

プラズマ風洞における波動・衝撃波実験

犬 竹 正 明*・栗 木 恭 一

概 要

MPDアーケットをプラズマ源とする準定常プラズマ風洞が建設され、超音速、超アルフベン流が得られた。この風洞は自由流中の乱れが少く、衝撃波、伴流などの電磁流体力学現象の研究に適している。アルフベン・マッハ数 M_A およびイオン・マッハ数 M はそれぞれ $M_A = 0.3 \sim 4$, $M = 1 \sim 6$ が実現された。この流れを用いて、アルフベン波伝播の実験、磁場に平行な波面法線を持つ衝撃波の実験が行われた。

1. 緒 言

電磁流体力学の研究は、これまで多くの人々によって行われ、理論的には物体上流に伸る伴流[1]や、上流に傾く衝撃波[2]の存在など興味ある現象が予測されたにも拘らず実験的検証は殆どなされていない。また、宇宙物理、プラズマ物理の研究から無衝撃波の存在が示唆されているが[3]、これも実験室において流れの粒子間衝突頻度を変えながら観測したい現象の1つである。このような実験に用いられる多目的のプラズマ風洞の流れには次のような性能が要求される。Ⅰ) 空間的一様性のよいこと。Ⅱ) 定常性のよいこと。流れの特性時間より長い作動時間を有すること。Ⅲ) 再現性のよいこと。Ⅳ) 磁気レイノルズ数が大きいこと。Ⅴ) 各種の相似パラメタを広範囲に変え得ること。Ⅵ) 完全電離プラズマであること。電離状態が激しく変る流れは現象の本質を覆ってしまう。Ⅶ) 亂れの少いこと。人為的に乱れを変え得ること。Ⅷ) 測定が容易なこと。これ等の条件を可成よく満すものとして、MPD (Magnetoplasmadynamic)アーケットをプラズマ源とする準定常プラズマ風洞を建設した。

この風洞に類似のものは幾つか作られ、衝撃波実験などに用いられている[4-7]。上に挙げた諸条件を検討してみると：Ⅰ) プラズマ流れの径は 30 cm。Ⅱ) 特性時間 $\sim 2 \mu\text{sec}$ に対し、持続時間は 1 msec である。Ⅲ) 磁気レイノルズ数は最大 100。Ⅳ) アルフベン・マッハ数 $M_A = 0.4 \sim 4$, マッハ数 $M = 1 \sim 6$, 圧力比 $\beta = 0.4 \sim 3$ 。Ⅴ) 電離度 50% 以上で電離に関し凍結流である。Ⅵ) 銅メッシュにより乱れを抑えた。Ⅶ) 時続時間が 1 msec であることから探針の加熱などは問題にならない。特に本研究ではⅥ) とⅦ) の条件に留意し改良を行った。

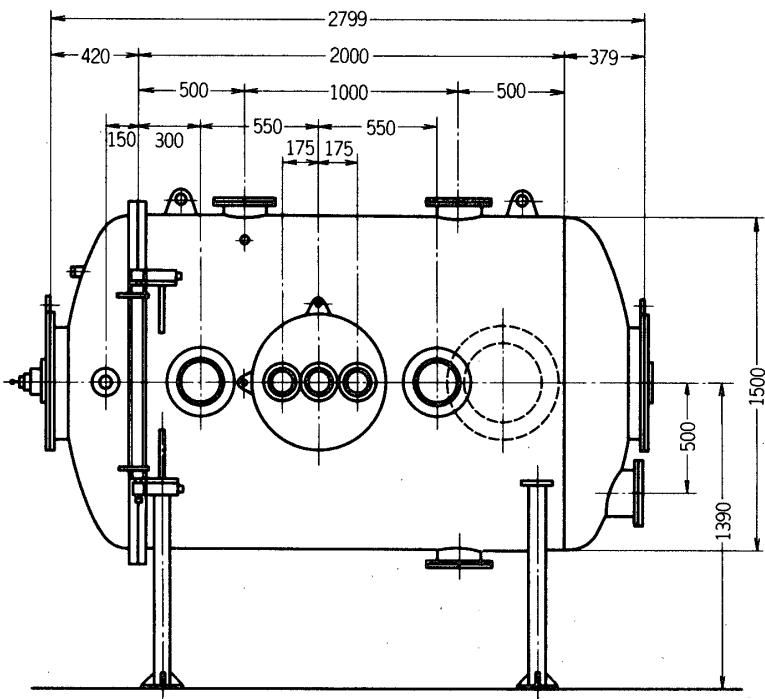
衝撃波の実験は、たまたまある実験条件で磁気ノズルの出口付近で見出されたものについて行った。衝撃波の波面法線は磁力線に平行で、この配位の衝撃波はこの実験で初めて見出された。

* 現在、名古屋大学プラズマ研究所に所属。

2. プラズマ風洞の構成

2.1 真空系

プラズマ流は第1図の真空タンク内につくられる。タンクの径は1.5 m, 長さは2.8 mで容積は約4 m³である。風洞作動中の流れの背圧(中性気体)はこの容積によってまかなかわ



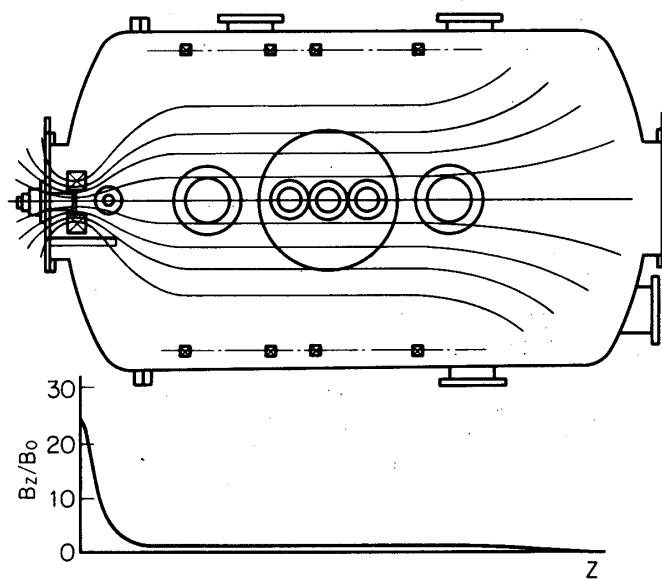
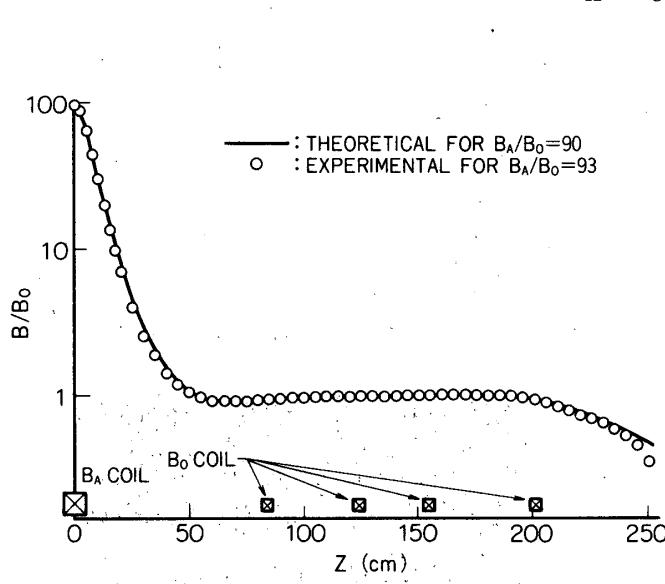
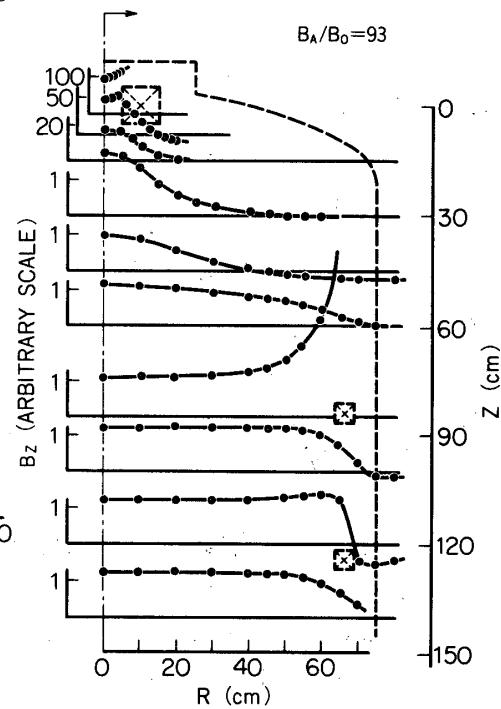
第1図 真空タンク

