

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	熱プラズマ流のモデリングと制御
Title(English)	
著者(和文)	渡辺隆行
Author(English)	TAKAYUKI WATANABE
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第2287号, 授与年月日:1991年12月31日, 学位の種別:論文博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第2287号, Conferred date:1991/12/31, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

学位論文

熱プラズマ流のモデリングと制御

1991年7月

東京工業大学
工学部化学工学科

渡辺隆行

目次

第1章	緒言	1
1.1	プラズマとは	1
1.2	熱プラズマとは	2
1.3	プラズマジェットおよびプラズマアーク	3
1.3.1	プラズマジェットおよびプラズマアークの特徴	3
1.3.2	プラズマジェットおよびプラズマアークの利用例	5
1.3.3	プラズマジェットおよびプラズマアークの問題点	7
1.4	高周波誘導熱プラズマ	8
1.4.1	高周波誘導熱プラズマの特徴	8
1.4.2	高周波誘導熱プラズマの利用例	9
1.4.3	高周波誘導熱プラズマの問題点	10
1.5	熱プラズマ流のモデリングに関する既往の研究	10
1.5.1	プラズマジェットのモデリング	11
1.5.2	プラズマアークのモデリング	11
1.5.2.1	プラズマアークの陽極領域のモデリング	12
1.5.2.2	プラズマアーク全体のモデリング	12
1.5.2.3	2温度モデルによるモデリング	12
1.5.3	高周波誘導熱プラズマのモデリング	13
1.5.3.1	高周波誘導熱プラズマの基本的モデル	13
1.5.3.2	2温度モデルによるモデリング	13
1.5.3.3	2次元の電磁場の式を用いたモデリング	13
1.5.3.4	化学反応を含めたモデリング	14
1.5.3.5	モデリングによるトーチ設計	14
1.5.4	熱プラズマ流中の粒子の挙動	14
1.5.4.1	熱プラズマ流中の単一粒子の軌跡	15
1.5.4.2	熱プラズマ流中の単一粒子の温度履歴	15
1.5.4.3	熱プラズマ流中の粒子のモデリング	15
1.6	熱プラズマ流の制御に関する既往の研究	16
1.6.1	プラズマジェットおよびプラズマアークの制御	17
1.6.1.1	流体による制御	17
1.6.1.2	電磁場による制御	17
1.6.2	高周波誘導熱プラズマの制御	18
1.6.2.1	流体による制御	18
1.6.2.2	電磁場による制御	18
1.7	本研究の目的および構成	18

第 2 章	熱プラズマ流の基礎式と解析法	2 2
2.1	モデルおよび基礎式	22
2.1.1	モデリングについて	22
2.1.2	基礎方程式	23
2.1.3	各種の熱プラズマ流	25
2.1.3.1	プラズマジェット	25
2.1.3.2	プラズマアーク	25
2.1.3.3	高周波誘導熱プラズマ	26
2.2	数値解析法	27
2.2.1	流れ関数-渦度法	27
2.2.2	SIMPLE法およびSIMPLER法	28
2.2.2.1	離散化方程式のつくりかた	28
2.2.2.2	SIMPLE法のスキーム	29
2.2.2.3	SIMPLER法のスキーム	32
2.3	要約	34
第 3 章	プラズマジェットのエネルギー流密度分布	3 5
3.1	測定	35
3.1.1	実験装置および方法	35
3.1.1.1	熱プラズマ発生装置	35
3.1.1.2	操作条件	35
3.1.1.3	温度分布測定方法	38
3.1.1.4	速度分布測定方法	39
3.1.2	測定結果	39
3.2	数値解析	42
3.2.1	モデルおよび仮定	42
3.2.2	基礎方程式および境界条件	42
3.2.3	計算方法	53
3.2.4	数値解析結果	53
3.3	制御	53
3.3.1	測定	53
3.3.1.1	実験装置および方法	56
3.3.1.2	Q値の定義	56
3.3.1.3	測定結果	57
3.3.2	数値解析	63
3.3.2.1	モデル	63

3.3.2.2	数値解析結果	63
3.4	要約	68
第4章 プラズマジェットから平板への熱移動量分布		75
4.1	測定	75
4.1.1	実験装置および方法	75
4.1.1.1	熱プラズマ発生装置	75
4.1.1.2	操作条件	75
4.1.1.3	平板への熱移動量分布測定方法	75
4.1.2	測定結果	77
4.2	制御	77
4.2.1	実験装置および方法	77
4.2.2	Q値の定義	82
4.2.3	測定結果	82
4.3	要約	92
第5章 プラズマアーク		94
5.1	測定	94
5.1.1	実験装置および方法	94
5.1.1.1	熱プラズマ発生装置	94
5.1.1.2	操作条件	94
5.1.1.3	陽極における熱移動量分布測定方法	94
5.1.2	測定結果	96
5.2	数値解析	96
5.2.1	モデルおよび仮定	96
5.2.2	基礎方程式および境界条件	99
5.2.3	計算方法	99
5.2.4	数値解析結果	101
5.3	制御	107
5.3.1	測定	107
5.3.1.1	実験装置および方法	107
5.3.1.2	測定結果	110
5.3.2	数値解析	122
5.3.2.1	モデル	122
5.3.2.2	数値解析結果	123
5.4	要約	161

第 6 章	不活性気体の高周波誘導熱プラズマ	1 6 8
6.1	測定	168
6.1.1	実験装置および方法	168
6.1.1.1	熱プラズマ発生装置	168
6.1.1.2	測定方法	168
6.1.2	測定結果	174
6.1.2.1	アルゴンプラズマ	174
6.1.2.2	アルゴン・ヘリウムプラズマ	174
6.2	数値解析	180
6.2.1	モデルおよび仮定	180
6.2.2	基礎方程式および境界条件	180
6.2.3	物性値	185
6.2.4	計算方法	186
6.2.5	数値解析結果	187
6.2.5.1	アルゴンプラズマ	187
6.2.5.2	アルゴン・ヘリウムプラズマ	187
6.3	要約	218

第 7 章	反応性高周波誘導熱プラズマ	2 1 9
7.1	測定	219
7.1.1	実験装置および方法	219
7.1.1.1	熱プラズマ発生装置	219
7.1.1.2	測定方法	219
7.1.2	測定結果	220
7.1.2.1	アルゴン・酸素プラズマ	220
7.1.2.2	アルゴン・窒素プラズマ	220
7.2	数値解析	225
7.2.1	モデルおよび仮定	225
7.2.2	基礎方程式および境界条件仮定	225
7.2.2.1	反応速度を考慮したモデル	225
7.2.2.2	平衡組成モデル	227
7.2.3	物性値	227
7.2.3.1	アルゴン・酸素プラズマおよびアルゴン・窒素プラズマ	227
7.2.3.2	アルゴン・水素プラズマ	228
7.2.4	計算方法	228

7.2.5	数値解析結果	228
7.2.5.1	モデルの検討	228
7.2.5.2	アルゴン・酸素プラズマの特性	241
7.2.5.3	アルゴン・窒素プラズマの特性	247
7.2.5.4	アルゴン・水素プラズマの特性	259
7.2.5.5	反応性気体の濃度分布の比較	270
7.2.5.6	速度分布および温度分布の比較	277
7.2.5.7	熱効率の比較	277
7.3	反応性気体による高周波誘導熱プラズマの特性の制御	281
7.3.1	モデル	285
7.3.2	水素の吹き込み	287
7.3.2.1	速度場への影響	287
7.3.2.2	温度場への影響	287
7.3.2.3	水素の解離への影響	293
7.3.2.4	特性の制御	318
7.3.3	窒素の吹き込み	323
7.3.3.1	速度場への影響	323
7.3.3.2	温度場への影響	327
7.3.3.3	窒素の解離への影響	327
7.3.3.4	特性の制御	346
7.4	要約	358
第8章 反応性高周波誘導熱プラズマによる粒子の融解と蒸発		360
8.1	測定	360
8.1.1	実験装置および方法	360
8.1.1.1	熱プラズマ発生装置	360
8.1.1.2	測定方法	360
8.1.2	測定結果	363
8.1.2.1	未蒸発粒子の質量	363
8.1.2.2	x線回折	363
8.2	数値解析	369
8.2.1	アルゴン・酸素RF熱プラズマ	369
8.2.1.1	モデル	369
8.2.1.2	数値解析結果	369
8.2.2	アルミニウム粒子の蒸発	377
8.2.2.1	モデル	377
8.2.2.2	数値解析結果	381
8.3	要約	385

第 9 章 結言	3 9 0
NOMENCLATURE	3 9 3
LITERATURE CITED	3 9 7
謝辭	4 0 7

第1章 緒言

1.1 プラズマとは

プラズマとは正電気を帯びた粒子と負電気を帯びた電子とがほぼ同じ密度で、つまりほぼ電気的中性を保って分布している粒子集団のことである。プラズマは荷電粒子と中性粒子とにより構成され、集団的ふるまいをする。気体にエネルギーを加えて気体中の分子を原子に解離し、原子をさらにイオンと電子に電離することによってプラズマをつくることができる。物質を加熱すると固体から液体、さらに気体となり、次にプラズマになる。このようにプラズマとは物質の3つの状態である固体、液体、気体とは異なる第4の状態である。

プラズマが物理学に登場したのは1928年のことである。希薄気体放電管の陽光柱の部分をLangmuirがプラズマと呼んだ。プラズマという言葉はその後、物理学において広く使われるようになった。やがてプラズマが広い分野で重要な意義を持つことが明らかになり、新しい研究分野として注目を浴びるようになった。この端緒を開いたのがLangmuirなのである。

プラズマがこのように物理学に登場する以前にも、自然界にはプラズマが存在していた。宇宙全体で考えてみると物質の99.9%以上はプラズマ状態である。例えば太陽は巨大なプラズマの固まりである。宇宙では地球のような冷たい固体のほうがまれである。ただし地球上ではプラズマ状態の物質の存在はまれである。しかし人類にとって、自然界におけるプラズマはオーロラや稲妻として身近なものである。我々にとってさらに身近なプラズマとしては、蛍光灯、ネオンランプ、燃焼炎がある。

プラズマが実験室で安定につくられたのは、1835年のFaradayによる。この電離気体を第4の物質状態であると表現したのは1879年のCrookesである。この当時はまだこの電離気体に対してプラズマという名称はなかった。後の1928年にLangmuirがこの電離気体をプラズマと名付けたが、Langmuirはプラズマという言葉の由来を明かにしなかったので、名付けた理由は不明である。

このようにプラズマという名称の誕生は混沌としているが、プラズマの種類も多くあり複雑である。プラズマは核融合に用いる1~10億Kの超高温プラズマから、MHD発電に用いる3000Kの燃焼プラズマまで各種のものがある。プラズマは温度と密度によって性質が大きく異なる。これらのプラズマのうち、工業界では低温プラズマと熱プラズマを用いて物質を処理している。低温プラズマは非平衡プラズマである。低温プラズマの電子温度は 10^4 K程度であるが、イオンや原子の重い粒子の温度は300~500Kである。熱プラズマは電子だけ

でなく重い粒子の温度も $5 \times 10^3 \sim 2 \times 10^4$ K 程度と高く、平衡プラズマである。本研究ではこの熱プラズマを研究の対象とする。

1.2 熱プラズマとは

熱プラズマとは局所熱平衡状態にあるプラズマである。局所熱平衡状態とは各粒子の温度がほぼ等しく、組成が熱平衡組成に近い状態のことである。熱プラズマにおいて、放射によるプラズマからの熱損失を補う放射平衡は実現しにくいために、厳密な熱平衡状態はつくりにくい。しかし局所熱平衡状態のプラズマは容易につくることのできる。局所熱平衡であるための条件は以下の通りである。

- 1) 電子温度と重い粒子の温度がほぼ等しいこと。
- 2) 急激な温度勾配または密度勾配がないこと。
- 3) 励起は粒子衝突が支配的であること。

上記の条件は圧力が 5×10^4 Pa以上のプラズマで満たすことのできる。この熱プラズマの温度は $5 \times 10^3 \sim 2 \times 10^4$ K、電離度は 0.1~0.9である。

熱プラズマは一般的に以下の特徴を有している。

- 1) 高温であること。熱プラズマは高温であることに加えて、荷電粒子によるエネルギー輸送が加わるために被熱物質への熱移動速度が高くなる。
- 2) 高活性であること。熱プラズマ自体がイオンやラジカル源となり高温化学反応に適用できる。
- 3) 特殊反応雰囲気を選択できること。熱プラズマは主にアルゴン、酸素、窒素、水素などからつくるが、処理する物質によって活性または不活性の雰囲気を利用することができる。
- 4) 高制御性を有すること。プラズマは電離気体であるので、電磁場によって熱プラズマの方向や広がりを制御することが可能である。

熱プラズマは全体的に高温であり、熱容量が大きいために超高温熱源として各種の物質処理に適している。

熱プラズマの定常的な発生方法としては大きく分けて2種類ある。電極間のアーク放電を利用する方法と、高周波電磁場を利用して誘導的に気体を加熱する方法がである。この2つの方法の大きな違いは、前者が電極を有し、後者は電極を必要としないことである。しかしいずれの発生方法においても、電気エネルギーを熱エネルギーに変換することが共通である。アーク放電による熱プラズマはプラズマジェットとプラズマアークが、また高周波電磁場による熱プラズマは高周波誘導熱プラズマが一般的に用いられている。

1.3 プラズマジェットおよびプラズマアーク

プラズマジェットの発生方法をFig. 1-1(a)に示す。プラズマジェットは棒状の陰極とノズル状の陽極との間に発生した熱プラズマをノズルを通して噴出させるものである。ノズル部分での熱的ピンチ効果を利用して高温の熱プラズマ流を得ることができる。ノズル下流では外部からの熱的な入力がないために急速にエネルギーが失われる。プラズマジェットの熱効率は30%程度である。

プラズマアークの発生方法をFig. 1-1(b)に示す。プラズマアークではノズルには電位を与えないか、または与えてもわずかであり、ノズルから離れた導電性の物質に正電位を与える。熱プラズマは作動気体の圧力によりノズルから噴出する。プラズマアークは水冷ノズルと作動気体による熱的ピンチ作用により高温の熱プラズマ流となる。プラズマアークではノズル下流でもアーク電流が維持されるために、アーク電流によるジュール加熱と自己誘導磁場による収縮作用が働く。水冷ノズルおよびプラズマアーク外周の強制冷却によりアーク電流の通路が細く絞られ、そのためにジュール加熱がより大きくなる。この結果、自己誘導磁場がさらに大きくなり、熱的ピンチ効果に伴い磁気ピンチ効果が増し、アークはより高温になる。

1.3.1 プラズマジェットおよびプラズマアークの特徴

アーク放電を利用したプラズマジェットおよびプラズマアークの特徴を他の熱源と対比して以下に示す。

1) 出力の増大が容易であること。アークは放電電流と放電電圧を増加することにより、単位時間あたりに変換可能なエネルギー量を増大することが可能である。

2) 設備費が比較的廉価であること。アークの場合には高周波放電やレーザーなどに比べて設備費はおよそ1桁少ない。

3) アーク放電を発生する装置およびアークを発生する技術が簡単であること。大気圧下で行うアーク放電の技術は確立しており、高い汎用性を有している。

4) 安定な放電を長時間持続できること。したがって連続的な物質処理を行うことができる。

5) アークは直接的な熱源であるために、被熱物質の加熱が効率よくできること。アークそのものが熱エネルギーであるために、レーザーのようにエネルギー形態を変換することがなく高温処理することができる。

このようにアーク放電を利用したプラズマジェットおよびプラズマアークは高出力化や高密度化が可能な実用的および工業的な超高温熱源である。

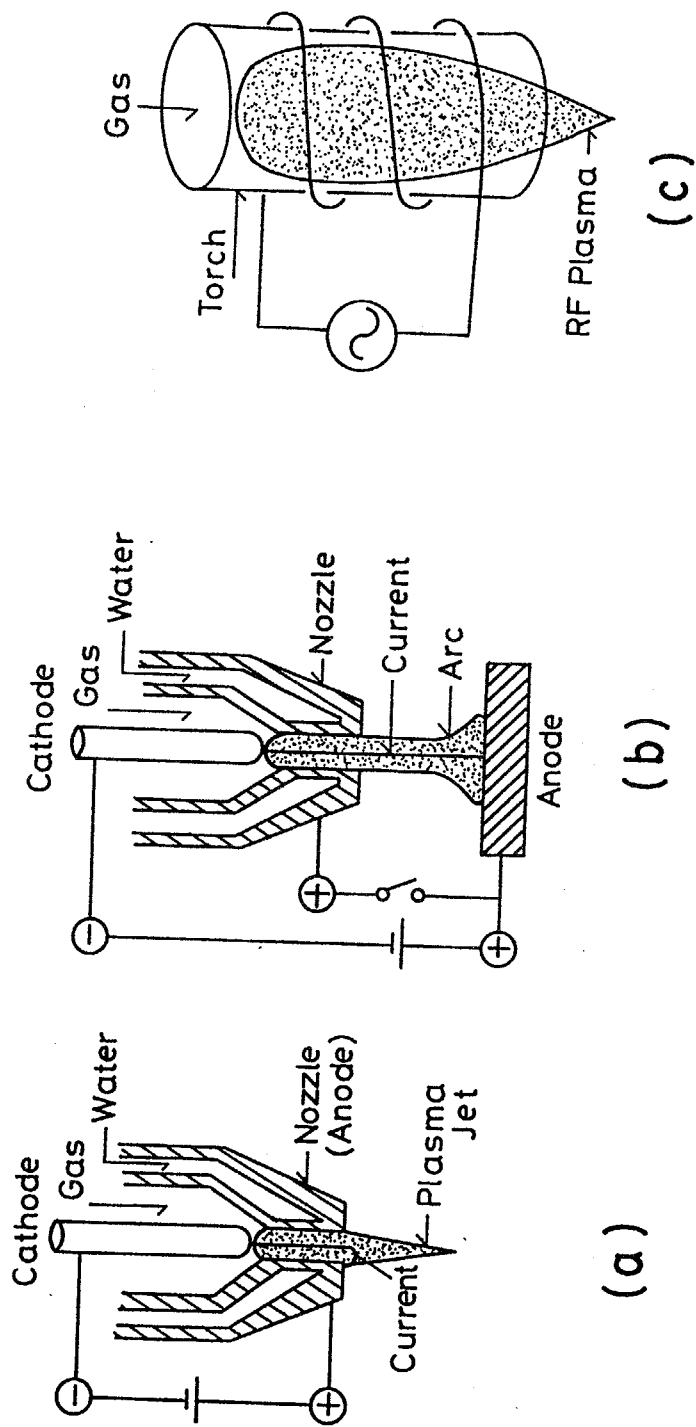


Fig. 1-1 Generation of thermal plasmas; (a) plasma jet, (b) plasma arc, (c) inductively coupled R.F. plasma.

プラズマジェットとプラズマアークを比較してそれぞれの特徴を以下に示す。プラズマジェットは熱効率が 30 %程度と低い。しかしプラズマアークのようにトーチ外部に陽極が存在しないので、Flow Reactorとしてプラズマアークより優れている。さらにプラズマ切断やプラズマ溶射などでは対象物が導電性でなくてもよい。

プラズマアークでは熱効率が 70 %と程度と高い。そのためにプラズマアークは溶接やプラズマ切断などに広く利用されている。プラズマアークでは外部からの流体および磁場によりピンチ効果を増すことができ、エネルギー密度をさらに高くすることができる。

1.3.2 プラズマジェットおよびプラズマアークの利用例

1) プラズマ切断 プラズマ切断はアークのエネルギーを切断局部に集中させて溶断する方法である。プラズマ切断の特徴はレーザー切断とともにすべての金属に適用できることである。特にステンレス鋼、アルミニウムおよびその合金の切断には有効である。プラズマ切断は切断できる板厚が大きいこと、設備費が安いことがレーザー切断より優れている点である。またプラズマ切断の欠点は、切断面の傾斜が大きく、切幅が広いことである。そのためにプラズマジェットまたはプラズマアークのエネルギー密度の高密度化が望まれている。

2) プラズマ溶接 プラズマアーク溶接は安定性が良く、熱の集中性も良いために、溶接の溶け込み、高品質化の点から優れている。特に薄板金属の精密溶接のためのマイクロプラズマ装置が実用化されている。また溶接のひとつの方法としてプラズマ粉体肉盛溶接がある。これはプラズマ溶射と同様に基板に粉体をコーティングする方法である。ただし溶射と異なり、基板も同時に溶融させる。プラズマアーク溶接やプラズマ粉体肉盛溶接では、製品の高品質化から考えて、熱プラズマ流のエネルギー密度を制御することが望まれている。

3) プラズマ溶射 溶射とは粉末などの溶射材料を加熱し溶融させ、液状粒子にして基板に高速度で吹き付けて被膜を形成する方法である。プラズマ溶射は高融点のセラミックス被膜形成のために主に用いられている。各種の金属、セラミックスを材料表面にコーティングすることにより、耐熱性、耐摩耗性を向上することができる。プラズマ溶射の特色としては、溶融可能なほとんどの材料の被膜形成が可能であること、複雑な形状の製品への被膜が可能であること、雰囲気制限が少ないことである。

プラズマ溶射では溶射材料を熱プラズマ流中に均一に供給することが重要である。この問題点を解決するために、プラズマ溶射法の改良が行われている。ガストンネル型プラズマ溶射法¹⁻¹⁶⁾は、溶射粉末を従来とは異なり中心軸方

向に供給できることと、大出力化できることに特徴がある。密封室内で溶射する技術である減圧プラズマ溶射¹⁷⁻¹⁸⁾は、プラズマジェットが高速になること、高温域が増大すること、雰囲気の不活性に調整できることなどの特徴がある。減圧プラズマ溶射によって基板および溶射粉末の酸化現象を抑制し、気孔の少ない緻密な溶射被膜を得ることができる。

4) 超微粒子製造 プラズマジェットおよびプラズマアークの超高温および高活性を利用することにより、超微粒子を製造することができる。熱プラズマ流を用いた超微粒子の製造方法にはプラズマ蒸発法、反応性プラズマ蒸発法、プラズマCVD法、活性プラズマ-溶融金属反応法がある。

プラズマ蒸発法は、熱プラズマ流により金属を加熱蒸発させ、その蒸気を気相中で冷却凝縮する方法である¹⁹⁾が、熱プラズマ流の高温を利用しているだけで、高活性であるという特性を有効に利用している方法ではない。

反応性プラズマ蒸発法は、プラズマ蒸発法において得られる高温蒸気の冷却過程において、化学反応を起こさせるものである。V、Nb、Taの金属粉末とN₂からそれらの窒化物²⁰⁾、WO₃粉末または α -WC粉末とCH₄から β -WC_{1-x}²¹⁾、Al粉末とN₂からAlN²²⁾、O₂とAl粉末から γ -Al₂O₃²³⁾、CH₄とSiO粉末から β -SiC²⁴⁾、Si粉末とNH₃から α -Si₃N₄と β -Si₃N₄²⁵⁾の超微粒子が生成された。電極を原料とする方法として、Al陰極からAlN²⁶⁾、シリカと黒鉛の混合粉の電極から β -SiC²⁷⁾の超微粒子が生成されたが、あまり多くない。

プラズマCVD法は、熱プラズマ流中で積極的に化学反応を起こさせる方法である。熱プラズマ流中に気体の反応物質を供給し、化合物の高温蒸気を得て超微粒子を生成する。TaCl₄とN₂からTa₂N²⁸⁾、TiCl₄とCH₄からTiC²⁹⁾、TiCl₄とNH₃からTiN³⁰⁾、CH₃SiCl₄とH₂からSiC³¹⁾の超微粒子が生成された。

活性プラズマ-溶融金属反応法³²⁻³⁶⁾は宇田らにより開発された超微粒子の生成方法である。この方法はプラズマアーク中で原子状に解離した活性化学種(H、Nなど)が溶融金属に多量に溶解し、そこから放出される際の活性化学種の再結合熱により生じる強制蒸発現象に基づく方法である。熱プラズマ流が高活性であることを積極的に利用した超微粒子の生成方法である。

超微粒子製造の研究では、従来は反応物質を有効に熱プラズマ流中に供給するための工夫のみが行われていた。しかし熱プラズマ流自体のエネルギー密度を制御することも必要である。熱プラズマ流の制御により、反応物質の効果的な加熱、または供給物質の均一な温度履歴が達成できるために、高効率かつ高品質な超微粒子の製造が可能になる。

5) 高温冶金反応 プラズマアークは、高温冶金プロセスとしての金属精錬分野においても幅広く研究および実用化されている。鉄鋼業において現在の転

炉や電気炉からプラズマ炉への移行を目指して研究が行われている。

単一なプロセスにより鉄鉱石を直接還元し溶鉄を得る研究³⁷⁾、非鉄金属のプラズマ還元の研究³⁸⁻⁴⁰⁾、通常の方法では分離が困難な難処理鉱からの有効成分の分離、濃縮、回収の研究⁴¹⁾が行われている。

プラズマアークを用いた高級鋼の溶解精錬は実用化されている。溶解炉の原型はUnion Carbide社により開発された⁴²⁾。この方法により脱炭、脱窒、脱硫⁴³⁻⁴⁵⁾を同時に行うことができる。

6) ダイヤモンド製造 ダイヤモンドは長い間、高圧合成法によってのみ合成されていたが、熱フィラメントCVD法⁴⁶⁾およびマイクロ波プラズマCVD法⁴⁷⁾によるダイヤモンドの低圧合成法の成功以来、数多くの研究が報告されている。これらの方法ではダイヤモンド膜の析出速度が0.3~1 μm/hrと遅い。プラズマジェットを用いた方法では、ダイヤモンドの析出速度が数 μm/minと高速であることから注目をあびている⁴⁸⁾⁻⁴⁹⁾。

7) 石炭のプラズマガス化 石炭のプラズマガス化の研究は、一段反応によりアセチレン、水素、エチレン、一酸化炭素等を生成し、石油系エチレンの代替を目指している。

8) 高レベル廃棄物処理 プラズマアークを高レベル廃棄物の処理に利用することが最近提案された。超微粒子の発生方法のひとつである活性プラズマ-溶融金属反応法(1.3.2.2 参照)を応用して、高レベル廃棄物を群分離する方法である。

9) ごみ処理 都市ごみの処理にプラズマアークの利用が考えられ、パイロットプラントが建設されている⁵⁰⁾。プラズマアークを利用した高温の熱分解炉によるごみ処理ではダイオキシンの発生を抑えることができる。プラズマアークを用いてゴミ焼却灰からスラグを作り、容積を1/3~1/5にするプラントが東京都清掃局の大田清掃工場に完成している⁵¹⁾。

1.3.3 プラズマジェットおよびプラズマアークの問題点

プラズマジェットおよびプラズマアークの活用はまだ不十分である。これらの利用価値を高めるためには以下の問題点を克服することが望まれる。

1) プラズマジェットやプラズマアークの出力や密度が低いこと。熱プラズマ流を電磁場や外部からの気体により制御する技術や、電極の形状や材質を改良することが必要である。

2) 定量性を与える機構が明かでないこと。熱プラズマ流の機構を解明するために、熱プラズマ流の速度、温度、濃度を測定する技術の確立、またはそれらをモデリングにより予測する技術の確立が必要である。さらにプラズマ伝熱

の現象を説明することも必要である。

3) 熱プラズマ流の特色である高活性の利用が少ないこと。化学的活性な熱プラズマ流を積極的に利用するには、反応器やクエンチング技術の開発が必要である。

4) 運転費である電力費が高いこと。効率良い装置にして電力費を軽減することが重要である。

1.4 高周波誘導熱プラズマ

高周波 (RF) 熱プラズマの発生方法を Fig. 1-1(c) に示す。RF 熱プラズマは石英管内に大気圧の気体を流し、管外の誘導コイルに高周波電流を流すことにより生じる。RF 熱プラズマの発生方法は金属などの誘導加熱と同じ原理である。誘導コイルの高周波電流により高周波磁場を生じる。このために発生する誘導電流のジュール加熱により高温の熱プラズマ流が発生する。その誘導電流と高周波磁場との相互作用によりローレンツ力が生じ、RF 熱プラズマに特有な渦流が生じる。現在の RF 熱プラズマトーチは 1961 年に Reed⁵²⁾ により開発されたトーチと基本的には同じである。

1.4.1 高周波誘導熱プラズマの特徴

RF 熱プラズマの特徴をプラズマジェットおよびプラズマアークと比較して以下に示す。

- 1) 無電極放電のために電極物質が不純物として熱プラズマ流中に混入しない。
- 2) 各種の反応性ガスを利用できる。酸化、還元、腐食性などあらゆるガスを反応に利用できる。
- 3) ガス流速はおよそ 20 m/s であり、アークプラズマに比べると 1 桁小さい。このために反応物質の滞留時間を長くできる。
- 4) 大きな径の熱プラズマ流を得ることができる。
- 5) 高周波誘導電流の表皮効果のために、中心軸から離れた位置に最高温部 (約 10,000 K) が存在する。

このように RF 熱プラズマはプラズマジェットやプラズマアークに比べて化学反応を起こさせることにおいて有効であるが、無電極であるために外的擾乱には極めて敏感である。そのために反応物質の供給方法には注意が必要である。RF 熱プラズマの不安定性を克服する方法として、2つの方法が吉田ら⁵³⁾により開発された。1つはハイブリッドプラズマである。ハイブリッドプラズマとは、RF 熱プラズマの中心軸上に直流プラズマジェットを噴出させる方法で

ある。もう1つは反応物質をコイルの隙間から半径方向に供給する方法である。従来はトーチ中心から軸方向に反応物質を供給していたためにRF熱プラズマは不安定であった。

1.4.2 高周波誘導熱プラズマの利用例

1) 超微粒子製造 RF熱プラズマの超高温および高活性を利用することにより、超微粒子の製造ができる。RF熱プラズマを用いた超微粒子の製造方法にはプラズマ蒸発法、反応性プラズマ蒸発法、プラズマCVD法がある。

プラズマ蒸発法は、RF熱プラズマを単に高温熱源として用いる場合である⁵⁴⁾。Nb-Al混合粉体からNbAl₃の合金超微粒子⁵⁵⁾、V-Si混合粉体から単一相の超微粒子⁵⁶⁾の生成のように、蒸気圧に数桁の差がある系でもRF熱プラズマ中の高温金属蒸気の共凝縮過程を利用して合金超微粒子を得ることができる。

反応性プラズマ蒸発法は、プラズマ蒸発法において得られる高温蒸気の冷却過程において化学反応を起こさせるものである。N₂とTi粉末からTiN⁵⁷⁾、WO₃粉末とCH₄からWC_{1-x}⁵⁸⁾の超微粒子が生成された。

プラズマCVD法は、RF熱プラズマ中で積極的に化学反応を起こさせる方法である。RF熱プラズマ中に気体の反応物質を供給し、高温蒸気を得て超微粒子を生成する。RF熱プラズマによりSiO₂を合成する研究⁵⁹⁾は、光通信用石英ファイバーの母材のための超高純度石英ガラス製造へと発展し、一部は実用化されている。CH₃SiCl₃からSiC⁶⁰⁾、SiH₄とCH₄からβ-SiC⁶¹⁾、SiCl₄とCH₄からSiC⁶²⁾、SiCl₄とNH₃からSi₃N₄⁶³⁾の超微粒子が生成されている。原料として高価なSiH₄ではなく、廉価なSiCl₄を用いてSiCおよびSi₃N₄超微粒子を生成できたことは、プラズマCVD法による超微粒子製造の優位性を示している。

2) プラズマ溶射 プラズマ溶射法として実用化されているのは直流プラズマジェットを用いた方法であるが、最近RF熱プラズマを用いた溶射法が開発された^{64, 65)}。RF熱プラズマ溶射法の特徴は、熱プラズマ内の粉体の滞留時間が長いこと、各粉末粒子の温度履歴がほぼ等しくなること、粉末粒子の溶融効率を低下せずに、粒子の供給量を高めることができること、高密度被膜の堆積が可能であることである。

3) ダイヤモンド製造 RF熱プラズマにH₂とCH₄を供給して1 μm/minの析出速度でダイヤモンド膜が生成された⁶⁶⁾。原料としてエタノールを用いる方法もある⁶⁷⁾。

4) 超伝導膜製造 高温酸化物超伝導体の研究が、スパッタリング、真空蒸着、CVDなどの方法により進められている。生成された超伝導体は実用レベルに近い臨界電流密度を有しているが、堆積速度は数μm/hrと遅い。この問題

点を補うことを目的として、RF熱プラズマフラッシュ蒸着法⁶⁸⁻⁷⁰⁾が開発された。この方法は数 μm 以下の微粒子をRF熱プラズマに供給し、粉体を完全に蒸発させ成膜する気相プロセスである。臨界電流密度が $1 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ の超伝導膜を $10 \mu\text{m/min}$ の堆積速度で生成することに成功している。

5) 高速プラズマCVD プラズマCVDは従来は低圧グロー放電を用いて行われていた。この方法では堆積速度が $1 \mu\text{m/hr}$ と遅いために、体積速度を改善することを目的として、RF熱プラズマを用いた研究が進められている。堆積速度 $15 \mu\text{m/min}$ でSiC膜⁷¹⁾、BN膜や Si_3N_4 膜⁷²⁾が生成された。

6) フロンの分解 難分解性のフロンをRF熱プラズマを用いて分解する研究が若林ら⁷³⁾により行われた。フロンは回収して再利用することが望ましいが、回収物を純物質へ精製することは困難な場合が多く、分解処理しなければならない。フロンと水蒸気をアルゴンRF熱プラズマに吹き込むことにより、 CO_2 、 HCl 、 HF に分解している。

1.4.3 高周波誘導熱プラズマの問題点

RF熱プラズマを利用した各種のプロセスの開発の研究が進められているが、その活用はまだ不十分である。RF熱プラズマの利用価値を高めるためには以下の問題点を克服することが望まれる。

1) 無電極放電のため外的擾乱には敏感である。熱プラズマ流に導入する物質の量を増大させると、熱プラズマ流は不安定になり消滅してしまう。この克服としてハイブリッドプラズマが開発された。またRF熱プラズマへの反応物質の供給方法を工夫することにより、RF熱プラズマの化学的活性を有効に利用できると考えられる。そのためにRF熱プラズマへの反応物質の供給方法に対する研究が必要である。

2) トーチの破損を防ぐために、ガスの流し方と流量に制約がある。

3) 熱プラズマ流にエネルギーを伝達するまでの電気回路における損失が大きい。

RF熱プラズマを用いて化学反応を起こす研究は数多く行われている。しかし現在まではRF熱プラズマに関するプロセスは実験事実が先行し、理論的研究が遅れている。RF熱プラズマへの反応物質の供給方法は経験的に行われているのが現状である。そのためにRF熱プラズマに対する理論的研究が望まれている。

1.5 熱プラズマ流のモデリングに関する既往の研究

熱プラズマ流を各種のプロセスに利用するには、基礎的研究として熱プラズ

マ流のモデリングが必要である。熱プラズマ流のモデリングとはプラズマの速度場、温度場、濃度場、または熱プラズマ流中の処理物質の状態をモデル化して説明することである。プラズマジェット、プラズマアーク、高周波誘導熱プラズマのモデリングに関する既往の研究を以下に示す。

1.5.1 プラズマジェットのモデリング

プラズマジェットの速度分布、温度分布などを解析的に求めるには、基礎式として流体力学の保存式をたてる。熱プラズマ流は連続流体として扱うことができ、大部分の領域で局所熱平衡の仮定が成立する。そのために熱プラズマ流の基礎式は一般の基礎式を用いることができる。基礎式としての質量、運動量、エネルギー、成分の各保存式を連立させて、数値解析を行う。

熱プラズマ流の2次元の速度場と温度場の数値解析は、初期には境界層近似を適用したモデルにより行われた⁷⁴⁾。境界層近似を適用したモデルでは、前進型の有限差分により数値解析を行うことができる利点がある。しかし境界層近似は渦流の存在する反応器、および熱プラズマ流が基板に衝突する場合などには適用できない。

プラズマジェットにおける2次元のN-S方程式を用いた速度場と温度場の数値解析はMcKelligetら⁷⁵⁾により行われた。その後、アルゴン・水素プラズマジェットまたは窒素プラズマジェットへの空気の取り込みを考慮した数値解析⁷⁶⁾、アルゴンプラズマジェットに窒素を周囲から吹き出した場合の数値解析⁷⁷⁻⁷⁹⁾、アルゴンプラズマのフリージェットと管内ジェットに円周方向速度を与えた場合の数値解析⁸⁰⁾、アルゴンの電離反応速度を考慮した低圧アルゴンプラズマジェットの数値解析⁸¹⁻⁸²⁾、アルゴン中または空気中に吹き出したアルゴンプラズマジェットの数値解析結果と実測値の詳細な比較⁸³⁻⁸⁴⁾が行われている。

1.5.2 プラズマアークのモデリング

プラズマアークの速度場および温度場を数値解析により求めるには、1.5.1に記述したプラズマジェットの基礎式に電磁力の項を加える。基礎式としての質量、運動量、エネルギー、成分の各保存式に加えて、電磁場を支配するマックスウエルの式も併用して数値解析を行う。

プラズマアークには電極面近傍において陰極降下領域と陽極降下領域と呼ばれる電氣的境界層が存在する。この領域を含めて数値解析を行うことはきわめて困難である。現在までのプラズマアークの数値解析では、電極の降下領域は極めて薄いとして、電極面上に適切な境界条件を与えることによって基礎式を

解いている。

1.5.2.1 プラズマアークの陽極領域のモデリング

プラズマアークの数値解析は、初期には陰極近傍を含まない陽極領域のみに対して行われていた。プラズマアークの陰極近傍の電流密度の境界条件を与えることが難しかったからである。

Pfender⁸⁵⁻⁸⁸⁾らはアルゴンアークの陽極領域の数値解析を行った。水冷管内のアルゴンアークに常温のアルゴンを周囲から吹き出した場合の数値解析がChenら⁸⁹⁾により行われた。

1.5.2.2 プラズマアーク全体のモデリング

プラズマアーク全体のモデリングでは、電氣的、磁氣的、流体力学的、熱的な複雑な相互作用、および陰極近傍の難しい境界条件を考えなくてはならない。初期には多くの仮定を導入することにより、モデルを簡単にして数値解析が行われた⁹⁰⁻⁹¹⁾。牛尾ら⁹²⁻⁹³⁾は予め電磁場を仮定して与えることによりフリーバーニングアークの陰極近傍から陽極までの領域を数値解析した。McKelligetとSzekely⁹⁴⁾は、電磁場をマックスウエルの式から計算して、フリーバーニングアークの陰極近傍のみを数値解析した。Hsuら⁹⁵⁾はフリーバーニングアークの数値解析を陰極を含めて行った。この研究では陰極の溶融した部分の面積から陰極の電流密度を決定した。その後 KovityaとLowke⁹⁶⁾、およびMcKelligetとSzekely⁹⁷⁾もフリーバーニングアークの数値解析を行った。

これらのフリーバーニングアークの数値解析モデルにより、アークに対する各種の影響が調べられた。周囲の気体の影響⁹⁸⁻⁹⁹⁾、圧力の影響¹⁰⁰⁾、陽極から蒸発した銅蒸気¹⁰¹⁾および陰極から蒸発した銅蒸気¹⁰²⁾の影響を考慮して数値解析が行われた。またアークを用いたプラズマ反応器の数値解析がHuangとPfender¹⁰³⁾により行われた。

1.5.2.3 2温度モデルによるモデリング

2温度モデルとは、電子温度とその他の重い粒子の温度が異なり、局所熱平衡の仮定が成立しないモデルである。2温度モデルでは、電子と重い粒子のそれぞれに対するエネルギー保存式が必要であり、さらに物性値は温度のみならず電離度の関数となる。

アルゴンアークの陽極領域^{104,105)}、フリーバーニングアーク¹⁰⁶⁾の数値解析が2温度モデルにより行われ、アークの周囲において電子温度と重い粒子の温度に差があることが示された。しかしいずれの場合にもプラズマアークでは

電子温度と重い粒子の温度の差はそれほど重要ではない。

1.5.3 高周波誘導熱プラズマのモデリング

1.5.3.1 高周波誘導熱プラズマの基本的モデル

高周波 (RF) 熱プラズマのモデリングでは流体力学の保存式に加えて、マックスウエルの式により高周波電磁場を同時に解く。RF 熱プラズマの初期の数値解析では温度と電磁場を 1 次元として扱った¹⁰⁷⁾。RF 熱プラズマの温度分布を 2 次元として最初に数値解析したのは Miller と Aye¹⁰⁸⁾ であるが、速度分布は計算されていない。

現在の RF 熱プラズマのモデリングの基本となっているのは Boulos^{109, 110)} による数値解析モデルである。このモデルでは 2 次元の質量、運動量、エネルギー方程式とともに、1 次元の電磁場の式を数値解析する。数値解析には流れ関数一渦度法 (2.2.1 参照) を適用した。Mostaghimi ら¹¹¹⁻¹¹²⁾ はこのモデルの数値解析の安定性を良くするために SIMPLER 法を適用した。El-Hage ら¹¹³⁾ は、RF 熱プラズマに $k-\epsilon$ 乱流モデルを適用して数値解析を行い、一般的には RF 熱プラズマは層流として扱うことができることを示した。

1.5.3.2 2 温度モデルによるモデリング

Mostaghimi ら¹¹⁴⁻¹¹⁶⁾ の 2 温度モデルに基づく数値解析により、大気圧の RF 熱プラズマ (周波数は 3 MHz) では局所熱平衡からのずれは小さいことが示された。しかし RF 熱プラズマの周波数が高い場合 (40 MHz) では完全に熱平衡からずれている。Paik と Pfender¹¹⁷⁾ は減圧下の RF 熱プラズマの数値解析を行い、0.1 気圧以下では電子温度と重い粒子の温度が大きく異なることを示した。

1.5.3.3 2 次元の電磁場の式を用いたモデリング

RF 熱プラズマの数値解析で主に用いられている Boulos のモデル¹⁰⁹⁾ では、1 次元の電磁場の式を適用していた。1 次元の電磁場の式では電場は円周方向、磁場は軸方向のみを仮定している。

Mostaghimi と Boulos¹¹⁸⁾、McKelliget と El-Kaddah¹¹⁹⁾、Chen ら¹²⁰⁻¹²²⁾、Yang ら¹²³⁾ は電磁ポテンシャルを用いて 2 次元の電磁場を解くことにより、RF 熱プラズマの数値解析を行った。この方法により得られた結果と 1 次元の電磁場の式から得た結果を比較し、40 MHz 以上の周波数の場合には 1 次元の電磁場の式は適用できないことが示された。Chen と Pfender¹²⁴⁾ は、RF 熱プラズマトーチ内に金属製水冷管を挿入した場合の数値解析を 2 次元の電磁場の式を

用いて行った。金属管がトーチ内に存在するような複雑な電磁場の場合には、2次元の電磁場の式が有効になる。

1.5.3.4 化学反応を含めたモデリング

熱プラズマ中で化学反応を起こす場合には、RF熱プラズマが適している。従来のRF熱プラズマのモデリングは、単一気体の場合に対して行われた。しかしRF熱プラズマを用いた実際のプラズマプロセッシングでは、ほとんどが反応性気体などを用いた混合気体を使用している。そのために化学反応を含めたRF熱プラズマのモデリングが必要になってきた。

反応速度を考慮しない数値解析は、アルゴンプラズマに SiCl_4 、 H_2 、 NH_3 を供給した研究¹²⁵⁾、および SiCl_4 と NH_3 を供給した研究¹²⁶⁾がある。前者は SiCl_4 、 H_2 、 NH_3 をそれぞれ不活性気体とし、後者は化学平衡を仮定している。

反応速度を考慮した数値解析は、 SiCl_4 から Si と Cl_2 に分解する反応のみを考慮して再結合反応を考慮しない研究^{119, 127)}、 SiCl_4 と H_2 を供給し7つの反応速度式を考慮した研究¹²⁸⁾がある。GirshickとYu¹²⁹⁾はアルゴンRF熱プラズマに水素、酸素、または窒素を混合させた場合の数値解析を行ったが、混合気体が均一に混合されているとし、化学的に熱平衡であることを仮定している。

RF熱プラズマの数値解析は数多く行われているが、ほとんどはアルゴンのみの単一気体から成る熱プラズマ流に対する研究である。最近、反応物質の反応速度を考慮したモデルが提案されてきたが、その数は少ない。RF熱プラズマの数値解析において、反応物質の反応速度を考慮し、その反応物質から成る混合気体の物性値を考慮したモデルはまだない。

1.5.3.5 モデリングによるトーチ設計

RF熱プラズマのモデリングを利用してトーチ設計を行った研究は、RF熱プラズマのコイル領域からアルゴンを半径方向に吹き出した数値解析¹³⁰⁾、RF熱プラズマの中央に直流プラズマジェットを重畳させたハイブリッドプラズマの数値解析¹³¹⁾、RF熱プラズマを2段直列にした場合の数値解析¹³²⁾、トーチを従来の水冷石英管から多孔質セラミックスに代えた場合の数値解析¹³³⁾がある。

このようにRF熱プラズマを化学反応に用いるには、数値解析によるトーチ設計が重要である。そのために反応物質の化学反応速度を考慮したRF熱プラズマのモデリングが大切な役割を示す。

1.5.4 熱プラズマ流中の粒子の挙動

熱プラズマ流を利用した物質処理として、高融点金属の溶解や無機化合物の高温合成がある。これらの熱プラズマプロセッシングでは熱プラズマ流中に粒子を供給することが多い。そのために実際のプロセッシングの解析や改善には熱プラズマ流中の粒子の挙動を知る必要がある。

粒子を用いた熱プラズマプロセッシングでは熱プラズマ流と粒子の間にエネルギーと運動量の交換がある。そのために基礎研究として熱プラズマ流中の粒子の速度と温度の解析が重要になる。熱プラズマ流中の粒子の境界層には大きな温度勾配が存在するので、その挙動は通常の流体中の場合とは大きく異なる。

1.5.4.1 熱プラズマ流中の単一粒子の軌跡

熱プラズマ流中の粒子の速度を求めるに通常の流体中の運動における粘性抵抗係数¹³⁴⁾を以下の因子により補正する。

1) 粒子の境界層内で熱プラズマの物性値が大きく変化するための補正¹³⁵⁻¹³⁷⁾。

2) 非連続効果による補正¹³⁸⁾。粒径が気体の平均自由行程の大きさ（大気圧では 10 μm 以下）になるとプラズマを連続気体として扱うことができなくなる。

熱プラズマ流中の粒子の速度を理論的に求める方法は、PfenderとLee¹³⁷⁾により集大成されている。通常は1)の補正が重要になる。

1.5.4.2 熱プラズマ流中の単一粒子の温度履歴

熱プラズマ流中の粒子の温度履歴を求めるに通常の流体中の運動における熱移動量を以下の因子を考慮して補正する。

1) 粒子の境界層内で熱プラズマの物性値が大きく変化するための補正^{135, 136, 139-144)}。

2) 非連続効果による補正¹⁴⁵⁻¹⁴⁸⁾。

さらに熱プラズマ流から粒子への熱移動量の解析において、粒子の蒸発^{149, 150)}、粒子からの放射による熱損失¹⁵¹⁾を考慮した研究がある。

熱プラズマ流中の粒子の温度履歴を理論的に求める方法は、Leeら¹⁴²⁾およびChen¹⁴⁴⁾により集大成されている。

1.5.4.3 熱プラズマ流中の粒子のモデリング

熱プラズマ流中の単一粒子の軌跡および温度履歴は上記の 1.5.4.2の因子を考慮して求めることができる。熱プラズマ流中の単一粒子の挙動の解析方法についてはPfender^{152, 153)}の総説にまとめられている。熱プラズマ流中の粒子

の挙動をモデリングした研究例を以下に示す。

熱プラズマ流中の単一粒子の挙動のモデリングは、初期には粒子の内部の温度分布を考慮せず、1.5.4.2の補正が行われなかった¹⁵⁴⁻¹⁵⁶⁾。その後物性値による補正を考慮したモデリングが行われた^{134, 135, 141)}。El-Kaddahら¹⁵⁷⁾はプラズマ溶射をモデリングし、粒子の軌跡と温度履歴を数値解析して熔融粒子が基板に衝突し凝固することにより作られる溶射被膜の生成過程を計算した。

熱プラズマ流中の粒子のピオ数が0.1以上の場合には、粒子内部の温度分布を考慮して数値解析を行う必要がある。粒子内部の温度分布を考慮した数値解析は吉田と明石¹⁵⁸⁾により初めて行われ、その後、多くの研究が行われている^{140, 159-166)}。

実際の熱プラズマプロセッシングでは、単一粒子ではなく多数の粒子が供給されるために、供給粒子の速度や温度に分布が生じ¹⁶⁷⁾、熱プラズマ流の速度場および温度場に影響を与える¹⁶⁸⁻¹⁷²⁾。熱プラズマ流と粒子の相互作用はPSI (Particle-Source-In) -Cellモデル¹⁷³⁻¹⁷⁴⁾を用いて数値解析することができ、ただしこのモデルでは粒子間のエネルギー交換は考慮されていない。

熱プラズマ流中の粒子の挙動の解析は現在までは比較的単純化されたモデルにより行われている。実際の熱プラズマプロセッシングの評価および位置付けには、さらに多くの因子を考慮したモデリングが必要であるので、より洗練されたモデルの開発が期待される。熱プラズマ流から粒子が受ける熱移動量と運動量の計算方法についてはほぼ完成されているが、物質移動量についてはまだ研究例が少ない。ほとんどの研究では、粒子が沸点に到達して単なる蒸発が起きることしか考慮されていない。沸点以下で起こる気化、および粒子と熱プラズマ流との反応を考慮した研究はまだほとんど行われていない。

超微粒子製造プロセスのひとつとして、熱プラズマ流中に金属粒子を供給し、熱プラズマ流中で反応を起こす方法がある。この方法では反応熱が物質移動および熱移動に重要な役割を果たす。熱プラズマ流中の粒子の挙動の解析には、金属粒子と熱プラズマ流との反応を考慮したモデルの開発が望まれている。

1.6 熱プラズマ流の制御に関する既往の研究

熱プラズマ流を物質処理に利用するには、そのエネルギー密度を制御する必要がある。例えばプラズマ切断やプラズマ溶接では加工の精密性から熱プラズマ流のエネルギー密度を高めることが望まれる。プラズマアークやRF熱プラズマを利用した超微粒子製造およびプラズマ溶射では、熱プラズマ流の高温域を広げることが望まれる。

熱プラズマ流の制御の方法としては、電磁場を印加する方法および流体によ

る方法がある。これらの研究例を以下に示す。

1.6.1 プラズマジェットおよびプラズマアークの制御

1.6.1.1 流体による制御

プラズマアークの陽極面近傍に、周囲から多量の気体を流すことにより高エネルギー密度の“ポイントアーク”を生成する方法が開発された¹⁷⁵⁻¹⁷⁷⁾。このポイントアークは、陽極面においてガス流体の回転流を外部から与えることにより生成できる。

高温、高密度のプラズマジェットを生成する方法として“ガストンネル”を利用する方法が開発された¹⁻¹⁶⁾。ガストンネル発生装置は渦流発生器とガスダイバータノズル（電極）から成る。渦流発生器により大流量の気体を細いノズルより噴出させて円筒容器内に高速渦流を生成する。この両端に置かれたガスダイバータノズルにより、渦流は半径方向速度を持ち、円筒容器内に鋭い勾配を持つ圧力分布が形成される。これが気体の壁となり、中心軸近傍に低真空のガストンネルが生成される。ガストンネル中でプラズマアークを発生することにより高温、高密度のプラズマジェットを得ることができる。

水冷管内プラズマアークに対して、水冷管壁から半径方向にガス流を吹き出すことにより、熱プラズマ流を局所的に緊縮させる研究が行われた¹⁷⁸⁻¹⁷⁹⁾。ガス流の吹き出し位置において、プラズマアークの電場と中心温度が上昇することが測定された。同様に水冷管内プラズマアークに対して半径方向に吹き出したガス流の影響が数値解析により調べられた^{89,105)}。ガス流の吹き出し位置において電場と電流密度が上昇し、アークの温度が上昇することが示された。

1.6.1.2 電磁場による制御

プラズマアークのアーク柱にはアーク電流が存在するので、外部から電磁場を印加することによりプラズマアークを制御することができる。プラズマアークが溶接の進行方向に曲がるように磁場を印加することにより、品質の良い溶接が得られること¹⁸⁰⁾、プラズマジェットの周囲から回転磁場を印加することにより、温度分布が平坦化できること¹⁸¹⁾、9 Aのガス安定化アークに対して200 Gaussの磁場を電場に直交させることにより、アークの位置を制御できること¹⁸²⁾が報告されている。また平行磁場中にプラズマジェットをノズルから噴出させ、プラズマジェットを制御する研究¹⁸³⁻¹⁸⁴⁾、高圧アークの円周方向に磁場を印加することにより、電流密度分布を制御する研究¹⁸⁵⁾、プラズマアークと直交する磁場を印加することにより、アークを広幅化する研究¹⁸⁶⁾がある。

1.6.2 高周波誘導熱プラズマの制御

RF熱プラズマの制御に関する研究は、プラズマジェットやプラズマアークの制御に関する研究に比べてかなり少ない。RF熱プラズマもプラズマアークなどと同様に流体による制御または電磁場による制御が可能である。

1.6.2.1 流体による制御

外部から気体を吹き込むことにより、プラズマジェットやプラズマアークと同様にRF熱プラズマを制御することができる。RF熱プラズマのコイル領域において気体を中心に向けて吹き込むことにより、プラズマの熱効率は上昇することが示された¹³⁰⁾が、外部から吹き込まれた気体がRF熱プラズマの速度場および温度場に与える影響を調べた研究は少ない。トーチ中心に挿入された水冷管から常温の気体を吹き出して、速度場と温度場へ与える影響を調べた研究¹⁸⁷⁾がほとんど唯一の例である。

RF熱プラズマを外部からの気体により制御する研究もまだほとんど行われていない。RF熱プラズマの中心にDCプラズマジェットを吹き出すことにより、半径方向に平坦な温度分布のプラズマ流を得る研究¹⁸⁸⁾が行われ、後のハイブリッドプラズマの開発¹³¹⁾に発展する。これらは一種のRF熱プラズマの流体による制御である。しかしRF熱プラズマを外部からの気体により制御する研究はまだなく、この研究が望まれている。

1.6.2.2 電磁場による制御

RF熱プラズマに電磁場を印加することにより、プラズマアークと同様にRF熱プラズマを制御することができるが、研究例はまだない。

1.7 本研究の目的および構成

熱プラズマ流を用いたプロセスは、既往の研究例で示したように多方面において有効な方法であり、さらに新しいプロセスの開発も期待される。熱プラズマ流を工業的に効果的に用いるには、熱プラズマ流の特性を明らかにすることが必要である。そのためには、熱プラズマ流の速度、温度、濃度分布を知ることが必要である。測定によりこれらを求めるには限界があるために、熱プラズマ流に対するモデリングが大切になる。

プラズマジェット、プラズマアーク、および高周波誘導熱プラズマに対するモデリングは従来から行われているが、ほとんどはアルゴンなどの単一気体から成る場合の研究である。混合気体から成る熱プラズマ流のモデリング、およ

び反応物質の反応速度を考慮した熱プラズマ流のモデリングは数少ない。報告されている研究例においても、実際の熱プラズマ流をかなり簡略化したモデリングが多い。混合気体を用いた場合、および反応物質の反応速度を考慮した熱プラズマ流のモデリングの開発が必要である。

熱プラズマ流を用いたプロセスでは、熱プラズマ流中に粒子を供給する場合が多い。そのために熱プラズマ流中の粒子の挙動のモデリングが必要である。熱プラズマ流中の粒子のモデリングに関する研究は数多く行われているが、現在までに行われている研究はすべて粒子と熱プラズマ流との反応を考慮しない場合である。熱プラズマ流を超微粒子製造やCVD等に用いる場合には、供給された粒子がプラズマ中で反応を起こす場合がある。そのために粒子と熱プラズマ流との反応を考慮したモデリングの開発が必要である。

熱プラズマ流を工業的により広く利用するためには、熱プラズマ流のエネルギー密度を制御することが必要である。流体により熱プラズマ流を制御する研究が行われているが、その数は少ない。それらの研究においても、熱プラズマ流を制御するための工学的検討はほとんど行われておらず、実験結果のみが報告されているにすぎない。熱プラズマ流を制御することにおいて、熱プラズマ流の操作条件による影響、流体による制御を行うための吹き出しガスの種類の影響、および各種の吹き出し装置による影響などを総括した研究が必要である。

本研究の目的は、各種の熱プラズマ流のモデリングを行い、熱プラズマ流の特性を明かにするとともに、流体により熱プラズマ流を制御するための工学的検討を行い、その制御技術を確立することである。プラズマジェット、プラズマアーク、および高周波誘導熱プラズマの数値解析を行い、2次元の速度、温度、および濃度分布を得る。実験において、プラズマジェットおよび高周波誘導熱プラズマの速度、温度、濃度分布を実測し、プラズマジェットから平板への熱移動量分布およびプラズマアークから平板陽極への熱移動量分布を実測する。さらに高周波誘導熱プラズマ中に供給されたアルミニウム粒子の挙動のモデリングを行う。

本論文における研究の流れをFig. 1-2に示す。本論文は、結言を含め以下の9章から構成されている。

第2章では、本研究で扱う熱プラズマ流に対する全般的なモデリングについて検討する。モデリングに必要な基礎方程式と、数値解析を行う方法について記述する。

第3章では、プラズマジェットのモデリングと制御について検討する。プラズマジェットの速度分布と温度分布を実験および数値解析により求める。さらにプラズマジェットのエネルギー密度を流体により制御する。

第4章では、プラズマジェットから平板への熱移動量分布の制御について検討する。プラズマジェットから平板への熱移動量分布を実験により測定し、さらに流体により制御する。

第5章では、プラズマアークのモデリングと制御について検討する。プラズマアークから陽極への熱移動量分布を実験および数値解析により求める。さらに陽極における熱移動量分布を流体により制御する。

第6章では、不活性気体を用いた場合の高周波誘導熱プラズマのモデリングについて検討する。ここではアルゴンプラズマおよびアルゴン・ヘリウムプラズマを扱う。アルゴン・ヘリウムプラズマでは混合気体の物性値を考慮する。これらの高周波誘導熱プラズマの速度、温度、濃度分布を実験および数値解析により求める。

第7章では、反応性高周波誘導熱プラズマのモデリングについて検討する。ここではアルゴン・酸素プラズマ、アルゴン・窒素プラズマ、およびアルゴン・水素プラズマを扱う。これらの高周波誘導熱プラズマの速度、温度、濃度分布を実験および数値解析により求める。これらの反応性高周波誘導熱プラズマでは混合気体の物性値を考慮し、反応性気体の解離および再結合反応速度を考慮する。この章の後半では、水素または窒素を吹き込むことにより高周波誘導熱プラズマの特性を制御することについて検討する。

第8章では、反応性高周波誘導熱プラズマ中の粒子の挙動のモデリングについて検討する。アルゴン・酸素プラズマ中に供給されたアルミニウム粒子の融解と蒸発のモデリングを、アルミニウム粒子と酸素との反応を考慮して行う。

第9章では、本研究の成果を総括する。

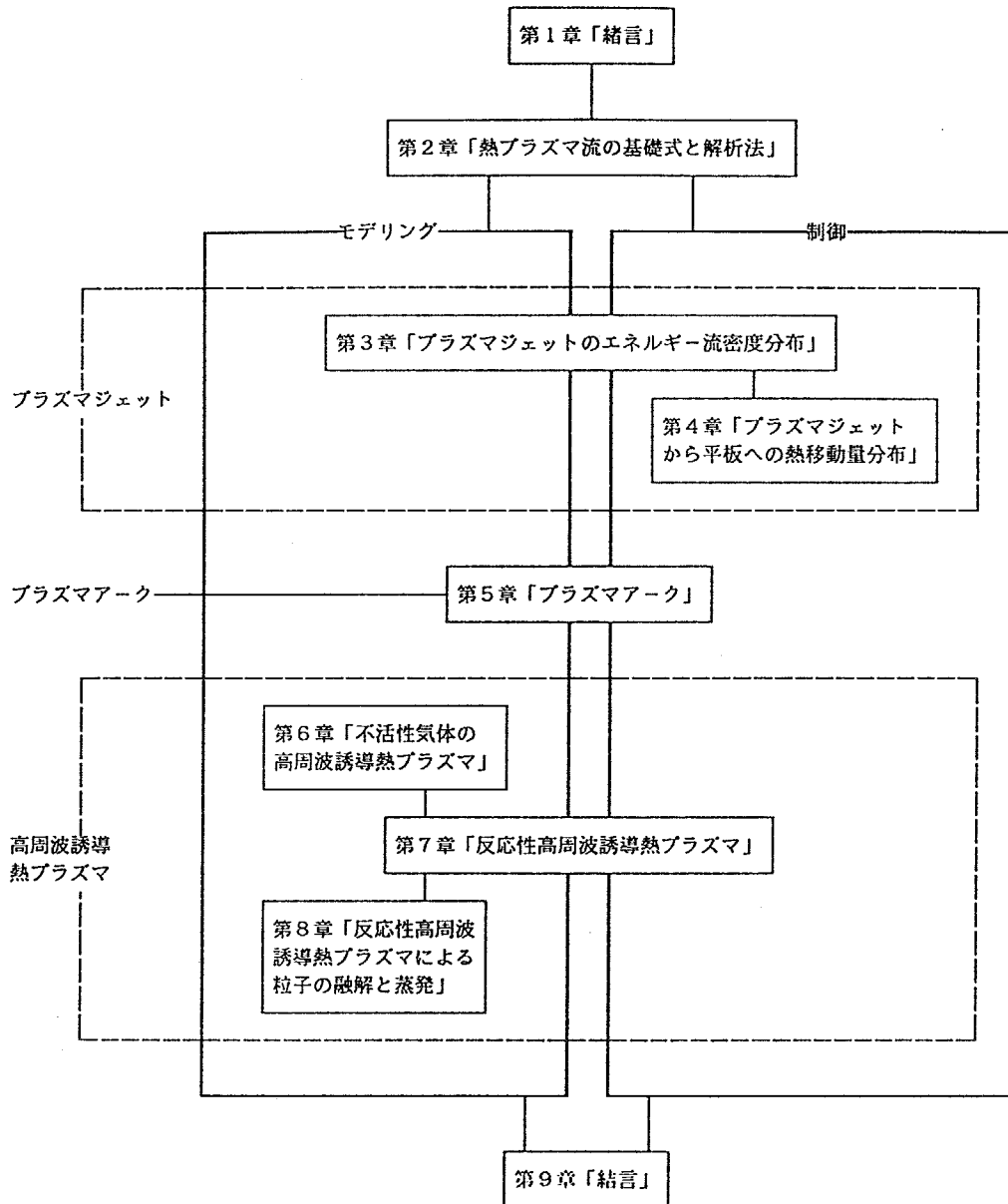


Fig. 1-2 Flow chart of this study.

第2章 熱プラズマ流の基礎式と解析法

この章では本論文で扱う熱プラズマ流に対する全般的なモデリングについて検討する。本章の前半ではモデリングに必要な基礎方程式について記述する。後半では基礎方程式の数値解析を行う方法について記述する。

2.1 モデルおよび基礎式

2.1.1 モデリングについて

熱プラズマ流のモデリングとは、熱プラズマ流の場および熱プラズマ流中の処理物質の状態などをモデル化して解明することである。本論文では各種の熱プラズマ流の場の解析と、熱プラズマ中で加熱する粒子の挙動の解析を行う。この章では各種の熱プラズマ流のモデリングについて記述し、熱プラズマ流中の粒子の挙動についてのモデリングは第8章で行う。

熱プラズマ流の速度、温度および濃度分布を求めるには基礎方程式として流体力学の保存式をたてる。熱プラズマ流は連続流体として扱うことができる。さらに電離に関しては大部分の領域で局所熱平衡の仮定が成立するので、一般の流体力学の保存式を用いることができる。単一気体から成る熱プラズマ流のモデリングでは、物性値が温度のみの関数であるので、質量、運動量、およびエネルギーの各保存式を連立させて解く。混合気体から成る熱プラズマ流のモデリングでは、物性値が温度と濃度の関数であるので、質量、運動量、エネルギー、および成分の各保存式を連立させて解く。

熱プラズマ流における基礎方程式を解くには数値解析を用いることが一般的である。数値解析の手法は、流れ関数-渦度法、およびPatankerらにより開発されたSIMPLE法またはSIMPLER法¹⁸⁹⁾がおもに利用される。これらの手法については2.2に述べる。

熱プラズマ流の数値解析には以下の問題点がある。第1に熱プラズマに存在する急激な温度勾配のために物性値が場所によって激しく変化することである。第2として非平衡の問題を考慮しなければいけない場合がある。管内熱プラズマ流における壁付近およびアークの周辺部分では熱平衡状態が成立しない場合がある。第3には乱流の問題がある。プラズマ流が乱流状態になると輸送係数は大きくなるが、それは乱流強度に依存する。高周波誘導熱プラズマ流は一般には層流として扱うが、プラズマジェットでは流量が大きい場合には乱流として取り扱う。

2.1.2 基礎方程式

熱プラズマ流に対する基礎方程式をたてるための仮定を次に示す。

- 1) 定常、層流。
- 2) 局所熱平衡。
- 3) 回転対称。
- 4) 光学的に薄い。
- 5) 粘性散逸項は無視。

本論文では、これらを各種の熱プラズマ流のモデリングにおける共通な仮定として用いる。これらの仮定の妥当性を検討する。まず仮定1)について考察する。プラズマジェットおよびプラズマアークでは流量が多い場合に乱流になるが、本研究では層流である範囲の小流量の場合においてモデリングを行う。高周波誘導熱プラズマでは流速が遅いため一般に層流の仮定が成立する。次に仮定2)について考察する。熱プラズマ流で非平衡状態になる場合があるのはアークの周辺領域と高周波誘導熱プラズマのトーチ壁近傍である。これらの非平衡状態を調べるために、電子とその他の重い粒子の温度が異なる2温度モデルによる数値解析が行われている^{104-106, 114-117)}。Mostaghimiら¹¹⁴⁾によると高周波誘導熱プラズマにおける局所熱平衡状態からのずれは小さいことが報告されている。またHsuら¹⁰⁶⁾によるとフリーバーニングアークの周辺領域の局所熱平衡状態からのずれはアーク主部にほとんど影響を与えないことが報告されている。よってここでは局所熱平衡の仮定を用いる。

熱プラズマ流の数値解析における基礎方程式を、円筒座標系(r, x)を用いて Eqs. (2-1~6)に示す。

連続の式：

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) = 0 \quad (2-1)$$

ここで u と v はそれぞれ軸方向と半径方向の速度、 ρ は密度である。

運動量保存式：

$$\begin{aligned} \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right) = & - \frac{\partial p}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) \\ & + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu r \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + F_x \end{aligned} \quad (2-2)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] - \frac{2\mu v}{r^2} + F_r \quad (2-3)$$

ここでpは圧力、 μ は粘性係数、 F_x と F_r はそれぞれ軸方向と半径方向の外力である。

エネルギー保存式：

$$\rho \left(u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{k}{C_p} \cdot \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k}{C_p} \cdot \frac{\partial h}{\partial x} \right) + P_1 + P_2 - Q_r \quad (2-4)$$

ここでhはエンタルピー、 C_p は定圧比熱、kは熱伝導率である。また P_1 は熱プラズマ流への入力項である。プラズマアークではアーク電流によるジュール加熱、高周波誘導プラズマでは誘導電流によるジュール加熱がプラズマへの入力になる。 Q_r は放射による損失の項であり、EvansとTankinのデータ¹⁹⁰⁾に基づいて得られたMillerとAyenの式¹⁰⁸⁾から計算する。 P_2 はこれら以外の項を表わす。例えばプラズマアークにおける電子によるエンタルピー輸送の項が P_2 に相当する。

混合気体の熱プラズマ流の数値解析ではEq. (2-1)の連続の式と Eqs. (2-2, 3)の運動量保存式に加えて、Eq. (2-5)のエネルギー保存式とEq. (2-6)の成分保存式を連立させて解く。

エネルギー保存式：

$$\begin{aligned} \rho \left(u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial r} \right) &= \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{k}{C_p} \cdot \frac{\partial h}{\partial r} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k}{C_p} \cdot \frac{\partial h}{\partial x} \right) + P_1 + P_2 - Q_r \\ &+ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\mu}{Pr} \sum_i (Le_i - 1) h_i \frac{\partial C_{w_i}}{\partial r} \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\mu}{Pr} \sum_i (Le_i - 1) h_i \frac{\partial C_{w_i}}{\partial x} \right] \end{aligned} \quad (2-5)$$

ここで C_w は質量分率、 Le はルイス数、 Pr はプラントル数である。このEq. (2-5)の右辺第6項と第7項は無視することができる。混合気体を用いた熱プラズマ流ではほとんどの場合にルイス数はほぼ1であるからである。

成分保存式：

$$\rho \left(u \frac{\partial C_{wR}}{\partial x} + v \frac{\partial C_{wR}}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho D_{Rr} \frac{\partial C_{wR}}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_{Rx} \frac{\partial C_{wR}}{\partial x} \right) + S \quad (2-6)$$

ここで添え字のRは混合気体中のそれぞれの成分を示し、Dは拡散係数である。右辺最後の項Sは化学反応に起因する生成項である。

2.1.3 各種の熱プラズマ流

熱プラズマ流の定常的な発生方法としては大きく分けて2種類ある。電極間のアーク放電を利用する方法と、高周波電磁場を利用して誘導的に気体を加熱する方法である。本論文ではアーク放電を利用する熱プラズマ流としてプラズマジェットとプラズマアークを、高周波電磁場を利用する熱プラズマ流として高周波誘導熱プラズマを取り上げる。

それぞれの熱プラズマ流の基礎方程式において、運動量保存式の外力である F_x と F_r 、およびエネルギー保存式の外部からの入力を表わす P_1 およびその他の項である P_2 について考える。

2.3.1.1 プラズマジェット

プラズマジェットのノズル下流では外部からの熱的な入力がないために急速にエネルギーが失われる。ノズル下流ではプラズマジェットには外部からの入力はなく、プラズマジェットに働く外力もない。プラズマジェットにおける運動量保存式の外力である F_x と F_r 、およびエネルギー保存式の外部からの入力を表わす P_1 および P_2 はすべてゼロである。

$$F_x = F_r = 0 \quad (2-7)$$

$$P_1 = P_2 = 0 \quad (2-8)$$

2.1.3.2 プラズマアーク

プラズマアークではアーク中を流れる電流によるジュール加熱がプラズマへの入力となる。その電流により自己誘導磁場が誘起されローレンツ力を生じる。これが運動量保存式の外力であり、陰極ジェットを起こす推進力である。エネルギー保存式の外部からの入力の項の P_1 はジュール加熱の項であり、 P_2 は電子によるエンタルピー輸送の項である。

$$F_x = j_r B_\theta \quad (2-9)$$

$$F_r = -j_x B_\theta \quad (2-10)$$

$$P_1 = \frac{j_x^2 + j_r^2}{\sigma} \quad (2-11)$$

$$P_2 = \frac{5k_b}{2e} \left(\frac{j_x}{C_p} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{j_r}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) \quad (2-12)$$

ここで j_r と j_x はそれぞれ半径方向と軸方向の電流密度、 B_θ は自己誘導磁場でありマックスウエルの式から求める。また k_b はボルツマン定数、 e は単位電荷である。

プラズマアークは大電流密度であるので電磁流体力学的な効果と熱的效果の相互作用を考慮する必要がある。従って数値解析においては一般の流体力学的保存式に加えて電場を表わす方程式を併せて解く。

2.1.3.3 高周波誘導熱プラズマ

高周波(RF)熱プラズマは、誘導コイルの高周波磁場により発生する誘導電流のジュール加熱によりつくられる。その誘導電流と高周波磁場の相互作用によりローレンツ力が生じ、RF熱プラズマに特有な渦流が生じる。RF熱プラズマにおける外力はこのローレンツ力である。トーチ内において磁場は軸方向のみ、電流と電場は θ 方向のみとすると、運動量保存式における外力はEqs. (2-13, 14)で表わせる。

$$F_x = 0 \quad (2-13)$$

$$F_r = \xi \sigma E_\theta H_x \cos \chi \quad (2-14)$$

ここで ξ は真空の透磁率、 σ は電気伝導率、 χ は磁場と電場の位相差である。RF熱プラズマのエネルギー保存式ではプラズマへの入力として誘導電流によるジュール加熱の項を考慮する。

$$P_1 = \sigma E_\theta^2 \quad (2-15)$$

$$P_2 = 0 \quad (2-16)$$

RF熱プラズマの数値解析においては電場 E_θ 、磁場 H_x 、およびそれらの位相差 χ をマックスウエルの式から求める。

2.2 数値解析法

熱プラズマ流の数値解析は流れ関数-渦度法とPatankerによって開発されたSIMPLE法およびその改良法であるSIMPLER法¹⁸⁹⁾が用いられる。熱プラズマ流には大きな温度変化が存在するために物性値に大きな変化がある。そのために数値解析において発散を生じやすい。熱プラズマ流の数値解析の不安定性を防ぐ解法として前記の方法が開発された。ここでは流れ関数-渦度法とSIMPLER法について記述する。

2.2.1 流れ関数-渦度法

流れ関数-渦度法とは運動量保存式と連続の式の代わりに渦度の輸送方程式と流れ関数方程式を解く方法である。渦度の輸送方程式を得るには2つの運動量保存式から圧力の項を交差微分して消去する。流れ関数-渦度法の利点とは圧力項を消去できることである。しかしこの利点は圧力を得るには別の計算を必要とするという欠点でもある。第2の欠点は壁での渦度を規定することがむずかしいことである。角を有する壁では渦度は2価の値を持つ。第3の欠点は簡単に3次元に拡張できないことである。3次元では流れ関数は存在しないからである。

プラズマジェットにおける渦度の輸送方程式を Eq.(2-17)に、流れ関数方程式を Eq.(2-18)に示す。

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \phi}{\partial x} \zeta \\ = \mu \Delta \zeta - \frac{\mu}{r^2} \zeta \end{aligned} \quad (2-17)$$

$$\zeta = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho r} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\rho r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \quad (2-18)$$

ここでは渦度、 ψ は流れ関数である。流れ関数はEqs. (2-19, 20)で定義される。

$$u = \frac{1}{\rho r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (2-19)$$

$$v = \frac{-1}{\rho r} \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (2-20)$$

本論文ではプラズマジェットの数値解析において、この流れ関数-渦度法を用いる。これらのEqs. (2-17, 18)を離散化するには、時間に前進、空間に中心差分近似法を適用したFTCS (Forward-Time, Centered-Space)法を用いる。さらに解が不安定になることを防ぐために、“Time-Marching Technique”を用いる。渦度輸送方程式であるEq. (2-17)の非定常項を残しておき、あらかじめ設定するタイムステップの Δt ごとに計算を進めて、定常状態の解を得る方法である。

2.2.2 SIMPLE法およびSIMPLER法

SIMPLE法とは、Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations (圧力結合方程式の半陰解法)の頭文字をとったものである。SIMPLER法とは、改良型SIMPLE法 (SIMPLE Revised) のことである。

2.2.2.1 離散化方程式のつくりかた

基礎方程式である質量、運動量、エネルギー、および成分の各保存式であるEqs. (2-1~6)はすべてEq. (2-21)で表現できる。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \Phi) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \Phi) = \nabla \cdot (\Gamma \nabla \Phi) + S \quad (2-21)$$

この式において左辺は非定常項と対流項、右辺は拡散項と生成項である。ここで Φ は従属変数、 Γ は拡散項における広義の拡散係数である。2次元の各保存

式における従属変数、拡散係数、生成項をTable 2-1に示す。

基礎方程式のEq. (2-21)をコントロール・ボリュームに基づいて積分を行う。2次元のコントロール・ボリュームをFig. 2-1に示す。この図で P、E、W、S、N は数値計算における格子点であり、e、w、s、nはコントロール・ボリュームの界面を示す。積分した式はEq. (2-22)になる。

$$a_p \Phi_p = \sum a_i \Phi_i + S_c \Delta x \Delta y \quad (2-22)$$

このときに生成項は線形化する。

$$S = S_c + S_o \Phi_o \quad (2-23)$$

離散化方程式のEq. (2-22)の係数である a_i はそれぞれの格子点における係数であり、対流と拡散の強さの比であるペクレ数の関数である。本研究ではべき乗法を使用する。べき乗法においては、ペクレ数がゼロの場合には純粹拡散（あるいは伝導）問題になるために中心差分法になる。またペクレ数が大きい場合にはコントロール・ボリュームの Φ は上流の Φ の値に大きく影響を受ける。特にペクレ数が非常に大きい場合には風上差分法になる。

2.2.2.2 SIMPLE法のスキーム

SIMPLE法では独特のスキームにより基礎方程式の離散化式である Eq. (2-22)を連立させて解く。SIMPLE法とは連続の式を変形して圧力修正方程式とし、運動方程式の解を逐一修正しつつ収束解を求める方法である。離散化にはスタガードメッシュを用いる。スタガードメッシュとは速度の格子点をその他のスカラー量の格子点と別に設定するメッシュである。熱プラズマ流の数値解析においては、温度変化の大きい領域を特に細かく設定した非等間隔メッシュを用いる。

SIMPLE法ではまず圧力 p^* を仮定する。N-S方程式のEq. (2-24)を解いて u^* を求める。ここで上付文字の*が付いた変数は仮の値を示す。

$$\rho \frac{\partial u^*}{\partial t} + \rho (u^* \cdot \nabla) u^* = -\nabla p^* + \mu \nabla^2 u^* \quad (2-24)$$

ここで得られた u^* からEq. (2-25)を用いて D^* を求める。次にEq. (2-26)を解いて、 p' を求める。

Table 2-1 Dependent variable, diffusion coefficient, and source term.

Equation	Φ	Γ	S
Continuity	1	0	0
x Momentum	u	μ	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + F_x$
r Momentum	v	μ	$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{2\mu v}{r^2} + F_r$
Energy	h	$\frac{k}{C_p}$	$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu}{Pr} \Sigma (Le_i - 1) h_i \frac{\partial C_{wi}}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu}{Pr} \Sigma (Le_i - 1) h_i \frac{\partial C_{wi}}{\partial r} \right) + P - Q_r$
Species	C_{wi}	ρD_i	S

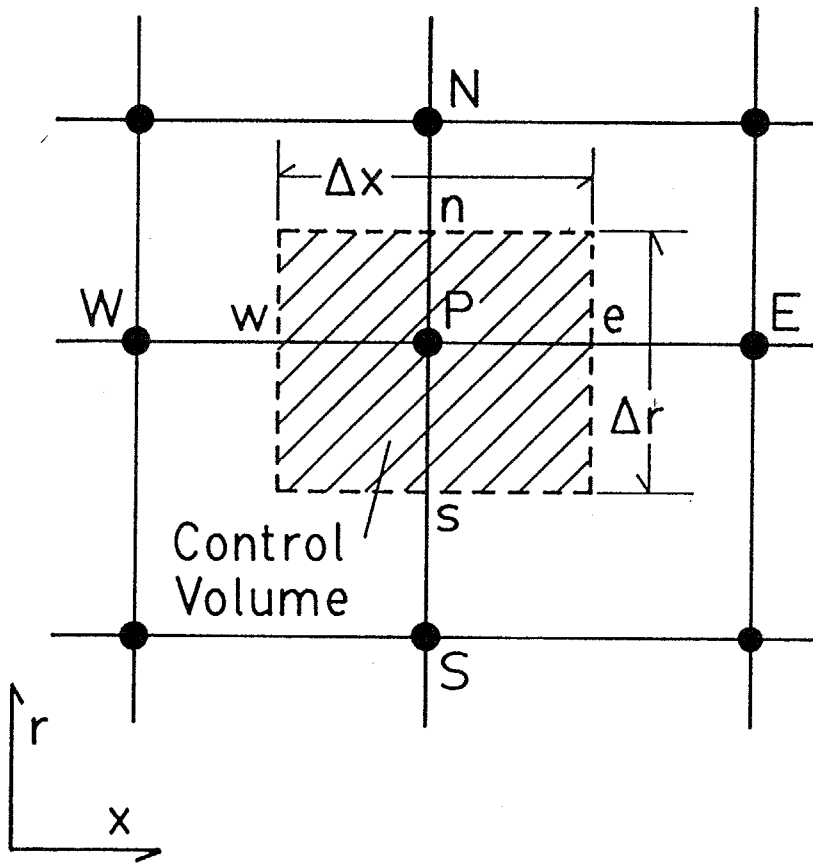


Fig. 2-1 Control volume.

$$D^* = \partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}^*) \quad (2-25)$$

$$\nabla^2 p' = D^* / \Delta t \quad (2-26)$$

得られた p' から Eq. (2-27) を使って \mathbf{u}' を求める。

$$\mathbf{u}' = -\Delta t \cdot \nabla p' / \rho \quad (2-27)$$

この \mathbf{u}' は、仮の速度場である \mathbf{u}^* に対する修正値、また p' は、仮の圧力である p^* に対する修正値である。修正値の \mathbf{u}' と p' からそれぞれ \mathbf{u} と p を求める。

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}^* + \mathbf{u}' \quad (2-28)$$

$$p = p^* + p' \quad (2-29)$$

この Eq. (2-29) で得られる p を p^* として Eq. (2-24) に戻り、収束するまで繰り返す。

2.2.2.3 SIMPLER法のスキーム

SIMPLER法のフローチャートを Fig. 2-2 に示す。SIMPLER法ではまず擬N-S方程式の Eq. (2-30) から $\hat{\mathbf{u}}$ を求める。

$$\rho \frac{\partial \hat{\mathbf{u}}}{\partial t} + \rho (\hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \hat{\mathbf{u}} = \mu \nabla^2 \hat{\mathbf{u}} \quad (2-30)$$

これはN-S方程式の Eq. (2-24) の圧力項を除いた式である。この Eq. (2-30) から得られた $\hat{\mathbf{u}}$ を用いて Eq. (2-31) より \hat{D} を求める。次に Eq. (2-32) を解いて p を求める。

$$\hat{D} = \partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\rho \hat{\mathbf{u}}) \quad (2-31)$$

$$\nabla^2 p = \hat{D} / \Delta t \quad (2-32)$$

得られた p を p^* として Eq. (2-24) に戻り、収束するまで繰り返す。ただし Eq. (2-29) は使わない。すなわち圧力は修正しない。

Calculation Procedure

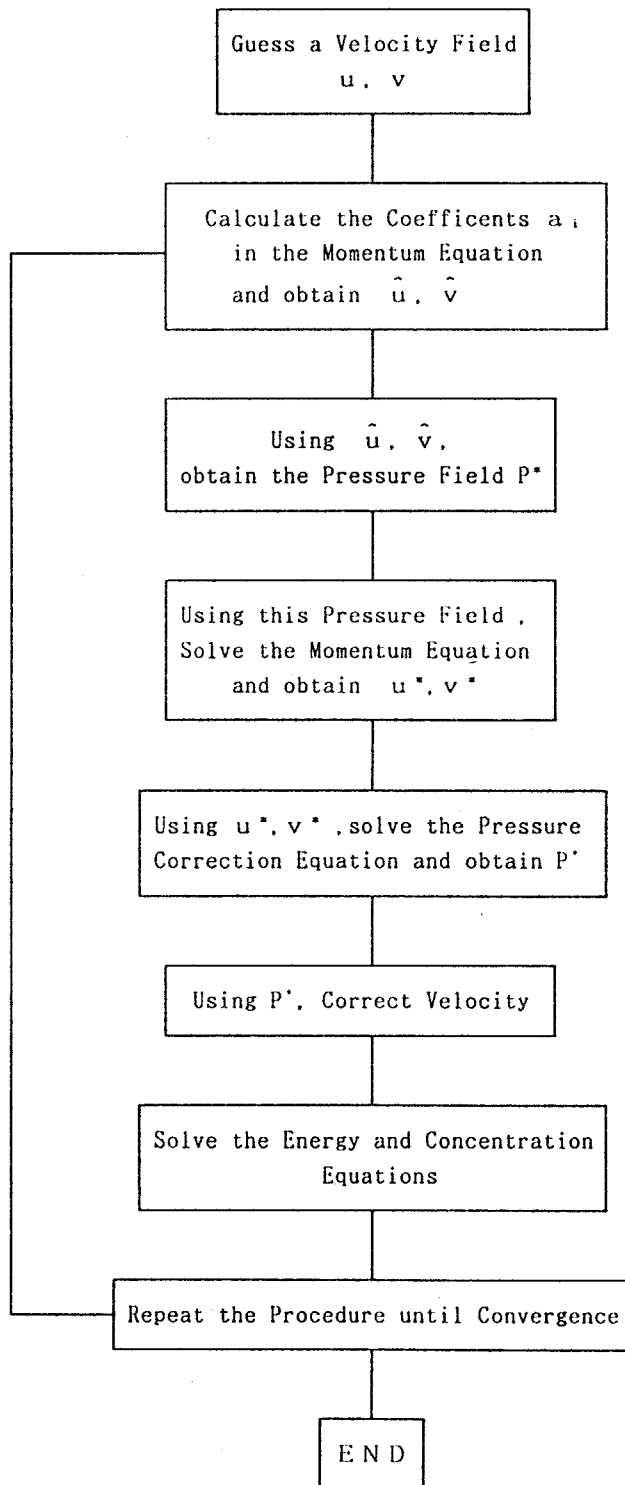


Fig. 2-2 Flow chart of SIMPLER algorithm.

2.3 要約

以下に本章を要約する。

1) 熱プラズマ流に対するモデリングを行った。そのモデリングに必要な基礎方程式をたてた。熱プラズマ流のこのモデリングでは連続の式、運動量保存式、エネルギー保存式、成分の保存式の一般の流体力学の保存式が必要である。

2) 熱プラズマ流の数値解析に適している方法は、流れ関数-渦度法またはSIMPLER法である。熱プラズマ流の数値解析では大きな温度変化が存在しているために発散が起こりやすいが、両者とも発散が起こりにくい解法である。

第3章 プラズマジェットのエネルギー流密度分布

この章ではプラズマジェットのモデリングと制御について検討する。プラズマジェットの速度分布と温度分布を実験および数値解析により求める。さらにプラズマジェットのエネルギー密度を流体により制御する。流体による制御とはプラズマジェットのノズル出口近傍においてガス流を吹き出して制御する方法である。熱プラズマ流を物質処理に用いるには、その利用目的に応じてエネルギー密度を制御することが望まれる。本章ではガス流によりプラズマジェットのエネルギー密度を高めることを目的とする。

3.1 測定

3.1.1 実験装置および方法

3.1.1.1 熱プラズマ発生装置

熱プラズマ発生システムは、熱プラズマ発生装置、直流アーク用電源、およびRC平滑回路から構成される。このプラズマシステムをFig. 3-1に示す。電源は交流(200 V、100 A)を整流し最大70 V、500 Aの直流を発生する。この電源と熱プラズマ発生装置はRC平滑回路を経由して結線されている。RC平滑回路では電源のリップルを取り除く。放電開始時には高周波放電のスターターを用いる。

熱プラズマ発生装置は内径8 mmのノズル状銅製スロート管の陽極、直径6 mmのタングステン棒の陰極から成る。本実験で用いたプラズマ発生装置をFig. 3-2に示す。プラズマジェットはこの両者の間における大気圧下の放電により発生する。熱プラズマ発生装置にはロータメータを用いて所定の流量のアルゴンを流入させる。陽極と陰極は熱から保護するために水冷してある。

本研究における座標は、プラズマジェットのノズル出口の中心を原点とし、半径方向に r 、ノズル出口から軸方向に x とする。

3.1.1.2 操作条件

本実験は安定した放電を得ることができる以下の操作条件で行った。実験において特に記述のない場合には以下に示す標準の操作条件で行った。

- 1) プラズマガス流量: 6~18 litre/min (標準: 10 litre/min)。
- 2) 放電電流: 150~250 A (標準: 200 A)。このとき放電電力: 2.5~3.5 kW (標準: 3.2 kW)。

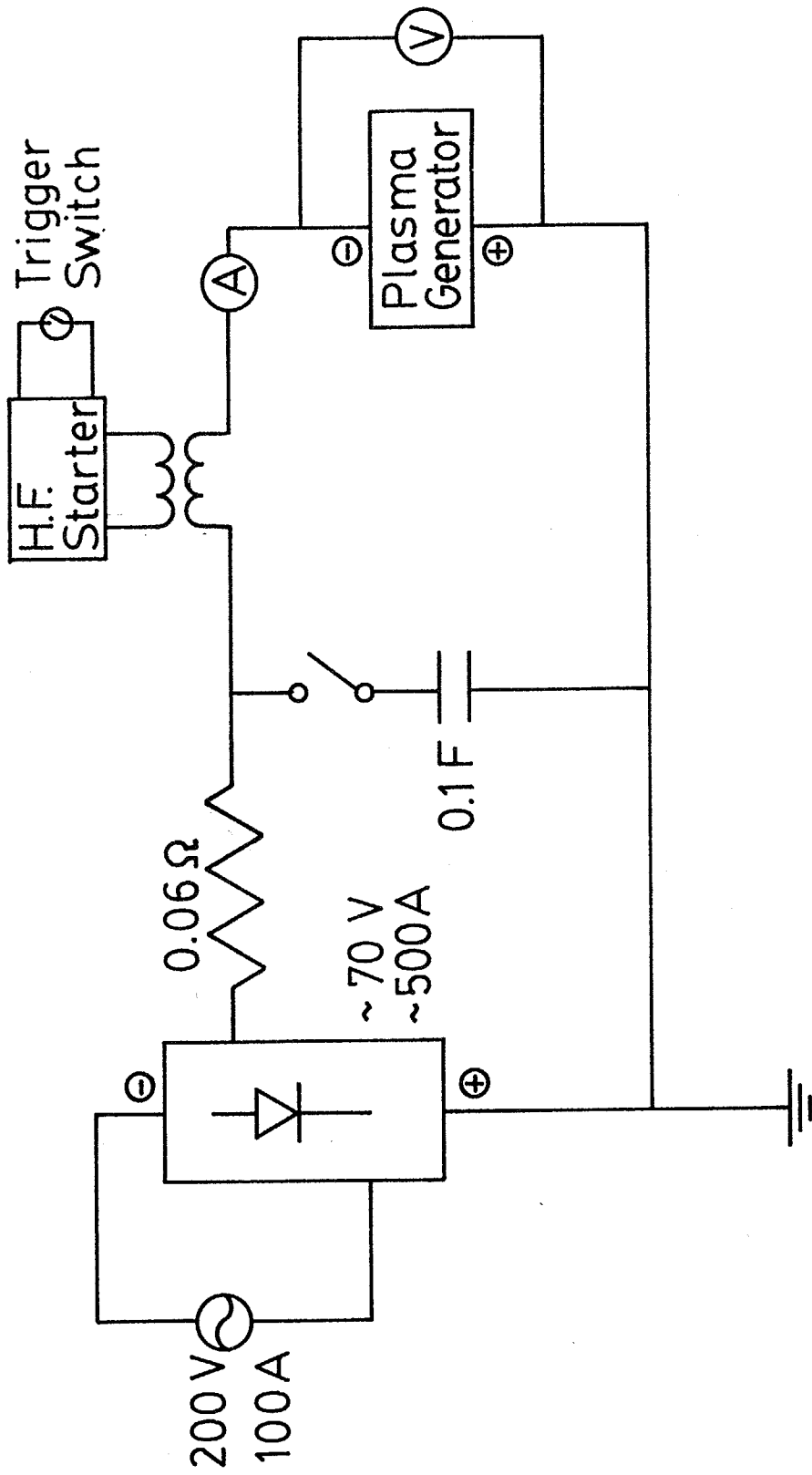


Fig. 3-1 Electrical circuit for plasma generator.

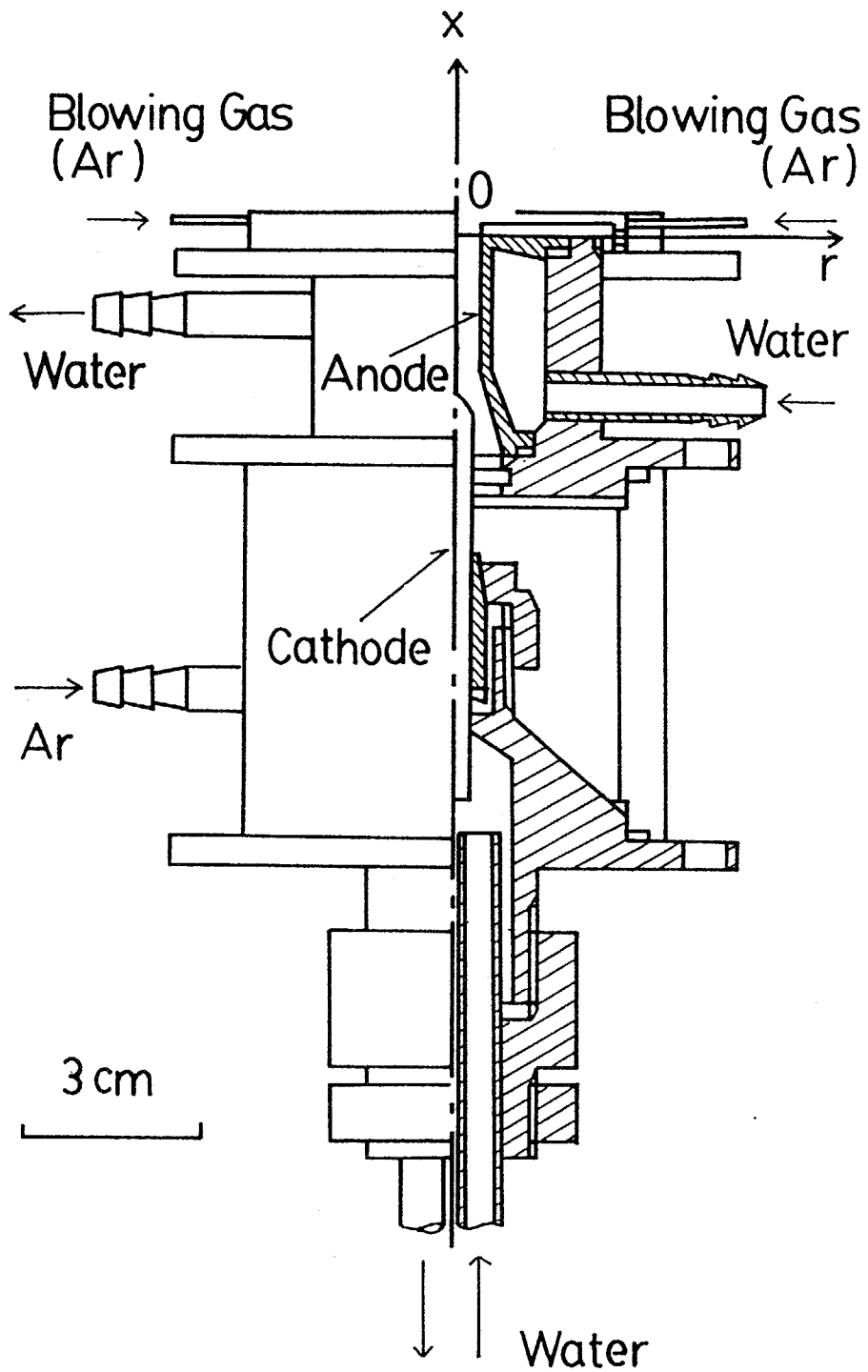


Fig. 3-2 Schematic diagram of plasma generator.

3.1.1.3 温度分布測定方法

プラズマジェットの温度分布は熱量的方法により求める。測定装置を Fig. 3-3に示す。この方法はプラズマジェットから小球への熱流量を求めることによりプラズマジェットの温度を求める方法である¹⁹⁾。

プラズマジェットの流れに対して垂直に直径 0.85 mmの銅球を掃引する。そのときの銅球の温度上昇を熱電対により記録する。銅球が通過する測定断面とプラズマジェットの軸との距離を変化することにより、プラズマジェットから銅球への熱流量分布を求める。

プラズマジェットの温度は、このようにして得られた銅球への熱移動量から Eq. (3-1)を用いて求める。

$$\pi D^2 h (T_0 - T_{cu}) = \rho_{cu} C_{p_{cu}} \frac{dT_{cu}}{dt} \frac{\pi}{6} D^3 + Q_{loss} \quad (3-1)$$

ここで T_0 はプラズマの温度を示し、また添え字の cu は銅球を示す。また D は銅球の直径、 h はプラズマから銅球への熱伝達係数である。この式の左辺はプラズマジェットから銅球に入る熱流量を示し、右辺第1項は銅球の温度上昇、右辺第2項の Q_{loss} は銅球からの熱損失を示す。この Q_{loss} はリード線への伝導による熱損失(Q_{cond})と銅球からの放射による熱損失(Q_{rad})から成る。ここで最大の Q_{loss} を見積る。プラズマジェットの通過時には T_{cu} が最高で450 Kとなり、この場合には Q_{rad} は全熱流量の 10^{-4} %であり非常に小さい。 Q_{cond} は評価がむずかしいが、最大に見積った場合でも全流量の0.9%である。

プラズマジェットの温度を求めるにはEq. (3-1)に含まれている熱伝達係数を求めることが必要である。これは球の熱伝達におけるNu数を求めるEq. (3-2)から計算する。

$$Nu = 2 + 0.6 Pr^{1/3} Re^{1/2} \quad (3-2)$$

この式において用いた物性値は、プラズマ温度 T_0 と銅球温度 T_{cu} のフィルム温度に相当する値である。

プラズマの温度分布の算出には以下の仮定を用いる。

- 1) プロブによるプラズマジェットの場の乱れは無視できる。
- 2) 銅球内の温度分布は一様である。

仮定1)については、プロブによる流れに対する乱れと熱的な乱れが考えられる。銅球のサポートとして用いた外径1 mmのポーセレン管は銅球からプラ

ズマジェットの downstream に 10 mm 離れていること、およびプラズマジェットの流速は 125 m/s であることから、流れに対する影響は少ない。さらにプローブがプラズマジェットの中心を通過するときの銅球の温度上昇は最大で 150 K であり、このときの銅球への熱流量は 1.3 W である。プラズマジェットのエンタルピー流れは 1 kW 程度であるので、プラズマジェットに対するプローブの熱的な乱れも無視できる。

仮定2)については、銅の熱拡散率が大きい ($1.12 \times 10^6 \text{ m}^2/\text{s}$) ことによる。本実験の Bi 数はおよそ 2×10^{-3} であるので、銅球内部の温度の一意性の仮定は成り立つ。

この方法によりプラズマジェットの温度分布が求められる。しかし Eq. (3-2) は Re 数の関数であるので、プラズマジェットの温度を求めるにはプラズマジェットの流速が必要である。

3.1.1.4 速度分布測定方法

プラズマジェットの速度分布は動圧分布より求める。測定装置を Fig. 3-4 に示す。これは水冷ピトー管をプラズマジェットの流れに垂直に置き、水マノメータにより動圧を測定する方法である。水冷ピトー管の先端と内部の温度差による密度変化の影響はピトー管係数がほぼ 1 であること¹⁹²⁾ から無視できる。プラズマジェットの速度は Eq. (3-3) から求められる。

$$u_b = [2 (p_t - p_a) / \rho_{Ar}]^{1/2} \quad (3-3)$$

ここで p_t は測定圧力、 p_a は大気圧である。この方法によりプラズマジェットの速度分布が求められるが、プラズマの密度 ρ_{Ar} が温度の関数になっているので、プラズマジェットの速度分布を求めるにはプラズマジェットの温度分布が必要である。

プラズマジェットの速度分布と温度分布は Eqs. (3-1~3) から求めることができる。プラズマジェットの速度と温度は互いに関数になっているので陰関数的に求める。

3.1.2 測定結果

プラズマジェットの速度分布と温度分布をそれぞれ Figs. 3-5, 6 に示す。操作条件はプラズマガス流量が 10 litre/min、放電電流が 200 A である。このときの放電電力は 3.2 kW である。プラズマジェットの中心の速度は $x = 10 \text{ mm}$ において 125 m/s、温度は 9000 K である。この中心の速度と温度はノズルか

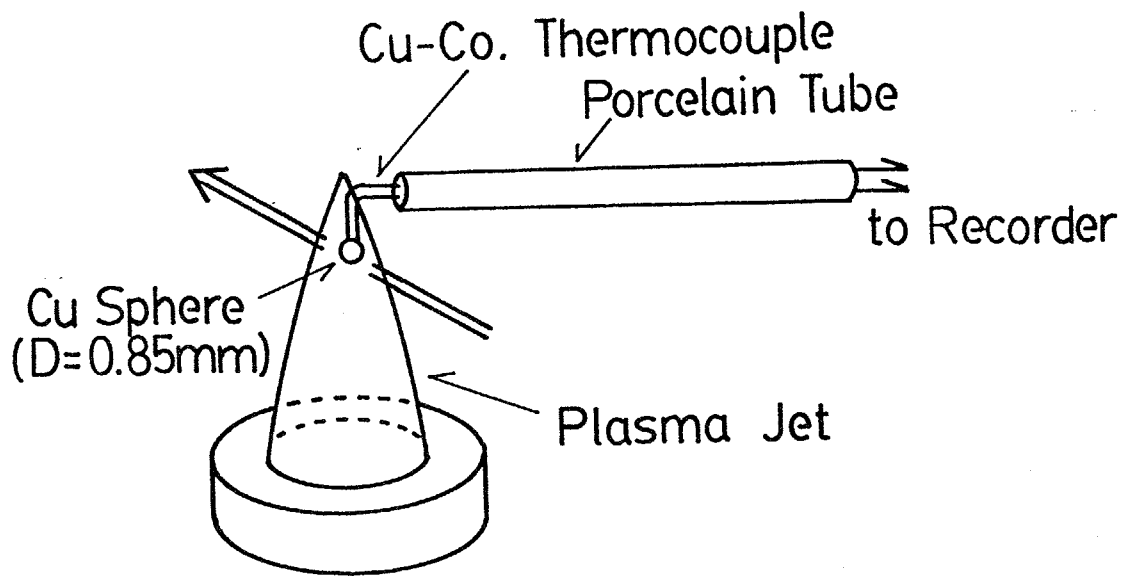


Fig. 3-3 Experimental apparatus for plasma temperature measurements.

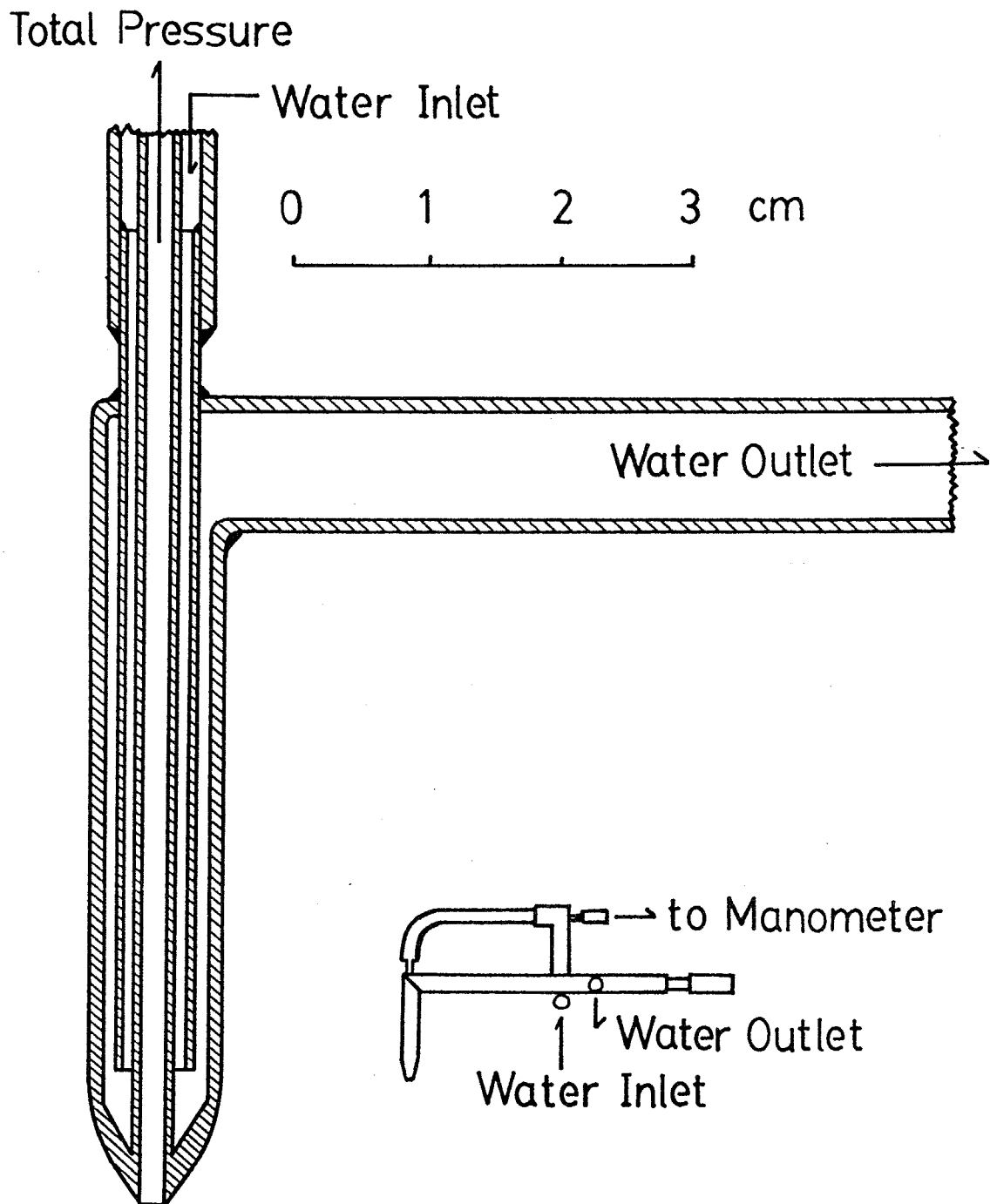


Fig. 3-4 Schematic drawings of water-cooled Pitot tube.

ら遠ざかるほど減少する。またこれらは半径方向に対して急激に減少する。

プラズマジェットのエントルピー流れ分布をFig. 3-7に示す。エントルピー流れとはプラズマのエントルピーと速度と密度の積である。プラズマジェットのエントルピー流れの分布は、速度や温度の分布と同様に半径方向に大きな勾配を持つ分布である。

プラズマジェットの速度、温度、およびエントルピー流れ分布に対する操作条件の影響を以下に示す。

放電電流が 150~250 A の場合の $x = 10$ mm における速度、温度、およびエントルピー流れの半径方向分布をそれぞれFigs. 3-8~10に示す。このときのプラズマガス流量は 10 litre/min で一定である。放電電流が大きいほどプラズマジェットの中心における速度、温度、エントルピー流れの値は大きくなる。

プラズマガス流量が 6~18 litre/min の場合の $x = 10$ mm における速度、温度、およびエントルピー流れの半径方向分布をそれぞれFigs. 3-11~13に示す。このときの放電電流は 200 A で一定である。流量が多いほどプラズマジェットの中心における速度、温度、エントルピー流れの値は大きくなる。流量が多いほどエントルピー流れの値が上昇するのは、流量が多いと放電電力が上昇することが理由の一つである。流量が 6 litre/min では 2.8 kW、10 litre/min では 3.2 kW、18 litre/min では 3.4 kW である。

3.2 数値解析

プラズマジェットの速度分布と温度分布を、2次元の渦度輸送方程式と流れ関数方程式を流れ関数-渦度法により数値解析して求める。

3.2.1 モデルおよび仮定

数値解析で用いたプラズマジェットのモデルをFig. 3-14に示す。装置の形状は実験で用いたものと同様である。ノズル出口AB（内径 8 mm）からアルゴンプラズマが噴出する。数値解析を行う条件はアルゴン流量：10 litre/min、放電電流：200 A である。

3.2.2 基礎方程式および境界条件

プラズマジェットを支配する基礎方程式は第2章のEqs. (2-1~4) である。数値解析には流れ関数-渦度法を用いる。流れ関数-渦度法ではEqs. (2-1~3) の代わりに渦度輸送方程式であるEq. (2-17) と流れ関数方程式であるEq. (2-18) を解く。

プラズマジェットの境界条件はFig. 3-14に示した。半径方向の境界 (EG)

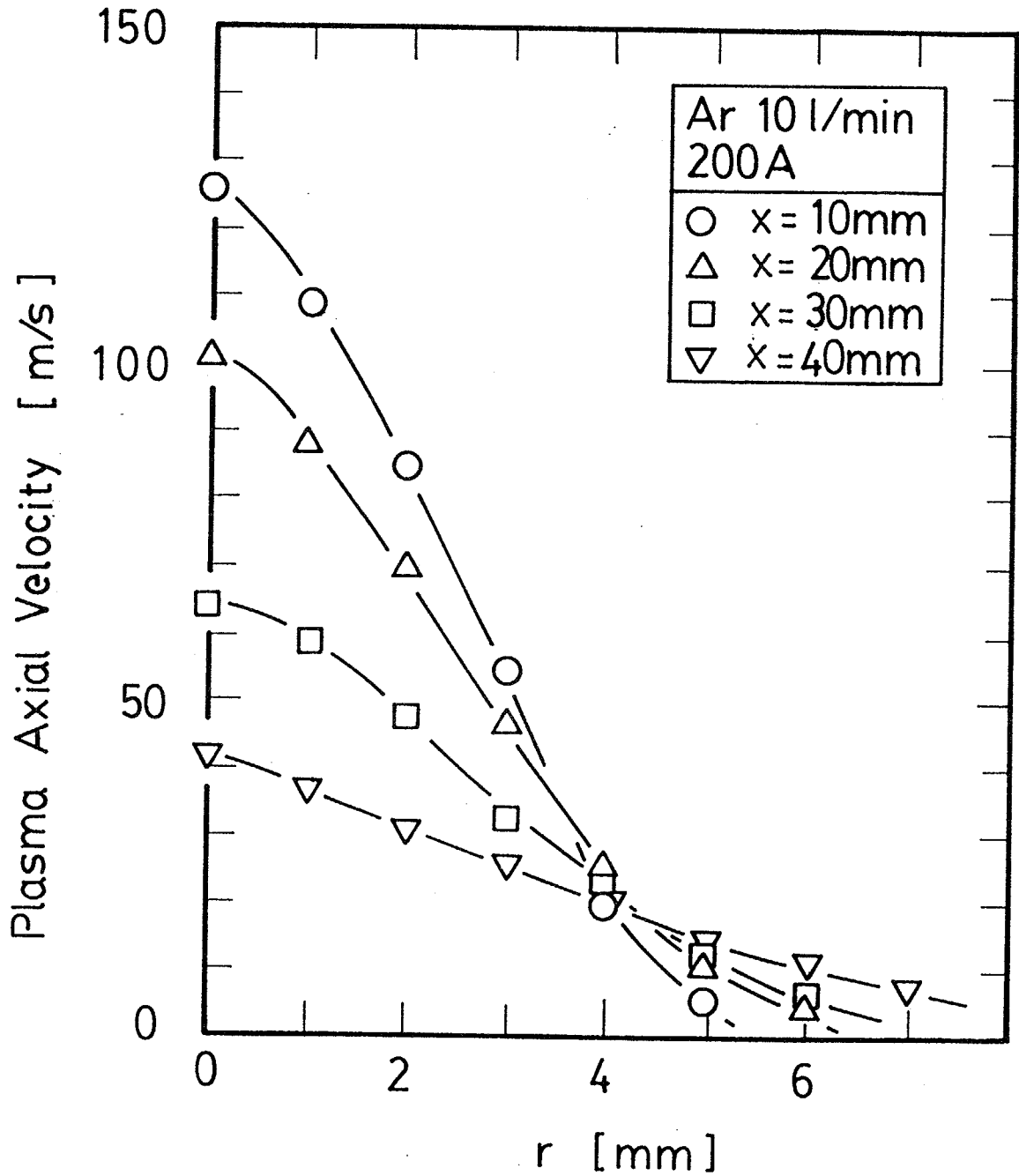


Fig. 3-5 Variations of measured plasma velocity distribution with axial distance.

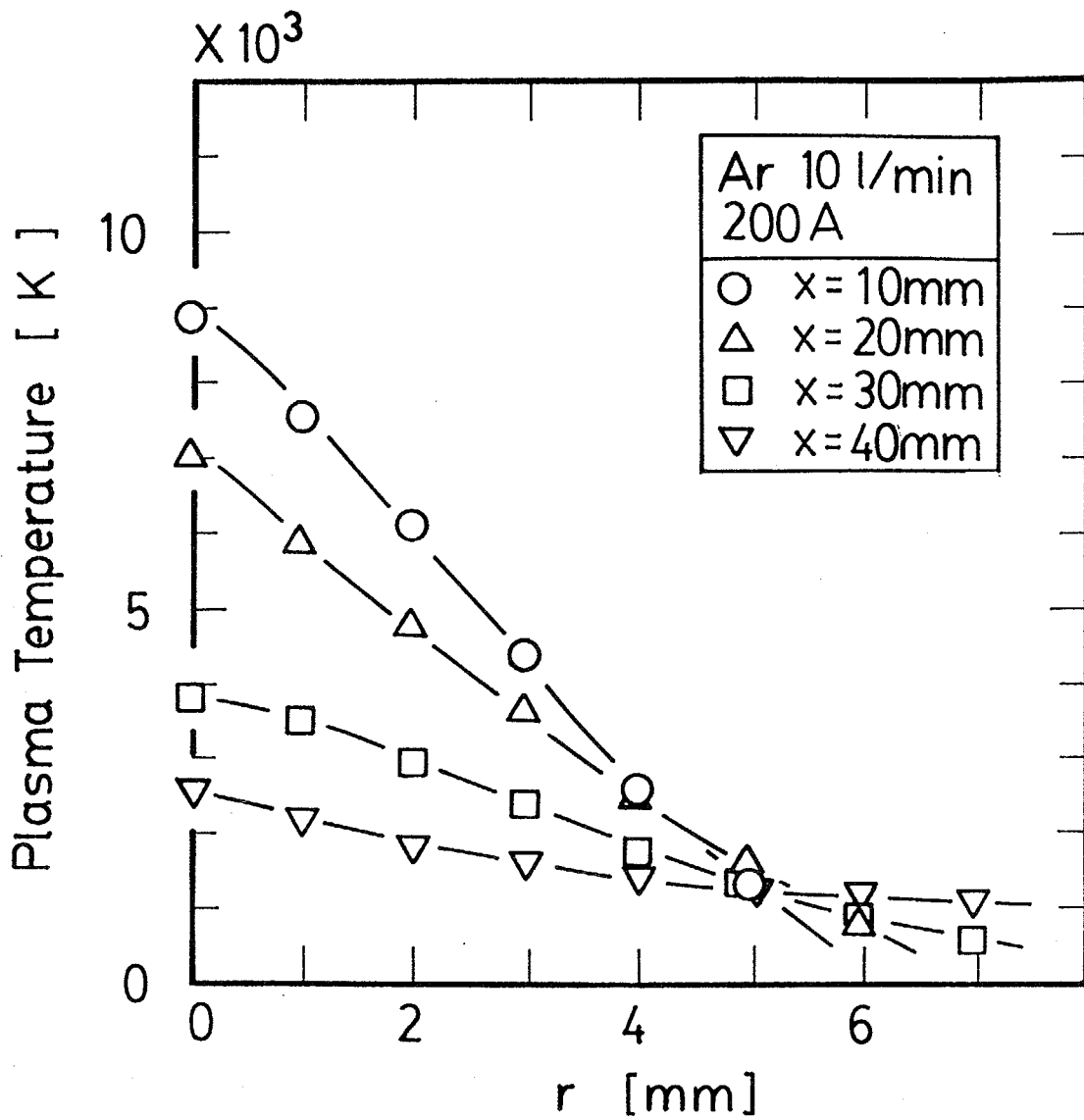


Fig. 3-6 Variations of measured plasma temperature distribution with axial distance.

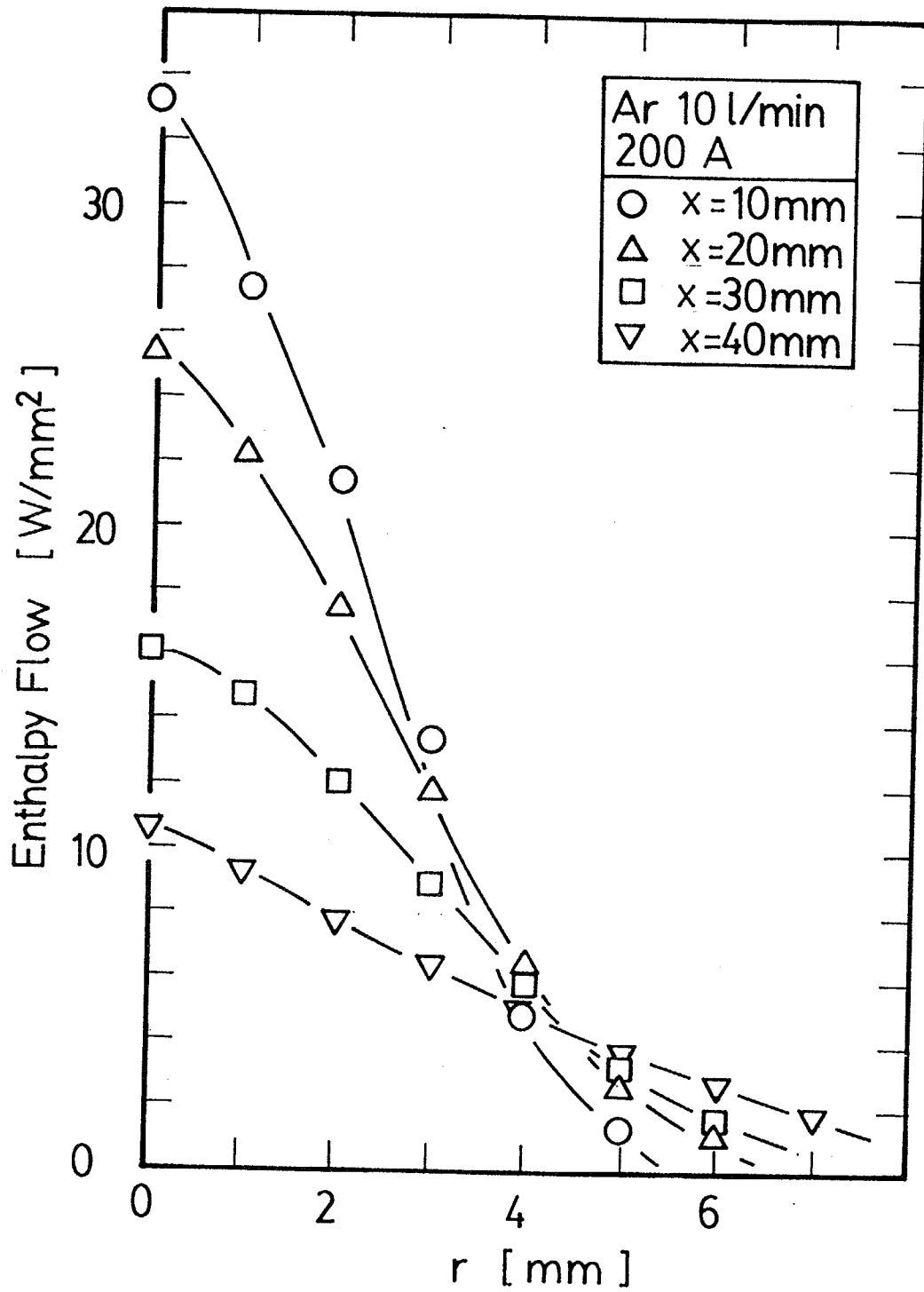


Fig. 3-7 Variations of measured plasma enthalpy flow distribution with axial distance.

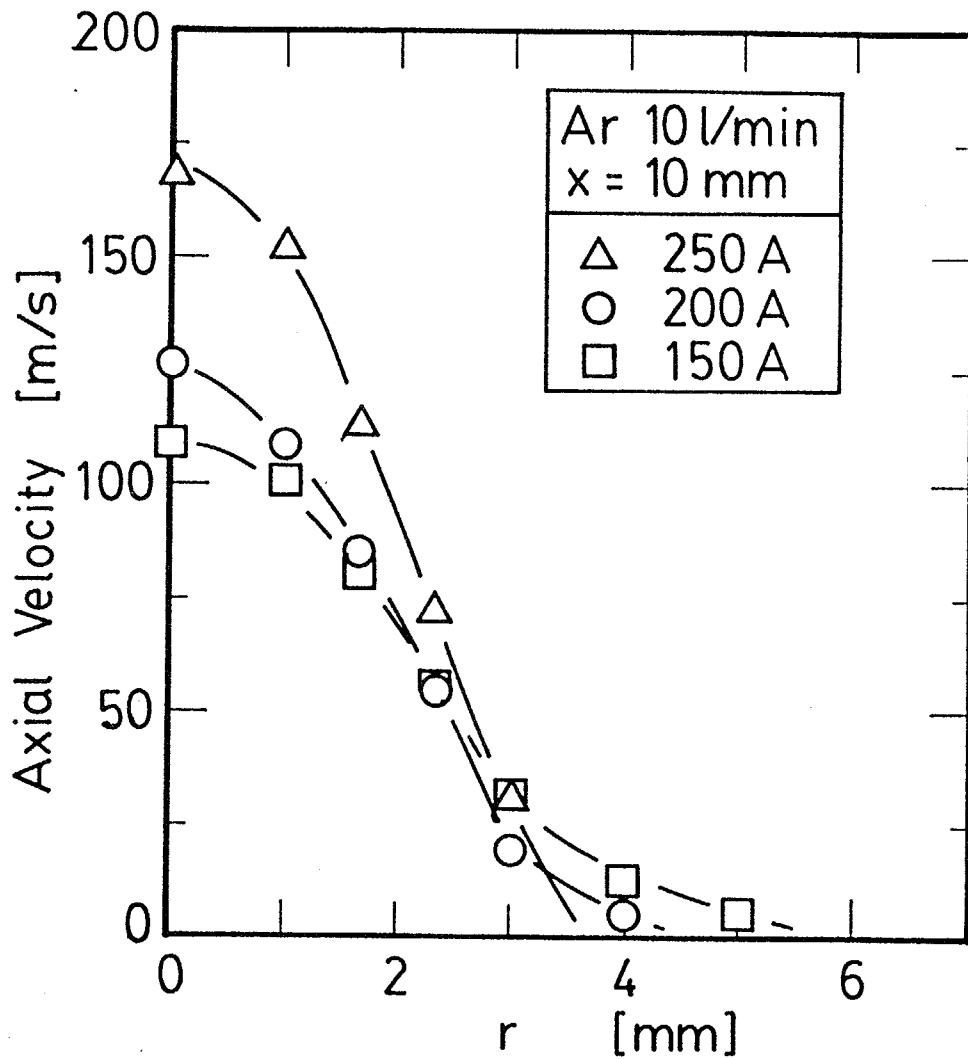


Fig. 3-8 Variations of measured plasma velocity distribution with discharge current.

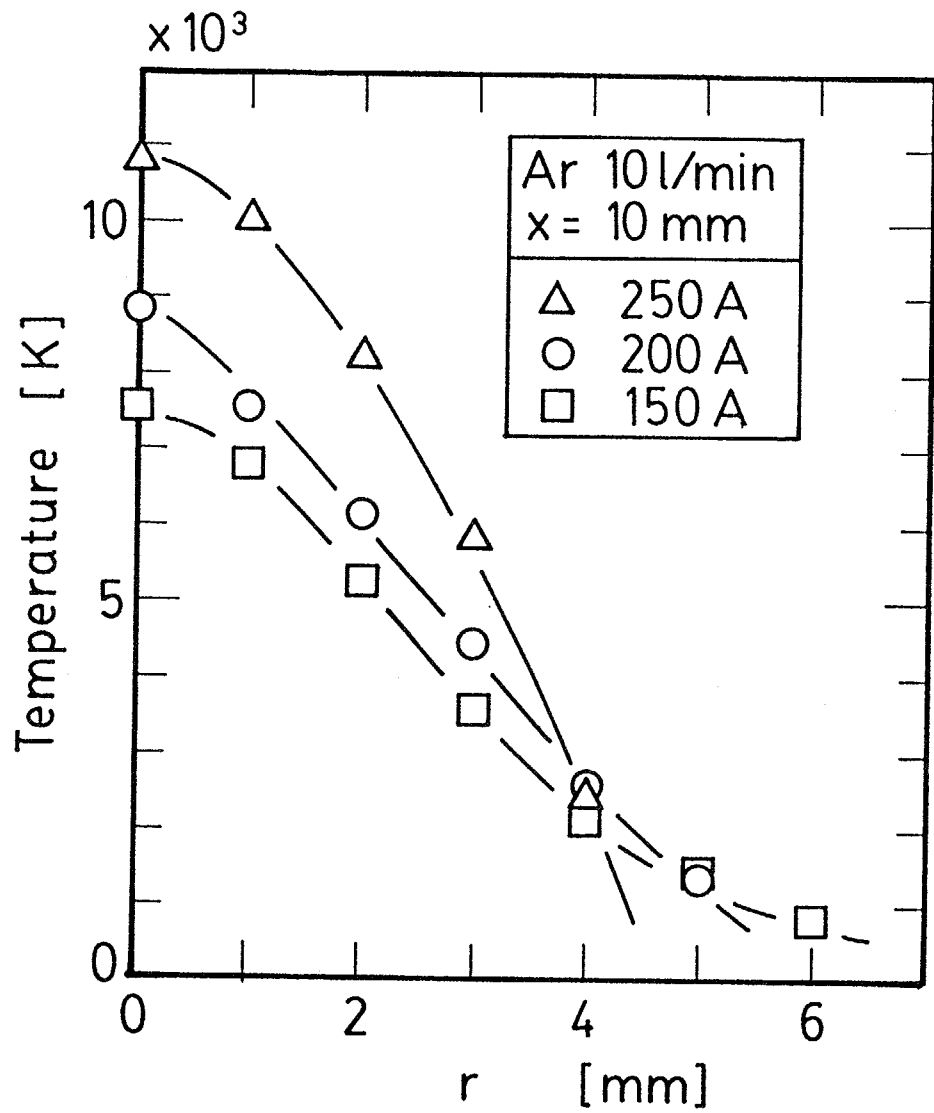


Fig. 3-9 Variations of measured plasma temperature distribution with discharge current.

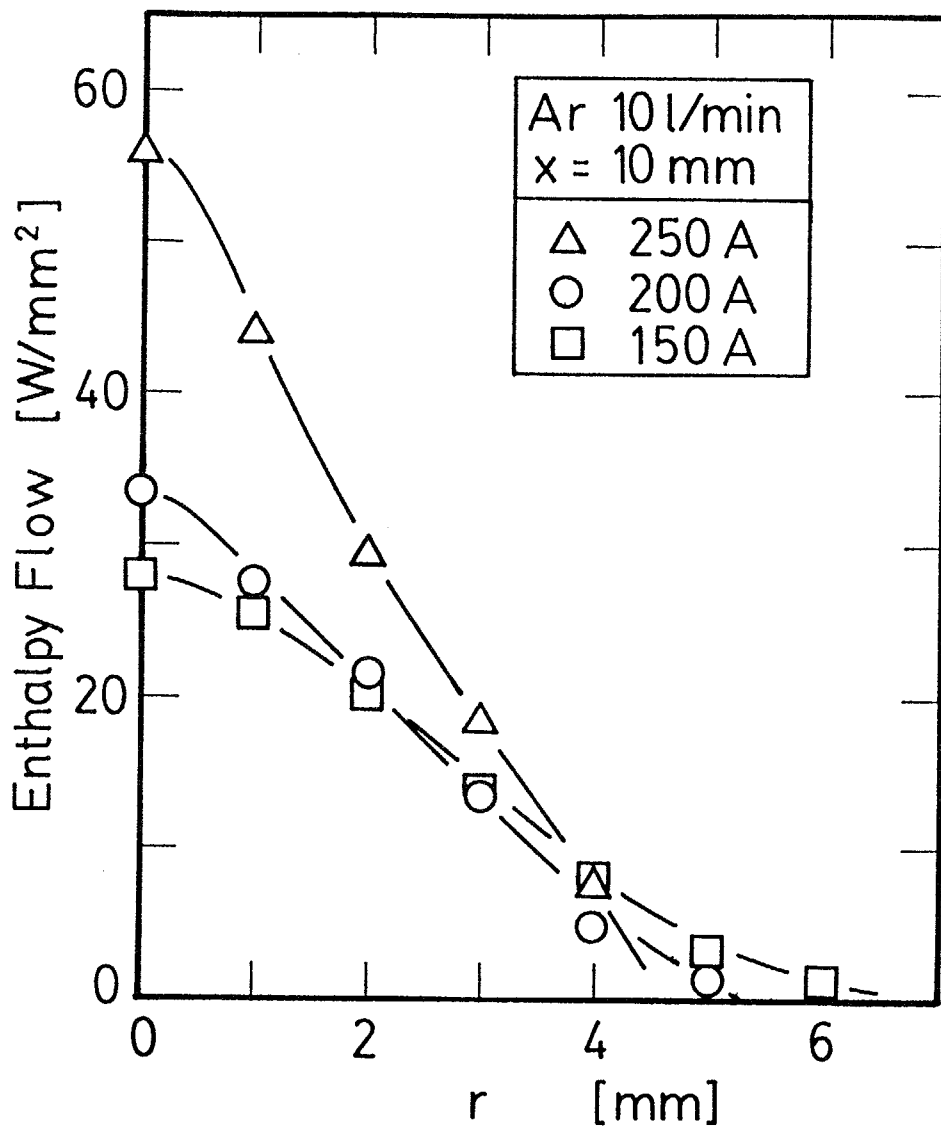


Fig. 3-10 Variations of measured plasma enthalpy flow distribution with discharge current.

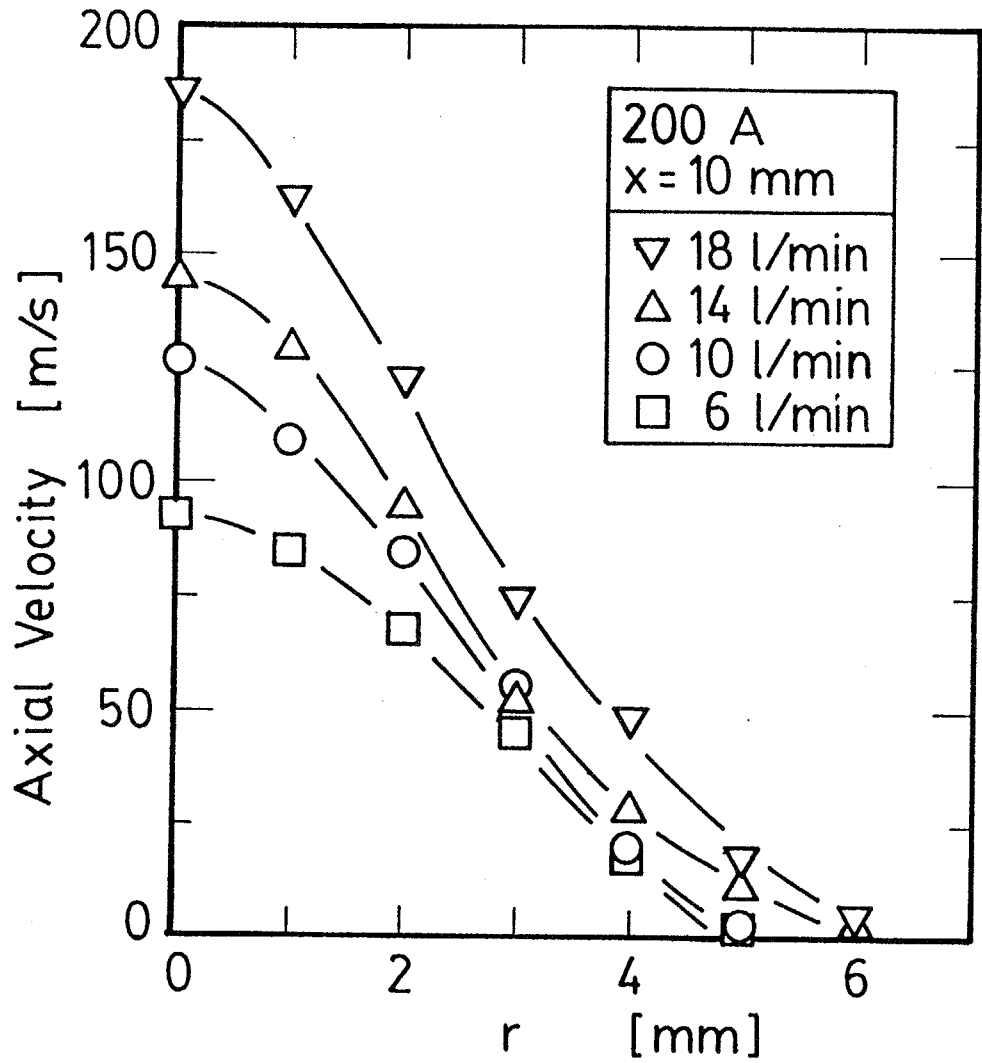


Fig. 3-11 Variations of measured plasma velocity distribution with plasma gas flow rate.

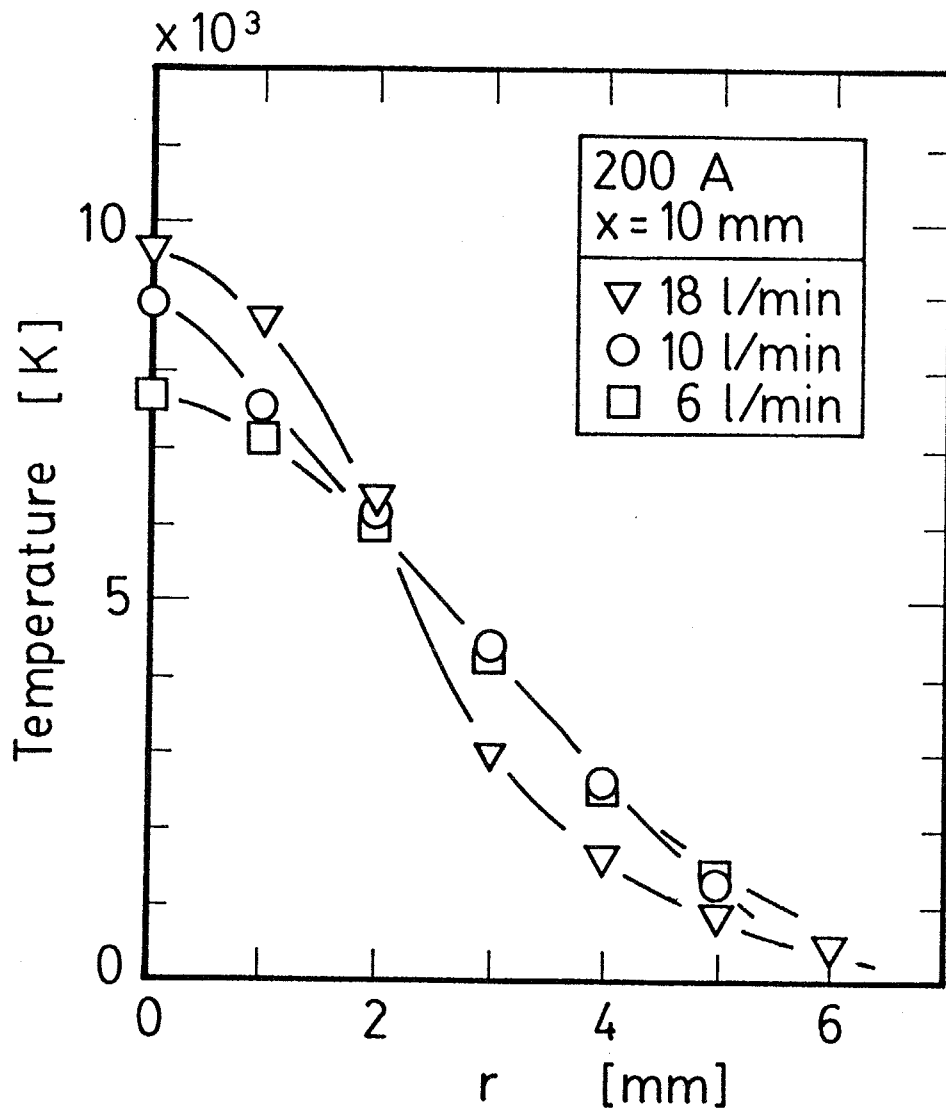


Fig. 3-12 Variations of measured plasma temperature distribution with plasma gas flow rate.

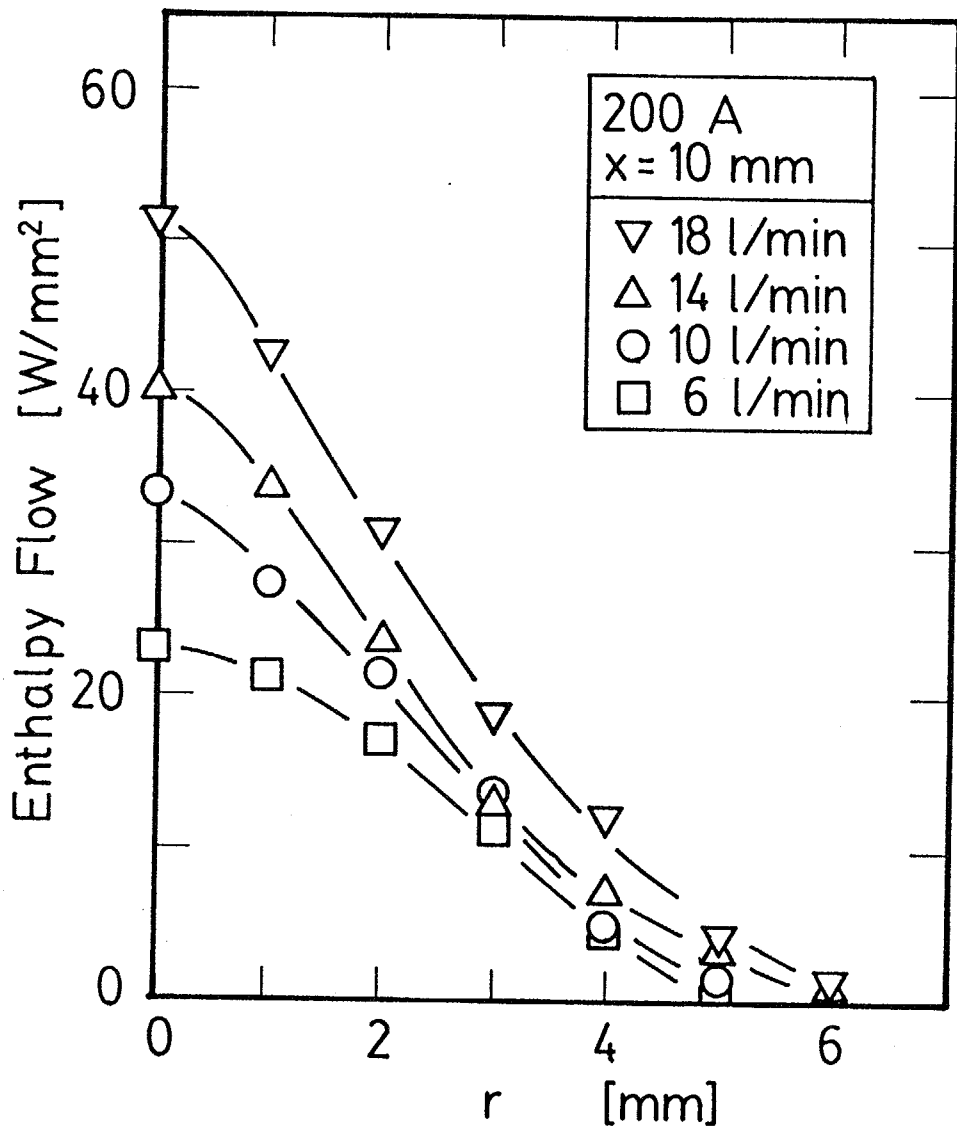


Fig. 3-13 Variations of measured plasma enthalpy flow distribution with plasma gas flow rate.

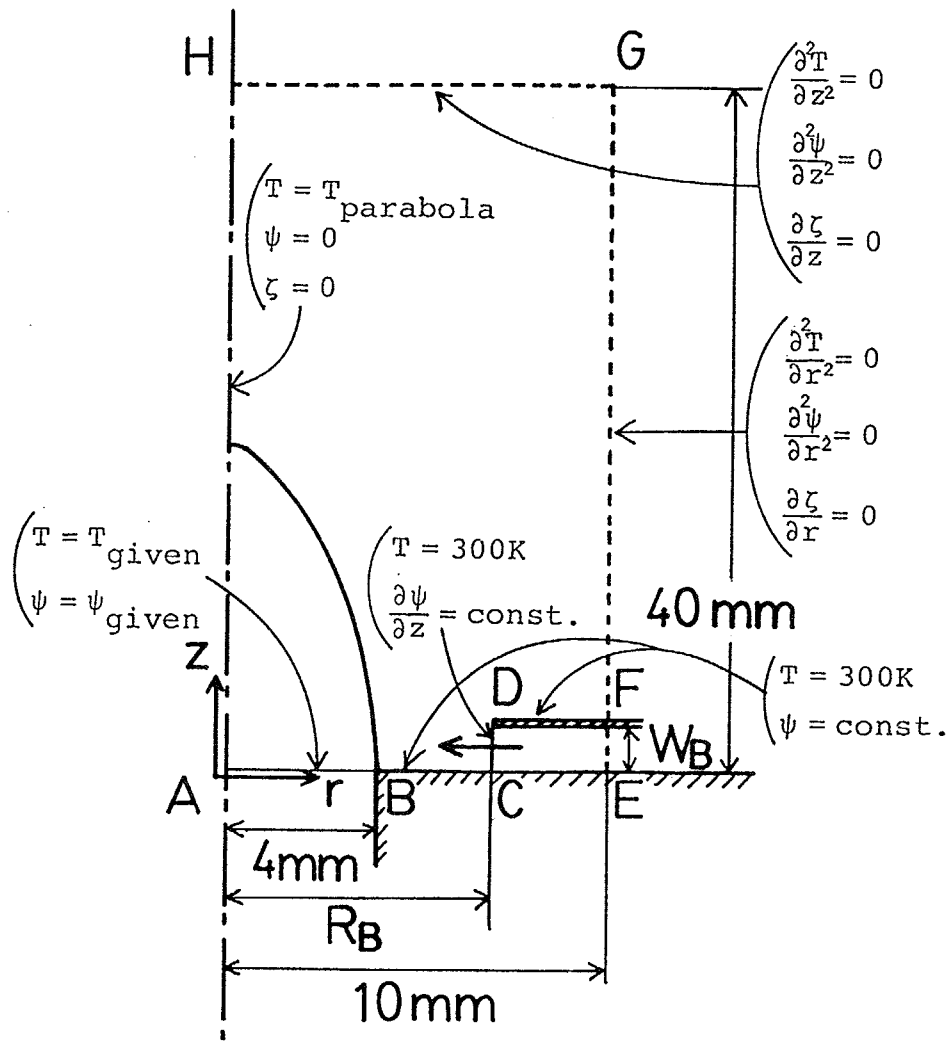


Fig. 3-14 Boundary conditions and calculation domains.

は中心から 10 mm 離れた位置、軸方向の境界 (GH) はノズル出口から 40 mm 離れた位置とする。これらの境界は境界条件がプラズマジェット主部にほとんど影響を与えない位置である。

3.2.3 計算方法

プラズマジェットを支配する基礎方程式である Eqs. (2-4, 17, 18) を FTCS 法により離散化し、“Time-Marching Technique” により定常解を得る。これは渦度輸送方程式とエネルギー保存式において非定常項を残し、タイムステップの Δt ごとに計算を進めて定常解を得る方法である。数値解析を行う差分格子は軸方向に 40、半径方向に 20 とする。

プラズマの物性値は温度により大きく変化することを考慮し、温度の関数として計算途中で逐一変化させて収束計算を行う。熱伝導率と粘性係数は Devoto のデータ¹⁹³⁾ から得る。定圧比熱は Hsu と Pfender のデータ¹⁹⁴⁾ から得る。

3.2.4 数値解析結果

数値解析により得られたプラズマジェットの速度分布と温度分布をそれぞれ Figs. 3-15, 16 に示す。これらの図では実験結果をキーとして示し、数値解析結果と比較した。数値解析で得られた結果は、特にノズルから離れた位置 ($x = 30$ mm) の速度分布において実験結果と差がある。これは数値解析モデルの不完全性のためである。実験ではプラズマジェットは空気中に吹き出しているために、空気の取り込みが起こっている。数値解析ではこの空気の取り込みを考慮していない。しかしこの数値解析モデルは、プラズマジェットの形状を知るには有用である。次の「制御」の章においては、プラズマジェットのエネルギー密度を知る方法としてこの数値解析モデルを採用する。

3.3 制御

プラズマジェットを物質処理に用いるには、その利用目的に応じてエネルギー密度を制御する必要がある。例えばプラズマ切断では切断面を精密にする必要性から熱プラズマ流のエネルギー密度を高めることが望まれる。ここではプラズマジェットを流体により制御することを目的とする。流体による制御とはプラズマジェットのノズル出口近傍でジェットの中心を向けてガス流を吹き出す方法である。この制御を効果的に行うための方法を実験と数値解析により検討する。

3.3.1 測定

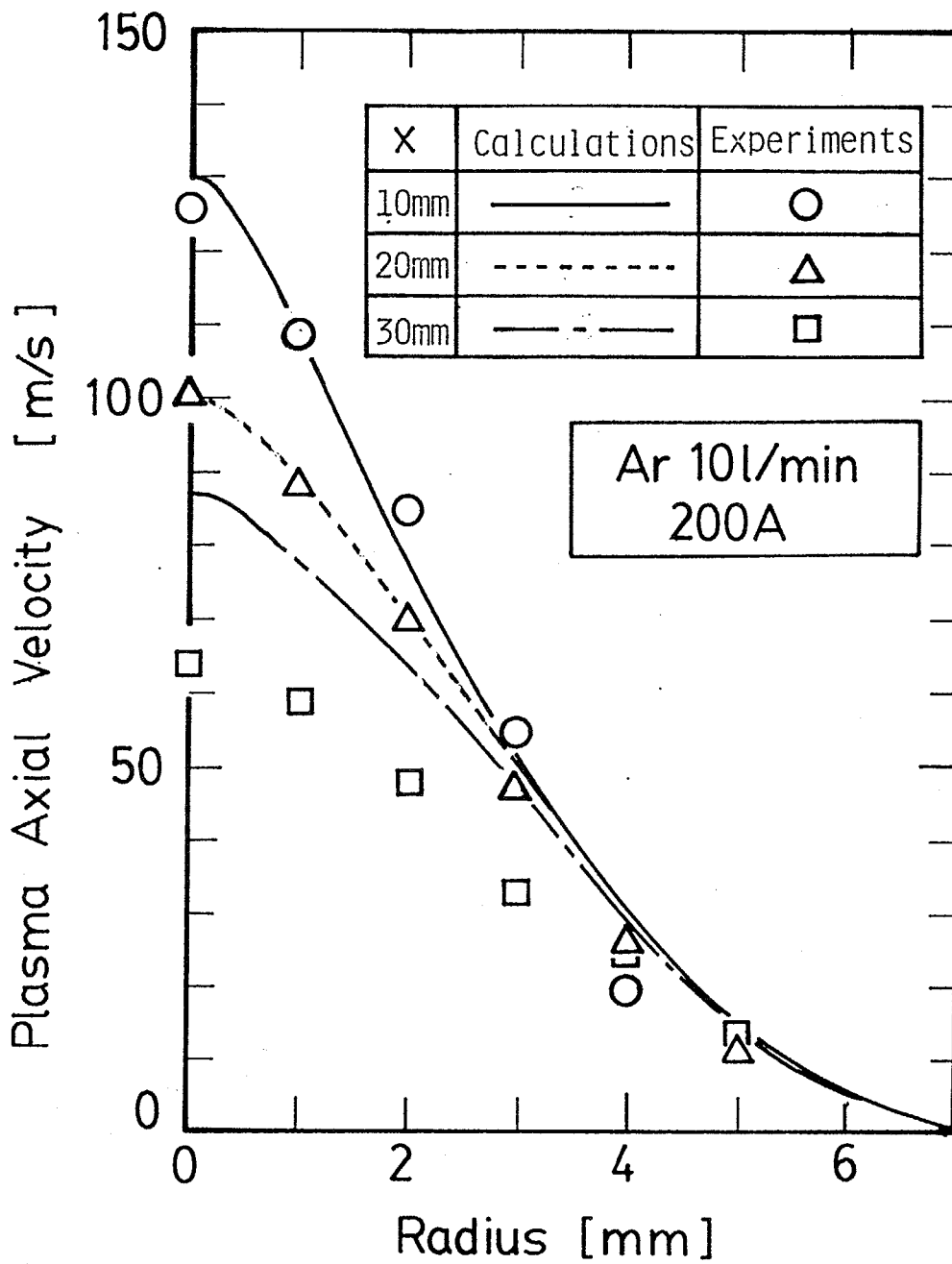


Fig. 3-15 Variations of calculated and measured plasma velocity distribution with axial distance.

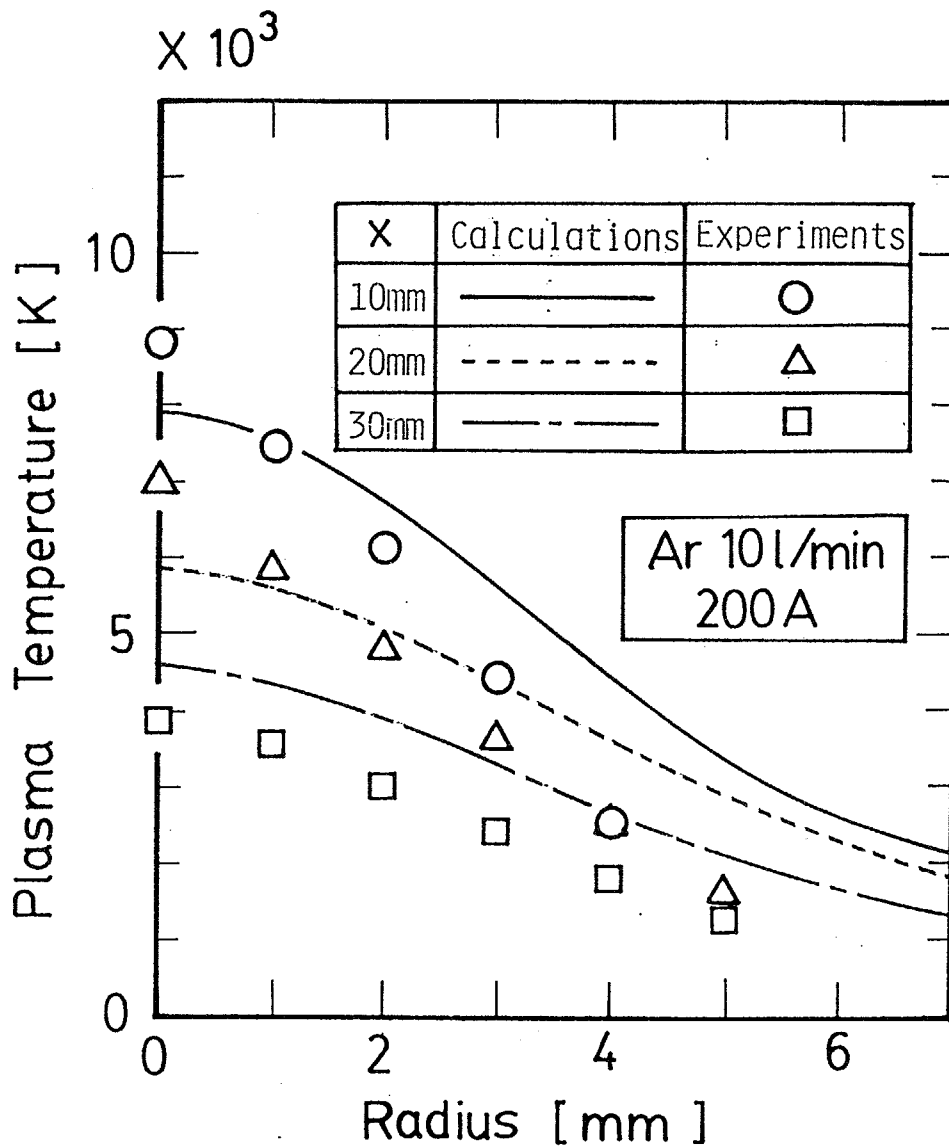


Fig. 3-16 Variations of calculated and measured plasma temperature distribution with axial distance.

3.3.1.1 実験装置および方法

熱プラズマ発生装置は 3.1.1.1 に示した。プラズマジェットの実験条件はプラズマガス流量：10 litre/min、放電電流：200 Aである。

プラズマジェットを流体により制御するための方法とは、プラズマジェットのノズル出口近傍で中心に向けてガス流を吹き出すことである。この吹き出し流は直径 16 mm または 20 mm の円周において幅 1 mm のスリットから均一にプラズマジェットに対して垂直に中心に向けて吹き出される。吹き出し流には常温のアルゴンを用いる。この中心に向けて吹き出されたガス流を以下では「吹き出し流」と呼ぶ。

吹き出し装置は Fig. 3-2 の熱プラズマ発生装置のノズル出口の部分に示した。吹き出し流はロータメータを通り、ノズル出口に装着した吹き出し装置の円周上の 4 箇所からプラズマジェットに対して吹き出す。この吹き出し装置により対称で均一な吹き出し流が得られることが確認されている。吹き出し流の流量は最大で 15 litre/min である。

プラズマジェットの温度分布は、3.1.1.3 に記述した熱量的方法により求める。プラズマジェットの速度分布は、3.1.1.4 に記述した水冷ピトー管を用いる方法により求める。これらの測定結果からプラズマジェットのエンタルピー流れ分布を求める。

プラズマジェットを流体により制御し、制御されたプラズマジェットの速度と温度を測定することによって、プラズマジェットを流体により制御することに対する工学的検討を行う。

3.3.1.2 Q 値の定義

プラズマジェットのエネルギー流密度分布の鋭さの評価としては、プラズマジェットのエンタルピー流れ分布の Q 値を用いる。Q 値とは最大エンタルピー流れの値をその値が 2 分の 1 になるときの幅、つまり半値幅で割った値である。この Q 値は電気回路の共振曲線の鋭さを示すのに用いられているものと類似している。

$$\text{エンタルピー流れ分布の Q 値} = \frac{\text{エンタルピー流れの最大値}}{\text{半値幅}} \quad (3-4)$$

Q 値が大きければプラズマジェットのエネルギー密度が大きくて鋭い分布を持つことを示し、小さければエネルギー密度が小さくて均一に近い分布を持つことを示す。

プラズマジェットのエントルピー流れ分布におけるQ値の軸方向距離に対する変化をFig. 3-17に示す。プラズマジェットはノズルから遠ざかるほどQ値は下がる。これはプラズマジェットがノズルから離れるにつれて、そのエントルピー流れ分布が低くなだらかになっていくことを示す。

3.3.1.3 測定結果

1) 吹き出し流による制御 吹き出し流によって制御されたプラズマジェットの速度分布と温度分布をそれぞれFigs. 3-18,19に示す。吹き出し流の流量が3 litre/minの場合にはプラズマジェットの中心近傍の速度と温度は、吹き出し流がない場合よりも上昇している。さらに流量が多い10 litre/minの場合には、中心近傍の速度と温度は吹き出し流がない場合よりも両者とも減少する。

吹き出し流の流量が0、3、5 litre/minの場合のプラズマジェットのエントルピー流れ分布をFig. 3-20に示す。吹き出し流がない場合の中心におけるエントルピー流れの値は 16.2 W/mm^2 、半値幅は6.6 mmである。吹き出し流量が3 litre/minの場合には、中心におけるエントルピー流れは 23.7 W/mm^2 と上昇し、半値幅は5.0 mmと減少している。吹き出しガスの流量が3 litre/minの場合には、プラズマジェットのエントルピー流れの分布が絞られていることを示す。吹き出し流の流量が5 litre/minの場合には、流量が3 litre/minの場合に比べて、プラズマジェットのエントルピー流れの分布は低くなだらかになっている。これらの結果から吹き出し流によってプラズマジェットのエネルギー密度を流体により制御できることがわかった。さらにこの吹き出し流の流量には最適値が存在していることがわかった。

吹き出し流によってプラズマジェットをどの程度絞ることができるのかを明確にするために、吹き出し流の流量とプラズマジェットのQ値の関係をFig. 3-21に示す。吹き出し流の流量が3 litre/min付近で、Q値はいずれの高さにおいて最大値を示している。Q値は $x = 10 \text{ mm}$ の位置よりも $x = 30 \text{ mm}$ の位置での上昇が顕著である。吹き出し流がない場合には $x = 30 \text{ mm}$ におけるQ値の最大値は 2.4 W/mm^3 であるが、吹き出し流の流量を3 litre/minにするとQ値の最大値は 4.9 W/mm^3 と2倍以上になる。プラズマジェットの高温部分を示す白く輝いたフレームの長さは、吹き出し流の流量が3 litre/minにときに最長になることも確認された。このフレームの長さは吹き出しがない場合には15.5 mmであるが、吹き出し流の流量が3 litre/minでは21.7 mmであった。吹き出し流の流量が7 litre/min以上になると吹き出しがない場合よりQ値は低くなる。これは吹き出し流の流量が多すぎるとプラズマジェットが冷却されるため

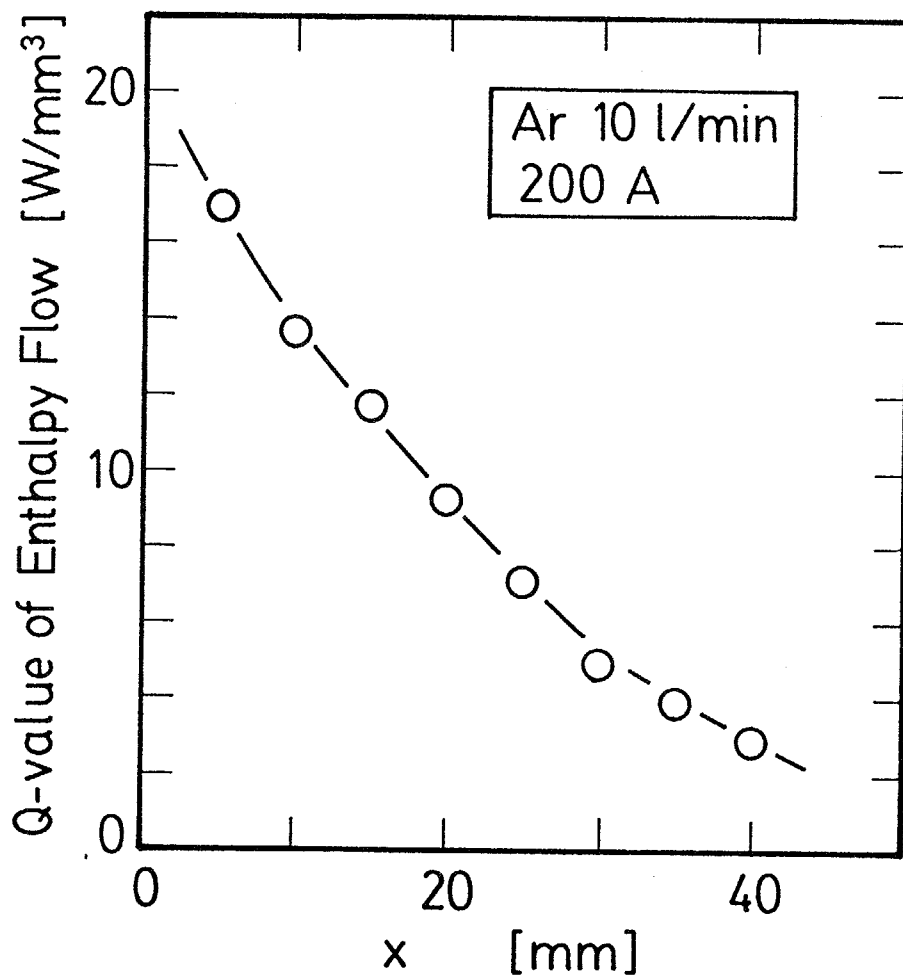


Fig. 3-17 Variation of measured Q-value with axial distance.

