



Title	プラズマ衝撃波の研究
Author(s)	糟谷, 紘一
Citation	大阪大学, 1970, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/523
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

プラズマ衝撃波の研究

昭和45年2月

糟谷 紘一

糟谷紘一『プラズマ衝撃波の研究』正誤表

- 3頁下から6行目 数値計算すれば、“周知のニ”とく”フロントの厚さ…… (“ ”内挿入).
- 7頁下から9行目 礎式“の復習”とその簡単な…… (“ ”内挿入).
- 7頁下から5行目 §1-2 …… 衝撃波の構造^{(1)~(4)} (肩に文献番号付加).
- 9頁上から3行目 規格化する.“阪上氏による”初期圧力1mmHg …… (“ ”内挿入).
- 9頁上から9行目 §1-3 …… 衝撃波の構造⁽⁵⁾ (肩に文献番号付加).
- 9頁上から11行目 ここでは“文献(5)にしながら”非線形性生, 散逸性生…… (“ ”内挿入).
- 14頁下から10行目 著者“ら”はこれまで、…… (“ ”内挿入).
- 39頁下から2行目 定圧衝撃波 → 定在衝撃波 (圧 → 在 と訂正).
- 55頁上から6行目 らかになる.“その結果θが30°以下のとき、放電管軸にほぼ平行に進む平面ロストンが得られることがわかった。”なお第5-14回 …… (“ ”内挿入).
- 71頁上から6行目 難しくは → 難かしく (訂正).
- 71頁上から13行目 来ている。^{(2)~(4)} 著者“ら”は…… (“ ”内挿入).
- 97頁下から11行目 エ学部を“股にかけ” → エ学部“のみばらす” (“ ”内訂正)
- 54頁上から3行目 “生”ける → “過”ける (訂正)

目 次

総 論	1
各 論	7
第 1 章 衝撃波の基礎方程式	7
§1-1 ま え が き	7
§1-2 中性気体中の衝撃波の構造	7
§1-3 プラズマ中の無衝突衝撃波の構造	9
§1-4 あ と が き	12
参考文献	13
第 2 章 電離衝撃波の実験 I (主フロント)	14
§2-1 ま え が き	14
§2-2 ミリ波によるプラズマ測定	16
§2-2-1 プラズマによるミリ波の反射と透過	17
§2-2-2 ミリ波干渉計のプラズマ計測への応用	18
§2-3 実験の方法	19
§2-3-1 衝撃波管の構造と作動	19
§2-3-2 4 mmミリ波測定装置	21
(1) 電磁レンズによるビームの収束	22
(2) レッヘル線による空間分解能の向上	24
§2-4 実験結果	25
§2-4-1 ホーン・レンズ系による反射と透過係数の測定	25
§2-4-2 レッヘル線による透過干渉計測	26
§2-5 実験結果の検討	27
§2-5-1 電離緩和の測定に伴う誤差の問題	27
§2-5-2 電離緩和機構	28
§2-5-3 電子温度の緩和過程	30
§2-5-4 負性気体による温度緩和の追試	32
§2-5-5 緩和過程に影響を及ぼす種々の効果	34

§2-6	あとがき	35
	参考文献	37
第3章	電離衝撃波の実験Ⅱ (フリカーサー)	39
§3-1	まえがき	39
§3-2	浮動探針	40
§3-3	実験方法とその結果	40
§3-4	解析および検討	42
§3-5	あとがき	43
	参考文献	44
第4章	無衝突衝撃波の形成	45
§4-1	まえがき	45
§4-2	理論的背景	46
§4-3	磁界に垂直に伝搬する無衝突衝撃波	49
§4-4	装置のScale Upと磁界に斜めに伝搬する衝撃波実験の可能性	53
§4-5	あとがき	55
	参考文献	56
第5章	プラズマにおける無衝突散逸過程	58
§5-1	まえがき	58
§5-2	電子ビームとプラズマとの相互作用	59
§5-2-1	実験の方法	59
§5-2-2	実験結果	60
§5-2-3	パルス放電によるビームプラズマ実験	62
§5-3	アルカリ・プラズマ流と磁界との相互作用	63
§5-4	あとがき	68
	参考文献	70

第6章	プラズマ衝撃波に関する実験技術の開発	71
§6-1	まえがき	71
§6-2	パルス・ホログラムによる衝撃波の 写真解析	74
§6-2-1	干渉法による気体密度の測定	74
§6-2-2	マイケルソン干渉計による衝撃波実験	75
§6-2-3	ホログラフィー干渉法	78
§6-2-4	ホログラフィー干渉実験	80
§6-3	水コンデンサによる高速放電技術と レーザー・スイッチ	83
§6-3-1	水コンデンサ	83
§6-3-2	水コンデンサの予備的実験	85
§6-3-3	レーザー・スイッチの予備実験	86
§6-4	CO ₂ レーザーによるプラズマ診断	87
§6-5	あとがき	89
	参考文献	91
結 論		93
謝辞		97
	本論文に関する著者の業績目録	98
	(1) 発表論文	98
	(2) 学会報告	99
	(3) 研究会・シンポジウム講演	101

総 論

本論文は、著者が本学大学院に在学中に行ったプラズマ衝撃波に関する実験的研究の成果をまとめたものである。その内容は主として、(1)中性気体中の極超音速電離衝撃波と、(2)プラズマ中の無衝突衝撃波の二つである。全体を総論、各論、結論の三部に分け、各論を全部で6章より構成する。

プラズマ衝撃波は一般に、粒子相互衝突の平均自由行程 l と衝撃波の厚さ δ との大小関係により、(a)衝突性衝撃波($l \leq \delta$)と(b)無衝突衝撃波($l \gg \delta$)の二つに分かれる。(a)では本質的に散逸性が衝撃波構造を決定し、その意味で従来の中性気体中衝撃波と本質的に異なるところはない。これに対して(b)はプラズマ特有の現象で、人工衛星による地球磁気圏での観測結果を出発点として最近実験室での研究が始まったばかりである。著者はこのような現状を考慮して、上記(1)(2)の研究を進めた。

従来の流体力学では衝撃波を、二つの熱力学的平衡領域を境する非常に薄い不連続面として取扱う場合が多かった。そのとき衝撃波の厚さは流れの特性長より非常に小さく、遷移領域内の詳細(緩和過程)は測定対象としてほとんど問題にする必要がなかった。しかるに本論文が対象とする上記(1)(2)などの場合には、衝撃波の厚さが流れの特性長程度に大きくなり、衝撃波遷移領域内の詳細も含めた衝撃波構造の研究が重要かつ本質的になる。実際問題として(1)は極超音速飛行体に必ず伴ない、超高速飛行はもとより宇宙船の大気圏再突入時などにも問題となる。また(2)は、人工衛星で観測された地球磁場と太陽風との相互作用の結果生じ

る天体现象に関係しており、核融合をめざす加熱実験における加熱機構の解明にも結びつく。したがって本論文の研究成果は、流体力学のみならずプラズマ物理の分野においても非常に重要である。

衝撃波の強さが増すとともに、散逸機構は単に粘性とか熱伝導にとどまることはできない。衝撃波遷移領域を通して減少する並進運動のエネルギーは、粒子のランダム方向の運動エネルギーすなわち熱エネルギーに転化するとともに、化学反応に要するエネルギー、分子構造に関係するレベルエネルギーなどにも転化する。化学反応が起こらないとしても、多原子分子からなる作用気体の場合には、分子の回転、振動、電子状態エネルギーなどへの転化が存在する。単原子分子の場合でも、原子の電子状態に関係する散逸過程が存在し、原子の励起、イオン化などを含む衝撃波の構造は非常に複雑になる。すなわち励起原子は光を出して基底状態に転移するから輻射エネルギーを考慮する必要があるし、さらにまたイオン化による非弾性衝突のエネルギーの考慮も必要になる。このような種々の散逸過程を取入れて行くと、波面は必然的になりされて幅広くなっていく。著者はこのようなイオン化を伴う中性気体中の衝撃波に注目し、希薄ガスによる電離緩和過程の追跡からいかなる過程を経て衝撃波が形成されるかの問題を明らかにした。その結果特に電子温度緩和に関して幾つかの新しい所見を得た。

一方無衝突プラズマでの衝撃波の問題に関して、幾つかの理論的接近が今までになされている。しかし十分に満足すべき結果を与えているものは何一つない現状である。無衝突衝撃波の場合通常の気体衝撃波の場合と異なり、分散性に原因する波面近傍の複雑な振

動構造が予想され、取扱いが著しく面倒になる。また一様なプラズマ中での輸送係数を使用することは不可能に近く、これまでの理論は一つの日安を与えるものに過ぎない。したがって理論的取扱いの無理な現段階では、無衝突プラズマの衝撃波を特徴づけるパラメーターによる実験解析が先ず必要である。パラメーターあるいは実験の幾何学的配位を変えることによって、如何なるプロセスが散逸性として重要であるかが予想できる。著者はこのような観点から実験室において無衝突衝撃波の形成を試み、有効な散逸機構ならびにその散逸機構による温度上昇などを明らかにした。

衝撃波に係する実験技術の問題は、一般に衝撃波の発生と計測の二つに分類できるが、強い衝撃波になればなるほど両者とも難しくなる。著者は上に述べた諸研究に付随した技術開発以外にも、衝撃波の発生と計測に関する二、三の新しい試みを行ったが、それらについても章を設けて述べる。

初めに述べたように各論は全6章で構成するが、各章の概要を順次以下に述べる。

第1章では衝撃波形成にあずかる三つの物理的性質にふれ、衝撃波形を規定する基礎方程式について述べる。一般に中性気体中を伝搬する比較的小さい衝撃波の場合には、粒子間衝突に原因する粘性、熱伝導のみが散逸として有効である。そのとき Navier-Stokes の式を数値計算すれば、フロントの厚さ（遷移層幅）が平均自由行程の数倍程度になることを示す。一方分散性が重要となるプラズマ中の無衝突衝撃波の基礎知識を得るため、磁界に垂直に伝搬する冷たいプラズマ中の衝撃波形を求める。完全電離気体に関する二流体の式は一流体の式を経て磁界の強さだけの式になる。こ

れを電子計算機で数値計算すると衝撃波形が求まり、衝撃波後面に分散性に原因する振動が生いることが明らかにになる。

第2章では圧力衝撃波管による電離衝撃波の実験Iとして、初期圧1 mmHgのアルゴン中を伝搬するマッハ10程度の衝撃波について、主フロントにおける電離緩和現象をミリ波により測定する。(1)まずプラズマスラフによるミリ波の反射と透過の係数を計算し、電子衝突周波数 ν_c をパラメーターに、電子密度 n_e の関数としてグラフを作成する。その結果ミリ波の反射係数が測定にかかる領域の決定から、ミリ波の反射と透過係数の測定が有効な領域が明らかにになる。(2)次に電磁ホーンと電磁レンズを使用して、ミリ波ビームの空間分解能を8 mmにまで向上し、反射と透過係数の測定から、圧力フロント背後のプラズマ電子密度 n_e と衝突周波数 ν_c を測定する。(3)さらにレッヘル線を用いて2 mm程度の空間分解能を得、ミリ波測定系を干渉計に組んで(2)の測定時刻より早い時刻における n_e , ν_c 変化を測定する。(2), (3)より階段状に変化する圧力フロントに比べ、 n_e はゆるやかに増加することがわかる。(4) n_e と ν_c の測定値からフロント背後における電子温度の変化を調べ、あわせて負性気体の試験気体混入効果によるCross checkを行った。この章で得られる新知見は電子温度が圧力フロント直後が高く、以後の電離進行中でも低下するという結果である。

第3章では前章の測定結果と関連して、探針による衝撃波ポリカーサーの測定を行い、衝撃波構造の解明にこれらを取り入れることが不可欠であることを示す。衝撃波平衡域からの輻射による影響を除去した探針を用い、衝撃波管軸に垂直な磁界により探針信号が変化

することを確かめる。その結果フロントより前方、かなりの距離にわたって光電離による前駆プラズマが存在し、フロント近くでフロントからの拡散電子が有力になることが明らかになる。ついでに拡散電子の密度分布などの試算も行っている。

第4章では従来の意味での粒子間衝突がわからない無衝突衝撃波の構造について述べ、著者が行った磁界中を伝搬する無衝突衝撃波の実験結果を明示する。無衝突衝撃波の構造に関する線形近似による分散関係の評価から、各種の無衝突衝撃波の厚さなどを予め知ることができる。直線放電により発生したプラズマ中にプラズマ円錐銃による衝撃波を駆動し、種々の測定法により状態量の変化を観測する。直流磁界を用いた垂直伝搬の場合、無衝突衝撃波フロントには衝突性衝撃波で見られない分散による振動が測定できる。フロントにおける散逸機構として二流体不安定が重要であり、これによる電子加熱を分光、軟X線測定などにより調べる。さらにマッハ数が大きくなると衝撃波の厚さが厚くなり、大きな装置による実験が必要となる。垂直伝搬のみならず平行あるいは斜め伝搬の実験も行うことを目的として、著者はパルス磁界による大きな実験装置を試作し、予備的実験の結果を述べる。無衝突衝撃波に関する外国の実験のほとんど全てが日ヒンチ形の装置を用いている点から、プラズマ銃による実験結果が期待されている。

第5章ではプラズマにおける無衝突散逸過程を明らかにするため、電子ビームとアルカリプラズマ流を用いて二つの異なる実験を行う。前者は前章の無衝突衝撃波フロントにおける電子流による散逸過程に関係し、後者は人工衛星で観測された天体現象の直接の模擬を

ねらっている。電子ビームによる実験は主として直流放電で行い、放電々流などの変化に伴うプラズマ密度、電気振動、軟X線の測定などを行う。ビームエネルギーの散逸過程を追跡するためには、パルスビームによる実験が必要である。一オアルカリプラズマ流による実験は接触熱電離によるカリウム、セシウムイオンを電極加速し、電子の中和により得られる高速プラズマ流を垂直磁界に当てて行う。周波数分析器による電気振動の観測結果などを理論と比較する。その結果電荷分離による電場Eが電子の $E \times B$ ドリフトを生じ、二流体不安定の励起から電子温度が上昇し、イオン音波の不安定に到る散逸過程が存在することが明らかになる。

第6章では以上の章で述べたもの以外のプラズマ衝撃波に関する実験技術の開発を述べ、衝撃波の発生と計測に伴う新しい試みの幾つかに言及する。強い衝撃波駆動に必要な衝撃大電流を得るため、水コンデンサーとレーザースイッチの予備実験を行い、衝撃大電流の制御に必要な基礎知識を得る。また衝撃波計測の面から、パルスホログラムによる写真解析ならびに CO_2 レーザーによるプラズマ診断を述べる。前者ではQスイッチルビーレーザーを用いて各種形状物体に伴うBow Shock Wavesのホログラフィー干渉計測を行い、従来の写真撮影で得られない種々の利点を活用する。後者では新しい測定法として有望な光散乱測定を計画し、それに必要な CO_2 レーザーの製作とその放電発振特性について調べる。

以上第1章から第6章までの各論で得られる結果をまとめて結論とする。

各 論

第1章 衝撃波の基礎方程式

§1-1 ま え が き

衝撃波を概念的に把握するためには、衝撃波構造を決定する三つの物理的性質、非線形性、分散性、散逸性を理解する必要がある。衝撃波の形成は一般に、これら三つの性質を用いて次のように説明することができる。媒質が分散性である与否にかかわらず、有限振幅の圧縮波動はその非線形性により波頭の急峻化を招来する。この急峻化がどの程度まで進行するかの問題は、残る二つの性質の効果がどの程度効くかによって決まる。すなわち分散性、散逸性は両者とも波頭の平坦化に寄与するものであるが、中性気体中の衝撃波の場合には後者のみが有効である。これに対してプラズマ中を伝搬する衝撃波、中でも中性気体中衝撃波に有効な従来の散逸性が効かない無衝突衝撃波の場合には、有効な散逸性が何であるかを究める必要があり、分散性の寄与もまた非常に重要となる。これらの基礎知識については文献(1)にすぐれた解説がある。

この章では衝撃波形成にあずかる上記の基本因子を明らかにすることと関連して、衝撃波構造を決める基礎式とその簡単な計算結果について述べる。磁界に垂直に伝搬する低温プラズマ中の無衝突衝撃波では、波面背後に分散性特有の振動が生ずることがわかる。

§1-2 中性気体中の衝撃波の構造 ^{(1)~(4)}

粒子間衝突に原因する粘性および熱伝導のみを散逸として含む衝撃波の方程式は一般に

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0 \quad (1-1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \rho u^2 + p - \mu \frac{\partial u}{\partial x} \right\} = 0 \quad (1-2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \rho \left(\frac{1}{2} u^2 + \varepsilon \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \rho u \left(\frac{1}{2} u^2 + H \right) - \mu u \frac{\partial u}{\partial x} - K \frac{\partial T}{\partial x} \right\} = 0 \quad (1-3)$$

$$\rho T \frac{\partial S}{\partial t} + \rho u T \frac{\partial S}{\partial x} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (1-4)$$

で与えられる。ここでは一次元問題を考え、 t , x は時間と位置座標、 ρ , u , p , ε , H , T , S はそれぞれ質量密度、速さ、圧力、内部エネルギー、エンタルピー、温度、エントロピー、また μ と K は粘性係数と熱伝導係数である。これらを使って、化学反応、輻射⁽²⁾などを伴わねばい中性ガス中の衝撃波構造を決めることができる。問題を定常かつ理想気体中を伝搬する衝撃波に限ると、上式は比熱比を γ として

$$\rho u = A \quad (1-5)$$

$$\mu \frac{du}{dx} = \rho u^2 + p = B \quad (1-6)$$

$$K \frac{dT}{dx} = \rho u \left(\frac{1}{2} u^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} \right) - u(\rho u^2 + p) = C \quad (1-7)$$

となる。⁽³⁾ただし A , B , C は定数で、無限上下流における質量、運動量、エネルギーの流れを示す。

粘性係数、熱伝導係数は気体運動論的に計算されており

$$\mu = 0.239 \frac{(k m T)^{1/2}}{\sigma^2} \quad (1-8)$$

$$K = \frac{9\gamma-5}{\gamma-1} \cdot \frac{k}{4m} \quad (1-9)$$

で与えられる。ただし k は Boltzmann 定数、 m , σ は原子の質量と直径を示す。(1-8), (1-9) を (1-6), (1-7) に代入すると、数値積分により衝撃波形を求めることができる。衝撃波前方の量に添字 1 を、後方の量に添字 2 を

使用し、距離 x は衝撃波前方の粒子平均自由行程

$$l_1 = (\sqrt{2} \pi n_1 \sigma^2)^{-1} \quad (1-10)$$

で規格化する。⁽⁴⁾ 初期圧力 1 mm Hg のアルゴンガスを伝搬する衝撃波形の計算結果を第1-1図に示す。⁽⁴⁾ ($T_1 = 300^\circ\text{K}$, $n_1 = 3.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $m = 6.69 \times 10^{-23} \text{ g}$, $\gamma = 5/3$) これからこの場合のフロントの厚さ (遷移層幅) は平均自由行程の数倍程度になることが明らかである。

§1-3 プラズマ中の無衝突衝撃波の構造⁽⁵⁾

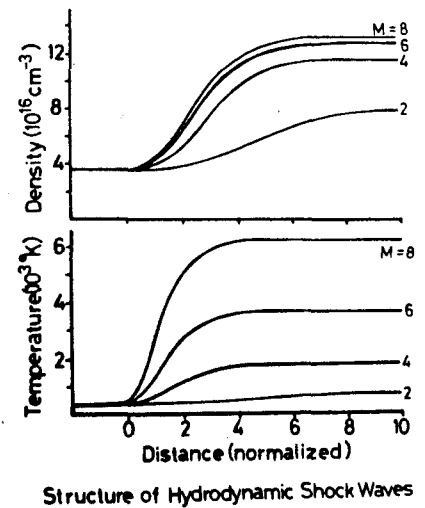
ここでは非線形性、散逸性のほかに分散性加わることによって粒子衝突の平均自由行程より短かい無衝突衝撃波が存在し、波面の後面で振動形の状態量変化が生ずることを具体例で示す。

無衝突衝撃波は一般に巨視的流体の式で記述できるが、そのさい異常な輸送係数を含む形に一般化できると仮定する。またこれらの異常輸送係数は衝撃波内の微視的乱流に原因するが、これらを使って衝撃波構造を完全に記述できると仮定する。以下では冷たいプラズマ中の無衝突衝撃波の構造を、磁界に垂直に伝搬する場合について計算する。

基礎方程式は完全電離気体に関する二流体の式でカウス単位系を用いて⁽⁵⁾

$$m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = e \vec{E} + \frac{e}{c} \vec{v}_i \times \vec{B} - \frac{1}{N_i} \vec{\nabla} \cdot \vec{\pi}_i + \nu_{ei} m_e (\vec{v}_e - \vec{v}_i) \quad (1-11)$$

$$m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -e \vec{E} - \frac{e}{c} \vec{v}_e \times \vec{B} - \frac{1}{N_e} \vec{\nabla} \cdot \vec{\pi}_e - \nu_{ei} m_e (\vec{v}_e - \vec{v}_i) \quad (1-12)$$



第1-1図 中性気体中の衝撃波の構造
(パラメータ: マッハ数)

$$\frac{\partial N_{i,e}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (N_{i,e} \vec{v}_{i,e}) = 0 \quad (1-13)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi e}{c} (N_i \vec{v}_i - N_e \vec{v}_e) \quad (1-14)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1-15)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1-16)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi e (N_i - N_e) \quad (1-17)$$

で与えられる。ここで $\vec{E}$ と $\vec{B}$ は電場と磁場、 $N_{i,e}$, $\vec{v}_{i,e}$, $\vec{\pi}_{i,e}$, $m_{i,e}$ はイオンと電子の密度、速度、応力テンソル、質量である。また ν_{ei} は電子とイオンの有効衝突周波数、 e と c は電子電荷と光速である。 t は時間で $d_{i,e}/dt = \partial/\partial t + \vec{v}_{i,e} \cdot \vec{\nabla}$ である。ここで (1) 準中性 ($N_i = N_e = N$), (2) Cold ($\vec{\pi}_{i,e} = 0$), (3) 衝撃波の平面性の3つを仮定すると上記二流体の式は下記の一流体の式になる。

$$\frac{d}{dt} (m_i \vec{v}_i + m_e \vec{v}_e) = \frac{1}{4\pi N} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B} \quad (1-18)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = & \vec{\nabla} \times \left[\frac{m_i - m_e}{m_i + m_e} (\vec{v}_e - \vec{v}_i) \times \vec{B} \right] + \vec{\nabla} \times \left[\frac{m_i \vec{v}_i + m_e \vec{v}_e}{m_i + m_e} \times \vec{B} \right] \\ & + \frac{c}{e} \frac{m_i m_e}{m_i + m_e} \vec{\nabla} \times \frac{d}{dt} (\vec{v}_e - \vec{v}_i) + \frac{c}{e} \nu_{ei} m_e \vec{\nabla} \times (\vec{v}_e - \vec{v}_i) \end{aligned} \quad (1-19)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = -\frac{4\pi e}{c} N (\vec{v}_e - \vec{v}_i) \quad (1-20)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left[N \frac{m_i \vec{v}_i + m_e \vec{v}_e}{m_i + m_e} \right] = 0 \quad (1-21)$$

ここで未知数は $(m_i \vec{v}_i + m_e \vec{v}_e)$, $\vec{B}$, $(\vec{v}_e - \vec{v}_i)$, N のベクトル3、スカラー1であり、これに対して方程式系は、ベクトル式3、スカラー式1で閉じている。波面に固定した座標系で磁界に垂直に伝搬する定常衝撃波に限ると、衝撃波面前後の流れの様子は第1-2図のようになる。

左が衝撃波上流の様子で磁界は \$z\$ 方向に \$\vec{B}_0\$, 電子もイオンも \$\vec{U}_0\$ で \$x\$ 方向に流れる。衝撃波面内では磁界は \$z\$ 方向に \$\vec{B}\$, イオンは \$x\$ 方向に \$\vec{U}\$ の速さで流れるのに対し、電子は \$x\$ 方向にはイオンと同じ速さで流

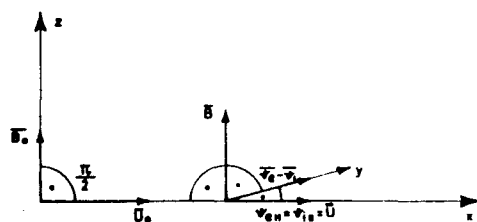


FIG. 1-2. Geometry of a hydromagnetic disturbance

第1-2図 衝撃波前後の状態

れるが \$y\$ 方向に \$\vec{v}_e = \vec{U} + \vec{v}_e\$ (\$\because \vec{v}_i \neq 0\$) でドリフトする。(同図右) このときの衝撃波形を求めるため (1-18) ~ (1-21) から \$B\$ のみの式を計算すると

$$\frac{d^2\beta}{d\tau^2} + \nu \frac{d\beta}{d\tau} = (\beta-1) \left[M^2 - \frac{1}{2} \beta(\beta+1) \right] \quad (1-22)$$

となる。ここで

$$\frac{B}{B_0} \equiv \beta, \quad \tau \omega_h \equiv \tau, \quad \frac{\nu_{ei}}{\omega_h} \equiv \nu \quad (1-23)$$

$$\frac{d}{d\tau} \equiv U \frac{d}{dz}, \quad \omega_h \equiv \frac{e B_0}{c \sqrt{m_i m_e}}, \quad M \equiv \frac{U_0}{U_A} \equiv \frac{U_0}{B_0 / \sqrt{4\pi m_i N_0}} \quad (1-24)$$

で境界条件は、

$$\tau = -\infty: \quad \beta = 1, \quad \frac{d\beta}{d\tau} = 0 \quad (1-25)$$

となる。(1-22) は座標 \$\beta\$ で単位質量の粒子がポテンシャル

$$W(\beta, M) \equiv \frac{1}{2} (\beta-1)^2 \left[\frac{(\beta+1)^2}{4} - M^2 \right] \quad (1-26)$$

中を摩擦力 \$-\nu d\beta/d\tau\$ を受けながら一次元運動するときの式と全く同一である。(1-25) の境界条件で (1-22) が意味のある解を持つためには \$W(\beta, M > 1)\$ が第1-3図の実線の形を取らなければならない。このとき粒子の軌跡は同図点線で示したようになることが予想できる。

以上の式で取扱える範囲は \$U\$ が全ての \$x\$ について正

となる領域であるが、これをマッハ数になおすと

$$1 < M \leq 2$$

となる。初期磁界の強さ 100 Gauss、水素初期圧力 $1 \mu\text{Hg}$ 中を伝播する衝撃波に関する著者が行った (1-22), (1-25) の数値計算の結果を第1-4図に示す。計算の詳細は省略するが、分散性に原因する振動が波面後部に観察できる。

§1-4 あとがき

衝撃波構造を規定する基礎方程式について述べ、数値計算による簡単な結果を図に示した。その結

果化学反応、輻射などを伴わない中性ガス中の衝撃波ではフロントの厚さが粒子平均自由行程の数倍になることがわかった。衝撃波がもっと強くなり電離などの化学反応を伴う場合にはさらに複雑となる⁽⁶⁾。そのとき電離緩和に関するフロント厚さはもっと大きくなることが予想できるが、これらの実験的研究を第2, 3章に述べる。一方プラズマ中の衝撃波の計算結果からは、分散性に原因する衝撃波後面の状態量に関して振動を観察することができた。そのとき等価な散逸の詳細にはほとんど触れていない。この種のプラズマ中の無衝突衝撃波では無衝突散逸機構に問題点があるが、その実験的研究の詳細を第4, 5章に述べる。

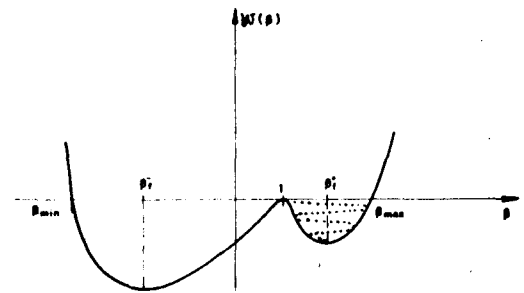
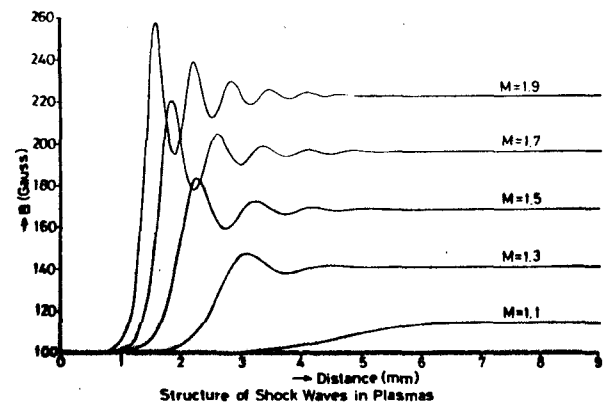


FIG. 3. Analogic potential $W(\theta)$ for $M > 1$.

