

# 衝撃波と電磁波との相互作用

中井 貞雄\* 山中 龍彦\* 井沢 靖和\*  
横山 昌弘\* 山中 千代衛\*

## The Interaction of Electromagnetic Waves with Shock Waves

By

Sadao NAKAI, Tatsuhiko YAMANAKA, Yasukazu IZAWA,  
Masahiro YOKOYAMA and Chiyoe YAMANAKA

**Abstract:** The ionization phenomena produced by high speed shock waves have been studied by observing the interaction of electromagnetic waves with the shock produced plasma. Measurements of mm wave reflection and transmission, optical interferometry using He-Ne gas laser light and scattering of ruby laser light by plasma are availed.

By use of the optical focusing technique of mm wave, the ionization behind shock front was observed with high spacial resolution and the profile of the plasma density and the collision frequency of electrons was determined. A new diagnostic technique was developed, which can give many informations, such as electron density, ion temperature, electron temperature and characteristic oscillations of plasma, of objective plasma from the spectroscopic profile of scattered light. Preliminary results have been obtained and compared with the data obtained by the laser interferometry.

Finally the experiments on gas breakdown and shock production by high power laser light are described. This kind of experimental technique may develop new fields of gas-dynamics and magnetohydrodynamic experiments.

### 1. ま え が き

高速衝撃波による電離現象の研究は、放電物理、プラズマ物理の分野においても重要であるが最近宇宙航空工学の分野との関連において、とみにその重要性を増してきている[1]。このような観点より、筆者らはここ数年来、種々の型式の衝撃波管を建設し、電離を伴うような高速衝撃波現象の実験的解明を行なってきた[2]。たとえば電磁衝撃波管内における衝撃波形成および衝撃波面と接触面との識別、衝撃波により発生するプラズマ諸量の測定、電離緩和時間の測定[3][4]、Precursor electron の検出およびその分布測定[5]等である。いづれにしてもかかる研究は、衝撃波に付随するプラズマ諸量を、時間、空間高分解能をもって高精度に測定する技術の進歩とともに新しい発展をみるようになった。超高速気流を伴う

\* 大阪大学工学部

から、プラズマ研究の分野で現在最も広く用いられている電気探針、磁気探針等によっては正しい測定は行なえない。流れに機械的じょう乱を与えないという利点より光をも含めた電磁波の反射、透過、散乱およびプラズマ自身からの放射等を利用するのが最もよい。特にレーザーの出現は、これまでの光の概念を根本からかえ、従来の光では考えられなかった多彩な測定法を可能とした[6]。また最近の進歩は目ざましく、その発生しうる光の波長は、ミリ波技術の進歩と相まって完全に光と電波が結びついた。筆者らはこのような新しい状況をいち早く衝撃波研究に導入し、その解明に役立ててきた。ここでは現在筆者らの研究室で行なっている4mm波による干渉、反射、透過測定、レーザーによる干渉、散乱測定等についてのべる。最後に衝撃波発生法としても全く新しいジャイアントレーザーによるプラズマ生成および衝撃波発生についてのべる。この方法は collision free shock の研究にも適しているものと思われる。

## 2. ミリ波による衝撃波電離の測定

マイクロ波測定における空間的分解能は、その波長程度である。したがってミリ波を用いることにより、分解能は向上し、電離進展に伴う衝撃波フロント背後の電子密度の立ち上りを詳細に測定しうる。測定可能な電子密度の上限は、プラズマ中での電磁波の伝搬定数  $p = p_0(1 - \omega_p^2/\omega^2)^{1/2}$  が虚数となるしゃだん条件により一般的には限定されるため、高い周波数を用いることにより高密度まで測定可能となる。ちなみに4mm波ではしゃだん密度は約  $7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  である。

筆者らはミリ波を誘電体レンズにより収束し、直径約8mmのビーム状に成形し、これを圧力衝撃波管に適用し、フロント背後の電離現象を観測した。

### 2.1 測定原理

第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および透過係数は、スラブの厚さ  $d$  が波長  $\lambda$  より十分大きい場合次式で与えられる[7]。

$$\left. \begin{aligned} R &= \frac{\gamma[1 + (1-2\gamma)\exp(-4\alpha d)]}{1 - \gamma^2 \exp(-4\alpha d)} \\ T &= \frac{(1-\gamma)^2 \exp(-2\alpha d)}{1 - \gamma^2 \exp(-4\alpha d)} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

