

同軸型プラズマ・ガンの研究

1965年3月

日本原子力研究所

Japan Atomic Energy Research Institute

同軸型プラズマ・ガンの研究

要 旨

同軸型プラズマ・ガンのやや詳細な説明と、その実験結果、およびそれに対する議論を報告した。

すなわち、高速ガス・バルブ（機械的および電磁的）の動作特性、高速バルブより放出された中性ガス塊の拡散過程、ガンより打ち出されたプラズマ塊の物理的な諸パラメータ、ガン内部でのプラズマの加速途中における電流シートの動き等の測定ならびにそれに対する議論がおこなわれた。またアナログ計算機を用いてガン内部でのプラズマの加速に関する解析、およびガン内部でプラズマの加速にともなういわゆる“スポーク状”不安定性が、ガン出口の電流切断に関して理論的な考察がなされた。

1964年12月

日本原子力研究所

東海研究所物理部核融合直接発電研究準備室

(核融合グループ)

Study on the Coaxial Type Plasma Gun

Summary

The coaxial type plasma gun is described. The experimental results for the plasma gun are given and discussions are made on the following: the performances of the fast acting gas valves, which are mechanically and electromagnetically driven, the diffusion of the neutral gas puff from the fast acting gas valves, the parameters of the plasma blob ejected from the gun, the current sheet in the gun, and the analysis of the acceleration of the plasma by an analog computer.

The so-called "spoke" instability during plasma acceleration in the gun and the break-up mechanism at the gun muzzle are discussed aheoretically.

December 1964.

Thermonuclear Research Group, Interim Laboratory for
Nuclear Fusion and Direct Conversion
Japan Atomic Energy Research Institute

目 次

1. まえがき	1
2. 同軸型プラズマ・ガンの概要	2
3. 同軸型プラズマ・ガン装置の構造	4
3.1 ガンの構造	4
3.2 高速ガス・バルブ	5
3.2.1 機械的高速ガス・バルブ	5
3.2.2 電磁的高速ガス・バルブ	6
3.3 プラズマ・ガン電源部	8
3.4 制御系	9
4. 実験結果	11
4.1 中性ガスの拡散過程	11
4.2 プラズマの物理的諸パラメータの測定	14
4.2.1 プラズマの運動エネルギーおよび運動量の測定	14
4.2.2 プラズマの速さの測定	14
4.3 プラズマの加速過程	18
4.3.1 磁気プローブによる測定	18
4.3.2 ケル・セルカメラによる観測	21
4.4 議 論	22
5. 理論的考察	24
5.1 中性ガスの拡散	24
5.2 プラズマの加速 (アナログ計算機による)	24
5.3 スポーク型不安定性	27
5.4 プラズマ電流の切断機構	28
6. 結 語	29
参考文献	30

この報告書は以下の分担で執筆され、監修は井上がおこなった。

第1章. 森 茂, 第2章. 井上堅司, 第3章. 田村早苗, 国枝俊介, 第4章. 田村早苗
井上堅司, 第5章. 田中正俊.

CONTENTS

1. Introduction	1
2. Outline of the JAERI coaxial type plasma gun	2
3. Description of components of the JAERI coaxial type plasma gun.....	4
3.1 Structure of the gun	4
3.2 Fast acting gas valve	5
3.2.1 Mechanical fast acting gas valve	5
3.2.2 Electromagnetic fast acting gas valve	6
3.3 Power supply	8
3.4 Control system.....	9
4. Experimental results and discussions	11
4.1 Diffusion of a neutral gas.....	11
4.2 Measurements of plasma parameters.....	14
4.2.1 Kinetic energy and momentum	14
4.2.2 Speed	14
4.3 Acceleration processes of plasma in the gun	18
4.3.1 Measurements by magnetic B_θ probes	18
4.3.2 Observations by a Kerr Cell camera	21
4.4 Discussions	22
5. Theoretical considerations.....	24
5.1 Diffusion of a gas into vacuum	24
5.2 Acceleration of a plasma (numerical calculations by an analog computer).....	24
5.3 "Spoke" instability	27
5.4 Break-up of the plasma current	28
6. Conclusion	29
Acknowledgements	30

The report is written by following, and edited by K. INOUE: SIGERU MORI (chapter 1), KENJI INOUE (chapter 2), SANA E TAMURA and SHUNSUKE KUNIEDA (chapter 3), SANA E TAMURA and KENJI INOUE (chapter 4), MASATOSHI TANAKA (chapter 5)

1 ま え が き

プラズマ・ガンは核融合・プラズマ研究において、高速プラズマ流を造るための標準的実験技術である。

その特色としては、まずプラズマ形成部と、そのプラズマを使う部分とが隔離されていることがあげられる。またプラズマ流の持つ運動エネルギーを熱化できれば、プラズマ・ガンは高温プラズマ源として非常に有用なものとなる。

原研核融合グループは、これらの点に着目し、プラズマ・ガンの試作的研究をおこなった(1961~2)。

この研究の当初の目標は、勿論まず高速プラズマ流を造り、以後の実験に供することにあつたが、さらに得られるプラズマ流の密度、速さ、容積などある程度自由に制御できることもあわせて目標としていた。

プラズマ・ガンの型式としては、同軸型、円錐型、誘導放電型、Ti-Washer型などがあり、それぞれに得失がある。プラズマ・ガンを使っておこなう実験や測定方法の便宜を考慮して、比較的高密度のプラズマが得られる同軸型ガンを選定した。

同軸型プラズマ・ガンを建設し、その動作特性を調べ、これをいわゆるプラズマ入射実験に使用することができた。またさらにある範囲ではプラズマ流の密度、速さなどが変え得ることもわかった。このようにプラズマ・ガンの試作的研究は、一応所期の目的を達したと考えられるに至ったので、この研究の総合的な報告書を草することとした。国内では、プラズマ・ガンそのものの研究はほとんどおこなわれていないことと、研究所内部での用途を考慮して、やや細部にわたってのべた。

この研究を通じての主な問題点としては、次のことがあげられる。

(1) 加速機構：プラズマの加速中に現われる不安定性、加速されたプラズマ塊が、プラズマ・ガンを離れる際の現象などがこれに関連すると考えられる。一部の現象については観測はされたが、全般についての物理的理解を得ることはできなかった。

(2) プラズマ流の密度、速さなどを独立、かつ自由に變化させること：これは變化させることはできるが独立できない点に問題がある。

(3) 電極材料が不純物としてプラズマに混入して行くこと：これは同軸型ガンの欠点として問題になっているが、運転条件によっては、その量を幾分かは減らすこともでき、また磁場を利用することによって、ある程度目的としているプラズマより銅イオン(電極材料は銅)を分離することも可能である。

(4) 再現性がやや不十分であること：たとえば、プローブ測定で、各パルス毎の比較が必要とされる時などは問題となる。

(5) ガンによって造られるプラズマ流の速さ、その他の性質は、ガンの運転条件によって、2つのmodeに分けられる。すなわち fast mode と slow mode とである。これは主に放電時における同軸型ガンの電極間空間に放出された中性ガスの密度分布に関係するもので、fast mode の場合には、中性ガスを放出してから放電までの時間おくれを短かく(100~200 μ sec)している。アメリカの Los Alamos 研究所の同軸型ガンは、運転にこの mode が採用されており、得られるプラズマ流は高速なもので、そのプラズマ粒子の運動エネルギーは ~100 keV 程度のもも観測されている¹⁾。他方 slow mode の場合では、その時間おくれを比較的長くしている(~500 μ sec)。原研のガンでは、得られるプラズマ流の再現性等を考慮の上 slow mode operation を採用している。特に高エネルギープラズマ流を必要とする場合には、もちろん fast mode operation も可能である。しかし、この場合の問題点として、両方の operation mode の間でその中性ガスの放出機構の動作特性およびガンの構造上にも細かい差異のあることが予想されるので、mode 間の移行の際には、この点の考慮が必要になることも考えられる。

これらの問題は、いずれもいまだ研究が続けられている。(1)はプラズマ物理としての課題であるとともに(2)~(4)の問題解決の一つの指針ともなる。このように今後はプラズマ・ガンそのものの研究とプラズマ・ガンを手段として見る立場とが、分化、統合を繰返しながらプラズマ・ガンの研究、開発が進められていくことになる。

2 同軸型プラズマガンの概要

プラズマの加速過程の研究は 1949 年以來各方面でおこなわれているが、特に近年にいたり、制御核融合および宇宙ロケットの 2 つの研究分野で注目を集めている。

プラズマ加速器は、核物理学の研究で用いられている粒子加速器と比べると、加速される粒子の密度がはるかに高く、また Debye Length が加速器の特性的な長さ比べて十分小さく、さらに加速される粒子のエネルギーが非相対論的取扱いの範囲にあるなどといった点に特徴がある。

プラズマの加速は主として、プラズマと磁場との相互作用を利用しておこなわれる。すなわち、磁場とそれを横切って流れる電流とによって生ずる力 ($I \times B$) によっておこなわれる。核融合研究の分野では、プラズマ加速器は高速・高密度のプラズマ発生源としてきわめて有用であり、このような加速器の一種である同軸型プラズマ・ガンを最初に試作した MARSHALL 以来^{2),3)} 多くの試みがなされてきた。

原研同軸型プラズマ・ガンの装置各部の詳細は以下の章でのべられるので、ここではその概略と運転のタイム・スケジュールを記す。

原研の同軸型プラズマ・ガン(以後単にガンとする)は、Fig. 1 に示すような構成になっている。その各部の概略は次のようになっている。

充電々源：コンデンサーバンクへの充電々源は、セレン全波整流によるもので、入力 $1 \phi 200 \text{ V}$ 、出力 30 kV (波高値) 83 mA 、繰返し周波数は $1/30 \text{ cycle/sec}$ になっている。

コンデンサーバンク： $1 \mu\text{F}$ 単位のもの 12 箇を並列接続で使用しており、コンデンサーは放電回路のインダクタンスをできるだけ小さくする目的で特殊な構造にしてある。ガンを短絡したときの放電回路全体のインダクタンスは $\sim 80 \text{ m} \mu\text{H}$ になっている。また充電々圧 30 kV のとき、コンデンサーバンクに貯えられる電気エネルギーは 5.4 kJ である。

真空スパーク・ギャップ・スイッチ：これは東工大中野、林⁴⁾らの開発したものと同型のもので、ギャップ間隔は可変になっている。このスイッチを作動させるための trigger pulse は幅 $\sim 4 \mu\text{sec}$ 、最高電圧 $\sim 15 \text{ kV}$ 、最大電流 $\sim 300 \text{ A}$ のものを使用している。また、このスイッチの排気は 2in 油拡散ポンプでおこなっている。

ガン：ガンの主要な寸法は次のとおりである。

外部電極内径： $86 \text{ mm } \phi$

内部電極外径： $49 \text{ mm } \phi$

電極の長さ： 可変

材 質： 銅

中性ガスはガン内部電極内に装備された高速バルブによりパルス的に電極間空間に放出される。

ガス系：高速バルブに導入される中性ガスはヘリウム、アルゴン等任意に選べるようにガラス配管がなされており、そのガス圧は水銀マンオメーターで測られる。また、この配管内の排気は 50 l/min の油回転ポンプでおこなっている。

ドリフト・チェンバー：ガンから打ち出されるプラズマ流のためのドリフト・チェンバーは pyrex glass

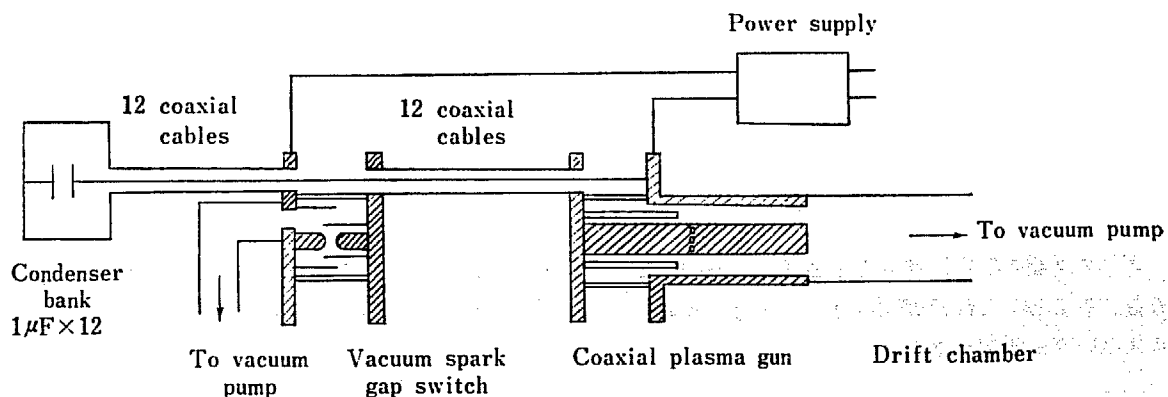


Fig. 1 Coaxial plasma gun, schematic

tube で、いろいろな種類の適当な組合せによりその構造を変えることができる。

排気系：ガンおよびドリフト・チェンバーの排気は液体窒素トラップ付の 4 in 油拡散ポンプでおこなっている。その到達真空度は $2\sim 3 \times 10^{-6}$ mmHg で、1 気圧 0.5 cm^3 のヘリウム・ガスをガンの電極間空間にパルス的に放出したとき $\sim 40 \text{ sec}$ でもとの到達真空度に回復する。

以上がガンの主要な構成要素であるが、このうち電気回路部の結線は同軸ケーブルでおこなっている。

ガン運転のタイム・スケジュール

- (1) コンデンサーバンクの充電と高速ガス・バルブへの中性ガスの導入をおこなう。
- (2) 以上の準備が完了したとき高速ガス・バルブを作動させて、ガンの電極間空間にガスを放出する。
- (3) 電極間空間に放出されたガスが適当な圧力分布に達したとき (高速ガス・バルブを作動した後 $\sim 500 \mu \text{ sec}$) 真空スパーク・ギャップ・スイッチを閉じてガンに放電を起させ、プラズマの生成・加速をおこなう。現在このサイクルを1分に1回ずつ繰返している。

3 同軸型プラズマ・ガン装置の構造

3.1 ガンの構造

Fig. 2 にガンの構造の概略を示す。ガンはその機能上2つの部分に分けられる。すなわち、プラズマ化されるガスの導入系およびプラズマの生成・加速をおこなう放電系である。Fig. 2 では①～⑤の部分が放電系を構成し、⑦がガスの導入系である。次に Fig. 2 の各部についてのべる。

①と②は同軸円筒で、それぞれ外部および内部電極を構成する（材質は銅）。両円筒間の空間がプラズマの生成・加速がおこなわれる放電領域である。図にみられるように、この領域はあらかじめ $\sim 10^{-6}$ mm Hg 程度に排気されている。電極の長さはガン運転の1つのパラメーターとしての意味があると考えられるので、長さ 40 cm の電極を取りつけて運転することもできるようになっている（図は短い電極の場合を示し

ている）。③および④は同軸の絶縁物で、③は両電極間の電氣的絶縁をおこなうと同時に絶縁ボルト（デルリン材）によって電極フランジを固定して、ガンを組立てるとき両電極が正確に同軸に取りつけることを容易にするようなガイドの役目をし、④は放電領域に導入されるガスによって放電がガンの後部（図の左側）で集中的に生じること（ガスがガンの後部にたまる傾向があり、その結果他の部分より放電しやすくなることが予想される）を防ぐためのものである。この絶縁物のために最初に放電のおこる領域はある程度制限され、ほぼ放電領域へのガスの導入孔（ガス・ポート）の近傍に集中しているように思われる。絶縁物の材質は high alumina ceramics を使用している。

ガンへの電気エネルギーの供給はコンデンサー・バンクより 12 本の同軸ケーブル⑥でおこなわれている。放電領域へのガスの導入方法に関連した物理的、技

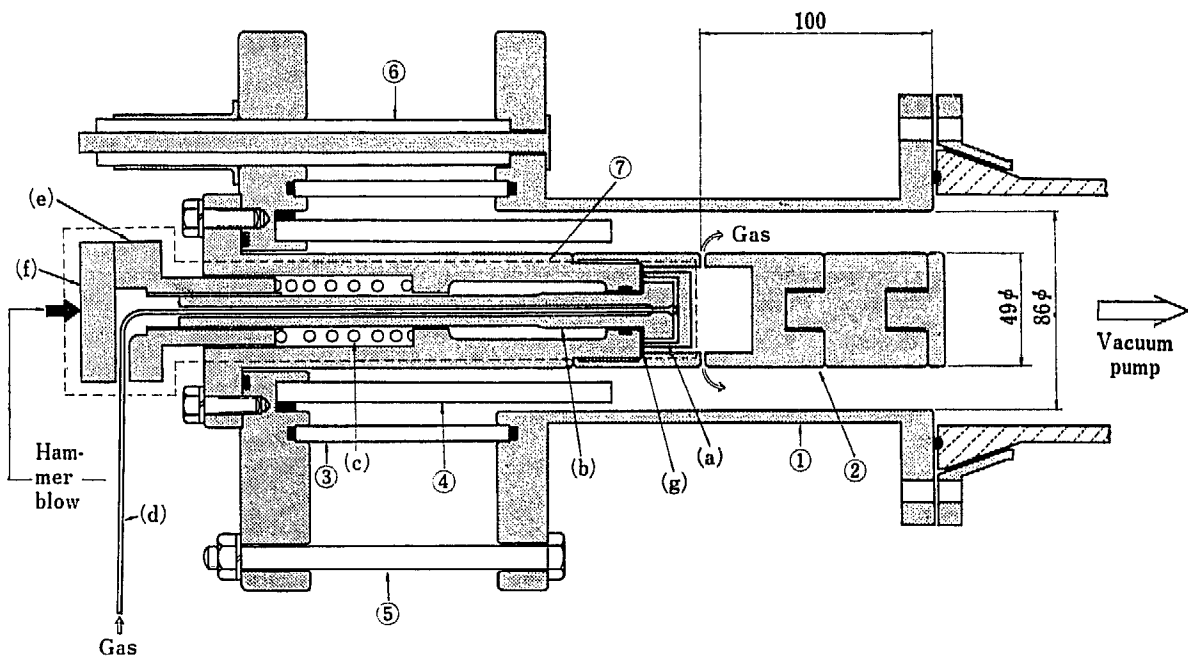


Fig. 2 Cross-Sectional view of the coaxial type plasma gun

- ① Outer electrode (copper), ② Inner electrode (copper), Polarity: inner electrode negative, ③④ Insulators (high alumina ceramics), ⑤ Insulating bolts (delrin), ⑥ Coaxial cables, ⑦ Mechanical fast acting gas valve (inside the broken line), (a) Plenum chamber, (b) Moving rod, (c) Spring, (d) Pipe for slow admission of a gas into the plenum chamber, (e) Load to keep the spring compressed, (f) Anvil, (g) Teflon seat

