

# 自由ピストン衝撃波管の実験

—特にガスレーザ・パルス光発生とそれによる流れの観察—

小口伯郎・船曳勝之  
露木太郎\*・岩崎健次郎\*\*

Flow Survey for a Free Piston Shock Tube by Means of  
a Pulsed Light of He-Ne Gas Laser

By

Hakuro OGUCHI, Katsushi FUNABIKI, Taro TSUYUKI  
and Kenjiro IWASAKI

**Abstract:** This paper is concerned with characteristic features of a high-temperature flow at a shock tube driven by means of a free piston compression. In order to analyse high temperature flow caused by this type of shock tube, in particular a light-pulse generator of He-Ne gas laser is developed and applied to the streak Mach-Zehender interferometry by use of a rotating drum camera. The results show that the high temperature flow thus produced is nicely separated from the driver gases and comparatively uniform. It can be expected that its applicability to experimental investigations of high temperature flow phenomena is more promising compared with conventional shock tubes.

## 1. ま え が き

高温気体の物性および流れの特性を実験的に研究する手段として、衝撃波管が用いられることはよく知られている。衝撃波管は通常膜で隔てられた高圧低圧の二室よりなり、膜を破って管中を進行する衝撃波をつくる装置である。二室の圧力比が十分高いとき、理想気体に対して得られる衝撃波速度  $u_s$  あるいはは衝撃波マッハ数  $M_s (=u_s/a_1, a_1: \text{低圧部初期音速})$  は

$$M_s \approx \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_4 - 1} \frac{a_4}{a_1} \quad (1)$$

ここで  $\gamma$  は比熱の比,  $a (= \sqrt{\gamma RT})$ ,  $R$ : 気体常数) は音速, 添字 1, 4 は高圧, 低圧室の初期状態に対応する気体の量を意味する。衝撃波後の気体温度  $T_2$  と前方の値  $T_1$  との比は  $M_s \gg 1$  ならば

\* 東京大学大学院学生

\*\* 東京日立機械研究所

$$\frac{T_2}{T_1} \approx \frac{\gamma_1 - 1}{2} M_s^2 \quad (2)$$

で与えられる。このことから明らかなように衝撃波によって高温気体を得るためには、できるだけ大きな  $M_s$  の衝撃波を必要とする。このためには(1)から見られるように高圧室の気体として、原子量の小さいできるだけ温度の高い気体を使用することが望ましいことになる。このような事実から高圧を燃焼室にする燃焼駆動方式 (Combustion driven), 放電による電気エネルギーを利用する電気駆動あるいは電磁駆動方式 (Electric driven or Electric-magnetic driven) などが用いられている。

人工衛星などの飛行体の大気圏突入時におけるような高温気体の流れを問題にすると、温度範囲は数千度から数万度程度であるが、このような高温気体における現象を問題にする場合しばしば燃焼駆動式のものが用いられた。しかしこの方式の衝撃波管に固有の欠点として、高圧室に可燃性の混合気体を使用することによる取扱いの煩わしさ、燃焼現象の制御のむずかしさ、それに加えて試験気体への燃焼気体の汚染などがあげられる。そこでこれらの欠点を補ないかつ同程度あるいはより高い  $M_s$  の衝撃波を発生し得る方式として最近“自由ピストン”圧縮によって得られる高温高圧の駆動気体を用いるものが考えられている。すでによく知られているガン・タンネル [1] の駆動方式を衝撃波管に用いたもので、Stalkerらによって実験された [2], [3], [4]。図1に示すように、二段膜衝撃波管の中圧部の気体を

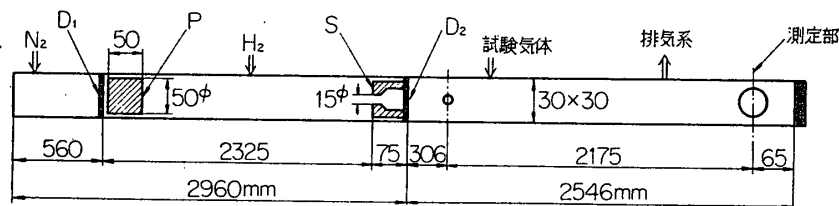


図1 自由ピストン衝撃波管ブロック図

ピストン  $P$  で断熱圧縮して膜  $D_2$  を破り、低圧室を進行する衝撃波を得るもので、ピストン  $P$  は高圧側膜  $D_1$  を破ることにより駆動される。普通の衝撃波管における高圧室は中圧部管端のストッパー部  $S$  に相当する。

