



Title	大気圧中大出力マイクロ波プラズマに関する研究
Author(s)	小林, 明
Citation	大阪大学, 1976, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/662
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

大気圧中大出力マイクロ波プラズマに関する研究

昭和51年6月

小 林 明

序論		1
第1章	実験装置及び実験方法	5
1-1	実験装置	5
(1)	マイクロ波発生装置	5
(2)	プラズマ生成装置	7
1-2	マイクロ波による大気圧プラズマの生成	15
1-3	結言	18
第2章	測定方法	19
2-1	分光測定	20
2-2	干渉測定	29
第3章	大気圧マイクロ波プラズマビームに関する基礎的実験	33
3-1	マイクロ波プラズマビームの電力吸収特性	34
3-2	作動ガス気体の流速分布とそのプラズマに及ぼす影響	38
3-3	マイクロ波プラズマビームの形状と容積特性	44
3-4	大気圧マイクロ波プラズマビームのサーマル・ピニチ効果	47
(1)	サーマル・ピニチ効果に及ぼす管径の影響	47
(2)	プラズマビームの各パラメータに及ぼす水素の影響	49
3-5	水素プラズマビームの諸特性	52
3-6	結言	54

第4章	大気圧プラズマにおける中性粒子の挙動 と其の考察	55
4-1	レーザ干渉実験	56
4-2	気体壁に関する考察	58
(1)	Meierovich の理論	58
(2)	実験結果への Meierovich の理論の適用	59
4-3	マイクロ波プラズマビームにおける中性 の粒子密度と温度	62
(1)	入射電力依存性	62
(2)	水素流量依存性	63
4-4	結言	65

第5章	マイクロ波水素プラズマの熱平衡に関す る考察	66
5-1	プラズマの熱平衡条件	67
5-2	水素プラズマの熱平衡に関する実験と考 察	70
5-3	結言	73

第6章	大気圧マイクロ波プラズマビームに関す る理論的考察	74
6-1	問題の設定及び解析方法	75
(1)	基礎式	76
(2)	プラズマ中の電界	78
(3)	熱束の導入	80
6-2	マイクロ波プラズマビームの物理的特性	83
(1)	マイクロ波エネルギーの吸収特性	83
(2)	プラズマビームの過度と直径に及ぼすマ イクロ波エネルギーの影響	85
(3)	管壁によるサーマル・ピンチ効果の理論	

	的考察	87
6-3	実験結果への適用	88
(1)	ガス流体の軸方向分速を考慮したエネルギー平衡理論	88
(2)	実験結果への適用と考察	90
6-4	結言	93

結 論	94
-----	----

謝 辞	96
-----	----

参考文献	97
------	----

Appendix A	99
------------	----

Appendix B	101
------------	-----

Appendix C	105
------------	-----

序 論

本論文は、大出力マイクロ波によって生成された大気圧中のプラズマについて研究したものである。

大気圧気体中のプラズマは、真空中の高密度プラズマと比較して、容器壁からの不純物がプラズマ中に混入するのを避けることができること、回転気体によってプラズマのMHD不安定性を抑制できることなど、多くの利点を持つということが、これまで多くの研究者によって理論的に明らかにされている¹⁾。このことは、定常プラズマの研究にとって非常に好都合な性質である。

ところが、大気圧気体中のプラズマでは、プラズマが高温になると熱伝導によるエネルギー損失が非常に大きくなり、その高温状態の保持のために非常に大きなエネルギーが必要になる。しかし、簡単な計算で既に *Alfvén* 等²⁾ (1960) が指摘しているように、強磁場中ではこの熱伝導損失が著しく抑制されて、いわゆる“気体絶縁”の状態になるといわれている。したがって、もしこの状態が実現されるならば、比較的小さなエネルギーで高温のプラズマを保持することができる。

強磁場中で熱伝導損失をおさえたと定常高密度プラズマの実験的研究は、数 Torr 程度の気体圧力の下にあるアーク・プラズマで行われているが、³⁾ 大気圧状態のものは全くなく、かつ、アークの場合は電極からの不純物の問題やシースの影響などが多くの難点が存在する。

これに対して、マイクロ波によるプラズマは、無電極放電であり電極消耗によるプラズマ内不純物の問題がなく、さらに超高周波電界による直接的な加熱によってプラズマが生成されるという特徴を持っている。したがって、このプラズマは上記のような研究にとって非常に好都合である。しかし、マイクロ波を用いた大気圧以上のプラズマについての研究は、出力数 kW のマイクロ波を用いた実験についていくつかの研究報告がなされている

が、大出力マイクロ波によるものは実験的にも理論的にもほとんど行なわれていない。

このような中で、最近、ソ連の Kapitza ・ グループ^{4,5,6)}によって、二、三の興味ある研究報告がなされている。彼らは最高出力175 kW という大出力のマイクロ波発振器を用いて実験を行い、内径200φの円筒空洞共振器中に、定常で比較的安定に（静止していない）Heの拡散型放電、及びH₂のフィラメント状放電を得ている。これによると、そのプラズマは、直径1 cm、長さ10 cmのオーダであり、電子密度 $n_e \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度 $T_e \sim 100 \text{ eV}$ に達することが実験的に論証されている。もし、これらのごとく事実であるとするならば、マイクロ波によるプラズマ生成は、高温、高密度のプラズマの研究にとって大いに興味ある研究対象となりうるであろう。

ところが、この Kapitza 型のプラズマは、ラセン気体流による安定化に無理があるため、円筒空洞共振器のまわりに公転運動を生じ、プラズマの性質上及び測定上にも多くの問題点を含むものである。さらに、そのプラズマの特性の解析の際に完全電離が仮定され $n_e \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ に対し、 $T_e \sim 100 \text{ eV}$ が主張されているが、理論的には、その密度に対して $T_e \sim 6 \sim 7000^\circ \text{ K}$ としても矛盾はない。また、同じく実験結果からその放電を異常表皮効果によって説明し、さらにプラズマの構造に電氣的二重層を仮定しているがまた決定的なものとなりえていない。以上のようにその論文中には多数の問題点が存在することが明らかになった。

これらを解明するために著者等は阪大溶接工学研究所において、出力30 kW、CWマイクロ波発振器を用いて一連の研究を行なった。その結果、TMモードの円筒空洞共振器を用いた Kapitza 方式では、安定で電力吸収効率のよいプラズマを得ることはできなかつた。つまり、円筒空洞共振器では、その構造上の問題から共振器壁面

に放電がとが、10 kW 以上の電力をプラズマに注入することが出来ず、かつモードの変化を生じるほど原理的に注入可能電力に限界があることが明らかになった。また、プラズマの安定性の面でも、直径30 cmの円筒の中に気体の回転流を乱れなく作ることに困難で静止プラズマは得られなかった。

しかしながら、出力の大きいマイクロ波を用いて安定なプラズマを生成しその物理的な特性を明らかにすることは、上記のような気体絶縁性プラズマのためにも、またプラズマ物理の基礎的研究にとっても非常に有意義である。また、プラズマの物理的な研究にとどまらず、核融合、新しい定用熱源の開発など工学的応用にも重要な貢献を期待できるものと思われる。

こうした背景をもとに、本研究は大気圧気体中で出力30 kWのCWマイクロ波による安定な定常プラズマの生成及びその物理的性質の解明を目的として行われたものである。その結果、Kapitzaの採用した円筒空洞共振器の代りに矩形空洞共振器を用いることにより、最大電力に至るまで電力吸収の良好なマイクロ波プラズマを得ることに成功した。その安定性は回転気体流によって極めて有効に保証されている。このプラズマの物理的性質は種々の外部パラメータ（マイクロ波入力、気体流量、管径など）に対するプラズマ温度や密度の変化を光学的測定によって明らかにし、また得られたプラズマの諸特性を理論的に解明するため、プラズマ・パラメータの数値計算を実行し、プラズマの振舞いについて考察を行った。このような本論文の内容は以下の如く6章に分けて述べる。

第1章では、マイクロ波発振装置及び矩形空洞共振器方式によるプラズマ発振装置のそれぞれについて説明し、大気圧中マイクロ波プラズマの生成方法について述べる。

第2章では、プラズマ・パラメータ主に密度の測定に

用いた光学的測定法、つまり、分光測定法及びマッハツ
 エンダー型レーザ干渉計による測定法について、それ
 らの原理、特徴及び適用限界について述べる。

第3章では、大気圧マイクロ波プラズマの基本的な特
 性を明らかにするため、まず、プラズマの電力吸収効率
 を熱量的測定法により求め、次に、作動ガス流体の流速
 分布をピトー管で測定する。

さらに、生成されているマイクロ波プラズマの密度・
 温度及びその形状を分光器によって測定し、これらのパ
 ラメータに及ぼすマイクロ波入力、水素気体流、そして
 管径の効果を明らかにするとともに、水素プラズマの諸
 特性を考察する。

第4章では、大気圧プラズマにおける中性粒子の挙動
 を知るため、特にその密度分布をレーザ干渉計によ
 って測定し、その分布形状を利用してプラズマの温度と入
 射電力との関係について、Meierovichの理論を適用して
 みる。またプラズマ中の中性粒子の密度・温度について、
 その入力依存性、水素流量依存性を調べる。

第5章では、大気圧プラズマの熱平衡条件を考慮する
 とともに、様々な電子温度の決定法を用いて決定したプ
 ラズマ電子温度から大気圧中マイクロ波水素プラズマの
 熱平衡について考察する。

第6章では、熱平衡を仮定した単純なプラズマ・モデ
 ルを用いて、マクスウェルの方程式及びエネルギー平衡
 式を電子計算機による数値計算によって直接的に解き、
 プラズマの温度・密度及びその分布形状等を求め、実験で
 得られたプラズマの諸特性について理論的考察をする。

第 1 章 実験装置 及び 実験方法

1-1 実験装置

本研究で用いた実験装置の構成は、Fig. 1-1 に示す通りである。この図では共振器（図中 P の位置）に対して左右両方向からマイクロ波を入射できるものを示しているが、本研究では主に一方からのみのマイクロ波入射の場合について行われたものである。説明の簡単化のため、本装置を二つの部分、つまり、マイクロ波発生部とプラズマ生成部とに分けて考える。

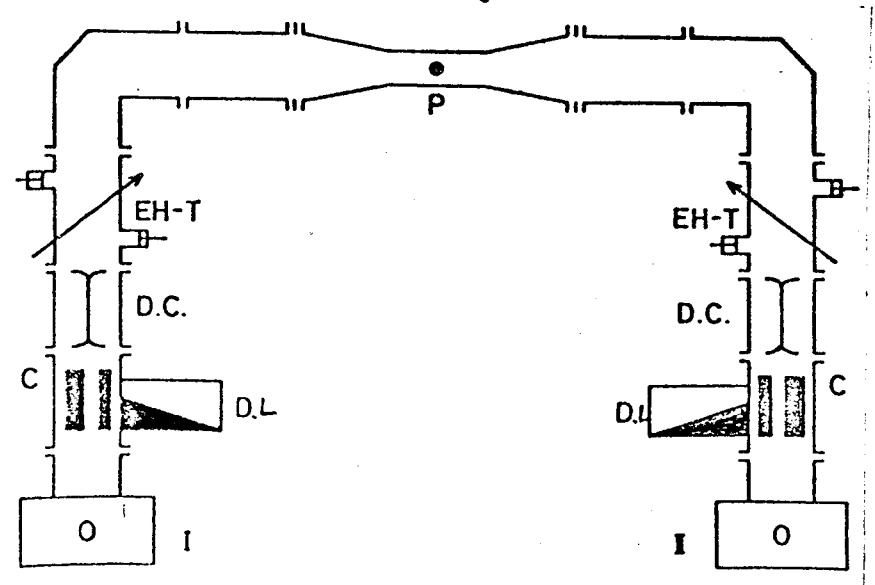


Fig.1-1 Schematic diagram of experimental apparatus

- o: oscillator C: circulator
- D.L.:dummy load
- D.C.:directional coupler
- EH-T: EH tuner P: plasma

(1) マイクロ波発生装置

マイクロ波の発生部は、30kW 直流電源及びマグネトロン方式のマイクロ波発振器（Fig. 1-1 の O）で構成されている。このマグネトロンで発振するマイクロ波は、周波数 $f = 915 \text{ MHz}$ ，自由波長 $\lambda \sim 34 \text{ cm}$ であり、矩形導波管（断面 120×240 ）を TE_{10} モードで伝播し、導波管に接続されたサーキュレータ C，方向性結合器 D.C.，EHチューナー EH-T，などの導波管

回路を通して、矩形空洞共振器中で TE_{101} モードの定在波を形成する。以下にこれらの回路の働きを示す。

C: サークュレーター *circulator*

プラズマからのマイクロ波の反射波を本負荷 (D.L. ダミー・ロード) に吸収させる。この装置は、発振管であるマグネトロンを保護する役目をする。

D.C.: 方向性結合器 *Directional coupler*

プラズマへのマイクロ波の入射電力 P_i と反射電力 P_r を同時に電気的に測定することができる。測定的时候は、*Power meter* を取付ける必要がある。

EH-T: EHチューナー *EH Tuner*

マイクロ波がプラズマに於いて最も良く吸収されるように共振器に立つ電界の定在波の位相調整の役目をする。

このような導波管回路を通して矩形空洞共振器 (プラズマ生成部) に入射するマイクロ波の出力は、マグネトロンのアノード (陽極) を流れる電流値を変化させることによつて調整可能である。

(2) プラズマ生成装置

プラズマの発生部は空洞共振器を中心にして構成されているが、以下にこれについて説明する。本研究の予備的実験においては、Kapitzaの実験装置と同様の円筒空洞共振器を用いて、その中にプラズマを生成することを試みた。出力30 kWの発振器で発振されたマイクロ波は矩形導波管中を TE_{10} モードで伝播するのであるが、これは同軸変換器によってTEMモードに同軸変換され、円筒空洞共振器中に Fig. 1-2 のような電磁界分布を形成する。

プラズマの点火は、数 kW のマイクロ波のエネルギーを共振器に注入した状態で、共振器軸に直角方向から共振器中央、電界最大的位置に点火棒を挿入することによって行う。このとき

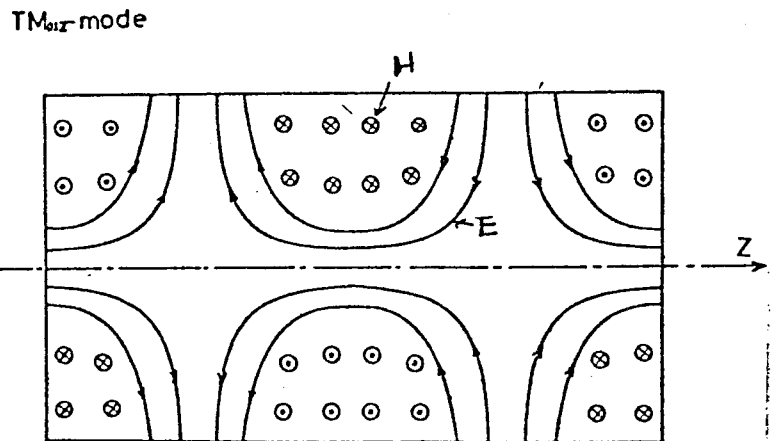


Fig. 1-2 TM_{012} -mode in cylindrical cavity resonator

プラズマは共振器軸上に生成されるが、このプラズマの安定化のために気体を共振器軸の周りに回転流として流す。この実験では作動気体として $Ar + H_2$, He , N_2 などを用いた。

一連の実験の結果、この TM_{012} モードによる方式では、

- 1) 回転流によるプラズマの安定化が困難である。
 - 2) プラズマと共振器壁との間に放電が生じやすい。
- という二つの問題があることが判明した。また、基本的にマイクロ波の入射電力が増加したとき、共振器中央に生成されたプラズマは軸方向に長さが伸びるので、共振器中のモードがTEMモードに変化し、プラズマの安定性が保証されない。以上のようは理由から、このような

方式では、プラズマへのマイクロ波入射電力に限界がある。事実、Ar+H₂ プラズマでは注入電力が最大20 kW までであった。以上のことは、安定な大出力マイクロ波プラズマの生成にとって基本的な欠陥であるように思われる。

したがって、本研究においては、新たに TE₁₀₁ モードの矩形空洞共振器による方式を開発した。この方法では、マイクロ波のエネルギーを共振器に注入するためにマイクロ波のモードを同軸変換する必要はないので、装置系が簡単になる。

TE₁₀₁ モードは、矩形空洞共振器中の電磁界分布として最も基本的なモードである。Fig. 1-3 のように座標軸を定めると、共振器中の電界 E (E_x, E_y, E_z) は、マイクロ波の理論から次式で表わされる¹⁾。このとき、共振器には z 方向にマイクロ波が入射するものと考えている。

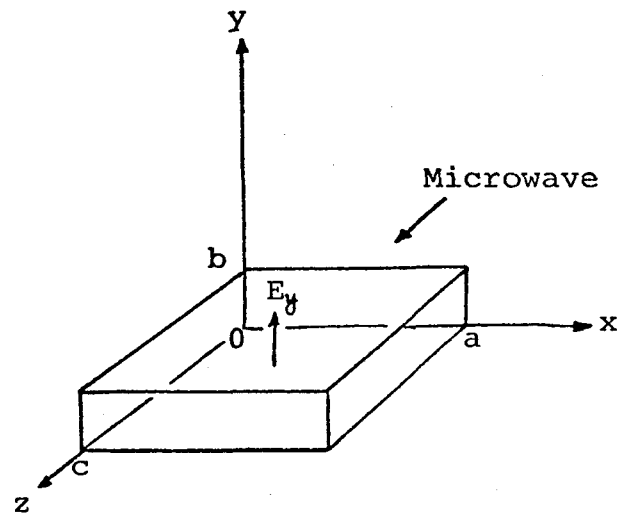


Fig.1-3 Rectangular cavity resonator

$$E_y = A \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi z}{c}\right)$$

$$E_x = E_z = 0$$

ここで、
 a : 共振器の巾
 b : 共振器の高さ
 c : 共振器の長さ
 A : 電界の振幅

である。上式からわかるように、電界 E は y 方向成分だけを持ち、その値は、共振器中央において最大である。

このような矩形空洞共振器中にプラズマを生成する場合、マイクロ波の電界強度が最大となる共振器中央にY軸方向（電界のかかる方向）にプラズマを生成するのが最も効率よいと考えられる。したがって、共振器上下面の中央に穴をあけ、そこにガラス管を垂直に設置し、その中にプラズマを生成する。このとき、マイクロ波の漏洩を防ぐため、共振器上下面から突き出たガラス管のまわりを金属円筒で覆う。

ところが、このようにしてプラズマを点火した状態では、共振器中にエネルギー吸収体としてのプラズマが存在するから、共振器はもはや共振器としての役割を果たさず、導波管中には進行波ができる。そして、この場合には、共振器とプラズマとで同軸変換器としての働きを有することになる。そこで、共振器中央に生成されるプラズマに印加される電界の強度は、導波管中の進行波の最大電界を求めることによって知ることができる。

矩形導波管内の最大電界強度 E と進行波の入力との間には、次のような関係がある。⁽²⁾

$$E = \sqrt{\frac{4P_i \cdot Z_{TE}}{ab}}$$

ここで、 P_i : マイクロ波の入力

Z_{TE} : TE波の電波インピーダンス

である。

上式に a 、 b として $a = 18 \text{ cm}$ 、 $b = 12.4 \text{ cm}$ を与えて計算すると、周波数 $f = 915 \text{ MHz}$ のマイクロ波に対し、 $Z_{TE} \sim 500 \Omega$ であるので、最大電界 E のマイクロ波入力 P_i に対する依存性は、Fig. 1-4 に示すようになる。例えば、 $P_i = 30 \text{ kW}$ に対しては、 $E \sim 450 \text{ V/cm}$ である。これに対して、導波管の高さを約半分の $b = 6 \text{ cm}$ として計算すると、この場合の電界強度の入力依存性は Fig. 1-4 の実線で示しているものとなる。前者と比較して

電界は強くとり、同じ入力 ($P_i = 30 \text{ kW}$) に対して $E \sim 600 \text{ V/cm}$ に達する。このように電界強度が大きいことはプラズマ生成にとって好都合である。また、後者のように共振器高さの低い方が、プラズマに磁場を印加するのにも都合がよい。したがって、本研究においては共振器の高さを導波管の高さの約半分にしていく。

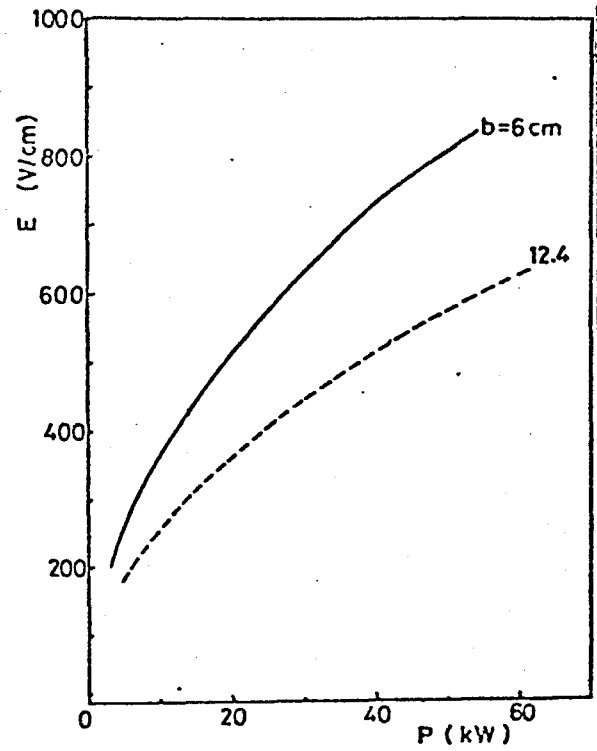


Fig.1-4 Relation between maximum electric field E and input power P_i ;

(a) 気体放流型

共振器を中心にして構成されるこの型の装置は Fig. 1-5 に示す通りである。

この図では、マイクロ波が左方及び右方の両方向から入射できるようにになっている。この場合、気体は金属（銅）円筒の底面部の側壁にありて千個の穴より流入し、この円筒の内部に取り付けられたガラス管内を回転しながら流れ、上方から大気中に排出される。

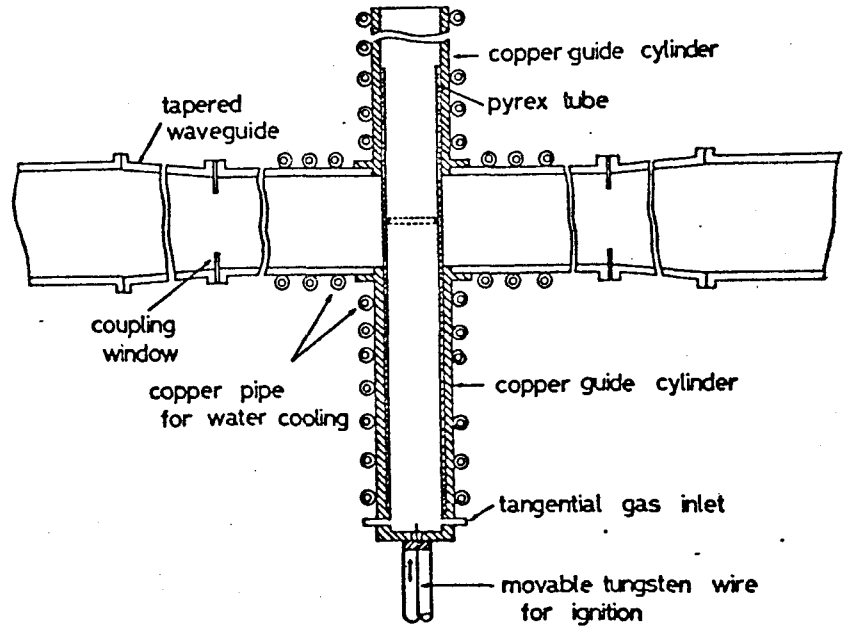


Fig. 1-5 Schematic diagram of apparatus by gas exhaust-type

このとき、作動ガスは、 N_2 , He , Ar 及びそれらと H_2 の混合気体であり、ポンプより直接減圧弁を通じて装置に送られる。このとき、気体流量の変化は、減圧弁の圧力を調整することによって行われるが、その範囲は $Q = 60 \sim 600 \text{ l/min}$ である。また、プラズマの容器壁となるガラス管はパイロックス製で、直径 20ϕ , 30ϕ , 40ϕ の3種類のもので装着可能である。

共振器側面に設置されている測定用スリット状窓は、大きさがマイクロ波の波長入に比べて十分小さいので、マイクロ波の漏れは cut off される。金属円筒下部に取り付けられている棒は、プラズマの点火棒であり、先端のタンゲステン線が共振器中心の最大電界の位置まで挿入できるようにになっている。また、プラズマが生成された時の熱を吸収するため、共振器部分内壁での放電の防止のため、共振器及び金属円筒は水冷している。

(b) 気体循環型

(a) の気体放射型の装置では、気体を多量に必要とすること及び、爆発の危険性のため水素のプラズマを生成するのが不可能であることなどに、研究の進行上不都合な欠点を持っていた。これに対して、Fig. 1-6 に示すような気体を大気圧で装置内に封入して循環させる気体循環型の装置を開発した。これは、次のような特徴を持っている。

- 1) 不純物のないプラズマの生成が可能であり、水素プラズマの実験を比較的安易、容易に行うことができる。
- 2) 全ての観測窓は、マイクロ波をカット・オフするように設計されていて、マイクロ波の漏洩損失がない。
- 3) 気体の混合プラズマの生成が容易であり、その混合比率を自由に選択できる。

Fig. 1-6 において、マイクロ波は、共振器④に紙面に垂直方向から入射する。そして、直径20φのガラス管内にプラズマを生成する。このとき、系内に封入された気体は、圧縮機③によって左回りに回転するが、以下に、図に示した装置の各部の名称及びその働きを述べる。

① 矩形共振器 共振器内壁の放電を防ぐため水冷を行っている。プ

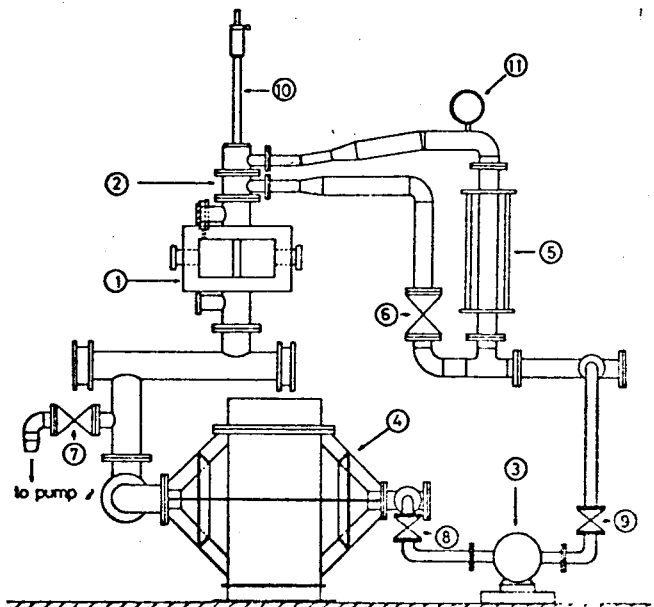


Fig. 1-6 Schematic diagram of apparatus by gas circulation-type

- | | |
|--------------------------------|--------------------|
| 1 rectangular cavity resonator | 6 7 8 9 bulb |
| 2 metal conductor | 10 lighting-up rod |
| 3 compressor | 11 pressure gauge |
| 4 heat-exchanger | |
| 5 gas flow meter | |

ラズマの測定は左右に設置した窓により行う。導波管との結合部はバイコール・ガラスで密閉し、空気などの不純物の系内への混入を防いでいる。

- ② 外導体 気体放射型の金属円筒の部分であり、ガラス管への気体流入部は、気体が上から下の方向に回転流として流れるような構造を持っている。この部分も熱を持つために水で冷却している。
- ③ 圧縮機 空気で 750 l/min, 水素で 820 l/min の流量を得ることが出来る。本研究では二者の圧縮機を用いて実験を行った。これは、水素を扱うため、密封防爆型のものである。
- ④ 熱交換器 冷却能力は 60 kW であり、マイクロ波の出力に見合う十分熱い気体を冷却することが出来る。なお、本装置では、配管系の形より共振器から熱交換器に至るまでの二重水冷却管（出口水冷却管と名付ける）により、気体の大部分の熱量が吸収されている。
- ⑤ 流量計 1 気圧の空気で 1000 l/min までの目盛をもつ防爆型の気体流量計である。
- ⑥ 気体流量調整バルブ 気体流量はこのバルブの開閉により調整できる。最大流量は、圧縮機の能力により決定される。
- ⑦ 真空ポンプ開閉バルブ 循環装置の中に封入した気体の交換のために真空ポンプを作動させるときに開く。使用する真空ポンプはロータリ・ポンプで、到達真空度は $\sim 10^{-4}$ torr である。
- ⑧ ④ 圧縮機側遮断用バルブ 圧縮機は微量の真空油を生じるので、循環装置内の真空度を上げる必要があるときは、この圧縮機両端の二つのバルブを閉じる。
- ⑩ 点火棒 プラズマの点火は細いチングステン線を先端に取り付けたこの棒を共振器中央部に挿入することにより行う。
- ⑪ 圧力計 絶対圧力で 0~3 気圧の測定が可能なもの

である。

- ⑫安全弁 封入気体の圧力が2気圧以上になると破れるようになつた膜を装着してあるので、木素の爆発による危険防止の役割を果たす。

1-2 マイクロ波による大気圧プラズマの生成

本研究において使用した気体は、Ar, He及びN₂, H₂そして、それらと水素の混合気体である。前節において述べたように、プラズマは出力30kWのマイクロ波によって矩形空洞共振器中心の電界最大の位置に装着した直径数cmのパイプのガラス管の中に生成される。このとき、プラズマの点火は、比較的小さいマイクロ波電力を共振器に注入した状態でタングステン製点火棒をガラス管の中心に挿入することによって行われる。その放電の点火の機構は、次のように説明される。まず、高周波電界中に置かれたタングステン線の中を高周波電流が流れ、その結果、タングステンが加熱され、その先端から熱電子を放出する。次にこの熱電子が高周波電界中で加速され(ゆすぶられ)、それによって得たエネルギーを中性粒子との衝突の際に、中性原子の励起及び電離に消費する。このようにして生成された二次電子を中心に、定常放電が形成される。