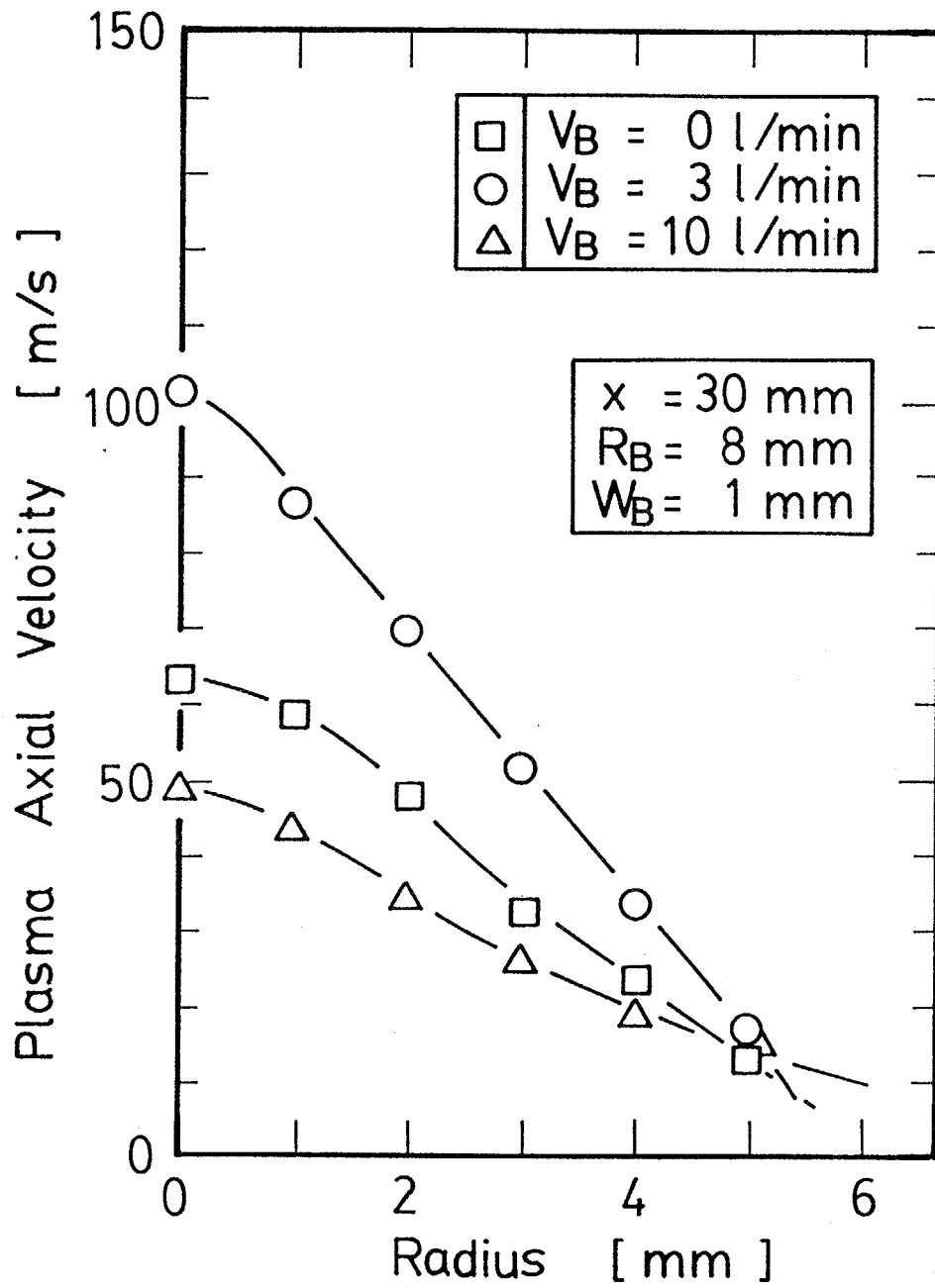


Fig. 3-18 Effect of blowing gas flow rate on measured plasma velocity distribution.

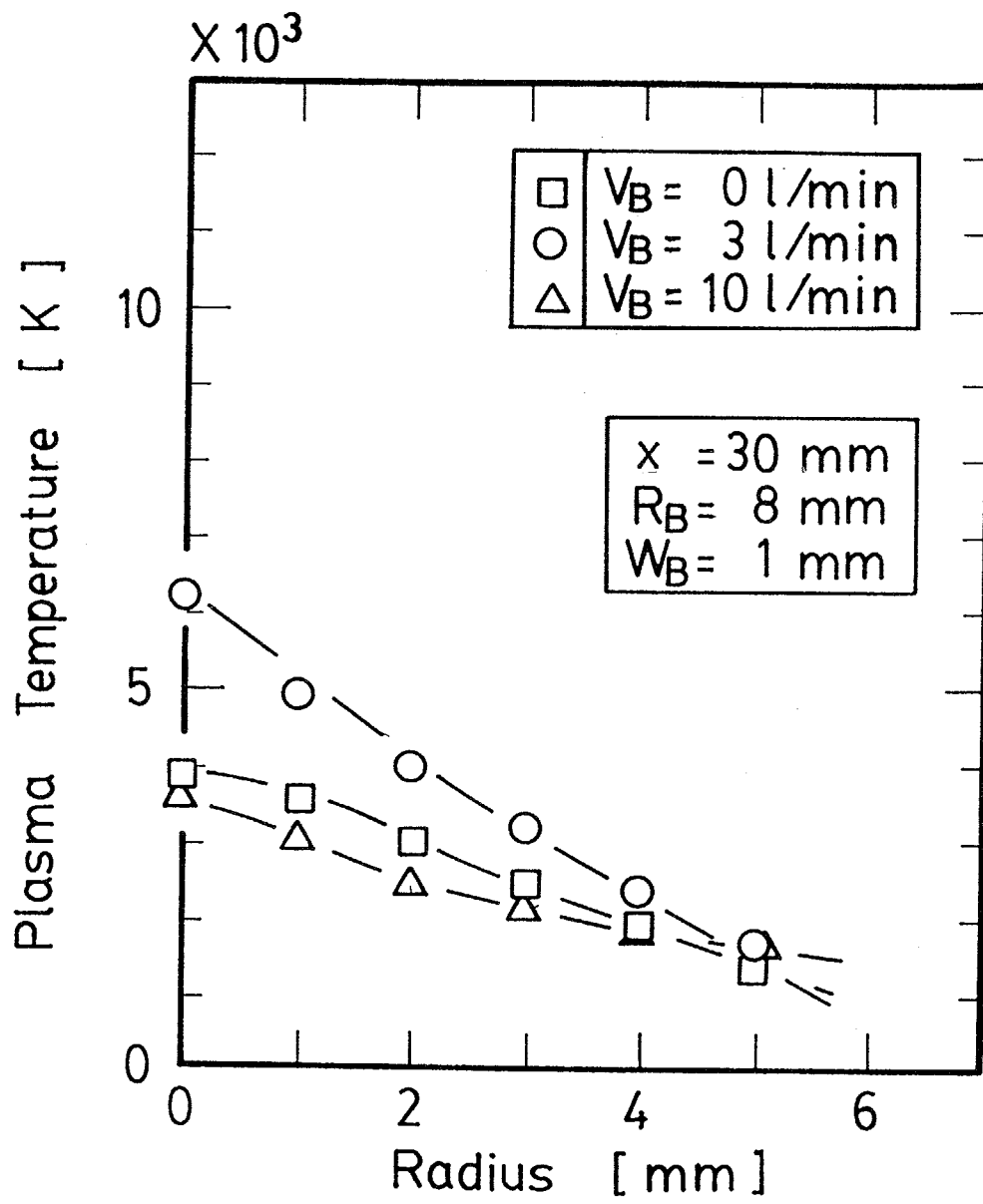


Fig. 3-19 Effect of blowing gas flow rate on measured plasma temperature distribution.

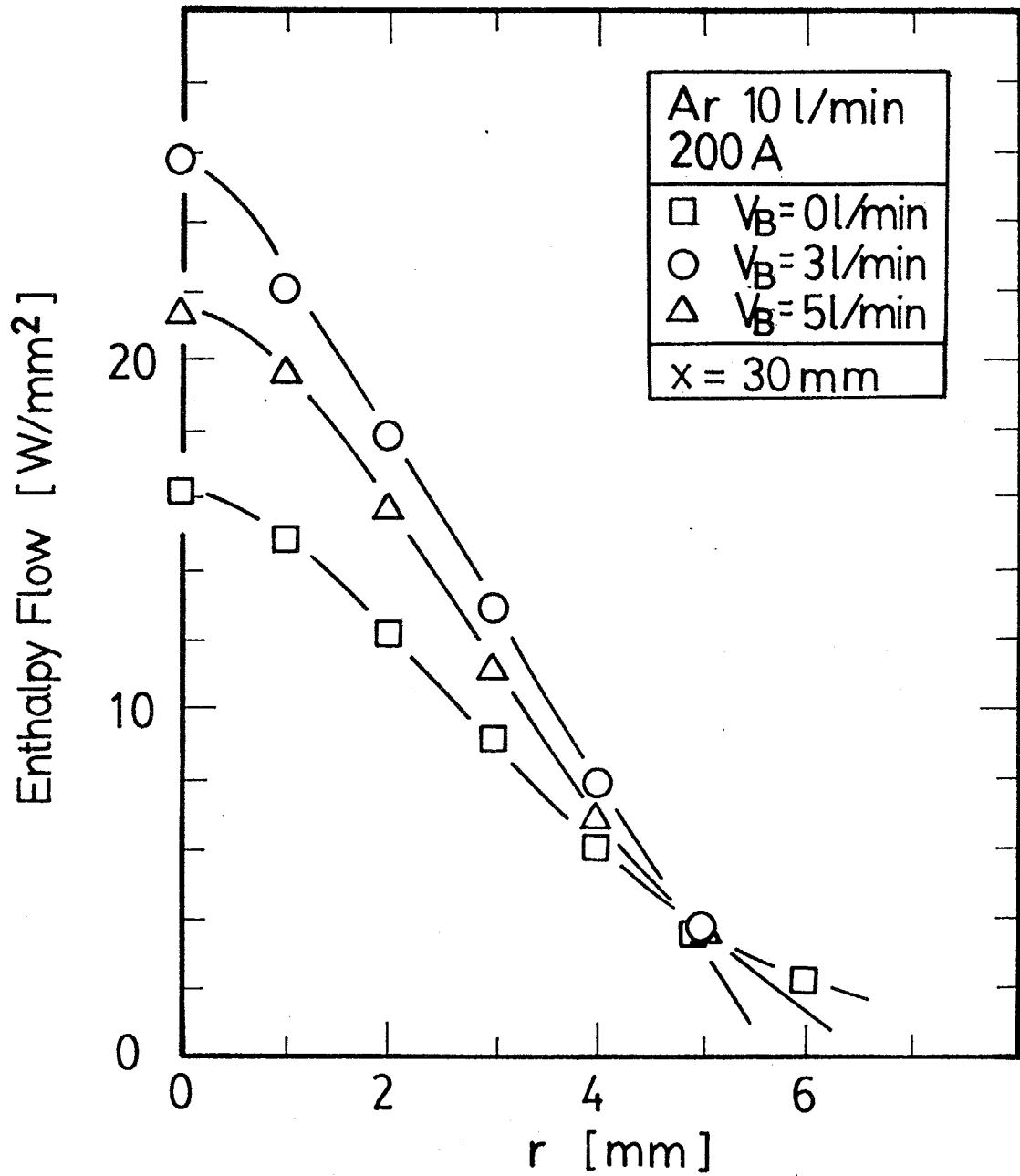


Fig. 3-20 Effect of blowing gas flow rate on measured plasma enthalpy flow distribution; $R_B = 8$ mm, $W_B = 1$ mm.

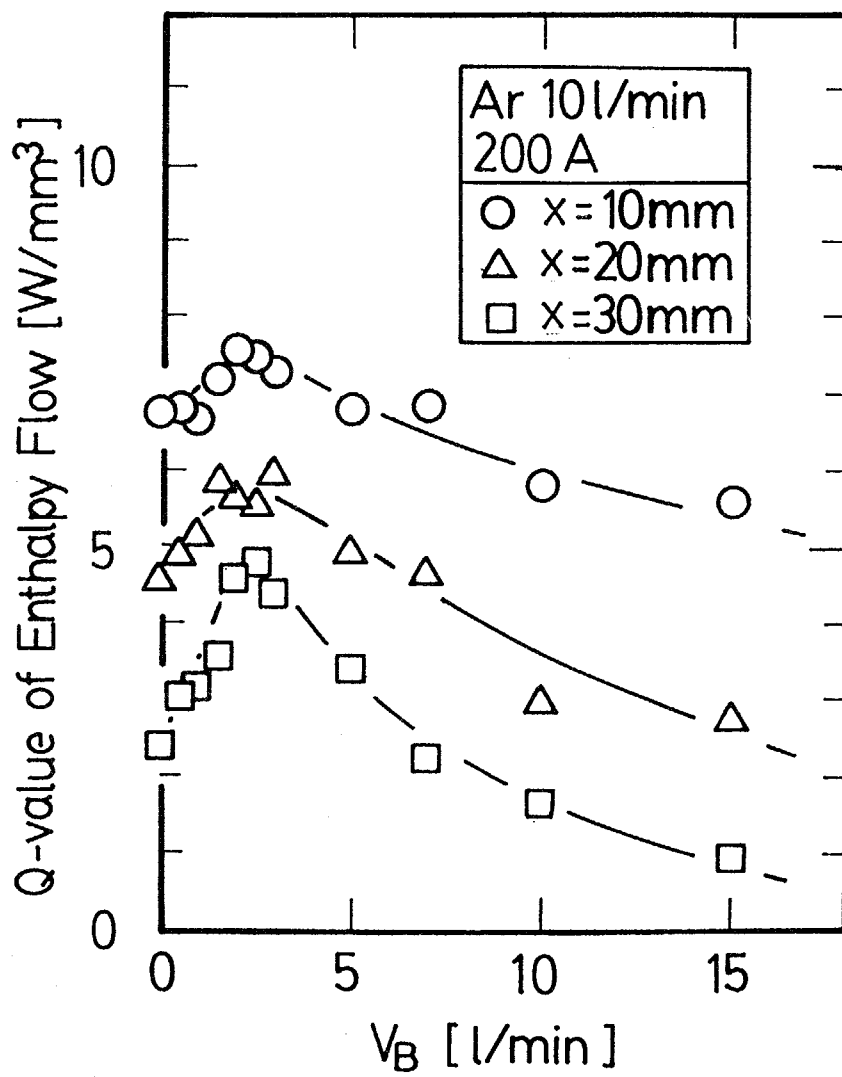


Fig. 3-21 Effect of blowing gas flow rate on measured Q-value;
 $R_B = 8$ mm, $W_B = 1$ mm.

である。

2) 操作条件による制御 プラズマジェットの操作条件によってプラズマジェットのエンタルピー流れ分布の制御を行う。ここでも分布の鋭さを示す指標としてQ値を導入する。

プラズマジェットのエンタルピー流れのQ値に対する放電電流の影響をFig. 3-22に示す。このときのプラズマガス流量は 10 litre/minで一定である。放電電流が大きいほどQ値は大きい。ノズル出口に近いほどQ値の上昇は顕著である。放電電流を大きくすることによって、プラズマジェットのエンタルピー流れ分布は鋭くなる。

Q値に対するプラズマジェットのガス流量の影響をFig. 3-23に示す。このときの放電電流は 200 Aで一定である。流量が多いとQ値は上昇する。ただし $x = 30$ mmにおけるQ値に対する流量の影響は見られない。プラズマジェットのガス流量を多くすることによって、プラズマジェットのエンタルピー流れ分布は鋭くなる。

3.3.2 数値解析

3.3.2.1 モデル

数値解析で用いたプラズマジェットのモデルはFig. 3-14に示した。吹き出し流は 300 KのアルゴンがスリットCDよりジェットの中心を向いて吹き出される。吹き出す位置は半径 (R_B : AC)、幅 (W_B : CD) を任意に変えて数値解析を行う。標準的な吹き出しの位置は $R_B = 8$ mm、 $W_B = 1$ mmである。数値解析を行う条件は、プラズマジェットの流量: 10 litre/min、放電電流: 200 A、吹き出し流の流量は最大で 20 litre/minである。

プラズマジェットを支配する基礎方程式を流れ関数-渦度法を用いて数値解析を行う。数値解析の方法は 3.2 に記述した方法と同様である。

3.3.2.2 数値解析結果

吹き出し流によって制御されたプラズマジェットの速度分布と温度分布の数値解析の結果をそれぞれFigs. 3-24, 25に示す。吹き出し流の流量が 3 litre/minの場合にはプラズマジェットの中心近傍の速度と温度は、吹き出し流がない場合よりも上昇している。さらに吹き出し流の流量が多い 10 litre/minの場合には、中心近傍の速度と温度は両者とも減少する。数値解析においても吹き出し流によってプラズマジェットのエネルギー密度を流体により制御できることが示された。さらに実験と同様に吹き出し流の流量には最適値が存在していることが示された。

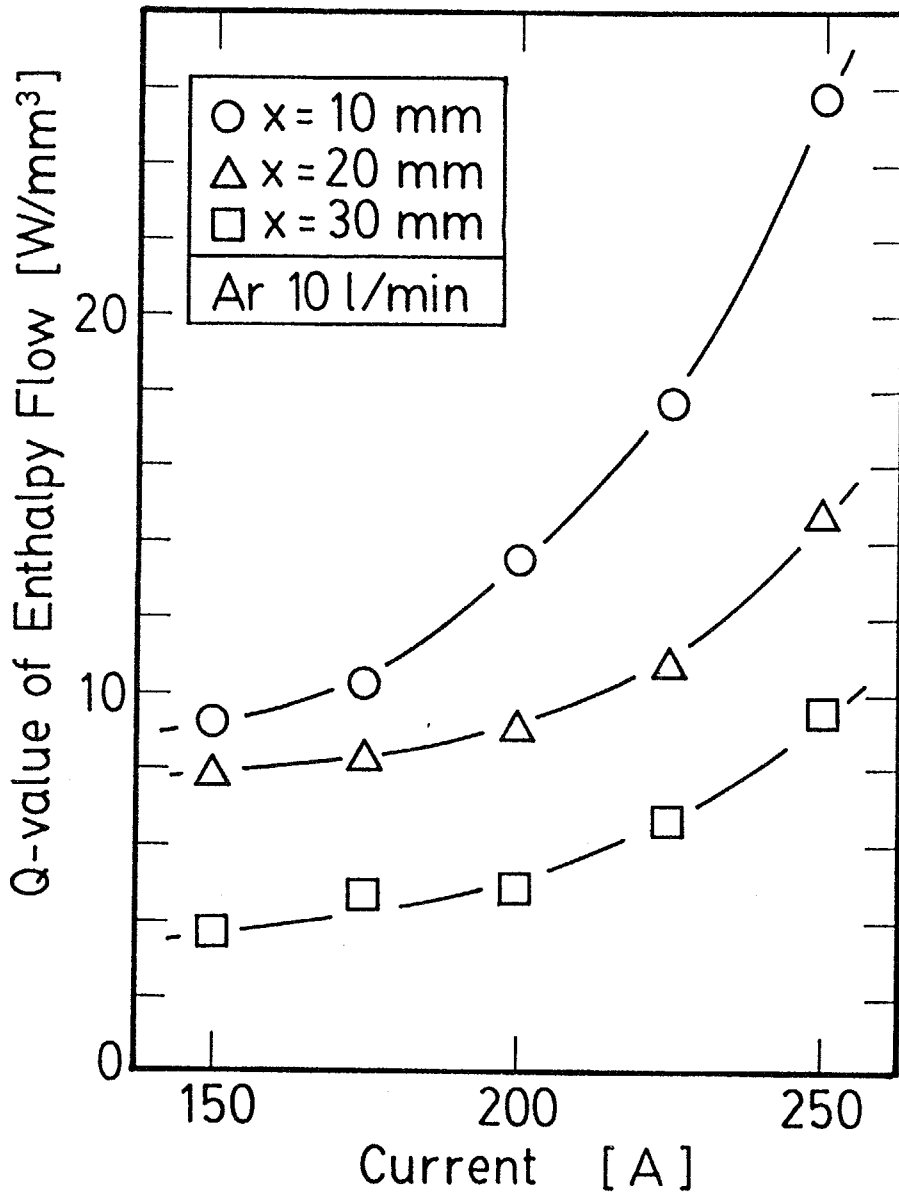


Fig. 3-22 Effect of discharge current on measured Q-value.

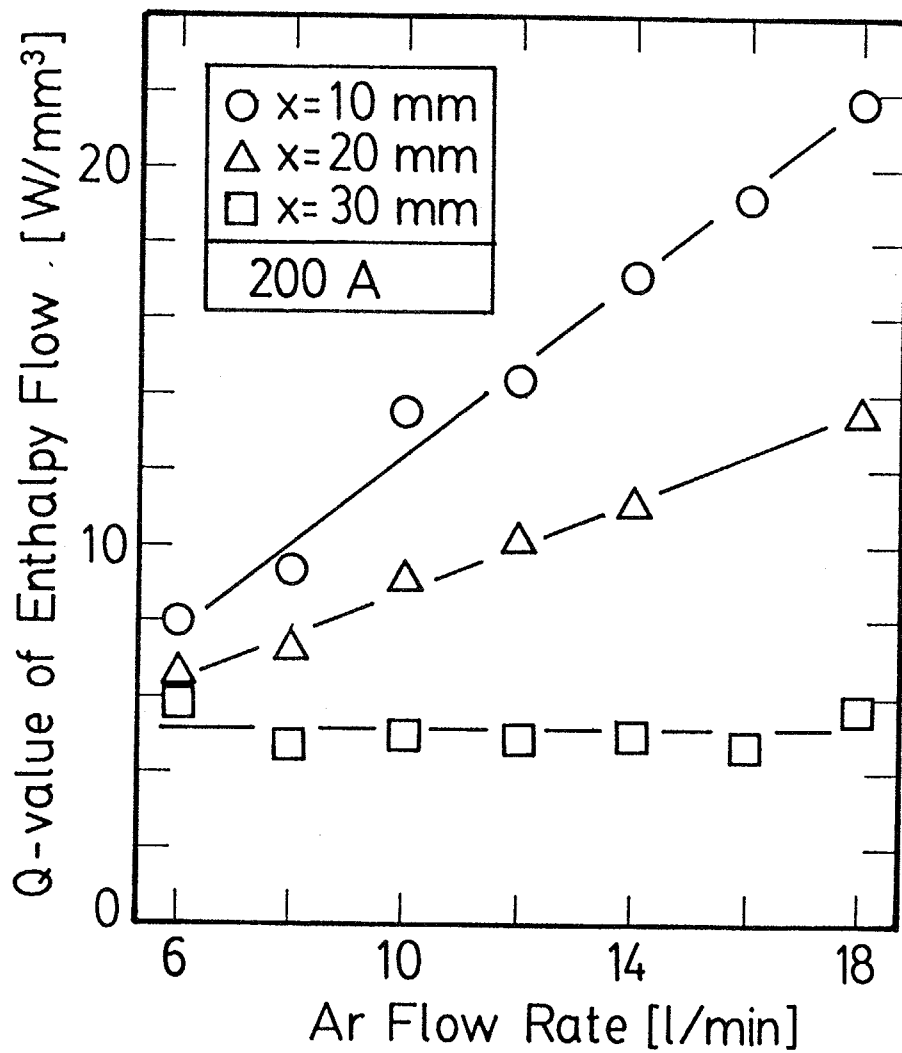


Fig. 3-23 Effect of plasma gas flow rate, on measured Q-value.

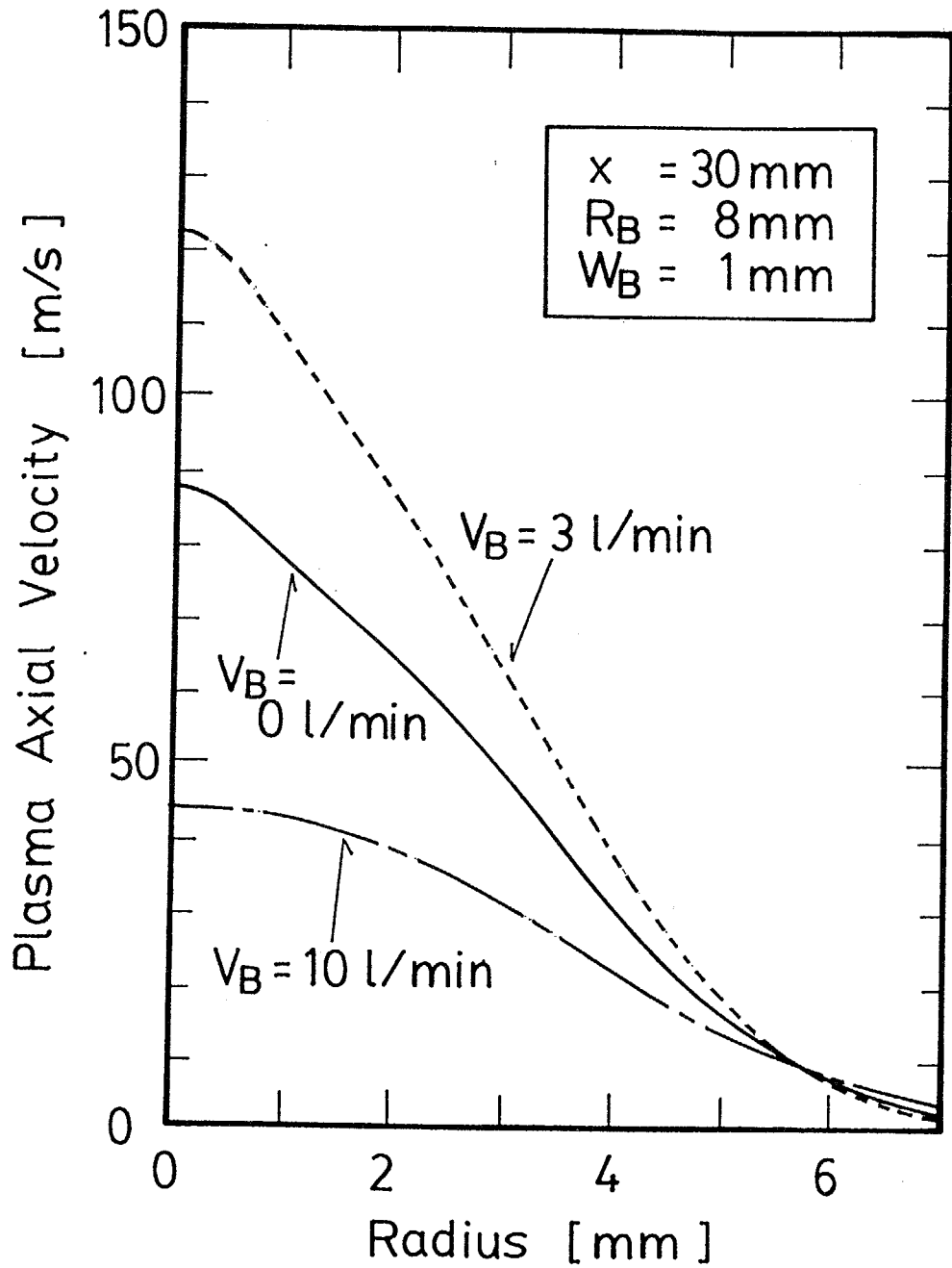


Fig. 3-24 Effect of blowing gas flow rate on calculated plasma velocity distribution.

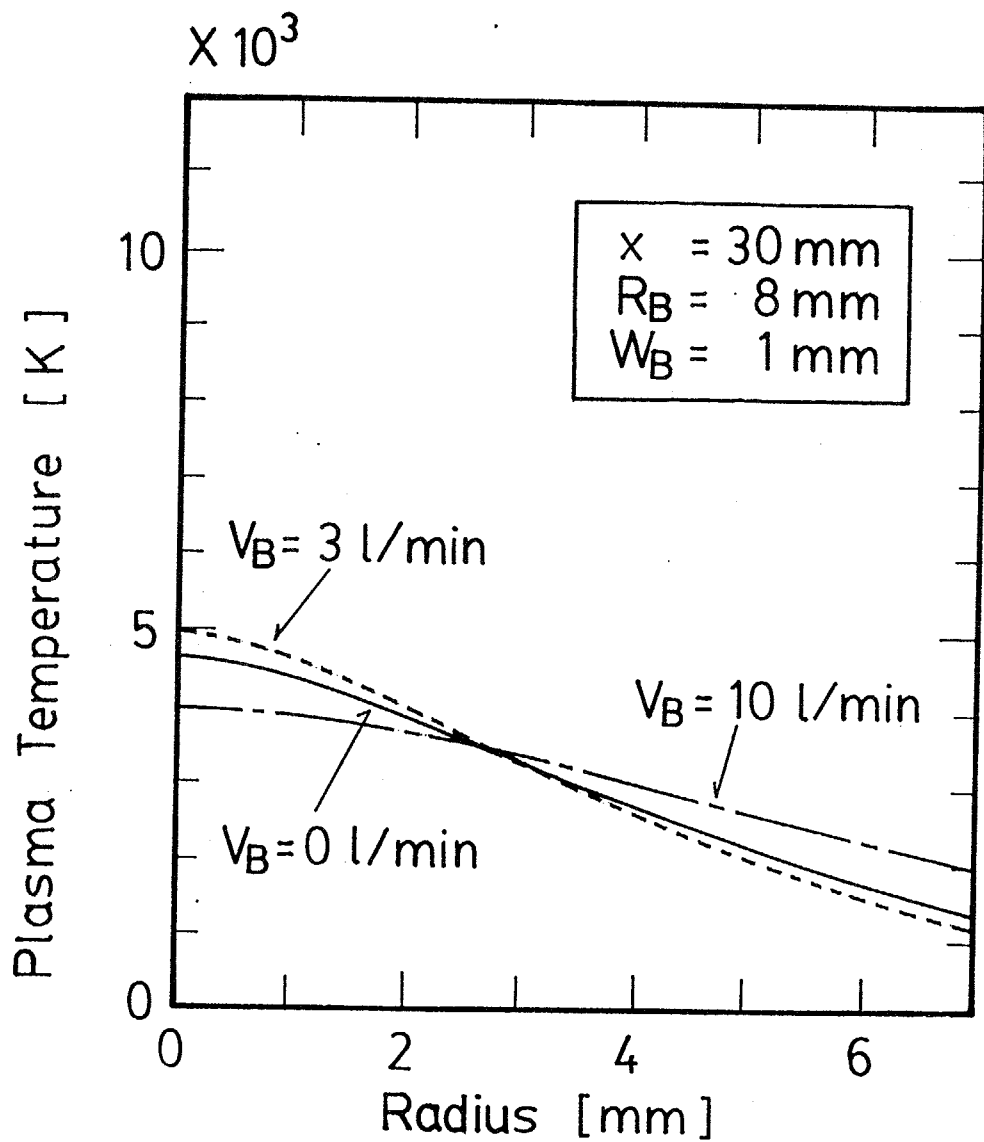


Fig. 3-25 Effect of blowing gas flow rate on calculated plasma temperature distribution.

吹き出し流の流量とプラズマジェットのQ値の関係をFigs. 3-26, 27に示す。吹き出しの半径位置 (R_B) を変化させ、幅を一定 ($W_B = 1 \text{ mm}$) にした場合のQ値の変化がFig. 3-26である。吹き出し流の流量が 3 litre/min付近でQ値は最大値を示す。この場合には、吹き出しの半径位置を変えてもQ値に対する影響は小さい。吹き出しの幅 (W_B) を変化させ、半径位置を一定 ($R_B = 8 \text{ mm}$) にした場合のQ値の変化を示した結果がFig. 3-27である。最大のQ値を示す吹き出し流の流量は吹き出しの幅により大きく影響を受ける。吹き出し幅が大きいほど、Q値が最大値を示す吹き出し流量は大きくなる。

吹き出し流により制御されたプラズマジェットの流線と等温線を、それぞれFigs. 3-28~30に示す。流線の図の ϕ^* はそれぞれの流量をプラズマジェットの流量で規格化した値である。吹き出しがない場合がFig. 3-28、吹き出し流の流量が 3 litre/min、吹き出し幅が 1 mmの場合がFig. 3-29、吹き出し流の流量が 15 litre/min、吹き出し幅が 5 mmの場合がFig. 3-30である。これらの吹き出し流の流量は、それぞれの条件でQ値が最大値を示す流量である。吹き出し流により、プラズマジェットの高温度域が下流に伸び、流線が絞られていることがわかる。吹き出し流を適当な条件によりプラズマジェットに対して吹き出すことにより、プラズマジェットのエネルギー密度を高めることができることが数値解析で示された。

吹き出し流によりプラズマジェットのエネルギー密度が上昇することについて考察する。ノズル下流ではプラズマジェットに対して外部からの熱的な入力がないために急速にエネルギーが失われる。プラズマジェットから周囲の気体へエネルギーを与えるために、ジェットの速度分布と温度分布は下流にいくにつれて半径方向に外側に広がる。プラズマジェット自体の外側を向いた半径方向流れが存在するために、このようにプラズマジェットのエネルギー密度は低くなる。本研究で行った吹き出し流によりプラズマジェット自体の半径方向外側の流れが抑えられるために、プラズマジェットのエンタルピー流れ分布を絞ることができる。

3.4 要約

以下に本章を要約する。

1) プラズマジェットの速度分布を水冷ピトー管により測定した。またプラズマジェットの温度分布を熱量的方法により測定した。

2) プラズマジェットの2次元の速度と温度分布を流れ関数-渦度法を用い

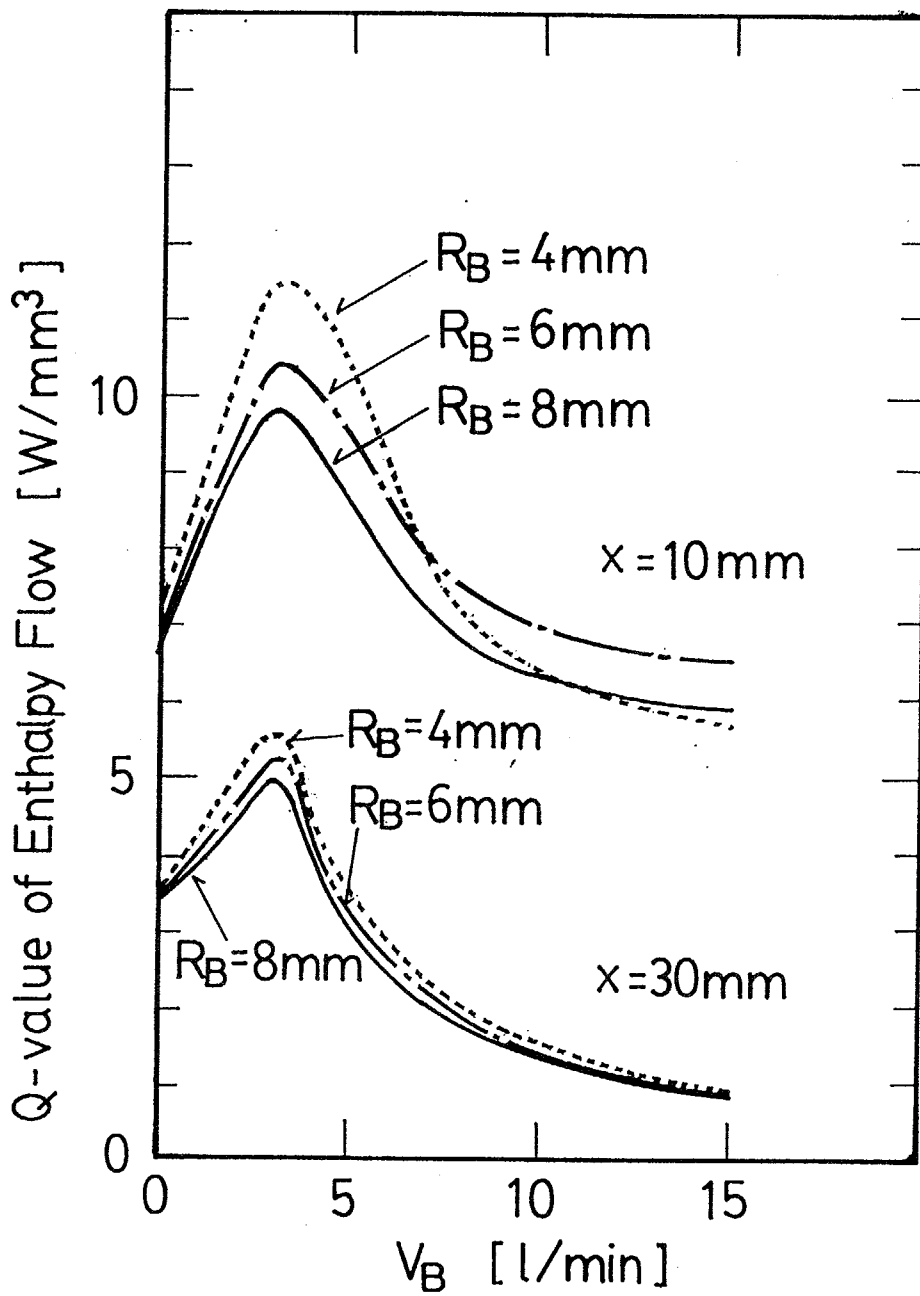


Fig. 3-26 Effect of blowing radius on calculated Q-value; $W_B = 1 mm$.

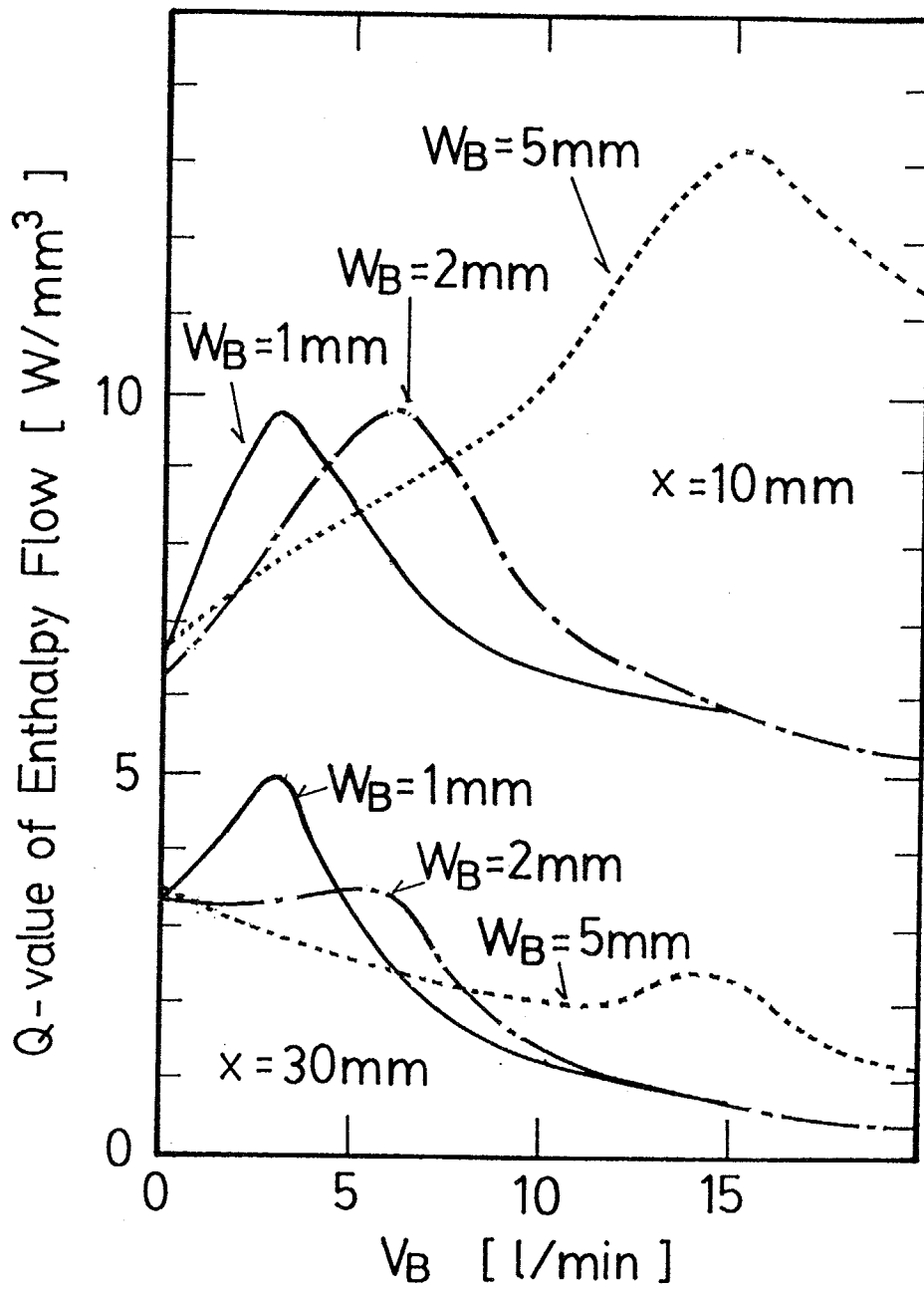


Fig. 3-27 Effect of blowing width on calculated Q-value; $R_B = 8 mm$.

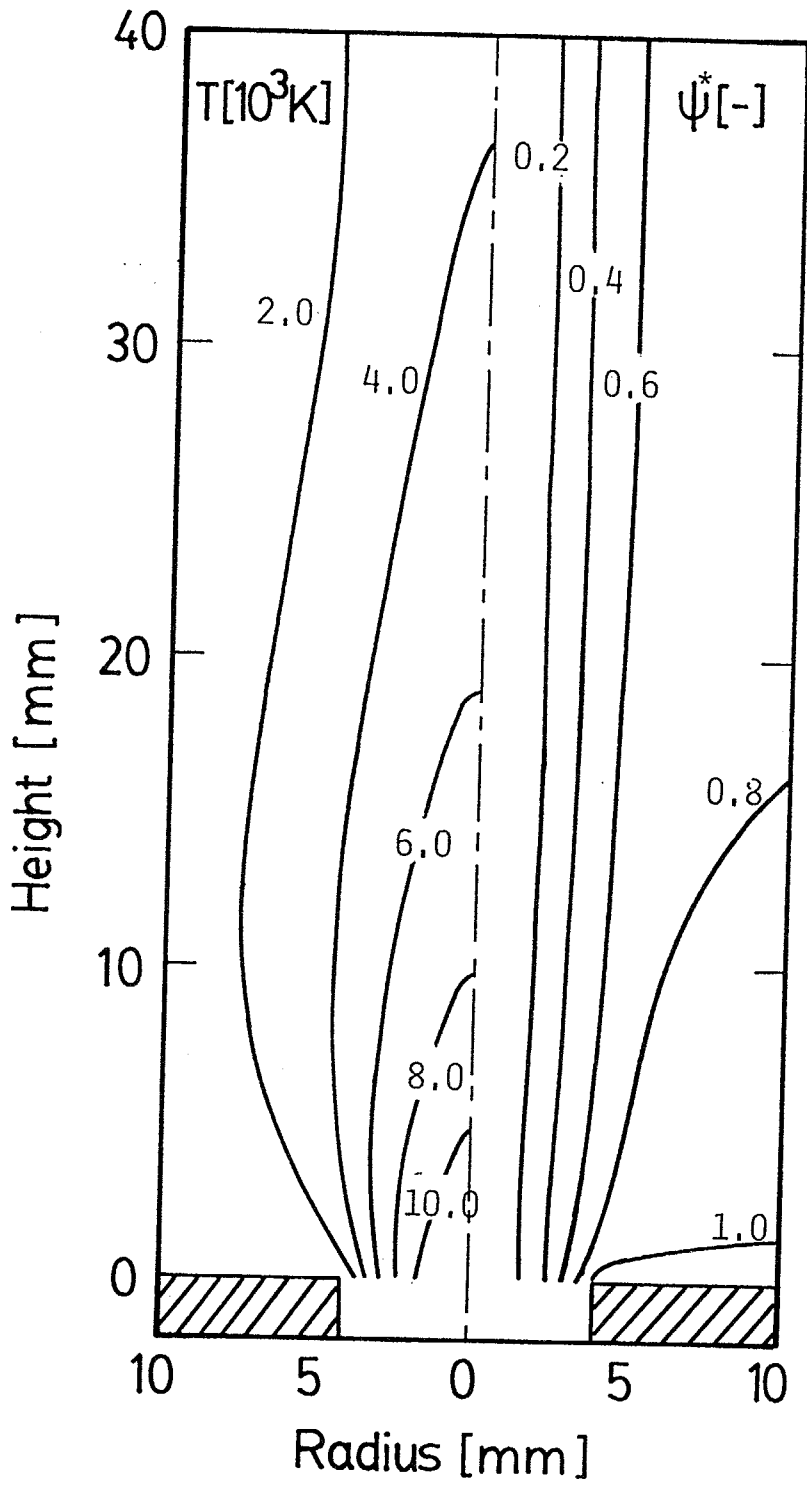


Fig. 3-28 Calculated isotherms and streamlines; without blowing gas.

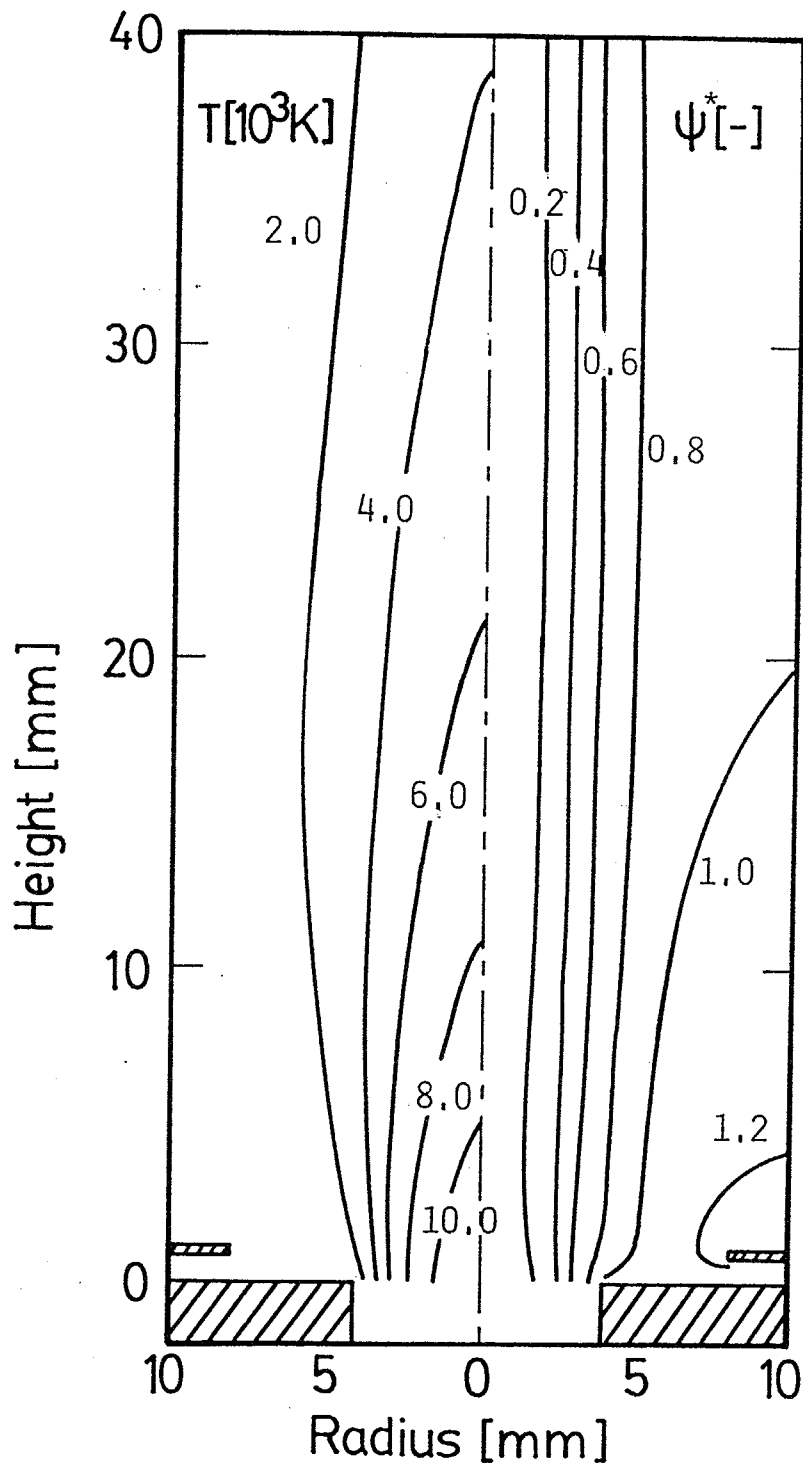


Fig. 3-29 Calculated isotherms and streamlines;
 $W_B = 1 \text{ mm}$, $V_B = 3 \text{ litre/min}$.

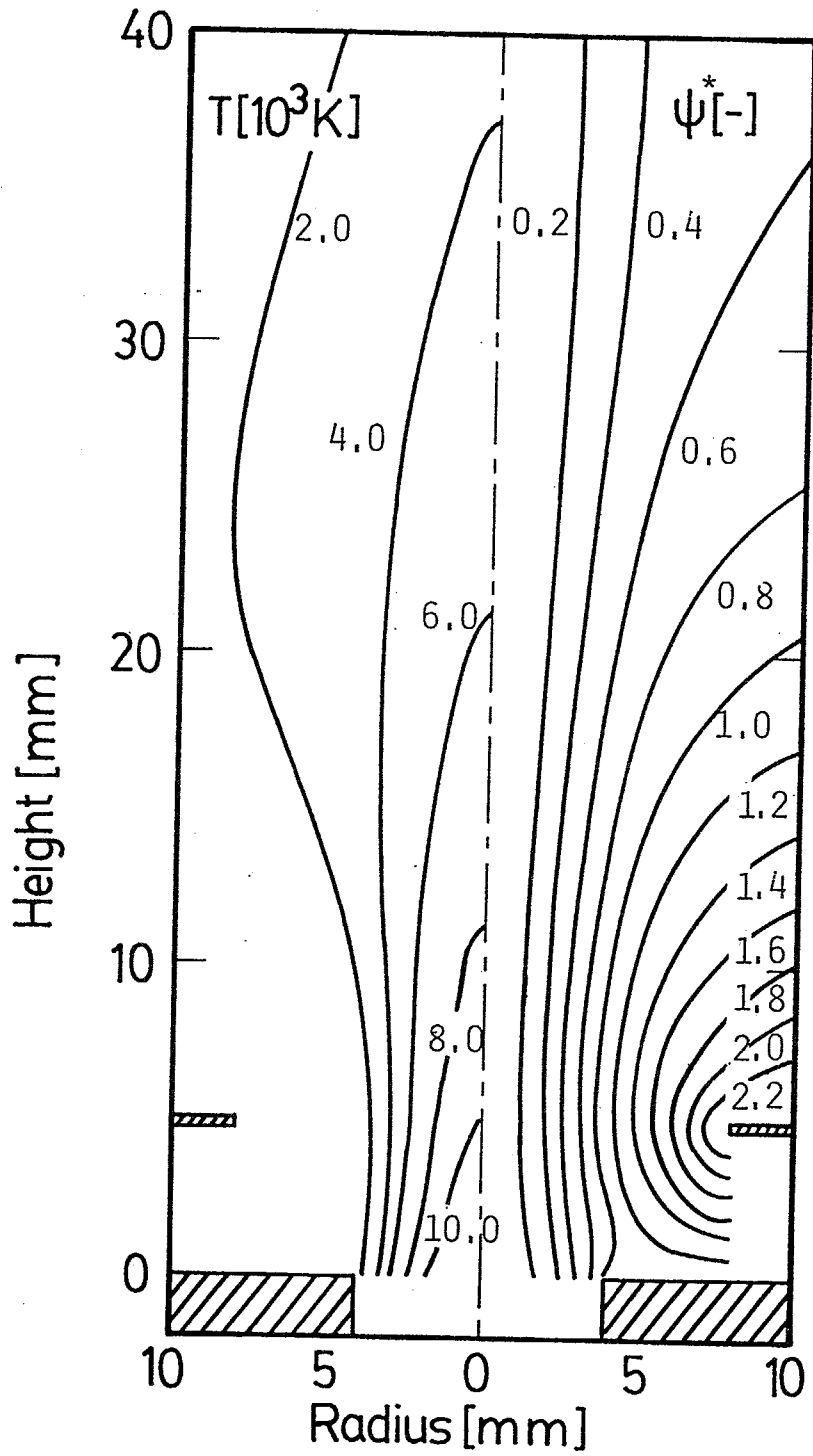


Fig. 3-30 Calculated isotherms and streamlines;
 $W_B = 5$ mm, $V_B = 15$ litre/min.

て数値解析により求めた。これらの結果を実験結果と比較すると、本研究における数値解析モデルはプラズマジェットの場合を知ることに有用であることが示された。

3) プラズマジェットのエネルギー密度を流体により制御した。流体による制御とはノズル出口近傍においてジェットの中心に向けて半径方向のガスを吹き出す方法である。プラズマジェットのエネルギー密度分布の鋭さの評価としてエンタルピー流れのQ値を用いた。Q値とはエンタルピー流れの最大値をそのときの半値幅で割った値と定義する。吹き出し流の流量に対してQ値は最大値を示した。つまり適当な流量の吹き出し流によって、プラズマジェットのエネルギー密度を高めることができる。

4) 数値解析においてもプラズマジェットを流体により制御することができることが示された。プラズマジェットのQ値は吹き出し流の流量、吹き出し幅、吹き出しの半径位置により変化した。吹き出し流によってプラズマジェットのエネルギー密度が高くなるのは、プラズマジェット自体の外側に広がる流れを抑えるためである。

5) プラズマジェットの操作条件により、プラズマジェットのエネルギー密度を制御することができた。放電電流を大きくすること、またはプラズマジェットのガス流量を多くすることによって、プラズマジェットのエネルギー密度は上昇した。

第4章 プラズマジェットから平板への熱移動量分布

この章ではプラズマジェットから平板への熱移動量分布の制御について検討する。プラズマジェットから平板への熱移動量分布を実験により求め、熱移動量分布を流体により制御する。流体による制御とは第3章における方法と同様に、プラズマジェットのノズル出口近傍においてガス流を吹き出して制御する方法である。本章ではガス流によりプラズマジェットから平板への熱移動量分布を鋭くすることを目的とする。

4.1 測定

4.1.1 実験装置および方法

4.1.1.1 熱プラズマ発生装置

熱プラズマ発生システムは、熱プラズマ発生装置、直流アーク用電源、RC平滑回路から構成される。用いたプラズマシステムは3.1.1.1と同様である。

4.1.1.2 操作条件

本実験は安定した放電を得ることができる以下の操作条件で行った。実験において特に記述のない場合には以下に示す標準の操作条件で行った。

- 1) プラズマガス流量: 6~18 litre/min (標準: 10 litre/min)。
- 2) 放電電流: 150~250 A (標準: 200 A)。このとき放電電力: 2.5~3.5 kW (標準: 3.2 kW)。

本研究において、ノズル出口と平板との距離を x とする。

4.1.1.3 平板への熱移動量分布測定方法

プラズマジェットの流れに対して垂直に置かれた平板への熱移動量分布を測定するためのプローブをFig. 4-1に示す。プローブは外径 105 mm、高さ 20 mmの互いに熱的に絶縁された銅製の半円板を2つ合わせたものである。これらの間は厚さ 0.3 mmのテフロンシートにより絶縁されている。プローブから外部への熱の逃げを抑えるために側面に断熱材を巻いて保温してある。

プラズマジェットから平板への熱移動量分布の測定は、各々の半円板に流れる冷却水の温度上昇を測定することによる。プラズマジェットの直径に沿って、この測定を 1 mm毎に行う。この 1 mm離れた位置毎の測定値の変化量から熱移動量分布を求める。ここで得られる結果は平板への熱移動量の半径方向分布の $f(r)$ ではなく、それをプローブの移動方向に垂直な y 方向に積分した $F(y)$ であ

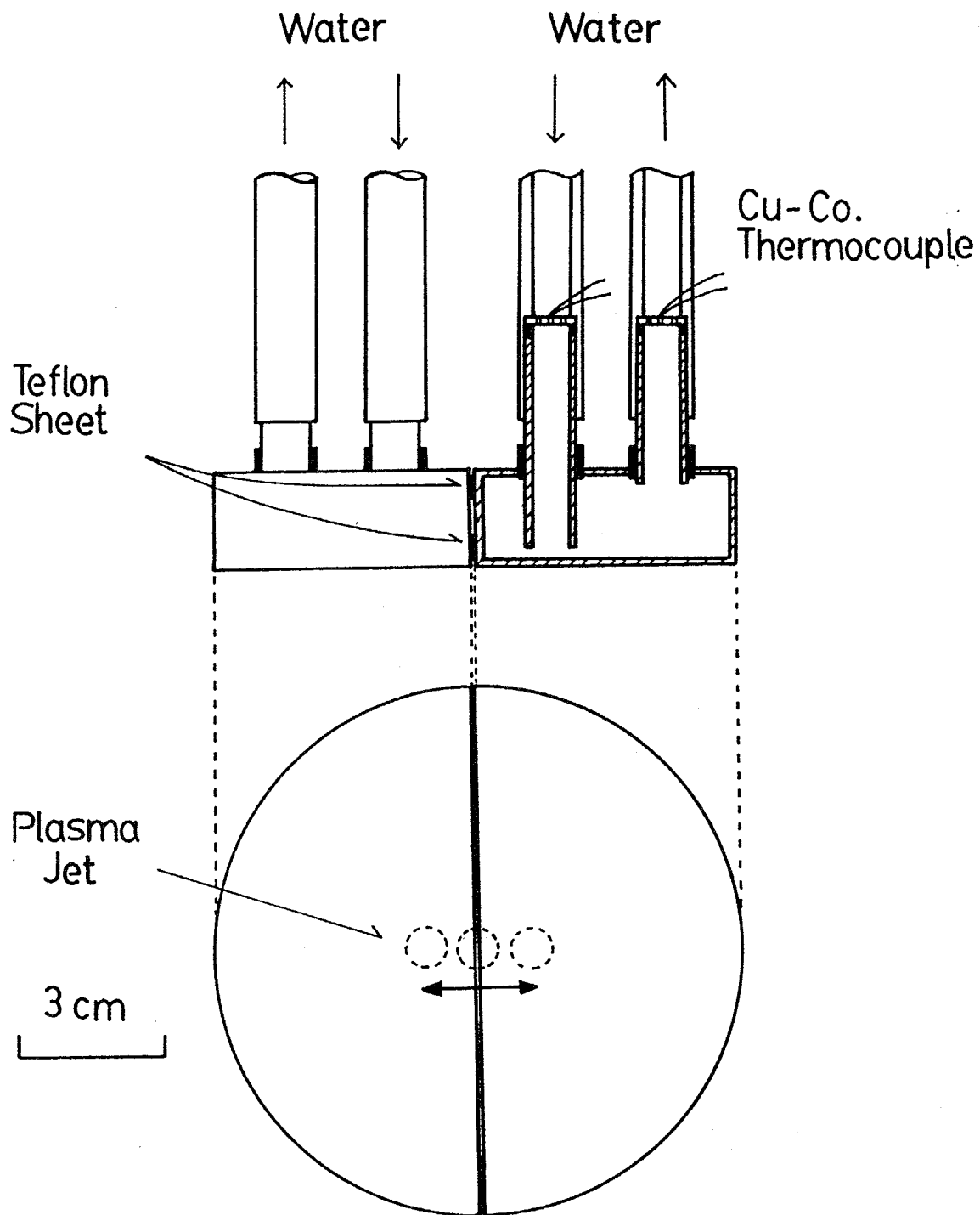


Fig. 4-1 Schematic drawings of calorimetric probe for plasma heat flux distributions.

る。これらの座標の関係をFig. 4-2に示す。実験で得られる $F(y)$ と半径方向分布の $f(r)$ の関係をEq.(4-1)に示す。

$$F(y) = 2 \int_y^R \frac{f(r)rdr}{(r^2 - y^2)^{1/2}} \quad (4-1)$$

熱移動量の半径方向分布 $f(r)$ を得るためには、実験で得られた $F(y)$ に対してアベルの逆積分を行う。アベルの逆積分をEq.(4-2)に示す。

$$f(r) = - \frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dF(y)}{dy} \frac{dy}{(y^2 - r^2)^{1/2}} \quad (4-2)$$

4.1.2 測定結果

プラズマジェットから平板への熱移動量分布をFigs. 4-3,4に示す。測定条件はプラズマガス流量：10 litre/min、放電電流：200 Aである。実験において直接測定できる分布はFig. 4-3であり、この分布にアベルの逆積分を行うことによってFig. 4-4の半径方向分布を得る。プラズマジェットから平板への熱移動量分布はノズルから遠ざかるほど減少する。またこれらは半径方向に対して急激に減少する。プラズマジェットから平板への全熱移動量をFig. 4-5に示す。平板がノズルから遠ざかるほど、平板への全熱移動量は小さくなる。プラズマジェットから平板への熱移動効率は $x = 10$ mmでは 30 %、 $x = 20$ mmでは 22 %、 $x = 30$ mmでは 18 %、 $x = 40$ mmでは 16 %である。ここで熱移動効率とは平板への全熱移動量をプラズマジェットの入力電力で割った値とする。

4.2 制御

ここではプラズマジェットから平板への熱移動量分布を流体により制御することを目的とする。例えばプラズマ切断では、切断を精密にする必要性から、熱プラズマ流から平板への熱移動量分布を鋭くすることが望まれている。ここで行う流体による制御とは、第3章と同様にプラズマジェットのノズル出口近傍でジェットの中心を向けてガス流を吹き出す方法である。この制御を効果的に行うための方法を実験により検討する。

4.2.1 実験装置および方法

実験装置および測定方法は 4.1 と同様である。プラズマジェットの操作条件はプラズマガス流量：10 litre/min、放電電流：200 Aである。

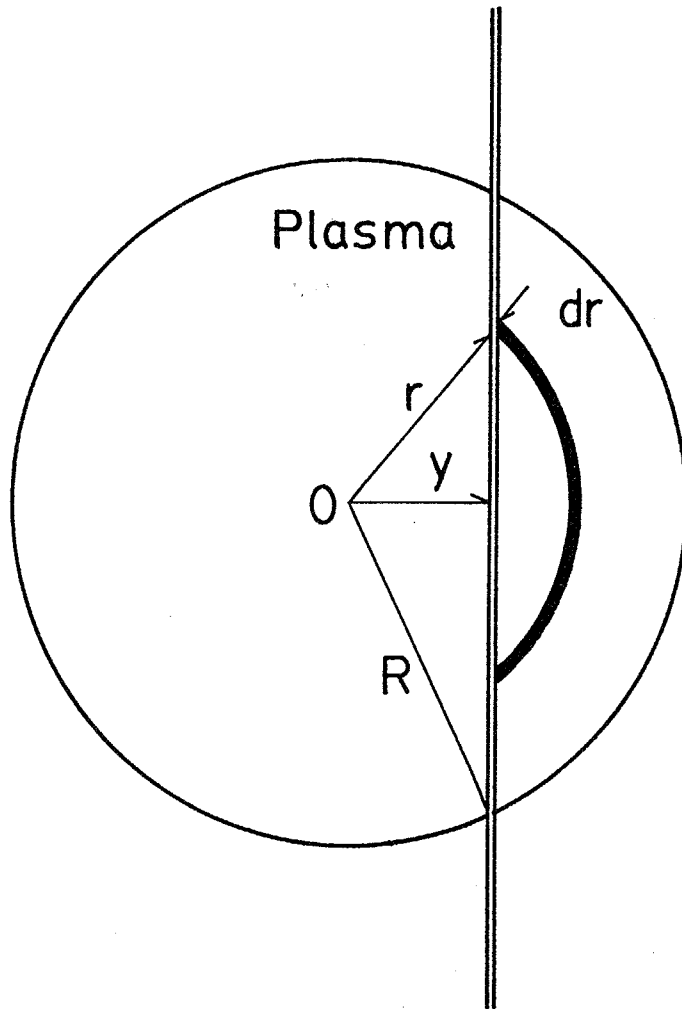


Fig. 4-2 Illustration of geometric relationships between variables.

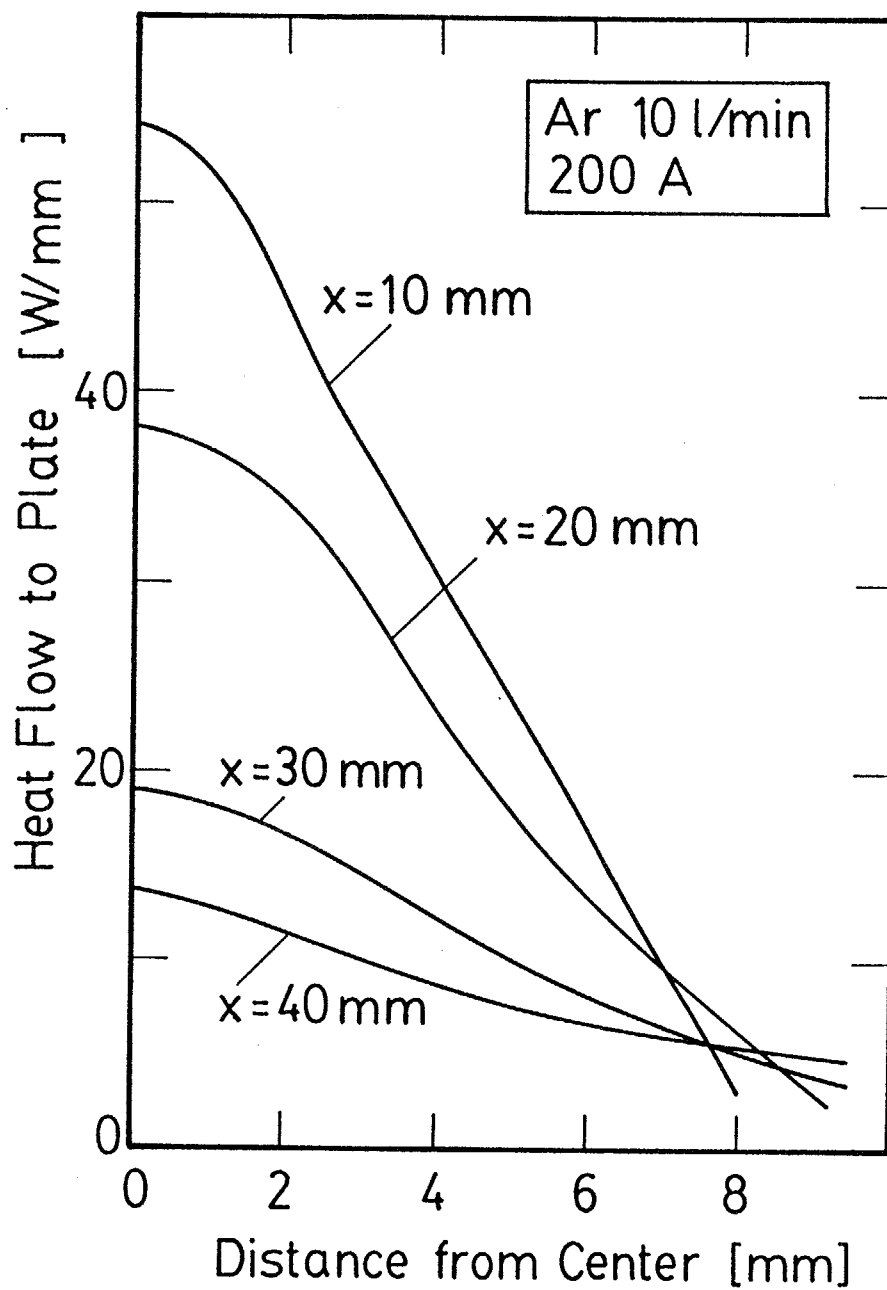


Fig. 4-3 Variations of measured heat flow distribution with plate position; before Abel inversion.

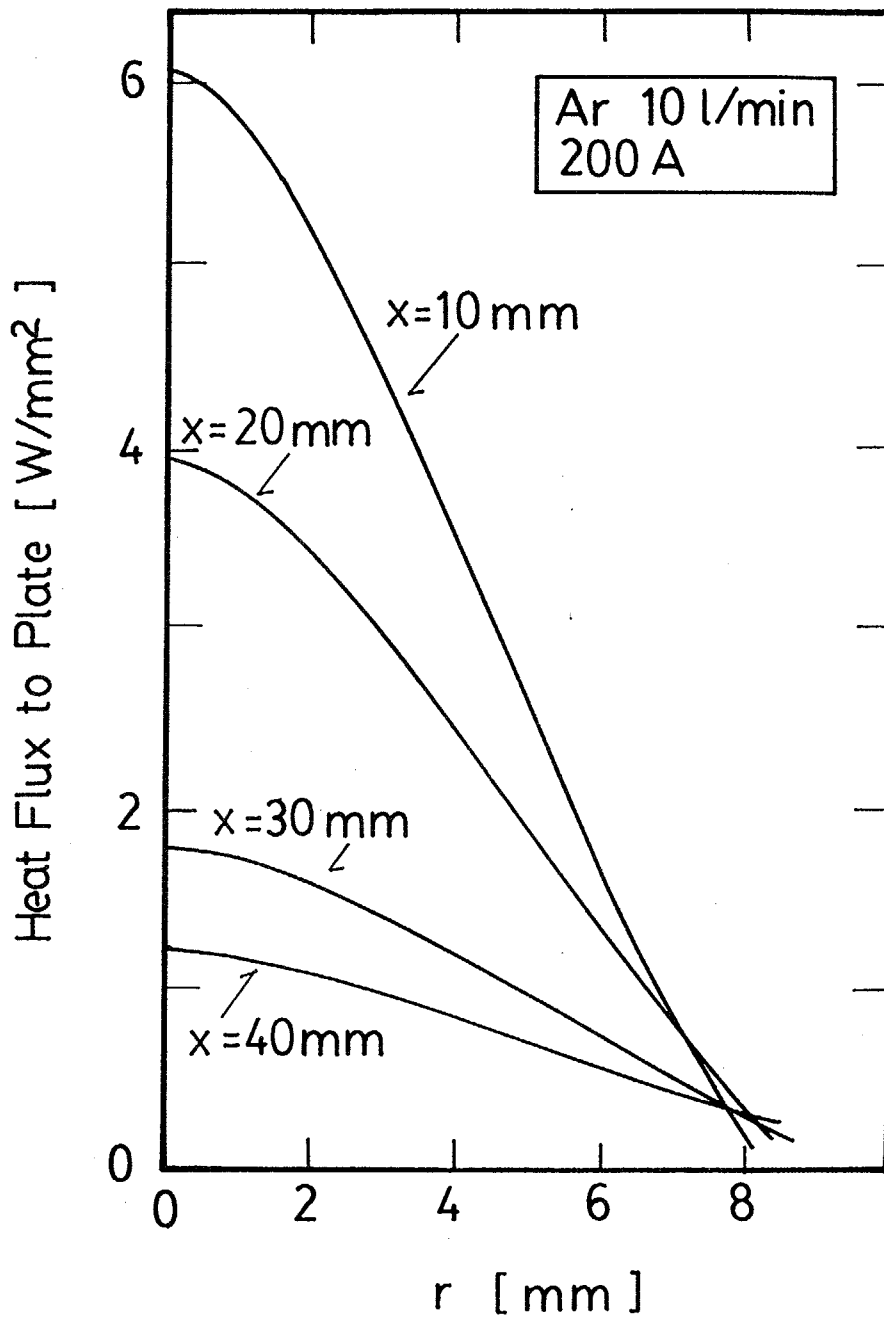


Fig. 4-4 Variations of measured heat flux distribution with plate position; after Abel inversion.

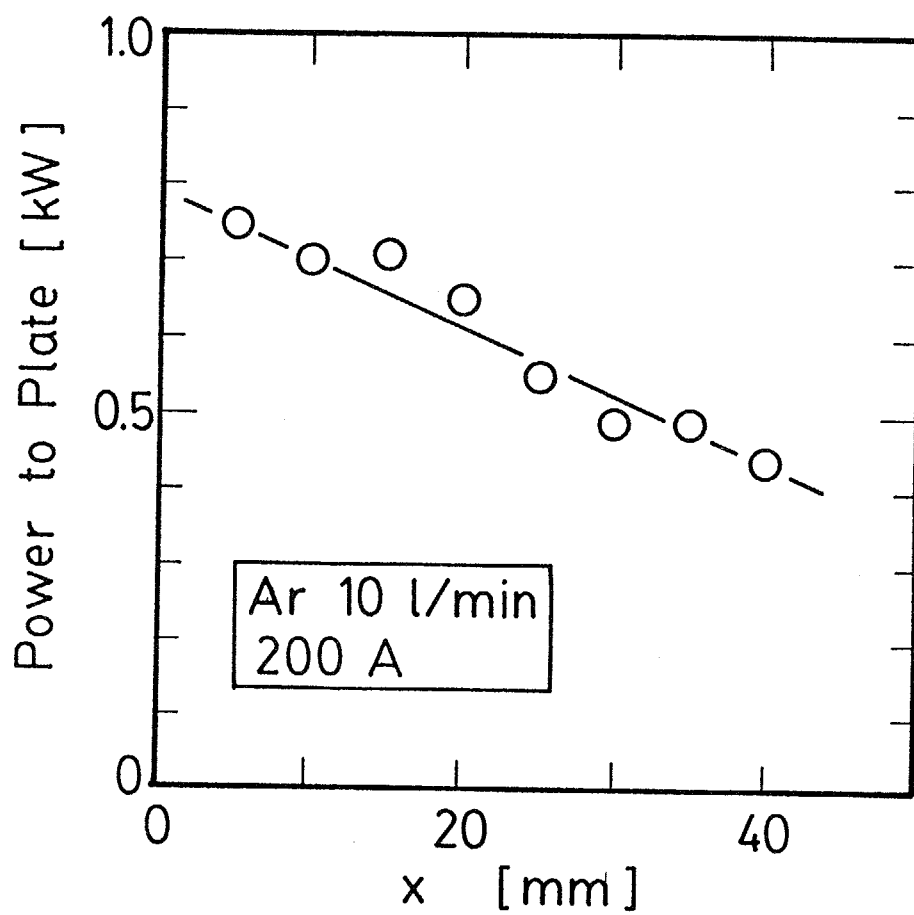


Fig. 4-5 Variation of power to plate with plate position.

プラズマジェットを流体により制御する方法は 3.3.1.1 に示した。吹き出し流の流量は最大で 15 litre/minである。

4.2.2 Q値の定義

プラズマジェットから平板への熱移動量分布の鋭さの評価としては、熱移動量分布のQ値を用いる。Q値とは熱移動量の最大値をその値が2分の1になるときの幅、つまり半値幅で割った値である。このQ値は電気回路の共振曲線の鋭さを示すのに用いられているものと類似している。3.3.1.2 で定義したプラズマジェットのエンタルピー流れのQ値と同様である。

$$\text{熱移動量分布のQ値} = \frac{\text{熱移動量分布の最大値}}{\text{半値幅}} \quad (4-3)$$

Q値が大きければプラズマジェットから平板への熱移動量分布が鋭い形状であることを示し、小さければ分布がなだらかな形状であることを示す。

プラズマジェットから平板への熱移動量分布におけるQ値のノズルからの距離に対する変化をFig. 4-6に示す。熱移動量分布はノズルから遠ざかるほどQ値は減少する。これは平板がノズルから離れるにつれて、平板への熱移動量分布が低くなだらかになっていくことを示す。

4.2.3 測定結果

1) 吹き出し流による制御 吹き出し流によって制御されたプラズマジェットから平板への熱移動量分布をFig. 4-7に示す。この図は第3章で示したプラズマジェット自体のエンタルピー流れのQ値の上昇が顕著であった $x = 30 \text{ mm}$ の位置における結果を示す。吹き出し流の流量が 3 litre/minの場合にはプラズマジェットから平板への熱移動量分布が鋭くなる。吹き出し流の流量をさらに多くした 5 litre/minの場合には、3 litre/minの場合よりも分布が低くゆるやかになる。

吹き出し流によってプラズマジェットから平板への熱移動量分布をどの程度絞ることができるのかを明確にするために、吹き出し流の流量と熱移動量分布のQ値の関係をFig. 4-8に示す。吹き出し流の流量が 3 litre/min付近で、Q値は最大値を示している。吹き出し流がない場合のQ値は 0.17 W/mm^3 であるが、吹き出し流の流量が 3 litre/minの場合には 0.35 W/mm^3 と2倍以上に上昇する。吹き出しの半径位置は 16 mmと 20 mmで測定を行ったが、両者に大きな差はない。これらの測定結果は第3章のプラズマジェット自体のエンタルピー

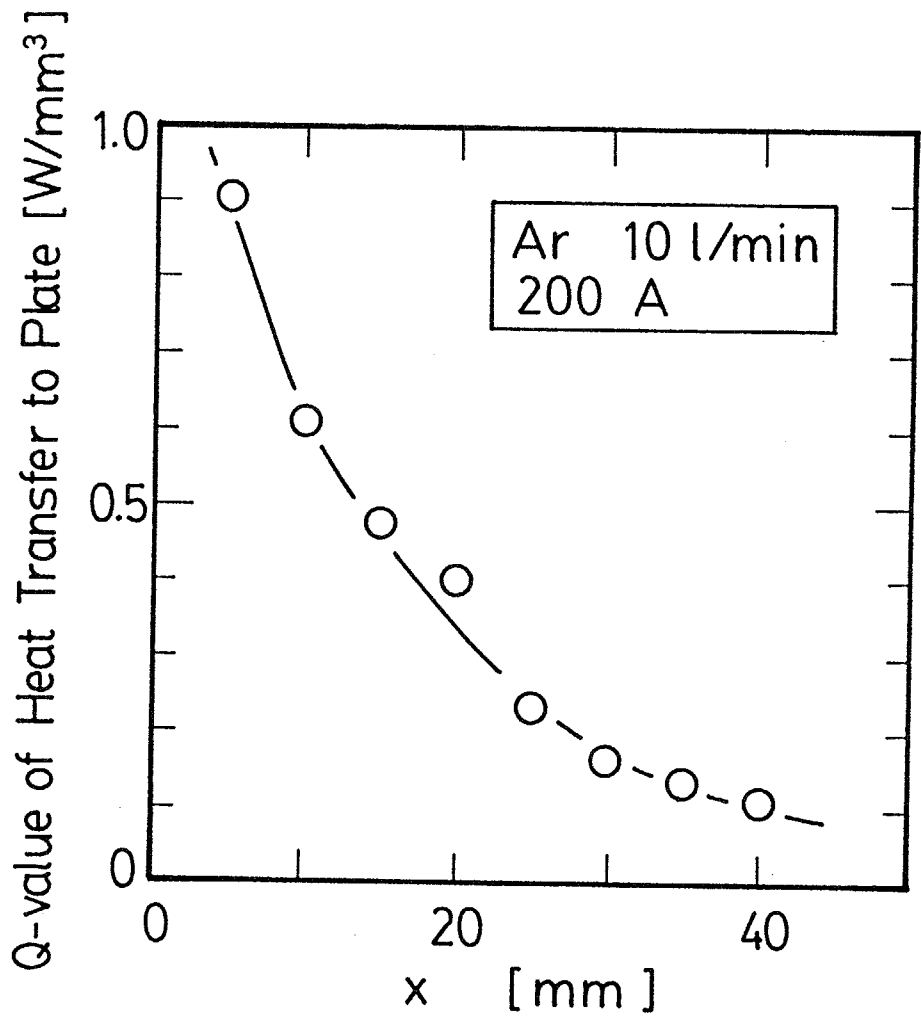


Fig. 4-6 Variation of measured Q-value with plate position.

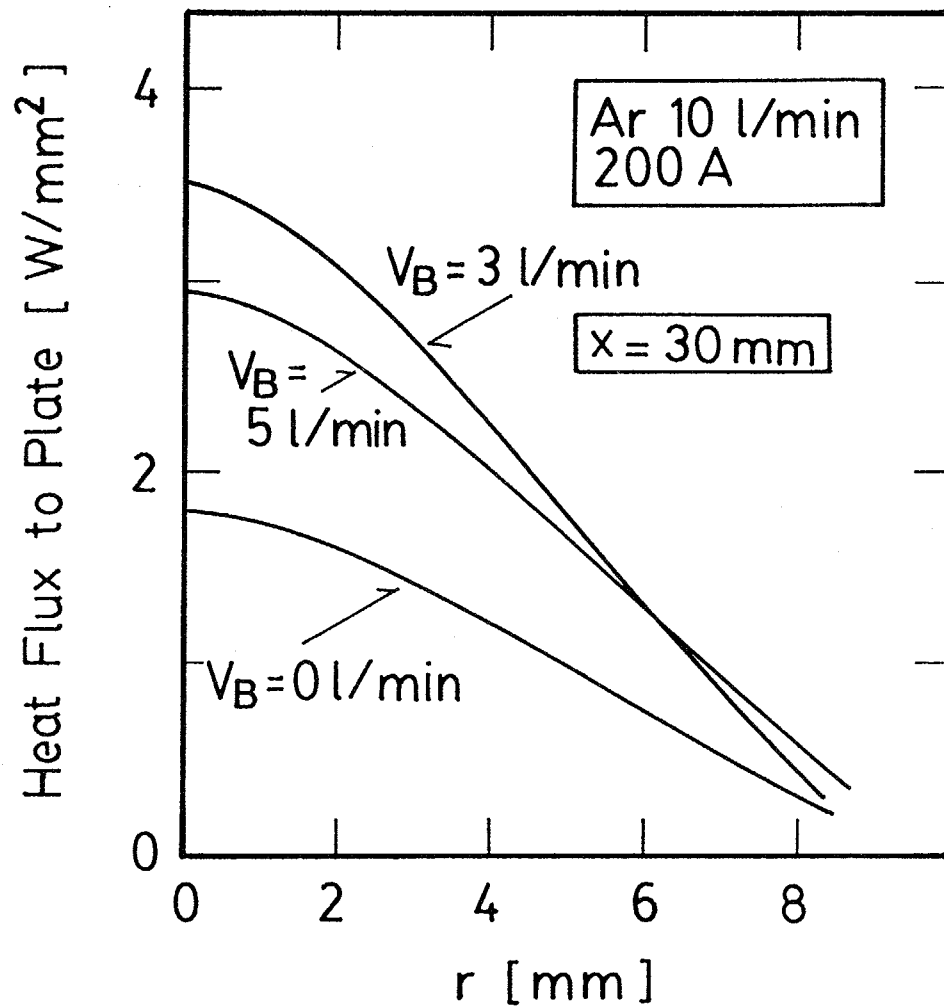


Fig. 4-7 Effect of blowing gas flow rate on measured heat flux distribution.

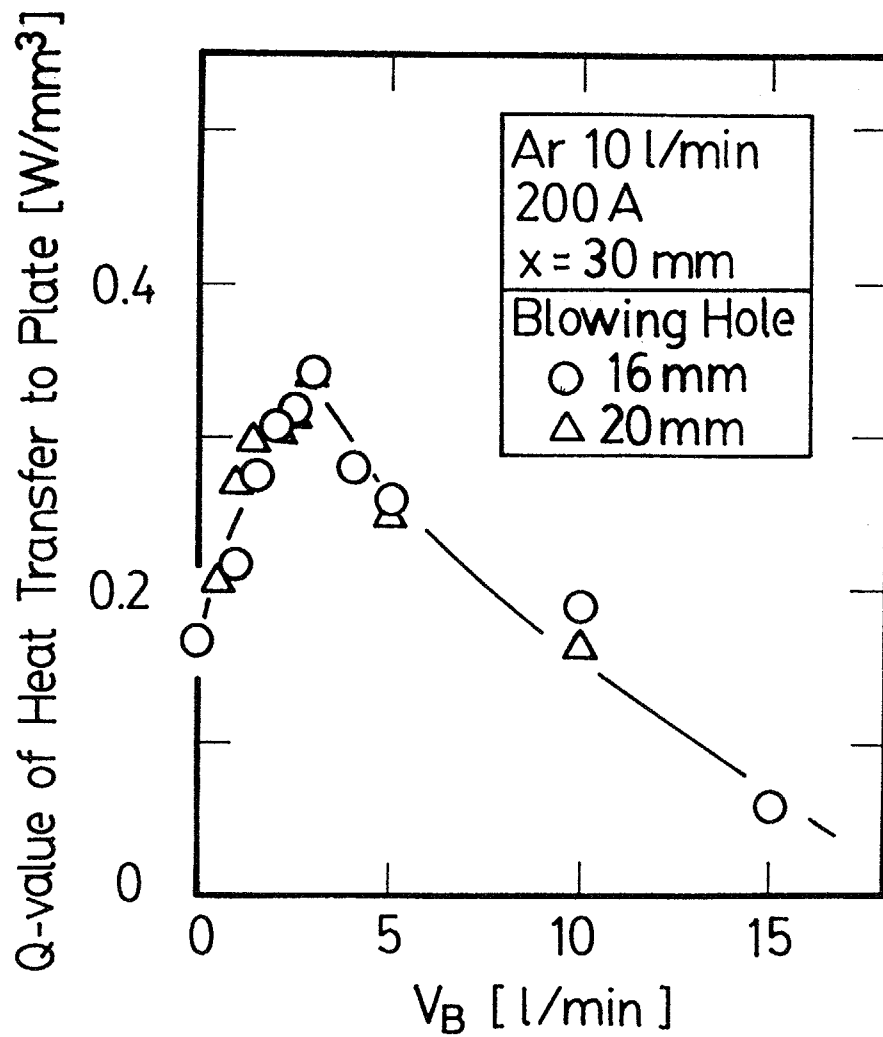


Fig. 4-8 Effect of blowing gas flow rate on measured Q-value.

一流れ分布のQ値の測定結果と同様の傾向である。

吹き出し流によるプラズマジェットから平板への全熱移動量の変化をFig. 4-9に示す。Q値が最大値を示す吹き出し流の流量において全熱移動量も最大値を示す。これは吹き出し流によって、熱移動量の分布が鋭い形状になるのみならず、全熱移動量も上昇することを示す。

吹き出し流によってプラズマジェットから平板への熱移動量分布を流体により制御できることがわかった。さらにこの吹き出し流の流量には最適値が存在していることがわかった。熱移動量分布を鋭くすることができる吹き出し流の最適流量は、第3章のプラズマジェットのエンタルピー流れを鋭くすることができるときの最適流量とほぼ一致する。

吹き出し流によってプラズマジェットから平板への熱移動量分布を鋭くできる理由について考察する。第3章では吹き出し流によりプラズマジェット自体の外側に広がる流れを抑えることができるために、ジェットのエネルギー密度が上昇すると考えた。プラズマジェットから平板への熱移動量分布においても同様の理由が考えられる。特に吹き出し流によって熱移動量分布のみならず熱移動量も上昇することは、ジェットから周囲へのエネルギーの逃げを抑えることができるためである。

プラズマ流自体の外側に広がる流れを抑える方法としては、本研究で用いた吹き出し流の他に水冷管を用いる方法がある。水冷管内においてはプラズマフレームはフリーのプラズマジェットに比べて長く伸びる。しかし水冷管はプラズマプロセッシングにおいて使用することは不便である。吹き出し流のように、流体による制御が適用範囲が広い。

2) 操作条件による制御 プラズマジェットの操作条件によって、ジェットから平板への熱移動量分布の制御を行う。ここでも分布の鋭さを示す指標としてQ値を導入する。

プラズマジェットから平板への熱移動量分布のQ値に対する放電電流の影響をFig. 4-10に示す。このときのプラズマガス流量は 10 litre/minで一定である。放電電流が大きいほどQ値は大きい。これは 3.3.1.3 のプラズマジェットのエンタルピー流れのQ値と同じ傾向である。同じ条件におけるジェットから平板への全熱移動量の変化をFig. 4-11に示す。放電電流が大きいほど平板への全熱移動量は大きい。

Q値に対するプラズマガス流量の影響をFig. 4-12に示す。このときの放電電流は 200 Aで一定である。流量が多いほど $x = 10$ mmまたは 20 mmにおけるQ値は大きくなる。ただし $x = 30$ mmでは流量が 12 litre/min付近でQ値が最小値を示す。同じ条件におけるジェットから平板への全熱移動量をFig. 4-13

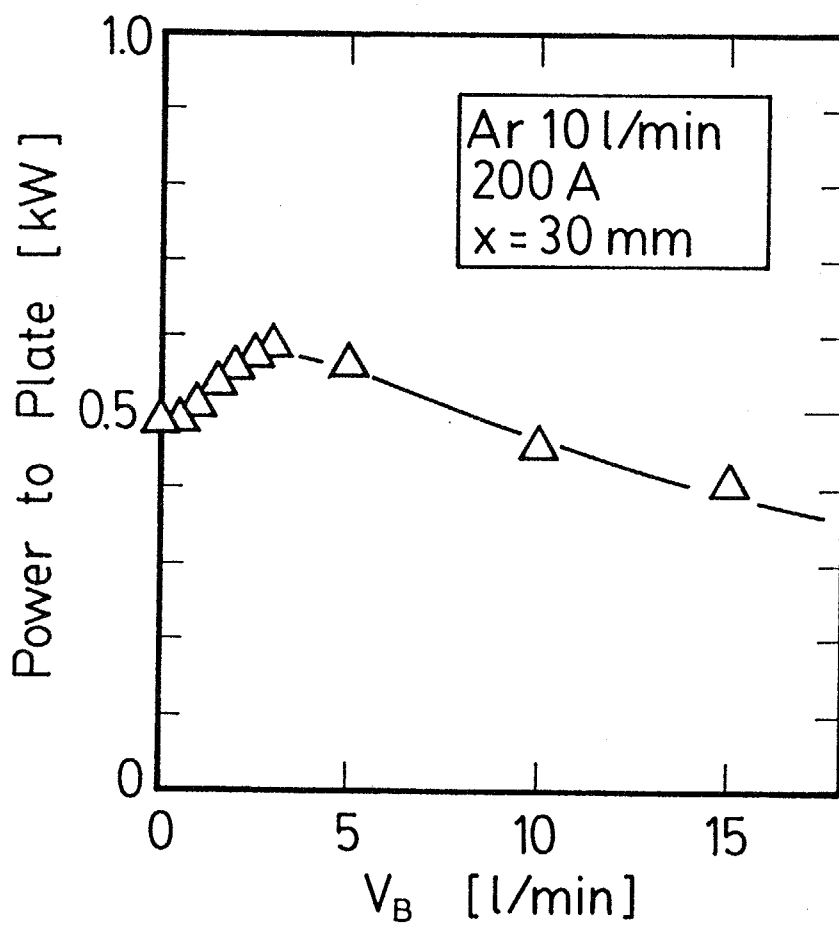


Fig. 4-9 Effect of blowing gas flow rate on power to plate.

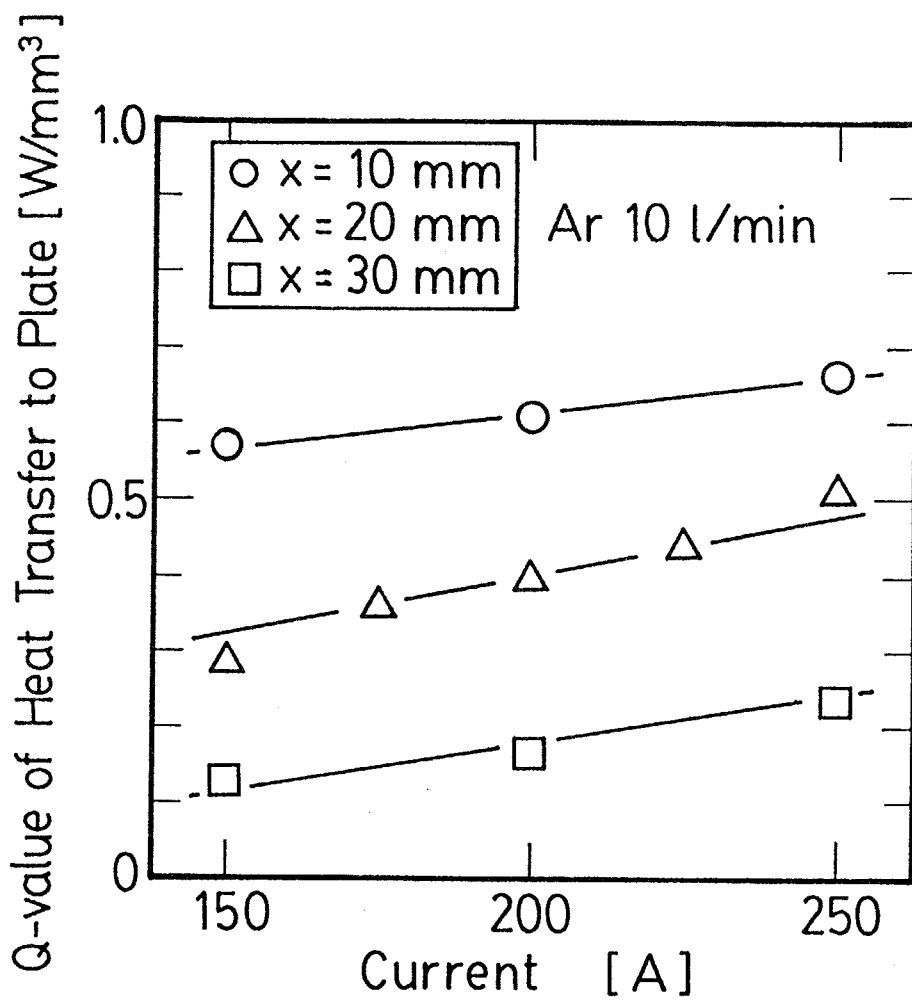


Fig. 4-10 Effect of discharge current on measured Q-value.

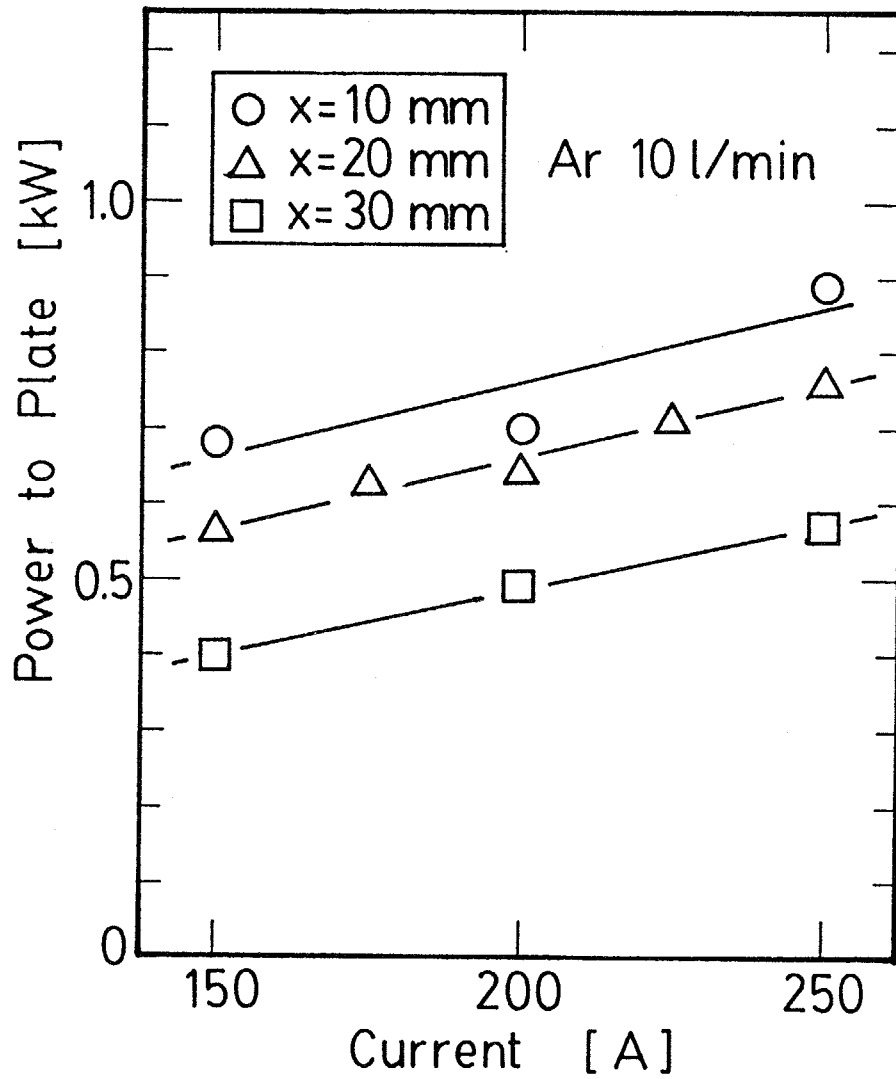


Fig. 4-11 Effect of discharge current on power to plate.

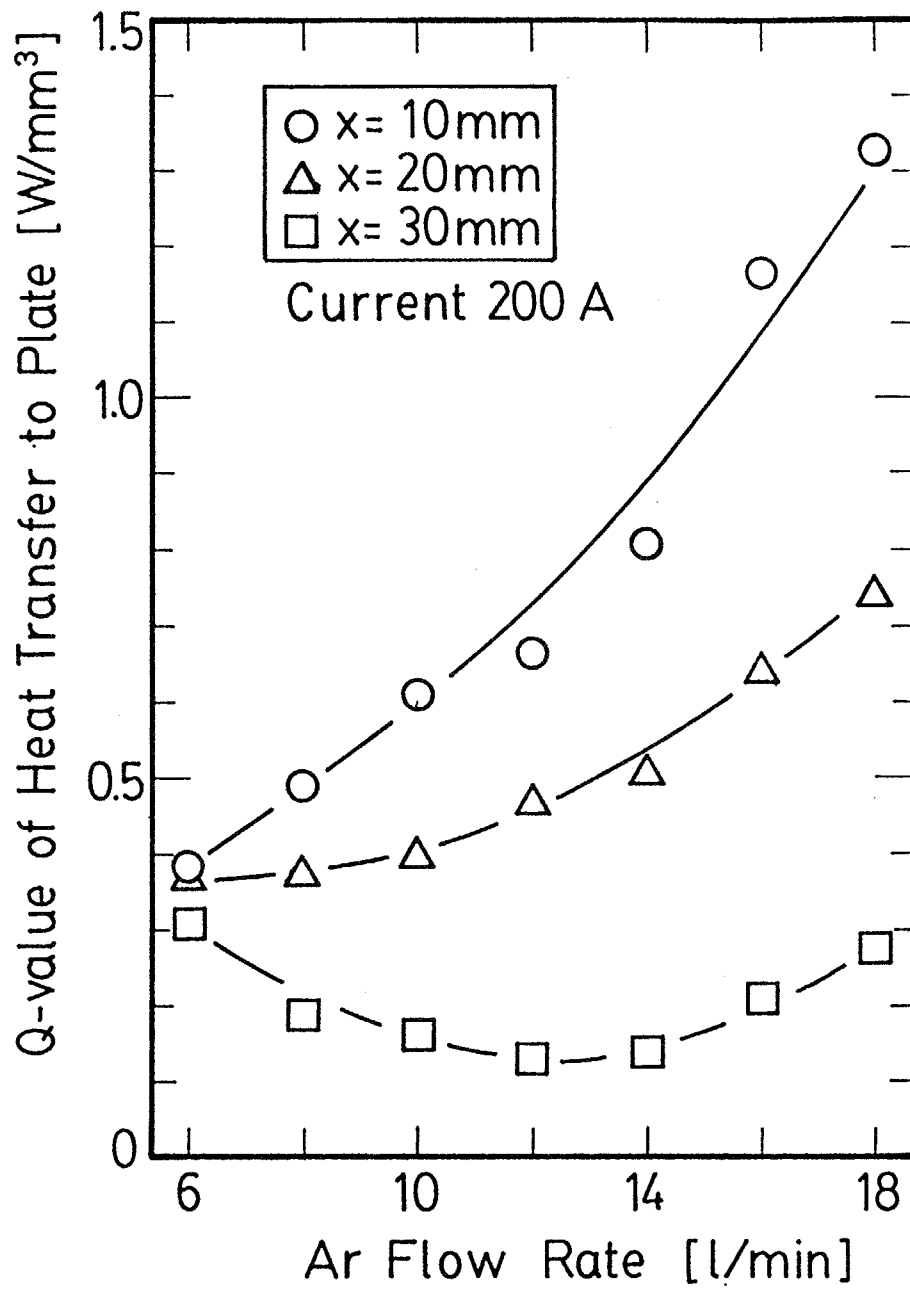


Fig. 4-12 Effect of plasma gas flow rate on measured Q-value.

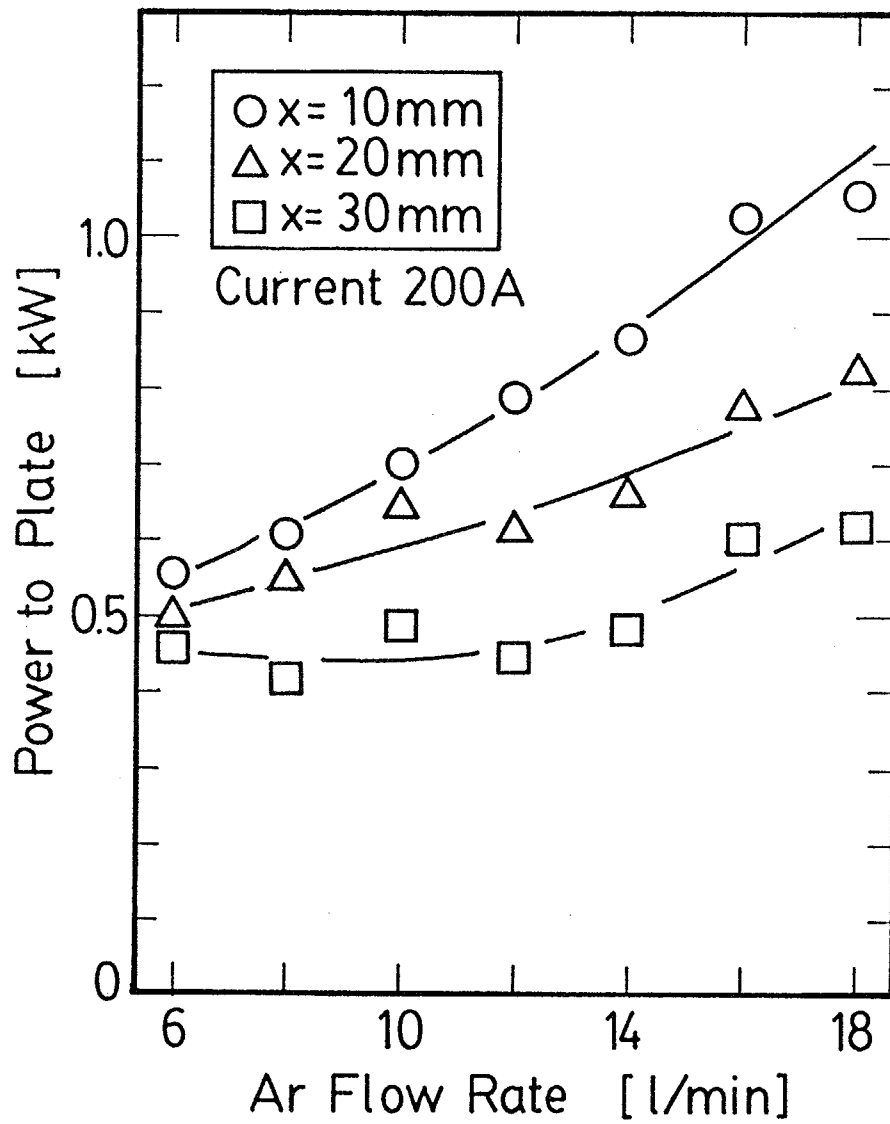


Fig. 4-13 Effect of plasma gas flow rate on power to plate.

に示す。流量が多くなるほど $x = 10$ mm または 20 mm における全熱移動量は上昇する。ただし $x = 30$ mm における全熱移動量は流量が 12 litre/min 付近までは変化がなく、その後やや上昇する。

プラズマガスの流量が多くなると $x = 10$ mm または 20 mm における Q 値および全熱移動量が増加するのは、流量が多いほど放電電力が上昇することが理由のひとつである。そのために流量の増加に対して、熱移動量分布の最大値は上昇する。しかし流量の増加に対して、プラズマジェットの平板への衝突が強くなるために、半値幅は増大する。流量の増加に対して Q 値は相反する要因を有しているが、熱移動量分布の最大値の上昇の方が、半値幅の増大より大きいため Q 値は増加する。平板の位置が $x = 30$ mm の場合には、流量が 12 litre/min までは流量の増加に対して Q 値が減少する。これは流量の増加に対して半値幅が増大する方が、最大値の上昇より大きいためである。このことは流量が 12 litre/min までは、流量の増加に対して平板への全熱移動量分布がほとんど上昇しないことからわかる。ただし流量が 14 litre/min 以上になると、流量の増加に対して Q 値は増加する。この流量以上ではプラズマジェットが乱流になることが確かめられている。そのためにプラズマジェットが平板に衝突する状態が変化したと考えられる。

4.3 要約

以下に本章を要約する。

1) プラズマジェットから平板への熱移動量分布を2つの水冷半円板から成るプローブを用いて測定した。

2) プラズマジェットから平板への熱移動量分布を流体により制御した。流体による制御とはノズル出口近傍においてジェットの中心に向けてガスを吹き出す方法である。熱移動量分布の鋭さの評価として熱移動量分布の Q 値を用いた。 Q 値とは熱移動量の最大値をそのときの半値幅で割った値と定義する。吹き出し流の流量に対して Q 値は最大値を示した。つまり適当な吹き出し流量によってプラズマジェットから平板への熱移動量分布を鋭くすることができる。熱移動量分布の Q 値は、プラズマジェット自体の Q 値と同様の傾向を示す。

3) 吹き出し流によってプラズマジェットから平板への熱移動量分布が鋭くなるのは、プラズマジェット自体の外側に広がる流れを抑えるためである。そのために熱移動量分布が鋭くなるのみならず全熱移動量も大きくなる。

4) プラズマジェットの実作条件により、プラズマジェットから平板への熱移動量分布を制御することができた。放電電流を大きくすること、またはプラズマガス流量を多くすることによって、全熱移動量は大きくなり、熱移動量分布は鋭くなった。

第5章 プラズマアーク

この章ではプラズマアークのモデリングと制御について検討する。プラズマアークの平板陽極における熱移動量分布を実験および数値解析により求める。陽極における熱移動量分布を流体により制御する。流体による制御とはプラズマアークに対してガス流を吹き出して制御する方法である。

5.1 測定

5.1.1 実験装置および方法

5.1.1.1 熱プラズマ発生装置

熱プラズマ発生システムは、熱プラズマ発生装置、直流アーク用電源、RC平滑回路から構成される。プラズマシステムは 3.1.1.1 と同様である。

熱プラズマ発生装置は直径 6 mm のタングステン棒の陰極、外径 130 mm の銅製平板の陽極、および内径 8 mm の銅製ノズル（フロート電位）から成り、各々は熱プラズマから保護するために水冷されている。本実験で用いたプラズマ発生装置を Fig. 5-1 に示す。大気圧移行型アークがこの電極間に発生する。平板陽極は後述する熱移動量分布測定のためのプローブとして使用する。銅製ノズルはプラズマ流を冷却および拘束し、電氣的に浮いた状態である。プラズマ発生装置にロータメータを用いて所定の流量のアルゴンを流入させる。

本研究における座標は、プラズマジェットのノズル出口の中心を原点とし、半径方向に r 、ノズル出口から軸方向に x とする。

5.1.1.2 操作条件

本実験は安定した放電を得ることができる以下の操作条件で行う。実験において特に記述のない場合には以下に示す標準の操作条件で行う。

- 1) アルゴン流量: 10~17.5 litre/min. (標準: 12.5 litre/min)。
- 2) 放電電流: 75~150 A. (標準: 100 A)。このとき放電電力: 1.8~3.6 kW. (標準: 2.4 kW)。
- 3) 電極間距離: 14~19 mm. (標準: 16.5 mm)。ただしノズル出口と平板陽極との距離にすると 7.5~12.5 mm. (標準: 10 mm)。

5.1.1.3 陽極における熱移動量分布測定方法

移行型アークにおける平板陽極への熱移動量分布に着目して実験を行う。用いた平板陽極は 4.1.1.3 に示したプラズマジェットから平板への熱移動量分布

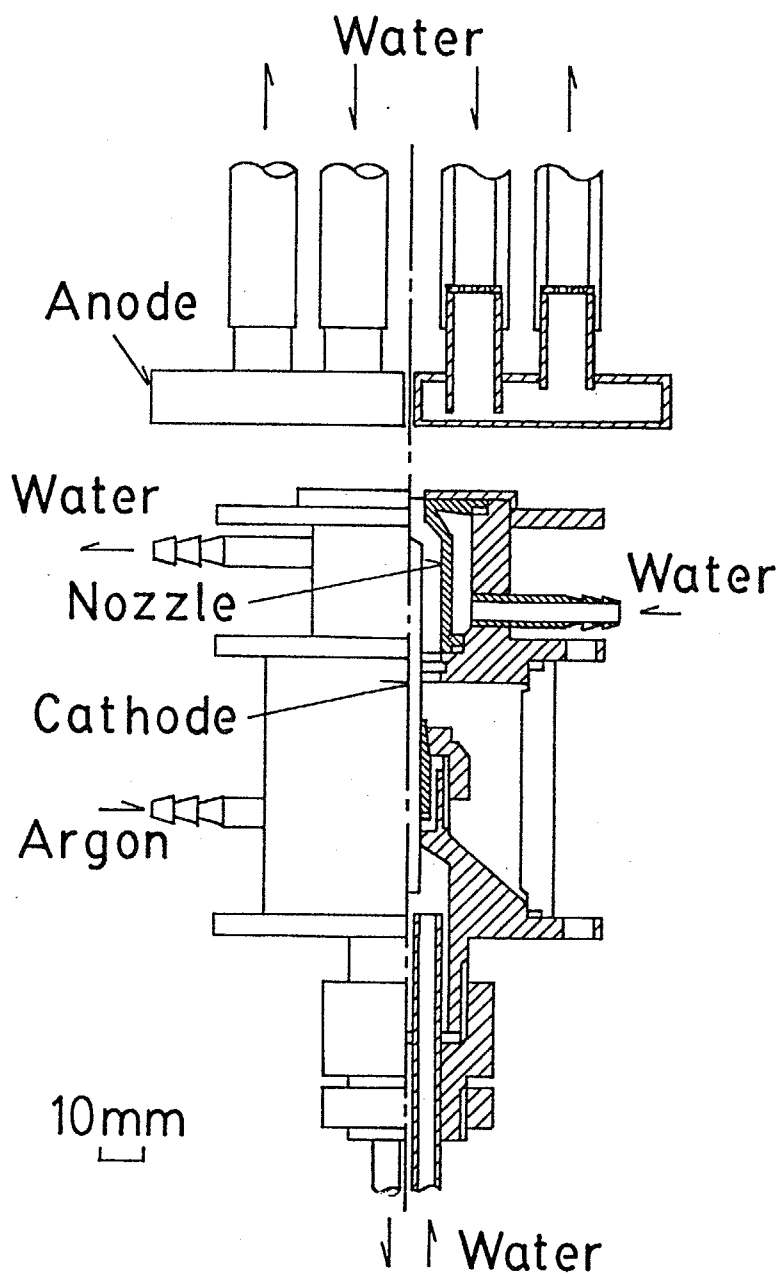


Fig. 5-1 Sectional diagram of plasma generator.

を測定するプローブと同様である。この平板陽極を熱移動量分布を測定するためのプローブとして用いる。平板陽極はテフロンシートにより互いに熱的に絶縁された2つの半円筒部分（外径 130 mm、高さ 10 mm）から成る。平板陽極の内部は水冷されており、各々の半円筒に流れた冷却水の温度上昇から熱移動量を測定する。平板陽極への熱移動量分布の測定方法は 4.1.1.3 に記述したアベルの逆積分を用いる方法により行う。

5.1.2 測定結果

プラズマアークの平板陽極における熱移動量分布を Fig. 5-2 に示す。これらの結果は放電電流を 100 A 一定、プラズマガス流量を 10、12.5、17.5 litre/min と変えた場合の測定結果である。プラズマアークから陽極への熱移動量はガス流量が少ないほど鋭い分布である。アークから陽極への熱移動効率はガス流量が 10 litre/min のときに 68 %、12.5 litre/min のときに 61 %、17.5 litre/min のときに 57 % である。ここで熱移動効率とは陽極への熱移動量をプラズマアークの入力電力で割った値とする。プラズマアークにおける熱移動効率は、プラズマジェット熱移動効率の 30 % と比べるとおよそ 2 倍大きい。

5.2 数値解析

移行型プラズマアークの2次元の速度分布、温度分布、および電流密度分布を求めるために、連続の式、運動量保存式、エネルギー保存式、および電流の保存式を SIMPLER 法¹⁸⁹⁾ を用いて解く。ここで得た数値解析の結果から移行型アークから陽極への熱移動量分布を求める。

5.2.1 モデルおよび仮定

数値解析で用いる移行型アークのモデルを Fig. 5-3 に示す。装置の形状は実験で用いたものと同様である。移行型アークは銅製の平板陽極とタンゲステン製の棒状陰極との間に発生する。アークは内径 8 mm の水冷ノズルで拘束される。このノズルは電氣的に浮いた状態である。本研究において移行型アークの数値解析を行う領域は水冷ノズル表面と平板陽極の間である。

数値解析においては、実際に安定した放電を得ることができる以下の標準の条件で行う。

- 1) アルゴン流量：12.5 litre/min。
- 2) 放電電流：100 A。
- 3) 陽極とノズル出口との距離 (Fig. 5-3 における EA)：10 mm。

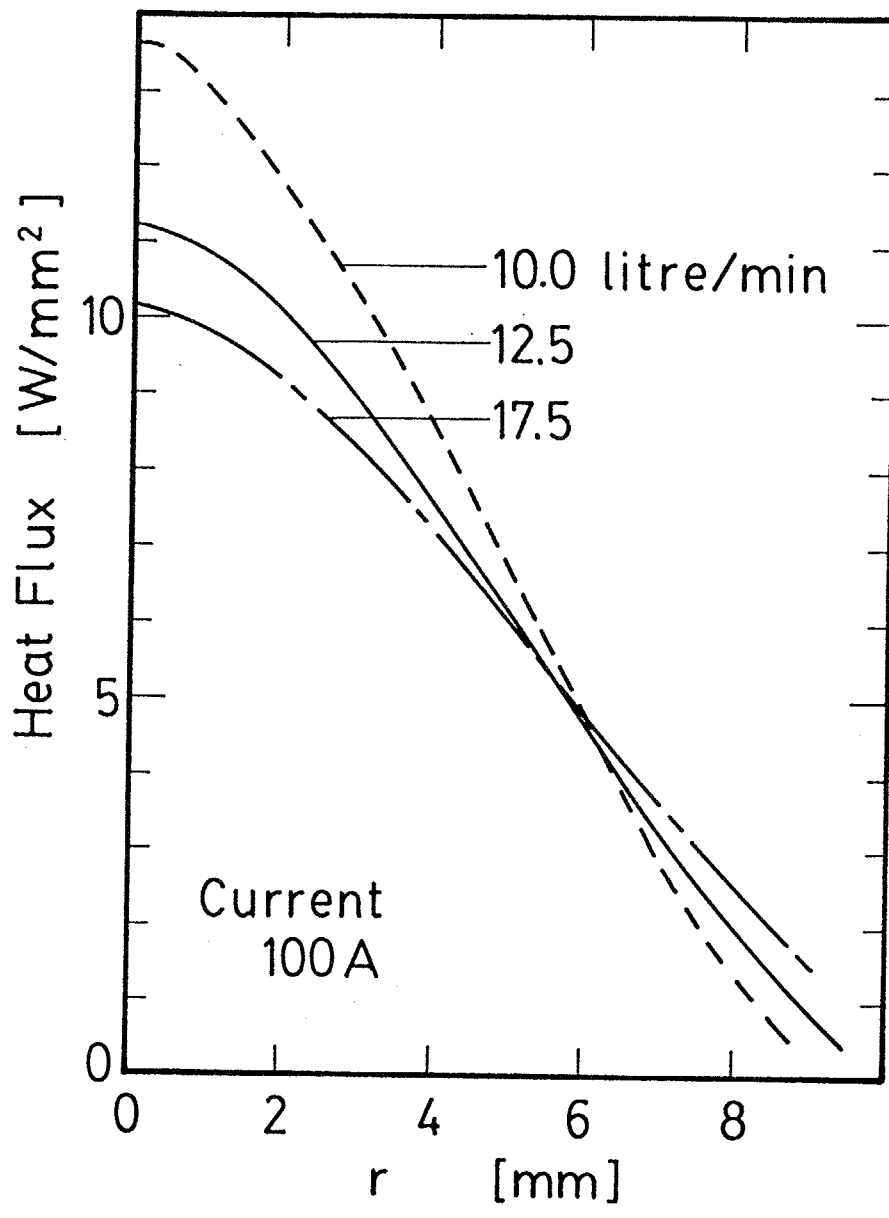


Fig. 5-2 Variations of measured heat flux distributions with plasma gas flow rate.

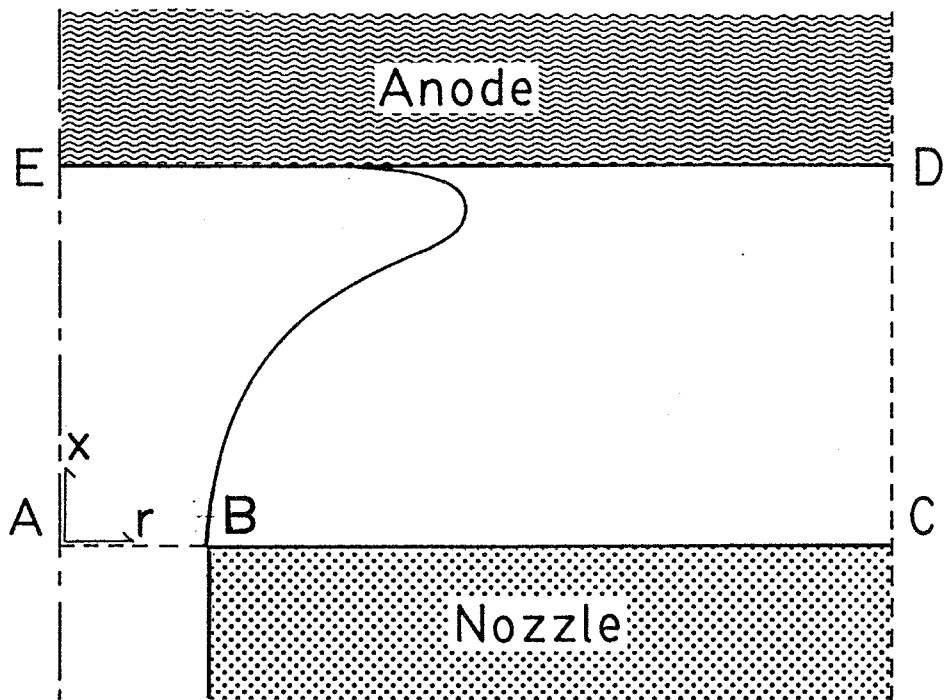


Fig. 5-3 Calculation domains.

5.2.2 基礎方程式および境界条件

移行型アークの速度場および温度場を求めるには2次元の連続の式、運動量保存式、エネルギー保存式を同時に解く。これらの基礎方程式は第2章のEqs. (2-1~4)である。運動量保存式にはローレンツ力の項があり、エネルギー保存式にはジュール加熱の項がある。これらの項には電流密度と自己誘導磁場があるので、流体力学的保存式に加えて電流の保存式を同時に解く。

電流の保存式：

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r j_r) + \frac{\partial}{\partial x} (j_x) = 0 \quad (5-1)$$

ここで j_r と j_x はそれぞれ半径方向と軸方向の電流密度である。

自己誘導磁場 B_θ はマックスウエルの式であるEq. (5-2)から計算する。

$$B_\theta = \frac{\xi}{r} \int_0^r j_x \zeta d\zeta \quad (5-2)$$

ここで ξ は真空の透磁率である。

移行型アークの境界条件をTable 5-1に示す。速度場および温度場を解く領域はFig. 5-3におけるABCDEAである。ノズル出口ABでの温度分布、速度分布、および電流密度分布は、陽極の熱移動量分布の測定結果と一致するように与える。ノズル表面のBCは電氣的に浮いた壁面であり、滑りなしの条件とする。境界面CDでは流線が境界に対して垂直であるとし、圧力は大気圧とする。このCDの位置はその境界条件がアーク主部にほとんど影響を与えない位置である $r = 30$ mmとする。陽極面のDE近傍では陽極降下と呼ばれる複雑な電氣的境界層が存在する。Hsuら⁹⁵⁾はこの電氣的境界層は極めて薄いと、陽極面上に適当な境界条件を与えることにより良い近似が得られることを示した。本研究では陽極面は滑りなしの条件とし、温度に対しては陽極の銅の融点に近い1000 Kを境界条件とする。中心軸上のEAでは対称条件を用いる。なおABにおける質量流量とCDにおける質量流量がバランスするように逐次計算を進める。

5.2.3 計算方法

移行型アークを支配する基礎方程式のEqs. (2-1~4)およびEq. (5-1)をSIMPLE R法を用いて離散化し、反復計算を行う。数値解析を行う差分格子は軸方向に14、半径方向に16とし、陽極近傍および中心軸近傍を特に細かく設定した不

Table 5-1 Boundary conditions.

	u	v	h or T	j_x	j_r
AB	u_{exp}	0	h_{exp}	$j_{x, exp}$	0
BC	0	0	500 K	0	0
CD	0	$\frac{\partial (\rho v A)}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial h}{\partial r} = 0$	0	0
DE	0	0	1000 K	$\frac{\partial j_x}{\partial x} = 0$	0
EA	$\frac{\partial u}{\partial r} = 0$	0	$\frac{\partial h}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial j_x}{\partial r} = 0$	0

Table 5-2 Heat transfer mechanisms at arc anode.

Q_{conv} : heat transfer by convection

Q_{elec} : heat transfer caused by electron enthalpy flux

$$j_x \times \frac{5}{2} \frac{k_b}{e} \times T$$

Q_{work} : heat transfer caused by anode work function

$$j_x \times (\text{work function ; 4.65 V})$$

Q_{fall} : heat transfer caused by electrons accelerated in anode fall

$$j_x \times (\text{anode fall voltage ; 4.0 V})$$

等間隔格子とする。速度に関する格子は他のスカラー量の格子に対して速度の方向にずらしたスタガード格子を採用する。

プラズマの物性値は放電場で大きく変化することを考慮し、温度の関数として計算途中で逐一変化させて収束計算を行う。熱伝導率、粘性係数、および電気伝導度はDevotoのデータ¹⁹³⁾から得る。定圧比熱はHsuとPfender¹⁹⁴⁾のデータから得る。

上述の数値解析により、移行型アークの速度分布、温度分布、および電流密度分布を求める。その結果を利用してアークから陽極への熱移動量分布を計算する。アークから陽極への熱移動においては、対流伝熱による要因のほかに、電子の入射によるエネルギー輸送が重要である。アークから陽極への熱移動においては以下の機構が考えられる (Table 5-2)。

- 1) 高温のアーク気流による対流伝熱 Q_{conv} 。
- 2) 入射電子の有する熱エネルギー Q_{elec} 。
- 3) 陽極の仕事関数に相当するエネルギー Q_{work} 。
- 4) 陽極降下電圧により加速された電子のエネルギー Q_{fall} 。このエネルギーはすべて陽極に入るとする。放電距離と放電電圧の関係を測定することにより、陽極降下電圧は 4 Vとした。

5.2.4 数値解析結果

移行型アルゴンアークの数値解析から得た流線と等温線をそれぞれFigs. 5-4, 5に示す。アークの流線を示したFig. 5-4における図中の数字はそれぞれの位置における流量をノズル出口の流量で規格化した値である。アークの周囲からの気体の取り込みがあることがわかる。アークの等温線を示したFig. 5-5では、12000 K以上の高温域が陽極面近傍にまで存在していることがわかる。アークではプラズマ中のアーク電流のためにジュール加熱が起これ続けるので、下流まで高温域が存在する。さらにこのアーク電流と自己誘導磁場との相互作用から起こるローレンツ力のためにアークは下流まで拘束される。プラズマジェットではノズル下流では熱的な入力がないためにエネルギーは減少するのみである。またプラズマジェットを拘束するローレンツ力がノズル下流では存在しないために下流にいくに従い広がる。

移行型アークについて数値解析した速度分布、温度分布、電流密度分布、および静圧分布をそれぞれFigs. 5-6~9に示す。

移行型アークの軸方向速度分布をFig. 5-6に示す。陽極に近づくにつれて、中心における軸方向速度が減少し、分布がなだらかになる。移行型アークの温度分布をFig. 5-7に示す。アークが陽極に衝突すると、陽極面上でアークが半

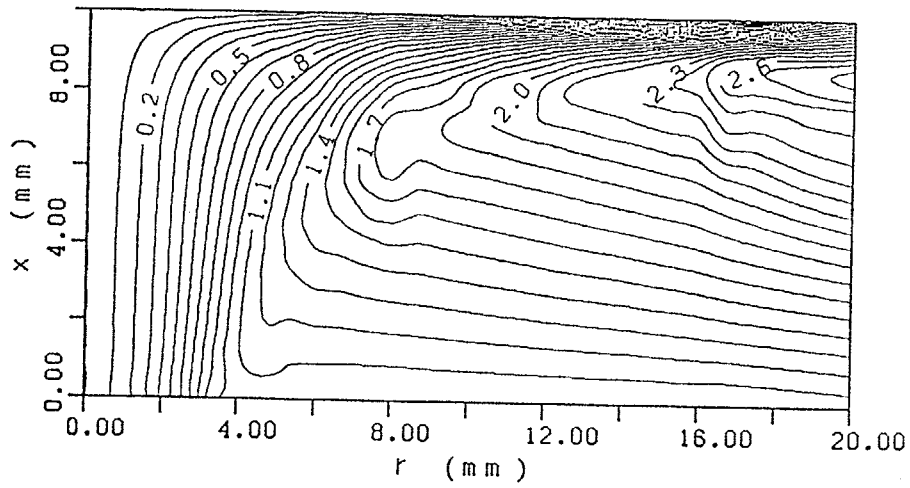


Fig. 5-4 Streamlines; plasma gas: 12.5 litre/min; current: 100 A.

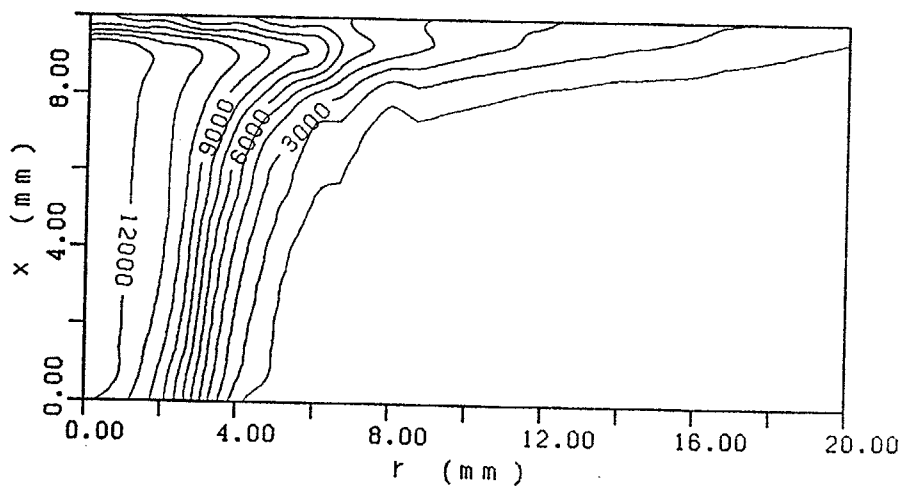


Fig. 5-5 Isotherms; plasma gas: 12.5 litre/min; current: 100 A.

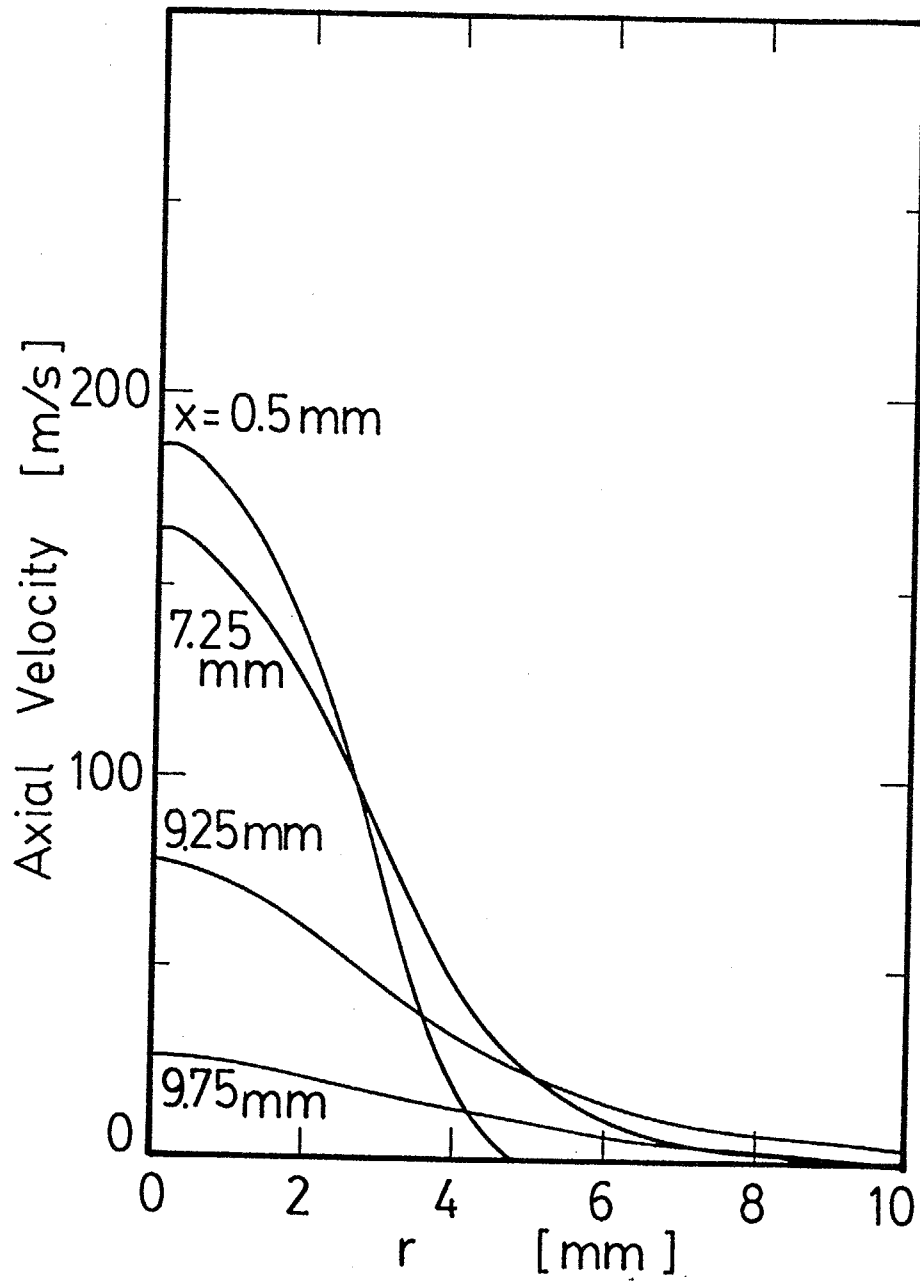


Fig. 5-6 Distributions of calculated plasma axial velocity; plasma gas: 12.5 litre/min; current: 100 A.

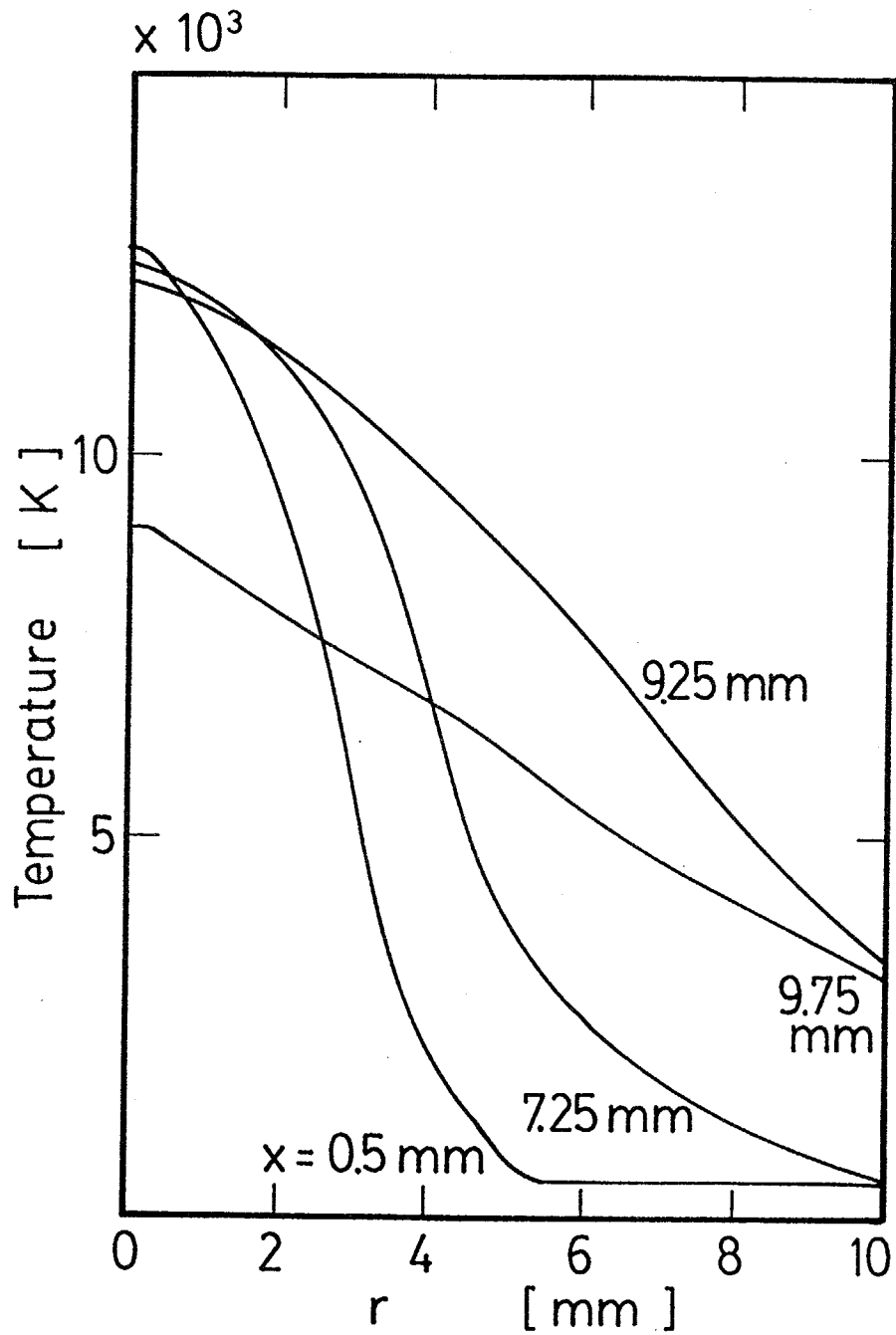


Fig. 5-7 Distributions of calculated plasma temperature; plasma gas: 12.5 litre/min; current: 100 A.

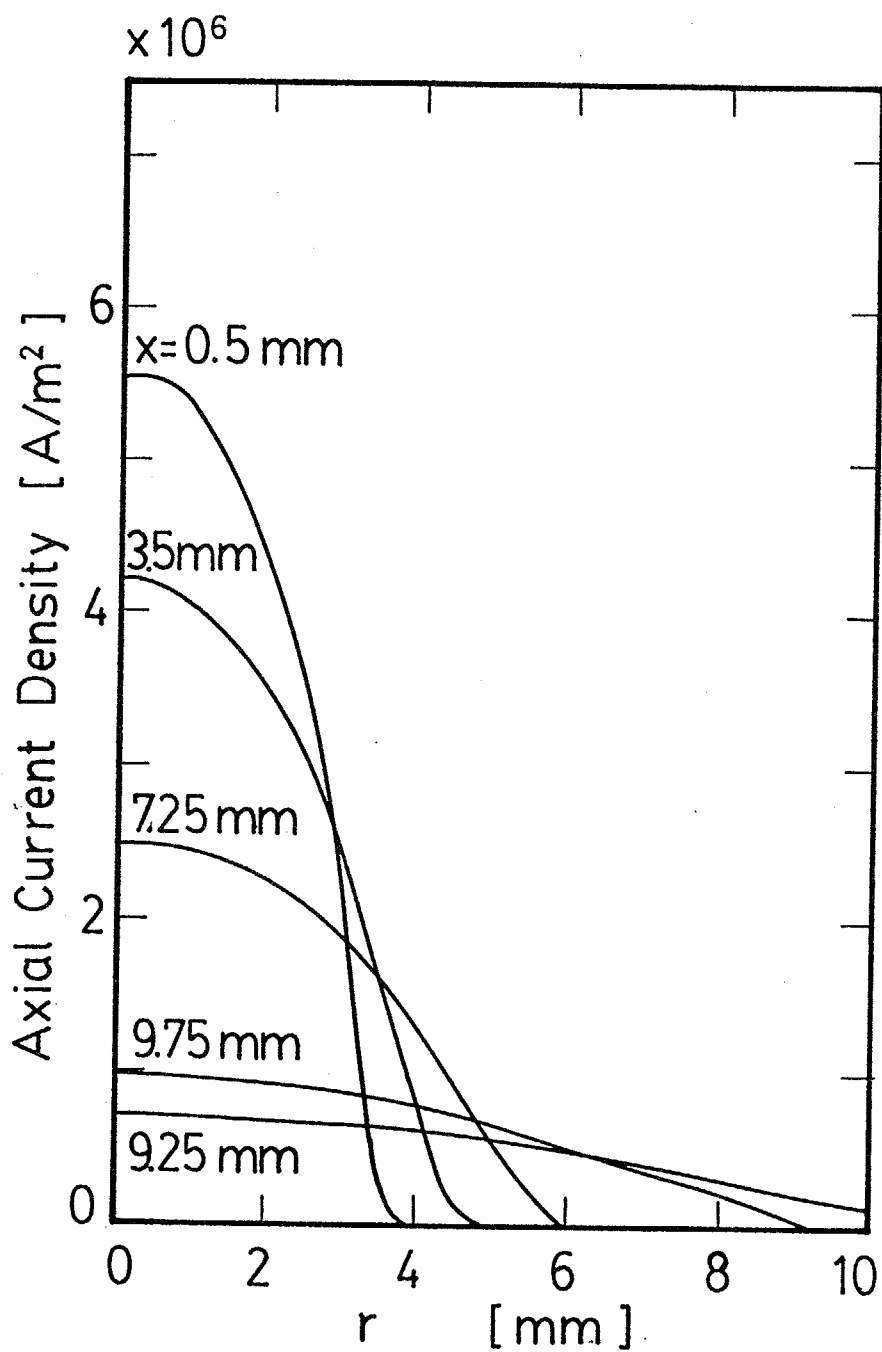


Fig. 5-8 Distributions of calculated axial current density; plasma gas: 12.5 litre/min; current: 100 A.

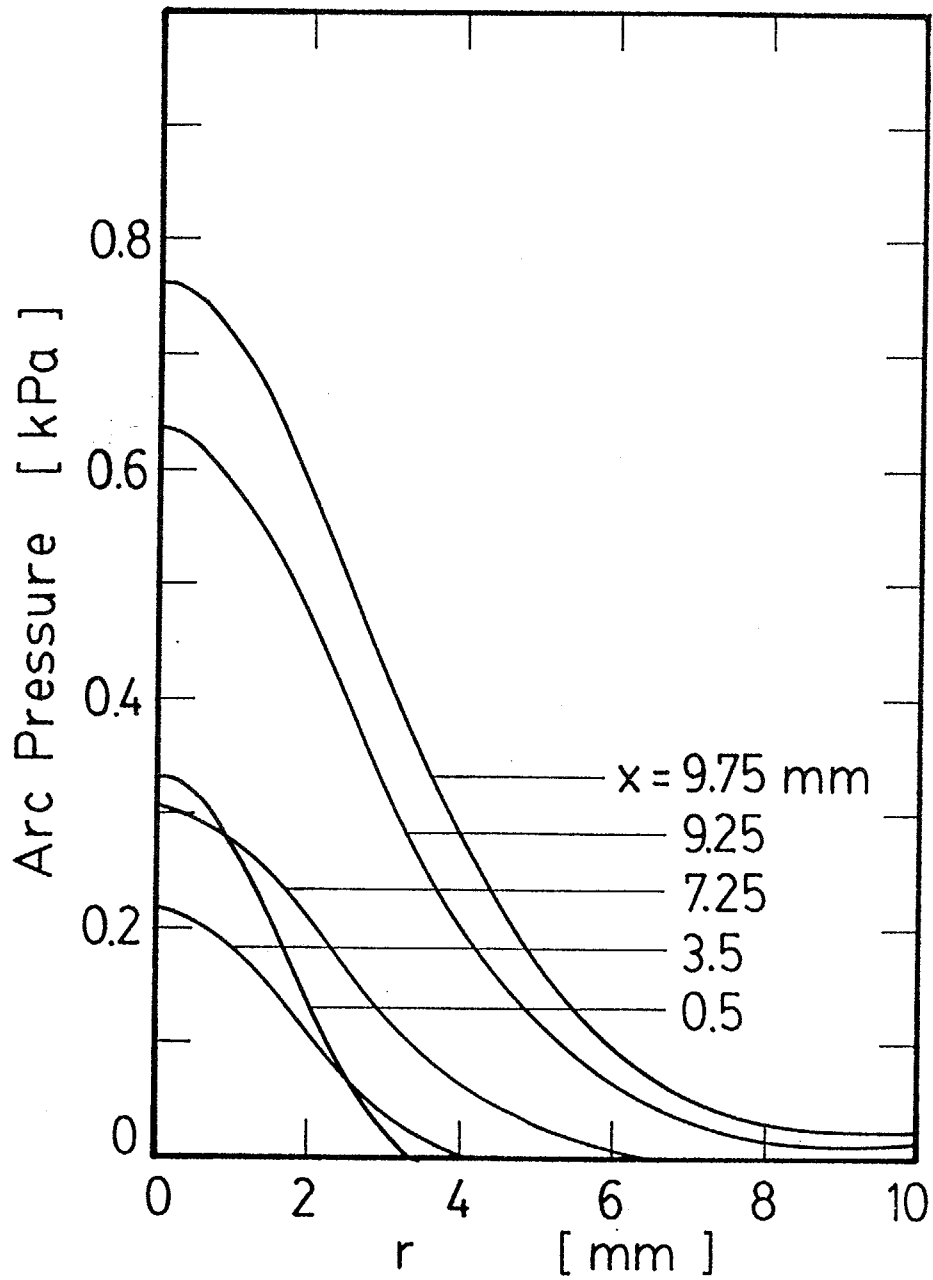


Fig. 5-9 Distributions of calculated arc pressure; plasma gas: 12.5 litre/min; current: 100 A.

径方向に広がる。そのために陽極面近傍の温度分布はなだらかになる。軸方向電流密度分布をFig. 5-8に示す。陽極に近づくにつれて電流密度の分布は急激に低くなだらかになる。これはアークが陽極に近づくにつれて半径方向に大きく広がるためである。静圧分布をFig. 5-9に示す。アークが陽極に近づくにつれて静圧が次第に上昇している。これはアーク気流が陽極に衝突することにより淀むためである。

移行型アークから陽極への熱移動量分布をFig. 5-10に示す。アークの中心軸付近では電流密度が大きいので、電子の陽極入射によるエネルギー輸送の割合が大きくなる。特に Q_{work} および Q_{fall} が熱移動量に占める割合はアークの中心においてそれぞれ42%と36%である。中心から遠ざかるにつれて電流密度が急激に小さくなるので、 Q_{work} 、 Q_{fall} 、および Q_{elec} の割合が減少する。アークからの対流伝熱による Q_{conv} は半径方向になだらかな分布を持っているので、中心から遠い部分では Q_{conv} が占める割合が大きくなる。

5.3 制御

プラズマアークから陽極への熱移動量分布を流体により制御することを目的として、この制御方法を実験と数値解析により検討する。

5.3.1 測定

5.3.1.1 実験装置および方法

熱プラズマ発生装置は5.1.1.1に示した。プラズマアークの標準的な操作条件は、アルゴン流量：12.5 litre/min（吹き出し装置BおよびC）または10 litre/min（吹き出し装置Aの場合のみ）、放電電流：100 A、陽極とノズル出口との距離：10 mmである。

プラズマアークを流体により制御する方法について記述する。アークを流体により制御する方法とは、アークに向けてガス流を吹き出すことである。本実験では3種類の装置を用いる。本実験で用いたガス流の吹き出し装置をFig. 5-11に示す。

タイプAはノズル出口近傍において全周から一様にアークの中心に向けて常温の気体を吹き出す装置である。気体出口のスリット幅は1.5 mmであり、吹き出しガスはアルゴンを用いる。熱から保護するために吹き出し装置は水冷されている。

タイプBおよびCは4本のパイプからアークに向けて常温の気体を吹き出す装置である。このパイプは高温に耐える内径1.5 mmのセラミックス製である。タイプBおよびCは両者ともアークに対して接線方向にガスを吹き出すが、タ

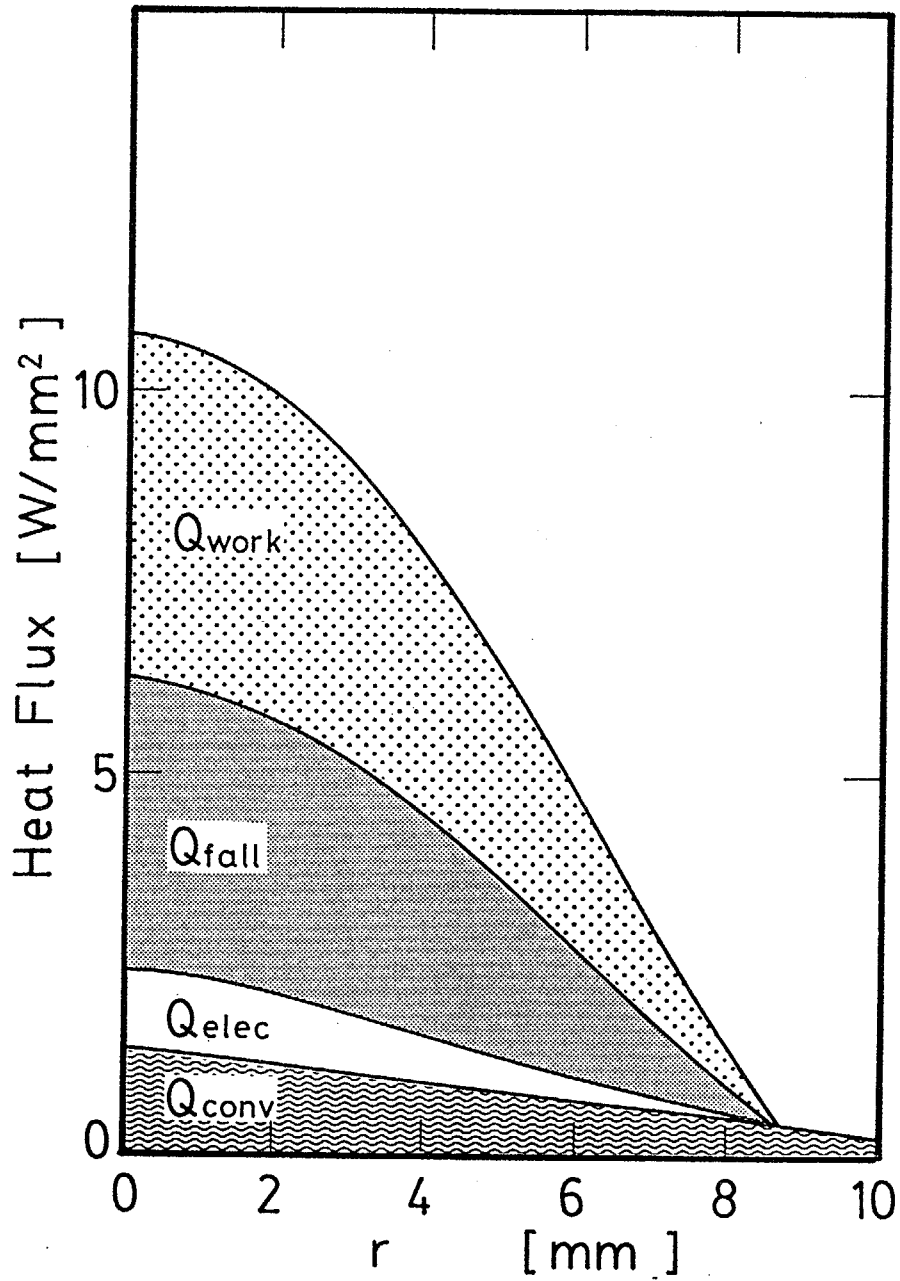


Fig. 5-10 Distributions of calculated heat flux to anode; plasma gas: 12.5 litre/min; current: 100 A.

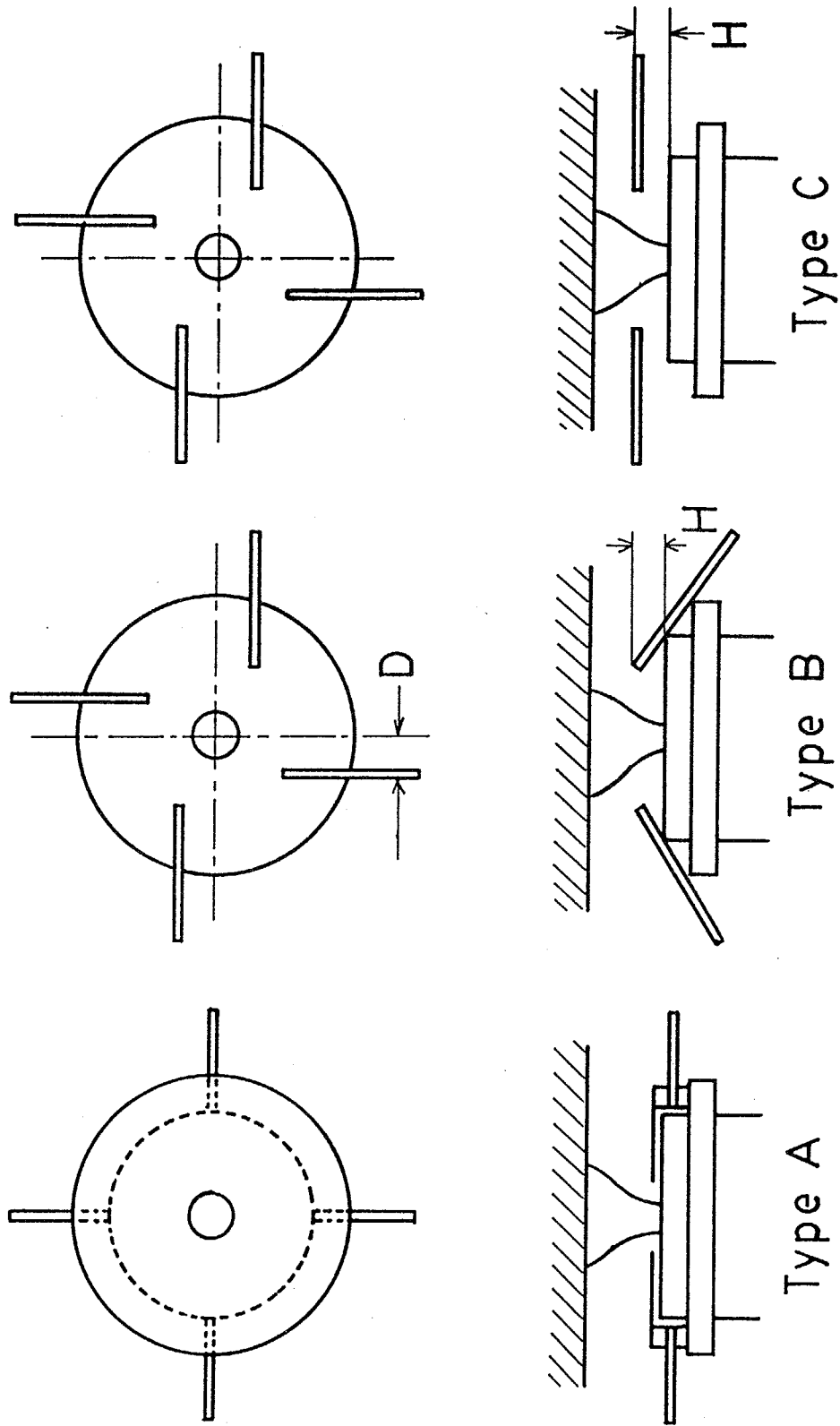


Fig. 5-11 Schematic drawings of blowing devices.

タイプBは陽極点を狙って斜め下方よりガスを吹き出し、タイプCはアークの中心を狙って水平にガスを吹き出す。両者ともアルゴン、ヘリウム、窒素の3種類のガスを用いて吹き出しを行う。

プラズマアークから陽極への熱移動量分布の鋭さを評価する代表値としてQ値を用いる。Q値の定義は4.2.2と同様である。Q値が大きければ熱移動量分布が鋭く、Q値が小さければ分布がなだらかであることを示す。

5.3.1.2 測定結果

1) 吹き出し装置：タイプA 吹き出し装置タイプAを用いて平板陽極における熱移動量分布の制御を行う。タイプAは移行型アークの中心に向けてアルゴンをノズル出口近傍で半径方向に吹き出す装置である。

Q値に対する吹き出しガス流量の影響をFig. 5-12に示す。なお図中には熱移動量分布の最大値(MAX.)および半値幅(HVW)の変化を模式的に示す。吹き出しガス流によってQ値は大きく減少する。これは移行型アークをノズル出口近傍で絞ることにより、そこでの流速が大きくなり、陽極においてアークが広がるためである。これは吹き出しガス流量を増すと半値幅が急激に増加することからわかる。さらに吹き出しガス流量を増加させると、常温に近い吹き出しガス流が陽極まで到達するために、半値幅が減少してQ値はやや上昇する。

この方法によって移行型アークの陽極における熱移動量分布をなだらかにすることができる。一方4.2.3に記述したように、非移行型アークでは同じ方法によって熱移動量分布を鋭くすることができる。

2) 吹き出し装置：タイプB 吹き出し装置タイプBを用いて平板陽極における熱移動量分布の制御を行う。タイプBは移行型アークの陽極点に向けて、アークの接線方向にガス流を吹き出す装置である。

Q値に対する吹き出しガス流量の影響をFig. 5-13に示す。ガスを吹き出す位置はFig. 5-11に示す距離D(Offcentered Distance)は5mm、高さHは5mmである。吹き出しガスはアルゴン、ヘリウム、窒素の3種類である。吹き出しガス流によりQ値は増加する。これは半値幅が減少するためである。

吹き出しガスがヘリウムまたは窒素の場合には小流量でQ値は大きく増加し、ある流量以上からQ値は増加しなくなる。ただし大流量の窒素を吹き出すとプラズマ流がかなり不安定になった。吹き出しガスがアルゴンの場合には流量とともにQ値は増加する。

吹き出しガスが小流量の場合には、アルゴンよりもヘリウムまたは窒素を用いた方がQ値の上昇は大きい。この範囲では、吹き出しガスが移行型アークを冷却する効果が主な理由となり、熱移動量分布が制御される。冷却効果は熱的

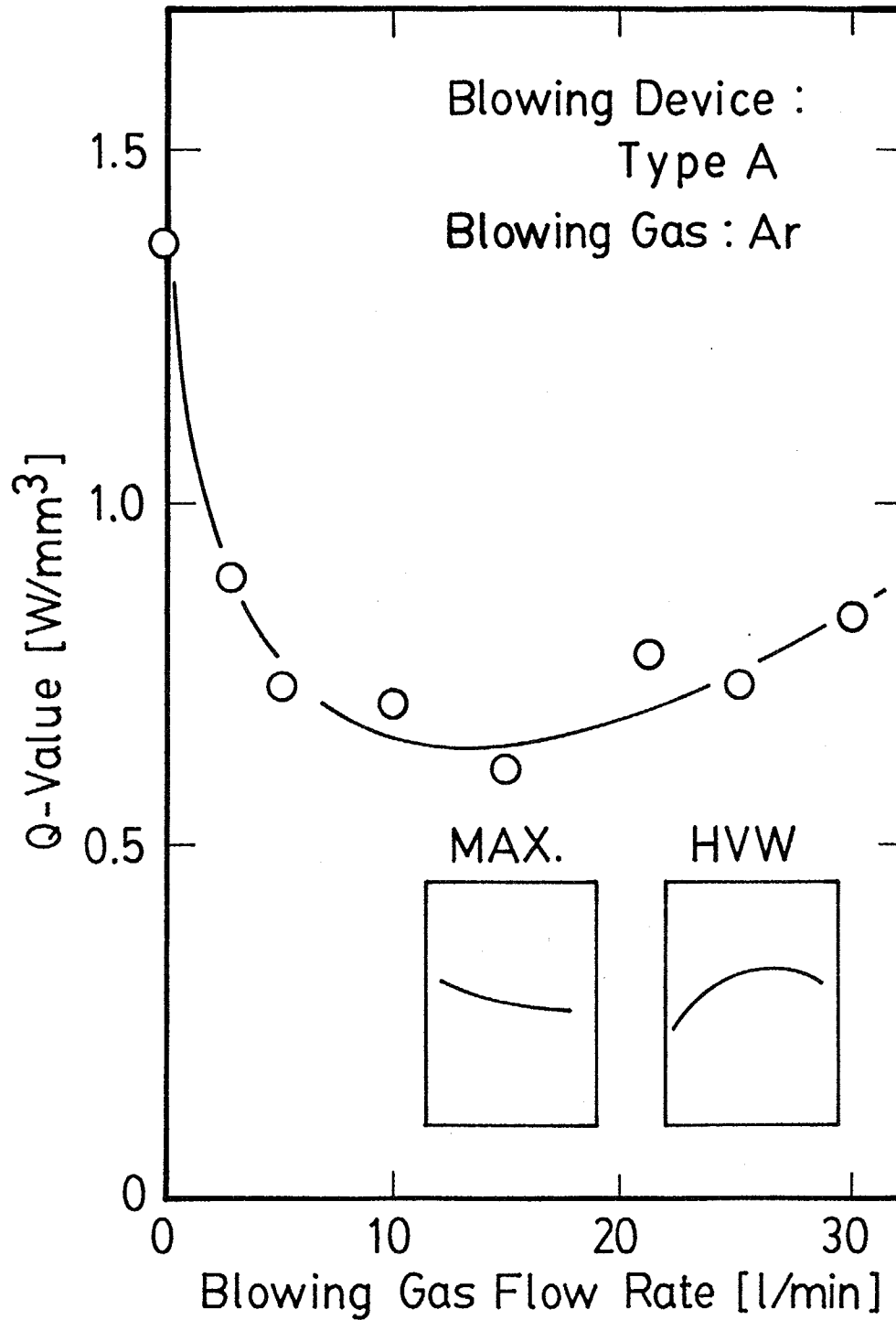


Fig. 5-12 Effect of blowing gas flow rate on measured Q-value; plasma gas: 10 litre/min; type A.

