

JAERI-M
84-187

ICRF加熱用リッジ導波管の結合特性

1984年10月

三枝 幹雄・木村 晴行・藤井 常幸
池田 佳隆・坂本 慶司・今井 剛
上原 和也・永島 孝

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

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合せは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）
あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城
県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department
of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun,
Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1984

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 山田軽印刷所

ICRF加熱用リッジ導波管の結合特性

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

三枝 幹雄・木村 晴行・藤井 常幸・池田 佳隆
坂本 慶司・今井 剛・上原 和也・永島 孝

(1984年9月13日受理)

プラズマの追加熱の一つの有力な手段として、Fast wave を用いたイオンサイクロトロン波帯（ICRF）加熱がある。この方式の結合系としては、従来、ループアンテナが用いられてきたが、炉工学的には、導波管結合系の方が有利である。本報告では、T型リッジ導波管のプラズマとの結合特性を、JT-60のICRF（120 MHz）を対象として求めた。その結果、リッジ導波管は、JT-60のICRF 加熱に関して、耐電力的には、ループアンテナより劣る事が分った。また、その結合特性を向上させる手段として、先端に異なるインピーダンスの線路を接続した簡易構造のキャビティランチャーや、誘電体装荷型ランチャーが有効であることが判った。

Coupling characteristics of the ridged waveguide
for ICRF heating

(Ed.) Mikio SAIGUSA, Haruyuki KIMURA, Tuneyuki FUJII,
Yoshitaka IKEDA, Keishi SAKAMOTO, Takeshi IMAI,
Kazuya UEHARA and Takashi NAGASHIMA

Department of Thermonuclear Fusion Research.
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received September 13, 1984)

Ion cyclotron range of frequencies (ICRF) heating using fast wave has been recognized one of the most promising auxiliary heating methods of a tokamak plasma. Although loop antennas have been widely employed as the coupling structure of the ICRF heating, a waveguide launcher is more favourable from the point of view of the reactor engineering.

In this paper, we calculate coupling characteristics of the T-shaped ridged waveguide for the JT-60 plasma. It is found that the ridged waveguide is not suitable for JT-60 ICRF heating (120MHz). However, it must be noted that the coupling characteristics are improved by connecting a different impedance line on the head of the launcher or by using loaded waveguide launcher.

Keywords: ICRF Heating, JT-60, Fast Wave, T-Shaped Ridged Waveguide, Coupling Characteristics, Cavity Launcher, Loaded Waveguide Launcher

目 次

1. 序 論.....	1
2. 計算モデル.....	1
3. 計算結果.....	5
4. ま と め.....	8
5. 謝 辞.....	8
参考文献.....	8

Contents

1. Introduction	1
2. The calculation model	1
3. Conclusion	5
4. Summary	8
5. Acknowledgments	8
6. References	8

1. 序 論

制御熱核融合の追加熱方式として、イオンサイクロトロン波帶（ICRF）加熱方式が近来有望な成果を上げ始めている。従来、この ICRF 加熱におけるプラズマとの結合用アンテナとしては、ループアンテナが主であった。ループアンテナは、多くの良好なデータを実験によって示してきたが⁽¹⁾、電磁力による機械的な強度の問題、壁からの不純物混入の問題、電流導入端子用セラミックの中性子損傷の問題、ファラデーシールドの熱的破壊の問題等、核融合アンテナとしては、解決すべき何点かの課題を抱えている。勿論、ループアンテナを核融合炉へ適用できる可能性は残っているだろうが、上記の問題解決法の一つとして、導波管結合系を用いる方式がある。導波管結合系はループアンテナに比べ、炉工学的に有利な構造が可能である。本論文では、ICRF用導波管型ランチャーのプラズマとの結合特性について検討を行った。

従来、ICRF 加熱において、低域混成波帶（LHRF）加熱すでに用いられている導波管結合系が用いられなかったのは、数十 MHz という周波数の低さのためであった。一般的に導波管では、その形状と寸法から決まるカットオフ周波数以下の高周波は伝搬できなくなる。例えば、長辺 a (m) の矩形導波管では、 $\frac{150}{a}$ (MHz) がカットオフ周波数であり、10 (MHz) の高周波が伝搬可能な最小の矩形導波管の長辺は 15 (m) にもなり、このままの形で、従来のトカマク装置のポート（直径数～数十 (cm) 程度）には適用できない。

しかし、トカマク装置が強磁场で大型となり、また、イオンサイクロトロン周波数の高周波による加熱を考える場合には、導波管結合系の使用が可能になる。本論文では、軽水素 (H) の 2 倍のイオンサイクロトロン周波数（中心磁場 4 (T) で、120 (MHz)）で、リッジ導波管を用いた場合のプラズマとの結合について研究を行った。導波管及びその先端の平行平板の電磁界は TEM 近似を用い、アンテナの先端にファラデーシールドを設け、その間は真空を仮定した。プラズマは一次元方向にプラズマパラメーターが変化するものと仮定し、表面付近のプラズマを通過するボインティング電力と全入射電力の比により電力透過率を定義した。計算モデルの詳細は第 2 章で、結果を第 3 章で、考察は第 4 章で行う。

2. 計 算 モ デ ル

計算に用いたモデルを図 1 に示す。電磁波は、ポロイダル方向 (y) に 2 段の導波管を通過した後、先端の平行平板を経て真空層を伝搬し、ファラデーシールドを通してプラズマ中に伝搬する。プラズマは、 x 方向にのみパラメーターが変化するものとし、コールドプラズマ近似を用いた。

r をプラズマ中心からの距離とし、各部の位置を以下の様に仮定した。

$r = a$; リミター端

b ; ファラデーシールド

1. 序 論

制御熱核融合の追加熱方式として、イオンサイクロトロン波帶（ICRF）加熱方式が近來有望な成果を上げ始めている。従来、この ICRF 加熱におけるプラズマとの結合用アンテナとしては、ループアンテナが主であった。ループアンテナは、多くの良好なデータを実験によって示してきたが⁽¹⁾、電磁力による機械的な強度の問題、壁からの不純物混入の問題、電流導入端子用セラミックの中性子損傷の問題、ファラデーシールドの熱的破壊の問題等、核融合アンテナとしては、解決すべき何点かの課題を抱えている。勿論、ループアンテナを核融合炉へ適用できる可能性は残っているだろうが、上記の問題解決法の一つとして、導波管結合系を用いる方式がある。導波管結合系はループアンテナに比べ、炉工学的に有利な構造が可能である。本論文では、ICRF用導波管型ランチャーのプラズマとの結合特性について検討を行った。

従来、ICRF 加熱において、低域混成波帶（LHRF）加熱すでに用いられている導波管結合系が用いられなかったのは、数十 MHz という周波数の低さのためであった。一般的に導波管では、その形状と寸法から決まるカットオフ周波数以下の高周波は伝搬できなくなる。例えば、長辺 a (m) の矩形導波管では、 $\frac{150}{a}$ (MHz) がカットオフ周波数であり、10 (MHz) の高周波が伝搬可能な最小の矩形導波管の長辺は 15 (m) にもなり、このままの形で、従来のトカマク装置のポート（直径数～数十 (cm) 程度）には適用できない。

しかし、トカマク装置が強磁场で大型となり、また、イオンサイクロトロン周波数の高周波による加熱を考える場合には、導波管結合系の使用が可能になる。本論文では、軽水素 (H) の 2 倍のイオンサイクロトロン周波数（中心磁場 4 (T) で、120 (MHz)）で、リッジ導波管を用いた場合のプラズマとの結合について研究を行った。導波管及びその先端の平行平板の電磁界は TEM 近似を用い、アンテナの先端にファラデーシールドを設け、その間は真空を仮定した。プラズマは一次元方向にプラズマパラメーターが変化するものと仮定し、表面付近のプラズマを通過するボインティング電力と全入射電力の比により電力透過率を定義した。計算モデルの詳細は第 2 章で、結果を第 3 章で、考察は第 4 章で行う。

2. 計 算 モ デ ル

計算に用いたモデルを図 1 に示す。電磁波は、ポロイダル方向 (y) に 2 段の導波管を通過した後、先端の平行平板を経て真空層を伝搬し、ファラデーシールドを通してプラズマ中に伝搬する。プラズマは、 x 方向にのみパラメーターが変化するものとし、コールドプラズマ近似を用いた。

r をプラズマ中心からの距離とし、各部の位置を以下の様に仮定した。

$r = a$; リミター端

b ; ファラデーシールド

$r = c$; 平行平板の先端
 d ; 導波管と平行平板の境界

また、電子密度分布を次式で表わした。

$$r = 0 \quad n_e(0) = n_{e0}$$

$$0 < r < a \quad n_e(r) = \frac{n_{e0}}{1 + \Delta_n} \left(1 + \Delta_n - \frac{r^m}{a^m} \right)$$

$$r = a \quad n_e(a) = \frac{\Delta_n}{1 + \Delta_n} n_{e0}$$

$$a < r < b \quad n_e(r) = \frac{\Delta_n}{1 + \Delta_n} n_{e0} e^{-\frac{r-a}{\lambda_n}}$$

$$r = b \quad n_e(b) = \frac{\Delta_n}{1 + \Delta_n} n_{e0} e^{-\frac{b-a}{\lambda_n}}$$

$$\text{但し}, \quad n_e = n_i, \quad \Delta_n = \frac{n_e(a)}{n_{e0} - n_e(a)} \text{ である。}$$

各部の電磁界分布は y , z 方向の波数 k_y , k_z のつくる 2 次元平面にフーリエ変換を行った形で以下のように仮定した。

(1) リッジ導波管内 ($d < r$)

図 2 で示すようなリッジ導波管の電磁界分布⁽²⁾は、T字形付近に集中する。本論文では平行板間のギャップに、均一な、TEM モードの電磁波が伝搬すると仮定した。また、 z 方向電界 E_z は、 y 方向電界に比べ著しく小さいため、ギャップ中には y 方向電界と、 z 方向磁界のみが存在し、次式のように表わされる。但し、導波管内の管内波長は任意の値を代入可能とした。

$$\begin{cases} E_y = \frac{1}{\pi^2} \frac{\sin k_z w_z}{k_z} \frac{\sin k_y w_y}{k_y} (e^{-ik_g x} + B e^{ik_g x}) \\ B_z = -\frac{1}{\pi^2} \frac{\sin k_z w_z}{k_z} \frac{\sin k_y w_y}{k_y} \frac{k_y}{\omega} (e^{-ik_g x} - B e^{ik_g x}) \end{cases}$$

$$\text{但し} \quad k_g = k_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2}, \quad k_0 = \frac{\omega}{c}$$

$$\lambda_c; \text{カットオフ周波数} \quad \dots \dots \dots \quad (1)$$

(2) 平行平板間 ($d > r > c$)

