

# プラズマガンを用いた高速回転プラズマの生成

大図 章<sup>\*\*</sup>, 池畑 隆<sup>\*</sup>, 田辺利夫<sup>\*</sup>, 真瀬 寛<sup>\*</sup>

(昭和59年9月7日受理)

## Production of a Rapidly Rotating Plasma

by cross-field injection of gun-produced plasma

AKIRA OHZU, TAKASHI IKEHATA, TOSHIO TANABE, HIROSHI MASE

*Abstract* – Cross-field plasma injection with use of a JxB plasma gun is described as a method to produce rapidly rotating plasma in a crossed electric and magnetic field system. The rotational velocity of the plasma is seriously limited by neutrals surrounding the plasma through strong interactions at the boundary layer. The concentration of neutrals can be reduced by the injection of fully or partially ionized plasma into the discharge volume instead of filling the volume with an operating gas.

With use of this method, it is observed that the rotational velocity increases by a factor of 2 to 3 when compared with the conventional method of stationary gas-filling.

### 1. はじめに

直交電磁場により生成される回転プラズマは、ローレンツ力加速による大きな回転速度を期待できるから、高い分離能力を持つ遠心分離器への応用が研究されてきた<sup>(1)~(5)</sup>。特に高い分離率が要求される同位体の分離は、高速回転プラズマの大きな遠心力が有効であると考えられる。

これまでの回転プラズマは、真空容器中に中性気体を一様に充たした状態で生成したため、周囲に存在する残留中性気体の粘性により渦流を形成し、回転プラズマに負荷が加わることになる。また、回転プラズマの運動エネルギーが集団的相互作用を通して中性気体の電離に消費され、回転速度が頭打ちとなる現象も報告されている<sup>(2)</sup>。

我々は、これらの影響を少なくするために中性気体の粒子密度を極力低く抑えてプラズマを生成させ、回転速度を増大させることを試みた。

その方法として、中性気体を電極近傍に局所的かつパルス的に入射させ、回転プラズマを生成させようとした。しかし、中性気体が急速に拡散し、圧力が低下して

しまうため絶縁破壊電圧が著しく高くなり、放電させることが困難となった。そこで次に、プラズマガンを用いてあらかじめ電離したプラズマ流を局所的かつパルスのに電極近傍に入射し、中性気体との相互作用を取り除いた状態で回転プラズマの生成を試みた。その結果、作動気体(0.03 Torr, H<sub>e</sub> 又は A<sub>r</sub>) が容器に一様に充填された場合と比較すると、H<sub>e</sub> で約2倍、A<sub>r</sub> で約3倍の回転速度の増大が観測された。

この論文では、主にプラズマガンから入射するプラズマの性質と、プラズマガンを用いて生成した回転プラズマの性質について報告する。

### 2. 実験装置及び測定系

#### 2.1 G-II装置

回転プラズマ実験装置G-IIの概略をFig. 1に示す。真空容器(内径40 cm, 長さ45 cm)中に約20 cmの間隔で大小2組の同心円電極(陰極内径8 cm及び陽極内径14 cm)が設置されている。容器の外側には、電極間に一様な軸方向磁場を印加するためのヘルムホルツコ

\* 茨城大学工学部電子工学科(日立市中成沢町)

\*\* 茨城大学大学院工学研究科電子工学専攻(日立市中成沢町)

