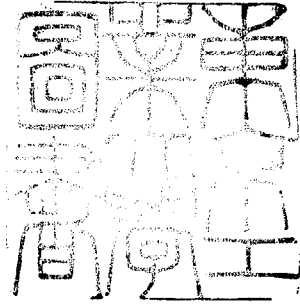


論文 / 著書情報
Article / Book Information

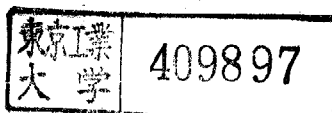
題目(和文)	熱プラズマ流における再結合現象に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	鈴木正昭
Author(English)	MASAAKI SUZUKI
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第972号, 授与年月日:1978年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第972号, Conferred date:1978/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis



熱プラズマ流における再結合現象
に関する研究

1977年 12月

東京工業大学大学院理工学研究科
化学工学専攻 博士課程
鈴木正昭



目次

第1章. 序論	1
1-1. 緒言	1
1-2. プラズマ境界層に関する既往の研究	3
1-3 再結合反応の機構とそれに関する既往の研究	5
1-4 . 本研究の内容	8
第2章. 熱プラズマ流中におかれた平板境界層内の荷電粒子密度分布.	10
2-1 緒言	10
2-2 実験装置および方法	11
2-3 実験結果	17
2-4 理論解析	21
2-5 データ解析	31
2-6 結果および考察	34
2-7 結論	40
第3章 熱プラズマ流中におかれた円柱境界層内の荷電粒子密度分布	41
3-1 緒言	41

3-2	実験装置および方法	42
3-3	円柱まわりの数値解析	47
3-4	荷電粒子密度の導出	52
3-5	実験結果および考察	59
3-6	結論	67
第4章	弱電離アルゴンプラズマ流中における再結合反応	68
4-1	緒言	68
4-2	実験装置および方法	69
4-3	荷電粒子密度の導出	77
4-4	実験結果	84
4-5	理論解析	86
4-6	考察	92
4-7	結論	94
第5章	再結合反応におよぼす乱流の影響	95
5-1	緒言	95
5-2	実験方法および結果	96
5-3	考察	103
5-4	結論	113

第 6 章 結言

114

Nomenclature

117

Literature cited

123

謝辭

127

第1章 序論

1-1 緒言

核融合炉などの無衝突型プラズマの利用に加えて、大気圧程度の衝突支配型のプラズマ（一般に熱プラズマと呼ばれている）の利用がさかんにおこなわれるようになった。この衝突支配型のプラズマは、比較的容易に高温が得られるという利点などから、プラズマ化学プロセス、プラズマ溶接および溶断、難溶性物質の溶解用プラズマ炉などにおいて主としてその熱源として注目されているものである。

一般の流体と比較して、プラズマの特徴的なふるまいは、荷電粒子（イオン、電子）の存在に起因する。一般にとり扱われるプラズマは、これら荷電粒子と原子の混合気体と考えられる場合が大部分である。これにはプラズマの特徴的な問題としての波動現象、電磁流体力学的諸問題などが含まれる一方、通常の反応性流体と同様の輸送現象、電離再結合反応に関する問題も含まれる。

プラズマはそれ自体かなり高温であるが、その利用に際しては、どこかで必ず低温被熱物体と接触することになり、そこには急激な温度勾配、密度勾配をもつ

境界層が生じる。この境界層内では荷電粒子の再結合反応現象、拡散現象が存在し、その兼ねあいによって境界層内の荷電粒子密度分布は規定され、さらに、壁面へ到達した荷電粒子は壁面が触媒的であるなら、そこで再結合反応をおこし、再結合エネルギーを放出するために、被熱物体へのエネルギー移動に大きな影響を及ぼすことになる。このように境界層内の状態がプラズマのエネルギー移動に大きな影響を及ぼすことから、この境界層内部の状態を知ること、プラズマと固体間のエネルギー移動を知る上で重要な役割を果たすことになる。

プラズマの研究はこれまで主に放電管内部におけるような低圧プラズマに対するものがもっぱらであったため、これに対する有用な診断法もかなり確立されている。しかし、本研究のような大気圧プラズマに対しては診断法も確立されていないのが現状である。さらに、固体などとの境界層に関する研究、再結合反応の機構、反応速度に関する研究にいたっては皆無であるといつてさしつかえないほどである。

本研究は、このような大気圧プラズマをヒリ上げ、その中におかれた物体表面に生ずる境界層内の状態について実験と理論的解析をおこなった。さらに、その物体壁面近傍の状況を知る意味で、気相中の再結合反

応および表面での再結合反応現象について実験的に調べた。この際さらに流れの乱れが再結合反応に及ぼす影響についての検討もおこなった。

1-2. プラズマ境界層に関する既往の研究.

前述したように、高温のプラズマとその内部におかれた物体の表面には、急激な温度勾配、密度勾配をもつ境界層が生じ、この内部の状態は再結合反応速度と拡散速度との兼ねあいによって決定される。ここで、再結合反応速度が拡散速度に比べて極めて大きい場合には、境界層内は温度によって一義的に決まる“熱平衡”状態となり、その逆の場合には“凍結”状態となる。

現在、プラズマ境界層内の荷電粒子密度分布を求めた研究は2,3あるが、そのどれもが低圧のものである。Tseungら⁽⁴⁾は、ラジオ波誘導加熱によって得られたアルゴンプラズマを 0.034 mm Hg の風洞内に噴出し、その流れに平行に水冷された平板を置き、そこに生ずる境界層内の荷電粒子密度分布を探針法によって測定し、凍結と仮定した理論解と比較して、境界層内はほぼ凍結状態であると結論している。また、Bredfeldtら⁽⁵⁾も 0.1 mm Hg の衝撃波管の中に流れに平行におかれた平板の境界層内の荷電粒子密度分布を測定し、

凍結と仮定した理論解とほぼ一致することを示している。さらに *Matsuoka* ら^{(27),(28)} は衝撃波管中で実験をおこない、この場合も凍結に近い結果を得ている。これらはいずれも低圧の平板上のプラズマ境界層の研究であり、その他の物体の境界層に関する研究はこれまでおこなわれていない。

大気圧程度のプラズマ流についてこの研究はこれまでプラズマ診断を目的としたものが多い。つまり、プラズマ中におかれた物体に流入する電流について、連続流体モデルを用いた多くの理論的研究がおこなわれている。*Talbot*⁽³⁹⁾ は高速プラズマ流中におかれた淀み点探針について両極性拡散による境界層を考慮して解析をおこなった。*Lam*⁽²⁵⁾ は、物体のまわりを外部領域、両極性拡散領域、電気シース領域にわけ解析的結果を求めた。*Su*⁽³⁷⁾ は、さらに温度境界層も考慮して淀み点探針のプラズマ電位付近での電流-電圧の関係式を求めた。*Chung* ら⁽²⁾ は、平行平板の複探針についての解析をおこない、プラズマの密度や温度が求められることを示した。*Kanzawa*⁽²³⁾ は、探針電位を負に大きくしたときのイオン飽和電流値から理論式を併用してイオン密度を求めることを提唱した。しかし、以上の研究は探針面の境界層内がすべて凍結状態にあると仮定しておこなわれたものである。しかし、この

仮定が衝突のはげしい大気圧程度でも成り立つかどうかは疑問である。そこで、境界層内の状態を積極的に調べる必要があると思われる。これが本研究の一つの目的である。また、荷電粒子密度の測定は探針法によるわけであるが、大気圧程度の高圧プラズマの探針測定においては低圧の場合と異なり、上述したように探針面に温度および粒子密度の境界層が生じ、プラズマの状態と探針電流との関係が複雑になるため、上述の理論によってもなかなか簡便で有効な診断法とはなり得なく、現在ではその場合々々によって有効な方法を考えていかねばならないといえよう。一方これらとは別に Clements⁽⁸⁾⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾ と Smy⁽³⁵⁾ は燃焼ガスを対称とした一連の研究の中でそれぞれの荷電粒子密度を測定する方法を理論的および実験的に提唱しているが、これらは極めて低電離度のプラズマに対して有効なものであるといえる。

1-3. 再結合反応の機構とそれに関する既往の研究

プラズマの再結合に関する研究は、長年、主に物理学者の間でおこなわれ、その定義からして化学における反応速度論とは性質を異にしておこなわれてきた。プラズマの再結合は古くは、イオンと電子の極めて単純な反応と考えられ、再結合係数 α は次式で定義され

てきた。

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n_i n_e = -\alpha n^2$$

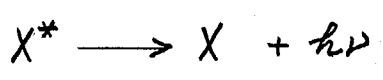
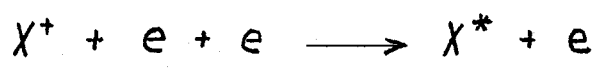
しかし、実際再結合の機構は複雑であり、 α は反応の型により異なるが、一般には密度、温度の関数であり、いわゆる反応速度定数とは本質的に異なるものであると考えられる。

次に再結合反応の機構について述べるが、これについては次の三種に分類される。

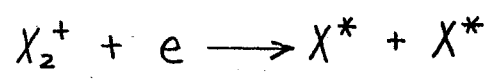
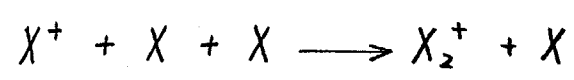
1). 放射再結合 (radiative recombination)



2). 三体衝突再結合 (three-body collisional recombination)



3). 解離再結合 (dissociative recombination)



これらは主に再結合時のエネルギーの放出の方法により分類されており、1)の放射再結合の場合は、光

によつてエネルギーを放出し、2)の三体衝突再結合の場合には第3者の電子がエネルギーを受けとることによつて、3)の解離再結合の場合には分子イオンが解離することにより再結合するものである。低圧におけるこれらの研究は、水素、ヘリウムなどの比較的原子構造の簡単なガスに対しておこなわれ、 α は条件によつて異なるが、数 Torr 以下では、3種の機構についてそれぞれ以下に示す値が得られてゐる。

$$1). \quad \alpha = 10^{-18} \sim 10^{-20} \text{ [m}^3/\text{s]}$$

$$2). \quad \alpha = 10^{-16} \sim 10^{-17} \text{ [m}^3/\text{s]}$$

$$3). \quad \alpha = 10^{-13} \sim 10^{-14} \text{ [m}^3/\text{s]}$$

代表的な理論的研究は *Bates* ら⁽³⁾, *Biondi*⁽⁴⁾ によつておこなわれ、低圧における再結合の多くがそれによつて説明されてゐる。*Bates* らは原子のエネルギーレベル間の遷移を考慮し、三体衝突再結合と放射再結合を同時に考え、衝突放射再結合モデルを提案し、その範囲にわたつて再結合係数を計算し、多くの場合の実験結果と極めてよい一致をみた。また、*Biondi* は実験から得られた大きな α を説明するために解離再結合モデルを提案した。

実験的研究のうち有名なものは、*Hinnov*⁽¹⁶⁾, *Biondi*⁽⁴⁾ のものである。Hinnov はヘリウムを用い、放電間内でのアフターグロー中の励起原子の減少

を分光学的に測定し、再結合係数を求め、その値は次式で与えられると結論している。

$$\alpha = 1.09 \times 10^{-20} T_e^{-\frac{9}{2}} n_e$$

Biondi は、やはり、アフターグロー中の電子の減少をマイクロウェーブを利用して測定し、再結合係数を求めている。実験的研究は他にも数多くあるが、いずれも、数 mm Hg 以下の低圧のもので、使用ガスも水素、ヘリウムのもので大部分である。

また、興味の対象となる問題の一つに表面再結合があるが、これに関する研究はほとんどなされておらず、ほとんどの場合、金属面には多くの自由電子が存在するということから、金属面では完全触媒的であると考えられている。

1-4. 本研究の内容

以上で述べた目的をふまえて、大気圧アルゴンプラズマ流を用いて以下の研究をおこなった。

2章では、熱平衡状態にある大気圧アルゴンプラズマ流（熱プラズマ流）中に平行に平板をおき、その表面に生ずる境界層内の荷電粒子密度分布を探針法によって測定し、あわせて物性値の変化を考慮して数値解析をおこなう、それぞれの結果について比較、検討をお

こなつた。

3章では、2章同様、熱プラズマ流中に流れに垂直に円柱を置き、円柱境界層内の荷電粒子密度を測定し、あわせて数値解析の結果と比較、検討をおこなつた。

4章では、上記の境界層の壁面近傍を想定し、温度の低い微弱電離の非平衡プラズマをつくり、気相での再結合反応および壁表面での再結合反応の両面から、大気圧プラズマの再結合現象について考察した。

さらに5章では、流れに乱れがあるとき、それが再結合反応に対してどういう影響を及ぼすかについて検討した。

6章では以上の結果を総括した。

第2章 熱プラズマ流中におかれた 平板境界層内の荷電粒子密度分布

2-1. 緒言

プラズマの利用がさかんになるのにともない。プラズマとそれに接している物体の表面上の状態を知ることが、プラズマの輸送現象を解明するために必要になってくる。特に大気圧程度の熱プラズマ流の場合には、物体表面上に生ずる荷電粒子密度境界層の内部の状態がプラズマ熱伝達などの問題に大きく関与することが考えられる。現在、プラズマ流中の平板境界層に関する研究はいくつかの例⁽⁵⁾⁽⁴⁾があるが、いずれも10 mm Hg 以下の低圧で実験解析がおこなわれており、低圧においては、平板密度境界層内はほぼ凍結状態であることが示されている。

本研究では、温度分布、速度分布などが既知の大気圧アルゴンプラズマジェットを用い、その流れ中に平板をおき、そこに生ずる境界層内の荷電粒子密度分布を探針法によって測定した。また、物性値の変化を考慮して、境界層方程式の数値解析をおこない、実験結果と比較し、境界層内の状態を検討した。

2-2 実験装置および方法

2-2-1 プラズマ流源

プラズマ流源として用いたプラズマジェット発生装置の断面を Fig. 1 に示す。陽極は内径 6mm の銅製ノズル、陰極は直径 6mm のタングステン棒である。アルゴンは接線方向におくりこまれ、陽極と陰極の間の放電によりプラズマとなり、圧力差によりノズル出口から大気中に噴出される。陽極、陰極はそれぞれ水冷されている。アルゴンの流量は、 8.5 l/min 、放電電圧は 18 V、放電電流は 360 A で実験をおこなった。また、生じたプラズマジェットに空気の混入するのを防ぐために、陽極のノズル出口の周囲からアルゴンを 2.6 l/min 流した。プラズマジェットは実験中安定に作動した。このプラズマジェット発生装置と大気中に噴出したプラズマジェットの写真を Fig. 2 Fig. 3 に示す。

プラズマジェットは軸対称になっていて、その温度分布は光学的方法と熱電対によって、流速分布は抗力の方法によってそれぞれ得られている⁽¹⁹⁾。その結果を Fig. 4, Fig. 5 に示す。また、このプラズマジェットは熱平衡状態であることが確認されている。

2-2-1 測定装置

平板として用いたものは、Fig. 6 に示すような底面

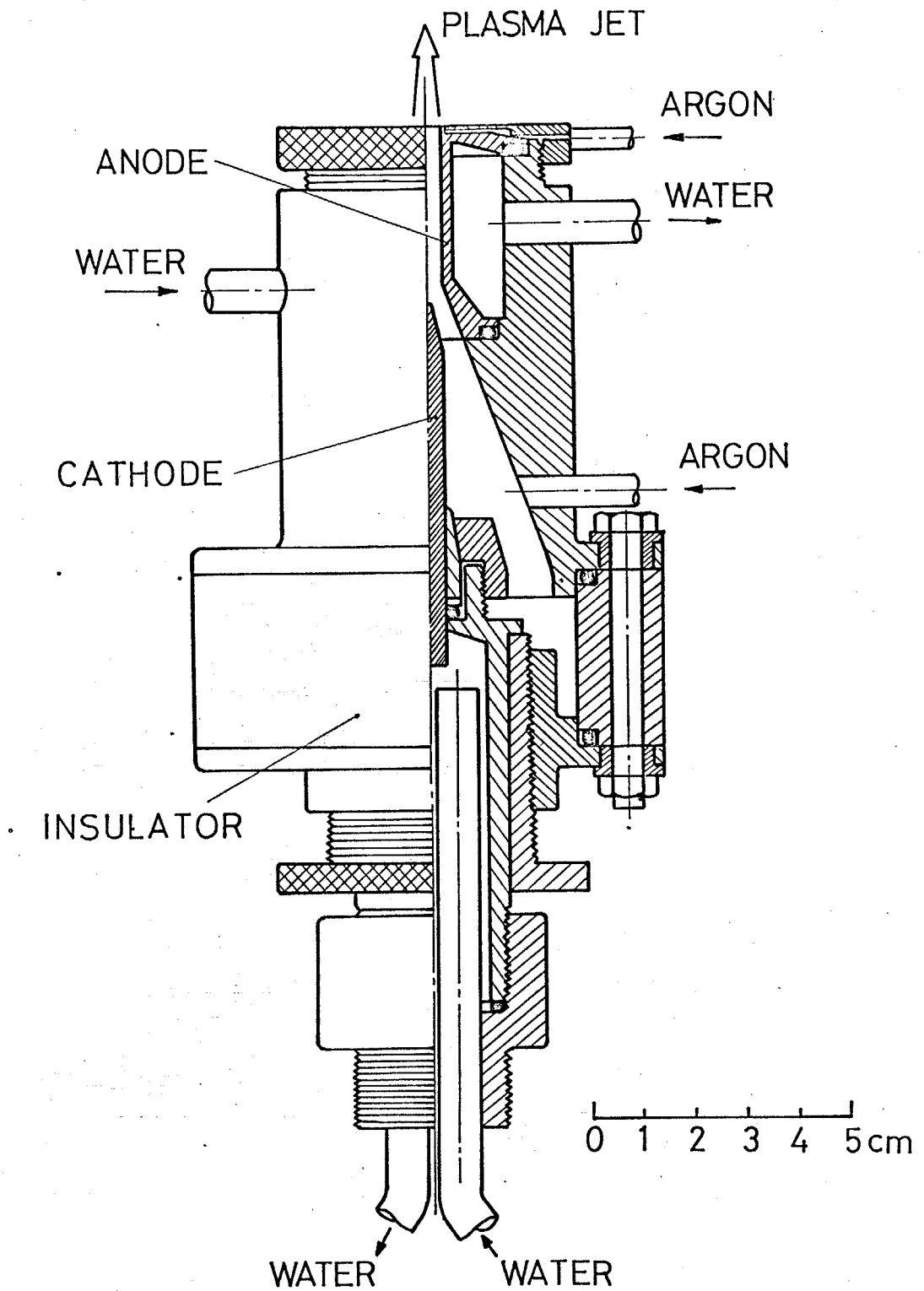


FIG.1 SECTIONAL DIAGRAM OF PLASMA JET APPRATUS

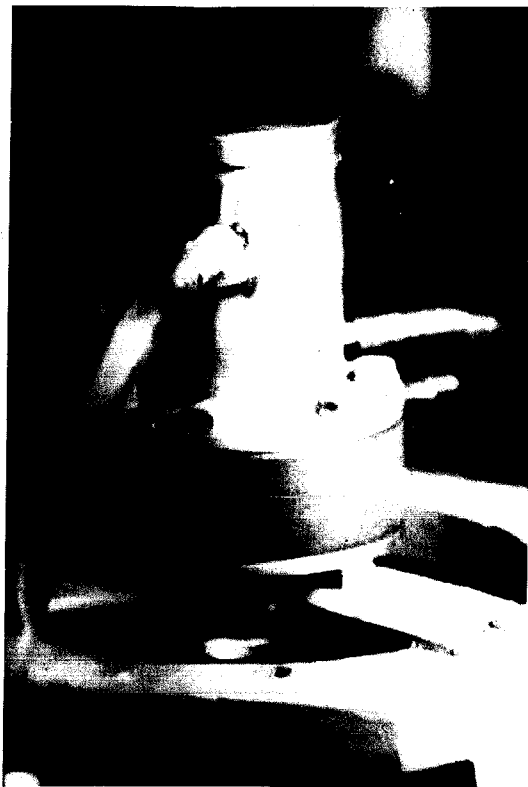


FIG.2 PHOTOGRAPH OF PLASMA JET APPARATUS

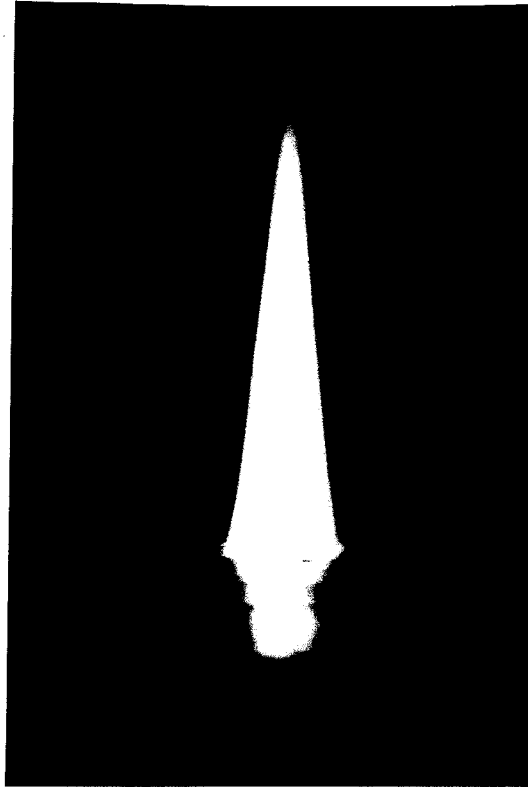


FIG.3 PHOTOGRAPH OF PLASMA JET EJECTED FROM NOZZLE

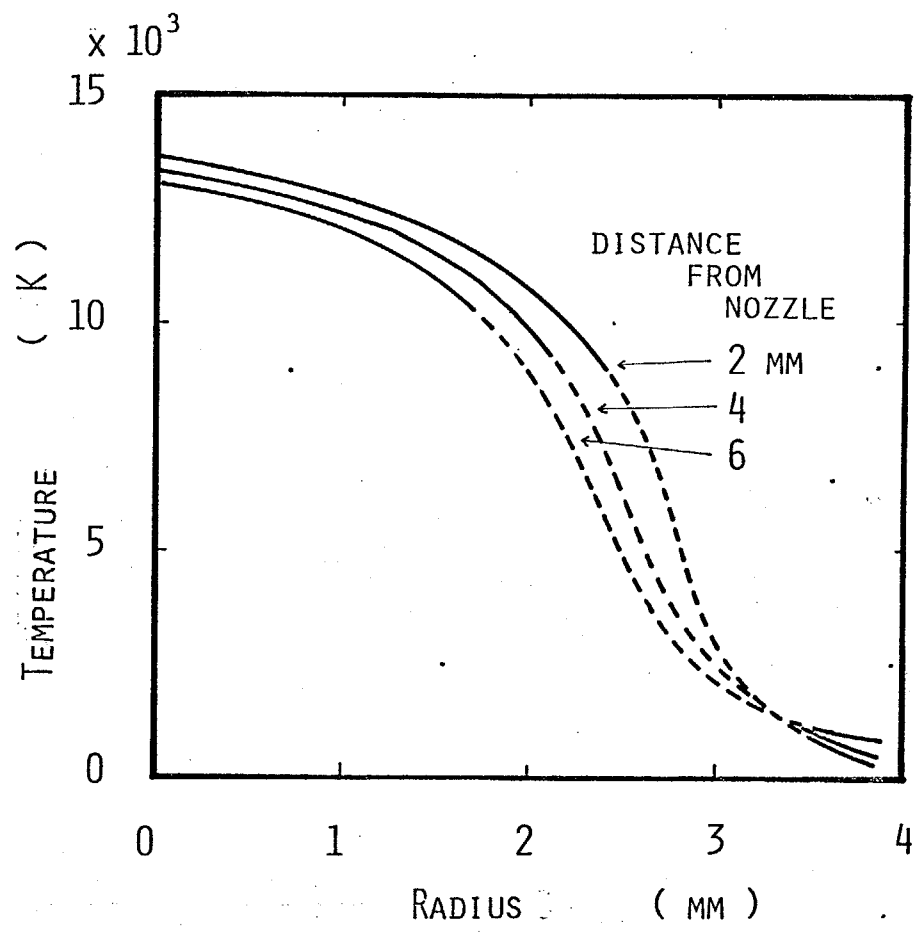


FIG.4 TEMPERATURE DISTRIBUTION OF PLASMA JET

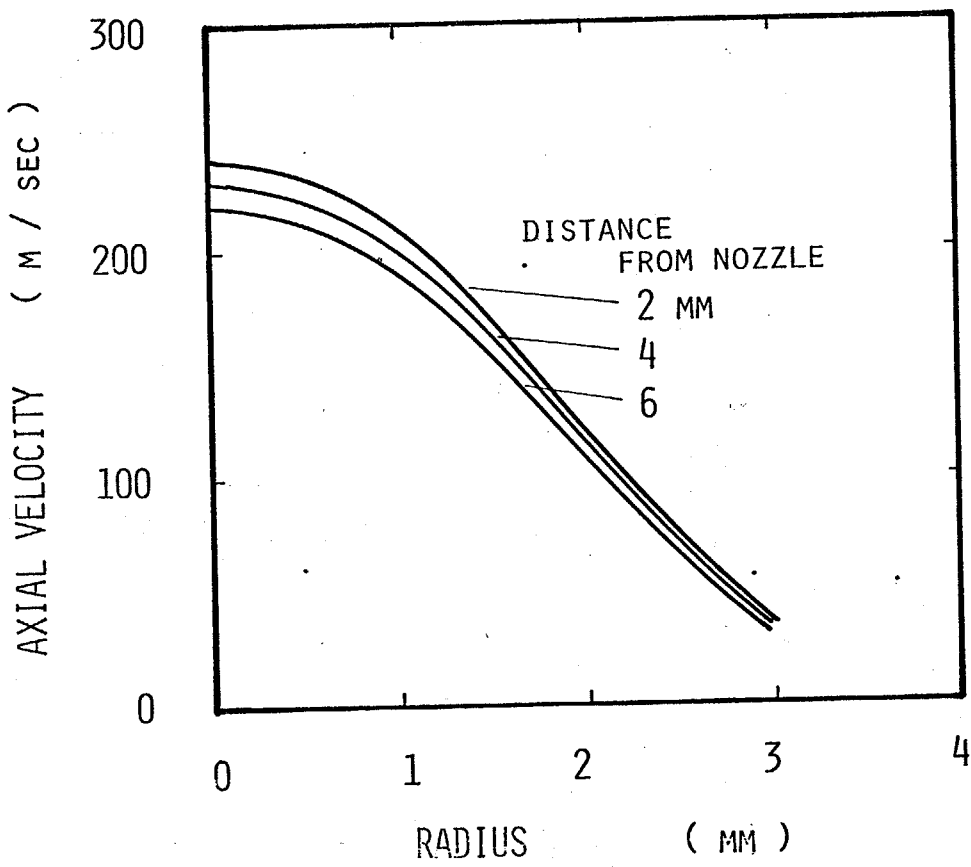


FIG.5 VELOCITY DISTRIBUTION OF PLASMA JET

が 8 mm 角の黄銅製の導型ピラミッド状のものである。荷電粒子密度を知るための探針には、直径 $0.2\text{ mm}\phi$ の白金線を内径 $0.2\text{ mm}\phi$ 、外径 $0.5\text{ mm}\phi$ のポーセレン管に通し、一端を面（探針面）に仕上げたものを用いた。探針は、流れに対する影響をみるために、Fig. 6 の (a) ~ (c) に示すように、平板に対して 3 種類の方法にセットして実験をおこなった。さらに Fig. 6 の (d) に示すような平板に埋め込んだ探針（以下 *flush probe* という）を用いて、平板近傍の荷電粒子密度の測定をおこなった。平板に対する探針の位置は微動調節器によって 0.1 mm の間隔で、 x 方向、 y 方向に自由に換えられるようになっている。Fig. 7 に示されるように、平板、探針とも回転速度が自由に換えられる回転板にとりつけられていて、探針の位置をあらかじめセットした後、それによってプラズマジェット中に掃引される。

2-3. 実験結果.