れ、1回の作動後の圧力は10⁻³ Torr以下である。排気は14インチ、排気速度3,000 l/secの油拡散ポンプ及び排気速度3,000 l/minの油回転ポンプにより行われ、タンク内に何も置かない場合で10⁻⁶ Torr、磁場コイル、アーク・ジェットなどを装着した場合で10⁻⁵ Torrの圧力を達する。風洞作動中は10⁻⁴ Torr以下の中性気体背圧であると考えられる。

2.2 外部磁界

プラズマは5個のコイルによってつくられる磁気チャンネル内を流れ、磁気ノズル部で膨張、加速され、タンク中央で磁力線に沿う平行流となる。磁力線の模様を第2図に示す。放電部の磁場強度B_Aと一様部の強度B_Oとは独立可変で、この図はB_A/B_O=25の場合である。同じ図の下部には中心軸(Z軸)上の分布が示してある。B_Aをつくる放電部コイル—B_Aコイルと呼ぶ—は内径10cm、外径30cm、厚さ10cmである。B_Aコイルの巻数は1820, 1000, 500, 250, 150と可変である。その他の4個のコイルをB_Oコイルと呼ぶが、その径は135cm、コイル断面は3.2cm×3.2cmと共に通であり、巻数は上流より84, 40, 43, 100と異っている。B_A/B_OおよびB_Oを変えることにより、磁気ノズルの開口比、マッハ数、アルフベン・マッハ数を変えることができる。

コイル電流は、最大充電々圧5kV、容量800μFのコンデンサ・バンクより供給される。

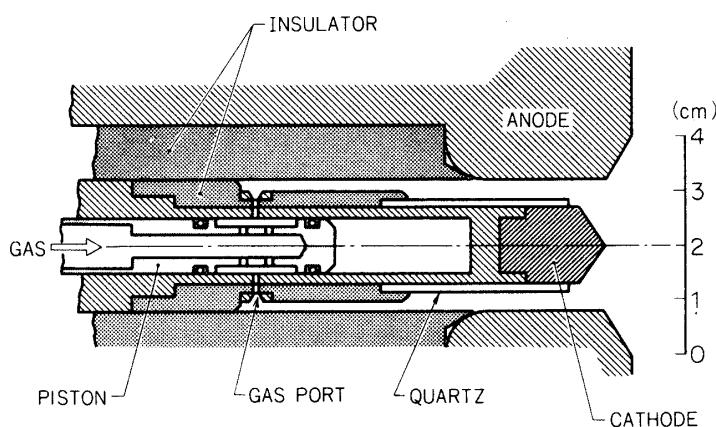
第2図 外部印加磁場分布, $B_A/B_0 = 25$ 第3図(a) 軸方向磁場成分の軸方向分布,
 $B_A/B_0 = 93$ 第3図(b) 軸方向磁場成分の半径方向
分布, $B_A/B_0 = 93$

$B_A/B_0 = 93$ の状態で、全インダクタンスは 500 mH 、全抵抗は 20Ω 、振動の半周期は約 50 msec である。第3図(a), (b)に軸方向磁場成

分の軸および半径方向分布の測定結果を示す。第3図(a)の実線はコイル電流を集中円環電流で置き換えた計算値で、測定値とよく一致していることを示している。

2.3 MPD アーク・ジェット

プラズマ源には宇宙航行推進機として開発された MPD アーク・ジェット [8] (Magnetoplasmadynamic Arcjet) が用いられた。アーク・ジェットの断面を第 4 図に示す。陰



第 4 図 MPD アーク・ジェット断面図

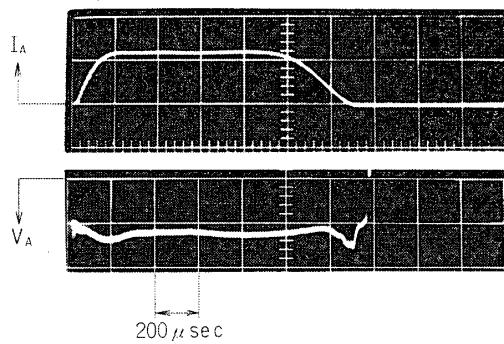
極は円錐状の先端をもつ径 14mm のタンクステン棒で、陽極は円径 24mm の銅リングである。陰極先端は陽極前面より 2 cm 引込んである。陰極の付け根は石英管で覆われ、放電は先端に集中するようにしてある。 B_A コイルの中心面は陽極前面と一致するように置かれている。

準定常放電々流は LC パルス整形回路により供給される。コンデンサの全容量は $2,000 \mu\text{F}$ 、全インダクタンスは $100 \mu\text{H}$ で、放電と直列に入る $150 \text{ m}\Omega$ の抵抗によりインピーダンス整合がとられている。MPD アーク・ジェットの抵抗は $5 \sim 20 \text{ m}\Omega$ であることから放電条件を可成り広範に変えても整合は崩れず、ほど定電流電源として働く。放電々流 I_A および電圧 V_A の波形を第 5 図に示す。放電電圧はタンクと共に接地された陽極を基準にして測られた陰極電位である。アーク電流は $200 \mu\text{sec}$ で立上り、 $800 \mu\text{sec}$ の定常部が続き、 $200 \mu\text{sec}$ で降下する。最大電流 12.5 kA は最高充電々圧 5 kV で得られる。

2.4 作動気体噴射

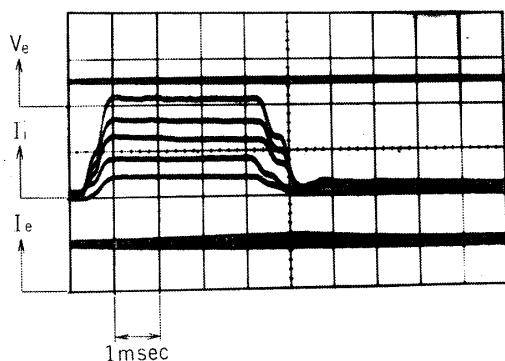
アーク・ジェットへの作動気体噴射は、よい立上りと定常性をもって行われる必要があり、放電との同期も可能でなければならぬ。従来用いられてきたボベット型のバルブはこの目的には不適当であり、本実験にはピストン型バルブが用いられた [4]。

ピストン型バルブは第 4 図に示されているが、作動気体は陰極付け根に近い部分に周方向等間隔で明けられた 6 個のオリフィスより陽極との空間に放出される。オリフィス径は 0.5

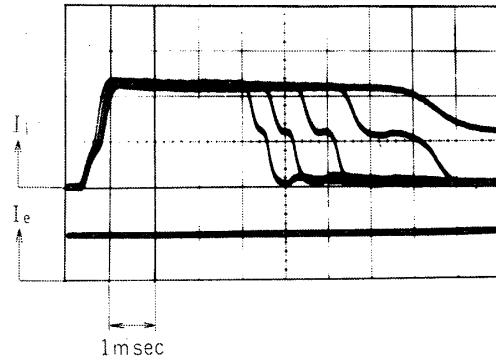


第 5 図 アーク放電電流 I_A 及び放電電圧 V_A

mmで、ピストン内圧と共に流量を決定する大事な役割を果すので、真鍮リングに精密に明けられ、放電を防ぐための絶縁物ジュラコンにはめ込まれている。オリフィスの開閉は、ジュラルミン製のピストンにはめ込まれた2本のOリングの通過によって行われる。ピストンはバネ駆動であり、Oリングのすべりを助けるためにテフロンのキャップがかぶせてある。このバルブによる気体噴射の詳しい測定は他に示されているが[9]、第6図、第7図に示す



第6図 ピストン内圧変えによるガス流量変化。 I_i は高速電離真空計のイオン電流でガス流量に比例する。ピストン内圧は下から順に 1, 2, 3, 4, 5 気圧。 I_e , V_e はそれぞれ高速電離真空計のエミッショングラフ電流及び加速電圧。



