

# 回転プラズマ流の発生と加速のスケール則

池畑 隆\*, 関根龍介\*\*, 長谷川和以\*\*\*, 田辺利夫\*, 真瀬 寛\*

(平成元年 8 月 31 日受理)

Scaling relations for plasma production and acceleration of rotating plasma flows

Takashi IKEHATA\*, Ryusuke SEKINE\*\*, Kazuyuki HASEGAWA\*\*\*, Toshio TANABE\*, Hiroshi MASE\*

**ABSTRACT**—Scaling relations are investigated theoretically and experimentally of the plasma production and acceleration in the rotating plasma gun which has been developed as a new means of plasma centrifuge. Two operational modes : the gas-discharge mode for gaseous elements and the vacuum-discharge mode for solid elements are studied. Relations of the plasma density and velocities to the discharge current and the magnetic field are derived. The agreement between experiment and theory is quite well. It is found that fully-ionized rotating plasmas produced in the gas-discharge mode is most advantageous to realize efficient plasma centrifuge.

## 1. 緒 言

プラズマ遠心分離法は、回転プラズマを磁場で保持し、遠心力により元素や同位体を分離濃縮するものである。特に、化学的方法では分離が困難な重同位体に有効であろうと期待されている。気体遠心分離法と比較して、中性気体をプラズマに、回転容器を磁気容器に置換した系と言えよう。回転プラズマは、機械式遠心器のように材料強度による速度制限を受けず、格段に大きな速度を期待できる。遠心分離器の平衡分離率  $\alpha$  は、同位体の重い成分 ( $M_H$ ) と軽い成分 ( $M_L$ ) の密度をそれぞれ  $n_H$ ,  $n_L$  としたとき、

$$\alpha \equiv \frac{(n_H/n_L)_r}{(n_H/n_L)_0} = \exp \left[ \frac{\Delta M}{M} \cdot \Theta \right] \quad (\Theta \equiv \frac{Mv_\phi^2}{2T_i}) \quad (1)$$

と表わせる<sup>1)</sup>。ここで、 $\Delta M/M \equiv 2(M_H - M_L)/(M_H + M_L)$  は同位体成分の相対質量比、 $\Theta$  はイオンの

回転エネルギーと熱エネルギーとの比である。分離試料を与えると、 $\Delta M/M$  は一意的に決まるので、分離器の性能は  $\Theta$  で決まる。従来の弱電離プラズマでは、臨界電離現象に起因する厳しい速度制限が存在し、 $\Theta$  を大きくできない。完全電離プラズマが必要となる。著者らは、完全電離の回転プラズマを発生する方法として回転プラズマ銃を試作し実験を行なった結果、高い分離率 (Zn/Cu で  $\alpha=10$ ) を観測している<sup>2)</sup>。本稿では、回転プラズマ銃におけるプラズマの発生と加速のスケール則を理論、実験の両面から検討する。さらにその結果から、分離率と分離能のスケール則を求める。特に、制御変数としての電流  $I$ , 磁場強度  $B_z$  との相関に着目している。

## 2. モデル

同軸ダイオード (陰極半径  $r_c$ , 陽極半径  $r_a$ ) の

\* 茨城大学工学部電子工学科 (日立市中成沢町)

Department of Electronic Engineering, Faculty of Engineering, Ibaraki University, Hitachi 316, Japan

\*\* 日立テレコムテクノロジー(株) (郡山市船場向)

Hitachi Telecom Technology Co. Ltd., Koriyama 963, Japan

\*\*\* 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)

Graduate Student, Department of Electronic Engineering, Faculty of Engineering, Ibaraki University, Hitachi 316, Japan

ギャップ(AKギャップ; 距離  $d$ ) に試料気体を導入し, パルス放電(電流密度  $J_r$ ) を行なうことにより, プラズマの発生と加速を行なう (Fig.1)。銃身長を  $L$  とす

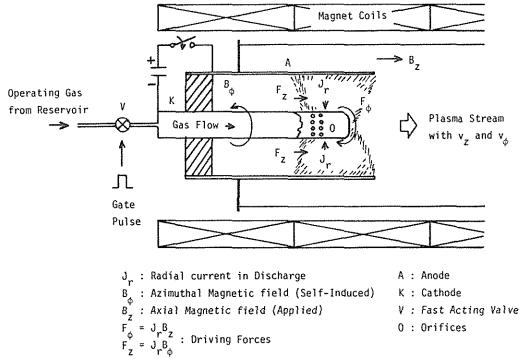


Fig. 1 Operation of the rotating plasma gun.

