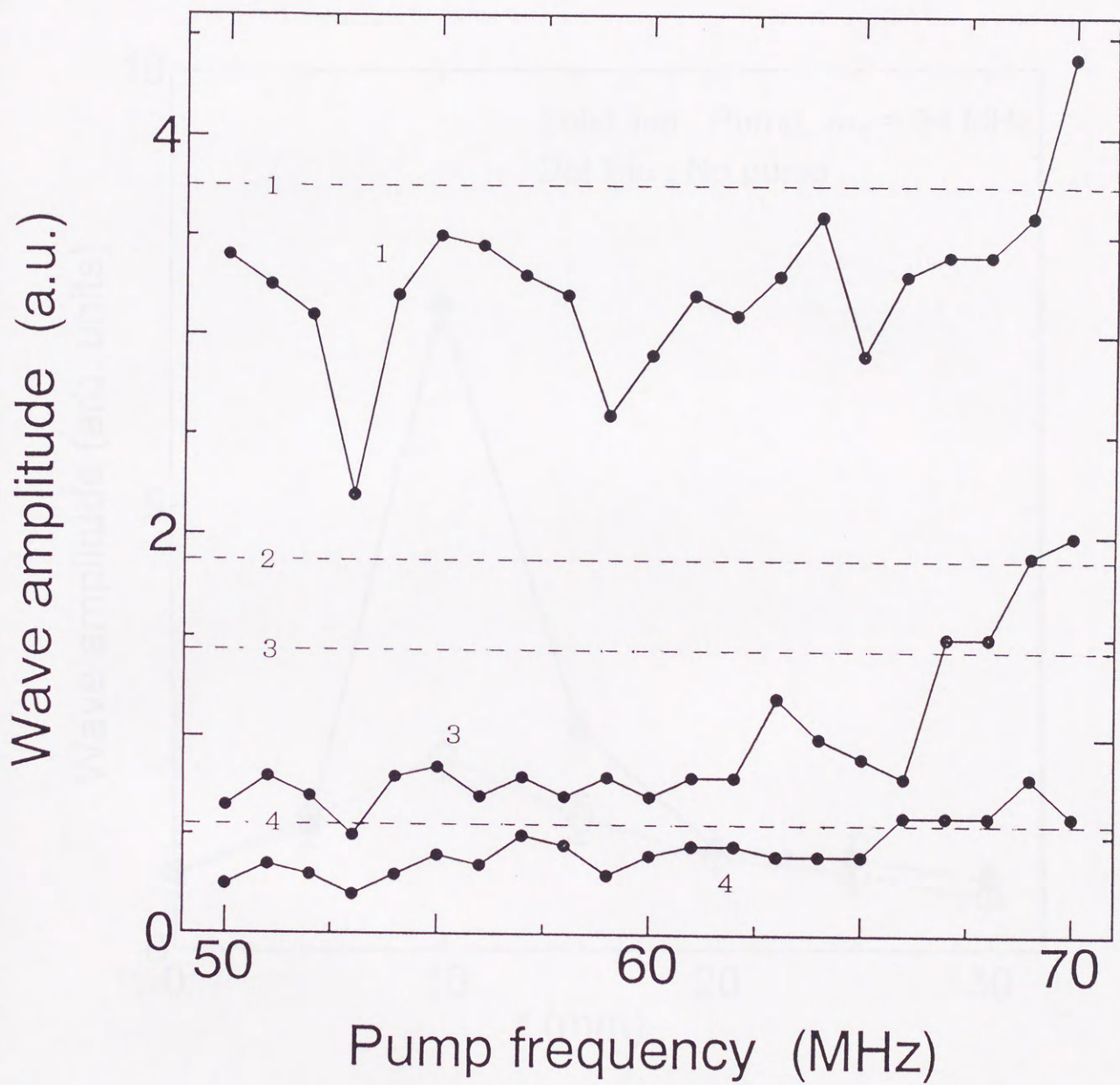


図 4.14 印加高周波の周波数の変化に対する不安定波の強度変化

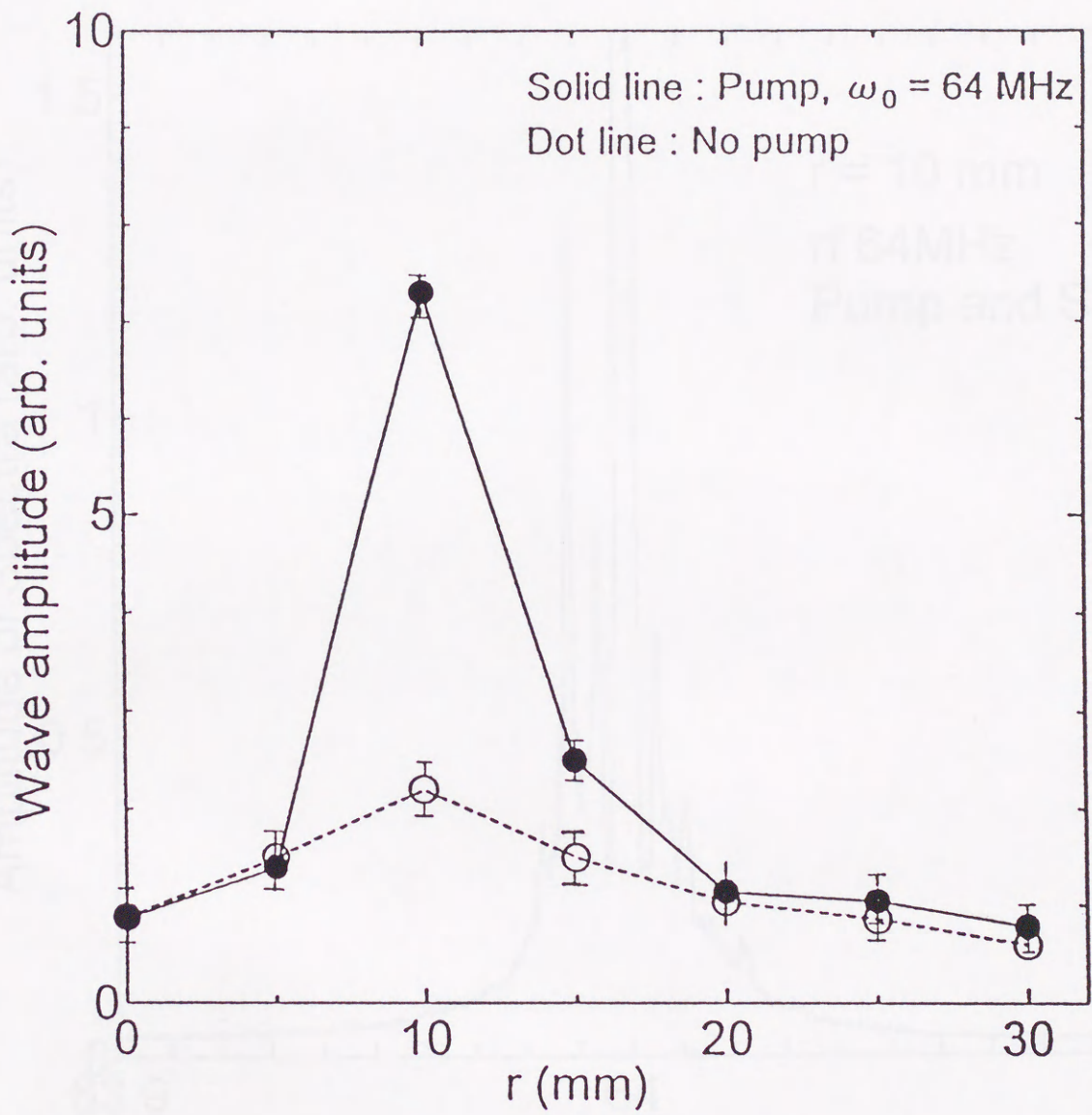


図 4.15 イオンサイクロトロン高調波（2次の高調波）の振幅の径方向変化

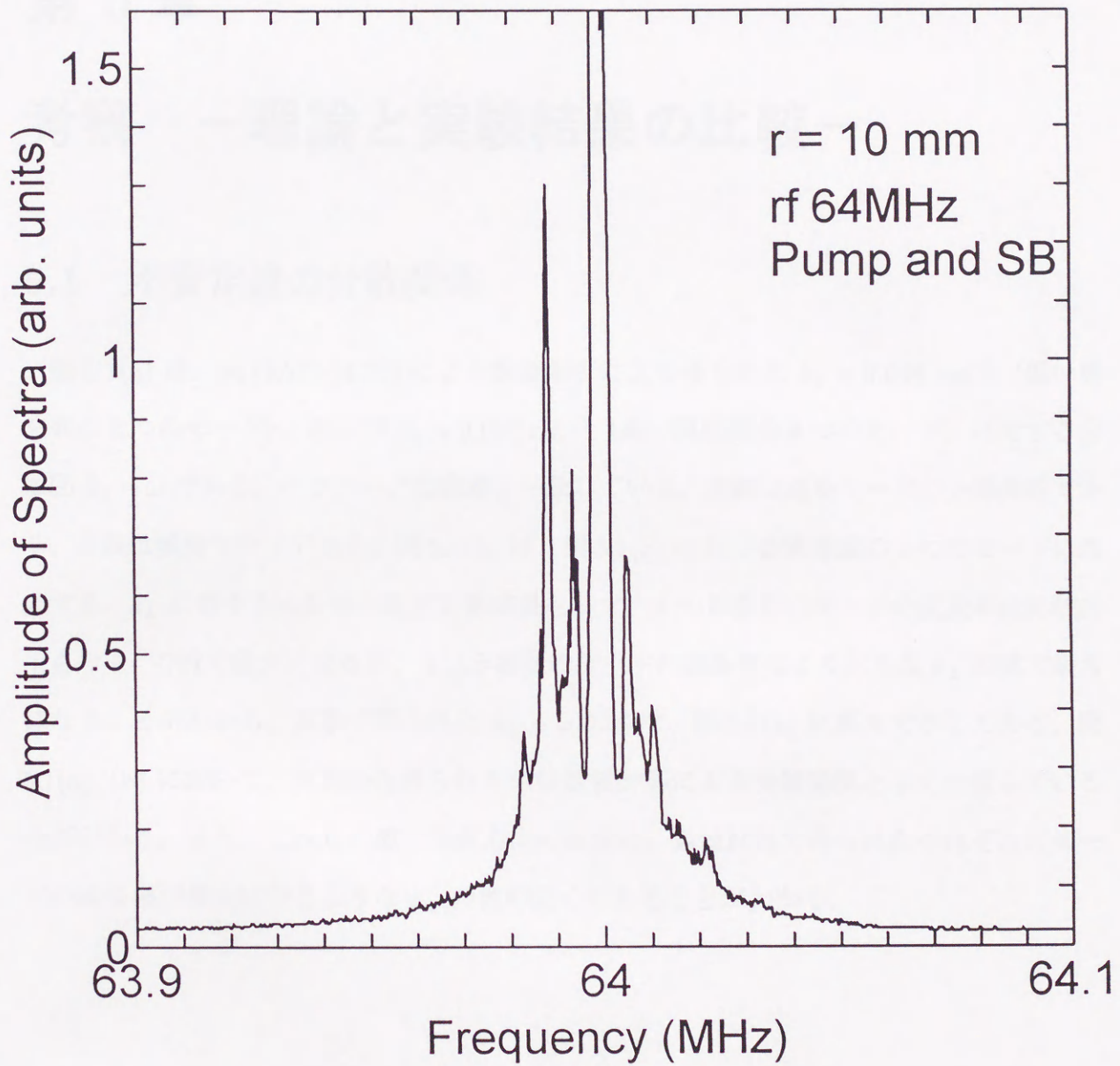


図 4.16 印加した高周波の周りの側帯波の周波数スペクトル  
 $\omega_0/2\pi = 64 \text{ MHz}$

