

DCアークジェットにおけるプラズマ流の可視化と加速過程

佐原 宏典

①

# DC アークジェットにおけるプラズマ流の可視化と加速過程

67100 佐原 宏典

東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻

指導教官 荒川義博

平成 10 年 12 月 18 日

### Abstract

低電力 DC アークジェット の作動安定化を目指した研究を行った。内部観察用 DC アークジェットを用いて、まず目指すべき安定作動モードについて、様々な作動条件下にて内部観測を行い、推進性能と併せて吟味した。次に不安定作動から安定作動へ遷移する様子を詳細に観測し、安定作動へ導く手掛かりを得た。併せて簡単なモデルを構築し、アーク柱成立条件を導いた。これらより得られた安定作動への指針を提言した。実際にこの指針を実現する装置を考案し、作動安定化の検証実験を行った。その結果、DC アークジェット の作動安定化に成功した。

# 目次

1 序論	1
1.1 電気推進概説	1
1.2 DC アークジェット of 構造と原理	7
1.3 各国の研究開発の現状	12
1.4 本研究の目的	15
2 実験装置及び測定装置	16
2.1 内部観察用 DC アークジェット	16
2.1.1 内部観察用 DC アークジェットの概要	16
2.1.2 内部観察用 DC アークジェットの放電部	17
2.1.3 作動条件	18
2.2 実験装置	24
2.2.1 電力供給系	24
2.2.2 推進剤供給系	24
2.2.3 真空チェンバ及び真空排気系	25
2.2.4 推力測定系及びその校正	25
2.2.5 作動データ取得回路	25
2.2.6 装置作動手順	26
2.3 光学測定装置	34
2.3.1 拡大レンズ系	34
2.3.2 CCD カメラ及び画像処理ボード等	34
2.3.3 可視・紫外分光器	34
2.3.4 光検出器	36
2.3.5 1次元移動ステージ	36
2.3.6 システムの呼称	36
2.4 測定装置の校正	47
2.4.1 分光器波長校正	47

2.4.2	感度校正	47
2.4.3	その他の校正パラメータ	48
3	実験方法及解析手法	52
3.1	実験方法	52
3.1.1	観測領域2次元観測	52
3.1.2	コンストリクタ部定点の時間発展観測	53
3.1.3	流れ方向1次元分布の時間発展観測	53
3.2	解析方法	56
3.2.1	分光プロファイル取得例	56
3.2.2	バックグラウンド	56
3.2.3	フィッティング	56
3.2.4	プラズマ相	57
3.2.5	電子温度	58
3.2.6	電子密度	60
3.2.7	ポピュレーション密度	60
3.2.8	プラズマ相分類手法	61
3.2.9	相分類による内部環境の推定	62
4	実験結果及び考察	68
4.1	用語の説明	68
4.1.1	アノード付着点、アノードスポット	68
4.1.2	低電圧モードと高電圧モード	68
4.1.3	安定作動と不安定作動	68
4.1.4	流れ場方向と高さ方向	69
4.2	VAJ 作動の様子	70
4.2.1	高電圧モード作動時の作動特性	70
4.2.2	放電モード	70
4.2.3	実機との比較について	71
4.3	2次元分布観測	74
4.3.1	アーク柱形状	74
4.3.2	電子密度分布	75
4.3.3	ポピュレーション密度比乗数分布	76
4.3.4	電子温度分布	77
4.3.5	プラズマ相分布	77
4.3.6	本節のまとめ	78

4.4	推力 比推力測定 . . . . .	89
4.5	コンストリクタ部定点の時間発展観測 . . . . .	93
4.5.1	結果と考察 . . . . .	93
4.5.2	本節のまとめ . . . . .	94
4.6	流れ場方向1次元分布の時間発展観測 (スリット型アノード) . . . . .	97
4.6.1	アーク柱撮像 . . . . .	97
4.6.2	電子温度 . . . . .	97
4.6.3	電子密度 . . . . .	98
4.6.4	ポピュレーション密度比乗数 . . . . .	98
4.6.5	考察 . . . . .	99
4.6.6	本節のまとめ . . . . .	99
4.7	流れ場方向1次元分布の時間発展観測 (穴型アノード) . . . . .	105
4.7.1	アーク柱撮像 . . . . .	105
4.7.2	電子密度 . . . . .	105
4.7.3	ポピュレーション密度比乗数 . . . . .	105
4.7.4	考察 . . . . .	106
4.7.5	本節のまとめ . . . . .	106
4.8	本章のまとめ . . . . .	109
5	アーク柱成立モデル及び検証実験 . . . . .	111
5.1	序論 . . . . .	111
5.2	アーク柱成立モデル . . . . .	113
5.2.1	基礎方程式 . . . . .	113
5.2.2	分布方程式の導出 . . . . .	113
5.2.3	準中性と電流釣合 . . . . .	114
5.3	極値点でのアーク柱成立条件 . . . . .	117
5.4	極値点近傍での流速測定 . . . . .	121
5.4.1	目的 . . . . .	121
5.4.2	実験装置 . . . . .	121
5.4.3	吸収線の決定 . . . . .	121
5.4.4	Arでの作動 . . . . .	121
5.4.5	吸収線プロファイルの見積り . . . . .	122
5.4.6	測定領域とモデル検証条件 . . . . .	123
5.4.7	測定結果 . . . . .	123
5.4.8	本節の結論 . . . . .	124

## 目次

5.5 本章のまとめ	129
6 放電モード制御	130
6.1 放電モード操作	130
6.1.1 高電圧モードから低電圧モードへ	130
6.1.2 低電圧モードから高電圧モードへ	130
6.2 作動安定化への指針提案	131
6.3 検証実験	131
6.3.1 高電圧モードから低電圧モードへ	131
6.3.2 低電圧モードから高電圧モードへ	132
6.3.3 電極 $C_1$ + 電極 $C_2$ 両パルス点弧	132
6.3.4 電極 $C_2$ による HV 投入エネルギー	133
6.3.5 結論	133
6.4 本章のまとめ	133
7 本研究の結論	142
A 原子素過程における速度係数	144
B ポピュレーション密度比乗数	146
B.1 衝突輻射モデルによる素過程の記述	146
B.2 電離相	147
B.2.1 Corona 相	147
B.2.2 遷移	147
B.2.3 高温飽和相	148
B.3 再結合相	148
B.3.1 CRC 相	148
B.3.2 遷移	149
B.3.3 高温飽和 (LTE) 相	149
B.4 高温近似が成立しない場合	149

## 目 次

1.1	各種ロケット推進機関の推力比推力特性	4
1.2	惑星間遷移軌道	5
1.3	米国 PRIMEX 社製 DC/AJ	6
1.4	300W 級 DC/AJ SAGAMI-III(ISAS)	9
1.5	DC/AJ の基本構造	9
1.6	DC/AJ 放電形態	10
1.7	スピン安定衛星の側面搭載	11
1.8	300W 級 DC/AJ SAGAMI-III(ISAS)	14
1.9	SAGAMI-III における作動パラメータ履歴	14
2.1	内部観察用 DC/AJ 概観	20
2.2	内部観察用 DC/AJ 部品及び組立図	21
2.3	石英ガラスの波長透過率	22
2.4	VAJ 放電部	23
2.5	推進剤供給系	28
2.6	h0.3 型アノードのオリフィス径-流量の換算直線	29
2.7	h0.3 型アノードの流量-プレナム圧の回帰直線	30
2.8	真空チェンバ	31
2.9	各流量におけるチェンバ内真空度	31
2.10	推力測定系	32
2.11	作動データ取得回路	33
2.12	光学測定系	40
2.13	Czerny-Turner マウント方式分光器	41
2.14	Czerny-Turner マウント方式分光器	42
2.15	日本分光製分光器 CT-25C	43
2.16	浜松ホトニクス製 S3904 分光感度曲線	44
2.17	PI 社製 TE/CCD-1024E 量子効率曲線	45
2.18	IAI 社製 IA スーパー SEL コントローラ及びアクチュエータ	46

## 目次

2.19 分光放射照度試験配置図	49
2.20 分光放射照度試験結果	50
2.21 中心波長 440nm のときの検出効率	51
3.1 VAJ と観測領域の配置その 1	55
3.2 VAJ と観測領域の配置その 2	55
3.3 CT-25C システムによる分光プロファイル取得例	64
3.4 SP-150 システムによる分光プロファイル取得例	64
3.5 カソード近傍における分光プロファイル取得例	65
3.6 カソード近傍より下流における分光プロファイル取得例	65
3.7 プラズマ相の分類	66
3.8 プラズマ相判断の流れ	67
4.1 VAJ と同軸型 DC/AJ の作動特性比較 その 1	72
4.2 VAJ と同軸型 DC/AJ の作動特性比較 その 2	72
4.3 VAJ 放電電圧とアーク柱撮像の時間履歴の代表例	73
4.4 VAJ 放電電流とプレナム圧の時間履歴の代表例	73
4.5 h0.3 型アノードにおけるアーク柱形状撮像	79
4.6 h0.3 型アノードにおける電子温度分布	80
4.7 h0.3 型アノードにおける電子密度分布	81
4.8 h0.3 型アノードにおけるポピュレーション密度比乗数分布	82
4.9 h0.8 型アノードにおけるアーク柱形状撮像	83
4.10 h0.8 型アノードにおける電子温度分布	84
4.11 h0.8 型アノードにおける電子密度分布	85
4.12 h0.8 型アノードにおけるポピュレーション密度比乗数分布	86
4.13 h0.3 型アノードにおける広範囲の電子密度分布	87
4.14 h0.3 型アノードにおける広範囲のポピュレーション密度比乗数分布	87
4.15 VAJ による観測結果から得られた内部プラズマ相分布	88
4.16 h0.3 型、h0.8 型アノードにおける推力測定結果	91
4.17 h0.3 型、h0.8 型アノードにおける比推力測定結果	92
4.18 “Low” における放電電圧とプレナム圧の時間履歴	95
4.19 “Low→High” における放電電圧とプレナム圧の時間履歴	95
4.20 コンストリクタ部における電子密度の時間履歴	96
4.21 コンストリクタ部におけるポピュレーション密度比乗数の時間履歴	96
4.22 アーク柱形状撮像 (h 型アノード, 中心軸上)	100
4.23 流れ場方向 1 次元分布 (h 型アノード, 中心軸上)	101

4.24	アーク柱形状撮像 (h 型アノード, 中心軸より 0.15mm 壁面寄り)	102
4.25	流れ場方向 1 次元分布 (h 型アノード, 中心軸より 0.15mm 壁面寄り)	103
4.26	各時刻における電子密度 1 次元分布 (h 型アノード, 中心軸上)	104
4.27	各時刻における電子密度 1 次元分布 (h 型アノード, 中心軸より 0.15mm 壁面寄り)	104
4.28	アーク柱形状撮像 ( $\phi$ 型アノード, 中心軸上)	107
4.29	流れ場方向 1 次元分布 ( $\phi$ 型アノード, 中心軸上)	108
5.1	モデル化の対象となる微小検査領域	116
5.2	$dn/dx = 0$ の点におけるアーク柱成立条件	119
5.3	各放電モードにおける内部流加速過程の模式図	120
5.4	流速測定系	126
5.5	Ar 放電での推力測定 (左) と放電特性 (右)	127
5.6	Ar 放電でのブルーム線相	127
5.7	流速測定領域	128
5.8	吸収線プロファイルの一例	128
6.1	作動安定化への提案～ $C_2$ 電極の新規配置	135
6.2	投入 HV の電流電圧特性の時間履歴	136
6.3	投入 HV の投入パワーの時間履歴	136
6.4	通常作動	137
6.5	HV 投入による脱高電圧モード	138
6.6	通常作動	139
6.7	HV 投入による脱低電圧モード	140
6.8	アーク点弧時における $C_1$ 及び $C_2$ による HV 投入	141

# 目 次

2.1 作動条件 . . . . .	19
2.2 各上流圧時のオリフィス径と推進剤流量 . . . . .	27
2.3 CCD カメラ諸元 . . . . .	38
2.4 分光器諸元 . . . . .	38
2.5 TE/CCD-1024E 諸元 . . . . .	39
3.1 プラズマの分類の一例 . . . . .	63
5.1 極値点近傍での流速測定 . . . . .	125

# 第1章

## 序論

### 1.1 電気推進概説

宇宙空間での主たる推進機関であるロケット推進機関では、質量  $m$  の物質を排気速度  $c$  にて噴射することにより、推力、

$$F = mc \quad (1.1)$$

を得る。これがロケット推進の原理である。推進剤に排気速度を与えるには、何らかのエネルギーを推進剤の運動エネルギーに変換する必要がある。

現在、最も主たるロケット推進機関ではこのエネルギーに、推進剤自身が有している化学エネルギーを利用している。現在最も高効率である液体酸素-液体水素型ロケットエンジンでは、



と言う化学反応により、反応前 ( $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ) と反応後 ( $\text{H}_2\text{O}$ ) の分子の結合エネルギーの差分が熱エネルギーとして放出される。熱エネルギーとは推進剤を構成する粒子の熱運動のエネルギーであり、この熱運動をノズルによって運動エネルギーに変換し、推進剤を大きな排気速度で噴出することで、式 (1.1) による推力が発生する。このような推進方式を“化学推進”と言う。化学推進には、推進剤として酸化剤と燃料を持ち、その燃焼を利用する2液式ロケットや固体ロケット、推進剤の解離反応等を利用する1液式ロケット等がある。いずれの場合も推進剤の得ることの出来るエネルギーの上限は、推進剤の持つ化学エネルギー、即ち化学反応前後の物質の結合エネルギーの差分によって定められ、排気速度に限界がある。例えば、液体酸素-液体水素の2液式ロケットでは排気速度は4500m/sec程度である。

化学エネルギーの代わりに別のエネルギー源を利用する推進機関を総称して“非化学推進”と言う。核反応を利用した原子力ロケットや、太陽熱を利用した太陽熱ロケット等がある。化学エネルギーの代わりに電気エネルギーを利用するものを特に“電気推進”と言う。これらの非化学推進では、推進剤自身によって限界のある化学エネルギーではなく、それとは別のエネルギー源を利

用する為、推進剤の単位質量当たりのエネルギーはある範囲で自由に変えることが出来、化学推進よりも大きな排気速度を期待することが出来る。

Fig.1.1に、推力を推進剤排気口面積で割った推力密度と、その推力を得る為に使用した推進剤の重量 (=  $\dot{m}g$ ) で割った値である比推力、

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}g} \quad (1.3)$$

の特性を、各推進機関について示す。比推力が大きいは高効率を意味し、ロケット方程式、

$$\Delta V = g I_{sp} \ln \frac{m_i}{m_f} \quad (1.4)$$

からも直接導かれる様に、高比推力は大きな速度増分  $\Delta V$  を達成することが可能である。

前述した様に、電気推進では電源容量が許す範囲内で推進剤に大きなエネルギーを与えることが可能である為、化学推進よりはるかに大きな排気速度が達成可能である。しかし実際の宇宙空間での活動では太陽電池等により供給出来る電力には制限がある為、化学推進程の推力の大きさは期待出来ない。従って電気推進のミッションとしては、低推力で数年オーダーの長時間のもの、例えば惑星間の軌道遷移、人工衛星の軌道の変更や保持、及びその姿勢制御等の場合に限り有利となる。この様な長期間に渡って作動し、推力の小さなロケット機関は総称して“スラスタ (Thruster)”と呼ばれている。

電気推進機関には、電気エネルギーから推進剤の運動エネルギーに変換する機構の種類によって、大きく次の3つに分類することが出来る。

- 電熱加速型 (Electrothermal Acceleration Type)
- 静電加速型 (Electrostatic Acceleration Type)
- 電磁加速型 (Electromagnetic Acceleration Type)

電熱加速型は、電気エネルギーをまず推進剤の熱エネルギーに変換し、それをノズルによって空気の力学的に加速させるものである。推進剤を高温にすると言う点で化学推進とほぼ同じであるが、与える電気エネルギーをある程度自由に变化出来る点が異なっている。この型のスラスタには、推進剤を電熱線で加熱するレジストジェット、アーク放電による Joule 加熱を利用する DC アークジェット (DC/AJ) 等が挙げられ、何れも構造が簡単であると言う利点がある。レジストジェットの開発の歴史は古く、旧ソ連では人工衛星 (METEOR Series) の軌道修正用スラスタとして、アンモニアを推進剤としたレジストジェット (EHT Series) が1981年から実用化されている。

静電加速型は、まず推進剤を直流放電或いは電子サイクロトロン共鳴等の方法によってプラズマにし、イオンを電界によって静電的に加速するものである。この型のスラスタは非常に大きな排気速度が得ることが出来、化学推進の10倍から100倍にも達する。代表的なスラスタとしてはイオンエンジンやホールスラスタが挙げられる。イオンエンジンは日本でも盛んに研究されており、1994年に打ち上げられたETS-IVには技術試験用イオンエンジンが搭載された。また、宇

宙科学研究所 (Institute of Space and Astronautical Science) が 2002 年に打ち上げを目指している小惑星サンプルリターンミッション計画 (MUSES-C 計画) では、惑星公転面外への軌道遷移 (Fig.1.2) の為に Xe を推進剤としたイオンエンジンが搭載される予定であり、現在、その耐久試験が行われている。またホールスラスタは旧ソ連及びロシアで研究が特に盛んであり、加速チャネル長を異にする SPT と TAL の 2 タイプのものが実用段階にある。

電磁加速型は、アーク放電によって電離した推進剤を磁場によるローレンツ力で加速させるものであり、この機構を持つスラスタは MPD (Magnet Plasma Dynamic) アークジェット、或いは単に MPD と呼ばれる。MPD は、その作動方式の違いによって定常型とパルス型とに分けられる。また、アーク電流による自己誘起磁場を利用するものと、永久磁石等による外部磁場を利用するものの 2 タイプがある。MPD の特徴は高い推力密度と大きな排気速度である。1995 年には ISAS で開発された MPD が再利用可能衛星 SFU に搭載され、軌道上にて性能試験を行った後、翌年、NASA のスペースシャトルに搭乗した若田宇宙飛行士によって回収された。

夫々のタイプのスラスタには  $\Delta V$  や電力事情によって、取り分け得意な活動分野がある。例えば惑星間軌道遷移にはイオンエンジンが用いられている。その運用の一例として、1998 年 10 月に打ち上げられた米国小惑星探査機 Deep Space 1 には 2.3kW/90mN 級イオンエンジンが搭載されており [1,2]、惑星間軌道を選移し、小惑星 1992KD を目指している (Fig.1.2)。また、静止衛星の南北制御にはホールスラスタが、低軌道人工衛星の軌道高度制御には MPD や DC/AJ が用いられている。特に DC/AJ は米国 PRIMEX 社 (旧 RRC 社) を始めとして、市場への参入の時期にきている (Fig.1.3)。ISAS では 2005 年の水星探査計画が検討されており、惑星間軌道遷移の所要時間の短縮の為に推力密度の大きい DC/AJ の運用の可能性もある。こうして現在、地球周回軌道から惑星空間にかけて、電気推進機関を搭載した衛星、探査機が数多く存在している。

この様に、電気推進と化学推進とは互いに取って代わる技術ではなく、適材適所で利用するものであり、電気推進は化学推進では達成出来ない、或いは化学推進を使用した場合には達成迄に多大なコストが必要となるミッションで、今後、大いに活躍が期待されるものである。

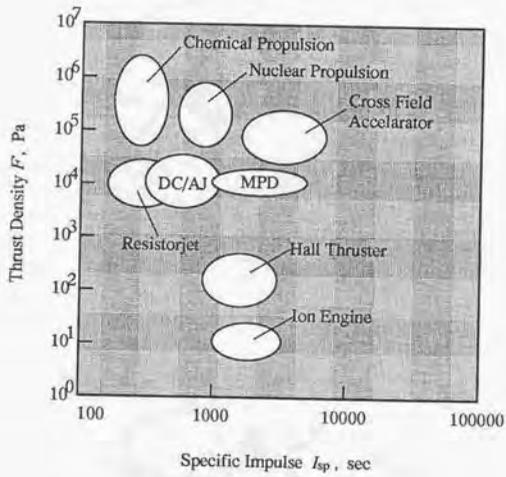


Fig.1.1: 各種ロケット推進機関の推力比推力特性

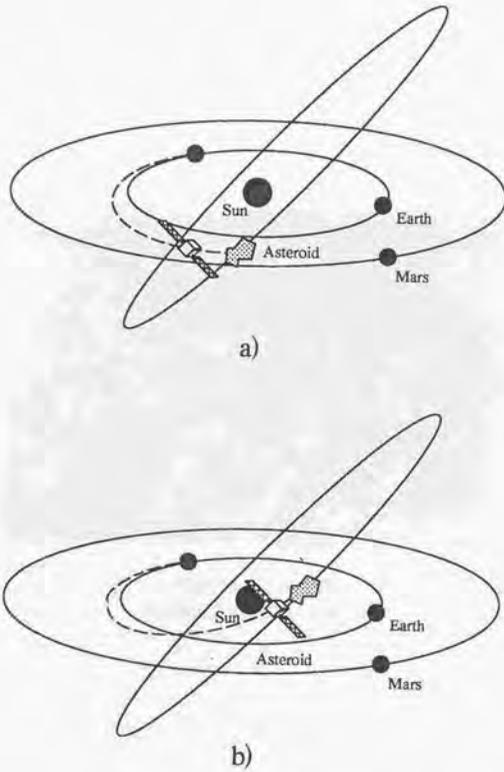


Fig.1.2: 惑星間遷移軌道  
a) 公転面内での遷移、b) 公転面外への遷移

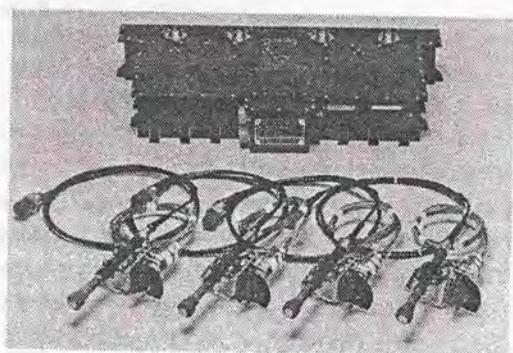


Fig.1.3: 米国 PRIMEX 社製 DC/AJ  
PRIMEX 社資料による。

## 1.2 DC アークジェットの構造と原理

Fig.1.4は、ISASの低電力DC/AJ、SAGAMI-IIIの作動中の写真である。DC/AJはその電源に直流電源を利用した電熱加速型のスラスタである。その基本構造をFig.1.5に示す。通常、スラスタの中心軸上に陰極(カソード)があり、ノズル自体が陽極(アノード)となっている。これらの電極の間でアーク放電を行い、それによるJoule加熱で推進剤にエネルギーを入力する。アーク放電によって高温に加熱された推進剤はノズルによって空気力学的に加速させられる。

カソードには熱電子を放出し易い様に数%トリウムを混入させたタングステンが用いられることが多く、電界を集中させる為に先端が円錐状になっている。アノード材質には熱耐性に優れた銅やタングステン等が用いられる。ノズルスロット部は“コンストリクタ”と呼ばれ、放電を安定化させる為にある程度の長さをもっている。DC/AJの作動中、電極はかなりの高温となるが、通常これらの冷却は輻射冷却や再生冷却で行われる。

アーク放電の形態には2種類があり、夫々の放電形態は高電圧モード、低電圧モードと呼ばれる。その2種類の放電形態の模式図をFig.1.6に示す。一般に、高電圧モードは推力や比推力、推進剤加熱効率等の推進性能の面で低電圧モードに比べて格段に優れており、電極の損耗も小さいことが各研究によって示されている。また安定に作動するのも高電圧モードであり、従ってDC/AJの運用では高電圧モード作動が利用される。しかしながら実際のDC/AJでは放電開始直後に低電圧モードが現れることが極めて多く、暫く後に高電圧モードに移行する場合が多い。様々な研究によってこの低電圧モード時に電極が大きく損耗を受けることが指摘されており、我々の研究においても、数回の低電圧モード作動で取り分けコンストリクタ部に大きな損傷を受けることが分かっている。また低電力モード時や、高電圧モード作動中の短時間において、推力の大きさや方向が一定せず、激しくそれらが変動することが観測されている。

静止衛星の南北制御や衛星のスピン安定等の運用では、DC/AJは常に作動し続けるのではなく、数多くのオン、オフ作動を繰り返す間欠作動である。損耗による電極の劣化や作動の安定性、信頼性を鑑みれば、放電開始時に必ず現れる低電圧モードの持続時間は可能な限り短く抑え、素早く高電圧モードに移行させる必要がある。一例を挙げると、DC/AJをスピン安定衛星の側面に搭載し、惑星重力圏内の軌道高度保持用スラスタとして運用する場合[3]にはこの間欠作動のオン、オフ間隔はかなり短くなり、その繰り返し回数も多い。Fig.1.7に示す様に、推力を必要とする方向を中心に90°だけDC/AJを作動し、残りの270°は休止すると言う運用を考えると、仮に6rpmでスピン安定している衛星でこの様な間欠作動を行う場合、その作動時間は2.5秒に相当する。従って実用上、迅速な推力の立ち上げと停止とを繰り返して行わねばならず、この短い時間に低電力モードの不安定な作動が現れることは運用に支障を来すこととなる。また衛星運用中の始動回数は数10万回にも及ぶと考えられることから、始動信頼性を確保し、同時にスラスタの寿命を最も制限すると思われる電極損耗を軽減しなければならない。因みに上記作動シーケンスでDC/AJを作動させた場合、推力ベクトル効率は0.9007となる。

## 1.2. DC アークジェット の構造と原理

従って DC/AJ の研究開発では、推進性能向上もさることながら、如何に低電力モードを抑えるか、如何に素早く高電圧モードに移行させるか、如何に再現性良く安定した作動を実現出来るか、と言うことが、耐久性や信頼性の向上の為の重要な課題となっている。

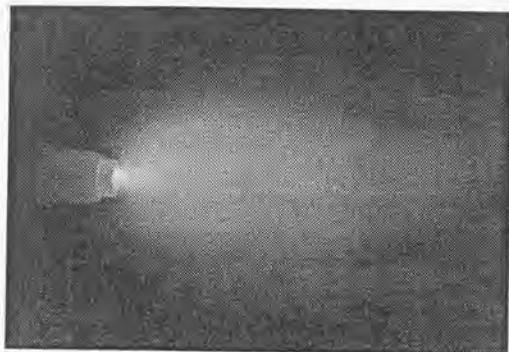


Fig.1.4: 300W 級 DC/AJ SAGAMI-III(ISAS)

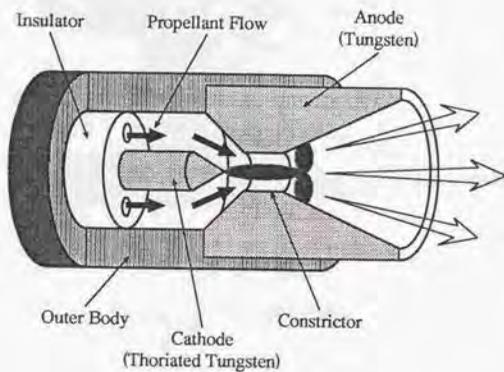


Fig.1.5: DC/AJ の基本構造

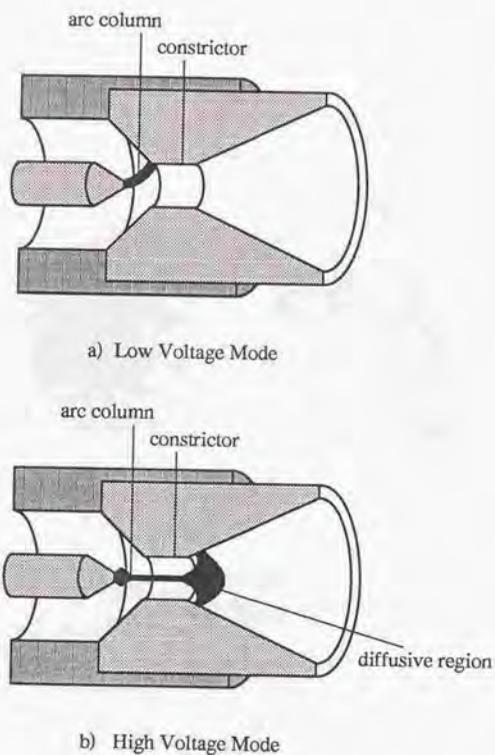


Fig.1.6: DC/AJ 放電形態

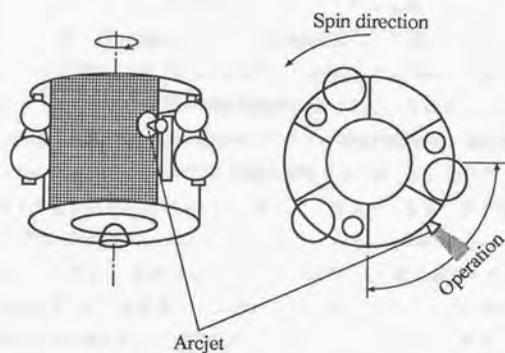


Fig.1.7: スピン安定衛星の側面搭載  
文献 [3] による。

### 1.3 各国の研究開発の現状

DC/AJ は投入される電力レベルによって、1) 100kW 以上の大電力型、2) 数 10kW 程度の中電力型、3) 数 100W~数 kW の低電力型、の 3 タイプに分類される。1960 年代に盛んに行われた DC/AJ の研究は中電力、大電力型の開発に重点が置かれており、特に中電力型では AVCO 社、Gianini 社によるアンモニアを推進剤としたものが比推力 1000 秒、推進効率 30%、水素を推進剤としたもので比推力 1500 秒、推進効率 50%以上と言う高性能のものが報告され、720 時間 [5]、500 時間 [6] の耐久試験も行われた。しかしながらこれらの電力レベルは宇宙ステーション後期以降のものであり当時の宇宙空間での大電力供給が不可能であった為、1960 年代後半からの 10 数年間は研究が縮小していた。

1980 年代になり、太陽光発電の高効率化や原子力発電衛星によって供給電力の増加が見込まれる様になり [7]、再び DC/AJ の研究開発が活発となった。特に低電力 DC/AJ は、1t 級の静止衛星の南北制御 [8,9] や長期に渡る惑星ミッションの推進装置として適しており、ヒドラジンを推進剤とした定常作動での研究が盛んに行われて来た。しかしながら単純に中電力型のスケールダウンによって設計を行うと、ノズル効率や凍結流効率が低くなり、またアノード材の損耗も激しくなる。今日までに各種の改良が行われ、電極形状やノズル形状の最適化、再生冷却、電源の開発等により、実験室レベルでは比推力 600 秒での作動も可能となった [10]。またアメリカでは静止衛星の南北制御用スラスタとして搭載されることが決まり、ガスジェネレータや電力制御器も含めたアーケジェットシステムの開発が NASA Lewis Research Center と Rocket Research Company (現、PRIMEX 社) によって行われ、比推力 455 秒で 800 時間以上の耐久試験も行われた [11]。また、PRIMEX 社 (旧 RRC 社) による比推力 500 秒から 700 秒のヒドラジンを推進剤とした静止衛星の南北制御用 DC/AJ が 1994 年より既に稼動しており [12,13]、今後、軍用、商業用としての利用広がって行くものと思われる。

以上の様に、とりわけ数 kW 級 DC/AJ においては実用化が近いが、或いは既に実際の衛星運用に用いられる段階にある。数 kW の電力は地球周回軌道上や内惑星 (水星、金星) 軌道内においては、既存の太陽電池パネルでの発電で十分賄うことが可能であり、現在、低電力 DC/AJ が数 kW 級のものを中心に実用化されることは、衛星の発電能力から見ても妥当なところである。

しかしながら、小惑星探査等、外惑星軌道への探査に関しては、太陽からの距離が離れるに従い、単純に考えて発電量は距離の 2 乗で減少して行く為、例えば低電力とは言え、数 kW 級の電力を推進系に割り当てることは困難である。実際、MUSES-C 計画 (ISAS) では、その主推進系であるイオンエンジンに割り当てられた電力は数 100W に過ぎない。この様に、長期ミッションには高比推力の電気推進機関が必要不可欠であると同時に、衛星や探査機が独立に供給出来る電力には制限ある場合が多い。この電力不足の事態に対して、原子力の運用に関して事実上制限のある日本や、十分な原子力技術を有さない国の場合には、原子力電池や原子力発電炉を衛星や探査機に搭載することは、ほぼ不可能である。供給電力の乏しい外惑星ミッションから、地球周回軌

道近傍、そして太陽に近いことから太陽電池による発電量の大きな内惑星探査まで、幅広いミッションを可能とする為には、様々な作動範囲で十分な性能を発揮出来る電気推進機関を開発することが必要である。ISAS ではこの要求に早くから研究を開始し、SAGAMI シリーズの低電力化を図って来た。1kW 級の SAGAMI-I に続き、600W 級の SAGAMI-II と順次低電力化を実現し、現在、300W 級の SAGAMI-III (Fig.1.8) にて研究開発が行われており、推力数 100mN、比推力 500 秒程度を記録し、非公式ながら 250W 程度での低電力作動までもが可能となっている。

この様な低電力化では、作動電力が低くなるに従い Joule 加熱による加熱量が減少する為、推進剤流量を低減しない限り  $I_{sp}$  の低下を招く。DC/AJ の低電力化では推進剤流量を低減することによって高  $I_{sp}$  を維持している。ところが推進剤流量を低減すると、1.2 節で述べた低電力モードでの作動や、区別としては高電圧モードであるがその放電特性や推進性能が不安定となる高電圧モード不安定作動が、放電開始直後や安定作動中に突如として頻繁に見られる様になる。Fig.1.9 は、SAGAMI-III における標準的な作動の中で、この様な低電圧モード作動が持続して現れた場合における作動パラメータの時間履歴である。放電開始直後から 10 秒間程、低電力モードが続いていることが放電電圧から伺うことが出来る。この様な作動は 1.2 節で例として挙げたスピニング安定衛星の場合には許されず、また耐久性の面からも好ましくない。

従って低電力 DC/AJ においては、持続する高推進性能を呈する安定な作動を実現しているものの、未だ不安定作動を完全に回避することは出来ておらず、更なる安定化による耐久性、信頼性の向上が現在の課題として課せられている状況にある。

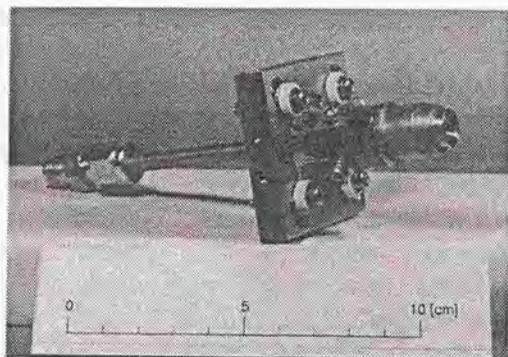


Fig.1.8: 300W 級 DC/AJ SAGAMI-III(ISAS)

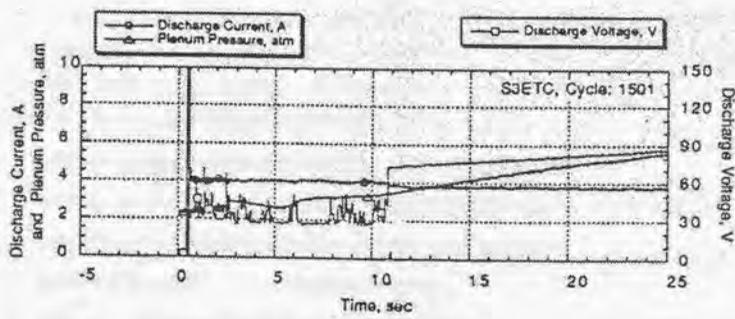


Fig.1.9: SAGAMI-IIIにおける作動パラメータ履歴  
放電開始から10秒間程、低電力モードが現れている。

## 1.4 本研究の目的

1.3 節にて述べた様に、低電力 DC/AJ ではその始動時や安定作動中に低電力モードや不安定な高電圧モードが現れる。これら実際の運用に不適当な作動を低減することが現在、低電力 DC/AJ の開発における課題である。

本研究ではまず、望まれるべき放電モード、即ち高電圧モード安定作動時における内部様相の解明を行う。高電圧モード安定作動時における DC/AJ 内部の様相については、これまでに幾つかの数値計算による結果が示されているが、実験により実際に内部観測を行った研究 [14, 15] は数少なく、とりわけ数 kW 級以下のものについては皆無である。また、作動パラメータを変えたときの高電圧モード様相の変化を観察し、推進性能と併せて吟味する。また、低電圧モードから高電圧モードに至るまでの内部観測を行い、放電モード遷移に関する知見を取得する。低電圧モード時の内部観測は今までに行われた例が無く、初の試みである。これらから得られた観測結果により、高電圧モード時と低電圧モード時における内部様相や、両者の違いに関しての知見を得る。

これらの観測結果と共に、アーク柱の成立と言う点に注目して、モデルによる考察を行う。この際、複雑な物理現象を考慮することにより内部様相についての計算結果を示した研究 [35, 36] とは方向性を違え、逆に可能な限り簡略なモデルを構築することを心掛け、アークの成立条件を得ることを試みる。

これらの内部観測及びモデル構築に関して、本研究では一貫して“アーク柱成立”と言う観点からのアプローチを心掛け、DC/AJ 内部の推進剤の電離・再結合過程に特に注目する。この“電離・再結合過程”について、“プラズマ相”の概念を導入した。これはプラズマが存在する背景の状況を把握する上で強力な手法であり、電気推進の分野では初の試みである。

こうして得られた DC/AJ の放電形態に関する知見とモデルによる考察により、作動安定化の要である高電圧モードの達成と維持に向けての指針を得ることを目指す。そして得られた指針に沿った装置を実際に DC/AJ に採用し、その検証を行う。