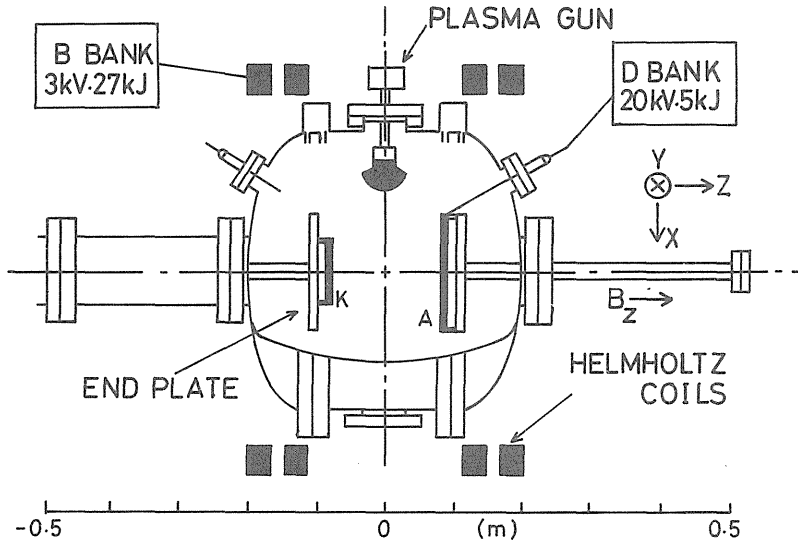


Fig. 1 Schematic drawing of the apparatus: G-II device. Capacitor banks are used for  $B_z$  (B bank) and electric discharge (D bank).

イルが備えられている。電極はセラミックの終端板上に設置され、容器とは電気的に絶縁されている。この陰陽極間でパルスPIG放電を行うことによって回転プラズマが生成される。プラズマが存在する場合は、磁力線方向は等電位と考えてよいから、電場は磁場に対して垂直かつ放射状となる。電場および磁場生成用の電源としては、D-bank (20kV・5kJ), B-bank (3kV・27kJ) のコンデンサバンクが使用されている。プラズマガンは真空容器上部に容器の中心から約10cm 離れて取り付けられている。その他、容器壁には計測を行うためのポートが取り付けられている。容器の到達真空度は  $10^{-5}$  Torr 程度である。

2.2 プラズマガン

プラズマガンの概略図をFig. 2 に示す。ソレノイドバルブに駆動パルスが印加されると、バルブが一定時間開き、作動気体は、リザーバーからガラスパイプを通して電極間に到達する。電極間には、あらかじめ電場が磁場に垂直に印加されている。気体圧力が上昇し、やがて破壊電圧を越えるとなだれ降伏に転じ大電流が流れて、プラズマが生成される。このプラズマにローレンツ力  $J \times B$  が働き、容器の中心方向に押し出される。電流  $J$  はプラズマガンの放電電流そのものであり、磁場  $B$  は、G

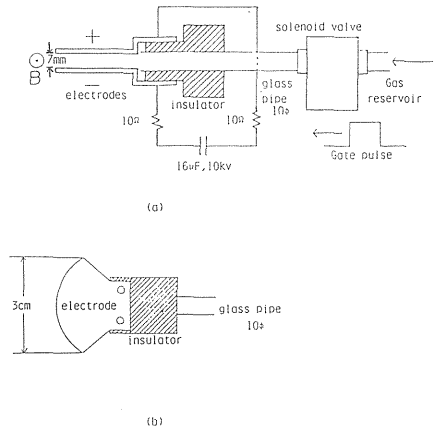


Fig. 2 Structure of plasma gun; (a) side view, and (b) top view.

II装置のヘルムホルツコイルによるものである。プラズマガンの電源としては、10kV・16μFのコンデンサを使用した。

2.3 測定系

プラズマ密度の空間的分布は、フローティングダブルプローブのイオン飽和電流から求めた。

プラズマガン及びG-II装置の放電電流はログスケー

コイルを用いて測定した。電極間電圧は、抵抗分圧器 (1 kΩ / 1 MΩ), および差動増幅器により測定した。

回転プラズマ中の電場は間隔 1 cm, 入力抵抗 100 kΩ のダブルプローブにより観測されるプラズマ中の浮動電位差から評価している。

### 3. 実験結果

#### 3.1 プラズマガンによるプラズマ流の生成

プラズマガンの動作条件を調べたところ、磁場を印加しない場合、駆動パルス幅  $\tau \geq 4.5\text{ms}$ , リザーバー内圧力  $P_r \geq 113\text{Torr}$  および充電電圧  $V_g \geq 4\text{kV}$  という結果を得た。 $\tau \leq 4.5\text{ms}$  だと  $P_r = 225\text{Torr}$  のときでも  $V_g \geq 6\text{kV}$  でないと放電しなかった。