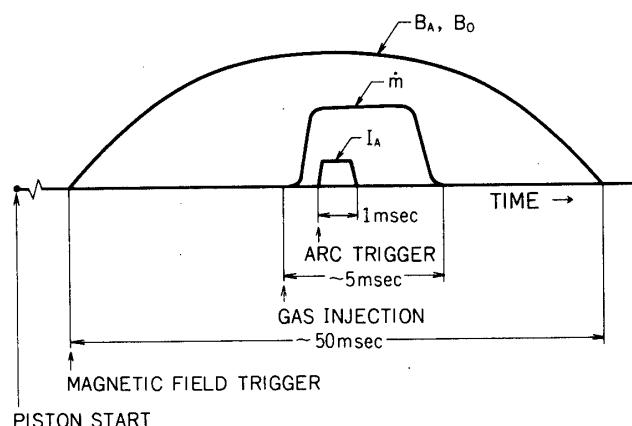
第7図 バネの初期たわみ変えによるガス噴射時間の調節。

ように、ピストン内圧を変えることにより流量を、バネの初期たわみを変えることにより噴射時間を調節することが可能である。

2.5 風洞の作動手順

第8図に示すように、プラズマ風洞の作動は次の手順で行われる。

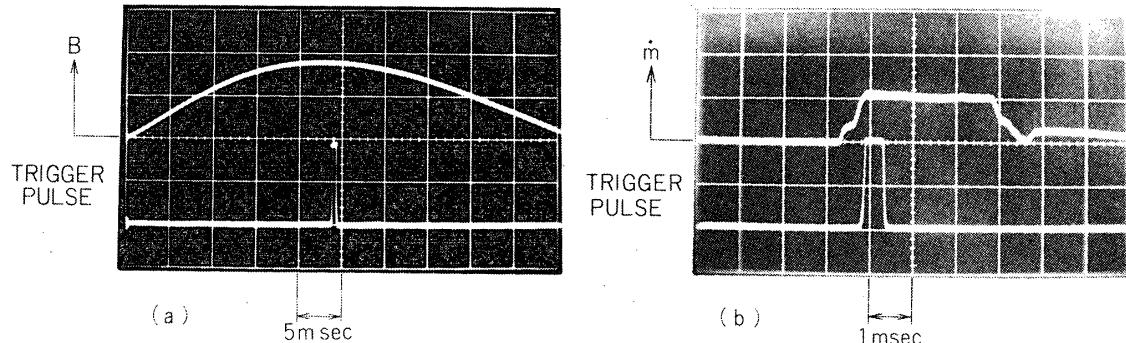
- i) ピストンの止め金がはずれて、バネ駆動が始まる。(PISTON START)。
- ii) 止め金をはずす装置の動きを検知して、磁場コイル電流を流し始める。(MAGNETIC FIELD TRIGGER)。
- iii) オリフィスが開き、流量 \dot{m} が一定値に達する。
- iv) \dot{m} が一定になった時点に同期して放電電流 I_A が流れ始める。この同期は光電式にピ



第8図 プラズマ風洞の作動手順

ストン運動を捉え行われる。

このような順序で実際に風洞が運転されていることは第9図に示した放電トリガーパルスと流量、磁場強度の波形との時間関係からわかる。



第9図 (a)外部磁場B及び(b)ガス噴射 \dot{m} とアーク放電トリガー時期。

静電探針、磁気探針などを用いて流れの諸量が測られた。静電探針はプラズマのイオン密度、電子温度の測定のほか、2本を組みにした方向性探針として流れの測定にも用いられる。深く負にバイアスされた探針の捕集するイオン電流は

$$J_i = 0.606 n_i e (k T_e / m_i)^{1/2} A_p \quad (2)$$

で与えられる[10]。ここで、 n_i はイオン密度、 e は電子電荷の絶対値、 k はボルツマン定数、 T_e は電子温度、 m_i はイオン質量、 A_p は探針面積である。但しこの式が用いられる条件は、探針とプラズマが相対速度を持たず、探針寸法が粒子平均自由行程より小さくおよびデバイ長より大きい時である。この他、電子温度は電子減速の探針特性から求まり、プラズマ電位は浮動電位を測定すれば電子温度を用いて推定できる。プラズマが流れている場合でも、固定された探針の表面が流れに平行であれば(2)式を用いることができる。方向性探針は1本の探針を表面が流れに平行になるように置き(2)式で表わされる電流 J_{\parallel} を集め、他の等しい面積の探針を表面が流れに垂直になるように置いて電流

$$J_{\perp} = n_i e U A_p \quad (3)$$

を集め。 U は流速を表わす。2つの式の比をとると、

$$J_{\perp} / J_{\parallel} = 1.65 M \quad (4)$$

となりイオン・マッハ数 $M = U / (k T_e / m_i)^{1/2}$ を求めることができる。電子温度が判っていれば速度が求まる。(3)式は $M \gg 1$ のとき成り立つが、 $M < 1$ のときには

$$J_{\perp}/J_{\parallel} = \exp(M^2/2) \quad (5)$$

で与えられる [11]。(4)式を低マッハ数まで、(5)式をマッハ数1近くまで拡張してみた結果、第10図のように2つの曲線は $M=1$ で滑らかに接合することが判った。従って2曲線をつなぎ合せた結果は低超音速域でも用い得ると推測される。測定に用いられた静電探針は、径 0.5mm 、長さ 10mm の円筒、及び径 3mm の平面探針である。

プラズマ中の磁界強度を測るため磁気探針を用いた。磁気探針の直径は 7mm で 0.1mm 径のフォルマール線が4層、410回巻かれている。探針の周波数特性は $1\text{K}\Omega$ の端末抵抗と 6m の同軸ケーブル $3\text{C } 2\text{V}$ を繋いだ状態で、10%降下の起る周波数は 240kHz である。一般にプラズマ内部の磁界は外部から軸磁界を印加しても、これに直ちに等しくはなく、プラズマ圧を含め次の平衡式で決ってくる。

$$\frac{B_o^2}{2\mu} = \frac{B_z^2 + B_\theta^2}{2\mu} + n_e k (T_i + T_e) \quad (6)$$

ここで B_o は印加磁束密度、 μ は透磁率、 B_z と B_θ は夫々 Z と θ 方向プラズマ内磁束密度である。 $B_z^2 \gg B_\theta^2$ として変形し $\Delta B_z = B_o - B_z$ と置くと

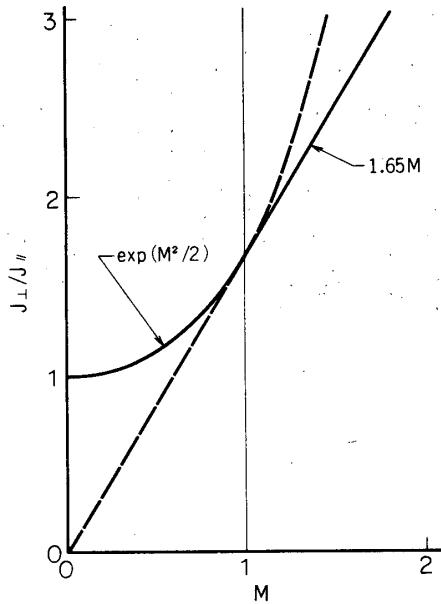
$$\frac{\Delta B_z (B_o + B_z)}{2\mu} = n_e k (T_i + T_e) \quad (7)$$

を得る。 ΔB_z を測定すれば、他の手段で求められた n_e 、 T_e の結果を合わせて(7)式より原理的には T_i を求めることができる。 $T_i \gg T_e$ のときにはこの方法は T_i 測定として有効であるが、そうでないときには誤差が集積して精度は低い。また(7)式の成立する前提として、圧力平衡に流れの動圧が関与せず、 Z 方向に一様であるという条件が満されねばならない。

磁気探針の変形として主直径 5 、 10 、 20cm のロゴスキー・コイルを用い、これを貫く電流を測った。どのコイルも 0.1mm 径のフォルマール線を直径 3mm の絶縁物に巻いてある。巻き数は 5 、 10 、 20cm 径のものにつきそれぞれ 1316 、 2627 、 5262 回である。磁気探針、ロゴスキー・コイルからの出力は時定数 10mesc の RC 積分器により積分後、シンクロスコープで観測された。

3.2 銅メッシュのない場合

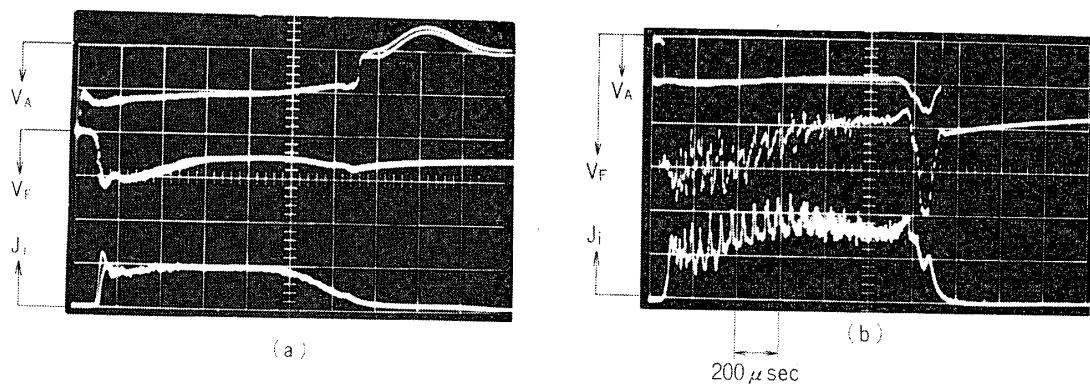
この報告では、後述するようにアーク・ジェット出口附近に銅メッシュを置いて、放電々流の下流への噴き出しを阻止したうえで波動、衝撃波の実験を行った。一方PuquhとPatrick



