

T形電磁衝撃波管とそれによる 衝撃波と電磁場の干渉の研究

Study on an Electromagnetically Driven T-shaped Shock Tube and
on the Shock Interaction Problem with Electromagnetic Field

内 田 幹 和*
Motokazu Uchida

要 旨

T形電磁衝撃波管のこれまで明確にされていなかった性質を明らかにする実験を行ない、その衝撃波管は流れの減衰のあることと、流れの持続時間の短いことに注意すれば、電磁流体力学の実験に使えることを示した。次にその衝撃波管を使い直交する電磁場と衝撃波の干渉の研究を行ない、MHD発電機のような場合には衝撃波の速さはほとんど変わらないが、プラズマ推進機の場合には大きく変わり、その変わり方は計算とかなりよく一致することを示した。

1. 緒 言

電磁流体力学の工学的な応用としての衝撃波を使うプラズマ推進機とかMHD発電機⁽¹⁾においては、衝撃波と電磁場の干渉が一つの大きな問題である。この問題は磁気レイノルズ数の大小によって二つの分野に分けられ、磁気レイノルズ数が十分に大きくて磁力線が流れに凍結されて動く場合の研究は数多くなされている⁽²⁾。しかし工学的に興味のある磁気レイノルズ数が小さい場合については、あまり研究がなされておらず、理論的な研究⁽³⁾⁽⁴⁾が発表されているのみである。本報告は磁気レイノルズ数が小さい場合の衝撃波と電磁場の研究にあるが、それを実験的に行なうためには、かなり強い衝撃波を作らなければならない。ここではそのためにT形電磁衝撃波管⁽⁵⁾を使うが、この衝撃波管は比較的最近開発されたもので、その性質は完全に解明されているとはいえない。そのため本報告では、その不明な性質を解明する実験の結果について述べた後に電磁場との干渉の研究結果について述べる。

2. T形電磁衝撃波管の研究

普通の衝撃波管は一本の管をdriver sectionとdriven sectionとにわけdriven sectionを低圧にしdriver sectionを高圧にして、その間の仕切膜を急激に取り除き高圧気体を低圧気体中に急激に膨張させて衝撃波を作るものである。それに対して電磁衝撃波管は、同一圧力(低圧)の管中の一部の気体を大電流放電によって高温高圧にし、その部分の気体の急激な膨張によって衝撃波を作るものである。また磁場の作用をも使って高速の衝撃波を作るものである⁽⁶⁾。普通の衝撃波管では最高の衝撃波マッハ数 Ms は20程度であったものが、電磁衝撃波管では空気中で100近い Ms の値を得ることも容易である。電磁衝撃波管はこのように大きな Ms の値を作ることができるという特長を持っているが、その性質は普通の衝撃波管とはいくつかの点で異なっている。まず普通の衝撃波管では特殊な場合を除き衝撃波の速さの減衰は起こらないが、電磁衝撃波管では非常に大きな減衰が起こる。この減衰は衝撃波背後の流れの非一様性に関係してくるので重要である。つぎにこれまでに発表されたいくつかの論文によると衝撃波面と、元来放電部にあった気体が膨張してきて作る境界面(接触面という)の間の距離は非常に短い。このことは空気力学実験にとっては実験可能な流れの持続時間が非常に短いことを意味するので、どのくらいになるかを知っておかなければならない。また電磁衝撃波管においては電流放電を用

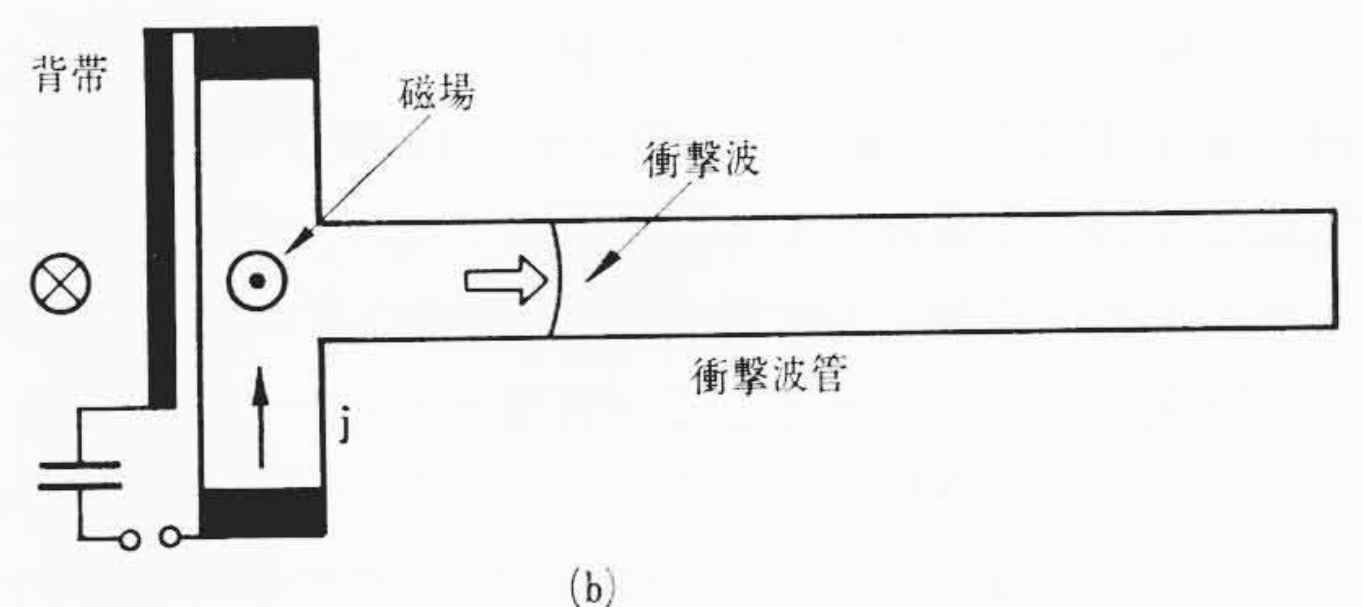
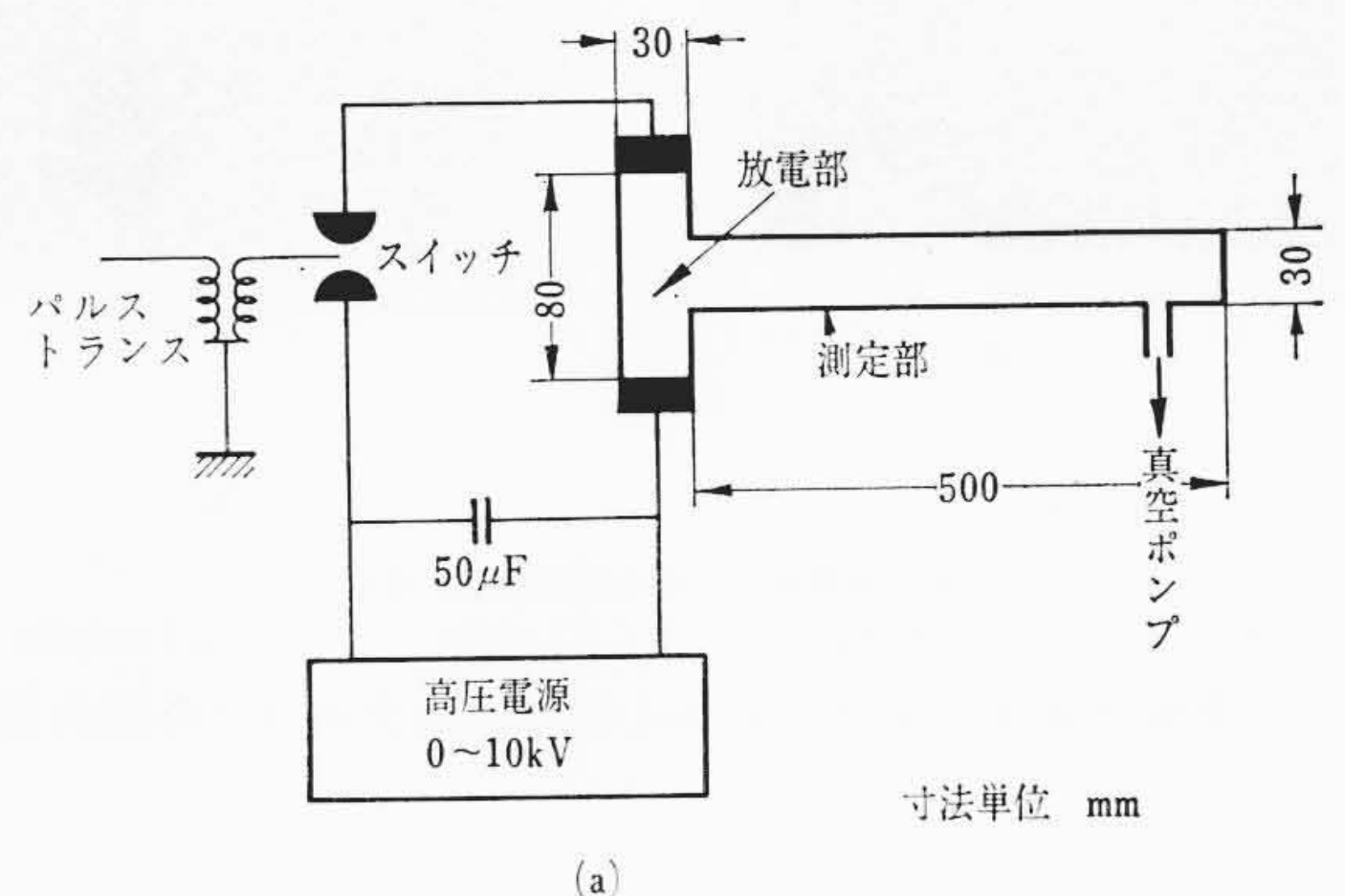


