UDC 537.525.5: 537.531.08
533.951

論 文

50-A 41

高エネルギーカーボンアークの放射測定

理化学研究所
理化学研究所
北海道工業大学円城寺 博
石 井 成 行
丸 山 晃 市

1. ま え が き

高エネルギーカーボンアークは真空中($<10^{-3}$ Torr)のカーボン蒸気のアークであって、高エネルギーのカーボンイオンの存在によりイオン温度が高く($10^4 \sim 10^5$ K)、数千ガウスの磁界により安定に保持される高電離($\sim 98\%$)、高密度($10^{13} \sim 10^{14}$ ions/cc)の定常プラズマである。このアークに関しては、既にアメリカの Oak Ridge 国立研究所(ORNL)で 1958 年から 1964 年⁽¹⁾まで核融合研究の立場からこのアークに H_2^+ ビームを通過させ、 H_2^+ から H^+ への解離現象とこのプラズマの諸性質、並びにその加熱機構を研究した。当研究室においてもこの立場から、このアークに対してマイクロ波、分光、静電探針、磁気探針による諸測定⁽²⁾⁻⁽⁵⁾を行ない、プラズマ中のイオンおよび電子の密度、温度並びに波動⁽⁶⁾などを観測してきたが、更にこのアークの放射機構を研究するため、放射計により陽陰両電極部とアーク柱部の放射熱を測定分離し、アーク柱部の放射機構を解明したので報告する。

核融合研究においては、最近超高温プラズマ中の多価の不純物イオンによる放射損が大きな問題になっており、この研究結果が多価イオンの励起放射理論の実験的証明となれば幸甚である。

2. 実験装置

この高エネルギーカーボンアーク発生装置を第 1 図

Measurement of Radiation Losses from an Energetic Carbon Arc. H. ENJOJI, Member, S. ISHII, Non-member (Thermonuclear Fusion Laboratory, The Institute of Physical and Chemical Research) & K. MARUYAMA, Non-member (Department of Mechanical Engineering, Hokkaido Institute of Technology).

円城寺 博: 正員, 理化学研究所核融合研究室
石井成行: 理化学研究所核融合研究室
丸山晃市: 北海道工業大学機械工学科

に示す。このアークを発生させる真空チャンバーは内径 200 mm ϕ , 長さ 1,189 mm, 内径 260 mm ϕ , 長さ 720 mm の 2 個の不銹鋼円筒を同軸に直列に接続したものと両端のフランジから成り、陽陰両電極はそのフランジにそれぞれ取り付けられている。陽極側に 6 in の、陰極側に 14 in の油拡散ポンプが直結され、並列排気を行なっている。このチャンバーには外径 10 mm ϕ の銅の水冷管が巻きつけてあり、アークの放射熱による温度上昇を抑えている。陽極は外径 80 mm ϕ , 長さ 100 mm の高純度のカーボンを高真空中で長時間乾燥したものである。陰極は外径 18 mm ϕ , 肉厚 2 mm, 長さ 150 mm のタンタル円筒である。両電極はともに冷却水の循環している銅円筒ホルダーに取り付けられており、ホルダーは電極ギャップ長を自由に調節できるように気密性を保ちつつ動くようになっている。

アーク安定化用の軸方向磁界は図示のような 4 個の直列コイルにより作られる。アーク電源は直流 400 V, 250 A, 100 kW。コイル電源は直流 25 V, 4,800 A, 120 kW であり、いずれも磁気増幅器により定電流制御を行なっている。

カーボンアークに至る道程では、アルゴンまたはヘリウムガスを陰極円筒電極を通して 0.08~0.40 Torr $\cdot$ l/s の割合で、更に気圧調整のため陽極側のガス導入栓からも若干を供給した。気圧は $10^{-1} \sim 10^{-4}$ Torr, アーク電流は 60~250 A, 電圧は 50~150 V, 電極ギャップ長は 2~70 cm, 安定磁界は主として 2,500 G である。

3. 実験結果

〈3.1〉 アークの点弧 ギャップの長さ $L=56 \sim 69$ cm の両電極に、あらかじめ 600 V (アーク電源無負荷電圧) を加えたままチャンバー内の気圧 P を基底

第 1 図 高エネルギーカーボンアーク発生装置

Fig. 1. Device for an energetic carbon arc.