平行平板間の電磁界もリッジ導波管と同様に基本モードのみを考え、また、 $E_y \gg E_z$, $B_z \gg B_y$ より、 E_z と B_y を無視すると電磁界分布は以下で表わされる。

$$E_y = \frac{1}{\pi^2} \frac{\sin k_z w_z}{k_z} \frac{\sin k_y w_y}{k_y} (C e^{-ik_0 x} + D e^{ik_0 x})$$

$$B_z = -\frac{1}{\pi^2} \frac{\sin k_z w_z}{k_z} \frac{\sin k_y w_y}{k_y} \frac{k_g}{\omega} (C e^{-ik_0 x} - D e^{ik_0 x}) \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

(3) 平行平板、ファラデーシールド間の真空層 ($c > r > b$)

ファラデーシールドよりアンテナ側には、プラズマは存在しないと仮定し、Maxwell の方程式より以下のような解を仮定した。

即ち、

$$\left. \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \end{array} \right\} \text{の 3 式より}$$

$$\left. \begin{array}{l} E_x = A_3 e^{-ik_x x} + A_4 e^{ik_x x} \\ E_y = A_1 e^{-ik_x x} + A_2 e^{ik_x x} \\ E_z = \frac{1}{k_z} (-A_1 k_y + A_3 k_x) e^{-ik_x x} - \frac{1}{k_z} (A_2 k_y + A_4 k_x) e^{ik_x x} \\ B_x = \frac{1}{\omega k_z} \left[(A_3 k_x k_y - A_1 (k_0^2 - k_x^2)) e^{-ik_x x} - (A_4 k_x k_y + A_2 (k_0^2 - k_x^2)) e^{ik_x x} \right] \\ B_y = \frac{1}{\omega k_z} \left[(k_0^2 - k_y^2) A_3 - k_x k_y A_1 \right] e^{-ik_x x} + \frac{1}{\omega k_z} \left[(k_0^2 - k_y^2) A_4 + k_x k_y A_2 \right] e^{ik_x x} \\ B_z = -\frac{1}{\omega} (k_x A_1 + k_y A_3) e^{-ik_x x} + \frac{1}{\omega} (k_x A_2 - k_y A_4) e^{ik_x x} \end{array} \right\}$$

(但し, $k_x^2 = k_0^2 - k_y^2 - k_z^2$)

.....(3)

(4) プラズマ中の電磁界 ($b > r$)

プラズマはコールドプラズマ近似を用いて計算した。従って分散式は下式を用いた。⁽³⁾

$$\begin{pmatrix} s - n_{\parallel}^2 & -iD & n_{\parallel} n_{\perp} \\ iD & s - n_0^2 - n_{\perp}^2 & 0 \\ n_{\parallel} n_{\perp} & 0 & P - n_{\perp}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad(4)$$

$$\text{但し} \quad s = 1 - \sum_k \frac{\Pi_k^2}{\omega^2 - \Omega_k^2}$$

$$D = - \sum_k \frac{\Pi_k^2}{(\omega^2 - \Omega_k^2)} \frac{\Omega_k}{\omega}$$

$$P = 1 - \sum_k \frac{\Pi_k^2}{\omega^2}$$

$$\Pi_k^2 = \frac{n_k q_k^2}{\epsilon_0 m_k}, \quad \Omega_k = \frac{q_k B}{m_k}$$

$$n_{\parallel} = \frac{c}{\omega} k_z, \quad n_{\perp} = \frac{c}{\omega} (k_x^2 + k_y^2)^{\frac{1}{2}}$$

E_x, E_y, E_z によらず(4)式が成り立つには

$$\begin{vmatrix} s - n_{\parallel}^2 & -iD & n_{\parallel} n_{\perp} \\ iD & s - n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2 & 0 \\ n_{\parallel} n_{\perp} & 0 & P - n_{\perp}^2 \end{vmatrix} = 0$$

上式より分散式は、

$$n_{\perp}^2 = \frac{1}{2} \left[B \pm \sqrt{B^2 - 4C} \right] \quad \dots \dots \dots (5)$$

$$\text{但し } B = (s - n_{\parallel}^2) \left(1 + \frac{P}{s} \right) - \frac{D^2}{s}.$$

$$C = \frac{P}{s} \left[(s - n_{\parallel}^2)^2 - D^2 \right]$$

となる。

また、(4)式よりプラズマ中の E_x, E_y, E_z の比は、(6)式のように与えられる。

$$\left. \begin{array}{l} \frac{E_x}{E_y} = \frac{n^2 - s}{iD} \\ \frac{E_z}{E_y} = \frac{i n_{\parallel} n_{\perp} (n^2 - s)}{D (P - n_{\perp}^2)} \end{array} \right\} \quad \dots \dots \dots (6)$$

よって、プラズマ中の電磁界は、次式の E_y, B_z を求めればすべて決まる事になる。

$$\left. \begin{array}{l} E_y^j = u^j e^{-ik_x^j x} + v^j e^{ik_x^j x} \\ B_z^j = u^j R^j e^{-ik_x^j x} + v^j s^j e^{ik_x^j x} \end{array} \right\} \quad \dots \dots \dots (7)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{但し} \\ R^j = -\frac{1}{\omega} \left(k_x^j + k_y \frac{E_x}{E_y} \right) \\ s^j = \frac{1}{\omega} \left(k_x^j - k_y \frac{E_x}{E_y} \right) \end{array} \right\}$$

E_y^j ; j 層目のプラズマ中の y 方向電界

B_z^j ; " z 方向磁界

k_x^j ; " x 方向の波数

プラズマは、プラズマ表面から 10 cm の層を 20 分割し、各層における定常磁界と電子密度は、その層の中心の値で均一であると仮定し、その 10 cm のプラズマより内部に透過する高周波電力より、結合効率の評価を行った。

上記のような電磁界の未知数を求めるために、境界条件を次の様に与えた。

(1) リッジ導波管と平行平板の境界又は壁 ($r = d$) において、

$$E_y^1 = E_y^2, \quad B_z^1 = B_z^2$$

(2) 平行平板の先端 ($r = c$) において

$$E_y^2 = E_y^3, \quad E_z^3 = 0, \quad B_z^2 = B_z^3$$

(3) ファラデー・シールド ($r = b$) において

$$E_y^3 = E_y^4, \quad B_z^3 = B_z^4, \quad E_z^3 = 0$$

(4) プラズマ中の各層間の境界において

$$E_y^j = E_y^{j+1}, \quad B_z^j = B_z^{j+1}$$

3. 計 算 結 果

計算では、JT-60を模擬した標準パラメータ（表1参照）を設定し、そのパラメータのうちの1個ないしは2個を変化させて電力透過率の変化を調べた。

導波管又は平行平板のボロイダル方向の幅 $2W_y$ とトロイダル方向の幅 $2W_z$ は、真空容器のポートサイズにより制限される。従って、良好な結合特性を得るために必要な最小のサイズを求めることは、重要な意味を持つ。図3 a, bに W_y, W_z を変化させた時の電力透過率を示す。aのグラフでは、 W_z が0.1付近で電力透過率は飽和し、それ以上では多少減少さえしている。bのグラフでは、 W_y は0.1付近から飽和しているが、それ以上でも緩かに電力透過率は増加している。これらの結果は、図3 cに示した k_y, k_z 平面上での透過電力スペクトルが説明してくれる。表面付近のプラズマを透過し、中心部に到達できるスペクトルは、 $|k_y| \leq 25, |k_z| \leq 25$ の条件を満足する物であり、 $k_y \approx 23, k_z \approx 10$ 付近に、surface modeによる透過率の特異点的なピークが存在する。ランチャーの幅 W_z, W_y が小さい時に広がっていたスペクトルは、 W_y, W_z の増加に伴って狭くなり、0.1程度で、そのスペクトルの大部分を透過領域に納め、電力透過率を増加させる。この場合、 W_y と W_z による飽和の違いは、surface modeによる透過率のピークの存在による影響であろう。

図4にボロイダル方向に2段に置いたリッジ導波管の位相差を変化させた場合の電力透過率を示す。透過率の最大値は45°付近にあり、最小値は135°付近にあるsin波形となっている。このようにy方向に非対称性質は、(4)式の誘電テンソルの対角成分が k_y に依存しない形で存在するためである。図3の透過スペクトルもy方向の非対称性を示し、位相差をつけることにより、スペクトルの極大値がy方向に移動するため、電力透過率の変化が現われる。

図5にプラズマ表面の密度を変化させた場合を示す。この領域では、表面のプラズマ密度が低いほど結合は良好になっている。これは、真空中の波長からプラズマ境界での波長へと波動インピーダンスが急変する領域でのインピーダンスの不整合のためである。しかし、 $n_e(a)/n_e(0)$ が小さくなり過ぎれば、fast waveのカットオフ層が厚くなり、結合は悪くなるはずである。

$$E_y^1 = E_y^2, \quad B_z^1 = B_z^2$$

(2) 平行平板の先端 ($r = c$) において

$$E_y^2 = E_y^3, \quad E_z^3 = 0, \quad B_z^2 = B_z^3$$

(3) ファラデー・シールド ($r = b$) において

$$E_y^3 = E_y^4, \quad B_z^3 = B_z^4, \quad E_z^3 = 0$$

(4) プラズマ中の各層間の境界において

$$E_y^j = E_y^{j+1}, \quad B_z^j = B_z^{j+1}$$

3. 計 算 結 果

計算では、JT-60を模擬した標準パラメータ（表1参照）を設定し、そのパラメータのうちの1個ないしは2個を変化させて電力透過率の変化を調べた。

導波管又は平行平板のボロイダル方向の幅 $2W_y$ とトロイダル方向の幅 $2W_z$ は、真空容器のポートサイズにより制限される。従って、良好な結合特性を得るために必要な最小のサイズを求めることは、重要な意味を持つ。図3 a, bに W_y, W_z を変化させた時の電力透過率を示す。aのグラフでは、 W_z が0.1付近で電力透過率は飽和し、それ以上では多少減少さえしている。bのグラフでは、 W_y は0.1付近から飽和しているが、それ以上でも緩かに電力透過率は増加している。これらの結果は、図3 cに示した k_y, k_z 平面上での透過電力スペクトルが説明してくれる。表面付近のプラズマを透過し、中心部に到達できるスペクトルは、 $|k_y| \leq 25, |k_z| \leq 25$ の条件を満足する物であり、 $k_y \approx 23, k_z \approx 10$ 付近に、surface modeによる透過率の特異点的なピークが存在する。ランチャーの幅 W_z, W_y が小さい時に広がっていたスペクトルは、 W_y, W_z の増加に伴って狭くなり、0.1程度で、そのスペクトルの大部分を透過領域に納め、電力透過率を増加させる。この場合、 W_y と W_z による飽和の違いは、surface modeによる透過率のピークの存在による影響であろう。

