低圧雰囲気におけるアーク現象 (第3報)*

—非消耗性電極を用いた低圧水素気中アークにおける陰極形態と陽極形態—

西口公之** 松縄 朗**

Arc Phenomena in Low Pressure Atmospheres (Report 3)*

—Cathode and Anode Modes in Low Pressure Arc with Nonconsumable Electrodes—

by Kimiyuki Nishiguchi** and Akira Matsunawa**

Abstract

In the previous works,^{1),2)} the authors pointed out that the change of cathode mode of a graphite electrode could be explained rationally by considering the energy balance and ionization process in the cathode fall region. There are still left, however, some difficulties, in a carbon arc, to clarify the cathode mechanism, since there is evaporation of carbon out of electrodes and, consequently, the composition of a plasma at each condition is not consistent. Therefore, systematic researches on low pressure arcs were made with nonconsumable electrodes, such as a thoriated tungsten cathode and a water-cooled copper anode, to eliminate the influence of vapours from electrodes. Experimental conditions were: the current range of 20–100 A, and the pressure of 20–100 Torr in a pure hydrogen atmosphere.

A tungsten cathode did not show the cold cathode mode which was recognized with a graphite cathode, but it took the modes of the plasma cathode and the hot one under this experimental conditions. In an arc with a tungsten cathode, however, the plasma cathode mode clearly appeared in wide ranges of arc currents and pressures, and the mode transition was more exactly observed than in a carbon arc.

The anode mode, which was not described in the previous papers, was systematically studied. Under the conditions of low pressure and small current, a glow-like discharge with light violet colour emerged on a water cooled copper anode, and this anode glow gave eminent effects on electrical and thermal characteristics of an arc. Thus, two kinds of anode modes, i.e. the normal and the glow modes, were recognized in low pressure arcs with a copper anode.

The anode drop V_A in the range of normal anode mode gradually increased, particularly it showed remarkable increase when the current or the pressure came near to the critical conditions of the mode transition. When the glow anode mode emerged, anode energy V_A^* , as well as arc voltage V_a , increased abruptly by 10 volts or so, and this change in V_A^* and V_a was due to the increase of the anode fall V_A .

Governing factors of the anode modes and their correlations were clarified. They are (a) arc current I , (b) ambient gas pressure p , (3) kinds of atmosphere and (d) anode material. These facts were very similar to the governing factors of the cathode modes and the correlations among factors.

1. 緒 言

前報までに^{1),2)} C(–)—C(+),あるいは C(–)—Cu(+)アークにおける黒鉛陰極は低圧・低電流条件で2種ないしは3種の陰極形態を示し、これらの陰極形態は電流 I , 圧力 p , 電離電圧 V_i によって支配されることを明らかにした、さらに陰極形態の変遷は陰極降下部域における電離機構とエネルギー・バランスを考察することによって矛盾なく説明できることを指摘した。ところで前報²⁾に述べた陰極プラズマ球は Slepian の陰極モデルにおける電離領域が低圧条件下において拡大されて観察さ

れているものと判断するに至ったが、炭素アークの場合には電極の消耗がわざわざして陰極プラズマ球の挙動を詳細に調べるには種々の困難を伴った。また第1報¹⁾で触れた陽極現象についても C アークではその特徴を総合的に示すには至らなかった。そこで非消耗性のタングステン陰極および水冷銅陽極を用いて陰極現象および陽極現象についての系統的な実験研究を行なった。

低圧水素気中の Th·W(–)—Cu(+)アークではその外観的特徴が炭素アークにおけるよりも一層明瞭に認められ、これらとアークの諸特性、電極現象との間には密接な関係の存在することを明らかにした。

陰極先端に現われる陰極プラズマ球は圧力低下および電流増加とともにその径が増加する。一方陰極プラズマ

*原稿受付 昭和45年1月7日(昭和44年度春季全国大会にて発表)

**正 員 大阪大学工学部 Member, Osaka University, Faculty of Engineering

球に隣接する暗部は圧力・電流上昇とともにしだいに明瞭さを欠くようになる。この暗部の存在はプラズマ陰極型と熱陰極型との識別を行なう際の判別基準となるもので²⁾、本報では2種の陰極形態の存在条件を明らかにするとともに、各陰極形態における陰極降下 V_a の変化を吸収エネルギーの測定などから明らかにした。本実験条件の範囲内ではタングステン陰極は黒鉛陰極の場合とは異なり冷陰極型形態を示さない。この結果は陰極材料の種類によっても陰極形態は支配されることを意味している。

水冷銅陽極においては通常の陽極形態(正常陽極型)の他に低圧・低電流の条件下において陽極グローを伴う陽極形態(グロー陽極型)が現われ、この場合アークの電気的特性に顕著な差異が認められる。たとえばグロー陽極型においては正常陽極型の場合に比してアーク電圧は10 V 程度上昇し、アーク電圧波形にも高周波振動が認められるなどの特徴がある。陽極吸収エネルギーの測定、($V_a + V_c$) の挙動などの系統的な測定の結果、陽極グロー発生時のアーク電圧上昇分は陽極降下 V_a の増加分と一致することが判明した。上記のように特徴ある2種の陽極形態は陰極形態の場合と同様に (1) 電流, (2) 圧力, (3) 雰囲気の種類, (4) 陽極材料 の4因子によって主として決定され、またこれら2種の陽極形態の遷移は陽極降下部におけるイオン生成に関する考察によって矛盾なく説明しうることが明らかとなった。以下これらの詳細を順を追って報告する。

2. 実験装置および実験方法

2.1 実験装置

実験装置の基本的構成は第1報¹⁾で述べたものとはほぼ同じであるが、本研究ではアーク発生容器と直流電源については前報までのものとは異なる新たな装置を使用した。以下これら装置の要点について述べる。

アーク発生容器 Fig. 1 は本実験のために製作したアーク発生容器の横断面図を示す。ステンレス製の容器本体にはアーク観察用の窓(石英製)が3ヶ所に設けられ、また上部には作業用の孔が2つ設置されている。容器は矩形断面(内容積約 5.5 l)を有し、内壁は水冷されている。電極は容器中央部に上部が陰極、下部が陽極となるように設置され、外部に取りつけられたスクリーンにより互いに独立して上下移動を行なえる構造になっている。動作ガスは陰極上部に設けられたガス供給器から容器内に導入され、陽極下部から排気される。

