

UDC 533.6.07:  
535.417

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-609

レーザホログラフィ干渉計による  
ルートビーク管内の気流の可視化

高島一明・原 亘利・青木竹夫

1980年5月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

# レーザホログラフィ干渉計による ルートビーク管内の気流の可視化\*

高島 一明\*\* 原 亘利\*\* 青木 竹夫\*\*

## FLOW VISUALIZATION IN A LUDWIEG TUBE BY A LASER HOLOGRAPHIC INTERFEROMETER

By Kazuaki TAKASHIMA, Nobutoshi HARA and Takeo AOKI

### ABSTRACT

The flow field in a Ludwig tube was recorded with a holographic interferometer of a pulsed ruby laser. Observations are as follows; (i) Boundary layer development in a charge tube and a subsonic/supersonic test section, (ii) Velocity profile in the boundary layer at the subsonic/supersonic test section and (iii) The flow field in a throat, around a cylinder and in the vicinity of a rearward facing step. It is found that the timewise development of the boundary layer in the charge tube can be predicted accurately by Becker's theory and also the turbulent boundary layer at the subsonic test section is fairly well predicted by Green's method. At the supersonic test section, velocity profile in the boundary layer is similar to the laminar one and Green's method is not appropriate to predict the development of it.

Interferograms, which are obtained for the flow field around the models, show good visibility and aid us in understanding the flow field.

These results of the experiment show that a holographic interferometer of a pulsed laser is a powerful and useful device for observing the flow field in a wind tunnel of short running time.

### 1. はじめに

ルートビーク管内の気流の状況を、パルスレーザ光源を利用したホログラフィ干渉計によって観測した。その結果を報告する。ルートビーク管は一般に簡単な構造で亜音速～超音速の試験が行なえる特色を持っているが定常状態の持続時間は0.1～0.01秒程度である。また、良く制御された風洞に比べて気流の定常性はやや悪いと言える<sup>1),2)</sup>。本報告では、この気流の定常性について気流可視化から得たデータをも提供する。気流可視化<sup>3)</sup>については従来から多くの技術が開発されていて、中でもレーザを利用したホログラフィ干渉計<sup>3),4)</sup>は従来のマッハツェンダ干渉計<sup>5)</sup>に比べ、取扱いが便利な点で格段の違いがある。

ここでは光源としてルビーレーザを用い、速い現象の

瞬間的な状態の記録が行なえるようにした。通常の光学的観測では気流の乱れは平均化されて観測できないが、パルスレーザを用いると気流の乱れは干渉縞のゆがみとなって観測される場合もあり、ここで採用した方法がルートビーク管の気流の乱れを評価する上での一助になると判断した。

観測は亜音速、超音速気流中において管壁の境界層の発達状況、起動衝撃波の移動状況等について行ない、理論的な計算結果と比較した。また、境界層内部の速度分布に関するデータも得た。マッハ数は0.50, 0.575, 1.39で、レイノルズ数は1 cmあたり $(2.1 \sim 3.5) \times 10^5$ である。

次に、ここで採用したパルスレーザを使用した気流可視化技術が種々の流れ場の観測に適用できることを調べるため、ノズルスロート付近におけるマッハ数分布を求めた。また超音速気流 ( $M=1.89$ ) 中における二次元円柱および後向きステップまわりの流れ場を観測した。これらの結果について評価検討を行ない、ルートビーク管

\* 昭和55年3月24日受付

\*\* 空気力学第二部

においてパルスレーザを使用したホログラフィ干渉計の有用性を確認した。

2. 記号

- $a$ : 音速
- $b$ : 測定部の半高さ
- $f$ : レンズ焦点距離
- $h$ : スロート部半高さ
- $K$ : グラッドストーン・デール定数  
( $0.2205 \times 10^{-2} \text{ m}^4/\text{kg} \cdot \text{sec}^2$ )
- $l$ : 基準長
- $L$ : ルートピーク管全長
- $L_w$ : 測定部幅 (116mm)
- $M$ : マッハ数
- $p$ : 圧力
- $q$ : 二次元流れ場の無次元化速度 (スロート部音速で無次元化)
- $\tau$ : 回復係数
- $R, R_c, R_s$ : それぞれスロート部, 円柱, 弓状衝撃波の曲率半径
- $R_e$ : レイノルズ数
- $t$ : 時間
- $T$ : 温度
- $u$ : 速度
- $u', v'$ : スロート部音速で無次元化した  $x, y$  方向の無次元じょう乱速度
- $V$ : 膨張波を集中化して考えた膨張波の進行速度

- $x, y$ : 座標
  - $X, Y$ : 座標,  $(x, y)$  を  $h$  で無次元化したもの
  - $Z$ : (12)式で定義される  $X$  の変換座標
  - $\gamma$ : 比熱比
  - $\delta$ : 境界層厚さ
  - $d$ : 離脱衝撃波の離脱距離
  - $\eta$ : (7)式で定義される膨張波内部の位置
  - $\theta$ : プラントル・メイヤ膨張時の気流偏角
  - $\lambda_*$ : ホログラム記録時の光の真空中での波長  
( $6.943 \times 10^{-7} \text{ m}$ )
  - $\mu$ : マッハ角
  - $\nu$ : 動粘性係数, またはプラントル・メイヤ関数
  - $\rho$ : 密度
  - $\tau$ : (5)式の無次元化時間
  - $\phi$ : 基準点から測定点までの干渉縞次数
- 下つき添字
- 0: 貯気状態
  - 1: 貯気筒
  - $\infty$ : 一様流
  - stg: よどみ点
  - $T$ : 膨張波尾部
- 上つき添字
- \*: スロート部

3. 試験装置

3.1 ルートピーク管

実験に使用したルートピーク管を図1に示す。貯気筒

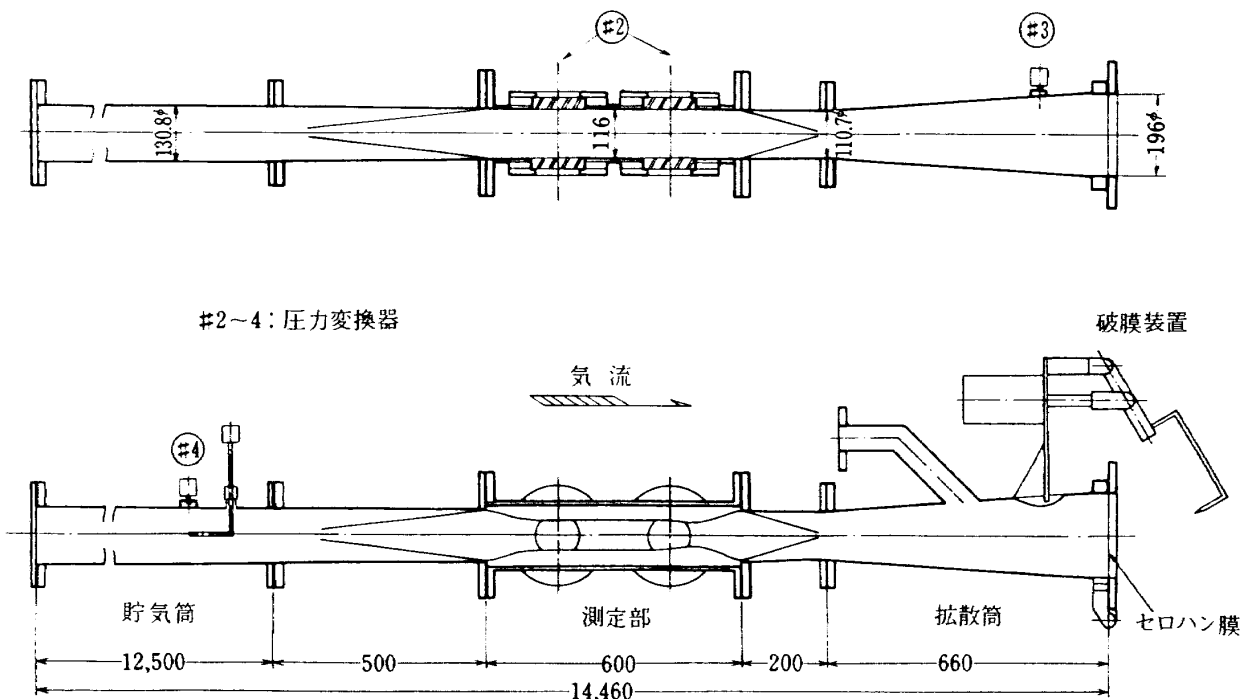


図1 ルートピーク管

は呼び径5インチの鋼管で内径130.8mm、長さ12.5mである。測定部は光学観測に便利なよう矩形断面とした。光軸方向の幅は116mmであり、上流側、下流側に二対の観測用窓がある。光学観測の際は whichever 一対の窓をガラス窓にし、他方は盲蓋とした。貯気筒から測定部までは円断面を矩形断面に変える移行区間で長さは500mmであり、断面積をかえず断面形のみを変化させている。

測定部の流れの状態を変化させるために測定部内壁の

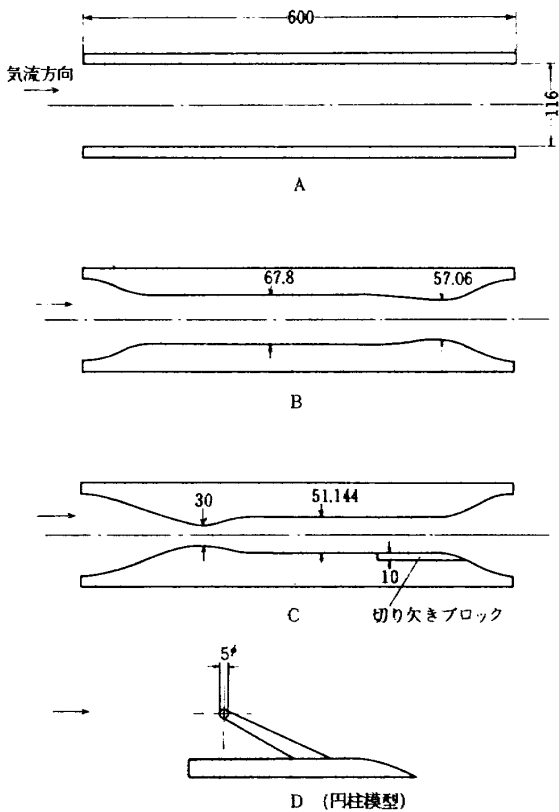


図2 各種ブロック (単位mm)