以上をまとめると、本研究の目的は以下の通りである。

1. 高電圧モード安定作動時における DC/AJ 内部様相の観測を行う。
2. 作動パラメータを変えたときの内部様相の変化及び推進性能について知見を得る。
3. 低電圧モードから高電圧モード作動への遷移について知見を得る。
4. 簡単なモデルを構築し、アーク柱成立条件を得る。
5. 高電圧モード作動の達成と維持に向けての指針を得る。
6. 上記指針を DC/AJ に採用し、安定化への指針を実験的に検証する。

## 第2章

# 実験装置及び測定装置

### 2.1 内部観察用 DC アークジェット

#### 2.1.1 内部観察用 DC アークジェットの概要

本研究に用いた内部観察用 DC アークジェット (以下、VAJ) の外観を Fig.2.1 に示す。本体 (ハウジング) には放電部観察のための窓 (寸法 12mm×12mm) が設けてある。2次元形状をした板状のアノードを両側からガラスで挟み込むことにより、観測窓を通して放電部全体が透過となる様な観測が可能となっている。この様な構造を取ることにより、発光分光等による受動的分光測定だけでなく、レーザー等を用いた能動的分光測定も可能な構造になっている。VAJ を構成する主要な部品は、ハウジング、観察用ガラス、アノード、カソード、カソードホルダ、絶縁材及びガスケット等である。Fig.2.2 に VAJ の構造と夫々の部品についての概略を示す。

#### ハウジング

ハウジングはステンレス製で蓋と本体の2つの部品からなっている。その概寸は蓋と本体を合わせて 100mm×100mm×34.7mm で、ハウジング内には観察用ガラス、アノード、カソード及びカソードホルダ、絶縁材、ガスケットが挟み込まれ、蓋と本体を M5 ネジ 16 本で締め込む。このとき、締め込みの量を調整することによりガスケットの変形量及び電極のアライメント調整を行う。ハウジングはアノードと同電位である。

#### 放電部観察用ガラス

放電部観察用ガラスには、可視領域全体に渡って透過率が良好で、耐熱性の高い石英ガラスを採用した。Fig.2.3 にその波長透過率を示す。2枚のガラスは厚さ 10mm、直径 70mm の円盤形をしており、その内の1枚には中央にカソードホルダの通る直径 13mm の穴が開けられている。また円盤形であるので、放電によって表面が劣化してもこれを回転させることで繰り返し使用することが可能である。VAJ の作動時間はこのガラスの耐熱性により制限されるが、30秒から1分の作動においては観測に支障が無いことが分かっている。

### アノード

アノードは板状のモリブデン鋼で、2次元形状のノズルを加工しており、有限長のスロート部は“コンストリクタ”と呼ばれる。通常のDC/AJではアノード材料には高融点材であるタングステン又はタングステン合金を用いるが、これらの材料は超硬という性質も同時に持ち合わせており、事実上、これらの板材に低電力DC/AJと同程度の寸法の放電部を加工するのは不可能である。また、加工が容易な鋼等は耐熱性に関する物性が大きく異なり、熱的に厳しい環境におかれるアークジェットのアノードへの利用は不適当である。この様な観点から、アノード材料には耐熱性の面でタングステンに近い性能を持ち、かつタングステンに比べて加工が容易であるモリブデンを採用した。電極形状についての詳細は2.1.2節で述べる。

### カソード及びカソードホルダ

カソードホルダはステンレス製で、これが推進剤供給管を兼ねている。推進剤は円筒部内部の穴から先端部の両脇に掘られた溝を通して放電室に供給される。放電中はカソード電位となるが、カソードホルダはFig.2.2に示す様に外部に露出しているため、そのままではアノード電位のハウジングとの間で異常放電(バックファイア)を起こす。バックファイアが発生すると、本来放電すべき箇所放電を生じない為、これを防止する為に、作動の際にはカソードホルダに硝子繊維を巻き付けることで絶縁を図っている。

### 絶縁材

絶縁材は窒化アルミベースのセラミックで作られており、カソードホルダとハウジング間、及びカソードホルダとアノード間に挿入されている。

### ガスケット

ガスケットには日本カーボン(株)製の膨張黒鉛製ガスケット(ニカフィルム)を用い、これをネジ締め込みによって押し潰すことによりシールを行っている。

#### 2.1.2 内部観察用 DC アークジェットの放電部

VAJのアノードは、コンストリクタ部の形状が異なる2種類、夫々の形状に対し寸法の異なる3種類の、合計6種類がある。

コンストリクタ部形状の一つはFig.2.4a)に示す様な矩形のコンストリクタで、以降、このコンストリクタを持つアノードをスリット型アノードと呼ぶ。スリット型アノードはコンストリクタ内部の観察が可能である。もう一つの形状はFig.2.4b)に示す様な円筒状コンストリクタで、以降、このコンストリクタを持つアノードを穴型アノードと呼ぶ。穴型アノードは2次元形状のアノードに対して円筒状のコンストリクタを持っている。

また、コンストリクタ径の影響を調べる為、両種のアノード夫々にコンストリクタ径或いはコンストリクタ高さが0.3mm、0.5mm、0.8mmの3種類のものを用意した。コンストリクタ径/高さが0.3mmのものについては、比較の対象としている同軸型 DC/AJ(例えば SAGAMI-III)と同じスケールになる様に決定されている。またコンストリクタは一般的に側断面が正方になる様に作られることが多く、コンストリクタ径/高さ0.5mm、0.8mmのものはコンストリクタ長さも0.5mm、0.8mmとした。一方、0.3mmのものについては SAGAMI-III にならい、コンストリクタ長さを0.5mmにしている。

何れのアノードも、ノズルの取縮部は半頂角で45°、膨張部は半頂角で30°の角度が付いている。以下、使用するアノードを表す場合、スリット型は頭文字h、穴型は頭文字φ、続く数字にコンストリクタ高さ/径をmm単位で表したものを記述する。例えば、コンストリクタ高さ0.3mmのスリット型アノードの場合、“h0.3型アノード”と記述することとする。

カソードについては、2%ThO<sub>2</sub>含浸タングステンの円筒丸棒(直径1.6mm)で、先端は半頂角15°の円錐状になっている。円錐部の先端は0.2mmの丸みを取り、カソード先端の溶損による電極間距離の変化が微小になる様にしてある。

### 2.1.3 作動条件

本研究におけるVAJの作動条件をTable 2.1に示す。本研究では推進剤として同軸型 DC/AJと同じく、ヒドラジン(N<sub>2</sub>H<sub>4</sub>)分解ガスを模擬した窒素水素混合ガス(N<sub>2</sub>+2H<sub>2</sub>)を用いた。

放電状態はプレナム圧に大きく関係することが示唆されている為、プレナム圧を同等にすることで同軸型 DC/AJの放電状態を適確に模擬出来るものと考えた。圧縮性準1次元流れの理論では、単位面積当たりの流量を合わせることでプレナム圧が等しくなることが示されている。しかしながら、DC/AJ内の流れはそれに比べて複雑であり、厳密にプレナム圧が等しくなる様な推進剤流量を決定するのは困難である。そこで本研究では理論に基づき、単位面積当たりの流量が同軸型 DC/AJと同程度となる様に推進剤流量を決定した。

一方、放電電流については、同軸型 DC/AJと電極のスケールがほぼ等しく、またプレナム圧も大きく異ならないと推測されること、電子の移動度は電界強度と圧力の比  $E/p$  で決まり、これが放電電圧の支配的なパラメータとなることが多いことから、放電電圧、即ち放電電力も同程度になると言う考えに基づいて決定されている。

今回用いたVAJの作動を、放電特性及び推進剤流量の観点から同軸型 DC/AJと比較したものをFig. 4.1、4.2に示し、放電の様子については4.2節で詳述する。

1回の限界作動時間は石英ガラスへの熱的影響等を考慮して30秒から1分程度に設定し、1回の作動で1つの作動条件の実験を行う。特に比投入電力の大きな作動条件においては、放電部観測用ガラスの表面が作動中に赤熱して劣化が進行し易い為、限界作動時間を短く設定した。

2.1. 内部観察用 DC アークジェット

	放電電流 [A]	推進剤流量 [mg/sec]	単位面積当たり流量 [mg/(s·mm <sup>2</sup> )]
h0.3 スリット型	3 ~ 7	98 ~ 343	131 ~ 457
h0.5 スリット型	3 ~ 7	94 ~ 404	75.2 ~ 323
h0.8 スリット型	3 ~ 7	100 ~ 403	50 ~ 202
SAGAMI-III	3 ~ 5	10 ~ 30	141 ~ 424

Table 2.1: 作動条件

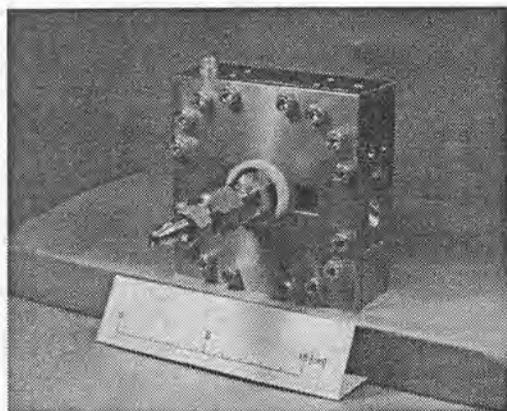


Fig.2.1: 内部観察用 DC/AJ 概観

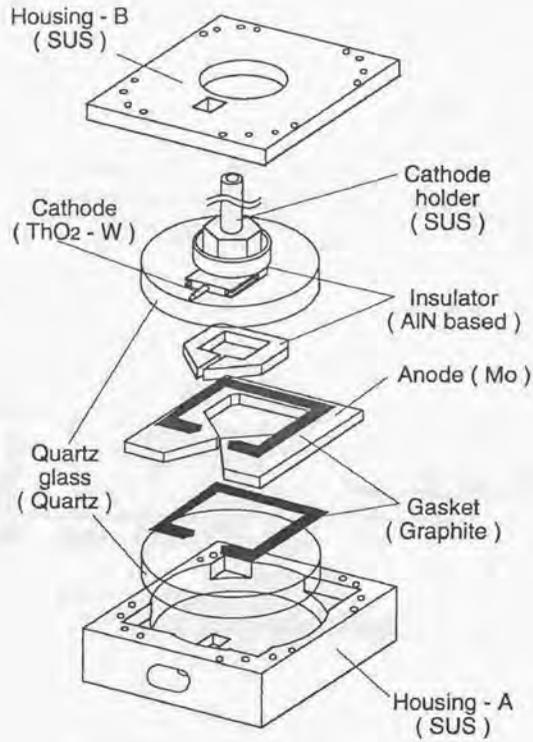


Fig.2.2: 内部観察用 DC/AJ 部品及び組立図

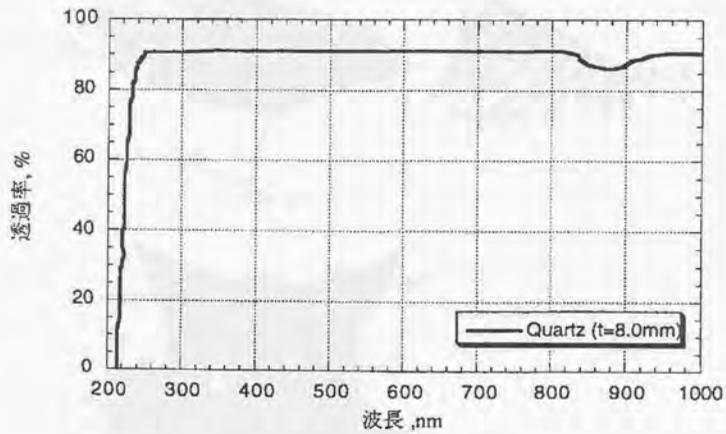


Fig.2.3: 石英ガラスの波長透過率

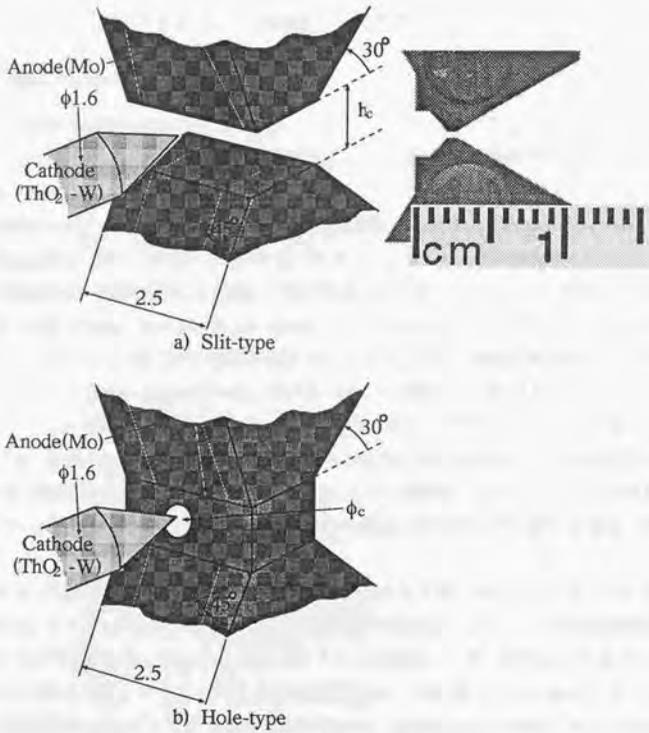


Fig.2.4: VAJ 放電部

(a) スリット型アノードとそのスケール、(b) 穴型アノード

## 2.2 実験装置

### 2.2.1 電力供給系

アストロ電子工業(株)製のスイッチングレギュレータ方式の直流電源を用いている。スイッチング周波数は200kHzで155V、10A<sub>MAX</sub>である。この電源には始動時に絶縁破壊を行う為の高電圧パルス発生装置(最大2kV×20μsec)も含まれている。この装置の回路は定電流電源で指定した電流が流れることを確認するまで、0.1秒間隔で10回の高電圧パルスを発生する様になっている。

### 2.2.2 推進剤供給系

推進剤供給系の概略をFig.2.5に示す。

本実験で推進剤として使用した窒素水素混合ガス(N<sub>2</sub>+2H<sub>2</sub>)は日本酸素(株)及び東洋酸素(株)によって、ヒドラジン分解を模擬した窒素:水素=1:2(モル比)で予めガスボンベに充填されており、減圧弁(レギュレータ)を介した後、流量制御器(Mass Flow Controller)系統、またはオリフィス(Orifice)系統の何れか1系統を通してアークジェットに供給される。

MFC系統では、流量制御に2種類、3機の熱式MFCを用いている。1種類は上島製作所製5850Eで、20SLM(Standard Litter per Minute)と10SLMフルスケールの自立型MFCであり、フルスケールに対して1%以内の精度が保証されている。もう1種類は小島製作所製のものを用い、5SLMフルスケールとなっている。何れのMFCも窒素ガスで校正されており、出力はコンバージョンファクター(C.F.)と呼ばれる補正係数を出力に乗ずることにより、使用しているガスでの流量に変換される。流量制御はMFCの上下圧差が0.5~3.5気圧の間にあるときに限り流量の制御が保証される為、上流のレギュレータによって差圧をコントロールする必要がある。これら3つのMFCを並列に接続し、同時に使用した場合に得られる最大質量流量は、窒素水素混合ガスについて269mg/secである。

オリフィス系統ではガスボンベからレギュレータを介した後、ガスはダイレクトにオリフィスに導かれる。オリフィス径は0~2mmの間で連続可変であるが、オリフィス径-流量換算係数は上流圧によって決定される。Fig.2.6にh0.3型アノードの場合の、各上流圧におけるオリフィス径-流量の換算直線を示す。オリフィス径-流量換算直線は、上記MFCによる流量とそのときのプレナム圧の回帰直線(Fig.2.7)によって校正されている。上流圧5atgの場合、スリット型アノードにおける推進剤流量 $\dot{m}$ (mg/sec)-プレナム圧 $P$ (atm)回帰直線は、Cold Flowに関して以下の様になる。

$$P_{h0.3} = 2.25 \times 10^{-4} + 7.60 \times 10^{-3} \dot{m} \quad (2.1-a)$$

$$P_{h0.5} = 1.62 \times 10^{-1} + 6.24 \times 10^{-3} \dot{m} \quad (2.1-b)$$

$$P_{h0.8} = 7.10 \times 10^{-1} + 4.30 \times 10^{-3} \dot{m} \quad (2.1-c)$$

また、各上流圧時のオリフィス径と推進剤流量をTable 2.2に示す。

## 2.2.3 真空チェンバ及び真空排気系

本実験で使用した真空チェンバを Fig.2.8 に示す。

真空チェンバはステンレス製で、全長 2.0m、直径 0.8m の横置き円筒形のものであり、これにロータリーポンプ及びメカニカルブースターポンプを直列に接続している。ロータリーポンプ及びメカニカルブースターポンプは徳田製作所製で、夫々の排気能力は 7,500ℓ/min 及び 25,000ℓ/min である。

チェンバには観測用の窓が側面に 7 つ (内、6 つが水平対向に配置)、チェンバ前面及び扉に各 1 つの計 9 つが取り付けられており、この窓から光学測定を行う。窓材には可視領域で透過率の高い石英ガラスを用いている。

試験中の真空度はピラニゲージによって測定しており、各流量に対するチェンバ内真空度を Fig.2.9 に示す。本研究での最大推進剤流量 343mg/sec におけるチェンバ内背圧は 10Torr 程度であるが、メカニカルブースターポンプの作動保証限界 30Torr に余裕を持たせる為、背圧が 10Torr に至る場合には推進剤供給をマニュアルで停止する様に心掛けた。

## 2.2.4 推力測定系及びその校正

Fig.2.10 に示す様な振り子式スラストスタンドを用い、推力測定を行う。真空チェンバ外のベアリング軸受を支点にした剛体振り子にアークジェットを装着し、推力により支点回りに生じるトルクを振り子の変位で検出することにより測定する。振り子の変位の検出にはレーザー変位計 (KEYENCE 製、LB-62) を用いた。

推進剤供給管、電源ケーブル、圧力トランスデューサケーブル等、真空チェンバ内でスラストスタンド系の慣性モーメント等の要素を変化させる要因があること、更にスラストモジュール全体の重心がかなりスラストスタンドのアーム軸からずれていること、チェンバ内を真空引きした後にレーザー変位計のコア位置を設定する必要があること、等の不確定要素の為に、実験毎に変位計からの出力電圧が変化する。よって推力測定の開始時に、Fig.2.10 内に示す様に 5~45g の分銅により滑車を通してスラストに推力方向の力を加えることによって推力を模擬し、これを数回行いその平均値を以って変位計の出力校正を行う。5~45g の分銅により、荷重に対する出力の線形性を確認し、推力計測の感度は 1mN 以下であること、また 100mN の推力に対し 1mN 程度、即ち 1% 程度の誤差であることを確認している。

## 2.2.5 作動データ取得回路

アークジェット作動時に放電電圧、放電電流、プレナム圧の 3 つの作動パラメータを取得した。放電電流は U-RD 製サーボ式直流電流センサ HCS-20-SC-A-2.5 によって、放電電圧は分圧抵抗間電圧によって、夫々測定した (Fig.2.11)。この 2 つの計測については放電回路との絶縁を、ホール素子による非接触電流測定、及びアイソレーションアンプを用いた電氣的絶縁により行っている。

る。プレナム圧は豊田工機製の半導体圧力変換器により測定している。  
測定したこれらのデータはADボードを経由してPCに取り込まれる。

### 2.2.6 装置作動手順

実験は次の様な手順で行った。

まず最初に作動制御プログラムをスタートさせる。これにより供給系の電磁弁が開かれ、同時に放電電圧、放電電流、及びプレナム圧のサンプリングを開始する。その直後に流量制御系の弁を開いて推進剤を供給し、その流量が定常になるまで最低数秒程度待機する。流量が定常であることを確認した後、直流電源の電源を入れる。電源を入れると同時に高電圧パルスが10回入れられてアークの点弧を試みる。点弧しない場合は流量制御系の弁を閉じ、最初からやり直す。点弧した場合にはそのまま数十秒間放電させ、この間に光学測定を行う。

光学測定終了後は直流電源を切り、流量経路を閉じる。直流電源オフから30秒後に放電電圧等のサンプリングが終了し、作動制御プログラムが停止する。これを1回の作動とする。

VAJの場合、20回程度の作動でガラス面の劣化により光学測定が困難になるか、電極の劣化、特にカソード先端部が酸化皮膜に覆われて点弧が不可能になるかの症状が現れるが、作動パラメータ履歴及び光学測定データにより放電又は測定状況が変化したと思われる場合は実験を中止し、部品交換を含めてVAJを組み直す。このとき、電極アライメントの微妙な変化は裂けることは難しく、組み直したVAJが同じ作動パラメータで同様の測定結果を呈するとは断定出来ない。従って測定は可能な限り1度の組み上げで完了させる必要があり、1回の放電時間は限界作動時間以内とすることが望ましい。本研究では、測定に必要な放電時間が10秒間程度となる様、また一連のデータは10回程度の作動で取得可能となる様、測定装置の選別や配置、実験計画を組んでいる。

	0.5mm	1.0mm	1.5mm	2.0mm
4atg(h0.3)	95.00	177.5	254.5	320.7
3atg(h0.5, h0.8)	54.15	133.2	200.0	255.1
	61.04	135.4	200.5	249.4
5atg	111.6	211.4	295.6	380.9
	93.69	206.7	310.7	403.6
	99.80	210.6	310.6	402.8
7atg	148.2	278.2	393.9	499.2
	136.4	294.6	435.7	570.4
	135.4	285.8	417.5	546.2

Table 2.2: 各上流圧時のオリフィス径と推進剤流量  
 上段:h0.3型、中段:h0.5型、下段:h0.8型。単位はmg/sec。

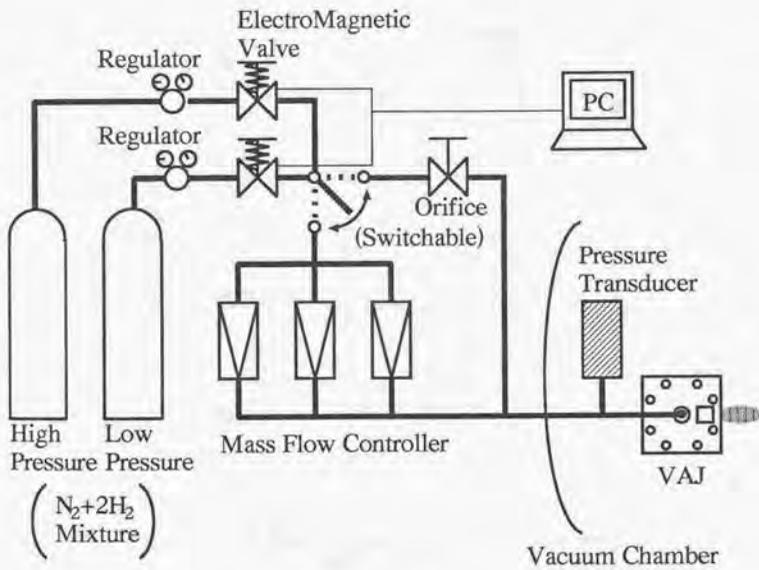


Fig.2.5: 推進剤供給系

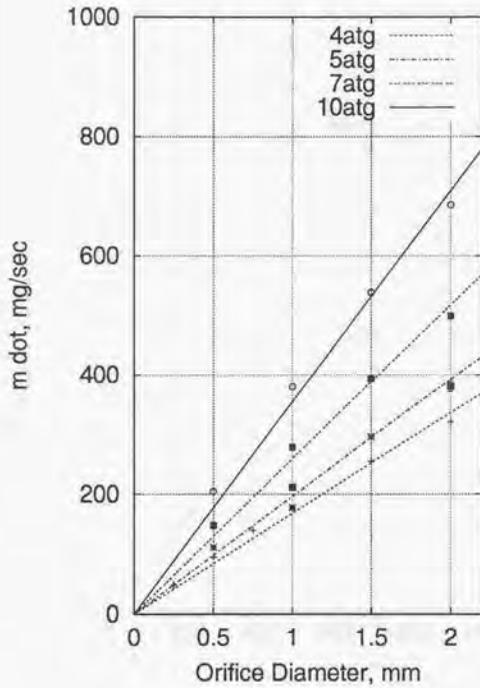


Fig.2.6: h0.3型アノードのオリフィス径-流量の換算直線  
各点は測定値、直線は回帰式による。

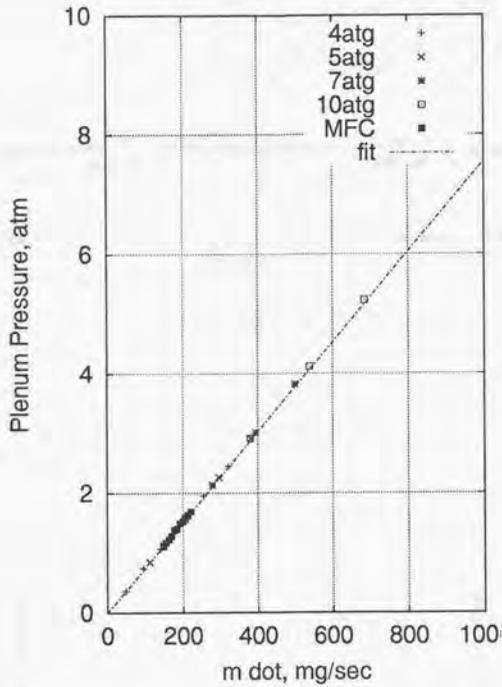


Fig.2.7: h0.3 型アノードの流量-プレナム圧の回帰直線  
各点は測定値、直線は回帰式による。

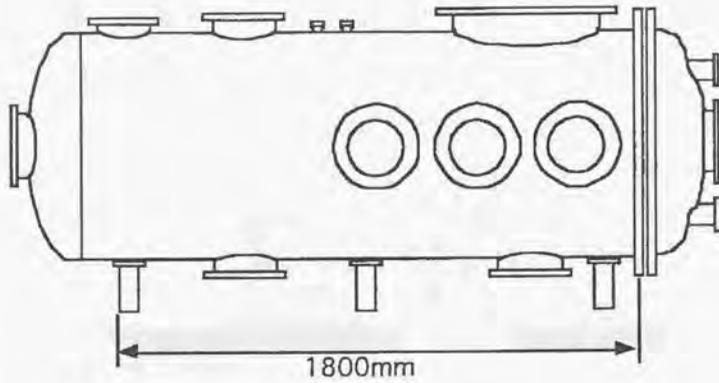


Fig.2.8: 真空チェンバ

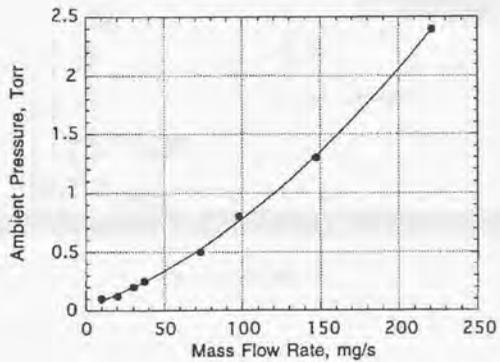


Fig.2.9: 各流量におけるチェンバ内真空度

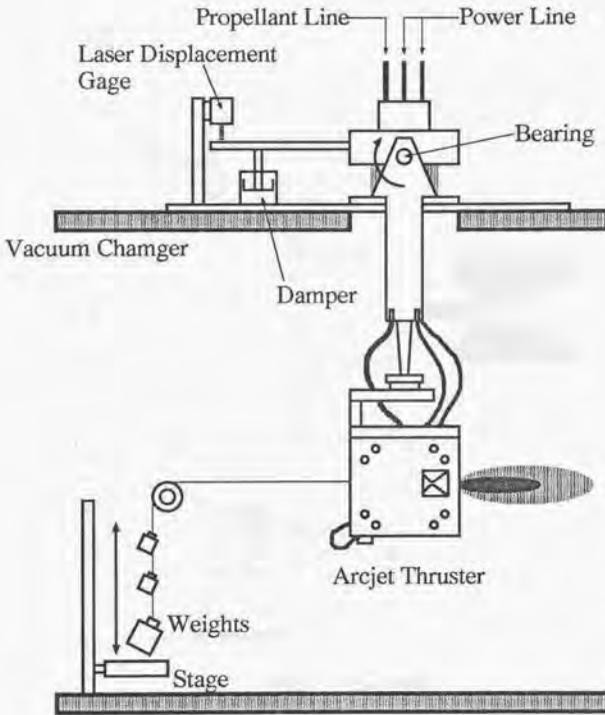


Fig.2.10: 推力測定系

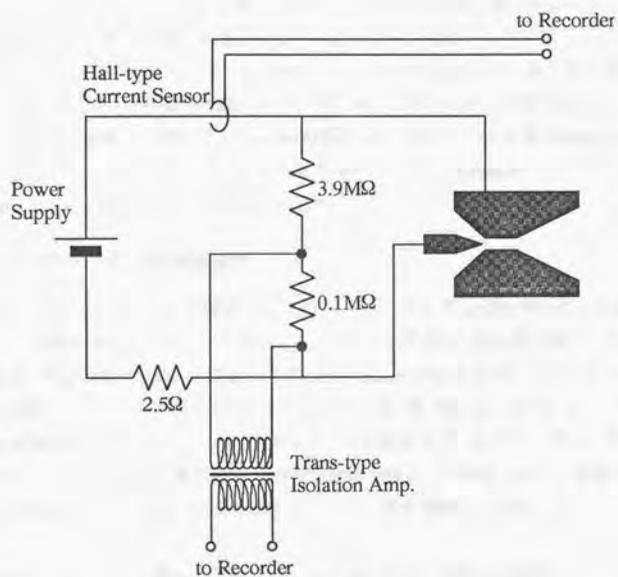


Fig.2.11: 作動データ取得回路

## 2.3 光学測定装置

光学測定系の配置図を Fig.2.12 に示す。

### 2.3.1 拡大レンズ系

光学測定を行う際、真空チェンバのほぼ中央に設置された VAJ のサブミリオーダーの放電部に光学的にアクセスし、かつその拡大像を得るレンズ系を組む必要がある。この要求を満たす為に、カメラ用望遠レンズを用いた。カメラ用レンズには、色収差及び非点収差を極力抑えるよう設計されている、絞り機能による光量調節が可能である、焦点距離可変の場合にはレンズ位置固定のままて結像の拡大率が任意である、と言う利点がある。望遠レンズにはシグマ製 SUPER-TELE(400mm/f5.6)及び ZOOM-II(75~300mm/f4.5~5.6)を使用した。拡大率の変更は、固定焦点レンズの場合はレンズ位置の移動により、ズームレンズの場合には焦点距離の変化により行った。これまでの実験では倍率 0.5~3.2 程度が得られており、VAJ の観測領域で必要な分解能を任意に選ぶことが可能である。ZOOM-II においてその分光透過率(メーカー公開値)は、77%(430nm)、88%(490nm)、81%(660nm)である。

### 2.3.2 CCD カメラ及び画像処理ボード等

CCD カメラには浜松ホトニクス製モノクロ CCD ビデオカメラ C5405 用いた。仕様を表 2.3 に示す。CCD では飽和値以上の光が当たるとブルーミングと呼ばれる受光素子間での干渉減少が起こり、撮像が不明瞭となる支障を来す為、光路上に Neutral Density (ND) フィルタを挿入することで光量を調節している。ND フィルタにはメレスグリオ(株)製のものをを用いた。ND フィルタは対波長感度特性を余り変えることなく減光することの出来るフィルタで、異なる減光率のフィルタを組み合わせることで減光率を 1%単位で調節出来る。本研究では VAJ 観測領域内にて、ブルーミングを起こさない程度で可能な限り広くアーク柱を撮影出来る様、ND フィルタを選出して撮像した。

CCD カメラで得られた画像はビデオ信号として出力され、画像処理装置によって 256 階調、640x480pixels の画像として出力される。

### 2.3.3 可視・紫外分光器

分光器では、分光器入口スリット面上に点状に集光された光は、そこを焦点とする内部球面鏡によって平行光となり、回折格子で反射した後、出口スリット面上に焦点を持つ別の球面鏡によって出口スリット面に点状に集光され、分光器から出る仕組みとなっている。この代表的な分光器構造に、Czerny-Turner 方式 (Fig.2.13) がある。

このとき、内部鏡に球面鏡を用いた場合には、入口スリットから球面鏡に向かって広がった光が反射すると、横方向焦点 (Tangential Focus, Best Resolution) と縦方向焦点 (Sagittal Focus、

Best Vertical Imaging) とが一致しなくなり、この結果、非点収差が生じる。分光器焦点距離が短く入口スリットからの光の広がり角が大きくなるに従い、この二つの焦点のずれは大きくなり、即ち、非点収差が大きくなる。Fig.2.14a) の様な通常の分光器では、出口スリット面が T.F. に位置する様に調整されており、入口スリット面上の点状の入射光は出口スリット面上にて縦方向の線として結像し、B.R. が得られる。以降、この様な横方向の収差のみが補正された分光器を“横収差補正分光器”と記述する。

ここで、Fig.2.14b) に示す様に、内部鏡に非球面鏡を用いて T.F. と S.F. とが一致する様な設計を施した場合、入口スリット面上の点状の入射光は出口スリット面上にて点状に集光し、この点にて B.R. と B.V.I. とが達成される。従って出口スリット面上にて、T.F. であることから波長分解された光が最も集光されて明るくなるという利点を持つと同時に、S.F. であることからスリット高さ方向に空間分解能を有することとなる。以降、この様な縦横両方向の収差が補正された分光器を“非点収差補正分光器”と記述する。

使用した分光器の諸元を Table 2.4 にまとめて掲げる。

#### CT-25C

日本分光製 CT-25C 型回折格子分光器は、内部構造に非対称型変形 Czerny-Turner マウント方式 (Fig.2.15) を採用しており、ダブルモノクロメーター方式と比べて明るい、ミラー及び回折格子の多重回折による迷光が無い、と言う利点を持つ“横収差補正分光器”である。CT-25C は焦点距離 250mm/f4.3 であり、回折格子には 1200gr/mm (ブレイズ波長 500nm) のものを使用している。1200gr/mm 回折格子使用時に分光器が一度に見通せる波長範囲は約 60nm (約 25mm 幅) である。

#### SpectraPro-150

Acton Research Corporation (ARC) 製 SpectraPro-150 (SP-150) は“非点収差補正分光器”であり、その非点収差補正保証領域は分光器出口での結像面上にて、縦収差補正では 25mm 幅、横収差補正では 13mm 幅×7mm 高さである。SpectraPro-150 は焦点距離 150mm/f4、回折格子は同社製 150-120-500 (1200gr/mm、ブレイズ波長 500nm) 及び 150-360-240 (3600gr/mm、ブレイズ波長 240nm) の 2 枚を内蔵している。1200gr/mm 回折格子使用時に分光器が一度に見通せる波長範囲は 107nm (25.4mm 幅) である。

中心波長及び回折格子の選択は、コントローラ及び操作ソフトウェアを通して PC より RS-232C を経由して操作することが出来る。このソフトウェアはデータの取得も行い、PC に記録する。

### 2.3.4 光検出器

#### 1 次元 MOS アレイ検出器

CT-25Cを用いた場合、光検出器には浜松ホトニクス製 MOS リニアイメージセンサ S3904(MOS 駆動回路 C4350)を使用する。受光素子は 1024ch、受光部面積は  $25.6 \times 2.5 \text{mm}$  で、CT-25C と組み合わせたときの波長分解能は  $0.07 \text{nm/ch}$  である。このセンサの分光感度曲線を Fig.2.16 に示す。イメージセンサのコントロールは付属のソフトウェアによって行われ、出力はデータ処理ユニット、I/F ボードを介して PC に記録される。

#### 2 次元 CCD アレイ検出器

SpectraPro-150を用いた場合、光検出器にはPrinceton Instruments(P1)社製 TE/CCD-1024Eを使用する。受光素子は  $1024 \times 256 \text{ch}$  ( $26.6 \times 6.7 \text{mm}$ 、1 素子サイズ  $26 \times 26 \mu\text{m}$ ) の 2 次元 CCD アレイである。CCD アレイ面は、紫外域での感度を向上させる Lumogen コーティングが施されている。スペックの詳細を表 2.5 に、量子効率曲線を Fig.2.17 に示す。TE/CCD-1024E はソフトによって任意の素子分割が可能であり、分光データのみならず、各素子を独立させてカメラ画像の取得も可能となる。またメカニカルシャッターを内蔵し、データ読み出し中の露光とスミアリングを防ぎ、最短露光時間 25ms で繰り返し開閉が可能である。

### 2.3.5 1 次元移動ステージ

IAI社製 IA スーパー SEL コントローラ G タイプ (4 軸, AC60W-100W $\times$ 4) 及びアクチュエータを使用した。その概要を Fig.2.18 に示す。IA スーパー SEL コントローラは 32bit RISC (Reduced Instruction Set Computer) CPU を搭載し、SEL 言語により動作をプログラミングすることが可能である。G タイプではアクチュエータを最大 4 軸まで接続可能であるが、本研究では 1 軸のみを使用し、一貫して加速度 0.3G、速度 1mm/sec にて稼働させた。このアクチュエータに軽量のアルミニウム板を取り付け、その上に分光器及び検出器を載せた。測定装置全体を 1 次元移動させることにより、1 回の作動で VAJ 観測領域全域について測定を行うことが可能となる (3.1.1 節参照)。

### 2.3.6 システムの呼称

以上に述べた装置を組み合わせたシステムを構築し、その呼称をここで定義する。本研究におけるシステムの呼称は全て、本節にて定義されたものである。

2.3.2 節によって述べた CCD カメラ及びそのデータ取得装置全体を統括したものを“CCD カメラシステム”と呼ぶこととする。“撮像” 或いは“アーク(柱)形状観測”は全て、この“CCD カメラシステム”による観測であることを意味する。

