

JAERI-Research

JP0050124

99-061



JT-60Uにおける110GHz局所加熱／
電流駆動システムの高周波入射系の基本設計

1999年12月

池田佳隆

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

本レポートは、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、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越しください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 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。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1999

編集兼発行 日本原子力研究所

JT-60Uにおける110GHz局所加熱／電流駆動システムの高周波入射系の基本設計

日本原子力研究所那珂研究所核融合装置試験部

池田 佳隆

(1999年11月1日受理)

JT-60Uにおいては、高周波加熱装置の周波数を110GHz帯とすることで、基本波の外側Oモード励起の電子サイクロトロン波による局所加熱／電流駆動が可能である。本研究では、110GHzのEC波を局所的に吸収させるためのプラズマ入射条件を明かとし、その局所加熱／電流駆動システムの入射系の設計検討を行った。プラズマ入射評価においては、まず解析手法で円形プラズマにおける吸収位置、効率の基本特性を明らかにした。さらに、実際のプラズマ形状において、ray-trace とFokker-Planckの数値計算コードにより、中心電子温度が8keVの高 β プラズマの場合、1MW入射でブートストラップ電流密度程度の局所電流駆動（幅10cm程度）が期待できることを示した。これらを基に、プラズマ中心部から周辺までの加熱／電流分布制御が可能な回転鏡を有するアンテナ、高周波源からアンテナまでの60mの長距離伝送を低損失で実現する高周波システムの基本設計を行った。

**Basic Design of the RF Injection System of the 110GHz Local Heating and
Current Drive System for JT-60U**

Yoshitaka IKEDA

Department of Fusion Facility
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received November 1, 1999)

It is possible to locally heat and drive plasma current on JT-60U by using a fundamental EC wave with outside-launching O-mode when the frequency of RF heating system is changed at 110GHz. This report presents the condition of the local absorption of EC wave and design studies of EC injection system for JT-60U. The absorbed location and coefficient of RF wave are analytically estimated on the circular plasma. The numerical studies using ray-trace and Fokker-Planck codes on the practical plasma configuration with high β plasma at $T_{e0}=8\text{keV}$ indicate that a local current drive compatible to the bootstrap current is expected within 10cm layer at the injection power of 1MW. On the base from these results, the ECRF injection system was designed such as steerable antenna to control the local heating (ECH) and current drive (ECCD) from the center to edge plasma and long transmission in 60 m length from the RF source and the antenna.

Keywords: EC Wave, JT-60U, Current Drive, Bootstrap Current, ECRF System, ECH, ECCD

目 次

1. 序論	1
2. 110GHz局所加熱／電流駆動システム	1
3. 目標性能と設計条件	3
3. 1 目標性能	3
3. 2 設計条件	3
4. プラズマ入射設計	4
4. 1 EC波の吸収	4
4. 1. 1 プラズマの光学厚み	4
4. 1. 2 アンテナ位置と波数ベクトルの入射角度	7
4. 1. 3 入射位置（角度）に対する吸収率	9
4. 1. 4 ドップラーシフトによる共鳴位置のシフト	11
4. 2 電流駆動の評価	16
4. 2. 1 計算条件	16
4. 2. 2 トロイダル入射角度	18
4. 2. 3 ポロイダル入射角度	19
4. 2. 4 議論	20
4. 3 モードの偏波	21
5. アンテナにおける高周波設計	23
5. 1 収束鏡によるRFビームの収束	23
5. 1. 1 RFビームのビーム径	23
5. 1. 2 収束鏡	25
5. 2 可動鏡によるRFビームの入射方向制御	30
5. 2. 1 各ベクトル	31
5. 2. 2 入射ビームライン	33
5. 3 RF損失	35
5. 3. 1 コルゲート導波管	35
5. 3. 2 ギャップ	38
5. 3. 3 マイターベンド	41
5. 3. 4 軸傾斜によるモード変換損失	42
5. 3. 5 その他の高周波損失	43
5. 3. 6 議論	43
6. まとめ	45
謝辞	45
参考文献	46

Contents

1. Introduction	1
2. 110GHz Local Heating and Current Drive System	1
3. Design Parameters and Design Condition	3
3.1 Design Parameters	3
3.2 Design Condition	3
4. Design of Plasma Injection	4
4.1 Absorption of EC Wave	4
4.1.1 Optical Thickness of Plasmas	4
4.1.2 Antenna Location and Injection Angle of Wave Vector	7
4.1.3 Dependence of Injection Angle on Absorption Coefficient ..	9
4.1.4 Doppler Shift of Absorption Layer	11
4.2 Estimation of Current Drive	16
4.2.1 Calculation Condition	16
4.2.2 Toroidal Injection Angle	18
4.2.3 Poloidal Injection Angle	19
4.2.4 Discussion	20
4.3 Polarization of Exciting Mode	21
5. Design of RF properties of Antenna	23
5.1 Focus of RF Beam by a Focusing Mirror	23
5.1.1 Beam Waist	23
5.1.2 Focusing Mirror	25
5.2 Control of RF Beam Direction by a Steerable Mirror	30
5.2.1 Vector Components	31
5.2.2 Injection Beam Line	33
5.3 RF Losses	35
5.3.1 Corrugated Waveguide	35
5.3.2 Gap	38
5.3.3 Miter Bend	41
5.3.4 Mode Conversion Loss at Abrupt Tilts	42
5.3.5 Other RF Losses	43
5.3.6 Discussion	43
6. Summary	45
Acknowledgment	45
References	46

1. 序論

JT-60では、これまで高周波加熱装置を用いて、3.6MAの電流駆動[1]、凹状電流分布制御による高性能プラズマ性能の保持[2]、プラズマ中心部のイオン加熱[3]、TAEモード等の実証／解明[4]を行ってきた。一方、最近のプラズマ実験では、プラズマの閉じ込め性能を向上するためには、プラズマ中の局所的な制御が必要であることが明らかとなってきた。特に、プラズマ圧力が高い場合、磁気島の発生に伴いブートストラップ電流が減少し、この電流分布の歪みがプラズマ不安定性（新古典ティアリングモード）を引き起こし、プラズマ性能を阻害することが明かとなっている[5-6]。このプラズマ不安定性を抑制するためには、不安定性の発生する局所的な部分を加熱もしくは電流を流す必要があることが近年の研究で解明されつつあり、ITER物理R&Dとしても、局所的な不安定性抑制が緊急課題として指摘されている[7]。局所的な加熱／電流駆動を行うためには、波長が短く、磁場に対して共鳴領域を有する、電子サイクロトロン波が有効な手段であるが、これまでJT-60トカマクの磁場に対応する波長（周波数）の大電力、長パルスの高周波大電力管が存在しなかったため、JT-60では実験が不可能であった。これに対し、近年ITER工学R&Dとして短波長の高周波管の開発が大幅に進展し、JT-60用の高周波管の開発が可能な段階となった[8]。本報告は、周波数110GHzの電子サイクロトロン波を用いる局所加熱電流駆動システムの入射系に関する基本設計である。次章では、110GHz局所加熱／電流駆動システムの概要を述べ、3章において、その目標性能と設計条件を述べる。4章ではEC波の吸収、電流駆動、モードの評価に関するプラズマ入射条件を報告する。5章では、収束鏡による高周波ビームの収束、可動鏡による高周波ビームの入射方向の制御領域などのアンテナにおける高周波設計を示し、6章でまとめを述べる。

2. 110GHz局所加熱／電流駆動システム

110GHz局所加熱／電流駆動システムは、図2.1に示すように、大電力高周波を発生する110GHz大電力管（ジャイロトロン）、それを駆動するための電源、発生した大電力高周波を伝送する伝送系及びアンテナなどから構成される。110GHz大電力管の動作には、周波数に対応した磁場が必要であり、超伝導コイルが必要である。発生した高周波は、整合器により低損失な高周波モードであるHE₁₁に変換し、伝送導波管に導かれる。HE₁₁モードは高次モードであるために導波管の軸ずれ、曲げ等により容易にモード変換を起こし、損失を増加させる可能性がある。このため、導波管の据え付けには十分な精度が要求される。一方、110GHzのミリ波の大電力伝送を行うためには、導波管内でのRF放電を抑制する必要がある。このため、導波管内を高真空に保ち、放電防止をはかる。また伝送系には偏波変換器により高周波の偏波（偏波角度、楕円度）を変える機能を有する。これにより、プラズマ入射時のOモードとXモードの励起を制御する。伝送系からの高周波は、真空窓を介してアンテナに導かれる。この真空窓はRF損失が小さく、熱伝導率の大きい人工ダイヤモンドを用いる[9]。このダイヤモンド窓の採用によ

り、定常的な大電力透過が可能である。アンテナは2つの準光学鏡を有している。1つはRFビームのプラズマ中での発散を押さえるための収束鏡であり、もう1つはRFビームの入射方向を制御する可動鏡である。JT-60Uでは、ポートの空間的な制約からトロイダル方向の入射角度は固定し、ポロイダル方向の入射角度を制御し、プラズマ中の任意の位置での加熱／電流分布制御を行う。システム制御としては、高周波の発振を制御する大電力制御系と、アンテナの可動鏡及び偏波変換器を制御するアンテナ入射制御系からなり、実験条件に応じて最適な位置の加熱／電流駆動を行う。

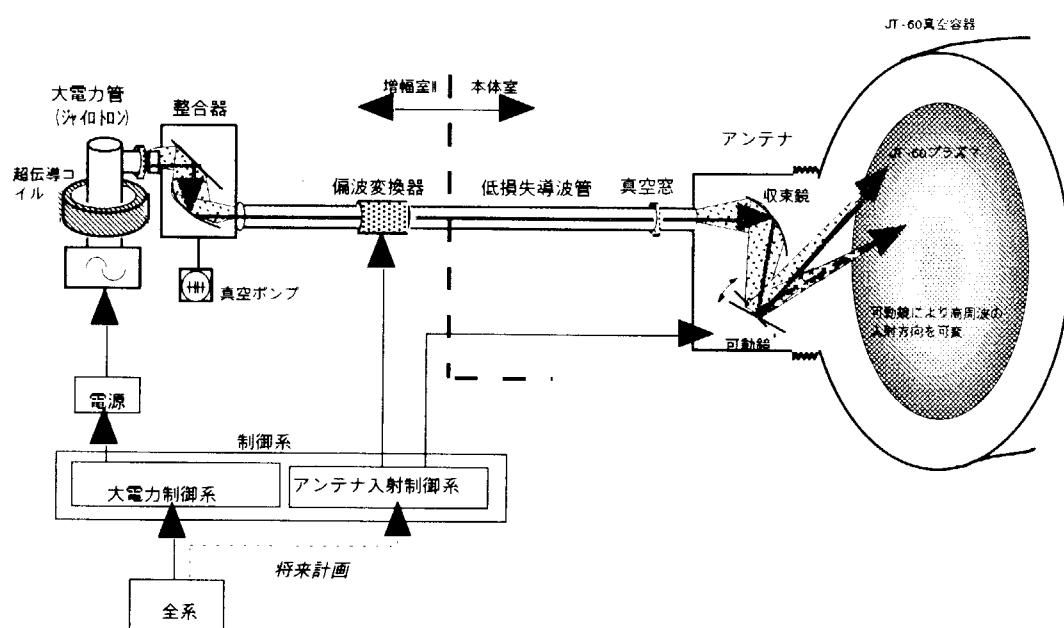


図2.1 110GHz 局所加熱／電流駆動システム

3. 目標性能と設計条件

本システムの性能は、既設のJT-60U本体及びJT-60高周波加熱装置が有する設備の範囲で制限される。また、110GHz大電力管であるジャイロトロンも開発段階であるため、その性能に関しては不確定要素があるが、ここでは目標性能として、1MW、5秒以上の電力を有するシステムとする。

また、アンテナ位置に関しては他設備との取り合い等から、P-17上斜ポートに設置するとする。

なお、電流駆動性能としては、新古典ティアリングモードを抑制することを考慮し、JT-60Uの高 β プラズマ運転時に観測された磁気島程度の幅に、ブートストラップ電流程度の局所電流駆動を実現することを目標として設計を行うものとする。

3. 1 目標性能

周波数	110GHz
電力	1 MW
パルス幅	5 秒
入射モード	基本波のトーラス外側励起のOモード
吸収領域	プラズマ中心部から周辺部まで制御できること
吸収幅	約10cm (JT-60Uで観測された磁気島の幅程度)
駆動電流値	高 β プラズマ(中心電子温度 : 8keV、 中心密度 : $0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$) にて、ブートストラップ電流程度 (0.3 MA/m^2)

3. 2 設計条件

アンテナ位置	P-17上斜ポート (ポート斜角度 : 38°、 水平角度 : 9°)
RFビーム制御	トロイダル方向 : 固定 ポロイダル方向 : 制御
入射ビーム数	1 (3本まで増力可能)

4. プラズマ入射設計

EC波により局所的に加熱／電流駆動を行うためには、プラズマの条件に応じて波の入射角度などを最適にする必要がある。ここでは、110GHzのEC波の吸収特性を円形プラズマモデルで解析的に評価する[10]。さらにRay-trace + Fokker-Planckコードによるシミュレーションを用いて[11]、JT-60Uにおいて効率よく電流駆動を行うための最適条件を求める。また、外側からプラズマに励起させる波は基本波のOモードであり、このためのプラズマ境界点における波の偏波条件を求める。

4. 1 EC波の吸収

4. 1. 1 プラズマの光学厚み

ECHの吸収率を計算するには、プラズマの分散式を解き波の伝搬に沿う波数ベクトルの虚部から求める必要がある。三角度等を有する実際のプラズマ形状、分布を考慮して波の吸収分布評価を行うには、4. 2節で検討するように、Ray-traceコードにより波の伝搬を追跡し、プラズマ各点での回折、吸収計算を行う必要があるが、一方、波が吸収するのは共鳴領域近傍のみであることから、波が直線的に伝搬し共鳴領域を通過する場合には、入射電力Pに対する1回あたりの吸収量 P_{abs} の割合、すなわちシングルパス吸収率 P_{abs}/P を、比較的簡単な以下の式で求めることができる。

$$P_{abs}/P = 1 - e^{-\tau} \quad (4.1)$$

τ は光学厚さであり、 $\tau > 1$ であれば波は1回の共鳴領域の通過で吸収される。ここでECHの基本周波数のO、Xモードの τ は以下で与えられる。

$$\tau_{(O)} = \pi^2 N_o' \left(\frac{\omega_p}{\omega_c} \right)^2 \left(\frac{v_t}{c} \right)^2 \frac{(1+2\cos^2\theta)^2 \sin^4\theta}{(1+\cos^2\theta)^3} \frac{L_B}{\lambda_0} \quad (4.2)$$

$$\tau_{(X)} = \pi^2 N_o' \left(1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} \right)^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega_c} \right)^2 \left(\frac{v_t}{c} \right)^2 \cos^2\theta \frac{L_B}{\lambda_0} \quad (4.3)$$

N' は波の屈折率であり、 L_B は次で与えられる。

$$N_{o,x}'^2 = \frac{1}{\sin^2\theta} \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_c} \right)^2 + \frac{1}{2} \sin^2\theta \mp \frac{1}{2} \sqrt{\sin^4\theta + 4 \left(1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_c} \right)^2 \right)^2 \cos^2\theta} \right] \quad (4.4)$$

(Oモードは"-、Xモードは"+")

$$L_B = \frac{B_0}{|dB_0/d\ell|} = \frac{R_0}{\sin\theta} \quad (4.5)$$

また、cは光速度、 v_t は電子の熱速度、 ω_p は電子プラズマ周波数、 ω_c は電子サイクロトロン周波数であり以下で与えられる。θは磁力線とRFビームのなす角度（磁場-RFビーム角度）である。

$$v_t = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} = 4.1938 \times 10^5 \sqrt{T_e [\text{eV}]} \quad [\text{m/s}] \quad (4.6)$$

$$\omega_p = 2\pi \times 89.8 \times 10^9 \sqrt{n_e [m^{-3}]/10^{20}} \quad [\text{rad/s}] \quad (4.7)$$

$$\omega_c = 2\pi \times 28.0 \times 10^9 B [T] \quad [\text{rad/s}] \quad (4.8)$$

図4.1に周波数110GHz（共鳴磁場3.92 T）、温度5keVの場合における、角度θに対する波の屈折率Nを示す。Oモードでは、屈折率の角度θ依存性は小さいが、Xモードでは、その依存性は大きい。このことは、Oモードの波の伝搬は比較的準光学的に直線的な振舞いを示すが、Xモードでは大きく曲がることが予想される。

図4.2に吸収率P_{abs}/Pに対する角度θの依存性を示す。ここで、密度n_e=0.2~1.0×10²⁰m⁻³である。Oモードにおいては角度θが40°以上になればほぼ100%吸収であることがわかる。一方、Xモードも入射角度θが90°近傍を除きほぼ100%吸収であるが、RFをトーラス外側から励起する場合、Xモードの波は共鳴領域に伝播する前に遮断領域により反射し、吸収が妨げられる。

