

直流プラズマ発生器の陽極現象

佐伯節夫*・高木正興**

The Anode Phenomena of DC Plasma Generator

Setsuo SAEKI and Masaoki TAKAKI

Abstract

The intense heat flux to the electrode at the arc terminus dictates the design limitation of arc plasma devices. The energy flux due to the electron current is found to be the dominant mechanism. The net energy transfer to an anode is far noticeable to a cathode. Therefore a considerable effort has expended in attempt to achieve a good understanding of the anode-phenomena.

The longitudinally segmented nozzle anode was used to examine the anode phenomena. This anode was composed of the mutually insulated four sections. Each segmented anode current was measured by the ammeter which was set in the individual anode circuit, and its waveform was observed by dual beam synchroscope. At the same time another synchroscope was used to examine the waveform of the arc voltage.

In case of the total arc current being 10 amp., the arc current was concentrated at a downstream end of the anode throat. Its arc terminus fixed there steadily and its attachment area was small. It was shown that, increasing with the total arc current, the segmented anode current distribution shifts gradually its peak value to the upstream segments of the anode nozzle. For the arc current from 15 to 45 amp., the anode spot moved swiftly in the form of the restrike mode. The mean velocity of anode arc terminus which was determined from electrical measurement was of the order of 20~150 m/sec. As the gas flow rate was increased, its velocity getting faster. Over 50 amp. the steady mode prevailed again, but the anode arc terminus expanded in its size and moved up to the adjacent upstream segments.

In case the total current less than 45 amp. segmented anode current distribution was independent of the argon gas flow rate. When the total arc current increased over 50 amp., the influence of the gas flow rate became considerable, and with increasing the gas flow rate the segmented anode current distribution drifted to the downstream.

The arc voltage was dependent on the anode attachment position. As the anode arc terminus shifted to downstream, the value of the arc voltage increased.

1. ま え が き

直流アーク放電形のプラズマ発生器は長時間にわたって安定なプラズマ流の発生が可能である。このようなプラズマジェットの高密度エネルギーは溶断、溶射、溶解、成形等の材料加工、宇宙船再突入模擬装置のような耐熱材料試験、MHD発電、宇宙推進ロケット、プラズマ化学反応装置などに広く応用されてい

る¹⁾。

プラズマ発生器で生成される熱エネルギーは60~70%がジェットとして利用されるが、残りは陰極あるいは陽極へ伝達され熱損失となる。その熱損失の大部分陽極へ流入し、しかもその熱量の65~85%が電流によって運ばれていることが知られている^{2),3),4),5)}。その結果、極めて高い電流密度をもつ陽極点では局部的な熱流が非常に大きく、場合によっては電極の溶融を引き起し陽極寿命を著く縮める。このため、プラズマ発

* 電気工学科

** 大学院工学研究科電気工学専攻

生器の出力は陽極熱損失によって制限をうける。ノズル損傷を防ぎ、最高出力を上昇させるには陽極を十分冷却して温度上昇を防止するとともに陽極点を運動させ、実効的に陽極点面積を増すことによって熱流を陽極面上に広範囲に分散すればよい⁶⁾。一般にプラズマ発生器を製作するにあたっては出力限界に影響を与える陽極点運動やノズル内部の流入電流分布を知る必要が出ずる。

ノズルより噴出したプラズマジェットについては直接、間接の測定が比較的容易であり、かつ実用面での必要性もあって温度、密度、電離度、導電度その他のプラズマ諸量の分布⁷⁾やジェット中の空間的電流分布⁸⁾⁹⁾、プラズマポテンシャル¹⁰⁾¹¹⁾、噴出速度¹²⁾¹³⁾¹⁴⁾、さらにこれらの諸量の時間的空間的変動に起因するジェットの形状あるいは輝度のゆらぎ等¹⁵⁾について、かなり詳しく報告されている。これに対してノズル内部におけるプラズマについては発生器の構造上測定に種々の困難が伴い、特にプラズマ流を乱すことなく観測する手法が確立していないこともあって、いまだ十分な解析が行なわれていない。ノズル内部の陽極面上で生じている現象を調べるため、塗料を吹きつけたノズル面上のマークのトレースを求めて電流流入位置の推測がなされた⁹⁾。また放射状分割ノズル陽極⁴⁾が試作され、平板状軸方向分割モデル⁵⁾による実験が行なわれている。我々は汎用ノズルとして実用されている円筒集束形ノズルを軸方向に分割し、各分割陽極に流入する電流が全アーク電流、ガス流量、ガス流入方式な

どによって変化する状態を調べるとともに、陽極点の運動とアーク電圧の関係について考察を行なった。

2. 実験装置および測定法

2.1 プラズマ発生器および分割ノズル

陽極現象測定のため、棒状陰極とノズル状陽極を有する一般の直流プラズマ発生器において、特にFig. 1に示すような直列リング状陽極の発生器を試作した。本陽極は内径5mm、集束部長7mm、入口および出口テーパそれぞれ1.17、1.8の銅ノズルを軸方向に四分分割して構成する。この分割陽極の基準となったノズル陽極は仮称 N-26 テーパー付き単孔式の円筒集束形であり、既に各種の実験において良好な特性が確認されている。分割形状は集束部を均等に分割するように定めた。これは通常の動作条件のもとでは、陽極点はほとんどノズル集束部に限定されて存在することが実験的に求められているからである。しかしノズル入口および出口テーパ部にも点弧する場合があるので、それぞれの場合に対して各テーパ部にまで拡大して、それぞれ S_1 および S_4 の範囲に包含させるようにした。各分割陽極相互間には0.5mm厚のテフロンシートを挿入して互いに絶縁するとともに、個別に水冷を行なった。陰極は直径5mm、1.75%のトリウム入りタンゲステン棒の先端を約90°に削って陰極点の固定化をはかり十分な水冷を施している。各部冷却水流量と温度上昇を測定して熱損失を求めうる。なお本実験では電極間距離は2mm一定とした。集束用

