低気圧直流放電中の乱流ポテンシャル ステップ現象の研究

正 員 園 田 義 人 (九州大)

正 員 末 次 祐 介 (九州大)

正 員 村 岡 克 紀 (九州大)

正 員 赤 崎 正 則 (九州大)

1. ま え が き

種々の条件下の放電によるプラズマ発生装置には、しばしば局所的な強電界部が発生する。その局所強電界による電位の階段状の変化（以後、ポテンシャルステップと呼ぶ）は、放電ないしはプラズマの維持作用と密接に関係しており、応用上も重要であるが、同時に放電の基礎過程としても興味深い現象である。

その中で、例えば数 Torr 前後の圧力で、外観的にしま状の局所発光を伴って現われるストリーションと呼ばれるポテンシャルステップ現象は、各種の実用放電管や気体レーザなどとの関連でよく知られている^{(1)~(3)}。その発生機構および性質は、電離不安定性による波動現象としてよく理解されており、電離波 (Ionization Wave) とも呼ばれている。

他方、0.1 mTorr 程度以下の無衝突プラズマ中で発生するポテンシャルステップは、ダブルレヤと呼ばれ、開放端系核融合プラズマ装置におけるタンデムポテンシャル形成や、宇宙プラズマ中の電子加速機構および電磁波放射機構などに関連して最近注目されている。そこでの電界維持機構について、数多くの実験や計算機シミュレーションによる研究がなされているが、まだ不明の点が多い⁽⁴⁾。

また、1 mTorr 以下の低圧力放電中では、印加電圧

を上げていくと、放電電流の上限が現われる現象〔電流制限 (Current Limitation) ないしアーク枯渇 (Arc Starvation) と呼ばれている〕があり、その際、プラズマ中にポテンシャルステップが観測されている⁽⁴⁾。

著者らは、前記の代表的な二つの圧力領域の中間圧力領域 (1~10 mTorr) での熱陰極形直流放電中に、電離を伴った、かつプラズマ不安定性が支配的な乱流形ポテンシャルステップ (Turbulently Produced Potential Step, 以下 TPS と略記) が発生することを見いだした^{(5)~(7)}。本論文は、その発生・維持機構を明らかにすることを目的とするもので、まず TPS 領域でのプラズマの構造や特性、ならびにプラズマ乱れに関する測定結果を述べる。次に、これらの測定結果を基に、TPS の発生・維持機構およびプラズマと放電の諸特性が、プラズマ不安定性によって説明できることを示す。更に、局所磁界を印加して放電空間の電子密度を変化させる実験によって、上記の結論が妥当なこと、およびこの局所磁界の印加によって TPS の発生と制御が可能なことを示す。

2. 実験装置と方法

〈2・1〉 実験装置 実験装置の概略を図 1 に示す。放電管は内径 90 mm、電極間距離は 600 mm である。陰極は直径 20 mm の円筒形 (材質、ニッケル) で、その前面に酸化膜を塗布した傍熱形熱陰極である。陽極は直径 60 mm のタングステン平板円筒である。使用気体はアルゴン (Ar) で、圧力範囲は 0.4~10 mTorr とした。比較のため窒素 (N)、水素 (H)、ヘリウム (He) の各ガスの実験も行なった。電源は定電流・定電圧形安定化電源で、最大定格 500 mA, 600 V である。TPS の制御の際に用いた磁界用コイル (全横幅

Studies of Turbulently Produced Potential Step Phenomena in Low-Pressure DC Discharge. By Yoshito Sonoda, Member, Yusuke Suetsugu, Member, Katsunori Muraoka, Member & Masanori Akazaki, Member (Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University).

園田義人: 正員, 九州大学大学院総合理工学研究科
末次祐介: 正員, 九州大学大学院総合理工学研究科
村岡克紀: 正員, 九州大学大学院総合理工学研究科
赤崎正則: 正員, 九州大学大学院総合理工学研究科

図 1 実験装置の配置

Fig. 1. Experimental setup.