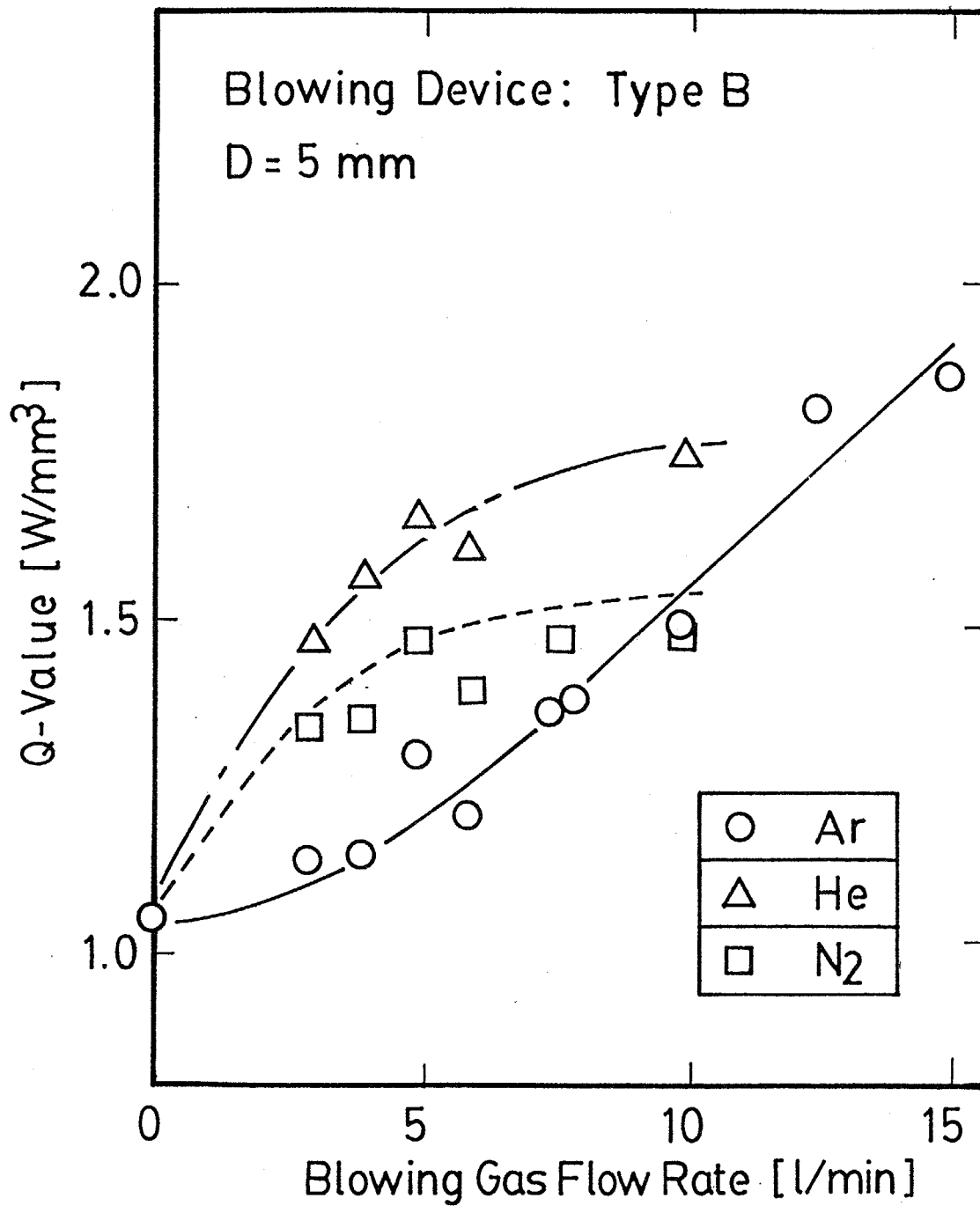


Fig. 5-13 Effect of blowing gas flow rate on measured Q-value; plasma gas: 12.5 litre/min; type B; D = 5 mm; H = 5 mm.

ピンチ効果と呼ばれるもので、アークが周囲から冷却されることにより電流流路が狭くなり、アークが高密度になる効果のことである。このために陽極における熱移動量分布が鋭くなる。ヘリウムはアルゴンに比べ熱伝導率が大きく、窒素は2原子分子なので解離反応により移行型アークから熱を奪う。よってヘリウムおよび窒素はアルゴンに比べて移行型アークを冷却する効果が大きく、陽極における熱移動量分布を鋭くすることができる。

吹き出しガス流量が大きくなるとアルゴンの場合にもQ値を上昇させる効果が大きくなる。これは吹き出しガスの動圧により陽極近傍において移行型アークを締め付け、このために熱移動量分布の半値幅が小さくなるためである。ヘリウムの場合には分子量が小さいので流量を増してもQ値に大きな変化は現われない。

Q値に対するガス流の吹き出し位置の影響をFigs. 5-14, 15に示す。これらの図では、ガスを吹き出す高さHを5 mm一定とし、オフセンターの距離Dを0 mmから10 mmと変化させる。吹き出しガス流量が3 litre/minのときの結果がFig. 5-14であり、5 litre/minのときの結果がFig. 5-15である。吹き出しガス流量が5 litre/minの場合の方が3 litre/minの場合の比べて全体的に熱移動量分布を絞る効果が大きい。

移行型アークの中心に吹き出しガス流があたるのがD = 0 mmのときである。この場合には吹き出しガスの動圧によりアークが絞られることが主な原因となり熱移動量分布が鋭くなる。そのために吹き出しガス流量が5 litre/minの場合の方が3 litre/minの場合より、どのガス流量でもQ値は上昇する。

移行型アークの周辺部に吹き出しガスがあたるのがD = 5 mmのときである。この場合にはヘリウムまたは窒素を用いると熱移動量分布を絞る効果が大きくなる。アルゴンでは大きな影響はない。ヘリウムは熱伝導率が大きいために、また窒素は解離するために、アークから有効に熱を奪い去るので、熱移動量分布を絞る効果が大きい。

3) 吹き出し装置：タイプC 吹き出し装置タイプCを用いて平板陽極における熱移動量分布の制御を行う。タイプCは移行型アークに向けて接線方向のガスを水平に吹き出す装置である。タイプCでは距離Dを5 mm一定にし、高さHは3~8 mmの範囲でガスを吹き出す。

Q値に対するガス流の吹き出し流量の影響をFigs. 5-16, 17に示す。吹き出し高さHが3 mmのときの結果がFig. 5-16であり、8 mmのときの結果がFigs. 5-17である。両方の吹き出し高さにおいて、窒素またはアルゴンの吹き出しガス流量の増加に伴ってQ値は増加する。これは熱移動量分布の半値幅が減少するためである。

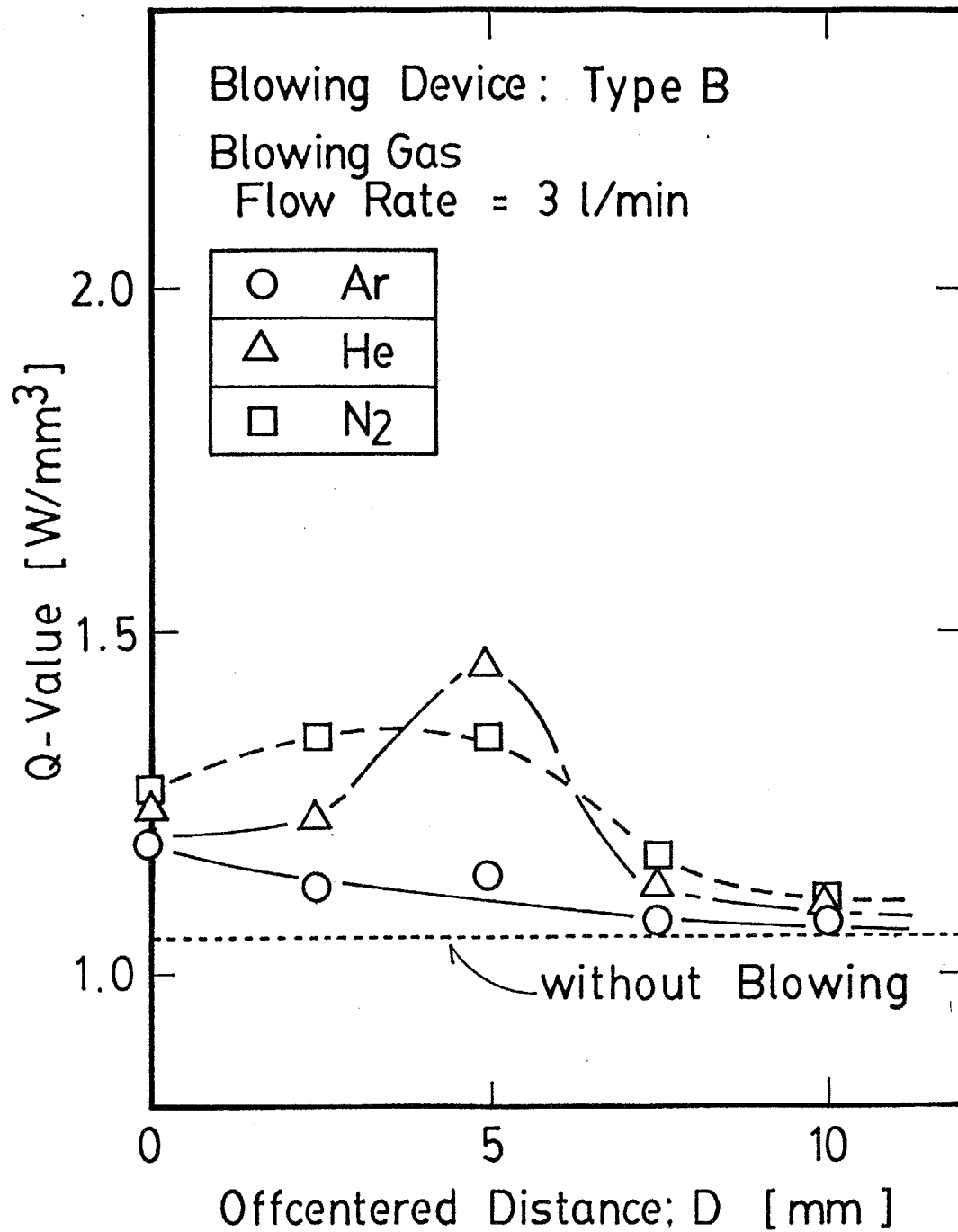


Fig. 5-14 Effect of offcentered distance of blowing on measured Q-value; plasma gas: 12.5 litre/min; type B; blowing gas: 3 litre/min; H = 5 mm.

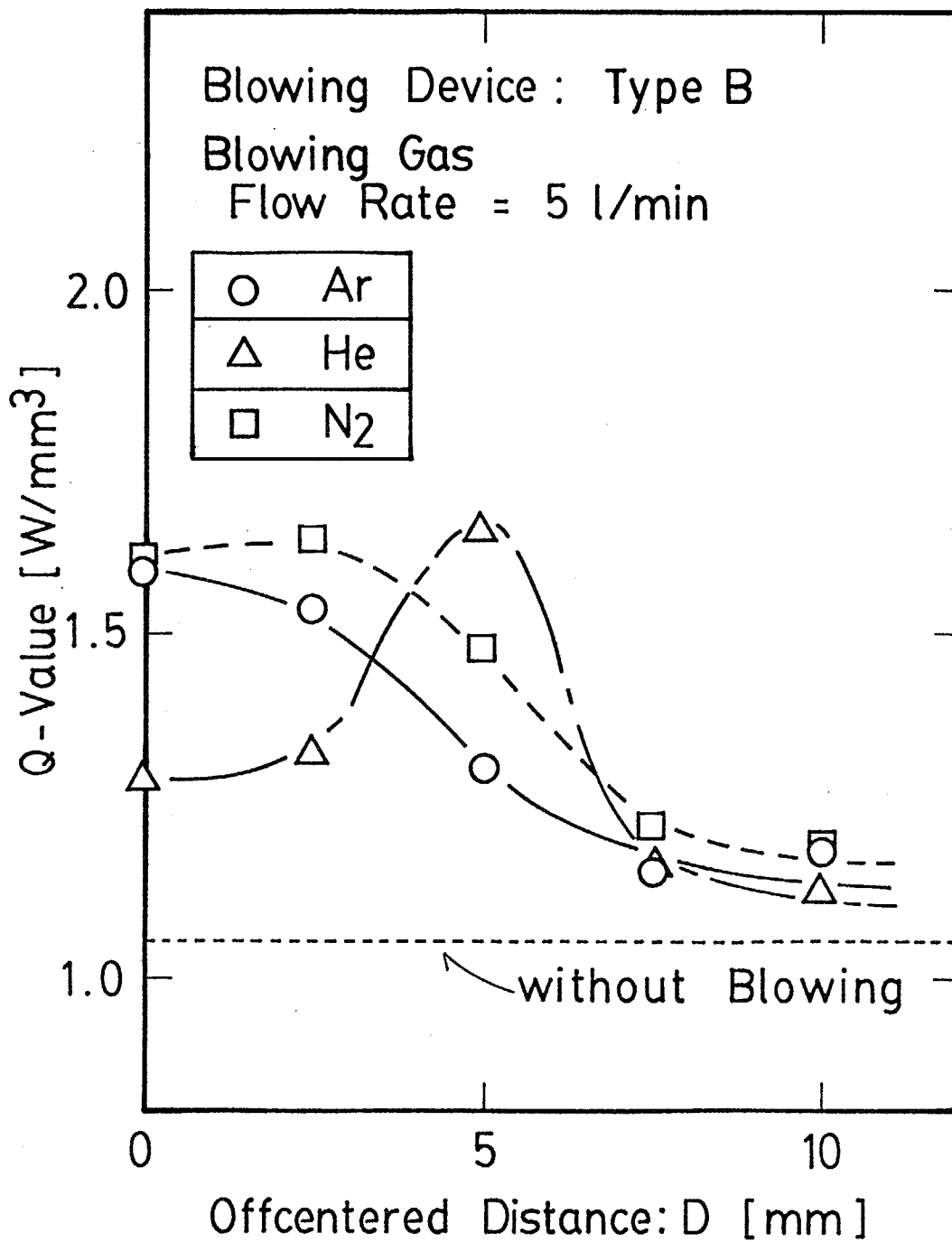


Fig. 5-15 Effect of offcentered distance of blowing on measured Q-value; plasma gas: 12.5 litre/min; type B; blowing gas: 5 litre/min; H = 5 mm.

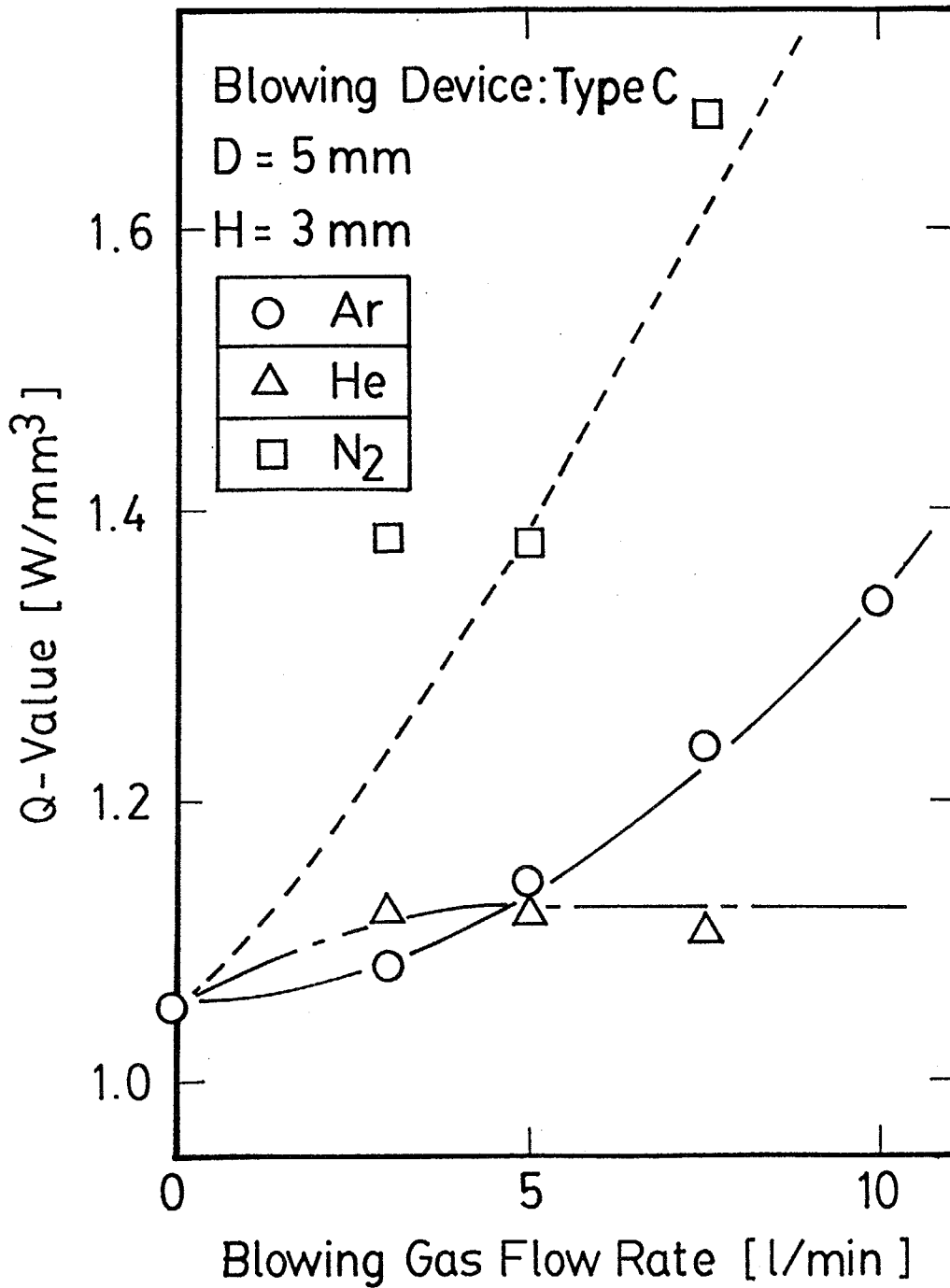


Fig. 5-16 Effect of blowing gas flow rate on measured Q-value; plasma gas: 12.5 litre/min; type C; D = 5 mm; H = 3 mm.

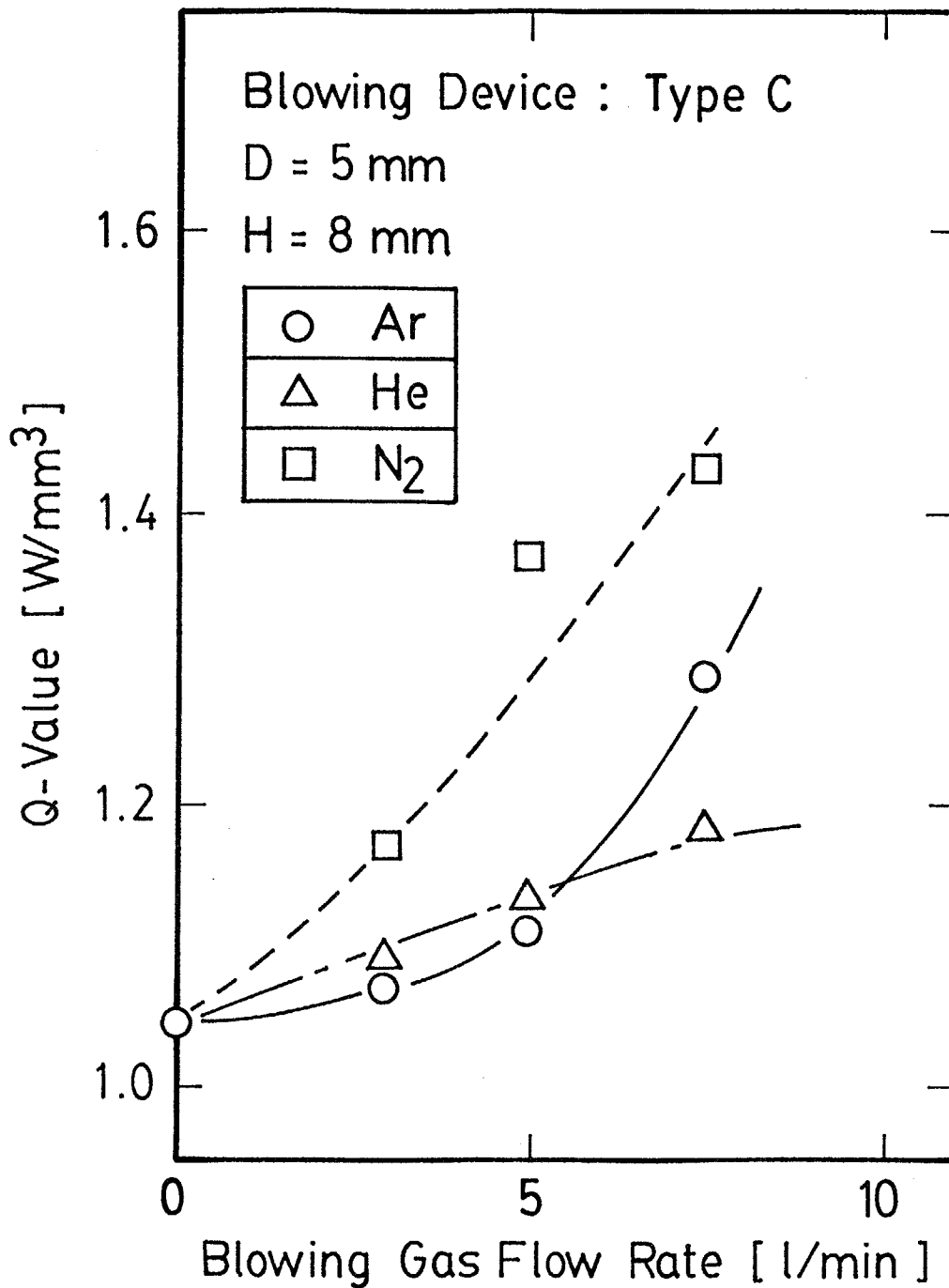


Fig. 5-17 Effect of blowing gas flow rate on measured Q-value; plasma gas: 12.5 litre/min; type C; D = 5 mm; H = 8 mm.

吹き出しガスに窒素を用いた場合にQ値が大きく上昇するのは、熱的ピンチ効果が有効に働くためである。吹き出しガスが窒素またはアルゴンの場合には、実験においてアークの音が非常に小さくなることが認められた。タイプCでは吹き出した水平ガス流が旋回流となり、移行型アークを安定化させている。熱的ピンチ効果が大きいヘリウムでQ値がそれほど上昇しないのは旋回流をつくりにくいからである。

4) 操作条件による制御 吹き出しガスを使用せずに、移行型アークの操作条件によって平板陽極における熱移動量分布の制御を行う。ここでも分布の鋭さを示す指標としてQ値を導入する。これらの図中には熱移動量分布の最大値(MAX.)および半値幅(HVW)の変化を模式的に示す。

Q値に対する放電距離の影響をFig. 5-18に示す。操作条件はプラズマガス流量: 12.5litre/min、放電電流: 100 Aである。放電距離を長くすると、熱移動量分布の半値幅が小さくなりQ値が上昇する。放電距離が長くなることにより、平板陽極でのアークの衝突が弱くなり、アークの広がり小さくなるためである。またアーク柱が長くなるためにアークの表面積が大きくなり、周囲への熱の逃げが大きくなるので、熱的ピンチ効果によりQ値が大きくなる。なお実験ではこれより長い放電距離では安定したプラズマは得られず実験不可能となった。

移行型アークから陽極面への熱移動量分布を鋭くするには、その放電距離を長くすることが実用的である。しかし放電距離が長くなるほどアークは不安定になる。アークを安定化するには吹き出し装置のタイプCを利用してアークの回りに旋回流を発生する方法がある。熱移動量分布を鋭くするにはこの方法が最適であると考えられる。

プラズマ作動用アルゴンガスの流量を変化させたときのQ値の変化をFig. 5-19に示す。操作条件は放電電流: 100 A (2.4 kW) または 125 A (3.0 kW)、ノズルと陽極との距離: 10 mmである。流量を増すにつれてQ値は減少する。これは主に半値幅が増加するからである。この理由としては、プラズマガス流量が増すとプラズマアークの流速が増し、平板陽極での衝突が激しくなるためである。このときに電流密度が小さくなるために、熱移動量分布の最大値はやや減少する。

放電電流を変化させた場合のQ値の変化をFig. 5-20に示す。操作条件はプラズマガス流量: 10 litre/minまたは 12.5 litre/min、ノズルと陽極との距離: 10 mmである。放電電流を増すにつれてQ値は増加する。これは熱移動量分布の最大値が増加するためである。

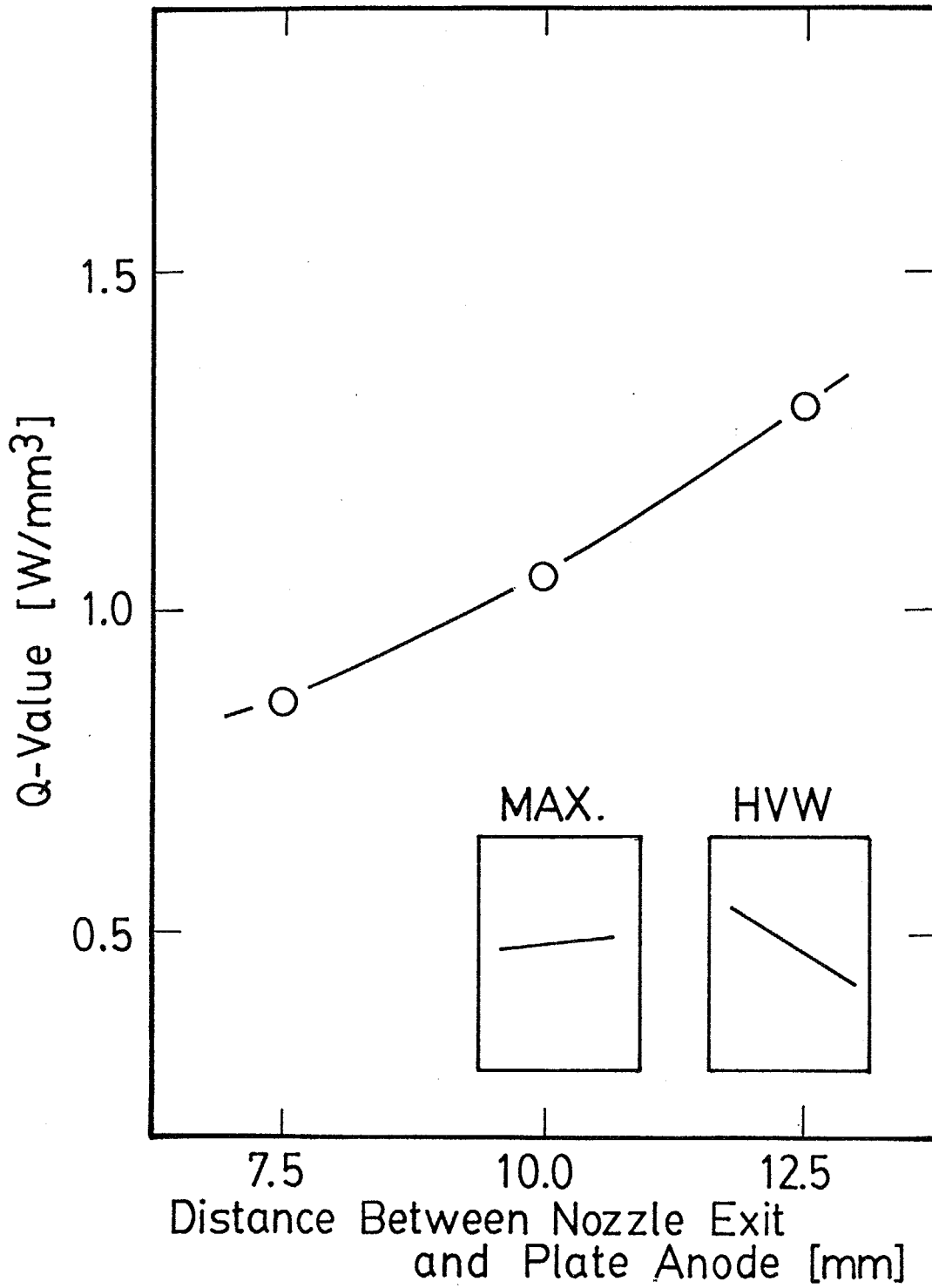


Fig. 5-18 Effect of discharge distance on measured Q-value.

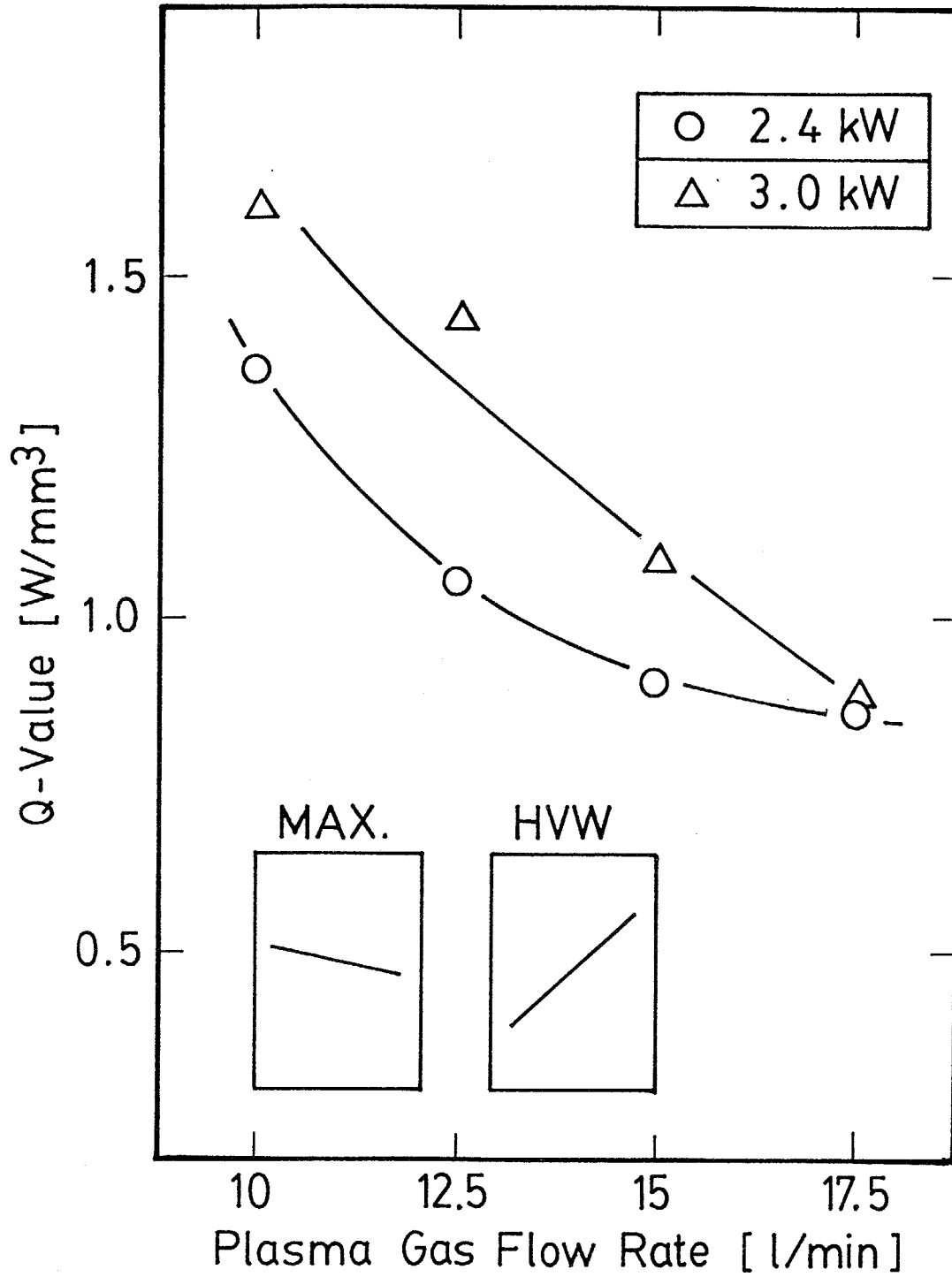


Fig. 5-19 Effect of plasma gas flow rate on measured Q-value.

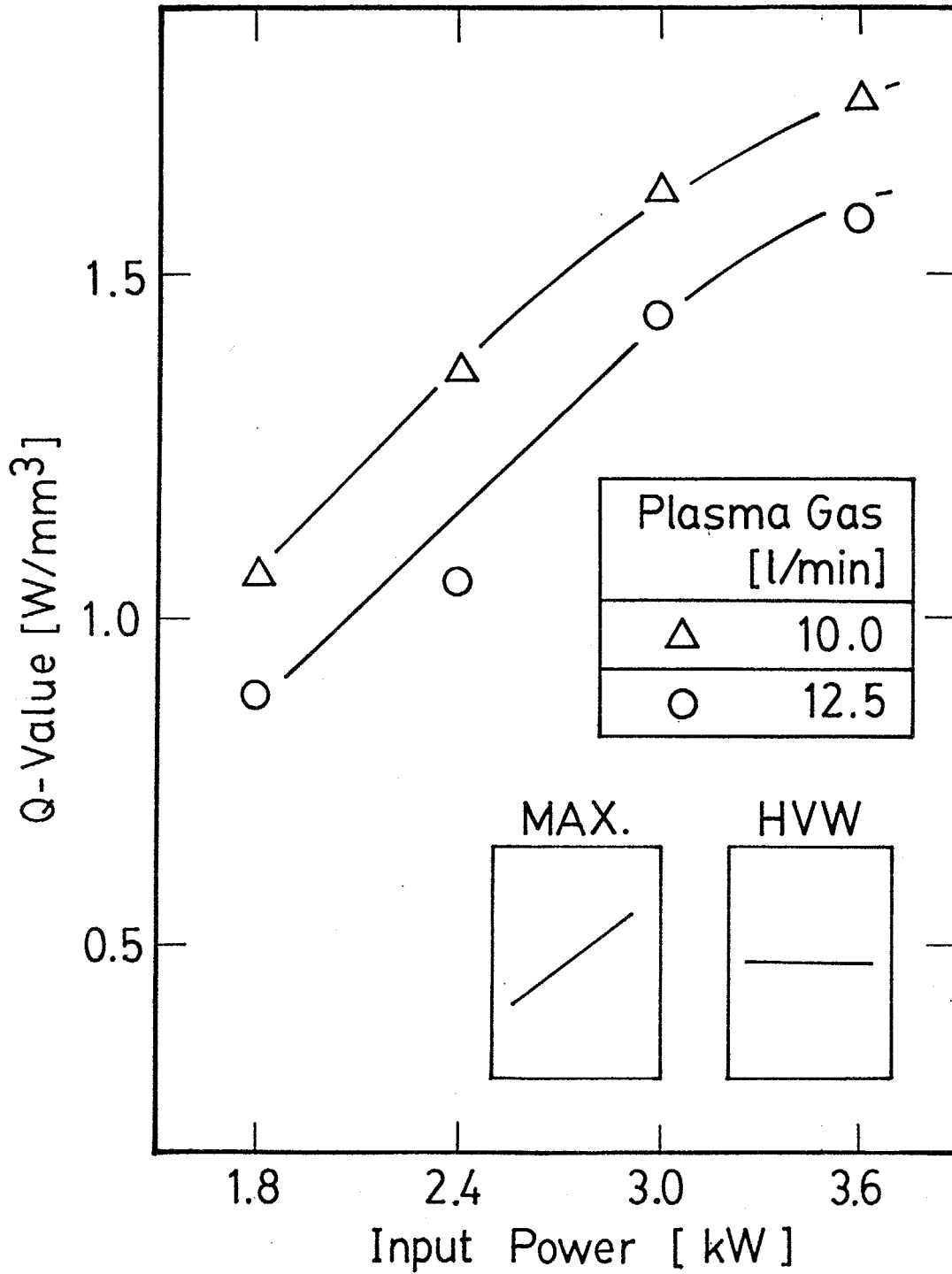


Fig. 5-20 Effect of input power on measured Q-value.

5.3.2 数値解析

5.3.2.1 モデル

数値解析で用いた移行型アークのモデルはFig. 5-3に示した。吹き出し流は300 KのアルゴンがFig. 5-11に示した3通りの方法によりアークに対して吹き出される。タイプAでは $r = 8$ mmにおいて幅1.5 mmのスリットからアルゴンをアークの中心を向けて半径方向に吹き出す。タイプBおよびCではアルゴンの吹き出し位置Dと高さHにおいて円周方向に均一に θ 方向の速度をアークに与えるとする。なおタイプBでは吹き出しガスの速度は θ 方向の成分と軸方向の成分を持ち、タイプCでは吹き出しガスの速度は θ 方向の成分のみを持つ。

数値解析を行う条件は、プラズマガス流量：10 litre/min（吹き出し装置Aの場合のみ）または12.5 litre/min（吹き出し装置BおよびC）、放電電流：100 Aである。

移行型アークを支配する基礎方程式はSIMPLER法を用いて数値解析を行う。数値解析の方法は5.2に記述した方法と同様である。

移行型アークを吹き出しガス流により制御するには旋回流が重要な働きをすることが実験で示された。本章の数値解析においては θ 方向の速度 w を考慮する。移行型アークを支配する基礎方程式は第2章のEqs. (2-1~4)に示したが、本章ではEq. (2-3)の半径方向の運動量保存式の代わりに、 θ 方向の速度を考慮した半径方向の運動量保存式のEq. (5-3)を用いる。 θ 方向の速度を考慮しても、軸方向の運動量保存式のEq. (2-2)は変わらない。

運動量保存式（半径方向）：

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] - \frac{2\mu v}{r^2} + \frac{\rho w^2}{r} + F_r \quad (5-3)$$

ここで F_r はアーク電流と自己誘導磁場によるローレンツ力の項であり、Eq. (2-10)で示した。数値解析ではこれらの基礎方程式に加えて θ 方向の運動量保存式が必要である。この式をEq. (5-4)に示す。

運動量保存式（ θ 方向）：

$$\rho \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu r^2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{w}{r} \right) \right]$$

$$+ \mu \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{w}{r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\rho v w}{r} \quad (5-4)$$

この章では移行型アークを支配する基礎方程式である Eqs. (2-1, 2, 4) および Eqs. (5-3, 4) を解く。さらに電流の保存式の Eq. (5-1) を同時に解く。この方法により得られた速度分布、温度分布、および電流密度分布から平板陽極における熱移動量分布を計算する。

5.3.2.2 数値解析結果

1) 吹き出し装置：タイプ A 吹き出し装置タイプ A を用いて平板陽極における熱移動量分布の制御を行う。タイプ A は移行型アークの中心に向けてアルゴンをノズル出口近傍で半径方向に吹き出す装置である。タイプ A の場合には θ 方向の速度は考慮しない。

吹き出しガス流量が陽極における熱移動量分布の最大値 (Q_{max}) と半値幅に与える影響を Fig. 5-21 に示す。図中のキーは実験から得た値である。陽極の半径 5 mm 以内の熱移動量に対する吹き出しガス流量の影響を Fig. 5-22 に示す。陽極への熱移動量分布の鋭さを示す指標として Q 値の代わりにここでは陽極の熱移動量分布の半値幅に相当する半径 5 mm 以内の熱移動量を用いる。この陽極の半径 5 mm 以内の熱移動量では、陽極への熱移動量の機構別の寄与を同時に示すことができるためである。陽極の半径 5 mm 以内の熱移動量が大きければ熱移動量分布は鋭いことを示す。吹き出しガス流量が小さい場合には吹き出し流によって熱移動量分布は緩やかになり、吹き出しガスの流量が 10 litre/min 以上になると熱移動量分布は徐々に鋭くなる。

移行型アークの陽極における熱移動量分布は、主に電流密度分布に影響される。例えば半径 5 mm 以内の熱移動量分布は、主に Q_{work} と Q_{fall} の分布に影響を受ける。この Q_{work} と Q_{fall} の和は、半径 5 mm 以内の熱移動量においておよそ 80 % を占める。熱移動量分布に重要な影響を与える電流密度分布を検討する。タイプ A の吹き出しガス流量を変えた場合の軸方向電流密度分布の変化を Fig. 5-23 に示す。吹き出しガス流量が 10 litre/min の場合は吹き出しがない場合に比べて、吹き出し位置 ($x = 1$ mm) ではアークはやや絞られているが、陽極近傍 ($x = 9.75$ mm) ではアークは広がっている。これは移行型アークをノズル出口近傍で絞ることにより、そこでの流速が大きくなり、陽極においてアークが広がるためである。吹き出しガス流量が 30 litre/min では陽極近傍の電流密度分布は、10 litre/min の場合よりやや鋭くなる。これは常温に近い吹き出しガス流が陽極まで到達するために、アークの周辺を冷却するためであ

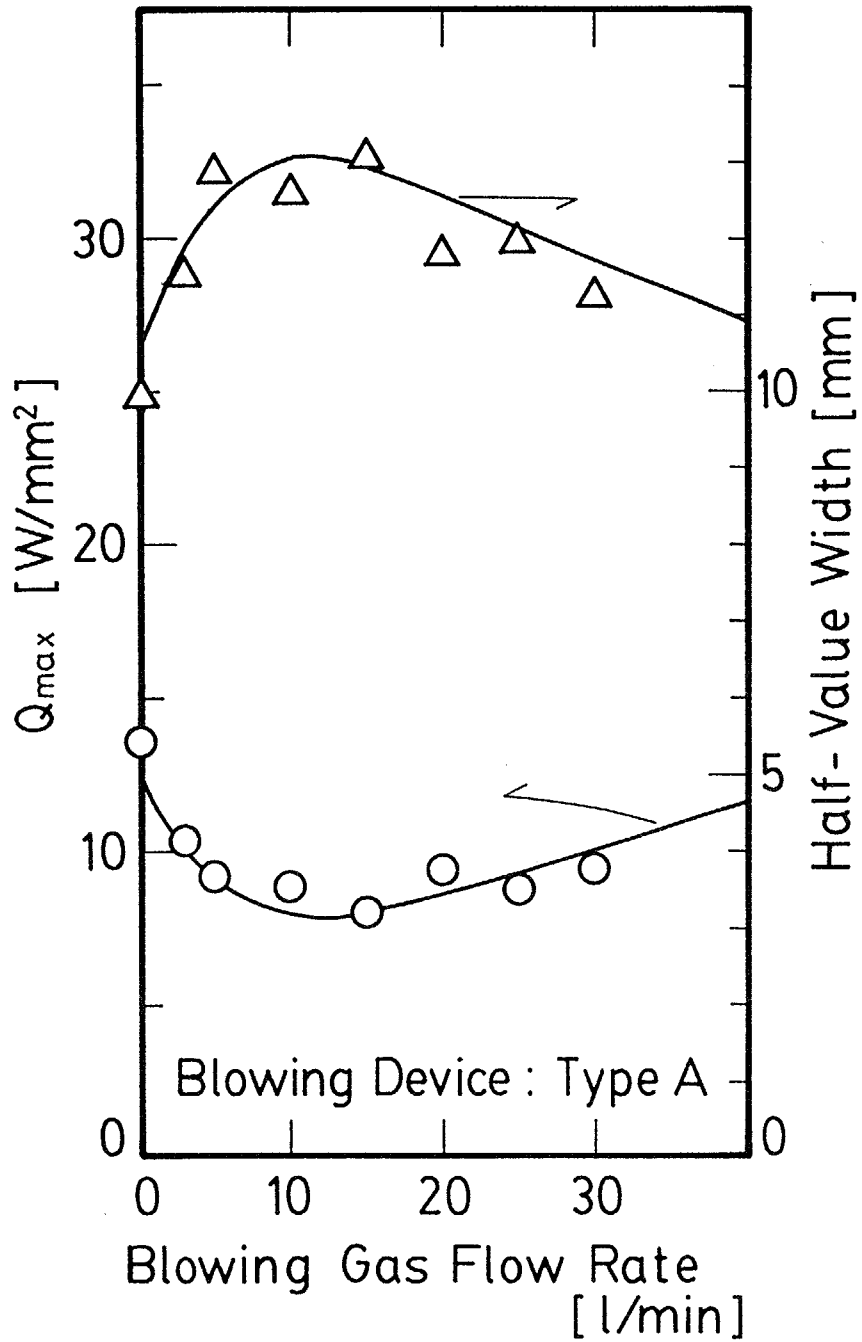


Fig. 5-21 Effect of blowing gas flow rate on Q_{\max} and half-value width; plasma gas: 10 litre/min; type A.

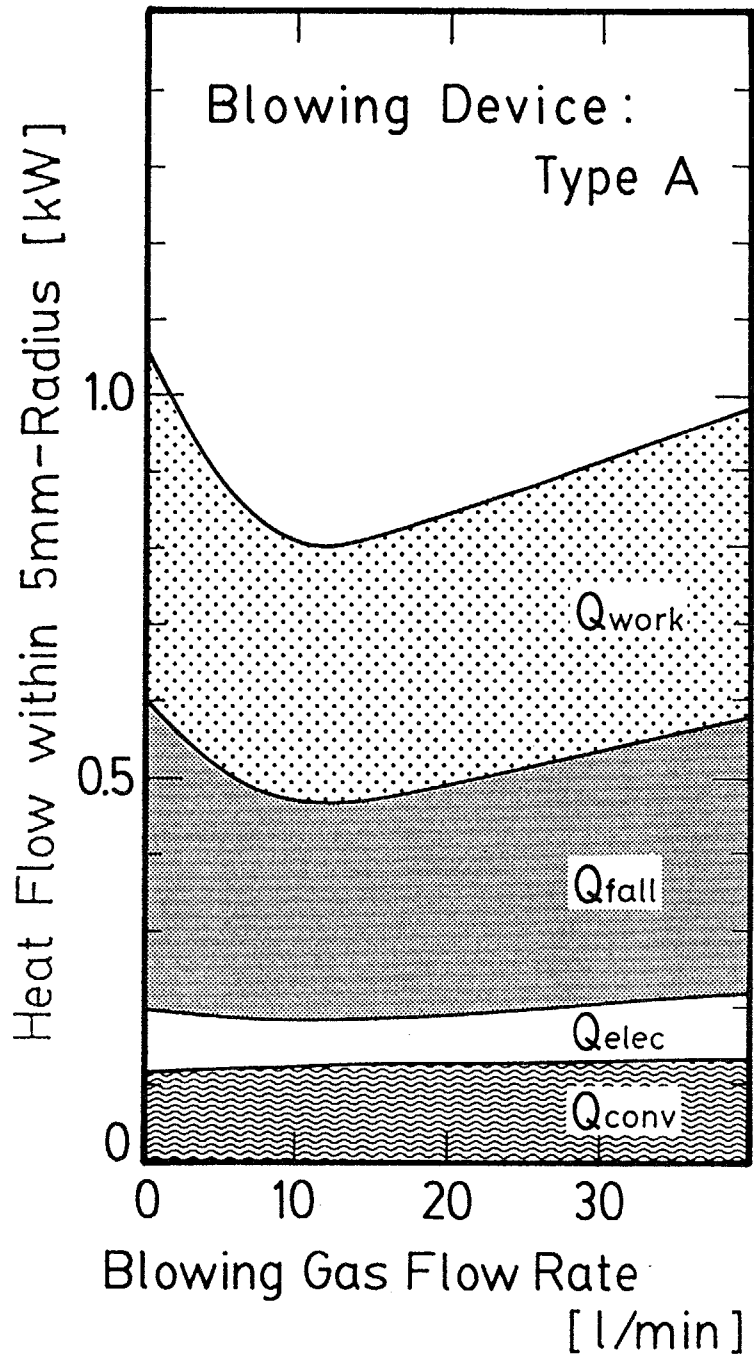


Fig. 5-22 Effect of blowing gas flow rate on heat flow within 5 mm-radius; plasma gas; 10 litre/min; type A.

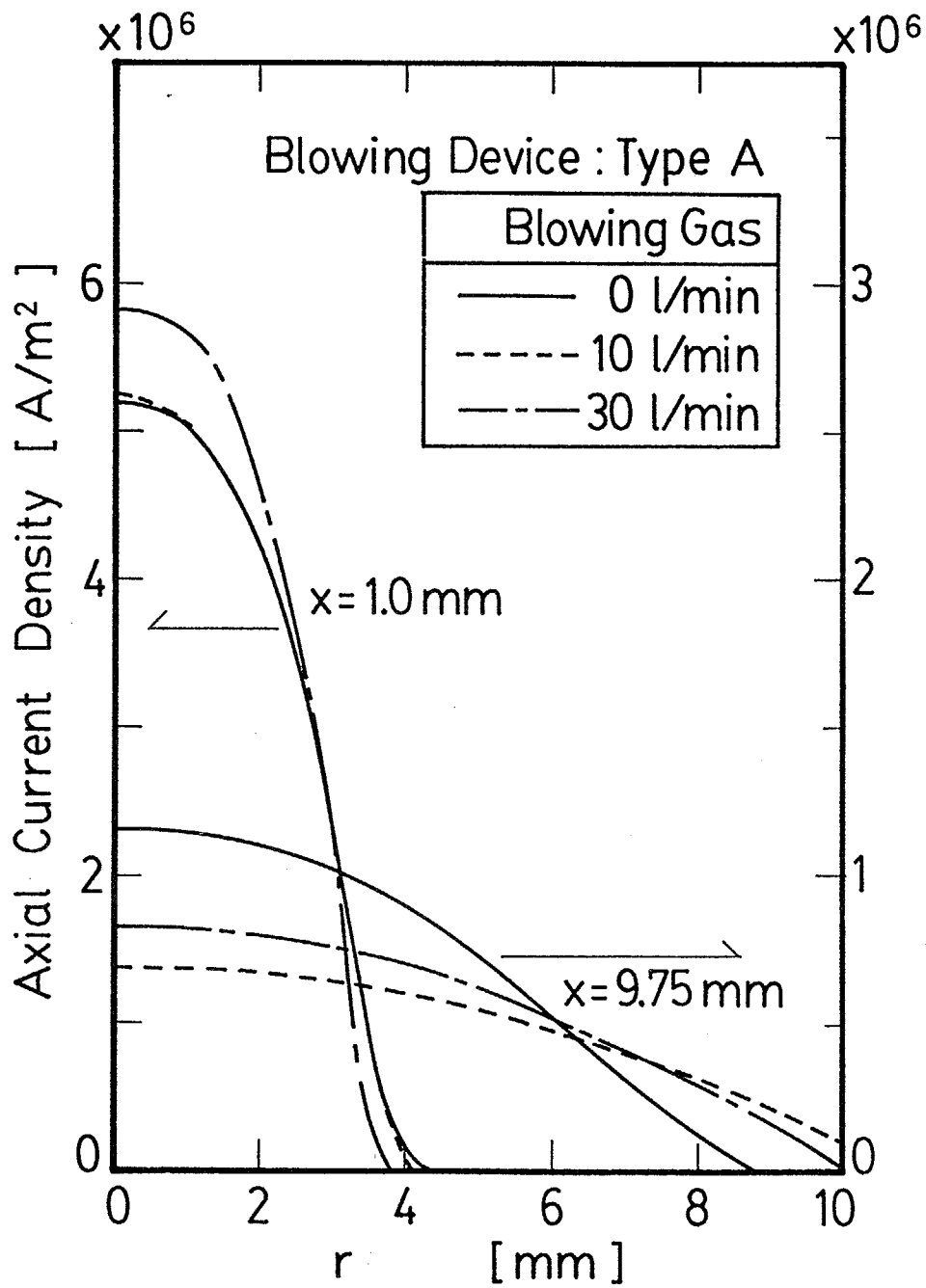


Fig. 5-23 Effect of blowing gas on axial current density distributions; plasma gas; 10 litre/min; type A.

る。

2) 吹き出し装置：タイプB 吹き出し装置タイプBを用いて平板陽極における熱移動量分布の制御を行う。タイプBは移行型アークの陽極点に向けて、アークの接線方向にガス流を吹き出す装置である。タイプBでは θ 方向の速度を考慮して数値解析を行う。

吹き出しガス流量が陽極における熱移動量分布の最大値と半値幅に与える影響をFig. 5-24に示す。図中のキーは実験から得た値である。このときのアルゴンの吹き出し位置は $D = 5 \text{ mm}$ 、 $H = 5 \text{ mm}$ である。陽極の半径 5 mm 以内の熱移動量に対する吹き出しガス流量の影響をFig. 5-25に示す。吹き出しガス流により熱移動量分布が鋭くなる。吹き出しガス流量が 20 litre/min で熱移動量は頭打ちになる。これは 20 litre/min 以上の吹き出しガス流では、アークが冷却されるためである。このことは 20 litre/min 以上では $Q_{c.o.n.v}$ が減少することから明かである。

吹き出しガス流がアークに与える影響を検討するために軸方向速度と温度の吹き出し位置近傍 ($x = 5.5 \text{ mm}$) における半径方向分布をFig. 5-26に示す。これらの分布は特にアーク周辺において吹き出しガスにより絞られている。静圧と軸方向電流密度分布の $x = 5.5 \text{ mm}$ における半径方向分布をFig. 5-27に示す。これらの分布も吹き出しガス流により絞られている。アノードスポットに向けて θ 方向のガス流を吹き出すことにより、プラズマアークを絞ることができる。

タイプBにおいて吹き出し高さ H が、陽極の熱移動量分布の最大値と半値幅に与える影響をFig. 5-28に示す。このときのアルゴンの吹き出し位置 D は 5 mm 、吹き出しガスの速度は 11.8 m/s である。陽極の半径 5 mm 以内の熱移動量に対する吹き出し高さの影響をFig. 5-29に示す。吹き出し高さが陽極に近いほど熱移動量分布が鋭くなる。吹き出し高さが陽極に近いほどより効果的に陽極近傍のアークを冷却して電流密度分布を絞るためである。これは吹き出し高さが陽極に近いほど $Q_{c.o.n.v}$ が減少することから明かである。吹き出し高さを変えた場合の軸方向電流密度分布の中心軸上の分布をFig. 5-30に示す。ガス流を吹き出す高さの近傍において電流密度が上昇している。

タイプBにおいてガスを吹き出すオフセンターの位置 D が、陽極の熱移動量分布の最大値と半値幅に与える影響をFig. 5-31に示す。このときのアルゴンの吹き出し高さ H は 5 mm 、吹き出しガスの速度は 11.8 m/s である。陽極の半径 5 mm 以内の熱移動量に対するオフセンターの位置の影響をFig. 5-32に示す。ガスをアークの中心に向けて吹き出すほど熱移動量分布が鋭くなる。オフセンターの位置を変えた場合の温度の半径方向分布をFig. 5-33に示す。ガス流を

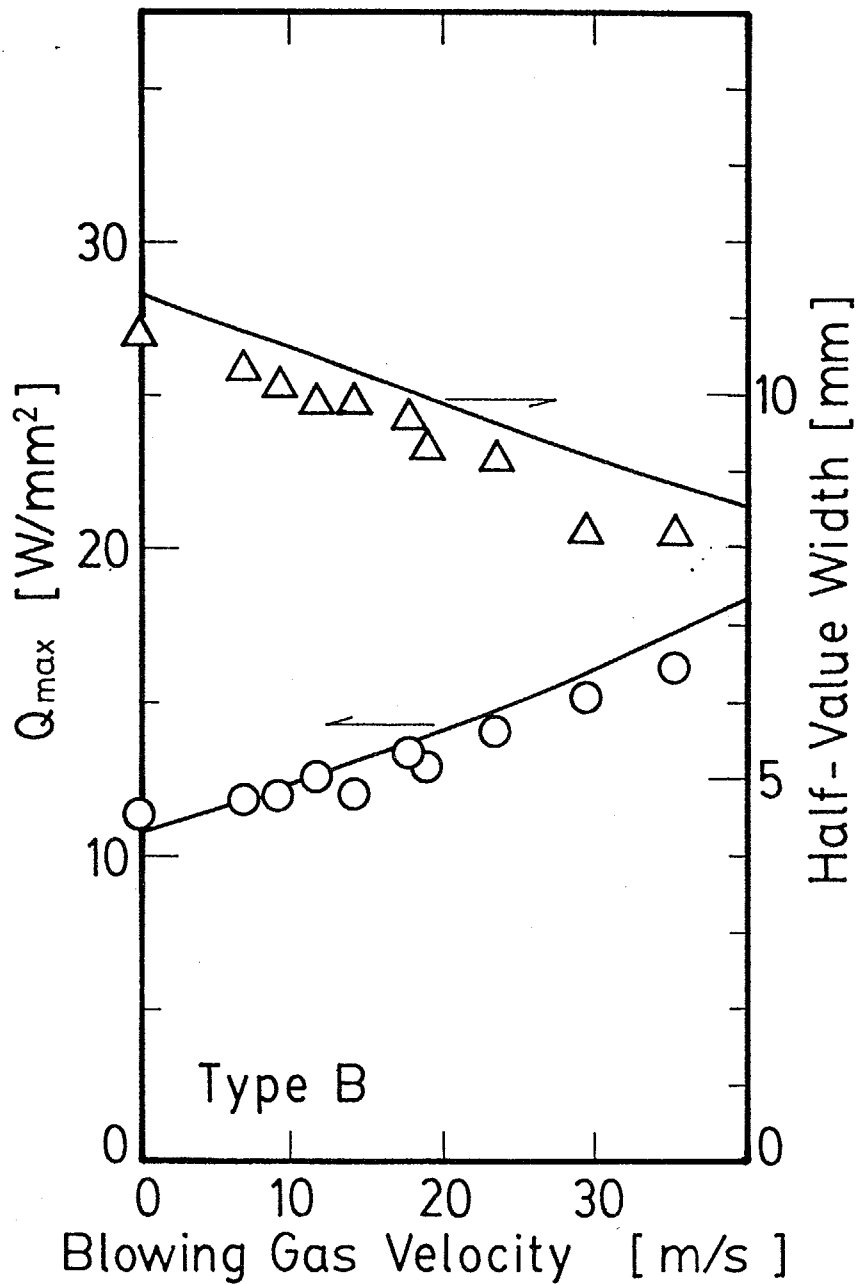


Fig. 5-24 Effect of blowing gas flow rate on Q_{max} and half-value width; plasma gas: 12.5 litre/min; type B; $D = 5$ mm; $H = 5$ mm.

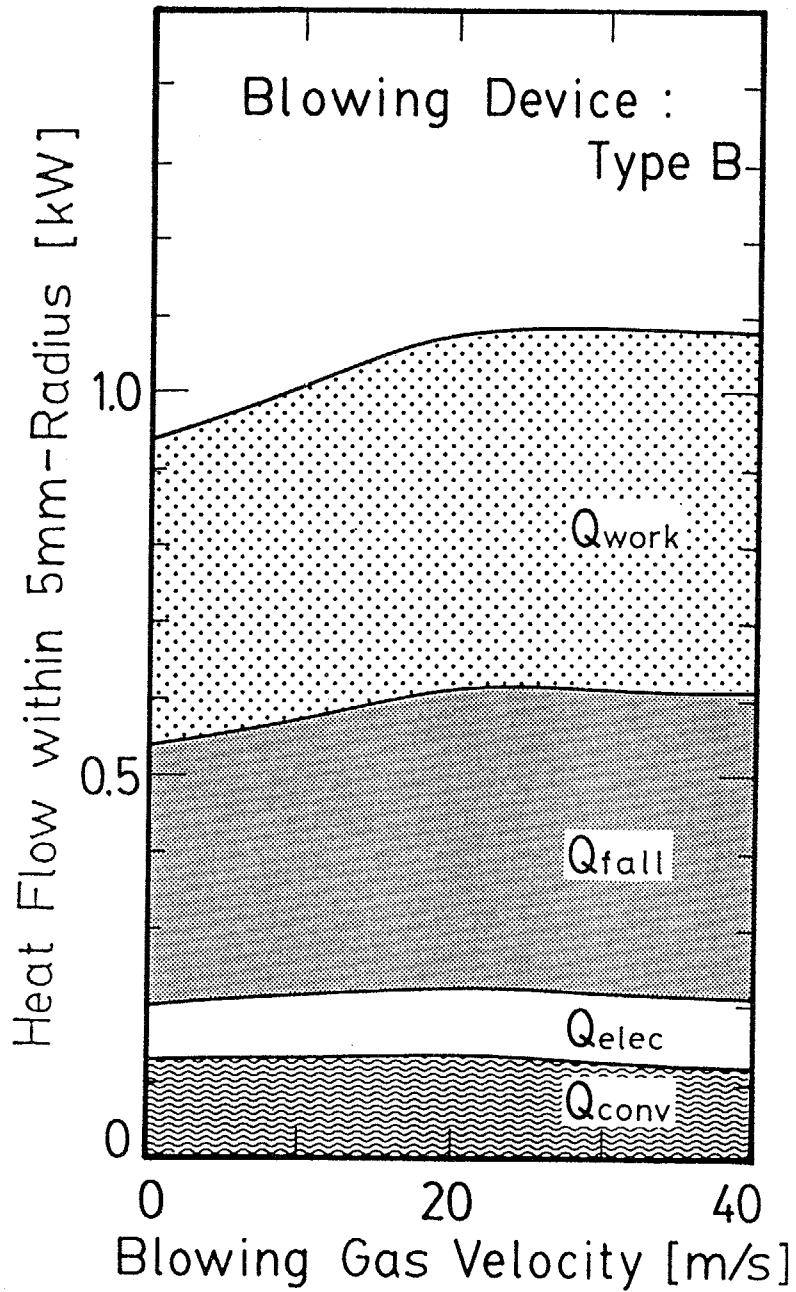


Fig. 5-25 Effect of blowing gas flow rate on heat flow within 5 mm-radius; plasma gas; 12.5 litre/min; type B; D = 5 mm; H = 5 mm.

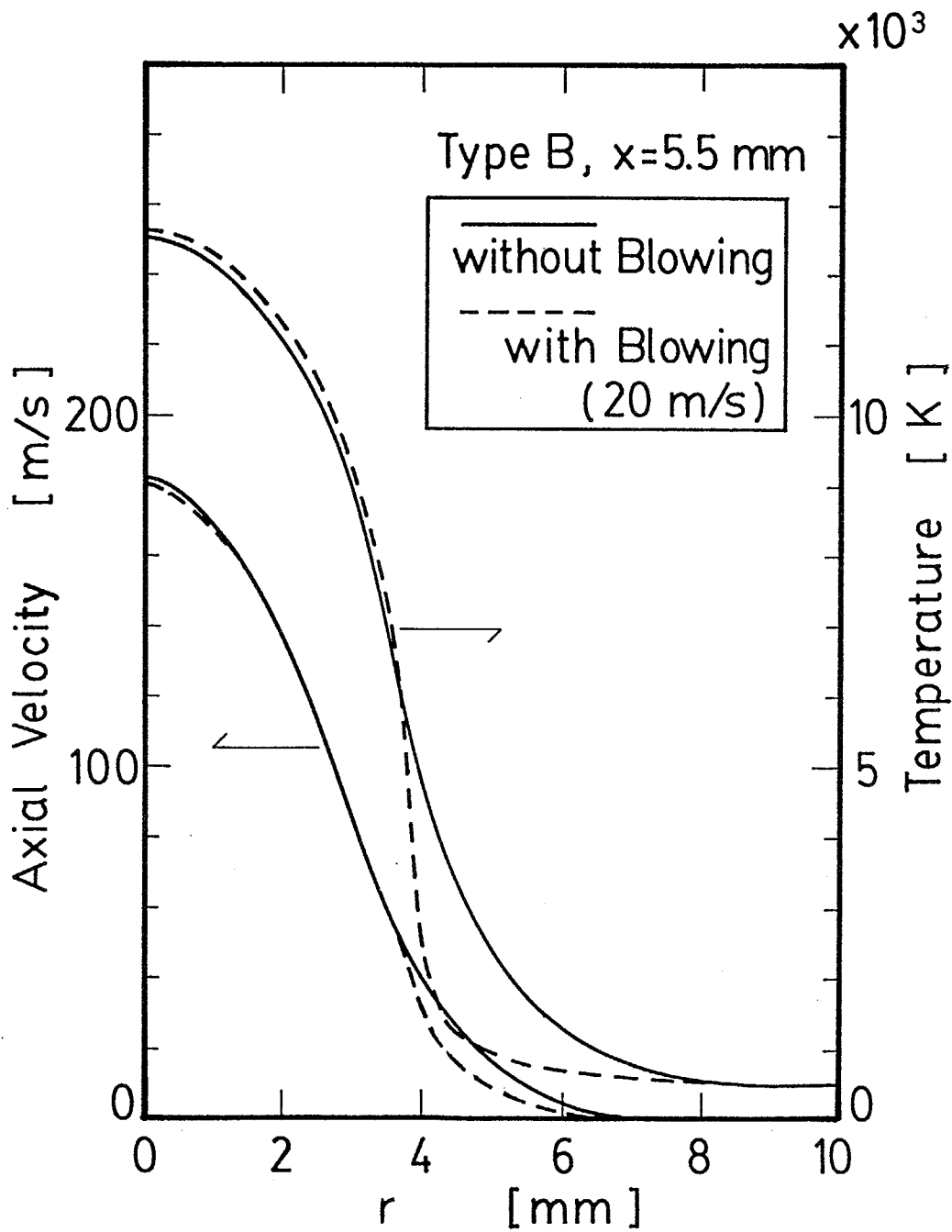


Fig. 5-26 Effect of blowing gas on plasma axial velocity and temperature distributions; plasma gas: 12.5 litre/min; type B; $D = 5$ mm; $H = 5$ mm.

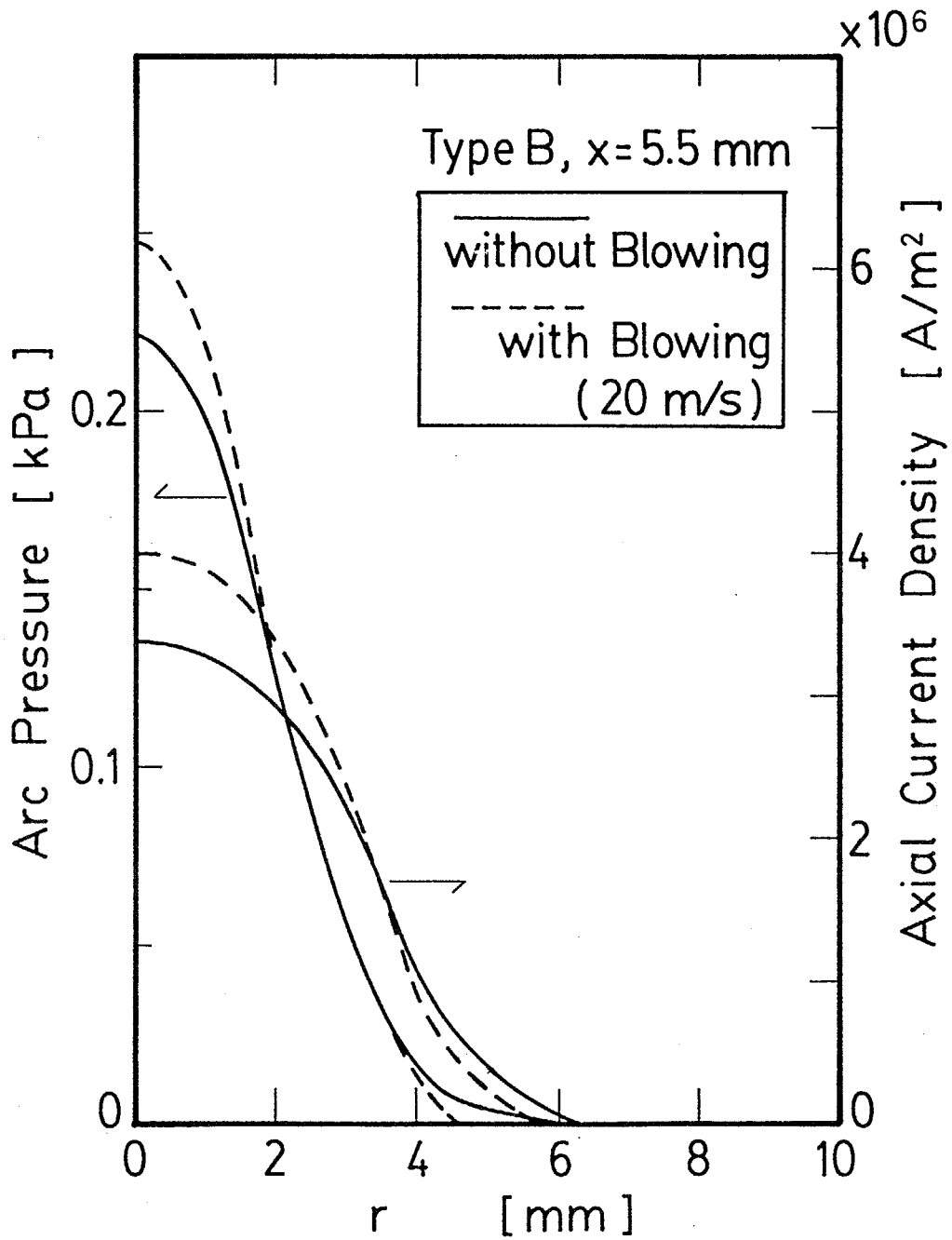


Fig. 5-27 Effect of blowing gas on arc pressure and axial current density distributions; plasma gas: 12.5 litre/min; type B; D = 5 mm; H = 5 mm.

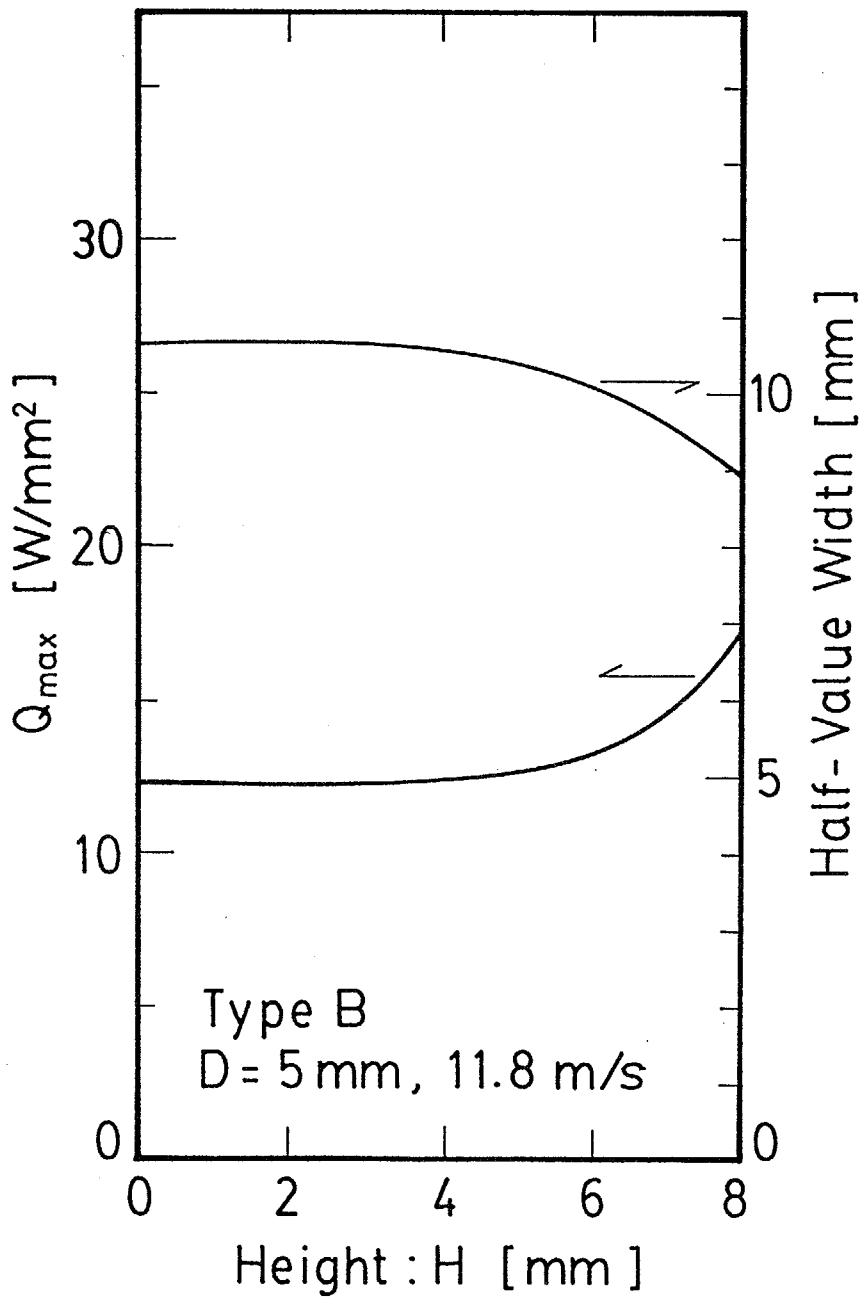


Fig. 5-28 Effect of blowing height on Q_{\max} and half-value width; plasma gas: 12.5 litre/min; type B; $D = 5$ mm.

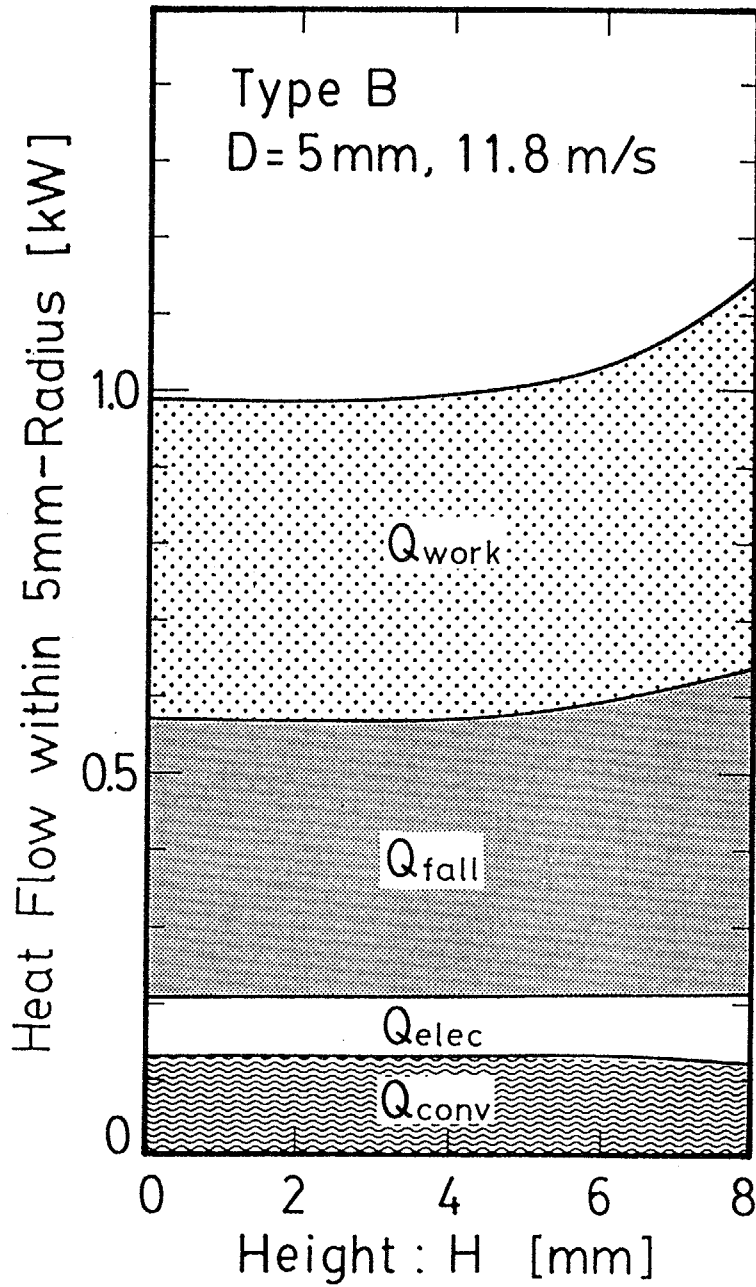


Fig. 5-29 Effect of blowing height on heat flow within 5 mm-radius; plasma gas: 12.5 litre/min; type B; D = 5 mm.

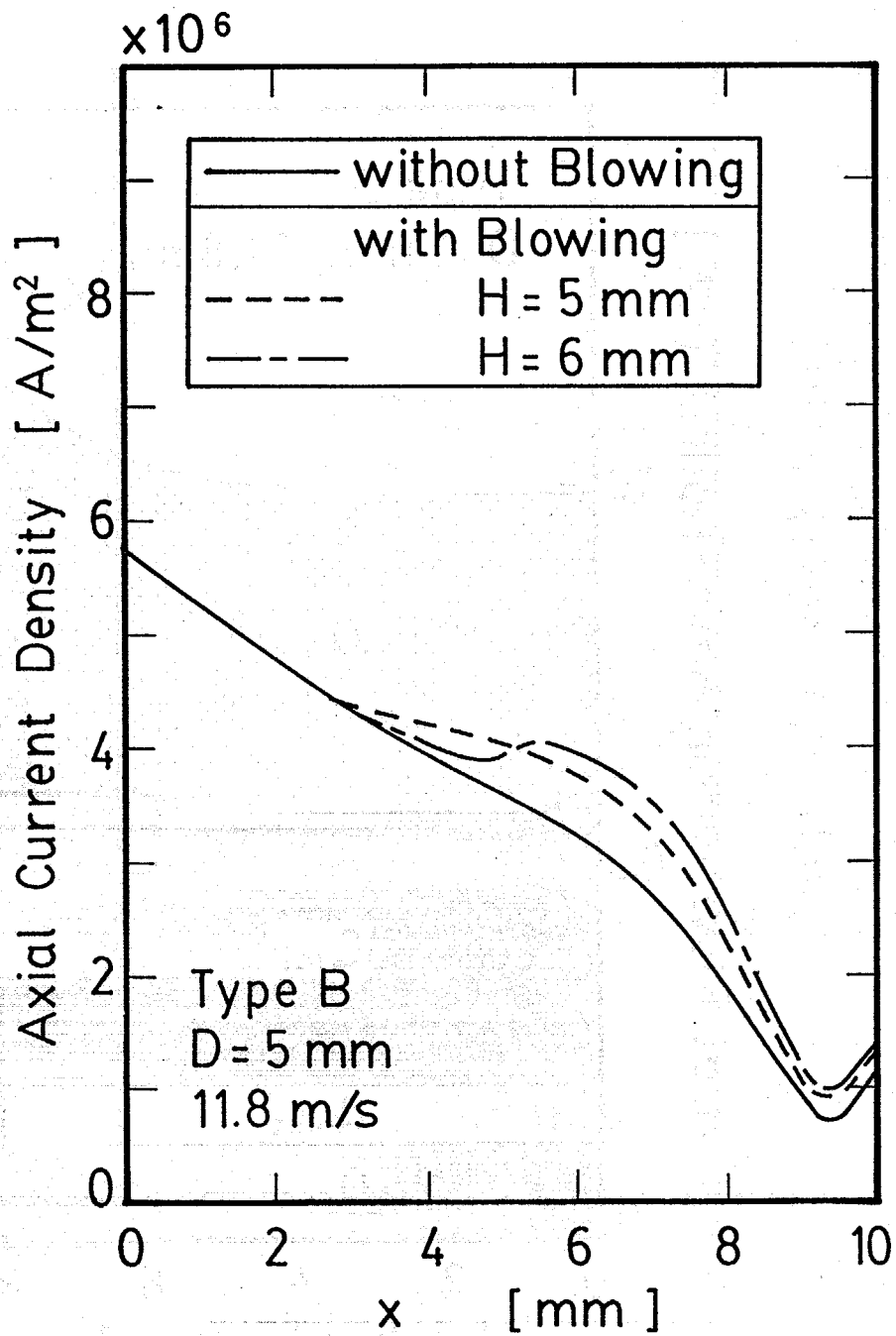


Fig. 5-30 Effect of blowing gas on axial current density distribution; plasma gas: 12.5 litre/min; type B.

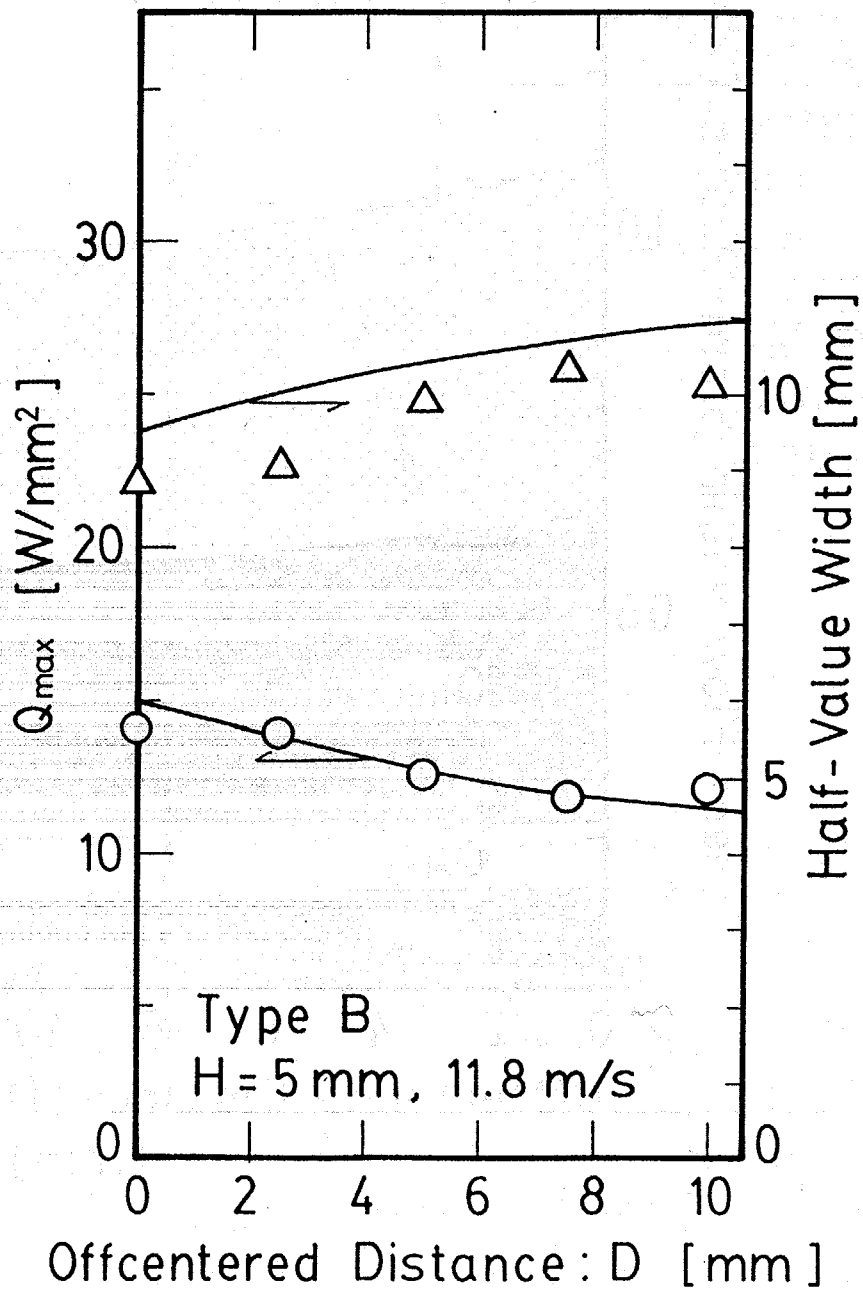


Fig. 5-31 Effect of offcentered distance of blowing on Q_{max} and half-value width; plasma gas: 12.5 litre/min; type B; H = 5 mm.

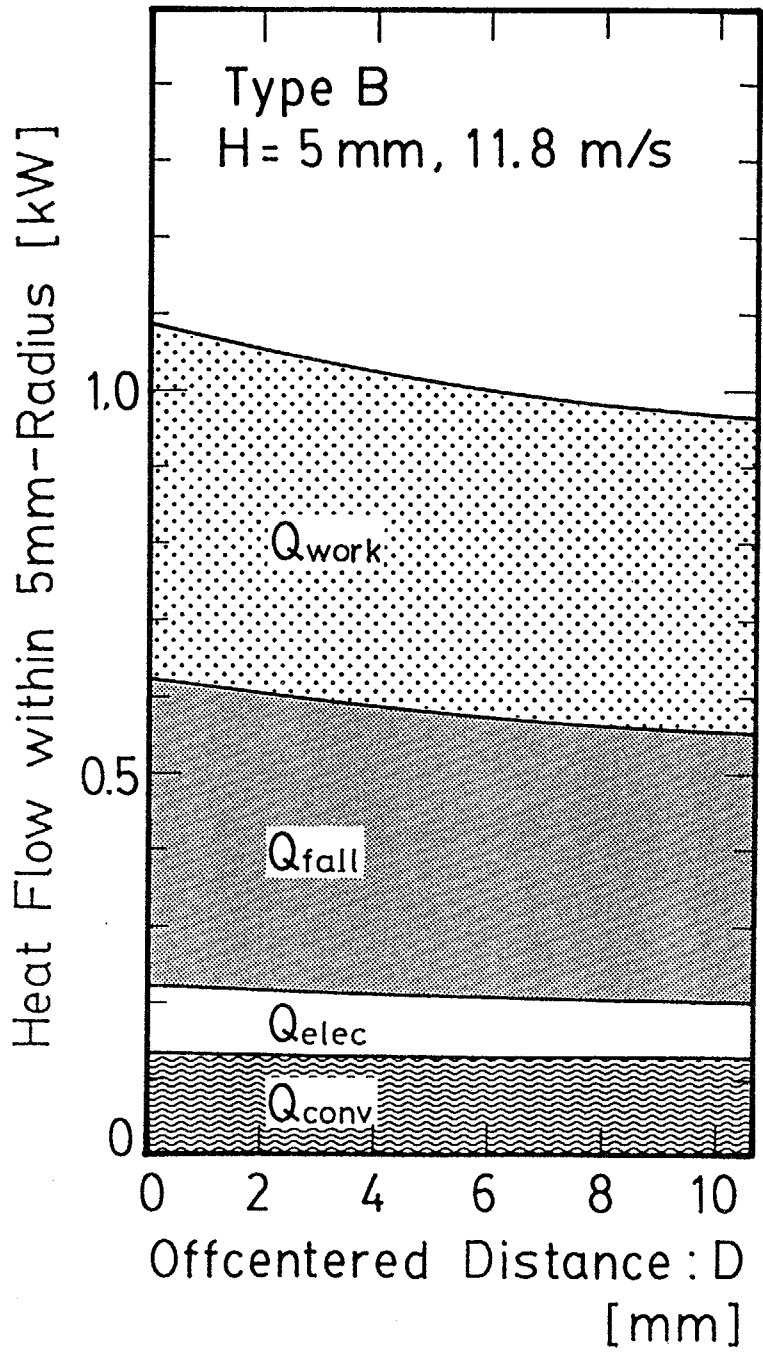


Fig. 5-32 Effect of offcentered distance of blowing on heat flow within 5 mm-radius; plasma gas: 12.5 litre/min; type B; H = 5 mm.

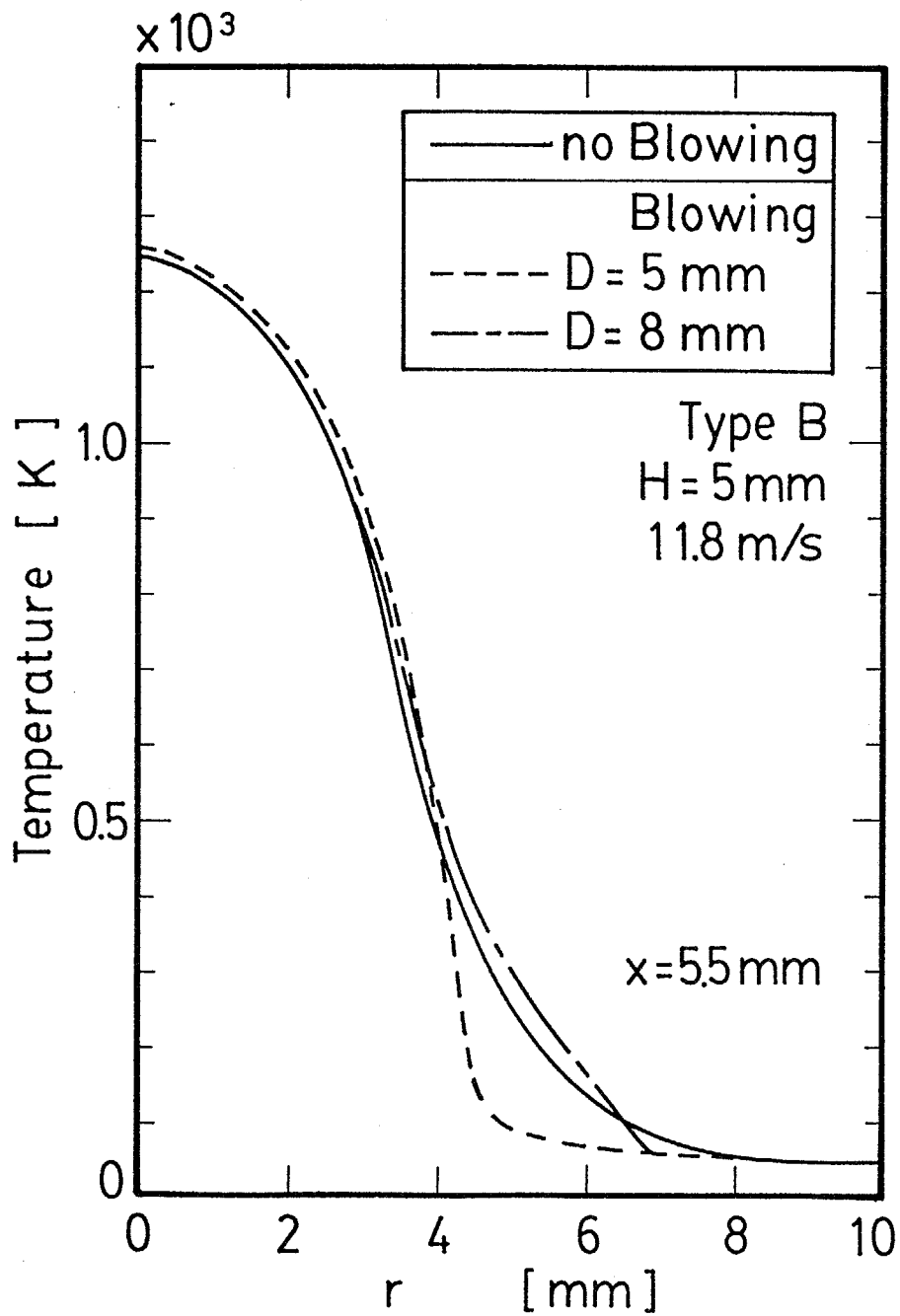


Fig. 5-33 Effect of blowing gas on plasma temperature distribution; plasma gas: 12.5 litre/min; type B.

吹き出す位置の近くでアークが冷却され、分布が絞られている。

3) 吹き出し装置：タイプC 吹き出し装置タイプCを用いて平板陽極における熱移動量分布の制御を行う。タイプCは移行型アークに向けて接線方向のガスを水平に吹き出す装置である。タイプCでは θ 方向の速度を考慮して数値解析を行う。

吹き出しガス流量が陽極における熱移動量分布の最大値と半値幅に与える影響をFig. 5-34に示す。図中のキーは実験から得た値である。このときのアルゴンの吹き出し位置は $D = 5 \text{ mm}$ 、 $H = 3 \text{ mm}$ である。陽極の半径 5 mm 以内の熱移動量に対する吹き出しガス流量の影響をFig. 5-35に示す。吹き出しガス流により熱移動量分布が鋭くなる。

吹き出しガス流がアークに与える影響を検討するために軸方向速度と温度の吹き出し位置近傍 ($x = 3.5 \text{ mm}$) における半径方向分布をFig. 5-36に示す。これらの分布は特にアーク周辺において吹き出しガスにより絞られている。静圧と軸方向電流密度分布の $x = 3.5 \text{ mm}$ における半径方向分布をFig. 5-37に示す。これらの分布も吹き出しガス流により絞られている。アークに向けて水平方向に θ 方向のガス流を吹き出すことにより、アークを絞ることができる。これらの結果はタイプBの場合と同様である。

タイプCにおいて吹き出し高さ H が、陽極の熱移動量分布の最大値と半値幅に与える影響をFig. 5-38に示す。このときのアルゴンの吹き出し位置 D は 5 mm 、吹き出しガスの速度は 11.8 m/s である。陽極の半径 5 mm 以内の熱移動量に対する吹き出し高さの影響をFig. 5-39に示す。吹き出し高さが陽極に近くなると、熱移動量分布がやや鋭くなる。これは吹き出し高さが陽極に近いほど陽極近傍のアークを冷却して電流密度分布を絞るためである。吹き出し高さを変えた場合の軸方向電流密度分布の中心軸上の分布をFig. 5-40に示す。ガス流を吹き出す高さの近傍において電流密度が上昇している。

タイプCにおいてガスを吹き出すオフセンターの位置 D が、陽極の熱移動量分布の最大値と半値幅に与える影響をFig. 5-41に示す。このときの吹き出し高さ H は 5 mm 、吹き出しガスの速度は 11.8 m/s である。陽極の半径 5 mm 以内の熱移動量に対するオフセンターの位置の影響をFig. 5-42に示す。ガスをアークの中心に向けて吹き出すほど熱移動量分布が鋭くなる。オフセンターの位置を変えた場合の温度の半径方向分布をFig. 5-43に示す。ガス流を吹き出す位置の近くでアークが冷却されている。これらの結果はタイプBの場合と同様である。

4) 操作条件による制御 吹き出しガスを使用せずに、移行型アークの操作条件によって陽極における熱移動量分布の制御を行う。ここでも分布の鋭さを

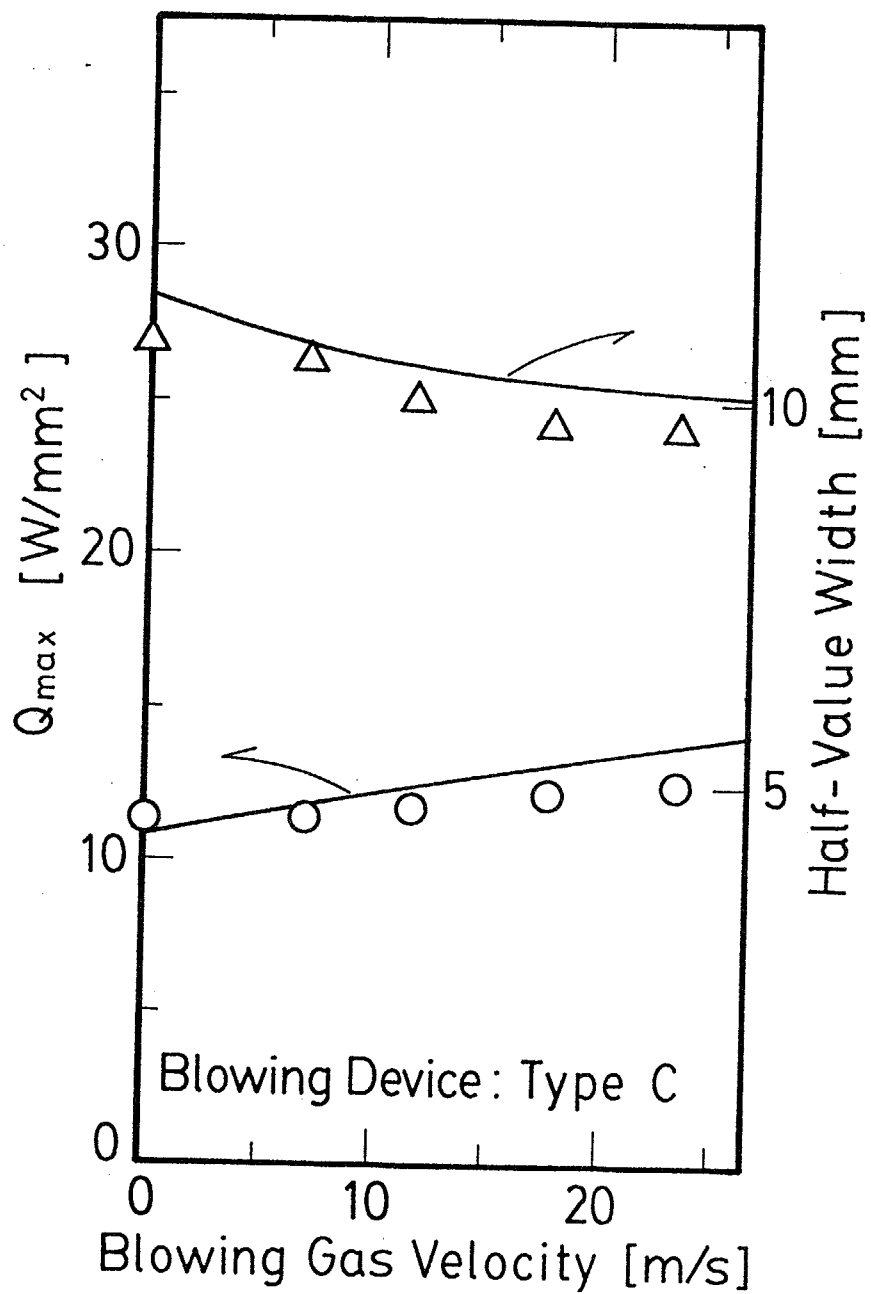


Fig. 5-34 Effect of blowing gas flow rate on Q_{\max} and half-value width; plasma gas: 12.5 litre/min; type C; $D = 5$ mm; $H = 3$ mm.

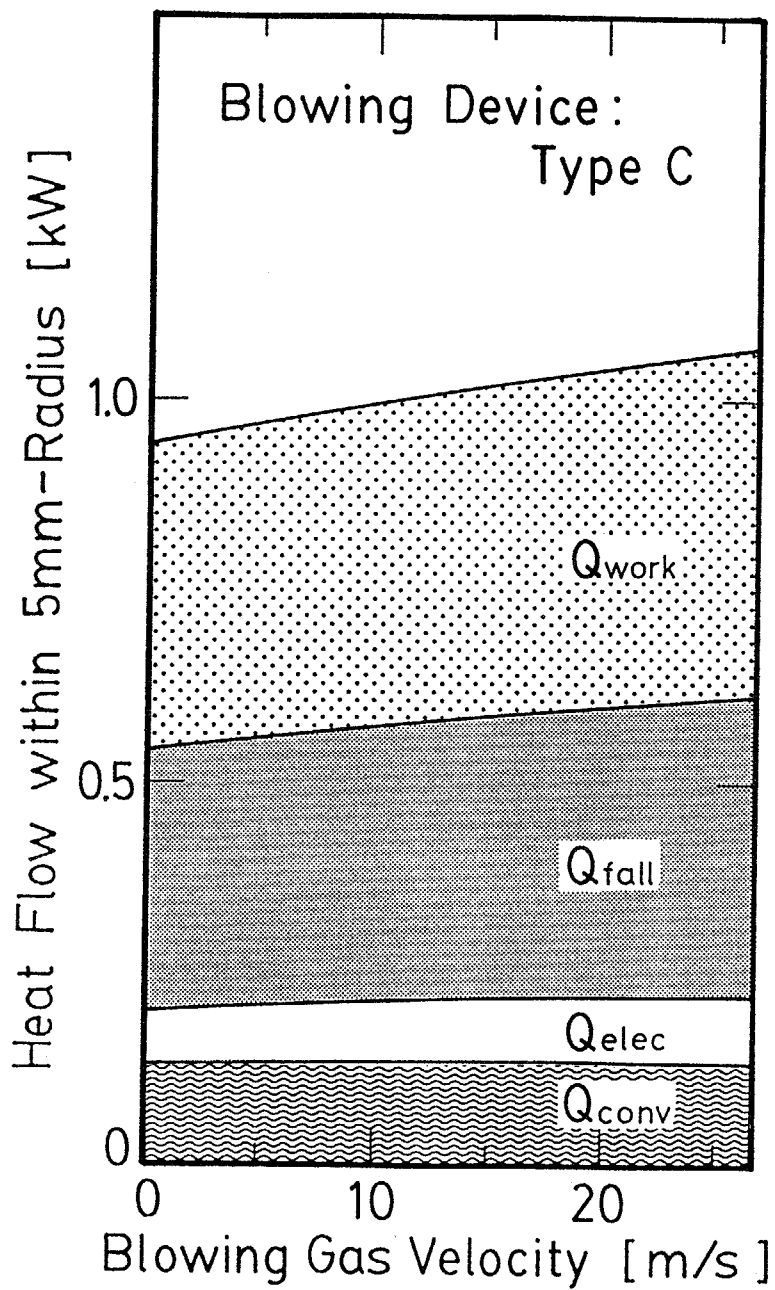


Fig. 5-35 Effect of blowing gas flow rate on heat flow within 5 mm-radius; plasma gas; 12.5 litre/min; type C; D = 5 mm; H = 3 mm.

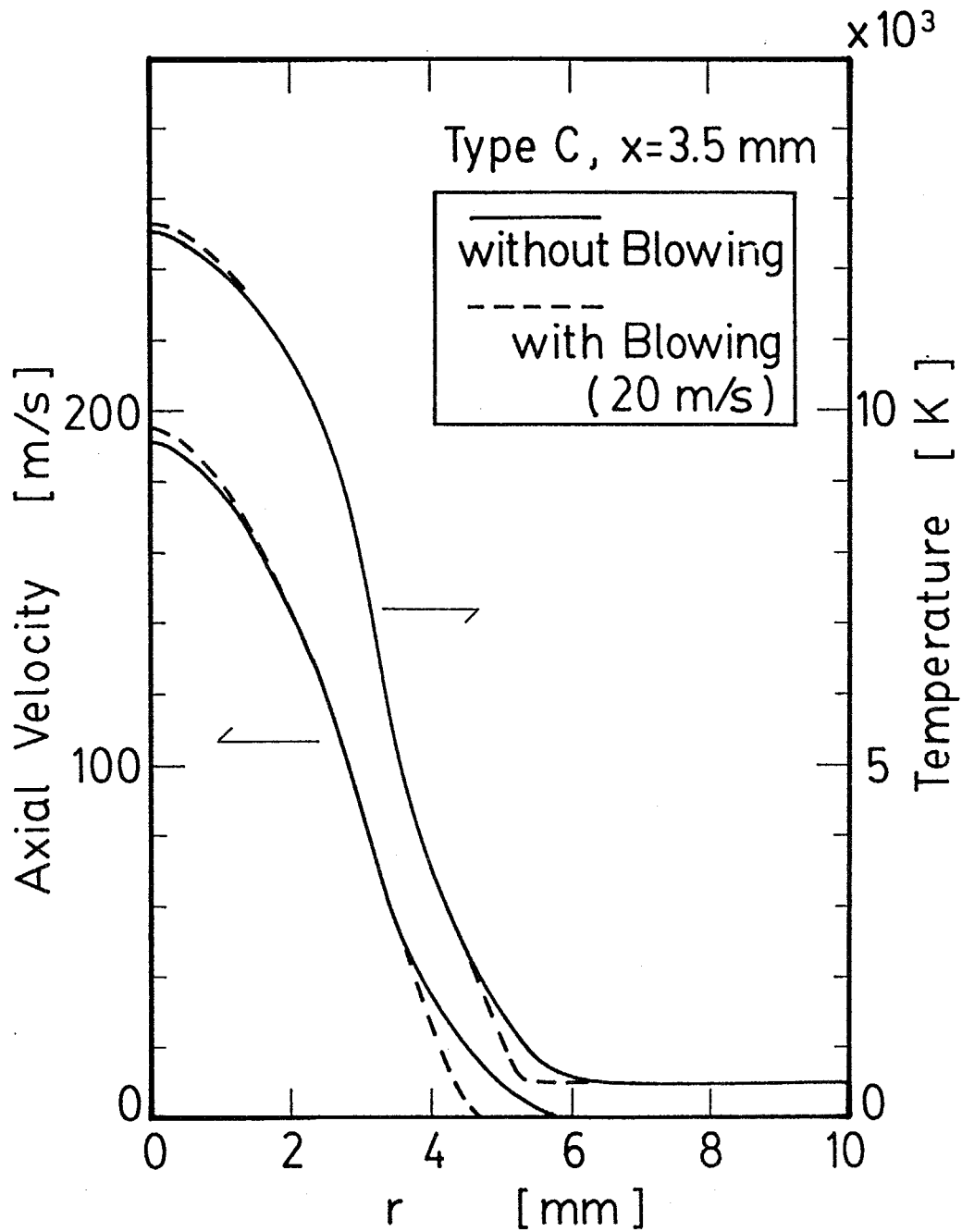


Fig. 5-36 Effect of blowing gas on plasma axial velocity and temperature distributions; plasma gas: 12.5 litre/min; type C; D = 5 mm; H = 3 mm.

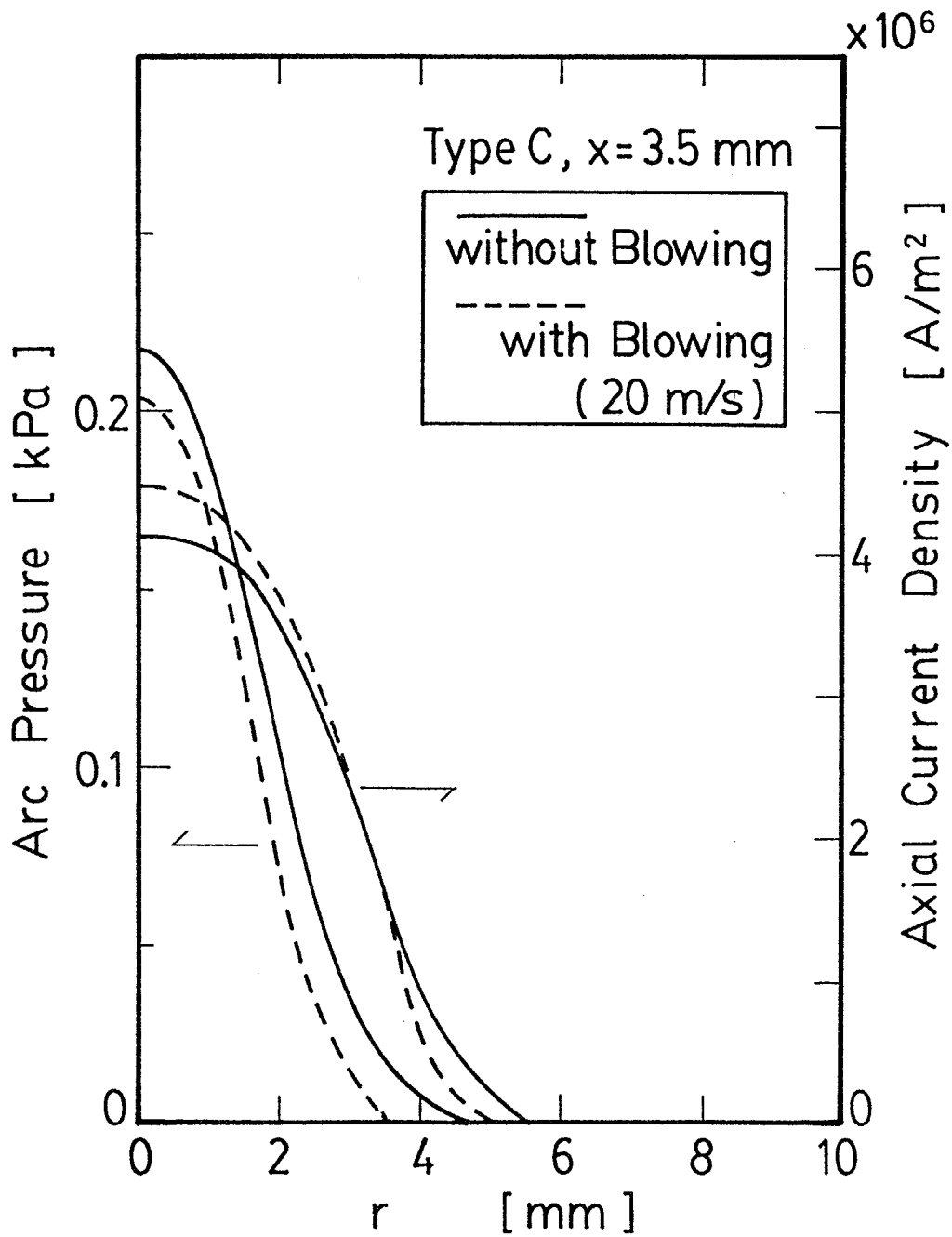


Fig. 5-37 Effect of blowing gas on arc pressure and axial current density distributions; plasma gas: 12.5 litre/min; type C; D = 5 mm; H = 3 mm.

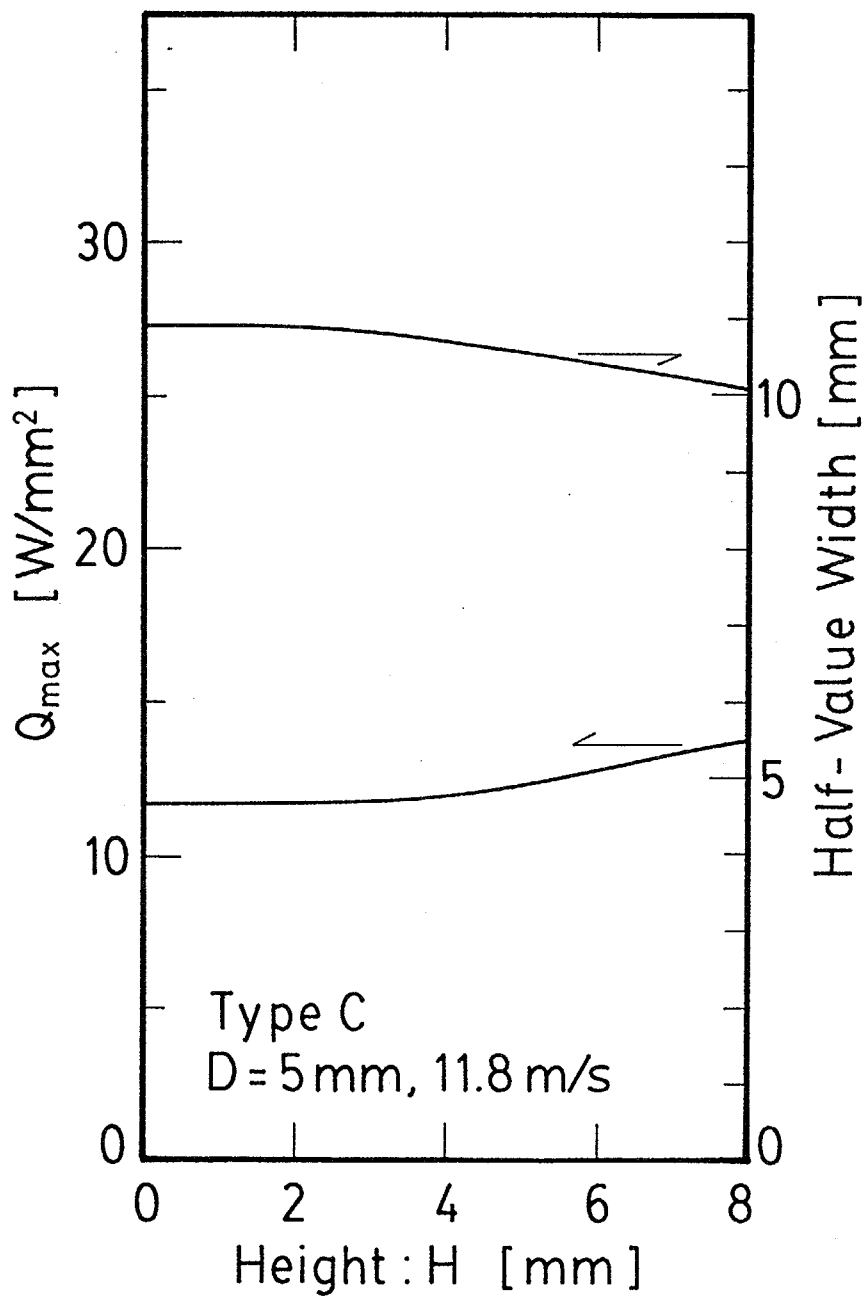


Fig. 5-38 Effect of blowing height on Q_{\max} and half-value width; plasma gas: 12.5 litre/min; type C; 11.8 m/s; D = 5 mm.

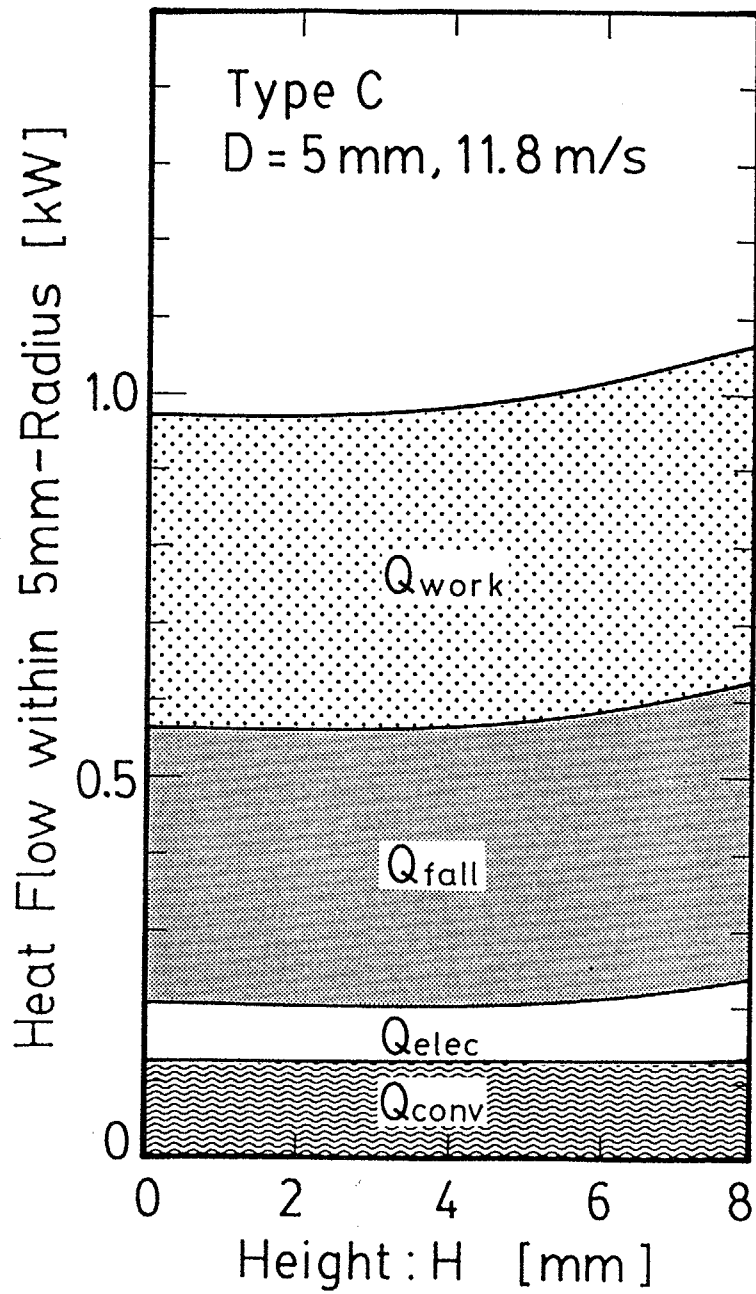


Fig. 5-39 Effect of blowing height on heat flow within 5 mm-radius; plasma gas: 12.5 litre/min; type C; D = 5 mm.

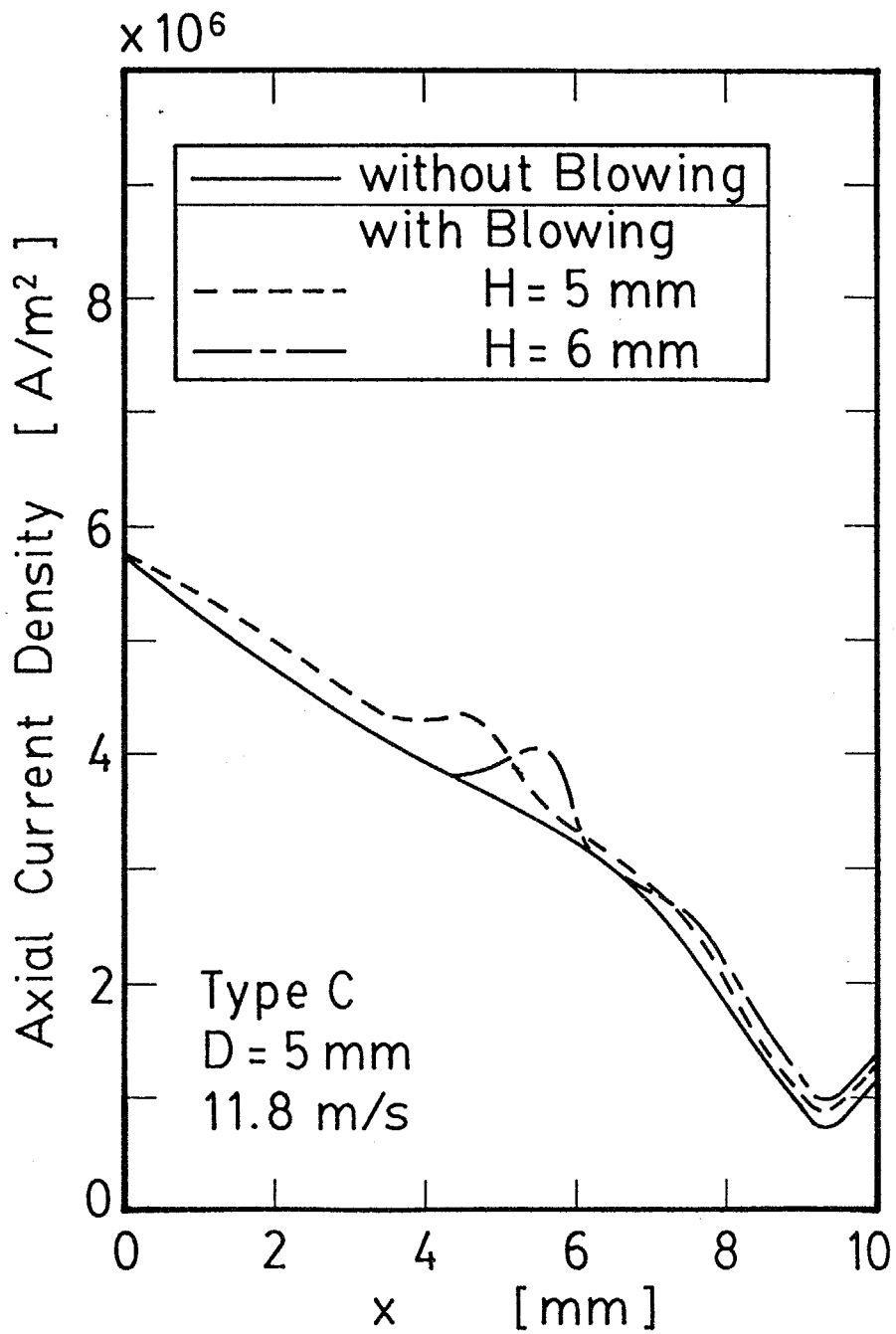


Fig. 5-40 Effect of blowing gas on axial current density along centerline; plasma gas: 12.5 litre/min; type C.

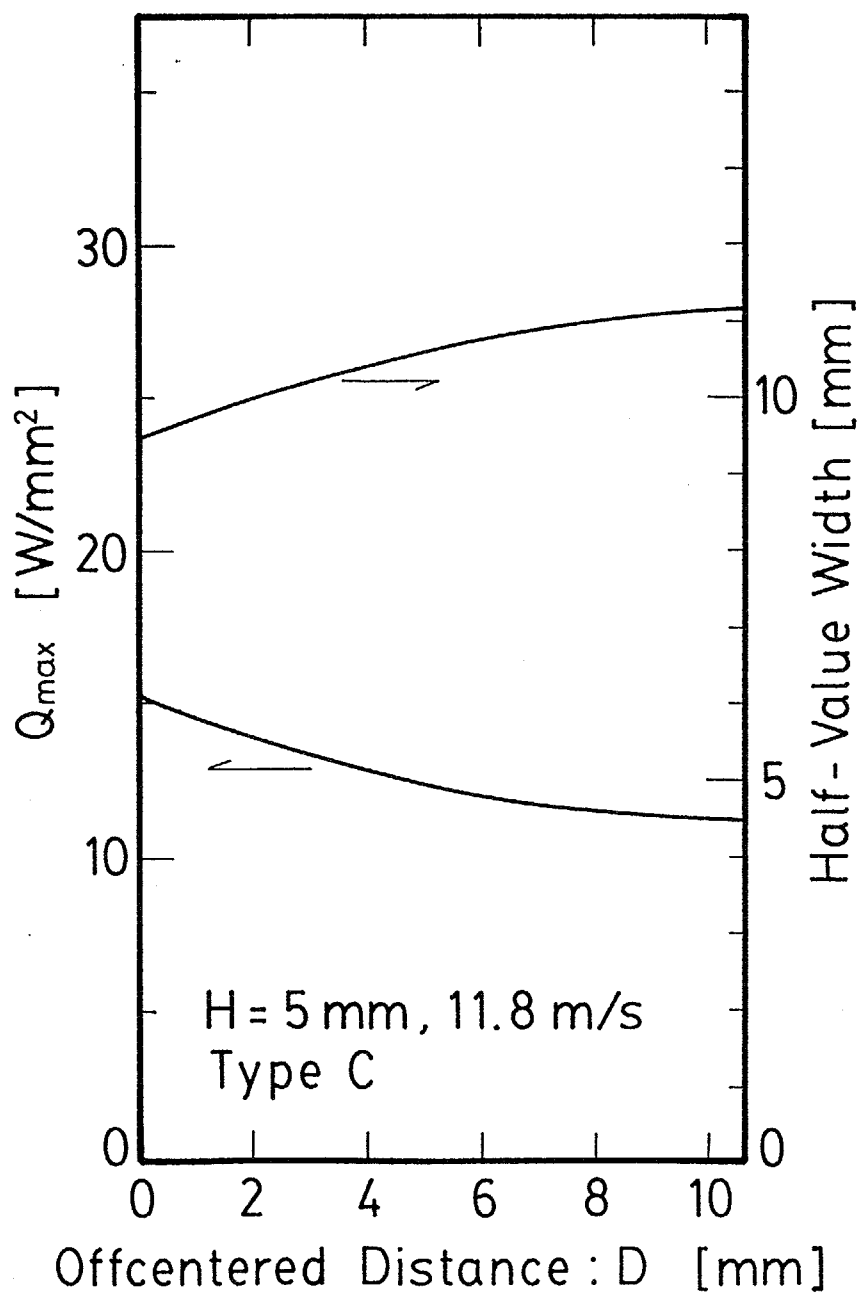


Fig. 5-41 Effect of offcentered distance of blowing on Q_{\max} and half-value width; plasma gas: 12.5 litre/min; type C; $H = 5 \text{ mm}$.

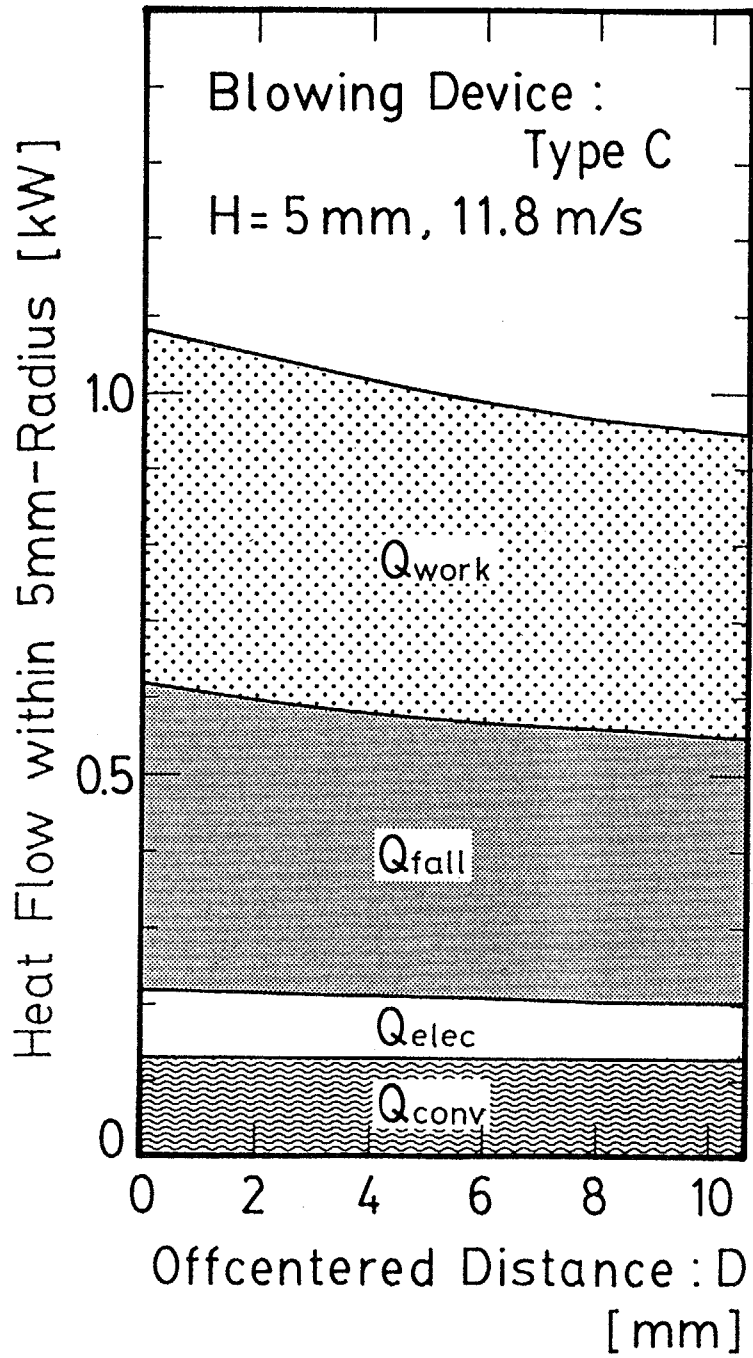


Fig. 5-42 Effect of offcentered distance of blowing on heat flow within 5 mm-radius; plasma gas: 12.5 litre/min; type C; H = 5 mm.

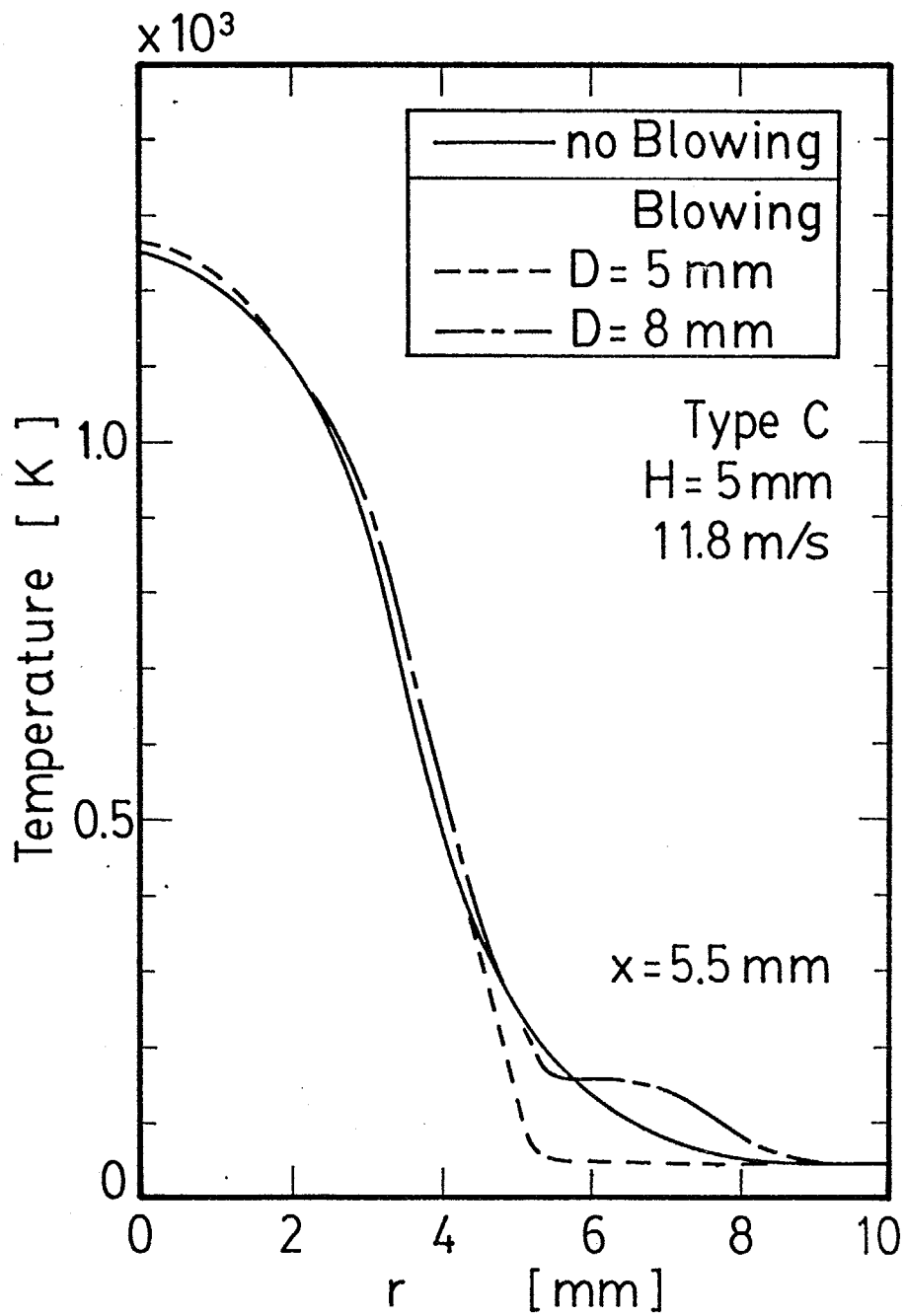


Fig. 5-43 Effect of blowing gas on plasma temperature distribution; plasma gas: 12.5 litre/min; type C.

示す指標として、陽極の半径 5 mm 以内の熱移動量を用いる。ここでは θ 方向の速度は考慮しない。

プラズマガス流量が、陽極の熱移動量分布の最大値と半値幅に与える影響を Fig. 5-44 に示す。図中のキーは実験から得た値である。流量の増加によって、熱移動量分布の最大値は減少し半値幅は増加する。このために陽極における熱移動量分布が低くなだらかになる。陽極の半径 5 mm 以内の熱移動量に対するプラズマガス流量の影響を Fig. 5-45 に示す。プラズマガス流量が増えると全体の熱移動量は減少する。ガス流量の増加により Q_{conv} は増加するが、 Q_{work} 、 Q_{fall} 、および Q_{elec} が減少するからである。 Q_{conv} が増加することは、通常の高温気流が平板に衝突する場合には流速が速くなると対流伝熱量が増加することと同様である。電子が陽極に入射することに起因する Q_{work} 、 Q_{fall} 、および Q_{elec} が減少するのは、流量の増加に伴って電流密度が小さくなり、半径 5 mm 以内の電流値が下がるためである。

軸方向速度、温度の中心軸上の分布をそれぞれ Figs. 5-46, 47 に示す。軸方向速度はノズル出口後に徐々に減少し、陽極に近づくとき大きく減少する。また流量が大きいほど軸方向速度が大きい。中心の温度は流量によって大きな変化はなく、およそ 12400 K である。中心の温度は陽極に近づくまでほとんど変化はなく、陽極近傍で急激に減少する。静圧の中心軸上の分布を Fig. 5-48 に示す。また陽極面における静圧の半径方向分布を Fig. 5-49 に示す。流量が大きいほど陽極面近傍の静圧が上昇する。流量が大きいほど衝突が強くなるためである。軸方向電流密度の中心軸上の分布を Fig. 5-50 に示す。また陽極における軸方向電流密度の半径方向分布を Fig. 5-51 に示す。流量が大きいほど陽極における電流密度の分布は低くなだらかになる。プラズマガスの流量が増えるとアークの流速が速くなり、陽極における衝突が強くなる。そのために陽極面においてアークは半径方向に広がり、電流密度が低くなだらかになる。このために熱移動量分布はなだらかになる。

アーク電流が、陽極の熱移動量分布の最大値と半値幅に与える影響を Fig. 5-52 に示す。図中のキーは実験から得た値である。アーク電流に対して熱移動量分布の最大値は直線的に増加する。このとき半値幅はほぼ一定である。このために陽極における熱移動量分布は鋭くなる。陽極の半径 5 mm 以内の熱移動量に対するアーク電流の影響を Fig. 5-53 に示す。電流が増えると陽極の熱移動量は直線的に増加する。アークから陽極への熱移動量分布は電子の入射による影響が大きいので電流密度が上昇するとアークから陽極への熱移動量が増加する。

軸方向電流密度の中心軸上の分布を Fig. 5-54 に示す。また陽極における軸

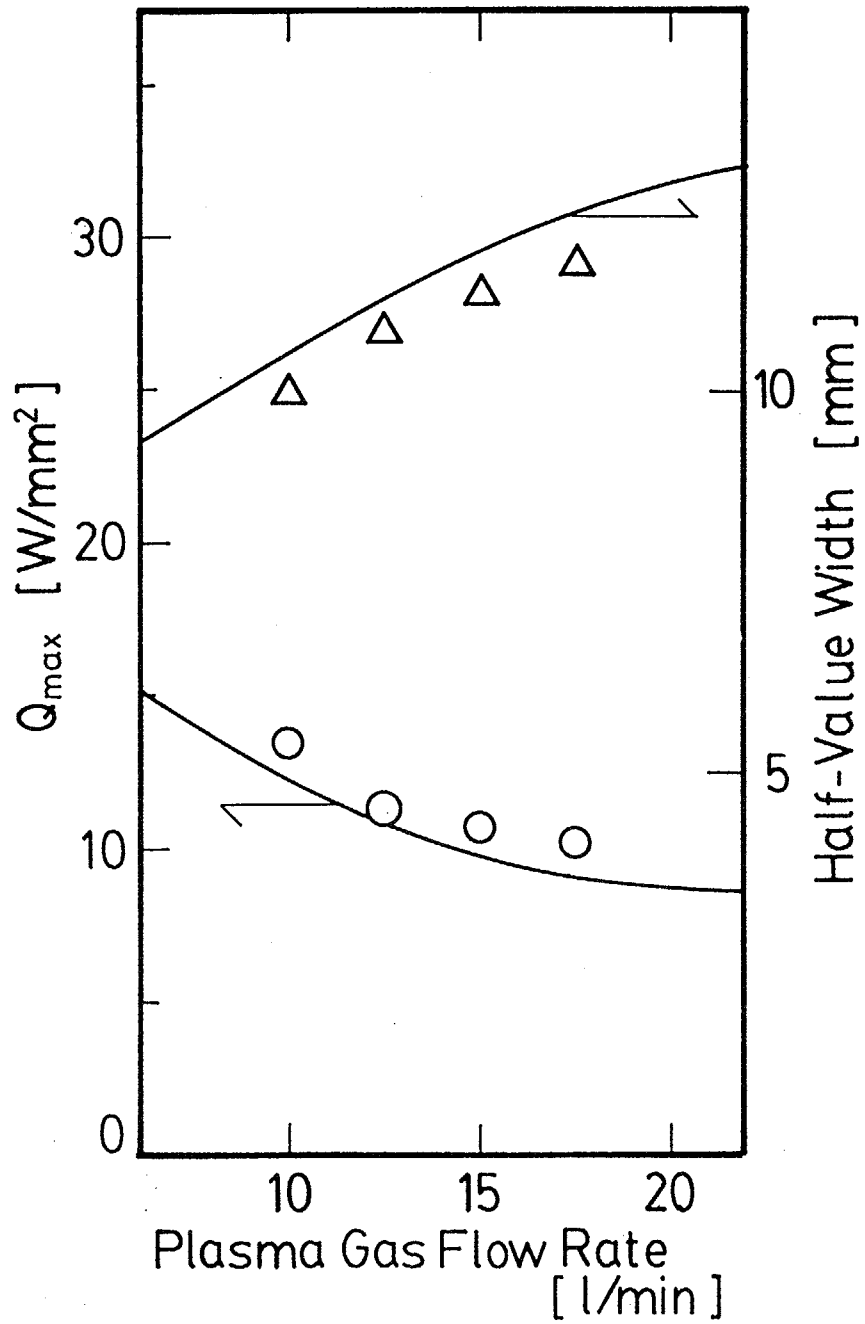


Fig. 5-44 Effect of plasma gas flow rate on Q_{\max} and half-value width.

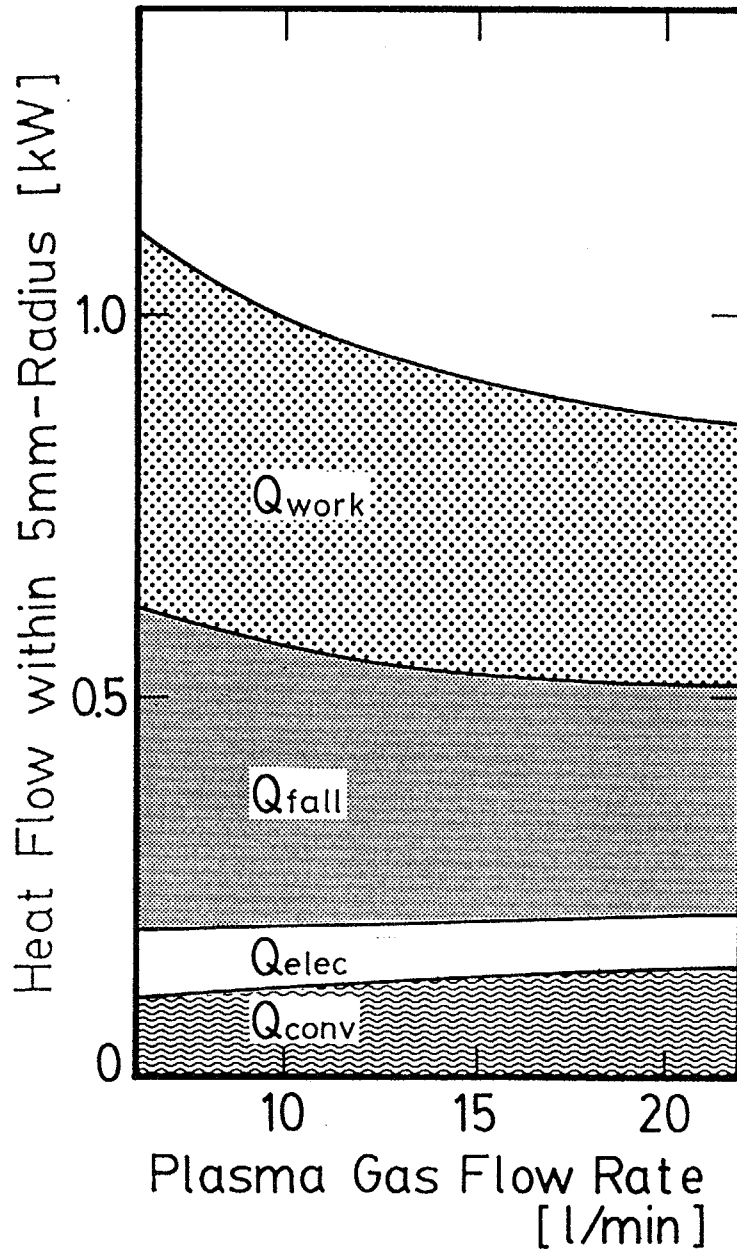


Fig. 5-45 Effect of plasma gas flow rate on heat flow within 5 mm-radius.

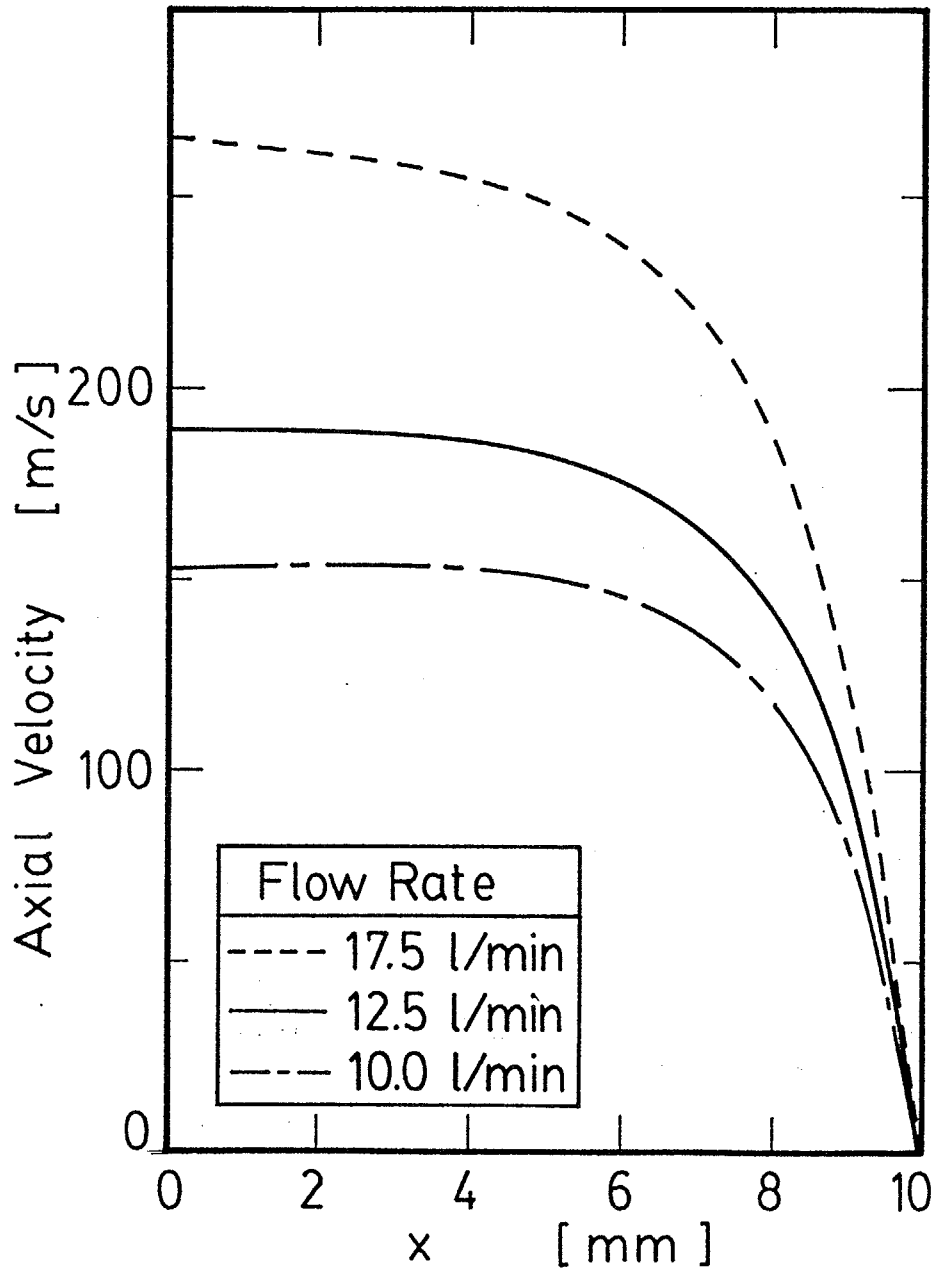


Fig. 5-46 Effect of plasma gas flow rate on plasma axial velocity along centerline.

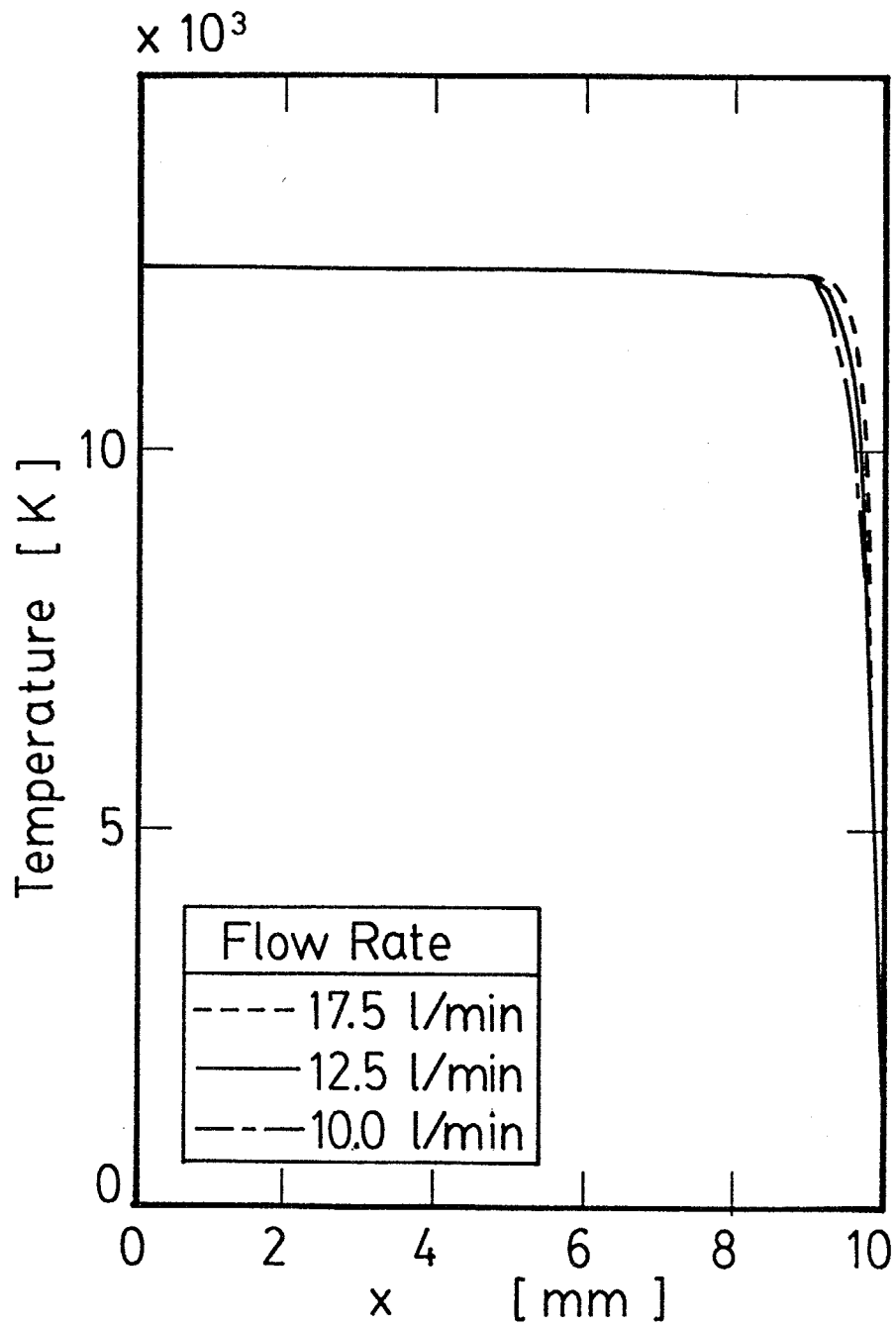


Fig. 5-47 Effect of plasma gas flow rate on plasma temperature along centerline.

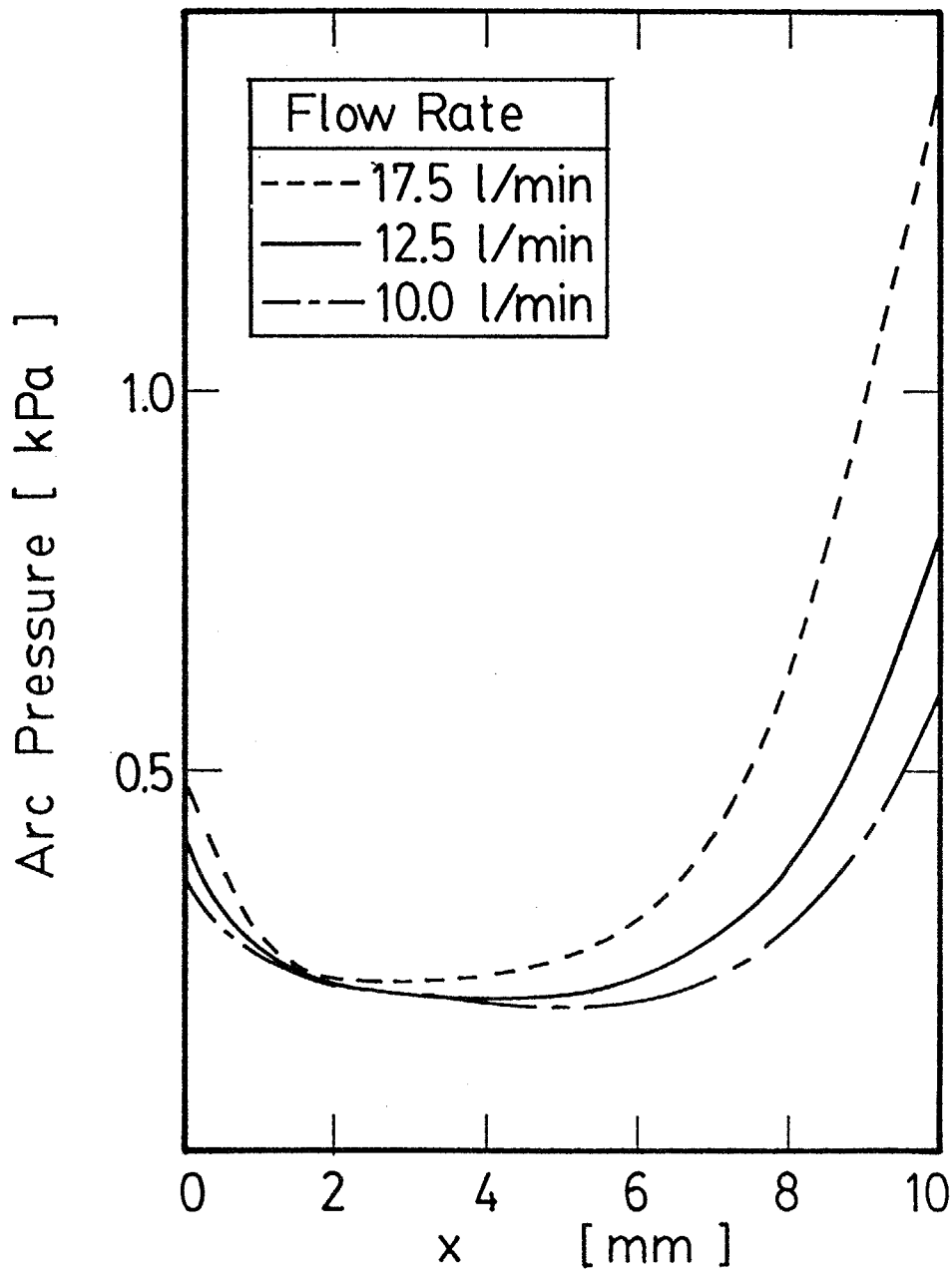


Fig. 5-48 Effect of plasma gas flow rate on arc pressure along centerline.

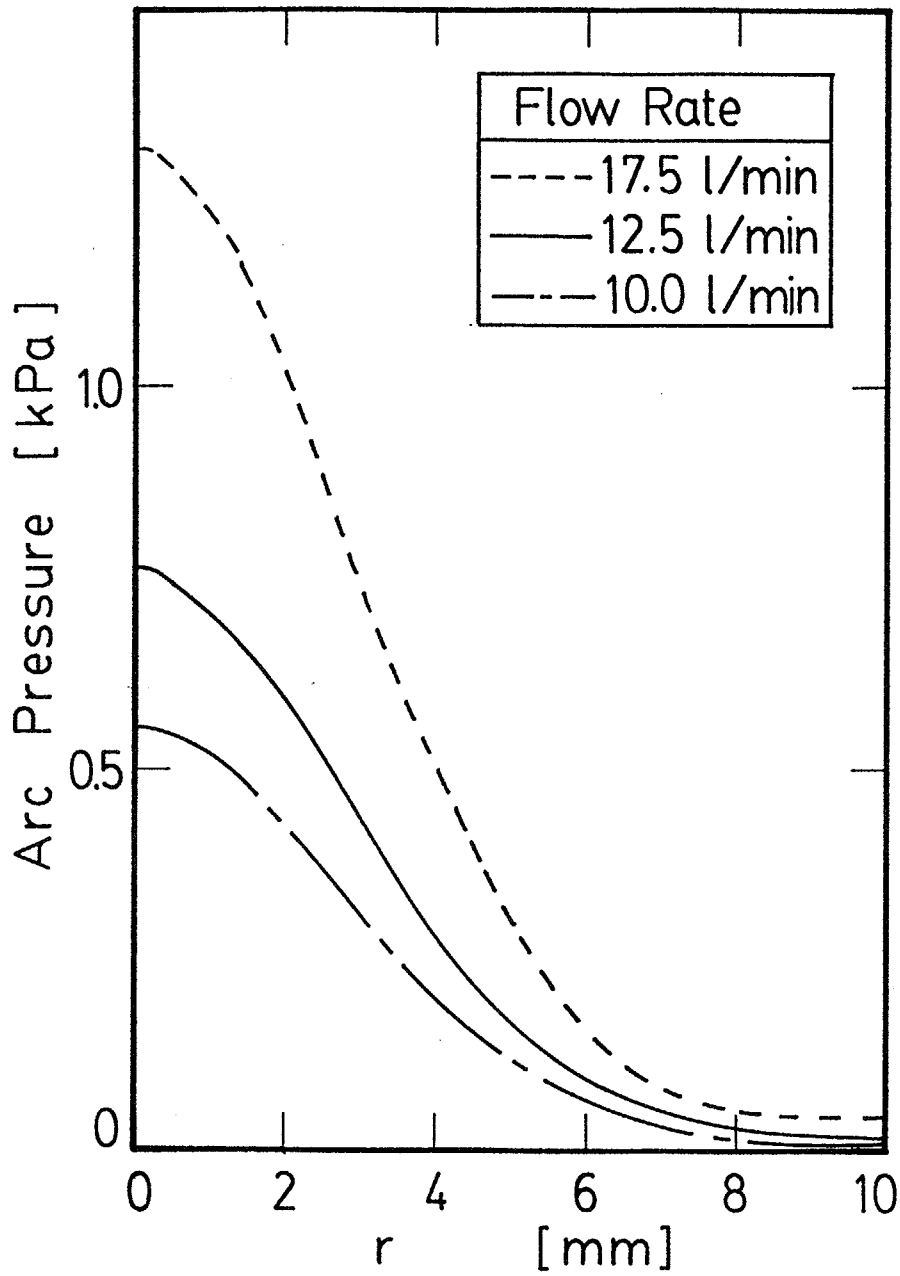


Fig. 5-49 Effect of plasma gas flow rate on arc pressure distribution at anode surface.