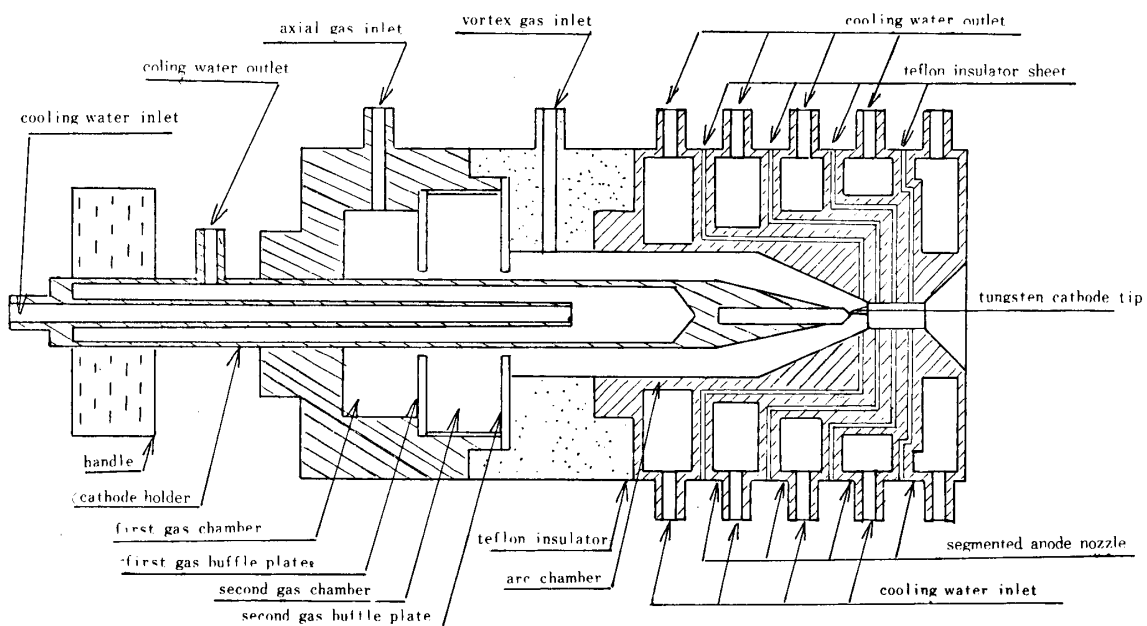


Fig.1 Schematic view of segmented anode-plasma jet generator

ガスには純度99.99%のアルゴンガスを使用し、渦流集束の場合はアーク室接線方向に流入してアーク柱と直交させ、軸流に対しては二段バップル板によって軸方向に整流し、陰極取付棒に沿ってアーク柱と平行に流すようにした。なお、アーク室は工作上許される限り滑かな形状としてガス流の乱れを防いだ。

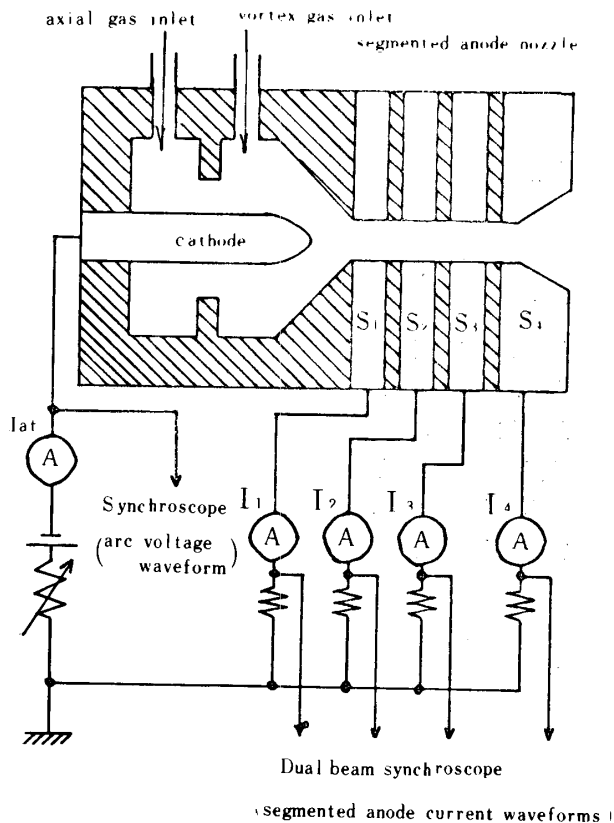
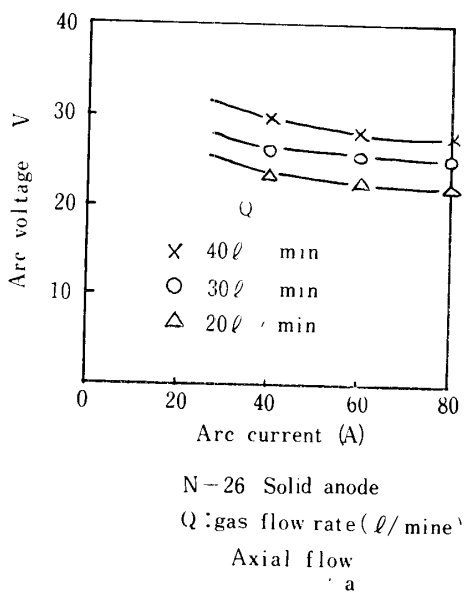


Fig. 2 Experimental circuit.



2.2 実験回路と測定法

実験回路を Fig. 2 に示す。アーク入力には電流制限抵抗を通して無負荷電圧 145V の直流電源より供給する。陽極各部 (S₁~S₄) に流入する分割陽極電流 (I_{s1}~I_{s4}) は個別に設けた電流計によって測定し、全アーク電流 (I_{at}) は主回路に挿入した電流計により求めた。また各分割陽極に対する流入電流波形は DS-5305 B 四現象シンクロスコープにトレースさせた。通常形ノズル陽極に対して等価な特性をもたせるには各分割陽極は等電位で動作させる必要があるため、電流波形観測に使用した分割陽極回路の検出用抵抗は 0.025Ω のニクロム線を使用した。これらの抵抗による電圧降下は本実験条件では無視できる。ちなみに、この抵抗値の温度の変化は実験範囲全般にわたって省略できることが確認されている。各分割陽極は等電位で、かつ接地電位に等しいと考えられるので、アース、陰極間の電圧をアーク電圧とし、これを真空管電圧計により測定した。なお、陽極点のふるまいを求めめるため、分割陽極の一部を絶縁し陽極点の付着位置を制限して各種の特性を求めめることも試みた。

実験時の全アーク電流 10~80A、アルゴン流量 (軸流および渦流) 20~40 l/min である。

3. 実験結果と検討

Fig. 3 に分割形ノズル陽極およびその基準とした N-26 形ノズルによる電圧対全アーク電流の関係を示す。両ノズルによる特性はともに垂下特性を示し Fig. 3 対応する値はともに僅少の相違はあるが、ほぼ同等と認められ、陽極の軸方向分割によるプラズマ発生への