## 第 5 章

### 考察 —理論と実験結果の比較—

#### 5.1 不安定波の分散関係

図 5.1(a) は、式 (4.27)-(4.30) により数値解析により得られた  $k_{\parallel} = 0.046 \text{ cm}^{-1}$  (低い周波数の 2 つのモード)、および  $k_{\parallel} = 0.092 \text{ cm}^{-1}$  (高い周波数の 4 つのモード) に対する分散図  $k_{\perp} - \omega$  である。パラメータは実験と一致している。実線は成長モードの分散曲線であり、点線は減衰モードである。図 5.1(b) は、図 5.1(a) における成長波の 5 つのモードに対応する、 $k_{\perp}$  に対する成長率の数値計算結果を示す。1 ~ 3 番目のモードの成長率は比較的小さな  $k_{\perp}$  の値で最大になるが、4、5 番目のモードの成長率はより大きな  $k_{\perp}$  の値で最大になることがわかる。実験で得られた  $k_{\perp} - \omega$  の点は、図 5.1(a) に黒丸で示してある。図 5.1(a), (b) において、実験から得られた点は数値計算による分散関係とよく一致しているのがわかる。また、これらの波の垂直方向の波数は、数値計算で得られたそれぞれのモードの成長率が最大になるような  $k_{\perp}$  の値の近くにあることがわかる。