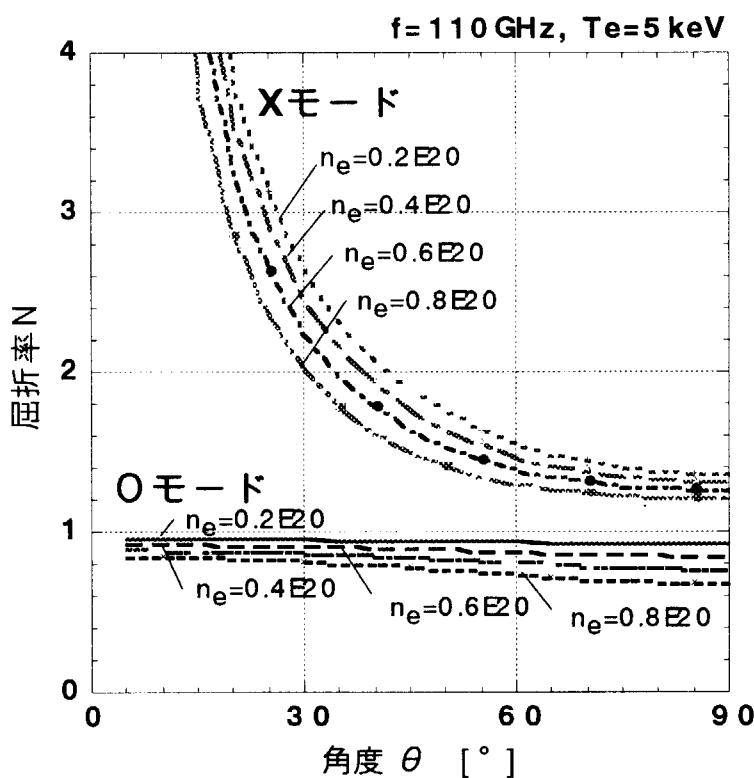
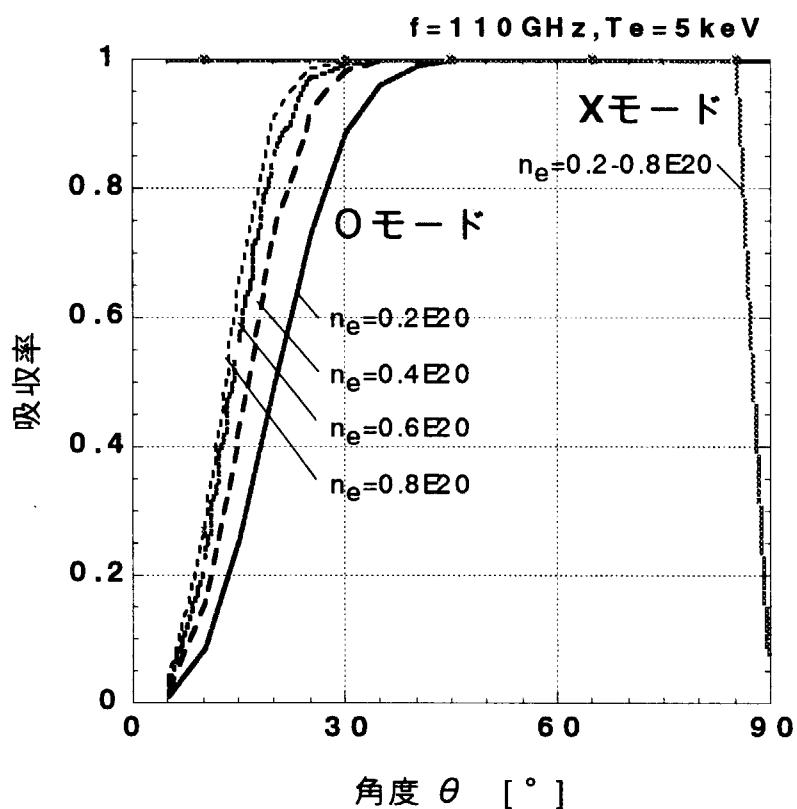


図4.1 磁場-RFビーム角度θに対する屈折率
N(O)、N(X)は、密度0.2~1.0×10²⁰m⁻³における各々Oモード、
Xモードの屈折率である。

図4.2 磁場-RFビーム角度 θ に対する吸収率

$P(O)$ 、 $P(X)$ は、密度 $0.2 \sim 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ における各々Oモード、Xモードのシングルパス吸収率である。

4. 1. 2 アンテナ位置と波数ベクトルの入射角度

EC波で電流駆動を行うためには、入射波の入射角度を磁力線に対してトロイダル方向に傾ける必要がある。また、局所的な分布制御を行うためには、可動ミラーにより入射ビームをポロイダル方向に制御する必要がある。このためには、JT-60ECRFアンテナの位置（ポロイダルに約38度斜め上）を考慮して、ミラーからの波の入射角度を決定する必要がある。実際には、プラズマ形状、密度分布などにより、RFビームは屈折を起こし直線的な軌跡を描かないが、前節で示したように、検討の対象であるOモードに関しては屈折率の変化が少ないとから、準光学的な近似で扱うことが可能である。したがって、ここでは簡単のため、ポロイダル方向にミラーを可動した場合（共鳴位置の高さを変え）、共鳴位置での磁場-RFビーム角度 θ を光学的な軌道をとるものとして求める。

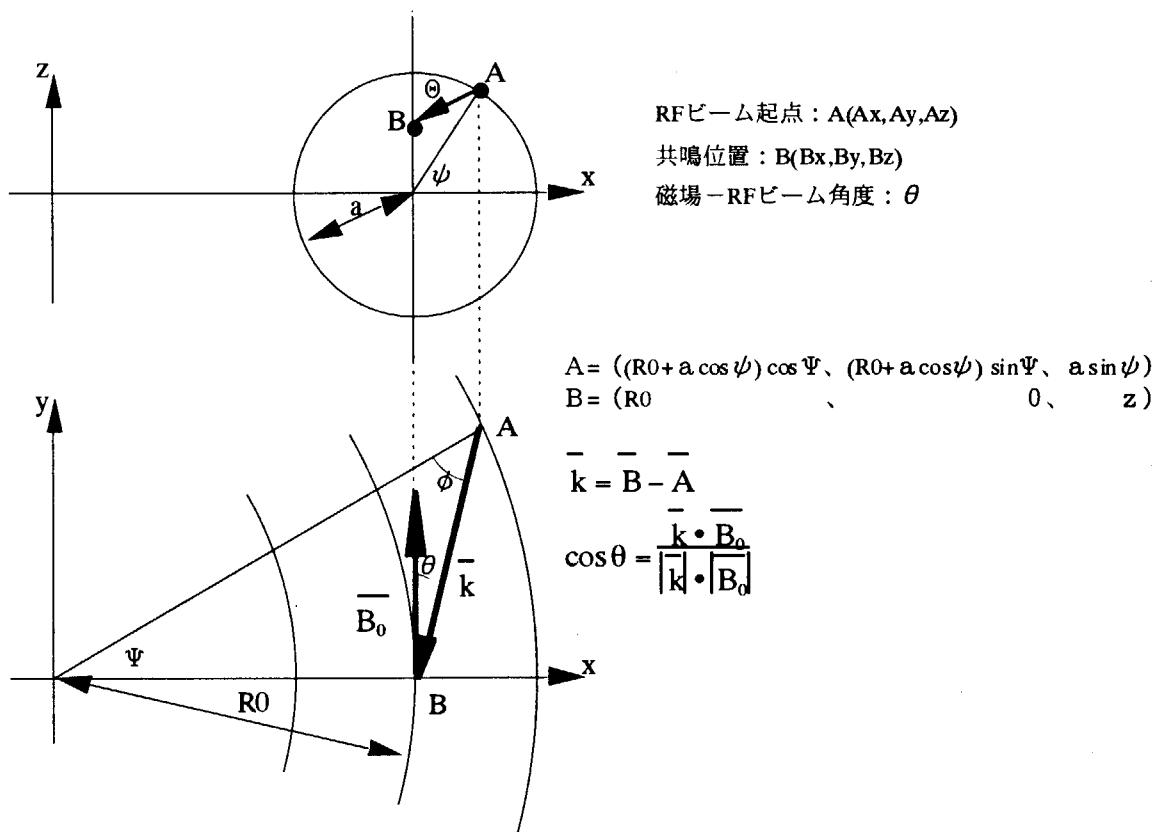


図4.3 座標系とRFビーム

JT-60Uのアンテナ位置として、 $\psi=38^\circ$ 、 $a=1.7\text{m}$ 、 $R_0=3.32\text{m}$ (P-17上ポートの場合) とすると、起点位置からトロイダル方向に角度 ϕ (X-Y座標) 傾いたRFビームにおいて、RFビームをポロイダル方向に回転した場合の共鳴位置Bでの磁場-RFビーム角度 θ は以下の通りである。

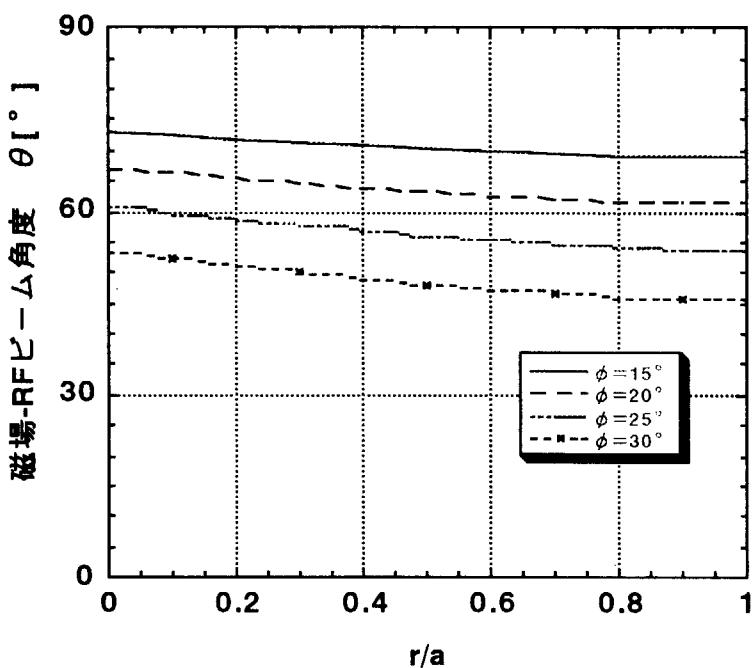


図4.4 ポロイダル入射角度を制御した場合の小半径位置における磁場-RFビーム角度

ここで、横軸はプラズマ半径 a を1mとした場合のプラズマ半径依存であり、角度 ϕ に関しては 15° から 30° までの計算例を示している。したがって、プラズマ半径の $1/2$ で磁場-RFビーム角度を例えば約 60° とするためには、 $\phi = 20^\circ$ 程度にする必要がある。

4. 1. 3 入射位置（角度）に対する吸収率

プラズマでの吸収率は、温度、密度などのプラズマの条件と磁場とRFビーム角度 θ により求められる。プラズマ条件に対する吸収率は（1）項から、アンテナからのRFビームのポロイダル角度（z軸）を変えた場合の共鳴位置に対するRFビーム角度 θ は（2）項から求められる。また、共鳴領域のz軸方向がプラズマの半径方向を与えることから、プラズマの密度、温度分布を

$$n_e = n_{e0} \left(1 - \left(\frac{r}{a_0} \right)^\alpha \right)^\beta \quad (4.9)$$

$$T_e = T_{e0} \left(1 - \left(\frac{r}{a_0} \right)^{\alpha'} \right)^{\beta'} \quad (4.10)$$

とすれば、共鳴領域でのプラズマ条件が角度 θ で与えられる。

図4. 5にプラズマ密度を変えた場合のEC波の吸収率を示す。ここで $n_{e0} = (0.4 \sim 1.0) \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、 $\alpha = 2$ 、 $\beta = 0.5$ 、 $T_{e0} = 5 \text{ keV}$ 、 $\alpha' = 2$ 、 $\beta' = 1$ 、アンテナ入射条件が $\phi = 30^\circ$ ($r/a = 0.5$ において $\theta \sim 50^\circ$)とした。この場合、RFビームのポロイダル方向を変えてても、周辺部 $r/a < 0.8$ までEC波はほぼ吸収されることがわかる。

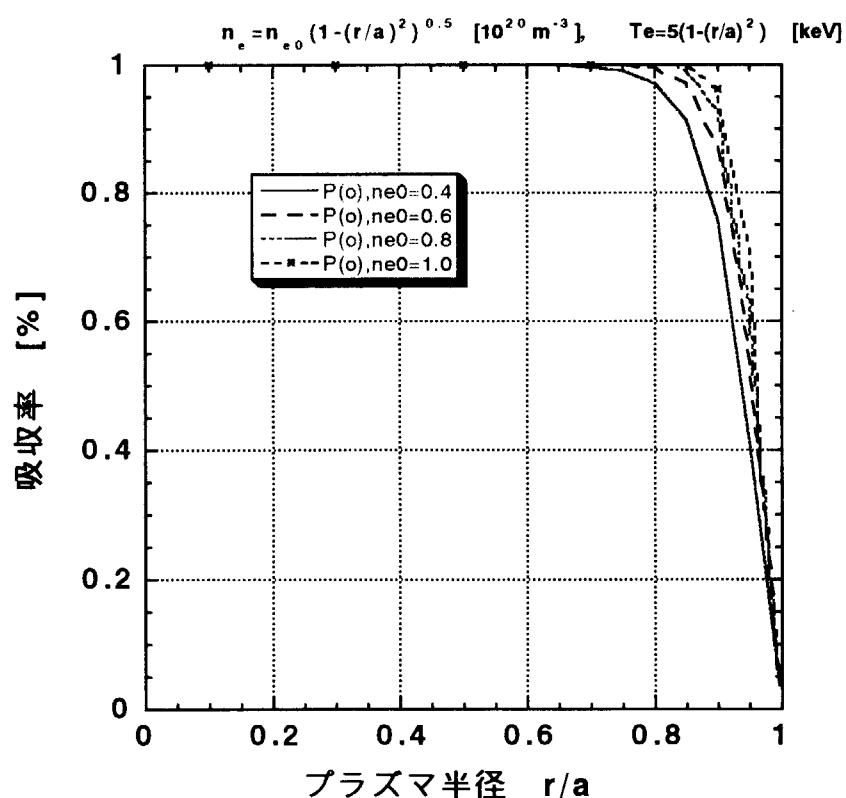


図4. 5 ポロイダル角度を変えて吸収位置を変えた場合のシングルパス吸収率の密度依存

図4. 6に、密度が $n_e = 0.4 \times 10^{20} (1 - (r/a)^2)^{0.5}$ の場合に、中心温度を2 keVから8 keVまで変えた時の吸収率を示す。中心温度が4 keV以上であれば、 $r/a < 0.8$ でシングルパスで90%以上が吸収されることがわかる。

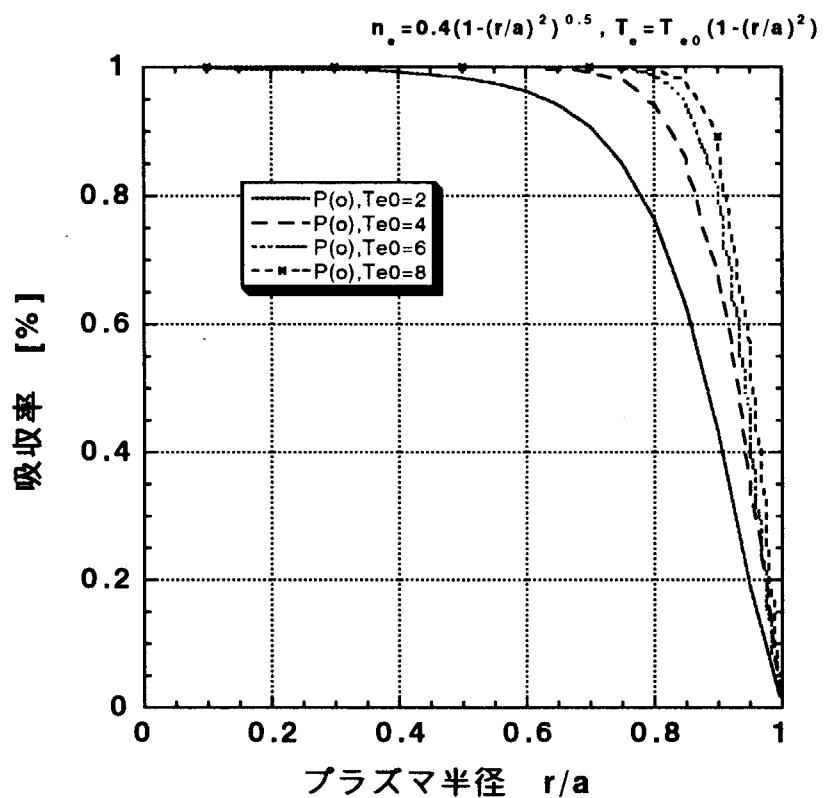


図4. 6 ポロイダル角度を変えて吸収位置を変えた場合のシングルパス吸収率の温度依存

4. 1. 4 ドップラーシフトによる共鳴位置のシフト

基本周波数におけるOモードによる波の吸収は、次の共鳴条件を満足する場合に発生する。

$$\omega - \omega_c - k_z v_z = 0 \quad (4.11)$$

ここで k_z は波の磁場方向の波数ベクトル、 v_z は電子の磁場方向の速度である。すなわちこの共鳴条件で運動する電子は、高周波電界を定常的に受け磁場方向に加速（加熱）される。