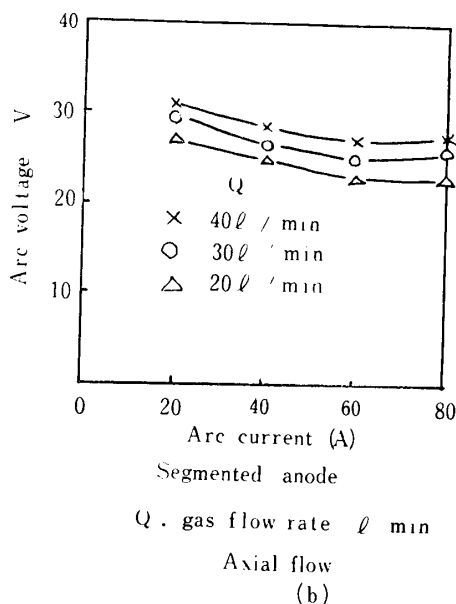
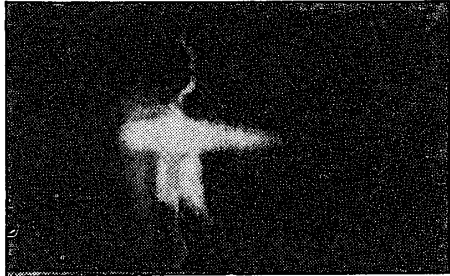


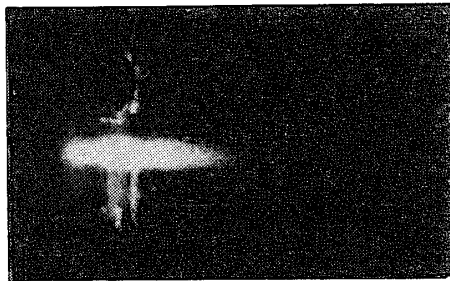
Fig. 3 Comparison of voltage-current characteristics between solid anode and segmented anode

影響は無視できる程度と推定できる, したがって分割形ノズル内の陽極現象を解析し, その結果を通常ノズルに適用しようと考えられる.

分割ノズルにより発生したプラズマジェットをFig.



(a) Axial flow



(b) Vortex flow

Fig.4 Plasma jet generated by segmented anode nozzle, total arc current : 45A, argon gas flow rate : 40l/min.

4に示す. ジェットはノズル軸上に保持安定化され, 著しい劣化, ゆらぎとも存在しない.

3.1. ノズル陽極面の電流分布

3.1.1 全アーク電流による影響 全電流を増減させた時の分割陽極電流分布の変化を各ガス量および両集束方式について Fig. 5, Fig. 6 に示す. 前図は軸流, 後図は渦流についてである.

Fig. 5 (a) の軸流20l/min の場合を考察する. 全電流 $I_{at}=10A$ のとき電流はノズル最先端の S_4 にほぼ集中している. 全電流を増加させると S_4 部へ流入する電流は約8~10A で飽和してこれ以上増加しない. $I_{at}=25A$ になるとノズル内側の $S_1 \sim S_3$ 部へ流入する電流は増大し, S_3 部が電流分布のピークを示す. さらに全電流が増すと S_3 部も約15~17A で飽和を示す. $I_{at}=50A$ では陽極へ流入する電流は S_2 部に最大値をもち, 80Aではこれが S_1 へと移る. 即ち全アーク電流が増加するにつれて電流分布のピークはノズル内側へ移行することが示されている. この移行は S_4 より S_3 は全電流20~25A, S_2 へは同じく50A, さらに S_1 へは75Aで起きる.

ガス流量30l/min, 40l/minとも同様な傾向を示すが, 電流分布のピーク移行点を与える全電流値がガス流量の増加とともに大きくなる. 渦流についても電

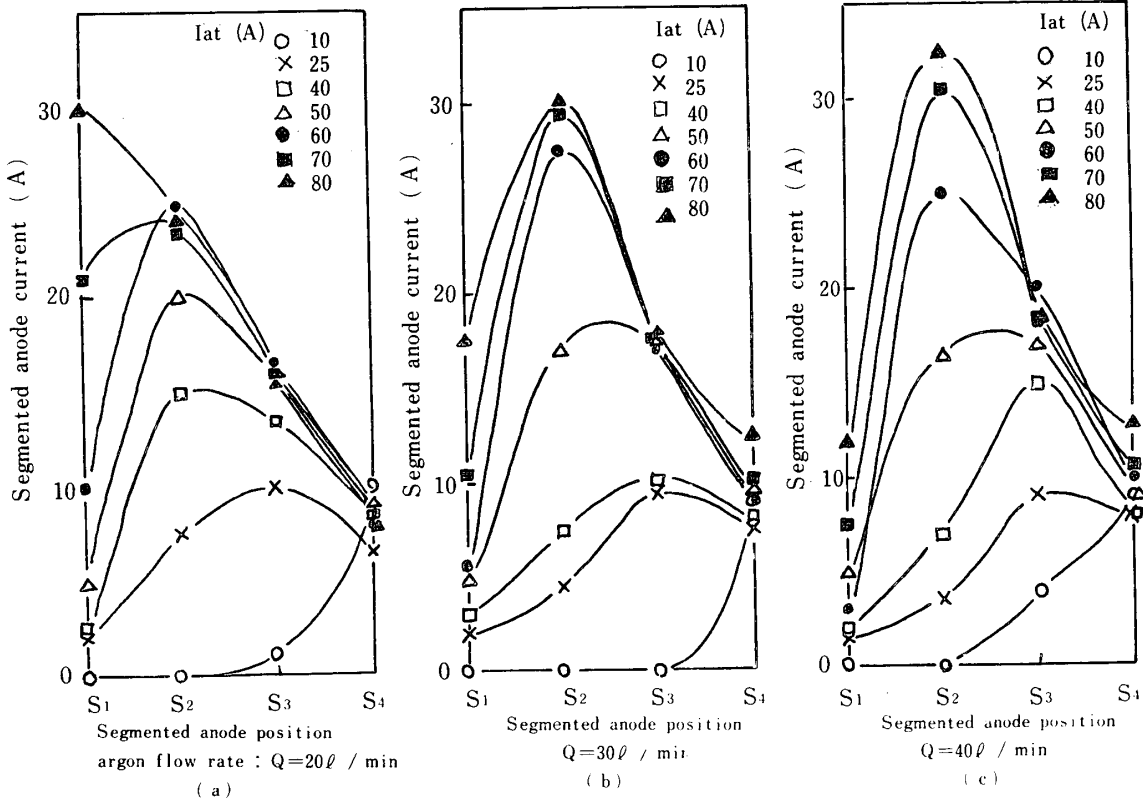


Fig.5 Effect of total arc current (I_{at}) on segmented anode current distribution in case of axial flow

