大気圧水素放電陽光柱の二つの状態

正員 大口 保 友 (姫路工大)

非会員 金 児 壮 至 (姫路工大)

1. ま え が き

定常状態の大気圧水素放電に二つの状態があることが指摘されている。Kapitza 氏はマイクロ波空洞中での実験で、大電力ではフィラメント状の、低電力では太い拡散状の二つの状態があることを示した⁽¹⁾。直流放電ではグローとアーク放電の二状態があって、Hsu 氏はグローからアークへの転移が電流 14A であることを⁽²⁾、Suits 氏はアークからグローへの転移が電流 2A であることを⁽³⁾実験により示した。ここで、グロー放電とは低気圧グロー放電と類似特性の放電という意味である。これら二つの直流放電実験では、電極材料により放電特性が異なっている。Suits 氏の実験では炭素電極の場合、グロー放電に二種ある。

一方、理論的には陽光柱の振舞のみについて、局所熱平衡 (LTE) の仮定の下に、マイクロ波放電について Meierovich 氏⁽⁴⁾、直流放電について著者⁽⁵⁾によって二つの状態があることが示された。一つは大電力領域で高温のフィラメント状である。他は低電力領域で低温であり、プラズマ径は大きい。二状態が存在する原因は水素分子の解離に伴う熱伝導率の増大にあるが⁽⁴⁾⁽⁵⁾、それだけでなく電離特性との相互関係によることが著者により示されている⁽¹⁵⁾。

実験上で二状態が存在する原因には電極近辺の現象と陽光柱の特性とがある。Hsu 氏は電極に原因すると述べているが、Hsu 氏の実験では電極間隔が狭い(0.9 mm)。従って、陽光柱の特性が現われていないのではないか。明らかに Kapitza 氏の実験は電極が存在しなくても二状態が存在することを示している。

本研究では陽光柱部分の特性のみに限定し、非平衡性を考慮して電子および重い粒子系の電力平衡式を解くことにより、器壁で囲まれた大気圧水素直流定常放電の振舞が、低電力域から大電力域まで統一的に解明された。そして、そのための手法が開発された。

LTE モデルでは低電力側の状態では電界が異常に大きく自己矛盾している⁽⁶⁾。実際管半径 $r_w=1\text{ cm}$ のとき、 $E/p \geq 13\text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$ である。Ginzburg 氏らのプラズマ電界 E_p ⁽⁶⁾によると $E_p/p \approx 0.5\text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$ である。LTE モデルが成立する必要条件は $E \ll E_p$ である。このことは非平衡解析の必要性を示している。しかし、高気圧放電であるので衝突周波数が高く、従ってその非平衡性は強いものではないと考えられる。

本論文では輸送過程が本質的に電離平衡を乱さないと仮定し、二温度モデルを採用する⁽⁷⁾。本モデルにより放電電力の広い範囲にわたり状態の変化が連続的に示される。また、LTE モデルでは扱われない電子の得たエネルギーが重い粒子に輸送される過程が明らかになる。

本研究の結果、拡散状陽光柱はグロー放電の特性を持っていることが判明し、グロー放電とアーク放電の両状態間の転移およびヒステリシスが現われた。陽光柱の放電特性は $E-I$ グラフ上の陽光柱の特性と電源の特性の交点として定まる。無論、放電装置運転時の動作特性は、更にここでは扱われていない電極付近の現象が加わって決まる。しかし本研究で得られた結果は、Hsu 氏と Suits 氏の実験結果とかなり良く一致する。また Kapitza 氏のプラズマをも定性的に良く説明する。

窒素や空気など解離を伴うガスで類似の現象が生ずることが考えられるが、これについて第5章で検討される。

Two States of Hydrogen Positive Columns at an Atmospheric Pressure. By Yasutomo Ohguchi, Member & Takenori Kaneko, Non-member (Himeji Institute of Technology).