直流電源 第1報¹⁾にて脈動分の大きい直流電源を用いると特異な振動現象の現われはことを報告した。本研究ではこのような不安定性を除くために電動発電機型

Fig. 1 Cross section of the arc chamber and electrode arrangement

の直流溶接機(第3ブラシ型 M.G.)を直流電源として用いた。低圧気中ではアーク電圧の高い状態で動作させることが多いため、M.G. を3台直列に接続して二次無負荷電圧を上昇させた(最大 300 V)。なお電源の外部特性は垂下特性で、電流調整範囲は 20~120 A である。

2.2 材料

本実験では陰極材料として径 6 mmφ のトリヤ入りタングスタン棒(トリヤ: 2%, タングステン: 98%, 不純物: 0.02% 以下)を用い、陽極材料としては径 16 mmφ の水冷純銅棒を主として用い、比較実験のために純タングステン棒(径 6 mmφ, 純度 99.98%)を必要に応じて使用した。なお陰極先端は鉛筆状に加工し、さらにアーク発生中に溶融しないように径 1 mm 程度平たんにしてある。一方陽極先端は銅陽極の場合には 16 mmR の半球面状に加工してあり、タングステン陽極の場合にはアーク発生中に先端が溶融したままの状態で用いている。

動作ガスには水素を用い、その純度は 99.9% である。

2.3 実験方法および実験条件

本研究ではすべて定常状態における現象をとり扱っているが、測定精度および実験の再現性を向上させるためにつぎのような事柄に留意した。

電極は使用する前に酸洗またはエメリペーパーで磨いて酸化物を除去した上、トリクロール・エチレンで脱脂して清浄にしておく。ついで電極を設置した状態でアーク発生容器内をじゅう分排気し、水素ガスを封入する。

アークの起動は容器内圧力を 500 Torr 前後に調節した後高周波スタータを用いて行なう。アークが起動した後は所定の圧力まで減圧し、水素ガス流量を 10.0 l/min N.T.P. となるように調節する。なおアーク起動直後はアークがやや不安定であるので、10分以上経過してじゅう分に安定化した後に測定を行なう。とくに新しい Th・W 陰極を用いる場合には30分以上アークを点弧して棒内のトリヤの分布が定常になってから測定を行なう。

本研究における実験条件範囲は アーク電流 I : 20~100 A, 雰囲気圧力 p : 20~100 Torr, および電極間距離 l : 0.5~17.0 mm である。

3. 低圧水素気中 Th・W(-)—Cu(+)

アークの基本特性

3.1 低圧アークの外見的特徴

前報までに 低圧水素気中の炭素アークではアーク発生条件によってはその外観が通常の大気圧アークなどと比較して大いに異なる場合があり、このことと陰極形態あるいは陽極形態との間に密接な関係のあることを指摘した。

Fig. 2 は低圧水素気中における Th・W(-)—Cu(+) アークの外見的特徴を模式的に示したものである。図にみるように低圧アークでは外見的に明らかに異なる4つの部分、すなわち (1) 陰極プラズマ球、(2) 暗部、(3) アーク柱および (4) 陽極グローが認められる。ところでこの4つの特徴的な領域は常に存在あるいは識別しうるものではなく、アーク発生条件に応じてこれら領域の大きさ、識別の度合あるいは存在の有無などが異なる。たとえば Fig. 3 は雰囲気圧力 p およびアーク電流 I を変えた場合のアーク外観写真を示すが、つぎのような事実が明瞭に認められる。

まず第1に陰極先端に現われる陰極プラズマ球は雰囲気

気圧力 p が低下するほど、またアーク電流 I が増加するほどその径が増す特性を有している。第2点として低圧・低電流の条件では陰極プラズマ球とアーク柱との間に暗部が明瞭に認められるが、圧力上昇あるいは電流増大に伴って暗部はしだいに明瞭さを欠くようになり、ついには陰極プラズマ球とアーク柱との識別が困難となる。以上2つの現象は陰極に黒鉛を用いた場合にも認められ、とくに暗部の識別可否の問題はプラズマ陰極型と熱陰極型の分類を行なう際の有力な判別基準となっていることはすでに第2報²⁾で述べた。

陽極表面のグロー状放電は低圧・低電流の条件下でのみ現われ、高圧・高電流の条件では認められない。この陽極グローの出現、消失は上述の暗部の挙動と異なり比較的連続的に生じるのが特徴である。この陽極グローを詳細に観察すると、多数の極点が認められ、個々の極点は発生・消滅をひんぱんに繰り返しているように見える。なお銅陽極を覆うグロー状放電の面積は圧力が低下するほど大きくなる。

以上 低圧水素気中におけるアーク形状の特徴を述べたが、このような現象と密接な関係のある電氣的・熱的特性、陰極・陽極形態についてつぎに述べることにする。

3.2 電氣的特性

Fig. 4 は外見的特徴の異なるいくつかのアーク形態における V_a-I 特性の1例を $p=30$ Torr の場合について示す。図中の曲線 (1) および (2') は陰極プラズマ球とアーク柱との間に暗部が明瞭に認められ、しかも陽極表面にグロー状放電の現われる場合の特性を示す。曲線 (2) は暗部は明瞭に認められるが陽極グローは現われていない場合の例である。曲線 (3) は暗部が消え陰極プラズマ球とアーク柱との識別ができず、しかも陽極グローのない状態の場合を示す。

まず基本となる曲線 (2)、すなわち暗部は明瞭に認められるが陽極表面にはグローの現われない場合の V_a-I 曲線について述べる。電極間距離 l を減少させると、アーク電圧* V_a は曲線 F-E-D のごとく直線的に低下する。この際 陰極プラズマ球、暗部の大きさおよびアーク柱径は変化せず、アーク柱の長さのみが減少し、D点付近でアーク柱はほぼ見えなくなる。この状態からさらに l を減少させると陽極グローが誘発され易くなって V_a は変動するが、陽極グロー発生の影響を受けて V_a は曲線 D-C のごとく著るしく上昇し、C点付近で V_a は極大値に達する。C点付近では陽極グローが定常的に現われているが、陰極プラズマ球を詳細に観察すると

Fig. 2 Schematic view of a Th・W(-)—Cu(+) arc in low pressure hydrogen atmosphere

* ここに云うアーク電圧は電極の $I \cdot R$ 降下を含む端子電圧であるが、 $I \cdot R$ 降下は本実験の範囲では最大 0.2 V であるので無視してよい。