第10図 方向性探針電流比 J_{\perp}/J_{\parallel} とイオノマッハ数 M の関係

[4] が行ったように、放電々流に伴う磁界も考慮したうえで実験を行えば、流速を落さずには済むので、メッシュを置かず噴き出し電流のあるまゝ風洞として用いることも考えられる。ここではメッシュを置かない場合の測定結果をまとめた。

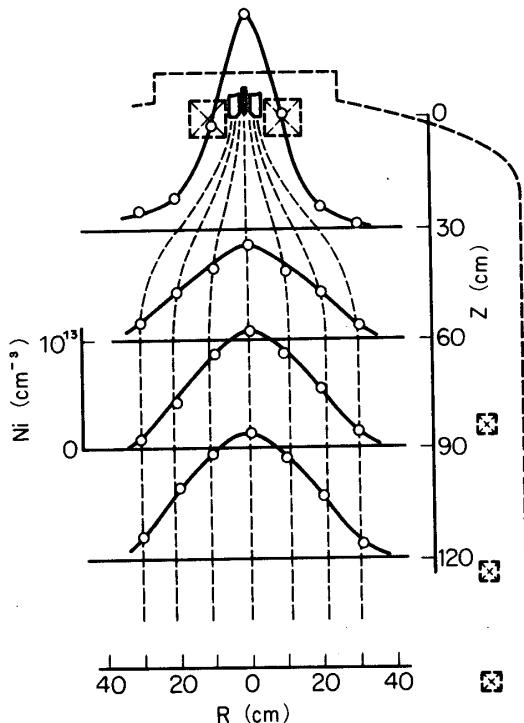
静電探針を用いて測ったイオン電流 J_i 、浮動電位 V_F を放電々圧 V_A と共に第 11 図(a), (b)に示す。(a)は作動気体としてヘリウムを用いた場合で定常性も良く、変動も少い流れであ



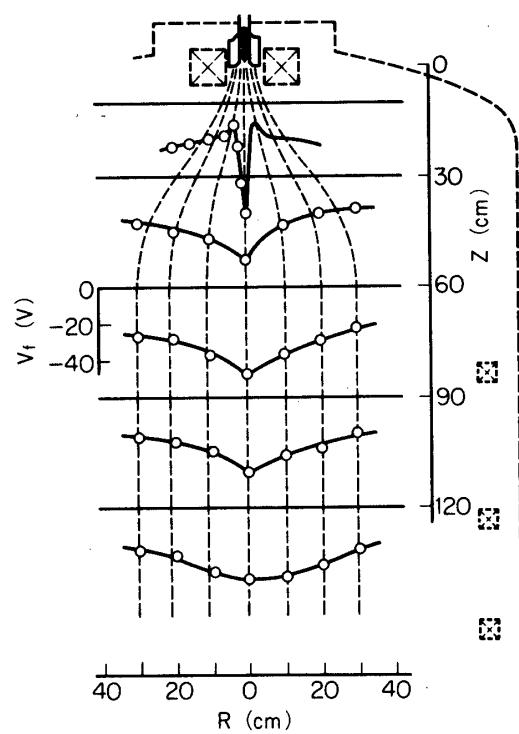
第 11 図 (a) ヘリウムガスを用いた場合。イオン電流 J_i (20 mA/div), 浮動電位 V_F (20 v/div), 及び放電電圧 V_A (50 v/div)。 $m = 0.33 \text{ g/sec}$, $I_A = 6 \text{ kA}$, $B_A = 5 \text{ kG}$, $Z = 90 \text{ cm}$, $R = 20 \text{ cm}$
(b) 水素ガスを用いた場合。 J_i (200 mA/div), V_F (20 v/div), V_A (100 v/div)。 $m = 0.15 \text{ g/sec}$, $I_A = 8.8 \text{ kA}$, $B_A = 6 \text{ kG}$, $Z = 120 \text{ cm}$, $R = 0$.

ることが判る。一方、水素の場合(b)はイオン電流に大きい揺動が見られる。他の測定から判ったことであるが水素の場合はヘリウムに比べ速度、噴き出し電流が大きい。従って不安定性が生じ易いと考えられる。不安定振動のモードの究明は行わなかった。

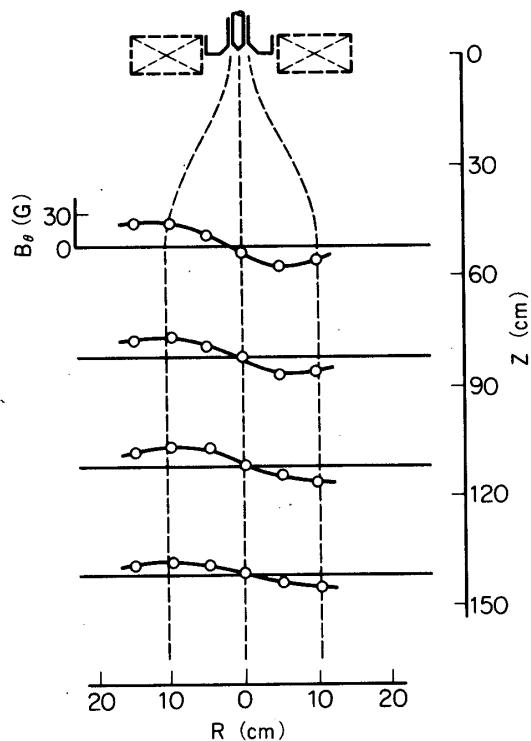
静電探針電流電圧特性の半対数プロットから $T_e = 5 \text{ eV}$ が求まったので、この結果を用いてイオン電流の測定値からイオン密度 n_i を求めた。イオン密度の空間分布を第 12 図に示す。この分布から、流れの半值直径は約 40 cm で $Z > 60 \text{ cm}$ で流れ方向に一様であることがいえる。第 13 図は浮動電位の空間分布である。明らかに中心軸附近の電位は低く、陰極電位に近い。これは陰極より電子が中心軸近くを下流に向って流れている、あるいは裏返して云えば電流が上流に向って遡っていることの現れである。このことは第 14 図に示す B_θ の測定と合わせて結論できる事柄である。 B_θ はこの図に見られるようにある半径位置で最大となる。この位置で軸方向電流の反転が起っており、 $R \leq 10 \text{ cm}$ を上流に遡る電流が流れていることを示している。陰極に流れ込む電流の一部は陽極からプラズマ電流の外側を流れ折り返したものであるが、他は陽極が真空タンクと共に接地されているため、主として流れが衝突する下流の壁面より上流に向って流れるタンク電流が存在する。タンク電流のみを分流して測った結果を第 15 図に示すが、これを見ると全放電々流の 30% にも及んでいる。磁力線がタンク壁と交るタンク後部内面をマイラーで覆うと、同図に示されるように定常作動の間タンク電流は殆ど無くなってしまう。



第12図 イオン密度分布。実験条件：水素ガス、 $m = 0.15 \text{ g/sec}$ 、 $I_A = 12.5 \text{ kA}$ 、 $B_A = 6 \text{ kG}$ 。以下に示すデータは断わりない場合はこの実験条件で得られたもの。