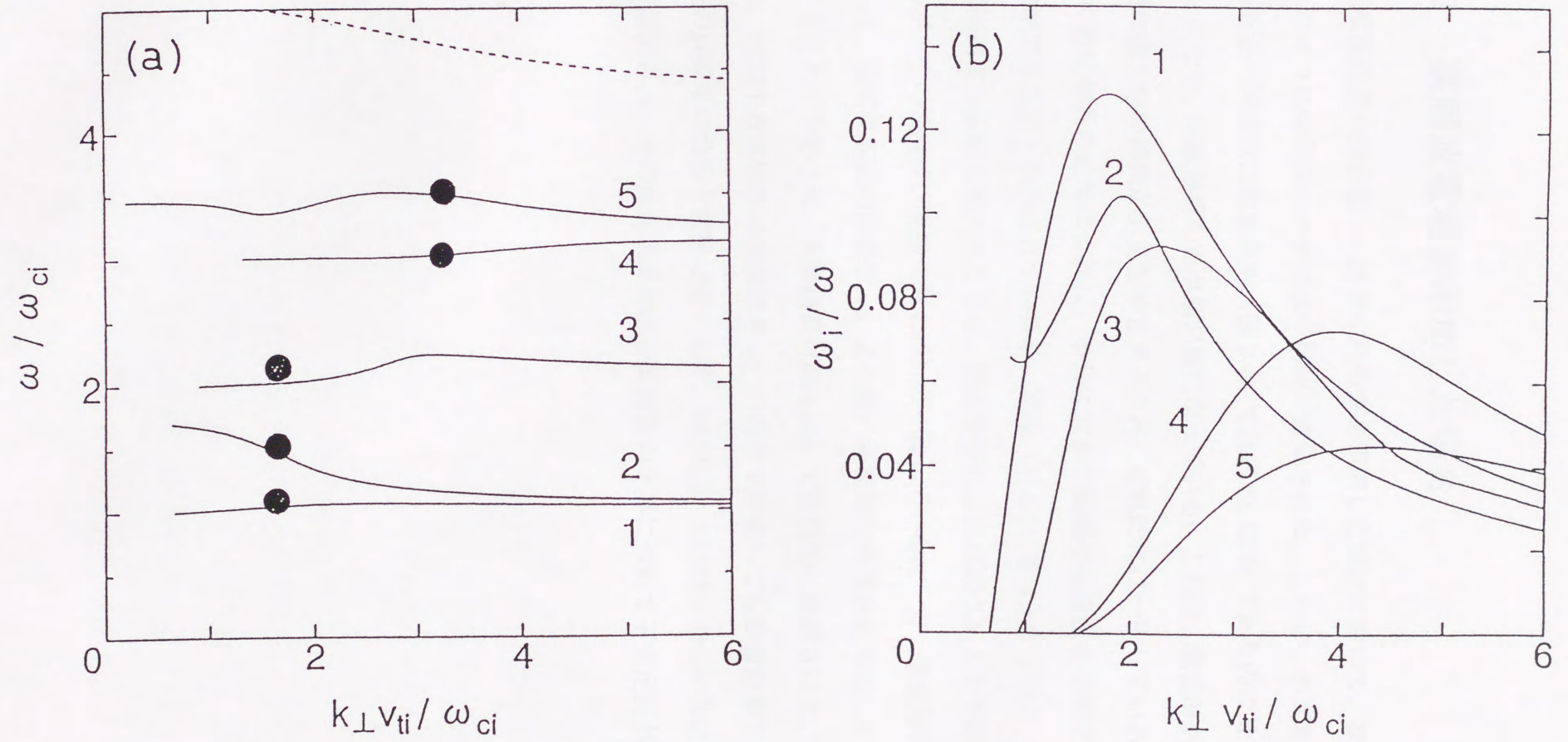


図 5.1 (a) 数値計算による分散図

$\omega_{pi} / \omega_{ci} = 4 \times 10^4, n_b / n_p = 0.01, T_i / T_e = 0.05, v_b / v_{ti} = 55.0$   
 (b) 波数  $k_{\perp}$  に対する波の成長率