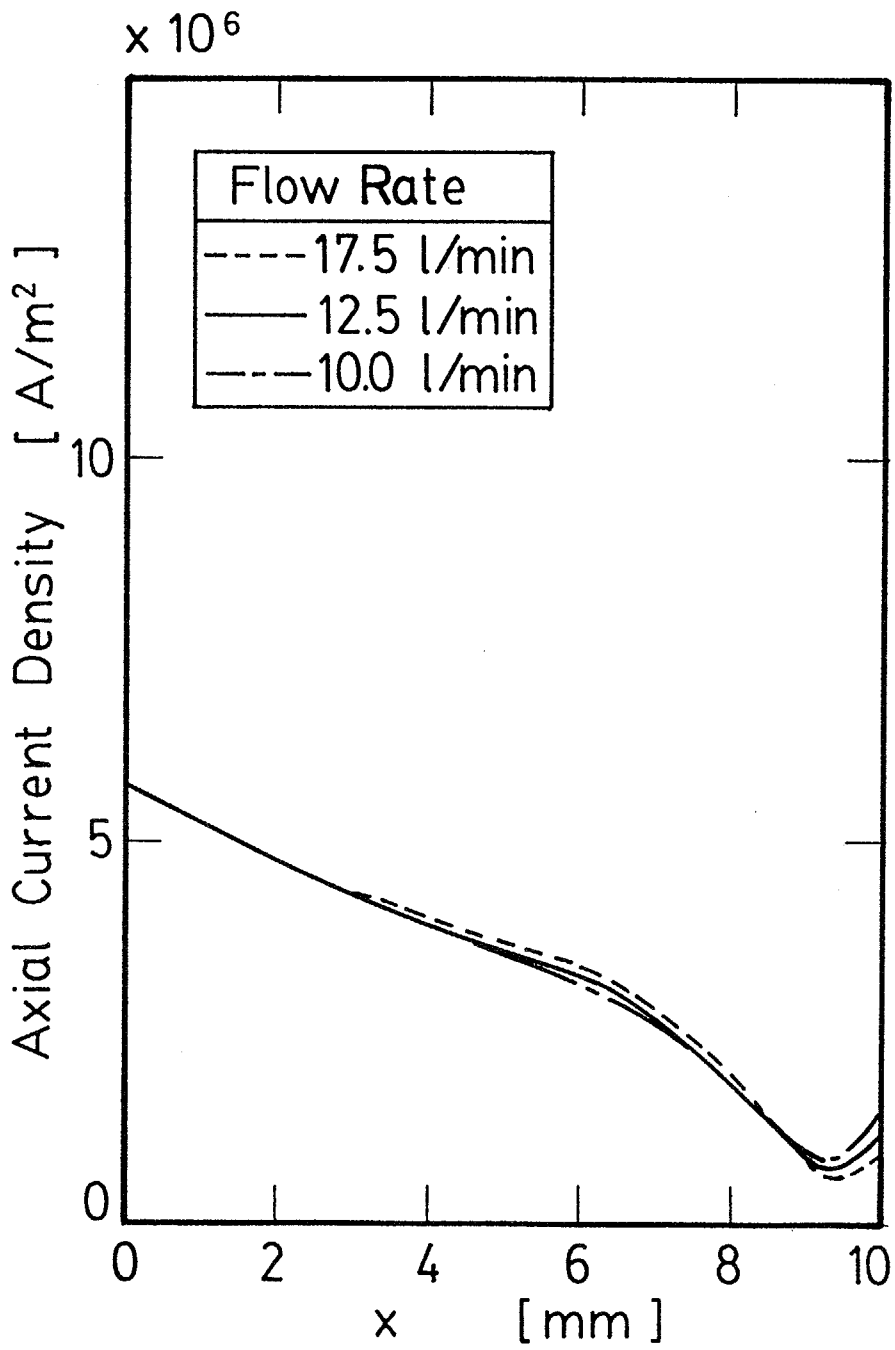


Fig. 5-50 Effect of plasma gas flow rate on axial current density along centerline.

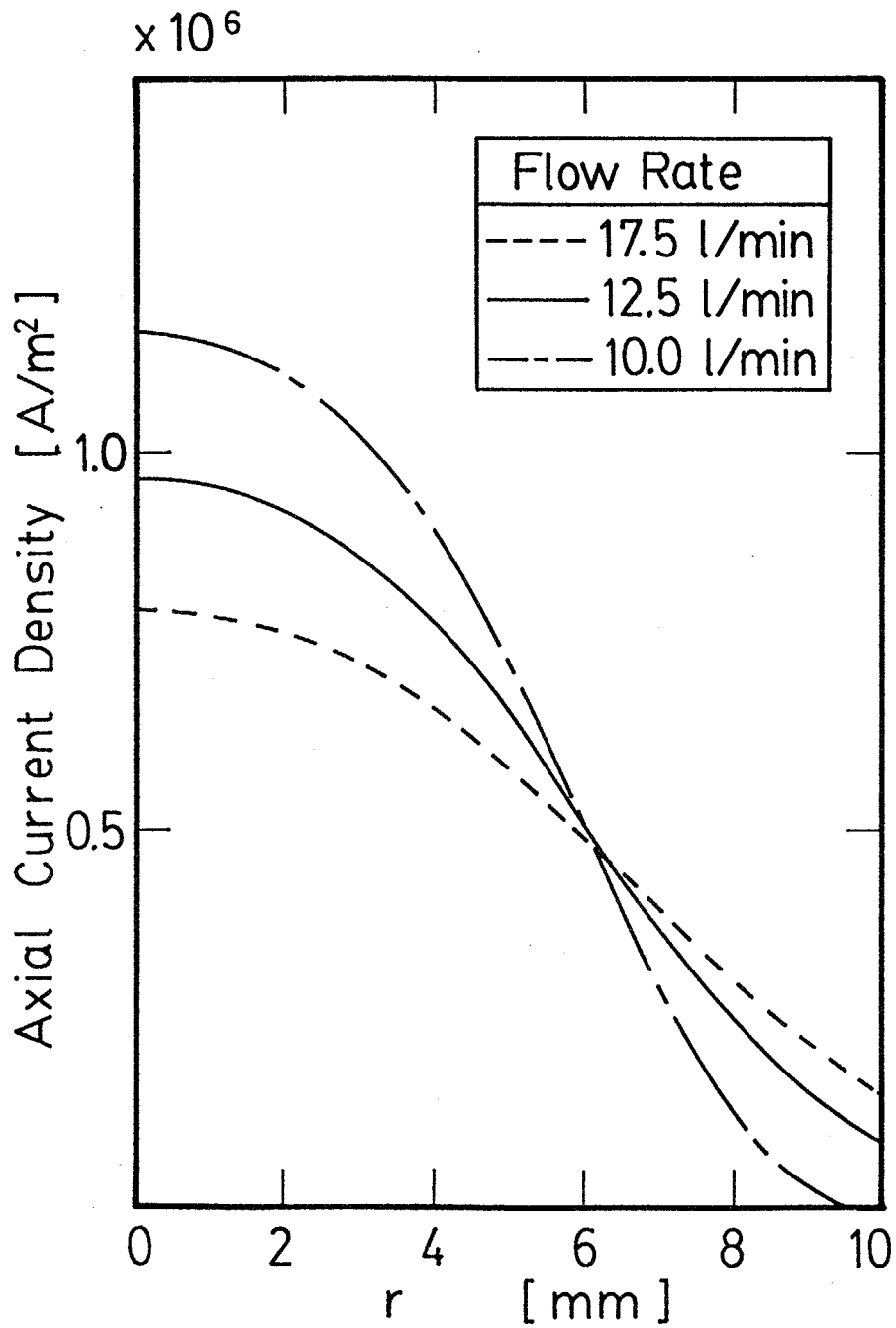


Fig. 5-51 Effect of plasma gas flow rate on axial current density distribution at anode surface.

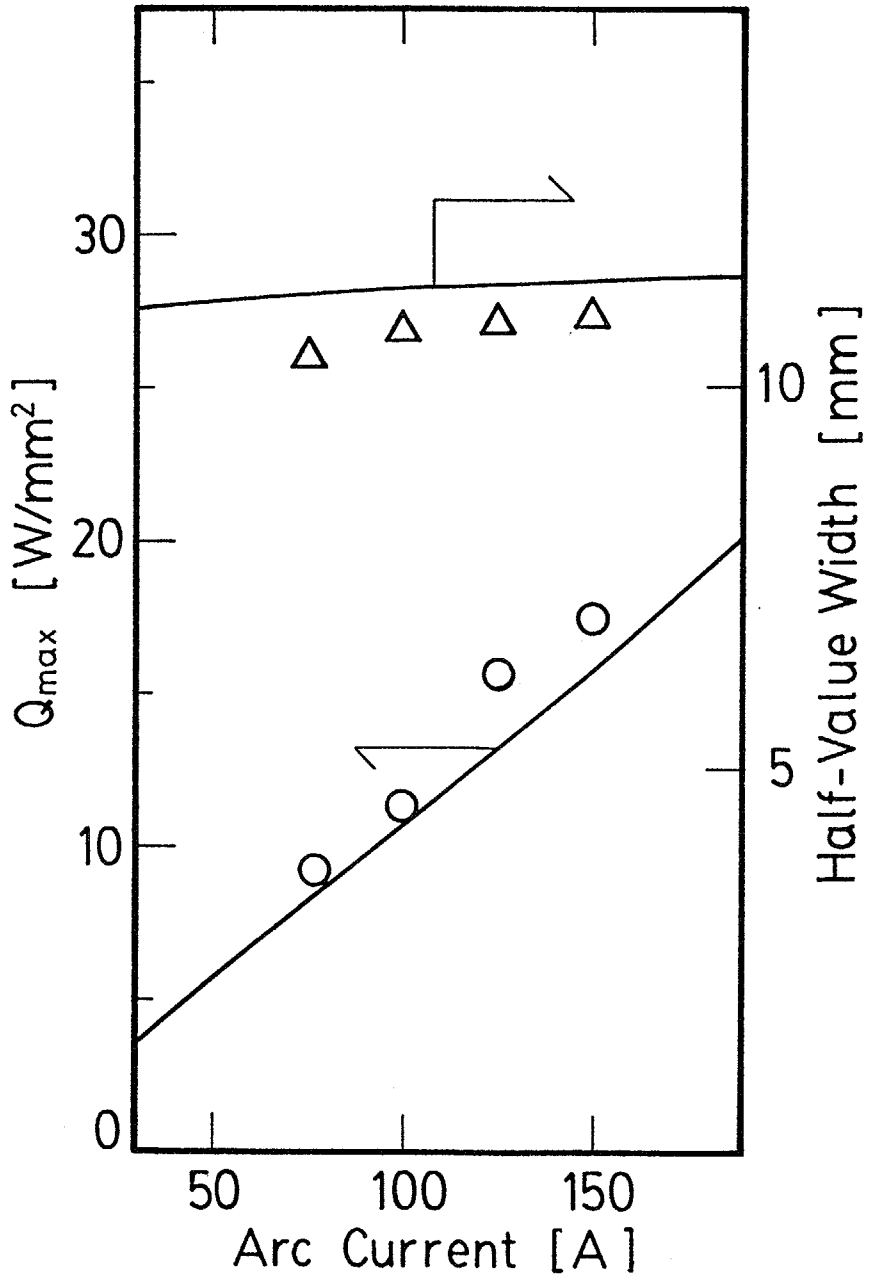


Fig. 5-52 Effect of arc current on Q_{max} and half-value width.

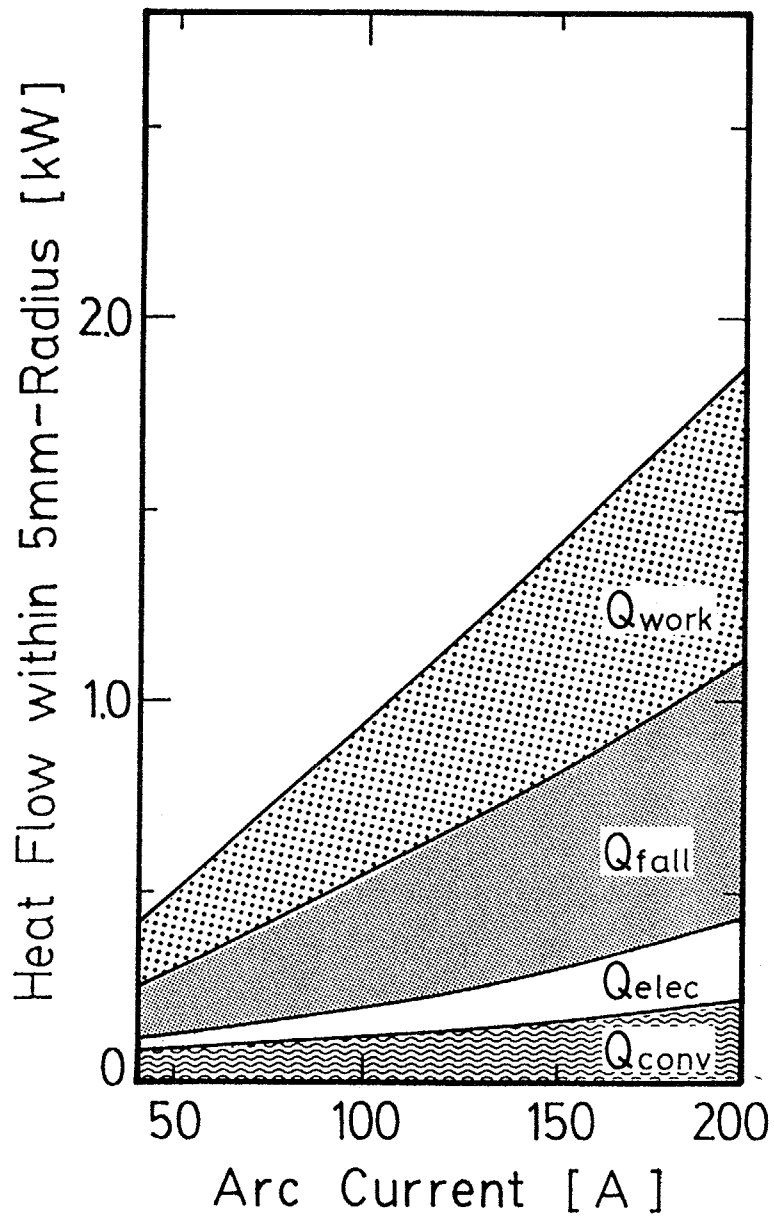


Fig. 5-53 Effect of arc current on heat flow within 5 mm-radius.

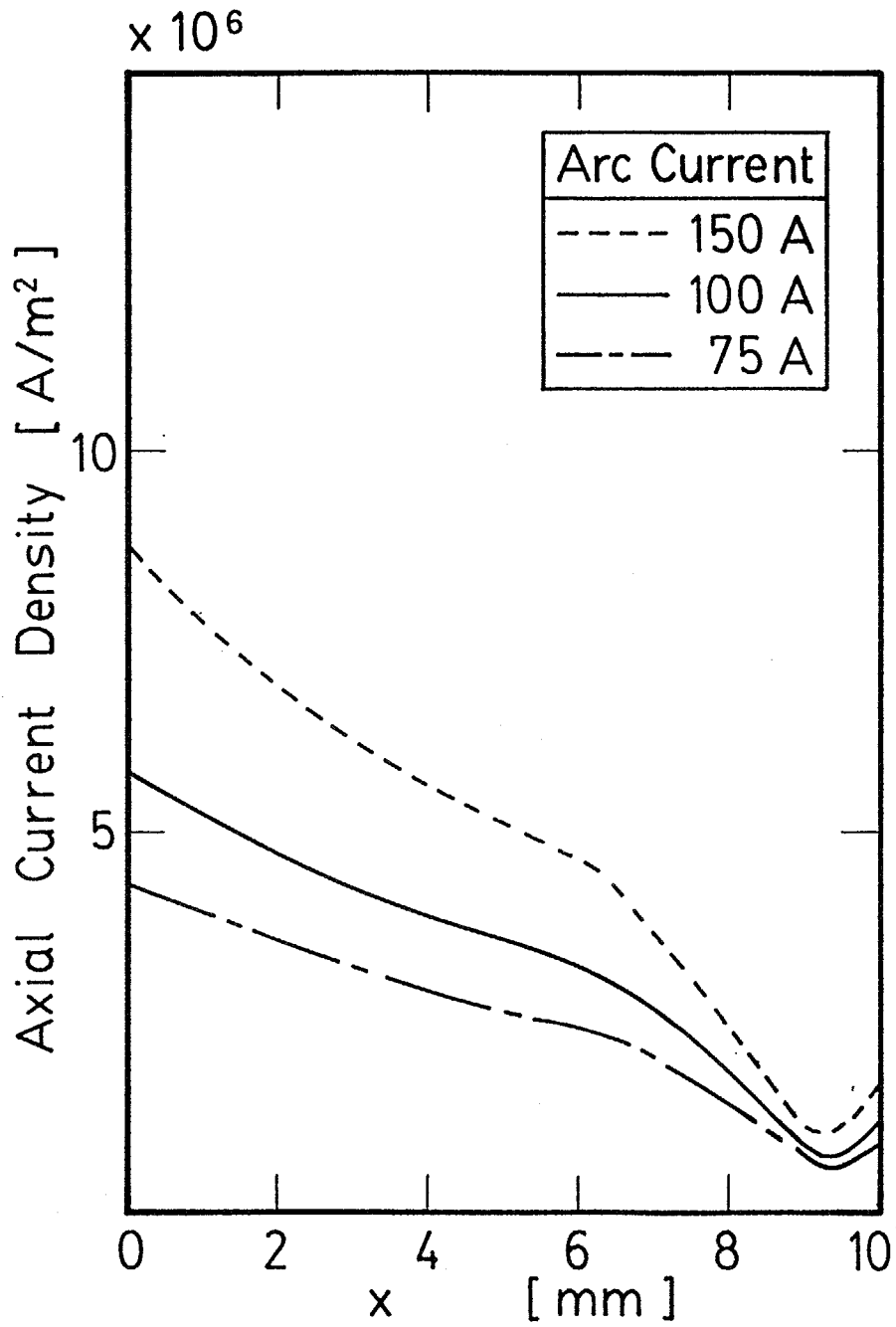


Fig. 5-54 Effect of arc current on axial current density along centerline.

方向電流密度の半径方向分布をFig. 5-55に示す。アーク電流が大きいほど陽極における電流密度は高い値を示し、分布は鋭くなる。

電極間距離が、陽極における熱移動量分布の最大値と半値幅に与える影響をFig. 5-56に示す。図中のキーは実験から得た値である。電極間距離を長くすることにより、陽極における熱移動量の最大値は増加し半値幅は減少する。このために熱移動量分布は鋭くなる。陽極の半径 5 mm以内の熱移動量に対する電極間距離の影響をFig. 5-57に示す。電極間距離が長くなると周囲への熱の逃げが大きくなるためにアークの温度が減少し、 Q_{conv} が減少する。冷却されるためにアークの電流通路が細くなるので電流密度が上昇し、 Q_{work} 、 Q_{fall} 、 Q_{elec} は増加する。このために電極間距離を長くすると全体の熱移動量分布は鋭くなる。

静圧の中心軸上の分布をFig. 5-58に示す。また陽極面における静圧の半径方向分布をFig. 5-59に示す。静圧はノズルを出てからすぐに減少し、その後陽極に近づくにつれて増加し、陽極面における静圧はアークが長いほど減少する。これは陽極におけるアークの軸方向速度が減少し衝突が弱くなるためであり、アークの広がりが小さくなることを示す。

5.4 要約

以下に本章を要約する。

1) プラズマアークから陽極への熱移動量分布を、2つの水冷半円板から成る陽極を用いて測定した。

2) 移行型アークを支配する連続の式、運動量保存式、エネルギー保存式、および電流の保存式の数値解析をSIMPLER法により行い、2次元の速度分布、温度分布、および電流密度分布を得た。これらの数値解析の結果から移行型アークから陽極への機構別の熱移動量分布を求めた。陽極における熱移動量分布では、中心近傍では陽極に入射する電子のエネルギー輸送が支配的である。特に陽極降下電圧により加速された電子の有するエネルギーによる割合と陽極の仕事関数に相当するエネルギーによる割合が80%近くを占める。アーク周辺ではアークからの対流伝熱による機構が支配的である。

3) プラズマアークから陽極への熱移動量分布を流体により制御した。流体による制御とはアークに対してガスを吹き出す方法である。熱移動量分布の鋭さの評価としてQ値を用いた。Q値とは熱移動量分布の最大値をそのときの半

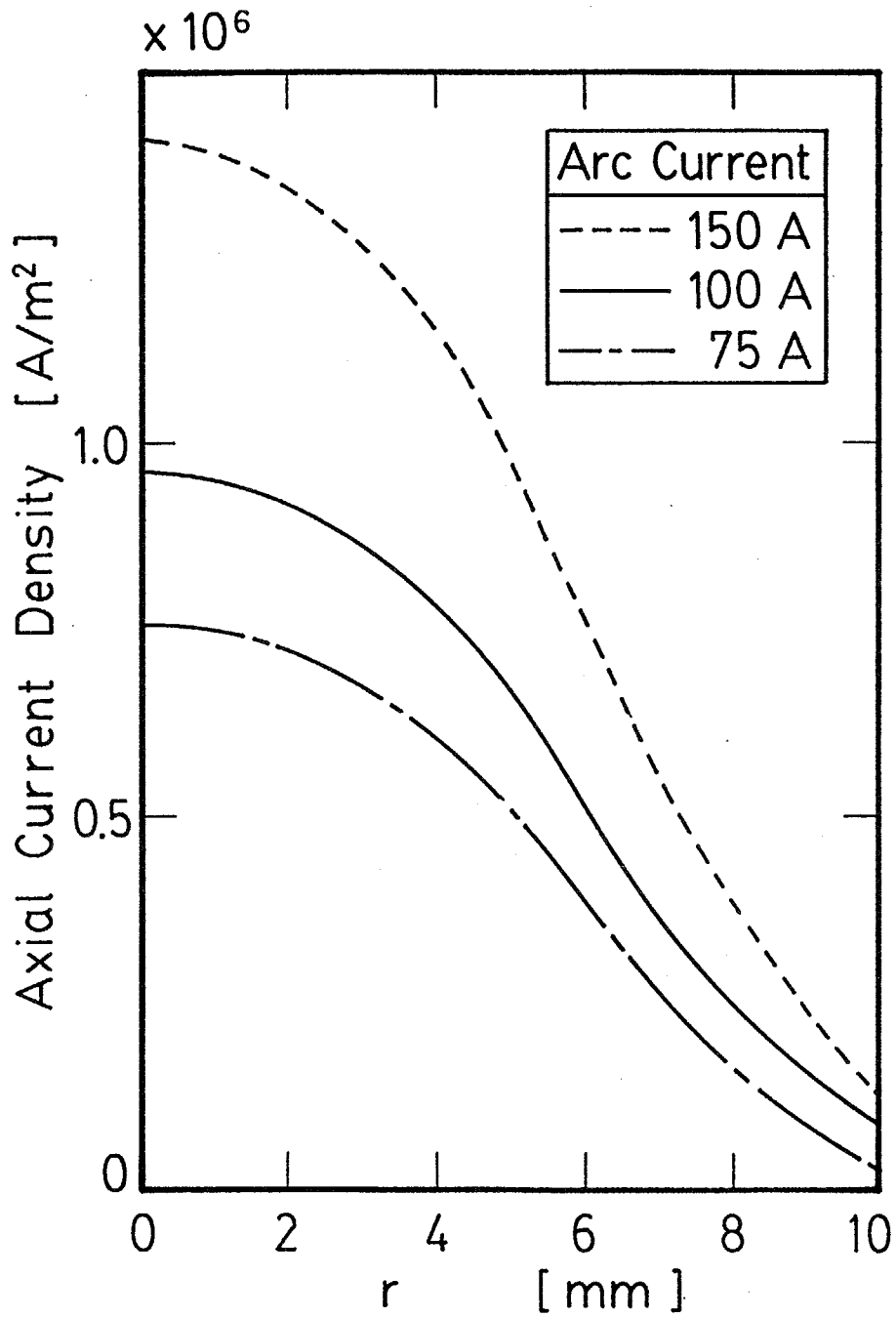


Fig. 5-55 Effect of arc current on axial current density distribution at anode surface.

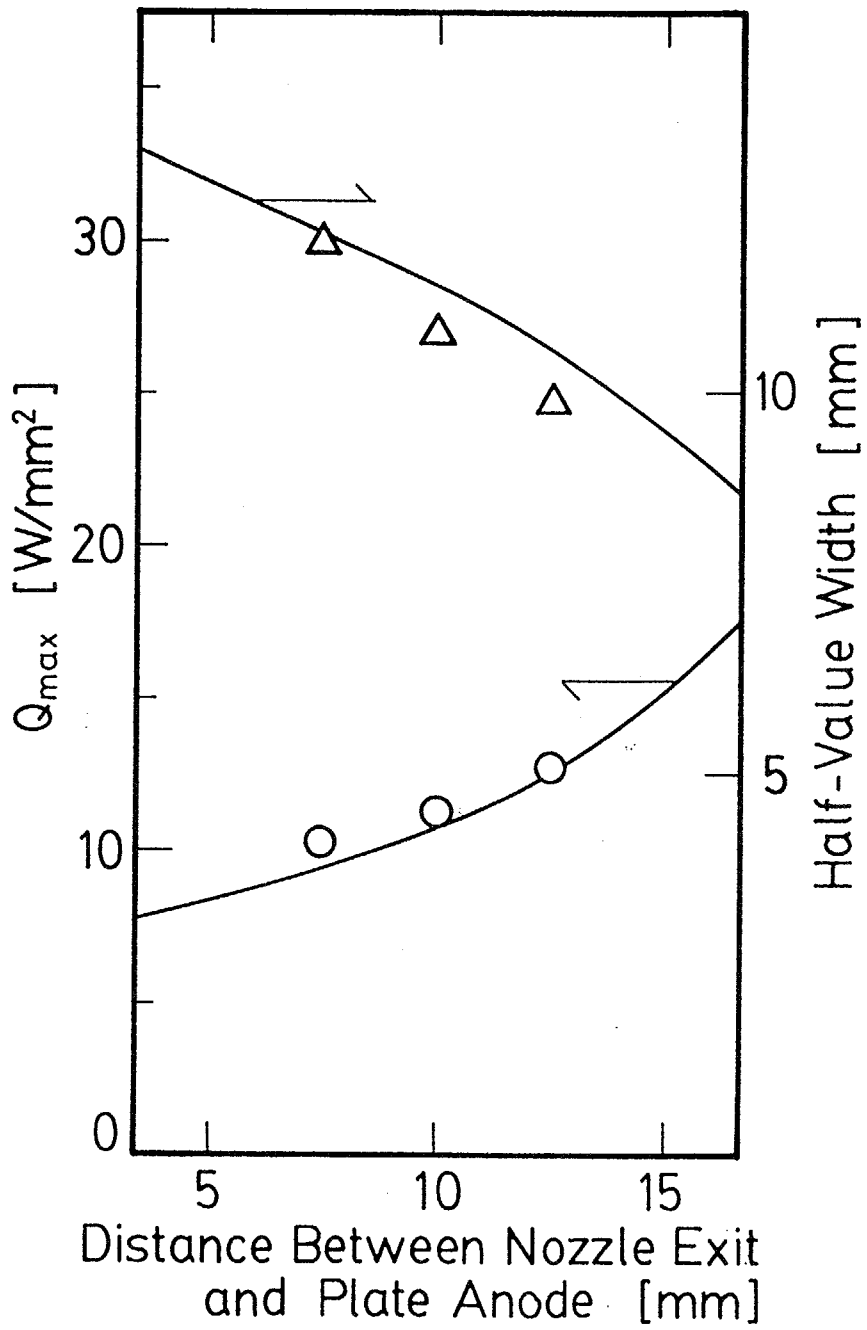


Fig. 5-56 Effect of discharge distance on Q_{max} and half-value width.

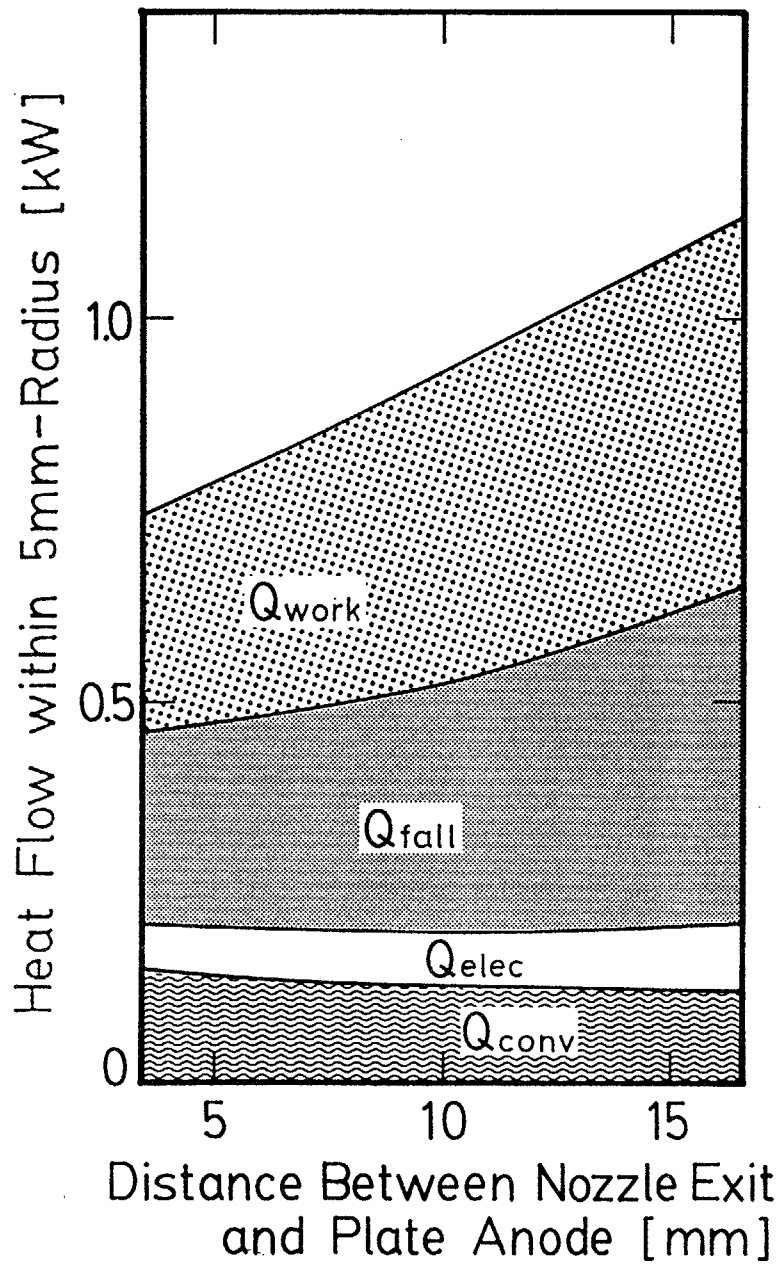


Fig. 5-57 Effect of discharge distance on heat flow within 5 mm-radius.

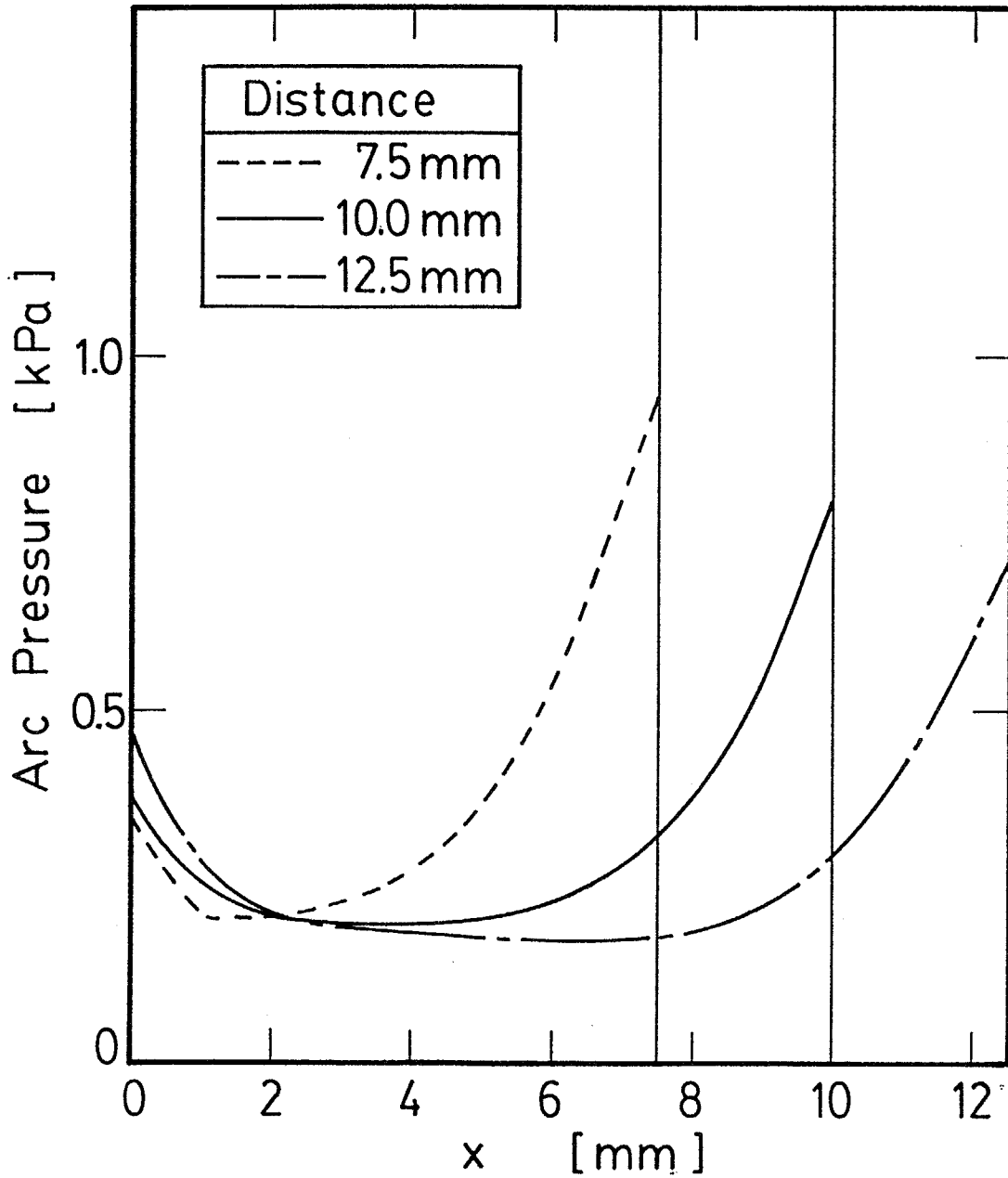


Fig. 5-58 Effect of discharge distance on arc pressure along centerline.

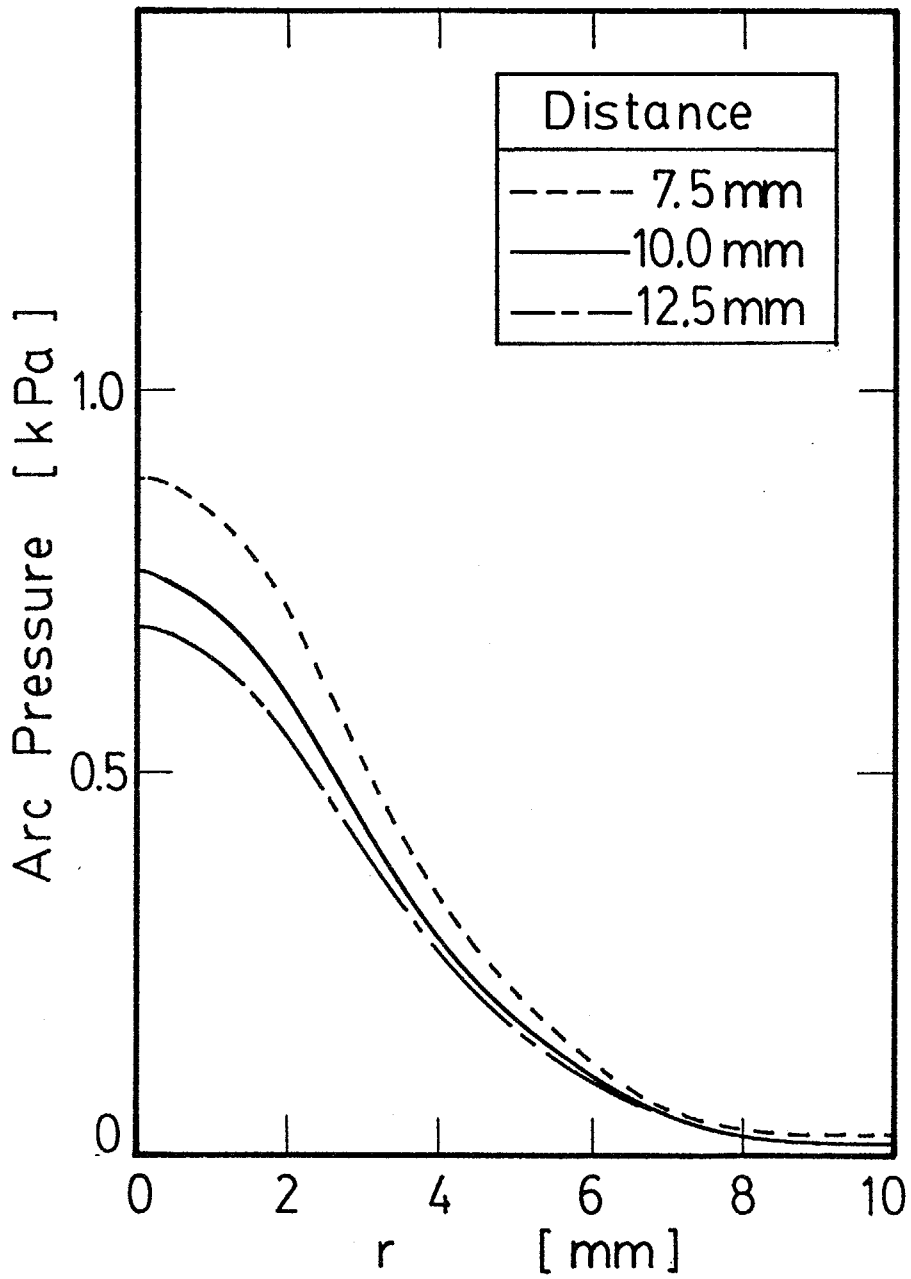


Fig. 5-59 Effect of discharge distance on arc pressure distribution surface.

値幅で割った値と定義する。適当な吹き出し装置と吹き出しガスを用いることにより移行型アークの陽極における熱移動量分布を鋭くすることができた。熱伝導率の大きいヘリウムや解離反応を起こす窒素を吹き出しガスとして利用することにより、アークを有効的に冷却し、熱的ピンチ効果によりアークから陽極への熱移動量を絞ることができた。またアルゴンおよび窒素を吹き出しガスとして用いることにより、ガスの動圧により熱移動量を絞ることができた。

4) 数値解析においても移行型アークから陽極への熱移動量分布を流体により制御できることがわかった。アークに対して適当な位置において旋回流を与えることによりアークから陽極への熱移動量分布は鋭くなる。

5) プラズマアークから陽極への熱移動量分布をアークの操作条件によって制御した。電極間距離を長くすること、プラズマガス流量を少なくすること、放電電力を大きくすることにより、陽極における熱移動量分布を鋭くすることができた。これらの実験結果から、移行型アークから陽極への熱移動量分布を鋭くするには、その放電距離を長くすることが実用的である。しかし放電距離を長くするとアークは不安定になる。アークを安定化するには吹き出し装置を用いて旋回流を発生する方法がある。熱移動量分布を鋭くするにはこの方法が最適である。

6) 数値解析においてもプラズマアークの操作条件により、陽極における熱移動量分布を制御できることがわかった。プラズマガス流量を少なくすることにより、対流による熱移動量分布はなだらかになるが、電流密度が大きくなるために全体の熱移動量分布は鋭くなる。アーク電流を増すと、電流密度が上昇するために熱移動量分布は鋭くなる。電極間距離を長くすると、対流による熱移動量分布はなだらかになるが、電流密度が大きくなるために全体の熱移動量分布は鋭くなる。これはアークが長いほど冷却され電流通路が狭くなるため、およびアークの陽極に対する衝突が弱くなるためである。

第6章 不活性気体の高周波誘導熱プラズマ

この章では不活性気体を用いた場合の高周波誘導熱プラズマのモデリングについて検討する。ここではアルゴンおよびアルゴン・ヘリウムプラズマを扱う。これらの高周波誘導熱プラズマの速度・温度・濃度分布を実験および数値解析により求める。アルゴン・ヘリウムプラズマでは混合気体の物性値を使用する。

6.1 測定

6.1.1 実験装置および方法

6.1.1.1 熱プラズマ発生装置

高周波 (RF) プラズマシステムは、プラズマトーチ、高周波電源、およびプラズマガス制御盤から成る。このプラズマシステムをFig. 6-1に示す。

プラズマトーチをFig. 6-2に示す。プラズマトーチは石英管 (内径 40 mm、長さ 160 mm) と誘導コイル (4回巻) から成り、それぞれは熱から保護するために水冷されている。プラズマガス制御盤で定められた流量のガスが、トーチの上部から内部に導入される。アルゴンは中心から 11 mmの位置において軸方向 (流量: Q_1) に、および中心から 17 mmの位置において円周方向 (流量: Q_2) に吹き出す。ヘリウムは中心から 17 mmの位置において円周方向 (流量: Q_3) に吹き出す。高周波磁場をトーチ内の気体に印加する誘導コイルは、トーチ上部から 68 mmと 117 mmの間に位置において、石英管の外側に巻いてある。このトーチは粉体供給用の水冷3重管をトーチ上部の中心から導入できるようになっている。

高周波電源は自励型発信器により 4 MHzの高周波電磁場を最大出力 35 kWで発信する。この高周波電流を誘導コイルに流すことにより生ずる高周波磁場により、トーチ内にRF熱プラズマを誘導的に発生する。

6.1.1.2 測定方法

RF熱プラズマの速度、温度、濃度分布は、水冷プローブにより行う。この水冷プローブはGreyら¹⁹⁵⁾により熱プラズマ流の測定用に考案されたものである。本実験で使用したプローブをFig. 6-3に示す。プローブは銅製の水冷3重管であり、内径 2 mm、外径 7 mmである。プローブを電氣的に浮いた状態にするために、冷却水にはイオン交換水を使用する。冷却水はプローブの外側環状路を流れ、プローブ先端に到達し、内側環状路を經由して戻る。冷却水の入口と出口には熱電対を取り付けてある。

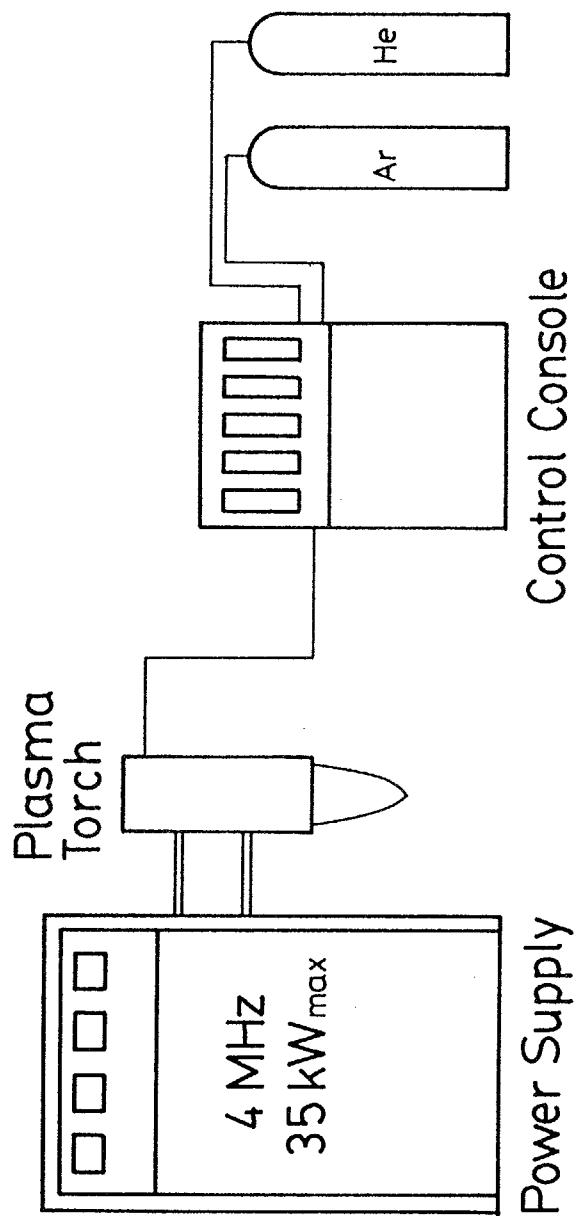


Fig. 6-1 R. F. plasma system.

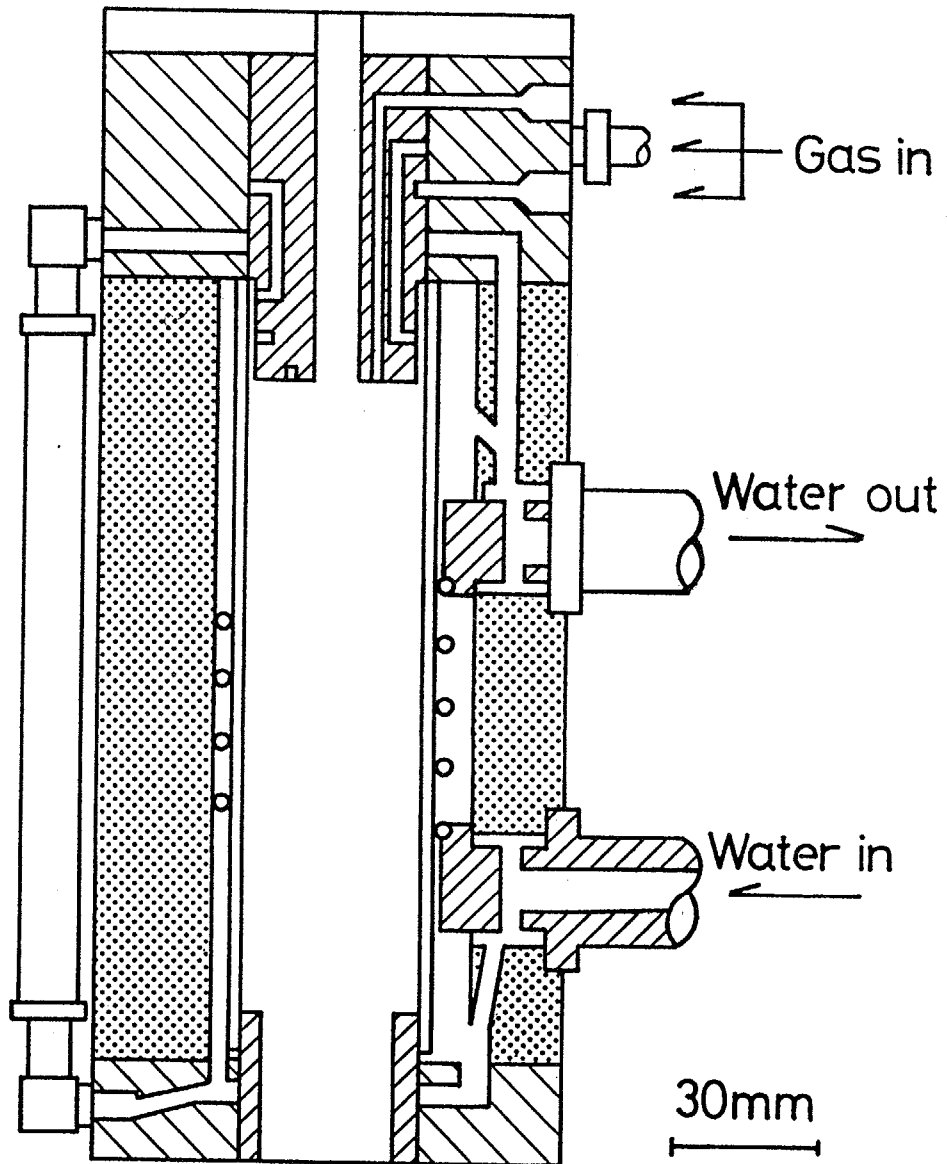


Fig. 6-2 Schematic of inductively coupled plasma torch.

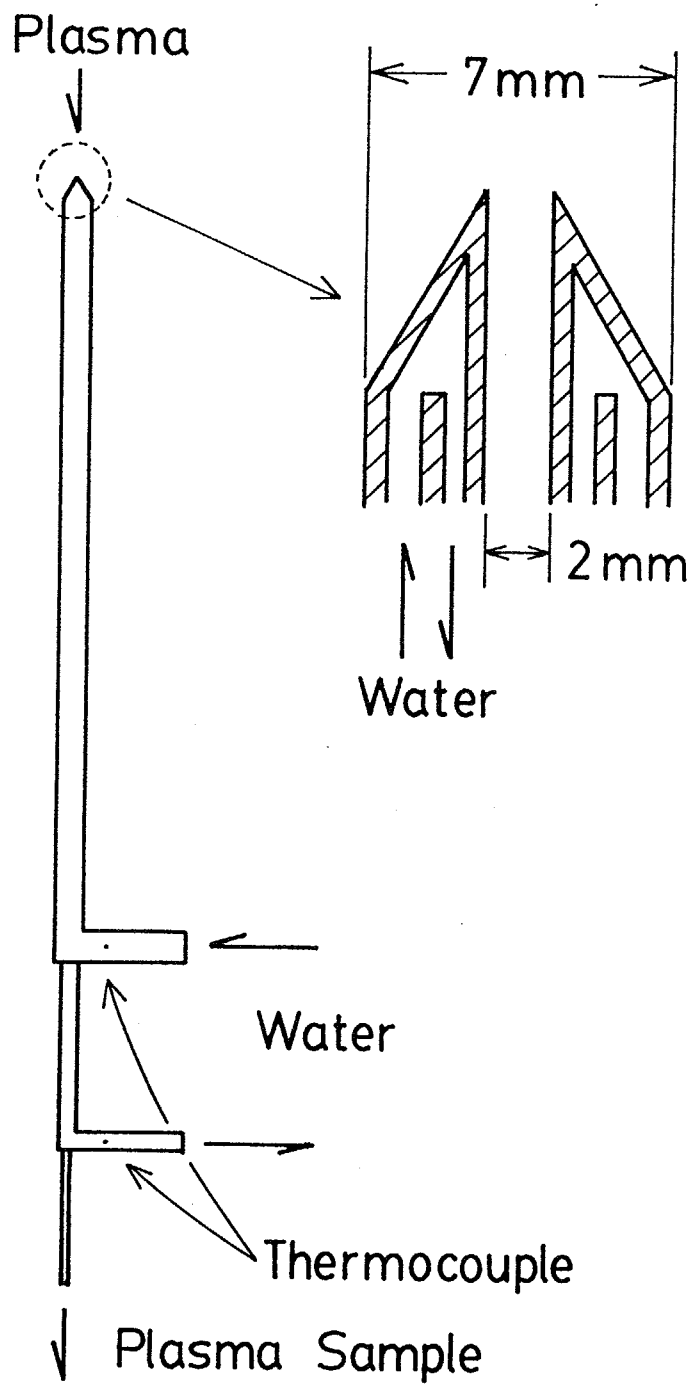


Fig. 6-3 Schematic of water-cooled probe.

測定システムは、この水冷プローブとそれにつながれたマスフローメータ、微差圧計、ガスクロマトグラフ、および冷却水の温度測定装置から成る。測定システムをFig. 6-4に示す。水冷プローブをプラズマトーチの出口から内部に挿入する。プラズマガスはプローブ先端からプローブの中心を經由してマスフローメータおよびガスクロマトグラフに流れる。この測定システムでは熱プラズマ流の温度、速度、および流速分布を測定することができる。熱プラズマ流の温度分布の測定では、プローブを通過するプラズマガスの流量を測定するマスフローメータ、プローブの冷却水の温度上昇を測定する記録計、冷却水の流量を測定するロータメータを使用する。熱プラズマ流の速度分布の測定では微差圧計を使用する。熱プラズマ流の濃度分布の測定ではガスクロマトグラフを使用する。

1) 温度測定 RF熱プラズマのエンタルピーを熱量的方法により測定する。まずガスサンプルラインのバルブを閉じて、プローブからプラズマガスが流入しないようにする。このときの冷却水の流量と温度上昇を測定する。次にガスサンプルラインのバルブを開いて、プローブ内にプラズマガスが流れるようにする。このときの冷却水の流量と温度上昇、およびプローブを流れるプラズマガスの流量をマスフローメータで測定する。この冷却水の温度上昇の2回の操作における差を ΔT とする。この ΔT は、プローブ内を通過するプラズマガスによる冷却水の温度上昇を示す。熱プラズマ流のエンタルピーは次のEq. (6-1)から求めることができる。

$$(h_1 - h_2) \dot{m}_{Ar} = \dot{m}_{H_2O} C_{pH_2O} \Delta T \quad (6-1)$$

ここで左辺はプラズマガスがプローブ内を通過することにより失った熱量を示し、 h_1 はプローブに入るプラズマガスのエンタルピー、 h_2 はプローブ内を通過して冷却された後のエンタルピー、 \dot{m}_{Ar} はプローブを通過するプラズマガスの質量流量である。右辺は冷却水がプラズマガスから得た熱量を示し、 \dot{m}_{H_2O} は冷却水の流量、 C_{pH_2O} は冷却水の比熱である。この方法により得た熱プラズマ流のエンタルピーからアルゴンプラズマの温度を求める。アルゴン・ヘリウムプラズマではエンタルピーと濃度から温度を求める。

2) 速度測定 RF熱プラズマの速度は水冷プローブをピトー管として用いることにより測定する。水冷プローブにつないだ微差圧計により差圧 Δp を測定する。ベルヌーイの式のEq. (6-2)からRF熱プラズマの軸方向速度 u を求める。

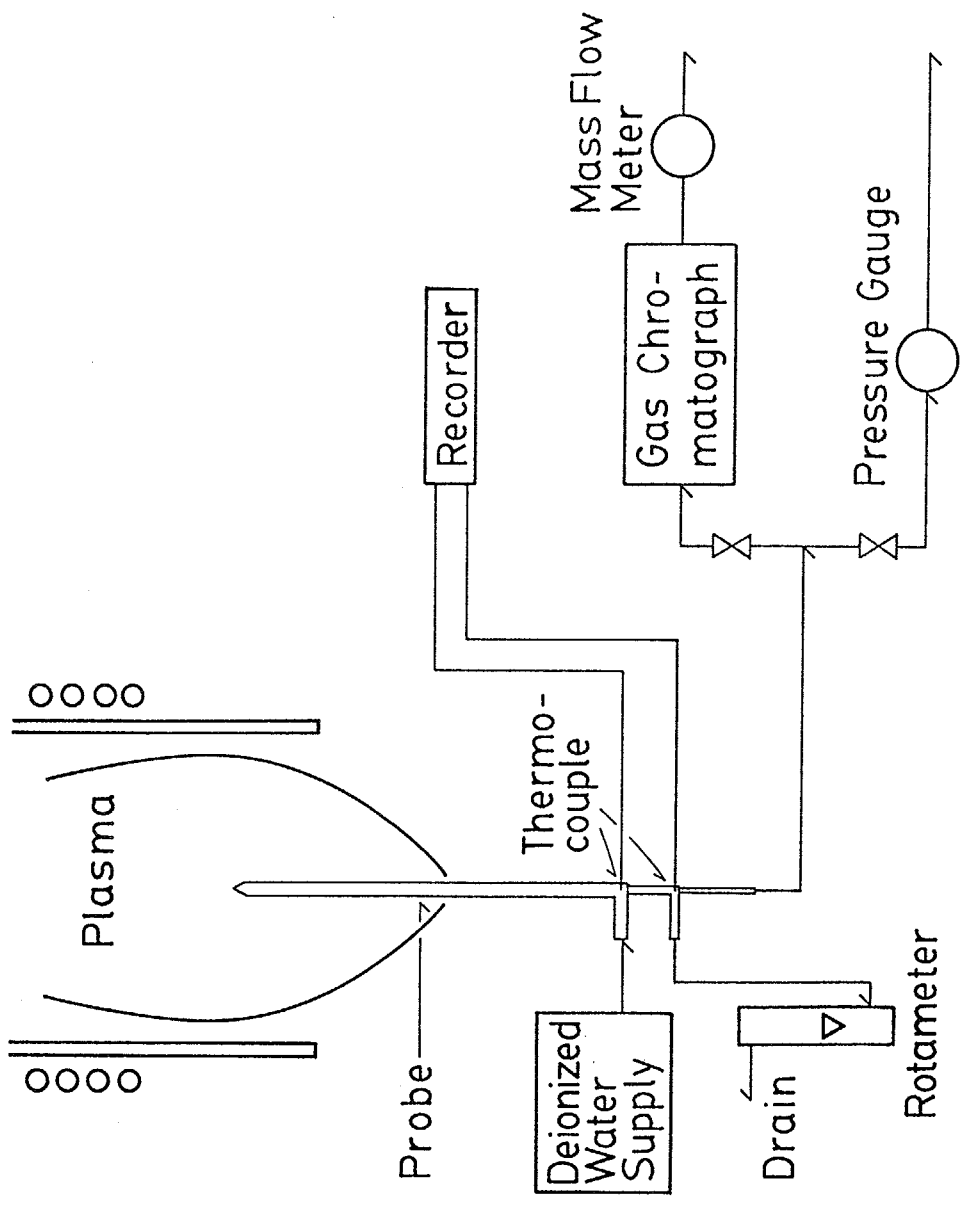


Fig. 6-4 Experimental apparatus for velocity, temperature and concentration measurements.

$$u = (2\Delta p / C\rho)^{1/2} \quad (6-2)$$

ここでCはピトー管係数であり、ピトー管の形状とレイノルズ数により決まる。また ρ はプラズマガスの密度であり、温度と濃度の関数である。

3) 濃度測定 RF熱プラズマのヘリウムの濃度はガスクロマトグラフを用いる。熱プラズマ流中に挿入したプローブからプラズマガスをサンプリングし、それをガスクロマトグラフに導く。

6.1.2 測定結果

アルゴンプラズマおよびアルゴン・ヘリウムプラズマの速度、温度、および濃度分布の測定は、トーチにおける電力を 8 kW、全ガス流量は 25 litre/minで行う。

6.1.2.1 アルゴンプラズマ

アルゴンRF熱プラズマの速度および温度分布の測定結果をそれぞれFigs. 6-5, 6に示す。これらの図においてキーは実験結果を示し、実線は 6.2 の計算結果である。操作条件はアルゴンの流量：25 litre/min ($Q_1 = 10$ litre/min, $Q_2 = 15$ litre/min) である。

RF熱プラズマの速度はトーチ中心で 20 m/s であり、DCプラズマに比べて1桁程度小さい。大気圧のRF熱プラズマでは流速が遅いことが特色である。アルゴンプラズマの速度はトーチ壁に近いほど、また出口に近いほど小さい。

RF熱プラズマの温度はトーチ中心付近でおよそ 10,000 Kである。アルゴンプラズマの温度はトーチ壁に近いほど、および出口に近いほど低い。RF熱プラズマの温度測定においては誤差が 8 %程度である。この誤差はEq. (6-1)の ΔT が小さく測定しにくいいため、および熱電対が高周波電磁場により影響を受けるためである。なお測定時にはRF熱プラズマからの高周波電磁場の影響を最小にするように測定装置にシールドを施してある。

RF熱プラズマの速度と温度の測定範囲は トーチ上部から 110 mmより下流である。RF熱プラズマの特徴であるコイル領域の渦流をプローブが乱すために、プローブをトーチ上部から 110 mmより上流に挿入するとRF熱プラズマが不安定になるためである。

6.1.2.2 アルゴン・ヘリウムプラズマ

アルゴン・ヘリウムRF熱プラズマの速度、温度、およびヘリウムの質量分率分布の測定結果をそれぞれFigs. 6-7~9に示す。アルゴン・ヘリウムプラズ

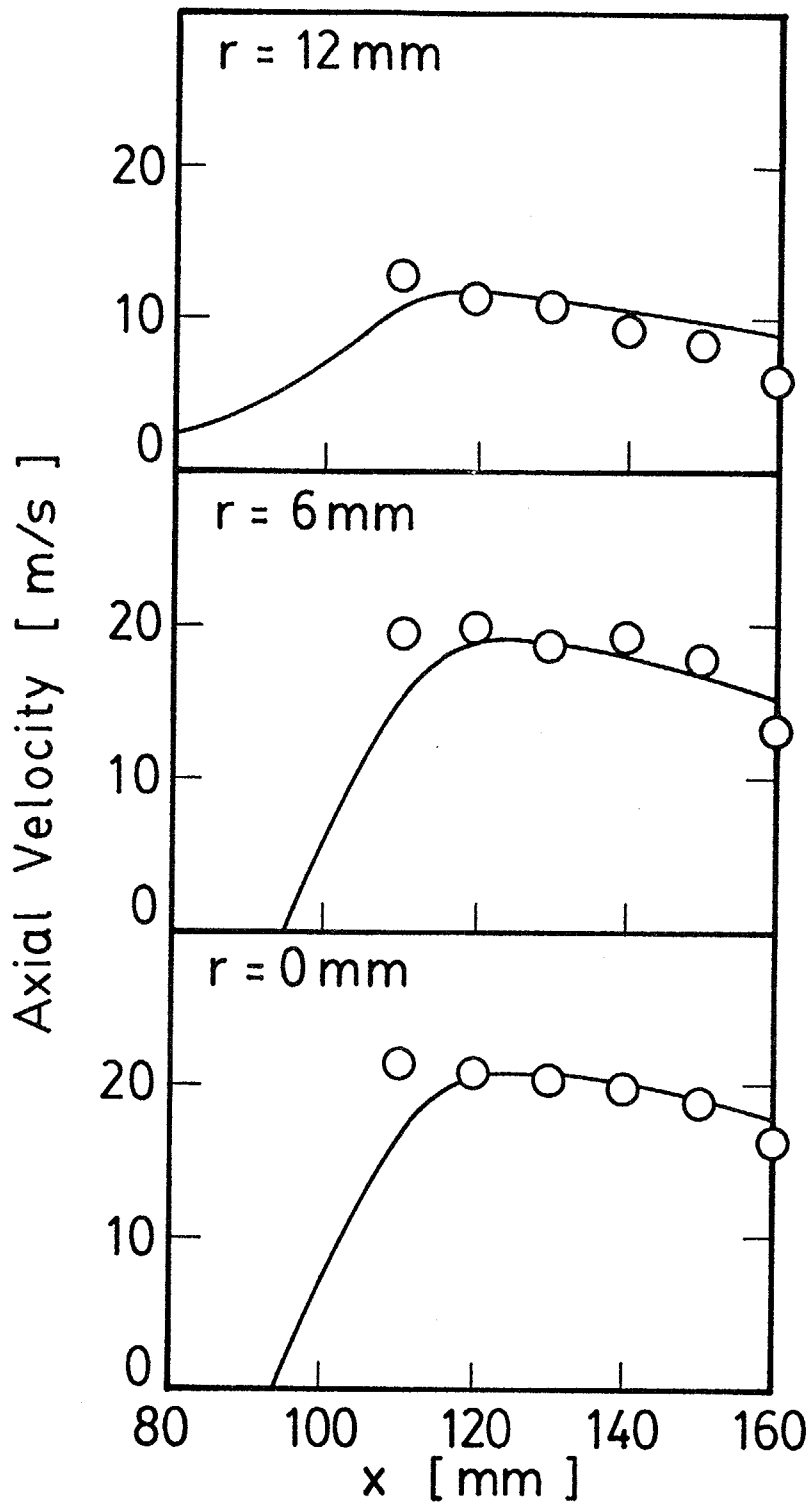


Fig. 6-5 Comparison of calculated (solid lines) and measured (keys) axial velocity profiles; $Ar = 25$ litre/min.

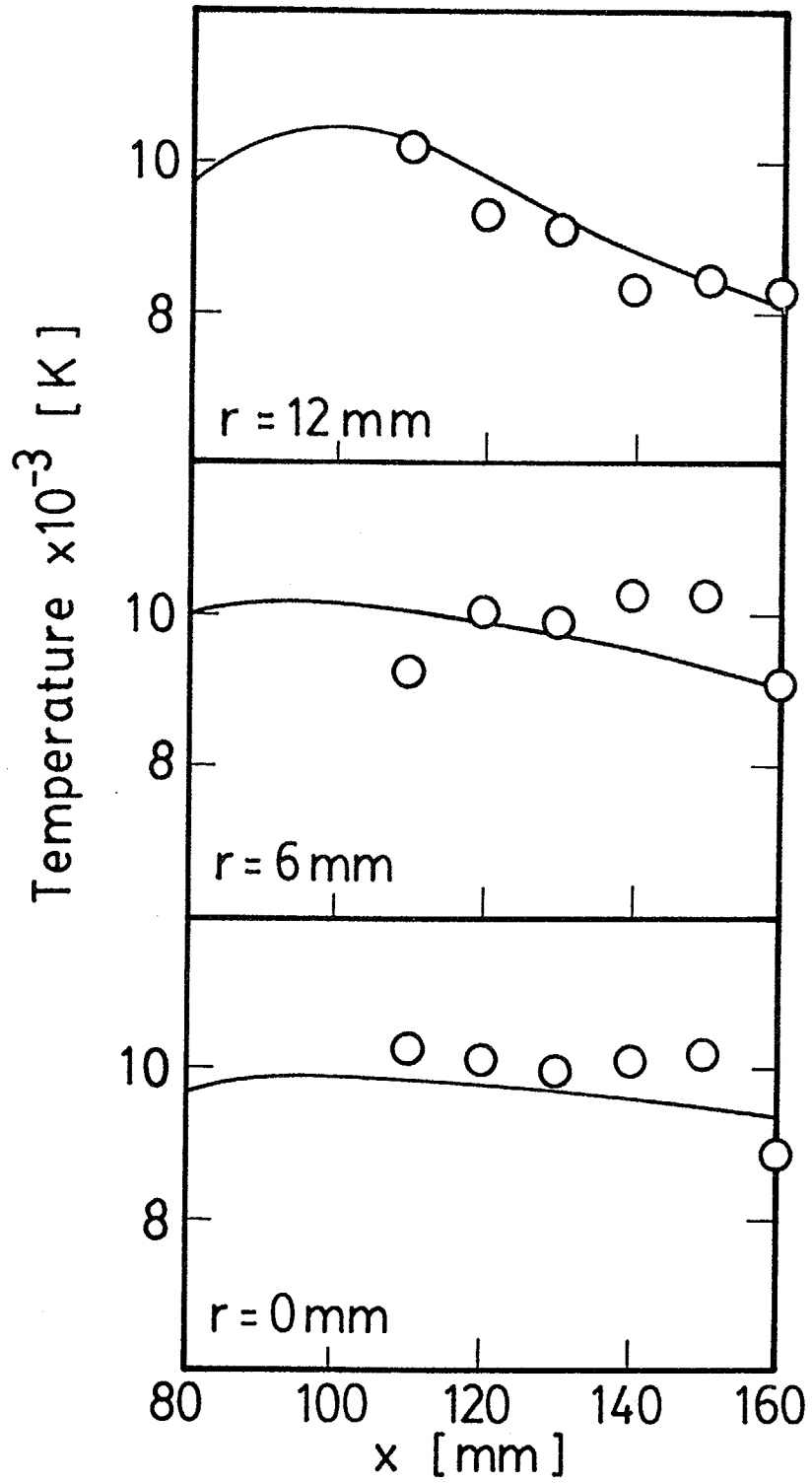


Fig. 6-6 Comparison of calculated (solid lines) and measured (keys) temperature profiles; Ar = 25 litre/min.

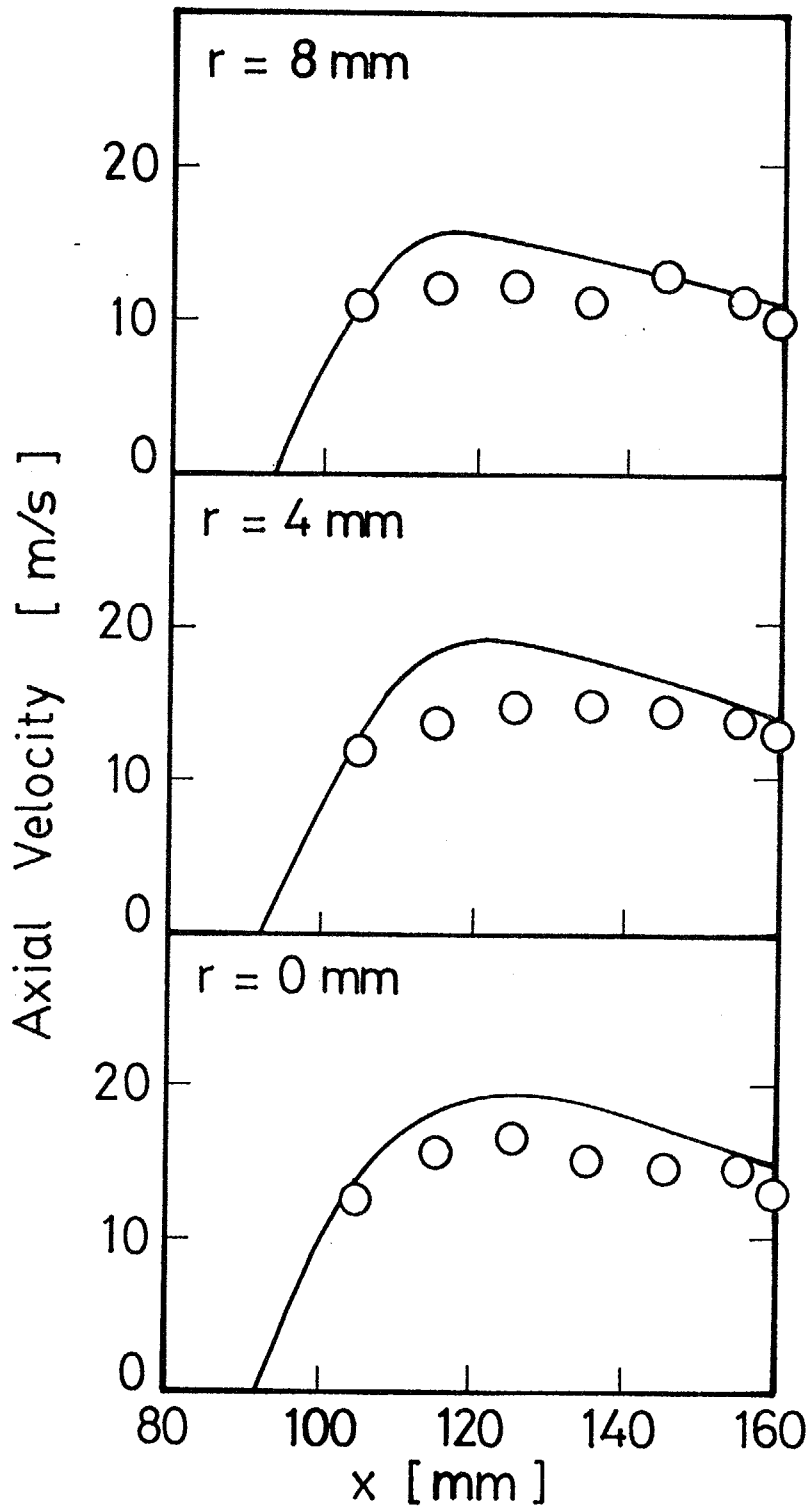


Fig. 6-7 Comparison of calculated (solid lines) and measured axial velocity profiles; Ar = 20 litre/min; He = 5 litre/min.

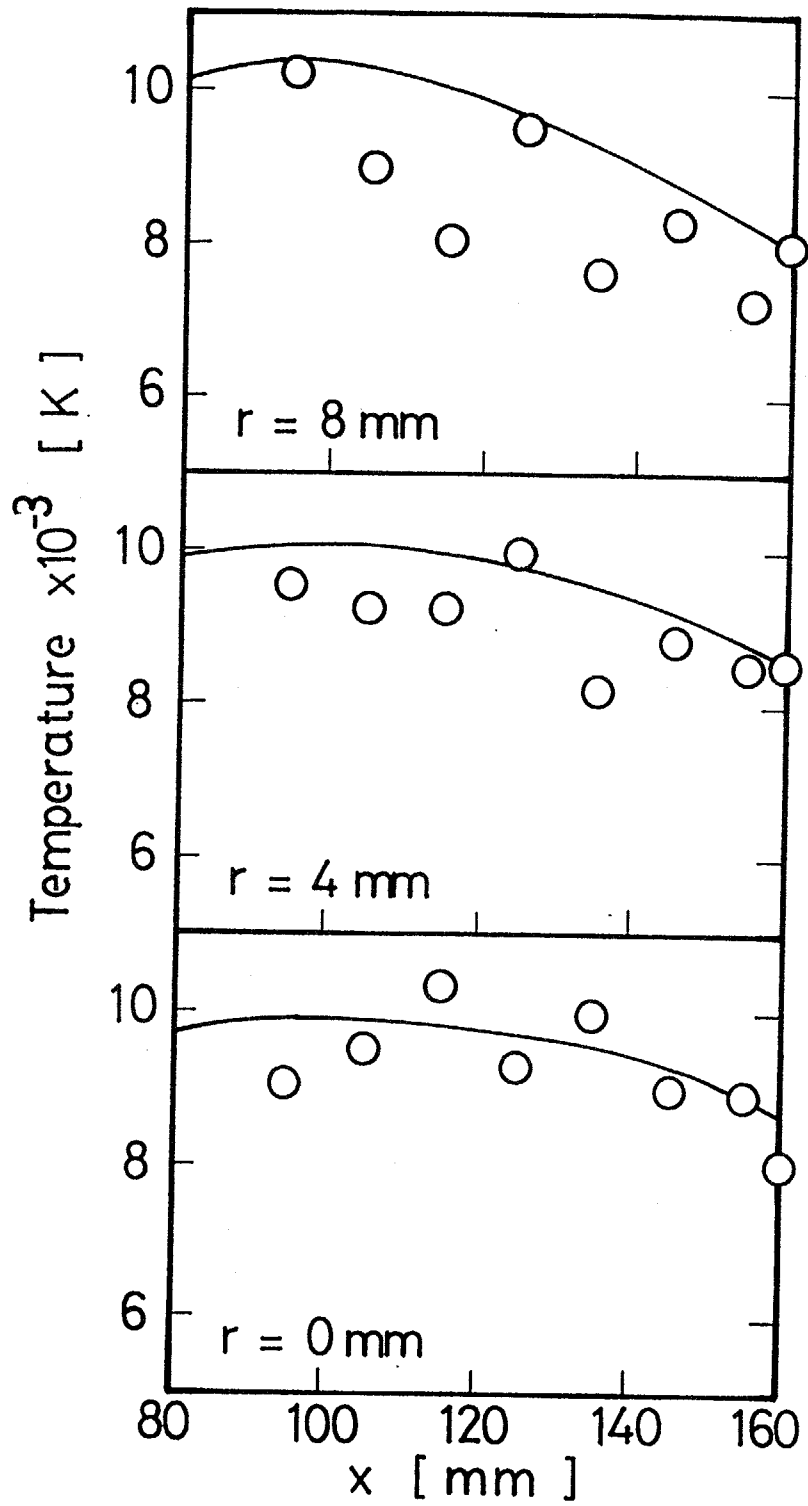


Fig. 6-8 Comparison of calculated (solid lines) and measured temperature profiles; Ar = 20 litre/min; He = 5 litre/min.

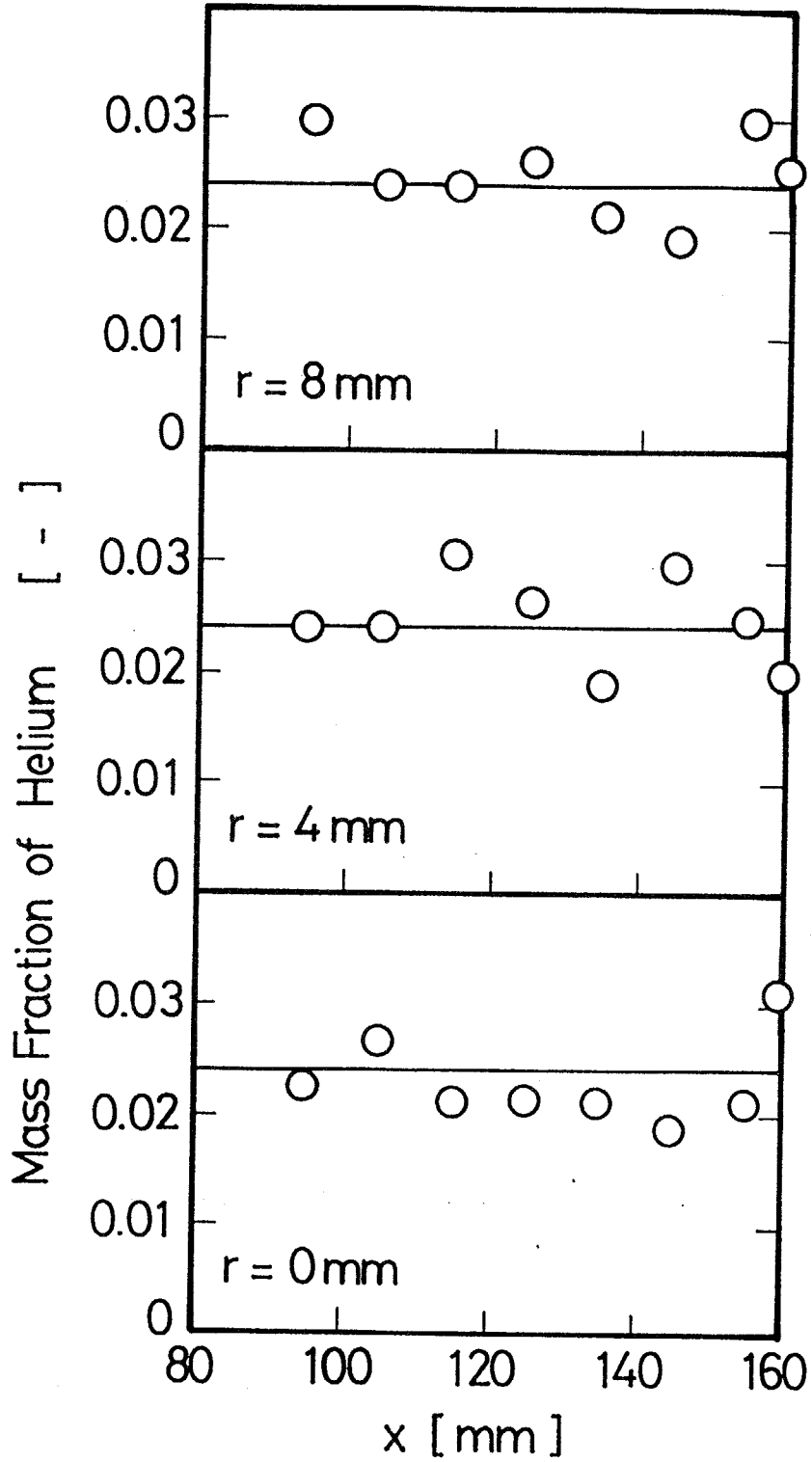


Fig. 6-9 Comparison of calculated (solid lines) and measured helium concentration profiles; Ar = 20 litre/min; He = 5 litre/min.

マは、化学反応を含まない混合プラズマの代表例として選ぶ。これらの図においてキーは実験結果を示し、実線は 6.2 の計算結果である。操作条件はアルゴンの流量：15 litre/min ($Q_1 = 10$ litre/min、 $Q_2 = 5$ litre/min)、ヘリウムの流量：10 litre/min (Q_3) である。

アルゴン・ヘリウムプラズマの速度分布と温度分布はアルゴンプラズマと同様の傾向を示す。アルゴン・ヘリウムプラズマのヘリウムの質量分率は、軸方向にも半径方向にも均一な分布を示す。これは測定した範囲が渦流の下流であるために、プラズマガスの混合が渦流により十分に行われていることを示す。

6.2 数値解析

アルゴン RF 熱プラズマおよびアルゴン・ヘリウム RF 熱プラズマの速度、温度、および濃度場は、2次元の連続の式、運動量保存式、エネルギー保存式、成分保存式を、1次元の電磁場の式とともに数値解析を行うことにより求める。

6.2.1 モデルおよび仮定

数値解析で用いた RF プラズマトーチを Fig. 6-10 に示す。トーチの長さおよび形状は実験で用いたものと同様である。ガスはトーチ上部の 2 箇所にある幅 2 mm のスリットから軸方向にトーチ内部に導入される。アルゴンは内側のスリット（流量： Q_1 ）と外側のスリット（流量： Q_2 ）から、ヘリウムは外側のスリット（流量： Q_3 ）からそれぞれ軸方向に吹き出す。実験においては外側のスリットからは円周方向に気体を吹き出しているが、その気体の速度の円周方向成分は小さく、その程度の円周方向の流速は RF 熱プラズマの場にほとんど影響を与えないことから、本研究では外側のスリットからは軸方向に気体を吹き出すとする。高周波電磁場の周波数は 4 MHz である。

数値解析における座標は、プラズマトーチ上部の中央を原点とし、半径方向に r 、軸方向に x とする。

6.2.2 基礎方程式および境界条件

アルゴンプラズマに対する基礎方程式は Eqs. (2-1~4)、アルゴン・ヘリウムプラズマに対する基礎方程式は Eqs. (2-1~3) および Eqs. (2-5, 6) に示した。ここでアルゴン・ヘリウムプラズマのエンタルピー h は質量分率 C_w を用いて Eq. (6-3) で計算する。

$$h = C_{wAr} \cdot h_{Ar} + C_{wHe} \cdot h_{He} \quad (6-3)$$

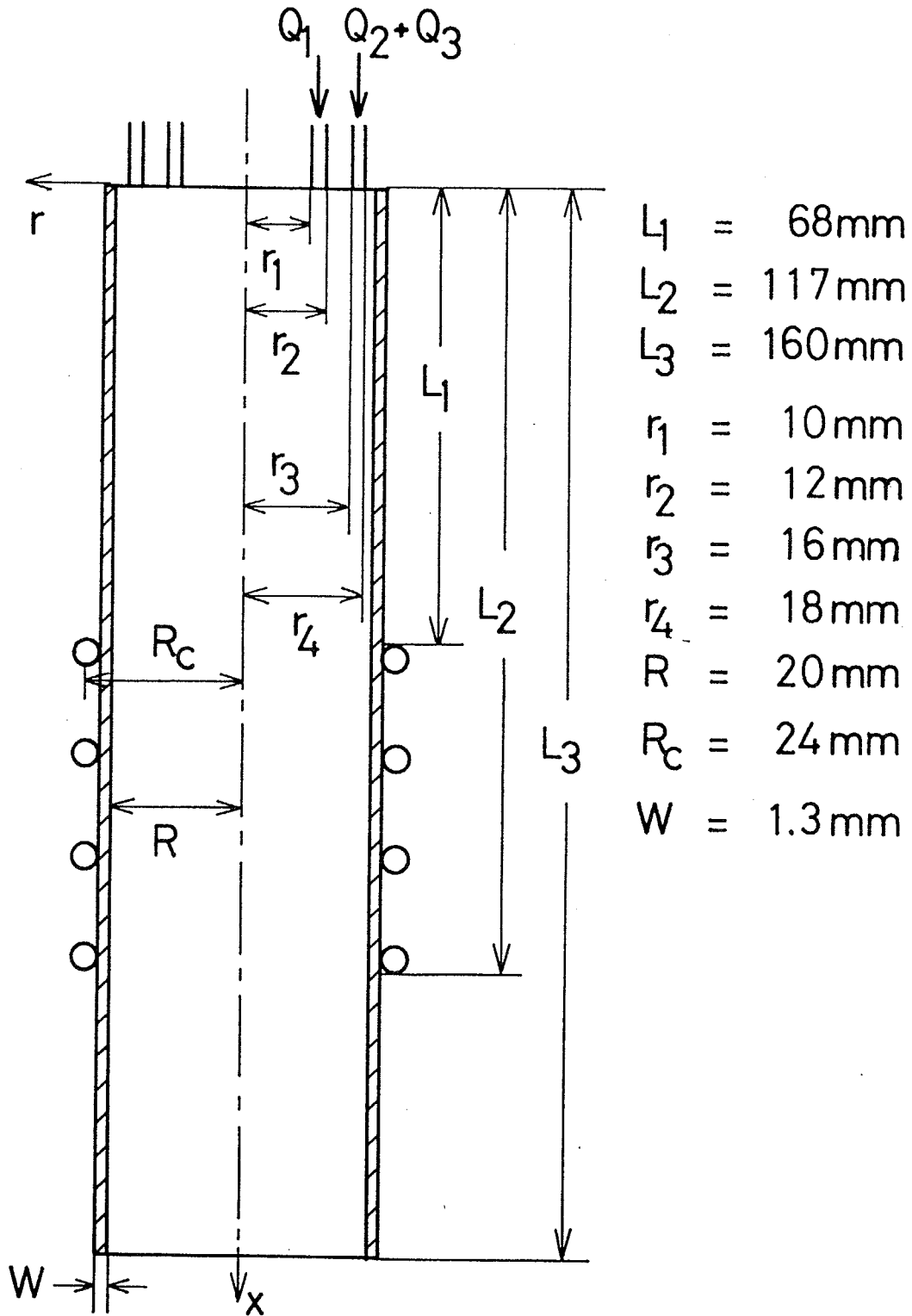


Fig. 6-10 Schematic of inductively coupled plasma torch model.

RF熱プラズマでは高周波電磁場を解く必要がある。RF熱プラズマに働くローレンツ力とジュール加熱を計算するためである。電場Eと磁場Hを解くにはマックスウエルの式を用いる。

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6-4)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (6-5)$$

ここでBは磁束密度、Dは電束密度である。電流密度Jはオームの法則よりEq.(6-6)で表わされる。

$$\vec{J} = \rho_e \vec{u} + \sigma (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \quad (6-6)$$

ここで σ は電気伝導度、 ρ_e は電荷密度である。プラズマでは電荷密度が0であるのでEq.(6-6)の第1項は消去できる。さらにEは $u \times B$ の数百倍であるから、電流密度はEq.(6-7)で表わすことができる。

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (6-7)$$

マックスウエルの式を解くにあたり、電場は θ 方向、磁場は軸方向のみとする。さらに伝導電流は変位電流に比べて十分小さいという仮定とEq.(6-7)により、マックスウエルの式はEqs.(6-8~10)になる。これらの電磁場の式から電場 E_θ 、磁場 H_x 、およびそれらの位相差 χ を求める。

$$\frac{dE_\theta}{dr} = - \frac{E_\theta}{r} - \xi \omega H_x \sin \chi \quad (6-8)$$

$$\frac{dH_x}{dr} = - \sigma E_\theta \cos \chi \quad (6-9)$$

$$\frac{d\chi}{dr} = \frac{\sigma E_\theta}{H_x} \sin \chi - \frac{\xi \omega H_x}{E_\theta} \cos \chi \quad (6-10)$$

ここで ξ は真空の透磁率、 ω は角周波数である。これらの1次元の電磁場の式のEqs.(6-8~10)を解くことにより、RF熱プラズマに特有なジュール加熱と

ローレンツ力を求めることができる。

アルゴン・ヘリウムプラズマにおける境界条件を以下に示す。

入口 ($x = 0$) : アルゴンは r_1 と r_2 の間から流量 Q_1 、 r_3 と r_4 の間から流量 Q_2 で軸方向に流す。ヘリウムは r_3 と r_4 の間から流量 Q_3 で軸方向に流す。

$$u = \begin{cases} Q_1/\pi (r_2^2 - r_1^2), & r_1 < r < r_2 \\ (Q_2 + Q_3)/\pi (r_4^2 - r_3^2), & r_3 < r < r_4 \\ 0, & \text{上記以外の範囲} \end{cases} \quad (6-11)$$

$$v = 0 \quad (6-12)$$

$$C_{wHe} = \frac{Q_3 \cdot m_{He}}{(Q_1 + Q_2)m_{Ar} + Q_3 \cdot m_{He}}, \quad r_3 < r < r_4 \quad (6-13)$$

$$T = 300 \text{ K} \quad (6-14)$$

ここで m_{Ar} と m_{He} はそれぞれアルゴンとヘリウムの分子の質量である。

中心 ($r = 0$) :

$$\frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial h}{\partial r} = \frac{\partial C_{wHe}}{\partial r} = v = 0 \quad (6-15)$$

トーチ壁 ($r = R$) :

$$u = v = \frac{\partial C_{wHe}}{\partial r} = 0 \quad (6-16)$$

$$\frac{k}{C_p} \cdot \frac{\partial h}{\partial r} = \frac{k_c}{W} \cdot (T - T_{w\theta}), \quad (T_{w\theta} = 300 \text{ K}) \quad (6-17)$$

ここで $T_{w\theta}$ はトーチ外側の温度、 k_c はトーチの熱伝導率、 W はトーチ壁の厚さである。

出口 ($x = L_3$) :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial h}{\partial x} = \frac{\partial C_{wHe}}{\partial x} = 0 \quad (6-18)$$

電磁場の式である Eqs. (6-8~10) は 4 次のルンゲ・クッタ法を用いて解く。そのために必要なトーチ中心における境界条件を Eqs. (6-19~21) に示す。

$$x = \frac{\pi}{2}, \quad \frac{d\chi}{dr} = 0, \quad (6-19)$$

$$E_{\theta} = 0, \quad \frac{dE_{\theta}}{dr} = -\frac{\xi \omega H_x}{2}, \quad (6-20)$$

$$H_x = H_c(x), \quad \frac{dH_x}{dr} = 0, \quad (6-21)$$

ここで $H_c(x)$ はトーチの中心軸上の磁場であり、Eq. (6-22) で与えられる。

$$H_c(x) = \frac{NI}{2(L_2 - L_1)} \left[\frac{L_2 - x}{(R_c^2 + (L_2 - x)^2)^{0.5}} - \frac{L_1 - x}{(R_c^2 + (L_1 - x)^2)^{0.5}} \right] \quad (6-22)$$

コイルは $x = L_1 \sim L_2$ において半径 R_c で N 回巻いてあるとし、 I はコイルに流れる電流を示す。数値解析においてはコイル電流が不明であるために、 $H_c(x)$ も未知である。ここで既知であるのは入力電力 P_0 である。そのために計算で得られた消費電力 P_t が入力電力に合致するようにコイル電流を決める。RF 熱プラズマにおいてジュール加熱が全消費電力となるので、Eq. (6-23) から消費電力を計算する。

$$P_t = \int_0^L \int_0^R 2\pi r P_1 dr dx \quad (6-23)$$

ここで P_t と P_0 が等しくない場合には、Eq. (6-24) から補正係数 α_c を計算する。この補正係数を中心軸上の磁場 $H_c(x)$ にかけて再度電磁場を計算し、RF 熱プラズマの速度、温度、濃度場の計算を行う。

$$\alpha_c = (P_o/P_t)^{0.5} \quad (6-24)$$

6.2.3 物性値

アルゴンプラズマの物性値は温度の関数として計算途中で逐一変化させる。熱伝導率と粘性係数はDevotoのデータ¹⁹³⁾から得る。定圧比熱はHsuとPfenderのデータ¹⁹⁴⁾から得る。密度は数密度 n を計算してEq. (6-25)から求める。この数密度はサハの式のEq. (6-26)から計算する。

$$\rho = m_{Ar} (n_{Ar} + n_i) \quad (6-25)$$

$$\frac{n_i n_e}{n_{Ar}} = 2 \frac{(2\pi m_e k_b T)^{3/2}}{h_o^3} \cdot \frac{U_{i+1}}{U_i} \cdot \exp\left(-\frac{E_i}{k_b T}\right) \quad (6-26)$$

ここで添え字のAr、i、eはそれぞれアルゴン原子、アルゴンイオン、電子を示す。また k_b はボルツマン定数、 h_o はプランク定数、 E_i はイオン化エネルギー、 U_i 、 U_{i+1} は分配関数である。また電気伝導率はDevotoのデータ¹⁹³⁾を用いる。

アルゴン・ヘリウムプラズマの物性値は混合ガスの物性値の推算法を用いて計算する。熱伝導率はWassiljewa式¹⁹⁶⁾のEq. (6-27)を用いる。

$$k = \frac{k_{Ar}}{1 + \Psi_{ArHe} (X_{He}/X_{Ar})} + \frac{k_{He}}{1 + \Psi_{HeAr} (X_{Ar}/X_{He})} \quad (6-27)$$

ここで X はモル分率を示す。 Ψ_{ArHe} と Ψ_{HeAr} はLindsayとBromleyにより提案された方法により計算されるパラメータであり、Eq. (6-28)により求める。

$$\Psi_{ab} = \frac{1}{4} \left\{ 1 + \left[\frac{\mu_a}{\mu_b} \left(\frac{M_b}{M_a} \right)^{3/4} \frac{T + S_a}{T + S_b} \right]^{1/2} \right\}^2 \frac{T + S_{ab}}{T + S_a} \quad (6-28)$$

ここで S_a 、 S_b 、および S_{ab} はSutherlandの定数である。 M は分子量である。

粘性係数はSutherland式¹⁹⁶⁾のEq. (6-29)を用いる。

$$\mu = \frac{\mu_{Ar}}{1 + \Phi_{ArHe} (X_{He}/X_{Ar})} + \frac{\mu_{He}}{1 + \Phi_{HeAr} (X_{Ar}/X_{He})} \quad (6-29)$$

ここで Φ_{ArHe} と Φ_{HeAr} は分子運動モデルを用いてWilkeによる方法により計算されるパラメータであり、Eq. (6-30)により計算する。

$$\Phi_{ab} = \frac{[1 + (\mu_a/\mu_b)^{1/2} \cdot (M_a/M_b)^{1/4}]^2}{[8(1 + M_a/M_b)]^{1/2}} \quad (6-30)$$

定圧比熱は質量分率を用いてEq. (6-31)から、密度は数密度を用いてEq. (6-32)から計算する。

$$C_p = C_{w_{Ar}} \cdot C_{p_{Ar}} + C_{w_{He}} \cdot C_{p_{He}} \quad (6-31)$$

$$\rho = m_{Ar} (n_{Ar} + n_i) + m_{He} \cdot n_{He} \quad (6-32)$$

アルゴン・ヘリウムプラズマの電気伝導率は、アルゴンの電気伝導率にアルゴンのモル分率をかけることにより計算する。ヘリウムの電離は10,000 K以下では無視できるからである。拡散係数はHirschfelderら¹⁹⁷⁾によるEq. (6-33)から計算する。

$$D_{He} = 5.9533 \times 10^{-21} \frac{T^{3/2}}{d_{HeAr}^2 p \Omega} \cdot [(1/M_{He}) + (1/M_{Ar})]^{1/2} \quad (6-33)$$

ここで d_{HeAr} はヘリウムとアルゴンの衝突直径、 Ω は拡散の衝突積分である。

アルゴン・ヘリウムプラズマの物性値推算に必要なヘリウムプラズマの物性値は以下から得る。熱伝導率と粘性係数はDevotoとLiのデータ¹⁹⁸⁾から得る。ヘリウムの定圧比熱は電離を無視することにより分子論的にEq. (6-34)から計算する。

$$C_{p_{He}} = \frac{5k_b}{2m_{He}} \quad (6-34)$$

6.2.4 計算方法

RF熱プラズマを支配する基礎方程式のEqs. (2-1~6)にSIMPLER法¹⁸⁹⁾を適用して数値解析を行う。電磁場の式のEqs. (6-8~10)は4次のルンゲ・クッタ法を用いて解く。数値解析を行う差分格子は軸方向に18、半径方向に12とし、不等間隔格子を採用する。

6.2.5 数値解析結果

6.2.5.1 アルゴンプラズマ

アルゴンプラズマの速度および温度場について数値解析した結果を以下に示す。RF熱プラズマの操作条件はトーチの消費電力：8 kW、アルゴンの流量： $Q_1 = 10$ litre/min、 $Q_2 = 15$ litre/minである。

アルゴンプラズマの流線をFig. 6-11(a)に示す。流線を示す図中の数字はそれぞれの位置における流量を全流量で規格化した値である。アルゴンに高周波電磁場を与えるコイルの部分に渦流が生成している。コイル領域における電磁ポンピングにより中心に向いた半径方向の流れが誘起されるために、渦流が生成する。

アルゴンプラズマの等温線をFig. 6-11(b)に示す。コイルの部分に高温部が存在する。高温部はトーチの中心からずれて存在し、 $r = 12$ mmの位置で最高温度はおよそ 10,500 Kである。トーチの中心からずれて最高温度が存在するのはRF熱プラズマに特有な表皮効果のためである。表皮効果とはトーチの外側ほど電場が強くなることである。そのためにトーチの外側ほどジュール加熱が大きくなる。トーチ外周部では石英管へ熱が逃げるので、両者が釣り合った位置で最高温度が存在する。

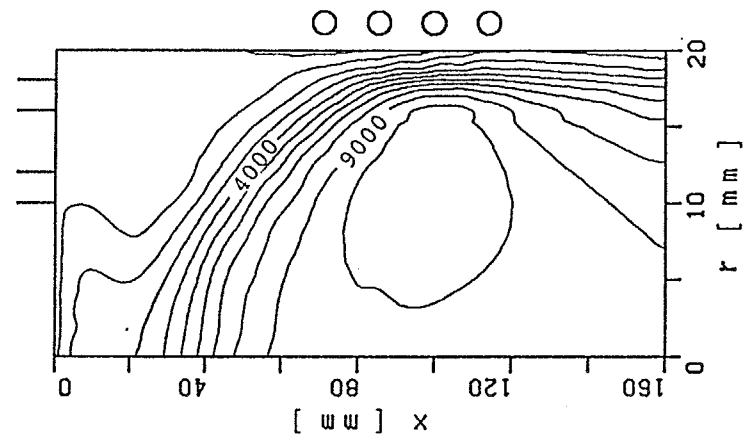
数値計算モデルの妥当性を確かめるために、数値解析結果を実験結果と比較する。比較した図をFigs. 6-5, 6に示した。これらはよい一致を示すことから、本研究の数値解析モデルは妥当であるといえる。

アルゴンプラズマにおけるコイルのほぼ中心 ($x = 95$ mm) の電場、磁場、およびそれらの位相差の半径方向分布をFig. 6-12に示す。電場はトーチの外側ほど強いという表皮効果を示している。

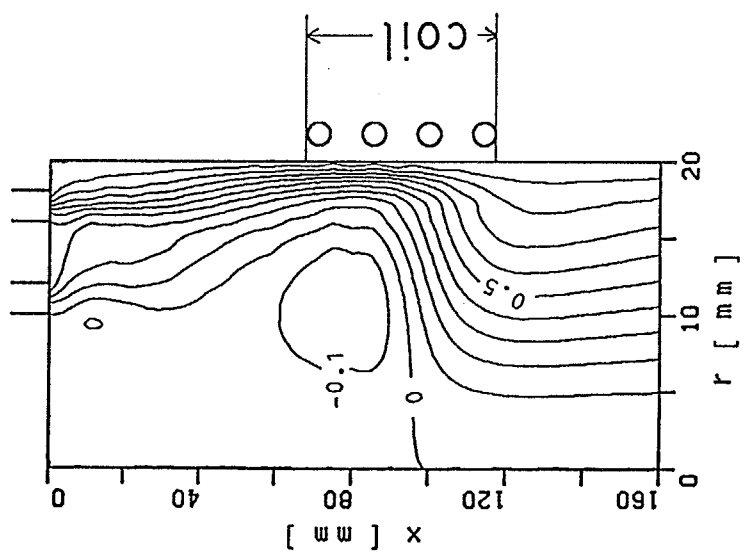
6.2.5.2 アルゴン・ヘリウムプラズマ

アルゴン・ヘリウムプラズマの速度、温度場、および濃度場について数値解析した結果を以下に示す。RF熱プラズマの操作条件はトーチの消費電力：8 kW、アルゴンの流量：15 litre/min ($Q_1 = 10$ litre/min、 $Q_2 = 5$ litre/min)、ヘリウムの流量：10 litre/min (Q_3) である。

アルゴン・ヘリウムプラズマの流線をFig. 6-13(a)に示す。コイル領域に生成している渦流はアルゴンプラズマの渦流に比べて強くなっている。この強い渦流は電磁ポンピングが強くなることに起因する。これはヘリウムを混合させたために密度が小さくなり、体積力であるローレンツ力の影響が強くなるからである。



(a)



(b)

Fig. 6-11 Streamlines (a), isotherms (b); Ar = 25 litre/min.

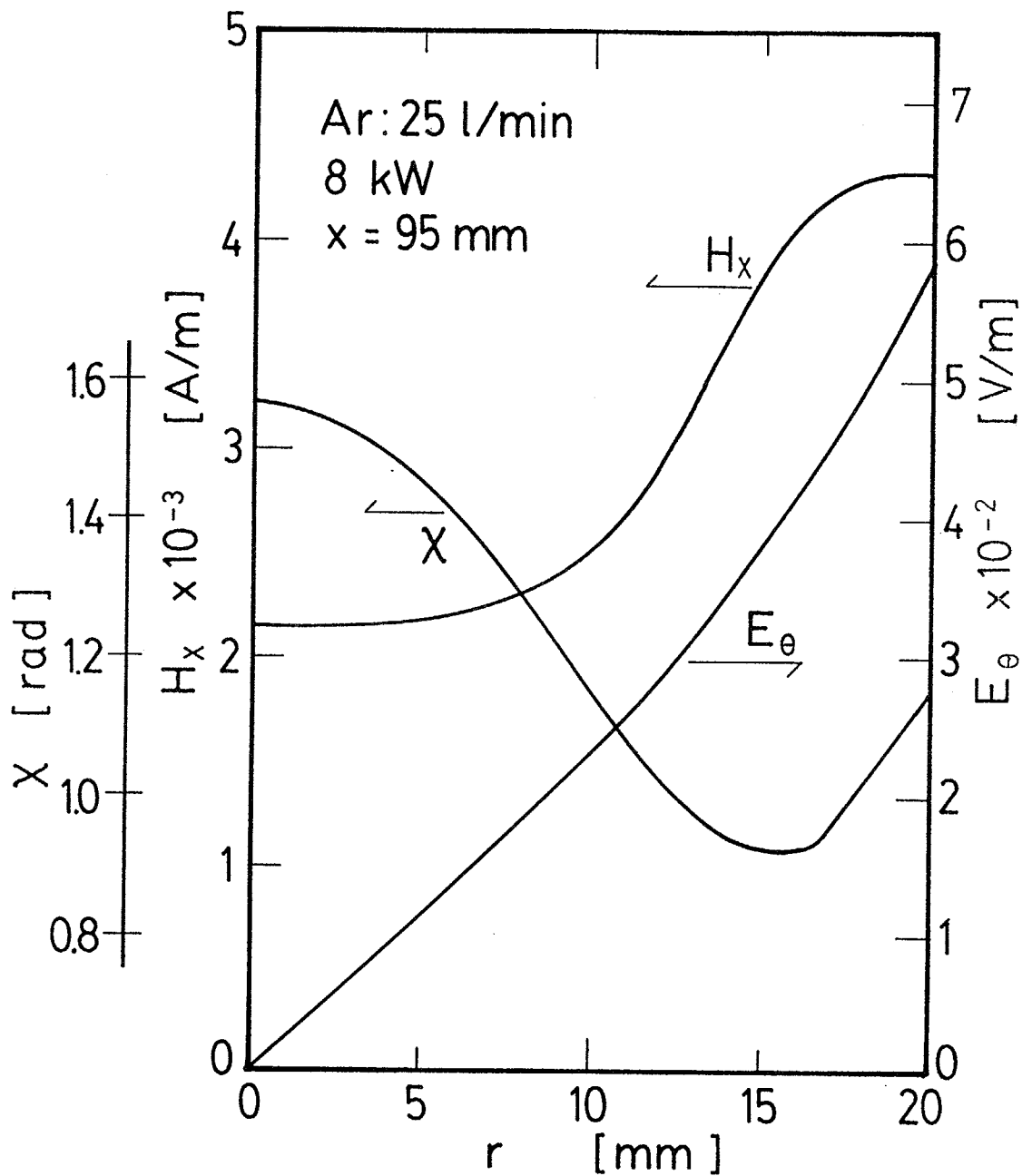


Fig. 6-12 Radial profiles of electric and magnetic fields and phase difference between them; Ar = 25 litre/min.

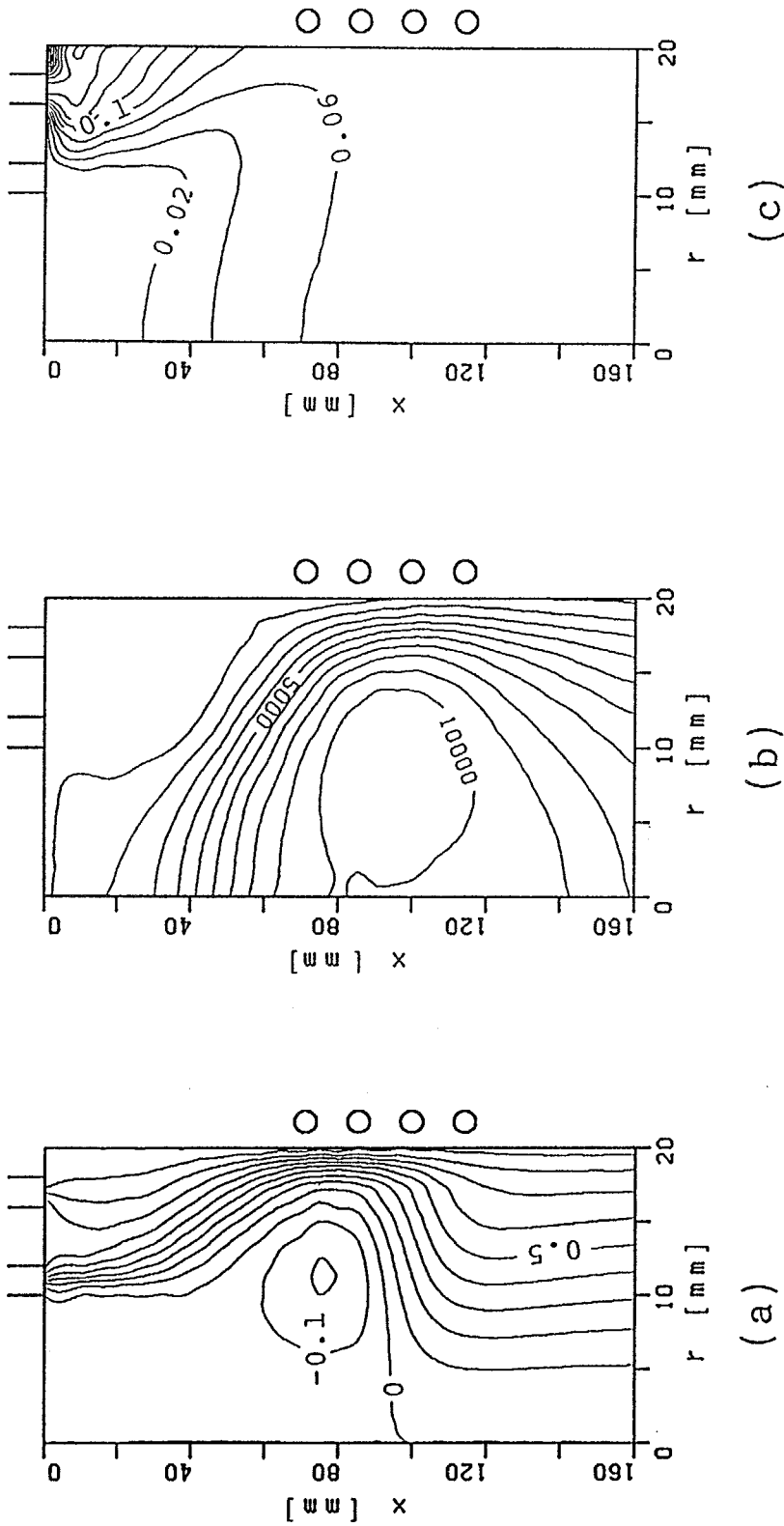


Fig. 6-13 Streamlines (a), isotherms (b) and concentration contours of helium (c); Ar = 15 litre/min; He = 10 litre/min.

アルゴン・ヘリウムプラズマの等温線をFig. 6-13(b)に示す。アルゴンプラズマに比べて、トーチ壁近傍の温度勾配は緩やかになっている。さらに最高温度は約 10,600 Kであり、 $r = 10$ mmに位置しており、アルゴンプラズマの場合より中心に近づいている。これはヘリウムを混入させたために熱伝導率が上昇し、トーチ壁への熱損失が大きくなるためである。

アルゴン・ヘリウムプラズマにおけるヘリウムの等濃度線をFig. 6-13(c)に示す。等濃度線の図中の数字はヘリウムの質量分率を示す。ヘリウムはトーチの上部で半径方向にほぼ均一になっており、ヘリウムの拡散が非常に速いことを示す。この速い拡散はアルゴン・ヘリウムプラズマの渦流が強いためである。

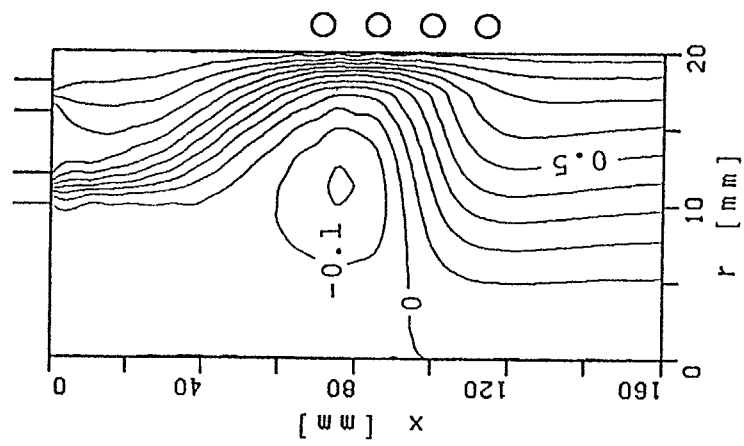
これらの数値解析結果をFigs. 6-7~9において実験結果と比較した。これらはよい一致を示すことから、本研究の数値解析モデルは妥当であるといえる。数値解析結果と実験結果の差は、実験においてRF熱プラズマがプローブにより乱されるため、およびモデルがまだ不完全であるためである。

アルゴン・ヘリウムプラズマの特性を調べるために、アルゴンとヘリウムの混合比を変えた場合（全流量と消費電力は一定）、全流量を変えた場合（混合比と消費電力は一定）、および消費電力を変えた場合（混合比と全流量は一定）の数値解析の結果を以下に示す。

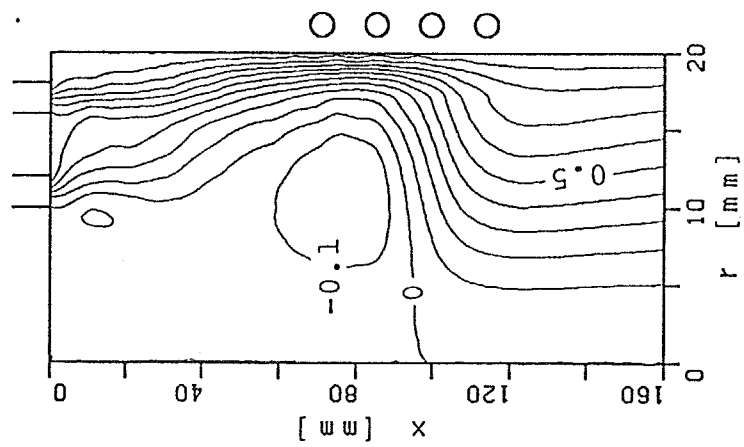
1) アルゴンとヘリウムの混合比を変えた場合 アルゴン・ヘリウムプラズマにおいて全流量を 25 litre/min、消費電力を 8 kWと一定にし、アルゴンとヘリウムの混合比を変えた場合のRF熱プラズマの場の変化を以下に示す。

アルゴンとヘリウムの混合比を変えた場合の流線をFig. 6-14に示す。アルゴン 25 litre/minの流線がFig. 6-14(a)、アルゴン 20 litre/min、ヘリウム 5 litre/minの流線がFig. 6-14(b)、アルゴン 15 litre/min、ヘリウム 10 litre/minの流線がFig. 6-14(c)である。軸方向速度と半径方向速度の $x = 90$ mmにおける半径方向分布をFig. 6-15に示す。この位置はコイルのほぼ中心であり、電磁場が最大の位置である。ヘリウムの濃度が高いほど、軸方向速度は小さくなり、中心に向いた半径方向速度の大きさが大きくなる。これらはヘリウムを混合するほど密度が小さくなり、ローレンツ力の影響が大きくなることを示す。軸方向速度の中心軸上の分布をFig. 6-16に示す。およそ $x = 80$ mmにおいて逆流が最大になっている。ヘリウムの濃度が高いほどこの逆流の速さは大きくなる。

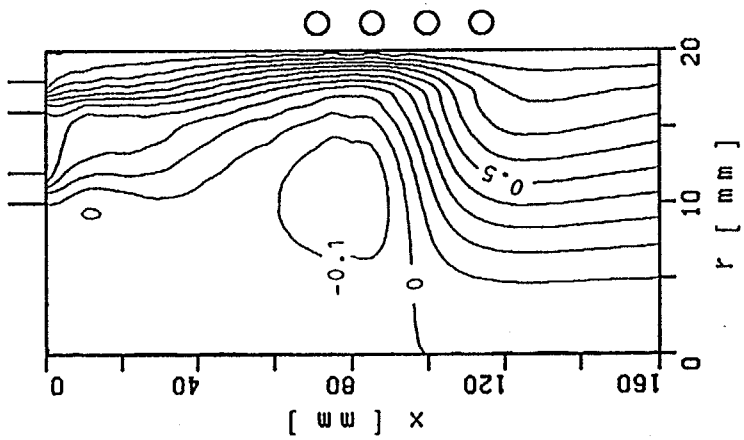
アルゴンとヘリウムの混合比を変えた場合の等温線をFig. 6-17に示す。アルゴン 25 litre/minの等温線がFig. 6-17(a)、アルゴン 20 litre/min、ヘリウム 5 litre/minの等温線がFig. 6-17(b)、アルゴン 15 litre/min、ヘリウム 10 litre/minの等温線がFig. 6-17(c)である。ヘリウムの濃度が高いほど、



(a)



(b)



(c)

Fig. 6-14 Streamlines; Ar = 25 litre/min (a),
 Ar = 20 litre/min; He = 5 litre/min (b),
 Ar = 15 litre/min; He = 10 litre/min (c).

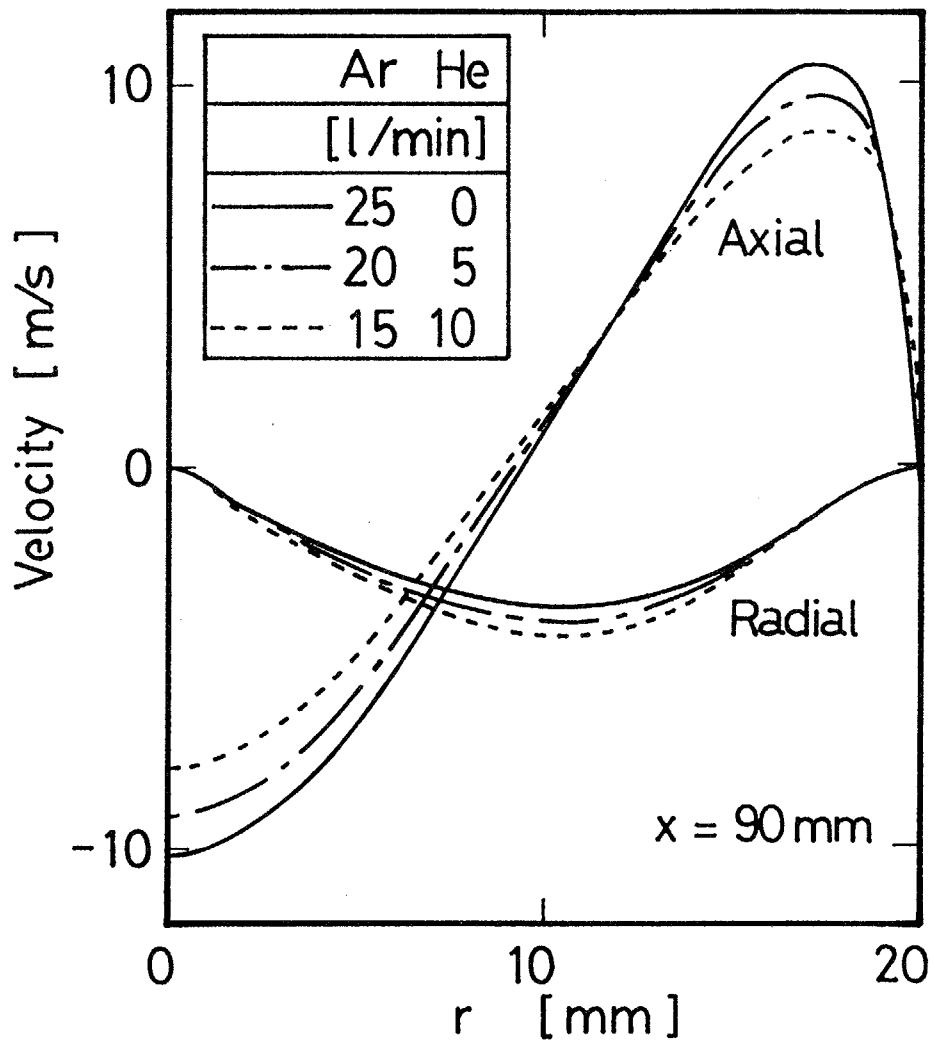


Fig. 6-15 Radial profiles of axial and radial velocities.

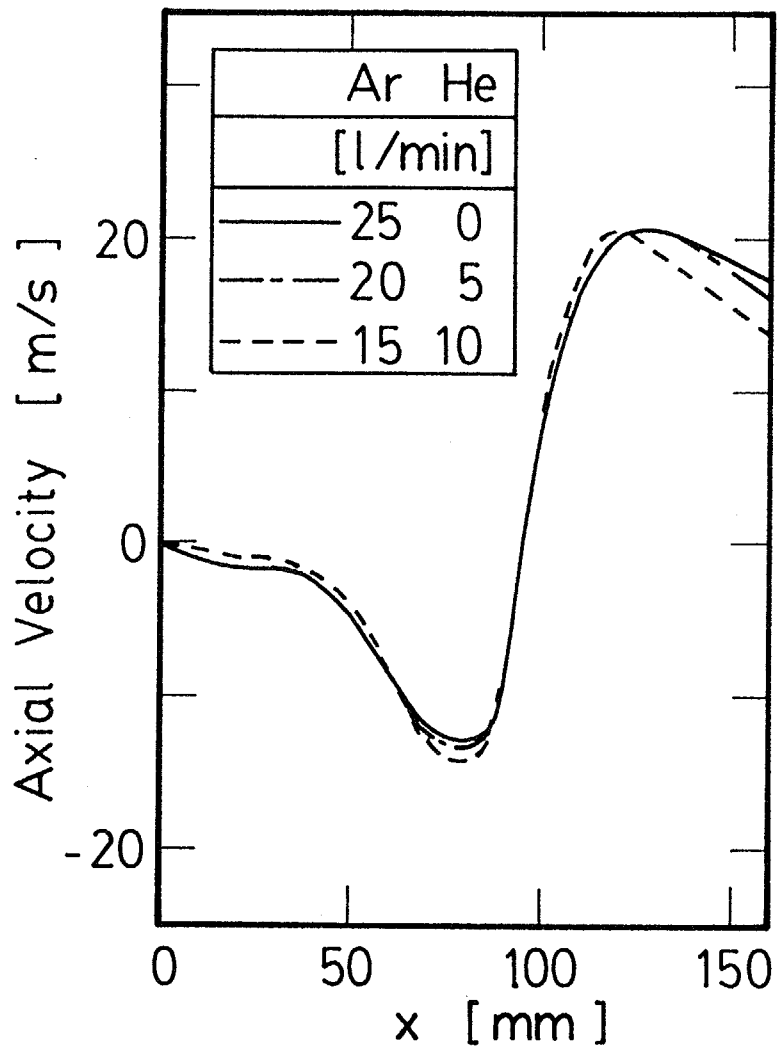


Fig. 6-16 Axial velocity along centerline.

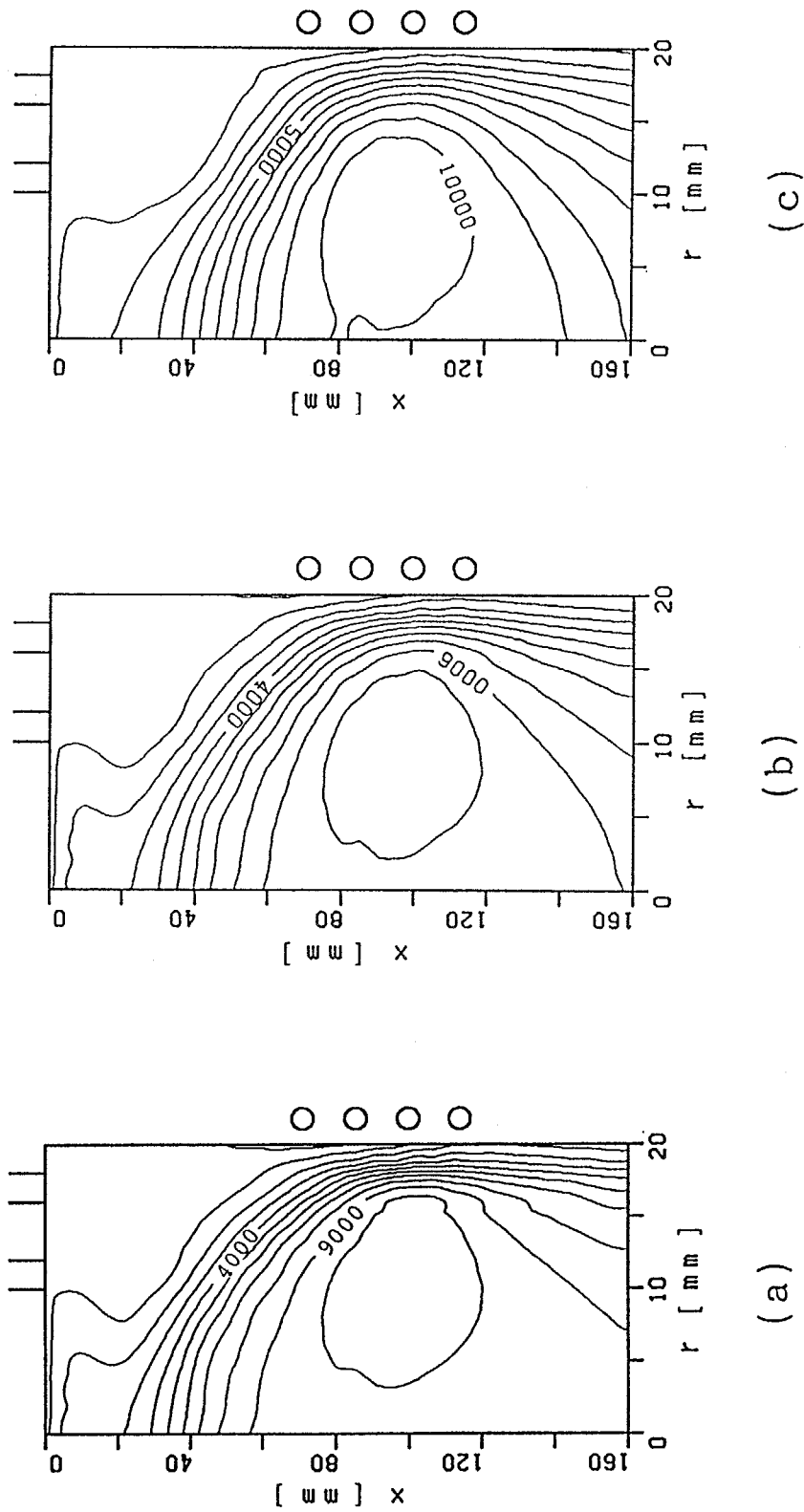


Fig. 6-17 Isotherms; Ar = 25 litre/min (a),
 Ar = 20 litre/min; He = 5 litre/min (b),
 Ar = 15 litre/min; He = 10 litre/min (c).

トーチ壁近傍の温度が低く、トーチ出口における温度も低い。ヘリウムの濃度が高いほどプラズマの熱伝導率が大きくなり、トーチ壁への伝導による熱損失が大きくなるからである。温度の半径方向分布をFig. 6-18に示す。ヘリウムの濃度が高いほどトーチ壁近傍の温度は低く、最大温度の位置は中心に近づく。温度の中心軸上の分布をFig. 6-19に示す。全体的にヘリウムの濃度が高いほど温度は低い。これはヘリウムの濃度が高いほど壁への伝導による熱損失が大きくなるからである。

2) 全流量を変えた場合 アルゴン・ヘリウムプラズマにおいて消費電力を8 kW、アルゴンとヘリウムの混合比を4:1と一定にし、全流量を変えた場合のRF熱プラズマの場の変化を以下に示す。

全流量を変えた場合の流線をFig. 6-20に示す。アルゴン 10 litre/min、ヘリウム 2.5 litre/min の流線がFig. 6-20(a)、アルゴン 20 litre/min、ヘリウム 5 litre/min の流線がFig. 6-20(b)、アルゴン 35 litre/min、ヘリウム 8.8 litre/min の流線がFig. 6-20(c)である。全流量が少ないほどコイル領域に発生する渦流は強くなる。全流量が多くなるとコイル部分に生成した渦流が流れの勢いで消滅する。軸方向速度と半径方向速度の $x = 90$ mmにおける半径方向分布をFig. 6-21に示す。全流量が多いほど中心に向いた半径方向速度の大きさは小さくなる。これは流量が多いほどローレンツ力の影響が小さくなることを示す。軸方向速度の中心軸上の分布をFig. 6-22に示す。全流量が多いほど電磁ポンピングにより生成する逆流が抑えられている。そのために全流量が多いほど逆流の大きさは小さい。

全流量を変えた場合の等温線をFig. 6-23に示す。アルゴン 10 litre/min、ヘリウム 2.5 litre/min の等温線がFig. 6-23(a)、アルゴン 20 litre/min、ヘリウム 5 litre/min の等温線がFig. 6-23(b)、アルゴン 35 litre/min、ヘリウム 8.8 litre/min の等温線がFig. 6-23(c)である。温度の半径方向分布をFig. 6-24に示す。全流量が多いほど温度は低い。温度の中心軸上の分布をFig. 6-25に示す。全流量が多いほど、特にコイルより上流の部分の温度が低い。これは全流量が多くなると熱プラズマの温度が下がること以外に、全流量が多くなるほどコイル領域の渦流が弱くなり、そのためにコイル領域で発生した熱を上流に運ばなくなることも理由である。

全流量を変えた場合のヘリウムの等濃度線をFig. 6-26に示す。アルゴン 10 litre/min、ヘリウム 2.5 litre/min の等濃度線がFig. 6-26(a)、アルゴン 20 litre/min、ヘリウム 5 litre/min の等濃度線がFig. 6-26(b)、アルゴン 35 litre/min、ヘリウム 8.8 litre/min の等濃度線がFig. 6-26(c)である。半径方向に均一なヘリウムの質量分率は、全流量が少ないほど、より上流で得

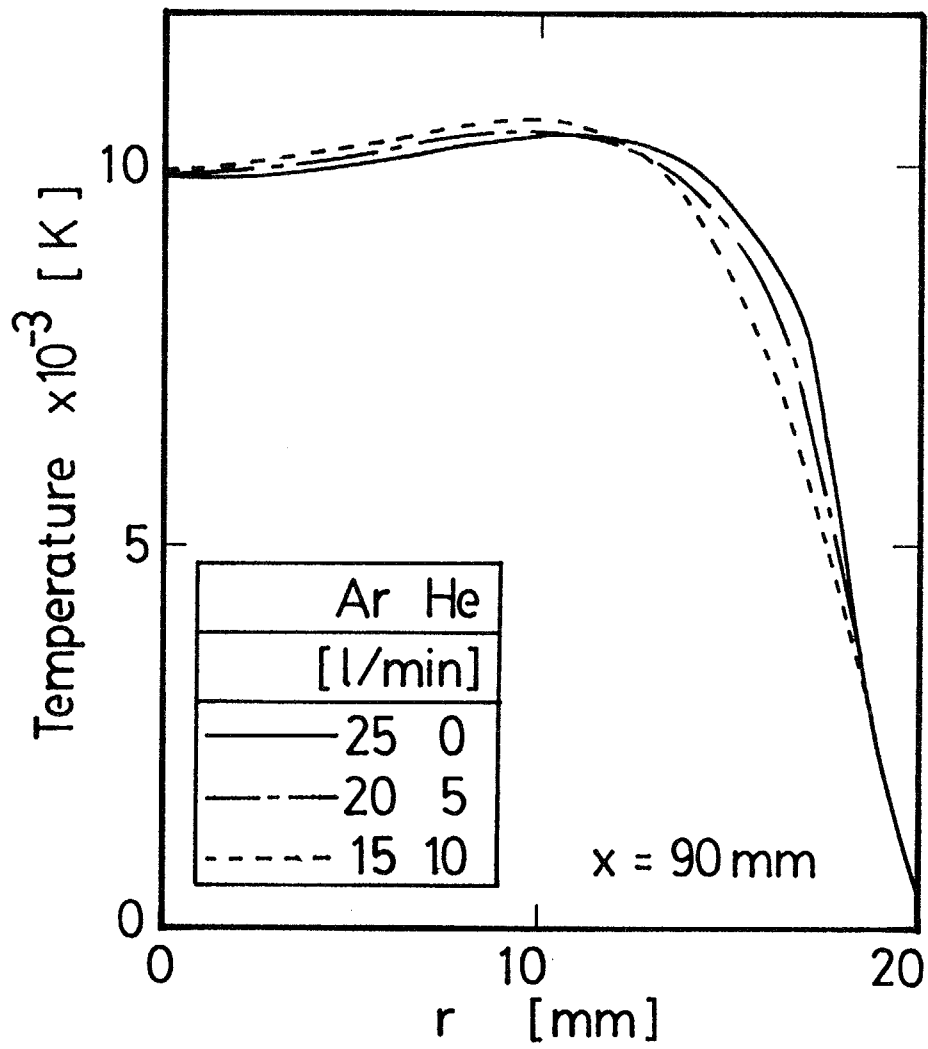


Fig. 6-18 Radial profiles of temperature.

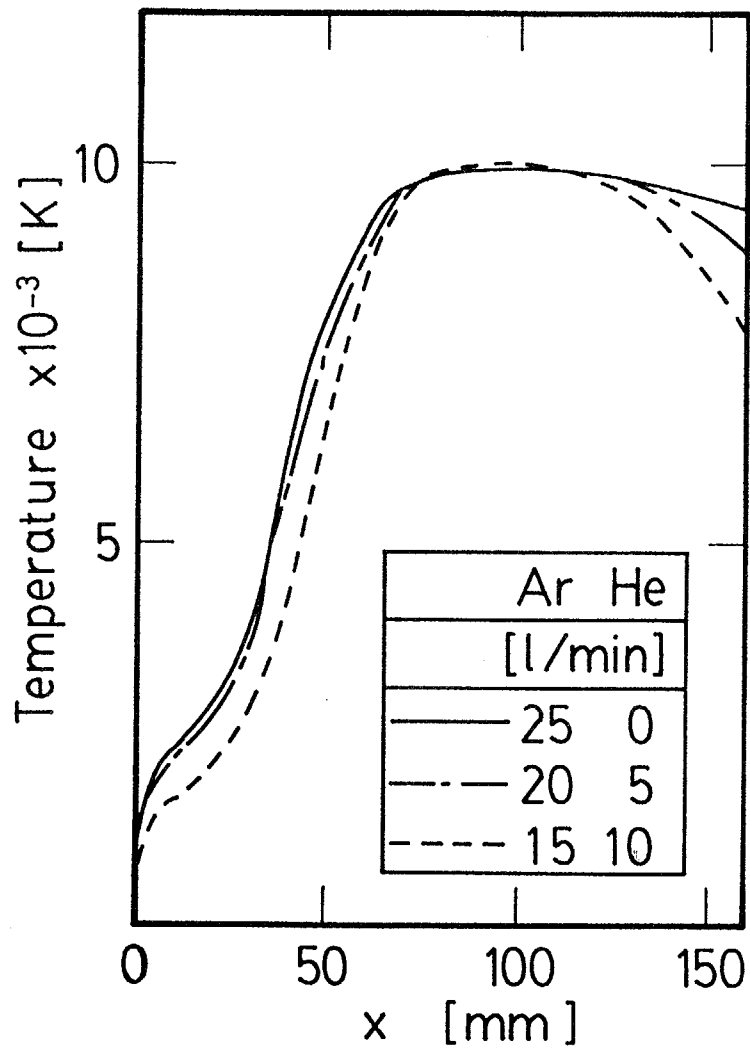


Fig. 6-19 Temperature along centerline.

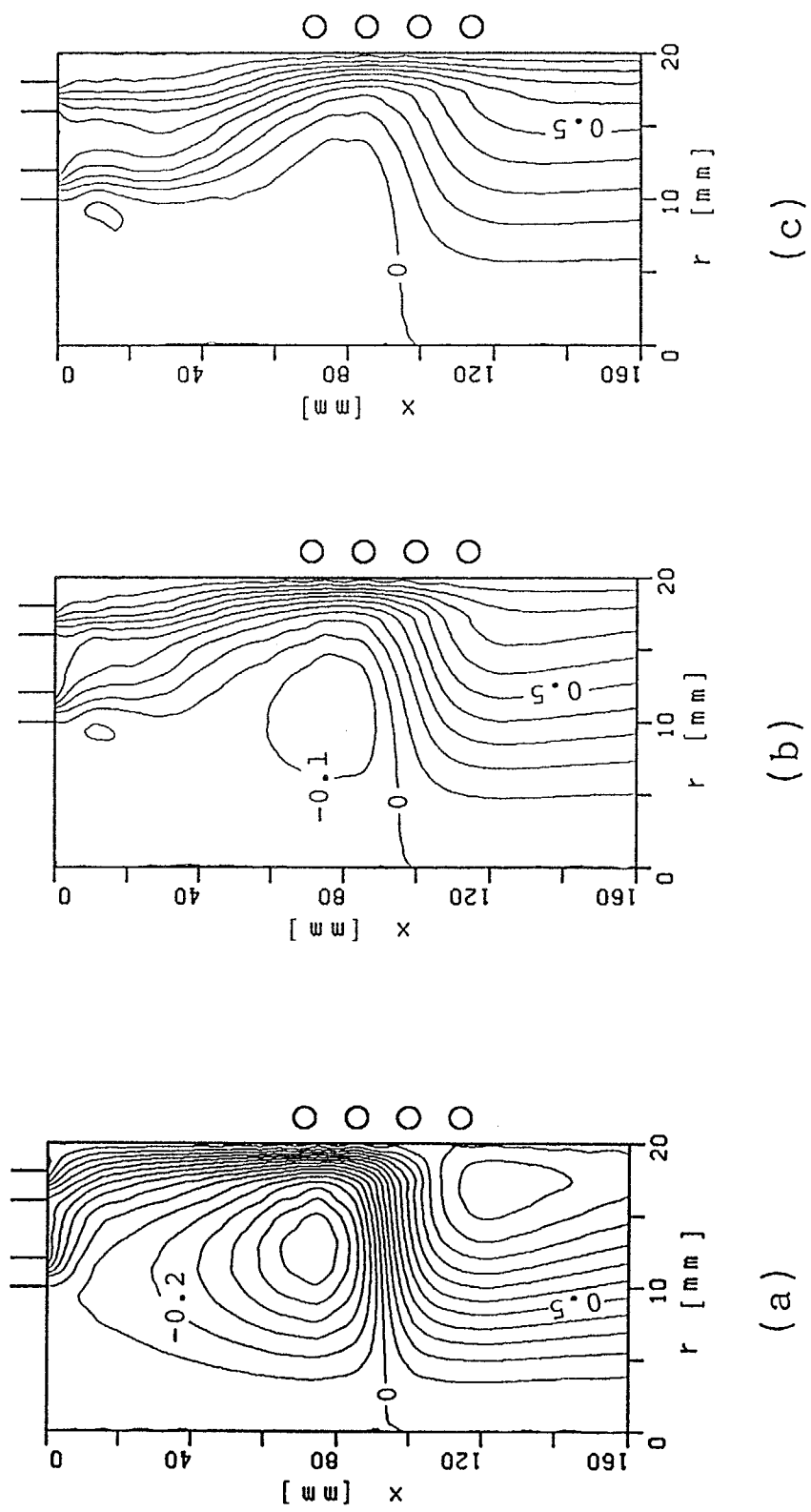


Fig. 6-20 Streamlines; Ar = 10 litre/min; He = 2.5 litre/min (a),
 Ar = 20 litre/min; He = 5 litre/min (b),
 Ar = 35 litre/min; He = 8.8 litre/min (c).

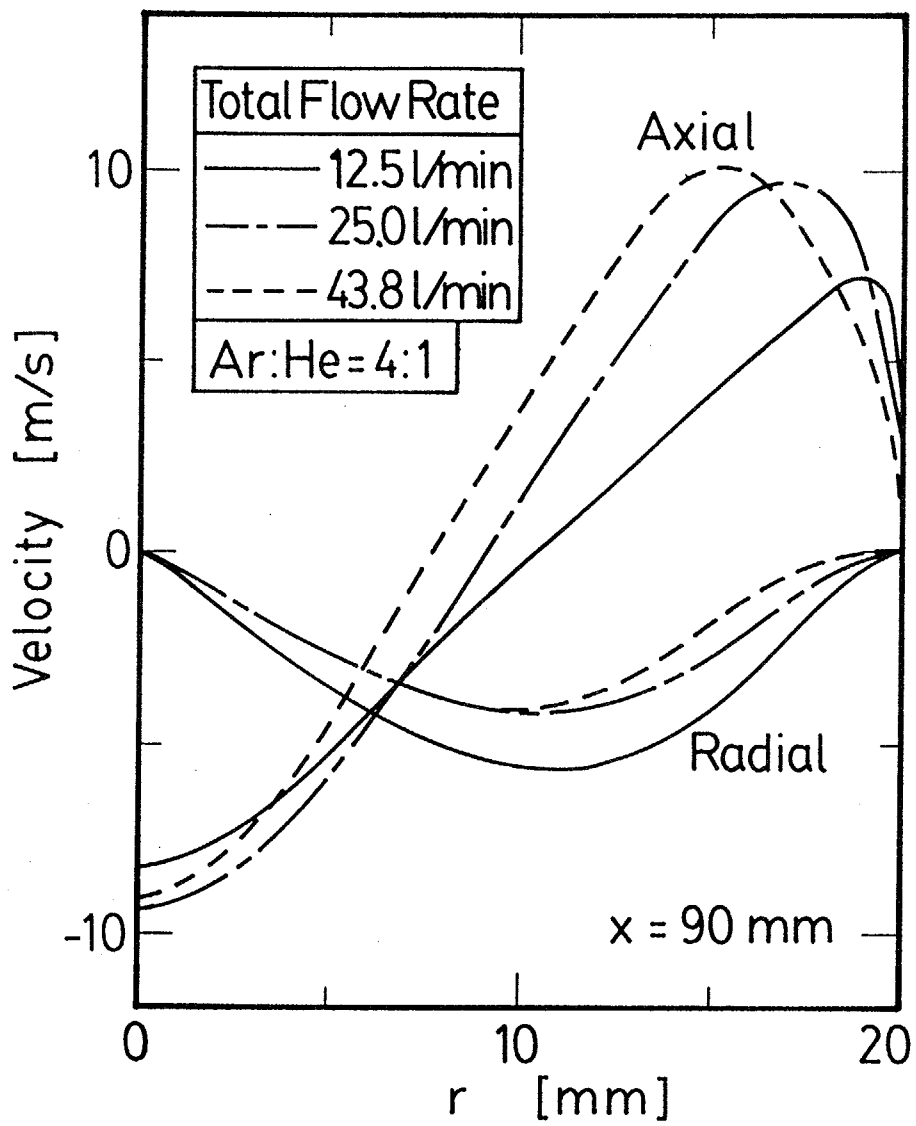


Fig. 6-21 Radial profiles of axial and radial velocities.

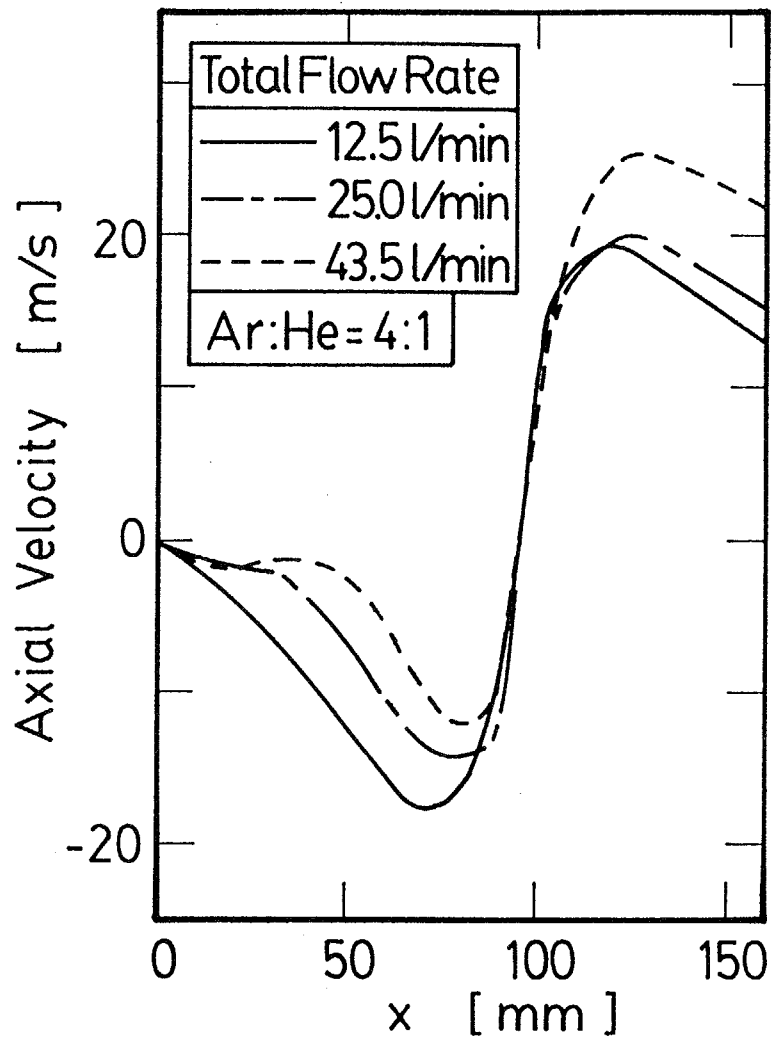
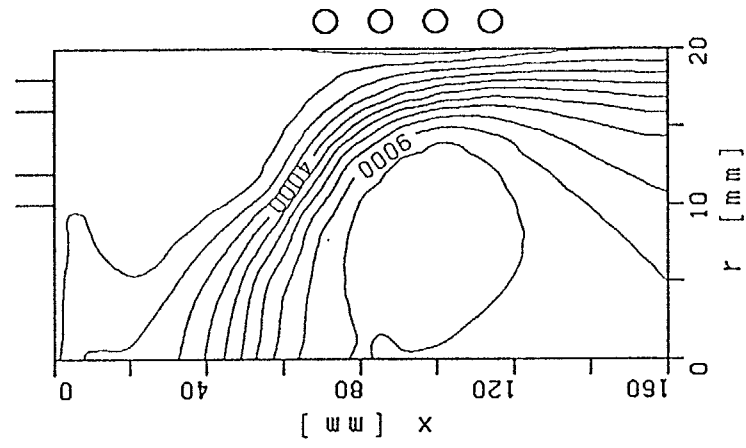
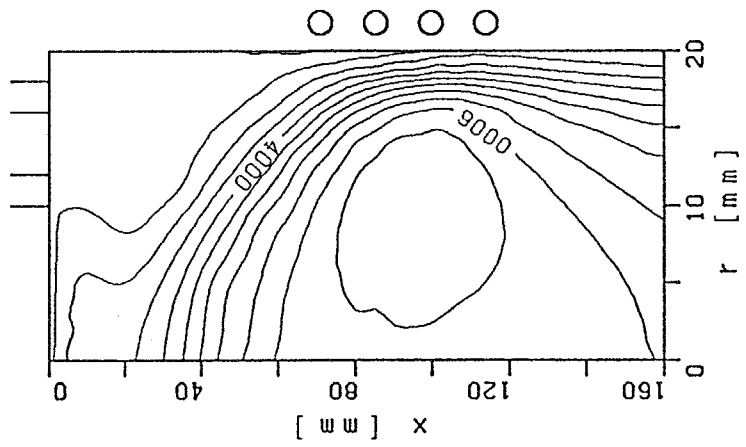


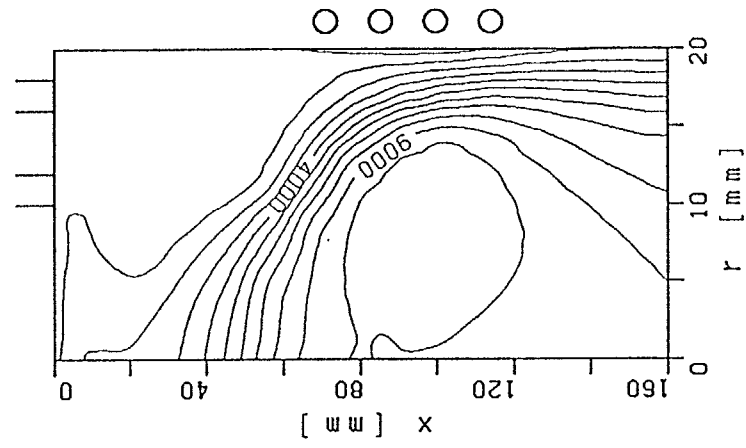
Fig. 6-22 Axial profiles of axial velocity.



(a)



(b)



(c)

Fig. 6-23 Isotherm; Ar = 10 litre/min; He = 2.5 litre/min (a),
 Ar = 20 litre/min; He = 5 litre/min (b),
 Ar = 35 litre/min; He = 8.8 litre/min (c).

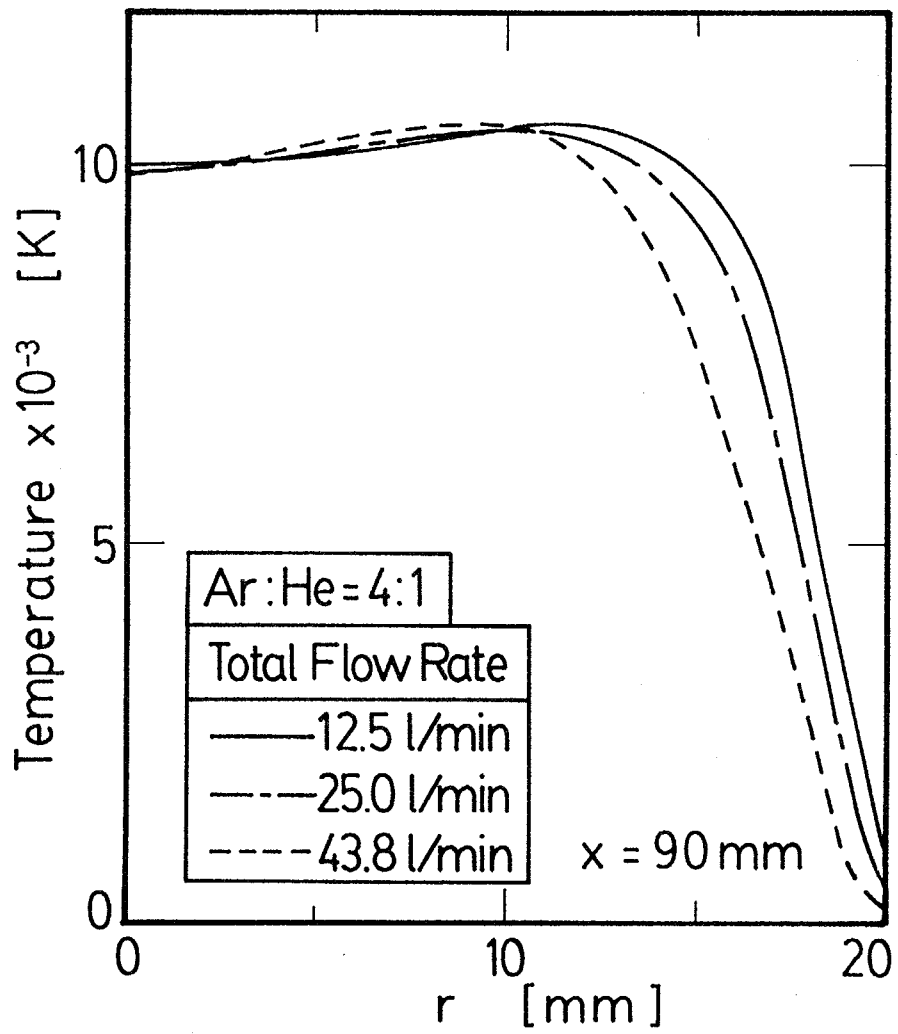


Fig. 6-24 Radial profiles of temperature.

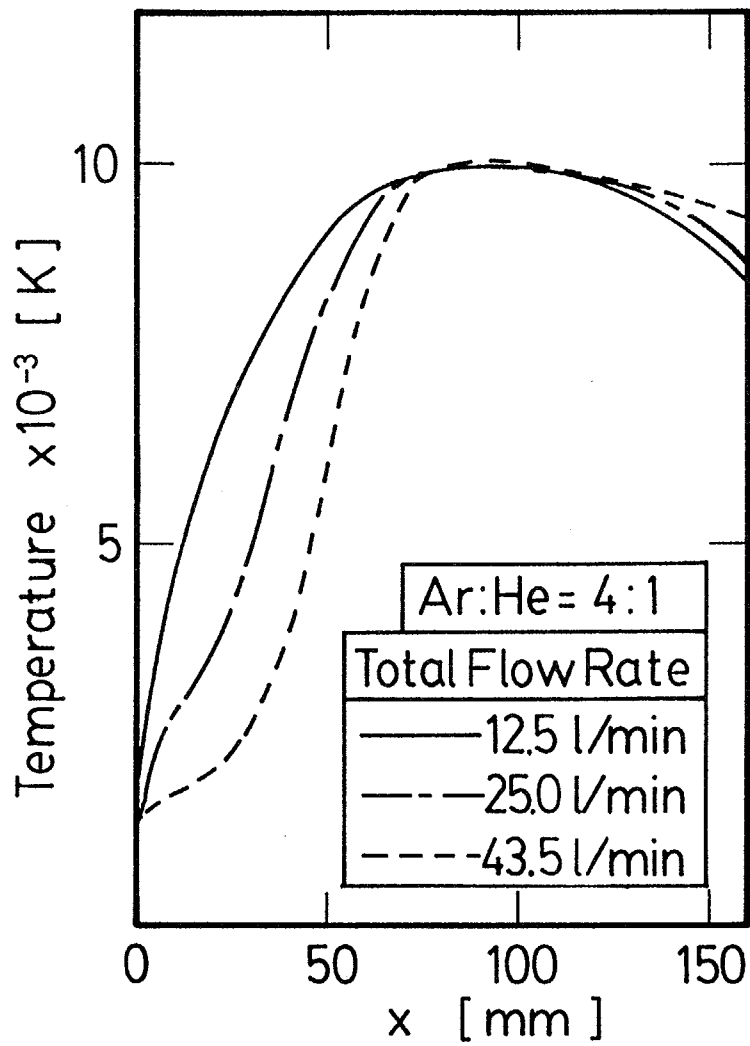
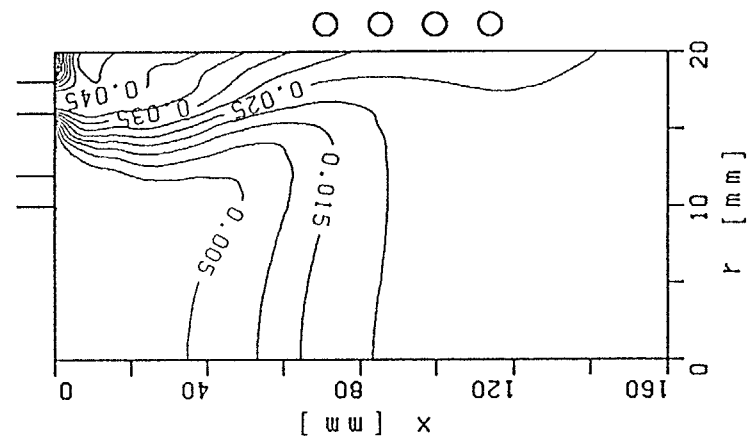
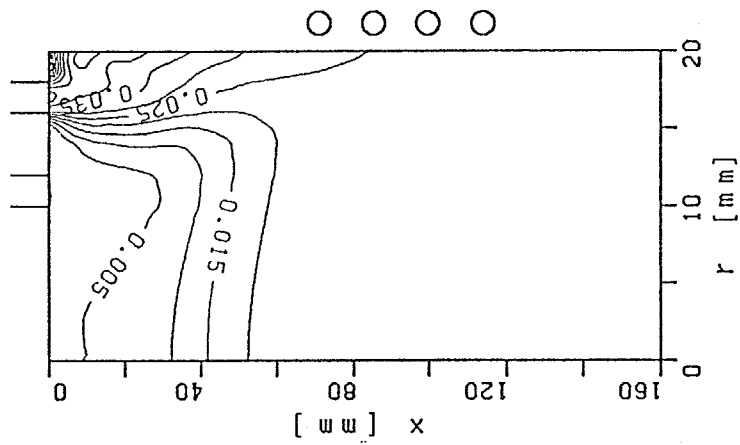


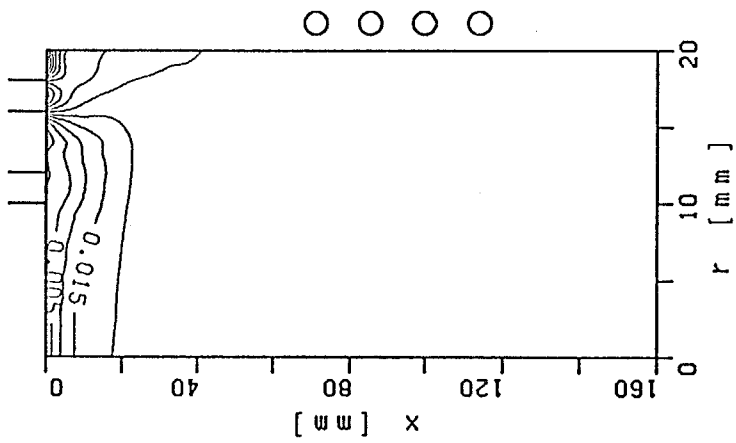
Fig. 6-25 Temperature along centerline.



(a)



(b)



(c)

Fig. 6-26 Concentration contours of helium;
 Ar = 10 litre/min; He = 2.5 litre/min (a),
 Ar = 20 litre/min; He = 5 litre/min (b),
 Ar = 35 litre/min; He = 8.8 litre/min (c).

られる。これは全流量が少ないほどコイル領域で発生する渦流が強くなるので、ヘリウムの混合が十分に行われるからである。ヘリウムの質量分率の半径方向分布をFig. 6-27に示す。コイルのほぼ中央である $x = 90$ mmでは、ヘリウムの拡散が速いためにどの流量の場合でも半径方向に均一な濃度分布を示す。ここではコイルのほぼ上端の $x = 65$ mmにおけるヘリウムの質量分率を示す。流量が少ないほど半径方向に均一な質量分率が得られる。特に流量が12.5 litre/minの場合には、ヘリウムの質量分率はコイルの上端ですでに半径方向に均一になっている。ヘリウムの質量分率の中心軸上の分布をFig. 6-28に示す。全流量が少ないほどヘリウムはより速く均一な分布になる。

3) 消費電力を変えた場合 アルゴン・ヘリウムプラズマにおいてアルゴンを20 litre/min、ヘリウムを5 litre/minと一定にし、消費電力を変えた場合のRF熱プラズマの場の変化を以下に示す。

消費電力を変えた場合の流線をFig. 6-29に示す。消費電力4 kWの流線がFig. 6-29(a)、消費電力8 kWの流線がFig. 6-29(b)、消費電力12 kWの流線がFig. 6-29(c)である。消費電力が大きいくほどコイル領域の渦流が強くなる。軸方向速度と半径方向速度の $x = 90$ mmにおける半径方向分布をFig. 6-30に示す。消費電力が大きいくほど中心に向いた半径方向速度の大きさが大きくなり、また逆流の軸方向速度も大きくなる。これらは消費電力が大きいくほどローレンツ力の影響が大きくなるからである。軸方向速度の中心軸上の分布をFig. 6-31に示す。消費電力が大きいくほど、コイルより上流では電磁ポンピングにより生成する逆流が大きくなり、コイルより下流では出口に向かう速度が速くなる。

消費電力を変えた場合の等温線をFig. 6-32に示す。消費電力4 kWの等温線がFig. 6-32(a)、消費電力8 kWの等温線がFig. 6-32(b)、消費電力12 kWの等温線がFig. 6-32(c)である。消費電力が大きいくほど高温域が広がる。これは消費電力が大きいくほど、高周波電場が強くなり、ジュール加熱が大きくなるからである。温度の半径方向分布をFig. 6-33に示す。コイル領域のほぼ中心である $x = 90$ mmにおいてRF熱プラズマは最高温度を示す。この最高温度は消費電力4 kWの場合は $r = 9$ mmにおいて10203 K、8 kWの場合は $r = 11$ mmにおいて10608 K、12 kWの場合は $r = 13$ mmにおいて10907 Kである。温度の中心軸上の分布をFig. 6-34に示す。消費電力が大きいくほど全体的に温度が高い。

消費電力を変えた場合のヘリウムの等濃度線をFig. 6-35に示す。消費電力4 kWの等濃度線がFig. 6-35(a)、消費電力8 kWの等濃度線がFig. 6-35(b)、消費電力12 kWの等濃度線がFig. 6-35(c)である。消費電力が大きいくほどコイル領域で発生する渦流が強くなるので、半径方向においてより均一なヘリウムの質量分率が得られる。ヘリウムの質量分率の半径方向分布をFig. 6-36に示

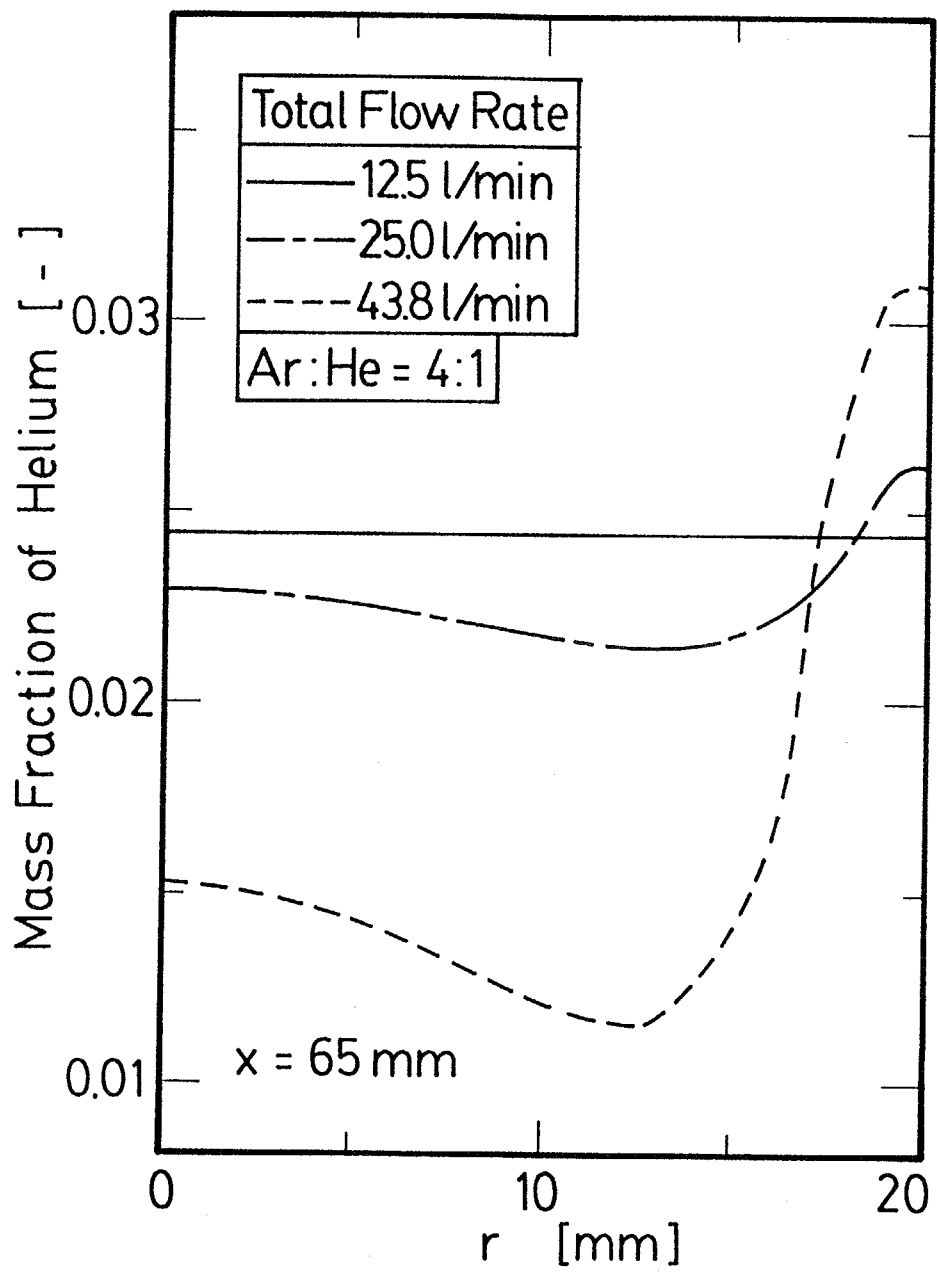


Fig. 6-27 Radial profiles of mass fraction of helium.