大口保友: 正員, 姫路工業大学
金児壮至: 非会員, 姫路工業大学

2. 二温度モデル

電子系と重い粒子系の二つの電力平衡式と質量作用則とを扱い、粒子の拡散の式は扱わないモデルは二温度モデルと呼ばれ、例えば Dresvin 氏らによりアルゴンアークの研究に用いられた⁽⁷⁾。化学的非平衡性は詳細つり合いがほぼ成立し、電離平衡が本質的に崩れていないと仮定して扱われる。この条件は放電領域を規定し、LTE からのずれが大きくない場合に成立する。

Dresvin 氏らの研究に比べ、本研究では分子ガスであるため分子・原子・イオン間の相互作用の検討および質量作用則の拡張を要する。更に広い放電パラメータにわたる解析のためには、一般的で系統的な解法の開発が必要である。形状は無限円筒状で、軸対称かつ z 軸並進対称と仮定し、 z 方向の単位長さのみを考察する。境界は一定温度 T_w に保たれた壁とする。水素ガスの構成成分は電子、イオン、原子、分子の四種とし、分子イオンと負イオンは扱わない。それぞれの単位体積あたりの粒子数を n_e, n_i, n_H および n_{H_2} とする（イオンと電子の粒子数は等しい）。

(1) 電力平衡 電子系の温度を T_e とする。三種の重い粒子は質量がほぼ等しいのでエネルギー交換が十分に起こり、それらの温度は等しいと考えられる。これを T_i とする。従って、陽光柱プラズマは局所的に温度 T_e の電子系と温度 T_i の重い粒子系とより成る。

小管半径、低電力の場合に限定すると放射損は無視でき、電子系の電力平衡式は

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \kappa_e \frac{dT_e}{dr} \right) = \sigma E^2 - \frac{3}{2} k(T_e - T_i) n_e \nu_{\text{eff}}^E \dots (1)$$

である⁽⁸⁾⁽⁹⁾。また簡単のため対流損の無視できる場合に問題を限定すると、重い粒子系の電力平衡式は

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \kappa_i \frac{dT_i}{dr} \right) = \frac{3}{2} k(T_e - T_i) n_e \nu_{\text{eff}}^E \dots (2)$$

である。ここで、 κ_e, κ_i はそれぞれ電子系および重い粒子系の熱伝導率である。 ν_{eff}^E はエネルギー輸送の実効衝突周波数で

$$\nu_{\text{eff}}^E = \delta n_e \gamma_{ei} + \delta n_H \gamma_{eH} + n_{H_2} \gamma_{eH_2}^E \dots (3)$$

ここで、 δ : 電子と水素原子の質量比の2倍、 γ_{ei}, γ_{eH} : 電子・イオン間および電子・原子間の場粒子単位体積あたりの衝突周波数、

$\gamma_{eH_2}^E$: 電子・分子間のエネルギー交換場粒子単位体積あたりの衝突周波数

である。

(2) 粒子数平衡 化学的非平衡性を考慮するため質量作用則を二温度系に拡張する。すなわち、水素分子の解離定数は T_e により、また水素原子の電離定数は T_e により決まるとして質量作用則を記述する。これを全粒子数平衡式と状態方程式と共に連立して解き、 n_e, n_H, n_{H_2} が決まる。

(3) 運動量平衡 二温度モデルでは運動量平衡は軸方向への電気伝導を記述する。軸方向の外部電界 E は径方向の位置 r に関係なく一定と考えてよい。導電率は次の実効衝突周波数により求める。

$$\nu_e^P = n_e \gamma_{ei} / 1.96 + n_H \gamma_{eH}^P + n_{H_2} \gamma_{eH_2}^P \dots (4)$$

ここで $\gamma_{eH}^P, \gamma_{eH_2}^P$ はそれぞれ電子・原子間および電子・分子間の場粒子単位体積あたりの衝突周波数で、電子温度の関数である。なお、熱平衡の場合に(4)式を用いた導電率 σ の値は Devoto 氏の理論値⁽¹⁰⁾と $\pm 10\%$ 以内で一致する。

