

UDC 533.5  
532.54

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-153

アーク加熱衝撃波管による物体のまわりの  
高温気流の研究

松崎利一・上瀬千春

1968年4月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- TR-130T An Experimental Study of the Melting Phenomena in Axisymmetric Stagnation Region of Thermally Highly-Conducting Materials Mar. 1967 Yasuhiko AIHARA
- TR-131 風があるときのロケットの運動の近似解析およびランチャ角修正法  
An Approximate Analytical Solution for Dispersion of Unguided Rockets Due to Wind with Its Application to the Calculation of Wind Compensation for Launching 1967年4月 毛利 浩
- TR-132 軸方向に補強されたパネルの最大軸圧縮力 (近似解)  
Ultimate Axial Forces of Longitudinally Stiffened Plate Panels 1967年4月 築地恒夫
- TR-133 解離した極超音速流中での Teflon への熱伝達の測定  
Measurements of Heat-Transfer to Teflon in Dissociated Hypersonic Flow 1967年4月 野村茂昭
- TR-134 高速単段軸流圧縮機の研究  
—二重円弧翼の性能—  
The Aerodynamic Performance of a Single-Stage Axial-Flow Compressor with Double-Circular-Arc Blades 1967年5月 藤井昭一, 西脇英夫  
吉田晃, 五味光男  
武田克巳, 菅原昇
- TR-135 同軸型電磁衝撃波管の作動機構  
Driving Mechanism of an Electric Shock Tube with a Coaxial Gun 1967年5月 松崎利一
- TR-136 Nearly-Free-Molecule-Flow におけるオリフィス型圧力管  
Experimental Study of an Orifice-Type Pressure Probe in Nearly-Free-Molecule Flow 1967年5月 恩地 瑛, 山本稀義
- TR-137 梁, 板結合構造物の振動 (I)  
On the Natural Vibration of Plate-Beam Combination Structures (I) 1967年6月 越出慎一, 林 洋  
塙 武敏
- TR-138 変厚片持板の静撓みについて  
Deflection Analysis of Variable Thickness Cantilever Plate 1967年7月 塙 武敏, 越出慎一
- TR-139 多発動機付ヘリコプタの片発停止時における最適着陸操作—前進速度0の場合—  
Optimal Vertical Descent Procedure with Partial Power of Multi-Engined Helicopters  
—The Case of Rejected Take-Off— 1967年8月 古茂田 真幸
- TR-140 流線法によるダクト流れ  
Streamline-Curvature Approach to Duct Flow Problems 1967年9月 藤井昭一, 宇野威信
- TR-141 マトリクス内力法による半張殻構造の応力解析について  
Semi-Monocoque Structures Solved Numerically by the Matrix Force Method 1967年10月 川島 矩郎
- TR-142 動的模擬模型による姿勢のオンオフ制御実験  
Experimental Studies on Some On-Off Attitude Control Systems Using a Dynamic Model 1967年10月 樋口一雄, 堀川勇壮  
村上力, 小川敏雄  
真柳光美
- TR-143 高負荷燃焼器の一次燃焼領域の研究  
Experimental Studies on the Primary Zone of High Intensity Combustors 1967年10月 鈴木邦男

# アーク加熱衝撃波管による物体のまわりの 高温気流の研究\*

松崎利一\*\*・上瀬千春\*\*

## Study of High Temperature Flow around Body Using an Arc-Driven Shock Tube

By Ri'ichi MATSUZAKI and Chiharu KAMISE

In this report some experimental studies are described of the luminous flow around a body in a high-temperature and low-density flow generated in an arc-driven shock tube. Uniformity of the velocity of luminous shock-wave front along the tube axis is better than that in an ordinary electric shock tube without diaphragm. In fact, a uniform flow is established in the present shock tube that is confirmed to be satisfactory in the present experiment.

Luminous flow regions ahead of cylinders and spheres of various diameters were observed by means of time-integrated photographs. In order to investigate the thickness and the profile of the luminous flow region, a microphotometric tracing was performed along the forward stagnation streamline. It is found that the relative thickness of the luminous flow region (properly defined as the thickness of the luminous flow region divided by the body diameter) is not constant but increases as the body diameter decreases. For a constant body diameter, the thickness becomes large with the decrease of the initial pressure of the driver section. These effects were ascribable to rarefaction of the flow generated in the present shock tube.

Development of a luminous far-wake behind the cylinder was also observed, and the observed profiles of the wake shock front and viscous wake region are discussed.

### 1. ま え が き

非常に強い衝撃波のうしろの高温状態の研究や、その高温流れと物体との相互作用を研究するために電磁衝撃波管があるが、この種の衝撃波管では管内に発生させた衝撃波面の速度が管軸に沿って一定でなく、一般にある一点でピークを持っている。これは前報<sup>1)</sup>の電磁衝撃波管の作動機構に関する報告ですでに述べたように、衝撃波面の駆動が主として作動部の磁気圧に依存しているためである。すなわち作動部の放電電流による磁気圧により電流シートが押し出され、それによって衝撃波面が形成されるとすると、衝撃波面の速度の管軸に沿っての変化を良く説明することができ<sup>1),2)</sup>。

このような電磁衝撃波管内で、高温流れと物体との相互作用を研究する場合には衝撃波面の動きは管軸に

沿ってできるだけ一定であることが望ましい。すなわち前述のようなピークを除去するか、またはできるだけ小さくする必要がある。このようなピークを除く方法の一つとしてはいわゆるクローバー (Crowbarring) をおこなって放電電流の振動を押える方法<sup>3)4)</sup>がある。しかしながら放電電流にクローバーをおこなわなくても、作動部の終端と測定部の始端との間に隔膜をおくだけでこのようなピークがかなり小さくなり、管軸に沿ってかなり一定の速度をもつ流れが得られる。これは隔膜をおいた結果作動部の一定体積中でジュール加熱がおこなわれて圧力が上昇し、放電部内の気体の圧力が十分一様になってから膜が破れることにより衝撃波管が作動するためと思われる。

本報告ではまずこのような隔膜をおいた電磁衝撃波管 (アーク加熱衝撃波管) の性能をしらべ、膜のない電磁衝撃波管よりも衝撃波面の速度の管軸に沿っての変化をはるかに小さくすることができ、管内の高温流れと物体との相互作用の研究のためにより有効である

\* 昭和43年3月16日受付

\*\* 空気力学第一部

ことを示す。つぎにこの衝撃波管を用いて物体まわりの高温な発光する流れの性質を実験的に研究する。この種の研究はいくつかの例<sup>5),6)</sup>があるが、ここでは、特に物体まわりの高温流れにおよぼす希薄さの効果について実験し大気圏再突入や電離層内を飛ばす際に予期されるようないくつかの興味ある結果が得られたのでそれについて報告する。

## 記 号

- $A$ : 原子の遷移確率  
 $b$ : 後流の幅  
 $b_s$ : 後流衝撃波の幅  
 $C$ : 音 速  
 $D$ : 模型の直径  
 $E$ : 原子のエネルギー準位  
 $g$ : 統計的重率  
 $I$ : 流れの発光量, 原子の発光の強さ ((1)式)  
 $I_0$ : 流れの発光量の最大値  
 $k$ : ボルツマン定数  
 $K$ : 定数 ((1)式)  
 $Kn$ : クヌーゼン数  
 $m$ : 気体の分子量 ((5) 式), 分子 1 個の質量 (付記)  
 $M_\infty$ : 流れのマッハ数  
 $M_s$ : 衝撃波マッハ数  
 $n$ : 気体の数密度  
 $P_1$ : 測定部初期圧  
 $P_4$ : 作動部初期圧  
 $P_s$ : 真空スイッチ圧力  
 $R_0$ : 模型の半径  
 $Re$ : レイノルズ数  
 $T$ : 温 度  
 $U$ : 流 速  
 $U_s$ : 衝撃波面の速度  
 $V_0$ : 充電電圧あるいは放電電圧  
 $X$ : 模型のまわりの横座標

- $X_s$ : 測定部管軸に沿っての位置  
 $Y$ : 模型のまわりの縦座標  
 $\gamma$ : 比熱比  
 $\Delta$ : 模型前方の発光領域の厚さ  
 $\Delta_s$ : Shock detachment distance  
 $\lambda$ : 原子の平均自由行程  
 $\nu$ : 発光の振動数, 動粘性率 (付記)  
 $\rho$ : 気体の密度  
 $\sigma$ : 分子直径  
 $\tau$ : 放電電流の半周期  
 $\tau_0$ : 原子の発光の平均寿命  
 $\eta$ : 粘性率 (付記)

## 2. 衝撃波管およびその性能

### 2.1 アーク加熱衝撃波管

図 1 に本実験で用いられたアーク加熱衝撃波管の作動部, 測定部および主放電回路を示す。作動部は前報<sup>1)</sup>と同形のものを用いたが, 本実験では測定部に模型を入れる都合上作動部の内径を 72 mm (前報では 42 mm) とし, 他の部分の寸法もそれに応じて拡大した。測定部のパイレックスガラス管内径 72 mm のものを用いる。ただし本実験では作動部内で一定体積中のジュール加熱がおこなわれるようにするためポリスチールの隔板は図のように端から 4 cm の位置に固定させる。図 2 に真空スイッチ駆動パルス発生回路およびこの回路の内のサイラトロン 2G 22 P を駆動させるための回路を示す。図 3 に真空スイッチの内部を示す。二つの主電極のうち, 陽極は可動で両極間の間隔が調節できるようにしてあり, 固定された陰極にはトリガー電極が入っている。(これらの装置は前報<sup>1)</sup>における実験で用いたものと同じのものであるが, 前報で述べなかったのでここに記すことにした。)図 4 に真空スイッチの作動特性を示す。この図から各放電電圧に対する真空スイッチ内の最適真空度  $P_s$  は図のように 2 本の点線の内部にあることがわかる。衝撃波管を駆動するにはあらかじめリークバルブを用いて真空スイッ

