

①

周期境界をもつ遅波マイクロ波 導波管に関する研究

新潟大学自然科学研究科

生産科学専攻

菅原 晃

Abstract

The characteristics of slow wave structure employed for backward wave oscillators expected to be a high power microwave source are studied analytically and experimentally. The slow wave structure is a sinusoidally corrugated wall waveguide. The waveguide is designed and fabricated by cast aluminum. The dispersion relation and transmitted characteristics for microwaves are measured in the air. There exist literatures on high efficiency of enhanced radiation from backward wave oscillators involving plasma studied experimentally in University of Maryland, U.S.A. Botton and Ron proposed a theoretical analysis that a modulation of plasma density because of ponderomotive force caused self-induced distributed feedback mechanism. We tried to demonstrate that pumping microwaves modulate plasma density by ponderomotive force. We observed new physical phenomena. First, the dispersion relation and the distributions of RF electric field in the corrugated wall waveguide are analyzed numerically. Next, the dispersion relation and the characteristic of propagation are measured. The measurements of the dispersion relation are observed by a plunger method employed in slow wave structure for linear accelerators. Finally, the modulations of plasma density by pumping microwaves on the axis are observed in plasma loaded slow wave structure. In cases of small incident microwave powers the well-known plasma density cavity "cavitons" are observed. At the axial positions of minimal radius in the waveguides, the maxima of the electron density, the plasma potential and the RF electric field are observed in cases of high-power microwaves. It is found that the maxima of plasma density arise by a different reason from Botton and Ron's theory.

目次

第1章 序論	
1.1 後進波発振器を使用した大電力マイクロ波の発生	1
1.2 マイクロ波によるプラズマの密度変調	2
1.3 本研究に関する歴史背景	3
1.4 本論文の構成	7
第2章 波形導波管の分散関係の理論解析	
2.1 まえがき	11
2.2 分散式の導出	12
2.3 数値計算の結果および検討	18
2.3.1 分散曲線	18
2.3.2 高周波電界分布	19
2.3.3 表面波と体積波	20
2.3.4 ポインティングベクトル	21
2.3.5 低周波電磁界の分散曲線	21
2.4 まとめ	22
第3章 周期境界をもつ導波管の分散関係の測定	
3.1 まえがき	34
3.2 理論	35
3.2.1 共振モードによる分散関係	35
3.2.2 Maxwell 方程式から導出した分散関係	37
3.3 測定の方法	39
3.3.1 波形導波管の分散曲線の測定方法	39
3.3.2 表面波と体積波の測定方法	40
3.3.3 阻止域の測定方法	40
3.4 実験装置	41
3.5 測定の結果	45
3.5.1 反射方式と透過方式における共振点の測定結果	45
3.5.2 表面波と体積波の受信測定の結果	45
3.5.3 阻止域の測定結果	46
3.6 検討および結論	46
第4章 実験装置	
4.1 まえがき	66
4.2 実験装置のセットアップ	66
4.2.1 真空容器	66

4. 2. 2	真空排気系	67
4. 2. 3	熱陰極	68
4. 2. 4	エージング (熱陰極の活性化)	69
4. 2. 5	放電ガス注入	70
4. 2. 6	直流放電プラズマの生成	70
4. 2. 7	大出力マイクロ波発振器	71
4. 2. 8	測定系	71
4. 3	実験装置, 計測器の操作	75
第5章	プラズマを装荷した遅波導波管のマイクロ波入射実験	
5. 1	まえがき	89
5. 2	理論	90
5. 2. 1	臨界密度面でのキャビトンの生成	90
5. 2. 2	ポンドロモーティブ力	90
5. 2. 3	イオン飽和電流	91
5. 2. 4	ラングミュア・プローブ特性	92
5. 3	測定方法	92
5. 3. 1	イオン飽和電流の測定方法	93
5. 3. 2	RFプローブによる軸方向高周波電界の測定方法	94
5. 3. 3	ラングミュア・プローブ特性の測定方法	94
5. 4	測定結果	95
5. 4. 1	イオン飽和電流からのキャビトンの測定結果	95
5. 4. 2	イオン飽和電流の局所的増大の測定結果	96
5. 4. 3	軸方向高周波電界の測定結果	97
5. 4. 4	ラングミュア・プローブ特性の測定結果	98
5. 4. 5	平均自由行程	99
5. 5	考察および検討	99
5. 6	まとめ	103
第6章	考察およびまとめ	
6. 1	理論的解析	121
6. 2	空気中でのマイクロ波分散関係の測定	122
6. 3	表面波の観測	122
6. 4	熱陰極を用いた直流放電プラズマの生成技術	122
6. 5	遅波構造をもつプラズマ導波管中のマイクロ波入射実験	123
謝辞		124
参考文献		125

第1章 序論

1.1 後進波発振器を使用した大電力マイクロ波の発生

現在、高周波電磁波は、様々な方面で利用されている。利用目的は、物体の加熱、通信、波の干渉による物体の配置の測定などで、特に波長1 m以下のマイクロ波と呼ばれる電磁波は、家庭用電子レンジ、電話、テレビなどの放送、レーダ、物質の分子構造などの研究など、利用は広範囲にわたる。マイクロ波発振器は、低出力のものから数GWの大出力のものまであり、発振特性の向上、周波数帯の上昇、発振出力の増大など、利用目的に応じた発振能力の向上を目指し、盛んに研究開発が行われている。

マイクロ波は、遅波回路を通ると光速よりも遅い位相速度を持つことができ、これと電子ビームの速度が一致したとき、エネルギーの受け渡しができる。回路波の群速度が負である後進波の領域で動作する場合マイクロ波を発生し、これを後進波発振器 (Backward Wave Oscillator: BWO) ^{(1)・(2)} という。本論文の主題である後進波発振器は、周波数に対する発振出力が大きい、つまり高い周波数帯で大出力を得ることが出来る。これは自由電子レーザー (Free Electron Laser: FEL) ⁽³⁾ と並び、大出力の発振装置として大いに期待され、多岐にわたり世界的規模で盛んに研究されている^{(4)・(15)}。後進波発振器の動作原理は、正確には解明されていないが、遅波回路 (遅波導波管) の分散特性の後進波の部分と電子ビームが相互作用し、電子ライナック^{(16)・(17)} の逆過程により導波管モードに対応した周波数の電磁波を発生すると考えられている。(ここで、電子ライナックとは電子線形加速器のことで、加速管内部にマイクロ波による軸方向電界を作り、電子をこの加速位相に乗せることにより電子がマイクロ波のエネルギーを得て加速するものである。) 後進波発振器の利点は、サイクロトロン共鳴を使用しないため、強磁場を必要としないこと、真空絶縁破壊の可能性も少ないこと、電子ビームを通すことさえできれば、高効率の発振が起こるので、操作が容易であることなどである。FELとは違い電子ビームのもつエネルギーや熱広がりなど電子ビームの質的要求が厳格ではない。

数百 (MW) の出力レベルのマイクロ波パルスを得るためには、大出力後進波発振器において、大強度相対論的電子ビーム (Intense Relativistic Electron Beam - IREB) を通す必要がある^{(2)・(18)}。電子ビームは、自らの作る電界や磁界により広がる、または狭められて電流が流れなくなる。よって、真空中の遅波導波管内では大電流を流すことに限界がある。これに対して、遅波導波管内部にプラズマを装荷することで、プラズマによる荷電中和、電流中和のため、真空中よりもはるかに高い電流密度の大強度相対論的電子ビームを使用することができる利点がある⁽¹⁹⁾。

さらに、ある気圧でマイクロ波出力効率が共鳴的に増大するという現象も報告されている^{(4)・(13)}。この現象について、Lin と Chen はプラズマの効果で分散曲線の傾きが緩やかになる、すなわちマイクロ波の群速度が遅くなることにより、

電子ビームとの相互作用が強くなるためであると述べている⁽¹⁴⁾。また、Botton と Ron は、遅波導波管内部のプラズマが発振したマイクロ波からのポンデロモーティブ力により密度変調され、屈折率が周期的に変化し回折格子を形成し、半導体レーザで知られた分布帰還機構が働くことにより共鳴的にマイクロ波出力が増大すると述べている⁽¹⁵⁾。

大出力後進波発振器の開発には、遅波構造の分散曲線を理論的方法で求めるだけでなく、実際に発振器に用いるために製作された遅波導波管の分散関係を測定する必要がある。また、Botton らの理論により遅波導波管内部で、プラズマがマイクロ波のポンデロモーティブ力による密度変調を受け、回折格子のようになるかどうか確かめることも必要である。

1. 2 マイクロ波によるプラズマの密度変調

よく知られているように、プラズマはイオンと電子が共存して電氣的に中性になっている状態である。例えば、ヘリウムイオン He^+ は電子に比べて約 7400 倍⁽²⁰⁾の質量をもつため、プラズマに外部から電界が与えられるとイオンはほぼ静止しているが、電子は動かされ電子密度とイオン密度に差が生じることになる。この差が電位差を生じ、電子はプラズマ周波数 ω_p ,

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 n}{\epsilon_0 m}$$

ただし、 e : 電子の電荷, n : プラズマ密度, ϵ_0 : 真空中の誘電率,
 m : 電子質量,

で振動する⁽²¹⁾。このプラズマ周波数はプラズマの密度だけで決まる。

マイクロ波のような電磁波がプラズマに入射されると、プラズマ中の比誘電率 ϵ_s はマイクロ波の周波数 ω に対して $\epsilon_s = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$ で与えられる。ここで、プラズマ周波数が入射されたマイクロ波の周波数と一致した場合、比誘電率は零になる。ここは臨界密度面と呼ばれている。入射電磁波の周波数がプラズマ周波数より低い場合は臨界密度面の手前の引き返し点で反射され、高い場合は通過するということは周知のことである。この身近な例は、ラジオやテレビなどの放送、通信でみられる。数 kHz ~ 数 MHz の電波は、電離層で反射され再び地上に戻ってくるし、衛星放送、通信のように数 GHz の電波は電離層を通過している。

臨界密度面では、比誘電率が零となることにより、局所的な高周波 (RF) 静電界が非常に大きな値をとる^{(22), (23)}。1974年 Minami らは、この RF 静電界によるポンデロモーティブ力^{(24), (25)}でプラズマが押し退けられた密度のくぼみを発見した^{(26), (27)}。これは後にキャビトンと呼ばれ、さまざまな実験が試みられ多くの報告例がある^{(28) - (36)}。

ポンデロモーティブ力は、イオンに比べて質量が非常に小さい電子に対して働くが、プラズマ中ではイオンと電子の密度差ができると、それらは大きなクーロン力を受けることになる。そこで、プラズマ中で荷電分離が起こり得ないとして準中性プラズマを仮定すると、プラズマは空間的に強さに勾配のある高周波電界から力 (ポンデロモーティブ力) を受ける。これによりプラズマは密度変調され

る。これが従来からよく知られたキャビトンが生成される理由である。

米国メリーランド大学では、プラズマを装荷した後進波発振器（プラズマ BWO）^{(5)・(16)} についての実験的研究が行われている。Carmel, Minami らは、遅波構造内にプラズマがないとき、10%程度の発振効率をとるのに対して、プラズマを装荷したとき発振効率が約40%に飛躍的に上昇することを報告している⁽⁴⁾。この結果を説明するため Botton と Ron⁽¹⁵⁾ は発振したマイクロ波のポンドロモーティブ力^{(24)・(25)}により周期的にプラズマ密度が増大することを予言し、そのため屈折率が変化して回折格子のようになり、共振器なしで発振する半導体レーザで知られた分布帰還機構（Distributed Feedback Mechanism, DFBと略す）⁽³⁷⁾ が働いて発振効率が增大すると述べている。

遅波構造中でのプラズマの性質を調べることは、大出力後進波発振器の開発にとって重要な研究課題である。著者は、Botton らの理論を確かめるために、遅波プラズマ導波管に大電力マイクロ波を入射させ、軸方向にプラズマ密度の回折格子ができるかどうかを実験した。遅波構造として、図1.1に示すような導波管壁面が正弦波状に変化する導波管（波形導波管と呼ぶ）を製作し、この導波管中での従来から知られているキャビトンを観測し、導波管内部のプラズマ密度や軸方向高周波電界の分布などを測定した。プラズマ密度測定および軸方向高周波電界測定により、RF電界の強まる場所でプラズマが減少せず、むしろ他の位置に比べて極大となる新しい非線形現象（逆キャビトン）を見いだした。著者の知る限り、これについての報告はない。Botton と Ron による一次元ポンドロモーティブ力の理論では、この実験結果を十分に説明できない。まだ十分な理論的理解には至っていないが、一つの可能な定性的な非線形モデルを考えて実験結果の説明を試みた。

逆キャビトンの測定では、ヘリウムガス圧52 mTorrまたはアルゴンガス圧7.5 mTorrの測定を中心に行った。これらのガス圧は、放電電流を25 Aまで安定に変化させることができる最小の値であり、他のガス圧よりもよい結果を多く与えた。著者の行った実験のガス圧は、Minami らの気体充填BWO実験（図1.2）で発振出力がピークをとるガス圧⁽⁴⁾やその追試を行った Zhai ら⁽¹³⁾のヘリウム60 mTorr（図1.3）と同程度である。著者の行った実験とは、マイクロ波の周波数帯や充填されている気体の放電により発生するプラズマの密度など、条件が違っている。プラズマ導波管中にマイクロ波を入射させる実験は、彼らのプラズマBWOの最適化に対する模擬実験になると考えられる。

1.3 本研究に関する歴史背景

本論文は、大出力のマイクロ波源として期待されている後進波発振器（BWO）に使用される遅波導波管について、理論計算および色々な特性測定を行ったものである。BWOは、20年以上前から実験的・理論的研究が行われてきた。近年の実験的研究で、遅波導波管内部にプラズマを装荷した場合に発振効率が飛躍的に増大するという報告がなされた⁽⁵⁾。現在でも真空の場合、ガスを充填した場合、プラズマを装荷した場合について、実験・理論の両面から盛んに研究されている。

BWOの動作原理は、電子線形加速器の逆過程でエネルギーの受け渡しが起こり、遅波導波管中のマイクロ波の位相速度と電子ビームの速度が一致し、かつマイクロ波の群速度が負である場合にマイクロ波が発生するものと考えられている。つまり、遅波導波管の分散特性と電子ビームの速度が妥当な組み合わせを取れば、目的の周波数のマイクロ波を発生できる。大電流の大強度相対論的電子ビーム (IREB)^{(2)・(18)} を使用すれば、大きな発振出力が期待できる。しかし、電子ビームは、自己磁界や電界を発生するため、電流値に限界がある。プラズマ中を電子ビームが通る場合、プラズマによる電流中和・荷電中和の効果で、真空の場合よりも大電流のIREBを使用できる。また、遅波導波管の形状も放電を起こしにくくするため、流線型の正弦波状波形導波管が考案された^{(4)・(11)}。

1975年 Tkach らにより初めてガス充填BWOの実験的研究が行われた⁽³⁸⁾。電子ビームを入射すると充填ガスがプラズマ化し、電流中和・荷電中和の効果を得られる。1989年ごろアメリカ・メリーランド大学でプラズマガンを使うことにより、プラズマ中に電子ビームを入射する方法がとられた。この Minami, Carmel らの実験で、約40%の発振効率が報告されている⁽⁵⁾。Lin と Chen は、この飛躍的な効率上昇が、プラズマにより回路波の群速度が小さくなった結果電子ビームとの相互作用が強まったものと考えた⁽¹⁴⁾。Botton と Ron は、発生したマイクロ波によるポンドロモーティブ力でプラズマ密度の局所的増大を生じ、屈折率の周期的変化が半導体レーザーで知られた分布帰還機構をなし、結果的に発振効率が增大すると考えている⁽¹⁵⁾。まだ正確な解明が行われておらず、世界的規模で研究が行われている。表1.1にBWOのこれまでの報告例を示す。

文献番号 (年)	研究者	研究内容概略	理論, 実験
38 (1975)	Tkach他	最初のガス充填BWO。 入射ビームで生成するプラズマBWO。	実
5 (1989)	Carmel他	プラズマガンによるプラズマ入射型BWO。 従来より高い約40%の発振効率を得る。	実
14 (1989)	Lin他	プラズマによる群速度の低下で電子ビームと 回路波の相互作用が強まる。これでBWOの 発振効率が增大する。	理
15 (1991)	Botton他	プラズマBWOから発生したマイクロ波でプ ラズマ密度が変化することにより屈折率が変 化する。分布帰還機構の働きの効率アップ。	理

表1.1 BWO研究の現状

次に、遅波導波管の空気中でのマイクロ波分散関係および伝搬特性について述べる。前述のように、BWOの発振出力や効率については数多くの研究報告があるが、コールドテストについてはほとんど行われていない。

遅波回路の代表的な例では、電子線形加速器の加速管がよく知られている⁽¹⁶⁾。加速管は円筒導波管中にアイリスと呼ばれるドーナツ型の金属リングを配置した構造である。加速管の分散曲線の測定法として、テスト空洞法、プランジャー法、ノーダルシフト法が知られている⁽³⁹⁾⁻⁽⁴¹⁾。本研究で使用した波形導波管は、加速管のアイリスを滑らかにし導波管壁面を流線型にしたもので、基本的な特性は同じまま、大電流に対応できるように改良されたものである。よって、加速管の測定法で波形導波管の分散関係を測定することは可能である。1991年頃著者らは、プランジャー法による波形導波管の分散曲線の測定を行った。同時期に独立してアメリカ・メリーランド大学でも彼らの波形導波管で、テスト空洞法による測定が行われていた⁽⁴²⁾。現在では、南、渡辺二太、小椋らによる偏型波形導波管についての理論的・実験的研究が行われている⁽⁴³⁾。表1.2に分散関係の測定についての研究状況を示す。

文献番号 (年)	研究者	研究内容概略	理論, 実験
39 (1952)	Jaynes	加速管の分散関係をノーダルシフト法で測定	理, 実
40 (1962)	Nagele他	Coupled Resonator Chain の理論より測定点の内挿から加速管の分散関係を求める。	理, 実
41 (1972)	入江浩一	加速管の分散関係の精密な測定 テスト空洞法, プランジャー法, ノーダルシフト法で測定。	理, 実
11 (1993)	菅原 他	周期境界をもつ波形導波管の分散関係をプランジャー法で測定。針アンテナと円板アンテナで表面波を観測。	実
42 (1991)	Guo他	メリーランド大学の波形導波管でテスト空洞法により分散関係を測定。	理, 実
43 (1993)	小椋 他	波形導波管の分散関係の測定。励振しにくい π 共振モードを観測した。	実

表1.2 分散関係の測定に関する研究状況

前述のように、遅波導波管内部にプラズマを装荷した場合、真空の時と比べて発振効率および出力が飛躍的に増加することが知られている⁽⁵⁾。すなわち、プラズマBWOは、大出力のマイクロ波源として大いに期待できる。

プラズマBWOの研究では、これまでに発振効率の増大についての理論的解析や、発振出力の増大を目的とした実験的な研究が行われてきた。しかし、基礎的な研究、すなわち遅波導波管にプラズマを装荷した場合の様々な特性については著者の知る限り報告例がない。本研究では、管径が正弦波状に周期的に変化する波形導波管に、軸方向に密度勾配のあるプラズマを装荷し、大電力のマイクロ波を入射し波形導波管中心軸上のプラズマパラメータおよび軸方向高周波電界分布の測定を行った。これは、プラズマBWOで発生したマイクロ波がプラズマに与える影響について観測することになり、これまでに行われていなかったプラズマBWOの基礎的な研究の一つである。

プラズマに与えるマイクロ波の影響として、良く知られているものにキャビトンがある^{(26), (30), (31)}。入射マイクロ波の周波数とプラズマ周波数が一致した臨界密度面で、局所的な大電力の高周波電界が生じる。この高周波電界によるポンドロモーティブ力でプラズマがはじきだされ、プラズマ密度の窪み（キャビトン）を生じると考えられている。キャビトンは、1974年ごろ Minami らにより発見された。同時期にそれぞれ独立して、Kim, Wong ら, Ikezi らによりキャビトンが観測されている。その後プラズマおよび高周波電磁波などについての数多くの報告がなされている。表1. 3にマイクロ波によるプラズマの非線形現象、主にキャビトンについての研究状況を示す。

文献番号 (年)	研究者	研究内容概略	理論, 実験
24 (1967)	Motz他	高周波電界のポンドロモーティブ力によるプラズマ密度の変調。	理
26 (1974)	Minami他	大出力マイクロ波によるプラズマの非線形現象。キャビトンの発見。	実
31 (1974)	Kim他	キャビトンの成長および高周波電界の捕捉。	実
30 (1974)	Ikezi他	高周波スペクトルが広がる自己変調とキャビトンの形成	実
44 (1977)	Morales 他	密度勾配のあるプラズマにおけるキャビトンと局所的静電界の生成。	理

3 3 (1981)	Mizuno他	マイクロ波による電子の加熱。	理, 実
3 6 (1984)	Tanikawa 他	キャビトンによる電子プラズマ波の捕捉。	理, 実
2 3 (1986)	Minami他	プラズマ導波管中の局所的静電界の測定。	理, 実
4 5 (1989)	Kato他	キャビトン付近のプラズマパラメータおよび高周波電界の測定。	実
1 2 (1993)	菅原 他	波形プラズマ導波管への大電力マイクロ波入射によるプラズマの非線形現象の観測。	実

表 1. 3 マイクロ波によるプラズマの非線形現象 (キャビトン) に関する研究状況

1. 4 本論文の構成

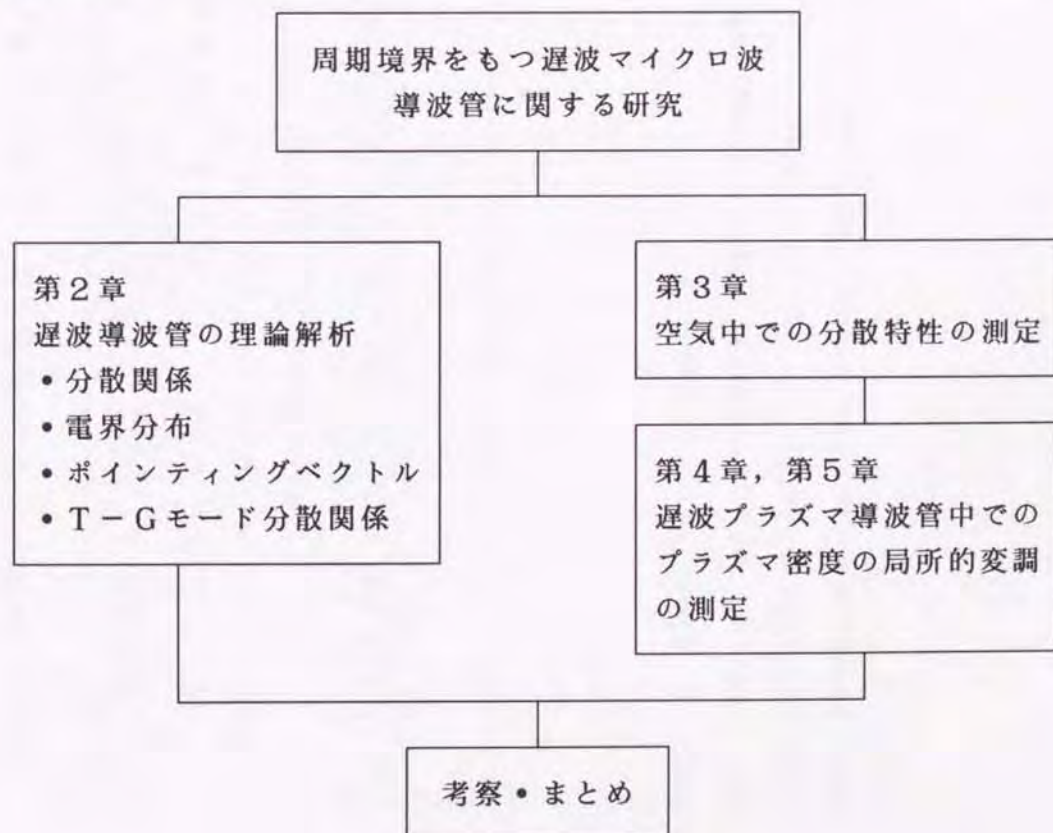
本論文は以下のような構成である。まず、管径が軸方向に周期的な正弦波状に変化する導波管を考える。この波形導波管についての高周波 TM モードの分散曲線を Maxwell 方程式から導出された計算コード^{(6)・(9)・(11)}から求めた。さらにプラズマを波形導波管内部に装荷させた場合を考え、均一プラズマについて同じ計算コードを使用し分散曲線を求めた。また、波形導波管内部の電界分布を計算により求めた^{(9)・(11)}。後述の Type A 導波管のパラメータの場合、波形導波管内を伝搬する TM モードの電磁波が表面波 (中心軸上よりも導波管壁面に近いところで電界が強い) になることを理論計算で求めた⁽¹¹⁾。Trivelpiece と Gould により発見された低周波電磁波⁽⁴⁶⁾について Minami, Ogura, Ali, Aiba らにより開発された計算コード^{(8)・(10)}を用い、著者の導波管 (Type B) について計算を行った。Minami, Ogura, Nomura, Watanabe らの計算コード⁽⁹⁾から真空中のポインティングベクトルの強度分布を計算した。

次に、前述の理論計算により波形導波管の設計を行い、アルミニウムを鋳造する方法で安価に製作した。この波形導波管について、空気中での分散関係の測定を 2~5.9 GHz の周波数帯で行った⁽¹¹⁾。また、Type A 波形導波管で、TM₀₁ モードの一部の周波数帯の電磁波が表面波として伝搬することを実験で確認した⁽¹¹⁾。

最後に、前述の測定で分散特性などを確認している導波管を使って、Botton ら⁽¹⁵⁾の述べているように、高周波電磁波によりプラズマ密度の周期的な変化が起こるかどうか測定した。Botton らは、Minami ら⁽⁴⁾や Zhai ら⁽¹³⁾のプラズマ

BWOの実験結果における共鳴的なマイクロ波発振出力の増大を、発生した電磁波によるポンデロモーティブ力がプラズマに作用し、キャビトンで知られた密度変調を生じ、屈折率の周期的変化が回折格子のようになり半導体レーザで知られた分布帰還機構(DFB)が働くためであると述べている。本研究のように波形導波管内部にプラズマを装荷し、マイクロ波を入射することは Botton らの理論的解析を確かめるための模擬実験になる。波形導波管内部のプラズマの様子や高周波電界測定を行った結果、Botton らの理論的解析とは異なった実験結果を得た⁽¹²⁾。この結果は、彼らの理論では説明がつかないことが多く、中心軸上の高周波電界分布とプラズマ密度の局所的な極大は今までに知られていない新しい現象であると思われる。正確な理論的解析には至っていないが、これまでに得た実験事実を示す。また、Minami らによる一考察を述べる。

各章ごとの構成は次の通りである。第2章では波形導波管の真空中での分散曲線，均一プラズマを装荷した場合の $TM_{0,1}$ モード分散曲線，波形導波管内部の真空中の $TM_{0,1}$ モード電界と径方向分布，真空中のポインティングベクトル，低周波電磁波の分散曲線を理論計算により求めた。第3章では製作した波形導波管の空气中における分散特性の測定を行った。第4章ではプラズマを使った実験において、特に重要となるプラズマ発生装置の著者がもつノウハウを詳しく述べる。第5章ではプラズマを装荷した波形導波管中のイオン飽和電流と軸方向高周波電界分布の測定結果を述べ、考察を行った。最後に、第6章では検討およびまとめを記述した。



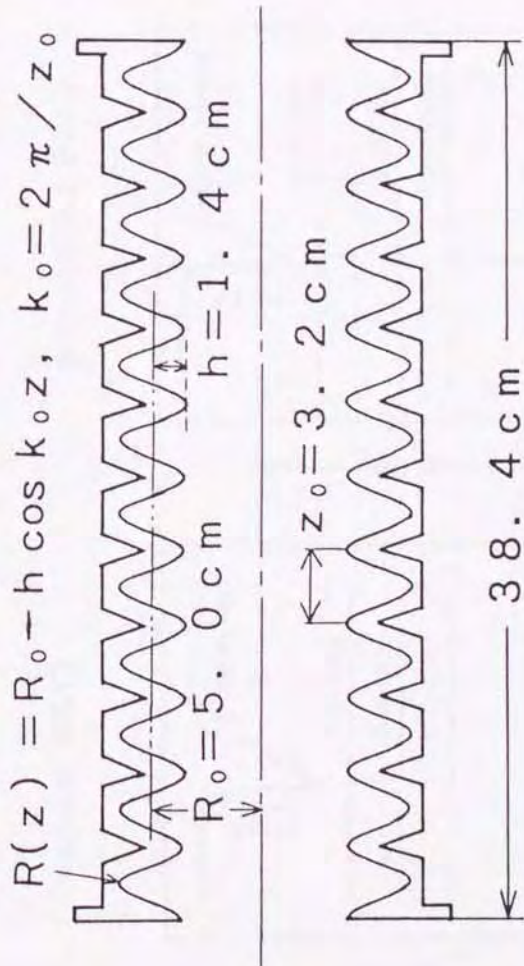


Fig.1.1 Slow wave structure
 The radius of corrugated wall waveguide
 changes sinusoidally for z direction.
 The waveguide is fabricated by cast
 aluminum.

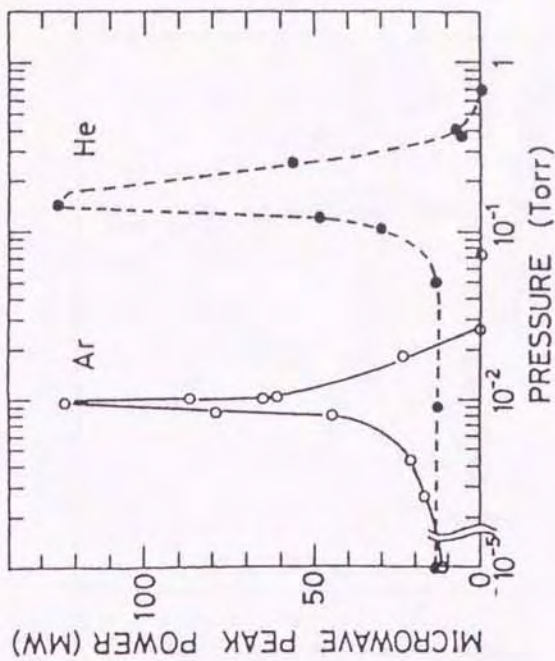


Fig.1.2 Microwave peak power by
 backward wave oscillator with Helium
 or Argon gas vs. gas pressure. [4]

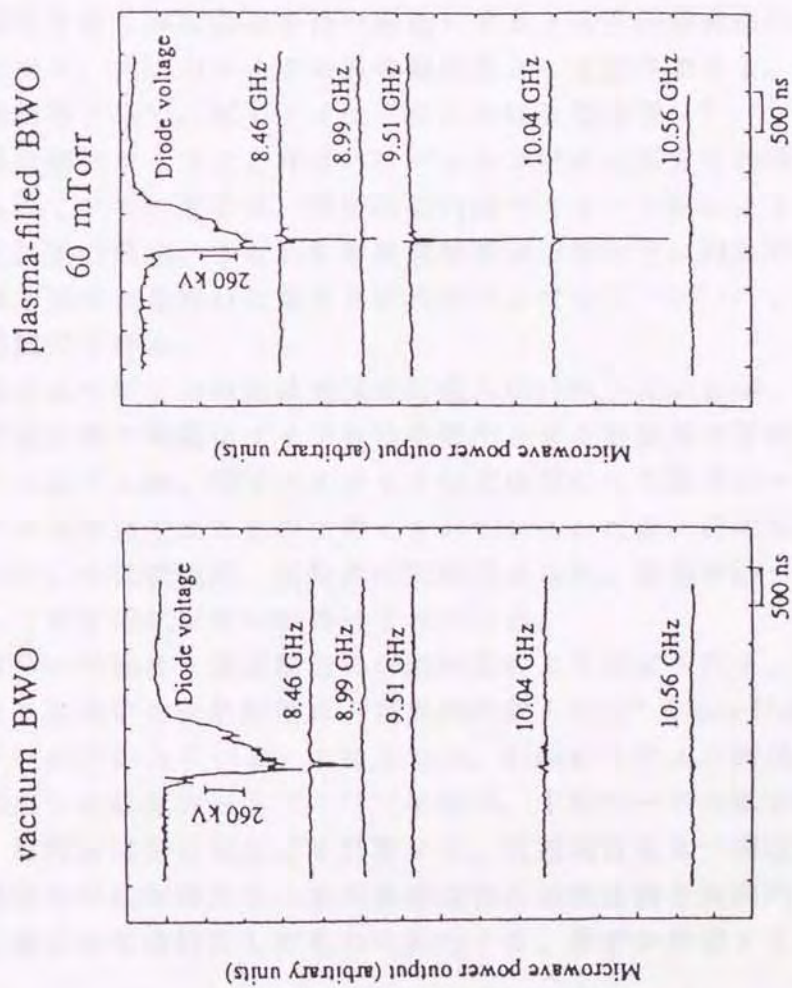


Fig.1.3 Microwave power output by backward wave oscillator with or without gas. [13]

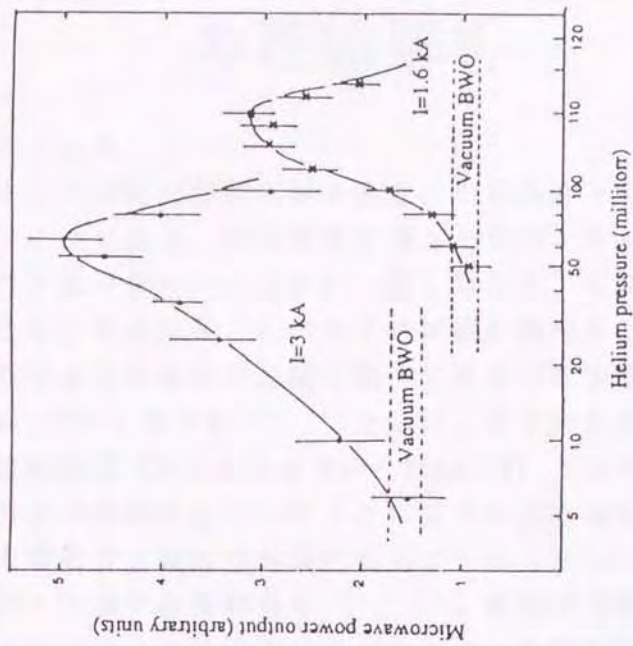


Fig.1.4 Microwave power output by backward wave oscillator vs. Helium pressure. [13]

第2章 波形導波管の分散関係 の理論解析

2.1 まえがき

電子ビームを遅波回路に入射すると、ある条件下においてマイクロ波の発振が起こる。マイクロ波は、遅波回路を通ると光速よりも遅い位相速度を持つことができ、これと電子ビームの速度が一致したとき、これらの中でエネルギーの受け渡しが起こる。その結果としてマイクロ波を発生または増幅する。マイクロ波の群速度が負である後進波の領域で動作するものを後進波発振器 (Backward Wave Oscillator, BWO と略す)^{(1)・(2)} といい、正である前進波の領域で動作するものを進行波管増幅器 (Traveling Wave Tube, TWT と略す)⁽⁴⁷⁾ という。数百 (MW) の出力レベルが非常に大きいマイクロ波パルスを得るためには、後進波発振器において、大電流の大強度相対論的電子ビーム (Intense Relativistic Electron Beam, IREB) を通す必要がある^{(2)・(18)}。後進波発振器は、他の発振器、例えばジャイロトロンのように電子サイクロトロン共鳴を使用しないため、熱広がり、エミッタンス等の電子ビームに対する質的要求が厳格でなく、電子ビームを通すことさえできれば、高効率の発振が起こるので、操作が比較的容易である。また、遅波回路を滑らかな曲面を持つ構造にすると真空絶縁破壊の可能性も少なくすることができ、大出力マイクロ波の発振器として期待できる。

遅波構造として、電子ライナックにおける加速管^{(16)・(39)・(41)}のように、直円筒導波管にアイリスと呼ばれるディスク状の金属板を周期的に並べる方法がよく知られている。著者は、遅波回路内部でマイクロ波による絶縁破壊を避けるために流線型の構造、すなわち導波管壁面が正弦波状に周期的に変化する構造の遅波回路を用いたBWOに関する研究を行っている^{(4)・(11)}。本論文では、これを波形導波管と呼ぶ。

BWOについての研究は世界的に盛んに行われているが、発振出力の向上に関する理論計算や実際にマイクロ波を発生させる実験など手探り状態である。BWOのメカニズムは、電子ライナックの逆過程により電子ビームの軸方向摂動からマイクロ波が発生するものと考えられている。だが、正確な理論的解明には至っていない。今後理論的、実験的研究が進められ、高効率かつ大出力のマイクロ波源としての実用化が大いに期待されている。

BWOの特性は、遅波構造の分散特性により決定される。電子ライナックに用いられる加速管の分散特性は、世界的に知られた"Superfish"と呼ばれる計算コード⁽⁴⁸⁾が使われている。本論文では、Minamiらにより開発されたMaxwell方程式から導出した計算コード^{(6)・(11)}を使い、TMモードの基本的なマイクロ波分散関係、高周波電界分布などを計算する。周期境界をもつ導波管の分散曲線は、その導波管の平均半径をもつ直円筒導波管の分散曲線を周期的に重ね、波形振幅に応じて滑らかな曲線にしたものに相当する。著者が希望する分散特性をもつよう

に数組のパラメータについて計算し、その周期性が2周期以上にわたり1%以内であることを確かめ、波形導波管の製作を行った。つまり、BWOの開発には遅波導波管の設計、導波管内部の電界分布、発振パワーの大きさを表す時間的・空間的成長率などを理論計算により求める必要がある⁽¹⁰⁾。本章では真空中の分散特性、均一プラズマを装荷した場合の分散特性、波形導波管内部の高周波電界分布などを所有する導波管のパラメータについて計算を行った。

2.2 分散式の導出

図2.1に示すようなz軸方向に無限に長い軸対称の完全導体の遅波導波管モデルを考える。導波管の管径は、正弦波状に変化し次式で表される。

$$R(z) = R_0 - h \cos(k_0 z) \quad \dots (2.1)$$

ただし、 R_0 ：平均半径、 h ：corrugation 振幅、 k_0 ：一周長 z_0 の波数
また導波管内部は、プラズマ密度 n_p の一様プラズマで満たされているものとする。

円筒座標系で考え直流磁場 B_0 は、円筒軸方向で電子ビームの進行方向と同じ向きの一様磁界とする。比誘電率 $[\epsilon_s]$ テンソルは次のようになっている。

$$[\epsilon_s] = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & i\epsilon_{12} & 0 \\ -i\epsilon_{21} & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \quad \dots (2.2)$$

$$\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} - \frac{\omega_b^2 \gamma (\omega - kv_b)^2}{\omega^2 \{ \gamma^2 (\omega - kv_b)^2 - \omega_c^2 \}}$$

$$\epsilon_{33} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_b^2}{\gamma^3 (\omega - kv_b)^2}$$

$$\epsilon_{12} = \epsilon_{21} = \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega (\omega^2 - \omega_c^2)} + \frac{\omega_b^2 \omega_c (\omega - kv_b)}{\omega^2 \{ \gamma^2 (\omega - kv_b)^2 - \omega_c^2 \}}$$

ここで、 ω ：マイクロ波の角周波数、サイクロトロン周波数 $\omega_c = eB_0/m$ 、
プラズマ周波数 $\omega_p = (e^2 n_p / \epsilon_0 m)$ 、 $\omega_b = (e^2 n_b / \epsilon_0 m)$ 、
相対論的因子 $\gamma = \{1 - (v_b/c)^2\}^{-1/2}$ 、 k ：波数、 v_b ：ビーム速度、 e ：電子の電荷、 n_b ：電子密度、 m ：電子の静止質量、 ϵ_0 ：真空中の誘電率
有限磁場についての計算は非常に困難であるので、実際には $B_0 = 0$ の場合または $B_0 = \infty$ の場合について計算を行った。ここでは、電子ビームがない場合すなわち、実数の範囲で計算を行うことができる分散式の基本的な計算法について述べる。

Maxwell 方程式

$$\nabla \times E = - \frac{\partial B}{\partial t} \quad \dots (2.3)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times B = \epsilon_0 [\epsilon_s] \frac{\partial E}{\partial t} \quad \dots (2.4)$$

ただし、任意のベクトル A に対して、 $rot A$ は次式で与えられる。

$$\nabla \times \mathbf{A} = \frac{1}{r} \begin{vmatrix} r & r\theta & z \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_r & rA_\theta & A_z \end{vmatrix}$$

から TM 円筒モード高周波電磁界の r , θ , z 成分は、それぞれ次のようになる。

$$r: -k_n c^2 B_{\theta n} + \omega \varepsilon_{11} E_{rn} = 0 \quad \dots (2.5)$$

$$\theta: i k_n E_{rn} - \frac{\partial E_{zn}}{\partial r} - i \omega B_{\theta n} = 0 \quad \dots (2.6)$$

$$z: c^2 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) + i \omega \varepsilon_{33} E_{zn} = 0 \quad \dots (2.7)$$

$$\text{ただし、} \frac{\partial}{\partial t} = -i \omega, \quad \frac{\partial}{\partial z} = i k_n$$

$$k_n = k + n k_0, \quad k_0 = \frac{2\pi}{z_0}, \quad k: \text{任意の波数}$$

(TMモードでは $E_\theta = B_r = B_z = 0$ である。)

となる。(2.5), (2.6), (2.7)式より電界の r , z 成分を求めると

$$E_{rn} = \frac{i k_n}{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{11} - k_n^2} \frac{\partial E_{zn}}{\partial r} \quad \dots (2.8)$$

$$\frac{\partial^2 E_{zn}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_{zn}}{\partial r} + \frac{x_n^2}{R_0^2} E_{zn} = 0 \quad \dots (2.9)$$

$$\text{ただし、} \frac{x_n^2}{R_0^2} = \varepsilon_{33} \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\varepsilon_{33}}{\varepsilon_{11}} k_n^2$$

(2.9)式を变形して、

$$\frac{\partial^2 E_{zn}}{\partial \left(\frac{x_n}{R_0} r\right)^2} + \frac{1}{\left(\frac{x_n}{R_0} r\right)} \cdot \frac{\partial E_{zn}}{\partial \left(\frac{x_n}{R_0} r\right)} + \left\{ 1 - \frac{0^2}{\left(\frac{x_n}{R_0} r\right)^2} \right\} E_{zn} = 0 \quad \dots (2.10)$$

(2.10)式の Bessel の微分方程式から

$$E_{zn} = A_n J_0 \left(\frac{x_n}{R_0} r \right) \quad \dots (2.11)$$

(2.8), (2.11)式より

$$E_{rn} = A_n \frac{i k_n}{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{11} - k_n^2} \cdot \frac{d}{dr} \cdot J_0 \left(\frac{x_n}{R_0} r \right) \quad \dots (2.12)$$

(2.11), (2.12)式を(2.5)式または(2.6)式に代入することにより

$$B_{\theta n} = \frac{i \omega}{c^2} A_n \frac{\varepsilon_{11}}{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{11} - k_n^2} \cdot \frac{d}{dr} \cdot J_0 \left(\frac{x_n}{R_0} r \right) \quad \dots (2.13)$$

を得る。 z 軸方向の周期的性質から Floquet の定理より、

$$E_z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n J_0\left(\frac{x_n}{R_0} r\right) \exp\{i(k_n z - \omega t)\} \quad \dots (2.14)$$

$$E_r = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \frac{i k_n}{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{11} - k_n^2} \exp\{i(k_n z - \omega t)\} \frac{d}{dr} J_0\left(\frac{x_n}{R_0} r\right) \quad \dots (2.15)$$

$$H_\theta = B_\theta / \mu_0 \\ = i \varepsilon_0 \omega \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \frac{\varepsilon_{11}}{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{11} - k_n^2} \exp\{i(k_n z - \omega t)\} \frac{d}{dr} J_0\left(\frac{x_n}{R_0} r\right) \quad (2.16)$$

が得られる。

図2. 1の導波管は完全導体なので、(2.1)式で表される正弦波状の導波管壁面に沿った方向の電界は零である。図2. 2に示すように、導波管の壁面に沿った電界 E_t ($r=R(z)$)は、

$$E_t(r=R(z)) = E_z(r=R(z)) \cos \phi + E_r(r=R(z)) \sin \phi = 0 \\ \propto E_z(r=R(z)) + E_r(r=R(z)) \tan \phi \\ = E_z(r=R(z)) + E_r(r=R(z)) \frac{dr}{dz} \Big|_{r=R(z)} = 0 \quad \dots (2.17)$$

(2.17)式に(2.14)、(2.15)式を代入すると、次のようになる。

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n J_0\left(\frac{x_n}{R_0} R(z)\right) \exp\{i(k_n z - \omega t)\} \\ + \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \frac{i k_n}{\varepsilon_{11} \omega^2 / c^2 - k_n^2} \exp\{i(k_n z - \omega t)\} \frac{d J_0\left(\frac{x_n}{R_0} r\right)}{dr} \Big|_{r=R(z)} \frac{dr}{dz} \Big|_{r=R(z)} \\ = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \exp\{i(k_n z - \omega t)\} \cdot \left(1 + \frac{i k_n}{\varepsilon_{11} \omega^2 / c^2 - k_n^2} \frac{d}{dz}\right) J_0\left(\frac{x_n}{R_0} R(z)\right) = 0 \\ \therefore \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(i n k_0 z) \left(1 + \frac{i k_n}{\varepsilon_{11} \omega^2 / c^2 - k_n^2}\right) J_0\left(\frac{x_n}{R_0} R(z)\right) \times A_n = 0 \quad (2.18)$$

(2.18)式の両辺に(行列表現するために) $\exp(-i m k_0 z)$ を掛けて、(空間座標に無関係な分散関係を求めるために) z について一周期 $-\pi/k_0 \sim \pi/k_0$ の積分を行う。

$$\sum_{n, n=-\infty}^{\infty} \int_{-\frac{\pi}{k_0}}^{\frac{\pi}{k_0}} \exp\{i(n-m)k_0 z\} \left(1 + \frac{ik_n}{\varepsilon_{11}\omega^2/c^2 - k_n^2} \frac{d}{dz}\right) \times J_0\left(\frac{x_n}{R_0} R(z)\right) dz \times A_n = 0 \quad \dots (2.19)$$

ここで、

$$I_n \equiv \int_{-\frac{\pi}{k_0}}^{\frac{\pi}{k_0}} \exp\{i(n-m)k_0 z\} \left(1 + \frac{ik_n}{\varepsilon_{11}\frac{\omega^2}{c^2} - k_n^2} \frac{d}{dz}\right) J_0\left(\frac{x_n}{R_0} R(z)\right) dz$$

とおき、

$$C_{mn} \equiv \int_{-\frac{\pi}{k_0}}^{\frac{\pi}{k_0}} \exp\{i(n-m)k_0 z\} J_0\left(\frac{x_n}{R_0} R(z)\right) dz \quad \dots (2.20)$$

とおくと、

$$I_n = C_{mn} + \frac{ik_n}{\varepsilon_{11}\frac{\omega^2}{c^2} - k_n^2} \int_{-\frac{\pi}{k_0}}^{\frac{\pi}{k_0}} \exp\{i(n-m)k_0 z\} \frac{d}{dz} \left\{ J_0\left(\frac{x_n}{R_0} R(z)\right) \right\} dz$$

$$= C_{mn} + \frac{ik_n}{\varepsilon_{11}\frac{\omega^2}{c^2} - k_n^2} \left[\exp\{i(n-m)k_0 z\} J_0\left(\frac{x_n}{R_0} R(z)\right) \right]_{z=-\frac{\pi}{k_0}}^{\frac{\pi}{k_0}}$$

$$- \int_{-\frac{\pi}{k_0}}^{\frac{\pi}{k_0}} i(n-m)k_0 \exp\{i(n-m)k_0 z\} J_0\left(\frac{x_n}{R_0} R(z)\right) dz$$

$$= C_{mn} + \frac{(n-m)k_0 k_n}{\varepsilon_{11}\frac{\omega^2}{c^2} - k_n^2} C_{mn}$$

$$= \{1 + (n-m)Q_n\} C_{mn}$$

$$\text{ただし、 } Q_n = \frac{k_0 k_n}{\varepsilon_{11}\omega^2/c^2 - k_n^2}$$

したがって、(2.19)式は次の形になる。

$$\sum_{n, n=-\infty}^{\infty} \left[\{1 + (n-m)Q_n\} C_{mn} \right] A_n = 0 \quad \dots (2.21)$$

ここで、 C_{mn} について考える。(2.1)式から、

$$R(z) = R_0 - h \cos k_0 z$$

$$\frac{x_n}{R_0} R(z) = x_n (1 + \alpha \cos k_0 z)$$

ただし、 $\alpha = h / R_0$

これより(2.20)式は、

$$C_{mn} = \int_{-\frac{\pi}{k_0}}^{\frac{\pi}{k_0}} \exp\{i(n-m)k_0 z\} J_0(x_n(1 + \alpha \cos k_0 z)) dz$$

となり、 $J_0(x_n(1 + \alpha \cos k_0 z))$ を Taylor 展開することにより、

$$C_{mn} = \int_{-\frac{\pi}{k_0}}^{\frac{\pi}{k_0}} \exp\{i(n-m)k_0 z\} \left[J_0(x_n) + (x_n \alpha \cos k_0 z) J_0^{(1)}(x_n) \right. \\ \left. + \frac{1}{2!} (x_n \alpha \cos k_0 z)^2 J_0^{(2)}(x_n) + \dots \right] dz \quad \dots \dots (2.22)$$

となる。次に Euler の公式と

$$\int_{-\frac{\pi}{k_0}}^{\frac{\pi}{k_0}} \sin(s k_0 z) \cos^p k_0 z dz = 0 \quad (\text{for } \forall s, \forall p)$$

から、(2.22)式は、

$$C_{mn} = \int_{-\frac{\pi}{k_0}}^{\frac{\pi}{k_0}} \cos\{(n-m)k_0 z\} \left[J_0(x_n) + (x_n \alpha \cos k_0 z) J_0^{(1)}(x_n) \right. \\ \left. + \frac{1}{2!} (x_n \alpha \cos k_0 z)^2 J_0^{(2)}(x_n) + \dots \right] dz \quad \dots \dots (2.23)$$

となる。

これからいくつかの場合に分けて考える。

(I) $n - m = 0$ のとき

(2.23)式は、

$$C_{mn} = \int_{-\frac{\pi}{k_0}}^{\frac{\pi}{k_0}} \left\{ J_0(x_n) + \frac{1}{2!} (x_n \alpha \cos k_0 z)^2 J_0^{(2)}(x_n) + \dots \right\} dz$$

となる。ここで、 $u \equiv k_0 z$ とおくと、

$$dz = \frac{1}{k_0} du \quad \begin{array}{c|c} z & -\frac{\pi}{k_0} \sim \frac{\pi}{k_0} \\ \hline u & -\pi \sim \pi \end{array}$$

$$C_{mn} = \frac{1}{k_0} \int_{-\pi}^{\pi} \left\{ J_0(x_n) + \frac{1}{2!} (x_n \alpha \cos u)^2 J_0^{(2)}(x_n) + \dots \right\} du$$

$$= \frac{2\pi}{k_0} \left\{ J_0(x_n) + \frac{1}{2 \cdot 2!} (x_n \alpha)^2 J_0^{(2)}(x_n) + \dots \right\}$$

$$= \frac{2\pi}{k_0} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{(x_n \alpha)^{2q} \cdot J_0^{(2q)}(x_n)}{2^{2q} \cdot (q!)^2}$$

$$= \frac{2\pi}{k_0} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{(x_n \alpha)^{2q+0} \cdot J_0^{(2q+0)}(x_n)}{2^{2q+0} \cdot q! \cdot (q+0)!}$$

となる。

(II) $n - m = \pm 1$ のとき

(2.23)式は、

$$C_{mn} = \int_{-\frac{\pi}{k_0}}^{\frac{\pi}{k_0}} \cos k_0 z \left[(x_n \alpha \cos k_0 z) J_0^{(1)}(x_n) \right.$$

$$\left. + \frac{1}{3!} (x_n \alpha \cos k_0 z)^3 J_0^{(3)}(x_n) + \dots \right] dz$$

$$= \frac{2\pi}{k_0} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{(x_n \alpha)^{2q+1} \cdot J_0^{(2q+1)}(x_n)}{2^{2q+1} \cdot q! \cdot (q+1)!}$$

となる。

.....

m, n について一般に次式が成り立つ。

$$C_{mn} = \frac{2\pi}{k_0} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{(x_n \alpha)^{2q+|n-m|} \cdot J_0^{(2q+|n-m|)}(x_n)}{2^{2q+|n-m|} \cdot q! \cdot (q+|n-m|)!}$$

ここで、

$$D_{mn} \equiv \{1 + (n-m)Q_n\} C_{mn}$$

とおき、 D_{mn} 、 A_n をそれぞれ行列要素と考えると、(2.21)式は、

$$\sum_{m, n=-\infty}^{\infty} D_{mn} A_n = D \cdot A = 0 \quad \dots (2.24)$$

と表記できる。ここで、(2.24)式は未知の A_n の線形方程式の級数を表している。

分散式は、行列 D の行列式が零になること、すなわち、次式で表される。

$$\det [D] = 0 \quad \dots (2.25)$$

2.3 数値計算の結果および検討

2.3.1 分散曲線

分散式(2.25)式または(2.14)式、(2.15)式の E_z 、 E_r から、それぞれ本実験的研究に使用した導波管Type A、Type Bの寸法と同じパラメータについて数値計算を行った。それぞれ次の表のようになっている。

