

多重極カスプ磁場によるプラズマ閉じ込め

秋 津 哲 也*
 大 津 孝 佳*
 河 西 善 郎**
 松 沢 秀 典*

(昭和59年 8 月30日受理)

Plasma Confinement by the Multi-pole
 Cusp Magnetic Field

by Tetsuya AKITSU*, Takayoshi OHTSU*,

Yoshio KASAI** and Hidenori MATSUZAWA*

Abstract

A thermionic discharge type plasma source with 24 pole cusp magnetic field generated by the array of permanent magnets was constructed, and the electrostatic probe measurement revealed that the plasma parameters were $n_e=5 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$, $T_e=1.5 \text{ eV}$ over 0.9 m in length and 0.3 m in the diameter, in Ar gas filled up to $2.66 \times 10^{-2} \text{ pa}$. The electron density increased 50 times higher than the simple thermionic discharge. The explanation for the confinement characteristics was given by the calculation of the trajectory of the electron and Ar^+ ion under the real magnetic field distribution.

要 約

永久磁石の配列によって発生した24極カスプ磁場を備えた熱陰極放電型プラズマ源を製作した。静電プローブ測定によって、Arガス圧力 $2.66 \times 10^{-2} \text{ pa}$ 下で電子密度が $5 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 、電子温度が1.5 eV、長さ0.9 m、半値直径0.3 mの均一なプラズマが生成され、単純な放電プラズマと比較して、電子密度が50倍程度に増大することが明らかになった。実際の磁場配位で電子と Ar^+ イオンの軌跡を計算し、測定結果と比較して、多重極カスプ磁場によるプラズマ閉じ込め特性を説明した。

第1章 序 論

この報告では、高密度で静かな、大容積の無衝突プラズマという構想のもとに製作してきた、多重極カスプ磁場プラズマ実験装置^{1),2)}の基本特性について述べる。

この実験装置が作られた目的の一つは、プラズマ中に負イオンが存在する場合の波動現象や不安定性に与える影響を再認識しようということである。イオン音波やその非線型波動・ソリトン^{3),4)}はすでに良く知られた現象であるが、負イオンと正イオンはプラズマ中の電界によって互いに逆方向に加速されるため、負イオンが加わることによって、その伝搬特性は大きく変化する。さらに、通常の放電プラズマ中で荷電粒子の生成機構となっているイオン化は比較的高いエネルギー準位で起こる現象であるのに対して、電子付着による負イオンの生成と離脱は低いエネルギー準位で起こる現象である。負イオンが蓄積されたプラズマ中では、僅かな電子温度の変動によって離脱と付着による荷電粒子の生成と消滅が起こるため、特殊な電離不安定性が発生し得る^{5),6)}。

このようなプラズマは、電子材料加工への応用の分野に広く用いられている。1970年代の後半から、プロセスのドライ化や、プロセスの低温化、微細なパターンの形成という要請で、放電プラズマを半導体加工技術に組み込むことが多くなったが、これは、放電プラズマによる反応性物質の活性化によって、数万度の高

* 電気工学科, Department of Electrical Engineering

** 電子工学科, Department of Electronics

温度に匹敵する励起状態の実現や、反応性イオンやラジカルの形成による化学反応の促進によって、従来のプロセスでは不可能と思われた工程が可能になったためである。このプロセスで用いられるプラズマ中では、化学的活性度とともに E.A. (Electron Affinity) が大きいハロゲン化合物が含まれているため、負イオンが形成されやすい。

放電プラズマ中に負イオンが蓄積されると、通常の放電陽光柱内で、半径方向の拡散と平衡して電子の損失を押えている両極性電界が負イオンによって中和され、プラズマ中の電子が急速に失われる現象が、酸素⁷⁾や SF₆^{8),9)}等の負性気体中の放電プラズマで観測されている。ここで製作したプラズマ源に付与した多重極カスプ磁場は、このような負イオンが存在するプラズマからの電子損失を防ぎ、安定に放電を維持するための機構であり、さらに、通常の放電プラズマ (E.A. = 0) では、より高く均一な密度分布が得られる。

以下では、製作した装置の構成と、Ar プラズマを対象とした諸特性の測定結果について述べる。

第2章 多重極カスプ磁場プラズマ源

図-1 に、製作した実験装置の概略が示されている。

実験装置は、長さ 1.1 m、直径 0.4 m、容積 135 l の大型容器と、長さ 0.4 m、直径 0.4 m、容積 41 l の小型容器によって構成され、それぞれの内部には 24 極のカスプ磁場を発生するための永久磁石および熱電子放出用フィラメントの支持構造を備えている。図-1 には大型容器側の内部構造が示されている。両方の容器を接続すると、全長 1.5 m、全容積 176 l となり、大型容器中央部に接続された液体窒素トラップ付油拡散ポンプによって排気される。各真空容器間ならびに大型容器と排気系の間は、それぞれデルリン製絶縁カラー・リングによって電気的に絶縁されており、二つの真空容器内で発生したプラズマ間に電位差を加え、ダブル・プラズマ・マシンとして波動励起、あるいは低エネルギーのイオン・ビーム入射を行うことができる。

実験に使用した永久磁石は、断面 9.2×9.6 mm、長さ 250 mm のフェライト磁石¹⁰⁾で、表面における磁束密度が 0.4 Wb/m² である。大型容器側では 4 本、小型容器側では 1 本を、断面が 12×12 mm の矩形ステンレス管内に封入し、交互に磁極の向きを反転させながら、半径 16.3 cm の円周上に等間隔で 24 本配置した。さらに容器両端には、同様に矩形ステンレス管に封入した 6 本の磁石を等間隔で配置して、多重極カスプ磁場を形成し、両端からの荷電粒子の損失を防いでいる。円筒部分の各磁石は、半径 16.9 cm、断面が 6×6 mm の

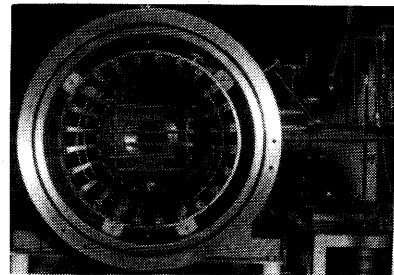
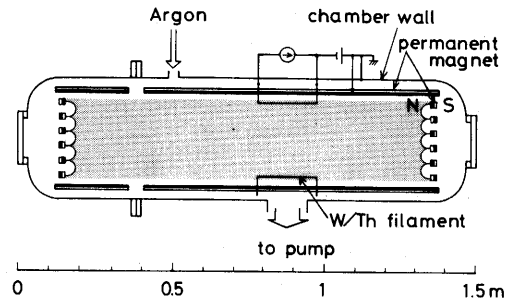


図-1 多重極カスプ磁場閉じ込めプラズマ実験装置
Fig.1 Multi-pole cusp magnetic field confinement plasma source.