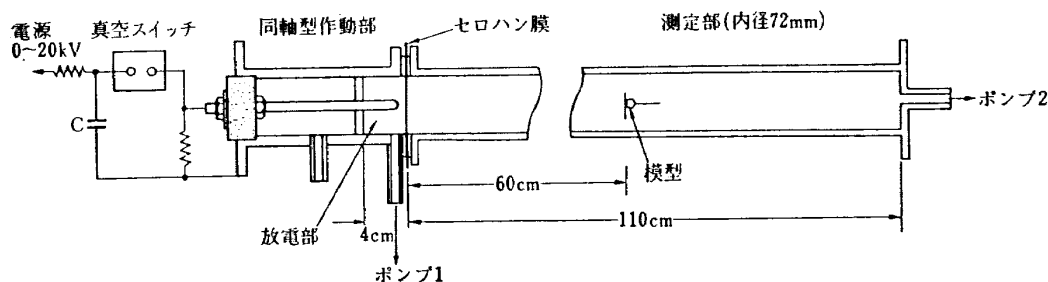


図 1 アーク加熱衝撃波管の作動部, 測定部および主放電回路

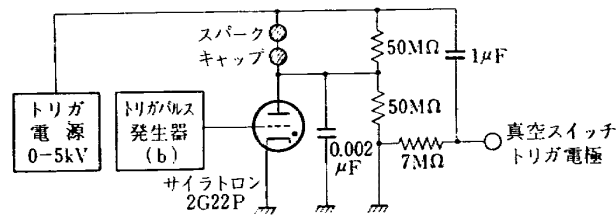


図 2 (a) 真空スイッチ駆動パルス発生回路

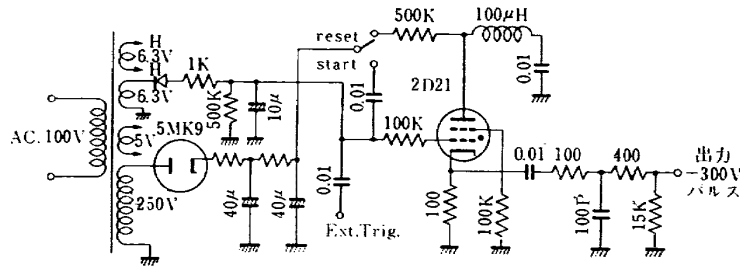


図 2 (b) サイラトロン 2G22P 駆動回路

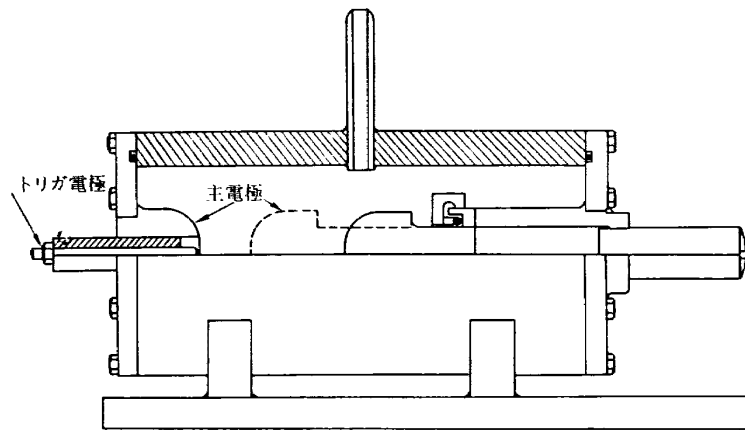


図 3 真空スイッチ本体

チの真空度をこのような最適値に保っておく。

衝撃波管の作動部，真空スイッチおよびコンデンサの間を結合するのに幅の広い銅板を用いた。その結果これらの間の結線に同軸ケーブルを用いた前報<sup>1)</sup>の場合より回路のインダクタンスや固有抵抗をかなり減少させることができた。前報では放電電圧 10 kV，コンデンサー容量 20 μF で放電電流の振動の半周期  $\tau$  が約 30 μs，その最初のピーク値が 18 kA であったが，今回は同一の実験条件で  $\tau=12 \mu\text{s}$  と減少させ，最初のピーク値 46 kA と増加させることができた。

本実験では作動部の一定体積中でのジュール加熱を可能にするため作動部の終端と測定部の始端の間に真鍮のわくに張られたセロハンの隔膜をおく。隔膜は厚さ 0.02 mm で放電電圧 10 kV 以上で完全に割れる。図 5 にセロハン膜の使用前後のもようを示す。後に図 8 (b) で示すように，衝撃波面は放電電流のリングン

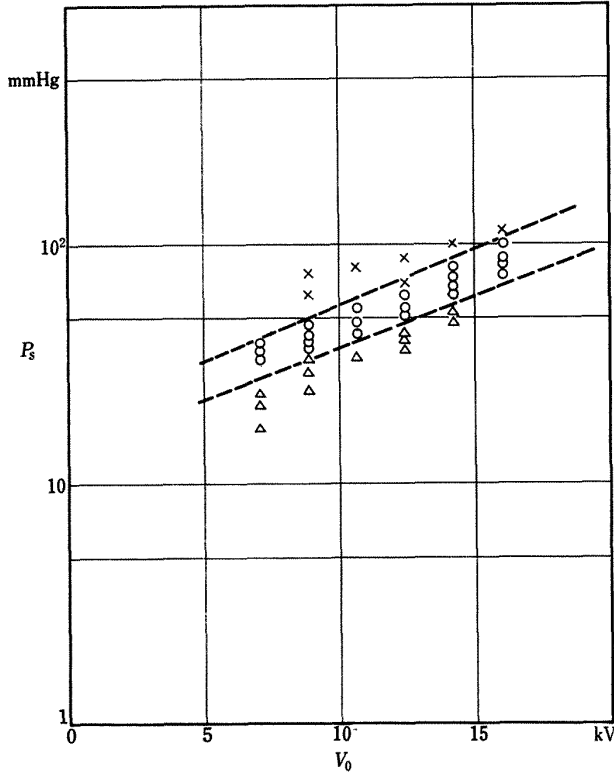
グによる発光が終った後に到達することが観測されるので，隔膜は放電電流の振動が何回かおこなわれた後に割れるものと思われる。使用気体は作動部，測定部とも空気またはアルゴンを用いる。実験装置全体のもようを図 6 に示す。この図で V は真空スイッチ，G は作動部，T は測定部，C はコンデンサバンクを，それぞれ示す。

### 2.2 衝撃波管の性能

図 7 に発光する衝撃波面の速度  $U_s$  の管軸に沿っての値を前報と同様に管軸に直角におかれたスリット付銅管入りの 2 個のホットランジスタ PD-32 を用いて測定した結果を示す。この図で  $P_4, P_1$  はそれぞれ作動部と測定部の初期圧を示し， $X_s=0$  は測定部始端とする。この図で点線は隔膜のない場合の値で，衝撃波管は普通の電磁衝撃波管として作動する。他方実線は膜のある場合を示す。この場合には膜の割れ方や印加

してから膜が割れるまでの時間が実験ごとに多少ことなるために測定結果に 10% 程度のばらつきがある。

普通の電磁衝撃波管では一般にこの図にも示されているように管軸に沿っての  $U_s$  の値にするどいピークがあり、これは振動する放電電流による磁気圧の効果



- △印：トリガー操作以前に作動してしまう
- 印：トリガーパルスにより正常に作動する
- ×印：作動しない

図 4 真空スイッチ作動特性  
トリガーピーク電圧 5 kV, 主電極間隔 3 cm

とみられることは前述の通りである。この種の衝撃波管を応用する立場からみれば  $U_s$  は管軸に沿ってできるだけ一定であることが望ましい。図 7 の実線は隔膜をおいた結果、 $U_s$  が管軸に沿ってかなり一定になることを示している。なお膜の厚さを増すと  $U_s$  は減少するが、これは普通の衝撃波管のように外部から膜を割るのでなく、“自力で” 膜が割れるために熱の損失があるためと思われる。また測定部初期圧  $P_1$  を上げても、コンデンサバンクの充電電圧  $V_0$  を下げても  $U_s$  は減少する。膜のある場合でも  $U_s \propto V_0 / \sqrt{P_1}$  の関係は成立するようである。

図 8 は発光する衝撃波面とそれに続く流れをホトトランジスタ PD-3 L を用いて測定部始端から 60 cm 下流で観測した結果を示す。ホトトランジスタは前報と同様にスリット付銅管に封入し管軸に直角におく。この図の (a) は膜のない場合で、前報で述べた通り流れが特に強く発光する薄い層と、それに続く発光のよ