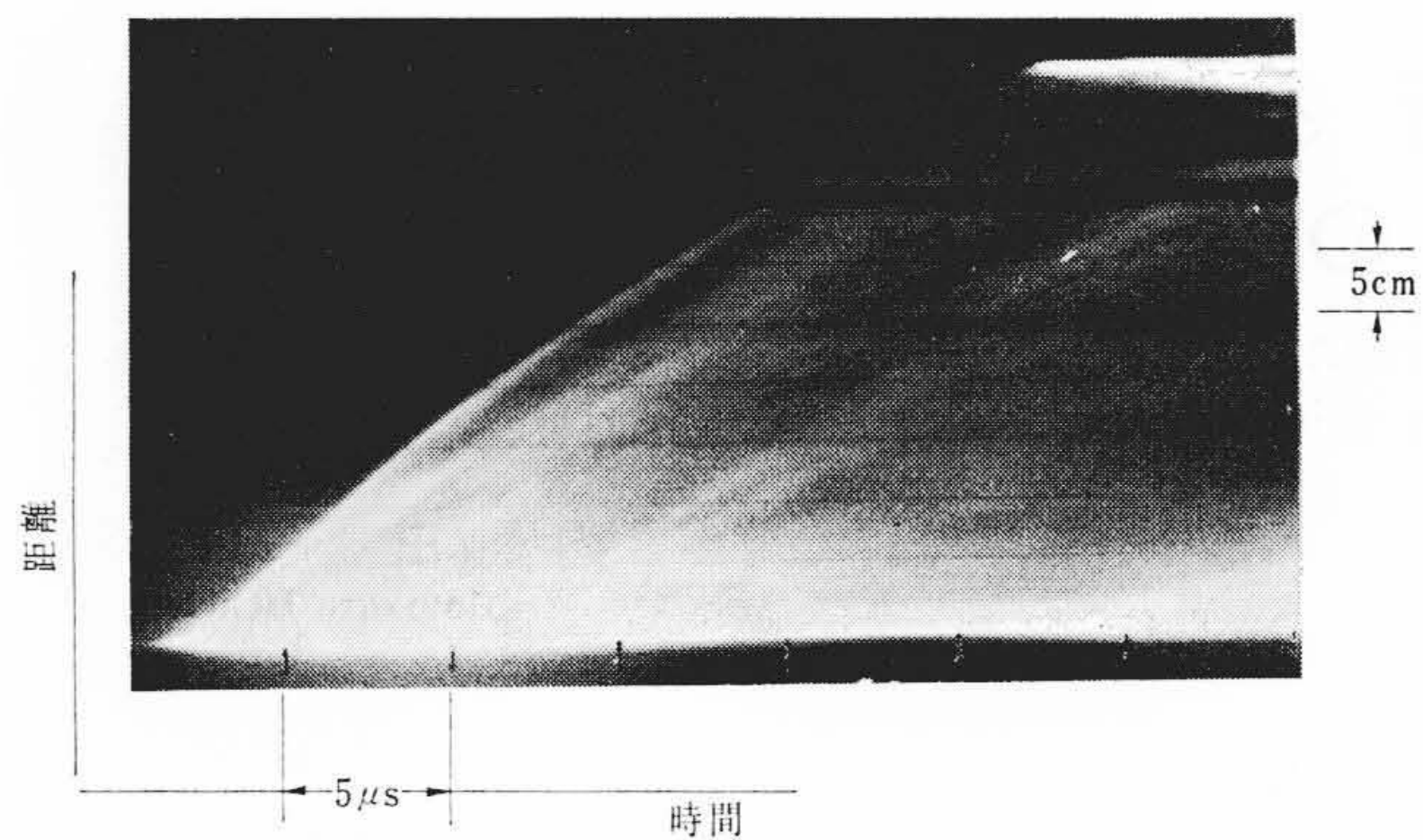
図1 T形電磁衝撃波管実験装置

いて衝撃波を作るが、その放電の際に生ずる高温電子とかふく射その他の電氣的じょう乱は衝撃波よりも速く伝ばし、衝撃波前方の静止気体を乱してしまう可能性がある(precursor effectという)。衝撃波管を用いる実験では衝撃波の速さと静止気体の状態量を知れば衝撃波背後の状態量を計算により簡単に求められるのが特長であるが、もしも precursor effect が大きいとその大きさを評価することが現在のところ不可能であるから、この特長がまったく失われることになる。それゆえ precursor effect が衝撃波背後の状態量に、どの程度の影響を与えるかを知っておかなければならない。本章では以上三つの点に重点をおいてT形電磁衝撃波管の性質について研究した結果を述べる。

2.1 実験装置

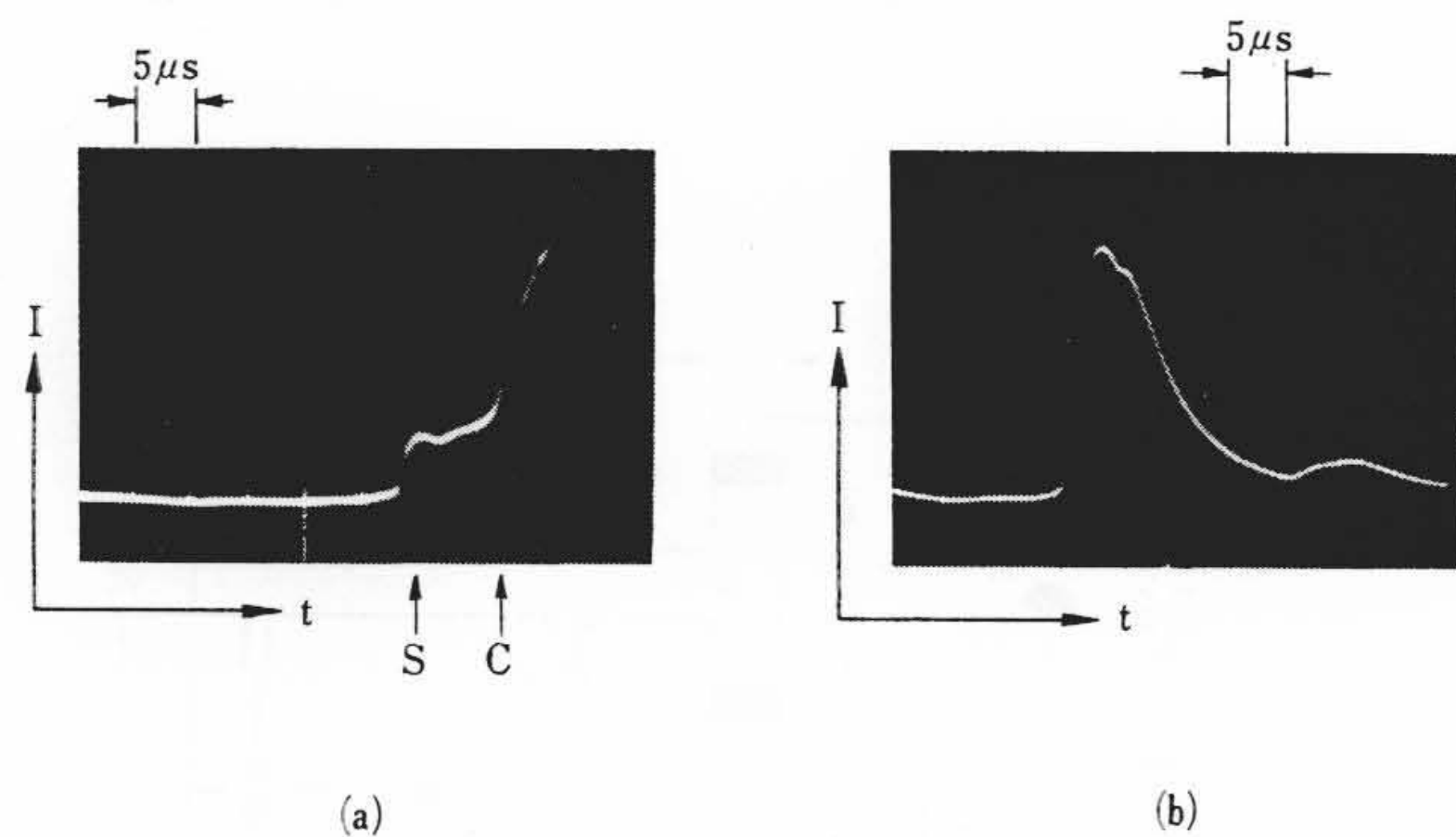
図1にT形電磁衝撃波管と実験装置の概略を示す。図1(a)は衝撃波を作るために電流放電を利用するのみであるが、図1(b)は放電回路を放電部に沿って配置し、その電流によって生ずる磁場を利用して衝撃波を強める方法を示したものである。本実験ではこの