したがって、外部から ω の波を角度 θ で入射する場合、

$$\omega_c = \omega \left(1 - \frac{\mathbf{N}_z \cdot \mathbf{v}_z}{c} \right) = \omega \left(1 - \frac{N \cos \theta}{c} \cdot v_z \right) \quad (4.12)$$

$$B_c = 2\pi f \frac{m_e}{e} \left(1 - \frac{N \cos \theta}{c} \cdot v_z \right) = \frac{f}{2.8 \times 10^{10}} \left(1 - \frac{N \cos \theta}{c} \cdot v_z \right) \quad [T] \quad (4.13)$$

を満足する位置（磁場）で共鳴吸収が発生する。ここで $N \cos \theta \sim \cos \theta$ 、 $v_z = \sqrt{T_e / m_e}$ として、 $f=110\text{GHz}$ の場合の共鳴磁場を図4. 7に示す。温度が高い場合、入射波の共鳴磁場4 Tに対して、かなり弱磁場側に共鳴位置が移動するのがわかる。なお、電子温度が高くなると、相対論効果により電子の速度が遅くなることを考慮する必要があるが、10keV程度では v_z/c のずれは1.4%程度であり無視できる。

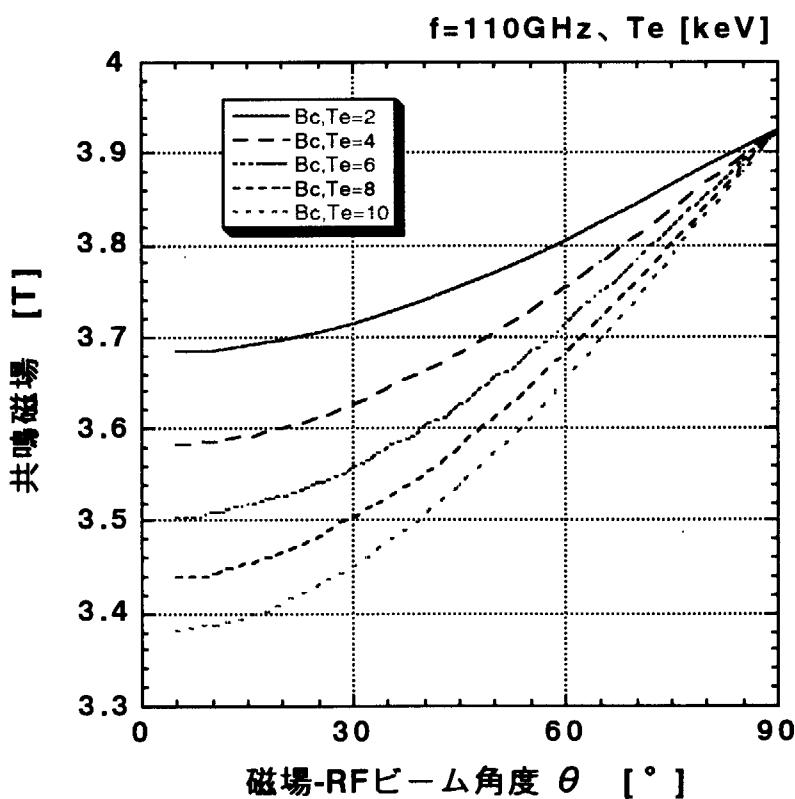


図4. 7 ドップラーシフトによる共鳴位置のシフト

実際の吸収位置の評価は、プラズマ配位、分布を考慮した数値計算が必要である。ここでは円形プラズマにおいてRFビームが直線的に伝搬するとして概略の吸収位置を求める。図4.8に座標系を示す。RFビーム起点位置AからB点に向けて波を入射する場合を考え、(4.13)式を満足するC点を求める。この場合、トーラス座標をX-Y座標、波数ベクトルkに沿った断面の座標をx-y座標とする。円形プラズマのため、x-y座標におけるプラズマ断面は橿円として近似した。

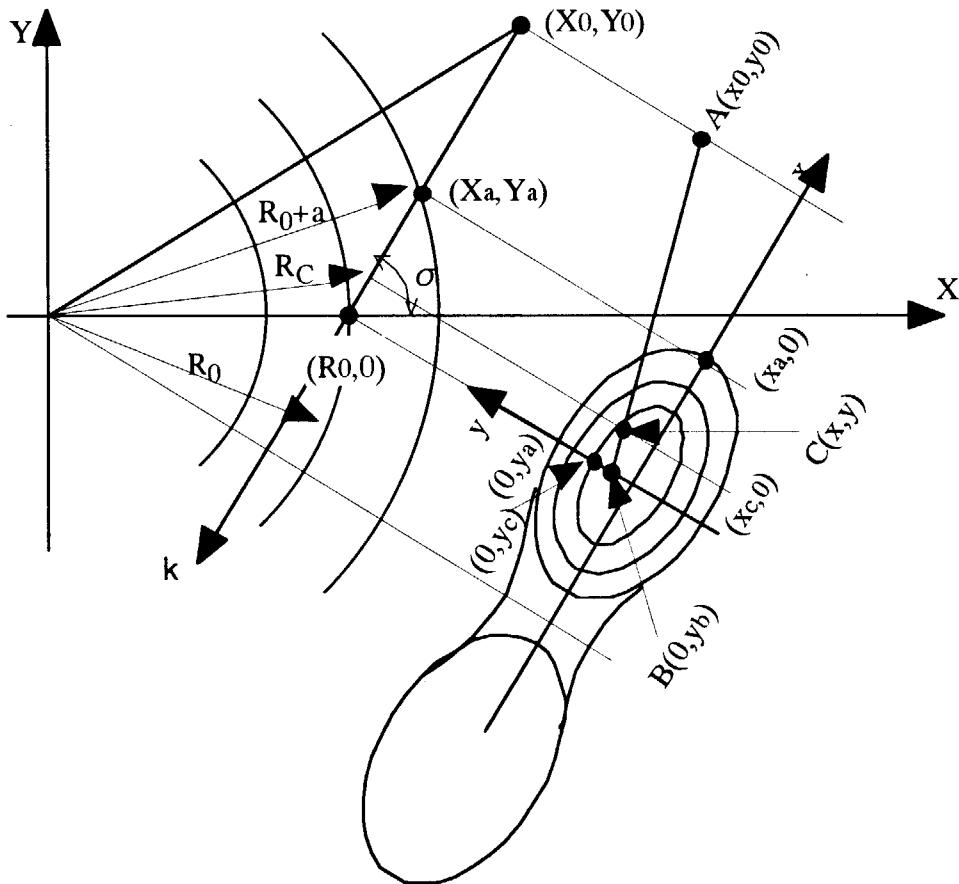


図4.8 円形プラズマにおけるRFビーム（直線近似）の軌跡

入射方向B点を与えると、X-Y座標におけるプラズマ断面の橿円長辺半径である x_a は、

$$(x_a \cos \sigma + R_0)^2 + (x_a \sin \sigma)^2 = (R_0 + a)^2 \quad (4.14)$$

より、

$$x_a = -R_0 \cos \sigma + \sqrt{R_0^2 \cos^2 \sigma + a^2 + 2aR_0} \quad (4.15)$$

である。したがって、共鳴位置 R_c に対応するX-y座標におけるのC点の(x, y)は

$$\left(\frac{x}{x_c}\right)^2 + \left(\frac{y}{y_c}\right)^2 = 1 \quad (4.16)$$

から、

$$\left(\frac{y_a}{y_c}\right)^2 \left(\frac{x}{x_a}\right)^2 + \left(\frac{y}{y_c}\right)^2 = 1 \quad (4.17)$$

を満足する。

次に磁場とRFビーム角度 θ は(2)項から、また(4.11)式からプラズマ半径 $r = y_b$ での T_e が求められ、 v_z が与えられる。これより、(4.13)式より共鳴磁場 B_c が求められる。これよりトロイダル磁場は

$$B_c = \frac{R_0}{R_c} B_0 \quad (4.18)$$

であるから、共鳴位置 R_c が求まる。共鳴位置 R_c に対応する $x - y$ 座標におけるC点の(x, y)のxは、(4.15)式から

$$x = -R_0 \cos \sigma + \sqrt{R_0^2 \cos^2 \sigma - R_0^2 + R_c^2} \quad (4.19)$$

一方、(x, y)はA-B点を通る直線上の点であるから以下の式を満足することからyが求められる。

$$y = \frac{y_a - y_b}{x_a} \cdot x + y \quad (4.20)$$

さらに(4.17)、(4.20)式から吸収位置のプラズマ半径である y_c を得る。

$$y_c = \sqrt{\left(\frac{y_a}{x_a}\right)^2 x^2 + \left(\frac{y_a - y_b}{x_a} \cdot x - y_b\right)^2} \quad (4.21)$$

アンテナ位置(X0, Y0)及びB点(0, y_b)は(2)項で与えられたように、

$$\begin{aligned} X_0 &= (R_0 + a \cos \varphi) \cos \psi \\ Y_0 &= (R_0 + a \cos \varphi) \sin \psi \\ y_b &= z \end{aligned} \quad (4.22)$$

また、

$$\cos \sigma = \frac{X_0 - R_0}{\sqrt{(X_0 - R_0)^2 + Y_0^2}} \quad (4.23)$$

である。

P-17上斜ポートアンテナの場合は、 $a = 1.7m$ 、 $R_0 = 3.32m$ 、 $\varphi = 38^\circ$ であり、 $\psi = 30^\circ$ の場合においてプラズマ温度を(4.11)式で与えると、入射方向(高さ y_b)に対する吸収半径 y_c を得る。すなわち、プラズマ中心での高さを y_b (入射目標半径に相当)として入射した場合に吸収されるプラズマ半径 y_c を求めた。図4.9に中心磁場の依存性(中心温度 $T_{e0} = 6keV$)、図4.10に中心温度の依存性(中心磁場 $B_{t0} = 3.6T$)の場合の入射方向と吸収半径を示す。中心磁場を4T、中心温度6keVの場合には中心部での吸収は困難であるが、中心磁場が3.6Tの場合、狙った位置でほぼ吸収することが期待できる。

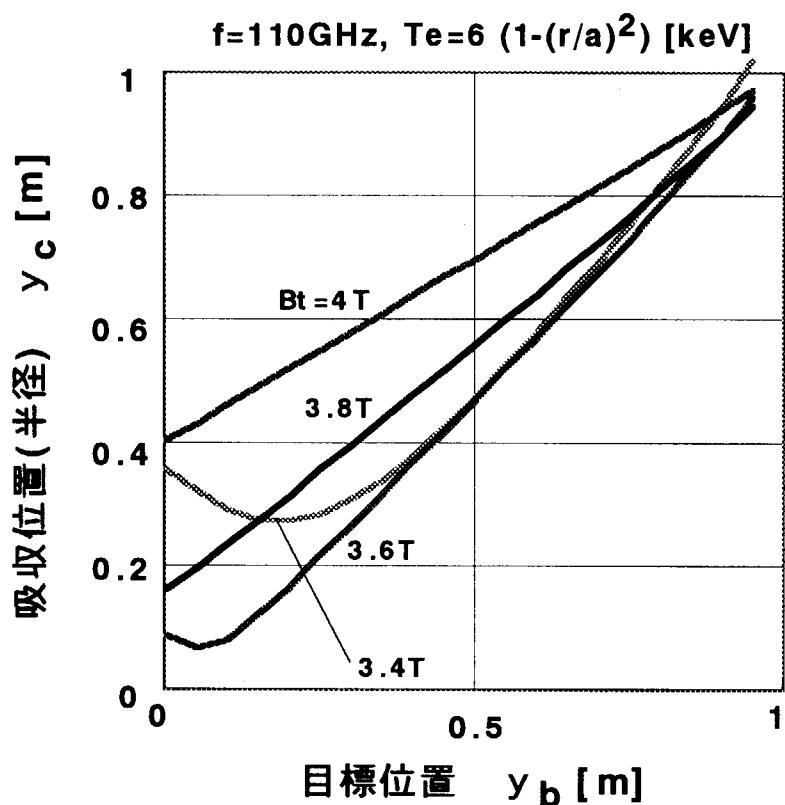


図4.9 目標位置に対する吸収位置のシフト（磁場依存性）

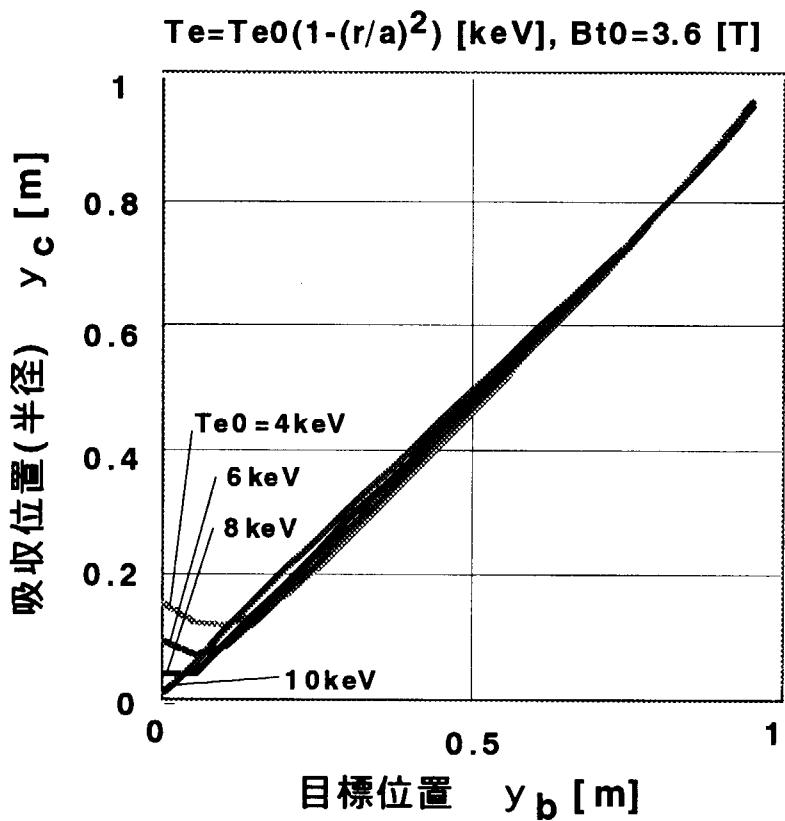


図4.10 目標位置に対する吸収位置のシフト（温度依存性）

同じ条件におけるポロイダル断面における吸収位置を図4.11及び4.12に示す。中心磁場が4 Tの場合には、プラズマ中心を狙っても $r/a \sim 0.4$ 程度で吸収することがわかる。

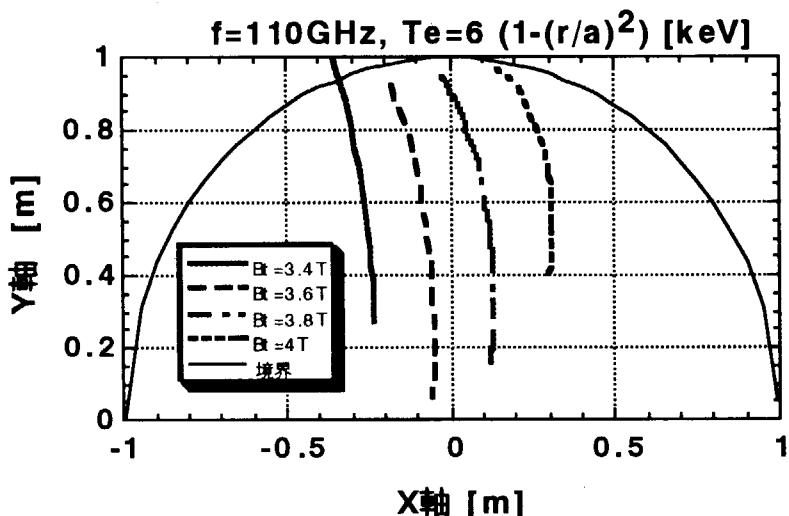


図4.11 吸収位置の磁場依存

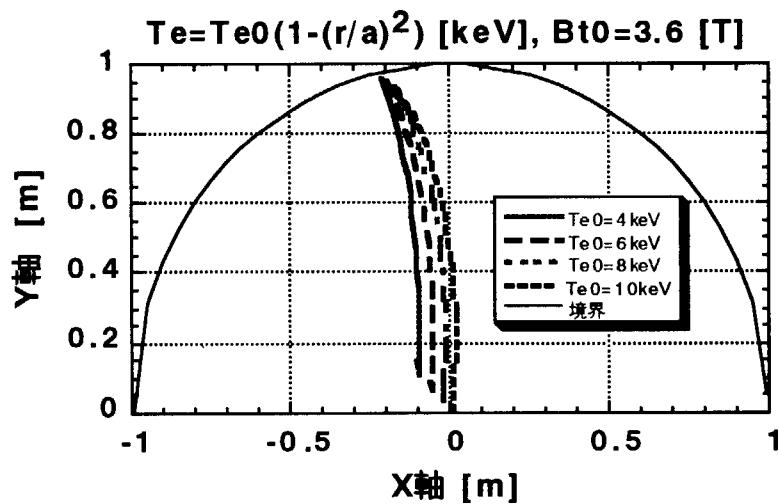


図4.12 吸収位置の温度依存

なお、この計算では初めB点 ($R=R_0$) の温度から共鳴磁場を求めてC点を求めたが、C点での温度はB点に比べ低くなることから、実際の吸収位置はC点より幾分プラズマ内部側になる。