(4) 境界条件および付帯条件 第4章で述べられる解法で必要となる境界条件は

$$T_e(r_w) = T_w, \quad \left. \frac{dT_e}{dr} \right|_{r=0} = 0 \dots (5)$$

$$T_i(r_w) = ?, \quad \left. \frac{dT_i}{dr} \right|_{r=0} = 0 \dots (6)$$

ここで T_w : 管壁温度

である。本解法では電力一定の下に解かれるので、次の付帯条件を伴う。

$$Q_s = \int_0^{r_w} 2\pi \sigma E^2 r dr = EI \dots (7)$$

ここで、 I : 放電電流

管壁での電子温度は次のように定まる。管壁近くでは電子温度が低いので電子による熱伝導は無視できる。従って、(1)式の左辺を零とおき、これを解いて $T_e(r_w)$ が定まる。ただし $\sigma, \nu_{\text{eff}}^E, n_e, E$ はいずれも $T_e(r_w), T_w, Q_s$ および T_e, T_i 分布の関数である。従って単独では解けない。管壁におけるシースは考慮されない。

3. 輸送係数および衝突周波数

電子ガスの熱伝導率は

$$\kappa_e = (\kappa_{ei}^{-1} + \kappa_{eH}^{-1} + \kappa_{eH_2}^{-1})^{-1} \dots (8)$$

ここで

$$\kappa_{ei} = 3.16 k^2 T_e / m \gamma_{ei} \dots (9)$$

$$\gamma_{eH} = 2.5 n_e k^2 T_e / m n_H \gamma_{eH} \dots (10)$$

図 1 水素ガスの熱伝導率と熱伝導ポテンシャル
Fig. 1. Thermal conductivity of hydrogen gas and the heat conduction potential.

$$\kappa_{eH_2} = 2.5 ne k^2 T_e / m n_{H_2} \gamma_{eH_2} \dots\dots\dots (11)$$

と与えられる⁽⁸⁾⁽⁹⁾。

次に重い粒子系の熱伝導率 κ_e については、我々は LTE に近い放電領域を対象としているので、次の取扱いで十分であろう。まず LTE が成立する場合の熱伝導率 κ_{LTE} は既知である⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。この中には電子とイオンによる項が含まれているが、これらはクーロン衝突の理論から計算できる⁽⁹⁾。 κ_{LTE} から熱平衡の条件下でこの二項を差引くと、残りは水素分子と原子による熱伝導率 κ_{HH_2} と考えてよい。次に LTE に近いという仮定から、この κ_{HH_2} は $T_e \neq T_g$ の下でもガス温度 T_g の水素分子・原子の熱伝導率と考えてよい。従って、重い粒子系の熱伝導率 κ_e は

$$\kappa_g(T_e, T_g) = \kappa_{HH_2}(T_g) + \kappa_i(T_g, T_e) \dots\dots (12)$$

となる。ところで、 κ_i の T_e 依存はクーロン対数によるものである⁽⁹⁾、 T_e による影響は小さい。従って、 κ_i の計算では $T_e = T_g$ とする。この結果、 κ_e は T_g のみの関数となり、熱伝導ポテンシャルの概念を用いることができる。以上の手続きで求めた κ_e を熱伝導ポテンシャル θ_e と共に図 1 に示す。

電子・原子間の衝突周波数 γ_{eH} と γ_{eH}^P の実験データは得難い。本論文では McEachran 氏らの全断面積の理論値⁽¹²⁾を使って、 γ_{eH} と γ_{eH}^P をそれぞれ Itikawa 氏の有効衝突周波数および実効衝突周波数より定める⁽¹³⁾。なお、結果は Itikawa 氏の 100~5,000 K で与えられた結果とほぼ一致している。

$\gamma_{eH_2}^P$ と $\gamma_{eH_2}^E$ はそれぞれ Engelhardt 氏らの実験値 ν_m/N と ν_e/N を使うことにする⁽¹⁴⁾。これらの衝突周波数を図 2 に示す。

以上の計算に必要な γ_{eH} 、 γ_{eH}^P 、 $\gamma_{eH_2}^P$ 、 $\gamma_{eH_2}^E$ 、 κ_{LTE} のデータは 0~50,000 K に対し表にして与えられ、

図 2 エネルギー交換および
運動量交換衝突周波数

Fig. 2. Energy and momentum exchange collision frequencies.