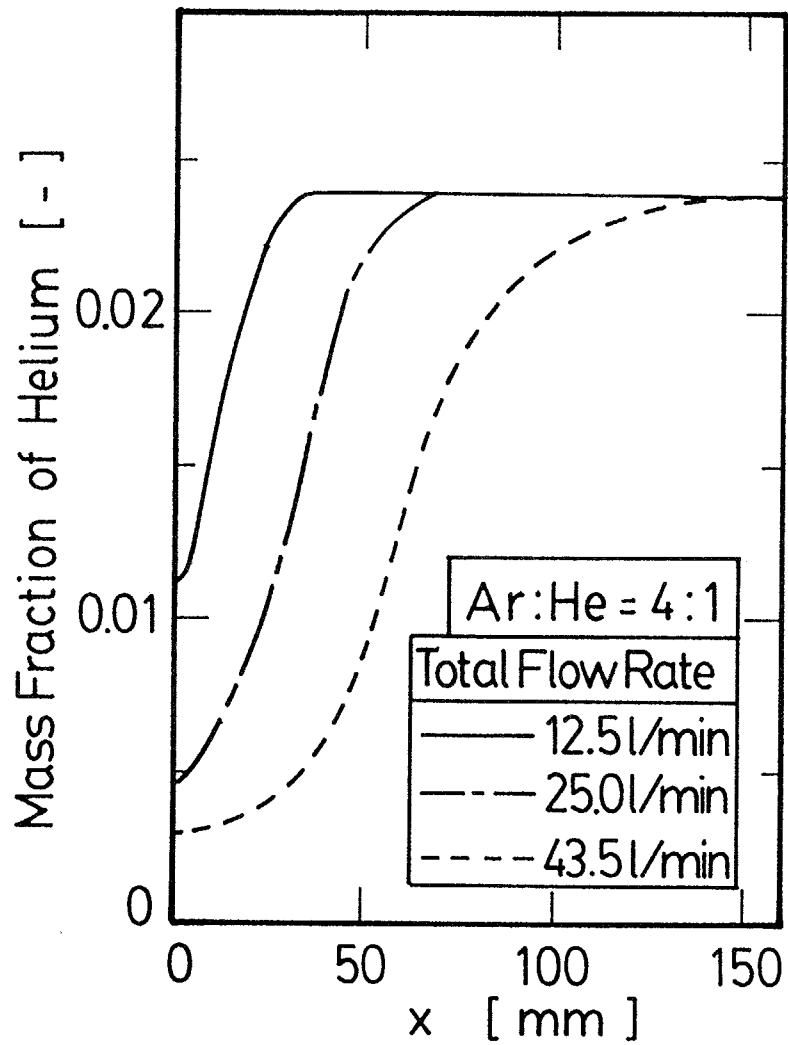
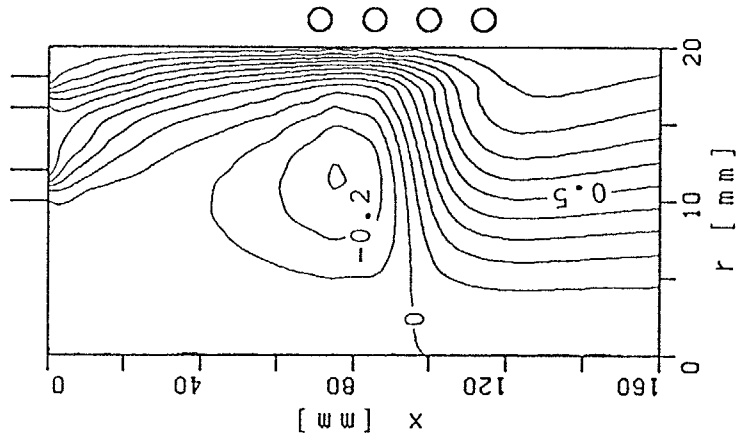
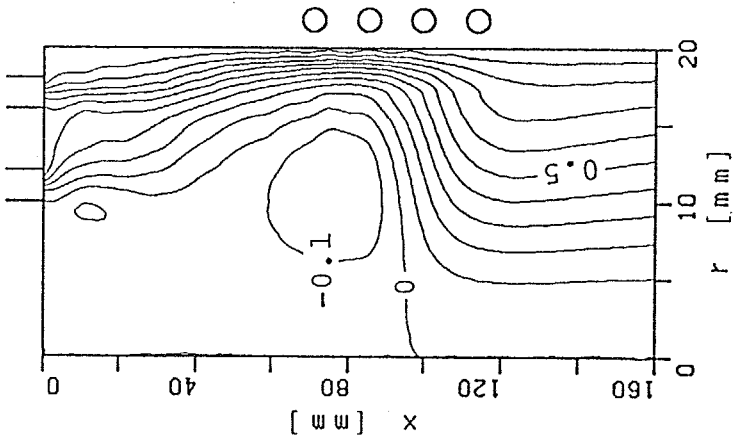


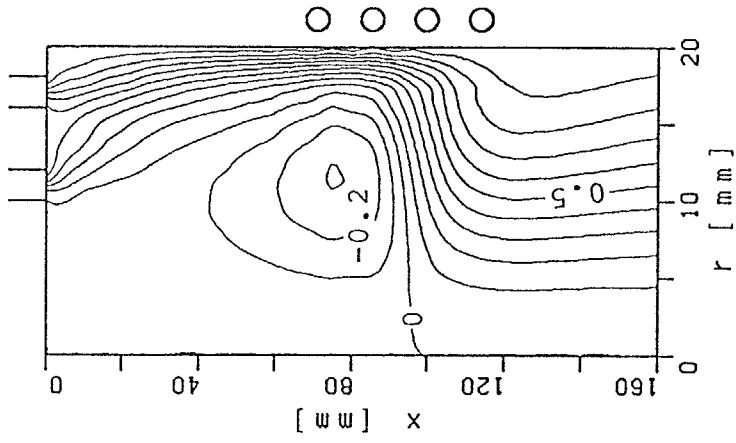
Fig. 6-28 Mass fraction of helium along centerline.



(a)



(b)



(c)

Fig. 6-29 Streamlines; Ar = 20 litre/min; He = 5 litre/min; 4 kW (a), 8 kW (b), 12 kW (c).

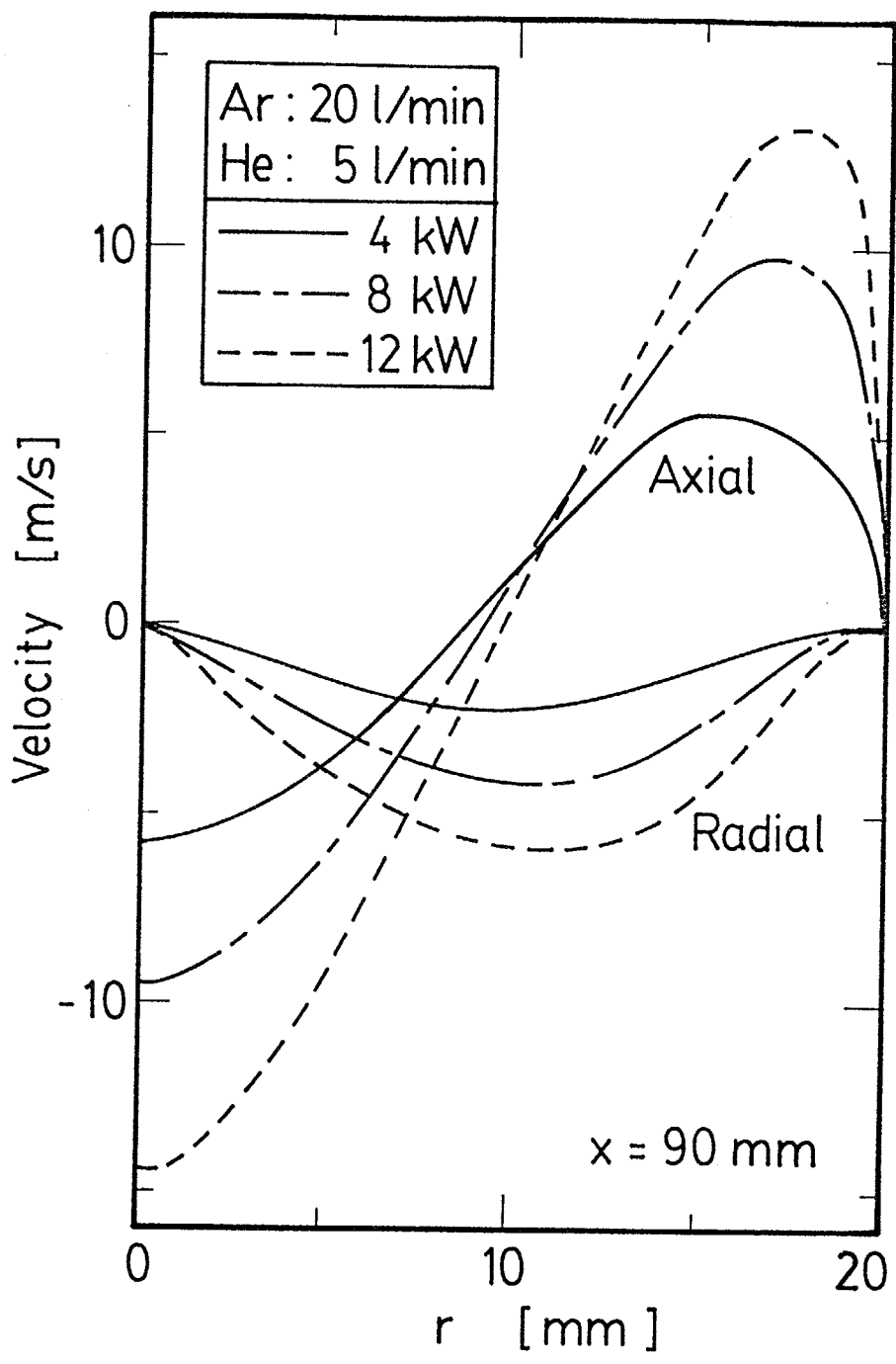


Fig. 6-30 Radial profiles of axial and radial velocities.

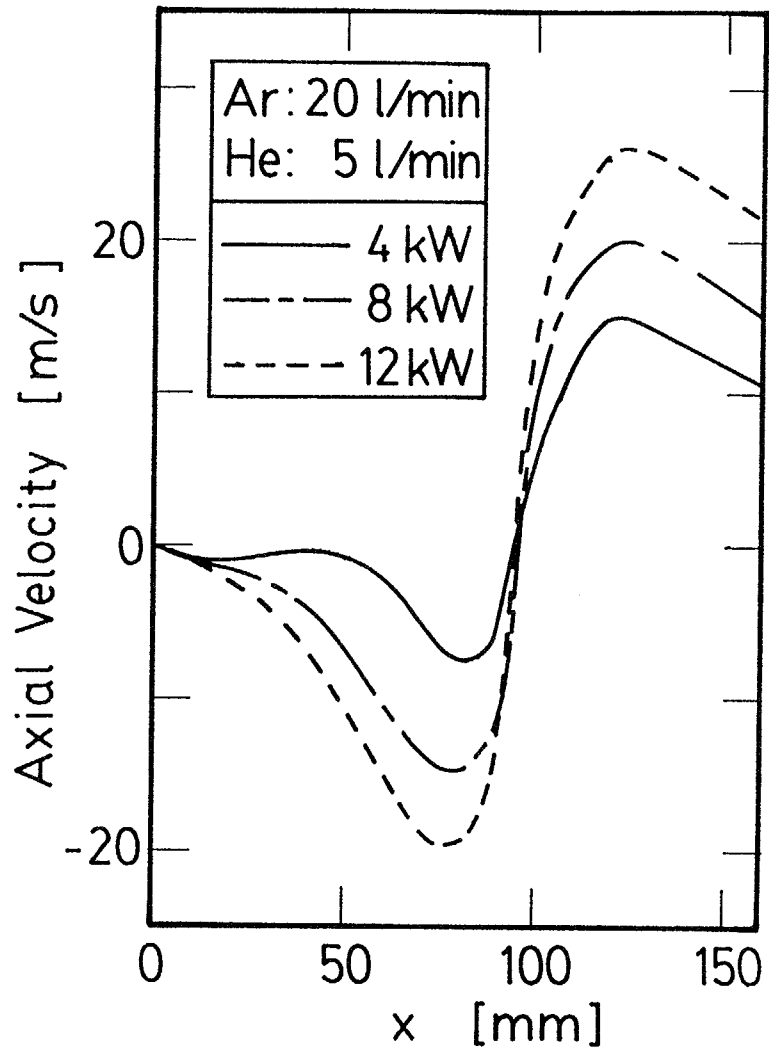


Fig. 6-31 Axial velocity along centerline.

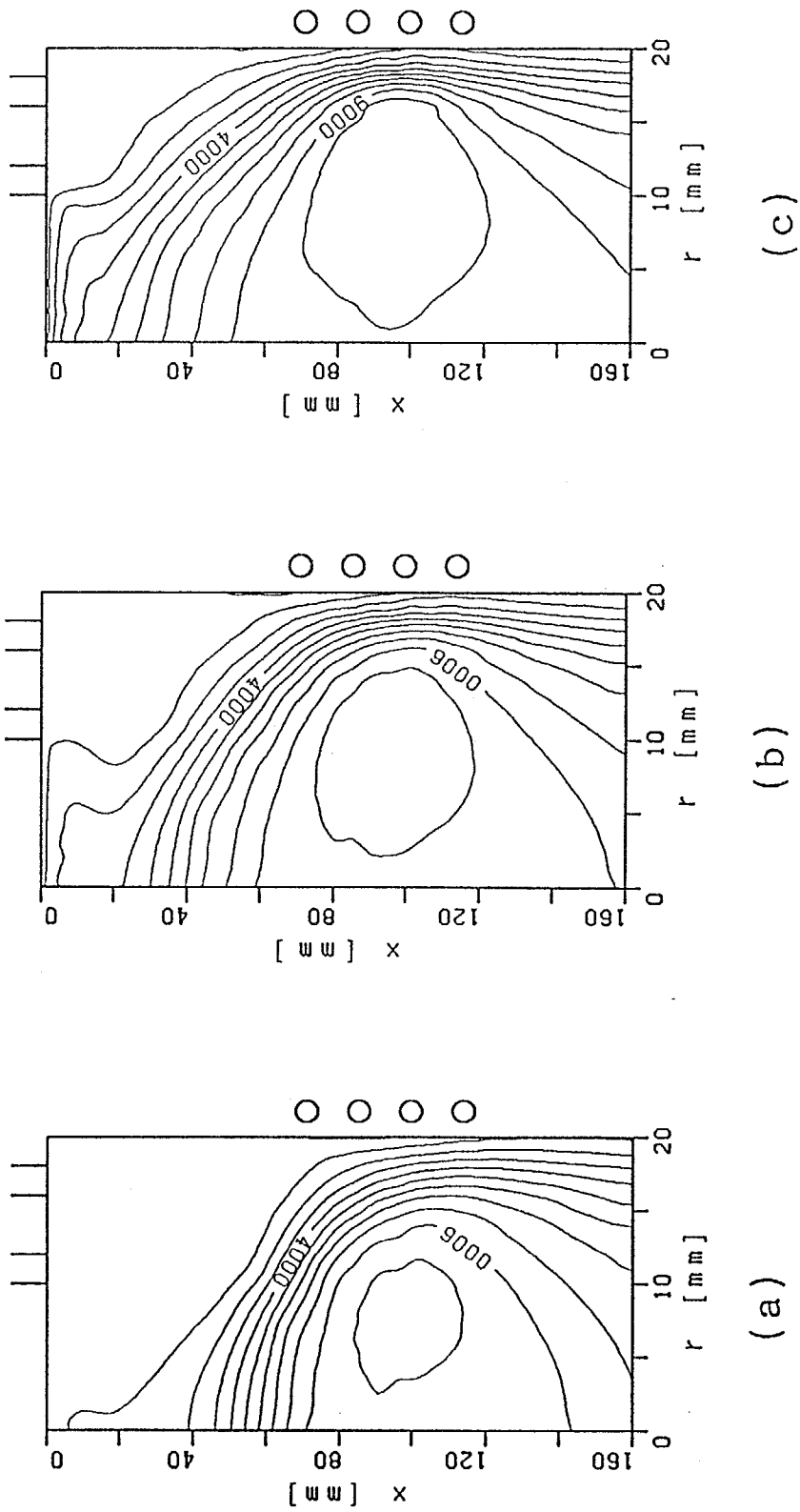


Fig. 6-32 Isotherms; Ar = 20 litre/min; He = 5 litre/min; 4 kW (a), 8 kW (b), 12 kW (c).

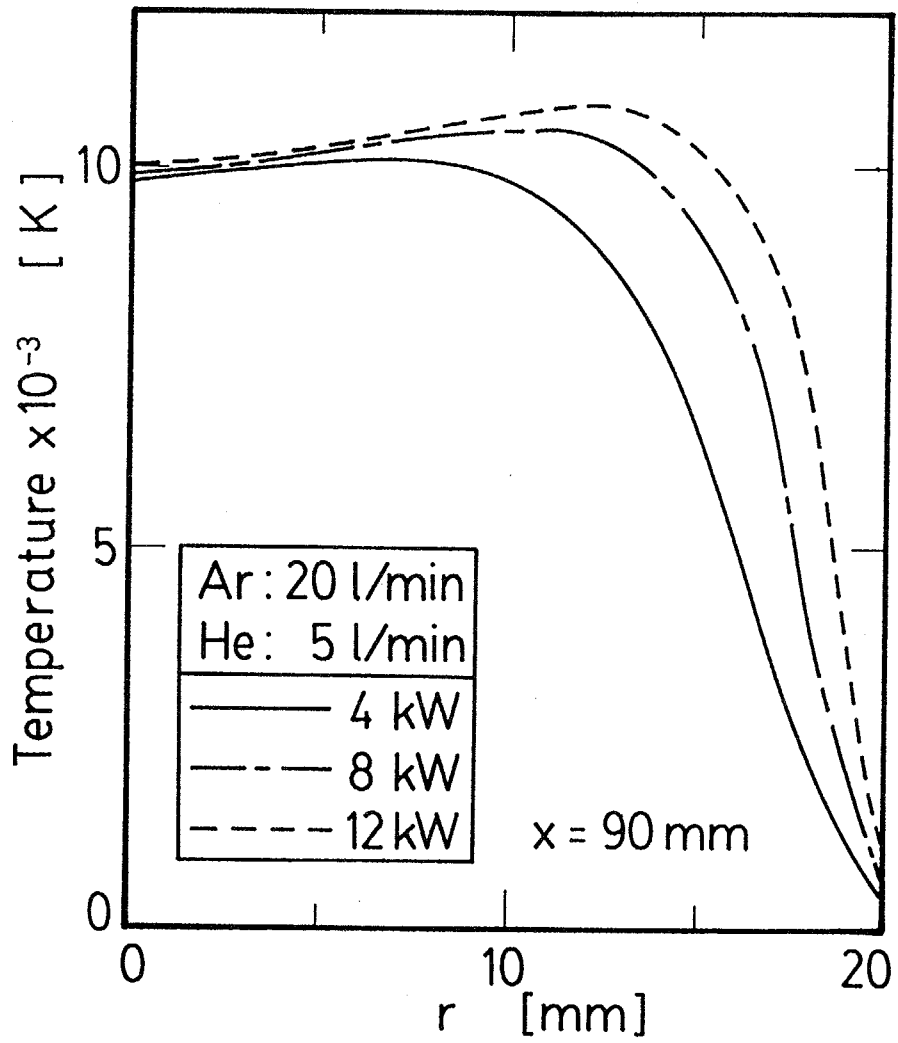


Fig. 6-33 Radial profiles of temperature.

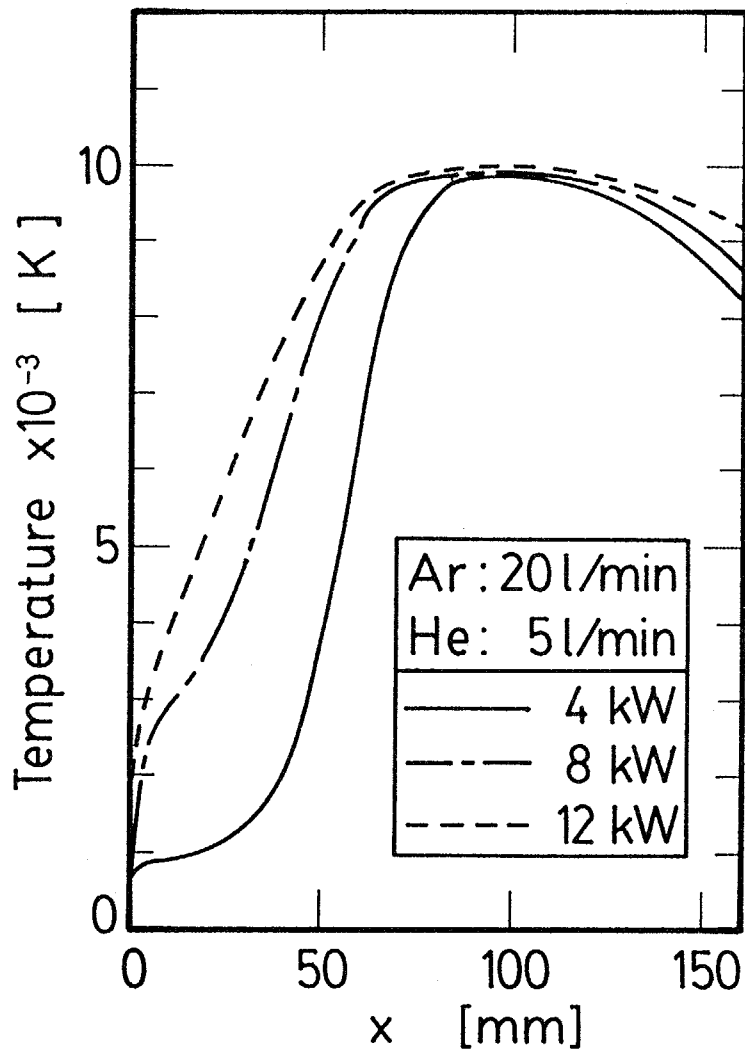
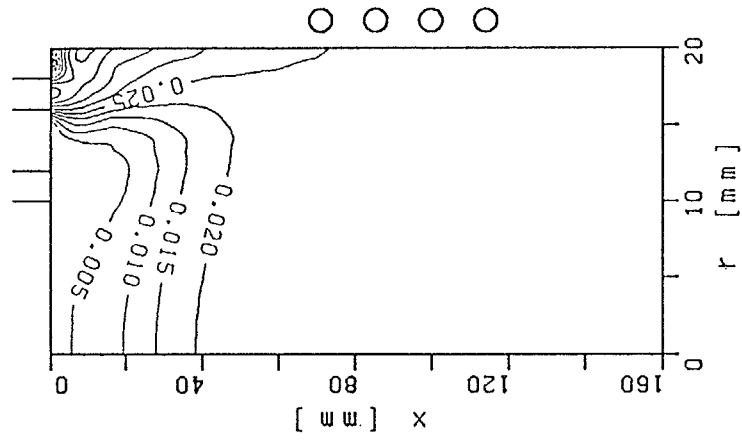
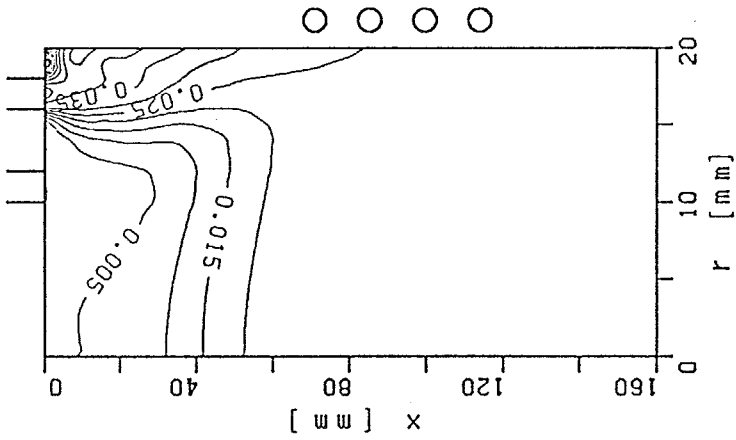


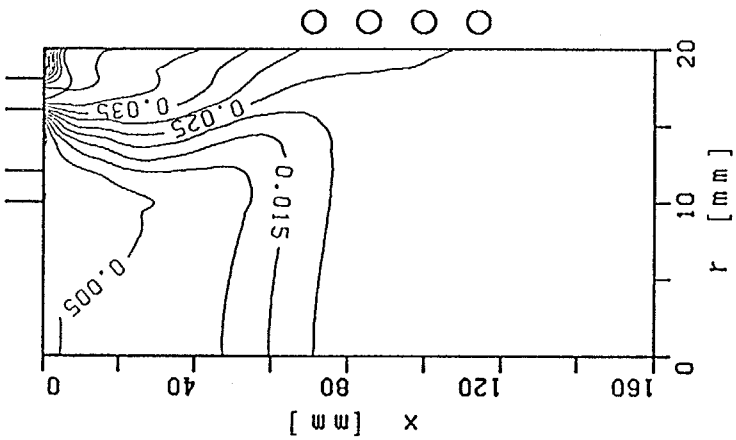
Fig. 6-34 Temperature along centerline.



(a)



(b)



(c)

Fig. 6-35 Concentration contours of helium; Ar = 20 litre/min;
He = 5 litre/min; 4 kW (a), 8 kW (b), 12 kW (c).

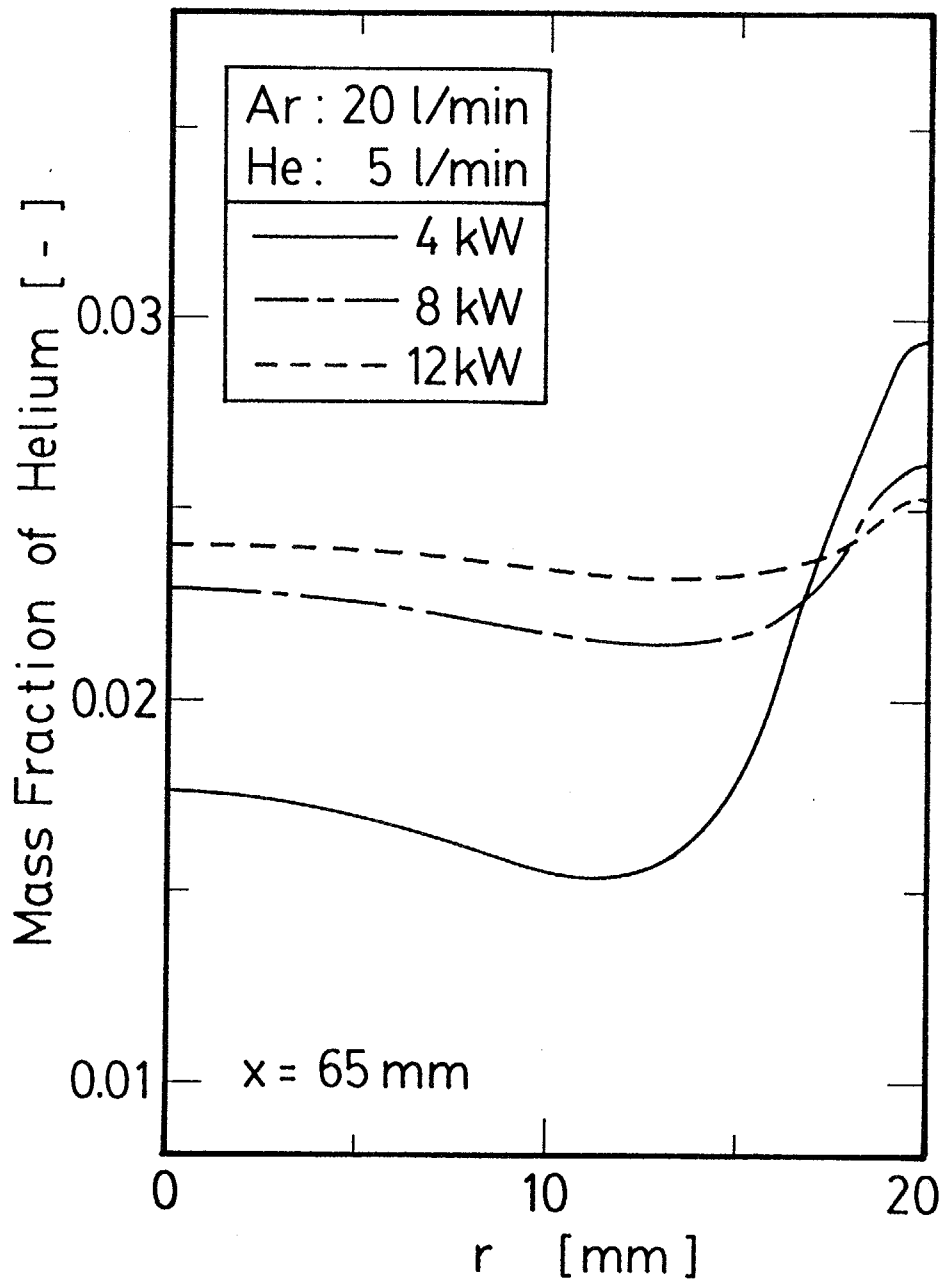


Fig. 6-36 Radial profiles of mass fraction of helium.

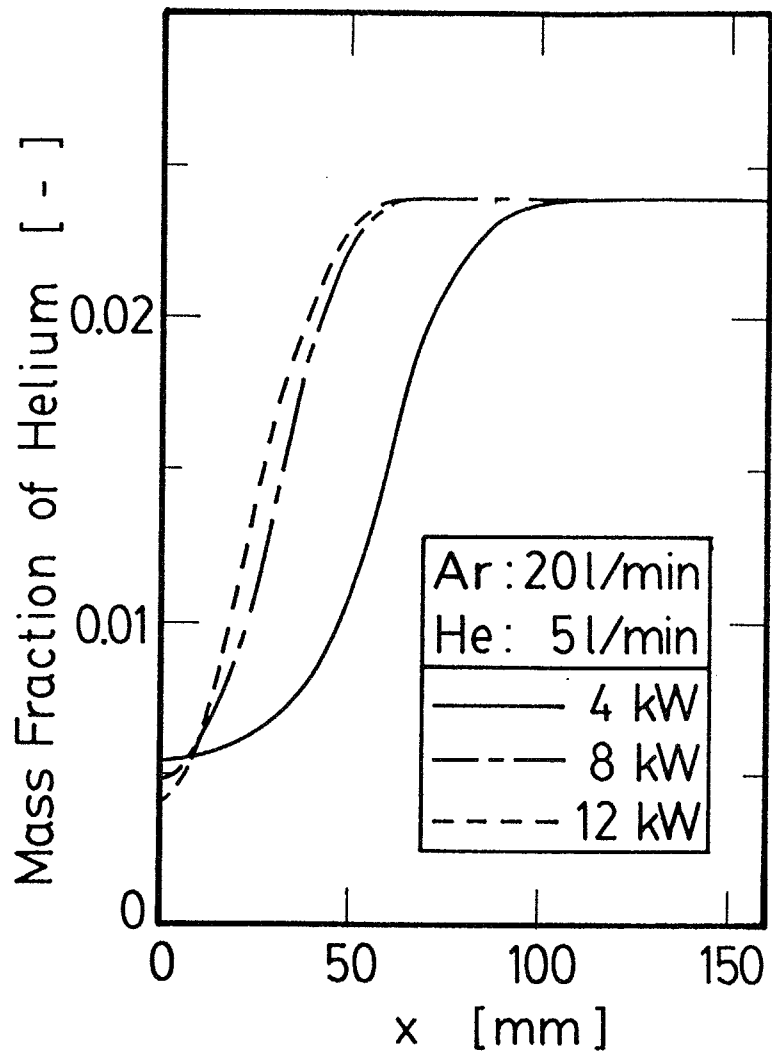


Fig. 6-37 Mass fraction of helium along centerline.

す。これらはコイルのほぼ上端の $x = 65 \text{ mm}$ における分布である。消費電力が大きいほど半径方向に均一な濃度分布を得ることができる。ヘリウムの質量分率の中心軸上の分布をFig. 6-37に示す。消費電力が大きいほどヘリウムはより速く均一な分布になる。

6.3 要約

以下に本章を要約する。

- 1) アルゴン RF 熱プラズマの速度および温度分布と、アルゴン・ヘリウム RF 熱プラズマの速度、温度、濃度分布を水冷 3 重管プローブにより測定した。
- 2) アルゴン RF 熱プラズマおよびアルゴン・ヘリウム RF 熱プラズマにおける 2 次元の速度、温度、および濃度場を数値解析により求めた。アルゴン・ヘリウムプラズマではアルゴンとヘリウムの混合気体の物性値を考慮した。これらの数値解析結果は測定結果とよく一致し、数値解析方法の妥当性を示した。
- 3) RF 熱プラズマではコイル領域において電磁ポンピングにより渦流が生成される。この渦流はアルゴン・ヘリウムプラズマの方がアルゴンプラズマより強い。これはヘリウムを混入することにより密度が減少するためである。ヘリウムの濃度が高いほど、全流量が少ないほど、また消費電力が大きいほど、この渦流は強くなる。
- 4) RF 熱プラズマではコイル領域において高周波電場のジュール加熱により $10,000 \text{ K}$ 以上の高温域が発生する。消費電力が大きいほど、この高温域は広くなり、最高温度は高くなる。ヘリウムの濃度が高いほどプラズマの熱伝導率が高くなるので、トーチ壁近傍の温度が低くなる。
- 5) アルゴン・ヘリウムプラズマにおいてヘリウムの濃度は渦流の上流でほぼ均一になる。コイル部分に発生する渦流が強くなるほど、ヘリウムはより均一な分布になる。

第7章 反応性高周波誘導熱プラズマ

この章では反応性高周波誘導熱プラズマのモデリングについて検討する。ここでは反応性高周波誘導熱プラズマとしてアルゴン・酸素、アルゴン・窒素、およびアルゴン・水素プラズマを扱う。これらの反応性高周波誘導熱プラズマの速度・温度・濃度分布を実験および数値解析により求める。数値解析では反応性気体の解離および再結合反応速度、混合気体の物性値を考慮する。

この章の後半では反応性気体をトーチに吹き込むことにより、高周波誘導熱プラズマの特性を制御することについて検討する。

7.1 測定

7.1.1 実験装置および方法

7.1.1.1 熱プラズマ発生装置

高周波 (RF) プラズマシステムは、プラズマトーチ、高周波電源、およびプラズマガス制御盤から成る。主な構成は 6.1.1.1 と同様である。プラズマガス制御盤で定められた流量のガスが、トーチの上部から内部に導入される。アルゴンは中心から 11 mm の位置において軸方向 (流量: Q1) に、および中心から 17 mm の位置において円周方向 (流量: Q2) に吹き出す。酸素または窒素は中心から 17 mm の位置において円周方向 (流量: Q3) に吹き出す。誘導コイル (4 回巻) はトーチ上部から 68 mm と 117 mm の間において石英管の外側に巻いてあり、4 MHz の高周波磁場をトーチ内の気体に印加する。

7.1.1.2 測定方法

アルゴン・酸素プラズマおよびアルゴン・窒素プラズマのエンタルピーと濃度分布の測定は水冷プローブを用いて行う。この水冷プローブは 6.1.1.2 と同様である。プローブは銅製の水冷 3 重管であり、内径 2 mm、外径 7 mm である。

測定システムは、水冷プローブとそれにつながれたマスフローメータ、ガスクロマトグラフ、および冷却水の温度測定装置から成る。この測定システムは 6.1.1.2 と同様である。プローブの中心をプラズマガスが通過し、マスフローメータおよびガスクロマトグラフに流れる。アルゴンプラズマおよびアルゴン・ヘリウムプラズマでは、速度、温度、濃度分布を測定することができるが、アルゴン・酸素プラズマおよびアルゴン・窒素プラズマではエンタルピーと濃度分布のみを測定することができる。この測定システムでは、RF 熱プラズマ

中の反応性気体の解離度を測定することができないからである。

1) エンタルピー測定 RF熱プラズマのエンタルピーは熱量的方法により測定する。この測定方法は 6.1.1.2 と同様である。RF熱プラズマのエンタルピーはEq. (6-1)から求める。

2) 濃度測定 RF熱プラズマの濃度はガスクロマトグラフを用いる。アルゴン・酸素プラズマにおいては、この方法では酸素の解離度が測定できないので、酸素原子の質量分率と酸素分子の質量分率の和のみが測定できる。アルゴン・窒素プラズマでも同様である。

7.1.2 測定結果

アルゴン・酸素プラズマおよびアルゴン・窒素プラズマの速度、温度、および濃度分布の測定は、消費電力：8 kW、全ガス流量：25 litre/minの条件で行う。

7.1.2.1 アルゴン・酸素プラズマ

アルゴン・酸素プラズマのエンタルピーおよび酸素の質量分率分布の測定結果をそれぞれFigs. 7-1,2に示す。これらの図中のキーは実験結果を示し、実線は 7.2における酸素の解離および再結合反応速度を考慮した数値解析の結果を示す。操作条件は、アルゴンの流量：20 litre/min ($Q_1 = Q_2 = 10$ litre/min)、酸素の流量： $Q_3 = 5$ litre/minである。

アルゴン・酸素プラズマのエンタルピーはトーチ壁に近づくほど、また出口に近づくほど低くなる。酸素の質量分率は軸方向および半径方向にほぼ均一な値を示す。これは測定した範囲が渦流の下流であるために、プラズマガスの混合が渦流により十分行われていることを示す。

RF熱プラズマの測定範囲はトーチ上部から 110 mmより下流である。プローブによりRF熱プラズマが乱されるために、上部から 110 mmより上流にプローブを挿入するとRF熱プラズマが不安定になる。

7.1.2.2 アルゴン・窒素プラズマ

アルゴン・窒素プラズマのエンタルピーおよび窒素の質量分率分布の測定結果をそれぞれFigs. 7-3,4に示す。これらの図中のキーは実験結果を示し、実線は 7.2における窒素の解離および再結合反応速度を考慮した数値解析の結果を示す。操作条件は、アルゴンの流量：20 litre/min ($Q_1 = Q_2 = 10$ litre/min)、窒素の流量： $Q_3 = 5$ litre/minである。

アルゴン・窒素プラズマのエンタルピーはトーチ壁に近づくほど、また出口

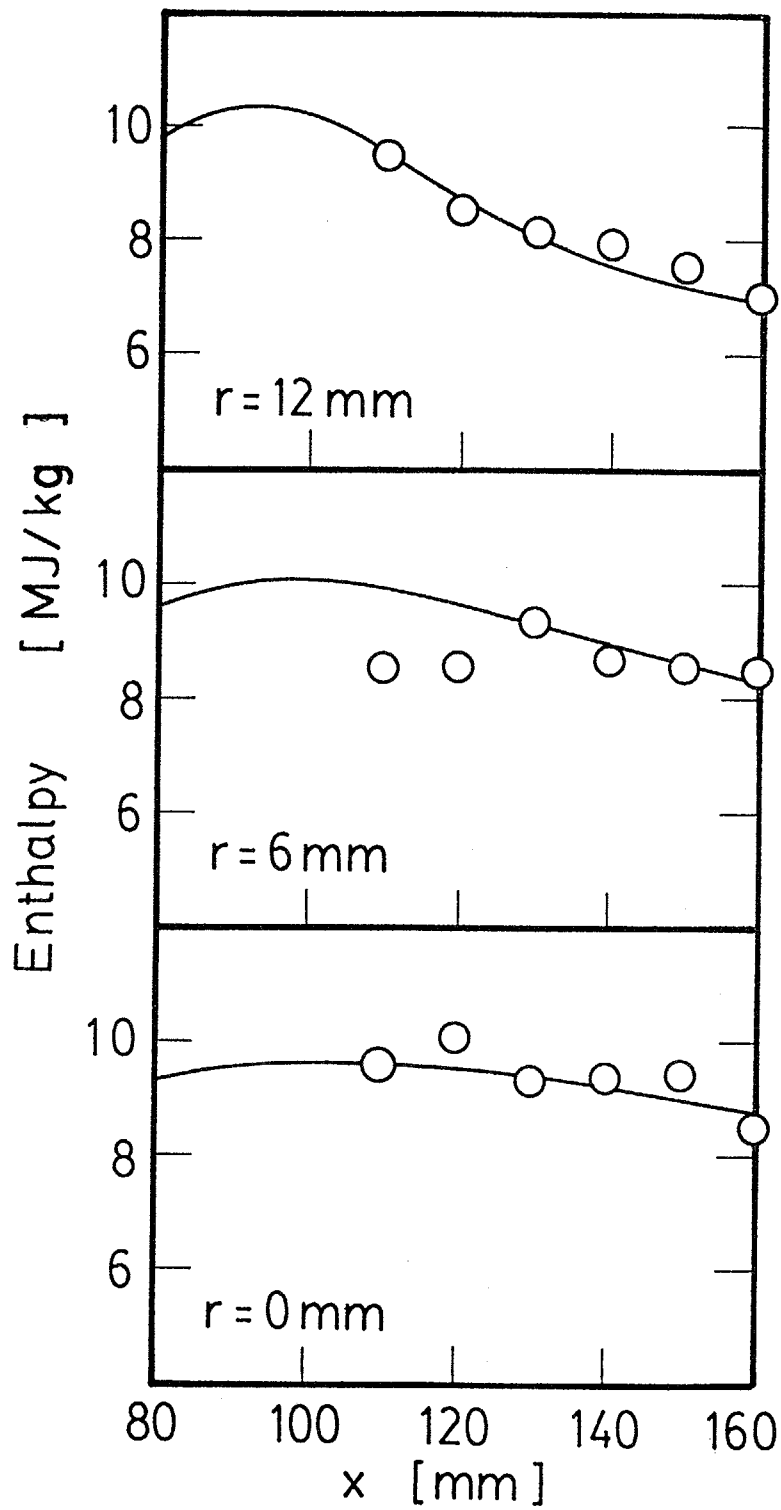


Fig. 7-1 Comparison of calculated (solid lines) and measured enthalpy profiles; Ar = 20 litre/min; O₂ = 5 litre/min.

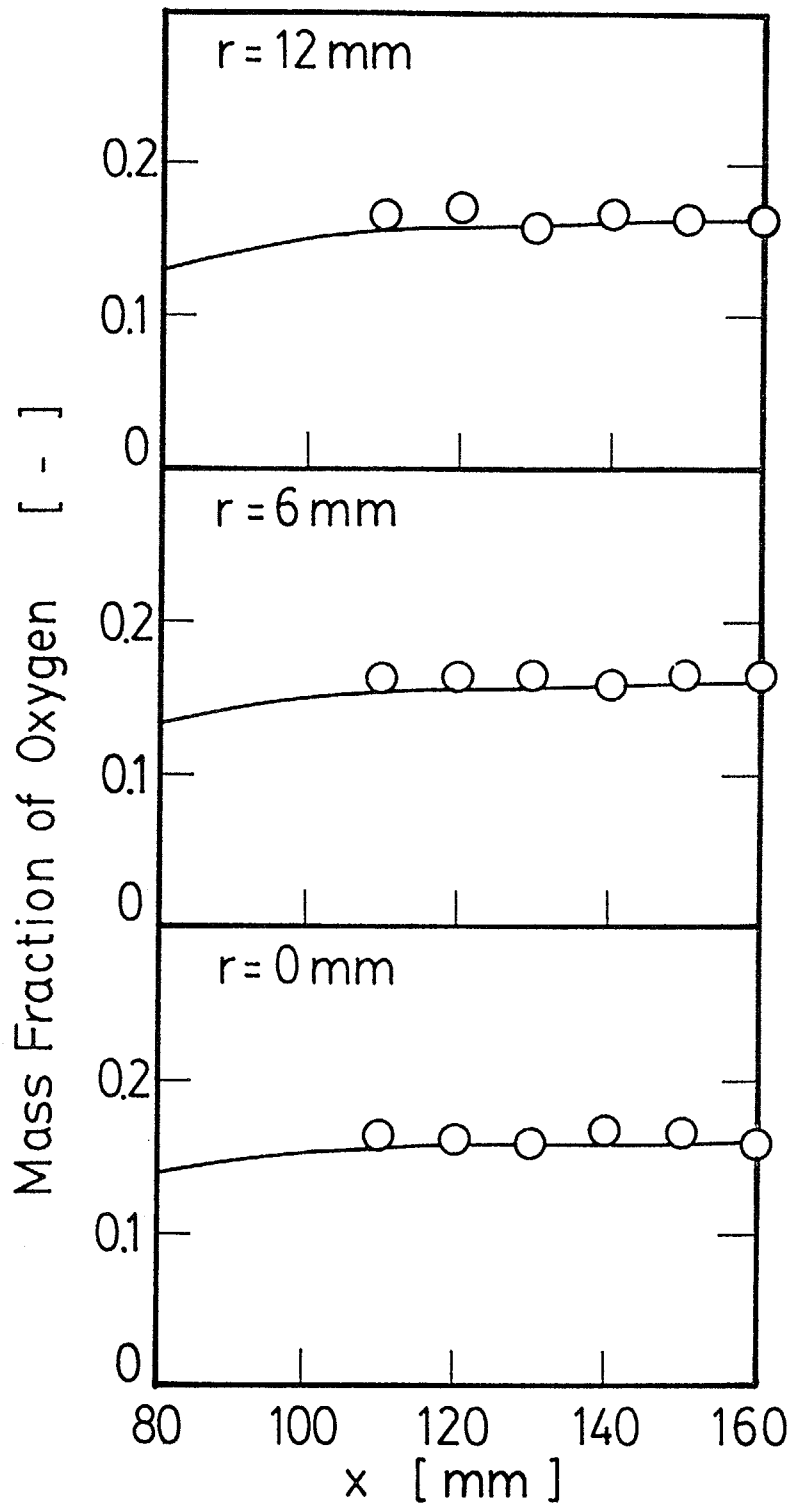


Fig. 7-2 Comparison of calculated (solid lines) and measured oxygen concentration; Ar = 20 litre/min; O₂ = 5 litre/min.

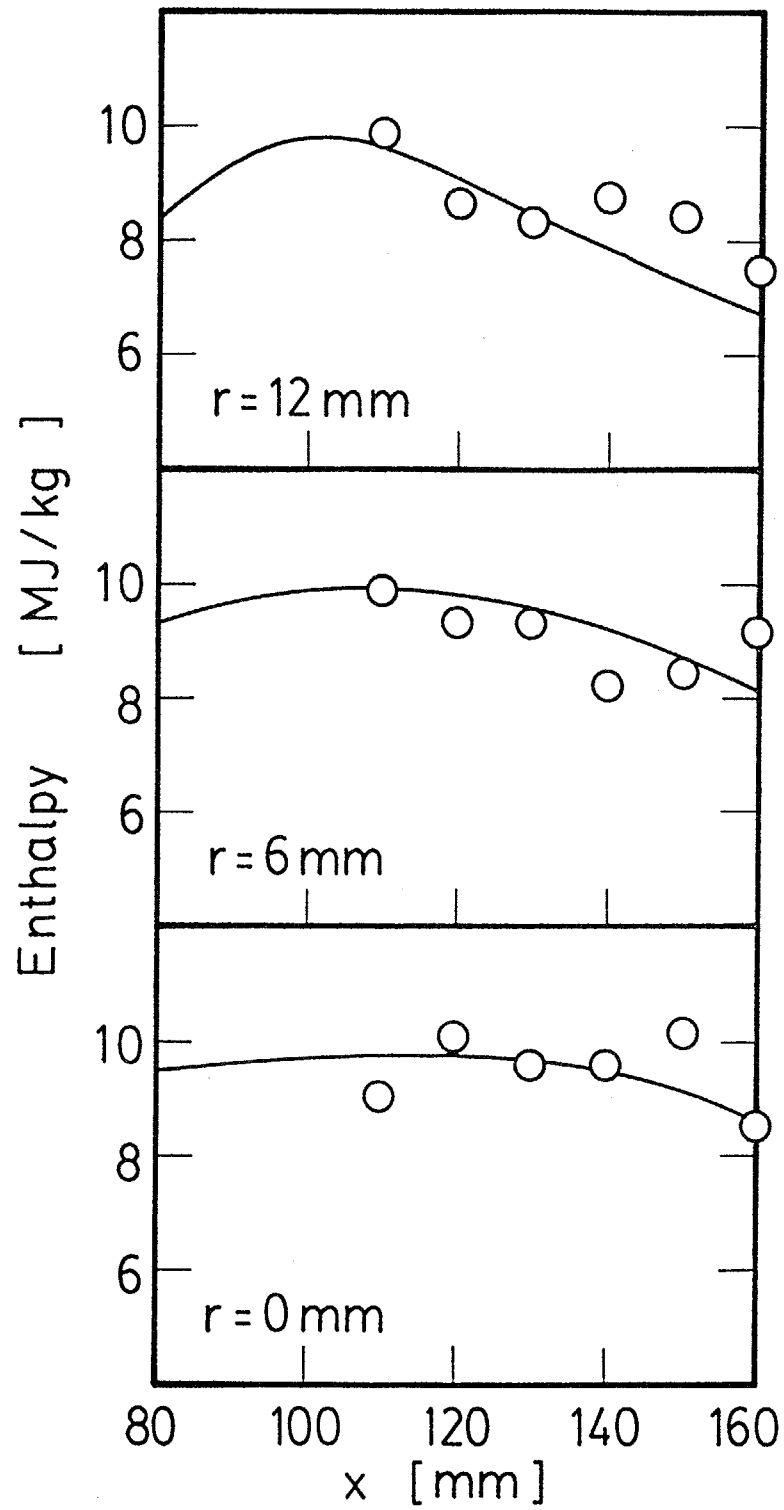


Fig. 7-3 Comparison of calculated (solid lines) and measured enthalpy profiles; Ar = 20 litre/min; N₂ = 5 litre/min.

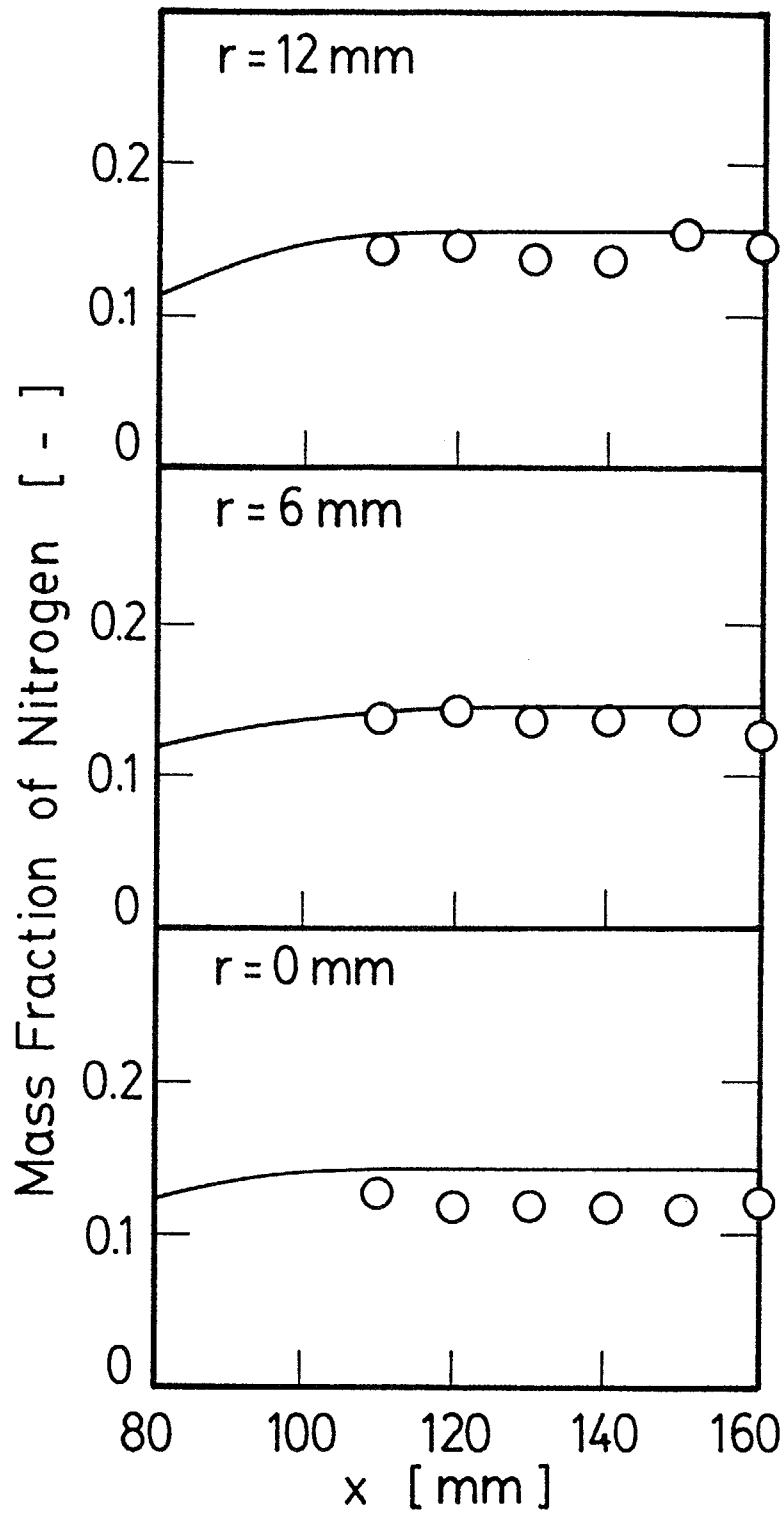


Fig. 7-4 Comparison of calculated (solid lines) and measured nitrogen concentration; Ar = 20 litre/min; N₂ = 5 litre/min.

に近づくほど低くなる。窒素の質量分率は軸方向および半径方向にほぼ均一な値を示す。これらの傾向はアルゴン・酸素プラズマの測定結果と同様である。

7.2 数値解析

アルゴン・酸素、アルゴン・窒素、およびアルゴン・水素プラズマ流の速度、温度、および濃度場は、2次元の連続の式、運動量保存式、エネルギー保存式、成分保存式を、1次元の電磁場の式とともに数値解析を行うことにより求める。

7.2.1 モデル

数値解析で用いたトーチはFig. 6-10に示した。トーチの長さおよび形状は実験で用いたものと同様である。ガスはトーチ上部の2箇所にある幅2 mmのスリットからトーチ内部に導入する。アルゴンは内側のスリット（流量：Q1）と外側のスリット（流量：Q2）から、酸素、窒素、または水素は外側のスリット（流量：Q3）からそれぞれ軸方向に吹き出す。実験においては外側のスリットからは円周方向に気体を吹き出しているが、その気体の円周方向成分は小さく、その程度の円周方向の流速はRF熱プラズマの場にほとんど影響を与えないことから、本研究では外側のスリットからは軸方向に気体を吹き出すとする。高周波電磁場の周波数は4 MHzである。

数値解析における座標は、プラズマトーチ上部の中央を原点とし、半径方向に r 、軸方向に x とする。

7.2.2 基礎方程式および境界条件

反応性RF熱プラズマにおいては、2原子分子である酸素、窒素、または水素の解離および再結合反応速度を考慮したモデルと平衡組成を仮定したモデルに対して数値解析を行う。

7.2.2.1 反応速度を考慮したモデル

基礎方程式をたてるにあたり、熱プラズマ流は電離反応のみに局所熱平衡を仮定する。ただし酸素、窒素、または水素の解離および再結合においては反応速度を考慮する。

アルゴン・酸素プラズマ、アルゴン・窒素プラズマ、およびアルゴン・水素プラズマの数値解析における基礎方程式は連続の式、運動量保存式、エネルギー保存式、および成分保存式である。これらの基礎方程式はEqs. (2-1~3)およびEqs. (2-5, 6)に示した。エネルギー保存式のEq. (2-5)において添え字の i はアルゴン・酸素プラズマではアルゴン、酸素分子、および酸素原子を示し、アル

ゴン・窒素プラズマではアルゴン、窒素分子、および窒素原子を示し、アルゴン・水素プラズマではアルゴン、水素分子、および水素原子を示す。エンタルピーはEq. (7-1)で定義される。

$$h = \sum_i C w_i \left(\int_{T_0}^T C p_i dT + h_i^0 \right) \quad (7-1)$$

ここで T_0 は基準温度、 h_0 はその基準温度におけるエンタルピーである。

成分保存式のEq. (2-6)にはアルゴン・酸素プラズマでは酸素の解離と再結合反応に起因した生成項 S がある。アルゴン・窒素プラズマおよびアルゴン・水素プラズマにおいても同様である。成分保存式の添え字の R はアルゴン・酸素プラズマでは酸素分子と酸素原子、アルゴン・窒素プラズマでは窒素分子と窒素原子、アルゴン・水素プラズマでは水素分子と水素原子を示す。酸素、窒素、および水素の再結合反応速度はEqs. (7-2~4)の反応速度定数 k_f から求める。(単位はJ、mol、 m^{-3} 、s、Kを用いる。 k_f の単位は $m^6 \cdot s^{-1} \cdot mol^{-2}$ 。):



$$k_f = 1.9 \times 10^1 \exp(7500/RT) \quad (199.200) \quad (7-2)$$



$$k_f = 1.15 \times 10^5 T^{-0.837} \quad (199.201) \quad (7-3)$$



$$k_f = 1.0 \times 10^6 / T \quad (199.202) \quad (7-4)$$

ここで M は第3成分である。例えばアルゴン・酸素プラズマでは M はAr、 O_2 、または O である。酸素、窒素、および水素の解離反応速度は、それぞれの平衡定数²⁰³⁾と再結合反応速度定数から計算する。

高周波電磁場においては、電場は θ 方向、磁場は軸方向のみと仮定する。電磁場を解く式はEqs. (6-8~10)に示した。

R F 熱プラズマを支配する基礎方程式の境界条件はEqs. (6-11~18)に、電磁

場の式の境界条件はEqs. (6-19~22)に示した。

7.2.2.2 平衡組成モデル

基礎方程式をたてるにあたり、プラズマ流は電離反応に対して局所熱平衡を仮定し、さらに2原子分子の酸素、窒素、または水素の解離および再結合反応に対して局所熱平衡を仮定する。2原子分子とアルゴンはトーチ上部において十分に混合されているとする。

アルゴン・酸素プラズマ、アルゴン・窒素プラズマ、およびアルゴン・水素プラズマの数値解析における基礎方程式は連続の式、運動量保存式、およびエネルギー保存式である。これらの基礎方程式はEqs. (2-1~3)およびEq. (2-5)に示した。

基礎方程式の境界条件と高周波電磁場を解く式は、2原子分子の反応速度を考慮したモデルの7.2.2.2と同様である。

7.2.3 物性値

7.2.3.1 アルゴン・酸素およびアルゴン・窒素プラズマ

アルゴン・酸素プラズマおよびアルゴン・窒素プラズマの物性値は以下の方法により推算する。アルゴン・酸素またはアルゴン・窒素の混合気体の粘性係数は、数値計算を簡略化するため、および酸素原子と窒素原子の特に高温における粘性係数の信頼性の高いデータがないために、アルゴンの粘性係数¹⁹³⁾を用いる。アルゴン・酸素プラズマおよびアルゴン・窒素プラズマにおいて熱平衡を仮定した粘性係数の推算は行われている²⁰⁴⁾が、本モデルでは酸素または窒素の解離と再結合に対して反応速度を考慮しているため、熱平衡における推算値は用いることができない。熱平衡を仮定したアルゴン・酸素またはアルゴン・窒素の混合気体の粘性係数とアルゴンの粘性係数の誤差は5%以内である。

熱伝導率は化学反応に起因するものと、それ以外のいわゆる“化学的凍結（並進、回転、振動のみ）”のものとの和である。アルゴン・酸素プラズマおよびアルゴン・窒素プラズマの熱伝導率の推算においては、酸素または窒素の解離・再結合反応の寄与は考慮する。しかし化学的凍結の熱伝導率はアルゴンの値¹⁹³⁾を使用する。これは粘性係数の推算と同様の理由による。アルゴン・酸素プラズマおよびアルゴン・窒素プラズマにおいて熱平衡を仮定した熱伝導率の推算は行われている²⁰⁴⁾が、本モデルでは酸素または窒素の解離と再結合に対して反応速度を考慮しているため、この推算値は用いることができない。アルゴン・酸素プラズマおよびアルゴン・窒素プラズマの熱伝導率の推算において、熱平衡を仮定した混合気体の熱伝導率と本モデルの熱伝導率の推算値との

誤差は 3 %以内である。

定圧比熱^{194,203)}と密度は質量分率を用いて、それぞれの成分の質量平均した値を使用する。電気伝導率はアルゴンの値¹⁹³⁾を使用する。これは粘性係数の推算と同様の理由による。拡散係数はHirschfelderら¹⁹⁷⁾による式のEq. (6-33)から計算する。

7.2.3.2 アルゴン・水素プラズマ

アルゴン・水素の物性値は、水素の物性値がアルゴンと大きく異なるために、水素の混合の効果が特に大きいことから、アルゴンと水素の混合気体の物性値を推算する。熱伝導率の推算にはWassiljewaの式¹⁹⁶⁾のEq. (6-27)を用い、粘性係数の推算にはSutherlandの式¹⁹⁶⁾のEq. (6-29)を用いる。アルゴンと水素の混合気体の物性値の推算に必要なアルゴンの熱伝導率と粘性係数はDevotoのデータ¹⁹³⁾から、水素分子と水素原子のそれらのデータはVandersliceらのデータ²⁰⁵⁾から得る。定圧比熱^{194,203)}と密度は質量分率を用いて、それぞれの成分の質量平均した値を使用する。電気伝導率はアルゴンの値¹⁹³⁾を使用する。拡散係数はHirschfelderら¹⁹⁷⁾による式のEq. (6-33)から計算する。

7.2.4 計算方法

R F 熱プラズマを支配する基礎方程式のEqs. (2-1~3)およびEqs. (2-5,6)に、SIMPLER法¹⁸⁹⁾を適用して数値解析を行う。電磁場の式のEqs. (6-8~10)は4次のルンゲ・クッタ法を用いて解く。数値解析を行う差分格子は軸方向に 18、半径方向に 12 とし、不等間隔格子を採用する。

7.2.5 数値解析結果

7.2.5.1 モデルの検討

反応性R F 熱プラズマにおいては、2原子分子である酸素、窒素、または水素の解離および再結合反応速度を考慮したモデルと平衡組成を仮定したモデルにおける数値解析の結果を測定結果と比較し、モデルの妥当性の検討を行う。

1) アルゴン・酸素プラズマ アルゴン・酸素プラズマの速度場、温度場、および濃度場について数値解析した結果を以下に示す。操作条件は、消費電力：8 kW、アルゴンの流量：20 litre/min ($Q_1 = Q_2 = 10$ litre/min)、酸素の流量：5 litre/min (Q_3) である。

酸素の解離および再結合反応速度を考慮したアルゴン・酸素プラズマの数値解析の結果をFig. 7-5に示す。アルゴン・酸素プラズマの流線のFig. 7-5(a)では、コイル領域において電磁ポンピングにより渦流が誘起されていることを

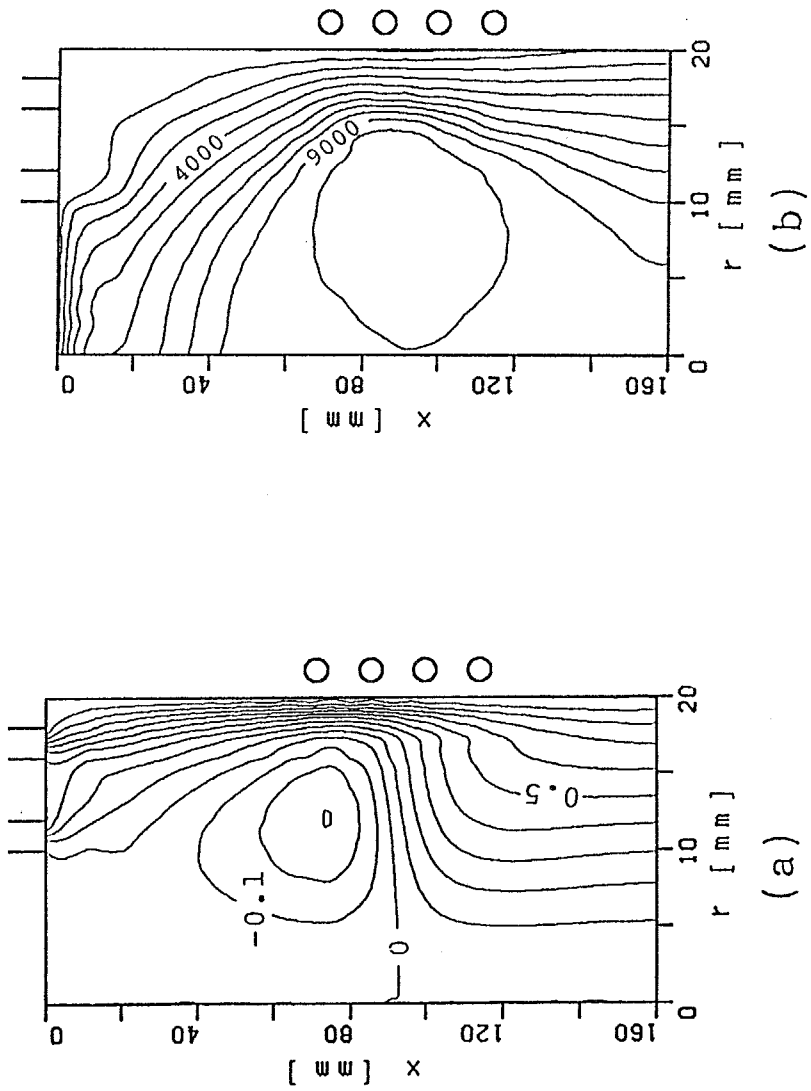


Fig. 7-5 Streamlines (a), isotherms (b); $Ar = 20$ litre/min; $O_2 = 5$ litre/min (kinetic model).

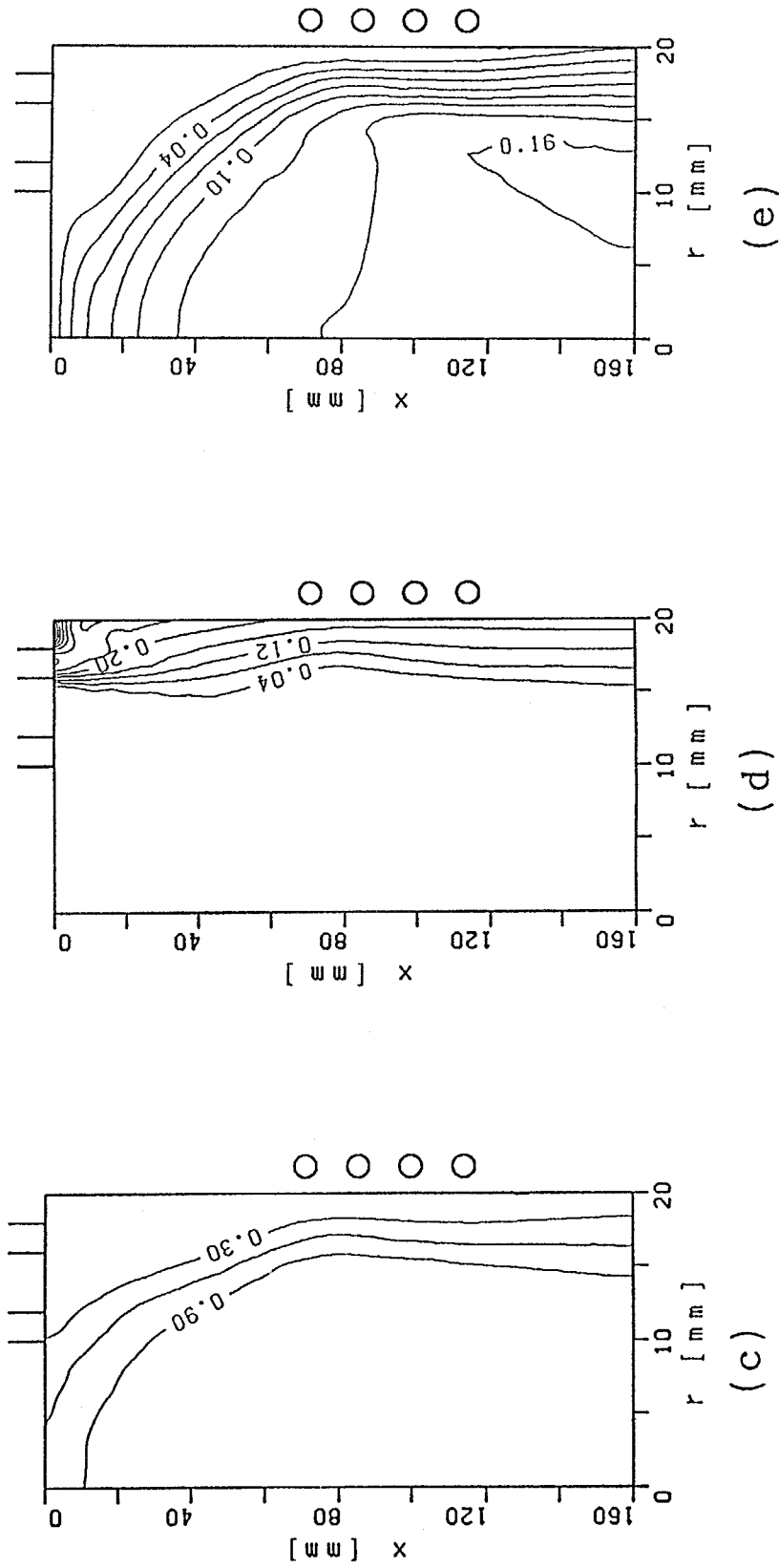


Fig. 7-5 Degree of dissociation (c), concentration of contours of O_2 (d), concentration contours of O (e); Ar = 20 litre/min; O_2 = 5 litre/min (kinetic model).

示す。この渦流はアルゴンプラズマの渦流よりも非常に強い。図中の数字はそれぞれの位置における流量を全流量で規格化した値である。

アルゴン・酸素プラズマの等温線をFig. 7-5(b)に示す。温度場はアルゴンプラズマと比べて、強い渦流により変化している。強い渦流のためにコイル領域より上流の温度が高くなっている。強い渦流によってコイル領域で発生した熱量が上流へ運ばれるからである。コイル領域ではトーチ壁近傍を除いて温度が高い。このためにローレンツ力の影響が大きくなり、アルゴン・酸素プラズマの渦流は強くなる。解離エネルギーの比較的低い酸素(493.6 kJ/mol)が壁近傍を通過し、容易に解離するために壁近傍の温度を下げ、壁への熱損失を小さくしているからである。

アルゴン・酸素プラズマにおける酸素の等解離度線をFig. 7-5(c)に示す。酸素は壁近傍を除いてほとんど解離している。酸素分子の等濃度線をFig. 7-5(d)に、酸素原子の等濃度線をFig. 7-5(e)に示す。これらの図中の数字は質量分率を示す。酸素分子は壁近傍にのみ存在し、高温領域では存在していない。逆に酸素原子は壁近傍には存在せず、高温領域にのみ存在する。

酸素の解離および再結合反応に平衡組成を仮定したアルゴン・酸素プラズマの数値解析の結果をFig. 7-6に示す。流線をFig. 7-6(a)、等温線をFig. 7-6(b)、酸素の等解離度線をFig. 7-6(c)、酸素分子の等濃度線をFig. 7-6(d)、酸素原子の等濃度線をFig. 7-6(e)に示す。

酸素の解離は比較的容易に起こるために、酸素の解離度においては2つのモデルにおいて大きな差はない。流線および等温線においても2つのモデルの結果は類似している。

2つの数値計算モデルの妥当性を確かめるために、それぞれのモデルから得られた数値解析結果を実験結果と比較する。比較したエンタルピー分布の図をFig. 7-7に示す。この図においてキーは7.1の測定結果を示し、実線は酸素の解離および再結合反応速度を考慮したモデルの数値解析の結果、点線は平衡組成を仮定した数値解析の結果である。反応速度を考慮したモデルと平衡組成モデルの数値解析の結果には大きな差はない。両者とも測定結果とよい一致を示す。アルゴン・酸素プラズマにおいては、酸素の解離および再結合反応速度を考慮したモデルと平衡組成を仮定したモデルの両者とも妥当である。これは酸素の解離が容易に起こることが原因である。

2) アルゴン・窒素プラズマ アルゴン・窒素プラズマの速度場、温度場、および濃度場について数値解析した結果を以下に示す。操作条件は、消費電力：8 kW、アルゴンの流量：20 litre/min ($Q_1 = Q_2 = 10$ litre/min)、窒素の流量は 5 litre/min(Q_3)である。

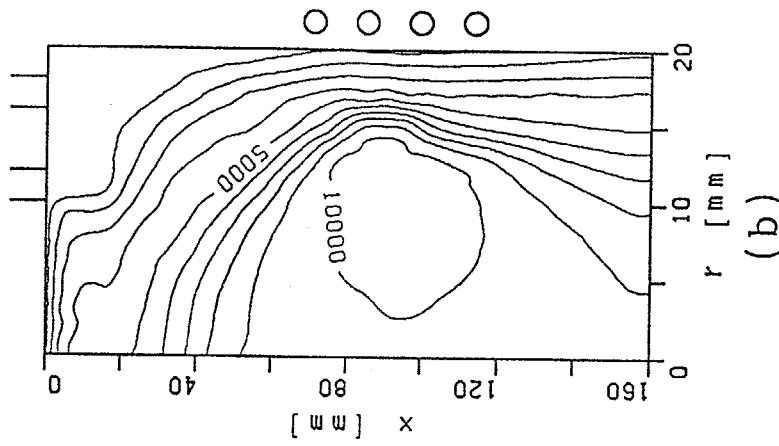
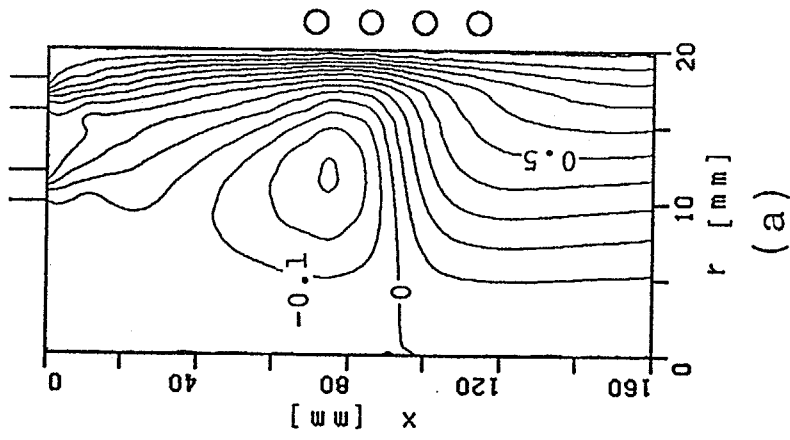


Fig. 7-6 Streamlines (a), isotherms (b); Ar = 20 litre/min;
 O_2 = 5 litre/min (equilibrium model).

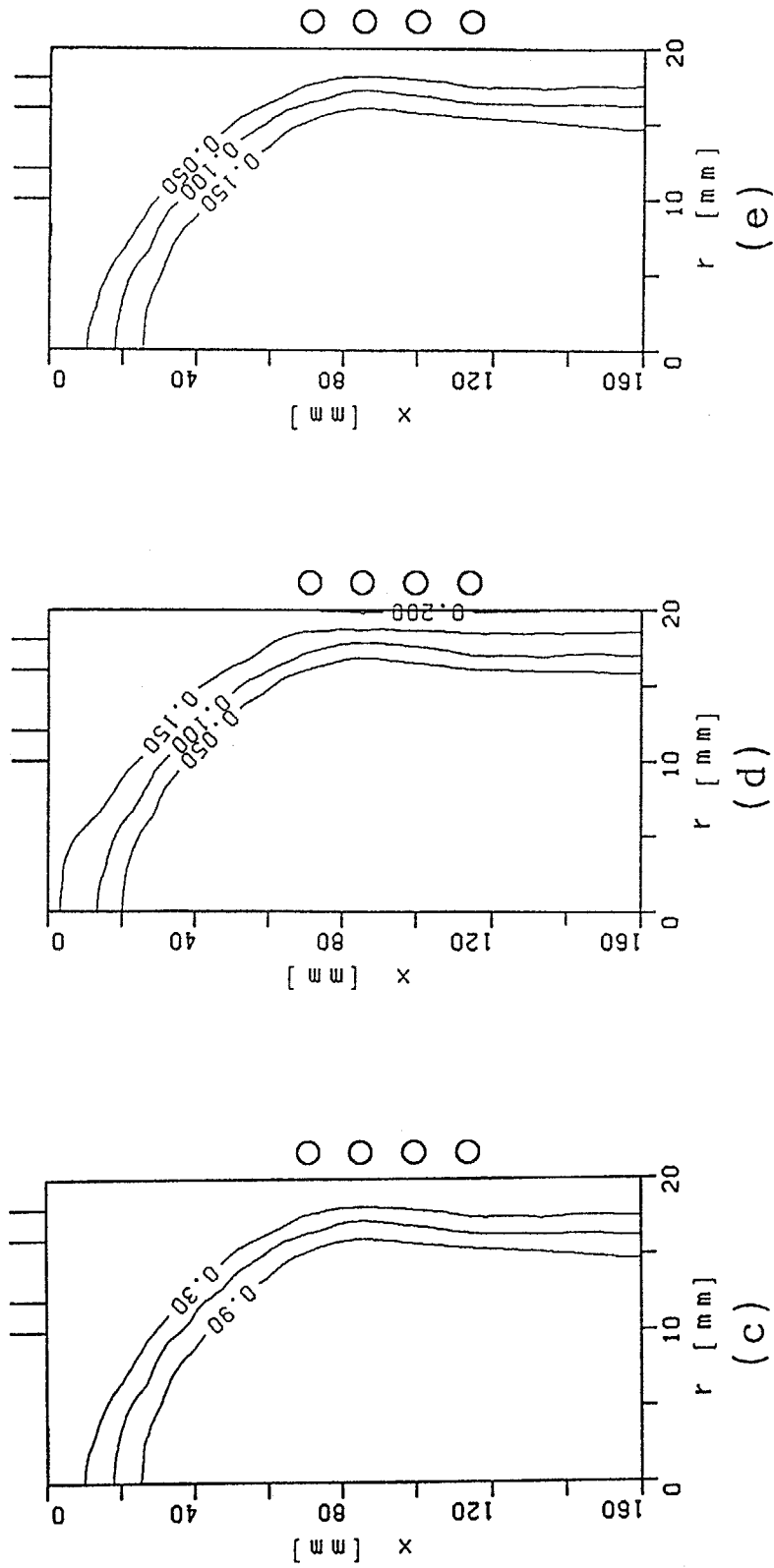


Fig. 7-6 Degree of dissociation (c), concentration of contours of O_2 (d), concentration contours of O (e); Ar = 20 litre/min; O_2 = 5 litre/min (equilibrium model).

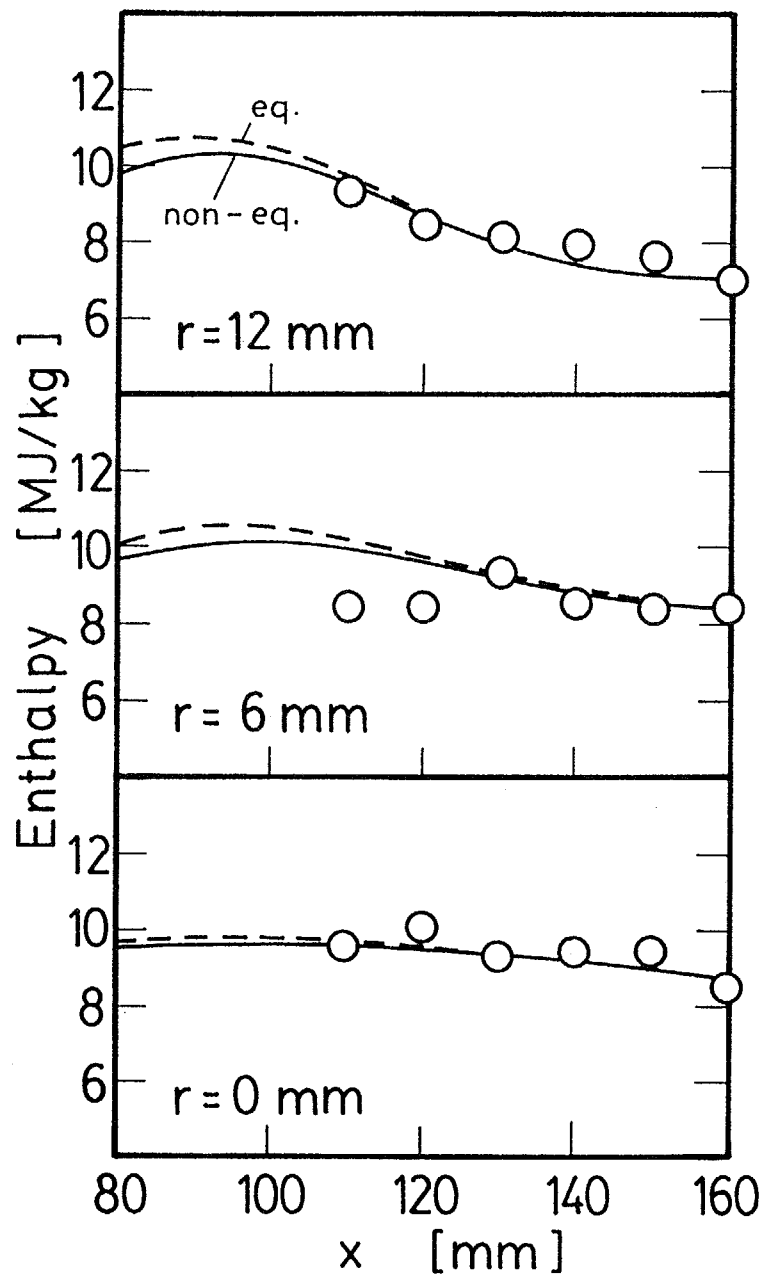


Fig. 7-7 Comparison of kinetic model (solid line) and equilibrium model (dotted line); Ar = 20 litre/min; O₂ = 5 litre/min.

窒素の解離および再結合反応速度を考慮したアルゴン・窒素プラズマの数値解析の結果をFig. 7-8に示す。アルゴン・窒素プラズマの流線をFig. 7-8(a)に示す。コイル領域の渦流の強さなどの速度場の特徴はアルゴン・酸素プラズマよりアルゴンプラズマに似ている。窒素の解離エネルギーが 941.6 kJ/mol と大きいために、窒素の解離度が小さいからである。そのために窒素を混合させたことによる速度場への影響はアルゴン・酸素プラズマほど大きくない。

アルゴン・窒素プラズマの等温線をFig. 7-8(b)に示す。温度は渦流の下流においてアルゴンプラズマより低い。これは解離度は低いものの窒素の解離エネルギーが高いためである。これは実験においてアルゴンに窒素を混入すると、RF熱プラズマが収縮する事実と一致している。

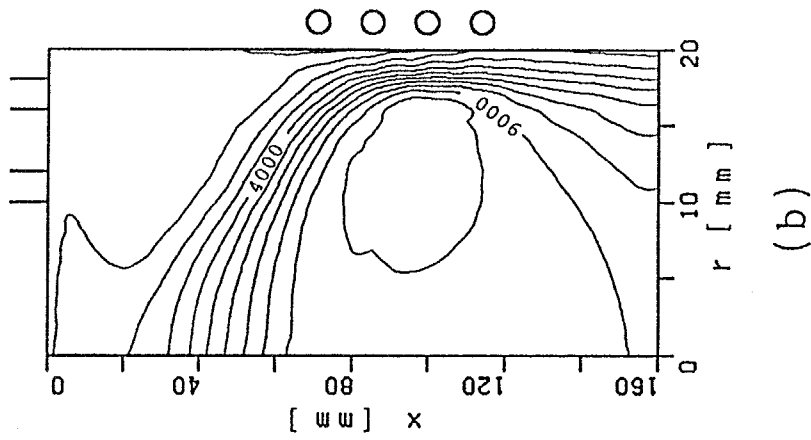
アルゴン・窒素プラズマにおける窒素の等解離度線をFig. 7-8(c)に示す。窒素の解離度は高温領域でも高々 0.6 である。窒素分子の等濃度線をFig. 7-8(d)に、窒素原子の等濃度線をFig. 7-8(e)に示す。窒素分子は高温領域でも解離せずに存在している。窒素原子の存在する領域はかなり狭い。

窒素の解離および再結合反応に平衡組成を仮定したアルゴン・窒素プラズマの数値解析の結果をFig. 7-9に示す。流線をFig. 7-9(a)、等温線をFig. 7-9(b)、窒素の等解離度線をFig. 7-9(c)、窒素分子の等濃度線をFig. 7-9(d)、窒素原子の等濃度線をFig. 7-9(e)に示す。

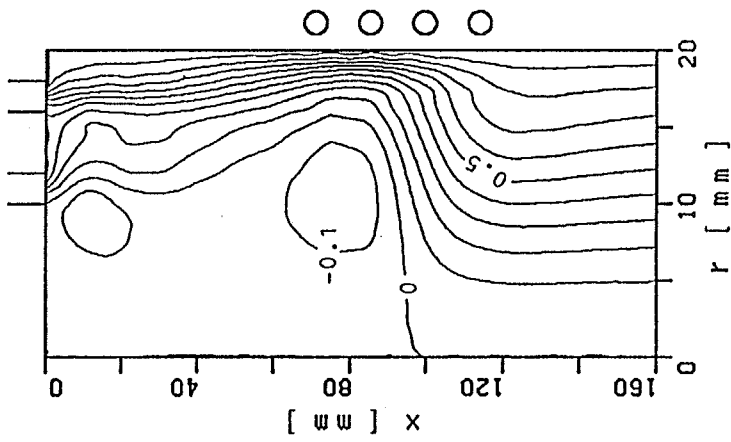
アルゴン・窒素プラズマでは窒素の解離が容易に起こらないために、反応速度を考慮したモデルと平衡組成モデルにおける数値解析の結果には大きな差がある。高温域における窒素の解離度は平衡モデルでは 0.8 以上であるが、反応速度を考慮したモデルでは 0.6 程度である。

2つの数値計算モデルの妥当性を確かめるために、それぞれのモデルから得られた数値解析結果を実験結果と比較する。比較したエンタルピー分布の図をFig. 7-10に示す。この図においてキーは 7.1 の測定結果を示し、実線は窒素の解離および再結合反応速度を考慮したモデルの数値解析の結果、点線は平衡組成を仮定した数値解析の結果である。平衡組成モデルのエンタルピーは、反応速度を考慮したモデルのエンタルピーより全体的にかなり大きい。測定結果は反応速度を考慮したモデルとよい一致を示す。アルゴン・窒素プラズマにおいては、窒素の解離および再結合反応速度を考慮したモデルが妥当であり、平衡組成を仮定したモデルは実際のアルゴン・窒素プラズマとは大きく異なることがわかる。

以上の結果から、反応性気体を用いたRF熱プラズマでは、反応性気体の解離および再結合反応速度を考慮する必要があることが示された。反応性気体に対して平衡組成を仮定したモデルではRF熱プラズマをモデリングすることは



(a)



(b)

Fig. 7-8 Streamlines (a), isotherms (b); Ar = 20 litre/min;
N₂ = 5 litre/min (kinetic model).

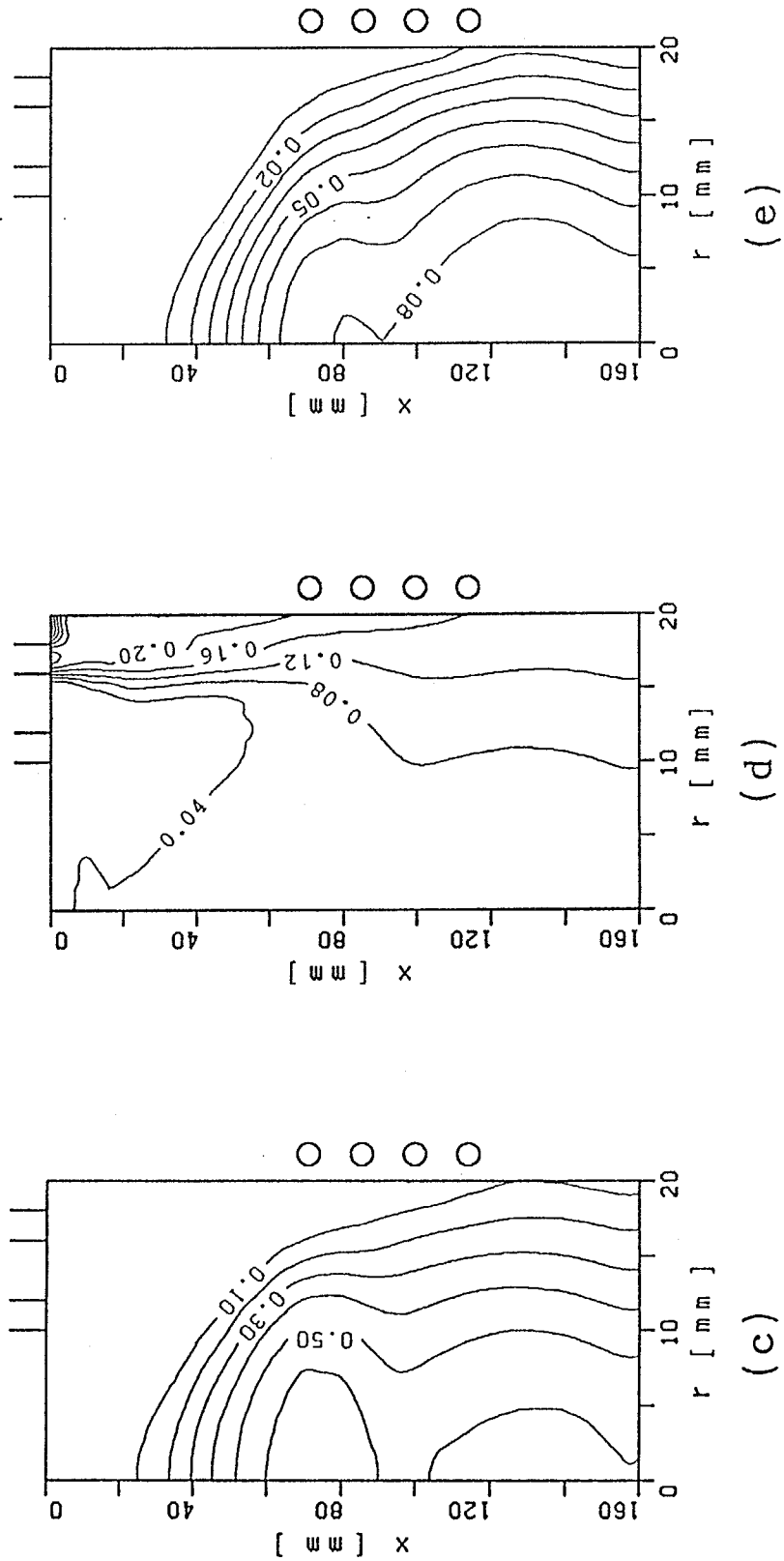


Fig. 7-8 Degree of dissociation (c), concentration of contours of N_2 (d), concentration contours of N (e); Ar = 20 litre/min; N_2 = 5 litre/min (kinetic model).

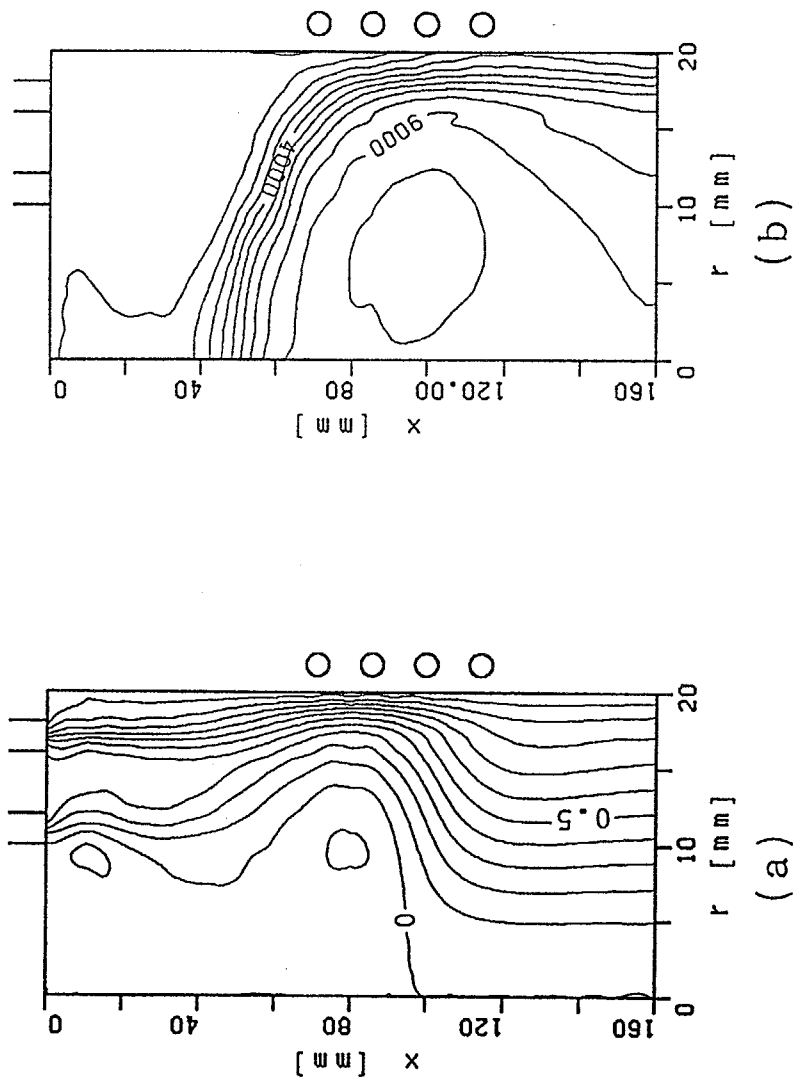


Fig. 7-9 Streamlines (a), isotherms (b); Ar = 20 litre/min;
 N_2 = 5 litre/min (equilibrium model).

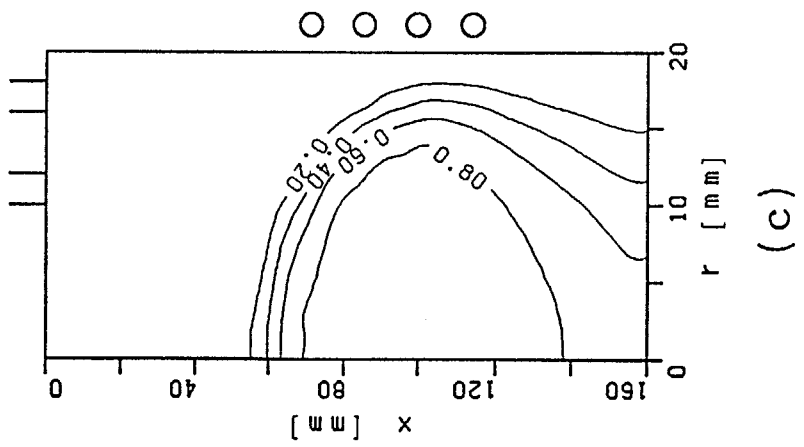
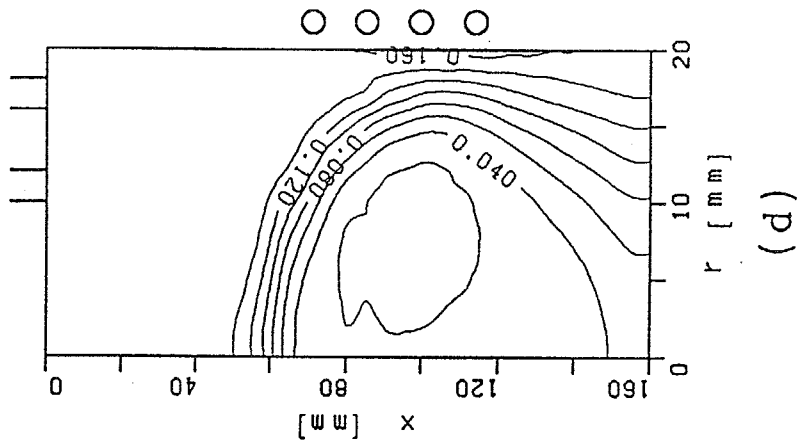
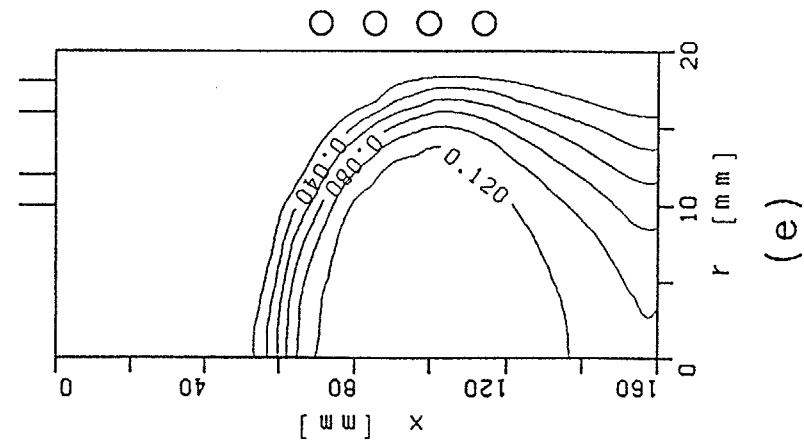


Fig. 7-9 Degree of dissociation (c), concentration of contours of N_2 (d), concentration contours of N (e); Ar = 20 litre/min; N_2 = 5 litre/min (equilibrium model).

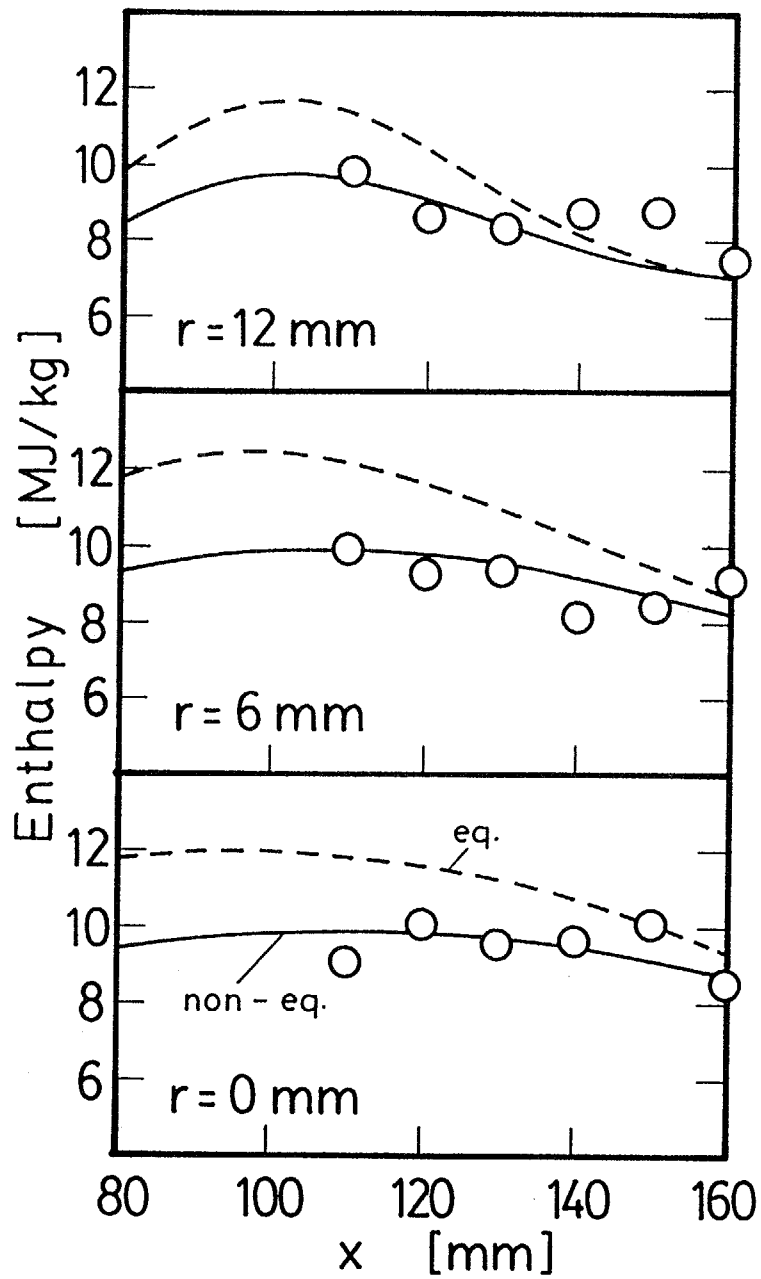


Fig. 7-10 Comparison of kinetic model (solid line) and equilibrium model (dotted line); Ar = 20 litre/min; N₂ = 5 litre/min.

できない。よって本研究においては2原子分子の解離および再結合反応速度を考慮したモデルを採用する。

7.2.5.2 アルゴン・酸素プラズマの特性

アルゴン・酸素プラズマの特性を調べるために、酸素の流量を変えた場合（アルゴンの流量と消費電力は一定）、および消費電力を変えた場合（アルゴンと酸素の流量は一定）の数値解析の結果を以下に示す。

1) 酸素の流量を変えた場合 アルゴン・酸素プラズマにおいて、消費電力：8 kW、アルゴンの流量：20 litre/minに一定にし、酸素の流量を変えた場合のRF熱プラズマの場の変化を以下に示す。

酸素の流量を変えた場合の流線をFig. 7-11に示す。アルゴン 20 litre/minの流線がFig. 7-11(a)、酸素を 5 litre/min加えた流線がFig. 7-11(b)、酸素を 8 litre/min加えた流線がFig. 7-11(c)である。軸方向速度と半径方向速度の $x = 90$ mmにおける半径方向の分布をFig. 7-12に示す。この位置はほぼコイルの中心であり、電磁場が最大の位置である。中心に向いた半径方向速度の大きさは、酸素の流量が 5 litre/minの場合に最大となり、酸素をさらに加えた 8 litre/minの場合には減少する。この理由については後述する。

酸素の流量を変えた場合の等温線をFig. 7-13に示す。アルゴンが 20 litre/minの等温線がFig. 7-13(a)、酸素を 5 litre/min加えた等温線がFig. 7-13(b)、酸素を 8 litre/min加えた等温線がFig. 7-13(c)である。酸素の流量が多いほど、トーチ壁近傍の温度勾配は緩やかになっている、またトーチ出口における温度は低くなっている。これはトーチに導入された酸素は壁近傍を流れ、その酸素の流量が多いほど解離によってプラズマ流の温度を下げるためである。温度の半径方向分布をFig. 7-14に示す。酸素の流量が多いほど壁近傍の温度が低い。しかし酸素の流量が大きいほど中心付近の温度は高い。これは酸素の流量が多いほど酸素の解離により壁近傍の温度が低下し、伝導によるトーチ壁への熱損失が小さくなるためである。

速度の半径方向分布を示したFig. 7-12において、中心を向いた半径方向速度が酸素の流量により最大値を示すのは以下の2つの相反する要因によるためである。全流量が多いほど中心に向いた半径方向の流れを引き起こすローレンツ力は小さくなる。しかし同時にFig. 7-14に示したように酸素の流量が多いほど中心付近の温度が高くなり、ローレンツ力の影響が大きくなる。これらの相対する要因のために、中心を向いた半径方向速度は酸素の流量に対して最大値を示す。

酸素の流量を変えた場合の酸素の等解離度線をFig. 7-15に示す。アルゴン

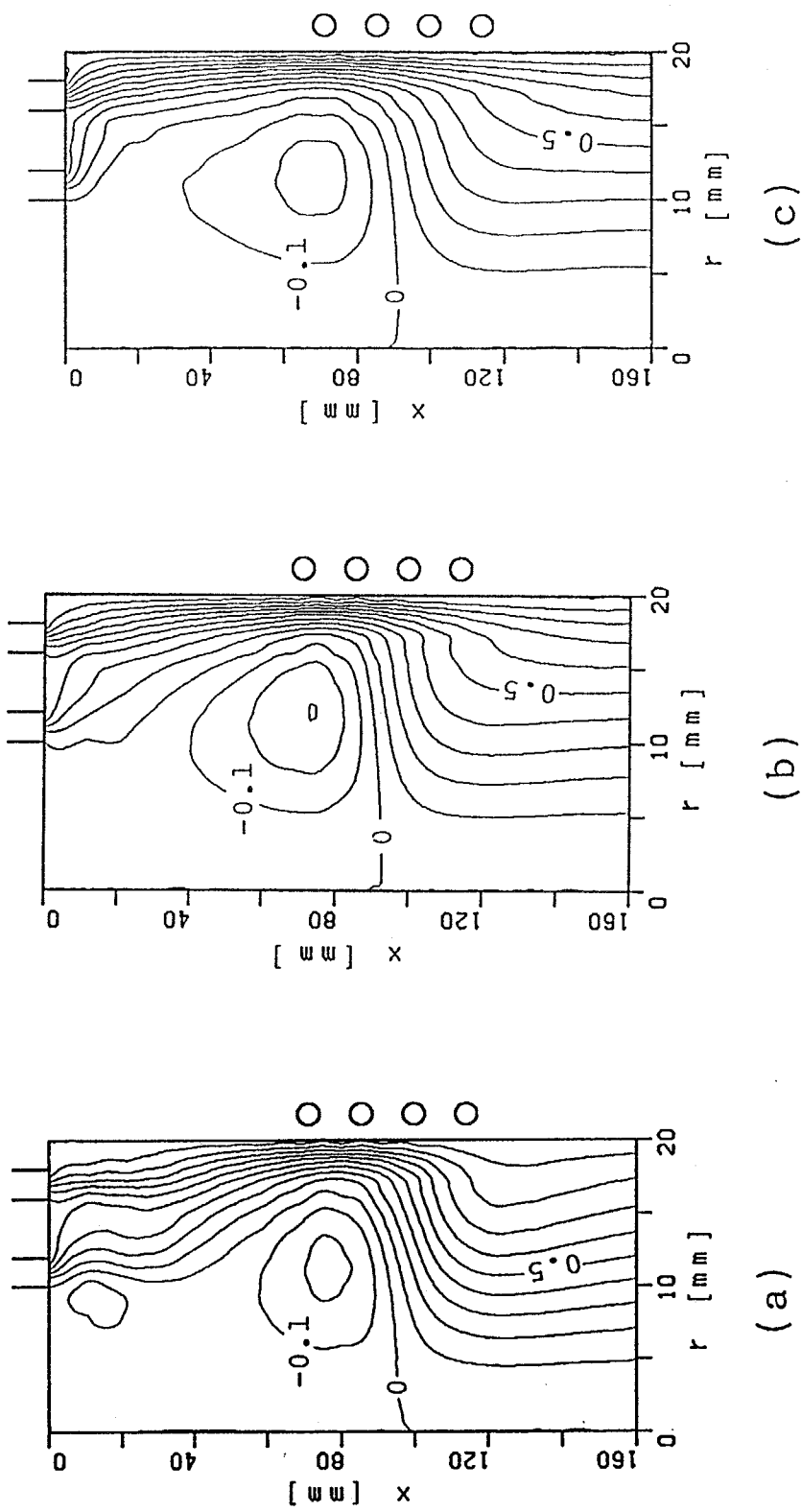


Fig. 7-11 Streamlines; Ar = 20 litre/min (a),
 Ar = 20 litre/min; O₂ = 5 litre/min (b),
 Ar = 20 litre/min; O₂ = 8 litre/min (c).

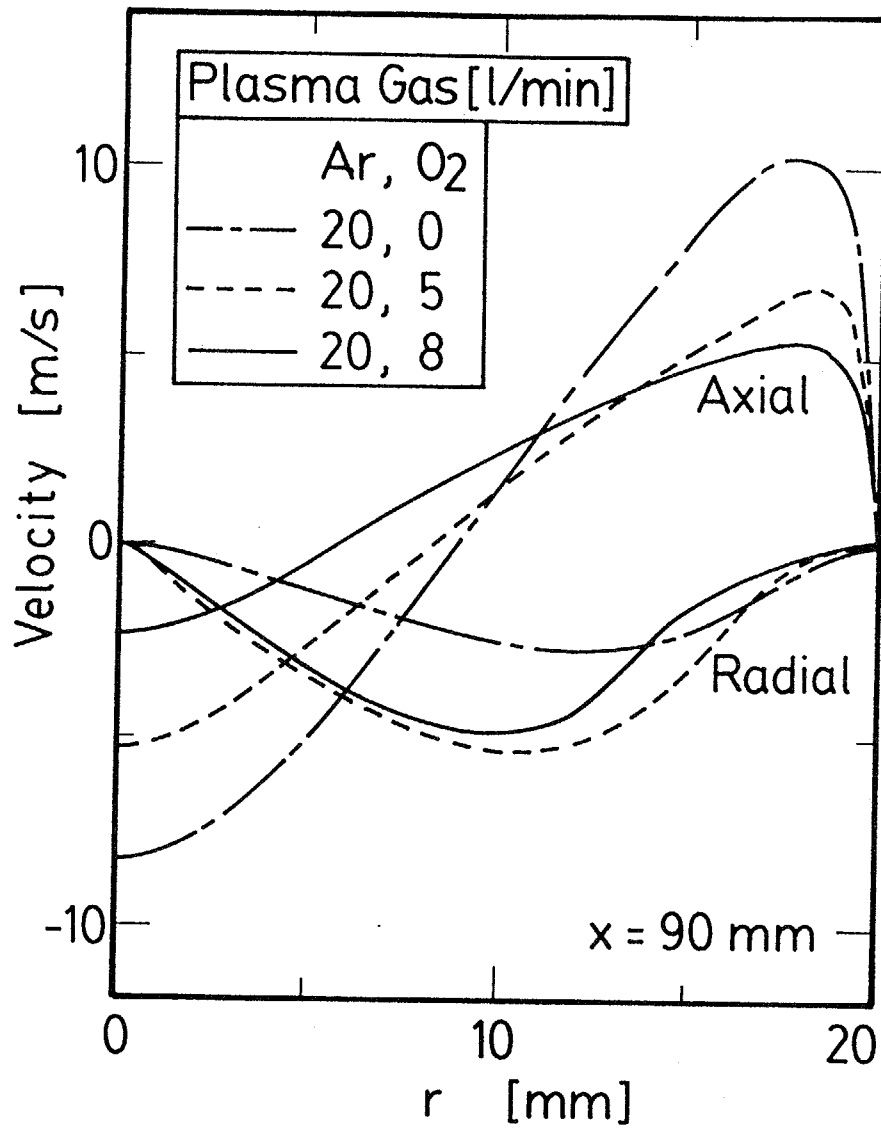


Fig. 7-12 Radial profiles of axial and radial velocity.

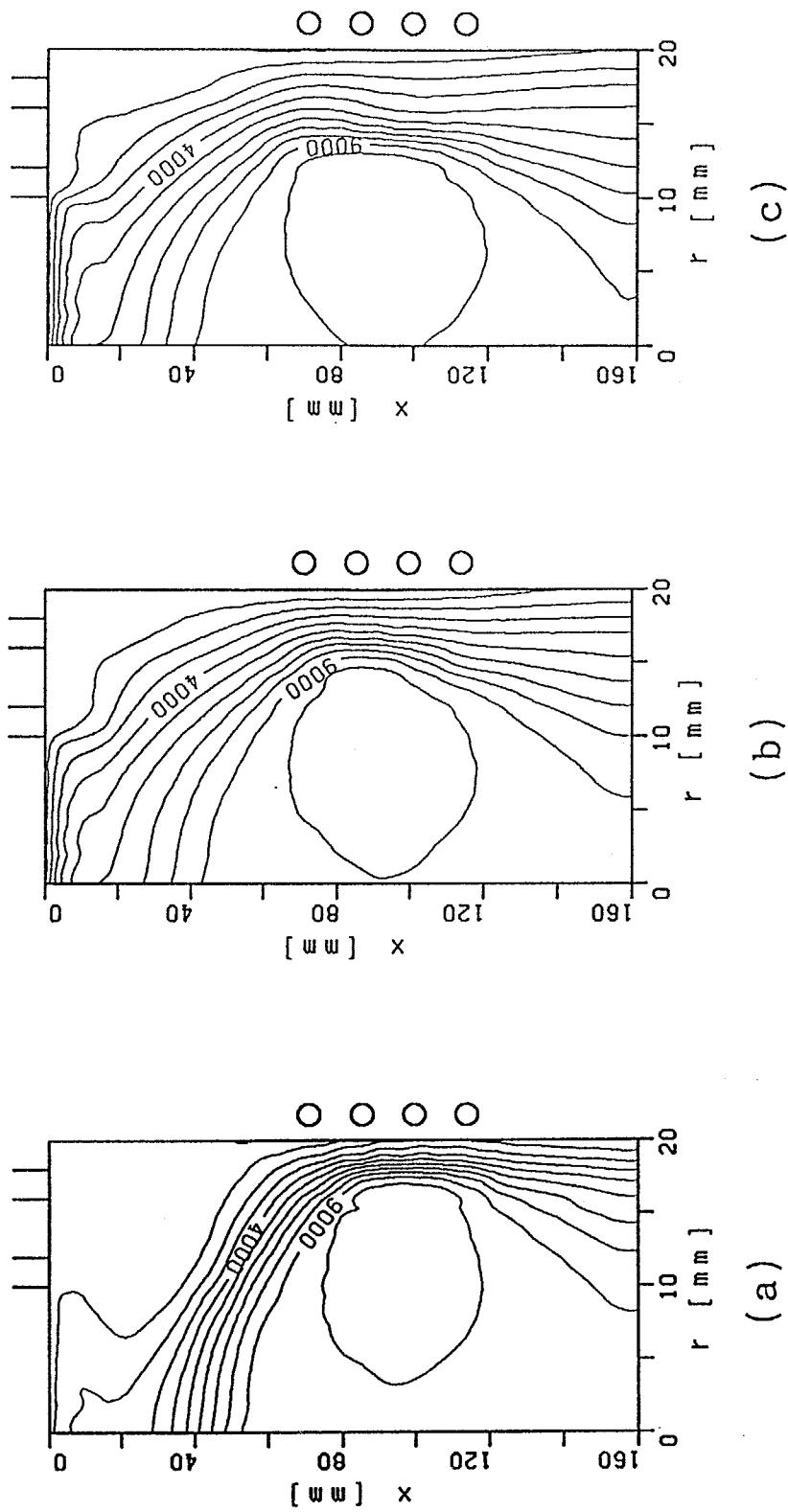


Fig. 7-13 Isotherms; Ar = 20 litre/min (a),
 Ar = 20 litre/min; O₂ = 5 litre/min (b),
 Ar = 20 litre/min; O₂ = 8 litre/min (c).

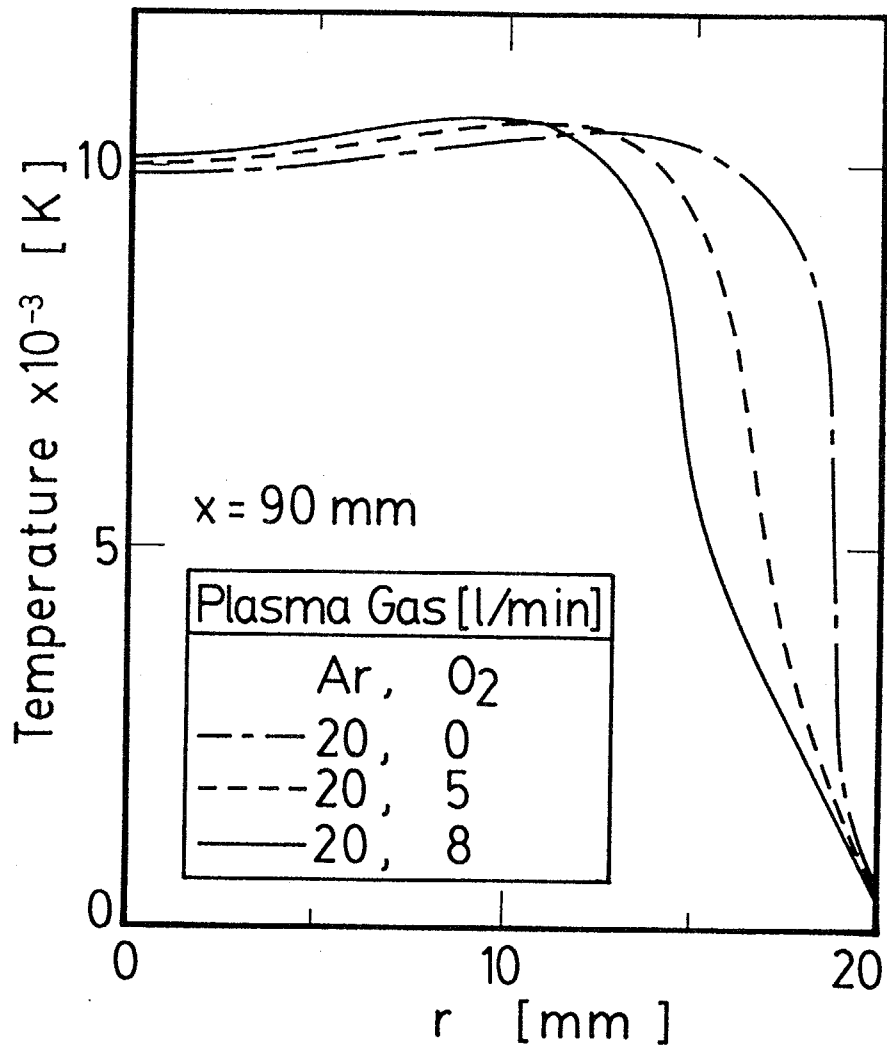


Fig. 7-14 Radial profiles of temperature.

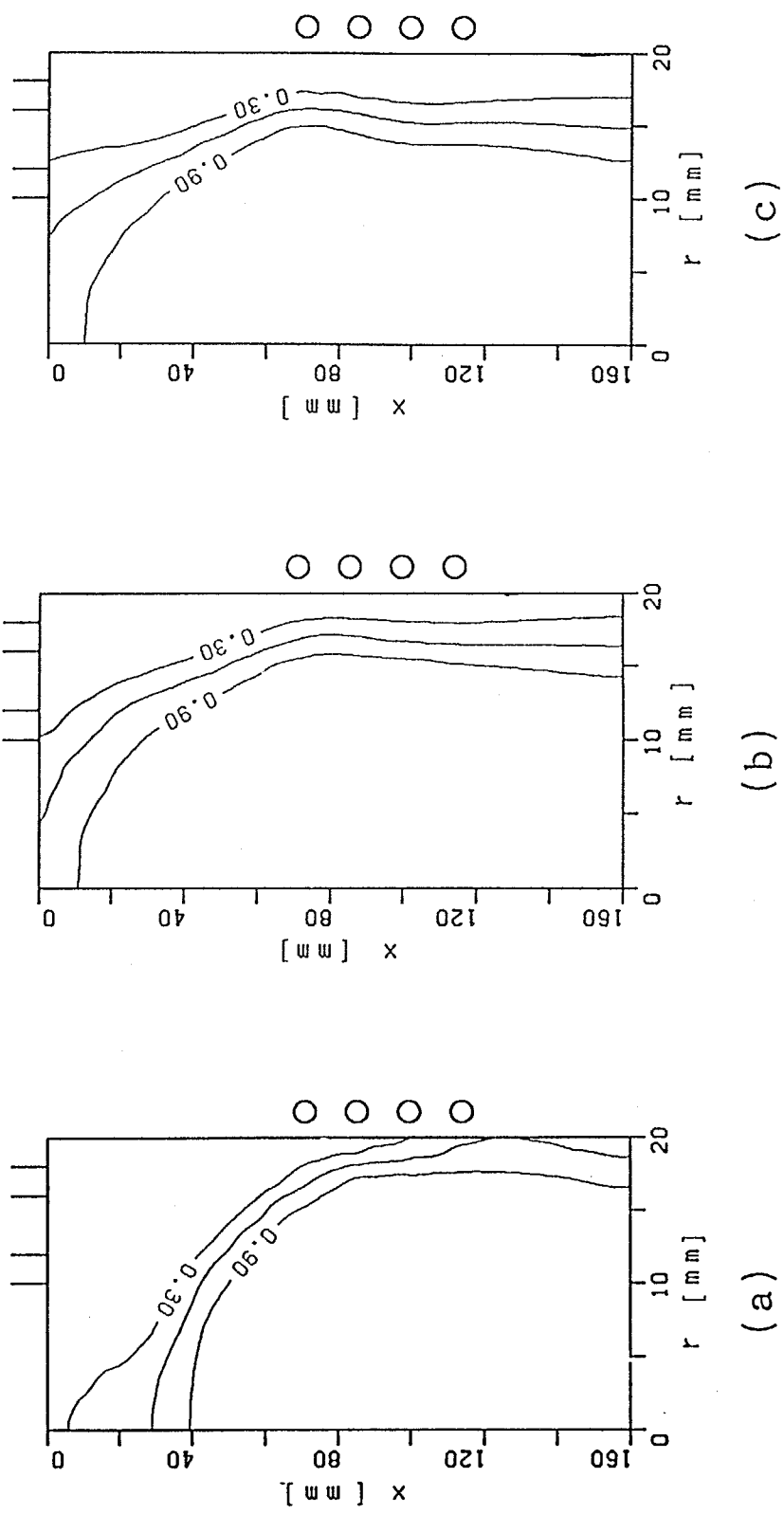


Fig. 7-15 Degree of dissociation; 2 litre/min (a),
 Ar = 20 litre/min; O₂ = 5 litre/min (b),
 Ar = 20 litre/min; O₂ = 8 litre/min (c).

20 litre/minの等解離度線がFig. 7-15(a)、酸素を 5 litre/min加えた等解離度線がFig. 7-15(b)、酸素を 8 litre/min加えた等解離度線がFig. 7-15(c)である。同様に酸素の流量を変えた場合の酸素分子の等濃度線をFig. 7-16に、酸素原子の等濃度線をFig. 7-17に示す。酸素の解離度の半径方向分布をFig. 7-18に示す。アルゴン・酸素プラズマでは、壁近傍を除くほとんどの領域において酸素はほぼ解離している。解離度は酸素の流量が多いほど小さくなる。

2) 消費電力を変えた場合 アルゴン・酸素プラズマにおいて、アルゴンの流量：20 litre/min、酸素の流量：2 litre/minと一定にし、消費電力を変えた場合のRF熱プラズマの場の変化を以下に示す。

消費電力を変えた場合の流線をFig. 7-19に示す。消費電力が 8 kWの流線がFig. 7-19(a)、10 kWの流線がFig. 7-19(b)、12.5 kWの流線がFig. 7-19(c)である。消費電力が大きいほどコイル領域で発生する渦流が強くなる。軸方向速度と半径方向速度の $x = 90$ mmにおける半径方向の分布をFig. 7-20に示す。消費電力が大きいほど、中心に向いた半径方向速度の大きさは大きくなる。これは消費電力が大きいほど電磁場が強くなり、プラズマ流に働くローレンツ力の影響が大きくなるからである。それに伴いトーチ外側を流れる正の軸方向速度と中心近傍の逆流の軸方向速度はそれぞれ大きくなる。

消費電力を変えた場合の等温線をFig. 7-21に示す。消費電力が 8 kWの等温線がFig. 7-21(a)、10 kWの等温線がFig. 7-21(b)、12.5 kWの等温線がFig. 7-21(c)である。温度の半径方向分布をFig. 7-22に示す。消費電力が大きいほど全体的に温度が高い。これは消費電力が大きいほどジュール加熱が大きくなるためである。

消費電力を変えた場合の酸素の等解離度線をFig. 7-23に示す。消費電力が 8 kWの等解離度線がFig. 7-23(a)、10 kWの等解離度線がFig. 7-23(b)、12.5 kWの等解離度線がFig. 7-23(c)である。同様に消費電力を変えた場合の酸素分子の等濃度線をFig. 7-24に、酸素原子の等濃度線をFig. 7-25に示す。消費電力が大きいほど酸素原子の濃度は大きい。酸素の解離度の半径方向分布をFig. 7-26に示す。消費電力が最小の 8 kWの場合においても、ほとんどの領域において酸素はほぼ解離している。そのために解離度は消費電力により大きな差はないが、消費電力が大きいほど解離度は大きくなる。

7.2.5.3 アルゴン・窒素プラズマの特性

アルゴン・窒素プラズマにおいて、消費電力：8 kW、アルゴンの流量：20 litre/minに一定にし、窒素の流量を変えた場合のRF熱プラズマの場の変化を以下に示す。

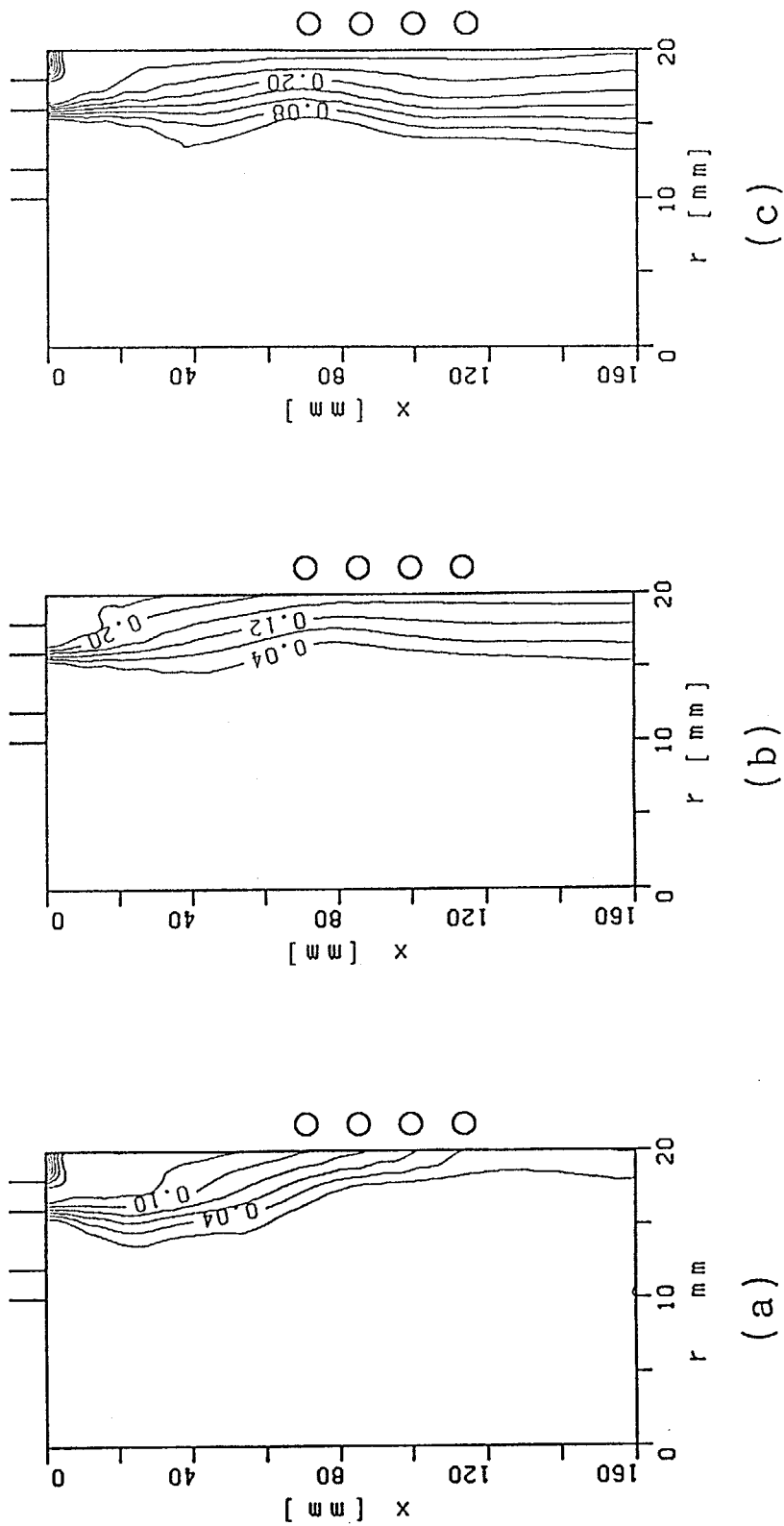


Fig. 7-16 Concentration contours of O_2 ;
 Ar = 20 litre/min; O_2 = 2 litre/min (a),
 Ar = 20 litre/min; O_2 = 5 litre/min (b),
 Ar = 20 litre/min; O_2 = 8 litre/min (c).

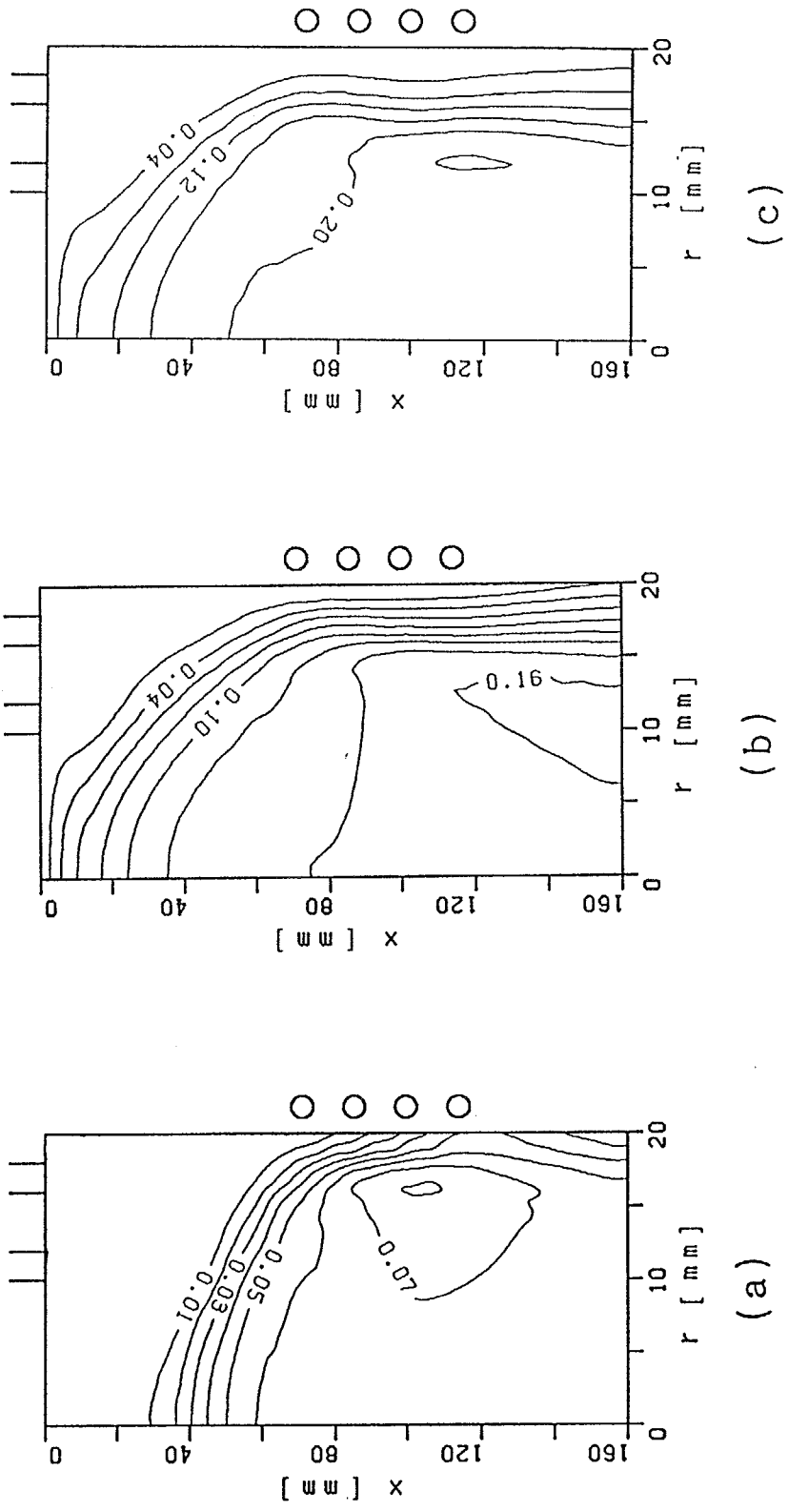


Fig. 7-17 Concentration contours of O₂;
 Ar = 20 litre/min; O₂ = 2 litre/min (a),
 Ar = 20 litre/min; O₂ = 5 litre/min (b),
 Ar = 20 litre/min; O₂ = 8 litre/min (c).

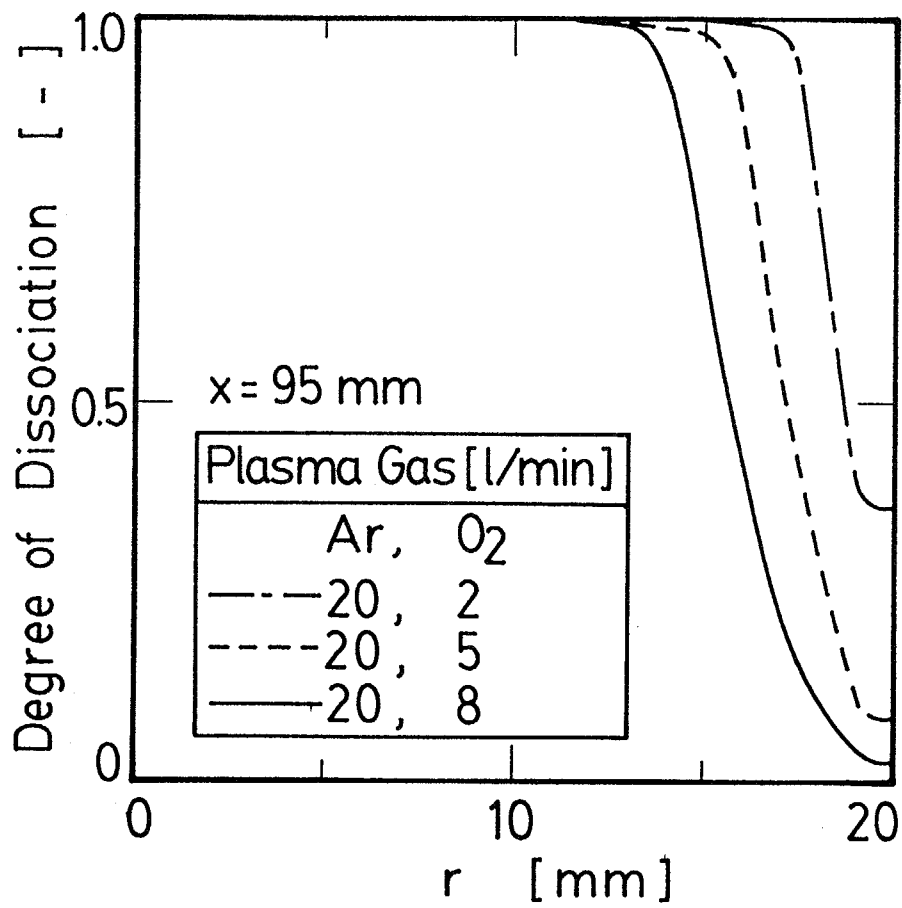


Fig. 7-18 Radial profiles of degree of dissociation.

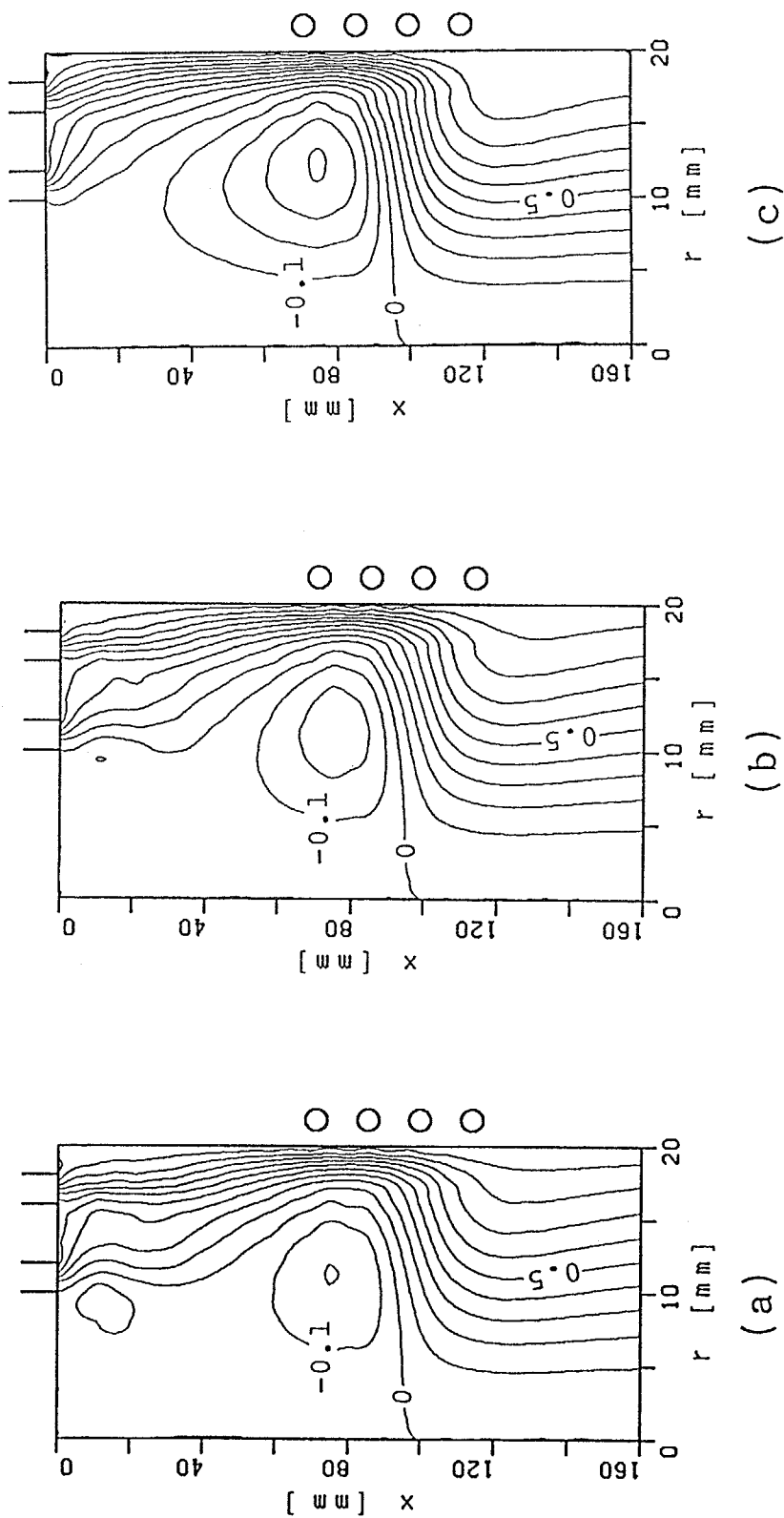


Fig. 7-19 Streamlines; Ar = 20 litre/min; O₂ = 2 litre/min;
8 kW (a), 10 kW (b), 12.5 kW (c).

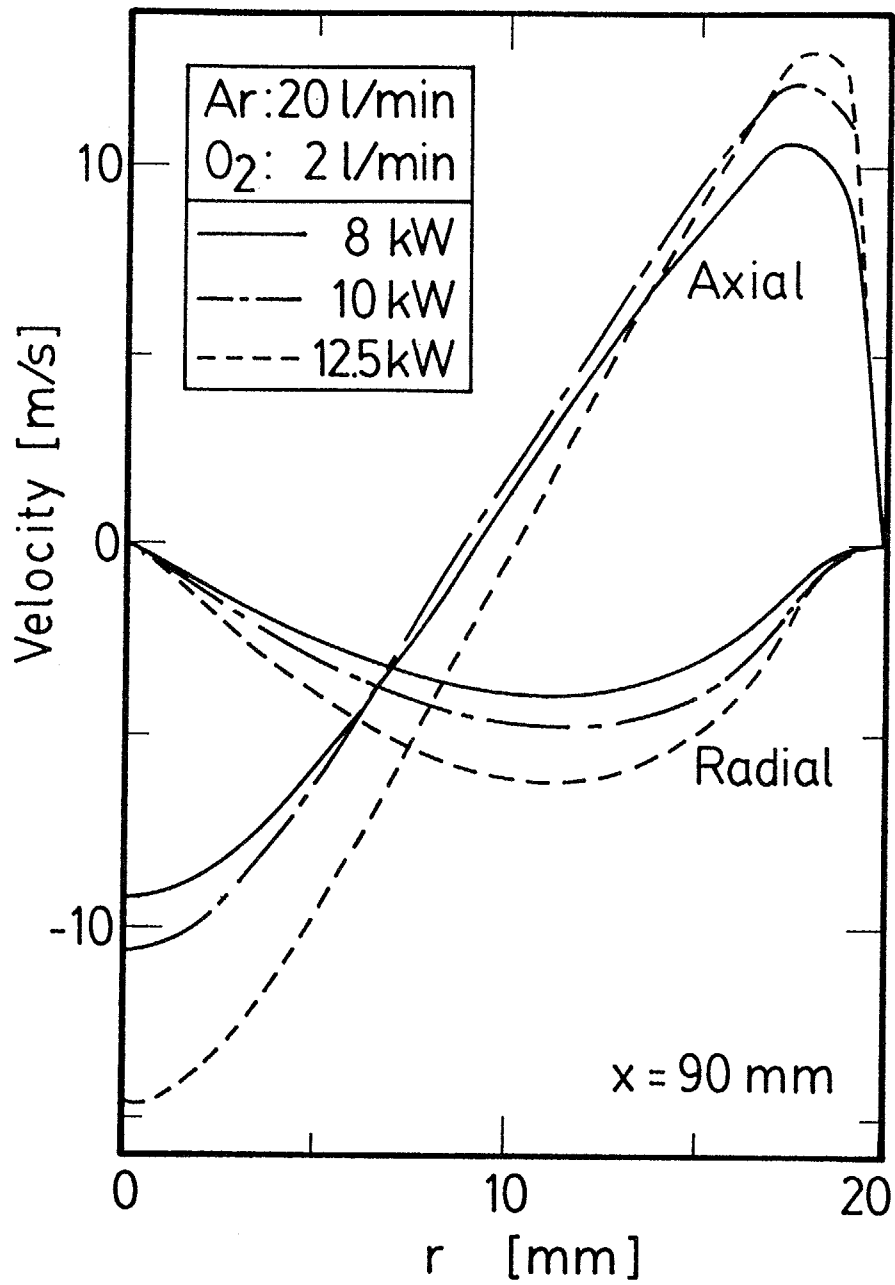


Fig. 7-20 Radial profiles of axial and radial velocity.

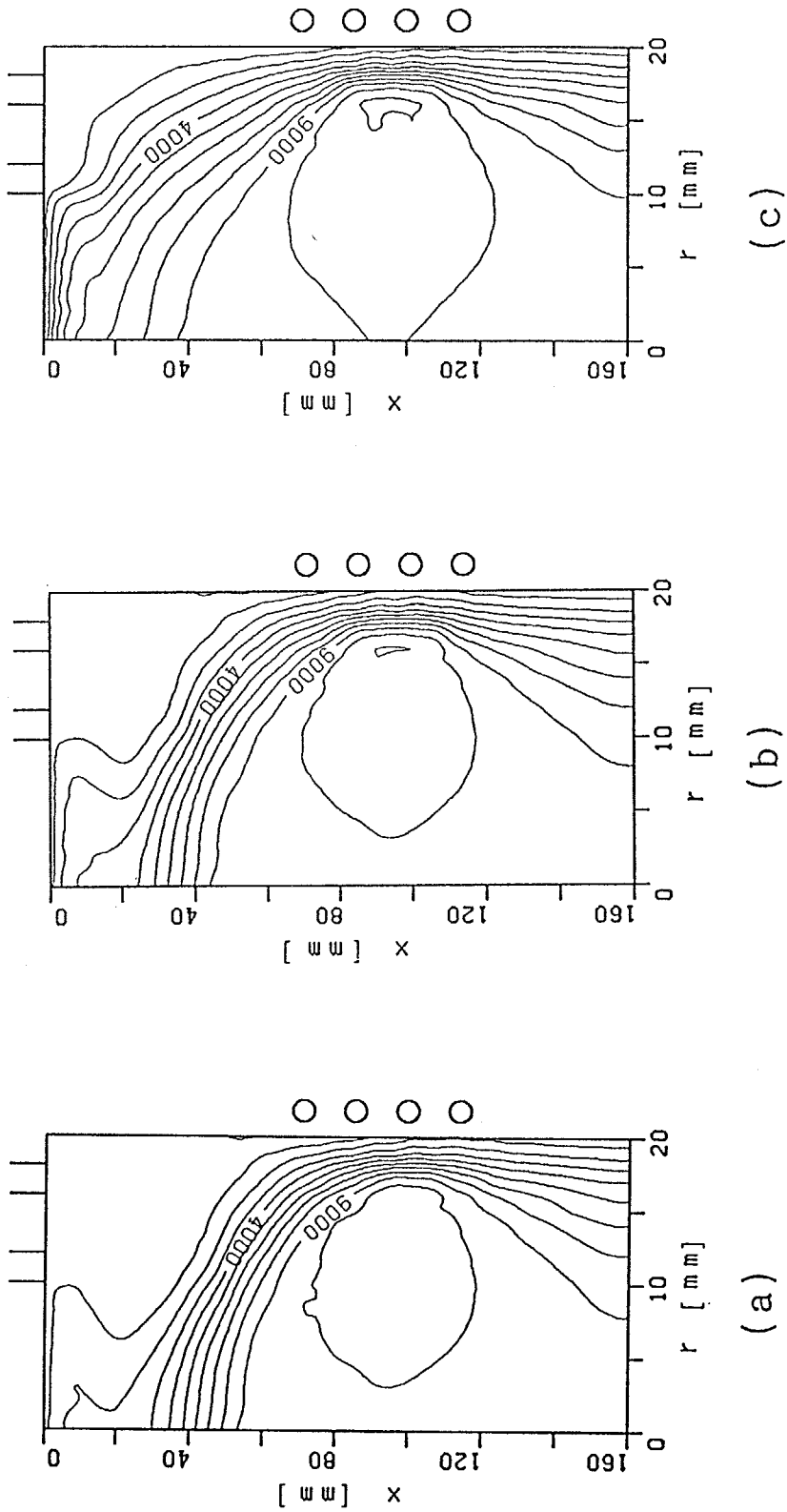


Fig. 7-21 Isotherms; Ar = 20 litre/min; O_2 = 2 litre/min;
 8 kW (a), 10 kW (b), 12.5 kW (c).

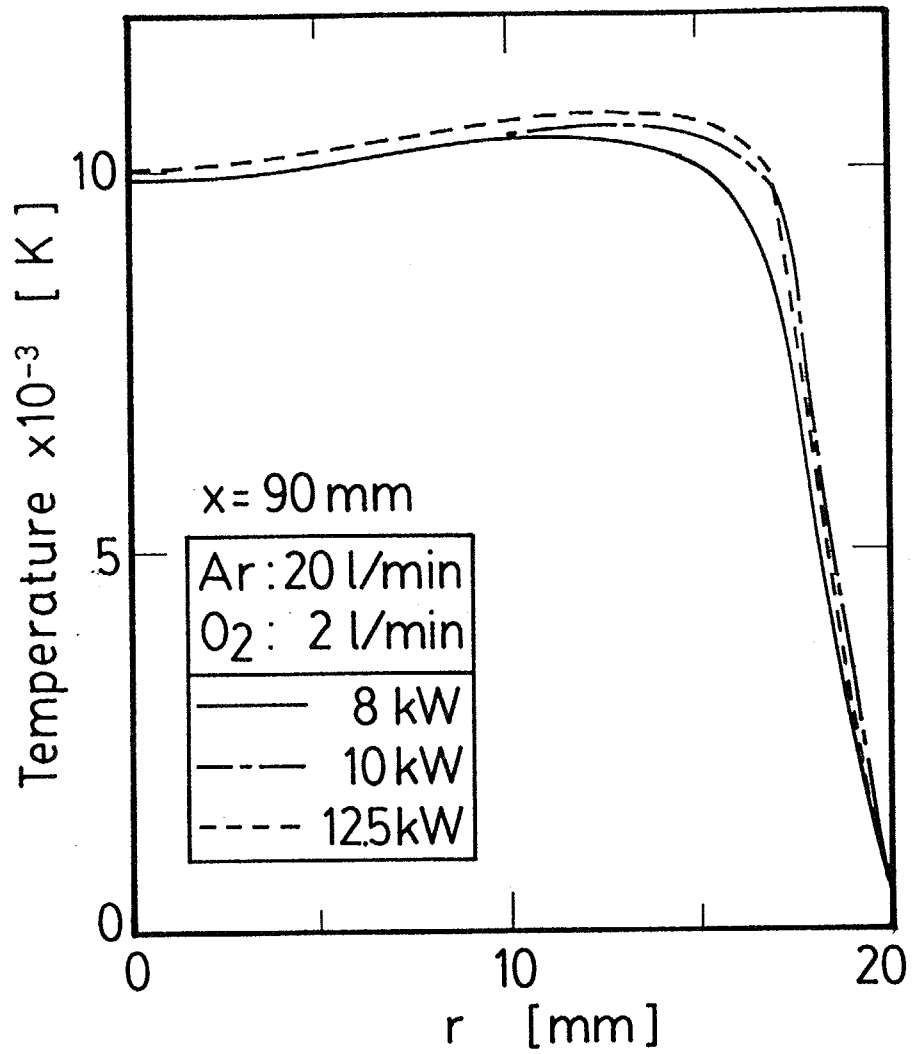


Fig. 7-22 Radial profiles of temperature.

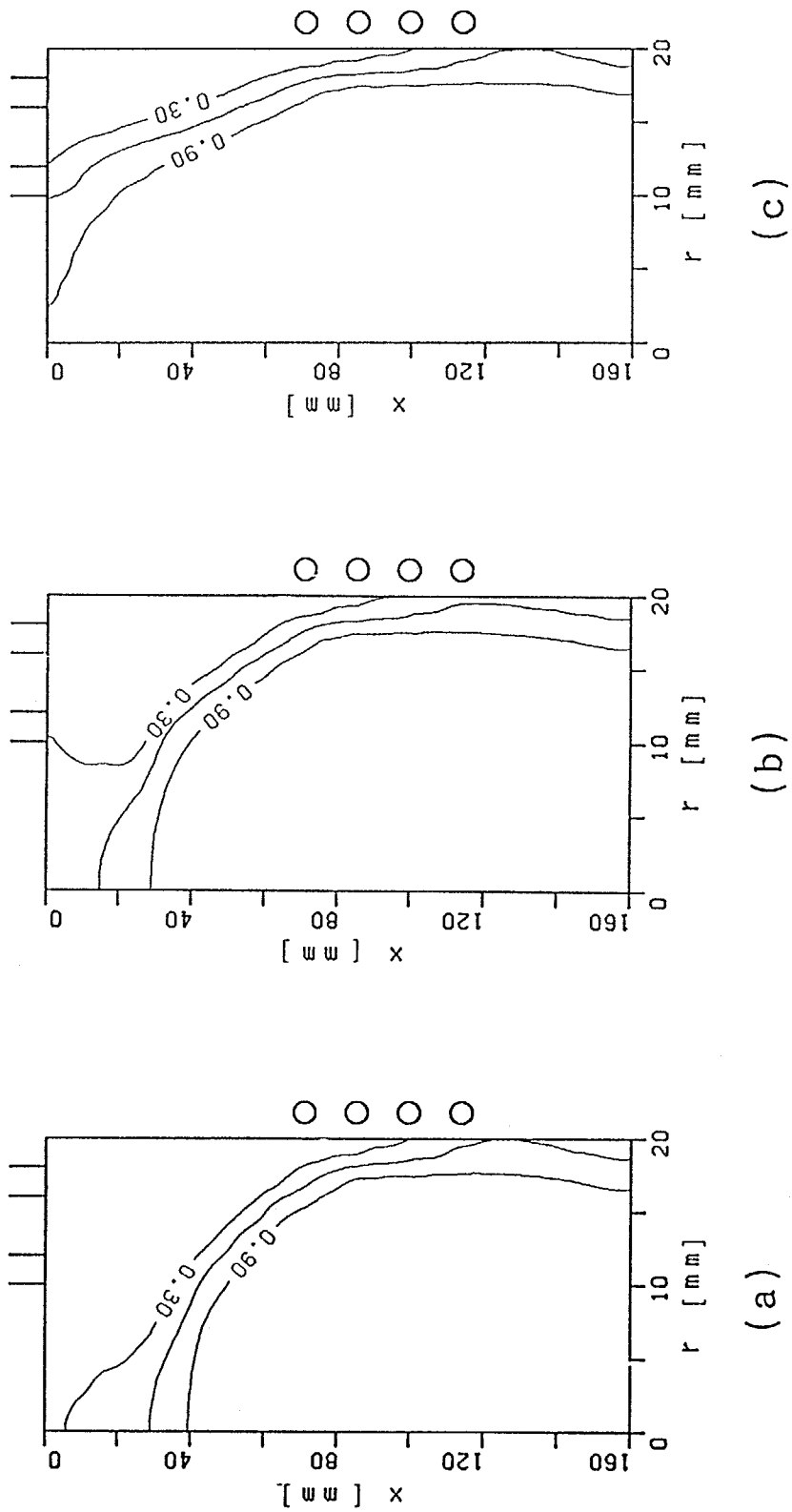


Fig. 7-23 Degree of dissociation; Ar = 20 litre/min; O_2 = 2 litre/min; 8 kW (a), 10 kW (b), 12.5 kW (c).

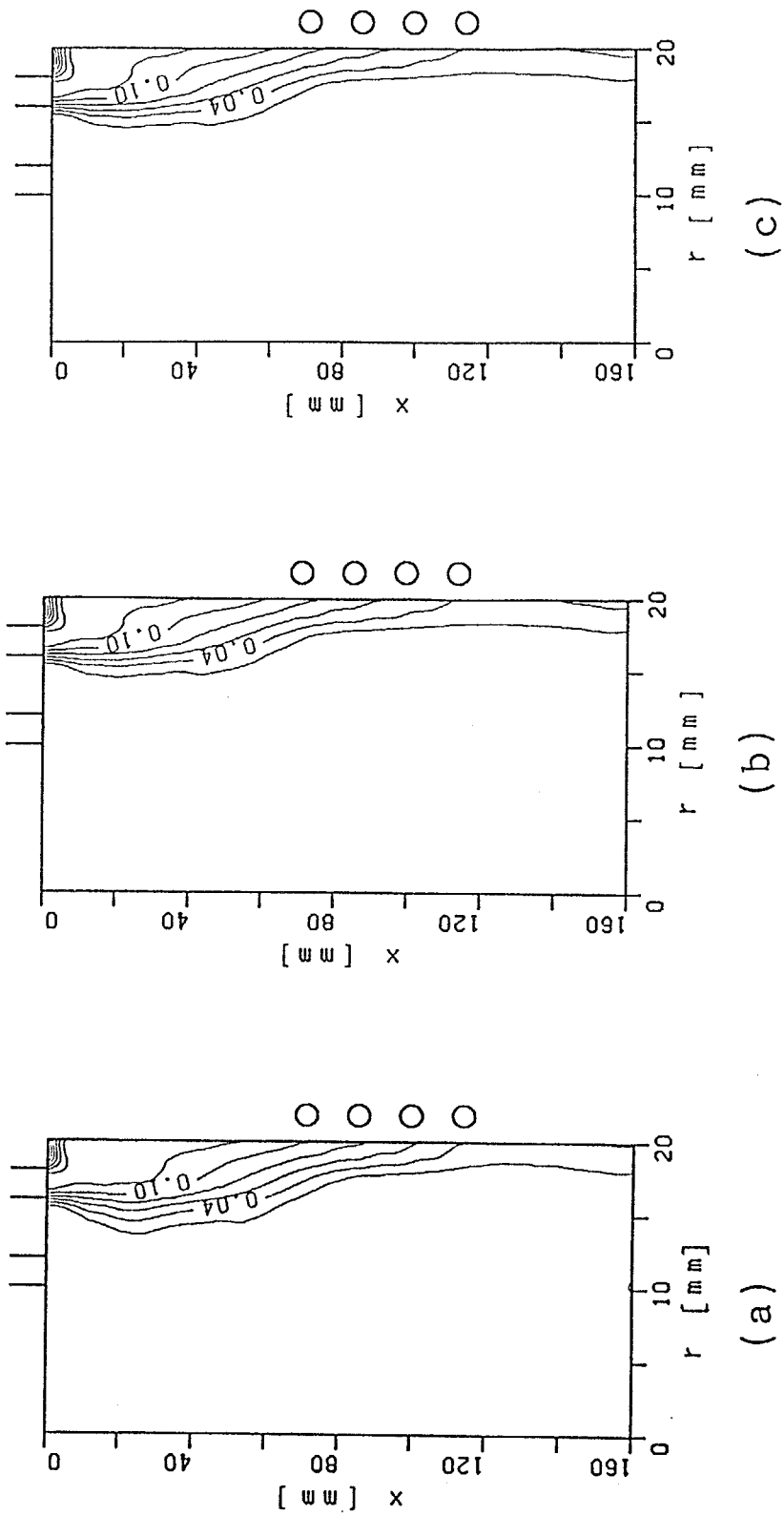


Fig. 7-24 Concentration contours of O_2 ; Ar = 20 litre/min;
 O_2 = 2 litre/min; 8 kW (a), 10 kW (b), 12.5 kW (c).