図4にボロイダル方向に2段に置いたリッジ導波管の位相差を変化させた場合の電力透過率を示す。透過率の最大値は45°付近にあり、最小値は135°付近にあるsin波形となっている。このようにy方向に非対称的な性質は、(4)式の誘電テンソルの対角成分が k_y に依存しない形で存在するためである。図3の透過スペクトルもy方向の非対称性を示し、位相差をつけることにより、スペクトルの極大値がy方向に移動するため、電力透過率の変化が現われる。

図5にプラズマ表面の密度を変化させた場合を示す。この領域では、表面のプラズマ密度が低いほど結合は良好になっている。これは、真空中の波長からプラズマ境界での波長へと波動インピーダンスが急変する領域でのインピーダンスの不整合のためである。しかし、 $n_e(a)/n_e(0)$ が小さくなり過ぎれば、fast waveのカットオフ層が厚くなり、結合は悪くなるはずである。

図5でも $n_e(a)$ が 0.2×10^{14} (cm^3) 付近で飽和しているのが判る。

図6にスクレーブオフ層のプラズマ密度のe-folding length (λ_n)に対する電力透過率の依存性を示す。この計算の範囲では、 λ_n の変化は結合に影響を与えたかった。

図7に、リッジ導波管のカットオフ波長 λ_c を変化させた場合を示した。プラズマとの結合は、カットオフ波長が入射波である120 MHzの波長と等しくなったときから急激に良くなり、 $\lambda_c = 10$ mではほぼ飽和する。これはTEMモードである平行平板のインピーダンスと、カットオフ付近でインピーダンスが大きくなるリッジ導波管のインピーダンス不整合によって、線路間で反射が起こるためである。だが、カットオフ周波数から使用周波数が離れるにつれて、リッジ導波管のインピーダンスが平行平板のインピーダンスに近づくために、序々に整合が良くなってくる。

図8(a)に平行平板の長さを変化させた場合の電力透過率の変化を示す。平行平板が $\lambda/4$ の長さに近づくと、リッジ導波管と平行平板間の反射波と、平行平板先端からの反射波の位相差が π に近づき、導波管からみた反射電力は減少する。原理的には、2つの反射電力の大きさを等しくするように導波管と平行平板のインピーダンスの差による不整合を調整し、位相差を π にすれば、基本波に関する限り無反射に近づけることは可能である。この原理は、通常のテーザー管と同じであるが、このモデルにおえる平行平板の最適値は、テーザー管のように $\lambda/4$ とはならない。図8(b)に、平行平板とファラデーシールド間の距離を変化させた場合を示す。このグラフは、平行平板長の最適値が、ファラデーシールドと平行平板との距離に依存していることを示している。これは、平行平板の先端からの反射に対し、ファラデーシールド及びプラズマからの反射波が無視できない事を示している。結局、結合の最適値は、多数の反射波の合成が、最小になる場合であることが判る。図9では、図8中3種の平行平板長について、その透過電力スペクトルを示した。図9(a)は、入射スペクトルであり、図9(b)は、平行平板がない場合の透過電力スペクトル、図9(c)は、平行平板長が40 cmの場合、図9(d)は、電力透過率が最大となる平行平板長60 cmの場合の透過電力スペクトルである。図9(b)と(d)は、同様な形状のスペクトルであるが、dの方が幾分急峻な形状になっている。つまり、 $k_y = 0, k_z = 0$ 付近のスペクトルほど透過率が高い。これに対し、cのスペクトルでは、 $k_z = 6$ 付近のスペクトルが局所的に増加した形になっている。この現象は、真空中でのx方向の波数 k_x によって共振条件が決まり、その k_x は k_y, k_z によって決まるため、特定のスペクトル(k_y, k_z)で $L = 0.4$ (m)の共振条件が満たされた事による。図9(e)に、平行平板長が60 (cm)の場合の電力透過率を示す。図が示すように、surface modeの透過係数は、図3(c)の値とほぼ同じであるが、 $k_y = 0$ 付近の値が、著しく増加している。これにより実効的にプラズマと結合するスペクトルが増加することが判る。以上により、主伝送路とは異なる特性インピーダンスを有する伝送路の長さを適切に調整することにより、プラズマとの結合効率を著しく向上することが可能であることが判った。

次に、誘電体導波管の結合特性について報告する。誘電体導波管では、誘電率が大きいために管内波長が短く、つまり、カットオフ周波数が低くなり、低い周波数で導波管が使用可能となる。しかしその反面、誘電体の中性子損傷等という新たな問題も生じる。計算モデルでは、管内波長を短く与えることで、つまり波動インピーダンスを小さく与えることで、誘電体導波

管の結合特性を計算した。図 10 に、120 MHz の高周波の管内波長と電力透過係数の関係を示す。自由空間での波長は、2.5 m であり、それに比べて管内波長を短くするほど結合は向上しているが、管内波長 0.3 m 付近（比誘電率で約 70）で極大値を示している。これは、計算に用いたプラズマパラメーターでのファラデーシールド前面のプラズマ中の波長と一致していて、波動インピーダンスの整合によるものと考えられる。この極大値の比誘電率は、 $H_2O \approx 60$, $TiO_2 \approx 80$ 付近であり、これらの物質を用いたランチャーが、ここで用いたパラメーターのプラズマの加熱に有効であることを示している。

総合的な高周波加熱結合系のプラズマとの結合の評価を行うには、スタブ等の整合回路を含んだ伝送路、アンテナの損失を考慮に入れる必要がある。ここでは、リッジ導波管結合系の各電力透過率における総合的な結合効率を求めた。図 11(a)にそのモデルを示し、図 11(b)にその結果を示す。計算モデルは、5 m の同軸管（230 D）によって構成されるスタブ整合器及び給電線と、5 m のリッジ導波管を結合系として考え、損失は、純銅の低抗率 ($1.72 \times 10^{-8} (\Omega \cdot m)$ at 20°C) を用いた。結合系の損失は、幅 34.6 (cm), 縦 23.2 (cm) で、カットオフ波長が 2.9 m の T 型リッジ導波管の損失を有限要素法により求めた値、0.003 (dB/m) を用いた。以上の仮定により、スタブよりプラズマ側の同軸管及びリッジ導波管の損失は次のように求まった。

同軸管の損失

$$0.0012 \text{ (dB/m)} \times 5 \text{ (m)} = 0.006 \text{ (dB)}$$

リッジ導波管の損失

$$0.003 \text{ (dB/m)} \times 5 \text{ (m)} = 0.015 \text{ (dB)}$$

$$\text{総損失} \quad 0.021 \text{ (dB)}$$

以下はこの損失を用いて計算を行った。

スタブによる負荷との整合は、完全にとれているものとし、JT-60 の RF ポートのサイズを考慮して、高周波源から 5 MW の電力を、2 本のリッジ導波管でトカマクに入射すると仮定し、リッジ導波管の損失を決める各寸法、一本あたりの供給電力 2.5 MW を決定した。図 11(b)は、その場合のリッジ導波管内の最高電界（有限要素法によると T 部のエッヂ付近の電界）と、結合効率を、電力透過率をパラメータとして表わしている。このグラフより、真空中の耐電界を 30 (kV/cm) と仮定するならば、電力透過率は 0.3 以上必要であり、そのときの総合結合効率は 97 % 程度であることが判る。だが、今回の TEM 近似の計算では、カットオフ波長が 3 m 付近 ($2 W_y = 0.02$) のリッジ導波管の電力透過率は 0.02 程度であり、先端形状の最適化を行わない限り、耐電力的に 5 MW の大電力の入射は不可能である。しかし、核融合炉への適用を含めてリッジ導波管の結合効率についての最終的な評価を下すには、有限要素法で求めたリッジ導波管の TE モードを用いた結合の計算、先端形状の最適化及び高次モードを含む計算を行う必要があろう。

4. ま　と　め

1次元のプラズマモデルを用いて、リッジ導波管の簡易なモデルによるプラズマと高周波の結合の計算を行った。有効なプラズマとの結合を得るために、トロイダル方向、ボロイダル方向に30 cm以上の大きさが必要であり、ボロイダル方向の位相制御も結合に寄与することが判った。周辺のプラズマ密度は、結合上最適値があり、スクレーブオフ層の密度勾配は、計算した範囲では、大きな影響を与えたかった。結合を著しく向上させる手段としては、先端に特性インピーダンスの異なる導波管又は、平行平板をつけ共振器を構成することであり、これは、共振ランチャーの単純な形の極限とも言える。誘電体導波管による結合は、周辺プラズマの波動インピーダンスと導波管内の波動インピーダンスが近い領域で良好な結合を示し、そのままの形での核融合炉への適用は、放射線のために困難であろうが、物理的には著しく高い結合特性を示すことが期待できる。

最後に、スタブ、リッジ導波管、同軸給電線を含む高周波加熱結合系の総合的な結合効率の評価を行った。その結果、リッジ導波管ランチャーが耐電力的にJT-60の5 MWのICRF加熱結合系として使用可能な必要条件は、経験的に認められている真空中の耐電界強度30 (kV/cm) を用いた場合、電力透過率が0.3以上であり、単純なT型リッジ導波管による電磁波のプラズマとの結合は、現状では耐電力的に使用困難であることが分った。

5. 謝　　辞

本報をまとめるにあたり終始激励して頂いた小幡核融合研究部長、田中核融合研究部次長に感謝致します。また、リッジ導波管の概念、計算コード等を御指導戴いた東京工業大学後藤尚久教授に感謝致します。

参　考　文　献

- [1] P.L. Colestock et al., IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. PS-12, 64(1984).
- [2] Y. Yano, N. Goto and T. Nagashima, "An ICRF Ridged Waveguide Coupler," IAEA Technical Committee Meeting on Radio Frequency Heating in Large Fusion Experiments, Princeton Univ. PPL, 19-22, October 1981.
- [3] T.H. STIX, The Theory of Plasma Waves, McGraw-Hill, New York.