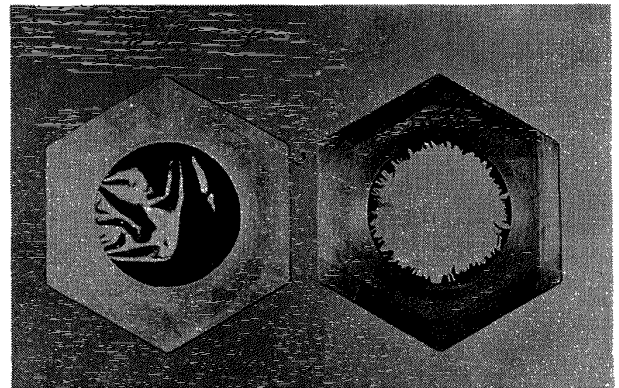


図 5 セロハン膜 (厚さ 0.02 mm) の使用前 (左) および使用后 (右) の状態

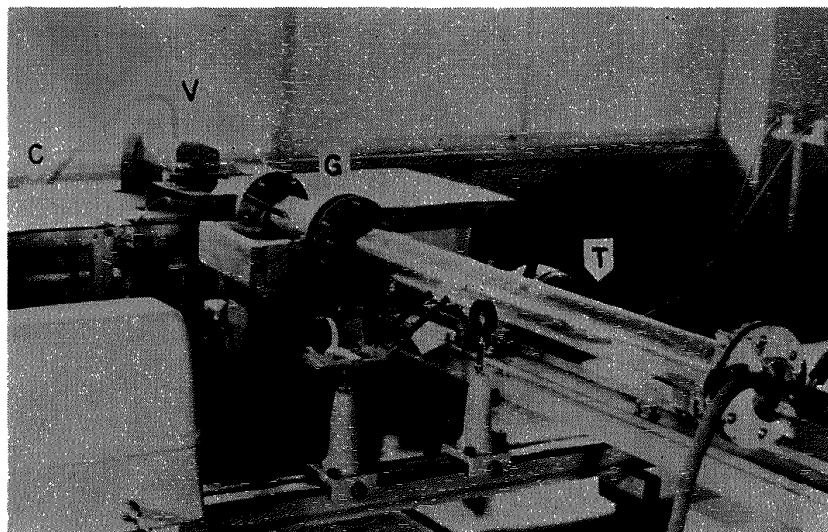


図 6 実験装置の全景

V: 真空スイッチ G: 同軸型作動部 T: 測定部 C: コンデンサバンク

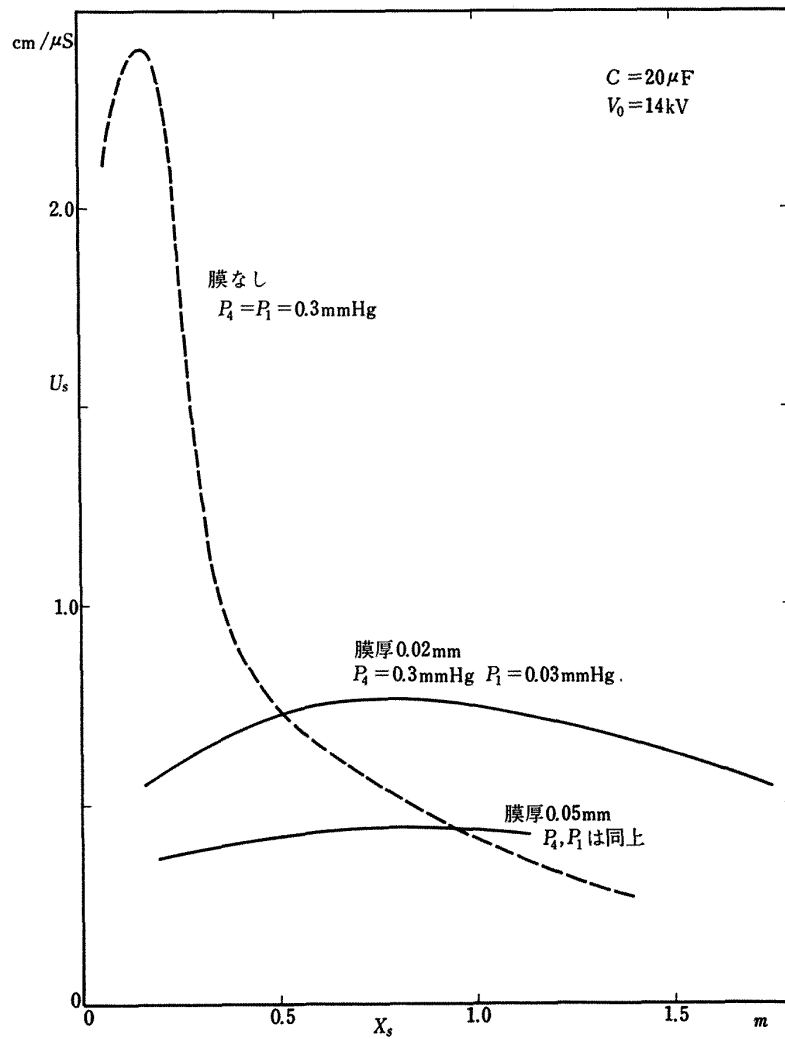
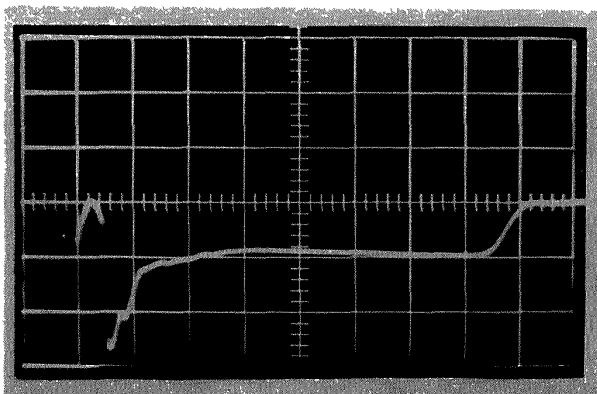
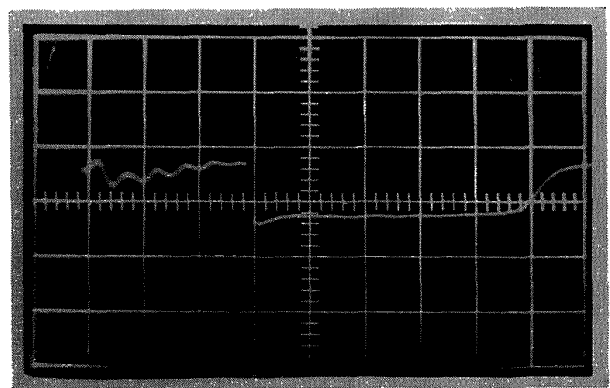


図 7 発光衝撃波面の速度  $U_s$  の測定部管軸方向の変化の実験値  
 実線は膜のある場合の  $U_s$  を示す。測定部始端を  $X_s=0$  とする。使用気体：空気



(a) 膜なし,  $P_4=P_1=0.3$  mmHg



(b) 0.02 mm セロハン膜使用  
 $P_4=0.3$  mmHg,  $P_1=0.03$  mmHg

図 8 発光衝撃波とそれに続く流れのホットランジスタ PD-3L による観測  
 測定部始端より 60 cm 下流,  $V_0=14$  kV。横軸は時間 50  $\mu$ s/目盛,  
 縦軸は出力 0.5 V/目盛。使用気体：空気

り少ない一様な領域とからなることがわかる。他方 (b) は隔膜のある場合、すなわち現在のアーク加熱衝撃波管の場合で、強く発光する薄い層ははっきりとは観測されず、流れが一様に発光する領域だけからなるように見える。この一様に発光する領域の長さは充電電圧  $V_0$  を増大させると増大する。 $X_s=60$  cm の位置では  $V_0$  が 14 kV を越える場合のみ流れの発光が観測され、それ以下の  $V_0$  では流れは発光しない。このような低い  $V_0$  では流れは障害物の前方においてのみ発光する。 $X_s=60$  cm の位置で 10 Gc/s のマイクロ波信号を透過させた結果、この一様に発光する領域では、電子密度が  $1.2 \times 10^{12}/\text{cm}^3$  以上であることがわかった。

### 2.3 分光器による観測

ホトトランジスタによる観測の他、島津製作所(株)製水晶分光器 QF-60 を用いて  $P_4=0.3$  mmHg,  $P_1=0.03$  mmHg および  $V_0=14$  kV で一様な発光領域の分光観測をおこなった。スペクトル写真はコダック Tri-X pan フィルム (ASA 感度 400) で衝撃波管を同一条件で 15 回作動させてやっとなら撮影される。スペクトル写真を分析した結果、気体として空気を使用した場合には O I, O II, N I, N II, などの外に Cu I, Cu II, Zn I, CN, HI, などの多くの不純物スペクトルが観測され、アルゴンを使用した場合にも A I, A II, などの外に上記の不純物スペクトルが観測された。Cu, Zn などは電極から、CN は真空ポンプの油の蒸気から、H は水蒸気から発生するものと思われる。なお文献<sup>7)</sup>でも T 型電磁衝撃波管で衝撃波面のすぐうしろでこのような作動気体からのスペクトルが観測されたと述べている。