* 日立製作所機械研究所 工学博士



(アルゴン 圧力 1 mmHg)

図2 衝撃波流し写真の一例



(Sは衝撃波面, Cは接触面を示す)

(a) アルゴン 1 mmHg

(b) アルゴン 0.1 mmHg

図3 衝撃波背後の気体からふく射される光強度の時間的変化

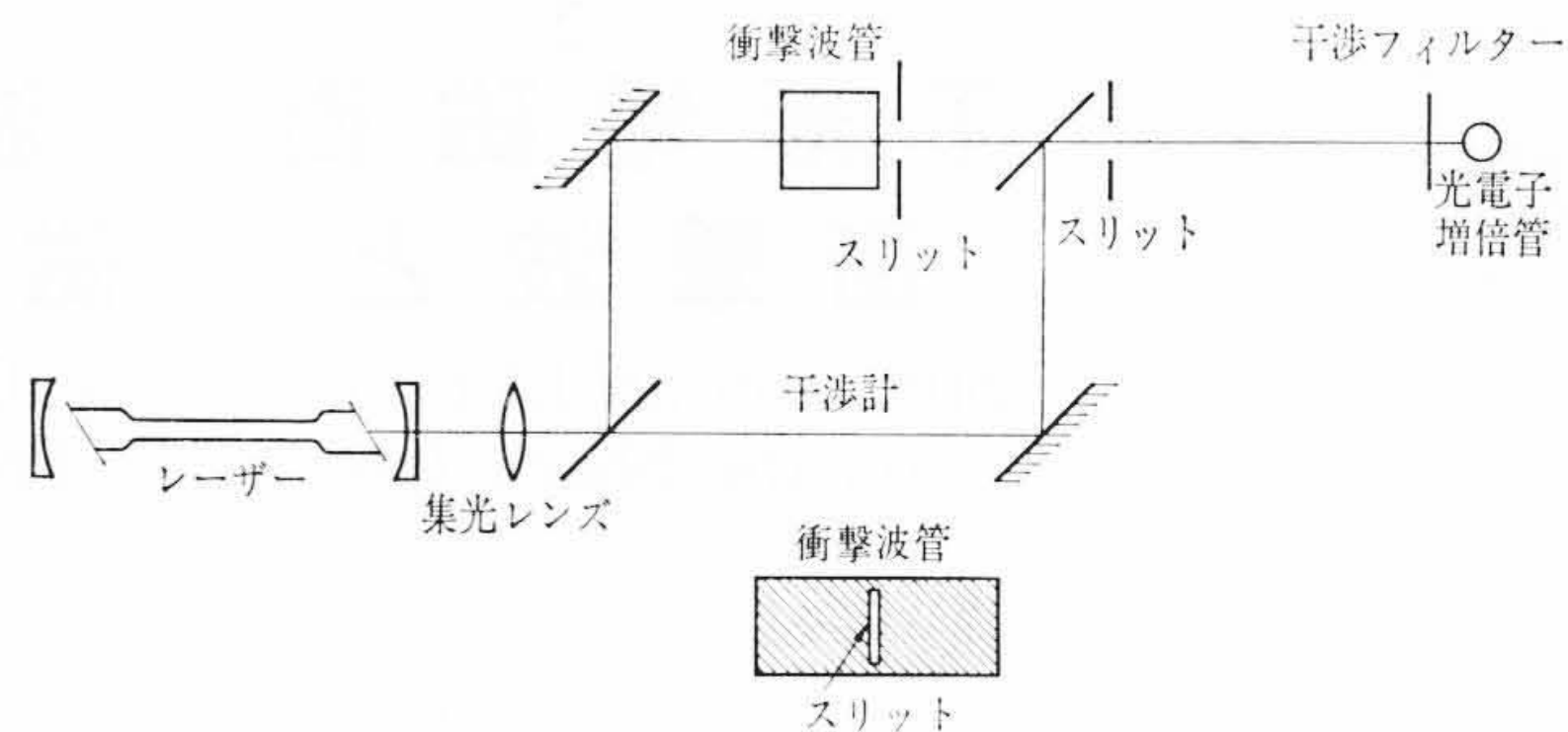


図4 干渉計配置図

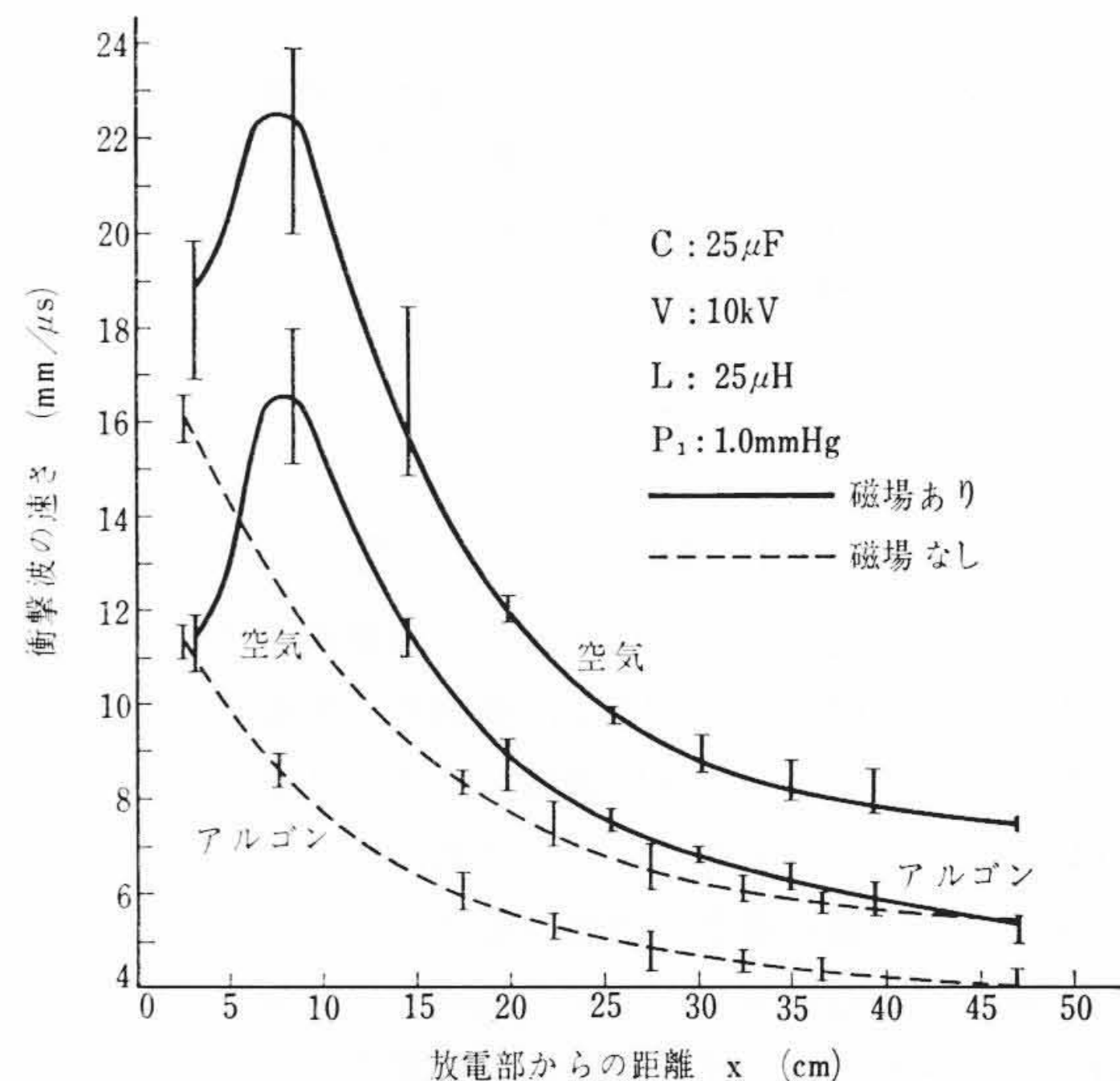


図5 T形電磁衝撃波管で得られる衝撃波の速さと放電部からの距離の関係

両者を比較した。衝撃波管は内径 23 mm、外径約 30 mm の円形断面を持つパイレックスガラス製である。ただし密度測定の場合に限り測定の都合上一辺の内径 23 mm の角断面を持つものを使った。放電部の電極としてはステンレスを使った。コンデンサとしては容量 $5 \mu\text{F}$ 、耐圧 15 kV の油入コンデンサを 10 個並列にして使った。放電電流は時間的に減衰する正弦振動をするが、その周波数はロゴスキーコイルによる測定では約 23 kc、電流の最大値は約 3.2 kA であった。放電用のスイッチとしては真空スイッチを用い、約 10 kV のトリガーパルスを手動で与えるようにした。衝撃波管内の気体としてアルゴン、空気、ヘリウムを用いた。初め衝撃波管内を 10^{-4} mmHg にし、そこに試料気体を所定の圧力まで充てんした。

衝撃波の速さの測定は日立製 SP-1 形高速流しカメラによった。強い衝撃波の背後では気体が高温になり発光するので、衝撃波管軸に平行なスリットを切り、それに直角にフィルムを流せば図 2 に示すような写真がとれ、この写真から衝撃波面の速さを読みとることができるのである。

衝撃波面と接触面との距離の測定には、(a) 反射衝撃波の流し写真により測定する方法、(b) 衝撃波背後の気体からふく射される光強度の時間的変化を測る方法、(c) 分光器により衝撃波背後の気体からの光のスペクトル線強度の時間的変化を測る方法の三つを使った。