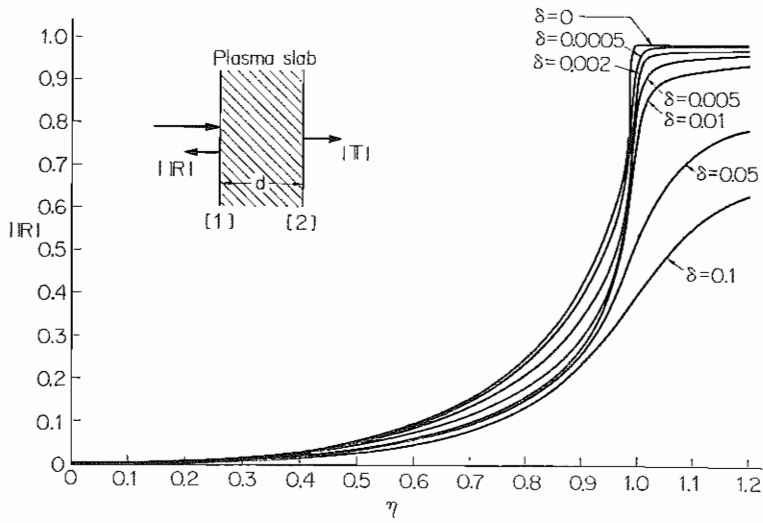
ここに

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

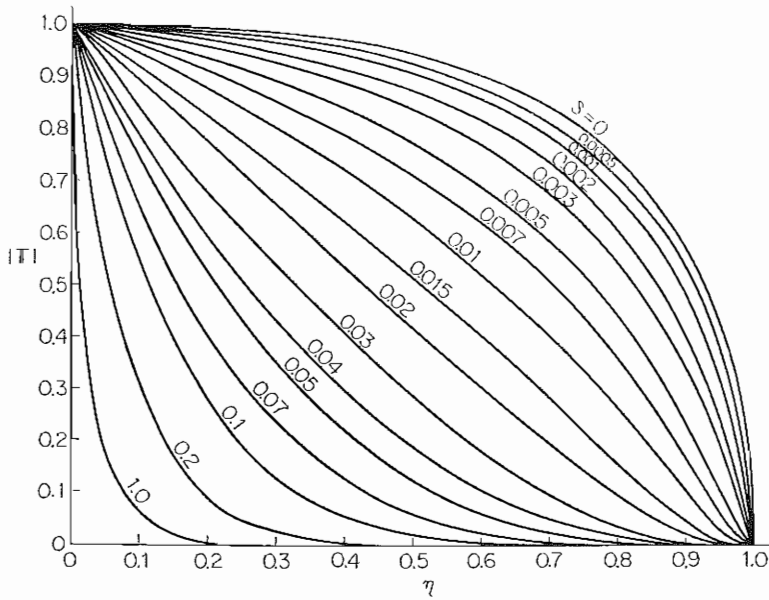
であり、 $k_0$  は真空中の波の伝搬定数、 $\alpha$ 、 $\beta$  はプラズマ中での電磁波の伝搬定数の減衰定数および位相定数である。いま  $\eta = \omega_p^2/\omega^2$ 、 $\delta = \nu_c/\omega$  とすれば伝搬定数は

$$p = \alpha + j\beta = jk_0 \left[ 1 - \frac{\eta}{1 - j\delta} \right]^{1/2} \quad (3)$$

となる。ただし  $\omega_p$  はプラズマ周波数  $(ne^2/m\epsilon_0)^{1/2}\omega$  は入射波の角周波数である。したがって反射および透過パワーを同時に測定すれば  $\eta$ 、 $\delta$  が、これより電子密度  $n_e$ 、衝突周波数  $\nu_c$  が求まる。第1図、第2図に  $\delta$  をパラメータとしたときの反射および透過係数を  $\eta$  の関数として示す。