第1-3図 ポテンシャルの形



第1-4図 プラズマ中の衝撃波の構造
($\nu = 0.5$)

参考文献

- (1) 矢島: プラズマ物理研究総合報告集 (第2分冊), 名古屋大学プラズマ研究所 (1969).
- (2) R. A. Gross: *Rev. Mod. Phys.* 37, 724 (1965).
- (3) L. H. Thomas: *J. Chem. Phys.* 12, 449 (1944).
- (4) 阪上: 大阪大学工学部学位論文 (昭43).
- (5) A. Cavaliere & F. Engelmann: *Nucl. Fusion* 7, 137 (1967).
- (6) 中井: 大阪大学工学部学位論文 (昭41).

第2章 電離衝撃波の実験I (主フロント)

§2-1 まえがき

衝撃波による電離緩和現象を明らかにする目的で、圧力衝撃波管で発生した衝撃波をミリ波測定装置により観測した。

衝撃波による電離機構には、電気放電による電離現象に比べ著しい特異性が存在する。後者においては電界により加速された電子による気体の衝突電離が主役をなすのに対し、前者においてはフロントにおける圧縮により先ず原子が加熱され、電離は熱的に進展する。このような電離過程は物理的興味のみならず、超音速飛行の実用化、人工衛星などの日常化に伴なう工業技術の分野に関連しても多くの問題を含んでいる。^{(1)~(2)} 一方また大容量空気しゃ断器の大電流しゃ断時においても衝撃波が発生し、電離を伴なう結果消弧を妨げる場合がある。⁽³⁾ さらにまた衝撃波によるプラズマはその諸特性値があらかじめ計算で予測できるという点から、テスト・プラズマとして利用価値が高く、新しい測定法の検定などに有用である。

著者⁽⁴⁾はこれまで、衝撃波によるプラズマ発生、加熱の機構、温度緩和などに着目し、探針、分光、干渉、光散乱、マイクロ波測定法などを考慮して実験を進めて来た。^{(4)~(7)}

単原子分子で解離その他の化学変化が起こらず、しかも原子状態が比較的よく解明されているアルゴンガスをおもなる対象とする。静止ガス中を伝搬する衝撃波フロントにおいては、エントロピー増大を伴った急激な断熱圧縮によって、先ず気体の密度、温度、圧力が上昇する。その緩和領域は強い衝撃波の場合、粒

子平均自由行程の2~3倍である。このような流体力学的瞬間加熱に続いて、長い緩和時間をもった電離緩和が進展し、一定時間後に平衡状態に達する。この章で問題にするのは主として、この平衡状態に達するまでの間すなわち衝撃波による電離緩和過程である。

PetschekとByronらは衝撃波による電離緩和過程を2段階に分け、初期過程が衝撃波試験気体中に混入する不純物による電離であるのに対し、これに続く主過程が電子による原子の非弾性衝突電離であることを報告した。⁽⁸⁾ 一方HarwellとJahnらは電離率のArrheniusプロットから電離のしきいエネルギーを測定し、励起原子による累積電離過程が重要であることを確かめた。⁽⁹⁾

このほかBibermanとYakubovらの計算^{(10)~(11)}、さらにはClarkeとFerrariらの輻射を重要視した計算⁽¹²⁾などがあるが、このようなフロントにおける電離緩和の機構については、未だその本質的な問題点は解明されていないように思われる。特にその中でも電子温度の緩和過程に関しては今のところめぼしい実験報告はない模様であり、著者はその実測を試みた結果これまでの計算結果では説明不可能な新しい結果を得た。

以下ではプラズマ・スラバにミリ波計測を実施する場合を考える。著者は先ずプラズマ電子密度 n_e と衝突周波数 ω_c の変化に対しミリ波の反射および透過係数がどのように変化するかを計算した。次にその結果を適用し、かつ2つの異なる方法を採用してミリ波による衝撃波プラズマの測定を行った。すなわち§2-4-1でホーンからの輻射波を電磁レンズで収束し、プラズマの反射係数と透過係数の測定から n_e , ω_c を計算するとともに、⁽¹³⁾ さらにレッヘル線を用いて空間分解能の向上をはかり、⁽¹⁴⁾ ミリ波による干渉計測を実施した。(§2-4-2) 衝

撃波試験気体には主にアルゴンガスを用い、温度緩和の測定結果を追証する実験では電氣的負性ガスを混入した。

従来から衝撃波緩和領域における電子温度 T_e の測定は非常に難しい問題の1つであるが、著者は測定した n_e と u_e とから T_e の算出を試みた。その詳細は §2-5-3 にあるがこれまでの一般的見方と異なり、電子温度は圧カフフロント直後が高くそれより後方では密度緩和進行中でも低下するという結果を得ている。この結果から輻射および前駆現象を考慮に入れ、衝撃波モデルでは現象全体の説明が不可能となり、さらに進んだ新しい理論が要求される。著者はまた、電離のしきいエネルギーの解析から、今問題にしている衝撃波による電離現象において、励起原子が非常に重要な役割を演じていることも確かめた。これらの事柄を結びつけて考えると電離機構の全体が明らかになる。問題をさらに深く追求するためには前駆現象などの測定⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾をより定量的に進める必要があり、試験気体の純度の問題とあわせさらに検討すべき点が残っている。このうち前者の詳細は次の章で述べる。

§2-2 ミリ波によるプラズマ測定⁽¹⁷⁾

プラズマ中におけるミリ波の伝搬定数 $P (= \alpha + j\beta)$ の各成分 α , β は、真空中での伝搬定数を $P_0 = j\omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0} \equiv jk_0$ として

$$2\left(\frac{\alpha}{k_0}\right)^2 = \left\{ \frac{(1-\eta)^2 + \delta^2}{1+\delta^2} \right\}^{1/2} - \left\{ 1 - \frac{\eta}{1+\delta^2} \right\} \quad (2-1)$$

$$2\left(\frac{\beta}{k_0}\right)^2 = \left\{ \frac{(1-\eta)^2 + \delta^2}{1+\delta^2} \right\}^{1/2} + \left\{ 1 - \frac{\eta}{1+\delta^2} \right\} \quad (2-2)$$

ここにミリ波の角周波数を ω として

$$\eta \equiv \omega_p^2 / \omega^2, \quad \delta \equiv \nu_c / \omega \quad (2-3)$$

また ν_c は電子の衝突周波数、 ω_p は電子プラズマ周波数で、電子密度を n_e 、電子電荷を e 、電子の質量を m とすれば

$$f_p \equiv \frac{\omega_p}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{n_e e^2}{m \epsilon_0} \right)^{1/2} = 8.97 \times 10^3 n_e^{1/2} \quad (2-4)$$

となる。ここで f_p 、 n_e の単位はそれぞれ $[s^{-1}]$ 、 $[cm^{-3}]$ である。

§2-2-1 プラズマによるミリ波の反射と透過

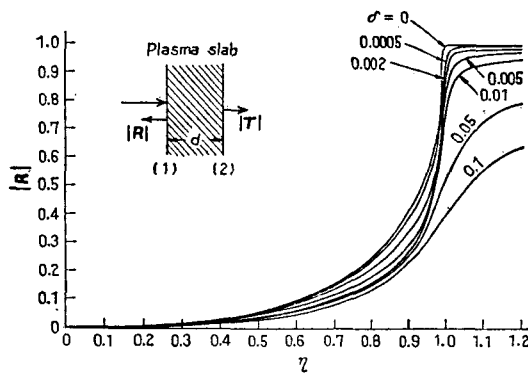
第2-1図に示すようなプラズマ・スラブにおけるミリ波電力の反射係数 $|R|$ および透過係数 $|T|$ は、スラブの厚さ d がミリ波の波長 λ に比べて十分大きい場合次の式で与えられる。

$$|R| = \frac{\gamma \{ 1 + (1 - 2\gamma) \exp(-4\alpha d) \}}{1 - \gamma^2 \exp(-4\alpha d)} \quad (2-5)$$

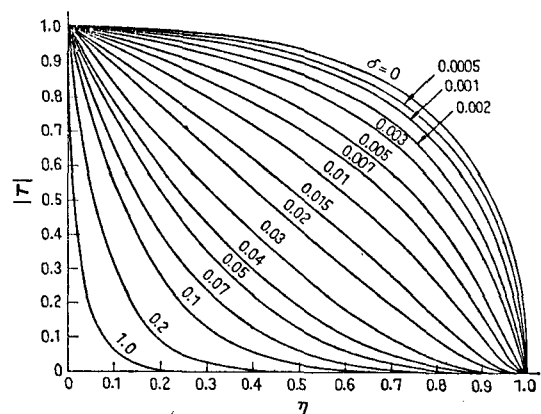
$$|T| = \frac{(1 - \gamma)^2 \exp(-2\alpha d)}{1 - \gamma^2 \exp(-4\alpha d)} \quad (2-6)$$

ここに

$$\gamma = \frac{(k_0 - \beta)^2 + \alpha^2}{(k_0 + \beta)^2 + \alpha^2} \quad (2-7)$$



第2-1図 プラズマスラブとミリ波の反射係数
Fig. 2-1 Plasma slab and its reflection coefficient of 4 mm microwave as a function of $\eta = (\omega_p/\omega)^2$ and $\delta = \nu_c/\omega$.



第2-2図 プラズマスラブによるミリ波の透過係数
Fig. 2-2 Transmission coefficient of 4 mm microwave as a function of $\eta = (\omega_p/\omega)^2$ and $\delta = \nu_c/\omega$.

である。したがってミリ波の反射および透過電力を同時に測定することにより上式から α , β が求まり、(2-1) および (2-2) 式を用いて γ , δ , したがってプラズマの電子密度 n_e , 衝突周波数 ν_c が求まる。著者が計算した反射および透過係数を γ , δ の関数として第2-1図、第2-2図に示す。(前頁) ($\lambda = 4\text{mm}$, $d = 40\text{mm}$)

§2-2-2 ミリ波干渉計のプラズマ計測への応用

ミリ波干渉計におけるフリンジシフト N とプラズマの電子密度 n_e の関係を求める。

(2-1), (2-2) 式で $\nu_c = 0$ すなわち $\delta = 0$ とすると

$$\alpha = 0, \quad \beta = k_0(1-\eta)^{1/2} \quad (2-8)$$

したがって厚さ d の真空およびプラズマ中をそれぞれミリ波が通過する時の兩位相差 $\Delta\varphi$ は

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \varphi_0 - \varphi = \beta_0 d - \beta d \\ &= k_0 d \left\{ 1 - \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \right\} \\ &= k_0 d \left\{ 1 - \left(1 - \frac{n_e}{n_c} \right)^{1/2} \right\} \quad (2-9) \end{aligned}$$

ここに n_c はミリ波しゃ断に要する電子密度で

$$n_c = m \epsilon_0 \omega^2 / e^2 \quad (2-10)$$

である。(2-9) 式を書きなおすと

$$\frac{n_e}{n_c} = 2 \left(\frac{NC}{fd} \right) - \left(\frac{NC}{fd} \right)^2 = 2 \left(\frac{N}{N_{c0}} \right) - \left(\frac{N}{N_{c0}} \right)^2 \quad (2-11)$$

ここに c は光速、 N はフリンジの移動数、 $N_{c0} = fd/c$ はしゃ断時のフリンジ移動数である。

ミリ波の周波数を $f = 68.5\text{GHz}$ とするとしゃ断電子密度は $n_c = 5.85 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ となり、さらに $d = 40\text{mm}$ とすると $N_{c0} = 9.13$ となる。このときの N に対する n_e/n_c の値を第2-1表に示す。

§2-3 実験の方法

超高速衝撃波の発生には電磁衝撃波管が便利であるが、膨脹波がすぐ後に続き、伝搬とともに減衰が著しいなどの欠点を持つ。その上大電流放電による逃走電子などのいよう乱は、緩和現象の研究には致命的である。そこで著者は二段膜圧力衝撃波管を建設し、高空間分解能を持ったミリ波測定法の開発応用から、電磁衝撃波管では行えない静かな衝撃波による電離緩和現象の測定を行った。

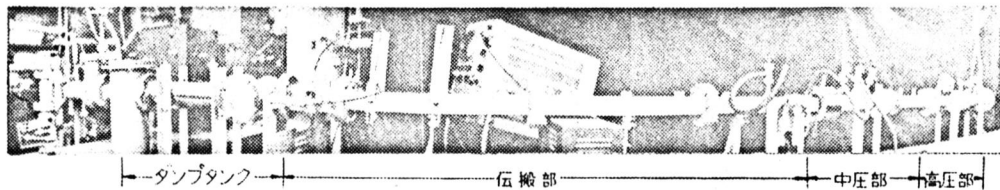
第2-1表 透過干渉計におけるフリンジシフト N と電子密度 n_e の関係

Table 1. Relation between electron density n_e of plasma slab and fringe shift N in microwave interferometer signal.

N	1/2	1	3/2	2	5/2	3	7/2	4
$\eta = n_e / n_c$	0.107	0.207	0.302	0.399	0.473	0.549	0.620	0.684
$n_e \times 10^{-18}$ [cm ⁻³]	0.626	1.21	1.77	2.28	2.77	3.21	3.63	4.00

§2-3-1 衝撃波管の構造と作動

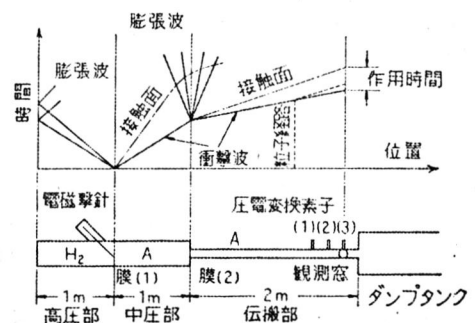
第2-3図は著者が建設した圧力衝撃波管である。その構造の概略および動作図を第2-4図に示す。構造は電離



第2-3図 2段膜圧力衝撃波管

Fig. 2-3 Pressure-type shock tube with two diaphragm sections.

現象が発生するに十分な高速衝撃波を得るため二段膜方式とし、第二段目に断面収縮を持たせた。マイラ材のダイヤフラム(1), (2)により、高圧、中圧、低圧部に仕切り、高圧駆動ガスには水素を、中圧部には低圧部試験気体と同じアルゴンを用いた。まず中、低圧部を排気した後、各部にそれぞれのガスを所定の圧力までつめる。次にダイヤフラ

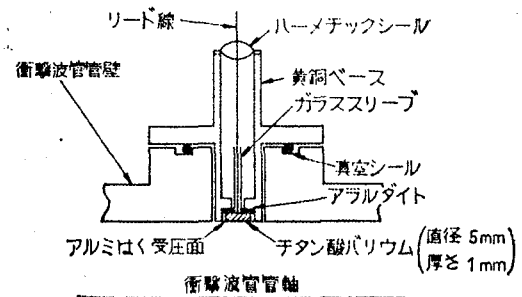


第2-4図 2段膜圧力衝撃波管の構造と動作

Fig. 2-4 Block diagram of shock tube and its operation.

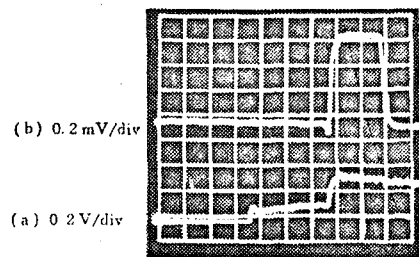
ム(1)を電磁撃針により破裂させ、中圧部に伝搬する衝撃波を発生する。この衝撃波は中圧部の気体を加熱しながらダイヤフラム(2)に到達し反射される。ダイヤフラム(2)は衝撃波の衝撃により破裂し、中圧部の衝撃波により加熱された気体が駆動ガスとして作用し、低圧部に伝搬する高速の衝撃波を発生する。このような断面収縮のある場合の管内の流れは、流体力学で詳細に解析されているが⁽¹⁸⁾、電離を伴うほど高速の場合には精度よく適用できない。そこで著者は、実験的に衝撃波発生状況を調べた。

第2-5図に衝撃波フロントでの圧力変化測定に用いた圧電変換素子部を示す。衝撃波に及ぼすいよう乱をできるだけ小さくするため、受圧面は衝撃波管の軸に沿って内壁と平坦になるよう装着した。各素子の間隔は20 cmで、管軸に沿って合計3個の素子を使用した。最上流の素子からの信号を増幅しシンクロスコープのトリガー信号として用い、第2、第3の素子からの信号を同時観測した。圧電素子の出力信号の一例を第2-6図に示す。衝撃波フロントがそれぞれの素子(2)、(3)に到達したことを示すのが、トレース(a)における2つのステップである。これから衝撃波速度およびフロントが観測部に到達した時刻がわかる。(1)、(2)間の速度と(2)、(3)間の速度から、明らかに認められるような減衰はないし、フロントにおける圧力の跳びが非常に鋭いこと



第2-5図 圧電変換素子

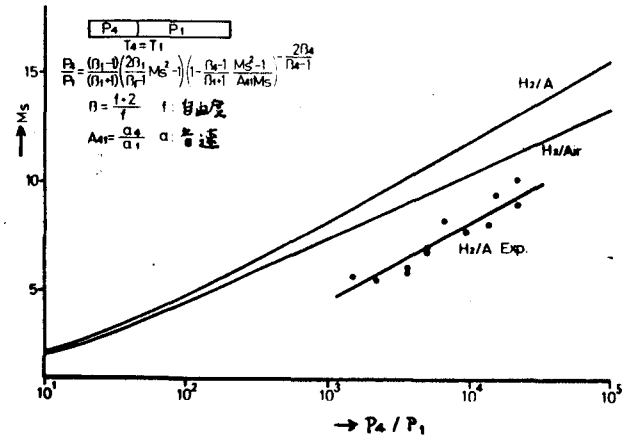
Fig.2-5 Piezo-electric pressure pickup.



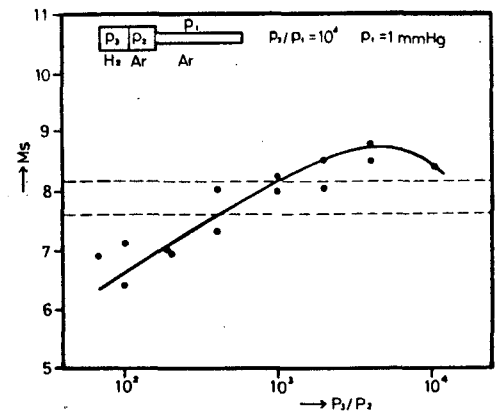
第2-6図 圧電変換素子(a)およびミリ波の応答(b)
Fig.2-6 Oscilloscope record of pressure pickups and microwave transmission power.

もわかる。トレース(b)は比較のため観測部でのミリ波透過信号を同時測定したものである。衝撃波により発生したプラズマのためほど30 μ sの間ミリ波がしや断されていることが認められる。(20 μ s/div.)

第2-7図に一段膜動作をさせた場合の膜圧比と発生衝撃波マッハ数との関係を、理論値⁽¹⁹⁾と比較して示してある。次に低圧室の初期圧を1 mmHg, かつ低圧室と高圧室の圧力比を 10^4 に固定し、中圧室の圧力を変化させて二段膜動作を行った。その結果を第2-8図に示す。これから高圧室と中圧室の圧力比が 4×10^3 、したがって中圧室圧力が2.5 mmHgの付近に最適条件がある。比較のため圧力比 10^4 で二段膜動作をさせた場合、測定点は図中点線で示した範囲に入ったから、二段膜動作によって発生条件が改良されていることがわかる。



第2-7図 一段膜動作による衝撃波の発生
Fig. 2-7. Shock Waves with one diaphragm.



第2-8図 二段膜動作による衝撃波の発生
Fig. 2-8. Shock Waves with two diaphragms

§2-3-2 4 mmミリ波測定装置

ミリ波でプラズマ衝撃波を測定する場合、ミリ波の空間分解能が問題になる。著者はその改良を目的として、周波数68.5 GHz (自由空間波長4.38 mm) のミリ波測定系を活用し、段階的に2種の異なる回路を作成した。まず最初、電磁ホーンからのミリ波輻射を試作したテフロンレンズにより収束し、次にレッヘル線の使用に

よって、さらに高空間分解能の実現に成功した。前者の特徴は、後者程の空間分解能は望めないが測定対象を乱さないこと、後者の特徴はわずかないよう乱にまさる高空間分解能を持つことである。

ミリ波の反射と透過係数の測定にはホーン・レンズ系を、透過干渉測定にはレッヘル線系を使用した。ホーン・レンズ系の空間分解能では以下に示す電離緩和領域初期の測定は不可能であり、レッヘル線系を用いて反射係数を測定するには、回路の暗反射を極度に抑える必要がある。

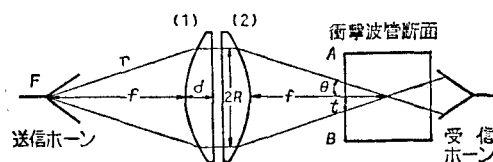
(1) 電磁レンズによるビームの収束

衝撃波管中の流れにじょう乱を与えず、すなわち物体を流れの中に挿入することなく、しかもなるべく良い空間分解能を得ること、管内壁が極めて平坦で、しかもかなりの高気圧にさらされる衝撃波管に適用可能であることなどを考慮して、著者はホーン・レンズ系によりミリ波を収束し、衝撃波管を横断するテストビームとして利用した。

第2-9図のように入射平行ビームを誘電体レンズにより衝撃波管断面中央に焦点を結ばせる。焦点面上における収束ビームの最小の大きさ⁽²⁰⁾は円孔の回折理論より、波長を入とすると

$$\delta = 1.22 \frac{f\lambda}{2R} \quad (2-12)$$

で与えられる。ここに f 、 R はレンズの焦点距離および半径である。したがって空間的高分解を得るためには、短焦点、大口径のレンズを用いるのがよい。他方



第2-9図 ホーンレンズ系によるミリ波の収束
Fig. 2-9. Shapening of microwave beam with microwave horn and lenses.

第2-9図より衝撃波管の壁ABにおけるビームの広がり、
衝撃波管方形断面の一边が40 mmであるから

$$t = 20 \tan \theta = 20 \frac{R}{f} \quad (2-13)$$

となる。系全体の空間分解能としては以上の式を考慮しなければならない。 $\lambda = 4 \text{ mm}$ 、材料およびホーンの開角などからレンズの半径を $R = 35 \text{ mm}$ とすると、上の式を用いて $(t+\delta)$ が最小になるためには

$$f = 70 \text{ mm} \quad (2-14)$$

となる。

さて f が決まると、レンズ材質の屈折率を与えることにより、レンズ曲面は次のようにして描ける。⁽²¹⁾ すなわち第2-9図で焦点Fからの球面波がレンズ(1)により平面波に変換される条件より

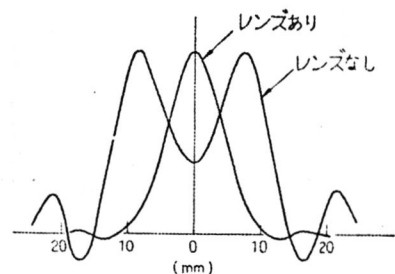
$$r + n(f + d - r \cos \theta) = f + nd \quad (2-15)$$

$$\therefore r = \frac{f(n-1)}{n \cos \theta - 1} \quad (2-16)$$

ここに n はレンズ材料の屈折率である。材料にはミリ波帯で損失の少ないテフロンを用いた。 $(n \approx 1.4)$ この方法により試作したレンズが第2-10図に写っている。また



第2-10図 衝撃波管観測部とミリ波ホーンレンズ系
Fig. 2-10. Shock tube and microwave horn-lens system.



第2-11図 焦平面におけるミリ波電界分布
Fig. 2-11. Distribution of microwave electric field in focal plane.

第2-11図に、フィールド中に小金属散乱球を挿入して受信電力の変化を検出することにより測定した、レンズ

なしの場合とレンズを用いた場合の焦平面での電界分布を示す。これから誘電体レンズにより焦平面において直径約8mmのミリ波ビームが得られていることがわかる。

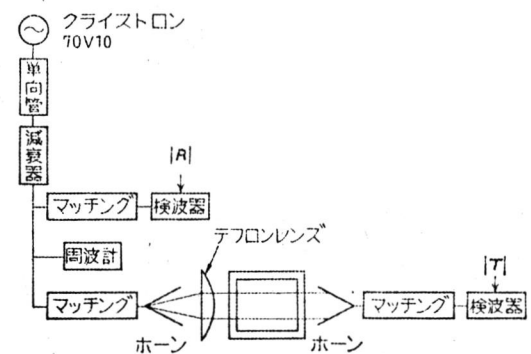
このレンズを用いて衝撃波プラズマによるミリ波の反射と透過係数の測定を行うためのブロック図を第2-12図に示す。先に示した第2-9図はこのブロック図の一部である。

(2) レッヘル線による空間分解能の向上

第2-13図はレッヘル線を衝撃波管観測部に用いた例である。⁽²²⁾

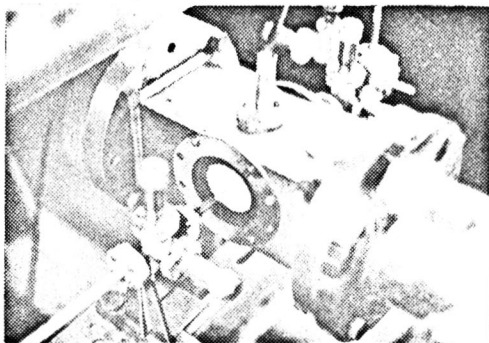
レッヘル線には電導度の良い直径0.1mmの銅線を用いた。線径は衝撃波に対し強度的に十分である限り、プラズマにおよぼすいよう乱を小さく

する目的から、できるだけ細くすることが望ましい。また導波管とレッヘル線の結合部で特性インピーダンスを徐々に変化する目的から、テフロン材の整形による整合ロッドを使用した。このようにして達成される空間分解能は非常にすぐれており、レッヘル線周囲の



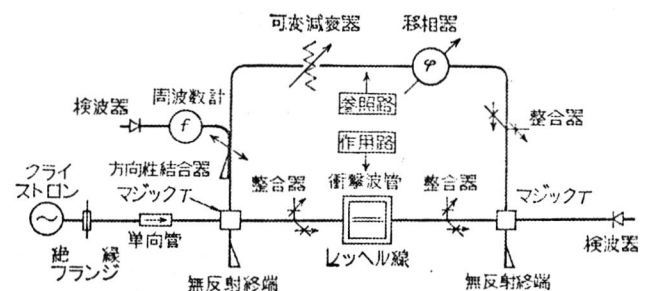
第2-12図 ミリ波測定装置構成図(1)
反射と透過係数の計測

Fig. 2-12. Block diagram of microwave measuring system (1).



第2-13図 衝撃波管観測部とミリ波干渉計

Fig. 2-13 Shock tube and microwave interferometer.



第2-14図 ミリ波測定装置構成図(2)干渉計測

Fig. 2-14 Block diagram of microwave measuring system (2).

