磁化プラズマ中での Twin Probe の特性

九州大学 渡 辺 征 夫
九州大学 赤 崎 正 則

1. ま え が き

空間電位を正確に測定することは、プラズマの電位分布の測定の観点からだけでなく、統一解方式を用いたプローブによるプラズマ密度の精密測定の観点からも重要である。⁽¹⁾⁽²⁾ Twin probe 法は、磁界が存在しない低気圧プラズマの空間電位の、正確かつ簡単な測定方法として、土手氏により提案されたもので、⁽³⁾ Reference probe (以後 RP と略称する) 近くの境界層内に Sounding probe (以後 SP と略称する) をそう入し、RP の電圧を変化させた場合に、SP がおかれた点でのイオン、または電子の密度が、空間電位で最大になる特性を、ある一定電位を印加した SP により検知して空間電位を測定するものであり、等方的速度分布を仮定していないので、種々のプラズマの空間電位の測定が可能である。

磁界が存在する場合には、プローブは“Sink”としての作用が強くなるために、プローブの電流-電圧特性は磁界がない場合の特性とは異なったもの⁽⁴⁾⁽⁵⁾となる。たとえば、平板プローブについては、その片対数電流-電圧特性において、電子反発電界領域の直線の延長と電子飽和領域の直線の延長との交点、いわゆる“見掛けの空間電位”は、実際の空間電位を示さなくなる。⁽⁵⁾ また、プローブに微小振幅交流を重ね合わせて得られたプローブ電流の直流分が、特性のひずみのために空間電位で最小値をとらなくなる。Twin probe 法は、RP 付近の密度変化を利用する方法であるために、磁界が存在するプラズマにおいては、その特性も

また磁界が存在しない場合の特性と異なったものとなることが予想されるから、空間電位測定のための適用限界を知っておくことは重要なことである。

ここでは、著者らは、磁化プラズマ中での Twin probe 特性に関する実験を行ない、その結果の一部についてはすでに発表しているが、⁽⁶⁾ その後、さらに実験検討した結果とまとめて発表するとともに、Twin probe 法が適用可能な磁界の目安を与える条件式を与える。

2. 実験装置

実験には、第1図(a),(b)に示すように、2種類の Twin probe を使用した。(a)図に示すプローブは、直径 4mmφ の円板形の RP と直径 0.2mmφ の円板形の SP とから成り立っており、SP の中心軸と RP の表面との距離は約 0.2mm である。(b)図に示すプローブは、直径 0.7mmφ、長さ 10mm の円筒形の RP と、直径 0.2mmφ、長さ 1mm の円筒形の SP から成り立っており、SP の中心軸と RP の中心軸との距離は約 0.55mm である。実験に際しては、両方のプローブとも磁界の効果が大きいように、RP の面が

第1図 Twin probe の構造と寸法

Fig. 1. Constructions and dimensions of Twin probe.

Characteristics of Twin Probe in a Magnetized Plasma. By Y. WATANABE, Member & M. AKAZAKI, Member (Faculty of Engineering, Kyushu University).

渡辺征夫：正員，九州大学工学部電気工学科講師

赤崎正則：正員，九州大学工学部電気工学科教授，放電工学，プラズマ工学担当

第 2 図 放電管の構造と寸法
Fig. 2. Constructions and dimensions of discharge tubes.

磁力線と平行になるようにそう入した。

プラズマ源としては、水銀とネオンの低気圧直流放電プラズマを使用した。第 2 図(a)に示すように、水銀を封入した放電管の直径は 30mm ϕ 、陰極と陽極との間の距離は 240mm で、陰極としては東芝 2H66A の熱陰極をそのまま使用した。第 2 図(b)に示すように、ネオン放電管の直径は 40mm ϕ 、陰極と陽極との間の距離は 610mm で、陰極としては 0.3mm ϕ の 2%トリウム入りタングステン線をコイル状に巻いたものを使用した。円板形 Twin probe は水銀放電管の陽極より 50mm の点に、また円筒形 Twin probe はネオン放電管の陽極より 150mm の点に配置した。