	平均半径 (cm)	振幅 (cm)	周期長 (cm)
Type A	5.0	1.4	3.2
Type B	5.6	0.48	6.1

これらのパラメータを選んだ動機は次のような理由である。Type Bについて最初に設計を行った。著者の研究室が所有するマイクロ波発振器は、周波数範囲が2.0~4.0GHzで、 TM_{01} モードとその高次モードがこの範囲内に通過域および阻止域を適当にもつように選ぶ必要があった。Type Aについても同様に TM_{01} モードが適当(TM_{01} モードが2.3~3.3GHzの間に存在する)になり、かつその後入手した発振器(3.6~5.9GHz)の周波数帯に TM_{02} モードがおさまるように設計を行った。それぞれのパラメータの選び方は次のように行った。

- 平均半径 R_0 でカットオフ周波数がほぼ決まる。 R_0 を小さくするとカットオフ周波数が高くなる。
- 波形 (corrugation) 周期 z_0 で1周期の波数 $k_0 = 2\pi / z_0$ が決まる。 z_0 が短くなると波数 k が大きくなりType Aのように第一ブリルアン帯の分散曲線が光速度線($c = 2\pi f / k$)と交差し遅波領域に入ることもできる。
- 波形振幅 h で分散曲線の滑らかさが決まる。 h を大きくすると曲線が滑らかになる。

基本的には、半径 R_0 の直円筒導波管についての分散曲線を 1 波形周期 z_0 の波数 k_0 に対して周期的に描き、それぞれ曲線が交差する部分を h の大きさに応じて滑らかにしたものと考えることができる。ある通過域の最高周波数の決定は、単に h のみで決まるのではなく、 z_0 と h が相互に関係している。これらのパラメータを希望した分散曲線を得るために変えて計算を行い、少なくとも 2 周期分の分散曲線が 1% 以内の誤差で周期性を保つことを確認する。

これらの導波管の真空中での TM モード分散曲線は、図 2.3 のようになる。縦軸に周波数 2.0 ~ 6.0 GHz, 横軸に波数を取り 2 周期分の Brillouin 図を表している。これらの分散図から、ある周波数に対応する波数をもつ通過域と、ある周波数では対応する波数がない阻止域があることがわかる。阻止域をもつことについては、第 3 章の Type B 導波管での実験において明らかにしている。図 2.3 中に光速度線 ($c = 2\pi f/k$) を示している。分散曲線上の点 ω/k は、マイクロ波の位相速度であり、その傾き $d\omega/dk$ は群速度である。図 2.3 で光速度線より左側の位相速度が光速度よりも速い領域は速波 (fast wave) 領域、右側の遅い領域は遅波 (slow wave) 領域と呼ばれる。すなわち、このような周期境界をもつ導波管は遅波成分をもつことができ、遅波構造または遅波導波管と呼ばれ、直円筒導波管とは違う特性をもつ。さらに Type A の TM_{01} モードでは、第一ブリルアン領域に遅波成分をもつことができ、この周波数 (約 2.8 ~ 3.1 GHz) のマイクロ波は導波管中心軸上よりも導波管壁面に近いところで電界が強くなる表面波 (surface-wave) として伝搬することが知られている⁽⁴³⁾。それ以外の周波数帯 (約 2.3 ~ 2.8 GHz と TM_{02} モード以上) および Type B の TM モードでは、導波管中心軸上の電界が強い、よく知られた体積波 (body-wave) である。

直円筒導波管中にプラズマを装荷した場合、分散曲線が高い周波数帯へシフトすることが知られている⁽⁹⁾。これは、プラズマにより導波管半径が見かけ上小さくなると考えられるからである。Type A, Type B 導波管中に均一プラズマを装荷した場合 (軸方向直流磁界はゼロ) の分散関係を図 2.4 に示す。また、Type B について軸方向直流磁界 B_0 が無限大の場合を示す。均一プラズマの密度は、Type A では $0, 0.6 \times 10^{11}$, Type B では $0, 0.6 \times 10^{11}, 1.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ と変えたときの計算結果である。直円筒導波管で知られていると同様に、プラズマ密度の上昇に従い周波数帯が上方へシフトすることがわかる。また、直流磁界が無限大のとき分散曲線が滑らかになる、すなわち群速度が小さくなる。このことから、エネルギーが長い時間とどまることができるため、電子ビームとの相互作用による発振出力の増大が期待されている⁽¹⁴⁾。アメリカ・メリーランド大学での実験結果⁽⁴⁾ およびその追実験⁽¹³⁾ で BWO 内部にプラズマを装荷することにより、マイクロ波の発振効率が上昇することが報告されている。

2.3.2 高周波電界分布

次に導波管内部での高周波電界分布について考える。(2.14)式, (2.15)式の導

波管軸方向高周波電界 E_z と径方向高周波電界 E_r から導波管内部にできる高周波電界を表す。導波管波形周期で6周期分を取り出したテスト空洞について、共振周波数での $TM_{0,1}$ モードに対する高周波電界分布は図2.5のようになる。図中の矢印は電界の向きを示す。波形周期 N に対して共振する周波数は $N+1$ 、すなわち6波形周期に対して0モードから π モードまでの7つの共振モードがある^{(40)・(41)}。各モードは1波形当たりの位相差を表していて、例えば $\pi/3$ モードでは波形数3で位相が π だけずれることになる。これらの境界条件は、完全導体の導波管壁面に対して電気力線が直角になること、およびテスト空洞の両端においても直角になることである。

世界的に知られた計算コード” Superfish”⁽⁴⁸⁾による電気力線の解析が電子ライナックの加速管で行われているが、このコードは任意の加速管テスト空洞について共振モードのみで解析できる。これに対し、K.Minami, K.Ogura, M.M.Aliらにより開発された計算コードは、Maxwell方程式から導出されたもので、無限長の波形導波管を考え、任意の波数について電界の計算を行うことができる^{(9)・(11)}。ただし、この計算コードには今のところ波形振幅 h に上限があり、corrugation内部での正確な計算ができていない。図2.5はこの計算コードを使用した。

2.3.3 表面波と体積波

前述のように、Type A導波管は $TM_{0,1}$ モードにおいて、電界が中心軸上よりも導波管壁面に近い部分で強くなる表面波として伝搬するマイクロ波の周波数帯をもつ。すなわち、分散図の第一ブリルアン領域に遅波成分をもつとき、この周波数(約2.8~3.1GHz)のマイクロ波は表面波として伝搬することが知られている⁽⁴⁰⁾。それ以外の周波数帯(約2.3~2.8GHzと $TM_{0,2}$ モード以上)では、導波管中心軸上の電界が強い、よく知られた体積波として伝搬する。ただし、この場合の境界である分散曲線と光速度線の交点の周波数では、マイクロ波は表面波と体積波の間になり、径方向に電界 E_z の強さがほぼ均一になっている。

図2.6(a), (b)は、それぞれ速波領域と遅波領域における電界分布を表している。前述の電界分布計算コード^{(9)・(11)}を使い計算した。この計算コードは”superfish”と違い、共振モード以外の任意の波数・周波数に対しても計算が行えるという利点がある。左図は縦軸に径方向距離をとり、横軸に導波管中心軸とその距離を示す。図の上部の曲線は導波管の形状を定性的に示しており、その下が導波管内部である。また、矢印は電界の方向を示す。右図は、径方向に対する電界 E_z の強さ(最大値で規格化)を表したもので、縦軸に電界 E_z 、横軸に径方向距離をとる。図中の縦線は導波管が最も狭まった位置、すなわち R_0-h であり、A, B, Cは左図のそれぞれの位置を示す。電界分布曲線が途中で終わっている理由は、 $R(z)$ がそれぞれの位置で違っていることおよび corrugation内部で正確な計算ができないことによる。図2.6(a)は、波数 $k=0.3 \text{ cm}^{-1}$ 、周波数2.4GHzの速波領域である。電気力線が中心軸付近で密になっていて、電界 E_z の分布も $r=0$ の中心軸上で最大値をとる体積波であることが

わかる。図2.6(b)は、波数 $k = 0.9 \text{ cm}^{-1}$ ，周波数 3.1 GHz の遅波領域である。電気力線は導波管壁面の付近で密になっていて、電界分布においても、中心軸付近よりも導波管壁面の方で電界が強くなっており、表面波であることがわかる。

このように、速波領域と遅波領域では、マイクロ波は違う性質をもち、それぞれ体積波 (body-wave)，表面波 (surface-wave) となっている。

2.3.4 ポインティングベクトル

ポインティングベクトル P は、 $P = E \times H$ で与えられる⁽⁹⁾。TMモードにおいて、円筒座標系での軸方向と径方向のポインティングベクトルをそれぞれ P_z と P_r とすると、

$$P_z = E_r H_\theta \quad \dots (2.26)$$

$$P_r = -E_z H_\theta \quad \dots (2.27)$$

である。(2.14)，(2.15)，(2.16)式を(2.26)，(2.27)式に代入することにより軸方向と径方向のポインティングベクトルを求めることができる。

ポインティングベクトルは、エネルギーの流れの方向とその強さを示すが、BWOやTWT⁽⁴⁷⁾などの電磁波の発振や増幅のための相互作用は軸方向ポインティングベクトル P_z が重要であることが知られている⁽⁹⁾。

図2.7は、Type AとType B導波管におけるポインティングベクトルの様子を示している。それぞれ 2.86 GHz 付近(第5章の実験で 2.86 GHz を使用することを考慮にいった。)の周波数で、6波形周期で共振するモード(それぞれ $2\pi/3$ ， $5\pi/6$ 共振モード)について計算した。文献(9)の Fig.4 (図2.8)からわかるように、軸方向ポインティングベクトル P_z は高周波電界の腹の付近では小さく、節の付近で大きくなっていることがわかる。また、径方向の断面で見た場合、中心軸状では零となり導波管に近いところで最大となることがわかる。ただし、文献(9)は、波形導波管のパラメータ $R_0 = 1.445$ ， $h = 0.1$ ， $z_0 = 1.67 \text{ cm}$ について計算している。

2.3.5 低周波電磁界(T-Gモード)の分散曲線

十分強い軸方向磁界のかかった円筒形のプラズマ導波管には、プラズマ角周波数 ω_p よりも低い角周波数 ω で伝搬できる電磁波が存在することが知られている。このモードは、発見者の名をとりトリベルピース・グールド・モード(T-Gモードと略す)と呼ばれている⁽⁴⁶⁾。T-Gモードは位相速度が光速よりも小さいこと、およびポインティング束が零でない点で大電力マイクロ波発生技術⁽¹⁸⁾やプラズマ電子工学で応用上の利用価値があると思われる。

波形導波管におけるT-Gモードの周期性は、無限に薄い円筒殻状プラズマの場合に限って得られることがわかっている^{(8)・(10)}。ただし、これは均一プラズマや有限の厚みをもつ円筒殻状プラズマの場合のT-Gモードの存在を否定するものではない。

図2.9は、文献(8)、(10)の計算コードを使ったType B導波管でのT-Gモードの分散曲線である。軸方向直流磁界は無限大、円筒殻状プラズマの線密度 $N_p = 1.23 \times 10^{10} \text{ cm}^{-1}$ 、プラズマ半径 $R_p = 0.9 \text{ cm}$ で計算を行った。プラズマ半径は文献(8)、(10)と同じ値である。ただし、文献(8)、(10)はメリーランド大学における波形導波管のパラメータ $R_0 = 1.445$ 、 $h = 0.445$ 、 $z_0 = 1.67 \text{ cm}$ で解析している。文献(8)、(10)と同様に多くの分枝をもち、適当な速度の電子ビームとの相互作用により、発振器または増幅器として利用できることが予想される。

文献(10)のFig.5(図2.10)およびTable Iによると、周期境界をもつ導波管におけるT-Gモードでの発振出力に関するパラメータ、すなわち時間的・空間的成長率からわかるように、T-Gモードに比べて $TM_{0,1}$ モードはかなり大きな発振が期待できる。T-Gモードでの発振は、大出力の発振器として開発することは難しいが、低周波域の幅広い周波数帯(ただし、狭い阻止域がある)をもち、発振器や増幅器として利用することが期待できる。

2.4 まとめ

Maxwell方程式から導出された分散式を計算することによりType A, Type Bの分散図を得た。導波管中の高周波電界分布により、Type A導波管において他の遅波構造で知られていた表面波が励振されることがわかった。ポインティングベクトルの計算から導波管内でのエネルギーの流れがわかった。T-Gモードは、幅広い周波数帯でBWOやTWTに使用し電磁波の発振や増幅に利用できる可能性があることがわかった。 $TM_{0,1}$ モードは、大出力のマイクロ波を発振できる可能性があることがわかった。大出力の後進波発振器の開発には、波形導波管において $TM_{0,1}$ モードについての分散特性やプラズマを装荷した状態でのマイクロ波入射実験などが必要である。

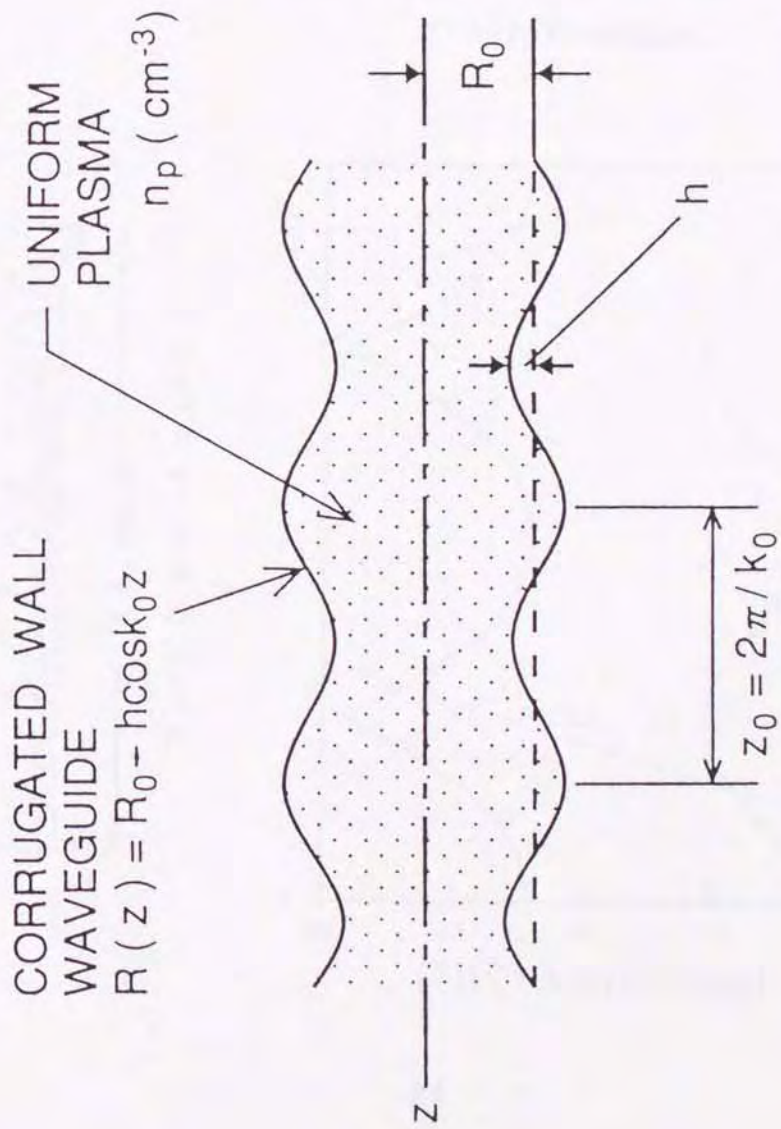


Fig.2.1 A model of slow wave structure with plasma. The waveguide is perfectly conductor and loaded a uniform plasma.

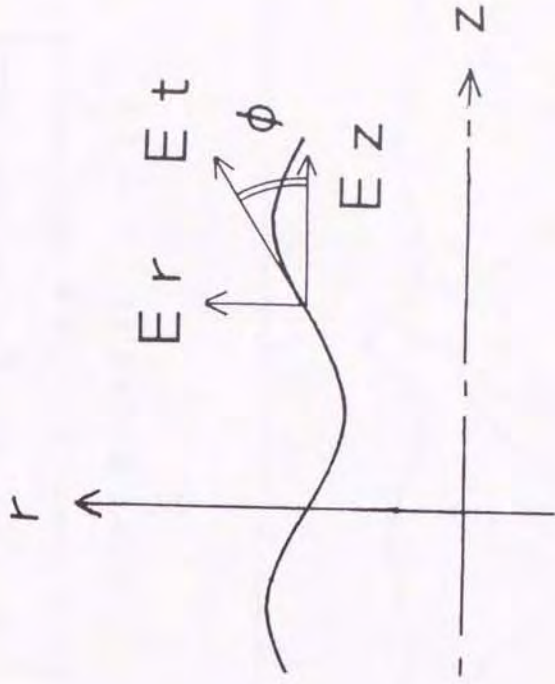
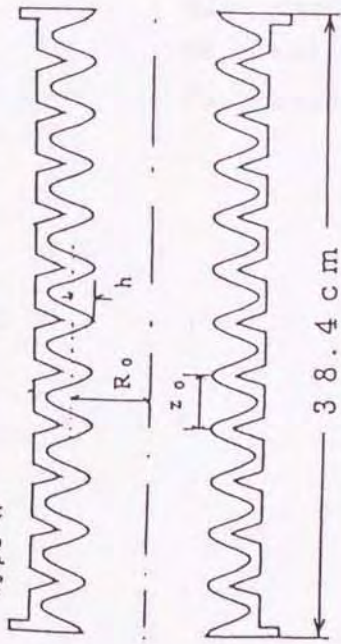
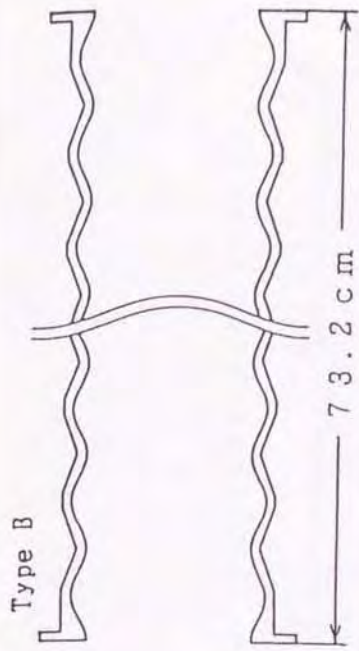


Fig.2.2 Boundary condition. The tangential electric field component for sinusoidally wall is zero.

Type A $R(z) = R_0 - h \cos k_0 z, k_0 = 2\pi/z$



$R_0 = 5.0$ $h = 1.4$ $z_0 = 3.2$



$R_0 = 5.6$ $h = 0.48$ $z_0 = 6.1$

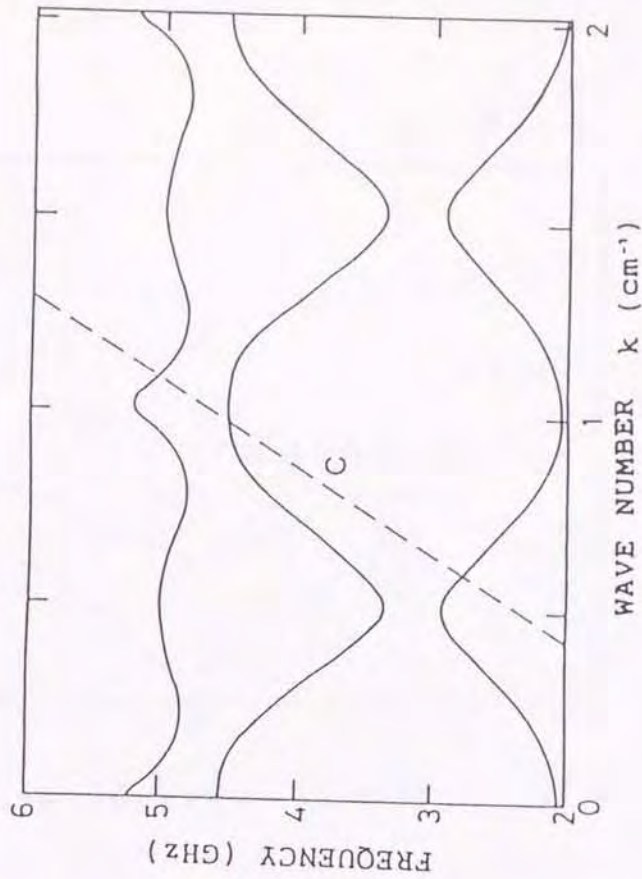
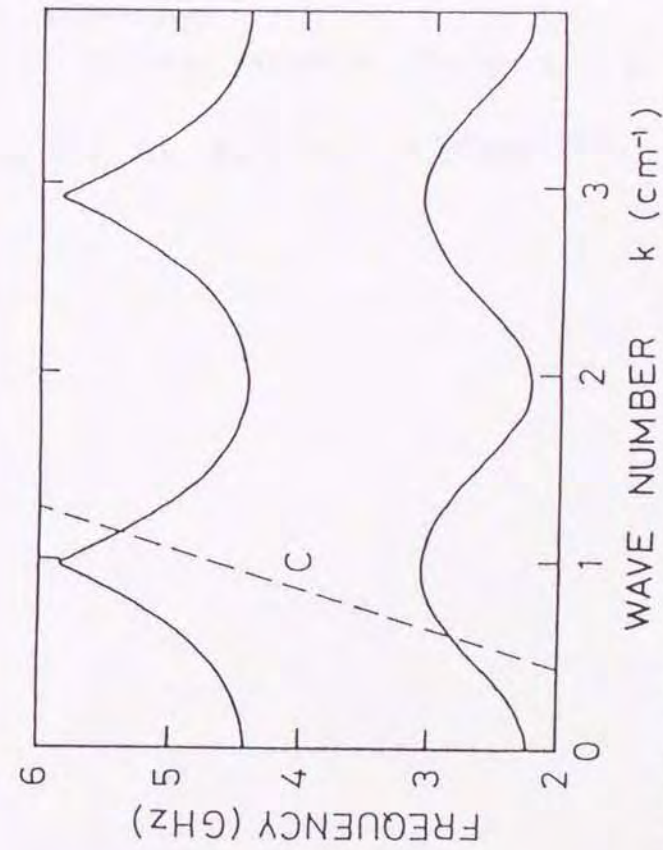


Fig.2.3 Theoretical dispersion curves of the corrugated wall waveguides, Type A and Type B. The dispersion relations are expressed for transverse magnetic waves.

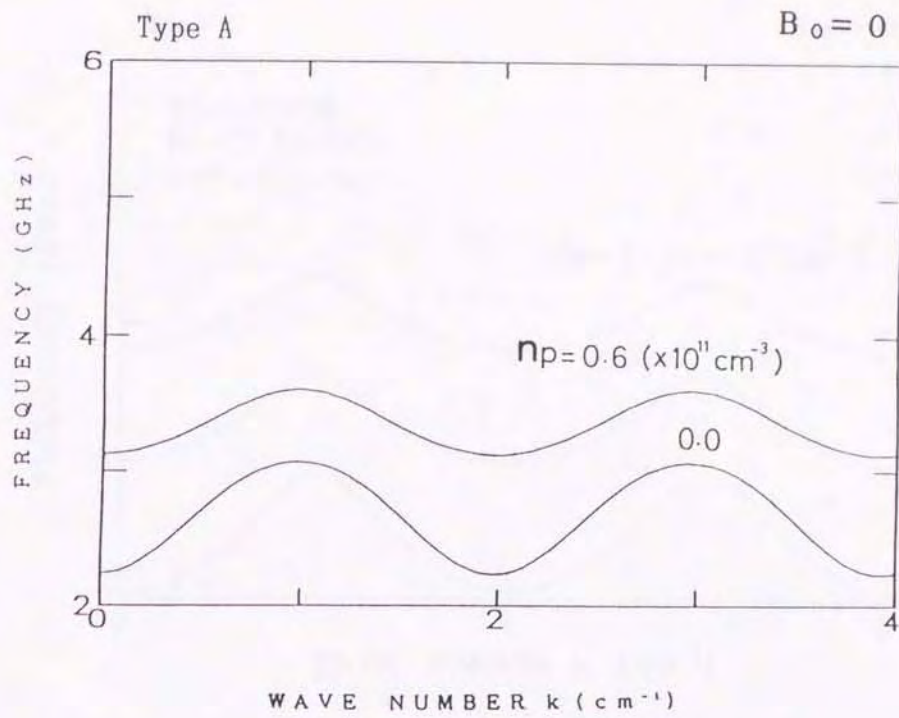
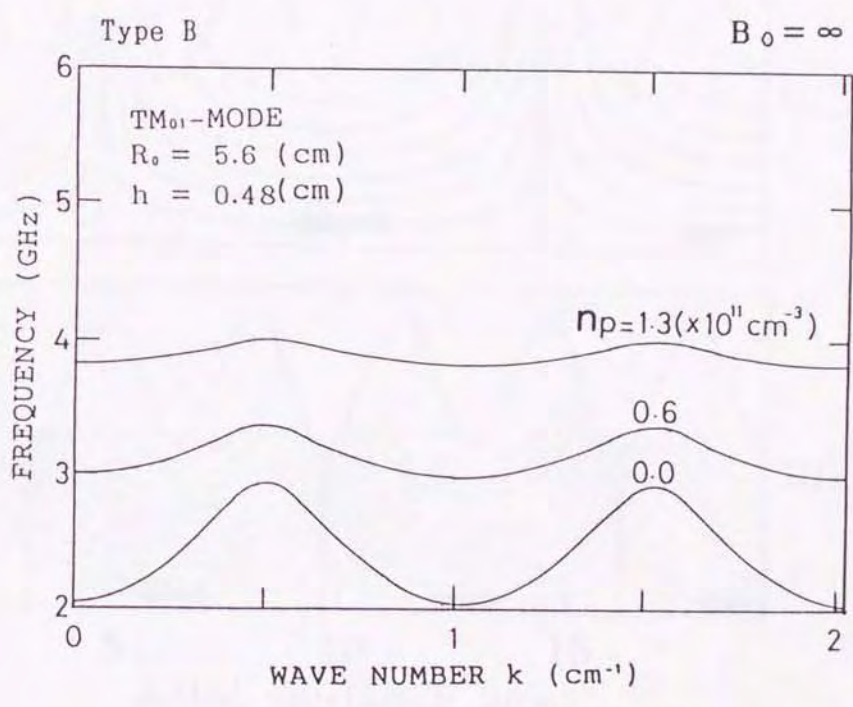
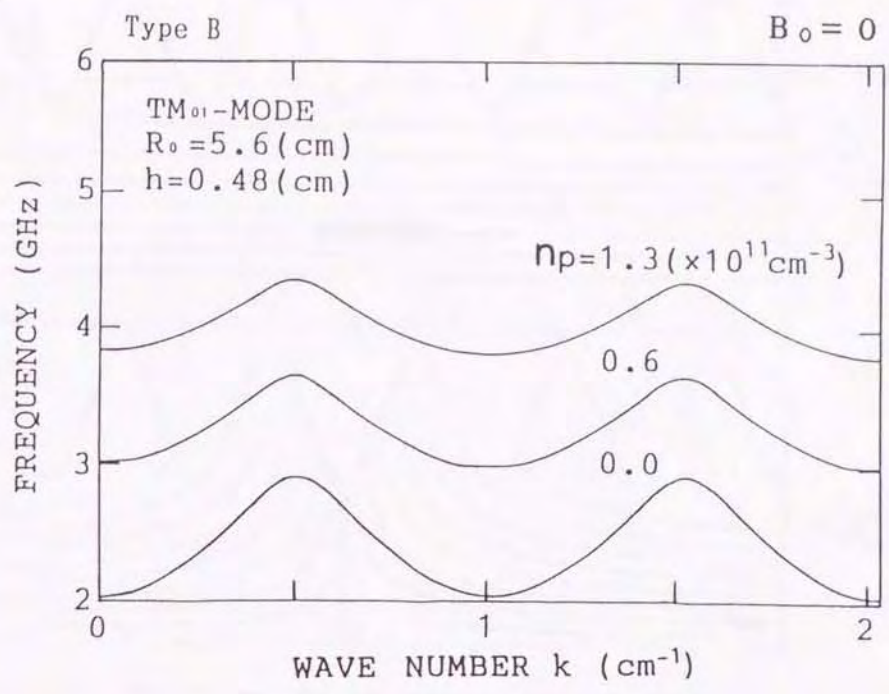


Fig.2.4 Theoretical dispersion curves for plasma loaded slow wave structure. One case is axial direct magnetic field $B_0 = 0$, in Type A. Two cases are $B_0 = 0$ or $B_0 = \infty$, in Type B.



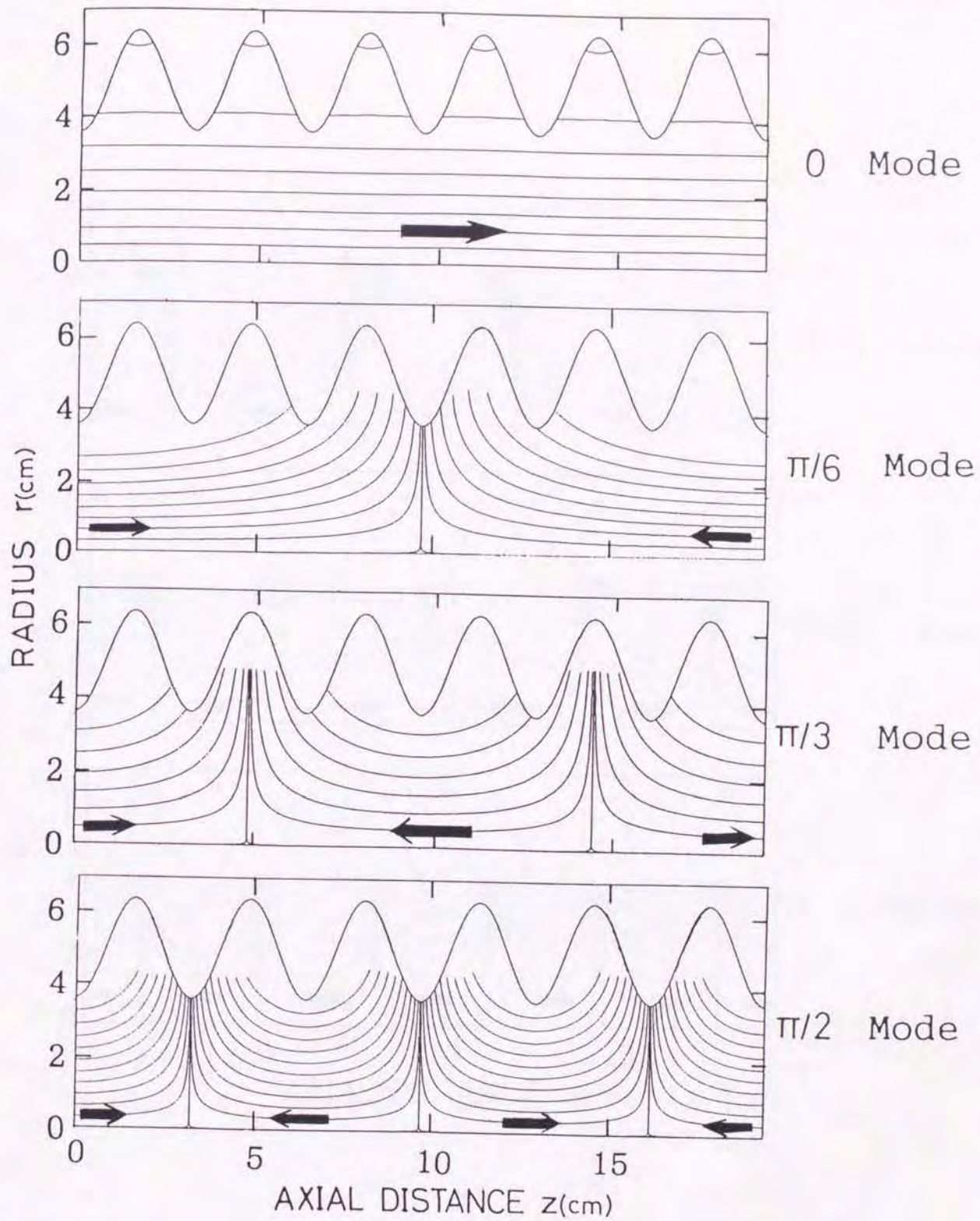
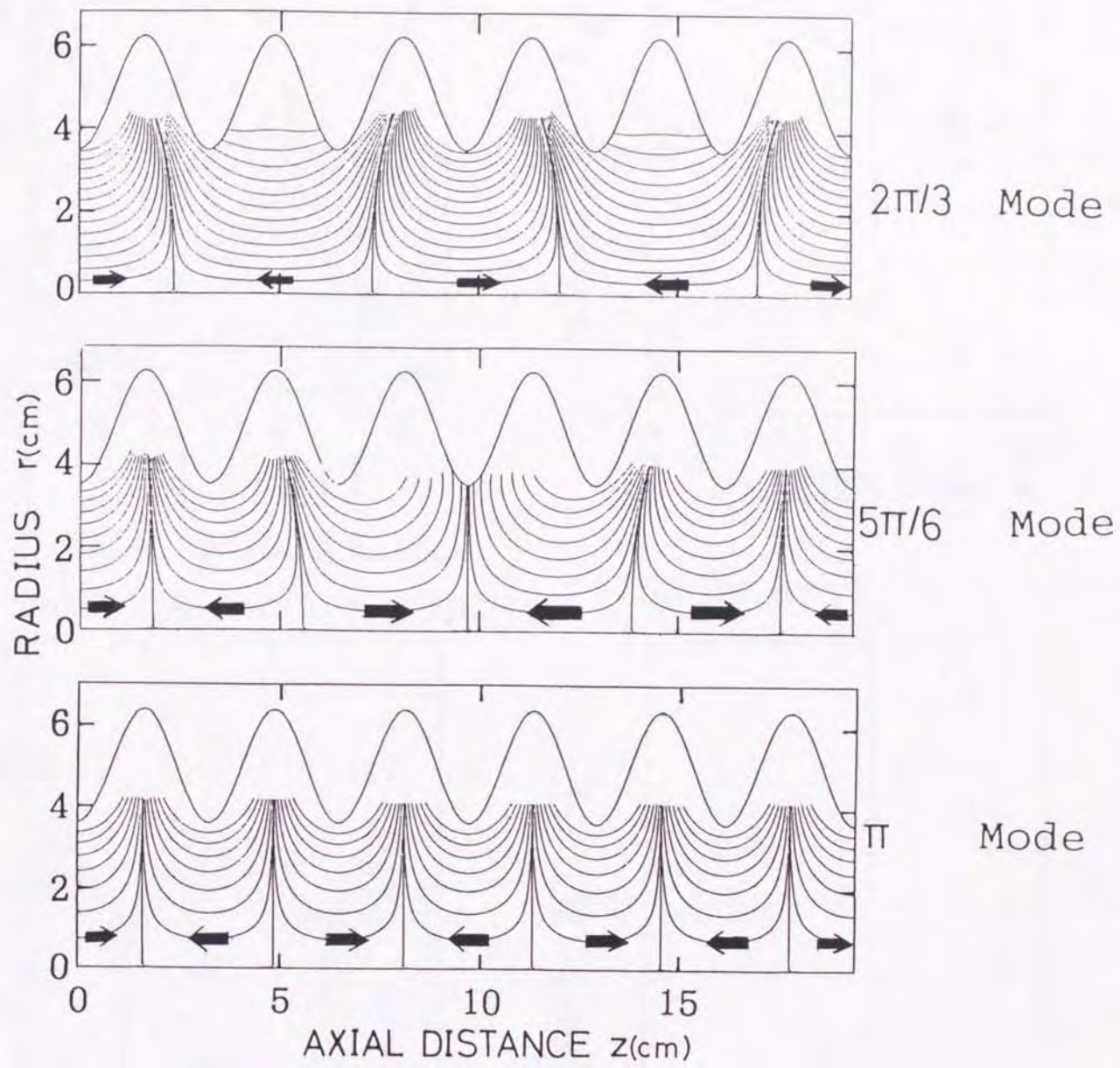
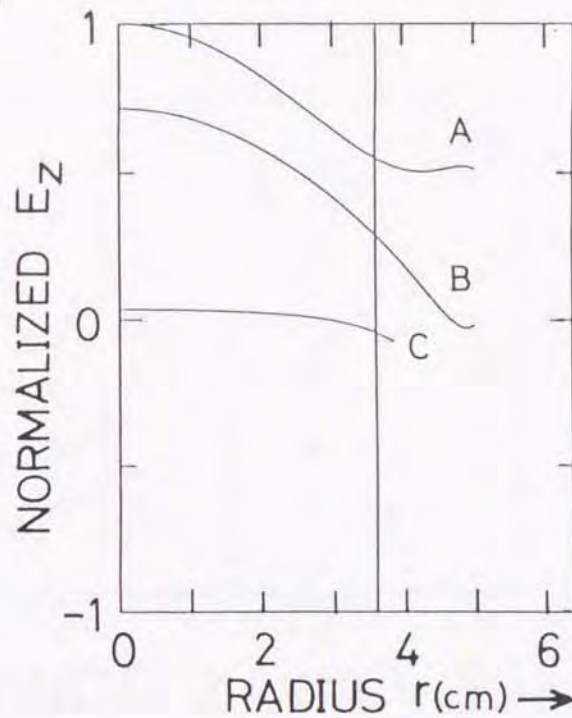
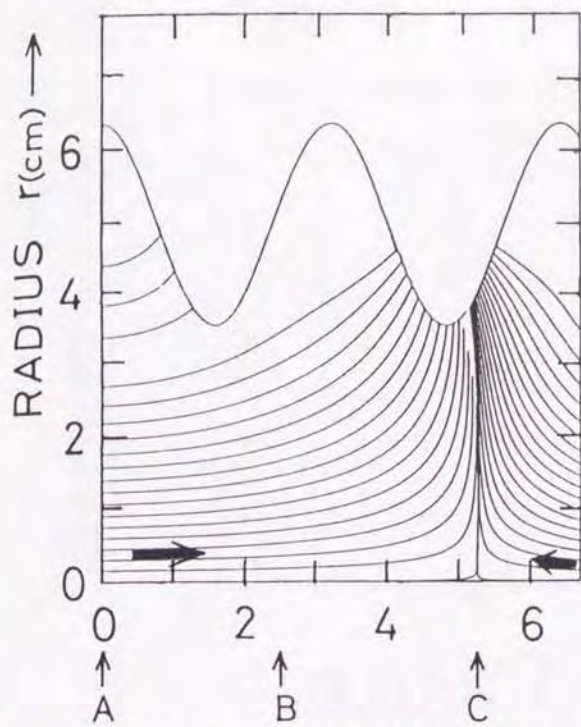


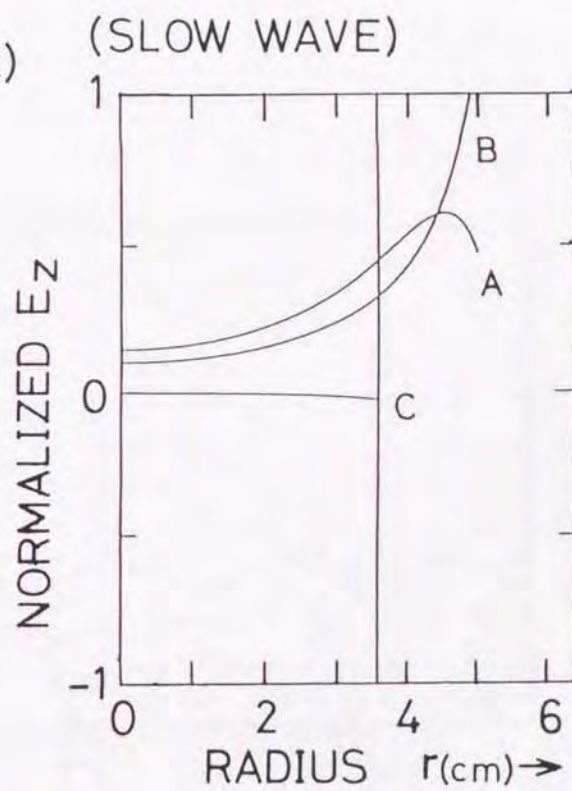
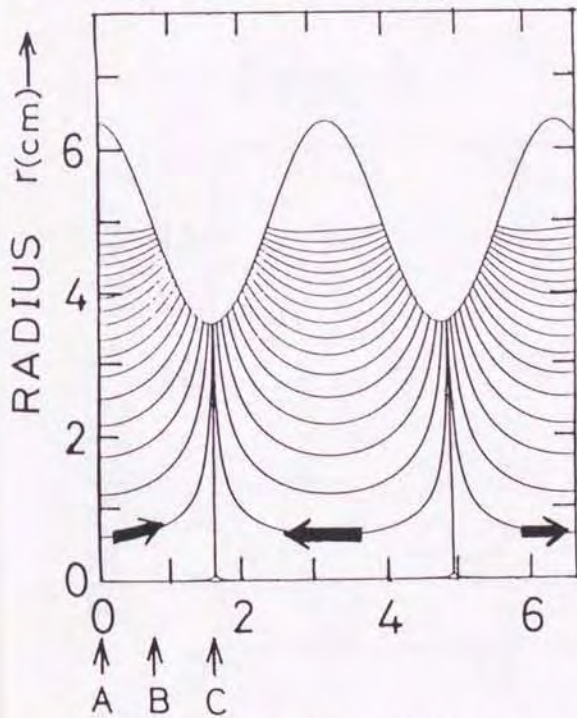
Fig.2.5 The electric field patterns at resonant modes in 6-periods.



(a) $k=0.3(\text{cm}^{-1})$, $f=2.4(\text{GHz})$ (FAST WAVE)



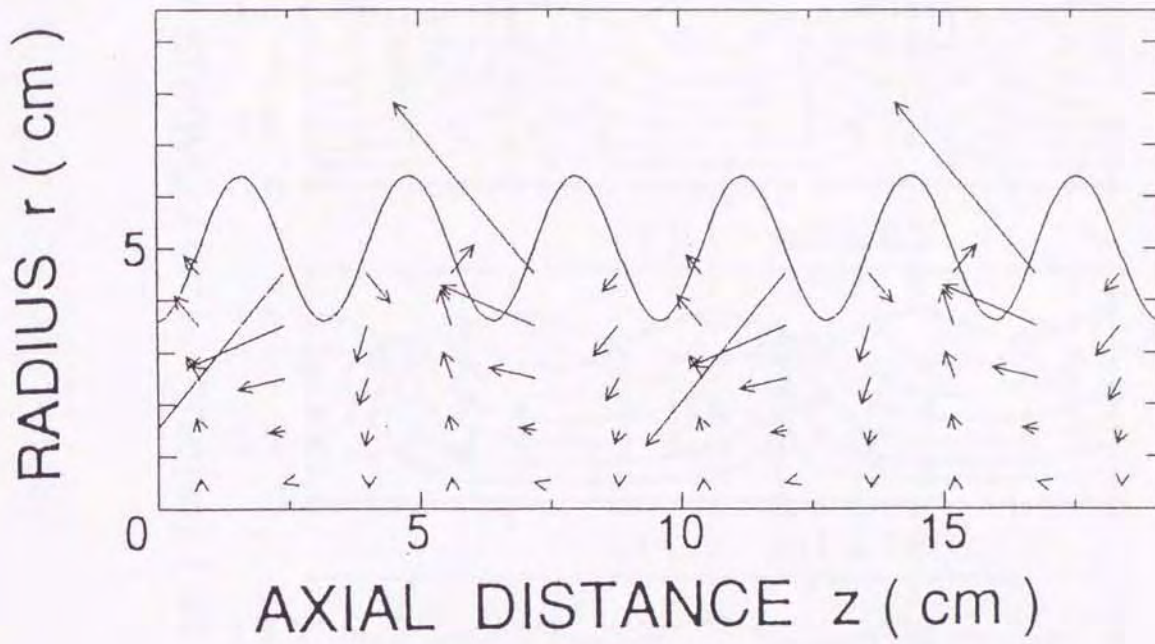
(b) $k=0.9(\text{cm}^{-1})$, $f=3.1(\text{GHz})$ (SLOW WAVE)



AXIAL DISTANCE $z(\text{cm})$

Fig.2.6 The distributions of electric field in fast and slow wave regions.

Type A



Type B

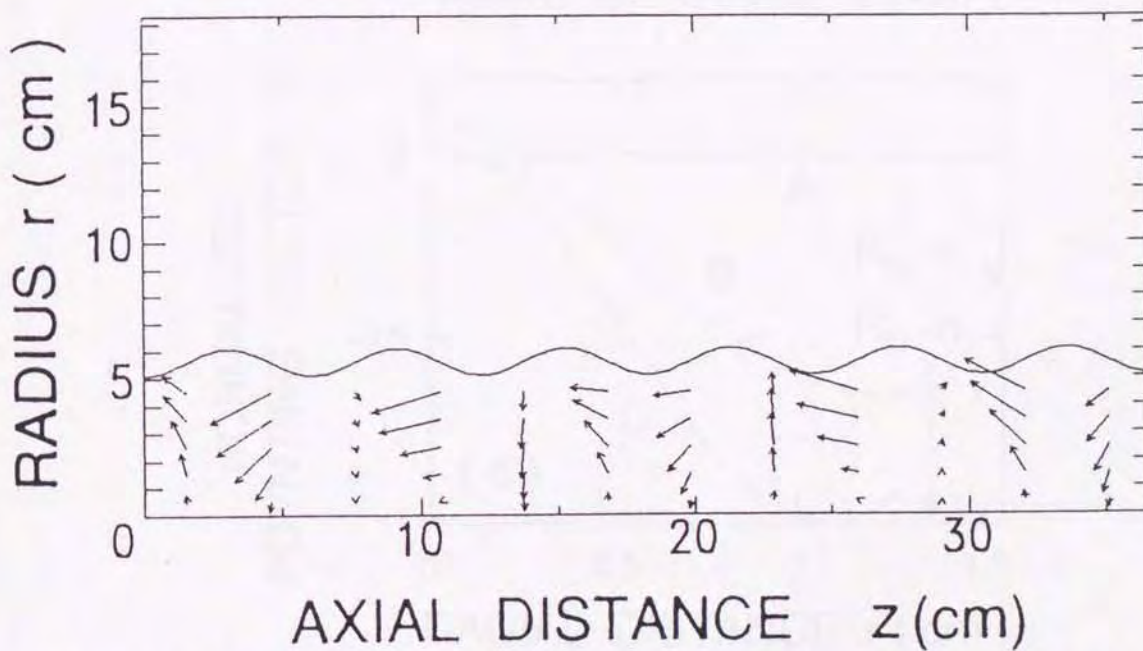


Fig.2.7 The Poynting vectors at resonant modes, $2\pi/3$, $5\pi/6$ modes in Type A and Type B, respectively.

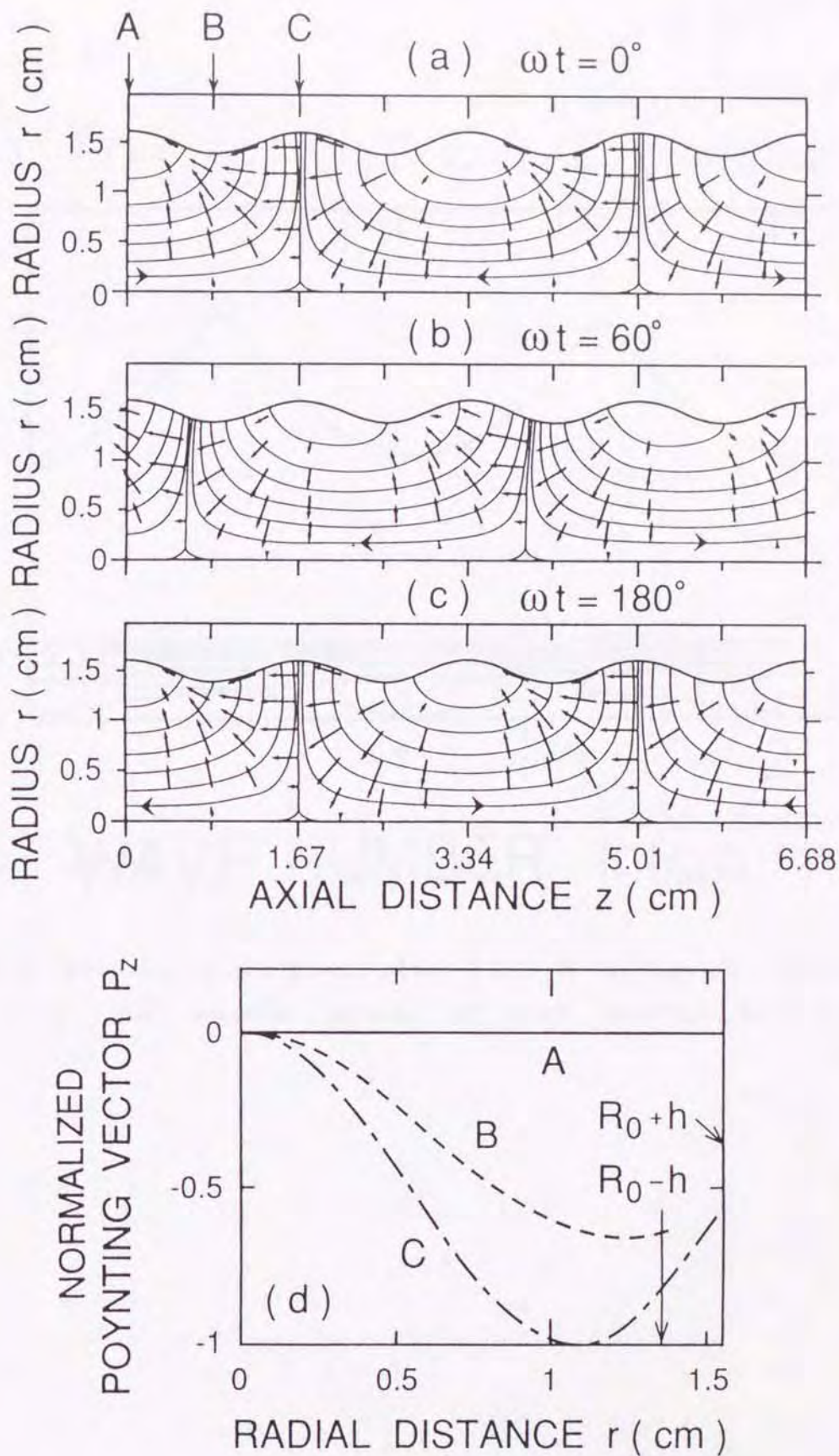


Fig.2.8 Electric field lines and Poynting vectors. The radial distributions of Poynting vector P_z . [9]

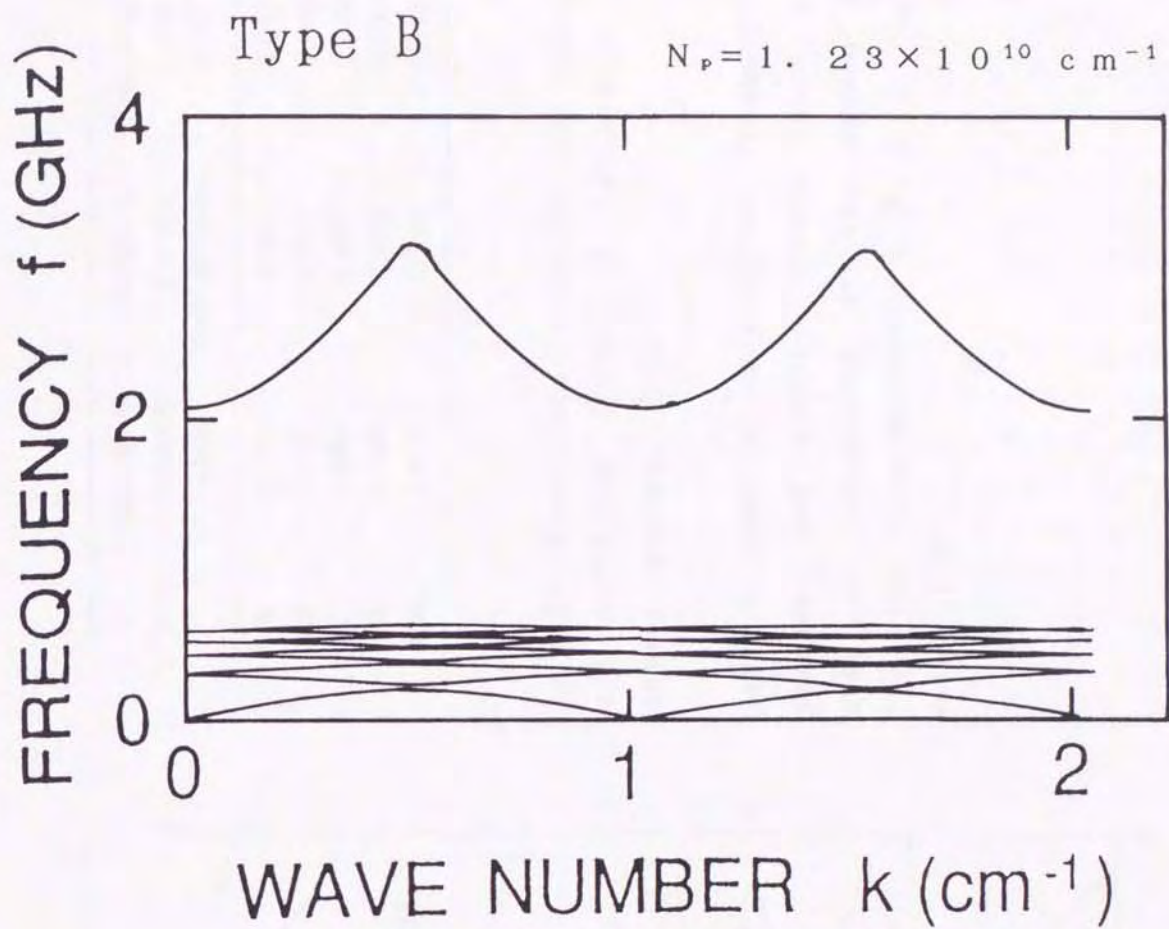
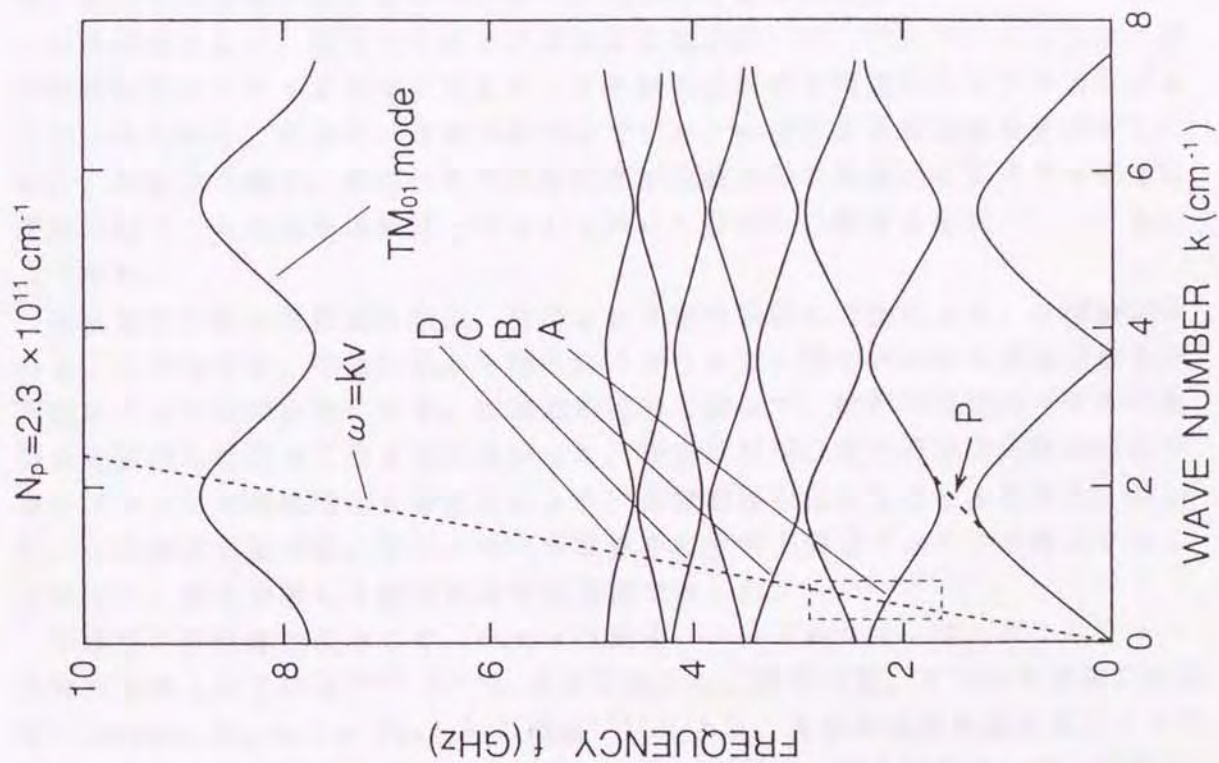


Fig.2.9 Dispersion relation for Type B waveguide loaded by infinitely thin annular plasma of line density $N_p = 1.23 \times 10^{10} \text{ cm}^{-1}$.