### 2.3. 光学測定装置

2.3.3 節及び2.3.4 節で述べた CT-25C 分光器及び MOS 検出器を組み合わせたものを“CT-25C システム”と呼ぶこととする。またこのシステムに 2.3.5 節の 1 次元移動ステージを始め、他の装置を組み合わせたものもまた、この名称で統一することとする。

2.3.3 節及び 2.3.4 節で述べた SP-150 分光器及び TE/CCD-1024 検出器を組み合わせたものを“SP-150 システム”と呼ぶこととする。またこのシステムに 2.3.5 節の 1 次元移動ステージを始め、他の装置を組み合わせたものもまた、この名称で統一することとする。

素子グレード	Scientific Grade
撮像面積	(横)6.6×(縦)4.8mm
有効画素数	756×485pixels
最低被写体照度	0.5 lx 以上
S/N 比	56dB
電子シャッター	1/30~1/10000 秒 (可変)
カメラ出力	1V <sub>p-p</sub> (ビデオ出力)

Table 2.3: CCD カメラ諸元

	CT-25C	SpectraPro-150
光学形式	非対称型変形 Czerny-Turner 型	非点収差補正 Czerny-Turner 型
焦点距離	250mm	150mm
口径比	F:4.3	F:4
回折格子	52×52mm	32×32mm
逆線分散	3.0nm/mm	5.0nm/mm
分解能 (半値幅)	0.1nm	0.4nm
迷光	$< 1 \times 10^{-4}$	$< 5 \times 10^{-4}$
波長範囲	0 ~ 1400nm	0 ~ 1400nm
波長正確さ	±0.1nm	±0.25nm
波長繰り返し精度	±0.1nm	±0.05nm
寸法	290(W)×330(D)×215mm(H)	178(W)×171(D)×165mm(H)
重量	20kg	4.5kg

Table 2.4: 分光器諸元  
1200gr/mm 回折格子使用時

CCD arrays	EEV model 30-11 Scientific Grade front illuminated Available with Lumogen coating
Format	1024×256 pixels 26.6×6.7mm overall 26×26 $\mu$ m pixels
Spectrometric Well Capacity	1,200,000 electrons
Readout Noise	4.7electrons RMS at 50kHz 15 electrons at 1MHz
Dynamic Range	16-17bits
Response Nonlinearity	< 2% for 16bits
Operating Temperature	-40°C with air circulation
Thermostating Precision	$\pm 0.040^\circ\text{C}$ over entire temp.range
Typical Dark Charge	<0.05 electrons/pixel-sec at -50°C
Scan Rate	50kHz to 1MHz
Spectral Rate	75 spectra/sec at 100kHz with full vertical binning 350 spectra/sec at 1MHz with full vertical binning 800 spectra/sec at 1MHz with 200 $\mu$ m tall spectrum

Table 2.5: TE/CCD-1024E 諸元

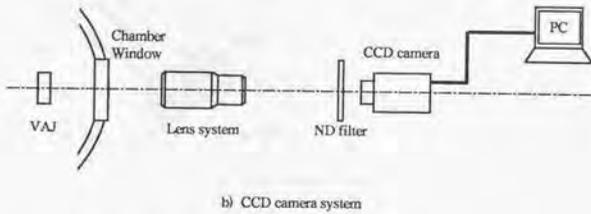
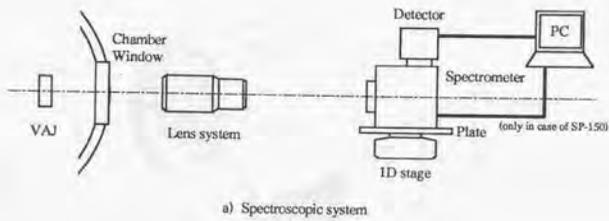


Fig.2.12: 光学測定系  
 a) 分光計測システム、b) CCD カメラシステム

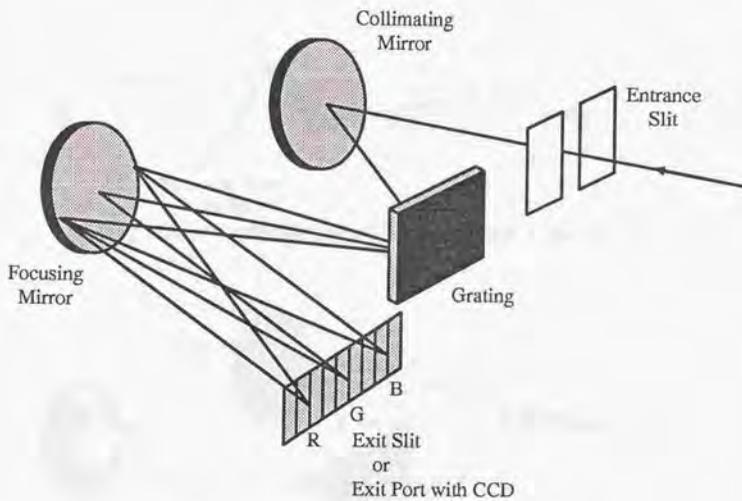
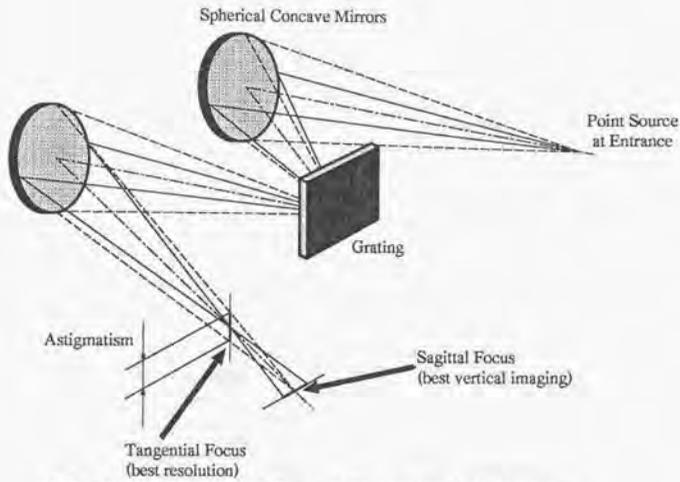
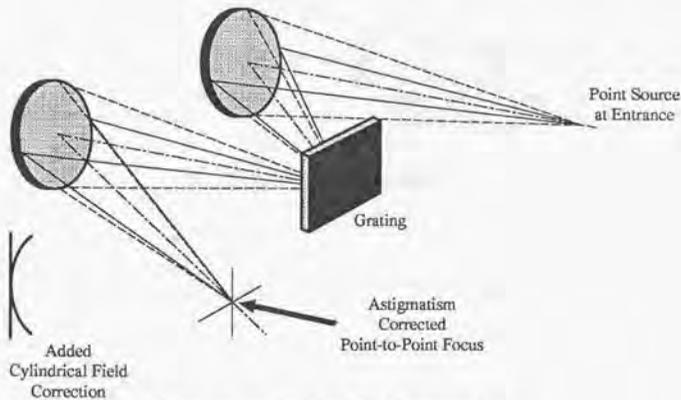


Fig.2.13: Czerny-Turner マウント方式分光器



a) Typical uncorrected Czerny-Turner optical systems



b) Added cylindrical field correction

Fig.2.14: Czerny-Turner マウント方式分光器  
 a) 横収差補正分光器、b) 非点収差補正分光器

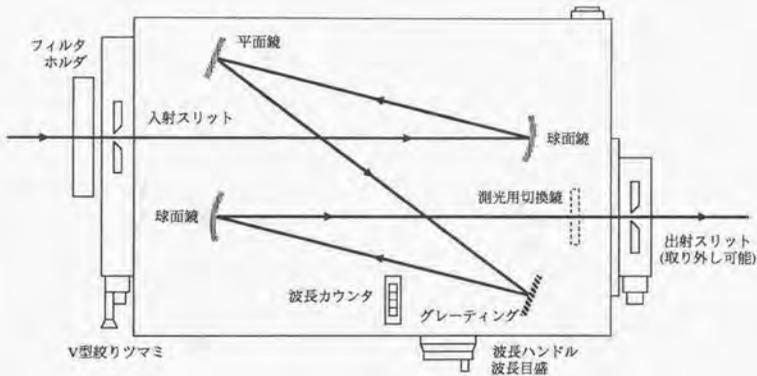


Fig.2.15: 日本分光製分光器 CT-25C

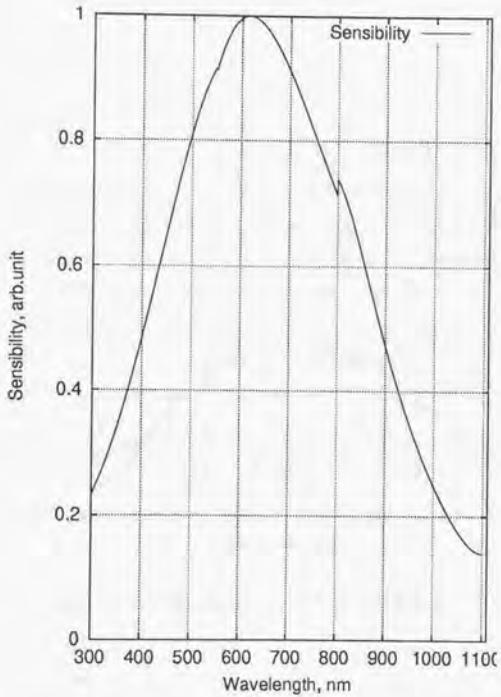


Fig.2.16: 浜松ホトニクス製 S3904 分光感度曲線

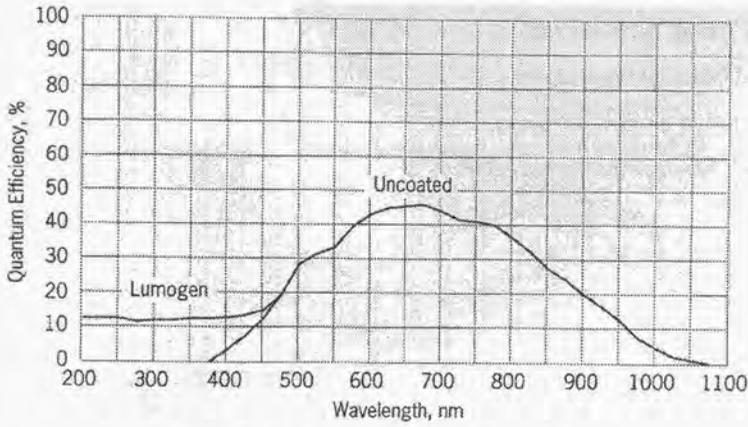


Fig.2.17: PI社製 TE/CCD-1024E 量子効率曲線

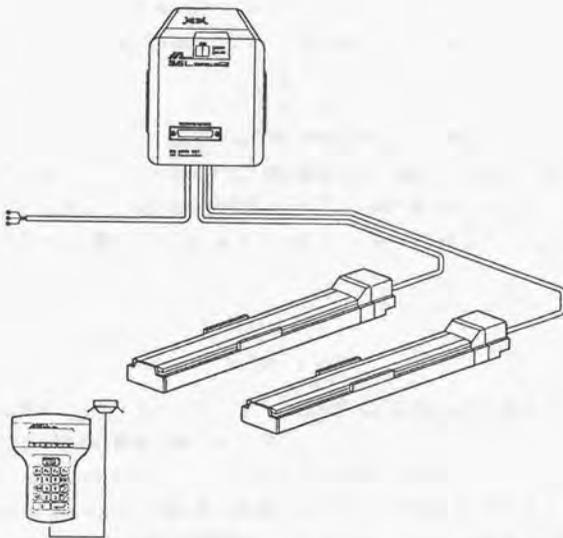


Fig.2.18: IAI 社製 IA スーパー SEL コントローラ及びアクチュエータ  
1 軸のみ、1 次元移動ステージとして使用する。

## 2.4 測定装置の較正

### 2.4.1 分光器波長較正

波長較正では Offset、Adjust、Dispersion の 3 つのパラメータの決定を行う必要がある。分光器の波長ダイヤルに関するパラメータ (例えば波長ダイヤル目盛) を  $x$ 、そのときの中心波長を  $y$  とし、これらに線形な関係、

$$y = mx + b \quad (2.2)$$

が成り立つとする。Offset 較正では、波長の分かっているスペクトル線を観測し、それが検出器の中心チャンネル上にピークを持つ様に、式 (2.2) の  $b$  を決定する。Adjust 較正ではこのスペクトル線  $(x_1, y_1)$  と、もう 1 本の波長既知のスペクトル線  $(x_2, y_2)$  により、

$$m = \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} \quad (2.3)$$

から係数  $m$  を決定する。この 2 つの較正により、任意の波長を検出器の中心チャンネルに合わせることが可能となる。Dispersion 較正では、中心波長をある波長に合わせたときの、素子位置  $d$  での波長分散を決定する。これには波長既知のスペクトル線を素子の左端、中心、右端に合わせたときのピークの素子位置  $d_1, d_2, d_3$  とそのときの分光器中心波長  $y_1, y_2, y_3$  により、素子上にて、

$$d = a\lambda^2 + b\lambda + c \quad (2.4-a)$$

$$\lambda = f(y_1, y_2, y_3) \quad (2.4-b)$$

なる関係が成立するとしてパラメータ  $a, b, c$  を決定する。これにより、ある中心波長に合わせたときの素子位置が波長に換算出来る様になる。

“CT-25C システム”の波長較正では、Hg 放電管では 365.02、404.66、435.83、546.07、1013.98(nm)、Cd 放電管では 361.05、467.81、480.00、508.58、643.85(nm) の輝線スペクトル 10 本を使用した。“SP-150 システム”では、PI 社製分光器操作ソフト WinSpec に上記 3 較正を半自動的に実行機能が備わっており、それを用いて Hg 放電管のスペクトル線を観測することにより波長較正を行った。

### 2.4.2 感度較正

ウシオ電機 (株) 製ハロゲン電球 JPD100V-500WCS を用いて分光器透過率、及び CCD 検出器感度の測定を併せて行った。この電球の分光放射照度試験は日本電気計器検定所により、日本電気計器検定所が保有する特定二次標準器群 (ウシオ電機 (株) 製分光放射照度標準電球 3 器) により較正された常用標準電球群 (ウシオ電機 (株) 製分光放射照度常用標準電球 3 器) を用いて行われた。尚、上記特定二次標準器群は、日本電気計器検定所が保有する特定副標準器群により 3 年毎に較正されている。既定の配置 (Fig.2.19) に従って測定されたハロゲン電球の検定結果を Fig.2.20 に示す。

上記ハロゲン電球を、日本スタビライザー工業(株)製直流定電圧/定電流電源 SIC-2B6 を用いて検定書に記された試験電圧(及び電流測定値)にて点灯し、同じく既定の配置に従って図中 A 点に分光器入カスリットを配置し、分光器に取り付けられた検出器によって出力を記録した。こうして得られた波長毎の出力データは、

- 空気の透過率
- 分光器内部鏡及び回折格子の反射率を総合した、分光器透過率
- 検出器感度
- 検出器素子位置に依存する感度

を考慮したものである。この出力と、検定書に記された分光放射照度との比を以って、分光器と検出器に関する“検出効率”を求めた。中心波長を 440nm とした場合の検出効率を Fig.2.21 に記す。

#### 2.4.3 その他の較正パラメータ

装置系、光学系の光路上に存在するその他の較正要因として、VAJ 内部と真空チェンバ窓の石英ガラス透過率、拡大レンズ系のレンズ透過率、及び空気の屈折率による波長の較正がある。石英ガラスについては今回測定した波長域にては一定とみなした (Fig.2.3 参照)。拡大レンズ系の透過率はメーカー公開値を信頼した (2.3.1 節参照)。空気の屈折率には、0.20~1.35 $\mu\text{m}$  の範囲内で成立する次式、

$$(n_a - 1) \times 10^8 = 6432.8 + \frac{2949810}{146 - \frac{1}{\lambda^2}} + \frac{25540}{41 - \frac{1}{\lambda^2}} \quad (2.5)$$

により換算される種々の真空中での波長  $\lambda(\text{nm})$  に対する標準空気 (炭酸ガス 0.03% を含む 15°C、1atm=0.101325MPa の乾燥空気) の屈折率  $n_a$  を用いた。

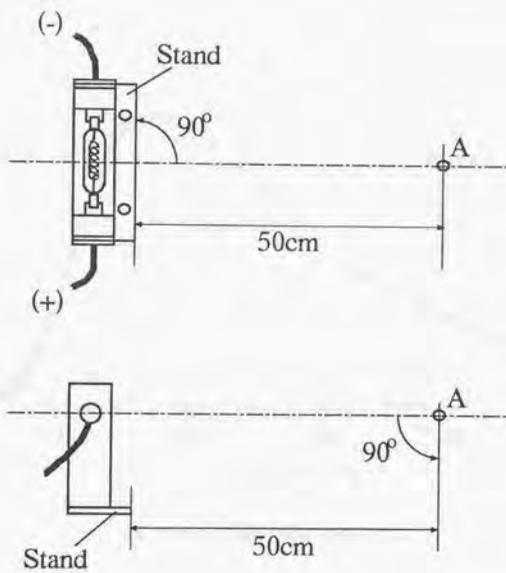


Fig.2.19: 分光放射照度試験配置図

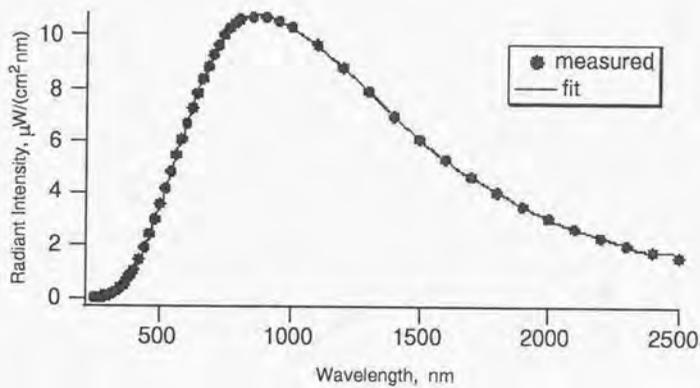


Fig.2.20: 分光放射照度試験結果

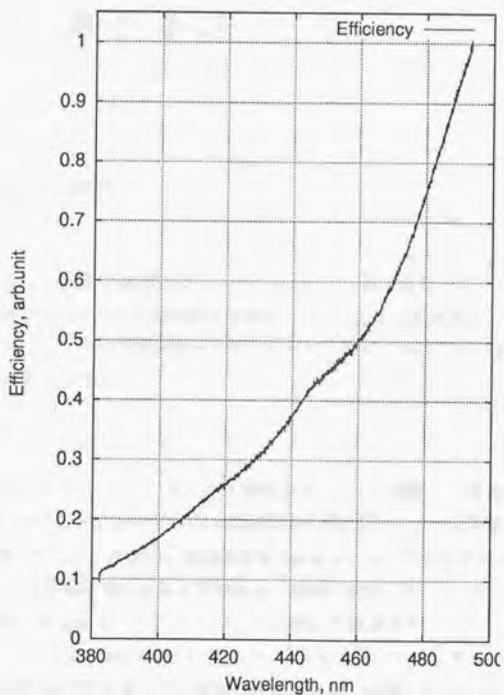


Fig.2.21: 中心波長 440nm のときの検出効率

## 第3章

# 実験方法と解析手法

### 3.1 実験方法

#### 3.1.1 観測領域 2 次元観測

##### 目的

安定した作動を呈し、実際の運用に用いられる DC/AJ 作動は高電圧モード安定作動である。まず、この作動における DC/AJ 内部の様相を観測し、解明する必要がある。そこで本研究では VAJ を用いて、高電圧モード安定作動時の DC/AJ 内部プラズマ流について観測を行い、その内部様相についての解釈を与える。

##### 手順

Fig.3.1の様に、“SP-150 システム”を1次元移動ステージ上に設置し、高電圧モード安定作動時に測定系を移動させることによって、VAJ 観測領域全域に渡っての分光観測が可能となる。このとき、1次元移動ステージの移動による観測領域全域観測には5秒間を必要とする為、この間、VAJ は安定かつ単一な放電状態にある必要がある。実際の観測において VAJ 作動が安定かつ単一な放電状態にあるとみなせることについては、4.2 節にて詳述する。

測定は h0.3 型アノード及び h0.8 型アノードにて、コンストリクタ入口より 0.06mm の部分から、“アノード付着点”近傍であるノズル膨張部内の 0.82mm の部分までについて行った。また、推進剤流量及び電流値を変化させたときの内部様相の変化の傾向も観測する。

“SP-150 システム”の露光時間は 0.2sec に設定した。これにデータ転送時間を合わせると、0.5sec 間隔でのデータ取得が可能である。また、“CCD カメラシステム”は 2Hz にてアーク柱形状の撮像を行う。従ってこの二つのシステムは 0.5sec で同期していることになる。

分光器スリット幅は、特に明記しない限り、 $30\mu\text{m}$  とした。

## 3.1.2 コンストリクタ部定点の時間発展観測

## 目的

目標とすべき高電圧モード安定作動が得られた後、次に調べるべきは低電圧モード作動における内部様相である。低電圧モード作動時の内部様相は実際の運用では避けるべき様相であり、3.1.1節で得られる目標とすべき内部様相に関する知見と合わせて、DC/AJ 安定作動に向けての指針を得る為には必要なデータである。

本測定では、カソード先端部周辺に注目する。観測は放電開始からスタートし、低電圧モード作動を経た後、高電圧モード安定作動に到達するまで行う。これにより低電圧モード時に起こっている現象、高電圧モードへ至る遷移モード時の様相、そして高電圧モードでの内部状態を、カソード先端部について得ることが出来る。

## 手順

“CT-25C システム”を Fig.3.1の様に配置するが、ここでは1次元移動ステージによる測定系の移動は行わない。測定はh0.3型アノードで行い、分光器入口スリット位置をVAJ観測領域のコンストリクタ部に配置し、VAJ放電開始時点から高電圧モード安定作動へ至る時間発展を観測する。CT-25C入口スリット幅は光量を稼ぐ為に500 $\mu\text{m}$ 程度としている。また、“CT-25C システム”は分光器スリット高さ方向には分解能を有さない。従って得られる分光データは、コンストリクタ内全領域からの発光を積算したものに相当する。しかしこの領域で最も明るい部位は、“MCCD カメラシステム”による発光の撮像により、カソード先端部周辺であることが分かっている。従ってここで得られたデータはカソード先端部周辺の状態を最も強く反映したものであると解釈する。

## 3.1.3 流れ方向1次元分布の時間発展観測

## 目的

カソード先端部における各放電モード時の様相が得られた次の測定として、流れ場方向1次元に関して3.1.2節と同様の時間発展を観測する必要がある。これにより流れ場方向に関して、低電圧モード、遷移モード、そして高電圧モードでの内部様相を得ることが出来る。低電圧モード作動は不安定な作動である為、3.1.1節の様に安定かつ単一な放電状態にあるとみなして観測領域全域の観測を行うことは不可能である。従って本節における1次元観測が、時間発展観測の場合には最高次の観測となる。ここで得られた観測結果から、各々の放電モード時におけるDC/AJ内部プラズマ流の様相やその変化についての知見を得る。

## 手順

“SP-150 システム”を用いて、Fig.3.2の様に入口スリットをVAJ流れ方向に一致する様に配置する。測定はh0.5型アノードにて行い、放電開始から高電圧モード安定作動に至る迄の時間発展観測を、カソード先端からノズル膨張部内にかけての中心軸上及び中心軸より0.15mm外れた1次元領域にて行う。SpectraPro-150はスリット高さ方向にも空間分解能を有しているので、得られた1次元データは同一時刻における流れ方向の1次元分布とみなすことが出来る。このとき、ノズル膨張部内における光強度にスリット幅及び露光時間を設定した場合、最も明るいカソード先端部周辺では分光データの中で最も強度の大きな $H\beta$ ピーク周辺で、データ取得システムのデータカウンタが12bitsの範囲を越えてしまう(Fig.3.4)。しかしピーク値が得られなくとも、Voigtプロファイルの大部分さええ得られていればかなりの精度でのフィッティングは可能(Fig.3.5)である為、これを許容した。データの解析については、3.2節にて詳述する。

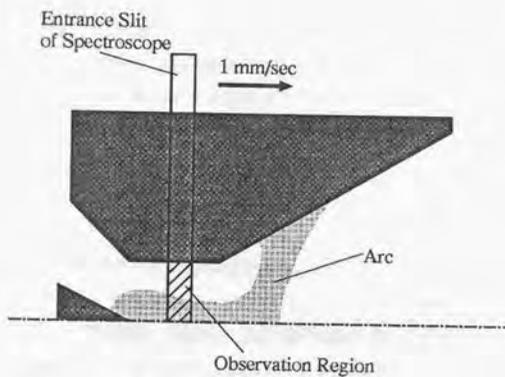


Fig.3.1: VAJと観測領域の配置その1  
高電圧モード安定作動観測時

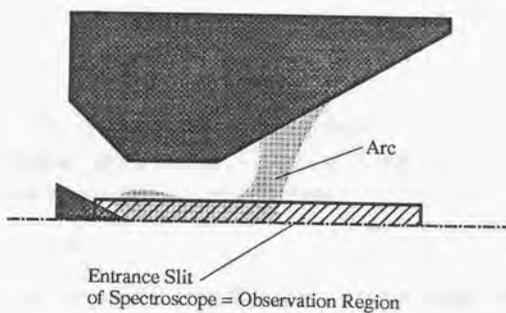


Fig.3.2: VAJと観測領域の配置その2  
放電モード時間発展観測時

## 3.2 解析方法

### 3.2.1 分光プロファイル取得例

“CT-25C システム”により取得された分光プロファイルを Fig.3.3 に示す。“SP-150 システム”により取得された、スリット高さ方向の分布を持つ分光プロファイルの検出器出力を Fig.3.4 に示す。このスリット高さ方向を付属のデータ解析ソフトにより分解すると、各点における分光プロファイルを得ることが出来る。その一例として、カソード近傍でのものを Fig.3.5 に、比較的下流におけるものを Fig.3.6 に示す。

### 3.2.2 バックグラウンド

Fig.3.6 においてはバックグラウンドは平坦である。一方、Fig.3.5 の様に、カソード先端部周辺では高温であると予想され、分光プロファイルのバックグラウンドは平坦ではなくなる。バックグラウンドには、CCD 素子暗電流、背景光、及び黒体放射や電子の自由-自由 (f-f) または自由-束縛 (f-b) 遷移の Continuum が考えられる。暗電流や背景光は分光データに較べて十分無視し得る程に小さい。電子温度  $T_e$  が  $10^5$  K 以下の場合には、Continuum の要因として電子とイオンの衝突及び再結合放射のみを考えれば良く [16]、その放射係数  $\epsilon(T_e, \nu)$  は、

$$\epsilon(T_e, \nu) = C z^2 \frac{n_e n_i}{\sqrt{T_e}} G_z(T_e, \nu) \quad (3.1)$$

で表される。ある一定の温度での各波長における Continuum 強度は式 (3.1) で表される放出係数に比例したものであり、かつ幾つかの定数係数に留意すれば、Continuum の波長プロファイルは Gaunt 因子  $G_z(T_e, \nu)$  に比例した強度分布となることが分かる。ここで Gaunt 因子は、

$$G_z(T_e, \nu) = \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \quad (3.2)$$

と表される。

ここでは便宜上、カソード先端部近傍における分光プロファイルをフィッティングする際には、バックグラウンドを波長に関する 1 次関数 ( $= a + b\lambda$ ) として表現する。また、それ以外の部分においてはバックグラウンドを定数 ( $= a$ ) として表現する。

### 3.2.3 フィッティング

得られた分光プロファイルの中で、発光線強度を求めるスペクトル線についてフィッティングを行う。本研究で解析に用いる発光線の選択については 3.2.8 節にて詳述するが、水素 Balmer 系列の内の  $H_\beta$  線及び  $H_\gamma$  線を観測している。水素のスペクトル線は Stark 効果に因る比較的大きな Stark 広がりを持つ。また、分光器を通したプロファイルはスリットでの回折により装置幅と呼ばれる大きな広がりを持つ。その他にも、自然放出確率に起因する自然幅、原子温度に起因する

Doppler 幅等の広がりを持つが、これらは先の二つの広がり比べて十分小さいので無視出来る。顕著となる Stark 広がり Lorentz 幅  $\Delta\omega_s$  を持つ Lorentz 型形状、

$$\phi(\omega) = \frac{\Delta\omega_s/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Delta\omega_s)^2/4} \quad (3.3)$$

を呈し、装置幅による広がり Gauss 幅  $\Delta\omega_g$  を持つ Gauss 型形状、

$$\phi(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\omega_g} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{\omega_g^2}\right] \quad (3.4)$$

を呈する。従って得られるスペクトル線はこれら二種類の関数型の畳み込み形状である Voigt 型形状、

$$V(\omega - \omega_0) = \int_0^\infty \frac{\Delta\omega_s/2\pi}{(\omega - \omega_0')^2 + (\Delta\omega_s)^2/4} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi}\omega_g} \exp\left[-\frac{(\omega_0' - \omega)^2}{\omega_g^2}\right] d\omega_0' \quad (3.5)$$

となる。Voigt 型形状は Voigt 関数によってフィッティングすることが可能で、求まったフィッティングパラメータより、Lorentz 幅及び Gauss 幅を分離して求めることが出来る。この Lorentz 幅は即ち Stark 幅であるとみなし、3.2.6 節で述べる手法によって Stark 幅から電子密度を求めることが出来る。また、求まったフィッティングパラメータによって Voigt 型プロファイルの面積を求めることが出来る。ここで求めた面積は測定系の感度を考慮した上で発光線強度に比例したものである。従って、2.4 節で述べた測定系の校正によってこの面積値を補正することで、任意のスペクトル線の発光線強度を求めることが出来る。ここで言う発光線強度とは、測定系が絶対感度校正されていれば絶対強度を、測定系が相対感度校正されていれば複数のスペクトル線間での相対強度を表す。本研究では相対強度で議論が可能である為、単に発光線強度と言えばそれは相対強度を表すものとする。

従って、Voigt 型形状を呈するスペクトル線をフィッティングする際には、前節で述べたバックグラウンドと共に、

$$I(\lambda) = a + b\lambda + V(\lambda - \lambda_0), \quad \text{near cathode tip} \quad (3.6-a)$$

$$I(\lambda) = a + V(\lambda - \lambda_0), \quad \text{far from cathode tip} \quad (3.6-b)$$

なる関数系にて、最小二乗法による  $\chi^2$  検定によって最適化する。また、分光スペクトルのフィッティングでは、各点における強度誤差はポアソン分布に従うとし、強度の平方根に比例した重率を各点に課することとする。フィッティングの一例を、Fig.3.5中、 $H_\beta$  線について点線で示す。こうして得られたフィッティングパラメータより、Stark 幅及び発光線相対強度を求める。

### 3.2.4 プラズマ相

本研究では「プラズマ」と言う語を、準中性とみなせる正負荷電粒子の集合と言うよりはむしろ、プラズマ中に存在する或る電離段階にある原子、イオン種の集団、と言う意味で用いる。この意味での幾つかの代表的なプラズマを表 3.1 に分類する。例えば、組成の 78% を占める窒素と

ごく微量の水素を含む大気中における大気圧アークプラズマの中でも中性水素原子は高密度の平衡プラズマであり、高電離状態にある窒素イオンは低密度の再結合プラズマであると言える。この様に分類したとき、各領域の“プラズマ”は共通の性質を持ち、発光線の強度分布は特徴的な様相を示す。逆に言えば、性質の分からないプラズマについて分光測定行えば、その結果から対象とする原子、イオンをこの表の何処かの欄に分類することが出来、更にはその素過程の様相からプラズマの存在する環境を推定出来る。

プラズマ中の励起原子のポピュレーション分布は、そのプラズマの性質を反映したものとなっている。水素原子における実験的な研究 [17-21] により、励起単位のポピュレーションは電離成分及び再結合成分によって表される (付録 B)。更に密度や温度の状態により幾つかの項目に分類され、それらは Fujimoto [22] によってまとめられている。本研究では夫々の項目を“プラズマ相”と呼ぶこととし、Fig. 3.7 にまとめて示す。これらのプラズマ相は電離プラズマでは、低温度低密度の Corona 相、低温度高密度の飽和相、高温度高密度の梯子様励起相の 3 項目、再結合プラズマでは、低温度低密度の放射再結合及び放射カスケード (Capture Radiative-Cascade) 相、低温度高密度の梯子様脱励起相、高温度高密度の飽和相の 3 項目の、合計 6 相の基本相に分類される。この中で、電離性低温度飽和相及び再結合性高温飽和相は LTE 状態にあり、Boltzmann 平衡或いは Saha-Boltzmann 平衡が成立する。

これらの相を分類する境界の内、高温度と低温度との境界となる基準として電子温度  $T_e$  によって、

$$p_B \approx \left( \frac{z^2 R}{3kT_e} \right)^{1/2} \quad (3.7)$$

で与えられる境界が得られ、これを“Byron 境界”と呼ぶ。Byron 境界を越えるプラズマ相では高温近似が成立する (付録 B)。また高密度と低密度との境界となる基準として電子密度  $n_e$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) によって、

$$p_G \approx 95 \left( \frac{n_e}{z^7} \right)^{-2/17} \quad (3.8)$$

で与えられる境界が得られ、これを“Griem 境界”と呼ぶ。ここで  $z$  は核電荷である。Griem 境界を越えるプラズマ相では衝突優勢、そうでないプラズマ相では放射が優勢となっている (付録 B)。式 (3.7) 及び (3.8) の導出については、付録 A、B にまとめてある。

プラズマ相を用いた DC/AJ 内部プラズマの観測については、3.2.8 節にて詳述する。

### 3.2.5 電子温度

プラズマの電子温度測定には、スペクトル線や Continuum の放出係数、或いはスペクトル線の Doppler 広がり等が利用される。本研究ではスペクトル線の放出係数、及び複数のスペクトル線の強度比から電子励起温度を求める相対強度法を用いた。

測定対象のプラズマが光学的に薄く空間的に一様な場合、原子のエネルギー単位  $p$  から  $q$  へ下

方遷移する際の放出係数  $\varepsilon(p, q)$  は、電子温度  $T_e$  と次の様に関連付けられる。

$$\varepsilon(p, q) = \frac{1}{4\pi} \frac{hc}{\lambda(p, q)} A(p, q) n(p) \quad (3.9)$$

ここで  $A(p, q)$  は単位  $p$  から単位  $q$  への遷移に対する自然放出確率、 $\lambda(p, q)$  はその遷移によって放出される光の波長、 $n(p)$  は遷移上単位  $p$  のポピュレーションである。

光学的に薄いプラズマではプラズマからの放射は外部へ散逸し、放射過程については、ある反応過程の起こる割合とその逆過程の起こる割合とが釣り合う、厳密な意味での詳細均衡 (Detailed Balance) が成立しない。この為、プラズマの系全体としては熱平衡状態にはないが、プラズマ内の粒子間衝突が十分頻繁であり、衝突過程に対しては詳細均衡で平衡状態となっている系が成立する。これを局所熱平衡 (Local Thermodynamic Equilibrium) 状態と言う。また、LTEがある電子状態間でのみ成立している場合には、pLTE (partial LTE) 状態にあると言う。観測発光線が pLTE 状態にあるとき、励起単位間のポピュレーション分布は Boltzmann 分布に従い、式 (3.9) は次の様になる。

$$\varepsilon(p, q) = \frac{1}{4\pi} \frac{hc}{\lambda(p, q)} A(p, q) n_2 \frac{g(p)}{Z(T_e)} \exp\left[-\frac{E(p)}{kT_e}\right] \quad (3.10)$$

ここで  $n_2$  は原子密度、 $g(p)$  及び  $E(p)$  は単位  $p$  の統計的重率及びエネルギー、 $Z(T_e)$  は分配関数である。式 (3.10) より、

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon(p, q)\lambda(p, q)}{A(p, q)g(p)} &= \frac{hc}{4\pi} \frac{n_2}{Z(T_e)} \exp\left[-\frac{E(p)}{kT_e}\right] \\ \rightarrow \ln \frac{\varepsilon(p, q)\lambda(p, q)}{A(p, q)g(p)} &= -\frac{E(p)}{kT_e} + \text{Const.} \end{aligned} \quad (3.11)$$

となる。ここで右辺第2項は同一温度、同一原子について定数項である。 $\varepsilon(p, q)$  はスペクトル線強度  $I(p, q)$  に比例するので、式 (3.11) は、

$$\ln \frac{I(p, q)\lambda(p, q)}{A(p, q)g(p)} = -\frac{E(p)}{kT_e} + \text{Const.} \quad (3.12)$$

と書き直される。従って複数のスペクトル線の発光線強度  $I(p, q)$  を測定することで  $T_e$  を求めることが出来る。このとき観測する  $I(p, q)$  は相対強度で十分である。プラズマ中に存在する電子は衝突によって、原子中の電子を励起、或いは脱励起させる。このとき、原子の励起状態は励起温度  $T_{ex}$  によって表される。式 (3.12) によって求められる温度は実際にはこの  $T_{ex}$  であるが、LTE 状態にあるとき電子温度と励起温度とは一致し、本研究ではこれを電子温度  $T_e$  と称することとする。

しかしながら LTE が成立するのは、低温度高密度の電離プラズマ及び高温度高密度の再結合プラズマの場合、即ち  $n(p)/g(p) \propto 1$  にあるときに限られる。例えば高温度高密度で平衡プラズマの状態にあるプラズマでは、電離プラズマ成分の影響によりポピュレーション分布は Boltzmann 分布から外れ、 $n(p)/g(p) \propto p^x$ ,  $x < 0$  となる。とりわけ低いエネルギー準位に関係するスペクトル線を観測する場合には、その準位が常に pLTE 状態にあるとは限らない。このとき、式 (3.12)