上下に図2に示すようなブロックを取付けることができ、ここでは4種ブロックを用意した。ブロックAを取付けたとき、測定部断面積は貯気筒のそれと等しくなり、測定部は貯気筒の延長と考えられる。ブロックBは測定部マッハ数0.6を得るためのものであるが、取付け方を上下流側逆にすると測定部にマッハ数1.52の超音速流が得られるが、超音速用に設計されたノズルではないため、弱い衝撃波が測定部に存在することが実験で示される。また、ここでのマッハ数は断面積比から求めたもので実際には、工作精度、境界層等の関係から亜音速試験ではマッハ数は0.6に近いが超音速試験では1.39となった。ブロックBの曲線部は余弦曲線で与えた。測定部は高さ67.8mm、スロート部高さは57.06mmである。

ブロックCはマッハ数2の一様流を測定部に得るよう設計したものである。スロートより上流側は余弦曲線を与え、下流側は境界層を無視した条件で特性曲線法で求めた。表1にその座標を示す。このブロックを取付けた場合、スロート部の流れ場観測ができ、切りかきブ

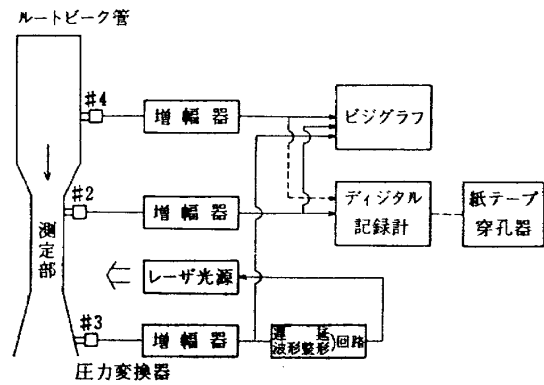


図3 計測系ブロック図

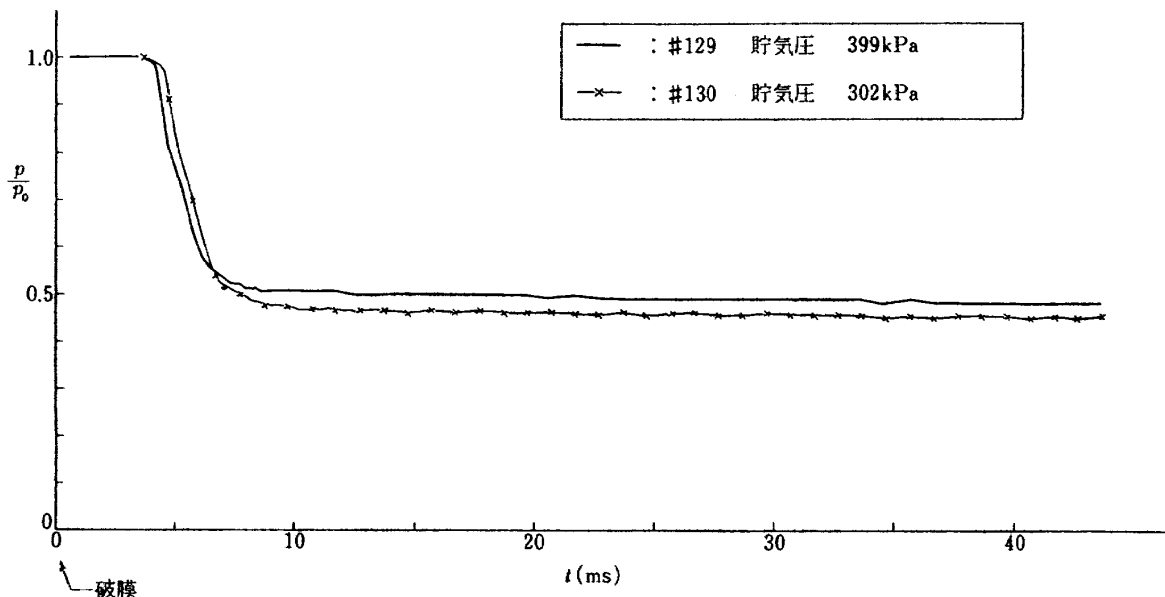


図4 圧力の時間的変化 (ブロックC使用, 測定部上流窓)

ックを取りはずせば後向きステップの流れ場が得られ、その部分に円柱模型(ブロックD)を取付けて二次元円柱まわりの流れ場の観測が行なえる。なお、実験時のマッハ数は境界層の影響をうけ、測定部で1.89であった。

測定部下流側は200mmの移行区間を経て、再び円形断面となり、拡散筒から破膜装置につながる。膜は厚さ0.03mmのセロハンを使用し、貯気圧を $\text{kg/cm}^2 \text{G}$ で表わしてその9倍の枚数を使用した。これは経験的に得た

表1 ブロックCの座標

単位: mm

最小断面からの 気流方向位置	軸 ~ 壁間距離
0	15.000
7.234	15.438
13.690	16.583
24.902	19.062
35.821	21.134
45.965	22.694
56.290	23.916
67.167	24.824
78.831	25.393
89.294	25.572

もので安定して使用できた。破膜はエアシリンダを駆動して行ない、ルートビーク管を起動する。

次に、計測系を図3に示す。歪ゲージ式圧力変換器は図1の#2~#4で示され、貯気筒下流端でよどみ点圧力を、測定部窓位置で静圧を、拡散筒下流端で静圧をそれぞれ検出する。その信号は増幅された後、デジタル化されて記録され、一方アナログ信号のままビジュコーダに入って記録、監視される。流れ場のホログラムを撮影する際は、所定の時刻にパルスレーザを発振させるために拡散筒下流端に取付けられた圧力変換器からの信号をトリガー信号として用い、遅延および波形整形装置に入力し、あらかじめ設定した遅延時間の後に信号をレーザ光源制御部に送るようになっている。

圧力計測データは干渉縞写真を解析する際の基準量として必要であり、デジタル記録後、オフライン処理で出力される。圧力の時間的変化の一例を図4に示す。この圧力計測データは光学観測の通風と同じ実験条件における別の通風で求め、解析に使用する。

### 3.2 光学観測系

実験に使用した光学系の外観写真を図5、図6に示す。また、光学系配置を図7に示す。光源を出た光はビームスプリッタ(B.S.)によって二つの光束に分けられ、一方は目的光として図7の反射鏡 $M_5$ からビームエキスパンダレンズ $L_3$ を通った後、直径7cmのコリメータレンズ $L_4$ を