本論文では現在われわれが用いているピストン駆動衝撃波管の基本的特性のいくつかと、特にそれによって得られる高マッハ数の衝撃波にとまなう流れの光学的解析のために考案された  $H_e-N_e$  ガスレーザのパルス光源発生方式とその応用結果について報告する。

## 2. ピストン駆動衝撃波管の作動および特性

衝撃波管は図1に示されたようなもので低圧部は光学観測に適するように  $30 \times 30$  mm の正方形断面のもので、低圧側測定部付近が写真1に示されている。作動例として  $D_1, D_2$  にはいずれも厚み 1.5 mm のアルミニウム板に溝を切ったものが用いられた。ピストンは重さ 90 gr のポリエチレン製のもので、これは金属、アセテート樹脂材など試用した数種の中では繰返し使用に耐え最も適当と認められた。写真2に膜  $D_1, D_2$  の使用前後のものとピストンが示されている。中圧部には  $1 \text{ kg/cm}^2$  の水素が満たされ、低圧部には試験気体とし

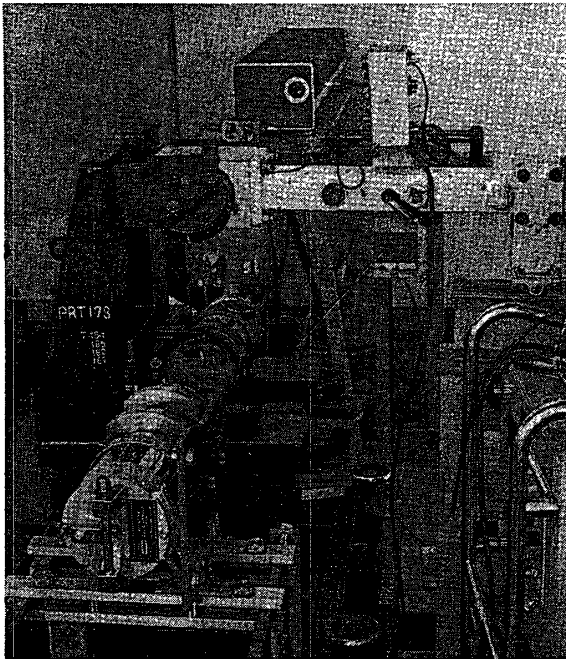


写真 1 衝撃波管測定部

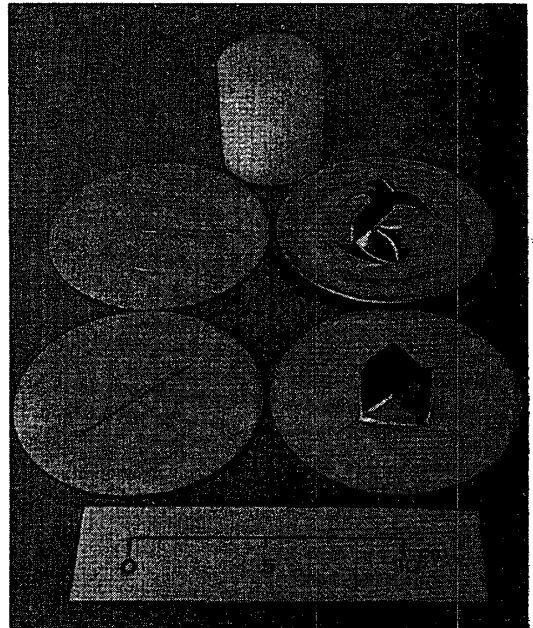


写真 2 アルミニウム膜の破断前後およびピストン

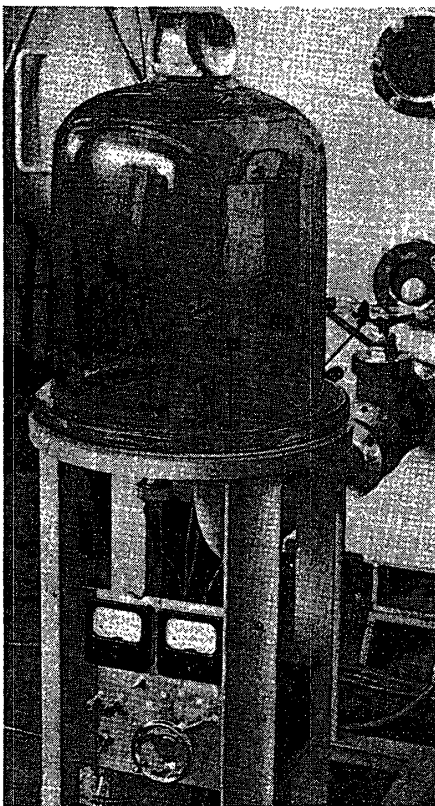


写真 3 薄膜温度計真空蒸着装置

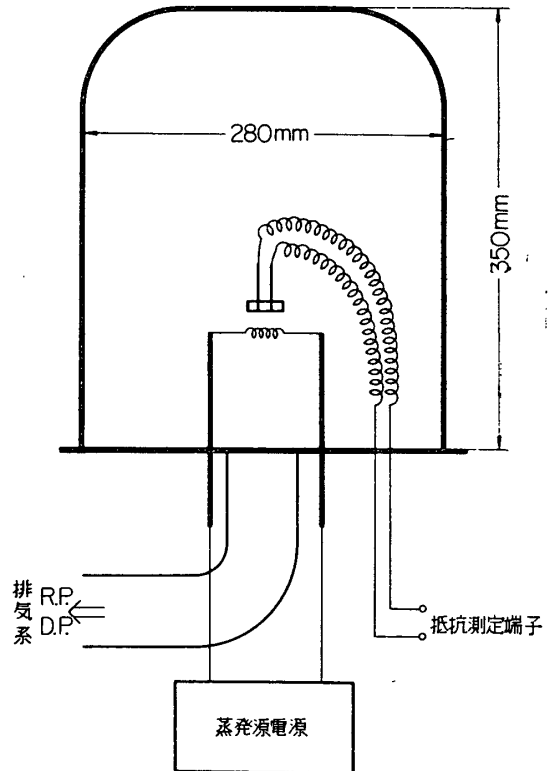