この場合、He, N₂では、点火可能電力の 'threshold' が低く、 $P_i = 2 \sim 3 \text{ kW}$ であり、プラズマの生成が比較的容易であるが、H₂では、threshold電力が約15kWで前者に比べて非常に大きい値となり、プラズマの生成が多少困難になる。

また、Arのみの場合、コロナ状放電が形成され、プラズマは不安定で、入射電力が大きくなるとこの放電によりガラス管壁の損傷をもたらす。しかし、ArにH₂を加えると放電はフィラメント状になり、安定化される。

このようなプラズマが生成された後は、マイクロ波のエネルギーが一番よくプラズマに吸収されるように、E面Hテューナーで位相調整を行う。Photo 1-1は、気体放流型の装置によって得た、N₂プラズマ、Ar+H₂プラズマ、He+H₂プラズマの代表的な写真である。その実験条件は、

それぞれの写真の下に示した通りである。この場合気体は下から上に向かって流れているので、プラズマは上方に長く非対称である。ここで、気体が軸流として流れている場合は、プラズマは不安定となり、そのとき、ガラス管の損傷を起し、プラズマは消滅する

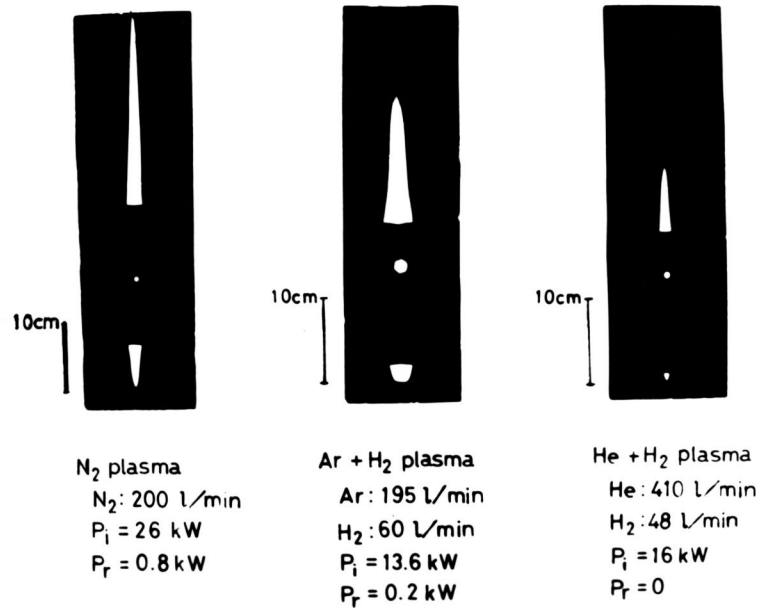


Photo.1-1 Photograph showing typical figures of N₂, Ar+H₂ and He+H₂ plasmas

ことが、実験的に確かめられた。なお、これらのプラズマは、気体流量が小さいとき、入射電力が増大するときの直径を大きくするため、ガラス管の下流側先端が溶け始め、管壁とプラズマとの間に放電が生じる。したがって、

プラズマへのマイクロ波入射電力の増大のためには、回転気体の流量を大きくしてプラズマをできるだけ細くする必要があります。

そのためには、水素のプラズマが非常に都合の良い性質を持っている。photo 1-2は水素プラズマの代表的な写真である。

このプラズマは、入射電力の増大に伴いその明るさを増すが、他の気体のプラズマと比較して非常に細い（直径約1mm）。

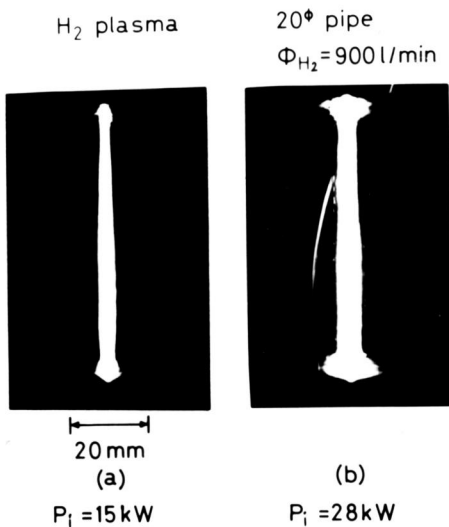


Photo.1-2 Photograph of H₂ plasma

この写真は、共振器側壁に設置された観測窓を通して撮影したもので、プラズマ長についての情報を得ることは

できないが、目測で 15 ~ 20 cm の値を得ている。

以上の得られたマイクロ波プラズマは、マイクロ波の自由波長 $\lambda = 34 \text{ cm}$ の $1/4$ 波長 $\lambda/4 \sim 8 \text{ cm}$ に対して十分長く、共振器中で誘導リアクタンスとして働き、共振器とプラズマとで同軸変換器、つまり TE₁₀ モードを TEM モードに変換する働きをもつ装置としての役割を果たすと考えられる。このとき、プラズマは円導体としてのふるまいを示し、金属円筒は同軸変換器における外部導体と同じ働きをするものである。

1-3 結 言

本章をまとめると、次のようになる。

- (1) Kapitza が用いた TM モードの円筒空洞共振器によるプラズマ生成法では、回転流によるプラズマの安定化が困難であり、かつ、共振器壁面の放電など、その構造上の問題から 20 kW 以上のマイクロ波出力をプラズマに注入することはできない。
- (2) これに対して、TE₁₀₁ モードの矩形空洞共振器では生成されたプラズマは、同軸内導体の役割を果たし、原理的にプラズマへのより大きなマイクロ波エネルギーの注入が可能である。

第二章 測定方法

本章では、実験に用いた測定方法の内容及びその特徴について述べる。

プラズマに吸収される電力は、プラズマ生成部の水冷板などの冷却水の温度上昇から熱量的測定法を用いて測定できる。また、プラズマの巨視的寸法については、その直径及び長さを目測や写真測定によって判定することができる。

ところで、プラズマの密度、温度などは、真空中のプラズマではプローブによる測定法が簡便さの理由から最も一般的に用いられている。しかし、本研究におけるプラズマでは、プラズマが高密度であること及びマイクロ球電界が存在するため、プラズマとマイクロ球の電界を乱さないという利点を持つ光学的方法に頼らざるを得ない。このため、プラズマ・パラメータの計測のために分光測定及び干渉測定を用いた。

2-1 分光測定

分光測定は、プラズマ光のスペクトルを分光器で解析する方法であるが、本研究で用いた分光器は、焦点距離25 cmと100 cmの二種類の回折格子型分光器である。その規格を表に示すと Table 2-1 のようになる。

Table 2-1 Spectroscope

	型名	焦点距離	スリット	1次分散	装置巾
日本エーデルアージュ	JE25	25 cm	25 μ , 100 μ	33 $\text{\AA}/\text{mm}$	$\sim 1 \text{\AA}$
島津製作所	GE100	100 cm	可変	8.3 $\text{\AA}/\text{mm}$	0.15 \sim 0.2 \AA

測定装置におけるレンズ系の配置は、中間結像法及びスリット結像法を用いて行った。

Fig. 2-1 は中間結像法を用いた分光測定のためのブロック図である。中間結像法はこのように2枚のレンズを用い、まず、第1レンズ L_1 で第2レンズ L_2 の前面に置いてスリット S_2 上にプラズマの像を作り、スリット S_2 を通った光を L_2 で、分光器1の入口スリット S_3 に集光させる方法である。分光器を出た光は2の光電子増倍管で検出し、増幅器3で増幅して4のX-YレコーダーのY軸に接続する。また、プラズマ光の空間分布は、 S_2 からの駆動モーターにより可動であるので、ポテンシオメータを通してX軸に接続し、簡単に扱うことができる。

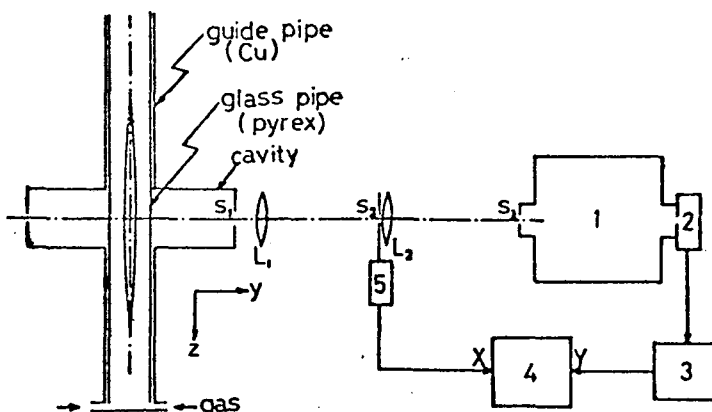


Fig. 2-1 Block diagram of spectroscopic measurement

- 1: monochromator
- 2: photomultiplier tube
- 3: DC. amplifier
- 4: X-Y recorder
- 5: motor driven system with slit S_2

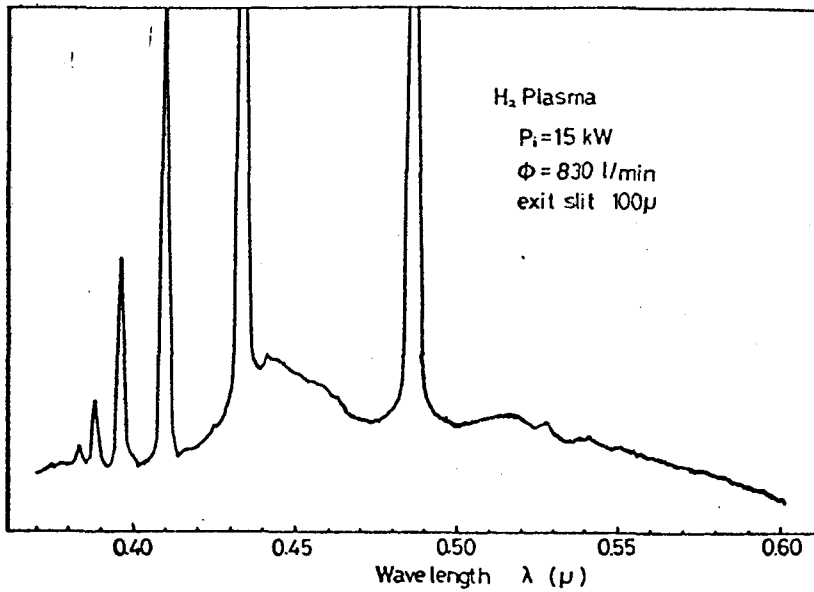
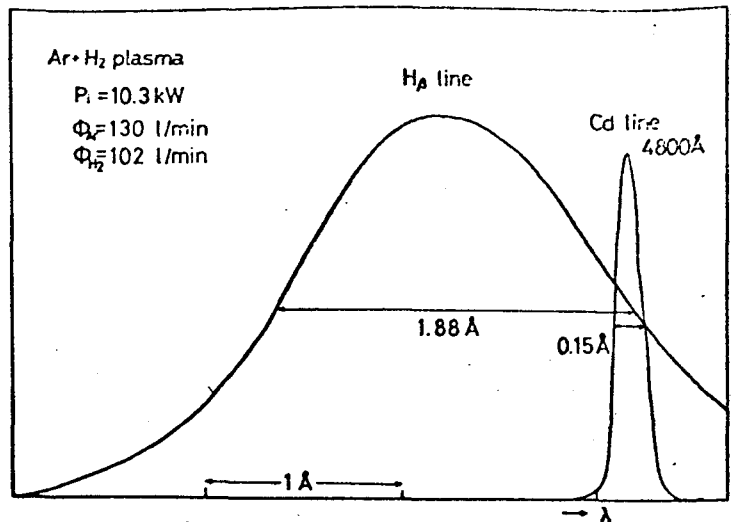
Fig.2-2 Spectrum of H₂ plasma

Fig. 2-2 に、中間結像法を用いて測定した水素プラズマのスペクトルを示しているが、プラズマが非常に安定であるため、各スペクトルについてこのように S/N のよいデータが得られている。この図の線スペクトルはバルマー・シリーズ

のものであるが、このスタルク拡散を考える場合、測定系の装置中の問題とみる。この測定系における装置中は、Cd ランプを用いて測定することができるが、

その値は Cd I ($\lambda = 4800 \text{ \AA}$) の線スペクトルの半値幅で定義する。Fig. 2-3 はこのようにして測定した装置中と、Ar + H₂ プラズマから出ているバルマー線 H β の拡散を同時に記したものである。このように、装置中 $\Delta\lambda$ は、

Fig.2-3 Typical data of H β line profile

0.15 Å であり、半値幅より決定した H β 線の拡散 $\Delta\lambda_{0.5} = 1.88 \text{ \AA}$ に対して十分小さく、この程度であれば $\Delta\lambda$ は $\Delta\lambda_{0.5}$ に対して無視することができる。

上記の中間結像法を用いた測定系は装置中が小さくといえるという利点を持っているのであるが、反面、プラズマのスペクトルが暗くなり、プラズマの半径分布を測定するのが困難である。

この問題を解決するために考えたのが、スリット結像による方法で、その構成は Fig. 2-4 に示してある。これは、図のように、レンズ L でプラズマの像を直接分光器の入口スリット S 面上に結像させる方法であり、先に述べた中間結像法による分光測定よりも測定光量を多くとることができ、プラズマ光（結果としてプラズマ・パラメータ）の空間分布を精度よくとることができる。このとき、プラズマ光の空間分布の測定は、光軸方向に可動である平面鏡 M によつて、S 面上に結像しているプラズマの位置を左右に動かすことにより簡単に行われる。Fig. 2-5 は、このようにして得られた空間分布の一例である。これは、水素プラズマで H_{β} 線の近くの波長をパラメータにして X-Y レコーダに書かせたものであるが、非常に S/N が良く、左右対称性の良いデータが得られている。

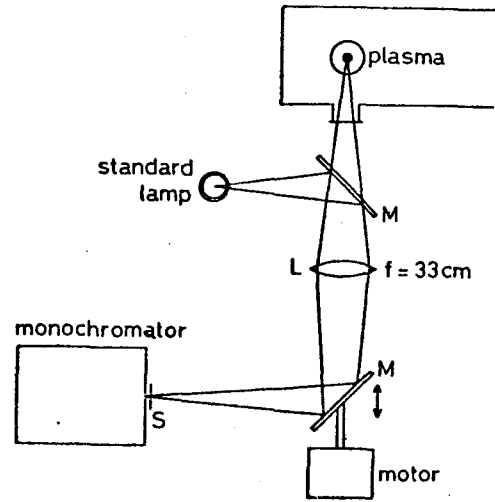


Fig.2-4 Spectroscopic measurement

プラズマ・パラメータ (n_e , T 等) の計測は、主に水素バルマー系列のスペクトルの測定によつて行うが、このとき、Fig. 2-5 のようなデータを Abel 逆変換し、プラズマ中心での H_{β} 線の絶対強度及びガスループ中を求める。したがつて、 He , N_2 などのプラズマでは、プラズマ中に微量の水素を添加し、このテスト原

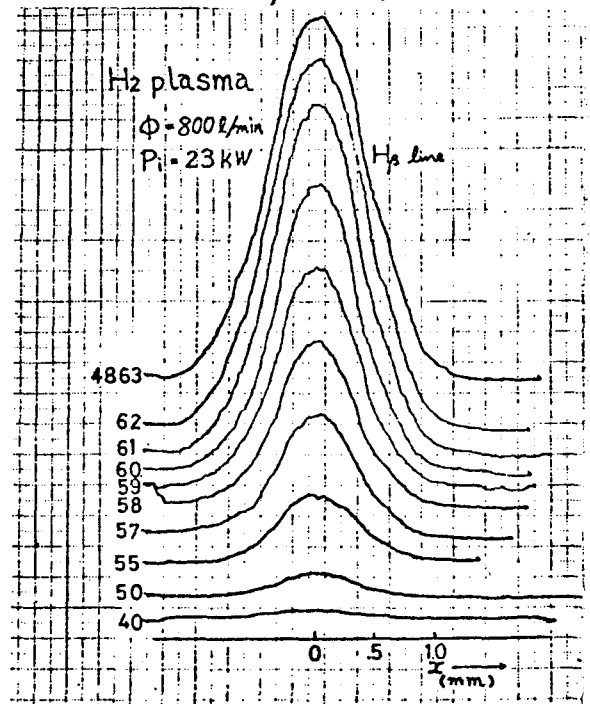


Fig.2-5 Spatial distribution of H_{β} line

子である水素のバルマー系列のスペクトルを調べることによってプラズマ・パラメータの計測を行う。

ところで、プラズマ光の絶対強度の較正を行うに当っては、Fig. 2-4のように標準ランプをプラズマと光学的に等価な位置に置き、測定系の感度較正を行った。

[電子密度の決定]

水素バルマー系列のH β 線の広がり $\Delta\lambda_{ob}$ から電子密度 n_e を求める方法について述べよう。Griem⁷⁾よりH β 線のスタルク広がり $\Delta\lambda_s$ と n_e との間には次のような関係が成立する。

$$n_e = C(n_e, T) \Delta\lambda_s^{\frac{3}{2}} \quad (2-1)$$

ここで、係数 C は密度と温度の関数であるが、マイクロ波プラズマの場合 $T = 7000 \sim 9000$ K であるので、一定値

$$C \approx 3.7 \times 10^{14}$$

として (2-1) 式を使用することになる。したがって、 T 、 $\Delta\lambda_s$ を測定によつて求めることができれば、 n_e は決定できる。

さて、H β 線の広がり $\Delta\lambda_{ob}$ は、スタルク中、ドップラー中、及び装置中から成っている。今度の場合、GE100の分光器を使用すれば、装置中を無視できることは前述した如くである。このとき、スタルク中 $\Delta\lambda_s$ 、ドップラー中 $\Delta\lambda_D$ と $\Delta\lambda_{ob}$ との間には次の関係が成立する。

$\Delta\lambda_s \gg \Delta\lambda_D$ のとき

$$(\Delta\lambda_{ob})^2 = (\Delta\lambda_s)^2 + 2.15 (\Delta\lambda_D)^2 \quad (2-2)$$

$0.5 < \Delta\lambda_D / \Delta\lambda_s < 1$ のとき

$$\Delta\lambda_{ob} = 0.8 \cdot \Delta\lambda_s + 0.81 \cdot \Delta\lambda_D \quad (2-3)$$

考えているプラズマでは $\Delta\lambda_s \gg \Delta\lambda_D$ であるので、(2-2)式が成立し、 $\Delta\lambda_{ob} \geq 2\text{\AA}$ の場合は、近似的に、

$$\Delta\lambda_s \sim \Delta\lambda_{ob}$$

としてよい。このよう
に求めた $\Delta\lambda_{ob}$ と n_e と
の関係を Fig. 2-6 に示す。

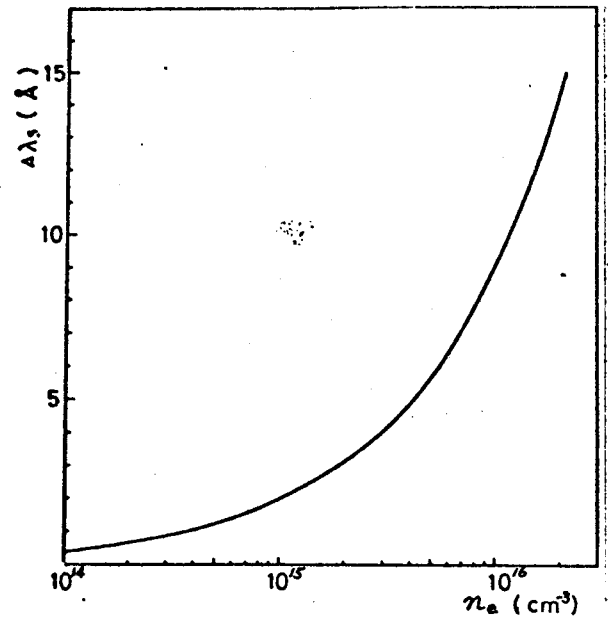


Fig.2-6 Relation between Stark broadening $\Delta\lambda_s$ and plasma density n_e

[電子温度 T_e の決定]

a. 熱平衡を仮定する場合

プラズマが熱平衡状態にあると仮定すれば、密度と平衡温度 T との間には、次の Saha の式が成立する。⁹⁾

$$\frac{n_{r+1} n_e}{n_r} = \frac{2 U_{r+1}(T)}{U_r(T)} S_r^* \quad (2-4)$$

$$S_r^*(T) = \left(\frac{2\pi m_e k}{h^3} \right)^{3/2} T^{3/2} e^{-\frac{E_r - \Delta E}{kT}} \quad (2-5)$$

これは、 (r) 状態と $(r+1)$ 状態の平衡式を表わし、ここで式に使用した記号は、それぞれ

n_{r+1} : $(r+1)$ 状態の粒子の密度

n_r : (r) 状態の粒子の密度

n_e : 電子密度

U : 分配関数

m_e : 電子の質量

k : ボルツマン定数

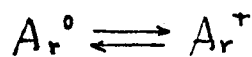
h : プランク定数

E_r : 電離エネルギー $-(r \rightarrow r+1)$

ΔE_r : クーロン作用によるエネルギー降下

である。この関係から、 n_e より T を求めることができる。

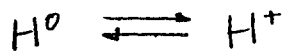
ここで、 $Ar + H_2$ 混合プラズマについて解析例をあげよう。1 価の電離状態を考えると、まず Ar は



の平衡にあり、(2-4) 式は

$$\frac{n_{Ar^+} n_e}{n_{Ar^0}} = \frac{2 U_{Ar^+}}{U_{Ar^0}} S_{Ar^+}^* \quad (2-6)$$

となる。次にHについては、



なる平衡状態にあるから、(2-4)式は

$$\frac{n_{\text{H}^+} n_e}{n_{\text{H}^0}} = \frac{2 u_{\text{H}^+}}{u_{\text{H}^0}} S_{\text{H}}^* \quad (2-7)$$

で表わされる。

分配関数について、 $T = 7000 \sim 8000$ K を考えれば、 $2u_{\text{Ar}^+}/u_{\text{Ar}^0} \sim 11$, $2u_{\text{H}^+}/u_{\text{H}^0} \sim 1$ である。したがって、(2-6)式及び(2-7)式の右辺は温度について既知の値となる。

ここで、プラズマが電気的に中性であると仮定すると

$$n_e = n_{\text{Ar}^+} + n_{\text{H}^+} \quad (2-8)$$

となる。したがって、(2-6)式、(2-7)式を(2-8)式に代入して、 n_e に関する次式を得る。

$$n_e^2 = n_{\text{Ar}^0} \times 11 \times S_{\text{Ar}}^* + n_{\text{H}^0} \times 2 \times S_{\text{H}}^* \quad (2-9)$$

ここで、プラズマ周辺の気体の圧力は1気圧であるので、水素の混合比を γ (%) とすれば、 n_{Ar^0} 及び n_{H^0} はそれぞれ次式で表わされる。

$$n_{\text{H}^0} = 7.34 \times 10^{19} \cdot \frac{\gamma}{T}$$

$$n_{\text{Ar}^0} = 7.34 \times 10^{19} \cdot \frac{100 - \gamma}{T}$$

この関係を使って、(2-9)式から温度と電子密度との関係を図示したのが Fig. 2-7 である。したがって、この図から n_e 及び γ が与えられたとき、プラズマ温度 T を求めることができる。

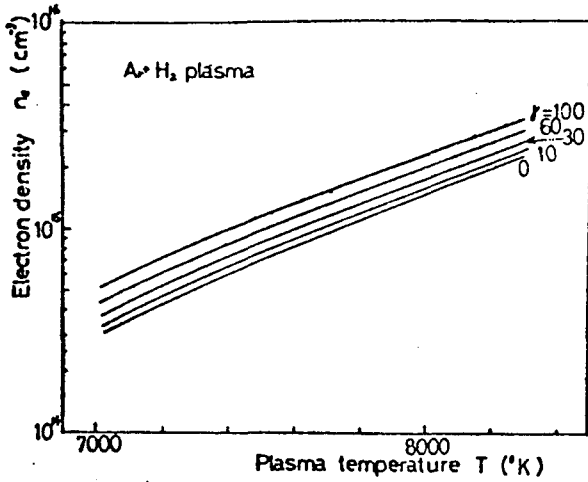


Fig.2-7 Relation between electron density and plasma temperature

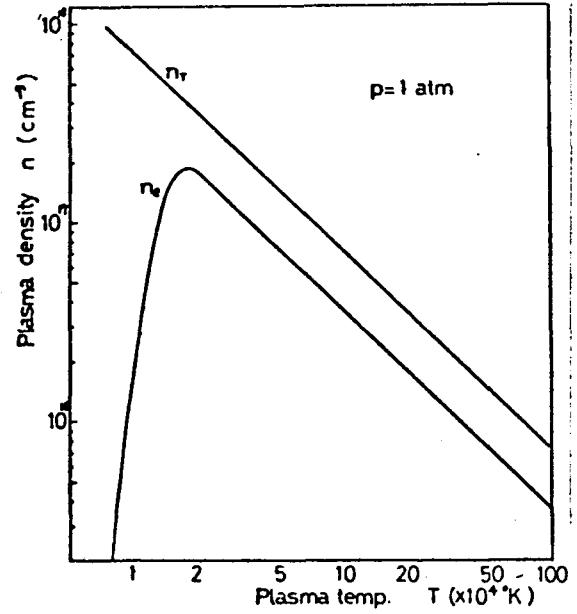


Fig.2-8 Relation between electron density and plasma temperature

また、Fig.2-8 には、1気圧の水素における電子密度 n_e と全粒子の密度 n_T との温度依存性を示している。

2-2 干渉測定

干渉測定は、物質の屈折率の違いから生じる光路差を利用して干渉縞を作り、その縞の挙動から測定物質の密度などを決定するものであるが、その原理は次のようである。

干渉縞の移動数とプラズマの屈折率との関係及びプラズマ密度との相対的關係は、次の二つの式で表わされる。^{(10),(11)}

$$\mu_p - 1 = -\frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 + 2\pi \sum_i \alpha_i n_{oi} \quad (2-10)$$

$$N_f = (\mu_p - 1) \frac{L}{\lambda} \quad (2-11)$$

ここで、
 μ_p : プラズマの屈折率
 ω_p : プラズマ電子周波数
 ω : 観測光の周波数
 α_i : 気体の分極率⁽¹²⁾
 n_{oi} : 気体の粒子密度
 L : プラズマの物理長
 λ : 観測光の波長
 N_f : 干渉縞の移動数

であり、添字 i は気体の種類を示している。

これによって、 N_f を測定することによって、上記2式より中性粒子の密度 n_0 、及び電子密度 n_e を求めることができる。

本研究において使用した測定装置の概略図を Fig. 2-9 に示している。これは、図に示すように、2枚の半透鏡と2枚の全反射鏡とを組み合わせたマッハツェンダー型干渉計である。⁽¹³⁾ 光源としては He-Ne レーザーの光を2個の凹面鏡で光巾を増大した平行光として干渉計に入れる。干渉計の4枚の鏡の有効径は 6 cm であり、プラズマの大きさ及びガラス管径 (20φ) を十分カバーできる光巾が

とれるようになってい
る。この平行光線は、
最初の半透鏡 H.M. で
プラズマを通る信号光
と 参照光との二つの
光線に分割されて、最
後の H.M. で再び結合
されるが、そのとき干
渉縞を作るのである。

この干渉縞は、カメラ
などの検出器で測定さ
る。

用いられるレーザー光の発振波長は、 $\lambda = 6328 \text{ \AA}$, 1.15μ
の二つがあり、これによって、原理的に電子密度と中性
粒子密度の同時測定が可能である。

レーザー光の波長が 6328 \AA の場合、可視光であり、
光の強度がほとんど減衰することなくプラズマを透過し、
プラズマ光に比べても十分明るいので、フィルタなしで
も簡単にカメラによってフリンジ・シフト数(干渉縞の
振幅数)を検出できる。その結果、測定系の振動などの
原因で生じる干渉フリンジ波形のふらつきによる誤差は、
測定上問題になるまでには至っていない。しかし、レ
ーザー光の波長が 1.15μ については、赤外光であり検出系
の精度を上げないと正確なデータを得ることが困難であ
る。これは、検出系にカメラを用いることができず空間
分布を一瞬に測定できないので、フリンジ波形の時間的
変動が問題になるためである。

このような理由から、本研究においては、波長 6328 \AA
のレーザー光を使用しデータについての解析を行った。
得られているマイクロ波プラズマの場合、電離度が数パ
ーセントと低く $n_0 \gg n_e$ なので n_e を無視して考え
れば、中性粒子の密度 n_0 のふるまいを知るためには、一
つの波長のデータで十分である。

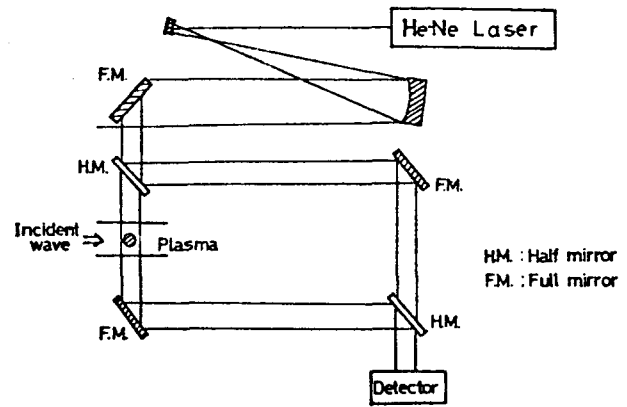


Fig.2-9 Block diagram of laser interferometer

Fig. 2-10は得られたデータの典型例である。これは、マイクロ波入射電力が $P_i \sim 15 \text{ kW}$ のときの Ar + H₂ プラズマの干渉写真である。測定位置は共振器内壁上面から 1 cm 上の部分で、ガラス管を出た位置である。このときの気体流量は、約 220 l/min であるが、S/N