る。  $z$  方向に一様磁場  $B_z$  が存在する。プラズマはローレンツ力  $F_\phi = J_r \times B_z$ ,  $F_z = J_r \times B_\phi$  ( $B_\phi \propto J_r$ ; 自己磁場) により  $\phi$ ,  $z$  方向に加速され, 速度  $v_\phi$ ,  $v_z$  を共有する回転プラズマ流として真空中に射出する<sup>3)</sup>。プラズマの運動量保存より

$$Mn \frac{d}{dt} v_\phi = J_r B_z - \frac{Mnv_\phi}{\tau_m} \quad (2)$$

$$Mn \frac{d}{dt} v_z = J_r B_\phi - \frac{Mnv_z}{\tau_m} \quad (3)$$

また, 粒子保存により,

$$\frac{d}{dt} n = R_i - \frac{n}{\tau} \quad (4)$$

を得る。ここで,  $\tau_m$ ,  $\tau$  は運動量および粒子の平均損失時間,  $R_i$  [ $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ] は電離率である。プラズマ銃においては, イオンと残留中性原子との弾性衝突や荷電交換衝突による運動量損失は, イオンの陰極への流入に起因する運動量損失にくらべて無視できる<sup>4)</sup>。陰極表面へのイオンの流速密度は  $\Gamma_i = nC_s$  と表わせるので,

$$\tau_m \approx \tau = d/C_s \quad (5)$$

となる。ここで,  $C_s = \sqrt{T_e/M}$  はイオン音速である。 $C_s$  は  $T_e$  のみ依存するので  $\tau_m \approx \tau = \text{定数}$  である。プラズ

マが銃身長  $L$  を通過する時間を  $T$  とすると,

$$L = \int_0^T v_z dt \quad (6)$$

である。  $T$  と  $\tau$  の大小により式(2)–(5)の解は二通りになる。まず,  $T \approx \tau$  の場合,  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  駆動力と減速力  $Mnv/\tau$  とがほぼ均衡し, 流動平衡に至る。この時, 式(2)–(4)の左辺の慣性項は無視できるから, 速度は時間によらず一定となる。一方,  $T \ll \tau$  の場合, 減速力が無視できるので, プラズマは駆動力のもとで自由加速する。本実験の条件では  $T \approx \tau$  が満たされるので, 以後この領域のみ考えることとする。式(2)–(5)より

$$v_\phi = \frac{J_r B_z}{Mn} \tau \propto \frac{I^1 B_z^1}{R_i} \quad (7)$$

$$v_z = \frac{J_r B_\phi}{Mn} \tau \propto \frac{I^2 B_z^0}{R_i} \quad (8)$$

$$n = R_i \tau \propto R_i \quad (9)$$

となる。ここで,  $J_r \propto I$ ,  $B_\phi \propto J_r \propto I$  を用いた。重要な点はプラズマの密度と速度が電離率  $R_i$  に大きく左右されることである。以降で詳しく述べられる。

## 2.2 プラズマ銃の動作モードと電離率

動作モードとは, 試料気体をパフ弁を通してパルス的に導入する『気体放電モード』および固体試料を陰極とし真空放電を行なって, 試料の気体と電離を同時に行なう『真空放電モード』の二種類である。さらに前者は, 気体の一部のみ電離する『弱電離領域』と大電力の注入により中性気体が全てプラズマとなる『完全電離領域』とに分けられる。

### 2.2.1 気体放電モード=弱電離領域

中性気体は陰極表面より放出され, 降下電圧  $V_c$  で加速された一次電子ビームにより衝突電離される。磁場  $B_z$  がAKギャップ内に電子を捕捉するので電離効率は高い。電子のエネルギーは電離, 励起の非弾性衝突でのみ失われるとしてよい。大電流放電においては, 電流  $I$  は主に電子が運ぶので,

$$I \approx I_e \quad (10)$$

降下電圧  $V_c$  は中性原子の電離電圧  $\phi_i$  程度まで下が

り<sup>5)</sup>,

$$V_c \approx \phi_i.$$

よって,

$$R_i = \eta \frac{I_e}{\pi L (r_0^2 - r_c^2)} \frac{V_c}{\phi_i} \propto I_e \propto I^1 B_z^0 \quad (12)$$