気圧 10^{-6} Torr から徐々に上げて行くと、微弱な放電からグロー放電を経てヘリウムでは $0.6 \sim 1$ Torr で、アルゴンではだいたい 0.1 Torr で突然直線状のアークが点弧する。そのとき電極端子電圧 V_i は一挙に $60 \sim 100$ V に低下し、アーク電流 I は電源の設定値、例えば 100 A まで増加する。アークの外観は外径約 20 mm ϕ の円筒状であり、陰極断面の形に類似する。アークが点弧したらそのまましばらく放置し、陰極が白熱化して V_i と I が安定してから I を適当に設定する。そして、そのまま排気し P が 10^{-4} Torr 以下に低下すると、陽極からのカーボン蒸気が主成分となり、青白色の高エネルギーカーボンアーク（以後、カーボンアークと略称する）に移行する。

〈3・2〉 電圧電流特性 このアークの V_i - I 特性は第 2 図のようにヒステリシス現象を呈す。これは V_i と I との変化に伴いエネルギーが消費されることを物語っている。 I の増加の場合は減少の場合に比べ V_i が高い。これは電子の衝撃により陽極を一段と加

熱して温度を高め、カーボン蒸気を増加させイオンを増さなければならないからである⁽²⁾⁽³⁾。 I の減少の場合は陽極の温度は低くなるが、温度低下の遅れがあるため I の増加の場合と比べ、より低い V_i で間に合うことになる。

このヒステリシス曲線の面積は P が低下するほど大きくなり、消費されるエネルギーも大きくなる。すなわち、 P の低下とともにアルゴンガスが減少するが、定電流アークを保つためにはカーボン蒸気の発生を一層高め、カーボンアークに移行させなければならない。そのためには陽極を一段と加熱する必要がある。 $I=250$ A では 10^{-3} Torr で陽極カーボンは暗赤色、 10^{-4} Torr で朱色、 10^{-5} Torr で橙黄色に発光し、加熱エネルギーが P の低下とともに大きくなることがわかる。ゆえに、この曲線の面積は主として I の増加のための陽極加熱に必要なエネルギーの大きさに関係していると考えられる。電圧、電流の脈動は、アーク柱のプラズマの波動現象、すなわち音波、Alfvén 波、ドリフト波、プラズマ回転に関係しており、それについては既に報告⁽⁶⁾した。

〈3・3〉 アーク柱の電位分布 アーク柱だけにかかる電圧 V を求めるため、一定電流で V_i と L との関係を調べた。この場合、 L に無関係に両電極降下電圧は変わらないと仮定している。第 3 図に $P=10^{-2} \sim 10^{-4}$ Torr, $I=100 \sim 200$ A, 軸方向安定磁界 $B_z=2,500$ G の場合を示す。 L が増すにつれて V_i は全般的に直線状に増加する傾向にあるが、アークの短いところでは、例えば $P=1.3 \times 10^{-3}$ Torr, $I=100$ A の場合は、 $L=10$ cm において V_i に極大値を生じ山状に変化し、 $20 \text{ cm} > L > 10 \text{ cm}$ で V_i が低下する領域が存在する。そして、その山の高さと裾野の広がり方は I が小さく、 P が低いほど

第 2 図 電圧電流特性

Fig. 2. Current-voltage characteristics of the arc.

第3図 端子電圧とアーク長との関係

Fig. 3. Relation between terminal voltage and arc length.

大きくなっている。第3図の曲線の直線部分から求めたアーク柱の単位長さあたりの電圧降下 V_u と I との関係から求めた単位長さあたりの抵抗 R_u 、更に断面積から求めた抵抗率 r_u を示すと、 $V_u = 0.2 \sim 0.4$ V/cm, $R_u = 1.3 \sim 3.0$ Ω /cm, $r_u = 3.3 \sim 7.6$ $\Omega \cdot \text{cm}$ であり、Spitzer 氏の式⁽⁷⁾を用いて r_u から電子温度を求めると $T_e = 3 \sim 6 \times 10^4$ K となる。この値は探針などの諸測定⁽²⁾⁽³⁾で得た値と同程度である。

以上の観測からわかることは、 V_t と L との関係曲線はグロー放電のものと類似していることである。左端 $L=0$ に直線部分より外そうして得た電圧 (V_{ak}) は両電極降下電圧の和である。ゆえに、曲線の傾向だけがアーク柱の性質として論議できる。