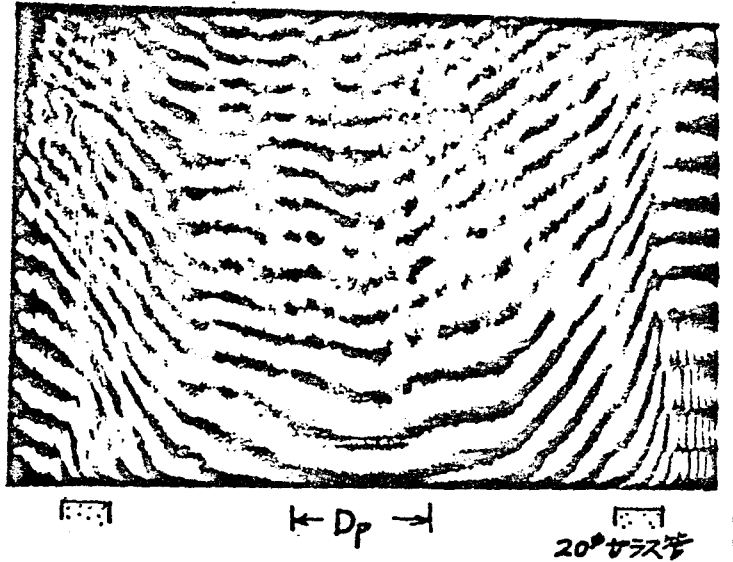


Fig. 2-10 Data of interferometric measurement

のよいプラズマであり、この例のように流量が多いにもかかわらず、はっきりしたフリンジ波形を得ることが可能である。Fig. 2-10 のデータでは、プラズマ中心におけるフリンジシフト数は、 $N_f \sim 7$ である。

次に、データの解析例について述べる。Fig. 2-10 の Ar + H₂ プラズマについて考えてみる。まず、分極率について⁽²⁾

$$\alpha_{\text{Ar}} / \alpha_{\text{H}} \sim 3$$

であり、また、考えているプラズマは、水素の混合比率が 50% 以下であるので、

$$n_{0\text{Ar}} > n_{0\text{H}}$$

である。したがって、(2-10) 式において、水素の寄与は無視して考えてよい。そうすると、(2-10) 式は次のように簡単化される。

$$\mu^{-1} = 1.03 \times 10^{-23} n_0 - 4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 n_0 \quad (2-12)$$

また、実験では $\lambda = 0.63 \mu$ のレーザ光を使用しているから、上式に (2-11) 式を使うと

$$1.03 \times 10^{-23} \Delta n_0 - 1.78 \times 10^{-22} \Delta n_e = -0.63 \times 10^{-4} N_f / L$$

と変形される。考えているプラズマでは、電子密度 n_e は高々 10^{16} cm^{-3} のオーダーであり、一方 中性粒子の密度は 10^{18} cm^{-3} 以上である。したがって 上式の左辺において、第1項 \gg 第2項となるので、第2項を無視する。このとき 中性粒子の密度 n_0 と フリンジシフト数との間には 次のような簡単な対応関係が成立する。

$$1.03 \times 10^{-23} \Delta n_0 = -0.63 \times 10^{-4} N_f / L \quad (2-13)$$

(2-13) 式は $\text{Ar} + \text{H}_2$ プラズマについてのものであるが、 $\text{N}_2 + \text{H}_2$ プラズマについても上記と同様の方法で解析することができる。

第3章 大気圧マイクロ波プラズマに関する基礎的実験

本章では、マイクロ波による大気圧プラズマの基礎的な物理的特性を明らかにするために、種々の気体を用いてマイクロ波プラズマを生成し、プラズマのパラメータを測定した。

第1節においては、マイクロ波プラズマのエネルギー吸収効率について熱量的測定を行い、プラズマの電力吸収特性について考察をする。

第2節においては、作動ガスのガラス管内での流速分布を求め、プラズマの安定性について考察する。

第3節においては、マイクロ波の入射電力などの変化によるプラズマの形状及び体積の変化について明らかにする。

第4節においては、マイクロ波プラズマにおけるサーマル・ピニング効果に及ぼす管径並びに水素混合比の影響について考察をする。

第5節においては、水素プラズマの各種パラメータを光学的測定法によって明らかにし、水素プラズマの諸特性を考察する。

3-1 マイクロ波プラズマビームの電力吸収特性

本節においては、プラズマへのマイクロ波入射電力と吸収電力との関係を調べ、マイクロ波による大気圧プラズマの電力吸収特性について考える。

プラズマの電力吸収は、前章で述べたように熱量的測定によって求めた。Fig. 3-1は、 $N_2 + H_2$ プラズマにおける吸収電力 P_a (kW) の入射電力 P_i (kW) 依存性である。図に示すように、吸収電力は

$$P_a = \textcircled{1} + \textcircled{2} + \textcircled{3}$$

- ① : 熱交換器の水の温度上昇から測定される電力
- ② : 共振器と熱交換器の間にある二重水冷却管の水の温度上昇から測定される電力
- ③ : 共振器部で測定される電力

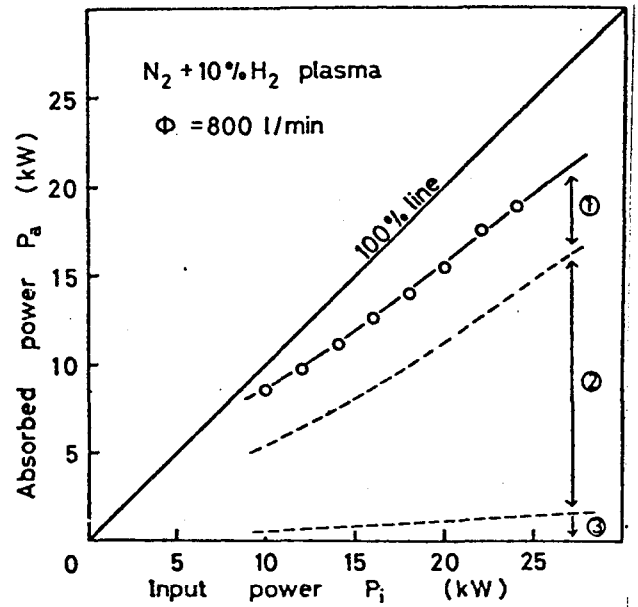


Fig.3-1 Energy absorption of plasma

- ① measured at heat-exchanger
- ② measured at water-cooled pipe
- ③ measured at resonator

で表わされる。これは、気体循環装置によって得られたデータであるが、プラズマからの反射電力 P_r (kW) は、十分小さく無視できるので、図の中には書き入れていない。

次に、プラズマに吸収された電力 P_a がどのように損失されるかを考えてみる。プラズマ中心軸をZ軸にとり、円筒座標系で考えると、Y方向のエネルギー損失は、Fig. 3-1の③の部分だけである。これに対して、流れの方向（Z軸方向）へのエネルギー損失は、①+②で表わ

され、Fig. 3-1によると、プラズマからの熱エネルギーは、気体流によってほとんど互方向に運ば去られていることがわかる。その電力の吸収電力 P_a に対する割合を求めてみると、90~95%である。

ここで、プラズマに吸収されない損失電力について考えてみる。それらは次のようなものと考えられる。

- 1) 共振器周辺でのマイクロ波のもれ、特に気体放流型の装置において考慮する必要がある。
- 2) 導波管内壁への表皮抵抗損失
- 3) プラズマからの反射電力、これは、ダミー負荷で吸収される電力と発振器まで返っていく電力とに分けられる。

したがって、1)~3)の電力の和を P_{loss} とし、熱量測定の誤差を加味した吸収電力を P_a とすると、

$$P_i = P_{loss} + P_a$$

となる。このとき、プラズマのマイクロ波電力吸収効率 η は

$$\eta = \frac{P_a}{P_i} \times 100 \quad (\%)$$

である。

このようにして測定されたプラズマの吸収電力は、マイクロ波入射電力の80~90%に達し、非常に電力吸収効率のよいプラズマであることがわかる。このことは、Heプラズマ及びH₂プラズマについても同様に確かめられている。

Fig. 3-2 は、木素の混合比 γ を変えた場合のHeプラズマの電力吸収(効率)を示したもので、これより、プラズマの電力吸収効率 η は、 $\gamma \sim 85\%$ で、木素混合比による依存性はほとんどない。このことから、マイクロ波プラズマの電力吸収効率は、気体の種類によらず、非常に良

いと考えられる。

さらに、Fig. 3-1で見られたように、 P_a のうち、①+②が大きい（～90%）プラズマに与えられた電力は軸方向の気体流によって運び去られ、半径方向への熱流はわずかである。このため、プラズマの容器壁となっているガラス管は、溶けることなしに保護されている。

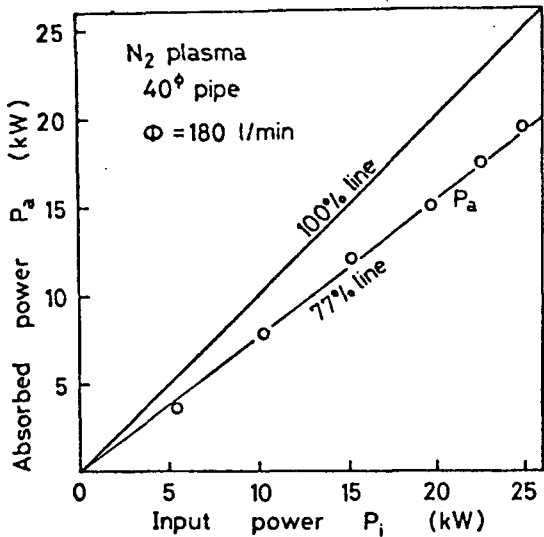


Fig.3-3 Absorbed power vs. input power

度が正確に測定できない故、純粹な N₂ プラズマについて測定を行った。その結果、Fig. 3-3 のように Fig. 3-1 とほとんど同じような特性を得た。しかし、エネルギー吸収効率については、気体循

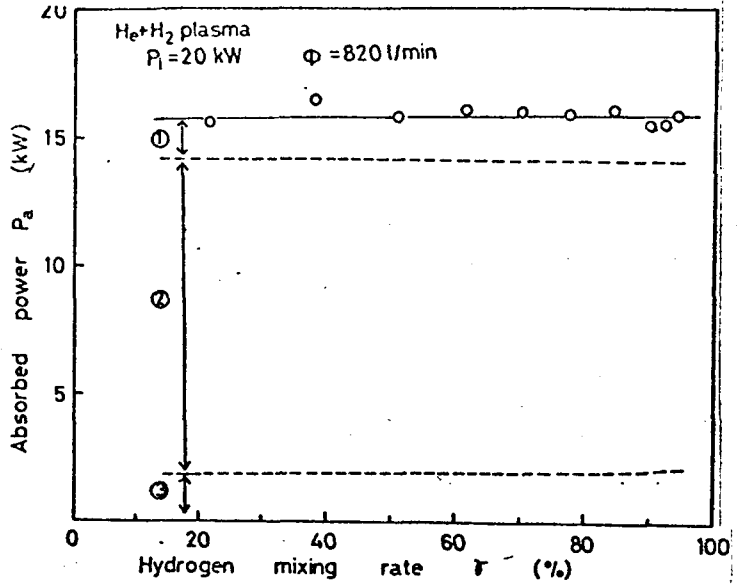


Fig.3-2 Absorbed power vs. hydrogen mixing rate

Marks ①, ② and ③ correspond to the marks in Fig.3-1

比較のために、Fig. 3-3 に気体放流型の装置を用いて測定したデータを示す。これは、Fig. 3-4 のようにして測定したものである。この場合、水素混合気体のプラズマについては、周辺大気と水素の燃焼熱が大きく効いてくるため、排気された気体の温

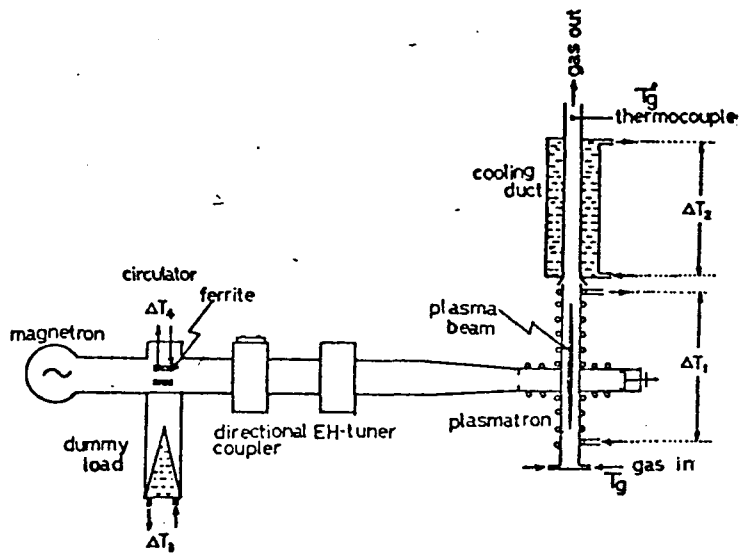


Fig.3-4 Schematic diagram of calorimetric measurement

環型のものが、わすか(数%)大きく付、ている。これは、気体放液型の装置では共振器上部からのマイクロ波の漏洩損失があるためと考えられる。

3-2 作動ガス流体の流速分布とそのプラズマに及ぼす影響

第1章で述べたように、実験で得られているプラズマは、回転気体流の効果によって非常に安定である。本節では、プラズマがない場合において、ガラス管内の回転気体流速の分布を測定し、回転気体流のプラズマに及ぼす効果について考察をする。

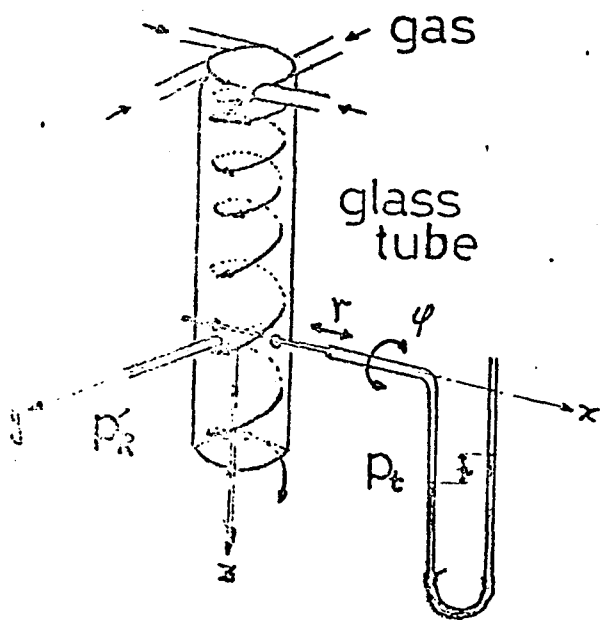


Fig.3-5 Gas flow in glass tube

この実験の測定系は、Fig.3-5に示す通りである。気体は上部四方向（接線方向）にあげた $6\text{mm}\phi$ の穴から、回転流とほって $20\text{mm}\phi$ のガラス管を流れている。このときの流線の一つを図甲に示している。なお、座標系はプラズマ中心に当てる位置を原点とし、図乙のように、x軸、y軸、z軸をとる。

ある位置における気体の動圧と気体流の速度との間には、よく知られているように次の関係が成立する。

$$\frac{1}{2}\rho v^2 = P_r \quad (3-1)$$

ここで ρ : 気体の密度
 v : 気体の流速
 P_r : 動圧

である。したがって、測定位置での動圧を知ることができれば、上の関係より、簡単に気体の流速

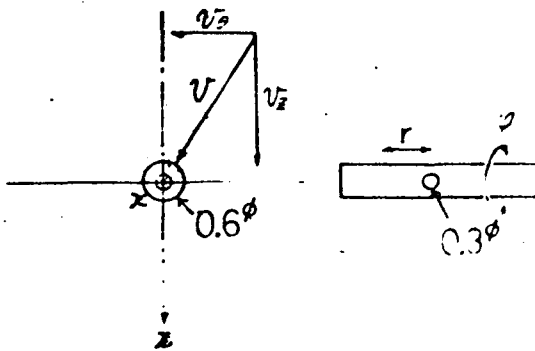


Fig.3-6 Profile of Pitot probe

を求めることができる

気体の動圧 P_v は、同じ位置での全圧 P_t と静圧 P' との差

$$P_v = P_t - P'$$

であるから、Fig. 3-6 のようなピト-管を用いて P_t と P' とを測定する。このピト-管は、Fig. 3-5 の如くガラス管を貫通していて、 x 軸方向に可動であり、また、ピト-管にありてある測定孔の位置の x 軸を回転軸とした φ 方向回転が可能である。

まず、ピト-管の特性を知るために、気体(空気)を軸流にしてガラス管内に流し、測定孔の位置を $x = x_0$ に固定した状態でピト-管を φ 方向に回転させて、ピト-管周囲の気圧を測定した。その結果、Fig. 3-7 のようなデータが得られたが、このピト-管での測定圧力は、気体速度が $v = v_{\infty}$ であるので、 $\varphi = 0$ で最大圧力を示し、これが、その位置での全圧 P_t となる。また、この測定位置での静圧は、気体が軸流で流れているので、壁での静圧 P_R に等しい。したがって、静圧 P' を示す回転角 φ

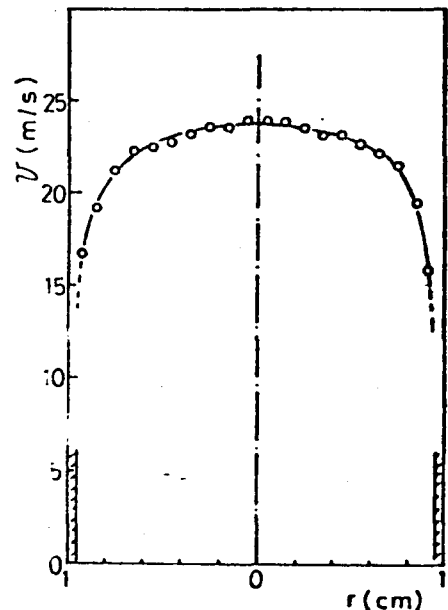
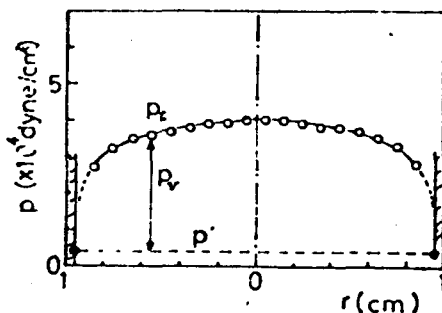
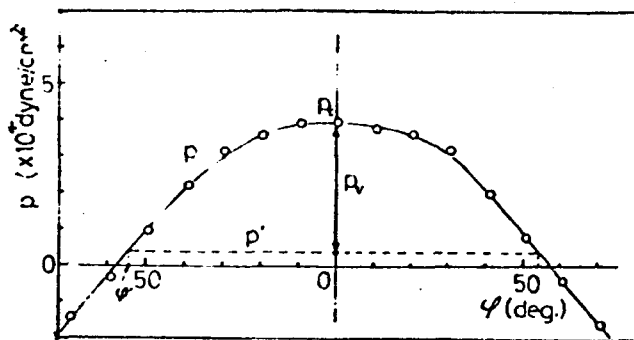


Fig.3-7 Property of Pitot probe and experimental result of axial flow

は、Fig. 3-7 から求めることが出来た。 $\varphi' = \pm 55^\circ$ である。このとき、ピトー管の回転角 φ についての特性は非常に対称性が良く、このピトー管の特性を利用して得た P' は、精度の良いものと言えらるであろう。

ところで、実際の気体流は回転気体流であり、 $v = (0, v_\theta, v_z)$ である。したがって、Fig. 3-6 のように気体流の方向と z 軸との間の傾角を φ_v とすると、ピトー管を φ_v だけ回転した位置が最大圧力であり、その値は全圧 p_t を示す。次に、 $\varphi_v \pm 55^\circ$ の位置において静圧 p が等しい。このようにして得た圧力分布の測定精度は、ピトー管の外径 0.6 mm がガラス管 20 mm に比べ十分小さいので、10%以内であると考えられる。

Fig. 3-8 は、このようにして求めた、空気を 350 l/min 流した場合の全圧分布 $p_t(r)$ と静圧分布 $p(r)$ である。このように、 p_t, p' について非常に対称性の良いデータが得られている。しかし、ガラス管壁付近ではピトー管を挿入したことによる影響で気体流の乱れが大きく、測定値の誤差が中心部のそれに対して、大きくなっているものと思われる。

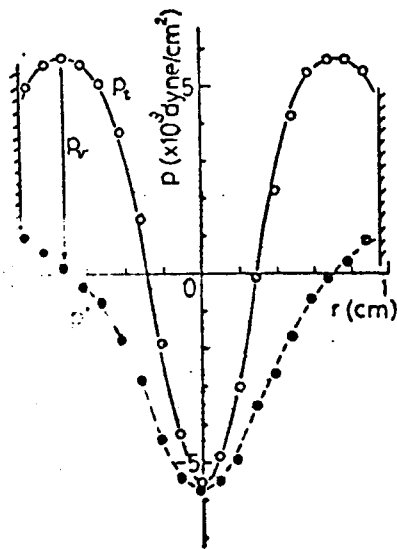


Fig. 3-8 Distribution of pressures p_t, p'

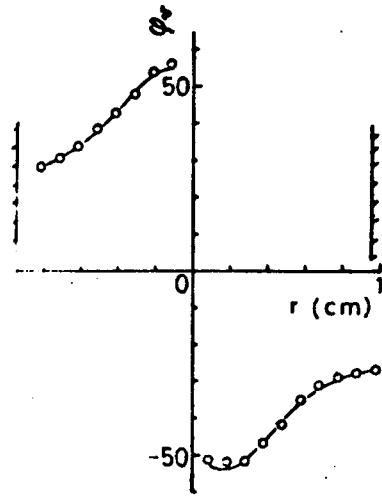


Fig. 3-9. Angle of gas flow

ところで、先に述べたように管内の動圧は、Fig. 3-8で得られた全圧 P_t と静圧 P' との差に等しいので、簡単に求めることができ、それから、(3-1)式を使って、気体流速 v を計算できる。このとき気体流の方向は、 φ_v で記述でき、気体の回転速度及びガズ方向速度は、それぞれ次の式のように表わされる。

$$v_\theta = v \sin \varphi_v$$

$$v_z = v \cos \varphi_v$$

この φ_v は全圧を示すピトー管の回転角度であり (Fig. 3-6)、同じ実験条件で Fig. 3-9 のような値を示している。この値を用いて、上記の方法で v_θ 、 v_z を求めると、Fig. 3-10 のような速度分布曲線が得られた。このように、 v_θ 、 v_z はそれぞれ、 $r = 0.4\text{ cm}$ 、 0.7 cm で最大値 $v_\theta \approx 20\text{ m/s}$ 、 $v_z \approx 26\text{ m/s}$ をとる。

この得られた値、 v_z 、 v_θ について、その妥当性を検討してみる。まず、軸方向平均流速 \bar{v}_z は Fig. 3-10 から求めると

$$\bar{v}_z = 21.5\text{ m/s}$$

である。これに対してガラス管内の流量 350 l/min から、ガラス管の断面積 $S = 2.83\text{ cm}^2$ を考慮して求めると

$$\bar{v}_z = 20.6\text{ m/s}$$

これらの値は、誤差の範囲 (5%以内) で一致していると考えられる。

次に、 $v_\theta/v_z = \tan \varphi_v$ について考えてみる。プラズマの点火の際に、点火棒から出たタングステン蒸気が、ガラス管壁に触れた際に生じる傷の形状から、 $v_\theta/v_z \sim 0.5$

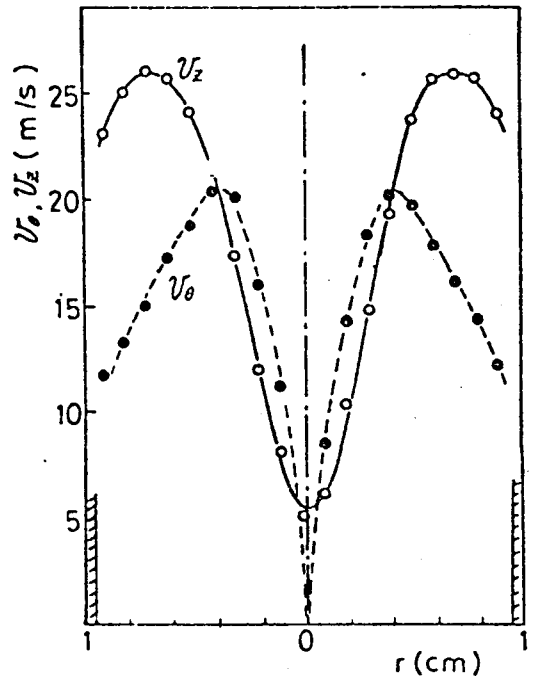


Fig. 3-10 Distribution of velocity components v_θ, v_z

であることがわかっている。これに対して、本節の実験では、Fig. 3-9 から、壁付近で $\varphi_w = 27^\circ$ であり、

$$\tan \varphi_w = v_\theta / v_z = 0.51$$

とみる。これらの値は非常に良く一致していて、実験データの妥当性が確かめられる。

ところで、気体の回転速度 v_θ の分布については、ガラス管への気体の流入の仕方が Fig. 3-5 のように 6 mm ϕ の穴を通して行はれる方法のため、 $r \geq 0.4$ では一定の v_θ をもたずであるが、ガラス管壁の存在のため、気体の粘性の効果で管壁近くで v_θ はより大きく減衰していることがわかる。(Fig. 3-10)

この回転気体流によつて、ガラス管内の静圧分布は、Fig. 3-8 に示しているようにガラス管の中心部において低圧力となり、反対に管壁近くでは高圧力となっている。この気体の回転によつて生じた静圧の圧力差は 10^4 dyne/cm² のオーダーの値である。ここで、回転気体流によるプラズマの安定化を考察するため、本素プラズマの場合についてプラズマ圧力 p_p を求めてみる。

$$p_p = 2n_e k T_e$$

ここで n_e : 電子密度
 k : ボルツマン定数
 T_e : 電子温度

であるから、実験で得られているデータ

$$n_e \sim 7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

$$T_e \sim 9 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$$

を使用すると

$$p_p = 1.8 \cdot 10^4 \text{ (dyne/cm}^2\text{)}$$

とみる。このように、プラズマの圧力も 10^4 dyne/cm² のオーダーであり、プラズマがガラス管中心に圧縮された

とき、気体流量を増加させると、この回転気体流により生じる圧力勾配は、プラズマの安定化に十分寄与するものであると考えられる。また回転気体流によるZ方向速度分布は、軸流の場合 (Fig. 3-7) と違って、Fig. 3-10 のようになっていて、気体流はほとんどガラス管壁近く、つまり、プラズマが存在するときはその周辺を流れている。このような v_z の分布は、安定なプラズマの生成に寄与するものと思われる。気体流が軸流の場合、つまり上記の圧力勾配がない場合、前章において既に記述したようにプラズマは安定に生成され得ない。

このような静圧 p' の勾配と、回転速度 v_θ との関係は Appendix C より次式で表わされる。

$$\frac{\partial p'}{\partial r} = \frac{\rho v_\theta^2}{r}$$

ここで、 $\partial p' / \partial r$: 半径方向圧力勾配

である。したがって、Fig. 3-8 で得られた $p'(r)$ から $v_\theta(r)$ を求めることができる。その結果を Fig. 3-11 に丸印でプロットしているが、比較のため先に動圧 p_v から求めた v_θ を実線を描いている。これによると、 v_θ の半径方向分布は両者について定性的に非常によく一致し、また定量的にも両者の値は、実験誤差の範囲で一致していると考えてよい。しかし、ここで、 $p'(r)$ は壁付近で測定誤差が大きくなり、 $\partial p' / \partial r$ の値の信頼性が低くなるので、 $r > 7\text{cm}$ のデータは記していない。

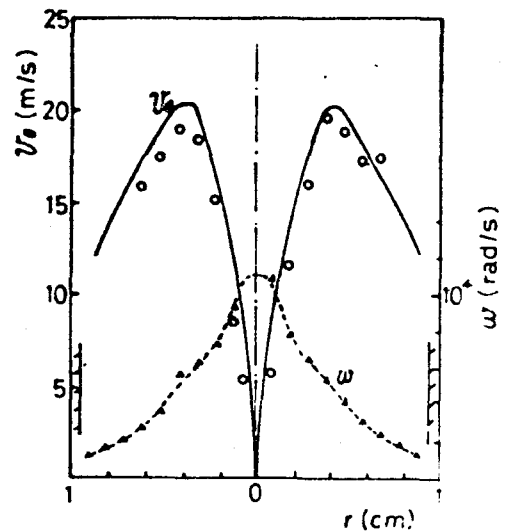


Fig. 3-11 Rotating velocity v_θ and angular velocity ω

3-3 マイクロ波プラズマビームの形状と容積特性

プラズマの形状は、フラメント状であり、入射電力の増大に伴い、プラズマの体積を増大するのであるが、まず、気体放射型の装置で、プラズマ長を写真測定により求めた。Fig. 3-12は、Ar+H₂プラズマにおけるプラズマ長のマイクロ波電力依存性を示したものである。ここにおけるプラズマ長Lは、プラズマが共振器中心を対して上下対称な形であると見做して測定したものであり、その値は25±5 cmである。そして、Fig. 3-12のように、入射電力の増大に伴いプラズマ長は大きくはなるが、その増大率は減少している。この傾向は他の気体のプラズマにおいても同様であり、水素プラズマの場合、L = 15~20 cm、空素プラズマの場合、L = 30~40 cmである。