30mm, 32 回巻) は、陰極より 190 mm の位置に放電管外周に設置している。

プラズマ諸量の測定には、軸方向に可動な円柱プローブ (直径 0.1 mm, 長さ 3mm) および平面プローブ (直径 3.5 mm) と径方向に可動なプローブを、軸方向に 20 mm おきに (TPS 部では 10 mm おきに) 設置した。空間電位の測定にはエミッシブプローブを用い、電子の一次元速度分布関数の測定には平面プローブのバイアス電圧へ微小交流電圧を印加し、プローブ電流電圧特性の一次微分を求める、いわゆる交流重畳法⁽⁸⁾を採用した。なお、プローブ占有領域内の電子密度の径方向変化は十分に小さく、一次元速度分布測定への影響は無視できる。電子密度の測定には、管軸に平行に向けた面プローブを用い、飽和点 (電子電流) の決定にはプローブ電流電圧特性の折れ曲がり点の判定と共に、エミッシブプローブによる空間電位の測定を併用し、十分な精度が得られるようにした。プラズマ波動の測定には、電子飽和領域にバイアスした円柱プローブおよび 35 GHz マイクロ波のフラウンホーファ回折法を用いた。フラウンホーファ回折法については、最近著者らがマイクロ波領域で技術的確立を行っており⁽⁹⁾、以下に簡単にその方法を示す。

〈2.2〉 フラウンホーファ回折計測 ガウスビームをプラズマ中に入射し、そのビームウェストをプラズマ波動が垂直に通過するとき、受光側レンズの前方焦点面上では、次式で与えられる信号強度が得られる⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。

$$I_{ac}^{(1)} = |B|^2 \Delta\phi e^{-u^2} \{e^{-(u-\theta)^2} - e^{-(u+\theta)^2}\} \cos \omega_p t \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $|B|^2 = (2P_0/\pi w_f^2) \exp\{-2(y_f/w_f)^2\}$, $\Delta\phi = \tilde{n}_e r_e \lambda \Delta d$, $u \equiv x_f/w_f$, $\theta \equiv k_p w_0/2$, P_0 : 入射全パワー, $\tilde{n}_e$: 電子密度のゆらぎの振幅, r_e : 電子古典半径, λ : 入射電磁波波長, Δd :

プラズマ波動の横幅, (x_f, y_f) , w_f : 受光レンズの前方焦点面上での座標およびビーム幅, k_p , ω_p : プラズマ波動の波数および周波数, w_0 : ビームウェスト幅

$I_{ac}^{(1)}$ の空間的プロファイルは、プラズマ波動に依存した二山分布で、その極大点の規格化座標 $u_m (\equiv x_{fm}/w_f)$ は規格化波数 θ と一定の関係 [文献 (9) 参照] を有する。従って、前方焦点面における ω_p 振動成分の空間的強度分布を測定すれば、極大点の座標からプラズマ波動の波数を求めることができる。

なお、本実験の測定対象であるポテンシャルステップ領域はかなりの電子密度こう配を生じているが、密度こう配 $\{n_{ex} = n_e + n_{e1} x_0 + (\tilde{n}_e + \tilde{n}_{e1} x_0) \sin(\omega_p t - k_p x_0)\}$ が存在するときの強度 $I_{acx}^{(1)}$ は、

$$I_{acx}^{(1)} = |B|^2 e^{-u^2} \{ \Delta\phi_0 \{e^{-(u_0-\theta)^2} - e^{-(u_0+\theta)^2}\} \cos \omega_p t - \Delta\phi_1 \{e^{-(u_0-\theta)^2} (u_0-\theta) + e^{-(u_0+\theta)^2} (u_0+\theta)\} \sin \omega_p t \} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $u_0 = u - (\phi_1 w_0/2)$, $\phi_1 = n_{e1} r_e \lambda \Delta d$, $\Delta\phi_0 = \tilde{n}_e r_e \lambda \Delta d$, $\Delta\phi_1 = \tilde{n}_{e1} w_0 r_e \lambda \Delta d$, x_0 : ビームウェスト中心を原点としたときのプラズマ波動伝搬方向の座標