アルゴンの発光流のスペクトル写真から流れの温度のおよその値を見積もることができる。発光気体の原子の励起温度を  $T$  とすればスペクトル線の強度  $I$  は

$$I = K g A \nu e^{-E/kT} \quad (1)$$

であたえられる。ただし  $K$  は分光器や気体の種類で決まる定数、 $g$  は発光原子のエネルギー準位の統計的重率、 $A$  は上のエネルギー準位から下のそれへの遷移の確率 ( $\text{sec}^{-1}$ )、 $E$  は発光原子のエネルギー準位 (eV)、 $k$  はボルツマン定数、 $\nu$  は光の振動数である。いま  $g$  や  $A$  の値のわかった二つのスペクトル線の強度を  $I_1$ ,  $I_2$  とすると

$$I_1/I_2 = g_1 A_1 \nu_1 / g_2 A_2 \nu_2 \cdot e^{-(E_1 - E_2)/kT} \quad (2)$$

または

$$T = 5040 \frac{E_1 - E_2}{\log(g_1 A_1 \nu_1 / g_2 A_2 \nu_2) - \log(I_1 / I_2)} \quad (3)$$

となる。このような方法 (スペクトル線強度比較法)<sup>8)</sup>により  $I_1$  と  $I_2$  の比の測定から温度  $T$  が推定される。アルゴンの 2 本のスペクトル線 A I 4272 Å と A I 4181 Å を 25 cm 下流で観測し、理学電機(株) MP-3 ミクロホトメータでその相対強度を読みとり、これらのスペクトル線についてすでに知られている  $g$  や  $A$  のデータ<sup>9)</sup>を用いると、アルゴンの発光流に対して前記の作動条件で  $T=7.4 \times 10^3$  K と見積られた。放電部内では、電気的エネルギー入力すべてジュール加熱に寄与するものとする、温度は数万度にならなければならないはずであるが、輻射や、電極への熱伝達により、作動部では、このように温度が低下するものと思われる。気体として空気を使用した場合にはスペクトル線に十分な強度が得られなかったため温度の見積りはできなかった。

このようにして測定されたアルゴン流の温度はいわゆる励起温度であるが、特別な場合を除いてあらゆる自由度の間で熱平衡が達成されている場合が多いので、ここで測定した励起温度は流れの熱運動の温度に等しいとみなすことができる。分光器の光軸は衝撃波管の軸に垂直におかれているので測定された流れの温度は衝撃波管の半径方向の平均的な値になる。前報<sup>1)</sup>で述べたように電磁衝撃波管内の流れは一次元的な Snow plow 模型により良く説明できるので、現在の膜のある場合でも流れの一次元性は保たれているものと思われる。

### 3. 物体のまわりの高温気流の観測

前章で述べたようにアーク加熱衝撃波管にかなり高温な一様流が得られる。衝撃波面とそれに続く流れはごくせまい領域に限られ、一様流はほとんど作動部で加熱された気体からなるものと思われる。後述のようにこの流れはかなり希薄で高温の超音速流である。

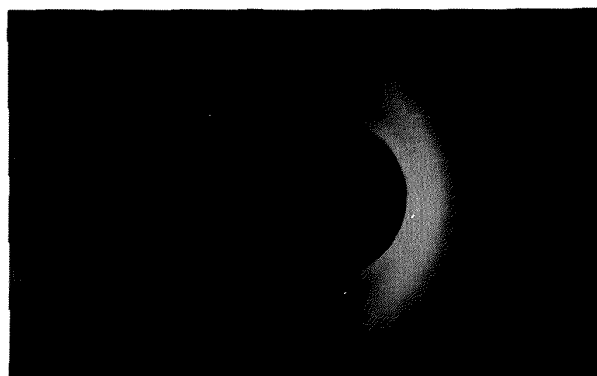
この章ではこのような一様流の中におかれた物体のまわりの流れを観測し、一様流の希薄さが物体まわりの流れにおよぼす効果を主として調べる。模型は直径 0.3~3 cm の、軸方向が流れに垂直におかれた円柱、または球を用いる。

図 9 に円柱および球前方の流れの発光のもようを観測した結果のいくつかを示す。これらの time-integrate された写真は測定部始端から 60 cm 下流で写真機のシャッターを開放して撮影した。このような円柱前方の流れの発光領域のよどみ点流線に沿っての厚さ  $\Delta$  ( $\Delta$  の定義は図 17 で示す) は、もし他の作動条件が一定の場合には、もちろん円柱の直径  $D$  と共に減少するが、

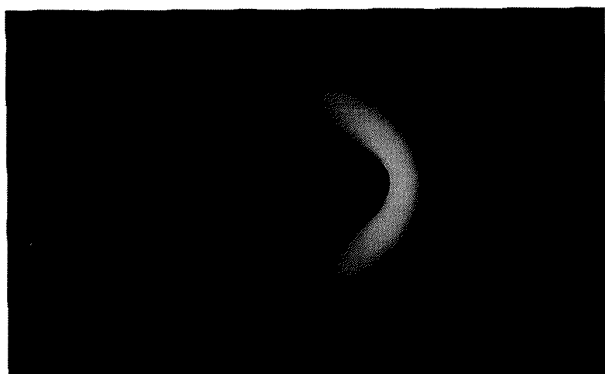




(a)  $D=3$  mm 円柱,  $V_0=12$  kV,  
 $P_4=0.3$  mmHg,  $P_1=0.03$  mmHg



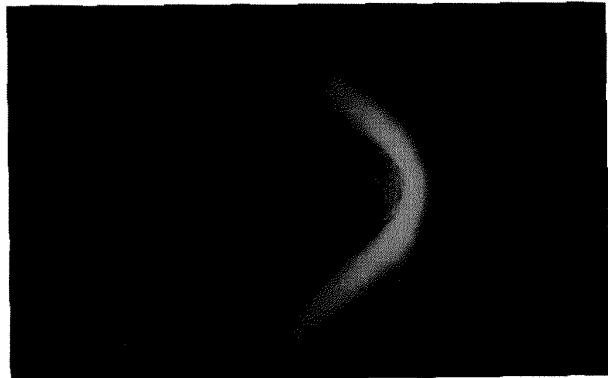
(e)  $D=20$  mm 円柱,  $V_0=14$  kV,  
 $P_4=0.3$  mmHg,  $P_1=0.03$  mmHg



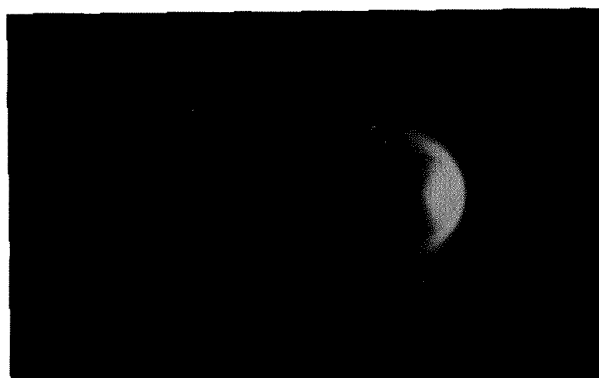
(b)  $D=6$  mm 円柱,  $V_0=12$  kV,  
 $P_4=0.3$  mmHg,  $P_1=0.03$  mmHg



(f)  $D=25$  mm 円柱,  $V_0=14$  kV,  
 $P_4=0.3$  mmHg,  $P_1=0.03$  mmHg



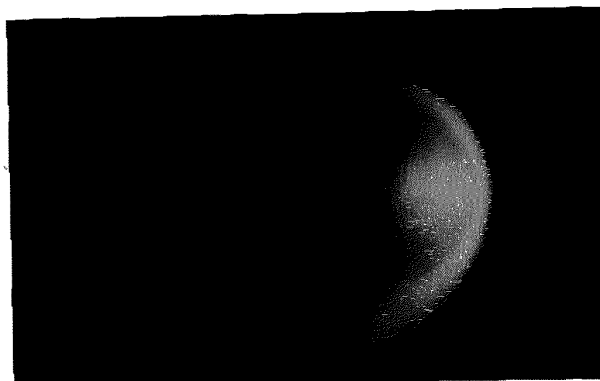
(c)  $D=10$  mm 円柱,  $V_0=12$  kV,  
 $P_4=0.3$  mmHg,  $P_1=0.03$  mmHg



(g)  $D=15$  mm 球,  $V_0=12$  kV,  
 $P_4=0.3$  mmHg,  $P_1=0.03$  mmHg



(d)  $D=15$  mm 円柱,  $V_0=12$  kV,  
 $P_4=0.3$  mmHg,  $P_1=0.03$  mmHg



(h)  $D=30$  mm 球,  $V_0=14$  kV,  
 $P_4=0.3$  mmHg,  $P_1=0.03$  mmHg

図 9 測定部におかれた円柱および球の前方の流れの発光。使用気体：空気

比  $d/D$  は必ずしも一定でなく、 $D$  の増大につれて減少する。この効果は空気またはアルゴンについて特に作動部および測定部の初期圧が低い場合に観測された。