4. ま　と　め

1次元のプラズマモデルを用いて、リッジ導波管の簡易なモデルによるプラズマと高周波の結合の計算を行った。有効なプラズマとの結合を得るために、トロイダル方向、ボロイダル方向に 30 cm 以上の大きさが必要であり、ボロイダル方向の位相制御も結合に寄与することが判った。周辺のプラズマ密度は、結合上最適値があり、スクレーブオフ層の密度勾配は、計算した範囲では、大きな影響を与えたかった。結合を著しく向上させる手段としては、先端に特性インピーダンスの異なる導波管又は、平行平板をつけ共振器を構成することであり、これは、共振ランチャーの単純な形の極限とも言える。誘電体導波管による結合は、周辺プラズマの波動インピーダンスと導波管内の波動インピーダンスが近い領域で良好な結合を示し、そのままの形での核融合炉への適用は、放射線のために困難であろうが、物理的には著しく高い結合特性を示すことが期待できる。

最後に、スタブ、リッジ導波管、同軸給電線を含む高周波加熱結合系の総合的な結合効率の評価を行った。その結果、リッジ導波管ランチャーが耐電力的に JT-60 の 5 MW の ICRF 加熱結合系として使用可能な必要条件は、経験的に認められている真空中の耐電界強度 30 (kV/cm) を用いた場合、電力透過率が 0.3 以上であり、単純な T型リッジ導波管による電磁波のプラズマとの結合は、現状では耐電力的に使用困難であることが分った。

5. 謝　　辞

本報をまとめるにあたり終始激励して頂いた小幡核融合研究部長、田中核融合研究部次長に感謝致します。また、リッジ導波管の概念、計算コード等を御指導戴いた東京工業大学後藤尚久教授に感謝致します。

参　考　文　献

- [1] P.L. Colestock et al., IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. PS-12, 64(1984).
- [2] Y. Yano, N. Goto and T. Nagashima, "An ICRF Ridged Waveguide Coupler," IAEA Technical Committee Meeting on Radio Frequency Heating in Large Fusion Experiments, Princeton Univ. PPL, 19-22, October 1981.
- [3] T.H. STIX, The Theory of Plasma Waves, McGraw-Hill, New York.

4. ま　と　め

1次元のプラズマモデルを用いて、リッジ導波管の簡易なモデルによるプラズマと高周波の結合の計算を行った。有効なプラズマとの結合を得るために、トロイダル方向、ボロイダル方向に30 cm以上の大きさが必要であり、ボロイダル方向の位相制御も結合に寄与することが判った。周辺のプラズマ密度は、結合上最適値があり、スクレーブオフ層の密度勾配は、計算した範囲では、大きな影響を与えたかった。結合を著しく向上させる手段としては、先端に特性インピーダンスの異なる導波管又は、平行平板をつけ共振器を構成することであり、これは、共振ランチャーの単純な形の極限とも言える。誘電体導波管による結合は、周辺プラズマの波動インピーダンスと導波管内の波動インピーダンスが近い領域で良好な結合を示し、そのままの形での核融合炉への適用は、放射線のために困難であろうが、物理的には著しく高い結合特性を示すことが期待できる。

最後に、スタブ、リッジ導波管、同軸給電線を含む高周波加熱結合系の総合的な結合効率の評価を行った。その結果、リッジ導波管ランチャーが耐電力的にJT-60の5 MWのICRF加熱結合系として使用可能な必要条件は、経験的に認められている真空中の耐電界強度30 (kV/cm) を用いた場合、電力透過率が0.3以上であり、単純なT型リッジ導波管による電磁波のプラズマとの結合は、現状では耐電力的に使用困難であることが分った。

5. 謝　　辞

本報をまとめるにあたり終始激励して頂いた小幡核融合研究部長、田中核融合研究部次長に感謝致します。また、リッジ導波管の概念、計算コード等を御指導戴いた東京工業大学後藤尚久教授に感謝致します。

参　考　文　献

- [1] P.L. Colestock et al., IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. PS-12, 64(1984).
- [2] Y. Yano, N. Goto and T. Nagashima, "An ICRF Ridged Waveguide Coupler," IAEA Technical Committee Meeting on Radio Frequency Heating in Large Fusion Experiments, Princeton Univ. PPL, 19-22, October 1981.
- [3] T.H. STIX, The Theory of Plasma Waves, McGraw-Hill, New York.

表1 標準パラメーター

プラズマパラメーター

大半径	3	(m)
小半径	0.95	(m)
中心プラズマ密度	1×10^{14}	(cm ⁻³)
周辺プラズマ密度	1×10^{13}	(cm ⁻³)
	$r = 0.95$ (m) 上	
磁束密度 (プラズマ中心)	4	(T)
安全係数 (プラズマ表面)	2.5	
スクレーブオフ層密度減衰距離 (e-folding length)		
	0.01	(m)

ランチャーパラメーター

周波数	120	(MHz)
リッジ導波管内カットオフ波長	3.04	(m)
ファラデーシールド位置	0.97	(m)
ランチャー先端位置	0.98	(m)
トロイダル方向幅 2Wz	0.314	(m)
ボロイダル方向幅 2Wy	0.2	(m)
平行平板長	0	(m)
ボロイダル方向アンテナ間隔	0.25	(m)
ボロイダル方向位相差	0	(度)

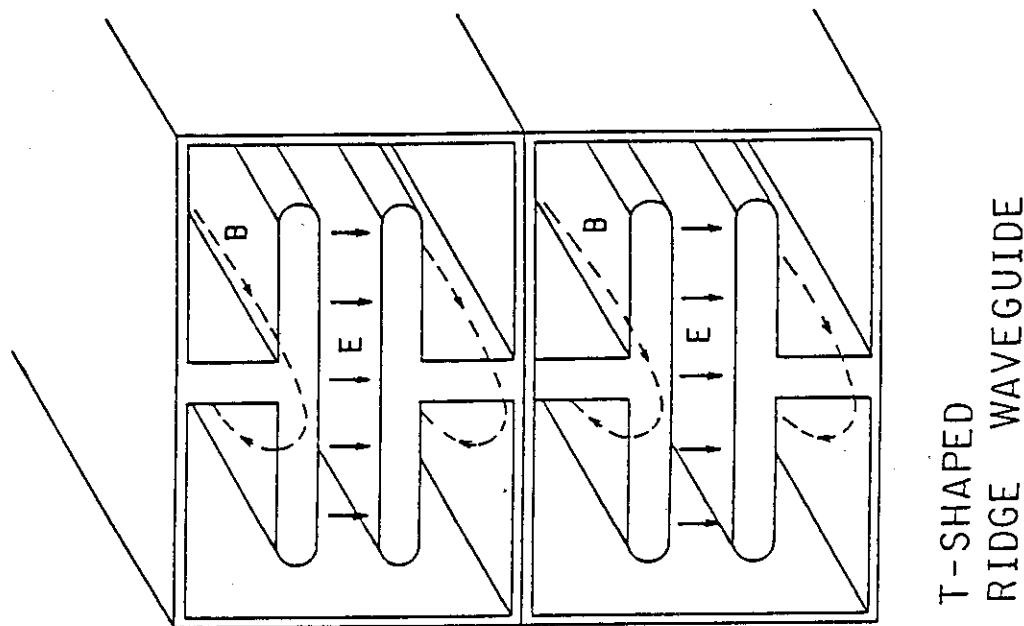


図2 T型リッジ導波管(2段)