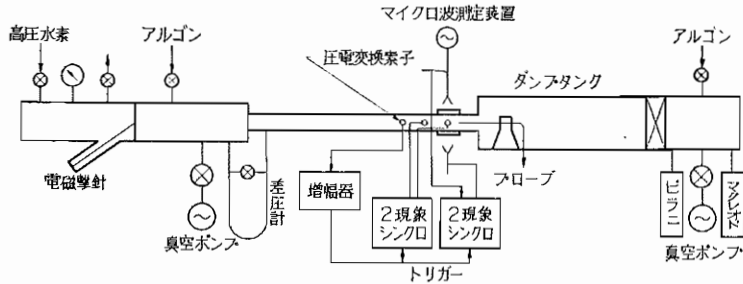
第 1 図 Plasma Slab におけるマイクロ波反射係数



第 2 図 Plasma Slab におけるマイクロ波透過係数

## 2.2 実験方法

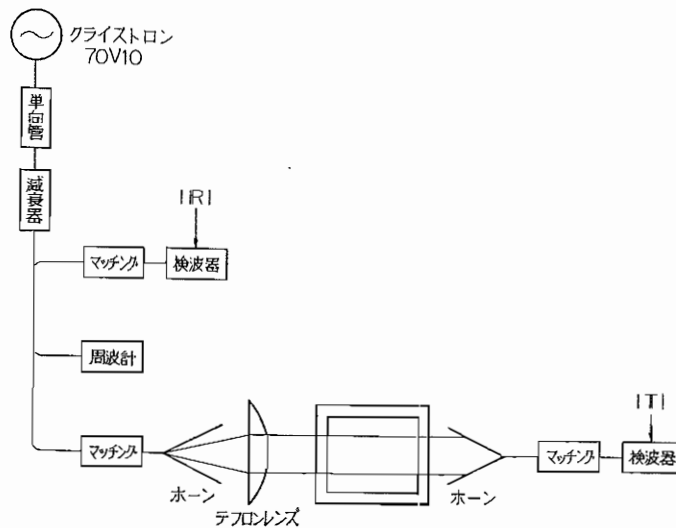
実験装置の概略を第3図に示す。2段膜圧力衝撃波管であり、伝搬部の断面は  $40 \times 40$  mm の正方形で、駆動部は内径 76 mm の円筒である。2段目の膜から 1,900 mm の位置に観測窓を設けた。ここには厚さ 15 mm、直径 60 mm の光学平面および平行度のガラス板が O-



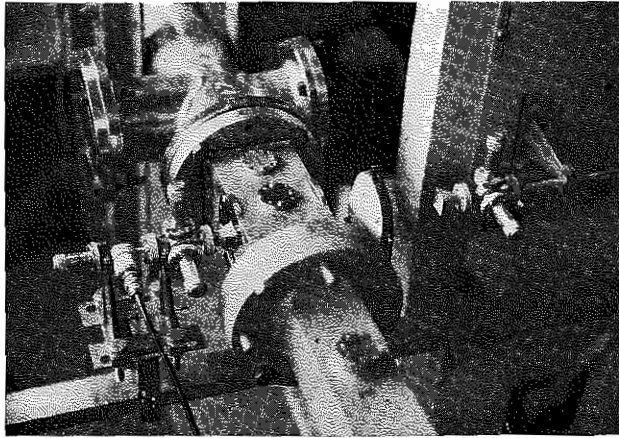
第3図 2段膜圧力衝撃波管による電離実験装置

リングで真空シールしてはめ込まれている。実験は高圧室の水素のガス圧をかえることにより、室温で 1 mmHg の初期圧のアルゴン中に種々の強さの衝撃波を発生し、反射および透過ミリ波の強度の変化を測定した。

まず観測部から 400 mm 上流の圧電変換素子の信号を増幅し、これをシンクロスコープのトリガーとして働かせ、200 mm 上流および観測部の圧電信号で衝撃波速度およびフロントが観測個所に到達した時刻を検出した。ミリ波の反射および透過信号を同時観測することにより、圧電信号と比較して、フロント通過後の電子密度および衝突周波数の変化を、第1図、第2図の計算結果を適用して求めた。ミリ波測定系を第4図に示す。方向性結合器によ



第4図 ミリ波測定装置ブロック図

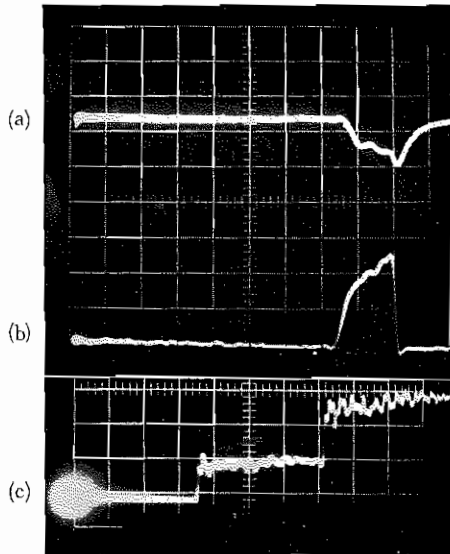


第5図 衝撃波管観測部とミリ波レンズ-ホーン系

り反射電力を、送信ホーンと対向した受信ホーンで透過電力を、それぞれ全反射および全しゃだん状態の出力で規格化して測定した。観測窓およびミリ波ふく射系の詳細を第5図に示す。

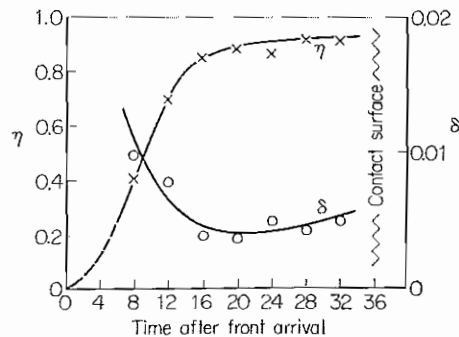
2.3 結果および検討

衝撃波フロント通過後の反射および透過電力の変化を2現象シンクロスコープに描かせた。一例を第6図に示す。トレース(a)は反射電力を示し、全反射は3目盛の変位に対応



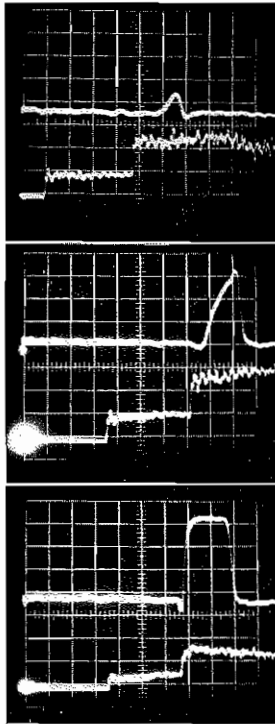
第6図 衝撃波フロント通過後のミリ波反射(a)、透過(b)電力の変化を示す。(c)は圧電素子の出力、掃引速度 20  $\mu\text{s}/\text{div}$