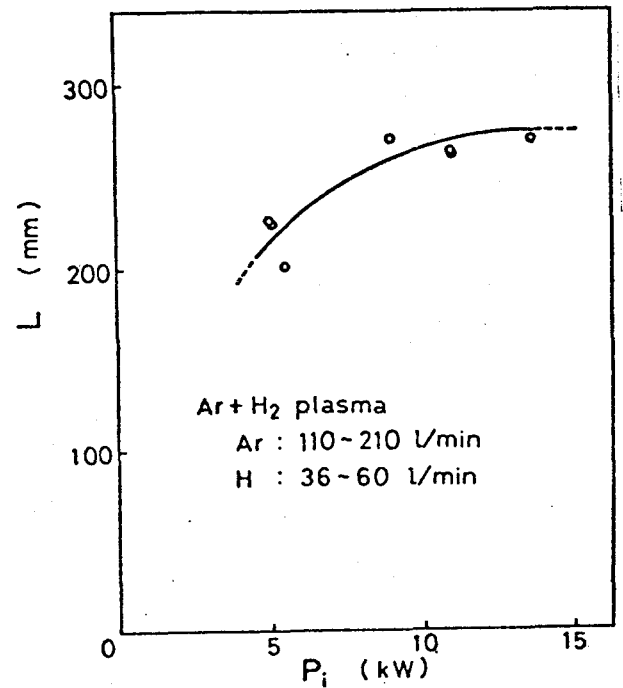


Fig. 3-12 Relation between plasma length L and input power P_i

次にプラズマの直径Dについて考える。photo 1-2のように、H₂プラズマ及びH₂混合のプラズマの直径は数mmのオーダーであり、非常に細い。そのため、写真による測定方法は、明暗の濃度差によって判断するので誤差を避けられない。したがって、本論文では、プラズマの直径についてのデータは、全て分光測定によって求めた。この方法は、プラズマから出ている光のうち、水素バルマー線H β の光強度の半径分布から半値巾を求め、それをプラズマの直径とするものである。

このようにして、He+H₂プラズマについて、水素混合比 γ (%)をパラメータとして入射電力を変化させたとき

のプラズマ直径 D (mm) を測定した結果、Fig. 3-13 のようなデータを得た。このとき気体流の全流量は、 $\Phi = 820$ l/min に保っている。図のように、水素の混合比が小さい $\text{He} + \text{H}_2$ プラズマでは、入射電力の増大に伴って直径は直線的に増大するが、水素混合比が増えに従ってその傾きは小さくなり、純粋な水素のプラズマになると、プラズマの直径はほとんど一定となる。したがって、プラズマ直径に対する水素混合比の効果は、 P_i が大きい程大きくなる。

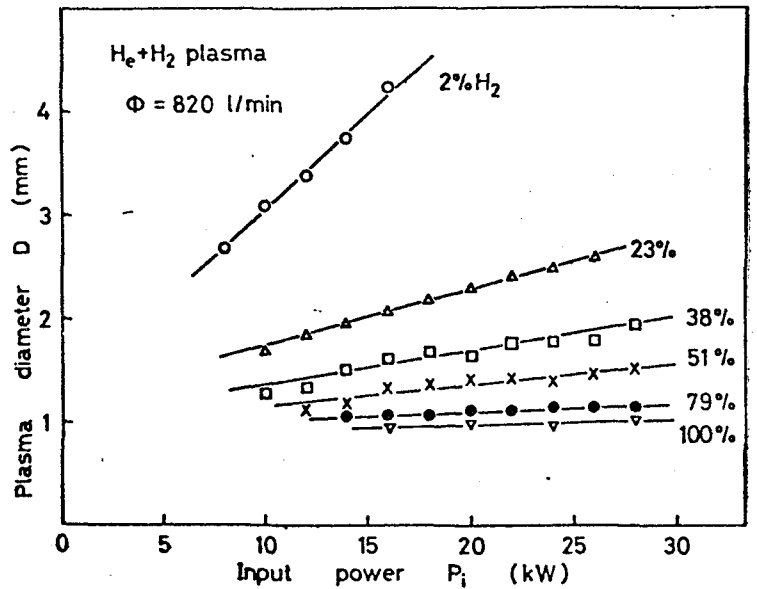


Fig.3-13 Relation between plasma diameter and input power

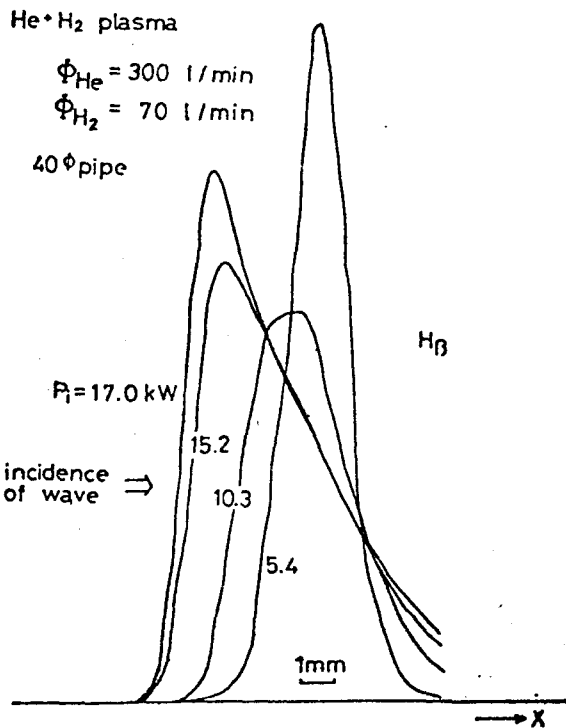


Fig.3-14 Spatial profile of H_β line intensity

このように、プラズマのふるまいを検討するために、 $\text{He} + \text{H}_2$ プラズマについて、 H_β 線強度の空間分布を調べてみた。その結果、Fig. 3-14 のように、入射電力を増大させると、 H_β 線の最大強度の位置(プラズマの中心)は、マイクロ波の入射側に移動している。このことは、プラズマの加熱が、マイクロ波入射側のプラズマ表面から行われていることを示している。これは、一般によく知られている導波管の中で発注した放電がマイクロ波の入射側の方向に

移動するのと同じ現象である。本研究で得ているプラズマは、回転気体流によって安定化しているので、それぞれの入射電力について、Fig. 3-14のように定常状態を保っている。

これに対して、入射電力を一定にしたとき、 H_2 の混合比を変化させて、プラズマのふるまいを調べると、Fig. 3-11のような結果を得た。この図によれば $Ar+H_2$ プラズマ、 $He+H_2$ プラズマはともに、 H_2 量の増大に伴ない、中心(軸)に生成され左右対称性がよくなることわかれる。これは、水素の解離による熱伝導度が大きいため、 H_2 量の増大によりプラズマに対する冷却効果が大きくなり、その結果、プラズマの入射側への移動を気体の回転によって十分抑制できるからである。

最後に、プラズマの直径には、気体流量依存性がほとんど見られていない。つまり、プラズマの直径 D はガラス管径に対して十分小さく、その結果、前節で述べたような円周方向速度をもっている回転気体流は大部分がプラズマと管壁の間を流れるので、実験条件の範囲において気体の流量の変化は、プラズマに対してほとんど影響を与えないことになる。

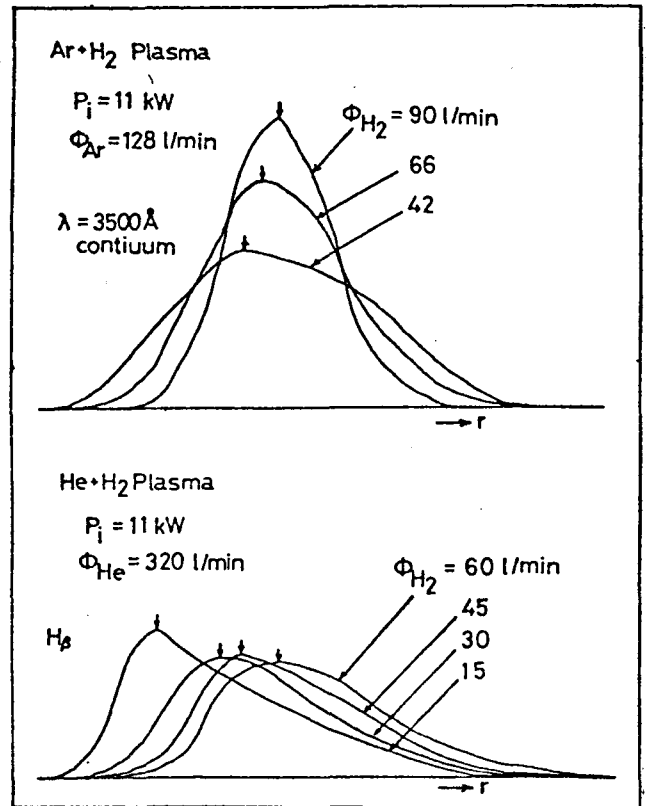


Fig.3-15 Change of H_{β} line profile on hydrogen flow rate

3-4 大気圧マイクロ波プラズマビームのサーマル・ピンチ効果

(1) サーマル・ピンチ効果に及ぼす管径の影響

プラズマ・アークなどの大気圧プラズマにおいて、水冷管壁の半径を小さくすることによってプラズマ中心温度が上昇するという現象は、いわゆるサーマル・ピンチ効果と呼ばれ、一般によく知られているが、この項においてはマイクロ波プラズマにおけるこのような現象を明らかにするための実験を行い、その結果を記す。

ここでは、気体放流型の装置を用いて、Ar+H₂プラズマを生成し、ガラス管径を20φ、30φ、40φと変化させたときのプラズマ直径、密度及び温度を求めた。まず、Fig.3-16は、管径をパラメータにしてプラズマ直径Dの入射電力依存性を示したものであり、Fig.3-13のHe+H₂プラズマと同様、入射電力の増大に伴い、Dは直線的に増える。その勾配は管径が大きい程急になっている。このとき、プラズマの密度変化は、Fig.3-17のように全くなく、入射電力の増大は、プラズマの体積の増加のみを生ずることが明らかになった。(プラズマの温度は密度から熱平衡の仮定のもとに求めるので、温度の入射電力依存性は、密度のそれと同様である。

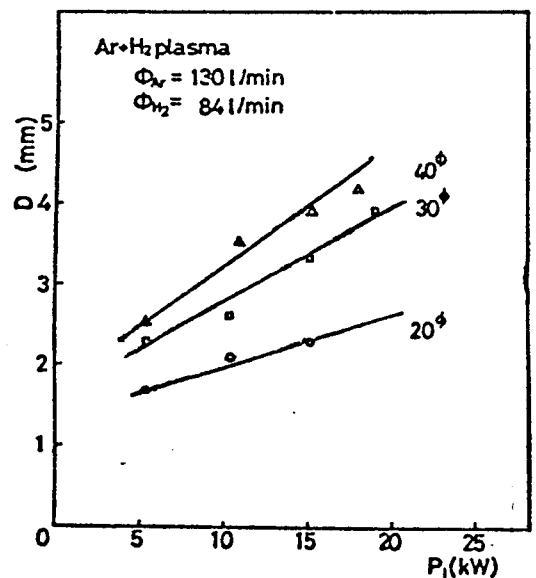


Fig.3-16 Relation between plasma diameter D and input power P_i

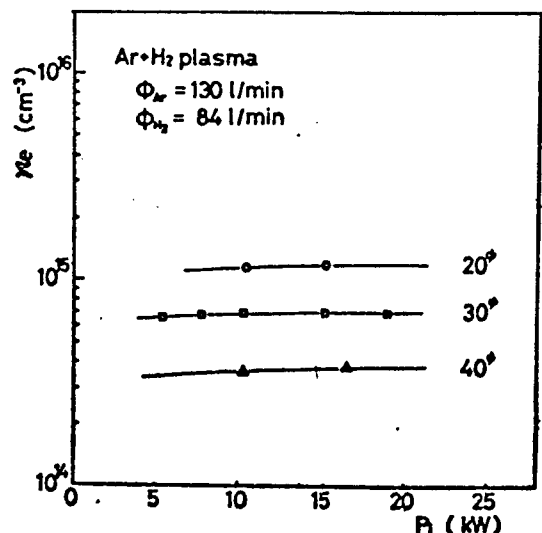


Fig.3-17 Relation between plasma density n_e and input power P_i

ガラス管径の与える効果を明らかにするため、ガラス管径を横軸にとり、上記のような Ar+H₂ プラズマについて、プラズマの直径 D 、温度 T 、及び密度 n_e を求めたのが Fig. 3-18 である。このとき、マイクロ波入射電力は $P_i = 10 \text{ kW}$ 、気体流量は $\Phi \sim 200 \text{ l/min}$ である。

これによると、プラズマの直径は、 $D = 2 \sim 4 \text{ mm}$ でガラス管径が大きくなると直線的に増大する。

これに対して、管径を小さくすると、直径 D は減少するのであるが、電子密度 n_e 、及びプラズマ温度は管径に逆比例していて、管径が小さくなる程急激な増加傾向を示している。

このように、本項では、サーマル・ピント効果に及ぼす管径の影響が実験的に確かめられた。これについて、第6章において理論的考察を深める。

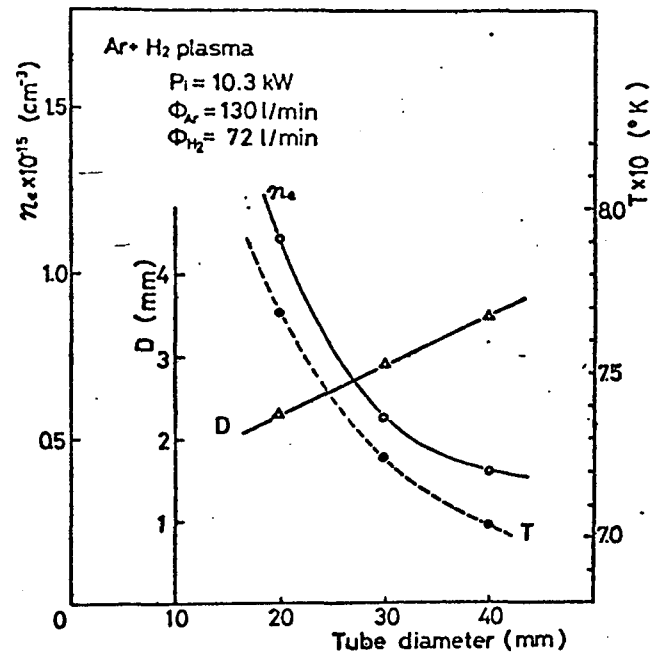


Fig. 3-18 Dependence of plasma parameter on tube diameter

(2) プラズマビームの各パラメータに及ぼす水素の影響

水素混合比のプラズマに及ぼす効果について、気体循環装置を用いて実験を行い、検討を行った。

Fig. 3-19 は、 $\text{He} + \text{H}_2$ プラズマにおいて水素の混合比 γ (%) を変化させ、プラズマの温度、密度及び直径を求めたものである。このときのマイクロ波入射電力は $P_i = 20 \text{ kW}$ で、気体流量は $\Phi = 820 \text{ l/min}$ である。これによると、プラズマの電子密度 n_e は、水素の混合比が 80% まで ($\gamma \leq 80$) では急激に増大し、それに伴って温度も上昇するが、一方プラズマ直径は減少する。この現象は、いわゆる、水素

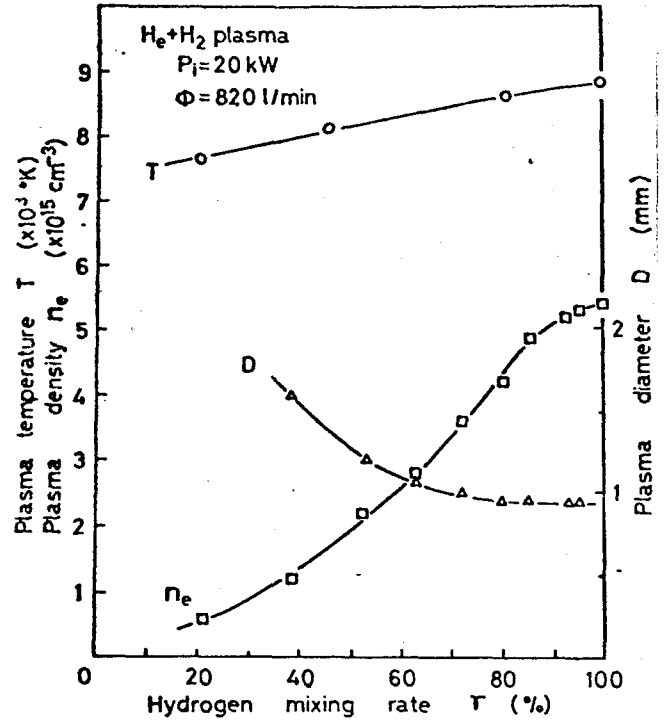


Fig. 3-19 Dependence of plasma parameter on hydrogen mixing rate

によるカーマール・ピンチ効果であり、 $\text{N}_2 + \text{H}_2$ プラズマについても、同様の現象が見られた。

このような水素によるカーマール・ピンチ効果は次のような気体の性質の違いによつて起こる。つまり、水素の熱伝導度は、Appendix B に示すように He , N_2 などと比べて、 $T < 5000 \text{ K}$ では、非常に大きい値を持っている。したがって、プラズマ中の水素混合比が増加すると比較的低温のプラズマ周辺が冷却され、その結果、細くて短いプラズマとなるのである。このプラズマ体積の減少はマイクロ波の入射電力のプラズマ中のエネルギー密度を高めることとなり、プラズマの密度、温度の上昇をもたらすと考えられる。Table 3-1 に、入射電力 $P_i \approx 20 \text{ kW}$ 、気体流量 820 l/min の場合について、 $\text{N}_2 + \text{H}_2$ プラズマ、

He+H₂プラズマ及びH₂プラズマの性質を示している。ここで、プラズマへの入射エネルギー密度はプラズマのエネルギー吸収効率が90%であるとして求めている。これによると、水素プラズマではエネルギー密度が他のプラズマに比べて一桁大きく、また電子密度も同様の一桁大きくなっている。

Table 3-1 Property of plasmas consisting of various gases

$$P = 20 \text{ kW} \quad \Phi = 820 \text{ l/min}$$

使用気体	プラズマ直径	プラズマ長	プラズマ体積	エネルギー密度	電子密度	温度
N ₂ + 20% H ₂	1.9 mm	29 cm	0.82 cm ³	22 kW/cm ³	5 · 10 ¹⁴ cm ⁻³	7000 °K
He + 20% H ₂	2.4	31 cm	1.4	13	6 · 10 ¹⁴	7800
H ₂	1.0	18 cm	0.14	140	5.5 · 10 ¹⁵	8800

次に、気体の電気伝導度から実験結果を考察する。Appendix Bより、 $\sigma_{\text{H}} \gg \sigma_{\text{H}_2}$ であり、水素が選択的に加熱されることになる。また、電離電位は、水素では13.6 eV、ヘリウムでは24.6 eVである。したがってHeに比べてH₂の方がはるかに電離しやすい。このため、Fig. 3-15のようにH₂量が増えることにより電子密度は上昇する。これに対して、N₂+H₂プラズマで

Table 3-2 Physical constants of nitrogen and hydrogen

	T (°K)	σ (cm ²)	η (mho/cm)	κ (W/cm ² °K)
nitrogen	6 × 10 ³	1.0 × 10 ⁻¹⁵	4.0 × 10 ⁻²	2.0 × 10 ⁻²
	7 × 10 ³	1.0 × 10 ⁻¹⁵	4.0 × 10 ⁻¹	4.5 × 10 ⁻²
hydrogen	6 × 10 ³	1.5 × 10 ⁻¹⁵	1.0 × 10 ⁰	2.0 × 10 ⁻²
	7 × 10 ³	1.5 × 10 ⁻¹⁵	3.0 × 10 ⁰	2.5 × 10 ⁻²

は、N₂の電離電位が14.5 eVであり、H₂のものとはあまり変わらないため、また、電気伝導度も同じオーダーであり、He+H₂プラズマと同じ考え方はできず、上に述べた入射エネルギー密度の変化による説明が妥当であろうと思われる。

Fig. 3-19において、水素の混合比 γ が大きい程、プラズマ・パラメータの変化の割合は小さくなっている。そして、 $\gamma \approx 90$ (%)の場合、プラズマの直径は約1mmでほとんど一定となっている。また、その範囲では、密度・温度はともにその増加比率が小さくなっている。したがって、水素中に不純物としてHeが混入している場合は、その混合比が小さければプラズマの密度と温度を少し低下させるだけで、水素プラズマと其の性質においてほとんど同様と見做してよいであろう。これは先に述べたように、水素の電気伝導度が下きいことと、電離電圧が小さいことによるが、この原因の一つには、水素とヘリウムの質量をそれぞれ m_H, m_{He} とすると $m_{He} > m_H$ なので、プラズマ中の少量のHeは、回転による遠心力がHよりも大きく、プラズマ外部(周辺)を流れることが考えられる。

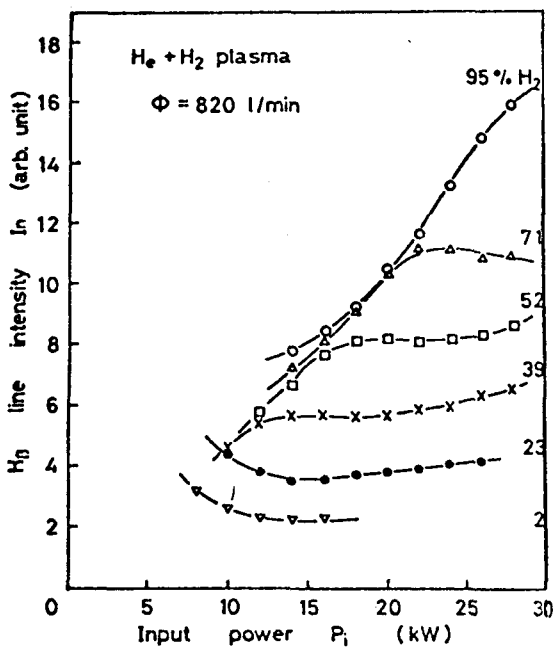


Fig.3-20 Behaviour of H α line intensity from He+H $_2$ plasma

次にプラズマが発光するH α 線の強度の入射電力依存性について、水素の混合比 γ をパラメータとして実験を行うと Fig 3-20 のような結果を得た。これによると、水素プラズマでは入射電力の増大とともに、H α 線の強度は大きくなるが、Heプラズマ及び水素混合比の小さいプラズマでは、強度の減少部が見られた。このことは次のように考えられる。

Heの混合比が大きいとき、入射電力の増大は、プラズマ体積の増加をもたらす。水素イオンの密度の相対的減少のためH α 線強度が減少する。さらに電力を増大するとプラズマの温度が上昇し、H α 線はその強度を増すこととなる。

3-5 水素プラズマの諸特性

He, Ar + H₂ など単原子気体のプラズマは、入射電力の増大によって、体積が増加するだけで、プラズマ温度及び密度の入射電力依存性はほとんどなかった。しかし、水素プラズマでは、3-3節に述べたように直径の入射電力依存性がほとんどないので、入射電力を増大すると、プラズマ温度の上昇が予想される。このため水素

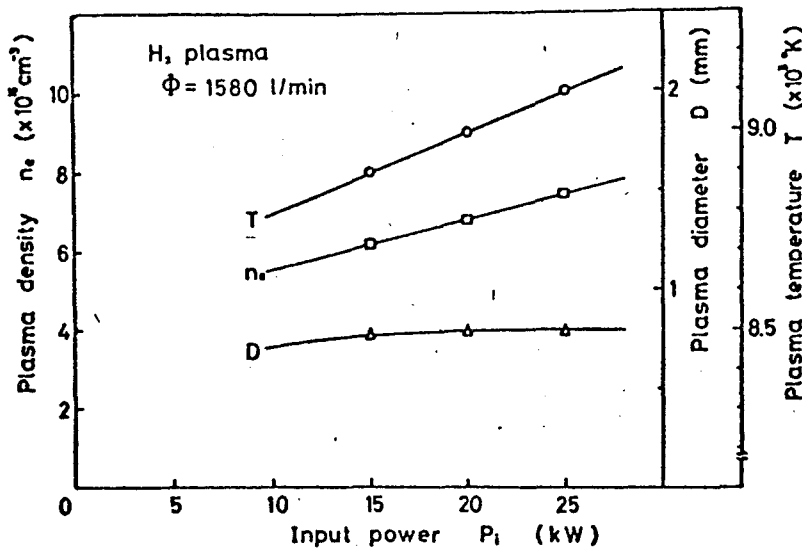


Fig.3-21 Dependence of plasma parameter on input power

プラズマにおいて、入射電力を変化させてプラズマパラメータを求めたところ、Fig. 3-21 のような結果を得た。ここでは水素流量が約 1800 l/min と多いため、直径は 3-3 節に述べた値よりも多少細くなり、 $D \sim 0.8$ mm である。これに対し

て、プラズマの温度及び電子密度は入射電力の増大に伴い上昇し、

$P_i \sim 24$ kW
 に対し
 $T \sim 9 \times 10^3$ °K
 $n_e \sim 7 \times 10^{15}$ cm $^{-3}$
 となる。

前節において、水素によるサーマル・ピンチ効果が

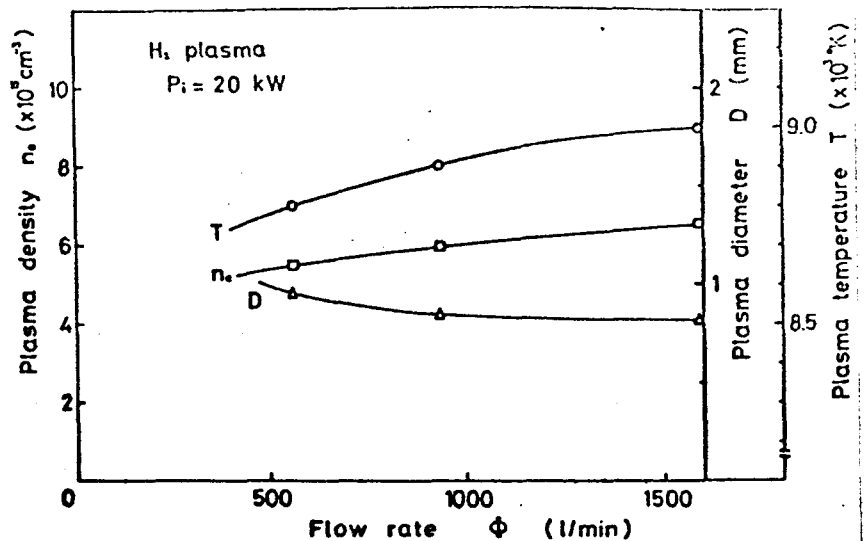


Fig.3-22 Dependence of plasma parameter on flow rate

実験的に確かめられた。それによって、水素プラズマを除く他のプラズマでは見られなかった、気体流量によるプラズマ密度及び温度の変化が、水素プラズマにおいて存在することが予想される。このことは、Fig. 3-22のような実験結果によって実証された。このように、水素の流量を増加させると、プラズマの直径は減少し、電子密度及び温度の増大をもたらされる。この現象を、水素気体流によるサーマル・ピニチ効果と名付ける。

このような水素プラズマのふるまいをさらに詳しく検討するため、スリット結像法を用いた分光測定で、電子密度の半径方向分布を測定してみた。Fig. 3-23 が得られた代表的データである。これによると、プラズマ

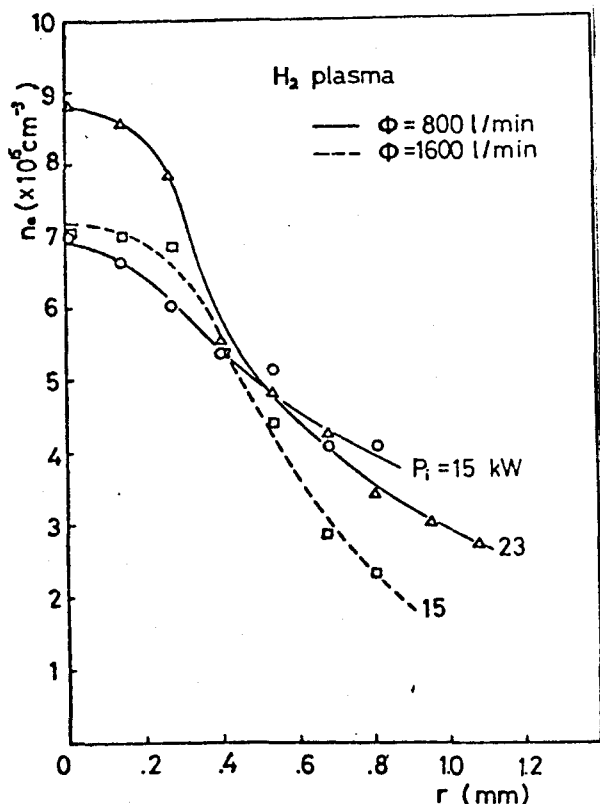


Fig. 3-23 Spatial profile of plasma density

への入射電力の増大は、プラズマ中心部 (core) の電子密度の増大をもたらす。周辺の影響はあまり見られない。これは、マイクロ波のエネルギーがプラズマ中にまでよく浸透していることを示している。この現象は、プラズマが非常に細いため起きるのであるが、第6章において詳しく説明をする。

次に流量依存性については、図中破線のように流量が大きくなると、プラズマ周辺部が冷却され (密度が減少)、プラズマ直径は減少する。これ

は、壁とプラズマとの間を流れる水素の気体流によるプラズマ周辺の冷却効果が大きいことを表わし、その結果プラズマ中心の密度は上昇することとなる。

3-6 結 言

本章では、マイクロ波プラズマの基本的な物理特性を実験的に明らかにした。その結果は次の通りである。

- (1) 生成した大気圧プラズマは、最大電力に至るまで、マイクロ波の吸収効率が80%以上であり、非常に高い。
- (2) 気体流速分布を測定した結果、回転気体流はガラス管内に半径方向の圧力勾配を形成し、プラズマを安定化する。
- (3) プラズマに対する管壁のサーマル・ピニオン効果を確認した。この効果は管径が小さい程大きい。
- (4) プラズマ中における水素混合比の増加によつて、プラズマの直径は減少し、その結果、プラズマの中心における温度及び密度は共に増大する。
- (5) H_2 プラズマの場合、入力電力依存性及び流量依存性が、プラズマ中心の温度及び密度について現われ、5体み、 $P_i \approx 30 \text{ kW}$ のとき、 H_2 プラズマは直径1mm、長さ20cmのフィラメント状をしていて、その中心では、密度 $n_e \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 、温度 $T \sim 9000 \text{ °K}$ である。

第4章 大気圧プラズマにおける中性粒子の挙動とその考察

回転気体流中のマイクロ波プラズマについて、第3章では、主に分光測定からプラズマパラメータ (n_e, T) の特性を明らかにして来た。その結果からプラズマと冷たい気体流との間に境界が存在することが予想される。また、 N_2+H_2 プラズマ, $Ar+H_2$ プラズマは、温度がそれ程高くなく、($T \sim 8000^\circ K$) 不完全電離であるので、プラズマ中に存在する中性粒子を無視する訳にはいかない。さらに、前章では、熱平衡の仮定を用いてプラズマ温度を算出して来たのであるが、その妥当性を確かめるためには、中性粒子の温度を求めてみる必要がある。以上の点から、本章では、中性粒子がプラズマ中及びその周辺でいかにふるまうかを知るため、レーザー干渉計を用いて、中性粒子の密度の空間分布を測定した。

4-1 レーザー干渉実験

前章においては、気体流速及び静圧の半径方向分布を求め、プラズマの安定性について考察を行、たが、今度は、プラズマ中の中性粒子のふるまいを知るために、プラズマがある場合の中性粒子の密度分布を干渉計で測定した。

Fig. 4-1は得られたデータの典型例であり、気体密度 n_0 及び気体温度 T_0 の空間分布を示している。これは、Ar+H₂プラズマで、その入射電力 $P_i = 15$ kW、気体の全流量中 ~ 220 l/minのときのものである。

干渉測定による n_0 の測定の際、ガラス管内の気体流による密度変化は無視して考えている。したがって、中性粒子の温度 T_0 については、

$$n_0 T_0 = \text{const}$$

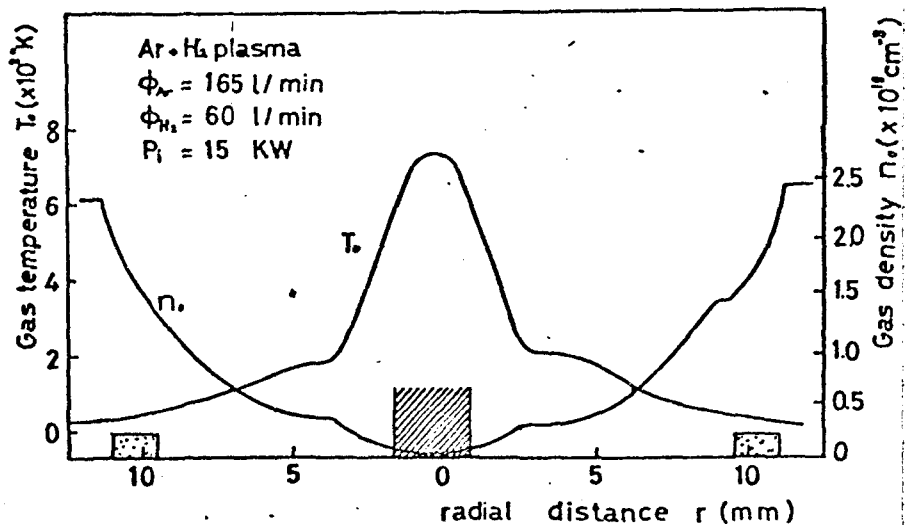


Fig. 4-1 Distribution of gas temperature and gas density.