第13図 浮動電位の空間分布

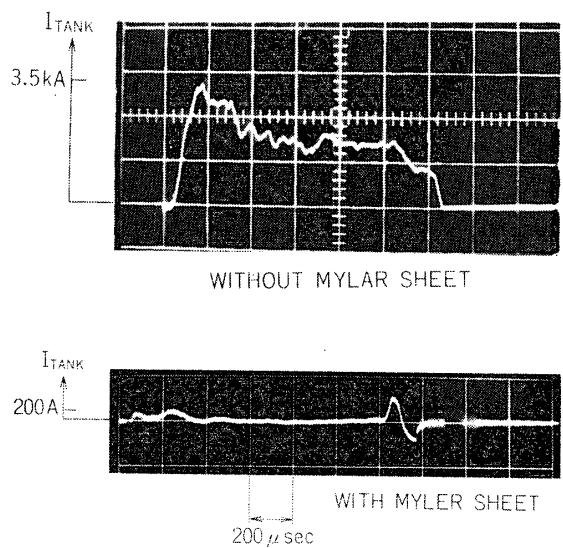


第14図 θ 方向磁場成分の空間分布。半径方向尺度は軸方向尺度の2倍に拡大されている。

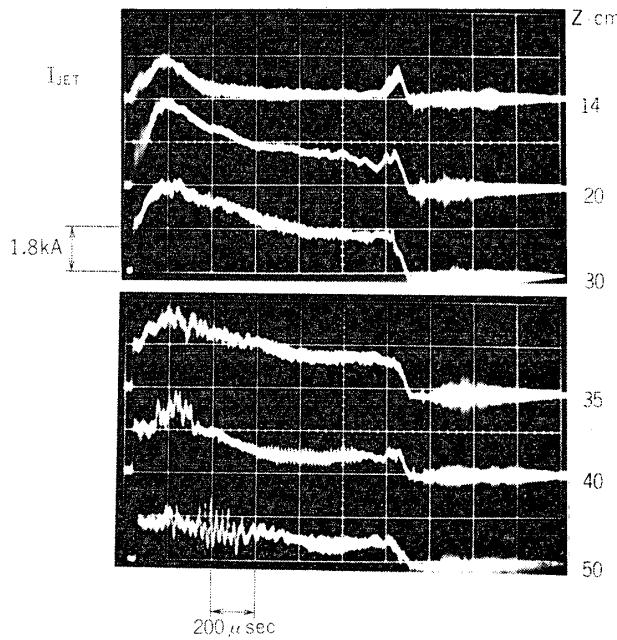
以上のような策を施しても、陽極から下流に出て折り返してくる噴き出し電流は依然として存在する。第16図は径が10cmのロゴスキー・コイルを中心軸と同軸におき、貫通する電流の流れ方向変化を測った結果である。噴き出し電流 I_{jet} はやはり30%位に達していることが判る。このような噴き出し電流は軸方向磁界のみで実験したいときには B_θ を誘起するので困るばかりでなく、水素を用いた実験では乱れが多くて好ましくない。次節では銅メッシュを用いてこの電流を抑えたときの流れの測定結果を示す。

3.3 銅メッシュのある場合

アーク・ジェットから噴き出す放電々流を抑えるため銅網（インチ当たり8メッシュ）を流れに垂直に置いて実験を行った。メッシュは放電々流を半径方向に短絡する効果をもた



第15図 真空タンク壁に流入する電子電流

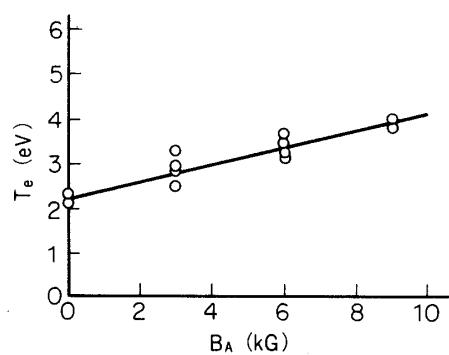


第16図 ロゴスキーコイルによる噴き出し電流測定。

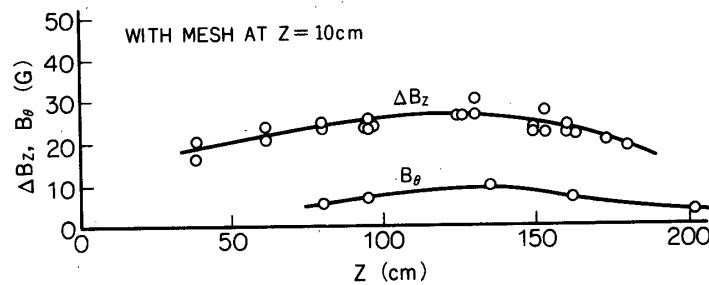
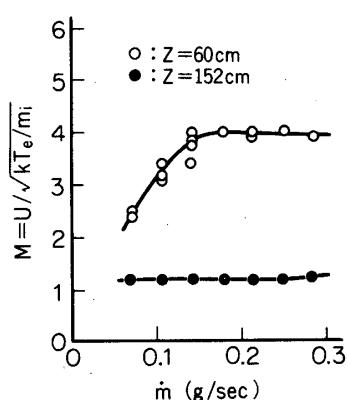
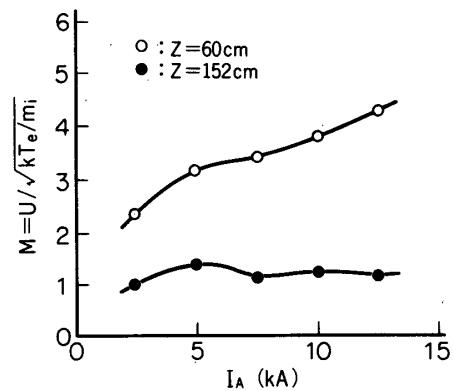
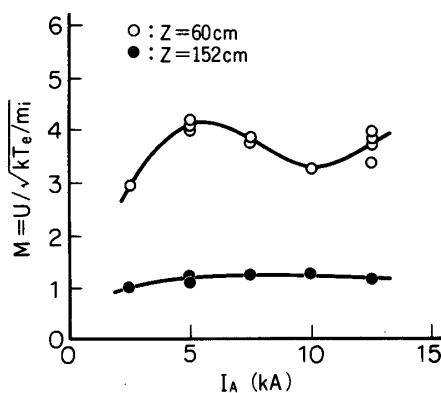
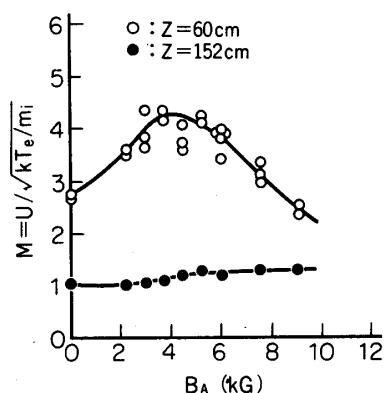
磁気探針を用いて B_θ , ΔB_z の測定を行った。軸方向の分布を第18図に示す。銅メッシュを置いたため B_θ はかなり減少したが、最大 10G 位残っている。プラズマ反磁性効果による軸磁場の減り ΔB_z は印加磁場の 40% 位である。流れのアルフベン速度はプラズマ中の

らすので、短絡電流が多くなれば、プラズマ加速、電離が低下することは明らかである。極端な場合として、放電部で短絡すれば電離、加速は全く起らないことになる。そこでメッシュの位置、電位をいろいろ変えて測定をした結果、位置は $Z = 10\text{ cm}$ 、電位は浮動電位が最適であることが判り、この状態で流れの計測を行った。

静電探針を用い電子温度の測定を行った。流れが定常な $500\ \mu\text{sec}$ の間に探針バイアスを掃引して電子電流を測りバイアス電圧との半対数プロットより求めた。外部磁場を変えて測った結果を第17図に示す。電子温度は磁場強度と共に直線的に増大する。また、流量を減らすと、 T_e は増大する。空間的にはあまり変化しないなどの傾向が認められた。



第17図 磁場強度による電子温度の変化

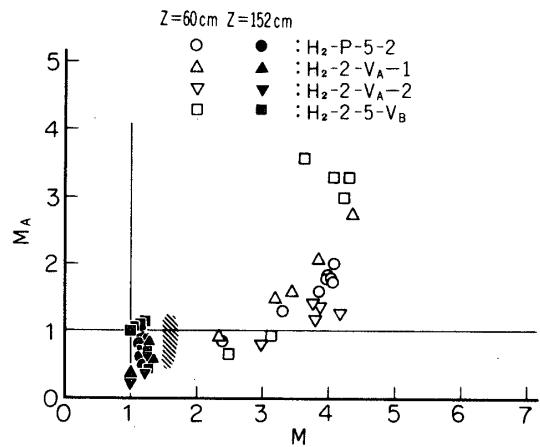
第18図 ΔB_z ($R=0$) 及び B_θ ($R=5\text{ cm}$) の軸方向分布。第19図 ガス流量によるイオンマッハ数の変化, $I_A = 12.5\text{ kA}$, $B_A = 6\text{ kG}$.第20図 放電電流によるイオンマッハ数の変化, $B_A = 3\text{ kG}$.第21図 放電電流によるイオンマッハ数の変化, $B_A = 3\text{ kG}$.第22図 磁場強度によるイオンマッハ数の変化, $I_A = 12.5\text{ kA}$.