2本のステンレス・リングの内側に固定され、半径方向の公差は1%以内に押えられている。

熱電子放出用のフィラメントは、長さ 20 cm、直径 0.1 mm の 1% トリエイテッド・タングステン線を使用し、測定に際しては、大型容器中央部の半径 12 cm の位置に 90° 間隔で 4 本配置した。フィラメント電流は、幅 10 mm のステンレス製ベルトの内側を通る導体シートに取り付けられた直径 0.5 mm のタングステン線から供給されている。

多重極カスプ磁場に対する擾乱を最少限に押え、閉じ込め効果を明らかにするため、プラズマ実験装置は真空容器と排気系および内部の支持構造の全体を非磁性のオーステナイト系ステンレス 304 合金を用いて製作した。また、真空中で高温ならびにプラズマ粒子の衝突による損傷を受けるフィラメント電流の給電回路には耐候性テフロン系塗料¹¹⁾を用いて絶縁皮膜を形成

した。

第3章 基本特性

多重極カusp磁場プラズマ源によって発生された Ar プラズマの密度分布および電子温度分布を、静電プローブ¹²⁾を用いて測定した。ここで使用したプローブは長さ 17 mm, 直径 0.1 mm ϕ の白金線であり、直径 0.4 mm の Dumet 線にスポット溶接して外部への引き出し線とし、鉛ガラス管を封着してプローブの被覆および真空の保持を行った。引き出し線は、さらに外径 2 mm の pyrex 管の周囲をアルミ箔で被覆したものをを用いて静電遮蔽して、プラズマおよび真空容器との静電結合を防いだ。

図-2 は、この実験で得られた静電プローブの電流・電圧特性の一例である。(a)では多重極磁場を取り除き、フィラメントと容器壁の間の放電によってプラズマを発生させ、(b)では多重極磁場を加え、永久磁石を支持しているステンレス管を陽極として放電を行ったものである。この測定において、Ar ガスの圧力を 2.66×10^{-2} pa とし、フィラメント電流を 5.5 A, フィラ

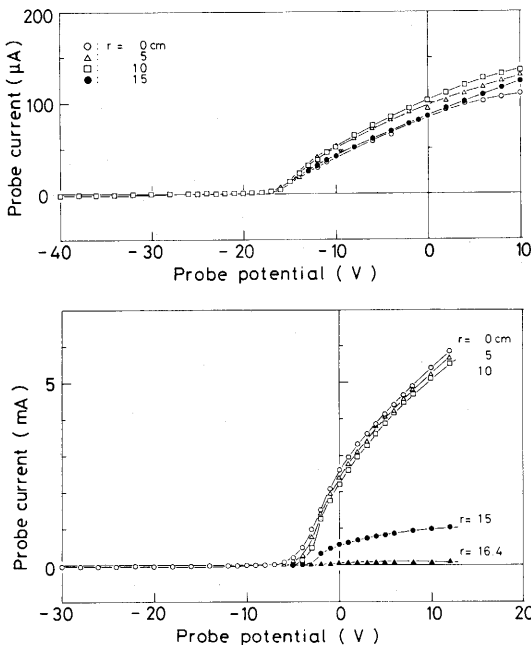


図-2 静電プローブの電流-電圧特性、(a)熱陰極放電、(b)熱陰極放電に多重極カusp磁場による閉じ込めを加えた場合。陽極は接地。

Fig. 2 The current-voltage characteristics of the electrostatic probe. (a) simple thermionic discharge without cusp magnetic field. (b) with the multi-pole cusp magnetic field.

メント-陽極間電圧を 35 V として、中性 Ar 原子の密度と一次電子のエネルギーおよび放出電流を一定に保った。(a), (b)のプローブ特性を比較すると、多重極磁場が存在する場合には、電子飽和電流が約 50 倍に増大している。さらに、(b)の測定において、プラズマ中心、 $r=0$ cm に対して $r=16.4$ cm の位置では電子飽和電流が非常に小さく、多重極磁場の内側にプラズマが閉じ込められていることを示している。これに対して(a)の測定結果の電子飽和電流のバラツキは、フィラメントの活性度が測定中に変化したことによるもので、有意な半径依存性は認められない。