第一の方法は、固体壁から反射した衝撃波は接触面と衝突するまではほとんど様な速さで進むが、接触面の所で急にその速さを変えることを利用するものであり、第二の方法は放電で作られたプラズマが衝撃波で断熱圧縮された気体よりも高温で強く発光するので、衝撃波面と接触面とがわかれているときには図 3 (a) に示すように光強度が変わり、一致しているときには図 3 (b) のようになることを利用するものである。また第三の方法は、放電部で作られたプラズマからの光には電極材料のスペクトル線が強く現

われるが衝撃波で断熱圧縮された気体には、それがほとんどないことを利用するものである。

また衝撃波背後の状態量の一つとして密度を測定したが、その測定には He-Ne ガスレーザーを光源とする Mach-Zehnder 干渉計を使った。レーザーは単色性で可干渉距離の長い光を平行光線として出すので干渉計にとって非常に都合が良い。たとえば可干渉距離が長いので、光路長補正のための補償ガラスが不用であって調整が容易であるし、また単色光であるためにフィルタを適当に使えば自ら発光する被測定物の測定ができる点などである。本実験の場合衝撃波背後の気体はかなり強く発光するが、図 4 に示すような配置にしてその光を除くことができた。ここで注意すべきことは普通空気力学の実験では干渉しまの移動量を写真により求めているが、本実験ではフィルムの代わりに光電子増倍管を置いたことである。この方法によると写真によるよりも小さなしき移動量まで読みとれるようになる。

2.2 実験結果とその検討

2.2.1 衝撃波の速さと減衰

流し写真から衝撃波管軸に沿っての衝撃波の速さの変化を読みとった例を図 5 に示す。図中破線は図 1 (a) のように磁場を利用しない場合の例であり、実線は同図 (b) のようにして磁場を利用した場合である。また縦線は実験データのバラツキの程度を示している。この図から磁場を利用すると、衝撃波の速さを利用しない場合に比較して 2 倍ぐらにすることができ、管軸に沿って衝撃波の速さは大きく変化することがわかる。

次に衝撃波速さの減衰について考える。流し写真から衝撃波が放電部から距離 x だけ離れた点に到達するまでの時間 t と距離 x の関係をとると $x \propto t^4$ なる関係のあることがわかる。この指数