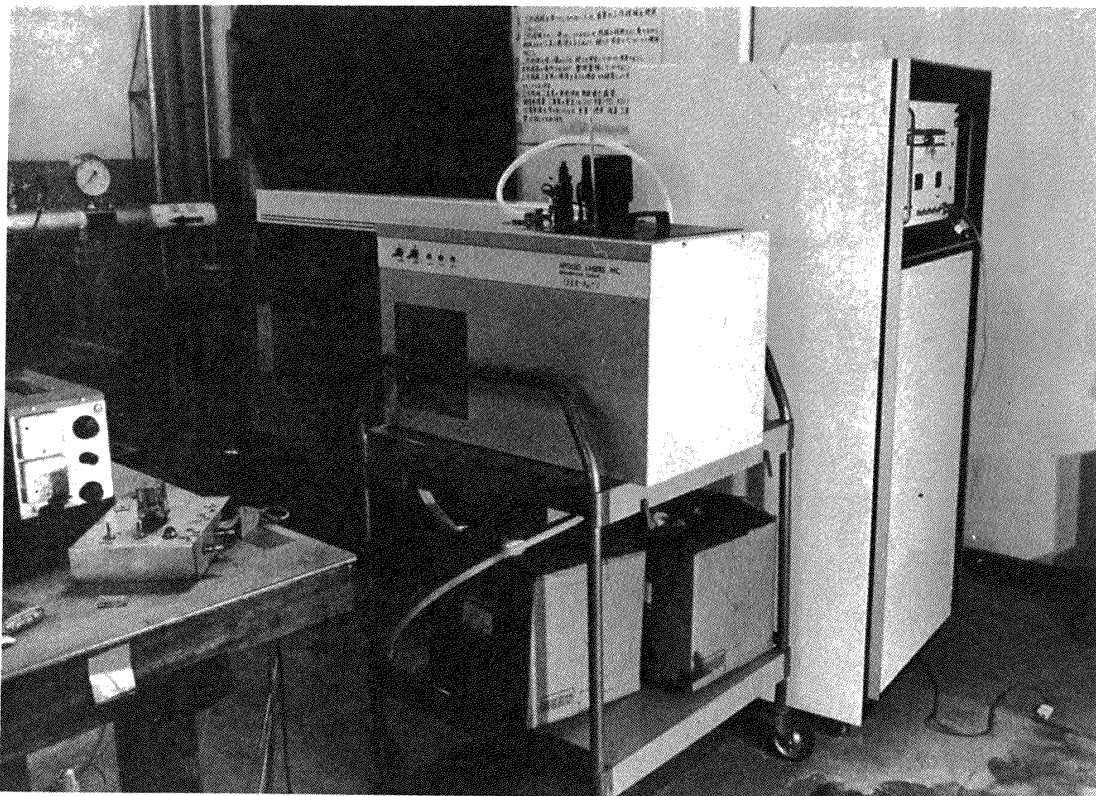


図5 パルスレーザ光源、電源および制御装置、温度調節器

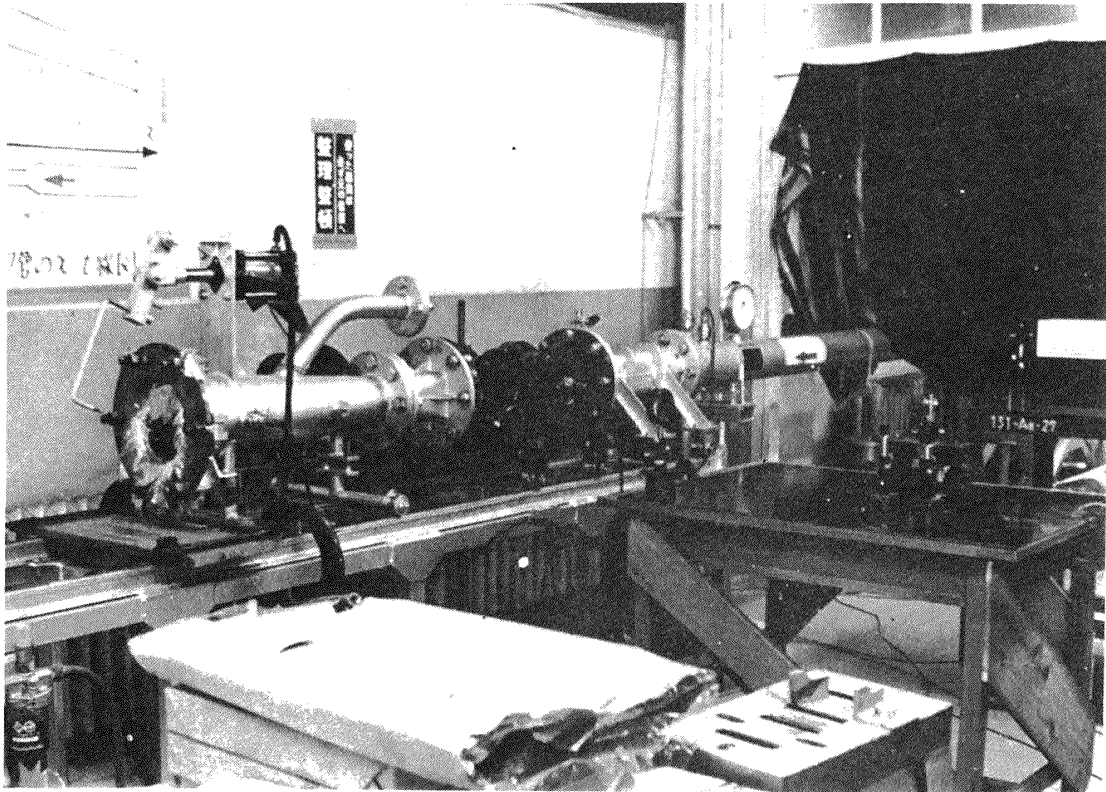


図6 ルートビーク管測定部周辺

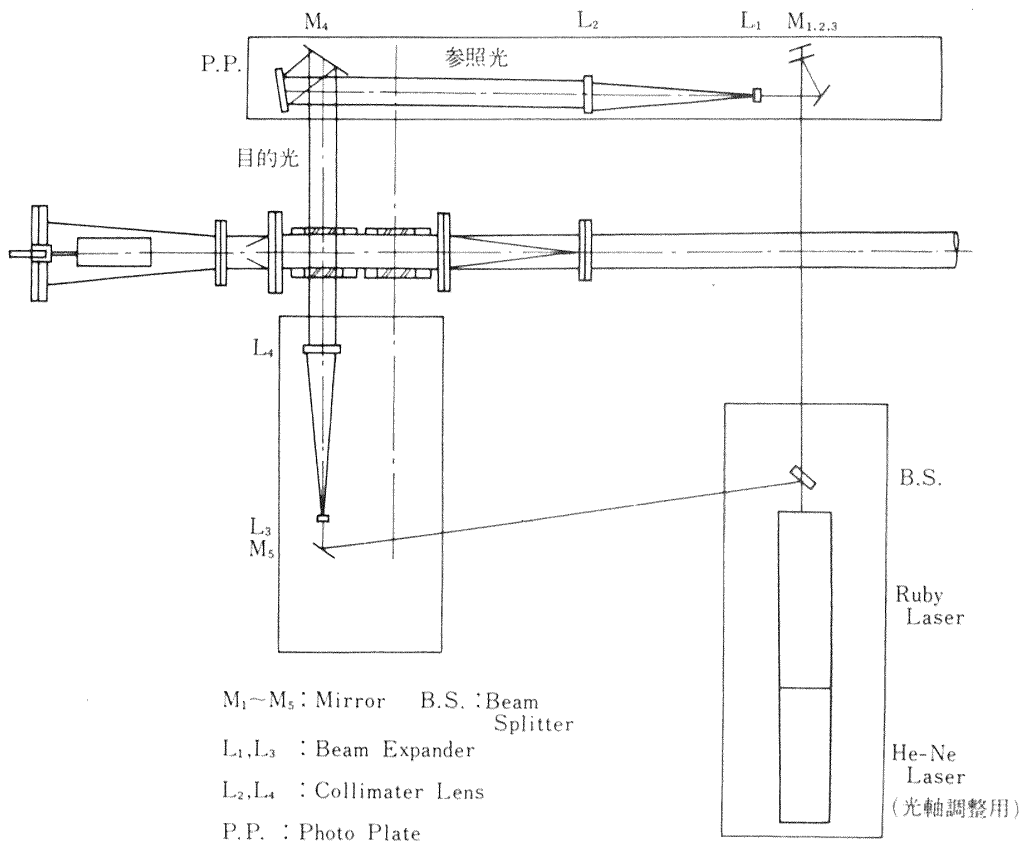


図7 観測光学系配置

経て測定部を通過し、反射鏡 $M_4$ で反射されて乾板(P.P.)まで導かれる。また、もう一方は参照光としてルートピーク管の外側を通し、反射鏡 $M_1, M_2, M_3$ で光路変更した後、ビームエキスパンダレンズ $L_1$ を通り、直径7 cmのコリメータレンズ $L_2$ を経て乾板まで導かれる。この場合、二つの光路程がほぼ等しくなるように配置してある。

ホログラムの記録は、この二つの光を同時に乾板にあてて行ない、これにより、測定部の密度分布に関連した光波面位相情報が保存される。再生は図8の光学系を用いて行なった。位相情報の検出には、ホログラフィの場合、二重露光干渉法、デュアルホログラム干渉法等がよく用いられる。特に、二重露光干渉法は操作が簡便であり、また可視性の良い干渉図形が比較的容易に得られる特長を持つ。しかし、今回の実験では、ルートピーク管

の起動に伴って生じる振動の影響がきわめて大きく、二重露光干渉法では満足なホログラムが得られない場合が多かった。そのため、大部分の観測はデュアルホログラム干渉法を用いて行なった。

この方法はよく使われる方法<sup>6)</sup>であり、基準状態(通常は無風時で、今回の実験ではルートピーク管内に空気を充填した状態で、通風直前の状態である。)と実験状態(通風時)に記録したホログラム原板二枚を重ね合わせて同時に再生し、その再生光同士を干渉させるようにしてあるため、実験中の光軸のずれ補正および有限縞、無限縞干渉図形の選択が任意に行なえる。

本観測では、ホログラム記録時と再生時において、それぞれ異なったレーザー光源を使用した。それらの規格を表2に示す。この理由は、記録と再生時では発光時間の違いが要求されるためであり、記録時は流れの高速記録を可能とするため発光時間25 n secのパルスレーザーを採用したが、再生時は光軸調整、写真撮影に便利なよう連続発光型のヘリウム・ネオンレーザーを用いた。記録時と再生時で光の波長が異なるが、再生された像への影響は無視した。なお、データ解析時に用いる光の波長の値は、当然、記録時のものの値である。

記録時に用いたルビーレーザー光の波長単一性は、一般に、他のガスレーザーに比べて余り良くない。それは、ま

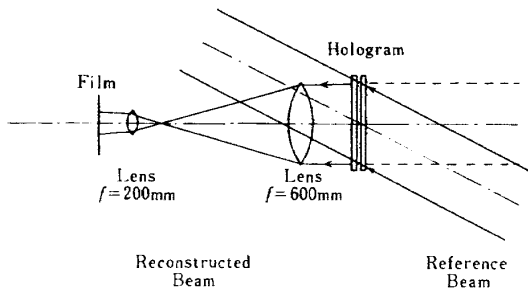


図8 再生光学系

表2 レーザ装置の規格

項目	記録用レーザー装置	再生用レーザー装置
レーザー媒質	ルビー単結晶	He-Ne 混合ガス
発振方式	光励起ジャイアントパルス発振	電流励起連続発振
発光時間	25 ns	連続
最大繰返し数	4 p.p.m	
波長	0.6943 $\mu\text{m}$	0.6328 $\mu\text{m}$
モード	TEM <sub>00</sub>	TEM <sub>00</sub>
出力	50 mJ/Pulse	5 mW
備考	光軸調整用 He-Ne レーザ内蔵	

表3 現像処理

過程	処理剤	温度	時間	備考
現像	Refinal	20°C	8~10分	Agfa 社処方
水洗	流水	"	30秒	
定着	G 334	"	10分	Agfa 社処方
水洗	流水	"	20分	
脱水乾燥	エチルアルコール	"	3分	Agfa 社 10E75 乾板 使用

レーザー媒質としての均質なルビー単結晶が得られにくいことと、発振動作が急峻であるから、熱膨張による共振点移動が大きいためであると考えられる。そこで、特にホログラフィに使用するものでは、ルビーロッドの厳選および温度制御された複共振器の採用など特別な措置が必要である。今回の観測に使用したApollo社製25000型ホログラフィックルビーレーザー(図5)は上記の処置がなされている。

ホログラム原板の作製には前述のとおり目的光と参照光を同時に乾板上にあててやる必要がある。この場合、それぞれの強度比は、露光量の設定と並んで重要な要素となる。ここでは、最も明るい再生光が得られる条件<sup>4)</sup>すなわち50%-50%になるようにビームスプリッタの分割比を選んだ。また、露光量の設定は、レーザー装置内のアイリス型アパーチャの開度によって行なった。露光の行なわれた乾板は表3の処理によりホログラム原板に変換される。

3.3 データ処理法

3.3.1 ルートビーク管の気流に関する諸式

干渉写真の解析に際し、基準量としては測定した圧力を用いる。ここで、ルートビーク管特有の気流の状態量の関係式として貯気状態とよどみ点状態の関係を次式に示す。

$$\frac{T_{stg}}{T_0} = \left(\frac{p_{stg}}{p_0}\right)^{(r-1)/r} = \left(\frac{\rho_{stg}}{\rho_0}\right)^{r-1} = \left(1 + \frac{r-1}{2} M_1^2\right) / \left(1 + \frac{r-1}{2} M_1^2\right)^2 \quad (1)$$

よどみ点状態と測定点との気流の関係式は通常のエネルギー式から得られ、

$$\frac{T_\infty}{T_{stg}} = \left(\frac{p_\infty}{p_{stg}}\right)^{(r-1)/r} = \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_{stg}}\right)^{(r-1)} = \left(1 + \frac{r-1}{2} M_\infty^2\right)^{-1} \quad (2)$$

である。

3.3.2 干渉図形

干渉縞の図形から密度分布への変換は、流れ場が二次元的な場合には極めて容易である。式の誘導および物理

的な説明は多くの文献<sup>5),7),8)</sup>で見られるからここでは省略し、最終結果のみを次式に示す。

$$\rho_A - \rho_B = \frac{\phi}{L_w} \cdot \frac{\lambda^*}{K} \quad (3)$$

ここで $\rho_A, \rho_B$ は画面内二点における密度の値で、いずれか一方が既知でなければならない。その密度、既知の値の位置を基準点として他の点の密度がわかり(1), (2)の関係式からその他の量がわかる。

なお測定部幅 $L_w$ は厳密に言えば窓ガラス上に発達している境界層厚さを補正した値を使うべきであるが、ここではその補正を行わず実測した測定部幅の値116mmを使用した。