Point	Oscillation frequency (GHz)	Temporal growth rate/ 2π (nsec $^{-1}$)	Spatial growth rate (cm $^{-1}$)
A	2.154	0.051	0.0724
B	3.281	0.015	0.0444
C	4.086	0.009	0.0444
D	4.749	0.008	0.0501
TM ₀₁	8.625	0.318	0.3167

Fig.2.10 Dispersion relation for corrugated wall waveguide loaded by infinitely thin annular plasma. [10]

Table 1 Complex oscillation frequencies temporal and spatial growth rates of absolute instability at the saddle points for the intersections A, B, C, D, and TM₀₁ mode. [10]

第3章 周期境界をもつ導波管 の分散関係の測定

3.1 まえがき

電子ビームを周期構造を持つ導波管すなわち遅波回路に入射すると、マイクロ波の増幅や発振が起こる。マイクロ波は、遅波回路中では光速よりも遅い位相速度を持つことができ、これと電子ビームの速度が一致したとき、エネルギーの受け渡しが起こり増幅または発振が可能である。マイクロ波の群速度が正である進行波の領域で動作する場合を進行波管増幅器 (Traveling Wave Tube, TWT と略す)⁽⁴⁷⁾ と呼び、群速度が負である後進波の領域で動作する場合を後進波発振器 (Backward Wave Oscillator, BWO と略す)^{(1)・(2)} という。これらを利用して、大出力マイクロ波発振器の研究が盛んに行われている。数百 (MW) の出力レベルが非常に大きいマイクロ波パルスを得るためには、後進波発振器において、大電流の大強度相対論的電子ビーム (Intense Relativistic Electron Beam, IREB) を通す必要がある^{(2)・(18)}。後進波発振器は、他の発振器、例えばジャイロトロンのように電子サイクロトロン共鳴を使用しないため、熱広がり、エミッタンス等の電子ビームに対する質的要求が厳格でなく、電子ビームを通すことさえできれば、高効率の発振が起こるので、操作が比較的容易である。

遅波構造として、電子ライナックにおける加速管^{(16)・(39)・(41)}のように、直円筒導波管にアイリスと呼ばれるディスク状の金属板を周期的に並べる方法がよく知られている。著者は、遅波回路内部でマイクロ波による絶縁破壊を避けるために、流線型の構造、すなわち導波管壁面が正弦波状に周期的に変化する構造の遅波回路 (これを波形導波管と呼ぶ) を用いた BWO に関する研究^{(4)・(11)} を行ってきた。

後進波発振器の発振周波数は、使用される遅波回路の寸法により、ほぼ決定される。この特性は、理論計算から得られるブリルアン図でおおむね把握できるが、実測による評価が必要になる。加速器の場合と違って、波形導波管のマイクロ波特性を実測した例がこれまでになかった。著者は以前、波形導波管内部の電界分布をプローブで直接測定することにより、分散関係を求めることを試みた。しかし、この測定方法では、 TM_{01} モード電界中に金属の受信アンテナを挿入することになり、擾乱が激しく測定が非常に困難であった。

加速管の特性測定法として、テスト空洞法、ノーダルシフト法、ブランジャー法などが知られている^{(40)・(41)}。各測定法とも、連結空洞、すなわち連結共振回路 (Coupled Resonator Chain) の理論⁽⁴⁰⁾により、共振周波数を求めることで分散曲線を得るものである。テスト空洞法は、加速管の一部を取り出して、両端を金属平板でしっかりと密閉した連結空洞を作り、マイクロ波を入射させてテスト空洞の特性を調べる方法である。測定精度は他の方法よりも優れているが、実際に加速器に装着されている状態では特性を調べることができない。ノーダルシフ

ト法は、加速器の動作時と同じ状態でマイクロ波を入射し、加速管出口側から1つだけのプランジャーと呼ばれる金属反射板を挿入して、加速管内で連結空洞を作りその特性を調べる方法である。このプランジャーは、加速管内を移動させることができるので、任意の空洞数で測定ができる。測定精度は、次に述べるプランジャー法より劣るが、装着状態での測定が可能で、容易であることから良く用いられてきた。プランジャー法は、一对のプランジャーの中心軸上に針状のアンテナを取り付け加速管の両側から挿入して測定する。マイクロ波を一方から入射し、他方で透過してきた信号を受信することにより特性を測定する。任意の空洞数で測定できるが、装着した状態での測定は困難である。プランジャー法は、テスト空洞法とノーダルシフト法の中間の測定精度をもつ。

本研究では、プランジャーを移動させることにより数種類の波形数で測定が行えること、一方のプランジャーを反射板とすることにより、テスト空洞法と似た反射方式の測定も行うことができることから、プランジャー法による測定を行った。

Guoらは、テスト空洞法で、独特のかご形のアンテナを作りTMモードの励振と受信を行っている⁽⁴²⁾。このようなアンテナは、表面波送受信用のアンテナとして適している。さらに、アンテナの長さを変化させることができるため、後述の π モードを容易に励振および受信できる。本研究では、導波管壁面付近の表面波を強く励振できるように円板状アンテナを用い、また、TMモードだけを励振するために直径1mm ϕ 、長さ10mmの針状のアンテナで測定を行った。その結果から、管壁が正弦波状に変化する波形導波管の分散特性を測定することができた。このような導波管の分散特性は、理論計算においても報告例は少なく、実測においては、これまで報告がなく重要な研究課題である。

3.2 理論

3.2.1 共振モードによる分散関係

加速管のようなアイリスを用いた連結空洞の分散関係は、Nagleらにより理論的解析が行われてきた。彼らの" Coupled Resonator Chain "の理論により、N個の共振回路を結合すると独立した(N+1)個の共振周波数を持つ、すなわち、0, π/N , \dots , π モードの共振点を持つことが知られている^{(40), (41)}。この理論は、空洞共振器の結合に置き換えることができる^{(40), (41)}。

図3.1に示す連結共振回路において、n番目の回路方程式は次式⁽⁴⁰⁾で与えられる。

$$\frac{E_n}{j\omega\sqrt{2}L_n} \equiv I_n = X_n \left(1 + \frac{\omega_0}{jQ\omega} - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) + \frac{M}{2} (X_{n-1} + X_{n+1}) \quad \dots \dots (3.1)$$

$$X_n^{(q)} = K \cos(\pi q n / N) \exp(j\omega_q t) \quad \dots \dots (3.2)$$

ただし、回路数(空洞数) $n = 1, 2, \dots, N-1$, モード数 $q = 0, 1, \dots, N$,
 M : 結合係数, ω_0 : 共振角周波数, Q : 回路Q値, K : 定数,
 ω_q : 共振モードの角周波数

(3.1)式, (3.2)式より、次式が得られる。

$$\left(1 + \frac{\omega_0}{jQ\omega} - \frac{\omega_0^2}{\omega_q^2}\right) \cdot K \cos \frac{\pi q n}{N} \exp(j\omega_q t) \\ + \frac{M}{2} K \exp(j\omega_q t) \left\{ \cos \frac{\pi q (n-1)}{N} + \cos \frac{\pi q (n+1)}{N} \right\} = 0$$

ここで、回路終端を考えると、電流は零であり、また抵抗 $R=0$ で $Q \rightarrow \infty$ と仮定すると、 $K \neq 0$ 、 $\exp(j\omega t) \neq 0$ より次のようになる。

$$\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_q^2}\right) \cos \frac{\pi q n}{N} + \frac{M}{2} \left\{ \cos \frac{\pi q (n-1)}{N} + \cos \frac{\pi q (n+1)}{N} \right\} = 0$$

$$\therefore \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_q^2}\right) + M \cos \frac{\pi q}{N} = 0 \quad \left(\because \cos \frac{\pi q n}{N} \neq 0\right)$$

$$\omega_q^2 = \left(\frac{\omega_0^2}{1 + M \cos \frac{\pi q}{N}} \right)$$

これが分散式に相当する^{(40), (41)}。

N 個の周期を有する導波管において共振モードを決める条件は、全長 $L = N \cdot z_0$ が管内波長 λ_g に対して、半波長 $\lambda_g/2$ の整数倍に等しいことである。すなわち、

$$n \frac{\lambda_g}{2} = N \cdot z_0 \quad (n=0, 1, \dots, N)$$

である。波数 k で表すと、

$$k z_0 = \frac{n}{N} \pi \quad \left(\because k = \frac{2\pi}{\lambda_g}\right)$$

となる。したがって、マイクロ波の通過するパスバンド内に 0 モードから π モードまで π/N の等間隔で、 $(N+1)$ 個の共振点が現れる。損失を無視した

"Coupled Resonator Chain" の理論より得られる各モードの共振周波数 $f_{(n\pi/N)}$ 、

$$f_{(n\pi/N)} = \frac{f_{(\pi/2)}}{\sqrt{1 + \eta \cos \left(\frac{n\pi}{N}\right)}} \quad \dots \dots (3.3)$$

$$\eta = \frac{(f_{(\pi)}^2 - f_{(0)}^2)}{(f_{(\pi)}^2 + f_{(0)}^2)}$$

を内挿することにより、分散曲線が得られる。ただし、 η は各空洞の結合係数、 $f_{(\pi/2)}$ は単位空洞共振器の共振周波数で、周期境界を持つ導波管においては $\pi/2$ モードの共振周波数に相当する。また、 $f_{(\pi)}$ 、 $f_{(0)}$ はそれぞれ π モード、 0 モードの周波数、すなわちパスバンド (通過域) の最高周波数、カットオフ周波数である。以上より、図 3.2 に示すように共振点を周波数 vs モード数 (ま

たは波数)の平面にプロットし、曲線で結んだものが遅波導波管の分散曲線の0.5周期分になる^{(40)・(41)}。

3.2.2 Maxwell方程式から導出した分散関係

導波管壁面の形状がz軸方向に周期的に変化し、無限に長い軸対称の完全導体の円筒導波管を考える。図3.3はこのモデル図である。この周期境界を持つ導波管の半径R(z)は、正弦波状に変化し、次式で表される。

$$R(z) = R_0 - h \cos(k_0 z)$$

ただし、 R_0 : R(z)の平均半径、h : 振幅、 k_0 : 1周期長 z_0 の波数

導波管内部は真空で、直流磁界がないものとする。また、導波管中の軸対称TMモードのみを考える。

境界条件は、周期的に変化する金属壁面に沿った方向の電界が零となることである。図3.4に示すように金属壁面上、すなわち半径 $r = R(z)$ における接線方向のRF電界 $E_t \{r = R(z)\}$ が零となる。

$$\begin{aligned} E_t \{r = R(z)\} &= E_z \{r = R(z)\} \cos \phi + E_r \{r = R(z)\} \sin \phi \\ &\propto E_z \{r = R(z)\} + E_r \{r = R(z)\} \tan \phi \\ &= E_z \{r = R(z)\} + E_r \{r = R(z)\} \frac{d}{dz} R(z) \\ &= 0 \end{aligned} \quad \dots (3.4)$$

ただし、 ϕ : 軸方向の電界 E_z と導波管の壁に沿っての電界 E_t とのなす角
これから、周波数 f と波数 k を結ぶ関係式、すなわち分散関係が得られる。ここでは、実験に即した分散式の導出にとどめておく。

2つのMaxwell方程式から、円筒導波管に励振されるTMモードの、円柱座標系における電磁界は、 $[r]$ 、 $[\theta]$ 、 $[z]$ 成分に対して、次のようになる。

$$[r] : -k_n c^2 B_{\theta n} + \omega E_{rn} = 0 \quad \dots (3.5)$$

$$[\theta] : i k_n E_{rn} - \frac{\partial E_{zn}}{\partial r} - i \omega B_{\theta n} = 0 \quad \dots (3.6)$$

$$[z] : c^2 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_{\theta n}) + i \omega E_{zn} \quad \dots (3.7)$$

ただし、 $\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$, $\frac{\partial}{\partial z} = ik$, $k_n = k + nk_0$, $k_0 = \frac{2\pi}{z_0}$,

k : 任意の波数, n : 整数

(3.5)~(3.7)式から電界の $[r]$ 、 $[z]$ 成分、 E_{rn} 、 E_{zn} を求める。

$$E_{rn} = \frac{ik_n}{\frac{\omega^2}{c^2} - k_n^2} \cdot \frac{\partial E_{zn}}{\partial r} \quad \dots \dots (3.8)$$

$$\frac{\partial^2 E_{zn}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_{zn}}{\partial r} + \frac{x_n^2}{R_0^2} E_{zn} = 0 \quad \dots \dots (3.9)$$

ただし、 $x_n^2 = R_0^2 \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k_n^2 \right)$

z 軸方向の周期的性質があるので、Floquet の定理⁽⁴⁹⁾より (3.8) 式と (3.9) 式のベッセル関数から、次式が得られる。

$$E_z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n J_0 \left(\frac{x_n}{R_0} r \right) \exp \{ i (k_n z - \omega t) \} \quad \dots \dots (3.10)$$

$$E_r = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \frac{ik_n}{\frac{\omega^2}{c^2} - k_n^2} \exp \{ i (k_n z - \omega t) \} \frac{d}{dr} J_0 \left(\frac{x_n}{R_0} r \right) \quad \dots \dots (3.11)$$

ただし、 A_n は任意の定数、電界は時間的・空間的に $\exp \{ i (k_n z - \omega t) \}$ で変化する。(3.10)式、(3.11)式より、境界条件(3.4)式を満たす次式が得られる。

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp (i n k_0 z) \left(1 + \frac{ik_n}{\omega^2/c^2 - k_n^2} \frac{d}{dz} \right) J_0 \left(\frac{x_n}{R_0} R(z) \right) \times A_n = 0 \quad (3.12)$$

(3.12)式の両辺に、行列表現をするために $\exp (-i m k_0 z)$ をかけて、空間座標に無関係な分散関係を求めるために、z について1周期 ($-\pi/k_0 \sim \pi/k_0$) の積分を行う。

$$\sum_{m, n=-\infty}^{\infty} \int_{-\pi/k_0}^{\pi/k_0} \frac{k_0}{k_n} \exp (i n k_0 z) \left(1 + \frac{ik_n}{\omega^2/c^2 - k_n^2} \frac{d}{dz} \right) \times J_0 \left(\frac{x_n}{R_0} R(z) \right) \times A_n = 0 \quad \dots \dots (3.13)$$

ただし、 m, n は $-\infty \sim \infty$ の整数である。

(3.13)式を計算すると、次式が得られる。

$$\sum_{m, n=-\infty}^{\infty} D_{mn} A_n = D \cdot A = 0 \quad \dots \dots (3.14)$$

$$D_{mn} = \{ 1 + (n-m) Q_n \} C_{mn}$$

$$Q_n = \frac{k_0 k_n}{\omega^2/c^2 - k_n^2}$$

$$C_{mn} = \frac{2\pi}{k_0} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{(X_n \alpha)^{2q+|n-m|} J_0^{(2q+|n-m|)}(X_n)}{2^{2q+|n-m|} q! (q+|n-m|)!}$$

$$\alpha = h/R_0$$

(3.14)式は A_n の線形方程式の級数を表している。 $A_n \neq 0$ であるためには、

$$\det [D_{mn}] = 0$$

となる必要がある。これが分散式である⁽⁴⁾⁻⁽¹¹⁾。これを大型計算機で計算した結果⁽¹¹⁾を理論曲線とした。

3.3 測定の方法

3.3.1 波形導波管の分散曲線の測定方法

図3.5は、測定装置を構成図で表したものである。マイクロ波発振器(2~5.9GHz)を使用し、発振器の周波数を小型モータにより機械的同調を変えて掃引する。可変抵抗減衰器を使用して、遅波導波管に7mW以下のマイクロ波を入射する。また、方向性結合器を介して空洞周波数計により常に4桁まで正確に発振周波数を検出する。波形導波管中心軸上に配置したアンテナを用い、TMモードのみを励振する。波形導波管から出力される透過信号をアンテナで受信し、同軸クリスタル検波器で2乗検波し、直流電圧に変換する。この信号TをX-YレコーダのY軸に入力し、マイクロ波発振器の周波数に対応するモータの回転数をX軸に入力する。これから周波数対受信電力をX-Yレコーダに描かせる。これを透過方式と名づける。一方、図3.5において反射信号を検波した信号Rを観測した。これを反射方式と名づける。

測定に使用した2種類の導波管とその真空中における分散関係を図3.6に示す。導波管の平均半径 R_0 、波形振幅 h 、波形周期長 z_0 の寸法は、次の表の通りである。

	平均半径 (cm)	振幅 (cm)	周期長 (cm)
Type A	5.0	1.4	3.2
Type B	5.6	0.48	6.1

図3.7にType A導波管での透過方式のモデル図を示す。Type A, Type B共に波形周期が12周期分であり、全長38.4 (cm), 73.2 (cm)で、アルミニウムを鋳造して製作した。プランジャーはアルミニウム製であり、Type Aでは直径7.0 (cm), 全長9.6 (cm)の円柱形で、先端にそれぞれ送受信用のアンテナを取り付けている。また、アンテナ取付面は電界を乱さないように研磨してある。このプランジャーの位置を変えて、波形数が6, 7, 8の3種類の場合について測定した。プランジャーの端面の位置は、電界分布がプランジャー先端面で対称となり、鏡像的に無限長の導波管に対応す

るように、最も狭まった $R(z) = R_0 - h$ の位置にした。

反射方式では、一方のプランジャーを反射板とすることにより、テスト空洞法と同様の共振点を見つける。共振周波数においてマイクロ波のエネルギーが波形導波管内に蓄えられ、その結果反射波出力が激減する。これが共振点であり、導波管の特性を与えてくれる。一方透過方式では、導波管内を透過してきたマイクロ波をアンテナで受信することにより、出力が極大値となる共振点を見つけるものである。送受信アンテナは、直径 $1\text{mm}\phi$ の棒状で、長さ 10mm の針アンテナと、直径 $50\text{mm}\phi$ 、厚さ 0.5mm の円板アンテナを用意した。

プランジャー法では、テスト空洞法と同様に2個のプランジャーの位置を固定して共振周波数のみを測定する。そのため波数に関する情報は得られない。次に共振周波数に対応する波数 k を推定する方法を述べる。波形導波管の波形数を N とする。これは、テスト空洞法の場合の空洞数に相当する。プランジャー間の距離 L は、 $L = Nz_0$ で与えられる。波形導波管中の第1ブリルアン帯中の波長を λ とすると $\lambda = 2\pi/k$ である。プランジャー間で、マイクロ波の共振が起こるのは $n = L/(\lambda/2) = 2Nk/k_0 = 0, 1, 2, \dots, N$ のときに限る。ここで、 n は定在波の腹の数である。これより次式が得られる。

$$k = \frac{n}{N} \cdot \frac{k_0}{2}$$

上式より共振周波数は $(N+1)$ 個存在し、 $n=0, N$ はそれぞれ0モード、 π モードに対応する。残りの $(N-1)$ 個の共振周波数は、 0.5 周期分の波数 $k_0/2$ を N 等分した波数である。これにより図3.2上に測定点をプロットしていくことが出来る。(3.3)式では、共振周波数が波数の増加関数(進行波)か、減少関数(後進波)かは決めることが出来ない。どちらであるかの判断は、理論曲線(実線)の傾向に合うように推定すること、または、擾乱が多く判定は難しいが、高周波電界測定用プローブを用いて定在波波長を測定し解析することの他にはない。

3.3.2 表面波と体積波の測定方法

各共振周波数において、入射マイクロ波のパワーを一定にし、透過出力を針アンテナと円板アンテナの場合について測定する。

透過方式の測定回路と同様にし、検出装置として検波器の代わりにパワーメータを使う。一对のプランジャーの先端に一对の針または円板アンテナを使用する。Type A導波管で波形周期 $N=6, 8$ について行った。各共振周波数に固定し、入射マイクロ波のパワーを正確に $7.0, 6.4\text{mW}$ に合わせる。透過信号をパワーメータで正確に読みとり、各共振モードに対する透過パワーを測定する。

3.3.3 阻止域の測定方法

図3.8は、波形導波管内部に定在波を励振させ、中心軸上での軸方向高周波電界の分布を測定する実験回路を構成図で表したものである。Type B導波管を使用し、一方からマイクロ波を各周波数に対し 3.2mW 一定で入力し、他方

は金属反射板でふさぎ、波形導波管内部に定在波を励振させる。プローブは、軸方向に2mmの方向性をもたせ、先端以外はステンレスパイプでシールドし同軸導波管になっている。プローブ先端を波形導波管中心軸上に配置し、これを軸方向に移動させることにより定在波電界の分布を測定する。プローブ信号は検波器で2乗検波し、XYレコーダのY軸へ入力し、プローブ位置をポテンショメータで検出しX軸へ入力する。得られた結果から場所に関係なくプローブ信号が最大となる値を求める。これを0.5GHzごとに測定し、周波数対ピークパワーの特性を調べる。

3.4 実験装置

3.4.1 マイクロ波発振器 (RF.OSC.)

測定に使用したマイクロ波発振器は、ダイヤル可変式で周波数2.0~4.0 (GHz) (a発振器) および3.6~5.9 (GHz) (b発振器) の広い帯域を持つ。a発振器について、周波数vs出力電力特性は、図3.9のように2.0 (GHz) で最大約120 (mW), 3.8 (GHz) 付近で最小約20 (mW) となる (b発振器については、周波数に対する出力パワーの変動が少ない)。これらの発振器は、周波数が変わると発振出力が大きく変わるので、このままでは阻止域および体積波と表面波の違いをはっきりしたものにはできない。そこで、導波管内部へのマイクロ波入力を一定に保つ必要がある。以下に述べる可変抵抗減衰器を用い、全ての周波数で7.0 (mW) 一定とした。この値は、可変抵抗減衰器の使用範囲と、検波器の入出力特性を考慮に入れた値である。

発振器は直流電圧-20Vで動作し、別の入力端子に数Vの電圧印加することで周波数を変調できる。発振器の作動には、交流100Vを直流-20Vに変換する電源を使用した。本実験では、周波数変調は必要ないが、発振器の規格から直流電圧3Vが必要であるので単一乾電池2個を直列接続した電源を使用した。これらの他に、交流100Vから交流直流変換電源までの間にヒューズを配置し、スイッチランプ用トランス、発振器入力を知るための電圧計、電流計を用意した。また、発振器を保護し高調波などを防ぐために、発振器の直後にアイソレータを配置した。これらをパネル付きのボックス内に設置し、NMCコネクタが外に出るようにした。

3.4.2 可変抵抗減衰器 (ATTENUATOR-ATT.)

可変抵抗減衰器はダイヤル可変式で、0~30 (dB) の範囲で変えられる。前述のように発振器の出力が変化する場合は測定結果から発振器の特性を取り除き較正することが必要となるが、周波数を固定した状態で測定する場合は、その周波数におけるマイクロ波パワーをパワーメータを見ながらATT. で調節する。分散曲線の実験では、共振周波数を求めることで分散関係を測定できるため較正は行わなかったが、発振器の特性は測定した。表面波と体積波の測定では、厳密にマイクロ波パワーを6.4または7.0 (mW) 一定にするため、周波数を変えるごとに逐次パワーメータで出力を見ながらATT. を調節する必要がある。ATT. 自体、周波数特性を持つと思われるので、常にパワーメータによる正確

な発振出力を測定しなければならない。

3. 4. 3 パワーメータ

パワーメータは、10 (mW) までのマイクロ波の電力を測定できる。パワーメータ端子の特性にあった抵抗 (200 Ω)、周波数における較正值 (3 GHz で97%) に調節する。時間平均されたマイクロ波電力を表示するので、パルス信号はそのパルス幅で換算する必要がある。各レンジで ZERO 調整が必要である。

大電力 (100 mW 程度でも) を入射すると、すぐに壊れてしまうので、メータが振り切れないよう大きなレンジから使用する。また、ATTENUATOR を大きな値にして、徐々に小さくしていく。直接発振器からつなぐのは危険である。

3. 4. 4 モータポテンシオメータ

実験に使用したマイクロ波発振器は、ダイヤルで周波数を変化させることができる。これを制御パネル付きの電動モータで変化させる。制御パネルには、モータの電源を自動停止する機能の他に、モータの回転回数、すなわち発振器の周波数を電氣的出力で取り出すことができる機能がついている。これにより周波数をレコーダの X 軸にとる。発振器の周波数とモータポテンシオメータの出力電圧は図 3. 10 のような関係にあり、必ずしも直線的に比例してはいない。このため、測定前に発振周波数に対する較正を行った。

モータのトルクは小さいが、発振器のダイヤルが全部回りきらないように制御しなければならない。また、モータの軸と発振器のダイヤルの軸を合わせる必要がある。

3. 4. 5 導波管 (WAVEGUIDE)

測定に用いた導波管は、図 3. 6 に示すように、長さ 38.4 cm、平均半径 5.0 cm、波形振幅 1.4 cm、1 波形周期 3.2 cm、12 波形周期の Type A、および長さ 73.2 cm、平均半径 5.6 cm、波形振幅 0.48 cm、1 波形周期 6.1 cm、12 波形周期数をもつ Type B 導波管を使用した。

遅波導波管の設計は、前述の周波数 2.0 ~ 4.0 (GHz) の発振器を基準とした。まず、導波管の平均半径 R_0 で TM_{01} モードのカットオフ周波数がほぼ決まる。 R_0 を小さくするとカットオフ周波数は高くなる。導波管壁面の波形 1 周期 z_0 で 1 周期の波数 k_0 が決まる。 z_0 が短くなると 1 周期の波数 k_0 は大きくなり加速管のように前進波の部分が遅波の領域にはいる。波形振幅 h で分散曲線の滑らかさが決まる。 h を大きくすると分散曲線が滑らかになる。

これらの値を適当に変えて、Type A では加速管のように TM_{01} モードのマイクロ波が第一ブリルアン領域で遅波となるように、Type B では TM_{01} モードの後進波の領域で、相対論的電子ビームの速度 ($v_0 = 0.9c$) とマイクロ波の位相速度が一致するようにしてある。また、遅波構造を持たない円筒導波管と全く違う特性である阻止域に注目し、 TM_{01} モードの通過域と高次モードの通過

域の間に適当な阻止域がみられるように設計してある。

導波管の製造は、次のようにして行われたものである。まず、仕上がり寸法が設計図通りになるように、縮みを考慮した木形を製作する。この木形をもとにアルミニウムを流し込む鋳型を作る。あらかじめ製作してあるフランジとともに鋳造する。最後に、鋳型を溶剤で取り除きフランジを加工する。仕上がり寸法の誤差は1 mm以内であった。再び寸法を測定し導波管パラメータとした。鋳造による製作は、削りだしによる場合の十分の一以下のコストである。実際にBWOとして使用する場合には削りだしによる導波管が必要になる。しかし、後述の測定結果からわかるように、BWOの基礎的な実験に用いる場合は鋳造による製作で十分に行うことができる。

3. 4. 6 プランジャー

加速管の特性測定で使われるショートプランジャーがよく知られている。本研究のType A導波管に対して高さ96 mm、直径70 mm、Type Bでは高さ78 mm、直径96 mmの金属円柱（プランジャー）を使用した。プランジャーは波形導波管内部を移動でき、なるべく隙間を開けないように波形導波管の最小半径より1 mm程度小さく、また波形周期長 z_0 より長く設計した。円柱の端面は電界を乱さないように研磨し、角での電界集中を起こさないように滑らかに面取りした。ステンレス製セミリジッドケーブルを中心軸上に配置し、プランジャー内部の金具で固定する。セミリジッドケーブルの1端は、長さ10 mmだけ芯線を出しアンテナとし、もう1端はNMCコネクタを取り付ける。プランジャーは支持棒で移動させ、これを固定して実験を行う。一对のプランジャーを波形導波管の管径が最も狭まった $R(z) = R_0 - h$ の位置に配置し、これによりできた空洞がプランジャー先端面で鏡像的に無限長の導波管になるようにする。（管径が最大となる $R(z) = R_0 + h$ の位置では電界分布が完全な対称性を示さないと考えられる。）この空洞内の電気力線は導波管壁面とプランジャー先端面で垂直に交わる。

3. 4. 7 アンテナ

マイクロ波の励振と受信のためのアンテナとして、図3. 11のような針アンテナおよび円板アンテナを使用した。針アンテナはステンレス製セミリジッドケーブルを加工したもので、直径1 mm ϕ 、長さ10 mmである。前述のようにプランジャー先端面の導波管中心軸上に配置する。波形導波管内部にはTMモードのみを励振するので、中心軸上では軸方向電界 E_z のみ（径方向電界 $E_r = 0$ ）である。円板アンテナは直径50 mm ϕ 、厚さ0.5 mmの銅製で、小さな金具を使い針アンテナに取り付ける。円板アンテナもTMモードを励振するが、導波管壁面に近いところを伝搬する表面波をよく励振および受信する。Type A導波管の一部の周波数帯のように、表面波として伝搬するマイクロ波の励振および受信には適している。

3. 4. 8 検波器 (DETECTOR)

測定に使用したクリスタル検波器は受信したマイクロ波を負の直流電圧に変換する。アンテナで受信したマイクロ波電界を、セミリジッドケーブル（高周波はBNCのケーブルを通すと減衰が大きいので、これを用いる。ただし、このケーブルは硬く曲がりにくい。）を通して検波器に導く。検波器からの出力電圧は直流に変換され、BNCケーブルを通してX-Yレコーダやオシロスコープなどへ入力する。

マイクロ波パルスを検波する場合以外にも、検波器の後ろに $50\ \Omega$ の整合抵抗を使う。これは、オシロスコープなどで観測される信号が、時定数が大きいために歪められるのを防ぎ、本来の波形を観測できる。また、検波器を保護するために役立つ。

• 検波器の較正

検波器は、入力電力 vs 出力電圧が直線的に比例していないので、較正が必要である。使用する周波数において、可変抵抗減衰器 (ATT.) で (パワーメータを見ながら; パワーメータ参照) 入力電力を変化させて、入力電力 vs 出力電圧 (オシロスコープで観測した検波器の出力電圧) 特性をとる。検波器の出力側に $50\ \Omega$ 端子を取り付けて、電圧降下させ検波器にあまり大きな電圧 ($50\ \text{mV}$ 以下にする) がかからないようにする。

図3. 12のように数点 (なるべく多く) 測定し、較正曲線を引き出力電圧を入力電力に換算する。本実験では、周波数を連続的に変化させるため、これらすべてを較正することは非常に難しく、検波器出力を較正した結果を用いていない。ただし、アンテナの違いによる透過出力の違いを求める実験においては、透過パワーを正確に求めなければならず、ここではパワーメータにより正確なマイクロ波入力および出力を求めている。

3. 4. 9 XYレコーダ

検出された電気信号をXYレコーダで記録する。モータポテンシオメータで発振周波数を電圧信号として出力し、これをX軸へ入力する。透過方式または反射方式において、高周波電界をアンテナで受信し検波した信号をY軸入力とする。モータで周波数を掃引することにより、周波数 vs 透過または反射出力の特性を得ることができる。これを測定結果として例示する。共振点の極大値 (透過方式) または極小値 (反射方式) の周波数を正確に求める。X軸の周波数はモータポテンシオメータの信号であり、周波数の値と比例していない。そこで、共振点についてはそのピークの周波数を正確に測定し、目盛りとなる一定間隔の周波数も求める。

X, Y軸ともに、 $0.05\ (\text{mV}/\text{cm}) \sim 20\ (\text{V}/\text{cm})$ のレンジがある。過電圧が入力されても自動的にレンジを切りかえるので、壊す心配は少ない。A3グラフ用紙を HOLD スイッチで固定する (静電気による)。レコーダペンは赤、黒2種類あり、1枚のグラフ用紙に2本まで描かせることができる。どの実験に

においても共通のことであるが、必ず ZERO 位置を記録する。データのパラメータ、日付など、なるべく多くのことを記入しておく。あらかじめ表を作っておき、数値だけを書き込めるようにすると便利である。後の研究者が以前のデータを使えるように心がける。電源投入時などにペンが急激に大きく動くので注意する。

3. 4. 10 空洞周波数計

測定に使用した空洞周波数計は空洞共振を利用したものである。1.000~4.200 (GHz), 3.700~12.400 (GHz) の周波数帯に使用できる2つの空洞周波数計で、4桁の精度で測定する。マイクロ波(大電力の場合は十分に減衰させる)を周波数計に入力し、出力側から検波器で直流に整流し、それをオシロスコープで観察する。空洞周波数計のダイヤルを回していくと、入力周波数と一致したときに、オシロスコープでの値が急激に減少する。そのときの周波数計の値が、入力マイクロ波の周波数である。逆に、周波数計で周波数を決めておき、発振器のダイヤルを回してその周波数にすることもできる。

3. 5 測定の結果

3. 5. 1 反射方式と透過方式における共振点の測定結果

Type A 導波管における測定結果を図3.13に示す。波形数が6, 7, 8で、針アンテナ、円板アンテナを使用して透過方式および反射方式の測定を行った結果である。透過方式では、縦軸に透過信号Tを任意目盛りで、横軸にマイクロ波発振器の周波数をとっている。共振周波数において、マイクロ波が鋭く透過してピークを示す。反射方式では、縦軸に反射信号Rを任意目盛りで、横軸に周波数をとっている。緩やかな変動は、主に発振器の出力特性によるもので、急激な吸収を示すところが共振点である。図中に矢印で $f(0)$ など(括弧内は共振モード)と示した周波数が各共振モードの共振周波数である。上述の両方式において得られた共振周波数はほぼ一致している。Type B 導波管の測定結果の一例を図3.14に示す。8波形周期に対して8カ所の共振点が観測された。

円板アンテナでは共振モード以外の周波数においても同様の波形が観測される。これは、円板アンテナがTMモード以外のモードを励振しているものと考えられる。また、アンテナが針と円板では、多少共振周波数がずれる。これは、アンテナの体積で導波管が見かけ上小さくなることによるものと考えられる。よって、分散図は針アンテナでの測定結果を使用した。

これらの測定結果をまとめて図3.15にプロットした。波形数が6, 7, 8の3種類について測定値を示した。各波形数とも0モードの共振点は、ほぼ同じ周波数をとった。 $\pi/2$ モードについても、このモードを励振できる波形数6, 8で、ほぼ同じ値となった。TM₀₁モードの最高周波数、すなわち π モードは、Type A, Type Bともに観測されなかった。

3. 5. 2 表面波と体積波の受信測定の結果

図3.16は、Type A 導波管を用いた透過方式の測定において、使用する

アンテナの違いによる $TM_{0,1}$ モードの受信電力の相違をプロットしている。アンテナは、前述の針アンテナと円板アンテナを用い、波形数 N は6, 8で行い、励振、受信ともにそれぞれ同じ1組のアンテナで行った。各共振周波数に対して、波形数6, 8についてそれぞれ7.0, 6.4 mW一定のマイクロ波を入射し、透過信号出力をプロットした。図3.15からもわかるように、 $2\pi/3$ モード以上では、 $TM_{0,1}$ モードは遅波領域になっている。円板アンテナでは、各励振モードとも受信電力に大きな変化は見られない。しかし、針アンテナでは、遅波領域になると急激に受信電力が小さくなっている。これは、マイクロ波が遅波領域では表面波となり、中心軸上に置かれた針アンテナでは有効な励振、受信が出来なくなっていることを示している。

3.5.3 阻止域の測定結果

図3.17は、Type B導波管で阻止域の測定を行った結果である。縦軸にプローブで受信した高周波電界を2乗検波した信号の最大値、すなわち受信電力のピークパワーを任意目盛りで取り、横軸にマイクロ波の周波数を取った。波形導波管中に定在波電界を励振し中心軸上での軸方向高周波電界分布を測定し、場所に関係なくプローブ信号が最大値となる値だけをプロットした。図3.17から周波数約3.0~3.4 GHzで軸方向高周波電界が受信されていないことがわかる。

著者は、定在波電界分布から波形導波管内部のマイクロ波の波長を観測することで分散曲線の測定を試みたが、プローブによる擾乱が激しいため、正確な分散曲線を測定するまでに至らなかった。そこで、プランジャー法による分散曲線の測定を試みた。プランジャー法の測定だけでは阻止域を測定することはできなかった。この定在波分布を測定する方法は、阻止域を測定する方法として十分であると考えられる。これらの方法で、空気中での分散曲線を明らかにすることができた。

3.6 検討および結論

管壁が正弦波状に変化する円筒導波管において分散関係を数値計算し、プランジャー法により実験的に確認した。図3.15からわかるように、計算と測定の誤差は2.2%以下であった。また、マイクロ波が、速波領域と遅波領域では違った性質を持ち、それぞれ体積波、表面波となることを理論的に示し、実験で確かめた。

図3.13のように、比較的擾乱の少ない針アンテナによる反射方式の測定において、 $\pi/6$ モードの共振周波数付近に3個の共振点が現れる。その理由としては、アンテナによる擾乱により $TM_{0,1}$ モード以外のモードが励起されている可能性があること、導波管の製作精度が不十分であり得ること、プランジャーと波形導波管の接触が不十分であるかもしれないこと、などが考えられる。この接触について、プランジャーと導波管の隙間を金属箔で埋めることなど色々試みたが、信号波形はほとんど変化しなかった。3個の共振点が現れる理由の正確な判

定は今後の問題である。図3.13のType A導波管の測定からわかるように、針アンテナは、導波管中心軸上での電界 E_z を送受信するため、軸上電界が弱くなる表面波に対しては、信号が受信しにくく π モードは受信できなかった。そのため測定できた共振点の数は少なくなった。一方、円板アンテナは、導波管壁面付近の表面波を強く励振できる。表面波が強まる遅波領域での測定には適していて、 π モード付近の共振点を見つけることができる。しかし、円板アンテナは、擾乱が激しく、TMモード以外の共振点が現れる欠点がある。

Type B導波管では常に体積波であるにもかかわらず、Type A導波管と同様に TM_{01} モードの π モード共振周波数を確認することができなかった。Guoら⁽⁴²⁾によると、 π モードの励振は難しく、アンテナの形状や大きさにより励振できない場合がある。また、近年行われた小椋、横野らのネットワークアナライザを用いた同様の測定で、彼らの波形導波管における π モードの励振および受信に成功している⁽⁴³⁾。両者とも、導波管半径が最大となる位置に反射板を配置したテスト空洞法⁽⁴¹⁾による測定である。その後小椋、横野らは、本研究のプランジャー法の場合と同様に、導波管半径が最小になる位置に反射板を配置し、テスト空洞法による測定を行った。その結果、 π モードの共振点は現れなかった。すなわち、波形導波管の空洞のとり方により π モードを励振できない可能性がある。前述のように、本研究のプランジャー法では管径が最大となる位置にプランジャーを配置した測定は不適切である。 π モードの測定は今後の課題である。

波形数 N に無関係に、0モードおよび π モードの周波数は、それぞれ一定でなければならない。また、 $\pi/2$ モードを励振できる波形数が偶数の場合、すなわち周期数 $N=6, 8$ において、 $\pi/2$ モードの周波数は一致するはずである。そこで、理論上の共振点数 $(N+1)$ より少ないが、針アンテナで波形数が6および8の測定を行うことにより、 $\pi/2$ モードの共振周波数を確定できた。このことから、 π モードの共振周波数を推測することができた。

マイクロ波は、速波領域では体積波であり中心軸上の電界 E_z が強くなる。これに対して遅波領域では、表面波であり管壁付近の電界 E_z が大きくなる。図3.13の透過方式での針アンテナによる測定や図3.16からわかるように、針アンテナでは中心軸上でのRF電界を受信するため、 $2\pi/3$ モード以上の遅波領域での受信電力が急激に減少している。円板アンテナでは、管壁付近に強く励振される表面波をも受信できる。このため、各共振モードとも、受信電力に大きな変化は見られなかった。また、第2章の数値計算からも、速波領域では中心軸上の電界が強くなり、遅波領域では管壁付近の電界が強くなるという結果を得た。

結論として、本研究により大出力後進波発振器や進行波管増幅器に必要な波形の導波管のマイクロ波伝搬特性を数値計算と測定により明らかにすることが出来た。

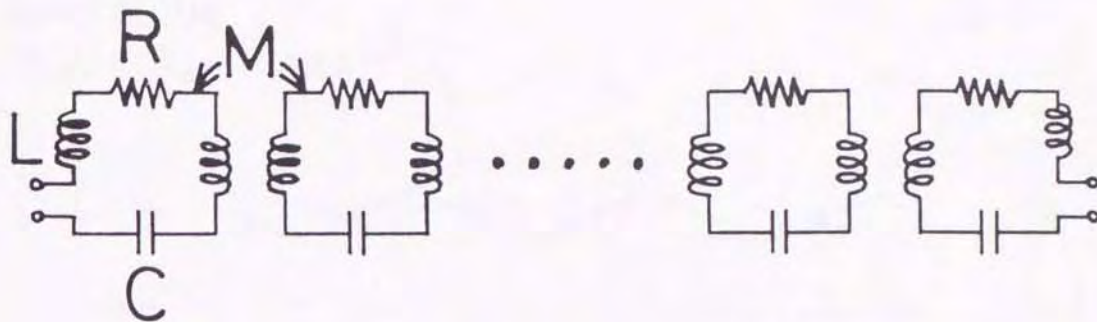


Fig.3.1 A model of coupled resonator chain.

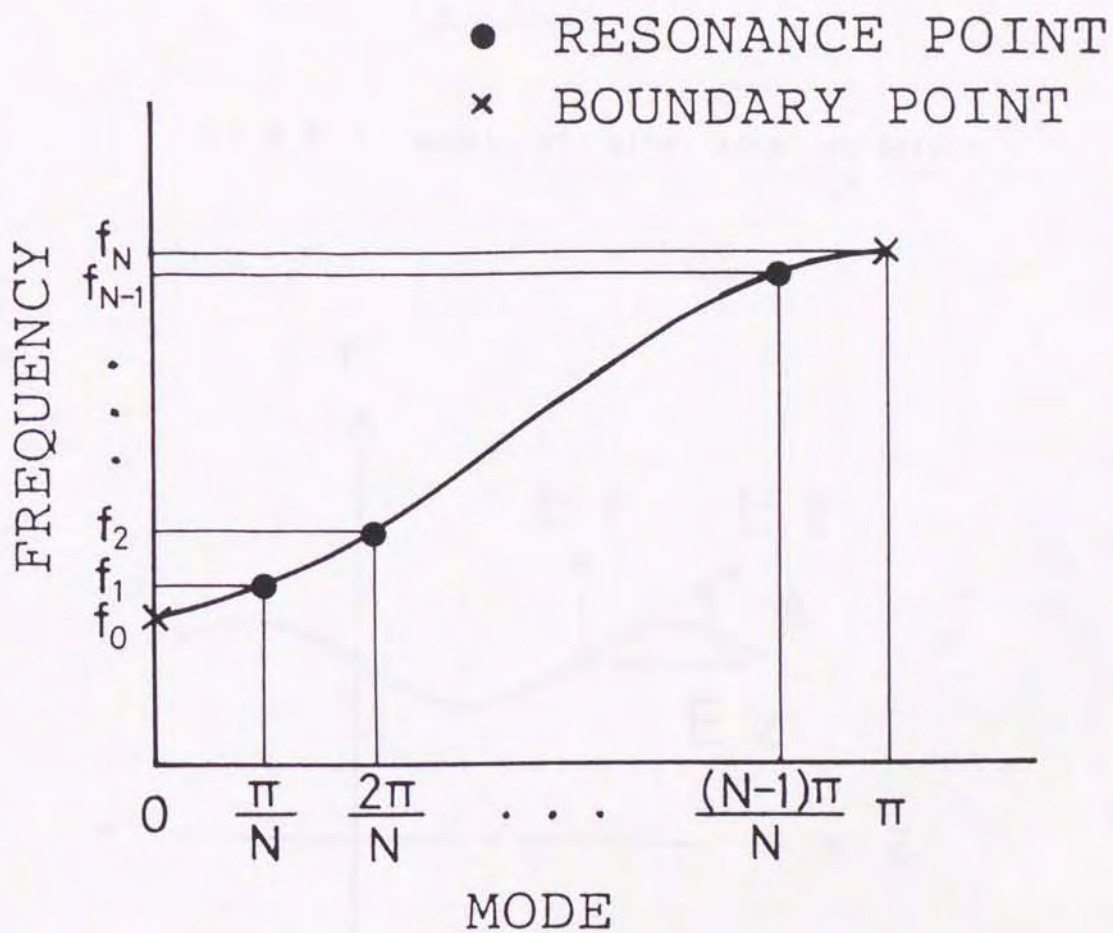


Fig.3.2 Dispersion relation for coupled resonator chain.

CORRUGATED WALL
WAVEGUIDE

$$R(z) = R_0 - h \cos k_0 z$$

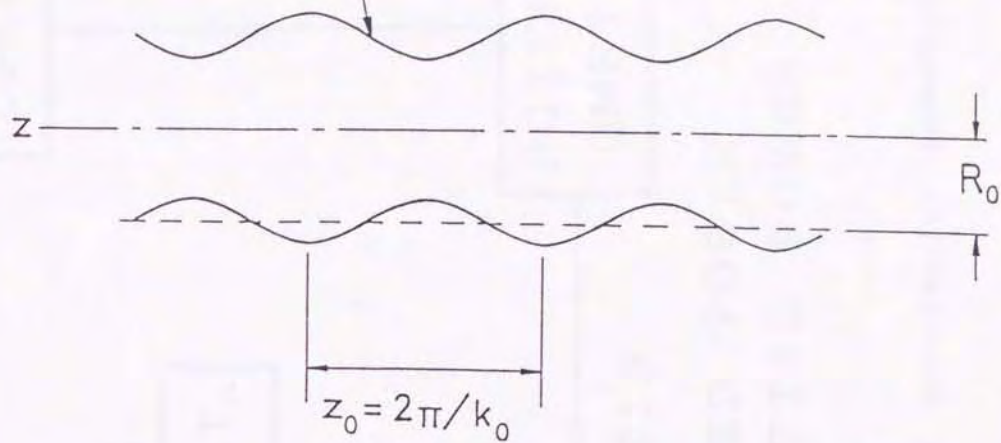


Fig.3.3 A model of slow wave structure.

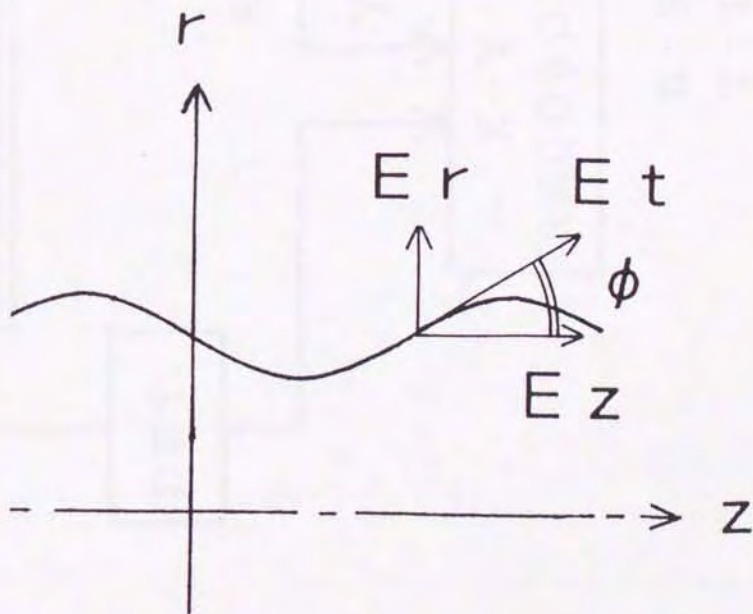


Fig.3.4 Boundary condition.