術的問題は、この種のプラズマ・ガンにおいてはもっとも重要であると考えられる。放電開始時のガンの電極間空間のガスの圧力分布は引き続いて起る放電でつくられるプラズマの性質をある程度定めると考えられ、ガン運転の重要なパラメータの1つである。これらの点については後でやや詳しくのべる。

3.2 高速ガス・バルブ

われわれのガンでは、ガスは放電系（基礎真空度 $\sim 10^{-6}$ mmHg）へ瞬間的に導入される。このガス導入系（Fig. 2 の⑦を以下 Fast Acting Gas Valve (FAV) とよぶことにする。）FAV はその駆動法により、(a)機械的 FAV, (b)電磁的 FAV の2種に大別できる。現在各所で使用されている例をみてもその原理的構造にはほとんど違いがない。われわれの場合最初は重力振子のインパルスによって駆動する FAV を用いたが、動作の安定性の点でやや難点があったため、現在では電磁的 FAV を用いている。重力振子によるもの以外の駆動法による機械的 FAV も考えられるが（たとえば pneumatic drive によるもの）、現在使用している電磁的 FAV は動作の安定性および連続使用の場合の耐久性などの点でかなり良い結果が得られているので今後機械的 FAV を用いることは予定していない。しかし電磁的 FAV は機械的 FAV と異なって電気的絶縁の問題があるので、このような高速ガス・バルブを他の方面で利用することも考慮してわれわれが経験した両方の FAV についてのべる。

3.2.1 機械的 FAV

機械的 FAV は Fig. 2 の点線で囲まれた⑦の部分で、図の(a)から(g)がその構成要素である。(a)はガスのプレナム・チェンバー (plenum chamber) で内部の小空間は $2\text{mm}\phi$ の銅パイプ(d)を通して外部のガス系と接続されている。このプレナム・チェンバーは(b)とはネジで結合されており、チェンバー容積の異なる2種類のものが用意され交換可能であるが、現在までガンの運転には主として小容積 ($\sim 0.3\text{cm}^3$) のものが用いられた。(b)は内部にガス供給用のパイプ(d)が貫通している可動軸で、(e)および(f)とネジで結合されている。(c)はスプリングで(e)はスプリングを圧縮した状態に保つための荷重物の役目をしている。(f)は機械的インパルスを受ける“Anvil”である。

FAV は最初(e)によってスプリングに荷重され、スプリングの復元力はプレナム・チェンバー(a)をテフロン・シート(g)(Fig. 4 参照)に強くおしつけて FAV を“閉”(真空シール)の状態に保つ。プレナム・チェン

バーは通常1気圧のガス（使用ガスはヘリウムまたはアルゴン）で満たされている。“Anvil”(f)に機械的インパルスが加えられると可動軸(b)を通してショックが伝えられ(a)はテフロン・シートからはなされる。この瞬間にチェンバー内のガスは $\sim 10^{-6}$ mmHg 程度の真空中へ拡散する (FAV “開”の状態)。(a)はスプリングの作用でただちに始めの状態に戻る (FAV “閉”の状態)のでこれで FAV の動作の1サイクルが完了する。

プレナム・チェンバーを出たガスは内部電極の表面にあけられた小孔 ($2\text{mm}\phi$ 24 箇)を通して電極間空間へ拡散する。電極間空間へのガスの導入が軸対称になされることはプラズマが軸対称な放電によってつくられるために必要であって、このような FAV の構造をとる限り小孔の数はできるだけ多く、また孔の間隔は電極間隔に比べて十分小さいことが必要であろう。

このような FAV の実効的な“動作時間”はプレナム・チェンバーの容積、チェンバーにみ込まれるガスの圧力および機械的インパルスの大きさなどによって支配されるものと考えられるが、われわれの場合ほぼ $200\mu\text{sec}$ 程度の時間内にプレナム・チェンバーのガスを放電系へ導入することが可能である。プレナム・チェンバーは最初スプリングの復元力によってテフロン・シートに押しつけられ FAV を“閉”の状態に保つが、このときガスのリークがあってはならない。このためスプリングに要求される力はゴム・ガスケットの場合の値 (30lb/inch)⁵⁾ を参考にして設計されたが、その結果は今の場合（金属とテフロン・シートの接触によるシール）必ずしもよい参考とはならないし、またスプリングに許される荷重のための変位は FAV の構造上あまり大きくできないので数種のスプリングを用いて所要の値を得ることにした。プレナム・チェンバーのシール部分は FAV の性質上、粘着性のものであってはならないし、また使用時のショックによる変形などがあってはならないのでテフロン・シート（厚さ 1mm ）が用いられたが、プレナム・チェンバーの円筒の端（真鍮製）とテフロン・シートとの接触面でガスをシールして $\sim 10^{-6}$ mmHg 程度の真空を得ることはかなりの困難があったので後にはプレナム・チェンバーのテフロン・シートとの接触面に O-リング・ゴム・ガスケットを用いた。

FAV 駆動のためのインパルスは“重力振子”によるハンマーで“Anvil”に与えられるが、この瞬間に同期してマイクロ・スイッチを動作させて電気信号を取り出し、この信号を主放電開始の遅延パルスを定

める時間の原点とした。

3. 2. 2 電磁的 FAV

前にのべた機械的な駆動方法で得られるガス・パルスをもっとシャープにし、また再現性の向上等の要求を満たすため電磁的な駆動方法を採用し、その試作をおこなった。以下それについてのべる。

電磁的 FAV ではその駆動原理は一般に次のように説明される。すなわち、Fig. 3 で L (駆動コイル) にコンデンサー放電による衝撃大電流を流し、ディスク (弁座) に渦電流を誘起せしめ、これとコイル電流との反撥力を利用してディスクを駆動させる。ディスクの得るエネルギーに関しては次の実験式が得られている。

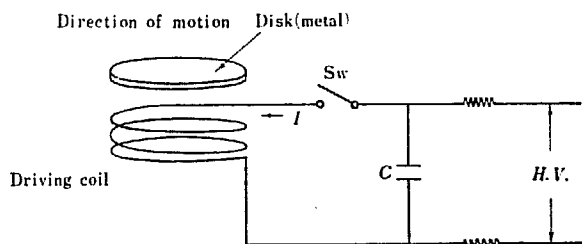


Fig. 3 Disk acceleration system, schematic

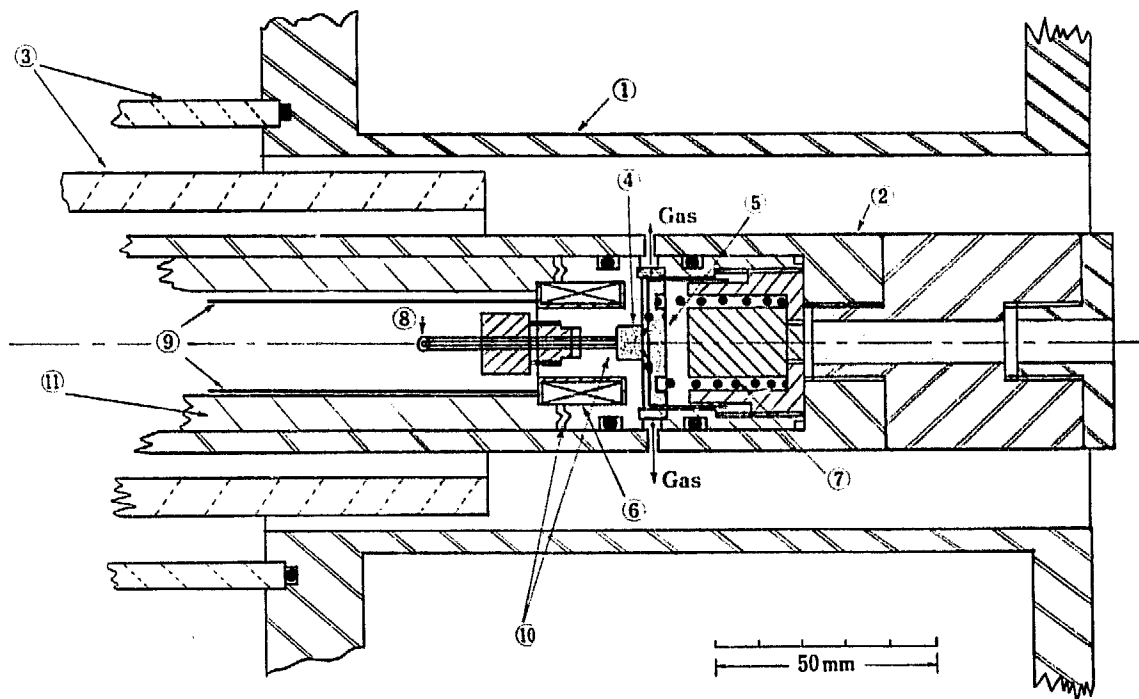


Fig. 4 Cross-sectional view of the electromagnetic fast acting gas valve

① Outer electrode (copper), ② Inner electrode (copper), ③ Insulators (high alumina ceramics), ④ Plenum chamber, ⑤ Disk (aluminium), ⑥ Driving coil, ⑦ Spring, ⑧ Teflon pipe for the gas inlet, ⑨ Lead wires of the driving coil, ⑩ Casing (Teflon), ⑪ Casing (Derlin)

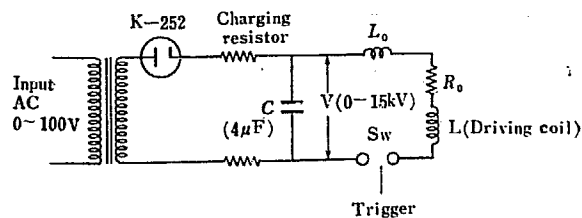


Fig. 5 Power supply for the electromagnetic fast acting gas valve (Sw: air spark gap switch)

$$U \propto V^2 C^{2.5} L m^{-1} e^{-0.6d} \quad (1)$$

U : ディスクの得るエネルギー, V : コンデンサー充電電圧, C : コンデンサー容量, L : 駆動コイルのインダクタンス, m : ディスクの重量, d : ディスクと駆動コイルの距離である。

われわれのガンに使用している電磁的 FAV の断面図およびその電源回路を Fig. 4, Fig. 5 に示す。FAV の駆動用電源はコンデンサー容量 $4 \mu\text{F}$ 、最大電圧 15 kV 、駆動コイルのインダクタンス L は $\sim 50 \mu\text{H}$ ($0.8 \text{ mm}\phi$ 日立ハイボック線, 70 ターン, エポキシ樹脂でコイルを固める) である。ディスクの材質はアルミニウム (重量 9 g) を使用している。スプリング定数 3

kg/cm のバネを使用し、ディスクに掛ける荷重（真空をシールするための荷重）は 3 kg である。プレナム・チャンパーへのガスの導入はテフロン・チューブ（内径 0.5 mmφ, 長さ 1000 mm）を通しておこなう。FAV の本体はテフロン、デルリン等でできている。

Fig. 6 はヘリウム・ガスを使用した場合の電源コンデンサー充電々圧とプレナム・チャンパーより流出する全ガス量との関係を示す。電源電圧が 7.5 kV 以上では、プレナム・チャンパーに貯えられているガスは全部流出していることがわかる。また、テフロン・チューブから直接流出するものは Fig. 6 よりわかるようにほとんどない。

プレナム・チャンパーに貯えられるガスは FAV を作動することによって電極間空間にパルス状に放出されるわけであるが、このガス・パルスは駆動コイルに

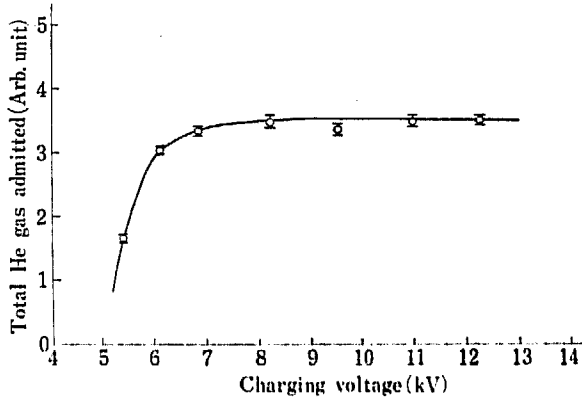


Fig. 6 Total He gas admitted by the electromagnetic fast acting gas valve vs. charging voltage of the condenser bank

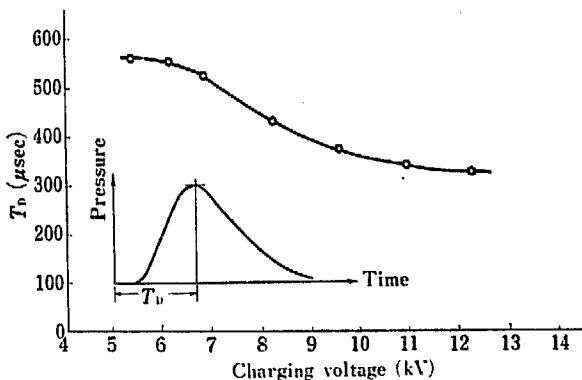


Fig. 7 T_D vs. charging voltage of the condenser bank

T_D: time between the valve opening and pressure maximum, measured near the gas port by a fast ion gauge

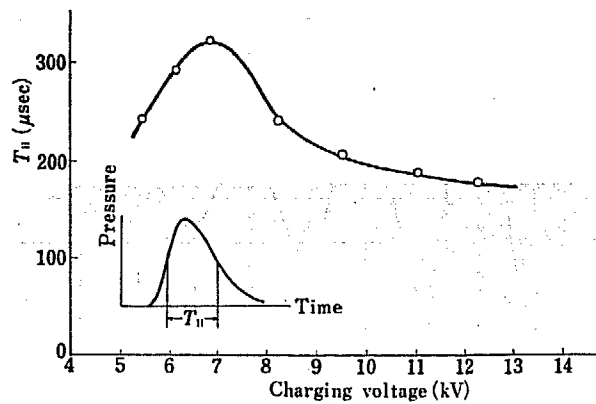


Fig. 8 T_H vs. charging voltage of the condenser bank

T_H: time width of the half maximum of a fast ion gauge output, measured near the gas port

流れる衝撃電流の値によって変る。電源コンデンサーへの充電々圧を変えて、ガス・ポート上に測定子（後述）を置き、ガス圧の時間変化を調べた。その結果、充電々圧によるガス圧が最大値を示す（ガス・パルスのピーク値）までの時間遅れの変化を Fig. 7 に示す。なお、時間原点はこの放電回路の気中ギャップ・スイッチを閉じるためのトリガー・パルスが出る時刻を取っている。Fig. 7 によれば充電々圧 9 kV 以上ではこの時間遅れは一定値に近づく。また、ガス・パルスの幅もこの充電々圧によって変るが、Fig. 8 にその充電々圧によるガス・パルスの半値幅の変化を示す。この場合も充電々圧 9.5 kV 以上ではその半値幅は一定値に近づく。なお、この測定は次のような条件でおこなっている。

コンデンサー容量: 4 μF, ディスク重量: 9 g, スプリング定数: 3 kg/cm, ディスクに掛ける荷重: 3 kg, 駆動コイルのインダクタンス: 53 μH, 使用ガス: ヘリウム, プレナム・チャンパー容積: 0.3 cm³ (1 気圧), 測定位置: ガス・ポート上, 測定子: 6 AH 6 真空管をスード・ゲージとして使用, コンデンサー充電々圧: 可変。Fig. 9 に FAV の放電回路の電圧波形とガス・ポート上で測定したスード・ゲージの信号波形の例を示す。

上述の条件で電磁的 FAV を運転した場合、ガス・パルスは機械的 FAV に比べて再現性も優れており、またその波形もシャープなものが得られている。

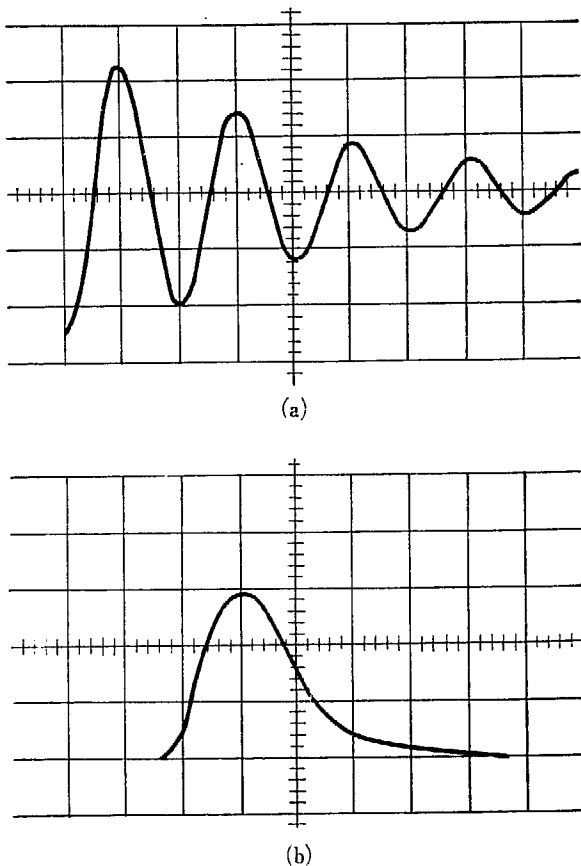


Fig. 9 Typical oscillograms of
 (a) voltage waveform across the driving coil
 of the electromagnetic fast acting gas
 valve,
 sweep: $50 \mu \text{ sec/div.}$
 (b) Fast ion gauge signal,
 sweep: $100 \mu \text{ sec/div.},$
 Fast ion gauge position: near the gas port,
 Charging voltage of the condenser bank:
 $11.4 \text{ kV},$
 Capacity of the condenser bank: $4 \mu \text{F},$
 Inductance of the driving coil: $53 \mu \text{H},$
 Spring constant: $3 \text{ kg/cm},$
 Plenum: He gas, $0.3 \text{ cm}^3, 760 \text{ mmHg}.$