磁界は、二つの円筒形コイルにより放電管の軸方向に印加され、プローブ配置部分のギャップによる管軸中心付近の磁力線のまがりは無視できる。

測定に際しては、SP に陽極(または陰極)基準の一定電圧 V_{s0} を印加して、RP の電圧-電流特性と“陽極(または陰極)基準の RP の電圧 V_{R0} ”対“SP の電流 i_s ”特性を X-Y レコーダにより記録した。

3. 実験結果

第 3 図(a), (b) は、実験で得られた Twin probe 特性の一例で、第 1 図(a)の円板形 Twin probe を使用して得られた結果である。図は、X-Y レコーダで測定したものを、見掛けの空間電位の点を明確にするために、RP 特性を片対数特性として表わしたものである。(a)図は磁界 $B=0$ の場合の特性で、(b)図は $B=30\text{G}$ のときの特性である。図中 RP は Reference probe の特性を示し、SP は“RP の電圧”対“SP の電流”，すなわち Sounding probe 特性を示す。それ

第 3 図 円板形 Twin probe の特性
Fig. 3. Characteristics of the disc type Twin probe.

ぞれの SP 特性に付してある数字は V_{s0} の値であり、この値は横軸の V_{R0} の値と一致している。 $B=0$ の場合には、SP 電位が RP の空間電位に近いもの(4, 2, 0, -2, -4V)の特性のピーク(この場合 SP には主として電子電流が流入するので“電子電流ピーク”と呼ぶことにする)の点の電位、および空間電位に対して

大きい負の電位 (-50V) のものの特性のピーク (この場合 SP には主としてイオン電流が流入するので“イオン電流ピーク”と呼ぶことにする) の点の電位と、見掛けの空間電位とは良く一致している。磁界が印加されると、(b)図のように電子電流ピークの点は、見掛けの空間電位より、さらに V_{R0} の負の電位のほうへ移動し、一方、イオン電流ピークの点は、見掛けの空間電位より V_{R0} の正の電位のほうに位置している特性となる。第1図(b)の円筒形 Twin probe を使用した場合も、以上述べたと同様の結果が得られる。

SP に空間電位よりある程度負の電圧を印加した場合 [第3図(a)では $V_{s0} = -6, -8\text{V}$, 第3図(b)では $V_{s0} = -6, -8, -10\text{V}$] には, SP の電子電流ピークの点は, 第3図に示すように, SP の電位が空間電位付近のものと比較して, さらに V_{R0} の負の電位のほうへ移動する現象がみられる。したがって, $B=0$ の場合でも電子ピークの点を用いて空間電位を測定しようとする場合には, SP のバイアス電圧には, じゅうぶん注意する必要がある, 空間電位より正にすべきである。

第4図(a), (b)は, 磁界を変化させた場合に, 円板形 Twin probe [第4図(a)]と円筒形 Twin probe [第4図(b)] についての, SP 電位が空間電位に非常に近い場合の電子ピークの点の電位, イオンピークの点の電位および見掛けの空間電位の間の関係を示したもので, 縦軸は RP の浮動電位 V_{f0} を基準電位とし電子温度 T_e で無次元化した量であり, 横軸は磁界と $\omega_e \tau_e$ (ω_e : 電子のサイクロトロン周波数, τ_e : 電子の衝突時間) の両方で示してある。ただし(b)図では, 円筒形プローブの周囲の空間電荷層の厚さとプローブ半径との比が大きいために, 電子電流飽和領域の直線性が悪く, 見掛けの空間電位については示していない。第4図(a), (b)より, イオンピークの点はこの実験で印加した磁界の範囲内では, 磁界の増加と無関係に浮動電位に対してほぼ一定値を示しているのに対して電子ピークの点と見掛けの空間電位の点は, 磁界の増加とともに RP 特性における V_{R0} の負の電位のほうへ移動が起り, その大きさは電子ピークの点のほうが大きい。また, 円板形 Twin probe の電子ピークの点の移動と, 円筒形 Twin probe のそれとを比較した場合, 同じ $\omega_e \tau_e$ では, 円筒形の電子ピークの点の移動のほうが大きい傾向にある。

4. 実験結果の検討

〈4・1〉 空間電位の計算 磁化プラズマの空間電位を理論的に推定するために, RP の浮動電位 V_{f0} を

(a) 円板形 Twin probe の場合

(b) 円筒形 Twin probe の場合

第4図 磁界を変化した場合の Twin probe の特性

Fig. 4. Variations of Twin probe characteristics with the increase of the magnetic field.