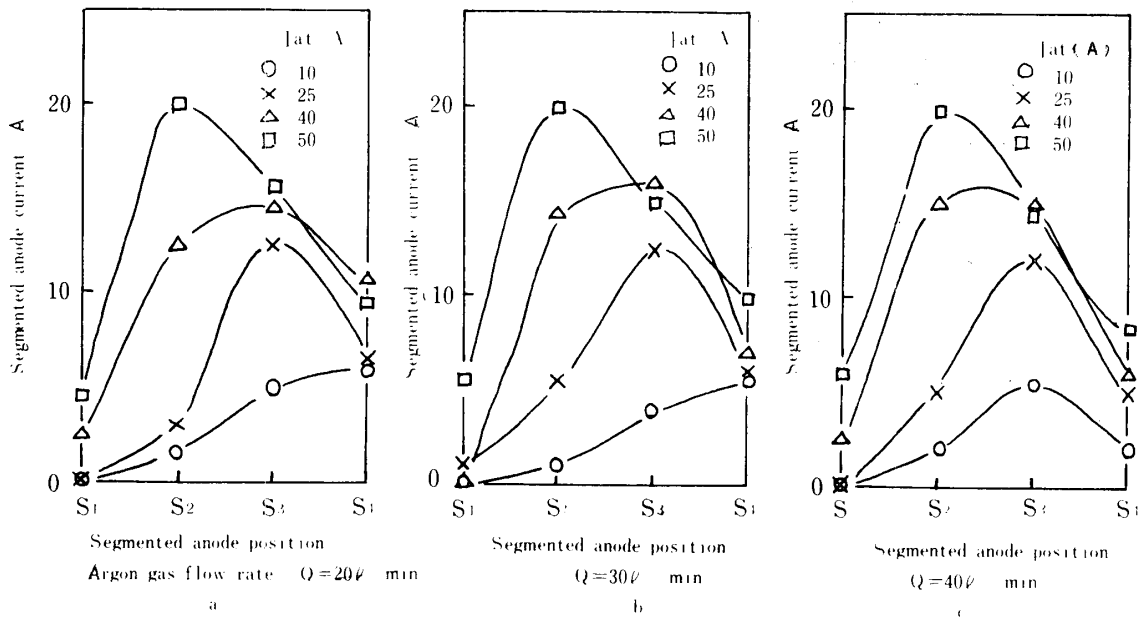


Fig. 6 Effect of total arc current (I_{at}) on segmented anode current distribution in case of vortex flow

流配分の傾向は変わらないが、各移行電流値は軸流の場合よりやや低い。

3.1.2 ガス流量による影響 Fig. 7にアルゴンガス流量 Q に対する分割陽極電流 $I_{s1} \sim I_{s4}$ の関係を示す。全アーク電流 I_{at} が50A以下であると、(a)図のようにガス流量の変化に無関係に分割陽極電流はほぼ一定値であり、ノズル内電流分布の変動は僅少である。しかし I_{at} が50A以上になると、(b)に示すように I_{s1} 、 I_{s2}

は減少、 I_{s3} 、 I_{s4} は増加する。このような傾向は全電流が大きくなるほど顕著に現われ、 $I_{at} = 80A$ では(c)のような変化を与える。すなわちガス流量の増大とともに電流分布の重点はノズル先端方向へと押し流されていくことが明らかである。

3.2 陽極点の挙動

3.2.1 分割陽極による解析 前に示したノズル内の電流分布は各動作条件における定常的な値に基づい

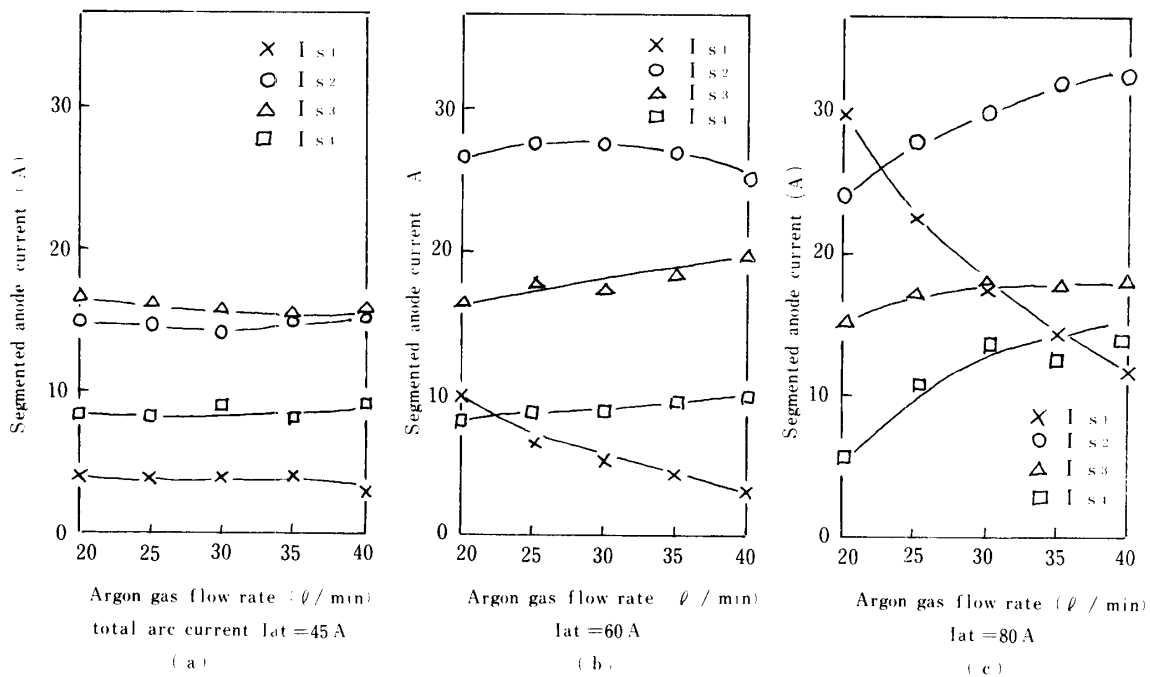


Fig. 7 Effect of argon gas flow rate on segmented anode current distribution in case of axial flow