本実験では、放電の再現性から  $\tau = 4.5\text{ms}$ ,  $P_r = 113\text{Torr}$  とした。また、プラズマ生成前の真空度は、 $\leq 10^{-5}\text{Torr}$  であった。

磁場を印加してプラズマ流を生成し、プラズマ密度の空間分布とパラメータ依存性を測定した。Fig. 3 および Fig. 4 は容器内に注入されるプラズマ流の  $x$  方向,  $y$  方向の密度分布である。Fig. 3 より明らかなように、密度はプラズマガンからの距離の 2 乗に逆比例して急激に減少するが、プラズマの一部は容器中心付近の回転プラズマ生成領域に到達している。密度の  $y$  方向分布を詳しく調べると、 $B_z = 0.9\text{kG}$  のときピークが中心より  $+y$  方向に約 3 cm ずれている。これはプラズマガンの電極が、 $+y$  方向にわずかに曲って取り付けられているこ

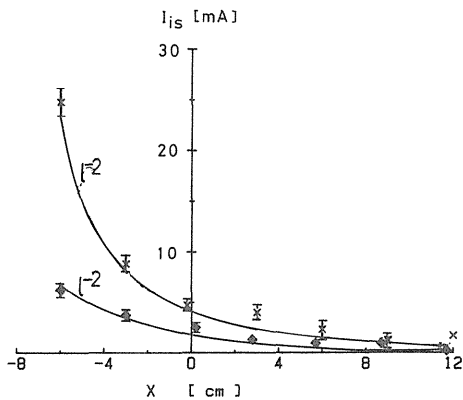


Fig. 3 Ion saturation current as a function of  $x$ . Crosses:  $B_z=1.8\text{kG}$ , closed squares:  $B_z=0.9\text{kG}$ ;  $V_g=8\text{kV}$ .

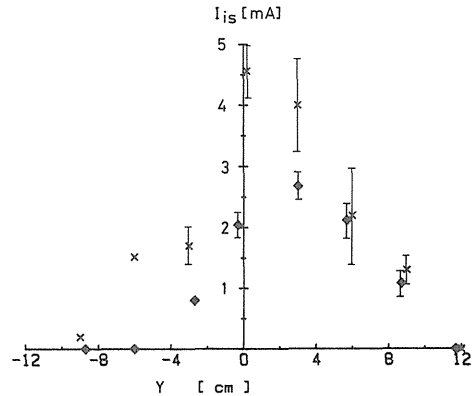


Fig. 4 Ion saturation current as a function of  $y$ . Crosses:  $B_z=1.8\text{kG}$ , closed squares:  $B_z=0.9\text{kG}$ ;  $V_g=8\text{kV}$ .

とが原因と考えられる。間隔 7 mm の電極間で生成されたプラズマ流は、 $B_z = 0.9\text{kG}$  及び  $B_z = 1.8\text{kG}$  のとき、ともに  $y$  軸に沿って半値幅 9 cm の拡がりをもつ。またプラズマ密度は  $z$  方向にも磁力線に沿って著しく拡がっている。これはプラズマ粒子が磁力線に沿って自由に運動できるためである。磁力線方向へのプラズマの膨張が伝搬方向のプラズマ密度の減少を支配していると想像できる。

Fig. 5, Fig. 6, Fig. 7 はそれぞれ  $V_g$ ,  $P_r$ ,  $B_z$  による容器中心 ( $x = y = z = 0$ ) でのプラズマ密度の変化を示したものである。 $V_g$  および  $P_r$  の変化によるプラズマ流の密度の顕著な依存性は見られない。

プラズマの抵抗を一定と仮定するとプラズマに注入されるエネルギーは  $V_g^2$  に比例する。したがってこのエネルギーが中性粒子の電離にのみ消費されるならば密度も  $V_g^2$  に比例するはずである。Fig. 5 にこのような依存

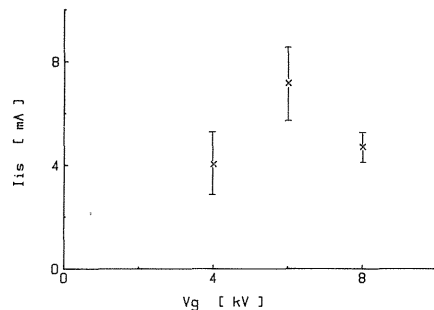


Fig. 5 Ion saturation current as a function of  $V_g$  ( $B_z=1.8\text{kG}$ ).