この効果を定性的によりくわしくしらべるために撮影したフィルムをマイクロホトメータ MP-3 にかけて、円柱および球のよどみ点前方の発光量の相対的な分布を測定した。フィルムの黒さはこのようなマイクロホトメータのトレーシングとフィルム（フジネオパン F, ASA 感度 35）の光感度特性の較正曲線とから、発光量の相対的な値に換算される。トレーシングは図 10 に示すように、よどみ点流線（ $X$  方向）に沿って、およびデータのあるものはそれに垂直（ $Y$  方向）におこなった。なお  $b/D$  は円柱の後流の発光分布をしらべる際の座標である（図 15 参照）。

図 11 にこのようなマイクロホトメータによるトレーシングから得られた、発光領域の発光量を最大の発光量  $I_0$  で無次元化した値  $I/I_0$  の  $X/D$  に対する変化を

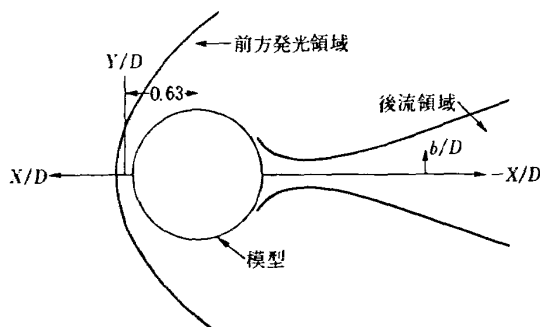


図 10 円柱および球のまわりの流れの発光量をマイクロホトメータで測定するための座標

いくつかの例について示している。この図から明らかのように、よどみ点流線に沿っての発光量の相対的な分布は円柱の直径が小さいほど著しく、前方への相対的なひろがり大きいことがわかる。なおこの実験では充電電圧  $V_0$  を多少変化させても、すなわち一様流の速さが多少変化した程度では結果に大きな変化をおよぼさないことがわかる。

図 12 は  $X/D=0.63$  の点で  $X/D$  軸に垂直な  $Y/D$  軸に沿っての  $I/I_0$  分布を示す。このような発光量分布を当所の低密度衝撃風洞で測定された密度分布の測定結果と比較すると定性的に一致していることがわかった<sup>10)</sup>。なお本実験における発光量の分布はもちろん気流の密度だけでなく温度の関数であるが、温度があまり大きく変化しなければ発光量は密度に比例する。

このような発光量分布の変化は円柱の直径を変化させる代わりに、 $P_4$  を変化させても観測される。この際  $P_4$  以外のパラメータを一定にしておくと同様流速はほとんど変化しない。図 13 にこのような観測結果の一例を示す。円柱の直径が一定ならば、 $P_4$  の値の小さい方が前方への発光量分布の相対的なひろがり大きくなることがわかる。 $P_4$  を一定にして  $P_1$  を変化させても著しい変化はみられなかった。図 14 に円柱前方の流れの発光および特に後流の発光が観測される例を示す。

図 15 に定義されるようなネガフィルムを  $-X/D$  軸上の何点かでそれに垂直にマイクロホトメータにかけて得られる円柱の後流の幅の流れ方向に沿っての変化を図 16 に示す。一様流は後述のようになりに高マッハ数なので、円柱後方の流れも音速を越えている。そ

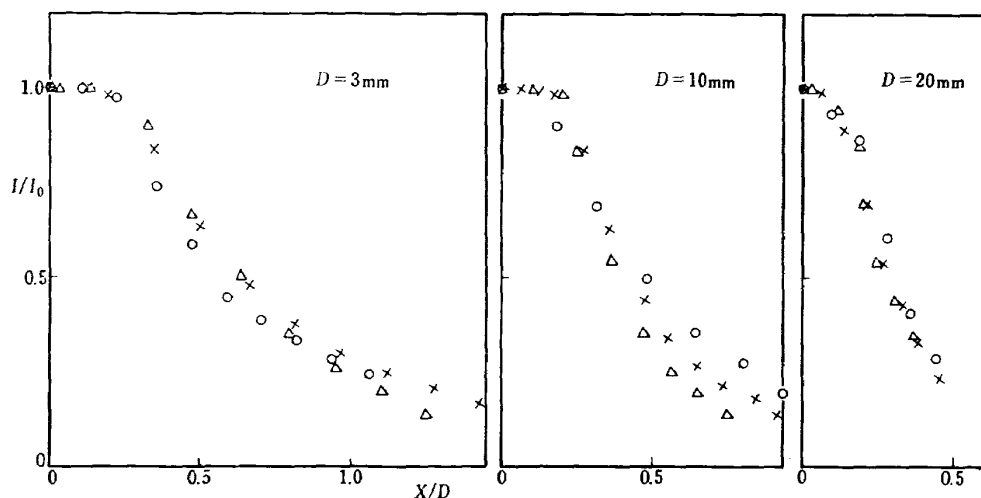


図 11 円柱前方のよどみ流線に沿っての発光量の分布

使用気体：空気。  $P_4=0.3$  mmHg,  $P_1=0.03$  mmHg

○印：  $V_0=14$  kV, ×印：  $V_0=12$  kV, △印：  $V_0=10$  kV

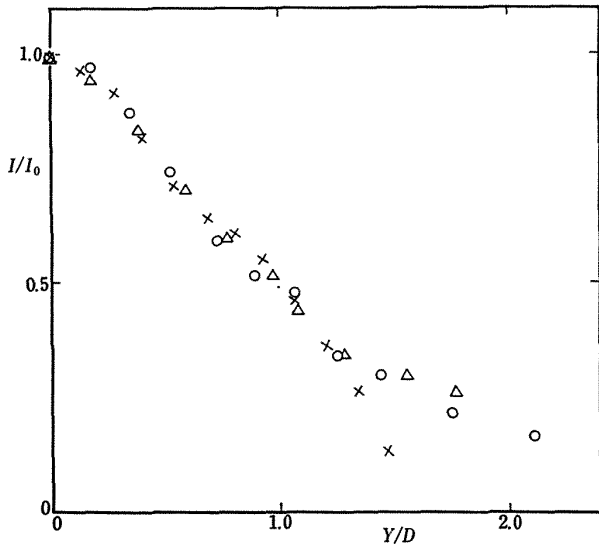


図 12 Y/D 軸に沿っての円柱の  $I/I_0$  分布

使用気体：空気。  
 $P_4=0.3 \text{ mmHg}$ ,  $P_1=0.03 \text{ mmHg}$ ,  $V_0=14 \text{ kV}$   
 ○印：  $D=3 \text{ mm}$ , △印：  $D=10 \text{ mm}$ , ×印：  $20 \text{ mm}$

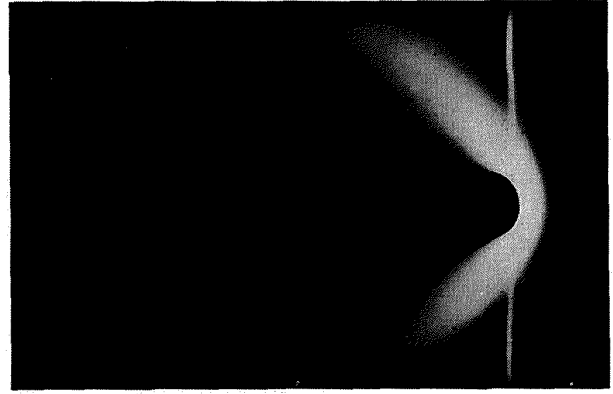


図 14  $D=10 \text{ mm}$  の円柱前方の流れおよび後流の発光  
 縦の輝線は模型前面の管壁への影像  
 使用気体：空気。  $P_4=5.0 \text{ mmHg}$ ,  
 $P_1=0.02 \text{ mmHg}$ ,  $V_0=14 \text{ kV}$

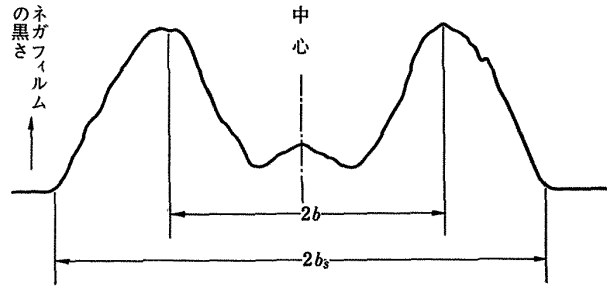


図 15 ネガフィルムをマイクロホメータにかけて得られる円柱の後流の幅の定義

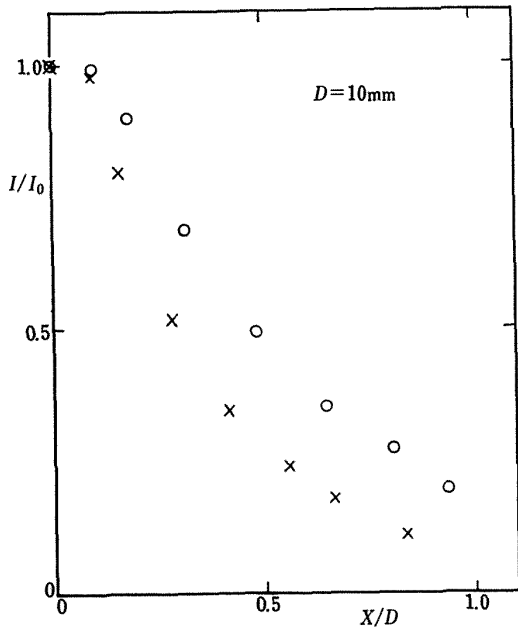


図 13 異なる初期圧のもとでの円柱の  $X/D$  軸に沿っての  $I/I_0$  分布

$D=10 \text{ mm}$ 。使用気体：空気。  $V_0=14 \text{ kV}$   
 ○印 =  $P_4=0.3 \text{ mmHg}$ ,  $P_1=0.03 \text{ mmHg}$   
 ×印 =  $P_4=1.0 \text{ mmHg}$ ,  $P_1=0.03 \text{ mmHg}$