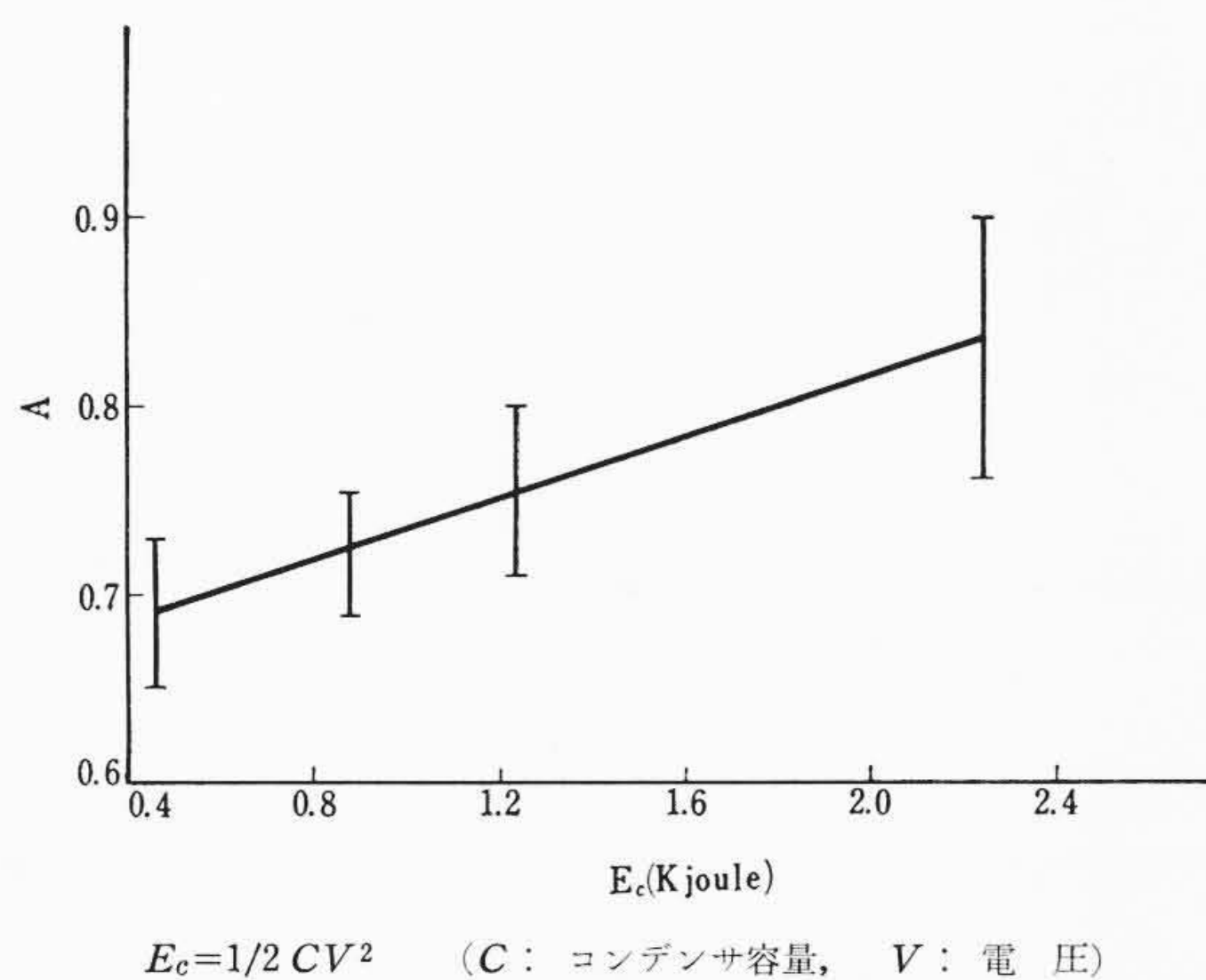


図6 衝撃波速さの減衰係数 A とコンデンサに蓄積したエネルギー E_c の関係

A とコンデンサに蓄積したエネルギー E_c の関係を示したのが図6である。 $A < 1$ ならば衝撃波は減衰し、 $A = 1$ なら一定の速さで進むのであるから図6は E_c が大きくなると衝撃波の速さの減衰は小さくなることを示している。衝撃波の速さの減衰は、普通には衝撃波背後に生ずる境界層によって説明されるが、本実験結果は境界層の影響だけからは説明できない。放電部プラズマのピンチ効果による収縮のために生ずる膨張波と衝撃波の干渉を考えれば定性的に説明することはできるが、放電部プラズマの挙動に関する実験データがない現在では、定量的な説明はできていない。

2.2.2 衝撃波面と接触面の間の距離

衝撃波面と接触面の間の距離の測定は前述したように三つの方法を併用して行なわれ、その測定法の差による測定結果の差は認められなかったが、測定結果は非常にバラツキが大きく再現性も少ない。このバラツキの原因は接触面の不安定性によるもので避けられないので、ここでは実験結果を定性的に個条書きにするにとどめる。

(1) 圧力の影響

管内圧力には大きく依存する。たとえば圧力が0.1 mmHgのときには衝撃波面と接触面とはほとんど一致しているが、圧力を1 mmHgにすると衝撃波管軸上の一点で測定した衝撃波面と接触面の間の時間的距離は平均1 μ sとなる。さらに5 mmHgにすると平均3 μ sになる。この結果から衝撃波を強くするために管内圧力を下げたのでは衝撃波面と接触面とは一致してしまうことがわかった。

(2) 衝撃波の速さの影響

衝撃波の速さが遅いほど長くなる傾向にある。たとえば圧力1 mmHgのとき、速さが5 mm/ μ sなら距離は時間にして平均3 μ sであるが、9 mm/ μ sのときには平均1 μ sになる。ただし速さが9 mm/ μ sをこえると距離は速さにほとんど無関係になる。

(3) 放電部からの距離の影響

放電部から10~40 cmの間で測定した限りでは、ほとんど影響は認められない。

(4) 気体の種類の影響

空気、アルゴン、ヘリウムの三種ではヘリウムの場合が他に比較して若干長いように見えるという程度でほとんど差がない。

普通の衝撃波管において衝撃波面と接触面の間の距離が理想的な場合に比較して短くなるのは境界層の影響によって説明される⁽⁸⁾が、上の実験結果では境界層の影響だけを考えたのでは説明

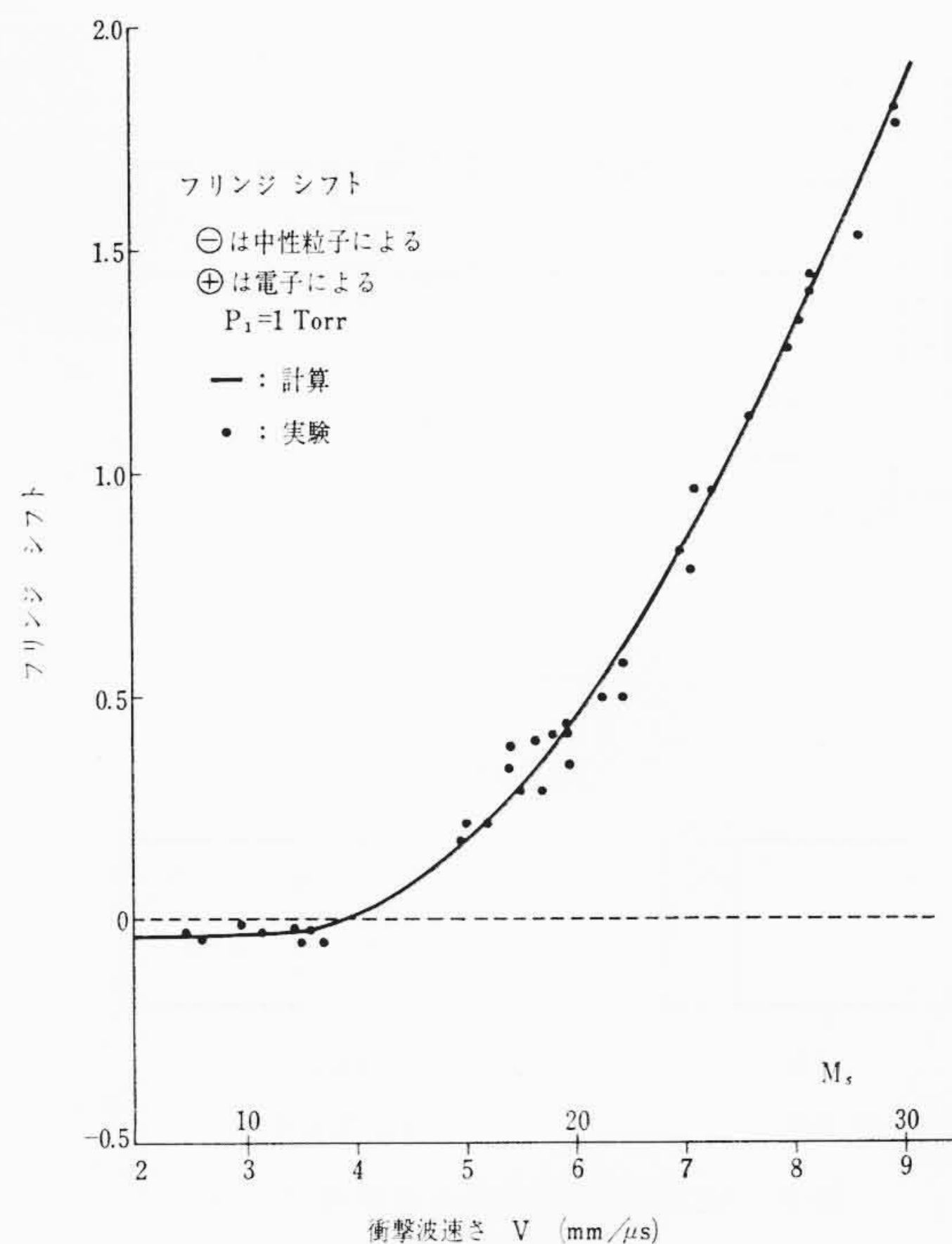


図7 密度測定結果と計算結果の比較

できないくらいに距離が短い。この極端に短いことは Cloupeau 氏⁽⁹⁾の提案のように、放電部の気体が一つの塊になって飛び出してその前に detached shock wave を作るという模型を考えると定性的に説明できる。

2.2.3 衝撃波背後の気体の密度

図7に圧力1 mmHgのアルゴン中の衝撃波背後の密度の測定結果を示す。横軸には衝撃波の速さを、縦軸には干渉しまの移動量を示す。ここに密度の代わりに干渉しまの移動量を示したのは次の理由による。中性粒子と電子とが共存するプラズマでは、そのおのおのの密度を求めるために波長の異なる二本の光を使う方法を用いなければならないが、He-Ne ガスレーザーでは単一波長の光しか使うことができないから、中性粒子と電子との密度を別々に測ることができない。そのためにしま移動量で整理した。また図中実線は衝撃波前方の静止気体を常温の普通の気体であると仮定して Rankine-Hugoniot の関係式から計算したしま移動量である。この図から衝撃波前方になんらじょう乱が伝わらないとした計算と実験結果とがよく合うので本章の初めに述べた precursor effect は少なくとも密度に影響を及ぼすほど大きくはないことがわかる。