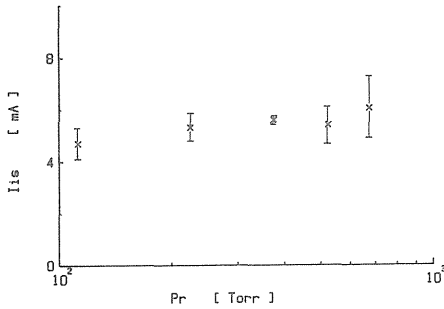


Fig. 6 Ion saturation current as a function of  $P_r$  ( $B_z=1.8\text{kG}$ ,  $V_g=8\text{kV}$ ).

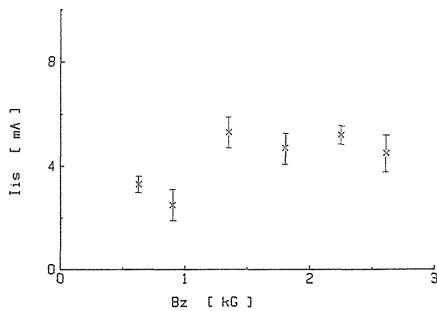


Fig. 7 Ion saturation current as a function of  $B_z$  ( $V_g=8\text{kV}$ ).

性が見られない理由ははっきりしない。一つの可能性として磁場を横切るプラズマ流の伝播は、不安定性等により制限されていることが考えられる。

磁場を変化させた場合にも  $B_z < 1.35\text{kG}$  では、 $B_z$  の増大とともに密度の増加が見られるが、 $B_z \geq 1.35\text{kG}$  では  $B_z$  に依らず一定となっている。

### 3.2 回転プラズマの生成

比較のためプラズマガンを用いた場合と容器に気体を一樣に充たした場合の両方について実験を行った。(以後、プラズマガンを用いた場合をPモード、気体を充たす場合をGモードとする。)

Fig. 8 にPモード実験のタイムシーケンスを示す。PIG放電は、磁場の時間的変動の小さい時期を選んだ。回転プラズマの寿命(約1ms)に比べ、磁場の周期は長くほとんど定常磁場とみなすことができる。回転プラズマはほぼ定電圧特性を示し、流れる電流は外部の保護抵抗によって決まる。Fig. 9, Fig. 10には、磁場変化に対する電極間電圧  $V_d$  と回転プラズマ中の径方向電

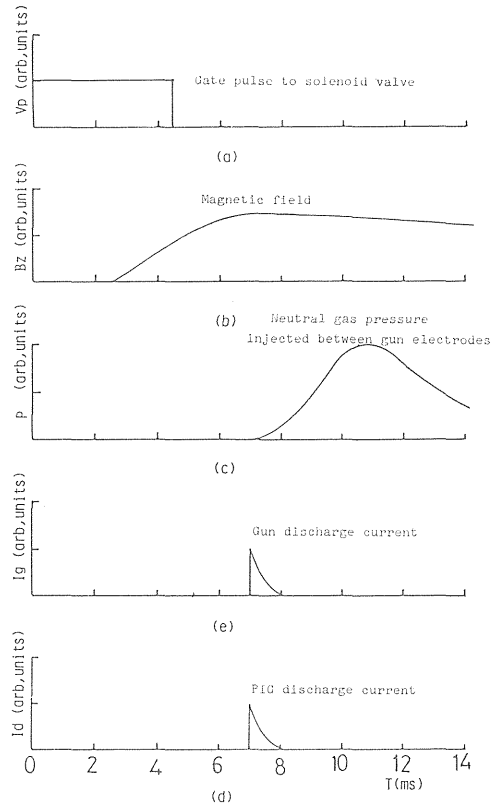


Fig. 8 Time sequence of P-mode experiment.