ている。しかし一般にアーク陽極端部は陽極面上を高速で運動する現象を有し、本実験におけるようにアークにガス流を指向する場合は当然陽極点の運動を考慮しなければならない。このためシンクロスコープにトレースした各分割陽極電流の瞬時値の変動を測定して陽極点の運動状態を求める。代表的な分割陽極電流波形を Fig. 8 に示す。このようなシンクロ波形より 20 μ sec 毎に求めた各分割陽極電流分布の時間的変化を Fig. 9, Fig.11, Fig.13 に示す。

(i) 全電流 10A 以下の場合 $I_{at}=10A$ では電流は常時ノズル先端部の S_4 に集中流入していることが

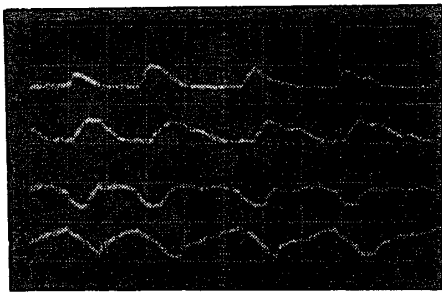


Fig.8 Typical segmented anode current waveforms axial flow, argon gas flow rate : 20 ℓ /min. total arc current : 30 A, sweep velocity : 0.1 msec., gain : 25A/div, 1 st-ch : I_{S1} , 2 nd-ch : I_{S2} , 3 rd-ch : I_{S3} , 4 th-ch : I_{S4} .

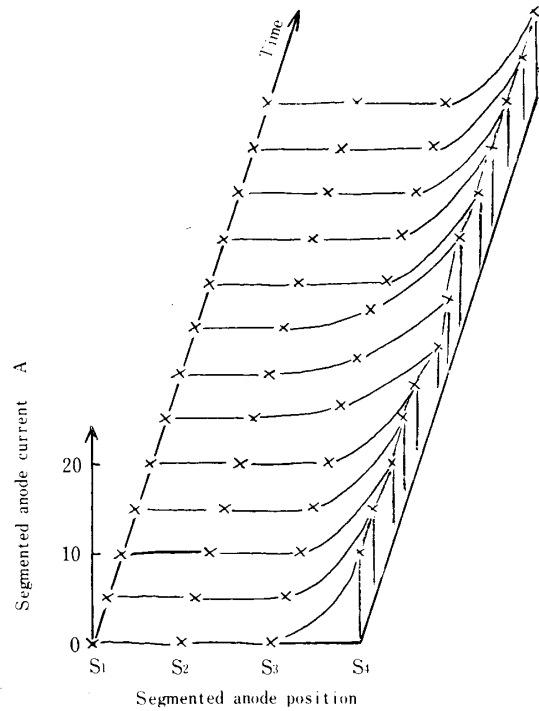


Fig.9 Time dependence of segmented anode current distribution (I)

axial flow total arc current : 10A, argon gas flow rate : 20 ℓ /min, time interval of every distribution : 20 μ sec.

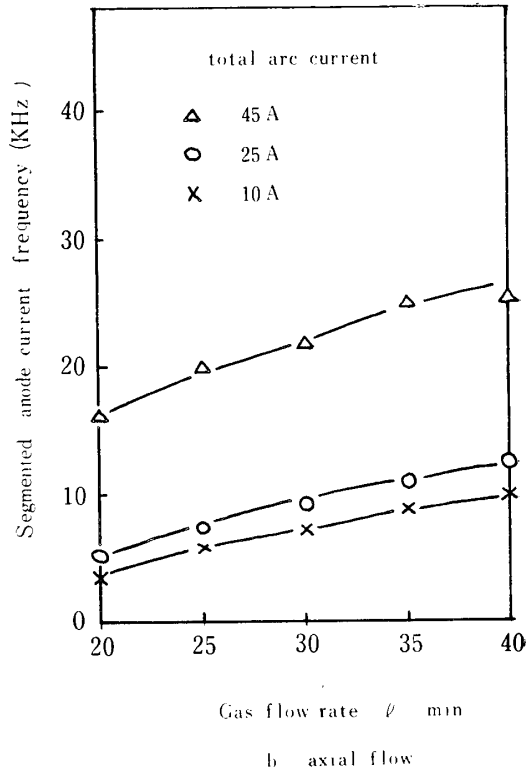
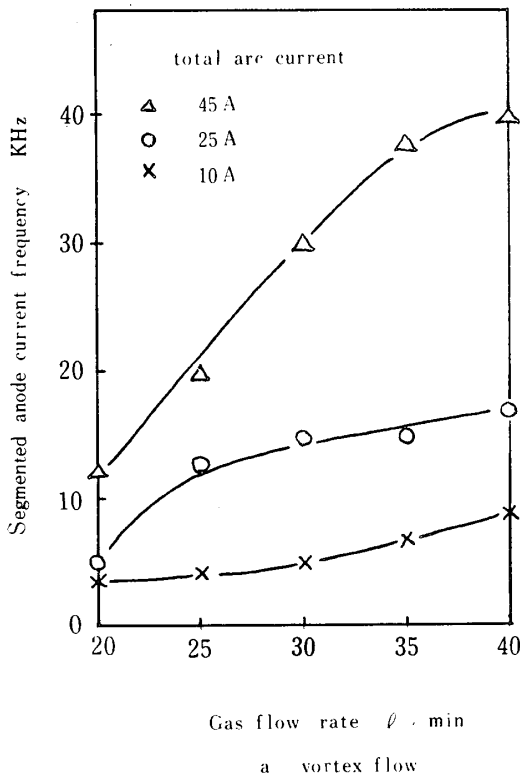


Fig.10 Oscillation Characteristics of segmented anode current.

Fig. 9 より分る. 換言すれば陽極点は S_4 部に定着して, いわゆる定常モードを示し, その直径は S_4 のノズル部の長さ1.5mmより小さい.

(ii) 全電流15~45A の場合 この電流範囲では分割陽極電流に振動現象がみられ, 概ねこの振動周波数はすべての分割陽極電流について等しく, かつ規則的に S_1 より S_4 へ順次伝播している. Fig. 10に振動周波数とガス流量の関係を全アーク電流をパラメーターとして示す. (a) 図は渦流, (b) 図は軸流であるが, いずれの方式でもガス流量および全電流の増加とともに周波数は増大することが示されている. また相対的に

渦流集束は軸流より高い振動周波数を呈し, 本実験の範囲では $3 \sim 40\text{KHz}$ の値となる. 一般に $I_{at}=35\text{A}$ 以上では全電流の増加とともに振動の振幅は小さくなる傾向をもつ.