Fig. 8 に実験に用いた測定回路を示す。この図に示すように、探針にプラズマジェットの陽極に対して種々の負の電位を与え、このとき探針面に流入するイオン電流を測定した。その結果、Fig. 9 に示すように、探針電位が -10 V 以下では、イオン電流はほぼ一定と

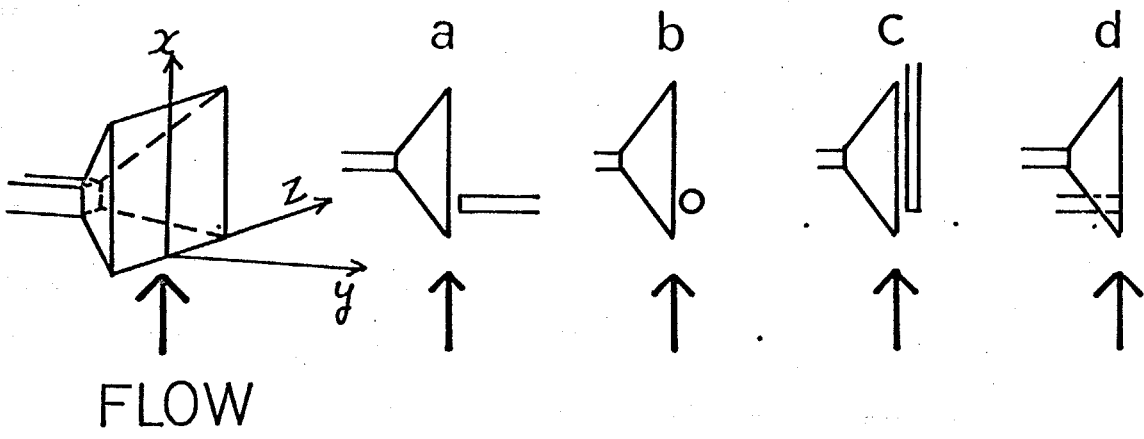


FIG.6 FLAT PLATE AND PROBE DIRECTION

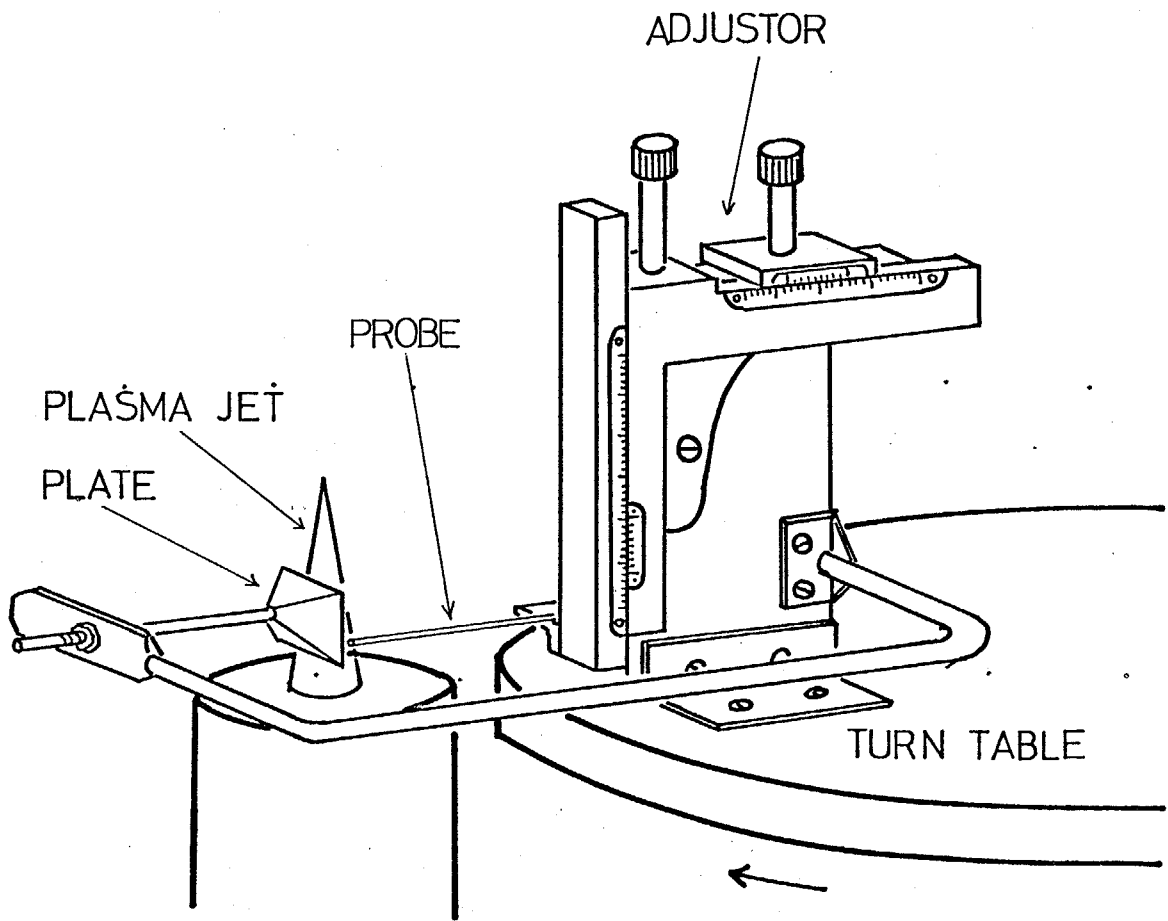


FIG.7 EXPERIMENTAL APPARATUS

なり、この領域では探針面に流入するイオン電流が、イオンと電子の両極性拡散に支配されていることがわかった。以後の実験においては、探針電位は -12 V とし実験をおこなった。(flush probeによる測定は除く)

掃引速度は次のようにして決定した。 $x = 2 \text{ mm}$, $y = 0.5 \text{ mm}$ の位置で探針を固定し、掃引速度を $0.3 \sim 1.0 \text{ m/s}$ の範囲で変化させ、イオン電流を測定した。この結果は Fig. 10 に示されるように、掃引速度に対してイオン電流はほぼ一定であり、流れに対する掃引速度の影響はほとんどなく、十分準定常状態とみなし得ることがわかった。以上より、以後の実験では掃引速度は 0.86 m/s 一定とした。

また、平板に生じる境界層が2次元とみなし得るかどうかについて次の実験をおこなった。 $x = 2 \text{ mm}$, $y = 0.5 \text{ mm}$ に探針を固定し、平板に平行に(x と y に共に直交方向に)探針の位置を変えてイオン電流を測定した。この結果は Fig. 11 に示されるように、平板中央付近では、平板境界層はほぼ2次元的であるとみなすことができよう。

以上の予備実験にもとづき、本実験の条件として、探針電位を -12 V 、掃引速度を 0.86 m/s とし、探針は平板中央の $x = 1, 2, 4 \text{ mm}$ の各々の位置において、

y 方向に 0.1 mm ずつ移動し, その各位置におけるイオン電流の値をオシロスコープによって測定した。得られた実験結果の一例を Fig. 12 に示す。横軸は平板からの距離 y , 縦軸は主流中でのイオン電流値によって無次元化したイオン電流値である。この図から, 境界層内部にいくに従ってイオン電流値は急激に減少していることがわかる。

平板に埋め込まれた *flush probe* は, $x = 1, 2, 4 \text{ mm}$ の各位置に埋め込まれており, 探針電位は, $-10, -20, -30 \text{ V}$ で実験をおこなった。そのとき得られた電流値は, $x = 2 \text{ mm}$ において, それぞれの値に対し, $3.6 \times 10^{-4}, 4.4 \times 10^{-4}, 4.8 \times 10^{-4} \text{ A}$ であった。

2-4. 理論解析.

平板境界層の内部がどのような状態であるかを考察するために, 凍結, 熱平衡, および種々のダムケラー数の場合を仮定して, 境界層方程式の数値解析をおこなった。

2-4-1 基礎方程式.

Fig. 6 に示すように, 流れ方向に x 軸, それに垂直に y 軸をとる。境界層近似をおこない, 粒子 (この場合には, 原子, 一価のイオン, 電子) の温度はすべて

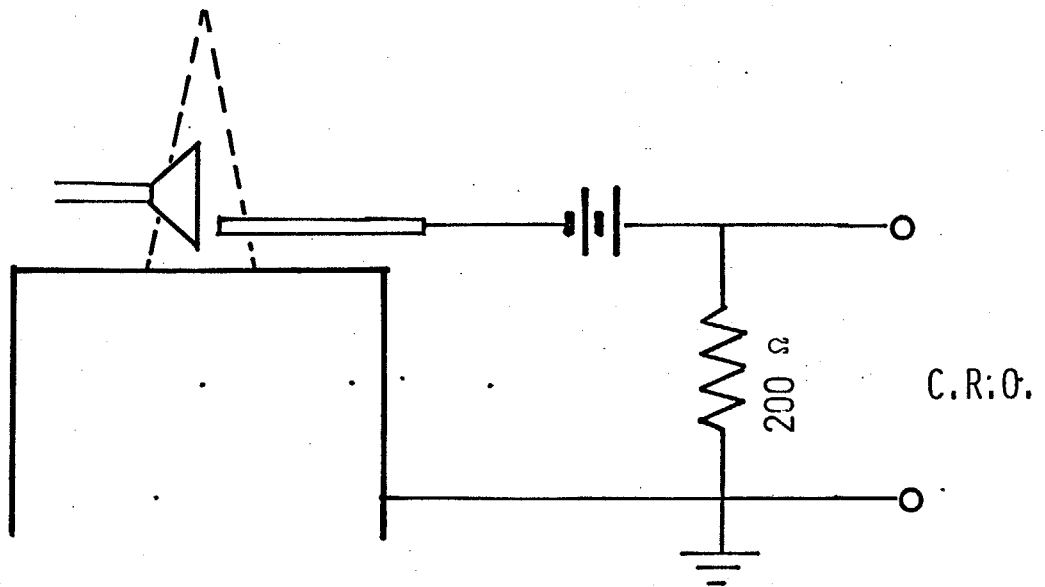


FIG.8 CIRCUIT FOR ION CURRENT MEASUREMENT

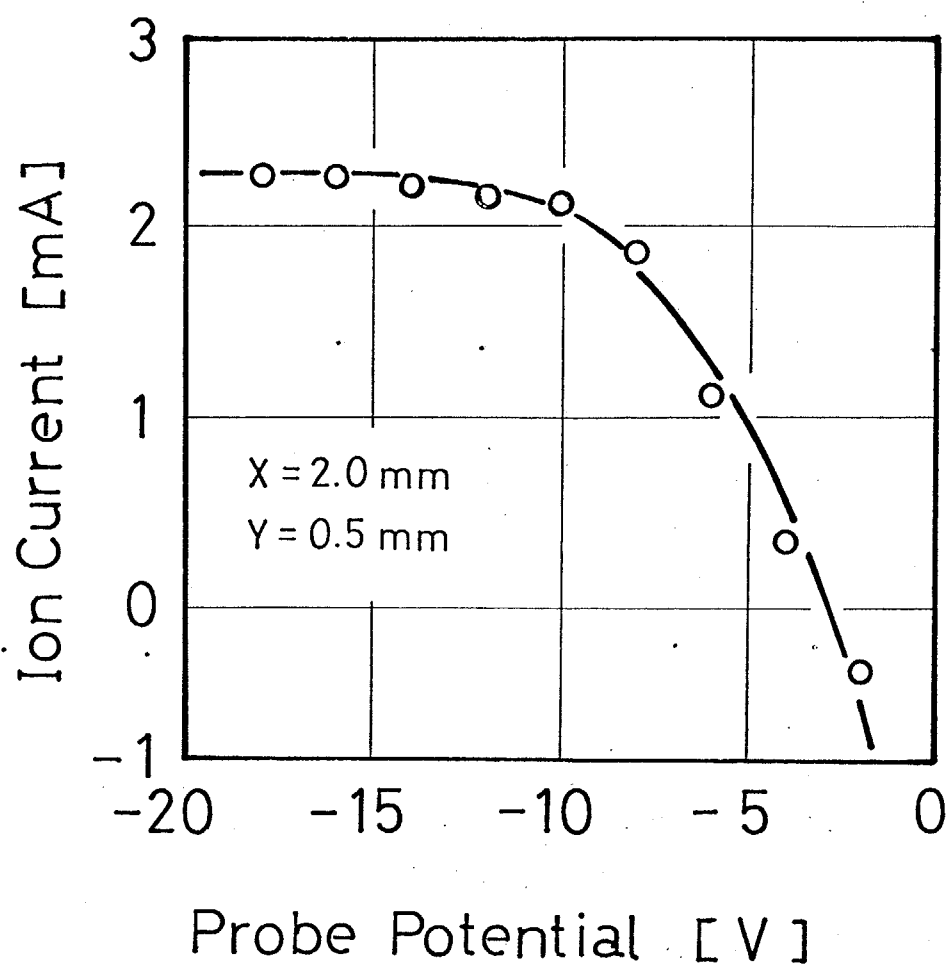


FIG.9 PROBE CHARACTERISTIC

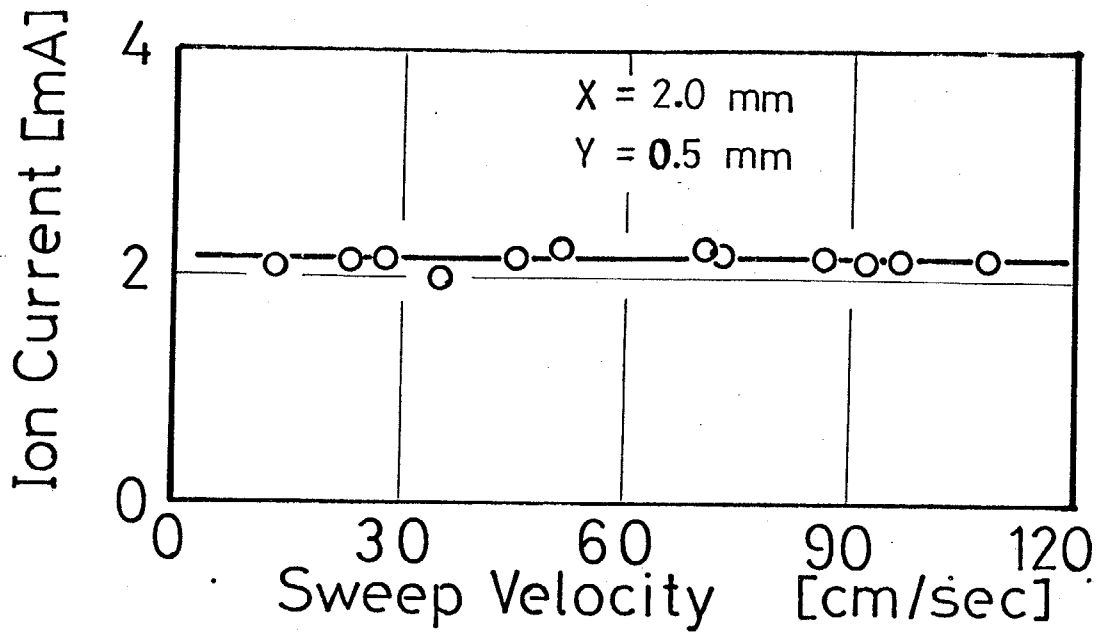


FIG.10 EFFECT OF SWEEP VELOCITY TO ION CURRENT

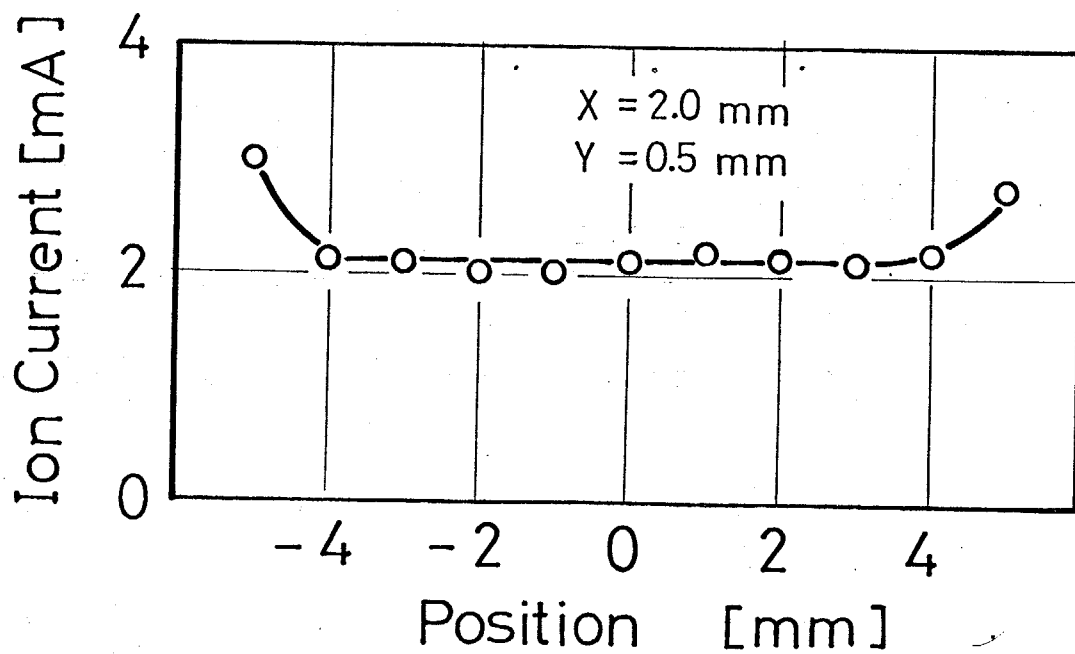


FIG.11 TWO DIMENSIONALITY OF FLAT PLATE

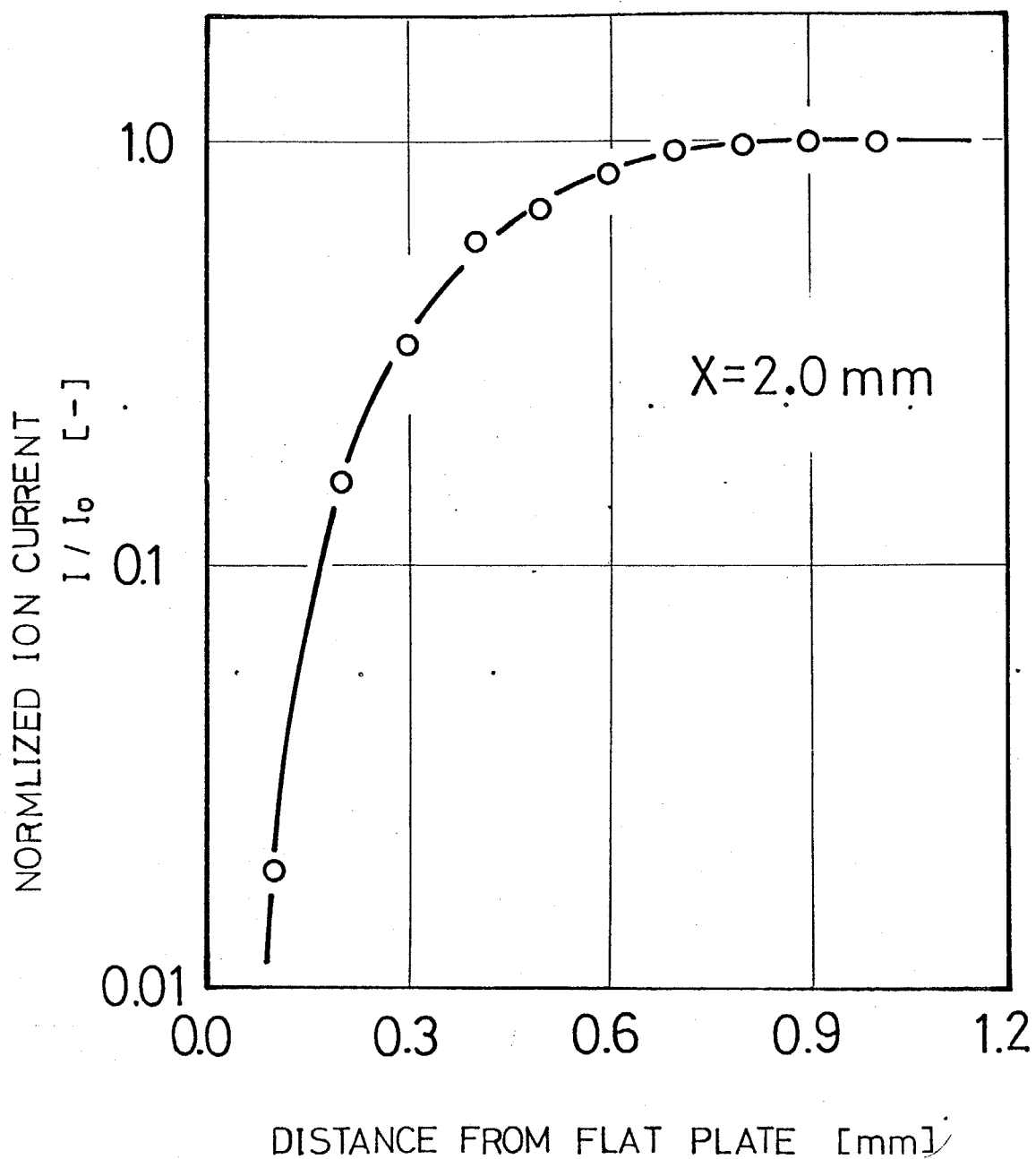


FIG.12 ION CURRENT DISTRIBUTION IN BOUNDARY-LAYER

等しいと仮定すれば、外部電場、磁場のない電離気体の平板境界層に対する基礎方程式は次のように表わされる(2)。

連続の式；

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \quad (2.1)$$

運動量保存式；

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}(\mu \frac{\partial u}{\partial y}) \quad (2.2)$$

エネルギー保存式；

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial H_t}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H_t}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \kappa \frac{\partial T}{\partial y} + \rho D_{amb} \right. \\ &\times \left(1 + \frac{(5/2)RT}{E_i} \right) E_i \frac{\partial C_i}{\partial y} + \mu \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{u^2}{2} \right) \end{aligned} \quad (2.3)$$

j 成分保存式；

$$\rho u \frac{\partial C_j}{\partial x} + \rho v \frac{\partial C_j}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}(-\rho_j V_j) + \omega_j \quad (2.4)$$

以上の基礎式に次のような座標変換を用い

$$\eta = \frac{u_0}{(2\xi)^{1/2}} \int_0^\eta \rho dy, \quad \xi = \int_0^x \rho_0 \mu_0 u_0 dx \quad (2.5)$$

また、 $u/u_0 = f'(\eta)$ 、 $H_t/H_{t0} = g(\eta)$ 、 $C_i/C_{i0} = z(\eta)$ を仮定すれば、Eq. (2.1)は自動的に満足され、Eqs. (2.2) ~ (2.4)は次のようになる。

$$(Cf'')' + ff'' = 0 \quad (2.6)$$

$$\left[\frac{C}{Pr} g' + \frac{C}{Pr} (Le-1) \left(\frac{c_{10} E_c'}{H_{t0}} \right) (1+\varepsilon) z' \right]' + fg' + \frac{u_0^2}{2H_{t0}} \left[2C \left(1 - \frac{1}{Pr} \right) f'f'' \right]' = 0 \quad (2.7)$$

$$\left(C \frac{Le}{Pr} z' \right)' + fz' + \frac{2\xi}{u_0 c_{10} d\xi/dx} \left(\frac{w_c}{\rho} \right) = 0 \quad (2.8)$$

境界条件は、

$$\begin{aligned} \eta = 0 & \quad ; \quad f(0) = f'(0) = 0 \\ & \quad \quad g(0) = g_w \\ & \quad \quad z(0) = z_w \\ \eta \rightarrow \infty & \quad ; \quad f'(\eta) \rightarrow 1 \\ & \quad \quad g(\eta) \rightarrow 1 \\ & \quad \quad z(\eta) \rightarrow 1 \end{aligned}$$

である。

2-4-2. 物性値の計算.

ここで必要となる物性値は、粘性係数 μ 、密度 ρ 、熱伝導度 k 、両極性拡散係数 D_{amb} 、定圧比熱 c_p である。アルゴンは、もっぱら 10000 K 付近で電離しはじめするため、この付近で物性値は大きく変化する。この実

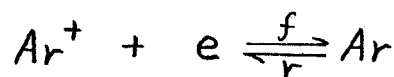
験で用いたプラズマ流の温度は, 13000 K であるため, 境界層内の物性値の変化は大きいと考えられ, 境界層方程式を解く際には, この影響を考慮しなくてはならない。ここではプラズマを原子, イオン(一価), 電子の混合気体と考えると, *simple kinetic theory*⁽²⁴⁾ によって物性値の計算をおこなった。この計算に必要な衝突断面積 Q_{jl} の値は以下に示す方法によって求めた。なお, Q_{jl} は j 粒子が l 粒子に衝突する際の衝突断面積である。(1) 原子どうしの衝突断面積は, A_{mdur} ⁽¹⁾ らが非電離と仮定したアルゴンの粘性係数から, $\mu = (1/3)(m_a \bar{v}_a / 1.13 Q_{aa})$ の関係を用いた。また, イオンと原子の弾性衝突断面積 $Q_{ia,ela}$, および $Q_{ai,ela}$ はアルゴン原子の分極率が小さいことを考えて, Q_{aa} に等しいと仮定した。(2) イオンと原子の電荷交換衝突断面積 $Q_{ia,ce}$, $Q_{ai,ce}$ は文献(14)からとった。これは両極性拡散係数の計算のみに用いられる。(3) 電子と原子の衝突には Ramsauer 効果といわれる分極効果が働くが, この値は文献(40)からとった。(4) Q_{ii} , Q_{ee} , Q_{ei} , Q_{ie} は荷電粒子どうしの衝突断面積で, 粒子間のクーロン力を考えなくてはならない。ここでは Grosvover の式⁽⁶⁾

$$Q = \frac{e^4}{(4\pi\epsilon_0 kT)^2} \ln\left(\frac{4\pi\epsilon_0 kT}{e^2 n^{1/3}}\right) \quad (2.9)$$

を用いた。

2-4-3. 再結合反応の影響。

境界層内では、多かれ少なかれ、イオンと電子の再結合反応があり、その影響を加えて計算する必要がある。しかし、1章で述べたように大気圧程度のプラズマにおける再結合の機構、あるいは温度による影響など、はっきり説明されていない点が多い。ここでは簡単のため、次の反応



を考える。ここで再結合係数 α は一定と仮定する。従って、イオンの減少速度は、境界層端が熱平衡状態であるとすれば、次式で示される。

$$\frac{dn_i}{dt} = -\alpha \left(n_i^2 - \frac{n_{i0}^+}{n_{a0}} n_a \right) \quad (2.10)$$

ここで右辺第2項は原子のイオン化の項であり、境界層端では、イオンの減少速度が0であることから得られる。さらに拡散時間と再結合反応時間の比、すなわちダムケラ数⁽⁶⁾を導入する。

$$\zeta = \frac{\tau_d}{\tau_g} \quad ; \quad \tau_d = \frac{2x}{u_0} \quad , \quad \tau_g = \frac{1}{\alpha n_i}$$

以上を用いて、Eq.(2.8)の右辺第3項を整理すると次式のようになる。

$$\left(C \frac{Le}{Pr} z'\right)' + fz' - \gamma z \left[1 - \left(\frac{n_{i0}}{n_i}\right)^2 \frac{n_a}{n_{a0}}\right] = 0 \quad (2.11)$$

以上より解くべき方程式は, Eqs. (2.6), (2.7), (2.11) の3式に帰着する。

2-4-4. 数値解法

以上の方程式を連立させて解くわけであるが, 数値解析はルンゲ・クッタ・ギル法により, 物性値を考慮した収束は反復法によった。なお, 計算機は, 東京工業大学情報処理センターの HITAC 8700 を利用した。

外部流の条件として, 実験で用いたプラズマ流の値 $T_0 = 13240 \text{ K}$, $u_0 = 230 \text{ m/s}$, $C_{i0} = 0.26$ (13240 Kでの熱平衡値), また壁面の条件としては, $T_w = 500 \text{ K}$, $\epsilon_w = 0$ を与えた。ここで壁面で $\epsilon_w = 0$ とおくことには問題 (4章で金属表面は必ずしも完全触媒的でないことが結論される) があるが, $\epsilon_w = 10^{-6}$ 程度と与えても得られる解の形状にはほとんど影響がないことから, 近似的に $\epsilon_w = 0$ と与えてもさしつかえないと考える。

Eq. (2.11) において, $\gamma = 0$ は境界層内が凍結を, $\gamma = \infty$ は境界層内が熱平衡を示す。凍結の場合は Eqs. (2.6) (2.7), (2.11) の3式を連立させて解けるが, 熱平衡の場合, および再結合を考慮した場合には, この3式を連立させて解くことは解の収束上困難である。この

ため熱平衡の場合には, Saha の電離平衡式

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = 2 \left(\frac{2\pi m_e k T}{h^2} \right)^{3/2} \frac{Z_i}{Z_a} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \quad (2.12)$$

と Eqs. (2.6), (2.7) の 3 式を連立させ, また再結合を考慮したその他の場合には, その速度分布および温度分布が, 凍結および熱平衡の場合に得られた分布に等しいと仮定し, Eq. (2.11) のみを用いて各々解いた。以上の数値解析の結果を Fig. 13 に示す。太い実線は凍結, 太い破線は熱平衡を示す。また, 細い実線は, 速度および温度分布が凍結に等しいとした場合の種々の μ ケラー数 μ についての解であり, 細い破線は, 速度および温度分布が熱平衡に等しいとした場合の解である。この 2 つの解から, 各々に対する実際の解を推定した。

