磁気ミラー・プローブ法による磁場中
プラズマの電子温度異方性の測定^{*}

^{**}
山本信雄・八田吉典
(東北大学工学部)

Abstract

We propose a magnetic mirror probe method for measurement of the electron temperatures of a magnetized plasma parallel and perpendicular to a magnetic field. The most simple magnetic mirror probe is introduced which is made of ferromagnetic spherical metal.

* Magnetic Mirror Probe Method for the Determination of Anisotropy of Electron Temperature in a Magnetized Plasma

この論文は、山本信雄の東北大学大学院工学研究科修士学位論文をまとめたものである。

^{**} Nobuo Yamamoto and Yoshisuke Hatta
(Department of Electronic Engineering, Tohoku University)

磁気ミラー・プローブ法による磁場中プラズマの電子温度異方性の測定

§ 1 はじめに

磁場中プラズマの電子温度異方性は、プラズマの不安定性¹⁾に重要な関係がある。これまで、平行方向電子温度 $T_{e\parallel}$ と垂直方向電子温度 $T_{e\perp}$ を別々に測定した実験^{2, 3)} がいくつかあって、 $T_{e\perp}$ は反磁性ループによって、 $T_{e\parallel}$ はファラデー・カップ、その他の電子エネルギー分析器⁴⁾ を用いて測定されている。しかしながら、 $T_{e\parallel}$ と $T_{e\perp}$ がそれぞれ異なる方法で測定されていること、及び、場所的分解能が良くないことなどによって、得られる電子温度異方性 $\eta = T_{e\perp} / T_{e\parallel}$ のデータに、信頼性に乏しい。又、Free-Free Bremsstrahlung によって電子速度分布の異方性を測定した例もある。⁵⁾ 最近、プラズマ研の相川氏等⁶⁾ によって、ラングミュア・プローブによって $T_{e\perp}$ と $T_{e\parallel}$ を分離測定できる可能性のある実験結果が得られたが、磁場中探針特有の現象との関連が、やや不明確なように思われる。

そこで筆者等は、低温プラズマにても、電子温度の異方性を測定する新しい手段として、磁気ミラー・プローブ (magnetic mirror probe) 法⁷⁾ を開発し、それによって、従来の探針^{8, 9)} と同様の測定方法で、電子温度異方性 η の測定を可能にした。§ 2. ではその測定原理を、§ 3. では実際に使用する磁気ミラー・プローブの本体について述べる。磁気ミラー・プローブ法に於ても通常の探針と同様に、単探針法と複探針法の両面が開発され、それぞれ § 4. , § 5. でそれらの測定方法が述べられている。実際の測定は、ヘリウム・プラズマで行われ、その測定結果を § 6. に述べる。

§ 7. では、磁気ミラー・プローブ法について実験結果をもとに検討すると共に、電子ドリフトの磁気ミラー・プローブ測定結果におよぼす影響などについて論じる。

§ 2 磁気ミラー・プローブ (magnetic mirror probe) の測定原理

磁気ミラー・プローブの機構は、図. 1. に示すように、外部定常磁場方向に垂直な補集面を持つ通常の平面プローブの前面に、極所的なミラー磁場を形成させたものである。その測定原理は、ミラー磁場に於ける電子の磁気モーメント保存則に基づいている。通常のラングミュア・プローブと同様に、プラズマ空間電位に対して、負プローブ・バイアスをかけて、電子電流を測定する。

磁場中プラズマのプローブ測定の際に出現する種々の危介な現象が、ミラー・プローブに於ても、そのまま出現する。その中でも特に著るしい現象は、磁場に垂直方向の移動度の減少に伴って起る、プローブ前面の涸渇 (depletion) の現象¹⁰⁾ と、磁場方向の電子のドリフトが、プローブの背後に探針の影を造り、その結果、影側プローブの前面のプラズマ密度に空間的な変化を持たらず現象がある。

Fig. 1 Explanation of the principle of magnetic mirror probe.
 S_p is the area of the collecting surface.

前者は、プローブ・バイアスを十分深く取ったとき、ほとんど、その現象が消えるので、プローブ・バイアスの深い領域を扱うという主旨のもとに、以後の議論では、この現象を考慮しない。後者は、ドリフトして来る方向にプローブ捕集面を向けるという主旨のもとに、この現象も無視する。

定常磁場を B_0 、プローブ面上の磁場を B_p とすると、 $B_p \geq B_0$ の場合と、 $B_p \leq B_0$ の場合の2つの場合に分けて議論されなければならないが、ここでは全て、 $B_p \geq B_0$ の場合のみに限ることにする。

諸条件及び仮定は、次の通りである。

- 1) 磁気モーメントが保存されるとする。即ち、 $\mu_e = m_e V_{e\perp}^2 / (2B) = \text{const.}$ 。これはドリフト近似¹¹⁾に依れば、第一近似迄は成立する。第一近似では、 $a_{\perp} (= cm_e \langle V_{e\perp}^2 \rangle^2 / eB)$ 、 $a_{\parallel} (= C m_e \langle V_{e\parallel}^2 \rangle^2 / eB)$ の範囲内で、電界 E の変化が小さいという仮定が入っているが、ミラー・プローブにては、これが成立しないことがある。しかし、次の 2) の条件を入れると、電界 E を perturbation と考えなくても、 $\mu_e = \text{Const.}$ が成立する。
- 2) 磁力線は、プローブ表面に垂直に入り、且つ、磁場方向と電界方向とは、凡そ、一致するものとする。
- 3) $a_{\perp}$ は、プローブ捕集面の有効長に比べて、はるかに小さいとする。
- 4) ミラー磁場領域内、及びシース内で、電子は衝突をしないとす。

電子の磁気モーメント保存則は、

$$\frac{1}{2} m_e V_{e\perp}^2 / B_0 = \frac{1}{2} m_e V_{e\perp p}^2 / B_p, \quad (1)$$