に従って  $T_e$  を求めようとする、 $n(p)/g(p)$  が主量子数の負乗数乗に比例する為、実際よりも低い値が求まる。或いはポピュレーションの逆転分布を呈する低温度低密度の再結合プラズマの場合には  $T_e$  が負の値を取ってしまう。従ってプラズマ相の分類を行う際、電子温度による判断は参考程度としておき、以降に述べる電子密度やポピュレーション密度による相判断と併せて行う必要がある。

逆に、観測発光線の関係する単位が pLTE 状態にある、またはないことを利用して、プラズマの状態について更に情報を引き出すことが出来る。本研究ではこれから得られる情報を重要なデータのの一つとしている為、観測発光線の関係する単位が pLTE 状態に必ずしもある必要はない。この解析手法については、3.2.7 節とも絡めて、3.2.8 節にて詳述する。

### 3.2.6 電子密度

プラズマ中の原子は、周囲のイオンや電子、外部電場の影響を受けて Stark 効果によるスペクトル線の広がり (Stark 広がり) を生じる。Stark 効果には 1 次と 2 次の効果があるが、水素原子や水素様イオンの場合には 1 次 Stark 効果が顕著である。

実際のスペクトル線は、主に自然放出や Stark 効果による Lorentz 幅と、分光器装置幅や Doppler 広がりによる Gauss 幅を併せ持つて広がりを持つが、水素原子の分光器を用いたプロファイル取得では、これらの広がり内、分光器装置幅と Stark 幅が特に顕著である。このプロファイルは Gauss 関数と Lorentz 関数のコンポリューションで式 (3.5) で表される Voigt 形状を呈する。従って水素原子の発光プロファイルを測定し、その形状を Voigt 関数でフィッティングし、そこから Stark 幅を求めることが出来る (3.2.3 節)。Stark 広がりによる電子密度測定は水素 Balmer 系列や Lyman 系列について多く研究されており [23]、それらによれば電子密度  $n_e$  は Stark 幅  $\Delta\lambda_s$  と次式の様な関係がある。

$$\Delta\lambda_s = C(T_e, n_e) n_e^{2/3} \quad (3.13)$$

ここで  $C(T_e, n_e)$  は電子温度と電子密度に依存する関数である。この他にも数値的に Stark 幅を求めた研究 [24] 等も見られるが、本研究では  $H_\beta$  線に関して、電子温度が 0.5~4eV の間で適用出来る文献 [25] のものを用いて電子密度を求めている。

### 3.2.7 ポピュレーション密度

主量子数  $p$  の単位のポピュレーション  $n(p)$  を、その単位の統計的重率  $g(p) = 2p^2$  で割った値  $n(p)/g(p)$  をポピュレーション密度と言う。ポピュレーション密度は主量子数と概算的に、

$$\frac{n(p)}{g(p)} \propto p^x \quad (3.14)$$

なる関係があり、乗数  $x$  は各プラズマ相において特徴的な値となる。この乗数  $x$  を本研究では“ポピュレーション密度比乗数”と呼ぶこととし、複数のスペクトル線強度から求まるポピュレー

シオン  $n(p)$ ,  $n(q)$  の相対値より、以下の様にして求められる。

$$x = \frac{\log \frac{n(p)/g(p)}{n(q)/g(q)}}{\log p/q} \quad (3.15)$$

各プラズマ相における  $x$  の値については Fig. 3.7 中に示してある。例えば LTE の成立するプラズマ相においては  $x \sim 0$  となり、これは Boltzmann 平衡、または Saha-Boltzmann 平衡が成立していることを表している。

### 3.2.8 プラズマ相分類手法

本研究では観測発光線として、

- “CT-25C システム” 及び “SP-150 システム” の両方にて一枚の分光プロファイルに納められる程度の波長間隔を有し、観測の同時刻性が保たれること。
- VAJ 流れ場のほぼ全域にて分光測定が可能な程度に明るく発光していること。
- 遷移上単位の Byron 境界を決定する温度が DC/AJ 内部の温度と同程度で、プラズマ相の変化に敏感に感応すること。

と言う理由から、 $H_{\beta}$  線及び  $H_{\gamma}$  線を選択した。

各々の発光線は、主量子数  $p = 4 \rightarrow 2$ ,  $p = 5 \rightarrow 2$  なる遷移である。従ってこれらの発光線からは遷移の上単位のポピュレーション  $n(4)$ ,  $n(5)$  を得ることが出来る。主量子数が 4, 5 の場合において、Byron 境界となる電子温度は約 3,300K 及び約 2,100K、Griem 境界となる電子密度は約  $4.9 \times 10^{11} = 10^{11.7} (\text{cm}^{-3})$ 、及び約  $7.4 \times 10^{10} = 10^{10.9} (\text{cm}^{-3})$  となる。しかしこの遷移が完全に高密度高温度におけるものであるとみなす為には、遷移の下単位 ( $p = 2$ ) もこれらの境界より上に存在する必要がある。この場合、Byron 境界及び Griem 境界は各々、約 13,150K 及び  $1.78 \times 10^{14} = 10^{14.25} (\text{cm}^{-3})$  となる。以降はこの  $p = 2$  の各々の境界値を用いて議論することとする。

LTE が成立している場合、即ちこれらの単位のポピュレーションが Boltzmann 分布に従うとき、3.2.5 節にて述べた様に相対強度法にて電子温度を求めることが出来る。 $H_{\beta}$  線の Stark 幅に関する研究は数多く存在し、これより 3.2.6 節に述べた様に電子密度を求めることが出来る。また、二つの単位に関するポピュレーション密度を求めることが出来るので、3.2.7 節で述べた様に、ポピュレーション密度比乗数  $x$  を求めることが出来る。この様に、まず基本的なプラズマパラメータを求める際に、 $H_{\beta}$  線、 $H_{\gamma}$  線を観測することは有効である。

以下の手順に従って、プラズマ相の分類を行う。まず電子密度が Griem 境界以上であるか以下であるかを見る。境界以下の場合には続いてポピュレーション密度比乗数  $x$  を見る。もし  $x$  が -0.5 前後である場合には、電離性の輻射相、即ち Corona 相であると判断される。もし  $x$  が正值ならば、これは再結合性 CRC 相であると判断される。電子密度が Griem 境界以上であれば、次に電子温度が Byron 境界以上か否かを見る。境界以上であるとき、 $x \sim 0$  ならば再結合性高温飽和相、

$x \sim -6$  ならば電離性高温飽和相である。Byron 境界以下の場合、 $x \sim 0$  ならば電離性低温飽和相、 $x \sim -6$  ならば再結合性低温飽和相である。この様にして、得られた  $H_{\beta}$  線、 $H_{\gamma}$  線強度からプラズマ相を判断して行く過程を Fig.3.8にまとめて示す。

### 3.2.9 相分類による内部環境の推定

以上に従って、 $T_e$  から求まる Byron 境界、 $n_e$  から求まる Griem 境界、及び  $x$  の値により、観測したプラズマがどの相状態にあるかの判断を行う。夫々のプラズマ相は各々の置かれている環境によって形成されるものである為、VAJ 内部観測によって内部プラズマの相分布を取得すればそこから逆に内部環境を推定することが出来る。その手法によって DC/AJ 内部で推進剤がどの様な状態になっているか、更には推進剤がどの様に加熱されているかを推定することが可能となる。

観測点の様相が Fig.3.7に示される基本相に当てはまらない場合、例えば  $x$  が  $-6 \sim 0$  の間の値を取る場合には、その周囲のプラズマ相から類推して、複数のプラズマ相の混在する複合相であると判断する。一例として、ある点にて高温高密度でかつ  $x = -3$  と求まった場合、その点の前後に電離性高温飽和相と再結合性高温飽和相が存在しているならば、その点に存在するプラズマは、これら二つのプラズマ相が混在している複合相の状態にある、と解釈することが出来る。

	低密度	高密度
電離プラズマ	トカマク中の低電離不純物イオン トカマク中心部の高電離不純物イオン 蛍光灯放電中の中性水銀	トカマク中の中性水素 ダイバータ中の中性水素 $\text{Ar}^+$ レーザー放電中の $\text{Ar}$ 、 $\text{Ar}^+$
平衡プラズマ	太陽コロナ中の種々のイオン	大気圧アーク
再結合プラズマ	トカマク周辺部の高電離不純物イオン	レーザー生成プラズマの再結合フェーズ アフターグロープラズマ

Table 3.1: プラズマの分類の一例

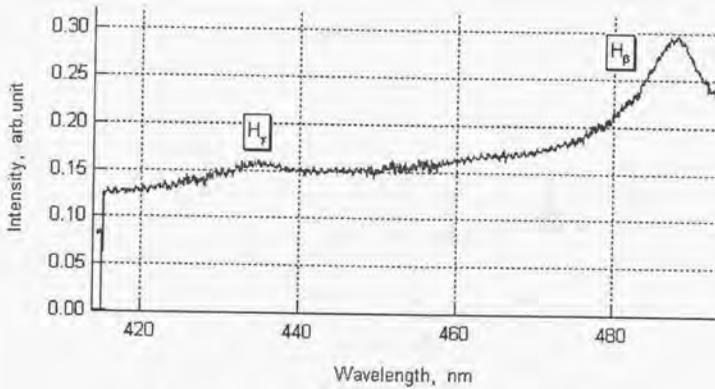


Fig.3.3: CT-25C システムによる分光プロファイル取得例

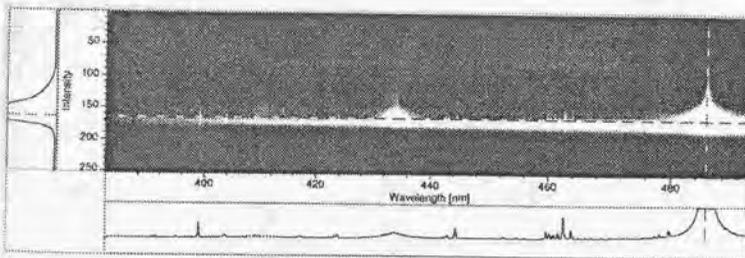


Fig.3.4: SP-150 システムによる分光プロファイル取得例  
横軸は波長軸、縦軸は空間軸に相当する。

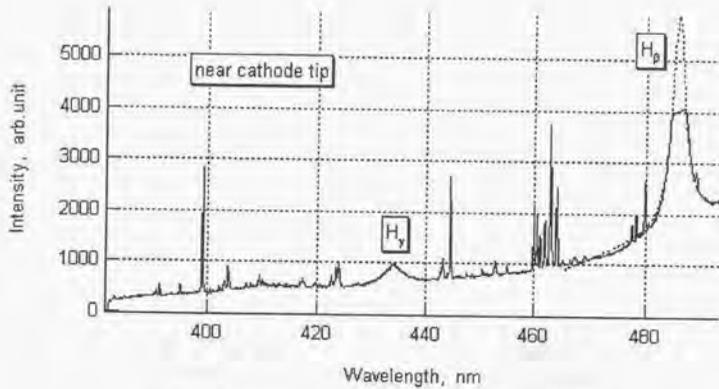


Fig.3.5: カソード近傍における分光プロファイル取得例  
点線は  $H_\beta$  のフィッティング結果。

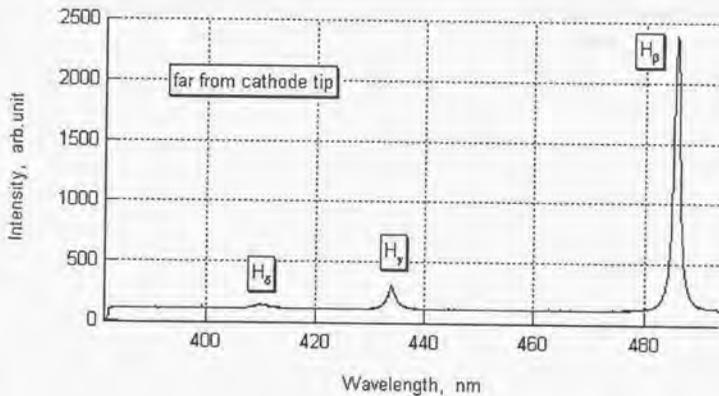


Fig.3.6: カソード近傍より下流における分光プロファイル取得例

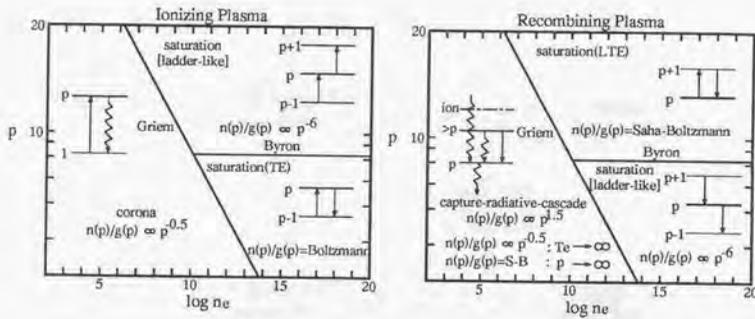


Fig.3.7: プラズマ相の分類

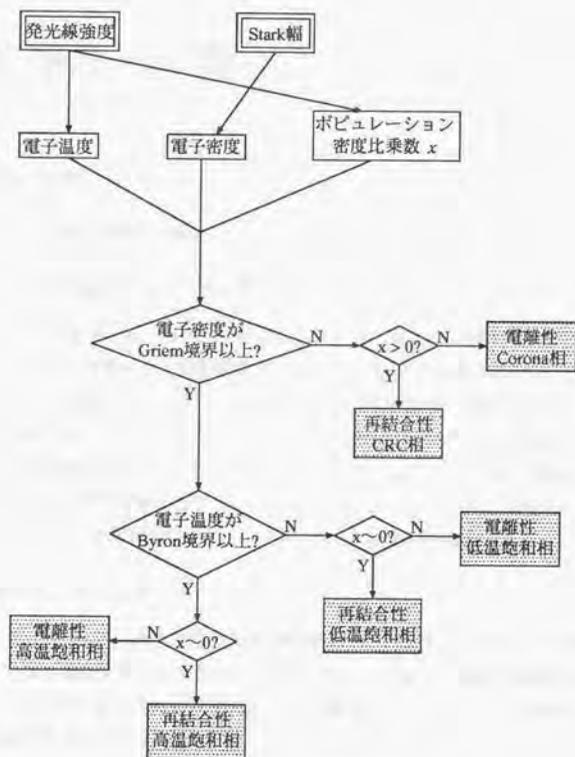


Fig.3.8: プラズマ相判断の流れ

## 第4章

# 実験結果及び考察

### 4.1 用語の説明

以降に出て来る注意を要する用語について定義を述べる。

#### 4.1.1 アノード付着点、アノードスポット

一般にアノード付着点、或いはアノードスポットとは、DC/AJ 内部にてカソード先端よりアノード壁面に至る電流経路の内、電流経路がアノードに流入する点を意味する。しかしこの言葉の意味するアノード壁面上の点を求めることは難しく、また実際には点ではなく、ある程度の広がりを持った領域であると予想されている。本研究においては、この電流経路のアノードへの流入点に関する明確な議論は避け、CCD カメラによる撮像によってアーク柱の発光形状の一端がアノード壁面に付着する点の意味として、“アノード付着点”、或いは“アノードスポット”と表記することとする。“アノード付着点”はアノード壁近傍の流れ場内に形成される。

#### 4.1.2 低電圧モードと高電圧モード

低電圧モードとは、2種の放電形態の内の放電電圧が低い場合で、“アノード付着点”がノズル膨張部内に現れない場合を指すこととする。高電圧モードとは、2種の放電形態の内の放電電圧が高い場合で、本研究における推進剤である窒素水素混合ガスでは“アノード付着点”がノズル膨張部内に在る場合を指すこととする。

#### 4.1.3 安定作動と不安定作動

安定作動とは、放電電圧とアーク柱形状が数秒オーダーで安定する作動のことを指す。安定作動ではない作動を、不安定作動と表現する。低電圧モード時には概して放電電圧が数秒オーダーで安定することは稀れて、特に断らない場合、低電圧モードは不安定な作動である。高電圧モードは一般に安定作動であるが、数秒オーダー以下の程度で放電電圧が低電圧モード時程度に落ち、アーク柱形状が変動する場合が現れる場合がある。アーク柱形状の変動には“アノード付着点”が、

ノズル膨張部内での位置を変動させる場合と、その位置が数秒オーダー以下の程度でコンストリクタ内部に廻り、再びノズル膨張部に戻る場合とがある。両者を含めて、高電圧モード不安定作動と表記する。放電モードの定義はこの章のまとめとして新たな定義をす付記するが、それまでの部分ではいわゆる DC/AJ 推進機としての作動モードとして、上記の意味での高電圧モード、低電圧モードと言う用語を用いる。この意味以外での意味でこれらの言葉を用いる場合、“高電圧モード”、“低電圧モード”と表記することにする。その意味付けはこの章のまとめに記述する。

#### 4.1.4 流れ場方向と高さ方向

VAJ における観測領域は 2 次元領域である為、この領域において方向を定義する。“流れ場方向”はカソード軸に一致し、推進剤の排出方向である。この方向において“上流”、及び“下流”を定義する。“高さ方向”とは、“流れ場方向”に垂直であり、スリット型アノードにおける“コンストリクタ高さ”の方向と一致する。

## 4.2 VAJ作動の様子

### 4.2.1 高電圧モード作動時の作動特性

VAJの作動特性をFig.4.1に示す。同軸型DC/AJの典型的な作動特性と、同一(推進剤流量/断面積)でのVAJの放電特性とを比較した場合、その放電電圧の違いは20%程度であり、いずれのアノードも400~500W程度での低電力領域で作動している。また、Fig.4.2は、比投入電力とブレナム圧の点から見た、同軸型DC/AJとVAJの作動領域の比較である。

同軸型とのシミュレーションパラメータの一つであるブレナム圧を合わせるべく準1次元理論にしたがって(推進剤流量/断面積)を合わせることを試みたが、VAJの作動時ブレナム圧は同軸型DC/AJの半分程度に留まり、完全に一致させることは出来なかった。推進剤流量を増加させて確認したところ、スリット型アノードで同軸型DC/AJ作動時のブレナム圧を一致させるには、作動条件のおよそ倍の流量を流す必要があることが分かった。しかし2.2.3節で述べる真空排気系の能力の制限から、この流量での定常運転は背圧が悪化することから不可能であり、やむを得ず(推進剤流量/断面積)を合わせた条件で実験を継続した。一方、穴型アノードについては比較的同軸型DC/AJに近いブレナム圧を実現することが可能であった。

### 4.2.2 放電モード

全てのVAJアノードについて、明確な2つの放電形態が観測された。その代表的な場合の放電電圧の時間履歴とそのときのアーク柱の様相をFig.4.3に示す。同じ作動における放電電流とブレナム圧の時間履歴をFig.4.4に示す。

低電圧モード時では一般に放電は安定せず、放電電圧は激しく上下し、アーク柱形状も数秒オーダーでの安定には至らず、“アノード付着点”はコンストリクタ入口近辺からコンストリクタ内部にて激しく位置を変動させている。放電電流は電流制御の電源の為、殆ど設定電流から外れることはない。ブレナム圧は放電電圧やアーク柱形状の変動に追従することなく、低電圧モード時に漸次若干の増加を続けるのみである。

高電圧モードへと遷移する場合、何れも放電開始後、数秒間から10数秒間程度の低電圧モードの不安定作動が持続した後、瞬間的に高電圧モードへと遷移する点が共通している。高電圧モードへの移行は瞬間的に完了するが、ブレナム圧の様相は放電モードの形態や遷移に関わりなく、低電圧モード時のかなりゆっくりとした増加の後にほぼ一定となり、遷移の前後を含む各種測定に所要する観測時間(放電開始から最長10秒後まで、または高電圧モード遷移後5秒間)の間では不変であるとみなせる。

高電圧モード安定作動に遷すると、放電電圧は低電圧モード時よりも数10V程度高い電圧で極めて安定する。アーク柱形状はコンストリクタを通過した後、ノズル膨張部の上流部アノード壁面に“アノード付着点”を形成する。高電圧モードが維持されている間はブレナム圧や放電電圧と同じく、アーク柱形状にも変動は見られない。

以上が放電開始から高電圧モードへと遷移し、高電圧モード安定作動に至る場合の放電の様相である。一方、プレナム圧が1atm以下ときには、放電が開始されないか、或いは安定な高電圧モードへ遷移しない場合が見られた。取り分けh0.8型アノードの場合にはコンストリクタ部面積がh0.3型やh0.5型アノードよりも大きく、推進剤流量が小さい場合にはプレナム圧が1atm以下となり、アーク柱を点弧することが出来なかった為、以降に示す観測データの小流量側の一部が欠落している。

#### 4.2.3 実機との比較について

前節迄で述べたことから、VAJの同軸型DC/AJ模擬について、推進性能についてはスリット型アノードでは完全に模擬しているとは言いがたい。しかしとりわけ穴型アノードの場合には、完全な一致こそしていないものの、ある程度の定量的一致を得ていることが分かる。

また、放電モードについては、スリット型でも穴型でも同軸型と同じく2つの放電形態が観測されており、それらの出現や遷移の様相は同軸型と同じであるとみなせる。

以上より、VAJでの内部観測結果を以って同軸型DC/AJの特性を議論することは可能であると結論付けた。

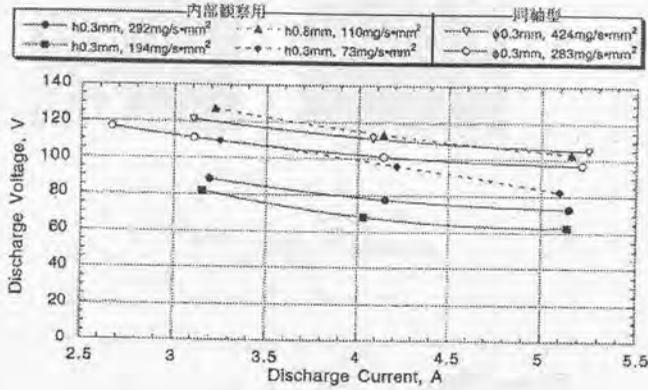


Fig.4.1: VAJ と同軸型 DC/AJ の作動特性比較 その1

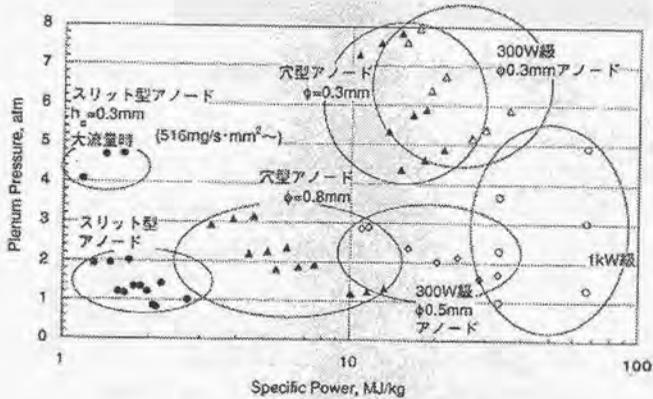


Fig.4.2: VAJ と同軸型 DC/AJ の作動特性比較 その2

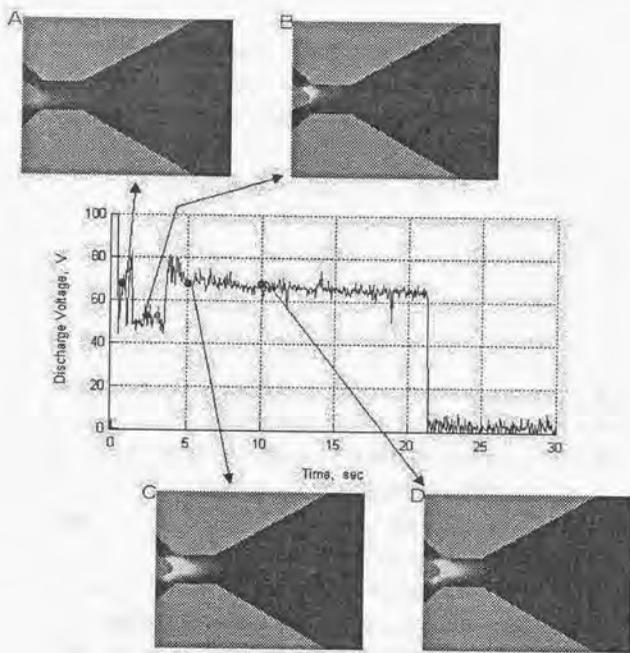


Fig.4.3: VAJ 放電電圧とアーク柱撮像の時間履歴の代表例

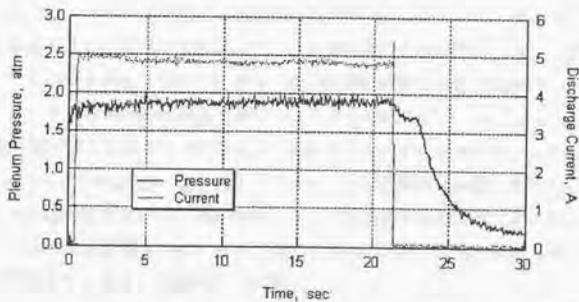


Fig.4.4: VAJ 放電電流とプレナム圧の時間履歴の代表例

### 4.3 2次元分布観測

h0.3型アノードでの様々な推進剤流量と電流値における観測結果として、Fig.4.5に“CCDカメラシステム”によるアーク柱形状観測結果を示す。Fig.4.6、4.7、4.8に電子温度、電子密度、ポビュレーション密度比分布を示す。夫々の結果の下にはそのときのプレナム圧及び投入電力を記入してある。

h0.8型アノードでの様々な推進剤流量と電流値における観測結果として、Fig.4.9に“CCDカメラシステム”によるアーク柱形状観測結果を示す。Fig.4.10、4.11、4.12に電子温度、電子密度、ポビュレーション密度比分布を示す。夫々の結果の下にはそのときのプレナム圧及び投入電力を記入してある。

#### 4.3.1 アーク柱形状

(196mg/sec, 5A)の作動から、推進剤流量だけを増やした(294mg/sec, 5A)の場合と、電流値だけを増やした(196mg/sec, 7A)の場合とでは、両者は共に放電電力は480Wであるが、アーク柱形状が異なっている。即ち前者では、コンストリクタ内部に注目すれば分かる様にアーク径には変化は見られないものの、中心軸上においてアーク柱が下流へ伸びており、また、“アノード付着点”も下流へ移動している。それに対して後者では、中心軸上でのアーク柱の下流への伸びはさほど大きくなく、“アノード付着点”の位置も変化していないが、アーク径が大きくなっているのが分かる。また、同じく(196mg/sec, 5A)の作動から、推進剤流量だけを減らした(98mg/sec, 5A)の作動の場合と、電流値だけを減らした(196mg/sec, 3A)の場合とでは、前者は同じ場所でのアーク径には変化は見られないが、アーク柱がノズル膨張部からコンストリクタ内部に引き込んでいるのに対し、後者では中心軸上でのアーク柱の下流への伸びや“アノード付着点”位置には変化が見られないものの、アーク径が小さくなっているのが見える。

推進剤流量の増加によりアーク形状が全般、下流へと延長するのは、流量の増加はプレナム圧の増大をもたらし、ノズルの上流部と下流部の圧力差が大きくなり、アークがより下流に押し流されることに起因するものと考えられる。アーク柱は周囲のCold Flowによって冷却を受けると熱ピンチによりその径を収縮させようとする。推進剤流量が多くなると周囲のCold Flowの流量が多くなり、従ってその熱容量が大きくなり、より多くの熱をアークから受けることが出来る。従って推進剤流量が増加するとアーク径はより収縮するものと考えられる。その傾向が、例えば(196mg/sec, 5A)と(294mg/sec, 5A)のコンストリクタ中央部付近の径に現れている。電流が増加すると、アーク柱内部におけるJoule加熱によって推進剤の加熱量が大きくなる。すると周囲のCold Flowへ伝達する熱量も大きくなる。従って励起、電離する領域が径方向に広がり、その結果、アーク径が大きくなるものと考えられる。

これらをまとめると一般に次のことが言える。アーク柱は、推進剤流量が増加すると細く長くなり、“アノード付着点”が下流に移動する。流量が減少すると太く短くなり、“アノード付着点”

が上流に移動する。また電流が増加するに伴い、アーク柱は太くなる。電流が減少するとアーク柱は細くなる。

h0.8型アノードの場合にも同様の結果が得られた。電流が増加するに伴い、アークの発光領域が広がっている。しかし(294mg/sec, 5A)から流量だけを増加させた(343mg/sec, 5A)では、カソード先端部周辺の発光領域が大幅に狭められているのが分かる。これは周囲のCold Flowが過剰に多く、アーク柱によって加熱された推進剤は大部分を占めるこのCold Flowによって急速に冷却されてしまっている為であると考えられる。またh0.8型アノードでは、h0.3型アノードに比べて流路面積が大きい為、アーク柱はコンストリクタ内にてアノードに接触しておらず、コンストリクタ内部では殆どCold Flowとしてノズルに排出されていることが、アーク柱の発光領域の様相から伺える。

何れの場合も、高電圧モードで安定に作動している場合には、アーク柱はコンストリクタを完全に通過し、ノズル膨張部内で拡散、アノード壁面に“アノード付着”している様相が共通している。その作動でのアーク柱形状は極めて安定しており、“アノード付着点”の位置も固定している。

#### 4.3.2 電子密度分布

電子密度分布は流れ場方向に単調減少している。最上流部を除いては、コンストリクタ内部では高さ方向にほぼ一様な分布となっている。これは、電子密度分布は中心軸上にて最大となり、壁に向かうに従って単調減少する、と言うFujitaらによる計算結果[35]とは異なる結果である。これはFig.4.5を見れば分かる様に、アーク柱がコンストリクタ高さ程度の径を持っており、電流により供給される電子がコンストリクタ内部全体に広く存在している為であると考えられる。4.3.1節で述べた様に、アーク柱径は流量を多くすると細くなる。流量が増えるとは、即ちプレナム室でのプレナム圧の増大を意味する。VAJでは、4.2節で述べた様に、プレナム圧が同軸型DC/AJより小さい為、アーク柱がアノード壁面に触れない程に細くコンストリクトされておらず、その結果、アーク柱径がコンストリクタ高さと同程度となっているのだと考えられる。しかしながら、作動パラメータを変えて観測したとき、推進剤流量が増加するに従って、プレナム圧が上昇することでアーク柱が細くコンストリクトされ、若干ではあるが、アークが存在する中心軸上の電子密度が周囲より大きくなっている。また電流のみを増加させたときについても同様の傾向を示すが、これは中心軸上で大きなJoule加熱によって電子が生成されていること、即ち中心軸で電流密度が最大となっていることに依ると考えられる。このことから、VAJにおいてもアーク柱のコンストリクトが起こること、中心軸上を最大とした電流密度分布を取っていることが伺える。即ち、VAJでは同軸型DC/AJとの厳密な定量的一致は果たせないものの、定性的にはFujitaらの計算結果とも一致していると言える。

推進剤流量を増加させたとき、観測領域内では最上流部と最下流部共に電子密度が増加している。勾配はほぼ変化せず、従って全体的にかさ上げ様に電子密度が増加している。これは4.3.4節で述べるアーク柱のコンストリクトによるJoule加熱量の増大と共に、流量の増加により中性粒

粒子数が全域で増え、電子によって電離される頻度が全域で増大する為であると考えられる。

電流値を増大させたときは、観測領域内の最上流部では高密度領域が広がるものの、最大電子密度は増加していない。一方、下流では電流値の増加に伴って電子密度が増大している。従って電流値を増大させたときは、最大電子密度は変化しないが、電子密度勾配が緩和される方向にあると言える。これは電流の増大により入力パワーが増大するものの、流量不変である為に中性粒子数は変化せず、パワー増大による電離頻度の増加は空間的により広く電離領域を取ることで補われ、結果、最上流部の高密度領域が広がる。最上流部での電子の供給量が増えた分、より下流へと高密度領域が延び、従って下流での電子密度が増加し、これらの結果、電子密度勾配が緩和されると考えられる。

ノズル膨張部内では壁近傍で密度が高く、中心軸上ではそれよりも小さな電子密度となっている。この様相は、より広い観測範囲で観測した電子密度分布 (Fig.4.13) でも顕著に伺える。これは推進剤がノズル膨張部上流部では壁沿いに流量が大きいためであることに起因すると考えられる。或いはこれによって電子の供給源となる中性粒子が壁近傍に多数存在するので、中心軸上よりも電離の頻度が大きい為に電子密度が大きくなっているとも考えられるが、この場合にはノズル膨張部内の壁近傍に電離性の強い領域が存在する必要がある。

#### 4.3.3 ポピュレーション密度比乗数分布

乗数  $\alpha$  が  $-1 \sim 0$  乗では LTE が成立しているとみなせる。この LTE 領域はコンストリクタ内のやや上流から後半部にかけて存在している。推進剤流量が増大する場合も電流が増大する場合も共にこの領域は拡大する。4.3.1で述べた様相と同じく、推進剤流量が増加する場合と電流値が増大する場合とでは、その領域の拡大の様相は特徴的に振舞う。これらのとき、この領域の中心はやや下流に移動する。同じ投入パワーであっても、その移動量は推進剤流量を増加させたときの方が若干大きくなる。また、この領域の広がりは電流を増大させたときの方が若干大きい。その領域より上流、即ちカソード先端から続く領域では若干、負乗となっている。コンストリクタ内部では全体的に  $-3 \sim 0$  乗となっている。ノズル膨張部では、まず上流部の壁近傍及び中心軸上にて、コンストリクタ内部と同じく  $-3 \sim 0$  乗領域が存在する。中心軸上のこの領域は、推進剤流量及び電流が小さいときにははっきりとノズル上流部にまで伸びていない。中心軸上と壁近傍との間では  $-6 \sim -3$  乗の領域が存在している。流量または電流が増大するとこれらの領域は下流へと移動する。これら各々の領域の拡大や移動はアーク柱形状に密接に関係していると考えられる。より広い領域におけるポピュレーション密度比乗数分布を Fig.4.14に示す。

h0.8型アノードの中で、(294mg/sec, 5A) から (344mg/sec, 5A) へと推進剤流量だけを増加させた場合、h0.3型アノードの場合では流量の増加により LTE 領域は中心を若干下流へ移動させつつその範囲を広げるが、h0.8型アノードの場合では LTE 領域が消失し、 $-3 \sim 0$  乗領域となっている。また、ノズル膨張部内に存在する  $-6 \sim -3$  乗領域が、h0.3型アノードの場合とは逆に上流側に移動している。

## 4.3.4 電子温度分布

4.3.3 節で述べたポピュレーション密度比乗数が  $-1 \sim 0$  乗の領域では LTE が成立していると判断出来るので、相対強度法により電子励起温度を求めることが出来る。ここでは以下、電子励起温度のことを単に電子温度と表記することとする。LTE 領域以外の乗数が負の部分では、ポピュレーション分布は Saha-Boltzmann 平衡を満足しておらず、相対強度法では電子温度は低く算出されてしまうことが指摘できる。Fig.4.6及び4.10にて、コンストリクタ中央部近辺に最大電子温度が存在し、それより上流で電子温度が低くなっているのは、最上流部の電離性領域の影響によってその部分での温度が低く算出されている為であり、実際の最大電子温度はカソード先端部周辺に存在するものと考えられる。この点はプラズマ相に関して、4.3.5 節にて後述する。

コンストリクタ中央部からノズル膨張部に関しての様相について述べる。まず、流量や電流が増加すると最高温度が上昇し、高温部分の領域が拡大する。高温部分領域の拡大は、流量を増加させた場合と電流を増大させた場合とでは、投入電力は同じであるにも拘わらず、若干その様相が異なっている。即ち、前者の場合には後者の場合と比べて高温部分の幅(コンストリクタ高さ方向)は若干細くなっている。これは4.3.1 節でアーク柱形状に関して述べたのと同じく、流量が増えたことによる Cold Flow の増加により、アークが冷却を受けてコンストリク化する為であるとされる。

電流が増大すると最高温度が高くなり、かつ高温領域が拡大するのは Joule 加熱による加熱量が増大していることに因るものと考えられる。また、推進剤流量が大きくなっても最高温度が上昇し、高温領域が拡大するのは、Cold Flow によって熱ピンチを受けたアーク柱内部にて電流密度が大きくなり、結果として Joule 加熱量が大きくなる為であるとされる。

また、(98mg/sec, 5A) 及び(196mg/sec, 3A) の場合には、ノズル膨張部の内、コンストリクタ入口から 0.8mm 程度の壁近傍に、周囲とは一線を画して孤立する高温部分が存在する。この領域での温度はコンストリクタ内部の比較的高温部分と同程度である。この二つの作動から、推進剤流量や電流値を増大させたときにこの孤立する高温部分が見えないのは、下流へと移動して観測領域を出た為であるとされ、実際には観測領域よりも下流部にこの孤立点は存在しているものと演繹的に考えられる。高温部分が孤立し、かつ、4.3.2 節での結果より壁近傍では電子密度が大きいので、ここでは興味深い状況となっていることが推測されるが、この点もまた、プラズマ相に関して、4.3.5 節にて後述する。

## 4.3.5 プラズマ相分布

4.3.2、4.3.3、4.3.4 節にて得られた結果から、観測領域におけるプラズマ相の分布を求める。

観測発光線の関わる単位 ( $p \geq 2$ ) が Griem 境界以上となる電子密度は  $1.78 \times 10^{14} = 10^{14.25} (\text{cm}^{-3})$  である為、観測領域最上流部からコンストリクタを経て、ノズル膨張部の最下流に至る前後までは高密度である。(196mg/sec, 3A) および(98mg/sec, 5A) の観測領域最下流では低密度とみなす