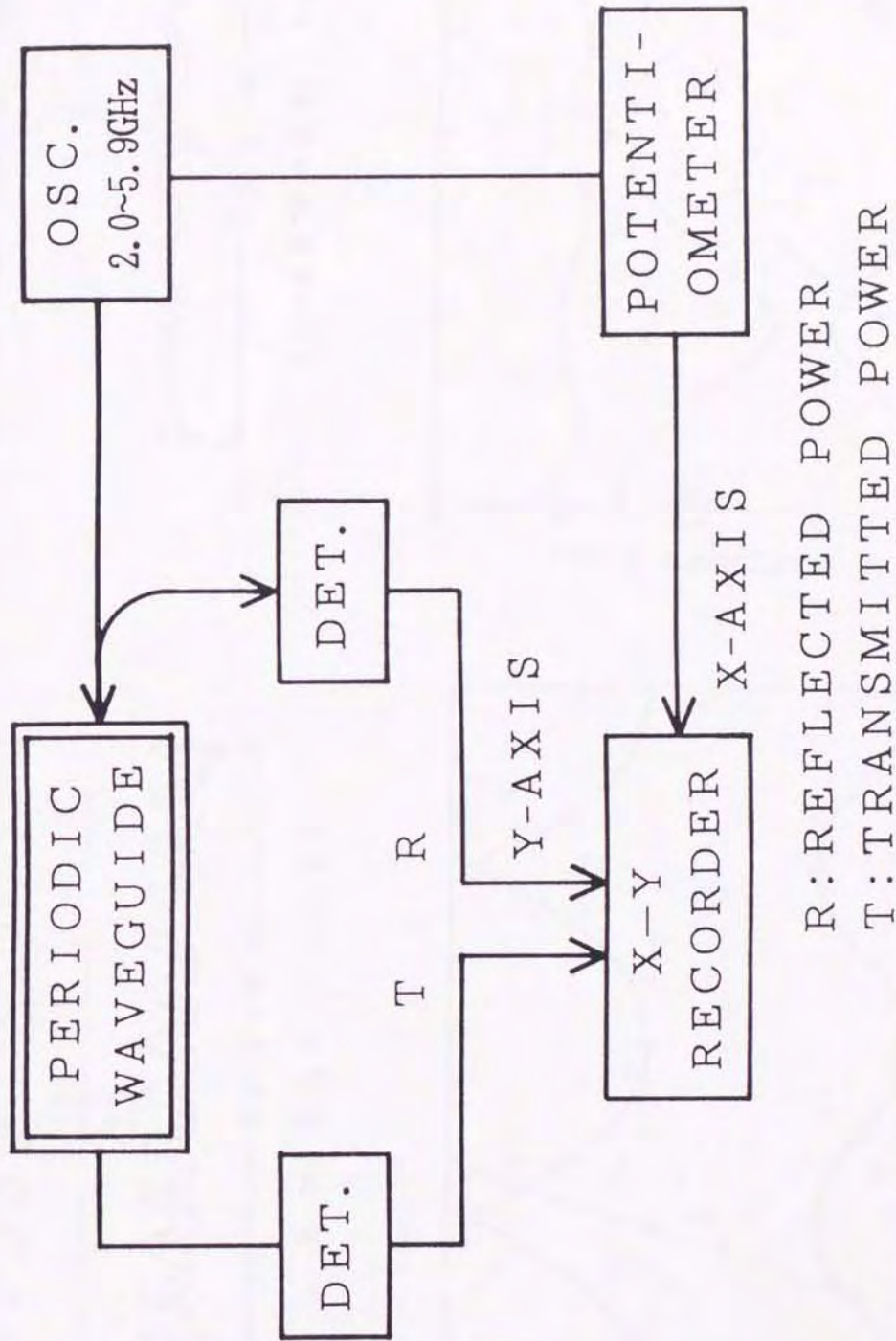
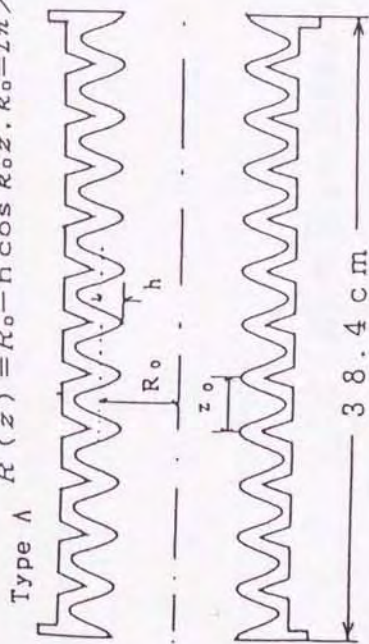
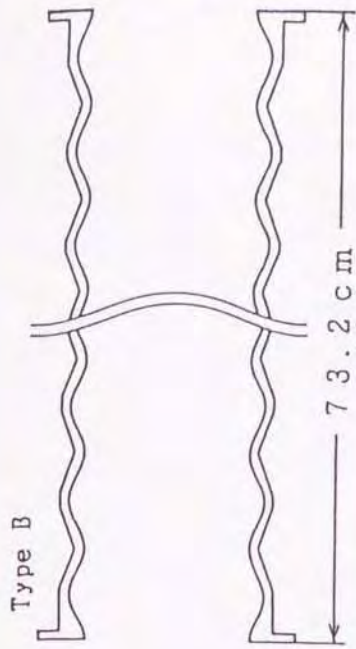


Fig.3.5 The block diagram of experimental apparatus.

$$R(z) = R_0 - h \cos k_0 z, \quad k_0 = 2\pi / z$$



$R_0 = 5.0 \quad h = 1.4 \quad z_0 = 3.2$



$R_0 = 5.6 \quad h = 0.48 \quad z_0 = 6.1$

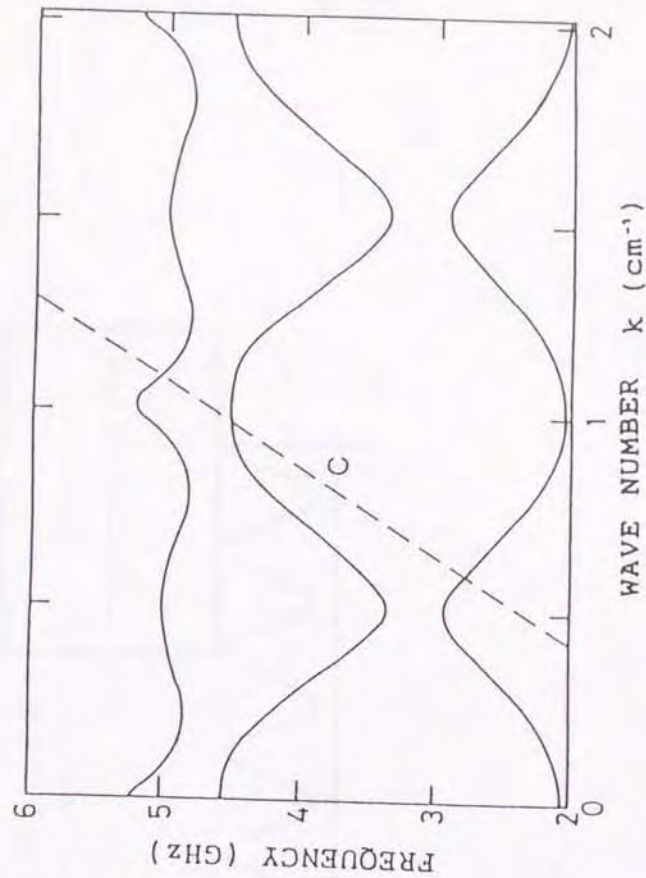
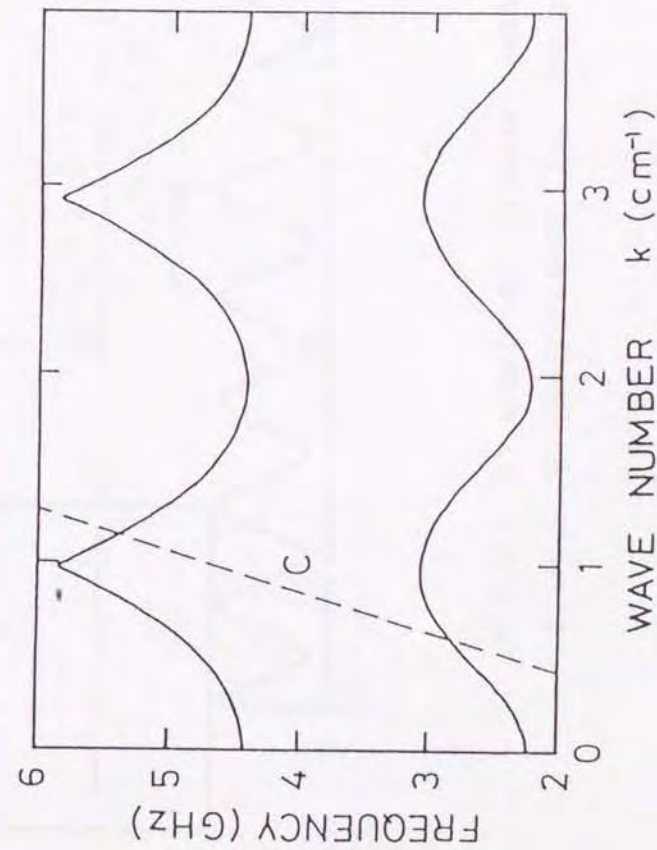


Fig. 3.6 Theoretical dispersion curves of the corrugated wall waveguides, Type A and Type B for TM-mode.

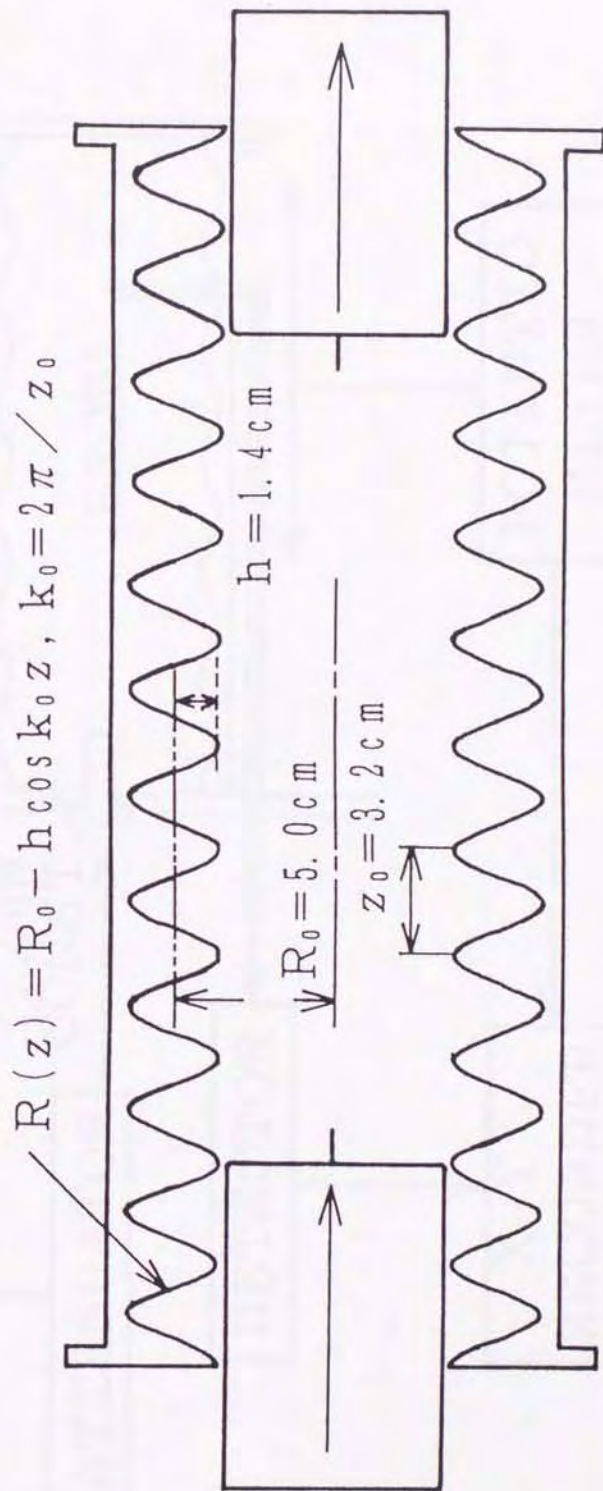


Fig.3.7 A model of plunger method.
 A case of measurement for transmitted power.

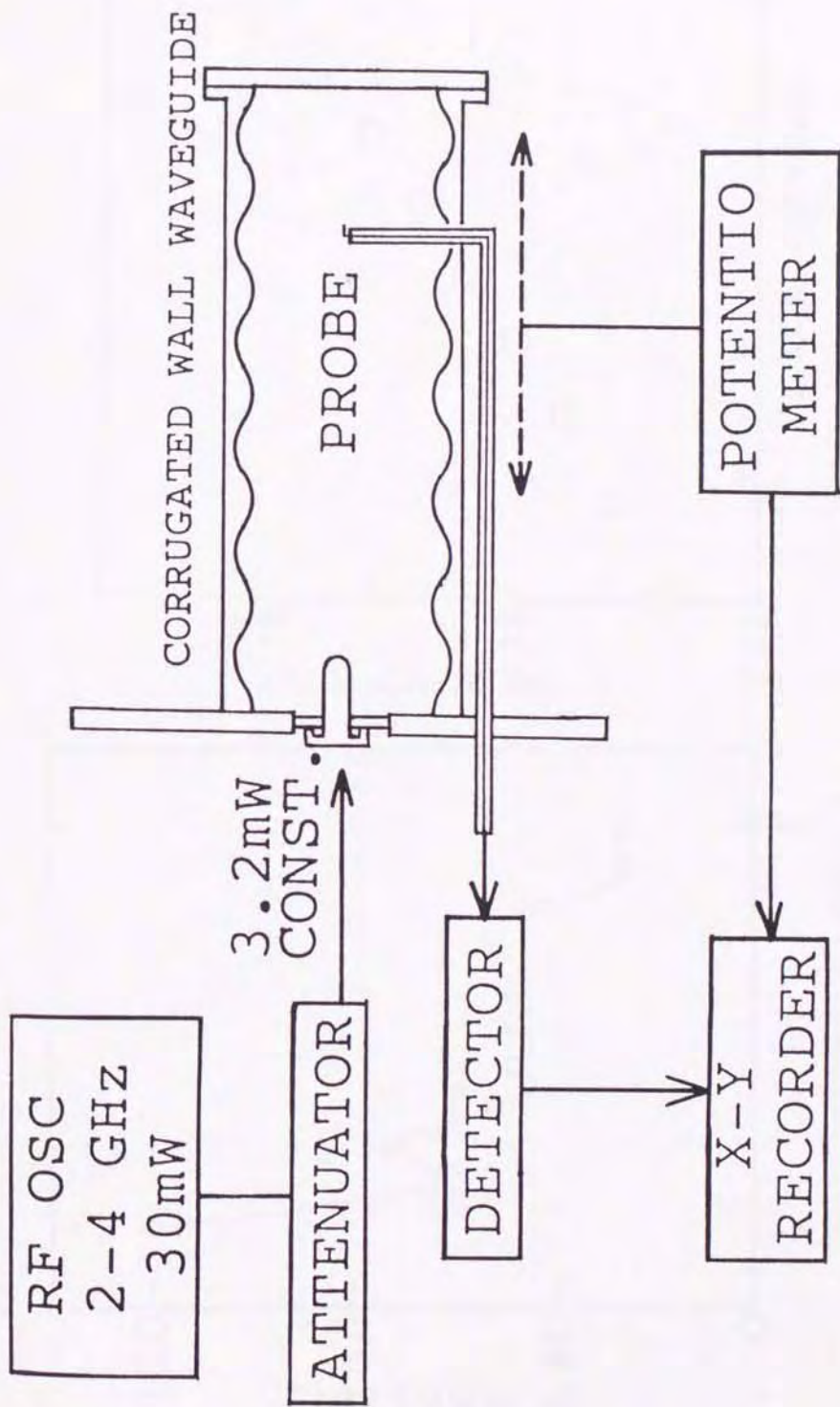


Fig.3.8 The block diagram for measuring stop band.

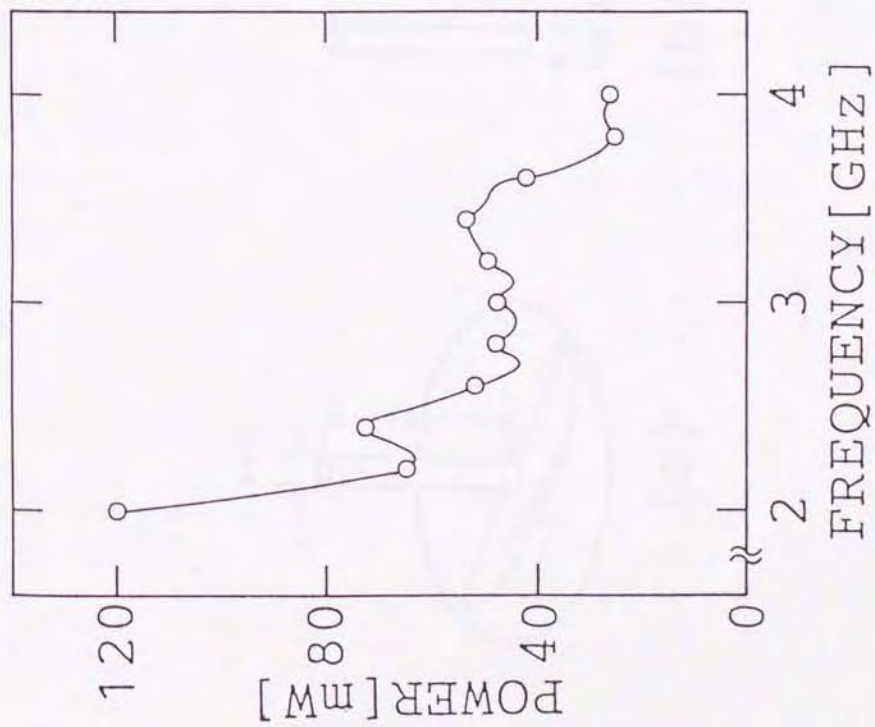


Fig.3.9 Characteristic of
 microwave oscillator.

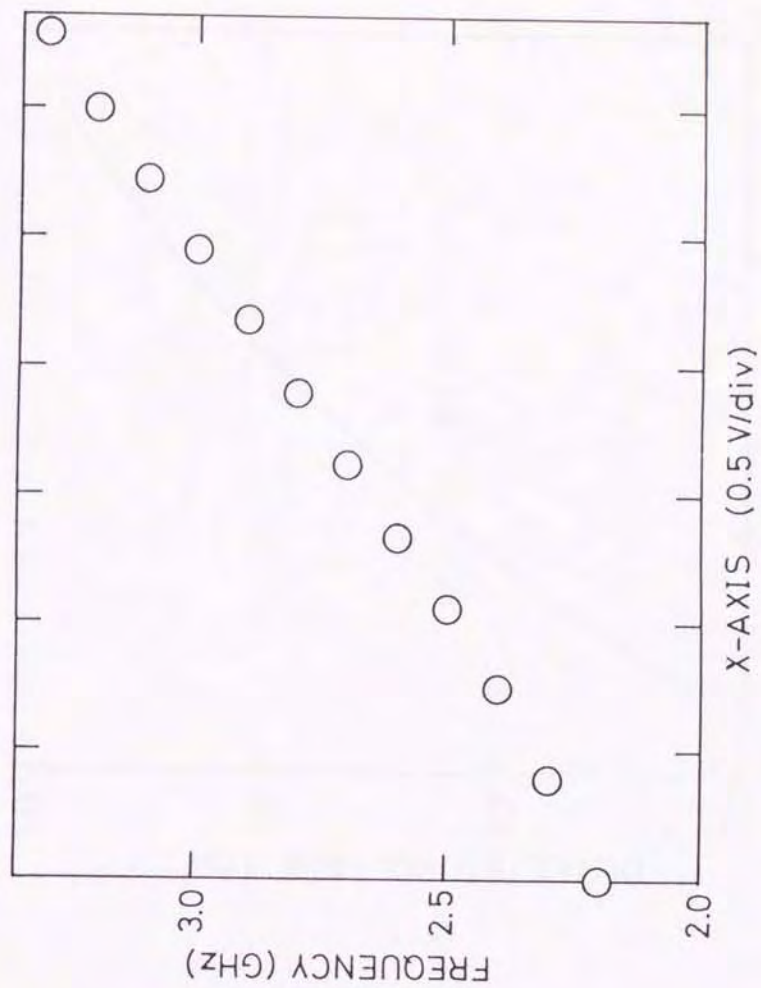


Fig.3.10 Calibration of potentiometer vs.
 x-axis on X-Y recorder.

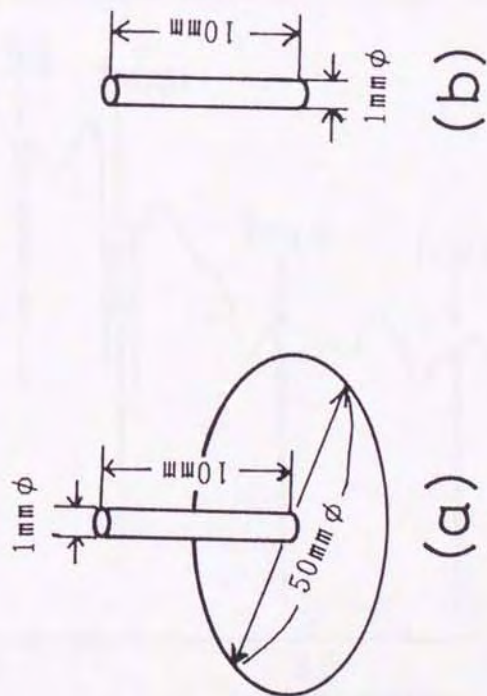
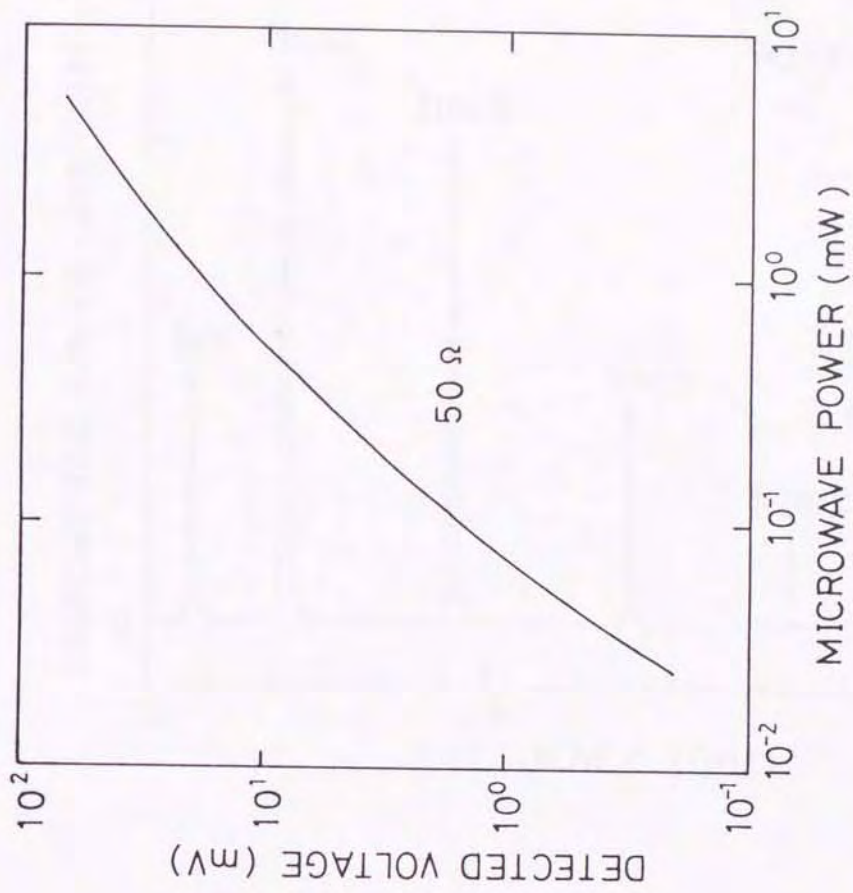


Fig.3.11 Disk antenna (a) and wire antenna (b). Fig.3.12 Calibration of coaxial detector.



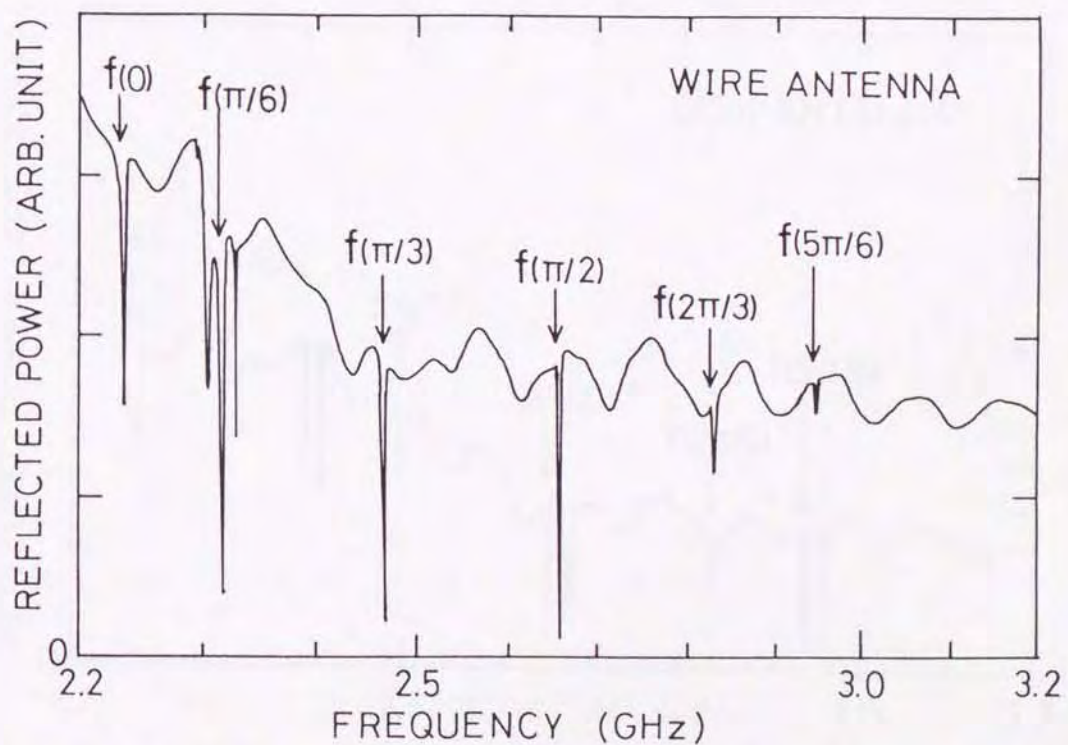
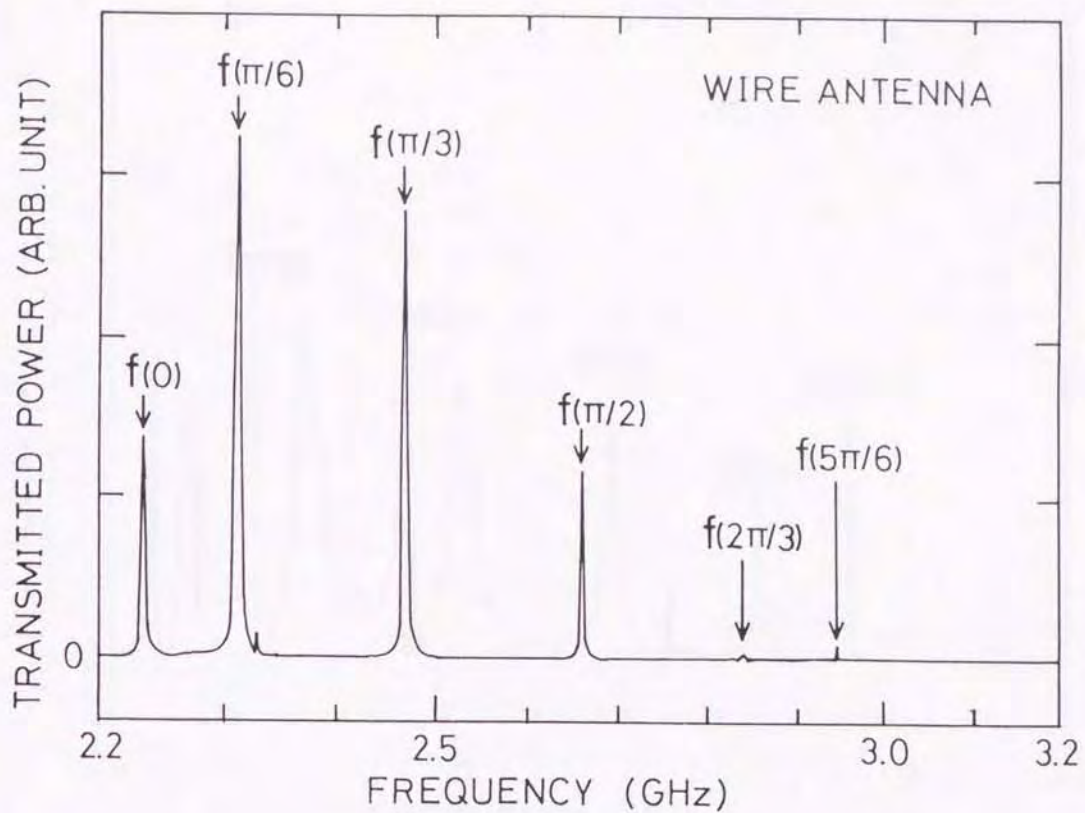
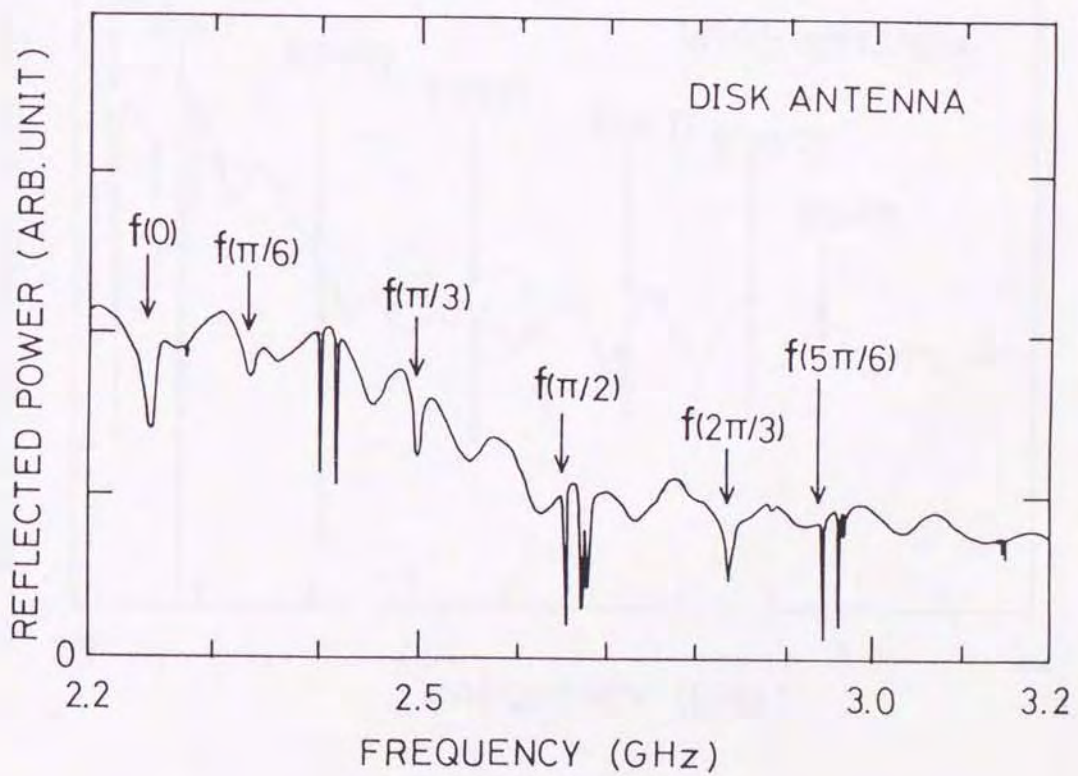
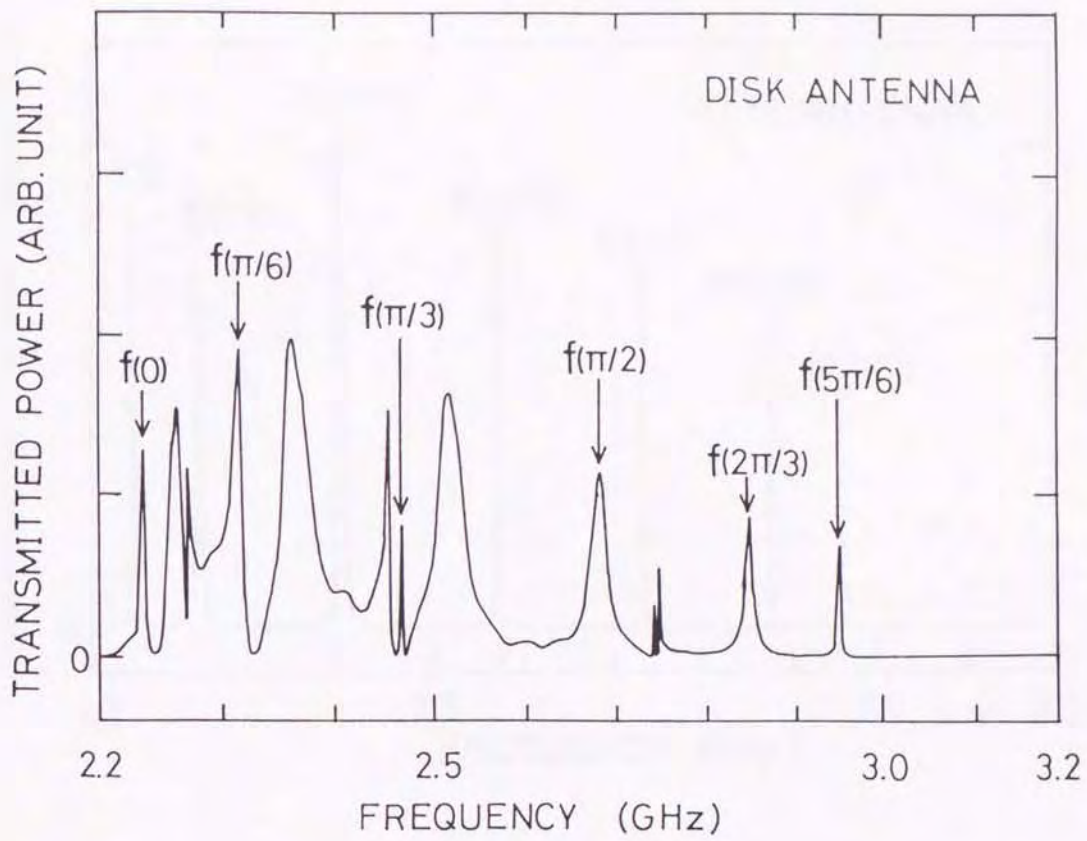
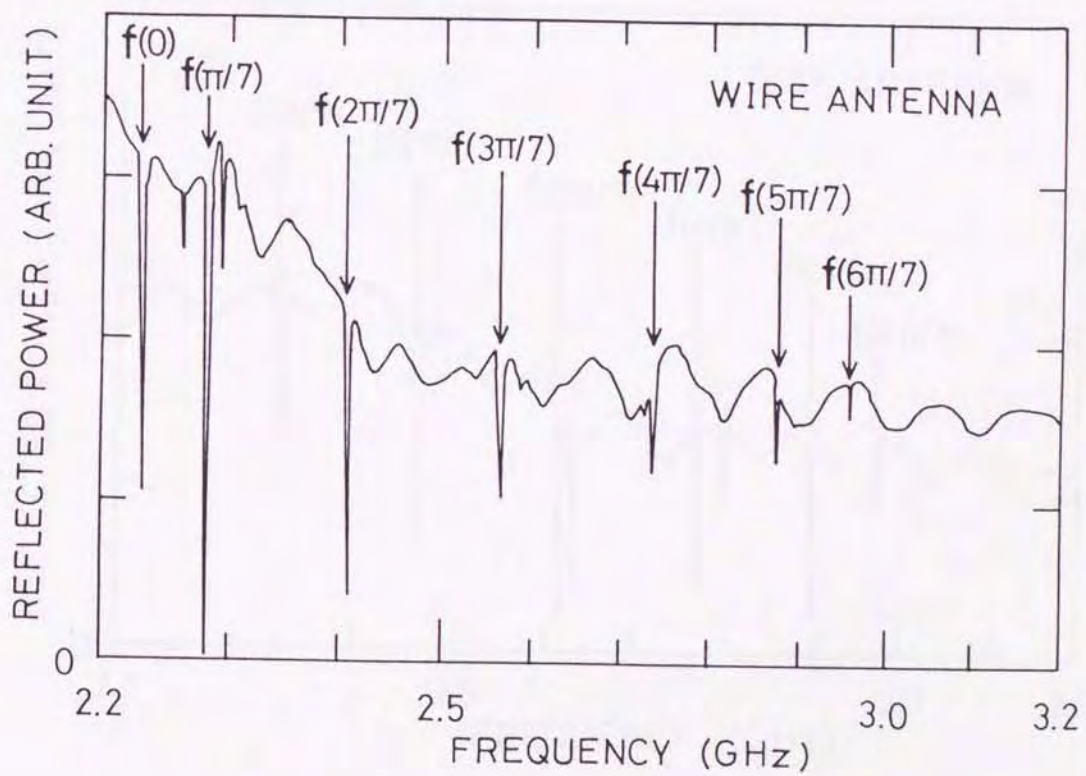
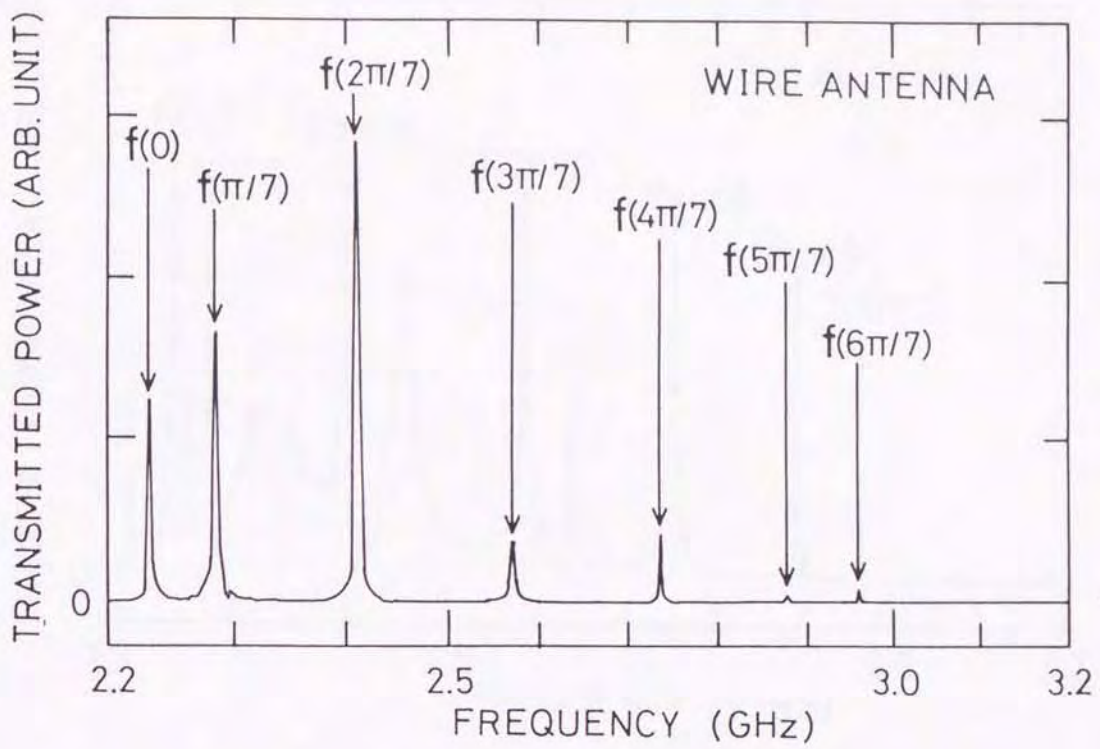
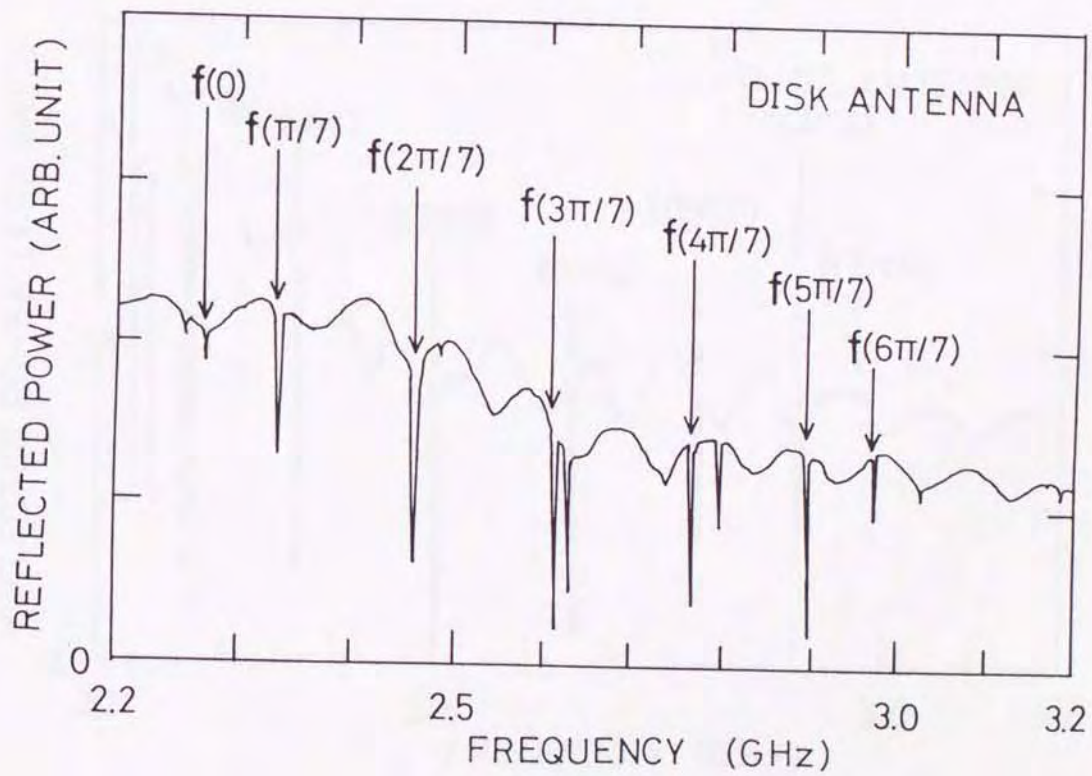
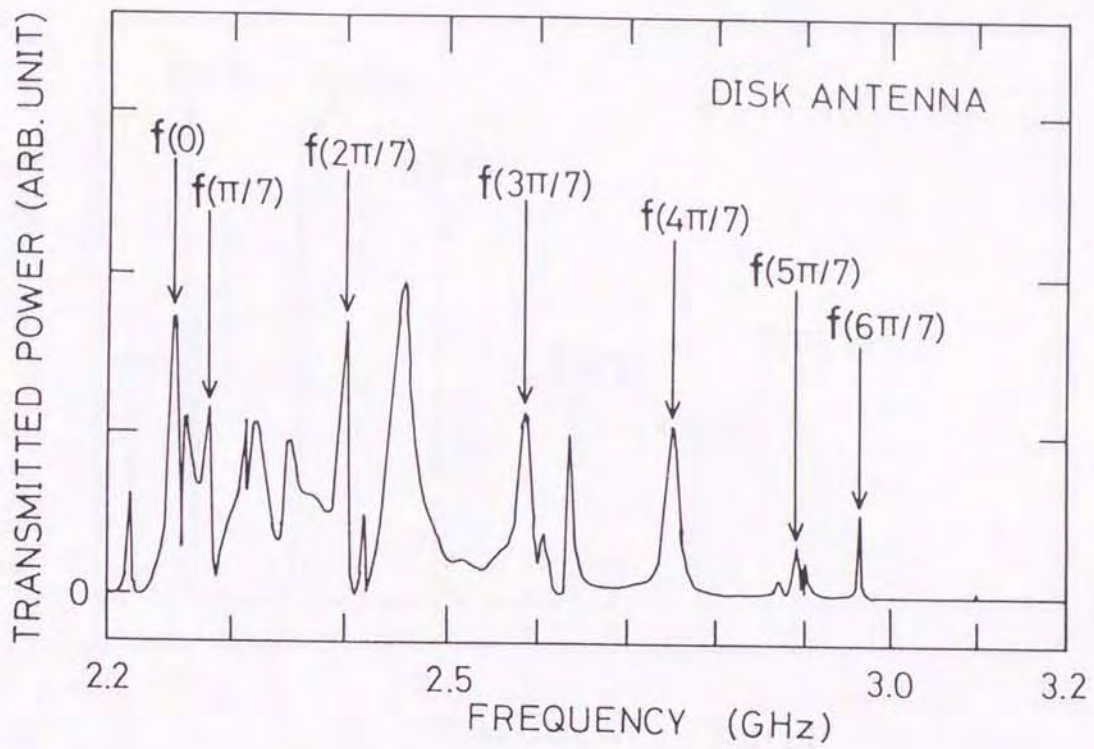
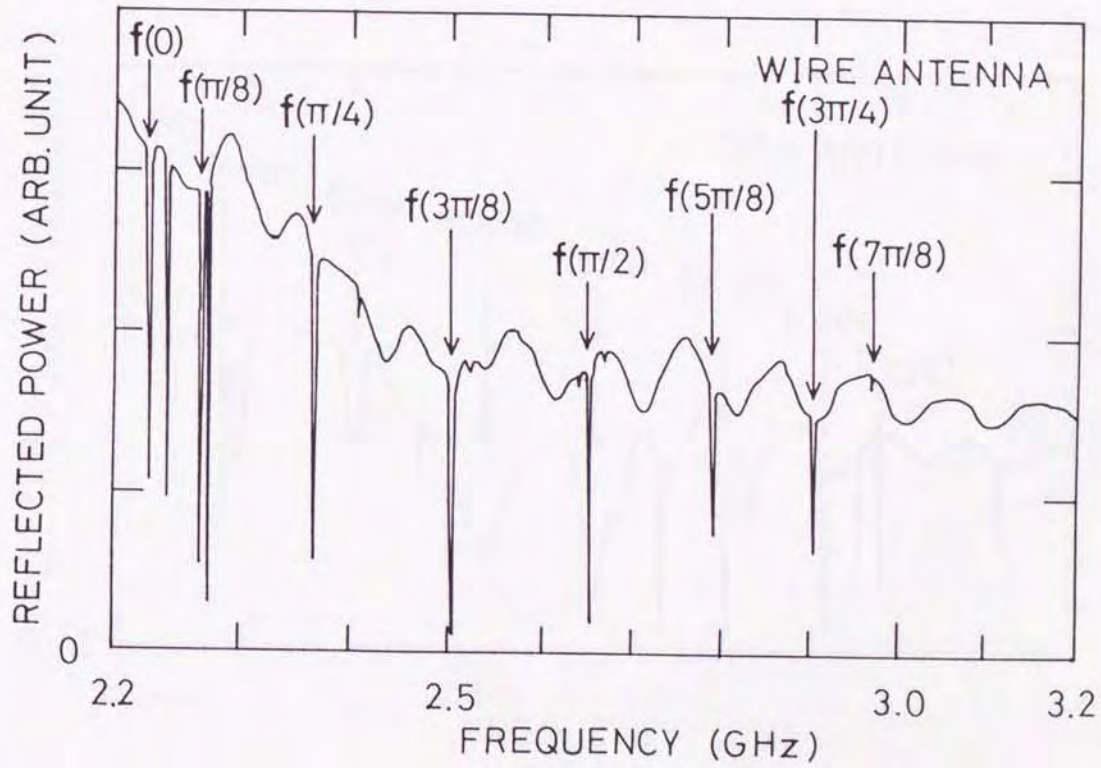
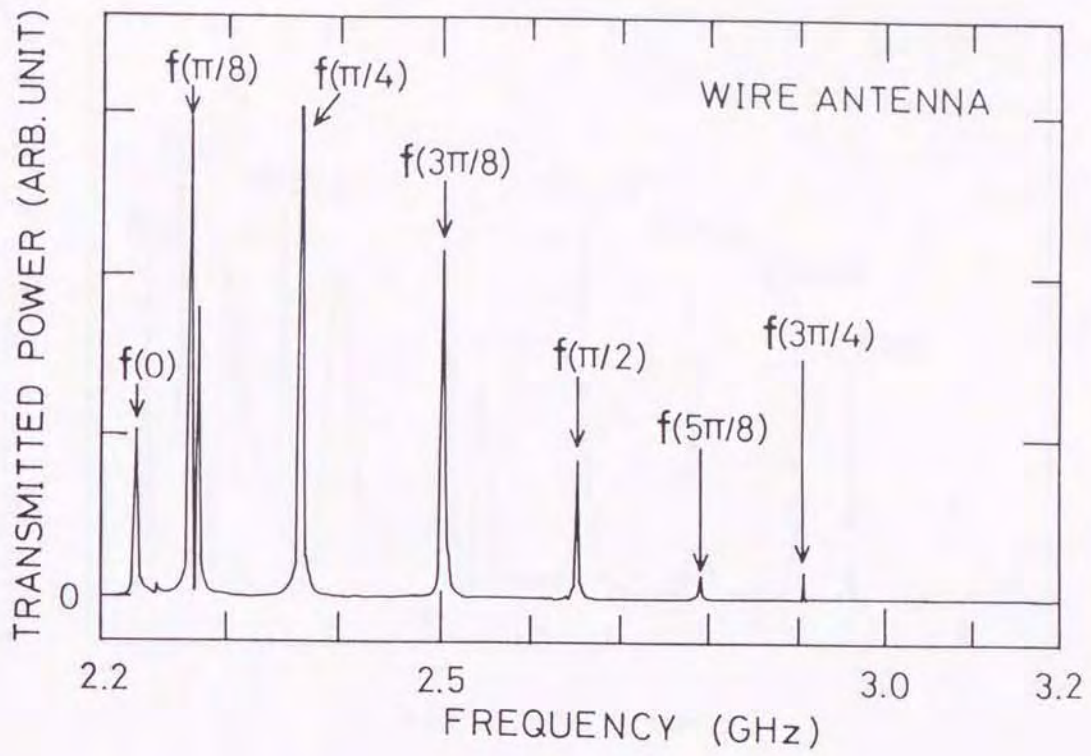


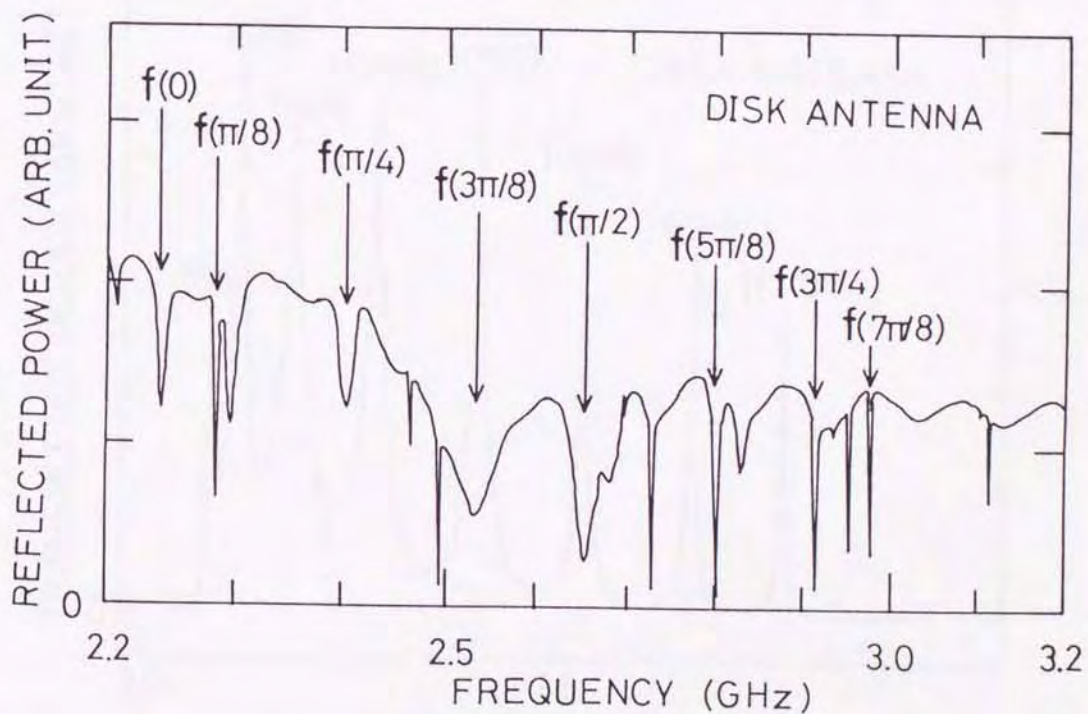
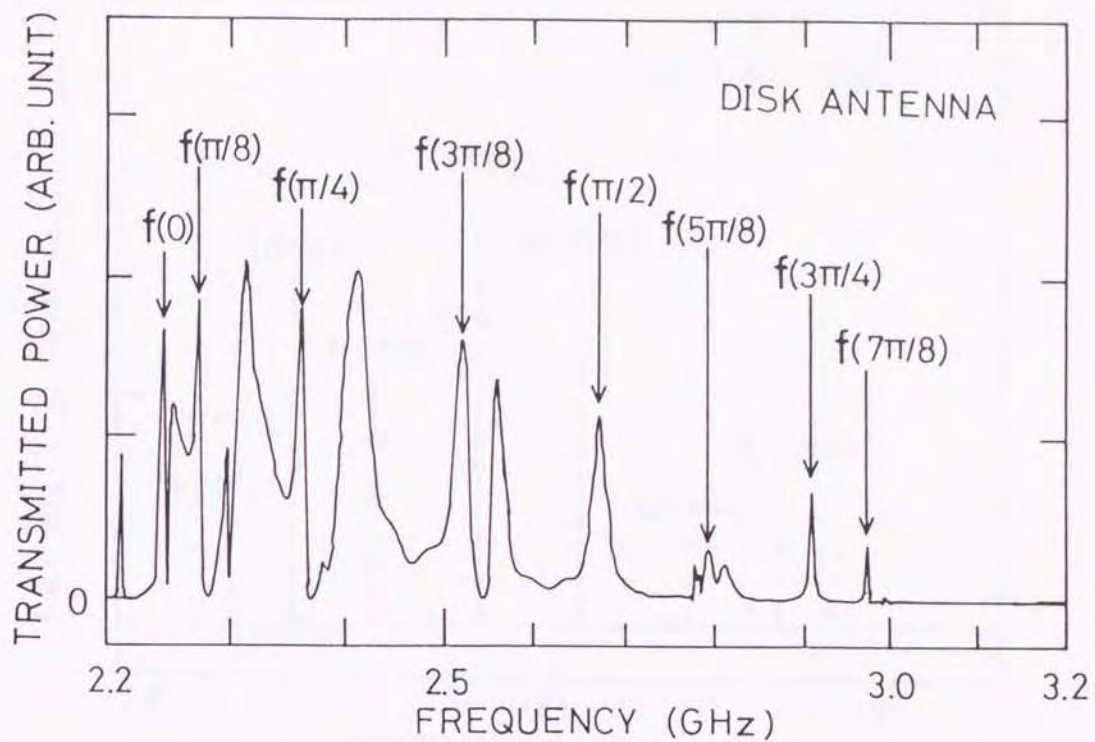
Fig.3.13 Examples of measurement for the cases of passage and reflected method, 6, 7, 8 periods for Type A.