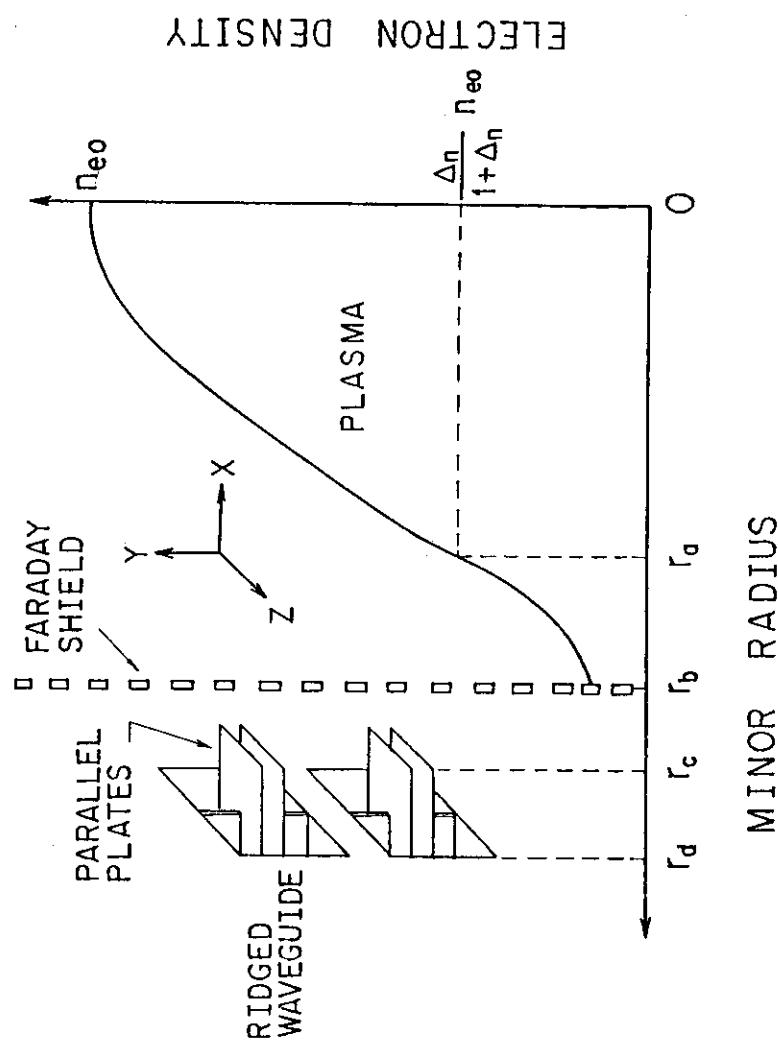
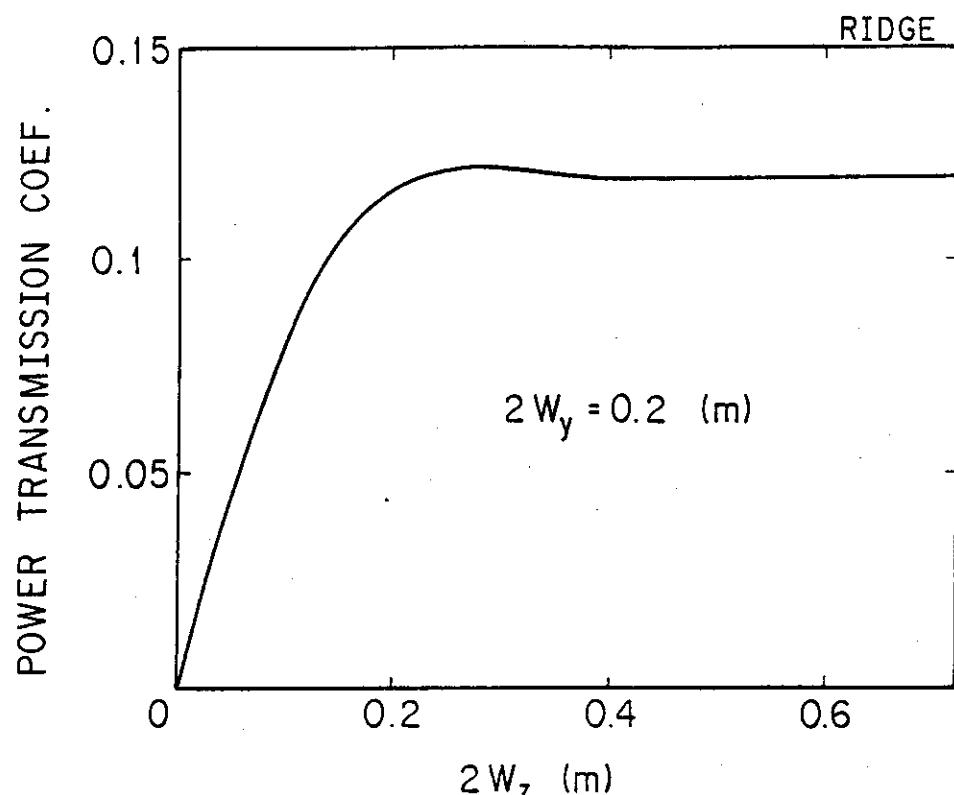
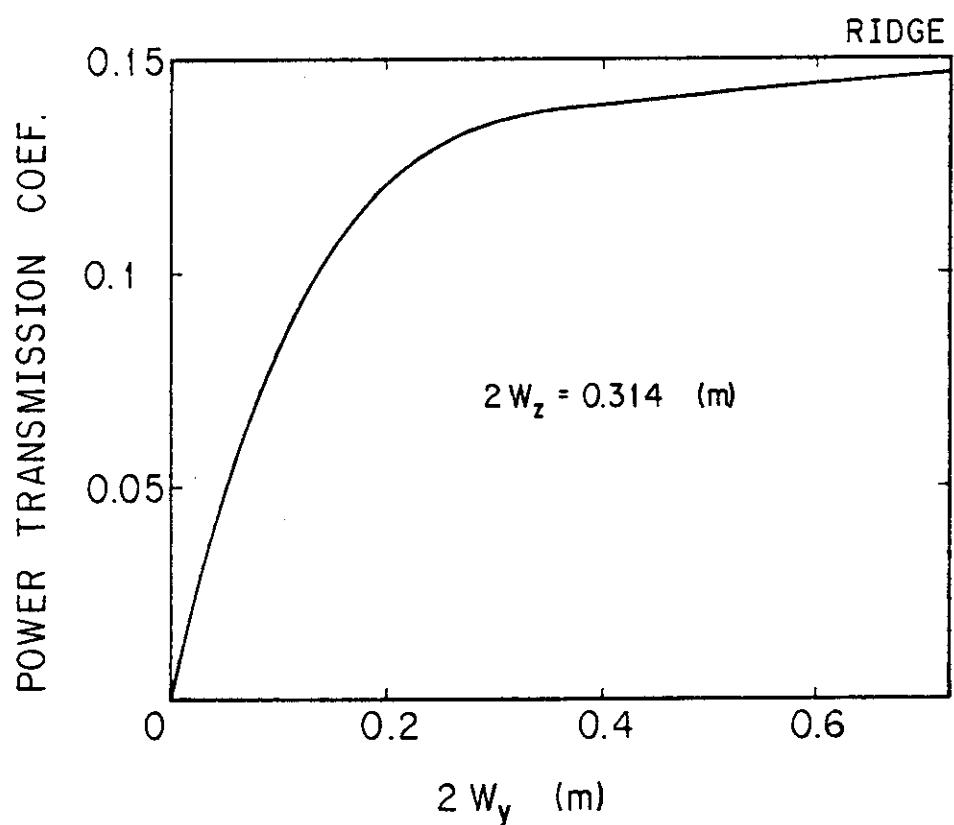
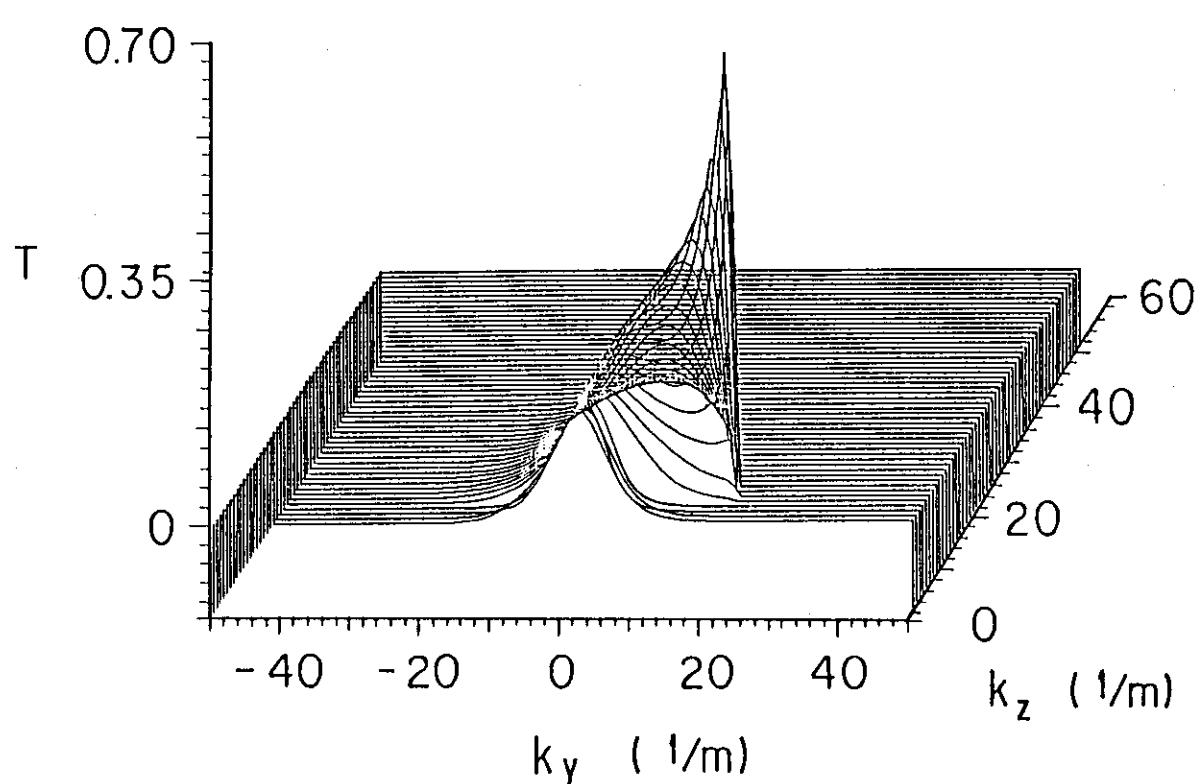
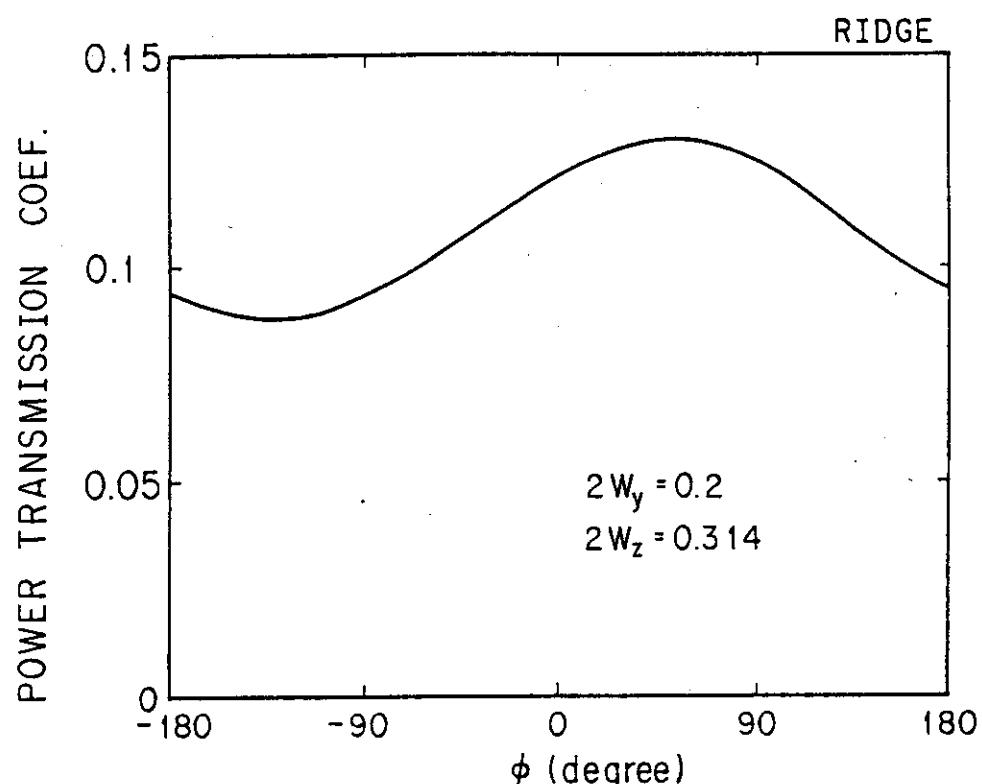
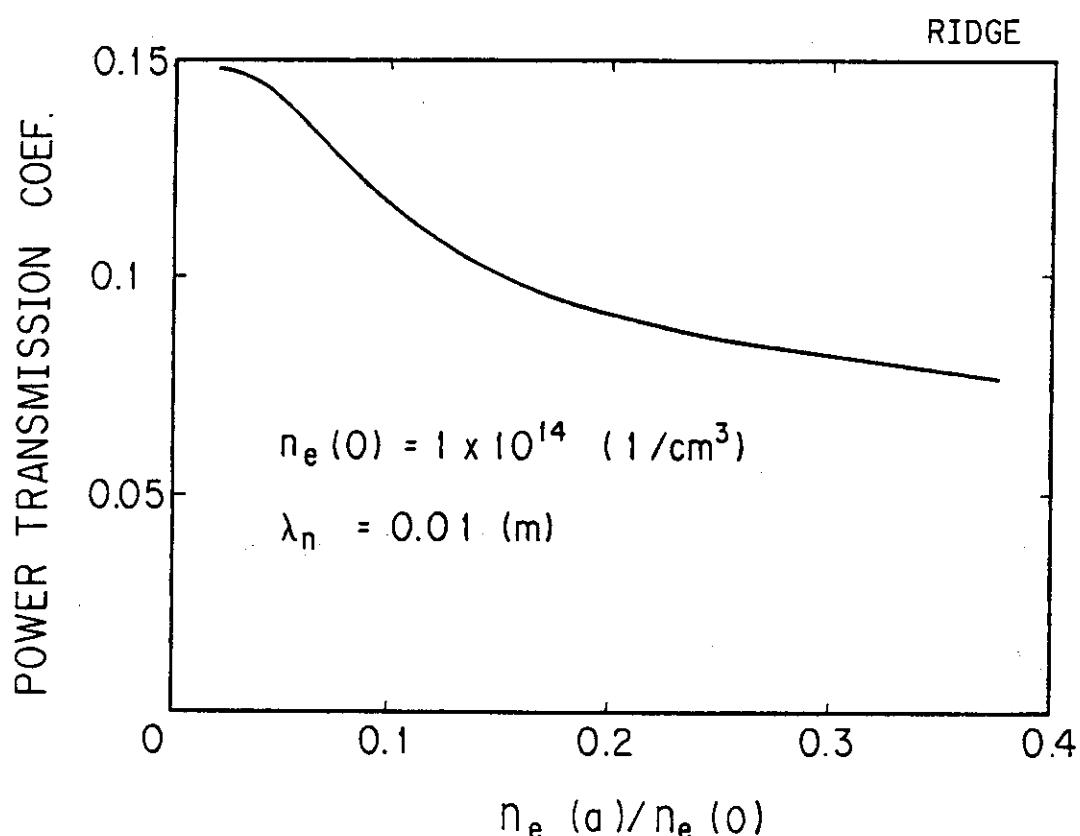