4. 実験結果

4.1 実験条件

ルートビーク管の貯気圧力は300~400 kPaとした。単位長さあたりのレイノルズ数は図9に示される。貯気温度は25°C程度であった。使用空気は特に乾燥させたものでなく、高速気流では水蒸気の凝結が起り、若干の問題を生じるが無視する。本報告に記載した実験の種類を表4に示す。

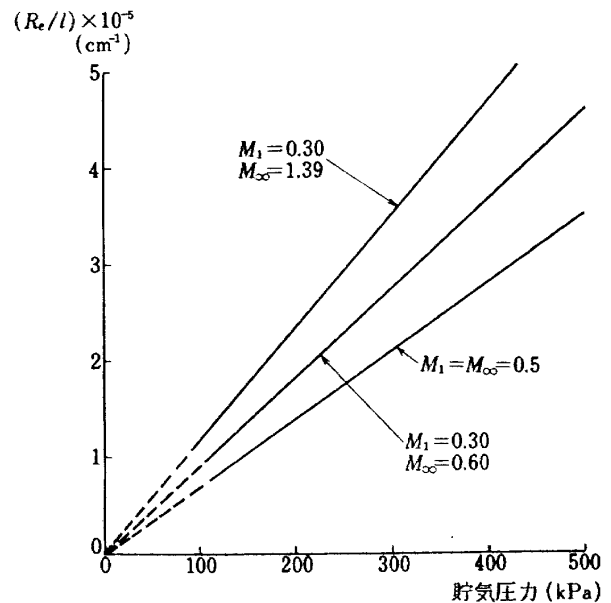


図9 実験条件

表4 実験内容

観測内容	貯気圧力 kPa	マッハ数	写真番号	撮影時間 (被膜後 msec)	使用ブロック
時間的変化の観測	貯気筒境界層	0.5	図10	21~61	A
	測定部境界層	≈0.6/≈1.39	図12/図13	(11~61)/(25~30)	B
	起動衝撃波	1.39	図18	10, 13, 22	B
定常状態観測	境界層速度分布	≈0.6/≈1.39	図12/図13	30/25	B
流れ場観察	スロート	≈1.0	図20	6.6, 6.8, 9.0	C
	二次元円柱	1.89	図24	42.2	C, D
	後向きステップ	395/297	1.89	図27	43.7/42.4



4.2 貯気筒下流端における境界層の発達

ルートビーク管の貯気筒は通常の吹出式風洞における貯気槽、調圧弁、集合胴の役割をまとめて行なうわけで気流の定常性を決定する重要な働きをする。気流の定常性は貯気筒内の境界層の発達具合でほぼ決定されるから、この発達状況が気流の性質に与える影響は大きい。貯気筒は、製作しやすいように通常円形断面であり、ホログラフィ干渉計による気流可視化には不適當である。そこで3.1で述べたように貯気筒断面積と同一断面積を持つ矩形断面部を設け、これに貯気筒を連結させ、この矩形断面部における境界層の発達を貯気筒下流端における境界層の発達と考えて観測した。円形断面から矩形断面に変化することに伴う三次元的な境界層への影響は無視した。また、貯気筒マッハ数は下流に設けるスロートの断面積をかえて適当に選べるが、マッハ数を大きくとる方が境界層の影響を見やすいから通常の場合 ( $M_1 = 0.2 \sim 0.3$ ) よりも大きく、0.47を選んだが実験結果では境界層の影響で0.5となっている。

図10に破膜後20msec, 40msecにおける有限縞干渉法による気流可視化の結果を示す。気流方向は右から左

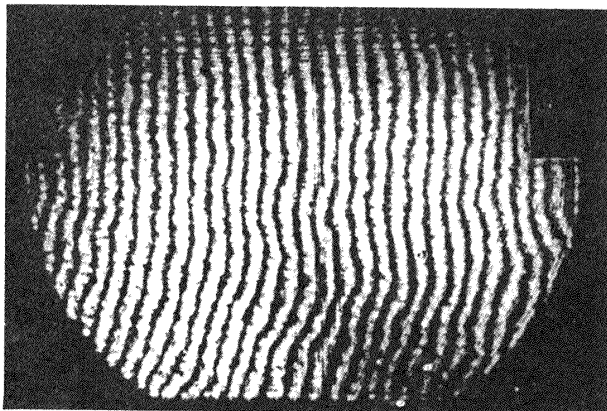
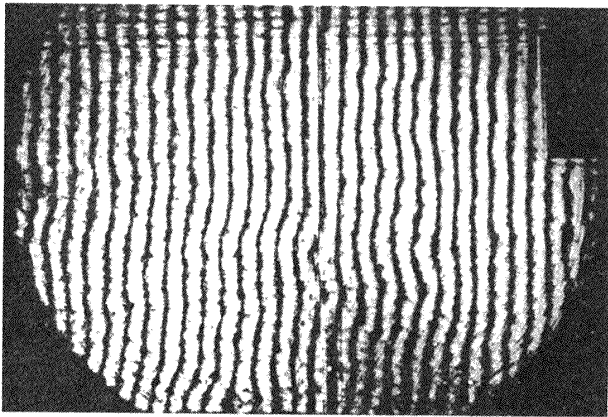


図10 貯気筒内の境界層変化  
(上) 破膜後 20 msec  
(下) 破膜後 40 msec

である(以下、干渉縞写真の気流方向はすべて右から左)。管内形状は異なるが、図4から推察できるように上記の時間では測定部(この場合の観測点)は定常状態になっている。図10で縦の縞が壁の近くで曲がっているが、これは境界層による密度変化のためと考えられるから、曲がり始めの位置と壁の間が境界層の厚さ  $\delta$  に相当する。また、干渉縞全体が完全な直線状でないのは、流れの乱れによるものと推定される。このような写真のいくつかから境界層の厚さ  $\delta$  を求め、その変化を破膜後の時間に対してプロットしたものが図11(a)である。理論値はBecker<sup>9)</sup>の方法によるもので乱流境界層として次式で与えられる。

$$\delta = 0.303 \left( \frac{\nu_1}{u_1 \tau} \right)^{\frac{1}{5}} u_1 \tau \left( 1 + 0.778 \frac{u_1}{V} \right)^{-\frac{4}{5}} \quad (4)$$

ここで  $\tau$  は時間に相当する量で

$$\tau = t - x/V \quad (5)$$

$V$  は集中化した膨張波の上流への進行速度で

$$\frac{u_1}{V} = \frac{0.225 \left( \frac{u_1}{a_0} \right)^{\frac{3}{4}} - \left( \frac{\nu_0}{\nu_1} \right)^{\frac{1}{4}} g_t(\eta_T)}{\frac{7}{9} \left( \frac{\nu_0}{\nu_1} \right)^{\frac{1}{4}} g_t(\eta_T) + 0.225 \left( \frac{u_1}{a_0} \right)^{\frac{3}{4}} \cdot \frac{6(1-\eta_T)}{5 \eta_T}} \quad (6)$$

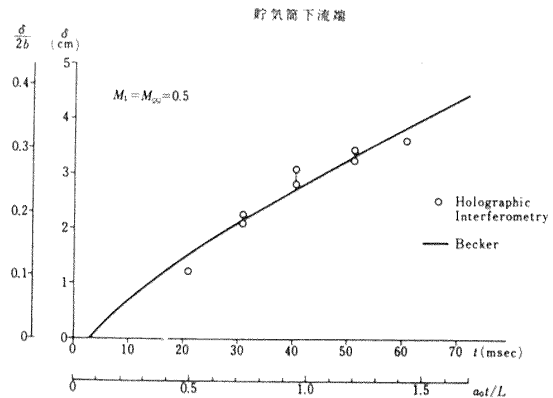


図11(a) 貯気筒内の境界層の発達状況

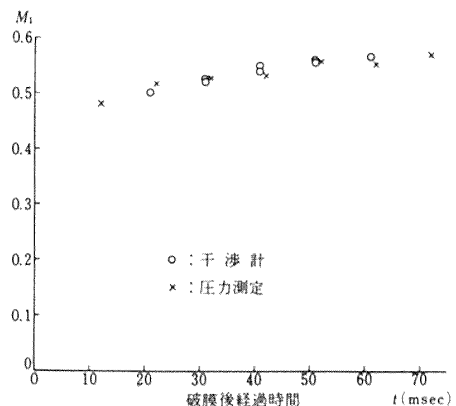


図11(b) 貯気筒マッハ数の時間的变化

で表わされる。 $\eta$  は膨張波内の位置を膨張波頭部に対して示す量で

$$\eta = (a_0 t - x) / a_0 t \quad (7)$$

であり、 $\eta_T$  は膨張波の尾部 (上式で  $x = (a_1 - u_1) t$ ) を表わす。 $g_t(\eta)$  は膨張波内部における乱流境界層の発達状況を示す項で

$$g_t(\eta) \approx 0.066 \eta^{7/4} \quad (8)$$

である。

通常 Becker の推定値はいくつかの実験結果と比べて、やや薄い境界層厚さを与えるが、<sup>10)</sup> 今回の観測結果と推定値は良い一致を示している。

図11(a)で示されるように境界層が通風中に厚くなっていくと境界層の排除効果のため有効断面積は減少し、従ってマッハ数は増大していく。この現象は文献1)にも示されているが、今回の実験でも同様の傾向が見られた。図11(b)は同一実験条件で圧力測定を行ない、その時間的な変化からマッハ数変化を求めた結果と、干渉計から得た境界層の排除効果を考慮して時間的な断面積変化を求め、更にマッハ数変化を計算した結果との比較を示す。ここで境界層排除厚さ  $\delta^*$  は  $1/9$  乗則を適用 (4.4 項参照) して  $\delta^* = \delta/10$  とした。図11(b)における両者の一致は良く、お互いの測定の信頼性を高めていると言える。また、この場合、通風中におけるマッハ数の変化は0.06秒間に0.09程度の大きさに達する。

#### 4.3 測定部における境界層の発達

ここでは亜音速流の場合 ( $M_\infty = 0.6$ ) と超音速流の場合 ( $M_\infty = 1.39$ ) の測定部壁に発達する境界層の時間的な変化について観測した結果を説明する。

4.2 項と同様にホログラムを有限縞法で再生した干渉図形の一部を図12, 図13に示す。図12は亜音速流, 図13は超音速流の場合で、これは3.1 項で述べたように  $M = 0.6$  用のブロックを上, 下流側逆に取付けて得たものでラバールノズルの不完全さから弱い斜め衝撃波の存在が見られる。この干渉図形は無限縞法で再生したものである。前と同様に、このような写真から境界層の発達状況を読みとり、図14(a), 図15が得られた。ここで理論値は、初期値としてBeckerの方法による貯気筒下流端における境界層の厚さを用い、定常状態を仮定してグリーンの方法<sup>11), 12)</sup>によってその下流の境界層の発達を計算したものである。図14(a)からわかるようにグリーンの方法は、この場合よい推定結果を与えるが、一方、図15で示される超音速測定部における境界層の推定には適さない。後で示すように、亜音速測定部における境界層は、その速度分布の形から明らかに乱流境界層であり、グリーンの方法は乱流境界層に対する計算方法であるから計算値