となり、プロファイル全体が x_0 方向へ移動する。なお、測定対象となる密度揺動が定在波であるときは、フラウンホーファ回折の信号 $I_{ac}^{(1)}$ は零となる。従ってフラウンホーファ回折法は、静電プローブによる波動スペクトルあるいはゆらぎ強度の測定時にしばしば問題とされる放電のふらつきなどの単振動的外乱成分の妨害を受けない利点を持つ。また、静電プローブによる測定データへの外乱成分の混入度合いの判定に利用できる。

3. TPS の観測と検討

〈3.1〉 TPS の特性と構造 TPS は放電の維持作用と密接な関係にある現象である。まず放電特性との関連性について観測結果を示す。次に、TPS の発生位置およびステップ電位差の測定結果を、更に TPS での電子密度分布、速度分布関数の測定結果から巨視的構造を明らかにする。

(1) 放電特性と TPS の関係 本実験条件下での放電電流 I_a 対電圧 V_a 特性は、図 2 に示すように気体圧力 p に強く依存し、定電圧特性を示す領域 (I) ($p \approx 1.5 \sim 10$ mTorr) と電流が飽和する領域 (II) ($p \leq 0.8$ mTorr) に分けられる。

TPS は、上記〔I〕の領域で明りように現われ、その発生位置は同一電流で圧力を低下させると陽極方向へ移動し、ついには放電領域に TPS が観測されなくなり、これに伴って電流対電圧特性は領域〔I〕から領域〔II〕へ入る。その変化の様子を図3（圧力による空間電位 V_s 分布の変化）に示す。同図で z は陰極からの距離である。

図2 放電電流対放電電圧特性

Fig. 2. Discharge current I_d -voltage V_d characteristics ($I_H=9$ A).

図3 作動気体圧力による空間電位分布の変化
Fig. 3. Variation of spatial profiles of space potentials by working gas pressure ($I_d=500$ mA, $I_H=9$ A).

図4 L_s の特性

Fig. 4. Characteristics of L_s .

表1 各種ガスでのステップ値 ΔV

Table 1. Step values ΔV for various gases.

気体の種類	Ar	N	H	He
ΔV (V)	9 ± 1	9 ± 1	9 ± 1	14 ± 1

(2) TPS の発生位置とステップ電位差 TPS の特性に影響を及ぼす外部から制御できる放電パラメータは、気体の種類、気体圧力 p 、放電電流 I_d 、陰極加熱電流 I_H （陰極からの初期電子量）である。以下、これら四つのパラメータを変えて、TPS の特性（発生位置と電位差）および構造（電子密度分布、速度分布関数）の詳細を示す。

まず、陰極から TPS までの距離 L_s は、図4(a) および(b)に示すように、 p および I_H によって変化するが、放電電流の変化(200~500 mA)によってはほとんど変化しない〔図4(c)〕。

次に、ステップの電位差 ΔV は p 、 I_d 、 I_H によってはほとんど変化を受けず、気体の種類（特に、その励起または電離電圧）による効果が大い。各種気体 (Ar, N, H, He) に対する ΔV の測定値を表1に示す。Ar, N, H ではほぼ同じ値 ($\Delta V \approx 9 \pm 1$ V) で、一方、He では $\Delta V \approx 14 \pm 1$ V である。これらの気体の中で He のみが他のガスに比べ、その電離（または励起）電圧が高い値であること、および各気体とも TPS での加速後の平均エネルギー ($T_e/e + \Delta V$) は、電離（または励起）エネルギーに近い値となり、電離（または励起）に十分なエネルギーを持つ電子数が相当大くなることなどから、 ΔV の値は電離作用と密接に関連していると推定される。

(3) 電子密度および速度分布関数 放電電流 $I_d = 500$ mA、圧力 $p = 3, 4.4, 6$ mTorr のときの放電管中心軸上の空間電位 V_s と電子密度 n_{e0} の値を測定した。その結果、 n_{e0} 分布はいずれも谷形の分布をしており、最小密度の位置は、ちょうど TPS の電位立

図 5 電子密度と放電電流の関係(領域[I])

Fig. 5. Variation of electron densities n_{e0} by the change of discharge current I_d in region [I].