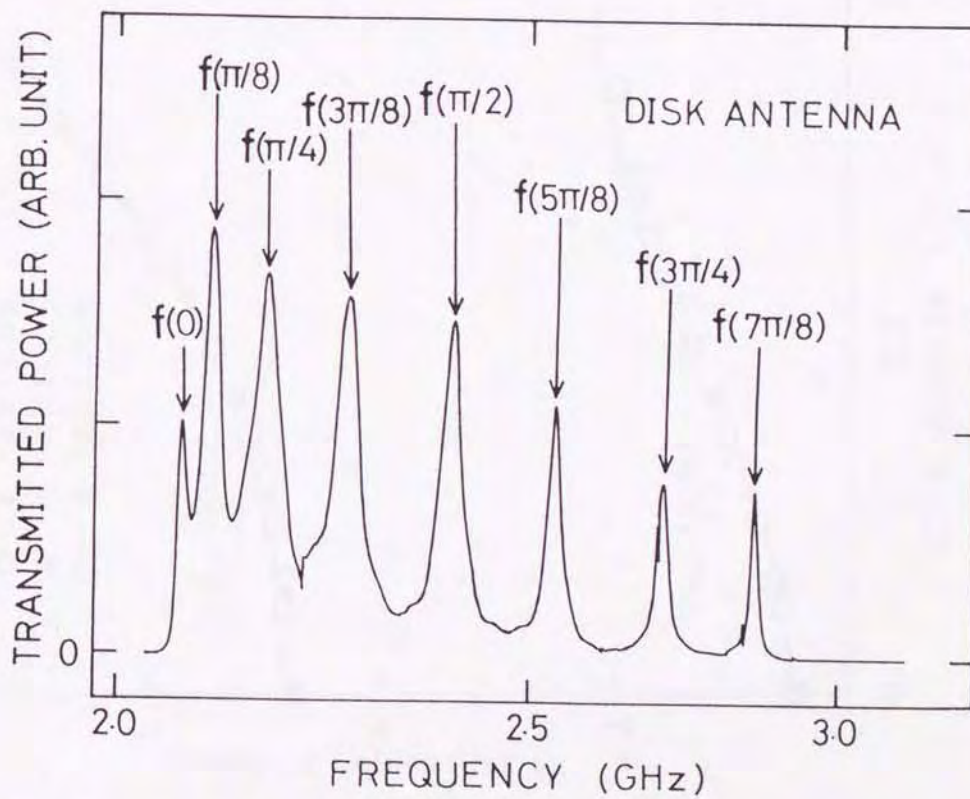
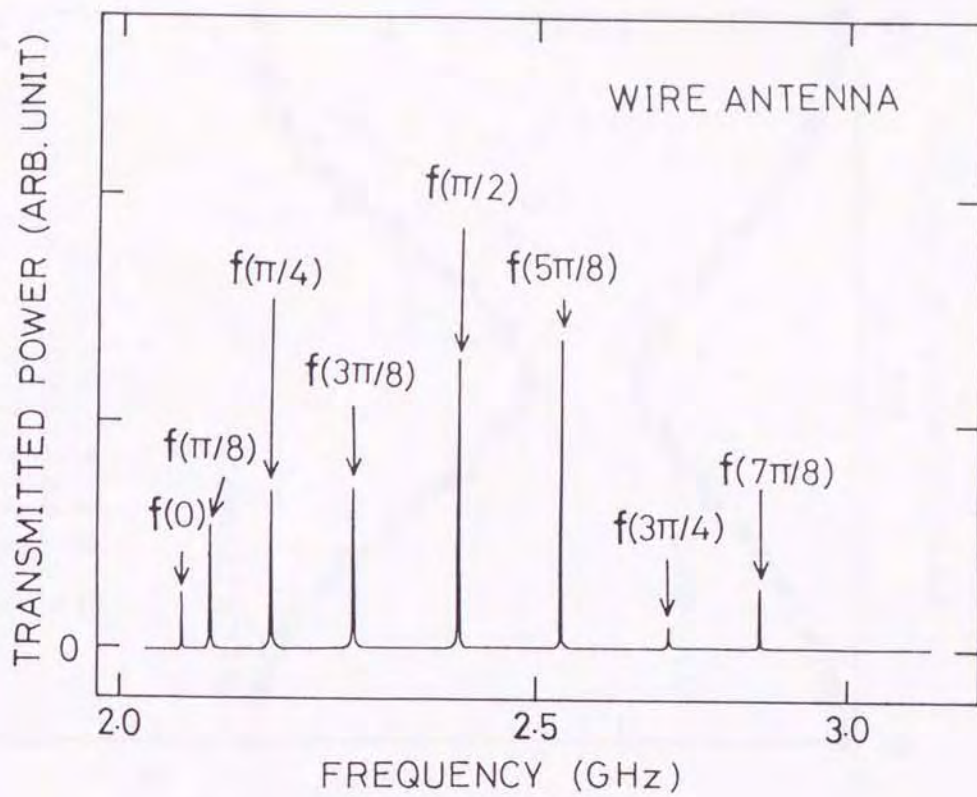


Fig.3.14 Examples of measurement for 8 periods in Type B.

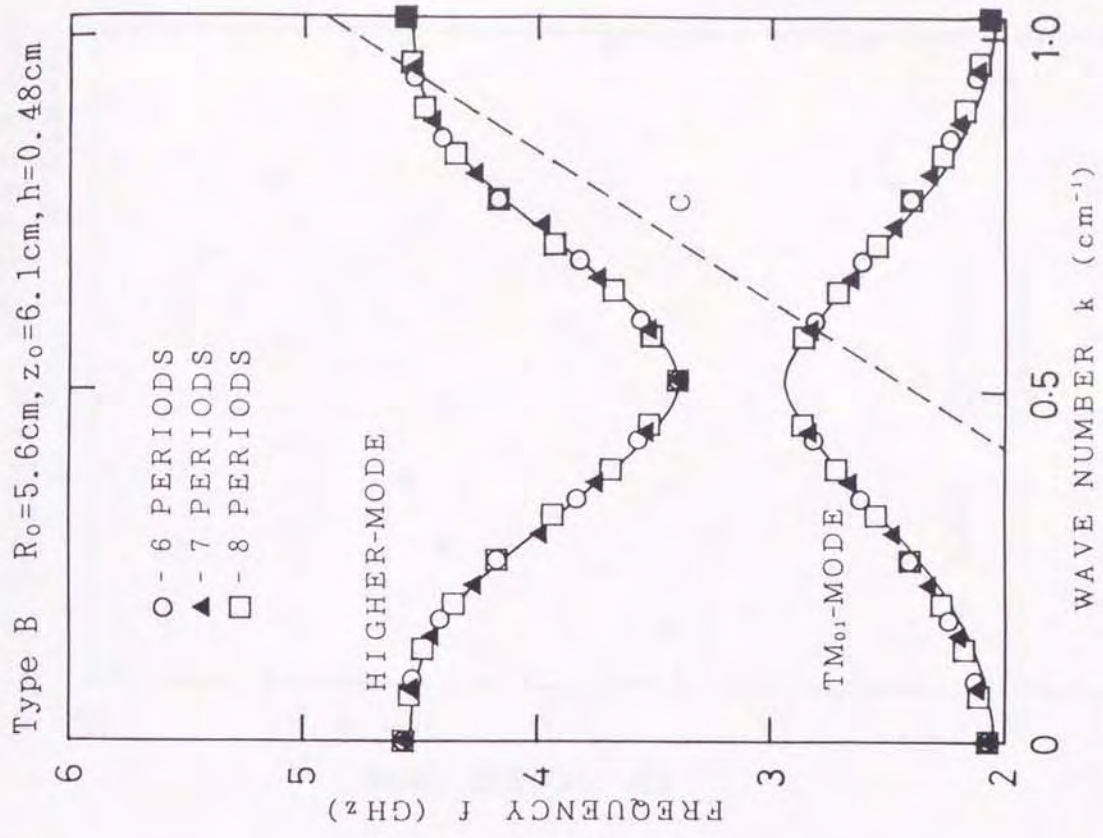
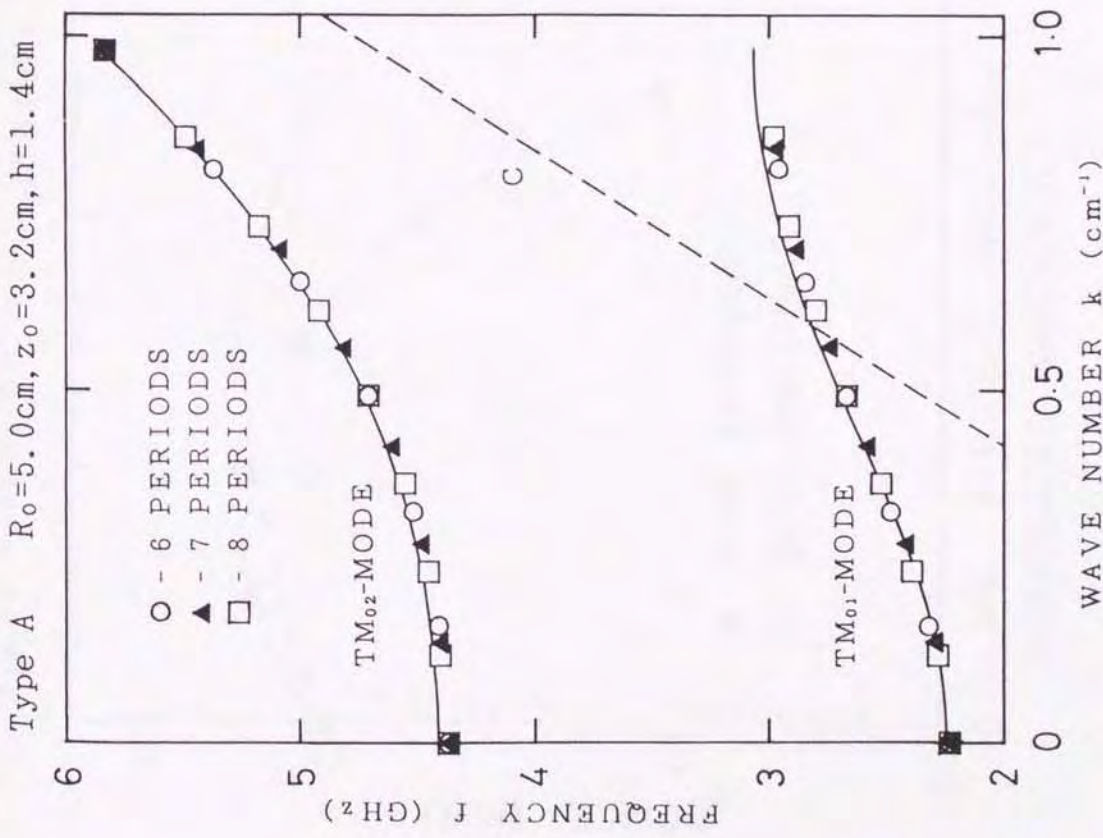


Fig.3.15 Theoretical dispersion curves and measured values of Type A and Type B waveguide.

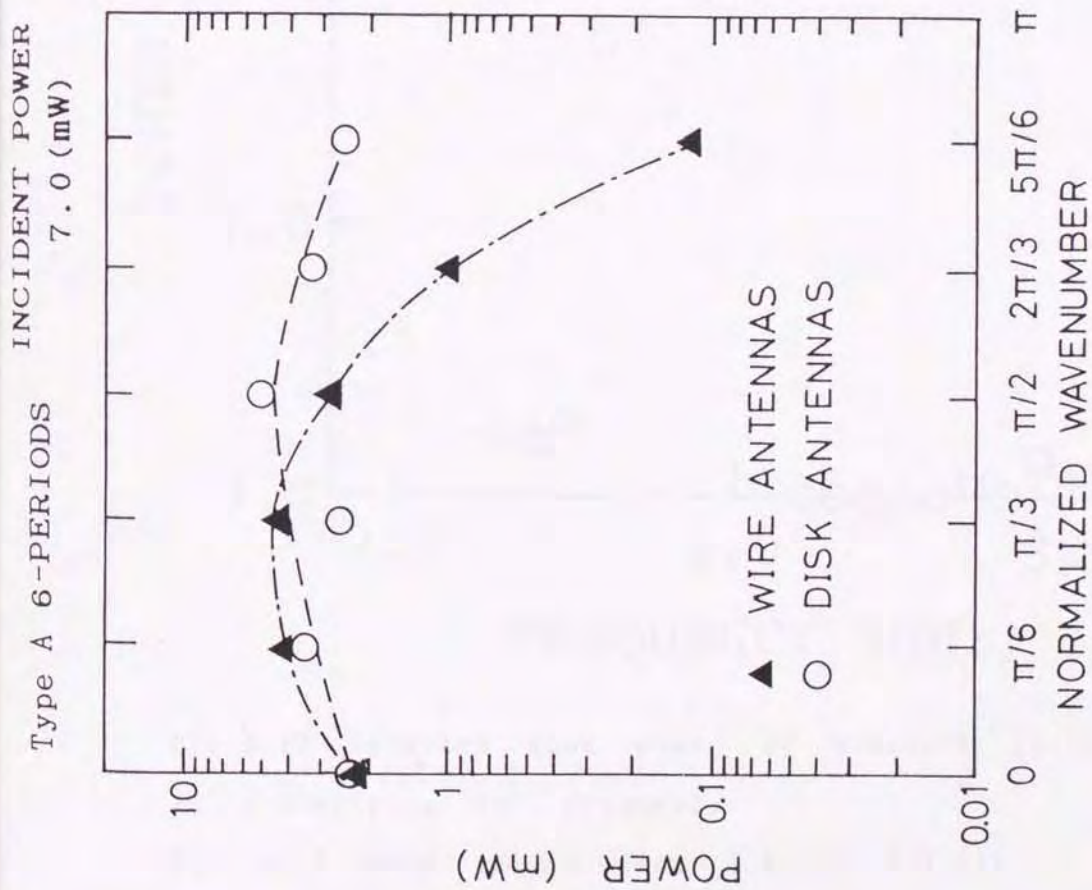
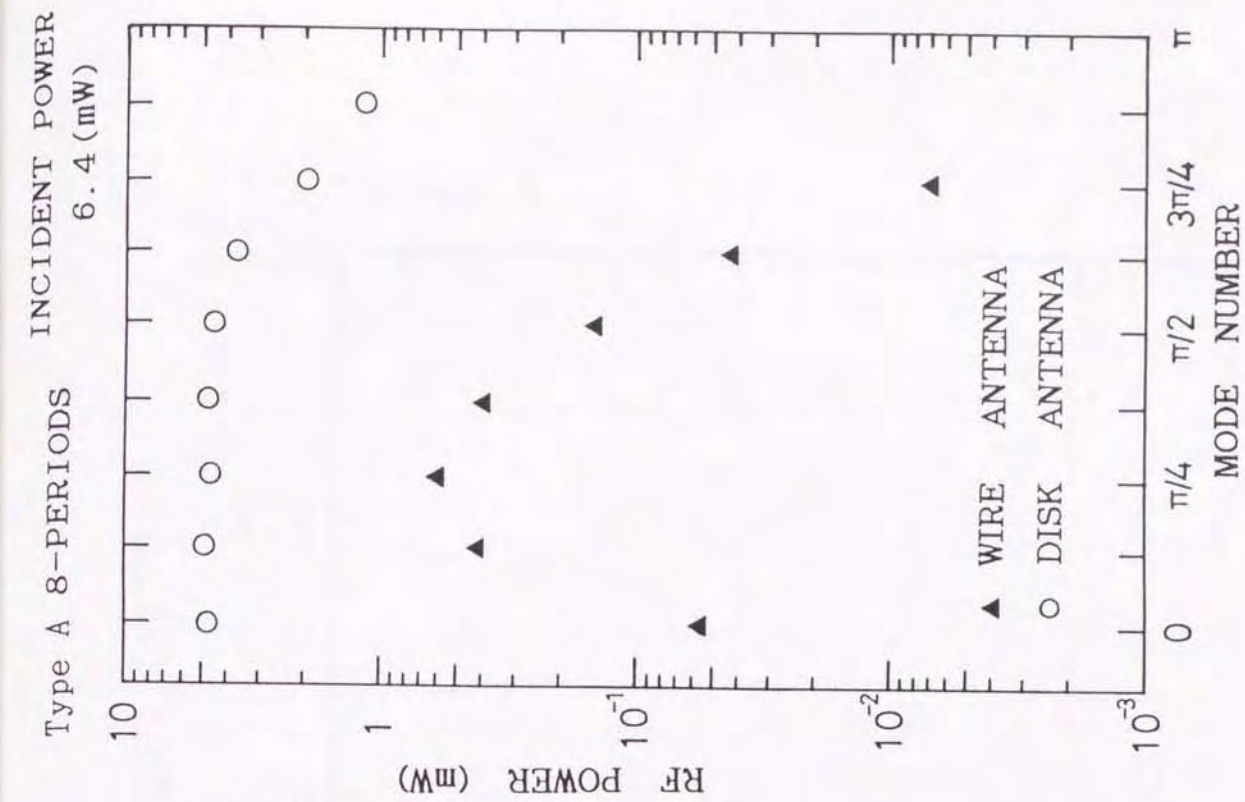


Fig.3.16 Receiving signal by wire and disk antenna, 6, 8 periods.

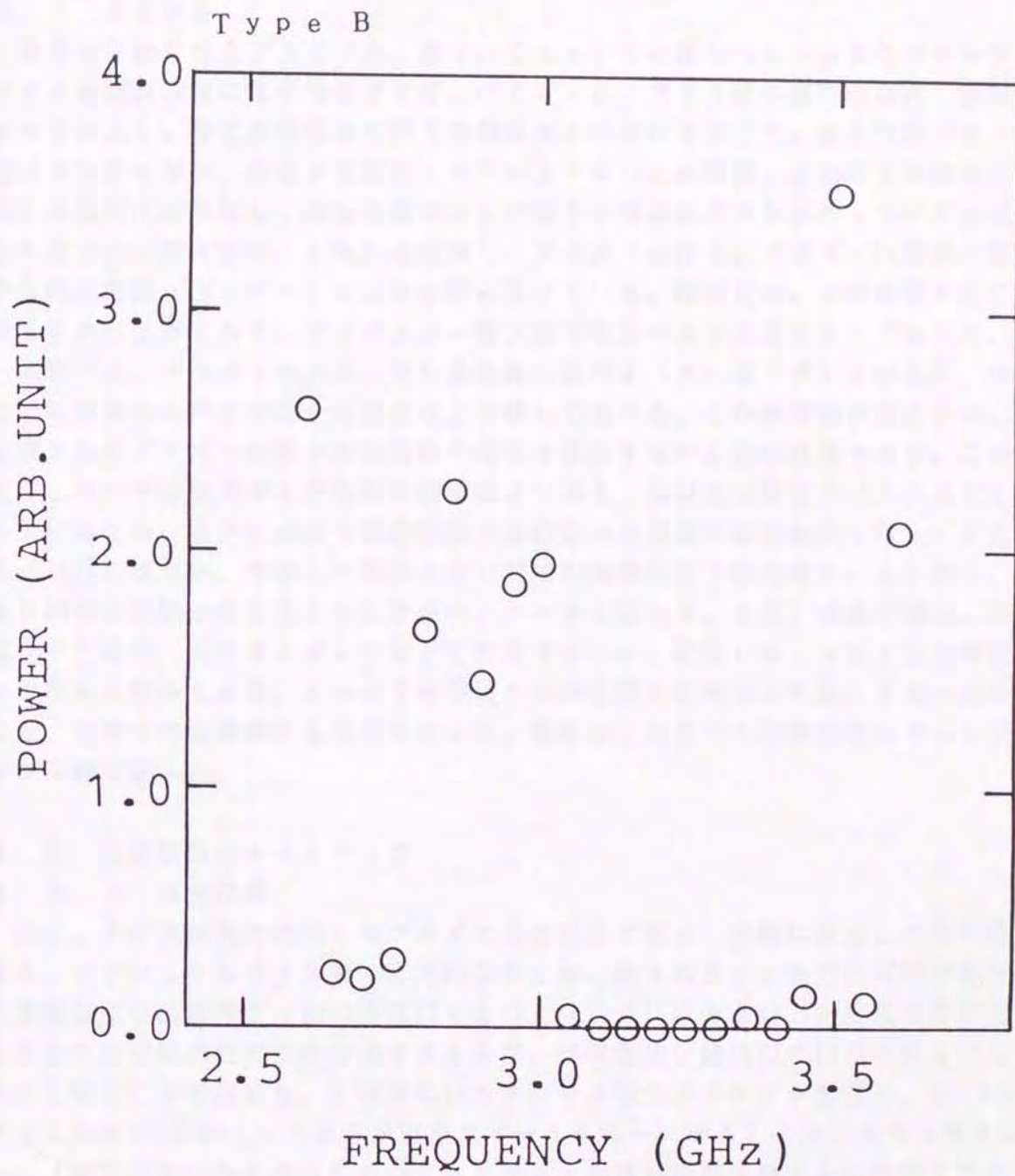


Fig.3.17 Detected peak power of electric field in z-direction vs. frequency.

The stop band exists from 3.0 to 3.4 GHz.

第4章 実験装置

4.1 まえがき

著者が実験を行うプラズマは、数十mTorrの希薄なヘリウムまたはアルゴンガスを直流放電により発生させる。パイレックスガラス製の真空容器内に放電ガスを注入し、常に真空排気を行う差動排気と呼ばれる方法で、真空容器内を一定のガス圧に保つ。熱電子を放出しやすいようにした熱陰極と波形導波管陽極の間に直流電圧を印加し、陰極を飛び出した電子が導波管内部を満たしている放電ガス原子の一部(約0.1%)を励起し、プラズマを作る。プラズマは電源の微小な電圧変動(リップル)により影響を受けている。測定には、この影響を取り除くことが必要であり、ボックスカー積分器で電源のある位相をサンプルする。

本章では、プラズマの生成、主に熱陰極の活性化(エージング)を中心に、今までに経験から得た方法や注意点などを詳しく述べる。この熱陰極の活性化が、生成されたプラズマの質や実験条件の範囲を拡張するため特に重要であり、この方法については使用する熱陰極の種類により違う。各研究室独自のノウハウをもっているため、自分に必要な実験装置の操作法は自分達が試行錯誤し行ってきた方法以外にはない。今後この装置を使い同様の実験を行う研究者に、より良く、よりの確に実験が行えるように著者のノウハウを伝える。また、実験装置は、高電圧や大電流、高圧ガスポンプなどを使用するため、取扱いのミスにより大事故につながる場合もある。このような事故や実験装置の損傷などを起こさないためにも、注意すべき事柄にも重点をおいた。各節は、なるべく実験装置のセットアップ手順に従った。

4.2 実験装置のセットアップ

4.2.1 真空容器

図4.1が本研究で使用したプラズマ発生装置である。実験に使用した真空容器は、パイレックスガラス製で直径約30cm、長さ約60cmの円筒型であり、真空排気用の直径約5cmの排気口をもつ。(排気口は大きい方が排気速度が速くなるので今後真空容器を作成するときは、排気管及び排気口の口径をなるべく大きくすることを勧める。)両端にはステンレス製のフランジを配置し、O-リング(これにAPIEZONという真空気密用グリースを均一に塗る)を使い真空気密を保つ。(真空気密以外の部分においてもガラスと金属が直接接触するのを防ぐため耐熱製のゴムを使用する。)O-リングを使用するため真空度は実験終了後(陰極面を塗りかえた直後は 10^{-5} Torr程度)で 2×10^{-6} Torrである。一方のステンレスフランジには、熱陰極及びその加熱用ヒータを取り付けてありフランジ冷却用流水パイプを外部に取り付けている。また、ガス圧計用のICF70フランジがある。このフランジは、ヒータ加熱時には14V、プラズマ発生時には最大45V程度の電圧を印加するため対地絶縁する。他方のステンレスフランジは、ガス注入用ICF70フランジ、プローブ支持棒用の穴、及びマイクロ波入射用

の窓がある。この窓は、パイレックスガラス製で直径4 cm、内径1 cmのドーナツ形で、インジウムで真空気密を保ち、マイクロ波用アンテナ（直径1 cm、長さ約3 cm）とはO-リングで気密を保つ。このフランジ外部には、ガス導入装置、マイクロ波入射用方形導波管及びTMモード変換用ドアノブカップラー、プローブ駆動装置が取り付けられている。

ガラス容器の設置において、ボルト・ナットなどは手締めとし、スパナ・トルクレンチなどは使用しない。また、真空引き後はナットなどが緩むので手で締め直す。手順は、まず口径の小さい方（直径5 cm）がどこにも接触しないよう注意し、口径の大きい方（直径30 cm）をアルミのアンクルに合わせ真鍮製の固定具を耐熱ゴム及びO-リングを挟んだ状態で固定する。この後、口径の小さい方を同様にアルミのアンクルとICF70変換コネクタに接続する。

真空容器は一般にステンレス製で内部の状態を直接目でみるできないものが使われているようであるが、本実験ではヒータの劣化状態、プラズマの状態、プローブ位置の正確さを確認するなどガラスを用いたことで多くの利点があった。ただし、ガラスを使用することで、取扱いには十分注意が必要である。プラズマ発生中はガラスが高温になるため空冷式のファンが取り付けられているが、水滴がかかるようなことのない様配慮することが必要である。また、マイクロ波入射用フランジは重量が約20 kgとかなり重く取り外すときには導波管・プローブ支持棒がガラスにぶつからないように十分注意する。プローブ交換は、ヒータ側フランジをはずして行うが、その前にプローブ位置を正確に計測しておかなければならない。

4. 2. 2 真空排気系

図4. 2に真空排気系およびガス導入部の概略図を示す。陰極面を塗りかえ、すべての気密を確認してから排気用真空ポンプを動作させる。真空ポンプは、油回転ポンプ及び複合分子ポンプを使用する。油回転ポンプは、3 ϕ 200V電源を使用するため相回転に注意する。動作手順は、まずスローリーク弁を閉じ、次に荒引きのため油回転ポンプを作動する。この分子ポンプは大気圧からの真空引きが可能であるので同時にstartボタンを押しても差し支えない。この後はタービンが加速し800回転に達し定常運転になる。油回転ポンプのみでは約 10^{-3} Torr、複合分子ポンプと組み合わせると本容器では 10^{-6} Torr程度になる。なお、油回転ポンプは低真空時に排気口から油の蒸気がでる場合があるため排気設備を使う、また室内の換気にも注意する。

前述の真空容器からはICF70（固定端または自由端があるので考えて接続する）のステンレスパイプ・真空バルブ・ベローズ管を銅製のガスケットを介して接続し、真空ポンプへつなぐ。ベローズ管は、細かい波形の管壁をもち、縦横に多少変形する。このことでポンプからの振動や接続誤差を緩和することができる。柔軟な構造であるために亀裂が入らないよう、取扱いに注意が必要で、取付は最後に行うようにする。ガスケットを使用した接続は、これに指紋や埃、油などをつけないようにビニル手袋を使用し、重力に沿った方向、すなわち縦方向を

最後に接続すると比較的容易である。

真空容器で注意することは、内部を大気圧に戻す方法を忘れずに考えておかなければならない。スローリーク弁は、分子ポンプが真空状態で停止すると、潤滑油が上昇し逆流するのでこれを防ぐためにゆっくりと大気圧に戻すための装置であり、かつ真空容器内部を大気圧に戻す方法として使用する。

実験期間中は常に(10日間程度)真空引きを行う。ポンプを停止すると気密用バルブからのリークがあるためカソードが劣化してしまうからである。以前は実験終了後、真空容器内にヘリウムまたはアルゴンガスを封入してポンプを停止していたが、陰極の劣化がひどく3, 4日実験をするとプラズマの状態が悪くなっていた。連続運転が可能になってからは、2週間程度は実験が行えるようになった。ただし、これよりも短期間で集中的にデータをとる方が好ましく、劣化してプラズマの発生が良くなかったら特に必要な測定がない限り陰極の塗りかえを行う。

4. 2. 3 熱陰極

図4. 3は熱陰極の構造図である。この熱陰極は核融合研究所の石井和重先生により設計、製作された。熱陰極は、熱電子放出用の活性化陰極面とその加熱用ヒータから構成されている。陰極面に塗った炭酸バリウム($BaCO_3$)を加熱処理することにより熱電子放出を容易にする。熱陰極に負の直流電圧をバイアスし陽極導波管(GND)へ電子を放出させる。この電子が導波管内部に充填されているヘリウムあるいはアルゴンの中性ガス原子を励起しイオン化する。すなわち He^+ あるいは Ar^+ のイオンを生成する。これらと周囲に存在する電子により、準中性の直流放電プラズマをなす。

加熱用ヒータは、定格が16V, 80Aの全波整流電源からの直流電流をニクロム線フィラメントに通し、約1100Wにおいて約800℃まで加熱する。フィラメントは、直径約1mmで低温時の抵抗は約0.1Ωである。これを円形に2重に配置して並列接続してある。3枚の金属円板は、フィラメントからの熱放射を陰極面に効率よく集めるためのものである。フィラメントまでの回路がショートしないようにするため、ガラスパイプで絶縁しているが、フィラメントなどからのスパッタリングによりガラス表面に皮膜ができるようになり、ショートすることになる。このため、ある程度使用後はオーバーホールする必要がある。

陰極面には、ニッケルの金網がスポット溶接してあり、 $BaCO_3$ の付着および均一な電子放出を行う。陰極面の準備は、換気のいい場所で次のような手順で行う。

- 水道水をかき流しながら陰極面を洗浄する。このときニッケルの金網を傷つけないように指の腹で軽くこするようにし、2分程度(完全に綺麗にしなくてもいい)行う。金網が膨らんでいる場合は指で軽く、少しずつ押し立てるべく平らにする。本体が湾曲している場合は、モリブデンのリングを取り外し平らな場所で裏から軽く少しずつたたき平らにする。水洗い後は、アルコールをかけた水と置換し乾燥させる。

• $BaCO_3$ は、ブタノール溶剤で均一になるようにかき混ぜて溶かす。マグネットスターラーを使うと容易に1, 2時間で溶かすことができる。これを軽く乾燥させた陰極面に書道用の筆で1, 2回均等になるように塗る。今までの経験上、厚く塗りすぎるとエージングに時間がかかり、このことによる良い結果は認められない。 $BaCO_3$ 溶液が筆から滴らない程度にふくませ、中央付近から塗る。筆もアルコールで洗浄し、乾燥させてから使用する。絵筆よりも書道用の筆の方が毛が抜けにくいため適している。

• 毛やゴミなどが陰極面に付着している場合は、ピンセットで陰極面を損傷しないよう注意しながら取り除く。この後、ドライヤーで少しずつ緩やかに乾燥させる。

陰極面の取り外し、取付は急がずゆっくりと行う必要がある。特にネジは繰り返し加熱冷却されるためもろくなっており、無理をすると折れてしまうことがある。また外し終わったネジがヒータ回路の溝にはまることも考えられ、ショートの原因になることが予想される。このため溝をあらかじめふさいでおくことが必要である。

4. 2. 4 エージング (熱陰極の活性化)

陰極面に塗った $BaCO_3$ を熱処理して熱電子放出し易くするために行う。このとき、陰極面に塗った陰極剤や陰極に付着した不純物ガス(CO_2 , H_2O ガスなど)が真空容器内に多量に放出され真空度が悪くなる。これらを排出するために常に真空排気するが、陰極加熱によるガス放出が排気能力を上回るようになる。不純物ガスで悪くなった真空状態のままヒータ加熱を行うとフィラメントの寿命を短くすることにもなる。このためなるべく高真空の状態でエージングすることが望ましいが、これでは時間がかかりすぎる。そこで著者が最適であると判断して行っているエージング方法を紹介する。

真空容器内が 10^{-5} Torr程度に十分に高真空になってから陰極面のエージングを行う。ガス圧計と電離真空計を動作させ、真空度を確認後電離真空計を切り、エージング中はガス圧計のみで真空度の目安とする。図4. 4に熱陰極のヒータ電源および安定化直流電源を用いたプラズマ発生回路を示す。 $1\phi 100V$ 電源を全波整流で直流に変換しヒータ電源とする。低温状態では前述のように、フィラメントの抵抗が 0.1Ω 程度と低いため、電圧の上昇に比べて電流の増加が大きい。初めは、ヒータ電流計で4A位ずつ上昇させ、ヒータ電圧が3, 4V位からは電圧計で0.5V程度ずつ上昇させる。この操作をガス圧が3~5mTorrであることを確認しながら行う。ガス圧の変化は、約200Wぐらいから急になる。このころからヒータが熱くなりはじめ、ガラス管の外からも熱が感じられるようになる。しだいに陰極面は黒く変化し、700W程度から赤くなり始める。約500W以降は、3mTorr以内でエージングを行った。これをヒータ電源が約14V, 80Aを示すまで行う。最終的には、1100W程度で真空度が 10^{-5} Torrのオーダーになって、エージングが終了する。エージング開始から終了までの時間は1日10時間程度で3日間程度である。前日行ったところまでは容易にエー

ジングできるが、途中200W前後で真空度が悪くなることがあるので、この付近ではゆっくりとエージングする。

4. 2. 5 放電ガス注入

放電気体として、ヘリウムまたはアルゴンを使用した。100気圧程度の高圧ガスボンベから、放電容器内へ数十mTorrまで減圧して注入する。ガスボンベからレギュレーターで1気圧未満に減圧し、シンフレックスチューブを通し放電容器へ導くが、途中に微調整用のニードルバルブとガス遮断用のバルブを配置する。シンフレックスチューブは、高真空を保てないためなるべく高めのガス圧にしておく必要があるが、ガス圧計端子など低圧用の設計がなされているため1気圧以上になると簡単にはずれ、気密を保てなくなるので注意しなければならない。

常に真空排気した状態で、レギュレーターで500Torr程度に調整しニードルバルブで数～数十mTorrに微調整しガスを流し続ける差動排気により、一定のガス圧を得る。

初めて配管した場合、シンフレックスチューブ内の空気を排気し、少しずつ放電用ガスを流し清浄化する。手順に慣れていないうちは、事故を防ぐためにガス遮断用のバルブを閉めた状態で放電用ガスを少しずつ流すべきであるが、著者はこの間のリークを嫌い遮断用バルブを開けたまま、ニードルバルブをほんの少しだけ開けた状態（目盛りで7.5～8.0程度）でレギュレーターを調節しながら少しずつガス圧を上げていく操作を行った。

4. 2. 6 直流放電プラズマの生成

エージングが終了し、ガス圧が十分に安定してから図4.4に示す安定化直流電源を用いて、熱陰極と陽極導波管の間に直流電圧を印加する。安定化直流電流源を使用し、ヘリウムでは電圧-20～-30V、アルゴンでは-5～-20Vで電流5～30Aのグロー放電によるプラズマを発生させる。活性化し熱電子の放出が容易になった熱陰極に前述の負の電圧を印加すると、電子は陽極の波形導波管へ放出される。この電子がヘリウムまたはアルゴンの中性ガスを励起し、プラズマが生成される。本研究では、中性ガスの1/1000程度がイオン化している。電子は密度勾配をもち導波管内部に進入し、これにより密度勾配をもつプラズマが波形導波管内部に装荷される。安定化直流電流源は、1φ100Vを整流し直流に変換したもので、const.voltのダイヤルを（微調整用も含め）最大にし、const.curr.のダイヤルで電流を調整する。const.curr.ダイヤルを回すと急に電圧が20V程度まで上昇しその後は次第に安定する。CCの赤色ランプは定電流源であることを示し、この状態で使用し、CVの緑色ランプの定電圧源としては使用しない。電流を増していき35V程度を越えるとCVに切り替わってしまうので、電流を下げなければならない。本研究では、熱陰極の状態がいい場合、ヘリウムで52mTorr, 30V, 28Aアルゴンで7.5mTorr, 20V, 25A程度までの実験範囲が可能であった。この安定化直流電源およびヒータ加熱用直流電源は、50Hz電源からの微小のリップルを含む。このリップルにより、プ

ラズマは100 Hzで変動する。この効果を取り除くため、プラズマの測定では50 Hz電源の任意の位相のみをサンプルする必要がある、ボックスカー積分器を用い25 Hzでサンプルした。

4. 2. 7 大出力マイクロ波発振器

パルス・マグネトロン発振器（周波数2.7~2.9 GHz, パルス幅0.2~2.75 μ sec, パルスパワー2.0~100 kW, 繰り返し周波数200 Hz）から周波数2.856 GHz, パルス幅1.0 μ sec, パルスパワー0~60 kW, 繰り返し周波数25 Hzを得る。これを波形導波管内に入射し、導波管中のプラズマのイオン飽和電流または高周波電界をそれぞれラングミュア・プローブまたは高周波測定用プローブで測定する。マグネトロンは、よく知られているように真空管, 強力な永久磁石, 同調回路用コンデンサから出来ていて、サイクロトロン振動に似た機構で発振するものである。

マグネトロン電源は、以下の手順で動作させる。

- 3 ϕ 200 V電源を裏のパネルに入力し、主電源レバーをONにする。このときマグネトロンのブローワーが同時に動作し、これを空冷する。
- トリガー（パルス発生器）を25 Hzに設定し、EXT. TRIG. 3 V端子に入力する。
- ヒータ電源を17 V, 3.1 Aまでゆっくりと上げる。（電流が3.1 Aを越えないようにし、最後は電圧計で17 Vに設定する）
- 高電圧ボタンをONにし、ヒータ電圧が定格になるように調節後P.V. ADJ.のスライダックを回し19~25 kVにする。15 kVまではマイクロ波が発振しないため、実験中は完全にゼロにする必要はない。

マイクロ波は方形導波管をTE₁₀モードで伝搬し、ドアノブカップラーでTMモードに変換され、波形導波管中に入射される。方形導波管内部には放電を起こさず効率よく大出力のマイクロ波が伝搬できるようにSF₆絶縁ガスを満たしている。また気密を保つためにO-リングやインジウムを用いて接続している。途中の方向性結合器から分波し、パワーメーターで入射マイクロ波パワーを計測する。分波で50.1 dBの減衰があり、パワーメーターで時間平均するため、約数十 μ Wが検出される。これをパルスパワーに変換した値が入射マイクロ波のパワーである。

4. 2. 8 測定系

波形導波管内部のプラズマの情報（プラズマ密度, 電子温度, プラズマポテンシャルなど）または中心軸上の軸方向高周波電界E_z分布を知るために、ラングミュア・プローブまたは高周波電界受信プローブ（RFプローブと略記）を使用する。これらのプローブを波形導波管の中心軸上で移動させる。受信信号をそれぞれの検出器で電圧に変換し、ボックスカー積分器を通して任意の電源位相でサンプルし平均化して記録する。

(1) ラングミュア・プローブでのイオン飽和電流の測定

ラングミュア・プローブによるイオン飽和電流の測定により、間接的にプラズマ密度を求める測定方法は、長い間プラズマの研究者により行われてきた。この方法では測定位置での局所的なプラズマ密度を直接簡単に検出できるという大きな利点があるが、プローブによる擾乱が無視できないという欠点もある。プローブの形状は図4.5の様になっており、先端の金属面(約 0.8 mm^2)に十分負の電圧(-30 V)を印加する。電子はこのポテンシャルで跳ね返されるが、イオンは金属面に向かって飛び込んでくる。イオン飽和電流 I_{i_s} は、近似的に

$$I_{i_s} = A \frac{en}{\exp(1/2)} \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad \dots (4.1)$$

で表される。ただし、 A はプローブ面積、 e は電子の電荷、 n はプラズマ密度、 T_e は電子温度(K)、 m_i はイオン質量である(準中性プラズマを考えイオン密度とプラズマ密度が同じであると仮定する)。(4.1)式より、電子温度が一定のときプラズマ密度はイオン飽和電流に比例することから、従来はイオン飽和電流の測定で間接的にプラズマ密度が測定できるとして実験が行われてきた。ところが、本研究の波形のプラズマ導波管における測定では、プラズマポテンシャルが導波管形状に一致して大きくなっていることがわかった。すなわち、プラズマ密度の変化を知るためには、プローブ特性による定量的な密度測定が必要となる。

(2) 高周波電界測定用プローブによる導波管中心軸上の軸方向電界分布の測定

軸方向に 2 mm の方向性をもたせた高周波用のアンテナ(RFプローブ)を用い、導波管中心軸上で、軸方向高周波電界 E_z の測定を行う。図4.6にRFプローブの形状を示す。プローブの先端を除き、同軸円筒金属でシールドされている。波形導波管内部では、軸対称 TM_{01} モードを励振しているため、中心軸上では高周波径方向電界 $E_r = 0$ である。

波形導波管内部で $\omega = \omega_c$ となるプラズマ密度の場所で、比誘電率 $\epsilon_s = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$ が零となる臨界密度面が形成され、少し手前の引き返し点でマイクロ波が反射されるために定在波が励振される。この定在波電界を受信することにより波形導波管中心軸上での E_z 分布を測定する。

プローブ信号は、セミリジッドケーブルで検波器へ導く。検波器の直前でアッテネータ(20 dB)を用い信号を十分に減衰させる必要がある。プローブ信号の直流分をカットするために導波管型検波器を使用し、高周波信号を2乗検波する。この出力をオシロスコープとボックスカー積分器へ入力し、X-Yレコーダで記録する。キャビトン中の電子プラズマ波は、時間平均されたX-Yレコーダ出力では小さくなるため、オシロスコープにより積分されていない信号からキャビトンの正確な位置を確認する必要がある。

(3) ラングミュア・プローブ特性の測定

図4.5のラングミュア・プローブを用いプラズマのパラメータ(電子温度

T_e 、プラズマ密度 n 、プラズマポテンシャル V_p) の測定を行う。プローブ印加電圧を $-25 \sim 10$ V まで変化させレコーダの X 軸に、プローブ電流を Y 軸に入力し記録する。この測定例を図 4. 7 に示す。イオン飽和電流は、プローブ印加電圧が大きくなるに従いイオンがこのポテンシャルで加速されるため増大する。プローブ特性は、電子電流が零になる点 (三角形の位置) からの接線を引き電子電流のみ (図の矢印) を対数で表し (図 4. 8)、プローブ印加電圧と電子電流のグラフから解析する^{(50), (51)}。直線 T_e の傾きから電子温度が、直線 T_e と電子飽和電流の直線 S_e との交点 P の電子電流 I_{e0} から計算により電子密度が、交点の電圧 V_p からプラズマポテンシャルがそれぞれ得られる (第 5 章参照)。

前述のイオン飽和電流の測定は、ラングミュア・プローブに -30 V を印加したときのイオン飽和電流を示しているわけで、あくまでもプラズマ密度の目安であり、プローブ特性からの定量的なプラズマ密度を測定する必要がある。ただし、ラングミュア・プローブ特性は、プローブを導波管中心軸上のある点に固定し先に述べた方法で測定を行うため、測定点 1 点に対して $20 \sim 30$ 分程度かかり、この解析も一点につき 30 分程度と膨大な時間が必要である。このためイオン飽和電流の測定はプラズマの特性を知るための簡単な測定方法であり、定量的な解析のためにラングミュア・プローブの特性測定を行う。

(4) オシロスコープ (VC-6165)

オシロスコープは、マイクロ波とゲートパルスの時刻を設定するため及び RF 電界測定の場合にキャピトンの正確な位置を積分されていない信号から観測するために使用する。デジタルオシロを使い、時間設定の縦線を $1 \mu\text{sec}$ に固定し、マイクロ波を適当なパワーで入射することにより、マイクロ波入射のゼロ時刻を決め、ここを基準としてゲートパルスの時刻を設定する。イオン飽和電流の時間変化に対する測定において、マイクロ波入射中の時刻を X-Y レコーダに記録するために用いる。また、RF 電界測定においてキャピトン中の電子プラズマ波は、プローブ位置により現れる時刻が違ってくる。このためボックスカー積分器のゲートパルスをマイクロ波入射中の特定の時刻に固定することができず、積分された信号からキャピトンの位置を確定することができない。そこで、オシロスコープで積分されていない信号から、正確なキャピトンの位置を確認しなければならない。

そのほか、 25 Hz のパルス発生器の調節やそのパルスが電源のどの位相であるかを調べるため、検波器の較正、マイクロ波の周波数の測定等に使用する。

(5) ボックスカー積分器

プラズマは、熱陰極と波形導波管との間で直流放電により生成されている。しかし、熱陰極のヒータおよび直流電流源は、 50 Hz 電源から全波整流したものであるので 100 Hz の微小なリップルを含む。この微小な電圧変動がプラズマに与える影響を取り除くために、ボックスカー積分器を用いて電源のある位相に固定し、 25 Hz でプローブ信号をサンプルし平均化する必要がある。

ボックスカー積分器の設定は次のようにする。図4.9に示すように、マイクロ波パルスとゲートパルスを設定する。すなわち、イオン飽和電流の測定では $1\mu\text{sec}$ のマイクロ波遮断後 $0.4\sim 0.5\mu\text{sec}$ のプラズマ密度が安定している時刻に測定する。RF電界測定ではオシロスコープで観測する限り電子プラズマ波も含めてマイクロ波入射中に信号が観測されるため、マイクロ波入射中の $1\mu\text{sec}$ のゲート幅で測定する。ラングミュア・プローブ特性ではイオン飽和電流と同一に設定するが、マイクロ波入射中にゲートパルスを設定しても波形の乱れは少なく、十分測定ができる程度であった。

ボックスカー積分器のパネルを図4.10のように設定すればこの測定が行える。

MODEL165:

- SIG.IN端子へラングミュア・プローブまたはRFプローブからの信号を入力する。X-Yレコーダでのゼロ位置は、この入力を遮断することで求める。
- SIG.OUT端子からはボックスカー積分器のゲートパルスが出力されるので、これをオシロスコープでモニターする。
- SENSITIVITYは通常 2.5V レンジを使用した。一連の実験を比較する場合は、各測定器のレンジを変えないようにすると一目で違いがわかる。OVLDの赤ランプが点灯しないようにする必要がある。MODEL162のメータのフルスケールは、このレンジに対応する。
- 銀色のダイヤルおよびボタンはMODEL162のメータのゼロ調整である。ゼロに合わせる必要はないが、ゼロからの差が常にX-Yレコーダのゼロ位置を底上げするので、レコーダのレンジを小さくできなくなることがある。ボタンを押したときがゼロを表し、メータの指針をその近くにダイヤルで調整する。
- TIME CONSTANTダイヤルは、MODEL162のそれよりも十分小さな値にする必要がある。

MODEL162:

- 外部トリガーにより動作させるため、パルス発生器からの 25Hz 、 3V の信号をINPUT端子へ入力する。
- APERTURE, APERTURE DELAYによりゲートパルスを形成する。
- APERTURE DURATIONの黒および赤ダイヤルをオシロスコープを見ながら調節し、ゲートパルスの幅($0.1\mu\text{sec}$ など)を設定する。
- APERTURE DELAYによりゲートパルスの移動範囲およびスタート位置(INITIAL %で調節)を設定する。
- TRIGGER LEVELは、オシロスコープのゲートパルスを見ながら安定するように適当に調節する。このときTRIGGEREDの緑ランプが点滅していなければならない。
- FUNCTIONは、MODEL165のみを使用するのでAにする。例えば、Bにもう一つのパネルをつければA-Bでノイズを取り除くことも可能である。
- TIME CONSTANTは信号の取り込み数に相当する。MODEL165のそれよりも大きくする必要はあるが、プローブ移動速度やレコーダでの記録速度に比べて十分に小さくしなければならない。

• OUTPUT端子は、平均化された信号と、さらに微分した信号を出力できる。本実験では $f(t)$ 端子を使用する。

(6) X-Yレコーダ

イオン飽和電流の測定では、縦軸にイオン飽和電流を横軸にラングミュア・プローブ位置をとる。レコーダのペンの移動方向は実際のプローブの移動方向と合わせた方がいい。Y軸には、ボックスカー積分器からの増幅された信号が入力されている。ただし、レコーダのゼロ点と実際のゼロ位置は違う。イオン飽和電流のゼロ位置は、現在ではボックスカー積分器への入力の直前 (SIG.IN) を外すことにより求めている。これにはノイズが含まれている可能性があるが、最もこの影響が少なくなるように選んだ。X軸には、プローブ位置検出用のポテンシオメータからの信号を入力する。

RF電界測定においても同様に接続する。2乗検波された信号はマイナス電圧であるので、Y軸入力に注意する。

イオン飽和電流の時間変化では、X軸はボックスカー積分器の裏にある端子からゲートパルス掃引による時間軸をとる。

X, Y軸ともに、 $0.05 (mV/cm) \sim 20 (V/cm)$ のレンジがある。過電圧が入力されても自動的に入力を減衰できるので、壊す心配は少ない。

A3グラフ用紙をHOLDスイッチで固定する(静電気による)。レコーダペンは赤と黒の2種類あり、交互に使えば1枚のグラフ用紙に数本描かせることができる。測定では次のことに注意が必要である。必ずZERO位置を記録する。データのパラメータ、日付など、なるべく多くのことを記入しておく。X軸の移動距離を導波管軸上での移動距離に換算しなければならない。電源投入時などにペンが急激に大きく動くので注意する。

4.3 実験装置, 計測器の操作

4.3.1 電離真空計

初めて使うときは、EMMITON (以下EMM.と略す) を最小にして、PRESSUREボタンONで 10^{-4} レンジでちょっとだけ点灯 (RESETボタンを押す) させてみる。

(1) EMM.をMIN.にし、 10^{-4} レンジで点灯させてみる。EMM.がMIN.のときに示す真空度は、正確な値の約半分である。(10^{-6} Torr以上の感度ではこの様にはならない)

(2)レンジダイヤルをZEROに戻し、ZERO調整を行う。

(3)EMM.ボタンを押して、EMM.ADJ.でWN1に合わせる。

(4)PRESSUREボタンを押して、再度ZERO調整を行い、レンジダイヤルを変えて測定する。

注) DEGASボタンは、高真空 ($10^{-7} \sim 10^{-8}$ Torrオーダー) のときに、ガラスやフィラメントなどに付いている不純物を取り除くためのものである。フィラメント電流を多く流し、フィラメントやガラス容器を高温にする。本研究では使用しない。

4. 3. 2 陰極表面

陰極表面に $BaCO_3$ を塗布し、加熱処理することにより (BaO にする) 熱電子の放出を良くする。

(1) $BaCO_3$ を溶剤のブタノールで、均一になるまで十分にかき混ぜる。マグネットスターラーを使うと1, 2時間で混ぜることができる。

(2) 陰極表面を固定しているネジをはずす。

(3) 陰極表面に付いている古くなった BaO を取り除く。

指の腹で陰極表面に触れる程度で軽くこすりながら水洗いを行う。ほんの軽く、無理をしないように注意する。ニッケルの金網がふくらんでいるので、ほんの少しずつ指の腹で押して平らにする。表面の板が湾曲した場合は、枠の金具を取り外し平らな場所で裏から軽くたたいて平らになるようにする。

(4) 水気をかき取りアルコールで洗い流すことにより、水とアルコールを交換してから乾燥させる。

(5) 換気の良い場所で、 $BaCO_3$ 溶液を書道用の筆を用いて全体が均一になるように、薄く塗布する。厚すぎても薄すぎてもよくないが、どちらかというとなりの方がいい。筆もアルコールで洗浄し、軽く乾燥させてから使用する。使用後は水洗いし乾燥させておく。

4. 3. 3 陰極エージングの詳細

まず、シンフレックスチューブなどのガス導入部のリークエアを抜いて、 He (or Ar) ガスを詰め直す。ガス導入バルブは、この後に閉める。

(1) 放電管内部が真空度 10^{-5} (Torr) オーダーになるまで真空引きを行う。

(2) 冷却水、冷却用ファンを作動させる。

(3) 陰極加熱用電源を入れ、少しずつスライダックを回す (電流計で $4A$ 以下、電圧は $0.5V$ にも満たない程度)。1分毎に $4A$ ずつ電流計を見ながら上げていく。始めてから5分ぐらいは真空度が変化しないが、陰極が温まるにつれて、ガス (CO_2 , H_2O など) が放出される。真空度をガス圧計で $3\sim 5mTorr$ 以下に保つ。電圧、電流は少しずつ上げていき、真空度が悪くなる時は下げる。下げる時は速くてもよいが、上昇は $0.5\sim 1.0(v)$ ぐらいで、2, 3分真空度が劣化しなければ、どんどん上げていく。経験的に、目標の真空度 (例えば $4mTorr$) を決めておき、 $1.0(v)$ 上げて、目標値に近くなったらすぐに $1.0(v)$ 下げる。真空度が良くなりはじめたら $0.5(v)$ 上げる。これを繰り返すと比較的短時間 (プラズマ点灯2回目以降で2, 3時間) でエージングが完了する。

(4) 上限は $14\sim 15(v)$ で $1100(W)$ までとし、この値は2, 3分を限度として、約 $1000(W)$ で真空度が 10^{-5} (Torr) オーダー前半になるのを待つ。エージング開始からプラズマを初めてつけるまでは、1日10時間エージングして3日間程度である。ヒータを塗り換えた日は真空引きだけなので、合計4日間必要となる。また、プラズマがついてもその日に実験が行えるとは限らず、プラズマの状態が良くなるのを待たなければならない。

・・・注意点・・・

大電流：陰極フランジには、定格13 (v), 80 (A) が供給されているので、陰極フランジを地落させると火柱ができるほどの大事故になるので、特に注意する。これに関して、結線の緩みにも注意すること。

高温：陰極フランジは水冷しているので冷たい。けれどもガラス管やアンテナ側フランジは50 (°C) 程度まで上昇する。ともに空冷しているが、アンテナ側フランジは今のところ水冷が可能なので検討する。

.....

4. 3. 4 ガス注入

エージングが終了してから行う。

- (1) ガス導入バルブを開ける。ニードル弁は7.50 ぐらいにする。
- (2) ガスボンベ元栓を完全に開ける。
- (3) レギュレーター (時計回りがOPEN) を、赤目盛りの30 (460 Torr程度) ぐらいまで、少しずつメータを見ながら開けていく。このバルブはそのガス圧で固定するので、30 (460 Torr) 付近なら行き過ぎてもそのままにして、閉じる方向 (反時計回り) には回さない。
- (4) ガス圧計を見ながら、目的のガス圧にニードル弁で調整する。

終了時

ボンベ元栓, レギュレーター, ガス導入バルブの順で閉じる。

・・・注意点・・・

ガス圧計端子, 電離真空計などは大気圧より低い気圧で使用する構造になっている。もし、大気圧より高くなるとこれらは抜けてしまい、破損する恐れがあるので、ガス圧が1気圧以下であるように十分注意する。ガスボンベは、120 (気圧) もあるので、転倒させるとバルブが飛ぶ危険性がある。

.....