する。トレース(b)は透過電力で、全しゃだん状態ではこれも3目盛の変位を示す。したがって観測された変位より第1, 第2図を用いることにより  $\eta(=\omega_p^2/\omega^2)$ ,  $\delta(=\nu_c/\omega)$  を決定できる。トレース(c)に圧電変換器からの出力を

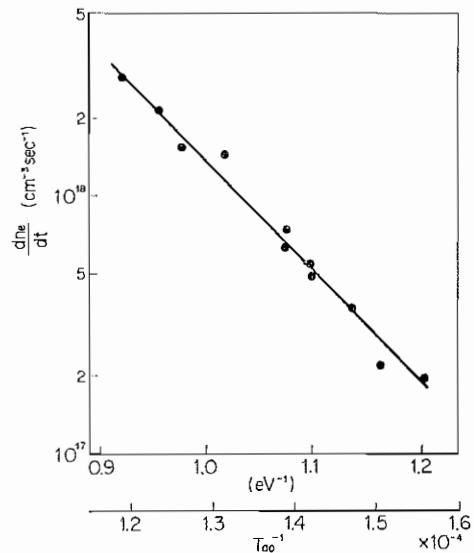


第7図 衝撃波フロント通過後の電子密度および衝突周波数の変化

示す。これより観測点をフロントが通過した後の  $\eta$  および  $\delta$  の変化を描くと第7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わかる。第8図に種々の衝撃波速度における透過電力を圧電変換器の出力と対応させた結果を示す。これらの結果を用いて電離進展速度を、衝撃波フロント直後の温度  $T_{\infty}$  の関数として描くと第9図のようになる。実験データは一直線上にあり、これより電離のしきいエネルギーが求まり、約 10eV である。これはアルゴンの電離エネルギー (15.7 eV)



第8図 種々の衝撃波速度におけるミリ波透過電力・掃引速度  $20 \mu\text{s/div}$



第9図 フロント背後の温度と電離進展速度、試料 1 mmHg アルゴン

より第1励起エネルギー 11.5 eV に近い。したがって原子の励起を経た累積電離が重要な働きをしているものと思われる。詳細な実験は目下、ガスの純度および種類をかえることにより行なっている。

### 3. レーザーによる衝撃波プラズマ計測

レーザーの発達につれ単色性および可干渉性のすぐれた強力な光源が容易に実用化されるようになった。レーザーをプラズマ物性の診断に応用すると興味ある研究を行なうことが可能となる。高温、高密度プラズマでは分光学的手法や、マイクロ波による診断が不可能となるため、レーザー計測法は重要な方法[6]である。大別して干渉法[8~10]と、レーザー光散乱法[11~13]にわかれる。

#### 3.1 レーザー干渉測定

マイクロ波干渉計では電子密度  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  以上になると測定がきわめて困難となるが、光学干渉計特にレーザー干渉計はこの領域に適している。プラズマの屈折率の変化による干渉

フリンジの移動を検出して電子密度を求めるものである。完全電離プラズマの屈折率および屈折率の変化による干渉フリンジの移動数  $N_s$  は次式で与えられる。

$$N_s = \frac{l(N - N_0)}{\lambda}$$

$$N = \left\{ 1 - \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right\}^{1/2} \sim 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2$$

ここに  $N$ ,  $N_0$  は被測定媒質 (プラズマ) および基準部の屈折率,  $L$ ,  $\lambda$  は光路長および干渉光の波長,  $\omega_p$ ,  $\omega$  はそれぞれプラズマ周波数および光の角周波数である。

$H_e-N_e$  ガスレーザーの 6328 Å の発振を用いると電子密度を  $n_e$  として

$$N_s = 2.38 \times 10^{-18} L \cdot n_e$$

となる。これより  $N_s$  を測定すれば電子密度  $n_e$  が求まる。

コニカル型衝撃波管によりアルゴン中にマッハ 10~20 の衝撃波を発生させた。衝撃波管断面は 20~20 mm の方形で、衝撃波速度はコンデンサの充電電圧を変えて調節した。

$H_e-N_e$  ガスレーザーの可視光 (6328 Å) をマッハツェンダー干渉計の光源として用いた。レーザー励起は直流放電 (電流 60 mA, 電圧 1,300 V) で行ない、測定誤差となるような発振出力におけるふらつきはなかった。