上り開始点に対応していることがわかった〔文献(5)参照〕。

なお、陰極前面領域から TPS の前半部に至る領域での軸方向および径方向の電子密度の空間的変化の測定値は、近似的に次式で表わせる。

$$n_e(r, z) = n_e^* \{1 - (r/R)^2\} e^{-\alpha z} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 n_e^* , α : 定数, R : 管半径

また、圧力領域が図の〔I〕にあるとき、 I_d を変化させて TPS の陰極側の点で n_{e0} の変化を測定すると図 5 が得られる。これから、各圧力条件下で I_d の増加により n_{e0} は直線的に増加することがわかる。

次に、管軸上で軸方向の電子速度分布関数を両面プローブを用いて測定した。両面プローブは、2枚の平面プローブを背中合せに絶縁接合したもので、管軸に両面が垂直になるように設定した。測定結果を図 6 に示す。同図の横軸上の原点 0 を中心に、右側および左側の各図はそれぞれ陰極および陽極向けプローブによる一次元速度分布の測定結果を示す。陰極側向けプローブでは、TPS での加速電子群および新たに発生した低速電子群(縦軸近傍領域の電子群)が観測されている。図 6 において、TPS 部での速度分布関数のピーク点(加速電子群)の移動 ΔV_E を、空間電位の変化 ΔV (ただし、TPS の低電位側電位を基準電位とする)に対してプロットすると図 7 が得られる。各値は傾きが 1 の直線上にほぼ乗るのがわかる。

〈3・2〉 特性と構造に関する考察 本節では、前節で得た結果からプラズマ不安定性に関する考察を行ない、TPS の特性および構造がプラズマ不安定性に基づくことを示す。

(1) 電子ドリフト不安定性 電流による電子の

$p=4.4$ mTorr, $I_d=500$ mA, $I_H=9$ A

図 6 電子速度分布関数の軸方向変化

Fig. 6. Axial variation of electron velocity-distribution functions.

$p=4.4$ mTorr, $I_d=500$ mA, $I_H=9$ A

図 7 TPS による電子群の加速

Fig. 7. Acceleration of electrons by TPS.

平均的ドリフト速度 $\bar{v}_d$ は、

$$\bar{v}_d = I_d / (\bar{n}_e e \pi R^2) \quad \dots\dots\dots (4)$$

ただし、 $\bar{n}_e$: 管断面での平均電子密度
で与えられる。(3)式より、

$$\bar{n}_e \equiv (1/\pi R^2) \int_0^R n_e(r) 2\pi r dr = n_{e0}/2 \quad \dots\dots\dots (5)$$

となるので、(4)式の $\bar{v}_d$ と電子熱速度 $v_e (\equiv (\kappa T_e / m_e)^{1/2})$ との比をとると、

$$\bar{v}_d / v_e = (2/e \pi R^2) (m_e / \kappa T_e)^{1/2} (I_d / n_{e0}) \quad \dots\dots\dots (6)$$

となる。 n_{e0} の測定値をもとに $\bar{v}_d / v_e$ の軸方向分布を求めた結果、TPS の開始点で $\bar{v}_d / v_e$ は最大値を示し、その値は 0.4~0.5 程度であることが明らかとな

った〔文献(5)参照〕。本実験条件での電子ストリーミング不安定性の成長率 $\gamma^{(12)}$ から、 $v_d/v_e < 0.1$ では波動の成長距離(成長時間 $(1/\gamma)$ での伝搬距離 $(v_{ph}/\gamma; v_{ph}$:位相速度))として10 mm程度必要であるが、 $v_d/v_e > 0.4 \sim 0.5$ での最大成長率の波動は1 mm以下で軸方向に急速に成長しうる条件にある。これらの事実は、TPSが電子ストリーミング不安定性によって生じる波動または乱れと密接に関連していることを示唆している。窒素、ヘリウム、水素を用いた各実験でも v_d/v_e についてはほぼ同じ測定結果が得られた。