2-5. テータ解析

実験によって得られた探針電流 I は, 探針面に生じた境界層内が凍結であると仮定すれば次式で示される。

$$\frac{I}{A} = \left(\frac{e D_{amb} p}{m_i} \right) \left(\frac{dc_i}{dy} \right)_w \quad (2.13)$$

これは, 前出の η を用いて変換すれば, 次式で示され,

$$\frac{I_{ed}}{A} = \left(\frac{e D_{amb}}{m_i} \right) C_{ied} \sqrt{\frac{2 \mu_{ed} \rho_{ed} \chi}{\mu_{ed}}} \left(\frac{dz}{d\eta} \right)_{ed.w} \quad (2.14)$$

となる。ここで添字 ed は、探針が平板境界層内におかれた場合に、探針面に生じた境界層端を示し、 $ed.w$ はこのときの探針面を示す。また、探針が平板境界層の外にあるときの状態に添字 o をつけると、

$$\frac{I_o}{A} = \left(\frac{e D_{amb}}{m_i} \right) C_{io} \sqrt{\frac{2 \mu_o \rho_o \chi}{\mu_o}} \left(\frac{dz}{d\eta} \right)_{o.w} \quad (2.15)$$

となり、Eqs. (2.14) (2.15) より次式が得られる。

$$\frac{C_{ied}}{C_{io}} = \frac{I_{ed}}{I_o} \sqrt{\frac{\mu_{ed} \cdot \mu_o \rho_o}{\mu_o \cdot \mu_{ed} \rho_{ed}}} \cdot \frac{\left(\frac{dz}{d\eta} \right)_{o.w}}{\left(\frac{dz}{d\eta} \right)_{ed.w}} \quad (2.16)$$

ここで、 μ_{ed}/μ_o 、 $\mu_{ed} \rho_{ed}/\mu_o \rho_o$ の値は、平板境界層内の探針の位置における f' 、 C の値であるから得られた実験結果は、Eq. (2.16) より数値解析の値を利用して、電離度の比とすることができると。

平板に埋め込まれた flush probe のデータは次のようにして解析する。まず次式 (空間電荷制限電流の式)

$$\frac{I}{A} = \frac{9}{8} \epsilon_o K_i \left(\frac{V^2}{d^3} \right) \quad (2.17)$$

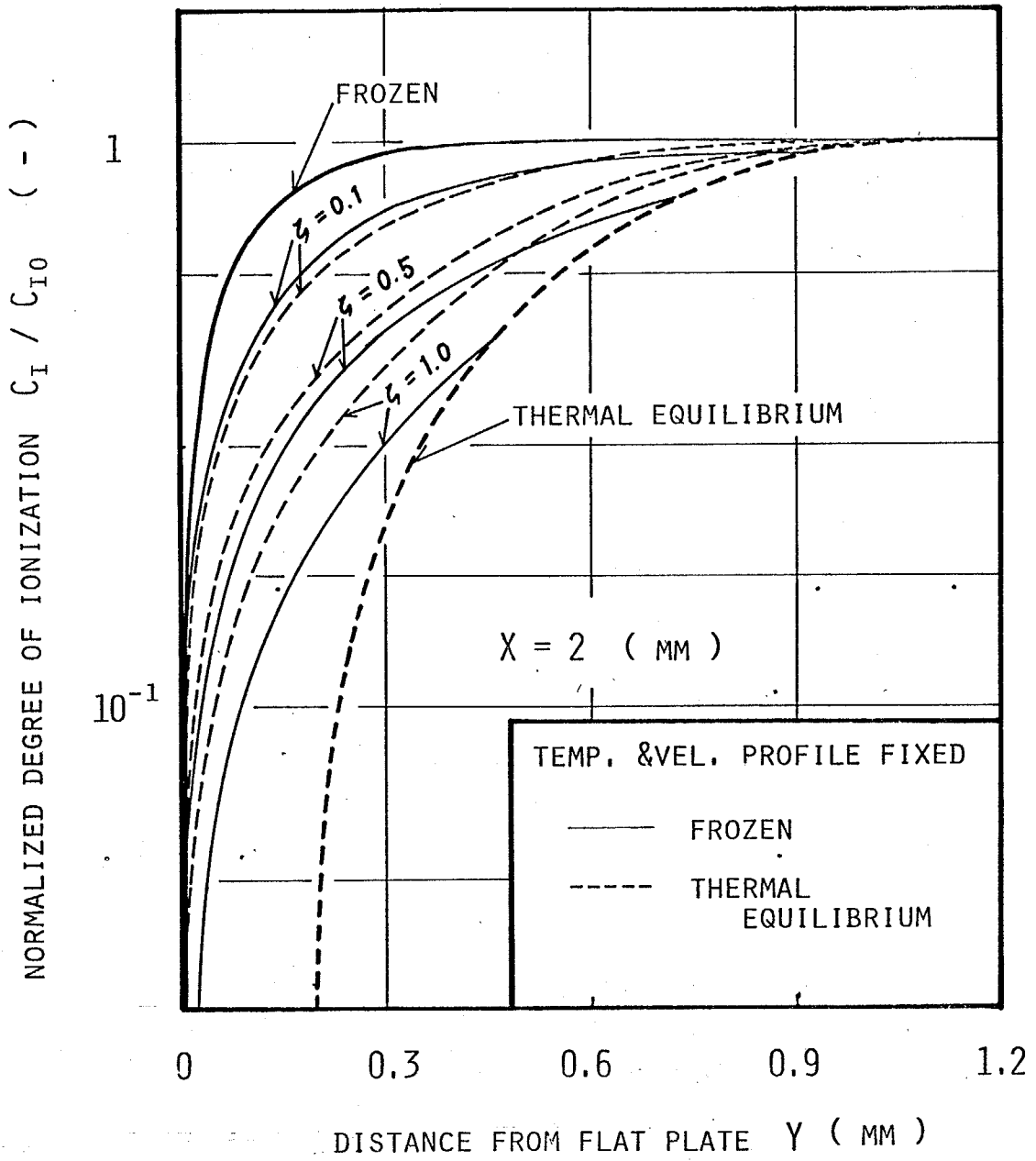


FIG.13 RESULT OF NUMERICAL CALCULATION

に、実験で得られた I と V を与え、移動度 K_0 を適当に仮定して、電気シースの厚さ d を求める。この d と前出の数値解析の結果から d の位置での n_i を求めることができる。この場合、数値解析の結果として、どの ζ に対するものを用いるかは、シース面上で、次式

$$\frac{I}{A} = \frac{1}{4} n_i e \bar{v} \quad (2.18)$$

を満足するように決められるべきであり、ここでは、 $\zeta = 0$ (凍結) に対応するものがこの条件を満たしていることがわかった。

2-6. 結果 および考察

以上求めた実験結果および理論解析の結果を外部流での電離度の比として Fig. 14 に示す。ここで $\zeta = 0, 0.5, 1.0$ は凍結および熱平衡の温度分布、速度分布を使い、得られた両者の結果 (Fig. 9) から推定したものである。この図から、大気圧プラズマ流中の平板密度境界層内は完全な凍結状態にはなく、ある程度の再結合がおこっていることがわかった。このことは、壁から離れるほど顕著であり、壁近くでは凍結状態に近いが壁から離れるとむしろ熱平衡に近いといえよう。

数値解析において、 ζ が境界層中で一定としてとりあつたが、Fig. 14 からわかるように、実験結果は

るが境界層中では一定でないことを示している。これは再結合係数の値が電子温度、電子密度の関数であることによると考えられる。また、相似解が成立しているとして仮定したが、これは $x = 1, 2, 4 \text{ mm}$ で測定した結果を理論解をもとに η に対して整理すると Fig. 15 で示されるように η に対して一本の曲線にのることから、ほぼ成立していると考えられる。

得られた実験値は、探針面での値だけでなく、探針面上にできる境界層端での値であるが、この境界層は、極めて薄く、またこれが問題となるのは、探針 (a) に関するのみであり、他の場合と実験誤差範囲で一致していることから、探針面での値とみなしてさしつかえないと考えられる。また、探針面にできる境界層内を凍結と仮定して C_{ied}/C_{io} を導出したが、これもこの境界層が薄いことからこの仮定は許されると考えられる。またこの導出に際して使用した C および f' は、平板境界層を凍結として得られた結果を用いたが、熱平衡としたものを用いても大差ないことが確かめられている。

この実験は、平板が電氣的に浮いた状態でおこなわれたが、プラスマ中で平板は負の小さな電位（浮動電位）に落ちていることはあきらかである。しかし平板にプラスマジェット陽極に対し $-24 \sim +6 \text{ V}$ の電位を与えて境界層内の荷電粒子密度分布、および電位分

布を測定した結果、密度分布が、この実験結果とほぼ一致したと、探針による測定範囲（平板から0.1mm以上離れた範囲）で電位勾配が極めて小さいことから、平板の電位による影響は無視されることがわかった。これは負領域では、電位降下が極めて薄い電気シース領域でおこり、正電位では電位勾配がなだらかに変化するためであると考えられる。

また、電子温度は、原子およびイオンの温度と等しいと仮定したが、このことについて考察を加える。この場合、単純に、電子が他の重い粒子との衝突によって、エネルギーを失うと考えれば、境界層内での電子の衝突回数を簡単な計算によって求めると約 10^9 程度となり、すべての粒子の温度を等しいとしたことには問題はないであろう。しかし、境界層内の再結合反応がイオン1個と電子2個とによる三体衝突であり可能性があり、この場合、電子温度 T_e は再結合エネルギーを得て高くなり、

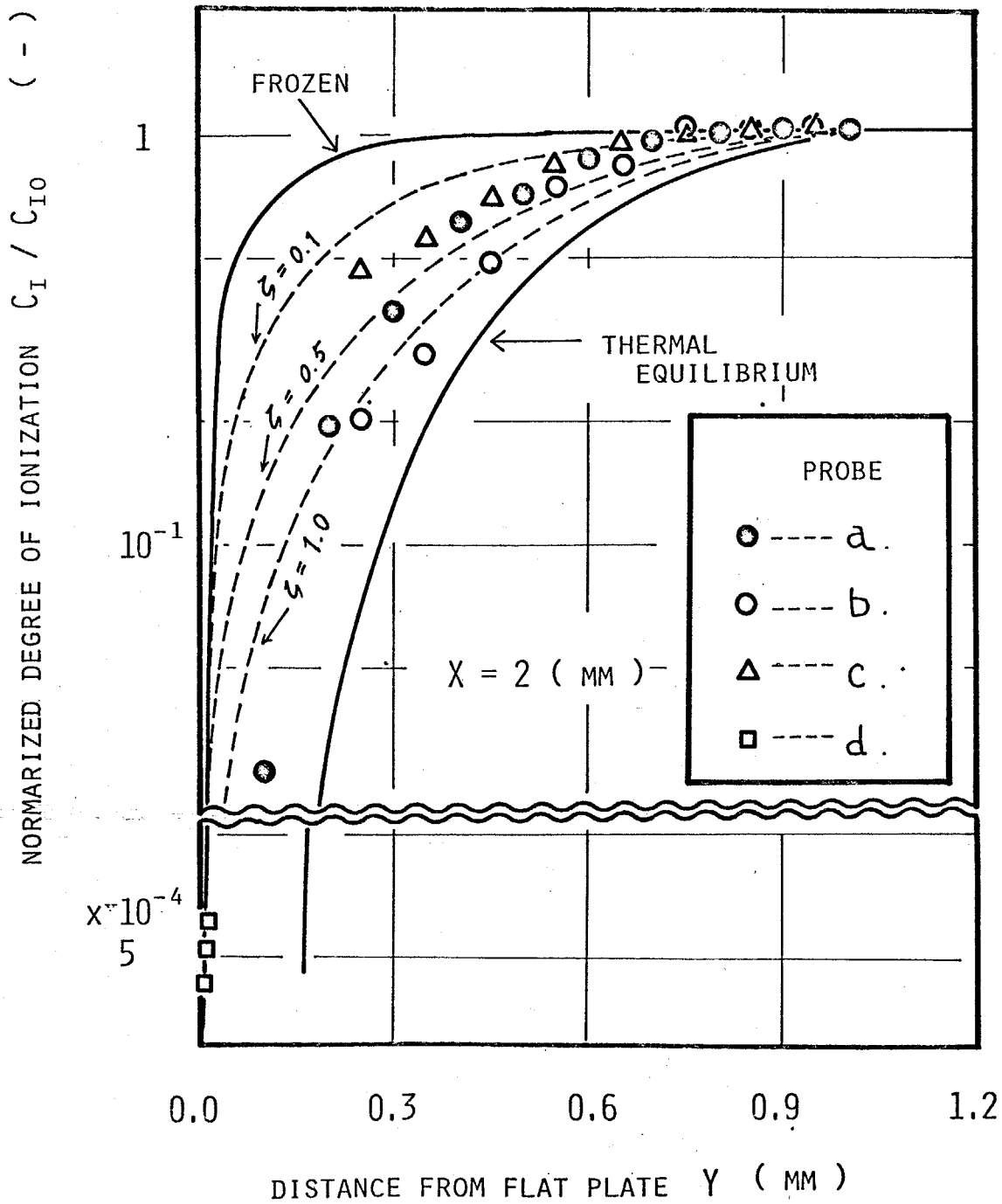
$$T_e - T_h = -\frac{1}{3} \frac{mk}{me} \frac{(dn_e/dt)}{ne V_c} \cdot \frac{E_i}{e} \quad (2.19)$$

三体衝突再結合に対するアルゴンの α は無いので、ヘリウムに対する Hinno⁽¹⁶⁾ の式、

$$\alpha = 1.09 \times 10^{-20} T_e^{-\frac{9}{2}} m_e \quad (2.20)$$

を Eq. (2.19) に代入し, $T_e = 1000$ K とすると, T_e は約 6000 K が得られる。しかし, 壁付近では極めて電離度が低いことを考えれば, イオン-電子-電子の衝突よりも, イオン-原子-原子の衝突の方が多くなることを考えられ, 後者の衝突によって生じる分子イオンの再結合反応(解離再結合)が支配的になると考えられる(4章参照)。したがって電子温度は上で示した計算値よりも低くなるということが予想される。そこで, 原子イオン-電子-電子衝突による原子イオンの消滅速度と, 原子イオン-原子-原子衝突により分子イオンとなる原子イオンの消滅速度とが等しくなるような臨界の電子温度を求めると $\alpha n_{i0} = k_d n_i n_e^2$ とし温度を求めると約 1500 K が得られ, この温度より, 高いと前者, 低いと後者の反応がそれぞれ支配的となる。すなわち, 壁近傍で解離再結合が支配的と考えられるから, 電子と原子およびイオンは熱的平衡に達しているとしてよいであろう。なお k_d は,

$X^+ + X + X \longrightarrow X_2^+ + X^*$ とする反応の速度定数で, He, Xe などの希ガスでは 10^{-37} [m³/s] 程度と得られるといわれるのでこの値を用いて計算をおこなった。



4

FIG.14 EXPERIMENTAL AND THEORETICAL RESULTS

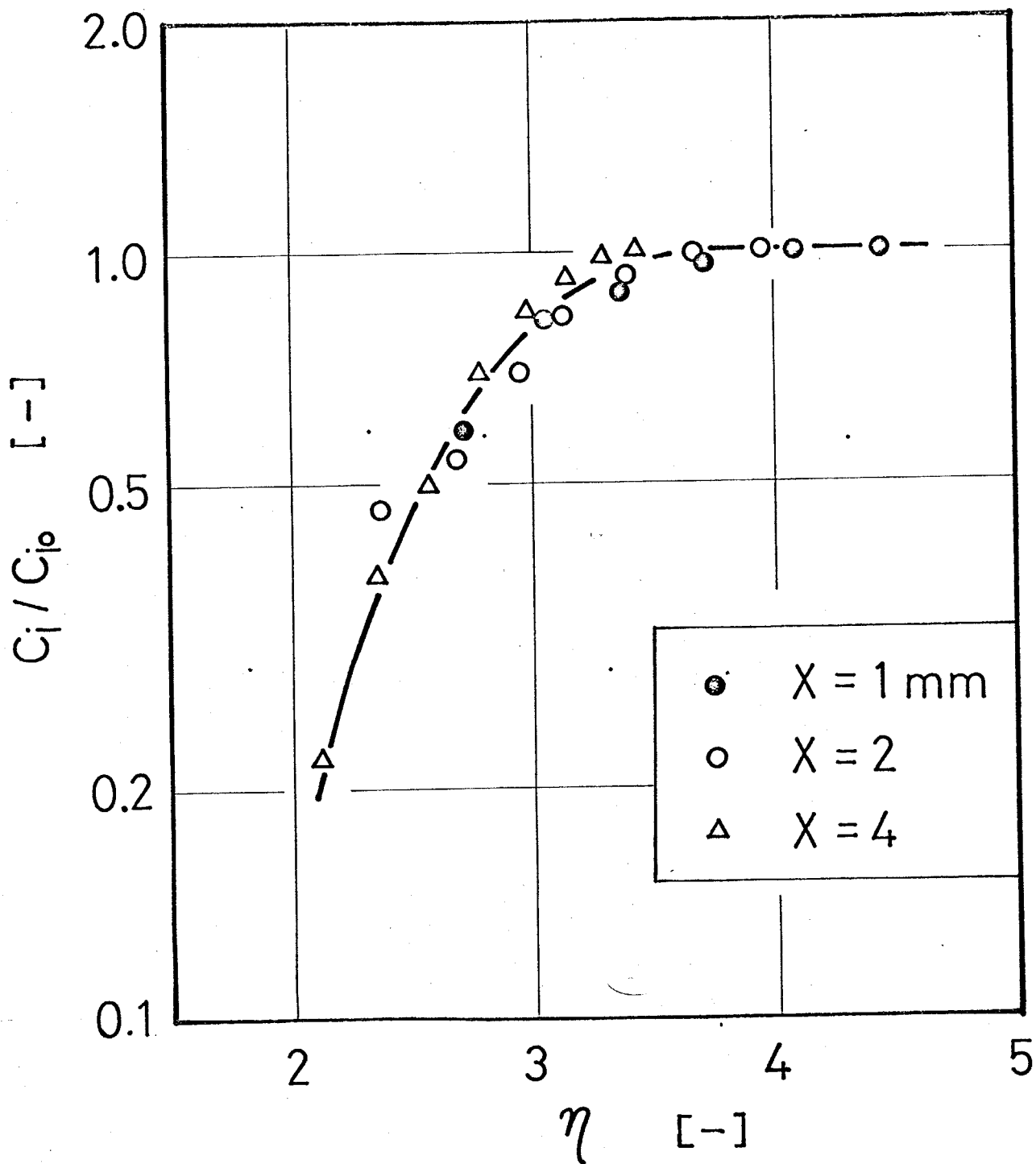


FIG.15 SIMILARITY OF BOUNDARY-LAYER

2-6, 結言.

以上の実験および解析から次の結論を得た。

大気圧熱プラズマ流における平板密度境界層は、低圧の場合と異なり、必ずしも凍結状態になく、境界層端近くでは熱平衡に近く、境界層内部にいくにしたがって凍結に近くなる。

第3章 熱プラズマ流中におかれた 円柱境界層内の荷電粒子密度分布

3-1. 緒言.

前章では、熱プラズマ流中に平板を置いて、その上にできる境界層内の荷電粒子密度分布を測定し、境界層端付近では熱平衡状態に近く、壁面近くでは凍結状態に近いという結果を得た。ここでは円柱まわりにできる境界層内の状態について調べる。とくに、円柱の後流側は、剥離や渦など、流れが複雑な流れになるので、それが境界層内の荷電粒子密度分布に、どのような影響を与えるか興味深い。

Kanzawa ら⁽²¹⁾は、熱プラズマ流中におかれた円柱にはいる電流と熱移動量を測定し、前方定み点近傍では凍結状態に近く、後流側では熱平衡に近いであろうことを示唆した。この点を確かめるために、本章では、円柱まわりにできる境界層内部の荷電粒子密度を探針を用いて直接測定し、さらに、それに関する数値解析をおこなって、上に述べたことからの検討をおこなった。

3-2. 実験装置および方法

実験装置の概略を Fig. 16 に示す。プラズマ流源としては、前章同様、大気圧中に噴出したアルゴンプラズマジェットを使用した。測定に用いた場所は噴出口から 4 mm の高さの中心軸上で、その温度は 13240 K 、流速は 230 m/s 、電離度は 0.26 (熱平衡状態) である。このプラズマジェットに関する詳細は前章 (2-7-1) を参照されたい。

円柱としては、直径 2 mm の金属棒 (ステンレス鋼または銅) を用い、前章同様、それを測定断面中で探針とともに掃引させ、そのときどきの円柱まわりの境界層内の荷電粒子密度を測定する。

荷電粒子密度の測定には探針を用いた。これは、外径 0.5 mm 、内径 0.2 mm のポーセレン管に、 0.2 mm の白金線を通して端面 (探針面) を面一に仕上げたものであり、前章で用いた探針と同様のものである。この電極にプラズマジェットの陽極に対して -12 V の負電位を加え、前章で示したように、電極面に生ずるシース面に拡散律速で流入するイオンの電流を測定することにより荷電粒子密度を求める。(イオン電流値より荷電粒子密度を得る方法については次節で述べる。) 探針は Fig. 17 に示すように円柱前面 (A 領域) では主流に対して垂直 (電極面は流れに対して平行) に、

内柱後面 (B領域) では, 主流に対し平行 (電極面は流れに垂直) にそれぞれ置かれ, 主流に垂直方向に微動調節装置によつて 0.1 mm 間隔で位置を変えてセットし, 内柱と共に掃引してイオン電流値の変化を測定した。なお測定回路は前章と全く同一である (Fig. 8)。測定はオシロスコープを用い, 写真をとつて記録した。その典型的な写真を Fig. 18, Fig. 19 に示す。Fig. 18 は A領域でのものであり, Fig. 19 は B領域で, 内柱の陰となつてゐる位置でのものである。問題としてゐる境界層は, プラズマジェットの電離度の最も高い中心位置でのものであるから, Fig. 18 よりそのピークの値をもつてその位置でのイオン電流値とする。また Fig. 19 は, この領域 (B領域の内柱の陰) での特徴的な写真であつて, このイオン電流の乱れは, 流れ中の乱れが原因してゐることは容易に考えられる。この場合のイオン電流値は, 比較的乱れの少ないものからその平均値を求めその電流値とした。

また, 内柱後流の C領域 (Fig. 17) に対しは, 水冷された銅パイプをプラズマ流中におき, 探針のみの掃引によつて, イオン電流の変化を連続的に写真にとつた。これを内柱後方の 1 mm , 3 mm , 5 mm についておこなつた。なお, 掃引速度は, 1 m/s であり, 前章と同様, 掃引速度のイオン電流に及ぼす影響につい

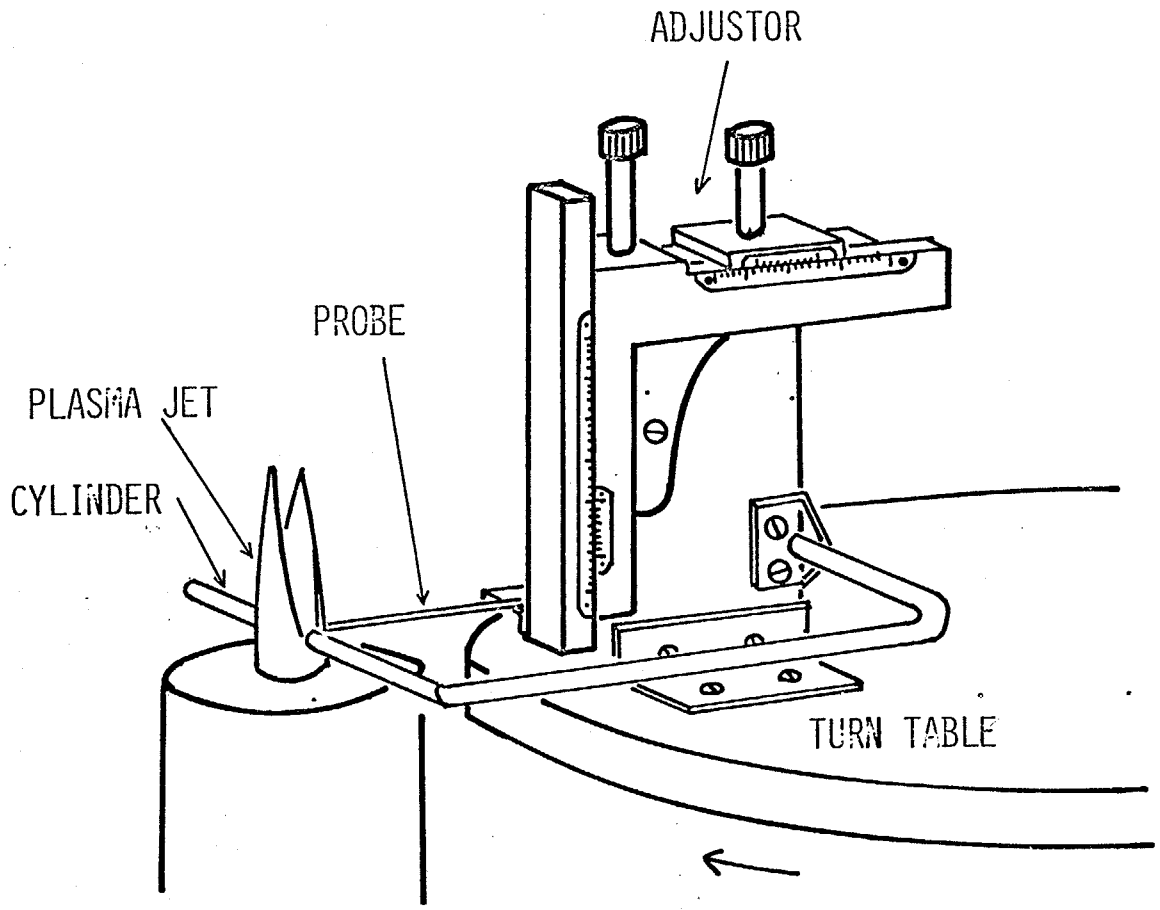


Fig.16 - OUTLINE OF EXPERIMENTAL APPRATUS

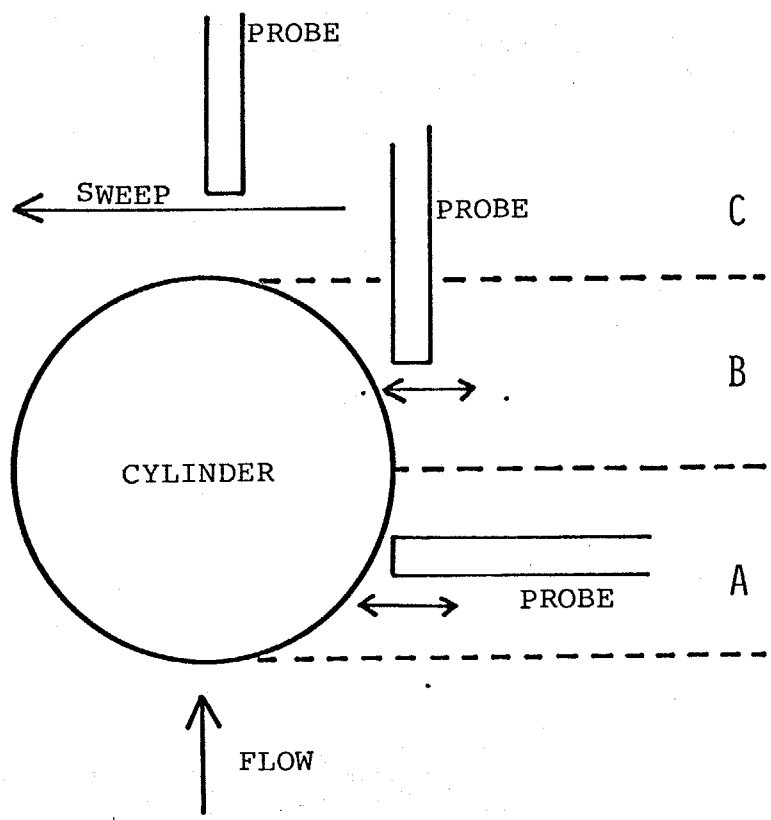


FIG.17 DIRECTION OF PROBE TO PLASMA FLOW

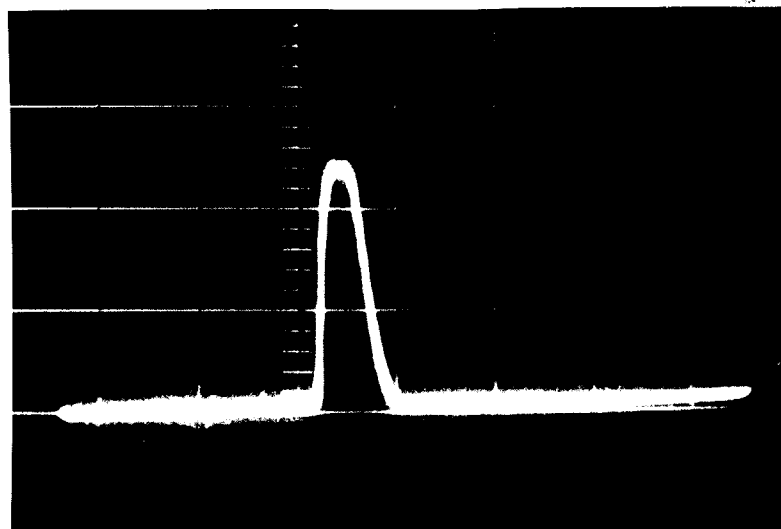


FIG.18 ION CURRENT MEASUREMENT (REGION A)

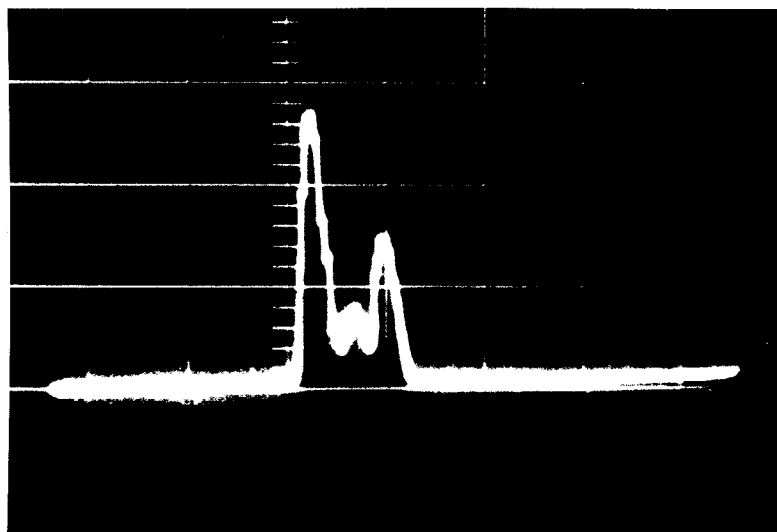


FIG.19 ION CURRENT MEASUREMENT
(REGION NEAR SEPARATION POINT)

この実験結果から、十分準定常状態とみなすことができる速度である。

3-3. 円柱まわりの数値解析.