電界が（半値幅で）2 mm以内に集中していることを確認した。

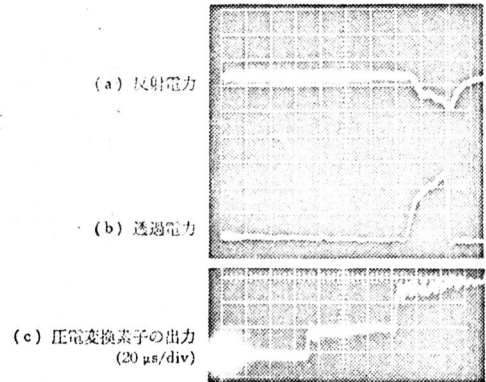
レッヘル線を作用路に用いて衝撃波プラズマの干渉測定を行うためのブロック図を第2-14図（前頁）に示す。

§2-4 実験結果

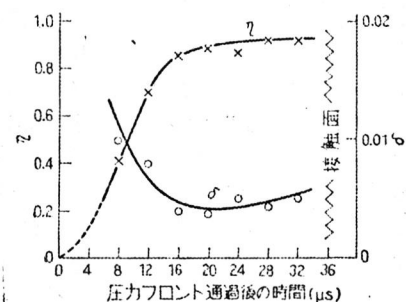
§2-4-1 ホーン・レンズ系による反射と透過係数の測定

衝撃波フロント通過後の反射および透過電力の変化をニ現象シンクロスコープに描かせた。一例を第2-15図に示す。

トレース(a)は反射電力で、全反射は3目盛の変位に対応する。トレース(b)は透過電力で、全しゃ断状態ではこれも3目盛の変位を示す。観測された変位と第2-1, 2-2図とから $\eta = \omega_p^2 / \omega^2$, $\delta = \nu_c / \omega$ が決定できる。すなわち先ず、特定の時刻の反射のデータを計算結果に適用することにより、 δ の値に関係なく η の取るべき範囲が決まる。この値と透過のデータを透過電力の計算結果に適用すると δ の取るべき範囲が決まる。この手続を繰返すことにより (η, δ) の組合せがただ1点だけ決まる。トレース(c)は圧電変換素子の出力信号である。これより観測点を圧カフロントが通過した後の η および δ の変化を描くと第2-16図のようになる。電子密度と衝突周波数の平衡に達する時刻はほぼ等しいことが



第2-15図 衝撃波圧カフロントとミリ波電力の変化
Fig. 2-15. Oscilloscope record of microwave reflection (a), transmission (b) power and output signal of pressure pickups.

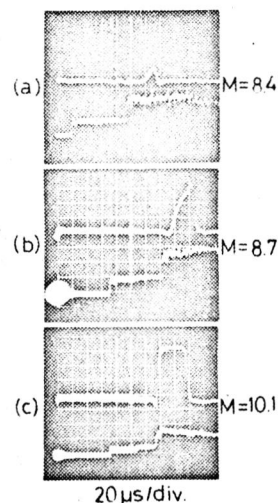


第2-16図 圧カフロント通過後の η と δ の変化
Fig. 2-16 Relaxation of $\eta = n_e / n_c$ and $\delta = \nu_c / \omega$ behind pressure front of shock wave.

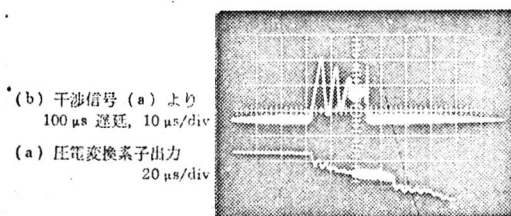
わかる。第2-17図に種々の衝撃波速度における透過電力と圧電変換素子の出力を同時観測した結果を示す。

§2-4-2 レッヘル線による透過干渉計測

第2-14図に示す測定系を用いてミリ波の干渉計測を行った。2個の圧電変換素子からの信号と、衝撃波フロント通過前後のミリ波干渉信号を、両アーム間遅延掃引可能な2現象シンクロスコープに描かせた。一例を第2-18図に示す。トレース(a)は圧電変換素子の出力で、極性が逆であることを除き掃引方法などは前節までのものと同一である。これからこのときの衝撃波マッハ数を計算すると9.8になる。(初期状態 1 mmHg, Ar) トレース(b)は干渉信号で、観測部にプラズマがないとき両アームの振幅および位相を調節して、干渉信号出力が零になるようセットしてある。またこのときの最大出力としゃ断時出力すなわち参照アームのみの出力は、それぞれトレース約3目盛と1目盛である。干渉信号の山とみなされる部分は左から順にフリンジシフト $1/2$, $3/2$, $5/2$, ... に相当する点、同様に谷にあたる部分は1, 2, 3, ... である。したがってこれから第2-1表を用いれば電子密度の時間変化の様子がわかる。一方参照アームの振幅はいつも一定であるから、トレースの山や谷の高さからそのときの作用アームの振幅が逆算でき、これから透過係数 $|T|$ が求まる。したがって先に求めた電子密度 n_e と $|T|$ とから、



第2-17図 透過電力の変化
Fig. 2-17. Comparison of TMs



第2-18図 衝撃波圧力フロントとミリ波干渉信号
Fig. 2-18. Oscilloscope record of output signal of pressure pickups and microwave interferometer.

第2-2図を用いて電子衝突周波数 ν_c が求まる。トレース(b)はトレース(a)の掃引開始より $100\mu\text{s}$ 遅延後 $10\mu\text{s}/\text{div.}$ で掃引してある。したがって(a)と(b)の時間対応は(a)のあと半分が(b)いっぱいになっている勘定になる。

同様の実験を試験気体 1 mm Hg アルゴン中に種々のマッハ数の衝撃波を走らせて行った結果第2-19図が得られた。同図にはフロント通過後の電子密度と衝突周波数の変化をまとめて示してある。いずれもパラメータは衝撃波のマッハ数である。また ν_c は使用したミリ波の角周波数 ω で、 n_e は ω で決まるしゃ断電子密度でそれぞれ規格化してある。

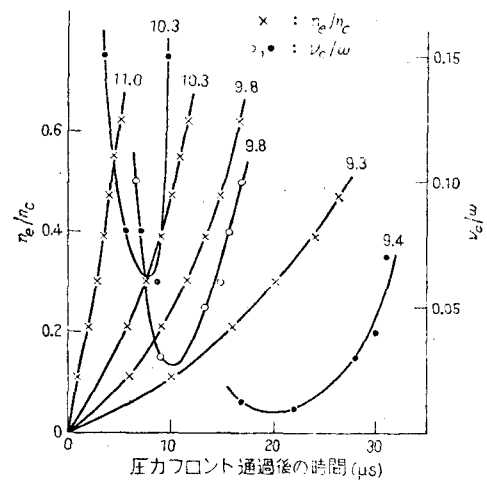
§2-5 実験結果の検討

§2-5-1 電離緩和の測定に伴う誤差の問題

§2-4-2の解析中電子密度 n_e の算出においては $\delta=0$ とし、プラズマによるミリ波の位相変化は電子密度変化のみによるとした。実際には干渉信号の山と谷においても $\delta \neq 0$ であるから、 δ の値が十分小さくない限りこれによる位相変化も考慮しなければならない。試算によると

$$\delta = \nu_c / \omega < 0.2 \quad (2-17)$$

であれば $\delta=0$ としたときの位相変化と $\delta \neq 0$ のときの位相変化のちがいは3%以下であることがわかった。したがってこの程度であれば十分測定誤差内に入ると考えられるから、§2-4-2のように干渉信号の山と谷から各時間における電子密度を $\delta=0$ として算出してさしっ



第2-19図 圧力フロント通過後の電子密度と衝突周波数の変化

Fig. 2-19. Relaxation of $\eta = n_e/n_c$ and $\delta = \nu_c/\omega$ behind pressure fronts of shock waves.

かえないことになる。

§2-5-2 電離緩和機構

フロント直後から平衡領域にかけての電離進展状況は電荷保存の関係式により与えられる。単位体積、単位時間あたり発生する電荷量を S_e とし、電子密度 n_e とイオン密度 n_i に関して準中性 ($n_e = n_i$) を仮定すると電荷保存式は

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_e u) = S_e \quad (2-18)$$

ここで t は時間、 x は位置座標、 u は電子のドリフト速度である。原点を圧力フロントに取った固定座標系に関しては、現象は定常的であるから $\partial n_e / \partial t = 0$ である。また今考えている領域で速度 u が一定であるとするると上式は

$$\frac{dn_e}{dt} = S_e \quad (2-19)$$

となる。

高温ガスにおける最も基本的な電荷発生の機構としては原子相互間の衝突と電子との衝突による過程が考えられる。このような衝突電離断面積のエネルギー依存性を、しきいエネルギー U_i から勾配 a_{aa} および a_{ae} でエネルギーとともに直線に立上ると近似すると、単位時間、単位体積あたりの電離数は^{(9)~(10)}

$$n_a^2 q_{aa} = n_a^2 a_{aa} 2\sqrt{kT_a/\pi m_a} (U_i + 2kT_a) \exp(-U_i/kT_a) \quad (2-20)$$

$$n_a n_e q_{ae} = n_a n_e a_{ae} 2\sqrt{kT_e/\pi m_e} (U_i + 2kT_e) \exp(-U_i/kT_e) \quad (2-21)$$

で与えられる。ここに n_a , T_a , m_a および n_e , T_e , m_e はそれぞれ原子および電子の密度、温度、質量である。

低電離度の状態では原子相互間の衝突による電離が主役を果たす。今 T_a と T_e が等しいとするとこのような

電離度 α の範囲は

$$\alpha < \frac{a_{aa}}{a_{ae}} \sqrt{\frac{m_e}{2m_a}} \approx 2 \times 10^{-5} \quad (2-22)$$

となる。衝撃波においてまず加熱されるのは質量の大きい原子、イオンであり、電子はこれら重い粒子からエネルギーを得て温度が上昇するため一般的には $T_e < T_a$ である。したがって上で与えられる α よりも高い電離度の領域まで原子 $\leftrightarrow$ 原子衝突による電離が主役を果たしている。すなわち衝撃波速度が小さく、平衡領域における電離度そのものがこのような臨界電離度よりも低い衝撃波の電離機構は、原子相互間の衝突によるものである。高速衝撃波になると、緩和領域はこのような初期電離過程と、電子衝突による主電離過程とに分離できる。

さて原子相互衝突のみによる電離進展速度は

$$\frac{dne}{dt} = n_a^2 a_{aa} 2\sqrt{kT_a/\pi m_a} (U_i + 2kT_a) \exp(-U_i/kT_a) \quad (2-23)$$

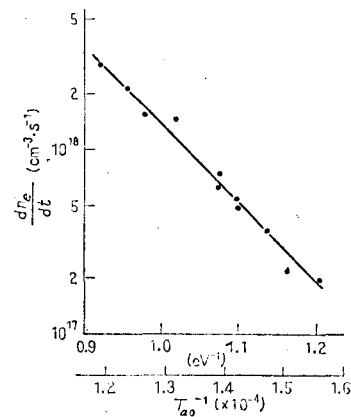
これより $U_i \gg kT_a$ ならば次式が導ける。

$$d \left\{ \ln \left(\frac{dne}{dt} \right) \right\} / d \left(\frac{1}{kT_a} \right) \approx -U_i \quad (2-24)$$

すなわち $\ln(dne/dt)$ と $1/kT_a$ のグラフは直線となり、その勾配は電離のしきいエネルギーを与える。§2-4の実験結果より圧力 1 mm Hg のアルゴンガス中を伝搬する衝撃波について、この関係を描くと第20図となる。実験データは一直線上にあり、その勾配より求めたしきいエネルギーは約 10 eV である。アルゴンの電離エネルギーは 15.7 eV、第一励起エネルギーは 11.5 eV であるから、Harwell と Jahn 氏らが指摘しているように⁽⁹⁾、衝撃波電離の初期過程は原子の励起を経た累積電離によるものと思われる。

§2-5-3 電子温度の緩和過程

電子の原子に対する衝突周波数は電子温度が下がれば小さくなる。これに反し電子のイオンに対するそれは電子温度が下がれば逆に大きくなる。電子衝突周波数の測定結果をこれと結びつけて次の解析が可能である。



第2-20図 圧力フロント背後の温度と電離進展速度
Fig. 2-20. Arrhenius plot of ionization rates.

(1) フロントが到達してから δ が最小になるまでの間はイオン密度が非常に小さく、電子は主に原子と衝突すると考えて、電子温度は時間とともに下がっている。

(2) マッハ数の変化にかかわらず $\eta=0.3$ 付近で δ は最小値を取っている。 δ が最小になる時間以後ではイオン密度の増加とともに、電子 $\leftrightarrow$ イオン衝突が電子 $\leftrightarrow$ 原子衝突以上に効いていると考えると、電子温度は時間とともにやはり下がっていることになる。

以上のような考えのもとに前節で測定した n_e と ν_e とから次のようにして電子温度を算出した。

電子の衝突する相手は、今の場合中性原子とイオンであるから

$$\nu_e = \nu_{en} + \nu_{ei} \quad (2-25)$$

ここで中性原子に対する電子の衝突周波数 ν_{en} は (17)

$$\nu_{en} = n_n Q_{en} \left(\frac{2kT_e}{m_e} \right)^{1/2} \frac{\Gamma(2)}{\Gamma(5/2)} \quad (2-26)$$

ここで n_n 、 Q_{en} はそれぞれ中性原子の数密度と電子に対する衝突断面積である。また $\Gamma(x)$ はガンマ関数、 T_e 、 m_e はそれぞれ電子の温度と質量である。初期状態が室温で 1 mmHg (初期粒子密度 $n_0 = 3.54 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) のアルゴンガス中にマッハ ~ 10 程度の衝撃波が走る場合、圧縮比

の理論値はほぼ4である⁽¹⁸⁾。しかるに電離が進まない間の中性原子の数密度 n_n' は

$$n_n' = 4n_0 = 1.14 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad (2-27)$$

電離が進む過程における n_n は当然、この n_n' より小さくなるわけであるが、 $n_e = n_c = 5.85 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ としても電離度 α は

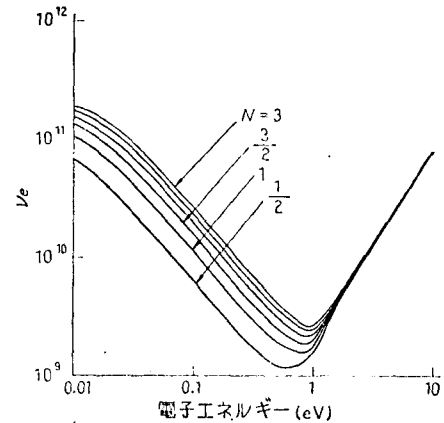
$$\alpha = n_c/n_0 = 1.65 \times 10^{-3} \quad (2-28)$$

となるから、今考えている過程における n_n は一定値 n_n' と等しいとおいてさしつかえない。またアルゴンの Q_{en} は相当古くから多くの人々によって測定されており、電子エネルギーに伴う変化は無視できない。ここでは最も信頼度が高いと考えられる文献⁽²³⁾の測定結果を用いる。

一オイオンとの衝突周波数 ν_{ei} は⁽¹⁷⁾

$$\begin{aligned} \nu_{ei} &= 2.90 \times 10^{-6} \frac{n_i [\text{cm}^{-3}] \ln \Lambda}{(kT_e [\text{eV}])^{3/2}} \\ &= 2.90 \times 10^{-6} \frac{n_i [\text{cm}^{-3}]}{(kT_e [\text{eV}])^{3/2}} \ln \left\{ 1.55 \times 10^{10} \frac{(kT_e [\text{eV}])^{3/2}}{(n_e [\text{cm}^{-3}])^{1/2}} \right\} \\ &= 6.68 \times 10^{-6} \frac{n_i}{kT_e \sqrt{kT_e}} \left\{ 10.19 + \log(kT_e \sqrt{kT_e}) - \log \sqrt{n_e} \right\} \quad (2-29) \end{aligned}$$

ここで n_i はイオンの数密度である。干渉信号における山と谷すなわちフリンジ・シフト $N = x/2$ ($x=1, 2, \dots$)のときの $n_e = n_i$ に対し、これらの式を用いて著者が計算した T_e と ν_c の関係を第2-21図に示す。さらにこの結果と ν_c の測定値(第2-19図)とから、衝撃波フロント背後における電子温度は第2-22図のようになる。ここでもいかにして T_e がそんなに早く高くなりうるかについては、関連



第2-21図 電子温度と衝突周波数の関係

Fig. 2-21. Relation between electron temperature T_e and its collision frequency for momentum transfer ν_c .

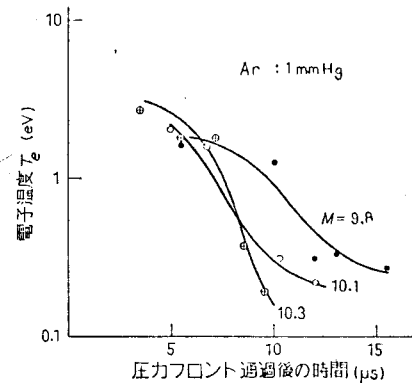
事項を §2-5-5 にも述べるが、著者は励起原子との非弾性衝突による電子エネルギー利得を考えている。

§2-5-4 負性気体による温度緩和の追試

前節までの結果電子温度緩和は非常に早く、測定の範囲ではすでにそのピークを過ぎて逆に低下していることが明らかにになった。この結果をさらに確かめる目的で著者は、衝撃波試験気体中にフレオンガスを混入し、その衝撃波現象に及ぼす効果を調べた。

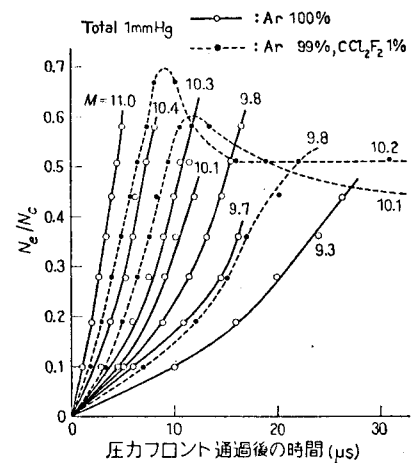
フレオンガスなどの電氣的負性を示す気体⁽²⁴⁾の放電特性は、種々の点で従来からよく知られている空気や窒素などの特性と著しく異なる点がある。またこれらの負性ガスが自由電子を付着して動きの鈍い負イオンを作るため、ガスしゃ断器などに広く利用されていることは周知の事実である。以前からその特性に注目した種々の試みがなされている。⁽²⁵⁾

今回使用したガスはタイフロン-12 (CCl_2F_2) で、アルゴンガスとも全圧 1 mmHg の試験気体中に 1% 混入し、§2-4-2 と同様の実験を行った。その結果を第2-23図に示す。同図には比較のためフレオンガスを混入しない場合の電子密度変化も描いてある。この図から、フレオンガスを混入しない場合



第2-22図 圧力フロント通過後の電子温度変化

Fig. 2-22. Relaxation of electron temperature behind pressure fronts of shock waves.



第2-23図 圧力フロント通過後の電子密度変化の比較

Fig. 2-23. Relaxation of electron density behind pressure fronts of shock waves in two cases with and without electro-negative gas.

に比べて混入した結果、電子密度の立上りは早くなるが、ある程度増加した後最大値を取って、逆に時間とともに減少していることがわかる。(M大のとき)

ここで負性気体の混入効果は主に次の二つに分類することができる。すなわち第一は、電子を付着して動きの鈍いイオンを作る効果(負性効果)、第二は負性気体自身の電離にある。⁽²⁶⁾ したがって第2-23図に示したフレオンガス混入効果のうちはいじめの方の電子密度の立上りが早いことは、上の第二の効果によるものと考えられる。さらに電子密度がピークを取って減少から平衡状態に何かうことは第一の効果が頭角をあらわしていることを意味する。このことは電子温度が時間とともに低下するという前節の結果と符号している。

この問題を定量的に吟味するためには、電子エネルギーとフレオンガスの電子付着断面積の関係ならびにフレオンガス自身の電離断面積が明らかになければならない。前者については一部でSF₆に関する測定結果が発表されているが、⁽²⁷⁾ 今回使用したCCl₂F₂については今のところめばしい報告はまだない様子である。

しかし定性的には少なくとも以下の事柄に言及することが可能である。一般に今問題にしている低エネルギー領域における負性気体の電子付着断面積は、電子エネルギーの上昇とともに著しく低下する。したがって上の結果、負性効果が緩和現象のむしろ遅い時期に明瞭となることは、早い時期に電子温度が高くその後で電子付着効果が有効となるだけ十分低くなるものと考えられる。また逆に言えば、もし緩和現象の初期において電子温度が低ければ、上で得られた混入負性ガスそのものの電離による早い電子密度の立上りが説明できなくなる。かくして前節に示した電子温度緩和の解

析は、負性ガスによる今節の結果からも説明することが可能になった。

§2-5-5 緩和過程に影響を及ぼす種々の効果

電子温度緩和に関する従来の一般的見方は以下に示すものが有力であった。すなわち、電子に関するエネルギー平衡の要素として

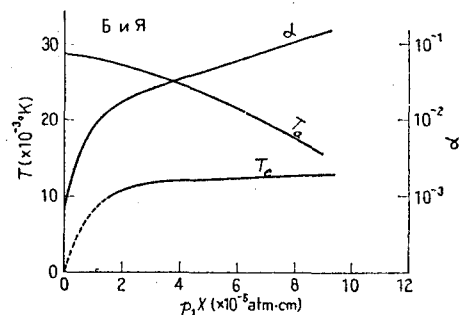
(1) 原子との弾性衝突によるエネルギー利得

(2) 原子との電離衝突によるエネルギー損失

を考える。したがって密度緩和進行中においては(2)の寄与が大きくこのため電子温度は一般に低く、密度緩和の平衡域に到ってはじめて(2)が小さくなり、その結果より高い平衡域の原子温度に漸近する。第2-24図はこのような傾向にある計算結果の一例⁽¹¹⁾である。しかるに§2-5-3に示した著者の測定結果は、電子温度が圧力フロントのすぐ後にすでに高く、以後低下するというむしろ逆の傾向を示している。したがって少なくとも上の考え方のみで著者の結果を説明することは不可能である。

第2-24図に示したものはいわゆる流体力学的圧力フロント前方に及ぼす衝撃波の影響(輻射、前駆電子などの前駆現象⁽¹¹⁾)を考慮に入れないより簡単な計算結果の一例であった。これに対して衝撃波速度が極度に大きい場合には、これら前駆現象をも含めて衝撃波圧力フロント前後の諸量について詳しい計算がなされている。⁽¹²⁾

そこで著者は、上述のようなそれほど速くない電離



第2-24図 衝撃波電離緩和現象の計算結果の一例
Fig. 2-24. An example of calculated ionizational relaxation behind pressure front of shock wave.

衝撃波についても、各種の前駆効果の存在が衝撃波構造を左右しているのにはないかと考え、電氣的に前駆現象の測定を行った⁽¹⁶⁾。次の章でその定量的解析を進めた結果について述べるが、恐らくこれら前駆効果を取り入れることなくしては、電離緩和現象の説明は不可能であると思われる。さらに重要な問題として衝撃波試験気体の純度がある⁽¹⁸⁾。著者の実験では常に約 10^{-4} 程度であったが、さらに純度を上げることも考えている。

§2-6 あとがき

ミリ波測定技術を活用して、中性気体中を伝搬する圧力衝撃波フロント背後の電子密度と衝突周波数の測定から、電離緩和過程の解析を試みた。衝撃波試験気体には主にアルゴンを用い、電子温度緩和を追試する目的でフ里昂ガス CCl_2F_2 を混入した実験も行った。

結果のおもなものを列記する。

(1) フラズマ・スラフによるミリ波の反射と透過の係数を計算し、 $\delta = (\nu_c / \omega)$ をパラメーターとして $\eta = (\omega_p^2 / \omega^2 = n_e / n_c)$ の関数としてグラフを作成した。その結果ミリ波の反射係数が測定にかかる領域の決定から、ミリ波の反射と透過係数の測定が有効な δ , η の領域が明らかになった。

(2) 電磁ホーンと電磁レンズを使用して、ミリ波ビームの空間分解能を 8 mm にまで向上し、反射と透過係数の測定から、フロント背後のフラズマ電子密度 n_e と衝突周波数 ν_c を測定した。

(3) レッヘル線を用いて半波長(2 mm)程度の空間分解能を得、ミリ波測定系を干渉計に組んで(2)の測定時刻より早い時刻における n_e , ν_c 変化を測定した。

(4) n_e と ν_c の測定値からフロント背後における電子温

度緩和すなわち T_e の変化を調べた。その結果従来の考え方と異なり電子温度は圧カフフロント直後に高く、密度緩和の進行中にもかかわらず低下することがわかった。このことは電離緩和機構に励起原子が寄与しているという §2-5-2 の結果と結びつく。

(5) 試験気体中に負性気体を混入することによって、上述の早い温度緩和を追証できた。その際負性効果のほか混入負性ガス自体の電離も重要であることがわかった。

以上の結果からわかるように、反射と透過係数の測定からは緩和領域の平衡域側が、透過干渉測定からは非平衡のはなはだしい領域が観測可能である。したがって両測定を同時に行えば一度に緩和過程の全貌を解明できそうである。電子温度の測定精度を上げる目的とあわせて、現在レッヘル線によるこの種の同時測定を計画中である。さらにまた §2-5-2 の電離緩和機構の解析から励起原子が衝撃波構造を左右する模様であり、納得のいく衝撃波電離機構の解明からその構造を正しく決定するために目下努力している。ついでながら、電磁衝撃波管によるさらに速い衝撃波に伴う緩和現象も、レーザー光の散乱測定の立場から解明されてお(28)-(30)り、本章の電子温度緩和とよく似た傾向を示していることを付記する。

参考文献

- (1) R. Gross: Rev. Mod. Phys. 37, 724 (1965).
- (2) 中井, 山中: 電学誌 85, 554 (昭40).
- (3) 潮, 伊藤: 放電研究 No. 11 (1961).
- (4) 中井, 山中: 電学誌 85, 289 (昭40).
- (5) 山中: 応用物理 34, 628 (昭40).
- (6) 中井, 他: 宇航研報告 2 (特別号), A-119 (昭41).
- (7) 山中, 井沢, 糟谷: 電学誌 88, 774, 950 (昭43).
- (8) H. Petscheck & S. Byron: Ann. Phys. 1, 270 (1957).
- (9) K. Harwell & R. Jahn: Phys. of Fluids 7, 214 (1964).
- (10) L. Biberman & I. Yakubov: Soviet Phys.-Tech. Phys. 8, 1001 (1964).
- (11) L. Biberman & I. Yakubov: Thermo-phys. in High Temp. (in Russian) 3, 340 (1965).
- (12) J. Clarke & C. Ferrari: Phys. of Fluids 8 2121 (1965).
- (13) S. Nakai, K. Kasuya & C. Yamanaka: J. Phys. Soc. Japan 21 805 (1965).
- (14) K. Kasuya, S. Nakai & C. Yamanaka: J. Phys. Soc. Japan 22 1306 (1967).
- (15) S. Nakai & C. Yamanaka: J. Phys. Soc. Japan 20, 2310 (1965).
- (16) K. Kasuya, S. Nakai & C. Yamanaka: J. Phys. Soc. Japan 24, 967 (1968).
- (17) M. Heald & C. Wharton: Plasma Diagnostics with Microwaves, John Wiley (1965).
- (18) A. Ferri ed.: Fundamental Data Obtained from Shock-Tube Experiments, Pergamon Press (1961).
- (19) I. Glass & J. Gordon Holl: Handbook of Supersonic Aerodynamics, Sec. 18, Shock Tubes, Navard Rep.-1488 (1959).