二次の内挿で用いられる。そして、これらを基に κ_e 、 κ_e 、 σ 、 ν_{eff}^E が計算される。

4. 解 法

方程式系は非常に強い非線形性を持つ。特に境界条件と付帯条件は求解を難しくしている。電力平衡式 (1) はいわゆる Stiff 形であり、陰解法が必要であるが、強い非線形性がこれを困難にしている。電力平衡式の二系の温度差に比例した電子系から重い粒子系へのエネルギー輸送項は温度差に非常に敏感で解の収束を悪くする。また κ_e の温度変化が激しいので大きい区間分割数が必要となり、計算時間が長くなる。

本論文では、以下のようにこれらの問題を解決する。基本的方法是文献 (5) と同じく放電電力 Q_e を一定にとり、 T_e と T_g の初期分布を仮定し、逐次改善し、解に至る方法である (E , I , $T_e(r_w)$ は結果として定まる)。電力 Q_e を一定にとるとすることは、定電力電源で実験を行なうことに相当している。区間の分割数は精度と計算時間を考慮して 200 等分割である。

(i) LTE 解はガス温度分布に近いと推定されるので、LTE 解を T_g と T_e 分布の第一次近似とする。

(ii) T_g 分布が正しいとして、それに対する T_e 分布を (1) 式から次のように計算する。各区間で $T_g = \text{一定}$ 、 κ_e 、 σ 、 $\nu_{eff}^E = \text{一定}$ として $\eta \triangleq T_e - T_g$ とおくと、各区間で (1) 式は

$$\frac{d^2 \eta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\eta}{dr} - \frac{1.5 k \nu_{\text{eff}} E n_e}{K_e} \eta + \frac{\sigma E^2}{K_e} = 0 \quad (13)$$

となる。(13)式は解析的に解ける。区間のヘリでは連続的に接続する。

電界 E が既知であれば上の方法で $T_e(r_w)$ から逐次 $T_e(0)$ まで求まる。本論文では Q_s を一定にしているので、付帯条件(7)式を満たすように E と T_e 分布を決める。これは E の値を予測し、修正する方法で相対誤差 0.1% 以内で決定される。

(iii) T_e 分布が与えられたとし、 T_g 分布を次のように熱伝導ポテンシャル $\theta_g(T_g(r))$ を用いて求める。(1)式を用いると(2)式は次のように積分される。

$$\theta_g(r) = \theta_g(r_w) + \int_r^{r_w} \frac{P_T(r)}{2\pi r} dr \quad (14)$$

ここで

$$P_T(r) \triangleq P_G(r) - P_E(r) \quad (15)$$

$$P_G(r) \triangleq \int_0^r 2\pi \sigma E^2 r dr \quad (16)$$

$$P_E(r) \triangleq -2\pi \kappa_e r \frac{dT_e}{dr} \quad (17)$$

これより温度分布 T_g が求まる。新しい関数 $P_G(r)$, $P_T(r)$ は径 r より内側での発生電力、電子から重い粒子への輸送電力であり、 $P_E(r)$ は電子の運ぶ熱伝導電力である。

以上の手続き(ii)と(iii)を収束するまで繰返す。径方向を5等分し、6個の標本点すべての T_e と T_g の値および電界 E の値が前回の各値に対して相対誤差 0.1% 以下になったとき収束したとみなした。収束の度合いは次章で述べられるトビの近辺を除けば非常に

図3 中心温度 T_e , T_g および T_{LTE} の電力特性

Fig. 3. Input power vs. temperatures T_e , T_g and T_{LTE} at center.

良好である。

5. 結果と検討

計算は $r_w = 1 \text{ cm}$, $T_w = 400 \text{ K}$, $Q_s = 20 \sim 5,000 \text{ W/cm}$ に対し行なわれた。電力 Q_s に対する中心軸の T_e および T_g が LTE 解と共に図3に、電界 E が LTE 解 E_{LTE} と共に図4に示されている。図5は電界・電流特性である。

電力 Q_s を一定にして解く本方法では、定電力電源で放電をつけたときに不安定になる領域では解が求まらない。しかし得られた電界・電流特性から判断して、通常の電源による放電のはほぼ全域を覆っている。なおカタストロフィ理論によれば、この不安定域ではS字曲線によりつながっていることがわかっている。

図3～図5は大電流あるいは大電力側 (F 状態と呼ぶ) と、低電流あるいは低電力側 (D 状態と呼ぶ) の

図4 電界・電力特性

Fig. 4. Input power vs. electric fields.