干渉しまの明暗の一部をスリットを通して光電子増倍管に入れ、干渉しまの移動をシンクロスコープ上のフリンジとして視測した。実際には明暗の変化による光電子増倍管の出力を直線で近似し、スリットを明暗の中間に設定してふれの大きさの全振幅に対する比を読みとった。

### 3.2 レーザー光散乱測定

自由電子による電磁波の散乱はトムソン散乱として知られている。単色性のすぐれたレーザー光がプラズマ中の自由電子により散乱を受けると、電子の熱運動、プラズマ振動、イオンとの相互作用等により散乱光にスペクトル構造があらわれる。次のパラメータの値によりスペクトルの形が異なる。

$$\alpha = \frac{1}{k\lambda_D} = \frac{\lambda_0}{\sin \frac{\theta}{2}} \left( \frac{n_e e^2}{4\pi\kappa T_e} \right)^{1/2}$$

ここに  $k = (4\pi/\lambda_0) \sin(\theta/2)$  であり、 $\lambda_0$  は入射光波長,  $\theta$  は入射光の進行方向と散乱光の方向のなす角,  $\lambda_D = (4\pi n_e e^2 / \kappa T_e)^{1/2}$  はデバイ長である。

$\alpha \ll 1$  のとき、電子は統計的に独立で、イオンの影響は無視できる。電子の速度分布が Maxwell 分布ならば、散乱光のスペクトルはガウス型となり、その半値幅

$$\Delta\lambda_{1/2} = 4\lambda_0 \sin \frac{\theta}{2} \left( \frac{2\kappa T_e}{me^2} \ln 2 \right)^{1/2}$$

より電子温度が、その全強度の絶対測定より電子密度が求められる。

$\alpha \approx 1$  のとき、スペクトル分布はイオンと電子の両方によるドプラ幅を持ち、スペクトル分布の形と散乱強度より電子密度、電子温度が求まる。

$\alpha \gg 1$  のとき、スペクトルはイオンの熱運動によるせまい中心ピークとその両側の側帯ピークとから成り、中心ピークの幅からイオン温度が求まる。側帯ピークの位置はプラズマ振

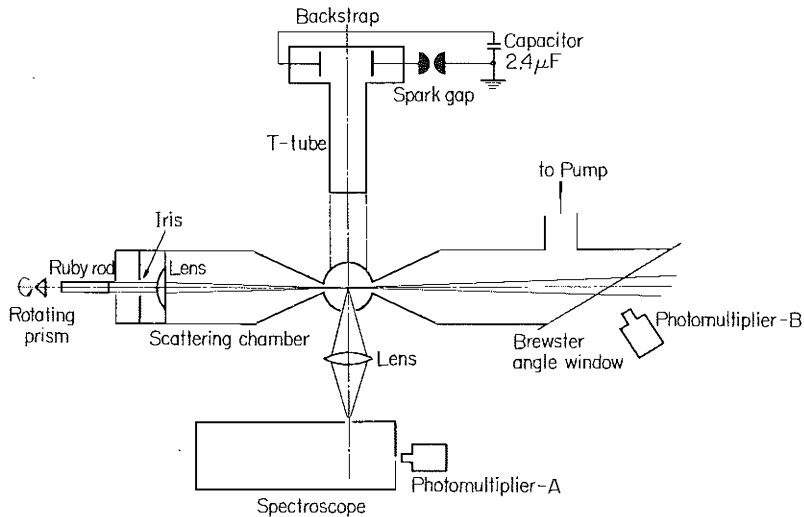
## 動の分散関係

$$\omega = \pm \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{3\kappa T_e}{m}\right)k^2}$$

で与えられる。側帯ピークの位置とその形から電子密度，電子温度が求められる。

T型衝撃波管を用い， $2.4\ \mu\text{F}$ ， $18\sim 25\ \text{kV}$  のコンデンサ放電によりアルゴンガス中に衝撃波を発生させた。レーザーとしては回転プリズム式Qスイッチルビーレーザーを用いた。レーザー光の波長  $6943\ \text{\AA}$ ，パルス幅  $50\ \text{nsec}$ ，出力約  $1\ \text{MW}$  である。

実験装置を第10図に示す。レーザー光は，アイリス，レンズ（焦点距離  $25\ \text{cm}$ ）を通り，散乱チャンバの中心に焦点を結ぶ。ここでの直角方向（ $\theta=90^\circ$ ）の散乱光を分光器を通し光