4. 2 電流駆動の評価

電流駆動は、RFビームの入射角度、プラズマ条件に大きく依存する。アンテナとしては、トロイダル、ポロイダル両方向に自在にRFビーム入射方向を制御可能が望ましいが、JT-60Uでは空間的な制限などから、トロイダル方向のRFの入射角度を一定にし、ポロイダル入射角度を回転制御する方式を用いる。このため、トロイダル入射角度の固定角度を最適化する必要がある。前節では、円形プラズマモデルにおいて、概略の吸収位置などを求めたが、ここでは、計算コードにより、よりJT-60Uプラズマ形状に近いモデルにおける電流駆動特性を評価する。使用した計算コードは、京都大学の福山教授が開発したものである（原研の委託研究及び調査）。本コードは、トカマクの平衡コードで計算された非円形断面トカマクにおいて誘電率テンソルを計算するとともに、光線追跡法によりEC波の伝播を解析するray-traceコードと、運動量空間2次元、実空間1次元のFokker-Planck方程式を解き、分布関数の時間発展を解析するFokker-Planckコードからなる。計算には、相対論効果、捕捉粒子効果及び非線形衝突演算子が取り入れられている。

なお、原研において浜松氏が同様な計算コードを開発しており[12]、両コードのベンチテストでは、同様な結果を得ている。

4. 2. 1 計算条件

ターゲットプラズマとしては、JT-60Uで得られた新古典テアリングモードが問題となる、高 β プラズマ（ショット番号E27411）を想定した。高 β プラズマでは、密度、温度分布が急峻となるが、本コードの入力制限（ $(1-(r/a)^2)^\alpha$ 分布）のため、急峻な分布を模擬するため、計算上のプラズマ小半径を大きくし、実効的な吸収位置（中心領域）での温度、密度を実験条件と合わせた。このため入射起点から発射したRFビームの、プラズマに接する位置（プラズマ境界）が、実際の小半径よりも大きい位置として計算を行った。ただし低温、低密度の周辺部プラズマが、EC波（Oモード）の伝播、吸収特性に影響を与える影響は小さいので、トロイダル方法の入射角度が大きい場合を除き、本条件により駆動電流の評価が可能である。

プラズマ電流	1.5MA
主半径	3.4m
小半径	0.7m
楕円度	1.4
三角度	0.34
磁場	3.6T

温度	$T_{e0}=8\text{keV}$
	$T_e=T_{e0}(1-(r/a)^2)^\alpha$

密度 ただし、 $a=1.2$ とした
 $n_{e0}=0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$
 $n_e = n_{e0} (1 - (r/a)^2)^{\alpha_n}$
ただし、 $a=1.2$ とした

RFビームの入射起点 $(R, Z) = (4.59\text{m}, 1.07\text{m})$

4. 2. 2 トロイダル入射角度

トロイダル入射角度の最適化にあたっては、プラズマ中心近傍を見込みながらRFビームをトロイダル方向に入射角度 ϕ をスキャンを行い、入射角度 ϕ に対する電流駆動量を求めた。この場合の、ポロイダル方向の入射角度はアンテナの可動鏡により任意に設定できるので、RFビームがプラズマ中心近傍を見込むように、ポロイダル入射角度を37°とした。RFビームの軌跡を図4. 1 3に示す。ただし、トロイダル入射角度は、プラズマ境界での値である。RFビームの軌跡の初期位置は、プラズマの密度、温度分布を補正するため、外側にシフトしているが、図から分かるように、トロイダル入射角度 ϕ が大きな値でなければ、低密度プラズマではRFビームはほぼ直線的に伝播し、準光学的に取り扱えることが分かる。110GHzに対する共振磁場の位置はR=3.11mであるが、前節で示したように、トロイダル入射角度が大きくなると、ドップラー効果によって吸収位置が外側にシフトするため、この場合R=3.4m前後でRFがほぼ減衰（吸収）している。

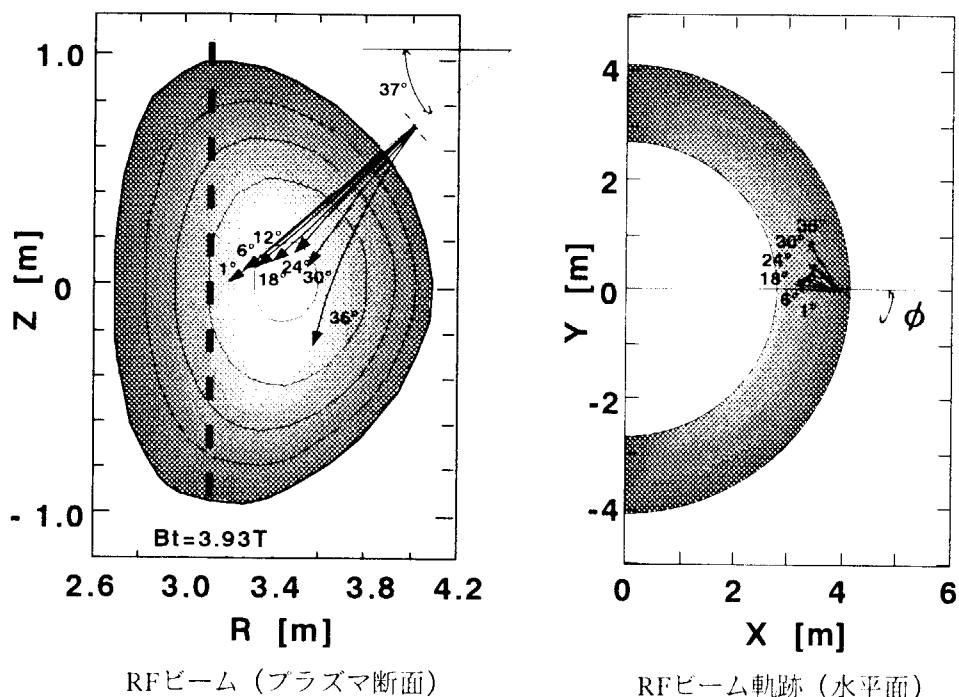


図4. 1 3 RFビームの軌跡

温度、密度分布を合わせるため、計算上の入射位置は、図面上の
プラズマ境界から少し外側

電流駆動特性は、RFビームの軌跡に沿ってFokker-Planck方程式を解くことで求まる。図4. 1 4は、入射電力1MW時の電流駆動効率と、電流駆動密度分布を示したものである。プラズマ境界のトロイダル入射角度が10~20°の場合に最も高い電流駆動効率を得る。この場合、温度の高い中心部で約1MA/m²の電流駆動密度が得られる。トロイダル入射角度が大きくなると、吸収領域が拡がるとともに温度の比較的低い周辺部で電流を駆動する。

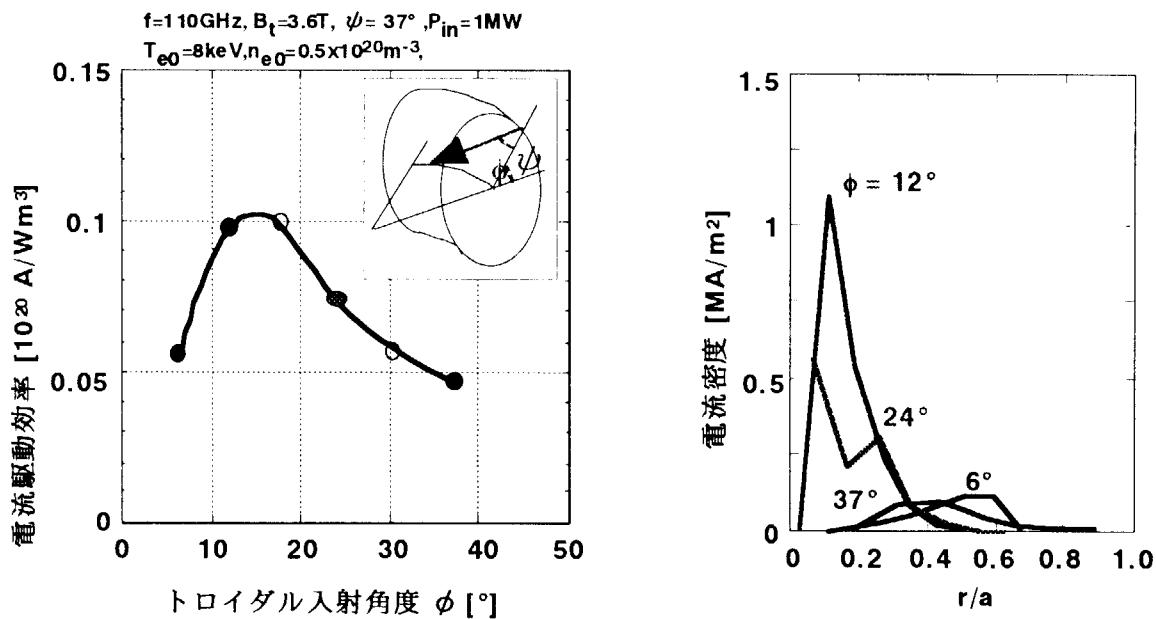


図4.14 トロイダル入射角度に対する電流駆動特性

4. 2. 3 ポロイダル入射角度

トロイダル入射角度を 12° に固定し、ポロイダル入射角度 ψ を変え、電流分布制御特性を調べた(図4.15)。ポロイダル入射角度により、電流駆動分布を中心から周辺まで制御できることが分かる。電流密度は、周辺部では体積効果と温度効果に伴い、急激に減少するが、 $r/a \sim 0.5$ において、幅10cm程度において約 $0.3 \text{ MA}/\text{m}^2$ を得る。この値は、平均的なブートストラップ電流密度と同程度であり、ブートストラップ電流に起因する新古典テアリングモードに対する制御として期待できる電流駆動密度であるが、新古典テアリングモードの安定化に当っては、今後詳細な解析が必要である。

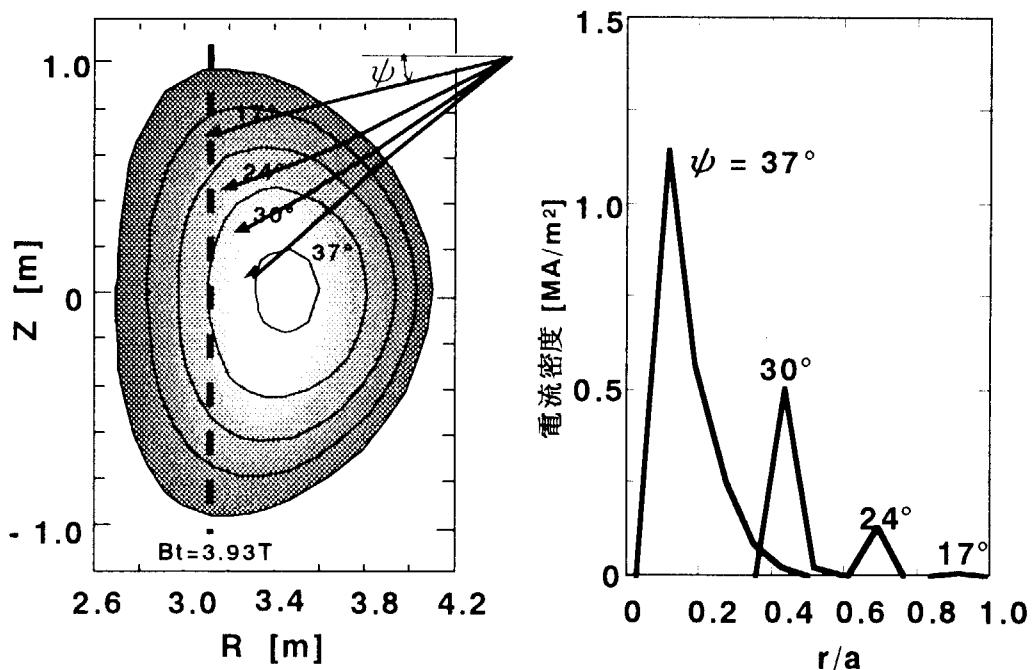


図4.15 ポロイダル入射角度による電流分布制御

また、吸収位置がプラズマ中心部にしたがい、共鳴磁場から弱磁場側にシフトしていく、 $\psi=37^\circ$ の場合には3.7Tの磁場の位置でほぼ波が吸収しているが、これは4. 1節で示したドップラー効果によるものである。計算でのプラズマ境界のトロイダル入射角度は12°であるが、吸収を起こすプラズマ中心でのトロイダル入射角度は～25°となる。したがって図4. 7における磁場-RFビーム角度 $\theta\sim65^\circ$ 、プラズマ温度8keVの場合のドップラーシフトでほぼ説明できる。

4. 2. 4 議論

本コードによる以下の結果を得た。

- ① JT-60Uで得られた高 β プラズマ (1.5MA 、 $B_t=3.6\text{T}$ 、 $T_{e0}=8\text{keV}$ 、 $n_{e0}=0.5\times10^{20}\text{m}^{-3}$)において、最適RFビーム入射角度を評価した。
- ② トロイダル入射角度(プラズマ境界)が $10\sim20^\circ$ において、最大電流駆動効率 $0.1\times10^{20}\text{A/M m}^3$ を得る。ただし、中心電流駆動である。
- ③ ポロイダル入射角度を制御することで、幅10cm程度で電流分布制御が可能であり、入射電力1MWにより、ブートストラップ電流が流れる $r/a\sim0.5$ において、ブートストラップ電流と同程度の電流駆動が期待できる。

本計算は、電子温度の高いプラズマをターゲットにしたものであり、電子温度が低くなると、吸収位置(電流駆動位置)、電流駆動密度等が大きくかわることが予想される。また、プラズマ形状、磁場をかえると、当然、吸収位置は大きく変化する。アンテナのRFビームの可変方向が1軸である以上、設計において、これら全ての実験条件に対し最適化をはかることは不可能である。したがってアンテナのRFビーム設計においては、本計算で得られた、トロイダル入射角度 $10\sim20^\circ$ を目安に進めた。ただし、本計算におけるトロイダル入射角度は、プラズマ境界で与えたものであり、アンテナのRFビームの起点(可動鏡の反射点)からの入射角度とは異なることに注意が必要である。

なお電流駆動量の評価にはFokker-planckコードによる数値計算が必要であるが、その駆動位置(吸収位置)については、EC波の回折が小さく(図4. 1で示したように密度の比較的低い場合のOモードの屈折率は1程度であり、回折効果は小さい)シングルパスでほとんど吸収される場合、4. 1節で行った解析的な評価も十分有効である。

4. 3 モードの偏波

T-60Uでは、正常モード（Oモード）の外側励起により局所加熱／電流駆動を行う。このためには入射するEC波の偏波面をプラズマ境界でプラズマ中に伝搬する波（Oモード）の偏波面を一致させる必要がある。特に電流駆動を目的とした場合、EC波をトロイダル方向に入射するため、正常波を励起するためには入射波を橿円偏波とする必要がある[13]。

プラズマ中の波の偏波特性は、分散式

$$\underline{n} \times (\underline{n} \times \underline{E}) + \underline{K} \cdot \underline{E} = 0 \quad (4.24)$$

から求められる。ここで $n = k \cdot c / \omega$ 、 \underline{K} は冷たいプラズマの誘電テンソルで以下で与えられる。

$$\underline{K} = \begin{pmatrix} K_{\perp} & -K_x & 0 \\ K_x & K_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & K_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (4.25)$$

$$K_{\parallel} = 1 - \alpha^2, \quad K_{\perp} = 1 - \frac{\alpha^2}{1 - \beta_e^2}, \quad K_x = j \frac{\alpha^2 \beta_e}{1 - \beta_e^2}$$

$$\alpha^2 = f_{pe}^2 / f^2, \quad \beta_e = f_{ce} / f$$

はじめに座標系として磁場方向をZ軸、波数ベクトル k がYZ面にあるようにY軸をとると、プラズマ中の分散式から、

$$\frac{E_x}{E_y} = \frac{K_x}{K_{\perp} - n^2} \quad (4.26)$$

$$n^2 = 1 - \frac{\alpha^2}{1 - \beta_e^2} \left[1 - \frac{\beta_e^2}{2} \sin^2 \theta \left[1 \pm \sqrt{1 + 4 \cos^2 \theta / \beta_e^2 \sin^4 \theta} \right] \right] \quad (4.27)$$

を得る。ここで θ は磁場 B_0 と波数ベクトル k との角度である。さらにアンテナ系の座標系 (X' , Y' , Z') を図4. 1 6 のようにとる。

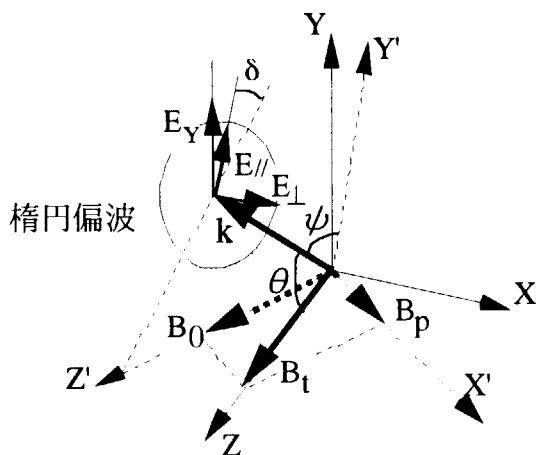


図4. 1 6 入射ビームと楕円偏波の座標系

ここで、磁気面の法線と波数ベクトル \mathbf{k} とのなす角度を ψ 、偏向角を δ とすれば以下の関係式で与えられる。

$$\begin{aligned}\cos\theta &= B_i \sin\psi / B_0, \\ \cos\delta &= B_i \cos\psi / B_0 \sin\theta\end{aligned}\quad (4.28)$$