(2) 電子密度 図7の観測事実より、(i)TPS領域でステップ電位差に対応した電子群の加速があることが認められる。更に図6に戻ると、(ii)TPS領域ではそれらの加速電子群の電離作用により、新たに低速の電子群が発生していることがわかる。従って、〈3.1〉節で述べた軸方向の電子密度分布の谷形構造のうち、(i)陽極側の電子密度の空間的増加は、TPSでの加速電子による励起・電離過程によるものである。他方、(ii)陰極側での電子密度の空間的減少は、陰極近傍領域で発生したプラズマ中の電子群が陽極方向ヘドリフトする過程で、主に管壁再結合による損失によって生じる〔その結果として、(4)式により $\bar{v}_d$ の増大をもたらす〕ものである、と予測される。ただし、陰極近傍領域からTPSに至る電位分布が平坦な領域での、電子密度の軸方向減少の減衰特性長 $(1/\alpha)$ を、軸方向の密度変化を考慮し、かつ電子速度分布関数をマクスウェル分布に、径方向損失に両極性拡散効果または自由落下効果を仮定して概算した値は、実験値(80~100 mm程度)より4~5倍小さい。従って、密度の減衰特性に関するより精密な定量的評価には、実効的な電離衝突周波数を増大させる励起過程の効果または少数の高速電子ビームの効果などを取り入れなければならないと考えられる。

(3) 発生位置 陰極からTPSの発生位置までの距離 L_i は、図4(a)~(c)に示したように p および I_H の値によって変化するが、 I_d によっては変化する。この理由は、〈3.2〉節(1)項で示したステップ位置の決定条件 $\bar{v}_d/v_e \approx 0.4 \sim 0.5$ により説明することができる。すなわち、TPSより陰極側(ただし、陰極近傍のシース域を除く)の一点 P の電子温度 T_e および密度 n_{e0} に注目した場合、 T_e は本実験条件の範囲で p, I_H, I_d を変えてもほとんど変化しないが、 n_{e0} は大きく変化する。例えば、図5に示したように、 p, I_H は一定の条件の下で I_d を変化させると、 n_{e0} は直線的に増加する。(6)式より $\bar{v}_d/v_e \propto I_d/n_{e0}\sqrt{T_e}$ であるから、点 P での $\bar{v}_d/v_e$ は I_d の変化によっては

変化せず、従って $\bar{v}_d/v_e \approx 0.4 \sim 0.5$ となる空間的位置も変わらない〔図4(c)〕。一方、 p, I_H の変化により $\bar{v}_d/v_e \approx 0.4 \sim 0.5$ となる空間的位置が移動するので、それに応じてTPSの発生位置も移動する。

〈3.3〉 TPS領域でのプラズマ乱れの実験的検証

ここでは、以上の議論のより直接的な実験的検証として、TPS領域でのプラズマ乱れ、特にそのモードおよびゆらぎ強度に関する詳細測定の結果について述べる。測定には静電プローブおよび35 GHzマイクロ波を用いた。

電子飽和領域にバイアスした静電プローブにより測定した、周波数スペクトルの軸方向の変化を図8に示す。TPS領域には、低周波($f < 200$ kHz)のコヒーレント波が大きく発生している。各コヒーレント波に対し、マイクロ波のフラウンホーファ回折法による測定を行なった。各周波数のコヒーレント波に対し、前方焦点面上で測定した信号プロファイルのピーク点の座標 u_m を求め、 $u_m - \theta$ 面上にプロットした結果は、イオン音波の理論曲線に良く一致した〔文献(8)参照〕。すなわち、測定された各コヒーレント波動は、伝搬形のイオン音波であると結論できる。一方、2本の静電プローブによりプラズマ波動の空間的位相変化を測定した結果を図9に示す。測定値は、イオン音波の理論曲線とほぼ一致しており、上記の結論が妥当なことを確認した。

図8 TPS領域での波動の周波数スペクトル

Fig. 8. Frequency spectra of waves in TPS region.