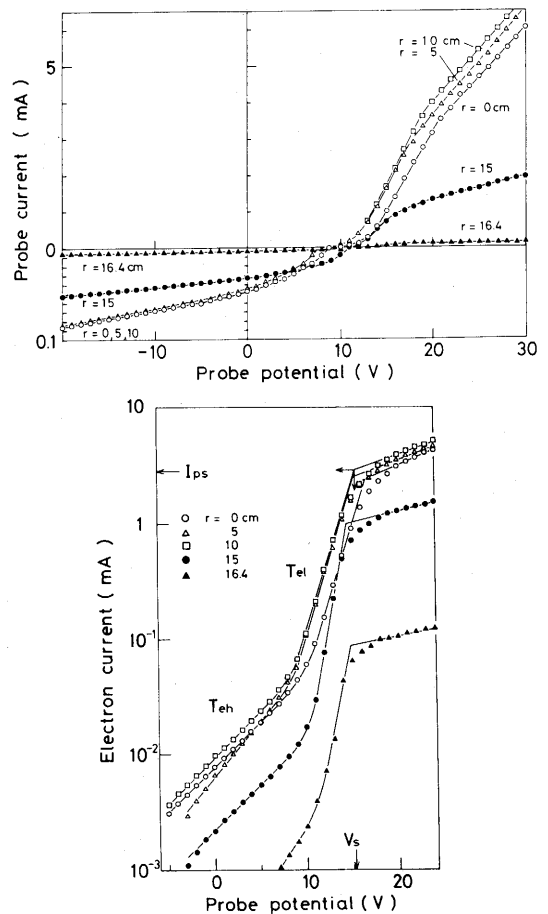


図-3 熱陰極放電に多重極カusp磁場による閉じ込めを行い、さらに放電回路を容器壁から絶縁して浮遊電位とした場合。(a)プローブ特性、(b)電子電流の $\ln i_p - V_p$ 特性

Fig. 3 (a) The raw data of the current-voltage characteristics of the electrostatic probe with the multi-pole cusp magnetic field, and the anode floating. (b) $\ln i_p - V_p$ characteristics of the electron current.

図-3(a)は、図-2 (b)と同一条件で、さらに多重極磁場を真空容器から電気的に切り離し、放電回路全体を浮遊させた場合のプロープ特性である。このグラフでは、イオン電流を明示するために縦軸の一部が拡大されている。この測定結果でも、プラズマ中心の $r=0$ cm に対して、 $r=16.4$ cm の閉じ込め境界外では、電子飽和電流とイオン飽和電流が非常に小さく、多重極磁場によるプラズマ閉じ込めの効果を示している。図-3(b)は、プロープ特性からプラズマの各パラメータを求めるために、(a)の実験データのイオン電流分をプロープ電流から差し引いて電子電流を求め、 $\ln i_p - V_p$ 特性を示したものである。これから明らかなように、プラズマ中の電子は、低エネルギーで $T_{el} \approx 1.5$ eV 程度の電子温度を示す bulk 電子と、比較的高エネルギーの電子の2つのグループによって構成されている。 $\ln i_p - V_p$ 特性の bulk 電子の直線部分と電子飽和領域の直線部分との交点から、電子飽和電流 I_{ps} とプラズマの空間電位が、各直線部分の勾配から各グループの電子温度 T_{el} 、 T_{eh} が求められた。イオン飽和電流と bulk 電子の電子温度 T_{el} から電子密度が求められ、さらに電子温度が T_{el} から T_{eh} に変化する部分の電子電流と、先に求めた電子飽和電流の比を用いて高エネルギー電子の密度が求められた。

図-4は電子温度と電子密度の半径方向の分布を示している。高エネルギーの電子はフィラメントから加速されて入射された一次電子が Ar 原子との衝突により次第にエネルギーを失なう過程で生じたもので、bulk 電子の 1/100 程度プラズマ中に存在する。一方、

bulk 電子は実験条件に関らず 1.5 eV 程度の電子温度を示すため、Ar 原子がイオン化する際に生じたものであると考えられる。(b)の電子密度分布の測定結果から、多重極磁場による閉じ込めを行うことによって、bulk 電子の密度が $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ から $5 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ まで約 50 倍上昇し、閉じ込めの効果が顕著に現れている。一次電子の密度も 10 倍程度上昇し、比較的高エネルギーの電子に対しても閉じ込めの効果が存在することを示している。さらに、多重極磁場による閉じ込めの境界内では、ほぼ均一な密度分布が得られ、 $r=15$ cm 付近からは急激に密度が減少している。

図-5は、プラズマ中の空間電位の半径方向の分布を示している。実験条件によってプラズマの空間電位の平均値は変化するが、プラズマ中心部では、ほぼ一定の値を示す。

図-6は電子温度と電子密度の軸方向の分布を示している。この測定において、大型容器と小型容器との接続部分を $z = 0$ cm とした。小型容器側ではプラズマ生成を行っていないため、 $z = 0$ 付近では密度が減少しているが、軸方向ではほぼ均一なプラズマが得られている。さらに、容器端の磁石による閉じ込めの境界は $z = 90$ cm であり、これより外側では密度が急激に減少している。

第4章 多重極カusp磁場中の荷電粒子の運動

第3章の実験結果を説明するために、実験装置内の磁場分布を用いて、この中を運動する荷電粒子の軌道を Runge Kutta 法によって求めた。

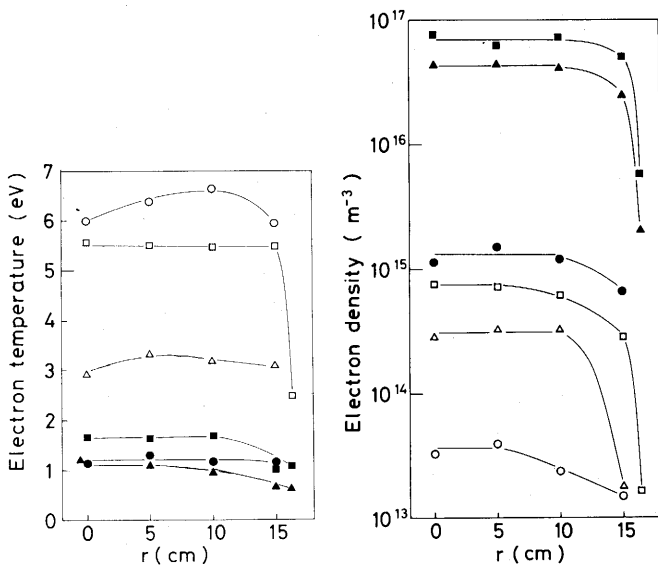


図-4 (a)電子温度の半径方向分布、(b)電子温度の半径方向分布。熱陰極放電によるプラズマ生成による、○：1次電子、●：bulk 電子。熱陰極放電に多重極カusp磁場による閉じ込めを加えた場合、△：1次電子、▲：bulk 電子。熱陰極放電に多重極カusp磁場による閉じ込めを行い、さらに放電回路を浮遊電位にした場合、□：1次電子、■：bulk 電子。

Fig. 4 The variation of the electron temperature, (a) and the electron density, (b) with the radius.
○: primary electron, ●: bulk electron, by the thermionic discharge.
△: primary electron, ▲: bulk electron, by the thermionic discharge with the multipole cusp magnetic field and the anode connected to the ground.
□: primary electron, ■: bulk electron, with cusp magnetic field and the anode floating.