Fig. 3 Variation of arc shapes according to the ambient gas pressure and the arc current
 (Atmosphere: Hydrogen ($Q=10$ l/min N.T.P.))
 (Cathode: 2% Thoriated Tungsten (6 mm ϕ))
 (Anode: Water-cooled Copper (16 mm ϕ))

D-C 区間でグローが現われるとプラズマ球の長さが $I > 5$ mm の場合よりも 0.5 mm 程度短くなり、陽極グローによってプラズマ球が多少押し上げられ扁平球状となる。C 点からさらに I を小さくすると陰極プラズマ球は陽極に完全に接触してグローは現われなくなり、 I の減少とともに V_a は曲線 C-B のごとく急速に低下して極少点 B に達する。その後 I を減少させると V_a は曲線 B-A のごとく再び上昇する。この場合陰極プラズマ球は電極中心軸上から横にはみ出しており、陽極グローは認められない。

さてつぎにアーク長の長い範囲で水冷銅陽極表面にグローの現われる場合の V_a-I 曲線 (2') について述べる。なお曲線 (2') の場合にはアーク電流値および陰極プラズマ球、暗部、アーク柱の寸法などは曲線 (2) の

場合と全く同じである。陽極グローが現われるとアーク電圧 V_a は曲線 (2') の H-G 部分に示すように陽極グローのない場合 (曲線 (2) の F-E 部分) にくらべて常に約 10 V 高くなることが特徴である。なお V_a は I の低下とともに直線 H-G のごとく低下するが、その傾斜は陽極グローのない場合 (曲線 (2) F-E 部分) とほぼ同じである。G 点对应する電極間距離から I をさらに小さくすると、陽極グローは突然消失して V_a は曲線 (2) 上の E 点に移行し、以後 I の低下とともに曲線 (2) と全く同じ変化を示す。なお曲線 (2') の H-G 区間を内挿してゆくと C 点にはほぼ一致する。

曲線 (1) は $I > I_1$ の範囲で陽極グローが常に現われる場合の V_a-I 曲線の 1 例を示すが、この場合の V_a の変化は上述した曲線 (2') を内挿した場合の変化、すな

Fig. 4 Relations between arc voltage and interelectrode spacing

Curves: (1), (2) Dark space visible, with anode glow
(2) Dark space visible, without anode glow
(3) Dark space invisible, without anode glow

わち曲線 H-G-C と同じ傾向を示している。一方曲線 (3) は全ての l 範囲にわたって陽極グローは現われじ、しかも暗部を認められない場合の曲線 V_a-I の 1 例を示す。この場合の V_a 変化は曲線 (2) の場合と定性的には同じ傾向を示すが、陰極プラズマ球が陽極に接する付近での V_a 変化 (曲線 (2) の場合の A-B-C-D 部分は暗部が明瞭に認められる曲線 (2) の場合にくらべてはるかに小さくなっていることが特徴である。

上述したように低アーク長の範囲ではアーク電圧 V_a は非常に複雑な挙動を示し、とくに暗部の存する場合 (プラズ陰極型) に変化が著しい (曲線 (2) と (3) を比較)。これは陰極降下部域と陽極降下部域とが接近すると一種の相互作用が生じて複雑な挙動を示すものと考えているが、これについては別に探針法による研究を進めているので詳細は別報にゆだねる。

Fig. 5 は低圧水素気中の Th·W—Cu アークにおける電流—電圧特性の 1 例を雰囲気圧力 $p=30$ Torr の場合について示す。図にみられるように本実験の電流範囲内 (35~100 A) では全体としての V_a-I 特性は負抵抗特性を示しているが、5 mm 以上のアーク長の場合には低電流域において ③ 段階 ($l=15$ mm) の曲線の場合には P_1-Q_1 部分、高電流域で ④ 段階 (S_1-T_1 部分) の 2 つの明らかに異なる特性が認められる。たとえば $l=15$ mm の曲線についてみると、③ 段階の範囲では電流増加とともにアーク電圧 V_a は曲線 P_1-Q_1 のごとくしだいに低下するが、 Q_1 点付近で V_a は約 10 V 程度不連

Fig. 5 A static volt-ampere characteristic of a Th·W(-)—Cu(+) arc

続的に低下して ④ 段階の S_1 点付近に移行する。④ 段階の範囲では V_a は曲線 S_1-T_1 のごとく電流増加とともにしだいに低下するが、高電流になるについて V_a の低下する割合が少くなる。なお ③, ④ 両段階間の不連続変化を生じる電流域はアーク長の減少にともなって図にみられるごとくじやっかん低電流側へ移行する傾向がある。

上述したように低圧条件下では静的な電流—電圧特性にきわだった特徴が認められるが、これは Fig. 4 にも述べたごとく陽極表面におけるグロー状放電の有無と密接な関係があり、③ 段階においては水冷銅陽極表面に陽極グローが必ず現われ、一方 ④ 段階ではグローのない通常の陽極状態を示している。このようにアークの外見的特徴とアーク電圧特性との間に良い対応関係が認められるが、さらにアーク電圧波形の上にもこれら 2 つの段階 (③, ④) の差異が特徴的に現われることを明らかにした。Fig. 6 はアーク電圧 V_a とアーク電流 I の陰極線

Fig. 6 Cathode ray oscillogram of arc voltage and arc current in a Th·W—Cu arc in hydrogen atmosphere

(a) Normal Anode Mode ($I=60$ A, $p=30$ Torr, $l=15$ mm)
(b) Glow Anode Mode ($I=35$ A, $p=30$ Torr, $l=15$ mm)

オシログラムの1例を, (a) は㊸段階, (b) は㊹段階の場合について示す。㊸段階の場合には V_a , I のトレースとともに通常のアークとよく異なる点はないが, ㊹段階ではアーク電圧波形に一定の振巾をもった高周波振動 (数 MHz 以上) が現われ, ㊸段階の場合とは全く異なっている。第1報¹⁾にも述べたごとく両極に純黒鉛棒を用いた場合にも低電流域でアーク電圧波形に高周波振動が現われ (第1報 Fig. 5 参照), この場合 V_a - I 特性にも特徴ある変化が認められた (第1報 Fig. 3 参照)。黒鉛陽極の場合には陽極先端が白熱状態にあって輝度が高いために陽極グローの存在を識別することが困難であったが, 本実験における陽極グローとアーク特性 (V_a - I 特性, 電圧波形の特徴など) との密接な関係から推察して黒鉛陽極アークの場合に高周波振動が現われる場合には陽極グローが現われているものと判断される。