領域が若干存在する。

また、同単位が Byron 境界以上となる電子温度は約 13,000K であるので、カソード先端部周辺を除いては低温相である。カソード先端部周辺では、LTE 不成立から実際よりも低く温度が算出されていると判断し、コンストリクタ中心部の分布を外挿的に考えることで、高温相であると判断した。これは、文献 [26] 等から判断しても妥当な判断である。

まずコンストリクタ内部に存在する LTE 領域から吟味する。ここでは電子温度が最高温度近辺で 15,000 ~ 20,000K であるが、(98mg/sec, 5A) 及び (196mg/sec, 3A) の場合には最高温度はここまで高温に達していない。従って一般にはここは低温相であると結論付けた。また電子密度は Griem 境界以上で高密度である。この状況でポピュレーション密度比乗数が 0 程度となるのは、電離性低温飽和相である。その周辺部は、コンストリクタ内部では高密度で、かつ低温である。ここでポピュレーション密度比乗数が  $-3 \sim 0$  乗となっているのは、上述の LTE 領域の影響を残しつつ、ここが低温となっている為であり、電離性低温飽和相と再結合性低温飽和相とが混在した領域となっている混合相であると判断される。コンストリクタ出口近傍からノズル膨張部の上流部の中心軸上及び壁近傍では高密度かつ低温であり、コンストリクタ内部と同じ混合相である。更に下流に下ると、 $-6$  乗の領域が現れる。この領域の上流部では高密度であるが、少し下ると低密度であると判断される。そして両者とも低温であることから、まず再結合性低温飽和相が現れ、更に下流に下ると既に衝突によって粒子が十分エネルギーを交換出来ない程に低密度となり、再結合性 CRC 相が現れる。ところで、流れ方向について同じくこの辺りの壁近傍では  $-3 \sim 0$  乗の領域が孤立して存在している。ここでは周囲より若干電子温度が高いが、それでも低温である。更に壁近傍では中心軸上周辺と違って高密度であるので、これらから判断してこの孤立領域では周囲よりも強く電離性が現れており、結果、電離性低温飽和相が現れていると判断される。即ち、ノズル膨張部内のアノード壁面近傍に、電離性の強い部分が孤立して存在していることを示唆している。“CCD カメラシステム”による撮像から、この孤立点は“アノード付着点”の位置に一致するか、それ程離れていない部分に存在することが分かる。

#### 4.3.6 本節のまとめ

以上の観測結果からの判断を統合し、観測領域内部のプラズマ相分布をまとめると Fig.4.15 の様になる。カソード先端部に電離性が観測された。コンストリクタ内部はアーク柱と Cold Flow が衝突を介してエネルギーを伝達し、投入されたパワーが推進剤へと分配されている様相が伺えた。ノズル内部では温度、密度の低下により再結合が促進され、推進剤が冷却を受けていることが観測された。“アノード付着点”では孤立的に周囲より強い電離性のある領域が在ることが見出された。この孤立点は“CCD カメラシステム”による撮像から、“アノード付着点”位置と遠くない点に存在することが分かった。

DC/AJ における高電圧モード安定作動の場合、内部プラズマ流はこの様な様相となっていることが分かった。

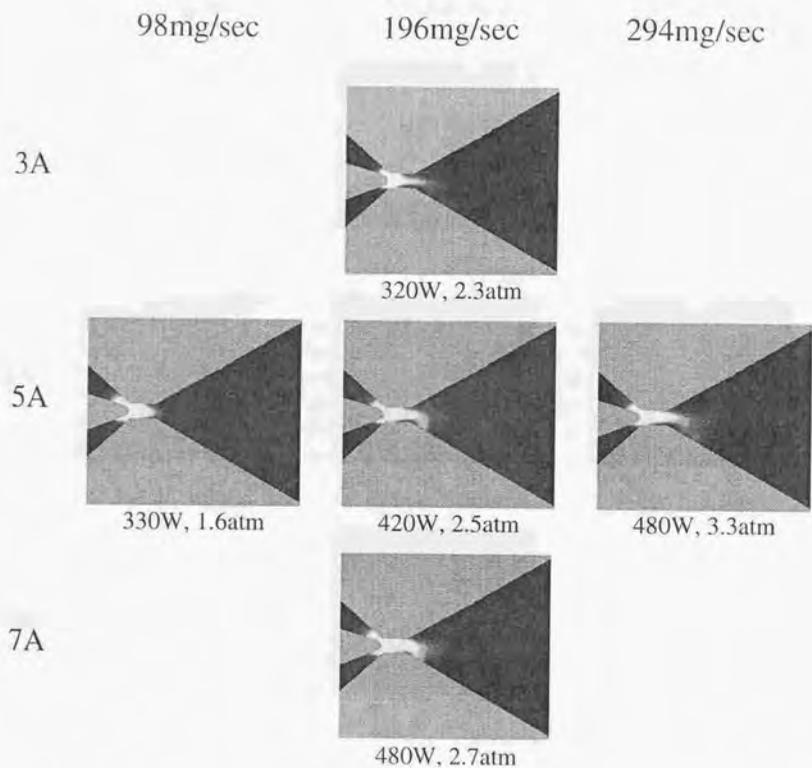


Fig.4.5: h0.3型アノードにおけるアーク柱形状撮像

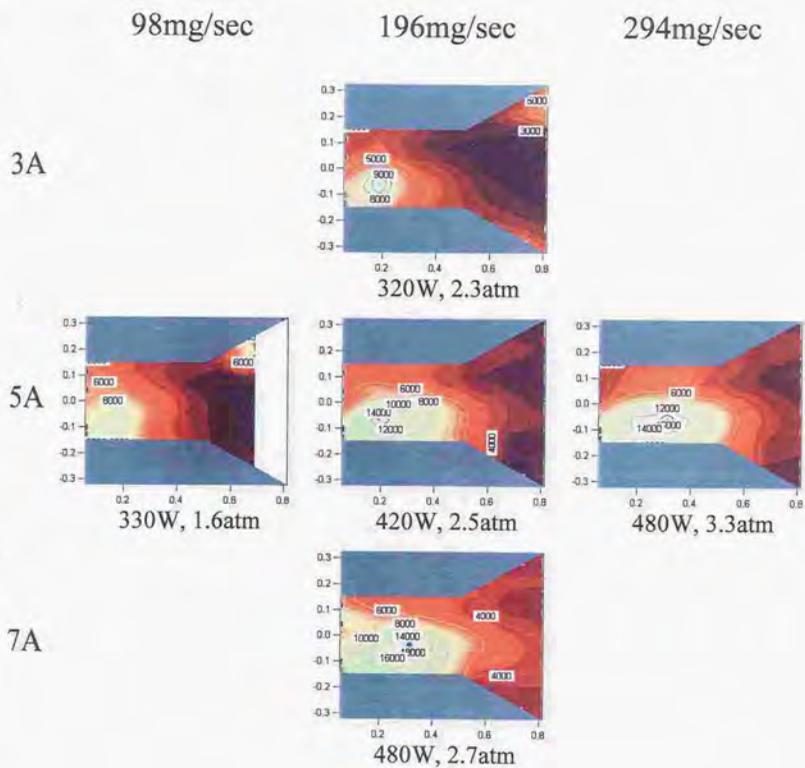


Fig.4.6: h0.3型アノードにおける電子温度分布

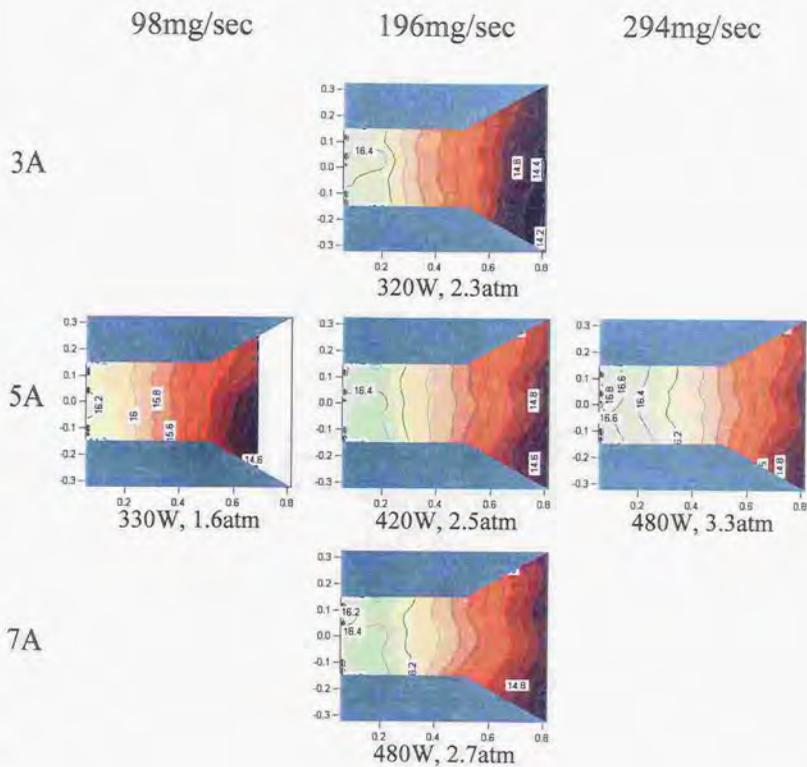


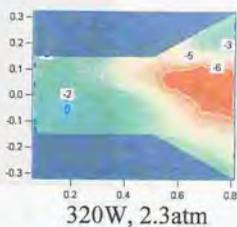
Fig.4.7: h0.3型アノードにおける電子密度分布

98mg/sec

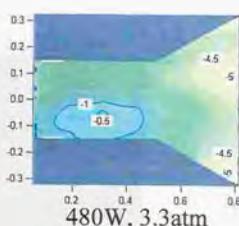
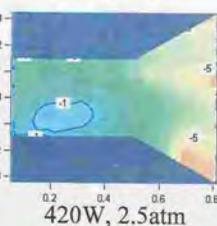
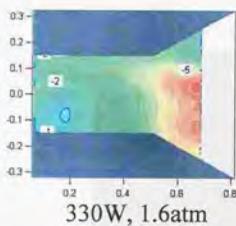
196mg/sec

294mg/sec

3A



5A



7A

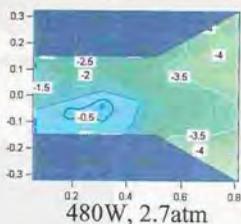
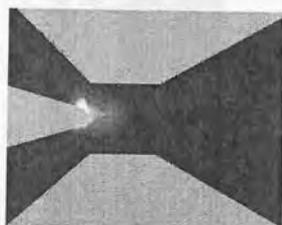


Fig.4.8: h0.3型アノードにおけるポピュレーション密度比乗数分布

311mg/sec

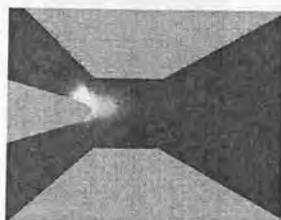
403mg/sec

3A

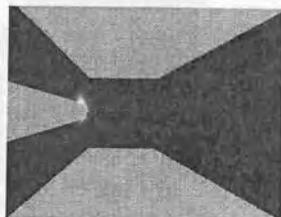


430W, 1.7atm

5A

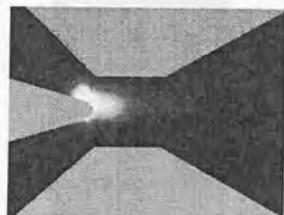


530W, 1.7atm



620W, 2.1atm

7A



630W, 1.7atm

Fig.4.9: h0.8型アノードにおけるアーク柱形状撮像

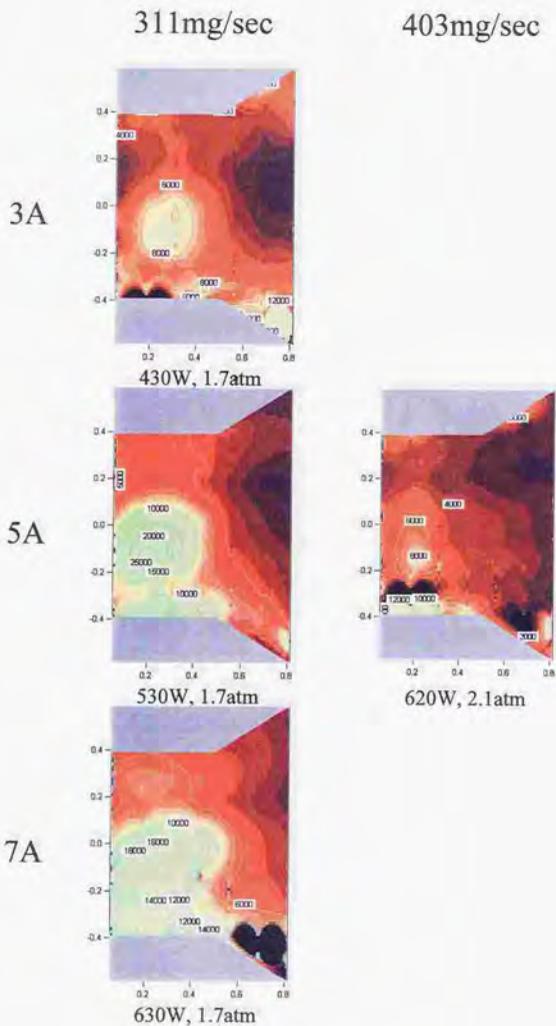


Fig.4.10: h0.8型アノードにおける電子温度分布

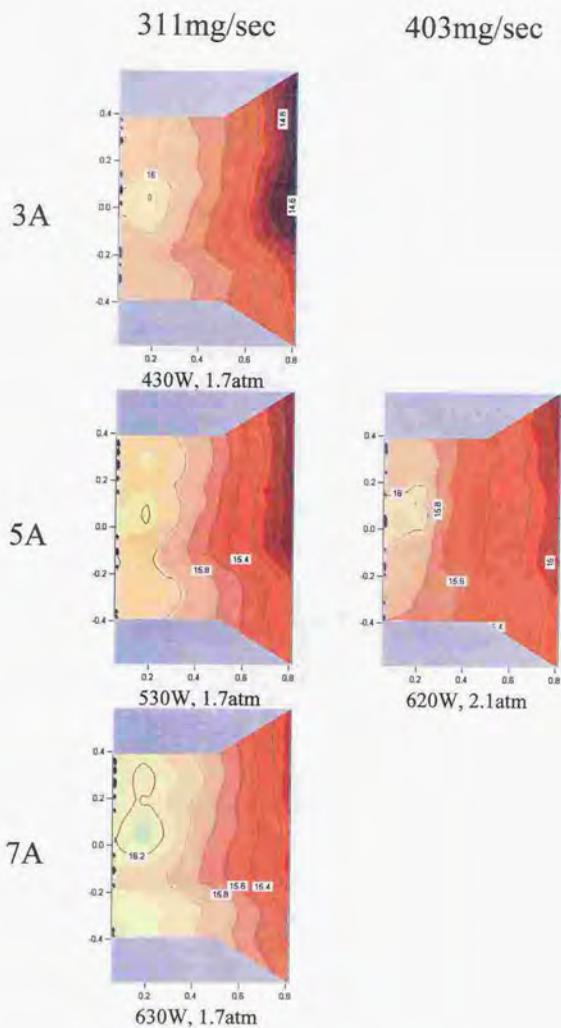


Fig.4.11: h0.8型アノードにおける電子密度分布

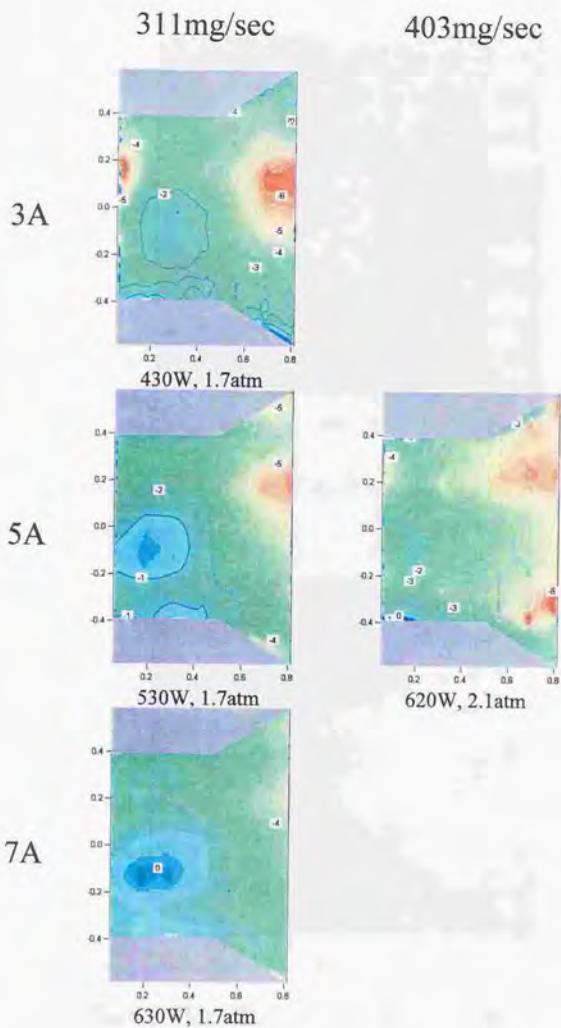


Fig.4.12: h0.8型アノードにおけるポピュレーション密度比乗数分布

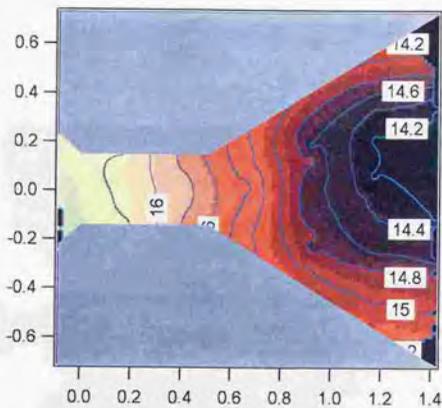


Fig.4.13: h0.3型アノードにおける広範囲の電子密度分布

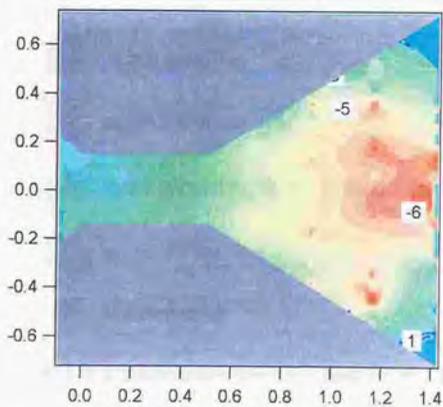
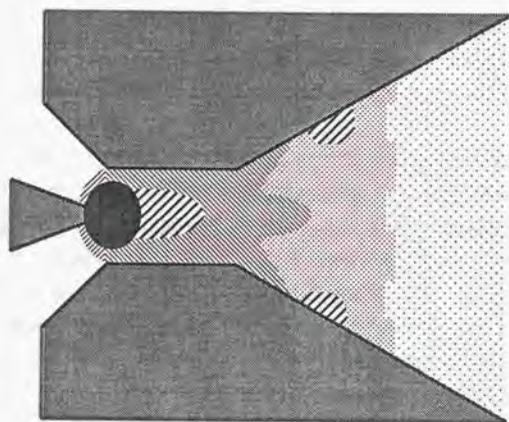


Fig.4.14: h0.3型アノードにおける広範囲の  
ポピュレーション密度比乗数



- : 電離性高温衝突相
- ▨ : 電離性低温衝突相
- ▩ : 電離性低温衝突相+再結合性低温衝突相
- ▧ : 再結合性低温衝突相
- ⋯ : 再結合性CRC相

Fig.4.15: VAJ による観測結果から得られた内部プラズマ相分布

## 4.4 推力 比推力測定

h0.3型及びh0.8型アノードにおいて、2.2.4節、Fig.2.10の装置を用いてVAJの推進性能評価を行った。推進剤流量及び放電電流を変化させたときの各々の推力測定結果をFig.4.16に、比推力測定結果をFig.4.17に示す。

一定電流の下で推進剤流量、即ちプレナム圧が増大するとき、推力はおおよそプレナム圧に比例した増大を呈する。これは異なる放電電流のときでも同傾向を示す。例えば放電電流3Aと7Aの場合を比べれば、プレナム圧が1.04atmから2.48atmになるとき、どちらも推力は2倍強程度となっている。4.3節の内部観測結果より、上記の推力増分は、プレナム圧の増分程度、最大電子密度の増分程度となっている。

それに対し一定流量の下で放電電流が大きくなると、プレナム圧が大きい程、放電電流が増加したときの推力増大の割合が大きくなる。放電電流3Aから7Aへと変化させたときについて見れば、推進剤流量が小さいとき(例えばh0.3 1.04atm)には10%程度の増加であるが、推進剤流量が大きいつき(例えばh0.3 2.48atm)には40%程度の増加をみせている。4.3節の内部観測結果より、放電電流が増大するとアーク径が太くなって加熱領域が広がり、温度も上昇する。これによって推進剤の加熱量が増加し、結果として推力の増加をもたらすと考えられる。しかしながら(h0.3 2.20atm)と(h0.3 2.48atm)とを比べると、電流を増大させたときの推力増分、即ち直線の傾きが同程度となっている。これはアーク放電による推進剤加熱には限度があり、これ以上に推進剤が加熱されること、引いては推力が増大することは期待出来ないことを意味している。従ってこれより大きな推力を得る場合には、放電電流の増大が必要となる。

このときの内部様相を併せて見てみる。推進剤流量または電流を増大させたどちらのときも、コンストリクタ内部に存在する電離性低温衝突相の領域が広がっているのが分かる。また、コンストリクタ内部からノズル最上流部にかけて存在する再結合性低温衝突相の領域がより下流へと伸びているのが分かる。これらの領域では粒子衝突を介して熱交換が行われ、全体として推進剤加熱の場となっていると考えられる。従ってこの領域が広がることによって推進剤全体に熱が行き渡り、その結果、推力の増大に繋がっていると考えられる。しかしながら、推進剤流量のみを増大させたときは、電流のみを増大させたときに比べて、アーク柱はノズル膨張部内より下流へと伸びているにも関わらず、上記の再結合性低温衝突相の領域は余り伸びていない。またアーク径方向についても広がりが小さくなっている。これは推進剤流量の増大によってアーク柱を取り巻くCold Flowが増え、それにより熱が奪い去られる割合が強いため、またアーク放電による加熱量にも限度があること、が原因であると考えられる。とりわけh0.8型アノードの場合には、過剰な推進剤流量によって、コンストリクタ内部の再結合性低温衝突相が消失してしまっている。

一方、比推力の測定結果を見ると、どのプレナム圧の場合でも放電電流の増加による比推力の向上は測定の範囲内で等しく20sec程度の向上となっている。前節で述べた様に、放電電流が増

加すると、推力はプレナム圧が大きい程大きく増加する。従って放電電流の増加による推進剤の加熱、加速は、単位質量で考えれば同程度であることが分かる。一般に、比推力での比較を行うと、電流を増大させたときには  $I_{sp}$  が向上するものの、推進剤流量を増大させたときには  $I_{sp}$  が低下する。

従って次のことが言える。即ち、コンストリクタ内部の電離性低温衝突相、及びコンストリクタ内部からノズル膨張部の最上流部にかけての再結合性低温衝突相の広がり、推力の増大に繋がる。この領域の広がりが流れ方向、径方向の両方向でより広くある程、同一推進剤流量での加熱効率は良く、比推力が向上するが、過剰な推進剤流量の場合にはこの領域の広がりに限度が生じて来る。従って比推力の向上には、過剰ではない推進剤流量で電流を増大させると良い。

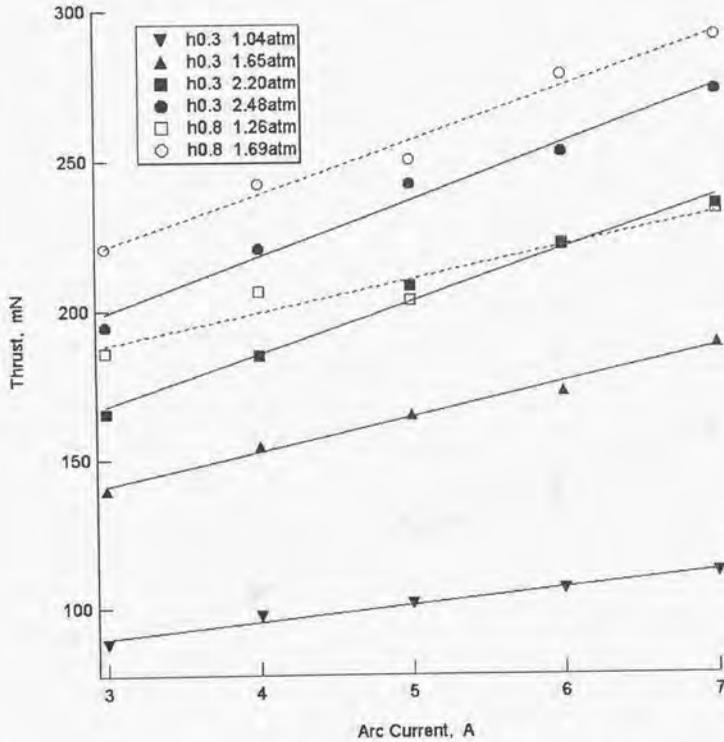


Fig.4.16: h0.3 型、h0.8 型アノードにおける推力測定結果

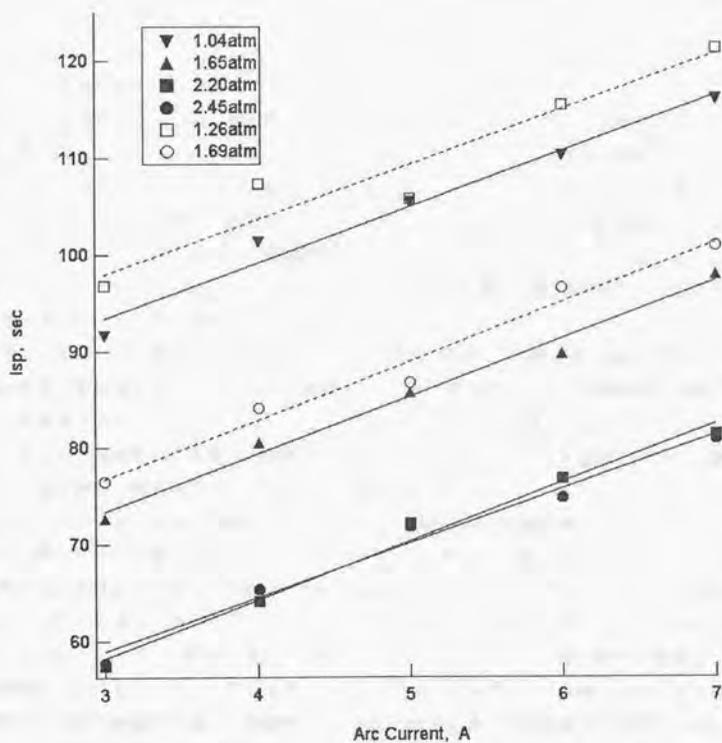


Fig.4.17: h0.3 型、h0.8 型アノードにおける比推力測定結果

## 4.5 コンストリクタ部定点の時間発展観測

### 4.5.1 結果と考察

h0.3型アノードを用いた。使用した測定系は“CT-25C システム”で、分光器入口スリット幅は $500\mu\text{m}$ とした。従って観測領域はコンストリクタ部全域となる。この部分においてとりわけ光量が多いのはカソード先端部であることが、アーク柱の撮像によって分かっている。従ってここで得られた観測結果は、このカソード先端部付近の状況を反映したものであることが推察される。しかしここでは特にコンストリクタ内部の位置を限定することなく、一括してコンストリクタ部における観測結果であると解釈することにする。

推進剤流量は $221\text{mg/sec}$ 、放電電流は $5\text{A}$ で固定とした。そのときの放電電圧及びプレナム圧の時間履歴をFig.4.18, 4.19に示す。図中で、“Low”と示したものは観測時間内に低電圧モードに留まり高電圧モードに移移しなかったもの、“Low → High”と示したものは低電圧モードから高電圧モード安定作動へと遷移したものであることを示す。Fig.4.20に電子密度の、Fig.4.21にポピュレーション密度比乗数の、放電開始からの時間履歴を示す。図中の“Low”及び“Low → High”は上記と同じことを示している。電子温度は、観測領域内の観測時間内にLTEが成立しない相が含まれていた為に掲載していない。

電子密度について見ると、低電力モード時に放電電圧は激しく昇降を繰り返して安定しないが、電子密度は漸時増大する方向にある。放電モードや不安定作動中のアーク柱の激しい動きによらない漸時増大傾向はプレナム圧についても言える。そして電子密度は“Low”と“Low → High”のいずれも、同程度の密度幅及び時間スケールで増大している。そして高電圧モードに移移したとき、電子密度の増大は止まり、一定値で安定する。

ポピュレーション密度比乗数は、低電圧モードにあるとき、正值を取っている。これはプラズマ相分類では再結合性CRC相であることを示し、この相では急激な冷却によって、一旦加熱された励起、電離原子が激しく脱励起、再結合を起こしていることを表している。この冷却は周囲のCold Flowによって行われていると考えられる。Cold Flow側から見ればアーク柱から熱を奪うことになるが、アーク柱が急激な冷却を受けていることから、4.3節における高電圧モード安定作動時におけるコンストリクタ内部の様相とは異なり、低電圧モード時にはコンストリクタ内部は冷却の度合いが極めて強く、推進機としては性能が劣る様な内部様相だと推察される。高電圧モードに移移する場合は、低電圧モード時には正值に留まっていたポピュレーション密度比乗数は一気に負側に遷移し、高電圧モード安定作動時には $-6$ 乗かその程度の負値にて安定する。高密度で $-6$ 乗となるプラズマ相は電離性高温飽和相である。これは、低電圧モード時に急冷の場であったコンストリクタ内部が、瞬間的に起こる遷移に伴って一気に加熱、電離の場となっていることを表している。4.3節の結果と同じく、コンストリクタ内部では、アーク柱から供給されるパワーによって推進剤の加熱がCold Flowも含めて促進されていることが伺える。これは推進性能の向上に繋がる、望まれる様相であると考えられる。

## 4.5.2 本節のまとめ

低電圧モード時では、放電電流やアーク柱形状が激しく変動している間、コンストリクタ内部では電子密度の上昇が漸時起こっている。ここではアークによって加熱、電離された推進剤は周囲の Cold Flow によって急激な冷却を受けており、コンストリクタ内部が十分な加熱の場となっていないことが分かった。高電圧モードへの遷移時、コンストリクタ内部は急冷の場から一気に電離の場へと転じる。プレナム圧は放電モードに追随した変動を見せるのではなく、瞬間的な遷移とは無関係に一定圧を保っている。しかし電離 再結合性は放電モードの遷移を前後として急激に変化している。従って遷移に大きく関係しているのは電離 再結合性であると考えられる。この点については次節以降で詳しく述べる。高電圧モード安定作動時には電子密度は一定値にて安定し、コンストリクタ内部が激しい電離の場となっていることが分かった。

4.5. コンストリクタ部定点の時間発展観測

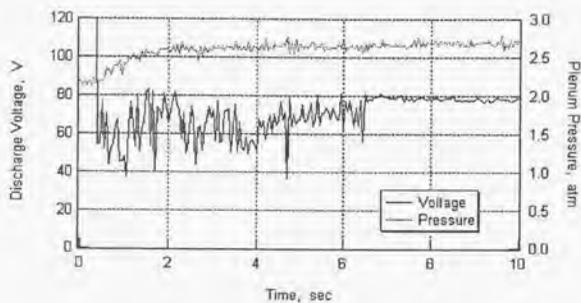


Fig.4.18: “Low”における放電電圧とプレナム圧の時間履歴

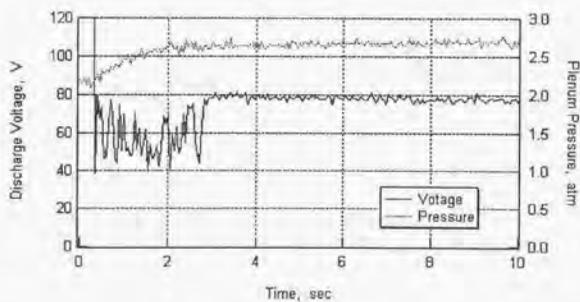


Fig.4.19: “Low→High”における放電電圧とプレナム圧の時間履歴

4.5. コンストリクタ部定点の時間発展観測

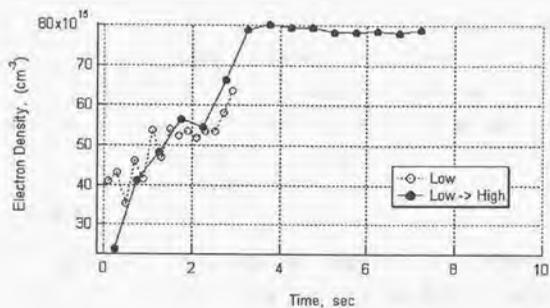


Fig.4.20: コンストリクタ部における電子密度の時間履歴

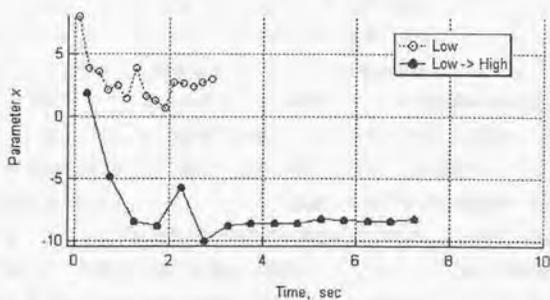


Fig.4.21: コンストリクタ部におけるポピュレーション密度比乗数の時間履歴

## 4.6 流れ場方向1次元分布の時間発展観測 (スリット型アノード)

h0.5型アノードを用い、推進剤流量及び放電電流の組み合わせとして、207mg/sec、5Aを選んだ。観測領域は、a) 中心軸上、b) 中心軸より0.15mm 壁面寄りにおける流れ場方向1次元領域とした。Fig.4.22及びFig.4.24にそれぞれa)、b)の場合における、放電開始から高電圧モード安定作動に到達するまでのアーク柱の撮像を、その放電における放電電圧とプレナム圧の時間履歴と併せて示す。Fig.4.23、4.25にそれぞれa)、b)の場合における電子温度、電子密度、ポピュレーション密度比乗数の測定結果を示す。各々の図中には、対応する観測位置と、対応する時刻における放電電圧及びプレナム圧の履歴を併せて示してある。

## 4.6.1 アーク柱撮像

放電開始後1秒未満の点では、アーク点弧の為の高電圧パルス(HV)が残存している。この間ではアーク柱は、暗い乍らもコンストリクタを抜け、ノズル膨張部内へと伸びている。HV後の低電圧モード作動では、アーク柱の一端はアノード壁面上に“付着”するが、その位置は放電電圧の変動と共に変動している。更に“アノード付着点”辺りから、暗い乍らもアーク柱がコンストリクタ出口に向かって伸びている様子が捉えられている。高電圧モードに移移するとアーク柱は急激に明るくなり、また非常に安定する。アーク柱はコンストリクタを抜け、ノズル膨張部内のアノード壁面に“付着”し、そこに周囲よりも明るい“アノードスポット”を形成する。

## 4.6.2 電子温度

放電開始から1秒未満後までのHV残存時にてカソード先端部では数1000K程度の温度を呈するが、それ以外の点では温度は極めて低い。HV後、低電圧モード時にカソード先端直後にて5,000K程度を呈する。そこから下流へ下るに従い電子温度は非常に低くなるが、コンストリクタ入口より0.7mm程度のノズル膨張部内の点にて再び温度が上昇し、極大値を取っている。その温度は10,000K程度と出ている。低電圧モードの間にカソード先端部の高温領域では、その温度がゆっくりと上昇し、かつその領域が次第にコンストリクタ内へと広がって行く。ノズル膨張部内での電子温度極大領域では、温度が次第に低下して行く。高電圧モードへと移移する直前にて、0.5秒間程度の時間オーダーで、カソード先端部から伸びる高温領域は一気にコンストリクタ内全域に広がる。そしてノズル膨張部内での極大温度位置は約0.5mm程度、下流にその位置を移動させる。高電圧モード安定作動に移移した瞬間、コンストリクタ内部の温度は10,000Kを超える。その領域と温度は、安定作動の持続する間、安定に存在する。コンストリクタ出口前後にて温度は、約5,000Kにまで急速に低下する。

## 4.6.3 電子密度

各作動の全ての時間において、カソード先端部で電子密度が極大値を取っている。HV 後、作動は低電圧モードとなる。放電電圧が変動するこの作動において、電子密度がノズル膨張部内にて極大値を取る様な分布が見られる。低電圧モード作動開始後直ちに、ノズル膨張部内に極大値が発生し、時間の経過と共にその極大値が増加し、最大でカソード先端部に匹敵するものとなっている。また、極大値を取る位置が時間の経過と共に下流へと移行する。そして高電圧モードになる直前に最も下流にて最大の極大値を取った後、次の瞬間、高電圧モードに遷移し、この極大値は消滅する。高電圧モード安定作動時にはノズル膨張部内に電子密度の極大値は存在せず、カソード先端部より単調減少となる。電子密度の各時刻における1次元分布を取り出して示したものを Fig.4.26、4.27 に示す。図中の A、B、C 及び D、E、F の各点は、Fig.4.23 内の A、B、C 点及び D、E、F 点と対応したものである。