B_z を用いて計算した。圧力平衡式(7)を用いて T_i を推定すると精度はあまりないが T_e と同じ程度の大きさであるという結果を得た。直径 3 mm の平面探針 2 本を組み合せた方向性探針を用いて速度測定を行った。その結果を流量を変えたとき第19図、放電々流を変えたとき第20、21図、磁場を変えたとき第22図に示す。これ等 4 つの図に共通して云えることは、

$Z = 60\text{ cm}$ から $Z = 152\text{ cm}$ と下流に移るとマッハ数、あるいは速度が激減していること、 $Z = 152\text{ cm}$ では $M \approx 1$ で実験条件を変えてあまり変化しないことである。第19図で $Z = 60\text{ cm}$ の値は \dot{m} の減少と共に減少する傾向を示しているが、 \dot{m} を変化させても放電々圧があまり変わらないと考え合せると、 \dot{m} の減少は単位流量当たりの投入パワの増大を意味している。それにも拘らず、マッハ数、速度は減少していることになり理解し難い。第20、21図では電流増大と共に M は単調増大でなく、一度減少する場合もあることを示している。アーケ・ジェットの電流、電圧特性では負性抵抗を示すこともあるが、やはり電流の増大はパワの増大に結びつくので、 M が減少するのはおかしい。

第22図も同様で、磁場 B_A を強くすると放電々圧は上昇しパワは増大する。しかし、 M はある磁場強度以上で急に減っていることが認められる。以上のような現象は、後の章で触れる衝撃波の存在によって、ある程度説明することができるので、そのとき再びとりあげたい。

B_z, n_i の測定結果を用いてアルフベン速度を求め、速度測定の結果と合わせてアルフベン・マッハ数 M_A 、イオン・マッハ数 M を計算し、第23図の $M_A - M$ ダイアグラムにプロットした。 $Z = 60\text{ cm}$ の値は $0.5 < M_A < 4.0, 2.0 < M < 5.0$ の広い範囲にわたっているが、 $Z = 152\text{ cm}$ では $0.2 < M_A \lesssim 1.0, 1.0 \lesssim M < 1.5$ の低い領域に密集している。



第23図 $M - M_A$ ダイヤグラム。記号の違いは実験条件を変えを表わす。斜線領域については4節で述べる。

4. アルフベン波の伝播

4.1 アルフベン波

これまでアルフベン波に関する理論的、実験的研究は数多く行われてきたが、実験については静止したプラズマで行われたものが多い。ここでは特にアルフベン波伝播から流速を知るという応用も考えられるので、流れの効果を重視して実験を行った。

アルベン波には2つの型があって、遅い（あるいはねじれ）アルフベン波と速い（あるいは圧縮）アルフベン波がある。遅い波は低周波、長波長域では一定のアルフベン速度 C_A で伝わるが、イオン・サイクロトロン周波数 ω_{ci} 近くでは遅くなり、 ω_{ci} で共鳴を起す。このような波の分散式は [12]

$$\frac{(\omega - k_{\parallel} U)^2}{\omega_{ci}^2} = \left(1 + \frac{\omega_{pi}^2}{k_{\parallel}^2 c^2} + \frac{\omega_{pi}^2}{k_{\parallel}^2 c^2 + k_{\perp}^2 c^2 + k_{\perp}^2 c^2} \right) \quad (8)$$

と流速 U によるドプラーフェクトを含めて表わされる。ここで、 k_{\parallel}, k_{\perp} は軸および径方向波数

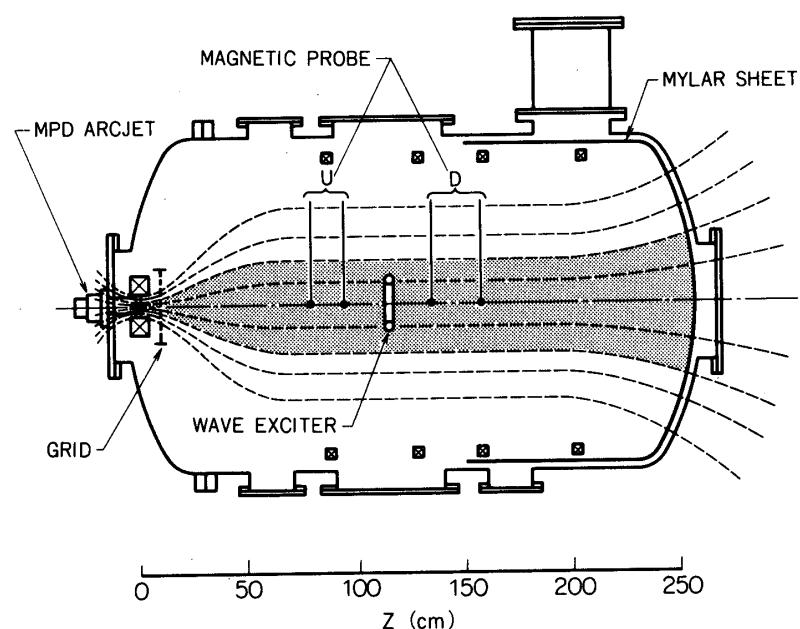
ω_{pi} はイオン・プラズマ周波数である。速いアルベニン波の分散式は

$$(\omega - k_{\parallel} U)^2 = C_A^2 (k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2) \quad (9)$$

一様プラズマの場合には $k_{\perp} = 0$ となって、やはり長波長域でアルベニン速度で伝わる波になるが、有限プラズマでは遮断周波数が現われる。この実験では主として遅い波について実験が行われ、以下のような結果が得られた。

4.2 励起と伝播

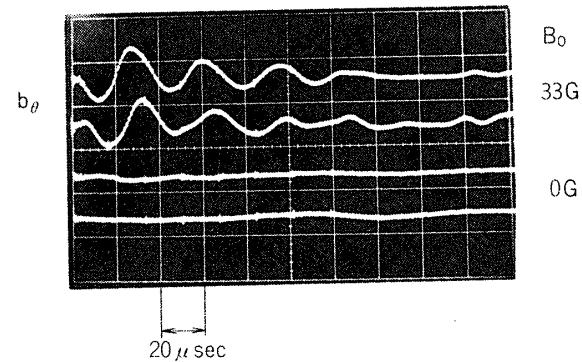
アルベニン波の励起は第24図のように $Z = 115 \text{ cm}$ に置かれた中心軸と同軸のループによ



第24図 アルベニン波の励起伝播実験装置

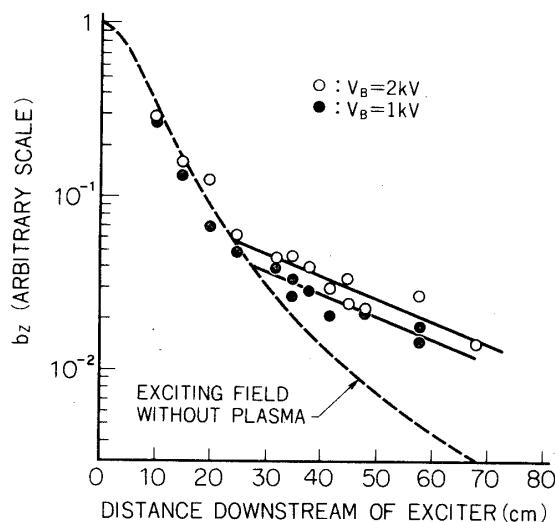
って行われた。ループは直径 20cm で 2 回巻きである。波の測定は磁気探針で行われた。励起電流は $2 \mu\text{F}$, 5 kV max のコンデンサから火花ギャップを通じて供給される。ループと合わせた回路の固有振動数は 90 kHz であるが、遅いアルベニン波を励起するために外部にインダクタンスを直列に入れ、 30 kHz に下げた。

まず磁気探針で測られる波が磁力線に沿って伝わるアルベニン波であるかどうかの単純なチェックとして、外部磁界のあるとき、ない時の信号を比較した。第25図は

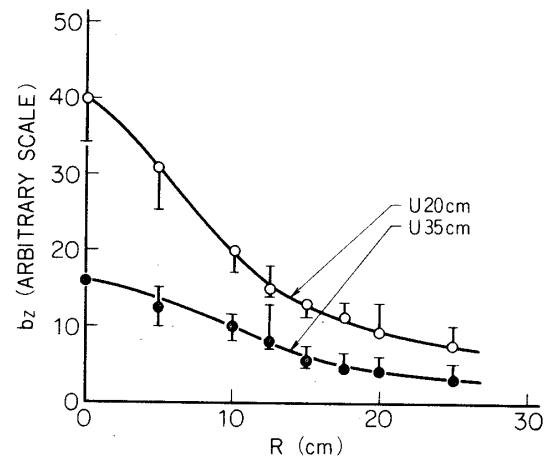


第25図 外部磁場の有無によるアルベニン波の可否。 b_{θ} は波の θ 成分

その波形を示す。磁場のないときには波の伝播がないことは、これより明らかである。次に波のZ方向磁場成分 b_z をループ下流に測ってみると第26図のようになる。図中破線はプラズマがない時の理論値を示しているが、ほどループの直径位下流まではこの分布に従い、これより下流で波としての伝播特性を示している。波の減衰長さは37cmである。第27、28図はループ上流で測った波のZ、θ成分 b_z 、 b_θ を示す。次の節で述べるようにこの測定の



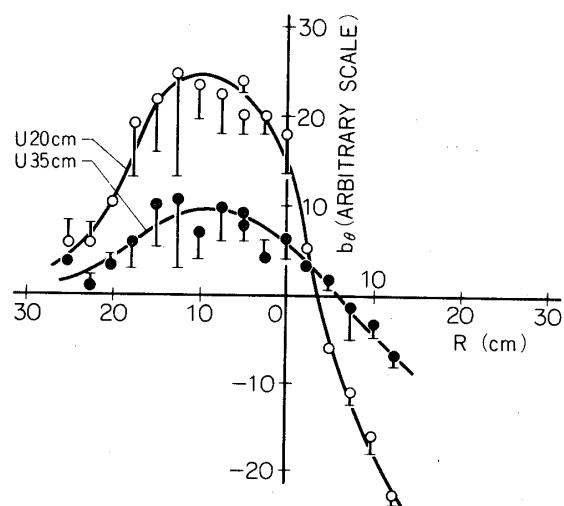
第26図 波のZ成分 b_z の軸方向振巾分布。記号の違いは外部磁場強度の違いを示す。



第27図 波のZ成分の半径分布。
 $I_A = 7.5 \text{ kA}$, $B_0 = 33 \text{ G}$.