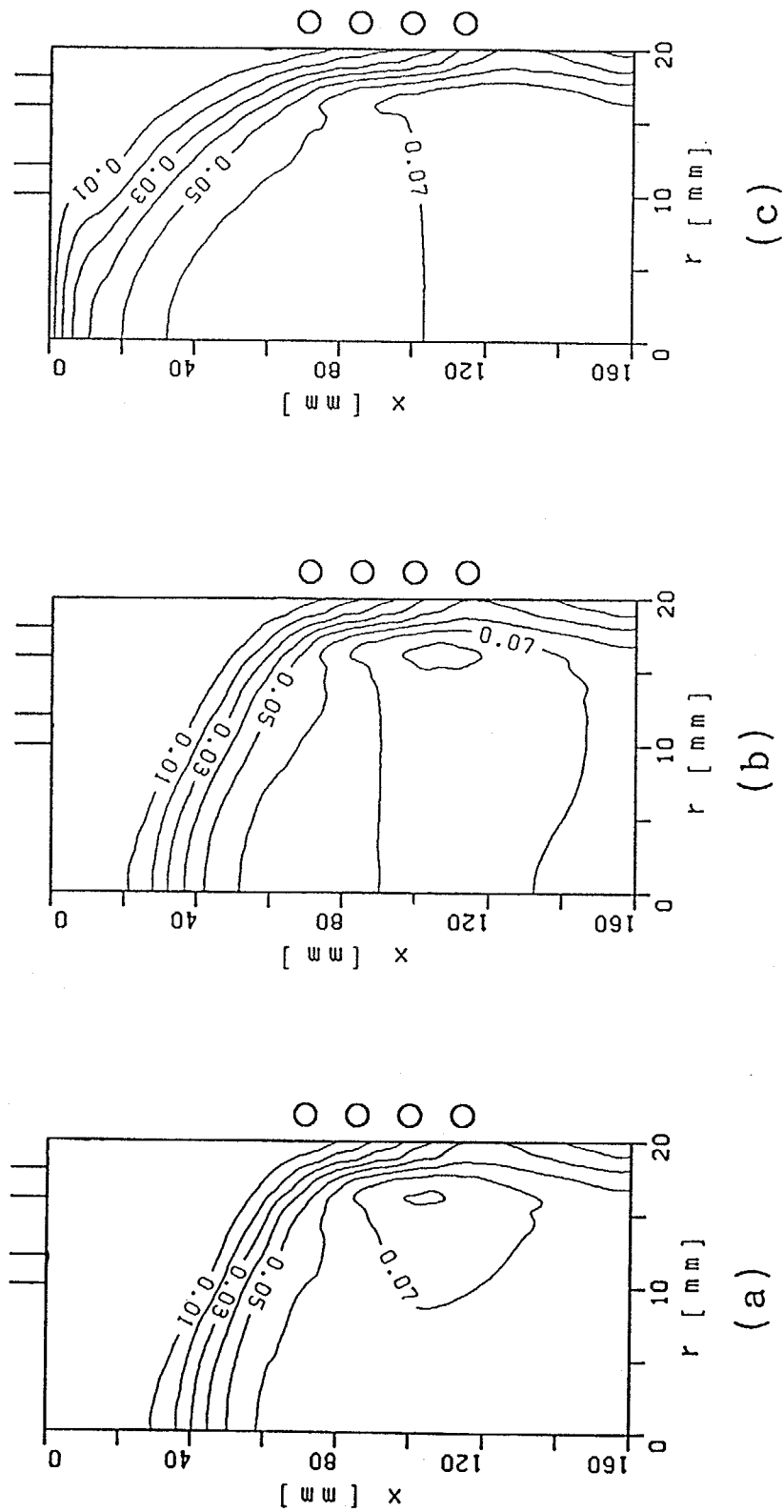


Fig. 7-25 Concentration contours of O_2 ; Ar = 20 litre/min;
 O_2 = 2 litre/min; 8 kW (a), 10 kW (b), 12.5 kW (c).

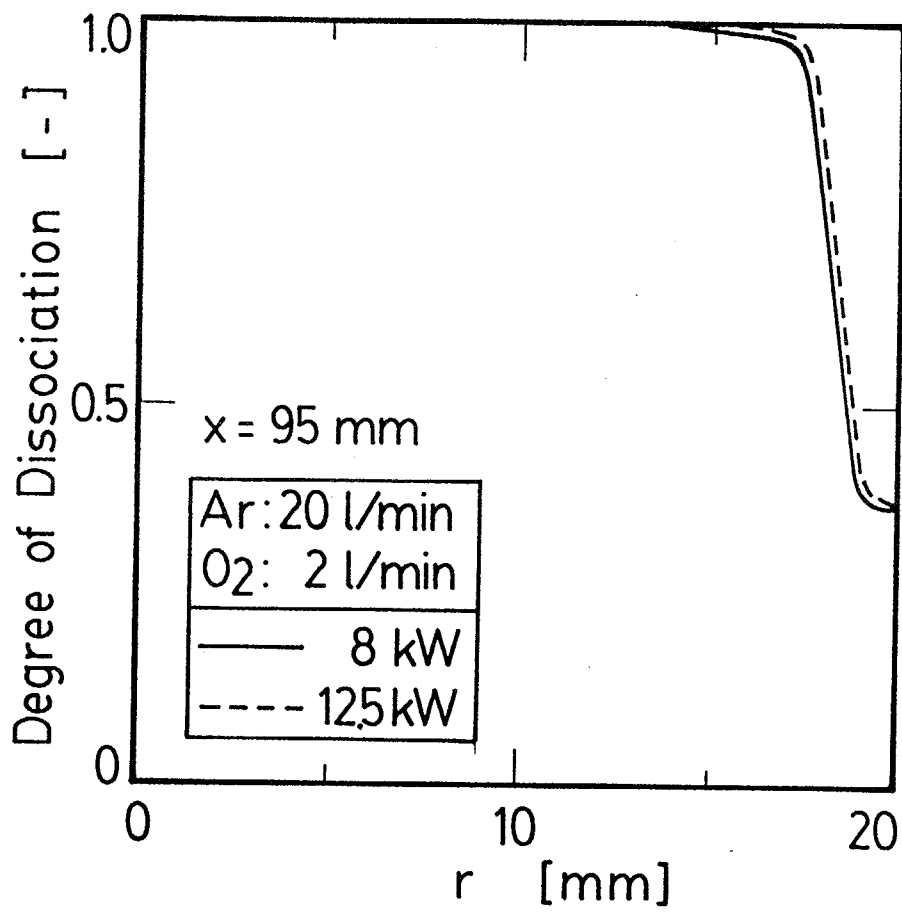


Fig. 7-26 Radial profiles of degree of dissociation.

窒素の流量を変えた場合の流線をFig. 7-27に示す。アルゴン 20 litre/minの流線がFig. 7-27(a)、窒素を 2 litre/min加えた流線がFig. 7-27(b)、窒素を 5 litre/min加えた流線がFig. 7-27(c)である。窒素の流量が多いほど、コイル領域で発生する渦流が弱くなる。軸方向速度と半径方向速度の $x = 90$ mmにおける半径方向の分布をFig. 7-28に示す。窒素の流量が多いほど、中心に向いた半径方向速度の大きさは小さくなる。これは全流量が多いほどローレンツ力の影響が小さくなるからである。それに伴い逆流の軸方向速度は減少する。

窒素の流量を変えた場合の等温線をFig. 7-29に示す。アルゴンが 20 litre/minの等温線がFig. 7-29(a)、窒素を 2 litre/min加えた等温線がFig. 7-29(b)、窒素を 5 litre/min加えた等温線がFig. 7-29(c)である。窒素の流量が多いほど、トーチ出口における温度は低くなっている。温度の半径方向分布をFig. 7-30に示す。窒素の流量が多いほど全体的に温度はやや低くなる。これは窒素の流量が多いほど解離により使われるプラズマ流のエネルギーが大きくなるためである。

窒素の流量を変えた場合の窒素の等解離度線をFig. 7-31に示す。アルゴン 20 litre/minに窒素を 2 litre/min加えた等解離度線がFig. 7-31(a)、窒素を 4 litre/min加えた等解離度線がFig. 7-31(b)、窒素を 5 litre/min加えた等解離度線がFig. 7-31(c)である。同様に窒素の流量を変えた場合の窒素分子の等濃度線をFig. 7-32に、窒素原子の等濃度線をFig. 7-33に示す。窒素の解離度の半径方向分布をFig. 7-34に示す。窒素の流量が多いほど解離度は小さくなる。アルゴン・窒素プラズマでは中心においても解離度は高々 0.6 程度であり、アルゴン・酸素プラズマにおける酸素の解離度より小さい。

7.2.5.4 アルゴン・水素プラズマの特性

アルゴン・水素プラズマの速度場、温度場、および濃度場について数値解析した結果を以下に示す。操作条件は、消費電力： 8 kW、アルゴンの流量： 20 litre/min ($Q_1 = Q_2 = 10$ litre/min)、水素の流量： 5 litre/min (Q_3) である。

アルゴン・水素プラズマの流線をFig. 7-35(a)に示す。コイル領域において電磁ポンピングにより誘起される渦流は非常に強い。

アルゴン・水素プラズマの等温線をFig. 7-35(b)に示す。コイル領域では壁近傍を除いて温度が高い。アルゴン・水素プラズマでは温度が高いこと、および密度の小さい水素を混合したことによりローレンツ力の影響が大きくなり渦流が強くなる。アルゴン・水素プラズマにおいて温度が高くなるのは、解離エネルギーの比較的低い水素 (432.1 kJ/mol) が壁近傍を通過し、容易に解離す

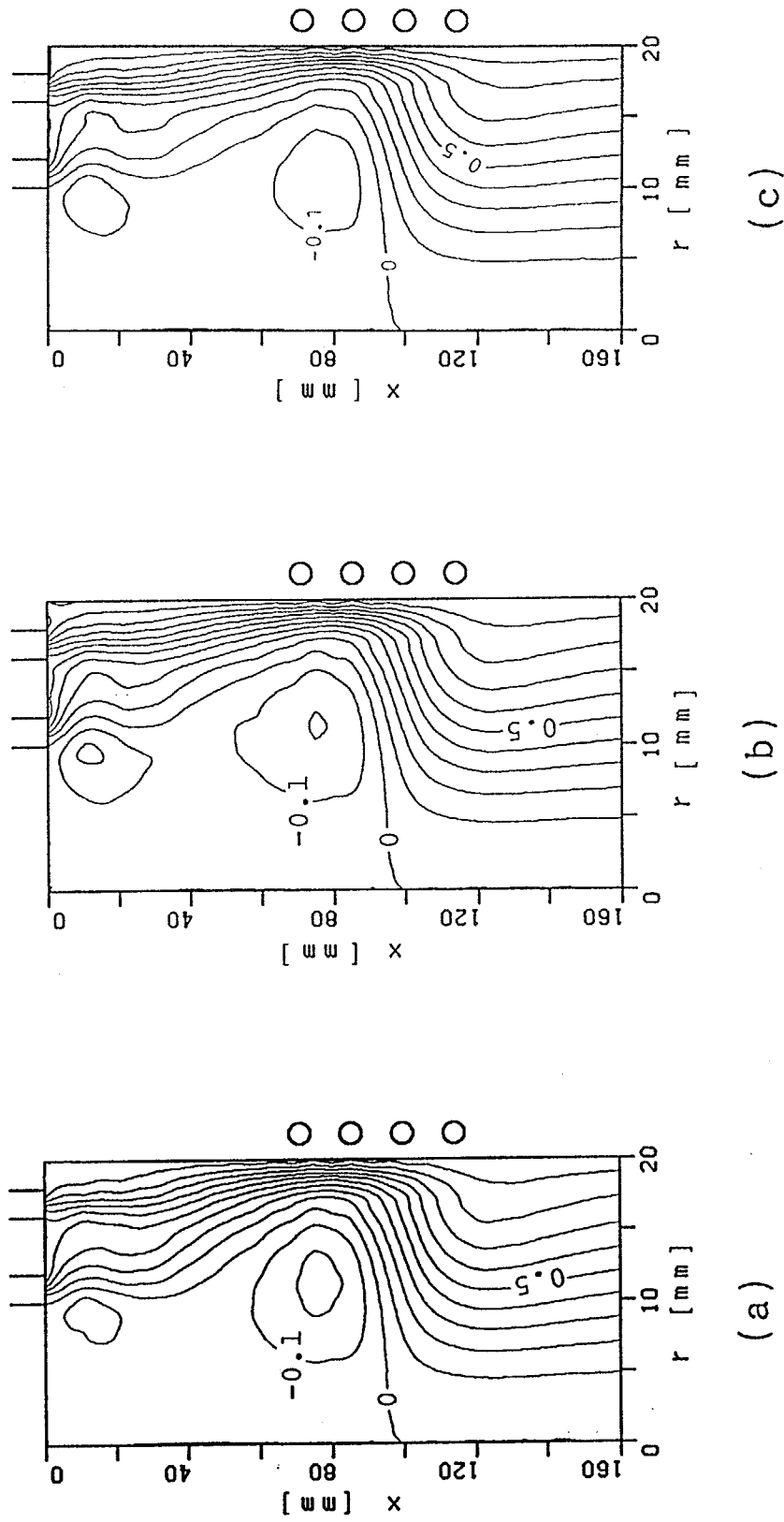


Fig. 7-27 Streamlines; Ar = 20 litre/min (a),
 Ar = 20 litre/min; N₂ = 2 litre/min (b),
 Ar = 20 litre/min; N₂ = 5 litre/min (c).

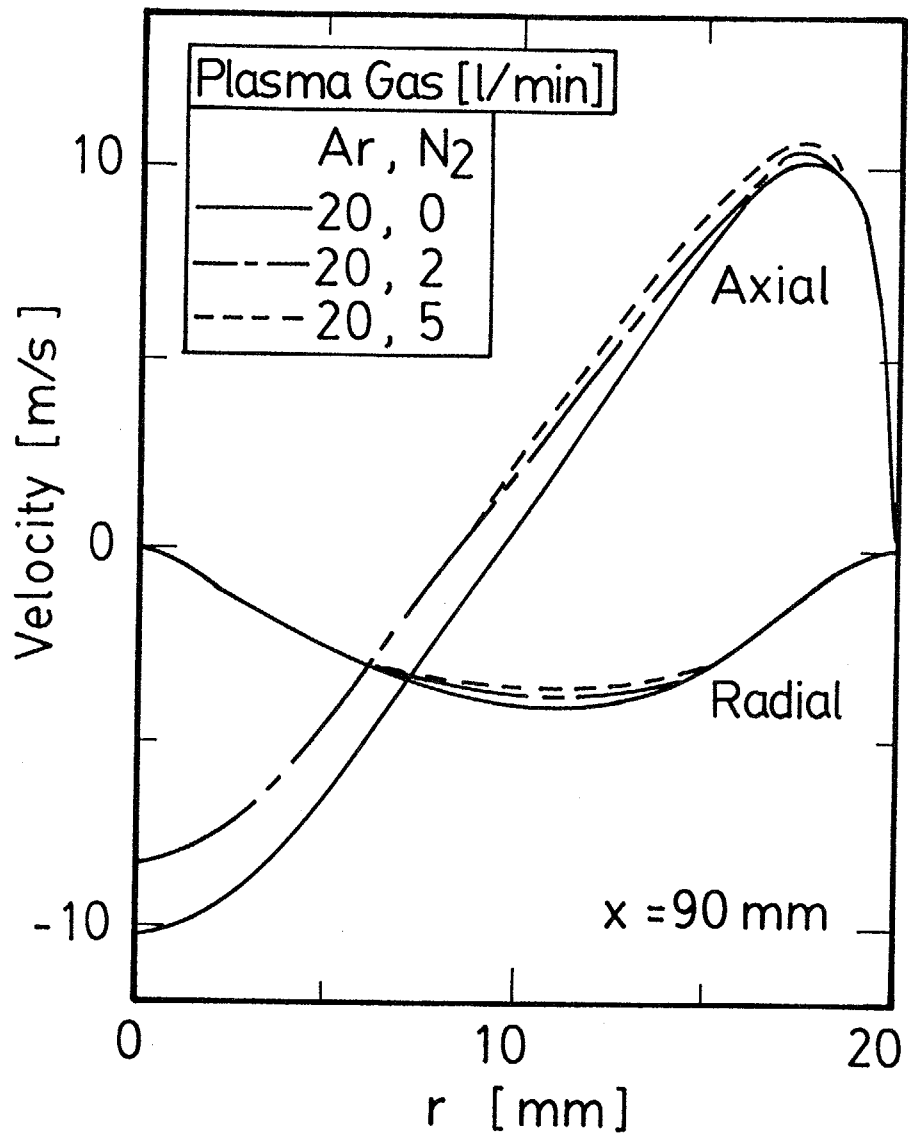


Fig. 7-28 Radial profiles of axial and radial velocity.

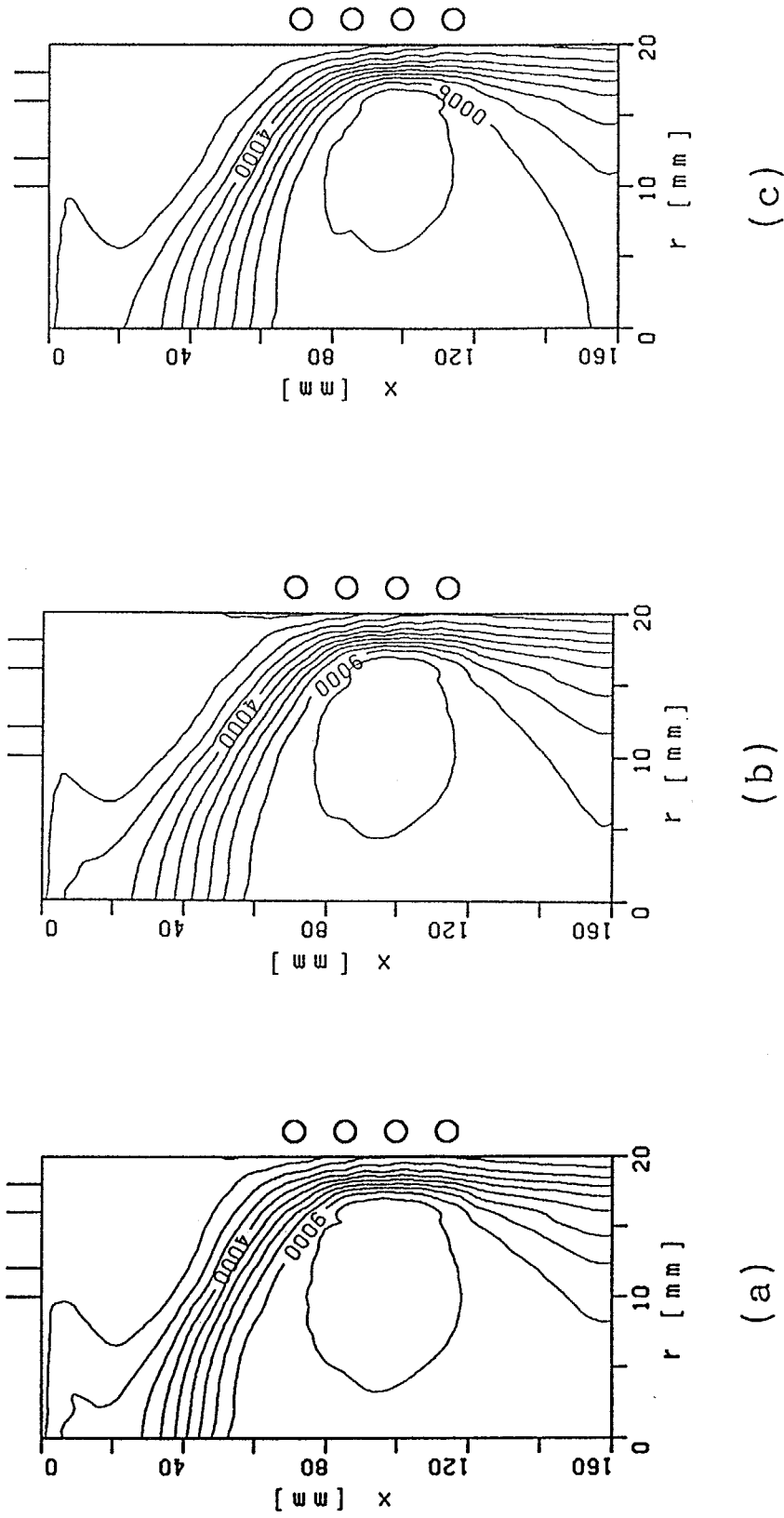


Fig. 7-29 Isotherms; Ar = 20 litre/min (a),
 Ar = 20 litre/min; N₂ = 2 litre/min (b),
 Ar = 20 litre/min; N₂ = 5 litre/min (c).

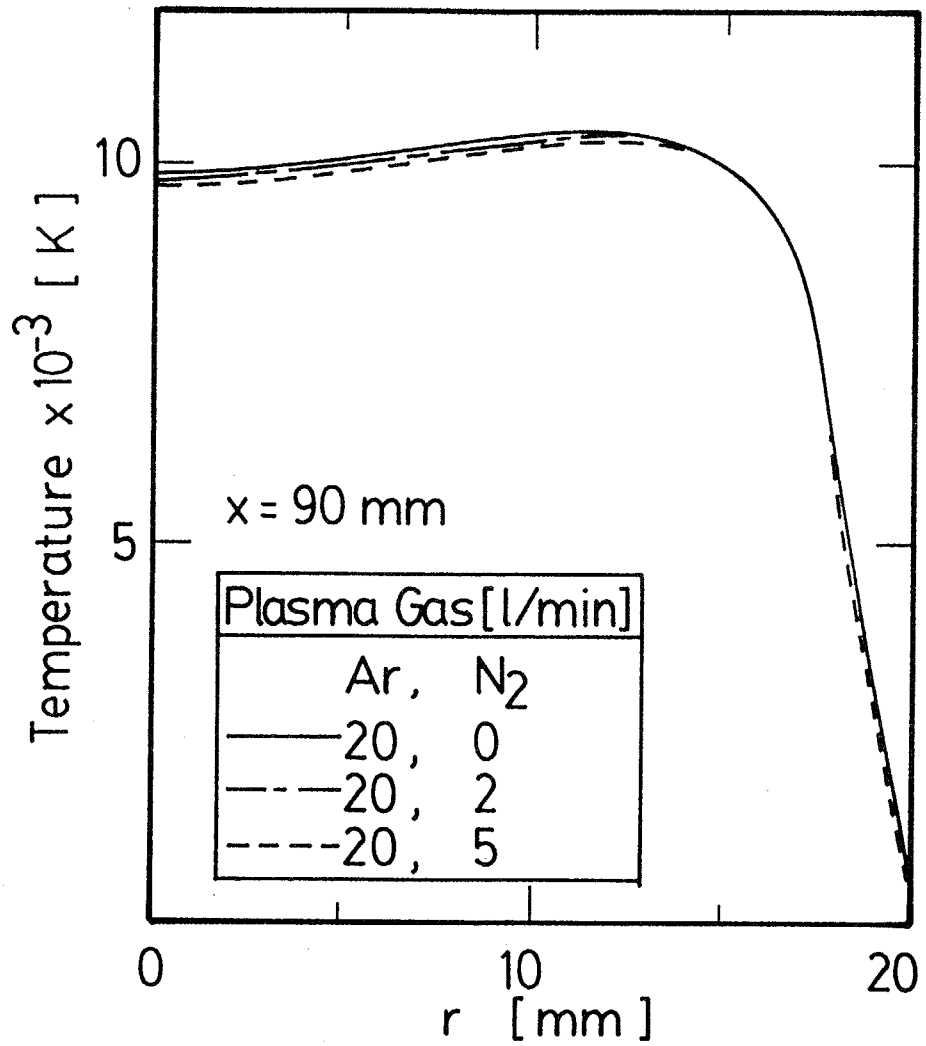


Fig. 7-30 Radial profiles of temperature.

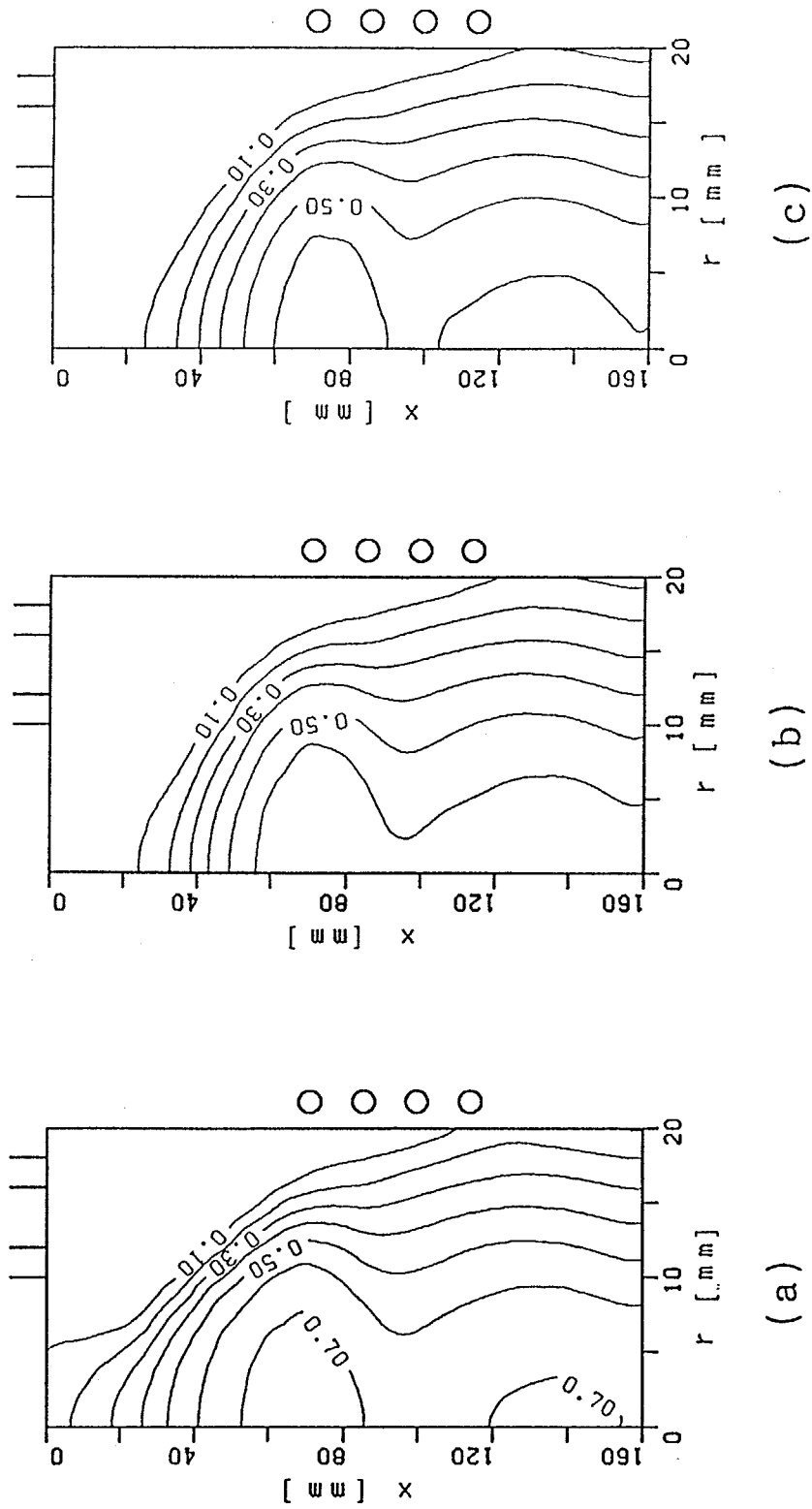


Fig. 7-31 Degree of dissociation; 2 litre/min (a),
 Ar = 20 litre/min; N₂ = 4 litre/min (b),
 Ar = 20 litre/min; N₂ = 5 litre/min (c).

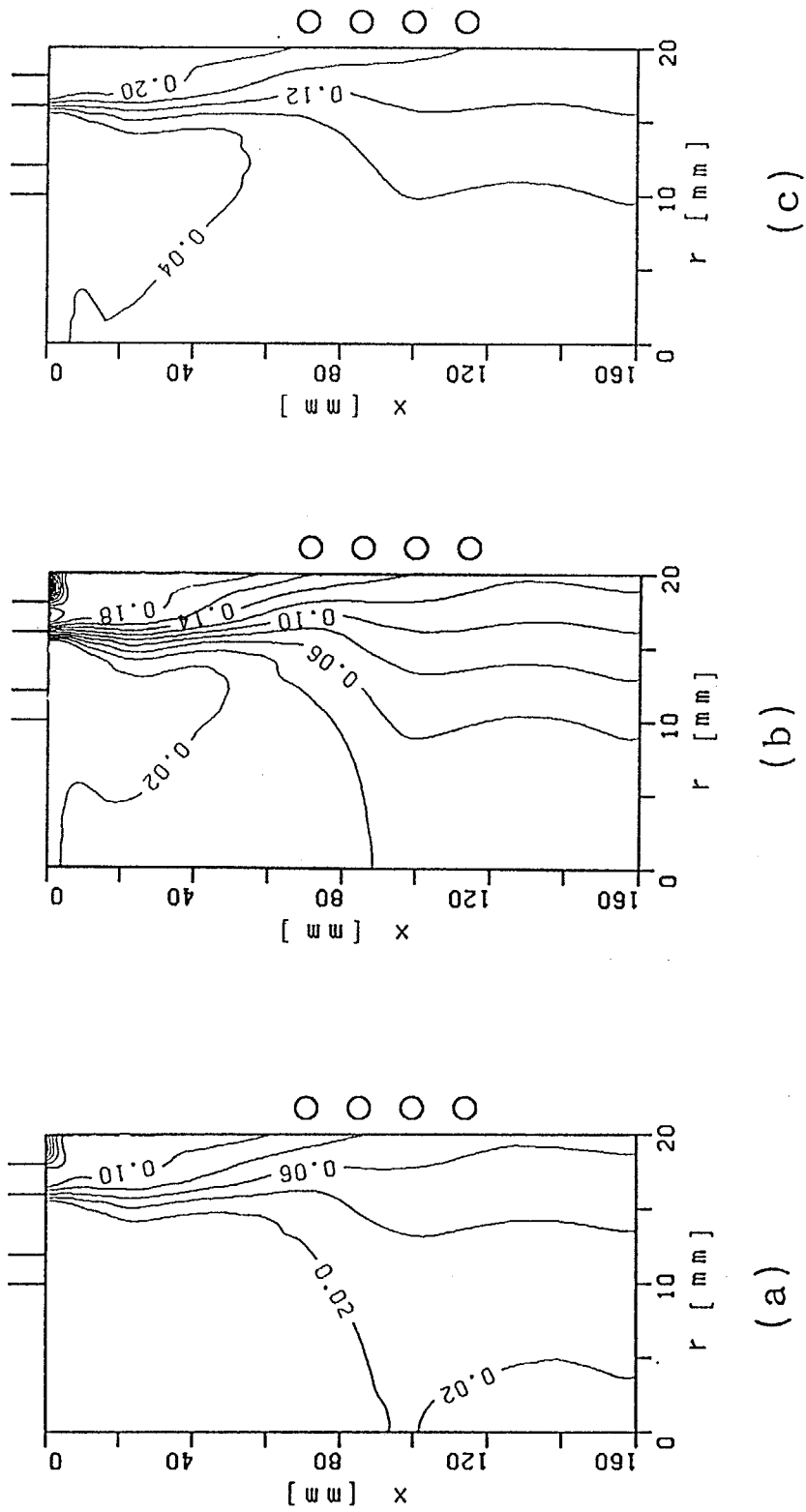


Fig. 7-32 Concentration contours of N_2 ;
 Ar = 20 litre/min; N_2 = 2 litre/min (a),
 Ar = 20 litre/min; N_2 = 4 litre/min (b),
 Ar = 20 litre/min; N_2 = 5 litre/min (c).

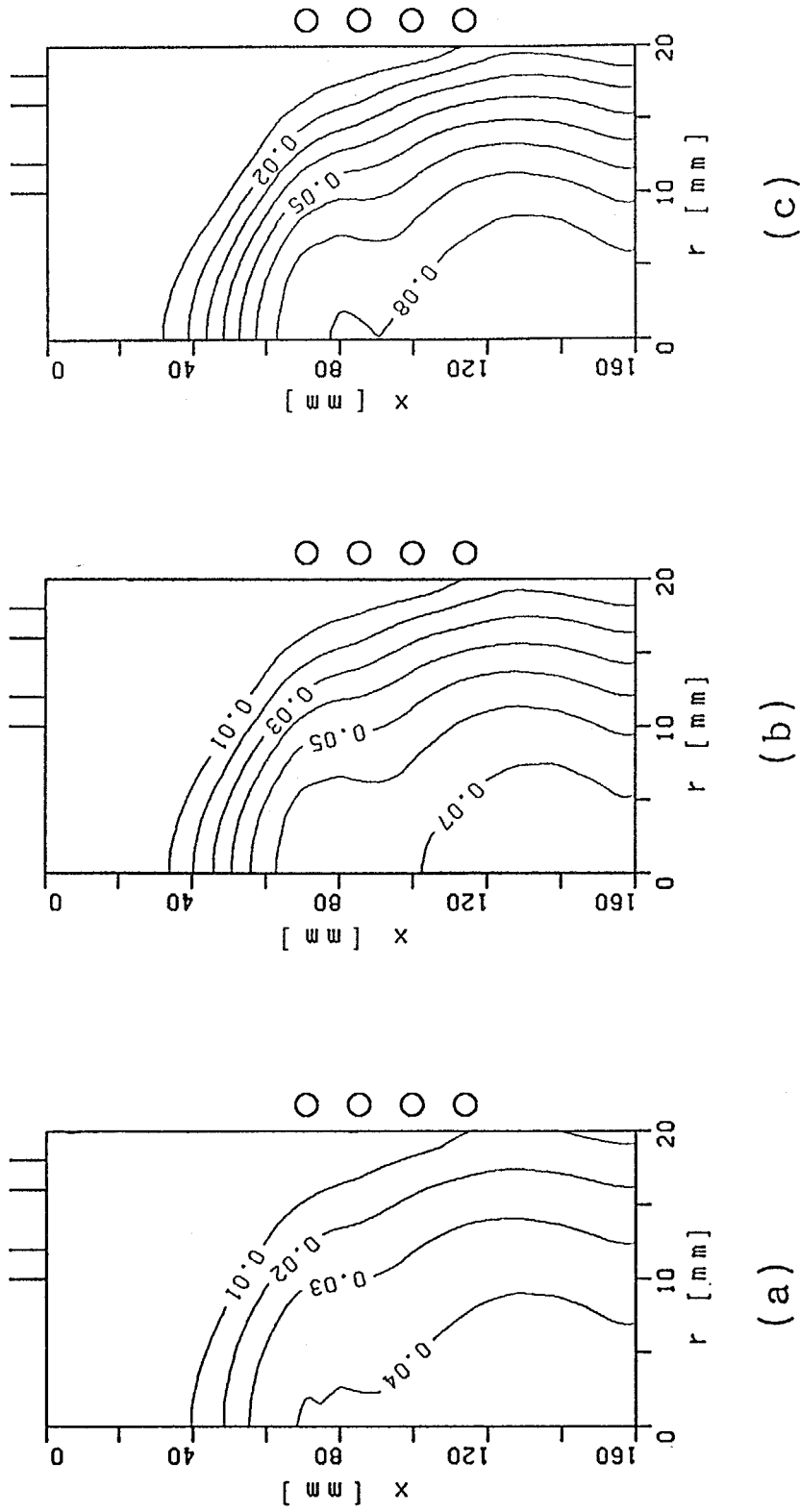


Fig. 7-33 Concentration contours of N₂;
 Ar = 20 litre/min; N₂ = 2 litre/min (a),
 Ar = 20 litre/min; N₂ = 4 litre/min (b),
 Ar = 20 litre/min; N₂ = 5 litre/min (c).

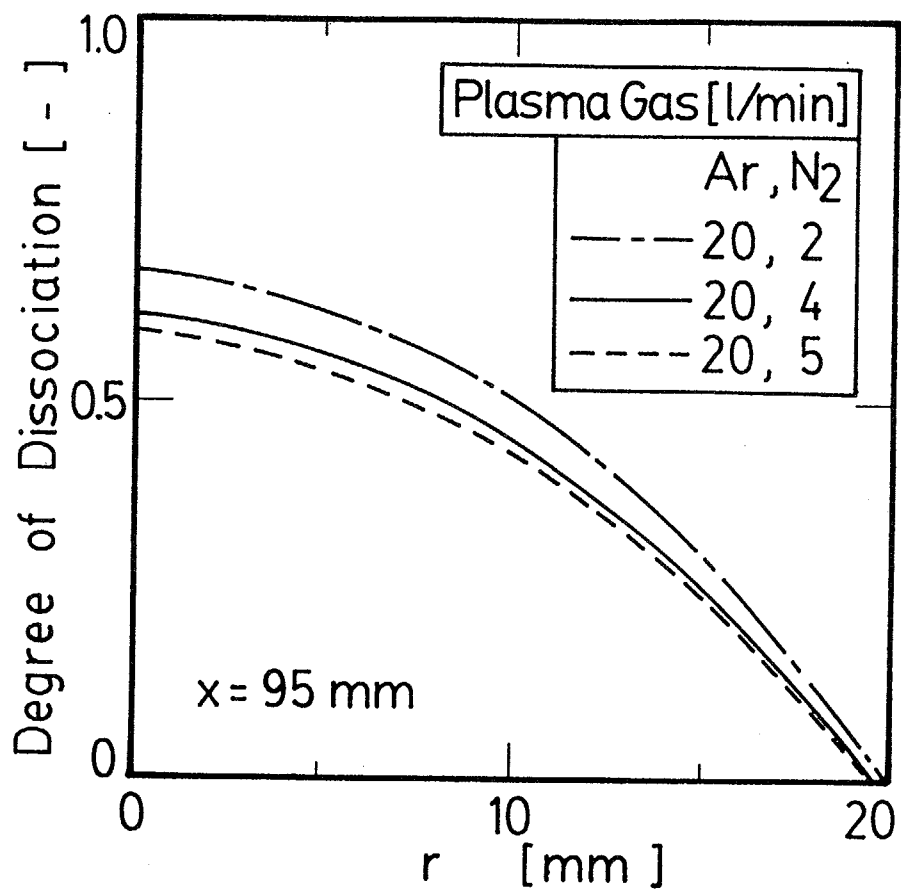


Fig. 7-34 Radial profiles of degree of dissociation.

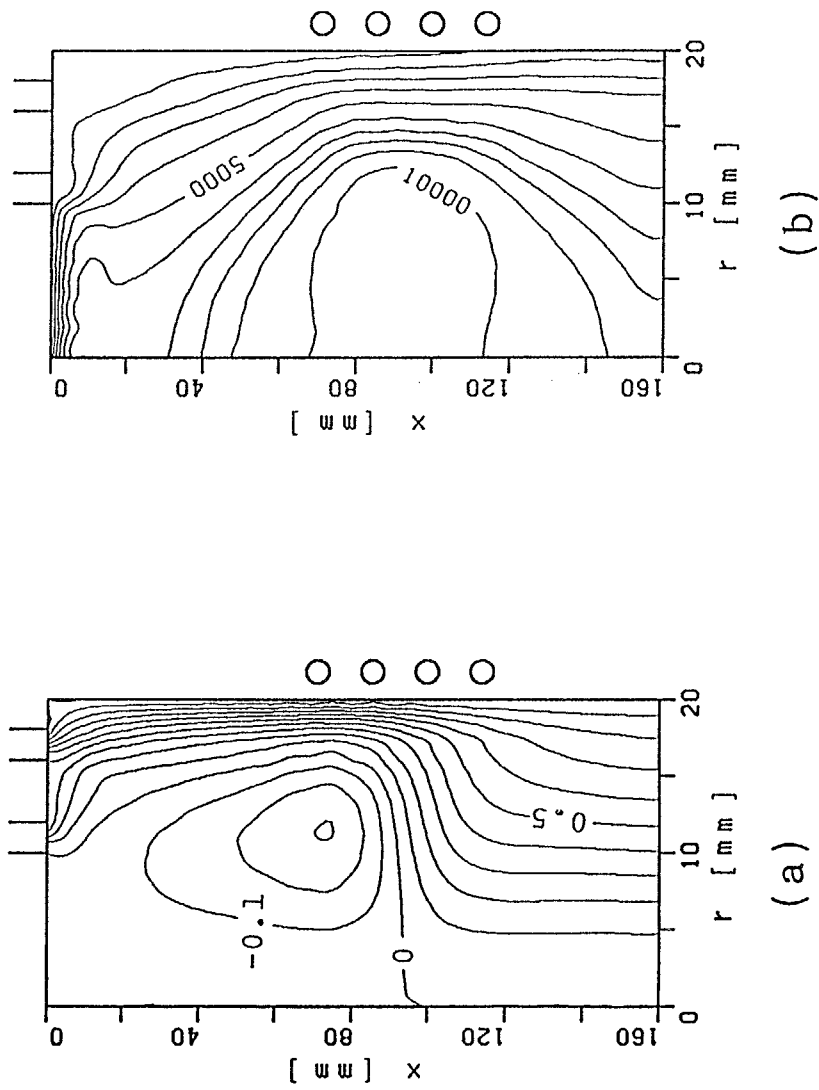


Fig. 7-35 Streamlines (a), isotherms (b); Ar = 20 litre/min;
 H_2 = 5 litre/min.

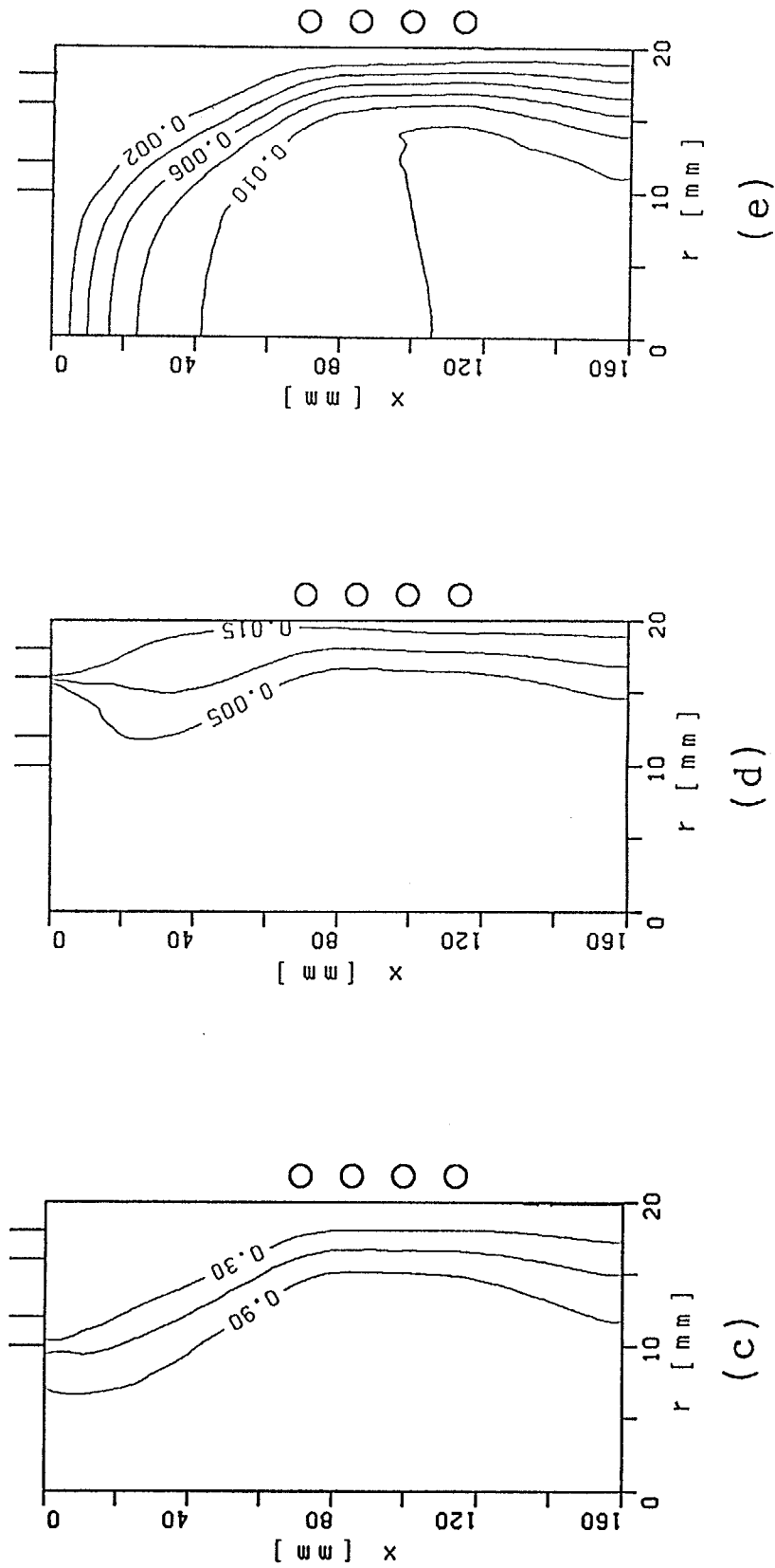


Fig. 7-35 Degree of dissociation (c), concentration of contours of H_2 (d), concentration contours of H (e); Ar = 20 litre/min; H_2 = 5 litre/min.

るために壁近傍の温度を下げ、壁への伝導による熱損失を小さくしているからである。

アルゴン・水素プラズマにおける水素の等解離度線をFig. 7-35(c)に示す。水素は壁近傍を除いてほとんど解離している。水素分子の等濃度線をFig. 7-35(d)に、水素原子の等濃度線をFig. 7-35(e)に示す。水素分子は壁近傍にのみ存在し、高温領域では存在していない。逆に水素原子は壁近傍には存在せず、高温領域にのみ存在する。

7.2.5.5 反応性気体の濃度分布の比較

反応性RF熱プラズマにおける2原子分子の気体の濃度分布と解離度の分布を数値解析から得られた結果と平衡組成を仮定した結果の比較を以下に示す。

アルゴン・酸素プラズマにおける酸素分子と酸素原子の質量分率の半径方向分布をFig. 7-36に、アルゴン・窒素プラズマにおける窒素分子と窒素原子の質量分率をFig. 7-37に、アルゴン・水素プラズマにおける水素分子と水素原子の質量分率をFig. 7-38に示す。またアルゴン・酸素プラズマにおける酸素の解離度の半径方向分布をFig. 7-39に、アルゴン・窒素プラズマにおける窒素の解離度の分布をFig. 7-40に、アルゴン・水素プラズマにおける水素の解離度の分布をFig. 7-41に示す。これらは $x = 95$ mmにおける分布である。この位置はコイルのほぼ中心で、温度が最も高い位置である。図中の実線は数値解析の結果、点線は平衡組成を仮定した数値解析の結果である。

アルゴン・酸素プラズマにおいては、壁近傍を除くほとんどの領域で酸素原子が存在する。これは酸素の解離エネルギーが比較的小さいためである。数値解析で得られた濃度分布は壁近傍において平衡組成からずれているが、ほとんどの領域では平衡組成に近い値を示している。アルゴン・水素プラズマにおいても同様の結果である。これは水素の解離エネルギーが酸素の解離エネルギーとほぼ等しく、比較的低い値であるからである。酸素と水素では分子量が大きく違うために、水素の方が拡散が速い。しかし $x = 95$ mmの位置はトーチ内で発生する渦流の下流にあたるので、渦流のために混合が十分に行われている。そのために酸素と水素の拡散の速さの差は現われない。反応性気体の濃度分布においてはアルゴン・酸素プラズマとアルゴン・水素プラズマには大きな違いはない。

アルゴン・窒素プラズマにおいては、高温域においても窒素分子が存在する。これは窒素の解離エネルギーが大きいためである。平衡組成からのずれはかなり大きく、数値解析で得られた結果は平衡組成よりも解離度が小さいことを示している。

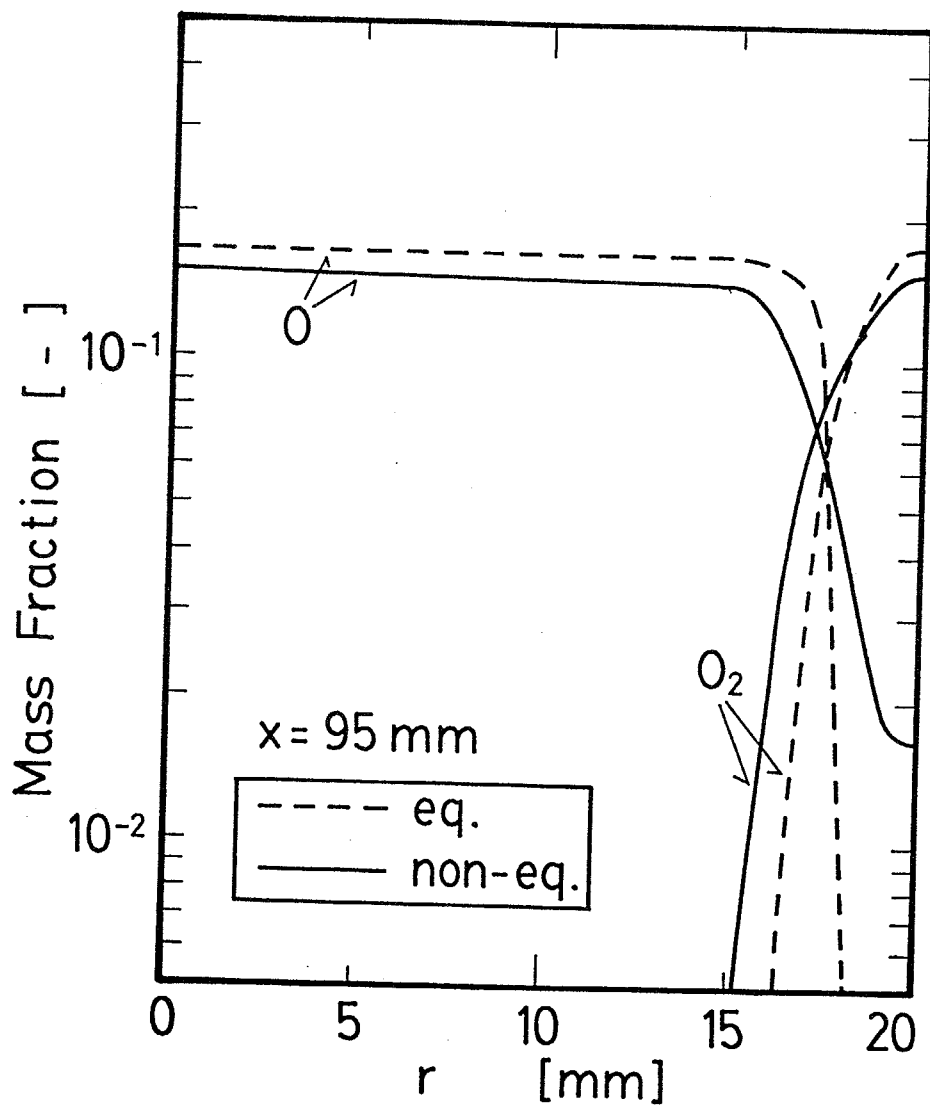


Fig. 7-36 Mass fraction of O₂ and O for kinetic and equilibrium models.

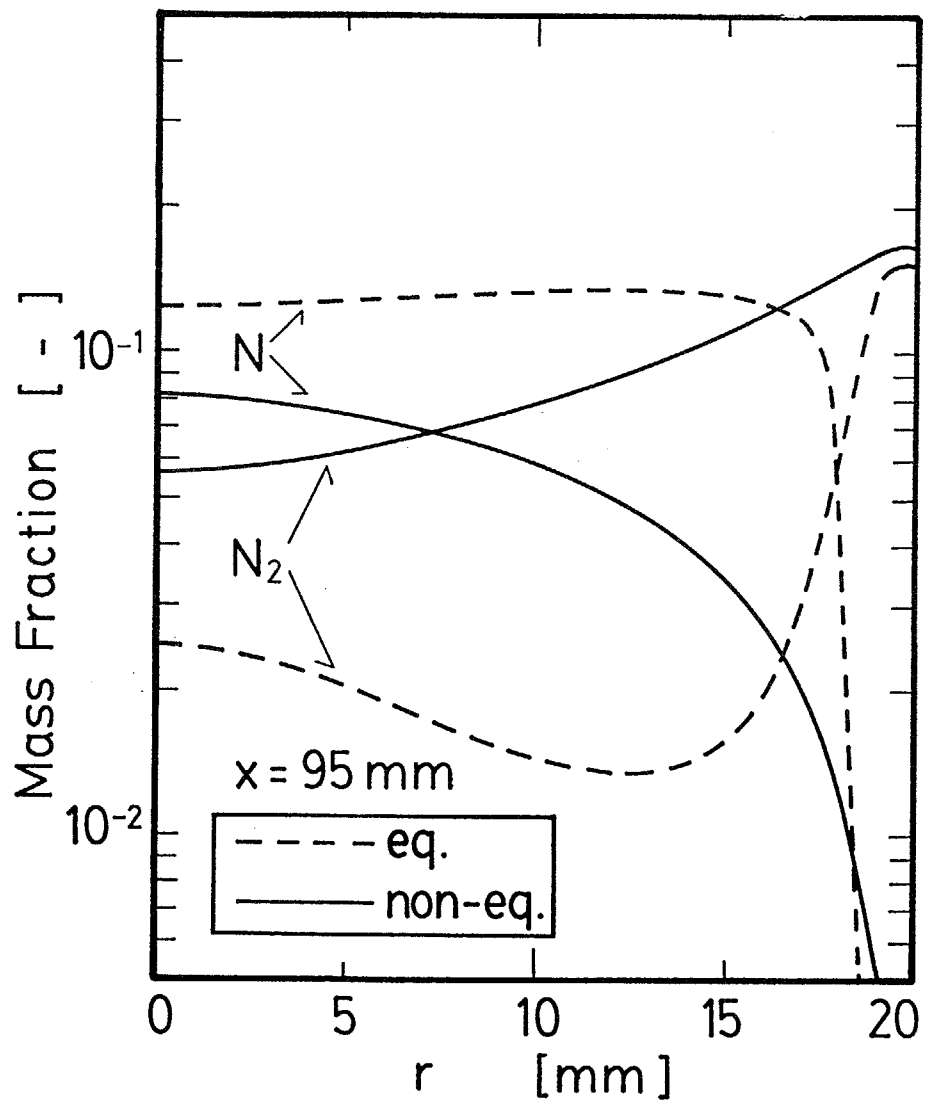


Fig. 7-37 Mass fraction of N_2 and N for kinetic and equilibrium models.

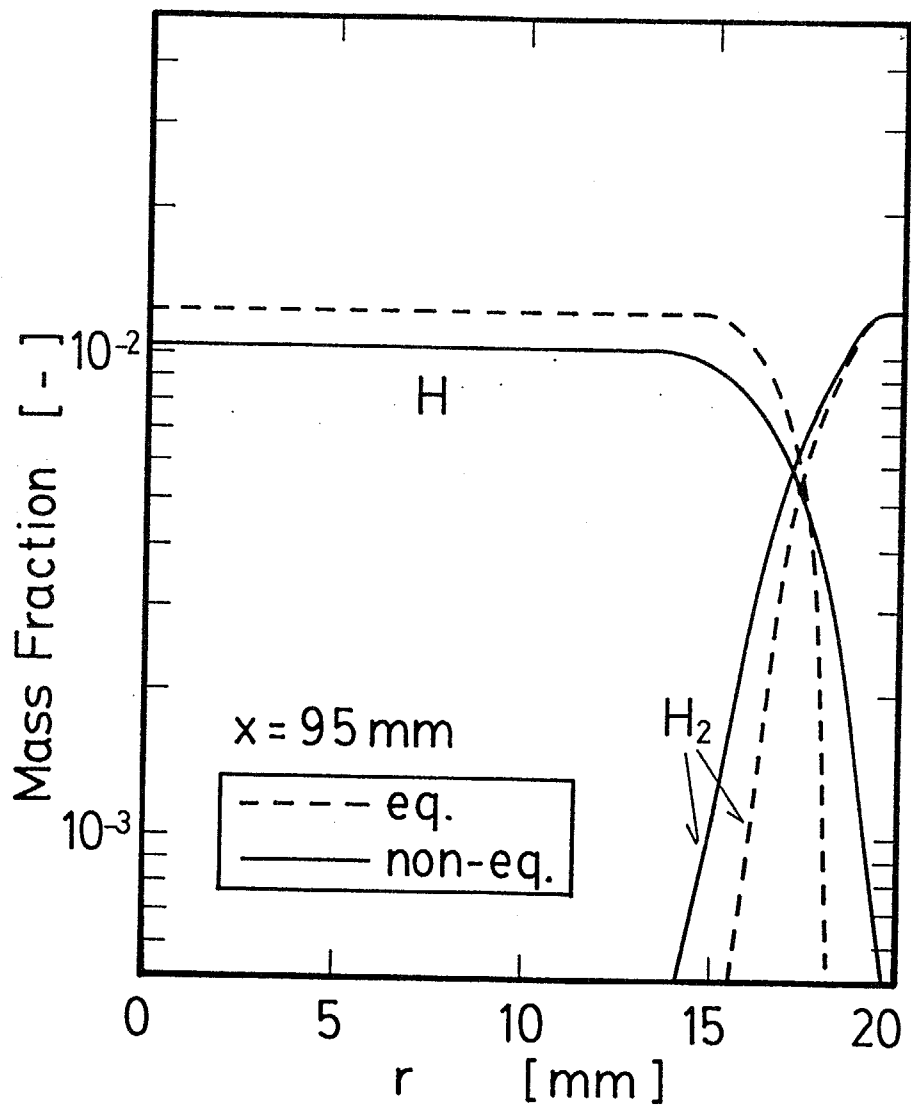


Fig. 7-38 Mass fraction of H₂ and H for kinetic and equilibrium models.

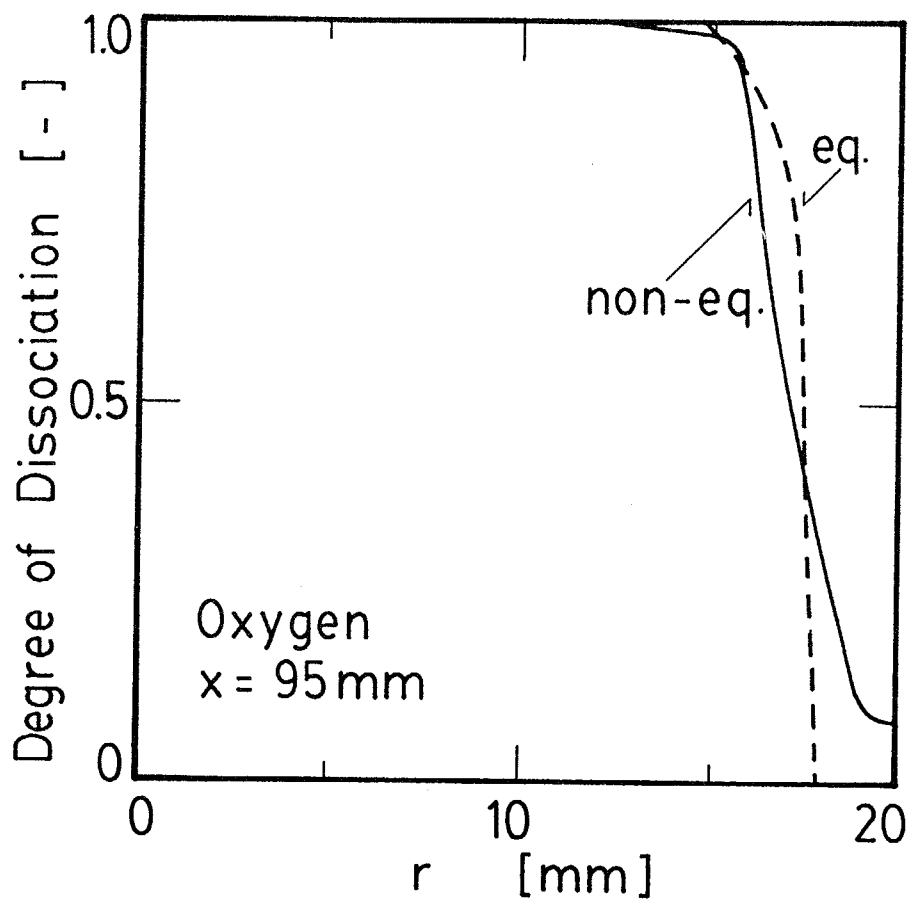


Fig. 7-39 Degree of dissociation for kinetic and equilibrium models.

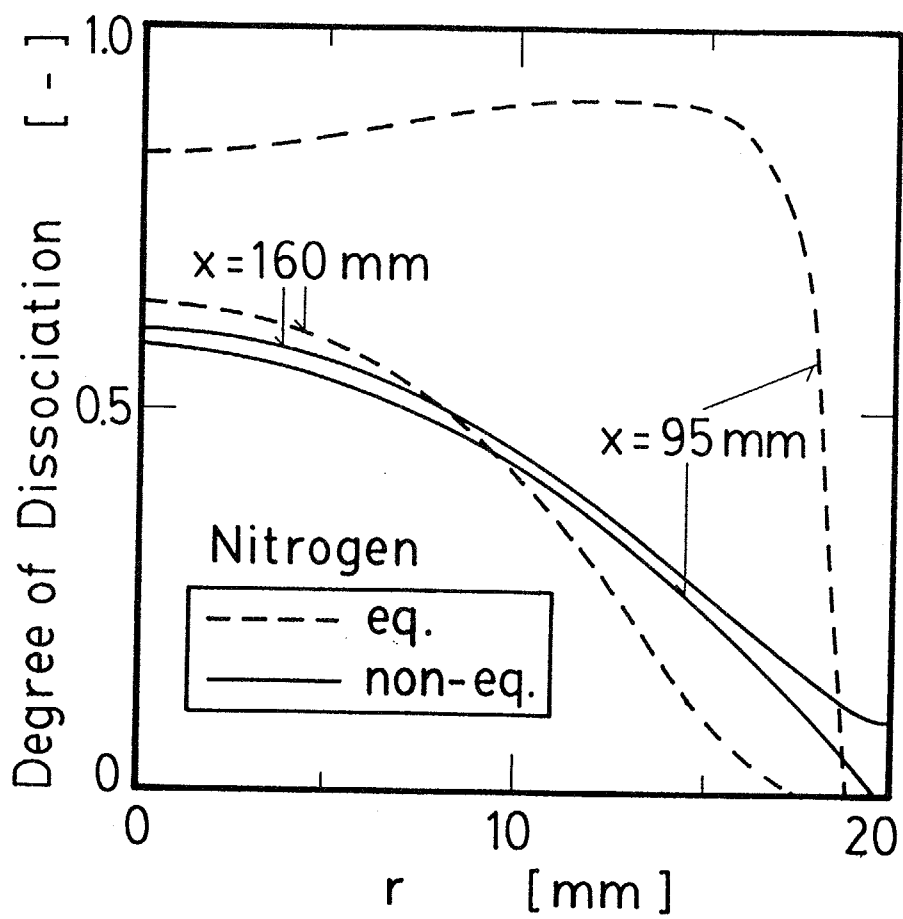


Fig. 7-40 Degree of dissociation for kinetic and equilibrium models.

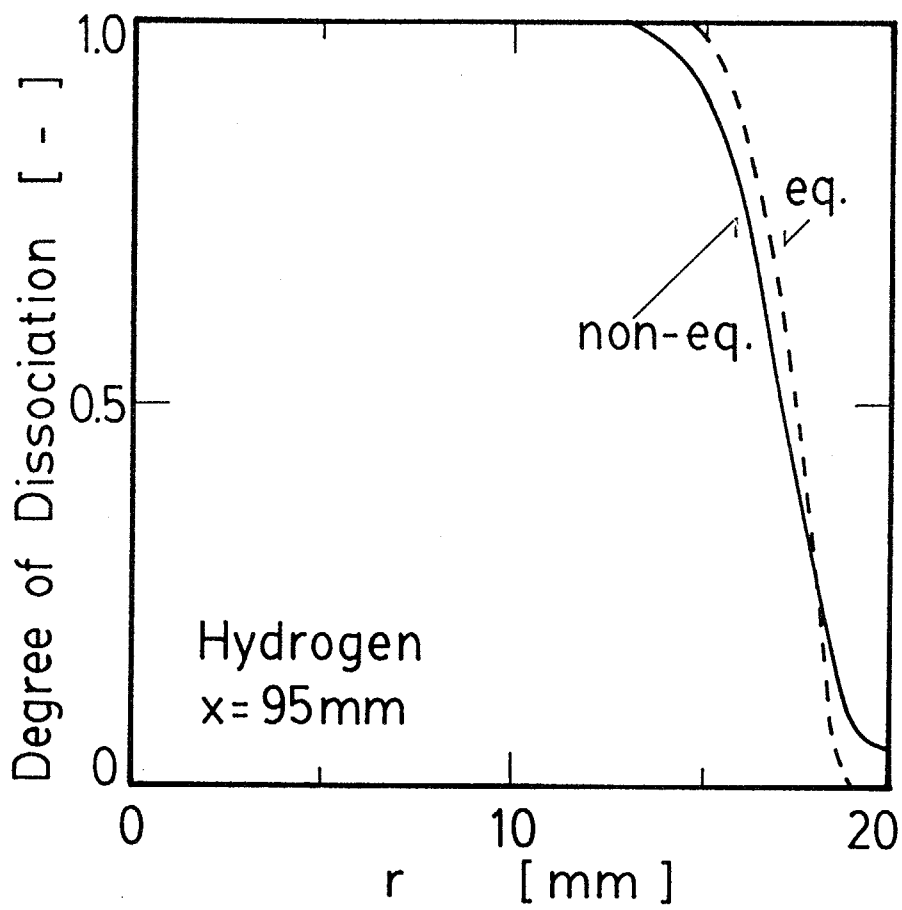


Fig. 7-41 Degree of dissociation for kinetic and equilibrium models.

以上の結果から、アルゴン・酸素プラズマとアルゴン・水素プラズマは壁近傍を除いてほぼ平衡状態と等しく、アルゴン・窒素プラズマは全体的に平衡組成からずれていることが示された。

7.2.5.6 速度分布および温度分布の比較

アルゴン・酸素プラズマは解離エネルギーが小さく平衡組成に近い反応性RF熱プラズマの代表として、アルゴン・窒素プラズマは解離エネルギーが大きく平衡組成からのずれが大きい代表として、それぞれの速度分布を以下に比較する。アルゴンプラズマ、アルゴン・酸素プラズマ、およびアルゴン・窒素プラズマを、全流量：25 litre/min、消費電力：8 kWに一定にしてそれぞれの比較を行う。アルゴンの流量：20 litre/min ($Q_1 = Q_2 = 10$ litre/min) であり、それに酸素、窒素、またはアルゴンを $Q_3 = 5$ litre/min加える。

軸方向速度と半径方向速度の $x = 90$ mmにおける半径方向の分布をFig. 7-42に示す。アルゴンプラズマとアルゴン・窒素プラズマにおける軸方向速度と半径方向速度は類似した傾向を示す。アルゴン・酸素プラズマでは、ほかの2つのRF熱プラズマに対して、中心に向いた半径方向速度の大きさが大きい。これはアルゴン・酸素プラズマにおいてローレンツ力の影響が大きいことによる。

温度の $x = 90$ mmにおける半径方向分布をFig. 7-43に示す。3種類のRF熱プラズマにおいて、壁近傍の温度はアルゴン・酸素プラズマの場合が最も低い。これは酸素の解離度が大きいためである。しかしアルゴン・酸素プラズマでは中心付近の温度は最も高い。これは壁近傍の温度が低いほど、伝導によるトーチ壁への熱損失が小さくなるためである。

ローレンツ力の $x = 90$ mmにおける半径方向分布をFig. 7-44に示す。ほとんどの領域においてアルゴン・酸素プラズマにおけるローレンツ力は、アルゴンプラズマおよびアルゴン・窒素プラズマに比べて大きい。これは以下の2つの理由による。アルゴン・酸素プラズマでは酸素の解離度が非常に大きく、軽い酸素原子の濃度が大きいために密度が小さくなり、ローレンツ力が大きくなること。もう1つの理由は、アルゴン・酸素プラズマでは壁への伝導による熱損失が小さいために中心近傍の温度が高くなり、ローレンツ力が大きくなることである。

7.2.5.7 熱効率の比較

反応性RF熱プラズマであるアルゴン・酸素プラズマ、アルゴン・窒素プラズマ、およびアルゴン・水素プラズマに加えて、アルゴンプラズマおよびアルゴン・ヘリウムプラズマの5種類のRF熱プラズマの熱効率を比較する。操作

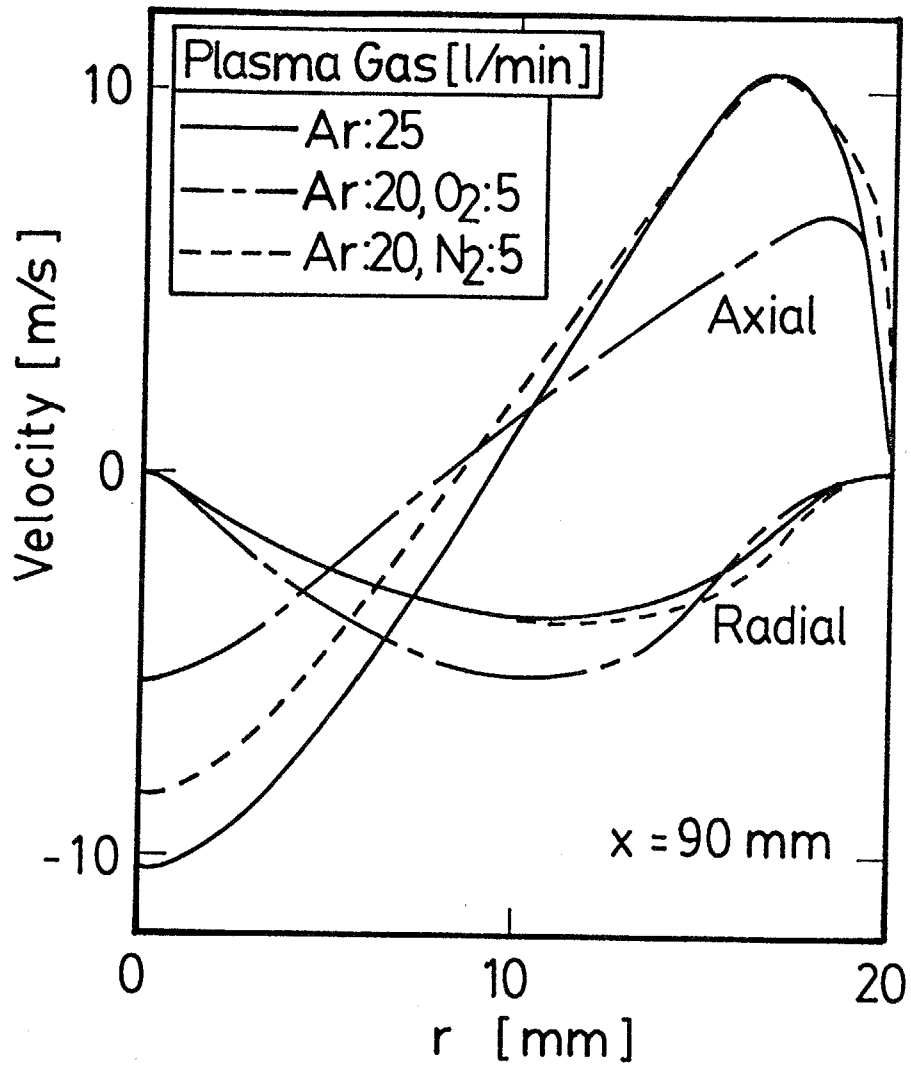


Fig. 7-42 Radial profiles of axial and radial velocity.

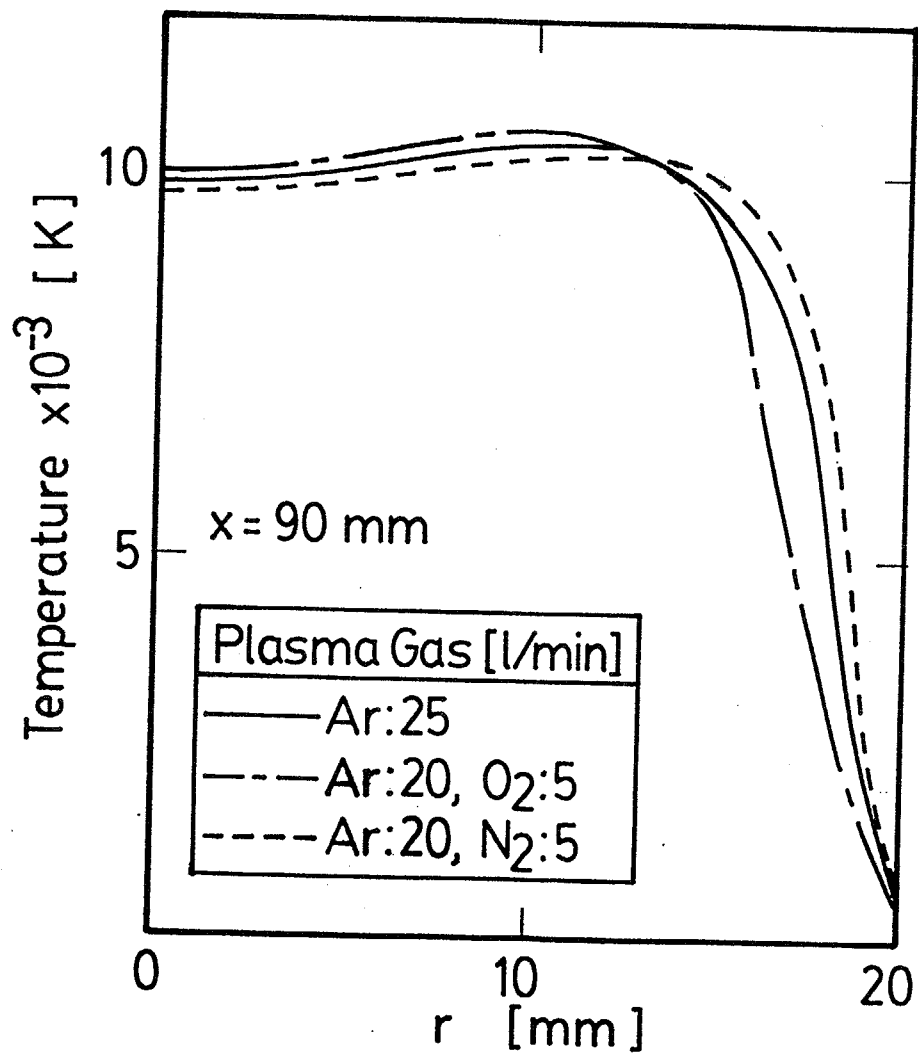


Fig. 7-43 Radial profiles of temperature.

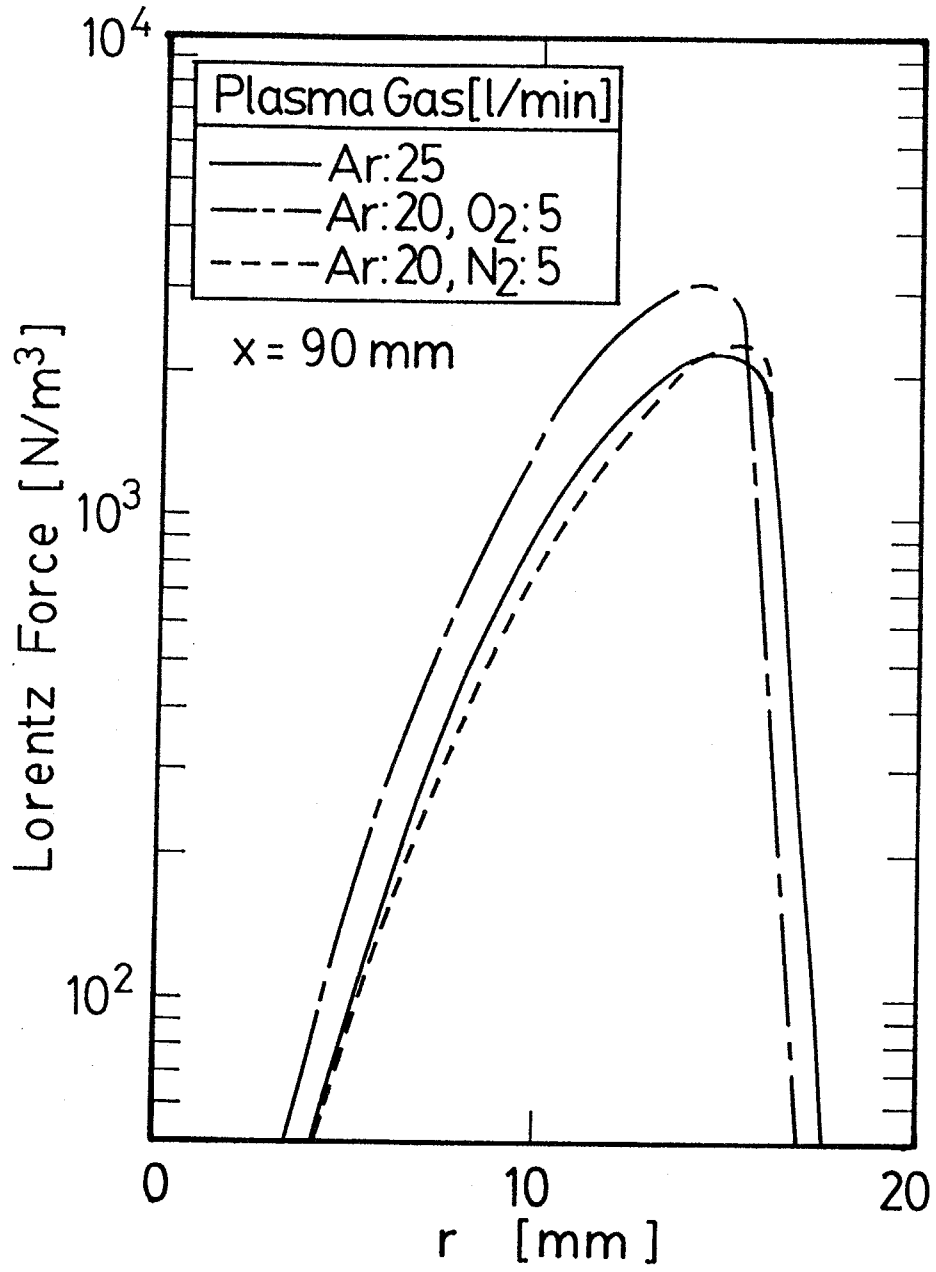


Fig. 7-44 Radial profiles of Lorentz force.

条件は、消費電力：8 kW、プラズマガスの全流量：25 litre/minである。アルゴンの流量：20 litre/min ($Q_1 = Q_2 = 10$ litre/min) であり、それに酸素、窒素、水素、ヘリウム、またはアルゴンを加える ($Q_3 = 5$ litre/min)。

5種類のRF熱プラズマにおけるトーチ壁への伝導による熱流束の軸方向分布をFig. 7-45に示す。図中の記号はトーチ外側のスリット (Q_3) から導入する気体を示す。コイル領域 ($x = 68 \sim 117$ mm) においてプラズマ流が加熱されるために、その領域においてプラズマ流の温度が高くなり、壁への熱損失が大きくなる。特にアルゴン・ヘリウムプラズマの熱損失が大きい。これはヘリウムの熱伝導率が高いからである。ヘリウムより熱伝導率の高い水素を用いた場合には、逆に熱損失が小さくなる。これはコイル領域の壁近傍を通過する水素が解離することにより、プラズマ流の壁近傍の温度を下げるためである。アルゴン・酸素プラズマの場合も同じ理由で壁への熱損失が小さい。RF熱プラズマでは解離しやすい気体をトーチ壁近傍を流すことにより、壁への熱損失を小さくすることができる。

5種類のRF熱プラズマのトーチ出口におけるエンタルピー流れ分布をFig. 7-46に示す。エンタルピー流れとはプラズマ流のエンタルピーと流速と密度の積である。熱プラズマ中で解離が起こる反応性気体を用いた場合にはエンタルピー流れは高い値を示す。これは反応性気体のエンタルピーが高いこと、および前述のようにトーチ壁への熱損失が小さいことが理由である。トーチ壁への熱損失が最も大きいアルゴン・ヘリウムプラズマでは、エンタルピー流れが全体的に最も低い。

5種類のRF熱プラズマの熱収支をFig. 7-47に示す。プラズマ流に与えた入力電力は、トーチから出て行くエネルギー (Exit Gas)、放射による熱損失 (Radiation)、トーチ壁への伝導による熱損失 (Conduction) になる。この図では、トーチ出口でRF熱プラズマが有するエネルギーの高い順番 (熱効率の高い順番) に並べた。反応性気体をトーチ壁近傍を通過させることにより、トーチへの熱損失を小さくし、プラズマの熱効率を上げることができる。特に解離エネルギーの比較的小さい酸素または水素を用いると、プラズマの熱効率を良くすることができる。アルゴンプラズマでは熱効率が28%であるが、酸素を混入することにより43%に上昇する。アルゴン・ヘリウムプラズマでは熱効率は最も悪く21%であり、トーチ壁への熱損失は最も大きく52%である。

7.3 反応性気体による高周波誘導プラズマの特性の制御

反応性気体によりRF熱プラズマの特性を制御することについて検討する。RF熱プラズマに水素または窒素を各種の方法により吹き込んだ場合のRF熱

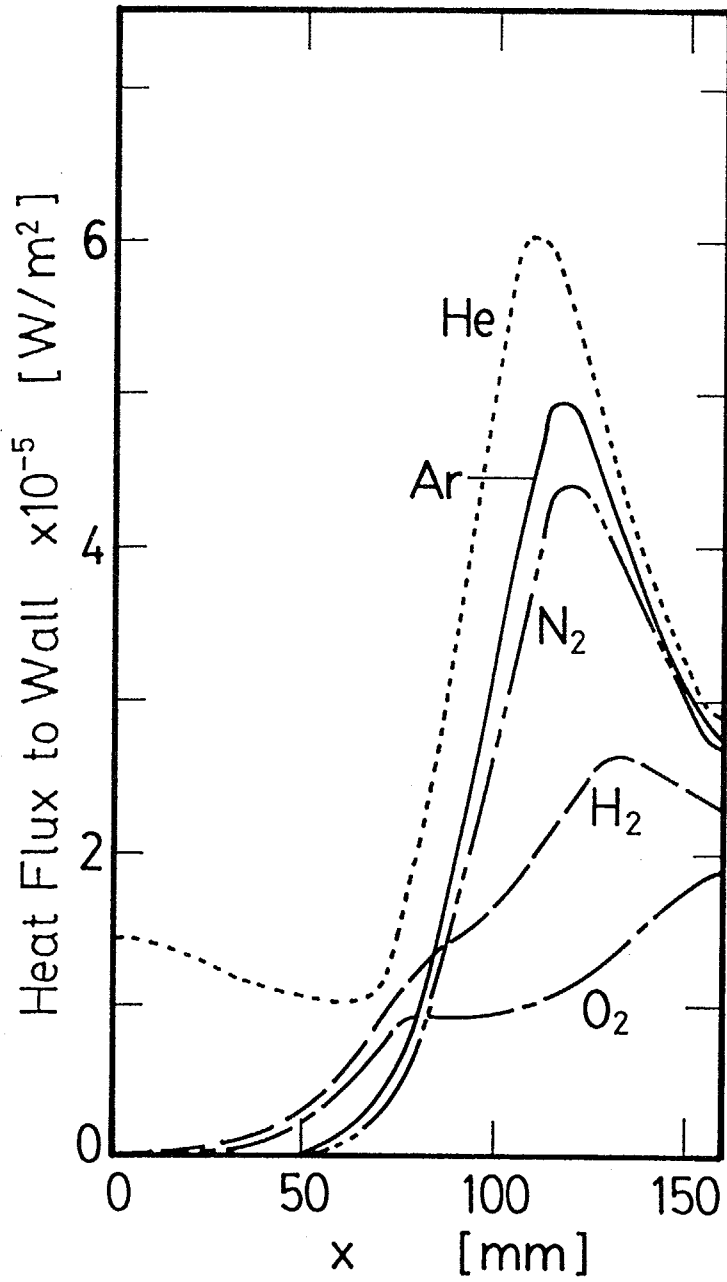


Fig. 7-45 Heat flux to torch wall.

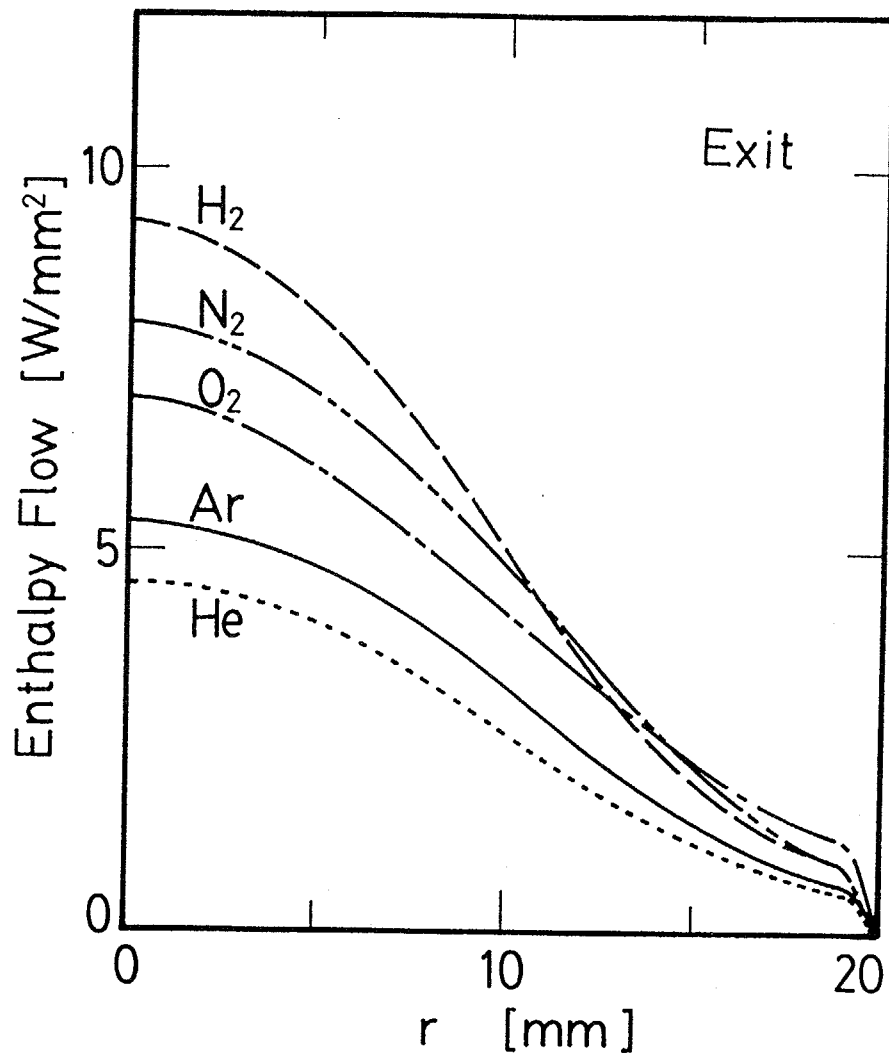


Fig. 7-46 Radial profiles of enthalpy flow at torch exit.

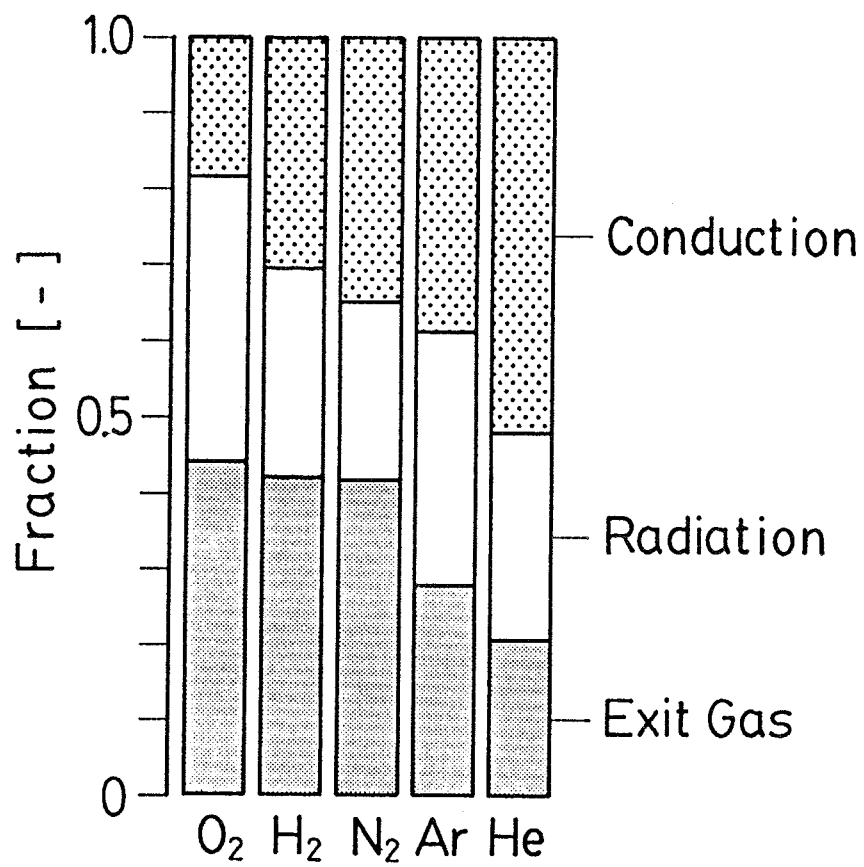


Fig. 7-47 Overall energy balance.

プラズマの数値解析を行う。水素は解離エネルギーの小さい反応性気体の代表例とする。窒素は解離エネルギーの大きい反応性気体の代表例とする。

7.3.1 モデル

アルゴン・窒素プラズマおよびアルゴン・水素プラズマの2次元の速度場、温度場、および濃度場は7.2に示した数値解析により行う。数値解析で用いるRF熱プラズマトーチのモデルはFig. 6-10に示した。本章では反応性気体である水素または窒素を以下の6通りの方法によりトーチに吹き込む。この6通りの吹き込み方法をFig. 7-48に示す。

1) タイプA：トーチ上部の外側のスリットからアルゴンとともに常温の反応性気体を軸方向に吹き込む方法。

2) タイプB：トーチ上部の内側のスリットからアルゴンとともに常温の反応性気体を軸方向に吹き込む方法。

3) タイプC：水冷銅管をトーチ中心に導入し、 $x = 100$ mmの位置から常温の反応性気体を軸方向に吹き込む方法。

4) タイプD₁： $x = 60$ mmの円周から半径方向に常温の反応性気体を吹き込む方法。この方法は次のタイプD₂と同様にRF熱プラズマの高温域を目指して反応性気体を吹き込む方法である。加熱部分であるコイルの領域を反応性気体に対して有効に利用できるように、コイル領域のやや上流から反応性気体を吹き込む方法である。

5) タイプD₂： $x = 90$ mmの円周から半径方向に常温の反応性気体を吹き込む方法。この方法はRF熱プラズマが一番高温である領域を目指して、コイルの隙間から反応性気体を吹き込む方法である。

6) タイプE：トーチ上部の中央から常温の反応性気体を軸方向に吹き込む方法。

反応性気体を吹き込むスリットの幅はタイプEを除いて2 mmである。タイプEの場合のみスリットの幅は可変とし、気体の吹き込み速度を変えることができるようにする。RF熱プラズマには渦流が存在するので、トーチ上部中央には逆流が存在する。そのためにトーチ上部の中央から気体を吹き込むタイプEの場合には、この逆流に打ち勝つような吹き込み速度が必要である。タイプEでは、反応性気体を安定に吹き込むことができるうちで最大のスリット幅について数値解析を行う。反応性気体の吹き込み速度が速すぎると、反応性気体の滞留時間が短くなり、十分に反応性気体が解離しないからである。アルゴン・水素プラズマでは半径0.5 mmの穴、アルゴン・窒素プラズマでは半径1 mmの穴から気体を吹き込むことにする。

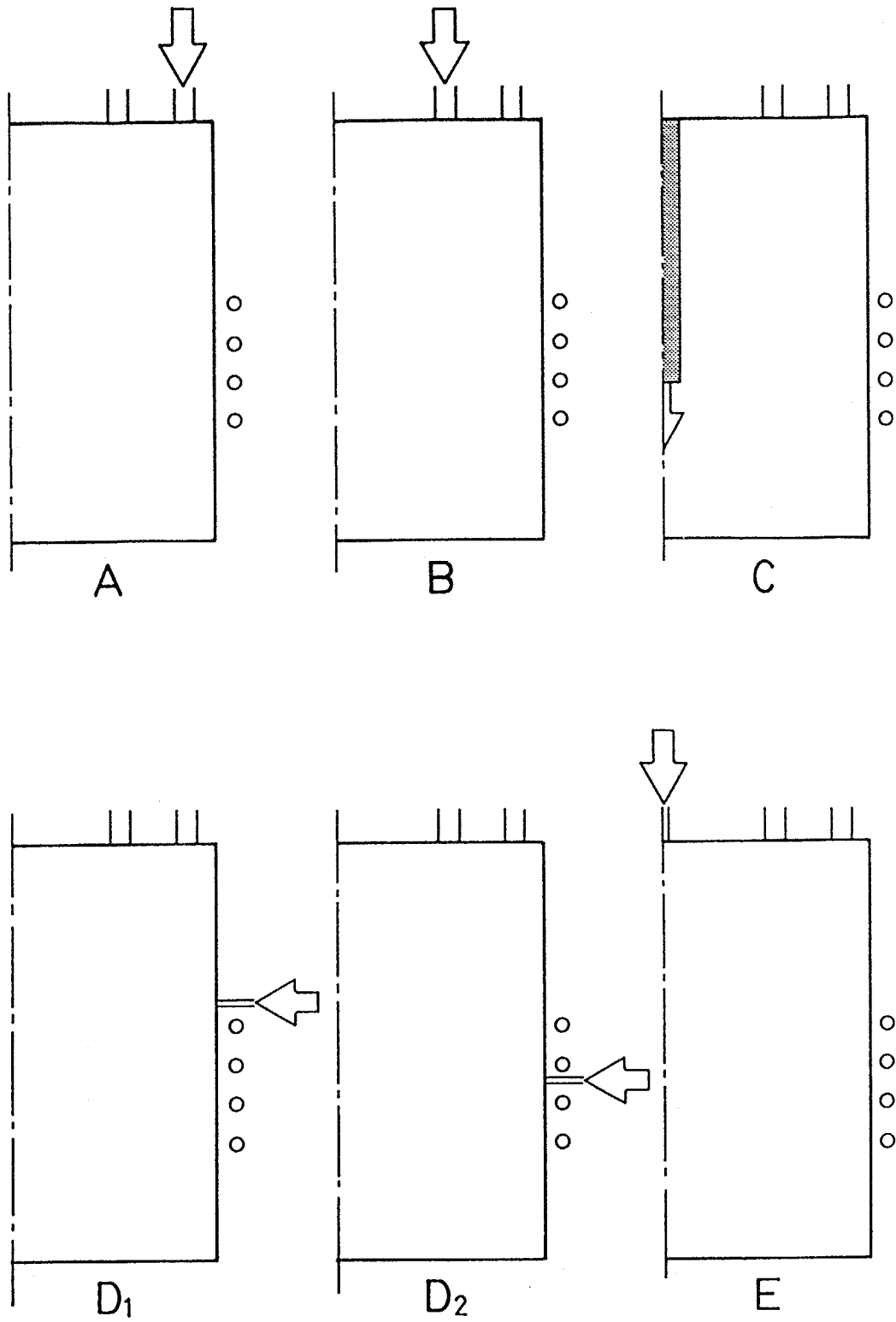


Fig. 7-48 Injection positions of reactive gas.

操作条件は、気体の全流量：25 litre/min、トーチにおける消費電力：8 kWである。周波数 4 MHzの高周波電磁場を気体に印加する。アルゴンはトーチ上部の2箇所にある幅 2 mmのスリットからトーチ内部に導入される。アルゴンの流量：20 litre/minとし、内側のスリット（流量： $Q_1 = 10$ litre/min）と外側のスリット（流量： $Q_2 = 10$ litre/min）からそれぞれ軸方向に吹き出す。水素または窒素の流量はどの吹き込み方法でも 5 litre/minである。

数値解析を行う差分格子は不等間隔格子を採用し、タイプAおよびBの場合には軸方向に 18、半径方向に 12 とする。そのほかの吹き込み方法については、吹き込み位置の近傍において特に細かい差分格子を設定する。この場合には差分格子の数はタイプAおよびBの場合より多くなる。

7.3.2 水素の吹き込み

アルゴンRF熱プラズマに水素を6種類の方法（A、B、C、 D_1 、 D_2 、E）により吹き込む場合の数値解析の結果を以下に示す。

7.3.2.1 速度場への影響

水素の6種類の吹き込み方法におけるそれぞれの流線を Fig. 7-49に示す。流線の図中の数字はそれぞれの位置における流量を全流量で規格化した値である。水素の吹き込み方法がタイプAの場合の流線がFig. 7-49(a)、タイプBがFig. 7-49(b)、タイプCがFig. 7-49(c)、タイプ D_1 がFig. 7-49(d)、タイプ D_2 がFig. 7-49(e)、タイプEがFig. 7-49(f)である。どのタイプでもコイル領域にRF熱プラズマに特有な渦流が生成されている。タイプEではトーチ上部から高速の水素を吹き込むために、流線がほかのタイプと大きく異なっている。トーチ上部から高速で吹き込まれた水素のために、RF熱プラズマの逆流が抑えられて渦流が小さくなっている。

6種類の水素の吹き込み方法におけるトーチ出口の速度分布をFig. 7-50に示す。吹き込み方法の違いによる速度分布の差はあまりない。トーチ中心近傍の速度が速いのはタイプEである。これはトーチ上部の中央から吹き込まれた高速の水素の影響である。しかしトーチ出口における中心の速度は吹き込まれた速度の5分の1に減少している。

7.3.2.2 温度場への影響

水素の6種類の吹き込み方法における等温線をFig. 7-51に示す。水素の吹き込み方法がタイプAの場合の等温線がFig. 7-51(a)、タイプBがFig. 7-51(b)、タイプCがFig. 7-51(c)、タイプ D_1 がFig. 7-51(d)、タイプ D_2 がFig.

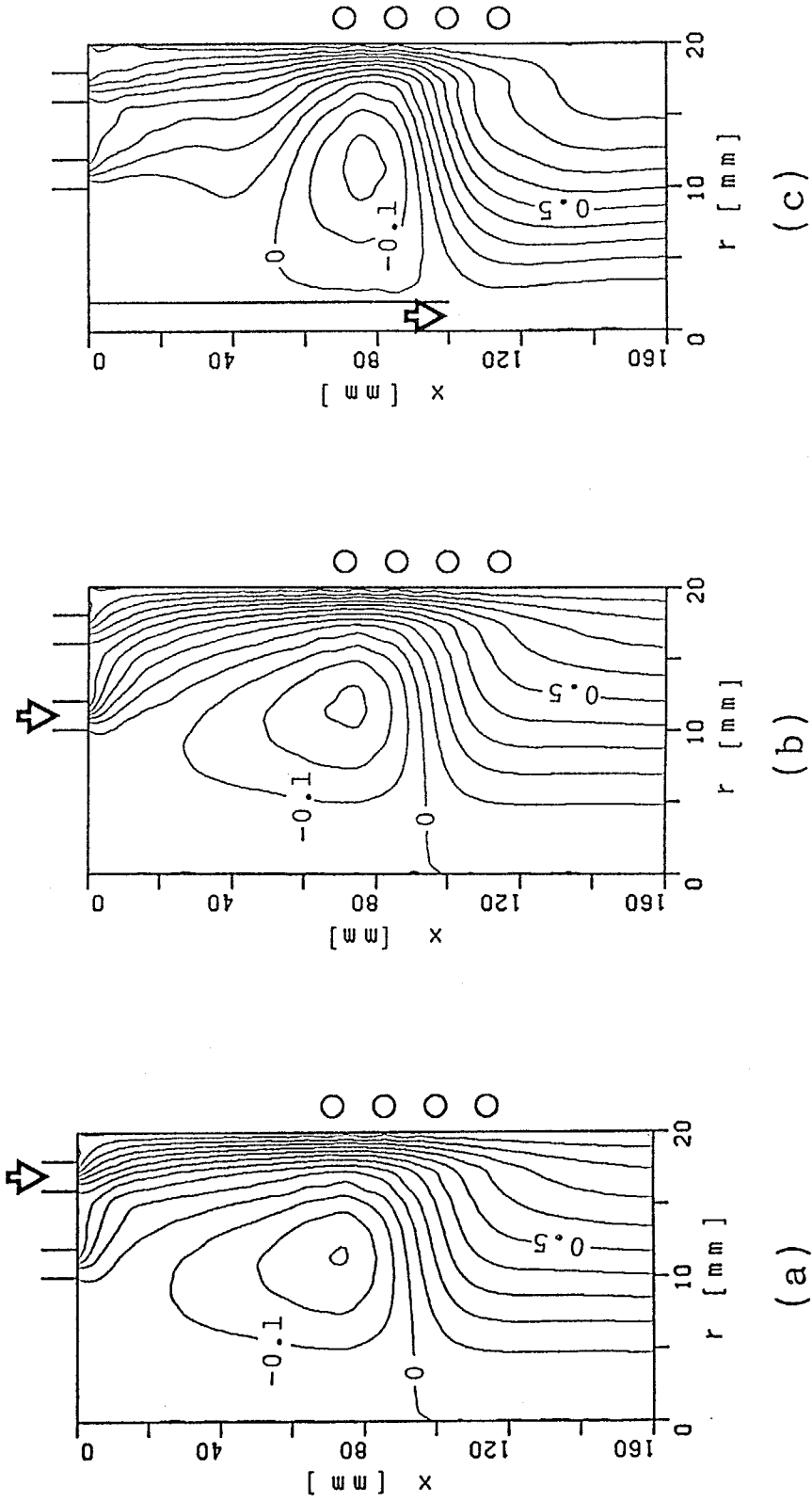


Fig. 7-49 Streamlines; Ar = 20 litre/min; H₂ = 5 litre/min; type A (a), type B (b), type C (c).

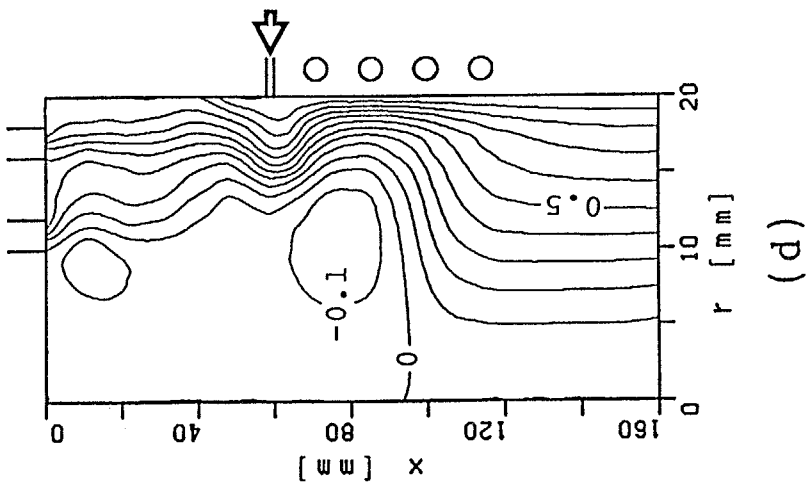
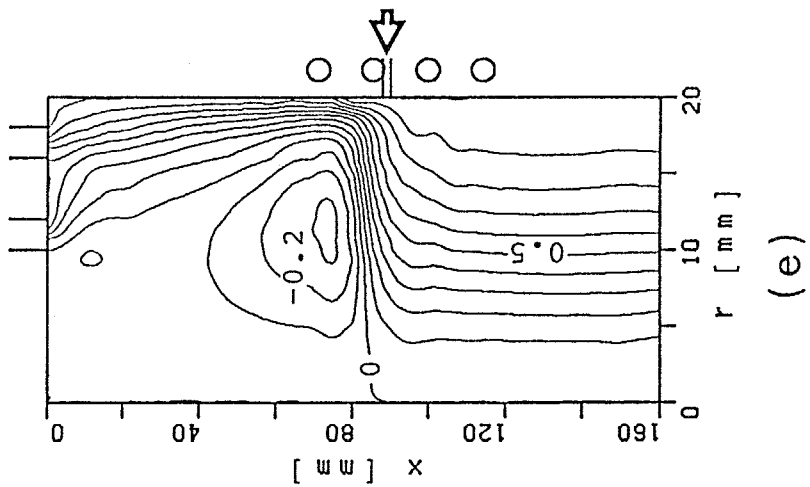
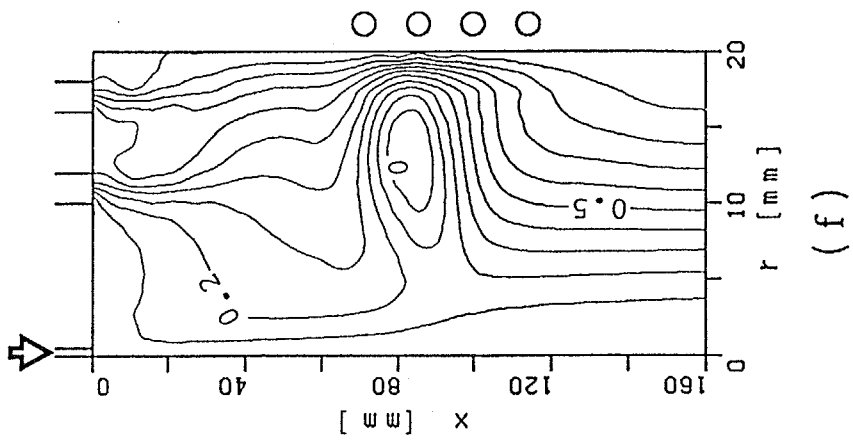


Fig. 7-49 Streamlines; Ar = 20 litre/min; H₂ = 5 litre/min; type D₁ (d), type D₂ (e), type E (f).

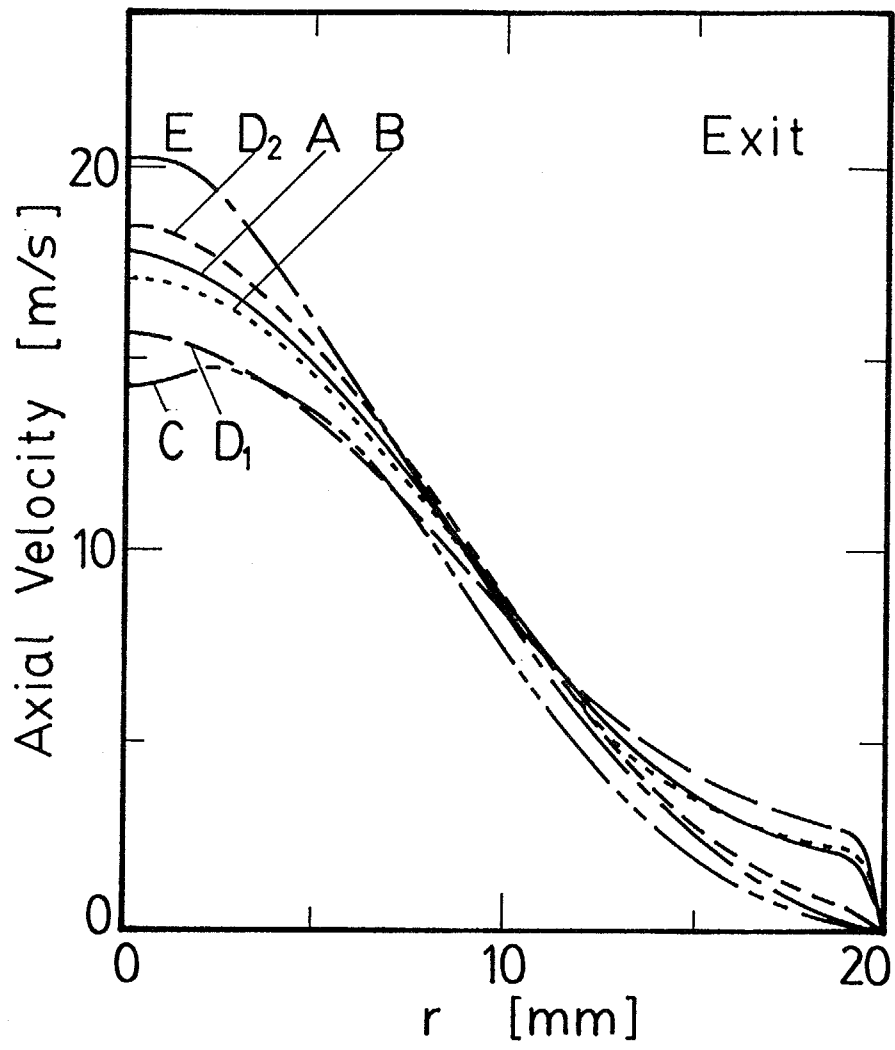


Fig. 7-50 Radial profiles of axial velocity at torch exit with H_2 injection.

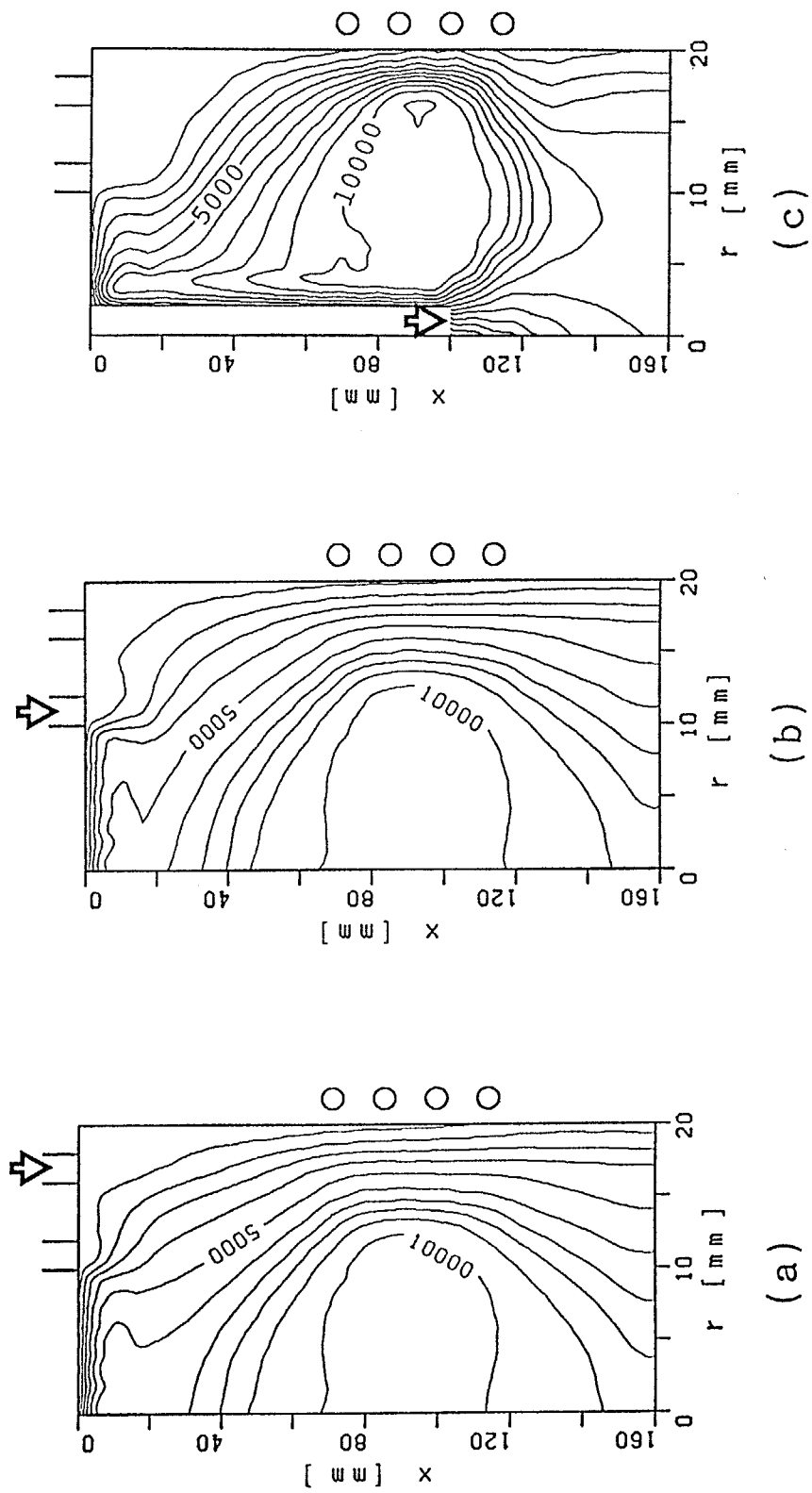


Fig. 7-51 Isotherms; Ar = 20 litre/min; H_2 = 5 litre/min; type A (a), type B (b), type C (c).

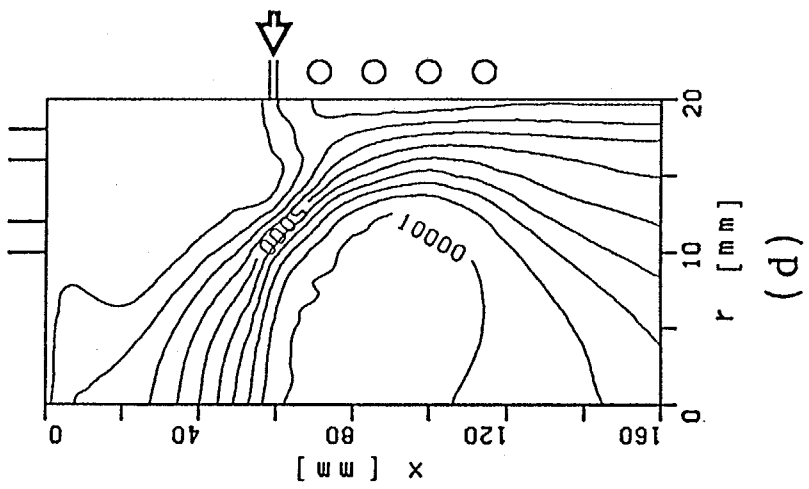
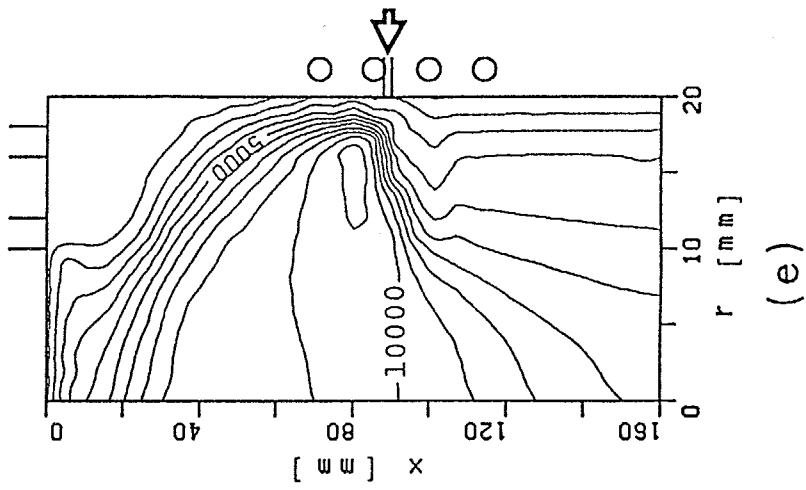
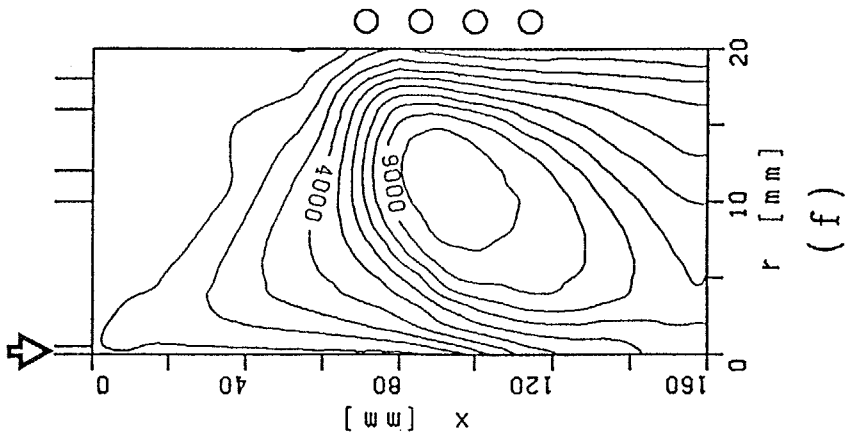


Fig. 7-51 Isotherms; Ar = 20 litre/min; H₂ = 5 litre/min; type D₁ (d), type D₂ (e), type E (f).

7-51(e)、タイプEがFig. 7-51(f)である。

6種類の水素の吹き込み方法におけるトーチ出口の温度分布を Fig. 7-52に示す。トーチ出口において高い温度を得ることができるのはタイプA、B、 D_1 の場合であり、これらの3通りの方法の温度分布は類似している。これは3つともコイル領域の上流から水素を吹き込む方法であり、さらに壁近傍を水素が流れる方法である。この3つの吹き込み方法では壁への熱損失が小さいためにトーチ出口で高い温度を得ることができる。タイプCではトーチのかなり下流で常温の水素を吹き込むために温度分布が全体的に低く、また半径方向に均一な温度分布になっている。タイプEでは高速で水素を吹き込む方法であるために、水素の滞留時間が他の吹き込み方法に比べて短くなるが、トーチ出口における中心の温度は7000 Kまで上昇している。

7.3.2.3 水素の解離への影響

水素の6種類の吹き込み方法における水素の等解離度線をFig. 7-53に示す。水素の吹き込み方法がタイプAの場合の等解離度がFig. 7-53(a)、タイプBがFig. 7-53(b)、タイプCがFig. 7-53(c)、タイプ D_1 がFig. 7-53(d)、タイプ D_2 がFig. 7-53(e)、タイプEがFig. 7-53(f)である。同様に水素分子の等濃度線をFig. 7-54、水素原子の等濃度線をFig. 7-55に示す。等濃度線の図中の数字は質量分率を示す。

アルゴンRF熱プラズマに水素を吹き込む6通りの方法について、水素分子と水素原子の濃度分布の比較を行う。

1) タイプA 水素をタイプAの方法により吹き出した場合の水素分子と水素原子の質量分率の半径方向分布をFig. 7-56に示す。これらはトーチ出口における分布である。図中の実線は解離および再結合反応速度を考慮した数値解析で得られた結果、点線は平衡組成を仮定した結果である。水素の解離エネルギーは比較的低いので、トーチの壁近傍を除いて水素原子の質量分率が大きい。解離および再結合反応速度を考慮した数値解析から得られた濃度分布は、平衡組成を仮定した濃度分布と大きな差はない。

トーチに導入した水素が解離および再結合しながら拡散して様子を Fig. 7-57に示す。この図では軸方向の4箇所における水素分子と水素原子の質量分率、およびそれらの和の質量分率の半径方向分布を示す。水素を導入したすぐ下流 ($x = 25$ mm) でも水素原子は半径方向に広く存在している。コイル領域のほぼ下端 ($x = 115$ mm) まではジュール加熱によりプラズマ流が高温になっているので水素の解離が進む。

2) タイプB 水素をタイプBの方法により吹き出した場合の水素分子と水

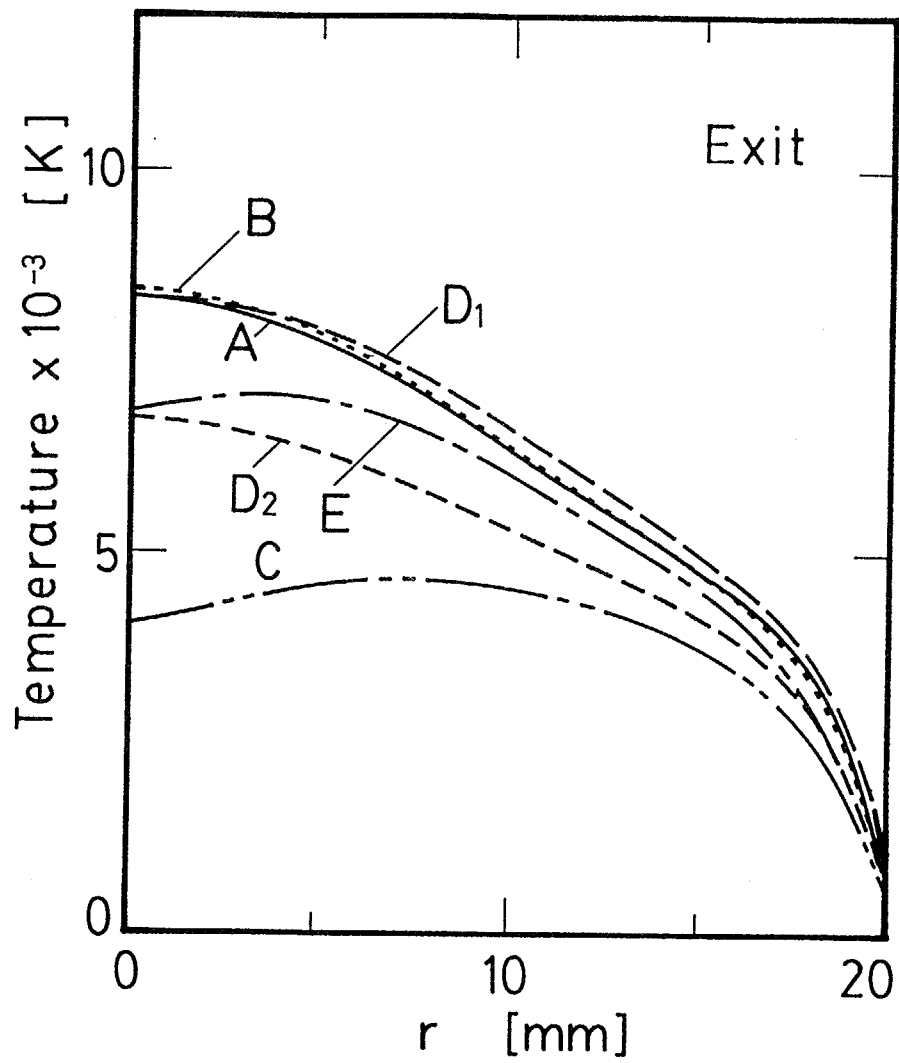


Fig. 7-52 Radial profiles of temperature at torch exit with H_2 injection.

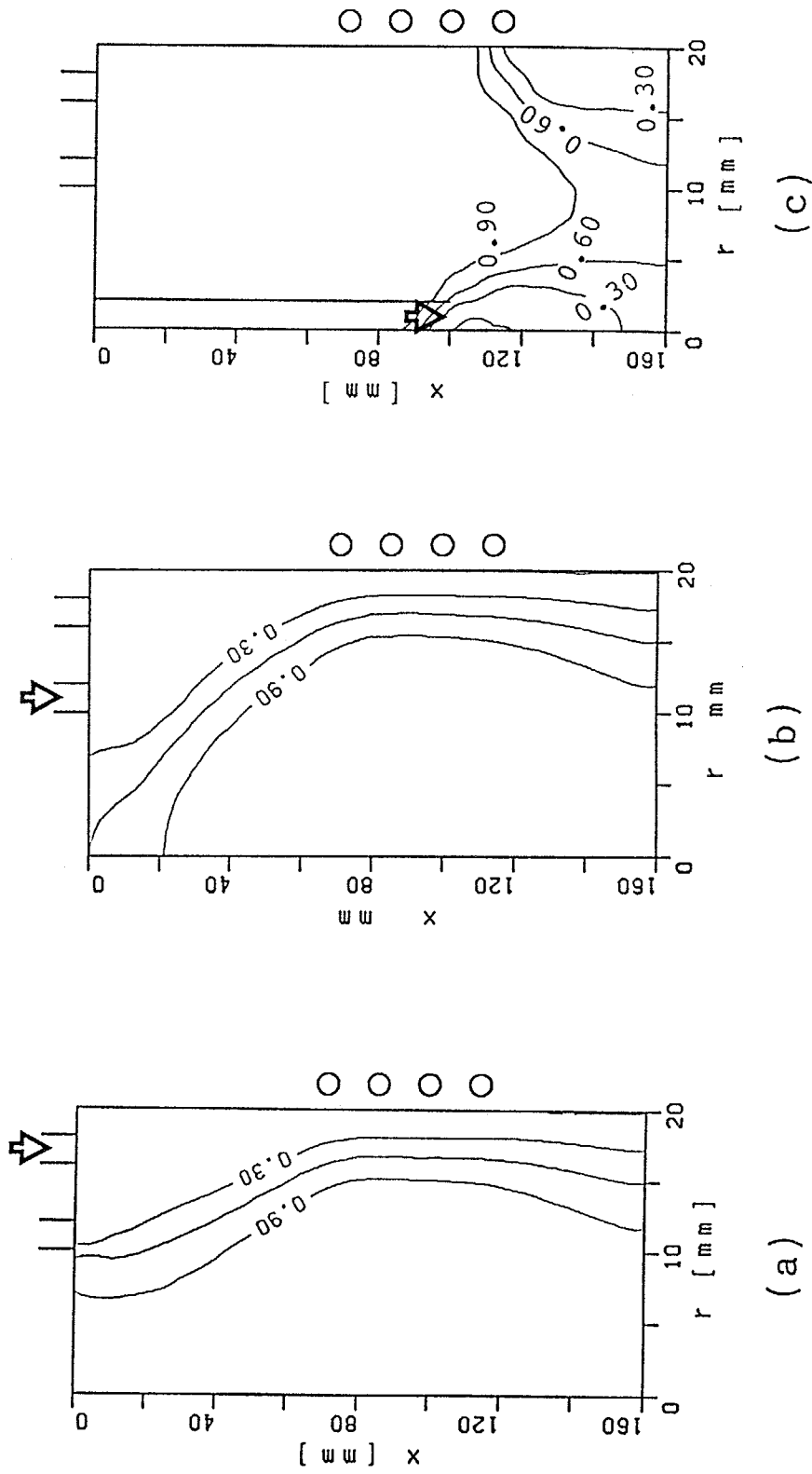


Fig. 7-53 Degree of dissociation; Ar = 20 litre/min; $H_2 = 5$ litre/min; type A (a), type B (b), type C (c).

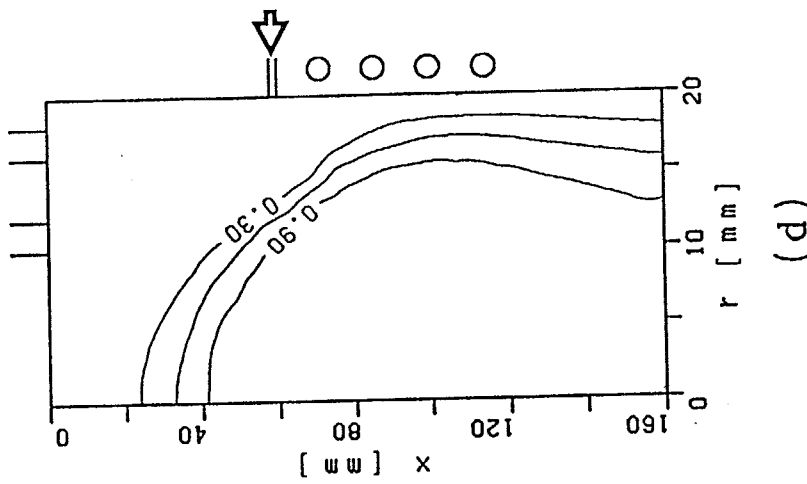
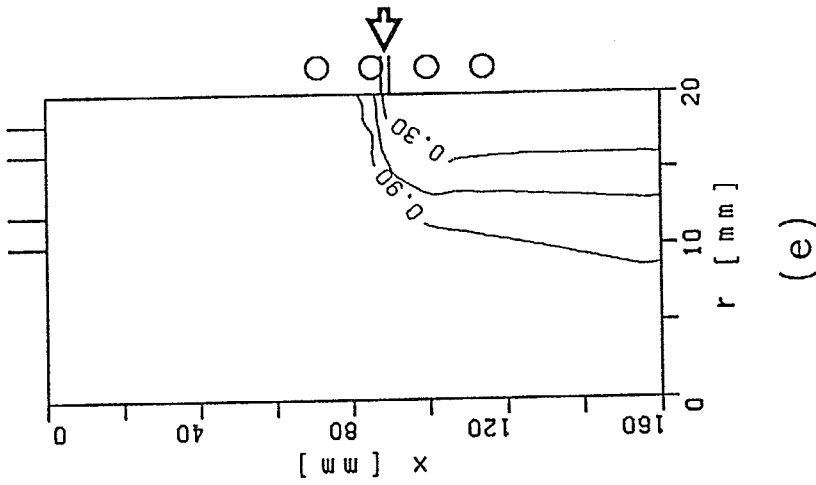
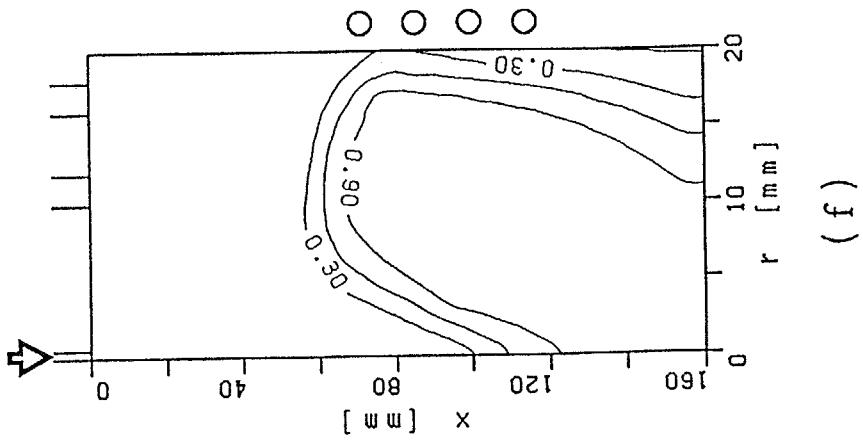


Fig. 7-53 Degree of dissociation; Ar = 20 litre/min; $H_2 = 5$ litre/min; type D₁ (d), type D₂ (e), type E (f).

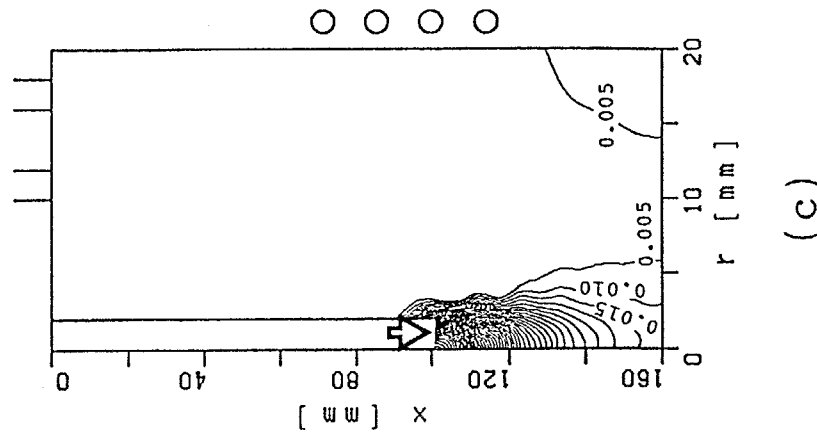
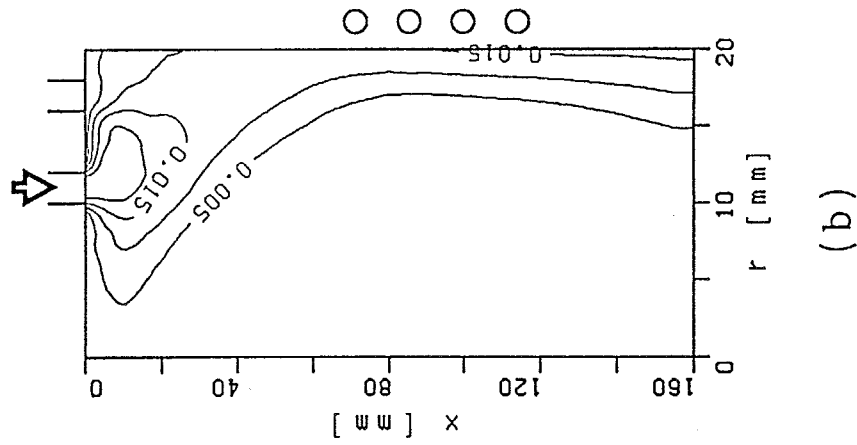
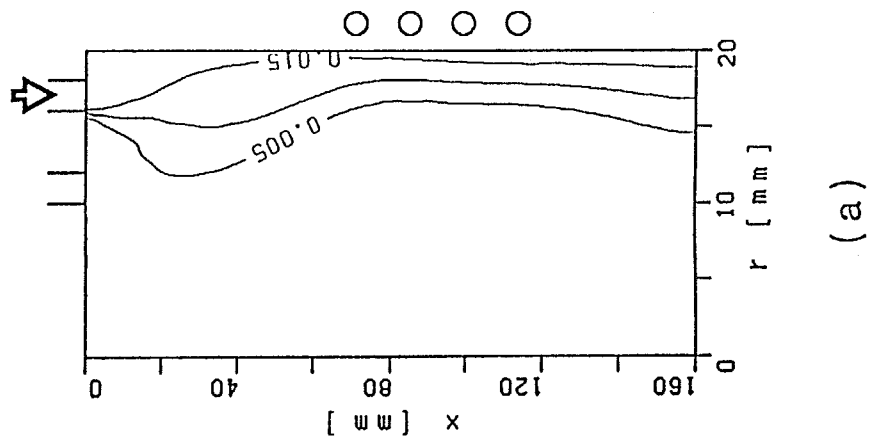


Fig. 7-54 Concentration contours of H_2 ; Ar = 20 litre/min; H_2 = 5 litre/min; type A (a), type B (b), type C (c).

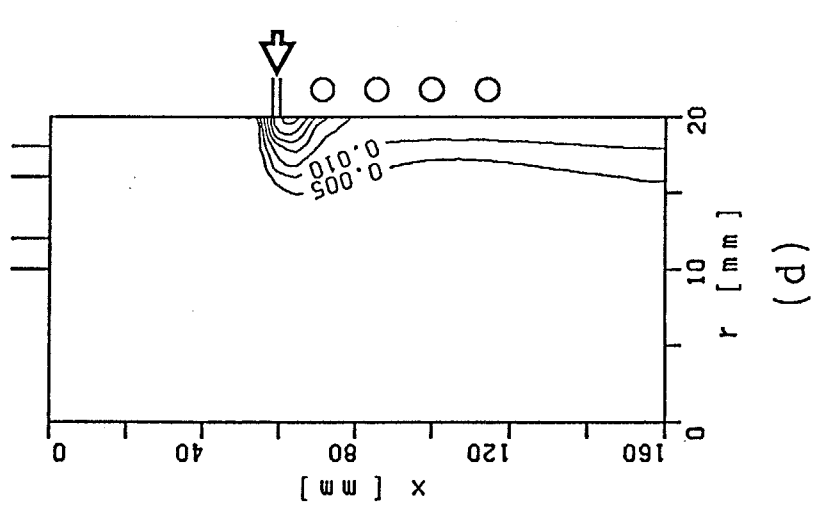
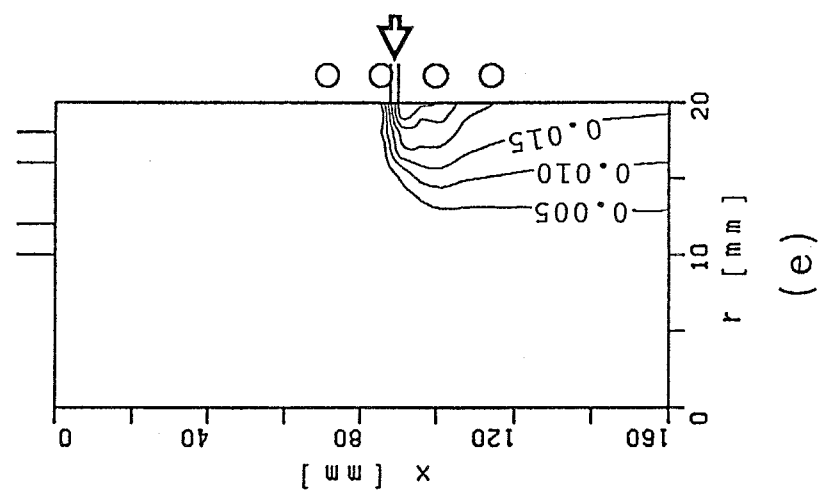
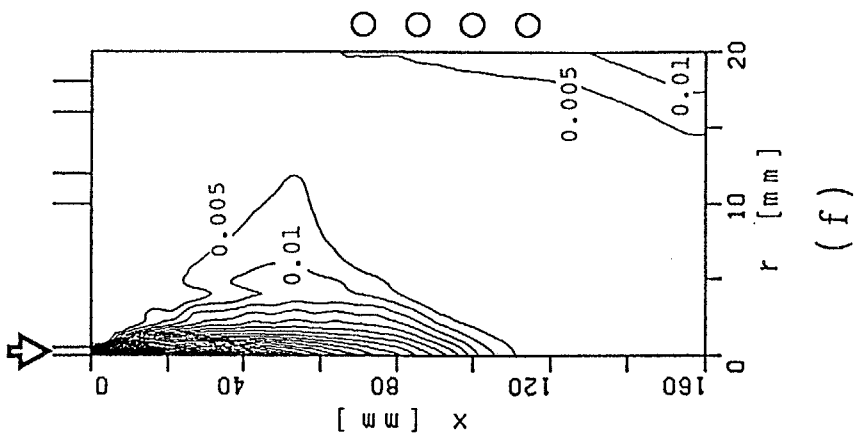


Fig. 7-54 Concentration contours of H₂; Ar = 20 litre/min; H₂ = 5 litre/min; type D₁ (d), type D₂ (e), type E (f).

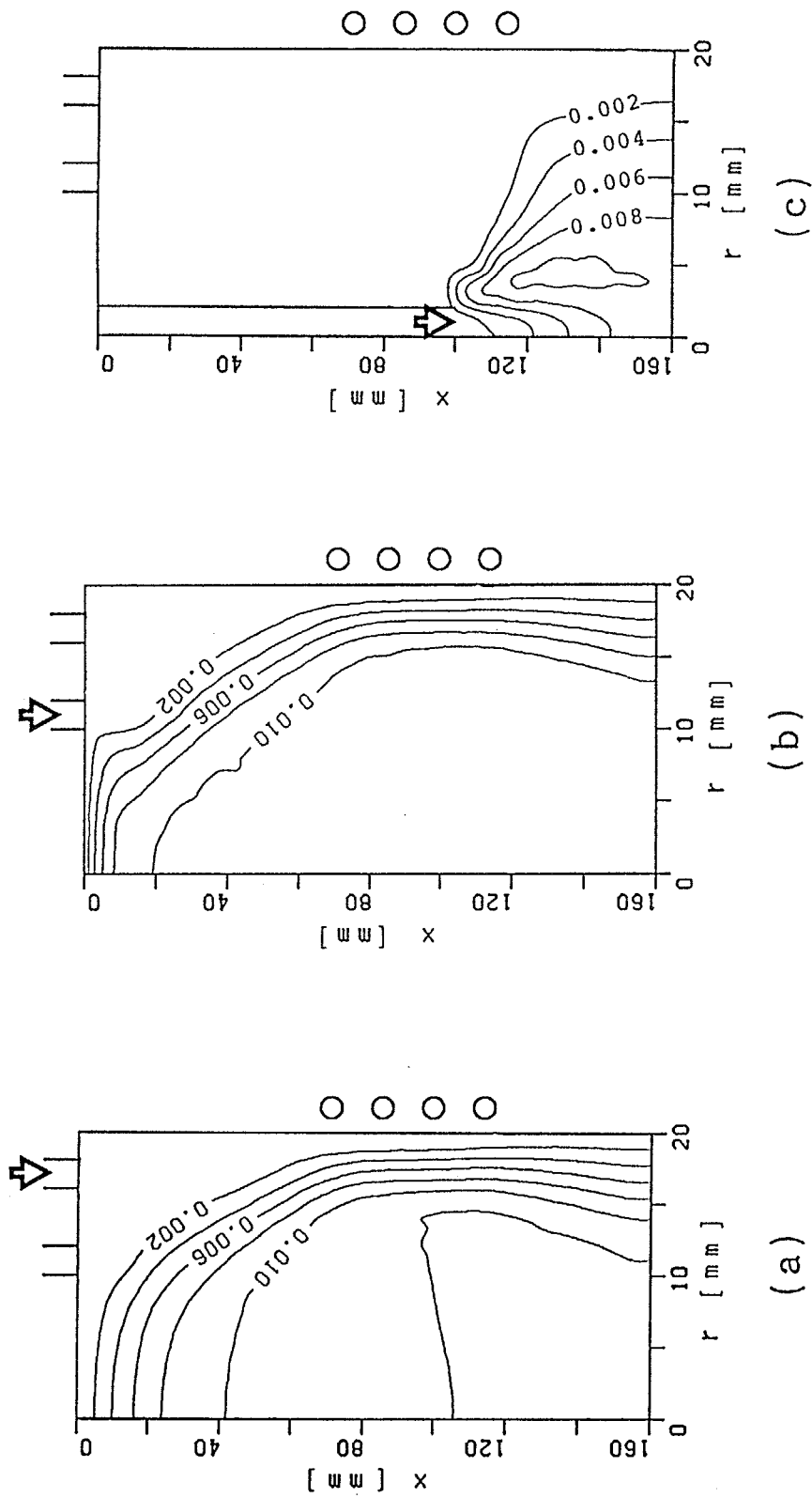


Fig. 7-55 Concentration contours of H₂; Ar = 20 litre/min; H₂ = 5 litre/min; type A (a), type B (b), type C (c).

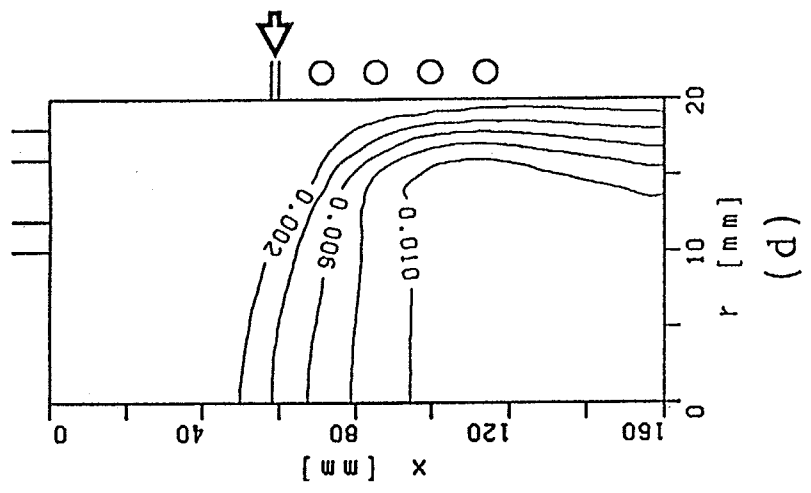
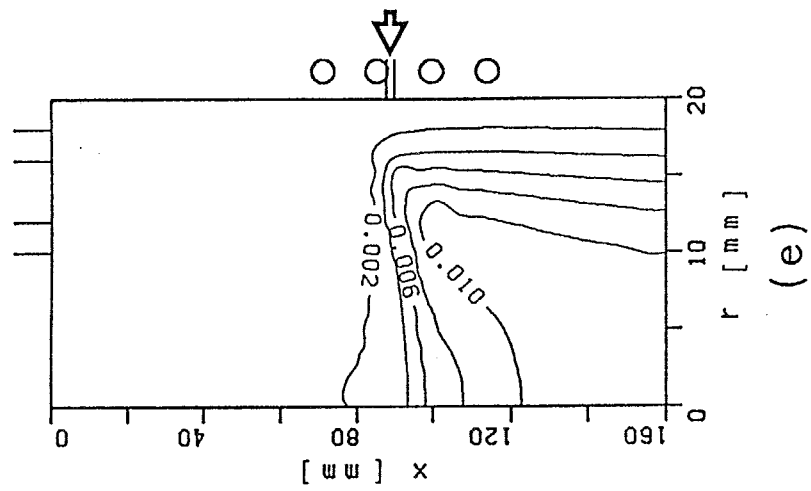
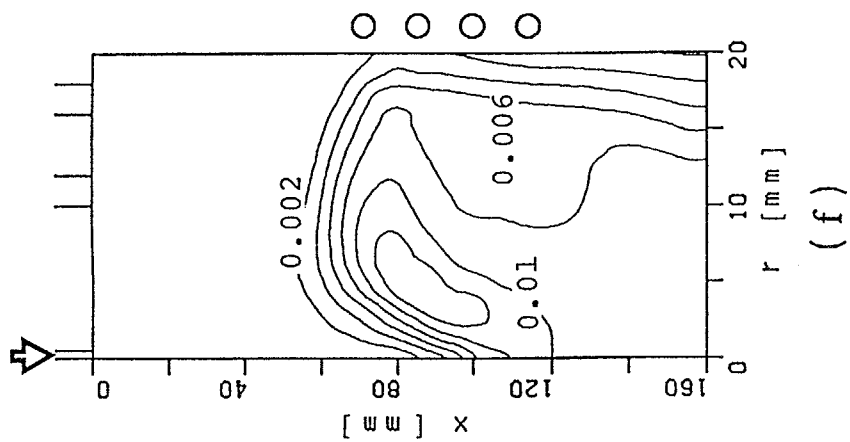


Fig. 7-55 Concentration contours of H₂; Ar = 20 litre/min; H₂ = 5 litre/min; type D₁ (d), type D₂ (e), type E (f).

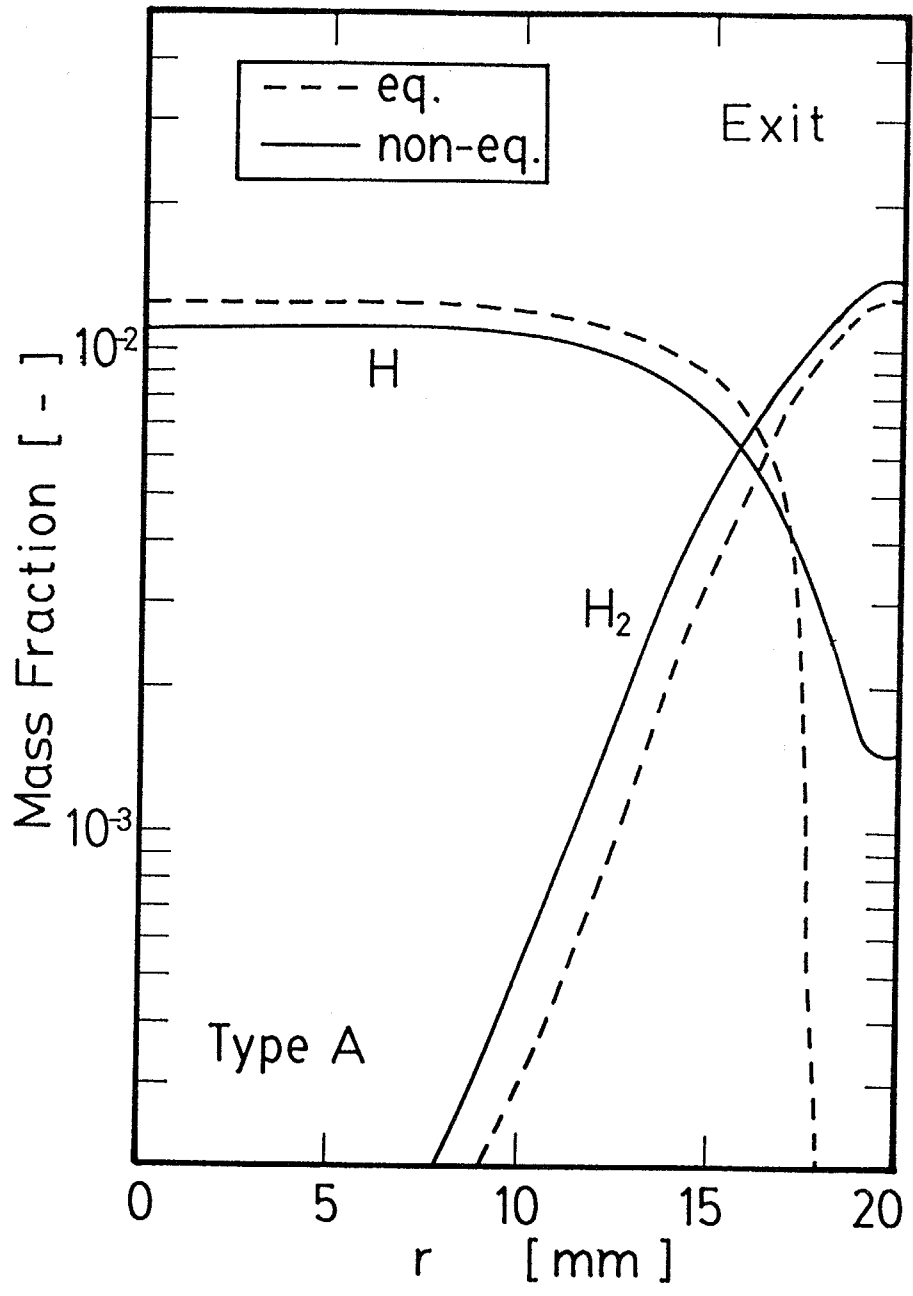


Fig. 7-56 Mass fraction of H₂ and H at torch exit for kinetic and equilibrium models; type A.

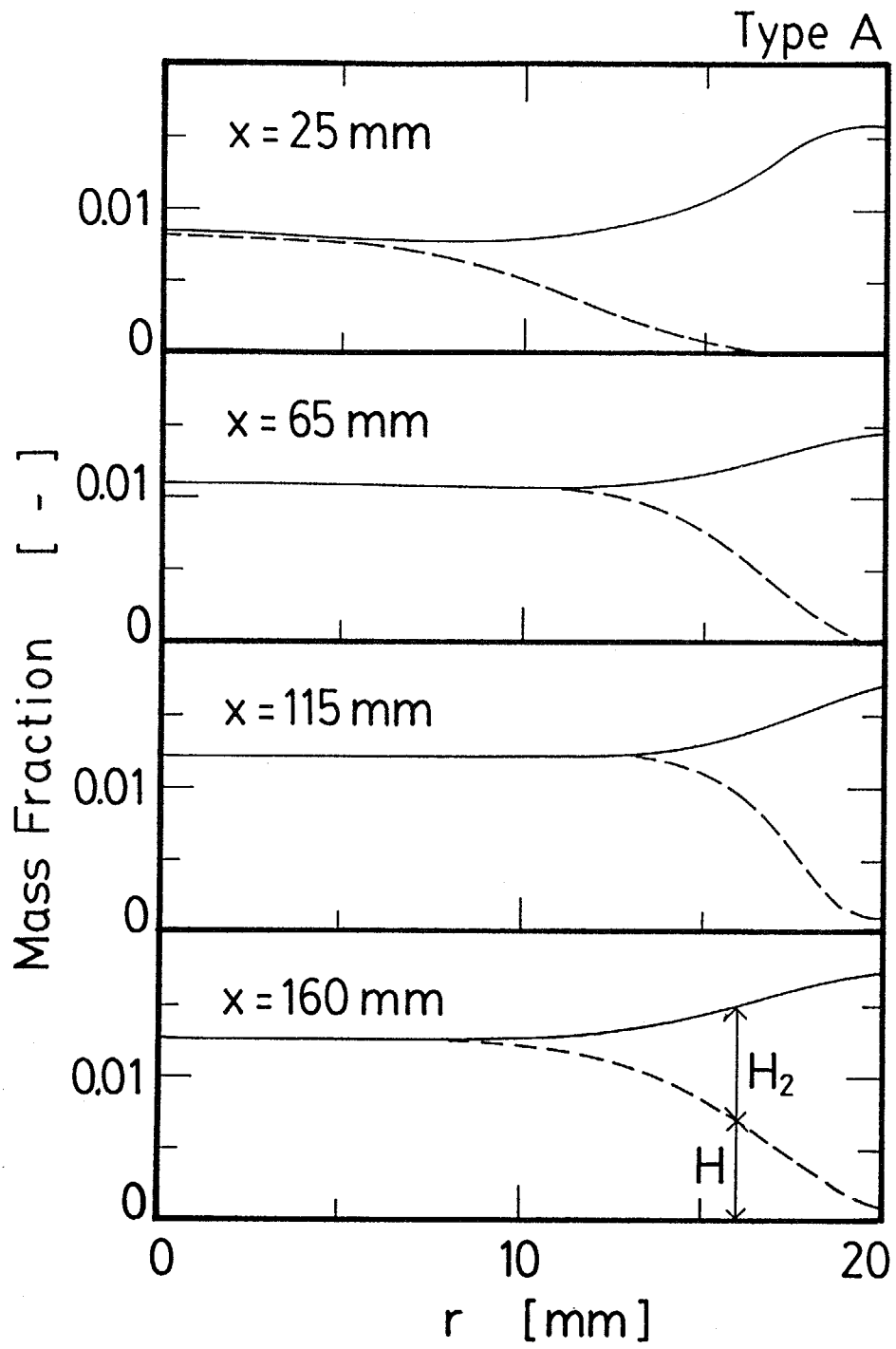


Fig. 7-57 Radial profiles of mass fraction of hydrogen; type A.

素原子の質量分率のトーチ出口の半径方向分布をFig. 7-58に示す。水素分子と水素原子の質量分率、およびそれらの和の質量分率を、軸方向の4箇所における半径方向分布をFig. 7-59に示す。これらの結果はタイプAの場合と同様である。

3) タイプC 水素をタイプCの方法により吹き出した場合の水素分子と水素原子の質量分率のトーチ出口の半径方向分布をFig. 7-60に示す。タイプCは内径2mmの水冷管をトーチ中心に導入し、 $x = 100$ mmの位置から水素を吹き込む方法である。この方法では常温の水素をコイル領域の途中から吹き込むためにトーチ中心の温度が低くなる。そのためにトーチ中心の水素分子の質量分率が大きいことが特色である。さらにトーチ中心の水素分子の質量分率において、水素の解離および再結合反応速度を考慮した数値解析結果は平衡組成を仮定した結果より大きい。これは水素をトーチの下流で吹き込むために、トーチ内の水素の滞留時間が短いからである。

軸方向の3箇所における水素分子と水素原子の質量分率、およびそれらの和の質量分率の半径方向分布をFig. 7-61に示す。水素の吹き込み位置のすぐ下流($x = 115$ mm)では中心近傍に水素分子が遍在している。下流に行くにつれて半径方向に水素分子が拡散し、同時に解離する。

4) タイプD₁ 水素をタイプD₁の方法により吹き出した場合の水素分子と水素原子の質量分率のトーチ出口の半径方向分布をFig. 7-62に示す。タイプD₁は $x = 60$ mmの円周から半径方向に水素を吹き込む方法である。出口における水素分子と水素原子の質量分率の分布はタイプAの結果とほぼ同様である。これはプラズマ流への加熱部分であるコイル領域において、両方のタイプとも壁近傍に水素が流れるという点で類似しているからである。

軸方向の4箇所における水素分子と水素原子の質量分率、およびそれらの和の質量分率の半径方向分布をFig. 7-63に示す。水素を吹き込む位置より上流($x = 55$ mm)でも水素分子と水素原子は存在している。これはRF熱プラズマの渦流のためである。水素の吹き込み位置よりやや下流($x = 67$ mm)では壁近傍に水素分子が多く存在している。下流に行くにつれて水素分子と水素原子の分布はしだいになだらかになる。

5) タイプD₂ 水素をタイプD₂の方法により吹き出した場合の水素分子と水素原子の質量分率のトーチ出口の半径方向分布をFig. 7-64に示す。タイプD₂は $x = 90$ mmの円周から半径方向に水素を吹き込む方法である。トーチ出口における水素分子の質量分率はタイプD₁の場合より大きい。これはタイプD₂の水素の吹き込み位置がタイプD₁の場合より下流であるために、水素の滞留時間が短いからである。さらにタイプD₂ではコイル領域の途中から水素を吹

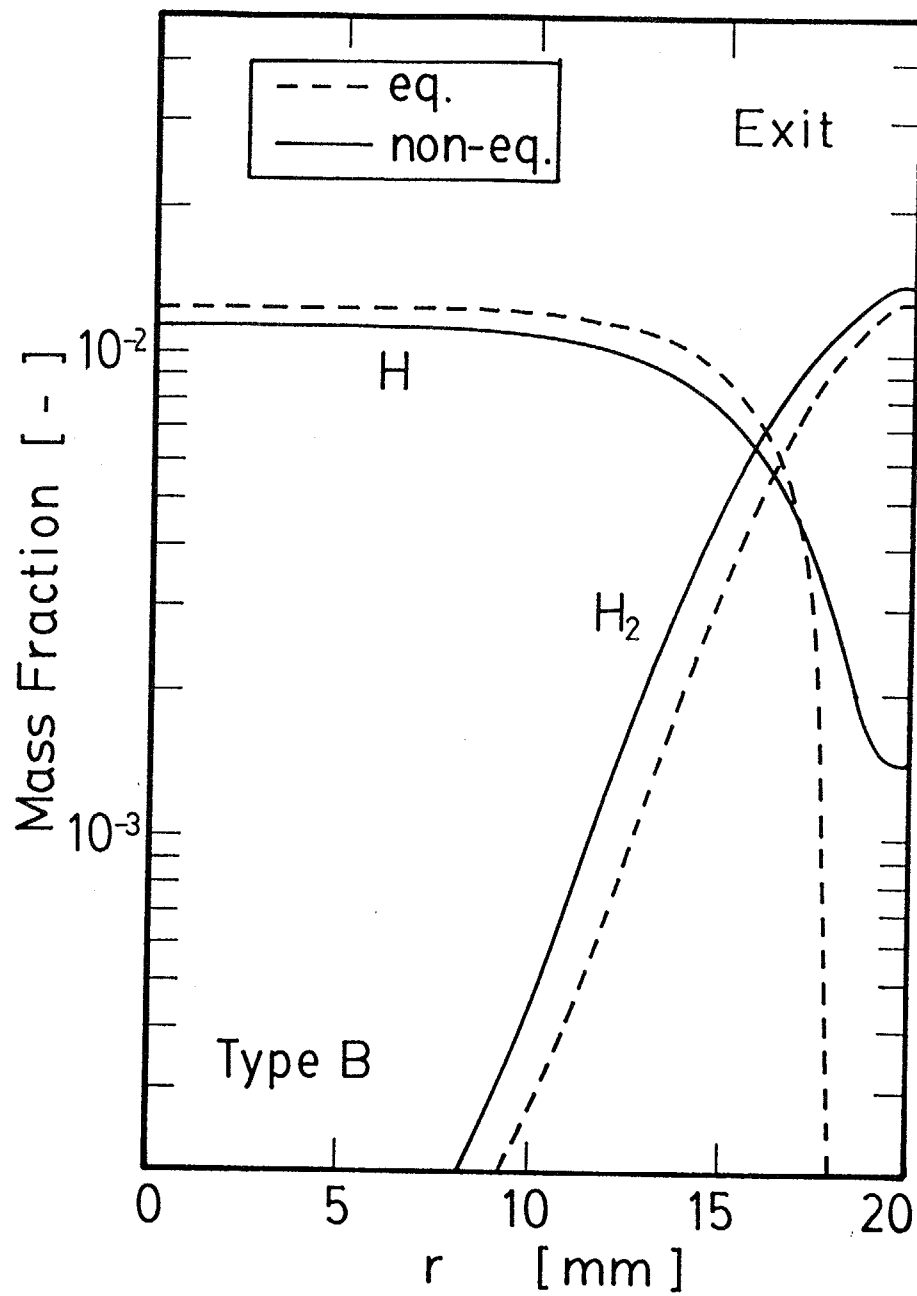


Fig. 7-58 Mass fraction of H₂ and H at torch exit for kinetic and equilibrium models; type B.