用いて空間電位を求める方法を使用する。

空間電位に対する浮動電位を V_f , 浮動電位でのイオン電流を I_{if} とすると, プローブに流れる電子電流とイオン電流が等しいという条件から

$$\frac{G(B)}{\exp(-\eta_f) + G(B)} I_{e0} \exp(-\eta_f) = I_{if} \quad (1)$$

が成立する。⁽⁵⁾ ここに, $G(B)$ は磁界 B , プローブの形状と寸法, および電子の平均自由行程 λ_e により決

まる量で、円板、円筒および球プローブについては、参考文献(4), (5), (7)に示されている。また、 $\eta_f = q|V_f|/kT_e$ (q : 電荷量, k : ボルツマン定数), $I_{e0} = qn_0 <v_e> A_R/4$ (n_0 : プローブにより乱されていない点のプラズマ密度, $<v_e> = (8kT_e/\pi m_e)^{1/2}$, m_e : 電子の質量, A_R : プローブの捕集面積)である。(1)式から V_f が求まり、次式が得られる。

$$|V_f| = \frac{kT_e}{q} \ln \left\{ \frac{I_{e0}}{I_{if}} - \frac{1}{G(B)} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

イオン電流 I_{if} の式として

$$I_{if} = 0.6 n_0 q (kT_e/m_i)^{1/2} A_{RS} \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 m_i : イオンの質量, A_{RS} : イオンシースの表面積なる関係式を用いると次式が得られる。

$$I_{e0}/I_{if} = 0.67 (m_i/m_e)^{1/2} (A_R/A_{RS}) \dots\dots (4)$$

浮動電位での A_{RS} を推定するために、シースの厚さ d_s が無限平板プローブのシースの厚さと同程度とみなして、

$$d_s = \lambda_D (2/3) (I_{iD}/I_{if})^{1/2} \eta_f^{3/4} \dots\dots\dots (5)$$

とする。ここに、 $\lambda_D = (\epsilon_0 kT_e / n_0 q^2)^{1/2}$: デバイ長, $I_{iD} = qn_0 (2kT_e/m_i)^{1/2} A_{RS}$ であり、イオンに及ぼす磁界の影響は無視している。(5)式に(3)式を代入すると

$$d_s = \lambda_D \eta_f^{3/4} \dots\dots\dots (5')$$

が得られる。円筒および円板プローブのシースの形として、第5図(a), (b)に示すようなものを仮定すると

$$\left. \begin{aligned} \text{円板プローブ: } A_{RS} &\approx \pi r_p^2 \left(1 + \frac{2d_s}{r_p} + \frac{\pi d_s^2}{2 r_p^2} \right) \\ \text{円筒プローブ: } A_{RS} &\approx 2\pi r_p \left(1 + \frac{d_s}{r_p} \right) l \end{aligned} \right\} \quad (\lambda_D \ll l) \dots\dots\dots (6)$$

が求まる。シースの厚さを考慮した η_f の計算には、次のような手続きをとった。まず、イオン電流飽和領域の直線を延長したときの浮動電位での電流値を I_{if} とし、次に、シース厚を無視して、(3)式から n_0 , すなわち λ_D を、(4)式と $1/G(B)$ を無視した(2)式とから η_f を、また(5')式から d_s を推定する。この d_s と(6)式から A_{RS} を求め、(4)式と(2)式から η_f を求める。この方法で得られた η_f が第4図(a), (b)

第5図 シースモデル

Fig. 5. Sheath models.