と実験値の適合も良いわけである。所が超音速測定部の場合は境界層内の速度分布が層流的であり (4.4 項参照), グリーンの方法はもともとこの場合の推定には不適當で実験よりもはるかに厚い境界層を与える。超音速測定部を用いた場合は、貯気筒下流端における乱流境界層はノズルでの急激な負の圧力勾配によって層流境界層へ逆遷移<sup>13)</sup>していると言えよう。従って、図15の推定に際して

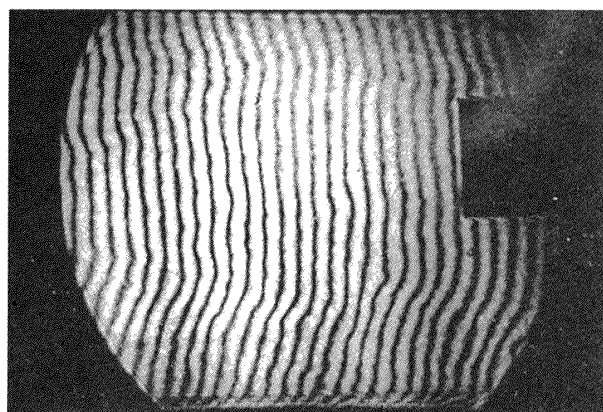
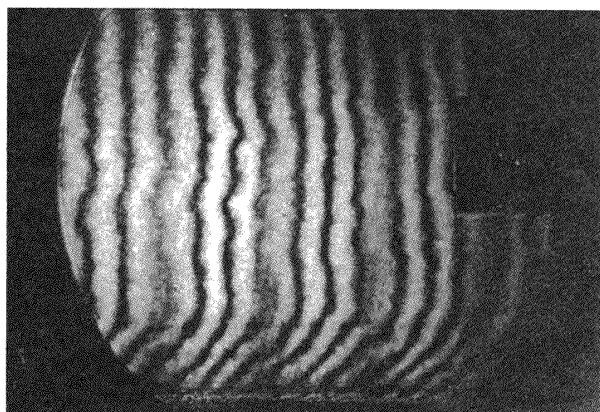


図12 亜音速測定部内の境界層の変化  
(上) 破膜後 30 msec  
(下) 破膜後 60 msec

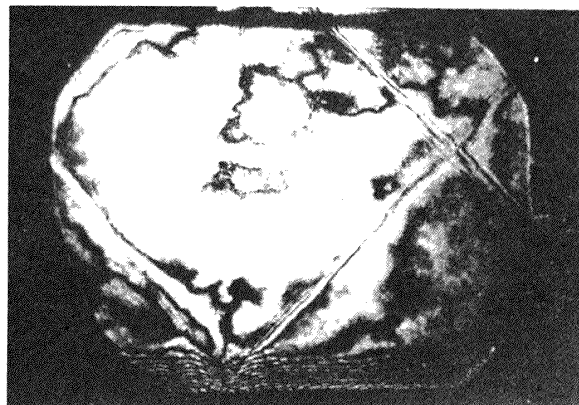


図13 超音速測定部  
破膜後 25 msec

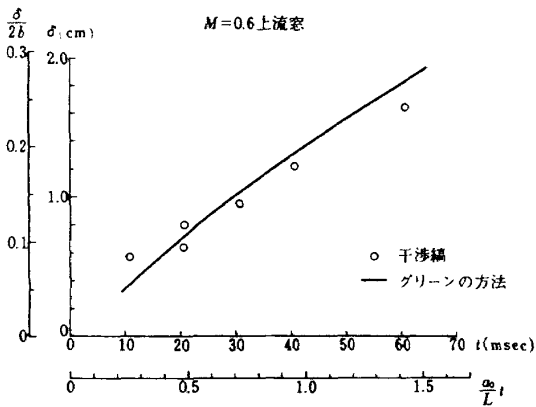


図14(a) 亜音速測定部内の境界層の発達状況

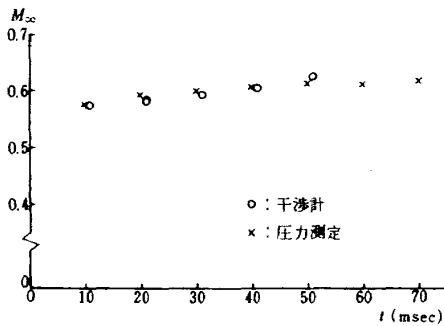


図14(b) 測定部マッハ数の時間的变化

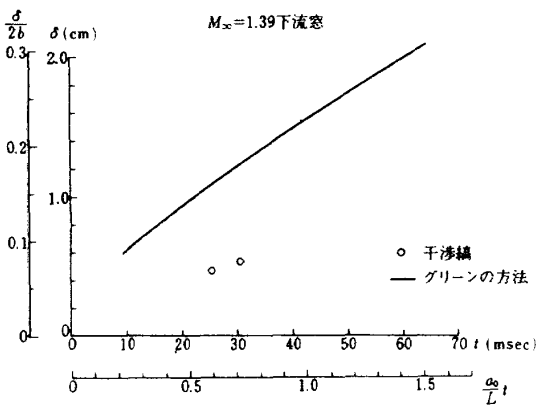


図15 超音速測定部内の境界層の発達状況

は、まづ、逆遷移位置およびそこにおける境界層の厚さの推定を行ない、次に層流境界層の発達の計算を行なう必要があるが、本報告の目的とは離れてくるのでここでは省略する。

図14(b)は4.2項と同様に境界層排除厚さの時間的变化による測定部マッハ数の変化を示したもので、圧力測定の結果と干渉計の結果からの推算値はほぼ一致している。

#### 4.4 境界層内の速度分布

4.3項で示した図12の破膜後30msecの干渉図形および図13からそれぞれの場合の境界層内部の速度分布を求

めて見る。境界層内の密度分布から速度分布を求める方法としては、次の仮定のもとに導かれたCroccoの関係<sup>14)</sup>を用いることにする。

すなわち

1. 流れ場において各断面の静圧が一定である。
2. 流体は完全ガス法則に従う。
3. 壁からの熱の授受がない。

とすると、一様流の値によって基準化された速度と密度の関係は次式で与えられる。

$$\frac{u}{u_\infty} = \left[ 1 + \left( 1 - \frac{\rho_\infty}{\rho} \right) / \left( r \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

$r$ は回復係数でここでは0.88とした。

図16, 図17はこのようにして求めた境界層内部の速度分布である。亜音速測定部では図16で見られるように乱流境界層であり、速度分布はいわゆる1/7乗則よりも1/9乗則に近いことがわかる。また、超音速測定部では境界層は層流的であり、図では1/7乗則の曲線とPahl-

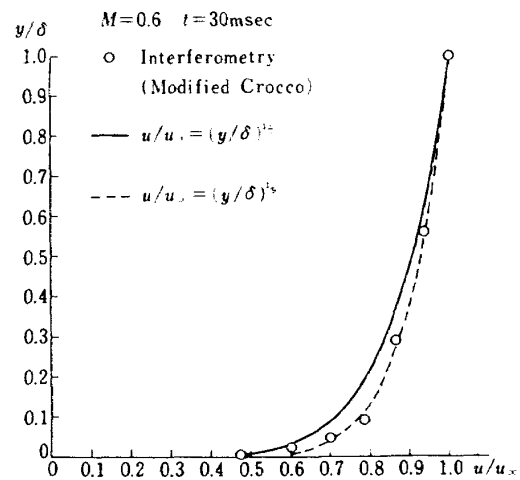


図16 境界層内速度分布  $M_\infty=0.6$

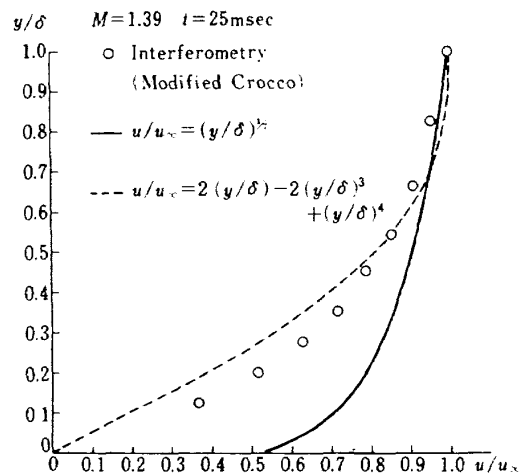


図17 境界層内速度分布  $M_\infty=1.39$

hausen の曲線の間に殆んどの測定点があることが示される。

#### 4.5 起動衝撃波

超音速測定部の場合は起動衝撃波が現われるが、いくつかの試行を経て、その干渉縞写真が得られた。図18にそれを示す。図18の上方および中央の写真はそれぞれ破膜後 10 msec および 13 msec において上流側の観測窓位置で得られた。この部分は上下壁がまだ平行になっていない部分であるが、境界層と衝撃波の干渉状況、衝撃波上流側が一様な領域になりつつある状況などがよくわか

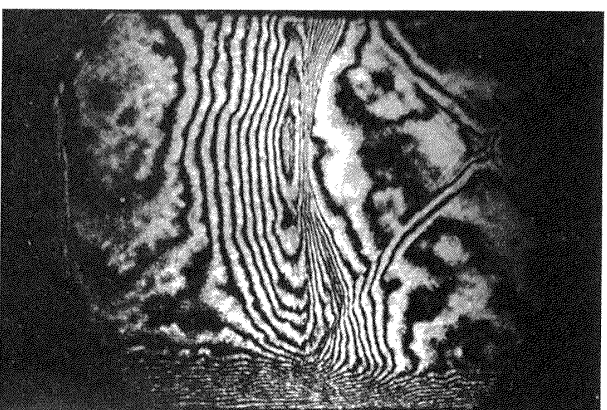
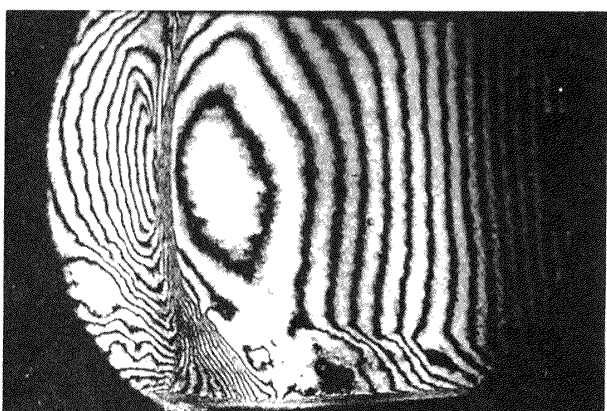
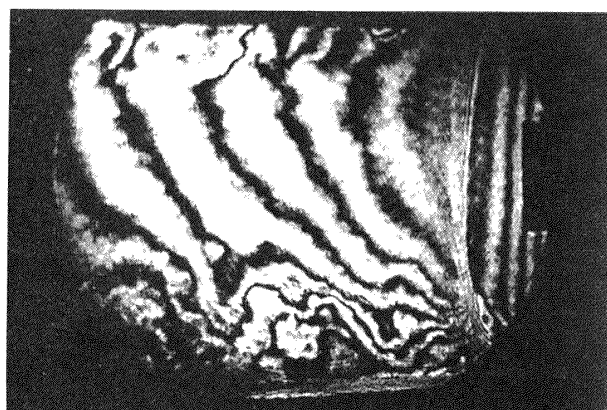