B_i 、 B_p はトロイダル、ポロイダル磁場であり、 R 、 a 、 q_a を主半径、プラズマ半径及び安全係数とすると、 $q_a = \frac{B_i a}{B_p R}$ で与えられる。また、 $E_{\perp} = E_Y \cos\theta$ であるから以下を得る。

$$\frac{E_{\perp}}{E_{\parallel}} = -j \frac{2 \cos\theta}{\beta_e \sin^2\theta \left[1 \pm \sqrt{1 + 4 \cos^2\theta / \beta_e^2 \sin^4\theta} \right]} \quad (4.29)$$

上式で "+" は正常波、 "-" は異常波である。

以上から、プラズマ条件（トロイダル磁場、安全係数等）と入射角度 ψ が与えられると、(4.28)式から、偏向角 δ 及び θ が求まり、さらに(4.29)式により橜円偏波率が求められる。下表に周波数 : 110GHz、プラズマ中心磁場 : 3.5T (端は2.47T)、安全係数 : 5、の場合の O モードを励起するための偏波条件を示す。

表 4. 1 入射角に対する偏波条件

入射角 $\psi [^\circ]$	偏向角 $\delta [^\circ]$	橜円偏波率 E_{\perp}/E_{\parallel}
0	3.36646066	0
10	3.41827153	0.26433106
20	3.581967	0.47556918
30	3.88576491	0.63321361
40	4.39104929	0.75246034
50	5.22875431	0.84374663
60	6.70983681	0.9123429
70	9.75874097	0.96057772
80	18.7138723	0.98934336
90	90	1

5. アンテナにおける高周波設計

アンテナは、RFビームを収束する収束鏡と、RFビームを任意の方向に入射する可動鏡から構成される。本章では、これらの高周波設計について述べる。

5. 1 収束鏡によるRFビームの収束

5. 1. 1 RFビームのビーム径

EC波を伝送する導波管では、低損失なHE₁₁モードにより伝送する。コルゲート導波管の開放端でのHE₁₁モードの波は、98%までガウス分布しており、波の扱いは、以下のガウシアンビームとして計算できる[14]。

$$I(r, z) = E_0 \exp \left[-i(p(z) - \left(\frac{1}{w(z)^2} - \frac{ik}{2R(z)} \right) r^2) \right] \quad (5.1)$$

ここで、 $p(z)$ は、

$$ip(z) = \ln \frac{w(z)}{w_0} - i\phi, \quad \phi = \arctan(\lambda z / \pi w_0^2) \quad (5.2)$$

である。 r の項にある、 $R(z)$ 、 $w(z)$ は、各々 z における軸上の位相面の曲率半径、振幅が半径方向にガウス分布しているときの $1/e$ になる幅であり、以下で与えられる。

$$\begin{aligned} w(z)^2 &= w_1^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \\ R(z) &= z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (5.3)$$

したがって、ビーム径が上式により z とともに広がっていく（図5. 1）。ここで $z \rightarrow \infty$ とするとビームは

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (5.4)$$

の傾斜角の漸近線に近づく。

また、伝送電力 P_t は、以下で与えられる。

$$P_t = \frac{\pi w_0^2}{2Z_0} E_0^2, \quad Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 377\Omega \quad (5.5)$$

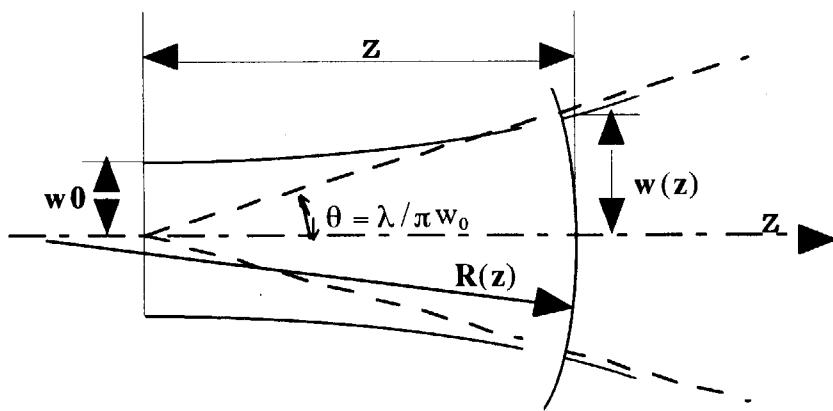


図5.1 ガウシアンビーム

(5.3)式は、ビームウエスト径 w_0 とそこからの距離 z を与えた時の、 z 位置でのビーム径 $w(z)$ と波面半径 $R(z)$ を求めるものであったが、逆にある点におけるビーム径 w_1 と波面半径 R が既知の場合には、(5.3)式を変形することでビームウエスト径とそこまでの距離が求められる。

(5.3)式から、右辺を通分し、 $w(z)=w_1$ とすると、

$$\lambda^2 z R = \pi^2 w_1^2 w_0^2 \quad (5.6)$$

を得、これを用いて(5.3)式を変形し、

$$w_0^2 = w_1^2 \left[1 + \left(\frac{\pi w_1^2}{\lambda R} \right)^2 \right]^{-1}$$

$$z = R \left[1 + \left(\frac{\lambda R}{\pi w_1^2} \right)^2 \right]^{-1} \quad (5.7)$$

を得る。ここで、

$$d_1 = \frac{\pi w_1^2}{\lambda} \quad (5.8)$$

とすると、

$$w_0^2 = w_1^2 \left[1 + \left(\frac{d_1}{R} \right)^2 \right]^{-1}$$

$$z = R \left[1 + \left(\frac{R}{d_1} \right)^2 \right]^{-1} \quad (5.9)$$

5. 1. 2 収束鏡

収束鏡の設計の目的は、プラズマに入射した高周波ビームが極力拡がらないように収束鏡の形状の最適化を行うことである。このためには、収束鏡の収束度（入射のビームウエストに対する、出口のビームウエスト幅とその位置）を、プラズマまでの距離を基に最適化する必要がある。さらに収束鏡の鏡形状は入射面から鏡面を介して出口面での位相（幾何学的な距離）を一致するような鏡形状を求める必要がある。

設計手順を以下に示す。

① 収束度

プラズマ位置において、最もビームウエスト (w_3) が小さくなるためには、収束鏡を介して出口位置において収束したビームウエスト (w_2)、距離 m の最適設計を行う。入射位置、収束鏡、出口位置、プラズマ位置が下図のような関係である場合、前節から各々のビームウエスト、 w_0 、 w_1 、 w_2 、 w_3 は、以下で与えられる。

$$W_0 = 0.322D \quad (5.10)$$

$$W_1 = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\ell}{d_0} \right)^2} \quad (5.11)$$

$$W_2 = W_1 \left[1 + \left(\frac{d_1}{R} \right)^2 \right]^{-0.5} \quad (5.12)$$

$$W_3 = W_2 \sqrt{1 + \left(\frac{z_3}{d_2} \right)^2} \quad (5.13)$$

ここで、 D は入射導波管内径、 R は収束鏡の曲率、 $d_0 = \pi w_0^2 / \lambda$ 、 $d_1 = \pi w_1^2 / \lambda$ 、 $d_2 = \pi w_2^2 / \lambda$ 、 $z_3 = P - (\ell + m)$ である。設計条件としては、 $D=60.3\text{mm}$ 、 $\ell=150\text{mm}$ 、 $P=1500\sim2500\text{mm}$ である。

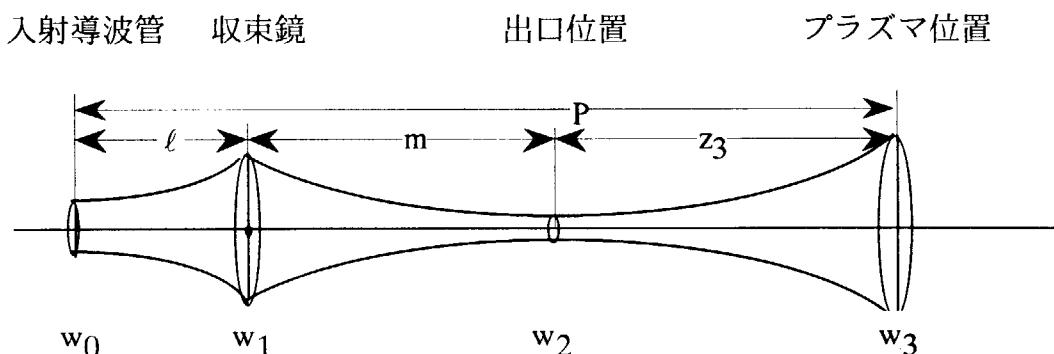


図 5. 2 入射導波管、収束鏡及びプラズマ位置

収束鏡の曲率に対する、プラズマ位置でのビームウエストを求めるとき、図 5. 3 のよう

になり、曲率が1000mm以上であればビームウェストは、同じプラズマ位置においてほぼ一定であることが分かる。基本的にはビームウェストは入射導波管の内径に大きく依存するため、収束鏡を用いてもプラズマ中心に該当する $P=2000\text{mm}$ では、ビームウェストは80mm程度に留まる。また、収束鏡一出口位置間距離(m)は、プラズマ位置によらない。したがって、ここでは $m=120\text{mm}$ として出口位置を与え、この位置に収束鏡を介した高周波ビームが収束するような収束鏡の面形状を次節で求める。

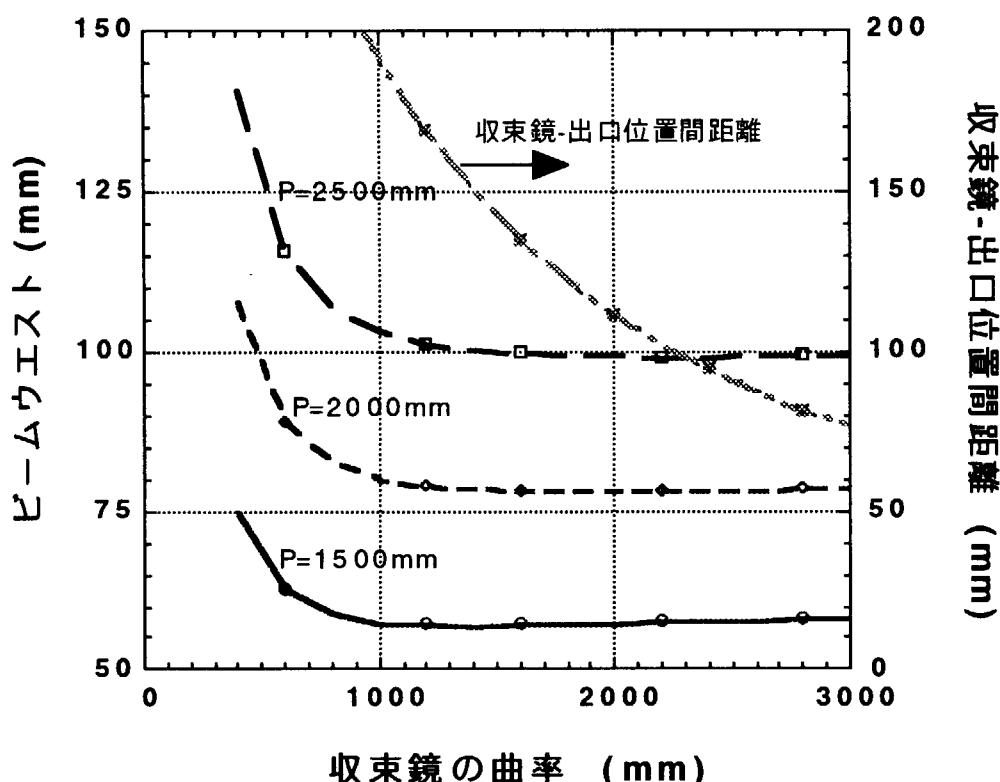
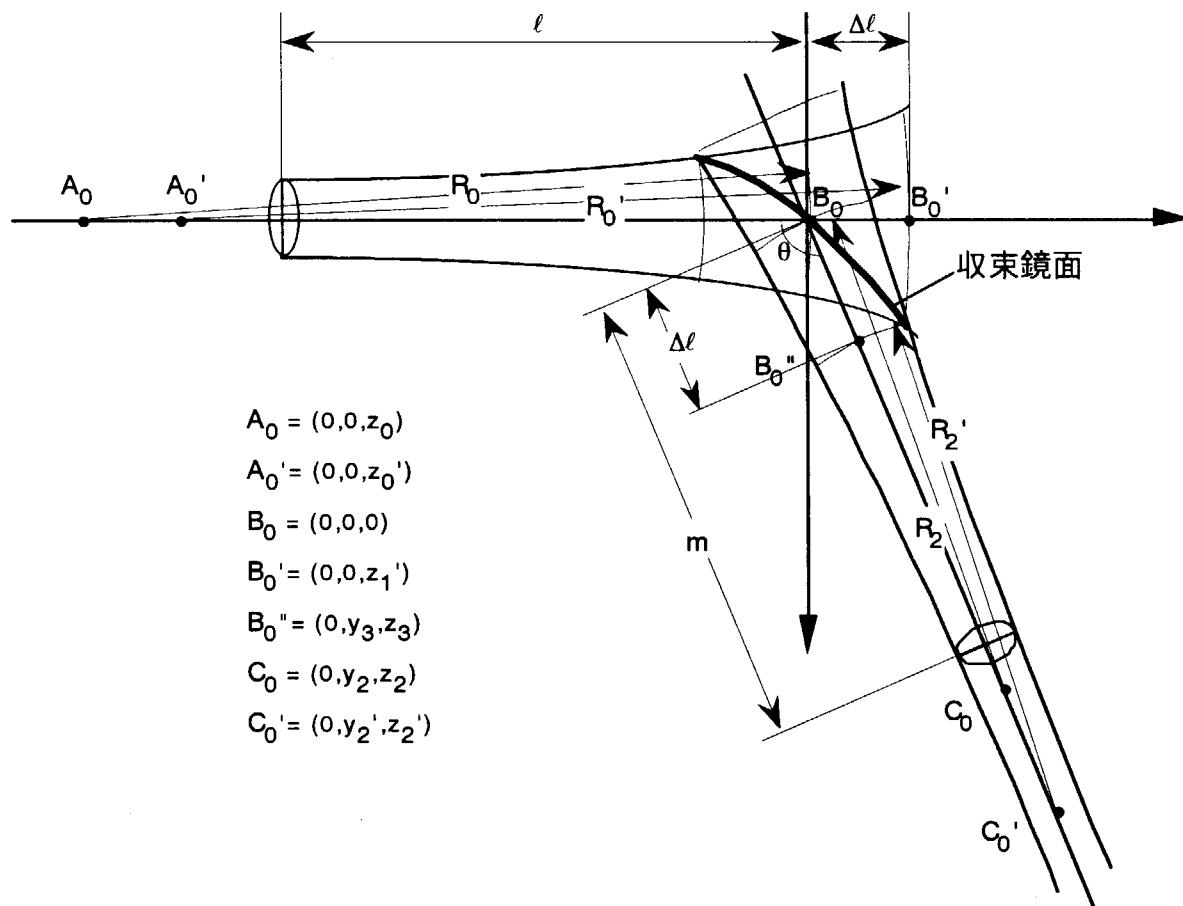


図5.3 収束鏡の曲率とビームウェスト及び収束鏡一出口位置間距離

② 収束鏡の鏡形状

収束鏡は、図5.4で示すように入射導波管から入射された高周波ビームを角度 θ の方向へ反射し、プラズマに入射する（実際には、プラズマに入射する手前に可動鏡（平板）があり、入射方向を任意に制御する）。したがって収束鏡の面形状は、①で求めた位置（ $m = 120\text{mm}$ ）において入射ビームが収束するような形状が必要である。このためには、高周波ビームがガウス分布を仮定して、入射側と出口側との幾何学的な光路距離が一致するような収束鏡面を求める。



$$R_0 = \ell \left(1 + \left(\frac{d_0}{\ell} \right)^2 \right) \quad (5.14)$$

であり、同様に R_0' は

$$R_0' = (\ell + \Delta\ell) \left(1 + \left(\frac{d_0}{\ell + \Delta\ell} \right)^2 \right) \quad (5.15)$$

である。したがって、 A_0 、 A_0' の座標は、 $A_0 (0, 0, -R_0)$ 、 $A_0' (0, 0, \Delta\ell - R_0')$ で与えられる。

一方、 B_0 からm離れた出口位置にビームウエストを考えると、高周波ビームの曲率 R_2 は、

$$R_0' = m \left(1 + \left(\frac{d_2}{m} \right)^2 \right) \quad (5.16)$$

であり、 $C_0 (0, y_2, z_2)$ 、 $B_0' (0, y_3, z_3)$ の座標は

$$\begin{aligned} y_2 &= R_2 \cos(\theta - 90^\circ) = R_2 \sin \theta \\ z_2 &= R_2 \sin(\theta - 90^\circ) = -R_2 \cos \theta \\ y_3 &= \Delta\ell \sin \theta \\ z_3 &= -\Delta\ell \cos \theta \end{aligned} \quad (5.17)$$

である。反射面での距離を一定とするためには、 C_0' における曲率 R_2' が

$$R_2' = (m - \Delta\ell) \left(1 + \left(\frac{d_2}{m - \Delta\ell} \right)^2 \right) \quad (5.18)$$