3.3 プラズマ・ガン電源部

プラズマ・ガン電源部の概略は前述の通りであるがここではそれをやや詳細にのべることにする。

ガンの主放電用のコンデンサー・バンクは容量 $1 \mu \text{F}$ (使用耐圧 30 kV) のものを12箇並列接続にしたものであって、コンデンサーは特に残留インダクタンスが小さくなるように留意して設計されたものである(日

本コンデンサー工業K.K.)。その結果、残留インダクタンスは同軸ケーブルの接続部も含めて1箇あたり $\sim 0.1 \mu \text{H}$ になっている。コンデンサー群はケーブルの長さをできるだけ短くするため Photo 1 のように球面上に配置されている。

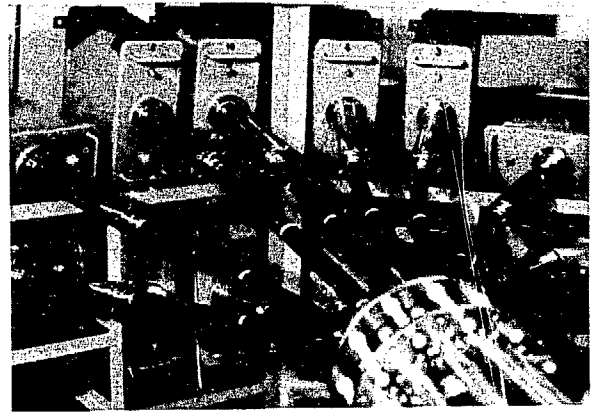


Photo 1 Photograph of the condenser bank

このコンデンサー・バンクの充電用の電源はつぎのような規格のものである。

入力: 単相 200 V 50 cycle/sec
 出力: 電圧 D.C. $0 \sim 30 \text{ kV}$ (波高値)
 電流 83.3 mA (連続定格)

Fig. 10 にガン電源のブロック・ダイアグラムを示す。

以上の電源と真空スパーク・ギャップ・スイッチ、ガン等の接続は同軸ケーブルでおこなっているが、そのケーブルは内部導体外径および外部導体内径はおのおの $8.1 \text{ mm}\phi$, $16.1 \text{ mm}\phi$ であって、その電流容量は30秒に1回の繰返しで最大 20 kA の減衰振動波形の電流(周波数 100 kc/sec , 接続時間 $100 \mu \text{ sec}$)を流すのに十分なものである。また、このケーブルの使用耐圧は 30 kV である。

ガンの主放電回路のスイッチの役目をする真空スパーク・ギャップ・スイッチの断面を Fig. 11 に示す。このスイッチの保護電極は硬質ガラス円筒に放電の際、金属が蒸着して絶縁の劣化を防ぐものである。電極は真鍮で作られている。このスイッチのトリガーは最大パルス(RC波形, $RC=5 \mu \text{ sec}$)出力で 15 kV , 300 A である。トリガー・ピンの付いている電極が負極性のとき、真空スイッチのトリガー時の遅れ時間(トリガー回路を含む)およびジッターはおのおの $0.5 \mu \text{ sec}$, $0.03 \mu \text{ sec}$ である。スイッチの排気は2in油拡散ポンプでおこない、その到達真空度は $\sim 2 \times 10^{-5} \text{ mmHg}$ である。

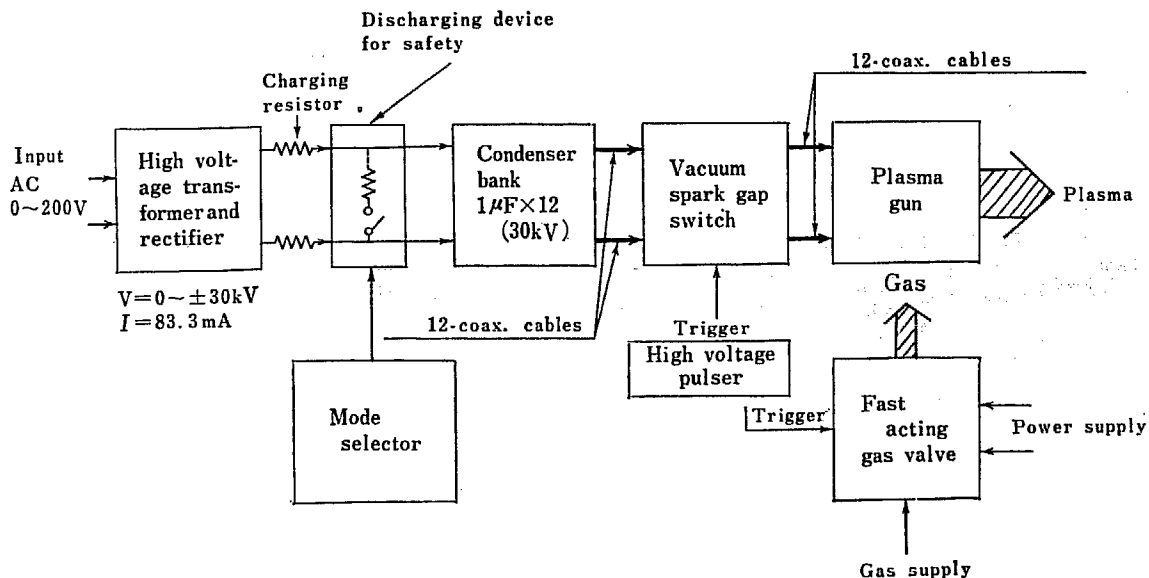


Fig. 10 Block diagram of the power supply

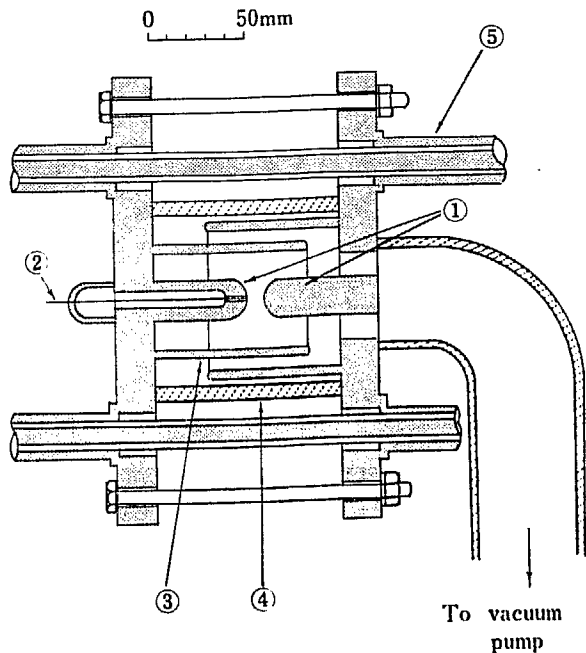


Fig. 11 Cross-sectional view of the vacuum spark gap switch

- ① Electrodes (brass), ② Trigger pin (tungsten wire 1mmφ, inserted through the negative electrode), ③ Guards (brass), ④ Glass tube, ⑤ 12 coaxial cables

次にガンをも含めたこの主放電回路の全インダクタンスを示すと次の通りである。

全インダクタンス $\approx 0.08 \mu\text{H}$
各部分のインダクタンスは

- コンデンサー・バンク (12 箇並列) $\approx 0.01 \mu\text{H}$
- 同軸ケーブル (134 cm のもの 12 本並列) $\approx 0.014 \mu\text{H}$
- 真空スパーク・ギャップ・スイッチ $\approx 0.028 \mu\text{H}$
- 同軸型プラズマ・ガン $\approx 0.029 \sim 0.033 \mu\text{H}$

3.4 制御系

プラズマ・ガンのシーケンス制御回路のブロック・ダイアグラムを Fig. 12 に示す。回路の機械スイッチの制御はすべてタイマー、リレー、遅延リレーの組合せでおこなっている。運転方式は、自動運転、準自動運転および手動運転の3通りに切換えられるようになっている。自動運転は、すべての操作を自動でおこなうもので、準自動運転は1サイクルだけ自動運転して止まるものである。また、手動運転はすべての操作を手動でおこなうものである。モード選択回路は運転方式を設定する回路で、この回路は安全装置(過電流、過電圧等の保護回路および短絡回路)の制御回路も含んでいる。運転周期制御回路はガンの運転周期(30 sec ~ 6 min)を設定する回路であって任意の運転周期を選ぶことができる。充電制御回路はコンデンサーバンクの充電所要時間(30 sec 以上)を設定し、放電制御回路はガンの放電時刻を設定する。その放電開始前警報ブザーを2秒間ならすための警報回路がある。短絡回路はガンの運転が終了後自動的にコンデンサーの両端を抵抗 $\sim 800 \text{k}\Omega$ で短絡する回路である。復帰回路は運転周期制御回路、充電制御回路および放電制御回路を復帰させ、次のサイクルを始めさせる回路であ

る。パルス成形回路は放電警報回路で2秒間ブザーが鳴ったのちただちに機械的信号を電気的信号に変えて取り出す回路で、これはまた FAV, パルサーおよび遅延回路のテストをおこなうためのパルス発生器もそ

なえている。

現在使用しているガン運転のタイム・スケジュールを Fig. 13 に示す。

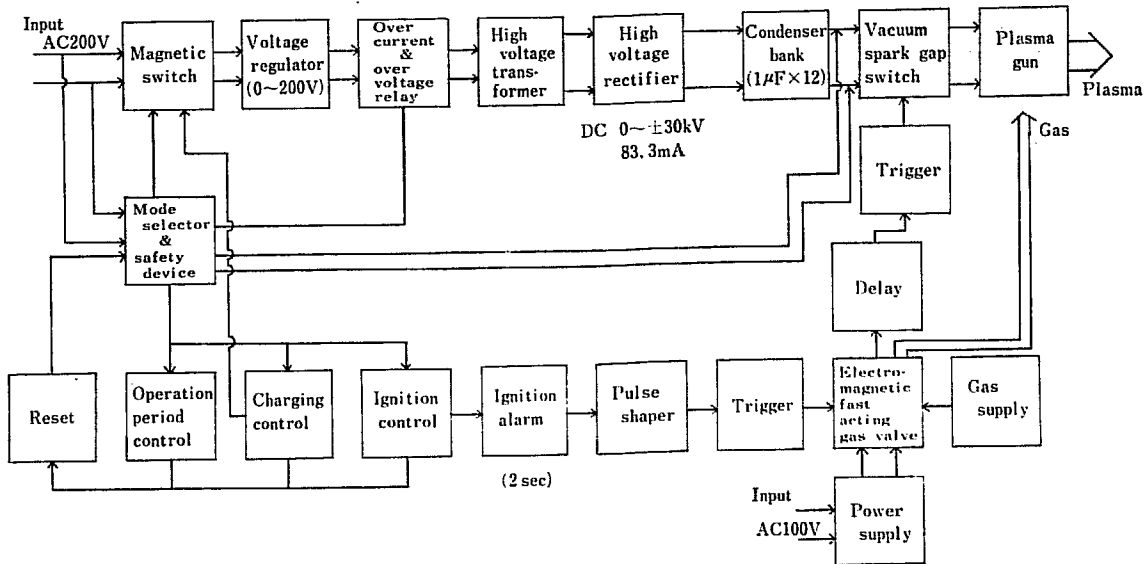


Fig. 12 Block diagram of the program control system

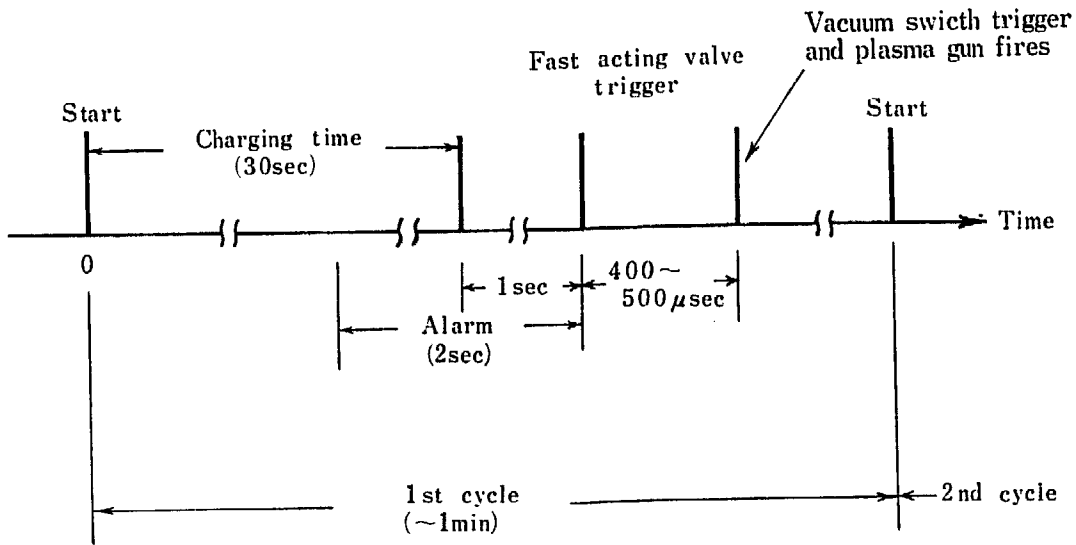


Fig. 13 Typical time sequence.

4 実験結果

4.1 中性ガスの拡散過程

プラズマ・ガンでつくられるプラズマの性質を定める一つの因子として放電開始時のガン電極間空間におけるガスの圧力分布が重要であることは前述したとおりである。

FAV によって導入されたガスの電極間空間での拡散過程についての知識が得られると、これを FAV 動作時を原点にとった時間 “ τ ” という1つのパラメータで取扱うことができ、ガンの運転条件を表示するのに便利である。このような観点から拡散過程にあるガスの圧力の時間的、空間的分布の測定がおこなわれた(電磁的 FAV を使用)。以下ではそのあらましをのべる。

時間的に早い変化をしているガスの圧力の測定は、5 極管 (6 AH 6) を電離真空計として使う MARSHALL の方式によった³⁾。その測定回路を Fig. 14(a) に示す。6 AH 6 はガラス・チューブを破り真空管内部が直接ガスにふれるようにしてウィルソン・シールを用いた可動軸によってガン内部に挿入され、ガスが通過するときのイオン電流の変化が測られた。6 AH 6 が特に使われる理由はおそらくプレート配置が電離真空計の真空管として都合よくなっているためであろう。

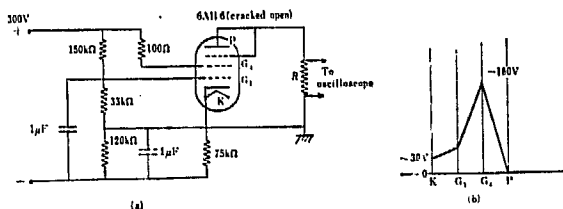


Fig. 14 (a) Circuit of the fast ion gauge³⁾
(vacuum tube 6 AH 6 cracked open)
(b) Potential distribution (emission current: 2 mA, ion current: zero)

Fig. 14 (a) の回路定数で、電子電流 (emission current) は $I_e = 2 \text{ mA}$ であり、イオン電流 $I_1 = 0$ のときのイオンに対するポテンシャル分布は Fig. 14 (b) のようになっている。電離真空計の簡単な理論によれば、電子電流 I_e 、イオン電流 I_1 およびガス圧 P の

間に次の関係が成り立つ。

$$I_1 = C P I_e \tag{2}$$

ここで C はガスの種類と真空計の電極の幾可学的形状によって定まる定数で電離真空計の感度を与える。6 AH 6 を電離真空計として使うためには上記の関係を知る必要があるが、それにはこの関係が既知の真空計を使って感度定数 C を求めればよい。較正曲線を Fig. 15 に示した。この較正曲線から $I_1 \leq 30 \text{ mA}$ の範囲では $P \propto I_1$ はほぼみだされているから、1組の (P, I_1) から 6 AH 6 の電離真空計としてのヘリウム・ガスに対する感度定数を定めることができる。

$$C \approx 0.7 \tag{3}$$

$I_e = 2 \text{ mA}$ として使用するので (2) 式は次のようになる。

$$P = 0.74 \times 10^3 I_1 \tag{4}$$

ただし P は mmHg, I_1 はアンペア単位である。

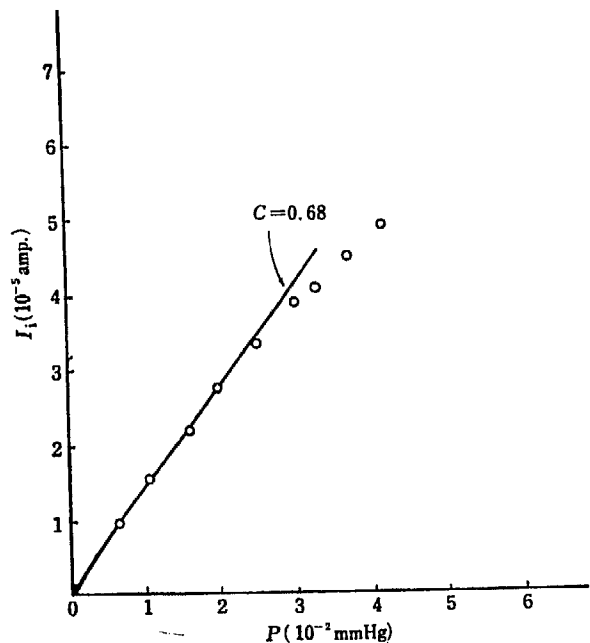


Fig. 15 Calibration curve for He gas
 $I_1 = C P I_e$ (I_1 : ion current (A), I_e : emission current (A), P : pressure (mmHg), C : sensitivity (mmHg⁻¹)). Experiments are carried out at $I_e = 2 \text{ mA}$ and the best fitted value of C is found to be 0.68 mmHg^{-1} .