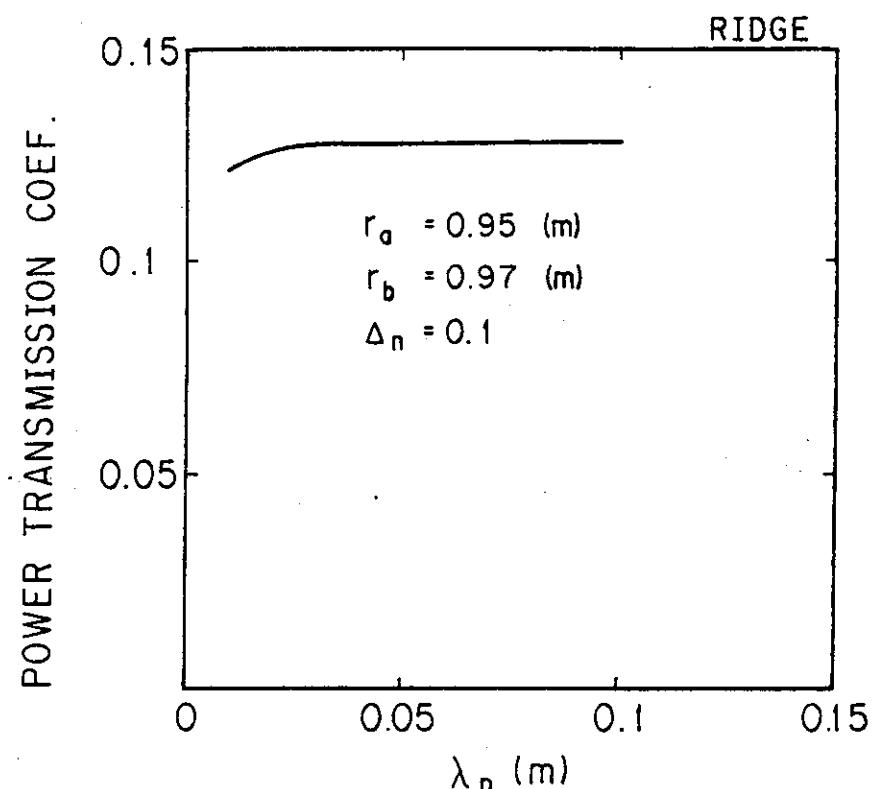
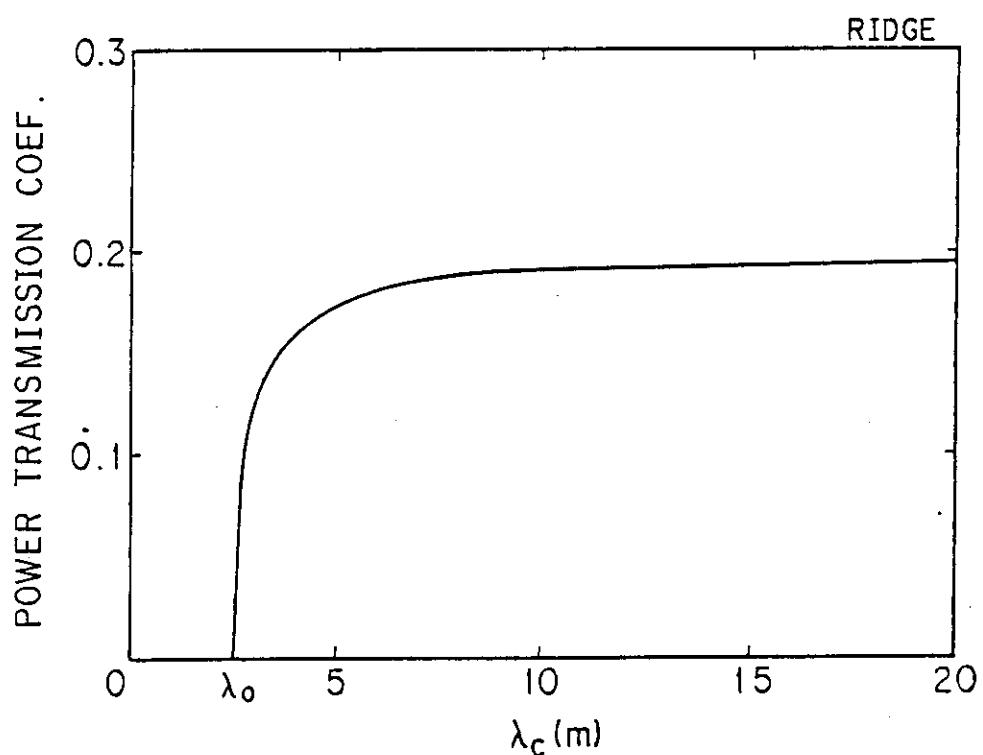
図1 計算モデル

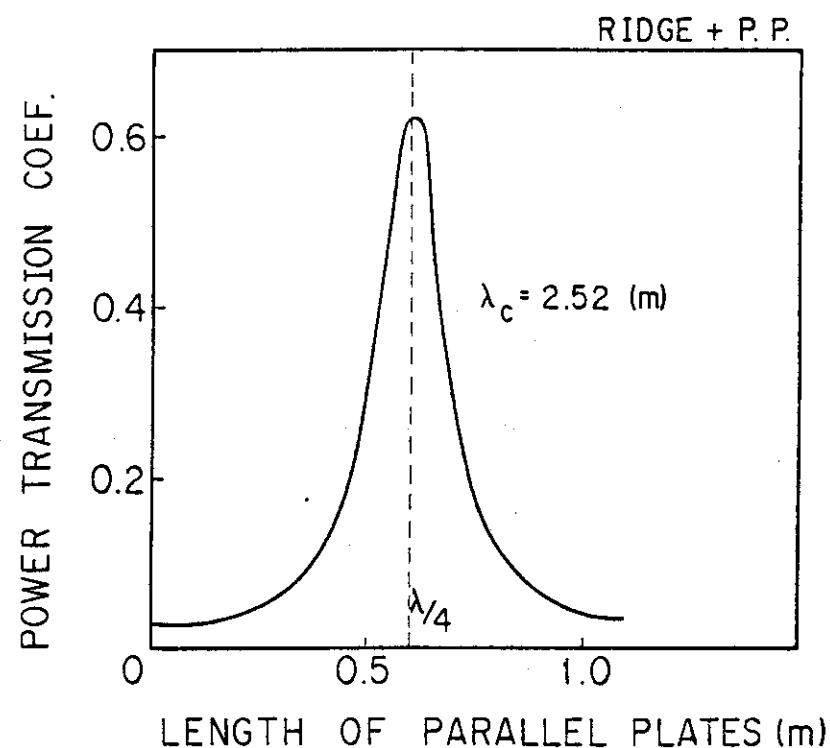
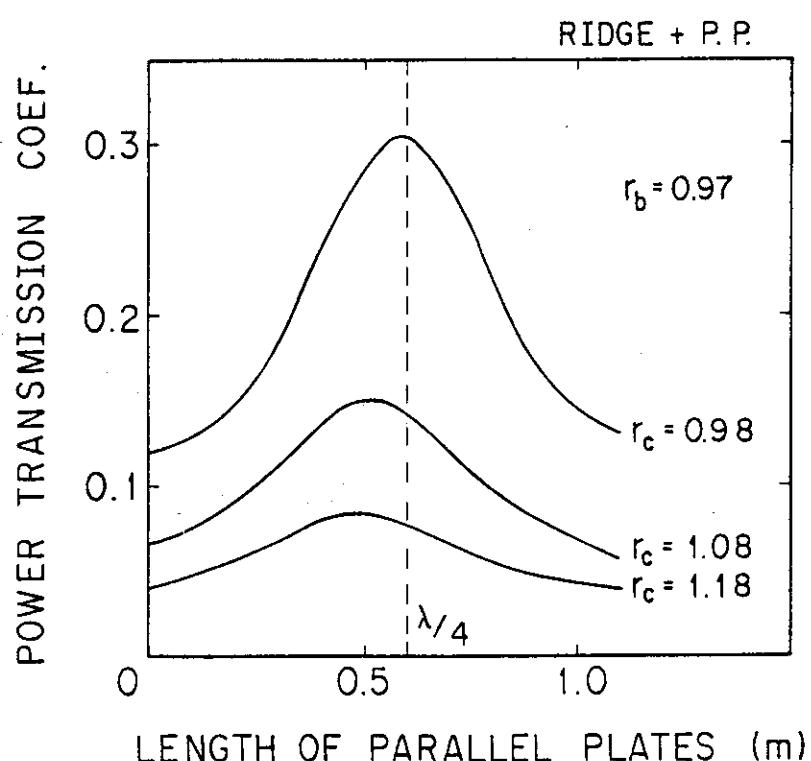
図 3(a) 電力透過率 (P_T) の W_z 依存性図 3(b) 電力透過率 (P_T) の W_y 依存性