の簡単な仮定を用いて求めた。ここで、ガラス管は、直径 20 mm ϕ のものであり、その管壁を Fig. 4-1 $r = 10$ mmの位置に記している。また中心に斜線で示れた部分の中は、分光測定で求めたバルマー線強度の半値巾で定義したプラズマの直径を表わす。この結果、プラズマ中心では、中性粒子の温度及び密度は、 $T_0 \sim 7400$ K, $n_0 \sim 10^{18}$ cm⁻³である。

次に温度分布について考えると、Fig. 4-1から、プラズマ部分と周辺の温度の低い気体流との間には、きり

した境界が存在していることが実験的に明らかになった。この境界の直径は約5mmであり、分光測定で得られたプラズマの直径の約2倍である。このような境界は $N_2 + H_2$ プラズマにおいても存在することが同時に確かめられ、同じような特徴を持つ。本論文ではこの境界を気体壁 gas wall と名付けることにする。

ところで、ガラス管の存在のために、干渉縞が作れず共振器中央の位置でのプラズマの測定は不可能である。このため、第2章2-2節で説明したように、共振器内壁より1cm上部のガラス管から出た所でプラズマの測定を行った。しかし、 $Ar + H_2$ プラズマ、 $N_2 + H_2$ プラズマは、その長さが30~40cmで十分長く、プラズマはその長さ方向に一様と考えてもよいので、共振器中央から測定位置までの距離、4cmのずれは、プラズマの半径方向分布の形状にと、それほど重要な問題ではないように思われる。

4-2 気体壁に関する考察

(1) Meierovich の理論

Meierovich は軸方向に無限長の円筒状プラズマを考え、気体の対流、及び、プラズマの輻射損失を無視してマイクロ波などの高周波電界によって生成されたプラズマについて、種々の仮定を用いて問題を簡単化し、プラズマへの入力と、プラズマ最高温度の関係を解析的に解いている。彼は、マックスウェルの式とエネルギー平衡式とから、表皮厚さ (skin depth) δ をパラメータとして、プラズマに吸収される単位長当りのエネルギー Q_0 (kWh/cm) とプラズマ最高温度 T_m との間に、次のような関係式を導いた。

$$Q_0 = 4\pi \nu(\lambda) k_m \cdot T_m^2 / E \quad (4-1)$$

$$\lambda = \frac{1}{\xi^*} \frac{r_w}{\delta} \exp\left(-\frac{2\pi}{Q_0} \int_0^{T_m} \kappa dT\right) \quad (4-2)$$

ここで $\nu(\lambda)$: 表皮効果の大きさを表わすパラメータ
 ξ^* : 1 のオーダの係数
 r_w : 管径 ($\int \kappa dT = 0$ の位置)
 k_m : 温度が T_m の気体の熱伝導度
 E : 電離ポテンシャル

である。

この理論には、第6章で詳しく述べるように、適用範囲に限界があり、問題点も存在するが、比較的低温の低いプラズマに対しては成り立つものである。したがって、本研究でマイクロ波で生成した N_2 プラズマについて、Meierovich の理論の適用を図る。大気圧の N_2 プラズマについて、Meierovich の理論から定性的な解を求めると、Fig. 4-2 に示すような複雑な形状をしている。これは N_2 の解離による熱伝導度が非常に大きいためである。

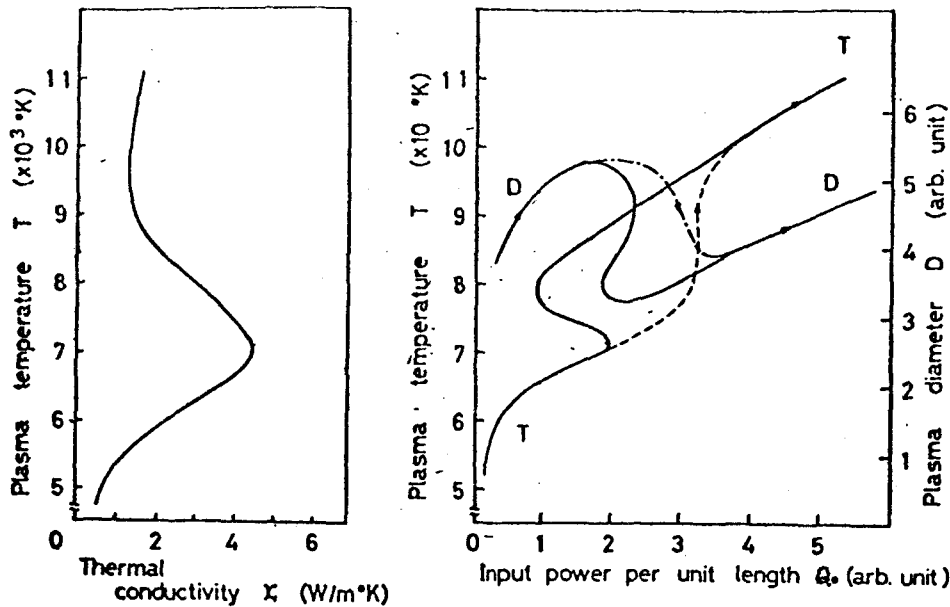


Fig.4-2 Thermal conductivity of nitrogen and theoretical curves with Meierovich's theory

(2) 実験結果への Meierovich の理論の適用

N_2 プラズマについては、その温度の流量依存性は全く見られていない。したがって、流れを無視して Meierovich の理論の適用が可能である。

実験では、プラズマに入射される全エネルギー P_{ab} は測定されているのであるが、単位長に入射されるエネルギー Q_0 (kW/cm) を求める際には注意を必要とする。 N_2 プラズマの全長を L (cm) とし、そのうち l (cm) の長さに一様にマイクロ波のエネルギーが入射されると考えると

$$Q_0 = \frac{P_{ab}}{l} \quad (\text{kW/cm}) \quad (4-3)$$

で表わすことができる。ここで P_{ab} は第3章で述べたプラズマの吸収電力である。(4-3)式における l については、次に示すような通りの考え方により決定してみたい。まず、その一つとしては l を共振器の高さ b と

した場合で

$$l = 6 \quad (\text{cm})$$

であり、もう一つは、プラズマの直径の定め方などによく用いられる半値巾の考え方によって、プラズマの全長に対して、

$$l = \frac{L}{2} + 3 \quad (4-5)$$

とした場合である。

このような二通りの Q_0 の定め方によって、管径 2 cm のガラス管の中に生成した N_2 プラズマの最高温度 T_m を図示したのが Fig. 2-3 である。両者には、このように、同じ温度における Q_0 の値にかなりの違いが認められるが、 T_m の Q_0 依存性は、ほぼ同様の傾向をもち、 Q_0 が増大すると飽和する傾向にある。

これに対して、Meierovich の理論を適用する。 $R = 1 \text{ cm}$ として (4-1) 式及び (4-2) 式を解くと Fig. 2-3 に示すように T_m の理論値は、定性的にも、定量的にも、実験値との間に大きな違いがある。この大きい違いの最大の原因は、実験においては、かなり流速の大きい気体流が存在するのであるが、Meierovich の理論には、この効果が考慮されていないからである。

したがって、気体流によって生成された気体壁が本節において明らかにされているので、軸方向気体流の効果を考慮するため、管壁としてこの気体壁を用いて Meierovich の理論を解いてみる。このとき

$$r_w = D_p / 2 \sim 2D / 2$$

と考える。

ここで r_w : 管壁の半径
 D_p : 気体壁の直径
 D : プラズマの直径

である。

これを用いて Meierovich の理論曲線を求め、同じ Fig. 4-3 に書いてみると、実験値とよい一致を示した。つまり、定性的には、入射電力の増大に対し、 N_2 プラズマの最高温度は飽和する傾向を示し、また定量的にも、 Q_0 の定め方の違いによる二通りの実験値のほぼ中間の T_m の値をとり、実験結果の理論的な説明が、実効的に管壁である気体壁を考慮することによってなされた。

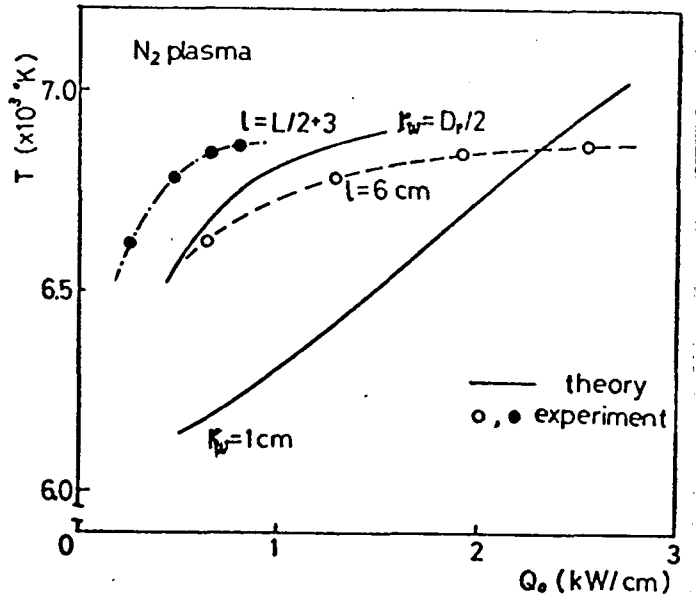


Fig.4-3 Relation between plasma temperature T and input power Q_0

以上の結果より、生成されたプラズマを模式的

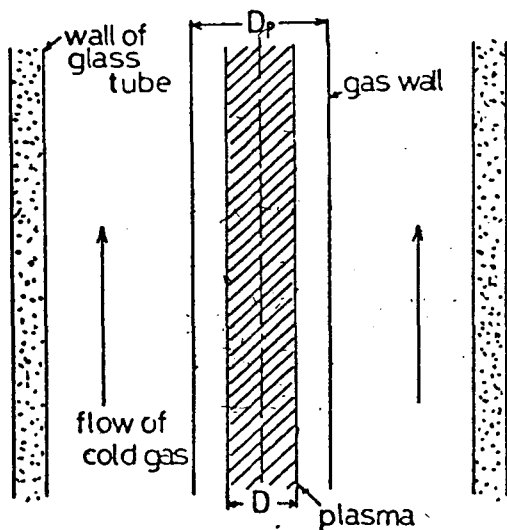


Fig.4-4 Model of plasma with flow

に描くと Fig. 4-4 のようになる。このように、ガラス管の中心に生成されたプラズマは、プラズマ半径の約2倍の位置に存在する気体壁によって、冷たい中柱気体の流の部分と分離させられている。

4-3 マイクロ波プラズマビームにおける中性の粒子密度と温度

Ar+H₂ プラズマ, N₂+H₂ プラズマのそれぞれについてレーザー干渉測定を行い、気体壁の直径及びプラズマ中心での中性粒子の密度 n_0 , 温度 T_0 のふるまいについて考察をした。

(1) 入射電力依存性

実験結果を Fig. 4-5, Fig. 4-6 に示す。なお比較のために同じ条件のときに分光測定で求めたプラズマの温度及び直径を \square 中に破線で描いている。

まず、Fig. 4-5 は Ar+H₂ プラズマの中にある中性粒子の密度 n_0 , 温度 T_0 の入射電力依存性である。これによると、 n_0, T_0 はほぼ一定であるが、気体壁の直径 D_p はプラズマ直径 D の約 2-25 倍とほており、入射電力の増加に伴い急激に大きくなる。また、 $T_0 \sim T$ となっていることがわかる。

一方、N₂+H₂ プラズマの場合、Fig. 4-6 に示しているように、入射電力の小さいときは、 $T_0 \ll T$ であるが、入射電力の増大に伴いその温度差 ($T - T_0$) は縮

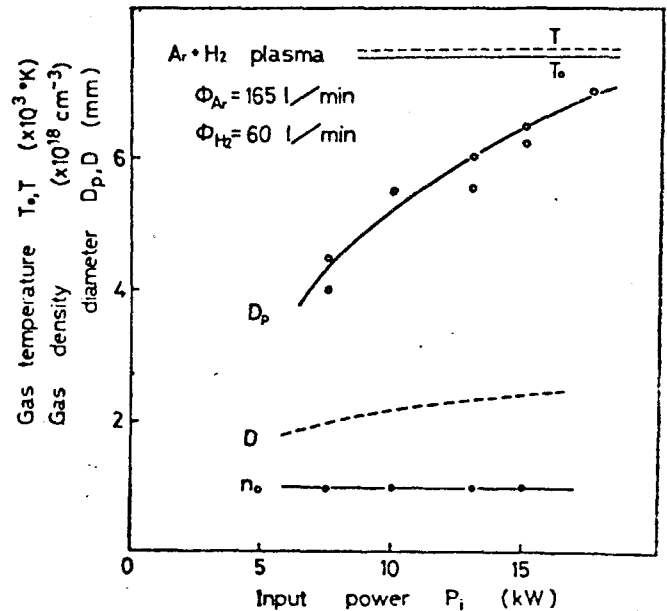


Fig. 4-5 Dependence of Ar+H₂ plasma on input power

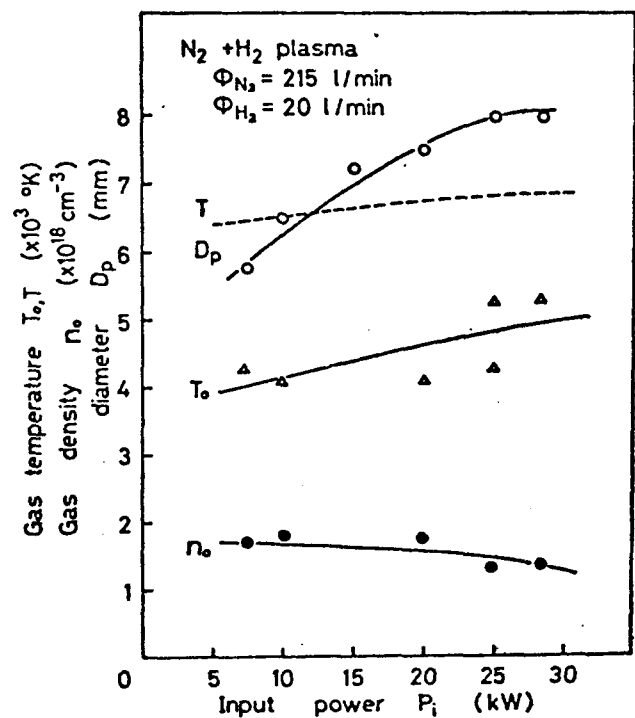


Fig. 4-6 Dependence of N₂+H₂ plasma on input power

まり、 $T_0 \approx T$ となる。Ar + H₂プラズマと比較してこのように差が生じるのは、N₂ + H₂プラズマの場合、水素の混合比が小さいことが原因であるように思われる。このことについては、次の項で述べる。

(2) 水素流量依存性

Ar + H₂プラズマ及びN₂ + H₂プラズマに対し、それぞれ水素の流量を変化させて、プラズマ中の中性粒子の温度、密度及びプラズマ直径、気体壁の直径のふるまいを調べると、Fig. 4-7, Fig. 4-8のような結果を得た。これによると、Ar + H₂プラズマ、N₂ + H₂プラズマは共に、水素の流量が小さい場合、 $T_0 < T$ であるが、水素の流量が増すことにより中性粒子の温度が上昇し、プラズマ温度に近づく。そして、水素流量が40 l/min になると、 $T_0 \sim T_e$ となる。この結果から、Fig. 4-6のN₂ + H₂プラ

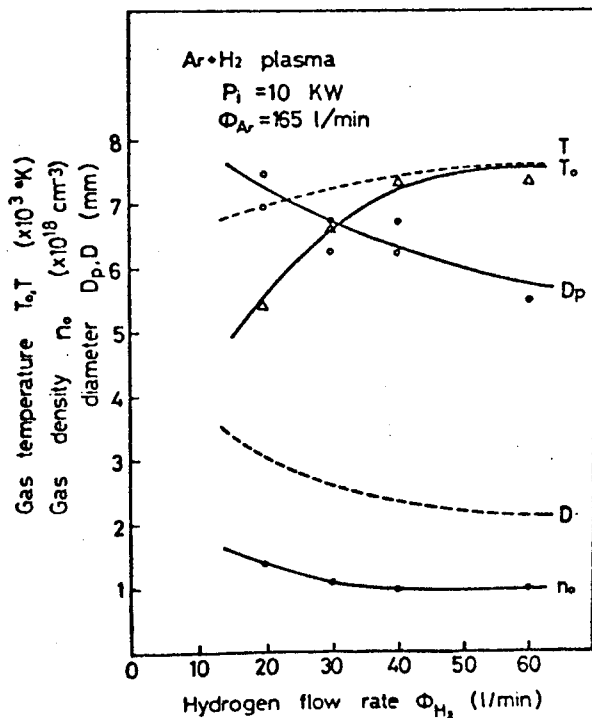


Fig.4-7 Dependence of Ar+H₂ plasma on hydrogen flow rate

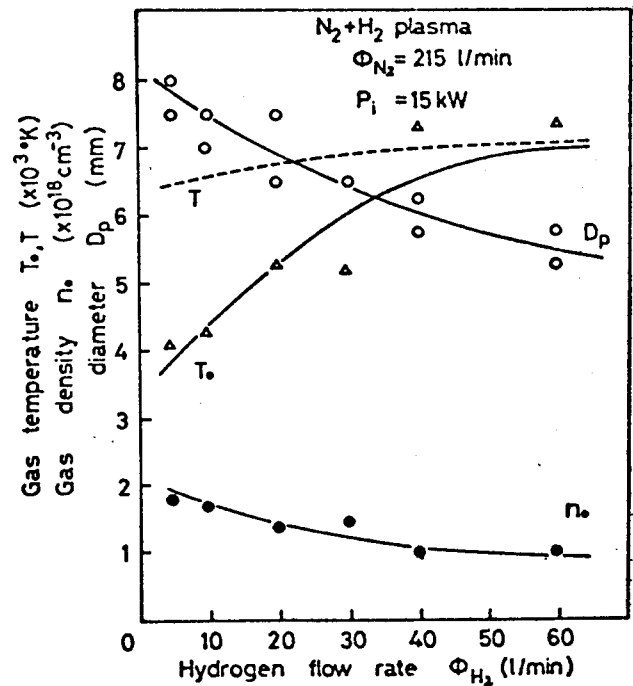


Fig.4-8 Dependence of N + H plasma on hydrogen flow rate

ズマでは、 $\Phi_{H_2} \approx 20 \text{ l/min}$ と小さく $T_0 < T$ であることが説明される。

上のような水素流量の寄与は 化学反応による気体温度の上昇及び水素のサーマル・ポンチ効果による気体の温度上昇などによって生じるものと考えられる。しかし、純粋な水素のプラズマの熱平衡からのずれは、より小さくなると期待できる。しかし、水素プラズマは、前章において明らかにしたようにその直径が小さく、拡散によって支配されることが予想される。

4-4 結 言

回転気体流中のマイクロ波プラズマについて、中性気体に注目してレーザー干渉測定を行ない、次のことを明らかにした。

- (1) プラズマと中性気体流との間に気体壁が存在する。
- (2) Meierovich の理論を実験結果に適用することによつて、気体壁が実効的な管壁の役割を果たしていることが判明した。
- (3) 気体壁の径は、プラズマ径の約2倍であり、プラズマ直径とほぼ同様のふるまいをする。
- (4) 水素の混合比の大きいプラズマは熱平衡からのずれは小さくなる。このことは、マイクロ波の入射電力を増加させたときについても同様である。

第5章 マイクロ波木素プラズマの熱平衡 に関する考察

第4章までは、プラズマが局所熱平衡(LTE; local thermodynamic equilibrium)であると仮定してきたが、前章においても検討されているように、木素プラズマの場合、直径が約1mmであり非常に細く、拡散で支配されるプラズマと異なり、強い不均一性を示すと予想される。したがって、本章では、プラズマの熱平衡性を考察するために、特に、木素プラズマについて種々の方法で電子温度を求め、熱平衡状態にあるかどうかを検討する。

5-1 プラズマの熱平衡条件

一般に、プラズマと呼ばれる高温電離気体においては、電離度が高く、電気的中性の条件が成立する。このとき、

$$n_e = n_i \quad (5-1)$$

である。ここで、 n_e, n_i はそれぞれ電子及び陽イオンの密度を表わす。これが成立する条件は、次式で定義されるデバイ長 Debye length r_D で表わされる。

$$r_D = \left(\frac{k T_e}{4\pi n_e e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5-2)$$

ここで k : ボルツマン定数

T_e : 電子温度

である。プラズマの半径を r_p とすれば、

$$r_p \gg r_D \quad (5-3)$$

が (5-1) 式の成立する条件である。

大気圧中のマイクログラズマの場合

$$T_e \sim 10000 \text{ K}$$

$$n_e \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}, \quad r_p \sim 0.1 \text{ cm}$$

とすると

$$r_D \sim 7 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$$

となり、 $r_p \gg r_D$ であるから $n_e = n_i$ と考えてよい。

次に、一個当りの粒子のもつエネルギーを考えると、その粒子の温度との間に次の関係が成立する。

$$\frac{1}{2} m_i v_i^2 = \frac{3}{2} k T_i \quad (5-4)$$

ここで m_i : 質量

v_i : 速度

であり、添字 i はそれぞれ、イオン、電子、中性粒子を指す。

プラズマ中のイオンと電子は、加えられた電界によって、それぞれ反対方向に加速されるが、 $m_i \gg m_e$ のため、電子の速度はイオンのそれよりも大きく ($v_e \gg v_i$)、弾性衝突によって、電子のエネルギーがイオン及び原子に与えられるが、そのエネルギーは小さい。したがって一般に

$$T_e > T_i > T_0 \quad (5-5)$$

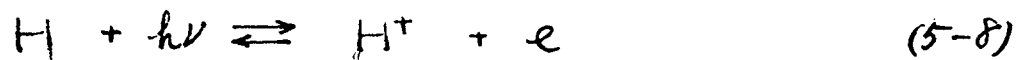
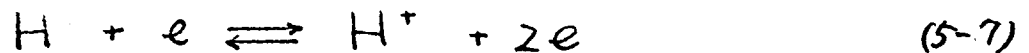
である。

しかし、大気圧以上のプラズマでは、衝突周波数 ν_c が大きいので、電子、イオン及び原子の運動エネルギー分布はほぼ一様であると考えてよい。このような状態をいわゆる熱平衡 (thermodynamic equilibrium) と呼ばれるもので

$$T_e \simeq T_i \simeq T_0 \quad (5-6)$$

である。

このとき、水素の場合では次のような平衡式が成立している。



ここで h : プランク定数

ν : 光の周波数

であり、 $h\nu$ は光のもつエネルギーである。

第1式 (5-7) は、原子のイオン化、励起とイオンの再結合との平衡を表わし、第2式 (5-8) は、光の吸収による原子のイオン化、励起と、光の放射に伴う再結合との平衡を表わしたものである。

ところが、実際には、光のエネルギー $h\nu$ がプラズマに完全に吸収されることはないので、(5-7)、(5-8) 式がともに成立するようには完全な熱平衡状態にはならない。しかし、この場合でも、衝突が全体の平衡を支配する程

プラズマの密度が大きいとき、Saha の式のみは成立する。この状態を局所熱平衡 (LTE; local thermodynamic equilibrium) という。

しかし、一般には、プラズマは非平衡状態にあることが多い。このような非平衡状態を分類すると、Table 5-1 のようになる。

以上の平衡・非平衡の成立する条件について考えてみる。実験で得られた水素プラズマの場合

$$T \sim 9000 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$n_e \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$D \sim 1 \text{ mm}$$

である。温度が $9000 \text{ } ^\circ\text{K}$ の水素プラズマに対して Complete LTE の成立する条件は

$$n_e \geq 1.8 \times 10^{18}$$

であるが、考えているプラズマはこの条件を満たさない。しかも拡散長を求めると $L_d \sim 4 \text{ mm}$ であり、 $L_d > D$ となるので、拡散に支配された非一様性が強いプラズマであることがわかる。したがって、この水素プラズマは LTE の状態にはないと考えられる。しかし、 $n_e \geq 5.6 \times 10^{15}$ であり、Partial LTE の条件を満たしている。このことは、次節において実験的に明らかにする。

Table 5-1 Non-equilibrium state

[Non-equilibrium state]

i) Temperature non-equilibrium

$$T_e \neq T_{heavy}$$

ii) Ionization non-equilibrium

$$\text{ionization} \neq \text{recombination}$$

Saha equation can not be used

iii) Boltzmann non-equilibrium

deviation of excited state from Boltzmann distribution

5-2 水素プラズマの熱平衡に関する実験と考察

5-1節で述べたような熱平衡を水素プラズマにおいて検出するために実験を行った。

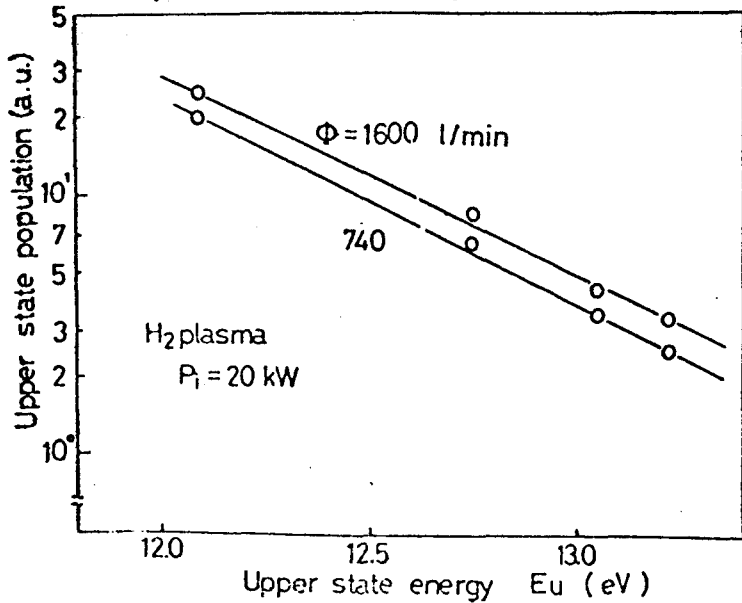


Fig. 5-1 Intensity ratio of Balmer series

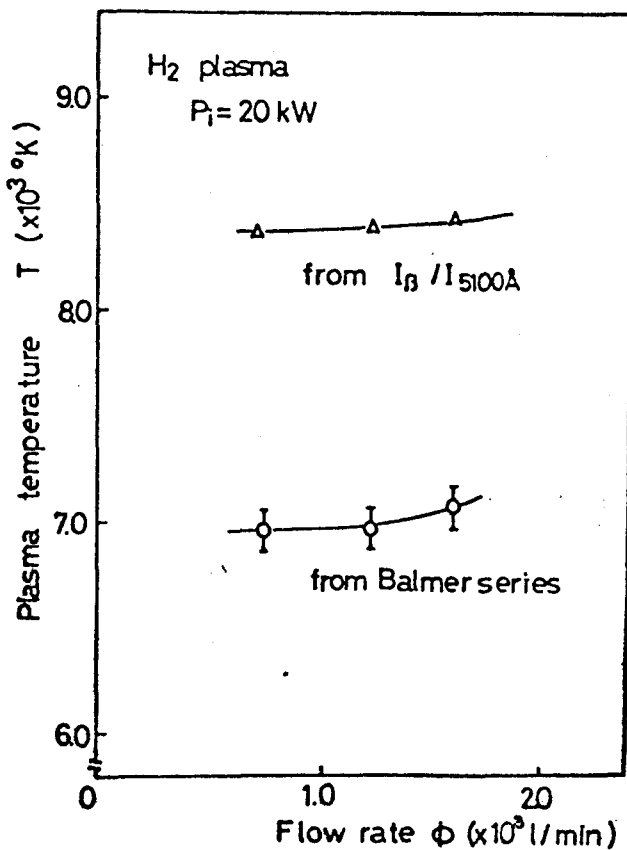


Fig. 5-2 Plasma temperature vs. flow rate

Fig. 5-1 は、水素バルマー系列のスペクトルの相対強度を示したものである。ここで、流量をパラメータとして、 H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H_{δ} の相対強度をみると、それぞれ直線に乗り、水素原子の各励起レベルについては、流量にかかわらず平衡状態にあると結論できる。この