図 9 位相の空間的变化

Fig. 9. Spatial changes of phase (ϕ).

図 10 プラズマ乱れ強度の軸方向変化

Fig. 10. Axial variation of fluctuation intensities.

なお、これらの低周波波動の成長機構を直接的に示す測定結果は本実験では得ていないが、これらの波動は最大成長率で発生した波動のエネルギーが波と波の非線形過程を経て長波長側へ移行した結果生じたものと予想される。

次に、電子飽和領域にバイアスした円柱形静電プローブにより、管軸上のゆらぎ強度を測定した結果を図 10 に示す。なお、プローブ測定ではプラズマ波動の電子密度のゆらぎのほか、プラズマ不安定性とは別の原因による放電の微小ゆらぎなどの外乱をも一樣に取入れてしまう欠点がある。この点については、マイクロ波フラウンホーファ回折法により、静電プローブ信号の周波数スペクトル中の強い振幅を持つ各コヒーレント波が、上述のようにそれぞれ伝搬形のイオン音波モードであることを確かめた。ゆらぎの強度は、図 10 のように TPS 部で最大値をとり、その値はおおよそ $e\phi/kT_e \approx \tilde{n}_e/n_e \approx 0.3$ である。ここで、陰極近傍領域から TPS の発生開始点に至る領域および TPS 領域で電離が小さい前半部では、電子速度分布はほぼマクスウェル分布をしているので、 $\tilde{n}_e/n_e \approx e\phi/kT_e$ と近似できる。これらの測定値はレーザ共鳴散乱により得

られた測定結果⁽⁶⁾とも一致する。

ステップ部の異常抵抗 (抵抗率 η^*) より求めた電子の実効衝突周波数は、 $\nu^* = n_e e^2 \eta^* / m_e \approx 3 \times 10^8 \text{ Hz}$ であり、これは電子・中性粒子間の衝突周波数 $\nu_{en} \approx 6 \times 10^6 \text{ Hz}$ に比べ約 50 倍大きい。一方、無衝突衝撃波でのイオン音波乱流に対し実験的に補正された Sagdeev の衝突周波数は $\nu_s = (10^{-12}/12)(v_d/v_e)(T_e/T_i)\omega_{pe} \approx 2 \times 10^8 \text{ Hz}$ となり、 ν^* と非常に良い一致を示す。また乱流スペクトルの仮定なしに、乱れの強度から直接計算される実効衝突周波数 ν_{eff} は⁽¹³⁾,

$$\nu_{eff} = \omega_{pe}(W/ne\kappa T_e)(\langle k \rangle \lambda_{De}) \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 ω_{pe} : 電子プラズマ周波数、 W : 波のエネルギー密度、 $\langle k \rangle$: 平均波数、 λ_{De} : 電子デバイ長

であり、結局イオン音波に対して

$$\nu_{eff} = \omega_{pe}(e\phi/\kappa T_e)^2(\langle k \rangle \lambda_{De}) \dots\dots\dots (8)$$

で与えられる。これに上記 (図 10) の測定値 ($e\phi/kT_e$) ≈ 0.3 を代入すると、 $\nu_{eff} \approx 5 \times 10^7 \text{ Hz}$ となり ν^* の約 1/6 の値が得られる。

これらの結果 ($\nu^* \approx \nu_s \sim \nu_{eff} \gg \nu_{en}$) は、プラズマ乱れにより生じる電子の実効衝突周波数の増大により、ステップ部の電界が十分維持されうことを示す。

〈3・4〉 放電中での TPS の発生過程 以上の実験結果より、本実験条件下の直流放電中で観測される TPS 現象について、その発生過程を以下のように要約することができる。

(1) 熱陰極近傍領域で生成されたプラズマ中の電子は、直流放電を維持するため、放電管の陽極方向へ移動するにつれ、管壁再結合によりその密度が減少する。

(2) 密度の減少に対し、直流放電電流を維持するため電子の平均ドリフト速度が上昇する。

(3) v_d/v_e が 0.4~0.5 近くになると、プラズマ波動の成長距離は 1mm 以下となり、強く励起されてプラズマ乱れが発生する。これが TPS の低電位側からの電位上昇開始点となる。