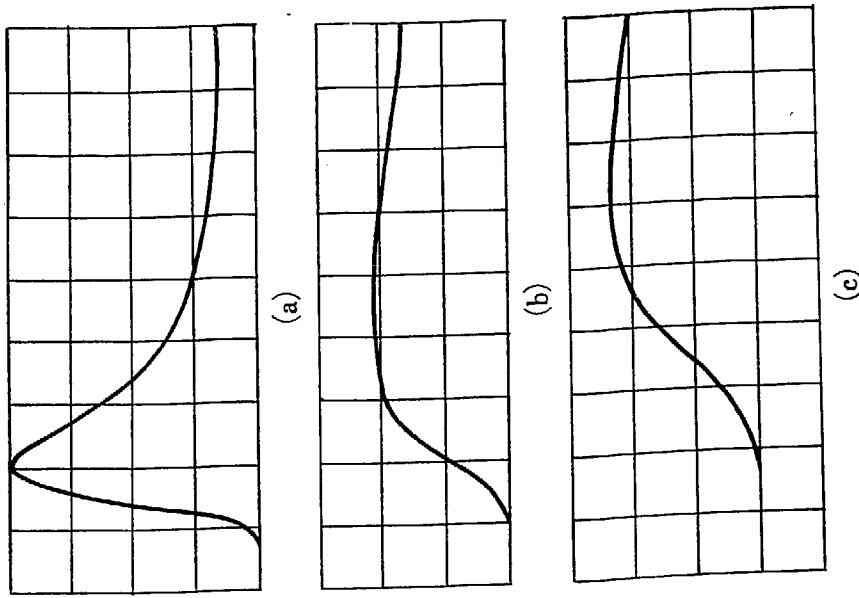


Fig. 16 Typical oscillograms of ion current obtained by a fast ion gauge (vacuum tube 6 AH 6 cracked open). Sweep: 200 μ sec/div..

(a) $Z=0$, vertical: 0.5 mA/div..

(b) $Z=4$ cm, vertical: 0.1 mA/div..

(c) $Z=16$ cm, vertical: 0.02 mA/div..

Distances (Z) are measured from the gas port position ($Z=0$), position of the gun muzzle is 17 cm from the gas port.

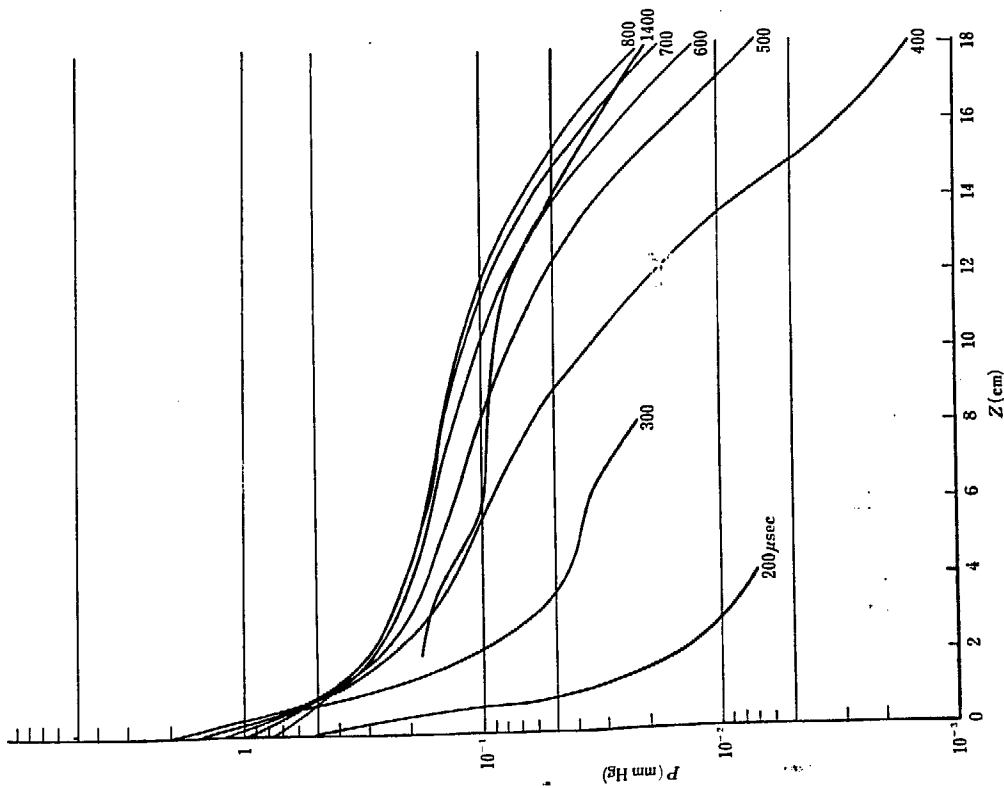
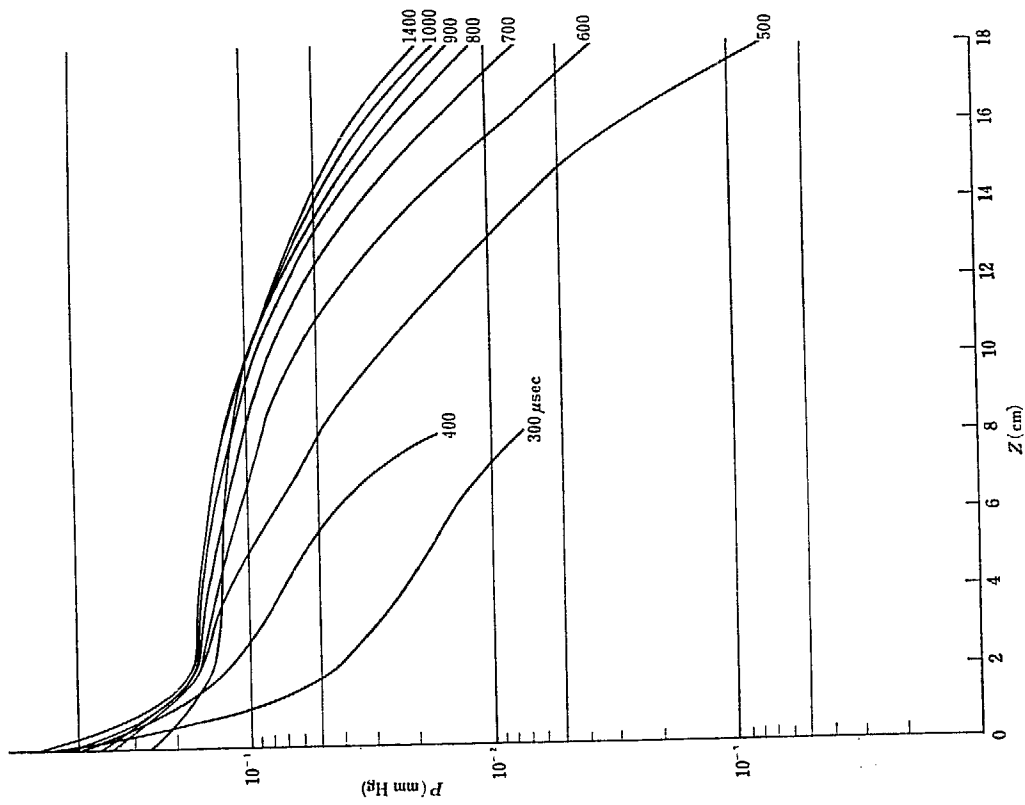


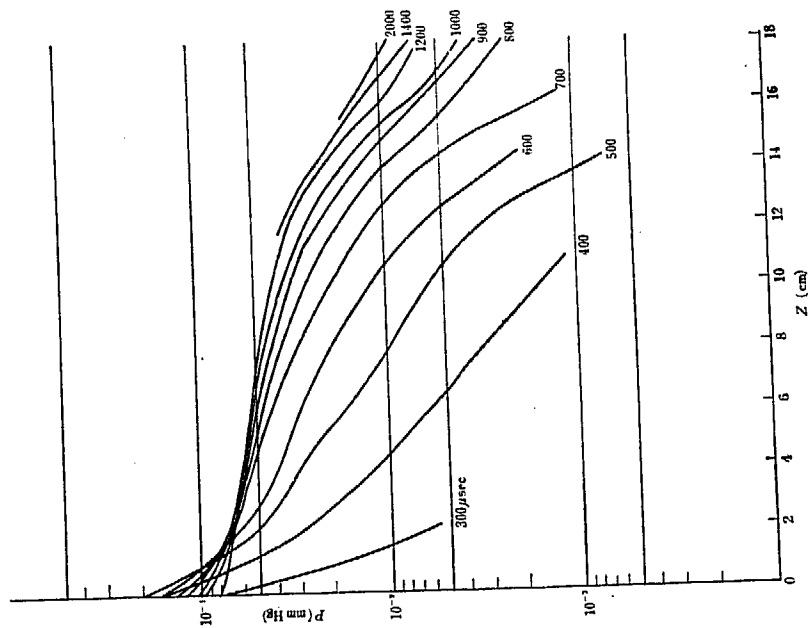
Fig. 17 (a) Pressure distributions along the gun barrel at different times after valve opening

(Distances (Z) are measured from the gas port position ($Z=0$), position of the gun muzzle is 17 cm from the gas port). Plenum: He gas, 0.3 cm³

(a) Plenum pressure: 760 mmHg



(b)



(c)

Fig. 17 (b), (c) Pressure distributions along the gun barrel at different time after valve opening (Distances Z are measured from the gas port position ($Z=0$), position of the gun muzzle is 17 cm from the gas port). Plenum: He gas, 0.3 cm^3 .

(b) Plenum pressure: 380 mmHg (c) Plenum pressure: 100 mmHg

イオン電流 I_i は Fig. 14(a) の抵抗 R の両端の電圧変化としてオシロスコープで測定した。オシロスコープ写真の数例を Fig. 16 に示した。このような一連の測定結果から $p=p(z, t)$ を t をパラメータとして示したものが Fig. 17 の (a)~(c) である。ただし z はプラズマ・ガンの電極に沿って測った長さである。Fig. 16 に示したオシロスコープ写真の原点は FAV が動作をはじめるときであるから Fig. 17 の (a)~(c) のパラメータ " t " がすなわち前にのべた。遅延時間 " τ " である。この図によって FAV のプレナム・チャンバーの圧力が与えられた時にガンの内部で時間と共に拡散するガスの圧力分布がどのように変化しているかの概念を得ることができる。

4.2 プラズマの物理的諸パラメータの測定

プラズマ・ガンを含む全系統の建設がおわり、ガンの運転ができるようになったのは 1962 年春である。ここで先ず問題となったのは、われわれのプラズマ・ガンでつくられたプラズマがどのような性質をもっているか、その物理的パラメータの幾つかを明らかにすることであった。また、それらのパラメータがガンの運転条件にどのように依存しているかを調べて、これによってプラズマのあるパラメータに対するガンの運転の最適条件を見出すことは以後の実験を進めるための第 1 段階として必要であった。このような目的をもっておこなわれた実験の結果を先ずのべる。

プラズマの性質を定める物理的パラメータとして考えられるものは、粒子密度、電子温度、電離度などいろいろあるが、これらの、むしろより重要であると考えられるパラメータの測定がおこなわれたのはやや後期になってからである。当初は測定手段の不備などのため、プラズマの物理的パラメータとしてはやや第 2 義的と思われる諸量を測定して、これから間接的にたとえば粒子密度などを推定した。

4.2.1 プラズマの運動エネルギーおよび運動量の測定

ガンから打ち出されたプラズマ塊の持っている平均運動エネルギーおよび運動量が測定された。この両者からプラズマの質量および速度が計算される。プラズマの運動エネルギーは、このプラズマを閉じ込め用の磁場中に入射して熱化の過程 (thermalization) を調べる際に 1 つの目安となる。

測定はきわめて古典的な方法でおこなわれた。すなわち、プラズマ・ガンの出口から約 16 cm はなれた位置にアルミニウム製のディスク状またはカップ状の

レシーバーを吊りさげ、このレシーバーに熱電対 (アルメルクロメル) を取り付けてプラズマ塊がこのレシーバーに衝突した際の温度上昇を測る。これからプラズマの平均運動エネルギーが求められる。

一方このレシーバーは衝撃振り子 (ballistic pendulum) をなしているもので、その "振れ" の大きさからプラズマの運動量を求めることができる。

レシーバーとしては主に 80 mm ϕ のアルミニウムのディスクが用いられた。このような測定結果からプラズマの質量および速度を計算するには、もちろん次のことが仮定されねばならない。すなわちプラズマとレシーバーとの衝突はたとえば完全に非弾性的であること、およびプラズマの粒子はすべて同一の速度で運動していることの 2 つである。

4.2.2 プラズマの速さの測定

「4.2.1 プラズマの運動エネルギーおよび運動量の測定」とは独立に光電子増倍管によって飛行時間法でプラズマの速さが測定できる。プラズマの出す光は主として再結合または de-excitation によるものだと考えられるから十分によい真空中を運動するプラズマについては、光電子増倍管で得られた信号の "peak to peak" の時間差から求められた速さは粒子密度の中心付近の速さであると近似的に考えてもよいであろう。基礎真空度が悪く、プラズマ中の高速電子と残留ガスの相互作用がある場合には事情が異なる。

以上の測定結果の処理は「4.2.1 プラズマの運動エネルギーおよび運動量の測定」と「4.2.2 プラズマの速さの測定」を組み合わせて次のようにおこなわれた。

プラズマとレシーバーの衝突は完全に非弾性的であるとは考えにくい、そこでプラズマのレシーバーへの付着確率 (sticking probability) α ($0 \leq \alpha \leq 1$) を導入する。 $\alpha=1$ は衝突が完全非弾性的であることを表わし、 $\alpha=0$ は完全弾性的である場合に相当する。実際には、 $0 < \alpha < 1$ である。

いま、レシーバーの温度上昇から計算された見掛上のプラズマの運動エネルギーを W 、レシーバーの "振れ" から計算された運動量を P とする、またプラズマの全質量を m 、平均速度を v とすると、次の式が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} W &= 1/2 m v^2 \cdot \alpha \\ P &= 2 m v (1 - \alpha) + m v \alpha = 2 m v - m v \alpha \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

上式でプラズマの速度 v として、光電子増倍管による測定結果を用いればこの 2 式から m および α が計算できる。したがってこの α の補正によってプラ

ズマの運動エネルギーおよび運動量はそれぞれ次のように求めることができる。

$$\left. \begin{aligned} 1/2mv^2 &= W/\alpha \\ mv &= P/(2-\alpha) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

以上のようにして求めた測定結果を TABLE 1 にまとめた。なお、この一連の測定にあたっては機械的 FAV が用いられたが電磁的 FAV を用いた場合もこれらの結果は定性的には変わらない。

ガンの運転にあたって簡単に変えることのできるパラメータは

- (1) FAV 動作時から主放電開始までの遅延時間

“ τ ”

- (2) プレナム・チェンバーのガスの圧力

“ p ”

- (3) コンデンサー・バンクの充電圧

“ V ”

である。そこでこれらのパラメータに対するプラズマの運動エネルギー、および運動量の依存性が調べられた。Fig. 18 (a), (b)はプラズマの運動エネルギーの“ τ ”に対する変化の様子を示す。予想されるように適

TABLE 1 Measured values of parameters of the plasma ejected by the plasma gun for different operating conditions

p : plenum pressure (mmHg), τ : delay time (μ sec), W : kinetic energy of the plasma (joule), P : momentum of the plasma (newton-sec), v : speed of the plasma (cm/ μ sec), α : sticking probability, m : mass of the plasma accelerated (μ g).