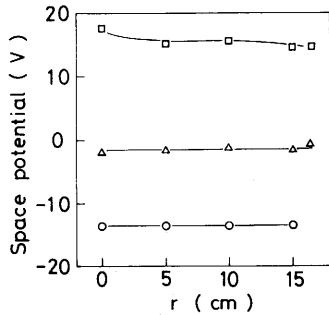


図-5 空間電位の半径方向分布, ○: 熱陰極放電のみによるプラズマ生成。△: 熱陰極放電に多重極カusp磁場による閉じ込めを加えた場合。□: 熱陰極放電に多重極カusp磁場による閉じ込めを行い, さらに放電回路を浮遊電位にした場合。

Fig. 5 The variation of the space potential with the radius. ○: the thermionic discharge. △: the thermionic discharge with the multi-pole cusp magnetic field and the anode connected to the ground. □: with cusp magnetic field and the anode floating.

4.1 磁場分布の計算

軌道計算のために, 永久磁石が発生する磁場を, 図-7のような2本の無限長線電流を用いて近似した。ここで, 原点から磁石の中心までの距離を a_0 , x 軸となす角を θ , x 軸の正方向に流れる電流に向かうベクトルを a_1 , 負方向電流に向かうベクトルを a_2 磁石の中心より負方向電流に向かうベクトルを d とし, 任意の点の位置ベクトルを r とすれば, z 軸の正方向へ流れる電流の作る磁場は次式で表される。

$$B_1 = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{e_z \times (r - a_1)}{|r - a_1|^2} \quad (4.1)$$

z 軸の負方向へ流れる電流の作る磁場は次式で表される。

$$B_2 = -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{e_z \times (r - a_2)}{|r - a_2|^2} \quad (4.2)$$

無限長円筒カusp磁場を考えているため,

$$r = xe_x + ye_y$$

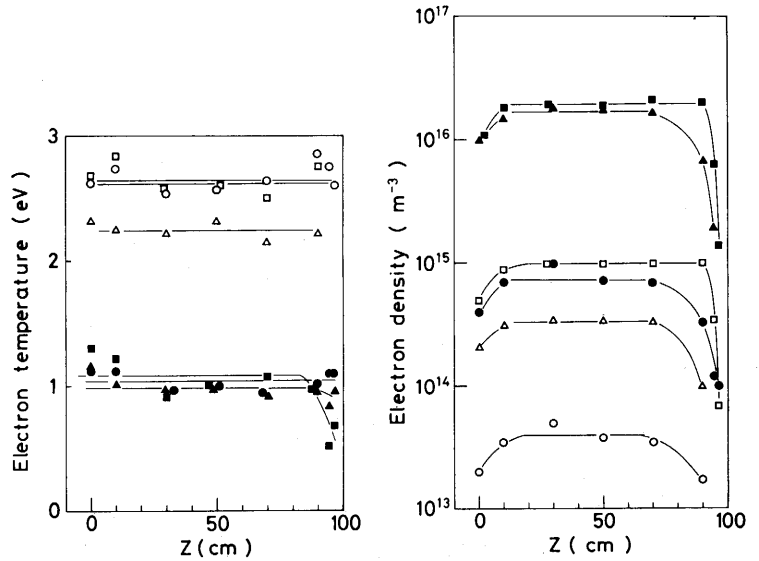


図-6 (a)電子温度の軸方向分布, (b)電子温度の軸方向分布。熱陰極放電によるプラズマ生成による, ○: 1次電子, ●: bulk電子。熱陰極放電に多重極カusp磁場による閉じ込めを加えた場合, △: 1次電子, ▲: bulk電子。熱陰極放電に多重極カusp磁場による閉じ込めを行い, さらに放電回路を浮遊電位にした場合, □: 1次電子, ■: bulk電子。

Fig. 6 The variation of the electron temperature, (a) and the electron density, (b) with z coordinate.

○: primary electron, ●: bulk electron, by the thermionic discharge. △: primary electron, ▲: bulk electron, by the thermionic discharge with the multi-pole cusp magnetic field and the anode connected to the ground. □: primary electron, ■: bulk electron, with cusp magnetic field and the anode floating.

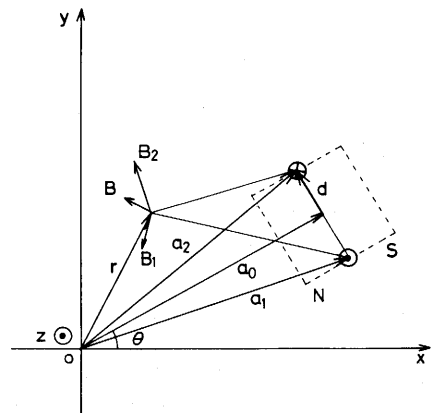


図-7 反対方向に流れる2本の線電流で永久磁石を置き換える。

Fig. 7 The representation of the permanent magnet by the counter directional current pair.