既述のように、これらの曲線は左端立上りの曲線状および山の部分と、それより右の直線状部分とに区分できる。直線部分は $dV_t/dz = \text{一定}$ (z : アーク軸方向距離, 左より右へ増加) で表わされる。ゆえに $d^2V_t/dz^2 = 0$ となり、一次元の Laplace の式でこの部分に電荷のないことを意味する。いわゆる中性のプラズマ領域であり、アークの陽光柱とも言うべきところである。しかし、左端立上りの曲線部分および山の部分では $d^2V_t/dz^2 \neq 0$ であって Poisson の式となり、ここには空間電荷が存在していることを示している。 $I = 100$ A の場合は P の低下とともにこの空間電荷部分が右側に伸び、直線部の陽光柱が右に押しつけられて短くなって行く。この状況はグロー放電の Crookes 暗部の性質とよく似ている。このことから第3図の右端

を陽極、左端を陰極とみなしてよいこと、およびこのアークがグロー放電の構造に似ていることがわかる。

〈3・4〉放射測定 次に、このアークの単位長さあたりの放射量 w (W/cm) を z に沿って測定、陽陰両電極部とアーク柱部との放射量を分離した。放射計は第4図に示すもので、外径 150 mm, 厚さ 3 mm, 長さ 80 mm の銅管に水冷用の外径 10 mm, 内径 8 mm の銅パイプを3回巻き付け、銀ろう付けしたものである。アークはこの銅管を通り抜けるが、両者の軸が一致するように配置し軸方向に移動して測定した。測定法は水冷パイプの出入口における水の温度差と流量から放射計の銅管軸長 1 cm あたりの受熱量 w_r (W/cm) を求め、アーク柱部ではそれをアーク単位長さあたりの放射量 w とみなした。まずこの放射計の吸収率、空間分解能および測定精度について述べる。

(1) 吸収率 この放射計の吸収率は次の三つの面からの検討により 100% に近いものと推定される。すなわち、

(i) 陰極の直前に隔壁を設け、陰極をチャンバー内壁とこの隔壁で囲み陰極室を形成する。隔壁の中央にはアーク通過用の孔があり、そこに内径 54 mm, 長さ 80 mm の銅円筒がアークと同軸にはめ込んである。陰極から出る放射線はこの陰極室の壁で反射を繰り返すうちに全部吸収され、陰極室の外周、隔壁、陰極バップル D (第1図) の水冷管の循環水により、その温度上昇と流量で定まるパワとして外に運び出される。定常アークではこれらの値が時間的に一定となれば、陰極からの放射量 W_k' (W) が全部外に運び出され測定されたことになる。ゆえに、 W_k' と放射計で測定して求めた値 W_k (W) とから吸収率 α が求まる。隔壁中央の銅円筒を通して陰極室外へ逃げる放射量は立

第4図 放射計

Fig. 4. Radiometer.

体角の比較によるとけた違いに小さく無視しうる。また、陰極室の壁から隣のアーク室の壁へ熱伝導で逃げることがあるが、これも $W_{K'}$ と比べけた違いに小さく無視できる。更に、アーク室のアークから隔壁と中央の銅円筒が受ける放射量があるが、構造上測定分離不能なので、計算で求めると全体の 6~7% で小さい。このパワを全体の測定量 W_K から差し引いたものが $W_{K'}$ である。ゆえに吸収率は

$$\alpha = W_K / W_{K'} \dots\dots\dots (1)$$

から得られ、その値は 0.97 から 1.00 に近い値となった。

(ii) 放射計銅管内面は陽極のカーボンがスパッタして付着し、一面に黒化している。黒色カーボンの吸収率は 95% 以上と言われている。ゆえに、測定値が時間的に一定となり定常状態に達すれば α は 95% 程度になると考えられる。

(iii) 最後の理由は、第 1 表の W_i / IV_i が 0.9 以上であるので α は 100% に近いと推定される。アークへの入力 IV_i の数~10% が熱伝導により失われているので、 W_i そのものが 100% に近い吸収率で測定されていることになる。以上の検討の結果、今後本測定では $\alpha=1$ として考えて行く。