円柱まわりの流れの場、温度場、荷電粒子密度場を流体力学の各保存式を用いて数値解析的に解いた。ここでは、本実験で満たされていり次の仮定を用いた。⁽²⁾

- (1) 定常二次元流れである。
- (2) エンタルピーに比べ運動エネルギーが1%程度なのでこれを無視する。
- (3) イオンと電子は対にならば拡散する。(両極性拡散)から、イオン-電子、原子の2成分系拡散とする。
- (4) 逸散項は無視する。
- (5) シースは薄いのでこれを無視する。

以上の仮定をもとに次の点に留意して数値解析をおこなう。

- (1) 円柱まわりを $0^\circ \sim 180^\circ$ まで求めるために境界層近似は適用されない。
- (2) プラズマは10000大付近でも、ほぼ電離しはじめめるためこの付近で物性値は大きく変化する。このため、物性値の影響を含めて式を解かねばならない。

以上をふまえて、基礎式を (r, θ) 座標で表わすと次のようになる。

連続の式：

$$\frac{\partial(\rho u_r)}{\partial r} + \frac{\rho u_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho u_\theta)}{\partial \theta} = 0 \quad (3.1)$$

r 方向の運動量保存の式：

$$\begin{aligned} & \rho \left(u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta^2}{r} \right) \\ &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu \left\{ 2 \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{2}{3r} \left(\frac{\partial(r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right) \right\} \right] \\ & \quad + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} \right) \right] \\ & \quad + \frac{2\mu}{r} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} - \frac{u_r}{r} \right) \end{aligned} \quad (3.2)$$

θ 方向の運動量保存の式：

$$\begin{aligned} & \rho \left(u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta u_r}{r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right) \\ &= -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\mu \left\{ \frac{2}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{2u_r}{r} - \frac{2}{3r} \left(\frac{\partial(r u_r)}{\partial r} \right. \right. \right. \\ & \quad \left. \left. \left. + \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right) \right\} \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} \right) \right] \\ & \quad + \frac{2\mu}{r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} \right) \end{aligned} \quad (3.3)$$

エネルギー保存の式 :

$$\begin{aligned} \rho u_r \frac{\partial H}{\partial r} + \frac{\rho u_\theta}{r} \frac{\partial H}{\partial \theta} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \kappa \frac{\partial T}{\partial r} + r \rho D_{amb} H \frac{\partial c_i}{\partial r} \right) \\ &+ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial \theta} + \rho D_{amb} H \frac{\partial c_i}{\partial \theta} \right) \end{aligned} \quad (3.4)$$

成分保存の式 :

$$\begin{aligned} \rho u_r \frac{\partial c_i}{\partial r} + \frac{\rho u_\theta}{r} \frac{\partial c_i}{\partial \theta} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho D_{amb} \frac{\partial c_i}{\partial r} \right) \\ &+ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\rho D_{amb} \frac{\partial c_i}{\partial \theta} \right) + w_i \end{aligned} \quad (3.5)$$

これらの Eqs. (3.1) ~ (3.5) に次式のような、流れ関数 ψ と渦度 ω を導入した。

$$u_r = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad u_\theta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (3.6)$$

$$\omega = \frac{u_\theta}{r} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \quad (3.7)$$

この流れ関数の導入により、連続の式は自動的に満たされている。これらの式を数値解析をおこなう易くするために (36)

$$r = r_0 e^{\eta}, \quad \theta = \eta \quad (3.8)$$

により、座標変換し、各変数は、次のような無次元化をおこなう。

$$\psi^* = \frac{\psi}{\rho_0 u_0 r_0}, \quad \omega^* = \frac{\omega}{u_0 / r_0}, \quad t^* = \frac{T - T_w}{T_0 - T_w}$$

$$t_i^* = \frac{T}{T_0 - T_w}, \quad Re = \frac{\rho_0 u_0 d_0}{\mu_0}, \quad Pr = \frac{c_{p0} \mu_0}{\kappa_0}$$

$$Sc = \frac{\mu_0}{\rho_0 D_{amb,0}}, \quad \kappa^* = \frac{\kappa}{\kappa_0} \quad \text{その他} \quad (3.9)$$

これらの無次元化によつて、解くべき方程式は、次の4式に帰着する。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi^*}{\partial \xi} \frac{\partial \omega^*}{\partial \eta} - \frac{\partial \psi^*}{\partial \eta} \frac{\partial \omega^*}{\partial \xi} - \frac{2}{Re} \mu^* \left(\frac{\partial^2 \omega^*}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \omega^*}{\partial \xi^2} \right) \\ = [\mu, \varrho] \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\omega^* - \frac{1}{\rho^*} \cdot \frac{1}{E^2} \left(\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \xi^2} \right) = [\varrho] \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi^*}{\partial \xi} \frac{\partial c_i}{\partial \eta} - \frac{\partial \psi^*}{\partial \eta} \frac{\partial c_i}{\partial \xi} = \frac{2}{Re} \frac{1}{Sc} \left[(\rho D_{amb})^* \left(\frac{\partial^2 c_i}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 c_i}{\partial \xi^2} \right) \right. \\ \left. + \frac{\partial \{(\rho D_{amb})^*\}}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial c_i}{\partial \xi} + \frac{\partial \{(\rho D_{amb})^*\}}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial c_i}{\partial \eta} + E^2 \frac{r_0 \omega_i}{\rho_0 u_0} \right] \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial \psi^*}{\partial \xi} \left(\frac{\partial t^*}{\partial \eta} + \frac{t_i^*}{1+c_i} \frac{\partial c_i}{\partial \eta} \right) - \frac{\partial \psi^*}{\partial \eta} \left(\frac{\partial t^*}{\partial \xi} + \frac{t_i^*}{1+c_i} \frac{\partial c_i}{\partial \xi} \right)$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{2}{Re} \cdot \frac{1}{Pr} \frac{1}{c_p^*} \left[k^* \left(\frac{\partial^2 t^*}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 t^*}{\partial \xi^2} \right) + \frac{\partial k^*}{\partial \xi} \frac{\partial t^*}{\partial \xi} + \frac{\partial k^*}{\partial \eta} \frac{\partial t^*}{\partial \eta} \right] \\
&+ \frac{1}{1+c_i} \left[\frac{2}{Re} \cdot \frac{1}{Sc} \left\{ (\rho D_{amb})^* t_i^* \left(\frac{\partial^2 c_i}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 c_i}{\partial \xi^2} \right) \right. \right. \\
&+ \left. \left. \frac{\partial \{(\rho D_{amb})^* t_i^*\}}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial c_i}{\partial \xi} + \frac{\partial \{(\rho D_{amb})^* t_i^*\}}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial c_i}{\partial \eta} \right\} \right]
\end{aligned}
\tag{3.13}$$

ここで $[\mu, \rho]$, $[\rho]$ はそれぞれ μ および ρ の微分項を含む項であり、それぞれが一定のときは 0 となる。

数値計算は Eqs. (3.10) ~ (3.13) を差分方程式になおしておこなう。温度 T , 質量分率 c_i の分布を求めた。しかし、この計算をそのままおこなうことは困難なため、ここでは、次のようにして計算をおこなった。

(1) 流れの場合は物性値一定、すなわち $[\mu, \rho] = 0$, $[\rho] = 0$, $\mu^* = 1$, $\rho^* = 1$ とし解く、この場合代表的な物性値として外部流の状態に相当する値をとり、 $Re = 46.2$ とした。

(2) $Re = 46.2$ の場合の流れの場合を用い、温度場、密度場を解くが、これについては、凍結の場合 (Eq. (3.12) で $w_c = 0$ の場合) と、熱平衡の場合について解く。ここで凍結の場合には Eqs. (3.10) ~ (3.13) を連立して解けるが、熱平衡の場合には、再結合に関するデータ不足から、また、解

の収束に困難があるため、前章同様、サハの電離平衡式 (Eq. (2.12)) を Eq. (3.12) のかわりに用いて解いた。また、粘性係数、密度以外の物性値、即ち、熱伝導度、拡散係数については、前章同様、*simple kinetic Theory*⁽²⁴⁾ から求めた計算値を利用した。なお、計算には、東京工業大学総合情報処理センターの HITAC 8700 を利用した。

以上で得られた計算結果を Fig. 20, Fig. 21 に示す。Fig. 20 は、凍結を仮定した場合であり、Fig. 21 は熱平衡を仮定した場合である。これらから、凍結における解は一般の物質移動で見られる濃度分布によく似た型となっており、熱平衡における解は、一般の熱移動で見られる温度分布のような型となっているのかわかる。これは、凍結と仮定した場合は、荷電粒子が拡散によって壁面へ運ばれることに、また、熱平衡の場合は、境界層内の温度分布によって荷電粒子密度の分布が一義的に決定されることに、それぞれ起因する。

3-4. 荷電粒子密度の導出

2章の平板境界層の場合には、探針電極面は主としてプラズマ流に対して平行において実験をおこなったため、得られた電流値は、探針面を平板面と考えることにより、平板に関する数値解析の結果を利用して、

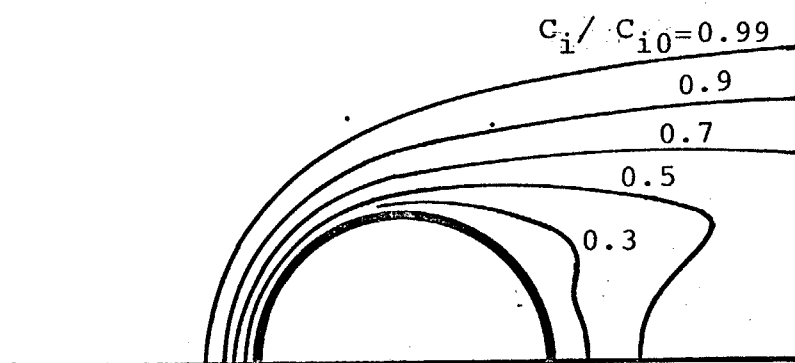


FIG.20 FROZEN STATE ISODENSITY LINES OF CHARGED
PARTICLE OBTAINED BY NUMERICAL SOLUTION

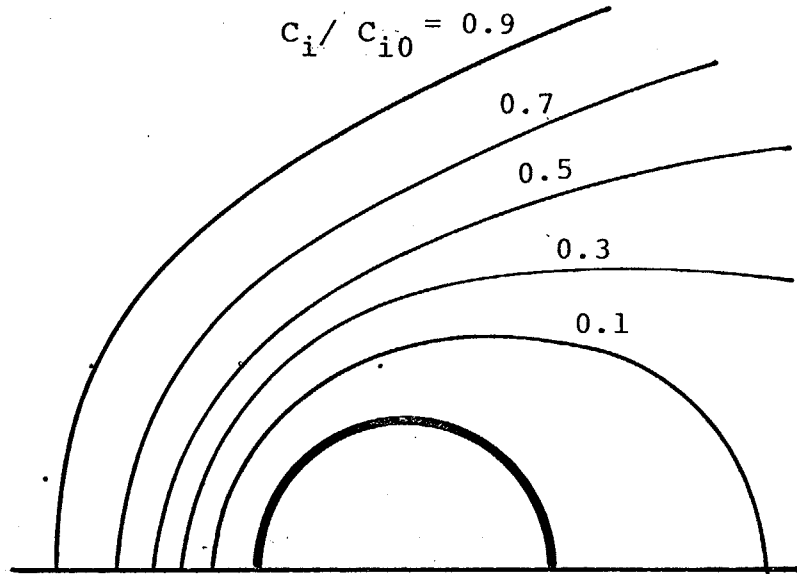


FIG.21 THERMAL EQUILIBRIUM ISODENSITY LINES
OF CHARGED PARTICLE OBTAINED BY NUMERICAL SOLUTION

比較的簡単に密度の比に合わせることができた。しかし本章のような円柱境界層内に、前項で示したような方向に探針をセットすると、探針面に対する流束の角度がさまざまになり、2章のような方法でイオン電流から密度を得ることは困難になる。そこで本章では、異なる方法により、イオン電流値からイオン密度を求める。

一般に、プラズマ中に探針がおかれ、それに電位を与えると探針面にはシースと呼ばれる電氣的な境界層が生じるが、探針によるイオン密度を得ようとする場合はこのシースの厚さが問題となる。これはシースが厚くなれば、シース内での対流が無視できなくなってくるからである。この影響は、 $La_{ion}^{(25)}$ によって、理論的に、 $Re \cdot \beta^2 \chi^2$ の値の1に比べての大小が一つの目安になるとされている。ここで Re は、電氣的レイノルズ数といわれる無次元数で、 $Re = u_{\infty} r_p / (k_B T / e)$ これは流速と拡散速度を比較する無次元数である。また β はデバイの長さを探針電極面の径で除した値、 χ は、探針電位を無次元化した量である。即ち、

$Re \beta^2 \chi^2 \ll 1$ の場合には、シース内での対流が無視し得る場合で、 $Re \cdot \beta^2 \chi^2 \gg 1$ の場合は、シース内での対流を考慮しなくてはならない場合である。しかし本実験の場合は、 $Re \cdot \beta^2 \chi^2 \simeq 10^{-4}$ 程度であるので、シ-

ス内の対流の影響は無視でき、比較的簡単にとり扱われる。Clements⁽¹¹⁾は、このような場合について、平行平板に埋め込まれた探針について熱移動と物質移動間のアナロジーを利用し、イオン電流と荷電粒子密度を結びつける式を提唱している。ここでもこれと同様に考え、探針の電極面が流れに平行に置かれた場合には、流れに平行におかれた平板での熱移動の式を、流れに垂直におかれた場合には、垂直平板前面での熱移動の式を用い、熱移動と物質移動間のアナロジーを利用して、実験から得られたイオン電流値から、荷電粒子密度を求めた。

本実験条件では、 $Sc \approx 3$ 程度の値であるため、局所ヌッセルト数を与える熱移動の式は $Pr > 0.6$ の場合のものを用いた。この局所ヌッセルト数は、平行平板に対して、⁽³³⁾

$$Nu_x = 0.332 Re_x^{1/2} Pr^{1/3} \quad (3.14)$$

(ここで x は平板のエッジからの距離を表わす)、垂直平板に対しては、⁽¹⁸⁾

$$Nu_x = 0.570 Re_x^{1/2} \cdot Pr^{0.4} \quad (3.15)$$

(ここで x は平板の中央からの距離を表わす)、と与えられている。ここで垂直平板前面での流れ u は外部

流 u_0 の比として (18)

$$\frac{u}{u_0} = 0.78 \left[\frac{x}{(d/2)} \right] \quad (3.16)$$

(d は垂直平板の幅を表わす) としと与えられるから, Eg. (3.15) の熱伝達率は, 平板前面のどの位置でも一様な値を示す次式となる。

$$Nu_d = 0.711 Re_d^{1/2} \cdot Pr^{0.4} \quad (3.17)$$

したがって, 熱移動と物質移動のアナロジーから, 探針電極面に流入するイオン電流は, 平行平板と仮定したときには,

$$I_{||} = 0.332 \cdot Sc^{1/3} \cdot Re_x^{1/2} \cdot \frac{D_{amb}}{x} n_i e A \quad (3.18)$$

となり, 垂直平板としたときには,

$$I_{\perp} = 0.711 \cdot Sc^{0.4} Re_d^{1/2} \frac{D_{amb}}{d} n_i e A \quad (3.19)$$

となり, 実験で得られたイオン電流から荷電粒子密度を求めることができる。これらの式の妥当性を確かめるために, 上記の2種の方法に探針をセットし, プラズマジェット的主流のノズル出口から4mmの高さに掃引して測定した結果 $I_{||} = 1.3 \text{ mA}$, $I_{\perp} = 1.9 \text{ mA}$ と得られた。これを, Eg. (3.18), (3.19) を用いて荷電粒子密度を計算すると, 相方とも $n_i = 1.2 \times 10^{23} / \text{cm}^3$ が

が求められた。これはプラズマジェットの中の位置での温度より計算した熱平衡の密度 $n_i = 1.1 \times 10^{23} / \text{m}^3$ とほぼ一致している。これによって Eqs (3.18), (3.19) は本実験においてほぼ妥当なものと考えられる。ここで計算に必要な物性値は前出の *simple kinetic theory* によって得られた計算値を用いた。また以下で用いられる物性値もすべてこの方法から得られる値を用いた。

本実験の円柱まわりの境界層内では、探針の電極面が流れに対して上記以外の角度をとることに伴うためこの影響を考慮する必要がある。これに対して次のような検討を加えた。プラズマ流中の一定の位置(プラズマジェットノズルからの4mmの中心軸上)に流れに対して探針面の角度を変えてセットした後、前述した掃引装置によって掃引し、その角度に対するイオン電流値の変化を測定した。この結果を Fig. 22 に示す。ここで ϕ は流れに対する探針の角度を示す。なお、●で示す点は、Eqs.(3.18)(3.19) から等しい密度 n_i に対して得られる理論値であり、実験結果とほぼ一致していることがわかる。探針面が流れに垂直でない場合に荷電粒子密度を求める簡単な方法として、この実験結果を近似し、補正係数 $\bar{F}(\phi)$ を次式のように定義し、

$$\bar{F}(\phi) = \frac{I_\phi}{I_\perp} = 0.7 + 0.3(\sin \phi)^{2/3} \quad (3.20)$$

Eqs. (3.18) (3.19) を用いて荷電粒子密度を計算した。なお、この計算に必要なとる円柱境界層内での電極面に対する流速、流れの角度は、前述の理論解析の結果から得られる計算値を用い、探針電極面中央での値をもつて、その探針に対する流速および流れの角度とした。

3-5. 実験結果および考察

実験によって得られた等荷電粒子密度線を、外部流における電離度の比として Fig. 23 に示す。また、Fig. 24 には、前項で得られた理論解を併記して示す。これらの結果からわかるように、実験値は、前方淀み点からの角度 θ の小さいところでは、凍結に似た形をしていいるが、 $\theta = 120^\circ$ 付近から外側へ拡がる傾向を示していることがわかる。また Fig. 25 には、実験で得られた $\theta = 90^\circ$ と $\theta = 132^\circ$ での荷電粒子密度を示す。この図には先の理論解析で得られた凍結の結果も併記してある。これによると $\theta = 90^\circ$ では、ほぼ凍結の分布と一致しているが、 $\theta = 132^\circ$ になるとかなり凍結からはずれてくることがわかる。以上のような傾向をさらにはっきりさせるために、代表的な位置として、境界層の厚さの半分における位置（この場合、凍結として求めた理論解析の結果の荷電粒子密度境界層におい

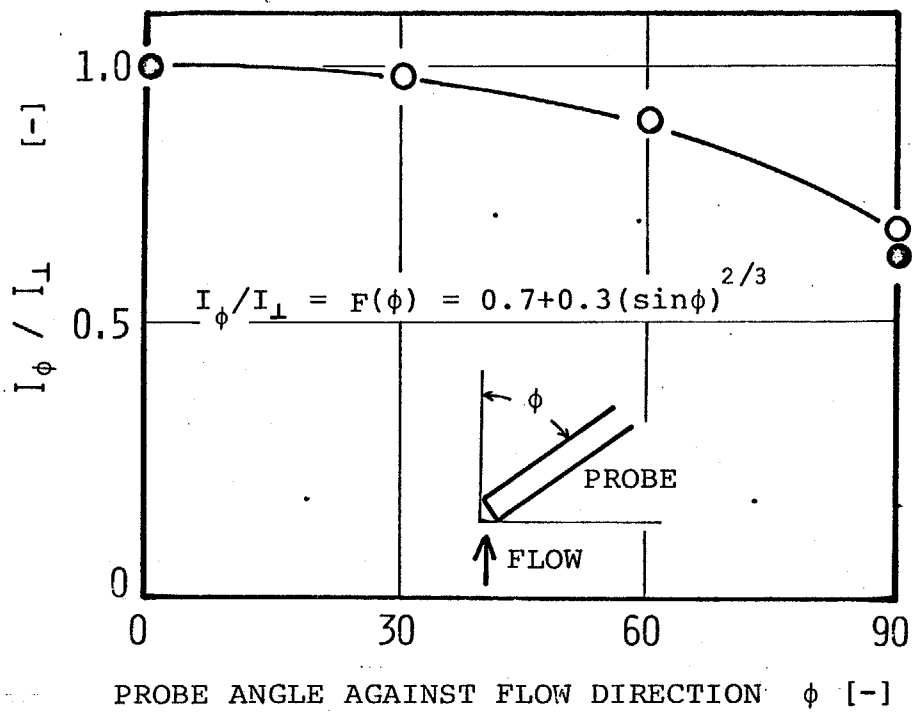


FIG.22 EFFECT OF PROBE ANGLE ON ION CURRENT

て、 $0.99 c_{i0}$ での位置を境界層端と考え、その半分の厚さの位置)をとり、この位置での荷電粒子密度を θ に対してプロットしてみた。この結果を Fig. 26 に示す。この図には同じ位置での凍結としたときの理論値と熱平衡としたときの理論値がそれぞれ破線と一点鎖線で示してある。この図を見ると明らかに、 $\theta = 110^\circ \sim 120^\circ$ で境界層内部が凍結から熱平衡へと変化していくことがわかる。

これらの結果によつて境界層内部の状態は、 $\theta < 110^\circ$ では凍結に近く、 $\theta > 120^\circ$ では熱平衡に近いことを確認することができた。この原因は主に θ と共に境界層の厚さが厚くなるためと考えられるが、 $\theta = 110^\circ \sim 120^\circ$ で急激に熱平衡へと変化していくことを考慮すると、剥離によつて流れが乱流化し、それが気相反応に寄与していることも想像される。

境界層内部の状態が凍結か熱平衡かを判断する一つの目安として前章で示したダムケラー数⁽⁶⁾がある。これは、

$$\zeta = \frac{Z_d}{Z_g} \quad (3.21)$$

で定義されるが、ここで Z_d , Z_g は次式、

$$Z_d = \frac{\delta^2}{Da_{amb}}, \quad Z_g = \frac{1}{\alpha n_i} \quad (3.22)$$

のように与えられるから、結局

$$\zeta = \frac{\alpha m_i \delta^2}{D_{amb}} \quad (3.23)$$

で示されることになる。ここで $\zeta \ll 1$ は凍結を、 $\zeta \gg 1$ は熱平衡を示すことになるが、 ζ の大小は境界層の厚さ δ の値の二乗で効くため、この値が ζ の大小に大きく影響することが容易にわかる。なお、剝離などによって流れが乱れることから、熱および物質の移動現象が変化し、これが ζ を大きく左右することも考えられる。しかし、現在ではこれらを定量的に考察するのはむずかしい。

この実験で一番問題となるのは、プラズマ流が一樣とみなせるかどうかという点であるが、これについては文献(21)において、同型のプラズマジェットを用い、流れ中に種々の径の内柱を掃引することによって、それにはいる熱移動量、電流を測定し、本実験の 2mm の内柱では、ほぼ一樣とみなし得ることが報告されている。