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_1 &= \mathbf{a}_0 - \mathbf{d} \\ \mathbf{a}_2 &= \mathbf{a}_0 + \mathbf{d} \\ \mathbf{a}_0 &= a_0 \cos \theta \mathbf{e}_x + a_0 \sin \theta \mathbf{e}_y \\ \mathbf{d} &= -d \sin \theta \mathbf{e}_x + d \cos \theta \mathbf{e}_y \end{aligned}$$

とすると

$$\mathbf{a}_1 = (a_0 \cos \theta + d \sin \theta) \mathbf{e}_x + (a_0 \sin \theta - d \cos \theta) \mathbf{e}_y$$

$$\mathbf{a}_2 = (a_0 \cos \theta - d \sin \theta) \mathbf{e}_x + (a_0 \sin \theta + d \cos \theta) \mathbf{e}_y$$

$$\mathbf{r} - \mathbf{a}_1 = \{x - (a_0 \cos \theta + d \sin \theta)\} \mathbf{e}_x + \{y - (a_0 \sin \theta - d \cos \theta)\} \mathbf{e}_y$$

$$\mathbf{r} - \mathbf{a}_2 = \{x - (a_0 \cos \theta - d \sin \theta)\} \mathbf{e}_x + \{y - (a_0 \sin \theta + d \cos \theta)\} \mathbf{e}_y$$

となり、 $\mathbf{B}_1, \mathbf{B}_2$ を各成分に分解すると、角度 θ_i のとき、

$$B_{ix} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left[-\frac{y - (a_0 \sin \theta_i - d \cos \theta_i)}{|\mathbf{r} - \mathbf{a}_1|^2} + \frac{y - (a_0 \sin \theta_i + d \cos \theta_i)}{|\mathbf{r} - \mathbf{a}_2|^2} \right], \quad (4.3)$$

$$B_{iy} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left[\frac{x - (a_0 \cos \theta_i + d \sin \theta_i)}{|\mathbf{r} - \mathbf{a}_1|^2} - \frac{x - (a_0 \cos \theta_i - d \sin \theta_i)}{|\mathbf{r} - \mathbf{a}_2|^2} \right] \quad (4.4)$$

逆極性の磁石に対しては、電流 I を $-I$ で置き換えることによって同じ表式を用いることができる。実験装置で用いた磁石の本数は24本であるから、

$$\varphi_0 = 360^\circ / 24, \varphi_1 = \varphi_0 / 2$$

とすると、

正極性

$$\theta_i = 2i\varphi_0 + \varphi_1, \quad i = 0, 1, \dots, 11 \quad (4.5)$$

$I = I$

逆極性

$$\theta_j = (2j-1)\varphi_0 + \varphi_1, \quad j = 0, 1, \dots, 11 \quad (4.6)$$

$$I = -I.$$

これらを i, j について加え合わせると、任意の点の磁場は次式で与えられる。

$$B_x = \sum_{i=0}^{11} B_{ix} + \sum_{j=0}^{11} B_{jx}, \quad (4.7)$$

$$B_y = \sum_{i=0}^{11} B_{iy} + \sum_{j=0}^{11} B_{jy}. \quad (4.8)$$

電流間隔 $d = 9.6$ mm, 電流 $I = 2.811$ kAとして、1本の磁石によって作られる磁界の磁束密度の測定値と比較すると図-8のようになる。さらに $a_0 = 0.163$ mとして24本の磁石によって作られる磁界を求めると図-9のようになり、計算結果と実験装置内の磁界の分布は良く一致している。さらに、多重極磁場は中心に

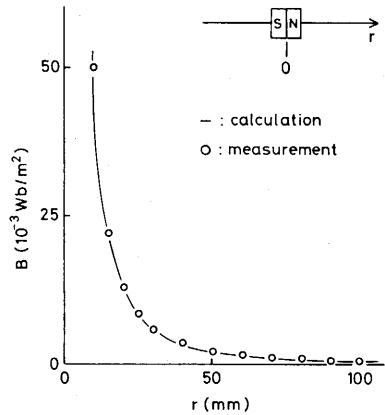


図-8 1本の永久磁石によって作られる磁界の磁束密度分布と線電流による近似値との比較。

Fig. 8 The strength of the magnetic field generated by the permanent magnet, circle, and the calculated strength, solid line.

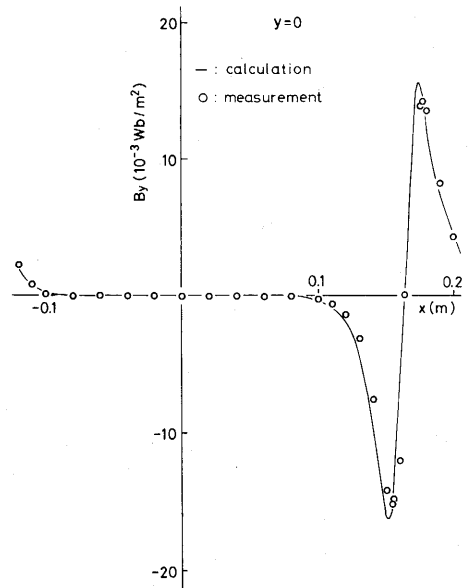


図-9 多重極カusp磁場の磁束密度分布と計算値との比較。

Fig. 9 The strength of the magnetic field generated by the 24 permanent magnets, circle, and the calculated strength, solid line.

向かって急激に減少し、 $r < 10$ cmの中心部にはほとんど磁界が存在しないことが確かめられた。

4.2 荷電粒子の軌道計算

磁場中の荷電粒子の運動方程式は次式で与えられ

る。

$$\frac{dr}{dt} = v \quad (4.9)$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{q}{m}(v \times B) \quad (4.10)$$

Runge-Kutta 法の4次公式¹³⁾を用いて運動方程式を解き、多重極カusp磁場中の荷電粒子の軌跡を求め

た。図-10 (a)は、代表的な磁力線および x 軸上の磁束密度を示している。(b)~(j)はこの中を運動する電子、(k)~(m)は Ar^+ イオンの軌跡を示している。計算の1ステップを、電子の場合には Larmor 周期の 1/50 程度、 Ar^+ イオンの場合 1/100 程度とした。荷電粒子に対し、磁場中の $v \times B$ 力による加速度は運動の方向に対して垂直に働くため、時間的変動のない磁場中の荷電