以上述べたように低圧水素気中の Th-W-Cu アークでは電気的特性に特徴ある変化が認められ, これらの現象は陰極プラズマ球および陽極グローと密接な関係にあることが明らかとなった。これらの問題をより明確にするために次項以下で陰極現象および陽極現象について系統的な実験を行なった結果について述べる。

3.3 陰極および陽極の吸収エネルギー

前項に述べたごとくアークの電気的特性と電極近傍の現象との間には良い対応関係が認められたが, 本項ではこれらの関係をより明確にするために陰極および陽極の

吸収熱量を測定した結果について述べる。

Fig. 7 は電極間距離 l を変化させた時のアーク電圧 V_a および陰極, 陽極の吸収熱量の等価電圧 V_c^* , V_d^* の変化をアーク電流 $I=55$ A, 雰囲気圧 $p=30$ Torr の場合について示す。なお図中の ㊸ は陽極グローの現われる場合を, ㊹ は陽極グローの認められない場合を示す。

陰極吸収エネルギー V_c^* は図に示すように電極間距離 l の変化に対してほぼ一定値を示す。一方陽極吸収エネルギー V_d^* についてみると, V_d^* は l 変化に対して㊸段階の場合には曲線 a-b-c-d-e-f のごとく, ㊹段階の場合には長アーク長の範囲で e-g-h のごとくに変化し, これらはアーク電圧 V_a の挙動とよく似ている。ただし V_d^* の d-e-f あるいは g-h 部分の勾配は V_a 曲線の D-E-F あるいは G-H 部分の勾配にくらべてはるかに小さく, l の増加に対して多少上昇する程度である (より大きな l になると V_d^* は一定値に近づく)。つぎに曲線 $(V_a - V_d^* - V_c^*)$ (大略的にはアーク柱部分の等価電圧 V_F^* と考えてよい) は陽極グローの存在有無にかかわらず図に示すように l の増加に対して折線 i-j-k のごとくに増加し, 陰極プラズマ球が陽極に接する付近を境にして直線 i-j と j-k の傾斜が異なる。

陽極, 陰極の吸収エネルギーの等価電圧 V_d^* , V_c^* と陽極降下 V_d , 陰極降下 V_c との間には次式に示すような関係があることはよく知られている²⁾。

$$V_d^* = V_d + V_W + V_T \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$V_c^* = V_c - V_W - V_T \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに V_W は仕事関数を, V_T はアーク柱の温度に相当するエネルギーを示す。上記のエネルギー・バランスを表わす式 (1), (2) は通常の大気圧アークにおいては広く認められているが, 低圧アークのごとく陽極降下部, 陰極降下部の長さが大きい場合には修正を要するかもしれない。しかしながら低圧アークにおいても基本的には (1), (2) 式と同じ考え方ができるものと考えている。

さて Fig. 7 に示した等価電圧 V_d^* , V_c^* , $(V_a - V_d^* - V_c^*)$ の挙動から明らかなように, アーク電圧 V_a の特徴ある変化は陽極吸収エネルギーの等価電圧 V_d^* の変化と量的にも完全に対応している。この事実と (1) 式とを対比してみるとアーク電圧 V_a の特徴ある挙動 (たとえば $l < 5$ mm における曲線 A-B-C-D のような変化, グローの現われるときの V_a の不連続上昇など) は陽極降下 V_d が変化したためと判断される。

Fig. 8 はアーク電流 I を変化させた場合のアーク電圧 V_a および陽極, 陰極吸収エネルギーの等価電圧 V_d^* , V_c^* の変化を示す1例である。図に示すようにアーク

Fig. 7 Relations between the interelectrode spacing and the arc voltage and equivalent volatges of heats absorbed by anode and cathode

* 第1報¹⁾で述べた C-C アークの場合, 高周波振動が現われるときの陰極形態は冷陰極型を呈しており, アーク電圧の変動が激しかったが, 冷陰極型の際の振動周波数はきわめて低く, したがって高周波振動は陰極に関連したものでないと判断される。

† 式(1), (2)では陰極降下部, 陽極降下部の大きさがきわめて小さく, その周囲ガス方向への損失を無視している。

Fig. 8 Relations between the arc current and the arc voltage and the equivalent voltages of heats absorbed by anode and cathode

電圧の不連続変化 Q_1-S_1 と V_A^* の不連続変化 Q_2-S_2 とは ± 0.5 V 程度の範囲でよく一致しており、この図からも ⑥、⑨ 両段階の差異は陽極降下 V_A の変化すなわち陽極形態の変化によるものであることが明らかである。そこで著者らは以下において ⑥ 段階を「グロー陽極型」(Glow Anode Mode)、⑨ 段階を「正常陽極型」(Normal Anode Mode)と呼ぶことにする。なお陽極吸収エネルギーの等価電圧 V_A^* はグロー陽極型および正常陽極型の両形態においてアーク電流の低下とともに上昇する特性を示しているが、これは主として陽極降下 V_A がアーク電流 I の低下とともに上昇するためと考えている。この点については5.にて詳述することにする。

4. 陰極形態および陽極形態

4.1 タングステン陰極の陰極形態とその存在条件

第2報に報告したごとく 黒鉛陰極の形態は主として (1) アーク電流 I , (2) 雰囲気圧力 p , (3) 雰囲気電離電圧 V_i の3因子によって規定されることを実験的に明らかにし、これらの因子と陰極形態の関係は陰極域におけるエネルギー・バランスを考察することによって矛盾なく説明できることを示した。

タングstenは黒鉛と並び称せられる熱電子放出型の代表的陰極材料であり、タングsten陰極を用いた場合にも黒鉛陰極にみられたのと同様な形態変化が考えられる。本項では陰極に 2% Th-W 棒 (6 mm ϕ) を使用した場合の陰極形態変化について追求している。本実験の条件範囲内 ($p=20\sim 100$ Torr, $I=35\sim 100$ A) ではアーク起動時を除いては 冷陰極型形態は現われず、プラズマ陰極型 (⑥型) と熱陰極型 (⑨型) の2種のみが識別された。しかしながらより低圧・低電流の条件下で