4. 3. 5 ガス詰め (現在では昼夜真空引きを行っているので不必要)

実験終了時陰極表面の劣化を防ぐためにHe (or Ar) ガスを詰めておく。

- (1) 陰極加熱電源を切る。
- (2) ヒーター付近の温度が下がるのを待つ。15~20分以上。
- (3) 放電管下のバルブを閉じる。
- (4) 以下の手順は、ガス注入の通りに行う。

4. 3. 6 安定化直流電源

陰極エージング, ガス注入が終わって、いよいよプラズマの点灯にかかる。

- (1) 定電流源の電圧ダイヤルを最大に回す。微調整用のダイヤルも最大にする。
- (2) CONSTANT CURRENT (C. C.) の赤ランプが点灯した状態で、電流ダイヤルをゆっくり回す。1 (A) ずつ、2, 3分おきに上げ、目標電流値にする。電圧計を見ながら34Vを超えないようにする。これ以上になると、CONSTANT VOLT

(C. V.) の緑色のランプがつくようになる。このままにしていると陰極が劣化し、プラズマがつかなくなるので、すぐに電流を小さくする。

通常、8 (A) 程度で測定を行っているが、最大でも25 (A) までにする。電流をこれ以上にして一度プラズマがつかなくなると陰極を塗り直さない限り実験を続けることはできない。

4. 3. 7 ドアノブカップラー・モード変換器 (アンテナ)

アンテナは、ステンレス製の先が半球形をした円柱で、マイクロ波をTMモードに変換し導波管内に入射させる。また、真空気密ができるように加工されている。小さなO-リングとパイレックスガラスの密着により気密を保つ。SF₆を注入できる方形導波管を発振器とアンテナの間に使い、アンテナまではTE₁₀モードでマイクロ波を伝送する。これをドアノブのような形状をしたアルミニウム製のカップラーとアンテナを用いてTMモードに変換する。方形導波管のカットオフ周波数は約2.1 (GHz) であるので、マグネトロン発振器 (2.7~2.9 GHz) については問題ないが、2.6 GHz 以下の発振器については方形導波管を使用しない、あるいは方形導波管の周波数特性からの較正が必要である。

4. 3. 8 検波器 (DETECTOR)

RFプローブで受信した高周波電界を直流電圧に変換する。RFプローブの受信信号をセミリジッドケーブル (高周波はBNCのケーブルを通すと減衰が大きいので、これを用いる。ただし、このケーブルは硬く曲がりにくい。) を通して、減衰器 (attenuator) で十分に減衰 (20 dB) させた後、検波器 (detector) に導く。検波器からの出力電圧は直流に変換され、BNCケーブルを通して、ボックスカー積分器 (平均化した信号をX-Yレコーダへ入力) やオシロスコープ (積分されていない信号) などへ入力する。

導波管型検波器は、プローブ駆動装置 (moving system) への搭載は不適なので、テーブルなどに角度が変わるように取り付け、そこまで2 (m) 程度の長いセミリジッドケーブルで導くようにする。この検波器は使われている方形導波管のカットオフ周波数以下のマイクロ波 (主に直流分のカットが目的である) を通さない。そのため、プラズマ中での測定の時、プローブから直流電流が流れ込むのを防ぐ。

導波管型検波器に、一定入力 (0.14 mW) のマイクロ波を入射し、そのときの出力電圧vs周波数を表したのが図4.11である。これから、使用周波数帯が2.6 (GHz) 以上であることになる。

• 検波器の較正

検波器は、入力電力vs出力電圧が直線的に比例していないので、較正が必要である。使用する周波数において、減衰器で (パワーメータを見ながら; パワーメータ参照) 入力電力を変化させて、入力電力vs出力電圧 (オシロスコープでの

電圧)特性をとる。検波器の出力側に50(Ω)端子を取り付けて、電圧降下させ検波器にあまり大きな電圧(50mV以下にする)がかからないようにする。検波器は、出力が50mVを越えると飽和して正確な値を得られなくなる。

図4.12のように数点(なるべく多く)測定し、較正曲線を引き出力電圧を入力電力に換算する。

4.3.9 ラングミュア・プローブの受信信号

面積約0.8mm²の小さな金属面のみをプラズマ中に配置し、他は液状のセラミックとセラミックパイプで覆い絶縁する。プローブ先端の金属面には-30Vの十分に負の電圧を印加する。電子は、このポテンシャルで跳ね返されるが、イオンは飛び込んでくる。このときのプローブ電流は、ほとんどがイオンによるものである(厳密には、ごくわずかの電子電流を含む)。図4.5のように、ラングミュア・プローブはNMCコネクタを加工したもので、プローブ信号を真空容器の外へ導く。プローブ信号は、プローブ支持棒内のセミリジッドケーブルから変換コネクタを使ってBNCケーブルを通し、プローブ電流測定回路へ入力する。このとき、BNCケーブルの外皮はアースせずに対地から浮かす必要がある。これは、プローブ支持棒などからプラズマによる電流が流れないようにし、プラズマに与える影響をなくす必要があるからである。このため、BNCケーブルの芯線のみをプローブ電流測定回路へ入力する。

プローブ電流測定回路は、プローブ印加電圧回路とプローブ電流を電圧に変換する回路から構成されている。2個の90V乾電池で20k Ω の可変抵抗器に電圧をかけ、抵抗値を変えることにより-30Vをプローブ印加電圧とする。このとき、プローブ電圧の値は入力インピーダンスの大きな(1M Ω)電圧計を使用する。この理由は、可変抵抗に比べて十分に大きな内部抵抗をもたない電圧計では、プローブ電流がこの電圧計に流れてしまい正確なプローブ電流を測定できなくなるからである。プローブ電流は、500 Ω の抵抗器で電圧に変換し、これをボックスカー積分器に入力する。

4.3.10 プローブ駆動装置(moving system)

プローブを導波管中心軸上で直線的に移動させるための装置である。電動モータでネジ棒を回転させ、プローブ支持棒を取り付けている白いデルリン製の台を直線的に動かすことにより、プローブを移動させる。モータの回転速度、および回転回数(ストッパーによりプローブの移動範囲を決めている)を電氣的に制御できる。

また、ネジ棒の回転回数をポテンショメータ(20k Ω の可変抵抗器に1.5V乾電池2個を接続し、抵抗値の変化で電圧を変化させる)により電圧信号として出力できる。つまり、プローブの位置を電圧として検出できる。

・・・注意点・・・

*ストッパー

ストッパースイッチから出ている3本のコードは、断線するとモータが止まる

ようにできている。

ストッパースイッチ取付棒：10 (mmφ) ステンレス棒で、2カ所を六角レンチネジで止めている（しっかり止める）。

ストッパースイッチ：2個のスイッチにそれぞれ2カ所（計4カ所）の六角レンチネジがあるのでしっかり止める。スイッチの向き、位置を間違えないように、また、白いデルリン台があたったときだけ止まるように角度を調整する。

*ポテンショメータ

全部で20回転できるので、10回転目が中点になるように取り付ける。長いプローブ駆動装置のときは、17回転分ぐらいを使うので特に注意する。

*プローブ支持棒

セミリジッドケーブルが真空容器中を移動できるように、ステンレス磨きパイプで真空用の加工が施してある。一方にプローブを、他端にプローブ信号の検出器を接続する。支持棒は、アクリルビスでプローブ駆動装置に取り付けてあるが、つぶれないように、また指で回転させても動かない程度に止める。アクリルビスはゆるみ易いので、安全のためビニールテープにストッパーを付けた物で、これ以上支持棒が真空容器内に引き込まれないようにしてある。（これまでに2度ほど引き込まれる事故が起こり、プローブ支持棒を修理した。他の部分においても、大気圧による力を常に考慮しなければならない。）NMCコネクタ部分にはあまり力を加えないこと。

*軸合わせ

モータはアルミ板に取り付けてあるが、微調整してネジ棒との軸合わせを行う。その後に、真鍮金具で固定する。

*モータ

著者の使っているモータは、誤動作させるとアルミフレームを簡単に壊してしまうほどトルクが大きい。直方体の小さなものはコンデンサなので、端子に注意。2本線のコードは、モータ回転数制御用、3本線のコードは、モータ電源とストッパー用になっている。

.....

4. 3. 11 空洞周波数計

空洞共振を利用した周波数計で、1.000~4.200 (GHz) まで4桁の精度で測定できる。マイクロ波を周波数計に入力し、出力側から検波器で直流に変換し、それをオシロスコープで観察する。空洞周波数計のダイヤルを回していくと、入力周波数と一致したときに、オシロスコープでの出力値が急激に減少する。そのときの周波数計の値が、入射マイクロ波の周波数である。逆に、周波数計で周波数を決めておき、発振器の周波数を変えることもできる。マグネトロン発振器の場合は、コンデンサの容量を変えることにより周波数を変えることができるが、高電圧入力端子のそばにあるのでマグネトロン動作中は行わないようにする。

方形導波管についている方向性結合器からの出力 (50.1 dB 減衰した出力

を分岐)を空洞周波数計に入力し、検波器とオシロスコープを用い上述のようにして、マイクロ波の周波数を調べる。実験に使用したマグネトロン発振器の周波数は2.856GHzである。

4.3.12 パワーメータ

30(mW)までのマイクロ波入力電力を測定できる。パワーメータ端子の特性にあった抵抗(200Ω),周波数における較正值(3GHzで97%)に調節する。各レンジでFINE ZEROスイッチを押してゼロ調整を行う必要がある。測定は電源投入後30分以降でないとは正確に測定することができない。また、低いレンジで測定を行う場合はマイクロ波の入力直後の値を読まなければならない。その理由は、パワーメータの指針が時間の経過とともに動いてしまうためである。低レンジで測定する場合はマイクロ波の入射直前にゼロ調整を行わなければならない。

大電力マイクロ波(100mW程度でも)を入射すると、すぐに壊れてしまうので、メータが振り切れないよう大きなレンジから使用する。また、減衰器を大きな値にして、徐々に小さくしていく。低電力発振器においても、直接発振器からつなぐのは危険である。

4.3.13 パルス発生器

パルス発生器は、マグネトロン電源、ボックスカー積分器、オシロスコープのトリガーとして使用する。後ろのダイヤルで電源の周波数を数分の一、本実験では50Hz電源の1/2の25Hzで、すべての装置をトリガーする。これは、50Hz電源を使ってプラズマを発生する場合、全波整流であるので100Hzの電圧のリップル(微小変動)を含むことになる。これがプラズマに与える影響を取り除くため、25Hzでサンプルした信号を測定する必要がある。

パルス発生器は、位相を360度変えることができる。オシロスコープを使って、50Hz電源の変動を見ながらパルス発生器の位置を決める。このパルスはなるべく電圧変化の少ない平らな位相のところに調整する。また、パルスの発生が安定するようにしなければならない。

4.3.14 装置の冷却

熱陰極とプローブ支持棒は、水道水を流すことにより冷却している。ヒータの取り付けであるステンレス円板は、銅製のパイプと耐熱性ゴムパイプを使っている。プローブ支持棒は、内部に水を通すことでセミリジッドケーブルを冷却する。プローブは、プラズマ発生中かなり高い温度の熱輻射や放電ガス粒子の衝突で、100度以上になると思われる。以前、熱によると思われる影響でプローブ支持棒が壊れたことがあった。この後、製作は難しかったが水冷式にすることにした。その他に高温になる箇所、マグネトロン電源の真空管、マグネトロン本体、複合分子ポンプ、全波整流用大型ダイオードなどは空冷を行っている。

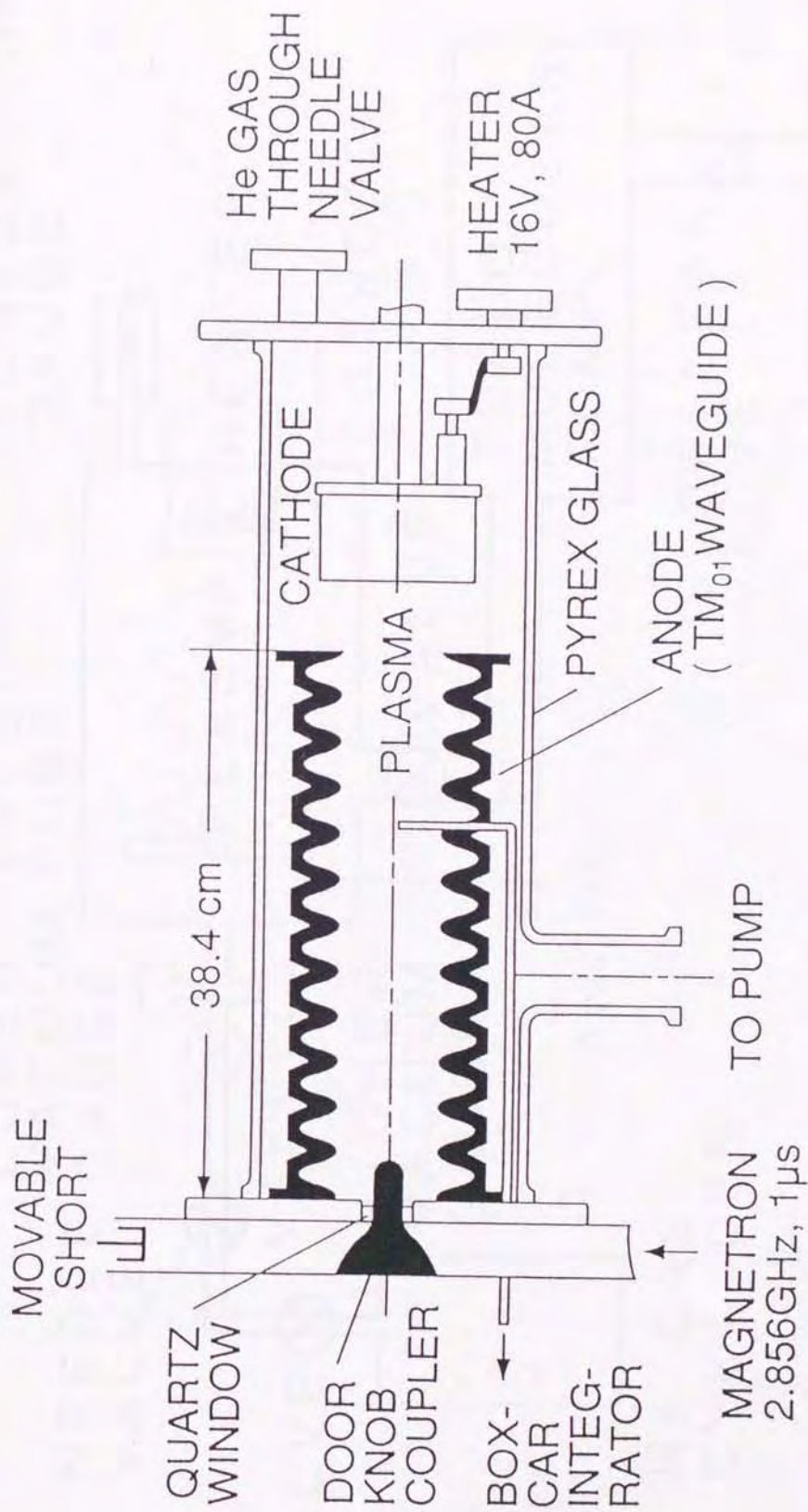


Fig.4.1 Experimental setup.

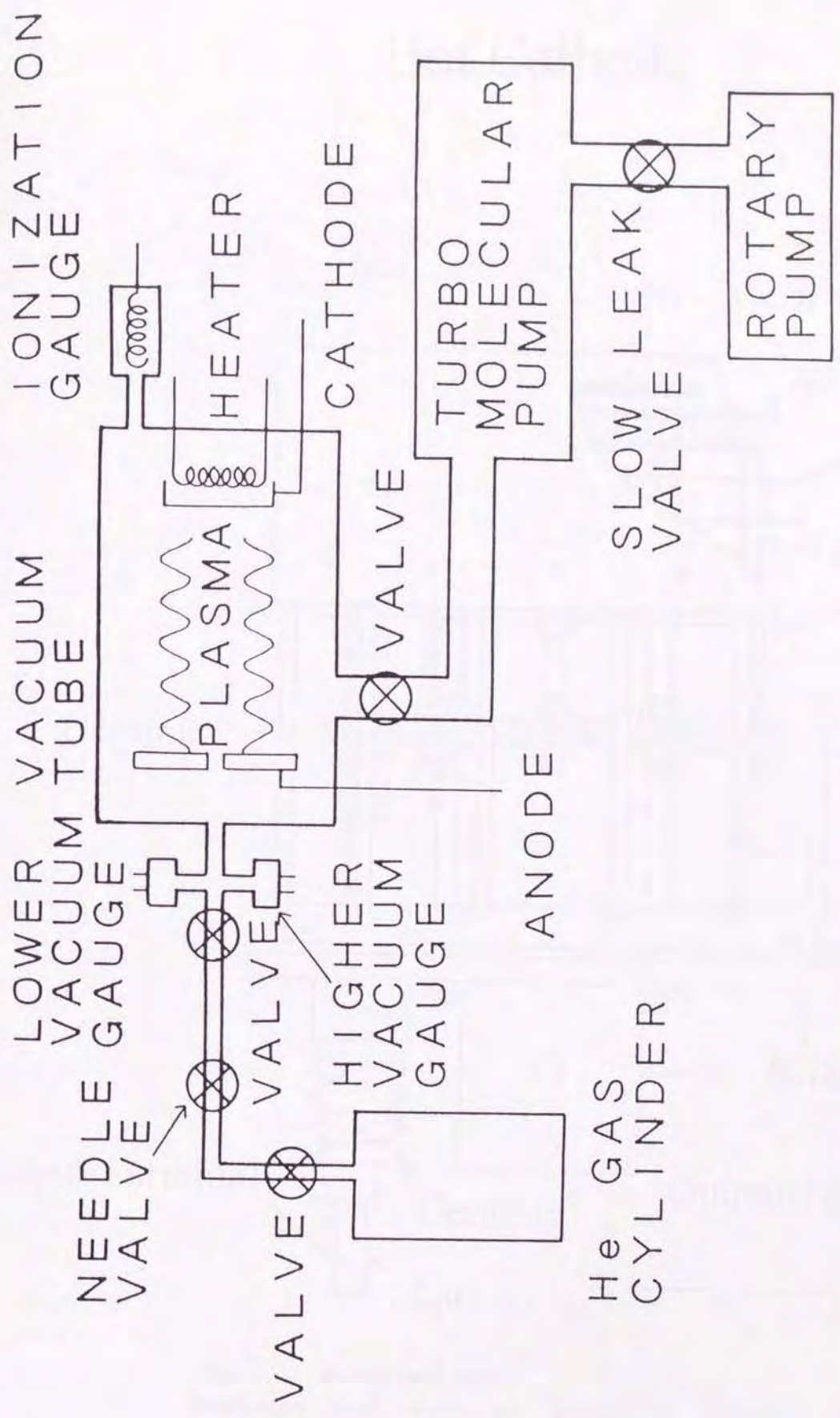


Fig.4.2 Vacuum pump and introducing He gas through needle valve.

Hot Cathode

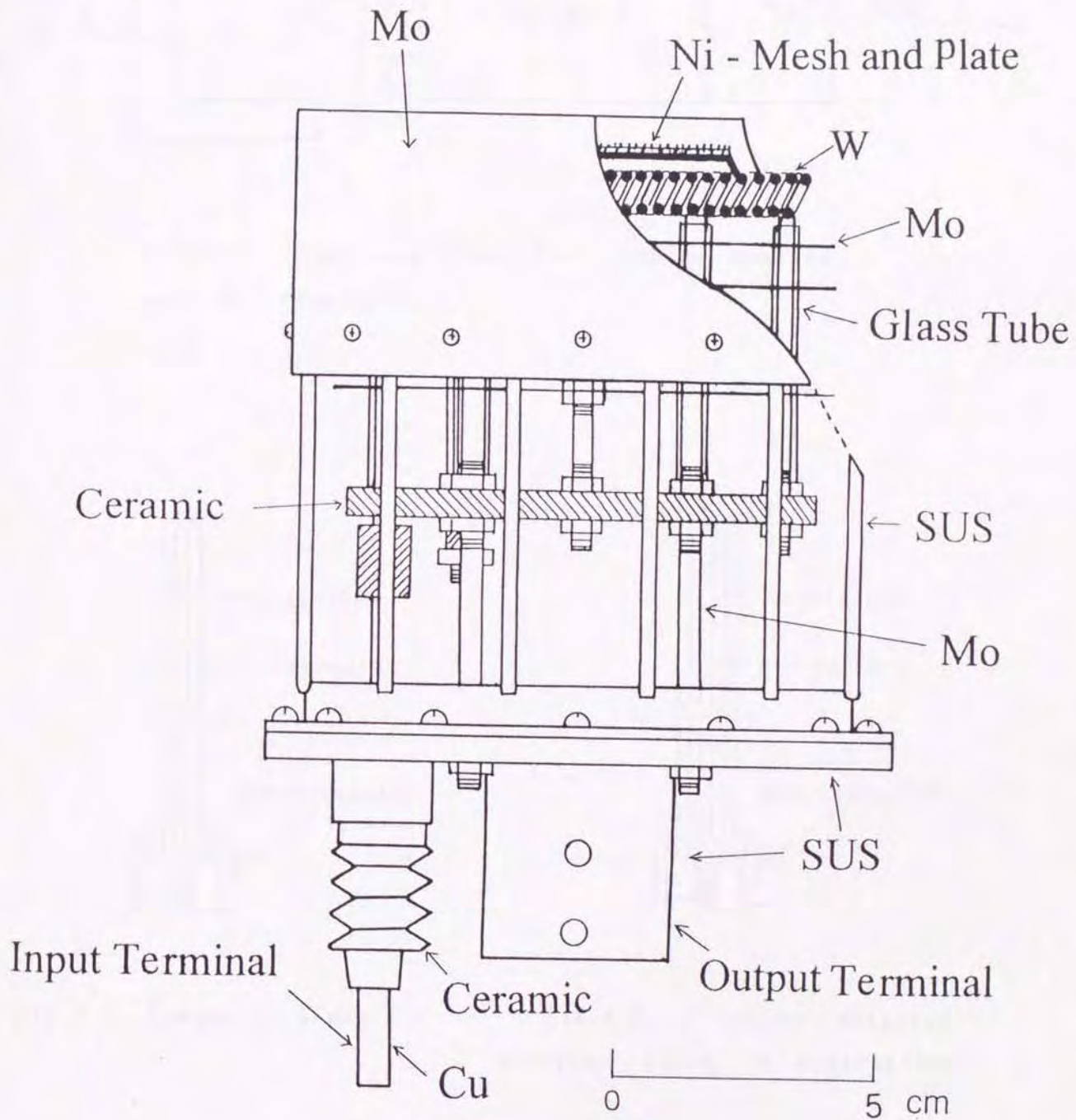


Fig.4.3 Hot cathode.
Designed and made by Kazushige Ishii.
(National Institute for Fusion Science)

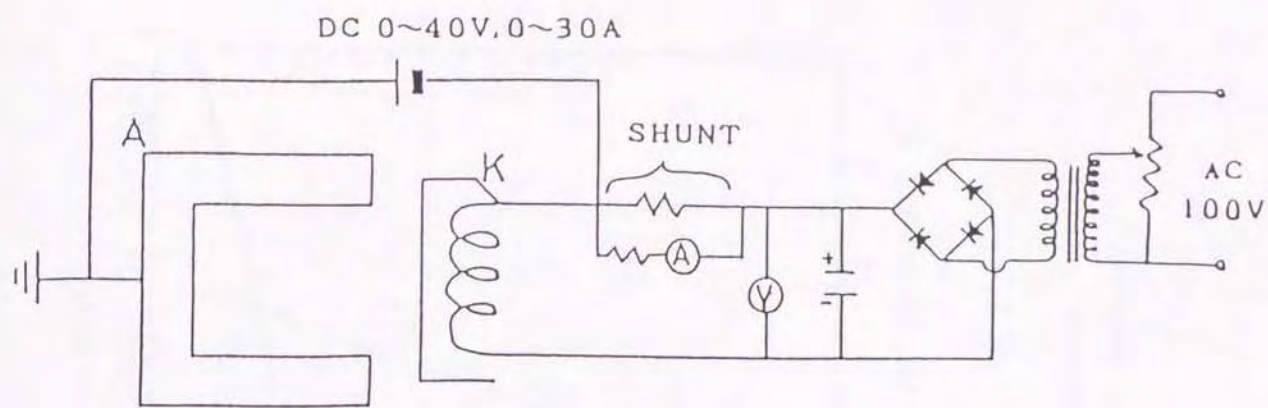


Fig.4.4 Power supplies for cathode heating and DC discharge.

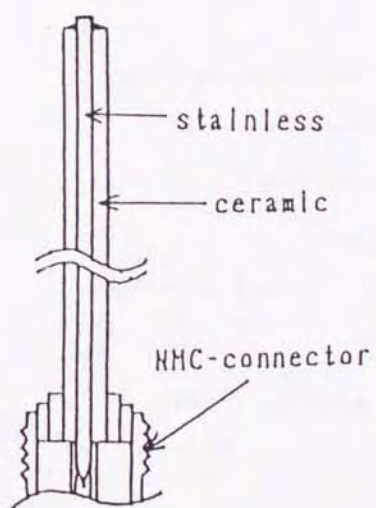


Fig.4.5 Langmuir probe.

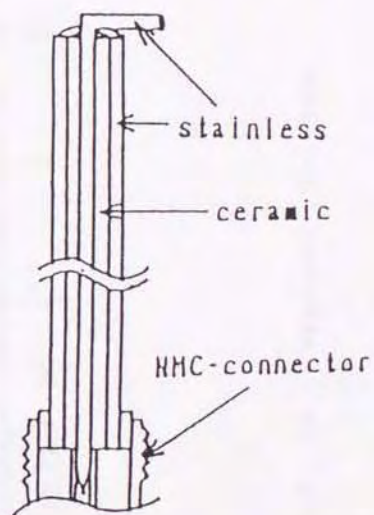


Fig.4.6 RF probe detected electric field in z-direction.

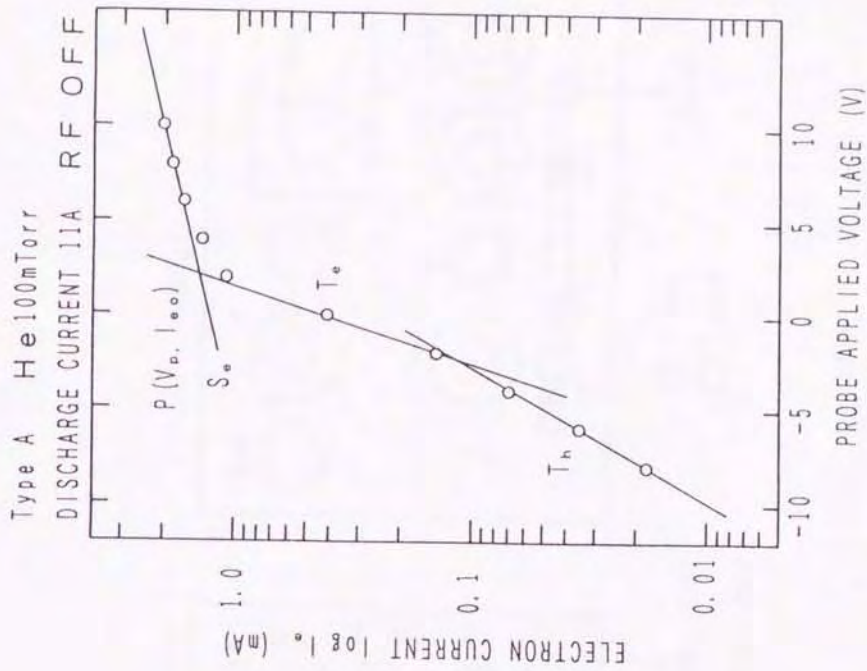


Fig.4.8 Electron current vs. applied voltage.

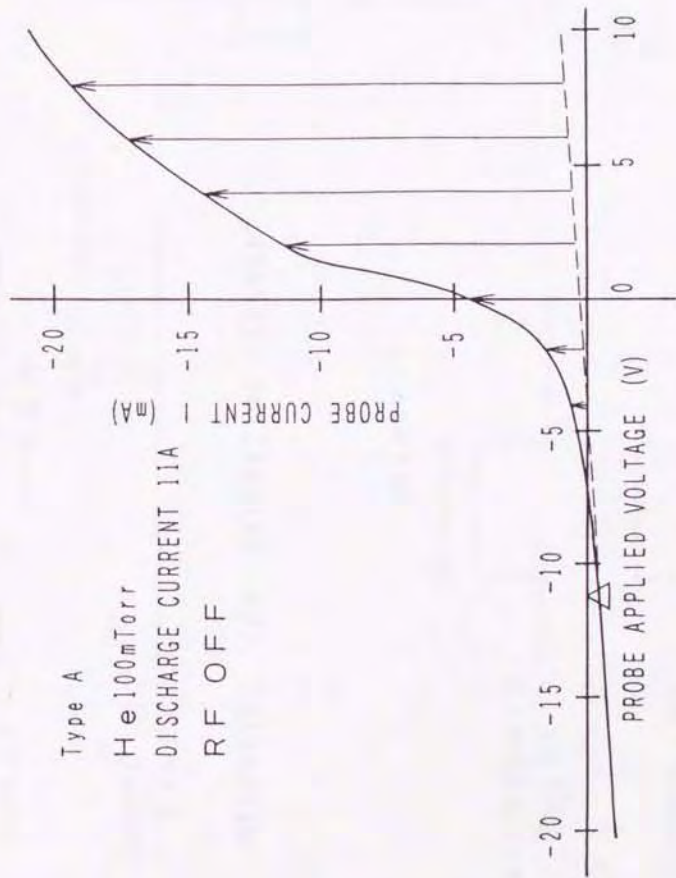


Fig.4.7 Probe current vs. applied voltage.

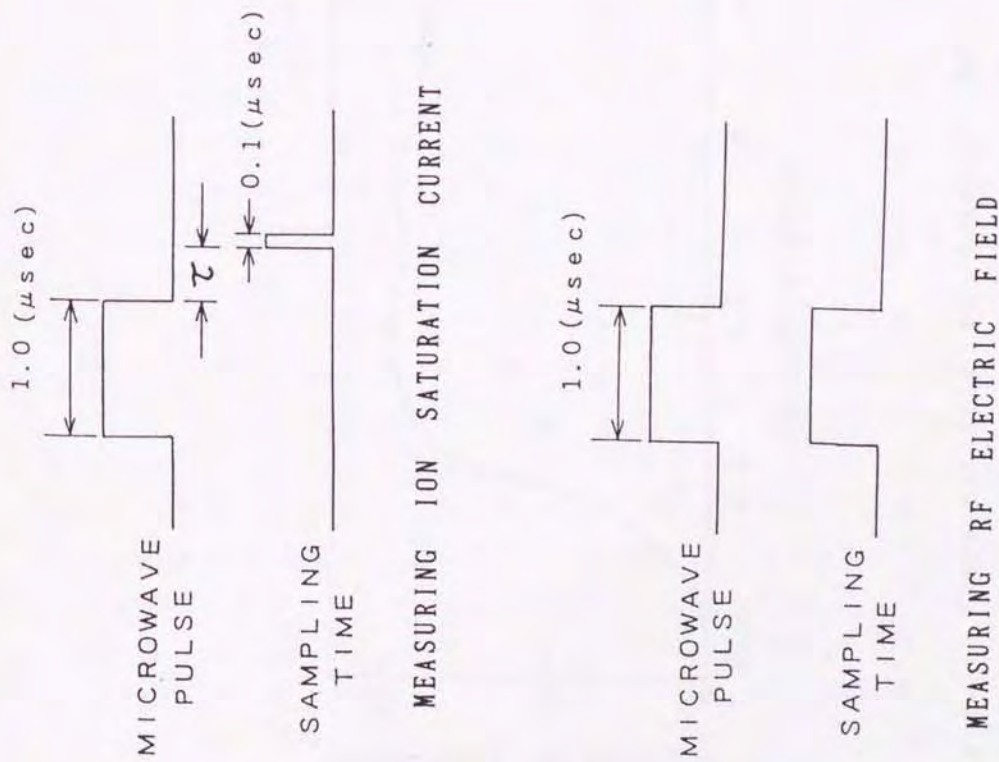


Fig.4.9 Setup of boxcar integrator's gate pulse.

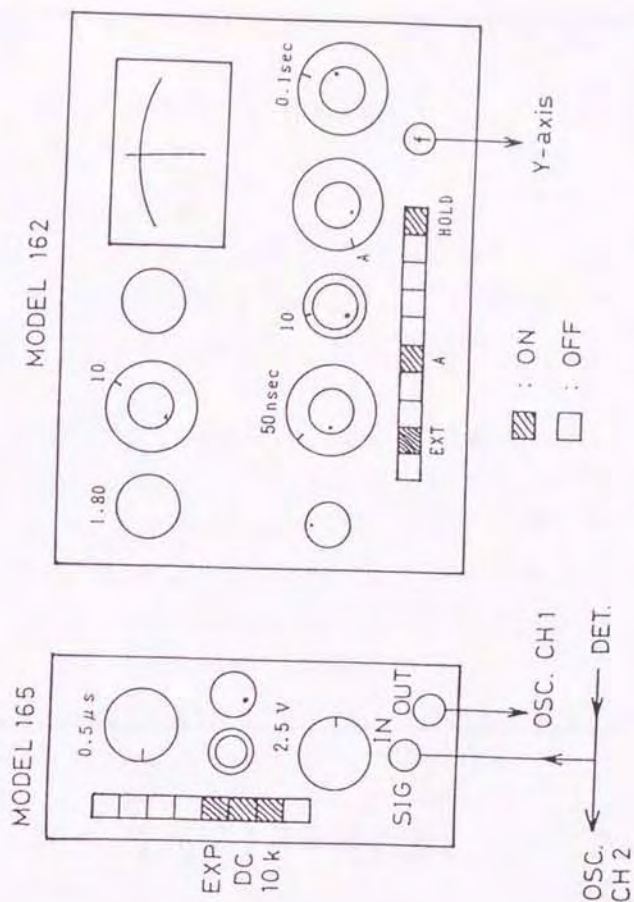


Fig.4.10 Boxcar integrator.

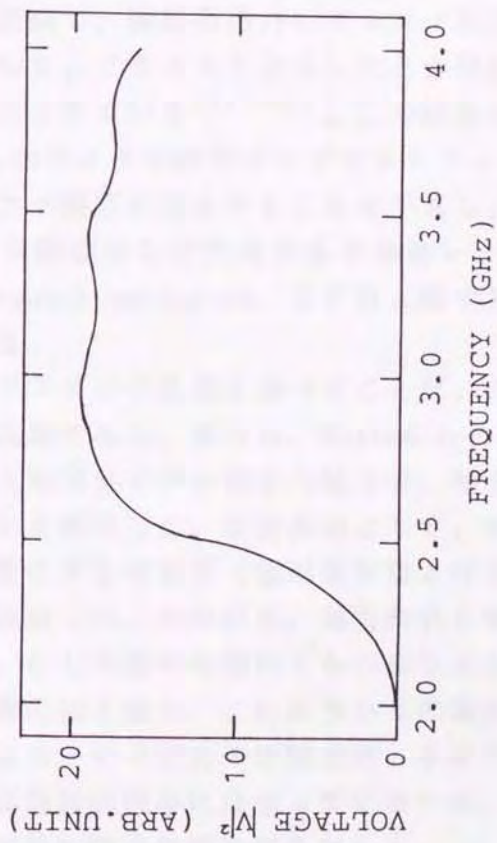


Fig.4.11 Characteristic of detector of waveguide-type, detected power vs. frequency.

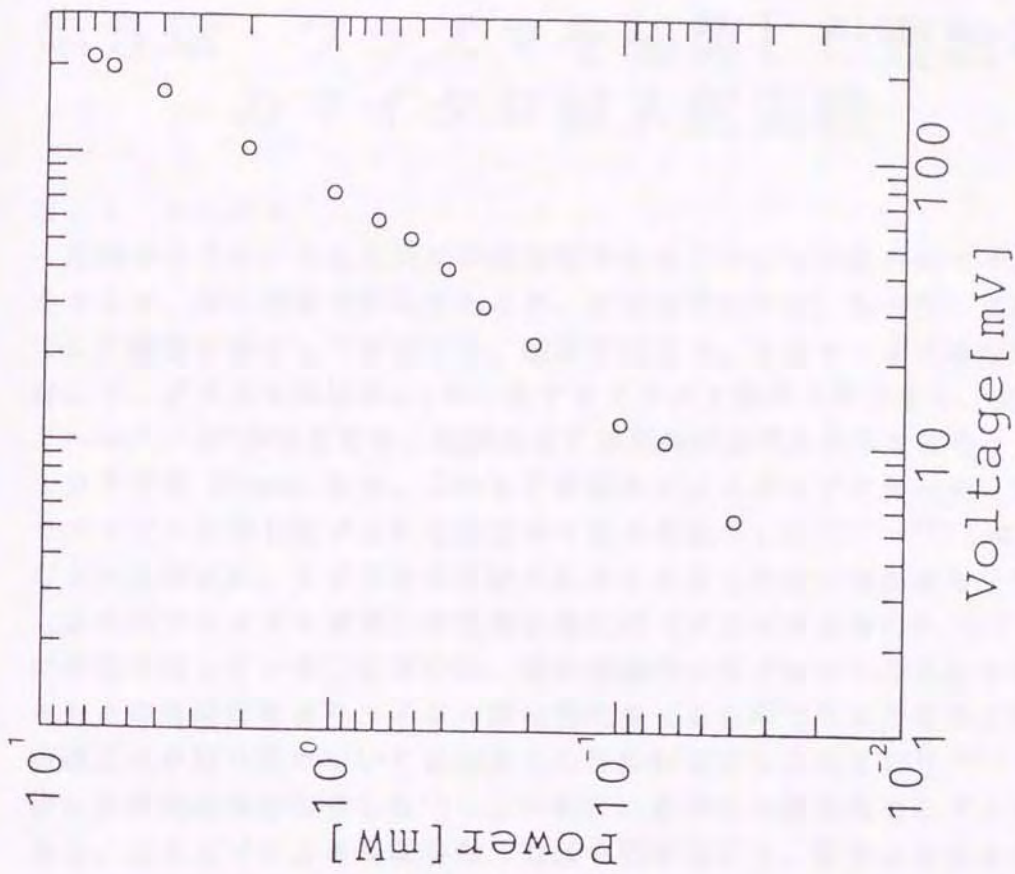


Fig.4.12 Caribration of waveguide-type detector.

第5章 プラズマを装荷した遅波導波管 のマイクロ波入射実験

5.1 まえがき

周知のように、ある方向に密度勾配のあるプラズマに斜めにマイクロ波を入射させると、ある位置で反射されるが、波動光学的には、もう少し高密度の地点までRF縦静電界として浸透する。臨界密度面は、入射マイクロ波の角周波数 ω に対して、プラズマ周波数 ω_p が一致するプラズマ密度の所であり、比誘電率 $\epsilon_r = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$ が零となり、局所的RF静電界が非常に大きな値をとる^{(22)・(23)}。1974年 Minami らは、このRF静電界によるポンドロモーティブ力^{(24)・(25)}でプラズマが押し退けられた密度のくぼみを発見した^{(26)・(27)}。これは後にキャビトンと呼ばれ、さまざまな実験が試みられ多くの報告例がある^{(28)・(36)}。

著者はプラズマを装荷した後進波発振器(プラズマBWO)^{(4)・(12)}についての研究を行っている。BWOは、遅波構造内に電子ビームを入射させて電子ライナックの逆過程によりマイクロ波を発生させるものであると考えられている。遅波構造の分散特性については数多くの理論解析がなされており^{(6)・(11)・(14)}、著者らは実測結果を報告した⁽¹¹⁾。一般に、BWOの遅波構造にプラズマを装荷すると、プラズマによる荷電中和、電流中和が起こり、従来よりはるかに高い電流密度の大強度相対論的電子ビームを使用することができる利点がある。米国メリーランド大学での実験で、遅波構造内にプラズマがないとき、10%程度の発振効率をとるのに対して、プラズマを装荷したとき発振効率が約40%に飛躍的に上昇することが報告されている^{(5)・(52)}。この結果を説明するため Botton と Ron⁽¹⁵⁾は、発振したマイクロ波のポンドロモーティブ力^{(24)・(25)・(28)・(53)}により周期的にプラズマ密度が増大することを予言し、そのため屈折率が変化して回折格子となり、共振器なしで発振する半導体レーザで知られた分布帰還機構(distributed feedback mechanism, DFBと略す)⁽³⁷⁾が働いて発振効率が增大すると述べている。

遅波構造中でのプラズマの性質を調べることは、大出力後進波発振器の開発にとって重要な研究課題である。著者は、Botton らの理論を確かめるために、遅波プラズマ導波管に大電力マイクロ波を入射させ、軸方向にプラズマ密度の回折格子ができるかどうかを実験した。遅波構造として、図5.1に示すような導波管壁面が正弦波状に変化する導波管(波形導波管と呼ぶ)を製作し、この導波管中でのキャビトンを観測した。その結果、軸方向RF電界の強まる場所でプラズマ密度が減少せずに、むしろ他の位置にくらべ盛り上がっているという新しい現象を見いだした。著者の知る限り、これについての報告はない。Botton と Ron による一次元ポンドロモーティブ力の理論では、本研究の実験結果を十分に説明できない。まだ十分な理論的理解には至っていないが、一つの可能な定性的な非線形モデルを考えて実験結果の説明を試みた。

5. 2 理論

5. 2. 1 臨界密度面でのキャビトンの生成

図5. 2に示すようなx軸方向に密度勾配をもつプラズマを考える。直流磁界はなく、入射するマイクロ波に対して高周波電界による粒子の運動は、高周波電界による運動に比べて十分小さいとし、これを考えない。入射マイクロ波に対して、臨界密度面を X_c 、臨界密度を n_c とすると、ここでの比誘電率 ϵ_s は、零となる。

$$\epsilon_s = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n}{m \epsilon_0}}$$

ただし、 e ：電子の電荷， n ：プラズマ密度， m ：電子質量， ϵ_0 ：真空中の誘電率

マイクロ波を図5. 3に示すように、P偏向⁽⁵³⁾で入射する。ここで、P偏向では高周波電界がXY平面上で振動し、S偏向ではXY平面に垂直に振動する。図5. 3で、X軸に入射角 θ で斜めにマイクロ波が入射された場合、マイクロ波の引き返し点 X_c 付近では高周波電界はX軸に平行な方向に振動することになる。

マイクロ波は、パワーが十分に大きいとき、臨界密度面まで侵入することができる。ここでは ϵ_s が零で、理論的には電界 E_s が発散することになるが、実験的にも局所的静電界が大きくなるということが報告されている⁽²³⁾。この高周波電界によるポンドロモーティブ力で、イオンに比べて質量の小さい電子が大きく動かされるが、荷電分離を生じない準中性のプラズマを考えると、ここにあるプラズマが電界の弱い方向に動かされる。すなわち、臨界密度面ではプラズマ密度が小さくなり、密度の窪み”キャビトン (Caviton)”が生成される。

5. 2. 2 ポンドロモーティブ力

臨界密度面では、空間的に強さに勾配をもつ大きな高周波電界が発生する。プラズマは、この高周波電界により平均力 F を受ける^{(24), (25), (28), (53)}。

$$F = -\frac{e^2}{2m\omega^2} \nabla |E|^2 \quad \dots (5.1)$$

ただし、 E ：高周波電界

これがポンドロモーティブ力である。ヘリウムイオンは電子の質量の約7300倍⁽²⁰⁾で、この力は質量の小さい電子を動かす。電界の強さが空間的に均一である場合、電子はある1点を中心に電界の方向に振動するだけで時間平均すると静止している。しかし、電界の強さが違い勾配をもつ場合は、図5. 4のように強い領域で受ける力と弱い領域で受ける力に差がでるため、徐々に電界の弱い領域へ移動する。つまり、電子は左側の電界が強い領域で大きな力を受け右側の領域へ入るが、こちら側では電界が弱いので左向きの力は小さくなる。これを繰り返すことにより、電子の振動の中心は電界の弱い右の方向に動く。

電子が移動することにより荷電分離が起きることになるが、イオンと電子の密度差により生じる電界は非常に大きくなるので、実際にはイオンが電子につられ

と一緒に移動する。これによりプラズマ密度が小さな領域が形成される。このキャビトンは、マイクロ波の入射後に生成し始め成長し、周囲との密度差によるプラズマの拡散で元の密度に戻ろうとする力とつりあい、マイクロ波の遮断後に緩やかに元のプラズマ密度に戻ることが知られている⁽²⁹⁾。このことから、キャビトンは高周波電界が荷電粒子に与えるポンドロモーティブ力により形成されていることがわかる。

5. 2. 3 イオン飽和電流

プラズマ密度の測定には、古くからラングミュア・プローブ法が用いられている。ラングミュア・プローブについての研究も盛んに行われていて、プラズマの特性を測定することができる最も簡単で、安価に製作でき、プラズマパラメータの信頼性も得られている方法である^{(29), (45), (50)}。

ラングミュア・プローブは、数種類の形状のものが知られている⁽⁵⁰⁾が、本論文では1 mm φのステンレス棒の先端を平に研磨し、先端面以外をセラミック(絶縁物)で覆い平板プローブと同様の形状である。ラングミュア・プローブの先端面を測定位置(本論文では波形導波管中心軸上)に配置し、十分に負の電圧(-30 V)を印加する。電子はこのポテンシャルで跳ね返されるが、イオンはラングミュア・プローブの先端面に飛び込んでくる。これがイオン飽和電流である。

イオン飽和電流 I_{is} は、近似的に

$$I_{is} = \frac{en_p}{\exp(1/2)} \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} A \quad \dots \dots \dots (5.2)$$

ただし、 e : 電子の電荷, n_p : プラズマ密度, k : ボルツマン定数,
 T_e : 電子温度 (K), m_i : イオン質量, A : プローブ面積

で表され、プラズマ密度にほぼ比例すると仮定して、イオン飽和電流を測定することにより、プラズマ密度を定性的に測定できる。(準中性プラズマを考え、イオン密度とプラズマ密度が同じであると仮定する。) プローブ位置を動かすことにより、プラズマの空間的な変化を調べることができる。

ただし、(5.2)式は電子温度がほぼ一定であり、プラズマポテンシャルなど他の要因が影響を及ぼさない場合に成り立つ。つまり、イオン飽和電流は電子温度の平方根とプラズマ密度に比例するが、もし電子温度の変化が少なくても、プラズマポテンシャルなどが一定でない場合はイオン飽和電流とプラズマ密度は比例しない場合がある。プラズマ密度の空間的变化は、厳密にはラングミュア・プローブ特性を測定する必要がある。

以下に述べるラングミュア・プローブ特性の測定を行ったところ、色々な実験条件においてマイクロ波のないとき電子温度は約2 eV (1 eV ≒ 11600 K) でほぼ一定であり、マイクロ波入射直後において多少の上昇はみられるが2 eV程度であった。導波管形状との相関関係は認められなかった。プラズマポテンシャルは、導波管周期と一致して正に増大することがわかった。このため、イオン飽和電流の測定だけではプラズマ密度の場所的な変化を得ることができない。

5. 2. 4 ラングミュア・プローブ特性

プローブ印加電圧対プローブ電流の特性を測定することにより、プラズマパラメータ、すなわち電子温度、プラズマポテンシャル、電子密度を求めることができる。図5. 5を使って、これらの解析の方法を解説する。まず、プローブ印加電圧を $-25 \sim 10 \text{ V}$ の範囲で変化させ、このときのプローブ電流を測定する。イオン飽和電流は、理論的には十分に負電圧の領域で一定となるが、実際にはイオンが負電圧により加速されるため印加電圧が大きくなるとイオン電流は大きくなる。次に、電子電流が零となる点(図5. 5中の Δ)から接線を引き、電子電流(矢印)のみを得る。これを片対数グラフにプロットし、プローブ印加電圧対電子電流の特性を得る。これを図5. 6に示す。この特性から直線 T_e と電子飽和電流の直線 S_e を引く。

$$\frac{d \log_e \{I_e(V)\}}{dV} = \frac{e}{kT_e} \quad \dots \dots (5.3)$$

(5.3)式の(直線 T_e の)傾きから電子温度が求められる。また、2本の直線の交点 $P(V_p, I_{eo})$ の電流値 I_{eo} ,

$$I_{eo} = \frac{e n_e A}{4} \left\{ \frac{8 k T_e}{\pi m_e} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

電圧値から、それぞれ電子密度 n_e 、プラズマポテンシャルがわかる。本研究では、 I_{eo} は数~十数mA程度である。また、直線 T_h の傾きから高速電子温度がわかる。直線 T_h の V_p における電流値から高速電子密度が分かる。

5. 3 測定方法

図5. 1は、実験に用いた遅波構造である。管径 $R(z)$ が $R(z) = R_0 - h \cos k_0 z$ で、正弦波状に変化する円筒形の導波管であり、Type Aでは平均半径 $R_0 = 5.0 \text{ cm}$ 、コルゲーション振幅 $h = 1.4 \text{ cm}$ 、1周期長 $z_0 = 3.2 \text{ cm}$ である。1波形周期の波数 k_0 は $k_0 = 2\pi/z_0$ で与えられる。導波管は、アルミニウムを鋳造したもので全長 38.4 cm である。これをガラス管中にセットし、内部に直流放電によりプラズマを満たす。図5. 7にこの導波管の空気中における分散関係の理論曲線と実測結果を示す。詳細については、第2章、文献(11)を参照のこと。導波管内部にプラズマを装荷すると、分散曲線が上方にシフトすることが知られている。均一プラズマについての理論計算は行っているが(第2章、文献7)、密度勾配を持つプラズマについては、計算が非常に複雑になるためできていない。本実験でのプラズマ密度変化の特性長 L (軸方向に密度が $1/e$ となる距離)は、 10 cm 程度であるので、マイクロ波入射アンテナ付近では、真空中(空気中)と同じ分散特性をもつものと考えられる。したがって、周波数 2.856 GHz の入射マイクロ波は、図5. 7より真空の場合導波管中で遅波かつ表面波となっていることがわかる⁽¹¹⁾。

図5. 8に、実験に使用した放電容器および実験装置を示す。容器は、常に差動排気し、純ヘリウムガスをニードル弁を介して流入させ、ガス圧を 52 mTorr な

ど一定に保つ。熱陰極（約1.3 kW, 約800°C）と陽極の波形導波管との間で直流放電によりプラズマを生成する。この放電には、安定化直流電流源を用いる。マイクロ波パルス（周波数2.856 GHz, パルス幅1 μ s, 繰り返し周波数25 Hz）を TM_{01} モードに変換して、波形導波管の左端から入射させ、ラングミュア・プローブ^{(23)・(26)・(27)・(29)}あるいは高周波電界測定用プローブ（RFプローブ）^{(23)・(29)}を用いて、導波管中心軸上でのイオン飽和電流または高周波定在波電界などを測定する。プローブは、軸方向に移動でき、導波管中心軸上の場所に対する変化を測定できる。プローブ位置の原点を波形導波管の左端とすると、プローブは20~37 cmの間を移動する。

図5.9は測定回路を構成図で表したものである。パルス・マグネトロンを使用し、高出力マイクロ波パルス（0~約100 kW）を真空容器内のプラズマを装荷した波形導波管へ入射させる。プローブ信号を電圧に変換し、ボックスカー積分器へ入力する。熱陰極および安定化電流源は、50 Hz電源からの微小な変動分（リップル）を含んでいる。これがプラズマに与える影響を避けるため、ボックスカー積分器を用い25 Hzでリップルの特定の位相をサンプルして測定する。一方、プローブの位置をポテンショメータで検出する。これらの信号をX-Yレコーダへ入力し記録する。

プラズマに入射するマイクロ波パルスとボックスカー積分器のゲートパルスとの時間関係は次のように設定する。イオン飽和電流の測定では、マイクロ波遮断後0.4~0.5 μ secの間をサンプルする。またゲートパルスを掃引することにより、時間的変化を測定することができる。RF電界測定では、マイクロ波入射時間中のすべてのプローブ信号をサンプルする。キャビトン中のRF電界はプローブ位置により電界のピークが現れる位置が変化するため、ゲートパルスを1.0 μ sec中の特定の一部分に固定することができない。このためにゲートパルスを1.0 μ secまで拡げる必要がある。また、ボックスカー積分器は、サンプル信号を時間平均するため、キャビトン中のRF電界は定在波に比べ非常に小さな値となり、X-Yレコーダには現れなくなることが多い。そのためオシロスコープにより、キャビトンの正確な位置を肉眼で確認する必要があった。

5.3.1 イオン飽和電流の測定方法

プラズマの密度の測定法の一つであるラングミュア・プローブ法^{(23)・(29)}は、測定位置での局所的なプラズマ密度を直接簡単に検出できるという大きな利点がある一方、プローブによる擾乱を無視できないという欠点もある。

図5.10にイオン飽和電流の測定回路を構成図で示す。波形導波管の中心軸上にラングミュア・プローブの先端面を配置する。小さなプローブ先端の金属平面（約0.8 mm²）に印加電圧-30 Vをかけ十分負にバイアスしておく。電子はこのポテンシャルで跳ね返されるが、イオンは金属面に向かって飛び込んでくる。このプローブに流れるイオン飽和電流を500 Ω の抵抗器で電圧信号として検出する。この信号をボックスカー積分器へ入力し、ゲート幅0.1 μ sec, 25 Hzでサンプルし積分した信号をX-YレコーダのY軸へ入力する。プローブ

を波形導波管の中心軸上で軸方向に移動させ、プローブ位置をポテンシオメータで電圧信号として検出し、XYレコーダのX軸へ入力する。

5. 3. 2 高周波測定用 (RF) プローブによる

軸方向高周波電界 E_z の測定方法

図5. 11に高周波電界測定の測定回路を示す。この測定の実験装置において、前述のイオン飽和電流の測定との違いは、主にプローブおよび受信信号の検出装置だけである。RFプローブとして軸方向に2mmの方向性をもたせた針状アンテナと一体型の同軸導波管を用いる。導波管内では、臨界密度面において反射面が形成され、定在波ができています。導波管中心軸上での軸方向高周波定在波電界 E_z のみを測定する。(TM₀₁モードでは導波管中心軸上での径方向電界 E_r は零である。)