図5 電界・電流特性

Fig. 5. Electric field vs. current.

図 6 温度分布、電流密度分布と粒子密度分布

Fig. 6. Temperature, current density profiles, and particle density profiles.

二つの状態があることを示している。この両状態は全く異なった物理特性の陽光柱であることが、すべての結果を統合することによりわかる。

図3から F 状態では $Q_s \geq 1 \text{ kW/cm}$ で $T_e \approx T_g \approx T_{LTE}$ であり、LTE 解に一致する。 Q_s が下がると T_e と T_g が少しずつ離れる。次に、 D 状態では T_e と T_g は完全に異なり、 100 W/cm 以下では T_e は急上昇し、 T_g は急速に下がる。 T_{LTE} は二解を持つ近辺の電力範囲を除いておおむね T_e に近い値となっている。図4、図5から F 状態では低電界、 D 状態では高電界で 100 W/cm 以下では急上昇している。

図6、図7は特徴的な Q_s の値 $2,000 F$, $600 F$, $600 D$, $300 D$ (W/cm) についての陽光柱の径方向の内部構造を示している。ここで、電力値の後の F あるいは D は陽光柱の状態を示している。図6は温度分布と電流密度分布および粒子密度分布、図7の P_T , P_G , P_E は(15)~(17)式の値で、熱の発生と輸送を表

わしている。電子が熱伝導で運ぶエネルギーは大電力時の中心付近を除いて小さいことがわかる。従って、電子の境界条件についての仮定を満たしている。図7の $P_{Te,i}$, $P_{Te,H}$, P_{Te,H_2} は(3)式を(2)式に代入したときの右辺の各項を表わし、電子から各種の重い粒子へのエネルギー輸送を示す。更に、電子と各種重い粒子との衝突周波数の空間分布が同図に表わされている。

$Q_s = 2,000 F$ (W/cm) の特性を考える。 T_e と T_g は全域にわたって LTE 解に一致している。電流密度 j は中心付近においてのみ大きい。その中心付近では温度が高く、電子は主としてイオンを加熱している。中間域では原子を、外側では分子を主として加熱している。アーク放電で見られる熱ピンチが現われている。

$Q_s = 600 F$ (W/cm) では $2,000 F$ (W/cm) の場合とほぼ同じ傾向で、熱ピンチした放電であるが、非平衡性が現われている。 T_e は T_g より全域にわたって多

図 7 電力収支, 輸送された電子のエネルギーおよび電子の衝突周波数分布

Fig. 7. Power balance, transferred energy from electrons, and electron collision frequency profiles.

少高くなっている。 n_e は中心部では LTE 解にほぼ等しいが、それ以外では周辺にいくにつれ大きくずれている。 T_{LTE} は中心部では T_e に、周辺部では T_e にほぼ等しくなっている。電流は中心の非常に細い範囲のみを流れる。これは低電力水素アークに見られる現象に合致している。 $2,000F$ の場合と比べると $j^{600F}(0) \approx j^{2,000F}(0)$ で、電流の流れる領域の太さが異なる。

これらの結果より、 F 状態とは熱ピンチし、中心部の細い範囲にのみ電流が流れ、温度・電子密度は中心部で高く、フィラメント状に輝いたアーク放電様の状態である。

次に $Q_s = 300D$ (W/cm) の場合を考えよう。 F 状

態の分布と比べると、温度分布、電流密度分布は管内に一様に広がっている。温度分布は F 状態の中心の高温カラムを取り去った形に似ている。中心の電流密度は F 状態に比べ 1/100 以下であるが、周辺では逆に F 状態の場合よりも大きい。全域で T_e は T_e よりもかなり高い。電子のエネルギーは全域で主として水素分子に与えられている。図 6 (d) の温度分布とその値から考えて、陽光柱の外見は境界ははっきりせず、そして淡い光を放つと考えられる。これら D 状態のすべての特性はグロー放電陽光柱の特性と全く一致していることがわかる。