は黒鉛陰極の場合と同様に冷陰極型形態 (⑥型) をとるものと予想される。黒鉛陰極の場合と比較してトリヤ入りタングsten陰極の場合に冷陰極型形態をとりにくいのは、黒鉛の場合には 3,500°K 以上の温度で昇華が著るしくなり 炭素蒸気が陰極付近におけるガスの実効電離電圧を下げる作用を促進させるのに対し、タングsten陰極では蒸気の発生が生じにくく、よほどのエネルギー集中 (すなわち V_a の増加) が陰極点に起らないかぎり蒸気の発生が促進されない。タングsten陰極の場合には黒鉛の場合とくらべて陰極降下 V_a が小さく、したがって黒鉛陰極と比較して冷陰極型となりにくい。すなわち陰極降下 V_a の大きさと陰極材料の蒸発の難易との兼ね合いで冷陰極形態をとる条件が異なる。

上記のようにトリヤ入りタングsten陰極を用いた場合には 本実験の条件範囲内では冷陰極型を示さないことが明らかとなった。一方 Fig. 3 にも見られたごとくプラズマ陰極型 (暗部が明瞭に認められる陰極形態) が広い条件範囲にわたって認められ、しかも黒鉛陰極の場合よりもその識別が容易であるので、以下にプラズマ陰極型と熱陰極型との関係について述べる。

Fig. 9 は横軸に雰囲気圧力 p , 縦軸にアーク電流 I をとってプラズマ陰極型と熱陰極型の存在する条件範囲を図示したものである。陰極形態の判別基準は写真用 ND フィルターを通して肉眼で観察した場合に暗部が明瞭に認められる場合 (図中の○印) をプラズマ陰極型 (⑥), 全く暗部の認められない場合 (図中の×印) を熱陰極型 (⑨), 暗部の識別が困難な場合 (図中の△印) を両陰極形態の遷移段階 (⑧) としている。図にみられるごとくプラズマ陰極型から熱陰極型へ遷移する際の限界圧力と限界電流との間には反比例に似た関係があり、この傾向

Fig. 9 Dependence of arc current and ambient gas pressure on cathode modes of a thoriated tungsten electrode in hydrogen atmosphere

は前報に述べた黒鉛陰極の場合の各陰極形態の存在条件 (第2報 Fig. 10) と全く同じ関係にある。

ここで前掲 Fig. 8 に示した陰極吸収エネルギーの等価電圧 V_{c^*} ($\equiv V_c - V_w - V_T$) について補足説明を行なう。陰極吸収エネルギー V_{c^*} は Fig. 8 の図中曲線に示すようにアーク電流増加とともに A-B-C のごとくしだいに低下し、その後 C-D のごとくほぼ一定値に近づく。一方 Fig. 8 の圧力条件 ($p=30$ Torr) における各陰極形態の存在条件を Fig. 9 から求めると Fig. 8 の V_{c^*} 曲線における A-B 区間はプラズマ陰極型を呈する電流範囲であり、一方 C-D 区間は熱陰極型の電流範囲である。このように肉眼観察の結果明らかとなった各陰極形態の存在電流域と陰極吸収エネルギー V_{c^*} の I による変化との間にはよい対応関係が認められる。すなわちプラズマ陰極型の電流範囲内ではアーク電流の増加にともなって著しく V_{c^*} は低下するのに対して、熱陰極型の電流範囲内では V_{c^*} はごくわずかしき低下していない。陰極吸収エネルギーの等価電圧 V_{c^*} と陰極降下 V_c との間には前述の (2) 式のような関係がある。いま電流を変化させた場合に仕事関数 V_w は一定と考えてよいから、変化しうるのは V_c および V_T ということになる。このうち V_T はたとえばプラズマ温度が 1 万 $^{\circ}\text{K}$ の場合で 1 eV 程度⁷⁾であり、アーク電流の変化によって温度が変化しても絶対値的にはそう大きな変化はない。したがって Fig. 8 に示した V_{c^*} の変化は主として陰極降下 V_c が変化したためであると判断される。なわちプラズマ陰極型の場合には I の増大に伴って V_c が低下してゆく。このことについては第2報において考察を加えたので詳細は割愛する。

上に述べたように本項では低圧水素気中におけるトリヤ入りタングステン陰極の陰極形態とその存在条件、および各陰極形態における陰極降下 V_c の挙動について明らかにした。

4.2 陽極形態を支配する因子

3.2項において 低圧水素気中の Th-W-Cu アークにおいてグロー陽極型 (⊙型) と正常陽極型 (⊗) の2種の陽極形態が認められ、アーク電流の高い範囲では⊗型、低電流域では⊙型が現われることを述べた。すなわちアーク電流 I は陽極形態を支配する因子の1つであることを明らかにした。つぎに雰囲気圧力 p の変化による陽極形態の変遷について述べる。

Fig. 10 はアーク電流一定 ($I=40\text{ A}$) の条件で 雰囲気圧力 p のみを $20\sim 100$ Torr の範囲で変えたときのアーク電圧 V_a の変化を示す。図にみられるごとく電極間距離 l の大小によって p の変化に対する V_a 曲線の挙動は多少異なるが、いずれもある圧力を境にして

Fig. 10 Relation between the arc voltage and the ambient gas pressure

(Fig. 10 の条件では $p \approx 40$ Torr) アーク電圧 V_a はたとえば図中の曲線 B-C あるいは B'-C' のごとく不連続的に変化している。この不連続変化の生じる圧力よりも低圧域 (曲線 A-B あるいは A'-B' 部分) は陽極グローの現われる⊙段階で、高圧域 (曲線 C-D あるいは C'-D') はグローの無い⊗段階であり、⊙から⊗へ転移する場合に V_a が約 10 V 不連続に低下する。以上のように雰囲気圧力 p も先に述べたアーク電流と同様に陽極形態を支配する因子の1つであることが明らかとなった。

Fig. 10 の V_a-p 曲線において たとえば $l=15\text{ mm}$ の場合には高圧域で曲線 C-D のごとく p の上昇に対して V_a が増加する傾向があるのに反し、 $l=5\text{ mm}$ の場合には C'-D' のごとく 暫減する傾向を示している。このように高圧になるほど両曲線間の開きが大きくなるのは、 $(V_a + V_c)$ は p の増加とともにしだいに低下するのに対しアーク柱電位傾度 E_p は圧力上昇とともに大きくなるため (第1報 Fig. 9 参照)、 l の大なる場合にアーク柱電位降下 $V_F (= l \cdot E_p)$ の影響が大きく現われて結果としてのアーク電圧 V_a 高圧域で p の増加とともに増大するからである。なお圧力変化による陰極降下 V_c および陽極降下 V_a の挙動については後述する。