以上によりT形電磁衝撃波管では少なくとも管内圧力を1 mmHg以上にすれば衝撃波面と接触面とが一致することもないし衝撃波の速さを測って Rankine-Hugoniot の式から衝撃波背後の状態量を求めることが可能であることがわかり、衝撃波の減衰に注意すれば普通の衝撃波管と同様に実験に使えることがわかった。次にこの衝撃波管を使った衝撃波と電磁場の干渉の研究について述べる。

3. 衝撃波と電磁場の干渉の研究

衝撃波を使うプラズマ推進機は、それだけでもかなり大きな比推力が得られるが、さらに流れに直角に磁場をかけ流れと磁場との相互作用によって生ずる起電力よりも大きな電圧をそれと逆向きに外部からかけて強制的に電流を流すと、ローレンツ力が流れの下流向きにかかるのでさらに大きな比推力が期待できる。この場合電磁場

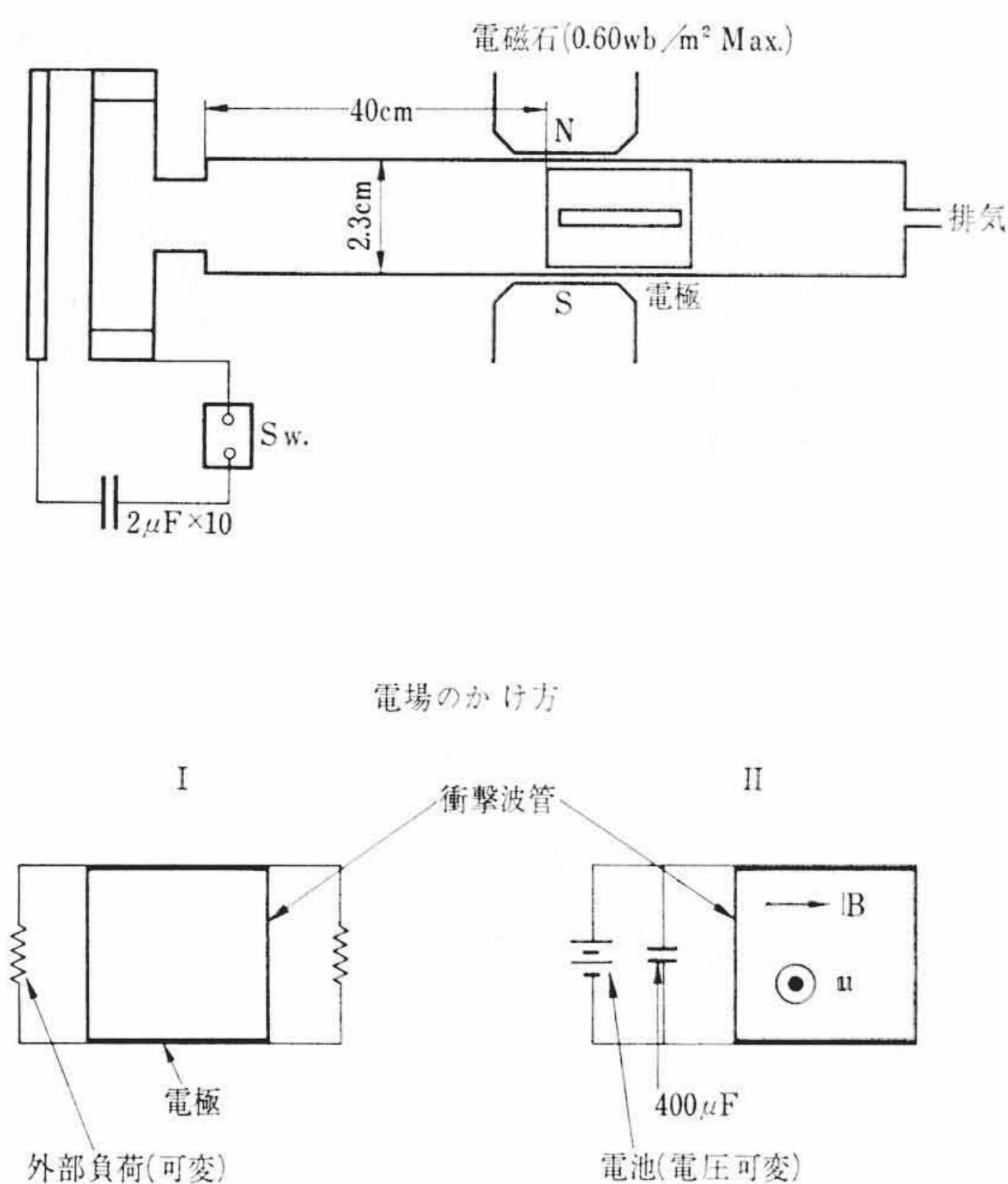


図8 実験装置概略図と電磁場のかけ方

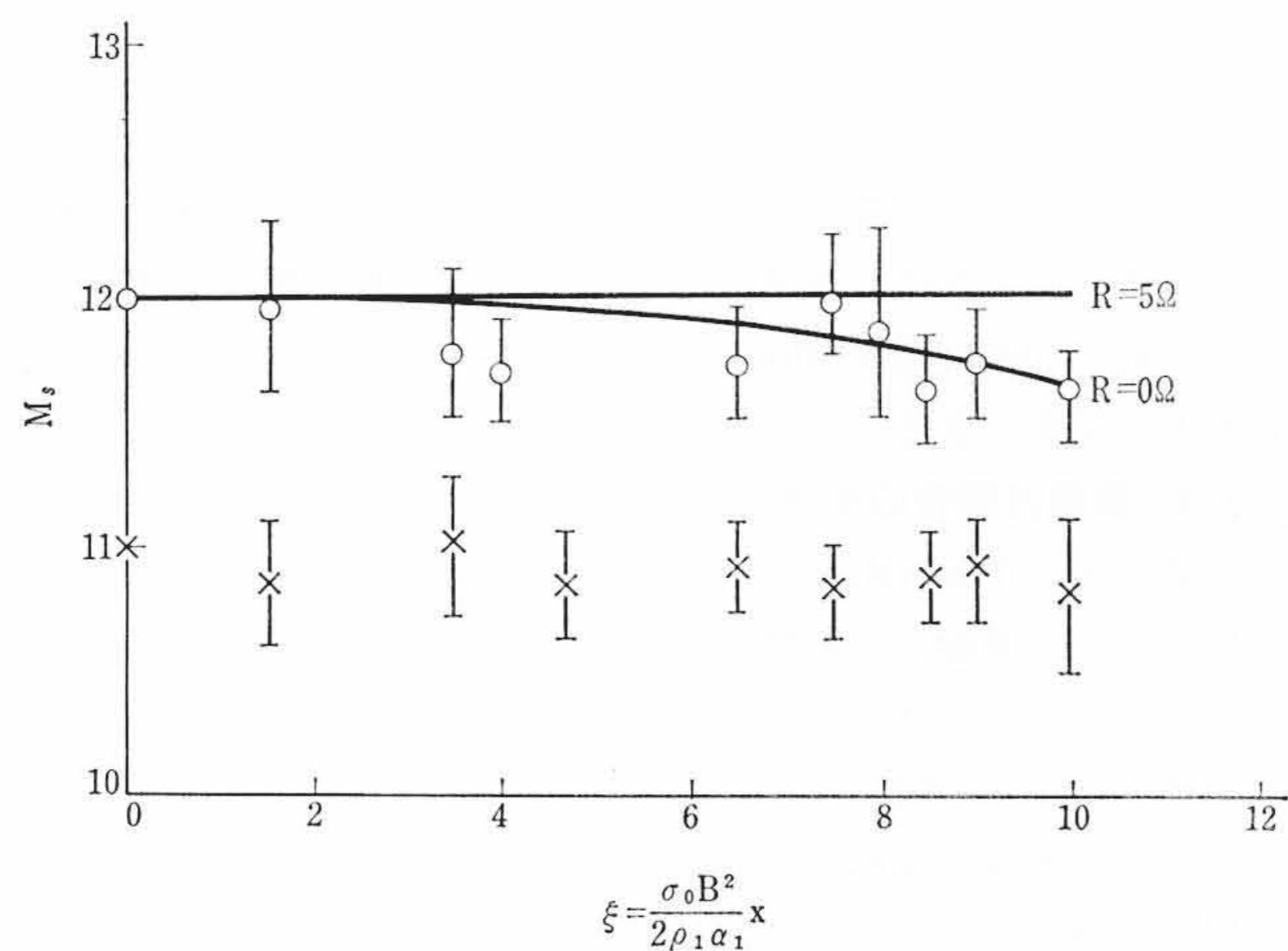


図9 抵抗接続の場合の電磁場中の衝撃波速の変化と磁場の強さの関係

中の衝撃波の速さの変化が一つのパラメータになる。また衝撃波を使う MHD 発電機の場合にはローレンツ力が流れをとめる方向に働くが、電磁場中で衝撃波がどのくらい減速されるかが一つの問題になる。以下衝撃波と電磁場の干渉の研究のうち特に衝撃波の速さの変化について述べる。