(4) 強いプラズマ乱れにより電子の実効衝突周波数が増大し、一定電流を維持するための電界強度 $E = \eta^* j$ が大きくなり、大きな電位こう配が生じる。

(5) 電位こう配で加速された電子により、原子の励起および電離が活発になるので、放電発光量も多くなり、電子密度も上昇する。

(6) 電子密度上昇により、 v_d/v_e が 0.4~0.5 よりずっと小さくなり、波動は減衰し、電位の上昇が止って TPS の高電位側の平坦な電位分布が生じる。

4. 局所磁界による TPS の発生と制御

以上の検討結果より、 $v_a/v_e \approx 0.4 \sim 0.5$ になる点を外部から制御することによって、TPS の発生位置を動かすことができるかどうかについて実験を行なった。すなわち、局所磁界を放電管外部から印加して n_e の制御を行ない、そのときの TPS の挙動を調べた。本実験で印加した磁界の強さは、磁界コイル近傍の放電領域で 10^{-3} T 以下程度で、電子ラーマ半径 r_{ee} およびイオンラーマ半径 r_{ie} は、それぞれ $r_{ee} > 5$ mm, $r_{ie} > 0.3$ m である。磁界はリング状コイルによって生成されるので、コイル近傍ではいわゆる磁気ミラー端に類似した磁界分布であるが、磁束はすべてコイル心を中心としてコイル近傍のガラス壁を横切る。従って、コイル近傍での電子の反射あるいは磁力線に沿ったらせん運動で管壁へ導かれることによる電子の損失により、陰極領域からの供給プラズマの密度を減少させることができる。一方、TPS が発生している領域では 10^{-4} T 以下で $r_{ee} > 50$ mm, $r_{ie} > 3$ m となり、そこでの電子密度分布やイオン音波成長などに与える磁界の影響は無視できる。

〈4.1〉 発生 〈3.1〉 節で示したように、1 m Torr 程度の圧力では TPS が存在しない平坦な電位分布が観測されるが〔図 11(a)〕、その領域に局所磁界を印加すると TPS が形成される〔図 12(a)〕。このとき、電子密度分布は図 12(a) から図 12(b) へ変

図 11 局所磁界印加前の V_s と n_{e0} の分布
Fig. 11. Distributions of V_s and n_{e0} before applying local magnetic field.

図 12 局所磁界印加後の V_s と n_{e0} の分布
Fig. 12. Distributions of V_s and n_{e0} after applying local magnetic field.

わり、TPS の発生は強制的に密度を減少させた結果、〈3.2〉 節で述べた機構に起因して生じたものとみることができる。密度の最小値から求めた v_a/v_e の値は 0.5 程度で、自然発生の場合とほぼ等しい。

〈4.2〉 制御 領域〔I〕の圧力条件下で、自然発生している TPS の陰極側領域で TPS から十分離れた地点 ($z=190$ mm) に局所磁界用コイルを設置し、そのコイル電流 I_b を変化させた。このときの TPS の移動の様子を図 13(a)~(c) (電位分布) および (A)~(C) (電子密度分布) に示す。なお、〈3.2〉 節の結論からも推察されるように、自然発生 TPS の陽極側領域に磁界を印加しても、その位置を移動させることはできない。

図 13(a)~(c) より、 I_b が大きくなるに従い TPS が陰極側へ移動しているのがわかる。また、電子密度の最小点もそれに対応して移動しており〔図 13(A)~(C)〕、その値はいずれも $2 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 程度で、 $v_a/v_e \approx 0.5$ である。なお、図 13(b), (c) の状態で測定した電子速度分布関数の空間的 (軸方向) 変化は、(a) 図の状態 ($I_b=0$) での測定結果に比べ、TPS の移動に伴う相対的位置は変化しているものの、電子密度減少→TPS 発生→初期電子群の加速→電離増大という特性は同じであり、TPS およびそこでの電子群に対しては、磁界が本質的な変化を引き起こしていないことを確認した。

以上の測定結果は、〈3.4〉 節の結論の確証を与えるものであり、一方 TPS の制御が局所磁界印加により

図 13 局所磁界による TPS の制御

Fig. 13. Control of TPS by local magnetic field.