(2) 空間分解能 この放射計では受光面が内径 14.4cm の銅管内面であり、アーク柱(径約 2cm)や電極(陰極外径 1.8cm, 陽極直径 8.0cm)の表面から遠く離れている。そのため、例えばアーク柱からの放射量を測定対象とする場合には、その内面にはアーク柱の表面や内部のいろいろの位置からの放射線が到達しており、特定部分からの放射量を測定することは不可能である。これは単にアーク柱の軸から半径 7.2cm の位置に到達している放射線のパワを測定しているに過ぎない。両電極についても同様である。ゆえに、この放射計の空間分解能を定義するとすれば、『アーク柱の軸 z から半径 $r=7.2$ cm の円筒上に到達している単位軸長あたりの放射量 $Q(z)$ (W/cm) の軸方向分布に対する分解能』と言うことになる。この放射計の銅管が受ける放射量は Q を銅管の軸長 l (=8.0cm) にわたって積分した量であり、 l の内部の細かい Q の変化は求められない。ゆえに、 Q が l より大きい領域にわたって変化している場合には分解可能である。 l を無限に短くするか、または Q の変化領域が無限に大きい場合は分解能は完全になる。

このアークの場合はアーク柱の長さ $L=65.0$ cm, 陰極、陽極の長さがそれぞれ $l_c=15.0$ cm, $l_a=10.0$ cm で同軸上に一直線に並んでいる。そして、両電極を隔てているアーク柱の長さが l よりはるかに大きく、し

かもアーク柱は大部分陽光柱であるので、その単位長さあたりからの放射量 w は z 軸方向に均一と考えられ、軸から 7.2cm 離れた銅管内面において放射線を受け、パワを測定しても軸方向分布として陽極部、アーク柱部、陰極部に相当する三部分が明確に区別でき、各々の放射量が分解できると考えた。

(3) 測定精度 次は測定して求めた単位長さあたりの放射量 w_r (W/cm) とアーク柱単位長さあたりから発する放射量 w (W/cm) との関係を知らないと後者が求まらない。また、両電極についても各々測定した放射量の軸方向分布の面積が、真にその電極からの全放射量に等しいか否かを吟味しておく必要がある。

(a) w_r と w との関係 アーク柱の径は銅管内径 $2r$ (=14.4cm) の約 1/7 であるが、いま簡単のためアーク柱を無限に細い直線とみなし、単位長さ、単位立体角あたりから発する放射量を ϕ (W/cm $\cdot$ sr) とする。このとき、 $w=4\pi\phi(z)=\text{const.}$ とする。銅管中央断面の中心 P_0 がアーク柱と直交し、両端より l' , l'' ($L=l'+l''$) の位置にあるとき、銅管内面がアーク柱より受ける放射量 Φ (W) は

$$\begin{aligned} \Phi &= 2\pi r^2 \phi \int_{-l'}^{l''} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{dZ}{\{r^2 + (z-Z)^2\}^{3/2}} dz \\ &= 2\pi \phi \left\{ \sqrt{l'(l'+l/2)^2 + r^2} - \sqrt{(l'-l/2)^2 + r^2} \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{(l''+l/2)^2 + r^2} - \sqrt{(l''-l/2)^2 + r^2} \right\} \end{aligned} \dots\dots\dots (2)$$

z, Z はそれぞれアーク直線上の線素 dz および銅管内面管状要素軸長 dZ の位置であり、 P_0 を原点とし同じ方向を正方向としている。 l' と l'' が無限に長いアーク柱に対しては、(2)式は

$$\Phi = 4\pi \phi l = w l \dots\dots\dots (3)$$

となり、

$$w_r = \Phi / l = 4\pi \phi = w \dots\dots\dots (4)$$

実験では $l'=27.0$ cm, $l''=37.0$ cm, $l=8.0$ cm, $r=7.2$ cm であるから、(2)式より

$$w_r = 4\pi \phi \times 0.97 = 0.97 w$$

この場合は、アーク柱単位長さあたりからの放射量 w の 97% を測定していることとなる。(2)式よりアーク柱の midpoint で測定した場合が最も精度が高く、 $L=64.0$ cm のときは 98% となることがわかる。

(b) 電極からの全放射量の測定 陰極の場合を例として述べる。この外径は 1.8cm で $2r$ の 1/8 である。ここでも無限に細い直線と考える。 l_c の midpoint を O_c とし、これを座標の原点とする。陰極から発する全放射量は銅管を陰極との共通軸上、+無限遠から-無限遠まで移動させて得る全放射量 G (W $\cdot$ cm) を l で

除して求められる。すなわち

$$\Phi_c = G/l = 4\pi\phi_c l_c \varepsilon \quad (\varepsilon=1) \quad \dots\dots\dots (5)$$