の実線である。 d_s の推定に用いた λ_D , η_f には、シース厚さを無視しているが、結果的に得られる η_f には、 A_R/A_{RS} の対数でしか効かないので、その誤差は小さい。図中の点線は、 $A_{RS} = A_R$ として計算した空間電位である。これらの実験値と理論値との比較により、イオンピークの点の電位は磁界の存在にもかかわらず依然として空間電位を示しているものと考えることができる。

見掛けの空間電位と真の空間電位との電位差 ΔV_a については菅原氏の理論⁽⁵⁾があり、次式で示される。

$$\Delta V_a = \frac{kT_e}{q} \ln \left\{ \frac{G(0)}{G(B)} \frac{1+G(B)}{1+G(0)} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 $G(0)$ は $B=0$ での $G(B)$ の値である。(7)式の計算結果を、実線を真の空間電位として示したのが第4図(a)の一点鎖線であり、実験値と比較的良好一致している。

〈4・2〉 Sounding probe の電流ピークに関する考察

この節では、磁化プラズマ中の SP の電子電流ピークおよびイオン電流ピーク特性について、次のような Twin probe モデルを用いて、RP が円板プローブの場合について議論することにする。

(1) 電子の実効的平均自由行程 $\sqrt{\alpha} \lambda_e$ は、⁽⁴⁾ RP のシースの厚さに比べてじゅうぶん大きい。ここで、 $\alpha = (1 + \omega_e^2 \tau_e^2)^{-1}$ である。

(2) SP は準中性領域にある。

(3) SP は非常に小さく、RP の電流-電圧特性に影響しない。

(4) SP の電子電流 i_e (またはイオン電流 i_i) は、SP 表面での電子密度 n_{eSP} (またはイオン密度 n_{iSP}) に比例し、さらに n_{eSP} (または n_{iSP}) は、SP が存在しないときの SP 点の電子密度 n_{es} (またはイオン密度 n_{is}) と、SP の電位 V_s (空間電位基準) と SP が存在しないときの SP 点の電位 V_{rs} (空間電位基準) との差を変数とする関数 $\Psi(V_s - V_{rs})$ との積で与えられる。

(5) $\Psi(V_s - V_{rs})$ は、SP によってできる電界が荷電粒子に対して減速電界である場合には、ボルツマン分布関数に、また加速電界である場合には、SP のシース表面積に比例する。

本実験では $\sqrt{\alpha} \lambda_e \approx 0.6 \text{ mm}$, $\lambda_D = 0.3 \text{ mm}$, SP と RP 表面との距離 $L_{RS} = 0.2 \text{ mm}$ であり、(1), (2) の条件はほぼ満足されているものと考えられる。また SP と RP を共通にした電流-電圧特性と、SP に空間電位付近のものより数十ボルト負電位までの任意の電圧を印加したときの、RP のみの電流-電圧特性との間には差がみられないので、(3) の条件も満足される。

(1)の仮定により, RP のシース端でのプラズマ密度 n_1 は, 次式により近似される。

$$n_1 = n_0 G(B) / \{\epsilon + G(B)\} \dots\dots\dots (8)$$

ここで

$$\epsilon = \begin{cases} 1 + \delta_{Re}(\eta_R) & V_R > 0, \\ 1 & V_R = 0, \\ \exp(-\eta_R) & V_R < 0, \end{cases} \dots\dots\dots (9)$$

V_R : 空間電位に対する RP 電位, $\eta_R = q|V_R|/kT_e$, δ_{Re} : RP の電子シースによる RP の面積の実効的増加分である。

SP の電流ピーク特性を検討するために, 第 6 図(a) ~ (c)に示すように, SP の電位により三つの領域, すなわち, (a) SP の電位が空間電位に対して正の電位の場合, (b) SP の電位が空間電位に対してわずかに負の電位の場合, および (c) SP の電位が空間電位に対して非常に負の電位の場合, にわけて考えるのが便利である。

(a) SP の電位が空間電位に対して正の電位の場合 第 6 図(a)の(i)~(iii)に示すように, V_{RS} と V_S の大きさの関係により, さらに三つの領域にわけて考える。