RFプローブ信号をセミリジッドケーブルで導波管型検波器に導く。導波管型検波器は、真空容器中の露出金属部分から絶縁してあり、プローブで受信した高周波電界のみを2乗検波する。これは、プラズマ中に露出した金属部分に電流が流れることにより、プラズマが乱れるのを防ぐためである。検波され負の電圧に変換された信号をBNCケーブルでボックスカー積分器へ導く。このとき積分されていない信号を分岐し、オシロスコープに入力する。

5. 3. 3 ラングミュア・プローブ特性の測定方法

本研究で使用したプローブは、直径1mmφのステンレス棒の平に研磨した先端部分以外を絶縁物(液状セラミックを乾燥させる)で被覆している。これは、平板型ラングミュア・プローブと本質的には同じものである。

小さなプローブ先端の金属平面(約0.8mm²)に、印加する電圧を-25~10Vまで変化させ、その時にラングミュア・プローブに流れる電流を測定する。測定回路を図5. 12に示す。プローブから対地へ流れる電流を500Ωの抵抗で電圧に変換し、ボックスカー積分器へ入力する。積分された信号をXYレコーダのY軸へ、プローブ印加電圧は内部抵抗の大きな(プローブ電流が電圧計を通らないように数百kΩ以上が必要である。本実験では入力インピーダンスが1MΩの電圧計を使用した。)電圧計で読み同時にXYレコーダのX軸へ入力する。プローブ印加電圧の変化は、両端が20kΩの可変抵抗器に90Vバッテリーを2個直列接続した閉回路において、適当な抵抗値を選択することにより-25Vの電圧を得る。抵抗値をゆっくり変えることにより、10Vまで変化させる。この間は2~3分を要し、XYレコーダの記録がなめらかになる速度にする。可変抵抗のダイヤルは、以前は手動で行っていたが、現在ではモータにより回転させている。適当なギアを使い回転速度をもう少し遅くなるように改善することが望ましい。

プローブ電流の特性を前述のように解析し、電子温度、プラズマポテンシャル、電子密度を算出する。プラズマ密度の値は、マイクロ波の入射により生成されるキャビトンの位置で、 ϵ_0 が零、すなわち $\omega = \omega_p$ となることより正確に求めるこ

とができる。したがって、キャピトンの位置でのラングミュア・プローブ特性から算出した電子密度（≒プラズマ密度）で、プローブの誤差の目安がわかる。

プローブ特性は、このようにプラズマの多くの情報を与えるが、これはプラズマ中の任意の1点についての情報である。本研究のように導波管中心軸上のプラズマの特性を調べる場合においては、導波管中の10点程度しか測定を行うことができない。この理由は、1点についてのプローブ特性の測定が10～20分程度かかり、10点では2～3時間もの時間を費やすことになるからである。2時間程度では同じ測定を行ったときの再現性は保てるが、これ以上に時間が経過すると、プラズマの状態が変わるおそれがある。また、マグネトロン電源の使用も2～3時間につき30分の休憩が必要であるため、1つのパラメータについてしか測定を行えない。したがって、プローブ特性の測定はイオン飽和電流による定性的な測定結果を補い、かつ定量的に解析することを目的とする。イオン飽和電流の測定で全体的なプラズマの特性を把握し、プローブ特性で定量的に確かめる。両測定とも、プラズマの実験において大変重要であり、欠かすことのできない測定である。

5. 4 測定結果

5. 4. 1 イオン飽和電流からのキャピトンの測定結果

よく知られているように、プラズマ中で入射マイクロ波に対し、比誘電率 ϵ_0 が零となるプラズマ密度のところで密度の窪みであるキャピトンが生成される。この測定は、ラングミュア・プローブを用いたイオン飽和電流を測定することで見つけることができ、密度測定からもその存在がわかっており、理論的にも実験的にも十分に解析されてきた^{(28)-(36), (45), (50)}。著者が使用した周期境界をもつ導波管における研究例はなく、キャピトンの特性が直円筒導波管の場合とは異なることも考えられる。

図5. 13は、Type A導波管においてガス圧をヘリウム52 Torr, 入射マイクロ波を2. 856 GHz, パワーを4. 09 kWで測定中一定とした測定例である。縦軸に導波管中心軸上でのイオン飽和電流を任意目盛りでとり、横軸に軸方向のプローブ位置をとっている。また、下の斜線部は、導波管の形状を定性的に示し、プローブ位置の原点は図5. 8の導波管左端である。プラズマ生成のための直流放電電流を増加させ、波形導波管内部のプラズマ密度を全体的に増加させる。それぞれの放電電流において、イオン飽和電流が極小になる部分がキャピトンである。ここでは入射マイクロ波の角周波数 ω とプラズマ周波数 ω_p が一致している。すなわち、それぞれのキャピトンの位置では入射マイクロ波の周波数2. 856 GHzに対してプラズマ密度が $1. 0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ になっている。放電電流の増加、すなわち波形導波管内部のプラズマ密度の増加によりキャピトンが低密度側（左側）にシフトすることを示している。この結果は、従来行われてきた直円筒導波管の場合と同様の結果である。

図5. 13で、イオン飽和電流が極小となる位置と直流放電電流の関係を表したものが図5. 14である。直流放電電流の上昇に対して、波形導波管中心軸上

でのプラズマ密度が直線的に上昇していることが考えられる。この結果からは、プラズマ密度と波形導波管の形状の相関関係は得られなかった。

次に、Type B導波管とその平均半径(5.6 cm)を半径とする直円筒導波管を用い、ヘリウムガス圧を変化させた場合のキャビトンの移動を測定した。図5.15は、Type B導波管でガス圧43, 52, 75 mTorrの場合であり、ガス圧が高くなるに従って傾きが急になることがわかる。図5.16の直円筒導波管の場合においても同様にガス圧52 mTorrよりも75 mTorrの方が傾きが急になっている。この現象は、従来行われてきた直円筒導波管の実験^{(23)・(45)}と同じ傾向である。この2種類の導波管を比較すると、Type B導波管の方がキャビトンの移動、すなわち傾きが急になっている。同じガス圧においてもキャビトンの移動が少なくなっていることがわかる。平均半径5.0 cmのType A導波管では、直接比較することはできないが、傾きがかなり急であることがわかる。よって、ガス圧が高いほど、導波管最少半径が小さいほどキャビトンの移動距離が少なくなる、すなわちプラズマ密度の傾きが急になる。これは、ガス圧または導波管の最小半径の大きさにより、プラズマが導波管内部に侵入しにくくなった、または熱陰極から放出される熱電子の分布が急勾配となることによるものであると考えられる。

5.4.2 イオン飽和電流の局所的増大の測定結果

図5.17, 図5.18, 図5.19は、リングミュア・プローブを導波管中心軸上で移動させ、測定位置を横軸にして、イオン飽和電流を任意目盛りで縦軸に表した測定例である。放電電流を一定とし、マイクロ波パワーを変化させた。低パワーのとき、キャビトンの位置は臨界密度面にあつて直円筒プラズマ導波管の場合と変わらない。ところが、入射マイクロ波のパワーが大きくなるに従いキャビトンが消失する。逆に、導波管が狭くなっている場所(以下、導波管ウエスト部と呼ぶ)で、イオン飽和電流の増大が現れた。直円筒導波管では、このような現象は観測されていない。その場合、マイクロ波パワーを大きくするにつれキャビトンが大きくなるか、あるいは複数個に分裂することがわかっている⁽²⁹⁾。波形導波管では、マイクロ波パワーが小さいときはキャビトンができるが、パワーが大きくなるにつれてキャビトンに代わつて臨界密度より低密度側のアンダーデンス領域の導波管ウエスト部でイオン飽和電流が増大する。さらにパワーを上げると低密度側にもイオン飽和電流の増大が現れる。この現象の再現性はよい。色々なガス圧、放電電流においても現れ、数日間におよぶ実験において再現性良く観測される。図5.20, 図5.21は、入射マイクロ波を一定とし、直流放電電流を変化させた。放電電流を増加させると全体的にプラズマ密度が増大する。このとき、入射マイクロ波(周波数2.856 GHz一定)により生ずるキャビトンは、波形導波管の左側(低密度側)へ移動するが、イオン飽和電流の増大は常にアンダーデンス領域の導波管ウエスト部に生じる。

図5.22, 図5.23は、ボックスカー積分器でゲートパルスを掃引することによって、イオン飽和電流の増大およびキャビトンの位置でのイオン飽和電流

の時間変化を測定した例である。ゲートパルスの幅は、 $0.05 \mu\text{sec}$ と分解能を上げた。マイクロ波は、時刻 $0 \sim 1 \mu\text{sec}$ の間入射している。下の曲線は、直流放電電流を零にし、プラズマを消した状態で測定を行った。すなわち、測定装置がマグネトロン電源などから影響されるノイズのみを受けているものと考えられる。また、真空容器内部を真空にした場合においても全く同じ曲線を描くことも確かめた。これにより、プラズマのないときはマイクロ波により放電ガスが電離されないこと、図の曲線がマイクロ波放電により生じたイオンによるイオン飽和電流を測定しているのではないことがわかる。このノイズを測定する場合は、その後の実験の都合上、ガスを入れたままプラズマを消す方法で行った。上の曲線は、イオン飽和電流とノイズを含むので、ノイズを取り除く作業を行いイオン飽和電流のみの曲線を得る。ノイズを取り除く方法は、測定結果のグラフ用紙から最高で $0.05 \mu\text{sec}$ （グラフ用紙で 1mm ）間隔をサンプルした。これを図5.24に示す。イオン飽和電流増大位置とキャビトン位置の両方とも、イオン飽和電流がマイクロ波入射中に大きく変化し、その後ゆっくりと元に戻る様子がわかる。

図5.25は、同様の測定をアルゴンについて行った測定結果である。ヘリウムの場合と同様に、マイクロ波の入射中に大きく変化している。ヘリウムの場合に比べて遅い時間にイオン飽和電流のピークをもつ。

5.4.3 軸方向高周波電界 E_z の測定結果

図5.26, 図5.27は、RF電界測定の例で波形導波管中の定在波をRFプローブで測定したものである。縦軸にRFプローブで受信した高周波電界を2乗検波した信号を任意目盛りでとり、導波管中心軸上の位置に対して表した。図5.26は、Heガス圧 52mTorr 、放電電流 11A を一定とし、マイクロ波パワーを変えたものである。マイクロ波は引き返し点で反射され、波形導波管内部で定在波を励振している。導波管ウエスト部で軸方向電界 E_z が強くなっており、 π モード⁽¹¹⁾のような電界分布となっている。測定はレコーダレンジや減衰器等を変えずに行い、検波器が飽和しないように入力信号を十分に減衰させている。理由は不明であるが、マイクロ波のパワーを増大させると受信電力が減少した。測定結果の零位置は右のフラットな部分と一致しており、マイクロ波の一部が透過し反射が少なくなっているものではない。図5.27は、マイクロ波パワーを 4.09kW 一定にし放電電流を変化させ、キャビトンすなわちマイクロ波の反射面が移動したときの軸方向RF電界の分布の変化を表している。図中の矢印は、オシロスコープで観測したキャビトンの正確な位置を示す。前述のように、ボックスカー積分器により時間平均された信号であるため、キャビトン中の電子プラズマ波はX-Yレコーダにはほとんど現れない。キャビトンの位置によらず、導波管ウエスト部で軸方向電界が強くなっていることがわかる。出力は常にキャビトンよりも低密度側で観測され、高密度側には全く現れていない。また、キャビトンが導波管ウエスト部付近にあるときRF定在波電界が強くなっている。放電電流の可変領域は $8 \sim 25 \text{A}$ で、この範囲外では放電プラズマが不安定になる。

キャピトンの位置は放電電流の変化に対して約4 cmしか移動しない。このため、導波管ウエスト部にキャピトンが存在するときに軸方向RF定在波電界が強くなることが何周期にもわたって確認することはまだできていない。

5. 4. 4 ラングミュア・プローブ特性の測定結果

イオン飽和電流の測定はプラズマ中のイオン密度を定性的に示し、多くの有効な情報を与えるが、定量的なプラズマ密度の測定にはラングミュア・プローブの特性測定が必要である。文献(29)のキャピトンの測定においても、ラングミュア・プローブ特性からのプラズマ密度の測定は必要かつ重要なものである。ラングミュア・プローブ特性からのプラズマ密度の場所的变化は、プローブ位置を軸方向に8 mm (Type A導波管の波形周期の1/4)の間隔で移動させサンプルするため、空間的な分解能はあまり良くない。文献(29)においても、イオン飽和電流の変化に比べてプラズマ密度の変化は緩やかになっている。しかし、明らかにまわりのプラズマ密度に対してキャピトン中でのプラズマ密度は減少していることがわかる。本研究のように、プラズマ密度がマイクロ波により変調を受けているかどうかを測定するためには、この測定は必要不可欠である。

ラングミュア・プローブ特性からプラズマ密度の他に電子温度、プラズマポテンシャルの情報を得ることができる。図5. 28は、マイクロ波を入射した直後"ON" (0.4 μ sec後)と入射直前"OFF" (マイクロ波入射後40 msecで、プラズマはマイクロ波を入射しない場合と同じ状態になっているため、実質的にはマイクロ波を入射していないことと同義である。)の電子温度の場所的な分布を示す。マイクロ波入射直後(ON)の方で、多少の電子温度の上昇が見られるが、OFFと比べて大きな変化とはいえない。また、空間的にもほとんど変化しておらず、波形導波管の形状との相関関係もない。

図5. 29は、プラズマポテンシャルの空間的な変化を表していて、マイクロ波のONとOFFは上と同じ時刻である。OFFの場合、プラズマポテンシャルはプラズマの低密度側へ緩やかに減少しているが、ONでは局所的に増大している。このプラズマポテンシャルの増大は導波管形状と一致し、導波管ウエスト部で増大している。この現象は、直円筒導波管では報告されていない。プラズマポテンシャルは常に正であり、プラズマポテンシャルの局所的増大にイオン飽和電流の増大が影響を受けているものと考えられる。すなわち、イオン飽和電流の測定だけではプラズマ密度の変調を正確に把握することはできない。

図5. 30は、ラングミュア・プローブ特性から求めた電子密度の波形導波管中心軸上での分布である。マイクロ波がONの場合、電子密度は全体的に減少しているが、導波管ウエスト部では局所的に極大となっている。荷電分離を生じない準中性プラズマを仮定すると、電子密度とプラズマ密度は一致する。この場合、マイクロ波の入射により電子密度、すなわちプラズマは密度変調され、高周波電界が極大となる位置で盛り上がっていることがわかった。

キャピトンのできる位置、すなわち臨界密度面でのプラズマ密度は前述のようにマイクロ波の角周波数から正確に求めることができる。この位置で、マイクロ

波をOFFにした場合のプラズマ密度を測定した結果、 $0.487 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ でマイクロ波の周波数から求めた $1.01 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ とほぼ等しく、ラングミュア・プローブの信頼度は十分に高い。

図5.31は、高速電子密度の波形導波管中心軸上での分布である。マイクロ波のONとOFFは前述の通りである。マイクロ波がOFFの場合、高速電子密度はプラズマの低密度側に緩やかに減少しているが、マイクロ波をONにすると導波管ウエスト部で約2倍に上昇している。

5.4.5 平均自由行程

本研究のヘリウムガス原子に対する電子の平均自由行程について、以下の4種類の求め方で推定した。ヘリウムガス圧が52 mTorrの場合について行った。

(1) 文献(54)からヘリウム原子同士の平均自由行程 λ_{ee} は、

$$\lambda_{ee} = 17.6 \times 10^{-6} \frac{760}{52 \times 10^{-3}} \\ = 0.257 \text{ (cm)}$$

電子とガス原子の衝突に対する平均自由行程 λ_{eg} は次式で与えられ、

$$\lambda_{eg} = 4\sqrt{2} \lambda_{ee} = 1.5 \text{ (cm)}$$

(2) 文献(54)から電子が1 cm進む間に衝突する確率 P_c と λ_{eg} は、

$$P_c = 19 \text{ (cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}) \quad (\text{ただし、電位差を1 Vと仮定})$$

$$\lambda_{eg} = \frac{1}{P_c \cdot P} = \frac{1}{19 \times 52 \times 10^{-3}} = 1.0 \text{ (cm)}$$

(3) 文献(55)から衝突断面積 Q_c は、

$$Q_c = 5.5 \text{ (Å}^2\text{)}$$

$$\lambda_{eg} = \frac{1}{Q_c \cdot n} \quad (\text{ただし、} n : \text{粒子密度})$$

52 mTorrでの粒子密度 n と λ_{eg} は、

$$n = \frac{6.02 \times 10^{23}}{2.24 \times 10^3} \frac{760}{52 \times 10^{-3}} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$$

$$\lambda_{eg} = 0.99 \text{ (cm)}$$

(4) 文献(55)から電界 $E = 0.5 \text{ V/cm}$ として、ガス圧 $P = 52 \text{ mTorr}$ では、

$$\frac{E}{P} = \frac{0.5}{52 \times 10^{-3}} = 9.6$$

グラフから $\lambda_{eg} \approx 8.0 \text{ (cm)}$ を得る。

以上から、平均自由行程は約1 cm程度であると推定した。

5.5 考察および検討

以上の測定結果から、マイクロ波を入射すると導波管ウエスト部で電子密度が極大値をとり、同じ場所で軸方向高周波電界が大きくなっていることがわかった。

まず、本研究と Botton らの理論の条件の相違をまとめておく。Botton らが想定している導波管と著者が用いた導波管では、サイズの違いにより周波数帯が違っているが、それよりも根本的に導波管中の電磁波の特性が大きく違っている。それは、彼らの場合電磁波が常に体積波となっているのに対し、本研究の波形導波管中では表面波である⁽¹¹⁾。前述のように、本研究の周波数では、電磁波は表面波であるが境界に近い場合、電界の強さはプラズマがない場合導波管径方向にほぼ均一になっていることが推定される。

(5.2)式からわかるようにイオン飽和電流の増大する原因としては、プラズマポテンシャルなど他の要因が一定の場合、電子温度の上昇、プラズマ密度の増大の2種類が考えられる。これらの区別はラングミュア・プローブ特性から T_e , n を測定すれば明らかになる。今までの測定結果によると温度上昇が少ないことからプラズマ密度の上昇であると考えてきた。プラズマ密度の増大の理由としては、まずRF放電により新たにプラズマが電離生成された可能性が考えられる。プラズマ密度の局部的減少であるキャビトン⁽¹²⁾の場合は、RF放電は問題にならなかったが、本実験で見いだされた密度増大においては、最も気にかかる問題である。そこで著者は、ヘリウムガスについてだけでなく、アルゴンガスについても同様の実験を行った。ヘリウムガスでは直流放電プラズマを生成できる気圧範囲が狭いためマイクロ波パルスによる電離の影響は明確に確認できない。アルゴンガス400 mTorr, 放電電流13 Aにおいて、マイクロ波パワー68~84 kWの間でRF放電が起こることを確認した。本論文における実験は、アルゴンよりも放電しにくいヘリウムガスで、52~100 mTorrの低いガス圧、50 kW以下の低いマイクロ波パワーで測定を行った。図5.25は、ヘリウムおよびアルゴンでのイオン飽和電流の局部的増大の時間変化を示した例で、図5.24と同様の方法で測定している。アルゴンのプラズマは、RF入射から0.8 μ sec後にイオン飽和電流のピークをとる。これはヘリウムの0.5 μ secに比べてやや遅い。もしこの密度増大が、RF放電によるものであれば、比較的放電しやすいアルゴンの方が時間的に早い、または同程度時間にピークをとるはずである。以上の結果からRF放電によらないプラズマ密度の増大を予想してきた。

しかし、ラングミュア・プローブ特性の測定から、図5.29のようにプラズマポテンシャルが波形周期に一致して増大するという結果を得た。このことから(5.2)式を適用することができないことがわかった。ラングミュア・プローブ特性から電子密度の測定を行った結果、図5.30のように電子密度は全体的に減少しているが、軸方向高周波電界 E_z が大きくなる導波管ウエスト部で電子密度の極大がみられる。この現象はよく知られたポンドロモーティブ力による電子密度の変調ではないことがわかる。準中性のプラズマを仮定すると電子密度とプラズマ密度が一致するため、導波管ウエスト部でプラズマ密度が極大になるような密度変調が作られることになる。

次に、プラズマとマイクロ波の非線形相互作用により電離によらないで、プラズマが $|E|^2$ の大きな所へ寄せ集められる可能性について考察する。よく知られているように、高周波電界によるポンドロモーティブ力 $F^{(24)}, (25), (53)$,

$$F = -\frac{e^2}{2m_e\omega^2} \nabla |E|^2 \quad \dots (5.1)$$

により変調された密度 n は次式で与えられる⁽²⁴⁾。

$$n = n_0 \exp \left\{ \frac{-e^2 |E|^2}{2m_e\omega^2 k (T_e + T_i)} \right\} \quad \dots (5.4)$$

ここで、 n_0 ：初期状態のプラズマ密度， T_i ：イオン温度
すなわち、 $|E|^2$ が大きい場所では密度 n が小さくなる。これが従来知られているキャビトンの物理的理由であり、Botton らは上式に基づく密度変調を提案している。彼らは π モード⁽¹¹⁾ で動作するプラズマ BWO を考案しているので、彼らの論文⁽¹⁵⁾ の (5.1), (5.4) 式からわかるように、密度変調の軸方向の距離は波形周期長 z_0 と一致する。本研究において、導波管周期とプラズマ密度の極大が一致する点では Botton らの理論に適合しているが、次の 2 点で矛盾する。(a) 実験では密度および RF 電界の極大点一致しており、(5.1) 式が適用できない。(b) Botton らの理論は導波管ウエスト部で密度が極大になることを説明できない。以上を要するに、本研究の実験結果は既存の理論では、十分に理解することができない。

以下が、本研究の実験結果の一部を説明できる非線形モデルである。(5.1) 式で与えられるポンデロモーティブ力は電子に働くが、準中性プラズマを仮定すると、イオンについて次のような z 軸方向 1 次元非線形方程式が成立する。定常状態では、連続の式および運動方程式は、それぞれ次式で表現できる⁽⁵⁶⁾。

$$\frac{\partial}{\partial z} (n v) = 0 \quad \dots (5.5)$$

$$m_i v \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{k (T_e + T_i)}{n} \frac{\partial n}{\partial z} - \frac{e^2}{2m_e\omega^2} \frac{\partial |E|^2}{\partial z} + \frac{\partial g}{\partial z} \quad \dots (5.6)$$

ここで、 v ：ドリフト速度， m_i ：イオン質量
ただし、 $g(z)$ は、高周波電界のないとき定常的な軸方向の密度変化を作り出している静電的ポテンシャルであり、高周波電界 E とは無関係な物理量である。 $g(z)$ の物理的意味を明らかにするために、(5.6) 式において $v=0$ ， $E=0$ とおくと $n = n_0 \exp[g(z)/k(T_e + T_i)]$ が得られる。これはよく知られたボルツマン因子である。実際のプラズマでは定常的な軸方向密度勾配があるため、静電的ポテンシャル $g(z)$ を考える必要がある。イオン音速 c_s は、

$$c_s^2 \equiv \frac{k(T_e + T_i)}{m_i}$$

で定義されるもので、温度変化がないと仮定して定数と考える。マッハ数 M は、 $M = v/c_s$ である。(5.5) 式より $n v$ が一定であるので、 $n v/c_s = n M = c_s$ で一定となる、そこで (5.6) 式は、

$$\frac{dM^2}{dz} + \frac{d \log_e n^2}{dz} + \frac{e^2}{m_e k (T_e + T_i) \omega^2} \frac{d|E|^2}{dz} = \frac{2}{k(T_e + T_i)} \frac{dg}{dz}$$

z について積分すると次式が得られる。

$$M^2 - \log_e M^2 + \frac{e^2 |E|^2}{m_e k (T_e + T_i) \omega^2} = C(z) \quad \dots (5.7)$$

ただし、 $g(z)$ は高周波電界 E に無関係であるという意味での定数であり、 z の関数で、この項を定数 $C(z)$ とする。

ここで、プラズマの流れが十分に遅いとき、すなわち $M \ll 1$ の場合(5.7)式は第 1 項が省略できて、次のようになる。

$$\log_e M^2 = \frac{e^2 |E|^2}{m_e k (T_e + T_i) \omega^2}$$

これから(5.4)式が得られる。この場合はポンドロモーティブ・ポテンシャルによりプラズマが跳ねとばされる。これがキャビトンである。

次にプラズマの流れが速いとき、すなわち $M \geq 1$ の場合(5.7)式の第 2 項は省略できて次のようになる。

$$M^2 + \frac{e^2 |E|^2}{m_e k (T_e + T_i) \omega^2} = \frac{c_1^2}{n^2} + \frac{e^2 |E|^2}{m_e k (T_e + T_i) \omega^2} = \text{const.} \quad \dots (5.8)$$

したがって、 $|E|^2$ が大きい場所で密度 n は増大し、本研究の実験結果と矛盾がなくなる。この物理的意味は次のように考えられる。イオンに流れがあると、ポンドロモーティブ・ポテンシャルにプラズマがせき止められる。そのためプラズマが跳ねとばされなくなる。導波管ウエスト部で、イオン流が超音速になると仮定すると、密度の極大と $|E|^2$ の極大の場所が一致することも可能となる。ヘリウムイオン (He^+) の零電界移動度 μ は 9200 cm/Vsec であるので⁽⁵⁵⁾、プラズマ中のイオンのドリフト速度 v は電界を推定して、 $2 \times 10^5 \text{ cm/sec}$ の程度である。一方、 $T_e \approx 2 \times 10^4 \text{ K} \gg T_i$ とするとイオン音波速度 $C_s = 9 \times 10^5 \text{ cm/sec}$ となって、 v と同程度である。導波管ウエスト部で v が数倍上昇すると仮定すれば、超音速になっても不思議ではない。しかし、このモデルでは、導波管ウエスト部での局部的密度上昇とキャビトンの地点での密度減少が同時に観測される場合があることをよく説明できない。

つぎに、準中性のプラズマに近い状態で極わずかの荷電分離が起こると考える。図 5.30 のように、マイクロ波を入射直後の電子密度は全体的に一様に減少しているが OFF の場合と同様な傾きでプラズマの低密度側に減少している。図 5.31 から高速電子密度が導波管ウエスト部で増大しているが、全体的な電子密度が増大しているのではなく、一部の電子がマイクロ波からエネルギーを得て速度を増しているものと考えられる。高速電子の数が増すことにより、図 5.29 のように導波管ウエスト部でプラズマポテンシャルが局所的に増大したものと考えられる。

通常のイオンシースでは、シース端と金属の間で電界が生じる。本実験では、高速電子の数が増加することにより電子不足を生じ、プラズマポテンシャルが導波管ウエスト部で増加し、ここでの正電荷から導波管に向かって電界が発生するものと考えられる。文献(57)によると、速波領域の回路波 (Structure Wave) はこの電界との相互作用は起こさず単に電力を交換するだけで増幅作用は起こさ

ない。しかし、遅波の場合は相互作用により増幅作用があることが知られている。すなわち、空間電荷波と後進波の相互作用によりプラズマBWOでのマイクロ波の増幅が可能である。ただし、この考え方では誘電体を伴った直円筒導波管の増幅作用をうまく説明することはできない。

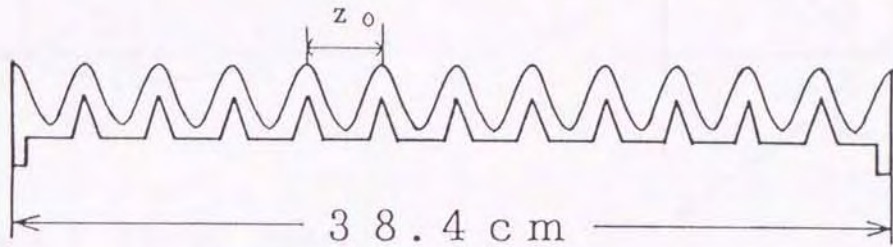
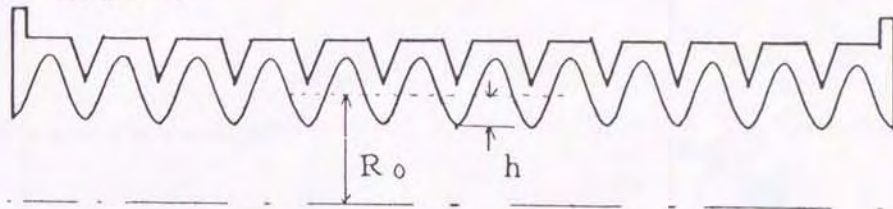
プラズマBWOの共鳴的なパワーの増大についての正確な理論的理解は、まだ十分であるとはいえない。今後の重要な研究課題である。

5.6 まとめ

波形のプラズマ導波管に入射した大電力マイクロ波により、導波管ウエスト部において、プラズマ密度の極大現象を見いだした。これは、直円筒プラズマ導波管では観測されなかったことで、遅波プラズマ導波管特有の現象であると思われる。高周波電界測定結果から、導波管ウエスト部において軸方向RF電界も極大となっていることがわかった。この2つの結果から、BottonとRonが予言したプラズマ密度の増大とは違うメカニズムで、プラズマ密度の極大による回折格子の現象が現れた。

$$R(z) = R_0 - h \cos k_0 z, k_0 = 2\pi/z$$

Type A



$$R_0 = 5.0 \quad h = 1.4 \quad z_0 = 3.2$$

Type B

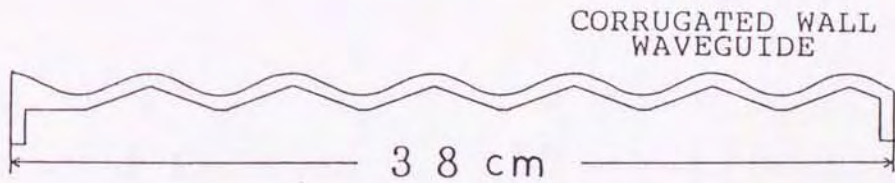
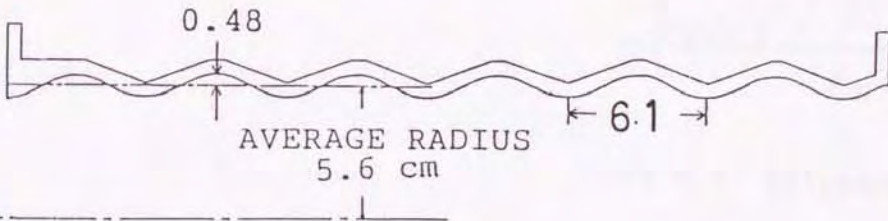


Fig.5.1 Corrugated wall waveguides.

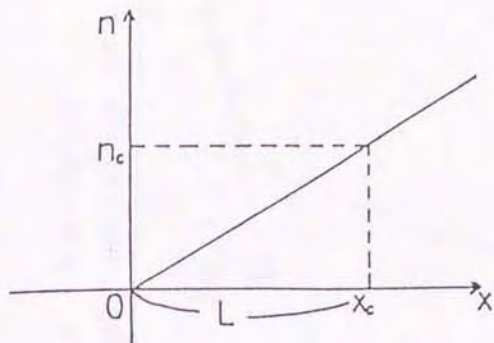


Fig. 5.2 Plasma model.

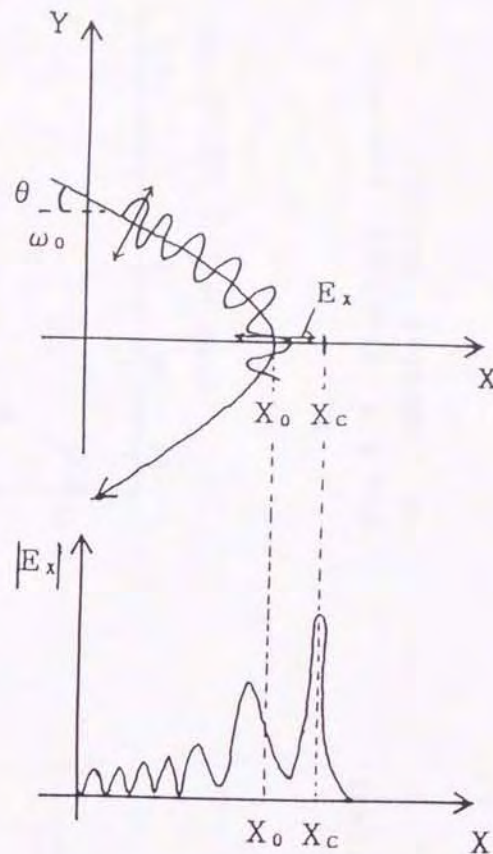


Fig. 5.3 Entrance microwaves.

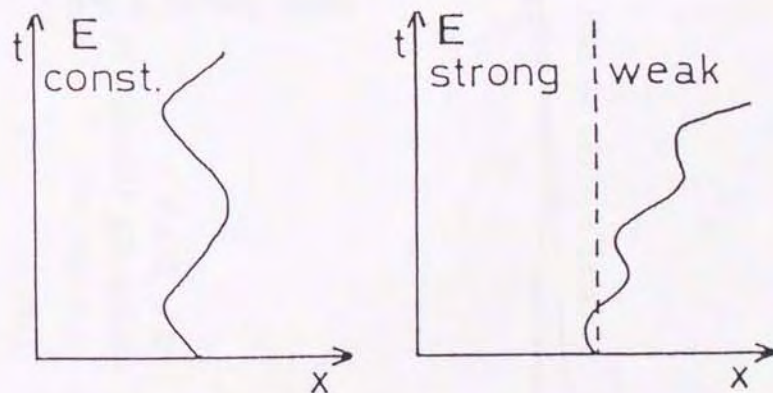


Fig. 5.4 Motion of a charged particle in RF electric field.

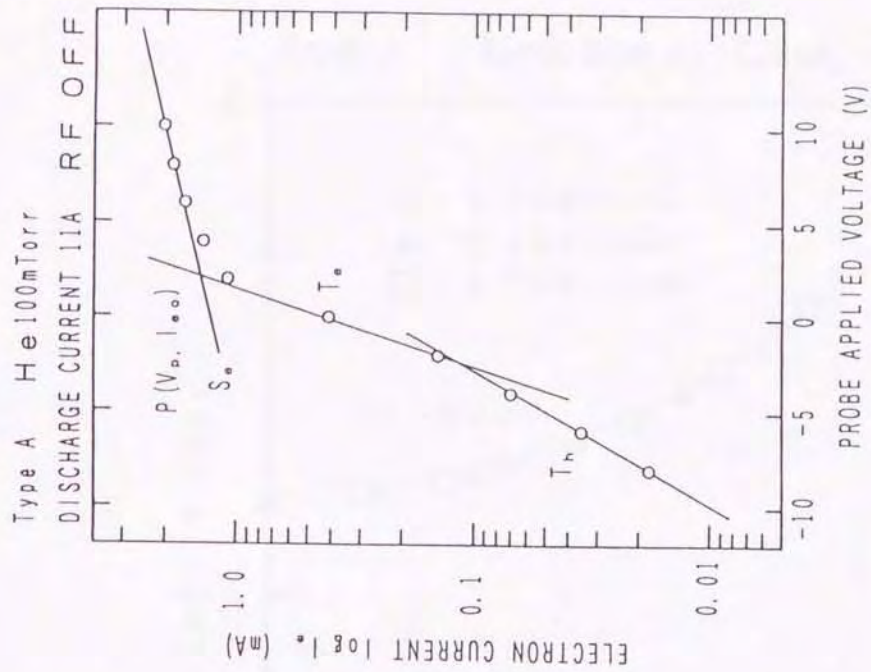


Fig.5.6 Electron current vs. applied voltage.

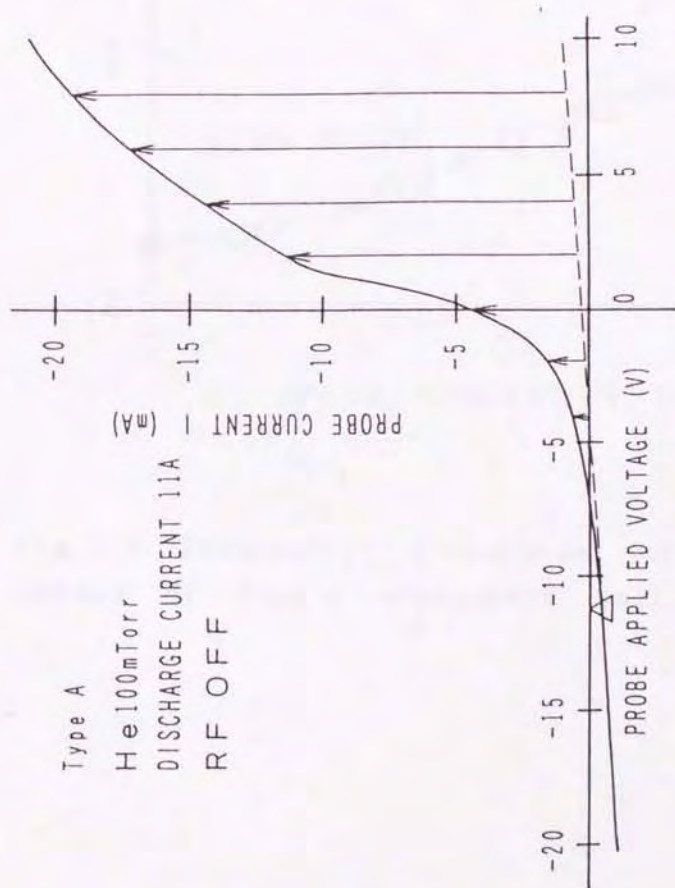


Fig.5.5 Probe current vs. applied voltage.

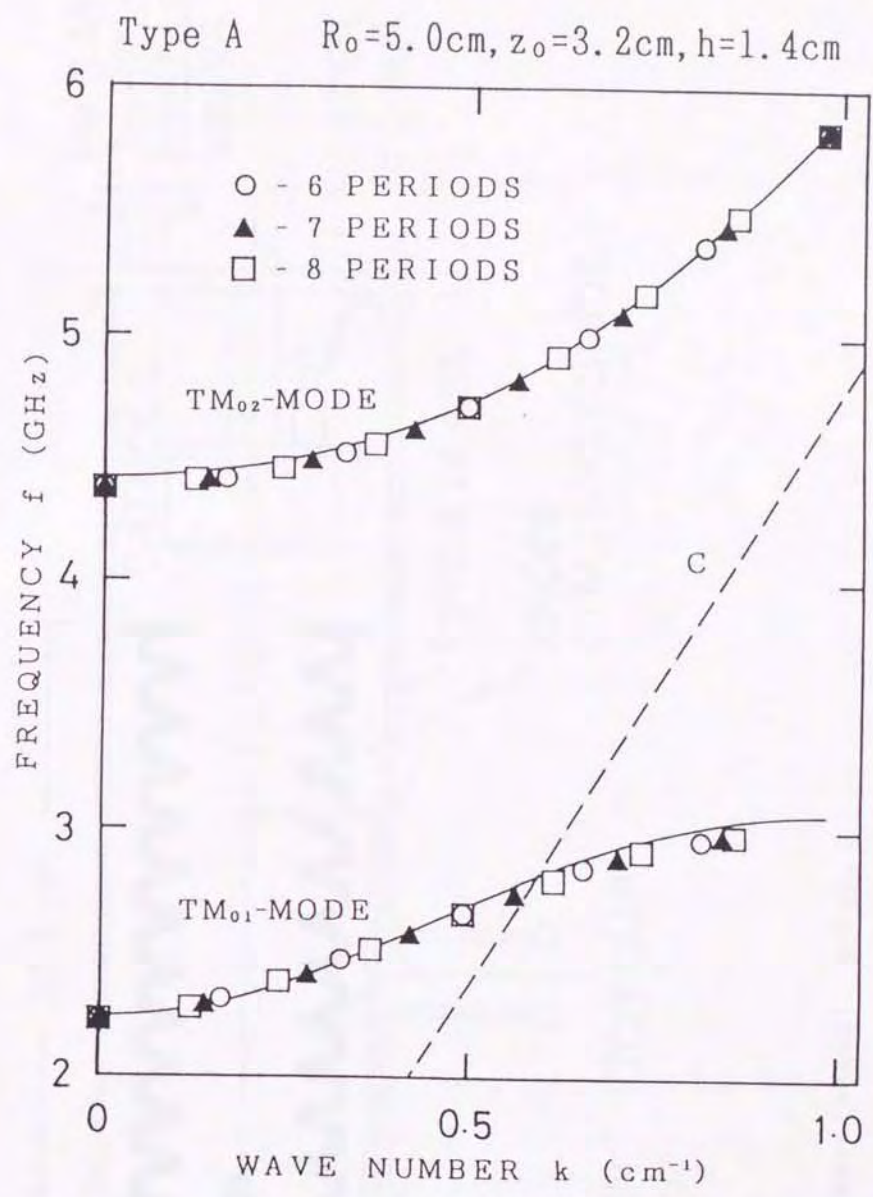


Fig.5.7 Theoretical dispersion curves and measured values of Type A corrugated wall waveguide.

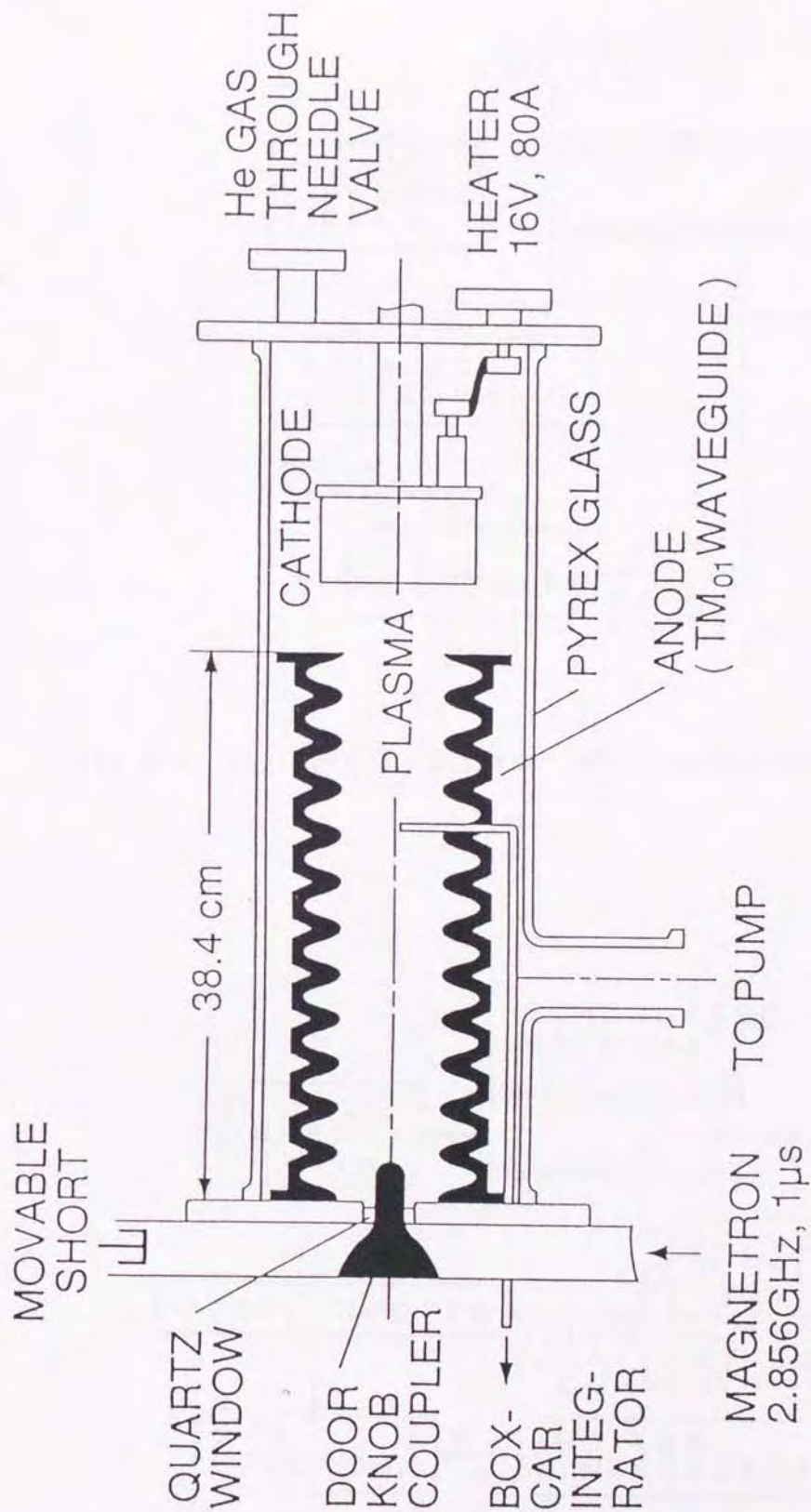


Fig. 5.8 Experimental setup.
Type A waveguide (anode) and hot cathode and vacuum tube.

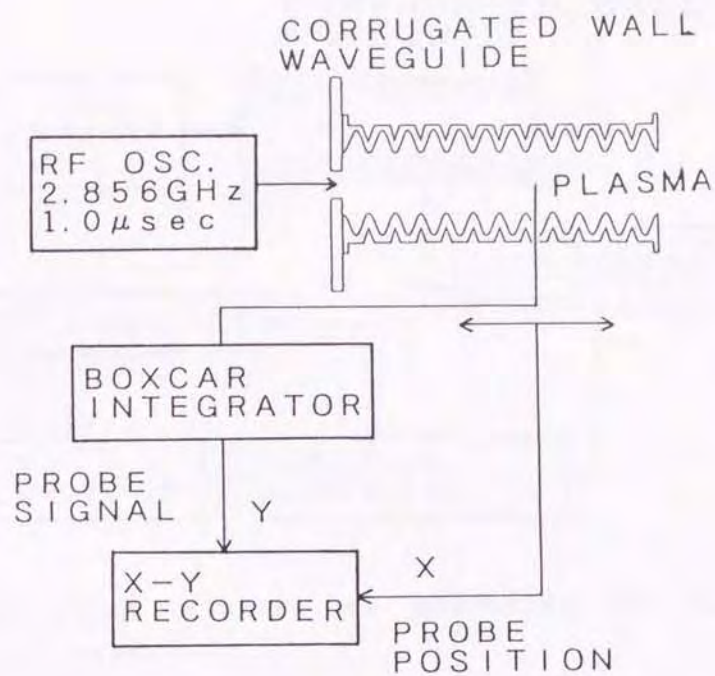


Fig.5.9 The block diagram of experimental apparatus.

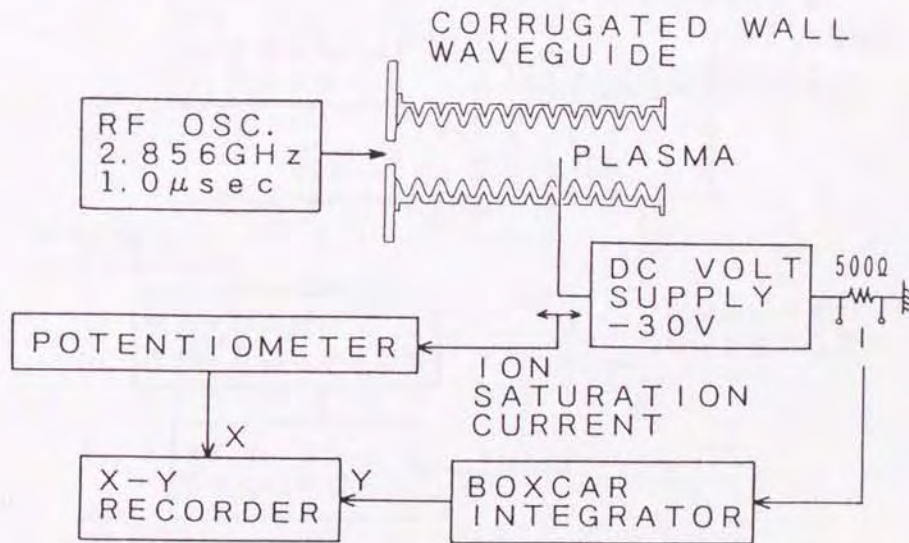


Fig.5.10 Block diagram of measuring ion saturation current.

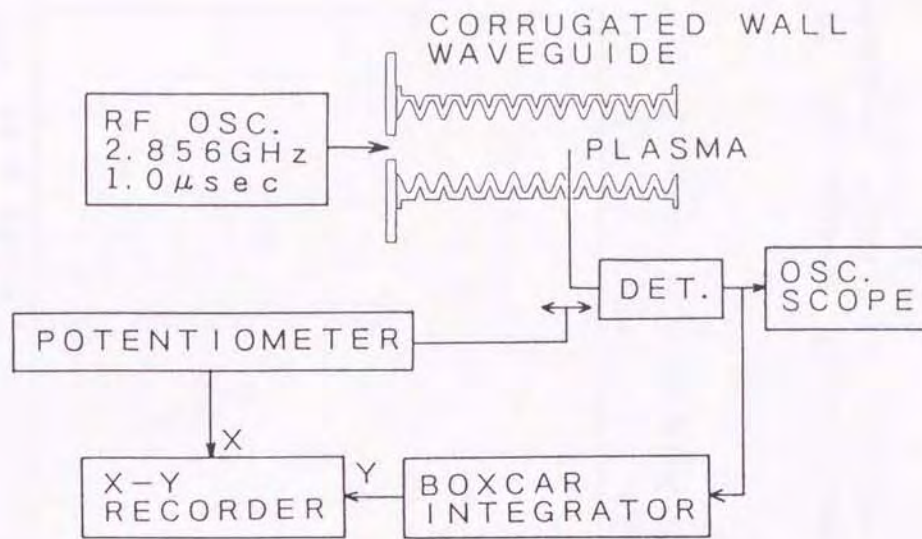


Fig.5.11 Block diagram of measuring RF electric field on axis.

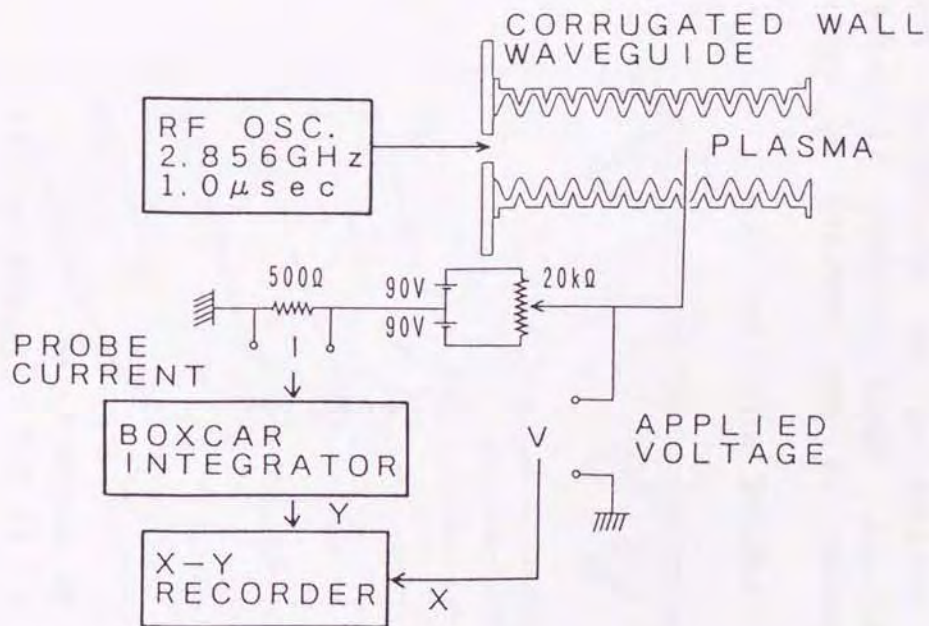


Fig.5.12 Block diagram for measuring characteristic of Langmuir probe.

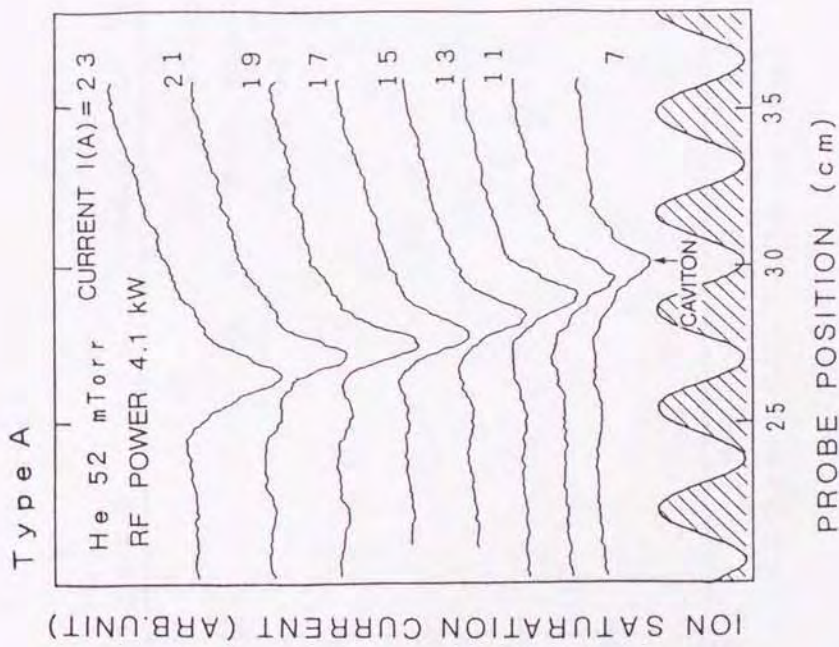


Fig.5.13 Changes in the location of caviton for a relatively small incident microwave power. The profile of the corrugated wall is schematically shown by the hatched curve. Origin of the probe position is the entrance of the waveguide.