$\Phi_c(W)$, $\phi_c(W/cm \cdot sr)$ はそれぞれ陰極から発する全放射量, 陰極の単位長さ, 単位立体角あたりから発する放射量である。 ε は積分領域に関係し, +無限遠から-無限遠までのときは1, 有限長領域のときは $0 < \varepsilon < 1$ である。本測定では領域が $\pm 25.0cm$ で $\varepsilon=0.95$ を, 陽極の場合は 0.96 を得た。すなわち, 前者は真の値の 95%, 後者は 96% の値を得たことになる。

(c) w_r が両電極から受ける影響 以上はアーク柱, 電極ともに単独の場合であるが, ここではアーク柱の w_r が両電極の放射線から受ける影響を検討する。逆に両電極の全放射量測定値がアーク柱から受ける影響は3%で小さい。陰極, アーク柱, 陽極が一直線上に並んだとき, 放射計銅管が受ける放射量 Φ は次式で示される。この式の求め方は(2)式と基本的には同様である。

$$\begin{aligned} \Phi = 2\pi \sum_{n=1}^3 \phi_n & \left[\sqrt{\{z_n + (l + l_n)/2\}^2 + r^2} \right. \\ & - \sqrt{\{z_n + (l - l_n)/2\}^2 + r^2} \\ & + \sqrt{\{z_n - (l + l_n)/2\}^2 + r^2} \\ & \left. - \sqrt{\{z_n - (l - l_n)/2\}^2 + r^2} \right] \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

$$z_2 = z_1 + (l_1 + l_2)/2 \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$z_3 = z_1 + (l_1 + 2l_2 + l_3)/2 \quad \dots\dots\dots (8)$$

ただし, ϕ_n , l_n , z_n はそれぞれ単位長さ, 単位立体角あたりからの放射量, 電極などの長さ, および電極などの中点 O_n と P_0 点(銅管中央断面中心)との距離であり, 添字 1, 2, 3 はそれぞれ陰極, アーク柱, 陽極を示し, ϕ_n はそれぞれ z について一定とする。

座標を統一するため, (7), (8)式を(6)式に代入, Φ を陰極の中点 O_1 を原点とし z_1 の関数として示すと, 例えば第5図の $P=2 \times 10^{-4} Torr$, $I=150A$ の場合を取り上げ, 第6図ようになる。ここでは概略の傾向を見るため実測値から ϕ_n を求めた。すなわち, $4\pi\phi_1 = W_s/l_1 = 300 W/cm$, $4\pi\phi_2 = W/l_2 = 90 W/cm$, $4\pi\phi_3 = W_a/l_3 = 550 W/cm$ である。 l_3 は陽極先端半分の灼熱部の長さを用い $l_3 = 5.0cm$ とした。アーク柱だけの場合として(2)式の関係も図中に示す。この結果から, 両電極はアーク柱の w_r (アーク柱の midpoint で測定したもの) に対し 4% 程度の影響を与えていることがわかる。ハッチングのところは, 両電極の放射量を示す。以上を総合すると, 吸収率 $\alpha=0.98$ としてもアーク柱, 陰極, 陽極の測定精度がそれぞれ 0.97, 0.95, 0.96, また冷却水の温度と流量の測定精度がともに 0.99 であるので, 以上をそれぞれの場合について掛

第5図 単位長さあたりの放射パワー損失の軸上分布

Fig. 5. Axial distribution of radiation power loss per unit length of the arc column.

第6図 w_r の実測値と理論値との比較

Fig. 6. Comparison between experimental and theoretical values of w_r .

け合せると, 総合測定精度はアーク柱 0.93, 陰極 0.91, 陽極 0.92 となり, いずれも 90% 以上の精度で測定していることとなる。しかし, 実測結果を検討すると 95% 以上のもっと高い精度で測定されていると考えられる場合も多く, 少なめにみても 90% 以上と考えて差し支えなからう。また, ここでは太さのあるものを直線として取り扱ったが, 実験結果と比べても不合理になるとか, 格段の差異が感ぜられるとかがなく, その違いは大きいとは考えられない。

第5図に測定結果を示す。 $I=100, 150, 250A$ の場合である。横軸 z は放射計の銅管中央の位置を陽極の先端を原点として示したものである。これらの結果から次のことがわかる。

(i) いずれも陽陰両電極近傍で w_r が急激に増加している。

(ii) 気圧 P が低下するにつれて陽極部の w_r が

増加し、陰極部のものは減少して行く。

(iii) I の小さい場合は両電極中間に平坦部が認められるが、これはアーク柱自体からの放射に対応するものである。

(iv) I が増加するにつれて全般的に w_r は増加し、特に両電極近傍のものが増加し、その山が高くなり裾野が広がり、その影響でギャップ中央の平坦部が狭くなり、アーク柱自体からの w に対応する w_r が不明瞭になる。