場  $E_r$  を示す。 $V_d$  と  $E_r$  は相似形であり、 $V_d \approx \int_{r_1}^{r_2} E_r dr$  ( $r_1$ : 内側電極半径,  $r_2$ : 外側電極半径) が成り立つことを示している。

$E_r$  は  $B_z$  に比例しており、回転速度をドリフトモデルより  $v_\theta = E_r / B_z$  として仮定すると、 $v_\theta$  は磁場の増加に関係なく一定となることがわかる。Fig. 11 に  $E_r$  の径方向分布を示す。 $E_r$  は、電極間 ( $4.5 \leq r \leq 7.5\text{cm}$ ) で  $r$  とともに増加を示しているが、特にPモードの場合Gモードに比べ顕著である。 $E_r$  を電極間で積分して見ると、 $V_d$  の計算値は実測値の0.6~1.2倍程度になる。 $E_r$  の測定点が少ないため  $V_d$  の計算値にある程度の誤差を含むことを考えると、比較的良好一致といえる。また、回転プラズマ中の磁力線方向電場  $E_z$ 、方位角電場  $E_\theta$  を測定したところ、ともに  $10\text{V/cm}$  以下で  $E_r$  の値に比べて無視できる程小さいことがわかった。つまり、回転プラズマ中では径方向電場  $E_r$  が大部分であるといえる。Fig. 12には、Gモードでの容器内充填圧力  $P_c$  の変化による  $E_r$  の特性を示す。 $P_c$  を低くすると  $E_r$  が急激

に大きくなるのは注入エネルギーが一定のときは, イオン一個当りのエネルギーがイオン密度に反比例すること, および残留中性気体と回転プラズマとの相互作用が,  $P_0$  の減少にともない小さくなるのが原因と考えられる。Fig. 12 のデータを P モードでの  $E_r$  ( $B_z = 1.8 \text{ kG}$ , D-bank 充電電圧  $V_{d0}$ ) と比較すると,  $P_0$  が最低の  $0.03 \text{ Torr}$  の場合でも  $E_r$  の値は He で約 2 倍, Ar で約 3 倍という大きな違いがある。ちなみに P モードでの  $v_\theta$  をドリフトモデル  $v_\theta = E_r / B_z$  より評価すると,  $B_z = 1.8 \text{ kG}$ ,  $V_{d0} = 9 \text{ kV}$  の条件で Ar の場合, 約  $1.1 \times 10^5 \text{ m/s}$ , また He の場合でも約  $1.1 \times 10^5 \text{ m/s}$  程度となる。さらに, プラズマガンより作動気体のみを放出して PIG 放電により回転プラズマを生成することを試みたが, 放電が起こらなかった。これは, P モードでの回転プラズマは少なくとも  $0.03 \text{ Torr}$  以下の中性気体圧力のもとで生成されていることを示している。この中性気体圧力の低いことが P モードで径方向電場  $E_r$ , 言い換えれば回転速度  $v_\theta$  が著しく増大している原因であろう。

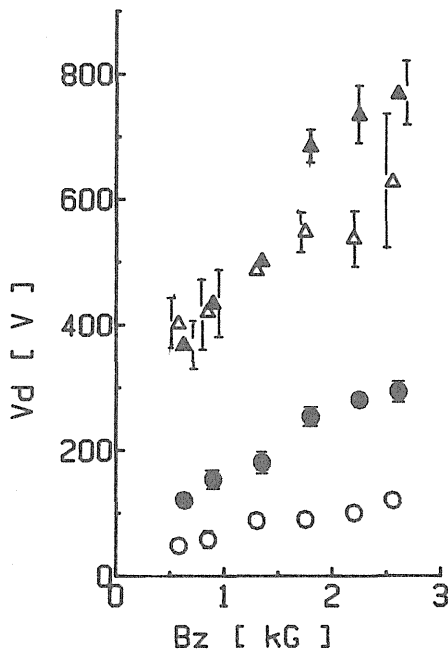


Fig. 9 Discharge voltage  $V_d$  as a function of  $B_z$ .  
Open triangles: Ar P mode, closed triangles: He P mode, open circles: Ar G mode, closed circles: He G mode. D-bank charged voltage:  $V_{d0} = 9 \text{ kV}$ .