直線の傾きからプラズマの温度を決めるのであるが、第3章でみうけのように、流量の増加に伴って温度は上昇する。Fig. 5-2に、入射電力 20 kW のときのプラズマ温度の流量依存を示す。このように、バルマー系列の相対比から求めたプラズマ温度は $T \sim 7000$ °K である。参考のために、 H_{β} 線と 5100 Å のスペクトルとの相対強度比 I_{β}/I_{5100} から求めた温度を同時に記しているが、この温度は、 $T_e \sim 8500$ °K であり $T_e > T_0$ とはなってい

と思われる。しかし、流量依存性については、定性的に同様のふるまいを示している。

次に、Fig. 5-3 は、プラズマ温度の入射電力依存性を示すものである。 $P_i \leq 20 \text{ kW}$ で入射電力が比較的小さいとき、バルマー系列の光強度の相対比から求めた温度は、サハ平衡温度及び I_β / I_{5100} より求めた温度と比較してはるかに低く、非平衡性が強いのであるが、入射電力が大きくなると、平衡温度に近づく。これは、第4章において得られている結果と一致する。この理由は、入射電力の増大によって、プラズマの密度が増加し、より平衡状態条件を満たすようになるからと思われる。

次に、Fig. 5-4 は、連続スペクトルの絶対強度からプラズマ中の電子密度を求めたもので、図中に各電子密度に対する理論的強度線を書き入れている。これによると、実験値は、いずれも $8000 \sim 8500 \text{ K}$ の範囲にあり、入射電力の増大によって絶対強度が大きくなっていく。以下、測定誤差のため、実験値の傾きは理

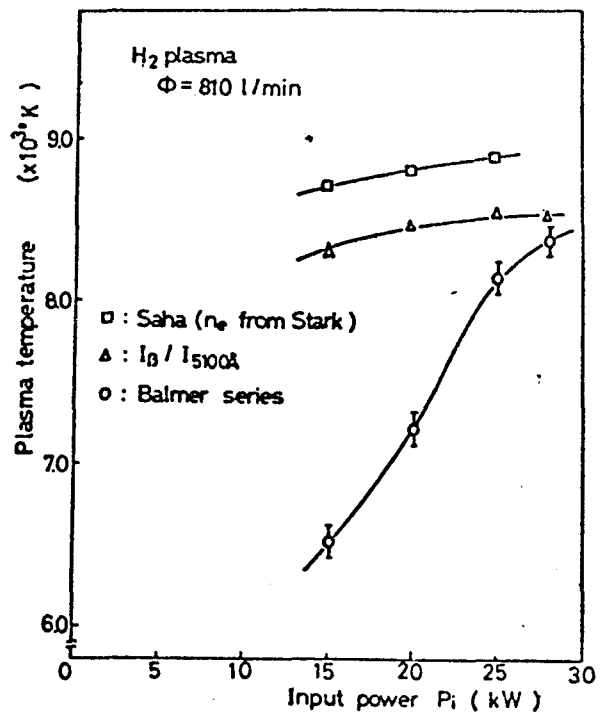


Fig.5-3 Dependence of plasma temperature on input power

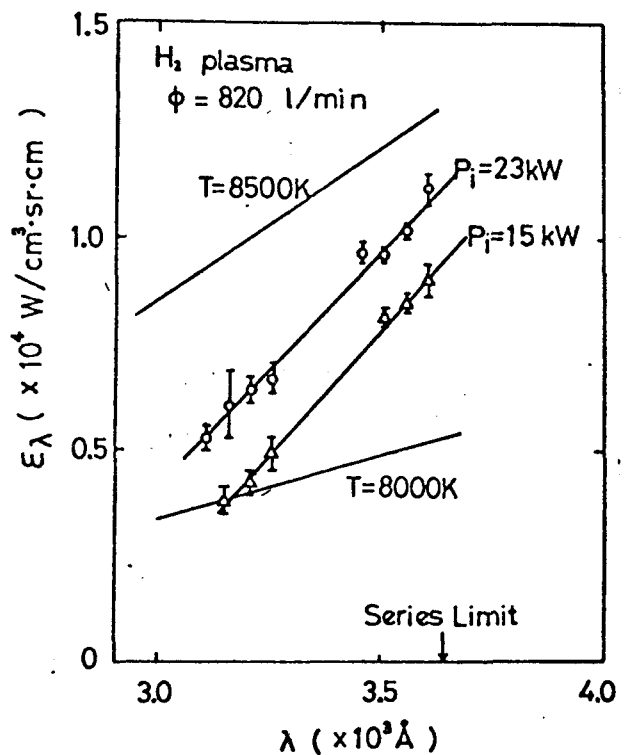


Fig.5-4 Intensity of continuum spectra

論直線の傾きと一致せず、電子温度の正確な値を決めることはできない。

以上のような方法でもって決定した電子温度をまとめると Table 5-1 のようになる。このときの実験条件は、プラズマへの入射電力 $P_i = 15 \text{ kW}$ 、水素液置重 $\sim 800 \text{ l/min}$ であり、電子温度についても併記している。この表に示される値は、電子温度、電子密度共、データを Abel 逆変換して求めたもので、Fig. 5-2 及び

Table 5-2 Electron temperature by various methods

H ₂ plasma		$P_i = 15 \text{ kW}$ $\Phi = 800 \text{ l/min}$	$r = 0$
n_e	Stark Broadening	H _{β}	$6.4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
		H _{γ}	6.4×10^{15}
T_e	Complete LTE	Saha	8900 K
		$I_{H\beta}$	8500
		$I_c (\lambda = 3500 \text{ \AA})$	8500 ~ 8000
	Partial LTE	$I_{H\beta} / I_c$	8700
		$I_{H\beta}$	12000
Intensity ratio of Balmer series			5920

Fig. 5-3 に示される値より若干の差を生じている。

Table 5-1 において、Complete LTE の仮定から求めた温度は $T = 8000 \sim 9000 \text{ K}$ であり、一見熱平衡が成り立っているように思われるが、5-1 節で述べたように、実験で得られているプラズマは、Complete LTE の条件を満足していないこと、及び、バルマー系列の相対強度比から求めた温度 $T \sim 6000 \text{ K}$ と大きな差を生じていること、の二点から、非平衡状態にあると考えられる。

次に、Partial LTE の仮定の下に電子温度を求めると、 $T_e = 8700 \sim 12000 \text{ K}$ であり、熱平衡の温度よりも高くなっているが、測定誤差が大きい。しかし、前節のようにプラズマは、Partial LTE の条件を満足しており、また、Fig. 5-1 に示すようにバルマー系列の相対強度比は一定であり、水素原子の各励起レベルについては平衡状態にある。したがって、プラズマ中心では、Partial LTE の状態にあると考えられる。

5-3 結言

実験において得られた水素プラズマは、非常に細く、
拡散で支配されたプラズマであり、その中心では、
Partial LTEの状態にあると考えられる。そして、水素
プラズマの熱平衡からのずれは、マイクロ波入射電力の
増大によって減少する。

第6章 大気圧マイクロ波ビームに関する理論的考察

大気圧中のプラズマの研究において、アーク及びインダクション・コイルによるプラズマの場合は、プラズマパラメータの値、及びそれらの空間分布が数値計算によって解かれているが、マイクロ波によって生成される大気圧プラズマについては、実験においてと同様、理論的にもその特性の解析がほとんどなされていない。これは、マイクロ波によるプラズマの場合、プラズマへのエネルギー吸収の機構が、かなり複雑であるからである。このために、Raizer⁽¹⁵⁾は簡単な一次元モデルを使って問題を解いている。また、第4章において述べたように、Meierovich⁽¹⁶⁾は、二次元円柱モデルを用いて、プラズマの最高温度とマイクロ波入射エネルギーとの関係及びマイクロ波プラズマの各種パラメータの空間分布を、マクスウェルの方程式と輻射を無視したエネルギー平衡式の二つを使い、解析的に解いた論文を發表している。しかし、それには次に示すような問題点があり、Meierovichの理論を実験結果に適用する場合、その妥当性について多少の配慮が必要とされる。水素プラズマを考えると、

a. まず、プラズマの電気伝導度 σ について

$$\sigma \sim \sigma_m \cdot \exp\left(-\frac{E}{2T}\right)$$

ここで、 T : プラズマの温度 (eV)

E : 電離ポテンシャル

σ_m : プラズマの最高温度での電気伝導度

と仮定しているが、実際の電気伝導度の温度依存性は、このように簡単に一つの式で表わすことのできないものであり、この仮定が成立するのは、温度が 7000°K までのプラズマである。

b. また、プラズマの熱伝導度 κ について、プラズマの中心領域で一定であると仮定しているが、実際

にこのことが仮定できるのは、プラズマの中心温度が $6 \sim 7000^\circ\text{K}$ の範囲にあるプラズマである。

このように、Meierovich の理論は中心温度が 7000°K 以下である比較的低温のプラズマ（例えば、第4章において適用した窒素プラズマなど）において妥当性を持つものであり、この理論を高温度の領域まで拡張して一般的に扱うことは不適當であると考えられる。

したがって、本章においては、マイクロ波領域の周波数をもつ高周波共振器によって生成された大気圧水素中のプラズマの特性を明らかにするために、マクスウェルの方程式及び輻射エネルギーを考慮したエネルギー平衡式を電子計算機を用いて数値計算によって直接的に解き、温度、密度などのプラズマ・パラメータの値、及びその空間分布形状を求め、理論的に考察をする。また、実験で得られた水素プラズマに対して、理論の適用を試み、軸方向気体流について考察を深める。

6-1. 問題の設定及び解析方法

この問題を解くために、実験によって矩形空洞共振器中に実際に得られている水素のプラズマについて考え、次のような解析条件を設定する。

- プラズマの中心軸を z 軸とする Fig. 6-1 のような円筒座標系を用いる。
- プラズマは十分に長く円筒対称である。
- プラズマは熱平衡状態にあると仮定する。
- マイクロ波の電磁界の時間的変動の項は $e^{-i\omega t}$ で表わされる。
- 対流は無視して考える。
- ガラス管壁の温度は 500°K であると仮定する。

(1) 基礎式

電界及び磁界のベクトルを E , H とすると, c.g.s. 単位系のマクスウェルの方程式は次式で表わされる。

$$\nabla \times E = -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t} \quad (6-1)$$

$$\nabla \times H = \frac{4\pi}{c} \sigma E + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} \quad (6-2)$$

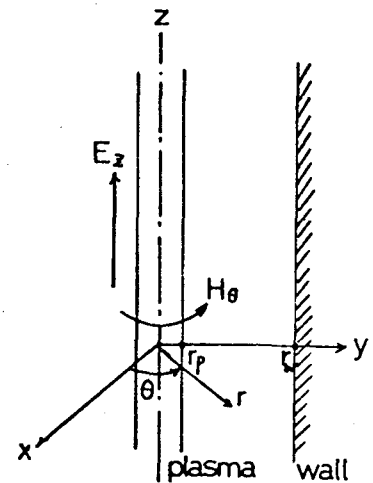


Fig. 6-1 Cylindrical coordinate

ここで, c は光速である。

共振器中の電界分布は, 第 1 章において記述したように (Fig. 1-3), プラズマがない場合は, z 方向の成分のみ存在する。したがって,

$$E_z = E(r)$$

$$E_r = E_\theta = 0$$

とする。このとき, 磁界のベクトルは,

$$H = (0, H_\theta, 0)$$

となる。したがって, (6-1)式及び(6-2)式を円筒座標系で表わすと,

$$-\frac{\partial E}{\partial r} = -\frac{i\omega}{c} H_\theta \quad (6-1)'$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r H_\theta = \frac{4\pi}{c} \sigma E + \frac{i\omega}{c} E \quad (6-2)'$$

となる。この 2 式より, H_θ を消去すると電界 $E(r)$ に対して次の式が成立する。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial E}{\partial r} = \frac{4\pi i\omega}{c^2} \sigma E - \frac{\omega^2}{c^2} E \quad (6-3)$$

ここで、右辺第1項は伝導電流 J_c による項であり、第2項は変位電流 J_v による項である。このうち、変位電流によつて生じる電力を Q_v とすると

$$Q_v = j_v \cdot E_z$$

であるが、共振器中の最大電界は第1章 Fig 1-4より $E \sim 500 \text{ V/cm}$ であり、 Q_v を計算すると

$$Q_v \leq 0.15 \text{ kW/cm}^3$$

であり、マイクロ波の注入電力 $Q_0 \sim$ 数 kW/cm に対して十分小さく、したがつて、(6-3)式の第2項は無視して問題を解く。

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{dE}{dr} - \frac{4\pi i \omega \sigma}{c^2} E = 0 \quad (6-4)$$

次に、プラズマへのマイクロ波の注入エネルギーと、プラズマからのエネルギー損失とのエネルギー平衡について考える。単位長のプラズマについて、まず、プラズマの得るマイクロ波のエネルギーは、単位体積当り

$$q = \frac{1}{2} \sigma E^2 \quad (\text{erg/s} \cdot \text{cm}^3)$$

である。これに対して、プラズマのエネルギー損失として熱伝導による損失エネルギー q_k 、輻射による損失エネルギー q_R 、気体流による軸方向損失エネルギー q_z が考えられる。したがつて、エネルギー平衡式は次式で表わされる。

$$q = q_k + q_R + q_z \quad (6-5)$$

ここで、 q_k は熱伝導度を κ ($\text{erg/s} \cdot \text{cm} \cdot ^\circ\text{K}$)とすると

$$q_k = -\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \kappa \frac{dT}{dr}$$

であり、 ρ_R は Appendix A に示すような値をとる。また、流線の効果を表わす ρ_z については、簡単のため無視し、第3節において考慮する。

この場合、プラズマのエネルギー平衡式は次式で表わされる。

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r k \frac{dT}{dr} + \frac{1}{2} \sigma E^2 = \rho_R \quad (6-6)$$

ここで、熱伝導度 k 及び電気伝導度 σ は、水素の場合 Appendix B のように与えられていて、温度について既知の値である。

以上のような条件の下で (6-4), (6-5) 式を解くわけであるが、初期条件として温度分布 $T = T(r)$ を仮定し、境界条件としてマッポロ波入射エネルギー Q_0 (kW/cm) を与え、そのときの電界分布及び温度分布を、差分法により求める。まず、(6-4) 式から電界分布を求め、その電界を (6-6) 式に代入して温度分布を求めるという方法で行う。

(2) プラズマ中の電界

前述のように、最初に温度分布 $T(r)$ を仮定するので、プラズマの電気伝導度 σ は、Appendix B のような関係を用いて $\sigma = \sigma(r)$ として与えることができる。したがって、プラズマ中の電界についての方程式 (6-4) は、次のような方法で解析的に解くことが可能である。

$\sigma = \text{const}$ であれば (6-4) 式の解はよく知られているようにベッセル関数で表わすことができる。したがって、この場合、プラズマを含む管径 $r = r_w$ (cm) の内部の領域を Fig. 6 のように dr の厚さをもつ N 個の円筒導体層に分割して考える。このとき、各円筒導体層は、それぞれ、一様な電気伝導度をもつと仮定する。

このようにプラズマを円筒導体層で近似すると、 j 番目の円筒層について、その電気伝導度を σ_j とすれば、(6-4) 式は次のようになる。

$$\frac{d^2 E_j}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dE_j}{dr} - \frac{4\pi i \omega \sigma_j}{c^2} E_j = 0 \quad (6-7)$$

これは、零次の変形ベッセル方程式であり、その解は

$$E_j = E_{0j} I_0(k_j r) \quad (6-8)$$

$$\left(\text{ここで、 } k_j^2 = \frac{4\pi i \omega \sigma_j}{c^2} \right)$$

で表わされる変形ベッセル関数である。したがって、各層について境界条件が与えられると、プラズマ中の電界の分布を求めることができる。

しかし、この場合、プラズマ外部での電界強度が条件として与えられていないので、ここで規格化された電界分布 $E^*(r)$ を導入する。このとき

$$E(r) = \alpha \cdot E^*(r) \quad (6-9)$$

$$E^*(r=r_0) = 1.0$$

である。 $E^*_{N-1} = 1.0$ であるから、最も外側の層である N 番目の層について (6-8) 式より $E^*_N(r)$ が求められる。次に $N-1$ 番目の層については、 N 番目の層の $E^*_{N-1}(r_0)$ の値を境界条件として $E^*_{N-1}(r)$ を求める。このようにして順次外側の層から電界の分布を求めて行く。この電界の分布の信頼性は $N=100$ であれば十分であることがわかっている。

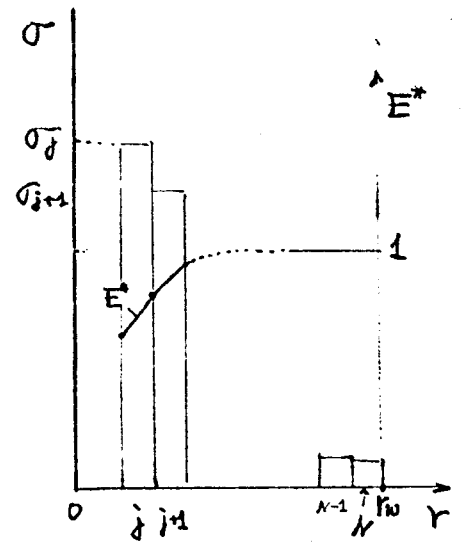


Fig.6-2 Cylindrical layer of electrical conductivity

次に、実際にかかっている電界の絶対強度は (6-9) 式で求めるのであるが、係数 χ については、次のような境界条件によって定める。プラズマに注入するマイクロ波の全エネルギー Q_0 (kW/cm) は、プラズマ各部分において消費されるエネルギー $\frac{1}{2}\sigma E^2$ の和に等しい。したがって、

$$Q_0 = \int_0^{r_w} \left(\int_0^{2\pi} \frac{1}{2}\sigma E^2(r) d\theta \right) dr \quad (6-10)$$

という関係が成立する。この式に (6-9) 式の関係を入れて計算すると

$$Q_0 = \chi^2 \cdot \left(2\pi \int_0^{r_w} r \cdot \frac{1}{2}\sigma E^{*2} dr \right) \quad (6-11)$$

となる。そこで、(6-9) 式は、次のように書くことができる。

$$E(r) = \sqrt{\frac{Q_0}{2\pi \int_0^{r_w} r \cdot \frac{1}{2}\sigma E^{*2} dr}} E^*(r) \quad (6-12)$$

このように、プラズマにかかる電界は、プラズマの電気伝導度とプラズマへの注入エネルギーによって定められるものである。

(3) 熱束 (heat potential) の導入

高温の元素の熱伝導度 κ は、Appendix B のように温度に対して既知の関数として与えられているので、熱束 (heat potential) θ は、次のように温度の関数となる。

$$\theta(T) = \int_{T_0}^T \kappa dT \quad (6-13)$$

この積分を Simpson の公式により実行し、Fig. 6-3 のような結果を得た。このように、 $\theta(T)$ は、温度について単調増加関数である。

(6-13) 式を温度 T で微分すると

$$\frac{d\theta}{dT} = \kappa$$

$$\therefore \kappa \frac{dT}{dr} = \frac{d\theta}{dr}$$

である。これを (6-6) 式のエネルギー平衡式に適用すると、(6-6) 式は、次のような簡単な線形化した常微分方程式となる。

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d\theta}{dr} + \frac{1}{2} \sigma E^2 = q_R \quad (6-6)'$$

この式に $2\pi r$ をかけて r について積分をみると

$$2\pi r \frac{d\theta}{dr} = 2\pi \int_0^r r q_R dr - 2\pi \int_0^r \frac{1}{2} r \sigma E^2 dr$$

となる。ここで (6-10) 式における Q_0 の定義と同じ考え方で、半径 r の円柱部分に注入されるエネルギーを

$$Q(r) = 2\pi \int_0^r \frac{1}{2} r \sigma E^2 dr \quad (6-14)$$

とし、同様に半径 r の円柱部分からの輻射エネルギーを

$$Q_R(r) = 2\pi \int_0^r r q_R dr \quad (6-15)$$

とする。このとき、エネルギー平衡式は次のような簡単な式で表わせる。

$$2\pi r \frac{d\theta}{dr} = Q_R - Q \quad (6-16)$$

この式は、差分法における初期値問題として簡単に解くことができる。(6-16)式を r で積分すると

$$\theta(r) = \int_0^r \frac{Q_R - Q}{2\pi r} dr + \theta(0)$$

これを変形すると

$$\theta(r) = \theta(r_w) + \int_{r_w}^r \frac{Q_R - Q}{2\pi r} dr \quad (6-17)$$

となる。この式の積分を台形法を使って実行することによって $\theta(r)$ が決定される。温度 T と θ の関係は既に求めているので、温度分布 $T(r)$ も即座に決定することができる。

このようにして求めた温度の分布から、それに対応する電気伝導度の分布 $\sigma(r)$ を求め、2回目の繰り返し (iteration) を行う。この iteration は求めた温度と前回の温度との差が1%以下になったとき、もしくは繰り返し回数が30回になったとき打ち切るようにしている。

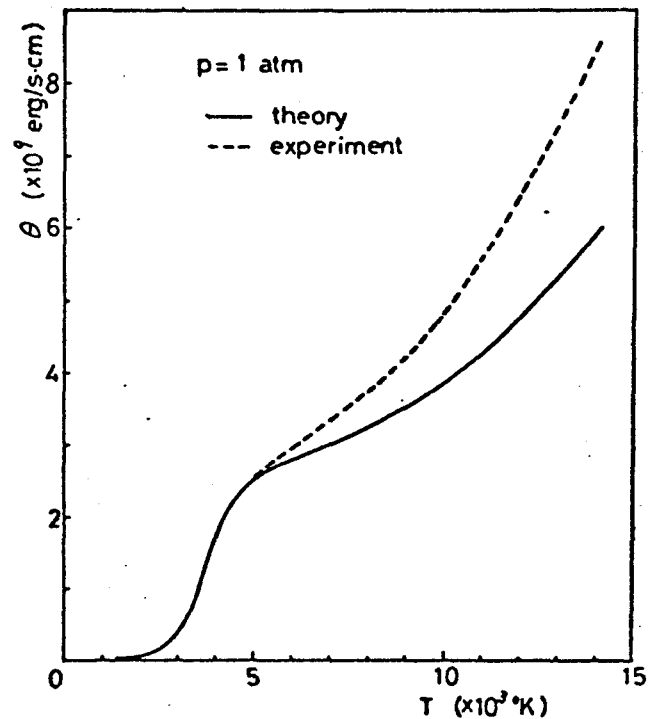


Fig. 6-3 Heat potential of hydrogen at 1 atm pressure

6-2 マイクロ波プラズマビームの物理的特性

本節では、マイクロ波による大気圧中の水素プラズマの物理的特性について理論的な考察をする。ただし、この場合、水素の軸方向流れの効果は考えていない。

(1) マイクロ波エネルギーの吸収特性

Fig. 6-4は、前節の方法で数値計算によって求めたマイクロ波プラズマの温度及び密度の空間分布を示したものである。これは、管壁が1cmの位置にある場合の解であり、用いたマイクロ波は、周波数が915 MHzで出力3.0 kW/cmである。この図には、プラズマのエネルギー吸収過程についての考察をするため、上記プラズマ・パラメータの他に、マイクロ波の電界 E の分布及びエネルギーの分布 $Q(r)$ を同時に描いている。ここで、図の斜線の部分は、プラズマの吸収エネルギーの分布

$$q(r) = \frac{1}{2} \sigma E^2$$

を示しているが、この図より、プラズマのエネルギー吸収は、マイクロ波の理論から当然予想されるように、プラズマの表皮の部分（プラズマの r 方向密度勾配が最大となる部分）で行なわれている。そのため、マイクロ波のエネルギーはプラズマの中心にまで十分浸透すること

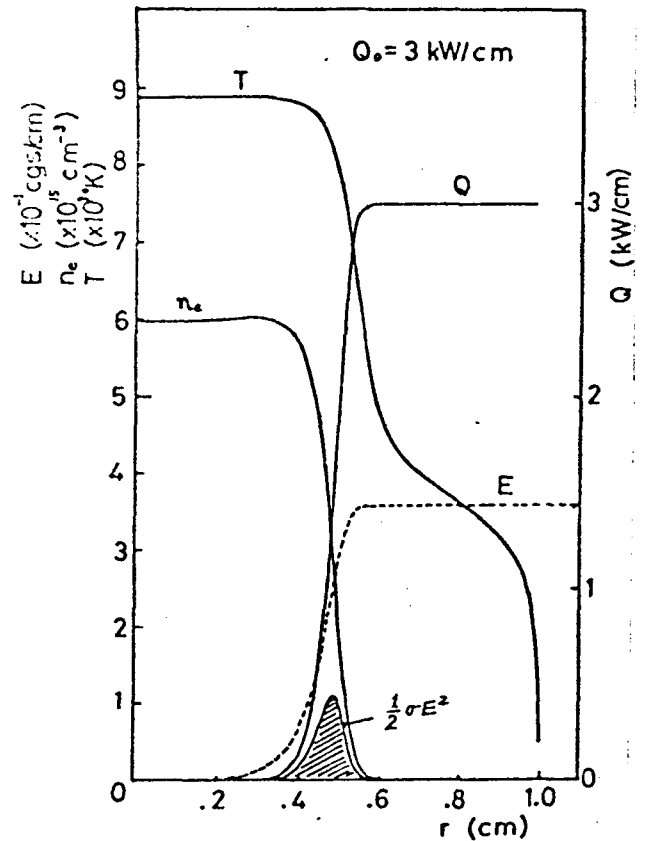


Fig. 6-4 Mechanism of energy absorption of plasma

が出来ず、Fig. 6-4 に示すようなエネルギー分布 $Q(r)$ となる。このことは、マイクロ波の電界分布についても同様である。ここで、マイクロ波などの理論に用いられる表皮深さ skin depth δ について考えてみる。 δ は、

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}} \quad (6-18)$$

で定義される値である。プラズマの最高温度が T_m のときの表皮深さを δ_m とすると、 $T_m \sim 9000^\circ\text{K}$ に対して、

$$\delta_m \sim 0.57 \text{ mm}$$

である。しかし、プラズマにマイクロ波のエネルギーが吸収される厚さを $q(r)$ の半値巾 δ^* で定義すると、この値は、 $\delta^* \sim 1.1 \text{ mm}$ となり、 δ_m の約2倍である。このことは、 T_m の異なるプラズマについても同様である。したがって、エネルギー吸収厚さは、

$$\delta^* = 2\delta_m$$

であり、(6-18)式より求めることができる。

次に、マイクロ波プラズマの温度分布について考えてみると、上記のように、プラズマの表皮から δ^* より内側では、プラズマの加熱は行われず、熱伝導によるのみエネルギーの供給を受けただけである。したがって、プラズマ加熱部分で最高温度 T_m が実現し、プラズマの中心部分の温度は T_m 以上ではあり得ず、平衡状態では $T \sim T_m$ となる。しかし、中心部分での輻射エネルギーを考えると、 $T < T_m$ となる。Fig. 6-4 では、プラズマの温度が 9000°K 程度なので、輻射エネルギーによる損失は十分小さく、プラズマ内の温度はほぼ一様になっている。

(2) プラズマビームの温度と半径に及ぼすマイクロ波エネルギーの影響

ここでは特に プラズマの中心温度及び半径について、マイクロ波入射エネルギーの影響を考察する。

Fig.6-5は、マイクロ波の周波数 f (GHz) をパラメータにして、プラズマ温度 T 、半径 r_p の入射エネルギー Q_0 依存性を示したものである。

この結果は次のように説明される。

1) AB

この部分では、マイクロ波の電界は 1.7 kV/cm と非常に大きく、実験では作ることのできない状態である。このとき、プラズマの温度は、 5000 K よりも低く、電界は十分プラズマ中に浸透する。したがって、マイクロ波の周波数によるプラズマの変化はほとんど見られない。この状態ではプラズマの温度分布形状は、ゆるやかな均配をもち、 r_p も比較的大きい。これは Kapitza のいう拡散型放電に相当する。