この様相から判断して、アーク点弧時と高電圧モード安定作動時における電子密度は、前者は後者に比べてその絶対値はファクター分の1程度であるが、分布の形状酷似しており、カソード先端からの単調減少となる。そしてコンストリクタを経てノズル膨張部上流部までで急速に減少した後、ノズル膨張部内にて緩やかな減少が続く。これは分布形状に、カソード先端からノズル膨張部内の間にて変曲点が存在していることを伺わせる。一方、低電圧モード時には、カソード先端にて極大値を取り、ノズル膨張部上流部までで単調減少を呈した後、それより下流にて再び電子密度が増加する。そして極大値を取った後、再び減少に転じ、以降は単調減少が続くものと思われる。従って分布の形状は、カソード先端からノズル膨張部上流部までの間と、それより下流のノズル膨張部内にて、少なくとも2箇所にて変曲点を取ると推測される。

## 4.6.4 ポピュレーション密度比乗数

アーク点弧から低電圧モード作動時において、カソード先端部では $-3 \sim 0$ 乗の領域が存在する。同時にコンストリクタ出口付近からノズル膨張部最上流部で $-3 \sim -6$ 乗領域が存在している。更に下流、コンストリクタ入口より $0.8 \sim 0.9\text{mm}$ の辺りでは、最初、 $-3 \sim 0$ 乗の領域が見られるものが、低電圧モードの持続する間に次第に $0$ 乗領域を形成して行く様相が見られる。この領域は、上述の電子密度の極大位置と一致している。この領域は高電圧モードに遷移した瞬間に消滅し、高電圧モード遷移後暫くは $-4$ 乗程度の領域となる。そしてその後、 $-3$ 乗程度で安定となる。コンストリクタ内部では高電圧モードへ遷移する $0.5$ 秒程前から $-1 \sim 0$ 乗領域が形成され始め、遷移後、コンストリクタ中央部にてこの領域が安定に存在している。高電圧モード安定作動時には、カソード先端からコンストリクタ出口にかけては上述した様なポピュレーション密度比分布となっているが、更に下流、コンストリクタ入口より $0.8 \sim 0.9\text{mm}$ の辺りから下流に向かって急速に $0$ 乗になる様な分布となっている。

## 4.6.5 考察

注目すべきは、低電圧モード時から高電圧モードへと遷移するまでに存在する、コンストリクタ入口より0.8～0.9mmの位置である。低電圧モード時のこの位置には、すぐ上流よりも電子密度や電子温度の大きな分布が形成され、ポピュレーション密度比が0乗の領域となっている。これらから判断して、低電圧モードにおけるこの場所では高密度かつ低温度でポピュレーション密度比乗数が0となっていることから、電離性が現れていると判断される。その電離性は孤立しており、近傍では再結合性が顕著である。その孤立領域は低電圧モード時、アーク柱形状や放電電圧が激しく変動しているとき、それらに追隨して位置や形状分布を変動させるのではなく、コンストリクタ内部から派生して分離し成長する。そして高電圧モードに遷移した瞬間、それらの様相は瞬間的に消滅する。

従って、次の様を考えることが出来る。低電圧モード時の放電電圧が上下に変動していることから、アーク柱はコンストリクタを抜けることを試みているが、コンストリクタを抜けた状態で安定に存在出来ない「何らか」の背景の為に遷移は失敗に終り、再びコンストリクタ内部に「アノード付着点」を位置させる。低電圧モード作動ではこの様なことが内部で繰り返し行われていると推察される。その間に、ノズル膨張部内では上述の孤立領域を形成、成長させている。そしてこの、遷移の試みとノズル膨張部内での孤立領域の成長が行われているとき、「何らか」の高電圧モード安定作動の条件を満たしたとき、いわゆる高電圧モードに以降する。この条件には、このノズル膨張部の孤立領域が何らかの形で密接に関係していると推測される。高電圧モード安定作動時には上述の孤立領域は作動持続の為に条件に反する為に消滅する。孤立領域が飽くまで存在する場合は先の遷移の失敗の場合に相当すると考えられ、依然、低電圧モードが持続している場合であると解釈される。

## 4.6.6 本節のまとめ

流れ場方向1次元領域について、スリット型アノードを用いて放電開始から高電圧モード安定作動に至るまでの内部パラメータの1次元分布を得た。その結果、低電圧モードにおいて、ノズル膨張部内にて周囲より電離性の強いと見られる孤立領域が形成され、それが電離性及び電子密度を孤立的に増大させて成長することを観測した。その孤立領域は高電圧モードに遷移した瞬間に消滅した。このことから、高電圧モードに遷移する為の条件として、この孤立領域の様相が「何らか」の形で関係していると推察される。考察とまとめの節で述べた「何らか」のものについては、次節以降で詳しく述べる。

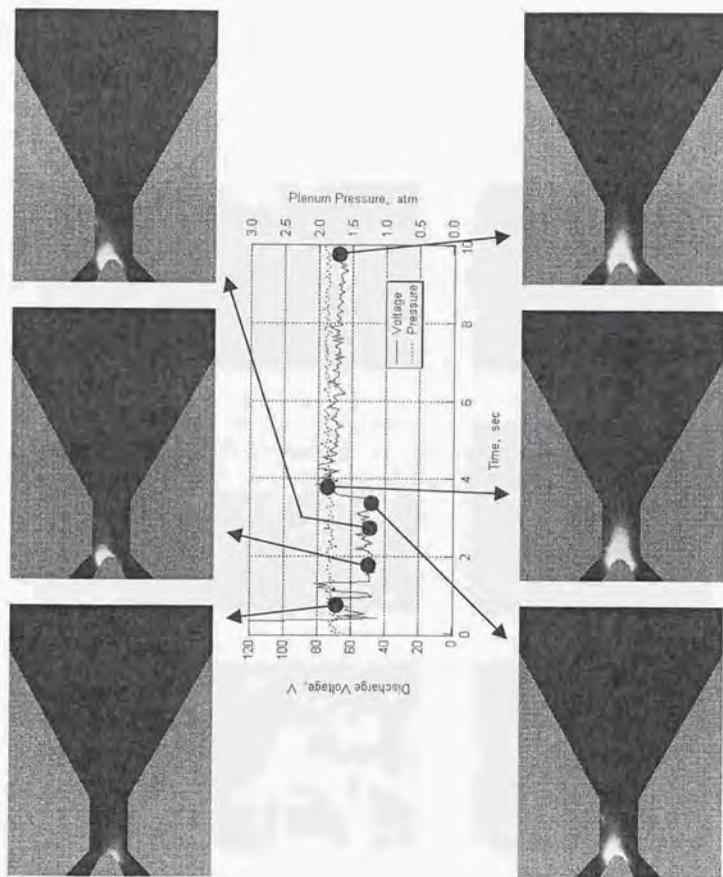


Fig.4.22: アーク柱形状撮像 (h型アノード、中心軸上)

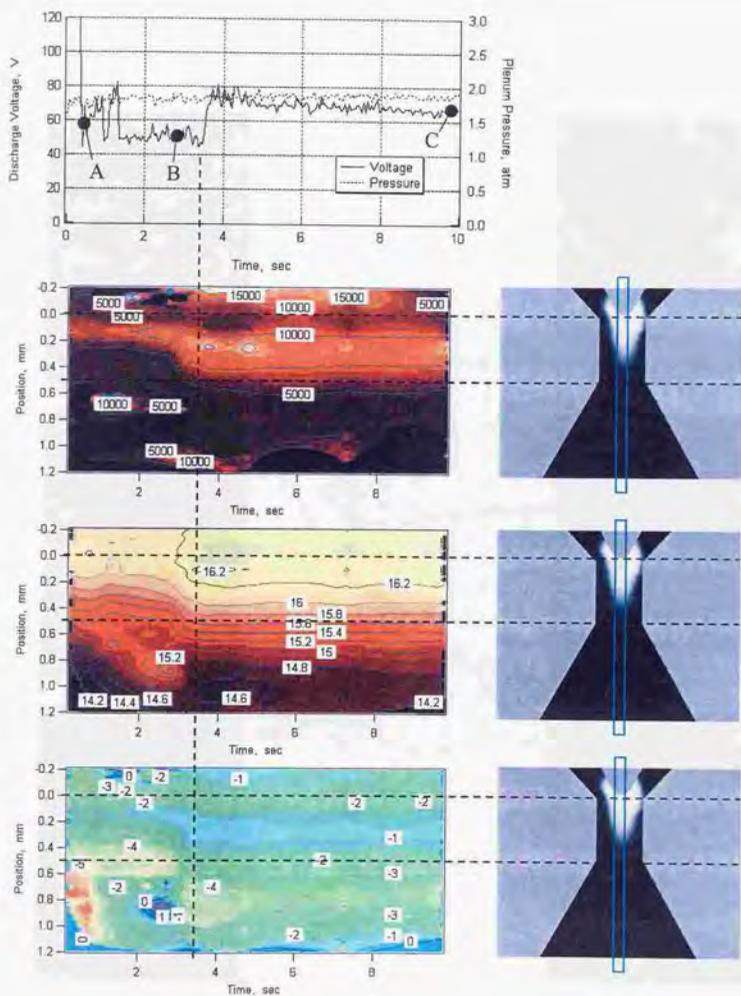


Fig.4.23: 流れ場方向1次元分布 (h型アノード、中心軸上)

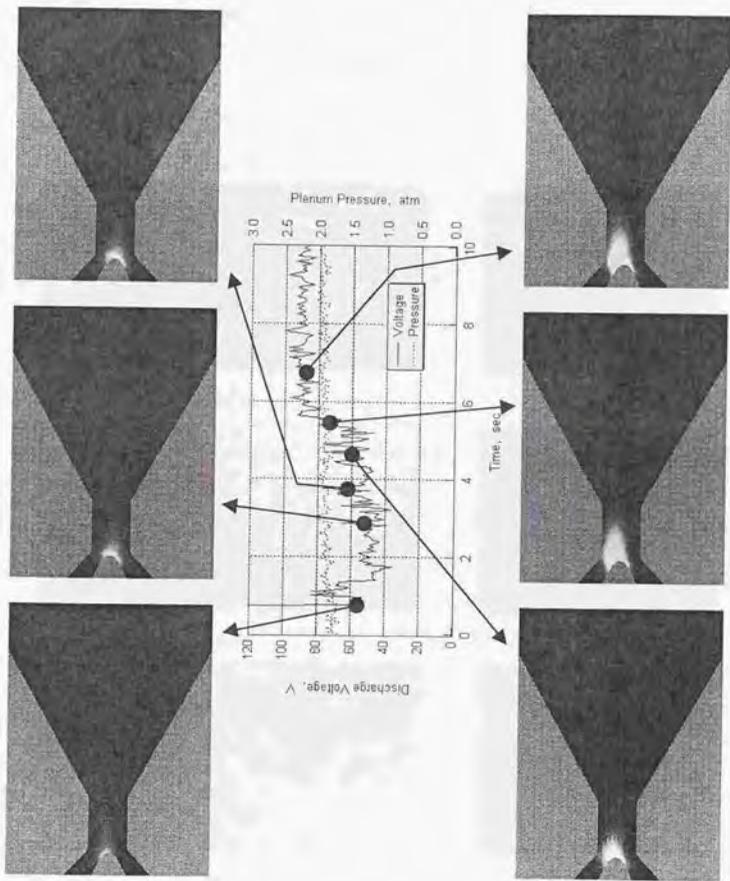


Fig.4.24: アーク柱形状撮像 (h 型アノード、中心軸より0.15mm壁面寄り)

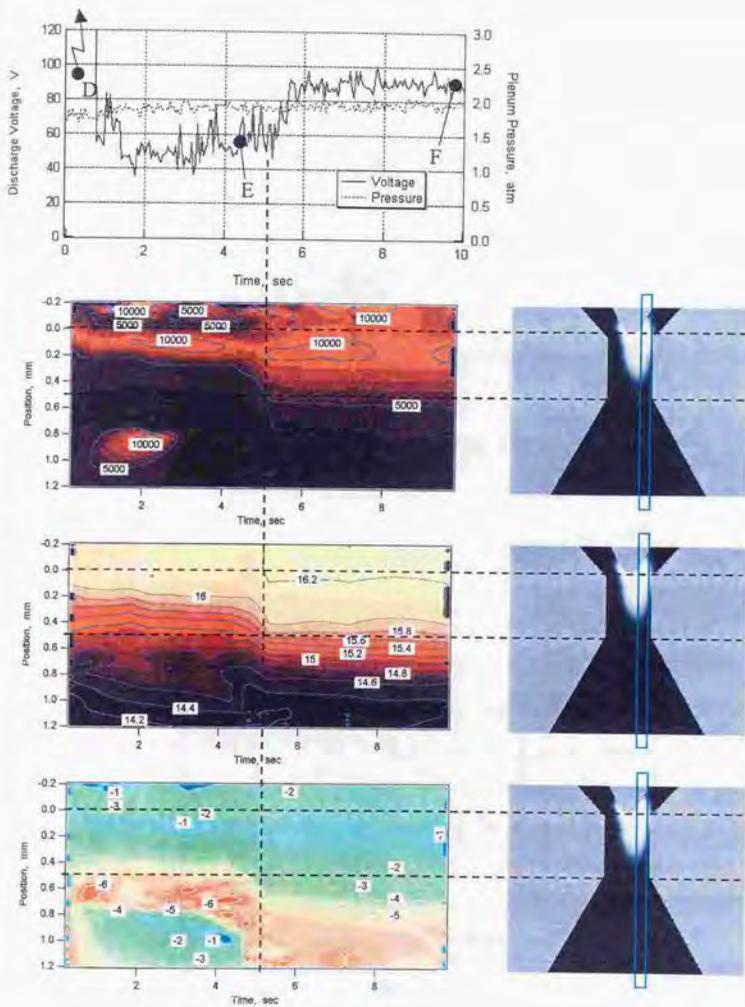


Fig.4.25: 流れ場方向1次元分布 (h型アノード、中心軸より0.15mm壁面寄り)

4.6. 流れ場方向1次元分布の時間発展観測 (スリット型アノード)

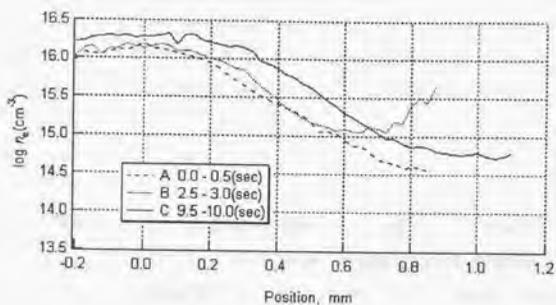


Fig.4.26: 各時刻における電子密度1次元分布 (h型アノード, 中心軸上)

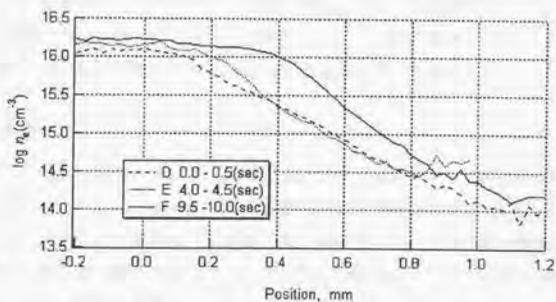


Fig.4.27: 各時刻における電子密度1次元分布 (h型アノード, 中心軸より0.15mm 壁面寄り)

## 4.7 流れ場方向1次元分布の時間発展観測 (穴型アノード)

$\phi 0.5$ 型アノードについて、前節と同じ観測を行った。推進剤流量及び放電電流の組み合わせとして、 $30\text{mg/sec}$ 、 $5\text{A}$ を選んだ。Fig.4.28に放電開始から高電圧モード安定作動に到達するまでのアーク柱の撮像を、その放電における放電電圧とブレナム圧の時間履歴と併せて示す。Fig.4.29に電子密度、ポピュレーション密度比乗数の測定結果を示す。電子温度については、ポピュレーション密度比乗数よりLTE不成立と判断される領域が殆どであり、有効なデータとは言えない為、掲載していない。

### 4.7.1 アーク柱撮像

特筆すべきは、放電電圧やアーク柱撮像から判断して、放電モードには細かく分けて3形態ある点である。即ち、Fig.4.28に依れば、アーク点弧後1秒間程度持続する低電圧モード、点弧6秒後に達成されその後維持される高電圧モード、そしてこれら両モードの間に存在する中間モードである。

先までの結果と同じく、低電圧モードは“アノード付着点”がコンストリクタ入口から内部にかけて存在し、放電電圧も放電時間中で最低であるモード、高電圧モードはアーク柱がコンストリクタを抜け、ノズル膨張部内のアノード壁面に“付着”し、そこに周囲よりも明るい“アノードスポット”を形成する、放電時間中で最も高い放電電圧を取る安定なモードである。中間モードとはその両モードの遷移前に存在するモードで、特徴として“アノード付着点”が丁度、コンストリクタ出口に存在していること、放電電圧が低電圧モード時と高電圧モード時の間の値を取ることが挙げられる。それ故、以降、この中間モードを“中電圧モード”と呼ぶこととする。

穴型アノードにて観測を繰り返し行った結果、低電圧モードと高電圧モードの遷移前には殆どの場合、この中電圧モードが存在することが分かった。とりわけ低電圧モードから高電圧モードへの遷移の直前には、この中間モードがほぼ全ての場合において観測された。

### 4.7.2 電子密度

スリット型アノードの場合と同じく、低電圧モード時と高電圧モード時との間の時刻にて、コンストリクタ出口から $0 \sim 0.5\text{mm}$ のノズル膨張部内で電子密度が極大値を取る様な分布が見られた。この分布は、上述した中電圧モードが続く間、持続された。この分布は中電圧モード移行時に突然形成され、間もなく緩和されて行く。そしてこの緩和によって、ノズル膨張部の電子密度の極値が消失する頃、放電は高電圧モードに遷移した。

### 4.7.3 ポピュレーション密度比乗数

スリット型アノードの場合と同じく、低電圧モード時と高電圧モード時との間の時刻にて、コンストリクタ出口から $0 \sim 0.5\text{mm}$ のノズル膨張部内で0乗領域が現れた。これは上述した中電圧

モードが続く間、持続された。この分布は中電圧モード移行時に突然現れ、間もなく緩和されて行き、高電圧モードへ遷移する迄に消失した。

#### 4.7.4 考察

ここで注目すべきは“中電圧モード”の存在である。今までDC/AJの放電モードとして、低電圧モードと高電圧モードの2つに分類されて来た。作動パラメータやVAJ電極間距離を様々に変えて、低電圧モードと高電圧モードとの間の電圧を取る中電圧モードに注視した結果、中電圧モード時の放電電圧には作動パラメータやVAJ電極間距離によってバラツキがあり、低電圧モードより若干高い程度から高電圧モードより若干低い程度までと、様々であった。しかしながらひとつの作動パラメータ、VAJ電極間距離の下では常に同程度の放電電圧を取るものであった。従って本研究では新たに第3の放電モードとして“中電圧モード”を明確に分類する。

ここで次の様な推定を行ってみた。即ち、4.6.5節でも述べた様に、低電圧モードでは“アノード付着点”がコンストリクタ内部で変動しているが、これがコンストリクタ出口に到達したとき、中電圧モードに移行する。そして中電圧モードが持続する中で「何らか」の条件を満たしたとき、放電モードは高電圧モードに遷移する。しかしこの「何らか」の条件を満たせない場合、中電圧モードを維持するか、或いは低電圧モードへ落ちる、と言うものである。

また、中電圧モード時にノズル膨張部の上流部分において電子密度や電離性の増大が見られるが、これは“アノード付着点”がスポット状にアノード壁面に付着することによって、電流が集中した結果であると考えられる。これによってアノード壁面近傍にて電離が促進、生じた電子が拡散し、コンストリクタ出口直後での電子密度の増大を招いていると推測される。

この中電圧モードが低電圧モードと高電圧モードとの間に暫時持続するとき、Fig.4.28や4.5.2節でも述べた様に、DC/AJが様々な放電モード間を遷移する間もプレナム圧は放電モードに追従するものではなく漸時、ゆっくりとした増加を維持している。従ってやはりここでも、上記の「何らか」の条件とは電離再結合性に大きく関係していると考えられる。

#### 4.7.5 本節のまとめ

流れ場方向1次元領域について、穴型アノードを用いて放電開始から高電圧モード安定作動に至るまでの内部パラメータの1次元分布を得た。その結果、低電圧モードと高電圧モードとの間の放電電圧を取り、アーク柱端がコンストリクタ出口に“付着”する“中電圧モード”と呼ぶべき放電モードの存在を確認した。この中電圧モード時の内部様相が放電モードの成立や遷移に「何らか」の形で大きく関係していることが伺える。考察とまとめの節で述べた「何らか」のものについては、次節以降で詳しく述べる。

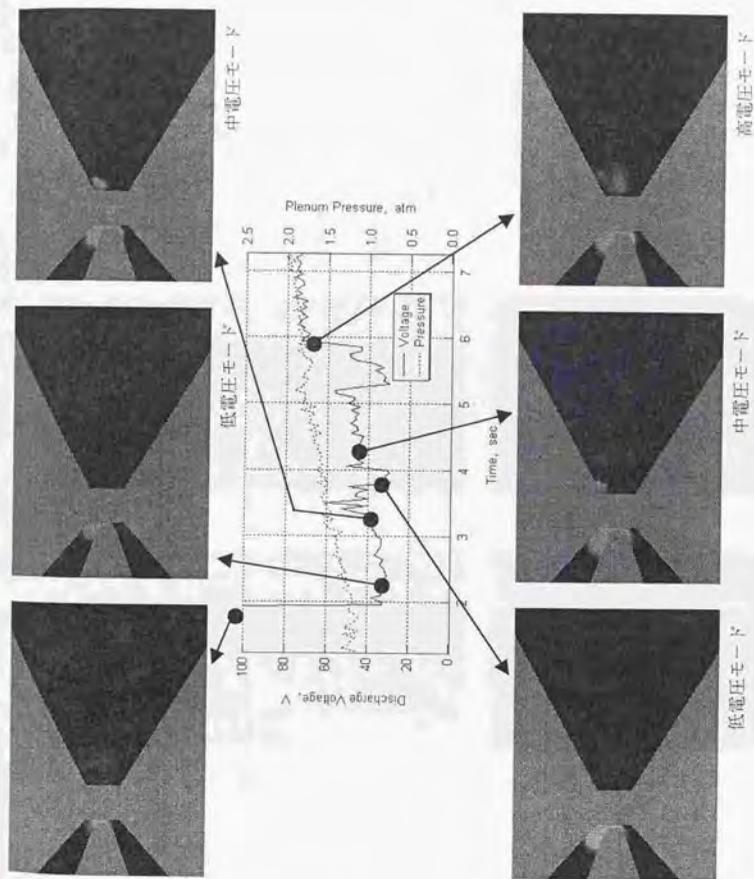


Fig.4.28: アーク柱形状撮像 ( $\phi$ 型アノード、中心軸上)

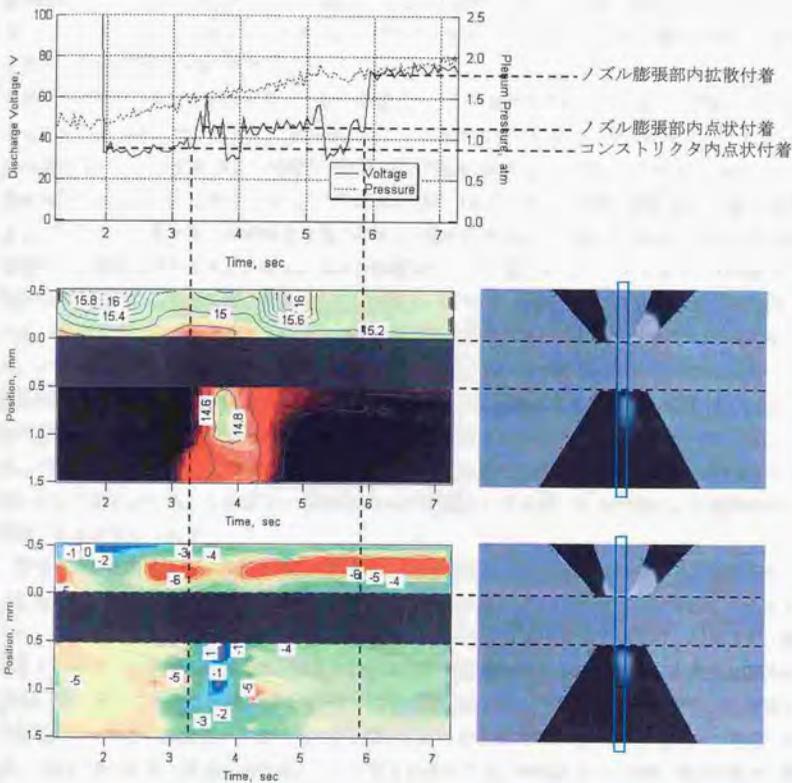


Fig.4.29: 流れ場方向1次元分布 ( $\phi$ 型アノード、中心軸上)

## 4.8 本章のまとめ

推進剤流量及び放電電流を変化させたとき、高電圧モード安定作動時におけるアーク柱形状は Fig.4.5 の様になっていることが分かった。電子温度、電子密度、ポビュレーション密度比乗数は各々、Fig.4.6、4.7、4.8 の様に分布している。放電電流一定で推進剤流量を増加させた場合と、推進剤流量一定で放電電流を増大させた場合とでは、それぞれ異なった内部様相の変化を見せた。従って、これら二つの外部から与えられ得るパラメータによって、DC/AJ 内部様相を様々に変化させることが出来る可能性がある。

プラズマ相の分布を求めた結果、一般に高電圧モード安定作動時には Fig.4.15 の様になっていることが分かった。コンストリクタ内部ではアーク柱内部だけでなく、粒子衝突によって Cold Flow 部にもパワーが分配されて電離性/再結合性低温衝突相を呈し、コンストリクタ内全域で加熱の場となっていることが分かった。この領域が流れ方向またはアーク径方向広がると推力が増大し、特にアーク径方向に広がると比推力の向上が期待出来る。この為には過剰ではない推進剤流量の下で電流を増大させると良い。しかし低電圧モードの場合には、コンストリクタ内部は全域が加熱の場となっておらず、全体としては加熱が不十分で、加熱された推進剤は急冷を受けている。両放電モードでのコンストリクタ内部の様相の違いは推進性能に関係するものと考えられる。ノズル膨張部までの加熱が推進性能の決定パラメータの一つであるので、低電圧モードでは推進性能が不良であり、高電圧モードではそれよりも良好であると考えられる。実際、DC/AJ では両放電モードにおける推進性能は内部観測結果を支持するものであることが分かっている。また、「アノード付着点」は、周囲よりも高温度、高密度で、かつ電離性の強い孤立的な領域となっていることが分かった。これはアーク柱のアノード壁面上へのスポット状付着による電流集中心が原因であると考えられる。

放電開始から高電圧モード安定作動に至るまでの流れ場方向の1次元分布観測から、高電圧モード安定作動へ至るまでは、アーク柱形状や放電電圧が一見ランダムに変動している様に見えるものの、内部様相では、ノズル膨張部の上流部に周囲から孤立して存在する温度上昇、密度上昇、電離性上昇を呈する領域の時間発展が見られた。また、低電圧モードから高電圧モードへと遷移する間に、「中電圧モード」と呼ぶべきモードの存在が確認された。中電圧モードのとき、放電電圧は低電圧モードと高電圧モードとの間の値を取り、アーク柱端はコンストリクタ出口に「付着」する。上記に述べた孤立領域の発展はここでも見られるものの、中電圧モード持続中に発展から緩和へと転換する。この緩和が進み、孤立領域が完全に消失する時点で、放電モードは高電圧モードへと遷移する。高電圧モード時には、中電圧モードまでで見られた孤立領域は消失している。従ってこの孤立領域の存在は、「何らか」の放電モードの成立や遷移の条件に大きく関係していると考えられる。この関係の具体的な条件は実験からだけでは得られなかったが、ブレンナム圧は孤立領域の発展、緩和の方向に対して追隨していないこと、孤立領域の様相から、電離 再結合性、電子密度分布に関するものであると考えられる。この章で述べた「何らか」の条件については、

次章のモデル考察にて詳細を述べる。

## 第5章

# アーク柱成立モデル及び検証実験

### 5.1 序論

昨今より、様々なアーク柱のモデル化が試みられ、計算結果と実験との比較が行われて来た。アークに関する研究は、DC/AJに限らず、回路遮断器やアーク風洞において、モデル構築や実験が盛んに行われている。

回路遮断器は中空円筒容器内部にてアーク柱を維持させることにより電流の伝達を行うもので、状況に応じてこのアーク柱を消滅させて電流の遮断を行う。電流の定常的な伝達の為にはアーク柱が安定に維持されることが必要であり、それに関する考察が数多く行われている。Niemyer[27]は、アーク柱を取り巻く円筒容器材料がアーク放電による Joule 熱の熱伝達及びアーク表面からの放射により蒸発し、アーク柱と壁面との間に蒸気層を形成することでアーク柱と壁面との間の質量やエネルギーの交換が行われる様相を定式化し、アーク柱断面積が安定化されることを示した。この安定化はアーク柱と壁面との間に急激な勾配を持つ温度低下部分が存在することでアーク柱の径方向への広がりが制限され(コンストリクトされる)ことで行われ、この急激な温度低下部分の厚みは Hermann[28] によって数値的に求められている。Kovitya[29] は更に、蒸気層に関する運動量保存の効果を取り入れることで、容器内部の圧力及び温度分布を求めた。Ruchti[30,31] はアーク柱と蒸気層の軸方向への熱伝達の効果を取り入れ、アーク径が軸方向への流速によって決定されることを示した。

DC/AJ に関するモデルでは最近になって大いに発展したものが発表されている。Sanchez[32] は、推進性能や放電特性が、圧力や温度と言った内部の基本的なパラメータによって決定されることを予見し、それまでに発表された数多くのモデルについて言及している。Miller[33] は水素を推進剤とした DC/AJ について、解離及び電離について非平衡とした 2 流体モデルを構築し、推進性能や内部パラメータを計算によって求めている。Babu[34] は 30kW 級 DC/AJ における内部電流分布を仮定したものを 2 流体非平衡モデルに組み込むことにより、推進性能及び内部パラメータを求めている。Fujita ら [35] はコンストリクタ中央部付近で 2 分割された分割アノードを用いて実験的に熱損失及び電流分布を測定し、モデル [36] によってこれらの現象を再現し、得ら

れた計算結果は実験と良く一致している。Megli[37] は水素窒素間の化学非平衡を考慮した2温度モデルによって内部様相に関する計算を行い、温度及び密度について実験による結果との比較を行っている。

上記に掲げたモデルは、夫々の対象に関する性能評価を主眼として構築されており、ここではアーク柱とそれ以外の部分の中で明確に画せられているか、或いはアーク柱と言う明確な部分を定義しないかのどちらかのモデル構成となっている。つまり、アークが維持される条件が最初からモデルに分離されることなく含まれているか、或いはアーク柱と言う明確な部分を定義することなくモデルを構築しているかのどちらかとなっている。従って、DC/AJにおける高電圧モードや低電圧モードと言った放電形態について議論する場合には、これらのモデルでは、多くの物理現象が組み込まれている反面、アークの形成条件に関して無関心である為に回答を得られない。

アーク放電の放電形態に関するモデルとしては、CFA モデル [38] や、Yamada によって発展された改良 CFA モデル [39] がある。それらのモデルでは、ある形態で成立しているアークが、流れ場によって形成される非対称な温度場によって圧力を受け、別の形態へと移行する様相が定性的に述べられている。しかしこれらのモデルにしても、依然、アーク柱の成立及び存在条件とも言うべき条件については回答を得ない。

本研究では、アーク柱の成立及び存在条件とも言うべき条件を導くこと主眼とし、モデル構築を行った。この際、多くの現象を組み込むことはこれらの条件を決定する基本パラメータを見極めるのが難しくなる為、ここではなるべく簡素な構成となることを心掛けて「アーク柱成立モデル」の構築を目指した。また、それにより得られた条件をDC/AJに適用することにより、低電圧モード、中電圧モード、及び高電圧モードの3つの放電形態の成立についての議論も行う。

## 5.2 アーク柱成立モデル

本モデルは、荷電粒子の中性粒子との衝突による拡散現象を取り入れた、イオン、電子、中性粒子の3流体からなるモデルである。このモデルでは以下の様に取り扱う。

- 流れ場方向 ( $x$  方向) 1次元モデルとする。径/高さ方向への分布は考えない。
- 電子は原子、イオンよりも遥かに軽い。
- 流れ場の殆どは中性粒子から成る。

## 5.2.1 基礎方程式

任意の微小な検査領域 (Fig. 5.1) に、中性粒子、イオン、電子が密度  $n_0$ 、 $n_i$ 、 $n_e$ 、速度  $v_0$ 、 $v_i$ 、 $v_e$  で流入するとする。流れ場の殆どを占める中性粒子流れはその領域にて時間的に変化しないとし、

$$v_0 = U = \text{Const.} \quad (5.1)$$

であるとする。

イオン及び電子に関して方程式系を立てる。まず連続の式、

$$\frac{d}{dx}(n_i v_i) = \frac{d}{dx}(n_e v_e) = (\nu_p - \nu_r n_i) n_e \quad (5.2)$$

ここで  $\nu_p$ 、 $\nu_r$  は電離、再結合周波数である。

運動量保存式、

$$m_i n_i v_i \frac{dv_i}{dx} = e n_i E_x - k T_i \frac{dn_i}{dx} - \nu_i m_i n_i (v_i - v_0) \quad (5.3-a)$$

$$m_e n_e v_e \frac{dv_e}{dx} = -e n_e E_x - k T_e \frac{dn_e}{dx} - \nu_e m_e n_e (v_e - v_0) \quad (5.3-b)$$

ここで  $m_i$ 、 $m_e$  はイオン、電子の質量、 $T_i$ 、 $T_e$  はイオン温度及び電子温度、 $\nu_i$ 、 $\nu_e$  はイオン、電子の中性粒子との衝突周波数である。 $e$ 、 $k$  は素電荷及び Boltzmann 定数である。式 (5.3) の右辺第3項は、中性粒子との衝突による擾乱である。中性粒子は流れの大部分を占める為、イオン、電子は中性粒子によって、以下の様なスリップ速度  $u$ 、 $v$  を持つとする。

$$v_i = U + u, \quad v_e = U + v, \quad U \gg |u|, |v| \quad (5.4)$$

## 5.2.2 分布方程式の導出

以上の基本式より展開する。式 (5.2)、(5.3)、(5.4) より、以下の近似式が得られる。

$$\frac{d}{dx}(n_i v_i) \simeq U \frac{dn_i}{dx} + n_i \frac{du}{dx} = (\nu_p - \nu_r n_i) n_e \quad (5.5-a)$$

$$\frac{d}{dx}(n_e v_e) \simeq U \frac{dn_e}{dx} + n_e \frac{dv}{dx} = (\nu_p - \nu_r n_i) n_e \quad (5.5-b)$$

$$m_i n_i U \frac{du}{dx} \simeq e n_i E - k T_i \frac{dn_i}{dx} - \nu_i m_i n_i u \quad (5.5-c)$$

$$m_e n_e U \frac{dv}{dx} \simeq -e n_e E - k T_e \frac{dn_e}{dx} - \nu_e m_e n_e v \quad (5.5-d)$$

式(5.5-a)、(5.5-c)からイオンについて、式(5.5-b)、(5.5-d)から電子について、以下の式が導かれる。

$$m_i \left( \frac{k T_i}{m_i} - U^2 \right) \frac{dn_i}{dx} = e n_i E_x - m_i n_i [v_i u + (\nu_p - \nu_r n_i) U] \quad (5.6-a)$$

$$m_e \left( \frac{k T_e}{m_e} - U^2 \right) \frac{dn_e}{dx} = -e n_e E_x - m_e n_e [v_e u + (\nu_p - \nu_r n_i) U] \quad (5.6-b)$$

上式左辺中に現れる項の一つはイオン音速  $a_i$ 、電子音速  $a_e$  と関係があり、

$$\frac{k T_i}{m_i} = \frac{a_i^2}{\gamma}, \quad \frac{a_e^2}{\gamma} \quad (5.7)$$

と記述される。ここで  $\gamma$  は比熱比である。更に中性粒子とイオンとは構成粒子の質量が同じ程度であり、かつ熱平衡にあるとして、イオン音速で表した中性粒子流れの速度を  $M = U/a_i$  とすると、式(5.6-a)、(5.6-b)は以下の様に書き直される。

$$n_i u = -\frac{k T_i}{\nu_i m_i} (1 - \gamma M^2) \frac{dn_i}{dx} + \frac{e n_i}{\nu_i m_i} E_x - n_i U \frac{\nu_p - \nu_r n_i}{\nu_i} \quad (5.8-a)$$

$$n_e v = -\frac{k T_e}{\nu_e m_e} \frac{dn_e}{dx} - \frac{e n_e}{\nu_e m_e} E_x - n_e U \frac{\nu_p - \nu_r n_i}{\nu_e} \quad (5.8-b)$$

ここで電子の音速は中性粒子の速度よりも遙かに大きいとした。即ち、式(5.8-b)は  $U \ll a_e$  とした近似式である。

中性粒子との衝突によって、イオン、電子は拡散現象を呈する。従ってこの現象を記述する為に、拡散係数  $D_i$ 、 $D_e$ 、移動度  $\mu_i$ 、 $\mu_e$  を導入する。拡散係数は一般に、次式第2辺の様に記述され、移動度との間には第3辺の様な関係、即ち Einstein の関係がある。

$$D_i = \frac{k T_i}{\nu_i m_i} = \frac{k T_i}{e} \mu_i \quad (5.9-a)$$

$$D_e = \frac{k T_e}{\nu_e m_e} = \frac{k T_e}{e} \mu_e \quad (5.9-b)$$

式(5.9-a)、(5.9-b)の関係をを用いて、式(5.8-a)、(5.8-b)を書き直すと、

$$n_i u = -D_i (1 - \gamma M^2) \frac{dn_i}{dx} + \mu_i n_i E_x - n_i U \frac{\nu_p - \nu_r n_i}{\nu_i} \quad (5.10-a)$$

$$n_e v = -D_e \frac{dn_e}{dx} - \mu_e n_e E_x - n_e U \frac{\nu_p - \nu_r n_i}{\nu_e} \quad (5.10-b)$$