ここで,  $\eta$  は非弾性衝突のうちの電離衝突の占める割合を表わしている。

### 2.2.2 気体放電モード = 完全電離領域

中性気体の注入率を  $(\partial n_g / \partial t)$  [ $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ] とする。AKギャップ内の中性気体は即座に電離してしまうので  $R_i$  は注入率で抑えられてしまう。

$$R_i = \left( \frac{\partial n_g}{\partial t} \right) \propto I^0 B_z^0 \quad (13)$$

### 2.2.3 真空放電モード

プラズマイオンが運動エネルギー  $eV_c$  で陰極表面を衝撃すると, スパッタリングにより数個の金属原子をたたき出す。一次電子ビームが金属原子を衝突電離し, 金属イオンを生成する。放電が維持されるためには, 自らが金属原子を放出し, プラズマ化する閉じた系が形成されねばならない。スパッタリング収量  $\gamma$  は一般的に加速電圧に比例する。  $V_c \propto I$  であるから,

$$R_i = \left( \frac{\partial n_g}{\partial t} \right) \approx \frac{\gamma I_i}{\pi L (r_a^2 - r_c^2)} \propto IV_c \propto I^2 B_z^0. \quad (14)$$

### 2.3 分離率 $\alpha$ と分離能 $\delta U$

分離器の性能を評価するうえで, 分離率と分離能が最も良く用いられる。分離能  $\delta U$  は分離率に単位時間に処理される流量を加味したものである。プラズマが剛体回転しているとき, 分離率  $\alpha$  は式(1)で与えられる。式(7)–(9)より式(1)は,

$$\ln \alpha \propto \Theta \propto v_\phi^2 \propto \left( \frac{IB_z}{R_i} \right)^2 \quad (15)$$

となる。複数のユニットを組み合わせた理想カスケードで分離を行なう場合ユニット当たりの分離能は,

$$\delta U = \frac{\xi}{1-\xi} F \cdot \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\alpha}-1}{\sqrt{\alpha}+1} \ln \alpha \quad (16)$$

である<sup>6)</sup>。ここで,  $\xi$  はカットといい, 供給流量  $F$  に対する分離流量の比を表わす。典型的には  $\xi = 1/2$  であ

る。式(7)–(9)を用い,  $0 < \alpha \leq 50$  の範囲で式(16)を近似すると,

$$\delta U \approx \frac{1}{8} F (\ln \alpha)^2 = \frac{1}{8} F \left( \frac{\Delta M}{M} \right)^2 \Theta^2 \propto F \Theta^2. \quad (17)$$

となる。プラズマ銃では  $F \propto nu_z$  とおけるから,

$$\delta U \propto nu_z \Theta^2 \propto nu_z v_\phi^2 \propto \frac{I^6 B_z^4}{R_i^4} \quad (18)$$

以上のモデル計算の結果を Table 1 にまとめる。

Table 1 Scaling relations of plasma production and acceleration for the rotating plasma gun (Model)

		Gas-discharge mode Weakly ionized	Fully ionized	Vacuum-discharge mode
Voltage	V	$\propto I^0 B_z^0$	$\propto I^0 B_z^0$	$\propto I^1 B_z^0$
Plasma density	n	$\propto I^1 B_z^0$	$\propto I^0 B_z^0$	$\propto I^2 B_z^0$
Rotational velocity	$v_\phi$	$\propto I^0 B_z^1$	$\propto I^1 B_z^1$	$\propto I^1 B_z^1$
Axial velocity	$v_z$	$\propto I^1 B_z^0$	$\propto I^2 B_z^0$	$\propto I^0 B_z^0$
Separation factor	$\alpha$	$\propto I^0 B_z^2$	$\propto I^2 B_z^2$	$\propto I^2 B_z^2$
Separative power	$\delta U$	$\propto I^2 B_z^4$	$\propto I^6 B_z^4$	$\propto I^7 B_z^4$