但し, $V_{e\perp}$, $V_{e\perp p}$ は各々, プラズマ中, 及びプローブ表面に於ける電子速度の磁場に垂直な成分を示す。

電子のエネルギー保存則は,

$$\frac{1}{2} m_e (V_{e\parallel}^2 + V_{e\perp}^2) = \frac{1}{2} m_e (V_{e\parallel p}^2 + V_{e\perp p}^2) - e V_p, \quad (2)$$

但し, $V_{e\parallel}$, $V_{e\parallel p}$ は, 各々, プラズマ中, 及びプローブ表面に於ける電子速度の磁場に平行な成分を示し, e は単位電荷, V_p は, プラズマ電位を基準に取ったプローブ表面電位で, ここでは負バイアス領域を議論することにし, $V_p < 0$ とする。 (1), (2) 式より,

$$V_{e\parallel p}^2 = V_{e\parallel}^2 - (B_p/B_0 - 1) V_{e\perp}^2 + 2 e V_p / m_e. \quad (3)$$

電子がプローブに突入する為には, 当然 $V_{e\parallel p}^2 \geq 0$ ゆえ, (3) 式より,

$$V_{e\parallel}^2 \geq (B_p/B_0 - 1) V_{e\perp}^2 - 2 e V_p / m_e. \quad (4)$$

これは, $V_{e\parallel}$ について積分するときの積分下限を与える。プローブ表面の素面積 dS_p と, その素面積を通過する磁力線を垂直に横切るプラズマ中の素面積 dS_0 との間に, 磁束保存則によって,

$$B_0 dS_0 = B_p dS_p. \quad (5)$$

素面積 dS_0 を通過する電子電流を di_e とすれば, (4) 式の条件を用いて次のようになる。

$$di_e = n_0 e (dS_0) \int_0^\infty dV_{e\perp} \int_{-\infty}^\infty dV_{e\parallel} \cdot V_{e\parallel} F(V_{e\parallel}, V_{e\perp}) \frac{1}{\sqrt{(B_p/B_0 - 1) V_{e\perp}^2 - 2 e V_p / m_e}}, \quad (6)$$

ここで, n_0 はプラズマ密度を示し, $F(V_{e\parallel}, V_{e\perp})$ は, $(V_{e\parallel}, V_{e\perp})$ 速度空間に於ける電子の速度分布関数で,

$$\int_0^\infty dV_{e\perp} \int_{-\infty}^\infty dV_{e\parallel} F(V_{e\parallel}, V_{e\perp}) = 1, \quad (7)$$

に規格化してある。

(5), を(6)に代入し, それをプローブ表面積 S_p に亘って積分すると,

$$i_e = n_e e \int_{S_p} dS_p (B_p/B_0) \cdot \left[\int_0^\infty dV_{e\perp} \int_{-\infty}^\infty dV_{e\parallel} \cdot V_{e\parallel} F(V_{e\parallel}, V_{e\perp}) \right] \frac{1}{\sqrt{(B_p/B_0 - 1) V_{e\perp}^2 - 2 e V_p / m_e}}. \quad (8)$$

次に、分布函数 $F(V_{e\parallel}, V_{e\perp})$ が、いかなる形³⁾であるかについて、議論する余地があるが、ここでは、電子が、磁場に平行、垂直の各方向の温度が異なる bi-Maxwell 分布 (two-temperature Maxwellian) と仮定する。即ち

$$F(V_{e\parallel}, V_{e\perp}) = f(V_{e\parallel}) \cdot g(V_{e\perp}) \quad , \quad (9)$$

ここで、

$$f(V_{e\parallel}) = \left[m_e / (2\pi\kappa T_{e\parallel}) \right]^{\frac{1}{2}} e^{-m_e V_{e\parallel}^2 / (2\kappa T_{e\parallel})} \quad ,$$

$$g(V_{e\perp}) = \left[m_e / (\kappa T_{e\perp}) \right] V_{e\perp} e^{-m_e V_{e\perp}^2 / (2\kappa T_{e\perp})} \quad .$$

(9) を (8) に代入すると、

$$i_e = j_0 e^{V_p / \phi_T} \int_{S_p} dS_p \left[\left(\frac{B_p}{B_0} \right) / \left\{ 1 + \left(\frac{B_p}{B_0} - 1 \right) \eta \right\} \right] \quad , \quad (10)$$

但し、

$$j_0 = \frac{1}{2} n_0 e \left[(2/\pi) \kappa T_{e\parallel} / m_e \right]^{\frac{1}{2}} \quad ,$$

$$\phi_T = (\kappa / e) T_{e\parallel} \quad ,$$

$$\eta = T_{e\perp} / T_{e\parallel} \quad .$$

(10) 式より $\log_e i_e \sim V_p \sim B_p$ 特性が、直線性を示すことが直ちに知られ、その直線の勾配は、電子温度の異方度 η に無関係に、 $(\phi_T)^{-1}$ で一定である。このことから、通常の単探針法で T_e を求めると同じ方法で、ミラープローブからは、平行方向温度 $T_{e\parallel}$ が求まる。

次に、 $B_p = B_0$ のときの i_e を i_{e0} と置き、(10) 式を i_{e0} で規格化して (この手順は、 $S_p j_0 e^{V_p / \phi_T}$ を消去する為)、その逆比を取ると、

$$i_{e0} / i_e = \eta + (B_0 / B_p) (1 - \eta) \quad , \quad (11)$$

ここで、 B_p はプローブ捕集面全域で一定とした。

(10) 式に於て、 V_p を一定値に固定したとき相異なる二個の B_p / B_0 に対する電子電流 i_e の比は、 V_p に無関係であることが判り、しかもその比の大きさは、 η 値に依存する。(10) 式は、上述のうち、片方の電子電流に $B_p / B_0 = 1$ のときの値を基準に用いた特例である。

§ 3 強磁性球の磁気ミラー・プローブ

いかにして極所ミラー磁場を形成させるかが技術的な問題である。先ず考えられるのは、プローブ通常のラングミュア・プローブを用い、その周囲に小型のコイルを設定して極所ミラー磁場（小型化の為にパルス磁場の使用が考えられる）を形成する方法があるが、これは、ファラデー・カップのようにプラズマ空間の後端に据え付けるのでなければ、プラズマを大きく乱すので好ましくない。