図 2 薄膜温度計真空蒸着装置ブロック図

てアルゴンを 3, 5, 10 mmHg などの圧力に封入した。高圧部に窒素を供給し約  $44(\pm 1)\text{kg/cm}^2$  で膜  $D_1$  が破れるようにされ、 $D_1$  の破断によってピストンが中圧部内を動き前方の水素を圧縮加熱する。十分圧縮された後に膜  $D_2$  が破れ、発生した強い衝撃波が低圧部を進み測定部に達する。

衝撃波速度は二か所に設けられた白金薄膜温度計の記録から読みとられた。現在のような高マッハ数衝撃波に対しては気体の電離による影響を除くため差動型により出力記録がなされた。理想的な温度計に対しては衝撃波の到達によってその出力は階段状の応答を示すはずであるが、通常の温度計では有限な熱容量のため立ち上りにある時間を要するのが実際である。

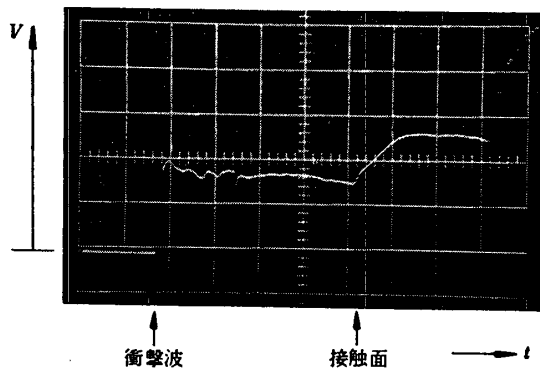


写真 4 薄膜温度計出力記録  
( $V$  20 mV/div.,  $t$  10  $\mu\text{sec/div.}$ )

そこで立ち上り時間をできるだけ短かくするように、白金膜を薄くすることが望ましい。このためにガラス台に白金を真空蒸着したものが試作され用いられた。蒸着装置とブロック図が参考のためそれぞれ写真 3, 図 2 に示されている。それによるシンクロスコープの記録が写真 4 で、低圧部アルゴン 5 mmHg, ピストン駆動圧  $44\text{ kg/cm}^2$  の場合である。この記録から見られるように初期衝撃波についてかなり一様な試験気体が得られている。