- (20) 石黒: 光学 (共立出版) (昭35).
- (21) J. Brown: Microwave Lenses, John Wiley (1953).
- (22) W. Makios: I. P. P. 3/35 Feb. (1966).
- (23) E. McDaniel: Collision Phenomena in Ionized Gases, Wiley (1964).
- (24) 鳥山: 電学誌 87, 1625 (昭42).
- (25) 森川: 阿南工 専研究紀要 第3号, 31 (1967).
- (26) S. Chin & N. Isenor: Phys. Rev. 158, 93 (1967).
- (27) R. Asundi et al.: Proc. Phys. Soc. 83, 611 (1964).
- (28) 井沢: 大阪大学工学部学位論文 (昭45)
- (29) C. Yamanaka, Y. Izawa et al.: Int. Conf. on Plasma Diagnostics, Culham U. K. (1968).
- (30) S. Nakai, K. Kasuya & C. Yamanaka: Physica 41, 213 (1969).

第3章 電離衝撃波の実験Ⅱ (ポリカーサー)

§3-1 まえがき

前章のミリ波による緩和領域の詳細な測定結果⁽¹⁾から、衝撃波フロントにおける電離緩和過程にはフロント前方に張り出している Precursors が重要な働きをすることが予測できる。そこで著者は、浮動探針を用いて衝撃波前駆現象の測定を行った⁽²⁾。その結果フロントよりかなりの距離にわたって光電離による前駆プラズマが存在し、フロント近くでフロントからの拡散電子が有力になることが明らかになった。試みに拡散電子の密度分布なども計算したが、その結果について以下に述べる。

探針によるプラズマ計測は衝撃波プラズマの測定にも多く用いられ、それぞれに興味ある結果が報告されている。^{(3)~(6)} 一般に単探針法は固定電位を必要とするため、衝撃波プラズマの測定にはあまり用いられない。また複探針法、共鳴探針法は固定電位を必要としないが、それぞれ電圧～電流特性、周波数～電流特性を取るため現象の繰返しが必要である。これらに対して三探針法を衝撃波測定に適用すると、上述のような不利を避けることができる。

衝撃波プラズマの探針測定にさいして問題になるのは次の諸点である。まずほとんどの場合対象が瞬間現象であること。さらにプラズマ中の急峻な電位勾配、プラズマのドリフト速度が大きいこと、探針の侵入による比較的大きな乱れなどである。これらを除くため種々の工夫がなされており、例えば鈍頭物体の頭に平面探針を設け、定圧衝撃波背後のよこみ点内の諸量の測定から衝撃波プラズマ諸量を測定した報告

もある。⁽⁷⁾ しかし特に衝撃波主フロント背後における電離緩和領域の測定については、定常プラズマで一般に用いられる方法では今までのところほとんど報告がない。三探針によるこの領域の測定結果は著者の工学研究 A “三探針法による電子温度の測定” に述べたが、この章では浮動探針によるポリカーサー測定の結果を述べる。

§3-2 浮動探針

磁界のない場合には浮動電位 V_f と空間電位 V_s の差 V_d は電子温度 T_e 、電子とイオンの質量比 m/M を用いて次の式で与えられる。⁽⁸⁾

$$\frac{eV_d}{kT_e} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\pi}{2} \frac{m}{M} \right) \quad (3-1)$$

したがって以下で問題にするような衝撃波前馬区プラズマの場合、 T_e は室温程度で一定と考えてよいから V_d も一定になる。すなわち V_f の変化を測定すれば V_s の変化が求まる。試験気体がアルゴンの場合 (3-1) 式は

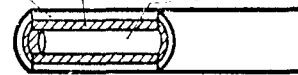
$$V_d = V_f - V_s = -0.129 \text{ (V)} \quad (3-2)$$

となる。

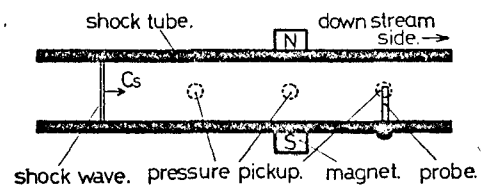
§3-3 実験方法とその結果

実験装置の概略を第3-1図に示す。衝撃波管は前章で用いたものと同じである。実験は高圧室 (H_2) のガス圧をかえることにより、室温で 1 mm Hg の初期圧のアルゴン中に種々の強さの衝撃波を発生し、観測部におけるフロント前後の探針信号を観測した。圧電変換素子など

copper shield, teflon insulator, copper probe.



(b) Probe



(a) Arrangement

第3-1図 実験装置の概略

Fig. 3-1. Schematic diagram of experiment

の使用方法は前章と全く同じで、探針信号と圧電信号とを比較してフロント前方の電子密度を計算した。

使用した探針の詳細を第3-1図(b)に示す。衝撃波平衡域からの輻射による探針自身の光電子放出の影響を除去する目的で、探針にはPhoto-Shieldをほどこした。これは探針を輻射にさらした場合、表面状態によって探針信号が異なり、探針の光電子放出が対象の信号をマスクすることになったからである。一方探針より20 cmの位置に設けた横磁場を使って、フロントからの拡散電子の制御を試みた。そのさい、衝撃波の主フロントに影響を及ぼさないように、横磁場の強さは350 ガウス程度にとどめた。

衝撃波フロント前後の探針信号および圧電変換素子の出力の変化を2現象シンクロスコープに描かせた。その一例を第3-2図に示す。

(掃引速度 $20 \mu\text{s}/\text{div.}$, 感度, 上 $\sim 0.5 \text{ V}/\text{div.}$, 下 $\sim 20 \text{ mV}/\text{div.}$) 左の列は横磁界をかけた場合、右の列が350 ガウスの横磁界をかけた場合である。各トレースで上側が圧電変換素子の出力信号で、二つの階段状の跳びによって圧カフロントが磁石および探針位置のそれぞれに到達した時刻がわかる。これから衝撃波の伝搬速度も計算できる。

一方各トレースの下側は探針信号を同時測定したもので、各トレース左端に出力零の線を示す。第3-3図(次頁)はこれらの結果を圧カフロントからの距離にな

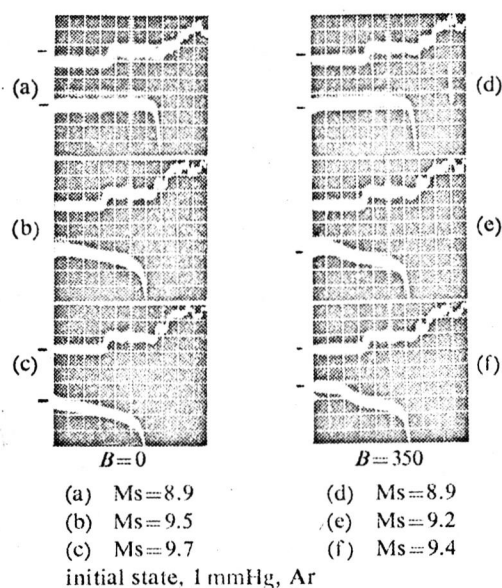


Fig. 3-2 CRT traces.

第3-2図フリッカーの信号例。

おして比較したものである。

§3-4 解析および検討

前駆現象の要因として一般に次の3つが考えられる。その第1は衝撃波フロント背後からの輻射による光電離(Ⅰ)、第2はフロントからの電子拡散(Ⅱ)、第3は衝撃波管の壁からの光電子放出(Ⅲ)である。

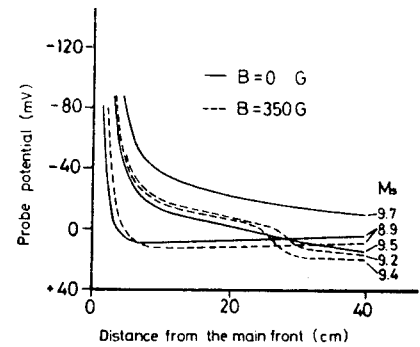


Fig. 3-3 Comparison of precursor signals

第3-3図プリカーサー信号の比較

第3-3図の結果を詳しく解析してみると、探針信号は、正と負の二つの要素の和になっていることがわかる。横磁場をかけず衝撃波速度が比較的小さい場合、探針信号はフロントに近づくとともに正で増加し、フロントの極く近くで急激に負になる。しかも衝撃波速度の増大とともに両要素のフロントからの張出しが遠くにまで伸びている。(ただし負の要素の方が信号そのものは大きい。)また正の張出しが横磁界の影響を受けないので比較して、負の張出しは横磁界によってせき止められたような形になる。(例えば(b)と(c)を比較、第3-2図)

先に示した三つの要因と上の解析から、前駆現象の原因として次のような機構が推察できる。すなわち正の要素は(Ⅰ)によってできる試験気体プラズマの正の空間電位の寄与を、負の要素は(Ⅱ)による拡散電子の寄与を示していると考えられる。したがってフロントからかなり遠くでは主に光電離プラズマが、フロントの極く近くでは拡散電子が重要であることがわかる。

試みにフロント近くの電子密度 n_e を、衝撃波進行方向の一次元問題として計算してみる。すなわちフロントの極く近くでは主に拡散電子の流れ方向(Ⅱ)分布のみによって場が決まるとして、ポアソンの式から、

$$n_e [m^{-3}] = -5.53 \times \frac{d^2 V_s}{dx^2} \approx -5.53 \times \frac{d^2 V_f}{dx^2} [V/m^2] \quad (3-3)$$

第3-3図の結果と(3-3)式を用いて n_e を計算すると第3-4図が得られた。

§3-5 あとがき

浮動探針を用いて衝撃波前駆現象の測定を行い、衝撃波フロント近傍の電子密度を計算した。

その結果定性的には、フロントからかなりの距離にわたって光電離によるプラズマが、またフロントの極く近くでは拡散による電子群が存在することが明らかにになった。前節の解析は次に

示す2, 3の問題を含んでいる。第1に上では一次元問題として解析を進めたが実際には三次元であること。第2に第3-4図の結果は厳密には Excess Electron の密度であること、すなわち電子の総数は(僅かだが)光電離によるイオン数に相当する電子数を加えなければならないこと。さらに探針入力回路の有限インピーダンスによる効果などである。これらに関してはさらに多くの実験とともに現在検討中である。

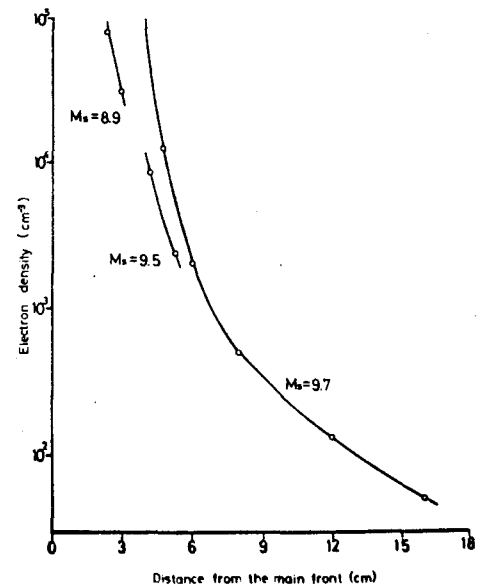


Fig.3-4 Electron distribution ahead of shock front

第3-4図 拡散電子の分布

参考文献

- (1) 糟谷, 中井, 山中: 電学誌 89, 794 (昭44).
- (2) K. Kasuya, S. Nakai & C. Yamanaoka: J. Phys. Soc. Japan 24, 967 (1968).
- (3) 中井, 山中: 電学誌 85, 554 (1965).
- (4) S. C. Lin, E. L. Resler & A. R. Kantrowitz: J. Appl. Phys. 26, 95 (1965).
- (5) H. E. Petschek & S. Byron: Ann. of Phys. 1 3, 270 (1957).
- (6) A. P. Boronin & T. G. Ignatyeva: Physical Gasdynamics & High-Temperature Gas Properties, Moscow Acad. Sci. (1963) (in Russian).
- (7) L. Talbot: Phys. of Fluids 3, 289 (1960), 5, 629 (1962), 6, 559 (1963).
- (8) R. H. Huddleston & S. L. Leonard ed.: Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, p177, (1965).
- (9) L. B. Holmes: AFOSR NO.65-0974, Univ. of Rochester, May (1965).
- (10) A. J. Mulac: SUDAAR NO.358, Stanford Univ., Sept. (1968).

第4章 無衝突衝撃波の形成

§4-1 まえがき

プラズマが高温になると粒子相互の衝突が減少し、Collisionlessの状態が出現する。このようなプラズマ中の衝撃波の研究は、無衝突プラズマ中での散逸の過程を追究することに中心があり、電磁流体的な興味のみならず、核融合につながるプラズマ物理としても非常に重要な問題を含んでいる。§4-2では先ず、このような無衝突衝撃波の理論的背景を述べた後、§4-3、§4-4でそれぞれ磁界に垂直方向に伝搬する無衝突衝撃波の実験とその後の装置のscale upについて述べる。主な実験結果は垂直伝搬の場合のものであるが、より一般的な場合として斜め伝搬の場合の結果が期待される。

一般に衝撃波は、波の非線形性にもとづくフロントの急峻化の効果と散逸に原因する平坦化の効果の兼ね合いで定常的な波形を形成する。この散逸機構が粘性熱伝導、電気抵抗など粒子間の衝突に由来するときには、フロントの幅は平均自由行程の数倍である。(§1-2)

無衝突衝撃波の現象は、最初宇宙観測の分野において発見された。地球磁気圏の周辺、太陽大気中などで、粒子の平均自由行程よりはるかに小なる幅を持つフロントが観測され、この場合衝撃波の形成に必要な非可逆過程を進めるエネルギー散逸機構は何であるか関心の的となった。著者はこの問題の含む重要性に着目し、実験室における無衝突衝撃波の検証を計画し、Shockの構造、フロント背後の状態を研究し、その特性を明らかにした。⁽¹⁾⁻⁽³⁾ 無衝突衝撃波の形成に不可欠な散逸機構は=流体不安定、イオン音波不安定、減衰不安定を

介する乱流によるものと思われる。

§4-2. 理論的背景

Collisional Shock Wave と Collisionless Shock Wave の構造の相違を第4-1図に示す。⁽⁴⁾ プラズマの温度を零、 x 方向の一次元流の速さを u とする。前者は (a) のように Navier Stokes の方程式で温度を零とした Burgers 方程式で求められる。これは散逸係数である。 u を $\exp j(\omega t - kx)$ として線形化すると ω は虚数分を持ち、右辺は衝突性の散逸を示す。実際は式の非線形性のため特性曲線は交叉するが、⁽⁵⁾ 物理的には交叉の直前で散逸性が効き、波のつっ立ちはゆるめられ、図に示すような厚さ Δ の遷移層を持った衝撃波に成長する。後者ではプラズマ中の分散性が重要である。図 (b) に示すように Collisionless プラズマ中の大振幅波動は Kortweg-de Vries 方程式で記述され、線形化して調べると、 ω は虚数分を持たず、右辺は分散性を示す。波は非線形性と分散性の釣合で定まり、(b) のような Solitary Wave となる。この分散性に何らかの Collisionless な散逸性が共存すると (c) に示すように特性定常流は振動しながら減衰し、フロント背後では異なった一様流に落ちつき Shock Wave を形成する。

したがってフロントの立上りや振動の特性は分散性より決定され、波の減衰に関しては Collisionless な

(a) Collisional shock wave

Dissipation: Burgers eq.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2} \right) = \epsilon \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad \epsilon > 0$$



$$u = u_\infty \tanh(x/\Delta)$$

(b) Solitary wave

Dispersion: Kortweg-deVries eq.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2} \right) = \epsilon \frac{\partial^3 u}{\partial x^3}, \quad \epsilon > 0$$



$$u = u_\infty + A \operatorname{sech}^2(x/\Delta)$$

(c) Collisionless shock wave

Dispersion + Dissipation

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2} \right) = \epsilon_1 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \epsilon_2 \frac{\partial^3 u}{\partial x^3}, \quad \epsilon_1 > 0, \quad \epsilon_2 > 0$$

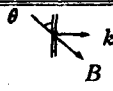
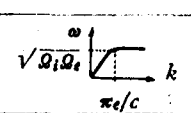
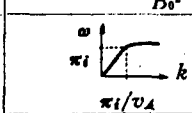


第4-1図 Collisional Shock Wave と Collisionless Shock Wave

Fig. 4-1. Comparison of various waves

機構としてプラズマ中の微視的不安定による散逸を考えねばならない。これらは形式上波と粒子、波と波の相互作用に分類できる。⁽⁶⁾

第4-2図はCollisionless Shock Wavesの構造を線形分散の方向より見通した結果をとりまとめたものである。^{(7)~(11)} 磁界に垂直な場合、たゞめの場合、磁界なしの場合に大別される。ここで ω :角周波数, k :波数, $\pi_{ie} = (4\pi n_{ie} e^2 / m_{ie})^{1/2}$: プラズマ周波数, $\Omega_{ie} = eB_0 / m_{ie} c$: ラーマ周波数, ρ_0 : 質量密度, T_{ie} : イオン, 電子温度, γ : 不安定成長率, M_c : 臨界マッハ数, v_{te} : 電子熱速度, v : 電子のドリフト速度である。

	$B \perp k, \theta = 0$		$\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \ll \theta \ll 1$	$B_0 = 0$
Dispersion	$P_0 \ll B_0^2 / 8\pi$		$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0} \left(1 + \frac{k^2 \theta^2 c^2}{\pi^2}\right)$	$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{T_e}{m_i} \frac{\kappa^2}{k^2 + \kappa^2}$ $\kappa^2 = \frac{\pi^2 m_i}{T_e}$
	$B^2 / 8\pi \ll n m c^2$	$B^2 / 8\pi \gg n m c^2$		
	$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0} \frac{\kappa^2 / c^2}{k^2 + \kappa^2 / c^2}$	$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0} \frac{4\pi\rho_0 \pi^2}{k^2 + \frac{4\pi\rho_0 \pi^2}{B_0^2}}$		
				
Front	$c/\pi_e \rightarrow c/\pi_i$	V_A/π_i	c/π_i	$(c/\pi_i)\theta$
Type	Compression		Rarefaction	Compression
Dissipation	2. Stream Instability $\rightarrow$ over turn		Decay Insta.	Ion Acoustic Insta.
Critical Mach No.	$M_c = 1 + \frac{3}{8} \left(\frac{8\pi n_0 T}{B_0^2} \right)^{1/2}$			$T_e \gg T_i$ $M_c = u / \sqrt{T/m_i} \sim 1.6$
Growth Rate	$\gamma = \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/6} \pi_i$		Ω_i	$\gamma = \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/6} \sqrt{\Omega_i \Omega_e}$
Damping Distance	$\Delta \sim \lambda \left(\frac{B^2}{8\pi n T} \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2}$		$\Delta \sim \lambda \theta \left(\frac{B^2}{8\pi n T} \right)^{1/2}$	$\Delta \sim \frac{c}{\pi_i} \frac{m_i}{m_e}$

第4-2図 Collisionless Shock Wave の区分

Fig. 4-2 Classification of collisionless shock waves

Solitary Wave の定常波形は Vlasov 方程式の零温度近似を用い、これより導かれる連続式、運動方程式と Maxwell の式より求められる。このとき準中性の条件

を導入し、Poisson 式以外は $n_i = n_e$ とし変位電流を無視する。磁界 B に垂直の衝撃波を例にとって、 B に関する式にまとめると⁽¹²⁾

$$\frac{m_e/m_i}{2M^2} \left(\frac{dB}{d\xi} \right)^2 + V(B) = \frac{M^2}{2} \frac{m_e}{m_i} u_0^2 \quad (4-1.(a))$$

$$V(B) = (B-B_0) \left[u_0 - \frac{cE_y}{B_0} + \frac{B-B_0}{2} u_0 \left\{ \frac{(B-B_0)^2}{4M^2} + \frac{(B-B_0)^2}{M^2} + \frac{1}{M^2} - 1 \right\} \right] \quad (4-1.(b))$$

添字 0 は無限遠点の状態に対応し、 ξ は規格化した距離を示す。上の式はポテンシャル $V(B)$ 内を振動する粒子の運動方程式と同じ形であって、 $V(B)$ は無限遠点の境界条件により異なる形を持つ。一般に解は楕円関数で与えられる Wave Train になるが $x \rightarrow -\infty$ で一様な境界条件を与えると $u_0 = cE_y/B_0$, $u_0 = 0$ として $B=B_0$ で $V(B)$ は重根を持ち、 B の振動の周期は ∞ となり、解は初等関数に縮退し Solitary Wave となる。無逆流の条件から

$2 \leq M \leq 1$ の制限が生じ、 $M > 2$ では Cold の仮定が破れ上述の取扱いができない。このとき流入するイオンの運動エネルギー $-m_i u_i^2/2$ が波のポテンシャルバリアーより大となり多層流が発生する。一般に Solitary Wave の波長は先の分散論よりわかるように $c/\pi e$ の程度である。

Shock Wave の波形に関しては電子の運動方程式に $-\nu m_e v_e$ なる衝突を加えると、波の後を B^* とし、 $B \rightarrow z$ 方向、shock (u) $\rightarrow x$ 方向、 $j(v)$ $\rightarrow y$ 方向とすると⁽¹⁷⁾

$$B - B^* = \exp(\nu x/u) \sin(\sqrt{M-1} x/(c/\pi e)) \quad (4-2)$$

$$\Delta = (c/\pi e \cdot 1/\sqrt{M-1}) \ln(u/\nu \cdot \pi e/c \cdot \sqrt{M-1}) \quad (4-3)$$

ここに ν なる衝突周波数の内容をどのように設定するか問題である。二流体不安定の成長による乱流的散逸が重要と思われる。H が増大すると電子のイオンに対する y 方向の相対速度 v が増加する。 $v > v_{te}$ となると二流体不安定を生じる。このときしきい値 H_c は

$1 + (3/8)(8\pi n_e T_e / B_0^2)^{1/3}$ である。この不安定のため電子温度が上昇し $T_e \gg T_i$ になるとイオン音波不安定が生じ乱流を発生する。

Oblique Waveについては分散性は磁界に垂直な波の場合と逆であって、波数が増加すると波の位相速度は増大する。このため Solitary Wave は膨脹形、Shock Wave も同然で波は振動形となるが鋭いフロントは生じないで振幅はますます増大し、波は Decay に対して不安定となる。非線形の単一波動は周波数帯域の広いノイズスペクトルの波に Decay して行く。波形は角度 θ に敏感に反応する。

磁界のない場合でも $T_e \gg T_i$ になるとイオン音波が Collective 効果により発生し、この不安定を介して Shock Wave が成長する。特性長は Debye 長である。

§4-3 磁界に垂直に伝搬する無衝突衝撃波

宇宙観測で認められた Collisionless Shock Wave の構造は、核融合プラズマでのエネルギー散逸過程として熱化の手掛を与えるものと考えられ、実験室プラズマについて急速に研究が進展している。1968年の第3回核融合とプラズマ物理国際会議で多数の論文発表があったが、ここではその時に著者らが発表した実験結果の一部と、その後の結果について述べる。

実験はあらかじめ予備放電により発生した無衝突なプラズマ中に、プラズマ銃による Super Alfvénic ないよう乱れを与える方法で、実験条件の典型例を第4-1表に示す。予備電離のプラズマおよび衝撃波駆動用プラズマ作成のため、Zピンチと Conical Gun の放電を使用した。実験装置の概略を第4-3図に示す、電磁石による横磁界を印加後、初期圧力 ($5 \times 10^{-4} \sim 1 \times 10^{-1}$ mmHg) の作用

気体 (H_2 , He , N_2 , Ar , 空気) を直線とピンチ放電により電離する。かくして得られるアフターグローの静かなプラズマを対象に、任意の時、プラズマ銃を動作し、磁界に垂直に伝わる衝撃波を流れ方向(x)において4つの可動な磁気探針で同時測定した。

予備放電プラズマの状態を第44図に示す。こゝでは電離度で、プラズマ銃の点火は直線の直後で行った。 H_2 ガスの場合の磁気探針の信号例を第45図に示す。(Mmは磁気マッハ数, B_1 は探針2における初期磁界の強さ) また光倍管による光信号の同時測定から、密度と磁界の強さが相伴って変化するともわかった。磁気探針による測定をさらに速い掃引速度で記録すれば、無衝突衝撃波特有の特異な振動がフロントに存在することが観測された。初期圧 p_1 , 初期磁界 B_1 , 作用気体の質量数 A を3軸とする3次元空間で、この種の振動を伴う衝撃波の存在範囲は、磁気マッハ数1の曲

Tab. 4-1. Condition of working plasmas
第41表 実験条件の典型例。

working plasma species		Nitrogen*
density	$[cm^{-3}]$	7×10^{13}
electron temperature	$T_e [eV]$	15
ion temperature	$T_i [eV]$	15
magnetic field	$B [G]$	0 ~ 500
ion Larmor radius.	$R_L [cm]$	4.8
ion-ion(elect.-elect.)	$\lambda_m [cm]$	7.6
mean free path		
electron-ion mean	$\lambda_m [cm]$	5.4
free path		
Alfven velocity	$V_m [cm/s]$	2×10^6 (300G)
Sound velocity	$V_s [cm/s]$	2×10^6 ($\gamma=2$)
Wave velocity	$V [cm/s]$	6×10^6

* Hydrogen, helium, argon and air were also used.

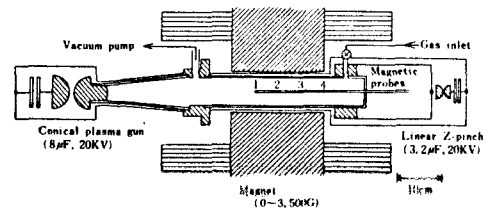


Fig. 4-3 Schematic diagram of experimental apparatus of gun drive experiment.

第43図 プラズマ銃駆動による無衝突衝撃波の実験

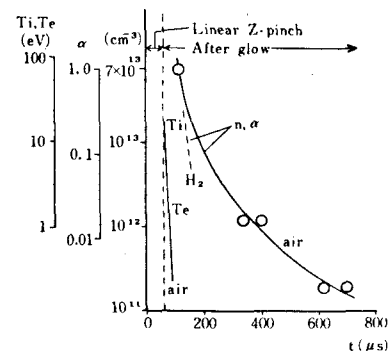


Fig. 4-4 Number density n , degree of ionization α and temperatures T_e, T_i of working plasma produced by a linear Z-pinch discharge in air and hydrogen at initial pressure of 10×10^{-3} torr.

第44図 予備電離プラズマの密度 n , 電離度 α , 電子およびイオン温度 T_e, T_i . ($p_1 = 1.0 \times 10^{-3}$ Torr)

面と、衝突平均自由行程 $\approx$ イオンラーマ半径 r_L の二つの曲面にはさまれる比較的狭い領域に限られることがわかった。又、試みに第4-5図などの測定結果を用いて衝撃波の $x-t$ ダイアグラムを描くと、例えば第4-6図のようになる。

前節で示したようにこの種の無衝突衝撃波では、フロントにおける二流体不安定などの成長が乱流的散逸を可能にすることが予想される。著者はこのような不安定を誘起する磁界（ y 方向）に垂直なドリフト電子

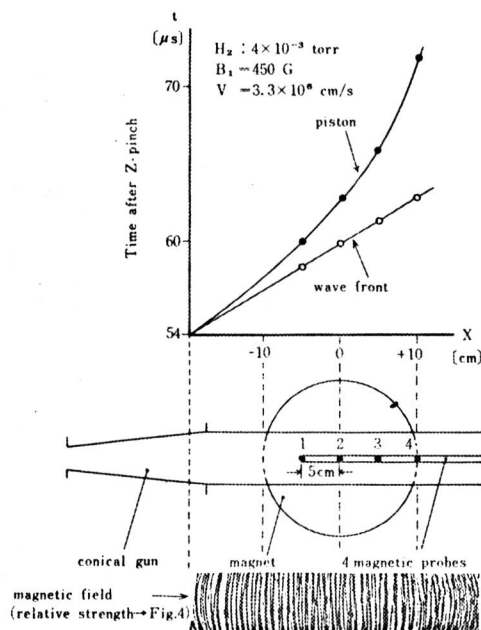


Fig. 4-6 Time of flight of wave propagation in hydrogen by gun drive and a magnetic field distribution pattern

第4-6図 衝撃波の $x-t$ ダイアグラム

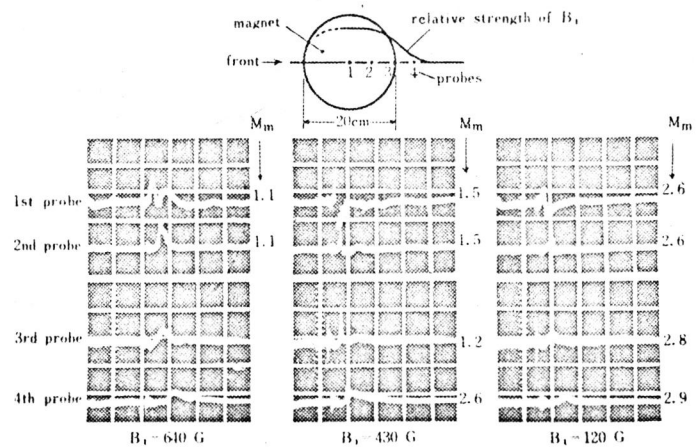


Fig. 4-5 Wave forms measured by the magnetic probes in various mach numbers in hydrogen plasma (the gun was driven after $50 \mu s$ of Z-discharges) initial pressure $\sim 4 \times 10^{-3}$ torr, 80 G/div., $10 \mu s$ /div.