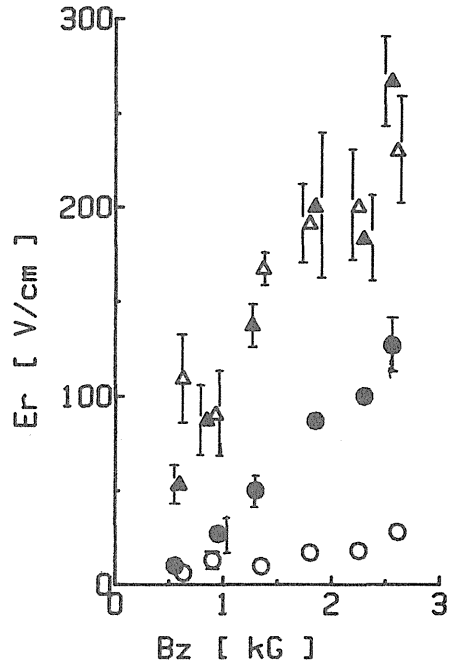


Fig. 10 Radial electric field  $E_r$  as a function of  $B_z$ .  
Open triangles: Ar P mode, closed triangles: He P mode, open circles: Ar G mode, closed circles: He G mode. D-bank charged voltage:  $V_{d0} = 9 \text{ kV}$ .

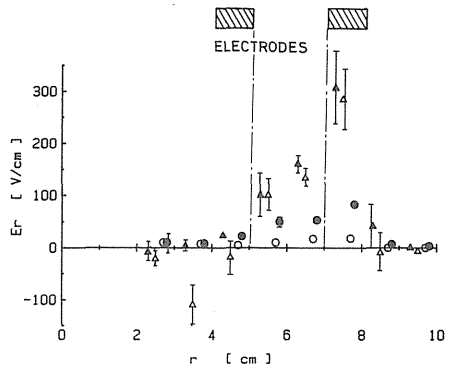


Fig. 11 Radial electric field  $E_r$  as a function of radius  $r$ .  
Open triangles: Ar P mode, closed triangles: He P mode, open circles: Ar G mode, closed circles: He G mode. D-bank charged voltage:  $V_{d0} = 9 \text{ kV}$ ,  $B_z = 1.8 \text{ kG}$ .

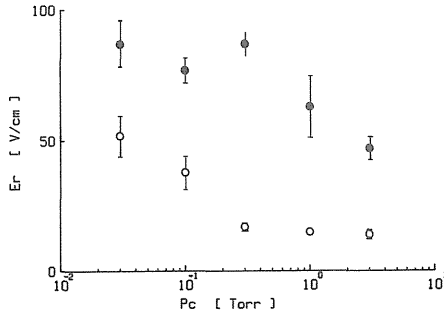


Fig. 12 Radial electric field  $E_r$  as a function of  $P_c$ .  
Open circles: Ar G mode, closed circles: He G mode. D-bank charged voltage:  $V_{d0}=9\text{kV}$ ,  $B_z=1.8\text{kG}$ .

#### 4. 議 論

プラズマガンにより生成されたアルゴンプラズマ流の磁場を横切る伝搬を考える。プラズマが磁場を横切る機構として最も考え易いのが、プラズマ粒子と中性粒子との衝突による拡散である。プラズマの拡散が起こるには、条件

$$\Omega_i \tau_{in} \ll 1, \Omega_e \tau_{en} \ll 1 \quad (1)$$

が成り立つことが必要である。ここに、 $\Omega_i$ ,  $\Omega_e$  はイオンおよび電子の施回周波数、 $\tau_{in}$ ,  $\tau_{en}$  はそれぞれイオンと中性粒子、電子と中性粒子の衝突時間である。イオンおよび電子の平均エネルギーを  $10\text{ eV}$  程度と仮定し、プラズマ入射時の中性気体圧力を大き目に見て  $10^{-3}\text{ Torr}$  程度とすると、 $B_z = 0.9\text{ kG}$  の場合、

$$\Omega_i \tau_{in} \geq 1, \Omega_e \tau_{en} \geq 10^4 \quad (2)$$

と見積もられる。 $B_z = 1.8\text{ kG}$  では(2)式の右辺が2倍となる。したがって、 $B_z = 0.9\text{ kG}$  および  $B_z = 1.8\text{ kG}$  の両方の場合について、条件(1)は満たされていない。これより、古典的拡散が支配的とは言い難い。