Charging voltage of the condenser bank: 25 kV

(a) Plenum: He gas, 0.3 cm³

(b) Plenum: A gas, 0.3 cm³

p mmHg	τ μ sec	W joule	P newton- sec $\times 10^{-8}$	v cm/ μ s	α	m μ g
660	500	59	3.60	2.5	0.2	9
"	700	34	2.90	9.1	0.4	10

(a)

p mmHg	τ μ sec	W joule	P newton- sec $\times 10^{-8}$	v cm/ μ s	α	m μ g
660	500	56	2.50	12.5	0.5	13
"	700	76	4.50	8.3	0.6	38
"	900	42	3.60	4.2	0.7	67

(b)

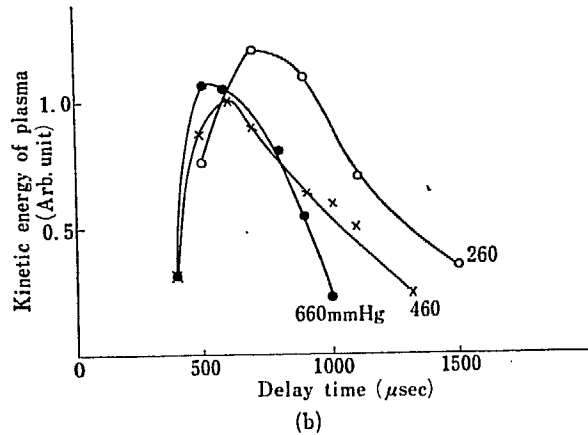
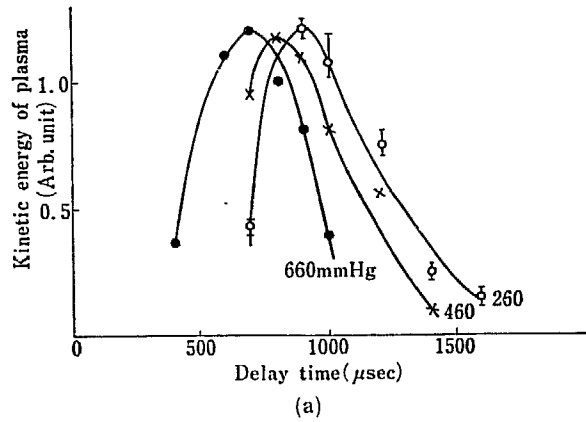


Fig. 18 Kinetic energy of the plasma vs. delay time for different plenum pressures. (Kinetic energy is measured by the temperature rise of a receiver, which is placed at 16 cm down from the gun muzzle), Charging voltage of the condenser bank: 25 kV

(a) Plenum: He gas, 0.3 cm³

(b) Plenum: A gas, 0.3 cm³

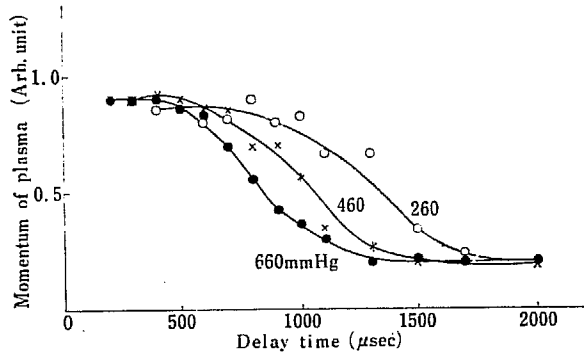
当な“ τ ”に対して運動エネルギーの最大値が存在する。

Fig. 19 (a), (b)はプラズマの運動量の“ τ ”に対する依存性を示す。この場合もやはり適当な“ τ ”に対して最大値がある。

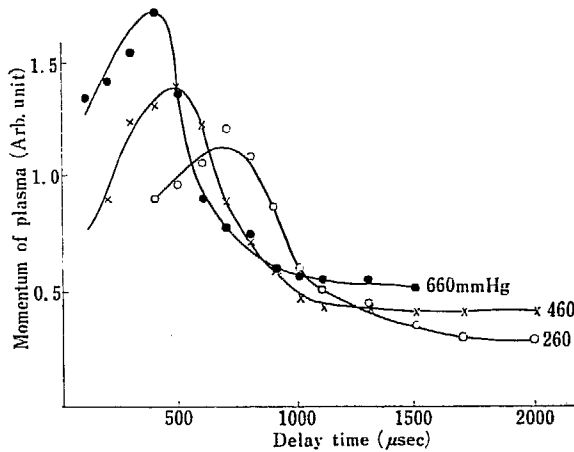
Fig. 20 (a), (b)は $\tau=900 \mu$ sec の場合にプラズマの運動エネルギーの充電圧に対する依存性を示す。

Fig. 21 (a), (b)は同じく“ τ ”を一定にした時のプラズマの運動量の充電圧に対する依存性を示す。

Fig. 22 (a)は 20 mm ϕ の Al のレーザーを径方向に移動させてプラズマの運動エネルギーの分布を測定した結果を示すものである。レーザーとしてサーミスターを用いた測定もおこなったがその運動エネルギー



(a)



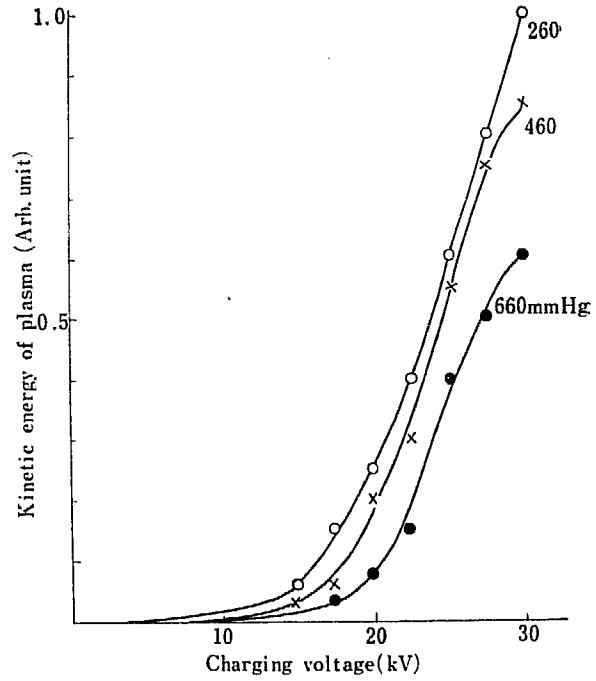
(b)

Fig 19. Momentum of the plasma vs. delay time for different plenum pressures (Momentum is measured by a ballistic pendulum, which is placed at 16 cm down from the gun muzzle)
Charging voltage of the condenser bank : 20 kV

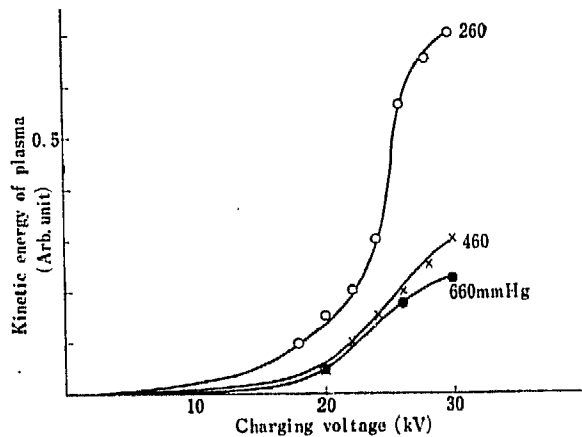
- (a) Plenum : He gas, 0.3 cm³
- (b) Plenum : A gas, 0.3 cm³

一の分布は同じような結果が得られている。

Fig. 23 (a), (b)は光電子増倍管によるプラズマの速度の測定例で、たとえばヘリウム・プラズマの場合に各光電子増倍管の位置とプラズマの信号の到達時刻の関係を調べると Fig. 24 のようになっている。第1の光電子増倍管の位置で左側へ外挿した直線がいずれもガス・ポートの左側へ達することはガス・ポート近傍でつくられたプラズマが明らかに加速されてガンから打ち出されていることを示している。



(a)



(b)

Fig. 20 Kinetic energy of the plasma vs. charging voltage of the condenser bank for different plenum pressures (Kinetic energy of the plasma is measured by the temperature rise of a receiver, which is placed at 16 cm down from the gun muzzle)

- Delay time : 900 μ sec
- (a) Plenum : He gas, 0.3 cm³
- (b) Plenum : A gas, 0.3 cm³

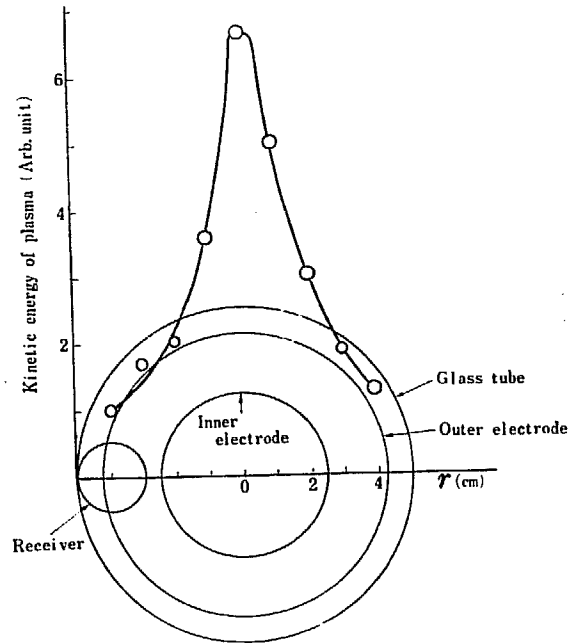
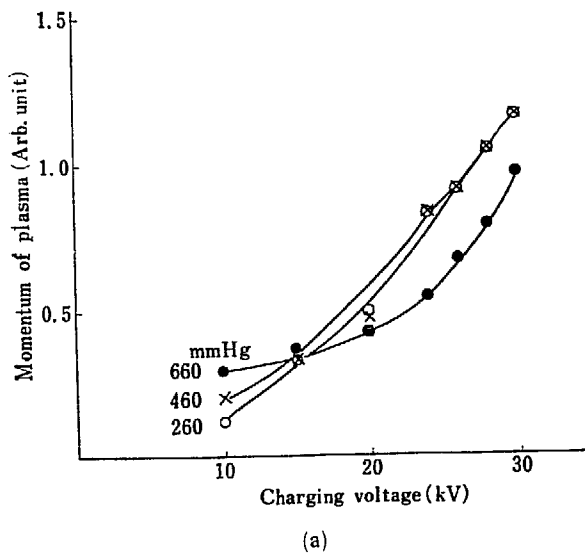


Fig. 22 Radial distribution of the kinetic energy of the helium plasma (Kinetic energy is measured by the temperature rise of a receiver, which is placed at 16 cm from the gun muzzle and its dimension is shown in the figure)
Charging voltage of the condenser bank: 20 kV
Delay time: 900 μ sec

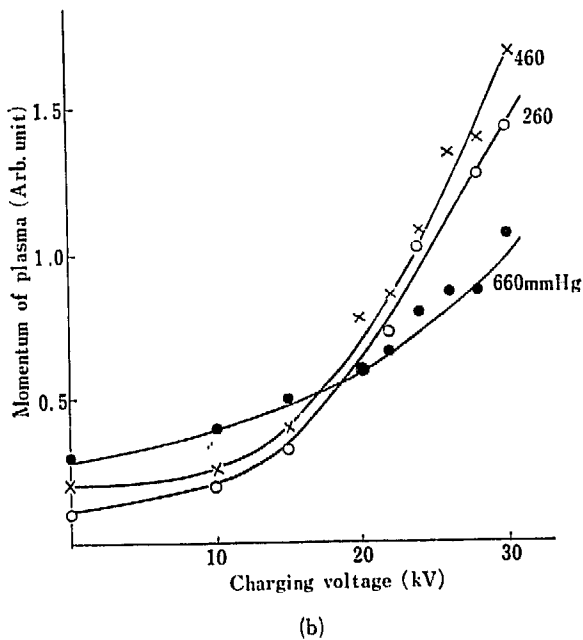


Fig. 21 Momentum of the plasma vs. charging voltage of the condenser bank for different plenum pressures (Momentum is measured by a ballistic pendulum, which is placed at 16 cm down from the gun muzzle)
Delay time: 700 μ sec
(a) Plenum: He gas, 0.3 cm³
(b) Plenum: A gas, 0.3 cm³

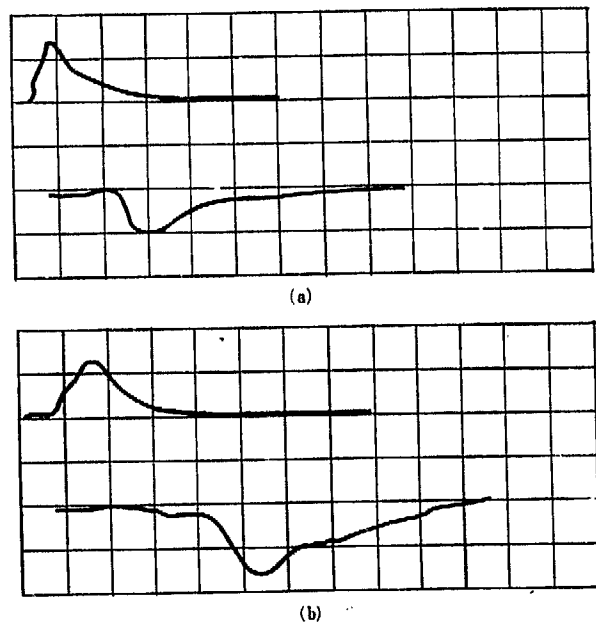


Fig. 23 Typical oscillograms of the plasma light signal obtained by two photomultipliers placed at 16 cm (upper trace) and 81 cm (lower trace) down from the gun muzzle
Sweep: 10 μ sec
Charging voltage of the condenser bank: 20 kV
Delay time: 900 μ sec
(a) Plenum: He gas, 0.3 cm³, 260 mmHg
(b) Plenum: A gas, 0.3 cm³, 660 mmHg

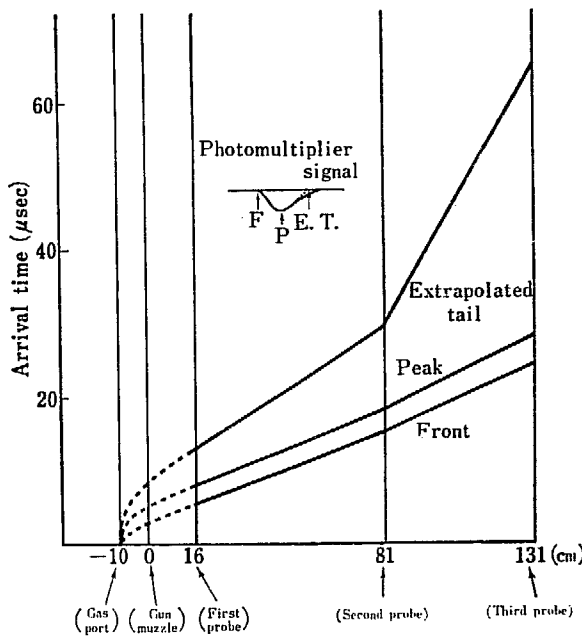


Fig. 24 Arrival times of the front, peak and extrapolated tail of the plasma light obtained three photomultipliers vs. axial length. Broken lines (extrapolated to the gas port position) show that the acceleration takes place.

Charging voltage of the condenser bank:
20 kv
Delay time: 500 μsec
Plenum: He gas, 0.3 cm³, 660 mmHg

4.3 プラズマの加速過程

ガンから打ち出されたプラズマの諸量は前述のように測られたが、その結果はガンの運転条件によって、そのプラズマを規定する諸量が変わることがわかったが、その場合ガンの運転条件によってガン内部でのプラズマの生成・加速がどのように変わるかを調べた。なお、この実験では電磁的 FAV を用いた。同軸型プラズマ・ガンの内部における、プラズマの加速機構に関しては幾つかのモデルをあげることができ、また理論的にも検討されているが、その内で最内プラズマの加速に寄与していると考えられるのは、ガン内でプラズマ中を流れる半径方向の放電々流 I と、それによってつくられる方位角方向の磁場 B とによるローレンツ力 ($I \times B$) による加速である。

他方ガンの内部では、その加速の過程において“不安定性”の発生等によりその現象はきわめて複雑になっており、現在でも不明の点が多い。これらの同軸型

プラズマ・ガンでの加速にともなう“不安定性”については次章にのべる。

4.3.1 磁気プローブによる測定

磁気プローブ (5 mmφ, 30 ターン, 4 箇) をガンの電極間空間に外部より挿入して、プラズマ中に流れる半径方向の放電々流によってつくられる磁場の時間的変化を測る (磁気プローブの出力信号は時定数 60 μsec の RC 積分をおこなっている)^{7), 8)}。

磁気プローブは 4 箇を同時に挿入し、一番奥のものはガス・ポートより 5 mm 奥にあり、それから 35 mm おきに配置し、4 番目のプローブはガンの出口の所に位置している。この様子は Fig. 25 に示す。(便宜上 4 箇のプローブを奥から #1, #2, #3, #4, とする)。

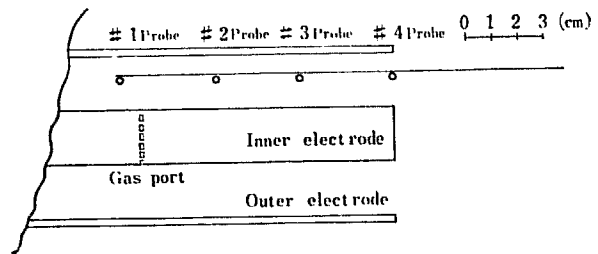


Fig. 25 Position of the magnetic B_θ probes

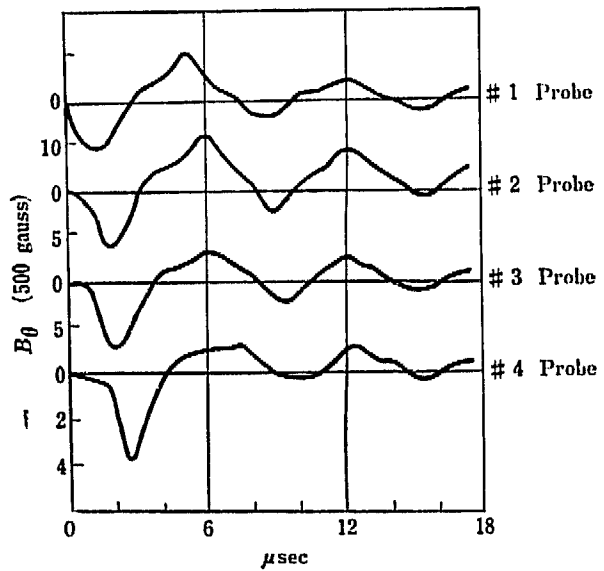


Fig. 26 Typical oscillograms of the magnetic B_θ probe signals (Positions of the magnetic probes are shown in Fig. 25).