## 5.2 高周波電場を印加した場合

低域混成波の周波数  $\omega_L$  付近の高周波を印加した場合において、数値解析によって予想されたように低周波の不安定波の抑制が観測された。しかし、不安定波の抑制が大きくなる高周波の周波数は数値解析（図 2.4）では約 51 MHz であるのに対して、実験では約 60 MHz となり、数値解析の方が低い値になっている。これは、数値解析のモデルと実験条件の間に幾らかの差異があるためと考えられ、定性的には一致しているといえる。次に、図 2.6 の数値解析の結果によれば、十分に大きな振幅の高周波を印加すると不安定波を完全に抑制できることが示されているが、実験（図 4.11, 図 4.12）において確認された。また、印加高周波の振幅を増大させると、数値解析によれば図 2.5 より不安定波の周波数が上昇するが、その傾向は、実験（図 4.13）と一致している。一方、数値解析（図 2.4, 図 2.6）のよれば、低域混成波の周波数  $\omega_L$  より高い周波数の高周波を印加した場合の不安定性が増大することが予想され、実験結果（図 4.14）で定性的に確認された。ただし、実験においては、印加する高周波の周波数を  $\omega_L$  の近傍で走査しても数値計算で得られたような不安定波の成長率の急激な変動は見られず、50 MHz - 70 MHz の広い周波数範囲で選択的に抑制が観測され、その後印加高周波の周波数の上昇につれて不安定波が成長しているのがわかる。

## 第 6 章

### 結論

1. 円柱プラズマで磁場に平行に低エネルギーのイオンビームを入射したとき、励起された波の周波数スペクトルを観測し、高次までの ICH 波の強い同時励起を確認した。プラズマ密度の不均一性が比較的弱いときは、3 次までの ICH 波が励起されるが、不均一性を強くしたときは、5 次までの ICH 波が励起されることから不安定性はプラズマ密度の不均一によっておこると推定される。
2. さらに、イオンビーム入射で不安定性は強く増大する。これは、イオンビームの遅い空間電荷波または遅いサイクロトロン波とイオンサイクロトロン高調波が結合して不安定性を増大させると考えられる。
3. これらの観測された不安定波のモードの波数およびモード数の決定を試み、不均一なイオンビーム・プラズマ系における線形な分散関係を数値解析して得られた結果と比較したところよい一致を見た。従って、不安定波はイオンサイクロトロン高調波として同定できた。
4. 次に、これらの不安定性の抑制を、外部から高周波電場の印加でもって可能かどうか調べた。イオンビーム・プラズマ系において、イオンサイクロトロン高調波の不安定性が起こるとき、周波数近傍の高周波をビームを変調することによって印加し、そのとき不安定性の抑制と増大を観測した。

5. 不安定性の抑制は印加高周波の周波数が低域混成周波数より低いときに起こるが、印加高周波の周波数範囲はかなり狭いもので低域混成周波数に共鳴的であった。我々の系では数Wの高周波印加によりイオンサイクロロン高調波の不安定性は安定化出来ることが分かった。
6. 一方、印加高周波の周波数が低域混成周波数よりも高くなると、かなり広い周波数範囲で不安定性が増大する。
7. この機構を調べるため理論解析を行った。ここで、印加高周波電場およびその両側帯波の電場が円柱プラズマの径方向に電場の勾配を持つが、これらの高周波電場のポテンシャルの勾配によるポンデラモーティブ力が不安定低周波に作用してその密度揺動を低減させると考え、また系は円柱プラズマおよび円柱イオンビームから形成されているとして、径方向に関して円柱状の境界条件を考えた大局的モデルで解析した。得られた数値解析結果と実験結果はかなり良い一致を見た。
8. 数値解析結果においても印加高周波の周波数が低域混成周波数よりも高くなると、かなり広い周波数範囲で不安定性が強くなるのが見られる。これはパラメトリック崩壊不安定性よると考えられる。

## 謝 辞

本研究を実施するにあたり、須川正雄教授には直接に懇切丁寧なご指導をいただいた。また、主指導教官の井上直樹教授をはじめ菅谷礼爾教授、横田俊昭助教授、前原常弘助手には日頃より有益なご指導をいただいた。平成8年度修了の近藤崇君、岩本住三君、修士課程学生の加賀山芳明君、井上順平君とは共に実験を行い、本研究をまとめるにあたって大変お世話になった。研究留学生の S. C. Sharma 博士には貴重な助言をいただいた。