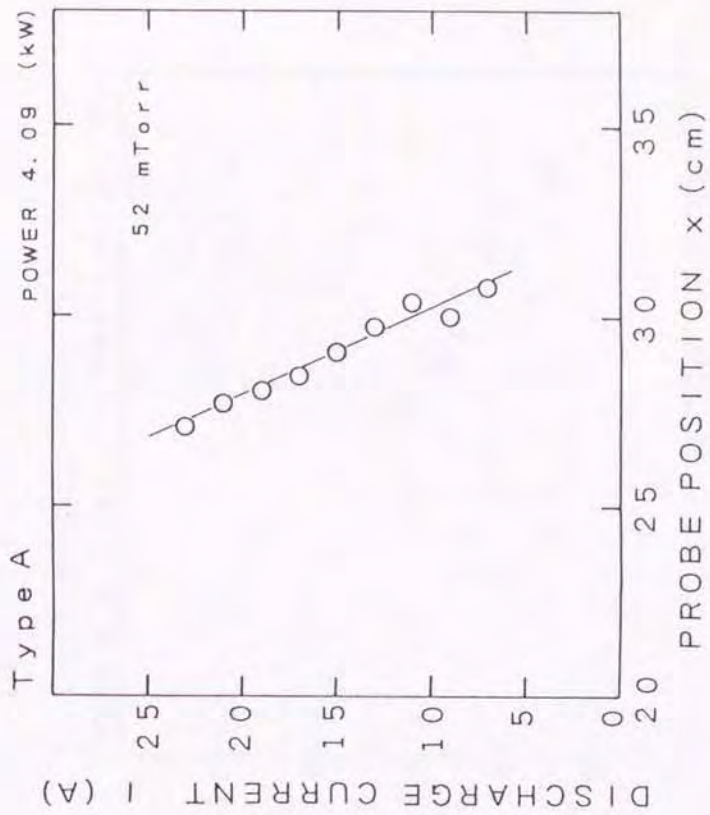


Fig.5.14 Position of caviton vs. DC discharge current, in Type A waveguide.

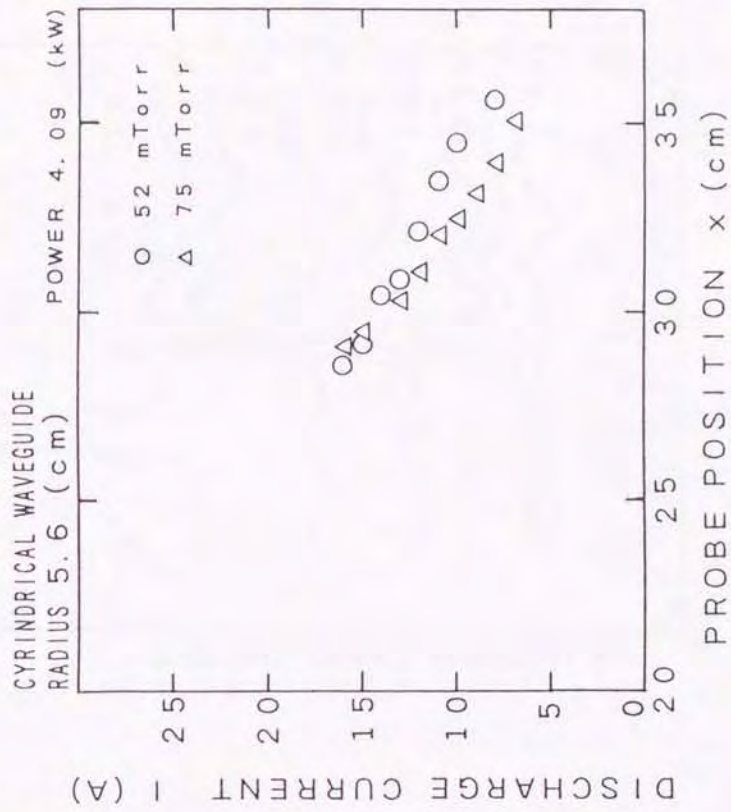


Fig.5.16 Position of caviton vs. DC discharge current, in cylindrical waveguide.

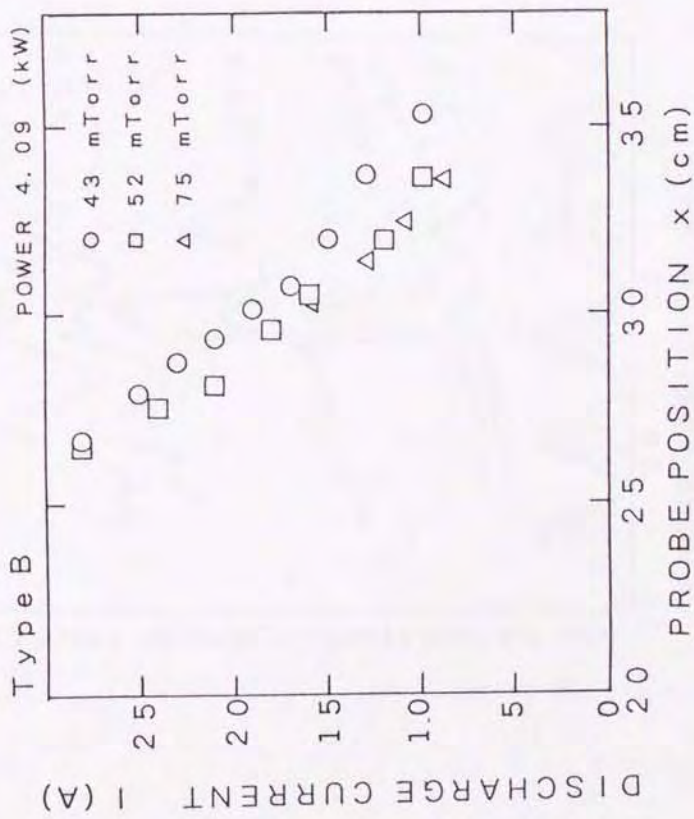


Fig.5.15 Position of caviton vs. DC discharge current, in Type B waveguide.

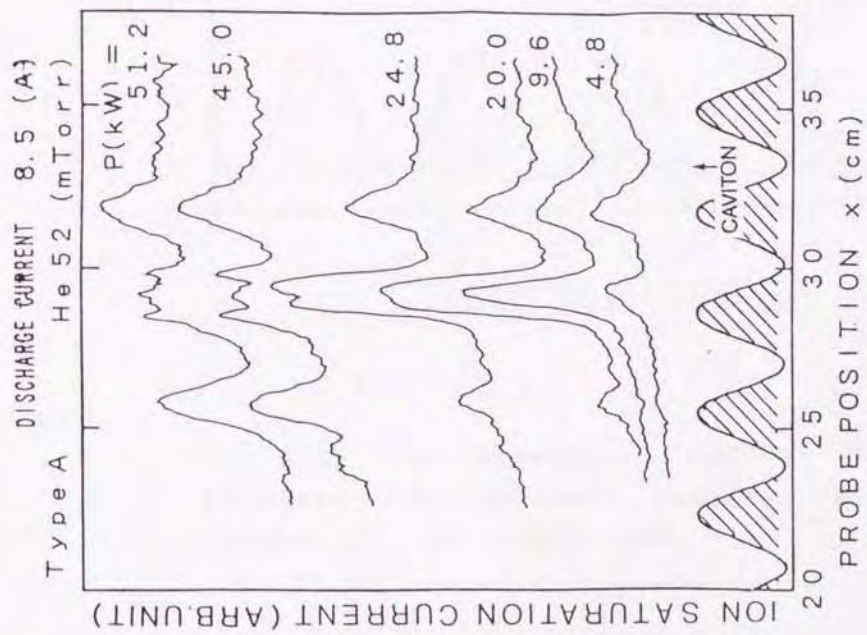


Fig.5.17 Ion saturation current vs. probe position for various incident microwave powers P, in Helium gas. Caviton disappears for large microwave powers.

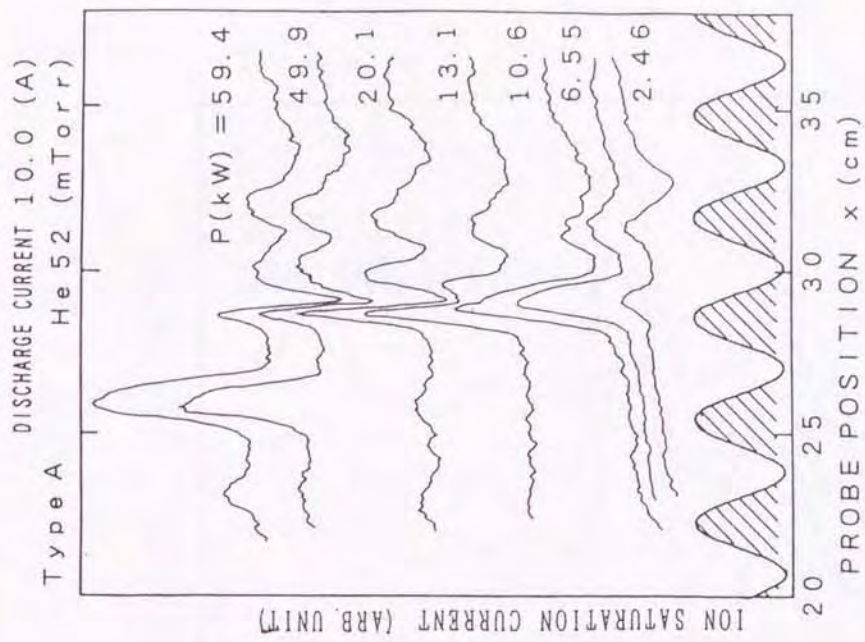


Fig.5.18 Another case of Fig.5.17.

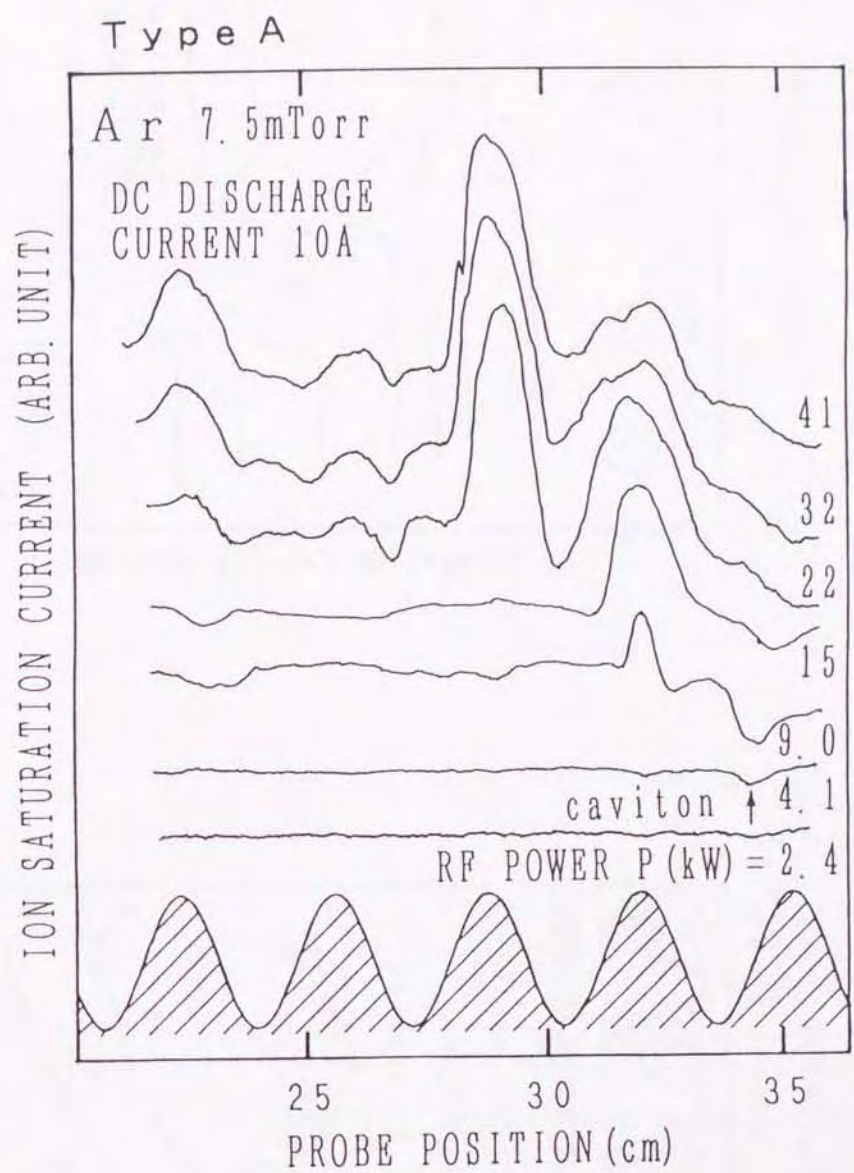


Fig.5.19 Ion saturation current vs. probe position for various incident microwave powers P, in Argon gas.

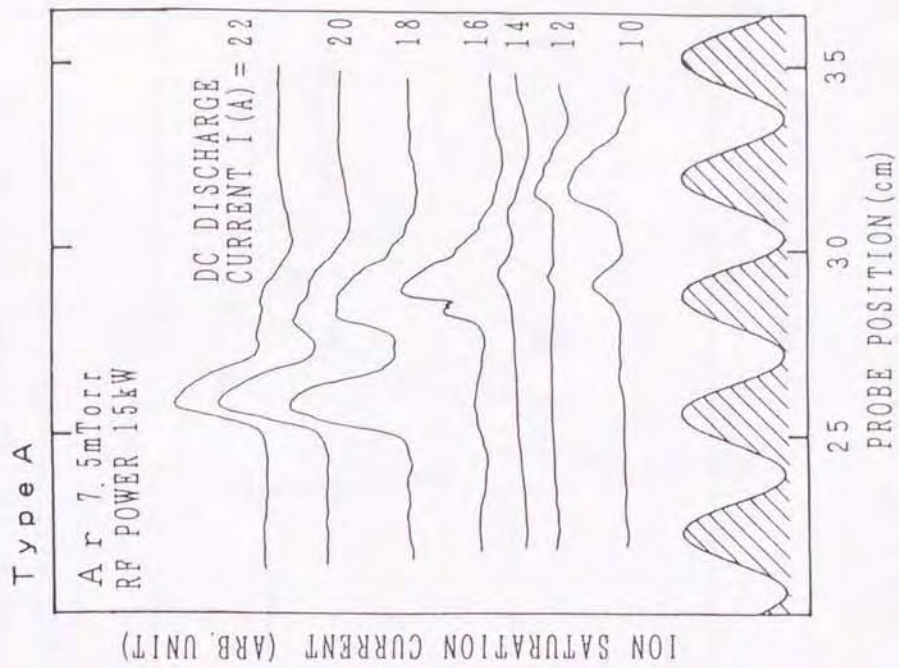


Fig.5.21 Ion saturation current vs. probe position for various DC discharge current, in Argon gas.

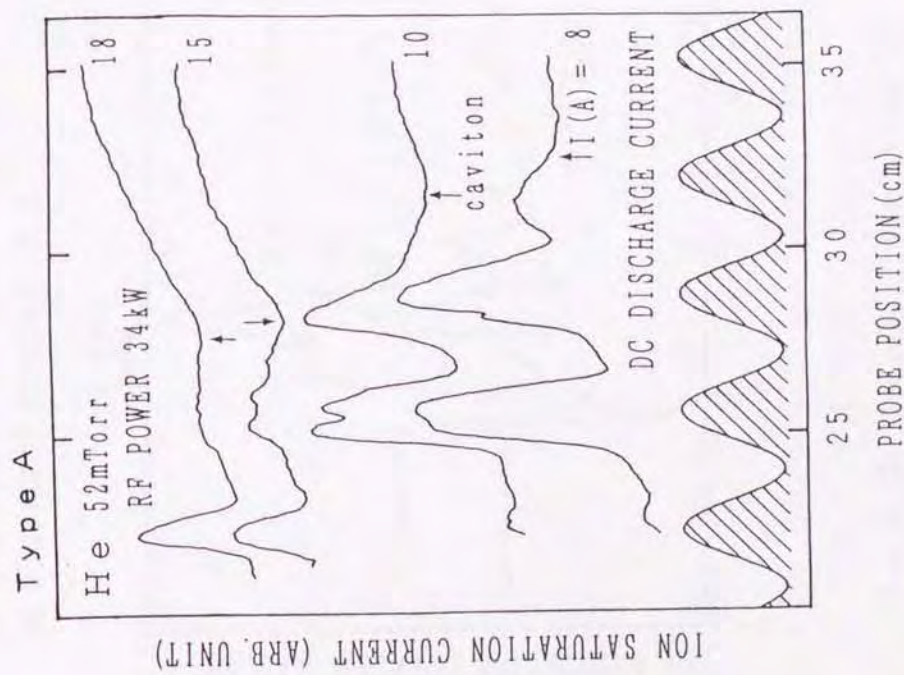


Fig.5.20 Ion saturation current vs. probe position for various DC discharge current, in Helium gas.

He 100 μ Torr RF POWER 6.5 kW
DC DISCHARGE CURRENT 9 A

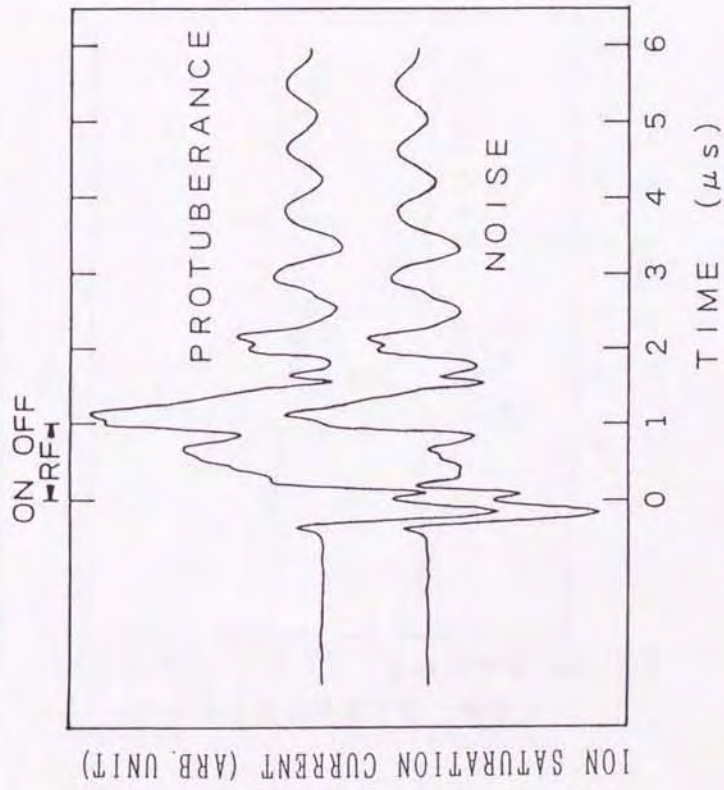


Fig.5.22 Temporal variation of ion saturation current (inclusive of noise) and noise. (Probe position is protuberance's peak.)

He 100 μ Torr RF POWER 6.5 kW
DC DISCHARGE CURRENT 9 A

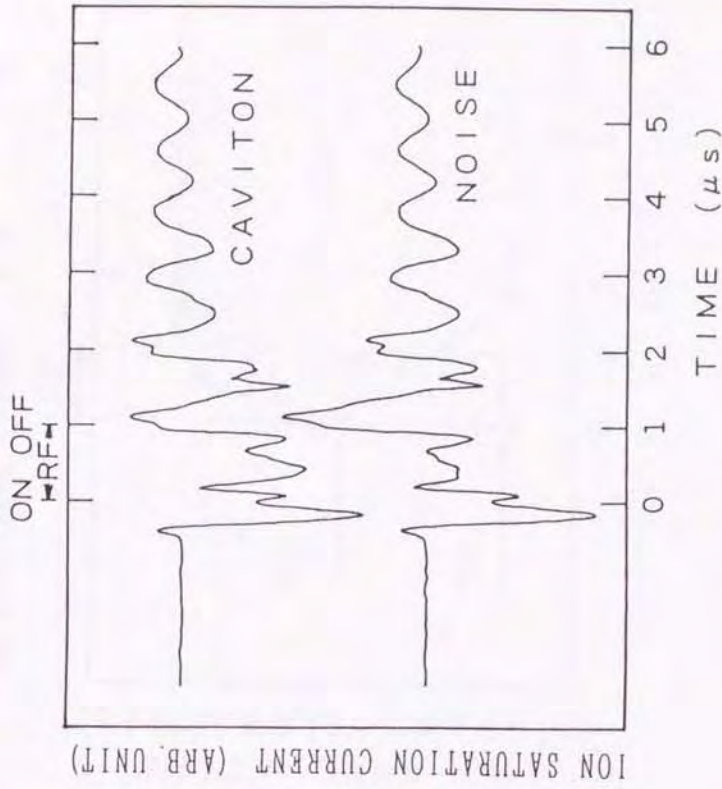


Fig.5.23 Temporal variation of ion saturation current (inclusive of noise) and noise. (Probe position is caviton's bottom.)

He 100 mTorr RF POWER 6.5 kW
DC DISCHARGE CURRENT 9 A

Ar 16 mTorr RF POWER 2.4 kW
DC DISCHARGE CURRENT 9 A

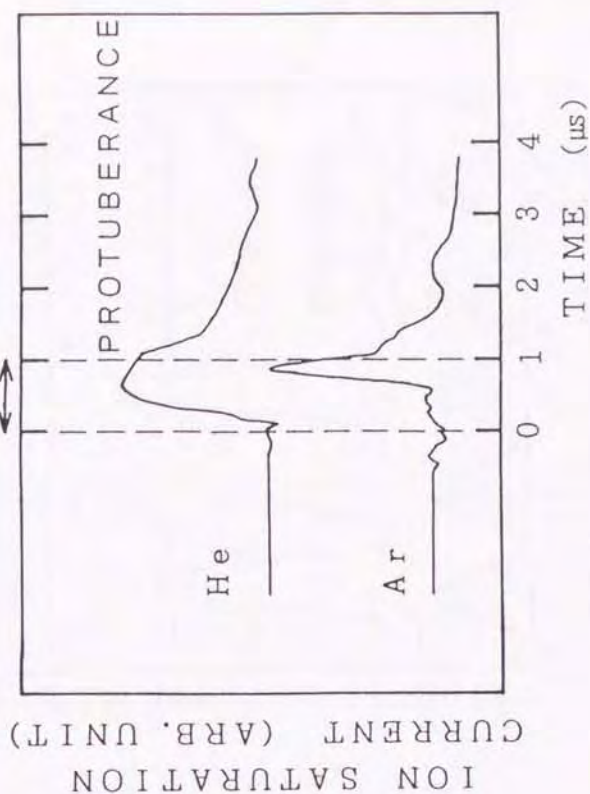


Fig.5.25 Temporal evolutions of ion saturation current for the case of two protuberances, in Helium or Argon gas.

He 100 mTorr RF POWER 6.5 kW
DC DISCHARGE CURRENT 9 A

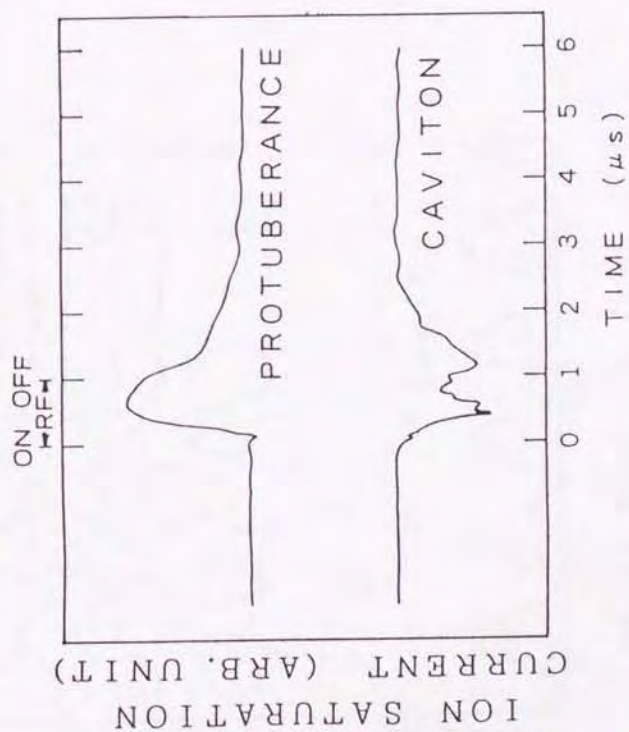


Fig.5.24 Temporal evolutions of ion saturation current for the case of a caviton and a protuberance, in Helium gas.

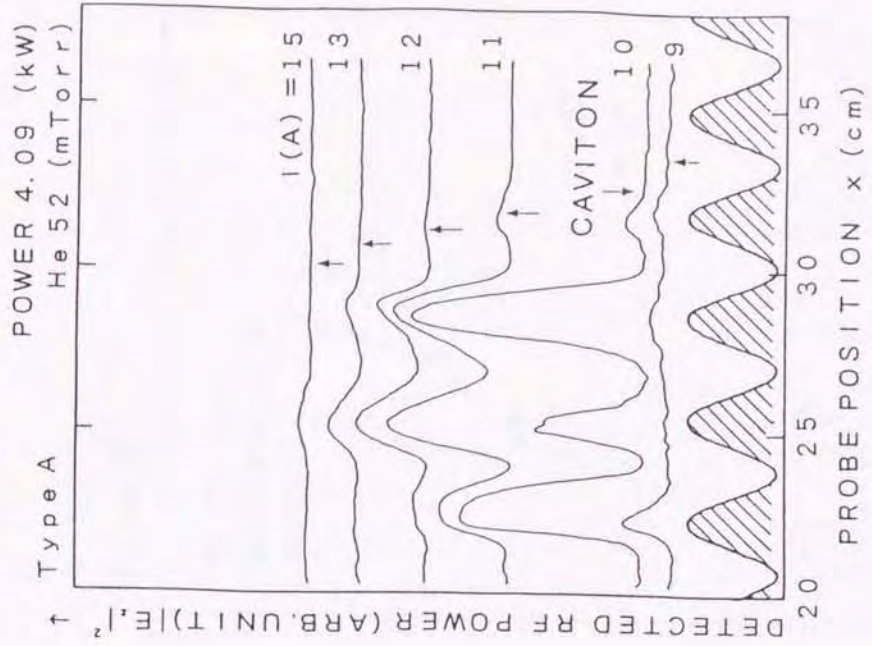


Fig.5.27 The detected RF standing waves $|E_z|^2$ vs. position of wire antenna on the axis for various DC discharge current.

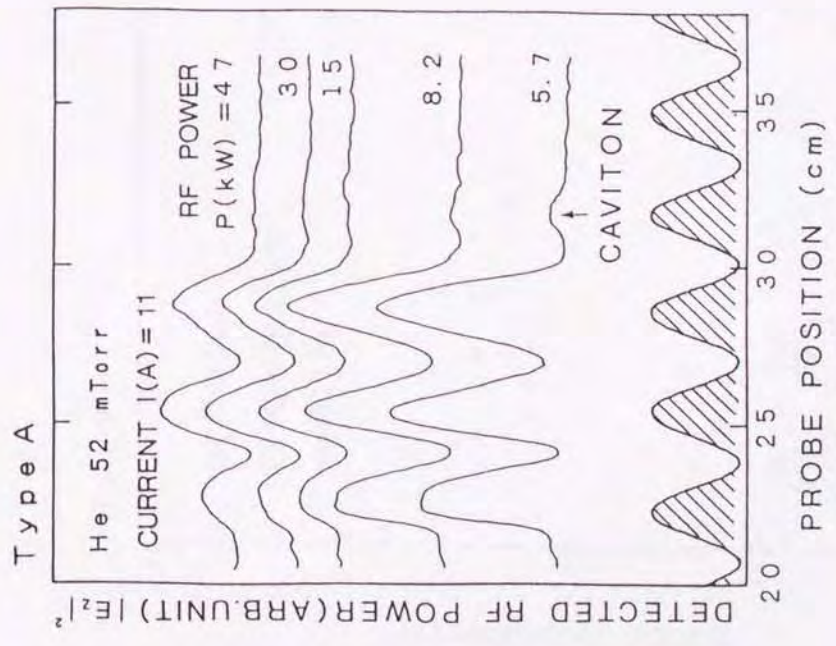


Fig.5.26 The detected RF standing waves $|E_z|^2$ vs. position of wire antenna on the axis for various incident microwave powers P.

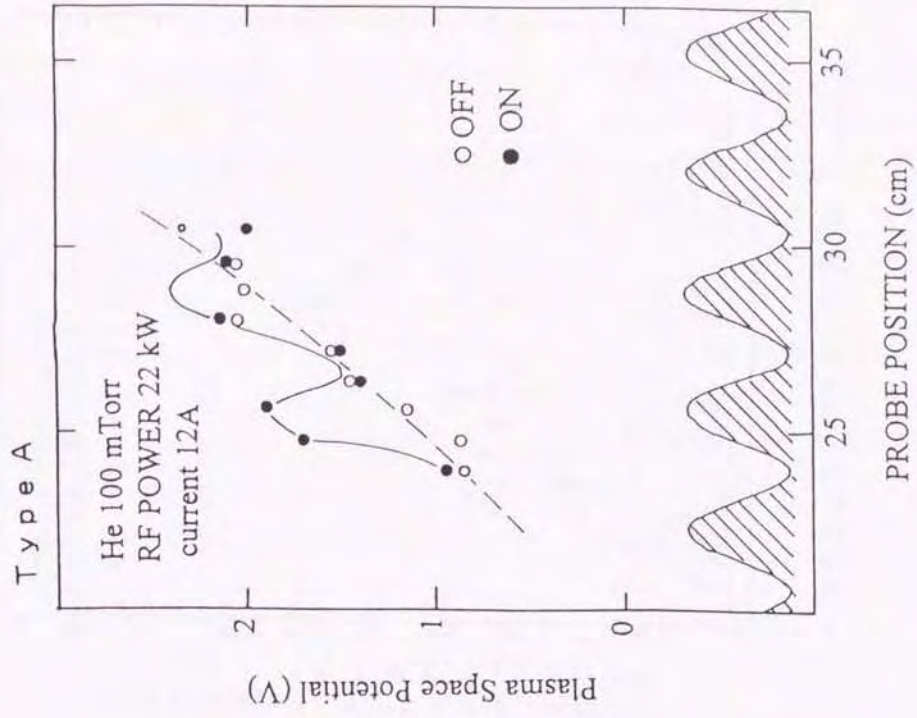


Fig.5.29 Plasma potential vs. probe position.

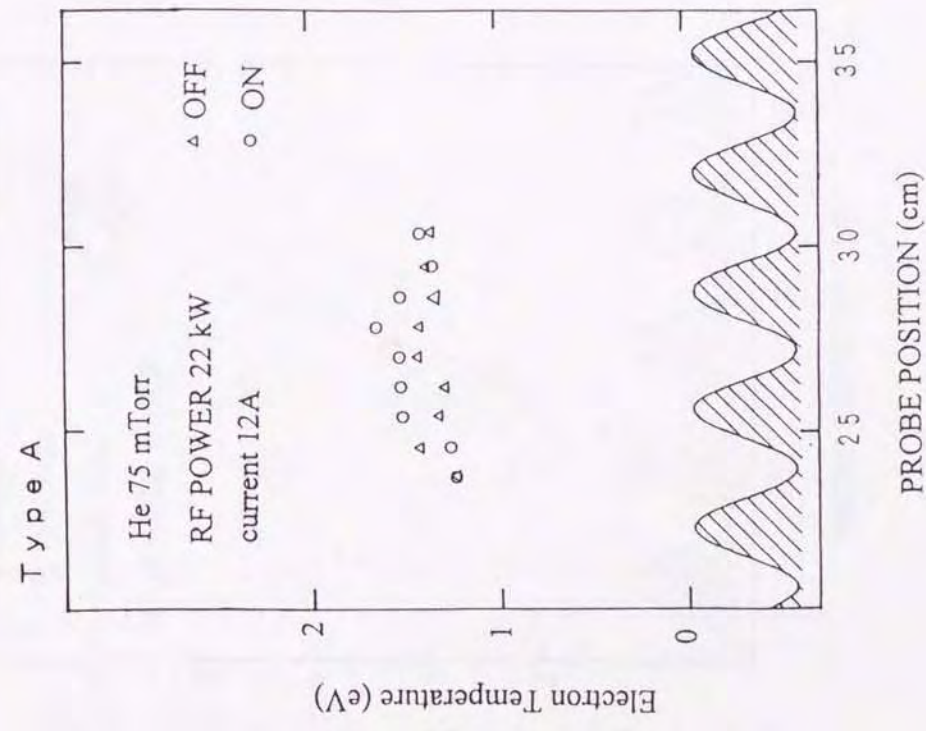


Fig.5.28 Electron temperature vs. probe position.

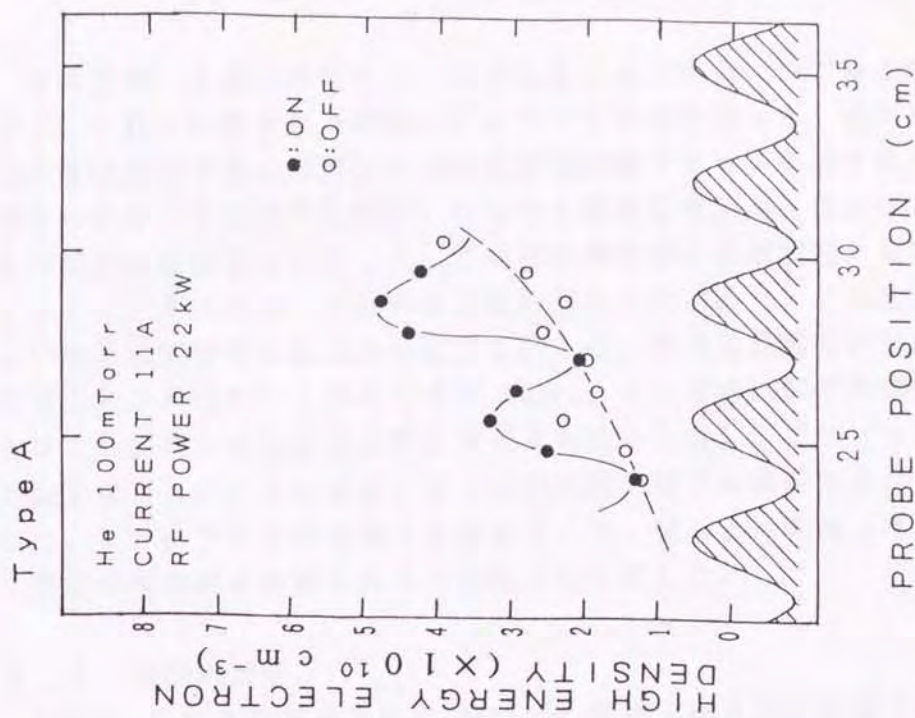


Fig. 5.31 High energy electron density vs. probe position.

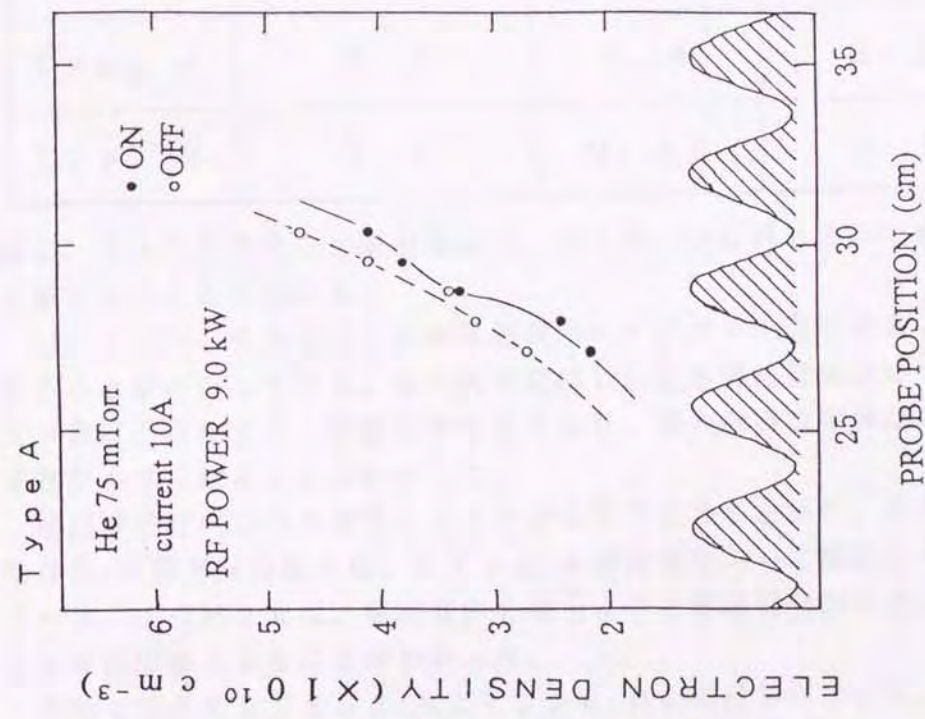


Fig. 5.30 Electron density vs. probe position.

第6章 考察およびまとめ

本論文は、大電力のマイクロ波を発生する方法の一つである後進波発振器に注目し、これに使用される遅波回路について研究を行った。遅波回路として、大出力の後進波発振器に必要な大強度相対論的電子ビームを通すために有効であると考えられている流線型の構造、すなわち導波管壁面が正弦波状に周期的に変化する円筒形の導波管を製作した。この波形導波管の分散特性、高周波電界分布、ポインティングベクトルの分布を理論計算により求めた。これまでに実測されていない波形導波管の分散関係の測定を行った。後進波発振器の実験的研究で現れた発振出力の共鳴的な上昇に対する Botton らの理論的解析の模擬実験として、プラズマを装荷した波形導波管にマイクロ波を入射し、プラズマ密度の変調に関する測定を行った。その結果、彼らの理論的理解では説明できない実験事実を見だし、これについて注意深く実験を行った。彼らとは異なった理由によりプラズマ密度が周期的に変調される可能性を見いだした。

6.1 理論的解析

Minami らにより開発された Maxwell 方程式から得た計算コードを使い、真空中およびプラズマを装荷した場合の分散関係を求めた。波形導波管は、次の表のようなパラメータをもつ。

	平均半径 (cm)	振幅 (cm)	周期長 (cm)
Type A	5.0	1.4	3.2
Type B	5.6	0.48	6.1

図 2.3 から TM 波の分散曲線が 2.0 ~ 6.0 GHz の周波数帯に通過域と阻止域をもつことがわかる。

Lin と Chen によると、波形導波管内にプラズマを装荷すると群速度が小さくなることがわかっている。本研究で使用した波形導波管においても同様に、プラズマ密度が増加すると群速度が小さくなり、軸方向直流磁界がある場合に更に群速度が小さくなることがわかった。

波形導波管内部の共振モードにおける電界分布を求めた。また、軸方向高周波電界 E_z の径方向分布から、Type A 導波管において波数 $k = 0.9$ 、周波数 $f = 3.1$ GHz では、導波管中心軸上よりも導波管壁面に近い位置で電界が強くなる表面波となることがわかった。

実験で使用する Type A と Type B の導波管について、分散特性や電界分布などを理論的に調査しておくことは重要である。この理論的解析をもとに実験結果との比較検討を行った。

6. 2 空気中のマイクロ波分散関係の測定

波形導波管についての分散関係の測定報告は少ない。本研究では、加速管の測定法として知られているプランジャー法での測定を試みた。プランジャー法は他の測定法として知られているテスト空洞法とノーダルシフト法の中間の測定精度をもつ。更に本研究では、一方のプランジャーを反射板とすることによりテスト空洞法と同様の測定を波形周期数を変えて行うことを試みた。測定結果からわかるように、共振点の数が理論値よりも少ない、または多い場合があった。どの共振周波数をどの共振モードと判断するかが重要な問題となった。3種類の波形数で測定を行い、例えば $\pi/2$ モードを励振できる波形数6, 8において同じ周波数の共振点を見つけることができた。3種類の波形数とも0, π モードの共振点が一一致することから0モードを決定することができた。TM_{0,1}モードの π モードについては、Type AとType Bともに観測されなかった。私信によると、導波管の半径が最大となるところで切りとったテスト空洞法の測定では π モードが観測されているが、本研究のプランジャー法と同様に管径が最小となるところで切りとった場合には π モードが観測されなかった。プランジャー法では、管径が最大となる位置での測定は不適切であるが、 π モードの測定は他の測定法で見いだすことが可能であると考えられる。

図3. 8のように高周波電界測定用のアンテナを直接導波管内部に挿入し、定在波電界を測定する方法では擾乱が激しい。このため、管内波長を測定することによる分散関係の測定は難しく精度もよくなかった。しかし、プランジャー法の測定では阻止域を明らかにすることはできない。これらの測定法が相互に補って阻止域を含めた分散関係を測定により明らかにすることができた。

6. 3 表面波の観測

Type A導波管のように、第1ブリルアン帯が遅波となる場合、この周波数をもつ電磁波は中心軸上よりも導波管壁面の近くで軸方向高周波電界 E_z が大きくなる表面波として伝搬することが知られている。ただし、著者の知る限り波形導波管における観測例はない。Type A導波管の透過方式の測定で、アンテナの違いにより受信電力に差がでた。円板アンテナでは管壁近くを伝搬する表面波をうまく励振および受信できるが、針アンテナではうまく行えず遅波領域では受信電力が極端に小さくなった。円板アンテナにおいても π モードに近くなるに従い、受信電力が低下するが、これは円板アンテナの端と導波管の間に隙間があるためである。すなわち π モードに近くなるに従い、更に表面波の影響が強くなるものと考えられる。これは理論計算による解析の結果とよく一致している。本研究において、アンテナの違いによる透過方式の測定から、正弦波状に周期的に変化する円筒導波管で表面波が励振されることを明らかにすることができた。

6. 4 熱陰極を用いた直流放電プラズマの生成技術

プラズマ生成法の一つである直流放電は装置や設備が比較的簡単で、安価に製作、運転ができる。直流放電は古くから研究されており、直流放電プラズマにつ

いても多くの出版物や学会誌などによる詳しい解説がある。しかし、それぞれの研究室では設備や放電装置に違いがある。最も重要な熱陰極の活性化は、各研究室独自のノウハウをもっており、実験条件（放電電流の最大値、最低ガス圧など）を左右するプラズマの質を決定させる。最近、真空ポンプの昼夜運転が可能になったが、以前は帰宅前に真空容器内に不活性ガスを詰め空気のリークによる陰極の劣化を防いでいた。これでも陰極の劣化が早く1週間以内の実験を終える必要があった。さらに室温が高くなると自動的に真空ポンプが停止し空気が真空容器内に流れ込み再び陰極の塗り直しをしなければならなかった。すなわち、エージングを短期間に終了しなければ十分に実験を行うことができず、活性化のノウハウは非常に重要なことであった。現在の真空ポンプにおいてもこのノウハウは生かされている。

6.5 遅波構造をもつプラズマ導波管中のマイクロ波入射実験

プラズマBWOから発生するマイクロ波の出力が共鳴的に増大する実験結果が報告されており、これについての理論的解析が報告されている。LinとChenはプラズマにより回路波(structure wave)の群速度が小さくなり、電子ビームとの相互作用が強くなるためであると説明している。また、BottonとRonは発生したマイクロ波からのポンドロモーティブ力によってプラズマが密度変調され、屈折率の周期的変化が回折格子のようになり、半導体レーザーで知られた分布帰還機構(DFB)により、共鳴的な出力増大が起こると説明している。

本研究では、Bottonらの理論を確かめるため、プラズマBWOと同様のプラズマを装荷した波形導波管にマイクロ波を入射し、プラズマ密度の変調を測定した。高周波電界測定とプラズマ密度の測定結果から、Bottonらの理論とは異なり高周波電界の極大とプラズマ密度の極大は同じ位置で生じているという実験事実を得た。Bottonらのポンドロモーティブ力によるプラズマ密度の変調とは違う機構により回折格子ができ、DFB理論からのマイクロ波出力の共鳴的増大の可能性はある。本論文において高周波電界とプラズマ密度の極大が同じ位置で起こる一つの可能性について紹介した。

また、これとは違う理由すなわちプラズマポテンシャルに着目した。プラズマポテンシャルも波形周期に一致して増大するという実験事実を得た。プラズマポテンシャルが局所的に増大する結果、電界すなわち空間電荷波を発生する可能性がある。光速度以上の位相速度をもつ回路波は電力を交換するだけで増幅作用はないが、遅波は空間電荷波と相互作用を起こし増幅作用があることが知られている。まだ理論的理解は十分ではないが、可能な理論的見解を報告した。

本論文において、周期境界をもつ遅波マイクロ波導波管における分散関係および電磁波の特性を理論計算と測定により明らかにできた。波形導波管にプラズマを装荷することにより、プラズマBWOの共鳴的な出力増大の模擬実験を行い、可能な理論的見解を報告できた。

謝辞

本研究を行うにあたり、5年という長いあいだ御指導並びに御鞭撻を賜りました南一男先生に深く感謝いたします。実験や理論解析において行き詰まった際には、お忙しい中何度も打ち合わせいただき良い方向へ導いていただきました。また、我々の健康状態にまで気配りいただき誠に有り難う御座いました。

美寺久光先生、板垣厚一先生、丸山武男先生、喜多村博先生、金子双男先生、小椋一夫先生、加藤景三先生には、本研究の遂行にあたり種々の有益な御教示いただき深く感謝いたします。

実験装置の設計、製作にあたり御助言および製作いただいた萩野弘次技官、事務手続きなどでお世話になりました帆苺イネ事務官、自然科学研究科の職員の方々にお礼申し上げます。

理論計算を行うにあたり、計算機の使い方を御指導いただいた Md.M.Ali 博士、野村尚弘氏、菅良範氏、渡辺壮一氏、愛場康司氏、稲田治夫氏、小林直司氏、鈴木康暢氏に感謝いたします。

ともに実験を行い夜明けのビタミン飲料を飲んだ共同研究者の風間洋氏、野村尚弘氏、小出基晴氏、大鷹伸章氏、倉品憲一氏、内藤雄一氏、中村泰喜氏、蔵品光寿氏、桑原茂幸氏に深く感謝いたします。

研究活動だけでなく日常生活においても大変お世話になりました高橋邦治博士、金元燮氏、Md.R.Amin氏、鄭曉東氏、国島明弘氏、明戸篤志氏、細川武博氏、柳瀬博之氏、山川真一郎氏、坂本進氏、横野茂樹氏、冨本典大氏、電気計測講座の皆様、電気電子工学科の先生方に深く感謝いたします。

プラズマ核融合研究所の渡辺二太先生には理論計算の御指導、実験結果についての有効な御助言をいただき誠に有り難う御座いました。

1993年9月にお亡くなりになられた石井和重先生には、熱陰極やプローブ材料、今後研究予定の組立導波管など実験装置を提供いただき、また実験手順や実験結果の理解について御指導いただき心より感謝いたします。

皆様のおかげで本研究を遂行することができました。

1994年3月3日

著者 菅原 晃

参考文献

- (1) J. A. Swegle, et al.: Phys. Fluids, 28, 3696(1985)
- (2) R. A. Kehs, A. Bromborsky, B. G. Ruth, S. E. Graybill, W. W. Destler, Y. Carmel & M. C. Wong: IEEE Trans. Plasma Sci., 13, 559(1985)
- (3) T. J. Orzechowski, B. R. Anderson, J. C. Clark, W. M. Fawley, A. C. Paul, D. Prosnitz, D. B. Hopkins, A. M. Sessler & J. S. Wurtele: Phys. Rev. Lett., 57, 2172(1986)
- (4) K. Minami, W. R. Lou, W. W. Destler, R. A. Kehs, V. L. Granatstein & Y. Carmel, Appl. Phys. Lett., 53, 559(1988)
- (5) Y. Carmel, K. Minami, R. A. Kehs, W. W. Destler, V. L. Granatstein, D. Abe & W. L. Lou: Phys. Rev. Lett., 62, 2389(1989)
- (6) M. M. Ali, K. Minami, K. Ogura, T. Hosokawa, H. Kazama, T. Ozawa, T. Watanabe, Y. Carmel, V. L. Granatstein, W. W. Destler, R. A. Kehs, W. R. Lou & D. Abe: Phys. Rev. Lett., 65, 855(1990)
- (7) K. Minami, Y. Carmel, V. L. Granatstein, W. W. Destler, W. Lou, D. K. Abe, R. A. Kehs, M. M. Ali, T. Hosokawa, K. Ogura & T. Watanabe: IEEE Trans. Plasma Sci., 18, 537(1990)
- (8) M. M. Ali, 南一男, 菅原晃: 電学論 A, 111 卷 10 号, 868(平成 3 年)
- (9) K. Ogura, K. Minami, M. M. Ali, Y. Kan, T. Nomura, Y. Aiba, A. Sugawara & T. Watanabe: JPSJ, 61, 11, 3966(1992)
- (10) K. Ogura, M. M. Ali, K. Minami, S. Watanabe, Y. Kan, Y. Aiba, A. Sugawara & T. Watanabe: JPSJ, 61, 11, 4022(1992)
- (11) 菅原晃, 風間洋, 小出基晴, 菅良範, 小椋一夫, 南一男: 電学論 A, 113, 1 (平成 5 年)
- (12) 菅原晃, 内藤雄一, 小椋一夫, 南一男, 渡辺二太: プラズマ・核融合学会誌 69, 12, 1498 (平成 5 年)
- (13) X. Zhai, E. Garate, R. Prohaska & G. Benford, Appl. Phys. Lett., 60, 2332(1992)
- (14) A. T. Lin & L. Chen: Phys. Rev. Lett., 63, 2808(1989)
- (15) M. Botton & A. Ron: Phys. Rev. Lett., 66, 2468(1991)
- (16) 熊谷寛夫: 加速器(昭 5 0) 共立出版
- (17) J. Haimson: Nuclear Instruments and Methods, 33, 93(1965)
- (18) V. L. Granatstein and I. Alexeff: " High-Power Microwave Sources ", Boston, Artech, 1987.
- (19) R. B. Miller: Intense Charged Particle Beams (Plenum Press, New York, 1982)
- (20) 鈴木信夫: 理科年表(1992)丸善
- (21) 緑川亨: 理化学辞典(1979)岩波書店
- (22) V. L. Ginzburg: The Propagation of Electromagnetic Wave in Plasmas (Pergamon Press) 2nd ed. pp. 260(1970)
- (23) K. Minami, K. Izawa, M. Kaminaga & K. Ishii: J. Phys. Soc. Japan, 55, 1142(1986)

- (24) H. Motz & C. J. H. Watson: *Adv. Electronics Electron Phys.*,
23, 128-225(1967)
- (25) F. F. Chen: "INTRODUCTION TO PLASMA PHYSICS", (PLENUM PRESS 1974)
- (26) K. Minami, K. P. Singh, M. Masuda & K. Ishii: *Phys. Rev. Lett.*, 33, 740(1974)
- (27) K. Minami, Y. Mori, S. Takeda & K. Ishii: *Phys. Fluids*, 19, 327(1976)
- (28) K. Minami: *J. Phys. Soc. Japan*, 42, 274(1977)
- (29) 南 一男, 井沢宏一, 国島明弘, 美寺久光: *電学論A*, 107, 347(昭62)
- (30) H. Ikezi: *J. Phys. Soc. Japan*, 37, 766(1974)
- (31) H. C. Kim, R. L. Stenzel & A. Y. Wong: *Phys. Rev. Lett.*, 33, 886(1974)
- (32) S. P. Obenschain & N. C. Luhmann, Jr.: *Phys. Rev. Lett.*, 42, 311(1979)
- (33) K. Mizuno, J. S. DeGroot & F. Kehl: *Phys. Rev. Lett.*, 49, 1004(1982)
- (34) Ann Y. Lee, Y. Nishida, N. C. Luhmann, Jr., S. P. Obenschain, B. Gu, M. Rhodes,
J. R. Albritton & E. A. Williams: *Phys. Rev. Lett.*, 48, 319(1982)
- (35) Ann Y. Lee, Y. Nishida, N. C. Luhmann, Jr., C. Randall, M. Rhodes
& S. P. Obenschain: *Phys. Fluids*, 29, 3785(1986)
- (36) T. Tanikawa, A. Y. Wong & D. L. Eggleston: *Phys. Fluids*, 27, 1416(1984)
- (37) H. Kogelnik & C. V. Shank: *J. Appl. Phys.*, 43, 2327(1972)
- (38) Tkach(1975)
- (39) Edwin T. Jaynes: *J. Appl. Phys.*, 23, 10, 1077(1952)
- (40) D. E. Nagle, E. A. Knapp, and B. C. Knapp: *Rev. Sci. Instrum*, 38, 1583(1967)
- (41) 入江浩一: 電子リニア・アクセレータ用進行波形加速管の設計に関する研究
(1972)(学位論文)
- (42) H. Guo (私信)
- (43) 小椋一夫, 横野茂樹 (私信)
- (44) Morales(1977)
- (45) K. Kato, A. Kunishima and K. Minami: *J. J. A. P.*, 28, 512(1989)
- (46) A. W. Trivelpiece and R. W. Goid: *J. Appl. Phys.*, 30, 1784(1959).
- (47) J. R. Pierce: "Traveling Wave Tubes", (Van Nostrand, New York, 1950)
- (48) K. Halbach & R. Holsinger: *Part. Accel.*, 1, 213(1976)
- (49) 安達三郎, 米山務: *電波伝送工学* (昭56) コロナ社
- (50) 雨宮宏: *プラズマ・核融合学会誌*, 69, 934(1993)
- (51) 南條正男: *プラズマ・核融合*, pp. 189(1979) 共立出版
- (52) Y. Carmel, K. Minami, W. Lou, R. A. Kehs, W. W. Destler, V. L. Granatstein,
D. K. Abe & J. Rodgers: *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 18, 497(1990)
- (53) 丹生慶四郎, 南一男: *電学誌*, 98, 287(昭53)
- (54) 武田進: *気体放電の基礎*, pp. 14(昭48) 東明社
- (55) S. C. Brown: *Basic Data of Plasma Physics* (MIT. and John Wiley
& Sons, Inc., New York) p. 65(1959)
- (56) T. Uenoyama, K. Mima & T. Watanabe: *J. Phys. Soc. Jpn.* 50, 3107(1981)
- (57) 岡村総吾: *電子管工学*, p. 143(昭61)