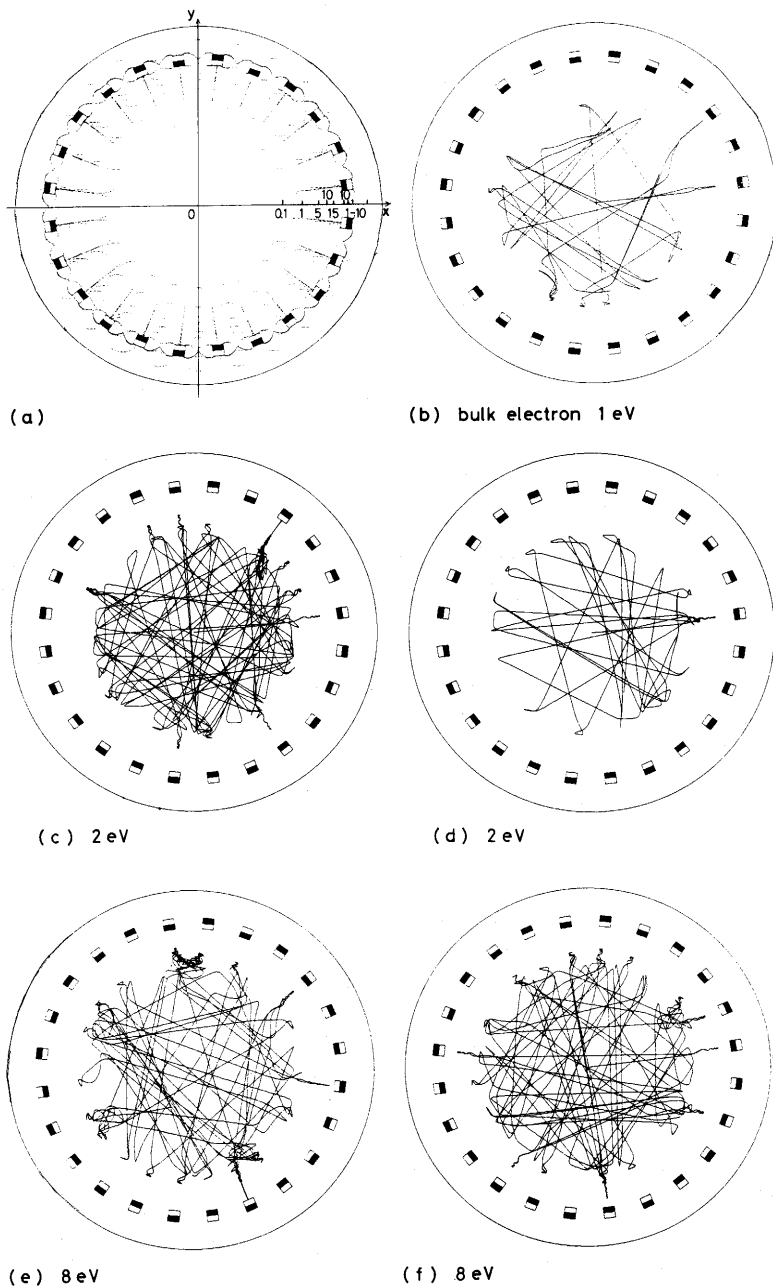


図-10 多重極カusp磁場中の荷電粒子の軌道計算

(a)磁力線および x 軸上の磁束密度, (10^{-3} Wb/m²)

bulk 電子の軌跡, (b): 1 eV, (c), (d): 2 eV.

1次電子の軌跡, (e), (f): 8 eV, (h): 40 eV.

捕獲電子 (magnetron 運動の例), (g): 8 eV.

高エネルギー電子の軌跡, (i): 100 eV, (j): 300 eV.

Ar イオンの軌跡, (k): 0. 1 eV, (l): 0.5 eV, (m): サドル点でのイオン損失, (n): 線カuspでのイオン損失

Fig. 10 The trajectory of the charged particles in the multipole cusp magnetic field. (a), The magnetic line of force and the strength of the magnetic field along the x axis in 10^{-3} Wb/m².

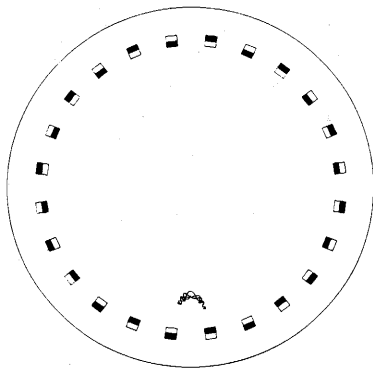
The trajectory of the bulk electrons, (b): 1 eV, (c), (d): 2 eV.

Primary electrons, (e), (f): 8 eV, (h): 40 eV.

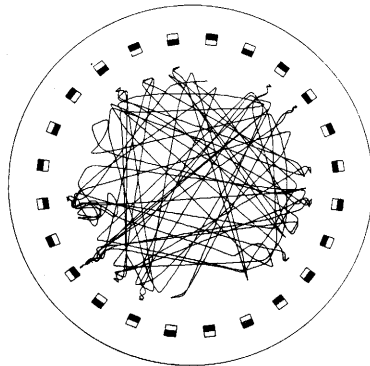
The trapped electron, (Magnetron orbit), (g): 8 eV.

High energy electrons, (i): 100 eV, (j): 300 eV.

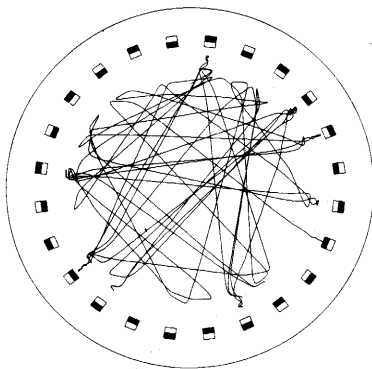
Ar ions, (k): 0. 1 eV, (l): 0.5 eV, (m): ion loss at the saddle point. (n): ion loss at the line cusp.