## 3. 実験結果と検討

### 3.1 気体放電モード

試料気体 (Ar; 原子量 40) をガスリザーバに満たす。電磁弁をインパルス駆動すると, 気体はパルス化され, 陰極内部を通して先端部の 60 の小孔から噴出する (Fig.1)。8.4ms の遅延時間後, 気体がギャップ内に充満する時刻に, 12kV, 40 $\mu$ F のキャパシタバンクを放電する。Ar 気体は急激に電離,  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  加速されて, 回転プラズマ流として射出する。まず, リザーバ圧力を 11 Torr とした。この時, AKギャップ内の動作圧力は約 0.4 Torr となる。原子密度に換算して  $\sim 1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$  である。  $I = 1 - 12 \text{kA}$ ,  $B_z = 0.5 - 3 \text{kG}$  の範囲で測定を行なった。 Fig.2, Fig.3, Fig.4 はそれぞれ  $B_z = 3 \text{kG}$  に固定し,  $I$  を変化した場合の密度  $n$  (Fig.2), 回転速度  $v_\phi$  (Fig.3), 並進速度  $v_z$  (Fig.4) をあらわす。密度は  $I = 8 \text{kA}$  の前後で依存性に明確な差異を生じる。低電流側 ( $I < 8 \text{kA}$ ) で  $n \propto I^1$ , 高電流側 ( $I > 8 \text{kA}$ ) で  $n \propto I^0$  である。  $I = 12 \text{kA}$  の条件でプラズマ密度が注入された中性原子密度とオーダー的に等しいことも考え合せ,  $I > 8 \text{kA}$  の領域は前章の完全電離領域,  $I < 8 \text{kA}$  が弱電離領域と見にすことができる。これを念頭にお

いてFig.2を観察すると、完全電離領域 ( $I \geq 7$  kA) で  $v_\phi \propto I^1$ , 弱電離領域 ( $I \leq 7$  kA) で  $v_\phi \propto I^0$  とモデルに良く一致することがわかる。一方, Fig.4の  $v_z$  のデータではモデルとの不一致が見られる。完全電離領域では  $v_z \propto I^2$  と予期された結果となるが, 弱電離領域では  $v_z \propto I^0$  とみなすことができ, モデルの  $v_z \propto I^1$  と一致しない。そこで, 有限の  $T_e$  を有するプラズマが真空中に射出するとき, 膨張によりどの程度加速されるかを評価してみる。膨張速度を  $v_{EXP} = M_s C_s (M_s; \text{マッハ数})$  と表わしたとき一般に,  $M_s \approx 2 - 4$  程度であるから,  $T_e = 10\text{eV}$ ,  $M(\text{Ar}) = 40$  として,  $v_{EXP} \approx (2 - 4) \times 10^4$  m/s となり, 実験値とほぼ一致する。 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  加速の効果が断熱膨張にマスクされているといえる。

Fig.5, Fig.6, Fig.7はそれぞれ,  $n, v_\phi, v_z$  と  $B_z$  との関係である。 $B_z \leq 1$  kG の低磁場領域で, 陰極の蒸発によるプラズマ密度の急激な増大が認められた。これは, プラズマ中にフィラメンテーション不安定性による電流の集中が起こりアーク放電に転移したためと考えられる。モデルの対象外となるので省略する。 $B_z \geq 1$  kG においては,  $n \propto B_z^0, v_\phi \propto B_z^1, v_z \propto B_z^0$  であり, モデルのスケージングと一致する。

最後にリザーバ圧力75Torrとした高気圧動作について述べる。AKギャップ内での動作圧力は25Torrとなり, 先のリザーバ圧力11Torrの場合動作圧力0.4 Torrの約60倍である。Fig.8に得られた  $v_\phi$  と  $I, B_z$  との関係を示す。注目すべき点は,  $v_\phi$  は  $I, B_z$  の広範な変化によらずArの臨界速度  $v_c(\text{Ar}) = 8.3 \times 10^3$

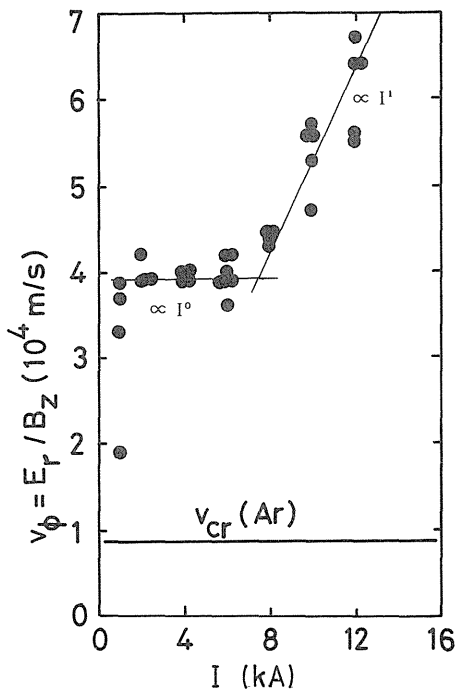


Fig. 3 Rotational velocity vs current ( $B_z=3\text{kG}$ ); gas-discharge mode.