実際次節以下に述べられる流れの直接的な光学観測によってこのことは確められよう。ここでアルゴンを試験気体としてその初期圧  $p_1$

を変えた場合の衝撃波マッハ数  $M_s$  の測定値を表に示す。

$p_1$	mmHg	3	5	10
$M_s$		14	13	11

いずれもピストン駆動圧  $44\pm 1\text{ kg/cm}^2$ , 中圧部水素  $1\text{ kg/cm}^2$ . 比較的高い初期圧に対してもかなり強い衝撃波が得られた。なお現在の衝撃波管で衝撃波速度の減衰は  $p_1=5\text{ mmHg}$  の場合測定部近くで  $\Delta M_s=0.8/\text{m}$  程度あった。この値は  $30\times 30\text{ mm}$  という比較的小さな管によるためと考えられたがこの値は、より大きな衝撃波管の値に比較してかなり高い。

### 3. He-Ne ガスレーザを用いたパルス光源の発生

ガス・レーザは高温気体の光学観測に特に有用であることはよく知られている。その単色性によって気体自身の発光を排除して観測に用いることができる点、またそのコヒーレンシのため干渉縞が容易に観察しうる点など他の光源に比較してすぐれた特徴をもっている (たとえば [5], [6].) しかし衝撃波管の現象のような時間的にきわめて速い現象の直接的光学観測には高速シャッターたとえばケル・セルのようなものとの組み合わせによって用いられなければならない。ケル・セル・シャッターのような高速シャッターはその透過率によって有効照度が落ちる欠点をもつと、その機構の複雑さによって取扱いの上で必ずしも容易でない。

ここではそれらと機構の全く異なる比較的簡便なシャッタによるパルス光源の発生を考案、実際に衝撃波管の流れのストリーク干渉縞写真に応用した。

ガス・レーザは相対向する半透明鏡の間の放電共振によってある特定波長の光が両側から取りだせるように工夫されたもので、共振状態すなわち光が出ている状態で放電管と鏡の間がある程度閉ざされると発振は停止する。このことを利用すると、たとえば  $s$  なる幅のスリットをもつ平板が図 3 に示される a, b, c なる位置で a, c では共振停止、b では共振であるようにスリットおよび板の寸度を選ぶことができよう。その場合平板が a の位置から連続的に c の位置まで移動停止するとレーザより取り出せる光は図 3 に示されるような時間  $t$  に対しパルス状のものになる。このようなレーザ光のパルス幅は放電管寸度を与えられているとき、平板の移動速度  $v$  とスリット幅  $s$  によって定まり、大よそ  $s/v$  となる。図 3 に見られる光度一定部分を得るためには  $s$  はあまり小さくとることはできないから（現在の実験では  $s=6\text{ mm}$ ）、パルス幅を小さくするためには移動速度  $v$  を大きくしなければならない。

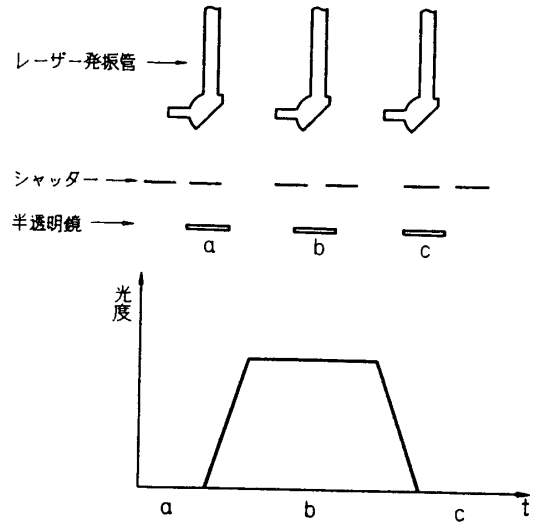


図 3 ガス・レーザ・パルス発生機構の説明

残る問題はパルス発生の制御で、平板の運動をいかにして制御するかということである。与えられた信号からできるだけ短い時間遅れで平板の運動が開始されなければならない。このような要求を満たすものとして図 4 に示されるような電気的信号をトリガとして駆動する放電エネルギー利用の機構が考えられた\*。一端に受圧面をもつ平板が定められたストロークだけ動きうるように放電部に取り付けられている。トリガ信号はサイラトロン、イグニッションコイルを通して補助放電を誘起し、主放電を統発させる。それによって加圧された放電部内の気体が受圧板を通して平板を駆動する。この場合主放電の時間遅れ、主放電による圧力上昇などは放電部の容量、放電電圧、極間距離などによるが現在用いられたものは図 4 および写真 5 に示されている。また平板の運動は放電部の条件が与えられるとき質量、受圧面の形状および軸の摩擦などの機械的要素によって定まる。現在試作されたものについて充電電圧  $2.4\text{ kV}$  の場合  $\text{He-Ne}$  ガス・レーザに使用してその発光を光電管に受けたシンクロスコープの記録が写真 6 に示されている。この場合トリガ信号としてシンクロスコープの掃引と同時に発生するゲートパルスが用いられた。記録からトリガより発光開始までの時間遅れ  $t_r$  は約  $300\ \mu\text{s}$ 、発光のパルス幅  $t_p$  は約  $1.4\text{ msec}$  であることがわかる。次節に述べられる現在の衝撃波管の流れの観察には適当な特性をもつものと言える。なお  $t_r$ ,  $t_p$  は充電電圧によってある範囲変えることができる。