以上の結果と両電極を直接観察した結果を総合すると次の結論を得る。

(イ) 両電極近傍の激しい放射は両電極の発熱によるものである。なぜならば、陽極カーボン円柱は P が低下するにつれて先端部が全般的に発光し、 10^{-3} Torr で暗赤色、 10^{-4} Torr で朱色に輝く。すなわち気圧の低下につれて発熱が盛になり、温度が上がり w_r が増加するからである。陰極のタンタル円筒は比較的 P の高い $10^{-1} \sim 10^{-2}$ Torr では先端外周が白色に輝いているが、 10^{-3} Torr あたりから先端部が暗くなり、 10^{-4} Torr に至るとますます暗くなり、円筒内面のほうが輝きを増す。これはホール陰極放電である。そして陰極ホルダーに近い基部が明るくなる。

以上のことは、第5図の陰極近傍の w_r の状況によく対応している。例えば、第5図の $I=250$ A の場合、 $P=1 \times 10^{-2}$ Torr のときは陰極先端から 80mm あたりが 350 W/cm で最も大きい、 2×10^{-3} および 2×10^{-4} Torr の場合は 200 W/cm 以下に低下し、陰極先端から後方に移るにつれて w_r が大きくなっている。ゆえに、陰極近傍の激しい放射は陰極の発熱によるものである。

(ロ) 第5図の I が小さい 100A の場合は w_r の分布はギャップ中央で平坦である。両電極からの w_r の分布は山をなし、アーク柱中央部と両電極からのものが明瞭に区別できる。この場合のアーク柱中央（陽極先端から 27cm の位置）における w_r は三とおりの気圧の場合、いずれも 60 W/cm であることがわかる。このようにして、ギャップ中央平坦部をアーク柱の w とし、この分布がギャップ全体にわたって平坦であると仮定し、アーク柱の全放射量 W (W) を求める（第6図点線方形の面積）。また、両電極部の山形分布から各々の放射量 W_a (W), W_k (W) を求めると第1表のようになる。第2表にアーク柱の電位分布から求めたアーク柱単位長さあたりの平均入力 IV/L とこの測定から得た単位長さあたりの放射量 W/L との比較を示す (V : アーク柱にかかる電圧)。両者はよく一致している。アーク柱への入力の大部分が放射パワ

第1表 電極とアーク柱の放射量

Table 1. Radiation powers from electrodes and arc column.

P (Torr)	I (A)	W_a (W)	W_k (W)	W (W)	W_t (W)	IV_t (W)	W_t/IV_t (%)
1×10^{-2}	100	730	4,430	3,900	9,060	8,000	113 ?
	150	650	4,200	5,500	10,350	12,100	85.5
	200	640	6,860	6,500	14,000	15,850	88.5
	250	380	9,150	9,500	19,030	20,000	95.0
2×10^{-3}	100	1,360	4,760	3,900	10,020	10,500	95.5
	150	1,090	5,200	6,800	13,090	14,000	93.5
	200	—	—	—	—	—	—
	250	5,000	6,600	9,900	21,500	22,200	97.0
2×10^{-4}	100	1,920	3,440	3,900	9,260	10,200	90.7
	150	2,730	4,560	5,700	12,990	14,300	91.0
	200	4,000	5,500	7,700	17,200	18,820	91.5
	250	6,150	7,000	8,500	21,650	23,800	91.2

第2表 アーク単位長さあたりの入力と放射量との比較

Table 2. Comparison between average input power and radiation power per unit length of arc column.

P (Torr)	I (A)	V_t^* (V)	V_{ak} (V)	V (V)	IV (W)	IV/L (W/cm)	W/L (W/cm)
1.5×10^{-2}	100	66	47	19	1,900	34	1×10^{-1} Torr 60
	150	71	44	27	4,050	73	85
	200	74	44	30	6,000	108	100
	250	—	—	—	—	—	146
5.0×10^{-3}	100	78	43	35	3,500	63	—
	150	77	48	29	4,350	79	—
	200	79	47	32	6,400	116	—
	250	—	—	—	—	—	—
1.3×10^{-3}	100	74	42	32	3,200	58	2×10^{-3} Torr 60
	150	73	44	29	4,350	79	88
	200	80	40	40	8,000	144	—
	250	—	—	—	—	—	152
4.0×10^{-4}	100	77	47	30	3,000	54	2×10^{-4} Torr 60
	150	79	47	32	4,800	87	88
	200	82	44	38	7,600	137	118
	250	—	—	—	—	—	131