次に考えられるのが、強磁性材料を、ミラー・プローブとして用い、このプローブによって電子電流を捕集すると同時に、プローブ自体が、極所ミラー磁場を形成するものである。極所ミラー磁場を形成する一方、不必要な磁場の乱れを最小限にするという主旨から、強磁性材料の型状は、球型が良く、ここでは、一貫して、強磁性球をミラー・プローブに用いたものについて議論し、以下、単にそれをミラー・プローブと称する。

ミラー・プローブの定常均一磁場への挿入による極所ミラー磁場の形成、及び磁場の乱れの程度は、次式で与えられる。¹²⁾

$$B_r/B_0 = - \left[1 + 2 \left(a/r \right)^3 \right] \cos \theta, \quad (12)$$

$$B_\theta/B_0 = \left[1 - \left(a/r \right)^3 \right] \sin \theta, \quad (13)$$

$$B/B_0 = \left[1 + 2 \left(3 \cos^2 \theta - 1 \right) \left(a/r \right)^3 + \left(3 \cos^2 \theta + 1 \right) \left(a/r \right)^6 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (14)$$

但し、 $r/a \geq 1$.

ここで B_0 は外部定常磁場の強度、 B_r 、 B_θ は、各々、極座標で示した磁界強度 B の r -、 θ - 成分である。磁力線は次式で表わされる。

$$\sin \theta = C \left[\left(r/a \right) / \left\{ \left(r/a \right)^3 + 2 \right\} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (15)$$

ここで、 C は、各磁力線に付随した定数である。(19)、(20)の数値計算によって、ミラー・プローブの周囲の磁場配置は、図・2・のようになる。ミラー・プローブ表面では、

$$B_p/B_0 = 3 \cos \theta. \quad (16)$$

Fig. 2 Schematic Structure of magnetic field lines near the magnetic mirror probe of ferromagnetic spherical metal.

§ 4 ミラー・プローブの単探針法 — スポット・ミラー・プローブ (Spot mirror probe) 法

図 . 3 . a . に示すように , 強磁性球面上の微小班点 (Spot) のみを , プローブ捕集面として用い , Spot 上の法線と磁場との成す角 θ を変化させて , 探針測定を行う。§ 2 で述べたように , spot の大きさは , 電子サイクロトン半径に比べて , 十分大きくなければならない。spot の広がりから来る誤差は無視できるとして spot 上の磁場の強さは , (16) 式で与えられる。 $B_p / B_0 \geq 1$ の範囲を扱う為 , θ の範囲に次の制限がある。

$$\cos \theta \geq \frac{1}{3} . \quad (17)$$

(16) 式を (10) 式に代入すると ,

$$i_e = S_p j_0 \left[3 \cos \theta / \{ 1 + (3 \cos \theta - 1) \} \right] e^{V_p / \phi_T} . \quad (18)$$

Fig. 3. (a) Configuration of the spot mirror probe body whose diameter is 3 mm and the diameter of the bare spot on this probe is 0.5 mm.
(b) Typical electron current-voltage characteristics of the spot mirror probe in the semilogarithmic plotting.

Fig. 4 $[i_{e0}/i_e] V_p$ versus $(\cos \theta)^{-1}$ with a parameter of η , which is obtained from Eq. (19) and the experimental data replotted from Fig. 3 (b).

$\theta = 0$ のときの i_e を $i_e(0)$ とし, i_e を $i_e(0)$ で規格化した後, その逆比を取ると,

$$\left[i_e(0) / i_e \right] V_p = (1 + 2\eta)^{-1} \left[3\eta + (1 - \eta)(\cos \theta)^{-1} \right], \quad (19)$$

ここで, $\left[i_e(0) / i_e \right] V_p$ は, V_p を固定したときの $i_e(0) / i_e$ の値である。(19)式の関係は, 図. 4. に示したように, η をパラメータにした一群の直線を与える。

§ 5 ミラー・プローブの複探針法—— フローティング・ミラー・プローブ (floating mirror probe) 法.

前節で述べたミラー・プローブと, 通常のラングミュア・プローブとの組合わせを複探針法として使用すれば, 通常の複探針法⁹⁾と同様に, 測定法はさらに簡単になるのみならず, 無電極プラズマ, 及び, 非定常プラズマでも測定が可能になる。そのプローブ・システムは図. 5. に示すように, ミラー・プローブ (プローブ・1) と通常の円板プローブ (プローブ・2) の二者から成っている。

プローブ・1は強磁性球上の極冠を成している部分を捕集面としたもので, プローブ・2は, 半径 a_2 の円板プローブである。図. 5. 中, プローブ表面の斜線部は, 電子捕集面で, 残りの部分は, 絶縁物で被われている。プローブ捕集面は, 双方共, 磁場の方向を向いている。両プローブの間に, 電位 V_d が懸けられ, このプローブ・システムは, 良く知られた Floating Double Probe System⁹⁾と同様に, プラズマ中に浮いている。

Fig. 5 Schematic structure of double mirror probe system.

磁気ミラー・プローブ法による磁場中プラズマの電子温度異方性の測定

Fig. 6 Schematic potential diagrams of double mirror probe system.

Fig. 7 Typical example of voltage-current characteristics of double mirror probe method.