\* 本稿完成後 J. O. Clayton がすでに類似の高速シャッタを分光研究用に試作したことを知った (Rev. Sci. Instr. 34 1391 (1963)). ただし線爆発を利用した単に光路の開閉のためのものである。

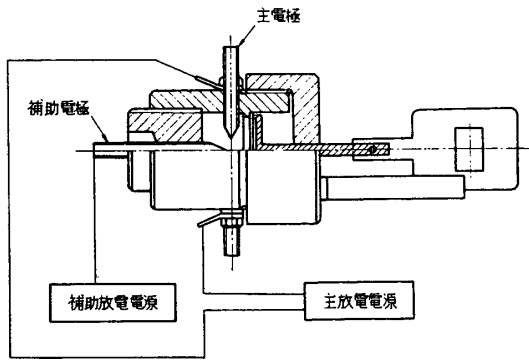


図4 シャッター機構

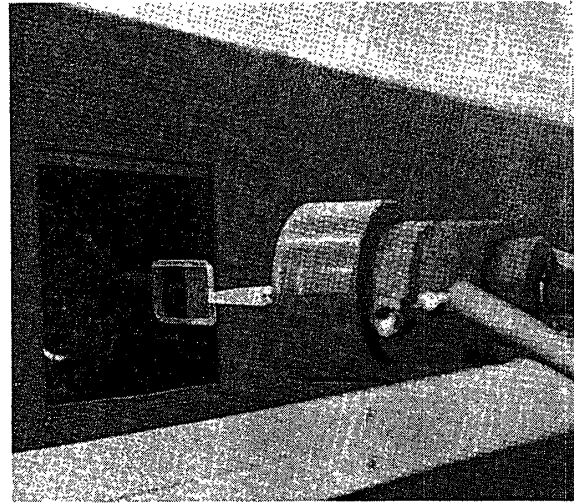


写真5 パルス発生シャッター

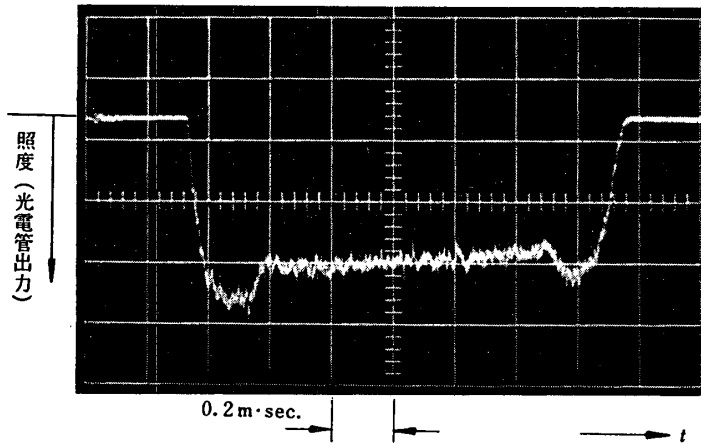


写真6 ガスレーザー・パルスの光電管による記録

#### 4. ストリーク・マッハツェンダ干渉計による衝撃波管流の観測

前節に記された *He-Ne* ガスレーザーのパルス光源を用いて、測定部のマッハツェンダ干渉計による衝撃波管流の写真が回転ドラムカメラ (AVCO 社製, 圧縮空気駆動, 最高回転数 600 r. p. s., フィルム速度 0.19 mm/ $\mu$ sec) を用いて撮影された (図5).