また、前章同様、この実験でも内柱は浮動電位でおこなったが、これに対する考察、また境界層内での電子温度に対する考察は、前章と同様なので、本章では割愛する。

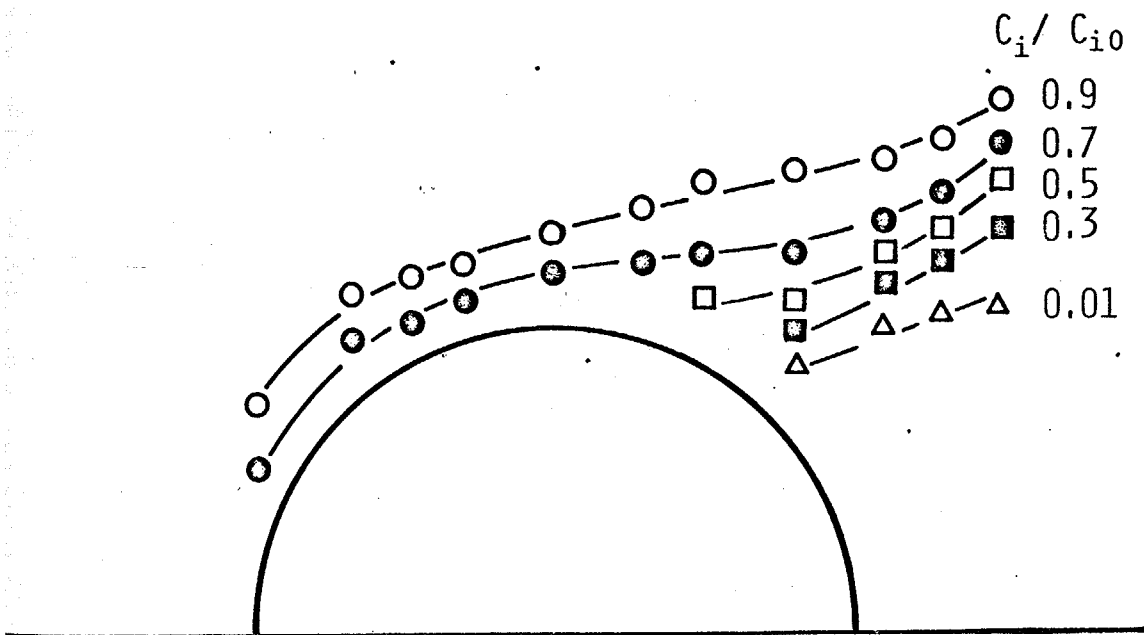


FIG.23 ISODENSITY LINES OF CHARGED PARTICLE
OBTAINED BY EXPERIMENT

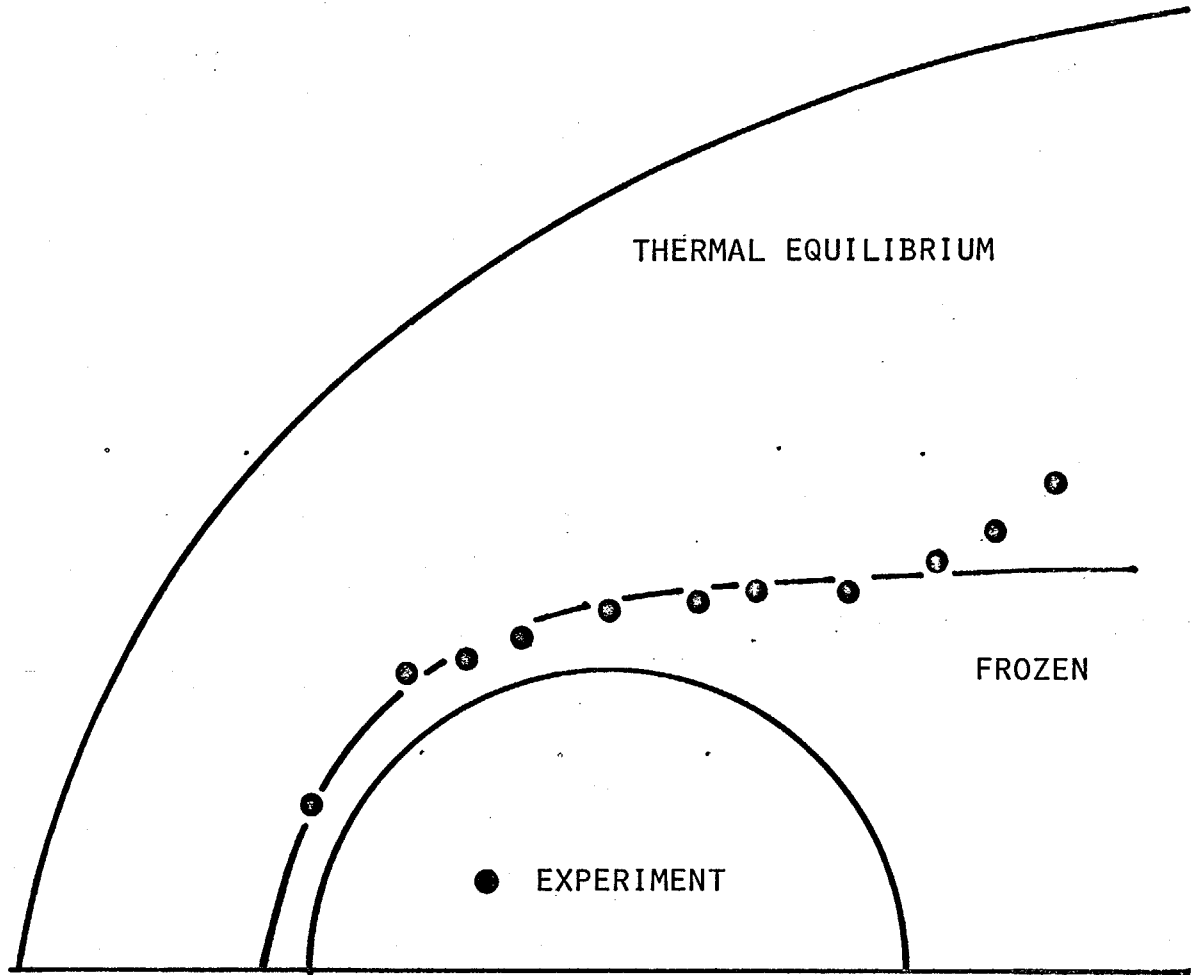


FIG.24 0.7 ISODENSITY LINES OF CHARGED PARTICLE
OBTAINED BY EXPERIMENT AND NUMERICAL SOLUTION

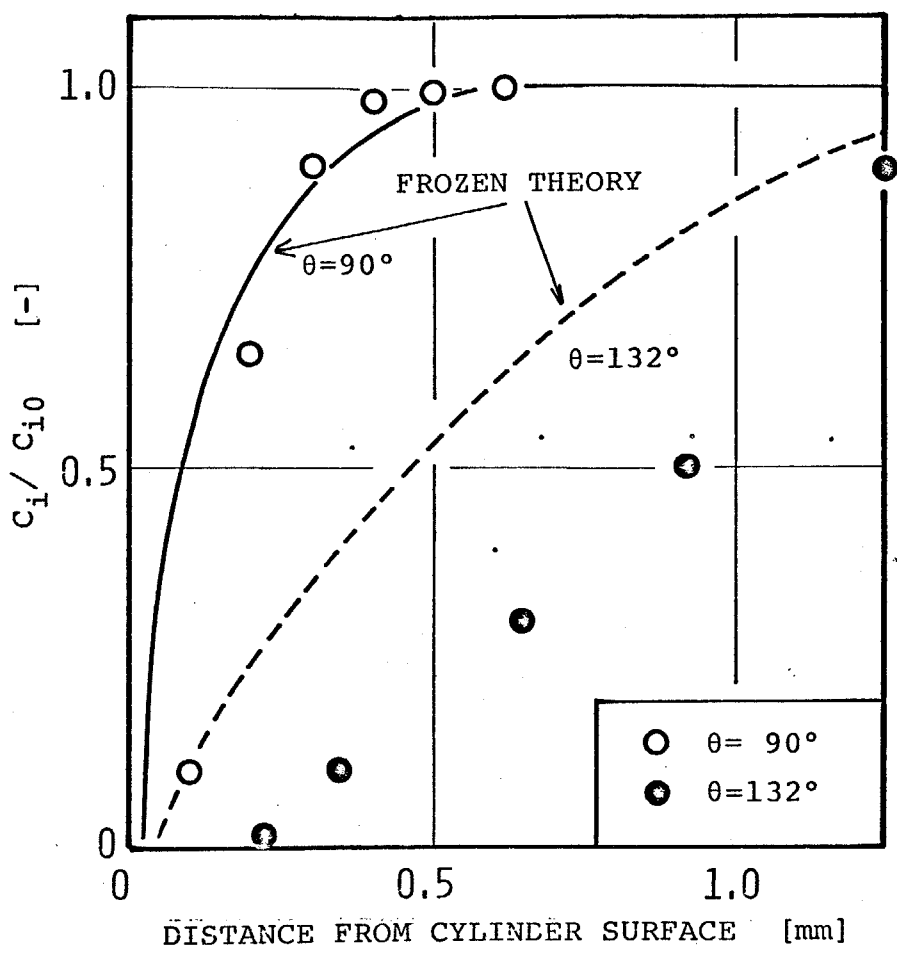


FIG.25 CHARGED PARTICLE DENSITY VS. DISTANCE FROM CYLINDER AT DIFFERENT ANGLES FROM STAGNATION POINT

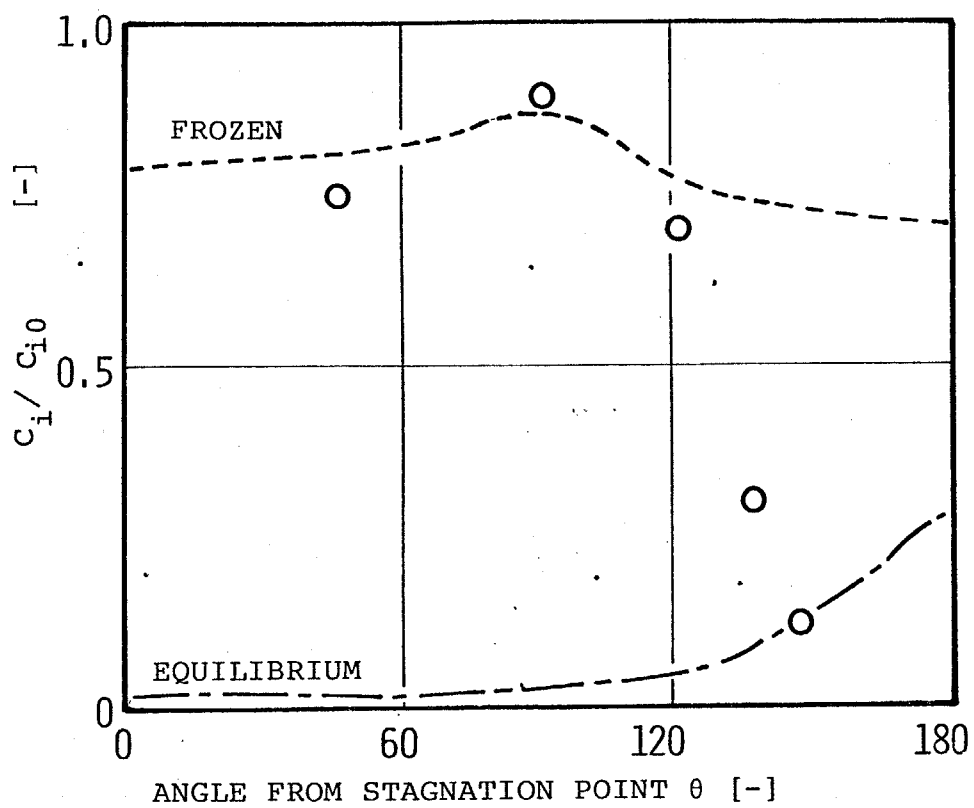


FIG.26 CHARGED PARTICLE DENSITY AT HALF THICKNESS OF FROZEN STATE BOUNDARY-LAYER OBTAINED BY NUMERICAL SOLUTION

3-6. 結論.

熱プラズマ流中にそれと直交して円柱を回したとき、そのまわりにできる境界層の状態について探針法によって直接調べてみた。その結果、前方淀み点からの角度 θ が小さいときは凍結状態に近く、 θ が大きくなると熱平衡状態に近づくことがわかった。しかも、凍結状態から熱平衡状態へと変化するのが $\theta = 110^\circ \sim 120^\circ$ と剥離点近傍であり、比較的急激におこなわれることがわかった。

第4章 弱電離アルゴンプラズマ流中 における再結合反応

4-1. 緒言

序論でも述べたように、再結合反応に関する研究は水素やヘリウムについてはある程度解明されているものの、他のガスに対するものはデータが少なく、特に大気圧程度のプラズマについての研究はほとんどなされていない。それは大気圧程度のプラズマをつくるのが困難で、またこれまでのプラズマは放電管内でのものがもっとも一般的であったことに起因している。しかし、先に述べたように大気圧程度の熱プラズマが工学的に应用されるようになるにつれて、本研究の2章3章で述べたような熱プラズマ中の固体面にできる境界層内の状態を調べていく必要が生じた。その際、固体壁付近での気相再結合反応や固体壁面上での表面再結合などのデータが不可欠のものとなる。特に表面再結合反応については、これまで、金属面上には金属中の多くの自由電子が、存在していると考えられることから、これを完全触媒的であるとして取り扱われていた。また、絶縁物面においても、プラズマならばその中の電子が面に吸着すると考えて、ここでも

完全触媒的であるとしことり扱った例⁽³⁰⁾もある。しかし、極めて低圧でない限り固体面には数多くの気体分子が吸着していることや、固体壁付近に存在する電離度の小さいプラズマでは吸着電子も少ないと考えられることなどを考慮すると、これらに対するとり扱いか普遍的なものであるかどうか問題がある。特に、高温の熱プラズマとそれに接する固体壁との間のエネルギー移動に際しては、再結合エネルギーが壁面に与えられるかどうかプラズマ炉などの設計には大きな影響を及ぼすことになる。

本章では以上のことを考え、弱電離アルゴンプラズマ流をつくり、その気相再結合反応と表面再結合反応について調べた。これは、境界層内の再結合反応を調べていく上に重要と思われる壁面近傍の状況を想定したものである。

4-2. 実験装置および方法

本実験では、表面再結合反応の程度を調べることも一つの目的であるため、気相反応時間と拡散時間が等しくなる程度の極めて微弱電離のプラズマを用いる必要がある。このため、ここでは2章3章でプラズマ流源として用いたプラズマジェット発生装置を改良し、低出力のプラズマジェット発生装置を製作した。この

概略図を Fig. 27 に示す。このプラズマジェット発生装置は、前章で用いたものとは異なり、混合室下部に直接取り付けられるようになっている。

次に使用した実験装置を Fig. 28 に示す。直流 18V, 200A のアーク放電によってつくられたアルゴンプラズマは混合室中に噴出されるが、ノズル出口から 3mm 上方に設けられた水冷銅パイプによって急冷された後、混合室側方より導入されるアルゴンガスと混合され、さらにその上方にある水冷管によって冷却されボールバルブを経て非平衡微弱電離アルゴンプラズマ流となり、プローブおよびテスト部へと導入される。用いたアルゴンガスの流量は、プラズマジェット発生装置へ 5~15 l/min, 混合室側方へは 35~45 l/min が全流量を常に 50 l/min とした。このとき、プローブおよびテスト部へおこられるアルゴンプラズマは温度が 350~450 K, 電離度は 10^{-12} ~ 10^{-11} 程度と極めて低いものであり、この温度、電離度の変化はプラズマジェットと側流の流量比を変えることによってもおこられる。

Fig. 29 にテスト部、プローブ、および測定回路の概略を示す。テスト部は厚さ 3mm のパイルックス板でつくられたものであり、断面は一辺が 30mm の正方形である。これには流れ方向の長さか 20, 60,

100 mmの三種類のものがある。またテスト部内部には表面再結合の影響をみるために厚さ0.5 mmの銅板、あるいはベークライト板がスペーサーにより1 mm 間隔に並べられ、断面が長方形の流路が多数形成されている。これらの板とテスト部入口には銅-コンスタンタン熱電対が取り付けられていて、流入するプラズマの温度および壁面の温度が測定できるようになっている。

再結合係数を求めるためには、テスト部前後の荷電粒子密度を測定する必要がある。このためにテスト部の入口と出口にプローブが取り付けられている。プローブは常時テスト部前後に取り付けられているために、テスト部後のプローブに対し、テスト部前のプローブの影響を全く及ぼさないものが理想的である。このためにプローブは可能な限り細い線までできるだけ広い間隔で張りプローブ上での再結合を極力おさえる必要がある。ここではプローブとしてテスト部と同一断面を持つ流路に0.2 mm ϕ の銅細線を1.3 mm 間隔で張ったものを用いた。これはテスト部前後同一のものである。この銅線にプラズマジェット陽極(接地)を基準として-300 Vの電圧を印加し、そのとき流入するイオン電流を測定して荷電粒子密度を求めた(求め方については次項参照)。

実験は、荷電粒子密度が極めて低いための測定電流が極めて小さい（約 $20 \mu A$ 以下）こと、プローブおよびテスト部が、熱的損傷の点であまり長時間プラズマ流にさらし得ないこと、測定温度によつてプローブからのリーク電流が変化してしまうことなどを考慮して、以下に述べる方法によつた。

まず“ボールバルブ”，ストップコックを閉じアルゴンガスを所定の流量だけ流して混合室内をロータリーポンプで減圧し，高周波放電装置によつてアーク放電を開始する。プラズマジェットが安定に作動した後，ロータリーポンプへの流路は遮断し，ストップコックを開き，混合室内を大気圧とする。測定に際しては，プラズマをテスト部へ流すためにボールバルブを開き，ストップコックを閉じ，このとき $-300 V$ に印加されたプローブへはゆるいイオン電流を記録し再びストップコックを開いてボールバルブを閉じる。この操作を数回くり返した後それを測定値とする。電流の測定は mA 計の出力をレコーダーによつて記録することによりおこなった。記録の一例を *Fig. 30* に示す。

また，テスト部には加熱・保温用のヒーターが取り付けられており，その温度は前に述べた熱電対でモニターされ，ガス温，壁温が等しくなるように調節した。これは再結合反応が，壁温やガス温度に大きく依

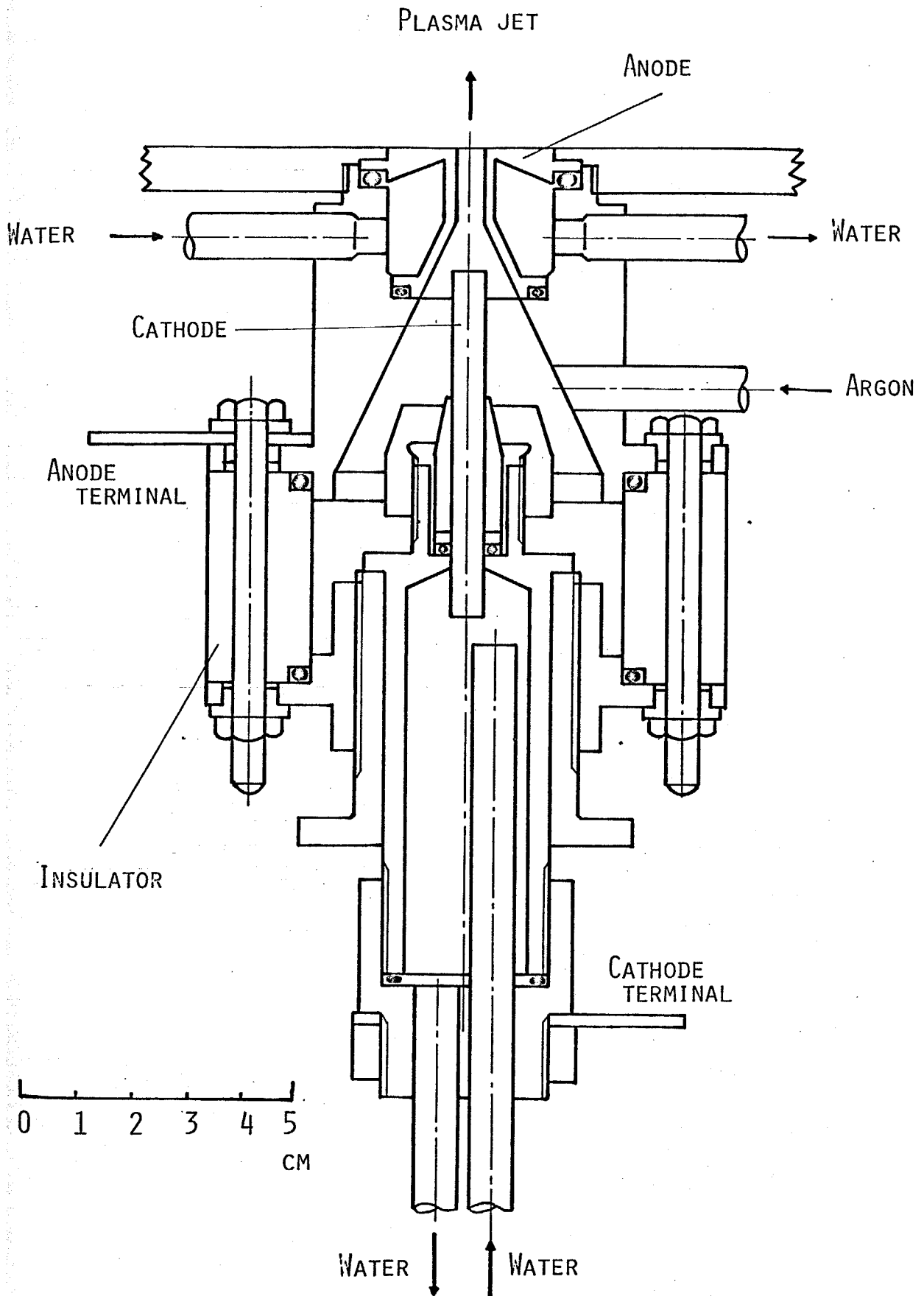


FIG.27 SECTIONAL DIAGRAM OF PLASMA JET APPARATUS

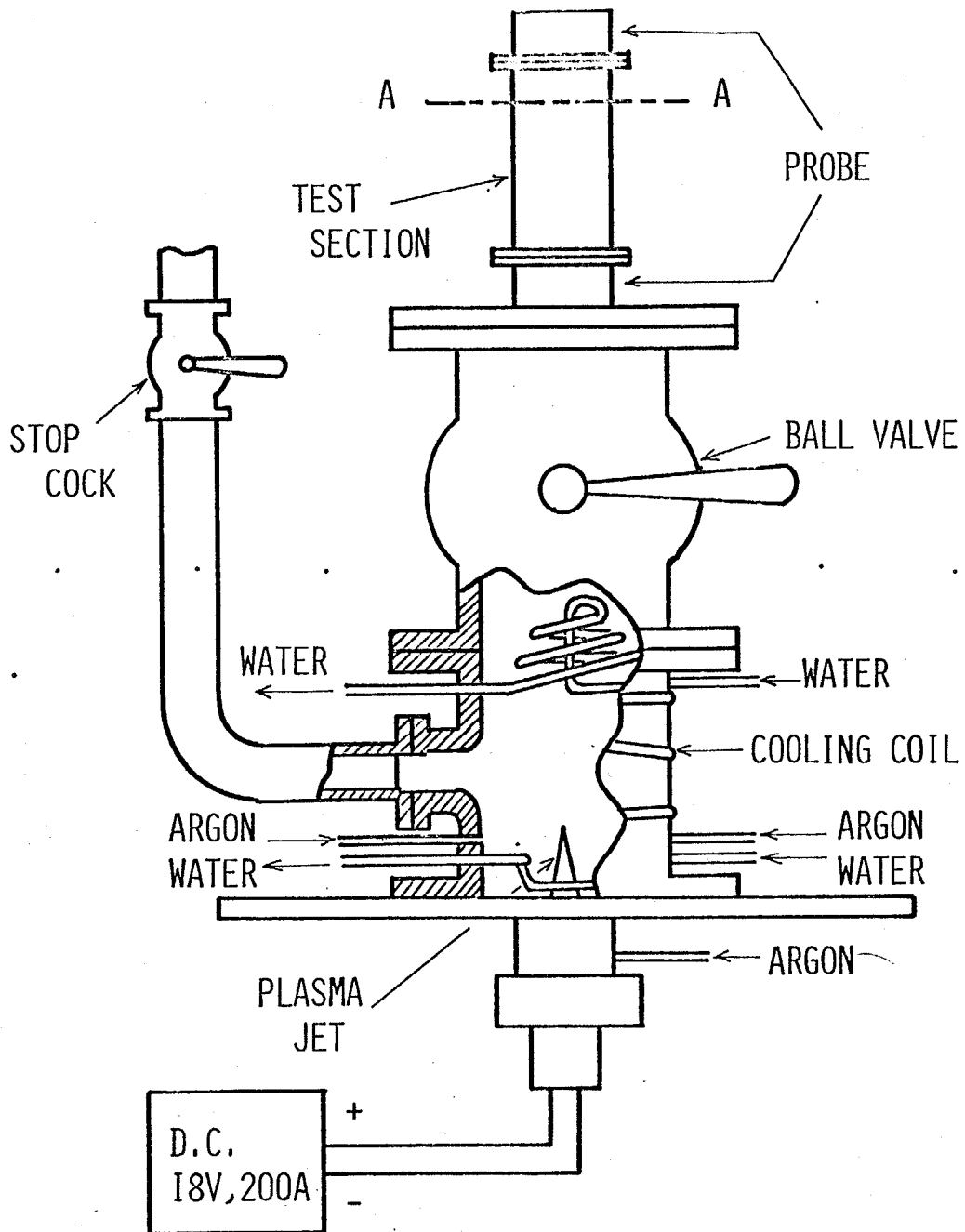


FIG.28 OUTLINE OF EXPERIMENTAL APPARATUS

TEST SECTION
A-A CROSS SECTION

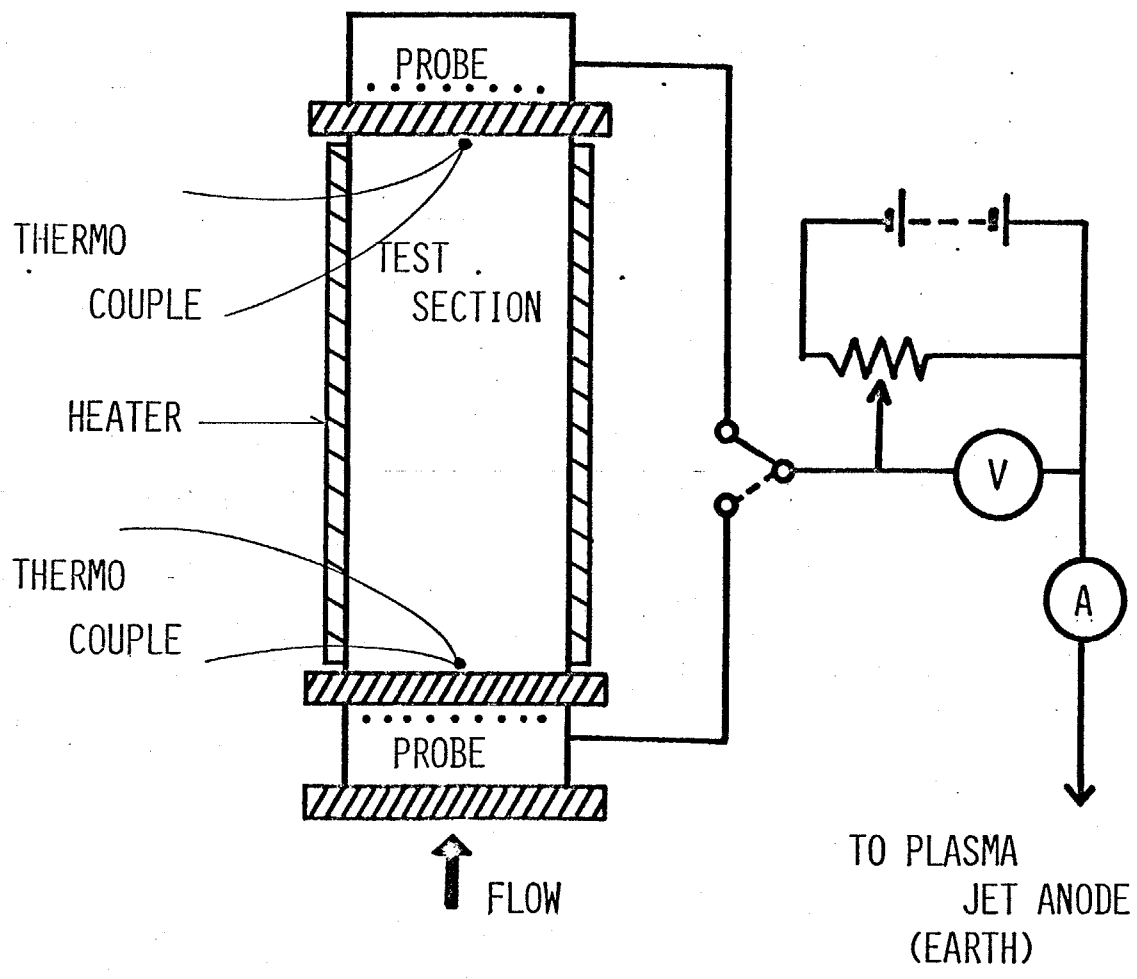
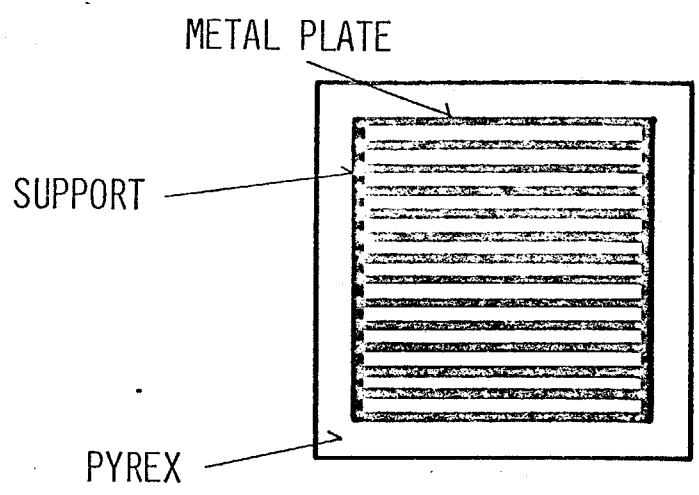


FIG.29 TEST SECTION AND CIRCUIT FOR PROBE CURRENT MEASUREMENT

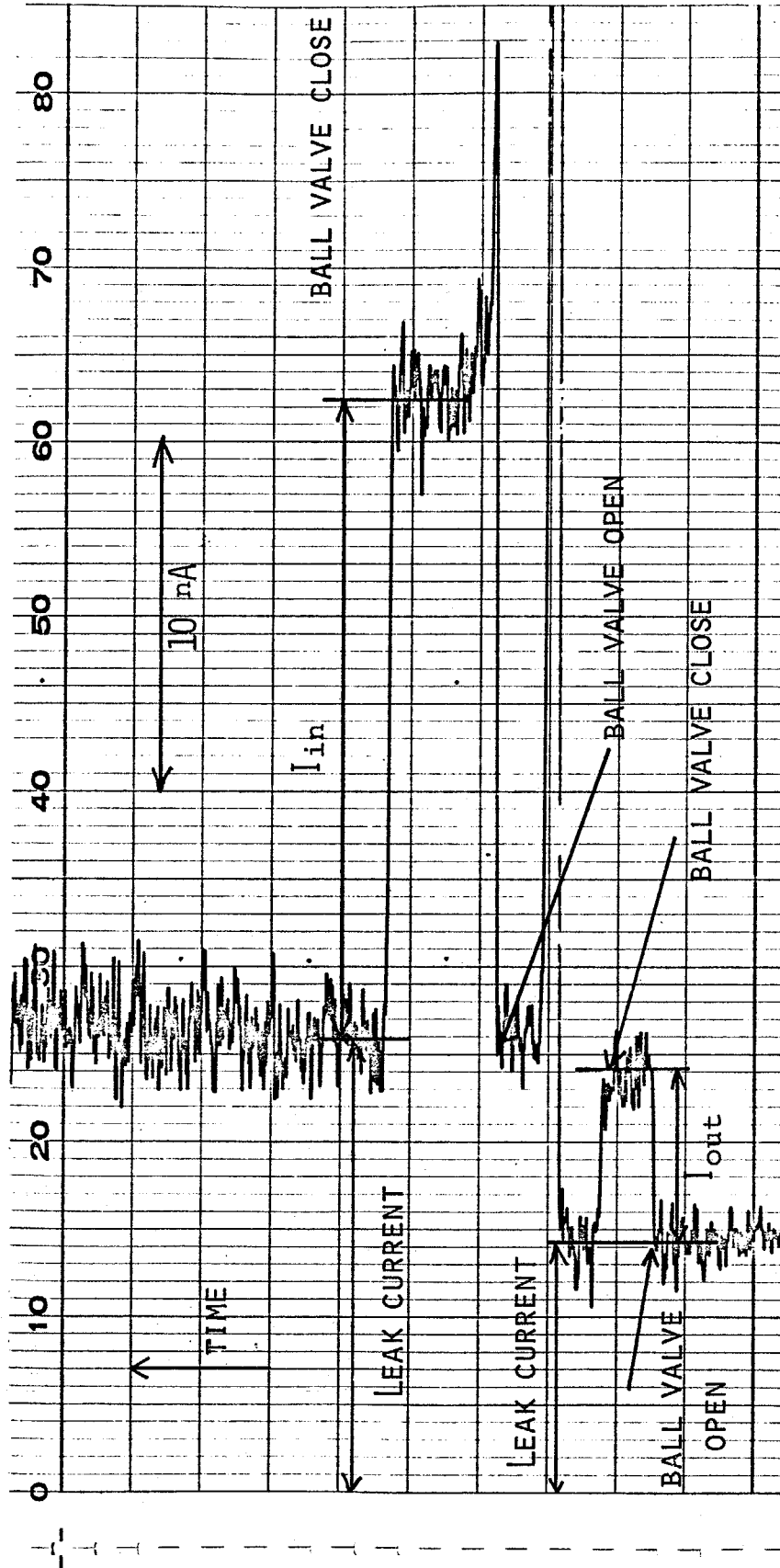


FIG.30 TYPICAL CHART FOR ION CURRENT MEASUREMENT

存するためである。

4-3. 荷電粒子密度の導出.