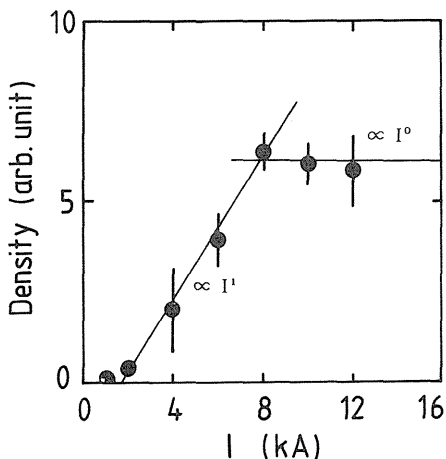


Fig. 2 Plasma density vs current ( $B_z=3\text{kG}$ ); gas-discharge mode.

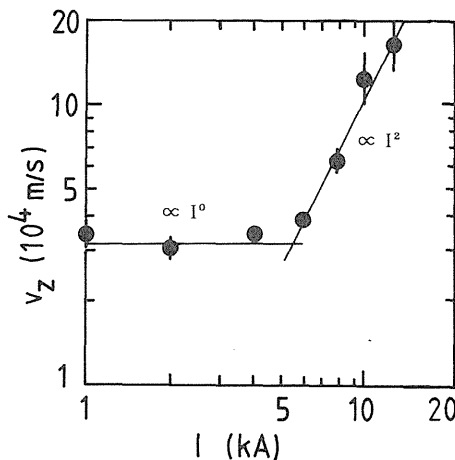


Fig. 4 Axial velocity vs current ( $B_z=3\text{kG}$ ); gas-discharge mode.

m/sに等しいことである。すなわち,

$$v_\phi \approx v_c(\text{Ar}) \propto I^0 B_z^0 \quad (19)$$

である。アルフェーンは中性気体中を磁化プラズマが

運動する時その速度は臨界値

$$v_c = \sqrt{\frac{2e\phi_i}{M_n}} \quad (20)$$

をこえないと主張した<sup>7)</sup>。ここで、 $\phi_i, M_n$ はそれぞれ中性原子の電離電圧と質量である。アルフェーンの臨界電離速度の仮説はその後、宇宙プラズマや実験室プラズマにおける多くの観測結果から支持されている。しかし、その機構は複雑で理論的には十分解明されていない。明確な点は、外部より注入されたエネルギーがプラズマの加速ではなく生成(すなわち、電離)のために消費されていること、その過程でプラズマ波を介して『anomalous』な相互作用が働いていることである。たとえば、Raadu<sup>8)</sup>は次の様なシナリオを提案している。中性原子の電離により発生したイオンとプラズマ

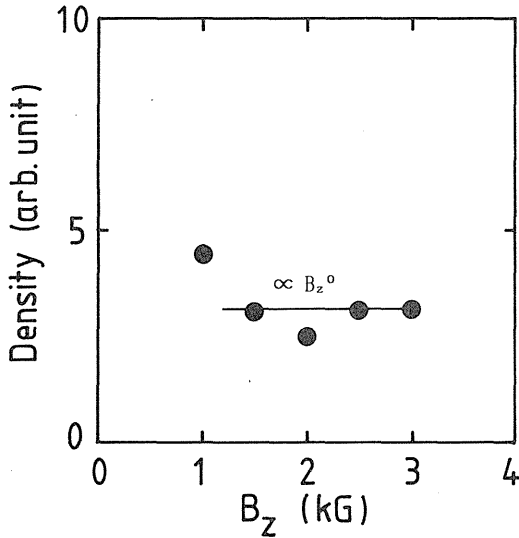


Fig. 5 Plasma density vs magnetic field ( $I=8\text{kA}$ ); gas-discharge mode.