この場合シャッターのトリガとして低圧部前方に設けられたチタン酸バリウム圧電素子の出力が用いられた. 衝撃波で圧力計の位置から測定部に達するに要する時間はその速度によ

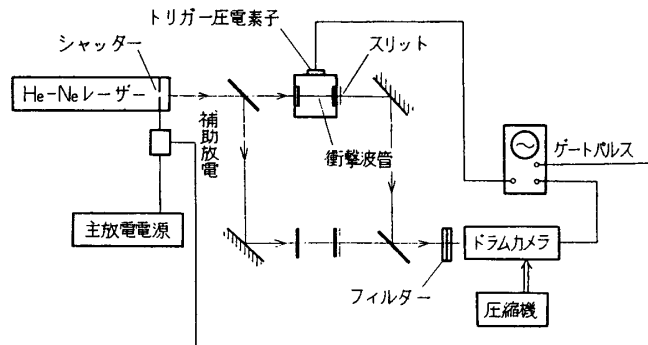


図5 ストリーク・マッハツェンダ干渉計による衝撃波管流の測定

るが現在の例では  $3\sim 5\text{ mm}/\mu\text{sec}$  の範囲であるから  $400\sim 700\ \mu\text{sec}$  であった。ドラムの一回転に要する時間は  $600\text{ r.p.s}$  に対して  $1.7\text{ mmsec}$  であるから、前節に述べたようにパルス光源に対するシャッタ充電電圧は  $2.4\text{ kV}$  としてそのまま用いることができる。

ピストン駆動圧  $44\text{ kg/cm}^2$ 、中圧部水素  $1\text{ kg/cm}^2$ 、低圧部アルゴン  $5\text{ mmHg}$  の場合に撮影した結果を写真 7, 8 に示してある。測定部のスリットは管軸方向に幅  $1.5\text{ mm}$  高さ  $10\text{ mm}$  で、管端から  $65\text{ mm}$  上流に設けられた。ドラムの回転数は電磁ピックアップにより同時に記録され、この場合  $500\text{ r.p.s}$  であった。写真 7 にはパルス光源の作動を示すためにフィルム面上に感光された全体の模様がそのままのせてある。特に初期衝撃波を含む主要部分を拡大したのが写真 8 である。これから見られるように初期衝撃波につづいてかなり一様

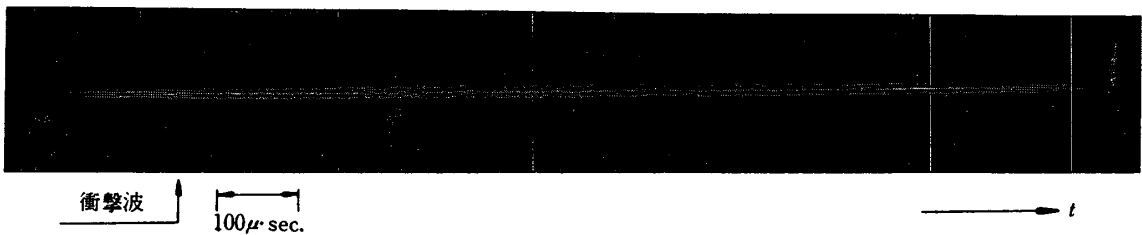


写真 7 ストリーク・マッシュェンダ干渉縞写真 (アルゴン,  $M_s=13$ ,  $p_1=5\text{ mmHg}$ )

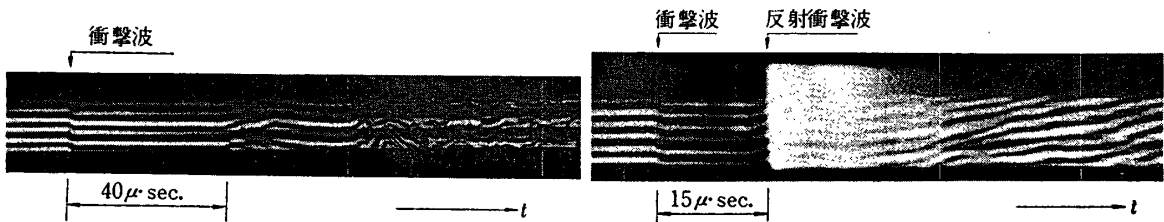


写真 8 初期衝撃波, 接触面を含む干渉縞写真 (アルゴン,  $M_s=13$ ,  $p_1=5\text{ mmHg}$ )

写真 9 初期衝撃波, 反射衝撃波を含む干渉縞写真 (アルゴン,  $M_s=13$ ,  $p_1=5\text{ mmHg}$ )