(a-1) $V_{RS} \geq V_S > 0$ の場合: この領域の RP の電位分布と SP の電位との関係は, 第 6 図(a)の(i)に示されており, 空間電位付近での SP 電流の増減に注目しているから, V_{RS} は小さく準中性が成立する領域

第 6 図 Reference probe の電位分布と Sounding probe の電位との関係

Fig. 6. Relations between the potential distributions of the reference probe and the potential of the sounding probe. (abscissa: distance from the probe surface)

に限って考えることにする。このとき n_{es} と n_{is} は

$$n_{es} = n_{is} = n_1 \exp(-\eta_{RS}/\beta) \dots\dots\dots (10)$$

によって与えられる。ここで, $\eta_{RS} = q|V_{RS}|/kT_e$, $\beta = T_i/T_e$, T_i : イオン温度, である。 V_{RS} をあまり大きくないとしているので, SP の電流 i_s は電子電流 i_e によるものと考えることができ, さらに(4)と(5)の仮定で, i_e は n_{es} と $\exp\{-(\eta_{RS} - \eta_R)\}$ とに比例するものと考えられるので

$$i_s = i_e \propto n_{es} \exp\{-(\eta_{RS} - \eta_R)\} \\ = \frac{n_0 G(B)}{1 + \delta_{Re}(\eta_R) + G(B)} \exp\left(-\frac{\eta_{RS}}{\beta}\right) \\ \times \exp\{-(\eta_{RS} - \eta_R)\} \dots\dots\dots (11)$$

となる。(11)式の最後の等式で η_R が増加したとき, η_{RS} , $\delta_{Re}(\eta_R)$ も増加するので, 3 項とも V_R に関して減少関数である。したがって, i_s は V_R に関して減少関数である。

(a-2) $V_S > V_{RS} \geq 0$ の場合: この領域の RP の電位分布と SP の電位との関係は, 第 6 図(a)の(ii)に示されており, $V_S > V_{RS}$ のために V_S は電子に対して加速電界として作用し

$$i_s = i_e \propto n_{es} A_S \{1 + \delta_{se}(\eta_S - \eta_{RS})\} \\ = \frac{n_0 G(B)}{1 + \delta_{Re}(\eta_R) + G(B)} \exp\left(-\frac{\eta_{RS}}{\beta}\right) \\ \times A_S \{1 + \delta_{se}(\eta_S - \eta_{RS})\} \dots\dots\dots (12)$$

となる。ここで δ_{se} は SP 表面の電子シースによる SP 面積の実効的増加分である。(12)式の最後の等式で, $\delta_{se}(\eta_S - \eta_{RS})$ は $\eta_S > \eta_{RS}$ のために, η_{RS} の増加とともに減少するので, 3 項とも V_R に関して減少関数となり, したがって i_s は V_R の減少関数となる。

(a-3) $V_S > 0 > V_{RS}$ の場合: この領域の RP の電位分布と SP の電位との関係は, 第 6 図(a)の(iii)に示されており, V_{RS} は電子に対して減速電界として作用するので, n_{es} としては

$$n_{es} = n_1 \exp(-\eta_{RS}) \dots\dots\dots (13)$$

により近似される。 V_R があまり大きい負でない領域に注目すると, i_s は主として電子電流 i_e によって与えられ, V_S と V_{RS} の大小関係を考慮すると

$$i_s = i_e \propto n_{es} A_S \{1 + \delta_{se}(\eta_S + \eta_{RS})\} \\ = \frac{n_0 G(B)}{\exp(-\eta_R) + G(B)} \exp(-\eta_{RS}) \\ \times A_S \{1 + \delta_{se}(\eta_S + \eta_{RS})\} \dots\dots\dots (14)$$

となる。(14)式の最後の等式で, V_R が 0 に近づく, すなわち η_R , η_{RS} が減少した場合, 第 1 項と第 3 項が減少し第 2 項が増加する。磁界 B が強くなると $G(B)$