Charging voltage of the condenser bank:
10 kv
Delay time: 250 μsec
Plenum: He gas, 0.3 cm³, 760 mmHg

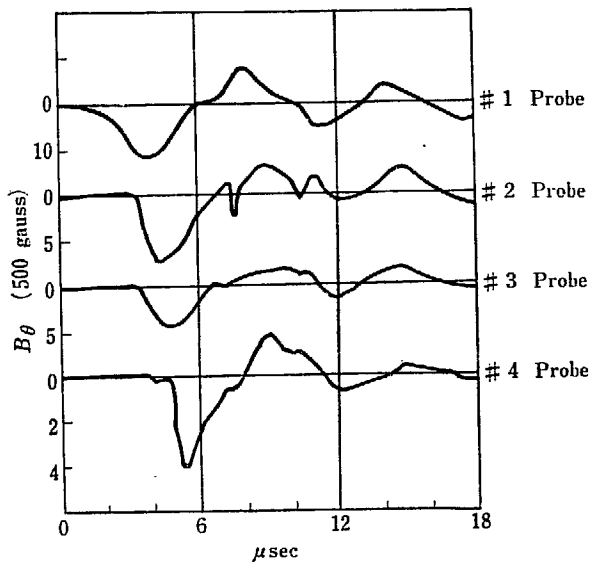


Fig. 27 Typical oscillograms of the magnetic B_θ probe signals (Positions of the magnetic probes are shown in Fig. 25)

Charging voltage of the condenser bank: 10 kV

Delay time: 500 μ sec

Plenum: He gas, 0.3 cm³, 760 mmHg

Fig. 26 は4箇の磁気プローブの出力信号(積分波形)で時間の原点は放電開始の時刻である。また, Fig. 27 は Fig. 26 と delay time (FAV を動作させてから主放電開始までの時間遅れ“ τ ”)だけが異なり, その他の運転条件は同じものである。Fig. 26 と Fig. 27 を比較すると, delay time によってガン内部における放電・加速の様相がいちじるしく変化していることが認められる。delay time をパラメーターとして4箇のプローブの出力信号の立上時刻をプロットしたものを Fig. 28 に示す。Fig. 28 によると, delay time 250 μ sec の場合 #1 のプローブの信号立上りは原点の位置にあり, #2 のプローブの立上りは $\sim 0.6 \mu$ sec 遅れている。このことより最初に放電を起す位置は #1 プローブと #2 プローブの間にあると考えられる。またこの場合の曲線は上向きに凸になっていることからガン内部でプラズマの加速が認められる。他方, delay time 500 μ sec の場合 #1 プローブの信号の立上り時刻は放電開始後 $\sim 2.5 \mu$ sec であり, 最初に放電を起す位置は #1 プローブの位置より奥であると考えられる。(同様の現象は放電の成長時間が長い場合にも起ると考えられるが #1 プローブの信号立上りの急なことから考えて, この遅れを成長時間が長いためとするよりむしろ放電開始の位置が奥にあ

るための方が大きく作用していると考え)。この場合の4箇のプローブ信号の立上り時刻をプロットしたものは直線になり, ガン内でのプラズマの加速は認められない。Delay time 350 μ sec の場合は, 前の2つの丁度中間の状態であることは図に示す通りである。

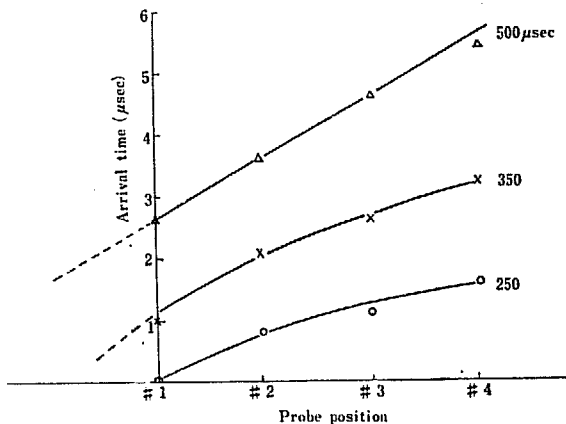


Fig. 28 Arrival times of the fronts of the magnetic B_θ probe signals vs. axial length for different delay times

Charging voltage of the condenser bank: 10 kV

10 kV

Plenum: He gas, 0.3 cm³, 760 mmHg

放電開始後の各時刻における放電電流の流れている位置を明確にするため, Fig. 26, Fig. 27 のデータを整理すると Fig. 29, Fig. 30 に示すようになる。これらの図で横軸の各点はおのおの隣合ったプローブの間の領域を示し, 縦軸はプローブ信号の各時刻における値で, 隣合ったプローブ信号の値の差をプロットしてある。

プローブ信号は各時刻における方位角方向の磁場の強さに比例するものであり, またこの磁場は半径方向に流れる放電電流に比例している。すなわち, 隣合った2つのプローブの信号値の差は丁度この2つのプローブの間でその時刻に流れている放電電流を示すことになる。そこでこれらの図から各時刻に放電電流の流れている位置と相対的な電流値を計算することができる。

Delay time 250 μ sec の場合 放電開始後 0.5 μ sec では大部分の電流は #1 と #2 のプローブ位置の間の領域に流れており, 時間の経過と共にその放電電流の流れくいる領域はガンの出口に近づき 2.0 μ sec では #3 と #4 のプローブ位置の間の領域に流れるようになる。この運転条件の場合図からわかるようにプラズマと磁場との境界は比較的明確になっている。

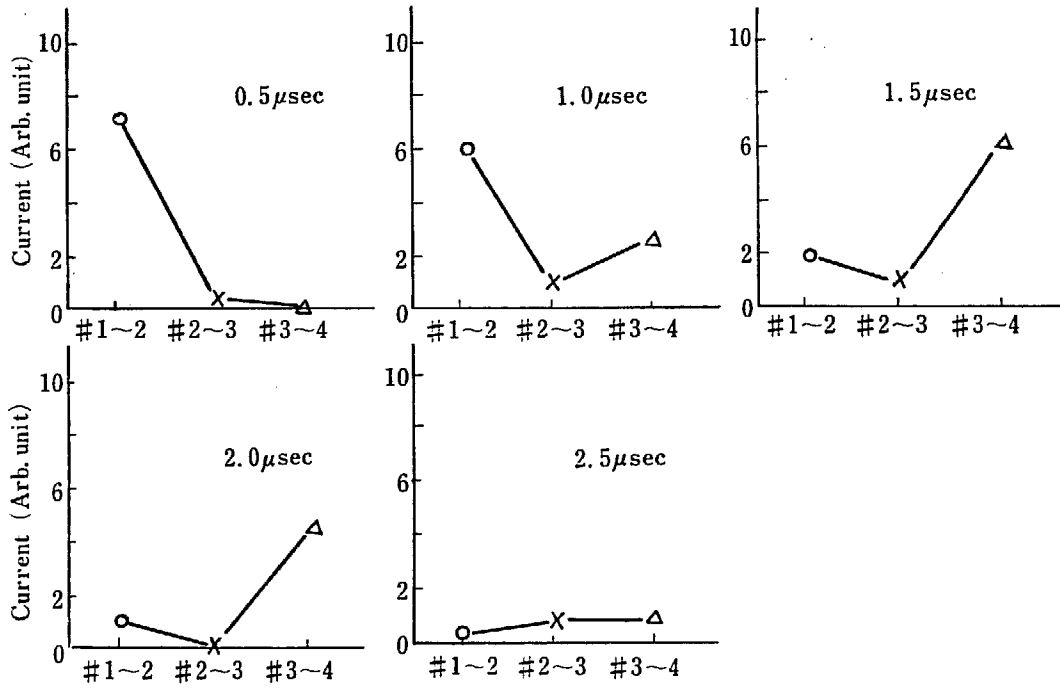


Fig. 29 Distributions of the radial current in the barrel at 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 and 2.5 μsec after the initiation of the gun discharge

○: Radial current flowing between #1 and #2 probes

×: Radial current flowing between #2 and #3 probes

△: Radial current flowing between #3 and #4 probes

Charging voltage of the condenser bank: 10 kV

Delay time: 250 μsec

Plenum: He gas, 0.3 cm^3 , 760 mmHg

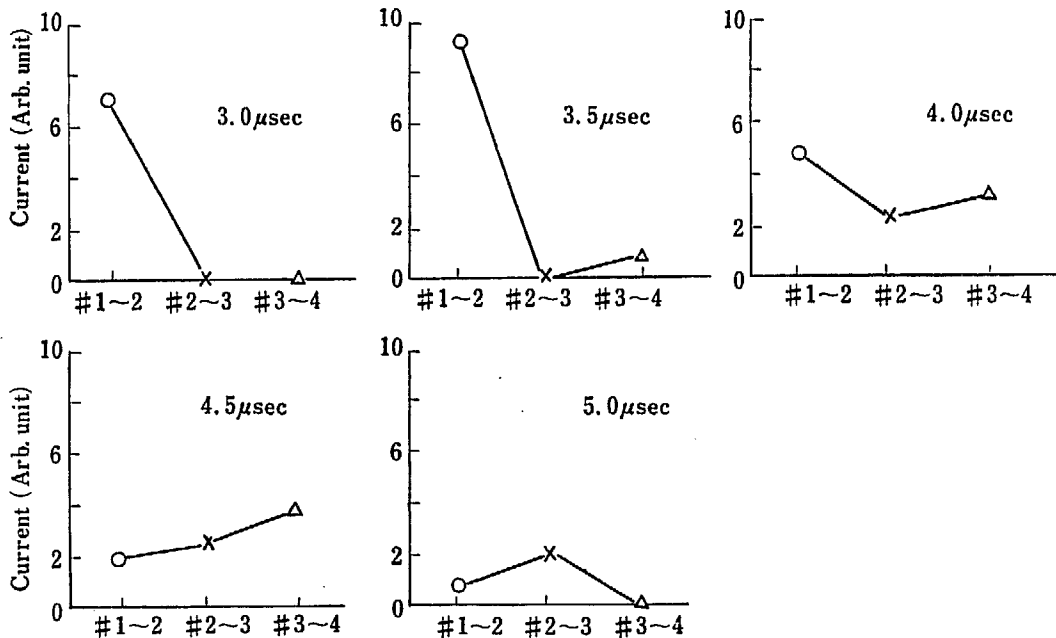


Fig. 30 Distributions of the radial current in the barrel at 3.0, 3.5, 4.0, 4.5 and 5.0 μsec after the initiation of the gun discharge

○: Radial current flowing between #1 and #2 probes

×: Radial current flowing between #2 and #3 probes

△: Radial current flowing between #3 and #4 probes

Charging voltage of the condenser bank: 10 kV

Delay time: 500 μsec

Plenum: He gas, 0.3 cm^3 , 760 mmHg

Delay time $500 \mu\text{sec}$ では $250 \mu\text{sec}$ の場合と比較して電流の流れている領域は広く、またプラズマと磁場との境界は相互に入り乱れて不明確である。すなわち、このような場合には磁場によるプラズマの加速が十分におこなわれないように思われる。

4.3.2 ケル・セルカメラによる観測

ガン内部での放電状態の刻々の移り変りを調べるため、ガンの軸方向よりケル・セルカメラ (Kerr Cell camera) による撮影をおこなった。この場合の露出時間は $1.0 \mu\text{sec}$ である。その例を Photo 2 に示す。Delay time $250 \mu\text{sec}$ の場合、放電開始後 $0.5 \mu\text{sec}$ でガン内部で放電は比較的均一に起っている。これが $3.0 \mu\text{sec}$ (この時刻で外部電極の極性は負に逆転する) では外部電極の周辺に“アーク・スポット”が現われる。その後、 $4.0 \mu\text{sec}$ でふたたび放電は均一になり、この時刻にプラズマはガンより打ち出されている。その後もガン内部では残留ガスによる放電は約

$30 \mu\text{sec}$ 持続している。しかしこの部分のプラズマは高密度のプラズマ塊として外に出てくることはない。この時期では放電は均一にならず局所的(スポーク状)になっていることが多い。この状態では $(I \times B)$ の力によるプラズマの十分な加速は期待できないものと思われる。

ガンの運転条件の選び方によっては放電の初期より放電は均一に起らず、スポーク状になったままのものも観測されている。このスポーク状になる位置は定まっておらず、でたらめ (at random) である。このことからスポーク状になる原因はわれわれのガンに特徴的な特に局所的に放電しやすい個所があると考えられるよりむしろ、プラズマと磁場との相互作用にもとづく“不安定性”とみる方が至当であると考えられ、現在この“不安定性”の理論的研究がおこなわれている。

分光器による銅のイオン線 Cu II 2192, Cu II 2247 等の観測によると、これらのイオン線の発生する時刻

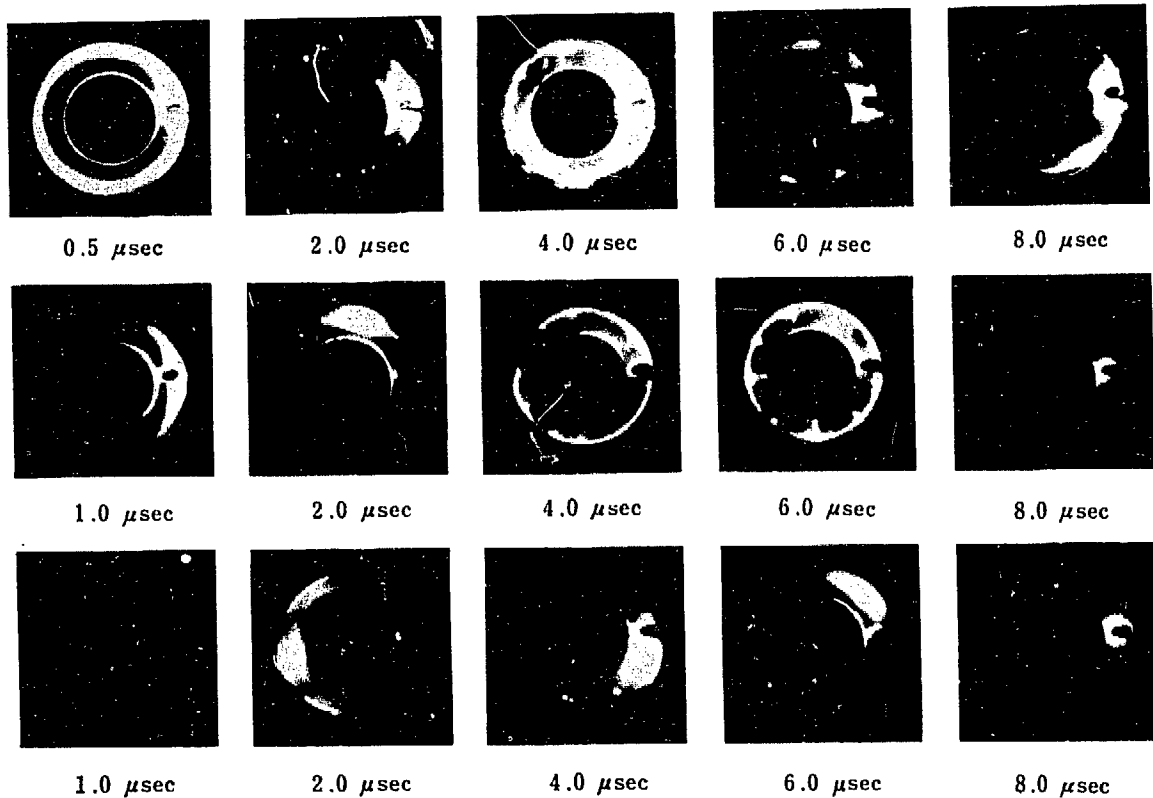


Photo 2 Kerr Cell photographs of the discharge viewed axially

Upper row: delay time: $250 \mu\text{sec}$

Middle row: delay time: $350 \mu\text{sec}$

Lower row: delay time: $500 \mu\text{sec}$

Charging voltage of the condenser bank: 10 kV

Exposure time of the Kerr Cell shutter: $1.0 \mu\text{sec}$

Plenum: He gas, 0.3 cm^3 , 760 mmHg

は外部電極に“アーク・スポット”の発生する時刻と一致している。すなわち“アーク・スポット”の発生は電極物質によるプラズマの汚染と密接な関係を持っている。しかし、ガンの運転条件を適当に選ぶことによってその量をかなり減らすことも可能であり、またガンより打ち出されたプラズマが縦磁場を通過するようにして、銅イオンをプラズマより分離することが試みられ、かなりの成功をおさめた⁹⁾。

4.4 議論

上に得られた実験結果について少し検討を加える。プラズマ・ガンによるプラズマの加速が前にのべたような簡単な電流シート・モデルでおこなわれるものと仮定する。いまガンの内部電極および外部電極の半径をそれぞれ r_1, r_2 とすると、この電極間空間で電流シートが磁場からうける力 F は次のように計算できる。

$$F = \int_s \frac{B^2}{2\mu_0} dS = \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{2\mu_0} \left(\frac{\mu_0 I}{2\pi r} \right)^2 \cdot 2\pi r dr$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{r_1}^{r_2} \frac{I^2}{r} dr = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi} \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)$$

$$F = 10^{-7} \cdot I^2 \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) \quad (7)$$

また、プラズマに与えられる最大運動量は

$$P_{\max} = \int F dt = 10^{-7} \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) \int I^2 dt \quad (8)$$

(M. K. S. 単位)

となる。そこで次にこの P_{\max} の値を幾つかの仮定のもとで概略の計算をしてみる。

磁気プローブ、分光器などを用いた測定結果によればガンの中でプラズマの加速がおこなわれているのは放電のきわめて初期の間に限られているように考えられる。そこで(8)式の積分範囲を放電々流の第一周期までとる。ロゴスキー・コイルで測られたガンの放電波形から放電周期は $\tau = 6\mu\text{sec}$ である。また放電々流は

$$I = I_0 e^{-\alpha t} \sin \omega t \quad (9)$$

の形の減衰振動をする。放電波形から対数減衰率を求め、減衰定数 α を求めると、 $\alpha \approx 7 \times 10^4 \text{sec}^{-1}$ 、同じく放電周期から求めた全回路のインダクタンスは $L \approx 10^{-7} \text{H}$ となる。また、 $\omega \approx 10^6 \text{sec}^{-1}$ として充電々圧 $V_0 = 20 \text{kV}$ と仮定すると

$$I = V_0 \sqrt{\frac{C}{L}} e^{-\alpha t} \sin \omega t \approx 2 \times 10^5$$

$$\times \exp(-7 \times 10^4 t) \sin 10^6 t \quad (10)$$

これを(8)式に代入して、 $0 \leq t \leq \tau$ の間で積分を実行すると

$$P_{\max} \approx 6 \times 10^{-3} \text{ (Newton-sec)} \quad (11)$$

(ただし、放電周期 $6 \times 10^{-6} \text{sec}$)