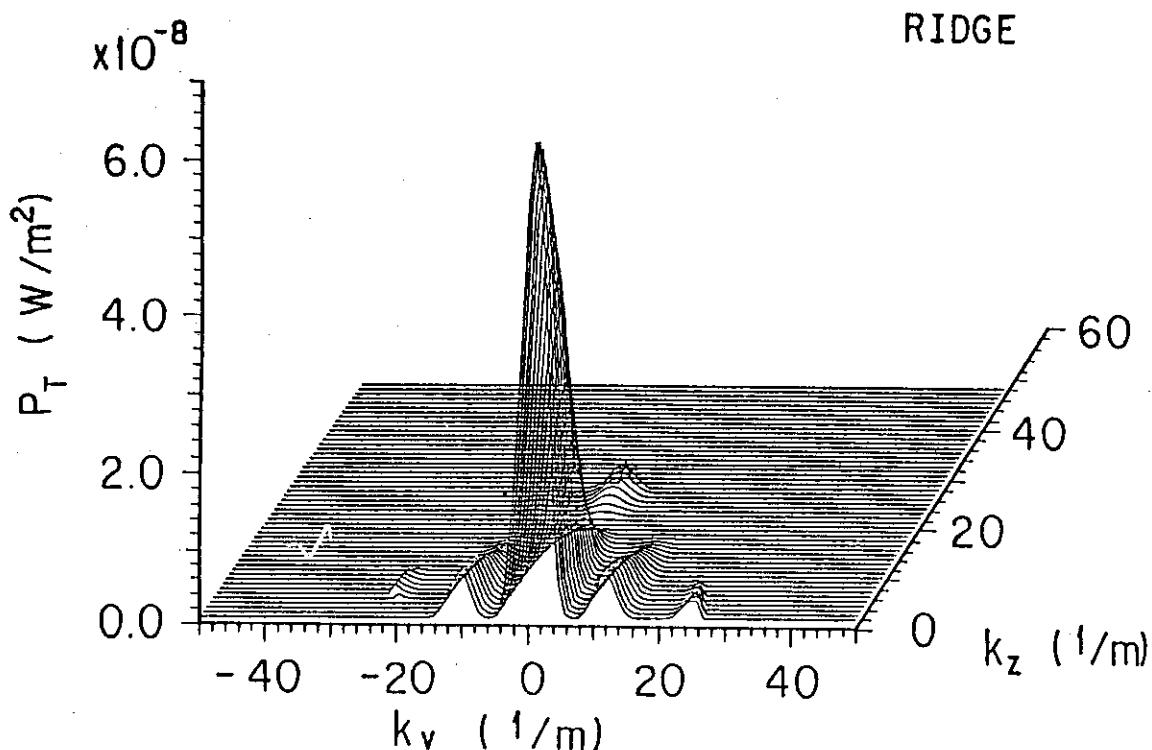
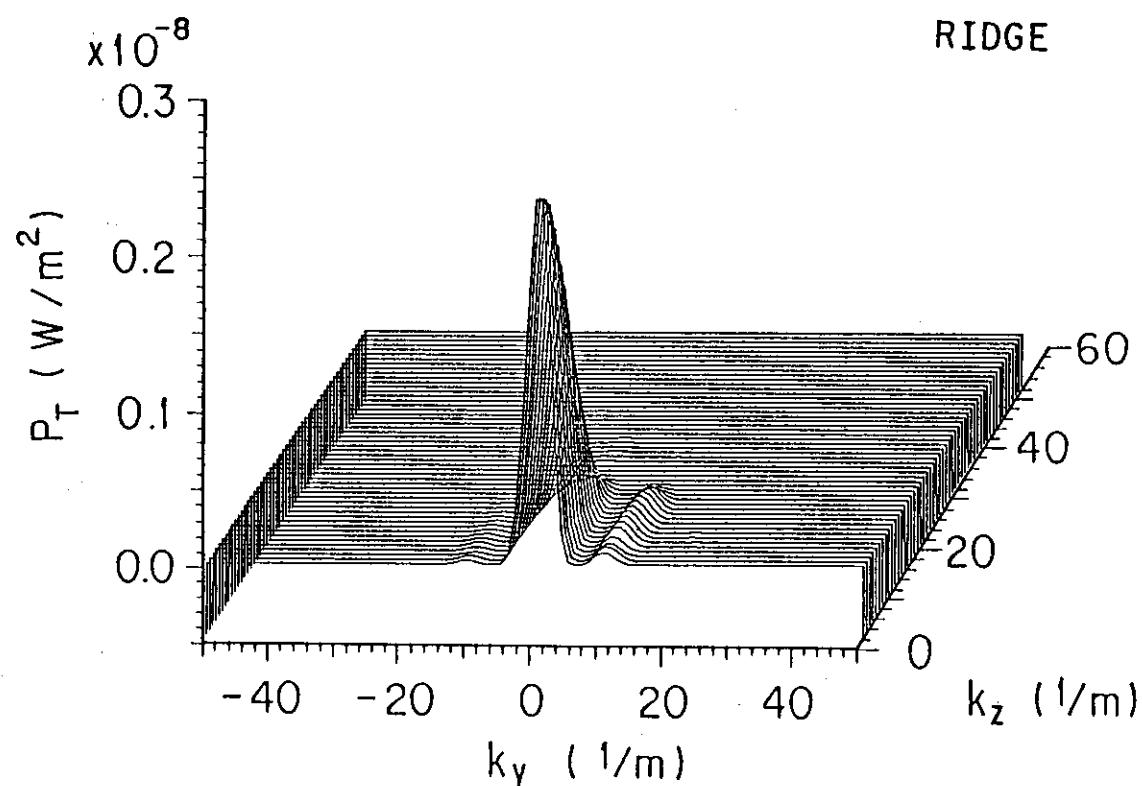
RIDGE

図 3(c) k 空間における電力透過率

図4 P_T のポロイダル方向位相差依存性図5 P_T の表面プラズマ密度依存性

図6 P_T のスクレーブオフ層中の電子密度減衰の e folding length 依存性図7 P_T のリッヂ導波管のカットオフ波長依存性

図 8(a) P_T の平行平板長依存性図 8(b) P_T のファラデーシールド間距離の依存性

図 9(a) 入射パワーの k スペクトル図 9(b) 透過パワーの k スペクトル
L = 0 (m)