以上述べた電流領域では電流分布に時間的な変動が著しい. この代表的例として $I_{at}=30\text{A}$, $Q=20\text{l/min}$ の場合を Fig. 11 に示す. 基準時刻 $t=0$ における電流は S_3, S_4 が大きい値を示し, この部分に陽極点が存在しているとみなしうる. $60\mu\text{sec}$ 後にはノズル先端部の他にノズル内側すなわち上流にも陽極点が発生し, 以後ノズル上流の陽極点は次第にその勢力を増しながら先端部(下流側)方向へ流されていく. 下流方向へ流された陽極点はノズル上流側にアークが再点弧するとともに急速に劣え, 同時に上流側の陽極点が優勢となる. すなわち下流側に流された陽極点は急速に引き戻される形となり, この現象を再点弧モードと称する.

このように陽極点運動が強制されている時, その軸方向の運動速度は Fig. 12 に示すように $20 \sim 150\text{m/sec}$ を示し, ガス流量が増えるに従ってその動きは活発になる. この場合, 全アーク電流の影響は微弱である.

(iii) 全電流50A 以上の場合 全アーク電流50A 以上になると分割陽極電流の振動現象はほとんど消滅した形となり再び定常モード

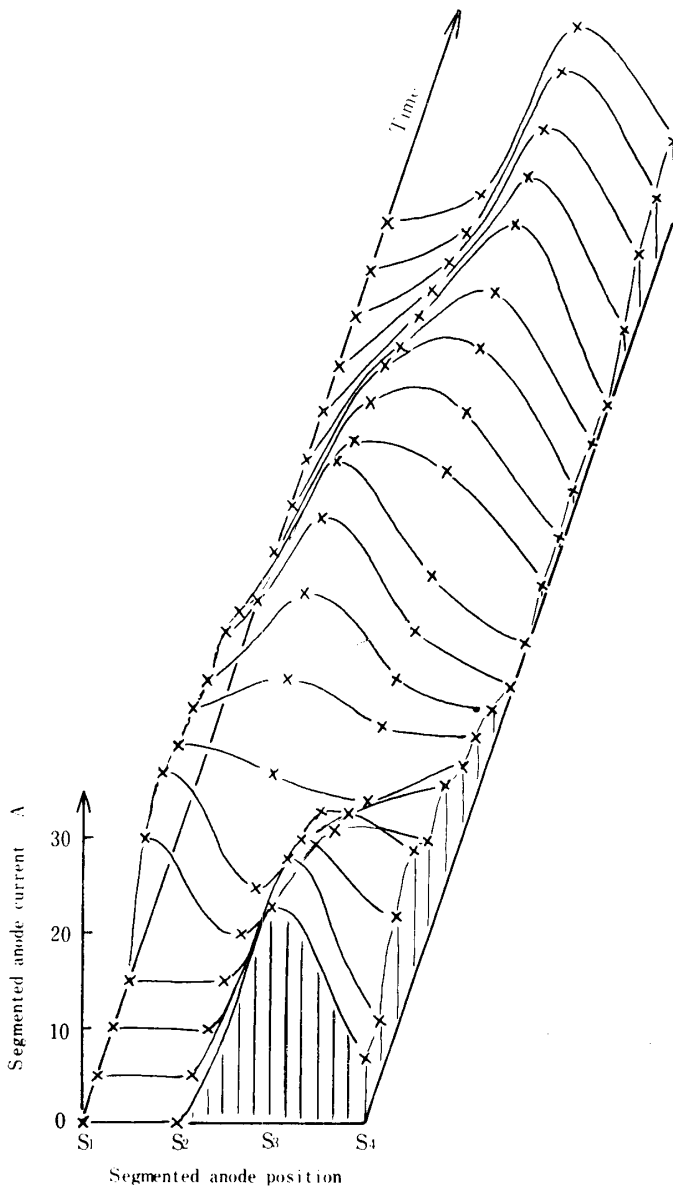


Fig. 11 Time dependence of segmented anode current distribution (II)
axial flow, total arc current : 30A, argon gas flow rate : 20l/min,
time interval of every distribution : $20\mu\text{sec}$.

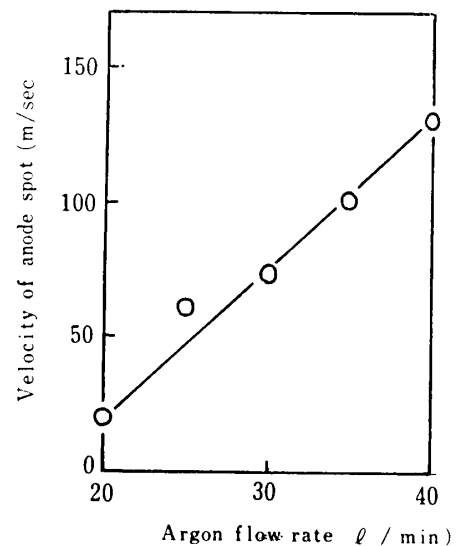


Fig. 12 Velocity of anode spot vs. argon flow rate
axial flow, total arc current : 45A.

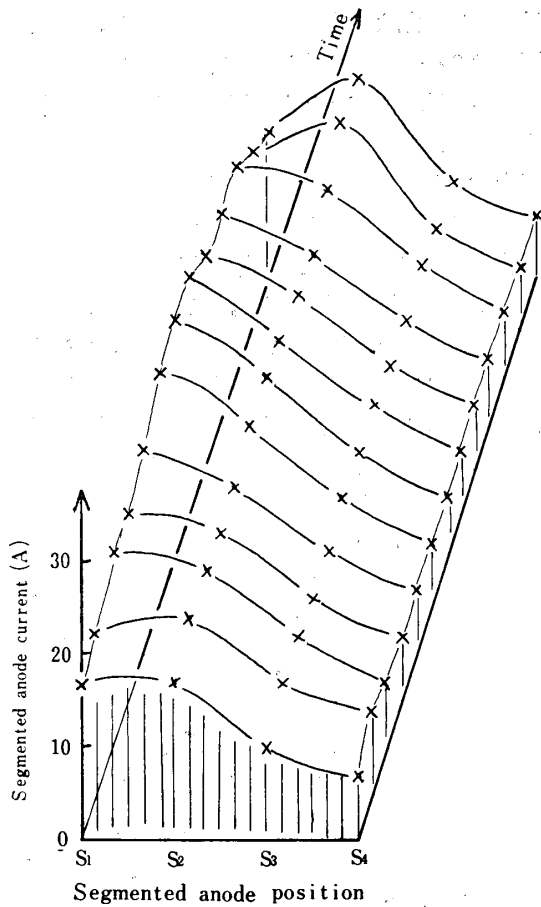


Fig. 13 Time dependence of current distribution to segmented anode (III)
axial flow, total arc current : 60A,
argon flow rate : 20ℓ/min,
time interval of every distribution : 20μsec.