を得る。この結果を主張する根拠はあまり強くないが、これまでに得られた測定結果が“Order-of-Magnitude”では信頼できると考えてよいであろう。また、放電々流を(9)式のように書くと、コンデンサーの端子電圧 V は次のように書ける。

$$V = \frac{V_0}{\omega} e^{-\alpha t} \{ \alpha \sin \omega t + \omega \cos \omega t \} \quad (12)$$

ただし、 C はコンデンサー・バンクの容量でまた $\omega^2 \gg \alpha^2$ の関係を使った。そこでガンの放電の第一周期にコンデンサー・バンク ($C = 12\mu\text{F}$) からガンに注入されるエネルギーを計算してみると、近似的に次式が得られる。

$$W = \int_0^\tau V I dt \approx \frac{1}{2} C V_0^2 (1 - e^{-2\alpha\tau}) \quad (13)$$

(ただし、 $\omega^2 \gg \alpha^2$ とする)

前と同じように $V_0 = 20 \text{kV}$, $\tau = 6 \times 10^{-6} \text{sec}$ とすると

$$W \approx 1.4 \times 10^3 \text{ Joules} \quad (14)$$

を得る。測定されたプラズマの運動エネルギーはこれより一桁程度小さくなっている点が問題であるが、(13)式には、放電回路のガン以外の部分でのエネルギー散逸も含まれているので、以上の議論からただちに、プラズマへのエネルギー注入がわるいとは結論されないことを注意しておこう。この点についての、特別の検討はなされていない。

測定結果から計算されたプラズマの質量は FAV から放電系へ入射されたガスの質量の約 $1/10$ であり、いずれにしてもガンの主放電に先立ちなんらかの手段でガスを予備電離することが望ましいように思われる。

次に得られた測定結果からプラズマの粒子密度を概算してみる。ガンの出口から $\sim 16 \text{cm}$ の位置に置かれた光電子増倍管の信号の半値幅は $\sim 10\mu\text{sec}$ 、一方プラズマの速度は $\sim 5 \times 10^6 \text{cm/sec}$ であるからプラズマのすべての部分がこの速度で運動しているものとする。プラズマの長さは $\sim 50 \text{cm}$ となる。またプラズマはドリフト・チェンバー (4ϕ) 一ぱいに広がっているものと仮定し、測定されたプラズマ塊の全質量を使うとプラズマの粒子密度 n は

$$n \approx 1.5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3} \quad (15)$$

となる。一方ダブル・プローブによる測定も $10^{14} \sim 10^{15}$ 程度であるから上の結果は一応の“目安”を与えるものと考えてもよいが、ダブル・プローブ測定の方法にも問題は残されていることを注意しておこう。

ガンの中でのプラズマの振舞はきわめて複雑で、プラズマ物理的に興味ある問題も幾つか残されている。プラズマの加速機構についても未解決な問題が多いが、これまでに得られた知識にもとづくと、簡単な電流シート・モデル ($I \times B$ による加速) は放電初期のある時刻までは近似的に成り立っており、その後ある種の不安定現象が生じてプラズマの状態が乱れ有効な加速がおこなわれなくなると考えられるが、このプラズマの加速がおこなわれるのは放電の初期に限られる

という実験結果は他にも報告されている¹⁰⁾。この“不安定性”の発生、電極材質によるプラズマの汚染等の問題は主放電開始時の電極間空間におけるガスの空間分布が密接に関係していることは実験的には認められているが、それが物理的にどのような機構で起るかは明らかになっていない。ピンチ放電の場合のような、同軸型ガンに固有の“不安定性”が存在することも予想される。

5 理論的考察

5.1 中性ガスの拡散

同軸型プラズマ・ガンにおける物理的過程は、高速ガス・バルブ (FAV) からのガス分子の拡散から始まる。この問題は3つのモデル——衝突を無視した自由分子流モデル¹¹⁾、流体力学的モデル¹²⁾、“拡散”モデル¹³⁾——によって考察された¹⁴⁾。特に自由分子流の近似で壁の影響をとりいれるように¹¹⁾を拡張し筆者らの同軸型ガンの geometry に対する結果が求められた¹⁵⁾。また実験でみられる壁からの反射による衝撃波の発生と思われる現象を理解するため、拡散していく単純波の波面が壁で反射されるときに現象は一次元の流体力学の方程式で考察され、発生する衝撃波の速度等が求められている¹⁴⁾。これらのモデルの実験との比較はまだ不十分で、決定的な解答は得られていない。

5.2 プラズマの加速 (アナログ計算機による)

ある程度ガスが広がったとき、内外電極間に高電圧が加えられ、放電が開始される。放電の成長過程とガスの分布との関係は不明の点が多い¹⁶⁾。放電の成長とともに加速が始まり、放電初期には2つの過程 (イオン化の過程と加速の過程) が共存しているであろう。しかし、特に興味のあるのは加速過程であるので、プラズマはすでに形成されているものとして議論を始める。

プラズマの加速機構としては、幾つかのモデルが考えられるが、もっとも自然でかつ具体的に検討されたものについてのべる。

プラズマ中の電流 I はシート状をなし軸対称に径方向に流れるとする。したがってプラズマの後方でできる磁場 B は方位角成分のみでローレンツ力 ($I \times B$) によってプラズマは加速される (加速の向きは電流の向きによらない)。プラズマを単なる導体とみなすと、この系の電氣的性質は Fig. 31 の等価回路で記述できる。ここで C_0 は電源コンデンサーの容量、 L_0 、 R_0 は外部回路のインダクタンスおよび抵抗、 $L(t)$ 、 $R(t)$ はガン内部のそれでプラズマの加速、加熱につれて変化する。いま電流シートは加速方向に垂直であると

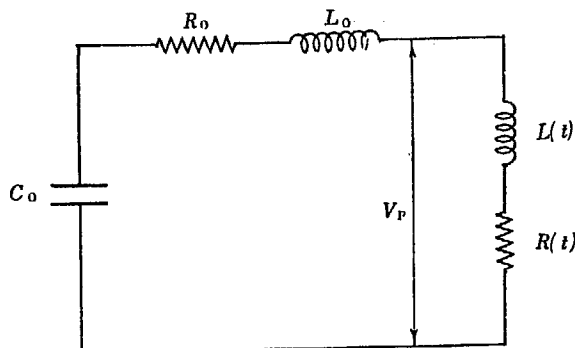


Fig. 31 Equivalent electrical circuit of the plasma gun

$$L(t) = b_0 z(t) \quad (16)$$

と書ける。ここで $b_0 = 2 \times 10^{-9} \ln(r_1/r_0) H/cm$ はガンの単位長さあたりのインダクタンスであり、 $z(t)$ は時刻 t における電流シートの位置、 r_0 、 r_1 は内、外電極の半径である。電流シート (プラズマ) に働く軸方向の力は実用単位を使うと

$$\frac{1}{2} \frac{dL}{dz} I^2 \times 10^7 = \frac{10^7}{2} b_0 I^2 \quad (\text{dyne}) \quad (17)$$

で、運動方程式は

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{10^7}{2} b_0 I^2 \quad (18)$$

となる。 m : 加速されるプラズマの質量、電流 I は Fig. 31 の等価回路から $dL/dt = b_0 dz/dt$ に注意して

$$\frac{Q}{C_0} = \left(R_0 + R(t) + b_0 \frac{dz}{dt} \right) I + (L_0 + b_0 z) \frac{dI}{dt} \quad (19)$$

$$Q = - \int_0^t I dt \quad (20)$$

から決まる。(18)、(19)、(20) 式を初期条件

$$\left. \begin{aligned} Q(0) &= Q_0 = C_0 V_0 \\ I(0) &= 0 \\ Z(0) &= \left(\frac{dz}{dt} \right)_0 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

のもとで解けばよい。ここで V_0 は充電電圧である。なお、抵抗 $R(t)$ は与えられたものとする。方程式を解く前に次の注意をする。プラズマにかかる電圧は

$$V_p = RI + \frac{d}{dt}(LI) \quad (22)$$

であり、ガンにはいるパワーは

$$P = VI = RI^2 + (d/dt)(1/2 \cdot LI^2) + 1/2 \cdot dL/dt \cdot I^2 \quad (23)$$

である。第1項はオーム損失、第2項は磁場エネルギーの増加、第3項はプラズマになされる力学的仕事である。 $\frac{d}{dt}(1/2 \cdot LI^2) = 1/2 \frac{dL}{dt} \cdot I^2 + dI \frac{LI}{dt}$ からわかるように、第1の1/4周期では磁場エネルギーの増加がプラズマ加速にいくエネルギーより大きい。したがって当然のことながら電流が0から最大値に達し、さらに0までさがる加速過程がプラズマ加速には効率がよい。また外部回路の L_0, R_0 は小さい方が効率の点からいえばすぐれている。一方加速されるにつれて L は増加し、加速の力はよくなる。以上の点はガンの加速部諸元を決める要素の一つになるようである¹⁷⁾。しかしわれわれはいまの所効率には興味がなく、また実験からわかるように加速過程はもっと複雑である。

次のように規格化し、無次元の量を用いる。

$$\left. \begin{aligned} V &= V_0 V^*, \quad Q = C_0 V_0 Q^*, \quad I = V_0 \sqrt{C_0/L_0} \cdot I^* \\ Z &= L_0/b_0 \cdot Z^*, \quad t = \sqrt{L_0 C_0} \cdot t^*, \quad R = \sqrt{C_0/L_0} \cdot R^* \end{aligned} \right\} (24)$$

方程式は

$$(1 + Z^*) \frac{dI^*}{dt^*} + (R_0^* + R^* + \frac{dZ^*}{dt^*}) - Q^* = 0 \quad (19^*)$$

$$\frac{dQ^*}{dt^*} + I^* = 0 \quad (20^*)$$

$$\frac{d^2 Z^*}{dt^{*2}} = \beta I^{*2} \quad (18^*)$$

$$\beta = 10^7 b_0^2 V_0^2 C_0^2 / 2mL_0$$

$$Q(0) = 1, \quad I^*(0) = Z^*(0) = \frac{dZ^*}{dt^*}(0) = 0 \quad (21^*)$$

である。

まず $\beta = \text{一定}$, $R_0^* = R^* = 0$ として加速の初期および十分時間のたったときの解を求めておこう。加速の初期 $t^* \ll 1$ では $Z^* \ll 1$ で解は

$$\begin{aligned} Z^* &= (\beta/4) \{t^{*2} - (1/2)(1 - \cos 2t^*)\} \\ &\approx \beta t^{*4}/12 \end{aligned} \quad (25)$$

$$V^* \approx \cos t^*$$

であり、 Z^* は t^* の4乗に比例する。なお V^* は電源コンデンサーの充電々圧で

$$V^* = \frac{d}{dt^*} \{ (1 + Z^*) I^* \}$$

$t^* \gg 1$ のときは

$$V^* \approx \text{const} \cdot t^{*-1/4} \cos \{ (8/\beta)^{1/4} t^{*1/2} + \text{const} \}$$

の形で、電圧の振幅、振動数は時間とともに減少する。これは時間とともにインダクタンスが増加することからも期待できる結果である¹⁸⁾。

次にアナログ計算機による結果を示す¹⁹⁾。同軸円筒

の場合ローレンツ力は半径の2乗に逆比例し、またプラズマの質量密度も径方向に変化していると考えるのが自然である。その効果の一部を取り入れるために、不自然ではあるが階段状の電流シートを仮定する。例として Fig. 32 のような等間隔の3段の電流シートをとる。

(18*), (19*) 式は次のように変更される。

$$\begin{aligned} (1 + \sum_{i=1}^3 h_i Z_i^*) \frac{dI^*}{dt^*} + \sum_{i=1}^3 h_i \frac{dZ_i^*}{dt^*} I^* \\ - Q^* = 0 \end{aligned} \quad (19^{**})$$

$$\frac{d^2 Z_{i,m}^*}{dt^{*2}} = \beta_i I^{*2} \quad (18^{**})$$

Z_i は i 番目の電流シートの位置。 β_i は β の式の中で m として i 番目の電流シートの質量 m_i を入れたものである。 h_i は

$$h_i = \ln(r_i/r_{i-1}) / \ln(r_1/r_0)$$

である。 m_i は質量密度が半径の n 乗に逆比例すると仮定してもとめた i 番目の電流シートの質量 (全体の質量は一定として)。 $n=2$ のとき各電流シートの質量は一定となる。例としてわれわれのガンに近い $r_1/r_0 = 2$, 全質量 10^{-4} gr, $V_0 = 3 \times 10^4$ V, $C_0 = 1.2 \times 10^{-8}$ F,

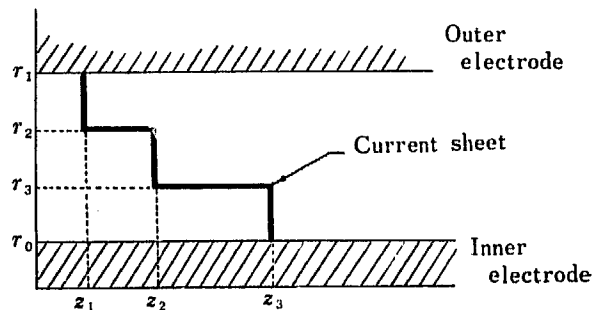


Fig. 32 Structure of the current sheet assumed in numerical calculations (analog computer)

TABLE 2 Typical values of h_i and β_i ; $r_1/r_0 = 2$, $(r_1 - r_2 = r_2 - r_3 = r_3 - r_0)$, total mass 10^{-4} g (mass density is proportional to r^{-n}).

Capacity of the condenser bank: 12 μ F

Charging voltage of the condenser bank:

30 kV

External inductance: 0.1 μ H

h		β			
		n	1	2	3
h_1	0.263	β_1	0.0982	0.125	0.164
h_2	0.322	β_2	0.120	0.125	0.134
h_3	0.415	β_3	0.155	0.125	0.103

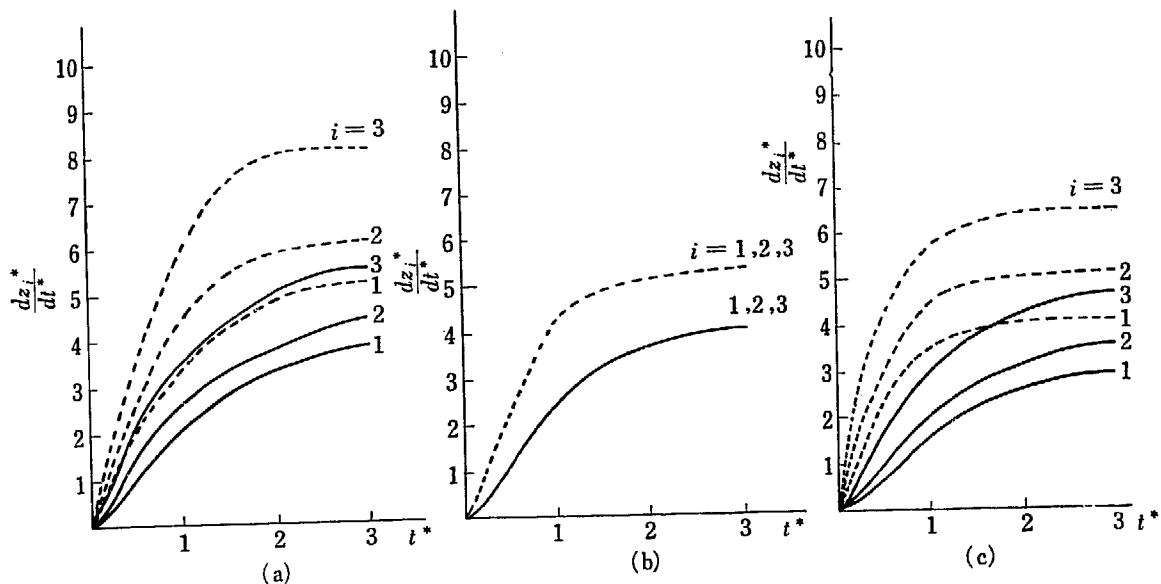


Fig. 33 Normalized velocities of current sheets (all resistances are assumed zero, $R_0^* = R^*(t) = 0$)

- (a) Mass density varies as r^{-1} ; Solid lines: $\beta_1=0.1, \beta_2=0.122, \beta_3=0.158$
Dotted lines: $\beta_1=0.2, \beta_2=0.245, \beta_3=0.316$
- (b) Mass density varies as r^{-2} ; Solidlines: $\beta_1=\beta_2=\beta_3=0.1$
Dotted lines: $\beta_1=\beta_2=\beta_3=0.2$
- (c) Mass density varies as r^{-3} ; Solid lines: $\beta_1=0.1, \beta_2=0.0816, \beta_3=0.0631$
Dotted lines: $\beta_1=0.2, \beta_2=0.163, \beta_3=0.126$