第10図 トムソン散乱実験装置

電子増倍管 A (RCA 7102) により観測する。直進したレーザー光は Brewster 窓を通し外にとり出し，光電子増倍管 B によりその出力を常に監視した。

timing sequence を用いて衝撃波フロント背後の任意の位置に Q スイッチレーザー光を入射する。

トムソン散乱の絶対強度は散乱断面積のよく知られた 1 気圧の空気によるレーリー散乱を規準として求めた。電子密度  $n_e$  は

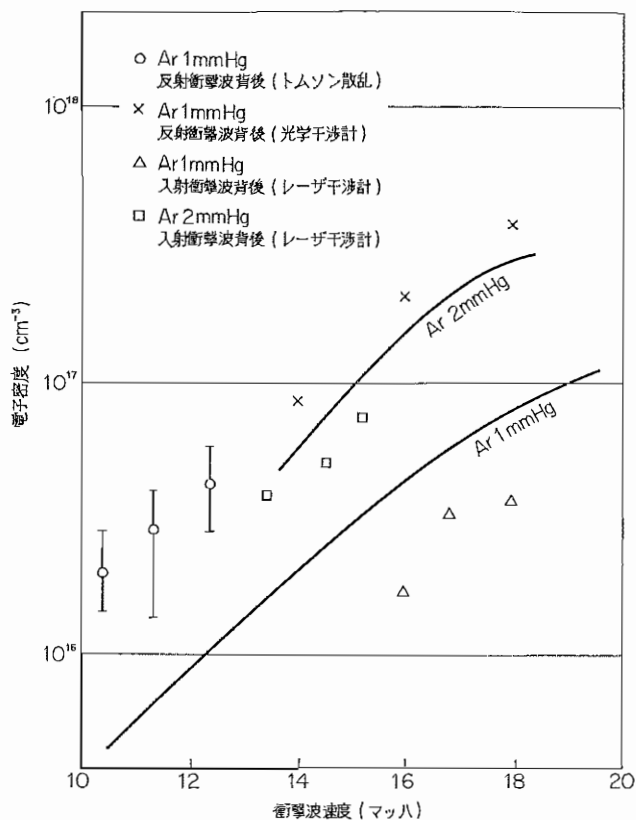
$$n_e = \frac{(I_s/I_0)_T \sigma_A}{(I_s/I_0)_R \sigma_e} n_A = 6.02 \times 10^{16} \frac{I_s T}{I_{sR}} \text{ cm}^{-3}$$

で与えられる。ここで  $I_s$ ， $I_0$  は散乱光および入射光強度であり，添字  $T$ ， $R$  はそれぞれトムソン，レーリー散乱をあらわす。また  $\sigma_A = 1.49 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$ ， $\sigma_e = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$  はそれぞれ空気分子のレーリー散乱断面積，電子のトムソン散乱断面積であり， $n_A = 2.69 \times 10^{19} \text{ atoms} \cdot \text{cm}^{-3}$  は 1 気圧の空気の粒子密度である。したがって，トムソン散乱光とレーリー散乱光の強度比を測定すれば電子密度が求められる。



### 3.3 結果および検討

アルゴン初期圧 1 mmHg および 2 mmHg, 衝撃波速度 10~20 マッハの入射および反射衝撃波背後の電子密度の測定結果を第 11 図に示す. 図で実線は入射衝撃波に対する理論値,

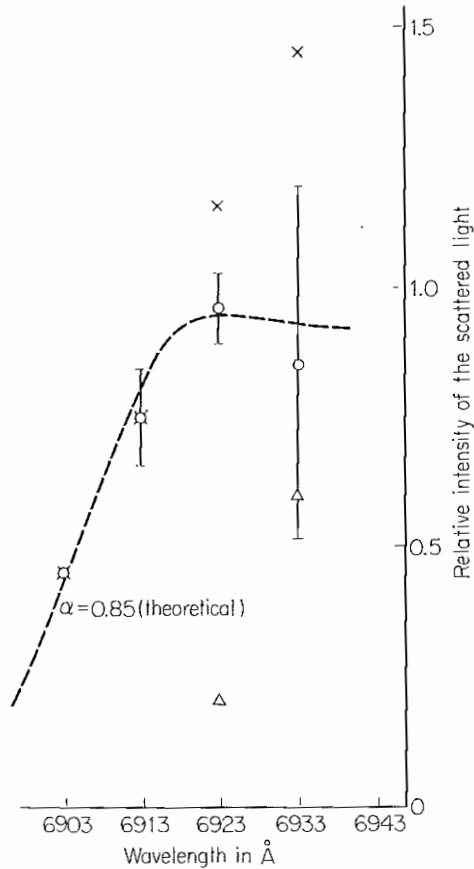


第 11 図 電子密度 対 衝撃波速度

△□は干渉測定による入射衝撃波背後での測定値, ×○は反射衝撃波背後での干渉計およびトムソン散乱による測定値を示す.

第 12 図にアルゴン初期圧 0.4 mmHg, 衝撃波速度 17 マッハの場合の散乱光スペクトル分布の一例を示す. ここで×は全散乱光強度, △は器壁による散乱光強度, ○は器壁による散乱分を差し引いた正味のトムソン散乱光強度である. 破線は測定値と最もよく一致する理論曲線で, このとき  $\alpha=0.85$ ,  $T_e=23,000^\circ\text{K}$  であった. この電子温度は線強度比から求めた値とかなりよく一致している.