一般にプラズマの診断に利用されるプローブは、それ自身が周囲のプラズマに影響を及ぼさない小さなもので、電極面に生ずるシーラント端へ拡散によって到達するイオンの数を測定して外部領域の状態を知ろうとするものが多いが、2章、3章で用いられたものはその典型的なものである。しかし本章の実験条件のような微弱電離のプラズマに対しては、測定電流が極めて小さな値となり上述の方法での測定は不可能となる。そのため、ここでは、プラズマの流路に張られた銅線にプラズマジェット陽極に対して負の大きな電圧を印加することにより流れで運ばれるイオンの数をすべて測定する方法をとった。このプローブの特性を Fig. 31 に示す。これによると電圧とともに急激に立ち上がったイオン電流値は、 -100 V 付近から一定になりはじめ、さらに大きな負の電圧に対してはほぼ一定値となることがわかる。これは流れによって運ばれたイオンがすべてプローブにとらえられていくと解釈される。したがってこの飽和電流 I とアルゴンガスの流量 Q から、イオン密度 n_i は

$$n_i = \frac{I}{eQ} \quad (4.7)$$

として計算することが出来る。印加電圧をさらに大きくしていくとイオン電流値はやや増加しはじめる。これは、プローブに印加した電圧の影響がプラズマ流の上流にまでおよびはじめるためである。したがって飽和電流 I を得るには、このイオン電流値がフラットとなつてゐる範囲の印加電圧を用いる必要があり、実験で用いた -300 V の印加電圧はこれから決められたものである。

プローブに印加された電圧がプラズマ中におよぶ領域がシースであり、この領域に流入したイオン(正の印加電圧に対しては電子)はすべてプローブへとろえられる。一般にシースの大きさは、温度、荷電粒子密度、印加電圧、プローブの大きさに依存するが、これを定量的に求めるには、流体力学と電磁気の式を同時に解かなくてはならない。Clements ら⁽⁹⁾は、炭化水素の燃焼ガス中のイオン密度を求めるために、シース端でのイオンの供給が、拡散よりも対流に大きく依存する場合(前章で述べた電氣的レイノルズ数 Re が7より大のときで、本実験についてもそうである)で、かつ、シース内での衝突が支配的である場合について、プローブ電圧、イオン電流、シースの大きさを関係づける式を無限円柱プローブに対して求められている。 $(-V \leq 100 \text{ (V) の範囲で})$ これを次式に示す。

$$V = \left[\frac{I}{2\pi k_i \epsilon_0} \right]^{\frac{1}{2}} r_s \log \left(\frac{r_s}{r_p} \right) \quad (4.2)$$

ここで r_s がシースの半径となる。また流れによつてシース面に運ばれたイオンはすべてプローブへ到達すると考え、プローブ電流 I は

$$I = 2r_s n_i e \bar{u} \quad (4.3)$$

(ここで \bar{u} はプラズマの流速である。), r_s と \bar{u} を与えらるゝとし, さらに Eqs. (4.2), (4.3) から r_s を消去して電流電圧, 密度の関係を次式で与えてゐる。

$$I = \frac{2(\pi k_i \epsilon_0)^{\frac{1}{3}} (n_i e \bar{u} V)^{\frac{2}{3}}}{[\log(I/2n_i e \bar{u} V)]^{\frac{2}{3}}} \quad (4.4)$$

ここで本実験条件でのシースの厚さを Eq. (4.4) を用いて計算すると, -100 V に印加したプローブの銅細線 1 本につき約 1 mm 程度の厚さとなり, 銅線の間隔と同程度となることかわかる。したがつて -100 V 位から電流が飽和しはじめるという結果は首肯できるところである。この計算に際しイオンの移動度 k_i の値が必要となるが, これは文献(29)に示されてあり, ここで用いた実験条件から $1.9 \times 10^{-8} \text{ [m}^2/\text{V}\cdot\text{s]}$ を用いた。

また Eq. (4.4) を用いることによつて, おおよその荷電粒子密度を求めることができるから, 上述の銅細

線のプローブで求めた荷電粒子の値を確かめる意味で
 次の実験をおこなった。銅細線を張ったプローブの
 すぐ下 10mm の位置に直径 1mm の銅棒を流れに直角に
 おき、銅細線には -300V の電圧を、銅棒には -100V
 の電圧をプラズマジェット陽極から印加し、それらへ
 はいるイオン電流値を測定した。これらの測定はプラ
 ズマの密度をいろいろ変えておこなった。これらの結
 果を Eq.(4.1) と Eq.(4.4) を用いて荷電粒子密度を求
 めプロットしたのが Fig. 32 である。横軸は銅細線のプ
 ローブから求めた密度であり、縦軸は銅棒のプローブ
 から求めた密度である。この結果は、45° の直線付近
 にばらつき、求められた荷電粒子密度の値はこの測定
 範囲 ($0.6 \sim 2.0 \times 10^{14} / \text{cm}^3$) ではほぼ妥当なものであ
 ると考えられる。しかし Eq.(4.2) はシース内で空間電荷
 制限を仮定して導出されたものであるために、低密度
 ではこの仮定が成立しなくなり確認の手段として有効
 でなくなり得なくなる。そのために低密度における銅
 細線プローブの測定に対する確認手段としてダブルプ
 ローブによる方法を用いる。ダブルプローブはテスト
 部と同断面を持つ流路に流れ方向の長さ 10mm、幅
 30mm、厚さ 0.2mm の黄銅板が 1mm 厚のガラ
 スでつくられたスペーサーによって各々絶縁されて

25枚並べられたものである。これらの電極は一枚おきに結線され、この間に乾電池によって20〜500[V]の電圧がかけられる。測定方法は銅細線のプローブと同様の方法である。このダブルプローブを銅細線のプローブの後通側におくことにより、銅細線のプローブで、流れによって運ばれてくるイオンがすべて捕えられていくことを確認することができる。実際に $n_i < 5 \times 10^{13} \text{ [cm}^{-3}\text{]}$ の範囲で、ダブルプローブに200[V]の電圧をかけるとき、銅細線のプローブに-300[V]を印加するとダブルプローブの電流の値が0となることが確かめられた。したがって、この範囲でも銅細線のプローブは式(4.1)を用いて荷電粒子密度を測定することができる。

以上の実験から、本章での荷電粒子密度の範囲では、銅細線のプローブに-300[V]の電圧を印加することにより、流れによって運ばれてくるイオンがすべてこのプローブに捕えられることがわかった。以後の実験においてはずべてこの方法によって荷電粒子密度を測定した。また、テスト部前におかれたプローブでの再結合は魚視できることも確認されている。

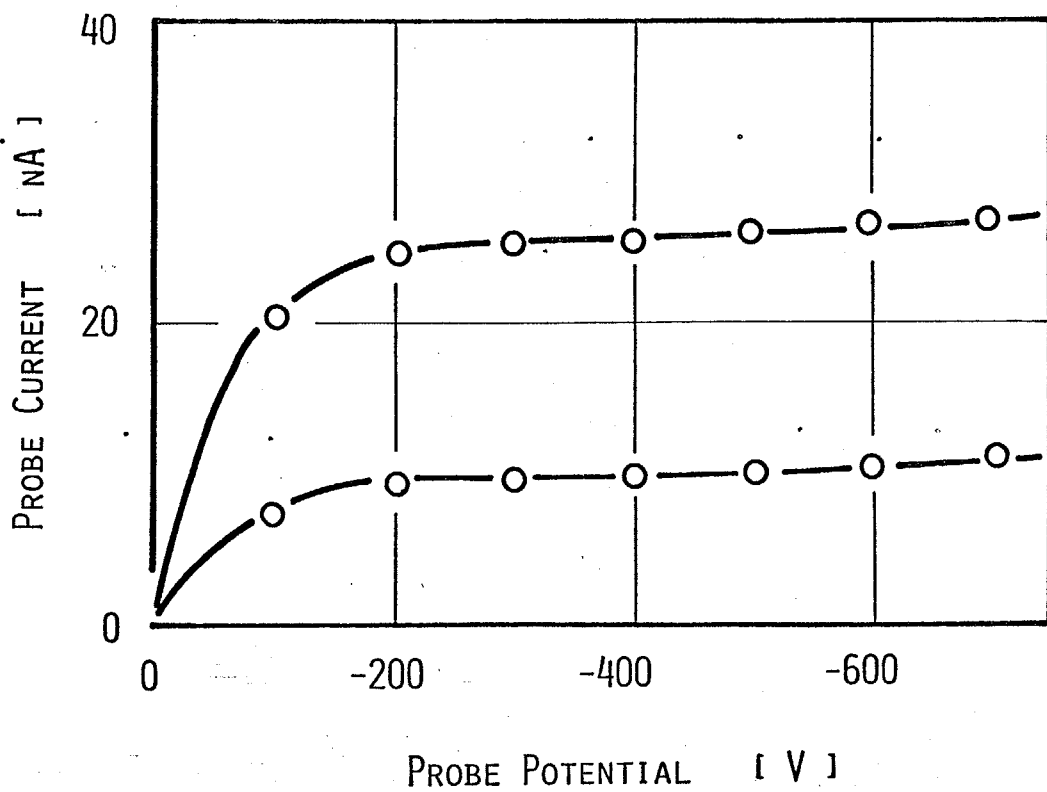


FIG.31 VARIATION OF PROBE CURRENT WITH PROBE POTENTIAL

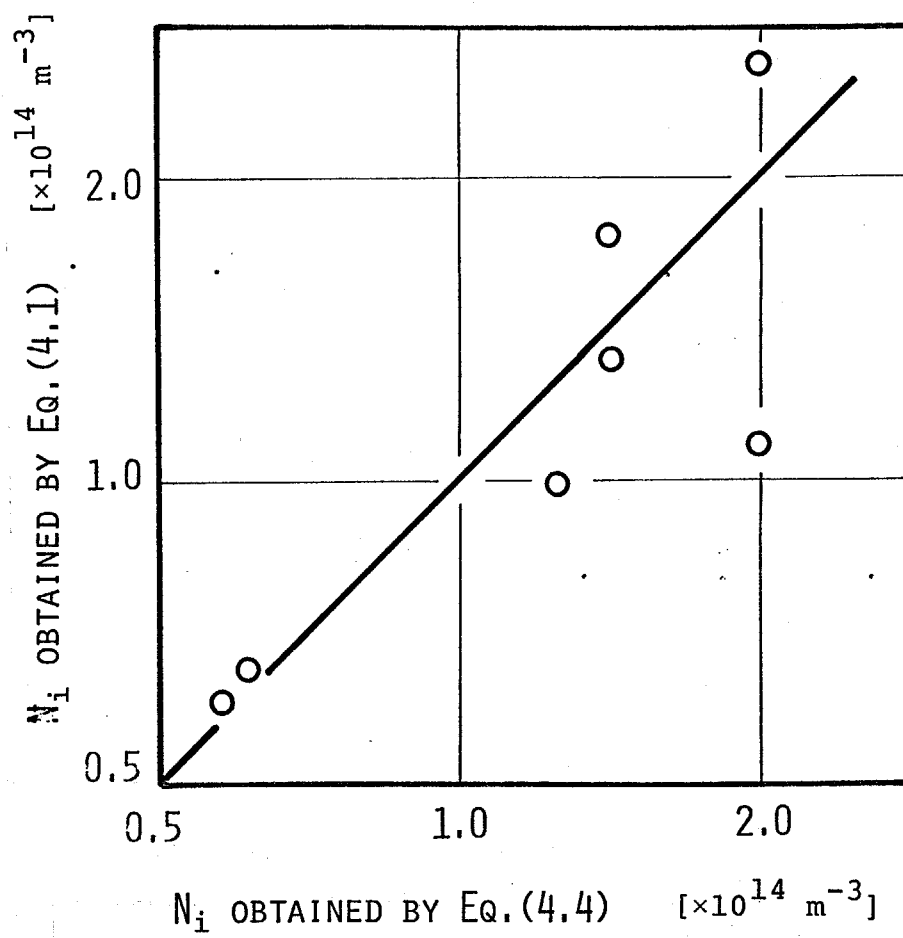


FIG.32 N_i OBTAINED BY EQ.(4.4) vs. N_i OBTAINED BY EQ.(4.1)

4-4. 実験結果

4-3-7. 気相再結合係数の測定結果.

気相における再結合係数は、テスト部内の金属板あるいはベークライト板をとりのぞき、その前後の荷電粒子密度を測定することによって求めた。序論でも述べたように、再結合係数は次式で定義されている。

$$\frac{dn_i}{dt} = -\alpha n_i^2 \quad (4.5)$$

これからテスト部内の平均的な再結合係数の値は、
Eq. (4.5) を積分して得られる次式

$$\alpha = \frac{\bar{u}}{L} \left(\frac{1}{N_{out}} - \frac{1}{N_{in}} \right) \quad (4.6)$$

によって求めることができる。実験は、プラズマの温度をアルゴンガスの流量比を変えて変化させ、この温度に壁温が等しくなるようにテスト部のヒーターを調節し、テスト部前後の密度を測定した。この結果を Fig. 33 に示す。これから再結合係数は、 $T = 360 \sim 420 \text{ K}$ で、

$$\alpha = 6 \times 10^{-14} \sim 2 \times 10^{-14} \text{ [m}^3/\text{s]}$$

であるという結果を得た。なお、テスト部内のガラス壁における表面反応の影響は気相反応時間 ($1/\alpha n_i$) と拡散時間 (a^2/D_{amb}) の比がこの場合 10^{-2} となると ≥ 1

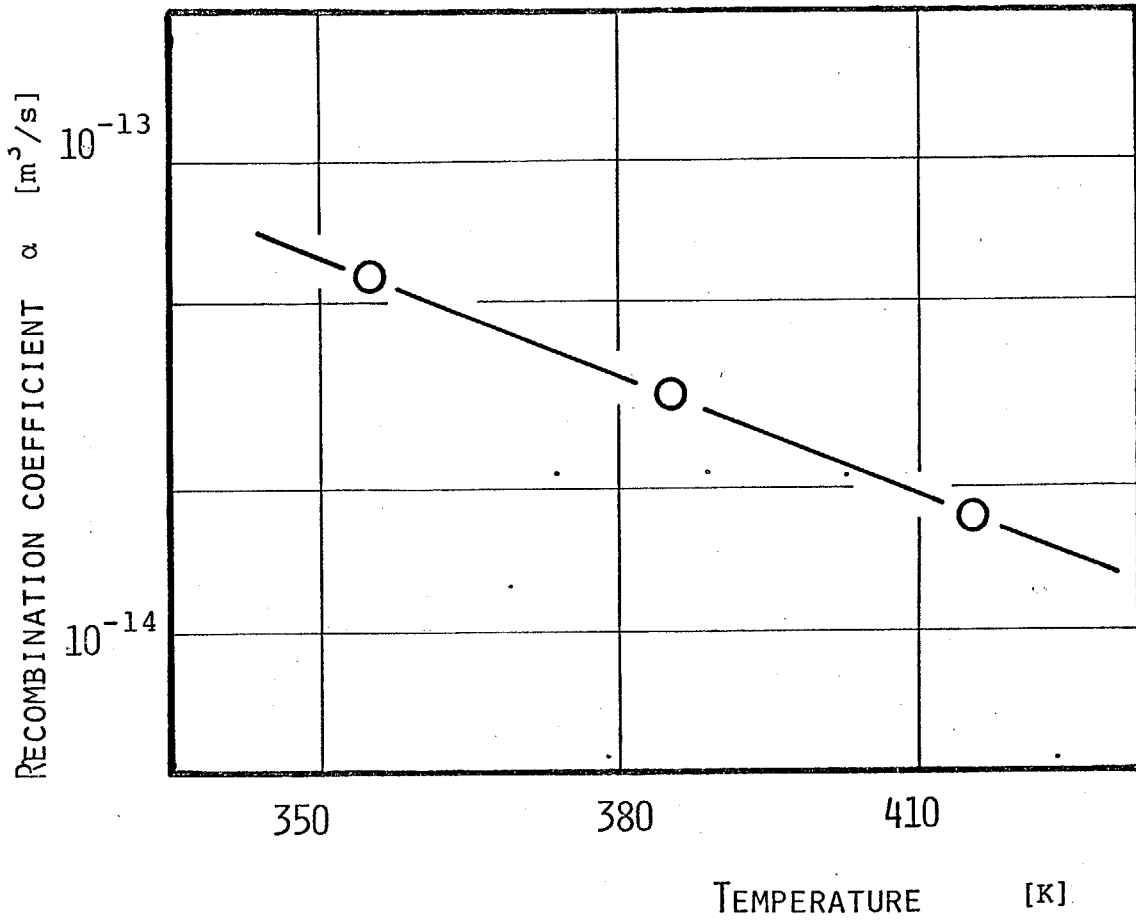


FIG.33 VARIATION OF RECOMBINATION COEFFICIENT WITH TEMPERATURE

に比べてきわめて小さいことから無視できると考えられる。

4-3-2. 表面再結合の影響.

表面再結合の影響をみるために、すでに述べたような金属板またはベークライト板を装填したテスト部を用いてその前後の荷電粒子密度を測定した。この場合、再結合反応に温度、入口での荷電粒子密度が大きく影響することを考慮して、温度(プラズマ、壁、共に383K)、入口の荷電粒子密度($6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)をそれぞれ一定にして実験をおこなった。測定の結果をFig. 34に示す。横軸は用いたテスト部の長さであり、縦軸は入口、出口での密度の比である。○印は、テスト部内の板がベークライト板に対するものであり、●印は銅板に対するものである。この図より、ベークライト板の方が、銅板よりも、壁面での表面再結合がおこりにくいことがわかる。

(詳細は次項参照)

4-5. 理論解析

テスト部内での荷電粒子密度の減少の機構としては、気相中の再結合反応と表面での再結合とが考えられる。本実験における機構を明確にし、さらに表面反応の程度を考察するために以下に述べる理論計算をおこなっ

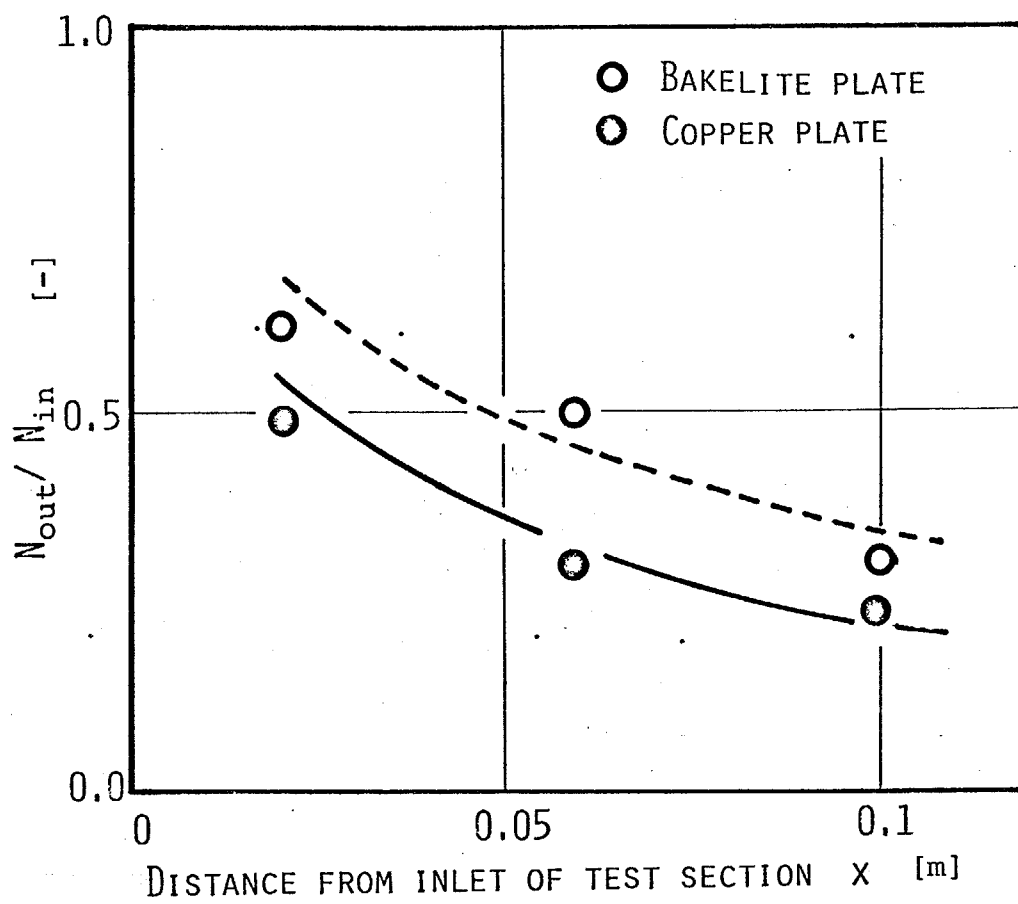
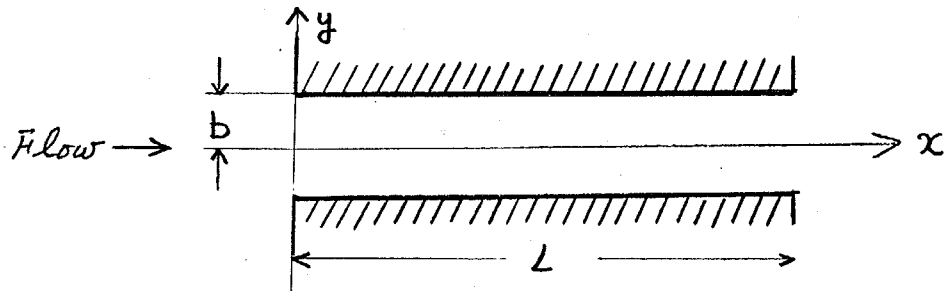


FIG.34 EXPERIMENTAL RESULT OF SURFACE RECOMBINATION

た。

次に示すように，テスト部内のスリット内部の流れを考え，流れ方向に x 軸，それに垂直に y 軸をとる。



ここで， $x-y$ に垂直な方向は y 方向に比較して十分大きいことから， $x-y$ の 2 次元流と考えるとよい。気相中の再結合の項を考慮すれば，基礎式として次式が得られる。

$$\mu \frac{\partial N}{\partial x} = D_i \left(\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} \right) - \alpha N^2 \quad (4.7)$$

次に変数を無次元化する。

$$x^* = \frac{x}{L}, \quad y^* = \frac{y}{b}, \quad N^* = \frac{N}{N_{im}} \quad (4.8)$$

また，流路幅を代表長さとしたレイノルズ数はこの実験条件では $Re = 70$ であることから，流路内の流れはすぐに発達したポアズイユ流れとなると考えられる。次に， $L^2 \gg b^2$ であることを考慮すれば，Eq.(4.7) の拡散項のうち 1 項は無視でき，無次元化した基礎式は次式で与えられることになる。

$$\frac{\partial N^*}{\partial x^*} = \left(\frac{D_i L}{u_{\max} b^2} \right) \left(\frac{1}{1-y^{*2}} \right) \frac{\partial^2 N^*}{\partial y^{*2}} - \left(\frac{\alpha N_{in} L}{u_{\max}} \right) \left(\frac{N^{*2}}{1-y^{*2}} \right) \quad (4.9)$$

境界条件：

$$\begin{aligned} x^* = 0 & : N^* = 1, \\ y^* = 0 & : \partial N^* / \partial y^* = 0, \quad (4.10) \\ y^* = 1 & : N^* = N_w^*(r), \end{aligned}$$

ここで、最後の境界条件、 $y^* = 1$ で $N^* = N_w^*(r)$ なる量は、表面再結合の程度を考慮するためにとったものであり、以下のように表わされる。壁面での表面再結合が存在するならば、壁面から1平均自由行程だけ離れた位置で、熱運動により壁面へ衝突するイオンの数は単位時間、単位面積あたり $(1/4) N \bar{v}$ である。このうち表面で反応する割合を γ とすれば、壁面で消滅するイオンは $(1/4) N \bar{v} \gamma$ となる。一方、この消滅したイオンを補給するのは拡散であり、この数は壁での密度勾配を用いれば、 $D_i (\partial N / \partial y)_w$ となる。したがって、壁面においては、次式

$$D_i \left(\frac{\partial N^*}{\partial y^*} \right)_w = \frac{1}{4} N_w^*(r) \bar{v} \gamma \quad (4.11)$$

を満足するように $N_w^*(r)$ が境界条件として与えられるべきである。実際の数値計算に際しては、境界条件を

Eq. (4.11) のように与えることにより、満足する $N_w^*(t)$ を求めながら、 x の向へ進んでいく方法をとって数値解析をおこなった。なお表面再結合反応率とは、 $\gamma = 1$ は表面での再結合が完全におこなわれる場合、 $\gamma = 0$ は表面での再結合が全くおこなわれない場合を示すことになる。

γ をパラメーターにとり、得られた解と前述の Fig. 34 の実験結果から γ の値を積極的に調べるために、横軸に Eq. (4.9) の気相反応の項にかかる無次元の量 ($\alpha N_{im} L / u_{max}$) をとり、整理したのが Fig. 35 である。この図からベークライト板に対しては $\gamma = 2 \times 10^{-4}$ 程度であり、銅板に対しては $\gamma = 5 \times 10^{-4}$ 程度であることがわかる。すなわち、イオンがベークライト板に 5000 回衝突して 1 度再結合し、銅板には 2000 回衝突して 1 度再結合するという結果を得た。この値は実験誤差を考えると $\pm 50\%$ 程度の誤差を含んでいるが、銅板はベークライト板に比べて倍程度表面再結合をするということ、およびいずれも約 1000 回に 1 度の割合で再結合することなどかわかった。

この理論解析で用いた拡散係数は、文献(17)から得た衝突断面積を用いて、*simple kinetic theory* から、この実験条件での値を計算したもので ($D_i = 6.1 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$) あり、再結合係数については、この章で実験