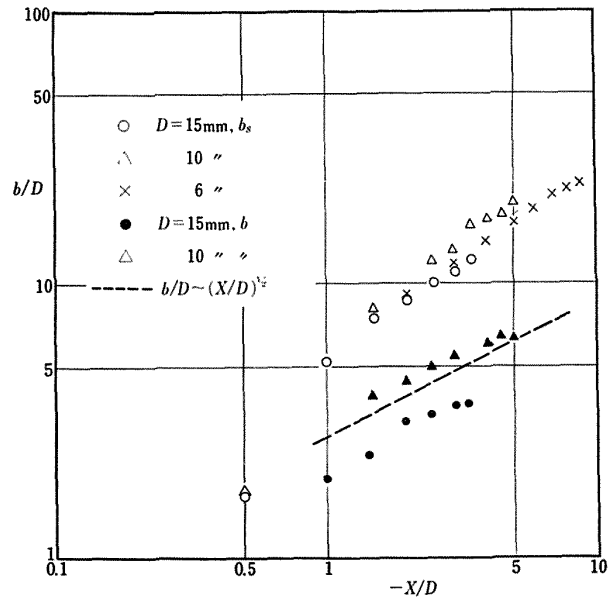


図 16 円柱後流の発光分布

後流の発光を観測するには模型の支持棒を取除く。使用気体：空気  
 $P_4=5 \text{ mmHg}$ ,  $P_1=0.02 \text{ mmHg}$

れゆえこの種の後流の発光は後流そのものよりも後流衝撃波 (wake shock または trailing shock wave) によるものと思われる。図 16 で  $b_s/D$  が後流衝撃波による発光の分布を示すのに対して、 $b/D$  は粘性後流領域 (viscous inner wake region) の分布を示すと考えられる。亜音速流の場合には二次元的な後流では  $b/D \sim (X/D)^{1/2}$ 、軸対称の後流では  $b/D \sim (X/D)^{1/3}$  となるが、現在のような高速流の場合にもこのような関係が近似的に成り立つように思われる。実際に Lees<sup>11)</sup> は軸対称の極超音速後流に対して  $b/D \sim (X/D)^{1/3}$  の関係が成立することを示した。一方  $b_s/D$  の変化はこの図の結果では  $X/D$  に対して

$$b_s/D \sim (X/D)^n$$

とすると  $n=1$  に近い。なお文献<sup>12)</sup>によると軸対称の場合  $n$  は 0.933 ないし 1.33 になるという。

なお円柱の直径を小さくすると後流の発光分布は直径が大きい場合のようなはっきりした分布を示さず、全体的にぼやけた分布をする。

さて円柱および球の前方での発光量分布をさらにくわしくしらべるために発光領域のよどみ点流線に沿って厚さ  $\Delta$  の相対的な値  $\Delta/D$  を図 17 にしたがって定義しよう。すなわち  $\Delta/D$  は発光量分布をあらわす曲線

の最大の勾配をあらわす直線が  $X/D$  が軸と交わる点までの距離とする。 $\Delta/D$  の  $D$  に対する変化を図 18 に示す。この図から明らかなように  $\Delta/D$  の値は  $D$  の減少とともに増す。理由は明らかでないが、アルゴ

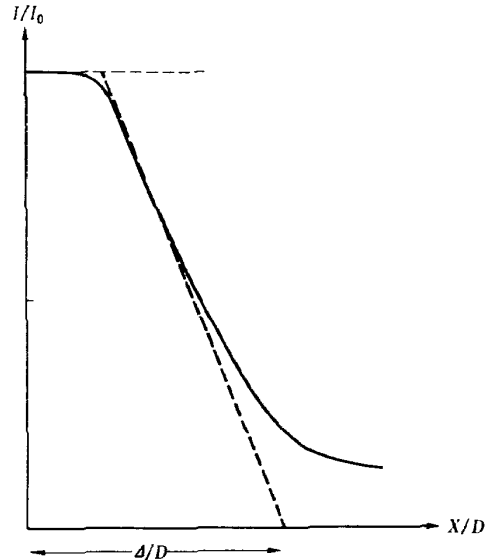


図 17 円柱前方のよどみ流線に沿っての発光量分布のマイクロホトメータによる測定  $\Delta/D$  は分布を示す曲線の最大の勾配が  $X/D$  軸と交わる点までとする

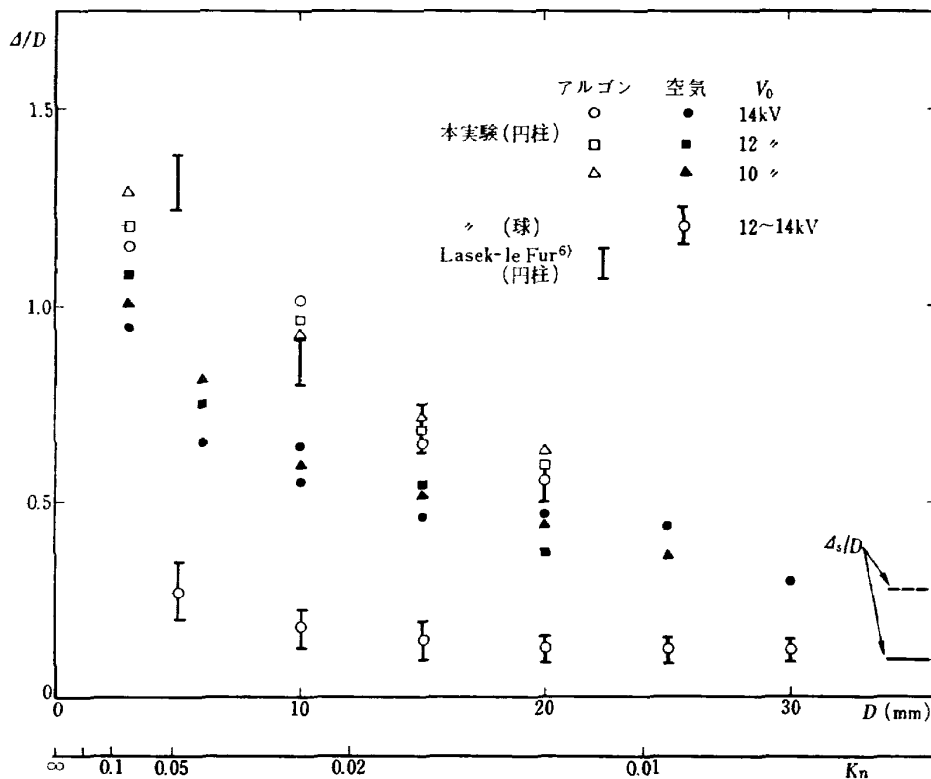


図 18 円柱および球の前方のよどみ流線に沿っての発光領域の厚さ  $\Delta/D$  の直径による変化

$P_4=0.3 \text{ mmHg}$ ,  $P_1=0.03 \text{ mmHg}$ 。比較のために Lasek および le Fur による実験結果も示す

ンガスを用いた方が少し大きい  $d/D$  の値が得られる。なおアルゴンガスを用いた場合には Lasek および le Fur<sup>6)</sup> が円錐型電磁衝撃波管を用いてほぼ同一の実験条件で実験した結果もあわせて示してある。ただし球に対しては  $X/D$  軸に垂直の方向に積分された発光量が観測されるので、球の中心を通る断面の上での発光量のプロフィールよりは多少厚く観測されることになる。Lasek および le Fur<sup>6)</sup> がすでに指適しているように円柱の直径が増大すると共に  $d/D$  の値はある漸近値に近づくようである。次章で述べるようにこの漸近値は連続流 (continuum regime flow) 中の物体前方の衝撃波面の離脱の距離  $d_s/D$  に等しいようである。したがって小さい  $D$  で  $d/D$  が増大するのは流れが希薄であることによりクヌーセン数の増大するための効果であろうと思われるが、詳細については次章で検討することにする。なお Lasek および le Fur<sup>6)</sup> はこのような効果をレイノルズ数の効果であるとしているが、次章で述べるように、実験条件、したがってマッハ数が一定ならば、レイノルズ数の減少することによる効果とクヌーセン数の増大することによる効果とは本質的に同一のものである。

#### 4. 結果の検討

図 18 で示したように物体前方のよどみ点流線に沿っての発光領域の相対的な厚さ  $d/D$  は、 $D$  の増大と共に次第に減少する。このような実験結果を満足に理論的に説明することは困難であるが、このようないわゆる寸法効果 (scale effect) は一様流の希薄さに起因するであろうと思われる。なぜならば一般に流れが希薄であれば、直径  $D$  の減少は流れのクヌーセン数が相対的に増大したと同じ効果をもたらす、その際物体前方の衝撃波の層 (shock layer) を含む発光する領域が前方へ広がるのが予想される。逆に直径  $D$  が増大すればクヌーセン数は減少し、流れは連続流に近づくものと思われる。