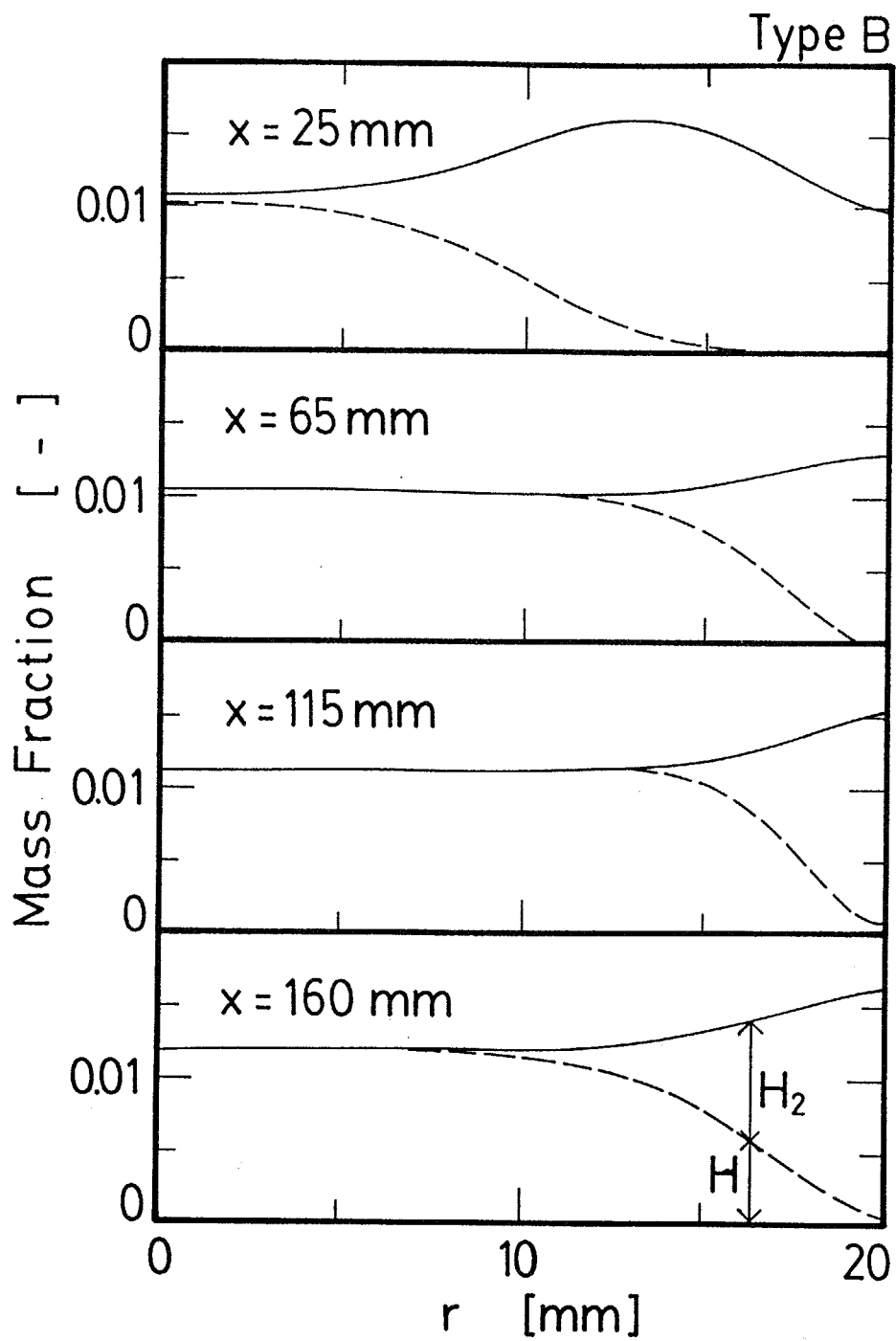


Fig. 7-59 Radial profiles of mass fraction of hydrogen; type B.

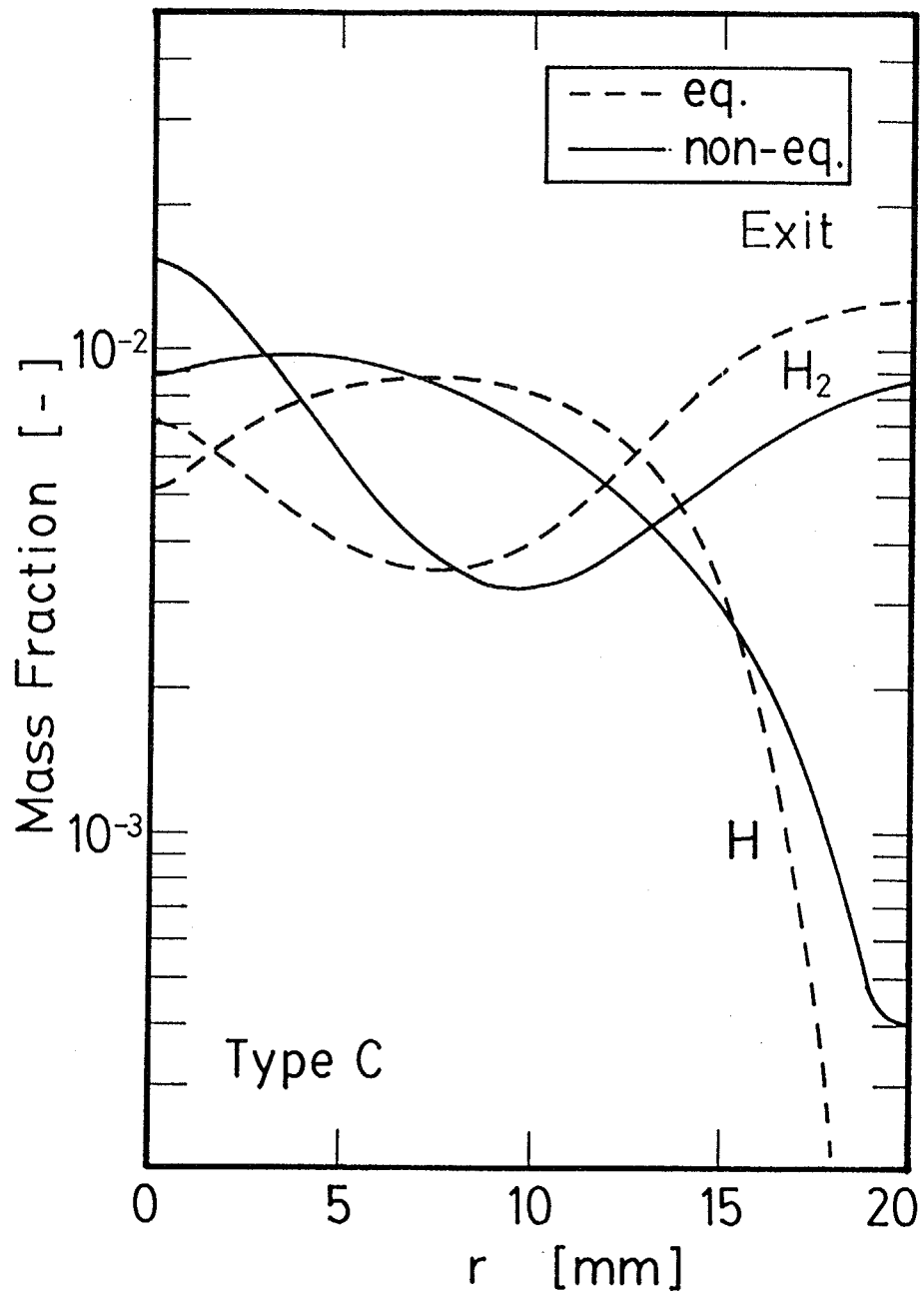


Fig. 7-60 Mass fraction of H₂ and H at torch exit for kinetic and equilibrium models; type C.

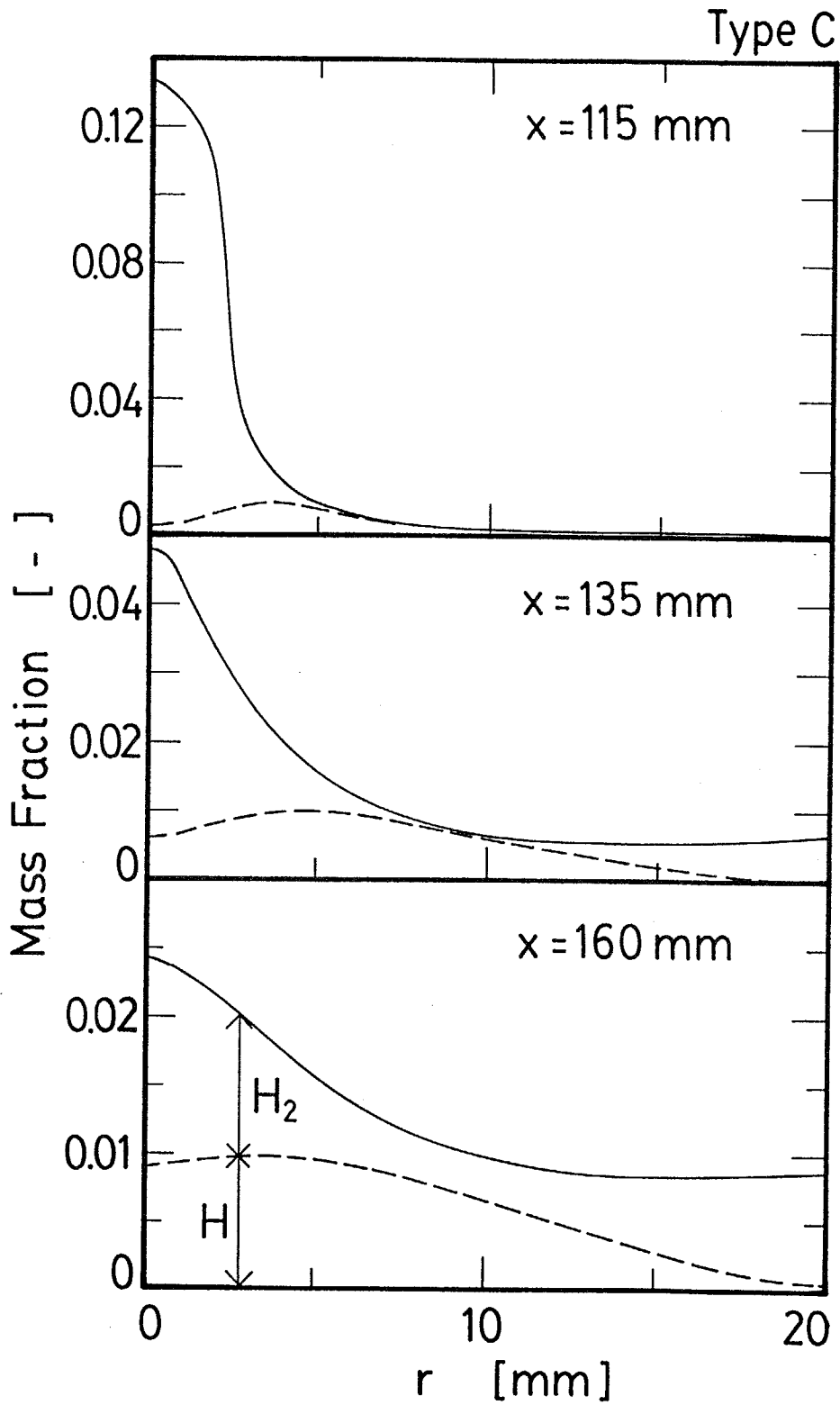


Fig. 7-61 Radial profiles of mass fraction of hydrogen; type C.

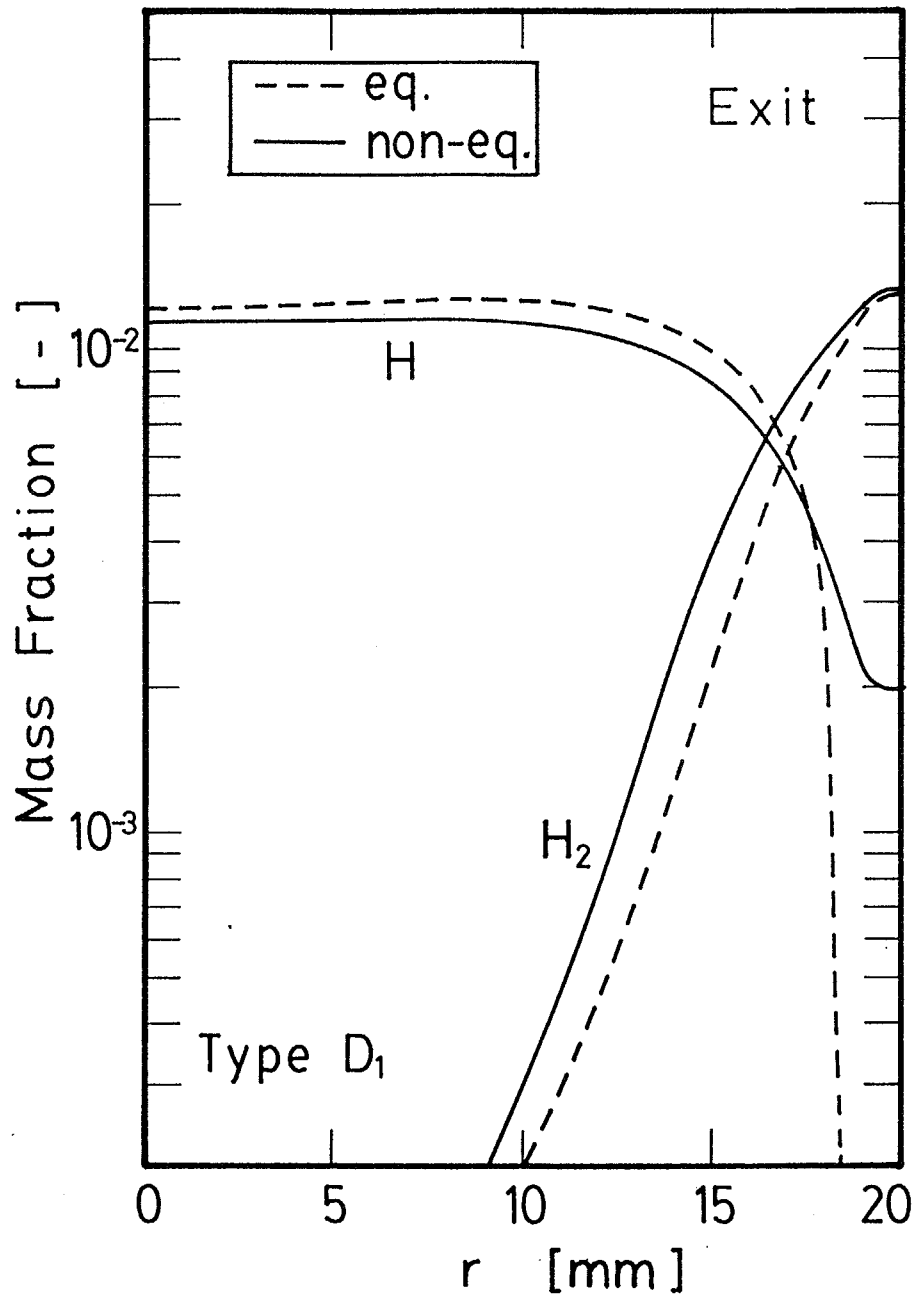


Fig. 7-62 Mass fraction of H_2 and H at torch exit for kinetic and equilibrium models; type D_1 .

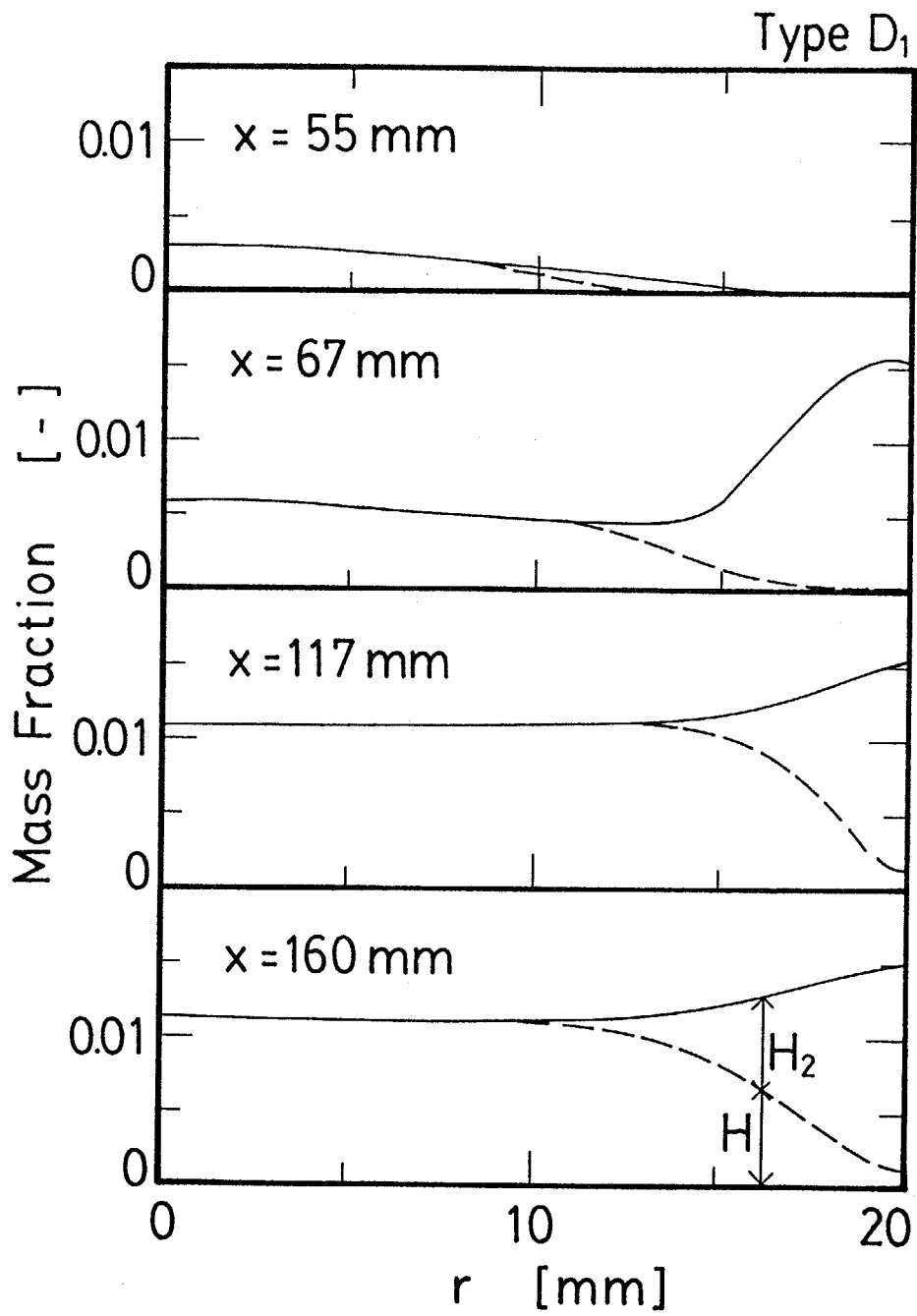


Fig. 7-63 Radial profiles of mass fraction of hydrogen; type D₁.

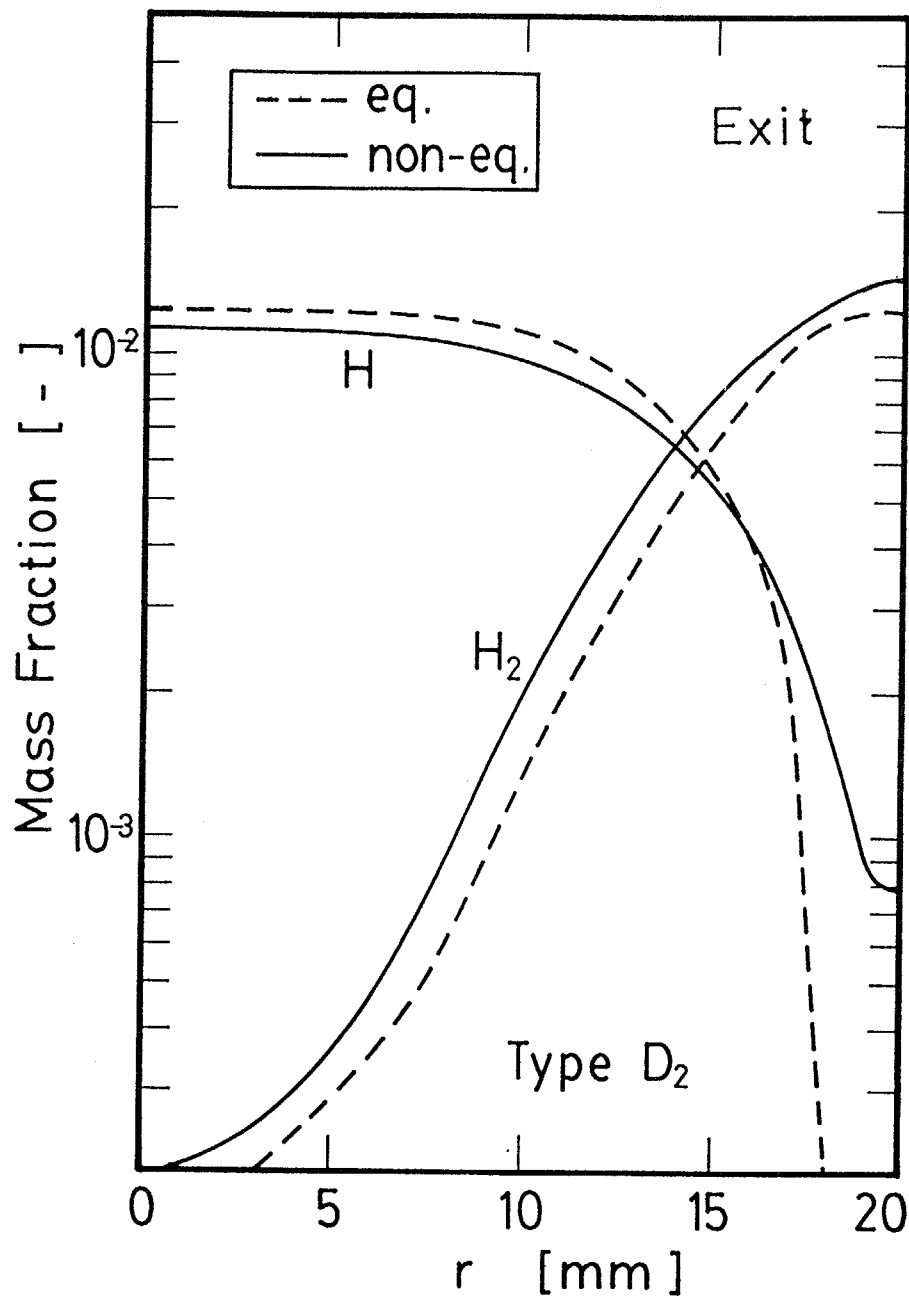


Fig. 7-64 Mass fraction of H_2 and H at torch exit for kinetic and equilibrium models; type D_2 .

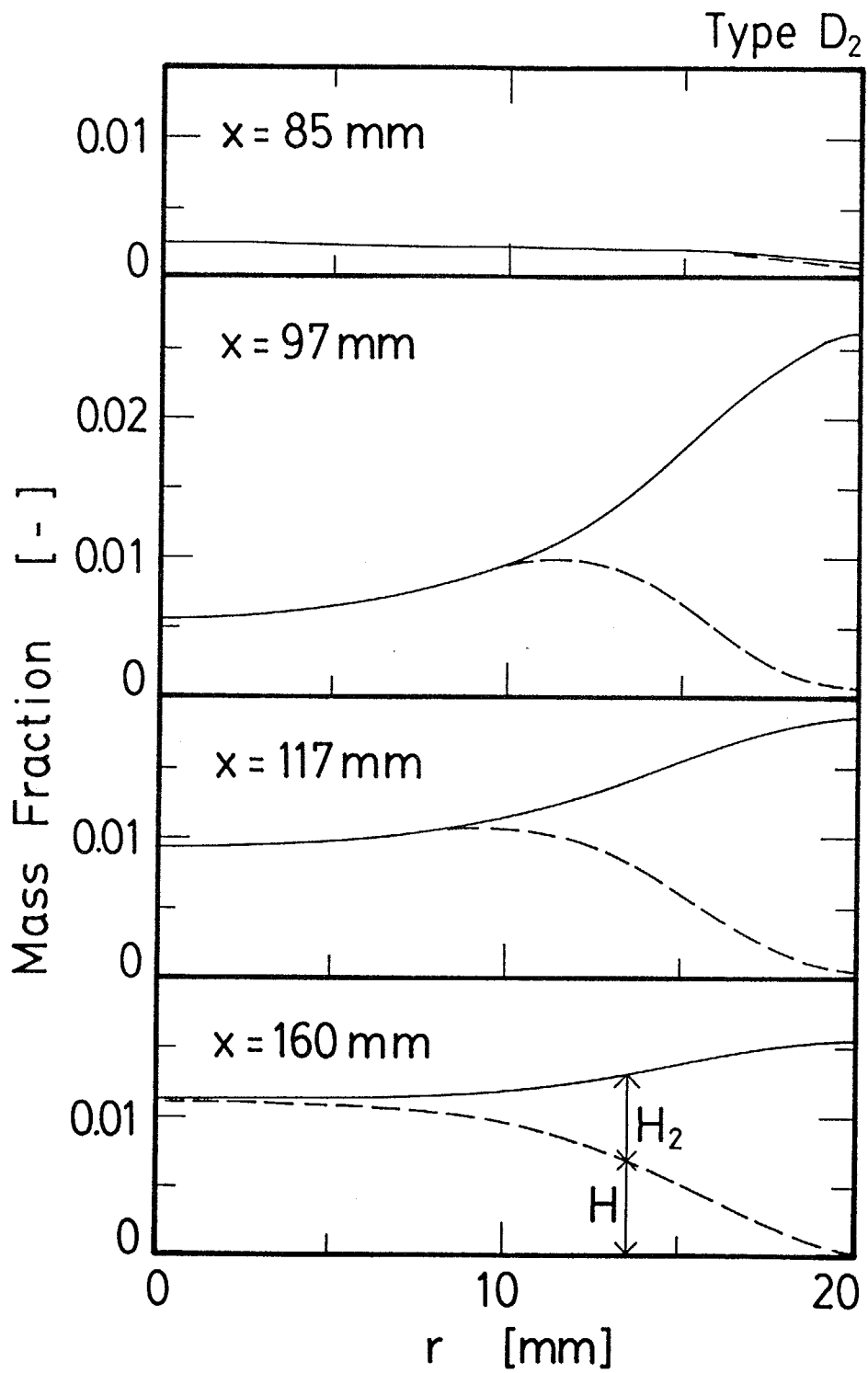


Fig. 7-65 Radial profiles of mass fraction of hydrogen; type D₂.

き込むために、RF熱プラズマへのすべての入力が直接的に水素へ加えられないこともその理由である。タイプD₂はRF熱プラズマの高温部分を目指して水素を吹き込むことを考えた方法であるが、水素の解離について見れば有効な方法ではないことがわかる。

軸方向の4箇所における水素分子と水素原子の質量分率、およびそれらの和の質量分率の半径方向分布をFig. 7-65に示す。RF熱プラズマの渦流のために、水素を吹き込む位置より上流 ($x = 85 \text{ mm}$) でも水素分子と水素原子は存在している。水素の吹き込み位置よりやや下流 ($x = 97 \text{ mm}$) では壁近傍に水素分子が多く存在している。下流に行くにつれて水素分子と水素原子の分布はしだいに均等になる。

6) タイプE 水素をタイプEの方法により吹き出した場合の水素分子と水素原子の質量分率のトーチ出口の半径方向分布をFig. 7-66に示す。タイプEはトーチ上部の中央から高速で水素を吹き込む方法である。軸方向の4箇所における水素分子と水素原子の質量分率、およびそれらの和の質量分率の半径方向分布をFig. 7-67に示す。コイルより上流 ($x = 45 \text{ mm}$) では中心近傍にのみ水素が遍在している。コイルより上流の中心近傍は温度が低いために、水素の解離はほとんど起こっていない。下流に行くにつれて水素は半径方向に拡散する。水素の拡散係数が大きいために、コイル領域の下端では半径方向に水素が広く分布している。

7) 吹き込み方法による比較 6種類の水素の吹き込み方法についてまとめて濃度分布を比較する。トーチ出口における水素分子の質量分率の半径方向分布をFig. 7-68に、水素原子の質量分率の半径方向分布をFig. 7-69に示す。水素をコイルより上流で吹き込む方法のタイプA、B、D₁、Eの水素原子の質量分率は大きく、水素分子の質量分率は小さい。これらの吹き込み方法では、トーチの加熱部であるコイル領域が有効に利用されていることを示す。コイル領域の途中から水素を吹き込む方法のタイプD₂は、やや水素分子の質量分率が高い。水冷管を使って水素を吹き込むタイプCの水素分子の質量分率は中心近傍において特に大きい。これらの吹き込み方法では、水素に対して加熱領域が十分に有効に利用されていないことを示す。

6種類の水素の吹き込み方法における水素の解離度をFig. 7-70に示す。水素の解離度を大きくするにはコイル領域より上流で水素を吹き込む方法(タイプA、B、D₁、E)が有効である。コイル領域より上流で反応性気体を吹き込む方法であれば、どの場合も水素の解離度、および濃度分布は大きな差はなく、同様の結果が得られる。タイプEのようにトーチ上部の中央から高速の水素を吹き込む場合においては速度場が他の場合と大きく異なるが、水素の解離

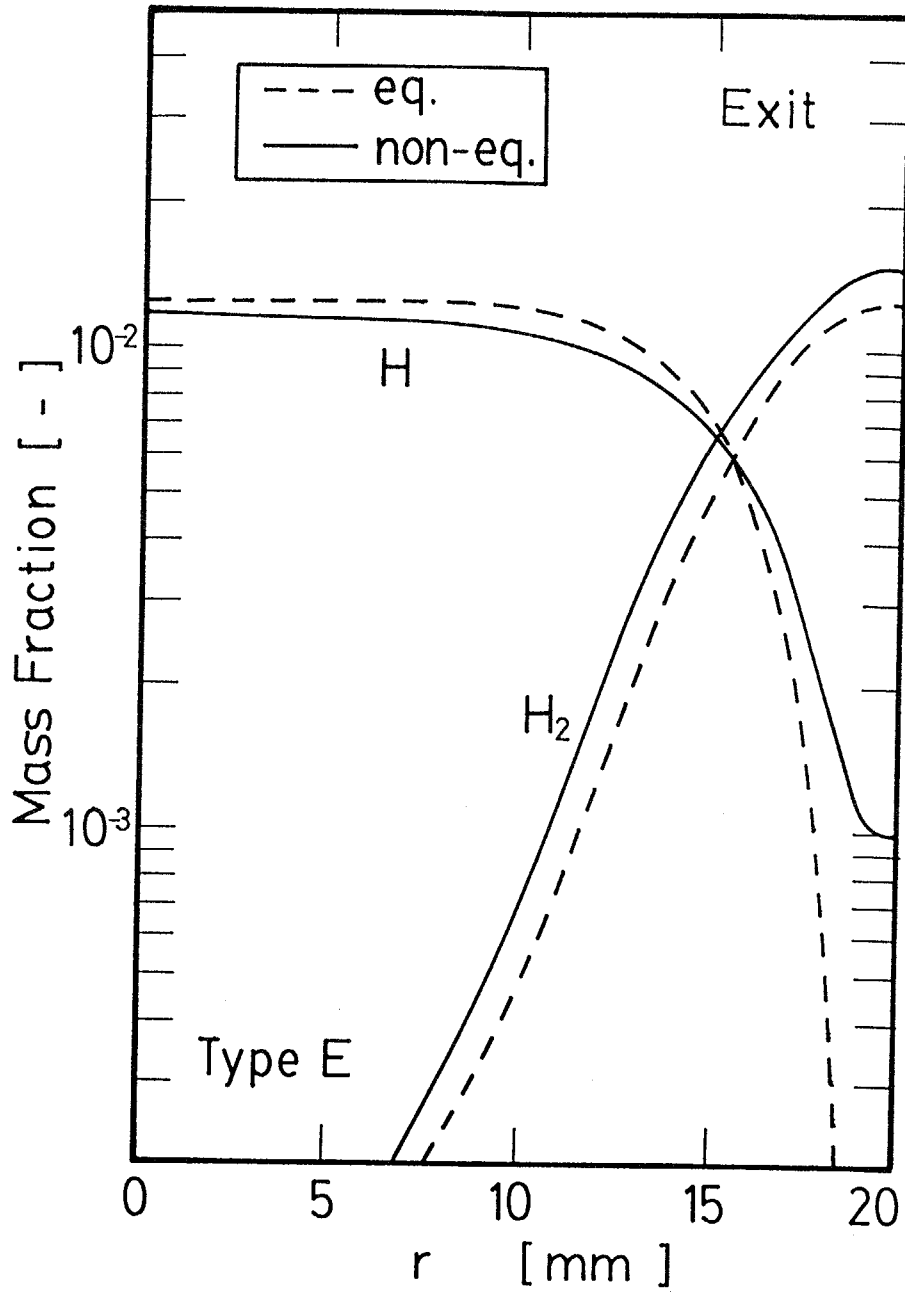


Fig. 7-66 Mass fraction of H₂ and H at torch exit for kinetic and equilibrium models; type E.

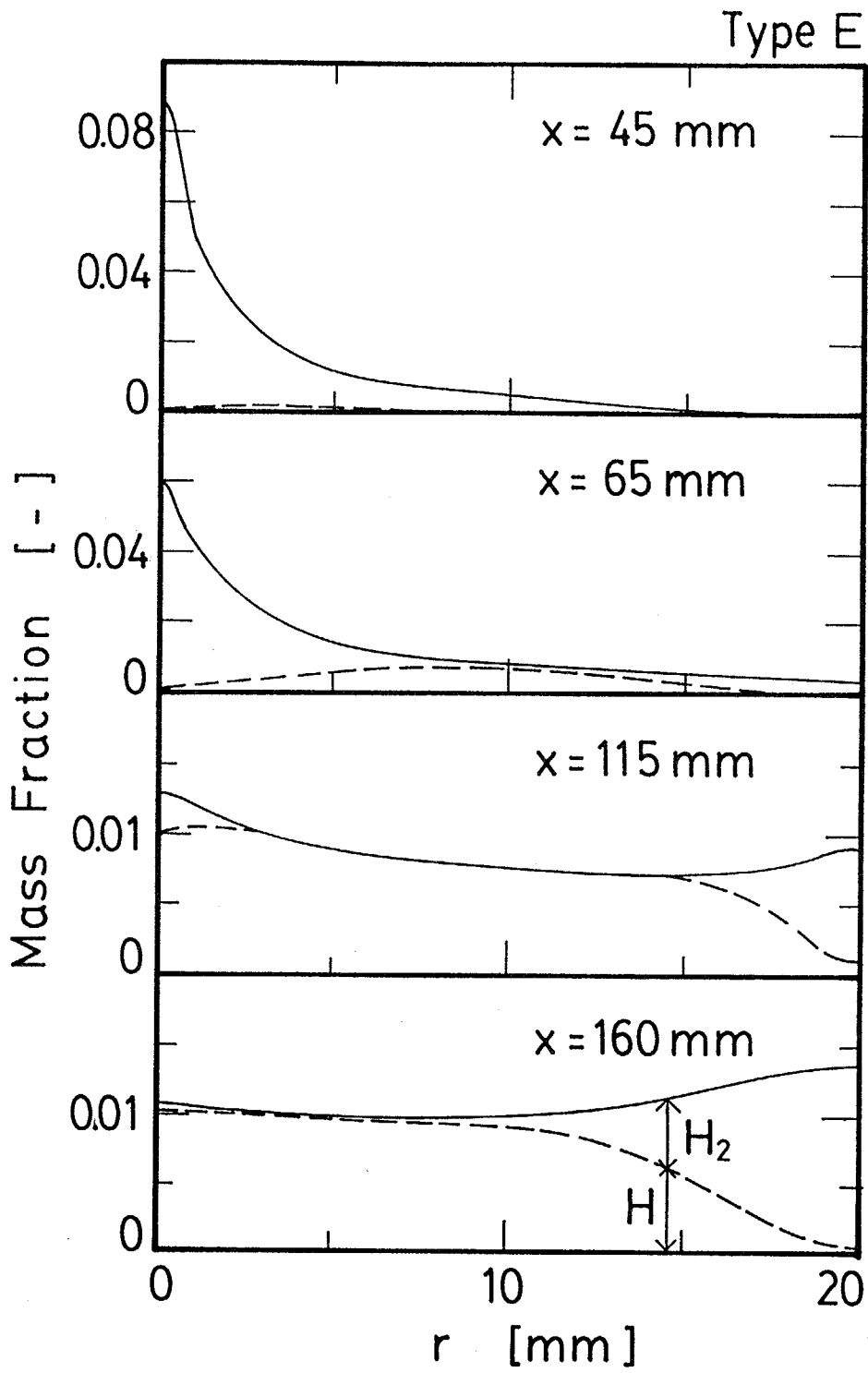


Fig. 7-67 Radial profiles of mass fraction of hydrogen; type E.

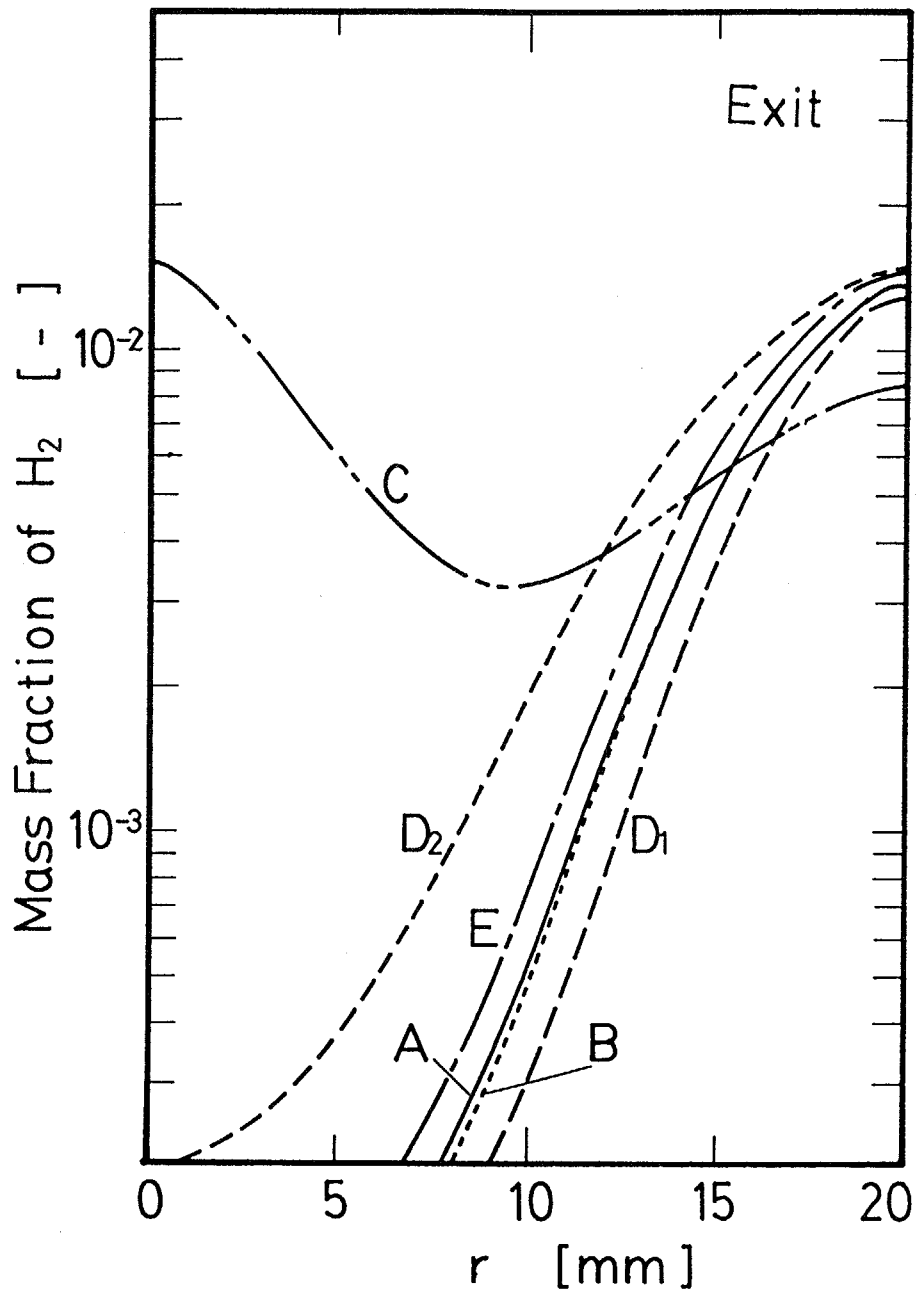


Fig. 7-68 Radial profiles of mass fraction of H₂ at torch exit.

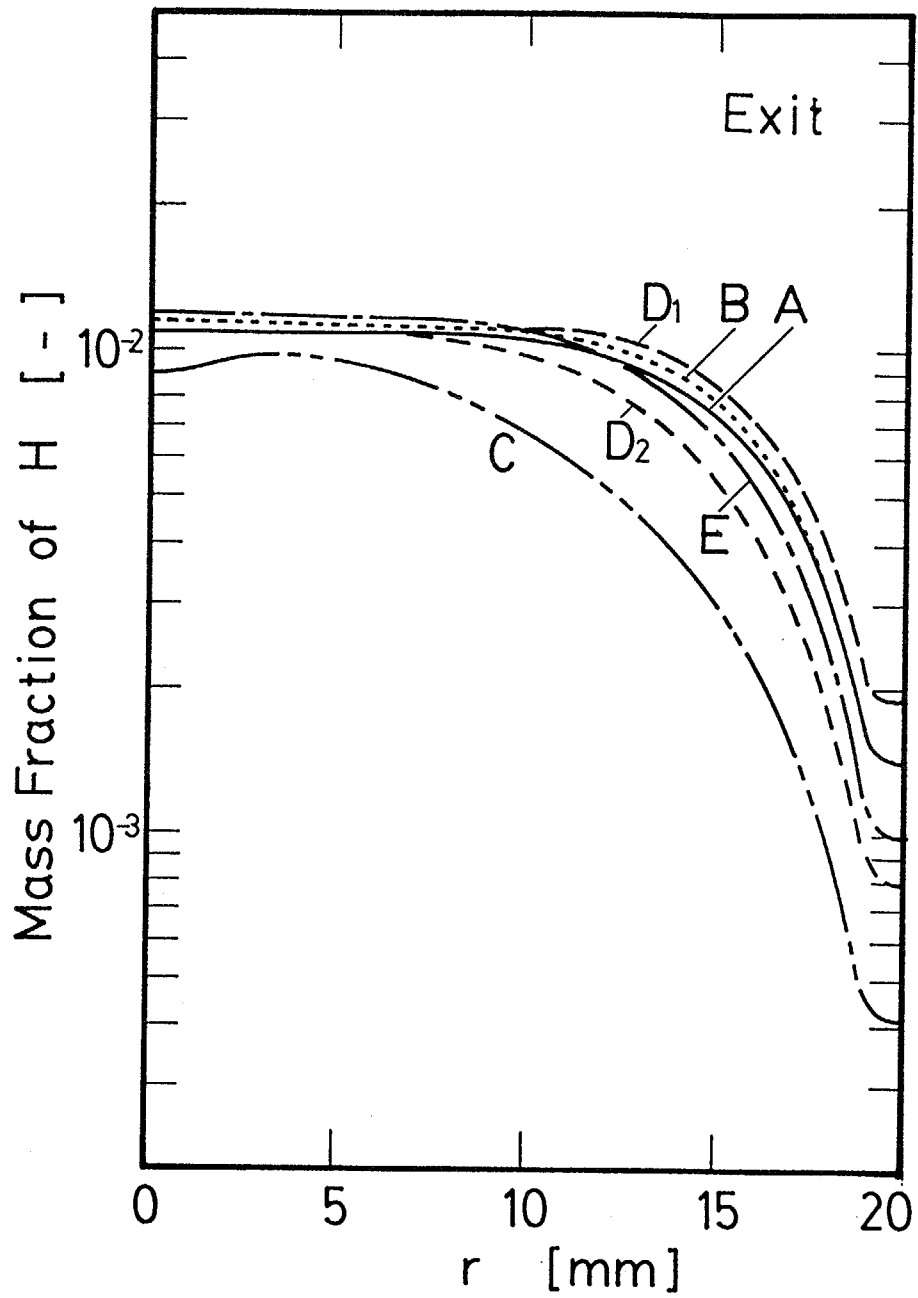


Fig. 7-69 Radial profiles of mass fraction of H at torch exit.

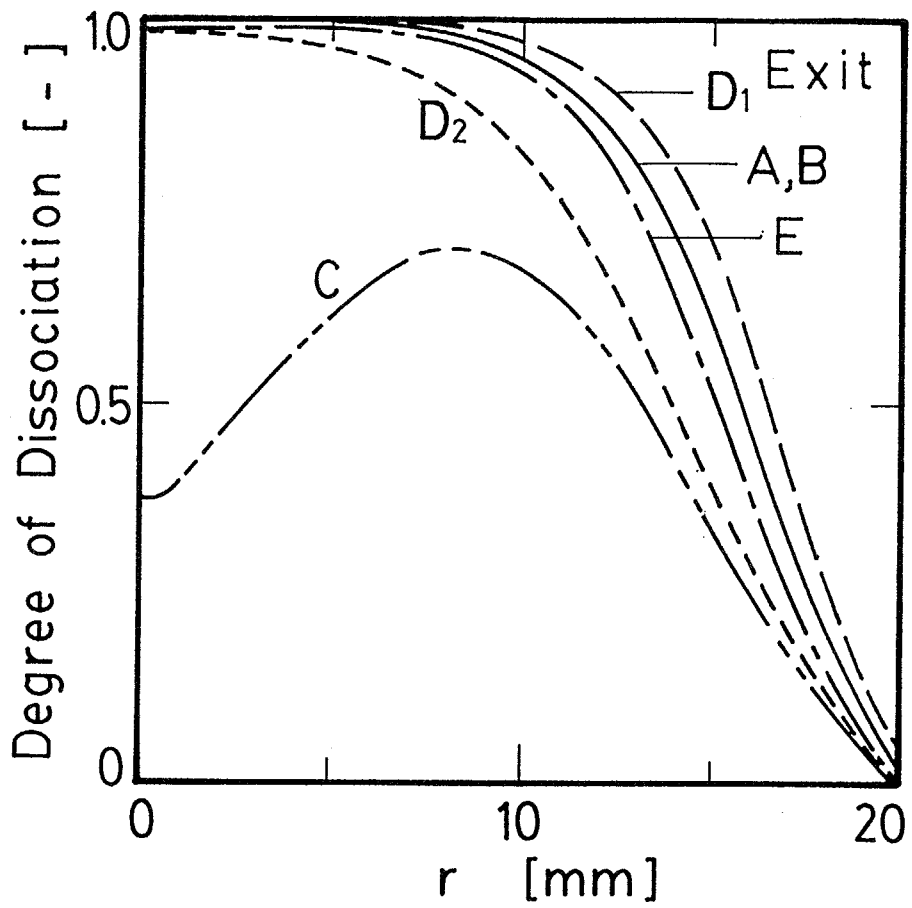


Fig. 7-70 Radial profiles of degree of dissociation of nitrogen at torch exit.

について考えれば大きな差はない。

7.3.2.4 特性の制御

6種類の水素の吹き込み方法におけるRF熱プラズマの特性を比較するために、トーチ壁への伝導による熱流束の軸方向分布をFig. 7-71に示す。コイル領域 ($x = 68 \sim 117$ mm) においてプラズマ流が加熱されるために、その領域においてプラズマ流の温度が高くなり、壁への熱損失が大きくなる。ただしタイプA、Bではコイル領域における熱損失が他の方法に比べて小さい。これらの方法では壁近傍を水素が通過するような方法である。解離エネルギーの比較的小さい水素が容易に解離し、熱プラズマ流から解離エネルギーを奪い、壁近傍のプラズマ流の温度を低下させる。壁近傍の温度が低下することにより、壁への伝導による熱損失を小さくする。このようにRF熱プラズマでは解離しやすい反応性気体をトーチ壁近傍を流すことにより、壁への熱損失を小さくすることができることがわかる。コイル領域の熱損失が一番大きいのはタイプEである。これはトーチ上部の中央からの低温の高速気流のために、コイル領域に発生するプラズマ流の高温部分が壁近傍に押されるためである。タイプEでは壁近傍のプラズマ流の温度が高いために、壁への熱損失が大きくなる。

6種類の水素の吹き込み方法におけるトーチ出口におけるエンタルピー流れ分布をFig. 7-72に示す。トーチの壁近傍を水素が通過する吹き込み方法であるタイプA、B、D₁では、壁近傍のエンタルピー流れの値が高く、比較的半径方向に均一なエンタルピー流れ分布になる。

6種類の水素の吹き込み方法におけるRF熱プラズマの熱収支をFig. 7-73に示す。RF熱プラズマに与えた電力はトーチから対流により出ていくエネルギー (Exit Gas)、放射による熱損失 (Radiation)、トーチ壁への伝導による熱損失 (Conduction) になる。なおタイプCの場合には水冷管への伝導による熱損失がある。この図では、トーチ出口でRF熱プラズマが有するエネルギーの高い順番 (熱効率の高い順番) に並べた。水素の吹き込み方法によりRF熱プラズマの熱収支が大きく異なることがわかる。タイプAとBではトーチ壁への伝導による熱損失が小さく、RF熱プラズマの熱効率が良い。タイプEでは伝導による熱損失は大きい、中央の高速の流れにより高温域が小さくなるので放射による熱損失が小さくなり、RF熱プラズマの熱効率は良い。タイプD₂とCは放射による熱損失が大きい。タイプD₂とCではRF熱プラズマへの入力部分であるコイル領域を流れる気体の流量が少ない。コイル領域の気体の流量が少ないと、そこでのプラズマ流の温度が高くなるために放射による熱損失が大きくなる。6種類の水素の吹き込み方法によるRF熱プラズマの特性

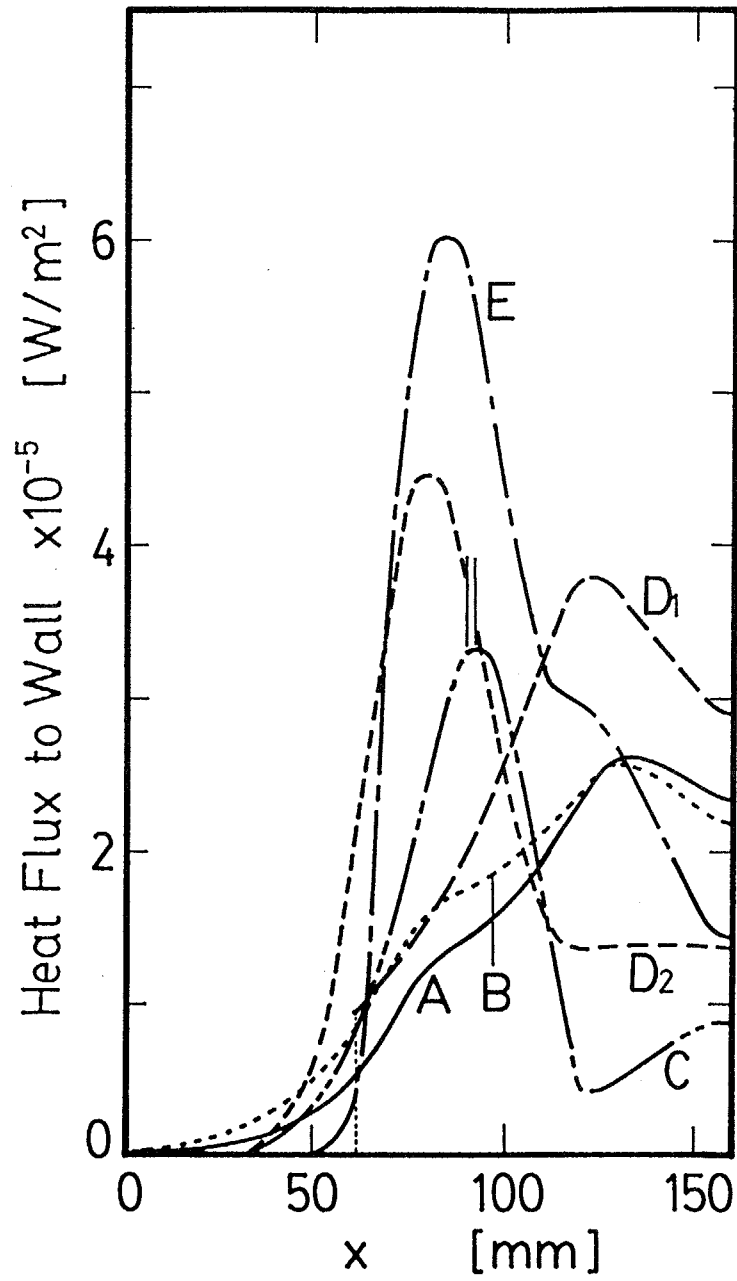


Fig. 7-71 Heat flux to torch wall with H₂ injection.

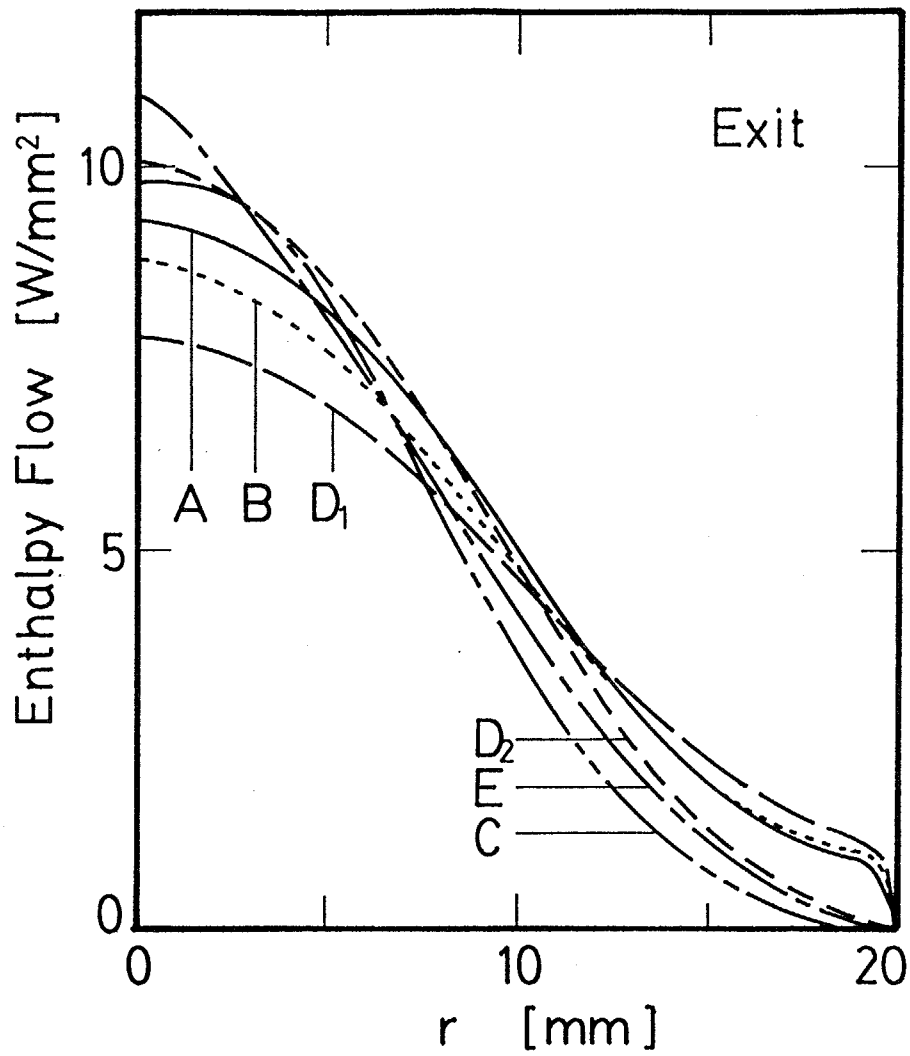


Fig. 7-72 Radial profiles of enthalpy flow at torch exit with H₂ injection.

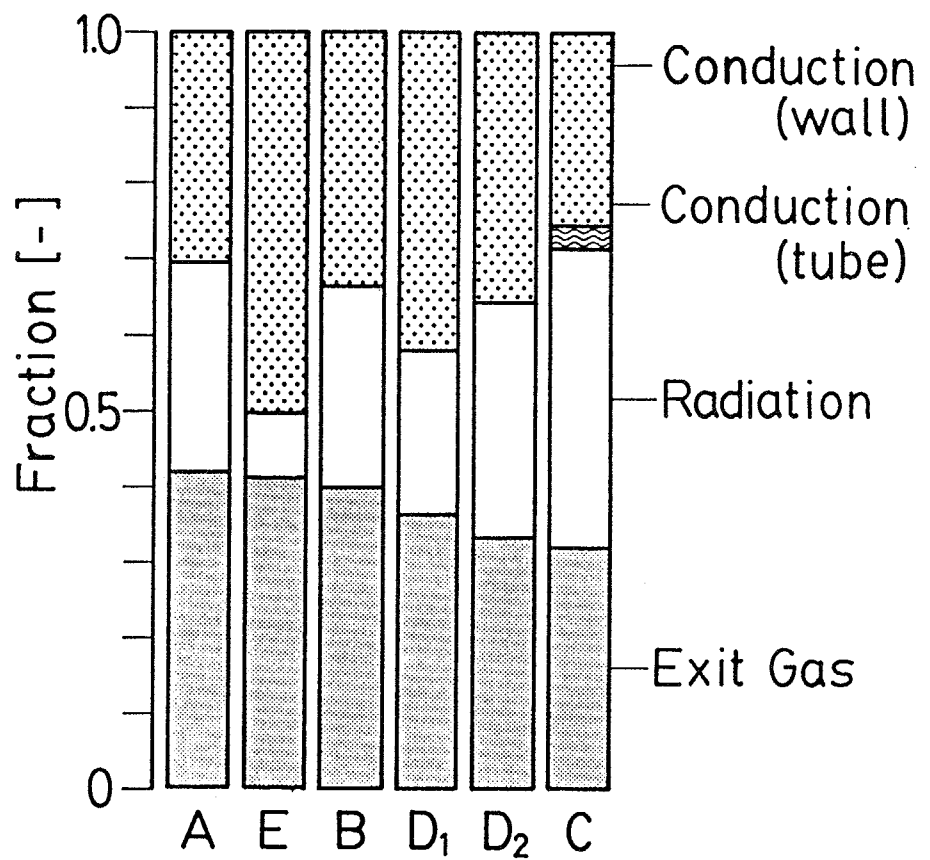


Fig. 7-73 Overall energy balance with H₂ injection.

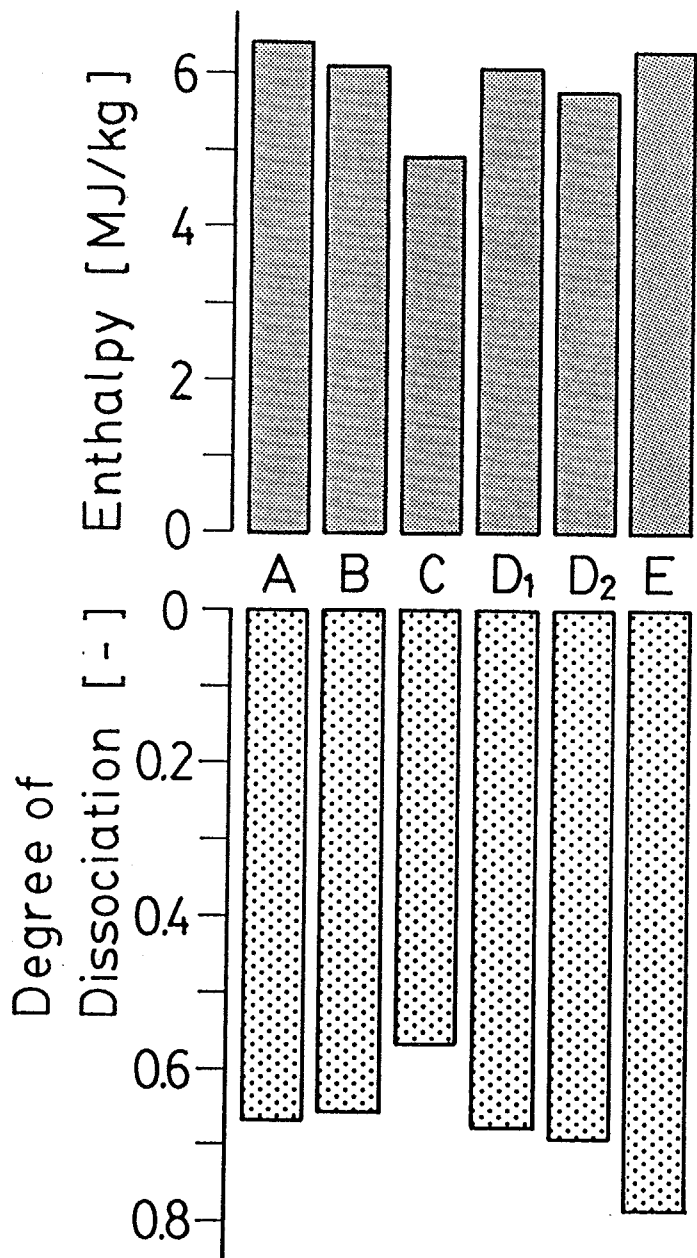


Fig. 7-74 Enthalpy and degree of dissociation of bulk at torch exit with H₂ injection.

の違いをFig. 7-74に示す。上部にはトーチ出口のバルク平均エンタルピー、下部にはトーチ出口におけるバルク平均解離度を示す。エンタルピーはタイプCを除いて大きな差はない。水素の解離エネルギーは小さいために水素の解離度はどの方法でも大きく、そのなかでも特にタイプEの場合の解離度が最大である。

解離エネルギーの小さい水素をRF熱プラズマに吹き込む場合には、どの吹き込み方法でもRF熱プラズマの特性に大きな差はないが、エンタルピーと解離度を大きくするには、トーチ上部の中央から高速で水素を吹き込むタイプEの方法が一番良い。RF熱プラズマの高温域を目指して水素を吹き込む方法は、RF熱プラズマが有するエンタルピーから考えて有効な方法ではない。

以上の結果から、水素の吹き込み方法によりRF熱プラズマの特性を制御できることがわかった。しかしどの吹き込み方法でもRF熱プラズマが有するエンタルピーおよび水素の解離度は高い値を示すために、吹き込み方法による特性の差は小さい。

7.3.3 窒素の吹き込み

アルゴンRF熱プラズマに窒素を5種類の方法(A、C、D₁、D₂、E)により吹き込む場合の数値解析の結果を以下に示す。

7.3.3.1 速度場への影響

窒素の5種類の吹き込み方法におけるそれぞれの流線をFig. 7-75に示す。流線の図中の数字はそれぞれの位置における流量を全流量で規格化した値である。窒素の吹き込み方法がタイプAの場合の流線がFig. 7-75(a)、タイプCがFig. 7-75(b)、タイプD₁がFig. 7-75(c)、タイプD₂がFig. 7-75(d)、タイプEがFig. 7-75(e)である。トーチ上部の中央から気体を吹き込む場合には、アルゴン・窒素プラズマの場合にもアルゴン・水素プラズマと同様にトーチ中心に生成している逆流に打ち勝つような速度が必要である。アルゴン・水素プラズマでは穴の半径が0.5 mmより大きい場合には水素をトーチ内に吹き込むことができない。アルゴン・窒素プラズマでは穴の半径が1 mmより大きいと窒素を吹き込むことができない。この半径の上限の違いは水素と窒素の密度の違いである。

5種類の窒素の吹き込み方法におけるトーチ出口の速度分布をFig. 7-76に示す。タイプEではトーチ上部の中央から吹き込まれた高速の窒素の影響がトーチ出口まで維持されている。

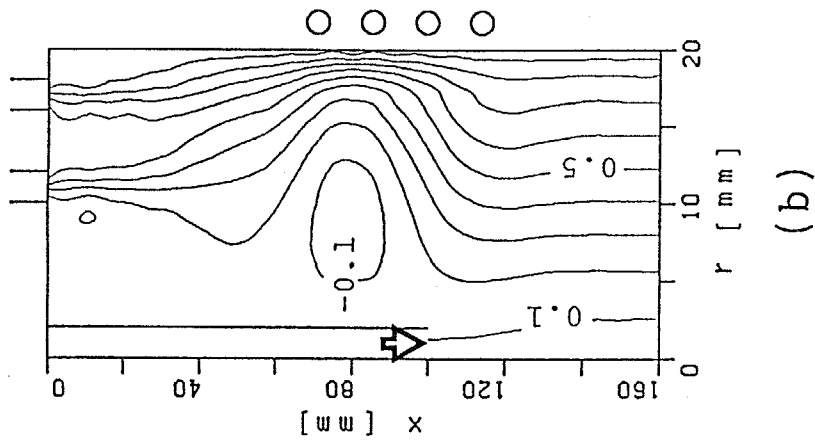
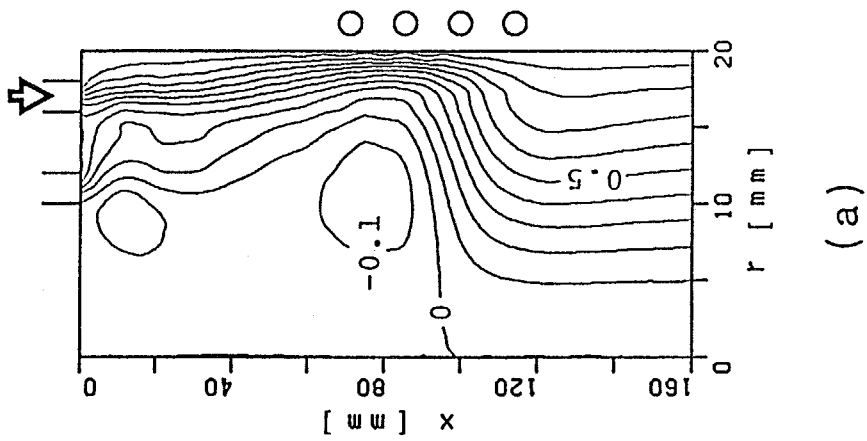
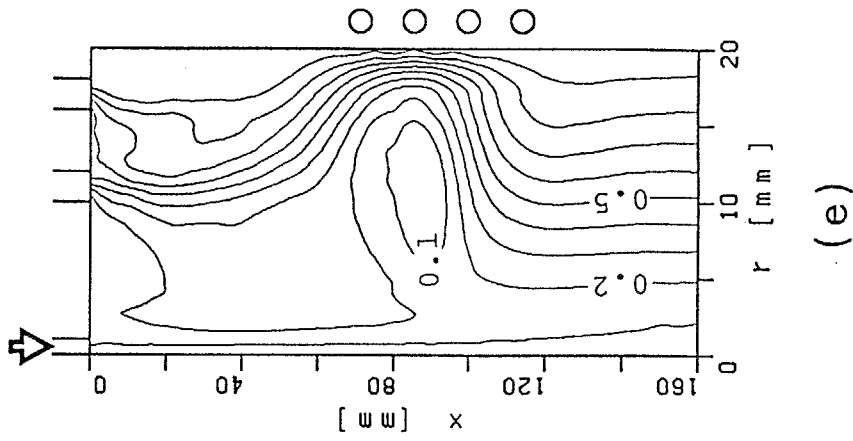
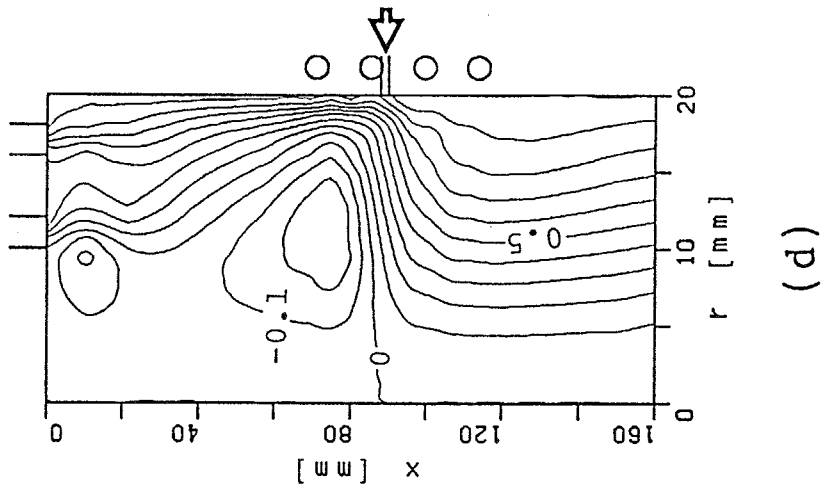


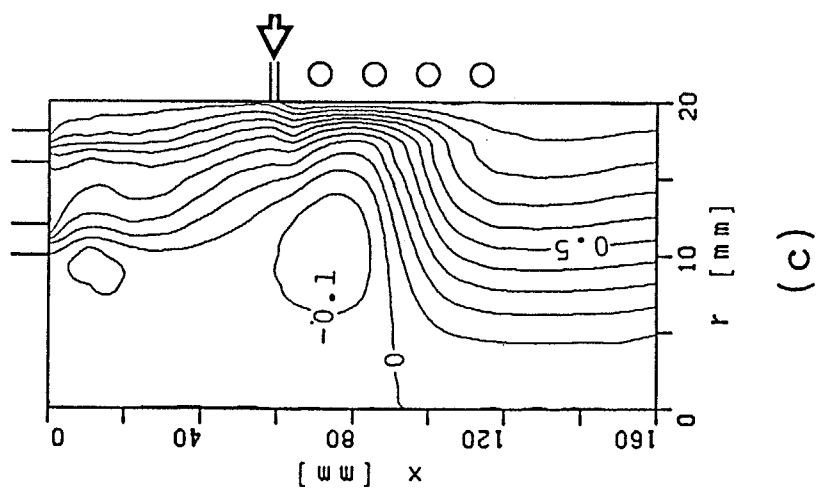
Fig. 7-75 Streamlines; Ar = 20 litre/min; N₂ = 5 litre/min; type A (a), type C (b).



(e)



(d)



(c)

Fig. 7-75 Streamlines; Ar = 20 litre/min; $N_2 = 5$ litre/min; type D_1 (c), type D_2 (d), type E (e).

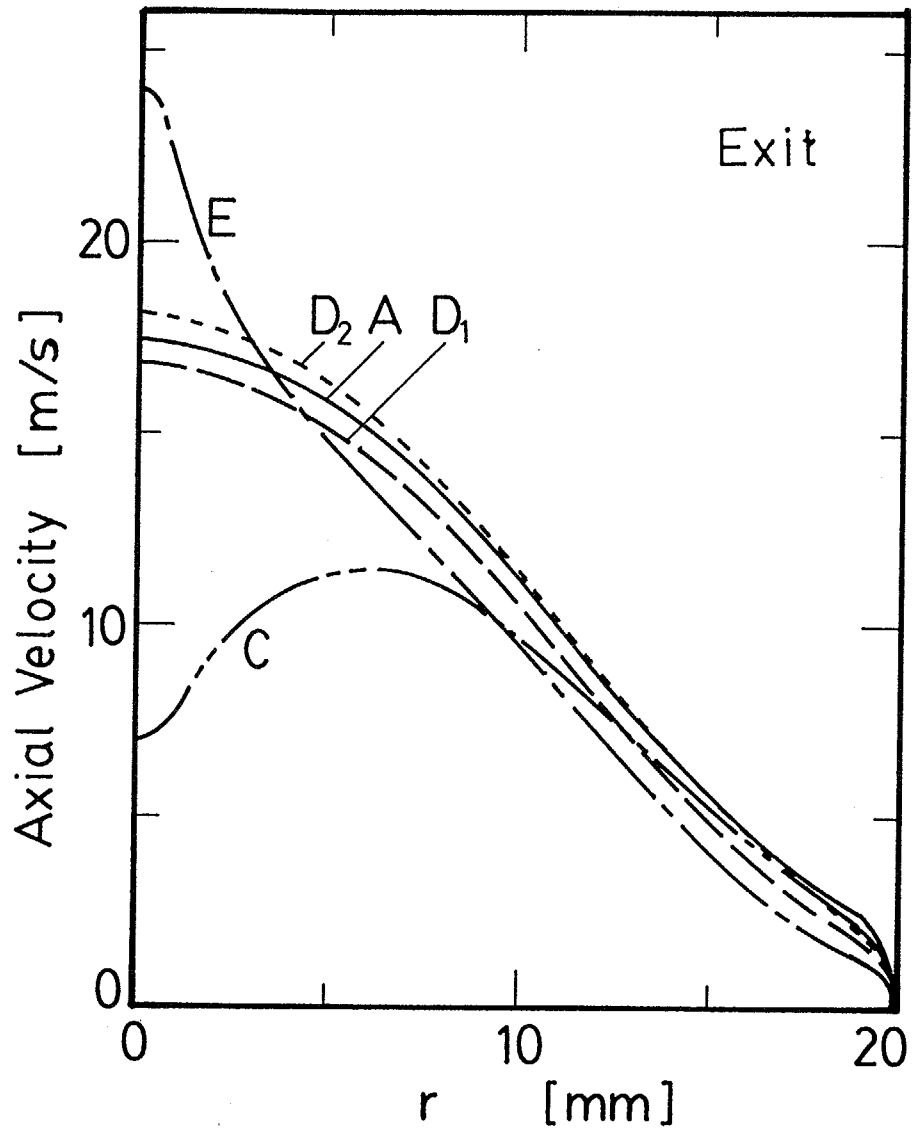


Fig. 7-76 Radial profiles of axial velocity at torch exit with N_2 injection.

7.3.3.2 温度場への影響

窒素の5種類の吹き込み方法における等温線をFig. 7-77に示す。水素の吹き込み方法がタイプAの場合の等温線がFig. 7-77(a)、タイプCがFig. 7-77(b)、タイプD₁がFig. 7-77(c)、タイプD₂がFig. 7-77(d)、タイプEがFig. 7-77(e)である。

5種類の窒素の吹き込み方法におけるトーチ出口の温度分布をFig. 7-78に示す。タイプC、Eでは中心近傍の温度が低温のままである。タイプCにおいて中心の温度が低いことは水素の吹き込みと同様の結果であるが、タイプEにおいて中心の温度が低いままであるのは水素の吹き込みとは大きく異なる結果である。水素の吹き込みではFig. 7-50に示した様に、トーチ出口の中心における温度は7000 Kまで加熱されていた。これは水素が窒素に比べて熱伝導率と拡散係数が大きいからである。

7.3.3.3 窒素の解離への影響

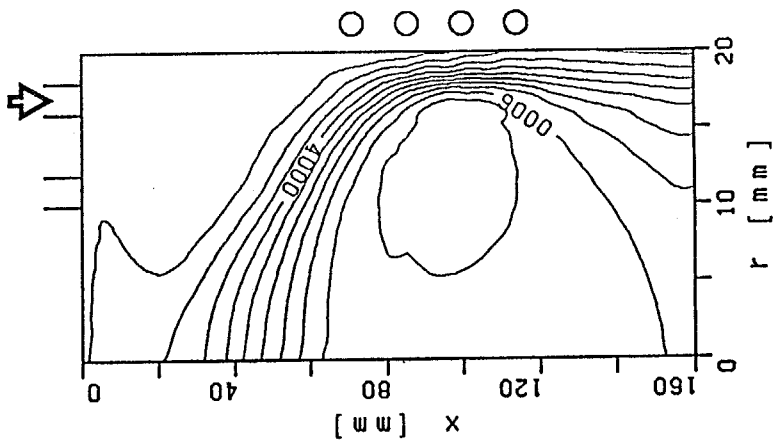
窒素の5種類の吹き込み方法における窒素の等解離度線をFig. 7-79に示す。窒素の吹き込み方法がタイプAの場合の等解離度がFig. 7-79(a)、タイプCがFig. 7-79(b)、タイプD₁がFig. 7-79(c)、タイプD₂がFig. 7-79(d)、タイプEがFig. 7-79(e)である。同様に窒素分子の等濃度線をFig. 7-80、窒素原子の等濃度線をFig. 7-81に示す。等濃度線の図中の数字は質量分率を示す。

アルゴンRF熱プラズマに窒素を吹き込む5通りの方法について、窒素分子と窒素原子の濃度分布の比較を行う。

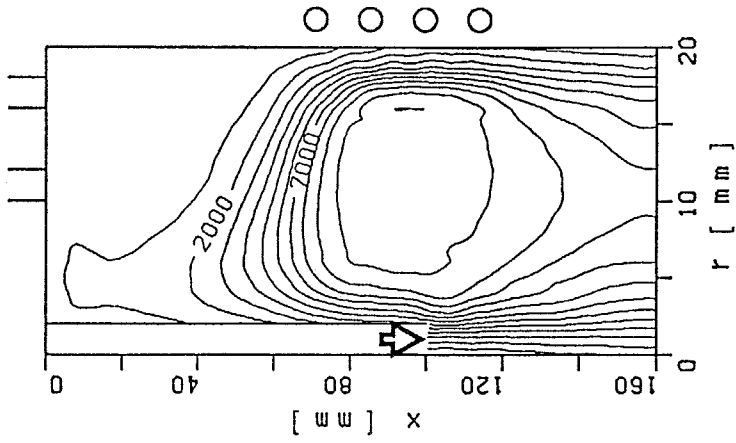
1) タイプA 窒素をタイプAの方法により吹き出した場合の窒素分子と窒素原子の質量分率の半径方向分布をFig. 7-82に示す。これらはトーチ出口における分布である。図中の実線は解離および再結合反応速度を考慮した数値解析で得られた結果、点線は平衡組成を仮定した結果である。窒素の解離エネルギーが高いために、トーチ中心の高温領域においても窒素分子の質量分率はかなり大きい。アルゴン・窒素プラズマではアルゴン・水素プラズマに比べて、解離および再結合反応速度を考慮した数値解析から得られた濃度分布と、平衡組成を仮定した濃度分布との差が大きい。

トーチに導入した窒素が解離および再結合しながら拡散して様子をFig. 7-83に示す。この図では軸方向の4箇所における窒素分子と窒素原子の質量分率、およびそれらの和の質量分率の半径方向分布を示す。窒素を導入したすぐ下流($x = 25$ mm)では壁近傍に窒素分子がかなり遍在している。トーチ出口($x = 160$ mm)に近づくにつれて、窒素が半径方向に拡散し、解離していく。

2) タイプC 窒素をタイプCの方法により吹き出した場合の窒素分子と窒



(a)



(b)

Fig. 7-77 Isotherms; Ar = 20 litre/min; N₂ = 5 litre/min; type A (a), type C (b).

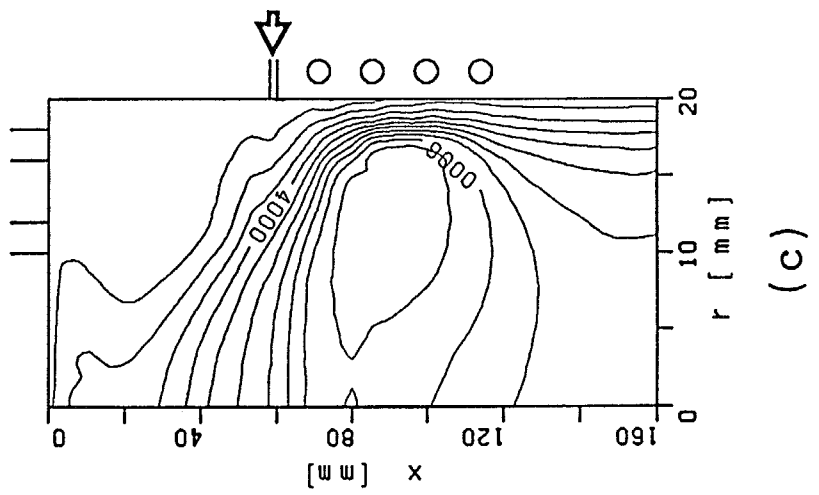
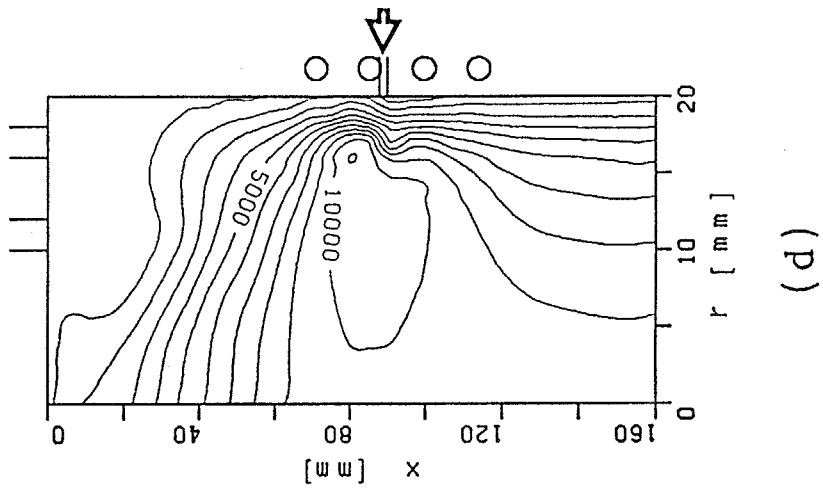
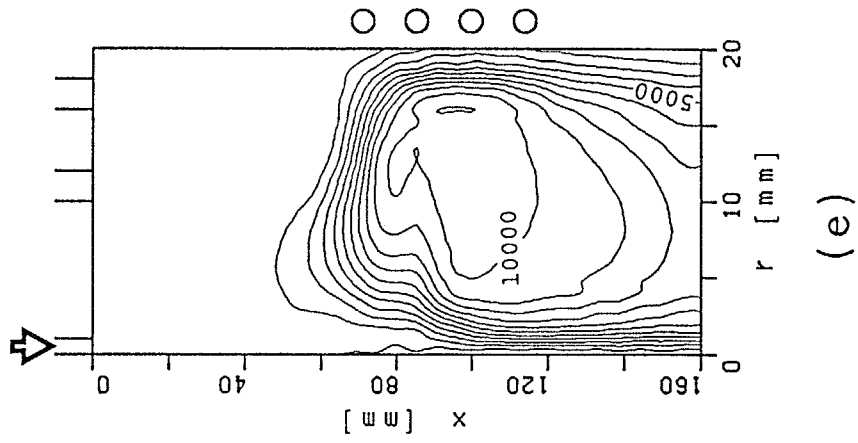


Fig. 7-77 Isotherms; Ar = 20 litre/min; $N_2 = 5$ litre/min; type D₁ (c), type D₂ (d), type E (e).

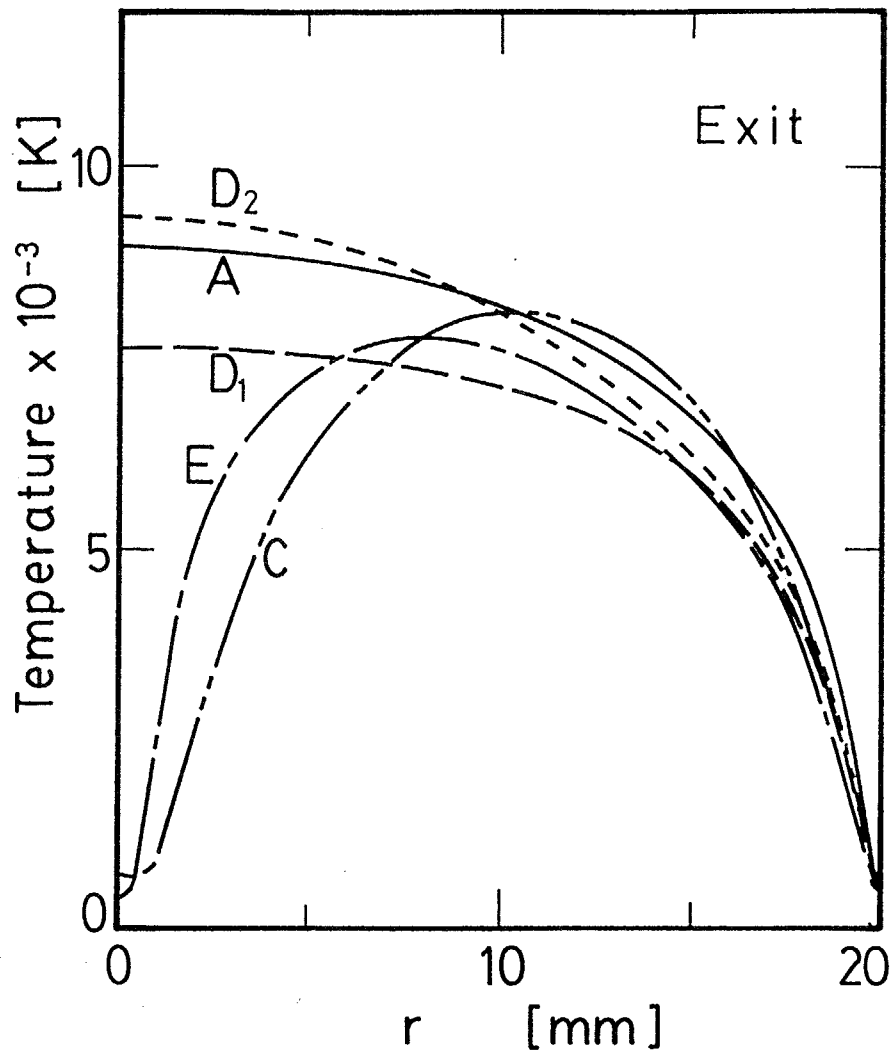


Fig. 7-78 Radial profiles of temperature at torch exit with N₂ injection.

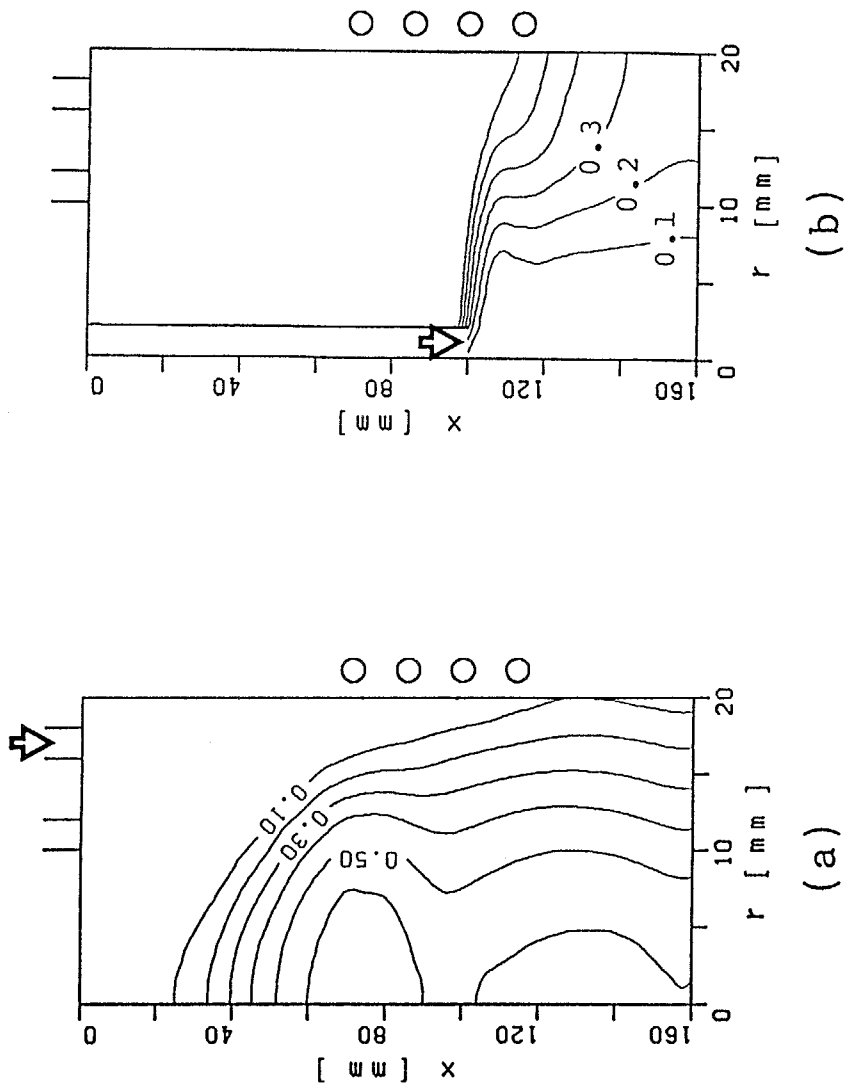
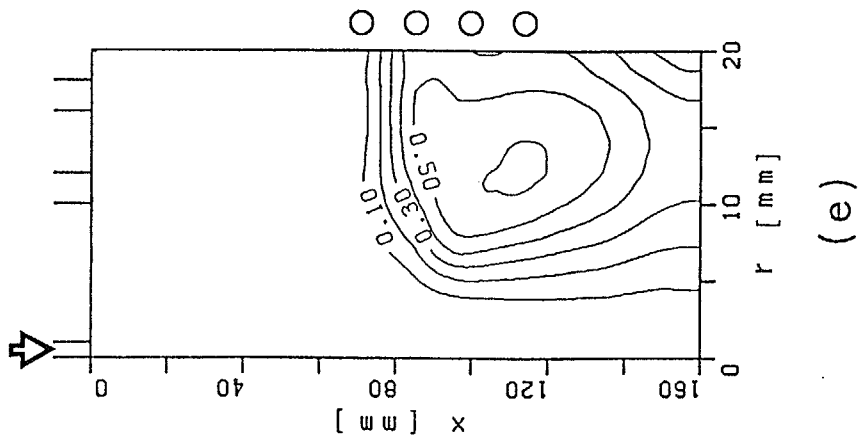
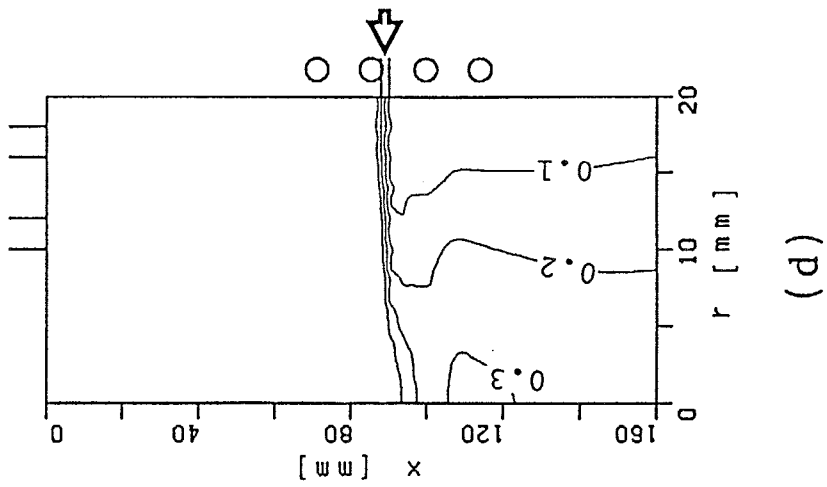


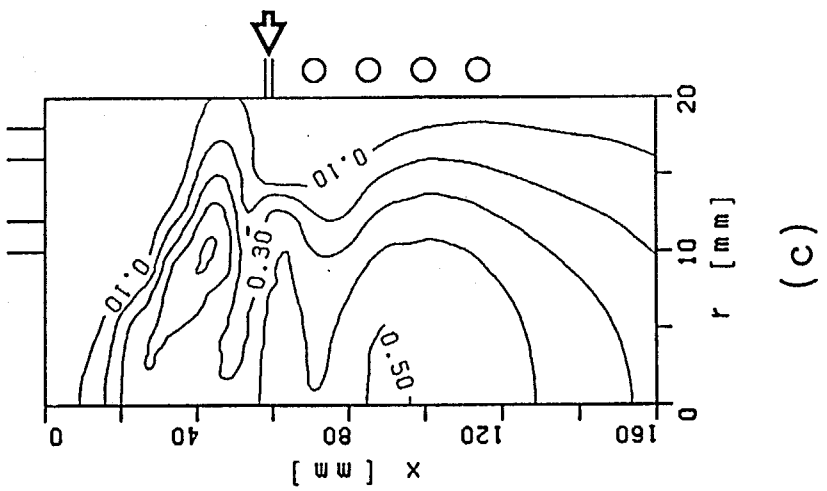
Fig. 7-79 Degree of dissociation; Ar = 20 litre/min; $N_2 = 5$ litre/min; type A (a), type C (b).



(e)

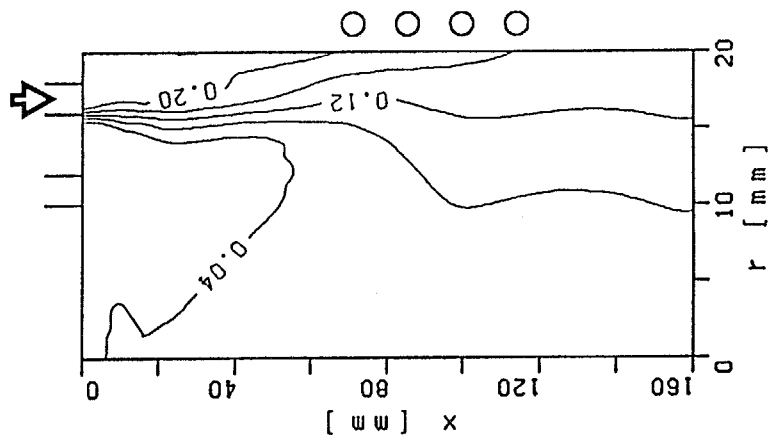


(d)

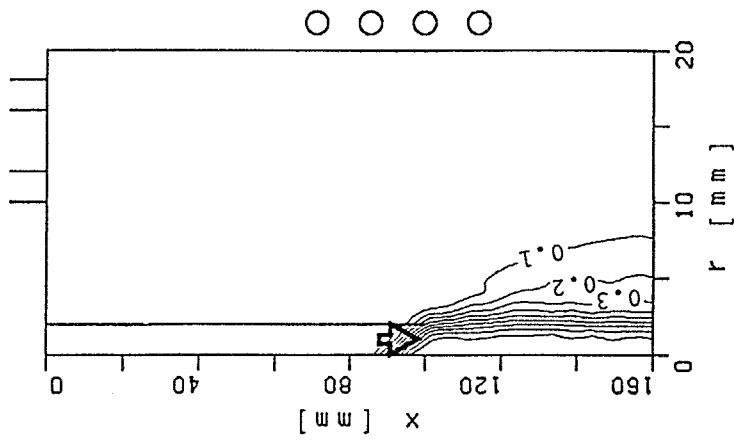


(c)

Fig. 7-79 Degree of dissociation; Ar = 20 litre/min; $N_2 = 5$ litre/min; type D₁ (c), type D₂ (d), type E (e).



(a)



(b)

Fig. 7-80 Concentration contours of N_2 ; Ar = 20 litre/min; $N_2 = 5$ litre/min; type A (a), type C (b).

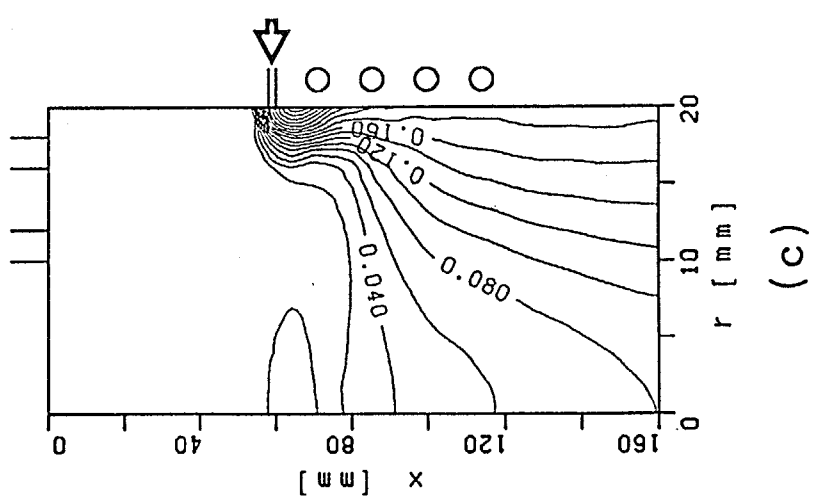
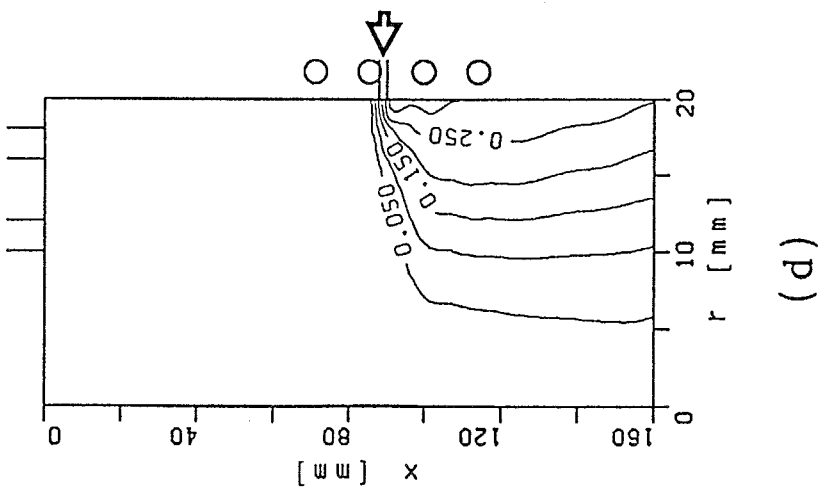
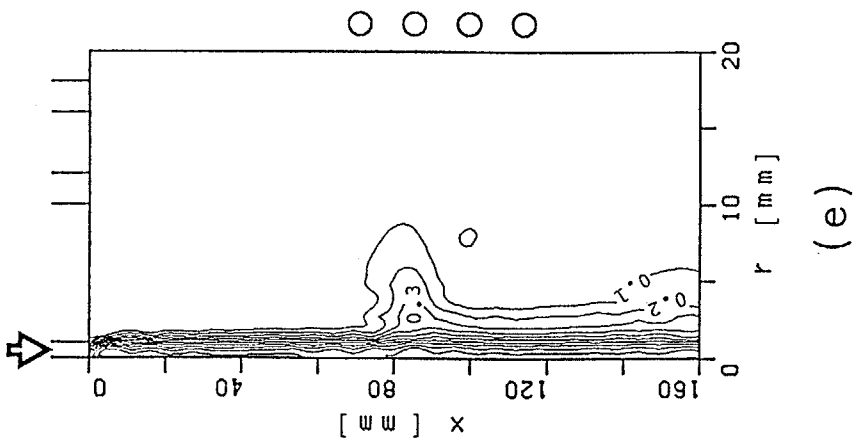


Fig. 7-80 Concentration contours of N₂; Ar = 20 litre/min; N₂ = 5 litre/min; type D₁ (c), type D₂ (d), type E (e).

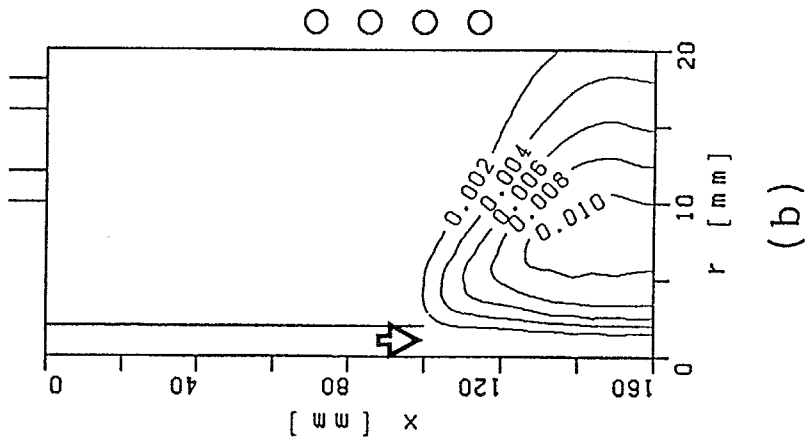
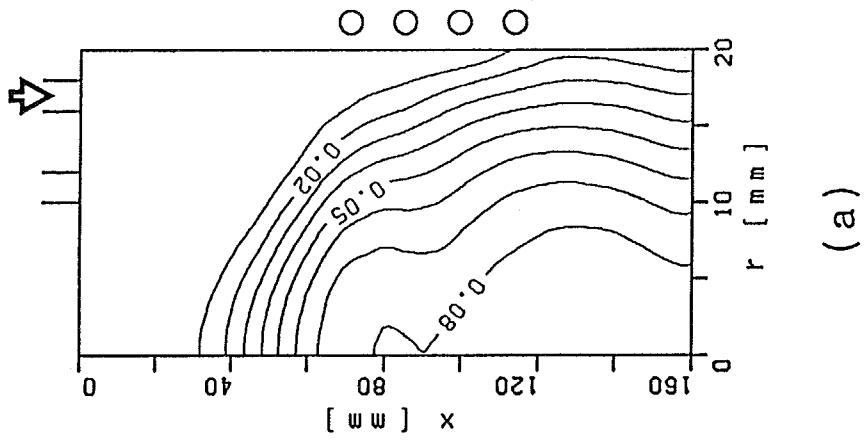


Fig. 7-81 Concentration contours of H; Ar = 20 litre/min; $N_2 = 5$ litre/min; type A (a), type C (b).

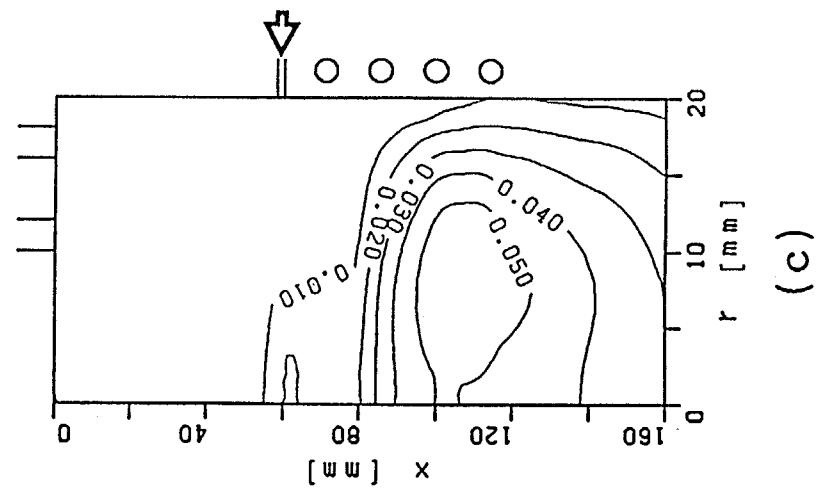
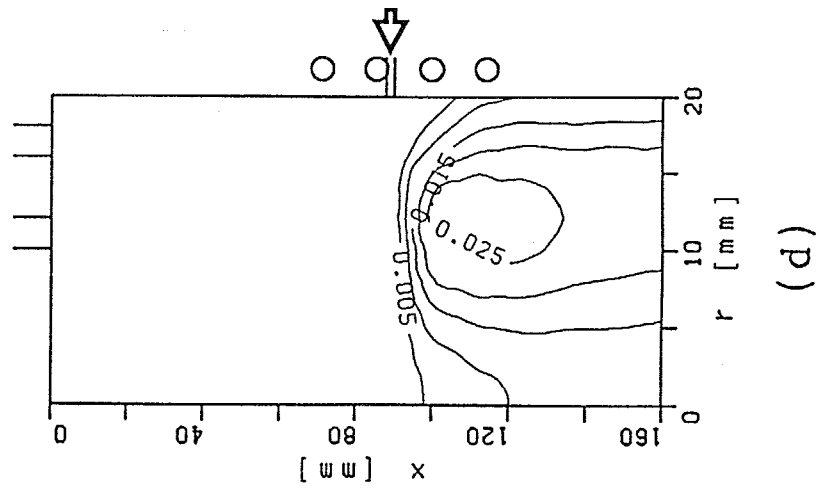
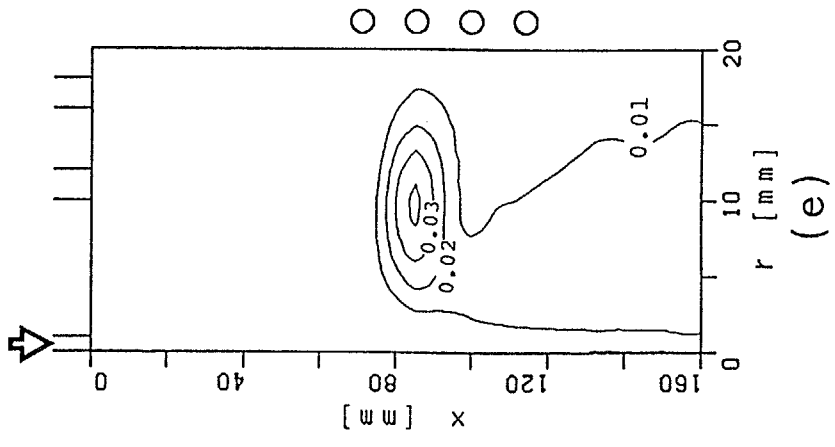


Fig. 7-81 Concentration contours of H; Ar = 20 litre/min; N₂ = 5 litre/min; type D₁ (c), type D₂ (d), type E (e).

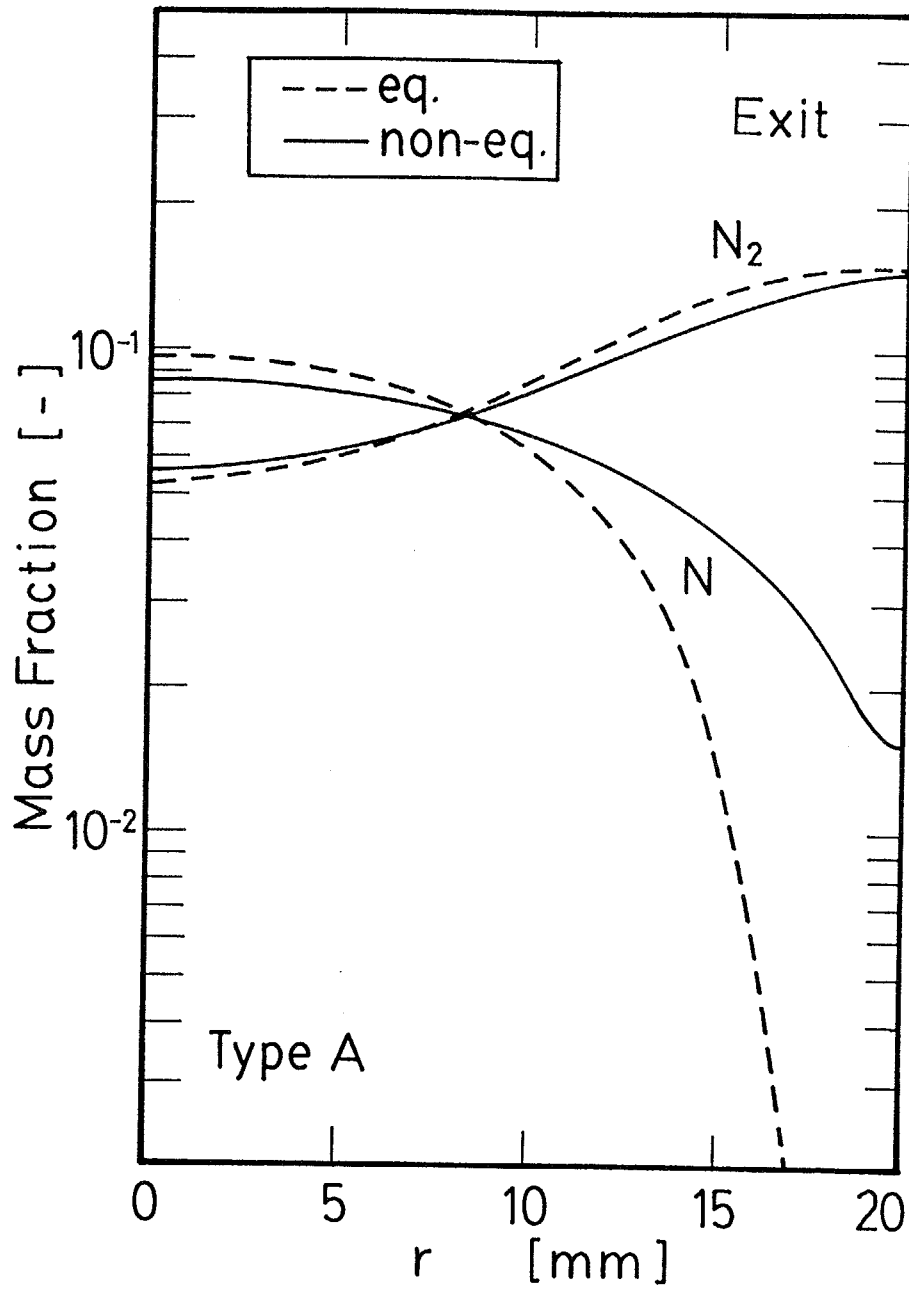


Fig. 7-82 Mass fraction of N_2 and N at torch exit for kinetic and equilibrium models; type A.

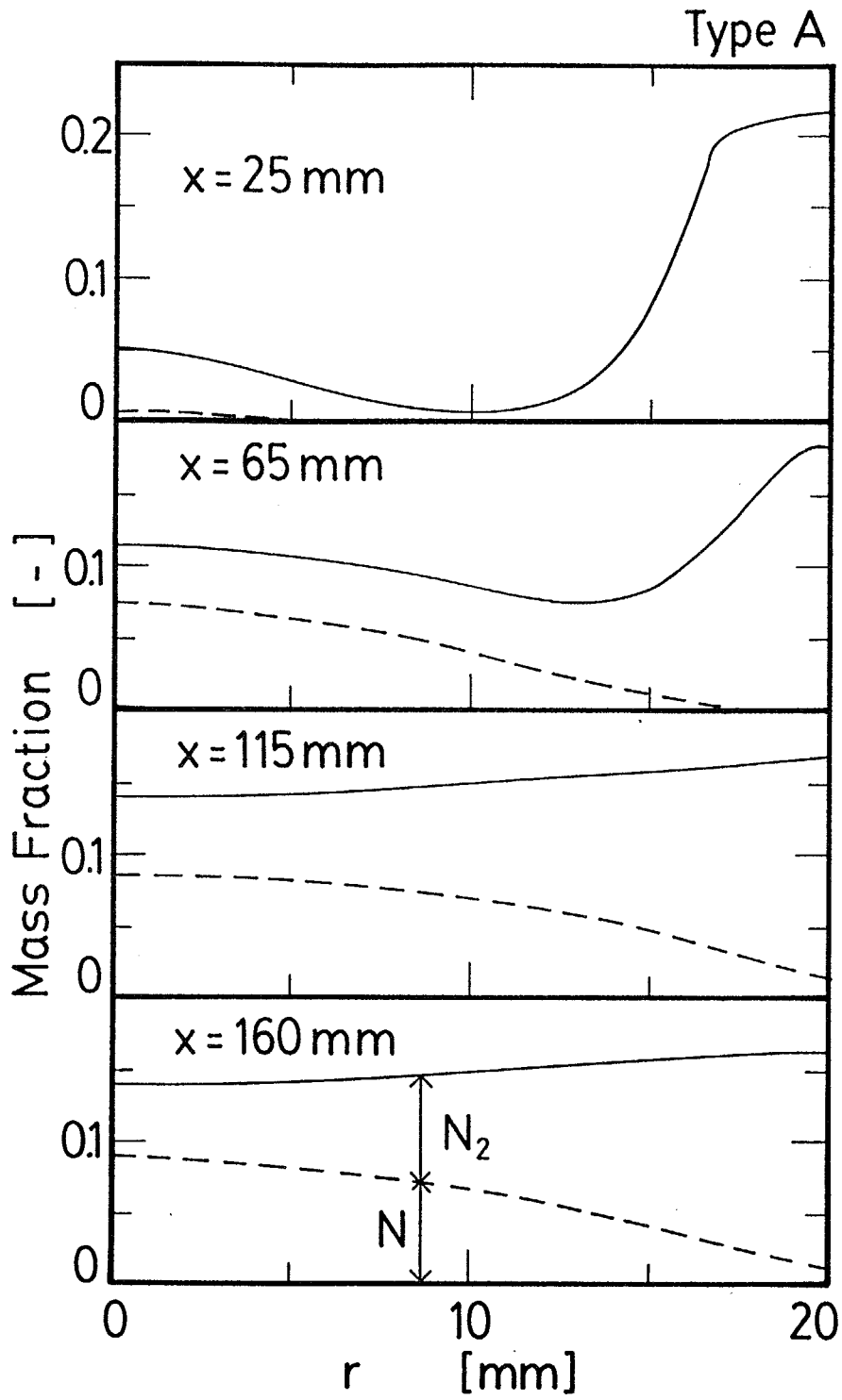


Fig. 7-83 Radial profiles of mass fraction of nitrogen; type A.

素原子の質量分率のトーチ出口の半径方向分布をFig. 7-84に示す。タイプCは水冷管をトーチ中心に導入し、窒素を $x = 100$ mmの位置から吹き込む方法である。常温の窒素をコイル領域の途中から吹き込むので、トーチ中心の温度が低い。そのためにトーチ中心の窒素分子の質量分率が大きいことが特色である。また窒素は比較的下流から吹き出されるので、数値解析で得られた窒素分子の質量分率は平衡組成を仮定した質量分率よりかなり大きい結果になる。これはトーチ内の窒素の滞留時間が短いためである。

軸方向の3箇所における窒素分子と窒素原子の質量分率、およびそれらの和の質量分率の半径方向分布をFig. 7-85に示す。窒素の吹き込み位置のすぐ下流($x = 115$ mm)では中心近傍にのみ窒素分子が存在している。水素に比べて窒素の拡散が遅いため、トーチ出口においても中心近傍に窒素は遍在している。また窒素はほとんど解離しない。

3) タイプD₁ 窒素をタイプD₁の方法により吹き出した場合の窒素分子と窒素原子の質量分率のトーチ出口の半径方向分布をFig. 7-86に示す。タイプD₁は $x = 60$ mmの円周から半径方向に窒素を吹き込む方法である。

軸方向の4箇所における窒素分子と窒素原子の質量分率、およびそれらの和の質量分率の半径方向分布をFig. 7-87に示す。窒素を吹き込む位置より上流($x = 55$ mm)でも窒素分子と窒素原子は少量存在している。これはRF熱プラズマの渦流のためである。窒素の吹き込み位置よりやや下流($x = 67$ mm)では壁近傍に窒素分子が多く存在している。下流に行くにつれて窒素分子と窒素原子の分布はしだいに均一になる。

4) タイプD₂ 窒素をタイプD₂の方法により吹き出した場合の窒素分子と窒素原子の質量分率のトーチ出口の半径方向分布をFig. 7-88に示す。タイプD₂は $x = 90$ mmの円周から半径方向に窒素を吹き込む方法である。トーチ出口における窒素原子の質量分率はタイプD₁の場合より小さい。これはタイプD₂の窒素の吹き込み位置がタイプD₁の場合より下流であるために滞留時間が短いことと、タイプD₂ではコイル領域の途中から窒素を吹き込むために、RF熱プラズマへのすべての入力が直接的に窒素へ加えられないことが理由である。タイプD₂はRF熱プラズマの高温部分を目指して窒素を吹き込むことを考えた方法であるが、窒素の解離について見れば有効な方法ではないことがわかる。

軸方向の3箇所における窒素分子と窒素原子の質量分率、およびそれらの和の質量分率の半径方向分布をFig. 7-89に示す。窒素を吹き込む位置より上流では窒素分子と窒素原子はほとんど存在していない。同じ条件におけるアルゴン・水素プラズマの結果を示したFig. 7-65では吹き込む位置より上流で水素分子と水素原子は存在していた。これはアルゴン・水素プラズマのほうが渦流

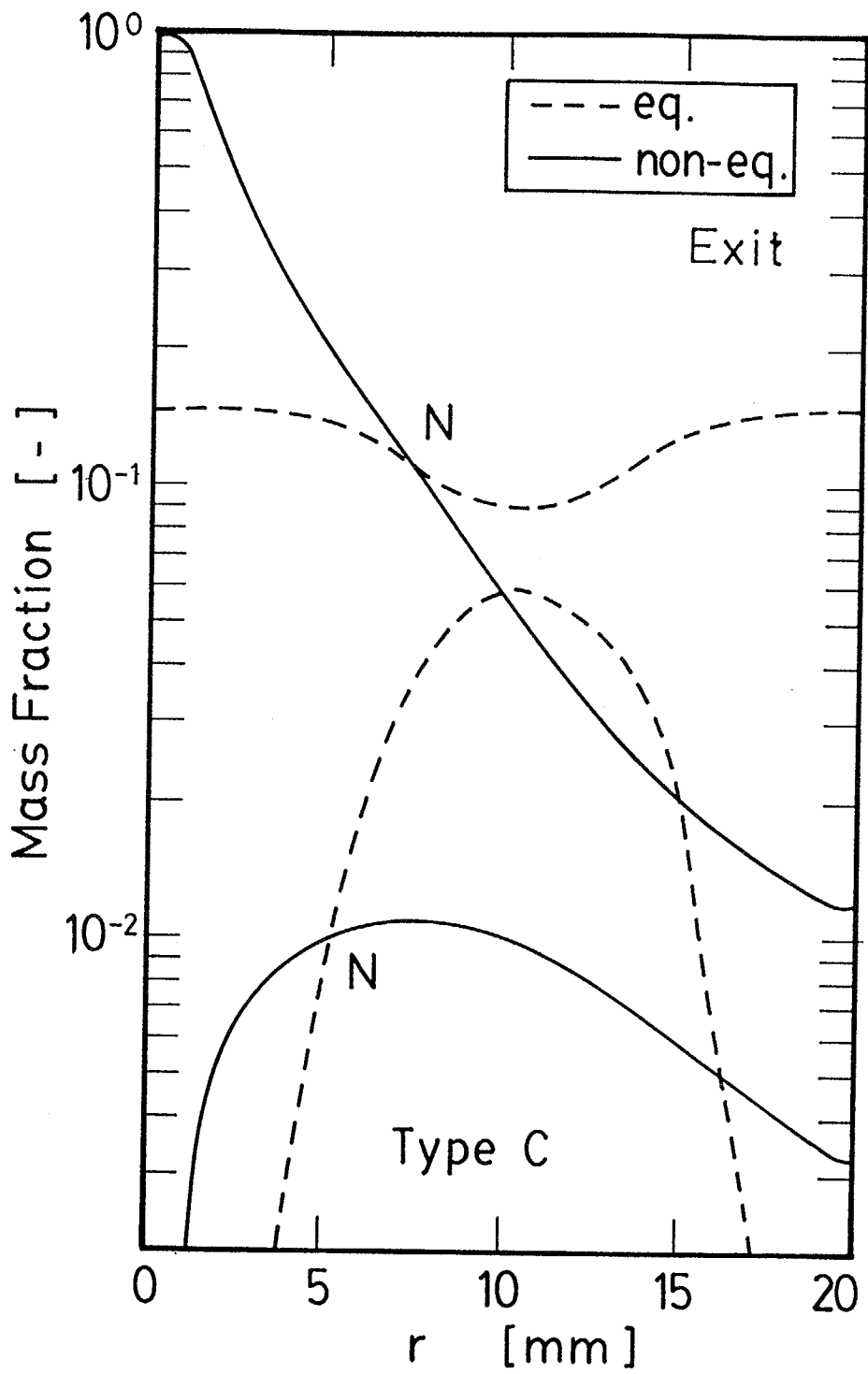


Fig. 7-84 Mass fraction of N_2 and N at torch exit for kinetic and equilibrium models; type C.

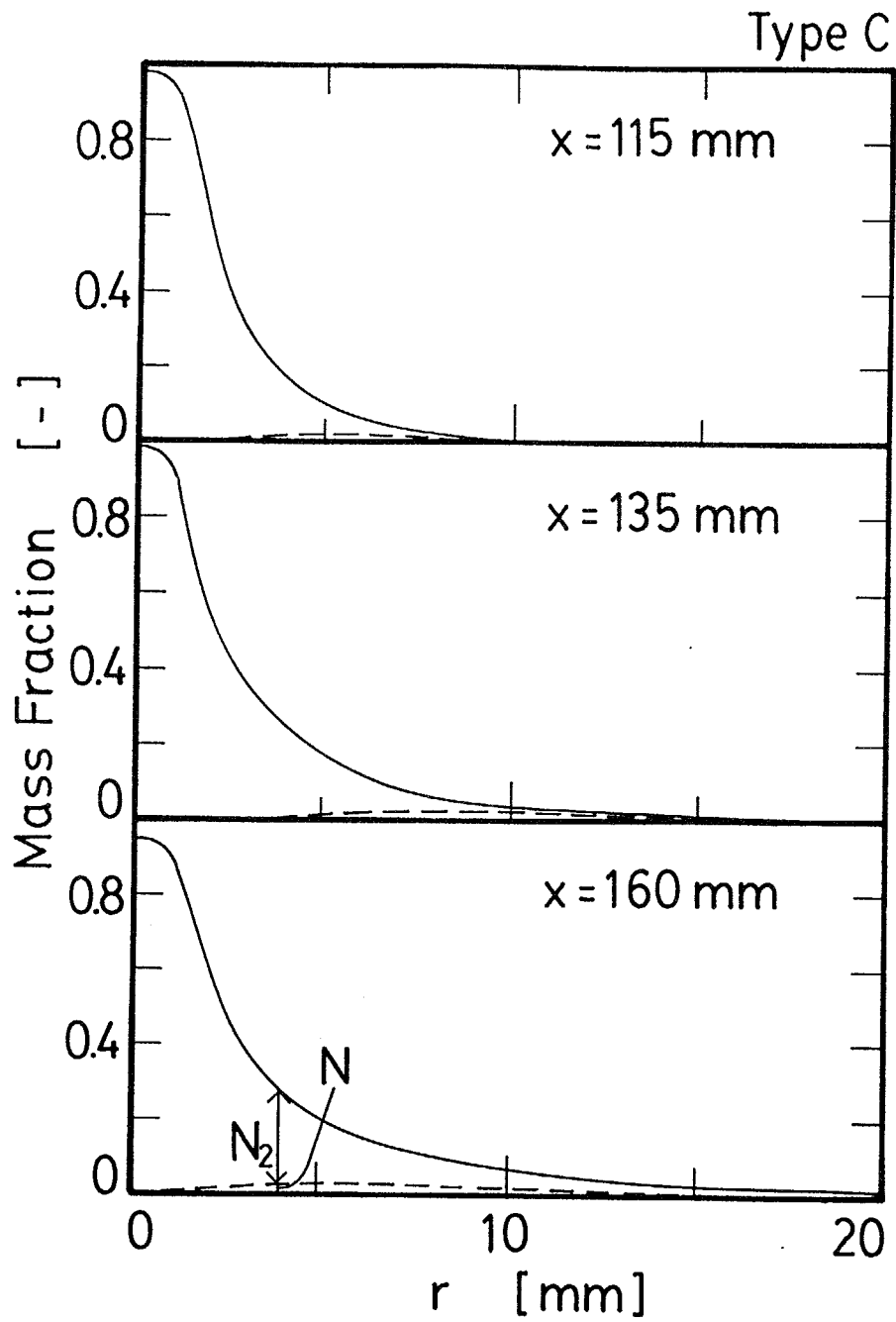


Fig. 7-85 Radial profiles of mass fraction of nitrogen; type C.

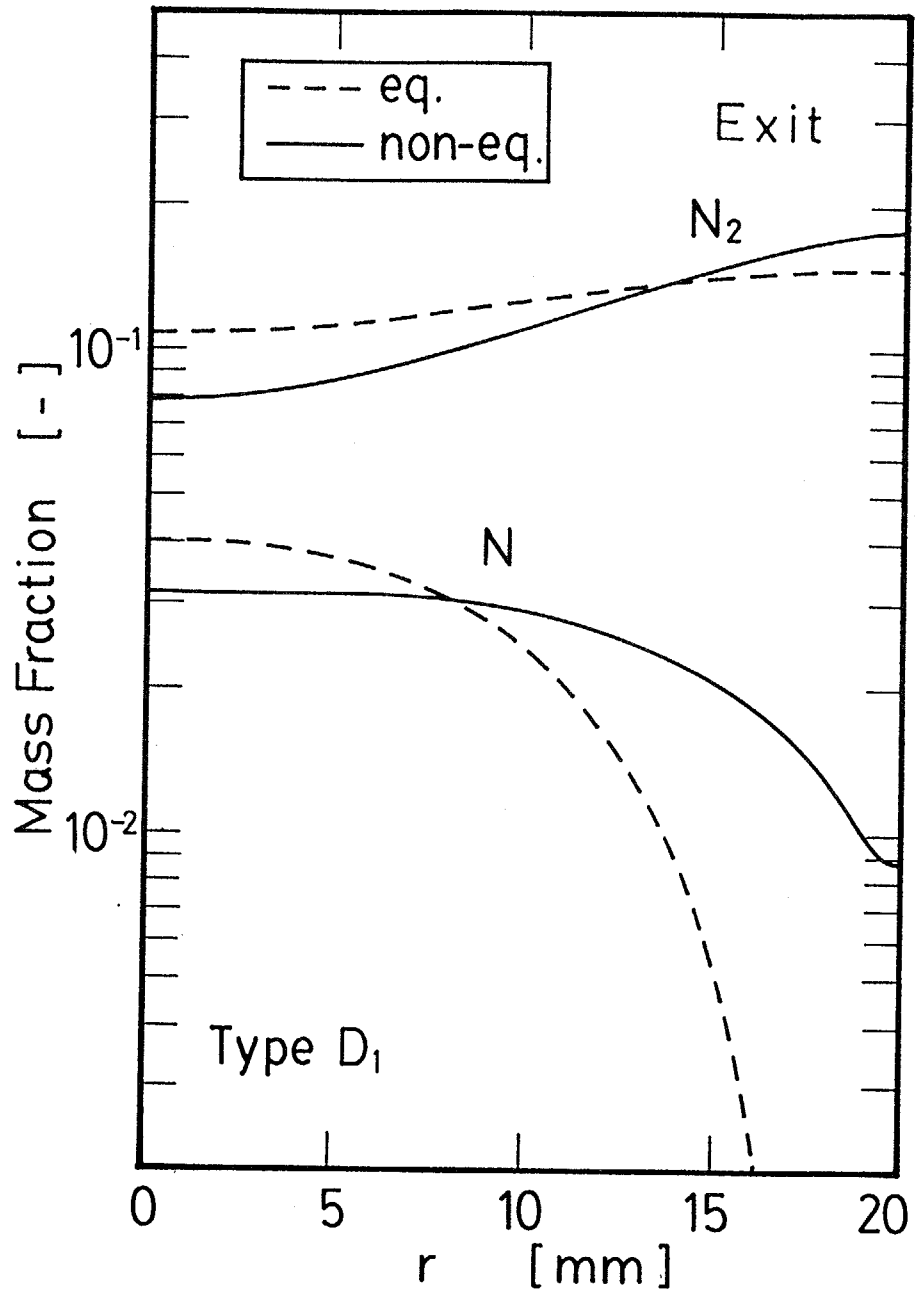


Fig. 7-86 Mass fraction of N_2 and N at torch exit for kinetic and equilibrium models; type D_1 .

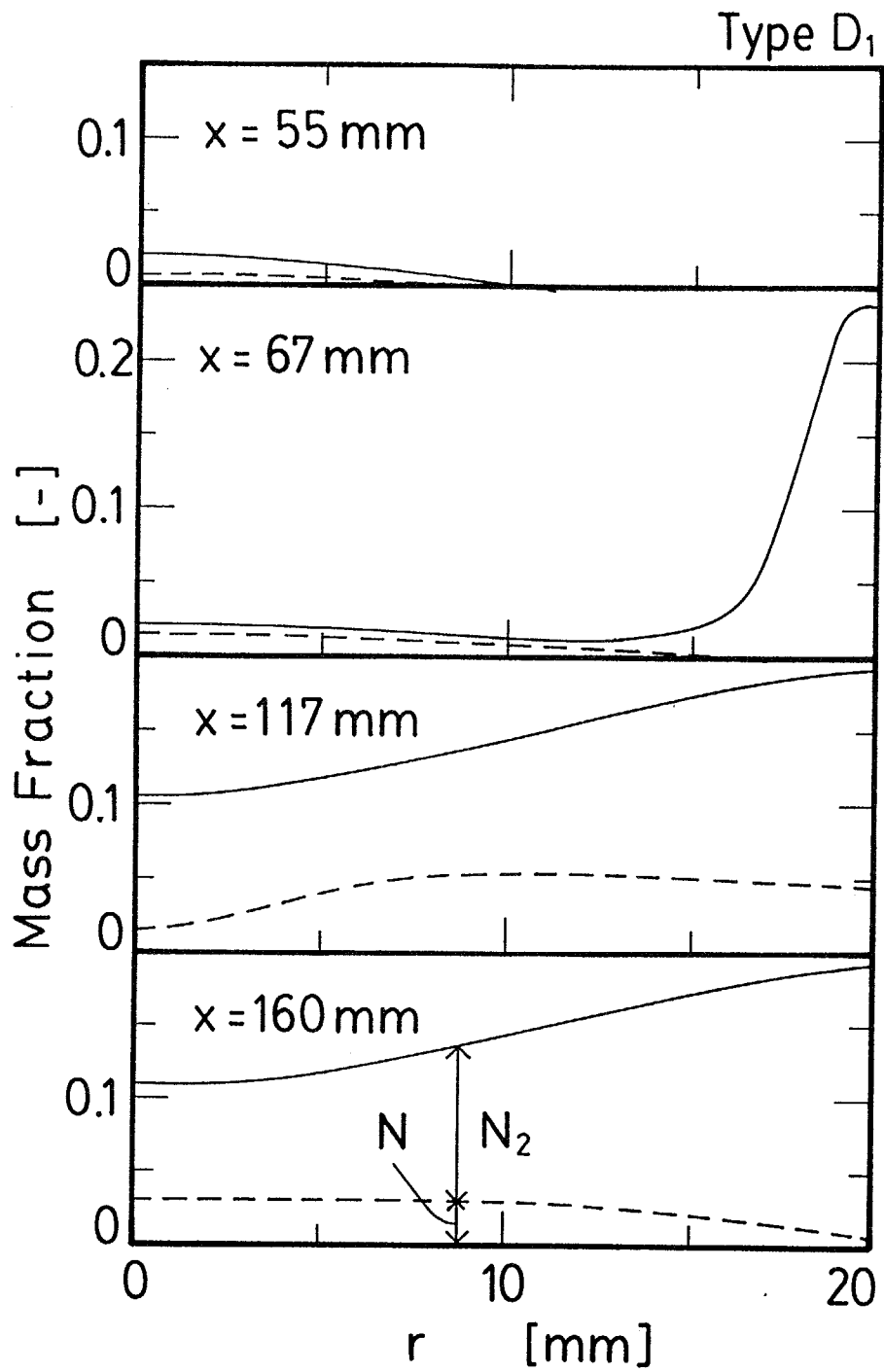


Fig. 7-87 Radial profiles of mass fraction of nitrogen; type D₁.

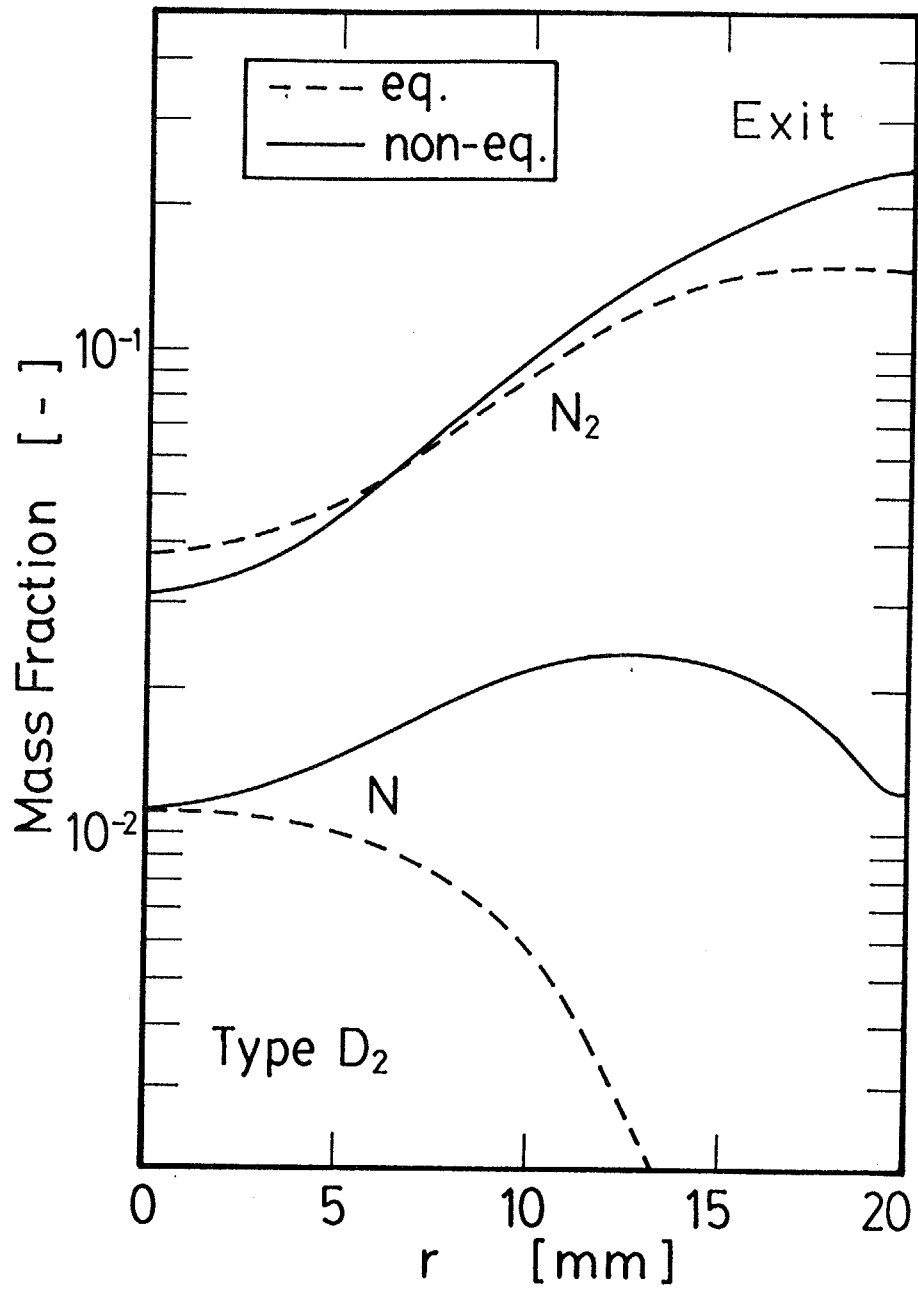


Fig. 7-88 Mass fraction of N₂ and N at torch exit for kinetic and equilibrium models; type D₂.

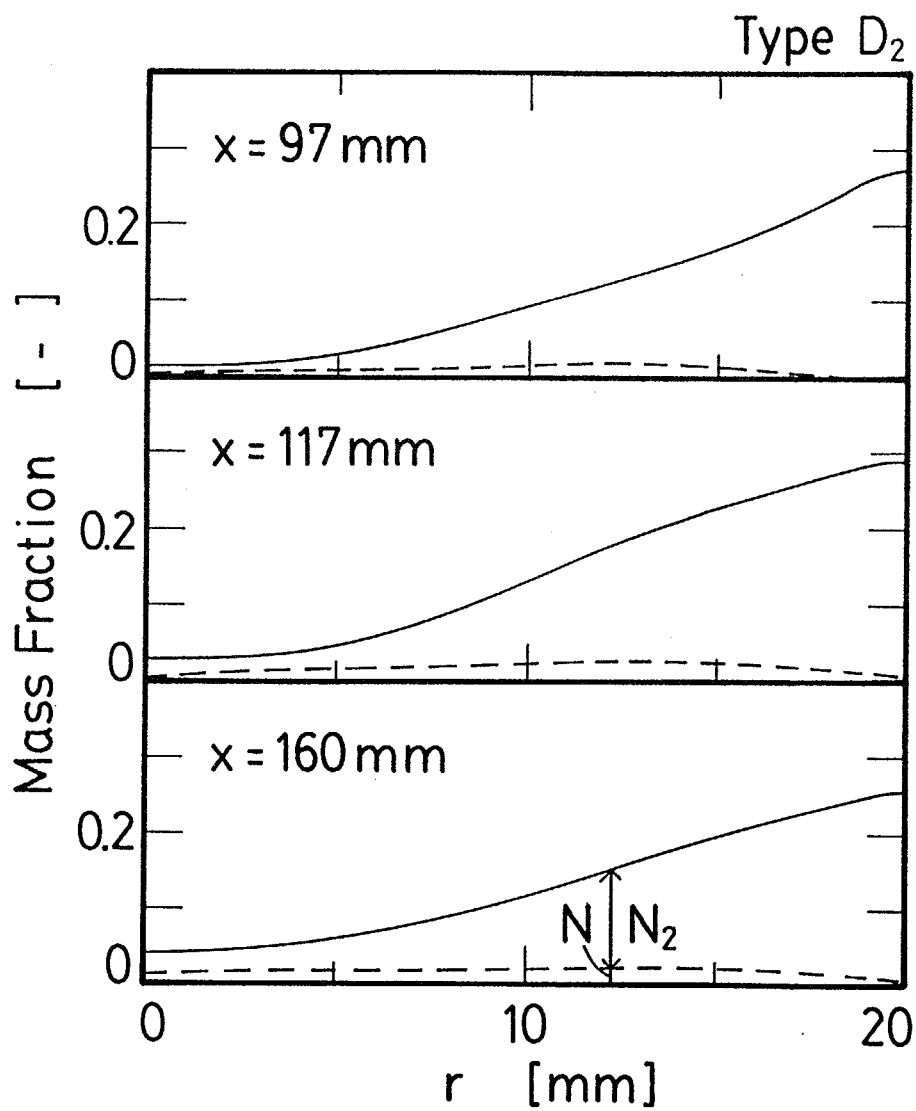


Fig. 7-89 Radial profiles of mass fraction of nitrogen; type D₂.

が強いこと、および窒素の拡散が遅いことが理由である。窒素の吹き込み位置よりやや下流 ($x = 97 \text{ mm}$) では壁近傍に窒素分子が多く存在している。下流にいくにつれて窒素分子と窒素原子の分布はしだいに均一になるが、トーチ出口においてもまだ窒素は壁近傍に偏在している。

5) タイプE 窒素をタイプEの方法により吹き出した場合の窒素分子と窒素原子の質量分率のトーチ出口の半径方向分布をFig. 7-90に示す。タイプEはトーチ上部中央の半径 1 mm の穴から窒素を吹き込む方法である。

軸方向の3箇所における窒素分子と窒素原子の質量分率、およびそれらの和の質量分率の半径方向分布をFig. 7-91に示す。トーチ上部からの高速の低温気流がトーチ出口まで持続されるために、中央近傍に窒素分子がかなり多く存在する。窒素の拡散係数は比較的小さいので、半径方向の窒素の拡散は遅い。トーチ出口でも中心近傍の温度が低いので、窒素の解離はほとんど進まない。比較のためにトーチ上部中央の穴が半径 0.5 mm の場合の窒素分子と窒素原子のトーチ出口における半径方向分布をFig. 7-92に示す。この場合には窒素の吹き込み速度が速くなるために、より窒素は解離しない。

6) 吹き込み方による比較 5種類の窒素の吹き込み方法についてまとめて濃度分布を比較する。トーチ出口における窒素分子の質量分率の半径方向分布をFig. 7-93に、窒素原子の質量分率の半径方向分布をFig. 7-94に示す。タイプCとタイプEでは、窒素原子の質量分率が特に小さい。両者の吹き込み方法とも窒素の滞留時間が短いためである。コイル領域の途中から窒素を吹き込む方法のタイプD₂ は壁近傍における窒素分子と窒素原子の質量分率が大きい。これは吹き込んだ窒素が十分に中心付近まで拡散していないためである。

5種類の窒素の吹き込み方法における窒素の解離度をFig. 7-95に示す。タイプCとEでは壁近傍の解離度が大きい。これは窒素原子が窒素分子より拡散が速いため、少量であるが窒素原子が壁近傍で存在しているためである。その他のタイプについては、窒素の滞留時間が長い吹き込み方法ほど解離度が大きくなる。窒素は解離エネルギーが大きいので、窒素の解離度を大きくするにはできるだけ窒素の滞留時間が長くなる吹き込み方法が有効である。よって窒素の解離度を大きくするにはトーチ上部から窒素を吹き込むタイプAが有効である。RF熱プラズマの高温領域を目指して窒素を吹き込むタイプD₂ は窒素の解離度について考えれば有効な方法ではない。またタイプCおよびEでは、窒素はほとんど解離しないでトーチから出ていく。

7.3.3.4 特性の制御

5種類の窒素の吹き込み方法におけるRF熱プラズマの特性を比較するため

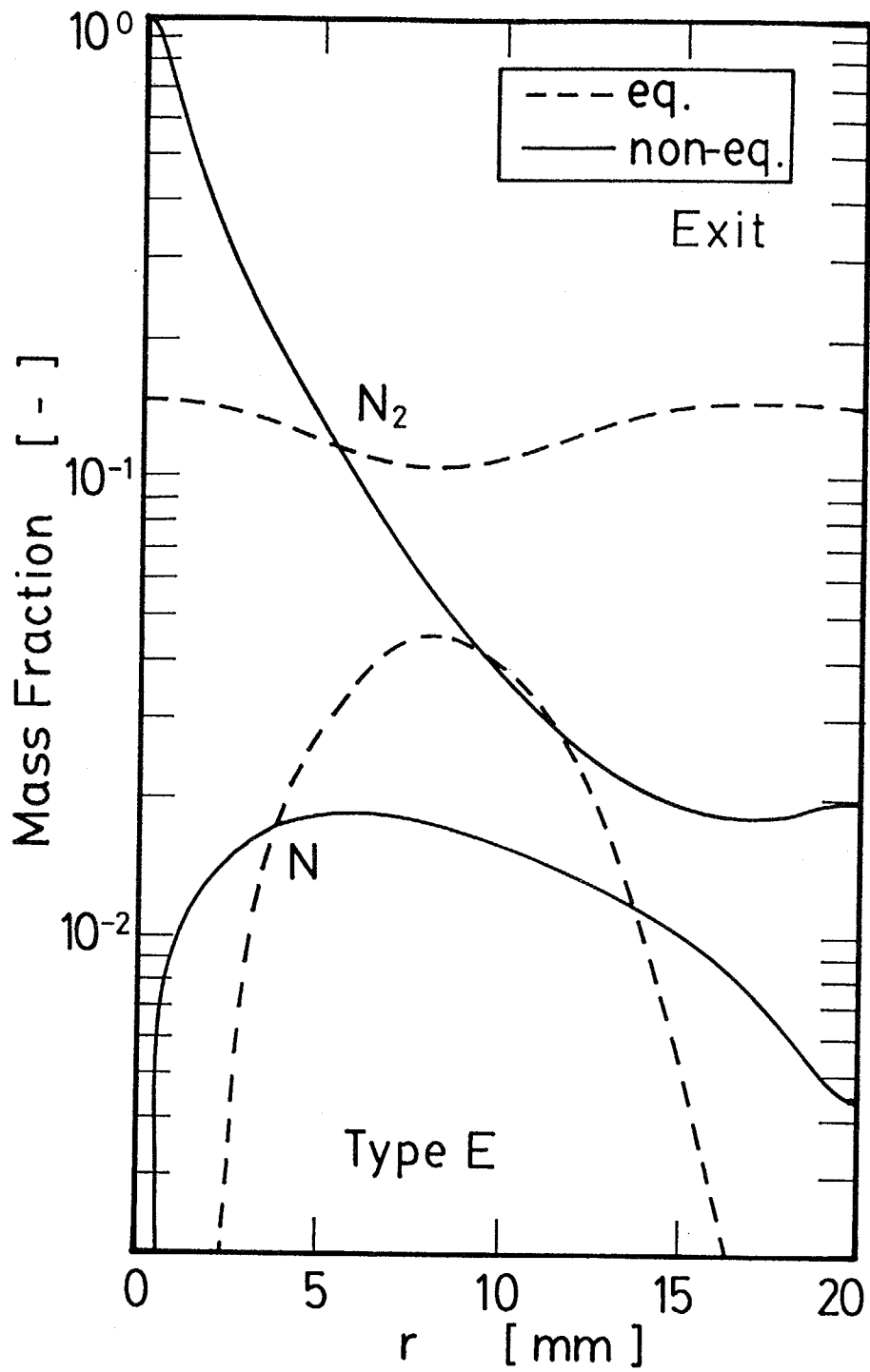


Fig. 7-90 Mass fraction of N_2 and N at torch exit for kinetic and equilibrium models; type E; injection slit: 1 mm.

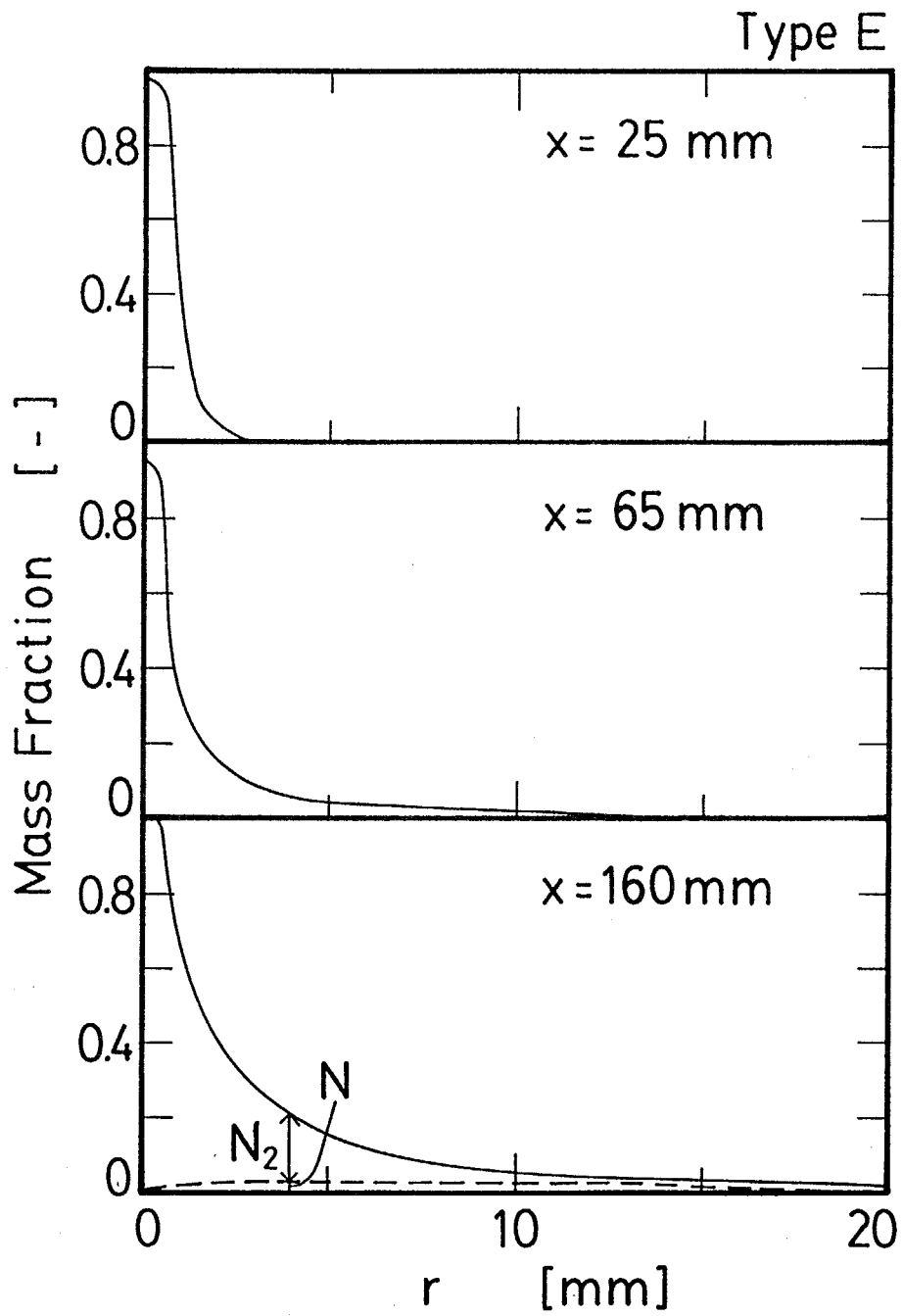


Fig. 7-91 Radial profiles of mass fraction of nitrogen; type E.

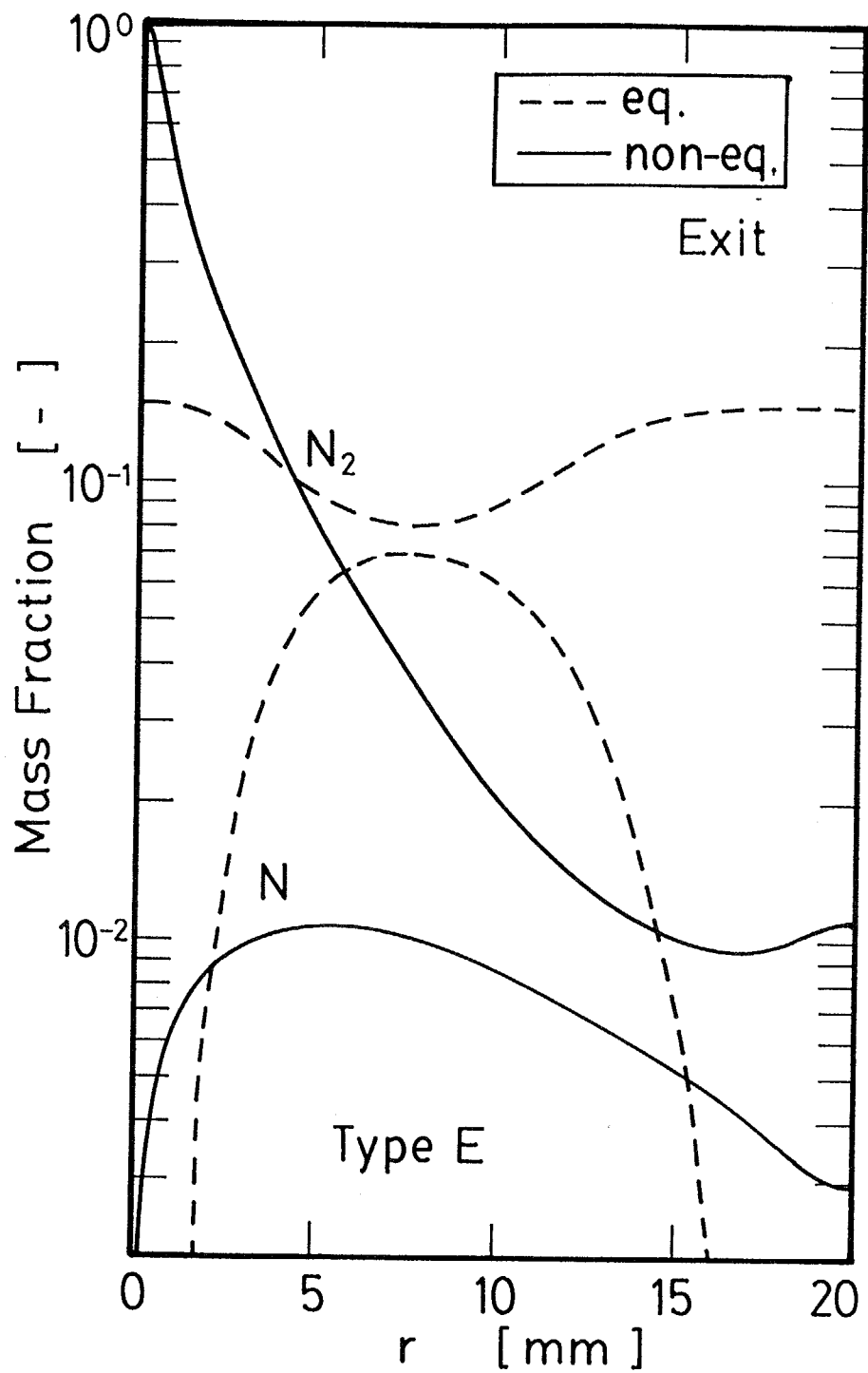


Fig. 7-92 Mass fraction of N₂ and N at torch exit for kinetic and equilibrium models; type E; injection slit: 0.5 mm.

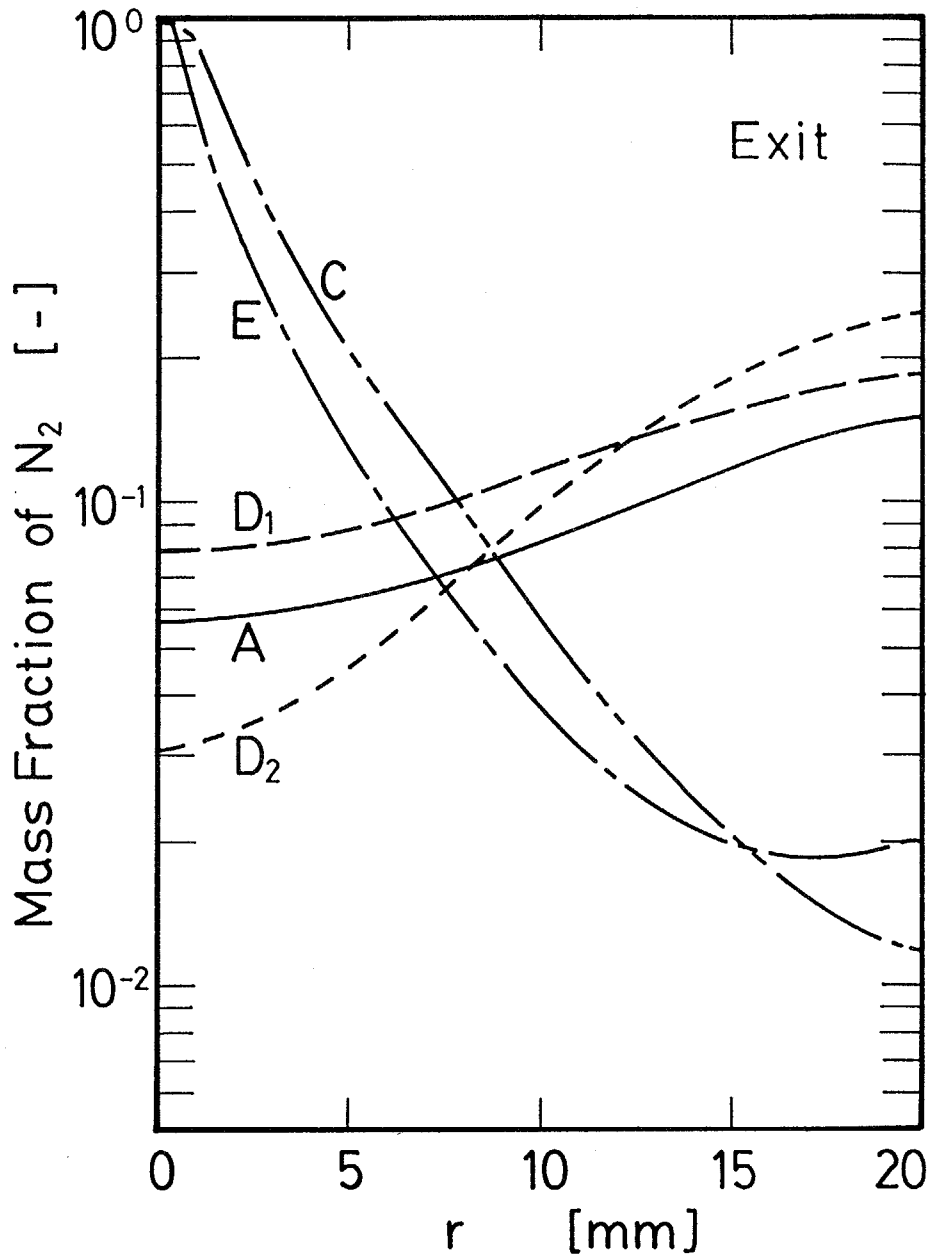


Fig. 7-93 Radial profiles of mass fraction of N_2 at torch exit.