2) CDEF

この領域では、温度がABの領域より高く、周波数による差が生じて来る。ここでは実験に用いた周波数 $f = .915 \text{ GHz}$ について説明を加える。 $Q_0 = 0.6 \sim 0.8 \text{ kW/cm}$ ではマイクロ波のエネルギーは十分プラズマの中心まで浸透できて、入射エネルギーの増大によってプラズマの温度は上昇する。しかし、 0.8 kW/cm を越えると今度はプラズマ半径が増大し、プラズマの温度は低くなる。もし

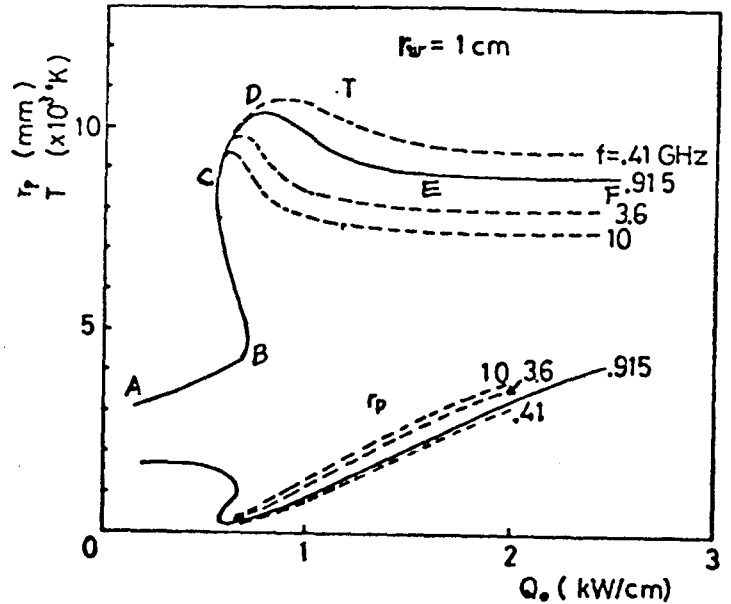


Fig.6-5 Behaviour of plasma temperature T and plasma radius r_p by input power

て、 $Q_0 \geq 1.5 \text{ kW/cm}$ では、プラズマの中心温度はほとんど変化せず、半径のみが大きくなるという結果となる。このことは、Fig. 6-4 のようにマイクロ波の電界がプラズマ内部にまで浸透せず、 δ^* の厚さの表皮でエネルギー吸収が行われるため、入射エネルギーの増大は、加熱領域を外側に広げるだけであることを示している。

マイクロ波の周波数については、Fig. 6-5 のように定性的には上に述べた通りであるが、プラズマへのエネルギーの浸透深さ δ^* の方がいから、 $Q_0 = 1.8 \text{ kW/cm}$ のときは、Fig. 6-6 のような周波数特性を示す。つまり周波数が大きくなると δ^* は小さくなり、その結果、プラズマに対してエネルギーの浸透が困難になりプラズマの温度は減少する。

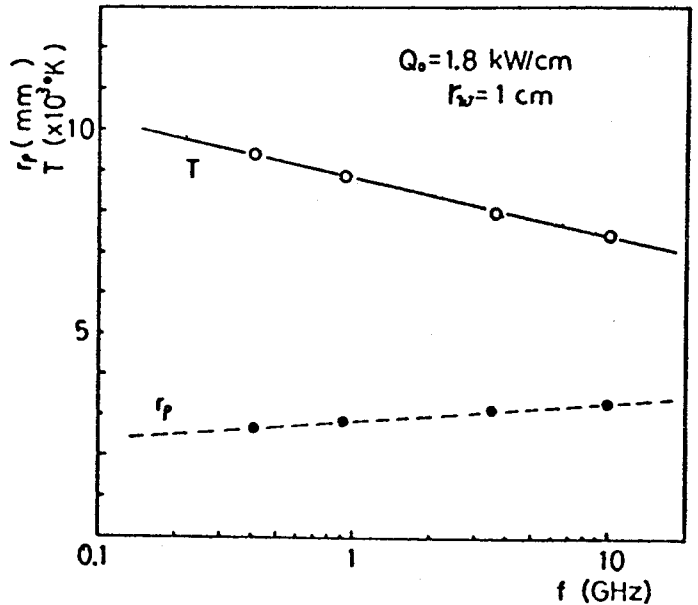


Fig. 6-6 Effect of micro-wave frequency

(3) 管壁によるサーマル・ピンチ効果の理論的考察

第3章において実験的に明らかにしたサーマル・ピンチに及ぼす管径の影響を理論的に説明する。Fig. 6-7は理論計算の結果である。これは管径 r_w をパラメータとして、プラズマの温度と半径の入射エネルギー依存性を表わしたものである。

$Q_0 \leq 0.6 \text{ kW/cm}$ の領域では、管径 r_w の変化によってプラズマ半径 r_p は大きく変化するが、プラズマ温度 T は r_w に全く依存しないという結果が得られている。これはマイクロ波の電界が非常に大きいことが原因である。

$Q_0 \geq 0.6 \text{ kW/cm}$ の領域では、これに対して、著しい特徴が現われる。つまり、 r_w が大きくなれば r_p が大きくなり、その結果プラズマ温度 T は低下する。Fig. 6-8は $Q_0 = 1.8 \text{ kW/cm}$ の場合の r_p , T の r_w による変化を示したものである。第3章に述べた実験結果と同様に管径 r_w に対してプラズマ半径は直線関係にあり、プラズマ温度は逆比例の関係にある。

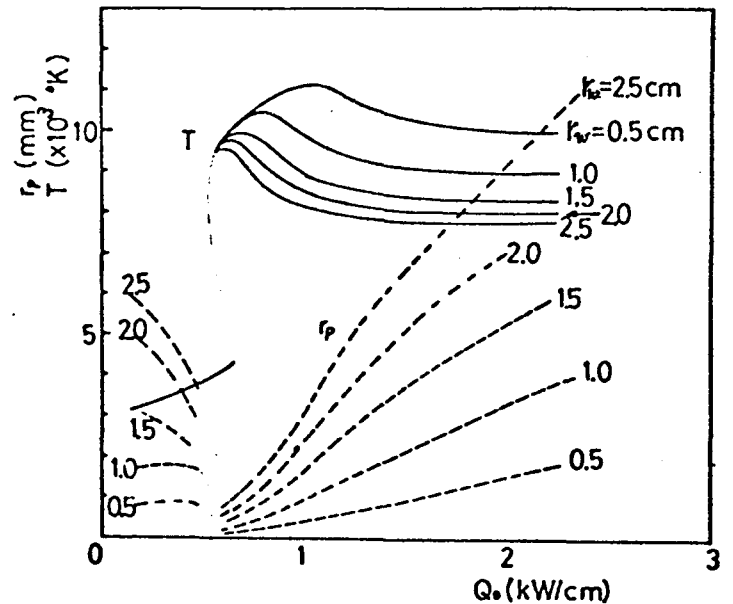


Fig. 6-7 Effect of wall radius r_w

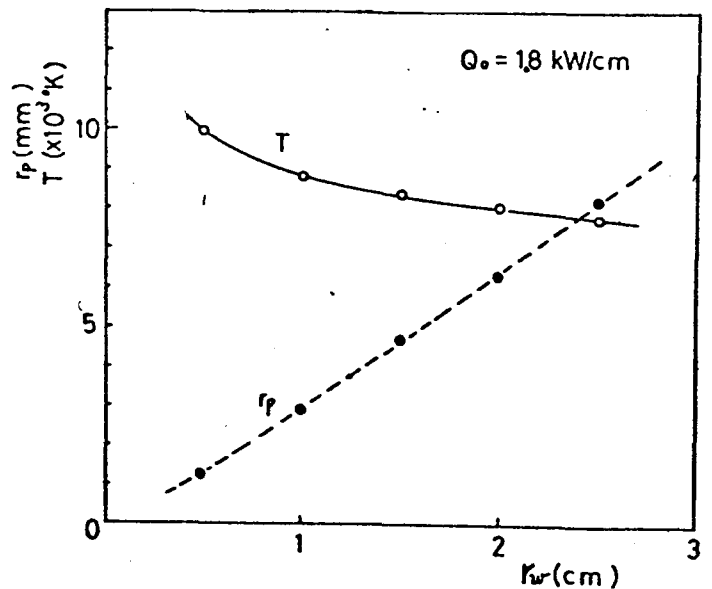


Fig. 6-8 Effect of wall radius r_w

6-3 実験結果への適用

本研究において実験で得られる水素プラズマの場合、そのパラメータ（温度及び半径）についての理論的対応を試みる。軸方向のエネルギーの流束については、第3章3-1節で述べたようにこのプラズマにおいては本質的にはエネルギー損失機構となっている。したがって、本節では、軸方向気体流による熱の損失を考慮して理論から、プラズマの温度分布及び半径を求め、実験結果の理論的考察を深める。

(1) ガス流体の軸方向流速を考慮したエネルギー平衡理論

気体流によって軸方向に運ばれるエネルギーを単位体積当り q_z ($\text{erg/s} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{OK}$) とすると、次式で表わされる。

$$q_z = C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \cdot v_z \quad (6-19)$$

ここで C_p : 定圧比熱 ($\text{erg/cm}^3 \cdot \text{OK}$)

$\frac{\partial T}{\partial z}$: 軸方向温度勾配 ($^{\circ}\text{K/cm}$)

v_z : 軸方向速度 (cm/s)

である。このうち、 C_p 及び v_z については、既知である。つまり、 C_p は温度の関数として与えられ、又、 v_z は3-2節において実験的に求められている。そこで、 $\partial T / \partial z$ が与えられれば、 q_z は r の関数として求めることができる。

この場合、プラズマは十分細く、回転気体流は主にプラズマ周辺を流れていることが明らかになっているので、(6-19)式において、 $\frac{\partial T}{\partial z} = \text{const}$ と考えておいてもよい。ここで半径 r の円柱部分の全体の流束による損失エネルギーを $Q_z(r)$ とすれば、

$$Q_z(r) = \int_0^r \int_0^{2\pi} c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \cdot v_z \, d\theta \, dr \quad (6-20)$$

である。したがって、 $(\partial T / \partial z)_z = \text{const}$ と仮定すれば、 Q_z は、(6-11) 式で Q_0 を決定した方法と同様の方法で決定することができる。このとき、境界条件として、 $Q_z(R)$ が、第3章3-1節の実験で用いられているように Q_0 の 90~95% であるということがわかっている。

したがって、軸方向流線のあつた場合のエネルギー平衡式は、(6-16) 式の代わりに次式を用いて表わされる。

$$2\pi r \frac{d\theta}{dr} = Q_R + Q_z - Q$$

この式を、熱束 θ について解くと

$$\theta(r) = Q(r_w) + \int_{r_w}^r \frac{Q_R + Q_z - Q}{2\pi r} \, dr$$

であり、6-1節の軸方向流線のない場合の理論と同様の方法で解くことができる。

(2) 実験結果への適用と考察

本項では、周波数 915 MHz のマイクロ波を用いて、管径 $r_w = 1\text{ cm}$ のガラス管の中に生成されるプラズマについて、その実験結果に前項の理論を適用してみる。

まず、Fig. 6-9 は、マイクロ波の入射エネルギーが $Q_0 = 1.8\text{ kW/cm}$ の場合、又方向流線のあるときと、ないときについて、それぞれ、温度分布、電界分布及びエネルギー分布を示したものである。このように、管内に気体の流れが存在すると、プラズマ周辺は十分冷却されて、プラズマ径は減少し、その結果、マイクロ波電界はプラズマ中心まで浸透することができ、プラズマの中心温度が上昇する。これは、気体流によるサーマル・ピンチ効果を示すものである。この効果は (6-20) 式の $Q_z(r=r_w)$ の値として入ってくるものであり、流量が大きいと $Q_z(r_w)$ も大きくなる。Fig. 6-9 は、 $Q_z(r_w)$ が Q_0 の 90% である場合を主に考えているが、既に述べたように、実験条件では、 $Q_z(r_w)$ は Q_0 の 90~95% の値とになっているので、Fig. 6-9 に $Q_z(r_w) = 0.95 Q_0$ の場合についての温度分布を同時に描いている。 $Q_z(r_w)$ が 90% から 95% にになると、 r_p は 16 mm から 15 mm に減少し、それに伴って、プラズマの中心温度は、 9600°K から 9750°K まで上昇する。このことは、実験で得られている本系プラズマの流量特性を説明するものである。

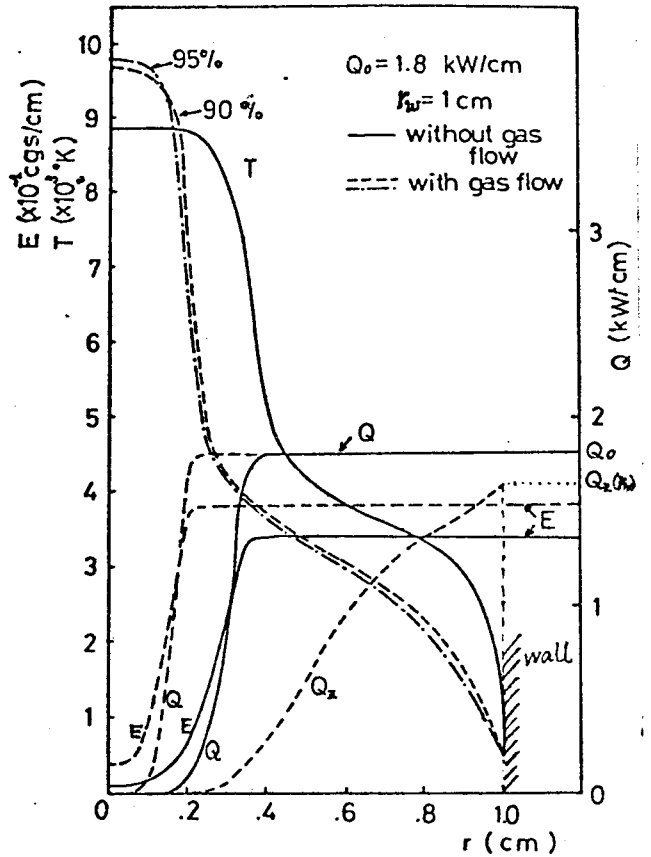


Fig. 6-9 Structure of plasma with gas flow

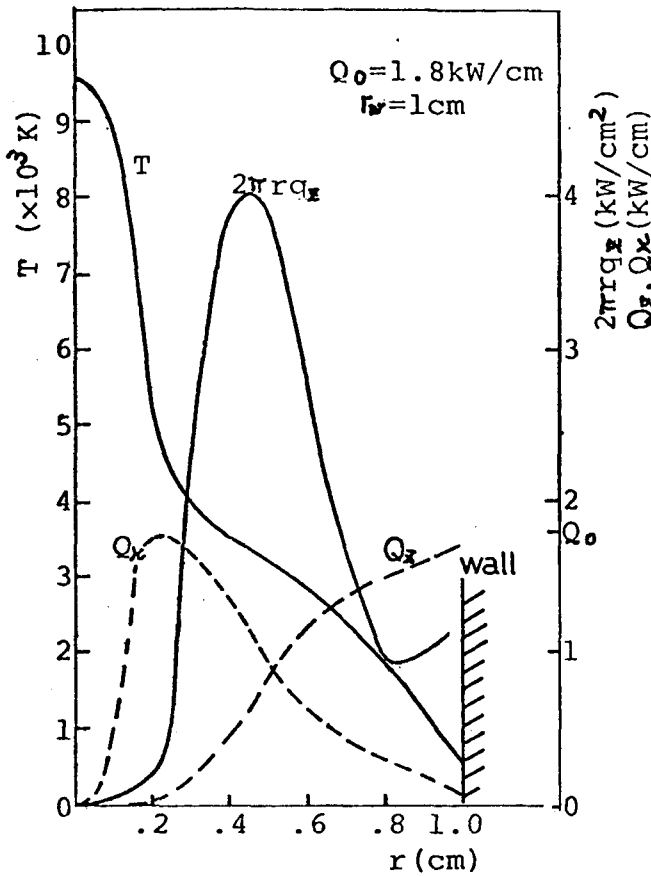


Fig.6-10 Energy loss from plasma by convection

Fig. 6-9 の $Q_z(r)$ の分布から、軸方向気体流の持ち去るエネルギーは、 $r < 0.2 \text{ cm}$ の領域において必ず最大であることがわかるが、このように z 方向への熱の流れをもう少し詳しく知るために、 z 方向エネルギー損失 $2\pi r q_z(r)$ の半径方向分布を描くと Fig.6-10 のようになる。これは、 $Q_0 = 1.8 \text{ kW/cm}$ のうち 95% が z 方向に持ち去られるとして求めたものであるが、これに対して実験値を用いて計算した温度分布及び熱伝導損失を同じく描いている。これによると、 $2\pi r q_z$ の最大値は

$r \sim 0.4 \text{ cm}$ にあり、 $Q_z(r_w)$ のうちの大部分がプラズマの外部領域

$0.3 < r < 0.7$ で z 方向に持ち去られている。これを温度領域で言えば、 $3000 < T < 4000 \text{ }^\circ\text{K}$ に相当し、このことは、この温度領域で水素の C_p が非常に大きいことが原因である。このため、流速分布の小さい変化は $2\pi r q_z$ の分布形状に対して重大な影響を与えないということがわかっている。

次に、Fig. 6-11 は、軸方向気体流のある場合とない場合について、それぞれ、入力に対するプラズマの温度及び半径の挙動を示したものである。図中点線で示す軸方向流のない場合に対して、

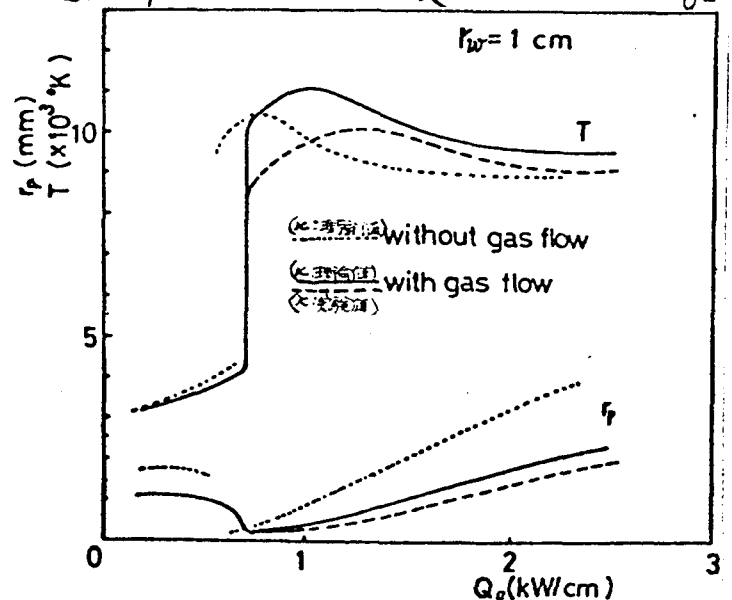


Fig.6-11 Effect of gas flow

実線で示す流れのある場合は、プラズマ半径が前者のものと比較して約 $\frac{1}{2}$ になる一方、プラズマ中心温度は、 Q_0 が 1 kW/cm の領域で高くなっている。しかし、軸方向気体流の有無にかかわらず、 T, r_p は入力に対して、定性的に同様のふるまいをする。なお、Fig 6-11の中に破線で示している曲線は、熱伝導度の値として Appendix B に述べている実験値を用いて計算して得られた T, r_p であり、ともに小さい値となっている。これは、 Q_0 の値が実験値の方が理論値よりも大きいためである。

Fig. 6-12 は、理論と実験との比較をしたものである。実験結果における Q_0 の定め方は、第四章 (4-3) 式で示した通りであるが、そのとき、マイクロ波が入射される長さ l (cm) については、プラズマ長 L (cm) を使って $l=L$ と考える。

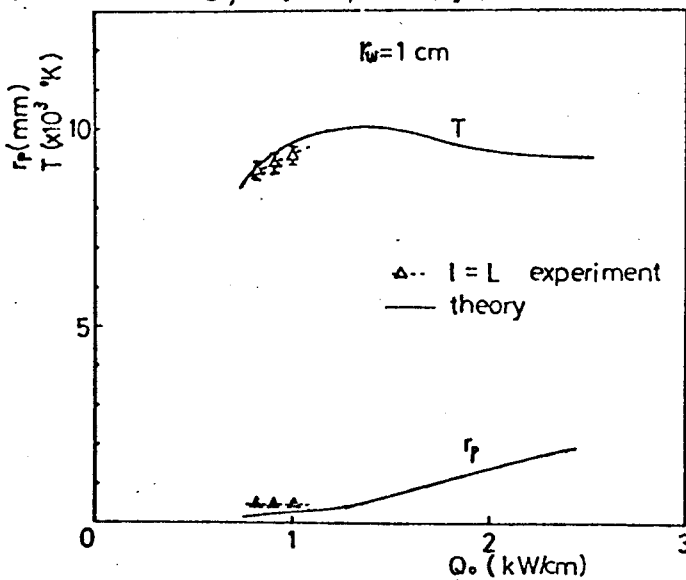


Fig. 6-12 Comparison of experimental result with theoretical one

そうすると、プラズマの温度と半径について、実験結果はそれぞれ、Fig. 6-12 の三角印白又キ及び黒又リで示す値となる。これに対して、先に求めた理論曲線——ここで用いた理論曲線は、 K 及び σ の値について Appendix B に

示した実験値を使用して軸方向気体流を考慮して得られたものである。——を描くと図のようになり、実験結果と定性的に非常に良い一致を示すことが明らかになった。また、定量的にも、実験値及び理論値は共に、プラズマ温度として $T = 9000 \sim 9500 \text{ K}$ 、プラズマ半径として $r_p = 0.3 \sim 0.5 \text{ mm}$ であり、よく合っている。このように、得られた実験結果は、軸方向気体流を考慮した理論によつてうまく説明できた。

6-4 結 言

マイクロ波プラズマのふるまいを、熱平衡を仮定して理論的に検討し、次のことを明らかにした。

- (1) マイクロ波エネルギーの吸収はプラズマの表面で行われ、その厚さは

$$\delta^* = 2\delta_m$$

で表わされる。

- (2) 軸方向気体流を無視した理論では、マイクロ波の入射電力が 0.8 kW/cm 以上では、プラズマ半径が増加し、マイクロ波プラズマのエネルギー吸収機構の特性から、中心温度は漸次低下し、 Q_0 が 1.8 kW/cm 以上になると、入射電力依存性がなくなる。

- (3) 実験で得られたガーマル・ペンタ効果に及ぼす管径の影響を理論的に明らかにした。

- (4) 実験結果を理論的に説明するため、軸方向気体流の効果も考慮して計算した所、プラズマの温度及びプラズマの半径は、 $T = 9000 \sim 9500 \text{ K}$ 、 $r_p = 0.3 \sim 0.5 \text{ mm}$ であり、それらの入力依存性について、実験結果と、定性的・定量的に一致を見た。

結 論

本研究は、マイクロ波による大気圧プラズマの生成とその物理的特性の解明のためにプラズマ生成装置の開発を行い、得られたプラズマの物理的諸量（密度、温度及びこれらの分布形状など）を分光測定及び干渉測定などの光学的方法によって明らかにし、マイクロ波プラズマの諸特性について、実験的・理論的考察を行ったものである。その結論は、以下に述べる通りである。

まず、出力 30 kW、周波数 915 MHz の大出力 CW マイクロ波を用いて、TE₁₀₁ モードの矩形空洞共振器による方式で、直径数 cm の円筒状ガラス管の中に非常に安定して電力吸収効率の良い（効率 80 % 以上）プラズマを生成することに成功した。

そして、この得られた大気圧中マイクロ波プラズマの物理的特性を実験的・理論的に検討し、次のことを明らかにした。

- 1) 400 l/min 以上の流量をもつ回転気体流は、直径 20 mm のガラス管中に生成されたプラズマを安定化する。これは、気体の回転によって半径方向圧力勾配が生ずるためである。
- 2) この回転気体流によって、プラズマ径の 2 倍の径の位置に気体壁が形成されていることを実験的に確かめた。この気体壁が実効的な壁壁としての役割をもつことは、気体壁の位置に壁壁があると仮定して、 N_2 プラズマの温度、直径と入射電力との関係について、*Meinovich* の理論を実験結果に適用するとうまく説明できることでも示された。
- 3) プラズマ中における木素混合比の増加は、プラズマ直径を減少させ、プラズマ中心の温度及び密度の増大をもたらす。このような木素気体流によるサーマル・ピニオン効果は、木素プラズマにおいても現われ、流量

の増加によつて、その効果は高められる。

- 4) マイクロ波による大気圧プラズマは、ちなみに、木素プラズマの場合、マイクロ波出力が約 30 kW のとき直径 1 mm, 長さ ~ 20 cm のフィラメント形状をしていて、その中心では、電子密度 $n_e \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, プラズマ温度 ~ 9000 °K であり、Partial LTE の状態にあると考えられる。
- 5) 木素プラズマの場合、理論計算によつて、マイクロ波の入射エネルギーが十分大きければ ($Q_0 \geq 1.5 \text{ kW/cm}$) プラズマ直径が大きくなり、プラズマのエネルギー吸収は、その表面部厚さ δ^* の部分で行われ、その結果、入射エネルギーの増大は、プラズマの中心温度については影響を及ぼさず、その体積の増大をもたらしることが明らかになった。
- 6) 実験において観察された管壁によるサーマル・ピニオン効果に及ぼす管径の影響、つまり、管径が小さい程プラズマの密度及び温度が上昇することが、理論的に説明された。
- 7) 木素気体流によるサーマル・ピニオン効果は、軸方向流れを考慮した理論によつて説明されるが、このため実験で得られている木素プラズマは非常に細くはなつていて、マイクロ波のエネルギーがプラズマ中心にまで十分浸透する結果、プラズマの中心温度は、入射エネルギーの増加に伴い上昇する。
- 8) このようは木素プラズマの温度の入力特性について、軸方向流れを考慮した理論と実験結果との間に、非常によい一致が見られた。また、プラズマ半径についても、実験結果は理論とよく一致していることがわかった。

謝 辞

本論文の作成に際し、終始適切に御指導・御鞭撻を頂いた基礎工学部村崎寿満教授に深謝致します。また、本研究は大阪大学溶接工学研究所、溶接熱源・熱輸送第1部門で行われたものであり、荒田吉明教授には、終始懇切丁寧に御指導を頂き深く感謝致します。

実験の遂行に当っては、三宅正司助手他荒田研究室の方々の並々ならぬ御協力を頂き、ここに謝意を表する次第です。

参 考 文 献

- 1) B.Lehnert, On the MHD stability of the boundary layer in gas blanket systems, Tokyo, IAEA-CN-33/H7-1 (1974)
- 2) B.Lehnert, Nuclear Fusion, 8, 173 (1968)
- 3) H.Alfvén and E.Smårs, Nature, 188, 801 (1960)
- 4) C.M.Braams, Phys.Rev.Lett., 17, 470 (1966)
- 5) L.M.Baltin et al., High Temp., 9, 1020 (1971)
- 6) S.Murayama, J.App.Phys., 39, 5478 (1963)
- 7) Y.Arata, S.Miyake and S.Takeuchi, JWRI, 2, 27 (1973)
- 8) P.L.Kapitza, Sov.Phys.-JETP, 30, 973 (1970)
- 9) P.L.Kapitza, Sov.Phys.-JETP, 31, 199 (1970)
- 10) P.L.Kapitza and S.I.Filmonov, Sov.Phys.-JETP, 34, 542 (1972)
- 11) 牧本利夫, 松尾幸人, マイクロ波工学の基礎, 鹿川書店 (昭39)
- 12) 電気通信学会編, マイクロ波工学, コロナ社 (昭33)
- 13) H.Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill Publishing Company, Inc., New York (1964)
- 14) 大塚正元, IPPJ-DT-1, 名古屋大学プラズマ研究所資料, 技術報告 (1963)
- 15) H.W.Drawin and P.Felenbok, Data for plasmas in Local Thermodynamic Equilibrium, Gauthier-Villars (1965)
- 16) J.B.Gerardo, J.T.Verdeyen and M.A.Gusinow, J.Appl.Phys., 36, 3526 (1965)
- 17) J.H.Waszink and J.A.J.M.van Vliet, J.Appl.Phys., 42, 3374 (1971)
- 18) A.Dalgarno and A.E.Kingston, Proc.Roy.Soc., 259A, 424 (1960)
- 19) F.Eichhorn and S.Rasche, Interferometric temperature measurements on plasma arcs, I.I.W., V/37/'70
- 20) L.M.Baltin et al., Teplofizika Vysokikh Temperature, 9, 1105 (1972)
- 21) Yu.P.Raizer, Sov.Phys.-JETP, 34, 114 (1972)

- 22) B.E.Meierovich, Sov.Phys.-JETP, 34 ,1006(1972)
- 23) A.Arzimovich, Elementary Plasma Physics, Academy of Sciences ,
U.S.S.R.
- 24) R.S.Devoto, J.Plasma Phys., 2 , 4,617(1968)
- 25) J.C.Morris et al., Phys.Fluids, 13 ,608 (1970)
- 26) V.L.Nizovskii and V.I.Shabashov, Teplofizika Vysokikh Tempera-
ture, 11 ,251 (1973)
- 27) K.Beringer,W.Kolmar andJ.Mentel, Zh.Phys., 215 ,127 (1968)
- 28) L.Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases, Interscience, New
York (1962)

Appendix A

単位体積当りの輻射エネルギー g_R ($\text{erg/s}\cdot\text{cm}^3$) について考える。一般に、プラズマからの輻射としては、制動輻射、再結合輻射、サイクロトロン輻射及び黒体輻射などがあげられる。²¹⁾ここでは、水素の場合について、その各々の輻射を考えてみる。

a. 制動輻射

完全電離のプラズマについて、制動輻射によるエネルギーを g_{brems} とすれば

$$g_{\text{brems}} \approx 1.5 \times 10^{-27} n_e^2 \sqrt{T_e} \quad (\text{erg/s}\cdot\text{cm}^3)$$