これらの推測を確かめるために、一様流のクヌーセン数等のパラメータを見積ってみよう。

##### (A) マッハ数

すでに述べたように一様流の発光をホトランジス

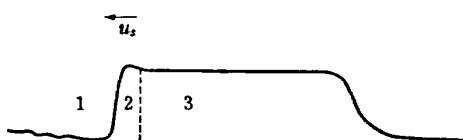


図 19 測定部での発光する流れのスケッチ  
点線は contact surface を示す

タで観測した結果は図 19 のようにスケッチされる。前報<sup>1)</sup> で述べたように、衝撃波面に続く測定部から流入する気体はこの図の領域 2 のような薄い層内に限られると思われる。したがって一様流の発光量の大部分は領域 3 すなわち作動部の気体によって占められているものと思われる。それゆえ 2 章で見積った分光測定による温度は、領域 3 のそれに相当するものとみなす。

いまそこで見積られた温度からこの領域でのマッハ数の値を知ることができる。この領域でのマッハ数を  $M_\infty$  とすると

$$M_\infty = U_3 / C \quad (4)$$

ただし  $U_3$  は領域 3 での流速で

$$C = 1.18 \times 10^3 \sqrt{T/m} \quad \text{m/sec} \quad (5)$$

は分子量  $m$ 、温度  $T$  の単原子気体の音速である。 $U_3$  は衝撃波面の進行速度  $U_s$  にほぼ等しい。アルゴンに対しては  $U_s$  の測定値は作動条件  $V_0 = 14 \text{ kV}$ 、 $P_4/P_1 = 10$ 、 $P_1 = 0.03 \text{ mmHg}$  で測定部始端から 60 cm 下流で  $7 \times 10^3 \text{ m/sec}$  であった。この値と  $T$  として 2 章で述べた値を用いると  $M_\infty = 4.2$  となる。

ここで作動条件が同じならば、流速は気体の種類にあまり関係しない。さらに温度もほぼ同じであると仮定すると、空気を用いた場合に流速と温度がアルゴンを用いた場合と等しいことになる。すると空気を使用した場合の一様流のマッハ数は  $M_\infty(\text{air})$  は、

$$M_\infty(\text{air}) = \sqrt{\gamma(A)/\gamma(\text{air}) \times m(\text{air})/m(A)} \times M_\infty(A) \quad (6)$$

からアルゴンの場合のマッハ数  $M_\infty(A)$  を用いて換算される。ただしここで  $\gamma(\text{air})$  は空気の比熱比で  $\gamma(\text{air}) = 1.4$  と仮定する。上式に  $\gamma(A) = 1.66$ 、 $m(\text{air}) = 28.8$ 、 $m(A) = 40$ 、および  $M_\infty(A) = 4.2$  を代入すると  $M_\infty(\text{air}) \cong 4$  となる。

空気の  $M_\infty$  としてこの値を用いると連続流中の円柱に対する離脱衝撃波面からよどみ点までの、よどみ点流線上での距離  $d_s$  は Belotserkovskii の計算結果<sup>13)</sup>、または Ambrosio-Wortman の実験公式<sup>14)</sup> から円柱に対しては  $d_s/R_0 \cong 0.54$  となる。他方同一マッハ数の連続流中の球に対しては上述の Ambrosio-Wortman の実験公式、またはよく知られた Van Dyke の計算結果<sup>15)</sup> から  $d_s/R_0 \cong 0.18$  となる。ただし  $R_0$  は物体の半径である。したがって円柱に対しては  $d_s/D \cong 0.27$ 、球に対しては  $d_s/D \cong 0.09$  となる。これらの値は参考のために図 18 の右端にそれぞれ点線および実線で示してある。

##### (B) クヌーセン数

流れのクヌーセン数は

$$Kn = \lambda_3 / R_b \quad (7)$$

から見積ることができる。ただし

$$\lambda_3 = 1 / (\sqrt{2} \pi \sigma^2 n_3) \quad (8)$$

は気体分子の平均自由行程、 $\sigma$  は分子直径、 $n_3$  は図19の領域3での分子の数密度である。アルゴンに対しては  $\sigma$  の温度依存性に対するわずかな補正を無視すると、 $\sigma = 3.67 \times 10^{-8}$  cm である。

ここで(8)式はつぎのように書き変えることができる。すなわち

$$\lambda_3 = 2.33 \times 10^{-20} \frac{T_3}{P_3 \sigma^2} \quad (9)$$

ただし  $T_3 = 7.4 \times 10^3$  K は2章で述べた測定値、 $P_3$  は領域3での圧力 (mmHg) である。 $\sigma$  を cm 単位とすると  $\lambda_3$  は cm 単位となる。 $P_3$  は衝撃波面の直後の圧力  $P_2$  に等しいことから

$$P_2 \cong \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_s^2 P_1 \quad (10)$$

となる。ただし  $M_s$  は衝撃波マッハ数、 $\gamma$  はアルゴンガスの比熱比、 $P_1$  は衝撃波面の前方の圧力である。(10)式に  $P_1 = 0.03$  mmg,  $\gamma = 1.66$ ,  $M_s = U_s / (\text{領域1での音速}) \cong 6 \times 10^3 \text{ m/s} / 3.4 \times 10^2 \text{ m/s} = 17$  を代入して  $P_3 = 10.9$  mmHg となる。

(10)式から求めた  $P_3$  を、前述の  $T_3$  および  $\sigma$  の値とともに(9)式に代入すると  $\lambda_3 \cong 0.12$  mm と得られる。

これより円柱の半径  $R_b = 1.5$  mm, 3 mm, 5 mm, ... 等に対応して  $Kn = 0.08, 0.04, 0.024, \dots$  等になる。したがって小さい半径の円柱に対して流れが中間流 (transition regime flow) の領域に入りつつあることがわかる。図18の下端にこのようにして見積られた  $Kn$  の値が目盛られてある。ただしこの  $Kn$  値は作動気体としてアルゴンを用いた場合の値であるが、同一条件で作動気体として空気を用いた場合にも分子直径  $\sigma$  がほぼ同一の値であることから、 $Kn$  の値が大差ないものと思われる。

### (C) レイノルズ数

つぎのような関係式

$$Kn = 1.26 \sqrt{\gamma} \frac{M_\infty}{Re} \quad (11)$$

を用いてみかけのレイノルズ数を見積ることができる。上式の導出については【付記】で述べる。ただしここでは  $Kn$  も  $Re$  と同じ代表的な長さ  $R_b = D/2$  にもとづくものとする。上式から  $R_b = 1.5$  mm, 3 mm, ... 等に対応して  $Re = 80, 160, 280, \dots$  等となることがわかる。

以上のような一様流のパラメータの見積りの結果、アーク加熱衝撃波管内に発生させた流れが超音速の低密度流れであることがわかり、図18のような  $d/D$  の値におよぼす模型の直径  $D$  の効果も流れの希薄さに起因していることがわかる。実際に文献<sup>10)</sup>では流れが希薄になれば衝撃波の厚みそのものも増大することを理論的に示している。発光する後流の分布におよぼす直径  $D$  の効果も、流れの希薄さにある程度関係があるものと思われる。

なお最後に物体前方領域の発光における緩和の効果について考えてみよう。一般に高温な連続流中におかれた物体前方の発光領域は離脱衝撃波面と物体面との間の領域に限られていることがシュリーレン写真による観測の結果たしかめられている<sup>17)</sup>。ところで発光源子の発光の平均寿命  $\tau_a$  は一般に大変小さい。平均寿命は一つのエネルギー準位から他への可能な遷移の確率の総和の逆数として定義されるが、 $\tau_a = 10^{-7} \sim 10^{-8}$  s の程度である。それゆえ、物体前方の発光領域の“緩和距離” (relaxation distance) を(発光領域内での流速)  $\times \tau_a$  で定義するとこれは0.1 mmの程度で、発光領域そのものの拡がりにくらべると問題なく小さい。すなわち前述のような  $d/D$  の  $D$  が小さくなるにつれての相対的な増大はこのような緩和効果と無関係であることがわかる。

## 5. あとがき

同軸型電磁衝撃波管の作動部と測定部との間に隔膜をおき、圧力差をつけてアーク加熱衝撃波管とし、その性能をしらべ、つぎにこの衝撃波管を用いて物体のまわりの高温な希薄流を実験的に研究し、つぎのような結論を得た。

- (1) このような衝撃波管内の衝撃波面の速度は管軸に沿ってかなり一定になり電磁衝撃波管の場合のような著しいピークを示さない。ホトランジスタによる一様流の発光の観測結果からも流れの一様性が示され、この種の衝撃波管が高温流れと物体との相互作用の研究に有効であることがわかった。
- (2) この衝撃波管を用いて円柱および球のまわりの発光する高温流の観測をおこない、前方よどみ点流線上での発光量の分布および円柱の後流の分布をしらべた。特に物体前方での発光領域の相対的な厚みは直径の減少と共に増大する。直径の増大とともに物体のまわりの流れは連続流に近づくようである。

(3) このような現象に対して完全な理論的説明をあたえることはできなかったが、管内に発生させた一様流のクヌーセン数その他の値を見積った結果、このような現象が流れの希薄さに起因することが明らかになった。