な流れが大よそ  $40\ \mu\text{sec}$  程度つづき、試験気体アルゴンと水素の接触面 (contact surface) が現われ管端からの反射衝撃波に遭遇している。試験気体の持続時間は理論計算によるものの約  $50\%$  程度で、この差異はおそらく写真で見られるようにいわゆる接触面 (contact surface) は面でなく  $10\ \mu\text{sec}$  程度の広がりをもつこと、また壁面の境界層の成長などによるものと思われる。接触面 (contact surface) の広がりには試験気体速度  $u_2 \times$  時間から大よそ  $50\text{ mm}$  程度と推定される。このじょう乱領域を経て比較的静かな駆動気体 (水素) の流れがつづいている。さらに試験気体中を反射衝撃波が進む場合をみるために測定部を管端から  $15\text{ mm}$  の位置にした場合のストリーク写真の主要部の拡大が写真 9 に示されている。いずれも衝撃波マッハ数  $M_s=13$  で、初期衝撃波の気体温度  $T_2$  は理論計算によると  $10^4\text{ K}$  程度、その反射衝撃波後の気体温度  $T_R$  は  $1.5 \times 10^4\text{ K}$  程度と見積られるが、このような高温ではアルゴン自身の発光がきわめて強い。そこで現在 He-Ne レーザの  $6328\ \text{\AA}$  の単色光に対して非金属干渉フィルタ (透過率  $46\%$ , 半値幅  $40\ \text{\AA}$ ) を用いて気体自身の発光のかなりな部分を除去してあるが、反射衝撃波に対してはまだ十分なものでなかった。

さて光路  $L$  による干渉縞の移動本数  $\Delta n$  はそこにおける屈折率変化  $\Delta\mu$  と

$$\Delta n = \frac{L}{\lambda} \Delta \mu$$

なる関係がある。電離気体においては原子，イオン，電子の屈折率  $\mu_a$ ,  $\mu_i$ ,  $\mu_e$  について考えなければならないが，それらはそれぞれの粒子密度  $N_a$ ,  $N_i$ ,  $N_e$  に関する。White と Alpher [7] によるとそれらの関係はアルゴンについて

$$\mu_a - 1 = \left( 1.04 \times 10^{-23} + \frac{5.80 \times 10^{-34}}{\lambda^2} \right) N_a$$

$$\mu_i - 1 = 0.67 (\mu_a - 1) \frac{N_i}{N_a}$$

$$\mu_e - 1 = -4.46 \times 10^{-1} \lambda^2 N_e$$

のように与えられた。したがって特定波長  $\lambda$  について干渉縞移動  $\Delta n$  を知るとき粒子数密度の変化  $\Delta N_a$ ,  $\Delta N_i$ ,  $\Delta N_e$  についての関係が得られる。そこで一価の電離が支配的であるとして  $N_i \doteq N_e$  ならば  $m_a(N_a + N_i) = \rho$  であるから，気体密度が知られるならば  $N_a$ ,  $N_i$ ,  $N_e$  が求められる。気体密度  $\rho$  はすでに測定された衝撃波速度から理論的に見積られた値 [8], [9] が用いらた。

以上のようにして写真 8, 9 に対して求められた電子密度分布が図 6 に示されている。この結果から初期衝撃波につづく試験気体(アルゴン)は大よそ一様な電離状態にあることがわかる。より詳しく見ると電子密度はいつれの場合にも衝撃波面から遠ざかるにつれて増大し