行われた位置には丁度衝撃波が存在しているので、振巾や位相の流れ方向変化について議論することは危険であるが、次のような結論は導ける。Ⅰ) 振巾分布はほど相似であること。Ⅱ) 振巾はプラズマ密度の半值半径位置では十分小さくなるので、この位置に絶縁壁があると想定して考えられる理論的固有函数 [13]、即ち b_z についてはゼロ次ベッセル函数、 b_θ については1次ベッセル函数と比べると実験値はこれに近い分布をしていること。Ⅲ) 従ってこの半径をもって(8)式にある k_\perp を計算することができる、などである。

第29図は M_A が1より大きいとき(a)、小さい時(b)にループの上下流に置かれた磁気

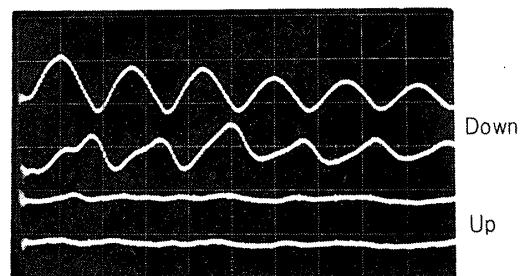
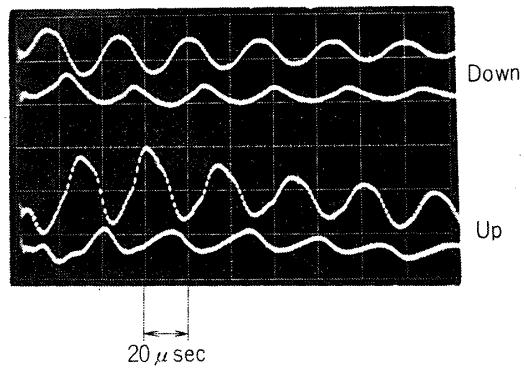


第28図 波のθ成分の半径分布。
 $I_A = 7.5 \text{ kA}$, $B_0 = 33 \text{ G}$.

探針で測定した波形である。期待される通り、 $M_A > 1$ では上流に波が伝わらなくなる様子がこれから判る。更に進んで、流れにのった波の伝播特性から流速を求める方法を考える。その一つはループ下流の一組の探針を用いて波の位相速度 ω / k_{\parallel} を測る方法で、既に求まっている k_{\perp} , n_i , B_z を(8)式に代入すれば U が求まる。もう一つの方法は、ループ上下流に配置した2組の探針から上下流に伝わる波の位相速度を測る方法である。当然のことながら、この場合流速はアルベン速度以下である必要がある。この方法では U の他にもう一つ未知数があつても(8)式を解くことができる。特に(8)式が

$$(\omega - k_{\parallel} U)^2 = C_A^2 k_{\parallel}^2 \quad (10)$$

と簡単化できるときには、 U と C_A を求めることができある。この実験では第1の方法で U を求め、これをもとに計算された M_A , M を第23図に方向性探針で求めた結果に重ねてプロットした。実験点は図中斜線で示される範囲に存在し、 $Z = 60\text{ cm}$ と $Z = 152\text{ cm}$ での方向性探針の結果の中間に存在する。この方法で得られる速度が、ループ下流の比較的広い領域での平均速度であることを考えると、この結果を納得することができる。第2の方法は更に広い領域の平均値を与えること、上流の探針が後述の衝撃波領域に入ることながら、第23図の実験点には加えなかった。

(a) $M_A \geq 1$ (b) $M_A < 1$

第29図 アルベンマッハ数による波の伝播の違い。

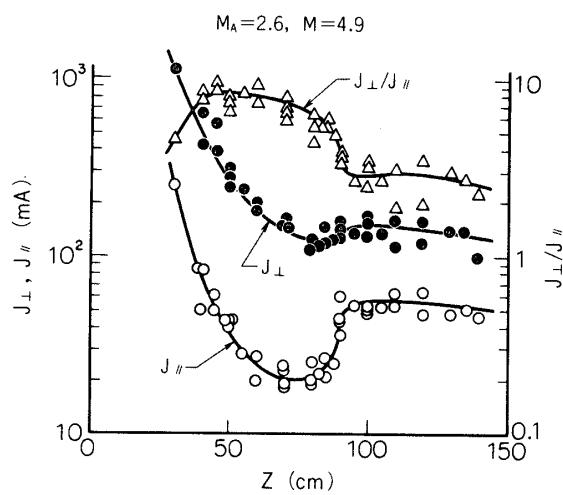
5. 無衝突衝撃波

5.1 流れの中の跳び

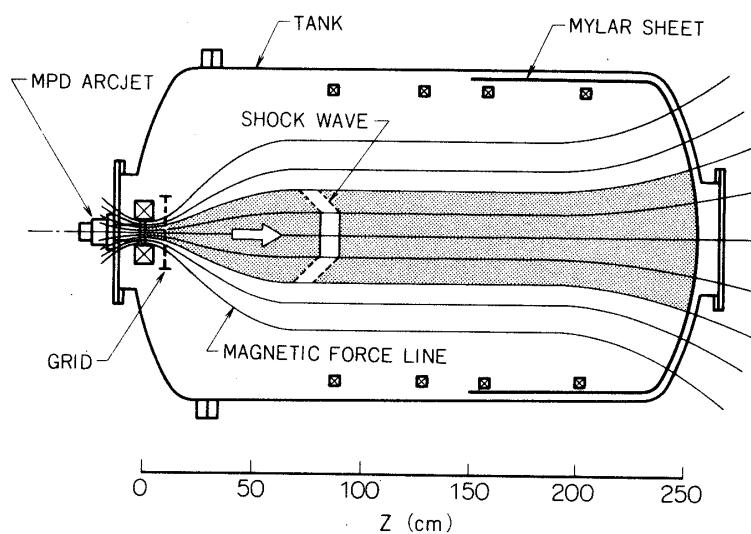
方向性探針による流速測定の結果で疑問となつたのは、何故流れ方向に流速が激減するという事であった。そこで方向性探針を用いて流れ方向に測定を行い、第30図に示すような結果を得た。この図には流れに平行、垂直な面で集められたイオン電流、 J_{\parallel} , J_{\perp} 及びその比の軸方向分布が示されている。定性的には J_{\parallel} は密度、 J_{\perp} は粒子流速、 J_{\perp}/J_{\parallel} は速度と考えて議論ができる。流れは磁気ノズル内で膨張、加速を受け、密度は減少、速度は増大する。 $Z \approx 50\text{ cm}$ は磁気ノズルの出口で、ここで磁力線は平行になり、流れも高速低密度の一様流となる。更に下流に進むと $Z \approx 80\text{ cm}$ で流れは急激な圧縮、減速を受ける。流速はほぼ一定に保たれている。同じような測定を別の半径位置で行った結果、中心軸から半径10cm以内ではほぼ同じ位置で跳びが生じており、衝撃波であるならばこの範囲で平面と見なせ

ることが判った。またこれより外の半径位置では、密度、速度が小さくなるため跳びは不明瞭になるが、その位置はや々上流に移る。これ等の様子をまとめてスケッチしてみると第31図に示すようになる。

このような跳びが衝撃波であるとすると、背圧が十分に低くないときにラバーブル管内に生ずる垂直衝撃波、あるいは過膨張した流れに生ずる barrel shock, Mach disk によく似ていることが思い当る。プラズマ風洞の場合の背圧は何によってきまるかというと、軸方向にはタンク後部内壁で起る表面再結合による荷電粒子の消滅が不完全で、プラズマでの溜りが生ずることによる。また半径方向にはタンク側壁におけるこの効果と、磁界のもたらす圧力が加わったものと考えられる。こ



第30図 方向性探針電流 J_{\parallel} , J_{\perp} 及び比 J_{\perp}/J_{\parallel} の軸方向分布。 $I_A = 7.5$ kA, $B_A = 3$ kG.