プラズマ電位に対して、プローブ・1及びプローブ・2に印加する電位を各々 U_1 , U_2 とし、プローブの仕事関数を各々 ϕ_1 , ϕ_2 とすると、次式が成立する。

$$U_1 = U_2 + V_d + (\phi_1 - \phi_2) + V_{12} , \quad (20)$$

但し、 V_{12} は、両プローブ周辺のプラズマ空間電位差である。(20)式で表わされるポテンシャル配位は、E. O. Johnson and L. Malter⁹⁾と同様に、図・6.のようになる。

今、 V_d を次のように定義する。

$$V_d = V_d + (\phi_1 - \phi_2) . \quad (21)$$

i_d をこのプローブ系の回路電流とすると、典型例として、図・7.のような i_d v. s. V_d 特性になる。この図では、イオン飽和電流は、 V_d の極に依らず一定であると仮定した。尚、 V_d の極性及び i_d の符号は、図・5.に示した通りである。

一般に、複探針法による、イオン密度決定及び電子温度の決定の仕方に、改良すべき点があるように議論がなされているが、¹³⁾ 取り合えず、ここでは、E. O. Johnson and L. Malter の決定法⁹⁾に従って述べることにする。

このプローブ・システムの各電流の間に、

$$i_{p1} + i_{p2} = \sum i_p = i_{e1} + i_{e2} , \quad (22)$$

ここで、 i_{e1} , i_{e2} は各々プローブ・1, プローブ・2に流入する電子電流で、 i_{p1} , i_{p2} は各々、プローブ・1, プローブ・2に流入するイオン電流である。

i_{e1} と i_{e2} を次に与える。

極冠部分の微小面積 dS_{p1} は、

$$dS_{p1} = a_1^2 \sin \theta \, d\theta \, d\varphi . \quad (23)$$

(16), (23)式を(10)式に代入して、 $\theta = 0 \sim \theta_0$, $\varphi = 0 \sim 2\pi$ で積分すると、極冠プローブの電子電流 i_{e1} は

$$i_{e1} = S_{p1} j_0 m(\eta, \theta_0) e^{(U_1 - \phi_1)/\phi_T} , \quad (24)$$

但し、

$$S_{p1} = 2\pi a_1^2 (1 - \cos \theta_0) ,$$

$$m(\eta, \theta_0) = \frac{1}{\eta} \left[1 - \frac{1-\eta}{3\eta(1-\cos\theta_0)} \ln \left\{ \frac{1+2\eta}{1+(3\cos\theta_0-1)\eta} \right\} \right], \quad (25)$$

$$V_{p1} = U_1 - \phi_1,$$

ここで j_0 は §2. で与えられ、 ϕ_1 は極冠プローブの仕事函数 (volts) を表わし、 S_{p1} は極冠の面積である。 $\cos\theta_0 \gtrsim \frac{1}{2}$ (i. e. $\theta_0 \lesssim 60^\circ$) に於ては、(22) 式は良い精度で次のように近似できる。

$$m(\eta, \theta_0) \approx 3(1+\cos\theta_0) / [2 + (1+3\cos\theta_0)\eta]. \quad (26)$$

次に i_{e2} は

$$i_{e2} = S_{p2} j_0 e^{(U_2 - \phi_2)/\phi_T}. \quad (27)$$

$$\text{但し, } S_{p2} = \pi a_2^2, \quad V_{p2} = U_2 - \phi_2,$$

ここで、 ϕ_2 は、円板プローブの仕事函数である。

(24), (27) 式を(21)式に代入すると、

$$\sum i_p = S_{p1} j_{01} m(\eta, \theta_0) e^{-V_1/\phi_T} + S_{p2} j_{02} e^{-V_2/\phi_T}, \quad (28)$$

但し、 $a_0 = a_1 \sin\theta_0$ で、 j_0 は §2. で与えられた定義に従う。 $m(\eta, \theta_0)$ は、(26) 式で与えられる。以後、プローブ・1 とプローブ・2 は、 $j_{02}/j_{01} = 1$, $V_{12} = 0$ と見做される程、接近しているものとする。これを考慮して、(20), (21) 式を(22)式に代入すると、

$$(\sum i_p / i_{e2}) - 1 = (S_{p1} / S_{p2}) m(\eta, \theta_0) e^{-v_d/\phi_T}. \quad (29)$$

(26) 式を(29)式に代入して整理すると、

$$\eta = T_{e\perp} / T_{e\parallel} = \frac{6}{1+3\cos\theta_0} \left(\frac{a_0}{a_2} \right)^2 e^{v_d/\phi_T} / [(\sum i_p / i_{e2}) - 1] - \frac{2}{1+3\cos\theta_0} \quad (30)$$

η を決定する最も簡単な方法は、実験的に得られた i_d v. s. v_d 特性で、 $v_d = 0$ に於ける値 $[(\sum i_p / i_{e2}) - 1]_{v_d=0}$ を用いて、(30) 式によって計算することである。従って、

$$\eta = \frac{6}{1+3\cos\theta_0} \left(\frac{a_0}{a_2} \right)^2 / [(\sum i_p / i_{e2}) - 1]_{v_d=0} - \frac{2}{1+3\cos\theta_0}. \quad (31)$$

別に，(29)式の微分型を取ると，各々独立に次の二式を得る。

$$\eta = \frac{6}{1 + 3 \cos \theta_0} \left(\frac{a_0}{a_2} \right)^2 \left\{ d \left[i_{e2} / (\sum i_p - i_{e2}) \right] / d e^v d / \phi_T \right\} - \frac{2}{1 + 3 \cos \theta_0}, \quad (32)$$

及び，

$$\eta = \frac{6}{1 + 3 \cos \theta_0} \left(\frac{a_0}{a_2} \right)^2 \left\{ d \left[(\sum i_p / i_{e2}) - 1 \right] / d e^{-v} d / \phi_T \right\} - \frac{2}{1 + 3 \cos \theta_0}. \quad (33)$$

このように， η の決定は，(31)，(32)，(33)のいずれかを用いた三通りの方法が考えられる。これらの手順は，E. O. Johnson and L. Malter による電子温度 T_e の三種類の決定法⁹⁾に対応している。これらの関係を，図・8.に同時に示した。(31)，(32)，(33)式より，ただちに次の等式が成立する。

$$\begin{aligned} \left[i_{e2} / (\sum i_p - i_{e2}) \right]_{v_d=0} &= d \left[i_{e2} / (\sum i_p - i_{e2}) \right] / d e^v d / \phi_T \\ &= \left\{ d \left[(\sum i_p / i_{e2}) - 1 \right] / d e^{-v} d / \phi_T \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (34)$$