が小さくなり、 V_R に関して第1項の減少度が大きくなり、 η_{RS} の変化が η_R の変化よりも小さければ、 i_S のピーク点が V_R の負のほうへ移動することが予想される。ピーク点の電位 η_{Rmax} を求めるためには、 η_R と η_{RS} との関係式が必要であるが、簡単のために V_R が空間電位に近い領域とし、RP の電界がデバイ長の程度の領域までプラズマ中に浸透し、その電位分布が V_R に比例すると仮定すると、 η_{RS} は

$$\eta_{RS} = \Omega \eta_R \quad (15)$$

で示され、 Ω については RP の境界層の電位は、プラズマからプローブのほうへ近づくにつれて、単調に増加するので $\Omega < 1$ と考えることができる。また SP の電位 η_S は η_{RS} より大きく、 $\delta_{se}(\eta_S + \eta_{RS}) \gg 1$ とすると、SP 電流 i_S は

$$i_S \propto \frac{n_0 G(B)}{\exp(-\eta_R) + G(B)} \exp(-\Omega \eta_R) \times \delta_{se}(\eta_S + \Omega \eta_R) \quad (16)$$

となる。したがって η_{Rmax} は $dis/d\eta_R = 0$ から

$$\eta_{Rmax} = \ln \frac{(1-\Omega) + \frac{1}{\delta_{se}} \frac{d\delta_{se}}{d\eta_R}}{\Omega \left[1 - \frac{1}{\delta_{se}} \frac{d\delta_{se}}{d\eta_R} \right] G(B)} \quad (17)$$

と表わされる。ただし、 $V_R < 0$ ($\eta_R > 0$) で電流ピークの点が存在するためには、 $\eta_{Rmax} > 0$ を満足する必要がある、(17)式で $\eta_{Rmax} < 0$ のときには、電流ピークの点は $\eta_R = 0$ 、すなわち空間電位にある。SP の電子シースの厚さは、無限平板の空間電荷層の厚さ r_s と同程度とみなし、SP が非常に小さいことを考慮して、シース表面が半球状とすると、シースの面積 A_{ss} は $A_{ss} = 2\pi r_s^2 = K(\eta_S + \Omega \eta_R)^{3/2}$ (18) となる。ここで、 K は SP の電子電流、電子温度および電子の質量で決定されるある定数である。(18)式から

$$\frac{1}{\delta_{se}} \frac{d\delta_{se}}{d\eta_R} = \frac{3\Omega}{2} \frac{1}{\eta_S + \Omega \eta_R} \approx \frac{3\Omega}{2\eta_S} \quad (19)$$

が得られる。したがって、(17)式と(19)式から

$$\eta_{Rmax} = \ln \frac{(1-\Omega) + \frac{3\Omega}{2\eta_S}}{\Omega \left(1 - \frac{3}{2\eta_S} \right) G(B)} \quad (20)$$

となる。 Ω と η_S をパラメータとして計算した結果は第7図のとおりで、実線は η_{Rmax} を、点線は $G(B)$ を示している。 $G(B)$ が磁界の増加とともに小さくなること、SP と RP の間隔が0でないために $\Omega < 1$ であること、および、電子シースの成長により、ある値以上の磁界(第7図で横軸と η_{Rmax} 曲線とが交わる点の磁界以上)を印加したプラズマ中での電子電流ピー

第7図 水銀プラズマに対する η_{Rmax} の計算
Fig. 7. Calculations of η_{Rmax} for Hg plasma.
(pressure 1.84×10^{-3} Torr)

クの点は、 V_R の負電位のほうへ移動することがわかる。この移動の大きさ η_{Rmax} は、SP の電位 η_S が大きくなると (20) 式の右辺の対数の中の項が小さくなり、 $\eta_S \gg 1$ とすると

$$\eta_{Rmax} = \ln \frac{1-\Omega}{\Omega G(B)} \quad (21)$$

に近づく。この傾向は、第3図(b)における $V_{S0} = 0$ 、 $-2V$ に認められる。 $\eta_S = 0$ 付近の η_{Rmax} については、 δ_{se} が1のオーダーとなり、 δ_{se} の大きさそのものの値が必要になり、取り扱いが複雑となるが、 η_{Rmax} の生ずる物理的機構は $\delta_{se} \gg 1$ の場合と同様であり、ここでは省略する。