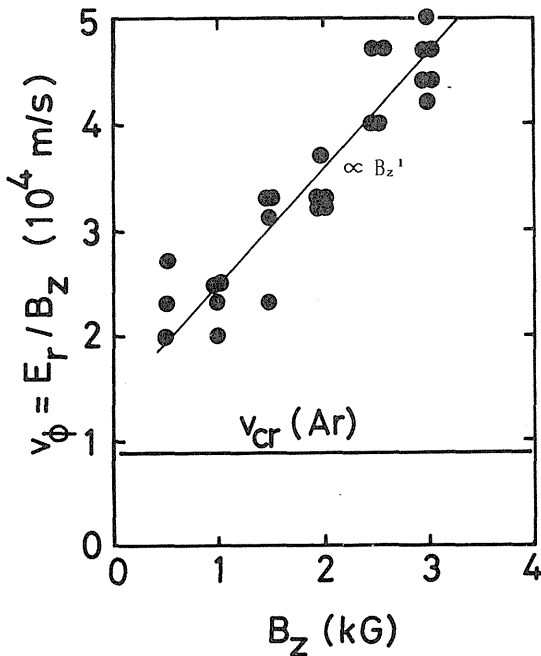


Fig. 6 Rotational velocity vs magnetic field ( $I=8\text{kA}$ ); gas-discharge mode.

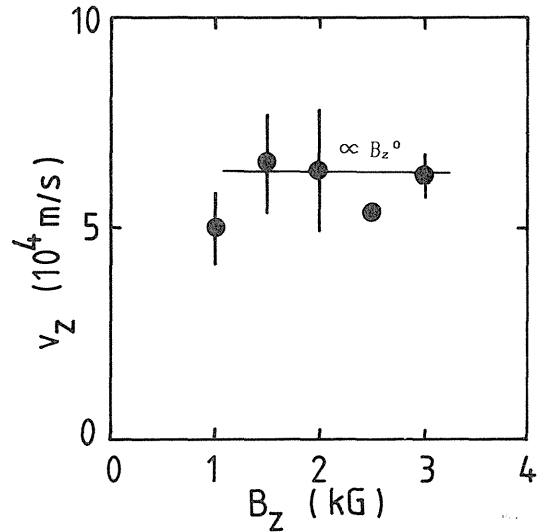


Fig. 7 Axial velocity vs magnetic field ( $I=8\text{kA}$ ); gas-discharge mode.

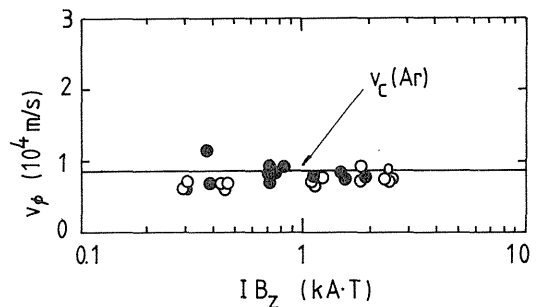


Fig. 8 Rotational velocity vs Lorentz force  $IB_z$  ( $P=75\text{Torr}$ ); gas-discharge mode.

電子との相対運動により電子-イオン二流体不安定性(ブーネマン不安定性)が起こる。不安定により励起された低域混成波が電子を加熱する。加熱電子のエネルギーは $\frac{1}{2}M_n v_c^2$ 程度となり中性原子を効率的に電離するのに十分である。電離により生成されたイオンはさらに不安定を持続し、全体として正帰還ループを形成する。実験データは $v_z$ ,  $n$ についても同様に

$$v_z \approx v_c(\text{Ar}) \propto I^0 B_z^0 \quad (21)$$

$$n \propto I^1 B_z^1 \quad (22)$$

を示唆しており、上述の臨界電離現象を支持する結果となっている。密度が磁場 $B_z$ に比例すること、 $v_z \approx v_\phi \approx v_c(\text{Ar}) = \text{一定}$ となることを臨界電離現象の特徴の一つと見なすことができるが、これは同時に、従来より説明の困難な点でもある。