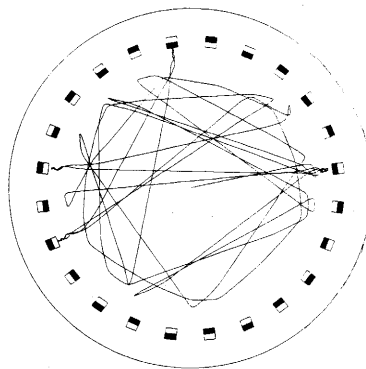
(g) trapped electron 8 eV



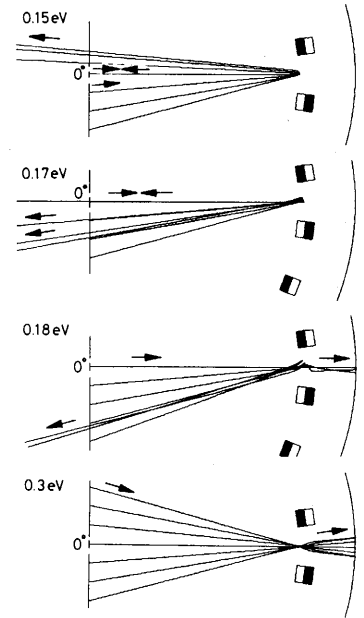
(h) primary electron 40 eV



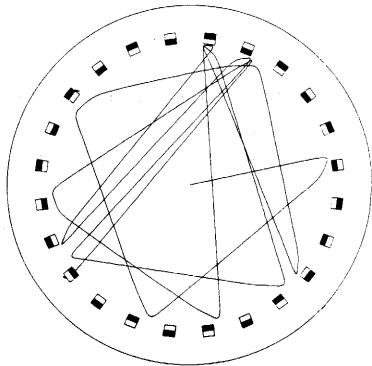
(i) high energy electron 100 eV



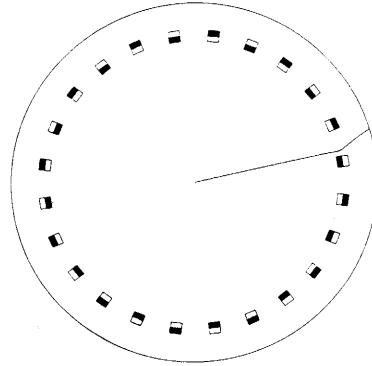
(j) 300 eV



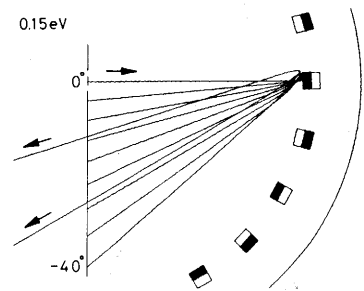
(m) Ar⁺ ion loss



(k) Ar⁺ ion 0.1 eV



(l) Ar⁺ ion 0.5 eV



(n)

粒子の運動エネルギーは保存される。この計算による運動エネルギーの保存は1ステップ当たり 10^{-8} 程度であり、数値計算の精度と比較して十分なエネルギー保存が得られているものと考えられる。

(b)~(f)の10 eV以下の運動エネルギーの電子は容器壁あるいは磁石表面の線カスプに吸収されるまでに

平均して $10 \mu\text{sec}$ 以上閉じ込められている。多重極磁場が存在しない場合、半径方向の電界が無視できる場合、2 eVの電子が熱速度で中心から容器壁に到達するのに要する時間は $0.24 \mu\text{sec}$ であるから、閉じ込め時間は 10^2 倍以上に改善されている。

(h)のフィラメント表面のシース内で加速された、40

eV の一次電子の場合 $4 \mu\text{sec}$ 、さらに高エネルギーの電子で 100 eV (i) の場合 $2 \mu\text{sec}$ 程度、 300 eV (j) では $0.6 \mu\text{sec}$ 程度の閉じ込め時間になる。このような高エネルギーの電子でも、ここで使用した表面磁束密度 0.4 Wb/m^2 程度の永久磁石による多重極カスプ磁場によって有効に閉じ込めることができる。

bulk 電子の軌跡の計算結果についてさらに詳しく検討すると、(c) の 2 eV の場合、電子は半径 13.6 cm の円周内でほとんど反射されている。この結果を図-4 の (b) と比較すると、 $r = 15 \text{ cm}$ 付近から急激に電子密度が減少している測定結果を裏付けしている。

電子が多重極磁場によって反射されるとき運動方向は、入射角度のわずかな違いによって大きく異なっている。さらに、反射の際には多重極磁場の中を α 方向に運動するため、閉じ込め領域の内部ではプラズマは均一化され、一次電子は散乱されて等方的に分布するようになる。

(k), (l) は多重極カスプ磁場内の Ar^+ イオンの軌跡の計算結果を示している。 Ar^+ イオンの場合、電子と比較して極めて質量が大きいため、多重極カスプ磁場による閉じ込め効果は 0.1 eV 程度の比較的低エネルギーのイオンに限られている。より高エネルギーのイオンは (l) に示されているように、多重極カスプ磁場を通り抜けて容器壁に衝突するか、あるいは線カスプの損失角内に入って磁石表面に衝突する。

これらのイオンの損失過程の内、多重極カスプ磁場の磁束密度が最も低いサドル点からの損失の様子が (m) に示されている。これから明らかのように、 0.17 eV 以下のエネルギーのイオンは全て反射されるが、 0.18 eV の場合、 15° 以下の角度で入射したイオンはセパトトリクスまで侵入する過程で 90° 以上偏向されず、多重極カスプ磁場を通り抜ける。より高エネルギーのイオンは全て通過して、ここに示された 0.3 eV の場合 $170 \sim 180 \mu\text{s}$ 程度で中央部から容器壁まで到達する。

線カスプにおけるイオン損失の様子が (n) に示されている。 0.15 eV の場合、 35° 以下の角度で入射したイオンは反射されず、磁石の表面に衝突する。

以上の計算結果から、この装置で生成されるプラズマ中の Ar^+ イオンの平均エネルギーは 0.15 eV 以下の低エネルギーであり、高エネルギーの Tail 部分が欠けたエネルギー分布を有するものと考えられる。

(g) は、2本の永久磁石の間に形成された磁気ミラーに閉じ込められた捕獲粒子の軌跡を示している。実際のプラズマ中では、フィラメントの近傍のプラズマ周辺部には磁力線に垂直方向に電位勾配が存在するため、電子がプラズマ中心部に向かって移動すると運動