### 5.2.3 準中性と電流釣合

ここで、準中性  $n_i \simeq n_e = n$ 、及び電流釣合  $n_i u \simeq n_e v$  を仮定する。するとイオン流束である式(5.10-a)から電場の強さ、即ちポテンシャル勾配  $dV/dx$  が密度勾配で表される。

$$E_x = -\frac{dV}{dx} = \frac{D_e - D_i (1 - \gamma M^2)}{(\mu_i + \mu_e) n} \frac{dn}{dx} + \frac{U(\nu_p - \nu_r n)}{\mu_i + \mu_e} \left( \frac{1}{\nu_e} - \frac{1}{\nu_i} \right) \quad (5.11)$$

式(5.11)を電子流束である式(5.10-b)に代入すると、電荷に関する流束が次式で導かれる。

$$nv = -\frac{D_e\mu_i + D_i\mu_e(1-\gamma M^2)}{\mu_e + \mu_i} \frac{dn}{dx} - \frac{nU(\nu_p - \nu_r n)}{\mu_i + \mu_e} \left( \frac{\mu_i}{\nu_e} + \frac{\mu_e}{\nu_i} \right) \quad (5.12)$$

式(5.12)の右辺第一項の係数を、両極性拡散係数、

$$D_a = \frac{D_e\mu_i + D_i\mu_e}{\mu_i + \mu_e} \quad (5.13)$$

と比較すると、式(5.12)では中性粒子による流れの存在により拡散が両極性拡散から外れたものとなっていることが分かる。式(5.12)を荷電粒子に関する流束の連続式、

$$U \frac{dn}{dx} + \frac{d}{dx}(nv) = (\nu_p - \nu_r n)n \quad (5.14)$$

に代入すると、次式の荷電粒子密度分布に関する2解の非線形微分方程式が導かれる。

$$\frac{D_e\mu_i + D_i\mu_e(1-\gamma M^2)}{(\mu_e + \mu_i)(\nu_p - \nu_r n)} \frac{d^2n}{dx^2} - \frac{U}{\mu_e + \mu_i} \left( \frac{\mu_e + \mu_i}{\nu_p - \nu_r n} - \frac{\mu_e}{\nu_i} - \frac{\mu_i}{\nu_e} \right) \frac{dn}{dx} + n = 0 \quad (5.15)$$

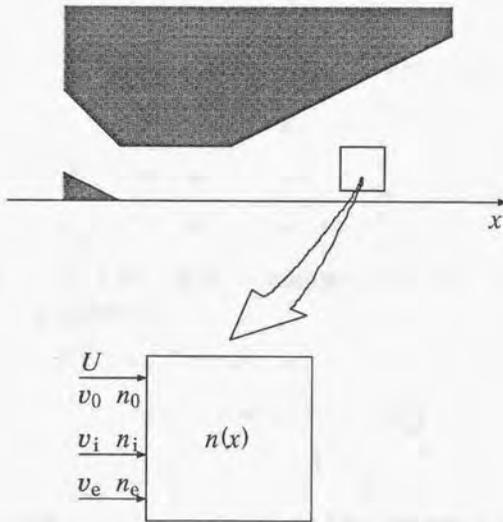


Fig.5.1: モデル化の対象となる微小検査領域

## 5.3 極値点でのアーク柱成立条件

前節迄で導出した式(5.15)の性質を把握することを試みる。このとき、前章迄の実験結果より放電モードに深く関与していると思われる、電子密度分布が極値を持つ点( $dn/dx \approx 0$ )について考察する。式(5.15)は、

$$\frac{D_e \mu_i + D_i \mu_e (1 - \gamma M^2)}{(\mu_e + \mu_i)(\nu_p - \nu_r n)} \frac{d^2 n}{dx^2} = -n < 0 \quad (5.16)$$

上式中で密度  $n$  は正值であるので、左辺は負とならなければならない。拡散係数  $D_i$ 、 $D_e$  及び移動度  $\mu_i$ 、 $\mu_e$  は正值であるので、式(5.16)が有意な解を持つためには以下の条件を満たす必要がある。

$$\begin{aligned} \text{i)} & : M < M_c, \quad \nu_p - \nu_r n > 0, \quad \frac{d^2 n}{dx^2} < 0 \\ \text{ii)} & : M < M_c, \quad \nu_p - \nu_r n < 0, \quad \frac{d^2 n}{dx^2} > 0 \\ \text{iii)} & : M > M_c, \quad \nu_p - \nu_r n > 0, \quad \frac{d^2 n}{dx^2} > 0 \\ \text{iv)} & : M > M_c, \quad \nu_p - \nu_r n < 0, \quad \frac{d^2 n}{dx^2} < 0 \end{aligned}$$

上に示した条件の内、最初のもは中性粒子の流速に関するものである。式(5.16)の左辺分子が0となる条件より  $M_c$  を求めれば、

$$\begin{aligned} D_e \mu_i + D_i \mu_e (1 - \gamma M^2) &= 0 \\ M_c &= \left[ \frac{1}{\gamma} \left( 1 + \frac{D_e \mu_i}{D_i \mu_e} \right) \right]^{1/2} \\ &= \left[ \frac{1}{\gamma} \left( 1 + \frac{T_e}{T_i} \right) \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (5.17)$$

となる。単原子分子の場合 ( $\gamma = 5/3$ ) において、イオンと電子が熱平衡にあると仮定した場合、 $M_c = 1.09$  となる。

次の条件は電離/再結合過程に関するものである。再結合過程はイオン密度に比例するので、電離/再結合の速度係数として  $\nu_p$  と  $\nu_r n$  とを比較する。前者が大きい場合は  $(\nu_p - \nu_r n) > 0$  となり電離優勢、後者が大きい場合は  $(\nu_p - \nu_r n) < 0$  となり再結合優勢と表現する。

最後の条件は密度分布形状に関するものである。ここでは  $dn/dx = 0$  としているので、この条件は密度分布形状が上に凸か下に凸か、即ち考察している点が極大値を取るか極小値を取るか、が分岐点となる。

以上の条件を図示したものを Fig.5.2 にまとめる。これらの条件を満たす場合、式(5.16)が有意な解を持つ、即ちその点において荷電粒子が存在し、アーク柱が存在していると解釈する。

ここで実験結果との比較を行う。4.6、4.7 節に述べた、流れ場方向1次元分布の電子密度  $n_e$  について考える。Fig.4.26を見ると、カソード先端部、即ちコンストリクタ入口において  $n_e$  の分布

形状は、A、B、C いずれの時刻の場合も極大値を取っているため、アーク柱成立条件として i) 或いは iv) が成立する可能性があるが、この点では電離性が強いことから、結局、条件 i) が成立していると解釈出来る。従ってこの点では  $M < M_c$  となる。

時刻 A の場合について見てみると、まず放電開始の際の HV 投入時、コンストリクタを出てノズル膨張部内では  $dn/dx \sim 0$ 、 $d^2n/dx^2 > 0$  となっており、再結合性低電圧衝突相が存在している。従ってここでは再結合性が顕著であると考えられることから、条件 ii) か条件 iv) が考えられるが、電子密度分布形状より、結局、条件 ii) が成立していると解釈出来る。従ってこの点では  $M < M_c$  となる。

時刻 B の場合では、まずコンストリクタを出てノズル膨張部内に存在する電子密度の増加領域の手前には、電子密度の極小値 ( $dn/dx = 0$ 、 $d^2n/dx^2 > 0$ ) が存在する。ここは再結合性低電圧衝突相が顕著な領域であるため、条件 ii) が成立していると解釈される。従ってここでも  $M < M_c$  である。その下流は電子密度の増加領域があり、ここで電子密度の極大値 ( $dn/dx = 0$ 、 $d^2n/dx^2 > 0$ ) が存在する。ここは孤立した電離性低電圧衝突相の領域であるため、条件 i) が成立していると解釈される。従ってここでは  $M < M_c$  である。この領域での電離性は、4.8節で述べたのと同じく、“アノード付着点” による影響であると考えられる。更に下流については、プラズマからの発光が非常に弱く測定が不可能であったことから、実験との比較については触れない。

時刻 C の場合には、ノズル膨張部内には局所的な電離性が存在する。電子密度分布形状は  $dn/dx \sim 0$ 、 $d^2n/dx^2 > 0$  となっており、条件 iii) が成立していると解釈される。従ってここでは  $M_c < M$  となっている。ここでの電離性もまた、先述した“アノード付着点” による影響が中心軸上にまで及んでいることが考えられる。

以上の解釈をまとめたものを模式的に Fig.5.3 に示す。HV 投入時及び低電圧モード作動のときはアーク柱成立条件から判断して、流れ場内の流速は  $M_c$  を越えることが出来ない。従ってノズルでの推進剤加速については、高電圧モードに比べて効率が悪く、推進性能の点で劣ることが考えられる。低電圧モードから高電圧モードに遷移した後の高電圧モード安定作動時にはノズル膨張部内での電離性の影響により、低電圧モード作動時とは異なったアーク柱成立条件を満たす様になり、結果、流速は  $M_c$  を越えることが出来る様になる。従って推力は低電圧モードのときよりも大きくなり、推進性能が良好であることの裏付けとなっていると考えられる。

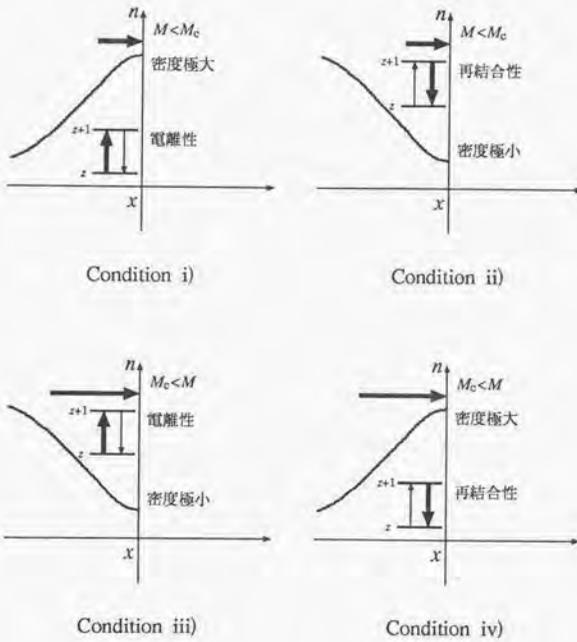


Fig.5.2:  $dn/dx = 0$  の点におけるアーケ柱成立条件

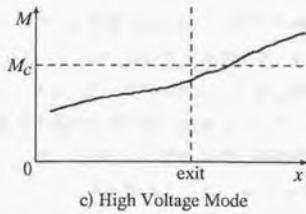
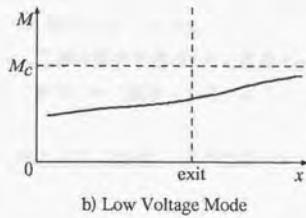
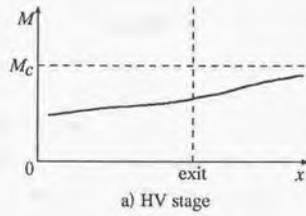


Fig.5.3: 各放電モードにおける内部流加速過程の様式図  
 a)HV 時、b) 低電圧モード、c) 高電圧モード。  
 0 及び exit はコンストリクタ入口及び出口を表す。

## 5.4 極値点近傍での流速測定

### 5.4.1 目的

前節までのモデル考察を検証するべく、ノズル膨張部の上流部分で、中電圧モード時に局所的な電子密度や電離性の増大を呈し、電子密度分布に極大値を取る点について、吸収分光の手法を用いて低電圧モード時と高電圧モード時の流速測定を行う。

### 5.4.2 実験装置

測定系を Fig. 5.4 に示す。半導体レーザー (Laser) から出たレーザー光は光アイソレータ (Isolator) によって反射光を制限する。途中、ハーフミラー (HM<sub>1</sub>) によって波長計 (W.M.) 方向とエタロン (E, FSR=937.5MHz) 方向とに分岐している。E 方向への光はピンホール (P.H.) によってその径を 1mm 程度に縮小された後、ハーフミラー (HM<sub>2</sub>) によって VAJ 方向と E 方向とに分岐される。E 方向へ分岐した光は E を透過した後、フォトダイオード (PD<sub>1</sub>) によって検出する。

VAJ はレーザー光に対して 75° の傾きを持っている。これにより、VAJ 方向へ分岐したレーザー光は内部流に対して入射角 +15° にて測定領域を透過する。透過光は反対側に置かれたミラー (M) によって反射され、再び同じ測定領域に反対側から入射することで、内部流に対して入射角 -15° にて測定領域を透過する。

VAJ 測定領域を透過した光は再び HM<sub>2</sub> に到達し、この透過光をフォトダイオード (PD<sub>2</sub>) によって検出する。

### 5.4.3 吸収線の決定

吸収分光によって吸収線プロファイルを得る為には、入射光が透過する流れ内で十分に吸収され、それを検出しなければならない。しかしながら今まで使用して来たヒドラジン分解模擬ガス (N<sub>2</sub>+2H<sub>2</sub>) における窒素や水素の原子、分子については、十分な吸収が期待出来る遷移線が、所有する半導体レーザーの出力波長範囲内には存在しなかった。そこで流速測定に限り、推進剤として Ar を用いることにした。Ar 原子 (ArI) には赤外領域に準安定単位に絡む遷移線が存在しており、所有する半導体レーザーのスペックも鑑みて、811.7542nm (真空中) を測定吸収線として選んだ。

### 5.4.4 Ar での作動

単原子分子である Ar の場合、N<sub>2</sub>+2H<sub>2</sub> の様な分子ガスと異なり、電離過程の途中に解離過程がない。従ってその放電特性については違いが見られる。Ar において推進性能から見て、低電圧モードや高電圧モードと呼べる作動モードが存在するか否かを確認する為、推力測定を含めた確認実験を行った。放電電圧 5A、推進剤流量 116mg/sec の場合について、作動開始からの推力変化と放電特性の時間履歴を Fig. 5.5 に示す。また、Fig. 5.6 にブルームの撮像を示す。

その結果、放電電圧、推力、ブルームの様相から判断して、 $N_2+2H_2$ の場合と同じく2つの放電モード、即ち低電圧モード (Fig.5.5中のB) と高電圧モード (Fig.5.5中のC) が存在することが確認された。また中電圧モードは明確には確認出来なかった。

### 5.4.5 吸収線プロファイルの見積り

吸収線プロファイルは、自然幅、衝突幅、Doppler 幅の広がり、流速による Doppler Shift を持つ。自然幅  $\Delta\nu_{nw}$  は自然放出確率  $A$  を用いて、以下で求められる。

$$\Delta\nu_{nw} = \frac{A}{2\pi} \quad (5.18)$$

衝突幅は他粒子との衝突によるコヒーレンス性の喪失によって生じる。原子半径をおおよそ Van der Waals 半径  $d$  とみなし、雰囲気圧力  $P$ 、原子温度  $T$  としたとき、平均自由行程  $l$  及び平均飛行時間  $\tau_0$  は、

$$l = \frac{k_B T}{4\pi P d^2} \quad (5.19-a)$$

$$\tau_0 = \frac{l}{\bar{v}}, \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (5.19-b)$$

となる。これらより、衝突幅  $\Delta\nu_{cb}$  は以下の様に見積られる。

$$\Delta\nu_{cb} = \frac{1}{\pi\tau_0} = \frac{8\sqrt{2}Pd^2}{\sqrt{\pi m k_B T}} \quad (5.20)$$

Doppler 幅は原子の熱運動によって生じる。速度分布に Maxwell 分布を仮定したときの遷移線プロファイル  $I$  の形状より、中心周波数を  $\nu_0$  として、Doppler 幅  $\Delta\nu_{db}$  は以下の様に求められる。

$$I \propto \exp \left[ -\frac{mc^2}{2k_B T} \left( \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \right)^2 \right]$$

$$\Delta\nu_{db} = 2\nu_0 \left( \frac{2k_B T \ln 2}{mc^2} \right)^{1/2} \quad (5.21)$$

Doppler Shift は、原子の運動による Doppler 効果によって中心周波数が変移することである。粒子の速度を  $V$ 、粒子の運動方向と透過光軸とが為す角度を  $\phi$  とすれば、Doppler Shift  $\Delta\nu_{ds}$  は以下の式で求められる。

$$\Delta\nu_{ds} = \nu_0 \frac{V \cos \phi}{c} \quad (5.22)$$

ここで  $c$  は光速である。

測定遷移線についてこれらを見積ると、 $T = 5000\text{K}$ 、 $P = 1\text{atm}$ 、 $M = 1$ 、レーザー入射角  $\pm 15^\circ$  としたとき、以下の様に求まる。

$$\Delta\nu_{nw} \sim 10\text{MHz} \quad (5.23-a)$$

$$\Delta\nu_{cb} \sim 500\text{MHz} \quad (5.23-b)$$

$$\Delta\nu_{db} \sim 4\text{GHz} \quad (5.23-c)$$

$$\Delta\nu_{ds} \sim 1\text{GHz} \quad (5.23-d)$$

従って一つの吸収線プロファイルはオーダーの比較から、4GHz 程度の Doppler 幅と 1GHz 程度の Doppler Shift を持つと見積られる。レーザー光を 5.4.2 節の様に  $\pm 15^\circ$  にて往復入射させることによって測定すれば、そのプロファイルは 4GHz 程度の Doppler 幅で 2GHz 程度の間隔を持つ 2 つの Gaussian の足し合わせとして表される。従って、得られた吸収線プロファイルを以下の式にて Fitting を行い、各々の数値  $A \sim C$  を求めることとする。

$$f(x) = A_1 \exp \left[ -\frac{(x - B_1)^2}{C_1^2} \right] + A_2 \exp \left[ -\frac{(x - B_2)^2}{C_2^2} \right] \quad (5.24)$$

Doppler 幅については往復共に同じ幅であるとすれば、 $C_1 = C_2$  である。各々のパラメータは、原子の速度分布を Maxwell 分布と仮定したとき、以下の様に原子温度  $T$  及び流速  $V$  に換算出来る。

$$\Delta\nu_{th} = 2C_1\sqrt{\ln 2} = 2\nu_0 \left( \frac{2k_B T \ln 2}{mc^2} \right)^{1/2} \quad (5.25-a)$$

$$\Delta\nu_{ds} = \frac{|B_1 - B_2|}{2} = \nu_0 \frac{V \cos \phi}{c} \quad (5.25-b)$$

#### 5.4.6 測定領域とモデル検証条件

VAJ には h0.5 型アノードを用いた。レーザー光は約 1mm 程度にまで細められている。モデル検証の為に重要な測定点はコンストリクタ出口直後近辺のノズル膨張部上流部分である。この測定領域を Fig. 5.7 に示す。

この測定領域において、低電圧モードのときは流速が  $M_c$  以下、かつ高電圧モードのときは流速が  $M_c$  以上となることがモデルより導かれている。これを確認することで、モデルの有力な検証となり得る。

#### 5.4.7 測定結果

得られた吸収線プロファイルの一例を Fig. 5.8 に示す。縦軸は相対強度、横軸は中心波長の相対位置でありエタロンの FSR によって周波数に換算出来る。図中の太い実線は式 (5.24) の Fitting 関数を表す。

Fitting によって得られたパラメータから、式 (5.25) によって原子温度  $T$ 、及び流速  $V$  を求めた。また、流速  $V$  を温度  $T$  における音速  $a$  で割ることにより、Mach 数  $M$  を求めた。得られた値は全て統計的に処理を行い、誤差範囲を付けて Table 5.1 に示す。誤差範囲の主たる原因は、Ar を推進剤とする場合、 $N_2 + 2H_2$  の場合と比較して、アーク柱様相や放電電圧が低電圧モードと高電圧モードとで差異が小さいことから、境界が曖昧である為であると考えられる。即ち、放電モードは変動が激しく、一瞬のモード遷移の後に再び元の放電モードに戻る、と言った現象が観測時間中に起こった場合、測定結果にはばらつきが生じる。従って本結果では統計的な処理を施した。

5.4.8 本節の結論

測定結果は、モデルより導かれる低電圧モード、高電圧モード時のコンストリクタ出口直後の Mach 数が  $M_c = 1.09$  を境界として、それ以下かそれ以上かであると言う結果を指示するものである。このことから、前節までで導出したアーク柱成立条件を DC/AJ 作動に適用することは妥当であると結論付けた。

5.4. 極値点近傍での流速測定

	原子温度 $T(K)$	音速 $a(m/s)$	流速 $V(m/s)$	Mach 数 $M$
低電圧モード	$9.75 \times 10^3$	$1.83 \times 10^3$	$1.36 \times 10^3$	$9.11 \times 10^{-1}$
	$\pm 4.46 \times 10^3$	$\pm 4.88 \times 10^2$	$\pm 6.54 \times 10^2$	$\pm 3.62 \times 10^{-1}$
高電圧モード	$2.17 \times 10^4$	$2.80 \times 10^3$	$2.70 \times 10^3$	$1.14 \times 10^0$
	$\pm 4.39 \times 10^3$	$\pm 2.80 \times 10^2$	$\pm 4.11 \times 10^1$	$\pm 1.05 \times 10^{-1}$

Table 5.1: 極値点近傍での流速測定

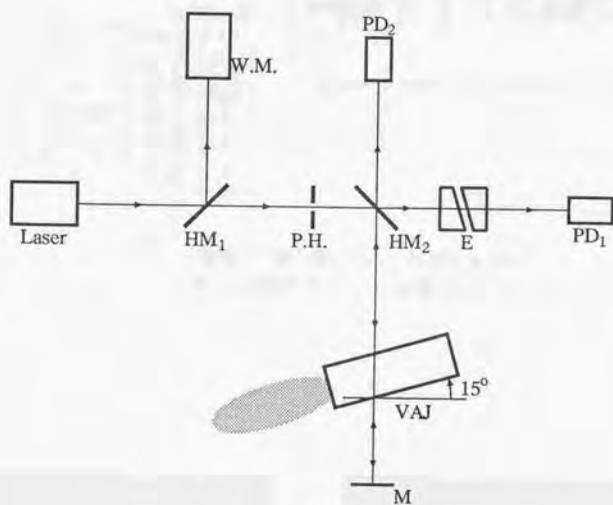


Fig.5.4: 流速測定系  
5.4.2節参照のこと

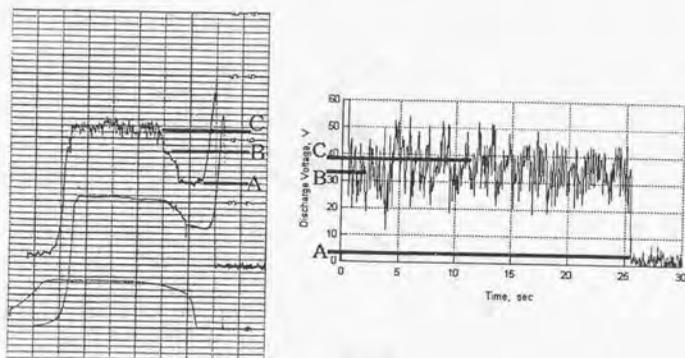


Fig.5.5: Ar 放電での推力測定 (左) と放電特性 (右)  
 A:生ガス時、B:低電圧モード、C:高電圧モード

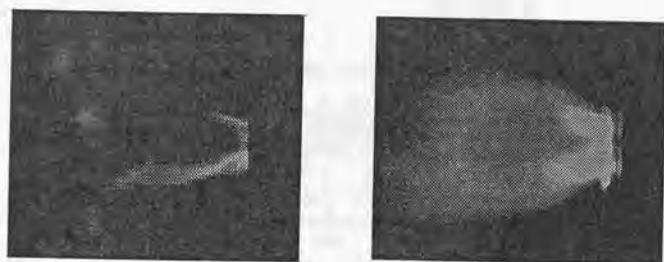


Fig.5.6: Ar 放電でのプルーム様相  
 左) 低電圧モード、右) 高電圧モード

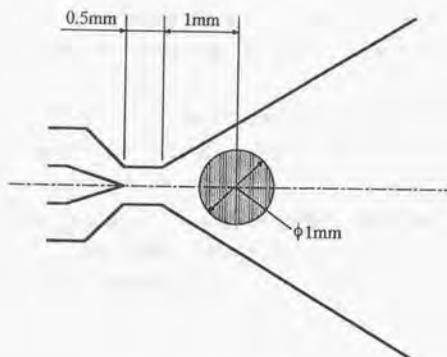


Fig.5.7: 流速測定領域

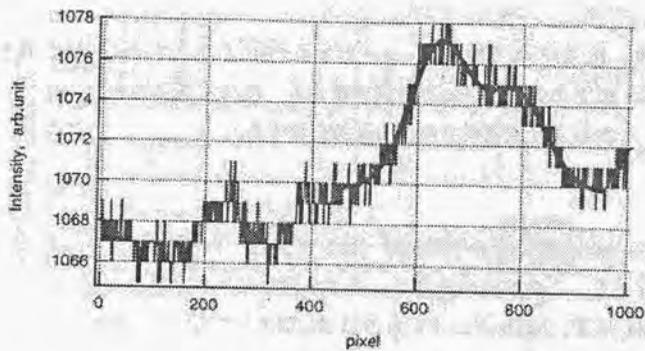


Fig.5.8: 吸収線プロファイルの一例

## 5.5 本章のまとめ

DC/AJ 内部流について、アーク柱成立、即ち電離/再結合過程の観点から、1 次元モデルを構築した。このモデルより、アーク柱成立条件を導いた。この条件は、流速、電子密度分布、電離/再結合性の 3 項目について表され、前章で述べた「何から」の条件に相当するものであると考えられる。

ここで求めたアーク柱成立条件を、実験結果と比較しつつ DC/AJ 作動に適用した。その結果、ノズル膨張部上流部分において、ある Mach 数  $M_0$  を越えるか (高電圧モード時) 否か (低電圧モード時) が放電モードによって異なっていることを導いた。

これを確認すべく、吸収分光によってノズル膨張部上流部分の流速測定を行った。その結果、流速について先に導いたアーク柱成立条件の予想が正しいことが分かった。これによりこのモデルを DC/AJ 作動に適用することの妥当性を得た。

## 第6章

# 放電モード制御

### 6.1 放電モード操作

アーク柱成立モデルの妥当性が示されたことから、今度はそこから導かれたアーク柱成立条件を意図的に満たす様な工学的手法を考え、DC/AJの放電モードを意図的に操作することの可能性について考えてみる。

#### 6.1.1 高電圧モードから低電圧モードへ

高電圧モード作動時、アーク柱はコンストリクタを抜け、低電圧モード時に特異的な孤立領域を形成した点よりも下流にまで至っている。そして流速測定結果より、このかつての孤立領域形成点では  $M > M_c$  であり、アーク柱成立条件 iii) を満たしている。ここで、孤立領域形成点にて電子密度分布を急激に増大させて極大値を取る様にすれば、条件 iii) は成立しなくなり、電離性を鑑みれば条件 i) が成立する他ない。従って  $M < M_c$  となり、放電モードは中電圧モード、或いは低電圧モードに落ちる(脱高電圧モード)。

#### 6.1.2 低電圧モードから高電圧モードへ

低電圧モード作動時、アーク柱はコンストリクタ内に留まり、コンストリクタ出口は再結合性領域となっている。これをまず中電圧モードへ導き、ノズル上流部における特異的な孤立領域を形成させるべく、この点にて急激に電子密度を増大させて極大値を取る様にする。するとこの点の近傍にて電離性が台頭する様になり、コンストリクタ出口にてアーク柱成立条件 i) を満たし、いわゆる中電圧モードへと移行する(脱低電圧モード)。中電圧モードを形成出来れば、高電圧モードへと遷移する可能性がある。もし中電圧モードから低電圧モードへと落ちれば、再び同じ操作によって中電圧モードを形成すれば良い。この操作を高電圧モードへ遷移するまで繰り返す。

## 6.2 作動安定化への指針提案

この様にして放電モードを意図的に操作することが出来れば、引いてはDC/AJの作動安定化も可能となる。即ち、高電圧モードから低電圧モードへと落ちるときに、放電電圧の降下によってこれを検知し、フィードバックによって上述の放電モード操作を行って中電圧モード、そして高電圧モードへと復帰させることにより、長時間の安定作動を実現出来る。また逆に、作動開始直後の低電圧モード時に上記操作によって素早く高電圧モードへと遷移させることにより、例えば1.2節で挙げたスピン衛星の様に、短時間の繰り返し作動での安定作動を実現出来る。

そこで放電モードの操作を可能とする装置として、構造が簡単と言うDC/AJの長所を壊すことなく追加出来る電極配置のひとつとして、Fig.6.1に示される電極配置を提案する。

これは円錐状の電極を、コンストリクタ出口直後に流れ方向に垂直に配置するものである。この電極(C<sub>2</sub>)はアノード電位と絶縁された上で、アーク点弧用の高電圧パルス発生器(HV)に接続されている。通常のアーク放電は電流制御電源(Power Supply)によって、カソード(C<sub>1</sub>)とアノードとの間で行われる。まず作動開始時にはSW<sub>1</sub>をON、SW<sub>2</sub>をOFFとし、HVによって絶縁破壊を起こしてアーク放電が始まる。作動中に放電モード制御を行いたいときはSW<sub>1</sub>をOFF、SW<sub>2</sub>をONすることによって、HVと接続し、コンストリクタ出口直後に、C<sub>2</sub>とアノードとの間で高電圧パルスを発生させる。それによりこの領域にて電離が促進され、電離性と電子密度が増大し、電子密度分布が極大値を取る。これが実現されたとき、6.1節で述べた様なメカニズムによって、放電モードが遷移する。

## 6.3 検証実験

前節迄に述べた装置と手法によって実際に放電モードを意図的に遷移させることが出来るか否かの検証実験を、アーク柱の様相を観測出来る様にh0.5型VAJにて行った。VAJの場合、前節で述べた電極C<sub>2</sub>はアノードを挟み込む石英ガラスに穴を開け、流れ方向に垂直に配置した。アーク柱様相の観測は、今までのCCDカメラシステムを用いた。VAJの作動パラメータは一貫して、推進剤流量176mg/sec、放電電流7Aで一定とした。電極C<sub>2</sub>によって投入されるHVは、アーク点弧時と同じく2kV、10Hzのパルスを1秒間発生させる。このHV波形をFig.6.2に示す。

### 6.3.1 高電圧モードから低電圧モードへ

電極C<sub>2</sub>によるHV投入を一切行わない通常の作動について、放電電圧及びブレンナム圧の時間履歴と、対応する時刻でのアーク柱撮像をFig.6.4に示す。この作動ではアーク点弧後、8秒間程度の中電圧モードが続いた後の数秒間、低電圧モードとなっている。そして時刻12sの時点で高電圧モードへと遷移し、以降、安定作動を維持している。“アノード付着点”は今までの観測結果と合致して、低電圧モードではコンストリクタ内部で激しく変動しつつ、中電圧モードではコンストリクタ出口に、高電圧モードではノズル膨張部内に形成されている。

次に同じ電極配置にて作動を開始し、それと共にSW<sub>1</sub>をOFF、SW<sub>2</sub>をONとした。この作動での放電電圧及びプレナム圧の時間履歴と、対応する時刻でのアーク柱撮像をFig.6.5に示す。アーク点弧後、比較的短時間(時刻2s)で高電圧モードへと遷移し、安定作動を維持している。そして高電圧モード安定作動が維持されている時刻10s及び16sの時点でHV投入を行い、電極C<sub>2</sub>とアノードとの間でパルス放電を起こさせた。HV投入と同時に放電電圧が低下し、アーク柱撮像ではノズル膨張部内に到達していた“アノード付着点”がコンストリクタ出口にまで戻った。この脱高電圧モードはHVが入っている1秒間程度持続し、HV終了後は急速に高電圧モードへと復帰した。

以上のことは2度のVAJ実験における8回の作動において、再現性良く確認された。

### 6.3.2 低電圧モードから高電圧モードへ

電極C<sub>2</sub>によるHV投入を一切行わない通常の作動について、放電電圧及びプレナム圧の時間履歴と、対応する時刻でのアーク柱撮像をFig.6.6に示す。この作動ではアーク点弧後、6秒間程度の低電圧～中電圧にかけての不安定作動を呈した後、時刻7sにて高電圧モードへと遷移している。しかし時刻10sにて再び低電圧モードへと落ち、暫時それを持続した後、時刻14sにて高電圧モードへと再び遷移、以降、安定作動を維持している。

次に同じ電極配置にて作動を開始し、それと共にSW<sub>1</sub>をOFF、SW<sub>2</sub>をONとした。この作動での放電電圧及びプレナム圧の時間履歴と、対応する時刻でのアーク柱撮像をFig.6.7に示す。アーク点弧後すぐに、放電は中電圧モードとなり、“アノード付着点”はコンストリクタ出口にある。この状態が比較的安定に持続した後、時刻6sに低電圧モードへと落ちた。ここで時刻7sの時点でHVを投入し、電極C<sub>2</sub>とアノードとの間でパルス放電を行った。そのときの様子が時刻7sからの1秒間の内に得られた撮像に収められている。即ち、カソード先端部の発光の強度や広がり、また放電電圧と言った観測事項が低電圧モードのそれらの特徴を示しているとき、コンストリクタ出口近傍におけるパルス放電によって生じた発光領域が撮影されている。このパルス放電終了後直ちに、放電モードは高電圧モードへと遷移している。しかしそれ以降にも一瞬ではあるが、中電圧モードや低電圧モードへと落ちることも観測されており、HV投入による高電圧モード遷移の誘発が、必ずしもその後の高電圧モード安定作動の維持には繋がらないことが分かった。しかしそれでも、HV投入後には高電圧モードへと遷移することが確認された。

以上のことは2度のVAJ実験における8回の作動において、再現性良く確認された。

### 6.3.3 電極C<sub>1</sub>+電極C<sub>2</sub>両パルス点弧

以上の結果より、アーク点弧時に電極C<sub>1</sub>、C<sub>2</sub>の両方でHV投入を行えば、点弧と同時に高電圧モードを実現出来るのではないかと考え、確認を行った。この作動での放電電圧及びプレナム圧の時間履歴と、対応する時刻でのアーク柱撮像をFig.6.8に示す。

予めSW<sub>1</sub>、SW<sub>2</sub>共にONにしておき、電極C<sub>1</sub>、電極C<sub>2</sub>双方でHV投入を行ったところ、アー

ク柱は、 $C_2$ を一端として点弧した。興味深いのは、この様な異常放電であっても放電電圧を見れば低電圧、中電圧、高電圧のモードとも取れる電圧状態がある点である。HV終了後、時刻2sから持続する中電圧モードとも取れる電圧のときにはアーク柱はノズル内部で存在しており、アノード壁面上には“アノード付着点”と思しき点も存在する。時刻4sで低電圧モードに落ちたとき、この“アノード付着点”はより電極 $C_2$ に近いところにある。そして時刻6s以降で高電圧モードらしき状態に移り、電極 $C_2$ 周辺では発光の強度や広がりが大きくなっている。

この作動は時刻9sで打ち切った。この様な異常放電は、2度のVAJ実験において2回試みた電極 $C_1$ +電極 $C_2$ 両パルス点弧の両方で起こった。

### 6.3.4 電極 $C_2$ によるHV投入エネルギー

電極 $C_2$ によって、DC/AJ作動中の流れ場に投入されるHVパワー及びエネルギーを見積もった。アークを点弧しないときのHV出力特性をFig. 6.2に示す。投入HVの最大電流、最大電圧はおおよそ10A、2kV、1パルスの減衰時間は半値で実質、約1msだった。VAJ作動中の電流電圧測定では、アーク柱によると思われるノイズの為、有効なデータは殆ど取れなかった。しかしながらアークを点弧しないときのHV出力特性は、HVが出し得る最大のものであると考えるならば、作動中に投入されるパワー及びエネルギーの上限とみなせる。こうして見積もられた投入パワーの時間履歴をFig. 6.3に示す。HVの瞬間最大投入パワーは約20kWであった。この時間履歴を積分して得られたHV投入エネルギーは、1パルス当たり22J、10パルスの全投入エネルギーは220Jであった。低電力DC/AJの安定作動時に要するパワーは300W~1kWであり、今回の実験でのVAJ作動は300~400Wの定常作動、即ち300~400Jであった。従って、モード制御を引き起こす電極 $C_2$ からはDC/AJ作動と同じか、それ以下のエネルギーで十分であると言える。

### 6.3.5 結論

Fig. 6.1に示される電極配置をVAJに追加して放電モードの操作を試みた結果、作動中、電極 $C_2$ とアノード間で高電圧パルスを起こしたとき、高電圧モードから低電圧モードへ、又は低電圧モードから高電圧モードへの遷移に成功した。但し、遷移後にその放電モードが暫時持続する保障は無い。電極 $C_2$ による作動中のパルス投入は、DC/AJ作動開始時の点弧用HVを用いれば十分であり、投入されるエネルギーはDC/AJ定常作動と同じかそれ以下で十分であると言える。

## 6.4 本章のまとめ

アーク柱成立モデルから導かれたアーク柱成立条件を自由に成立、不成立させることが出来るDC/AJ電極配置を考案した。この電極配置によって放電モードの意図的な遷移を試みた結果、高電圧モードから低電圧モードへ、低電圧モードから高電圧モードへの遷移に成功した。但し意図的な遷移は強制的なものであり、それ以降にその放電モードが暫時持続する保障は無い。このモー

#### 6.4. 本章のまとめ

ド制御を行う為の電源には DC/AJ 作動開始時の HV 電源を用い、DC/AJ システムには電極  $C_2$  及び切り替えスイッチ回路を追加することで、十分、モード制御を引き起こす為のパワー及びエネルギーを投入することが出来る。