第4-5図 磁気探針による磁束密度変化の測定 ($p_i \sim 4 \times 10^{-3}$ Torr, 80 Gauss/div., $10 \mu s$ /div.)

流の存在を Rogowski Probe で確かめた。またフロントにおけるビームの存在を明らかにするため、Ion

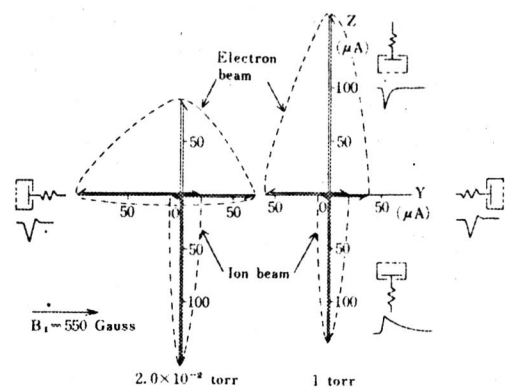


Fig. 4-7 Directional beam distribution properties in shock fronts measured by an ion sensitive probe.

第4-7図 衝撃波面に伴うビームの分布.

Sensitive Probe による測定も行った。(第4-7図) その結果を方向にイオンビームが、その逆方向に高エネルギーの電子ビームが存在することがわかった。(しかもこの電子群は先に述べた不安定によって急速に熱化され、方向性がかなり失われていることも明らかである。

(図中左側がCollisionless Case, 右側がCollisional Case.) このときの電子のドリフト速度をみつめると 4.5×10^8 cm/s で、電子の熱速度 2.6×10^8 cm/s ($n_e = 7 \times 10^{13}$ cm $^{-3}$, $T_e = 15$ eV) より大きいから、フロント内でビームによる不安定が成長していることが予測できる。

この不安定による T_e の上昇を確かめるため、線強度比による可視域の分光温度測定(第4-8図)、Be箔、CsIシンチレータ、光倍管などによる軟X線の測定(第4-9図)をあわせて行った。後者に用いた測定系は後の

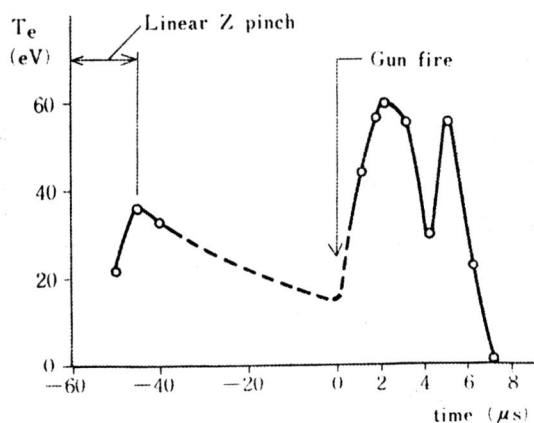
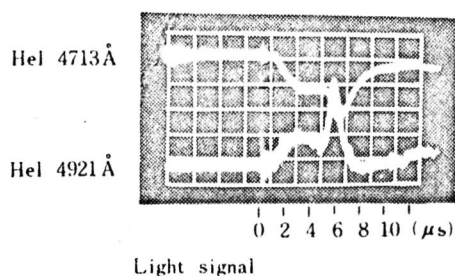


Fig.4-8.
Electron temperature T_e v.s. time estimated by line intensity ratio $\text{Hel}4921\text{\AA}/\text{Hel}4713\text{\AA}$. Initial pressure was 5.0×10^{-3} Torr in Helium. Initial field was 320 Gauss. Magnetic mach number was 1.5.

第4-8図 線強度比によるフロント温度の測定 ($p_1 = 5.0 \times 10^{-3}$ Torr, He, $M_m = 1.5$, $B_0 = 320$ G)

§5-2-2 (3) のものとほぼ同一である。これらの実験からフロントにおける電子加熱の様子が明らかになった。

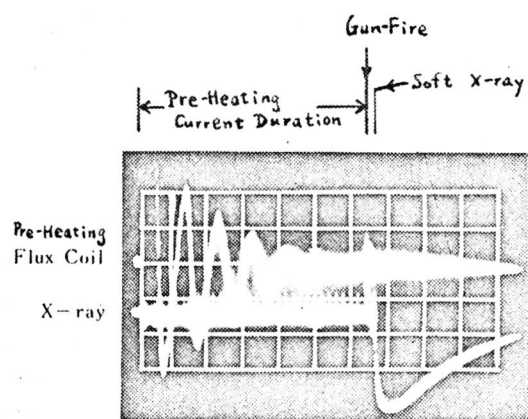


Fig.4-9.
Soft X-Ray burst from shock wave in hydrogen plasma, 1×10^{-3} torr, $B_1 = 300$ gauss, $10 \mu\text{s}/\text{div}$.

第4-9図 フロントからの軟X線輻射の測定 (H_2 , $p_1 = 1 \times 10^{-3}$ Torr, $B_1 = 300$ G, $10 \mu\text{s}/\text{div}$)

§4-4 装置の Scale Up と磁界に斜めに伝搬する衝撃波実験の可能性。

第3回プラズマ物理と制御熱核融合研究のための国際会議の報告を見ても明らかのように、プラズマ中の衝撃波とリわけ無衝突衝撃波研究の今後の課題は、磁力線に垂直に伝搬する場合なら高 β 値および高マッハ数の領域と、磁力線に斜めに伝搬するいわゆる Oblique Shock Wave の研究である⁽¹³⁾。著者もこの方面のこれまでの実験をさらに進め、装置の Scale Up と Oblique Shock Wave 実験の可能性を調べた。

第4-10図に実験装置の概略を示す。第4-11図はその写真である。内径160mm ϕ の内筒放電管内で直線とピンチ放電により予備電離を行う。かくして得られるアフターグローの静かな磁化プラズマを対象に、任意の時刻にプラズマ銃を動作し、磁力線に対し任意方向に伝搬する電磁流体波を観測する。放電管軸に対して任意方向の磁界を作成するため、放電管軸と同軸に設けた Two-Turns Coils 群と、放電管中央、軸に垂直に設けたヘルムホルツコイルを同時に使用した。

・磁界用コイル、予備電離、プラズマ銃の各電流波形の時間関係を第4-12図に示す。各電流のトリガーには第

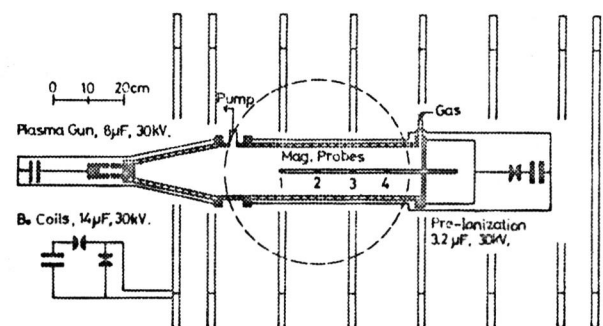


Fig.4-10. Schematic diagram of experimental apparatus

第4-10図 実験装置の概略

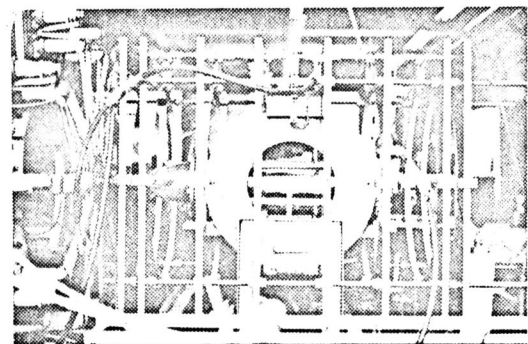


Fig.4-11. Photograph of experimental apparatus

第4-11図 実験装置の写真

4-13図に示した遅延パルサーを組み立て使用した。その分解能は $1\mu\text{s}$, 総遅延時間 (最大遅延時間) は $2047\mu\text{s}$ である。また放電によるノイズを去ける目的から、測定などはシールド室内で行った。使用したシールド室はその大きさが $2\text{m} \times 1.2\text{m} \times 0.9\text{m}$ (高さ $\times$ 幅 $\times$ 奥行) で、厚さ 0.5mm のブリキ板で作製した。実験装置の詳細図ならびに磁界測定の結果などは、著者の物理系研究 c "Oblique Shock Waves の研究" にある。

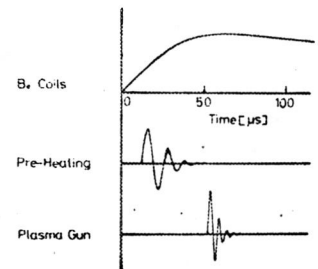


Fig.4-12. Time Sequence

第4-12図 時間関係

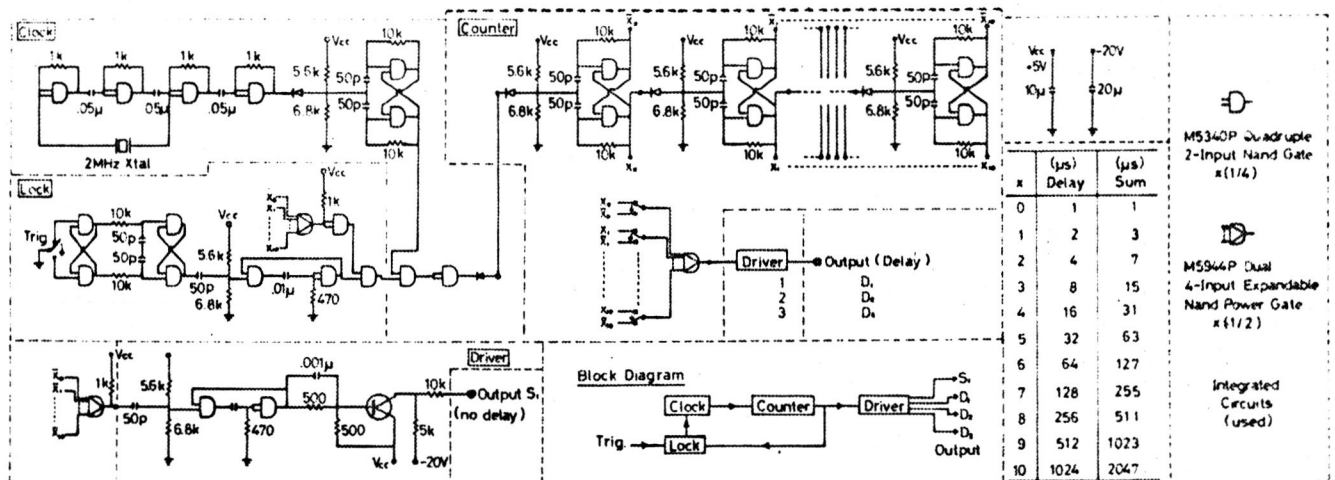
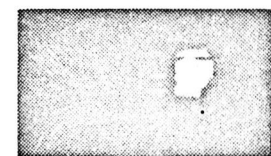


Fig.4-13. Delay Pulser

第4-13図 遅延パルサー

著者は先ずフラスマ銃により駆動できるヒストン・フラスマの様子を明らかにするため、Biplaner Tubeを用いたElectronic Image Converter Camera (MODEL 500XL SERIES, Beckman & Whitley) による写真撮影を行った⁽¹⁴⁾。一例を第4-14図に示す。上側が磁界をかけない場合で、ほぼきれいな平面駆動がなされている。これに対し下側が磁界をかけ



B=0

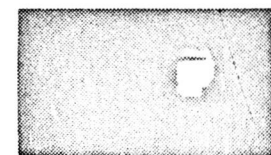
B=720G, $\theta=48^\circ$ $V_0=16\text{kV}$, $P_1=24 \times 10^{-2}\text{mmHg}(\text{H}_2)$

Fig.4-14. Gun Plasmas Photographed by an Image Converter Camera

第4-14図 ガン・フラスマの駆動状態

た場合で、 θ は磁力線の直角磁界方向からの傾き角である。写真から、斜め磁界によってヒーストンプラズマが片寄せられていることがわかる。同様の撮影をプラズマ銃点火とカメラのシャッター間の遅延時間を徐々に変化して行えば、ヒーストン・プラズマの伝搬の様子が明らかになる。なお第5-14図撮影時のシャッター時間（露出時間）は 100 ns であった。

§4-5 あとがき

無衝突衝撃波の構造を線形分散の方向より見通し、各種の無衝突衝撃波の関係を明らかにした。実験室プラズマを用いてこれらの衝撃波の幾つかを究明するため、二つの衝撃波発生装置を用いた。双方とも予備電離プラズマ中にプラズマ銃駆動による衝撃波を発生する方法であるが、一方は磁界に垂直に伝搬する場合、他方はその scale up と斜め伝搬の可能性を含めた場合であった。前者の実験結果をまとめると次のようになる。

無衝突衝撃波フロントには衝突性衝撃波で見られぬ分散による振動が存在した。試みに衝撃波マッハ数の変化に伴うフロント厚さ δ の変化を求めると第4-15図が得られた。これから $M_{\text{ch}} \sim 2$ が明らかである。フロントにおける散逸機構は、二流体不安定が重要であり、これによる電子加熱を確かめた。軟X線の観測は keV オーダーの電子の存在を示すものである。今後の問題として §4-4 の本格的な実験とともに、電磁波の散乱測定 (§6-4 参照)

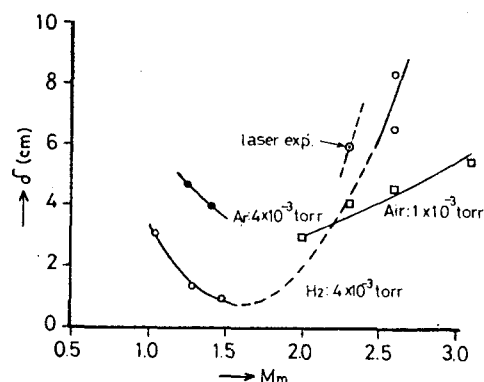


Fig. 4-15 Shock width in various mach numbers.

第4-15図 磁気マッハ数に伴うフロント厚さの変化

などによるイオン温度の測定がある⁽¹⁵⁾。さらにまた予備電離および衝撃波駆動用ポストプラズマの生成にレーザを用いる新しい方法も、任意の形の磁界中任意の場所に、不純物を含まない実験ができるという観点から、今後に期待する所大であるものと推測される^{(11), (16)~(17)}。

参考文献

- (1) C. Yamanka, K. Kasuya et al.: 3rd Int. Conf. on Plasma Phys. & Controlled Nucl. Fusion Res., Novosibirsk, USSR, CN-24/A-5 (1968).
- (2) 山中, 中井, 糟谷: 超高温研究 6, 88, 96 (昭44).
- (3) C. Yamanka, K. Kasuya et al.: Tech. Rep. Osaka Univ. 19, 101 (1964).
- (4) 阪上: 大阪大学工学部学位論文 (昭43).
- (5) 矢島: フラズマ物理総合報告集(第2分冊)名古屋大学フラズマ研究所, p.18 (1964).
- (6) R. Z. Sagdeev & A. A. Galeev: Nonlinear Plasma Theory, Benjamin (1964).
- (7) R. Z. Sagdeev: Reviews of Plasma Physics, M. A. Leontovich ed., Consultant Bureau, 4 (1966).
- (8) R. Z. Sagdeev: Electromagnetics & Fluid Dynamics of Gaseous Plasma, J. Fox ed., Polytechnic Press, 11 (1962).
- (9) R. Z. Sagdeev: Soviet Physics-Tech. Phys. 6, 867 (1962).
- (10) V. I. Karpman & R. Z. Sagdeev: *ibid.*, 8, 606 (1964).
- (11) V. I. Karpman: *ibid.*, 8, 715 (1964).
- (12) 角谷: 核融合研究 14, 544 (1965).
- (13) W. E. Drummond et al. ed.: Perspectives on 3rd Int. Conf. on Plasma Phys. & Controlled Nucl. Fusion Res.

- (14) 山中 糟谷、他：応用物理学会 (昭45)春.
- (15) J. W. M. Paul, C. C. Daughney & L. S. Holmes: Culham Report, CLM-P201 (1969).
- (16) M. J. Lubin: Private Communication.
- (17) P. L. Auer: Private Communication.

第5章 プラズマにおける無衝突散逸過程

§5-1. まえがき

プラズマにおける無衝突散逸過程を明らかにするため、電子ビームとアルカリ・プラズマ流を用いて二つの異なる実験を行った。両者とも、ビームエネルギーがどのような無衝突過程を経て熱化するかに重点があり、無衝突衝撃波に不可欠な散逸過程の基礎を与える。

§5-2 では先ず電子ビームとプラズマとの相互作用の実験を述べ、§5-3 でアルカリ・プラズマ流と磁場との相互作用の実験に進む。

中性気体中に電子ビームを打込むと、中性分子の一部はビーム中の電子の衝突を受けて電離する。もし電子ビームの持つ電圧がある域をこえると、こうして電離したプラズマとビームとの間の二流体不安定が高周波電場を発生し、これにより中性気体はほぼ完全電離する。このような機構による放電をビームプラズマ放電と呼ぶ。§5-2 では主に定常放電の結果について説明するが、この種の不安定現象の成長過程の測定にはパルス放電による実験が必須であり、これについて一部補足する。

一方また人工衛星などによる地球近辺のプラズマ諸現象の観測結果を、無衝突プラズマ内の波動と粒子の相互作用の立場から説明しようとする試みは、つい最近始まったばかりというのが現状である。中でも太陽風と地球磁場との相互作用により生いている電磁流体衝撃波現象は、高温プラズマ内の collisionless Dissipation の好例である。プラズマを形成しているイオン及び電子の集団運動の熱化に、どのようなモードの微細波が最も効果的であるかという問題は、巨視

的波動の強さ（例えばマッハ数 M ）やプラズマのパラメーター（ β の値、 T_e と T_i 、温度の非等方性など）に大きく関係している。このような天体现象としての無衝突衝撃波を説明するため、2, 3 のモデルによる理論解析がなされているが、現在まじめとて何れも決定的とはいえない。⁽¹⁾ 著者はこのような現状に鑑みて実験室で現象のシミュレーションを行うべく、超高速アルカリ・プラズマ流と直角磁場の相互作用の解析を試み、衝撃波形成に有知な散逸機構がこの場合何であるかを明らかにした。⁽²⁾ その結果を §5-3 で述べる。

§5-2 電子ビームとプラズマとの相互作用⁽³⁾

§5-2-1 実験の方法

第5-1図に実験装置の概要を示す。マグネトロン入射形の電子銃を用い、ビームのパービアンスを向上した。電子銃

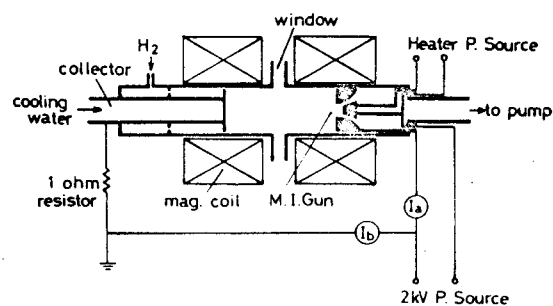


Fig. 5-1. Apparatus of Beam Discharge Experiment

のヒーター（カソード）は、

第5-1図 ビーム放電の実験装置

直径 0.5 mm のトリウムタンクステン線をユイル状に巻いて使用した。真空容器はガラスで、ビームプラズマ相互作用の領域は直径 70 mm^φ、長さ ~ 500 mm^ℓ である。装置の基底真空度は液体窒素のトラップを用いた場合 $\sim 1 \times 10^{-6}$ mmHg であった。作用ガスは水素で、パラジウム・リークによって流量を調節した。図中 I_a , I_b はそれぞれ加速極電流およびビーム電流を測るための電流計である。またコレクター側に挿入した 1 Ω の抵抗で、発生する振動状態を観測した。

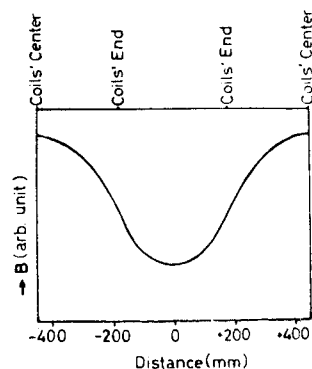


Fig. 5-2. Mirror Field

第5-2図 ミラー磁場の強度

この実験ではミラー配置の磁場を使ったが、その軸方向分布を第5-2図に示す。ミラー比は約3.4である。以下ではこの装置を用いて行った、電子ビームとプラズマとの相互作用により発生するプラズマ測定を、単探針、振動、軟X線測定の場合に述べる。

§5-2-2 実験結果

(1) 単探針による電子密度、温度の測定

使用した探針の概要を第5-3図に示す。第5-3図単探針直径 0.2 mm のタンガステン線を併い流れに沿って長手方向をセットした。観測孔よりビーム・プラズマ相互作用の領域に挿入し、ビームの加速電圧を一定にしビーム電流を変化して、径方向のプラズマ密度と温度を測定した。探針の電流・電圧特性はX-Yレコーダで記録したが、それら进行处理した結果を第5-4図から第5-9図に示す。ここで $R=0, \pm 2, \pm 4$ は放電管の中心からの径方向距離を示す。このときのプラズマの発光状態を観察すると、ビーム電流が小さい間はプラズマからの輻射光

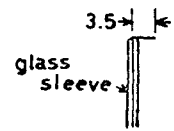
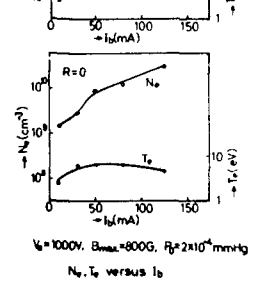
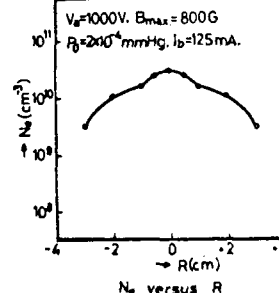
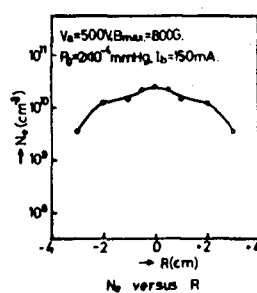
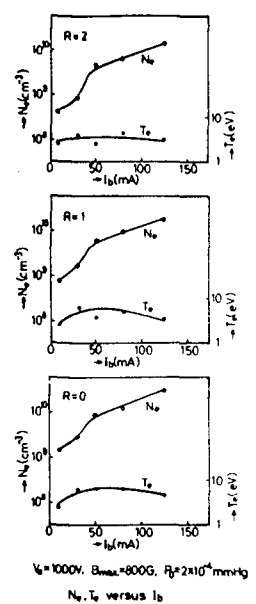
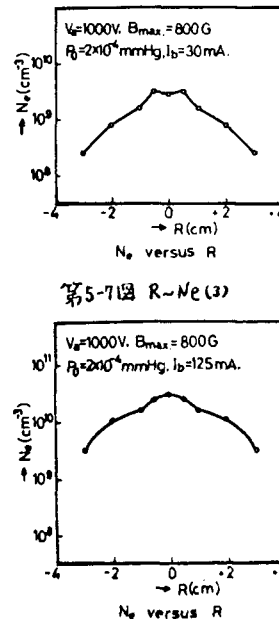
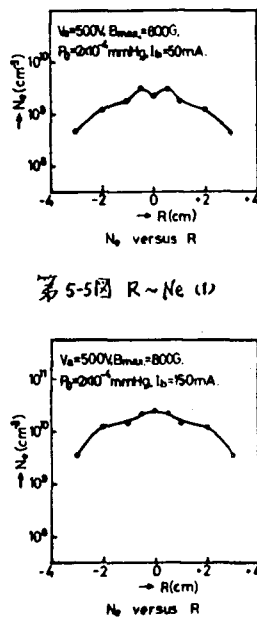
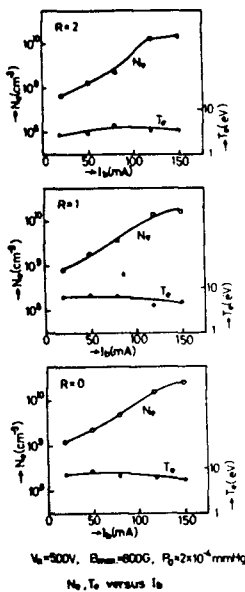


Fig. 5-3. Probe

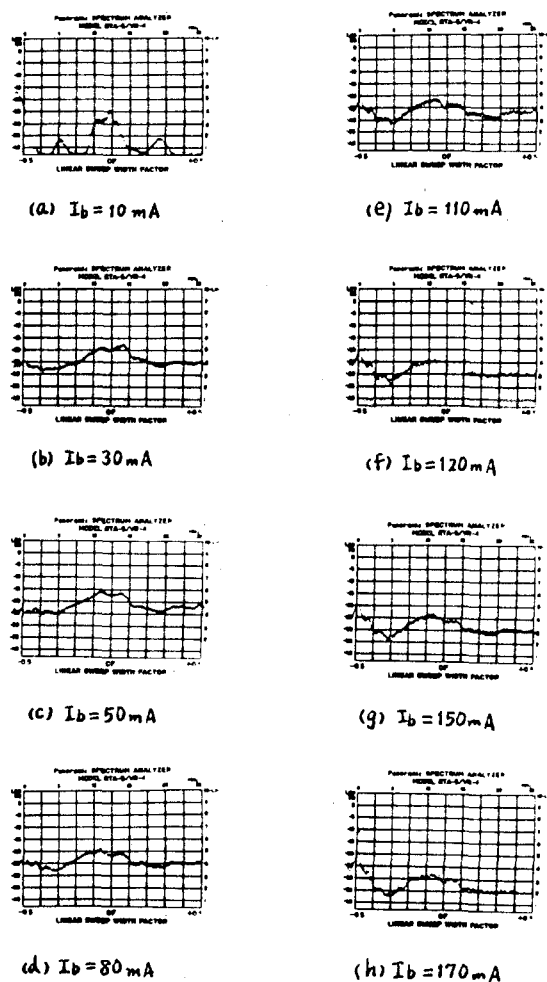


が弱く、電流がある臨界値（加速電圧が500Vの時は100 mA, 1000Vの時40 mA程度）になると輻射光は強くなりまたつきを呈した。さらにビーム電流を増加すると安定で強い輻射光が観測された。第5-5と第5-6図および第5-8と5-9図はこの輻射光の弱い場合と強い場合の典型例である。

(2) 周波数分析器による振動の測定

単探針による密度、温度の測定と同時に、プラズマの不安定によって励起される振動を観測した。コレクタ側に挿入した1Ωの抵抗の両端に生じる電圧を、周波数分析器にかけて測定した。振動スペクトルの典型例を第5-10図に示す。

同図において各トレース左端が0 Hz, 右端が25 MHzである。このトレースから5, 12, 15, 20 MHzについて、ビーム電流と振幅との関係を示すと第5-11図になる。ビーム電流が非常に小さい時はスペクトルは単発的で、電流の増加とともに振動強度も増加し、同時にスペクトルが幅広くなる。これに対してビーム電流が既出の臨界値をこえると振動強度が逆に低下して行くこ