任意に与えられた電源による放電の動作点は、陽光柱の E - I 特性(図 5)と電源の特性の交点により定ま

る。例えば、定電力特性を持つ電源で放電を駆動したとする。図5で 45° の線は電力が一定の線である。電力 $Q_s = 555 \sim 685 \text{ W/cm}$ では、 Q_s の一つの値に対し解が二つ存在する。一つは F 状態で、他は D 状態である。他の電力範囲では唯一の解を持つ。従って、電力の変化に対し履歴特性を持つ。

内部抵抗の小さな電源による放電運転では、電源電圧あるいは電源内部抵抗の変化に対し、電圧も電流も大きく飛ぶが、定電流源による運転では電圧だけ飛びを生じる。このとき電流は約 5.4 A である。

結局、大気圧水素放電ではアーク放電様とグロー放電様の二つの全く異なった状態が存在し、放電パラメータの変化に対し、その間で連続的ではなくカスτροφックに状態転移が起こることがわかった。そして非常に大きな電流値までグロー放電状態が存在する。

これらの結果は Hsu 氏⁽²⁾と Suits 氏⁽³⁾の実験結果に良く一致している。Hsu 氏の結果はグローからアークへの転移電流が 14 A 、Suits 氏の結果はアークからグローへの転移が 2 A である。本結果では両転移電流が 5.4 A であるので、量的には多少差がある。しかし実験では電極間隔が狭すぎ、フリー・アークであること、本理論では拡散が無視されていることなどの制約を考えれば、電流値、電界値ともに比較的良く一致している。

Kapitza 氏⁽¹⁾のマイクロ波放電の現象についても類似の現象が起きていると考えられる。その拡散プラズマは本研究で明らかになったグロー放電と結論できる。なぜなら、低電離ゆえ表皮効果がほとんど効かず、直流解析結果とほとんど変わらないと考えられるからである。

二状態が存在する原因は、主として水素分子の解離に伴う $3,750 \text{ K}$ を中心とした熱伝導率の急激な増大と、それより高温部の谷の存在によっている。そして電離特性にもよっている。著者により物理的説明が文献(5)に、数学的一解釈が文献(15)に与えられている。これによると、熱損失を表わす熱伝導ポテンシャル関数と熱発生特性曲線の交り具合により、二状態があったり、一状態のみであったりする。従って、すべての解離するガスで二状態が存在するわけではない。非平衡の場合には、主として熱発生特性曲線にその効果が現われる。なお、これらの現象については、非常に強い非線形性のために難解で、まだ十分解明されていない。

実験的には大気圧の窒素や空気中でグロー放電とア

ーク放電の二状態があることが知られている。電極依存などが研究されているが、電極現象によるものか、陽光柱にも水素と同じ特性があるのかなどまだよくわかっていない。

陽光柱特性については LTE モデルによる空気、 N_2 、 SF_6 などの研究があるが、二状態の存在を示す報告はない。これには計算方法にも問題がある。従来の LTE 解法では水素についての著者の論文⁽⁵⁾以外では低温で導電率 $\sigma = 0$ としている⁽¹⁶⁾。従って、低温側の現象であるグロー放電状態は、たとえ存在してもこれらの計算では現われない。なお、従来の LTE 解法に用いられた様々の近似、例えば領域を $\sigma = 0$ と $\sigma \neq 0$ の二つに分けて解析する、熱伝導ポテンシャルと導電率の関係を関数近似する、実効プラズマ径の仮定、などは文献(5)では全く必要がなかった。本論文でもそうである。

山本氏は空気中の器壁のない陽光柱について、電子の発生と損失機構を分類し、アーク放電とグロー放電を論じている⁽¹⁷⁾。

D 状態で T_e が T_g より大きくなる理由は、水素分子解離による大きな熱伝導率に原因する大きな伝導損を補う熱を発生するために T_e が上昇し、 n_e が増え、電流が増大しているからである。LTE 解では電界が上昇し、その分を補った⁽⁵⁾。従って、電界が異常に大きくなった(図4)。二つの状態とも管壁近くでも T_e の T_g からの離れが大きくないのは、水素分子のエネルギー吸収が大きいので、分子ガスの特徴である。