この等式が成立することを，後述の実験によって確かめられている。 η の決定の際に， a_0/a_2 の誤差が， η の誤差に敏感に効くので注意を要する。この為，実際の測定に当っては，その前に，シングル・ミラー・プローブ法で得られた η 値を，(31)～(33)式のうちいずれかの式に用いて， a_0/a_2 を逆算によって得るといような標準的な実験も必要となろう。

(29)式よりさらに計算を進めて，E. O. Johnson and L. Malter の取り扱いに従えば，通常の複探針法による電子温度の決定⁹⁾と全く同じ方法で，ミラー・プローブの複探針法では，平行方向電子温度 $T_{e\parallel}$ が決定される。

Fig. 8 η versus α with a parameter of θ_0 , which is obtained from Eq. (31) or (32) or (33), where α is

$$(a_0/a_2)^2 / [(\sum i_p / i_{e2}) - 1] \quad v_d = 0 \quad \text{or} \quad (a_0/a_2)^2 d[i_{e2} / (\sum i_p - i_{e2})] /$$

de^{v_d/ϕ_T} or $(a_0/a_2)^2 / [d\{(\sum i_p / i_{e2}) - 1\} / de^{-v_d/\phi_T}]$ with double mirror probe method respectively.

この節の最後に、ミラー・プローブによる複探針法の理想的な特性を調べてみる。

i_d の符号に注意して、

$$i_{e2} = i_d + i_{p2} \quad (35)$$

(22), (35) を (29) に代入して、整理すると、

$$i_d / i_{p1} = \left[1 - (i_{p2} / S_{p2}) / (i_{p1} / S_{p1}) m(\eta, \theta_0) e^{-v_d/\phi_T} / \left[1 + (S_{p1} / S_{p2}) m(\eta, \theta_0) e^{-v_d/\phi_T} \right] \right] \quad (36)$$

ここで、プローブに流入するイオンに対する磁場の効果が無視でき、極所ミラー磁場に比べて、シース巾は、はるかに小さいものとし、このプローブ系のバイアスは、じゅう分に深いものとする。 i_{e1} を表わす (24) 式より、シース前面の電流密度は $j_0 m(\eta, \theta_0)$ で、さらに、ミラー磁場内のプラズマの性質から、 $T_{e||}$ が不変¹⁴⁾、従って平行方向熱速度が不変であることが知られており、電子

密度は $j_0 m(\eta, \theta_0)$ に比例する。シース前面のイオン密度と電子密度とは等しく、結局、シース前面イオン密度は、 $j_0 m(\eta, \theta_0)$ に比例することになる。従って、 $m(\eta=1, \theta_0)=1$ を用いて、

$$i_{p1} / (i_{p1})^{\eta-1} = m(\eta, \theta_0) \quad (37)$$

一方、 i_{p2} については、プローブ・2が通常の Langmuir probe であるから、温度の異方性 η には無関係である。 i_{p1} と i_{p2} の関係は次のように考えられる。ミラー効果を表わす $m(\eta, \theta_0)$ が、 $\eta=1$ のとき 1 になるという事は、極所ミラー磁場が存在しないのと等価であるから、 $\eta=1$ のときは、プローブ・1のシース前面のイオン密度が、プローブ・2のそれと同程度である。即ち、

$$(i_{p1})^{\eta=1} / S_{p1} \cong i_{p2} / S_{p2} \quad (38)$$

(37), (38)により、

$$i_{p1} \cong (S_{p1} / S_{p2}) i_{p2} m(\eta, \theta_0) \quad (39)$$

(39)を(36)に代入して、

$$i_d / i_{p2} = (S_{p1} / S_{p2}) (1 - e^{-v_d / \phi_T}) m(\eta, \theta_0) / [1 + (S_{p1} / S_{p2}) e^{-v_d / \phi_T} m(\eta, \theta_0)] \quad (40)$$

$a_0 = a_2$, $\theta_0 = 30^\circ$ の場合に、(40)式により理論的な i_d v. s. v_d 特性を求めると、図・9. のようになる。但し、イオン電流の v_d の依存性は無視した。

Fig. 9 Theoretical voltage-current characteristics of double mirror probe method.

§ 6 実 験

6-1) ミラー・プローブ

一連の実験で使用に供したプローブは、以下に述べる通りである。シングル・ミラー・プローブ (S. M. P. と略称) 法と、ダブル・ミラー・プローブ (D. M. P. と略称) 法の二方法で実験を行ったが、S. M. P. は、図. 10. に示されたものを使用し、D. M. P. は、図. 11. に示されたものを使用した。ミラー・プローブ本体は、S. M. P. 及び D. M. P. 共に、直径 3 mm の鋼鉄球で、S. M. P. のスポット直径が 0.5 mm 、D. M. P. の極冠部分の寸法が、 $2a_0 = 1.1\text{ mm}$ で、D. M. P. のプローブ・2 (通常のリブデン円板プローブ) の寸法は、 $2a_2 = 1.0\text{ mm}$ である。S. M. P. は測定の際、§ 4. で述べたように、 θ を変化させる為に、回転軸のまわりに回転させるが、D. M. P. は固定させて測定する。

なお、S. M. P. 特性と従来の常磁性プローブ特性との比較の為に、図. 10. で示されるのと全く同じ形状、同じ寸法で、鋼鉄球の代わりにモリブデン球を用いたプローブ (以下、常磁性球スポット・プローブと称する) をも使用した。この使用目的は、ミラー・プローブが、ミラー効果を示しているかどうかを検証する為である。

Fig. 10 Schematic structure of spot mirror probe which is used in our experiment.

Fig. 11 Schematic structure of double mirror probe which is used in our experiment.