$V_b = 1000 \text{ V}$, $B_0 = 800 \text{ G}$, $p_1 = 2 \times 10^{-4} \text{ mm Hg}$

第5-10図 ビーム電流と振動強度

Fig. 5-10. Osc. Spectrums versus beam currents

とかわかった。

(3) 軟X線の測定による高温電子の検出。
観測孔に厚さ25 μ のマイラーを用いて直径約2 cmの窓を作り、窓から約1 cm離れた所でガイガー計数管によるX線の測定を行った。結果を第5-12図に示す。ビームとプラズマの相互作用が、ビーム電流50 mAの付近で臨界状態を示すことがこの図からも明らかである。

第5-13図と第5-14図にマイラーのX線透過率と空気の半価層を示す。これらから上の実験で測定したX線は最大2.5 KeV(5 $\text{\AA}$)程度のものであることをわかる。これは電子の一部がこのような高温にまで加熱されていることを意味する。

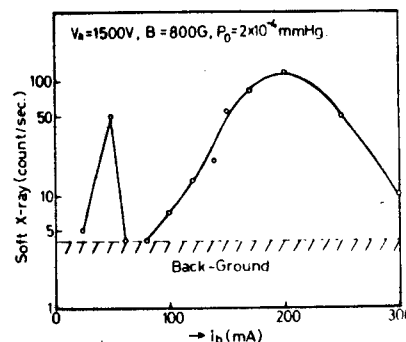


Fig. 5-12. Soft X-ray Radiation versus I_b

第5-12図ビーム電流と軟X線輻射強度。

§5-2-3 パルス放電

によるビームプラズマ実験

ビームエネルギーの散逸過程を明らかにするためには、パルス放電による振動などの成長過程を測定しなければならない。現象が過渡的になるとともに測定が難しくなり、ここでは発生するプラズマのマイクロ波測定を行った。定常放電と異なる所は加速電圧をパルスでかけたことである。パルス電源のブロック図を第5-15図に示す。容量100 μ Fのコンデンサを充電後、サイラ

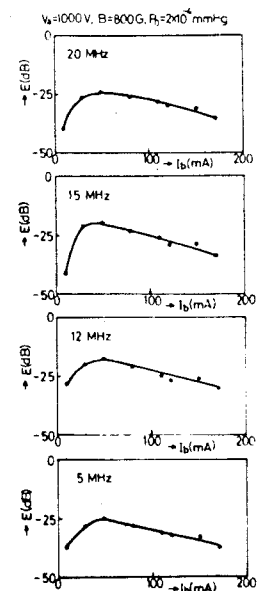


Fig. 5-11. Osc. Amp. E versus I_b

第5-11図ビーム電流と振動強度

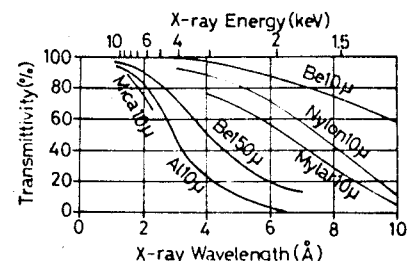


Fig. 5-13. Transmittivity versus X-ray Energy

第5-13図X線透過率

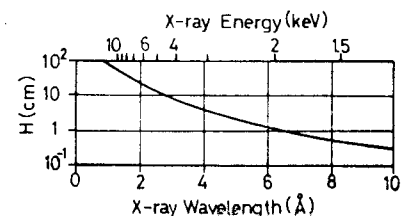
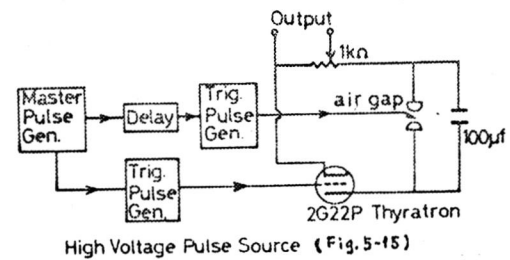


Fig. 5-14. Decay Length versus X-ray Energy

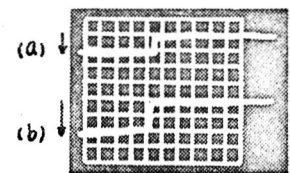
第5-14図空気の半価層

トロンを導通させ、遅延時間を取ってギャップを動作させ電圧を切った。このときビーム加速電圧は分圧抵抗(1/100)を用いて測定し、ビーム電流はコレクター側に挿入した10Ωの抵抗で測定した。



第5-15図 パルス電源

マイクロ波測定には透過法を用い、Eベクトルを装置磁界方向に平行にして電磁ホーンとレンズによる透過信号を観測した。10GHzのマイクロ波による測定結果を第5-16図に示す。このときプラズマによってマイクロ波がカットオフになっていることがわかる。次に75GHzのミリ波を用いたが結果はカットオフに到らず、透過信号がやや減少する傾向を示したにとどまった。さらにガス圧力 10^{-3} mmHg, ビーム電流500 mAまで定常放電させたが、透過信号に変化はなかった。10GHz, 75GHzのしゃ断電子密度はそれぞれ約 10^{12} cm $^{-3}$, 6×10^{13} cm $^{-3}$ であるから、上のパルス放電で得られるプラズマ密度は約 10^{13} cm $^{-3}$ であることがわかる。



(a) ビーム電流 100 mA/div.
(b) ビーム電圧 2000 V
掃引時間 1 ms/div.



(c) マイクロ波透過電力
掃引時間 1 ms/div.

第5-16図 パルスビームとマイクロ波
Fig. 5-16. Pulsed beam & μ -wave
(2)

§5-3 アルカリ・プラズマ流と磁界との相互作用

太陽は電磁輻射をとおして地球にエネルギーを送っているばかりでなく、莫大な量のプラズマを惑星間空間に放出している。人工衛星による観測の結果、太陽風と呼ばれるこれらの微粒子の流れは、地球磁場と相互作用してBow Shock Waveを形成しており、衝撃波の前後で第5-1表に示したような状態量の跳びがみることがわかった。そのとき衝撃波フロントの厚さが、10 km へ、

Tab.5-1. Conditions of earth's bow shock waves

第5-1表 地球に伴う Bow Shock Wave

	衝撃波の前面	衝撃波の後面
プラズマ速度	300~500 km/s	200~400 km/s
イオン温度	$10^4 \sim 10^5$ °K	$5 \times 10^5 \sim 2 \times 10^6$ °K
イオン(H ⁺)密度	$1 \sim 10$ cm ⁻³	$5 \sim 30$ cm ⁻³

250 km 程度の値に落ちた。

これに対し、プラズマ流の主成分である H⁺ の平均自由行程が約 5×10^7 km にあることから（ラーマ半

径は 1×10^4 km）、観測された跳びが無衝突衝撃波であると推論されるに至った。⁽⁴⁾

一方これら人工衛星による観測結果の蓄積とともに、理論的解明を目的とする幾つかのモデルが提案されている。例えば太陽風が内蔵する太陽磁場を上手に取入れて、無衝突衝撃波の形成を定性的に説明したもの⁽⁵⁾とか、温度が有限（ $\beta \ll 1$ ）であることが本質的として出発し、イオン音波の不安定や、hose instability あるいは mirror instability などの不安定に熱化を説明しているものなどがある。またこれらを実験で確かめる方法も最近始まったばかりのところ、相似則の成立とか磁場配位の問題などに色々の問題点が考えられる。著者はそこで、モデル実験で起こる様々な現象を詳細に測定する目的で、以下に示す定常プラズマ流と磁界の相互作用の実験を試みた。^{(6)~(8)}

実験装置の概略を第5-17図に示す。オーブンからのアルカリ金属蒸気（Cs, K）は高温（1800 °K）のタングステンイオンイザーを通過する間に接触電離によりイオンとなり、ヒーク型電極で（0~5000 V）静電的に加速されてイオンビームを形成

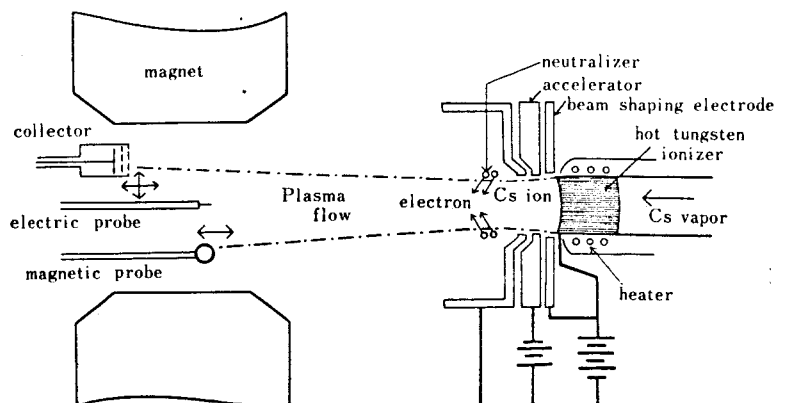


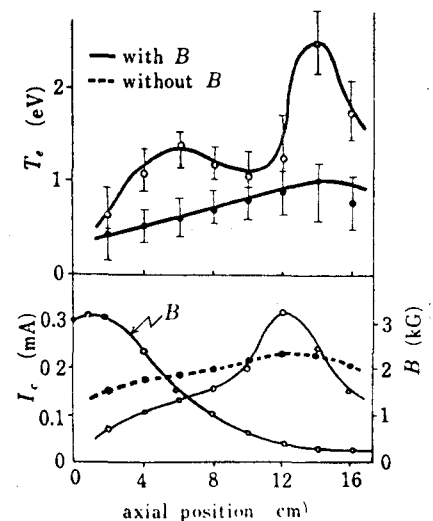
Fig. 5-17 Schematic diagram of experimental apparatus of Cs plasma flow.

第5-17図 アルカリプラズマ流による実験

する。その後イオンビーム周囲のタングステンエミッターからの熱電子により中和され、電気的に中性なプラズマ流となる。ビームの形状および密度は小形の可動コレクターで、速度は電界偏向型エネルギー分析器で測定した。局所的なプラズマ密度と温度は可動ラングミュアー探針で測定し、振動は電気探針の出力を周波数分析器にかけて観測した。

ビームの直径は約15 mm、ビーム電流は加速電圧5000 Vのとき3 mA/cm²程度となり、ビーム速度は 10^7 cm/s、イオン密度 2×10^9 cm⁻³であった。横磁界は最高6200 Gaussで前縁では1/r³で減少する。イオンビーム外周のエミッターにより空間電荷はほとんど完全に中和された。エミッターに負の電圧を加え電子を加速して中和を行うと、電子温度を制御することができた。このとき中和過程の低周波振動がビーム中に励起されたが、エミッター電圧を減少することにより弱めることができた。

横磁場に入射するプラズマ流の密度が低い場合、磁場の前縁に特徴的な密度構造は現われない。密度を増大するにつれ、流れに沿った密度の高低が出はじめる。その様子を磁界の強度分布および電子温度の変化とともに第5-18図に示す。(Cs)中和を行わずイオンビームのみの時はこのような構造は消失する。したがってこのような構造はイオンと電子のラーマ半径の相違による電荷分離により生じたものと考えられる。磁気圧と流れの圧力との平衡($B^2/8\pi = nmv^2/2$)はほぼイオン密度が極大となる位置11~12で成り立っている。カリウムの場合の流れ



第5-18図 Cs 流の構造
Fig. 5-18. Structures of Cs flows

に沿う密度、温度、空間電位などの構造を第5-19図に示す。

密度における特徴的な構造とともに低周波および高周波振動が励起された。低周波振動は数百kHz程度で、磁場の前縁にのみ発生した。低周波振動の振幅の空間分布を、イオン密度の分布とともに第5-20図に示す。一方高周波振動は15MHzで、横磁界を印加することにより増大した。第5-21図にこれらのスペクトルを示す。特に電子温度を上昇すると振動強度が増大するとともに、低周波振動ピークの左（低周波）側でスペクトルが非常に乱れた。また低周波振動のピーク周波数は、イオン密度から計算したイオンプラズマ振動と一致することもわかった。

この実験ではイオンの旋回効果は無視してさしつかえない。なぜならイオンのラーマ半径は約15cmで、不安定に関係する特性長約2cmより十分大きいからである。これに反して電子のラーマ半径は非常に小さいから、電荷分離による電場がビーム軸に沿って発生しているに違いない。この電場は電子の $E \times B$ ドリフトを

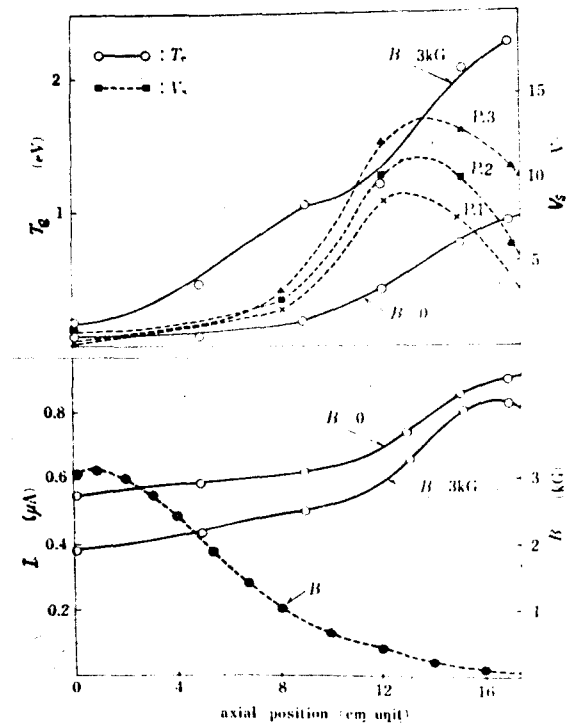


Fig. 5-19. Structures of K flows
第5-19図 Kプラズマ流の構造

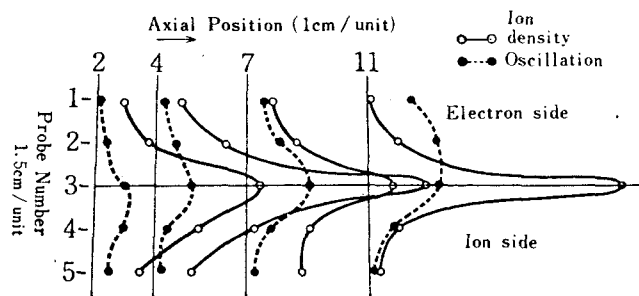


Fig. 5-20 Radial distribution of low frequency oscillation and density at various axial positions.

第5-20図 低周波振動の場所的分布

誘起し、その速度
 v_d が電子の熱速度
 a を越すと二流体
 不安定が成長する。
 その結果 v_d は小さ
 くなるが電子温度
 T_e が上昇し、二流
 体不安定による電
 子振動に代わって、
 イオン音波が不安

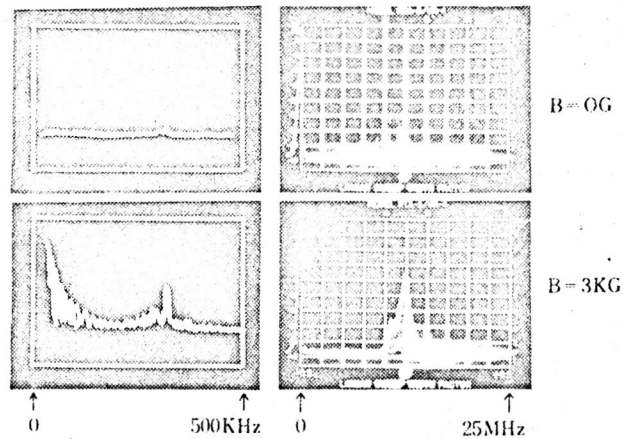


Fig. 5-21 The spectra of low frequency (left) and high frequency (right) oscillations.

第5-21図 低周波（左）と高周波（右）振動のスペクトル

定になる。このような無衝突過程を経てのビームエネ
 ルギーの熱化が可能な領域を第5-22図に示す。⁽⁹⁾ 横軸は電
 子とイオンの温度比で、縦軸は不安定成長に必要な最
 小ドリフト速度 V_c と A の比である。ここで a , A はそ
 れぞれ電子およびイオンの熱速度で、

$$m_e a^2 = k T_e, \quad m_i A^2 = k T_i$$

で与えられる値である。図において点線
 と実線はそれぞれ二流体不安定、イオン
 音波不安定の V_c/A で、各線の上側で電子プ
 ラズマ振動およびイオン音波が不安定に
 なる。

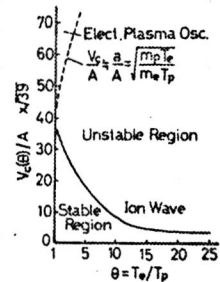


Fig. 5-22. V_c/A versus T_e/T_i

第5-22図 プラズマ振動
 とイオン音波の安定不安
 定

第5-19図を用いて上に述べた不安定に関
 係するいくつかの数値をあたってみる。ビームが横磁
 場に入る前の電子温度は、電子エミッターの温度（ $\sim$
 2200°K ）で決まるとすれば、 a は $1.8 \times 10^7 \text{ cm/s}$ である。一方
 第5-19図の右端より前方付近での軸方向の電界強度 E_x は
 2.5 V/cm 程度であるから、 $E \times B$ のドリフト速度 (E_x/B_z) は
 横磁場の強さ B_z が14ガウス以下のところでは a より大き
 くなる。このようにして Axial Position 17 より少し右
 側で二流体不安定が成長し、第5-19図で観測した電子温

度の上昇をもたらしている。ここで $T_e \sim 2 \text{ eV}$, $T_i \sim 0.2 \text{ eV}$ (イオナイザーの温度に等しい) とすると $\theta = T_e/T_i \sim 10$ となり、 $V_c/A \sim 50$ より $V_c \sim 7 \times 10^4 \text{ cm/s}$ となる。したがって二流体不安定の成長を経て電子温度上昇をもたらすことにより低下したドリフト速度でも、今度はイオン音波の不安定の成長に有効で、イオンの加熱につながるものと予想される。実際にカリウムの場合に第5-20と同様の測定を行うと、位置17あたりで低周波のイオン振動が強くなり励起され、上の過程によるビームエネルギーの熱化を説明している。また高周波振動を電子プラズマ振動として密度を逆算すると $4.5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ となり、探針による測定値とほぼ一致した。

§5-4 あとがき

無衝突衝撃波に不可欠な散逸の基礎過程を明らかにするため、電子ビームとプラズマとの相互作用およびアルカリ・プラズマ流と磁界との相互作用の実験を行った。結果のおもなものを下に示す。

(1) 電子ビームとプラズマとの相互作用の実験では、ビームの加速電圧を一定にしてビーム電流を増加して行くと、ビーム電流が臨界値をこえるとともに密度が増加し、振動スペクトルは強度が増し広がることになった。また臨界値の直前の所で軟X線輻射が増大し Hot Electrons が発生した。さらにビーム電流を増加すると、振動スペクトルは広がったまゝその強度が減少した。一方軟X線輻射に注目すると、ビーム電流の増加とともに輻射強度に2つの山が生じた。この原因ならびにビームエネルギー熱化過程に介在する不安定機構などの解明には、プラズマとパルス・ビームとの相互作用の実験が必要である。著者もこの種の実験を始

め、極く初期的な結果を出した。

(2) 太陽風と地球磁場との相互作用による無衝突衝撃波の直接の模擬として、アルカリ・プラズマ流と磁界との相互作用の実験を行った。その結果測定値がBernsteinの理論で説明できることが明らかになった。すなわち電荷分離による電場Eが、電子の $E \times B$ ドリフトを生じ、二流体不安定の励起から電子温度が上昇し、イオン音波の不安定に到る散逸過程が存在するという結果である。そのとき不安定の生起する条件が満たされていることは、実験条件を数値的に調べて確認した。実験と理論をさらに詳しく比較するためには、アルカリ・プラズマ流のビーム径を大きくする必要がある。

ビームを大口径化し、大容量プラズマ流を発生する目的で、著者は第5-23図に示す電子衝撃イオン源を計画している⁽¹⁰⁾。デュオプラズマトロンの原理を用い、通常のPIG型のものより電離度を上げるつもりである。

無衝突プラズマに伴なう散逸過程の研究は、核融合をめぐる加熱実験に関係する加熱機構の解明の観点からも重要である。誘起される複雑な物理現象をできるだけその素過程に分解して理解するために、この章の基礎的実験の成果あるいは進め方は十分に評価されねばならない。

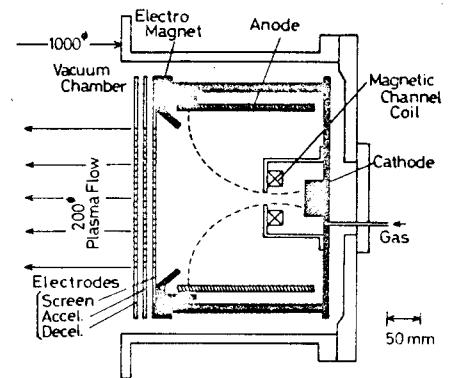


Fig. 5-23. Ion Source

第5-23図 電子衝撃イオン源

参考文献

- (1) 矢島: フラズマ物理研究総合報告集 (第2分冊), 名古屋大学フラズマ研究PT P. 17 (1969).
- (2) C. Yamanka, K. Kasuya et al.: 3rd Int. Conf. on Plasma Physics & Controlled Nucl. Fusion Res., Novosibirsk, U.S.S.R. CN-24/A-5, (1968).
- (3) 中井, 栗, 糟谷, 山中: 昭44電気四学会連合大会 158, 予稿集 P. 182.
- (4) 玉尾: 電磁流体力学シンポジウム (昭42年度) 18 (1968).
- (5) 丹生: 物学誌 23, 448 (1968).
- (6) C. Yamanka, K. Kasuya et al.: Plasma Phys. & Controlled Nucl. Fusion Res. 1, 103 (1969).
- (7) 山中, 糟谷, 他: 超高温研究 6, 96 (昭44).
- (8) C. Yamanka, K. Kasuya et al.: Tech. Rep. Osaka Univ. 19, 101 (1969).
- (9) W. Bernstein: J. Geophys. Res. 7, 1201 (1964).
- (10) 中井, 他: 昭44電気関西支部大会 S4-5 予稿集 S24頁.

第6章 プラズマ衝撃波に関する実験技術の開発

§6-1 まえがき

衝撃波に関する実験技術の問題は、一般に衝撃波の発生と計測の二つに分類できるが、⁽¹⁾強い衝撃波になればなる程、両者とも難しくなる。この章ではこれまでの章で述べた幾つかの発生と計測に関する技術開発以外の著者が行った2, 3の試み (1) パルス・ホログラムによる衝撃波の写真解析、(2) 水コンデンサによる高速放電技術とレーザー・スイッチ (3) CO₂ レーザーによるプラズマ診断 などについて述べる。

(1) 光の複素振幅分布を記録するホログラフィーが最近脚光をあびて来ている。^{(2)~(4)} 著者はこれまでに種々の光源を用いて光干渉測定を行って来たが、ここへさらにホログラフィーの技術を取入れ、ホログラフィー干渉法⁽⁵⁾ によって従来の干渉計測では得られない種々の利点を活用しようと試みた。⁽⁶⁾

衝撃波の写真解析に従来の瞬間光源を用いる場合、必要な光量を得るためには一般に1 μ s 前後の発光時間が必要である。例えば1 μ s の瞬間光源でも、衝撃波速度が比較的小さい間は問題ないが、少し大きくなると来るともはや対象の写真解析が限界に達する。すなわち、例えばアルゴンガスの場合 (空気についてもほとんど同じ)、室温における音速が $a = 318.8 \text{ m/s} \approx 0.3 \text{ mm}/\mu\text{s}$ であるから、伝搬マッハ数が4以上になると発光時間中に衝撃波の走る距離が1 mm以上となるからである。一般に発光時間を短かくすれば発光量も少くなるから、発光時間の短縮もある程度までに限られる。

しかるにQスイッチレーザーを用いると、数十nsの間に十分な光量を極めてコヒーレンシ良く取出すこと

ができる。そこで著者はルビーレーザーをQスイッチして以下に示す2種の実験を行った。(96-2) 高速気流が試験物体にあたるときにできるBow Shock Wavesの発生と成長を明らかにする目的で

(a) 先ずマイケルソン干渉計による速い衝撃波の通常干渉計測を行い、

(b) 次に同種の衝撃波を対象にホログラフィー干渉計測を行った。

ホログラフィー干渉計測の利点は

(a) 対象の三次元的観測ができること。

(b) 一枚のホログラムから従来の撮影法(シャドウ、シュリーレン、差動干渉法など)による写真が得られること。⁽⁷⁾

(c) 二重露出法(差動干渉法)の場合には使用する光学部品の精度があまり問題にならないこと。

(d) 光学系の調整が簡単であること。(通常干渉計におけるBackground Fringesの作成は必ずしも必要でないこと。)

などであり、この方法によって種々興味ある測定が可能である。

(2) 立上りが急峻でしかもピーク以降ができるだけなだらかな大電流を得ることは、プラズマなどに関する多くの実験部門で要求される重要な問題の一つである。著者もこれまで、無衝突衝撃波の実験⁽⁸⁾中でも特にプラズマ銃による衝撃波駆動に要する高速プラズマ・ピストンを実現する目的から、衝撃大電流の発生と制御に関して種々の実験技術的研究を行ってきた。

超高速の大電流を得るためには一般に、コンデンサ放電を利用する。そのさい、第1の目的すなわち立上

りが急峻な電流を得るためには、コンデンサの充電電圧を上げるとともに、放電用スイッチのスイッチ特性を改良することが肝要である。しかるに従来の方法でコンデンサの耐圧を大きくすると、コンデンサ自身の高周波応答が悪くなり、経済的にみてもあまり好ましくないのが現状である。このため著者は、最近米ソでも使われはじめた水コンデンサの試作を計画し、誘電体スイッチ⁽⁹⁾と合わせ、さらにスイッチの並列同時運転の必要からレーザースイッチ⁽¹⁰⁾の応用を計画した。次に第2の目的すなわち放電電流のピーク以降でできるだけなるべく大電流を得るためには、クローバの必要があり現在その種の方法について検討中である。§6-3 では以上の計画に基づいて行った、水コンデンサとレーザースイッチに関する予備的実験の結果を述べる。

(3) 衝撃波に伴うプラズマが高温、高密度になると、従来のマイクロ波計測法は使用不可能になる。したがって新しい計測法の開発が必要となり、さらに周波数の高い光学的方法が有望となる。中でも光源にレーザを用いる方法は多くの可能性を含んでおり、⁽¹¹⁾その活用が期待される。レーザ光の良好な可干渉性および単色性、輝度の高いことなどの特徴は、光源として最適である。光による計測でも可視領域のそれは、現在測定法としてほぼ確立された段階に近づいているが、マイクロ波測定の上限と接続する赤外領域の各種技術は、最近始ったばかりというのが現状である。

§6-4 では衝撃波プラズマに応用する一歩前の段階として、直流放電によるプラズマのCO₂レーザ計測について、著者が計画した実験の概要を述べる。密度測定に限れば干渉測定が最も容易かつ高精度であるが、

温度あるいはプラズマ内に発生する微視的不安定などの検出には、Active Spectroscopy とも称せられる散乱測定が有望である。第6-1図は干渉測定の際の問題となる、使用する電磁波の周波数変化に伴って測定可能な密度領域がどのように変化するかを示したものである。⁽¹²⁾ 同図における縦座標は、いわゆるプラズマの単位長さ当たりのフリンジシフト数で、 10^{-1} の測定なら果にできるとみてよい。

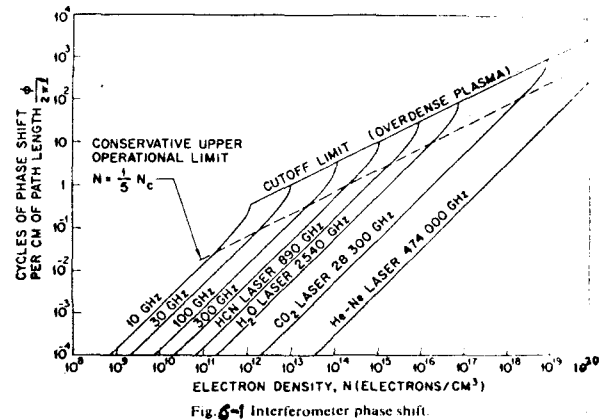


Fig. 6-1 Interferometer phase shift.