図18 起動衝撃波の移動  
 (上) 破膜後 10 msec (上流窓)  
 (中) 破膜後 13 msec (上流窓)  
 (下) 破膜後 22 msec (下流窓)

る。図18下段の干渉縞写真は下流側の窓で破膜後22msecに得られたものである。この部分は上下壁は平行である。起動衝撃波の上流側にある弱い斜め衝撃波はラバールノズルでの波の相殺が十分でないためのものであり、それらと境界層との干渉、起動衝撃波の下流状況などがよく観察できる。衝撃波の上流側と下流側では境界層の厚さが急変していることも示されている。この境界層は衝撃波下流側では当然乱流境界層と推定されるにもかかわらず干渉縞がほぼ平行に並んでおり、一見層流境界層のように見える。しかし、この干渉図形を得るための光路を考えてみると光は測定部を横断してくるわけであり、その横断中に受けた影響の総和のみが写真に表われる。これは横断中の影響を平均化したものとしてこれらの写真を考えねばならない。そうすると乱流境界層ではあっても干渉縞がほぼ平行に写っているのは不自然ではなく、他にもこのような例は見られる<sup>5)</sup>

図19は起動衝撃波の移動状況を特性曲線法による計算結果と比べたもので、計算値は観測結果より2倍程度早く下流側へ移動し、超音速測定部の際の起動時間(測定部に定常状態を得るまでの時間)が小さい。これは境界層の影響等を計算では考慮していないためと予想される。

#### 4.6 流れ場の観測例

次に流れ場全体の観測例として、図2のブロックCを用いた場合の二次元ラバールノズルのスロート附近、超音速流中の二次元円柱まわり、同じく後向きステップ付近の無限干渉縞写真を示し、簡単な説明を行なう。

##### 4.6.1 スロート付近の観測

ルートピーク管のスロート部の流れは、入射膨張波がここを通過するにつれ、気体は初めの静止状態からしだいに加速される。その後、最小断面付近でマッハ数が1となり、流れはチョークし、入射膨張波は、それ以後はスロート部を通過できず、有限の幅の波となって上流へ

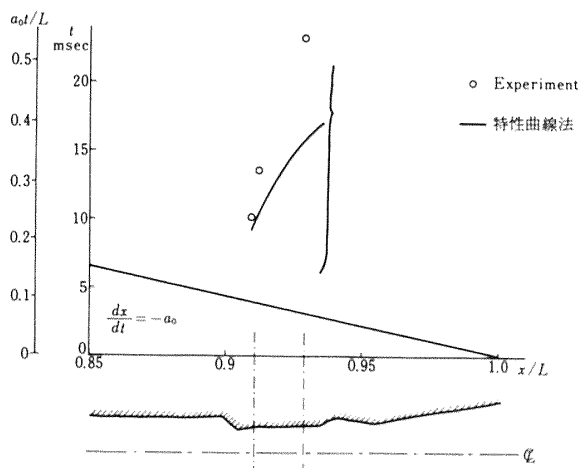
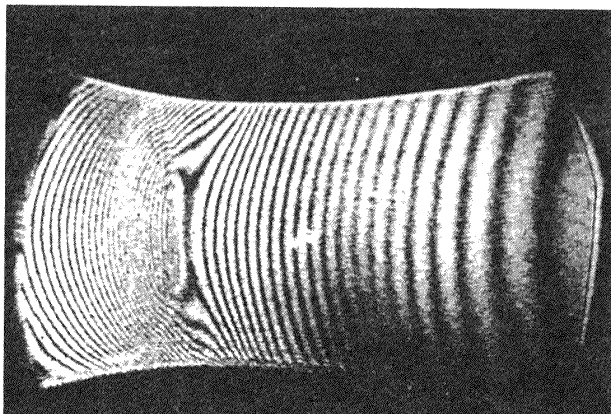


図19 起動衝撃波の移動状況

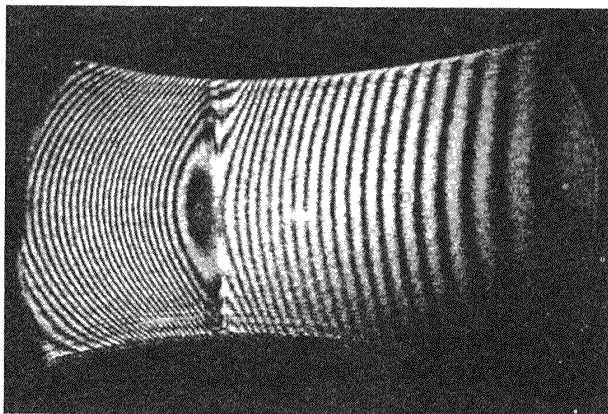
向う。スロート部で流れが定常となるまでの時間(ノズル始動時間)はルートピーク管のような短時間型風洞では実験可能時間との関係で重要な項目であり、スロート付近の流れの様子を観測した。

図20に破膜後6.6msec, 6.8msec, 9.0msecの状態の流れ場を示す。図4からスロート上流の測定部では破膜後8.5msecで定常状態になっていることから図20(a), (b)は非定常状態, (c)は定常状態と考えられる。

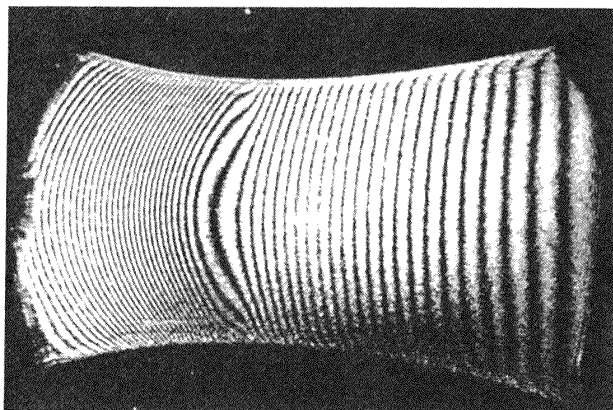
まず、定常状態の干渉図形(c)から軸上および壁面上の



(a) 破膜後 6.6msec



(b) 破膜後 6.8msec



(c) 破膜後 9.0msec

図20 スロートの流れ場

マッハ数分布を求めた。これを図21, 図22に示す。マッハ数分布を求める際、基準となるべき圧力または密度の値が必要であるが、これは同じ条件の別の実験で最小断面位置の軸上の壁圧を測定し、それから9.0msec後の密度比、マッハ数を求め、それらを基準とした。

図21, 図22にはHallの方法<sup>17)</sup>で求めたマッハ数分布およびこのノズルを設計した際に用いた特性曲線法の結果をも記載した。Hallの方法はスロート部が二次曲線で表わされるような、二次元または軸対称ノズルに適用されるもので解の形が簡単である。解としてのじょう乱速度は級数形で表現されるが、第1近似として第1項のみをとると

$$u' = \frac{1}{R} \left( \frac{1}{2} Y^2 - \frac{1}{6} + Z \right) \quad (10)$$

$$v' = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{\gamma+1}{R}} \left( \frac{1}{6} Y^3 - \frac{1}{6} Y + YZ \right) \quad (11)$$

ここで  $Z = X\sqrt{R/(\gamma+1)}$

であり、 $X, Y$ はスロート部中央を原点として流れ方向に $X$ 軸、垂直方向に $Y$ 軸をとり、スロート半高さで無次元化してある。 $u', v'$ はスロート部音速で無次元化したじょう乱速度で、任意の位置のマッハ数は

$$M = q \left[ \frac{\gamma+1}{2} - \frac{\gamma-1}{2} q^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (13)$$

$$\text{ここで } q = \sqrt{(1+u')^2 + (v')^2} \quad (14)$$

で与えられる。

今回の実験に用いたノズルのスロート部は

$$0 \leq x/h \leq 0.91 \quad (15)$$

の範囲では曲率半径  $R=4h$  の円弧であり、図21, 図22でわかるようにHallの式と実験値は若干のずれはあるがその変化傾向についてはよい一致が見られる。このずれは干渉図形解析の際に用いた基準値と座標位置の読み取り方に誤差があると考えられる。

スロートの上流側では実験値と計算値の一致が悪いがこれはこの付近の形状が円弧でなく、曲率も急変しているためHallの式の適用外の部分である。

次に、非定常な流れ場の干渉図形図20(a), (b)を考える。この場合スロート下流側で等密度線の閉曲線が表われているのは興味深い。これはスロート部がチョークする際、上下の壁側から超音速領域が発達し、中央部に亜音速領域がまだ残っている状態と考えられる。図20(a), (b), (c)から軸上の密度分布を求め、図23にこれを示す。スロートでチョークする際、下流の亜音速領域は急速に消滅していることがわかる。