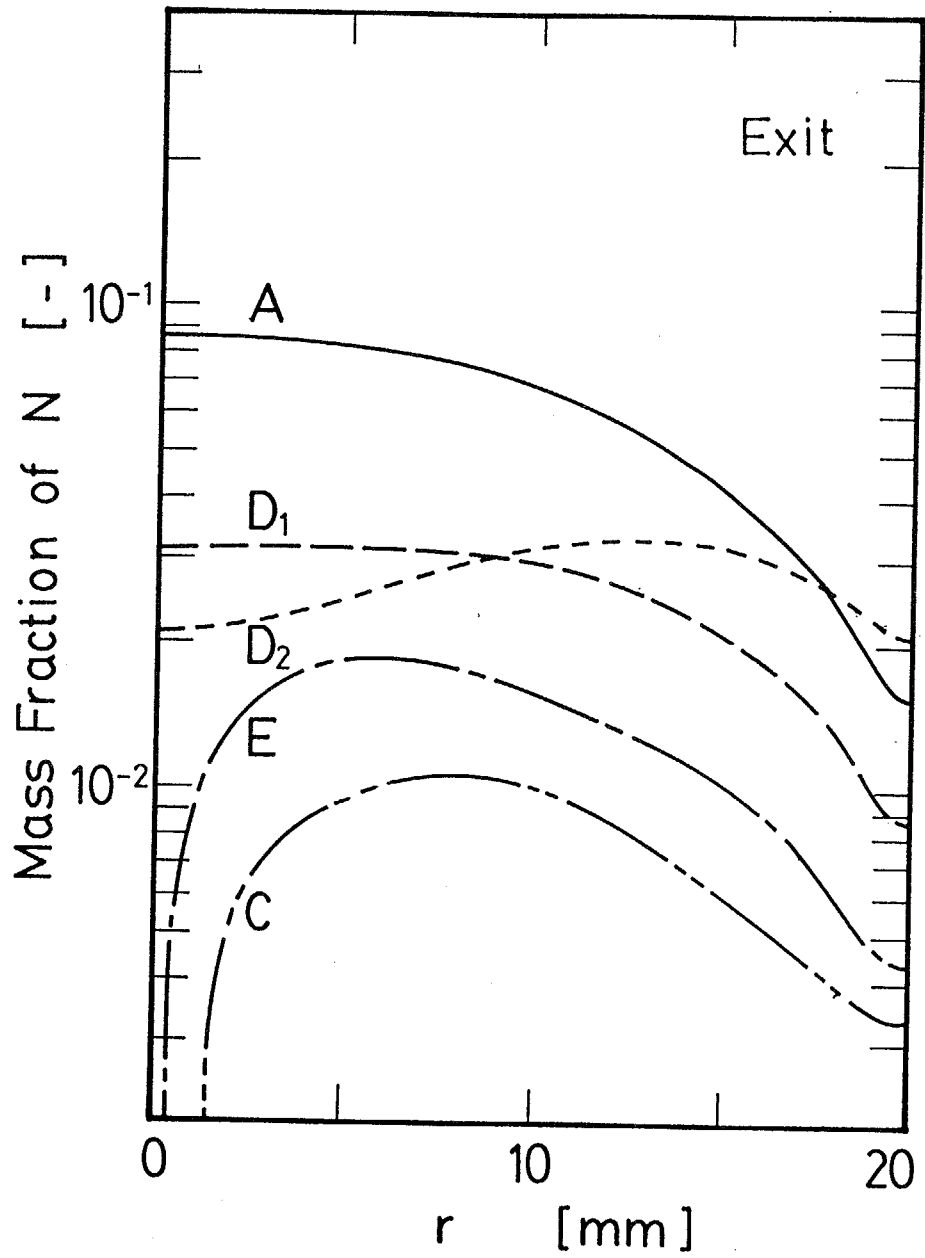


Fig. 7-94 Radial profiles of mass fraction of N at torch exit.

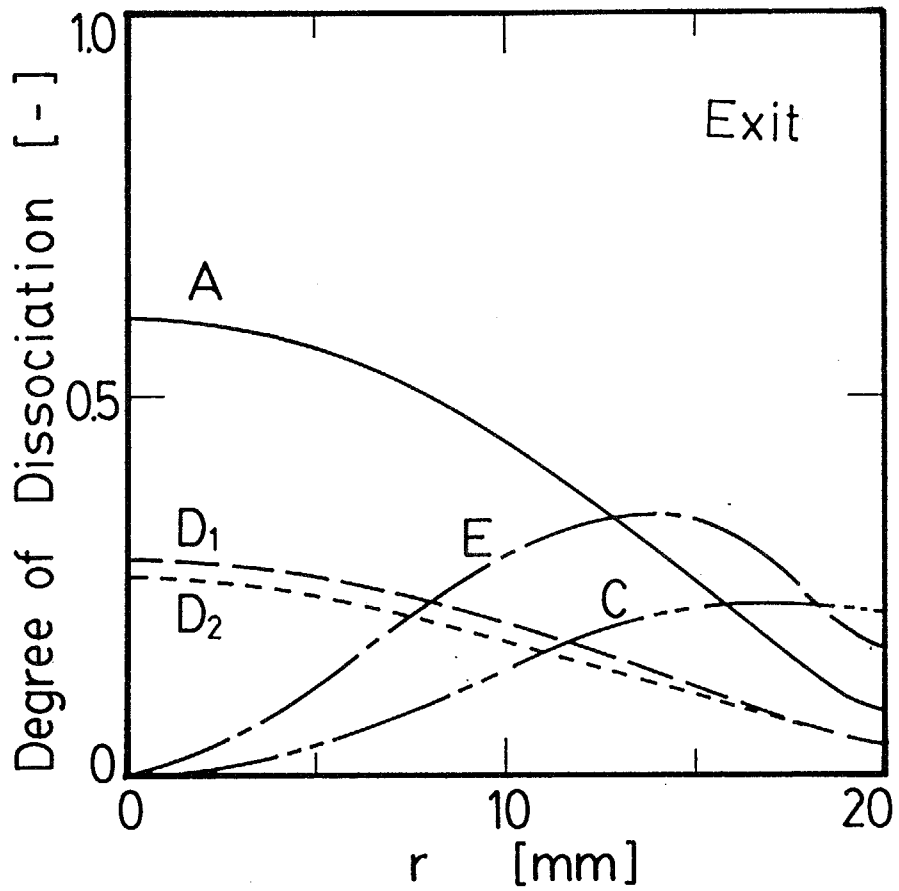


Fig. 7-95 Radial profiles of degree of dissociation of nitrogen at torch exit.

に、トーチの壁への伝導による熱流束の軸方向分布をFig. 7-96に示す。コイル領域 ($x = 68 \sim 117$ mm) においてプラズマ流が加熱されるために、その領域においてプラズマ流の温度が高くなり、どの吹き込み方法でも壁への熱損失が大きくなる。アルゴン・水素プラズマにおける壁への熱損失はFig. 7-71 に示したが、水素の吹き込み方法によって熱損失は大きく変わった。しかしアルゴン・窒素プラズマでは窒素の吹き込み方による熱損失の差は小さい。水素は容易に解離してプラズマ流の壁近傍の温度を下げることににより熱損失を低下させることができるが、窒素は解離度が小さいために壁近傍の温度を下げても熱損失を小さくする効果が小さいためである。

5種類の窒素の吹き込み方法におけるトーチ出口におけるエンタルピー流れ分布をFig. 7-97に示す。全体的にエンタルピー流れが大きいのはタイプAの場合である。タイプEでは中心近傍の高速で低温の窒素の流れがトーチ出口まで持続されるために、中心近傍のみのエンタルピー流れの値が大きくなる。

5種類の窒素の吹き込み方法におけるRF熱プラズマの熱収支をFig. 7-98に示す。RF熱プラズマに与えた電力はトーチから対流により出ていくエネルギー (Exit Gas)、放射による熱損失 (Radiation)、トーチ壁への伝導による熱損失 (Conduction) になる。この図では、トーチ出口でRF熱プラズマが有するエネルギーの高い順番 (熱効率の高い順番) に並べた。どの吹き込み方法でも壁への熱損失においては大きな差はない。

5種類の窒素の吹き込み方法におけるRF熱プラズマの特性の違いをFig. 7-99に示す。上部にはトーチ出口のバルク平均エンタルピー、下部にはトーチ出口におけるバルク平均解離度を示す。タイプCとタイプEにおけるエンタルピーと解離度は小さい。窒素の解離エネルギーは大きいために、窒素の解離度はどの吹き込み方法でも小さい。解離度が最大であるのはタイプAの場合である。タイプAではエンタルピーも最大の値を示す。

解離エネルギーの大きい窒素をRF熱プラズマに吹き込む場合には、その吹き込み方法によって特性が大きく異なるために注意が必要である。エンタルピーと解離度を大きくするには、トーチ上部からアルゴンとともに窒素を吹き込むタイプAの様に、窒素の滞留時間が長くなる吹き込み方法のみが有効である。RF熱プラズマの高温域を目指して窒素を吹き込む方法は、RF熱プラズマが有するエンタルピーおよび窒素の解離度から考えて有効な方法ではない。トーチ上部の中央から高速で吹き込む方法は水素では有効な方法であったが、窒素では全く良くない方法である。

以上の結果から、窒素の吹き込み方法によりRF熱プラズマの特性を制御できることがわかった。吹き込み方法によりRF熱プラズマが有するエンタルピー

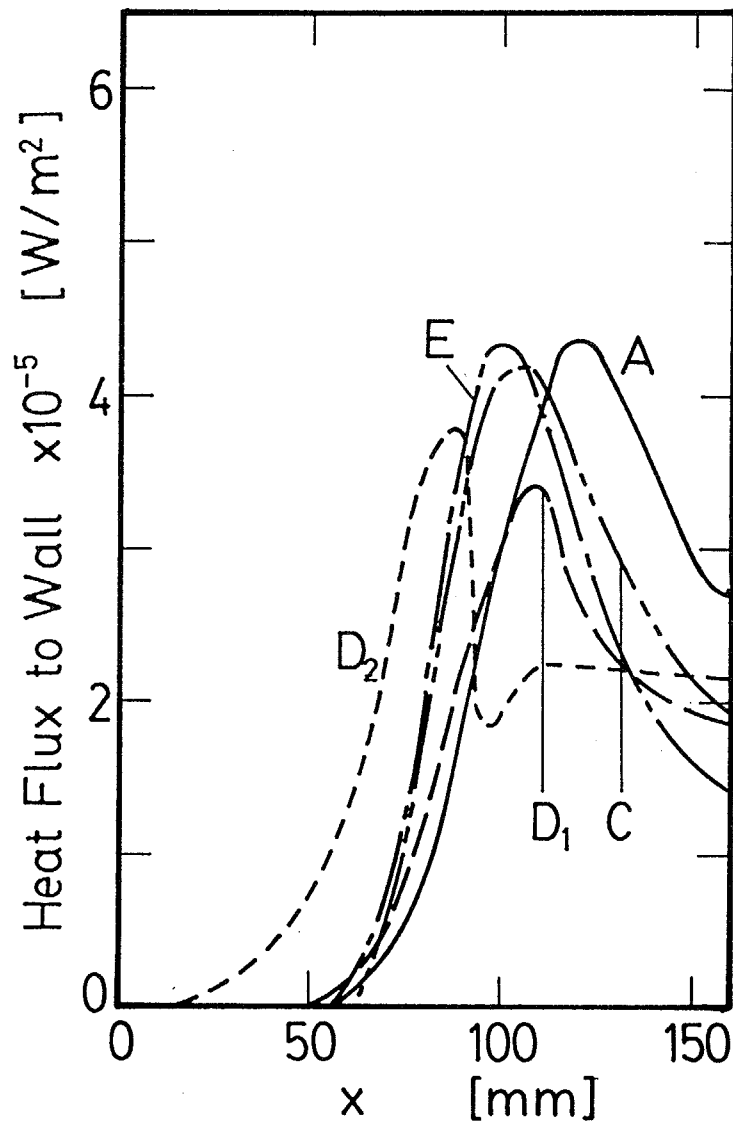


Fig. 7-96 Heat flux to torch wall with N₂ injection.

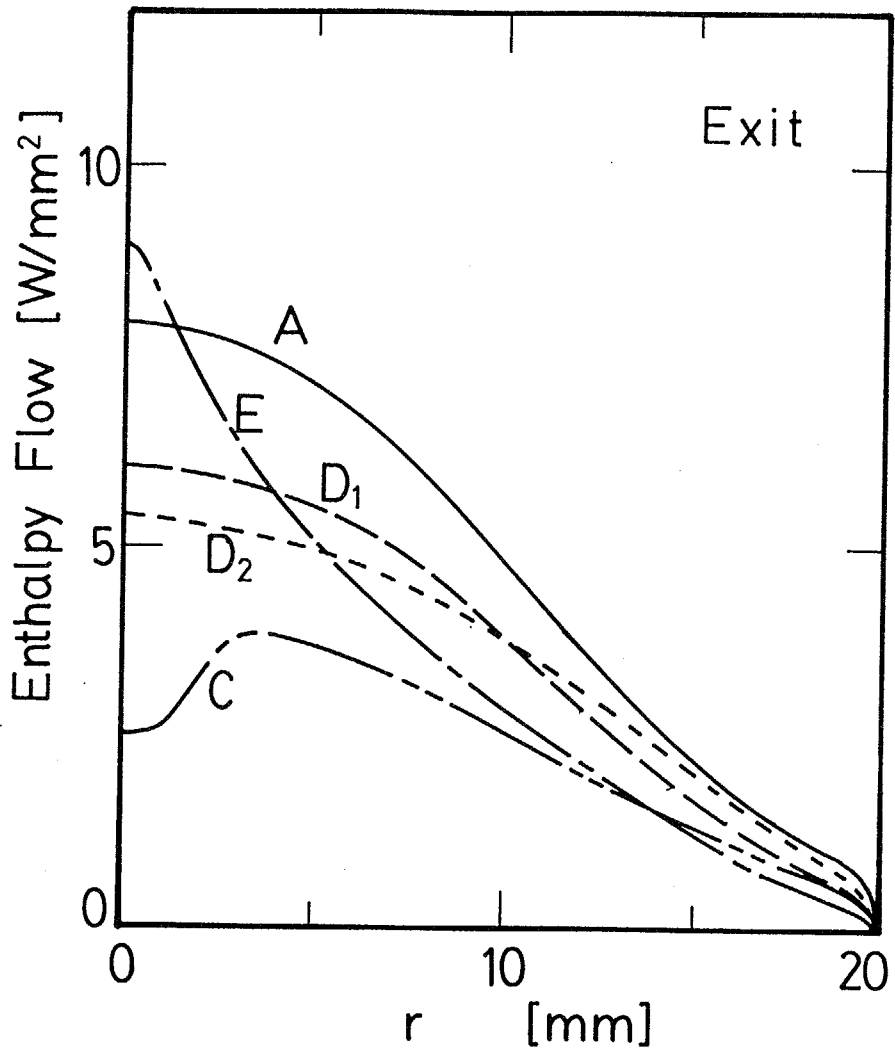


Fig. 7-97 Radial profiles of enthalpy flow at torch exit with N_2 injection.

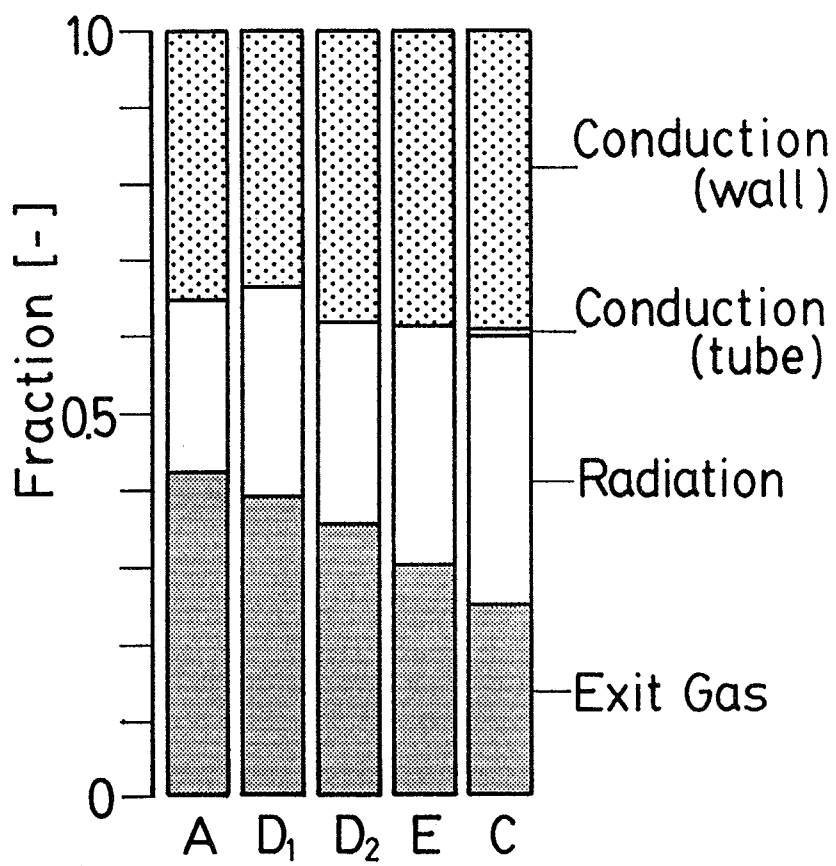


Fig. 7-98 Overall energy balance with N₂ injection.

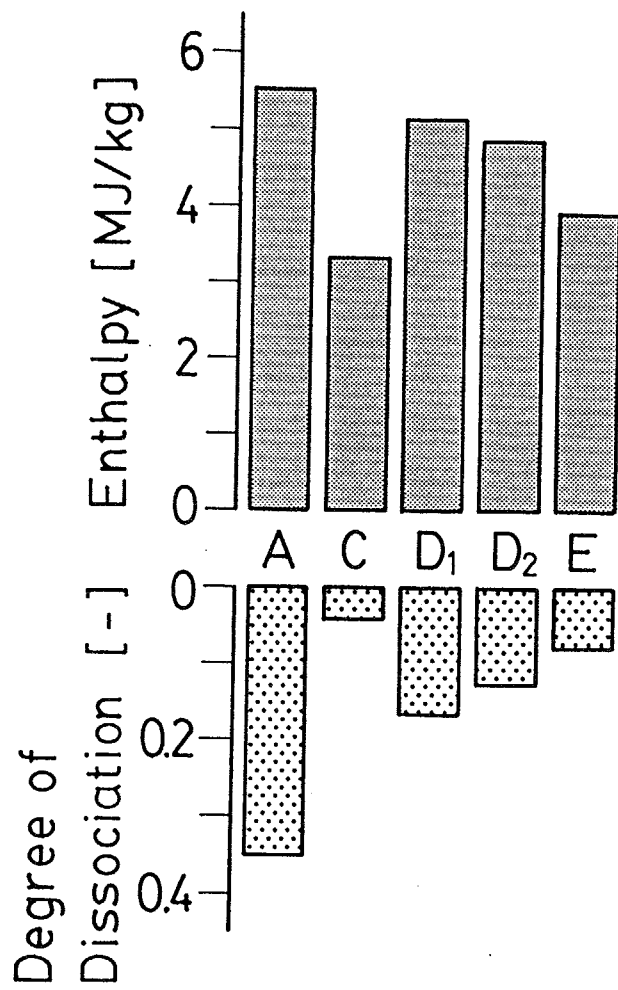


Fig. 7-99 Enthalpy and degree of dissociation of bulk at torch exit with N₂ injection.

—および解離度が大きく異なる。

7.4 要約

以下に本章を要約する。

1) アルゴン・酸素プラズマおよびアルゴン・窒素プラズマのエンタルピー分布と濃度分布を水冷3重管プローブにより測定した。

2) アルゴン・酸素プラズマ、アルゴン・窒素プラズマ、およびアルゴン・水素プラズマにおける2次元の速度、温度、および濃度分布を数値解析により求めた。それぞれの反応性RF熱プラズマにおいては混合気体の物性値を考慮した。2原子分子の解離および再結合反応速度を考慮したモデルは、平衡組成を仮定したモデルより、測定結果とよく一致した。反応性気体を用いたRF熱プラズマの数値解析では、反応性気体の解離および再結合反応速度を考慮する必要がある。

3) 解離エネルギーの小さい気体（酸素または水素）をトーチ壁近傍を流すことにより、気体が解離して壁近傍の温度を下げ、壁への伝導による熱損失を小さくすることができる。このために酸素または水素を用いたRF熱プラズマの熱効率は高くなる。

その結果アルゴン・酸素プラズマおよびアルゴン・水素プラズマでは壁近傍を除いて特にコイル領域の高温域が広がる。そのためにローレンツ力の影響が強くなり、強い渦流が生成する。

4) アルゴン・酸素プラズマおよびアルゴン・水素プラズマにおいては、壁近傍を除いてほぼ平衡組成と等しい。しかしアルゴン・窒素プラズマでは窒素の解離エネルギーが大きいので平衡組成から大きくずれている。

5) RF熱プラズマに水素を各種の方法で吹き込むことにより、RF熱プラズマの特性を制御できる。解離エネルギーの小さい水素を吹き込む場合に、エンタルピーおよび解離度を大きくするには、トーチ上部の中央から水素を高速で吹き込む方法が良い。しかしどの吹き込み方法でもRF熱プラズマが有するエンタルピーおよび水素の解離度は高い値を示すために、吹き込み方法による特性の差は小さい。

6) RF熱プラズマに窒素を各種の方法で吹き込むことにより、RF熱プラズマの特性を制御できる。解離エネルギーの大きい窒素を吹き込む場合に、エンタルピーおよび解離度を大きくするには、トーチ上部から軸方向にアルゴンとともに窒素を吹き込む方法のみが有効な方法である。窒素の吹き込み方法によってRF熱プラズマの有するエンタルピーおよび窒素の解離度は大きく異なる。

第8章 反応性高周波誘導熱プラズマによる粒子の融解と蒸発

この章では反応性高周波誘導熱プラズマ中の粒子の挙動のモデリングについて検討する。反応性ガスとしてアルゴン・酸素プラズマ、粒子としてアルミニウム粉体を用い、アルミニウム粒子の融解と蒸発のモデリングを、アルミニウム粒子と酸素との反応を考慮して行う。

8.1 測定

8.1.1 実験装置および方法

8.1.1.1 熱プラズマ発生装置

高周波 (RF) プラズマシステムは、プラズマトーチ、高周波電源、プラズマガス制御盤、および粉体供給装置から成る。このプラズマシステムを Fig. 8-1 に示す。主な構成は 6.1.1.1 と同様である。プラズマトーチを Fig. 8-2 に示す。プラズマトーチは 6.1.1.1 と同様であるが、本章ではプラズマトーチ内に粉体を供給するための水冷フィーダーがトーチ中央の上部から挿入されている。また外部空気の影響を除くために、トーチの下流に反応管を接続する。反応管は長さ 480 mm の水冷銅管であり、トーチと内径が同じである。この反応管の長さは 8.2.1 に記述する数値解析により決定した。

プラズマガス制御盤で定められた流量のガスがトーチ上部から導入される。アルゴンは中心から 11 mm の位置において軸方向 (流量: $Q_1 = 10$ litre/min) に、また中心から 17 mm の位置において円周方向 (流量: $Q_2 = 10$ litre/min) に、合計 20 litre/min 吹き出す。反応性気体として酸素を中心から 17 mm の位置において円周方向 (流量: $Q_3 = 0 \sim 2$ litre/min) に吹き出す。水冷銅管によりアルミニウム粉体を供給するためのキャリアガスであるアルゴンの流量 (Q_4) は 2 litre/min である。RF 熱プラズマのトーチにおける消費電力は 8 kW である。誘導コイルはトーチ上部から 68 mm と 117 mm の間において石英管の外側に巻いてあり、4 MHz の高周波磁場をトーチ内の気体に印加する。

8.1.1.2 測定方法

反応性 RF 熱プラズマであるアルゴン・酸素プラズマ中にアルミニウム粉体を供給し、熱プラズマ流中で融解および蒸発させる。熱プラズマ流中の酸素とアルミニウムの反応を起こすことを目的とする。アルミニウムの供給位置はトーチ中心において上部から 100 mm の位置である。アルミニウム粉体の供給は粉体供給装置を用いて行い、供給速度は 0.5 g/min である。アルミニウム粉体の

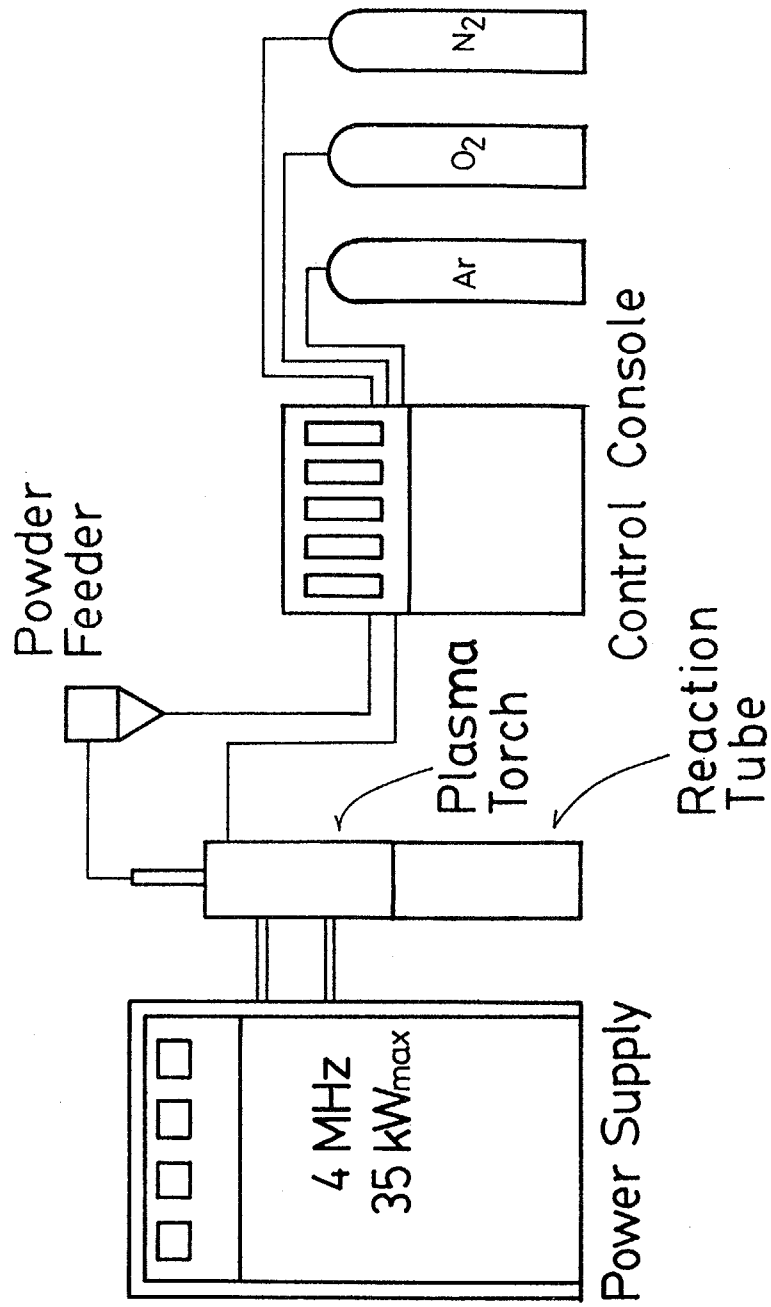


Fig. 8-1 Experimental apparatus.

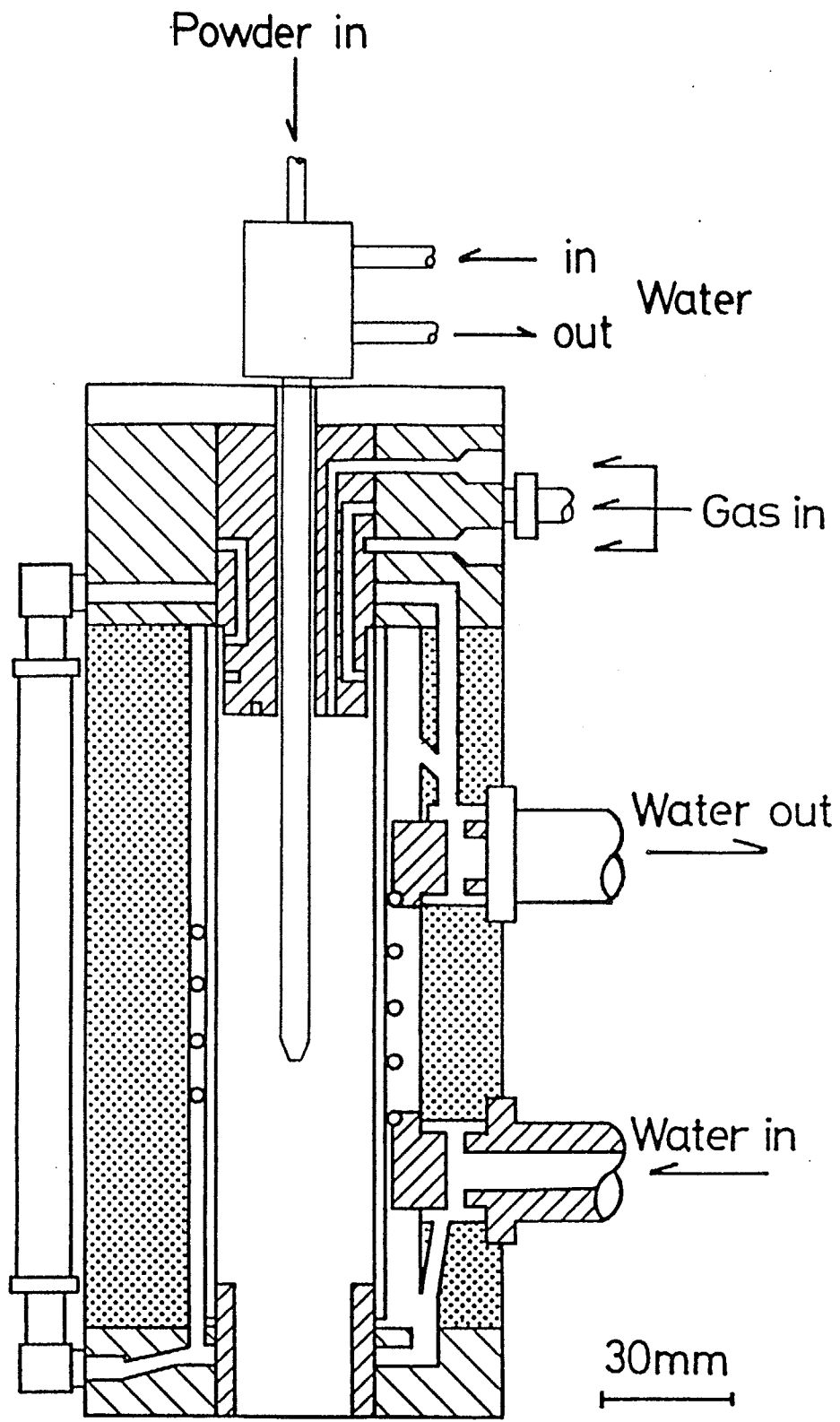


Fig. 8-2 Schematic of inductively coupled plasma torch.

プラズマトーチ内への供給は外径 8 mm、内径 2 mmの水冷 3 重管で行う。

使用したアルミニウム粉体の組成および粒径分布をTable 8-1に示す。アルミニウム粉体の粒径は 30~105 μm である。

アルゴン・酸素プラズマ中に供給されたアルミニウム粉体は、熱プラズマ流中で加熱され、融解および蒸発する。その後酸素と反応する。生成した蒸気は凝縮および凝集し超微粒子となる。生成した超微粒子は反応管から出た後は煙のように浮遊する。供給したアルミニウムはすべて蒸発するのではなく、一部は蒸発せずにアルミニウムの液体として反応管から落下する。未蒸発粒子を平板に捕集し、その質量を測定する。この未蒸発粒子は後述するように x 線回折の結果からアルミニウムである。また生成した超微粒子の同定を x 線回折により行う。

8.1.2 測定結果

8.1.2.1 未蒸発粒子の質量

プラズマガスとしてアルゴンの流量： 20 litre/min と一定にし、添加ガスとして酸素を加え、その流量を変化させた場合の未蒸発アルミニウム粒子の質量の測定結果をFig. 8-3に示す。この図の縦軸は、供給したアルミニウム粒子の質量に対する未蒸発粒子の質量の割合である。酸素の流量を増加させると、未蒸発粒子の質量は急激に減少する。これはアルミニウム粉体が酸素と反応しアルミナとなるときに反応熱により局所的な加熱が起こり、アルミニウムの蒸発量が増えるためである。これは実験においてアルゴン・酸素プラズマにアルミニウムを供給したときにプラズマ流が強く発光し、目で確認できるほど超微粒子の発生量が増大したことと一致する。

8.1.2.2 x 線回折

プラズマガスとしてアルゴンのみを用いた場合 ($Q_1 = Q_2 = 10$ litre/min) に生成した超微粒子の x 線回折の結果をFig. 8-4に示す。得られた超微粒子は黒色の粉末である。この超微粒子は 2θ が 38.3° 、 44.6° 、 65.2° にアルミニウムのピークのみを示す。

プラズマガスとしてアルゴンと酸素を用いた場合 (アルゴン： $Q_1 = Q_2 = 10$ litre/min、酸素： $Q_3 = 2$ litre/min) に生成した超微粒子の x 線回折の結果をFig. 8-5に示す。 γ -アルミナのピークが 32.0° 、 37.6° 、 39.5° 、 45.7° 、 67.2° に見られる。ただしアルミニウムのピークは見られない。

プラズマトーチおよび反応管では蒸発せずに反応管から落下し、トーチ下部の基板で捕集された粉体の x 線回折の結果をFig. 8-6に示す。この図はアルゴ

Table 8-1 Properties of Al powders.

Elementary analysis

Element	Al	Si	Fe	Cu
Fraction [wt%]	99.79	0.07	0.12	0.004

Classification of Al powder

Class	A	B	C	D	E	F	G
Diameter [μm]	+105	88	74	63	53	44	-44
Fraction [wt%]	0.2	7.2	25.0	33.8	5.6	16.2	12.0

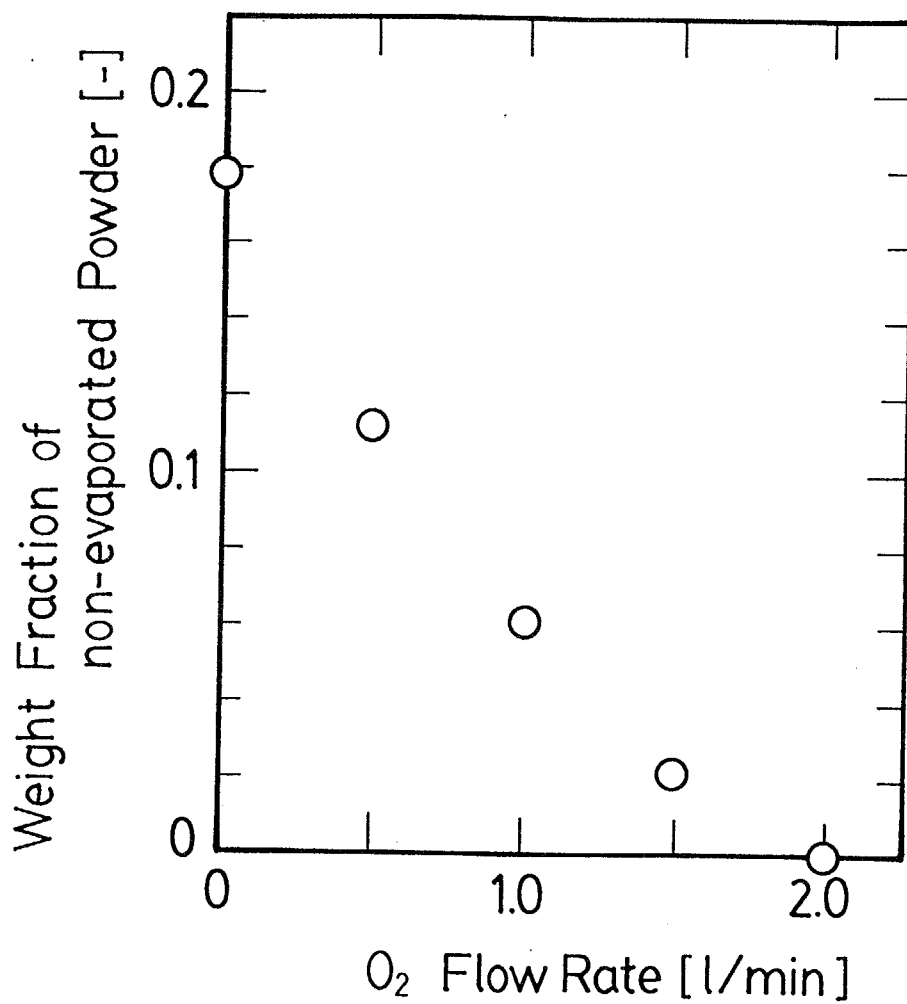


Fig. 8-3 Effect of O₂ gas flow rate on weight fraction of non-evaporated powders.

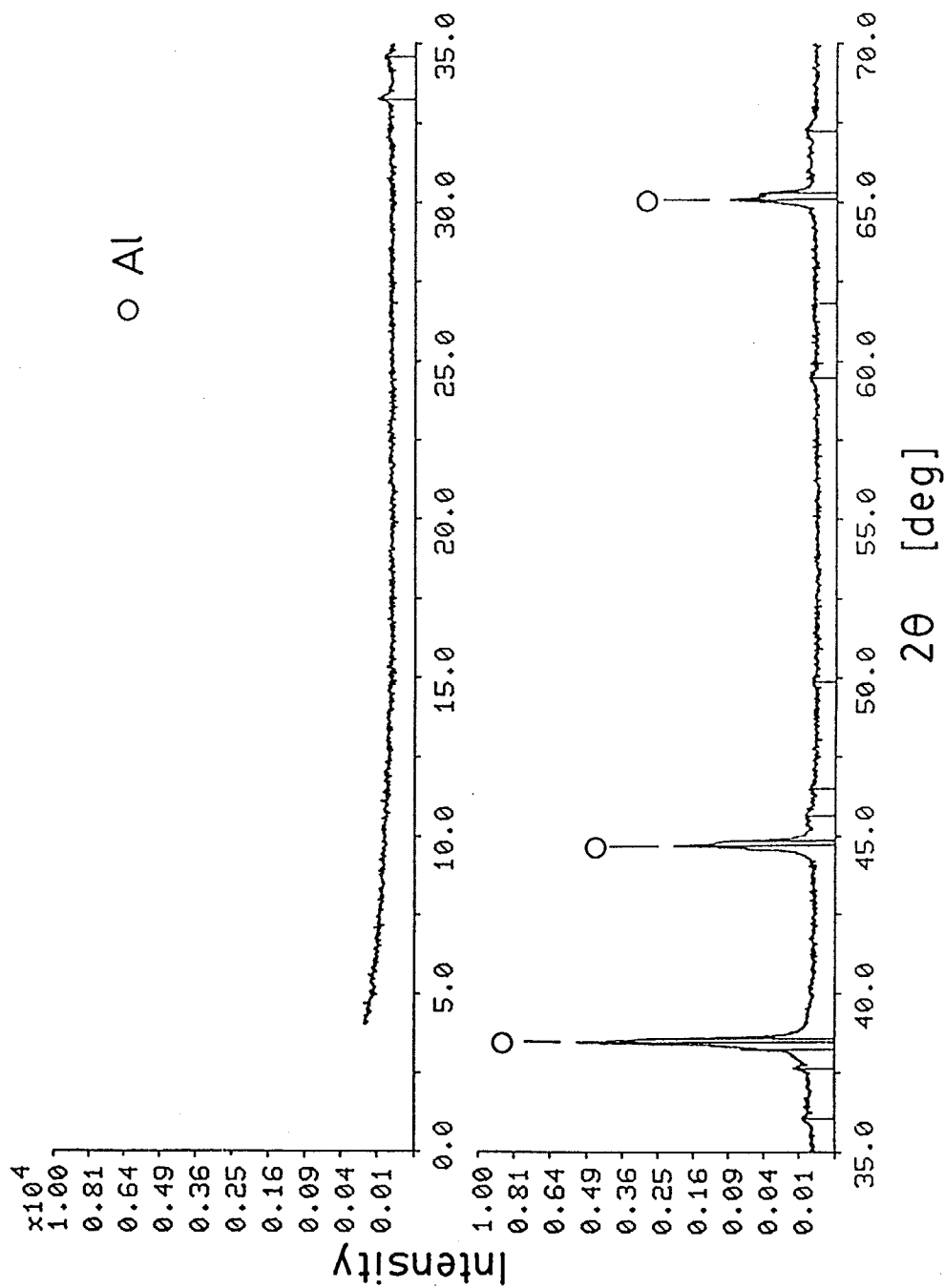


Fig. 8-4 X-ray charts of ultrafine particles; Ar = 20 litre/min.

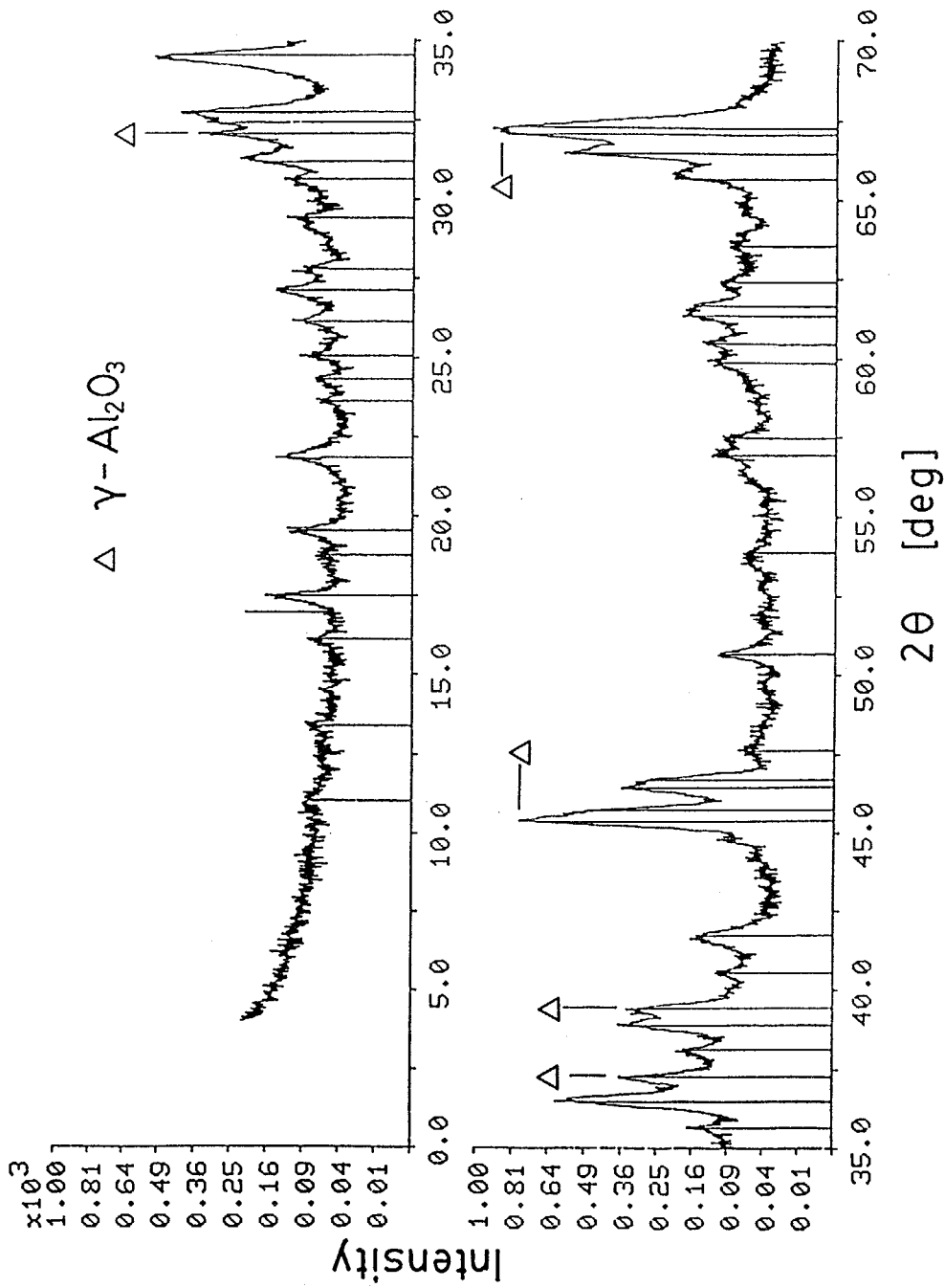


Fig. 8-5 X-ray charts of ultrafine particles;
 $\text{Ar} = 20$ litre/min, $\text{O}_2 = 2$ litre/min.

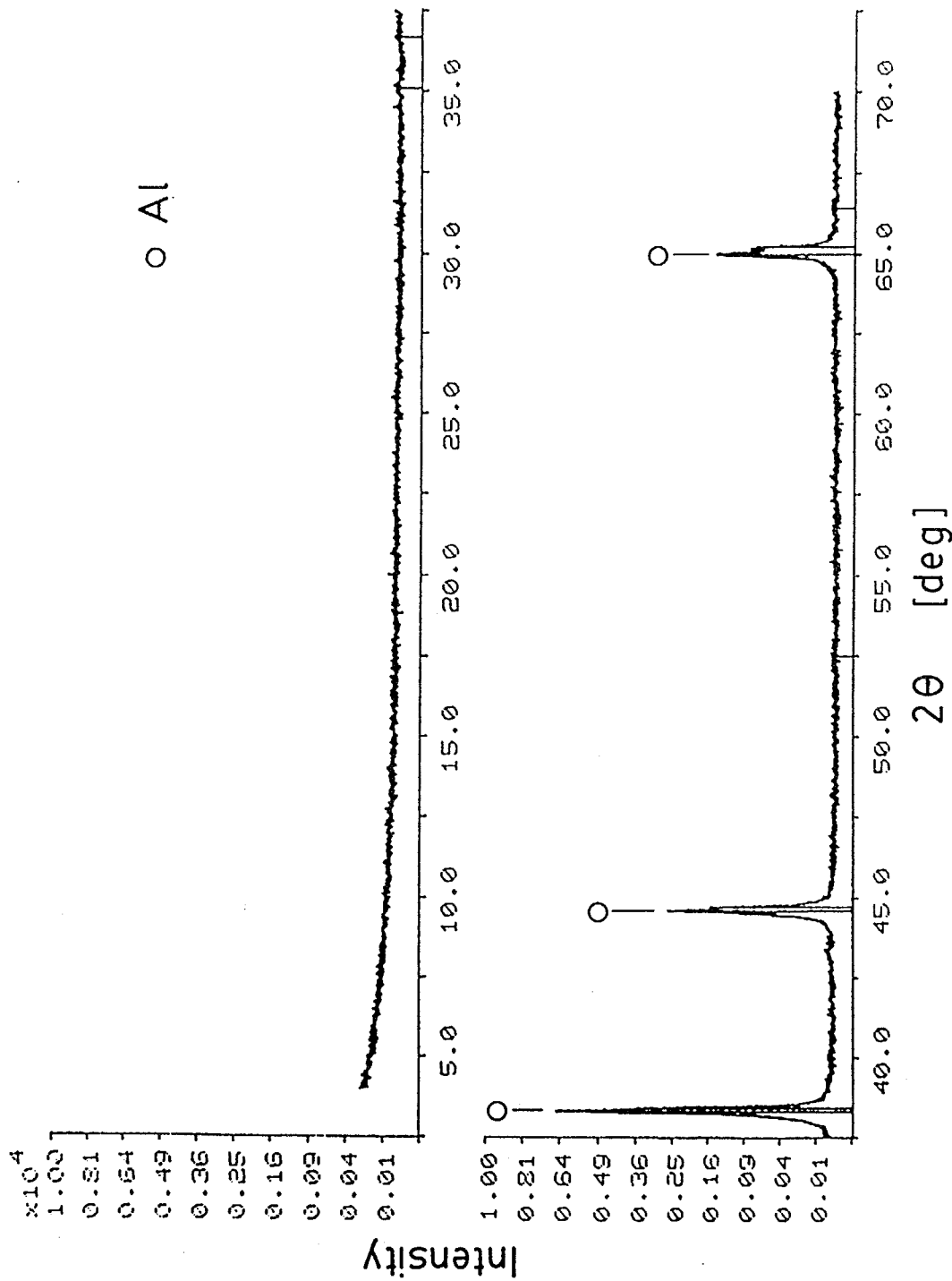


Fig. 8-6 X-ray charts of non-evaporated powders;
Ar = 20 litre/min, O₂ = 2 litre/min.

ン・酸素プラズマを用いた場合の結果である。得られたピークはアルミニウムのみである。これらの結果から、蒸発したアルミニウムのみが酸素と反応し、その後凝縮および凝集して γ -アルミナ超微粒子を生成するが、蒸発しないアルミニウムは酸素と反応しないことがわかる。

アルゴン・酸素プラズマ中にアルミニウム粒子を供給して生成した超微粒子のアルミニウムと γ -アルミナの x 線回折の最大ピーク比を Fig. 8-7 に示す。酸素流量を増加させると γ -アルミナのピークは増加し、酸素流量が 1 litre/min 以上ではアルミニウムのピークは消滅する。酸素流量が 1 litre/min 以上では、供給したアルミニウムはすべて酸素と反応して γ -アルミナになる。

8.2 数値解析

8.2.1 アルゴン・酸素 RF 熱プラズマ

8.2.1.1 モデル

反応性 RF 熱プラズマであるアルゴン・酸素プラズマにおけるアルミニウム粒子の蒸発量を数値解析により求めるには、アルゴン・酸素プラズマの速度、温度、濃度分布が必要である。これらを 7.2 に示した数値解析により求める。

数値解析で用いたトーチを Fig. 8-8 に示す。トーチの長さおよび形状は実験で用いたものと同様である。また 7.2 に示した数値解析モデルとほぼ同様であるが、トーチ中央の水冷銅管（アルミニウム粉体供給用、長さ：100 mm、半径：1 mm）およびトーチ下部の水冷反応管（長さ：480 mm、内径：40 mm）をモデルに考慮した。操作条件は、アルゴンの流量：20 litre/min ($Q_1 = Q_2 = 10$ litre/min)、酸素の流量：0~2 litre/min (Q_3)、水冷銅管の先端からの常温のアルゴンの流量：2 litre/min (Q_4)、消費電力：8 kW である。高周波電磁場の周波数は 4 MHz である。

数値解析における座標は、プラズマトーチ上部の中央を原点とし、半径方向に r 、軸方向に x とする。

数値解析に用いる仮定および基礎方程式は 7.2 に示した。酸素の解離および再結合反応速度を考慮し、SIMPLER 法により数値解析を行う。差分格子は特にアルミニウム粒子が通過する中心近傍の格子を細かくする。軸方向に 36、半径方向に 14 の不等間隔格子の差分格子を採用する。

8.2.1.2 数値解析結果

アルゴン・酸素プラズマの数値解析結果を Fig. 8-9~13 に示す。アルゴンの流量 ($Q_1 = Q_2 = 10$ litre/min、 $Q_4 = 2$ litre/min) と消費電力 (8 kW) を一定にして、酸素の流量を変化させる。

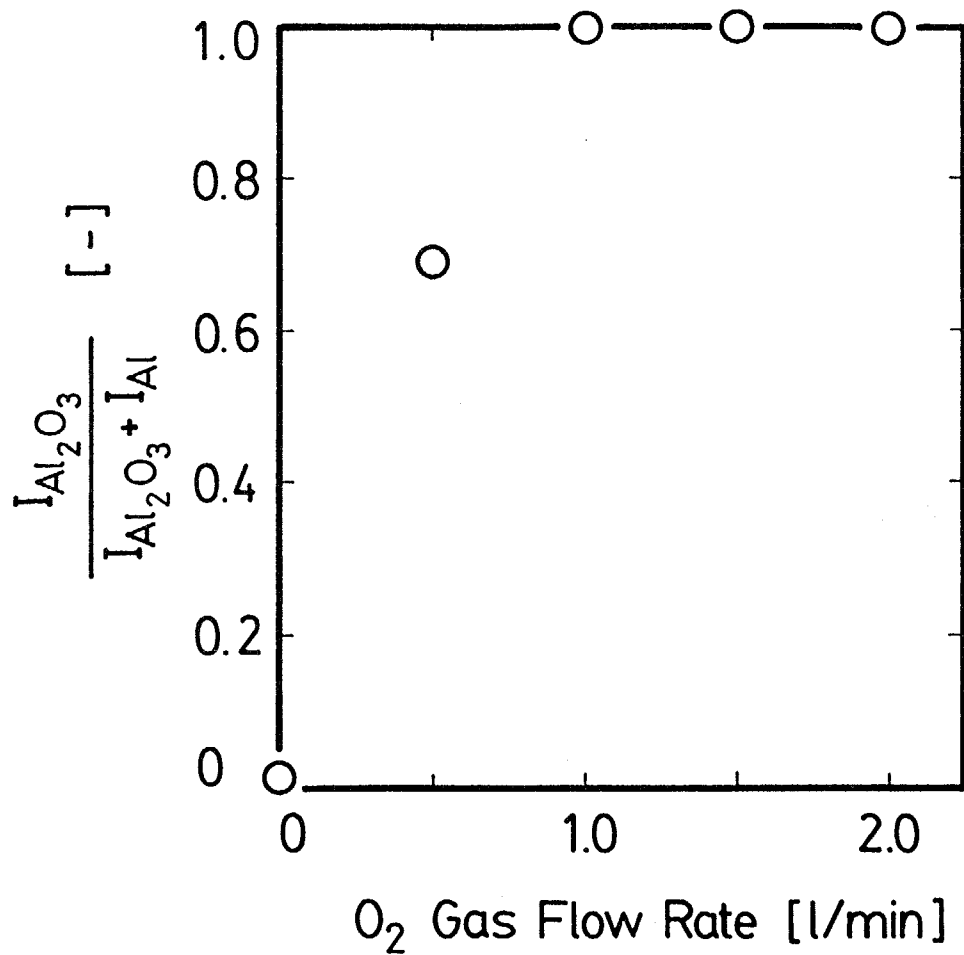


Fig. 8-7 Ratio of X-ray maximum peak of Al_2O_3 to that of Al at different O_2 gas flow rates.

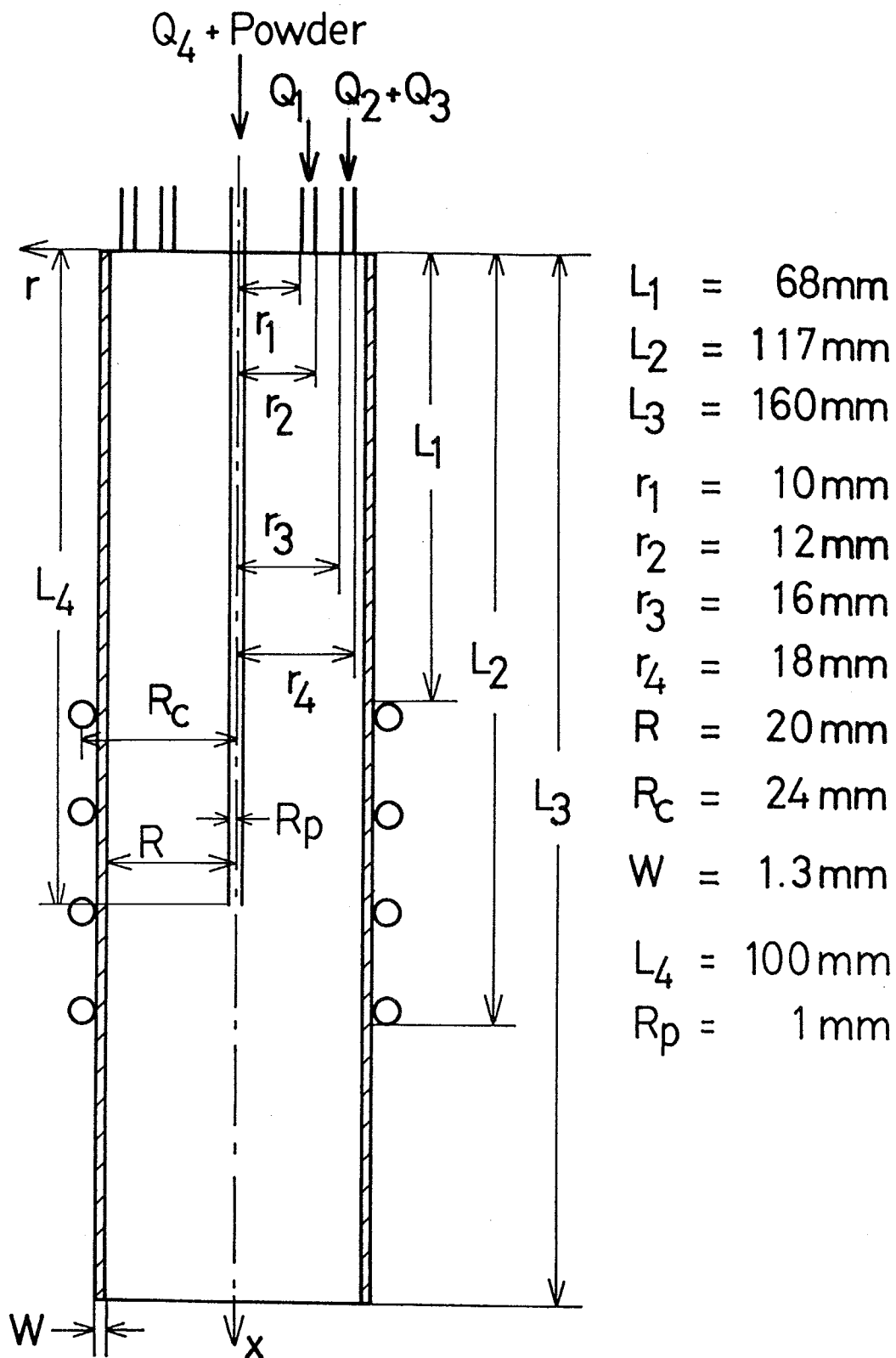


Fig. 8-8 Schematic of inductively coupled plasma torch model.

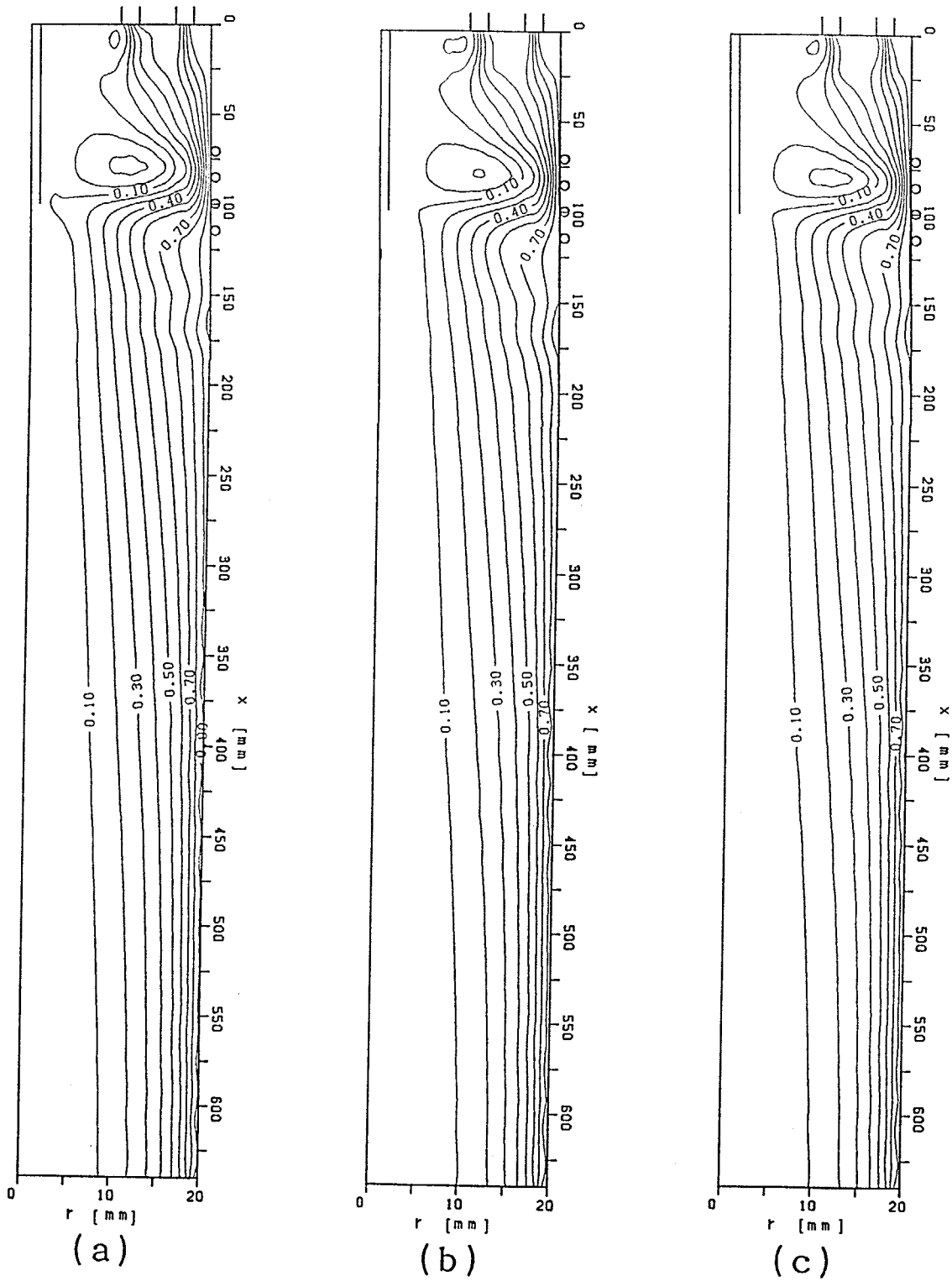


Fig. 8-9 Streamlines; O_2 flow rate: (a) 0 litre/min, (b) 1 litre/min, (c) 2 litre/min.

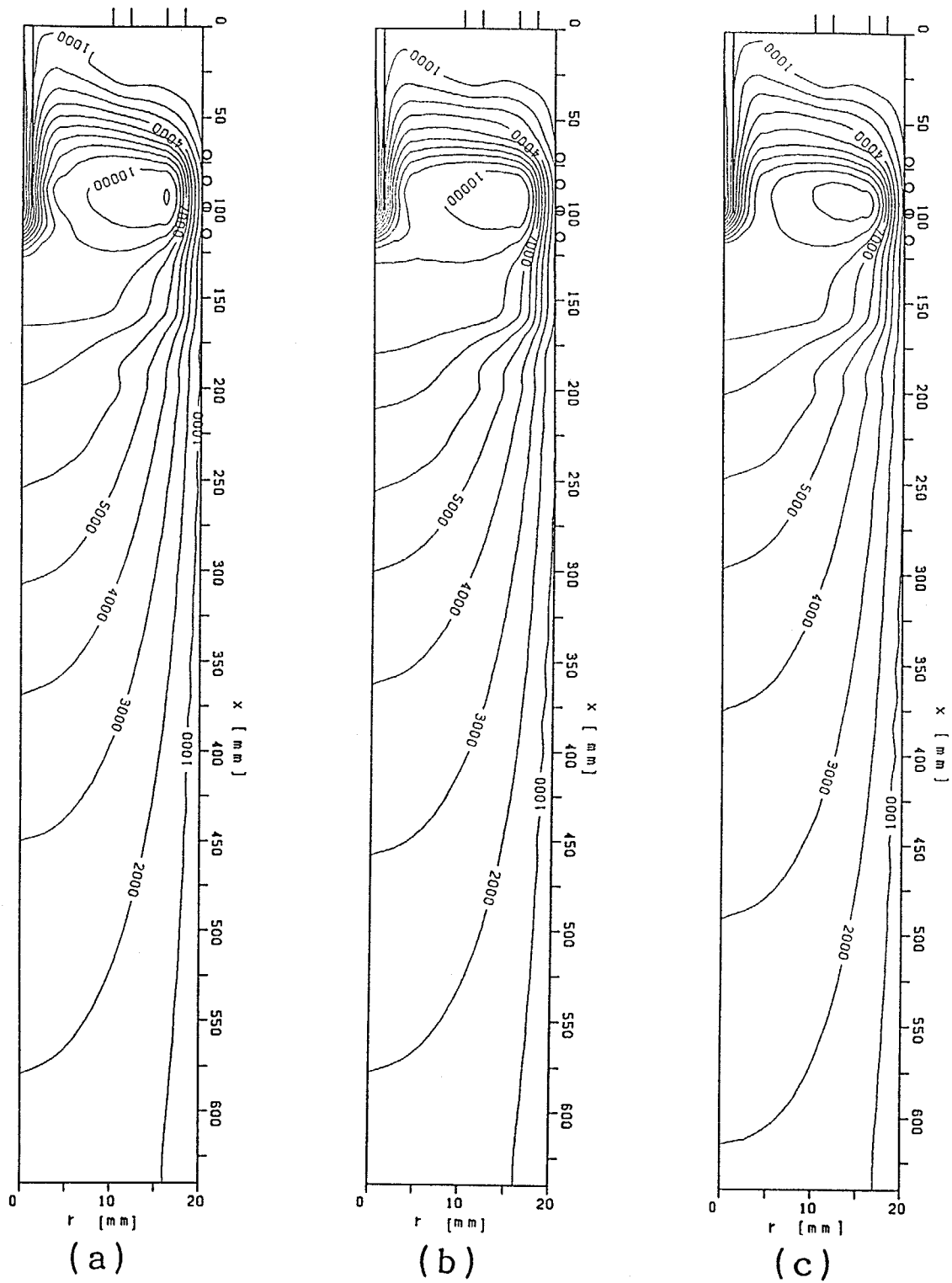


Fig. 8-10 Isotherm contours; O_2 flow rate: (a) 0 litre/min, (b) 1 litre/min, (c) 2 litre/min.

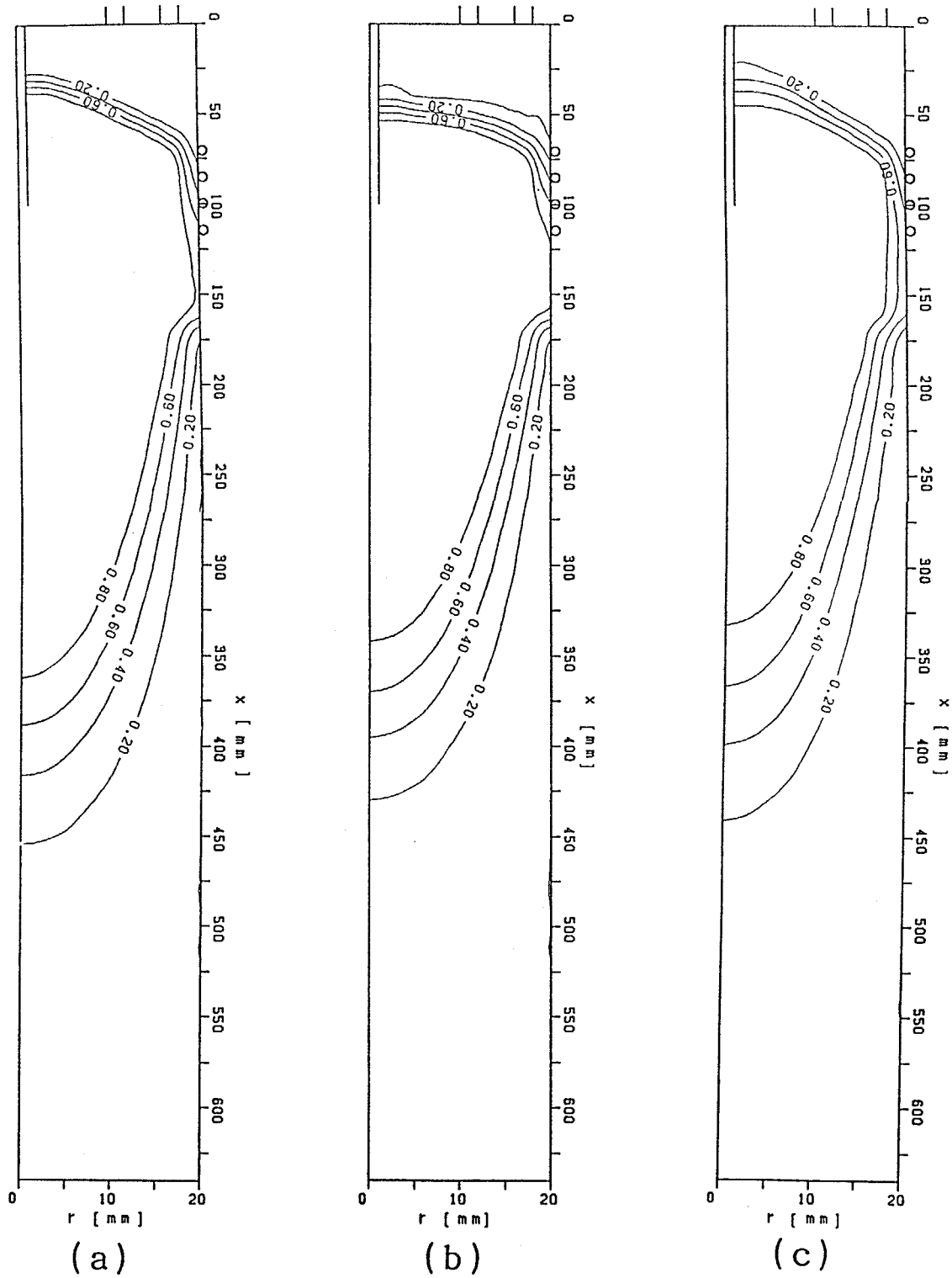


Fig. 8-11 Degree of dissociation; O_2 flow rate:
 (a) 0.5 litre/min , (b) 1 litre/min , (c) 2 litre/min .

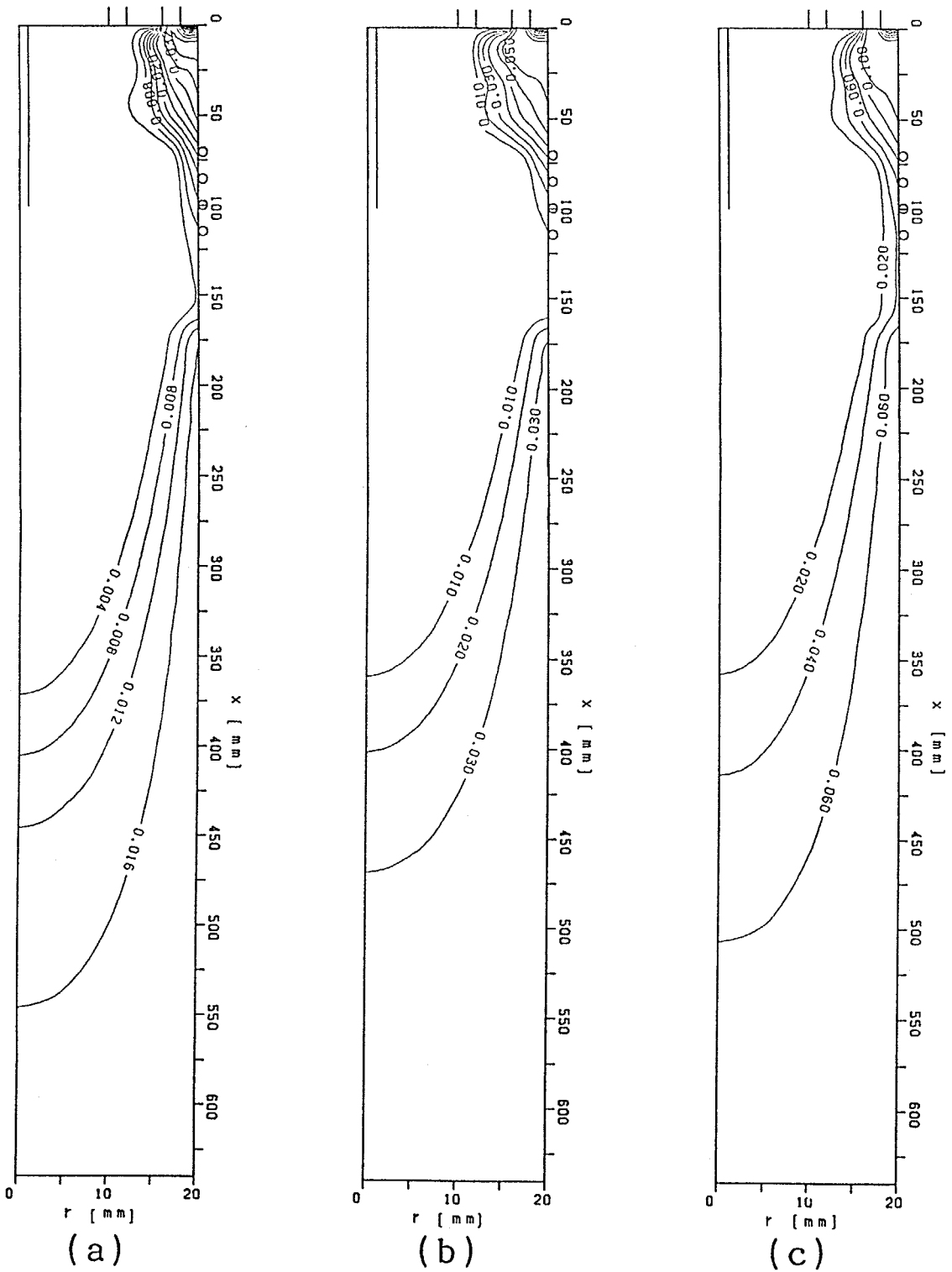


Fig. 8-12 Concentration contours of O_2 ; O_2 flow rate:
 (a) 0.5 litre/min, (b) 1 litre/min, (c) 2 litre/min.

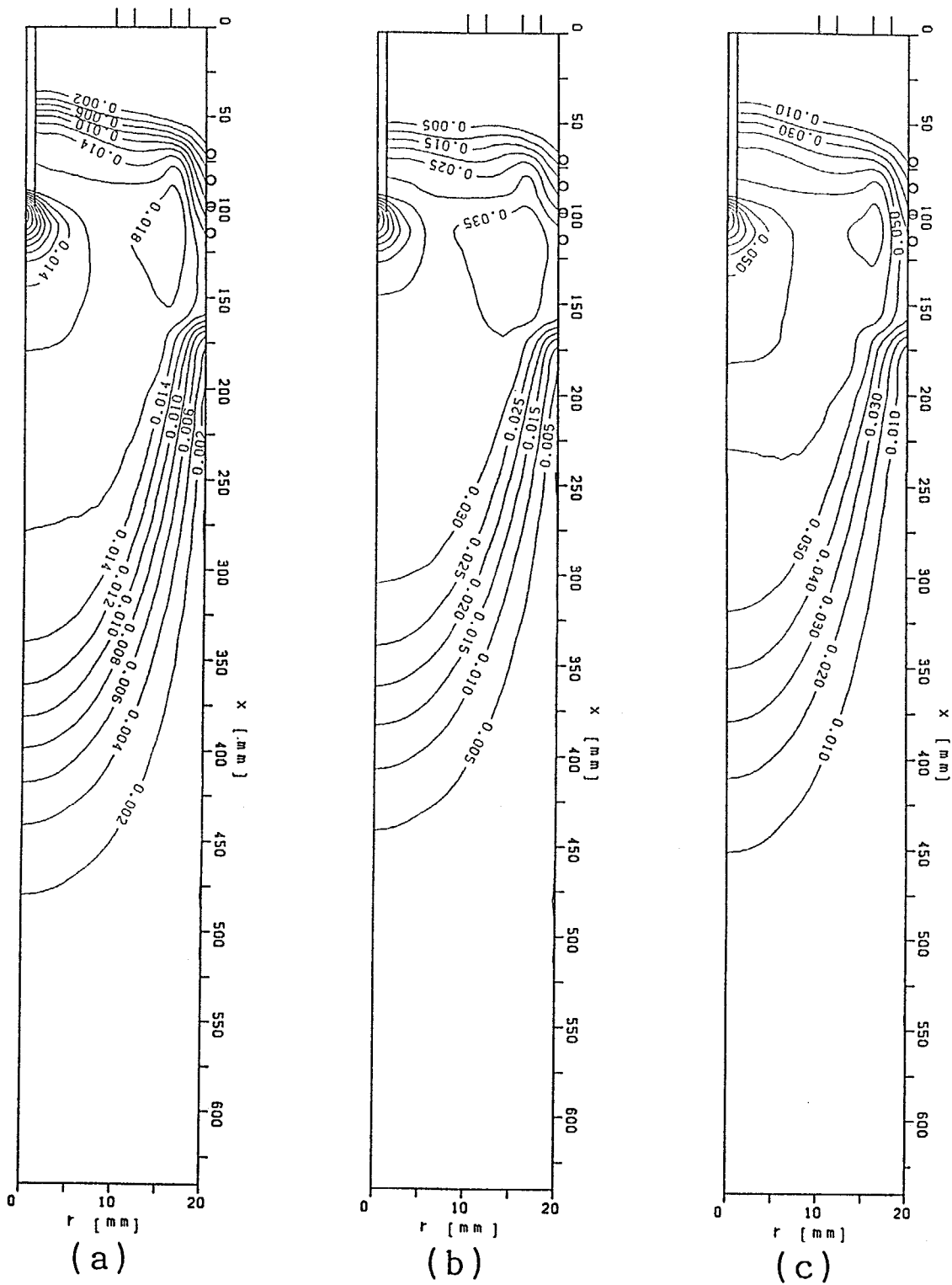


Fig. 8-13 Concentration contours of O_2 ; O_2 flow rate:
 (a) 0.5 litre/min, (b) 1 litre/min, (c) 2 litre/min.

酸素の流量が 0 litre/minの流線がFig. 8-9(a)、酸素が 1 litre/minの流線がFig. 8-9(b)、酸素が 2 litre/minの流線がFig. 8-9(c)である。アルミニウム粉体を供給する位置はRF熱プラズマに発生する渦流の下流であり、渦流の影響を受けずにアルミニウム粉体を安定に供給できることがわかる。

酸素の流量が 0 litre/minの等温線がFig. 8-10(a)、酸素が 1 litre/minの等温線がFig. 8-10(b)、酸素が 2 litre/minの等温線がFig. 8-10(c)である。水冷銅管から吹き出す常温のキャリアガスは、すぐに加熱されて高温になる。このことから供給されるアルミニウム粉体はRF熱プラズマにより迅速に効果的に加熱されることが予想される。酸素の流量が多いほどRF熱プラズマの高温域（例えば 10000 Kの等温線）は狭くなる。これは酸素の流量が多いほど、酸素の解離により消費されるエネルギーが多くなり、熱プラズマ流の温度が低下するからである。

酸素の流量が 0.5 litre/minの等解離度線がFig. 8-11(a)、酸素が 1 litre/minの等解離度線がFig. 8-11(b)、酸素が 2 litre/minの等解離度線がFig. 8-11(c)である。同様に酸素分子の等濃度線をFig. 8-12、酸素原子の等濃度線をFig. 8-13に示す。アルミニウム粒子が酸素と反応してアルミナになる領域はほとんど酸素原子のみが存在している領域である。

8.2.2 アルミニウム粒子の蒸発

反応性RF熱プラズマであるアルゴン・酸素プラズマ中のアルミニウム粒子のアルミニウム粒子の軌跡、温度履歴を求めることにより、蒸発量を計算する。

8.2.2.1 モデル

1) アルミニウムの単一粒子の軌跡 アルゴン・酸素プラズマにおけるアルミニウムの単一粒子の軌跡は、プラズマ流と粒子の相対速度によって粒子が受ける抗力を求めて、固体の運動方程式であるEqs. (8-1, 2)から求める。ここでアルミニウム粒子はアルゴン・酸素プラズマの場に影響を与えないこと、およびアルミニウム粒子は水冷銅管によりトーチ中央にキャリアガスの速度で供給されること、アルミニウム粒子は球形であることを仮定する。

$$\frac{du_a}{dt} = -\frac{3}{4} C_D (u_a - u_o) |u_r| \left(\frac{\rho_o}{\rho_a \cdot D_a} \right) \quad (8-1)$$

$$\frac{dv_a}{dt} = -\frac{3}{4} C_D (v_a - v_o) |u_r| \left(\frac{\rho_o}{\rho_a \cdot D_a} \right) \quad (8-2)$$

ここで添え字のpとaはそれぞれプラズマガスとアルミニウム粒子を示し、 u は軸方向速度、 v は半径方向速度、 u_r は粒子と熱プラズマ流の相対速度、 D_a は粒子の直径である。抵抗係数 C_D はEq. (8-3)から求める¹³⁶⁾。

$$C_D = \frac{24}{Re} \left(\frac{\rho_p \cdot \mu_p}{\rho_{as} \cdot \mu_{as}} \right)^{-0.45} \quad (8-3)$$

ここで添え字のasはアルミニウム粒子の表面を示す。この式では、熱プラズマ流中の粒子の境界層に存在する大きな温度変化のための補正を行っている。

2) アルミニウムの単一粒子の温度履歴 アルゴン・酸素プラズマ中に供給されたアルミニウム粒子は熱プラズマ流からの熱移動により加熱される。本研究では粒子のBi数が小さいことから、粒子内部の温度分布はないことを仮定する。アルミニウム粒子への熱移動量はEq. (8-4)からを求める。

$$Q = h \cdot \pi D_a^2 \cdot (T_p - T_{as}) \quad (8-4)$$

ここで h は熱プラズマ流から粒子への伝熱係数である。この伝熱係数は熱プラズマ流中の粒子の境界層に存在する大きな温度変化のための補正を行ったRanz-Marshall式のEq. (8-5)¹³⁶⁾から求める。

$$Nu = (2 + 0.6 Re_f^{0.5} \cdot Pr_f^{0.33}) \left(\frac{\rho_p \cdot \mu_p}{\rho_{as} \cdot \mu_{as}} \right)^{0.6} \left(\frac{C_{p_p}}{C_{p_{as}}} \right)^{0.38} \quad (8-5)$$

ここで添え字のfは、プラズマ温度 T_p とアルミニウム粒子の表面温度 T_{as} のフィルム温度に基づく物性値であることを示す。

アルミニウム粒子が融点に到達すると、Eq. (8-6)により融解量を計算する。

$$Q = m \Delta H_m \frac{d\alpha}{dt} \quad (8-6)$$

ここで m は粒子の質量、 ΔH_m は融解潜熱 (395 kJ/kg)、 α は融解粒子の割合である。粒子は融解熱を蓄えるまで、その温度は融点で一定であるとする。

3) アルミニウム粒子の蒸発量 アルミニウム粒子が沸点に到達した後は、粒子の温度は沸点で一定となり、蒸発により質量が減少する。実験で得られた

粒子の蒸発量は、酸素の流量の増加により急激に減少する。このことからアルミニウム粒子と酸素との反応熱により粒子の蒸発量が促進されることが考えられる。蒸発量の促進には以下の2通りが考えられる。まず第1に反応熱がすべて直接的に粒子を加熱する場合である。第2には反応熱により熱プラズマ流の温度が上昇して、間接的に粒子を加熱する場合である。後者の場合には、供給したすべてのアルミニウム粒子が反応した場合でも、反応熱はRF熱プラズマのエンタルピー流れの約5%のみであることから、蒸発量への影響はほとんどない。よって本研究では、アルミニウム粒子と酸素との反応熱が直接的に粒子を加熱し、蒸発を促進する液滴の燃焼モデル²⁰⁶⁾を適用する。この液滴の燃焼モデルをFig. 8-14に示す。このモデルでは、液滴の燃焼は液滴表面に付着する静止層内で起こると仮定する。アルミニウム蒸気と雰囲気中の酸素原子との反応熱、およびプラズマ流からの熱移動により、アルミニウム粒子は蒸発する。このアルミニウムの蒸発量はEq. (8-7)から求める。

$$\frac{dm}{dt} = 2\pi D_a \frac{k_p}{C_{p_o}} \ln(1+B) \quad (8-7)$$

ここでBはトランスファーナンバーと呼ばれ、Eq. (8-8)で定義される。

$$B = \frac{H \cdot C_{w_o}}{\Delta H_e \cdot i} + \frac{C_{p_o} (T_o - T_{as})}{\Delta H_e} \quad (8-8)$$

ここでHは燃焼熱、 ΔH_e は蒸発潜熱 (1.08×10^4 kJ/kg)、 C_{w_o} は酸素原子の質量分率、iは反応における酸素原子の化学量論係数である。

熱プラズマ流中で粒子を加熱する場合には、粒子の表面温度が沸点に到達する前に気化が始まる可能性が考えられる。この場合には粒子は沸点よりやや低い温度で一定となり、沸点には到達しない。しかしPfender¹⁵³⁾により、熱プラズマ流中で高沸点の金属粒子を加熱する場合においても、沸点以下で起こる気化を考慮した場合と考慮しない場合では、粒子の蒸発量に差がないことが報告されている。本研究では沸点の低いアルミニウム粒子を対象としているので、沸点以下の気化は無視できる。

アルゴン・酸素プラズマの場の数値解析の結果(8.2.1)から、アルミニウム粒子が酸素と反応する領域では酸素原子のみが存在することから、反応は酸素原子が関与するもののみを考慮する。数値解析ではEqs. (8-9,10)の2通りを考慮した。1番目の反応はアルゴン/酸素/アルミニウム系における平衡組成

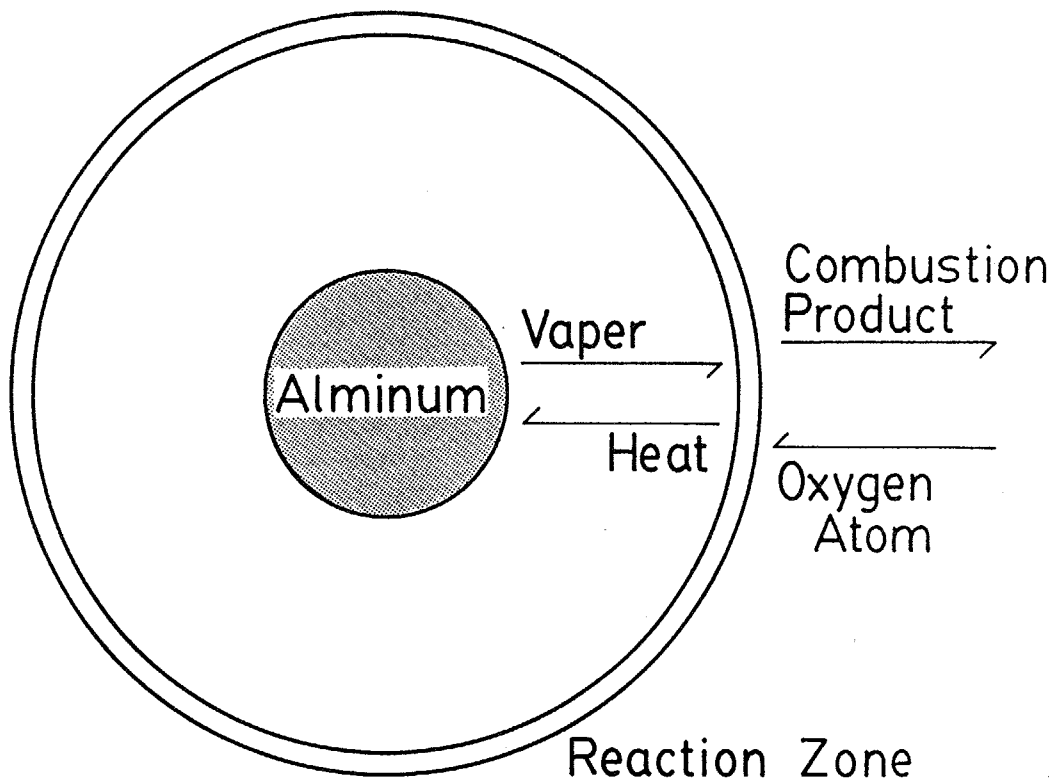
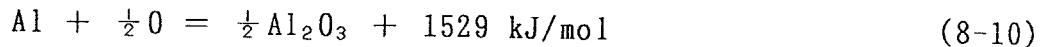


Fig. 8-14 Combustion model of liquid droplet.

において、高温で安定に存在するAlOが生成する場合である。この系の平衡組成図をFig. 8-15に示す。2番目は最終生成物であるAl₂O₃が直接生成する場合である。また比較のためにアルミニウムと酸素原子との反応が起こらないで、アルミニウムの蒸発のみが起こる場合を考える。これらの3通りの場合について数値計算を行う。



アルミニウム粒子が周囲のアルゴン・酸素プラズマに対して相対的に動く場合には、蒸発を伴う場合の液滴における抵抗係数を用いる。Muggia²⁰⁷⁾は $Re < 1$ の範囲において蒸発している球の回りの流れを理論的に求めることにより、Eq. (8-11)を得た。ここで C_{D^*} は蒸発を伴う場合の抵抗係数である。

$$C_{D^*} = \frac{24}{Re} \left[\frac{2 + B^*}{(2 + 3/4 B^*) - 3/16 Re (2 + B^*)} - \frac{B^* (4 + Re)}{3 (2 + B^*)} \right] \quad (8-11)$$

ここで B^* はEq. (8-12)で定義される。

$$B^* = \frac{C_{D_0} (T_0 - T_{as})}{Q} \quad (8-12)$$

蒸発が始まる場合には、Eq. (8-3)の代わりにEqs. (8-11,12)から求めた抵抗係数を用いて、アルミニウム粒子の軌跡を計算する。

8.2.2.2 数値解析結果

1) アルミニウム粒子の軌跡および温度履歴 アルゴン・酸素プラズマの酸素の流量を変化した場合のアルミニウム粒子の速度をFig. 8-16に、粒子の温度をFig. 8-17に示す。この図は平均粒径である63 μm (クラスD) のアルミニウム粒子を供給し、アルミニウムと酸素との反応によりAl₂O₃が生成する場合である。図中のx印は粒子が蒸発し終えた位置である。

粒子は熱プラズマ流により加速されるために速度が次第に上昇する。その後熱プラズマ流の流速が減少するので、粒子の速度は熱プラズマ流の流速に近づ

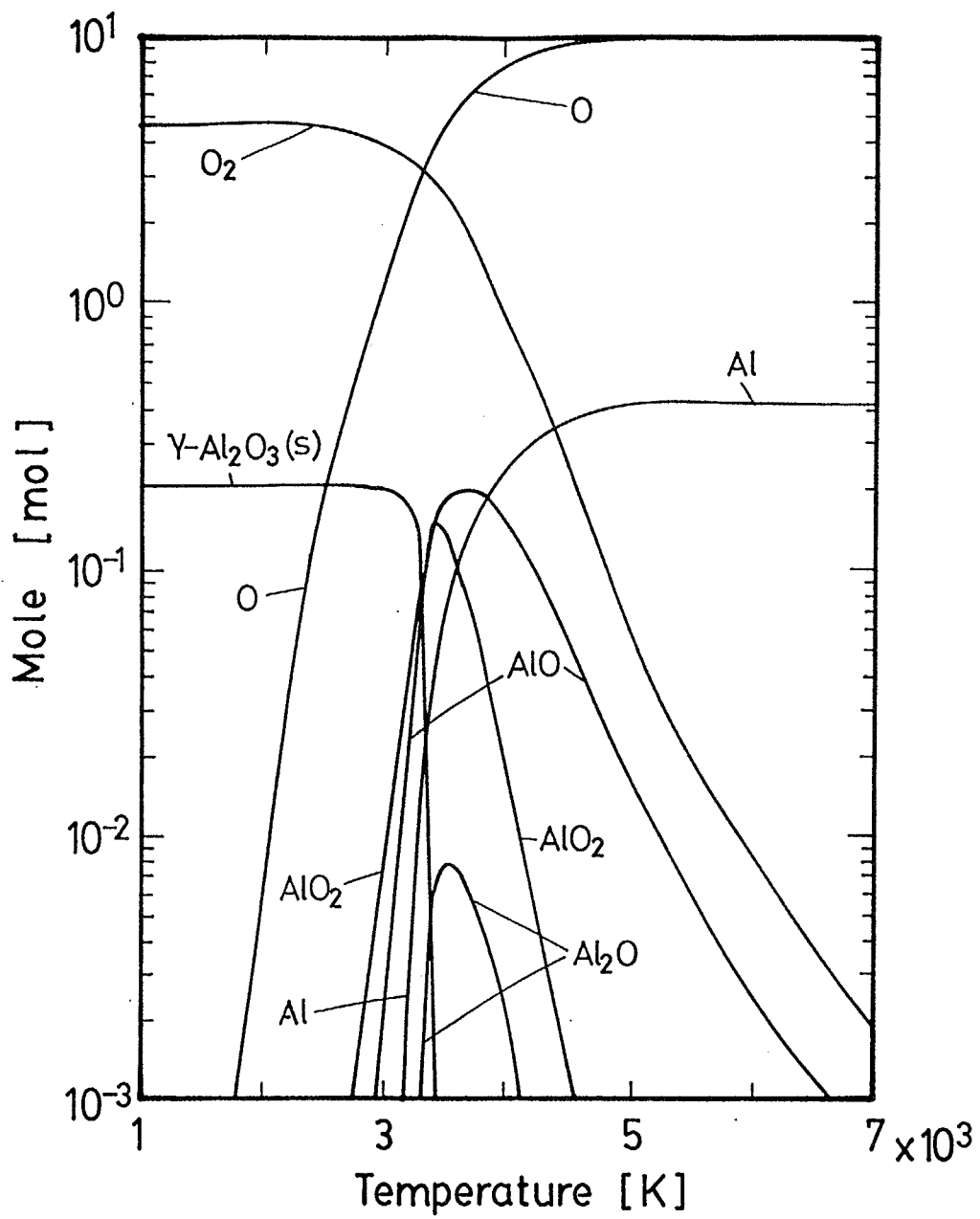


Fig. 8-15 Thermal equilibrium for Al and O₂.

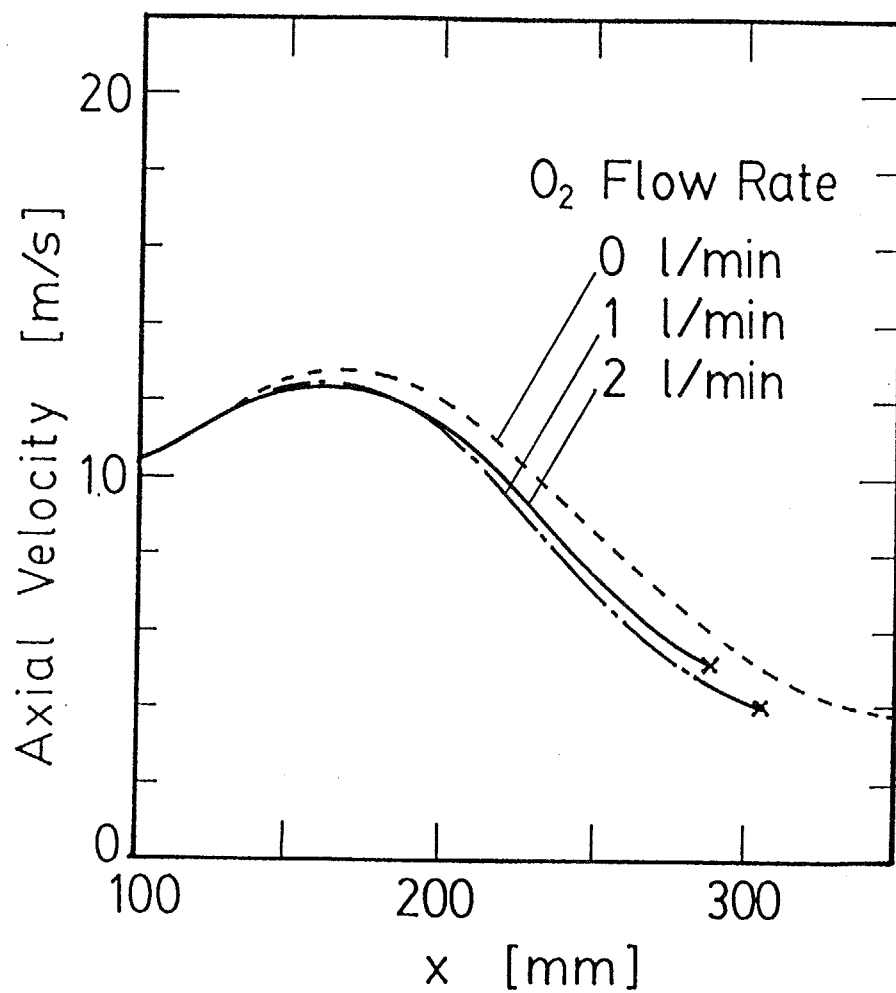


Fig. 8-16 Calculation profiles of axial velocity of Al powder at different O₂ gas flow rates.

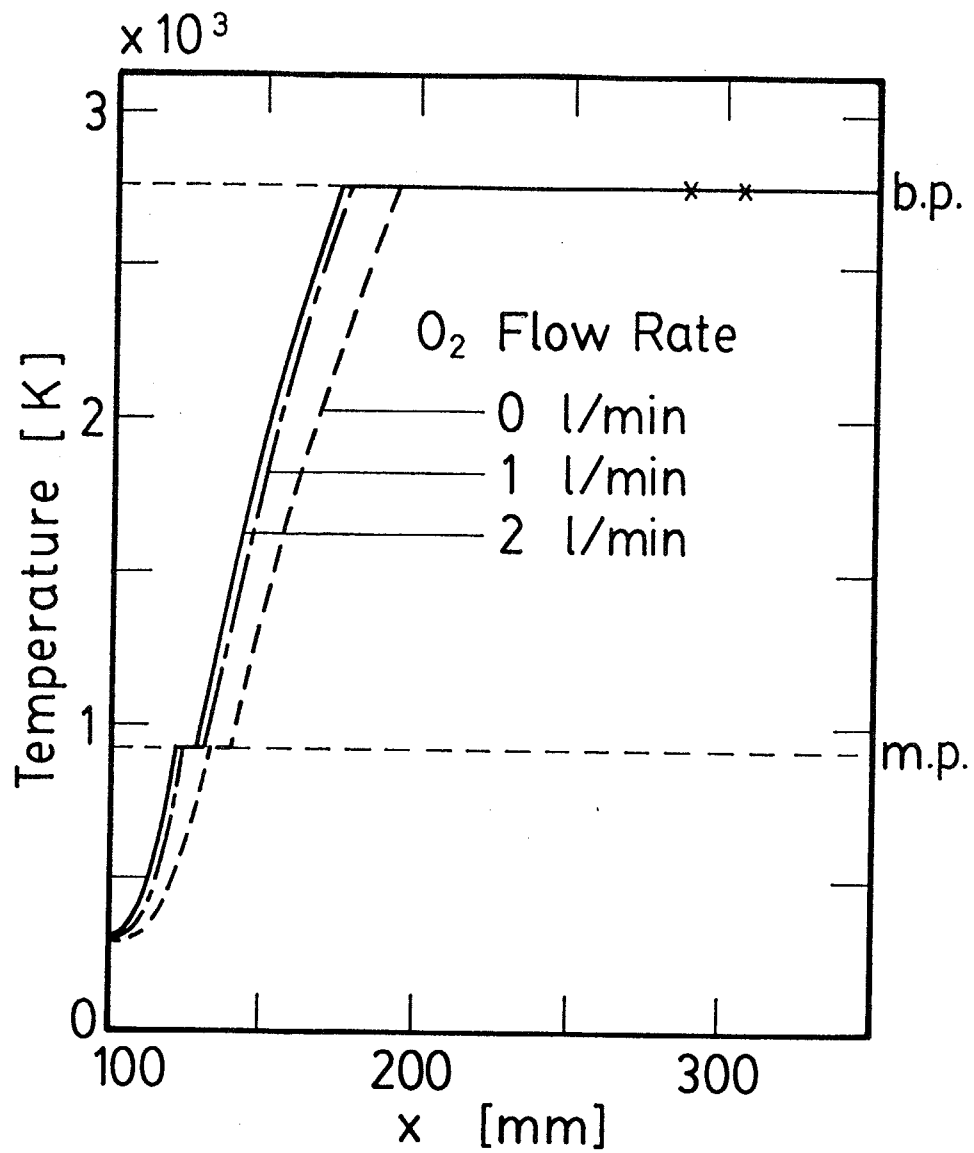


Fig. 8-17 Calculation profiles of Al powder temperature at different O_2 gas flow rates.

くように次第に減少する。粒子は供給位置からおよそ 70~80 mmで沸点に到達する。酸素が 1 litre/minの場合には、融点に到達する時間は 15.55 ms、融解に要する時間は 4.07 ms、融点から沸点に到達する時間は 23.79 ms、蒸発に要する時間は 70.89 msである。粒子が蒸発に要する時間が他のプロセスに比べて長い。しかし酸素が 2 litre/minの場合には蒸発に要する時間は 50.08 msとなり短くなる。また酸素がない場合には蒸発を終えずに反応管から出ていく。酸素の流量が多いほどアルミニウム粒子と酸素との反応熱が大きく、さらに熱プラズマ流の熱伝導率が高くなるので、アルミニウム粒子は速く蒸発する。

アルゴン・酸素プラズマに供給するアルミニウム粒子の粒径を変化した場合のアルミニウム粒子の速度をFig. 8-18に、粒子の温度をFig. 8-19に示す。この図は酸素を 2 litre/minとし、アルミニウムと酸素との反応により Al_2O_3 が生成する場合である。図中のx印は粒子が蒸発し終えた位置である。図中のクラスAは粒径が 44 μm の粒子、クラスDは粒径が 63 μm の粒子、クラスGは粒径が 105 μm の粒子である (Table 8-1参照)。

小さい粒子ほど熱プラズマ流の流速に速く近づく。また小さい粒子ほど粒子の温度上昇は速い。粒子が蒸発し終えるのはクラスAで 32.13 ms、クラスDで 97.95 msであり、クラスGは蒸発を終えずに反応管から出ていく。

2) アルミニウム粒子の蒸発量 アルゴン・酸素プラズマにおけるアルミニウム粒子の未蒸発量の数値解析で得られた結果をFig. 8-20に示す。図中には実験による測定結果を比較のために示す。消費電力: 8 kW、プラズマガスとしてアルゴンの流量: 20 litre/minと一定にし、反応性気体である酸素の流量を変化させる。

アルミニウムと酸素の反応を考慮したモデルでは AlO が生成する場合と Al_2O_3 が生成する場合の両方において、酸素の流量の増加とともに未蒸発量は大きく減少する。これは実験結果とほぼ同じ結果である。RF熱プラズマの酸素の濃度が高くなると、アルミニウム蒸気と酸素との反応熱が大きくなり、そのためにアルミニウム粒子の蒸発量が増えるためである。

アルミニウム粒子と酸素との反応を考慮しないモデルでは、酸素の流量の増加とともに未蒸発量はやや減少する。この減少は、酸素の流量の増加により熱プラズマ流の熱伝導率が上昇するためである。アルミニウム粒子と酸素の反応を考慮しないモデルでは、実験結果を説明できない。

8.3 要約

以下に本章を要約する。

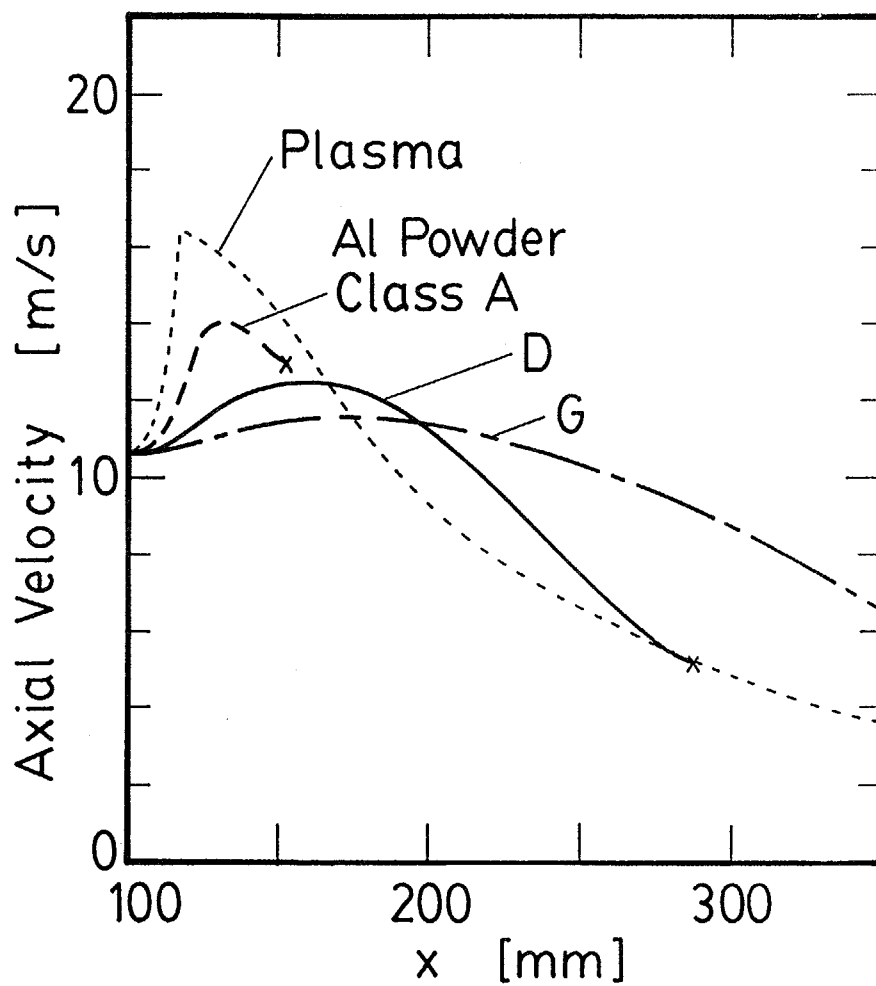


Fig. 8-18 Calculation profiles of axial velocity of Al powder at different particle sizes.

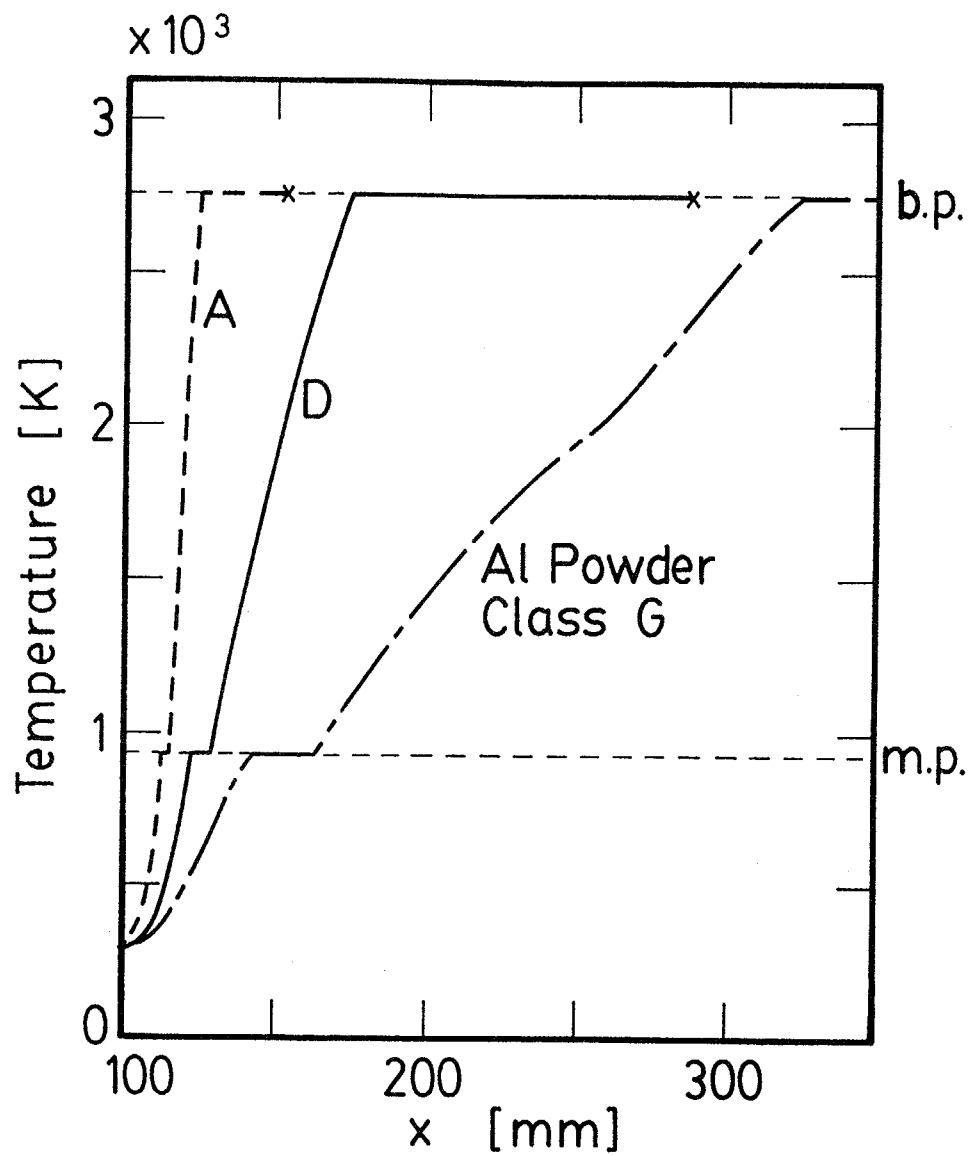


Fig. 8-19 Calculation profiles of Al powder temperature at different particle sizes.

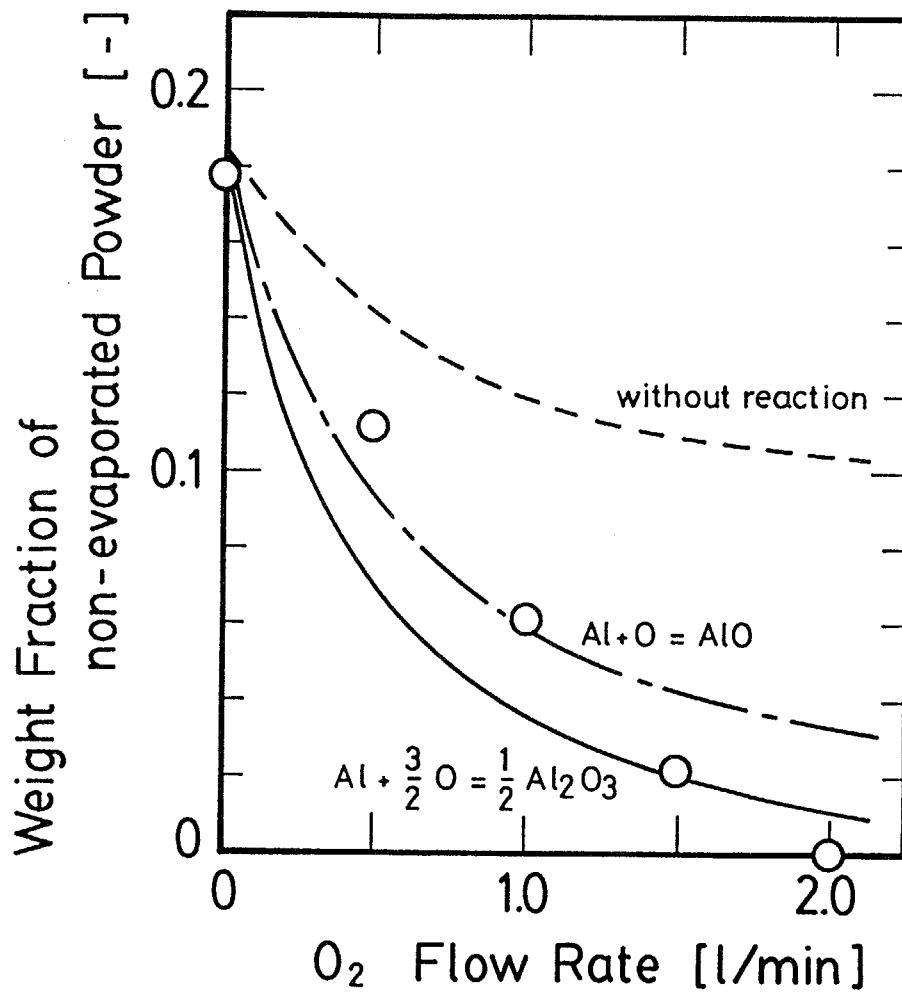


Fig. 8-20 Effect of O₂ gas flow rate on weight fraction of non-evaporated powders.

1) 反応性RF熱プラズマであるアルゴン・酸素プラズマにアルミニウム粉末を供給することにより、 γ -アルミナ超微粒子超微粒子を生成することができた。供給されたアルミニウム粉末はRF熱プラズマ内で蒸発し、酸素と反応し、その後凝縮および凝集し超微粒子になる。超微粒子の生成量は、酸素の流量を増加することにより急激に増加した。

2) アルゴン・酸素プラズマにおいて、アルミニウム粉体を供給する水冷銅管、そこから吹き出すキャリアガス、およびトーチ下流に接続した反応管を考慮したモデルの数値解析を行った。数値解析の結果から、アルミニウム粉体を供給する位置は渦流の影響を受けずに安定に供給できる位置であること、キャリアガスはすぐに加熱されて高温になることからアルミニウム粉体はRF熱プラズマにより迅速に加熱されること、アルミニウム粒子が酸素と反応してアルミナになる領域はほとんど酸素原子のみが存在している領域であることがわかった。

3) アルゴン・酸素プラズマ中におけるアルミニウム粒子の軌跡と温度履歴を数値解析した。粒子は供給位置からおよそ70~80 mm下流で沸点に到達し、粒子が蒸発に有する時間が他のプロセスに比べて長い時間を要する。酸素の流量が多いほど、蒸発に要する時間は短くなる。

4) アルゴン・酸素プラズマにおけるアルミニウム粒子の蒸発量は、液滴の燃焼モデルを適用して計算することができた。アルミニウム粒子と酸素の反応を考慮して数値解析した粒子の蒸発量は、実験結果とほぼ一致した。アルミニウム粒子と酸素との反応を考慮しない場合の数値解析結果は実験結果と大きく異なった。

第9章 結言

本論文の目的は、各種の熱プラズマ流のモデリングを行い、熱プラズマ流の特性を明かにすることとともに、熱プラズマ流を制御するための工学的検討を行い、その技術を確立することである。プラズマジェット、プラズマアーク、および高周波誘導熱プラズマの数値解析を行い、2次元の速度、温度、濃度分布を得た。実験においてはプラズマジェットおよび高周波誘導熱プラズマの速度、温度、濃度分布を実測した。プラズマジェットから平板への熱移動量分布およびプラズマアークから平板陽極への熱移動量分布を実測した。数値解析で得た結果と実測値はよく一致し、本研究で用いた数値解析のモデルが適切であることが示された。これらの結果を利用することにより熱プラズマ流のエネルギー密度を流体により制御する技術を開発した。さらに高周波誘導熱プラズマ中に供給されたアルミニウム粒子の挙動のモデリングを行い、その軌跡、温度履歴、および蒸発量を数値解析により求めた。

第1章「緒言」では、熱プラズマ流の利用例の概要を記述するとともに、熱プラズマ流のモデリングと熱プラズマ流中の粒子の挙動のモデリングに関する既往の研究、および熱プラズマ流の制御に関する既往の研究を概説し、本研究の背景および目的を明らかにした。

第2章「熱プラズマ流の基礎式と解析法」では、本研究で扱う熱プラズマ流に対する全般的なモデリングについて検討を行った。特にモデリングに必要な基礎方程式と、数値解析を行う2通りの方法である流れ関数-渦度法とSIMPLER法について記述した。

第3章「プラズマジェットのエネルギー流密度分布」では、プラズマジェットのモデリングと制御について検討を行った。プラズマジェットの速度分布と温度分布を実験および数値解析により求めた。またプラズマジェットのエネルギー密度を流体により制御した。流体による制御とはプラズマジェットのノズル出口近傍においてジェットの中心に向けて半径方向に気体を吹き出す方法である。プラズマジェットのエネルギー密度の評価としてQ値を用いた。Q値はエンタルピー流れの最大値をそのときの半値幅で割った値と定義した。適当な流量の吹き出し流に対してQ値は最大値を示した。

第4章「プラズマジェットから平板への熱移動量分布」では、プラズマジェットから平板への熱移動量分布を実験により測定し、第3章と同様の方法により流体による制御を行った。平板への熱移動量分布におけるQ値は適当な流量の吹き出し流に対して最大値を示した。

第5章「プラズマアーク」では、プラズマアークのモデリングと制御について検討を行った。プラズマアークから陽極への熱移動量分布を実験および数値解析により求めた。また熱移動量分布を流体により制御した。熱伝導率の大きいヘリウムや解離反応を起こす窒素をアークに対して吹き出し、熱的ピンチ効果により陽極への熱移動量分布を鋭くすることができた。またアルゴンおよび窒素を吹き出しガスとして用いることにより、ガスの動圧により熱移動量分布を鋭くすることができた。数値解析においてはアークに対して適当な位置において旋回流を与えることにより熱移動量分布を鋭くできることが示された。

プラズマアークの操作条件によっても陽極への熱移動量分布を制御することができた。電極間距離を長くすること、プラズマガス流量を少なくすること、放電電力を大きくすることにより、熱移動量分布を鋭くすることができた。これらの結果からアークから陽極への熱移動量分布を鋭くするには、アークを安定化するための旋回流を与えて放電距離を長くする方法が最適であることが示された。

第6章「不活性気体の高周波誘導熱プラズマ」では、アルゴンおよびアルゴン・ヘリウムを用いた場合の高周波誘導熱プラズマのモデリングについて検討した。これらの高周波誘導熱プラズマの速度、温度、濃度分布を実験および数値解析により求めた。アルゴン・ヘリウムプラズマにおいては混合気体の物性値を考慮した。高周波誘導プラズマには渦流が存在し、ヘリウムの濃度が高いほど、全流量が少ないほど、また消費電力が大きいほど、渦流は強くなることが示された。

第7章「反応性高周波誘導熱プラズマ」では、アルゴン・酸素、アルゴン・窒素、およびアルゴン・水素の高周波誘導熱プラズマのモデリングについて検討した。これらの高周波誘導熱プラズマの速度、温度、濃度分布を実験および数値解析により求めた。実験結果と数値解析結果の比較から、反応性気体を用いた場合の高周波誘導熱プラズマの数値解析では、反応性気体の解離および再結合反応速度を考慮する必要があることが示された。解離エネルギーの小さい気体である酸素または水素をトーチ壁近傍を流すことにより、熱プラズマ流の熱効率が上昇し、ローレンツ力の影響が強くなり、強い渦流が発生することが示された。このアルゴン・酸素プラズマおよびアルゴン・水素プラズマではほぼ平衡組成と等しく、解離エネルギーの大きい場合であるアルゴン・窒素プラズマでは平衡組成から大きくずれていることが示された。

本章の後半では、水素または窒素を吹き込むことにより、高周波誘導熱プラズマの特性を制御することについて検討した。解離エネルギーの小さい水素の場合にはトーチ上部の中央から高速で吹き込む方法により、高周波誘導熱プラ

ズマのエンタルピーおよび解離度が大きくなるが、吹き込み方法による差は小さい。解離度の大きい窒素の場合には、トーチ上部から軸方向にアルゴンとともに吹き込む方法により、エンタルピーおよび解離度が大きくなる。窒素の吹き込み方法によりエンタルピーと解離度は大きく異なる。

第8章「反応性高周波誘導熱プラズマによる粒子の融解と蒸発」では、高周波誘導熱プラズマ中のアルミニウム粒子の挙動のモデリングについて検討した。アルゴン・酸素プラズマに供給されたアルミニウム粉体の蒸発量は、酸素の流量を増加することにより急激に増加した。アルゴン・酸素プラズマ中のアルミニウム粒子の挙動を数値解析することにより、粒子の軌跡、温度履歴、および蒸発量を求めた。アルミニウム粒子の蒸発量は、熱プラズマ流中の酸素とアルミニウム粒子との反応を考慮することにより、実験結果とよく一致した。

熱プラズマ流を工業的により有効に活用するには、熱プラズマ流の特性を知る必要がある。そのためには熱プラズマ流の速度、温度、濃度分布を知らなくてはならない。測定によりこれらを求めるには限界があるために、モデリングが今後も不可欠である。本研究では反応性気体の解離および再結合反応速度を考慮し、さらに混合気体の物性値を考慮した熱プラズマ流のモデリングを開発した。

熱プラズマ流のエネルギー密度を制御することが、熱プラズマ流の工業的活用には必要である。熱プラズマ流を制御する方法として、流体により制御する方法と磁場により制御する方法が考えられる。本研究で開発した流体による制御は、装置が簡単でランニングコストが低いことが利点である。そのために現在の熱プラズマを用いたプロセッシングに応用可能な技術である。

NOMENCLATURE

a	= discretization coefficient	
B	= magnetic flux density	[T]
B	= transfer number defined by Eq.8-7	[-]
B*	= transfer number defined by Eq.8-11	[-]
Bi	= Biot number	[-]
C	= coefficient of Pitot tube	[-]
C_D	= drag coefficient	[-]
C_D^*	= drag coefficient	[-]
C_p	= specific heat at constant pressure	[J kg ⁻¹ K ⁻¹]
C_w	= mass fraction	[-]
D	= divergence	[kg m ⁻³ s ⁻¹]
D	= diameter	[m]
D	= diffusion coefficient	[m ² s ⁻¹]
D	= electric flux density	[C m ⁻¹]
D	= offcentered distance of blowing	[m]
d	= collision diameter	[m]
E	= electric field	[V m ⁻²]
E_i	= ionization energy	[J]
e	= charge of electron	[C]
F	= body force	[N m ⁻³]
F(y)	= measured integrated function	[W m ⁻¹]
f(r)	= radial heat distribution	[W m ⁻²]
H	= magnetic field	[A m ⁻¹]
H	= blowing height	[m]
H_c	= magnetic field along centerline	[A m ⁻¹]
H	= heat of combustion	[J kg ⁻¹]
ΔH_e	= latent heat of evaporation	[J kg ⁻¹]
ΔH_m	= latent heat of fusion	[J kg ⁻¹]
h	= heat transfer coefficient	[W m ⁻² K ⁻¹]
h	= enthalpy	[J kg ⁻¹]
h_p	= Planck's constant	[J s]
I	= coil current	[A]
i	= stoichiometric ratio	[-]
J	= current density	[A m ⁻²]
j	= current density	[A m ⁻²]
k	= thermal conductivity	[W m ⁻¹ K ⁻¹]
k_b	= Boltzmann's constant	[J K ⁻¹]
k_c	= thermal conductivity of quartz tube	[W m ⁻¹ K ⁻¹]

k_f	= recombination rate constant	$[m^6 s^{-1} mol^{-2}]$
L_1	= upper position of coil	$[m]$
L_2	= lower position of coil	$[m]$
L_3	= torch length	$[m]$
L_4	= powder feeder position	$[m]$
Le	= Lewis number	$[-]$
M	= molecular weight	$[kg mol^{-1}]$
m	= molecular mass	$[kg]$
m	= mass	$[kg]$
\dot{m}	= mass flow rate	$[kg s^{-1}]$
N	= number of coil turns	$[-]$
Nu	= Nusselt number	$[-]$
n	= number density	$[m^{-3}]$
P_1	= local power input	$[W m^{-3}]$
P_2	= local power input	$[W m^{-3}]$
Pr	= Prandtl number	$[-]$
P_o	= input power	$[W]$
P_t	= integrated power	$[W]$
p	= pressure	$[Pa]$
p_a	= atmospheric pressure	$[Pa]$
p_t	= total pressure	$[Pa]$
Q	= heat flow	$[W]$
Q_r	= radiation loss per unit volume	$[W m^{-3}]$
Q_{cond}	= conduction heat loss from sphere	$[W]$
Q_{loss}	= total heat loss from sphere	$[W]$
Q_{rad}	= radiation heat loss from sphere	$[W]$
Q_{conv}	= heat transfer by convection	$[W]$
Q_{elec}	= heat transfer by electron enthalpy flux	$[W]$
Q_{fall}	= heat transfer by electrons accelerated in anode fall	$[W]$
Q_{work}	= heat transfer by anode work function	$[W]$
Q_1, Q_2	= input flow rate of argon	$[litre min^{-1}]$
Q_3	= input flow rate of additional gas	$[litre min^{-1}]$
Q_4	= input flow rate of carrier gas	$[litre min^{-1}]$
R	= inside radius of torch	$[m]$
R	= arc radius	$[m]$
R	= gas constant	$[J mol^{-1} K^{-1}]$
R_B	= blowing radius	$[m]$
R_c	= coil radius	$[m]$
Re	= Reynolds number	$[-]$
R_p	= powder feeder radius	$[m]$

r	= distance in radial direction	[m]
S	= source term	
S	= Sutherland constant	[K]
S _c	= coefficient of Eq.2-22	
S _p	= coefficient of Eq.2-22	
T	= temperature	[K]
T _{wo}	= temperature at outside of quartz tube	[K]
t	= time	[s]
U	= partition function	[-]
u	= axial velocity	[m s ⁻¹]
u _r	= relative velocity	[m s ⁻¹]
V _B	= blowing gas flow rate	[litre min ⁻¹]
v	= radial velocity	[m s ⁻¹]
W	= thickness of quartz tube	[m]
W _B	= blowing width	[m]
w	= tangential velocity	[m s ⁻¹]
x	= distance in axial direction	[m]
X	= mole fraction	[-]
y	= distance from split plane	[m]

<Greek>

α	= fraction of melted particle	[-]
α ₀	= correction factor in Eq.6-24	[-]
ζ	= vorticity	[s ⁻¹]
μ	= viscosity	[Pa s]
ξ	= magnetic permeability of vacuum	[H m ⁻¹]
ρ	= density	[kg m ⁻³]
ρ _e	= density of electric charge	[C m ⁻³]
σ	= electrical conductivity	[mhos m ⁻¹]
Γ	= coefficient of diffusion term	
φ	= general dependent variable	
Φ	= parameter by Wilke	[-]
χ	= phase difference between electric and magnetic fields	[rad]
ψ	= stream function	[kg s ⁻¹]
Ψ	= parameter by Lindsay and Bromley	[-]
Ω	= collision integral	[-]
ω	= oscillator frequency	[rad s ⁻¹]

<Superscript>

0	= standard
*	= estimated
'	= corrected
^	= pseudo

<Subscript>

Ar	= argon
a	= aluminum particle
as	= aluminum particle surface
Cu	= copper
E	= grid point
e	= electron
e	= control volume face
f	= film
He	= helium
H ₂ O	= cooling water
i	= i-th ion of argon
N	= grid point
n	= control volume face
P	= grid point
p	= plasma
p	= center of control volume
R	= species in mixed plasma
r	= radial direction
S	= grid point
s	= control volume face
W	= grid point
w	= control volume face
x	= axial direction
1	= probe entrance
2	= probe exit
θ	= tangential direction

LITERATURE CITED

- 1) Y.Arata, J. Phys. Soc. Japan, 43 (3), p.1107 (1977).
- 2) Y.Arata, and A.Kobayashi, Trans. JWRI, 13 (2), p.173 (1984).
- 3) 荒田吉明, 小林 明, 高温学会誌, 11 (1), p.18 (1985).
- 4) 荒田吉明, 小林 明, 高温学会誌, 11 (3), p.124 (1985).
- 5) Y.Arata, and A.Kobayashi, Trans. JWRI, 14 (2), p.229 (1985).
- 6) Y.Arata, A.Kobayashi, and Y.Habara, Trans. JWRI, 14 (2), p.235 (1985).
- 7) Y.Arata, A.Kobayashi, Y.Habara, S-N.Jing, and K.Kamakura, Trans. JWRI, 15 (1), p.27 (1986).
- 8) Y.Arata, A.Kobayashi, Y.Habara, and S-N.Jing, Trans. JWRI 15 (2), p.227 (1986).
- 9) Y.Arata, A.Kobayashi, Y.Habara, S-N.Jing, and K.Kamakura, Trans. JWRI, 15 (2), p.383 (1986).
- 10) Y.Arata, and A.Kobayashi, J. Appl. Phys., 59 (9), p.3038 (1986).
- 11) Y.Arata, A.Kobayashi, and Y.Habara, Jap. J. Appl. Phys., 25 (11), p.1697 (1986).
- 12) 荒田吉明, 小林 明, 羽原康裕, 高温学会誌, 13 (3), p.116 (1987).
- 13) A.Kobayashi, S.Kurihara, and Y.Arata, Trans. JWRI, 17 (2), p.305 (1988).
- 14) Y.Arata, A.Kobayashi, and Y.Habara, High Temp. Tech., 6 (1), p.9 (1988).
- 15) Y.Arata, N.Hasegawa, and H.Namikawa, Trans. JWRI, 18 (1), p.13 (1989).
- 16) 小林 明, 栗原 撰, 羽原康裕, 荒田吉明, 溶接学会論文集, 8 (4), p.457 (1990).
- 17) 朝日直達, 児島慶享, 高温学会誌, 10 (S), p.249 (1984).
- 18) 井藤三千寿, 武田紘一, 製鉄研究, 336, p.40 (1990).
- 19) N.Wada, Jap. J. Appl. Phys., 8 (5), p.551 (1969).
- 20) P.Ronsheim, A.Mazza, and A.N.Christensen, Plasma Chem. Plasma Processing, 1 (2), p.135 (1981).
- 21) P.C.Kong, M.Suzuki, R.Young, and E.Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 3 (1), p.115 (1983).
- 22) G.P.Vissokov, and L.B.Brakalov, J. Mater. Sci., 18, p.2011 (1983).
- 23) G.P.Vissokov, K.D.Manolova, and L.B.Brakalov, J. Mater. Sci., 16, p.1716 (1981).
- 24) P.C.Kong, and E.Pfender, Langmuir, 3 (2), p.259 (1987).

- 25) Y.Chang, R.M.Young, and E.Pfender, 9 (2), p.277 (1989).
- 26) 佐藤忠夫, 岩田 稔, 日本化学会誌, 1973 (10), p.1869 (1973).
- 27) W.E.Kuhn, J. Electrochim. Soc., 110 (4), p.298 (1963).
- 28) E.Neuenschwander, J. Less-Common Metals, 11, p.365 (1966).
- 29) 三谷裕康, 永井 宏, 福原幹夫, 日本金属学会誌, 41 (1), p.27 (1977).
- 30) 福原幹夫, 永井 宏, 三谷康裕, 日本金属学会誌, 42 (6), p.588 (1978).
- 31) 加藤昭夫, 岡部安三, 北條純一, 粉体および粉末冶金, 27(1), p.32 (1980).
- 32) 宇田雅廣, 日本金属学会報, 22 (5), p.412 (1983).
- 33) 大野 悟, 宇田雅廣, 日本金属学会誌, 48 (6), p.640 (1984).
- 34) 宇田雅廣, 大野 悟, 日本化学会誌, 1984 (6), p.862 (1984).
- 35) K.Ishizaki, T.Egashira, K.Tanaka, and P.B.Celis, J. Mater. Sci., 24, p.3553 (1989).
- 36) 大野 悟, 金属, 1989 (7), p.54 (1989).
- 37) Y.Nakamura, M.Ito, and H.Ishikawa, Plasma Chem. Plasma Processing, 1 (2), p.149 (1981).
- 38) 石塚隆一, 明石和夫, 江上一郎, 生産研究, 20 (11), p.572 (1968).
- 39) 石塚隆一, 明石和夫, 生産研究, 25 (5), p.200 (1973).
- 40) 石塚隆一, 明石和夫, 江上一郎, 生産研究, 22 (8), p.370 (1970).
- 41) 石塚隆一, 明石和夫, 日本金属学会誌, 45 (12), p.1229 (1981).
- 42) R.J.McCullough, J. Metals, 14, p.907 (1962).
- 43) 金子恭二郎, 佐野信雄, 松下幸雄, 鉄と鋼, 62 (1), p.43 (1976).
- 44) 金子恭二郎, 佐野信雄, 松下幸雄, 鉄と鋼, 63 (8), p.1224 (1977).
- 45) 杉浦三朗, 藤根道彦, 高温学会誌, 6 (4), p.155 (1980).
- 46) S.Matsumoto, Y.Sato, M.Tsutsui, and N.Setaka, J. Mater. Sci., 17, p.3106 (1982).
- 47) M.Kamo, Y.Sato, S.Matsumoto, and N.Setaka, J. Crystal Growth, 62, p.642 (1983).
- 48) 松本精一郎, NEW DIAMOND, 4 (1), p.26 (1988).
- 49) 大竹尚登, 栗山康彦, 吉川昌範, 尾花 博, 鬼頭昌之, 斉藤 弘, 精密工学会誌, 55 (12), p.2163 (1989).
- 50) 志村 進, 後藤 拡, 工業加熱, 26 (5), p.42 (1989).
- 51) 山崎健利, 木下勝雄, 産業と環境, 19 (2), p.55 (1990).
- 52) T.B.Reed, J. Appl. Phys., 32 (5), p.821 (1961).
- 53) 吉田豊信, 日本の科学と技術, 25, p.35 (1984).
- 54) T.Yoshida, and K.Akashi, Trans. Jap. Inst. Metals., 22 (6), p.371 (1981).
- 55) 原田俊哉, 吉田豊信, 小関敏彦, 明石和夫, 日本金属学会誌, 45 (11),

- p.1138 (1981).
- 56) 姉川由男, 小関敏彦, 吉田豊信, 明石和夫, 日本金属学会誌, 49 (6), p.451 (1985).
 - 57) T.Yoshida, A.Kawasaki, K.Nakagawa, and K.Akashi, J. Mater. Sci., 14, p.1624 (1979).
 - 58) 亀山哲也, 角田達朗, 本江秋弘, 上松敬善, 福田健三, 粉体および粉末冶金, 38 (2), p.109 (1991).
 - 59) A.Audsley, and R.K.Bayliss, J. Appl. Chem., 19, p.33 (1969).
 - 60) 犬飼 隆, 粉体および粉末冶金, 27 (8), p.249 (1980).
 - 61) C.M.Hollabaugh, D.E.Hull, L.R.Newkirk, and J.J.Petrovic, J. Mater. Sci., 18, p.3190 (1983).
 - 62) 江口敬祐, 高 仁用, 菅原龍男, 李 享植, 吉田豊信, 日本金属学会誌, 53 (12), p.1236 (1989).
 - 63) 二木昌次, 白石勝造, 清水忠義, 吉田豊信, 窯業協会誌, 94 (1), p.17 (1986).
 - 64) 竹内 順, 岡田知久, 吉田豊信, 明石和夫, 日本金属学会誌, 52 (7), p.711 (1988).
 - 65) T.Okada, H.Hamatani, and T.Yoshida, J. Am. Ceram. Soc., 72 (11), p.2111 (1989).
 - 66) S.Matsumoto, M.Hino, and T.Kobayashi, Appl. Phys. Lett., 51 (10), p.737 (1987).
 - 67) 細谷郁雄, 出光技報, 33 (1), p.107 (1990).
 - 68) K.Terashima, K.Eguchi, T.Yoshida, and K.Akashi, Appl. Phys. Lett., 52 (15), p.1274 (1988).
 - 69) K.Terashima, H.Komaki, and T.Yoshida, IEEE Trans. Plasma Sci., 18 (6), p.980 (1990).
 - 70) H.Zhu, Y.C.Lau, and E.Pfender, J. Superconductivity, 3 (2), p.171 (1990).
 - 71) H.Murakami, T.Yoshida, and K.Akashi, Adv. Ceram. Mater., 3 (4), p.423 (1988).
 - 72) 村上秀之, 永井燈文, 色川 徹, 吉田豊信, 明石和夫, 日本セラミックス協会学術論文誌, 97 (1), p.49 (1989).
 - 73) T.Wakabayashi, K.Mizuno, T.Imagawa, T.Amano, S.Hirakawa, H.Komaki, S.Kobayashi, S.Kushiya, R.Aizawa, Y.Koinuma, and H.Ohuchi, Proc. 9th Int. Symp. Plasma Chem., L111 (1989).
 - 74) J.F.Schaeffer, AIAA J., 16 (10), p.1068 (1978).
 - 75) J.Mckelliget, J.Szekely, M.Vardelle, and P.Fauchais, Plasma Chem. Plasma Processing, 2 (3), p.317 (1982).
 - 76) A.H.Dilawari, and J.Szekely, Plasma Chem. Plasma Processing 7 (3), p.317 (1987).

- 77) A.H. Dilawari, and J. Szekely, Int. J. Heat Mass Transfer, 30 (11), p.2357 (1987).
- 78) A.H. Dilawari, J. Szekely, J.F. Coudert, and P. Fauchais, Int. J. Heat Mass Transfer, 32 (1), p.35 (1989).
- 79) A.H. Dilawari, and J. Szekely, Metall. Trans., 20B, p.243 (1989).
- 80) Y.P. Chyou, and E. Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 9 (2), p.291 (1989).
- 81) C.H. Chang, and E. Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 10 (3), p.473 (1990).
- 82) C.H. Chang, and E. Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 10 (3), p.493 (1990).
- 83) A.H. Dilawari, J. Szekely, J. Batdorf, R. Detering, and C.B. Shaw, Plasma Chem. Plasma Processing, 10 (2), p.321 (1990).
- 84) A.H. Dilawari, J. Szekely, and R. Westhoff, Plasma Chem. Plasma Processing, 10 (4), p.501 (1990).
- 85) C.H. Liu, and E. Pfender, ASME Paper, 78-HT-9 (1978).
- 86) D.M. Chen, and E. Pfender, IEEE Trans. Plasma Sci., 8 (3), p.252 (1980).
- 87) N. Sanders, K. Etemadi, K.C. Hsu, and E. Pfender, J. Appl. Phys., 53 (6), p.4136 (1982).
- 88) H. Wilhelmi, W. Wimmer, and E. Pfender, Num. Heat Transfer, 8, p.731 (1985).
- 89) D.M. Chen, K.C. Hsu, C.H. Liu, and E. Pfender, IEEE Trans. Plasma Sci., 8 (4), p.425 (1980).
- 90) S. Ramakrishnan, A.D. Stokes, and J.J. Lowke, J. Phys. D, Appl. Phys., 11 p.2267 (1978).
- 91) J.J. Lowke, J. Phys. D, Appl. Phys., 12, p.1873 (1979).
- 92) M. Ushio, J. Szekely, and C.W. Chang, Ironmaking and Steelmaking, 8 (6), p.279 (1981).
- 93) 牛尾誠夫, 松田福久, 溶接学会論文集, 6 (1), p.91 (1988).
- 94) J.W. McKelliget, and J. Szekely, J. Phys. D, Appl. Phys., 16, p.1007 (1983).
- 95) K.C. Hsu, K. Etemadi, and E. Pfender, J. Appl. Phys., 54 (3), p.1293 (1983).
- 96) P. Kovitya, and J.J. Lowke, J. Phys. D, Appl. Phys., 18, p.53 (1985).
- 97) J. McKelliget, and J. Szekely, Metall. Trans., 17A, p.1139 (1986).
- 98) 鈴木正昭, K. Etemadi, and E. Pfender, 化学工学論文集, 11 (4), p.412 (1985).
- 99) P. Kovitya, and L.E. Cram, Weld. J., 65 (12), p.34 (1986).

- 100) K.C.Hsu, and E.Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 4 (3), p.219 (1984).
- 101) G.Y.Zhao, M.Dassanayake, and K.Etemadi, Plasma Chem. Plasma Processing, 10 (1), p.87 (1990).
- 102) K.Etemadi, G.Y.Zhao, and J.Mostaghimi, J. Phys. D, Appl. Phys., 22, p.1692 (1989).
- 103) P.C.Huang, and E.Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 11 (1), p.129 (1991).
- 104) D.M.Chen, and E.Pfender, IEEE Trans. Plasma Sci., 9 (4), p.265 (1981).
- 105) D.M.Chen, K.C.Hsu, and E.Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 1 (3), p.295 (1981).
- 106) K.C.Hsu, and E.Pfender, J. Appl. Phys., 54 (8), p.4359 (1983).
- 107) A.E.Mensing, and L.R.Boedeker, NASA CR-1312 (1969).
- 108) R.C.Miller, and R.J.Ayen, J. Appl. Phys., 40 (13), p.5260 (1969).
- 109) M.I.Boulos, IEEE Trans. Plasma Sci., 4 (1) p.28 (1976).
- 110) M.I.Boulos, R.Gagne, and R.M.Barnes, Can. J. Chem. Eng., 58, p.367 (1980).
- 111) J.Mostaghimi, P.Proulx, and M.I.Boulos, Plasma Chem. Plasma Processing, 4 (3), p.199 (1984).
- 112) J.Mostaghimi, P.Proulx, and M.I.Boulos, Num. Heat Transfer, 8, p.187 (1985).
- 113) M.El-Hage, J.Mostaghimi, and M.I.Boulos, J. Appl. Phys., 65 (11), p.4178 (1989).
- 114) J.Mostaghimi, P.Proulx, and M.I.Boulos, J. Appl. Phys., 61 (5), p.1753 (1987).
- 115) J.Mostaghimi, P.Proulx, M.I.Boulos, and R.M.Barnes, Spectrochimica Acta, 40B, p.153 (1985).
- 116) J.Mostaghimi, and M.I.Boulos, J. Appl. Phys., 68 (6), p.2643 (1990).
- 117) S.H.Paik, and E.Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 10 (1), p.167 (1990).
- 118) J.Mostaghimi, and M.I.Boulos, Plasma Chem. Plasma Processing, 9 (1), p.25 (1989).
- 119) J.W.McKelliget, and N.El-Kaddah, J. Appl. Phys., 64 (6), p.2948 (1988).
- 120) X.Chen, J. Phys. D, Appl. Phys., 22, p.361 (1989).
- 121) X.Chen, Int. J. Heat Mass Transfer, 33 (5), p.815 (1990).
- 122) X.Chen, and Y.M.Chen, Sci. China (Ser. A), 33 (6), p.696 (1990).
- 123) P.Yang, R.M.Barnes, J.Mostaghimi, and M.I.Boulos, Spectrochimica

- Acta, 44B (7), p.657 (1989).
- 124) X.Chen, and E.Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 11 (1), p.103 (1991).
 - 125) G.Y.Zhao, and C.W.Zhu, IEEE Trans. Plasma Sci., 14 (4), p.531 (1986).
 - 126) G.Y.Zhao, J.Mostaghimi, and M.I.Boulos, Plasma Chem. Plasma Processing, 10 (1), p.133 (1990).
 - 127) J.W.McKelliget, and N.El-Kaddah, Metall. Trans. 21B, p.589 (1990).
 - 128) G.Y.Zhao, J.Mostaghimi, and M.I.Boulos, Plasma Chem. Plasma Processing, 10 (1), p.151 (1990).
 - 129) S.L.Girshick, and W.Yu, Plasma Chem. Plasma Processing, 10 (4), p.515 (1990).
 - 130) T.Yoshida, K.Nakagawa, T.Harada, and K.Akashi, Plasma Chem. Plasma Processing, 1 (1), p.113 (1981).
 - 131) T.Yoshida, T.Tani, H.Nishimura, and K.Akashi, J. Appl. Phys., 54 (2), p.640 (1983).
 - 132) T.Uesugi, O.Nakamura, T.Yoshida, and K.Akashi, J. Appl. Phys., 64 (8), p.3874 (1988).
 - 133) J.Mostaghimi, M.Dostie, and J.Jurewicz, Can. J. Chem. Eng., 67, p.929 (1989).
 - 134) M.I.Boulos, IEEE Trans. Plasma Sci., 6 (2), p.93 (1978).
 - 135) J.A.Lewis, and W.H.Gauvin, AIChE J., 19 (5), p.982 (1973).
 - 136) Y.C.Lee, K.C.Hsu, and E.Pfender, Proc. 5th Int. Symp. Plasma Chem., p.795 (1981).
 - 137) E.Pfender, and Y.C.Lee, Plasma Chem. Plasma Processing, 5 (3), p.211 (1985).
 - 138) X.Chen, and E.Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 3 (3), p.351 (1983).
 - 139) J.K.Fiszdon, Int. J. Heat Mass Transfer, 22, p.749 (1979).
 - 140) N.N.Sayegh, and W.H.Gauvin, AIChE J., 25 (3), p.522 (1979).
 - 141) M.Vardelle, A.Vardelle, P.Fauchais, and M.I.Boulos, AIChE J., 29 (2), p.236 (1983).
 - 142) Y.C.Lee, Y.P.Chyou, and E.Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 5 (4), p.391 (1985).
 - 143) R.M.Young, and E.Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 7 (2), p.211 (1987).
 - 144) X.Chen, Pure Appl. Chem., 60 (5), p.651 (1988).
 - 145) X.Chen, and E.Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 3 (1), p.97 (1983).

- 146) X.Chen, and P.He, Plasma Chem. Plasma Processing, 6 (4), p.313 (1986).
- 147) C.H.Chang, and E.Pfender, IEEE Trans. Plasma Sci., 18 (6), p.958 (1990).
- 148) E.Leveroni, and E.Pfender, Int J. Heat Mass Transfer, 33 (7), p.1497 (1990).
- 149) X.Chen, and E.Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 2 (2), p.185 (1982).
- 150) X.Chen, Y.P.Chyou, Y.C.Lee, and E.Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 5 (2), p.119 (1985).
- 151) X.Chen, and E.Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 2 (3), p.293 (1982).
- 152) E.Pfender, Pure Appl. Chem., 57 (9), p.1179 (1985).
- 153) E.Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 9 (S), p.167S (1989).
- 154) C.Borgianni, M.Capitelli, F.Cramarossa, L.Triolo, and E. Molinari, Comb. Flame, 13, p.181 (1969).
- 155) M.Capitelli, F.Cramarossa, L.Triolo, and E.Molinari, Comb. Flame, 15, p.23 (1970).
- 156) B.Gal-Or, Trans. ASME, J. Eng. Power, 102, p.589 (1980).
- 157) N.El-Kaddah, J.McKelliget and J.Szekely, Metall. Trans. 15B, p.59 (1984).
- 158) T.Yoshida, and K.Akashi, J. Appl. Phys., 48 (6), P.2252 (1977).
- 159) E.Bourdin, P.Fauchais, and M.I.Boulos, Int. J. Heat Mass Transfer, 26 (4), p.567 (1983).
- 160) I.Groma, and B.Veto, Int. J. Heat Mass Trans., 29 (4), p.549 (1986).
- 161) D.Y.C.Wei, B.Farouk, and D.Apelian, Trans. ASME, J. Heat Transfer, 109, p.971 (1987).
- 162) D.Y.C.Wei, B.Farouk, and D.Apelian, Metall. Trans., 19B, p.213 (1988).
- 163) H.E.Lee, J. Phys. D, Appl. Phys., 21, p.73 (1988).
- 164) Y.P.Chyou, and E.Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 9 (1), p.45 (1989).
- 165) E.Gutierrez-Miravete, E.J.Lavernia, G.M.Trapaga, J.Szekely, and N.J.Grant, Metall. Trans, 20A, p.71 (1989).
- 166) P.Fauchais, M.Vardelle, A.Vardelle, and J.F.Coudert, Metall. Trans. 20B, p.263 (1989).
- 167) M.I.Boulos, and W.H.Gauvin, Can. J. Chem. Eng., 52, p.355 (1974).
- 168) P.Proulx, J.Mostaghimi, and M.I.Boulos, Int. J. Heat Mass Transfer, 28 (7), p.1327 (1985).

- 169) P.Proulx, J. Mostaghimi, and M.I. Boulos, Plasma Chem. Plasma Processing, 7 (1), p.29 (1987).
- 170) D.Y. Wei, D. Apelian, and B. Farouk, Metall. Trans., 20B, p.251 (1989).
- 171) D.Y. Wei, B. Farouk, and D. Apelian, Metall. Trans., 20B, p.949 (1989).
- 172) Y.C. Lee, and E. Pfender, Plasma Chem. Plasma Processing, 7 (1), p.1 (1987).
- 173) C.T. Crowe, M.P. Sharma, and D.E. Stock, Trans. ASME, J. Fluids Eng., 99, p.325 (1977).
- 174) M.P. Sharma, and C.T. Crowe, Trans. ASME, J. Fluids Eng., 100, p.343 (1978).
- 175) Y. Arata, and K. Inoue, Trans. JWRI, 3 (2), p.201 (1974).
- 176) Y. Arata, Trans. JWRI, 14 (2), p.223 (1985).
- 177) 荒田吉明, 高温学会誌, 11 (6), p.210 (1985).
- 178) J.R. Mahan, and C.J. Cremers, Trans. ASME, J. Basic Eng., 94, p.818 (1972).
- 179) C.J. Cremers, H.S. Hsia, and J.R. Mahan, IEEE Trans. Plasma Sci., 1 (3), p.10 (1973).
- 180) G.K. Hicken, and C.E. Jackson, Weld. Res. Suppl., 45, p.515s (1966).
- 181) J. Youmin, L. Zhenrui, J. Limin, L. Wanlin, and C. Wei, Proc. 1st China-Jap. Symp. Plasma Chem., p.61 (1988).
- 182) K. Trivedi, D. Coll, and R. Sacks, Appl. Spectroscop., 42 (6), p.1025 (1988).
- 183) M. Suzuki, Proc. Jap. Symp. Plasma Chem., 2, p.251 (1989).
- 184) 鈴木正昭, 化学工学論文集, 16 (3), p.614 (1990).
- 185) 菅 泰雄, 蓮井 淳, 高温学会誌, 16 (3), p.129 (1990).
- 186) 武田紘一, 高温学会誌, 16 (6), p.357 (1990).
- 187) B. Waldie, and R. Hancock, Trans. Int. Chem. Eng., 56, p.178 (1978).
- 188) P.J. Vermeulen, W.L. Boddie, and F.A. Wierum, AIAA J., 5 (5), P.1015 (1967).
- 189) S.V. Patanker, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", McGraw-Hill, New York (1980).
- 190) D.L. Evans, and R.S. Tankin, Phys. Fluids, 10, p.1137 (1967).
- 191) 神沢 淳, 化学工学, 36, p.1004 (1972).
- 192) S.H. Chue, Prog. Aerospace Sci., 16, p.147 (1975).
- 193) R.S. Devoto, Phys. Fluids, 16, p.616 (1973).
- 194) K.C. Hsu, and E. Pfender, Proc. 5th Int. Symp. Plasma Chem., p.144

- (1985).
- 195) J.Gray, P.F.Jacobs, and M.P.Sherman, Rev. Sci. Instruments, 33, p.738 (1962).
 - 196) C.R.Reid, J.M.Prausnitz, and T.K.Sherwood, "The Properties of Gases and Liquids", McGraw-Hill, New York, (1977).
 - 197) J.O.Hirschfelder, C.F.Curtiss, and R.B.Bird, "Molecular Theory of Gases and Liquids", p.539, John-Wiley and Sons, New York (1964).
 - 198) R.S.Devoto, and C.Li, J. Plasma Phys., 2, p.17 (1968).
 - 199) 日本機械学会, "燃焼に伴う環境汚染物質の生成機構と抑制法", (1980).
 - 200) D.L.Baulch, J.Duxbury, S.J.Grant, and D.C.Montague, "Evaluated Kinetic Data for High Temperature Reactions", Butterworths, London (1972-76).
 - 201) V.H.Shui, J.P.Appleton, and J.C.Keck, J. Chem. Phys., 53, p.2547 (1970).
 - 202) G.Dixon-Lewis, and D.J.Williams, "Gas Phase Combustion" (1977).
 - 203) D.R.Stull, and H.Prophet, "JANAF Thermochemical Tables" (1971).
 - 204) K-S.Yun, S.Weissman, and E.A.Mason, Phys. Fluids, 5 (6), p.672 (1962).
 - 205) J.T.Vanderslice, S.Weissman, E.A.Mason, and R.J.Fallon, Phys. Fluids, 5 (2), p.155 (1962).
 - 206) D.B.Spalding, Proc. 4th Symp. Combustion, p.847 (1953).
 - 207) A.Muggia, L'Aerotecnica, 36, p.127 (1956).

 - 208) Takayuki WATANABE, Takuya HONDA, and Atsushi KANZAWA, "Fluid Dynamic Control of a Plasma Energy Flow by a Blowing Gas", Proceedings of 8th International Symposium on Plasma Chemistry, vol.1, p.61-66 (1987).
 - 209) 渡辺隆行, 本多卓也, 神沢 淳, 吹き出し流によるプラズマ流の絞り, 化学工学論文集, 14 (1), p.1-7 (1988).
(English Translation)
Takayuki WATANABE, Takuya HONDA, and Atsushi KANZAWA,
"Concentration of a Plasma Flow by a Blowing Gas", International Chemical Engineering, 29 (4), p.663-670 (1989).
 - 210) Katsusuke NAGASHIMA, Takayuki WATANABE, Takuya HONDA, and Atsushi KANZAWA, "Fluid Dynamic Control of Heat Transfer to Transferred Arc Anode", Proceedings of Japanese Symposium on Plasma Chemistry, 1, p.221-226 (1988).
 - 211) Jun MITSUHASHI, Takayuki WATANABE, Takuya HONDA, and Atsushi KANZAWA, "Melting and Evaporation of Powder Particles in Reactive Plasma Spraying", Proceedings of Japanese Symposium on Plasma

- Chemistry, 2, p.155-160 (1989).
- 212) 渡辺隆行, 長嶋克祐, 本多卓也, 神沢 淳, 移行型アーク陽極における伝熱量の分布のガス流による制御, 高温学会誌, 16 (2), p.83-90 (1990).
- 213) Takayuki WATANABE, Takuya HONDA, and Atsushi KANZAWA, "Nonequilibrium of Dissociation and Recombination in R.F. Thermal Plasmas with Diatomic Gas", Proceedings of Japan-China-Korea Trilateral Symposium on Plasma Chemistry, p.83-86 (1990).
- 214) 渡辺隆行, 本多卓也, 神沢 淳, 移行型アーク陽極における伝熱機構, 高温学会誌, 16 (4), p.157-16 (1990).
- 215) Takayuki WATANABE, Kazuhiko YANASE, Takuya, HONDA and Atsushi KANZAWA, "The Flow, Temperature and Concentration Fields in a Radio Frequency Argon-Helium Plasma", Journal of Chemical Engineering Japan", 23 (4), p.389-395 (1990).
- 216) Takayuki WATANABE, Naoto TONOIKE, Takuya HONDA, and Atsushi KANZAWA, "Flow, Temperature and Concentration Fields in Reactive Plasmas in an Inductively Coupled R.F. Discharge - Characteristics in Argon-Oxygen and Argon-Nitrogen Plasmas -", Journal of Chemical Engineering Japan", 24 (1), p.25-32 (1991).
- 217) 渡辺隆行, 本多卓也, 神沢 淳, 各種の反応性気体を混入した高周波誘導熱プラズマの特性, 高温学会誌, 17 (2), p.71-81 (1991).
- 218) Takayuki WATANABE, Takuya HONDA, and Atsushi KANZAWA, "Numerical Analysis of The Heat Transfer at The Transferred Arc Anode by Use of a Blowing Gas", Proceedings of Japanese Symposium on Plasma Chemistry, 3, p.99-104 (1991).
- 219) Takayuki WATANABE, Takuya HONDA, and Atsushi KANZAWA, "Effects of Reactive Gas Injection on RF Thermal Plasmas", Proceedings of 10th International Symposium on Plasma Chemistry (掲載予定).
- 220) Atsushi KANZAWA, Jun MITSUHASHI, Takuya HONDA, and Takayuki WATANABE, "Modeling of Ultrafine Particle Formation in a Reactive RF Thermal Plasma", Proceedings of 10th International Symposium on Plasma Chemistry (掲載予定).

謝辞

本論文を書き上げて私が今思うことは、本学の化学工学科に所属できて幸せだったということです。私が本学に入学していなかったら、そして化学工学科に所属していなかったら、そして神沢・本多研究室に所属していなかったら、このような学位論文を書き上げることはできなかったと思います。

私が本論文を書き上げることができたのは、私の回りのすべての皆様のお陰です。特に私がまず感謝いたしますのは、神沢 淳教授です。8年前に私が本研究室に配属されて以来、熱プラズマに関する研究のみならず研究の進め方等に多くの有意義な指導と助言を頂きました。本論文は神沢教授の御尽力に負うところが大きいものと、御厚情のほど身にしみています。ありがとうございました。

本論文の御審査をしていただいた浅野教授、小川教授、川崎助教授、本多助教授にも感謝いたします。ありがとうございました。

本学化学工学科の先生方、本学原子炉工学研究所の鈴木正昭助教授にも感謝いたします。先生方から教えていただきました化学工学の知識によって、本論文は仕上がりました。ありがとうございました。

本学化学工学科の助手の皆様にも感謝いたします。特に私と同期の吉川史郎助手、谷口 泉助手、久保内昌敏助手の3人は、研究に対するモチベーションを与えて下さいました。また本研究室の関口秀俊助手の研究に対する態度と知識は、私にとって大きな参考となりました。ありがとうございました。

神沢・本多研究室の先輩の方々、後輩の方々にも感謝いたします。特に本論文の一部は、長嶋克祐君、柳瀬和彦君、三薺 純君、外ノ池直人君の協力を得ました。ありがとうございました。

本論文の印刷、製本などで協力して下さいました神沢・本多研究室の皆様、ありがとうございました。

本論文の完成にはハンマー投げと黒人音楽の果たした役割も小さくはないと思っています。ハンマー投げは私に健康な身体と自身を与え、黒人音楽は私に感情面で大きな影響を与えました。衷心より感謝を表すものであります。

1991年4月

なお本研究の一部は以下から補助を受けたことをここに記し、感謝を致します。

- ・昭和63年度科学研究費補助金奨励研究(A)「プラズマ流の流体力学的制御」
- ・平成2年度科学研究費補助金一般研究(B)「傾斜機能材料用の超微粒子製造装置の開発」
- ・平成2年度科学研究費補助金一般研究(C)「熱プラズマによるフロンの分解」
- ・天田金属加工機械技術振興財団平成元年度研究助成金「流体力学的制御によるプラズマ切断の高精度化」
- ・理工学振興会平成2年度研究助成金「反応性高周波誘導熱プラズマのエネルギー密度の制御」
- ・平成2年度後期東京工業大学創立百年記念国際学術交流基金事業第1種