6-2) プラズマ発生装置

ここで述べる一連の実験は、図. 12. に示した弱電離プラズマ発生装置（現在の東北大工学部 CAT-MACHINE）で成された。用いたガスは全てヘリウム・ガスで、用いたプラズマは、熱陰極（30φ）とアノード（30φ）の間で直流放電させて出来る陽光柱である。ガス圧は $5 \times 10^{-3} \sim 5 \times 10^{-1}$ torr の範囲に、又、プラズマ密度は、 $10^9 \sim 10^{10}/\text{cc}$ の範囲で測定がなされた。終始、探針の捕集面をカソード側に向けて測定がなされた。それは、カソード側から電子がドリフトして来ることにより、§ 2. で述べたような探針の影がその反対側に出来るが、その影の影響を避ける為である。

Fig. 12 Schematic diagrams of discharge tube which is used in our experiment.

6-3) ミラ・プローブの基礎測定.

6-3-1) 常磁性球スポット・プローブ特性との対比

スポット・ミラ・プローブと、常磁性球スポット・プローブの双方の間の $i_e/i_e(0)$ v. s. θ 特性の相違を図. 13. に示し、種々の条件の測定結果をまとめてプロットした。なお、プローブ・バイアスは、十分に深い所で固定した。この図からただちに、常磁性球スポット・プローブの特性が、常に余弦カーブに近いことが判る。

Fig. 13 Experimental comparison of $i_e/i_e(0)$ versus θ between spot mirror probe and paramagnetic spherical spot probe.

6-3-2) スポット・ミラ・プローブ特性

スポット・ミラ・プローブの $\log i_e$ v. s. V_p 特性を、 θ をパラメータにしてプロットすると、§ 4. の図. 3. b のようになる。但し、プローブ・バイアスが、十分深い部分のみを示してある。この特性は、パラメータ θ の各々互いに平行な直線性を示し、その傾きの大きさは、 θ に無関係に一定で、従って § 4. の予想通り、各 θ の間の電子電流の比は、 V_p に依存していない。図. 3. b より、 $\theta = 0$ を基準にとって、各 θ との電流比を取ると、§ 4. の図. 4. の実験データになる。図. 3. b. の直線の傾きより、 $\kappa T_{e\parallel} = 3.8 \text{ eV}$ が得られ、図. 4. より $\eta = 0.7$ が得られる。

6-3-3) ダブル・ミラー・プローブ特性

ダブル・ミラー・プローブの測定データの一例は、図．14．に掲げた。これより、§4．でも述べた通り、通常の実験針法と同じ方法によって、 $\kappa T_{e\parallel} = 5.3 \text{ eV}$ を得る。次に、図．14 を $[i_{e2} / (\sum i_p - i_{e2})] \text{ v.s. } e^{-v_d / \phi_T}$ 特性にプロットし直せば、図．15．のようになる。別に、図．14．を $[(\sum i_p / i_{e2}) - 1] \text{ v.s. } e^{-v_d / \phi_T}$ 特性にプロットし直せば、図．16．のようになる。この両者は共に直線性を示し、それらの傾きから、

$$d[i_{e2} / (\sum i_p - i_{e2})] / d e^{-v_d / \phi_T} = 0.7, \quad (41)$$

$$[d\{(\sum i_p / i_{e2}) - 1\} / d e^{-v_d / \phi_T}]^{-1} = 0.8. \quad (42)$$

一方、図．14．よりただちに、

$$[i_{e2} / (\sum i_p - i_{e2})]_{v_d = 0} = 0.74. \quad (43)$$

(41)，(42)，(43)式は皆ほとんど同一の値を示しており、これは、(34)式を実験的に検討したものである。(43)式を用いて、(31)式を計算するか、又は、図．8．により、

$\eta = T_{e\perp} / T_{e\parallel} = 0.87$ が得られる。

Fig. 14 Typical current-voltage characteristics of double mirror probe method.

磁気ミラー・プローブ法による磁場中プラズマの電子温度異方性の測定

Fig. 15 $i_{e2}/(\sum i_p - i_{e2})$ versus $e v_d / \phi_T$ replotted from Fig. 14

Fig. 16 $[(\sum i_p / i_{e2}) - 1]$ versus e^{-v_d} / ϕ_T replotted from Fig. 14

6-4) 実験結果

スポット・ミラー・プローブ法と、ダブル・ミラー・プローブ法の二方法を用いて、直流放電陽光柱ヘリウム・プラズマの測定を行った。電子温度異方性 η の測定結果は、図. 17, 図. 19. のようになり、両方法が極めて良い一致を示している。又、平行方向電子温度 $T_{e \parallel}$ は、 $\theta = 0$ の場合の常磁性球スポット・プローブのデータも含めて、図. 18. に示したが、三者の測定結果が良く一致している。

Fig. 17 η versus discharge current in the positive column of Helium discharge plasma with the pressure of 33 mtorr and $B_0 = 1.35$ kG.

Fig. 18 T_e versus discharge current in the positive column of helium discharge plasma with $p=33$ mtorr and $B_0 = 1.35$ kG.

Fig. 19 η^* versus B_0 (external applied magnetic field strength) in the positive column of helium discharge plasma with the pressure of 33 mtorr and the discharge current of 0.25 amperes.

§ 7 討 論

これ迄に述べた実験で、電子温度異方性を積極的に創り出す特殊な方法、例えば電子サイクロトロン共鳴加熱を構じていないので、電子温度異方性を調べる手段として考案したミラー・プローブの決定的な特性を得るには至っていない。しかしながら、前節で得られた通常の磁化プラズマ中のデータの範囲内で、ミラー・プローブの特性を議論することは無意味ではない。

ミラー・プローブそれ自体で形成される極所ミラー磁場の効果が、プローブ特性に実際に効いているか否かを示すのが図. 13. である。これによれば、スポット・ミラー・プローブと全く同じ形状と大きさを持つ常磁性球スポット・プローブの $i_e/i_e(0)$ v. s. θ 特性は、数種の異なる条件下のプラズマに於て、どの特性も余弦曲線 ($\cos \theta$) の上に載っている。このことは、通常のプローブの実効面積が、 $\cos \theta$ に比例するという予想通りの結果にすぎない。それに対して、スポット・ミラー・プローブの同様の特性は、明らかに常磁性球スポット・プローブのそれと異なり、プローブ電子電流の θ 依存性が小さく、被測定プラズマの諸条件によって一様になっていない。この両プローブ特性の相異は、スポット・ミラー・プローブのミラー効果が、実際のプローブ測定にその効力を発揮していることを示すものである。