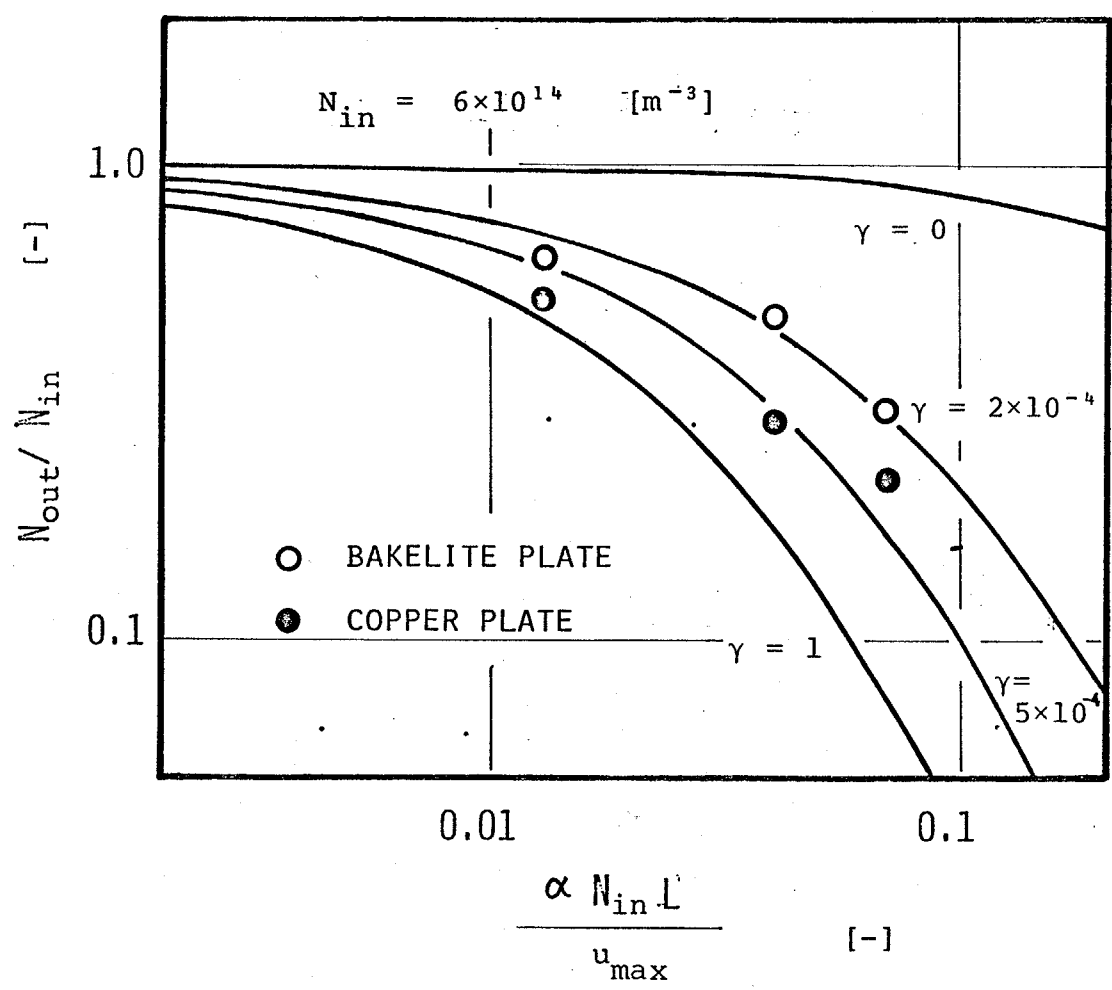


FIG.35 EXPERIMENTAL AND THEORETICAL RESULTS OF SURFACE RECOMBINATION

により得られた 383 K の値 ($3.1 \times 10^{-14} \text{ m}^3/\text{s}$) を用いた。

4-6. 考察

気相反応における再結合係数は、温度範囲が $360 \sim 420 \text{ K}$ 2°

$$\alpha = 6 \times 10^{-14} \sim 2 \times 10^{-14} \quad [\text{m}^3/\text{s}]$$

と得られ、これまで調べられていた解離再結合反応の値と同程度であった。また、ここで用いた大気圧微弱電離プラズマ流については、イオンのまわりに数多くの同種の原子が存在し、容易に分子イオンになると考えられる。したがってこの実験における再結合反応の機構は解離再結合反応とみなしてよいであろう。

表面反応に関しては、この実験では、ある程度おこるが完全でないという結論を得た。これは流路幅をさらに狭くして (0.2 mm) おこなった実験でも確認された。また、そのときの表面での反応する割合、すなわち、 γ の値が金属面に対して $\gamma = 5 \times 10^{-4}$ 程度、絶縁物に対しては $\gamma = 2 \times 10^{-4}$ 程度であることがわかった。これまでの表面反応は、少なくとも金属表面では完全触媒的であるとしてとり扱われてきた。事実、そのような実験結果も 2.3 得られている。⁽¹⁵⁾⁽³⁰⁾ そこで、これらの

ことがらについて簡単な検討を加えてみる。まず第1にいえるとは、これらの実験とこの論文での実験との一番異なる点は、前者が原子状イオンに関するものであるのに対し、後者は分子状イオンに関するものであることである。したがって、この実験における表面反応の不完全さの原因を考えるならば、まず、分子状イオンに注目すべきであろう。そしてその可能性としては、(1) 表面では気相中と異なり解離反応しにくい。(2) 分子イオンは表面に吸着しにくい。(3) 電離電圧が低く電子を受け取りにくい。などが考えられる。ただ、分子イオンの表面でのふるまいに関するデータはほとんどなく、また、これを調べるには多くの研究を要するので明確な原因を指摘することは困難である。次にいえることはプラズマ中に物体を入れるとその表面近傍は低温となり、気相反応速度が大きくなり、表面近傍での荷電粒子密度が非常に小さくなるという点である。したがって、たとえ表面反応が不完全であっても、みかけ上は完全解離的となり得ることは十分考えられる。

イオンの拡散係数の計算に *simple kinetic theory* を用いたが、イオンの移動度からも求められることができる。この結果は $D_i = 6.5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ となり、*simple kinetic theory* から求めた値 ($6.1 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$)

と大差ない。

また、拡散係数にイオンの拡散係数を用いるか、両極性拡散係数を用いるかの問題があるが、ここではパイプの長さが流路幅と同程度となるためイオンの拡散係数を用いた。ただ、両極性拡散係数（イオンの拡散係数の2倍）を用いても Fig. 34, Fig. 35 の理論解が少し下にくるだけで、本章での結論に変わりはない。

4-7. 結論.

以上の実験、解析をおこなった次の結論を得た。

- 1) 大気圧微弱電離アルゴンプラズマ流における気相再結合係数を測定し $T = 360 \sim 420 \text{ K}$ において $\alpha = 6 \times 10^{-14} \sim 2 \times 10^{-14} [\text{m}^3/\text{s}]$ を得た。これから、この場合の再結合反応の機構は解離再結合であると考えられる。
- 2) 大気圧微弱電離アルゴンプラズマ流中におかれた物体表面上では、ある程度の表面再結合反応が起こるが完全触媒的ではない。この場合の表面での再結合をする割合は金属では 5×10^{-4} 程度、絶縁物では 2×10^{-4} 程度であり、金属より絶縁物の方が倍程度再結合反応はおこりにくい。

第5章 再結合反応におよぼす 乱流の影響

5-1. 緒言

前章においては、微弱電離アルゴンプラズマを用いて、その流れの場における再結合現象をとり扱った。この場合には流れは常に層流であった。しかし工学的な問題に対しては、流れは層流であるより、流れに乱れがある場合が多いことは当然予想される。例えば、簡単な例として、2章でとり扱った円柱後流のようなものも挙げられるが、これに関して2章では、境界層の状態が剥離点近傍において急激に凍結状態から熱平衡状態へと移行することが結論された。したがって、再結合現象に対して流れの乱れが存するかの形で影響を及ぼしていることは明白である。この原因の一つとして、流れの乱れによって熱移動量が増加し、壁面近傍での温度が低下し、これによって気相反応速度が大きくなり、熱平衡に近くなることを考えられた。これについては、4章において、気相中の再結合係数を測定し、狭い温度範囲ではあるが、再結合係数に大きな温度依存性があることがわかり上の現象の可能性を示すことができた。しかし、その他の原因については不

明な点が多く、また、それに関する報告も存されこ
ない。この点についての考察をするために、本章では
温度一様な場で、流れを積極的に乱して実験をおこな
った。実験は4章で述べた実験装置を用い、テスト部
内にさまざまな方法で流れを作り、再結合への影響に
ついて検討を加えた。

5-2. 実験方法および結果

本章で用いた実験装置、実験条件は4章のものと全
く同一であるが、テスト部内に流れをつくり出すため
にバツフルを挿入して実験をおこなった。テスト部は
前章の気相再結合係数を測定する際に用いたものと同
じで、断面が30mm角の流路をもつパイレックス製の
長さ、100mmのものである、

(1). 実験I.

バツフルとしてFig. 36に示すような金同板の中央に
直径が18mmの穴をあけた板を用いた。この板は上に
述べた長さ100mmの筒の内側に流れに垂直におかれ
る。実験は、バツフルの位置をテスト部内で流れ方向
に変えて、テスト部入口、テスト部出口の荷電粒子密
度を、前章で用いたフローブによって求めた。これに
よって、プラズマ流の乱れの存在する部分の領域を変

化させて密度の変化を測定するわけである。この場合プラズマ流の全流量は前章と同じである。なお、テスト部周囲に設けられたヒーターによって、テスト部内の温度と入口のプラズマ流の温度を一定に保つ。これらの温度は、4章で用いられたものと同じ熱電対によって測定され、実験中両者は常に一定であることがモニターされる。これによって得られた結果を Fig. 37 に示す。この図での入口密度は常に 1.0×10^{14} [1/cm³] 一定としておこなわれた。この図から乱れの存在する領域が減少すると、再結合反応の量が減少し、 N_{out}/N_{in} は増大することがわかる。この図で●はテスト部内からバップルを取り除いたときのテスト部前後の密度比である。この実験において、テスト部内のバップルの中を通過するプラズマの平均流速を代表速度、穴の径を代表長とした Reynolds 数は $Re = 3470$ であった。

次にこの流れ中の乱れと前述した実験結果とを比較するために、熱線風速計を用いて乱流強度を測定した。この場合の乱れの測定は常温のアルゴンガスを用いたが383Kの場合の $Re = 3470$ と同一にしておこなった。その結果を Fig. 38 と Fig. 39 に示す。Fig. 38 の横軸は流路中央からの距離でパラメータはバップルからの距離であり、Fig. 39 の横軸はバップルからの距離、パラメータは中央からの距離である。これらの図から、

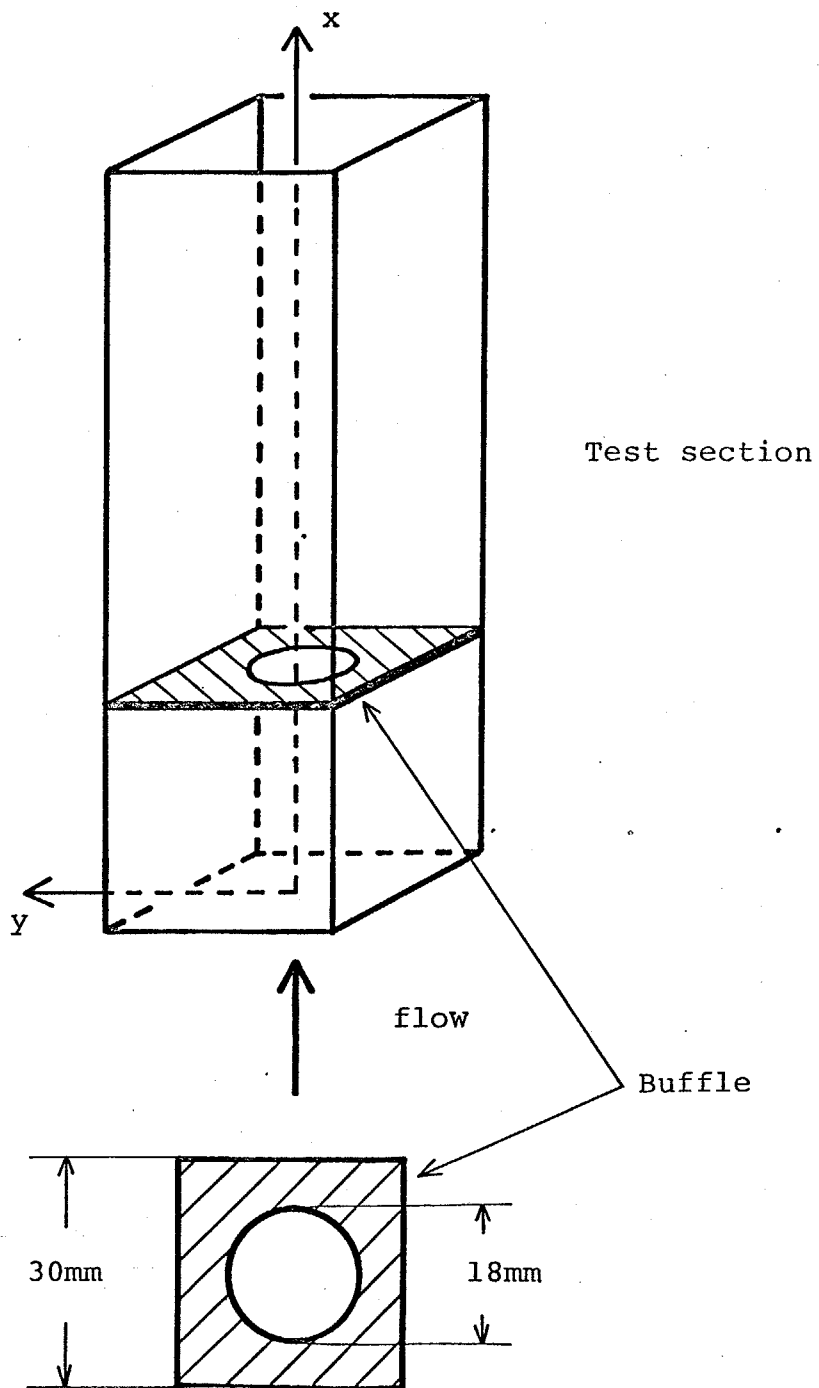


FIG.36 TEST SECTION AND BUFFLE USED FOR EXPERIMENT

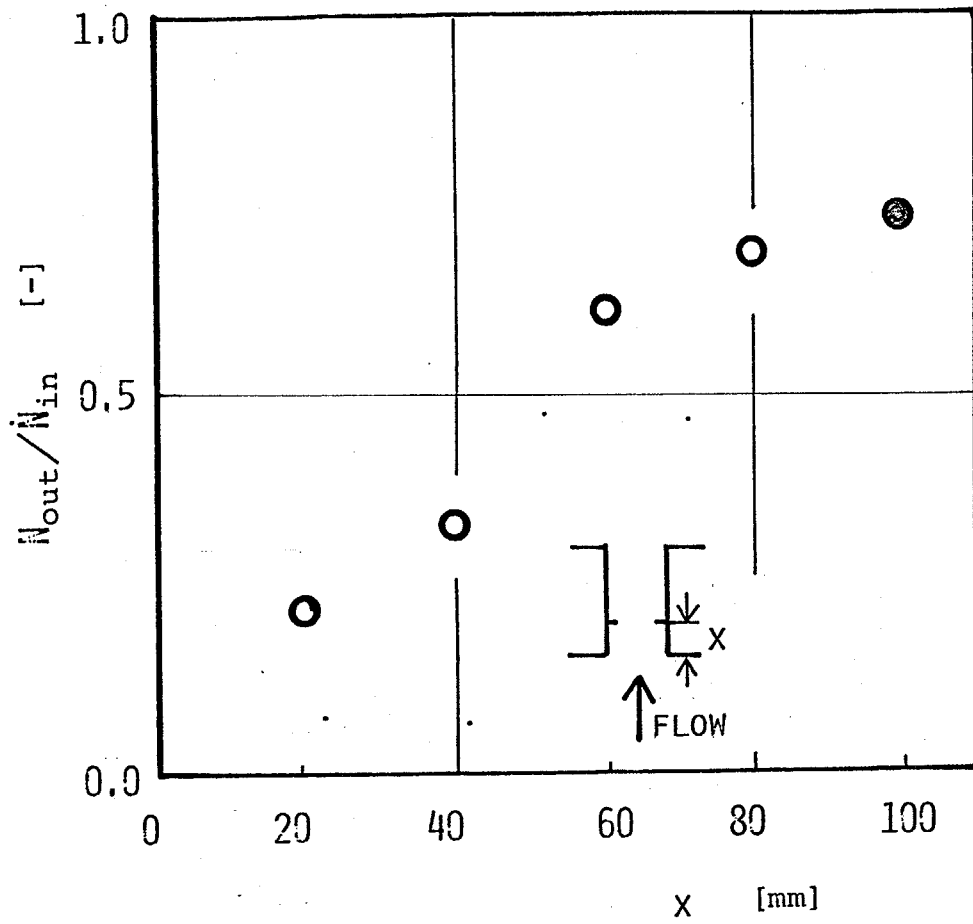


FIG.37 EFFECT OF TURBULENCE ON RECOMBINATION

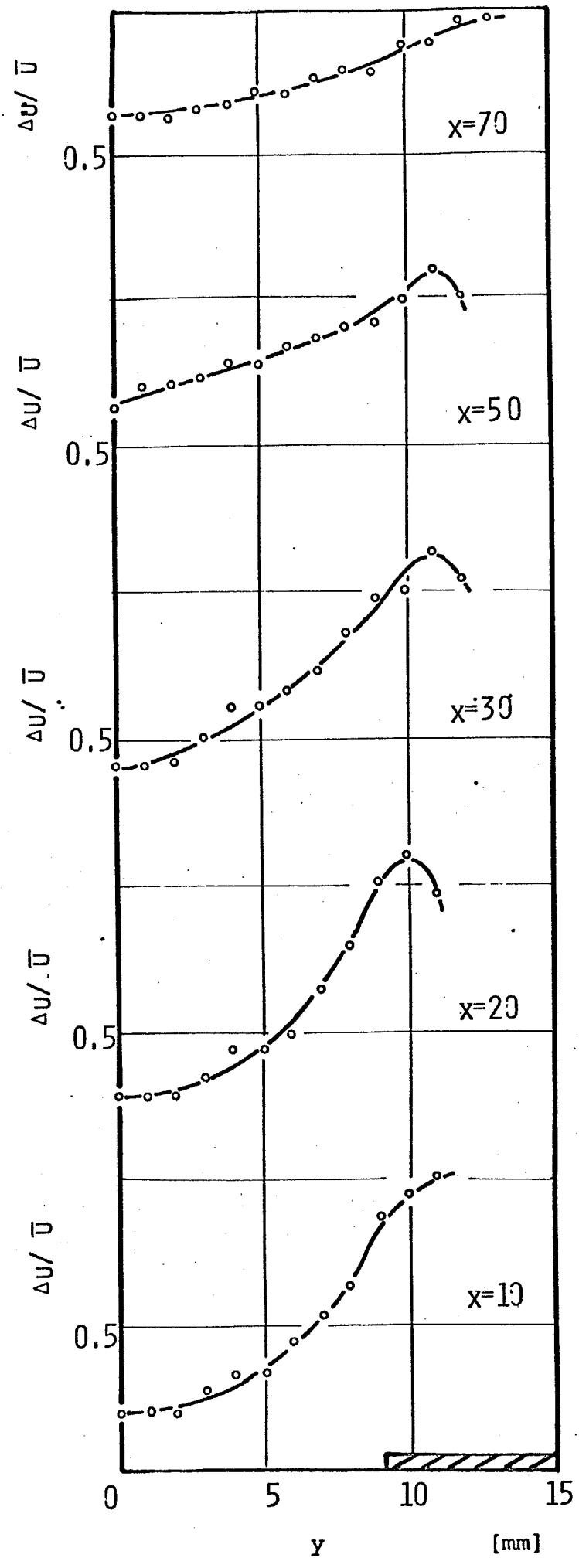


FIG.38 TURBULENT INTENSITY BY HOT WIRE MEASUREMENT

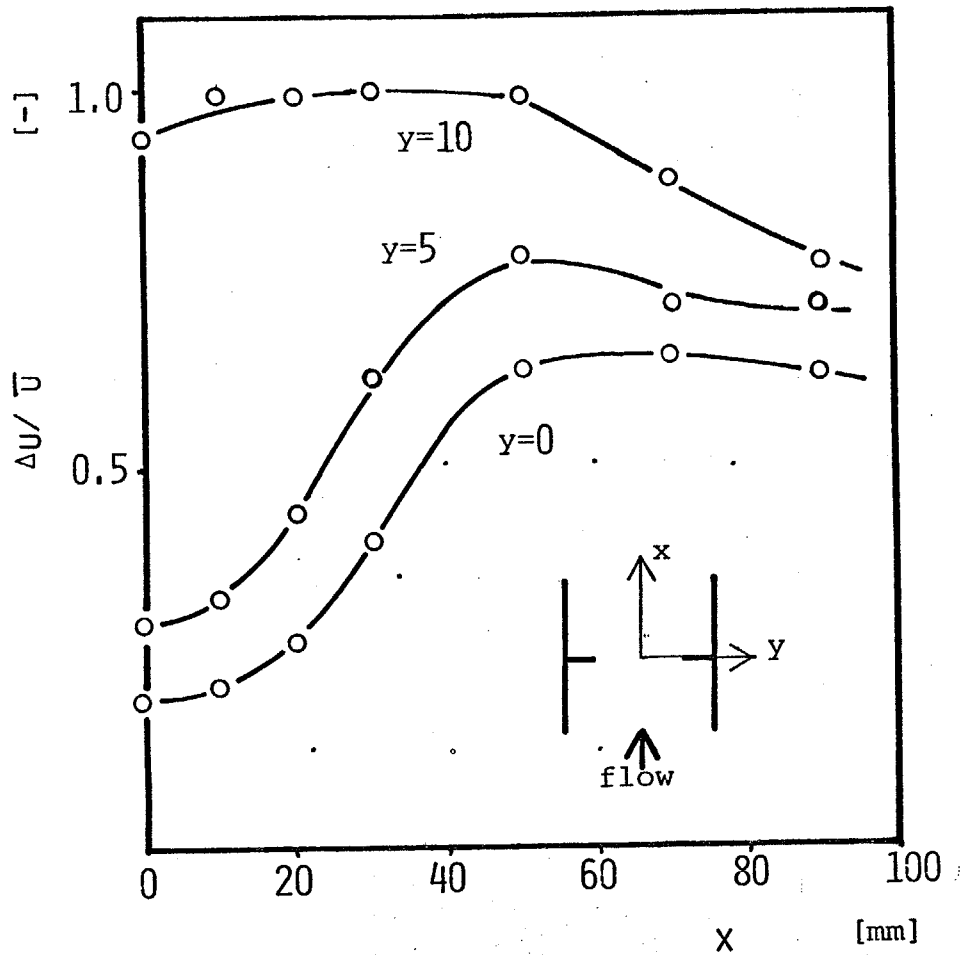


FIG.39 TURBULENT INTENSITY BY HOT WIRE MEASUREMENT

流路全域にわたってバフフルからの距離が50mm付近で乱れは最高に達することを確認された。なお、この実験で用いられた熱線風速計は定温度型であり、プローブ部の熱線には $5\mu\phi$ 、長さ約2mmのタングステン線を用いた。このプローブの検定は、10mm ϕ の内管内を流れるアルゴンガスのポアズイコ流れによつておこなった。

(2). 実験II.

次に、乱れをもつた流れを細い流路を通して乱れの減衰と表面反応の双方の影響について調べた。まず、流路内に乱れを一樣に与えるために、Fig. 40に示すように3mm ϕ の穴を9ヶあけた銅板(バフフル)をテクト部の入口から15mmの位置にあはせる。この銅板によつてほぼ一樣に乱れた流れを細い流路へと導入する。この細い流路は長さ60mmで、壁面には1mm間隔でスパーサーが溶接されしており、これには0.5mm厚の銅板が流れに平行に最大18枚とりつけられるようになっていゝ。(Fig. 40には、この板が5枚取りつけられただけの一例として示してある。)この板の枚数をかえることによつて、細い流路の中が変わり、流れ中の乱れは変化することになる。この実験においても、全流量、温度など条件はすべて前の実験と同一にして、流路中

を変えながら、テスト部入口と出口の荷電粒子密度を測定した。また、この実験においても、それぞれの流路中に対して各流量中央での流れの乱れを前の実験同様、 Re 数をあわせて、常温で熱線風速計を用いて測定した。これらの実験結果を Fig. 41 と Fig. 42 に示す。これらの図で横軸は、流路の周長を断面積で除したもので $1.33 \times 10^2 [m^{-1}]$ は正方形のテスト部を示し、その値が大きくなるにつれて、細い流路があることを示す。Fig. 41 から入口密度と出口密度の比は流路中を狭くしていくと一度減少しそれから徐々に上昇して表面積が増大するのに再結合反応はおさえられることがわかる。また Fig. 42 から流路の巾が狭くなるにつれて乱れは急激に減少している。(これらの検討は次節を参照)。

5-3 考察

4章で述べたようにテスト部内での流れに対し、2次元と仮定すれば

$$u \frac{\partial N}{\partial x} = D \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} - \alpha N^2 \quad (5.1)$$

で示され、境界条件は、

$$\begin{aligned} x=0 & : N = N_{in} \\ y=0 & : \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \\ y=b & : N = N_w(x) \end{aligned} \quad (5.2)$$