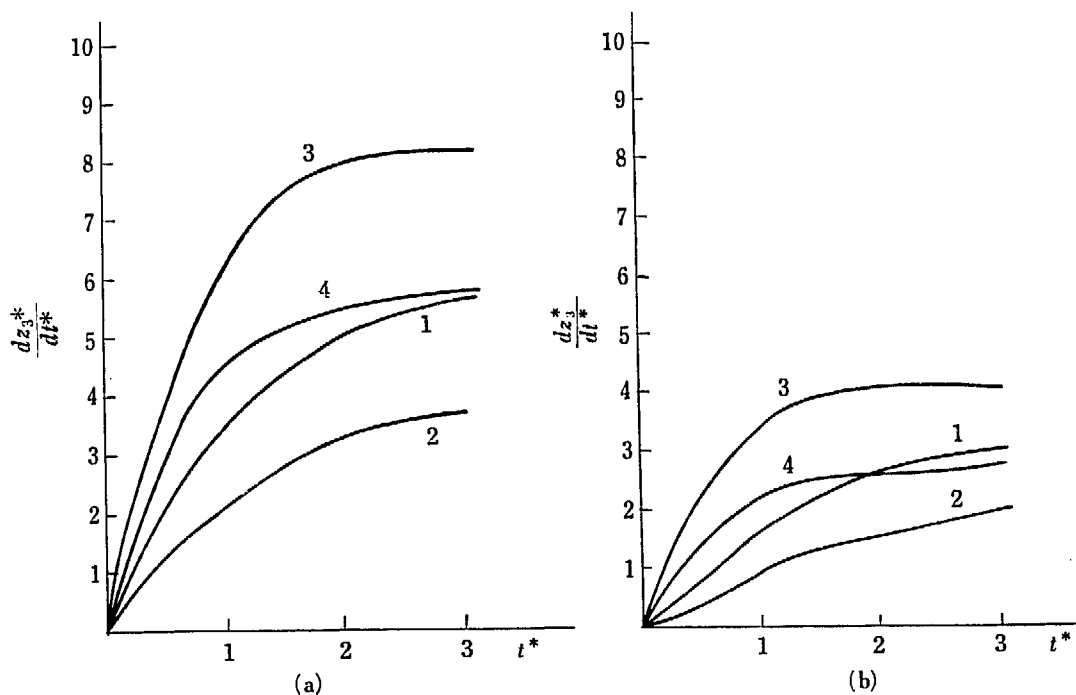


Fig. 34 Normalized velocities of the third current sheet
Effects of resistance: $R_0^* + R^* = 0$ in curves 1, 3. $R_0^* + R^* = 1.0$ in curves 2, 4.
(a) Mass density varies as r^{-1} in curves 1, 2: $\beta_1=0.1, \beta_2=0.122, \beta_3=0.158$
in curves 3, 4: $\beta_1=0.2, \beta_2=0.245, \beta_3=0.316$
(b) Mass density varies as r^{-3} in curves 1, 2: $\beta_1=0.1, \beta_2=0.0816, \beta_3=0.0631$
in curves 3, 4: $\beta_1=0.2, \beta_2=0.163, \beta_3=0.126$

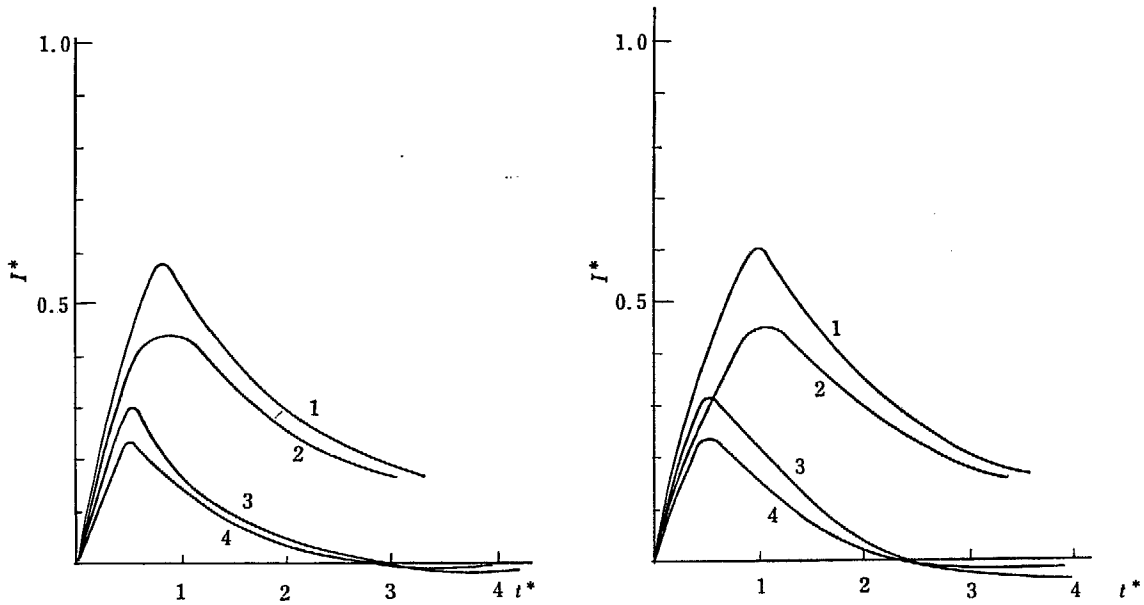


Fig. 35 Normalized discharge current, $R_0^* + R^* = 0$ in curves 1, 3, and $R_0^* + R^* = 1.0$ in curves 2, 4
 (a) Mass density varies as r^{-1} , in curves 1, 2: $\beta_1 = 0.1, \beta_2 = 0.122, \beta_3 = 0.158$
 in curves 3, 4: $\beta_1 = 0.2, \beta_2 = 0.245, \beta_3 = 0.316$
 (b) Mass density varies as r^{-3} , in curves 1, 2: $\beta_1 = 0.1, \beta_2 = 0.0816, \beta_3 = 0.0631$
 in curves 3, 4: $\beta_1 = 0.2, \beta_2 = 0.163, \beta_3 = 0.136$

$L_0 = 10^{-7}H$ という値を用い、 $n=1, 2, 3$ としたときの h_i, β_i を TABLE 2 に示した。

$R^*(t^*)$ は t^* によらないと仮定し、 $R_0^* + R^*$ および B_i をパラメータとして、アナログ計算機により、各電流シートの位置および速度、電流、電圧、コンデンサーに残っている電荷の9つの量を時間の関数として求めた。結果を整理したグラフを2, 3示す。Fig. 33は各シートは速度、Fig. 34は速度に対する電気抵抗の影響、Fig. 35は電流である。これらは定性的に期待されるものと一致する。たとえば時間と共にインダクタンスは急激にふえ、電流は小さくなり、したがって加速の程度も小さくなるのがグラフからよみとれる。

$r_1/r_0 = 10$ の場合も計算されたが、ここではふれない。より広いパラメーターの範囲について計算が P. J. HART によりなされている⁷⁾。

加速される質量が一定でない場合、たとえば質量が電流シートの位置に比例して増大するような“雪かきモデル”に対する結果も得られている²¹⁾。

電流シートの形については、ホール電流とプラズマの“うず”の相互作用の結果、内部電極の正負に応じて弾丸形あるいは平面形になるとも言われている²²⁾。

5.3 スポーク型不安定性

実験によるとガンで加速されるプラズマは“不安定性”を示し、上で仮定したような軸対称な電流シートは破壊され、電流は扇を閉じたようなスポーク状の路に集中するようになる⁸⁾²²⁾²³⁾。この現象がプラズマ自身の不安定性にもとづくものか、あるいはまたそれ以外の、たとえば電極表面の状態等によるものか、確定的なことはいえないが、次に1つの解釈を試みる²⁴⁾。

平面状の電流シートを考え、加速度 $-g$ ($g > 0$) なる“重力場”中にプラズマがあり、磁場がそれを支えているものとする (g は磁場によりプラズマのうける加速度)。プラズマは非圧縮性、かつ電気抵抗 η は一定値 η_0 とすると方程式は

$$\nabla \times (\mu_0 \rho \cdot \partial \mathbf{V} / \partial t) = \nabla \times \{ (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \} - \mu_0 \nabla \times (g \rho) \quad (26)$$

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \eta_0 \nabla \times \nabla \times \mathbf{B} \quad (27)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (28)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (29)$$

となる。平衡状態では $\mathbf{B}_0 = (B_0(y), 0, 0)$ 、速度 $\mathbf{V}_0 = 0$ 、さらに質量密度は $\rho_0(y)$ と y のみの関数とする。

(27)式から $d^2 B_0 / dy^2 = 0$ であり

$$B_0(y) = B_0^V(1 - y/y_0)$$

と B_0 の形は決まる. y_0 は電流シートの厚さで, その内部で電流は z 方向に一樣に流れている. スポーク状の変形に対応して, 磁場, 速度, 質量密度の摂動を

(y の関数) $\times \exp(ik_1x + \omega t)$ とし (簡単のため方向には一樣とした), 1 次の項までとる. 電気抵抗が小さく磁場がプラズマに“凍結”しているとみなせる場合, スポーク状のプラズマの変形は磁力線を曲げることになり, それによる安定化の効果が期待できる. したがって逆に電気抵抗が十分大きいとしよう. 以下この“静磁場近似”で問題をあつかう (この近似についてはさらに検討することが必要であるが). 1 つの例として $\rho_0(y) = Ae^{\lambda y}$ (A, λ は定数) と指数関数型の密度分布を仮定すると, 固有関数および固有値は

$$v_{yn} = \text{const} \times e^{-\lambda/2 \cdot y} [A \cos \cdot n\pi y/y_0 + B \sin \cdot n\pi y/y_0] \quad (30)$$

$$\omega_n^2 = g\lambda k_1^2 / k_1^2 n$$

$$k_{1n}^2 = k_1^2 + \lambda^2/4 + n^2\pi^2/y_0^2 \quad n=1, 2, \dots$$

と求まる. A, B は境界条件で決まるべきものである. $\lambda > 0$ (密度 ρ_0 が y と共にふえる) の場合, 不安定な解となる. x 方向の波数 k_1 をあたえると, $n=1$ のモードの成長が最も早い. また k_1 の大きいとき,

$$\omega_1^2 \approx g\lambda, \quad k_1 \text{ の小さいとき}$$

$$\omega_1^2 \approx g\lambda k_1^2 / (\lambda^2/4 + \pi^2/y_0^2)$$

で, x 方向の波長の短い波が早く成長する. プラズマの密度分布は高速ガス・バルブ (FAV) から出たガスの分布と密接な関係を持つと思われる. しかし, 実験との比較はまだなされていない.

いわゆる, RAYLEIGH-TAYLOR 型の不安定性も期待されるが, 実験ではまだ観測されていない.

5. 4 プラズマ電流の切断機構

最後に加速されたプラズマがガンからはなれる問題について簡単にふれる. これにも種々の因子が寄与し

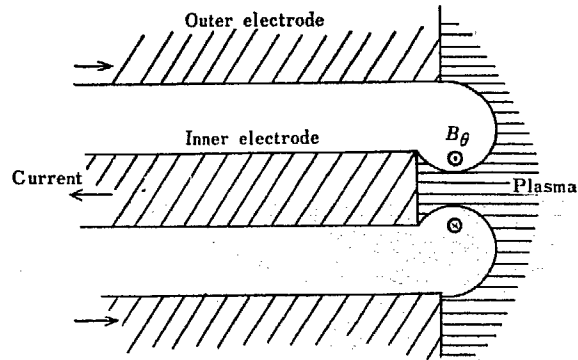


Fig. 36 Possible mechanism of the break-up of plasma near the gun muzzle

てくると思われるが, プラズマ自身の問題として考えると, 次のような機構も可能であろう. Fig. 36 のようにプラズマはガンの出口でピンチされ, “ソーセージ型”不安定性の発達によって放電が切断される²⁵⁾. しかし, 実験によるとプラズマはきわめて複雑な様相を呈しているようである. またこの放電の切断機構にはふれず, その際起る現象を現象論的にあつかう試みもなされた²⁶⁾. その要点をのべる. $t=0$ に放電が切断したとし, その直前の電場を $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, 電流を $\mathbf{I}(\mathbf{r})$ とする. $t>0$ の解は初期条件, $\mathbf{E}(t=0) = \mathbf{E}(\mathbf{r})$,

$\partial \mathbf{E} / \partial t (t=0) = \mathbf{I}(\mathbf{r}) / \epsilon_0$ および適当な境界条件のもとで, 波動方程式を解いてきまる. 2枚の半無限平行平面電極に問題をすりかえ, WIENER-HOPF の方法を利用して解の表式がえられた (半無限同軸円筒電極にたいしても近似的な解がもめられる). 結果は複雑で具体的な評価はまだなされていない. ピンチの“ソーセージ型”不安定性によるプラズマ電流の切断を同様にあつかうと強い電場が急激に発生し, ついで時間に逆比例して比較的ゆるやかに減衰することが示される.

$$\mathbf{E}(t) \approx \mu_0 \mathbf{I}_0 / 2\pi t, \quad t \gg a/c$$

ただし, $t=0$ で電場 0, 電流 \mathbf{I}_0 , また a はピンチしたプラズマの直径である.

6 結 語

原研の同軸型プラズマ・ガンに関して現在までに得られた成果は前述の通りであるが、“まえがき”にもおのべてあるように現在の同軸型プラズマ・ガンで造られる高速プラズマ塊はもちろん理想的なものではなく今後多くの改良を加える必要があるが、現在の所ではこのガンで造られるプラズマを用いて磁場中へのプラズマ入射その他の実験的研究が進められている。それらの研究の進歩とともにプラズマ・ソースとしてのガンの性能の向上も当然要求されるものと考えられる。

ガンの性能を向上させるためには造られる高速プラズマ塊の性質を知るための測定手段の開発・改良も重要なことである。従来のプラズマ診断法をこのような非平衡状態にある高速プラズマ塊に適用する場合の信頼性に関してはなお研究の余地があるものと思われる。

次に前の各章でのべられた内容の内主なものを要約すると、① 高速ガス・バルブに関して、プラズマ・ガンの放電開始時におけるガン内部での中性ガスの圧力分布は得られるプラズマの性質を決める重要な因子であることは前にもたびたびのべたが、その圧力分布を時間の関数として測定がおこなわれている。この圧力分布に密接に関係している高速ガス・バルブは機械的バルブ、電磁的バルブと、より性能の高いものに進んできた。電磁的バルブでもその初期には絶縁等の点で問題が多かったが数次にわたる改良の結果最近では十分連続使用に耐えるものとなっている。今後の問題としては、このバルブの作動時間をより短かくすることとか再現性の一層の向上等があるが、このため複数の driving coil による作動、その他の案が考えられている。② プラズマ塊の持つ運動エネルギー、運動量、速さ等の量はプラズマ塊の平均値的な意味で測定がおこなわれた。そのプラズマ塊の微細な構成を知るため、たとえば、プラズマ中に含まれる各種イオンの成分比等を調べるのに最近では小型の質量分析器を試

作してテストがおこなわれている。③ ガン内部でのプラズマの生成・加速、および切断の状態を知るため、磁気プローブ、ケル・セルカメラによる観測がおこなわれ、これにより加速の途中でおこるいわゆる“スポーク状”不安定性が認められた。これらの問題をより一層明確にするため、第2号の同軸型プラズマ・ガンが建設され、これらの問題に関して実験がおこなわれている。

今後はこれらの問題に対する理論・実験の比較をおこなうため双方の側よりその間にあるギャップをうめるような努力がはられるであろう。

謝 辞

この同軸型プラズマ・ガンの開発研究に際して多くの人々のご教示、協力を受けたが、特にプラズマ中に含まれる不純物の検出のため原研分析化学研究室より分光器を借用したこと、および同研究室の中島篤之助氏外研究室員の人々には分光測定に関する多くのご教示、乾板の処理およびスペクトルの解析等のご協力いただいたことを感謝いたします。

アナログ計算機によるプラズマの加速に関する計算に際して、原研計測制御研究室の原昌雄氏には多くのご教示ならびに実際の計算に際してご協力を受けたことを感謝いたします。

電磁的高速ガス・バルブの動作状態を調べるため高速カメラを原研機械装置研究室より借用し、また同研究室の鳥飼欣一氏、山崎利氏にご教示いただいたことを感謝いたします。

中性ガスの拡散の問題に関して有益な議論をしてくださった東大理、吉川允二氏(現在 General Atomics)河島信樹氏(現在、原研核融合)に感謝いたします。

同軸型プラズマ・ガンの設計・製作に関して多くの助言および実際の設計を担当された原研工作工場の人々に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) D. C. HAGERMAN, J. E. OSHER: *Rev. Sci. Inst.* **34**, 56 (1963)
- 2) W. H. BOSTICK: *Progress in Nuclear Energy Ser. XI "Plasma Physics and Thermonuclear Research"* p. 292, Pergamon Press, (1963)
- 3) J. MARSHALL: "Plasma Acceleration" edited By S. W. KASH, p. 60, Stanford Univ. Press, (1960)
- 4) 中野, 林, 妹尾: 核融合研究, **4**, 8 (1960)
- 5) A. GUTHRIE, R. K. WAKERLING: "Vacuum Equipments and Techniques", McGraw-Hill, (1949)
- 6) 国枝: 核融合研究, **11**, 263 (1963)
- 7) P. J. HART: *Phys. Fluids*, **5**, 38 (1962)
- 8) T.G. GOODING, B. R. HAYWORTH, R.H. LOVBERG: *AIAA Journal*, **1**, 1289 (1963)
- 9) 森茂ほか原研核融合グループ: 日本物理学会年会, 1964年10月, 名古屋大学
- 10) L.C. BURKHARDT, R.H. LOVBERG: *Phys. Fluids*, **5**, 341 (1962)
- 11) P. MOLMUD: *Phys. Fluids*, **3**, 362 (1960)
- 12) K. P. STANYUKOVICH: "Unsteady Motion of Continuous Media" Pergamon Press, (1960) など
- 13) 河島の私信
- 14) 田中: "Expansion of a Gas into a Vacuum" パフ研究会資料, 1964年3月, 日本大学
- 15) 田中: 核融合研究, **10**, 158 (1963)
- 16) P. B. BARBER, *et al.*: *J. Nucl. Energy Pt. C*, **6**, 29 (1964)
- 17) S. W. KASH: "Plasma Acceleration" edited by S. W. KASH, p. 79, Stanford Univ. Press, (1960)
- 18) L. A. ARTSIMOVICH, *et al.*: *Soviet Phys. JETP* **5**, (1961)
- 19) 田中: プラズマ・ガン研究会資料, 1962年5月, 日本大学
- 20) A. DATTNER: "Proceeding of the 4th International Conference on the Ionization Phenomena in Gases" North Holland Pub. Company, Vol III, p 1151 (1960)
- 21) W. H. BOSTICK: *Phys. Fluids*, **6**, 1598 (1963)
- 22) 森茂ほか原研核融合グループ: 日本物理学会分科会, 1964年4月, 日本大学
- 23) 井上: テストプラズマ研究会資料, 1964年2月, 名古屋大学
- 24) 田中: 近く発表の予定
- 25) 田村の私信
- 26) 田中, 井上: 日本物理学会年会, 1963年3月, 日本大学