3.1 実験装置

図8にこの実験に使用したT形電磁衝撃波管と電磁場のかけ方を示す。衝撃波管は角形断面を持つものであり、コンデンサには容量 $2\mu\text{F}$ のものを10個並列にして使った。また管内気体は圧力 1 mmHg のヘリウムである。電磁石は磁極面積 $9\times 4(\text{cm}^2)$ 、磁極間隔 3 cm を持ち最大磁束密度は 0.6 wb/m^2 である。電極は厚さ約 10 ミクロン の薄い銅板を管壁の内面にはりつけてあり、その前端は空間的に一様な磁場を使うために電磁石の中心付近にくるようにしてある。この電極には管軸に沿って細いスリットが切っており、そこから流しカメラにより衝撃波の速さが測定できるようになっている。またこの電極の横からリード線を取り出し、インダクタンスを減らすために管壁に沿って図8(I)のように抵抗を接続したり、電池のインピーダンスを減らすために大容量のコンデンサを並列にして図8(II)のように電池を接続したりして気体内の電流を制御できるよう

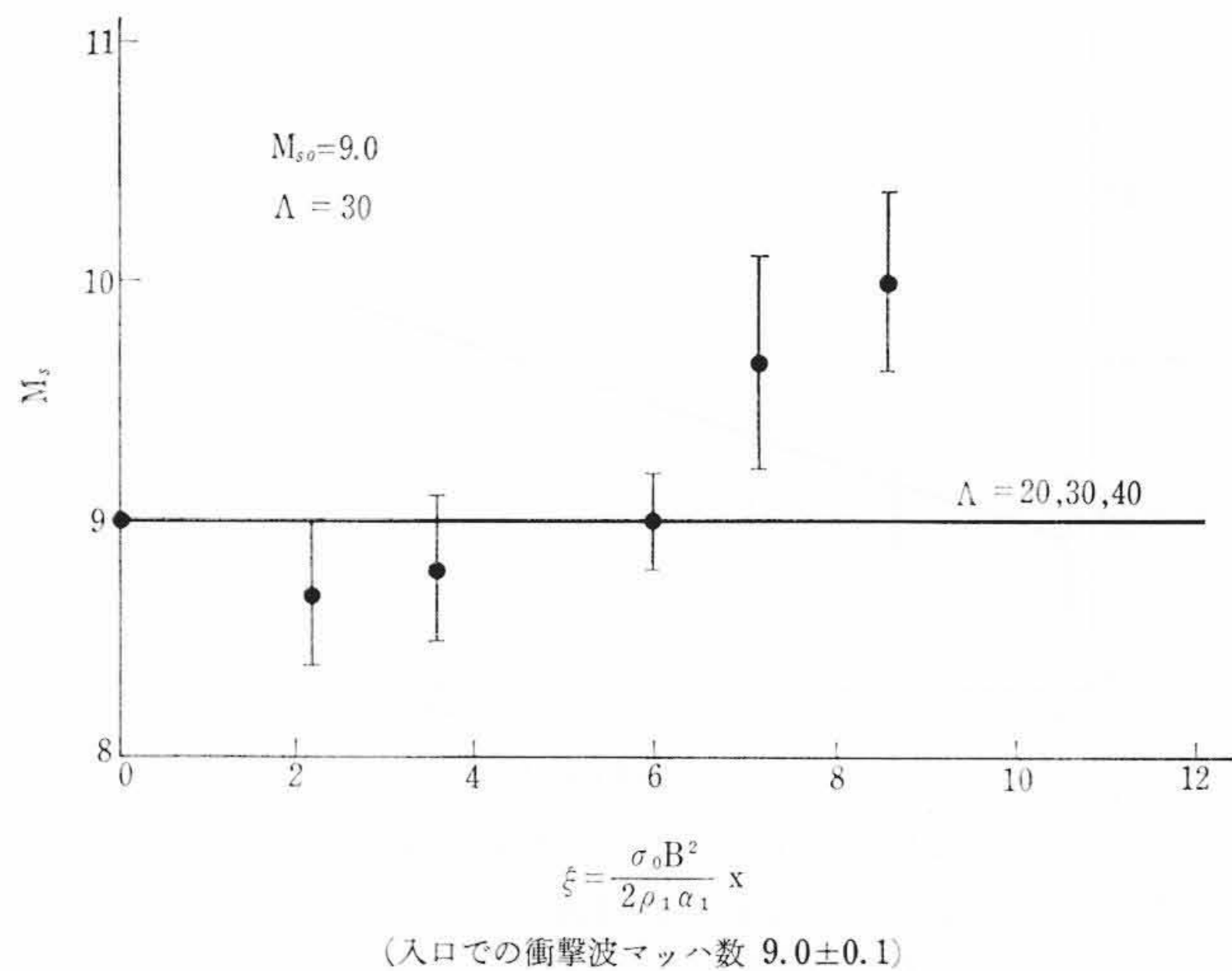


図10 電池接続の場合の衝撃波速の変化

にしてある。実験は抵抗を 0 から 10Ω の範囲で電池電圧を最大 400 V まで変えて行なわれた。衝撃波の速さの変化は流しカメラによって電磁場入口での速さと、電磁場入口から 1 cm の所での速さを比較して求めた。ここで 1 cm という距離を選んだ理由は衝撃波背後の接触面が電磁場にはいないようにするためである。

3.2 実験結果とその検討

3.2.1 抵抗接続の場合

図9は電極間に抵抗を接続した場合の実験結果を示したものである。縦軸は衝撃波マッハ数を示し、 $\xi=0$ のときの値が電磁場入口でのマッハ数である。横軸 ξ は測定点が定まっているから x は一定で磁束密度 B を無次元化したものであり、interaction parameter とよばれる。ここに ρ_1 、 α_1 はそれぞれ衝撃波前方の静止気体の密度および音速であり σ_0 は基準の電気伝導度である。図中黒丸は電磁場入口での衝撃波マッハ数 $M_{s0}=12\pm 0.3$ の場合であり、 $\times$ 点は $M_{s0}=11\pm 0.3$ の場合である。縦線は実験データのバラツキの程度を示している。また実線は Rosciszewski 氏ら⁽⁴⁾ の特性曲線法による解析結果を衝撃波背後の気体の電気伝導度が衝撃波マッハ数 M_s によって大きく変わることとを考慮して修正した結果である。また実験は抵抗値を 0 から 10Ω まで変えて行なわれたが、データのバラツキが大きく抵抗値の差による速さの変化の差は見られないので、図には全部の平均が示してある。この図から実験と計算はかなりよく合うことがわかる。そして抵抗接続の場合衝撃波速の変化は非常に少ないことがわかる。これは抵抗接続のときローレンツ力は速さを減らす方向に作用するが、気体内を流れる電流によるジュール熱が衝撃波を速める方向に作用するからである。

3.2.2 電池接続の場合

図10には電磁場入口での衝撃波マッハ数 M_{s0} が 9.0 ± 0.1 であるときの実験結果が示されている。図中のパラメータ A は気体中の電場 E を $a_1 B$ で無次元化したものである ($A=E/a_1 B$)。 $M_{s0}=9.0$ のときには気体の電気伝導度が小さいから図中実線のように計算上は速さの変化が現われないが、実験では若干速くなっている。 $\xi=2$ の付近で一度遅くなっているのは実験誤差に基づくものであろう。図11には $M_{s0}=9.8\pm 0.1$ のときの実験結果が示してある。 M_{s0} を 0.8 変えただけで気体の電気伝導度がかなり大きくなるので図10の場合に比較して大きな変化が出てくる。計算結果(実線)と比較すると、実験結果のほうが計算より若干大きな変化を見せているが、実験の精度および電気伝導度が M_{s0} によって非常に大きく変わることとを考えると実験と計算とは比較的よく一致