可能であることを示している。

5. む す び

数 mTorr 程度の低圧力条件下の熱陰極形直流放電中に、しま状の不均一発光を伴い、かつプラズマ不安定性と密接に関連したポテンシャルステップが発生するのが観測された。その発生・維持機構の解明のため、静電プローブやマイクロ波フラウンホーフェ回折法によるプラズマの構造およびプラズマ乱れなどに關する詳細測定と、その考察を行なった。

その結果、直流放電中でのポテンシャルステップの発生が、放電維持のための電子ストリーミングによって励起されたプラズマ乱れにより説明できることを明らかにした。

更に、その結論に基づき、乱流ポテンシャルステップの発生およびその位置の制御が、放電空間への局所磁界印加により可能であることを実験的に示した。(昭和57年11月22日受付, 同58年3月10日再受付)

文 献

- (1) L. Pekarek: "Ionization Waves (Striations) in a Discharge Plasma", *Sov. Phys. Usp.*, **11**, 188 (1968)
- (2) P.S. Landa, N.A. Miskinova & Yu. V. Ponomarev: "Ionization Waves in Low-Temperature Plasmas", *ibid.*, **23**, 813 (1980)

- (3) A. Garscadden: *Gaseous Electronics* (eds. M.N. Hirsh & H.L. Oskam) **1**, 65 (1978) Academic, New York
- (4) P.J. Palmadesso & K. Papadopoulos (eds.): *Wave Instabilities in Space Plasmas* p. 129 (1979) D. Reidel Pub. Co., Dordrecht
- (5) Y. Sonoda, K. Maeyama, K. Muraoka & M. Akazaki: "Development of Local Potential Step in DC Discharge by Streaming Instability", *Japan J. Appl. Phys.*, **20**, 1177 (1981)
- (6) K. Uchino, M. Maeda, K. Koga, Y. Sonoda, K. Muraoka & M. Akazaki: "Laser Resonance Scattering Studies of the Development of a Potential Step in a Low-Density DC Discharge in Hydrogen", *ibid.*, **21**, 906 (1982)
- (7) Y. Sonoda, K. Uchino, K. Muraoka & M. Akazaki: "Microwave and Laser Resonance Scattering Studies of Development of Potential Step in DC Discharge at Low Pressure", *Proc. Int. Conf. on Plasma Phys.*, Göteborg, p. 249 (1982)
- (8) 内田・小島: 「電子エネルギー分布の測定」, 理研シンポジウム・ガスプラズマ中のプローブ測定, p. 54 (昭44-3)
- (9) Y. Sonoda, A. Sakurai, K. Muraoka & M. Akazaki: "Measurement of Plasma Waves by Fraunhofer Diffraction Method in Microwave Region", *Japan J. Appl. Phys.*, **21**, L372 (1982)
- (10) M. von Hellermann, A. Murdoch & D.E. Evans: "Far Forward Scattering at 10 Microns for Toska Tokamak", 5th Int. Conf. on Infrared & Millimetre Waves, p. 270 (1980)
- (11) D.E. Evans, M. von Hellermann & E. Holzhauser: "Fourier Optics Approach to Far Forward Scattering and Related Refractive Index Phenomena in Laboratory Plasmas", *Plasma Phys.*, **24**, 819 (1982)
- (12) T.E. Stringer: "Electrostatic Instabilities in Current-Carrying and Counterstreaming Plasmas", *Plasma Phys.*, **6**, 267 (1964)
- (13) A.A. Galeev & R.Z. Sagdeev: "Nonlinear Plasma Theory", *Rev. Plasma Phys.* (ed. A.M.A. Leontovich) **7**, 146 (1979) Consultants Bureau, New York