(b) SP の電位が空間電位に対してわずかに負の電位の場合 この領域についても、第6図(b)の(i)~(iii)に示すように、 V_{SR} と V_R の大小関係により、さらに三つの領域にわけて考える。

(b-1) $V_{RS} \geq 0 > V_S$ の場合: この領域の RP の電位分布と SP の電位との関係は、第6図(b)の(i)に示されており、 i_S は i_e によるものと考えられるので

$$i_S = i_e \propto n_{es} \exp\{-(\eta_{RS} + \eta_S)\} = \frac{n_0 G(B)}{1 + \delta_{Re}(\eta_R) + G(B)} \exp\left(-\frac{\eta_{RS}}{\beta}\right) \times \exp\{-(\eta_{RS} + \eta_S)\} \quad (22)$$

となり、最後の等式は3項とも V_R に関して減少関数である。したがって、 i_S は V_R に関して減少関数で

ある。

(b-2) $0 > V_{RS} \geq V_S$ の場合: この領域の RP の電位分布と SP の電位との関係は、第 6 図(b)の(ii)に示されており

$$i_s = i_e \propto n_{es} \exp\{-(\eta_S - \eta_{RS})\} \\ = \frac{n_0 G(B)}{\exp(-\eta_R) + G(B)} \exp(-\eta_S) \dots (23)$$

と表わされて、最後の等式の第 1 項は V_R に関して減少関数、第 2 項は一定なので、 i_s は V_R に関して減少関数となる。

(b-3) $0 > V_S > V_{RS}$ の場合: この領域の RP の電位分布と SP の電位との関係は、第 6 図(b)の(iii)に示されており、 V_{RS} があまり大きい負でないとする

$$i_s = i_e \propto n_{es} A_S \{1 + \delta_{se}(\eta_{RS} - \eta_S)\} \\ = \frac{n_0 G(B)}{\exp(-\eta_R) + G(B)} \exp(-\eta_{RS}) \\ \times A_S \{1 + \delta_{se}(\eta_{RS} - \eta_S)\} \dots (24)$$

となる。(24)式は(14)式と同じ式であり、ほぼ η_{Rmax} 付近に電流ピークを有する。したがって(23)式と(24)式から $0 > V_S > V_{Rmax}$ の場合には、 i_s のピーク点は η_{Rmax} 付近に生じ、 $0 > V_{Rmax} > V_S$ の場合には、 η_S の点に電流ピークを生ずる特性となる。すなわち、 V_S が負電位になると i_s のピーク点は η_{Rmax} よりさらに V_R の負のほうへ移動する。この現象は、第 3 図(a)(b)にもみられる。

(c) SP の電位が空間電位に対して大きい負の電位の場合 この領域も、第 6 図(c)の(i)(ii)に示すように、 V_{RS} の大きさにより二つの領域にわけて考える。SP の電位が非常に負であるので、SP の面積に比べて非常に大きいイオンシースが形成され、SP の電流 i_s は、 i_i のみによるものと考えることができる。イオンシースが大きいと、イオンシースの表面積($\propto A, \delta_{si}$)の η_{RS} の変化に伴う変化は、(19)式から

$$(1/\delta_{si})(d\delta_{si}/d\eta_R) \approx 0 \dots (25)$$

となり、無視できる。また、(I)(II)の領域と同様に空間電位付近での SP 電流の増減に注目していることから、 V_{RS} の正負にかかわらず $|V_{RS}|$ は小さく、準中性の仮定が成立するものとする。この仮定は、 $V_{RS} < 0$ では $\eta_{RS} \leq 0.5$ の範囲ではほぼ満足されるものと考えられる。