6. む す び

大気圧水素直流定常放電の陽光柱プラズマが二温度モデルにより非平衡性を考慮して、広い電力範囲にわたって統一的に数値解析された。

半径 1 cm 、管壁温度 400 K 、電力 $20 \sim 5,000 \text{ W/cm}$ の解析結果、物理特性の全く異なった二つの状態が存在する。一つは熱ピンチし、LTE モデルの結果とはほぼ一致するアーク放電様の状態、他は電界が前者に比べかなり高く、 $T_e > T_g$ で、電流密度・温度分布などは空間的に広がり、境界ははっきりせず、外見上淡い拡散光を放つグロー放電様の状態である。両状態間には入力の変化に対し、連続的でなくカスτροφックに変化し、履歴特性を示す。

アーク放電状態の場合も、入力が下がると周辺部から非平衡の様相を示してくる。

LTE モデル解析では自己矛盾のため不明であった

低電力側の状態の物理特性が明確になり、グロー放電と同定できる。本結果は高気圧水素放電のグロー・アーク相互転移の実験、およびグロー放電が大電流まで安定であるという実験事実をよく説明できる。また、Kapitza 氏のマイクロ波放電実験に現われた拡散状プラズマはグロー放電陽光柱と結論できる。

最後に、輸送係数と二温度質量作用則について助言をいただいた本学 井内 哲教授と神吉達雄助教授に謝意を表する。計算には姫路工業大学計算機センターの FACOM M-160 F を利用した。運営にあたられている方々の援助に謝意を表する。

(昭和 57 年 10 月 25 日受付, 同 58 年 5 月 2 日再受付)

文 献

- (1) P. L. Kapitza: "Free plasma filament in a high frequency field at high pressure", *Soviet Phys. JETP*, **30**, 973 (1970)
- (2) Hsu Yun Fan: "The transition from glow to arc", *Phys. Rev.*, **55**, 769 (1939)
- (3) C. G. Suits: "Some properties of the hydrogen arc", *J. Appl. Phys.*, **10**, 648 (1939)
- (4) H. R. Meierovich: "Contributions of the theory of an equilibrium high-frequency gas discharge", *Soviet Phys. JETP*, **34**, 1006 (1972)
- (5) 金児・大口: 「水素およびアルゴンアーク・プラズマに及ぼすうず圧力降下の影響」, 電学論A, **100**, 433 (昭 55-8)
- (6) V. L. Ginzburg & A. V. Gurevich: "Nonlinear phenomena in a plasma located in an alternating electromagnetic field", *Usp. Fiz. Nauk*, **70**, 201 (1960)
- (7) S. V. Dresvin: "Physics and technology of low-temperature plasma", Chapt. 8, p. 369 (1977) Iowa State Univ. Press.
- (8) M. Mitchner & C. H. Kruger: *Partially Ionized Gases*, (1973) Jon Wiley & Sons
- (9) S. I. Braginskii: "Review of Plasma Physics, vol. I", Ed. by Leontovich, M. A., Consultant Bureau (1965)
- (10) L. Spitzer Jr.: *Physics of Fully Ionized Gases* (1962) Interscience Publisher
- (11) R. S. Devoto: "Transport coefficients of partially ionized hydrogen", *J. Plasma Phys.*, **2**, 617 (1968)
- (12) J. T. Vanderslice, et al.: "High-temperature transport properties of dissociating hydrogen", *Phys. Fluids*, **5**, 155 (1962)
- (13) R. P. McEachran & P. A. Fraser: "*d*-wave contribution to electron-hydrogen atom scattering", *Canad. J. Phys.*, **38**, 317 (1973)
- (14) Y. Itikawa: "Effective collision frequency of electrons in gases", *Phys. Fluids*, **16**, 831 (1973)
- (15) A. G. Engelhardt & A. V. Phelps: "Elastic and inelastic collision cross sections in hydrogen and deuterium from transport coefficients", *Phys. Rev.*, **131**, 2215 (1963)
- (16) 大口・金児: 「低電力水素アークの飛び・履歴現象についての一解釈」, 姫路工業大学研究報告, No. 34A, 1 (1981)
- (17) 例えば, P. Swarbrick: "Characteristics of an arc discharge in sulphur hexafluoride", *Proc. Instn. Elect. Engrs*, **114**, 657 (1967)
- (18) 山本: 「器壁のない放電陽光柱の理論」, 電学誌, **71**, 60 (昭26)