第6-1図. 干渉計における位相変化.

§6-2 パルス・ホログラムによる衝撃波の写真解析

§6-2-1 干渉法による気体密度の測定

異なる2つの経路を通る2つのコヒーレントな光は干渉縞を生ずる。そのとき一方の経路の気体が他方と異なる密度を持つと、そのために見かけの光路程に差異を生じ、これら2つの光の間に位相差を持つため、干渉縞がずれる。これを利用して、気体の密度を測定することができ、干渉縞のずれた数を N 、用いる光の波長を λ 、測定部の長さを L 、その気体の標準状態のときの密度を ρ_s 、基準部での気体密度を ρ_1 、測定部でのそれを ρ_2 とすると次式が成立する。⁽¹³⁾

$$\rho_2 = \rho_1 \pm \frac{\lambda \rho_s N}{\beta L} \quad (6-1)$$

ここに β は定数で、以下の実験に使用するアルゴンガスの場合 2.81×10^{-4} である。また標準状態を 0°C , 760 mmHg とすれば $\rho_s = 2.64 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ であり、ルビーレーザー光を

測定に使える" ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$) (6-1)式は次のようになる。

$$p_2 = p_1 \pm 6.65 \times 10^{18} \frac{N}{L} \quad (6-2)$$

したがって光の経路長 L が決まれば干渉縞高のずれ N から密度差 $\Delta p \equiv p_2 - p_1$ が求まり、 p_2 、 p_1 の一方が既知であれば他方を算出することが出来る。

§6-2-2 マイケルソン干渉計による衝撃波実験 (14)

実験装置のブロック図とその概観を第6-2図(a)(b)に示す。第2, 3章と同一の衝撃波管を用い、その観測窓の所に直径10 mmの球状物体をセットした。(第6-3図) 高圧室には駆動気体として圧力10 kg/cm²の水素ガスを、低圧室には圧力10 mmHgのアルゴンガスを詰め、約マッハ5の衝撃波を発生させた。観測部で流れに垂直方向に向いた光電子増倍管の出力を第6-4図(a)に示す。同図(b)は比較のための観測部圧電素子の信号で、跳びの後は消してある。これから衝撃波の作用時間が約250 μs であることがわかる。

測定に用いたルビ-は直径が5 mm^φ、長さが50 mm、C軸とロッド軸とのなす角が60°で片端面は90%の反射膜

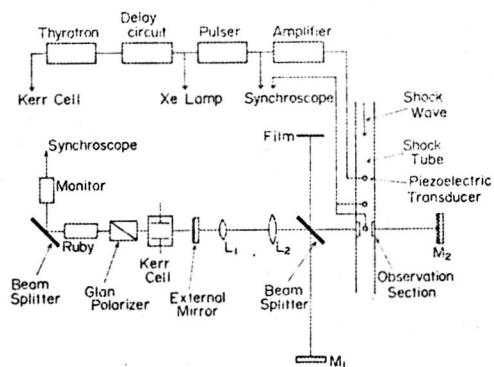
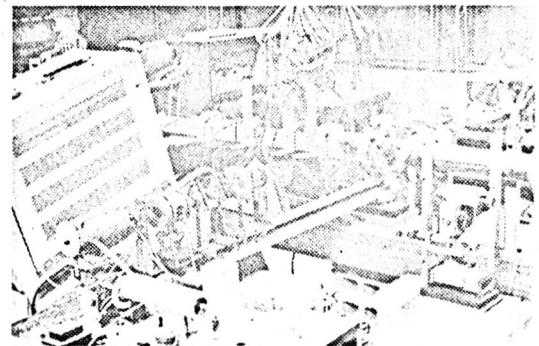


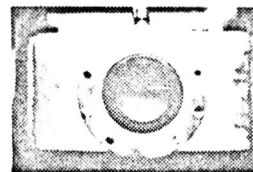
Fig.6-2 A schematic diagram of experimental system.



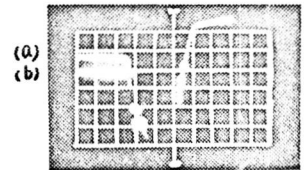
(b)

第6-2図 実験装置

Fig.6-2. Experimental system



第6-3図 観測部
Fig.6-3. Test Window



第6-4図 作用時間
(100 $\mu\text{s}/\text{div.}$)
Fig.6-4. Working time

を蒸着してある。撮影対象との同期を取るため、本実験ではニトロベンゼンセルによりQスイッチを行った。セルセルの印加電圧は約8KVで、水素サイラロンにより印加電圧を落とした。ニトロベンゼンは市販の特級のもを精製せずに使用したが、別に支障なかった。レーザー出力は約3 MWであったが、レーザー共振器中に置いたGlan Polarizerの接合面接着剤が焼けるおそれがあった為、UVフィルタをBrewster角に数枚ならべ偏光子を試作し良好な結果を得た。第6-5図はこうして得られたルビーレーザーの発振光波形である。そのさいSD-100 タイオードを光検出器として使用した。これから半値幅が約40 ns であることがわかる。

光学系の調整にはHe-Neレーザーを用い、ルビーレーザー光を入射させる前にあらかじめ干渉縞を作っておき、He-Neレーザー光と全く同じ光路をルビーレーザー光がたどるようにした。レーザー光はレンズ L_1 , L_2 により平行光線にされ、直径約5 cmに拡大される。半透鏡で二分された一方の光は鏡 M_1 で反射されて参照光となり、もう一方の光は衝撃波管の観測部を通過した後、鏡 M_2 で反射され、再び半透鏡で参照光と結合された後フィルム面に入る。フィルムにはルビーレーザーの発振波長6943 Å に対して比較的感受度の良い赤外フィルム(さくら)を使用した。

入射衝撃波のフロントが衝撃波管の観測部の窓に到達した後、適当な時刻にQスイッチレーザー光を入射させて、Bow shock Waveによる干渉縞のずれを撮影するため次のようなTime Sequenceを用いた。衝撃波管に200 mm おきについている3つの圧電変換素子(第6-2図)により衝撃波の通過を出力パルスとして取出す。

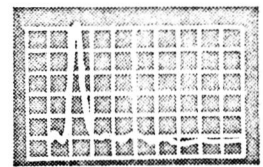


Fig. 6-5. Laser light
第6-5図 発振波形
100 ns/div.

先ず観測部から 800 mm 上流の圧電変換素子による信号を増幅してオシロスコープの掃引を開始し、200 mm 上流および観測部の圧電変換素子による信号により衝撃波速度および観測部へのフロントの到達時刻を知ることが出来る。また増幅器により増幅された出力パルス信号の一部は、キセノンランプの点灯および遅延パルサーの入力信号に用いられ、ランプの点灯後適当な時間に遅延パルサーからの信号で Q スイッチを行う。このようにして入射衝撃波が観測部の物体に到達後任意の時刻にレーザー光を取出すことができた。圧電変換素子ならびにレーザー発振光をモニターし、撮影写真がいかなる時刻のものであるかを監視した。

第6-6図は以上の手順で撮影した球状物体に伴う Bow Shock Wave の干渉写真例である。(a) は観測部に入射衝撃波が到達する以前のもの、(b) は入射衝撃波が観測部物体に到達後約 140 μ s 後のものである。

第6-7図に第6-6図(b)の時の圧電変換素子の出力(a)とレーザー発振光をモニターしたもの(b)を示す。このとき発振光の検出には太陽電池を用いた。

(6-2) 式を用いて、第6-6図(b)の時の Bow Shock Wave 直後(球に近い側)における密度を算出すると約 $1.93 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ となる。

同様の写真を、入射衝撃波が観測部に到達後種々の

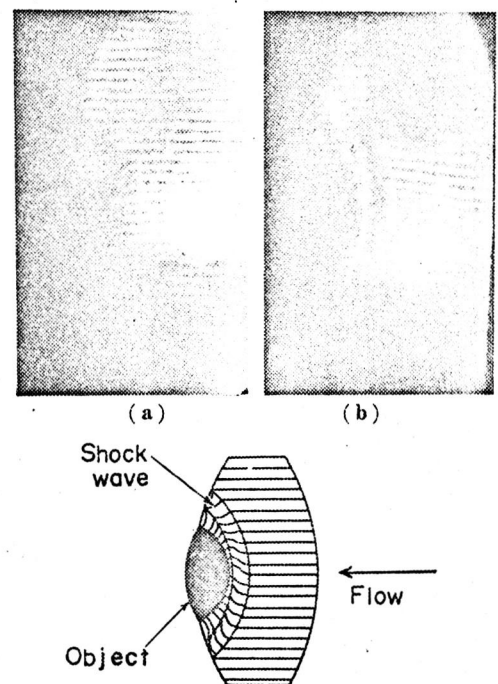


Fig.6-6 Interference patterns of the bow shock wave in Ar gas.

(a) before arrival of the shock front.

(b) 165 μ sec. after arrival of the shock front.

第6-6図 Bow Shock Wave の高速干渉撮影

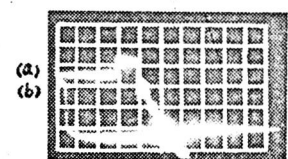


Fig.6-7. Monitor
第6-7図 モニター

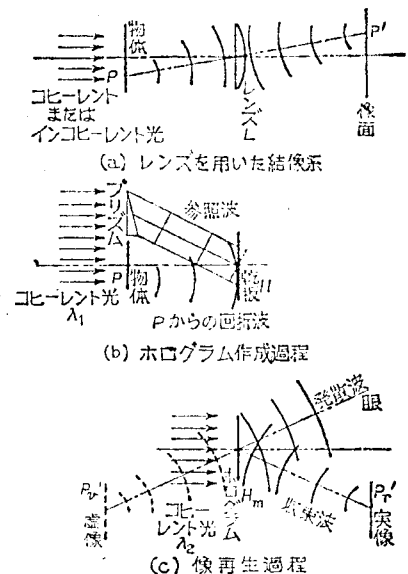
時刻に撮影した結果、Bow Shock Waveは球面状から平面状に成長することがわかった。

§6-2-3 ホログラフィー - 干渉法

まずホログラフィーの原理について簡単な像作成のモデルを用いて説明する。第6-8図において(a)はレンズを用いた結像系であって、物体は裏面から照明されているとする。⁽¹⁵⁾ 物体上任意の点において回折されて生じた球面波は、レンズに入射してその幾何学的像点 P' を中心とする球面波に変換され、 P' に集中してこゝに P の像 P' を結ぶ。物体をこのような点 P の集まりと考えれば、これで任意の物体の像が得られたことになる。

ホログラフィーにおいては第6-8図(b), (c)に示したように結像は二段階に分けて行なう。(b)がホログラムの作成過程で物体面上任意の点から回折された光波は直接乾板 H に到達する。これと同時に、これら回折波と干渉しうる参照波を別に加えて乾板 H を照射する。このようにして振幅と位相を記録した乾板を現像処理したものがホログラムである。このとき乾板上には肉眼では識別できない非常に細かい明暗の縞ができている。(c)は像再生の過程である。ホログラムを波長 λ_2 の coherent 光で照明すれば、ホログラムが回折格子の働きをして、 P' , P_v' の位置にそれぞれ実像と虚像を生ずる。乾板上に到達する光の複素振幅 U は⁽¹⁶⁾

$$U = U_0 + U_1 = A_0 e^{i\phi_0} + A_1 e^{i\phi_1}$$



第6-8図 レンズを用いた結像系とホログラフィーとの比較

Fig.6-8. Principle of holography

$$= e^{i\phi_0} \{ A_0 + A_1 e^{i(\phi_1 - \phi_0)} \} \quad (6-3)$$

ここに U_0 は参照波であり、 U_1 は物体による回折波である。振幅 U の絶対値は

$$|U| = \sqrt{UU^*} = \{ A_0^2 + A_1^2 + 2A_0A_1 \cos(\phi_1 - \phi_0) \}^{1/2} \quad (6-4)$$

ここに U^* は U の複素共役である。乾板の黒化度は $|U|$ により定まる。波面再生を行うため、このホログラムをコヒーレントな光束 U_0 で照明するとこれを透過する光の振幅 U_s は $|U|^2$ に比例するから

$$\begin{aligned} U_s &= KA_0 e^{i\phi_0} \{ A_0^2 + A_1^2 + 2A_0A_1 \cos(\phi_1 - \phi_0) \} \\ &= KA_0^2 e^{i\phi_0} \left\{ A_0 + \frac{A_1^2}{A_0} + A_1 e^{i(\phi_1 - \phi_0)} + A_1 e^{-i(\phi_1 - \phi_0)} \right\} \quad (6-5) \end{aligned}$$

ここに K は比例定数である。 A_0 が一定であれば U 、 U_s の比較よりわかるように U_s の第1, 第3項は元の波 U に比例し、波面が再生される。第2項は参照波と同位相で振幅は $(A_1/A_0)^2$ 倍であって物体が透明な時は非常に小である。第4項は共役波で、虚像を与える成分である。

結局一枚のホログラムは、光軸を下方および上方に曲げるプリズム作用と、下方に曲げられた光束に対しては凸レンズ作用を、上方に曲げられた光束に対しては凹レンズ作用をみわせ持つことがわかる。⁽¹⁵⁾ したがって第6-8図のように実像 P_r' と虚像 P_v' を生ずることになる。

ホログラフィーを干渉計測に応用する場合、大きく分けて2つの方法がある。そのうちの1つは、変形前の物体からの波面と変形後の物体からの波面とを同一の乾板上に記録再生する二重露出法であり、もう1つは変形前の物体からの波面のみを記録し、その再生波面と変形後の物体からの波面とを干渉させる実時間法である。後者は物体の変形を実時間で観測できる利点を持つが、ホログラムの現像や取りつけの影響を受け

易い。

このようにしてホログラフイー干渉法は変化前後の同一対象からの波面を同一光路を用いて干渉させるので、正確な配置や精密な光学部品は必要でない利点があり、光源にQスイッチルビーレーザーを用いれば高速度干渉写真を撮影することが出来る。この場合の高速度干渉撮影法の限界はQスイッチ中に物体が移動し、その結果干渉フリンジのずれを生じることにより定まる。第6-9図の配置で1つのフリンジシフトを生じる物体の運動距離は使用する光の波長を λ として、

$$\Delta = \frac{\lambda}{\cos \theta - \cos(\theta - \alpha)} \quad (6-6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta = \pm \pi/2 \text{ のとき } \Delta = \lambda / \sin \alpha \end{array} \right. \quad (6-7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta = 0 \text{ のとき } \Delta = \lambda / (1 - \cos \alpha) \end{array} \right. \quad (6-8)$$

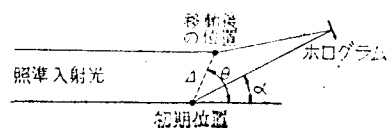
したがって α が大きい時は Δ が波長程度になるから特に注意が必要である。

三次元的な干渉パターンを得るためには対象照射光束中に拡散板を用いなければならない。こうすると再生像を視角を変えてまた任意の点にピントを合わせて観測でき、一枚のホログラムから対象全体の様子が明らかになる。⁽¹⁸⁾

また上に述べた二重露出法によって、従来の干渉撮影写真にあらわれるBackground Fringes (一般に横縞)を出す為には、2回の露出中1回のみObject Beam中にOptical Wedgeを入れるとよい。

§6-2-4 ホログラフイー干渉実験

第6-10図に実験装置の概略を示す。§6-2-2の実験と異なる所はマイケルソン干渉計の代わりに、ホログラフイー



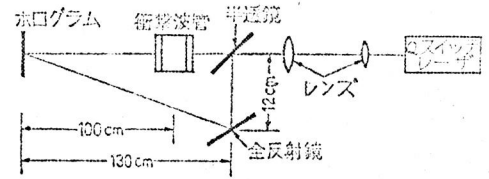
第6-9図 対象物体の動きによる
高速度撮影の限界

Fig. 6-9. Limit of exposure time

ー干渉計を組んだ点である。

Qスイッチされたルビーレーザー光は2枚のレンズにより直径約4 cmの平行ビームになった後、半透鏡によって二分される。

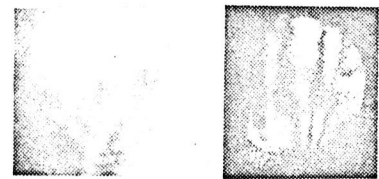
一方はそのまま直進し測定部を通過するObject Beamとなる。もう一方は全反射鏡を経てReference Beamとなる。両ビームのなす角度は、使用した赤外フィルムの分解能(100本/mm)を考慮して4°以内におさえた。同実験において光学系の調整には前節と同様のHe-Neレーザーを用いた。



第6-10図 ホログラフィー干渉実験
Fig. 6-10. Schematic diagram of holography exp.

パルスレーザー光を用いてホログラムを作る時、可干渉性がHe-Neガスレーザーほど良くないことが問題となる。⁽¹⁹⁾ 著者はレーザー共振器中に直径約2 mmのピンホールを挿入して横モードの制御を行い、ホログラム作成に必要な可干渉性を得た。さらに2枚の平行平面ガラスを0.1 mmのスペーサーを介して使い、発振光の縦モード制御も行った。

第6-11図(a)は上のようにモード制御されたQスイッチルビーレーザー光を用いて作成した二重露光ホログラムで、Object Beam中に衝撃波管の代わりにニクロム線を光路に沿って張り(第6-11図



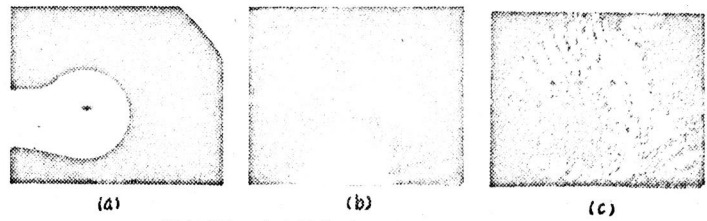
(a) (b)

Fig. 6-11. Double exposures of a heated wire

第6-11図 電熱線の二重露光
ホログラフィー

では各図中央下に紙面に垂直方向に張り)、それに電流を流した時と流さない時とを二重写しにしたものである。同図(b)はこのホログラムをHe-Neレーザーで再生したもので、2回の露出間における空気の屈折率の変化による差動干渉縞が現われている。第6-12図(b)は前節と同様のBow Shock Waveの二重露光ホログラムである。

比較のため (a) に使用した球状物体の写真を示す。同図 (c) はホログラムの再生像で Bow Shock Wave の背後で球から放射状に出る等密度線が観測される。

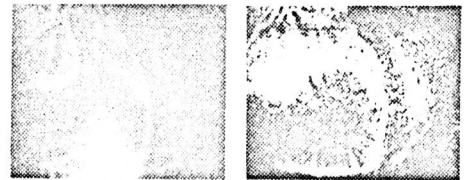


第6-12図 定在衝撃波の干渉ホログラフィ

Fig. 6-12. Holographic Interferometry of a bow shock wave (double exposures).

以上はいずれも二重露出法によるホログラフィ—干渉法であって、前節にも示したように、使用する光学部品の精度などはあまり問題にならない。これに対して一回露出のみでホログラムを作成する単純ホログラフィ—の場合には光波面の乱れをおさえる必要から、精度のよい光学部品が必要である。

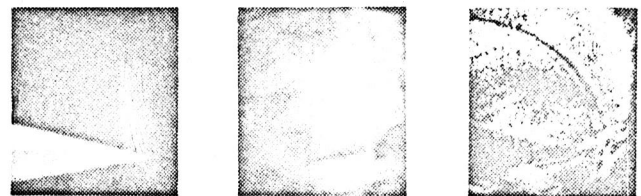
第6-13図は Object Beam 中に Bow Shock Wave ができている時のみを一回露出して得られるホログラムとその再生像である。同様に衝撃波管中の球を二次元小角くさびに置きかえると第6-14図が得られた。



(a) (b)
Fig. 6-13. Single exposure of bow wave

第6-13図 Bow Shock Wave の単純ホログラフィ—

ただし今度は L_1 と L_2 の間隔を適当に取って、レーザー光を発散させて実験した。もう一つの例として、フィルム面上に糊で字を描いたものの一回露出ホログラムとその再生像



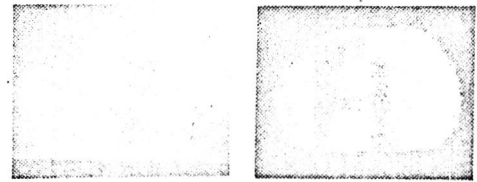
(a) (b) (c)
Fig. 6-14. Wedge & bow wave (single exposure).

第6-14図くさびに伴う Shock Wave の単純ホログラフィ—

を第6-15図 (a) (b) に示す。(b) は一見 (a) の影絵そのもののように見えるが、(a) 上で Object Beam と Reference Beam が干渉していない領域は、(a) には写っているが (b) には再生されていない。またホログラムを通して白色の点光源を見ると、ある角度をもって2つの美しい虹が見える。これはホログラムが回折格子の働きをして光を

分散するとともに、第6-8図に示した2つの像 Pr' , Pv' を再生していることを示す。

§6-3 水コンデンサによる高速放電技術とレーザー・スイッチ



(a) (b)

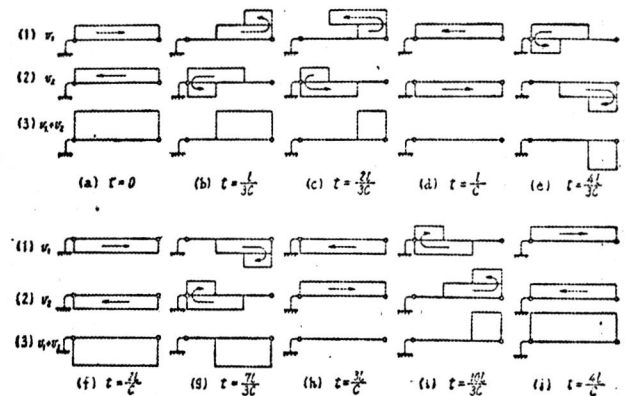
Fig. 6-15 Elementary holography

第6-15図 透過物体の単純ホログラフィー

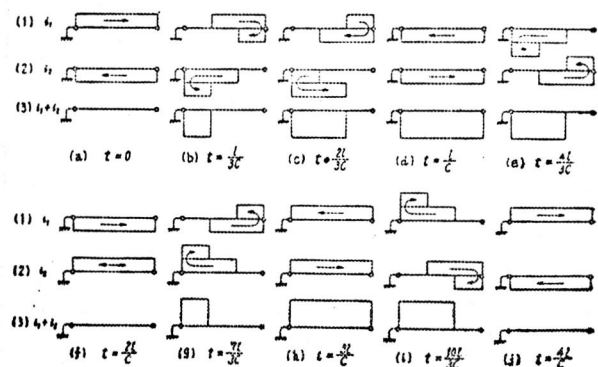
§6-3-1 水コンデンサ

大電流パルスを実現するため、近年低インダクタンスの水コンデンサが重視されている。しかしながらこの方式による問題の解決は自ら限度があり、新しい方法として水コンデンサの使用が考えられる。

一定電位に充電された長さ l の線路を $t=0$ なる時刻に左端を接地したときの電位分布の変化を第6-16図(a)に示す。同図において(a)の(3)のように充電された線路の各点の電位は、接地の瞬間後高さが(3)の半分で左右両方向に速さ c で進む2つの進行波 v_1 , v_2 の和として考えることができる。しかるに左端は短路端、右端は開放端であるから、 v_1 および v_2 の $t > 0$ における両端での反射は(b)(c)……(j)の(1), (2)のようになり、各時刻における線路に沿う電位分布は(1), (2)の和として



第6-16図(a) 一定電位に充電された線路を、 $t=0$ なる時刻に1端を接地したときの電位分布の変化



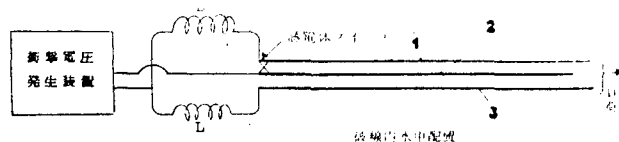
第6-16図(b) 一定電位に充電された線路を、 $t=0$ なる時刻に1端を接地したときの電流分布の変化

Fig. 6-16. Response of a distributed-constant line.

第6-16図 平行二線分布定数路の応答

(3) のようになる。このときの電流分布の時間変化を第6-16図(b)に示す。第6-16図(a)から明らかのように右端における電位は、 $t=l/c$ の次の瞬間接地前の値から逆転する。

第6-17図に水コンデンサの模式図を示す。高電圧充電線路形コンデンサを耐ユロナ条件にすべれた水中配置



第6-17図 平行平板形水コンデンサ

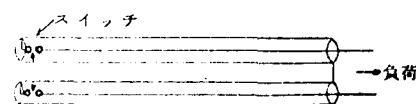
Fig. 6-17. Watered parallel-plate pulse-line

で運転するものがある⁽²¹⁾。純水中に浸染した3平行平板線路形のコンデンサは、中央(2)の平板と両側(1)(3)の平板との間に衝撃電圧(500KV程度)でヒカ充電される。所要の電圧に達した時に中央電極と上側電極を誘電体スイッチで短絡し、電圧波を伝搬させる。上述の原理により $t=l/c$ 時間後に右端で中央(2)と上側電極(1)間の電位差が逆転し、中央と下側(3)間の電位差は元のままであるから、上側(1)及び下側(3)間に充電電圧の2倍の電圧が発生する。この電圧によって(1)及び(3)につないだ負荷中に所要の衝撃大電流を得る。浸染用の水には CuSO_4 などを僅かに混入し、電界変歪を緩和することによりユロナなどの発生を抑える。

現在著者が計画中のものは幅5m、長さ8m、特性インピーダンス0.5Ω、往復の伝搬時間150μsで、500KV、10KJ充電が可能なものである。コンデンサを形成する平板間の絶縁体にはアルミラー(厚さ4mm)を用いる計画である。

以上のほか水を入れる容器を電極そのものに利用した形の同軸形水コンデンサも考えられる⁽²²⁾。その模式

図を第6-18図に示す。先に示した平行平板形に比較してスイッチが1個でよいから、平行平板形の時のコンデ



第6-18図 同軸形水コンデンサ

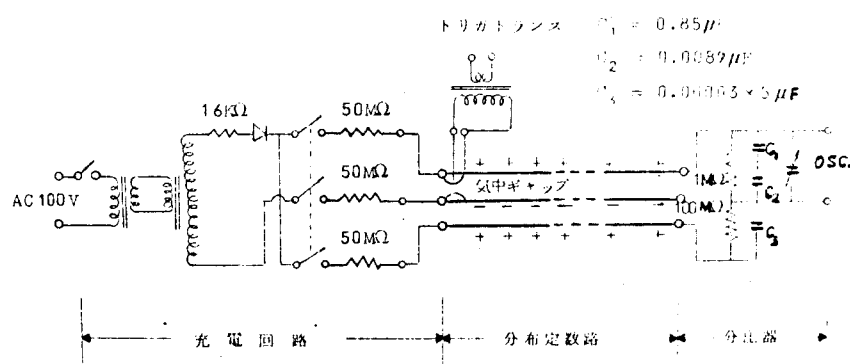
Fig. 6-18. Pulse-line of coaxial type

ンサ横幅の広がりに伴う 2 個以上のスイッチの並列同時運転の必要がなく、それだけ電源側の原因による電流立ち上がり時間の増加を去けることができる。すなわち平行平板形の場合 1 点でスイッチすると、コンデンサ幅が大きい程伝搬に伴うコンデンサの内部反射が大きくなり、電圧波の立ち上がりがゆるやかになるからである。

§6-3-2 水コンデンサの予備的実験

前節で示したような進行波の理論を用いて立ち上りのばやい充電電圧の 2 倍の電圧を発生しうるかというかを確かめるため、以下に示す倍電圧発生実験を行った。

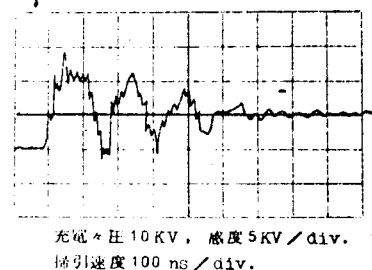
第 6-19 図に実験装置のブロック図を示す。幅 20 mm, 厚さ 1.5 mm, 長さ 4.5 m の平角銅帯を 0.1 mm 厚さの塩化ビニルチューブで包んだ



第 6-19 図 倍電圧発生実験回路ブロック図

Fig. 6-19. Schematic diagram of exp.