第31図 磁気チャンネル流中の衝撃波

の考え方の裏付けとして、タンク中央部にマイラー膜を流れに垂直に置き背圧の上昇を与えてみた。その結果、跳びの軸方向位置は上流に移り背圧上昇の効果が認められた。また、プラズマ流の径の大きい位置で観測される跳びは、半径方向に膨張してきた流れが、磁気圧の勾配で曲げられて生じた斜め衝撃波と考えられる。また、以上のような跳びは外部軸磁界を印加しないときには全く現われない。

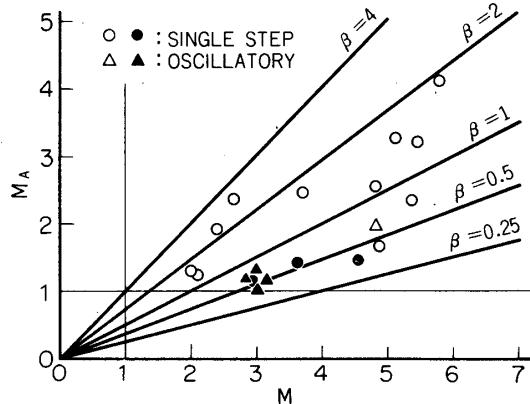
方向性探針を用いて速度測定を行ったときの投入パワ増大に対する速度の奇妙な振舞は、跳びが衝撃波であるとして次の様に説明できよう。投入パワを増大してゆくと流れは加速され、アルフベン・マッハ数は増大する。そして衝撃波が発生する条件が満されると、衝撃波背後になった測定位置では速度が減少する。電流を増やしたときには衝撃波上流での加速が続いて、 $Z = 60\text{ cm}$ という測定位置が衝撃波上流になり再び流速は上昇する。磁場を強くしたとき、流量を減らしたときは、アルフベン速度が増大し、 M_A が低下するので測定位置が衝撃波背後となり速度が減少すると理解できる。

4.2 電磁流体力学衝撃波

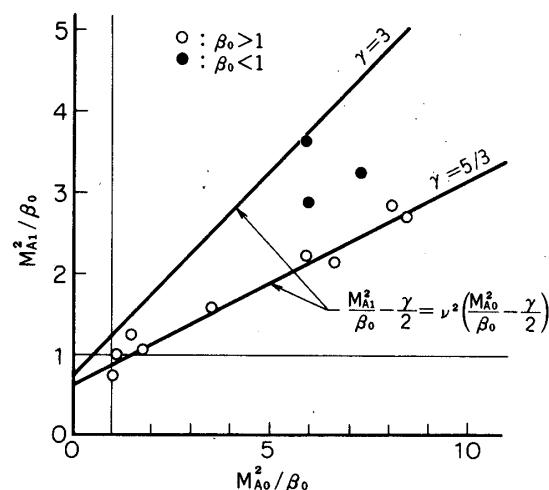
実験結果に現われた諸量の跳びが衝撃波であるかどうかを判定する手がかりとして電磁流体力学衝撃波の理論がある [2, 14]。この風洞実験ではイオンの平均自由行程は、流れの粒子エネルギーに基いて計算すると 10^2 cm になり跳びの厚さより長い。従って衝撃波であるにしても無衝突となるが、宇宙で観測された無衝突衝撃波についてなされたように、媒質を連続と見なして電磁流体力学の理論と比べてみることも意味があると思われる。流れの中心軸付近で観測された衝撲波の波面法線は磁界に平行であるので、流れの諸量の跳びは気体力学の Rankine-Hugoniot の関係に従い、磁界は関与しない。しかし、磁界は evolutionary condition を通じて衝撲波の発生に束縛を果す。実験で得られる流れの状態を、この条件に照らしてみると、non-evolutionary と判定される衝撲波上流の M_A , M は第32図の黒い点のようになり、 $M_A = 1$ の附近に存在している。このような non-evolutionary に対応する軸方向イオン電流分布を見ると、跳びの起る領域は広く、変化が緩くなる。Rankine-Hugoniot の関係式 [2]

$$M_{A1}^2 / \beta_0 - \gamma/2 = \nu^2 (M_{A0}^2 / \beta_0 - \gamma/2) \quad (1)$$

と実験結果とを比較すると第33図のようになる。ここで β は圧力比、 γ は比熱比、 $\nu^2 = (\gamma - 1) / (\gamma + 1)$ である。添字 0, 1 はそれぞれ衝撲波の上、下流の値を表わす。この図



第32図 M - M_A ダイヤグラム。黒記号は、"non-evolutionary" な実験点を表わす。



第33図 ランキン・ユゴニオの関係式

から判るように $\beta_0 > 1$ の実験点は $\gamma = 5/3$ の理論線に近く、 $\beta_0 < 1$ の点は $\gamma = 3$ の線の近くに散在している。このことは β_0 が大きいと粒子運動の自由度が大きいことと傾向を同じくしている。以上のように、実験で得られた跳びは電磁流体衝撃波の条件をよく満している。

4.3 無衝突衝撃波

磁力線方向に伝播する無衝突衝撃波（有限振巾波）の理論解析は、最初 Saffman [15] によってなされた。その結果、孤立波の存在条件として $M_{\infty} \geq (m_i/m_e)^{1/2}/2$ が冷いプラズマに対して与えられた。水素プラズマの場合、この値は 20 になり、実験で得られる最大マッハ数よりはるかに高い。しかし、温かいプラズマについての解析 [16] から、この臨界アルフベン・マッハ数は低くなり、この実験での条件を含む可能性が示唆されている。また、衝撃波の上流で定在する振動解を導入すれば、アルフベン・マッハ数が 1 度まで低くても衝撃波が存在することが理論的に証明されている [3]。この実験においても衝撃波上流で前駆的振動が生ずる場合が存在する。それ等の実験条件は第 32 図に三角印で示されている。三角点は低アルフベン・マッハ数、低 β の領域を占めており、斜め衝撃波の実験結果に似ている [17]。上に挙げた理論解析によって予測される衝撃波厚さは c/ω_{pi} 、あるいは $10 c/\omega_{pe}$ の程度であるが、この実験での条件からは $c/\omega_{pi} \sim 13 \text{ cm}$ 、 $10 c/\omega_{pe} \sim 3 \text{ cm}$ であるので、測られた衝撃波厚さに近い。また、アルフベン・マッハ数が増大すると衝撃波は薄くなるという傾向も理論解析の示すところと一致している [3]。このように、無衝突衝撃波のいくつかの条件も満足していることが判った。

謝 詞

この実験研究は、本研究所技官、依田和頼氏および工作工場の方々の多大な御協力を得て行われた。ここに心から謝意を表したい。

1974 年 11 月 26 日航空力学部

参 考 文 献

- [1] H. Hashimoto, Phys. Fluids **2**, 337 (1959).
- [2] A. Jeffrey and Taniuchi, *Non-linear Wave Propagation* (Academic, New York, London 1964), 2nd ed., Part II, Chap. 6.
- [3] D.A. Tidman and N.A. Krall, *Shock Waves in Collisionless Plasmas* (Wiley-Interscience, New York, 1971).
- [4] E. Pugh and R. Patrick, Phys. Fluids **10**, 2579 (1967).
- [5] R. Patrick and E. Pugh, Phys. Fluids **12**, 366 (1969).
- [6] W.C. Condit Jr., Rev. Sci. Instrum. **41**, 374 (1970).
- [7] D.L. Morse and W.W. Destler, Plasma Phys. **14**, 153 (1972).
- [8] K. Kuriki and M. Inutake, AIAA J. **11**, 133 (1973).
- [9] M. Inutake and K. Kuriki, Rev. Sci. Instrum. **43**, 1670 (1972).
- [10] J.E. Allen, R.L. Boyd, and P. Reynolds, Proc. Phys. Soc. **B70**, 297 (1957).

- [11] D. Bohm, E. Burhop and H. Massey, Chap. 2 in *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*, edited by A. Guthrie and R.K. Wakerling, McGraw Hill, New York (1949).
- [12] T.H. Stix, *The Theory of Plasma Waves*, McGraw-Hill, New York (1962).
- [13] L.C. Woods, J. Fluid Mech. 13, 570 (1962).
- [14] J.E. Anderson, MHD Shock Waves, MIT (1963).
- [15] P.G. Saffman, J. Fluid Mech. 11, 16 (1961).
- [16] Y. Kato, M. Tajiri and T. Taniuchi, J. Plasma Phys. 6, 467 (1971).
- [17] J. Mizui, S. Nakai, K. Kasuya, and C. Yamanaka, Phys. Fluids 15, 1941 (1972).