*: $L=56$ cm

となって失なわれることがわかる。アーク柱および両電極からの総放射パワ $W_t (= W_a + W_k + W)$ を求めると、第1表に示すようにほとんどの場合アーク入力 IV_t の 90%以上となっている。

4. 考 察

以上の実験結果より、高エネルギーカーボンアークのアーク柱部の放射機構につき考察する。

アーク柱からは放射によるパワ損失のほか強磁界を横切るイオンの拡散、電荷交換による高エネルギー

中性原子の拡散によるパワ損失が考えられる。ここでは放射計で受けたものが全部放射パワであるか否かを吟味する。

(1) イオンおよび中性原子の拡散による影響

三好氏の回転探針測定⁽⁴⁾⁽⁵⁾によれば、カーボンアークの場合($P < 10^{-3}$ Torr), 拡散は Bohm 形であり, 10^{-3} Torr 以上では古典的拡散である。 $P = 3 \times 10^{-4}$ Torr, $B_z = 2,000$ G, $r = 10$ cm (壁付近) では C^{2+} が多いと推定され, $n_e = 2n_i = 6.6 \times 10^7/\text{cc}$, $T_i = T_e = 4 \times 10^4$ K の実測値では C^{2+} が壁に与えるエネルギーは 2×10^{-4} W/cm であり, 放射計で測定した値と比べた違いに小さく問題にならない。

電荷交換によるカーボンの高エネルギー中性原子も放射計に対しエネルギーを与えるはずである。 $P = 3 \times 10^{-4}$ Torr のとき, アーク柱内において $n_e = 6 \times 10^{13}/\text{cc}$, 中性原子密度 $n_0 = 4 \times 10^{11}/\text{cc}$ ($\eta = 0.98$), $T_i = 2 \times 10^5$ K, 電荷交換の断面積 $\sigma_{ex} = 10^{-15}$ cm² としてアーク柱 1 cm あたりのパワ損失を求めると 0.13 W/cm となり, 放射計による実測値と比べ, これもけた違いに小さく問題にならない。

(2) 放射による損失 プラズマからの放射には Bremsstrahlung, Cyclotron Radiation, Radiative Recombination, Excitation Radiation が考えられる。前二者については電子密度, 温度がそれぞれ $10^{14}/\text{cc}$, 10^5 K 程度ではけた違いに小さく問題にならない。第三者については前記温度, 密度では温度が高過ぎて再結合の機会が少なく, 従って放射量もけた違いに小さく問題にならない。ゆえに, 残るところはカーボンイオンの励起電子が低レベルに遷移するときに発する励起放射以外には考えられない。

このアーク柱の密度, 温度 ($n_e \approx 6 \times 10^{13}/\text{cc}$, $T_e = T_i = 1 \times 10^5$ K) では, イオンの発生消滅のつり合いは定常プラズマではコロナ平衡で説明できる。イオンの発生は電子の衝突電離により, 消滅は放射再結合による。Post 氏のまとめた関係式⁽⁸⁾ によって見積ると, このカーボンアークのイオンは大部分 C^{3+} である。このことは森氏⁽⁹⁾の分光測定によるスペクトル線強度の観測結果からも明らかであり, C^{3+} の $1,550 \text{ \AA}$ のラインが強く現われていることが認められている。いま, 定常プラズマの単位体積, 単位時間あたりの励起放射パワ損失を P_{jk}^{ex} とすると,

$$P_{jk}^{ex} = 0.6 \times 10^{-26} q_j n_e^2 f_{jk} \times S_0(v_k)/T_e^{1/2} \text{ (W/cc)} \dots\dots\dots (9)$$