次に、スポット・ミラー・プローブの $\text{Log } i_e \text{ v. s. } V_p$ 特性の一例が、図・3・b・で与えられる。この図を見ると、各々のパラメータ θ の特性がそれぞれ直線性を示し、しかも、お互いに平行である。このことは、各 θ の間の電子電流の比は、プローブ・バイアス V_p に依存しないという § 4. で与えられた計算結果に一致する。

スポット・ミラー・プローブ法は、そのプローブの構造を示す図・10. をみて判るように、 θ を変える時、ミラー・プローブ本体が回転すると同時に、磁場に垂直な方向に微小移動するが、その度毎にプローブ前面のプラズマの状態（例えば、プラズマ密度、及びプラズマ空間電位）が変化し、従って、測定される η 値が不正確になる恐れがある。しかし然ら、ヘリウム陽光柱プラズマに於ける測定結果を表わす図・17, 19, によると、スポット・ミラー・プローブ法とダブル・ミラー・プローブ法（このプローブ静止）との両者の η の測定値が一致している。このことは、この測定法の信頼性が相当に良いことを示すものと云えよう。

なお、ダブル・ミラー・プローブ法の特徴は、(6-3-3) 節に述べたように、§ 5. で述べた理論と定性的に一致している。

次に、平行方向電子温度 $T_{e\parallel}$ の測定結果を示す図・18. より、スポット・ミラー・プローブ、ダブル・ミラー・プローブ、及び常磁性スポット・プローブ ($\theta = 0^\circ$ のとき) の三者が良い一致を示しており、ミラー・プローブ法による $T_{e\parallel}$ の測定原理については問題がない。しかし然らこれら三者のいずれの方法も、エネルギー分布の高い部分から決定されていることから（特に、磁場中プローブは、§ 2. に述べたように、潤渇の影響¹⁰⁾ によって低エネルギー分布のプローブ特性の傾きの大きさは信頼性がより薄くなる。）、通常の磁場中プローブ測定に依る電子温度決定と同様に、得られた値が真の $T_{e\parallel}$ であるという確証にはならない。この真の値を求めることは、実際問題として、非常に困難である。少し後で議論するように、電子に平行方向ドリフトがある場合にも、測定によって得られる $T_{e\parallel}$ は真の値を示さない。ミラー・プローブ法によって得られた電子温度異方性 $\eta = T_{e\perp} / T_{e\parallel}$ は、いづれも $\eta < 1$ であった。即ち、 $T_{e\parallel} > T_{e\perp}$ である。電子の磁場に平行なドリフトの影響が、 $\eta < 1$ に効いている可能性があるが、以下に、これを検討してみる。

平行方向速度分布に、次式で与えられる、ドリフト速度 v_D だけ shift した Maxwell 分布を適用する。

$$f(v_{e\parallel}) = \left[m_e / (2\pi \kappa T_{e\parallel}) \right]^{1/2} e^{-m_e (v_{e\parallel} - v_0)^2 / (2\kappa T_{e\parallel})} \quad (44)$$

(44) 式を用いて計算すると、(10) 式の代わりに、

磁気ミラー・プローブ法による磁場中プラズマの電子温度異方性の測定

$$\begin{aligned}
 i_e = j_0 e^{-\left(\sqrt{\rho} - \sqrt{\alpha}\right)^2} \int_{S_p} dS_p (B_p/B_0) \xi \\
 + \pi^{-1/2} e n_0 v_D \int_{S_p} dS_p (S_p/B_0) \left[\text{Erfc}(\sqrt{\rho} - \sqrt{\alpha}) \right. \\
 \left. - (1-\xi)^{3/2} e^{\rho/\eta} e^{-\alpha\xi} \text{Erfc} \left\{ \sqrt{\rho/(1-\xi)} - \sqrt{\alpha(1-\xi)} \right\} \right], \\
 \quad (45)
 \end{aligned}$$

但し

$$\begin{aligned}
 j_0 &= \frac{1}{2} n_0 e \left[2 \kappa T_{e\parallel} / (\pi m_e) \right]^{\frac{1}{2}}, \\
 \rho &= -e V_p / (\kappa T_{e\parallel}) > 0, \\
 \alpha &= m_e v_D^2 / (2 \kappa T_{e\parallel}), \\
 \xi &= \left[1 + (B_p/B_0 - 1) \eta \right]^{-1}, \\
 \eta &= T_{e\perp} / T_{e\parallel}.
 \end{aligned}$$

スポット・ミラー・プローブの場合は，(16)式を(45)式に代入し， $\theta = 0$ の電子電流値 $i_e(0)$ で規格化して，その逆比を取ると，(19)式の代わりに，

$$i_e(0)/i_e = (R/S) (\cos \theta)^{-1}, \quad (46)$$

但し，

$$\begin{aligned}
 R &= (1+2\eta)^{-1} + 2\sqrt{\alpha} \left[e^{x_1^2} \text{Erfc}(x_1) - \left\{ 2\eta/(1+2\eta) \right\}^2 e^{x_3^2} \text{Erfc}(x_3) \right] \\
 S &= \zeta + 2\sqrt{\alpha} \left[e^{x_1^2} \text{Erfc}(x_1) - (1-\zeta)^{3/2} e^{x_2^2} \text{Erfc}(x_2) \right],
 \end{aligned}$$

さらに，

$$\begin{aligned}
 x_1 &= \sqrt{\rho} - \sqrt{\alpha}, \\
 x_2 &= \left[\rho / (1-\zeta) \right]^{1/2}, \\
 x_3 &= \left[\rho(1+2\eta)/(2\eta) \right]^{1/2} - \left[2\eta\alpha/(1+2\eta) \right]^{1/2}, \\
 \zeta &= \left[1 + (3 \cos \theta - 1) \eta \right]^{-1}.
 \end{aligned}$$