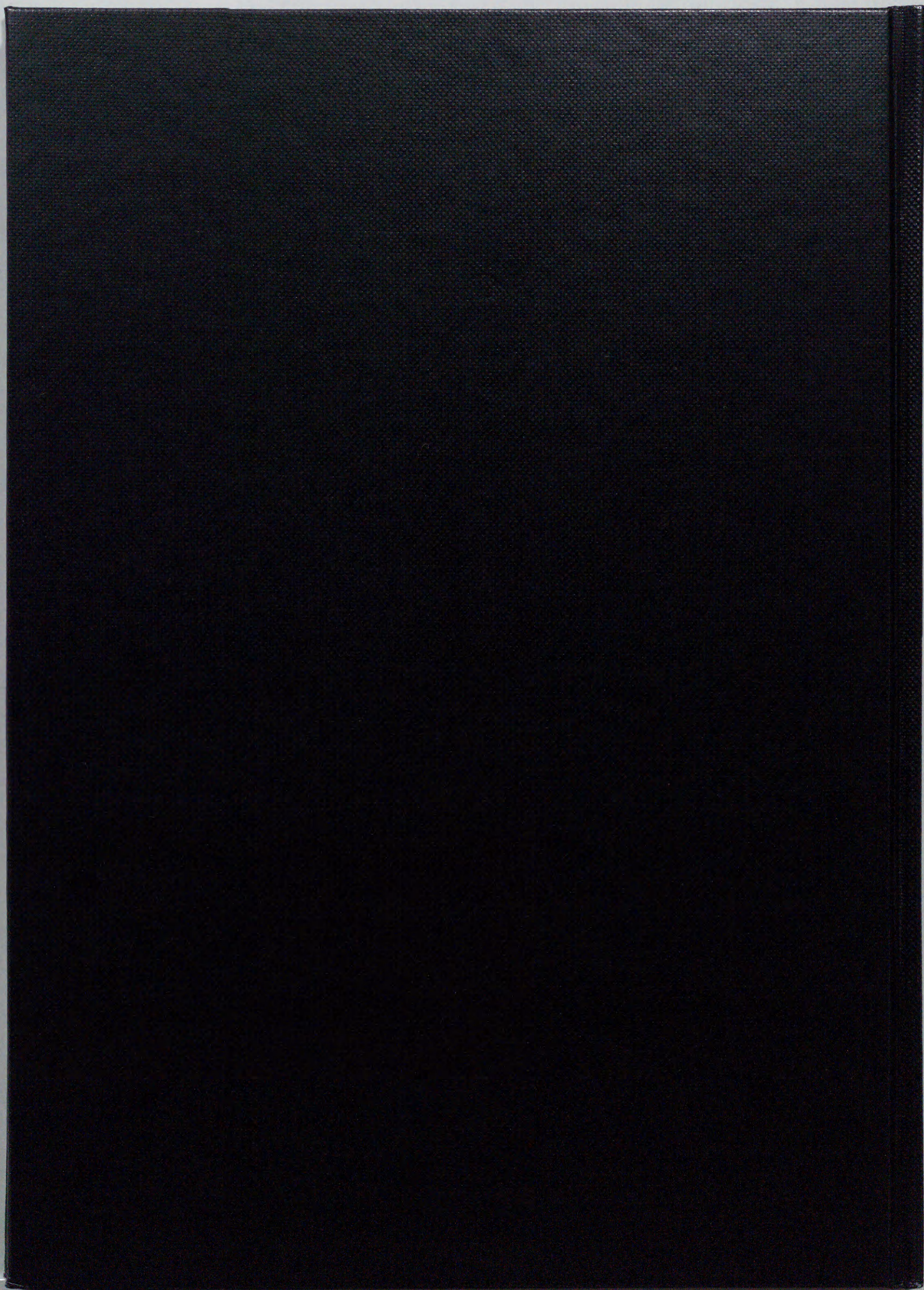
以上の各位に深謝の意を表明する次第である。

## 参考文献

- [1] 作道訓之, 電気学会プラズマ研究会資料, EP-95-6 (1995) 49.
- [2] M. Ashour-Abdalla and R. M. Thorne, *Geophys. Res. Lett.* **4**, 45 (1977).
- [3] R. F. Benson, *J. Geophys. Res.* **90**, 2753 (1985).
- [4] R. Hatakeyama, N. Sato, H. Sugai and Y. Hatta, *Phys. Lett.* **63A**, 28 (1977).
- [5] D. L. Correl, N. Rynn and H. Bohmer, *Phys. Fluids* **18**, 1800 (1975).
- [6] J. M. Kindel and C. F. Kennel, *J. Geophys. Res.* **76**, 3055 (1971).
- [7] G. Ganguli, Y. C. Lee and Palmadesso, *Phys. Fluids* **28**, 761 (1985).
- [8] J. J. Rasmussen and R. W. Schrittwieser, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19**, 457 (1991).
- [9] W. E. Amatucci, D. N. Walker, G. Ganguli, J. A. Antoniadis, D. Duncan, J. H. Bowles, V. Gavirishchaka and M. E. Koepke, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1978 (1996).
- [10] M. E. Koepke, J. J. Carrol III, M. W. Zintl, C. A. Selcher and V. Gavirishchaka, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1441 (1988)
- [11] A. B. Mikhailovskii, *Theory of Plasma Instabilities Vol. 2 Instabilities of an Inhomogeneous Plasma* (Consultants Bureau, New York-London, 1974) Part 1.

- [12] M. Sugawa, S. Iwamoto, T. Kondo, S. Utsunomiya, T. Maehara and R. Sugaya, *The 1996 International Conference on Plasma Physics*, Nagoya, Japan (The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research, Nagoya, 1996) Vol. 1, p. 82.
- [13] P. Michelsen, H. L. Pecseli, J. J. Rasmussen and N. Sato, *Phys. Fluids* **19**, 453 (1976).
- [14] H. W. Hendel, M. Yamada, W. Seiler and H. Ikezi, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 319 (1976).
- [15] M. Sugawa, R. Sugaya and H. Nomoto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **48**, 983 (1980).
- [16] R. Gore, J. Grun and H. Lashinsky, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 140 (1978).
- [17] C. S. Liu and V. K. Tripathi, *Phys. Fluids* **23** 345 (1980).
- [18] G. Praburam, V. K. Tripathi and V. K. Jain, *Phys. Fluids* **31** 3145 (1988).