以上に述べたごとく低圧水素気中の Th-W-Cu アークにおいて水冷銅陽極の形態にはグロー陽極型 (⊙型) と正常陽極型 (⊗型) の2種が存在し、これらの陽極形態は雰囲気圧力 p とアーク電流 I によって支配されることが明らかとなった。以下この2つの因子 (p, I) 間の相関関係について述べる。

Fig. 11 は2種の陽極形態がアーク電流 I および雰囲気圧力 p によってどのように定まるかを示したもので、

Fig. 11 Dependence of arc current and ambient gas pressure on anode modes of a water-cooled copper electrode in hydrogen atmosphere

図中の曲線を境にして原点側はグロー陽極型 (G型) を示す条件範囲を、曲線を境として原点と反対側は正常陽極型 (N型) の条件範囲を示す。2種の形態の境界を示す曲線は2つの因子 I, p に対し反比例に似た関係を示し、この傾向は前報²⁾および Fig. 9 で述べた陰極形態を決定する因子間の関係とよく似ていることは注目値する。なお本研究では水素気中のみでしか系統的な実験を行っていないが、ヘリウムを用いて2, 3の実験を行なった結果、ヘリウム気中でもグロー陽極型が現われ、しかも水素気中よりも高圧・高電流の条件で現われることを確認しており、この点でも陰極形態を支配する因子間の関係と類似性がある。

以上溶融を伴わない水冷銅陽極の場合の陽極形態について詳細な実験結果を述べた。ところで第1報で述べた C-C アークの場合にも低圧・低電流の条件においてグロー陽極型 (G段階) が現われたが (第1報 Fig. 3, Fig. 5 (a) と本報 Fig. 5, Fig. 6 とを比較参照), グロー陽極型の存在する条件範囲が本報における水冷銅陽極の場合と比較してかなりの差がある。このことは陽極材料が異なれば陽極形態もそれにしたがって変ることを示唆しているので、本報では陽極材料の種類を変えて陽極形態の比較検討をも行なった。

Fig. 12 は陽極に径 6 mmφ の純タングステン棒を用いたときの電流—電圧特性 (V_a-I 特性) の1例を水素雰囲気圧 30 Torr の場合について示す。なお Fig. 12 の実験条件においては全電流域 (10~70 A) にわたってタングステン陽極の先端は溶融している。図に示すように溶融タングステン陽極を用いた場合には Fig. 5 と同一条件にもかかわらず V_a-I 曲線は単調な負性抵抗性

Fig. 12 A static volt-ampere characteristic of a Th.W(-)-W(+) arc

を示すのみでグロー陽極型の形態は現われない。また Fig. 5 (水冷銅陽極の場合) の (N) 段階におけるアーク電圧 V_a と Fig. 12 とを比較すると同一アーク長、同一アーク電流値において溶融タングステン陽極の場合の方が常に V_a が 7~8 V 低い。Fig. 8 および Fig. 12 の場合ともに同一のトリヤ入りタングステン陰極を用いており、陰極プラズマ球、暗部の寸法は同一アーク電流値においては両者の場合とも全く同じで、アーク柱の電位傾度 E_p もほぼ同じである。したがって同一アーク電流値においてアーク電圧 V_a に差があるのは陽極降下 V_A に差異があり、溶融タングステン陽極の場合の方が水冷銅陽極を用いた場合よりも V_A が小さいと判断せざるを得ない。安藤ら⁹⁾は溶接アークなどの大電流アークにおいては陽極降下 V_A はほとんど0であることを陽極の溶融速度の測定結果から明らかにしている。これと同じことが低圧条件においても成立しているか否かは現段階では明らかにするには至っていないが、陽極が溶融すると少なくとも V_A は低下するものと判断される。

上述したように陽極が溶融した状態ではグロー陽極型は現われず、もし現われるとしても余程の低圧・低電流の条件であろうと推定される。いずれにしても上記の実験結果から陽極形態は前述の因子 (p, I , ガスの種類) の他に陽極材料もしくは陽極の状態 (溶融, 非溶融の別) によっても左右されることが明らかとなった。

4.3 陰極降下および陽極降下の挙動

前述の 3.3 項および 4.1 項において陰極および陽極の吸収エネルギーの測定結果から、陰極降下 V_c および陽極降下 V_A はアーク電流 I あるいは雰囲気圧力 p によって変化すると判断されるので、陰極降下と陽極降下の和 (V_A+V_c) と電流 I , 圧力 p との関係を系統的に調べることにした。

低圧条件下では電子の平均自由行程 λ_e が大きくなるので、陰極降下部および陽極降下部の長さが大気圧アークと比較して大いになり、この長さ(第1報(2)式において l_0 で定義した)はアーク長 l にくらべて無視しえない大きさになる*。第1報で述べた C-C アークの場合には炭素蒸気存在など複雑な要因があり、 l_0 の推定が困難であったため、 $(V_A + V_C)$ を求めるにあたっては $V_a - I$ 曲線の $l=0$ における内挿値 V_{min} を採用して $(V_A + V_C)$ の目安とした(第1報4項参照)。一方本報における Th·W(−)—Cu(+) アークの場合には電極消耗が無視できるためプラズマ構成ガスは水素のみであって、温度さえ分れば計算によって電子の平均自由行程 λ_e を求めることも可能であるが、3.1項で述べたごとくアーク形状から陰極域の大きさ**が明瞭に判るので、本実験では $V_a - I$ 曲線から直接に $(V_A + V_C)$ をかなりの精度にて求める。すなわち前掲 Fig. 4 の $V_a - I$ 特性において陰極プラズマ球が陽極に接する付近(Fig. 4 の曲線(2)におけるC点)に対応する電極間距離 l_0 をもって陰極降下部と陽極降下部の長さの和とみなすことができる。ところで Fig. 4 で説明したように、陰極プラズマ球が陽極に接近すると(Fig. 4 曲線(2)の C-D 部分付近)陽極グローが誘発され易く、その結果アーク電圧 V_a が上昇するので $(V_A + V_C)$ を求めるに当ってはつぎのような方法をとった。いま Fig. 4 の曲線(2)の場合について記述すると、アーク電圧 V_a は電極間距離 l の減少とともに直線 F-D のごとく低下するが、この直線の延長と $l=l_0$ (陰極、陽極降下部の長さの和)との交点 X に対応する電圧 V_2 をもって $(V_A + V_C)$ とみなす。陽極グローの現われる場合にも陰極プラズマ球の大きさにはほとんど変化がないので、直線 H-G の延長と $l=l_0$ との交点に対応する値 V_2' をとることによって $(V_A + V_C)$ が求まる。