干渉測定に可干渉性および単色性のすぐれたレーザーを用いると, 測定が容易になるばかりでなく, これまで不可能であった測定が可能となってきた. たとえばレーザー共振器中に導入されたプラズマの屈折率の変化によるわずかな発振周波数の変化をヘテロダイン方式で検出して, 光学測定では不可能とされていた低電子密度の測定が可能となったことなどであ



第12図 散乱光のスペクトル分布

る。

散乱測定法は電子密度、電子温度のみならず、イオン温度も決定できることが特徴で、電子密度、電子温度の測定につづいて、前方散乱を観測することにより  $\alpha \gg 1$  の状態を実現して中心ピークを測定し、イオン温度を求める実験を行なっている。

レーザーを用いたプラズマ計測法はプラズマが、高温、高密度になればなるほど有利となるので、将来非常に重要なプラズマ診断法になるとと思われる。

#### 4. レーザーによるプラズマ生成

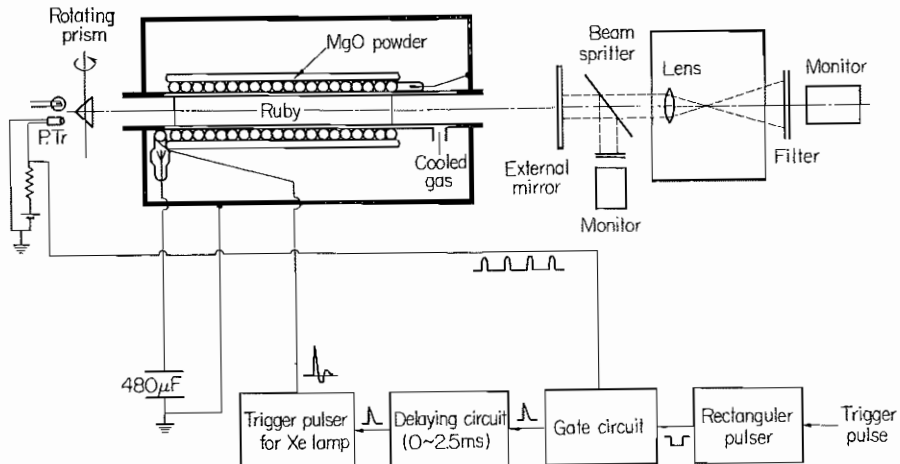
レーザーによるプラズマ生成は大別して二つの方法がある。第1は数メガワットのレーザー光を短焦点レンズで気体中に集光した場合の光放電[6][8][14]で、発生プラズマは密度  $10^{18} \sim 10^{19}$ 、温度  $10^4 \sim 10^5$  K である。第2は固体に数百メガワットのレーザー光を集光照射して高温、高密度プラズマを発生[6][15]させる方法である。

前者は光周波数での電離機構の解明、プラズマ発生時に生ずる衝撃波等の興味ある問題を

含んでいる。後者はエネルギー集中が効率よく行なわれ核融合達成に必要な高温、高密度プラズマの挙動を調べるのに適している。

#### 4.1 気体の光放電

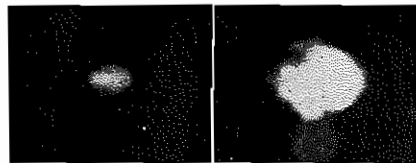
気体の電離機構および発生プラズマの性質を調べる実験を第 13 図の装置で行なった。Q スイッチレーザーは回転プリズム方式で回転数は最高 30,000 rpm である。気体は  $A_r$  と  $H_2$



第 13 図 実験装置ブロック線図

を用い圧力は 1 気圧から 10 気圧で行なった。レーザー光はルビーレーザー ( $0.694 \mu$ ) と  $N_d$  ガラスレーザー ( $1.06 \mu$ ) を用いた。レーザービームの広がり  $0.8 \text{ mrad}$ 、パルス幅は 30 nsec で、出力は 30 MW 以下で用いた。集光用レンズは焦点距離 13 mm のものを用いた。

第 14 図に  $A_r$  プラズマの写真を示す。(a) は single pulse によるもので、(b) はパルス間隔  $0.4 \mu\text{sec}$  の double pulse によるものである。single pulse によるプラズマは鋭角の円錐状の核と鈍角の円錐状の膨張部よりなる。膨張部の頂角は気体圧力を一定下でレーザー入力を増すと大きくなる。これはプラズマ発生時に衝撃波が発生したためと考えられる。double パルスのプラズマは 2 個のプラズマ塊の衝突により乱れる。第 2 パルスによるプラズマ核は必ず第 1 パルスによるものよりレンズ側にでき、発生しきい値も低い。さらに第 1 パルスによるプラズマ体積が大きいときには残存電子、励起原子が多いため第 2 パルスは 100% 吸収される。