を満足する。従って、 $C_0' (0, y_2', z_2')$ の座標は

$$\begin{aligned} y_2' &= (\Delta\ell + R_2') \sin \theta \\ z_2' &= -(\Delta\ell + R_2') \cos \theta \end{aligned} \quad (5.19)$$

である。

従って、幾何学的な距離が等しくなるような反射面は、中心 A_0' 、半径 R_0' の球面と、中心 C_0' 、半径 R_2' の球面の交線で与えられる。すなわち、

$$\begin{aligned} x^2 + y^2 + (z - z_0')^2 &= R_0'^2 \\ x^2 + (y - y_2')^2 + (z - z_2')^2 &= R_2'^2 \end{aligned} \quad (5.20)$$

を満足する(x, y, z)である。実際の曲面加工するには、 x 軸を送り量として考えれば良く、上式を、 $x = x_n$ とし、 $y(x_n)$ 、 $z(x_n)$ を解くことで、以下の形状が与えられる。

$$z(x_n) = \frac{-(\alpha\beta - z_0') \pm \sqrt{(\alpha\beta - z_0')^2 - (\alpha^2 + 1)(\beta^2 + z_0'^2 - A^2)}}{\alpha^2 + 1} \quad (5.21)$$

$$y(x_n) = \alpha z(x_n) + \beta \quad (5.22)$$

ここで、

$$\alpha = \frac{z_0' - z_2'}{y_2'} \quad (5.23)$$

$$\beta = \frac{A^2 - B^2 + z_2'^2 - z_0'^2 + y_2'^2}{2y_2'} \quad (5.24)$$

$$A^2 = R_0'^2 - x_n'^2 \quad (5.25)$$

$$B^2 = R_2'^2 - x_n'^2 \quad (5.26)$$

5. 2 可動鏡によるRFビームの入射方向制御

入射系導波管から入射した高周波は、焦点鏡で一旦反射した後、可動鏡により、その入射方向が制御される。この入射方向を求めるには、各鏡で反射する高周波ビームのベクトル及び各反射点を求める必要がある。ここでは、最終的な製作パラメータを用いて、アンテナにおけるRFビームの入射方向の制御領域を示す。

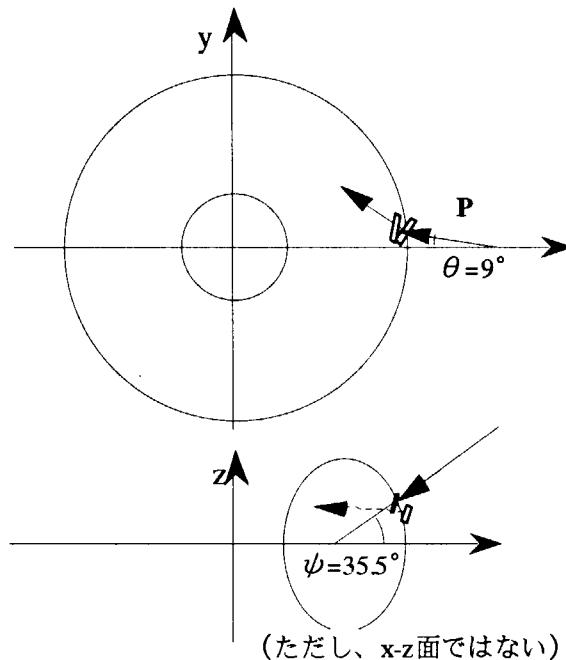


図5.5 RFビームの入射角度

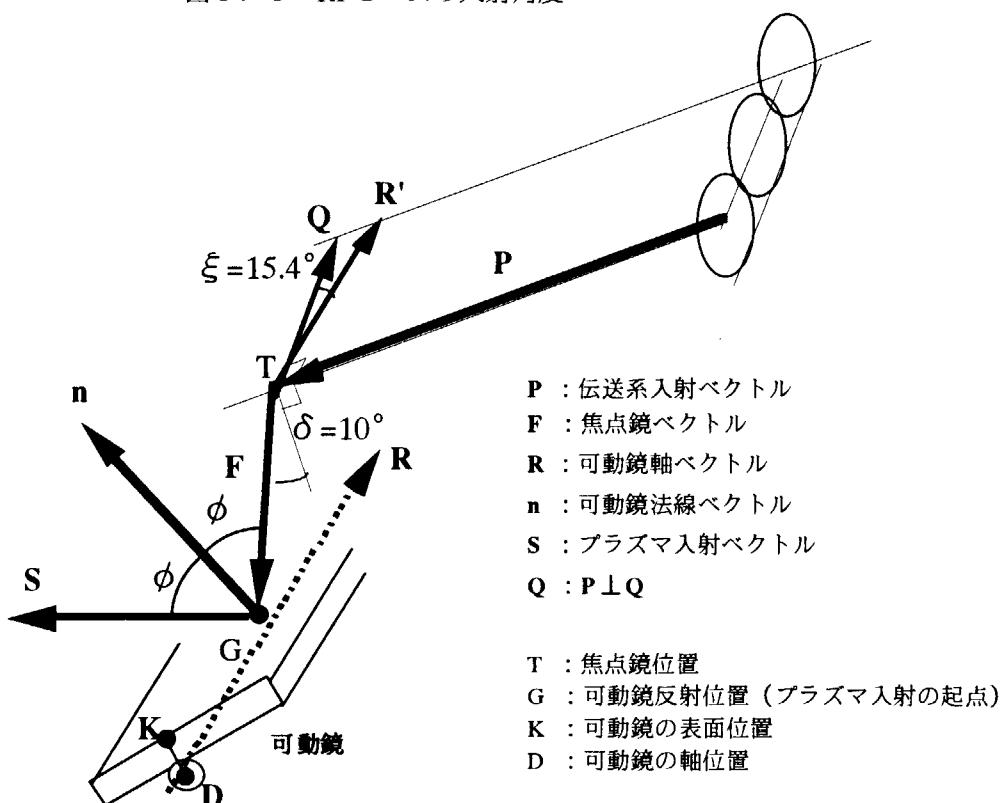


図5.6 RFビームの各ベクトル

5. 2. 1 各ベクトル

高周波ビームの反射位置でのベクトルを求めるためには、鏡に対する入射ベクトルと鏡の法線ベクトルの2つの単位ベクトルに対して、任意の角度を有する単位ベクトル（反射ベクトルに対応）を求める必要がある。この場合の一般式を①で示す。

① 2つの単位ベクトルと任意の角度を有する単位ベクトルの求め方

2つの単位ベクトル \mathbf{A} (a_x, a_y, a_z) と \mathbf{B} (b_x, b_y, b_z) が有り、以下の条件を満足する単位ベクトル \mathbf{u} (u_x, u_y, u_z) を求める。

$$\begin{aligned} \mathbf{u} \cdot \mathbf{A} &= Ac \\ \mathbf{u} \cdot \mathbf{B} &= Bc \\ |\mathbf{u}| &= 1 \end{aligned} \quad (5.27)$$

これを解くと、以下の単位ベクトルを得る。

$$\begin{aligned} u_x &= \frac{-(\alpha_y \beta_y + \alpha_z \beta_z) \pm \sqrt{(\alpha_y \beta_y + \alpha_z \beta_z)^2 - (1 + \alpha_y^2 + \alpha_z^2)(\beta_y^2 + \beta_z^2 - 1)}}{1 + \alpha_y^2 + \alpha_z^2} \\ u_y &= \alpha_y u_x + \beta_y \\ u_z &= \alpha_z u_x + \beta_z \end{aligned} \quad (5.28)$$

ここで

$$\begin{aligned} \alpha_y &= \frac{A_x B_z - A_z B_x}{A_z B_y - A_y B_z} \\ \alpha_z &= \frac{A_x B_y - A_y B_x}{A_y B_z - A_z B_y} \\ \beta_y &= \frac{A_z B_c - A_c B_z}{A_c B_y - A_y B_z} \\ \beta_z &= \frac{A_y B_c - A_c B_y}{A_c B_z - A_z B_y} \end{aligned} \quad \text{である。} \quad (5.29)$$

② 伝送系入射ベクトル \mathbf{P} (P_x, P_y, P_z)

伝送系入射ベクトルの各成分は以下で与えられる。

$$P_y = -P_x \tan \theta$$

$$\begin{aligned} \frac{P_z}{\sqrt{P_x^2 + P_y^2}} &= \tan \theta \\ P_x^2 + P_y^2 + P_z^2 &= 1 \end{aligned} \quad (5.30)$$

これらの式から、

$$P_x = \left[\frac{1}{1 + \tan^2 \theta} \left(1 - \frac{\tan^2 \psi}{1 + \tan^2 \psi} \right) \right]^{\nu_2} \quad (5.31)$$

となり、入射ベクトルPが求まる。ここで θ は入射ベクトルのx軸との角度、 ψ はx—y平面に対する角度であり、各々 9° 、 35.5° である。

③ 可動鏡の軸ベクトルR (R_x, R_y, R_z)

可動鏡軸は、アンテナ本体の構造に対し、角度 $\xi = 15.4^\circ$ 傾けている。この軸ベクトルを求めるには、入射ベクトルと垂直で且つz軸成分が"0"のベクトルQを考えると、軸ベクトルRは、①で求めた手法により2つのベクトルに対する角度から、軸ベクトルを求めることができる。すなわち、伝送系入射ベクトルに対して垂直でかつ水平面に平行なベクトルQ (Q_x, Q_y, Q_z) を考えると、 $Q_z = 0$ 、 $Q \perp P$ からQが求まる。さらにRはQとPに対して ϕ 、 $90^\circ - \xi$ （もしくは $\xi + 90^\circ$ ）の角度を有しているので、①で $A_c = \cos(\xi)$ 、 $B_c = \cos(90^\circ - \xi)$ としRを求める。

④ 可動鏡の法線ベクトルn (n_x, n_y, n_z)

焦点鏡ベクトルFと法線ベクトルnが ϕ の角度を有する場合、FとnとRは以下の関係となり①を用いてnを求める。

$$\begin{aligned} n \cdot R &= 0 \\ n \cdot F &= -\cos \phi \\ |n| &= 1 \end{aligned} \quad (5.32)$$

⑤ プラズマ入射ベクトルS (S_x, S_y, S_z)

プラズマ入射ベクトルSは、焦点鏡ベクトルFと 2ϕ 、法線ベクトルnと ϕ の角度を有することから、①を用いてSを求める。

$$\begin{aligned} F \cdot S &= -\cos 2\phi \\ n \cdot S &= -\cos \phi \\ |S| &= 1 \end{aligned} \quad (5.33)$$

5. 2. 2 入射ビームライン

前述から各ベクトルを基に、入射ビームラインの軌跡を求める。このためには可動鏡での反射位置G、すなわち、可動鏡表面に対応する平面と、焦点鏡からの高周波ラインの交点を求める。

ここでアンテナは3つの高周波ラインを有しているが、現在使用している焦点鏡の鏡中心位置T（#1）は（4400.816、185.469、1240.663）である。一方、可動鏡の軸位置Dは、（4464.875、44.969、1073.725）を通るので、これらの値を用いる（これらの数値も、入射系導波管の構造から求まるが、ここでは初期値として扱うものとする）。

① 可動鏡の表面位置K

点D（D_x、D_y、D_z）を通り、可動鏡法線ベクトルn（n_x、n_y、n_z）に平行な直線の式は、以下である。

$$\frac{x - D_x}{n_x} = \frac{y - D_y}{n_y} = \frac{z - D_z}{n_z} = t \quad (5.34)$$

一方、ベクトルnに垂直な平面で、鏡表面の位置K（K_x、K_y、K_z）を通る平面の式は

$$n_x(x - K_x) + n_y(y - K_y) + n_z(z - K_z) = 0 \quad (5.35)$$

である。ここで、可動鏡の軸点Dと鏡表面Kまでの距離dは50mmであるから、点Kは

$$(K_x - D_x)^2 + (K_y - D_y)^2 + (K_z - D_z)^2 = (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)t^2 = d^2 \quad (5.36)$$

及び直線の式、

$$\begin{aligned} K_x &= n_x t + D_x \\ K_y &= n_y t + D_y \\ K_z &= n_z t + D_z \end{aligned} \quad (5.37)$$

を用いて求められる。

② 可動鏡の反射位置G

焦点鏡からの高周波ビームの直線の式は、焦点鏡ベクトルと焦点鏡位置から以下で与えられる。

$$\frac{x - T_x}{F_x} = \frac{y - T_y}{F_y} = \frac{z - T_z}{F_z} = m \quad (5.38)$$

この直線と①で与えられる平面との交点が可動鏡の反射位置G、すなわちプラズマ入射

の高周波ビームの起点となる。整理するとGは以下で与えられる。

$$\begin{aligned} G_x &= F_x m + T_x \\ G_y &= F_y m + T_y \\ G_z &= F_z m + T_z \end{aligned} \quad (5.39)$$

ここで、mは

$$m = \frac{n_x(K_x - T_x) + n_y(K_y - T_y) + n_z(K_z - T_z)}{n_x F_x + n_y F_y + n_z F_z} \quad (5.40)$$

③ 入射ビームラインの軌跡

プラズマへの入射ビームラインは、可動鏡の反射位置Gを通るベクトルSで与えられるから、以下となる。

$$\frac{x - G_x}{S_x} = \frac{y - G_y}{S_y} = \frac{z - G_z}{S_z} = i \quad (5.41)$$

なお、プラズマ断面で軌跡を考慮するには、上式を円筒座標系で表す必要がある。図5.7にポロイダル方向の入射角度に対するプラズマ断面及び水平面上のRFビームの軌跡を示す（図中の角度は、可動鏡の角度 ϕ ）。可動鏡を回転することで、ほぼプラズマ中心から周辺部までRFビームの入射方向を制御できることが分かる。またトロイダル方向の入射角度は、可動鏡の回転角度により多少変化するが、プラズマ境界では20°程度、プラズマ中心近傍において、磁場とRFビーム角度は約60°程度となり、前章で求めた電流駆動に最適な角度を保つことが可能である。

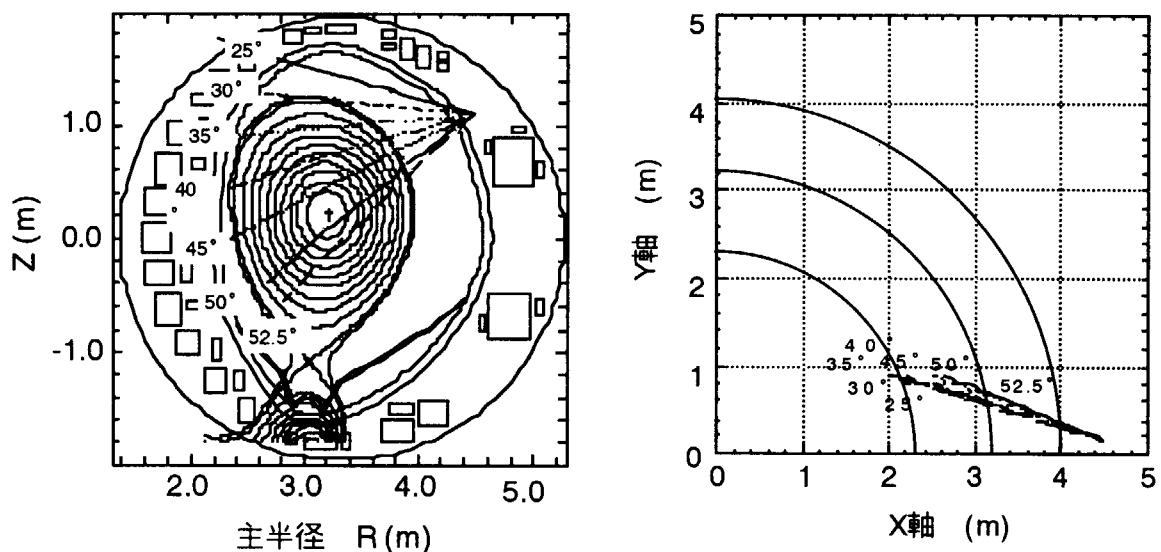


図5.7 可動鏡の回転角度に対するRFビームの軌跡

5. 3 RF損失

5. 3. 1 コルゲート導波管

EC波は周波数が高いため、通常の基本モードによる導波管を用いることは伝送損失の点から不可能であり、導波管断面において中心部分に伝送エネルギーが集中するコルゲート導波管のHE₁₁モードを使用する。このモードは、円形導波管のTE₁₁モードとTM₁₁モードの複合モードとして考えることができる。導波管内径aのHE₁₁モードの電磁界分布の1次近似としては以下で与えられる[15-17]。

$$\begin{aligned} E_\phi &= J_0\left(\frac{Xr}{a}\right) \cos\phi, \\ E_r &= J_0\left(\frac{Xr}{a}\right) \sin\phi, \\ H_\phi &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_r, \\ H_r &= -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_\phi, \\ E_z &\approx 0, \\ H_z &\approx 0, \end{aligned} \tag{5.42}$$