Fig. 13 は上記の方法によって求めた陰極降下と陽極降下の和 $(V_A + V_C)$ のアーク電流 I による変化を水素雰囲気圧力 $p=30$ Torr の場合を1例として示す。なお Fig. 13 の図中には肉眼観察による陰極形態および陽極形態の識別結果を ㊦ (プラズマ陰極型), ㊩ (遷移段階), ㊨ (熱陰極型) あるいは ㊧ (グロー陽極型), ㊮ (正常陽極型) などの記号で示してある。図にみられるように $(V_A + V_C)$ はアーク電流の低下とともにはじめは T-C のごとくほぼ一定値を示し、その後 C-B-S のごとく I 低下につれてしだいにその上昇程度が増す。さらに I

Fig. 13 Dependence of the arc current on the sum of anode and cathode drops

が小さくなると陽極形態はグロー陽極型になるが、この場合 $(V_A + V_C)$ は不連続的に約 10 V 上昇し (S→Q), その後は I の低下とともに曲線 Q-P のごとくに漸増する特性を示す。

Fig. 14 は雰囲気圧力 p と $(V_A + V_C)$ との関係を示す(ただし陰極はいずれも Th·W)。水冷銅陽極を用いた場合には低圧域 (Fig. 14 の場合には 40 Torr 以下) でグロー陽極型が現われるが、熔融タングステン陽極を用いた場合には Fig. 14 の条件範囲ではグロー陽極型は現われない。まず銅陽極を用いた場合について述べると、雰囲気圧力の低減とともに正常陽極型の範囲内では $(V_A + V_C)$ は曲線 $T_1 - C_1 - B_1 - S_1$ のごとくしだいに増加する。陽極形態がグロー陽極型に転移すると $(V_A + V_C)$ は不連続に上昇し ($S_1 - Q_1$ 部分), その後は p の低減とともに $(V_A + V_C)$ は曲線 $Q_1 - P_1$ のごとくに増す。一方熔融したタングステン陽極を用いた場合には p の低下とともに $(V_A + V_C)$ は図中の曲線 $T_2 - C_2 - B_2 - S_2 - S_2'$ のごとく

Fig. 14 Dependence of the ambient gas pressure on the sum of anode and cathode drops in Th·W(−)—Cu(+) and Th·W(−)—W(+) arcs

* 水素雰囲気において $T=10^4$ °K, $P=30$ Torr の場合には $\lambda_{e-H} = 0.01 \sim 0.3$ mm となり、したがって l_0 の値は $0.1 \sim 3$ mm 程度となる。

** 第2報で考察したごとく陰極プラズマ球は Slepian モデルにおける電離領域に相当し、著者らはこの領域を含めて陰極降下部域としている。

くしだいに上昇する特性を示し、($V_A + V_G$) の値は水冷銅の場合にくらべて常に低い。なお Fig. 14 の 2 曲線を比較すると、低圧力域の P_1-Q_1 区間と S_2-S_2' 区間および高圧力域の $B_1-C_1-T_1$ 区間と $B_2-C_2-T_2$ 区間では両曲線はほぼ平行であるが、 S_1-B_1 区間と $S_2'-B_2$ 区間では圧力が低くなるにつれて両曲線間に間きがでている。前にも述べたごとく陽極材料を変えても陰極プラズマ球の大きさには差がなかったことから同一電流、圧力においては銅陽極、タングステン陽極のどちらを用いても陰極降下 V_G は同じと考えられる。したがって銅陽極の場合の S_1-B_1 区間とタングステン陽極の場合の $S_2'-B_2$ 区間で ($V_A + V_G$) の開きが低圧になるほど大きくなるのは銅陽極の場合に V_A の増加が著しくなるためと判断せざるを得ない。

5. 陽極形態に関する考察

一般に陽極はアーク柱の電流担体であるところの電子の終着点としての機能があるのみで、陰極のような複雑な機構はないものとされてきた。事実アーク切断 (TIG 切断、プラズマ切断) などにおける陽極点の挙動などの 2, 3 の例をのぞけば陽極形態についてはほとんど研究がなされていない。ところで前項までに述べてきたように低圧気中では通常の陽極形態 (⊙型) とは全く異なるグロー陽極形態が突然に現われ、これらの陽極形態を支配する因子およびその相関関係が陰極形態を支配する因子ならびにその相関関係ときわめて類似していることを明らかにした。このことから陽極形態についても陽極付近における電離機構について考える必要があるようである。現段階では陽極機構を解明するに至っていないが、前述の実験結果をもとに 2, 3 の考察を試みることにする。

アーク放電の陽極においては周知のように陰極における電子放出に相当するようなイオン放出の機能はまったくなく、陽極降下部は負の空間電荷 (電子) で構成されており電流は陽極前面では 100% 電子電流で形成されている。一方アーク柱では電流の 99.9% は電子流で残りのわずか 0.1% がイオン流であるが、上記のように陽極からイオン放出が全くないので何らかの方法で不足しているイオン (0.1%) を作り出さねばならない。大電流密度のアークでは陽極降下部が高温であるため陽極降下部に存在する中性粒子は熱電離され、これによって陽極降下部端で必要とされるイオン数を確保できると考えられている。しかし陽極近傍の電流密度が近い場合には陽極降下部の温度も低いために熱電離よりはむしろ V_A が昇して電界電離によって中性粒子をイオン化するようになるといわれている。このように陽極降下部における温度

(温度差) がわずか 0.1% のイオン流を作り出すのに微妙な影響を与え、陽極降下 V_A に差異を生ぜしめる。たとえば安藤ら⁸⁾ は熱伝導度の良い材料を陽極に用いるほど陽極降下が上昇し、また同一陽極材料でも陽極を予熱すると V_A は低下することを実験的に明らかにしている。

さていま陽極前面におけるイオン生成が熱電離によって行なわれている状態では中性粒子の全てが電子によって衝突・電離されることが必要なわけではなく、僅か 0.1% の電離に成功すればよいので、Maxwell 分布している電子のうち高エネルギーを有するもののみがイオン生成に寄与し、したがって陽極降下 V_A はさほど大きな値を要さない。このような状態からたとえば圧力を下げてゆくと、粒子密度の低下すなわち電子の標的粒子 (中性粒子) の数が少なくなるため、電離の効率を良くするように陽極降下部が自己調整されて V_A が多少上昇すると考えられる。さらにもう一つ圧力低下によって V_A が上昇する要因が考えられる。すなわち p の低下とともにアーク柱における電子温度 T_e と気体温度 T_g との差が出て中性粒子ガスの温度 T_g が下るため⁹⁾、中性粒子の有する初期エネルギー (熱エネルギー) が低下し、このため電離させるには電子は余分のエネルギーを要し、これは加速電圧 V_A を上昇させる要因となる。