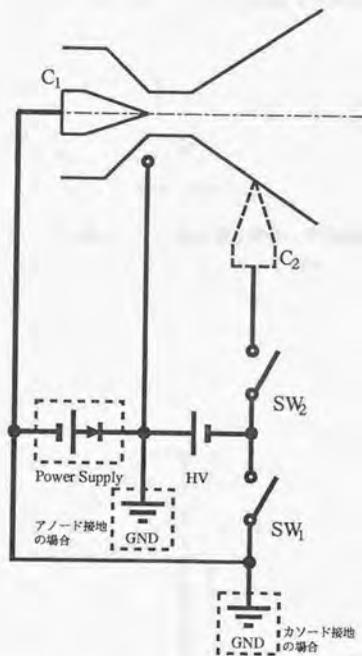


Fig.6.1: 作動安定化への提案～C<sub>2</sub>電極の新規配置

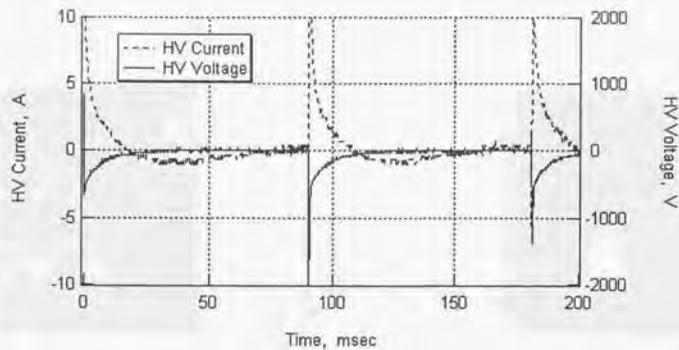


Fig.6.2: 投入 HV の電流電圧特性の時間履歴  
10 パルスの中の 3 パルスを表示

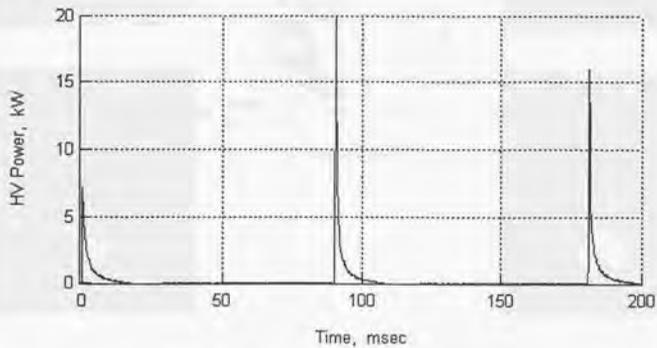


Fig.6.3: 投入 HV の投入パワーの時間履歴  
10 パルスの中の 3 パルスを表示

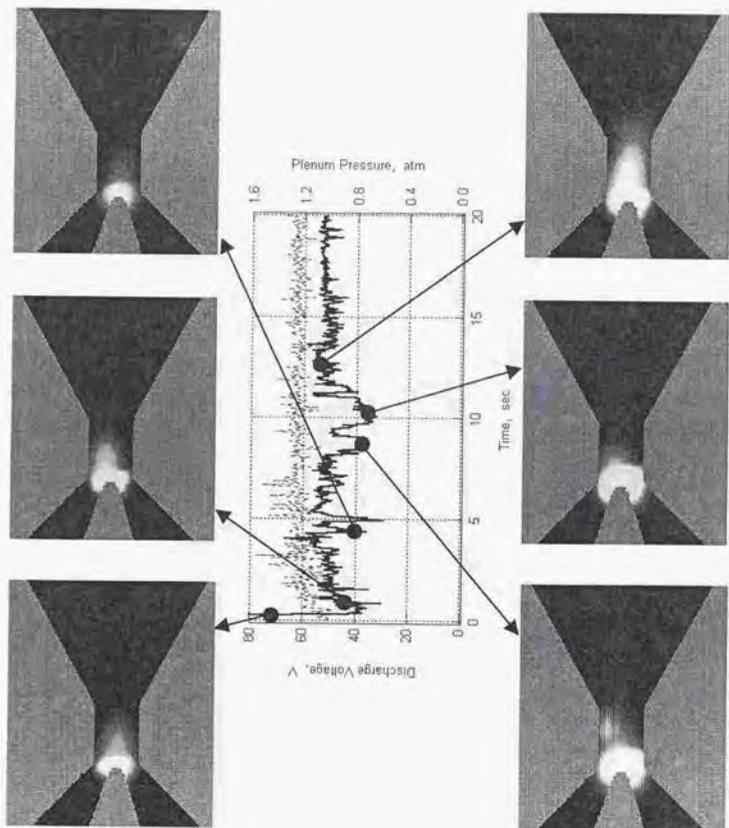


Fig.6.4:通常作動

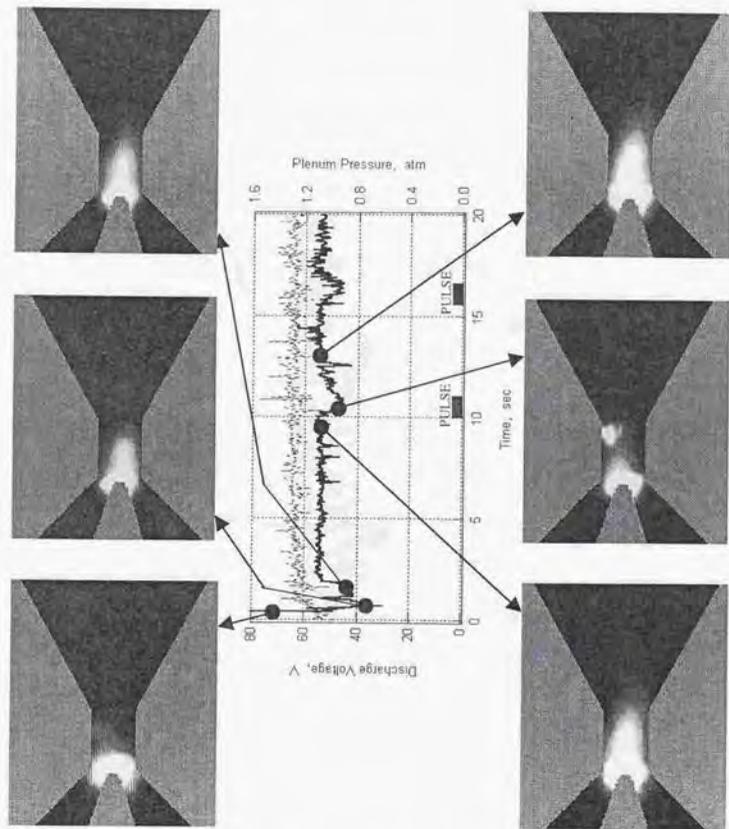


Fig.6.5:HV投入による脱高電圧モード

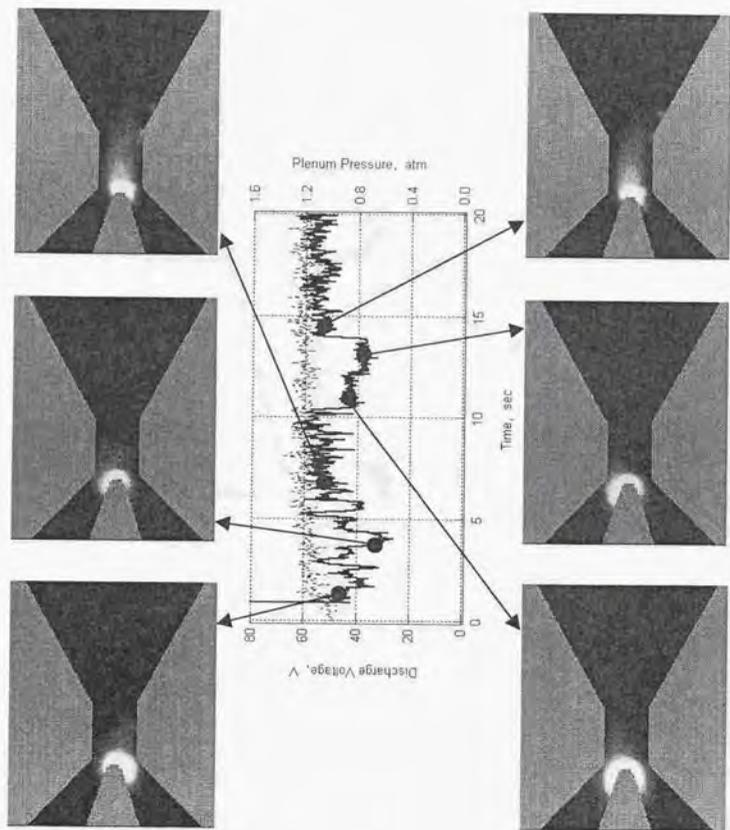


Fig.6.6:通常作動

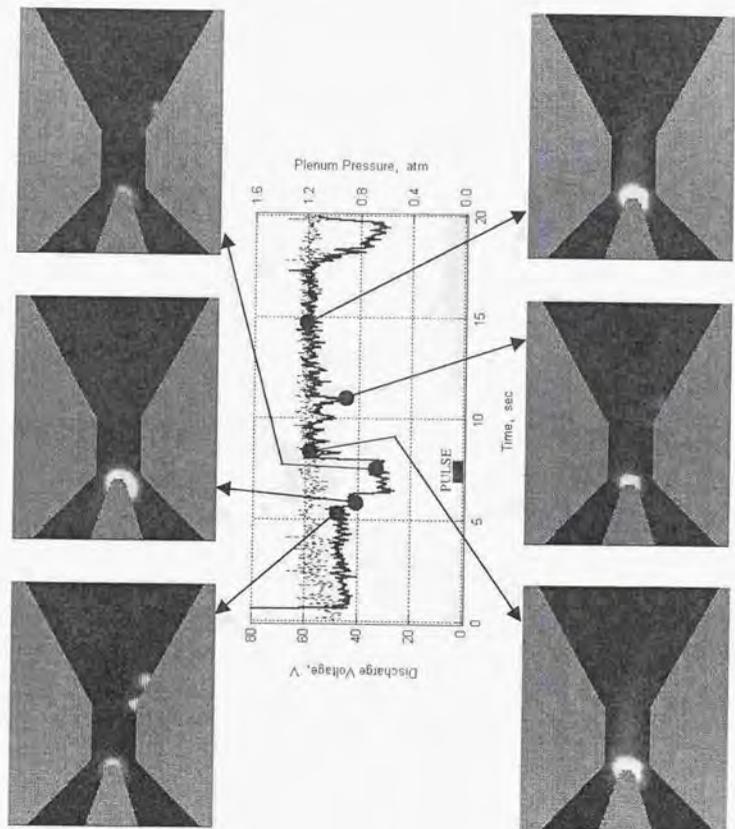


Fig.6.7:HV投入による脱低電圧モード

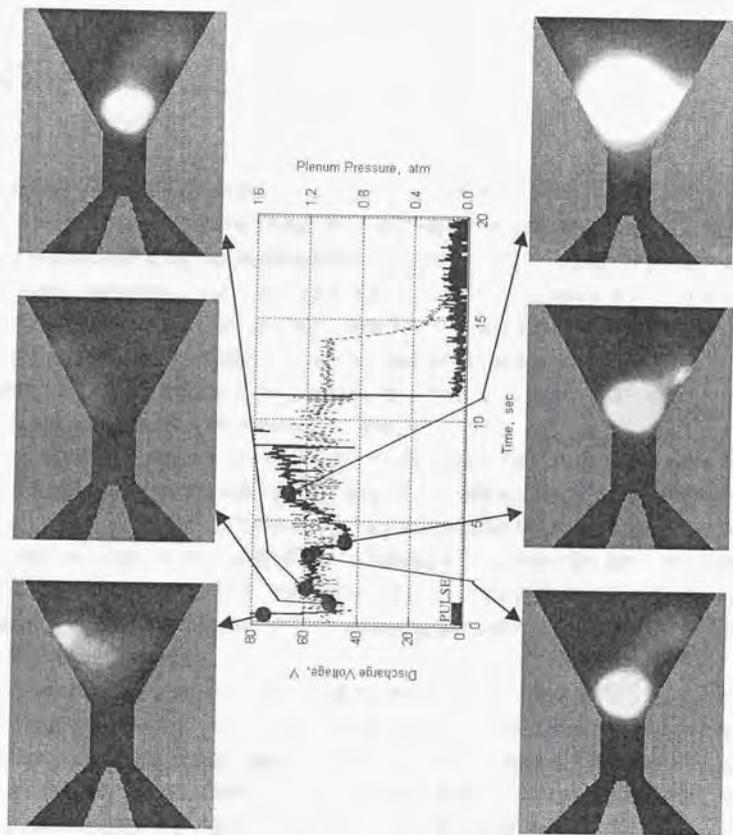


Fig.6.8:アーク点弧時における $C_1$ 及び $C_2$ によるHV投入

## 第7章

# 本研究の結論

低電力 DC/AJ に関わる本研究によって、以下のことが為された。

様々な作動パラメータ下における高電圧モード安定作動時における内部観測を行い、高電圧モード安定作動時における DC/AJ 内部様相を解明した。コンストリクタ内部はアーク柱からの熱供給及び周囲との熱交換によって、全体で加熱の場となっており、この領域は若干、ノズル膨張部にまで到達していることが分かった。また、作動パラメータを変えた場合の内部様相の変化に関して知見を得、推進性能と関連付けて吟味した。電流や推進剤流量を増大させたとき、上記の加熱領域は更にノズル膨張部内にて下流に広がり、推力の増大をもたらす。電流を増大させた場合には、この加熱領域はアーク径方向に拡大し、比推力が向上する。

また、低電圧モード作動時、及び低電圧モード作動から高電圧モード安定作動に至るまでの内部プラズマ流の時間発展観測を行った結果、低電圧モード作動時における DC/AJ 内部様相に関して知見を得た。このとき、新たに中電圧モードとして分類出来る放電モードを定義し、分類した。中電圧モード時、放電電圧は低電圧モードと高電圧モードとの間の値を取り、アーク柱端はコンストリクタ出口に“付着”する。中電圧モード時には、ノズル膨張部の最上流部にて、局所的な電離性と電子密度の極大が観測された。この特徴的な様相が緩和して行く過程で高電圧モードへと遷移することが分かった。

これらの実験と共に、アーク柱の成立/不成立と言う観点から、モデルを構築した。このときモデルは可能な限り単純化することを心掛けた結果、電子密度の極値点近傍におけるアーク柱成立条件を導いた。この条件は流速、電離 再結合性、電子密度分布形状で表される4条件である。この条件を上記の実験結果に適用した結果、それぞれの放電モード時の内部様相と矛盾しなかった。これにより放電モードの操作について、その可能性が見出された。

以上迄の結果より、低電力 DC/AJ の安定化に向けた指針を得た。その指針とは、低電圧モード作動時、コンストリクタ出口直後に局所的な電離と電子密度分布の極大を生じさせる、と言うものである。それを実現する工学的手法として、ひとつの電極配置を提案した。それは上記指針を実現する為に、コンストリクタ出口直後に局所的な高電圧パルス放電を行う、と言うものである。その結果、高電圧モードから低電圧モードへ、また低電圧モードから高電圧モードへと、

意図的に遷移させることに成功した。

以上をまとめると、本研究の結果は以下の通りである。

1. 高電圧モード安定作動時における DC/AJ 内部様相を解明した。
2. 作動パラメータを変えた場合の内部様相の変化に関して知見を得、推進性能と関連付けて吟味した。
3. 低電圧モードから高電圧モードにかけての DC/AJ 内部様相に関して知見を得た。この中で新たに中電圧モードを定義し、分類した。
4. アーク柱成立条件を導いた。この条件を上記迄の実験結果に適用した結果、それぞれの放電モード時の内部様相と矛盾しなかった。これにより放電モードの操作について、その可能性が見出された。
5. 低電力 DC/AJ の安定化に向けた指針を得た。それを実現する工学的手法として、ノズル膨張部上流部分にて局所的な高電圧パルス放電を行うことを提案した。
6. 上記の工学的手法によって、実際に高電圧モードから低電圧モードへ、また低電圧モードから高電圧モードへと、意図的に遷移させることに成功した。

低電力 DC/AJ の作動安定化の為、上記に掲げた、“ノズル最上流部における高電圧パルス電極及びスイッチング回路”を取り入れることをここに提言して結びとする。

## 付録 A

### 原子素過程における速度係数

下単位  $q$ 、上単位  $p$  の間の遷移について考える。電子衝突励起速度係数  $C(q, p)$  及び電子衝突脱励起速度係数  $F(p, q)$ 、自然放出確率  $A(p, q)$  は各々、この遷移に関する吸収振動子強度  $f_{q,p}$  によって記述される。

下単位  $q$ 、上単位  $p$  間の吸収振動子強度は Kramers の公式を用いて、

$$f_{q,p} = \frac{2^6}{3\sqrt{3}\pi} \frac{1}{g(q)} \frac{1}{q^3 p^3} \frac{1}{(q^{-2} - p^{-2})^3} f_{bb} \quad (\text{A.1})$$

と表される。ここで  $f_{bb}$  は束縛-束縛 (b-b) 遷移に関する Gaunt 因子で、1 オーダーの大きさを持つ。自然放出確率は、

$$A(p, q) = \frac{8\pi^2 e^2 \nu^2}{mc^3} \frac{g(q)}{g(p)} f_{q,p} \quad (\text{A.2})$$

と表される。 $\nu$  は遷移振動数、 $g(p)$ 、 $g(q)$  は統計的重率である。

電子衝突励起断面積は、双極子遷移に対して次の様に書ける。

$$\sigma(q, p) = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} 4\pi a_0^2 \left[ \frac{R}{E(q, p)} \right]^2 f_{q,p} \frac{h(u)}{u} \quad (\text{A.3})$$

ここで  $u$  は電子のエネルギーを励起の閾値で表したもの (Threshold Unit) である。Gaunt 因子  $h(u)$  を  $\sqrt{3}/2\pi$ 、電子のエネルギー分布に Maxwell 分布を仮定すれば、電子衝突励起速度係数は、

$$C(q, p) = G \left[ \frac{R}{E(q, p)} \right] f_{q,p} \exp \left[ -\frac{E(q, p)}{kT_e} \right] \quad (\text{A.4})$$

$$G = \frac{8.7 \times 10^8}{z} \left( \frac{z^2 R}{kT_e} \right)^2 \quad [\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}] \quad (\text{A.5})$$

と書ける。詳細平衡の原理より、電子衝突脱励起速度係数は、

$$F(p, q) = \frac{g(q)}{g(p)} \exp \left[ \frac{E(q, p)}{kT_e} \right] C(q, p) \quad (\text{A.6})$$

と書ける。この詳細約合を衝突断面積について述べたものが、Klein-Rosseland の関係である。

電離速度係数  $S(p)$  は、式 (A.4) で  $E(q, p)$  の代わりに電離ポテンシャル  $\chi(p)$ 、 $f(q, p)$  の代わりに  $\int_{\nu_{th}} (df_{p,c}/d\nu)d\nu$  としたもので大略得られる。ここで  $f_{p,c}$  は単位  $p$  から連続単位への振動子強度である。三体再結合速度係数  $\alpha(p)$  は  $S(p)$  と熱平衡関係で結ばれ、

$$\alpha(p) = Z(p)S(p) \quad (\text{A.7})$$

となる。また、輻射再結合断面積は、

$$\sigma_{\beta}(p) = \frac{2^7 \pi^4 \epsilon^{10} z^4 g_{fb}}{3\sqrt{3} mc^3 h^4 \nu p^3 v^2} \quad (\text{A.8})$$

は、ガウント因子  $g_{fb} = 1$  とする近似の下で電子の Maxwell 分布で積分して、

$$\beta(p) = \frac{2^6 \pi^{1/2} e^4 z}{3\sqrt{3} m^2 c^3 p^3} \left( \frac{z^2 R}{kT_e} \right)^{3/2} \times \exp\left(\frac{\chi(p)}{kT_e}\right) \left[ -E_i\left(-\frac{\chi(p)}{kT_e}\right) \right] \quad (\text{A.9})$$

となる。ここで指数積分については次の漸近値を持つ。

$$-E_i(-x) = \int_x^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt \rightarrow \begin{cases} -\ln x - \gamma & (x \ll 1) \\ \frac{e^{-x}}{x} & (x \gg 1) \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

ここで  $\gamma = 0.5772$  は Euler 数である。

## 付録 B

# ポピュレーション密度比乗数

### B.1 衝突輻射モデルによる素過程の記述

プラズマ中の原子、イオンの励起準位のポピュレーションは、様々な原子過程の総体によって決定される。衝突輻射 (Collisional Radiative) モデル [22] によれば、原子及びイオンの励起準位  $p$  のポピュレーション  $n(p)$  は、以下の連立微分方程式、

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} n(p) = & \sum_{q < p} C(q, p) n_e n(q) \\ & - \left[ \left\{ \sum_{q < p} F(p, q) + \sum_{q > p} C(p, q) + S(p) \right\} n_e + \sum_{q < p} A(p, q) \right] n(p) \\ & + \sum_{q > p} [F(q, p) n_e + A(q, p)] n(q) \\ & + [\alpha(p) n_e + \beta(p)] n_2 n_e, \quad (p = 1, 2, 3, \dots) \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

で表される。ここで  $C(p, q)$ 、 $F(q, p)$  は各々、電子衝突励起、脱励起の速度係数、 $A(q, p)$  は自然放出確率、 $S(p)$  は電子衝突電離速度係数、 $\alpha(p)$  は三体再結合速度係数、 $\beta(p)$  は輻射再結合速度係数である。

現実のプラズマでは、励起準位 ( $p \geq 2$ ) に関しては式 (B.1) で表される時間発展は  $\mu\text{sec}$  オーダーかそれ以下の時間で定常に達する。そこでこれらの準位に対しては次の様な“準定常近似”、

$$\frac{d}{dt} n(p) = 0, \quad (p = 2, 3, \dots) \quad (\text{B.2})$$

を施すことで、式 (B.1) は単なる連立方程式となる。これらをまとめると、励起準位のポピュレーションについて、

$$n(p) = Z(p) R_0(p) n_2 n_e + \left[ \frac{Z(p)}{Z(1)} \right] R_1(p) n(1) \quad (\text{B.3})$$

と記述出来る。ここで熱平衡値を表す Saha-Boltzmann 係数は、

$$Z(p) = \frac{g(p)}{2g_2} \left( \frac{h^2}{2\pi m k T_e} \right)^{3/2} \exp \left( \frac{\chi(p)}{k T_e} \right) \quad (\text{B.4})$$

と表される。 $\chi(p)$  は単位  $p$  の電離ポテンシャルである。

電離プラズマでは式 (B.3) 中で  $n_z = 0$ ,  $R_0(p) = 0$  であるとみなせる。また再結合プラズマでは  $n(1) = 0$ ,  $R_1(p) = 0$  であるとみなせる。

## B.2 電離相

### B.2.1 Corona 相

Corona 相における素過程は、基底状態から単位  $p$  への直接励起と、 $q < p$  なる単位  $q$  への自然放出として記述出来、これらの励起、脱励起が平衡にあるとき、Corona 平衡であると言う。即ち式 (B.1) より、

$$n(p) \simeq \frac{C(1,p)n(1)n_e}{\sum_{q < p} A(p,q)} \quad (\text{B.5})$$

ここで  $n(1)$  は基底状態密度、 $C(1,p)$  は基底状態から単位  $p$  への電子衝突励起速度係数、 $A(p,q)$  は単位  $p$  から  $q$  への自然放出確率である。式 (A.4) より、 $C(1,p)$  は吸収振動子強度  $f_{1,p}$  に比例する。また式 (A.1) より、 $p$  が大きければ  $f_{1,p}$  は  $p^{-3}$  に比例するので、 $E(1,p)$  の  $p$ -依存性を無視すれば、 $C(1,p) \propto p^{-3}$  となる。一方、 $\sum_{q < p} A(p,q)$  は、式 (A.2)、(A.1) の和を積分に換え、 $\ln p \simeq 0.7\sqrt{p}$  を用いれば、大雑把には  $p^{-4.5}$  に比例する。従って式 (B.5) より、 $n(p)$  は  $p^{1.5}$  に比例、または、

$$n(p) = 2p^2 \rightarrow \frac{n(p)}{g(p)} \propto p^{-0.5} \quad (\text{B.6})$$

であることが期待される。

### B.2.2 遷移

電子密度  $n_e$  の増大と共に、励起単位ポピュレーションは Corona 相から飽和相へと遷移する。流出について見ると、低密度では輻射遷移優勢であったものが、ある  $n_e$  を境界として高密度では衝突遷移優勢となる。従ってこの境界の  $n_e$  は次式で与えられる。

$$\sum_{q < p} A(p,q) \simeq \left[ \sum_{q < p} F(p,q) + \sum_{q > p} C(p,q) + S(p) \right] n_e \quad (\text{B.7})$$

この式によって与えられる境界となる  $n_e$ 、または  $p$  を、“Griem 境界”と呼ぶ。式 (B.7) の右辺の中で最も主要なものはすぐ上の単位への励起であるので、式 (B.7) は大雑把には、

$$\sum_{q < p} A(p,q) \simeq C(p,p+1)n_e \quad (\text{B.8})$$

として良い。式 (A.4) から、大きな  $p$  に関しては、

$$C(p,p+1) \propto \frac{f_{p,p+1}}{E(p,p+1)} \quad (\text{B.9})$$

となることが分かる。 $f_{p,p+1} \simeq p/4$ ,  $E(p,p+1) \simeq 2R/p^3$ であることを用いると、 $C(p,p+1) \propto p^4$ となり、これを式(B.7)の中で $\sum_{q < p} A(p,q) \propto p^{-4.5}$ と共に用いると、境界となる  $n_e$ 、または  $p$  は数値的に、

$$pG \simeq 95 \left( \frac{n_e}{27} \right)^{-2/17} \longleftrightarrow n_e = \left( \frac{pG}{95} \right)^{-17/2} \quad (\text{B.10})$$

となる。これを“Griem 境界”と呼ぶ。

### B.2.3 高温飽和相

電子衝突による単位  $p$  からのポピュレーション流出の内、主なものは、励起  $p \rightarrow (p+1)$  と脱励起  $p \rightarrow (p-1)$  である。その大きさを比べると、式(B.7)で行った近似と、高温であることから式(A.6)の指数係数を無視したものとより、

$$\frac{C(p,p+1)}{F(p,p-1)} \simeq \left( \frac{p}{p-1} \right)^6 \simeq 1 + \frac{6}{p} > 1 \quad (\text{B.11})$$

となり、 $C(p,p+1) > F(p,p-1)$  である。従って飽和相におけるポピュレーション流出はエネルギー的には上向きの、主としてすぐ上の単位への励起となり、

$$n(p-1)C(p-1,p)n_e \simeq n(p)C(p,p+1)n_e \simeq \text{Const.} \quad (\text{B.12})$$

となる。ここで  $C(p,p+1) \propto p^4$  であることに注意すると  $n(p) \propto p^{-4}$ 、即ち、

$$\frac{n(p)}{g(p)} \propto p^{-6} \quad (\text{B.13})$$

となる。

## B.3 再結合相

### B.3.1 CRC 相

CRC 相では主たるポピュレーション流入過程は直接の輻射再結合、残りが梯子様脱励起(カスケード)の寄与であり、これらは各々、約70%、約30%である。流出過程は輻射遷移である。カスケード遷移に寄与する上単位が既に Saha-Boltzmann 平衡に近いとすると、ポピュレーションバランスは式(B.1)より次の様に記述される。

$$n(p) \simeq \frac{[\beta(p) + \sum_{q > p} Z(q)A(q,p)] n_e n_e}{\sum_{q < p} A(p,q)} \quad (\text{B.14})$$

輻射再結合速度係数  $\beta(p)$  は  $A$  で示される様に、 $p$  が大きければ電子の速度分布に対しての積分が式(A.10)で表され、

$$\beta(p) \simeq 2Z(p)K \frac{\ln p}{p^5} \quad (\text{B.15})$$

となる。また、 $kT_e \gg \chi(p)$ であれば、式(A.9)及び(A.10)より、 $\beta(p) \propto p^{-1}$ であることが示される。従って式(B.14)でカスケードの項を無視すれば、この条件の元では  $n(p) \propto 3.5$ 、または、

$$\frac{n(p)}{g(p)} \propto p^{1.5} \quad (\text{B.16})$$

となり、ポピュレーションの逆転分布が生じる。

### B.3.2 遷移

電子密度が大きい場合にはCRC相はLTE相へと遷移するが、電離相の場合と同じく、輻射優勢と衝突優勢との境界は式(B.10)で表される Griem 境界である。

### B.3.3 高温飽和 (LTE) 相

主たるポピュレーション過程は、流入過程ですぐ上の単位からの衝突脱励起、流出過程ではその単位への衝突励起である。従ってポピュレーションバランスは、

$$n(p+1)F(p+1, p)n_e = n(p)C(p, p+1)n_e \quad (\text{B.17})$$

と表される。両速度係数に対する詳細均衡の関係より、

$$\frac{n(p+1)}{n(p)} = \frac{Z(p+1)}{Z(p)} \quad (\text{B.18})$$

なる Boltzmann 平衡が得られる。この関係を  $p, p+1, p+2, \dots$  と伝えて行くと、十分高い単位  $r$  は滑らかに連続単位に繋がる筈であり、そのポピュレーションは Saha-Boltzmann 分布  $n(r) = Z(r)n_e n_e$  に一致する筈である。この関係を逆に  $p$  まで伝えれば、

$$n(p) = Z(p)n_e n_e \quad \longleftrightarrow \quad \frac{n(p)}{g(p)} = 0 \quad (\text{B.19})$$

となる。

## B.4 高温近似が成立しない場合

電子密度が大きく単位  $p$  が飽和相にあるとき、主たるポピュレーション流出過程はすぐ上、またはすぐ下の単位への衝突過程である。高温の場合は式(B.11)が成立していたが、低温の場合には詳細均衡の式(A.6)中の指数係数が無視出来なくなり、

$$F(p, p-1) = \frac{(p-1)^2}{p^2} \exp\left[\frac{E(p-1, p)}{kT_e}\right] \times C(p-1, p) \quad (\text{B.20})$$

となる。そこで上向きの励起 ( $p \rightarrow p+1$ ) と下向きの脱励起 ( $p \rightarrow p-1$ ) が同じ確率、

$$C(p, p+1) = F(p, p-1) \quad (\text{B.21})$$

を持つ条件を求めてみると、 $p$  が大きい場合には、

$$p^4 \simeq \frac{(p-1)^2}{p^2} \exp\left(\frac{2z^2 R}{p^3 k T_e}\right) (p-1)^4 \quad (\text{B.22})$$

各々の項を展開して第2項まで等しくなる様にすれば、境界となる  $p$  を  $p_B$  と表して、

$$p_B \simeq \left(\frac{z^2 R}{3kT_e}\right)^{1/2} \quad (\text{B.23})$$

を得る。これを“Byron 境界”と呼ぶ。この境界よりも上の単位では  $C(p, p+1) > F(p, p-1)$  となり、式 (B.11) が成立する。従って B.2 節及び B.3 節で述べた性質は  $p > p_B$  の単位に対しては成立するが、 $p < p_B$  においては全く異なった様相が現れることとなる。

## 参考文献

- [1] Christensen, J.A. et al.: "Design and fabrication of a flight model 2.3kW ion thruster for the deep space 1 mission," *AIAA 98-3327*, JPC, Jul. (1998).
- [2] "Deep Space 1 Launch," *NASA Press Kit*, Oct. (1998).
- [3] Toki, K. et al.: "Lunar and Interplanetary Explorations by Electric Propulsions in the 1990s," 17th ISTS Tokyo, (1990).
- [4] Hanley, G.M.: "Satellite Power Systems(SPS) COncept Definition Study(Exhibit D)," *NASA Contractor Report*, 3399, (1981).
- [5] John, R.R. et al.: "Arcjet Engine Performance: Experiment and Theory," *AIAA J.*, 1, 11, (1963).
- [6] Todd, J.P. et al.: "Development of a Regeneratively Cooled 30-kW Arcjet Engine," *AIAA J.*, 3, q, (1965).
- [7] Zafran, S.: "Conceptual Arcjet System Design Considerations for the SP-100 Mission," *AIAA 89-2596*, (1989).
- [8] Suzuki, H. et al.: "DC Arcjet System for North-South Station Keeping of Geosynchronous Satellite," *AIAA Paper 87-1039*, May, (1987).
- [9] Smith, R.D. et al.: "Development and Demonstration of a 1.8kW Hydrazine Arcjet Thruster," *AIAA Paper 90-2547*, 21st IEPC, Jul. (1990).
- [10] Yamada, T. et al.: "Thrust Performance of a Regeneratively Cooled Low-Power Arcjet Thruster," *J. Propulsion and Power*, 8, 3, (1992).
- [11] Knowles, S.C. et al.: "Qualification and Life Testing of a Flight Desig Arcjet System," *AIAA Paper 90-3576*, 21st IEPC, Jul. (1990).
- [12] Myers, R.M. et al.: "Overview of major U.S. industrial programs in electric propulsion," *AIAA Paper 98-3179*, JPC, Jul. (1998).
- [13] PRIMEX AERO. Co.: "Electrothermal Systems," *AIAA Electric Propulsion Short Course*, JPC, Jul. (1998).

参考文献

- [14] 吉川 孝雄: “宇宙推進機用小型アークジェットの研究,” 昭和 62 年度科学研究費補助金(一般研究 B) 研究成果報告書, 昭和 63 年 3 月.
- [15] 田原 弘一, 尾上 憲一, 吉川 孝雄: “窒素・水素混合ガス及びアンモニアアークジェットプラズマの分光測定,” 第 41 回宇宙科学技術連合講演会 97-11-14, 1997 年 10 月.
- [16] Zube, D.M.: *Emission Spectroscopic Experiments in a Low Power Arcjet Nozzle*, IRS 90-S14, NASA LeRC (1990).
- [17] Fujimoto, T.: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **47**, pp.265 (1979).
- [18] Fujimoto, T.: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **47**, pp.273 (1979).
- [19] Fujimoto, T.: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **49**, pp.1561 (1980).
- [20] Fujimoto, T.: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **49**, pp.1569 (1980).
- [21] Fujimoto, T.: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **54**, pp.2905 (1985).
- [22] Fujimoto, T.: “プラズマ分光,” 分光研究, **34** 6, pp.347 (1985).
- [23] Griem, H.R.: *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, New York (1974).
- [24] Gigos, M.A. and Cardenoso, V.: “New plasma diagnosis tables of hydrogen Stark broadening including ion dynamics,” *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **29**, pp.4795 (1996).
- [25] Wiese, W.L.: *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Press, New York (1965).
- [26] Hosoda, S.: 低電力 DC アークジェット放電部の分光測定, 1997 年度修士論文, 東海大学 (1998).
- [27] Niemeyer, L.: “EVAPORATION DOMINATED HIGH CURRENT ARCS IN NARROW CHANNELS,” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, **PAS-97** No.3, May/June (1978).
- [28] Hermann, W. et al.: “Investigation of a Cylindrical Axially Blown, High Pressure Arc,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **7**, pp.607, (1974).
- [29] Kovitya, P. et al.: “Theoretical predictions of ablation-stabilised arcs confined in cylindrical tubes,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **1**, pp.1197, (1984).
- [30] Ruchti, C.B. et al.: “Ablation Controlled Arcs,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, **PS-14** No.4, Aug. (1986).
- [31] Ruchti, C.B.: ‘Cylindricity of Ablation-Controlled Arcs,’ *IEEE Transactions on Plasma Science*, **16** No.1, Feb. (1988).
- [32] Sanchez, M.M.: “Arcjet Modeling: Status and Prospects,” *J. Propulsion and Power*, **12** No.6, Nov.-Dec. (1996).

- [33] Miller, S.A. et al.: "Two-Fluid Nonequilibrium Simulation of Hydrogen Arcjet Thrusters," *J. Propulsion and Power*, **12** No.1, Jan.-Feb. (1996).
- [34] Babu, V. et al.: "Numerical Simulation of a Hydrogen Arcjet," *J. Propulsion and Power*, **12** No.6, Nov.-Dec. (1996).
- [35] Fujita, K. and Arakawa, Y.: "Anode Heat Loss and Current Distributions in a DC Arcjet," *J. Propulsion and Power*, **12** No.1, Jan.-Feb. (1996).
- [36] Fujita, K.: "ARC COLUMN BEHAVIOR AND HEAT LOSS MECHANISM IN A DC ARCJET THRUSTER," *Doctoral Dissertation*, univ. of Tokyo, (1994).
- [37] Megli, T.W. et al.: "Two-Temperature Plasma Modeling of Nitrogen/Hydrogen Arcjets," *J. Propulsion and Power*, **12** No.6, Nov.-Dec. (1996).
- [38] Maecker, H.M.: "Principle of Arc Motion and Displacement," *Proc. of IEEE*, **59** No.4, pp.439, Apr. (1986).
- [39] Yamada, T.: "Operational Characteristics of a Low Power Arcjet," *Doctoral Dissertation*, univ. of Tokyo, (1994).

#### 謝辞

本論文執筆及び博士後期過程を通して、良き研究環境を御提供頂き、あらゆる面で懇切丁寧な御指導及び御叱正を賜りました宇宙科学研究所栗木 都木研究室のスタッフの皆様、及び東京大学荒川研究室の方々に、心より感謝の意を表します。

また、身近な立場から研究に関すること、人生のこと等の相談に乗ってくれた友人諸氏に感謝します。

最後に、博士進学を認めて下さり、陰ながらに応援して下さいました両親に対して、その温かい御理解を感謝すると共に、研究者としての今後の更なる努力の決意を表します。