なお、スロート部における境界層はルートピーク管の流れの定常性に関係あり、興味あるものであるが観測で

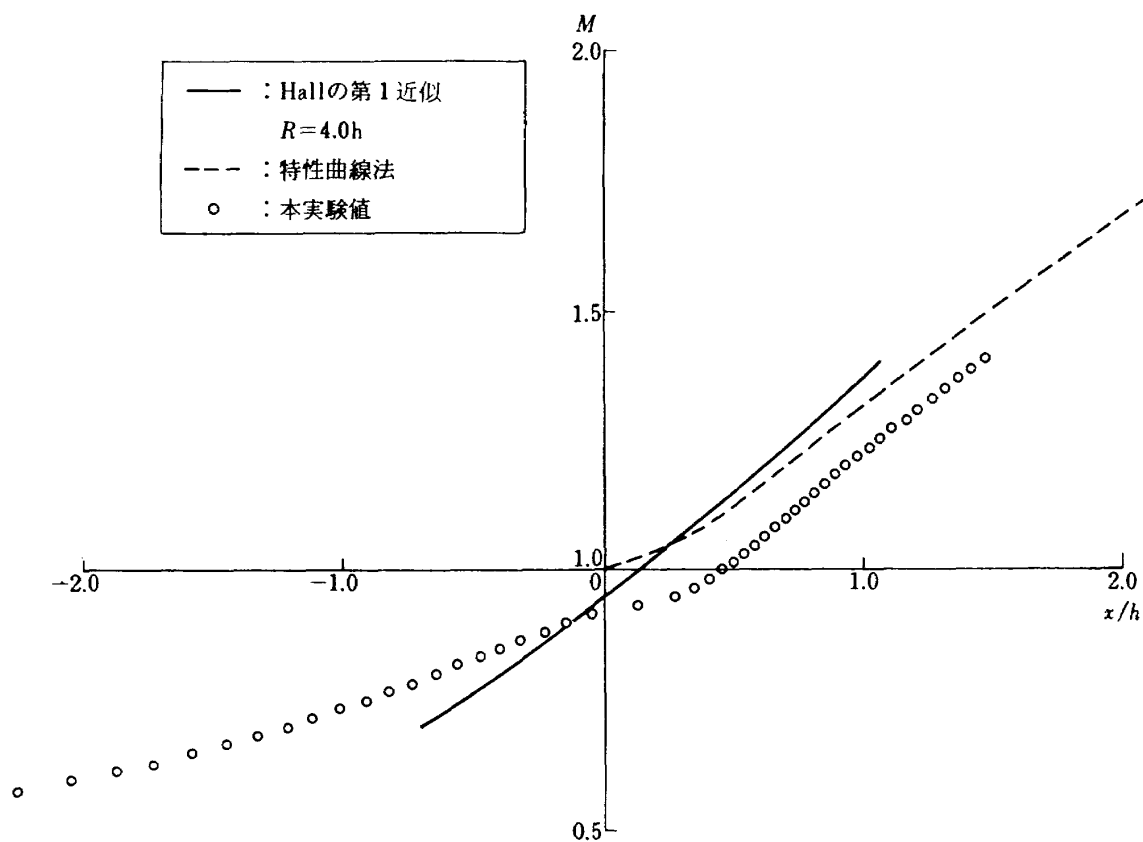


図21 軸上マッハ数分布の比較

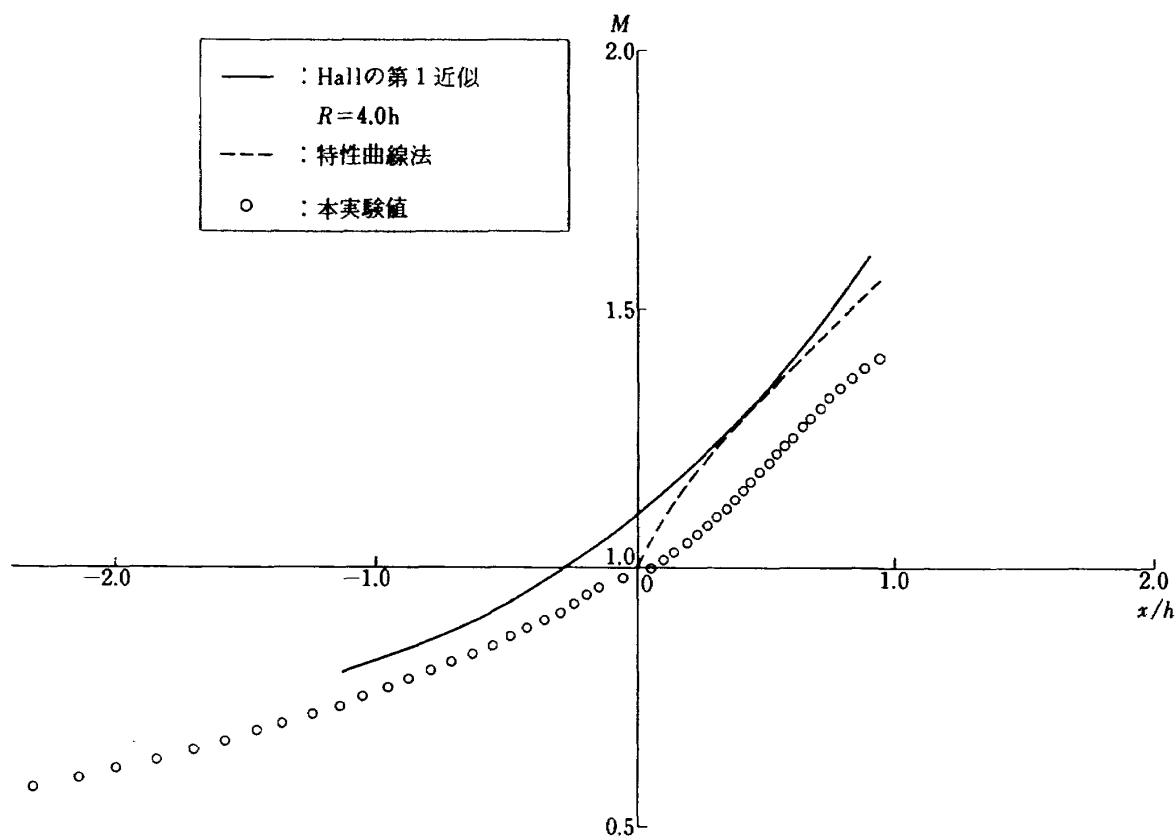


図22 壁に沿うマッハ数分布



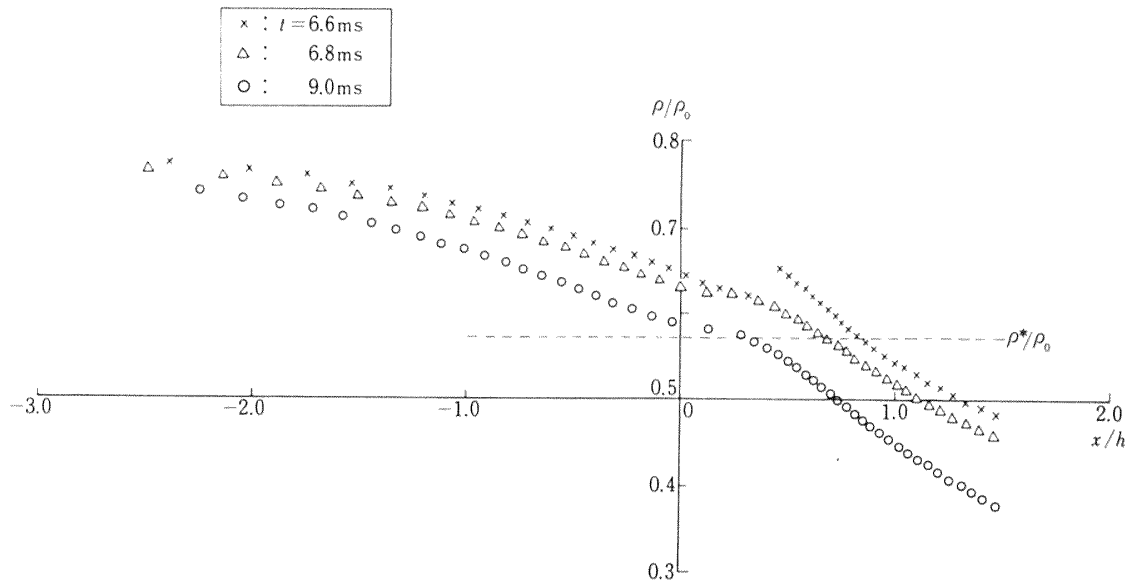


図23 各時刻における軸上密度分布

きなかった。

4.6.2 二次元円柱まわりの流れ場

超音速気流中に二次元円柱を置いた場合の流れ場観測写真を図24に示す。これは他のホログラムと異なり二重露光法で撮影した。一様流マッハ数は1.89, レイノルズ数は  $3.5 \times 10^5 / \text{cm}$  である。円柱は半径0.25 cmで完全な二次元円柱ではなく, スパンは測定部幅の約  $1/2$  の54.2mmである。これは初め, スパンを測定部幅と同じにした所, 超音速で始動ができなかったため両端を切り落して阻塞比の小さい模型にしたからである。図の模型後方の黒い影は図2でわかるように模型支持部の影である。

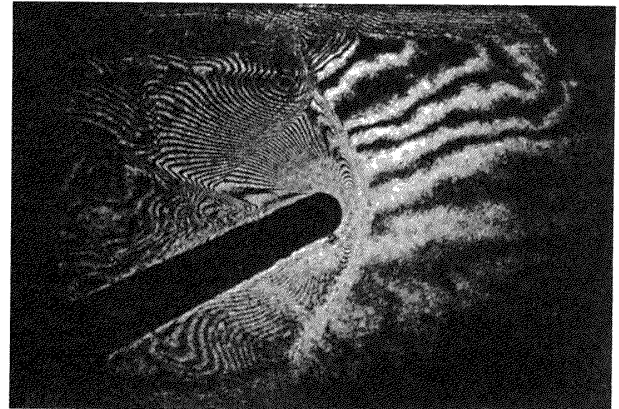


図24 超音速流中の二次元円柱

図24から模型前面の離脱衝撃波, それが測定部壁面の境界層と干渉している様子, 円柱の後流部等がよく観察され, 図25に概略の様子を示す。円柱模型は小さく, 静圧孔を設けていないから円柱表面上の圧力分布を干渉縞写真から知ることはできないが, 離脱衝撃波について考えてみる。

離脱衝撃波は, 無限遠でその傾むきが一様流のマッハ角となるような双曲線と仮定して, 形状を求める実験式が次式で与えられている<sup>18)</sup>

$$\frac{x}{R_c} = 1 + \frac{d}{R_c} - \frac{R_s}{R_c} \cot^2 \mu \left[ \left\{ 1 + \left( \frac{y/R_c}{R_s/R_c} \tan \mu \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \quad (16)$$

ここで

$$\frac{d}{R_c} = 0.386 e^{4.67/M_\infty^2} \quad (17)$$

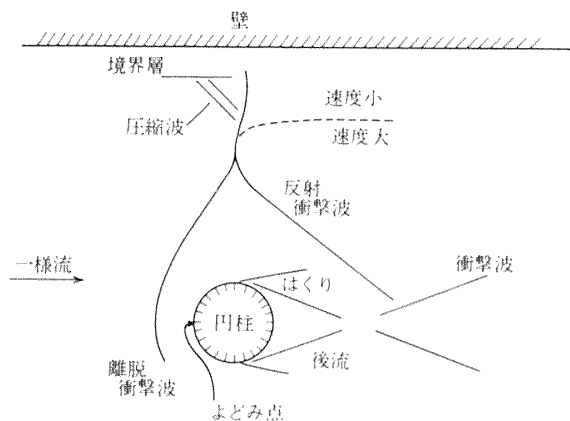


図25 円柱まわりの流れ場





ら各縞間のプラントル・メイヤ関数の差 ( $\nu_A - \nu_B$ ) を計算して理論的な気流の偏角を求めて図29の実線で示す。一方、各縞におけるマッハ数からマッハ角を求め、干渉縞の傾斜角 (図29の  $\omega$ ) との差から各縞における気流偏角  $\Delta\theta$  を求めて両者の比較を図29に示す。偏角の小さい所でややばらつきがあるが、貯気圧の差による相違は見られない。この図から同じマッハ数を得るに要する膨張