を呈する。Fig. 13にこれを示す。このモードはFig. 9の小電流領域と類似しているが、電流はノズル上流部付近に流入し、陽極点面積が増大したことが特長である。

3.2.2 絶縁ノズルによる解析 分割陽極の一部を電源回路より切り離し、これを絶縁ノズルとして使用した場合の結果について述べる。I_{at}=10Aの場合、分割陽極と絶縁ノズル部の相対的位置に拘らず陽極点は常時ノズル下流側最先端S₄部に存在する。しかし、再点弧モードに対応する電流領域では絶縁ノズル部を設けた場合の電流分布は極めて複雑に変化し、絶縁部の存在しないときの電流分布との相関関係を明確に示すには至らない。電流波形を解析して得た電流分布の時間的変化の例を Fig. 14に示す。この場合陽極点は2.5 mm 厚の絶縁ノズル部を乗り越えて運動することはなく、常時ノズル内側と先端部の分割陽極部分に2個の陽極点が成立している。本実験装置において全分割陽

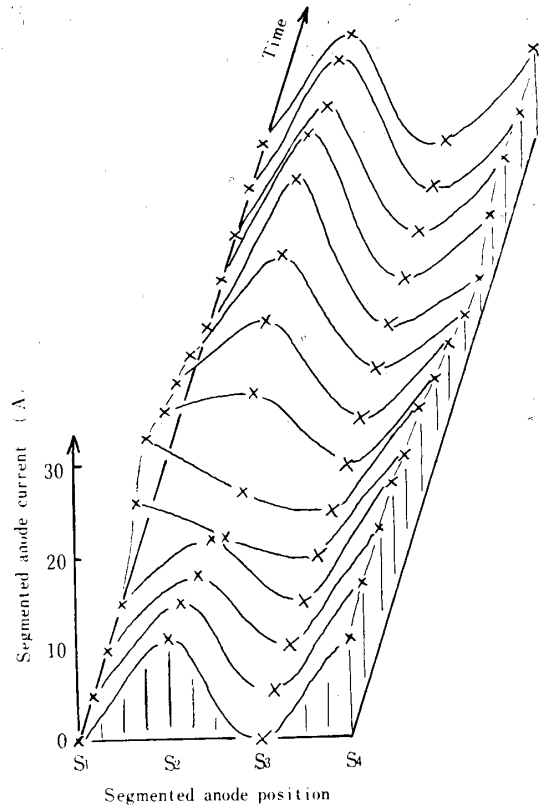


Fig. 14 Time dependence of current distribution to segmented anode in case of disconnecting S₃ segment
axial flow,
total arc current : 30A,
argon gas flow rate : 20ℓ/min,
Every figure is selected with 20μsec. intervals

極を電源回路に接続した場合にはアークが再点弧する瞬間を除いて同時に2個の陽極点が形成されることはない。このように絶縁ノズルを設けて軸方向に陽極点を分断した場合、陽極現象は大きく異った形を示すことになる。そのため絶縁ノズルによる電流分布は基本ノズルに対して複雑な様相を呈するものと考えられる。このことは全電流50A以上となり、陽極点面積が拡大して定常モードに移行した場合も同様である。

3.3 アーク電圧と陽極点の運動

4個の分割陽極のうち1個だけを電源回路に接続し、他をすべて絶縁ノズルとして使用することにより陽極点の位置を強制的に固定化できるが、これに対するアーク電圧は Fig. 15のように変化する。すなわちノズル先端部にアークが点弧した時ほど電圧は高くなる。

これは再点弧モードで動作している時のアーク電圧波形からも確かめられる。これをFig. 16に示す。すなわちノズル内部側の分割陽極に電流が流入する場合アー

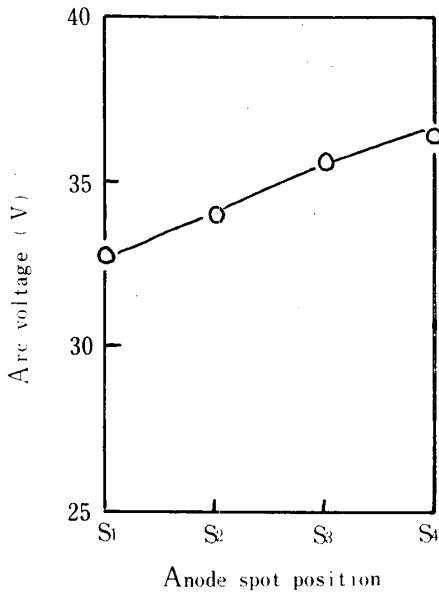


Fig.15 Arc voltage vs. anode spot position axial flow,
total arc current : 30A,
argon flow rate : 40ℓ/min.

ク電圧は低く、電流のピークがノズル先端部へと移動するにつれてアーク電圧は高くなる。同時にこの電圧の変化は陽極点の下流側への移動と全く同期していることになる。以上の結果より、アーク電圧の変動を調べることによって等価的に陽極点の軸方向の運動状態を推測できる。

しかし時として、アーク電圧の変動がこのような陽極点の軸方向運動に直接結びつけ難い場合が生ずる。この一例をFig.17に示す。陽極点の位置を固定して求めたアーク電圧より推定されるアーク柱降下を基にした陽極点の軸方向運動距離より算出される電圧の変動幅は僅かに1~1.5Vにすぎない。しかし現象の電圧振幅は10V以上になる。このときS₁の流入電流波形にも微妙な振動が観測される。このようなアーク柱電位傾度からみて異常に高い振幅をもつ電圧振動現象が発生するのは全電流が比較的小さく、かつ陽極点の形成が困難な動作条件下で強制的にアークを点弧した場合に限られる。