後、図示のように 3 枚重ねて分布定数回路を形成した。図の左側に示した充電回路によって所要の電圧まで充電後、充電端において上 2 枚をスイッチした。そのとき、他端における上下銅帯間の電位差を同図右端につないだ分圧器で測定した。結果の一例を第 6-20 図に示す。シンクロスコープの掃引開始から約 100 ns 後が第 6-16 図の $t = (l/c)_0$ に相当し、このとき速い立ち上がりで倍電圧が発生している。この倍電圧は $t = (3l/c)_0 - (l/c)_0 = 2l/c$ の



第 6-20 図 倍電圧の発生実験

Fig. 6-20. CRT trace of voltage

間続くが、第6-20図ではその値が約100nsになっている。
進行波はまた往復を繰返す間に回路の固有抵抗で減衰し、その結果電位差は振動減衰形となっている。この振動が減衰した後に出てくる電圧が充電電圧に相当している。

上を分布定数路的に取扱って伝搬時間を求めてみる。
幅が $a=2\text{ cm}$ 、間隙が $d=0.5\text{ mm}$ である単位長さ ($l=1\text{ m}$) 当りの二本の導体の C と L は、間隙物体の比誘電率を $\epsilon^*=2$ とすれば

$$C = \epsilon \epsilon_0 a l / d \approx 7 \times 10^{-10} \text{ [F/m]}$$

$$L = (4\pi d l / a) \times 10^{-7} \approx 3 \times 10^{-8} \text{ [H/m]}$$

となる。これから特性インピーダンス Z_c 及び伝搬時間 T_0 は

$$Z_c = \sqrt{L/C} \approx 6.5 \text{ } (\Omega)$$

$$T_0 = \sqrt{LC} \approx 4.5 \times 10^{-9} \text{ [s/m]} = 4.5 \text{ [ns/m]}$$

である。一方上述の実験結果からは

$$T_0' \approx 50 / 4.5 = 10 \text{ [ns/m]}$$

となる。ここで T_0 と T_0' の相異の原因は、 T_0 の算出にあたって導体の厚さを無視していることと、実験において導体の両端で導体間隙を相当大きくしなければならなかったことにありと思われる。

§6-3-3 レーザー・スイッチの予備実験

Spark Gap のトリガーにレーザーを用いる方法は、遅延時間が短かくジッターも小さいなどの特徴から、色々な方面への応用が考えられる。著者もクローバ及び多数個の厳しい同時運転などの必要から、Laser Triggered Spark Gap に関する予備実験を行った。

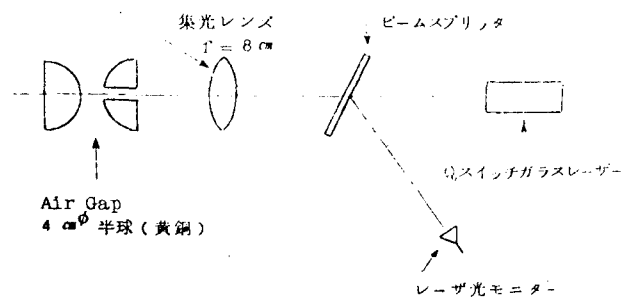
第6-21図に実験装置のブロック図を示す。容量が $C=0.8\text{ }\mu\text{F}$ のコンデンサを所要の電圧に充電後、 Ω スイッチ・カ

ラ ス レ ー ザ ー (10 mm ϕ x 150 mm 2 Na³⁺ カ ラ ス ロ ッ ト, 24,000 rpm 回 転 プ リ ズ ム 使 用, 出 力 20 MW, 40 ns 幅) の 波 長 1.06 μ の 発 振 光 を 正 の 極 の 中 心 に あ り た 孔 を 通 し て 負 の 極 に 照 射 す る。 そ の さい レ ー ザ ー 光 は 焦 点 距 離 $f=8$ cm の 凸 レ ン ズ で 集 光 し、 ま た 一 部 を Beam Splitter に て monitor す る。 レ ー ザ ー 光 照 射 に よ っ て 起 こ る 放 電 ヲ 流 を $R=5\Omega$ の 負 荷 と 並 列 に つ な い た 分 流 抵 抗 に て 測 定 し た。 測 定 に は テ ク ト ロ ス コ プ を 用 い、 ② ス イ ッ チ ・ レ ー ザ ー 光 と 放 電 ヲ 流 を Add. し て 行 っ た。

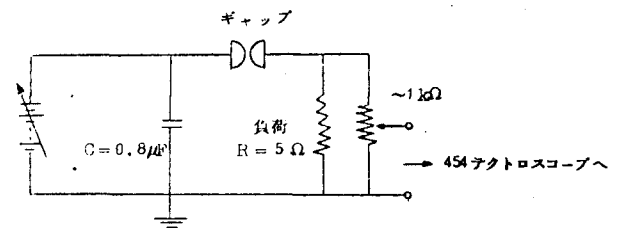
大 気 中 で Gap 間 隔 を 1, 2, 3, 4, 6 mm と 変 化 し、 放 電 開 始 最 低 電 圧 及 び 印 加 電 圧 と 放 電 遅 延 時 間 の 関 係 を 調 べ た。 第 6-22 図 に 結 果 を ま と め る。

§6-4 CO₂ レーザーによるプラズマ診断

この実験は名古屋大学プラズマ研究所で行った共同研究の一部であり、同研究所の TPD-1 装置をプラズマ源に予想した。実験の最終目

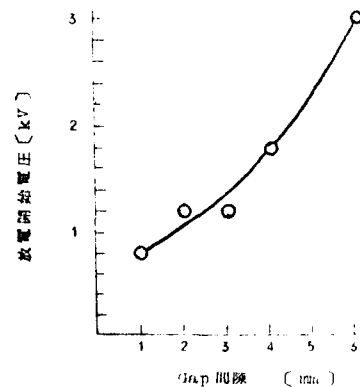


(a) レーザートリガギャップ

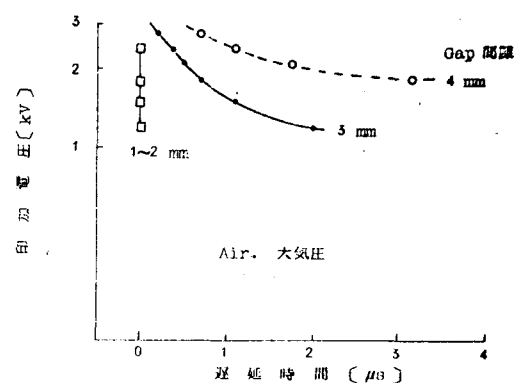


(b) 測定回路

第6-21図 レーザートリガスパークギャップの予備実験
Fig.6-21. System of laser-gap experiment



第6-22図 (a) Gap 間隔と放電開始最低電圧



第6-22図 (b) 印加電圧と遅延時間

Fig.6-22. Experimental results of elementary laser-gap

的はCO₂レーザ光の干渉、散乱、相関測定で、電子密度、温度などを測定することであるが、こゝではその実験のために作製したレーザの特性を主に述べる。

これまでプラズマによるレーザ光の散乱測定の際には、多くの場合Qスイッチルビレーザがよく利用されて来た。しかしマイクロ波測定の上限と、可視光測定の下限の間にはさまれるTPD-エプラズマの場合には、高出力のCO₂レーザを光源に用いるのが有利である。

第6-23図にイオン温度測定のためのCO₂レーザ散乱用ヘテロダイン法のブロック図を示す。作製したレーザ管は内径50mm ϕ 、長さ3mの二重管で、外管部に水を流して冷却した。レーザ共振器の構成には曲率半径3mの金蒸着凹面鏡を2枚使用した。その中の一方には中心部に3-5mm ϕ の出力取出口を設けた。第6-24図にガス圧力と放電電流を変化した時のレーザ出力の変化を示す。

出力の測定には熱電堆出力計およびCu-Ge検出器を用いた。これらの結果は、使用ガスの混合比とか、レーザ共振器の状態を最適条件に近づければ、もっと良くなるものと思われる。そのとき

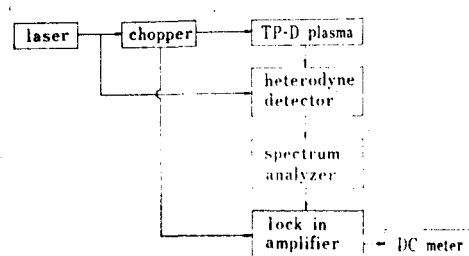


Fig. 6-23 Block diagram of scattering experiment.

第6-23図 散乱実験のブロック図。

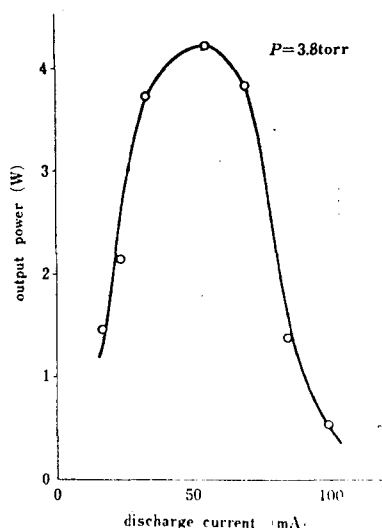


Fig. 6-24(a) (current dependence)

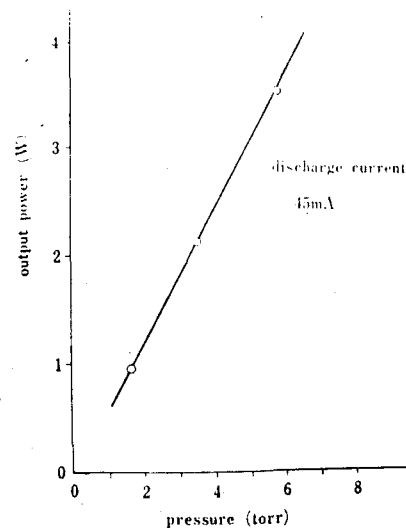


Fig. 6-24(b). (pressure dependence)

Fig. 6-24. Output of CO₂ laser versus discharge current & pressure I

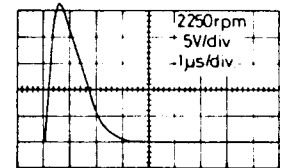
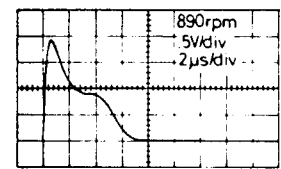
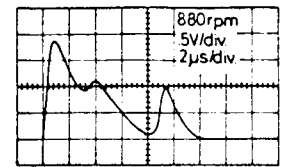
第6-24図 CO₂レーザの発振特性 I (DC 発振)

最大出力の推定値は上述のほゞ10倍であり、発振もずっと安定することが期待できる。第6-25図は回転鏡を用いてQスイッチをかけた時の出力パルス波形で、定常発振に比べて約100倍の出力が得られていることがわかった。(rpm. は鏡の回転数を示す。)

§6-5 あとがき

プラズマ衝撃波に関する新しい実験技術の開発を試み、パルスホログラフィーなどに関する幾つかの期待すべき成果を得た。

(1) Qスイッチルビールーザーを用いて各種形状物体に伴うBow Shock Waveのホログラフィー干渉計測を行った。その結果通常の瞬間光源では不可能な速い衝撃波の高速度撮影が可能になり、各種の測定に応用できることがわかった。次の問題は、さらにコヒレンシイの良い高輝度レーザー光を用いて、拡散板の使用による三次元的撮影を行うことである。そのためにはさらに分解能の良い乾板(例えばKodak 649Fなど)を使う必要がある。またOptical Wedgeを使用して、Background Fringesの利用から対象の定量的な解析を進めることも必要である。今回の実験で見たFringe Shiftあるいは等密度線は主に中性粒子に起因するものであった。したがって上に示した測定系の改良とともに、測定対象である衝撃波マッハ数をさらに大きくする試みが残されている。すなわち中性ガスによるのではなくして電子密度変化によるFringe Shiftの撮影から、電離現象の解析が可能であり、目下その実験を準備中である。



Parameter: rpm of rotating mirror
Output Pulse of Q-Switched CO₂ Gas Laser

第6-25図 CO₂レーザーの発振特性Ⅱ
(パルス発振)

(2) 水コンデンサを用いて衝撃大電流を得るため、予備的に進行波の利用による倍電圧発生の実験とレーザートリガー・ギャップの実験を行った。その結果はやい立上りの大電圧を得る見通しがたったが、今後の問題として実際に負荷をつけた時の電流の立上りを測定することが残っている。またレーザ・ギャップに関して使用ガスの種類および圧力の変化に伴う特性の変化を明らかにし、それぞれの目的にかなった使用条件の領域を捜す必要がある。予備実験による結果をさらに生かして、今後 Scale up などを伴う実験を続ける計画である。

(3) CO₂レーザによるプラズマ診断を計画し、それに必要な光源である CO₂レーザを試作し、その放電発振特性などについて調べた。このレーザを用いたプラズマ診断の初期結果は文献 25 にある。

元々、衝撃波の発生と計測は車輛の両輪のようなものである。すなわち強い衝撃波を発生するには、まずその性質をきわめる必要がある。そのためには強い衝撃波の計測法を確立しなければならぬ。計測法の開発には強い衝撃波が必要である。このように衝撃波の研究は、つねに研究対象の衝撃波発生と計測とが一体となって進められなければならない相補性を内蔵している。発生と計測の技術が相伴ないながらさらに進歩するよう、著者も努力するつもりである。

参考文献

- (1) 糟谷, 今中, 中井, 山中: 昭43 電気関西支部大会 20-10, 予稿集 P. 238.
- (2) E. N. Leith & J. Upatnieks: J. Opt. Soc. Am. 53, 1377 (1963), 54, 1295 (1964).
- (3) 朝倉: 自然 20 6-38~50 (昭40).
- (4) 朝倉: 自然 20 8-50~51 (昭40).
- (5) L. O. Heflinger, R. Wuerker & R. E. Brooks: J. Appl. Phys. 37 642 (1966).
- (6) 山中, 田村, 糟谷, 豊田: 昭42 電気関西支部大会 8-11.
- (7) L. H. Tanner: J. Sci. Instrum. 43 81 (1966).
- (8) C. Yamanaoka, K. Kasuya et al.: 3rd Int. Conf. on Plasma Physics & Controlled Nuclear Fusion Res., Novosibirsk, U.S.S.R. CN-24/A-5 (1968).
- (9) 阪上, 鹿野, 山中: 電学誌 88, 730 (1968).
- (10) 堀井, 野口: 資料技術報告 IPPJ-DT-15, 名古屋大学フラスコ研究所 (1969).
- (11) 山中, 糟谷, 井沢: 電学誌 88, 774, 950 (昭43).
- (12) H. M. Musal: Proc. I.E.E.E. 57, 98 (1969).
- (13) H. W. Liepmann & A. Roshko: Elements of Gas dynamics John Wiley (1960). 玉田, 他, 訳「気体力学」.
- (14) 田村, 糟谷, 中井, 山中: 応用物理 37, 164 (1968).
- (15) 鈴木: テレビジョン 21, 148 (昭42).
- (16) 田中: 計測と制御 5, 242 (昭41).
- (17) R. E. Brooks, L. O. Heflinger & R. F. Wuerker: I.E.E.E. Journal QE-2, 275 (1966).
- (18) F. C. Jahoda, R. A. Jeffries & G. A. Sawyer: Appl. Opt 6, 1407 (1967).
- (19) L. W. Davis: Appl. Phys. Letters 10, 301 (1967).
- (20) 熊谷, 尾崎: 過渡現象論, 共立出版 (1959).

- (21) A. W. Desilva et al.: 文献(8)に同じ, CN-24/A-8. (1968).
- (22) Annual Rev. of Institute of Nucl. Phys., Division of Plasma Phys. & Controlled Thermonuclear Reaction, Novosibirsk (1968).
- (23) 田村, 糟谷, 山中: BB42 電気四学会連合大会 1371.
- (24) 山中, 田村, 糟谷: 昭43応用物理学会
- (25) 井沢: 大阪大学工学部学位論文 (BB45).

結 論

プラズマ衝撃波に関連した幾つかの実験を行い、気体力学的立場から衝撃波構造を解明し、あわせて衝撃波計測法の開発を行った。実験および実験に基づく理論的考察より得られた結果をまとめると次のようになる。

(1) 衝撃波は物理的に、非線形性、分散性、散逸性の三つで説明できるが、このようなモデル化による衝撃波形の計算例を示した。その結果プラズマ中の衝撃波では、衝撃波後面に分散性に原因する状態量の振動が生じる場合があることがわかった。(§1-3)

(2) プラズマスラフによるミリ波の反射と透過の係数を計算し、 $\delta = \nu_c / \omega$ をパラメーターとして $\eta = \omega_p^2 / \omega^2 = n_e / n_c$ の関数としてグラフを作成した。その結果、ミリ波の反射係数が測定にかかる領域が決まり、ミリ波の反射と透過係数の測定が有効な δ , η の領域が明らかになった。(第2-1, 2-2図)

(3) 電磁ホーンと電磁レンズを使用して、ミリ波ビームの空間分解能を8 mmにまで向上し、反射と透過係数の測定から、フロント背後のプラズマ電子密度 n_e と衝突周波数 ν_c を測定した。さらにレベル線を用いて半波長(2 mm)程度の空間分解能を得、ミリ波測定系を干渉計に組んでより早い時刻における n_e , ν_c 変化を測定した。

(4) n_e と ν_c の測定値から圧カフロント背後における電子温度 T_e の変化を解析した。その結果電子温度は圧カフロント直後で高く、密度緩和の進行中低下するという新知見を得た。このことは電離緩和機構に励起原子が寄与しているという§2-5-2の結果と結びつく。さら

に試験気体中に負性気体を混入することによって、上述の温度緩和を追証できた。その際、負性効果のほか、に混入負性ガス自体の電離も重要であることがわかった。(第2-23図)

(5) 探針による衝撃波ポリカーサー現象の測定を行い、ミリ波測定結果の解析とあわせて、衝撃波構造の解明にポリカーサーを取入れる必要があることを明らかにした。測定結果から、フロントより前方かなりの距離にわたって光電離による前駆プラズマが存在し、フロント近くでフロントからの拡散電子が有力になることを示した。

(6) 無衝突衝撃波の構造を線形分散の方向より見通し、各種の無衝突衝撃波間の関係を明らかにした。プラズマ円錐銃による無衝突衝撃波の実験を行い、磁界に垂直伝搬する場合のフロントにおける散逸機構として、二流体不安定が重要であることを確かめた。散逸による電子加熱を分光、軟X線測定などで確認した。マッハ数の増加による衝撃波厚さの増大結果から、より大きな装置による実験へと進んだ。そのとき磁界に斜め伝搬する衝撃波の実験の可能性を示し、その予備的実験も行った。

(7) ビームプラズマ放電の実験では主に定常放電の結果について述べ、プラズマ密度、電気振動、軟X線の測定などにふれた。ビームエネルギーの散逸過程の追跡には、パルスビームによる実験が必要であることもわかった。

(8) アルカリプラズマ流と直角磁場との相互作用を調べ、太陽風と地球磁場との相互作用過程のモデル実験を行った。密度ならびに電気振動などの観測から、基礎過程が明らかになった。無衝突衝撃波前端的散逸過

程は、電荷分離による電場 E が電子の $E \times B$ ドリフトを生じ、二流体不安定の励起から電子温度が上昇しイオン音波の不安定に到る理論で説明できた。イオン音波不安定に続くイオン温度の上昇などを含む衝撃波全体の構造を調べるには、さらに大きな口径の超高速プラズマ流が必要である。第5章の終りにこれに関する実験計画として、電子衝撃イオン源についてふれた。

(9) 衝撃大電流の制御に必要な基礎知識を得るため、水コンデンサーとレーザースイッチの予備実験を行った。これらの実験をさらに進めると、プラズマ衝撃波駆動に必要な高速プラズマピストンを得ることができると。

(10) Q スイッチルビ-レーザーを光源として、各種形状物体に伴なう Bow Shock Waves のホログラフィー干渉計測を行った。その結果通常の瞬間光源では不可能な速い衝撃波の高速度撮影が可能になり、各種の測定に応用できることがわかった。衝撃波のある時とない時を二重写しにしたホログラムの再生から、定在衝撃波に伴なう等密度線写真を得ることができた。(§6-2)

(11) CO_2 レーザーによるプラズマ診断を計画し、それに必要な CO_2 レーザー光源を製作し、その発振特性について調べた。定常発振で数ワット、Q スイッチパルス発振で数百ワットの出力を得たが、最適条件を捜すことにより出力を10倍程度上げることが予測できた。

以上の結果より、プラズマ衝撃波の構造が明らかになり、衝撃波による加熱過程の詳細がわかった。本研究に伴なって開発した種々の新しい衝撃波計測法は、プラズマ衝撃波のみならず他の多くの分野で応用できるものと思われる。電子温度緩和およびポリカーサーなどに関する新しい知見を取入れて、電離を伴なう極

超音速衝撃波のフロント構造を計算するのも面白い。磁力線に斜めに伝搬する無衝突衝撃波とともに、大きな装置による磁界に垂直に伝わる高ベータ、高マッハ衝撃波の実験も期待される。超高速飛行あるいは制御熱核融合、さらには宇宙進化論に関連するプラズマ衝撃波の研究に、本研究がいささかなりともある地歩を占め、その応用分野が広く開かれるならば著者として喜びに堪えない次第である。

謝 辞

この研究を進めるにあたり、終始適切な御指導御鞭撻をいただいた基礎工学部村崎寿満教授、工学部山中千代衛教授、中井貞雄講師に、謹んで感謝の意を表します。なお本論文の作成に際し御討論ならびに有益な御助言をいただいた基礎工学部山本明教授、牧本利夫教授にも感謝の意を表します。あわせて大学院在学中、御指導御教示をいただいた基礎工学部丹生慶四郎助教授（現東京工業大学教授）、工学部横山昌弘助教授に感謝します。

基礎工学部と工学部を股にかけ、名古屋大学プラズマ研究所にも度々出かけた著者故に、御世話になった方々も普通の人々の2, 3倍、かけた面倒もまたそれだけ多かったことと思われる。

終りに山中、村崎両研究室において長年研究生活の苦楽を共にし、討論、激励をいただいた先輩、後輩の方々に、第4-13図の回路作製に御援助いただいた大村皓一、浅田勝彦（工学部）の両氏に、また卒業研究などに関して本研究に協力された基礎工学部、工学部の卒業生諸氏にも、ここに感謝の意を表す次第であります。

本論文に係る著者の業績目録

(1) 発表論文

発表年月	題 目	発表機関
40年10月	The Ionizational Relaxation behind Shock Front in Argon	J. Phys. Soc. Japan <u>21</u> , 805 (1966).
42年1月	The Ionizational Relaxation behind Shock Front in Argon-II	J. Phys. Soc. Japan <u>22</u> , 1306 (1967).
42年1月	衝撃波による高気圧気体の放電現象	放電研究 No. 29, 99 (1967).
42年11月	レーザーによるプラズマ診断 I	電学誌 <u>88</u> , 774 (BB 43).
42年11月	レーザーによるプラズマ診断 II	電学誌 <u>88</u> , 950 (BB 43).
42年12月	Precursor Observed in a Pressure Driven Shock Wave	J. Phys. Soc. Japan <u>24</u> , 967 (1968).
42年12月	定在衝撃波の高速度干渉測定	応用物理 <u>37</u> , 164 (1968).
43年6月	ミリ波によるプラズマ衝撃波の研究	電学誌 <u>89</u> , 794 (BB 44).
43年8月	Experiments on Collisionless Shock Waves in Plasmas	Plasma Phys. & Controlled Nucl. Fusion Res. <u>1</u> , 103 (1969).
43年9月	Experiments on Collisionless Shock Waves in Plasmas	Tech. Rep. Osaka Univ. <u>19</u> , 101 (1969).

43年9月	The Relaxation Phenomena in an Ionized Shock Front	Physica <u>41</u> , 213 (1969).
44年1月	Collisionless Shock Wave の研究	超高温研究 <u>6</u> , 96 (昭44).
44年1月	無衝突衝撃波の研究	超高温研究 <u>6</u> , 88 (昭44).

(2) 学会報告

発表年月	題 目	発表機関
39年10月	マイクロ波によるプラズマ衝撃波の研究 (電離を伴ったフロントの構造)	電気関西支部大会
40年4月	電離を伴う衝撃波の構造	電気四学会連合大会
41年10月	衝撃波プラズマの緩和機構	物理学会分科会
42年4月	衝撃波プラズマの温度緩和過程	物理学会年会
42年4月	プラズマ衝撃波の高速干渉パターン	応用物理学会
42年5月	衝撃波プラズマの電離緩和機構	電気四学会連合大会
42年10月	イオン化を伴う衝撃波のフロント	応用数学力学講演会
42年10月	衝撃波プラズマの構造	物理学会分科会

42年11月	ホログラム-干渉による干渉計測	電気関西支部大会
43年4月	負性気体の衝撃波構造に及ぼす影響	電気四学会連合大会
43年4月	ホログラム-による干渉計測Ⅱ	電気四学会連合大会
43年4月	電離衝撃波フロントの分光計測	物理学会年会
43年9月	ガンマプラズマによる無衝突衝撃波の実験	物理学会分科会
43年11月	衝撃波関連技術	電気関西支部大会
44年3月	無衝突プラズマ中の電磁流体衝撃波 (Oblique Case)	電気四学会連合大会
44年3月	ヒーム・プラズマにおけるイオン加熱	電気四学会連合大会
44年4月	Oblique Shock Wave	物理学会年会
44年10月	Oblique Collisionless Shock Wave の研究	物理学会分科会
44年10月	プラズマ中の無衝突衝撃波について	電気関西支部大会
44年10月	レーザーによる散乱測定	電気関西支部大会
45年4月 (予定)	Oblique Shock Wave	電気四学会連合大会
45年4月 (予定)	Bi planar Image Converter Camera による プラズマフロントの観測	応用物理学会

(3) 研究会・シンポジウム講演

発表年月	題 目	発表機関
42年1月	衝撃波による高気圧気体の放電現象	高圧ガス絶縁に関する問題シンポジウム
42年1月	衝撃波プラズマの緩和機構	プラズマ流体研究会
42年7月	ホログラムのプラズマ診断への応用	レーザー・メーサー懇談会
43年2月	パルス・ホログラムによる衝撃波の解析	電磁流体力学シンポジウム 昭和42年度 152頁
43年9月	無衝突衝撃波の実験	ショック・チューブ・シンポジウム 昭和43年度 21頁
43年11月	衝撃波プラズマのフロー・測定	理研シンポジウム (ガス・プラズマ中のフロー・測定) 93頁
44年1月	Collisionless Shock Wave	天体プラズマ研究会
44年1月	水コンデンサによる高速放電とレーザー・スイッチ	衝撃大電流の発生・制御に関する技術研究会 名大P研・資料・技術報告 IPPJ-DT-15 (1969) 45頁
44年2月	Collisionless Shock Wave の研究	電磁流体力学シンポジウム 昭和43年度 39頁

44年2月	レーザーの Collective Scattering	プラズマ診断研究会
44年2月	CO ₂ レーザーによる TPD の計測計画	TPD-like プラズマ研究会
44年10月	Collisionless Shock Wave の研究	ショック・チューブ・シンポジウム 昭和44年度 38頁
44年12月	プラズマ衝撃波の研究	プラズマ流体研究会