$$S_0(v_k) = -E_i(-v_k) \dots\dots\dots (10)$$

$$v_k = h\nu_k/kT_e \dots\dots\dots (11)$$

j はイオンのイオン価数であり, C^{3+} では $j=3$ 。添字 k は励起状態を示す。 q_j は j 価イオン密度の全プラズマ粒子密度 (電子を除く) に対する比である。 f_{jk} は Oscillator strength, ν_k は励起放射波の毎秒の振動数, h は Planck 定数 6.63×10^{-27} erg·s である。上記の式では T_e は keV の単位で示される。ここで $q_i = q_s = 1$ とし, $n_e = 6 \times 10^{13}/\text{cc}$, f_{jk} は C^{3+} の基底状態に遷移するはじめの励起状態によって異なり, $1,550 \text{ \AA}$ 付近では 3 種ある。波長 $1,549.1 \text{ \AA}$, $1,548.2 \text{ \AA}$, $1,550.8 \text{ \AA}$ に対しそれぞれ 0.286, 0.190, 0.095 である。いま, 概算として波長を全部 $1,550 \text{ \AA}$ とし, 上記 f_{jk} の値を合計したものを $\sum_k f_{jk} = 0.571$ とし, $\sum_k P_{jk}^{ex}$ を求めると,

$$\sum_k P_{jk}^{ex} = 33.0 \text{ W/cc}$$

ただし, T_e は keV の単位で, $T_e = 1 \times 10^5 \text{ K} = 0.0086 \text{ keV}$, $h\nu_k = 0.0080 \text{ keV}$, $v_k = 0.93$, $S_0(0.93) = 0.2479$ である。アーク柱の体積 $SL = 2.54 \times 65 \text{ cc}$ であるから

$$\sum_k W_{jk} = SL \sum_k P_{jk}^{ex} = 5,443 \text{ (W)}$$

すなわち, 以上の考え方から $\sum_k W_{jk}$ を求めると (several) $\times 10^3$ W となり, 実測の $W = 3,900 \sim 9,900$ W と同じけた数である。ゆえに, 放射の機構は主として C^{3+} の励起放射によるものと結論される。

また, 以上の結果から既設のこの励起放射の理論に大きな誤まりのないことが実験的に証明されたことになる。ゆえに, アーク柱への入力はほとんどこの励起放射により失なわれる。この入力放射量にほぼ等しいことは, 第 2 表にも示すようにアーク柱単位長さあたりの平均入力 IV/L が単位長さあたりの平均放射パワ損失 W/L にほぼ等しいことから証明される。

5. む す び

本実験では, $P = 2 \times 10^{-4}$ Torr のときに発生する高エネルギーカーボンアークの放射測定を両電極部とアーク柱部に対して行ない, 各部の放射量を求めた。そして, これらの値の妥当性を吟味した。特にアーク柱部においては放射機構を推察しうるに至った。

すなわち, カーボン陽極では電子がこれに衝突してエネルギーを与えカーボンを加熱蒸発させる。この蒸気はアーク柱部で電離度 98% までに電離され, 大部分は C^{3+} となる。その後は電子との衝突によりカーボンイオンが励起され, 上位準位から基底準位に電子が遷移し, 得たエネルギーを放射して失う。そのときの光は波長が $1,550 \text{ \AA}$ 近辺であり, 強度が最も強い。

また、本測定によりプラズマ中の多価イオンの励起放射によるパワ損失の理論がだいたい妥当であることが実験的に証明されたものと考えられる。

終わりに、本研究を遂行するにあたり、高エネルギーカーボンアーク発生装置の真空チャンバー、排気系の設計に対し岡本耕輔主任研究員と石部行雄研究員に多大のご援助をいただき、その製作に対しては当所工作部機械設計、機械、仕上係の諸氏に、諸測定に対しては坂本雄一、三好昭一、塩原信司、森 一夫、安藤剛三、岡崎清比古の諸氏にご協力をいただき深くお礼申し上げます。また、プラズマ中多価イオンの励起放射理論に関しては、副主任研究員 森 一夫博士から懇切なるご指導とご便宜をいただいたことを心から感謝す

る次第である。

(昭和49年9月17日受付, 同50年3月24日再受付)

文 献

- (1) ORNL: Semiannual Progress Report (1958~1964)
- (2) 科学技術庁原子力局: 原子力平和利用研究成果報告書, 第5集p.156 (昭40)
- (3) 科学技術庁原子力局: 同上, 第6集 p.140 (昭41)
- (4) 三好・丸山・岡本: 核融合研究 **19**, 468 (昭42)
- (5) S. Miyoshi: J. Phys. Soc. Japan **23**, 618 (1967)
- (6) H. Enjoji, et al.: J. Phys. Soc. Japan **24** 184 (1968)
- (7) L. Spitzer, Jr.: Physics of Fully Ionized Gases p. 139 (1961) John Wiley & Sons
- (8) R. F. Post: Plasma Physics **3**, 273 (1961) Pergamon Press
- (9) K. Mori: Private Communication (1974)