さらに、この結果はFig. 13によっても支持される。もし、プラズマが衝突を介しての拡散により磁場中に侵入するならば、それは球面状に広がるはずである。プラズマ密度の変化をプラズマガンからの距離  $l$  の関数として実測データFig. 3から求めると、 $n \propto l^{-2}$  となる。これから  $y$  軸上で観測されるべきプラズマ密度の分布を計算により求めたのが、Fig. 13の実線である。一方、破線は実測された分布を示している。Fig. 13において実測された分布は、予想よりもかなり狭い。これはプラズマが  $x$  方向に速度をもつプラズマ流であることを示

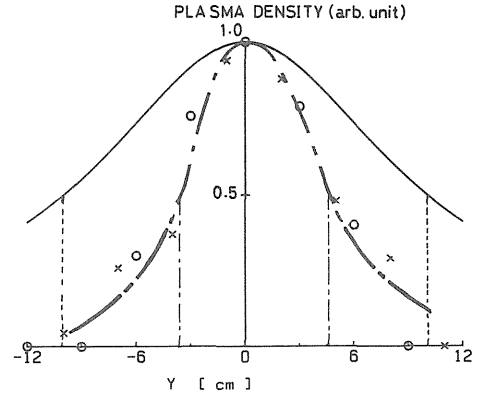


Fig. 13 Comparison of plasma density profiles between the experiment and the prediction from a classical diffusion model. The broken curve is from the experiment and the solid curve is from the prediction.

している。

拡散の可能性が低いとして次に考えられる伝搬機構は、プラズマの電気分極による  $E \times B$  ドリフトであろう。本実験の場合は、 $E_y = u_x B_z$  なる電場が必要である。ここに  $u_x$  はプラズマ流の流速である。プラズマ中にダブルプローブをそう入することにより、 $B_z = 0.9\text{ kG}$  のとき、 $20\text{ V/cm}$  程度の  $E_y$  を観測することができた。この事実のみから直ちに  $E \times B$  ドリフトが伝搬機構であると結論することは困難であるが、最も考えられる機構である。観測される  $E_y$  は  $B_z \leq 0.9\text{ kG}$  では  $B_z$  の増加に伴い大きくなるが、 $B_z > 0.9\text{ kG}$  では飽和している。さらに、 $B_z > 0.9\text{ kG}$  において低周波の強い振動が観測されており、不安定性の存在も示唆される。

#### 5. 結 論

回転速度を  $v_\theta = E_r / B_z$  により評価すると、PモードではAr, He両方の場合において、約  $1.1 \times 10^5\text{ m/s}$  となる。一方、Gモードでは、最も気体圧力の低い  $0.03\text{ Torr}$  の場合でもArで約  $2.9 \times 10^4\text{ m/s}$ 、Heで  $4.8 \times 10^4\text{ m/s}$  程度である。PモードではGモードに比べて回転速度がArで約3倍、Heで約2倍増大していることが明らかになった。Pモードでは容器中の中性気体圧力が、Gモードでの圧力 ( $\geq 0.03\text{ Torr}$ ) よりはるかに低いと見られることから、この結果は、残留中性気体を低減することによりプラズマの回転速度を増大できること

を示している。

### 参 考 文 献

- (1) 田辺利夫, 真瀬寛, 宮本梧棲, 田辺隆也, 鈴木哲昭, 篠村隆一: 茨城大学工学部集報 27(1979) 105.
- (2) 菊池弘: 日本物理学会誌 Vol 37, No.9, (1982) 728.
- (3) 放電ハンドブック, 電気学会, p 312.
- (4) 鈴木則夫 茨城大学大学院工学研究科学位論文.
- (5) M. Krishnan: Phys. Fluids 26(1983) 2676.