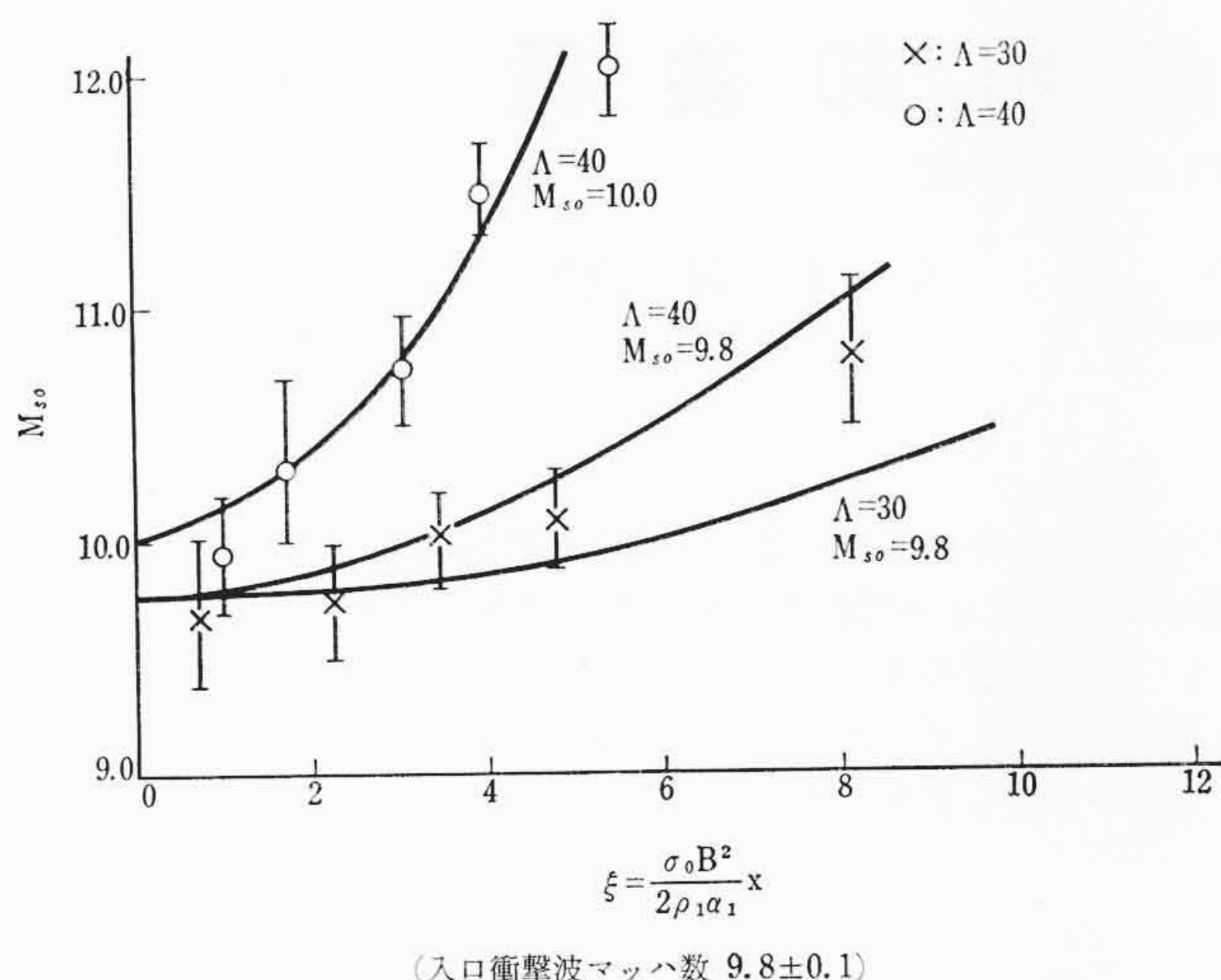


図 11 電池接続の場合の衝撃波速さの変化

しているというべきであろう。また抵抗接続の場合に比較して M_s の変化が大きく現われているのは、電池接続のときにはローレンツ力もジュール熱の項もともに衝撃波を加速する向きに作用しているためである。

4. 結 言

2. に述べた T 形電磁衝撃波管の性質を明らかにする実験の結果、衝撃波の速さの減衰はかなり大きい、precursor effect は衝撃波背後の平衡状態における密度を変えるほど大きくはないこと、衝撃波と接触面との間の距離は非常に短い、管内圧力を 1 mmHg 以上にすれば確実に離れていることがわかった。このことから衝撃波背後の流れは一樣でなく、必ず減衰する流れになっていることと流れの持続時間が非常に短いことに注意しさえすれば、空気力学、特に電

磁場と衝撃波の干渉を研究するような電磁流体力学の実験には T 形電磁衝撃波管は十分使用できることがわかった。そこで次にこの衝撃波管を用いて直交する電磁場と衝撃波の干渉の問題について実験的な研究を行ない、その結果を気体の電気伝導度が衝撃波の速さとともに変化することを考慮に入れた特性曲線法による解析結果と比較した。その結果電極間に抵抗を接続し MHD 発電機のように流れのエネルギーを外に取り出すような電場のかけ方をしたときには、ローレンツ力とジュール熱の影響が互いに逆向きに作用するので、衝撃波の速さは電磁場中でほとんど変化しないが、電極間に電池を接続して流れにエネルギーを注入するような電場のかけ方をしたときには、ローレンツ力もジュール熱もともに衝撃波を加速するように作用するので、衝撃波の速さは大きく変わることがわかった。しかも衝撃波の速さに関する限り特性曲線法による解析結果と実験結果とはかなりよく一致する。

本研究遂行の途上、東京大学宇宙航空研究所河村教授、小口教授、大島助教授のご指導を賜わり、種々の点で討論いただいたことを記して感謝の意を表する。

参 考 文 献

- (1) S. A. Colgate and R. Aamodt: Nucleonics 15, 50 (1957)
- (2) J. Bazar and W. B. Ericson: Astrophys. J. 129, 758 (1959)
N. H. Kemp and H. E. Petschek: Phys. Fluids, 2, 599 (1959)
- (3) H. Mirels and W. B. Braun: Phys. Fluids, 5, 259 (1962)
- (4) J. Rosciszewski and A. K. Oppenheim: Phys. Fluids, 6, 689 (1963)
- (5) 内田幹和: 機学誌, 67, 700 (昭 39-5)
- (6) R. K. M. Landshoff: Magnetohydrodynamics, 92 (1957, Stanford Univ. Press)
- (7) R. G. Fowler: Phys. Fluids, 6, 548 (1963)
T. R. Anderson et al: Physico-chemical Diagnostics of Plasmas, 27 (1963, Northwestern Univ. Press)
- (8) A. Roshko: Phys. Fluids, 3, 835 (1960)
- (9) M. Cloupeau: Phys. Fluids, 6, 679 (1963)

Vol. 49

日 立 評 論

No. 12

目 次

■ 論 文

- ・ハイブリッド形電力系統計算装置
- ・ゲルマニウムパワートランジスタの二次降伏現象
- ・冷間圧延設備用圧過装置の開発
- ・250 kW 油封入式水中モートルポンプ
- ・防衛庁納自走浮橋
- ・輪軸疲労試験機
- ・観測ロケット搭載用プラズマ波測定器
- ・新開発日立スペースヒータの諸特性
- ・銀コンタクトワッペン使用のアルミチャンネル母線

・新しい汎用マグネットワイヤエナメル

■ 歯車特集

- ・車両用高周波焼入歯車の製造上の問題点
- ・電気機関車用高周波焼入歯車の曲げ疲れ強さ
- ・電気機関車用歯車の負荷条件と実射応力
- ・ホブ切歯車の歯形誤差に関する研究
- ・A C P 歯車の耐負荷能力
- ・動力伝達用歯車の騒音
- ・高速大容量遊星歯車変速機の性能

発行所 日 立 評 論 社

東京都千代田区丸の内1丁目4番地

取次店 株式会社 オーム社書店

振替口座東京71824番

東京都千代田区神田錦町3丁目1番地

振替口座東京20018番