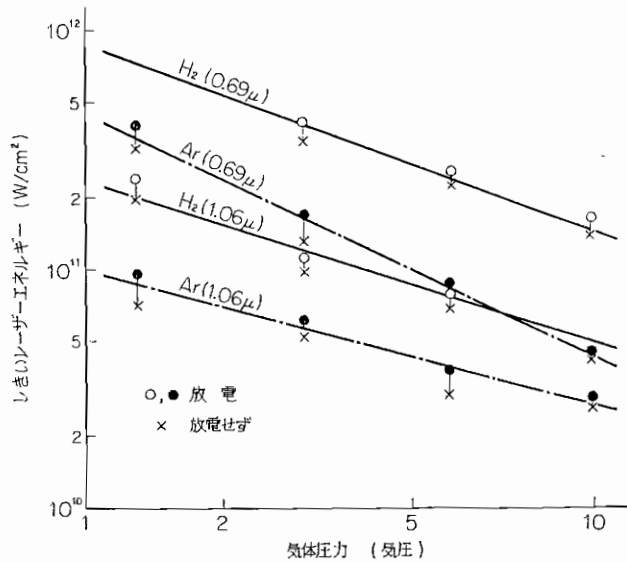


(a) single pulse (b) double pulse

第 14 図 アルゴン気体中のプラズマ

電離状態を調べるためにアルゴンプラズマの分光 [7] を行なった。観測された線スペクトルは  $A_r \text{ II}$  が大部分で  $A_r \text{ III}$  は観測されなかった。また制動ふく射による連続スペクトルが非常に強く  $4,000 \text{ \AA}$  付近まで観測された。

第 15 図に  $A_r$  と  $H_2$  の破壊のしきい値を示す。 $H_2$  のしきい値は  $A_r$  の 2.3 倍で、こ



第15図 光放電のしきい値

の比は波長に依存しない。0.69 $\mu$ と1.06 $\mu$ による比はArでは3.5:1, H<sub>2</sub>では4:1であった。圧力を $p$ とするとしきい値は $p^{-k}$ に比例し, 第1表のようになる。この $k$ の値はTomlinson[18]等の結果と異なる。

第1表  $k$  の測定値

気体	波長	
	0.694 $\mu$	1.06 $\mu$
Ar	0.9	0.6
H <sub>2</sub>	0.8	0.6

気体の光放電は次の過程により起るものと思われる。多重光子吸収により生成された初期電子は逆制動ふく射[19]で光子よりエネルギーを獲得し中性原子と衝突しイオン化に至る。その後プラズマの加熱が光エネルギーにより行なわれ強い blast wave を発生する。この過程は衝撃波理論で取り扱われる。また磁界との相互作用を調べると collisionless shock の研究に最適の実験が可能である。

#### 4.2 固体のプラズマ化

直径 10~20 $\mu$  の  $L_iH$ ,  $T_iH$  の粉末を真空中に3相回転電界[20]で保持し, 高温, 高密度プラズマ発生の実験準備を進めている。

#### 参考文献

- [1] 中井, 山中: 電学誌, 85-4, 554 (昭40)  
 [2] 中井, 山中: 東大宇宙航空研究所報告, 1, 特別号, A-66 (1965)

- [3] 山中, 山村: 電学誌, **81**, 96 (昭 36)
- [4] 中井, 山中: 電学誌, **85-2**, 289 (昭 40)
- [5] 中井, 山中: 核融合研究, **13**, 312 (1964)
- [6] 山中千代衛: 応用物理, **34**, 628 (1965)
- [7] M. A. Heald, C. B. Wharton: Plasma Diagnostics with Microwaves, pp. 127, John Wiley (1965)
- [8] C. Yamanaka et al: Technol. Repts. Osaka Univ. **16**, 233 (1965)
- [9] 中井, 山中: 応用物理, **34**, 586 (1965)
- [10] 中井, 山中: 核融合研究, **15**, 203 (1965)
- [11] 横山, 井沢, 山中: 核融合研究, **16**, 261 (1966)  
: ibid, **16**, 509 (1966)
- [12] 井沢, 横山, 山中: 応用物理, **35**, 565 (1966)
- [13] Y. Izawa, M. Yokoyama and C. Yamanaka J. Phys. Soc. Japan **21**, 1610 (1966)
- [14] 山中千代衛: 東大宇宙航空研報告, **1**, 特別号, A-73 (1965)
- [15] J. M. Dawson: Phys. of Fluid 7, 981 (1964)
- [16] 山中, 山中: 核融合研究, **15**, 224 (1965)
- [17] 山中, 他: 核融合研究, **15**, 674 (1965)
- [18] R. G. Tomlinson et al: Physics of Quantum Electronics edited by P. L. Kelley et al. pp. 520 (1965)
- [19] J. K. Wright: Proc. Phys. Soc. **84**, 41 (1964)
- [20] A. F. Haught, et al: Proceedings of the Controlled Thermonuclear Fusion Conference at Culham, England (Sept. 1965)