以上のように熱電離によって陽極降下部におけるイオン生成を行なおうとすれば、圧力低下とともに V_A はしだいに上昇し、とくに電子温度と気体温度との差が現われるような圧力域では V_A は急速に増大することになる。したがって圧力が低下するほど熱電離によるイオン生成が困難となる。このような状態では熱電離よりは電界電離によってイオンを生成する方がエネルギー的には得策と考えられる。何故なら熱電離させるためには陽極降下部全体の温度を上昇させねばならず、したがって損失も多くなるが、低圧となって電子の熱運動エネルギーが中性粒子のそれより大きくなっている状態では電界によって選択的に電子のエネルギーを増大させ、中性粒子との衝突時に確実に電離させる方式 (電界電離) の方が結果的には損失が少くなるものと考えられる。すなわち Fig. 14 などに見られたごとく正常陽極型 (⊙型) の範囲では低圧になるにしたがって V_A はしだいに上昇し、とくに曲線 B_1-S_1 付近では V_A の増加が著しくなるが、この状態がさらに続くと曲線 S_1-R_1 のごとくに上昇するものと考えられ、グロー陽極型 (⊙型) となってイオンを供給した方が結果的には V_A が小さくてすみ安定な状態になると判断される。

グロー陽極型の場合にアーク電圧波形にみられる高周波振動については現段階では解明するに至っていない。しかし著者らは水素気中の場合よりもヘリウム気中の場

合の方が振動数が低いことを確認しており, これはイオン (あるいは中性粒子) の質量に関係した陽極降下部のゆらぎ, すなわち陽極降下部におけるイオンの生成と消滅の問題と考えて別に研究を進めている。

6. 結 論

以上 低圧水素気中タングステンアークの特性と陰極, 陽極現象との関係について研究を行なった結果を述べた。本研究における結論を要約すると以下のごとくである。

(1) 低圧水素気中の Th・W(−)−Cu(+) アークではアーク形状に著しい特徴が認められ (Fig. 2), アーク形状とアークの電気的および熱的特性, 陰極形態および陽極形態との間に密接な関係のあることを明らかにした。

(2) トリヤ入りタングステン陰極は低圧条件下において熱陰極型形態のほかにはプラズマ陰極型形態をとり, この2種の陰極形態の存在する条件を明確にした (Fig. 9)。なお本実験条件の範囲内 ($I=20\sim100$ A, $p=20\sim100$ Torr) ではW陰極は冷陰極型形態をとらず, 陰極形態を支配する因子として第2報に述べた要因 (I, p, V_i) の他に陰極材料の種類が挙げられることを明らかにした。

(3) 各陰極形態における陰極降下 V_G の変化を陰極吸収エネルギーの測定などから明らかにした (Fig. 8)。プラズマ陰極型の範囲では V_G は圧力低減あるいは電流低下とともに著しく上昇し, 第2報における陰極降下部域のエネルギー・バランスの考察の正当性が裏づけされた。

(4) Th・W(−)−Cu(+) アークにおいては低圧・低電流の条件下で通常の陽極形態 (正常陽極型) の他にグロー陽極型の形態が現われることを明らかにし, 水素気中アークの水冷銅陽極における2種の陽極形態の存在条件を明確にした (Fig. 11)。グロー陽極型の特徴は陽極表面にグロー状放電が現われ (Fig. 2), アーク電圧波形に高周波振動が認められることである (Fig. 6)。

(5) 陽極形態が正常陽極型からグロー陽極型に変

化するとアーク電圧 V_a は不連続に約 10 V 上昇するが (Fig. 5), これは陽極降下 V_A が約 10 V 上昇するためであることを陽極吸収エネルギーの測定 (Fig. 7, Fig. 8), (V_A+V_G) の測定 (Fig. 13, Fig. 14) などから明らかにした。

(6) 溶融タングステン陽極は本実験の範囲ではグロー陽極型の形態を示さない。W陽極を用いた場合のアーク電圧は水冷銅陽極を用いた場合よりも同一アーク条件において常に 7~8 V 低いが, これは陽極降下 V_G が銅陽極の場合にくらべて 7~8 V 低いためであることが明らかとなった (Fig. 14)。

(7) 陽極形態を支配する主因子は (a) アーク電流 I , (b) 雰囲気圧力 p , (c) 雰囲気ガスの種類, (d) 陽極材料の4つであることを明らかにした。上記の結果は陰極形態を支配する因子およびそれらの相関関係ときわめて類似している。

(8) 陽極降下 V_A は圧力および電流の低下とともにしだいに増加する特性を有し, とくに正常陽極型からグロー陽極型へ変化する付近の条件では V_A の上昇が著しいことを明らかにした (Fig. 8, Fig. 13, Fig. 14)。このような陽極降下 V_A の変化は陽極降下部におけるイオン生成機構を考察することによって合理的に説明しうることを明らかにした。

文 献

- 1) 西口, 松縄, 北田: “低圧雰囲気におけるアーク現象” (第1報), 溶字誌, Vol. 38 (昭44), No. 9, p. 1035~1042.
- 2) 西口, 松縄, 北田: “低圧雰囲気におけるアーク現象” (第2報), 溶字誌, Vol. 39 (昭45), No. 1, p. 55~63.
- 3) 西口, 松縄: “低圧雰囲気におけるアークの挙動”, 超高温研究, Vol. 6 (昭44), No. 4.
- 4) Nishiguchi, K., Matsunawa, A.; “Arc Characteristics and Cathode Phenomena in Low Pressure Atmospheres”, Technology Reports of the Osaka University, Vol. 19 (1969), No. 897, p. 525~546.
- 5) 安藤, 長谷川: 溶接アーク現象, 産報, 昭37, p. 73, p. 85.
- 6) 文献5), 第8章, p. 229~370.
- 7) Cambel, A.B.; Plasma Physics and Magneto Fluidmechanics, McGraw-Hill Inc., New York, 1963, p. 87.
- 8) 文献5), p. 72.
- 9) Cobine, J.D.; Gaseous Conductors, Dover Publications, Inc., New York, 1958, p. 290.