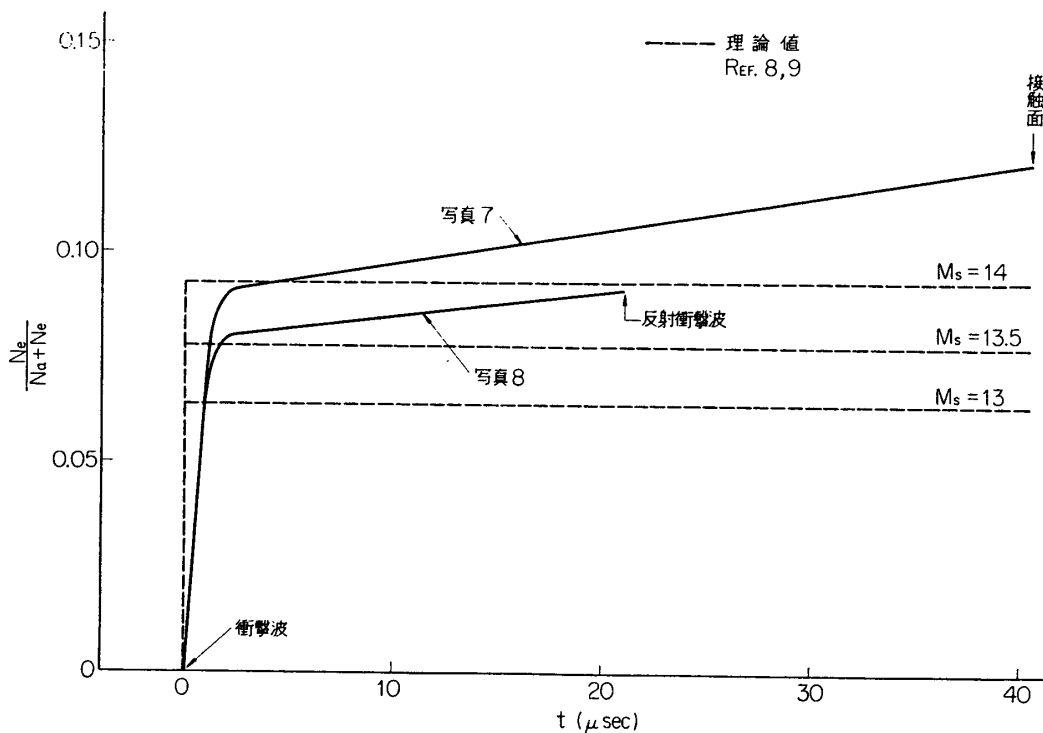


図 6 ストリーク・マッハツェンダ干渉縞より求められた衝撃波後の電子密度分布 (アルゴン,  $M_s = 13$ ,  $p_1 = 5 \text{ mmHg}$ )



ている。理論値 [8], [9] と比較するときたとえば写真に対応するデータについては衝撃波直後と接触面とでは対応する  $M_s$  が 1 程度違っている。すなわち接触面近くの気体は衝撃波直後の気体に比較して 1 程度高い  $M_s$  の衝撃波を通過していることになる。事実このことは前に述べられた衝撃波の減衰を考えると説明されうる。このことから衝撃波の減衰を小さくすることによって、より一様な電離状態が実現され得ることが示唆される。この点に関してはより大きな管径をもつ同型の衝撃波管について、より詳細な実験が準備されているが、とにかくここで試作された He-Ne ガス・レーザのパルス光源は時間変化の速い現象の光学観測に有用な手段を与えるものと言えよう。

### む す び

ここでは高温気流生成のためのピストン駆動衝撃波管の特性に関する実験について、特に He-Ne ガス・レーザのパルス光源とそれを応用した流れの観測について報告した。衝撃波を用いた高温気体の流れについてのさらに詳細な実験が現在進められているが、近い将来それらについて報告できることを望んでむすびとする。

1966 年 3 月 15 日 航空力学部

### 参 考 文 献

- [1] たとえば, Oguchi, H., Honma, H. and Funabiki, K., "Experimental studies in a low density gun tunnel stream," Inst. Space and Aeron. Sci., University of Tokyo, Rept., Vol. 30, No. 3, 1965.
- [2] Staker, R. J., "An investigation of free piston compression of shock tube driver gas," National Research Council of Canada, MT-44 Ottawa, 1961.
- [3] Grief, R. and Bryson Jr., A. E., "Measurements in a free piston shock tube," AIAA Journal, Vol. 3, No. 1, pp. 183-184, 1965.
- [4] 神元, "超音速気体流れの実験", 日本航空学会誌. 第 13 卷, 第 140 号, pp. 299-306, 1965.
- [5] たとえば大島, 菅谷他, "レーザによる空気力学的実験法", 東大宇宙研報告, 第 1 卷, 第 1 号, 1965. 中井, 山中他, "衝撃波のレーザによる計測", 宇宙技術講演集, 1966.
- [6] Tanner, L. H., "Some laser interferometers for use in fluid mechanics," Journ. Sci. Instrum., Vol. 42, pp. 834-837, 1965.
- [7] Alpher, R. A. and White, D. R., "Optical refractivity of high-temperature gases. II Effects resulting from ionization of monatomic gases," Phys. Fluids, Vol. 2, No. 2, pp. 162-169, 1959.
- [8] Resler, E. I., Lin, S. C. and Kantrowitz, A., "The production of high temperature gases in shock tubes," Jour. of Appl. Phys., Vol. 23, No. 12, pp. 1390-1399, 1952.
- [9] Blackman, V. H., and Niblett, G. B. F., "Ionization processes in shock waves," In "Fundamental data obtained from shock-tubes experiments. (ed. A. Ferri)," Pergamon Press, Oxford, pp. 221-241, 1961.