扇の広がり角度は実験値の方が理論値より大きく、文献21)の記述との相違が見られるが、これには空気中の湿気の影響などが考えられる。

強いせん断層が壁面に再付着する際の角度は一様流静圧によって影響を受けるが、図27(a)(b)ではその差が明確でなく、両図とも  $16.8^\circ$  程度の角度で再付着する。

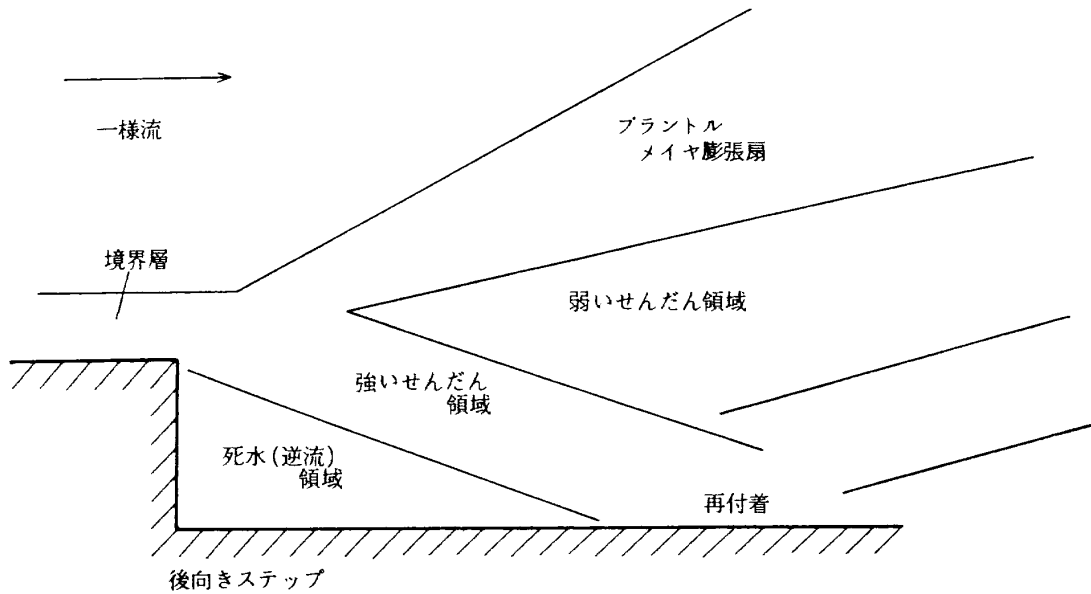


図28 後向きステップ附近の流れ場

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= \theta_B - \theta_A \\ &= (\mu_B - \omega_B) - (\mu_A - \omega_A) \\ &= \nu_B - \nu_A \end{aligned}$$

12 (deg)

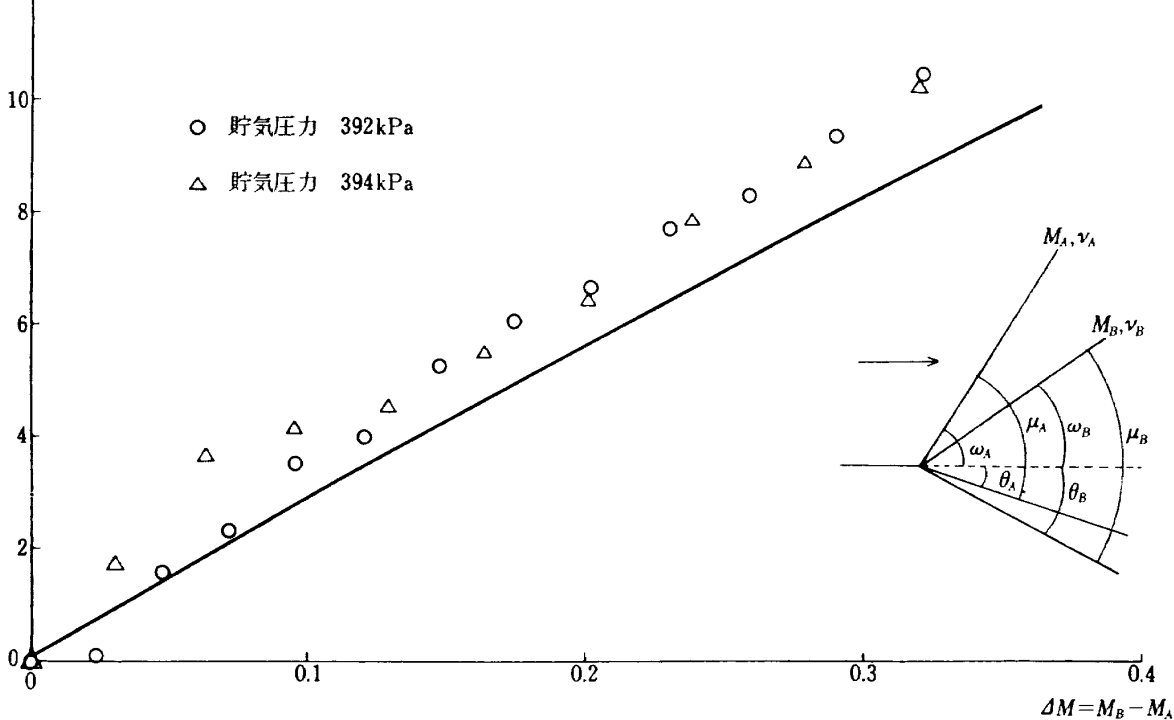


図29 プラントル・メイヤ膨張領域

## 5. 結 論

パルスレーザー光源を用いることにより、ルートビーク管内の気流の干渉縞写真がデュアルホログラム法で比較的容易に得られることがわかった。その観測結果は次の通りである。

1. 貯気筒内境界層の発達にはBeckerの理論を適用して評価できる。
2. 亜音速測定部内の境界層の発達はBeckerの結果とGreenの方法を組合せて推定できる。また、境界層内速度分布は $1/n$ 乗則に従う。
3. 超音速測定部内の境界層の発達は、境界層が層流化するような場合があり、上記2つの推定は適用できない場合がある。
4. 模型周辺の流れ場観測では一部不鮮明な画面となるが全体の様相を良く把握できる。

今回の可視化試験ではホログラフィ干渉計の利用度を見るためのいわば予備的な試験であり、流れ場の詳細な解析は行なわなかった。しかし実験中、光学系に振動が加わるような場合でも、デュアルホログラム法による光学干渉法が流れ場の観測に非常に有用であることがわかった。

最後に、実験、データ整理等に協力して頂いた東海大学工学部航空宇宙学科学生梅野政治君、早川祐二君、三木博司君、望月睦夫君に深く感謝致します。

## 参 考 文 献

- 1) 高島一明, 波木井深, 青木竹夫; 遷音速ルートビーク管の特性について, 航技研報告TR-441, (1976/1).
- 2) 高島一明他; 航技研120mm×360mmルートビーク管の特性とそれを用いた遷音速二次元翼試験, 航技研資料TM-383, (1979/6).
- 3) 浅沼 強編; 流れの可視化ハンドブック, 朝倉書店, (1977).
- 4) 原 亘利; レーザホログラフィによる流れの可視化予備実験, 航技研報告TR-516, (1977/11).
- 5) S. P. Hutton; The Use of Interferometers in Aerodynamics at the L.F.A. Brunswick, Germany, R. & M., No. 2366, (1950).
- 6) A. G. Havener and R. J. Radley, Jr.; Supersonic Wind Tunnel Investigations Using Pulsed Laser Holography, ARL 73-0148, (1973/10).
- 7) L. H. Tanner; The Design and Use of Interferometers in Aerodynamics, R. & M. No. 3131, (1959).
- 8) 谷 一郎, 小橋安次郎, 佐藤 浩; 流体力学実験法, 岩波書店, (1977).
- 9) E. Becker; Das Anwachsen der Grenzschicht in und hinter einer Expansionswelle, Ing-Arch., Part XXV, Heft 3, (1957).
- 10) R. F. Starr and C. J. Schueler; Experimental Studies of a Ludwig Tube High Reynolds Number Transonic Tunnel, AIAA Paper No. 73-212, (1973/1).
- 11) J. E. Green; The Prediction of Turbulent Boundary Layer Development in Compressible Flow, J. Fluid Mech. Vol. 31, Part 4, (1968/3).
- 12) 石田洋治; 翼型の翼型抗力の計算法, 日本航空宇宙学会誌 第19巻, 第213号, (1971/10).
- 13) V. C. Patel and M. P. Head; Reversion of Turbulent to Laminar Flow, J. Fluid Mech. Vol. 34, Part 2, (1968/11).
- 14) B. W. Sinclair & D. L. Whitfield; Holographic Interferometry Measurements of Subsonic Boundary Layers, AIAA Paper No. 78-1193, (1978/7).
- 15) J. D. Warmbrod and H. G. Struck; Application of the Characteristic Method in Calculating the Time Dependent One-Dimensional Compressible Flow in a Tube Wind Tunnel, NASA TM X-53769, (1968).
- 16) 高島一明, 青木竹夫; 特性曲線法によるルートビーク管内流れの解析, 第3回衝撃工学シンポジウム, 東大宇宙研, (1976/9).
- 17) I. M. Hall; Transonic Flow in Two-Dimensional and Axially Symmetric Nozzles, Quart. J. Mech. and Applied Math., Vol. XV, Pt. 4, (1962).
- 18) F. S. Billig; Shock-Wave Shapes around Spherical and Cylindrical-Nosed Bodies, J. Spacecraft and Rockets, Vol. 4, No. 6, (1967/6).
- 19) A. H. Shapiro; The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, Vol. II, Ronald Press Co., N. Y., (1953).
- 20) National Physical Laboratory; Boundary Layer Effects in Aerodynamics, Philosophical Library Inc., New York, (1957).
- 21) M. G. Scherberg and H. E. Smith; An Experimental Study of Supersonic Flow over a Rearward Facing Step, AIAA Journal, Vol. 5, No. 1, (1967/1).

---

## 航空宇宙技術研究所報告 609号

昭和55年5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)47-5911(大代表)〒182

印刷所 株式会社 東京プレス  
東京都板橋区桜川2-27-12

---