- [19] M. Ono, R. Bell S. Bernabei *et al.*, *15th International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion Research*, Seville, Spain (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1995). Vol. 1, p. 469.
- [20] R. J. Hawryluk, D. Mueller, J. Hosea *et al.*, *Fusion Technol.* **21**, 1324 (1992).
- [21] D. A. D'Ippolito, J. R. Myra, G. L. Francis *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2216 (1987)
- [22] A. Sen, K. Kaw and A. K. Sundaram, *International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Kyoto, Japan (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1986) Vol. 2, p. 101.
- [23] A. K. Sundaram and P. K. Kaw, *Nucl. Fusion* **13**, 901 (1973).
- [24] S. Sen and R. A. Cairns, *Phys. Plasmas* **5** 4280 (1998).
- [25] G. Praburam, H. Honda and M. Sugawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **62**, 4262 (1993).

- [26] 宇都宮昇平, 須川正雄, 前原常弘, 菅谷礼爾, 電気学会プラズマ研究会資料, EP-97-22, 31 (1997).
- [27] S. Utsunomiya, M. Sugawa, S. C. Sharma, T. Maehara and R. Sugaya, *1998 ICPP & 25th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Praha Czech (European Physical Society, 1998) ECA Vol. 22C, p. 221.
- [28] C. S. Liu and V. K. Tripathi, *Phys. Reports* **130**, 145 (1986).
- [29] S. Utsunomiya, M. Sugawa, S. C. Sharma, T. Maehara and R. Sugaya, *J. Plasma & Fusion Res.* **1** (1999) (to be published).
- [30] M. Sugawa and S. Utsunomiya, *Plasma Phys. & Contr. Fusion* **31** 57 (1989).
- [31] M. Sugawa, S. Utsunomiya, S. Isobe, T. Maehara and S. Sugaya, *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** 2681 (1998).
- [32] 須川正雄, 宇都宮昇平, 平成8年度スペースプラズマ研究会報告書, 49 (1997).
- [33] 須川正雄, 藤井克明, 宇都宮昇平, 平成9年度スペースプラズマ研究会報告書, 33 (1998).





Inches 1 2 3 4 5 6 7 8  
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

# Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak



# Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

**A** 1 2 3 4 5 6 **M** 8 9 10 11 12 13 14 15 **B** 17 18 19