### 3.2 真空放電モード

陰極として真ちゅう(Cu 60%/Zn 40%)を用い、背景圧力 $4 \times 10^{-6}$ Torrにて真空放電を行なった。銅と亜鉛の混合プラズマ流が生成され銃口より射出した<sup>9)</sup>。陰極内に微小ギャップを設け、トリガー放電を行なうことにより、プラズマ銃の動作電圧を3kV程度まで下げることができた。実験は $I = 6-18$ kA,  $B_z = 0.1-3.2$ kGの範囲で行なわれた。 $T_e \approx 10$ eV,  $T_i \approx 10$ eVであった。結果をFig.9からFig.11に示す。データより、 $V \propto I^1 B_z^0$ ,  $n \propto I^2 B_z^0$ ,  $v_z \propto I^0 B_z^0$ ,  $v_\phi \propto I^{-1} B_z^1$ が得られ、これらは、モデルの予想に一致する。Fig.11は角周波数 $\omega \equiv v_\phi / r$ と $B_z / I$ との関係として測定されているが、プラズマ半径 $r$ が $I$ ,  $B_z$ に余り依らないことから $v_\phi \propto I^{-1} B_z^1$ が言える。上記の実験結果のなかで $v_z$ は $I$ ,  $B_z$ に依らず一定値 $\approx 2 \times 10^4$ m/sとなる。熱膨張によるプラズマの射出速度は $v_{\text{EXP}} \approx (0.4-1.6) \times 10^4$ m/sと小さいので、 $v_z$ は $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加速によるものと考えられる。

気体放電モード、真空放電モードの実験結果をTable 2にまとめる。重要な点は、プラズマの生成と加速は互いに強く結合していることである。個々の動作モードにおいて、いかなる電離プロセスを経るかが結果的に、速度をも決めてしまう。このことは、当然、分離率と分離能にも影響を与える。本検討の結果、気体放電モード-完全電離領域動作が遠心分離法として最も有望である。この動作モードはまだ実験の報告例

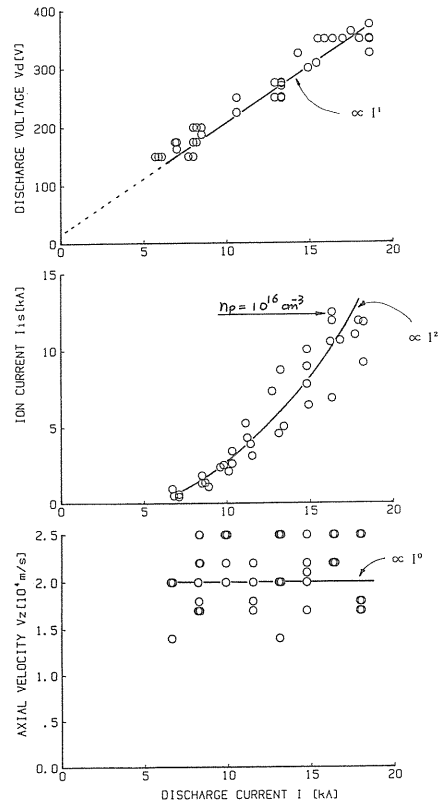


Fig. 9 Voltage, plasma density and axial velocity vs current ( $B_z = 2.5$ kG); vacuum-discharge mode.

がなく、試みる価値があろう。

## 4. 結 論

回転プラズマ銃におけるプラズマの発生と加速のスケール則について、理論、実験の両面から検討を行なった。気体放電、真空放電の両モードについて、プラズマ密度、回転速度、並進速度と放電電流、磁場強度との関係に着目し、モデルを導いた。モデルの予測と実験とは良い一致を示した。

プラズマの発生と加速には密接な関係があり、電離率が速度を決める要因となっていることがわかった。分離率、分離能の両面からプラズマ遠心分離法として最も有望であったのは、気体放電により完全電離プラズマを発生するモードであった。ただし、適用が気体元素に限られてしまうので、固体元素にも適用範囲を広げるには金属の有機化合物気体を用いるとか、別電源による予備加熱で固体の気化を図るなどの工夫が必

Table 2 Scaling relations of plasma production and acceleration for the rotating plasma (Experiment).

		Gas-discharge mode			Vacuum-discharge mode
		Critical ionization	Weakly ionized	Fully ionized	
Voltage	$V$	$\propto I^0 B_z^0$	$\propto I^0 B_z^0$	—	$\propto I^0 B_z^0$
Plasma density	$n$	$\propto I^1 B_z^1$	$\propto I^1 B_z^0$	$\propto I^0 B_z^0$	$\propto I^0 B_z^0$
Rotational velocity	$v_\theta$	$\propto I^0 B_z^0$	$\propto I^0 B_z^1$	$\propto I^1 B_z^1$	$\propto I^1 B_z^1$
Axial velocity	$v_z$	$\propto I^0 B_z^0$	$\propto I^0 B_z^0$	$\propto I^0 B_z^0$	$\propto I^0 B_z^0$