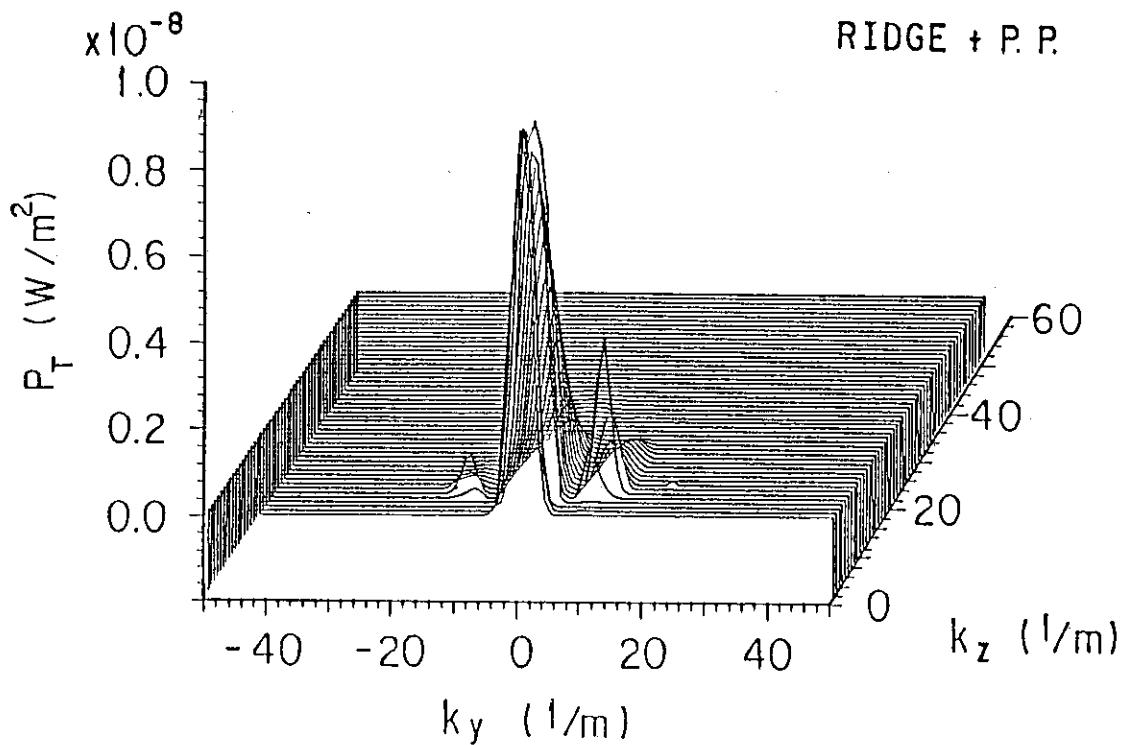


図 9(c) 透過パワーの k スペクトル
 $L = 0.4 \text{ (m)}$

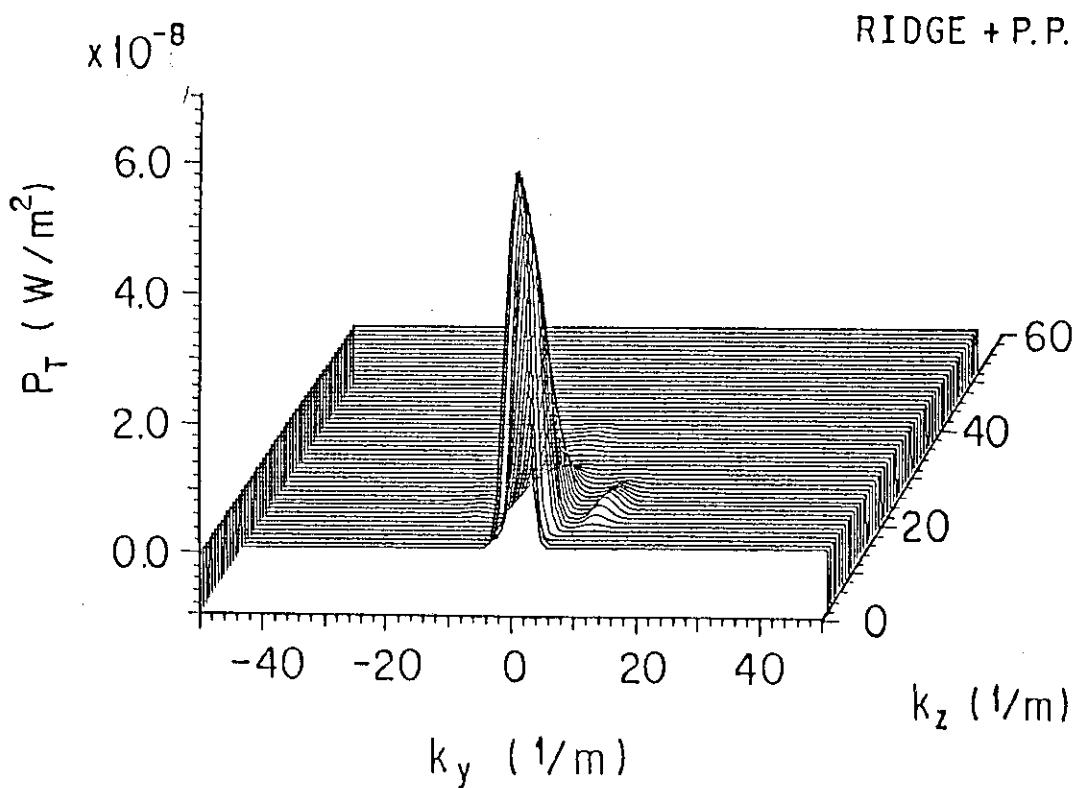


図 9(d) 透過パワーの k スペクトル
 $L = 0.6 \text{ (m)}$

RIDGE + P. P.

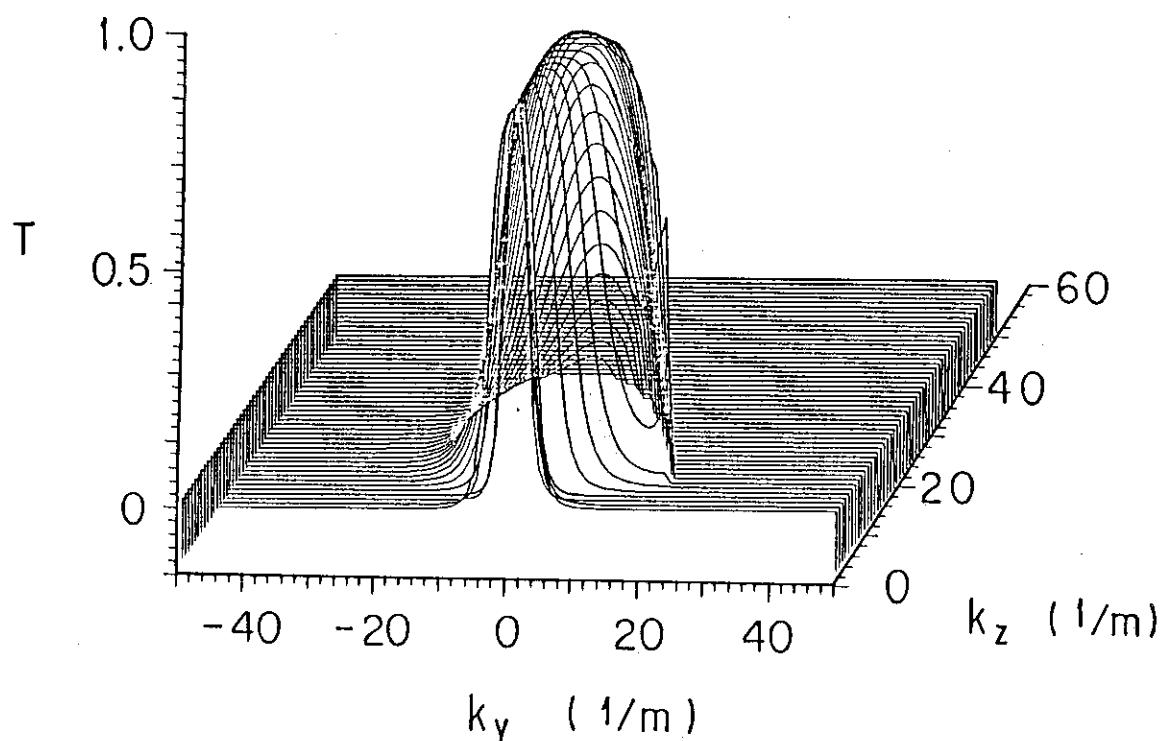


図 9 (e) k 空間における電力透過率
 $L = 0.6$ (m)

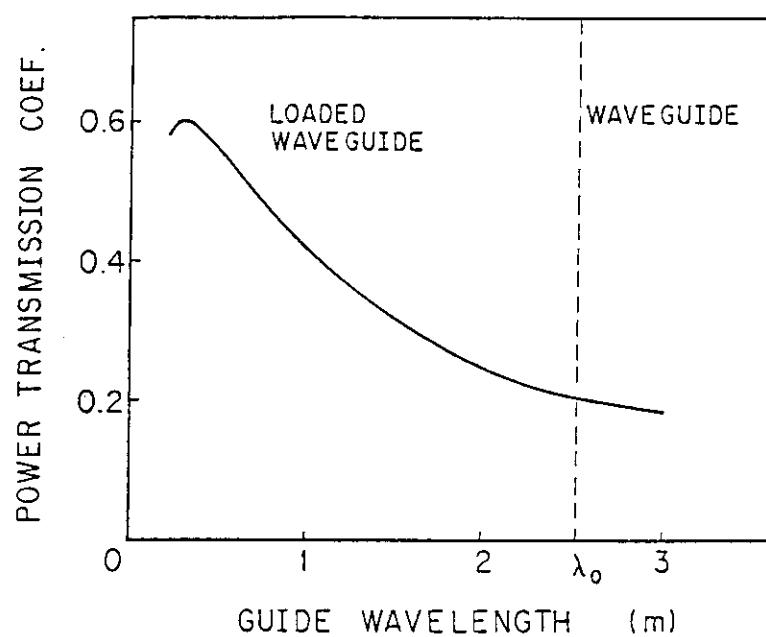
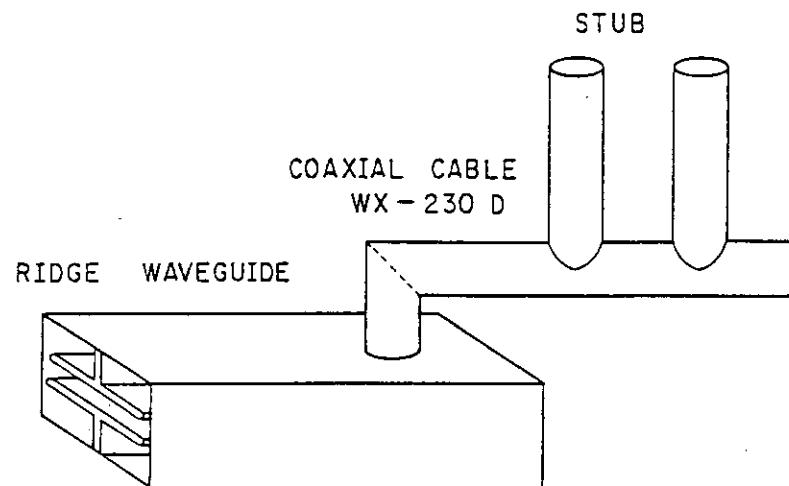
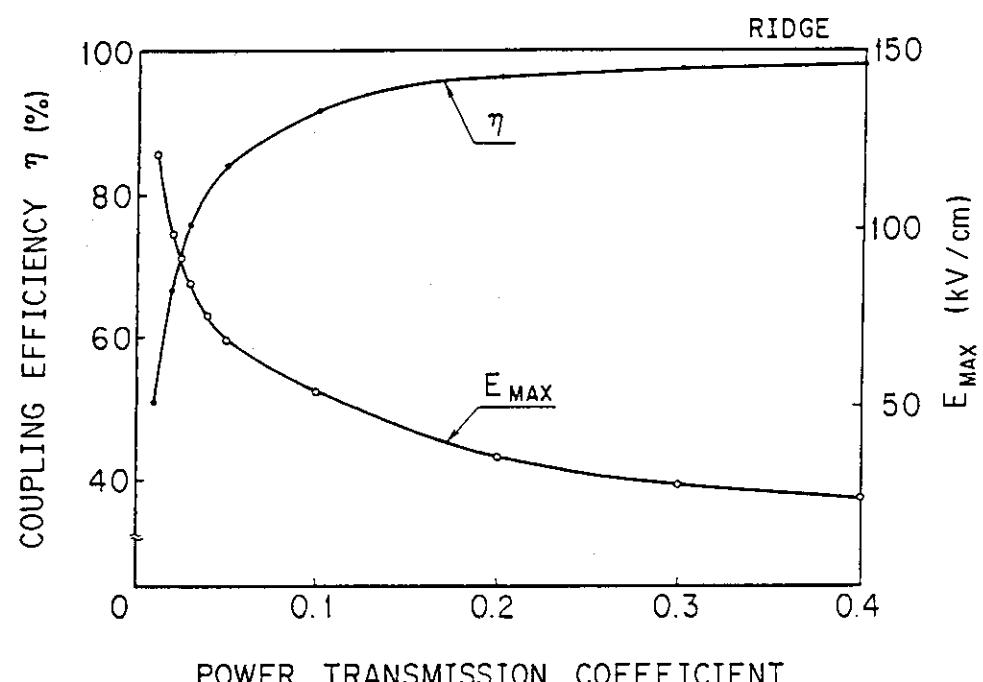


図 10 誘電体装荷型アンテナの電力透過率



ICRF COUPLING SYSTEM

図 11(a) 結合効率の計算モデル

図 11(b) 結合効率及び最高電界の P_t 依存性