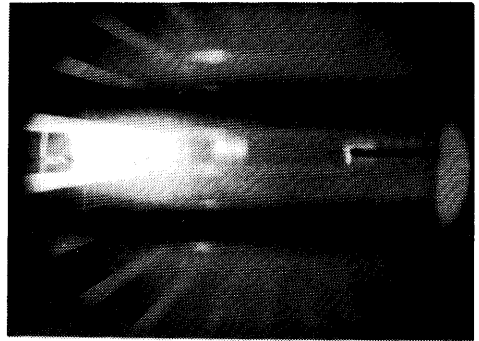


図-11 Magnetron 運動をする捕獲電子によって局所的に励起された Ar ガスからの発光

Fig. 11 The localized glow from the Ar gas excited by the trapped electrons in the magnetron orbit.

エネルギーが増加して、より大きい Larmor 半径で磁力線に沿って周回運動をするようになる。この効果によって、電子は α 方向のドリフト運動を加えたマグネトロン運動を示す。図-11 には、多重極カスプ磁場の周辺部に設置した点状熱陰極によって発生させた電子がマグネトロン軌道内に捕獲され、軌道内の Ar 原子を励起・発光させている様子が示されている。さらに (e) のように、長時間ミラー内で運動していた電子が自由空間内の運動に移行する例も見られ、プラズマ生成機構と関連して、このようなマグネトロン軌道内の電子の閉じ込め効率が重要であるものと考えられる。

第 5 章 結 論

永久磁石によって発生させた多重極カスプ磁場によるプラズマ閉じ込めを特徴とした、熱陰極放電型プラズマ源を製作し、静電プローブ測定を用いて動作特性を調べた。多重極磁場によってプラズマからの電子および低エネルギーのイオンの損失を減少できることが荷電粒子の軌跡の計算によって明らかにされ、Ar ガスの充填圧力を $2.66 \times 10^{-2} \text{ pa}$ として、生成されたプラズマ中の電子温度は 1.5 eV 、電子密度は $5 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ であり、熱陰極放電のみによる場合と比較して 50 倍程度高密度のプラズマが生成できることが明らかにされた。

このプラズマ中の電子-イオン衝突周波数と平均自由行程、デバイ長は以下ようになる。

$$\nu_{ei} = 1.36 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$$

$$\lambda_{ei} \approx \lambda_{ii} \approx 1.53 \times 10^2 \text{ cm}$$

$$\lambda_D = 4.05 \times 10^{-3} \text{ cm}$$

プラズマの特徴的な大きさをデバイ長で規格化すると、

$$2r/\lambda_D = 7.4 \times 10^3,$$

$$L/\lambda_D = 2.71 \times 10^4.$$

すなわち、プラズマ内部の微視的な長さと比較して十分に大きい範囲にわたって、プラズマの均一性が保たれている。さらに、平均自由行程をデバイ長で規格化すると、

$$\lambda_{ei}/\lambda_D = 3.77 \times 10^4$$

となり、プラズマは無衝突と見なすことができる。

以上で述べた多重極カusp磁場プラズマ実験装置の基本特性から、無衝突で高密度・大容積のプラズマ発生装置という初期の要請は充足されているものと考えられる。単一粒子の軌跡計算の結果を見ると、電子は高エネルギーまで効率良く閉じ込められ、しかも、中央の領域では外部磁場の影響を受けずに運動する。また、 Ar^+ の場合、イオン閉じ込め効果は極めて低いエネルギーのイオンに対してのみ働くが、 He^+ 、 H^+ 等のより軽いイオンに対しては、より高エネルギーのイオンに対しても閉じ込め効果があり、より高いイオン化率が得られるものと考えられる。

謝 辞

多重極カusp磁場プラズマ実験装置で最も重要な役割を果たしている永久磁石は、日立金属(株)から研究開発用に提供されたものであり、プラズマ中で絶縁皮膜形成に用いている耐候性テフロン系塗料LUMIFLONは旭硝子(株)から試験用に提供されたものであることを記し、両社に謝意を表します。

最後に、この実験装置は山梨大学付属工場内で製作できる真空容器としては最大規模のものであることを

特記し、この装置を製作された同工場の茅野之雄技官に深く感謝いたします。

この研究の一部はカシオ科学振興財団による昭和58年度奨励研究として行われた。

参考文献

- f) Yoshio Kasai: Graduation thesis, at The Department of Electrical Engineering, Yamanashi University, March, 1984
- 1) Rudolf Limpaecher and K.R. MacKenzie; Rev. Sci. Instrum., **44** (1973) 726
- 2) J. Amouroux; Revue de Physique Appliquée, **12** (1977) 1149
- 3) R.J. Taylor, D.R. Baker and H. Ikezi; Phys. Rev. Lett., **24** (1970) 206
- 4) F. F. Chen; "Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion", Plenum Press, 1984, Chapter 8.
- 5) A. Garscadden; "Ionization Waves in Glow Discharges", Gaseous Electronics. Vol. **1**, 65-107
- 6) T. Akitsu, H. Matsuzawa, T. Kobayashi and S. Suganomata; Proc. of ICPIG in Dusseldorf, 1983, 504-505
- 7) J.B. Thompson; Proc. Phys. Soc. **73** (1959) 818
- 8) H. Matsuzawa and S. Suganomata; J. Appl. Phys., **53** (1982) 5578
- 9) 秋津哲也, 松沢秀典, 大津孝佳, 菅ノ又伸治; 電気学会プラズマ研究会資料, EP-84-34
- 10) YBM-2B, 日立金属(株)
- 11) LUMIFLON, 旭硝子(株)
- 12) F.F. Chen; "Plasma Diagnostic Techniques", Academic Press, 1965, Chapter 4.
- 13) T.R. McCalla; "Introduction to Numerical Methods and Fortran Programming", John Wiley and Sons Inc., 1967, Chapter 10.