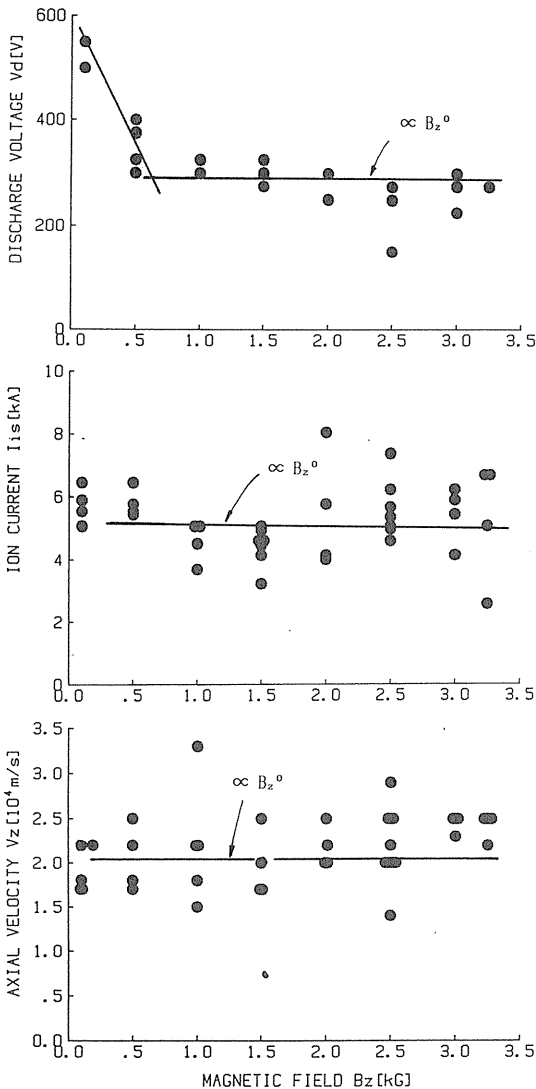


Fig.10 Voltage, plasma density and axial velocity vs magnetic field ( $I=13\text{kA}$ ); vacuum-discharge mode.

要であろう。その点、真空放電モードには固体試料を直接扱える上、装置も簡単であるという利点がある。一方、従来の弱電離モードは、気体遠心分離法と比較しても余り利点のないことがわかった。

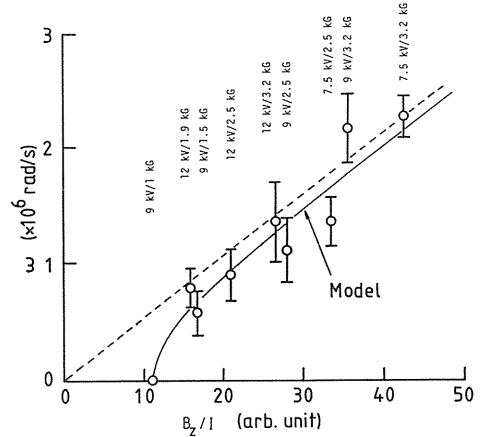


Fig.11 Rotational frequency vs  $I^{-1}B_z$ ; vacuum-discharge mode.

### 参考文献

- (1) B. Lehnert : *Nucl. Fusion* 11(1871)484 ;M. Geva, M. Krishnan and J. L. Hirshfield: *J. Appl. Phys.* 56(1984)1398.
- (2) T.Ikehata, M. Suzuki, T. Tanabe and H. Mase : *Appl. Phys. Lett.* 55(1989)1289.
- (3) T.Ikehata, T. Tanabe and H. Mase : *J. Faculty of Engineering, Ibaraki University* 33(1985)181 [in Japanese] .
- (4) K. Thom, J. Norwood and N. Jalufka : *Phys. Fluids supplement* (1964)s67.
- (5) H. Mase, T. Tanabe and T. Ikehata : *Proc. 18th Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases* (Swansea, 1987)p.746.
- (6) M. Benedict, T. H. Pigford and H. W. Levi : *Nuclear Chemical Engineering*, 2nd ed. (McGraw-Hill, New York, 1981)chap. 12.
- (7) H. Alfvén : *Rev. Mod. Phys.* 32(1960)710.
- (8) M. A. Raadu ; *Astrophys. Space Sci.* 55(1978)125.
- (9) T. Ikehata, H. Mase and T. Tanabe : *Nucl. Instrum. Methods B* 31/38(1989)107.