(c-1) $V_{RS} \geq 0 \gg V_S$ の場合. この領域の RP の電位分布と SP の電位との関係は、第 6 図(c)の(i)に示されており、SP の電流 i_s は、(8)式と(10)式により

$$i_s = i_i \propto \frac{n_0 G(B)}{1 + \delta_{re}(\eta_R) + G(B)} \exp\left(-\frac{\eta_{RS}}{\beta}\right)$$

$$\dots (26)$$

と表わされ、 i_s は V_R に関して減少関数である。

(c-2) $0 > V_{RS} \gg V_S$ の場合: この領域の RP の電位分布と SP の電位との関係は、第 6 図(c)の(ii)に示されており、SP の電流 i_s は、(8)式と(13)式により

$$i_s = i_i \propto \frac{n_0 G(B)}{\exp(-\eta_R) + G(B)} \exp(-\eta_{RS}) \\ \dots (27)$$

と表わされる。(a-3)項と同じモデルを仮定し、(15)式の関係を用いると

$$i_s \propto \frac{n_0 G(B)}{\exp(-\eta_R) + G(B)} \exp(-\Omega \eta_R) \dots (28)$$

となる。イオン電流ピークの点が空間電位を示す条件を求めるために、 $\eta_R = 0$ のときの i_s を i_{s0} とし、 η_R を 0 から $\Delta \eta_R$ だけ増加させたときの電流との比を求めると、

$$\frac{i_s}{i_{s0}} = \frac{1 + G(B)}{\exp(-\Delta \eta_R) + G(B)} \exp(-\Omega \Delta \eta_R) \\ \approx 1 + \left(\frac{1}{1 + G(B)} - \Omega\right) \Delta \eta_R \dots (29)$$

となるので、 $i_{s0} > i_s$ となるためには

$$G(B) > (1 - \Omega)/\Omega \dots (30)$$

なる条件が必要であり、この条件が満足されている B の領域ではイオン電流ピークの点は空間電位を示す。磁界 B が強くなって(30)式の条件が満足されない場合には、電子ピークと同様にイオンピークも V_R の負電位のほうへ移動し、そのピークの点の電位 η_{Rmax} は(21)式と同一のものになる。(30)式が Twin probe 特性の適用限界磁界を与える条件式で、プローブの形状、プローブの磁力線に対する角度および RP と SP の距離により、この限界磁界は変わる。

5. 結 論

以上に述べた実験結果および考察より、次のような結論が得られる。

(1) 磁界が印加されると電子ピークの現われる点の電位は、空間電位より負となり、そのピーク点の移動は磁界の増加とともに大きくなる。

(2) イオンピークの現われる点は、(30)式で示された磁界付近まで、依然として空間電位を示す。

(3) 磁界が印加されていない場合でも、電子ピークの点を用いて空間電位を測定しようとする場合には Sounding probe のバイアス電位を空間電位より正にして測定すべきである。

(4) これら(1)~(3)の現象は、ここで提案した

Twin probe モデルを用いて説明することが可能であり、ピークの移動は、Reference probe の Sink, Reference probe と Sounding probe との間の距離および電子シースの成長に起因している。

(5) 見掛けの空間電位は、磁界が印加されると空間電位より負のほうへ移動し、磁界の増加とともにその移動は大きくなる。

終りに、常に変わらぬご指導とごべんたつをいただく保刈名誉教授に深謝の意を表わすとともに、実験装置の製作にご協力下さった奥住信之技官、堺厳裕技官

ならびに木下年夫技官に感謝いたします。

(昭和46年5月17日受付, 同46年10月29日再受付)

文 献

- (1) S. H. Lam: Phys. Fluids **8**, 73 (1965)
- (2) 土手: 東京大学宇宙研究所報告 **7**, 889 (昭 45)
- (3) T. Dote, et al.: J. Phys. Soc. Japan **21**, 2426 (1966)
- (4) M. Akazaki & Y. Watanabe: Japan J. appl. Phys. **7**, 1534 (1968)
- (5) M. Sugawara: Phys. Fluids **9**, 797 (1966)
- (6) 赤崎・渡辺: 九大工学集報 **42**, 155 (1969)
- (7) T. Dote, et al.: Japan J. appl. Phys. **3**, 789 (1964)