終りに本実験に関して平木部長、和田室長始め空気力学第一部の方々からの有益な討論、助言に対して、また同部渡辺泰夫技官はじめ極超高速流研究室の方々に分光測定にいろいろ便宜をはかって頂いたことに対して感謝いたします。

[付 記]

4章の(11)式は分子間ポテンシャル力のない剛体球分子からなる熱平衡のある気体に対する粘性率の公式<sup>18)</sup>

$$\eta = \frac{5\pi}{16} \left( \frac{mkT}{\pi} \right) \frac{1}{\pi d^2}$$

から導出される。ただしここで  $d$  は分子の直径、 $m$  は分子1個の質量、 $k$  はボルツマン定数である。上式から動粘係数  $\nu = \eta/\rho = \eta/nm$  は

$$\nu = \frac{5\pi}{16} \left( \frac{kT}{\pi m} \right)^{1/2} \frac{1}{\pi n d^2}$$

この式に平均自由行程の(8)式、および分子の平均熱速度 (mean thermal velocity)  $\bar{v}_m$  に関する公式

$$\bar{v}_m = \left( \frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2}$$

を代入すると

$$\nu = \frac{5\pi}{32} \lambda_3 \bar{v}_m$$

となる。ところで気体中の音速  $C = \sqrt{\gamma RT}$  は

$$C = \sqrt{\frac{\pi\gamma}{8}} \cdot \bar{v}_m$$

と書けるから、

$$\frac{\nu}{C} = \frac{5\pi}{32} \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \lambda_3$$

すなわち

$$\lambda_3 = \frac{16}{5\sqrt{2\pi}} \cdot \sqrt{\gamma} \frac{\nu}{C} = 1.26 \sqrt{\gamma} \frac{\nu}{C}$$

となる。上式の両辺を代表的な長さ  $R_b$  で割り、 $Kn = \lambda_3/R_b$ 、 $M_\infty = U_3/C$ 、および  $Re = U_3 R_b/\nu$  を代入すると(11)式が得られる。

文 献

1) 松崎利一; 同軸型電磁衝撃波管の作動機構, 航技研報告, TR-135 (1967) pp. 1-11.  
2) R. Matsuzaki; Luminous Front in an Elec-

tric Shock Tube Having a Coaxial Gun, Japan. J. appl. Phys. Vol. 6 (1967) pp. 430-435.  
3) J.A. Backen; Calculations on Shock Tube with Current Crowbarring, Phys. Fluids, Vol. 7 (1964) pp. 1381-1383.  
4) I. Gerardo, C.D. Hendricks Jr, and L. Goldstein; Microwave Investigation of Electrically Driven Shock Wave in Gases, AFCRL-63-123, (March, 1963)  
5) R.W. Ziemer; Experimental Investigation in Magneto-Aerodynamics, ARS Journal, Vol. 29 (1959) pp. 642-647.  
6) A. Lasek and B. leFur; Écoulement d'un Gaz à Température Élevée autour de Cylinders Circulaires, Proc. 15th Int. Astron. Cong., Warszawa, 1964, Vol. 3, Gauthier-Villars, Paris (1965) pp. 197-202.  
7) R.G. Fowler; Origin of the Driving Force in Electromagnetic Shock Tube, Phys. Fluids, Vol. 6 (1963) pp. 548-549.  
8) たとえば, W.J. Pearce; Plasma Jet Temperature Measurement. Optical Spectroscopic Measurements of High Temperature, P. J. Dickerman, ed., Univ. Chicago Press (1961) pp. 125-169.  
9) B.D. Adcock and W.E.G. Plumtree; Excitation Temperature Measurements of Gases in an Arc-Heated Wind Tunnel at  $1.3 \times 10^{-3}$  Atmosphere Using Relative Intensities of Spectral Lines, Ministry of Aviation, Aeronautical Research Council (United Kingdom), C.P. 701 (1963)  
10) I. Wada and R. Matsuzaki; Preliminary Experiment on Transition Regime Flow around Cylinders, Presented at the 7th Int. Symp. on Space Tech. and Sci., Tokyo (1967)  
11) L. Lees; Hypersonic Wakes and Trails, AIAA Journal, Vol. 2 (1964) pp. 417-428.  
12) J. J. Martin; Atmospheric Reentry, An Introduction to Its Science and Engineering, Prentice-Hall Inc., N.J. (U.S.A.) (1966) p. 166.  
13) J.W. Hayes and R.F. Probstein; Hypersonic Flow Theory, Academic Press, New York and London (1959) p. 224.  
14) A. Ambrosio and A. Wortman; Stagnation Point Shock Detachment Distance for Flow around Spheres and Cylinders, ARS Journal, Vol. 32 (1962) p. 281.  
15) R.W. Truitt; Hypersonic Aerodynamics, The Ronald Press Company, New York (1959) p. 269.  
16) H.W. Liepman, R. Narasimha, and M.T. Chahine; Structure of a Plane Shock Layer,

- Phys. Fluids, Vol. 5 (1962) pp. 1313-1324.
- 17) Y.Y. Chan, R.P. Masom and N.M. Reddy;  
Instrumentation and Calibration of UTIAS  
11 in×15 in Hypersonic Shock Tunnel, UTIAS  
TN 99 (1965)
- 18) たとえば, W.G. Vincenti and C.H. Kruger  
Jr; Introduction to Physical Gas Dynamics,  
John Wiley and Sons Inc., New York(1965)  
p. 404.

[訂 正]

同軸型電磁衝撃波管の作動機構

航技研報告 TR-135 (昭和42年 5月)

松 崎 利 一

- 1) 2 ページ第 1 欄上から 2 行目  
(誤)  $B_\theta$ : 磁気圧, (正)  $B_\theta$ : 磁束密度
- 2) 2 ページ第 1 欄上から 14 行目  
(誤)  $\beta = \tau\beta/A$  (正)  $\beta = \tau B/A$
- 3) 8 ページ第 2 欄上から 8 行目  
(誤)  $\langle \frac{1}{\gamma^2} \rangle$ , (正)  $\langle \frac{1}{\gamma^2} \rangle$
- 4) 9 ページ第 1 欄上から 9 行目  
(誤) 衝撃波壁, (正) 衝撃波管壁
- 5) 11 ページ第 1 欄上から 8 行目  
(誤)  $\omega_p = 5.63 \times 10^4 n_e^{1/2}$  (正)  $\omega_p = 5.63 \times 10^4 n_e^{1/2}$



- |        |  |          |                            |
|--------|--|----------|----------------------------|
| TR-144 | 円管流の非定常熱伝達<br>第2報 薄い壁の場合<br>Transient Heat Transfer through a Thin<br>Circular Pipe Due to Unsteady Flow in<br>the Pipe  | 1967年11月 | 林 二 識, 井上建二                |
| TR-145 | ロケット用耐熱材料の研究<br>Study on the Heat Insulation Materials<br>for Rocket   | 1967年11月 | 古田 敏康                      |
| TR-146 | 半導体歪ゲージを用いる小型高感度加速度計<br>の研究<br>Study on the Miniature Type High Sensi-<br>tivity Accelerometer Using Semiconduc-<br>tor Strain Gages   | 1967年11月 | 田畑 浄治, 大坪孔治<br>滝沢 実        |
| TR-147 | 固体ロケットモータのノズルにおける熱伝達<br>の実験的研究<br>—プロペラント内へ添加されたアルミニウ<br>ムの影響—<br>An Experimental Investigation of Heat<br>Transfer in the Nozzle of High-Alumi-<br>nized Solid Rocket                                 | 1967年11月 | 五代 富文, 湯沢克宜<br>伊藤 克弥, 西村久男 |
| TR-148 | 失速角以上で振動する翼のまわりの流れの観<br>察<br>—失速フラッタの研究(I)—<br>Optical Observation of the Separated Flow<br>around an Oscillating Aerofoil at High<br>Mean Angles of Attack with Special<br>Reference to Stall Flutter | 1968年 2月 | 中村 泰治, 磯貝 紘二<br>江尻 宏       |
| TR-149 | よどみ点におけるグラファイトのアブレーシ<br>ョンの実験的研究<br>An Experimental Study of the Ablation<br>of Graphite in the Stagnation Region  | 1968年 2月 | 相原 康彦, 野村茂昭<br>渡辺 泰夫       |
| TR-150 | 強化プラスチックの熱的物性値について<br>(輻射加熱による測定)<br>The Measurement of Thermal Properties of<br>Reinforced Plastics at Temperatures up<br>to 150°C (Infra-red Radiation Method)                                       | 1968年 2月 | 小川 鉦一, 野口 義男               |
| TR-151 | 空気力学的加熱の少ない極超音速飛しょう体<br>Minimum Heat Transfer Body at Hypersonic<br>Speeds   | 1968年 3月 | 相原 康彦                      |
| TR-152 | 二次元二重円弧翼列の遷音速実験<br>High Speed Tests of Compressor Cascades<br>with Double Circular Arc Blades Sections   | 1968年 3月 | 近藤 博, 藪田 光弘<br>山崎 紀雄, 古川 昇 |

---

## 航空宇宙技術研究所報告153号

昭和43年4月発行

発行所 航空宇宙技術研究所  
東京都調布市深大寺町1880  
電話武蔵野三鷹(0422) 44-9171 (代表)

印刷所 株式会社 東京プレス  
東京都板橋区桜川 2-27-12

---