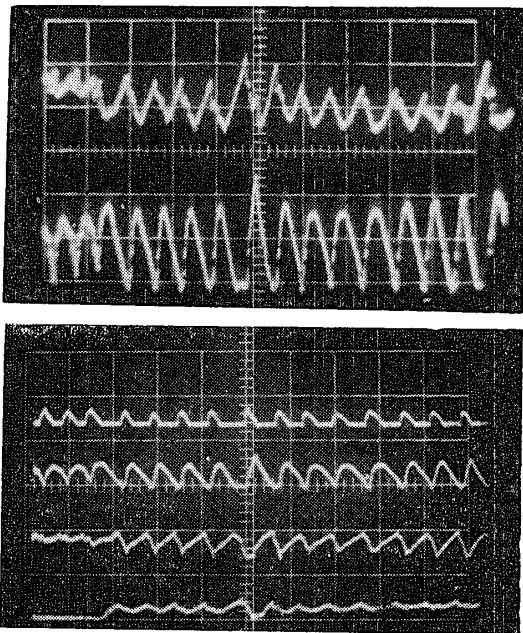


Fig.16 Oscillogram of arc mode
total arc current : 30A.
gas flow rate : 20ℓ/min.
sweep velocity : 0.5msec/div.
(a) upper-ch : arc voltage, gain 2V/div.
lower-ch : I_{S_2} , gain 20A/div.
(b) 1 st-ch : I_{S_1} ,
2 nd-ch : I_{S_2} ,
3 rd-ch : I_{S_3} ,
4 th-ch : I_{S_4} , } gain 40A/div.

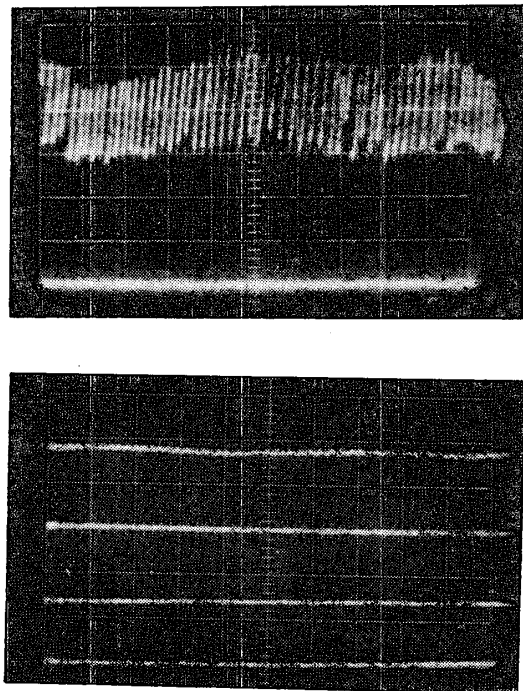


Fig.17 Oscillogram of arc mode in case of the arc attachment being forced to S₁ segment
arc current : 10A,
argon flow rate : 40ℓ/min.
sweep velocity : 0.5msec/div.
gain : (a) 5V/div (upper-ch)
sweep velocity : 0.5msec/div.
(b) 40A/div (1 st-ch)

この場合の電圧異常振動はアークエネルギーが微弱であるために生じるアーク柱自作の内部諸部諸量の変動、ヘアピン状ねじれと称されるようなアークの巨視的なゆらぎによるものと考えられる。

4. ま と め

以上直流プラズマ発生器内部の陽極現象について軸方向分割ノズル陽極を用いて解析した。

結果を要約すると次のとおりである。

(1) ノズル陽極内面の電流分布は全アーク電流の大小によって大幅に変化し、小電流域では電流の重点はノズル先端部に集中するが、電流の増加にともない先端部の流入電流は飽和状態に達し、電流分布のピークは逐次ノズル内側へ移行していく。

(2) ガス流量が電流分布におよぼす影響は電流の場合ほど顕著ではない。しかし全電流50A以上になるとガス流量の増加につれて電流分布のピークはノズル先端方向へ押し流され、(1)による効果とつりあいの位置に止まる。

(3) 陽極点のふるまいは次のように考えられる。

(i) 全電流が小さく10A以下の場合には陽極点はノズル最先端部に定着し、その面積も小さく定常モードを示す。

(ii) 全電流がやや増加し15~45Aとなると陽極点面積は拡大し再点弧モードを示す。

陽極点の軸方向速度は20~150m/secと推定され、ガス流量の増加につれて上昇する。

分割陽極電流に重なる振動現象は全電流、ガス流量の増大につれて著しくなり、3~40KHzを示す。

振動現象は渦流集束方式がより激しく現われる。

振動の振幅は全電流が増えるにつれ小となる。

(iii) 全電流がさらに増加すると振動現象は停止し再び定常モードを呈し、陽極点面積は大とな

る。

(4) 分割陽極の中間部を絶縁ノズルとして使用すると、陽極点はノズル内側と先端部に分断された形となり同時に2点に存在する。

(5) 分割陽極の1個だけを用いることによりアーク電圧と陽極点位置の関係を求めた結果、アーク電圧の振動現象より陽極点の軸方向運動状態を推定できる。ただし、過度的な動作条件下では振動の振幅が著しく増加することがあり、これはアーク柱の微視的あるいは巨視的なゆらぎによるものと考えられる。

常に御指導を賜わる九州大学、赤崎正則教授に厚く謝意を表す。また本実験に御協力いただいた本学大崎堅助手、中尾秀夫技官および大学院伊藤敏明氏、田村博氏に感謝する次第である。

参 考 文 献

- 1) 岡田, 荒田: プラズマ工学 (昭和40年) p. 337
- 2) K. T. Shih: AIAA J. 8, 377 (1970)
- 3) K. T. Shih: E. Pfender, W. E. Ibele & E. R. G. Eckert: AIAA J. 6, 1482 (1968)
- 4) K. T. Shih & Pfender: AIAA J. 8, 211 (1970)
- 5) S. A. Wutzke, E. Pfender & E. R. G. Eckert: AIAA J. 5, 707 (1967)
- 6) E. R. G. Eckert & E. Pfender: WRS 10, 471 (1967)
- 7) H. N. Olsen, Phys. Fluid, 2, 614 (1959)
- 8) William E. Powers: AIAA J. 5, 545 (1967)
- 9) A. M. Schneiderman & R. M. Patrick: AIAA J. 5, 249 (1967)
- 10) Donald L. Turcotte & James Gillespie: AIAA J. 1, 2293 (1963)
- 11) J. M. Hoell & D. R. Brooks: AIAA J. 6, 723 (1968)
- 12) I. Kimura & A. Kanzawa: AIAA J. 1, 310 (1963)
- 13) J. Gray & Paul F. Jacobs: AIAA J 2 433 (1964)
- 14) J. Bur lock, P. Brockman, R. V. Hess & D. R. Brooks: AIAA J. 5, 558 (1967)
- 15) 佐伯節夫, 牧元, 大崎 堅: 山口大学工学部研究報告, 17, 7 (1966)

(昭和46年11月15日受理)