であり、水素プラズマでは、電子温度 $T_e = 10^8$ °K, 電子密度 $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ のとき、この値は、 150 W/cm^3 にもなることがわかっている。このエネルギーは、ほとんど X 線として輻射される。

b. 再結合輻射

このエネルギーを g_{recom} とすれば

$$g_{\text{recom}} \approx 10^{-22} n_e^2 / \sqrt{T_e} \quad (\text{erg/s}\cdot\text{cm}^3)$$

となる。プラズマの温度 T_e が $T_e \leq 10^7$ °K のとき、 $g_{\text{recom}} > g_{\text{brems}}$ となり、再結合輻射によるエネルギーが大きくなる。

c. サイクロトロン輻射

これは、磁界が存在するときを考えなければならない輻射エネルギーで、その値を g_{cycl} とすれば、

$$g_{\text{cycl}} = 6.5 \cdot 10^{-25} B^2 \cdot n_e (kT_e/e \cdot 10^3) \quad (\text{W/cm}^3)$$

ここで B : 磁界の強さ (kG)
 k : ボルツマン定数
 n_e : 電子密度
 e : 電子の電荷

である。大気圧プラズマでは、磁界が 50 kG 以下では $q_{\text{cycl}} < 1 \text{ kW/cm}^3$ であり、 q_{brms} 、 q_{recom} と比較して十分小さい値なので無視することができる。

d. 黒体放射

これは プラズマ表面から行われるので、前者に対して単位が異なり、(erg/s · cm²) となる。この値は

$$q_{\text{black}} = 5.7 \times 10^{-5} T^4 \quad (\text{erg/s} \cdot \text{cm}^2)$$

であり、温度の低いプラズマではほとんど問題と反らない。

上記 a~d のうち、本研究におけるプラズマでは、c, d が無視でき、それによって、全放射エネルギー q_R は次式で表わされる。

$$q_R = q_{\text{brms}} + q_{\text{recom}}$$

Fig. A-1 は q_R の温度依存性を示すものであるが、これによると、 $T \sim 18000 \text{ }^\circ\text{K}$ のとき、 q_R は最大となり、

$$q_R \sim 3 \text{ kW/cm}^3$$

である。

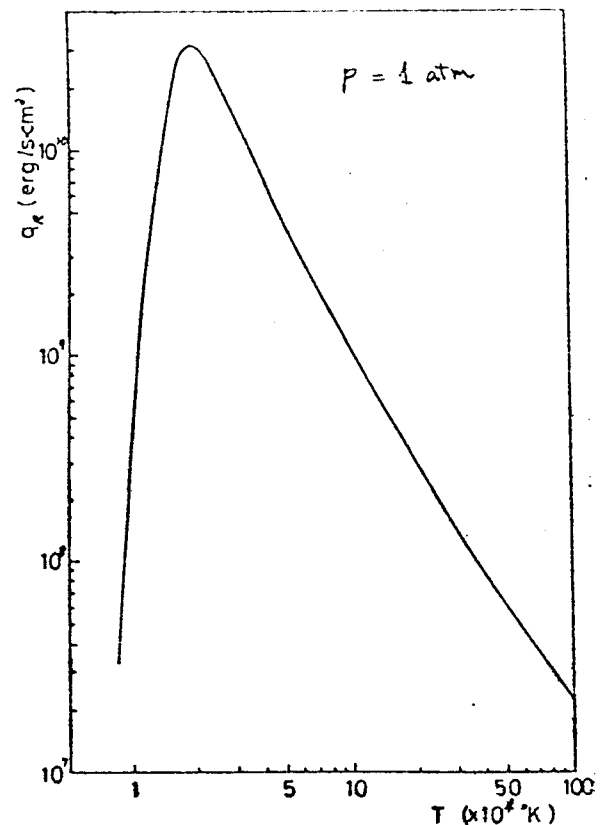


Fig. A-1 Energy loss by radiation q_R at 1 atm pressure

Appendix B

高温の水素の物理的性質のうち、電気伝導度、及び熱伝導度について述べる

(1) 電気伝導度

一般に、プラズマの電気伝導度 σ は、オームの法則から次のように定義される。

$$j = e n_e v = \frac{n_e e^2}{m_e} \tau E \tag{B-1}$$

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \tau}{m_e} \tag{B-2}$$

ここで e, m_e, n_e, v : それぞれ電子の電荷、質量、密度及び平均速度
 τ : 電子の衝突周波数
 E : 電界の強さ
 である。

a. 完全電離の場合

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{ei}} + \frac{1}{\tau_{eo}} \tag{B-3}$$

τ_{eo} は電流の retardation をもたらさないのので考慮しなくてよい。しかも $\tau_{eo} \sim 0$ と考えられるので $\tau \sim \tau_{ei}$ となる。このとき

$$\sigma = 0.9 \times 10^7 T_e^{3/2} \text{ (cgs/cm)} \tag{B-4}$$

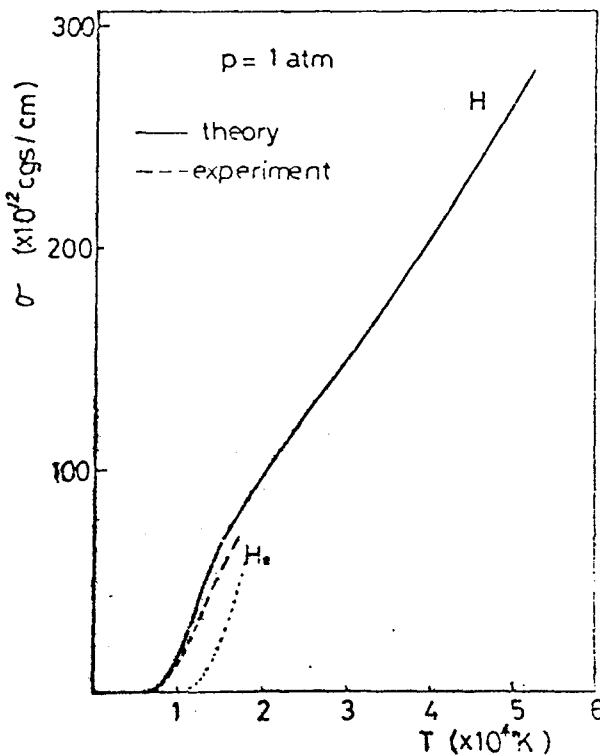


Fig.B-1 Electrical conductivity of hydrogen at 1 atm pressure

で表わされる。

b. 弱電離の場合

$$\sigma \approx \frac{n_e}{n_0} \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{v_e S_a} \quad (\text{B-5})$$

この式は、 $\sigma < 10^{12}$ (cgs/cm) の範囲で成立する。これを熱平衡を仮定して簡単にすると、次式のようになる。

$$\sigma \approx 7.18 \cdot 10^{13} \cdot T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E}{2T}} \quad (\text{B-6})$$

Fig. B-1 は 電気伝導度の温度依存性を示している。ここで、実線は R.S. Devoto²²⁾ によって計算された理論値を示し、破線は J.C. Morris²³⁾ による実験値である。なお、比較のために He の電気伝導度を図中に点線で示している。

(2) 熱伝導度

圧力が1気圧の場合の水素の熱伝導度は、比較的低温の場合(5000°K以下)では多くの実験値が出さっていて理論値と一致しているが、気体が電離を始める温度(5000°K以上)では、理論値と実験値は大きく食い違いを生じることが知られている。²⁴⁾ Fig. B-2に本研究で用いた水素の熱伝導度の温度依存性を示す。

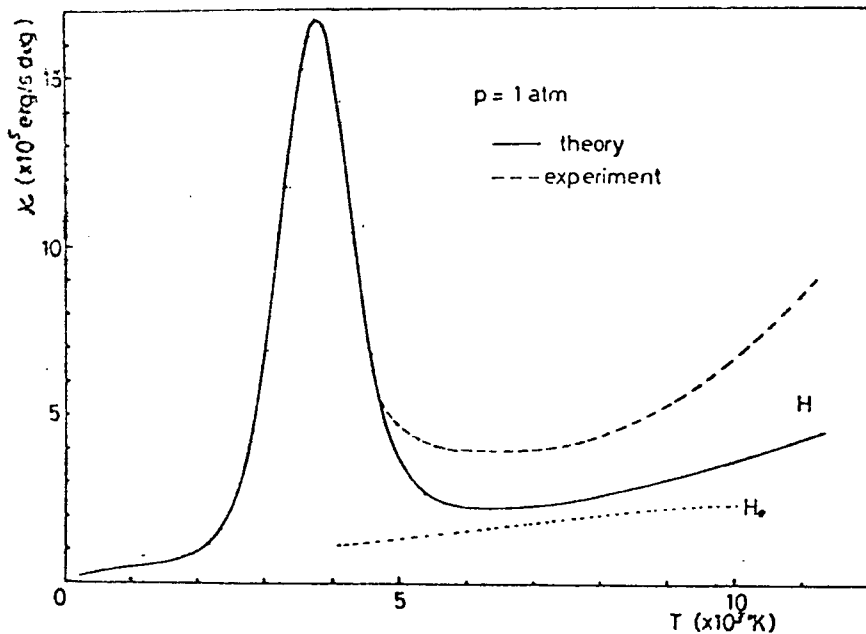


Fig. B-2 Thermal conductivity of hydrogen at 1 atm pressure

ここで、 $T < 5000$ °K の場合、K. Beringer (1968) 等²⁵⁾ の実験値を用い、 $T > 5000$ °K の場合、実験値としては、J. C. Morris 等²³⁾ (1970) の得た値を採用し、理論値としては、R. S. Devoto (1968)²²⁾ の値を用いている。なお、図中に比較のために He の

熱伝導度を点線でも示した。

さらに、プラズマが完全電離であると、熱伝導度とは

$$\kappa = \kappa_e + \kappa_i$$

と考えてよい。ここで、 κ_e, κ_i はそれぞれ電子及びイオンによる熱伝導度を表わし、次式で計算される。²⁶⁾

$$\kappa_e = \frac{11.9 n_e k^2 T T_e}{3.77 m_e} \quad (\text{erg/s} \cdot \text{cm} \cdot ^\circ\text{K})$$

$$\kappa_i = \frac{2.65 n_i k T T_i}{0.677 m_i} \quad (\text{erg/s} \cdot \text{cm} \cdot ^\circ\text{K})$$

ここで τ_e, τ_i : 電子及陽イオンの衝突時間
 m_e, m_i : 電子及陽イオンの質量
 n : プラズマ密度
 k : ボルツマン定数

である。

この熱伝導度の温度に対する依存性は、 $\kappa \sim T^{\frac{5}{2}}$ であり、
 温度の上昇に対して極めて急激に大きくなるが、熱の流れ
 への直角方向の磁場が存在するときには、比較的小さい値
 とおることを知っている²⁾

Appendix C

回転気体流発生ノズルによる実験

気体の回転による速度分布形状及び熱伝達の機構をより詳しく調べるため Fig. C-1 のようなノズルから気体を噴出させ 20° 円筒中に回転気体流を発生させ実験を行った。

(1). 円筒内速度分布.

ノズル形状は Fig. C-1 に示した通りであり、20° の円筒内壁に開いたノズルの開口部は、軸に対して対称な4個のスリット (0.5×10) 2対からなり、接線方向に気体が流出し円筒内壁付近で気体流の速度が最大になる

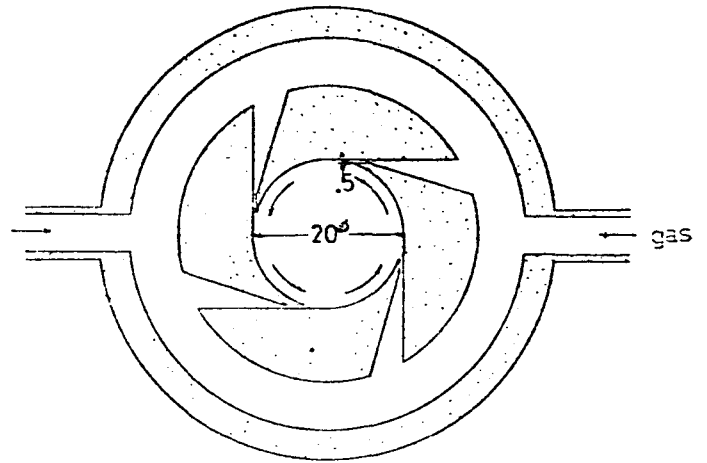


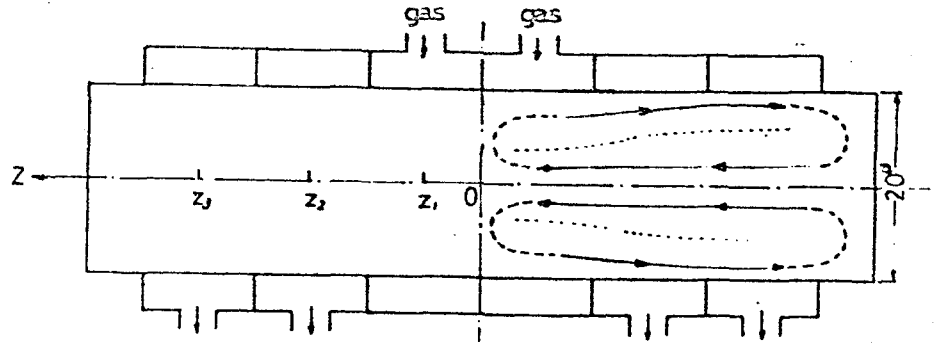
Fig. C-1 Profile of nozzles

ように設計されている。この一つのブロックの厚みは、45mm である。このようなブロックを6個組み合わせることによって、長さ約30cmの円筒を構成する (Fig. C-2)。

円筒内に回転気体流を生成させるため、コンプレッサーで各ブロックに空気を送っているが、その流量は $Q = 0 \sim 330 \text{ l/min}$ である。

まず、空気の入口の位置及びその数を変えて円筒内の静圧、全圧を第3章の実験で使用したピトー管によって求め、マイクロ波プラズマの生成及びその安定性に都合のよい気体の流し方を検討した。その結果、円筒からの気体の出口の数が少ないと円筒内の静圧が高くなり、内壁と円筒軸との間の圧力差も小さくなり、適当ではないということが判った。それに対して、Fig. C-2 のように流したとき、円筒の中心に最大の圧力低下を得ることがで

Fig.C-2 Schematic diagram of gas flow system



きた。

座標系は図に示すように、円筒軸をz軸とし、原点を円筒の中心に置く円筒座標系を用いる。気体の流し方は原点に対して左右対称であるので、測定は $z > 0$ の部分 ($z = z_1, z_2, z_3$)

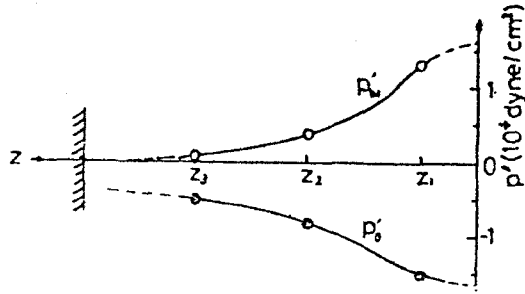


Fig.C-3 Gas pressures at points z_1, z_2, z_3

についてのみに行っている。測定方法は第3章と同じであるが、ここにおいてもr方向速度 v_r は無視して議論を進めることにする。

Fig. C-2 のように流れたときの軸上での ($r=0$) 静圧 p'_o と内壁 ($r=r_w$) での静圧のz方向分布をそれぞれ Fig.C-3 に示す。これによると、円筒の中心 ($z=0$) で 圧力差 $\Delta p' = p'_{rw} - p'_o$ が

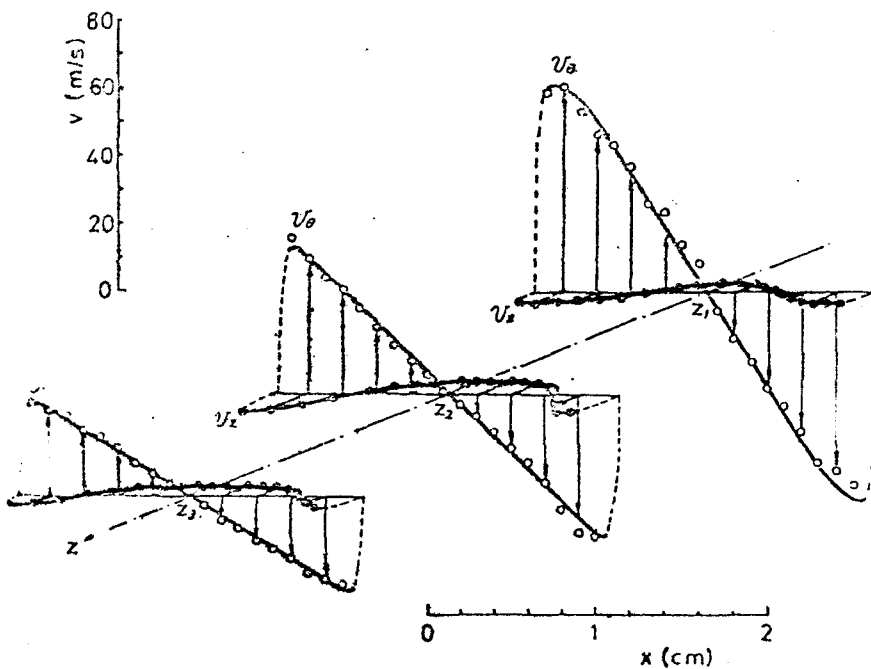


Fig.C-4 Distribution of gas velocity v_0, v_z at points z_1, z_2, z_3

最も大きくなり $3/100$ 気圧に達している。これは本研究で得られたものよりも3倍大きい圧力差であり、プラズマの安定化に極めて都合がよい。何故はら、円筒中心がプラズマの最高温度の位

置であると予想されるからである。

これに對して、氣體速度の r 方向分布は Fig. C-4 のようになる。このとき、回転速度 v_θ として、ノズル入口付近 ($z=z_1$) において、最高 60 m/s を測定した。しかも、氣體(空氣)の粘性によって中心軸に至るまで一定の角速度 ($\sim 8000 \text{ rad/s}$) で剛体のように回転していることが判明した。しかし、 z 方向に位置がずれると、最高回転速度は小さくなる。にもかかわらず、氣體の出口も氣體入口と同じ構造なので (Fig. C-1 と矢印の向きが逆である) 氣體の回転は中心まで一様に行っている。

ここで、氣體の回転による管内中心氣圧の低下を理論的に求めてみる。

今、半径 r_w の円管内に一様な角速度 ω で回転している氣體を考えると、その速度の半径方向分布 $v_\theta(r)$ は氣體の粘性を無視した場合、次式で表わされる。

$$v_\theta(r) = \text{const} \cdot r$$

$r=r_w$ において $v_\theta = v_\theta(r_w)$ であるから

$$v_\theta(r) = \frac{v_\theta(r_w)}{r_w} \cdot r \quad (\text{C-1})$$

次に半径方向の力のつりあいを考える。半径 r の位置にある密度 ρ の単位体積の氣體は、回転によって r 方向に遠心力 $\rho v_\theta^2 / r$ を生じる。この遠心力は r 方向の圧力勾配によって生じる力とつり合わなければならないので、このとき、次式が成立する。

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho(p) v_\theta(r_w)^2}{r_w^2} \cdot r \quad (\text{C-2})$$

ここで、 p は圧力 p の関数であり、氣體の状態方程式から次のように表わされる。

$$p(p) = \frac{M}{RT} \cdot p$$

ここで、 M は気体の分子量、 R は気体定数、 T は気体の温度である。したがって

$$\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{M}{RT} \cdot \frac{V_0(r_w)^2}{r_w^2} \cdot r \quad (C-3)$$

と書くことができる。これを r について積分すれば、

$$\ln p = \frac{1}{2} \frac{M}{RT} \cdot \frac{V_0(r_w)^2}{r_w^2} \cdot r^2 + C$$

となる。ここで、境界条件

$$r=0 \quad ; \quad p = p_0$$

$$r=r_w \quad ; \quad p = p_w$$

を考えると

$$\frac{p_0}{p_w} = \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{M}{RT} \cdot V_0(r_w)^2\right) \quad (C-4)$$

が導かれる。したがって、 $V_0(r_w)$ と p_w とから管内中心気圧の低下 $\Delta p' = p_w - p_0$ を得ることが出来る。この理論を実験に適用してみよう。

Fig. C-4 から V_0 の分布は、 $Z = Z_2, Z_3$ において直線と化している。そこでこの二つの位置における内圧の低下を考えてみる。まず、 $Z = Z_2$ の場合、 $V_0(r_w) \sim 45 \text{ m/s}$ 、 $p_w = 1.004 \times 10^6 \text{ dyne/cm}^2$ であり、これを (C-4) 式に代入して、 $p_0 = 0.990 \times 10^6 \text{ dyne/cm}^2$ を得る。したがって $\Delta p' = 1.2 \times 10^4 \text{ dyne/cm}^2$ であり、これは実験値より得られる値と等しい。また、 $Z = Z_3$ においても同様に計算でき $\Delta p' = 0.5 \times 10^4 \text{ dyne/cm}^2$ である。この値は実験値 $0.6 \times 10^4 \text{ dyne/cm}^2$ と実験誤差の範囲で一致している。

次に軸方向速度 v_z については、Fig. C-4 のようにになっている。ノズルから円筒内に入ってきた気体は $r > 4 \text{ mm}$ で Z 方向に流れていることがわかる。このことは、 $Z = Z_2, Z_3$ の位置でも同様である。しかし、 $r < 4 \text{ mm}$ では逆

に $-z$ 方向への軸流が存在する。これは Fig. C-3 のように、気体の回転による静圧低下が $z=z_1$ ($z=0$ と予想される) で最大となるからである。このような軸方向の流れの流線を Fig. C-2 に書き入れている。

これらのことから、本装置 (Fig. C-2) における回転気体流は、プラズマの安定化のみならず、プラズマの熱エネルギーの保持にも非常に好都合であると思われる。

(2) 回転気体流による熱伝達の変化

本研究におけるマイクロ波プラズマの場合、大気圧気体中に生成されるので、そのエネルギーの損失は主に熱伝導によって行われる。このとき、プラズマの安定化のための回転気体流が存在するので、強制対流による熱伝達をも考慮しなければならぬ。したがって、プラズマからのエネルギー損失機構は、流れのない場合と比較して少し複雑になっている。

本項では、回転気体流の熱伝達に及ぼす影響を調べるため Fig. C-3 の円筒内に細い熱線を挿入し、管内の温度分布を流れがある場合とない場合とについて測定した。直径 1 mm の十分長い（円筒の長さより長い）タングステン線を Z 軸に平行に設置し、直流定電流電源より、 $0 \sim 40\text{ A}$ の電流を流し熱線としているが、このとき、タングステン線からの熱放射の影響を避けるため、その表面温度は 500 以下に保つよう電流調整を行っている。

熱電対は、低温の測定であるから CA 線を用い、Z=Z₁ の位置においてそれを半径方向に移動させ、円筒内気体温度の Y 方向空間分布を求める。ここで、タングステン線を管内に入れたことにより生ずる気体流の乱れを少なくするため、コンプレッサから送る空気の流量は 100 l/min に抑えている。

前項の結果より、Fig. C-2 のような流れが考えられたので、タングステン線の位置を $r=0, 2.5, 5.5$ と変えて測定し、その各々について、Fig. C-5, Fig. C-6, Fig. C-7 のデータを得たが、それらについて考察をする。

a. タングステン線が中心にある場合 ($r=0$)

測定結果は Fig. C-5 に示す通りである。これは、流れがある場合とない場合とについて同じ大きさの電流をタングステン線に流したときのものであるが、これによる

と、まず流れがない場合、タングステン表面温度は約350℃であり、その周辺の気体の温度は r に対して対数的に減少している。(これは理論より)

$$T = -\frac{Q_s}{2\pi k} \ln r + C$$

で説明される) しかる、表面温度は、流れがある場合は著しく低下する。例えば、流量が100 l/minになると表面温度は100℃以下にしかたらない。

次に、流れがある場合は、

$r=4\text{mm}$ の所を境界として温度分布が変化している。これは軸方向速度 v_z がFig. C-2のようになっているからであり、 $r > 4\text{mm}$ では冷たい気体流によって冷却されるが、 $r < 4\text{mm}$ では気体流量が変化しても、 r 方向温度勾配が気体流のない場合と比較して小さくなり、熱量は保持されている。これは流量が小さい場合について顕著であり、例えば、60 l/minの流量では、 $1\text{mm} < r < 5\text{mm}$ において、流れのある場合の温度の方が、流れのない時のものよりも高くなっている。

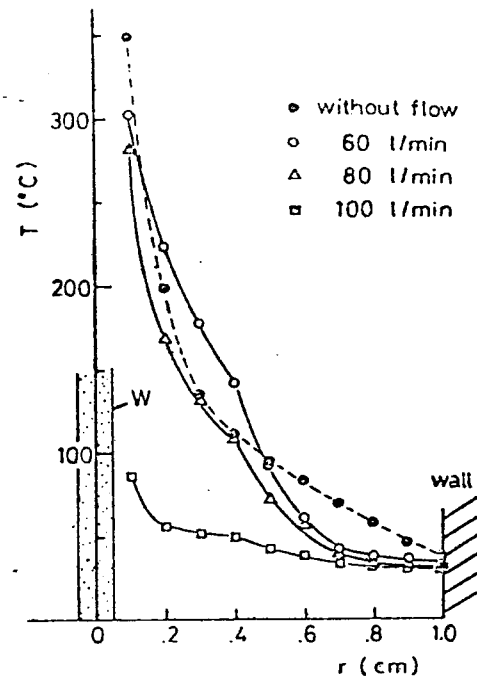


Fig. C-5 Temperature profile

b. タングステン線が中心よりずれた場合 ($r=2.5\text{mm}$)

この場合、タングステンの表面温度を320℃に保つように電流調整を行ない測定し、Fig. C-6のような結果を得た。これによると、 $r=0$ での温度は流れのある場合の方が高くなっている、しかる、流れのある場合は、熱量が中心に保存されていると思われる。しかる、このとき、 $r=4\text{mm}$ には、はつきりした特徴は現れぬたのであるが、 $r > 5\text{mm}$ では r 方向の流れによって熱量は運ばれ、流れがない場合と比較して低い温度になっている。

ることがわかる。

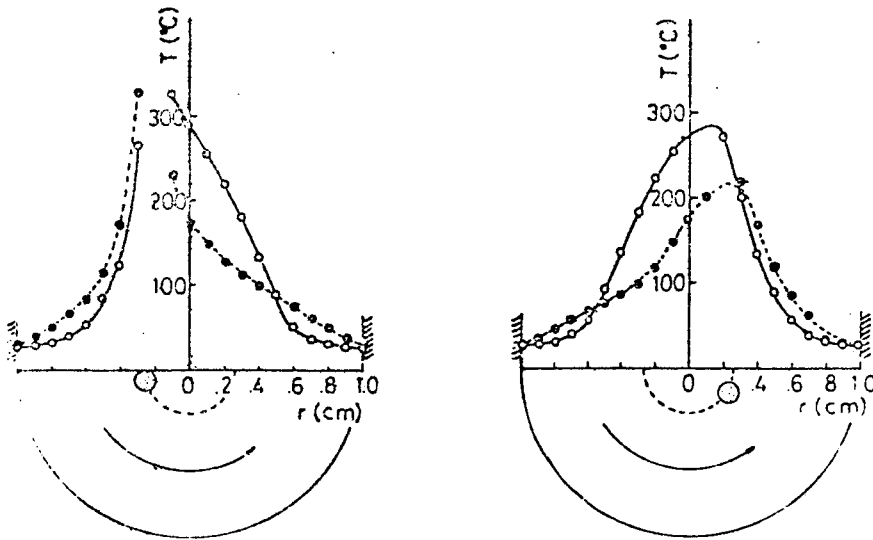


Fig.C-6 Temperature profiles with and without gas flow

C. タングステン線が中心より大きくおいた場合 ($r=5.5\text{mm}$)

Fig.C-7 は、気体流がある場合について、測定方向を変えて温度分布を測定したものである。このように、タングステン線が $r=4\text{mm}$ よりも外側にある場合は、気体流によってタングステン表面温度は著しく低下している。しかも、回転気体流によって、左右の対称性のよい温度分布となり、中心部では平坦な形を持っている。このことから、中心部での r 方向熱伝導は小さく、回転気体流は、熱量を中心軸付近に保存する効果があることがわかる。このような熱伝導に対する回転気体流の効果は、Fig.C-2 に示すような流れによっていることは明らかである。

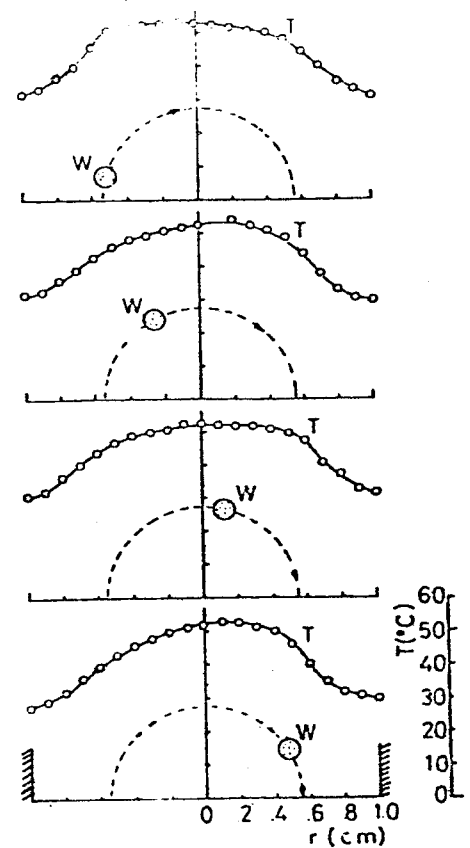


Fig.C-7 Temperature profile with gas flow

以上の実験によって、Fig.C-2 のような回転気体流生

成ノズルによって、円筒内に生成されるプラズマの安定化とともに、熱的放電効果が期待できる。