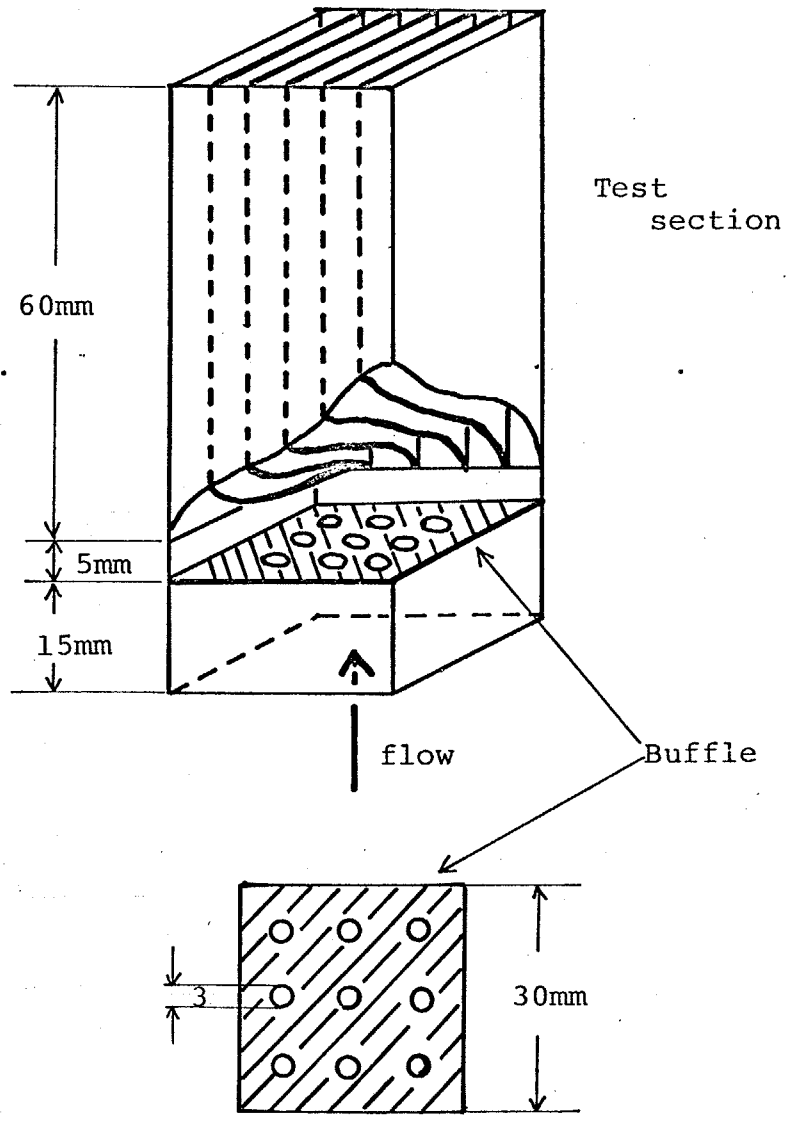


FIG.40 TEST SECTION AND BUFFLE USED FOR EXPERIMENT

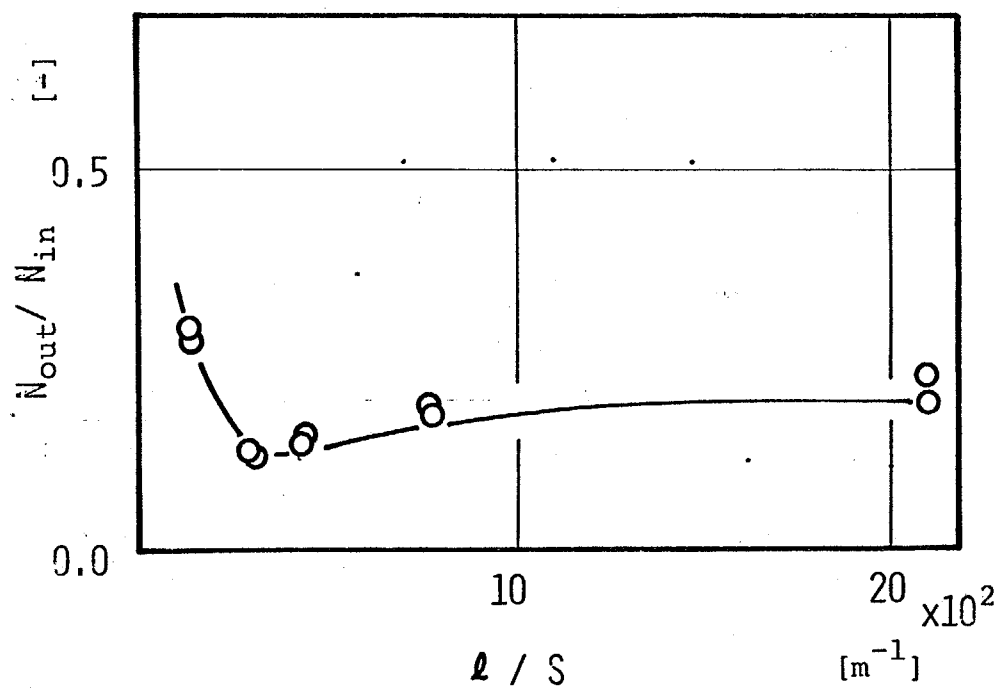


FIG.41 EFFECT OF TURBULENCE ON RECOMBINATION

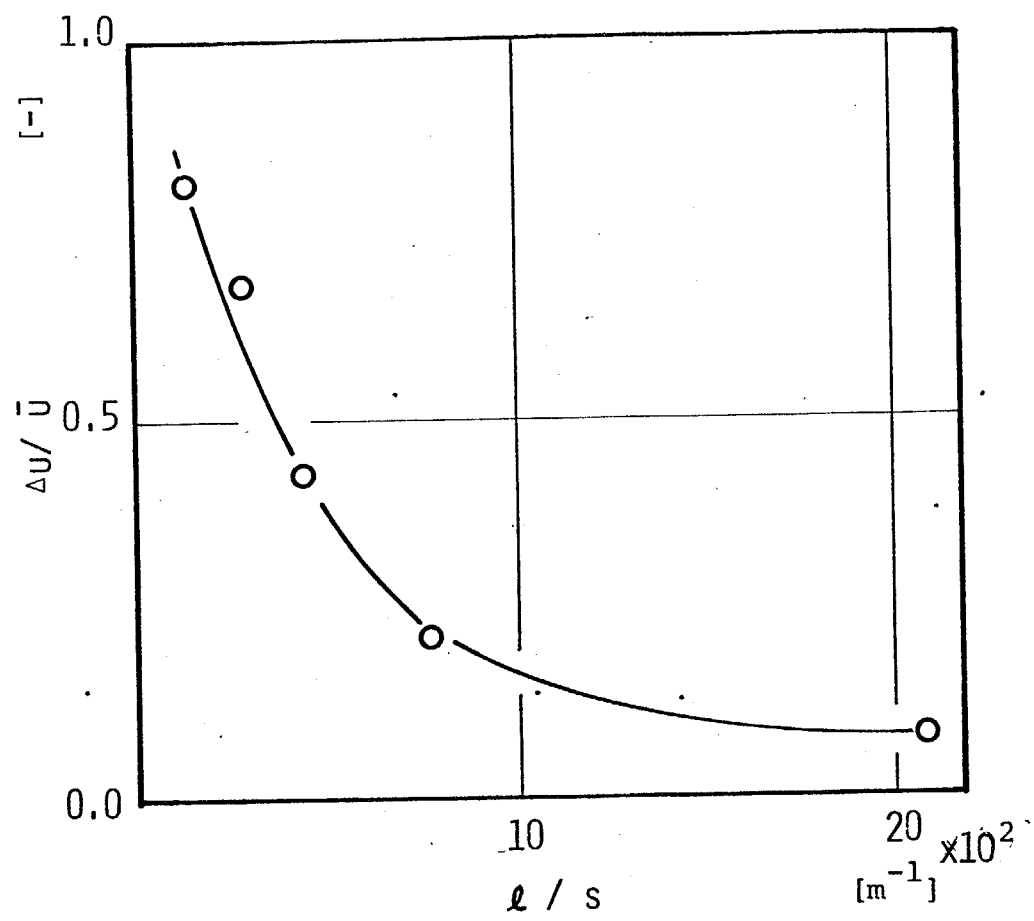


FIG.42 VARIATION OF TURBULENT INTENSITY WITH VARIATION OF CHANNEL WIDTH

ここで最後の境界条件は前章で述べたように、

$$D \left(\frac{\partial N}{\partial y} \right)_w = \frac{1}{4} N_w(x) \bar{v}_x \quad (5.3)$$

を満足するように決定されるべきものである。

ここで流れが乱流の場合に、以上の式を用いて計算するわけがあるが、これには次の仮定をする。

- 1). 流速は、流路内で分布を持たず平均流速 \bar{u} があるとする。
- 2). α に対する乱流の影響はなく、乱流の影響はすべて拡散係数に入れらる。

これらの仮定を用い、乱流化された流路内での入口、出口の密度比を計算する。しかし、この場合、拡散係数 D 、大きな値にとると Eq.(5.1) は数値解析上困難が供なうため、 $D = \infty$ とするときに限っては、Eq.(5.1) を y について積分した

$$\bar{u} \frac{\partial N}{\partial x} = -\alpha N^2 - \sigma N \quad (5.4)$$

を用いる。ここで σ は表面反応の程度を示す量で、

$$\sigma = \frac{1}{4} \bar{v}_x \cdot \frac{\ell}{S} \quad (5.5)$$

ここで S は流路の断面があり、 ℓ はその流路の周長である。従って、流路幅が狭くなるにつれて、 σ の値は大きくなり、表面再結合は大きくなることかわかる。

Eq. (5.4) は, $\lambda_2 (x=0)$ で $N = N_{in}$, 出口 ($x=L$) で $N = N_{out}$ とする と解析的に解けて

$$\frac{N_{out}}{N_{in}} = \frac{(-\sigma/\bar{u}) \exp(-\sigma L/\bar{u})}{(-\alpha N_{in}/\bar{u}) \{1 - \exp(-\sigma L/\bar{u})\} - (\sigma/\bar{u})} \quad (5.6)$$

が得られる。

以上の式を用いて, 実験 I, 実験 II について計算をおこなう。

(1). 実験 I について

テスト部入口からバンプルまでは, 気相再結合反応のみ ($D=0$) とし, それ以後は Eq. (5.6) によつて $D=\infty$ と仮定して計算をおこなう。得られた結果を Fig. 43 に示す。この図には前項で示した実験点も併記してある。この結果から, 傾向はほぼ一致し, このような仮定がほぼ正しいことを示す。従つて流れ中の乱れを大きくすると乱流拡散係数の値が大きくなり, 壁面に衝突するイオンの数が増大し, 表面再結合反応によつてイオン密度が減少すると考えてよいであろう。なお, この計算では $r=0.001$ を用い, 再結合係数 α は 3.1×10^{-14} [m^3/s] (4章で得られた値) を用いた。また, この図には, テスト部内部での再結合がすべて気相反応だけ ($D=0$) の場合の解も併記されている。

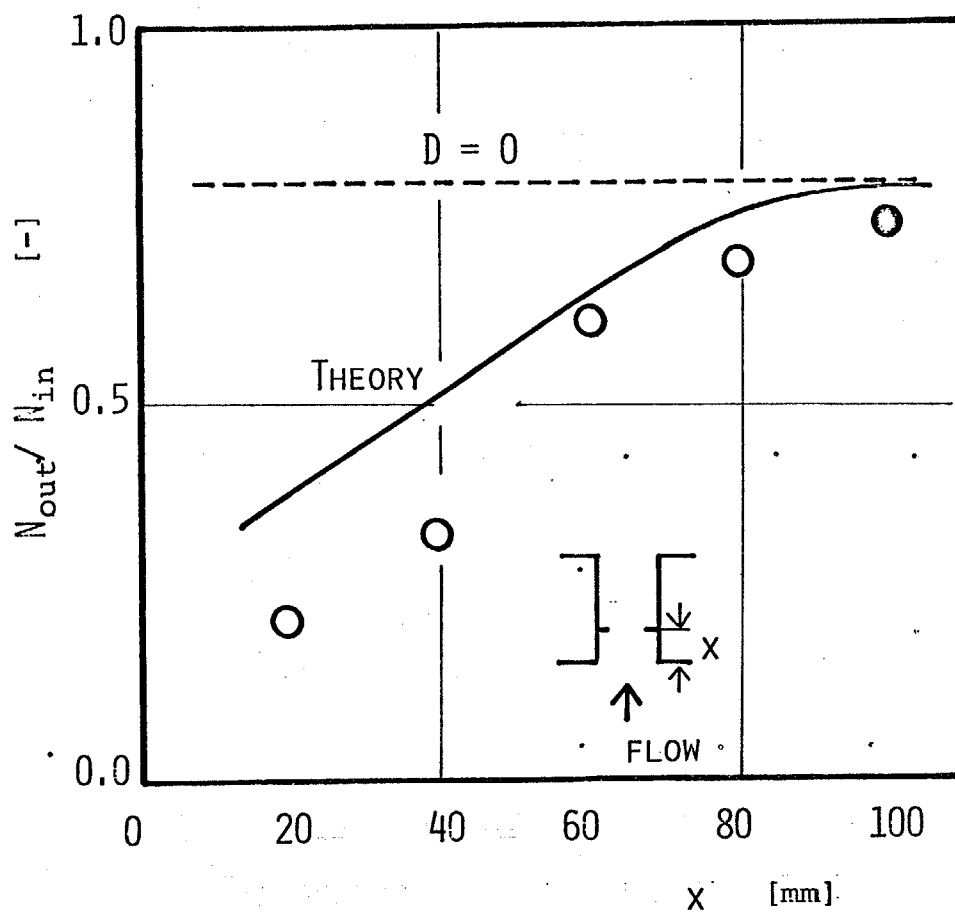


FIG.43 EXPERIMENTAL AND THEORETICAL RESULTS

(2). 実験Ⅱについて

この場合は、バッフルまでは気相反応のみ、バッフル以後については、 $D=0$, $D=0.067$, および $D=\infty$ の3つの場合について求める。これにより得られた解を Fig. 44 に示す。これには前項で得られた実験値も併記してある。なお、この図の横軸は Fig. 41 と同じく、流路の周長をその断面積で除した値であり、流路の幅が狭くなるにつれて、再結合に関与する表面の寄与が増大することを意味するものである。この図より、通路幅がない領域では、実験値は、 $D=\infty$ の解にほぼ一致して減少するが、通路幅が狭くなるにつれて、流れ中の乱れがおさえられ、それほど減少せず、流路幅 1 mm ($L/S = 20.7$) の場合は、 $D=0.067$ とした解にほぼ一致して減ることになる。これは、バッフルによって生じた流れ中の乱れが、細い流路によっておさえられ、流路幅が小さくなるにつれて、乱流拡散係数の値が小さくなるからであると考えられる。なお、この場合の計算にも $\nu = 0.001$, $\alpha = 3.1 \times 10^{-14} [\text{cm}^2/\text{s}]$ の値を用いた。この実験において、流路幅を狭くしていくと、プラスマが流れる総流路断面積が減少し、流路内を流れる流速が増加するが、これに対しては、計算において流速を変えておこなっている。Fig. 44 中の気相反応のみ ($D=0$) とした解が、流路幅の減少にと

もな、 γ 多少増加してゐるのほそのためである。

また、表面反応を調べようとするときは、拡散係数の値が必要であるが、それが求められないか不確かな場合には、流れを乱して乱流化し $D \rightarrow \infty$ の仮定（荷電粒子密度分布が y 方向に一様）による計算値と比較すると表面反応率がかなり精度よく求められるということができる（Fig. (44). $l/\delta = 1.33, 2.4 \times 10^2$ [cm] に対する実験値）。

本章の計算では、 $\gamma = 0.001$ とし解析をおこなひ、実験値とほぼ一致したことから前章で得られた γ の値（0.0005）と同程度でありほぼ妥当なものであると考えられる。

以上より、壁面とプラズマの温度が等しい場合の乱流によるイオン密度の減少は、乱流拡散により、壁面へのイオンの衝突量が多くなり、壁面での表面再結合反応量が増加すること起因することを知った。なお、上でおこなつた計算において、流路幅が広い場合に対しても二次元であると仮定したが、それによつて上に述べた結論に変わりはない。

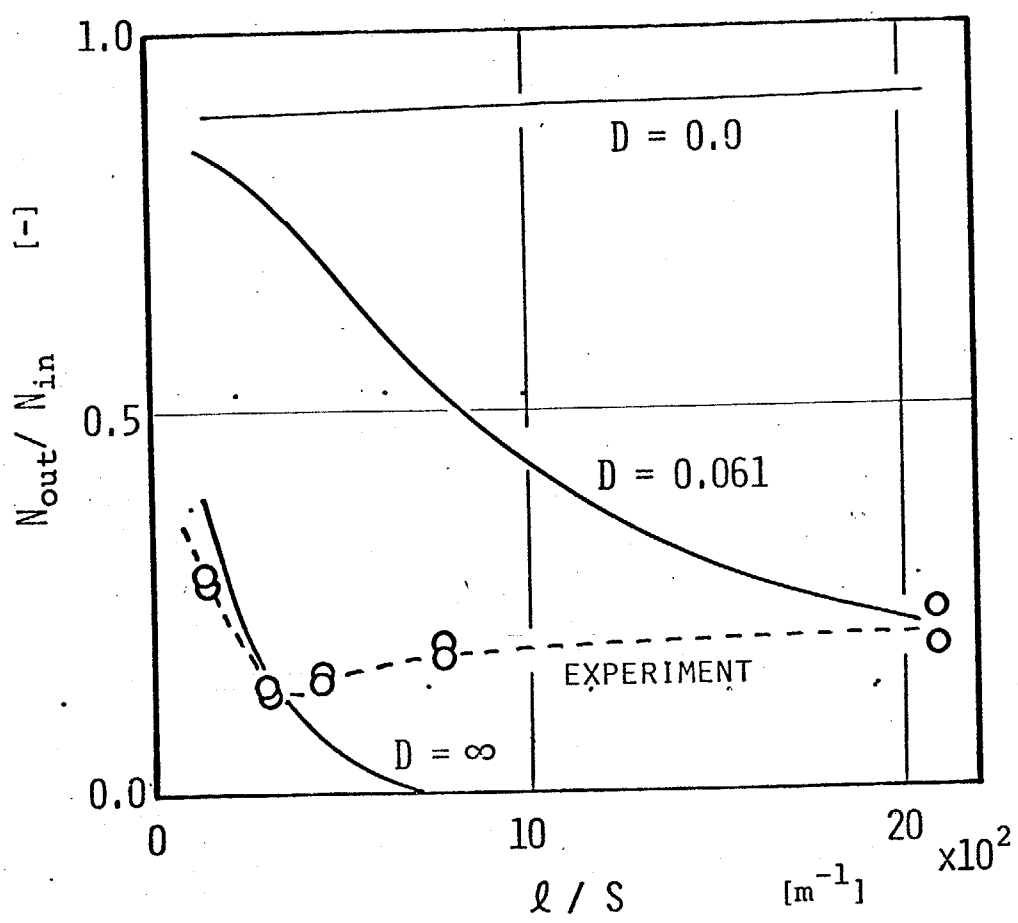


FIG.44 EXPERIMENTAL AND THEORETICAL RESULTS

5-4. 結論.

壁温, ガス温を一定とし再結合に関する温度の影響をとりのぞき, プラズマの流れを乱し, 再結合反応に対する乱れの影響のみについて実験, 解析をおこない次の結論を得た。

- 1). 乱流中における再結合反応量の増大は, 流れ中の乱れにより乱流拡散係数が大きくなり, これにより, 壁面への荷電粒子の衝突量が増大し, 壁面での再結合量が増大することに起因する。
- 2). 表面での再結合反応率を 0.007 とするとよく実験値と一致した。この値は4章で得られた 0.005 と同程度でありほぼ等価なものであることが確認された。

第6章 結言

本章では、以上の研究の内容を要約した結論について述べる。

1章では本研究の意義、目的について述べ、既往の研究をまとめ、本研究の位置づけをおこなった。

2章では、熱プラズマ流中に平板をおき、そこに生ずる境界層内の荷電粒子密度分布を探針法によって測定し、境界層内の状態を調べた。熱プラズマ流として大気中に噴出した温度分布と速度分布が既知のアルゴンプラズマジェットを用いた。さらに境界層内での温度分布や速度分布について、物性値を変化させながら理論解析をおこなった。これらの結果から、大気圧熱プラズマ流における平板境界層内は、低圧の場合とは異なり、必ずしも凍結状態にはなく、境界層端近くでは熱平衡状態に近く、境界層内部にいくにしたがって凍結に近くなることわかった。

3章では、2章の平板とくらべて流れが複雑になる場合の境界層の一例として円柱まわりの境界層をとりあげた。2章と同様のプラズマジェットの流れ中にそれと直交して円柱をおき、そこに生ずる境界層内の荷電粒子密度分布を探針法によって測定した。また、こ

こども、この境界層内を物性値を変化させ、理論解析とし、これらの結果を比較した。その結果前方進み点からの角度 θ が小さいところでは、凍結状態に近く、 θ が大きくなると熱平衡状態に近づくことがわかり、しかも、凍結状態から熱平衡状態へと変化するのが、 $\theta = 110^\circ \sim 120^\circ$ と剥離点近傍であり、比較的急激におこなわれることがわかった。

4章では、2章、3章でとりあつかった境界層の壁面近傍での再結合反応の機構を知る目的で、温度の低い大気圧非平衡微弱電離アルゴンプラズマ流を用い、気相での再結合反応、および壁面での再結合反応の両面から、プラズマの再結合現象について実験、検討をおこなった。この結果より、気相再結合係数の値は、 $T = 360 \sim 420 \text{ K}$ において、 $\alpha = 6 \times 10^{-14} \sim 2 \times 10^{-14} [\text{m}^3/\text{s}]$ を得、この場合の再結合反応の機構は解離再結合反応であろうという結論を得た。また、表面再結合反応については、物体表面上では、ある程度の表面再結合反応が起こるが、完全触媒的ではなく、この場合の表面での再結合をする割合は金属では 5×10^{-4} 程度、絶縁物では 2×10^{-4} 程度であり、金属より絶縁物の方が倍程度再結合反応はおこりにくいことがわかった。

5章では、4章のプラズマと同じものを用い、流れに乱れがある場合、それが再結合反応に対してどうい

う影響を及ぼすかについて検討した。その結果、乱流中における再結合反応量の増大は、流れ中の乱れによる乱流拡散係数の増大により、壁面への荷電粒子の衝突量が増加し、壁面で再結合量が増すことに起因することかわかった。また、表面での再結合反応率は 10^{-3} とすると良く実験値と一致し、この値は4章で得られた 5×10^{-4} と同程度であり、ほぼ等しいものであることかわかった。

Nomenclature

A	= area of probe electrode surface	[m ²]
a	= half width of test section	[m]
b	= half width of test section slit	[m]
C	= $\rho u / \rho_0 u_0$	[-]
c_p	= specific heat at constant pressure	[J/kg·K]
c_p^*	= c_p / c_{p0}	[-]
c_j	= mass fraction of j particle	[-]
D_{amb}	= ambipolar diffusion coefficient	[m ² /s]
D	= diffusion coefficient	[m ² /s]
d	= thickness of electrical sheath	[m]
d_0	= diameter of probe	[m]
E	= $\pi e \pi \xi$	[-]
E_i	= ionization energy	[eV]
-e	= charge of electron	[C]
$F(\phi)$	= function defined by Eq. (3-20)	[-]
f'	= u / u_0	[-]
g	= H_t / H_{t0}	[-]
H_t	= total enthalpy	[J/kg]
H	= enthalpy	[J/kg]
h	= Plank's constant	[J·s]
h_t	= heat transfer coefficient	[J/m ² ·s·K]
I	= probe current	[A]
K_i	= mobility of ion	[m ² /V·s]

k	= Boltzmann's constant	[J/K]
L	= length of test section	[m]
Le	= Lewis number	[-]
l	= peripheral length of flow channel	[m]
m_j	= mass of j particle	[kg]
Nu_x	= Nusselt number ($h_t x/k$)	[-]
Nu_d	= Nusselt number ($h_t d/k$)	[-]
N	= number density ($= N_i = N_e$)	[m ⁻³]
n	= number density ($= n_i = n_e$)	[m ⁻³]
N^*	= nondimensional number density	[-]
n_j	= number density of j particle	[m ⁻³]
$n_w^*(\gamma)$	= function defined by Eq. (4-11)	[-]
Pr	= Prandtl number	[-]
p	= pressure	[Pa]
Q	= flow rate	[m ³ /s]
Q_{j1}	= collision cross section of j particle to 1 particle	[m ²]
R_E	= electrical Reynolds number	[-]
Re	= Reynolds number	[-]
	$Re_x = (ux/v)$	[-]
	$Re_d = (ud/v)$	[-]
r	= radial coordinate	[m]
r_p	= probe radius	[m]

r_0	= cylinder radius	[m]
r_s	= sheath radius	[m]
S	= cross-sectional area of flow channel	[m ²]
Sc	= Schmidt number	[-]
T	= temperature	[K]
t	= time	[s]
t^*	= non-dimensional temperature defined by Eq. (3-9)	[-]
t_1	= non-dimensional temperature defined by Eq. (3-9)	[-]
u	= velocity of x-direction	[m/s]
u_0	= velocity of external flow	[m/s]
u_r	= velocity of r-direction	[m/s]
u_θ	= velocity of θ -direction	[m/s]
\bar{u}	= mass average velocity of flow	[m/s]
u_{max}	= maximum velocity	[m/s]
V	= absolute value of probe potential	[V]
V_j	= diffusion velocity of j component	[m/s]
v	= velocity of y-direction	[m/s]
v_d	= diffusion velocity	[m/s]
v_g	= gas phase reaction velocity	[m/s]
\bar{v}	= mean velocity of particles	[m/s]
w_j	= production rate of j component	[kg/m ³ s]

x	= distance from flat plate edge (chapter 2)	[m]
	axis of flow direction (chapter 4,5)	[m]
x*	= x/L defined by Eq. (4-8)	[m]
y	= distance from flat plate wall (chapter 2)	[m]
	axis perpendicular to flow direction (chapter 4,5)	[m]
y*	= y/b defined by Eq. (4-8)	[-]
z	= internal partition function	[-]
z	= c_i/c_{i0}	[-]
α	= recombination coefficient	[-]
β	= ratio of Debye length to electrode length	[-]
γ	= surface recombination probability	[-]
δ	= thickness of boundary-layer	[-]
ϵ	= $\frac{5}{2}RT/E_i$	[-]
ϵ_0	= permittivity of vacuum	[F/m]
ζ	= Damköhler number	[-]
λ	= mean free path	[m]
η	= a quantity defined by Eq. (2-5)	[-]
θ	= angle from stagnation point	[deg]
κ	= thermal conductivity	[kcal/m.s.deg]
κ^*	= κ/κ_0	[-]
μ	= viscosity	[kg.m/s]
μ^*	= μ/μ_0	[-]

ν	= kinematic viscosity	$[m^2/s]$
ν_c	= collision frequency	$[s^{-1}]$
ξ	= a quantity defined by eq. (2-5)	$[-]$
ρ	= density	$[kg/m^3]$
ρ^*	= ρ/ρ_0	$[-]$
$(\rho D)^*$	= $\rho D/\rho_0 D_0$	$[-]$
σ	= quantity defined by eq. (5-4)	$[s^{-1}]$
τ_d	= diffusion time	$[s]$
τ_g	= reaction time of gas phase	$[s]$
ϕ	= probe angle against flow direction	$[degree]$
χ	= eV/kT	$[-]$
ψ	= stream function	$[kg/m.s]$
ψ^*	= non-dimensional stream function defined by eq. (3-9)	$[-]$
ω	= vorticity defined by Eq. (3-7)	$[s^{-1}]$
ω^*	= non-dimensional vorticity defined by Eq. (3-9)	$[-]$

Subscripts

a	= atom
c	= center
ce	= charge exchange
e	= electron
ed	= boundary-layer edge on probe surface
ela	= elastic
h	= heavy particles (ion and atom)

i = ion
in = inlet of test section
j = j particles
o = boundary-layer edge
out = outlet of test section
w = wall
⊥ = perpendicular to flow
∥ = parallel to flow

Literature cited

- 1) Amdur, I. and E. A. Mason; Phys. Fluid, 1, 370(1958)
- 2) Back, L. H.; Phys. Fluid, 10, 807(1967)
- 3) Bates. D. R., A. E. Kingston and R. W. P. McWhiter; Proc. Roy. Soc. London, A267, 297 (1962), A270, 155(1962)
- 4) Biondi, M. A.; Phys. Rev., 129, 1181(1963)
- 5) Bredfeldt, H. R., W. Sharfman, H. Guthart and T. Morita; AIAA J., 5, 91(1967)
- 6) Chung, P. M., "Chemically Reacting Non-equilibrium Boundary Layers." Advances in Heat Transfer, Academic Press, 194(1965)
- 7) Chung, P. M. and V. D. Blankenship; AIAA J. 4, 442(1966)
- 8) Clements, R. M. and P. R. Smy; Brit. J. Appl. Phys., 2, 1731(1969)
- 9) Clements, R. M. and P. R. Smy; J. Appl. Phys., 40, 4553(1969)
- 10) Clements, R. M. and P. R. Smy; J. Appl. Phys., 41, 3745(1970)
- 11) Clements, R. M. and P. R. Smy; Canadian J. Phys., 49, 2540(1971)

- 12) D'Angels, N.; Phys. Rev. 121, 505(1961)
- 13) Eckert, E. R. G. and E. Pfender; Advances in Heat Transfer, 4 Academic Press 229(1967)
- 14) Fay, A. J. and N. H. Kemp; AIAA J., 1, 2741 (1963)
- 15) Hayashi, T., T. Honda and A. Kanzawa; Kagaku Kogaku Ronbunshu, 3, 485(1977)
- 16) Hinnov, E. and J. G. Hirschberg; Phys. Rev., 125, 795(1962)
- 17) Honda, T. and A. Kanzawa; Kagaku Kogaku Ronbunshu, 2, 182(1976)
- 18) J. A. S. M.; "Dennetsu Kogaku Shiryo," J. S. M. E., 35(1975)
- 19) Kanzawa, A. and I. Kimura; AIAA J., 5, 1315 (1967)
- 20) Kanzawa, A.; Kagaku Kogaku, 36, 1004(1972)
- 21) Kanzawa, A. and S. Nonouchi; Kagaku Kogaku, 38, 643(1972)
- 22) Kanzawa, A.; Sci. Machine, 27, 1451(1975)
- 23) Kanzawa, A.; Sci. Machine, 21, 1241(1969)
- 24) Kimura, I. and A. Kanzawa; AIAA J., 3, 476 (1965)
- 25) Lam, S. H.; AIAA J., 2, 256(1964)
- 26) Maecker, H., T. Peters, and H. Shenk.; Z. Physik, 140, 119(1955)

- 27) Matsuoka, K., M. Nishida and G. Kamimoto;
Nara Kosen Kenkyukiyo, 6, 7(1970)
- 28) Matsuoka, K; Nara Kosen Kenkyukiyo, 8, 37
(1972)
- 29) McDaniel, E. S., "Collision Phenomena in
Ionized Gases," 464(1964), John Wiley and
Sons Inc.; New York (1964)
- 30) Meyer, T. N. and E. Pfender; Wärme- und
Stoffübertragung, 1, 25(1973)
- 31) Niles, F. E. and W. W. Robertson; J. Chem. ~~P~~
Phys., 42, 3277(1965)
- 32) Robben, F., W. B. Kunkel, and L. Talbot;
Phys. Rev. 2nd Ser. 132, 2363(1963)
- 33) Schlichting, H.; Boundary-Layer Theory,"
285, McGraw-Hill Co.; New York (1968)
- 34) Shirai, H. and K. Tabei; Phys. Rev. Ser. A,
7, 1402(1973)
- 35) Smy. P. R. and A. I. Noor; J. Appl. Phys.,
47, 1327(1976)
- 36) Son, J. S. and T. J. Hanratty; J. Fluid Mech.,
35, 2, 369(1969)
- 37) Su, C. H.; AIAA J., 3, 842(1965)
- 38) Suzuki, M. and A. Kanzawa; Nihon Kikai Gakkai
Ronbunshu, 43, 2695(1977)
- 39) Talbot. L.; Phys. Fluid, 3, 289(1960)

- 40) Townsend, J. S. "Electrons in gas," (1947),
Hutchinton.
- 41) Tseng, R. C. and L. Talbot; AIAA J., 9, 1365
(1971)
- 42) Vitols, A. P. and H. J. Oskam, Phys. Rev.,
Ser. A, 8, 1860(1973)

謝 辞

この研究にあたり、終始御指導をいただいた神沢先生に深く感謝の意を表します。また、適切な御助言、御協力をいただいた本多助手をはじめとする神沢研究室の皆様にも厚く御礼申し上げます。