$\rho > 1$ の範囲に於て，電子計算機 (NEAC 2200) の数値解析によると， $i_e(0)/i_e$ v. s. $(\cos \theta)^{-1}$ 特性は，この場合も，プローブ・バイアス V_p にはほぼ無関係に図. 4. に類似した直線性を示し，図. 4. の図的解析によって得られる擬似的な η 値を η^* とすると，真の η との間に，

良い近似で、

$$\eta^* \cong \eta (1 - \sqrt{\alpha/4})^2, \quad (47)$$

$$\text{但し, } \alpha = m_e v_D^2 / (2 \kappa T_{e\parallel}),$$

の関係が得られる。即ち、電子ドリフトが存在する場合の測定データを図・4・の図的解析によって得た η 値は、真の η 値でなく、(47)式で示されるドリフトの効果をも包含した擬似的な η^* 値であって、これは真の η 値よりも小さい。

ダブル・ミラー・プローブの場合も結果は全く同じである。

我々が実験で得た η^* 値が(47)式の関係を満たすれば、 $\eta^* < 1$ の実験結果が真の電子温度異方性によるよりもむしろ、ドリフト速度によるものと見做すことができる。本来、プローブは、エネルギー分析に適しており、エネルギーと次元を異にするドリフト速度の決定は困難である。従って我々は、放電電流から電子ドリフト速度を求めた。

放電電流 I_d は、

$$I_d \cong e n_e v_D A, \quad (48)$$

但し、 A はプラズマ(陽光柱)実効面積である。実験的に得られた I_d 、 n_e 、 A を(48)に代入して得た v_d を用いて(47)式により、半理論的な値 η^* を求めた。その結果をFig. 17, 19に示した。これによると、ミラー・プローブによる測定値は、上述の半理論値を良く満足している。

従って、我々が実験的に得た $\eta^* < 1$ の結果は、ドリフト速度に依るものと考えられる。それと同時にミラー・プローブの本質となっているミラー効果が、個々の電子に対して良く効いているという確証を与える。このことは真の電子温度異方性に対するミラー・プローブの機能に対しても、上述のそれと本質的な差がない為に、ミラー・プローブの機能に対する信頼性は、十分あると考えられる。なお、磁気ミラー・プローブと同様の原理を用いて、イオンエネルギーの異方性を測定したという報告がある。¹⁵⁾

§ 8 む す び

我々が磁場中プラズマに於ける電子温度の異方性を調べる為の測定手段として考案したミラー・プローブ法について、その測定方法を解析的に示すと共に、基礎的な実験を行った。前節で述べたように、ミラー・プローブの特徴である極所のミラー磁場の効果が、実験的にも、ミラー・プローブの電子電流に効いていることが明きらかった。§ 4. と § 5. に二種の測定方法を与えたが、実験でも、これらの二種の方法でなされた。勿論、両方法の測定結果は、良い一致を示した。被測定プラズマは、通常の陽光柱放電で、電子温度異方性 $\eta = T_{e\perp} / T_{e\parallel}$ はいづれも、 $0.6 < \eta < 1.0$ であった。

磁気ミラー・プローブ法による磁場中プラズマの電子温度異方性の測定

この解釈が，§ 7. で与えられた。

このミラー・プローブ法を確立する為には，電子サイクロトロン共鳴加熱など，電子温度異方性を積極的に創り出す方法を構じたプラズマ中で実験がなされなければならないが，それは今後の課題に持ち越された。

この論文を終るに当って，大きな放電管を製作して下さった千葉一裕氏，ミラープローブの困難な製作に労を惜しまれなかった庄子富夫氏に感謝の意を表します。

REFERENCES

- 1) E.G. Harris, Phys. Rev. Letters, 2 (1959) 34;
R.A. Dory, G.E. Guest and E.G. Harris, Phys. Rev. Letters, 14 (1965);
G.K. Sper and E.G. Harris, Phys. Fluids, 8 (1965) 984;
N.M. Rosenbluth and R.F. Post, Phys. Fluids, 8 (1965) 547.
- 2) J.L. Shohet and S.J. Gitoner, Phys. Fluids, 10 (1967) 1359;
R.A. Dandl, A.C. England, W.B. Ard, H.O. Eason, M.C. Becker, and G.M. Haas, Nucl. Fusion, 4 (1964) 344.
- 3) J. Jacquinet and F. Waslbroeck, plasma Physics, 12 (1970) 447.
- 4) W.L. Barr and W.A. Parkins, Rev. Sci Instr., 37 (1966) 1354.
- 5) J.L. Shohet, Phys. Fluids, 11 (1968) 1065; D.G.S. Green, J.L. Shohet, and P.A. Raimbault, Phys. Rev. Letters, 27 (1971) 90
- 6) 梶川, 広江, 池上: 日本物理学会第26回年回講演予稿集, 4 (1971) 54.
山本, 八田: 日本物理学会第23回年会講演予稿集, 5 (1968) 12;
- 7) N.Yamamoto and Y.Hatta, Appl. Phys. Letters, 17 (1970) 512.
- 8) I. Langmuir and H.M. Mott-Smith, Gen. Elec. Rev., 27 (1924) 449, 449, 538, 616, 762, 810.

- 9) E.O. Johnson and L.Malter, Phys. Rev., 30 (1950) 58.
- 10) T. Dote, H. Amemiya, and T. Ichimiya, Jap. J. Appl. Phys., 3 (1964) 789; M. Sugawara, Phys. Fluids, 9 (1966) 797.
- 11) D.V. Sivukhin, Review of Plasma Physics, edited by M.A. Leontvich (Consultant Bureau, New York, 1966), vol. 1 p 46.
- 12) P. Moon and P.E. Spencer, Field Theory for Engineers (D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton, 1961);
抜山平一： 電気磁気学(丸善, 1963).
- 13) 土手敏彦： 理研報告, 44 (1968) 120.
- 14) 山本, 佐藤, 八田： 日本物理学会第25回年令講演予稿集, 2 (1970) 43.
- 15) R. G. Chambers, Plasma Physics, 14 (1972) 747.