ここでJ₀は0次ベッセル関数、Xは導波管壁の境界条件により決定される固有値であるが、ほぼJ₀(X)≈0を満足するので、X≈2.405として考えるものとする。

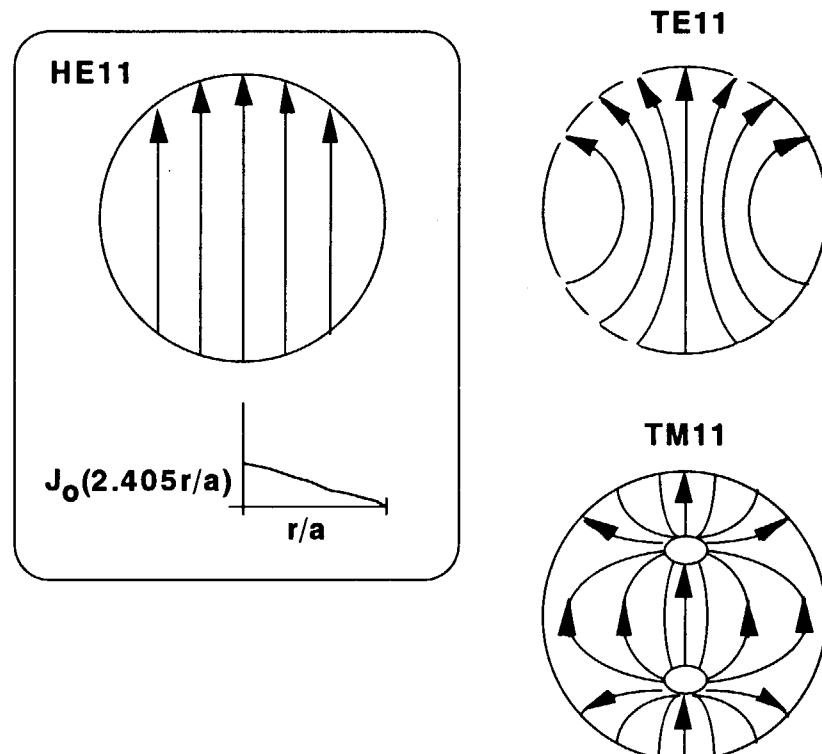


図5. 8 HE11モード

一方、単位長さ当たりの電力減衰率 α は、導波管内の電磁界を厳密に解いて以下で与えられる。

$$\alpha = \frac{R_s X^2}{2 Z_0 D R_a Y^2} \left(\frac{1}{Z^2} + d^2 R \right), \quad (5.43)$$

ここで、

$$\begin{aligned} R &\equiv \beta / k = \sqrt{1 - (X/Y)^2}, \quad Y \equiv ka \\ Z &= \left(\frac{w}{p} \right) \frac{\tan(k\delta)}{1 + \frac{2}{ka} \tan(k\delta)}, \\ D &= \frac{1}{2} \left[(1 + R^2 d^2) \left(1 - \frac{p^2}{X^2} + \frac{2p}{dX^2} + \frac{p^2}{d^2 X^2} \right) - 2d(1 + R^2) \frac{p}{X^2} \right] \end{aligned} \quad (5.44)$$

また、中心の最大電界 E_{max} は、

$$E_{max} = \sqrt{\frac{2P_{in}}{\pi R}} \frac{J_0(Xr/a)}{a J_1(X)} \quad (5.45)$$

で与えられる。ここで、 P_{in} は入射電力。また R_s は高周波の表面抵抗で、 $R_s = \sqrt{\pi f \mu_0 / \sigma}$ で与えられる。 Z はコルゲート導波管の導波管壁の櫛の歯構造から与えられるインピーダンスであり、コルゲート導波管の歯構造のピッチ： p 、溝の幅： w 、深さ： δ により求められる。また、 d はTE11モードとTM11モードの混合比であり、厳密には境界条件から X を求めて決まるが、深さ δ が $1/4 \lambda$ に近い場合は $d \approx 1$ のため、ここでは $d=1$ として電力減衰率を求める。

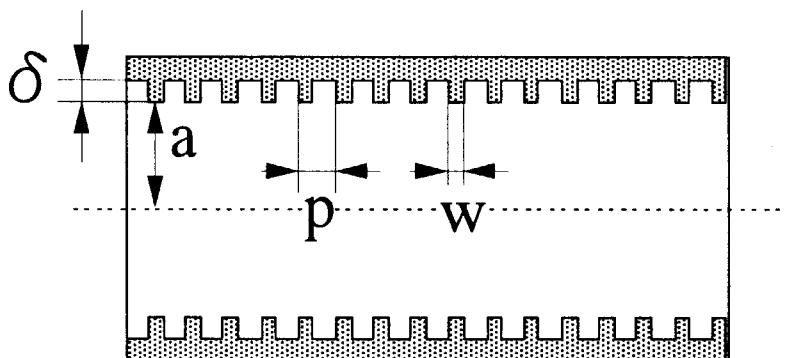


図5.9 コルゲート導波管断面

表5.1に、導波管内径が63.5mmと31.75mmについてRF損失などの高周波特性を示す。なおコルゲート導波管構造は、 $\delta=1/4 \lambda$ 、 $p=8.5 \times 10^{-3} a$ 、 $w/p=0.5$ とし、銅、アルミ、SUSの電気伝導度に安全係数2を考慮して求めた。

表5. 1 コルゲート導波管の高周波損失

導波管内径 a [mm]	櫛深さ δ [mm]	ピッチ p [mm]	櫛幅 w [mm]	材質	σ [1/ Ω m]	α [Np/m]	100m の 減衰[%]	1MW入射時の中 心電界 [kV/cm]
63.5	0.68	1.01	0.51	銅	5.8×10^7	6.0×10^{-6}	0.12	4.7
63.5	0.68	1.01	0.51	アルミ	3.5×10^7	7.6×10^{-6}	0.15	4.7
63.5	0.68	1.01	0.51	SUS	1.4×10^6	3.9×10^{-5}	0.77	4.7
31.75	0.68	0.51	0.25	銅	5.8×10^7	4.9×10^{-5}	0.98	9.4
31.75	0.68	0.51	0.25	アルミ	3.5×10^7	6.3×10^{-5}	1.26	9.4
31.75	0.68	0.51	0.25	SUS	1.4×10^6	3.2×10^{-4}	6.1	9.4

5.3.2 ギャップ

コルゲート導波管の接続箇所や、ゲート弁等で発生するギャップによる高周波損失は、入射側、受入側のコルゲート導波管内の電界のHE1mモードをベッセル関数でフューリエ展開、ギャップの電界をベッセル関数でフューリエ積分変換で展開して境界条件から受入側のHE1mモードの係数を求め、ギャップによる高周波損失を求める[18]。(これは、LHアンテナの結合計算と同様な手法である)

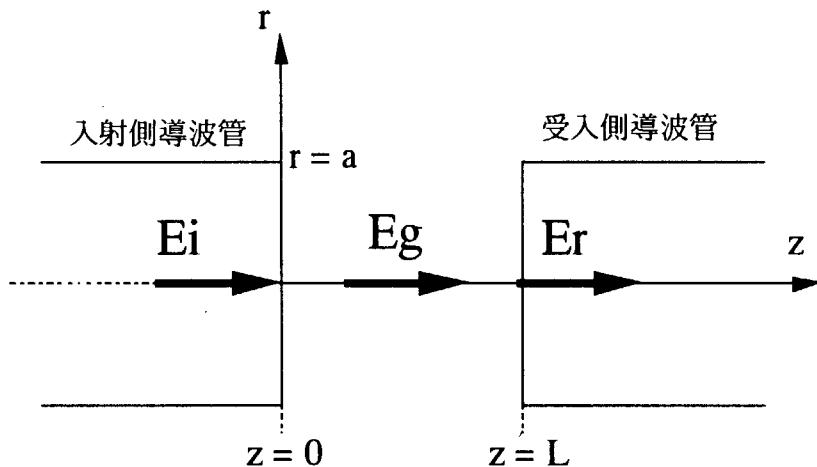


図5.10 コルゲート導波管におけるギャップ

入射側導波管内電界：E_i (ただし、入射モードはHE₁₁のみを考える；m=1)

$$E_i = \frac{A_m}{\sqrt{R_m}} \frac{J_0(x_m r/a)}{a J_1(x_m)}, z=0 \quad (5.46)$$

ギャップ内電界：E_g

$$E_g = \int_0^{\infty} A(\gamma) J_0(\gamma r) \exp(-jz\sqrt{k^2 - \gamma^2}) d\gamma, \quad 0 \leq z \leq L \quad (5.47)$$

受入導波管内電界：E_r

$$E_r = \sum_n \frac{B_n}{\sqrt{R_n}} \frac{J_0(x_n r/a)}{a J_1(x_n)} \exp(-jkR_n L), z=L \quad (5.48)$$

さて、z=0で(5.46)=(5.47)式、及びフューリエ逆変換から

$$\begin{aligned} A(\gamma) &= \int_0^{\infty} \frac{A_m}{\sqrt{R_m}} \frac{J_0(x_m r/a)}{a J_1(x_m)} J_0(\gamma s) \gamma s ds \\ &= \int_0^a \frac{A_m}{\sqrt{R_m}} \frac{J_0(x_m r/a)}{a J_1(x_m)} J_0(\gamma s) \gamma s ds \end{aligned} \quad (5.49)$$

さらに、 $J_0(x_m)=0$ から(5.49)式は

$$A(\gamma) = \frac{(x_m a)(\gamma a) J_0(\gamma a) A_m / \sqrt{R_m}}{x_m^2 - (\gamma a)^2} \quad (5.50)$$

が求められる。

次に $z = L$ において、(5.47)=(5.48)式から下式を得る。

$$\int_0^\infty A(\gamma) J_0(\gamma r) \exp(-jL\sqrt{k^2 - \gamma^2}) d\gamma = \sum_n \frac{B_n}{\sqrt{R_n}} \frac{J_0(x_n r/a)}{a J_1(x_n)} \exp(-jkR_n L) \quad (5.51)$$

この式に(5)式を代入し、さらに両辺に $J_0(x_n r/a)$ をかけて、 r において 0 から a まで積分するとベッセル関数の直交性から以下の B_n が求められる。

$$B_n = 2x_n \sqrt{R_n} \int_0^\infty \frac{J_0(\gamma a) A(\gamma) \exp(-jL\sqrt{k^2 - \gamma^2} - kR_n)}{x_n^2 - (\gamma a)^2} d\gamma \quad (5.52)$$

さて、入射モード A_m が受入モード B_n になる割合を S_{nm} と定義すると、

$$S_{nm} \equiv B_n / A_m = 2x_n x_m \sqrt{R_n / R_m} \int_0^\infty \frac{x J_0^2(x) A(\gamma) \exp(jL(x^2 - x_n^2) / 2ka^2)}{(x^2 - x_n^2)(x^2 - x_m^2)} dx \quad (5.53)$$

ここで、 $x \approx \gamma a$ 。 (8) 式は、以下のように近似できる。

$$S_{nm} = \delta_{nm} + \frac{\sqrt{2} x_n x_m}{3\pi^2} \sqrt{\frac{R_n}{R_m}} \exp(-j3\pi/4 - jx_n^2 L / 2ka^2) \left(\frac{L\lambda}{2a^2} \right)^{3/2} \quad (5.54)$$

したがって、 S_{11} は、

$$\begin{aligned} S_{11} &\approx 1 + \frac{\sqrt{2} x_1^2}{3\pi^2} \exp(-j3\pi/4) \left(\frac{L\lambda}{2a^2} \right)^{3/2} \\ &= 1 - \frac{x_1^2}{3\pi^2} (1 + j) \left(\frac{L\lambda}{2a^2} \right)^{3/2} \end{aligned} \quad (5.55)$$

であり、電力変換率 $|S_{11}|^2$ は、

$$\begin{aligned} |S_{11}|^2 &= \left[1 - \frac{x_1^2}{3\pi^2} \left(\frac{L\lambda}{2a^2} \right)^{3/2} \right]^2 + \left[\frac{x_1^2}{3\pi^2} \left(\frac{L\lambda}{2a^2} \right)^{3/2} \right]^2 \\ &\approx 1 - \frac{2x_1^2}{3\pi^2} \left(\frac{L\lambda}{2a^2} \right)^{3/2} \end{aligned} \quad (5.56)$$

$$|S_{11}|^2 \approx 1 - 0.0676 x_1^2 \left(\frac{L\lambda}{2a^2} \right)^{3/2} \quad (5.57)$$

で与えられる。したがって、HE₁₁モードの場合x₁=2.405から、ギャップ当たりのモード変換損失率は

$$-10 \log_{10} |S_{11}|^2 \approx 1.7 \left(\frac{L\lambda}{2a^2} \right)^{3/2} [\text{dB}] \quad (5.58)$$

となる。

周波数110GHz、導波管半径31.75mm、63.5mmの各々の場合のギャップ長L[mm]に対するモード変換損失を次図に示す。（例えば、L=50mmに対して、a=31.75mmの場合は0.69%、a=63.5mmの場合は、0.09%である）

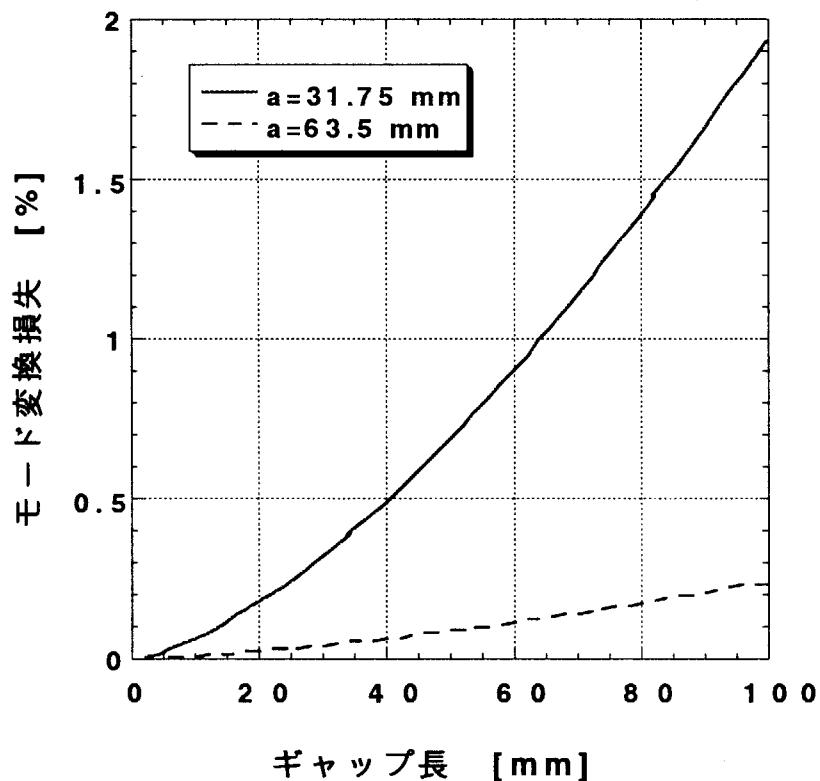


図5.11 コルゲート導波管のギャップ損失

5. 3. 3 マイターベンド

平面ミラーをもつマイターベンドのH E₁₁モードのRF損失は、モード変換損 γ_{con} とジュール損 γ_j で与えられる[18]。

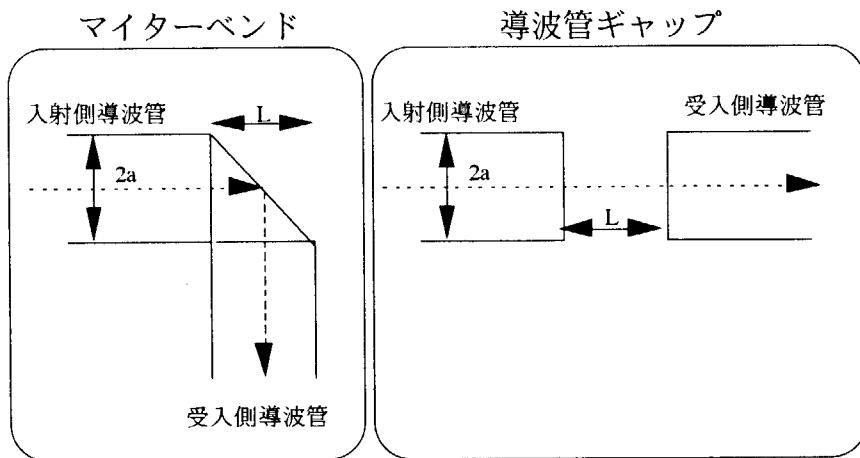


図5. 12 マイターベンド

モード変換損 γ_{con} は、マイターベンドをギャップ長L=2aのギャップと考えると、(5.58)式から以下で与えられる。

$$\gamma_{\text{con}} = 2.4(\lambda/D)^{3/2} \quad (\text{dB}) \quad (5.59)$$

またジュール損 γ_j は、

$$\begin{aligned} \gamma_{jH} &= 400(R_s/Z_0)\cos\theta & (\%) \\ \gamma_{jE} &= 400(R_s/Z_0)/\cos\theta & \end{aligned} \quad (5.60)$$

ここで、 $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 377\Omega$ 、 $R_s = \sqrt{\pi f \mu_0/\sigma}$ でDはミラーの導波管直径。また γ_H 、 γ_E はそれぞれ反射角度θでのH面反射、E面反射におけるジュール損失を与える。表5.2に導波管内径が31.75mm、63.5mmの場合のRF損失を示す。

表5. 2 マイターベンドの損失

導波管内径	材質 (安全率2)	γ_{con} [%]	γ_{jH} [%]	γ_{jE} [%]	γ_j [%]	$\gamma_{\text{con}} + \gamma_j$ [%]
31.75	銅	1.38	0.09	0.18	0.28	1.66
31.75	アルミ	1.38	0.12	0.24	0.35	1.73
31.75	SUS	1.38	0.59	1.18	1.77	3.15
63.5	銅	0.49	0.09	0.18	0.28	0.77
63.5	アルミ	0.49	0.12	0.24	0.35	0.84
63.5	SUS	0.49	0.59	1.18	1.77	2.26

5. 3. 4 軸傾斜によるモード変換損失

導波管同士の接続部やマイターベンド部では、軸傾斜 (θ rad) がつく可能性がある。

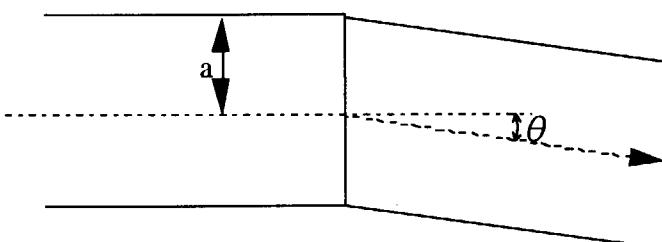


図5. 13 導波管の軸傾斜

この場合のモード変換損失 $P_L^{\Delta\theta}$ は

$$\begin{aligned} P_L^{\Delta\theta} &= (0.233ka\theta)^2 \times 100 \quad [\%] \\ &= 2.14\left(\frac{a}{\lambda}\theta\right)^2 \times 100 \quad [\%] \end{aligned} \quad (5.61)$$

で与えられる[19]。ここで θ は [rad]、 $k = 2\pi/\lambda$ である。この損失は他の場合と異なり、半径が大きくなるとともに増加する。周波数110GHz、導波管半径31.75mm、63.5mmの各々の場合の軸傾斜 θ [rad]に対するモード変換損失を図5. 14に示す。(例えば、 $\theta=0.001$ (2mm / 2000mm)に対して、 $a=31.75\text{ mm}$ の場合は0.03%、 $a=63.5\text{ mm}$ の場合は、0.12%である)

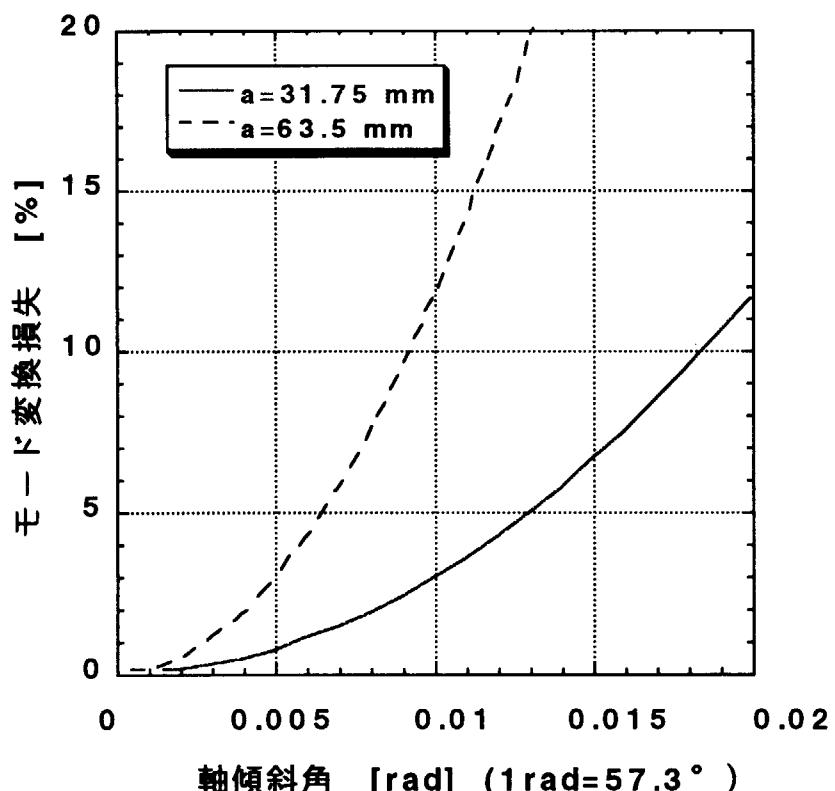


図5. 14 軸傾斜によるRF損失

5. 3. 5 その他の高周波損失

その他の高周波損失として以下の3つが考えられるが、いずれも大きな値ではない。

- ・半径差 (Δ)
- ・軸ずれ (Δ)
- ・楕円変形 (Δ)

についてのRF損失を表5. 3に示す。

表5. 3 その他のRF損失

損失要因	評価式 [%]	Δ [mm]	損失($a=31.75\text{mm}$) [%]	損失($a=63.5\text{mm}$) [%]
半径差 (Δ)	$1.2 (\Delta/a)^2 \times 100$	1	0.12	0.03
軸ずれ (Δ)	$1.1 (\Delta/a)^2 \times 100$	1	0.11	0.03
楕円変形 (Δ)	$0.4 (\Delta/a)^2 \times 100$	1	0.04	0.01

5. 3. 6 議論

JT-60Uでは、大電力管からアンテナまでの距離が約60mであり、途中には遮蔽壁を貫通する等、RFラインには多くの曲がり箇所が要求される。曲がり箇所として反射板の個数は、アンテナの収束鏡と可動鏡を除き、90° ベンドが9個であり、このうち2個が偏波変換器用として反射面にグレーティングを施したものである。また、JT-60U本体との電気絶縁を取るためのDCブレーク、真空窓及びその交換用のためのRFゲートバルブにおいては、ギャップを設ける必要がある。図5. 15にJT-60Uの110GHz局所加熱／電流駆動システムのRFラインを示す。

110GHzの高周波を効率良く入射するには、このRFラインにおけるRF損失を押さえることが必要となる。本節の検討より、RF損失に最も大きくなる可能性があるものは、軸傾斜によるモード変換損失である。このモード変換損失は、導波管内径が小さいほど低減できる。したがって、JT-60Uでは、既製品のうち内径31.75mmの導波管をRFライン用に採用した。ただし、導波管内径が小さいと、内部の最大RF電界が大きくなり高周波放電の危険性が大きくなる、ベンドなどのRF損失の発熱が増加する等の問題点が発生する。これに対しては、内部を真空排気することで耐電圧をあげるとともに、JT-60Uではパルス運転でありショット間での除熱により対応するものとする。

一方、プラズマに入射する場合、5章で述べたように、入射導波管の内径によりビームの収束が決定される。このため、この部分については、アンテナの空間的な干渉、既製品の有無などから、内径60.3mmの導波管を採用するものとした。

表5. 4にRFラインの高周波損失の評価を示す。ここで各コンポーネントのRF損失は、GA社の仕様に基づいた値である。なお、マイターベンドは、GA社製品であり反射板において位相補正を行うことでRF損失が1%である。軸傾斜によるモード変換損失が無視できる理想的な場合、総損失は11.5%程度である。

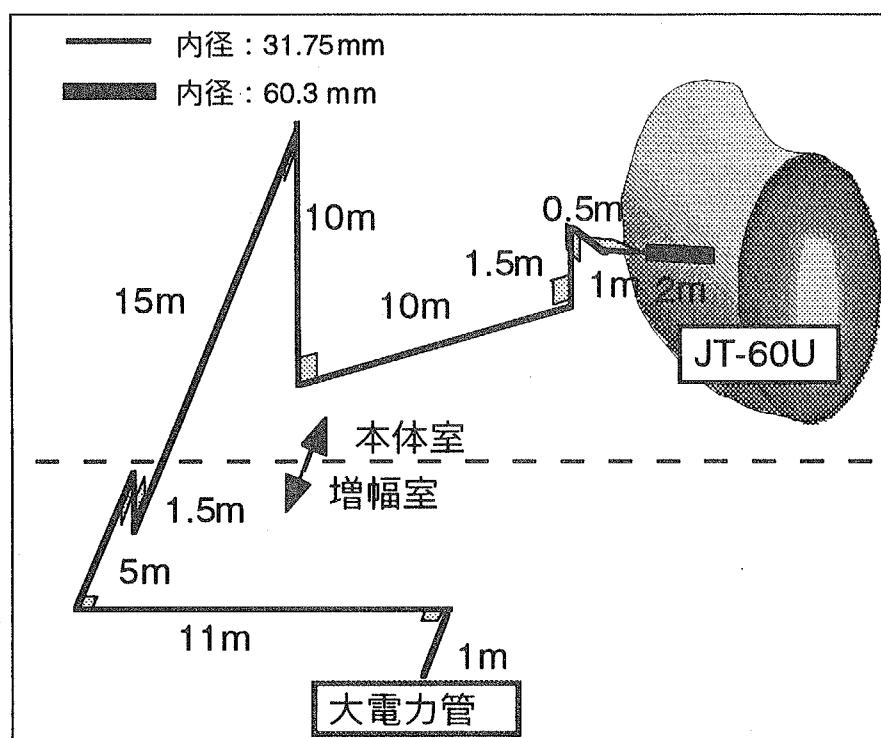


図5. 15 JT-60Uの110GHz局所加熱／電流駆動システムのRFライン

表5. 4 RFラインの高周波損失の評価

コンポーネント	個数／長さ	導波管内径	RF損失項目等	RF損失 [%]
マイターベンド	5個	31.75mm	マイターベンド (ただし、位相補正有り)	1×5
方向性結合器	2個	31.75mm	マイターベンド (ただし、位相補正有り)	1×2
偏波変換器	1式(2個)	31.75mm	マイターベンド (グレーティング有り)	1.3×2
導波管切替器	1個	31.75mm	ギャップ	10^{-3}
真空排気用導波管	1個	31.75mm	微少排気孔	0.1
直線導波管	56.5m	31.75mm	コルゲート(AI)	1.5
テーパー導波管	1個	31.75mm → 60.3mm		0.1
DCブレーク	1個	60.3mm	ギャップ	0.1
真空窓	1個	60.3mm	ギャップ ダイヤmond	10^{-3}
直線導波管	2m	60.3mm	コルゲート(SUS)	0.1
				総計 11.5

6.まとめ

本報告書は、加熱／電流駆動の局所的な分布制御機能の強化をはかるための、JT-60高周波加熱装置の一部性能更新に関する基本設計である。局所的な分布制御機能のためには、周波数が110GHzの電子サイクロトロン（EC）波を用いる必要があり、本研究ではプラズマ条件を考慮したRFビームの入射系を設計した。EC波の吸収に関しては、解析計算により基本的な入射条件を明らかにすると共に、その吸収位置を明らかにした。またRay-traceコードとFokker-Planckコードにより、JT-60Uにおいて、幅10cm程度に局所的な電流駆動制御が可能であることを示した。この結果をもとに、アンテナにおけるRFビームの入射角度を決定した。また、RFビームに関するプラズマ境界でのOモード、Xモードの励起条件を明かにした。

アンテナにおいては高周波設計を行い、プラズマ中でRFビームの発散を押さえるための収束鏡の最適設計を行うとともに、可動鏡により制御するRFビームの入射方向、範囲を明かにした。さらにEC波を伝送する際のRF損失について、導波管ギャップ、ベンド、軸ずれ等の影響を評価し、導波管敷設が理想的に実施され軸ずれが無い場合には、RF損失が11.5%程度の高効率の伝送系が構築できることを示した。

110GHz局所加熱／電流駆動装置は、これらの基本設計をもとに設計／製作を行い、現在、プラズマ入射系としては、ほぼ設計通りに局所的な加熱結果を得ており、今後の実験結果の進捗が待たれる。

謝辞

本設計研究を進めるにあたり、終始、有意義な議論、教示をいただきました山本巧主任研究員、藤井常幸RF装置試験室室長、今井剛RF加熱研究室室長、坂本慶司主任研究員ならびにRF装置試験室員、RF加熱研究室員の皆様に感謝いたします。また、電流駆動計算に関しては、福山淳京都大学工学部教授及び濱松清隆副主任研究員に多くを御教授いただきました。また東芝（株）の早川敦郎氏には設計についての多くの助言、感謝申し上げます。最後に、本研究を進めるにあたり、御支援いただきました清水正亞核融合装置試験部長、船橋昭昌核融合研究部長、木村豊秋核融合装置試験部次長、二宮博正核融合研究部次長ならびにJT-60関係者に感謝申し上げます。

参考文献

- [1] Y.Ikeda et al., :"15th Int. Conf. Plasma Phys. and Cont. Nuclear. Fusion Research", IAEA-CN-60/A3-1 (1994).
- [2] S.Ide et al., :"Pro. of 17th IAEA Fusion Energy Conference", IAEA-CN-69/CD1/4 (1998).
- [3] H.Kimura et al., :"Pro. of 16th IAEA Fusion Energy Conference", IAEA-CN-64/E6 (1996).
- [4] M.Saigusa et al., : Nuclear Fusion, 37,1559 (1997).
- [5] Y.Kamada et al., :"Pro. of 17th IAEA Fusion Energy Conference", IAEA-CN-69/CD2/EX9/2 (1998).
- [6] O.Gruber, et al., :"Pro. of 17th IAEA Fusion Energy Conference", IAEA-CN-69/OV4/3 (1998).
- [7] Tec. Basis for the ITER Design Report, IAEA (1996).
- [8] K.Sakamoto et al., : Rev. Sci, Instrum 70, 208 (1999).
- [9] A.Kasugai, et al., : Rev. Sci, Instrum 69, 2160 (1998).
- [10] M.Bornatici et al., : Nuclear Fusion 23, 1153 (1983).
- [11] 福山淳 日本原子力研究所委託研究報告書、"ECRFスタートアップシステムの設計検討" (1997).
- [12] K.Hamamatu, : J. Plasma and Fusion Research 75,143 (1999).
- [13] 山本巧 他、 : JAERI-Research 97-006 "定常炉心試験装置び設計研究(第7編)－ECRF加熱装置－" (1997).
- [14] H.Kogelnik and T.Li, : Appl. Opt. 5. 1550 (1966).
- [15] J.P.Crenn, : Int. J. Infrared and Mill. Waves 14, 1947 (1993).
- [16] J.J.Degnan, : Appl. Phys., 11, 1 (1976).
- [17] 久保伸 : 核融合研究、66, 581 (1991).
- [18] L.J.Done and C.P.Moeller, : Int. J. Electronics 77, 489 (1994).
- [19] W.Henle, et al., :ITER-IL-HD-6-9-E-5, IPF report, "Study on ECW transmission lines for ITER/NET, 2nd Intermediate report" (1989).

国際単位系(SI)と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力、応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー、仕事、熱量	ジュール	J	N·m
功率、放射束	ワット	W	J/s
電気量、電荷	クーロン	C	A·s
電位、電圧、起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラード	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンス	S	A/V
磁束密度	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束度	ルーメン	lm	cd·sr
照度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量等量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分、時、日	min, h, d
度、分、秒	°, ', "
リットル	L
トントン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

$$1 \text{ eV} = 1.60218 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ u} = 1.66054 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10^{18}	エクサ	E
10^{15}	ペタ	P
10^{12}	テラ	T
10^9	ギガ	G
10^6	メガ	M
10^3	キロ	k
10^2	ヘクト	h
10^1	デカ	da
10^{-1}	デシ	d
10^{-2}	センチ	c
10^{-3}	ミリ	m
10^{-6}	マイクロ	μ
10^{-9}	ナノ	n
10^{-12}	ピコ	p
10^{-15}	フェムト	f
10^{-18}	アト	a

(注)

- 表1～5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局1985年刊行による。ただし、1eVおよび1uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里、ノット、アール、ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは、JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- E C閣僚理事会指令ではbar, barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

圧力	MPa(=10bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg(Torr)	lbf/in ² (psi)
1	0.101972	0.224809			
9.80665	1	2.20462			
4.44822	0.453592	1			
粘度 1 Pa·s(N·s/m ²)	= 10 P(ポアズ)(g/(cm·s))				
動粘度 1 m ² /s	= 10 ⁴ St(ストークス)(cm ² /s)				
力 N(=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf			
1	0.101972	0.224809			
9.80665	1	2.20462			
4.44822	0.453592	1			

エネルギー・仕事・熱量	J(=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft·lbf	eV	1 cal = 4.18605 J (計量法)	
								= 4.184 J (熱化学)	= 4.1855 J (15°C)
	1	0.101972	2.77778 × 10 ⁻⁷	0.238889	9.47813 × 10 ⁻⁴	0.737562	6.24150 × 10 ¹⁸		
	9.80665	1	2.72407 × 10 ⁻⁶	2.34270	9.29487 × 10 ⁻³	7.23301	6.12082 × 10 ¹⁹		
	3.6 × 10 ⁶	3.67098 × 10 ⁵	1	8.59999 × 10 ⁵	3412.13	2.65522 × 10 ⁶	2.24694 × 10 ²⁵		
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 ⁻⁶	1	3.96759 × 10 ⁻³	3.08747	2.61272 × 10 ¹⁹		
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 ²¹		
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 ⁻⁷	0.323890	1.28506 × 10 ⁻³	1	8.46233 × 10 ¹⁸		
	1.60218 × 10 ¹⁹	1.63377 × 10 ⁻²⁰	4.45050 × 10 ⁻²⁶	3.82743 × 10 ⁻²⁰	1.51857 × 10 ⁻²²	1.18171 × 10 ¹⁹	1		

放射能	Bq	Ci	吸収線量	Gy	rad	照射線量	C/kg	R	線量率	Sv	rem
	1	2.70270 × 10 ⁻¹¹	0.01	1	1	2.58 × 10 ⁻⁴	1	3876	1	100	1
	3.7 × 10 ¹⁰	1									

(86年12月26日現在)

