

UDC 533. 6. 013. 12:
533. 6. 011. 55:
629. 76. 024. 32

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-280

ガン・タンネルによる鈍頭円錐の
極超音速空力特性実験

曾 我 国 男・小野寺信幸

1972 年 5 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- | | | | |
|--------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|------------------------------------------------------|
| TR-254 | 翼と不連続境界との干渉について
Interference Between Wing and Surface of
Velocity Discontinuity | 1971年11月 | 犬 丸 矩 夫 |
| TR-255 | 地球の重力の作用下にある人工衛星の運動
に関する研究
The Study on the Motion of an Artificial
Satellite in the Earth's Gravitational
Field | 1971年12月 | 武 内 澄 夫
松 島 弘 一 |
| TR-256 | リジッドヘリコプタロータのホバリングに
おける縦揺れ減衰モーメントについて
On the Aerodynamic Damping Moment
in Pitch of a Rigid Helicopter Rotor in
Hovering | 1971年11月 | 高 澤 金 吾 |
| TR-257 | 周期的な軸力を受ける結合柱の安定
The Dynamic Stability of a Connected
Rod under Periodic Longitudinal Force | 1972年 1 月 | 佐 野 政 明 |
| TR-258 | 三次元準最適直接式誘導法
Three Dimensional Suboptimal Explicit
Guidance for Space Vehicles | 1972年 1 月 | 大 坪 孔 治 |
| TR-259 | 回転駆動振動検出型レートジャイロの研究
Study on a Rotary-Drive, Vibratory-output
Rate Gyro | 1972年 1 月 | 山 田 博 |
| TR-260 | 気流全温度測定装置の試作
A High Sensitive Total Atmospheric
Temperature Measuring Apparatus | 1972年 1 月 | 西 尾 健 二, 能 瀬 弘 幸
越 沼 威, 井 上 重 雄
臼 井 弘, 大 畑 敏 美 |
| TR-261 | 光弾性皮膜法による固体推進薬のひずみ測
定
Strain Measurement of Solid Propellant
Materials with Birefringent Coating | 1972年 1 月 | 越 出 慎 一 |
| TR-262 | 異径二円筒殻をコーンで連結した軸対称殻
の有限要素法構造解析
A Structural Analysis of Cylinder-Cone-
Cylinder Shells by F. E. M. | 1972年 1 月 | 小 河 昭 紀 |
| TR-263 | 多孔壁風洞における亜音速二次元風洞壁干
渉効果の研究と航空宇宙技術研究所 2 m
× 2 m 遷音速風洞へのその適用
A Study of Subsonic, Two-Dimensional
Wall-Interference Effects in a Perforated
Wind Tunnel with Particular Reference
to the NAL 2 m × 2 m Transonic Wind
Tunnel | 1972年 1 月 | 海老原正夫 |
| TR-264 | 液体燃料ロケットを用いた衛星打上げ用飛
しょう体の初段に関する制御系構成
Flight Control System Design for Launch
Vehicle with Liquid Propellant | 1972年 1 月 | 森 英 彦, 興 石 肇 |
| TR-265 | ガスタービン用流体温度検出器
Fluidic Turbine Inlet Gas Temperature
Sensor | 1972年 1 月 | 西 尾 健 二, 遠 藤 征 紀
遠 藤 篤 和 |
| TR-266 | 鈍い頭部を有するロケット胴体の空力特性
に関する二, 三の考察
Some Considerations on the Aerodynamic
Characteristics for a Body of Rocket
with Blunt Nose | 1972年 1 月 | 河 本 巖 |
| TR-267 | フロントファンの研究
Aerodynamic Design and Test Results of
Front Fans | 1972年 1 月 | 藤 井 昭 一, 西 脇 英 夫
五味 光 男, 菅 原 昇
武 田 克 己 |

ガン・タンネルによる鈍頭円錐の 極超音速空力特性実験*

會 我 国 男**・小 野 寺 信 幸**

Experimental Study on the Hypersonic Aerodynamic Characteristics of Spherically-Blunted Cones by the Gun Tunnel

by Kunio SOGA and Nobuyuki ONODERA

Abstract

The drag of a series of spherically-blunted cones made up with three classes of half-vertex angle and five kinds of nose bluntness are measured using the force balance in a hypersonic flow obtained by use of the gun tunnel. The flow Mach number and Reynolds number, based on the model length, are 13.6 and $1.2 \times 10^5 - 2.4 \times 10^5$, respectively. The measured drag is corrected for source flow effect using the measured free-stream Mach number distribution around the model, because it is measured in a flow obtained by a conical hypersonic nozzle and comprises the effect. The viscous effect is also evaluated by the method treated in this paper, in order to compare with results of theoretical inviscid drag. The pressure distribution over a blunted cone in inviscid hypersonic flow, which is obtained from the experimental results of drag of the blunted cones, is compared with results of the inviscid hypersonic theory and other experiments.

1. ま え が き

細長い飛行体の極超音速空力特性におよぼす粘性効果の解明は、スペース・シャトル等への応用からも重要な問題である。複雑な飛行体形状の粘性効果は、現状では簡単な二次元あるいは軸対称モデルの研究結果より推定されているにすぎない。

円錐状物体の極超音速空力特性は、理論的取扱いが比較的容易であることと同時に極超音速飛行体の一基本形状であるため多くの人々によって理論的、実験的研究が試みられている¹⁻⁶⁾。Whitfield と Griffith 等は粘性の影響が無視できると思われる実験条件で求めた表面圧力分布の値をもとにし、鈍頭円錐体の抗力におよぼす粘性効果を評価している。また、この粘性効果を考慮した計算結果を実験結果とも比較している。しかし、鈍頭円錐体の非粘性表面圧力は実験データが不足しており、頭部鈍さの効果も加わって、理論的にも

実験的にも必ずしも満足できる結果を得ていない。

ここでは、鈍頭円錐体の非粘性圧力抵抗および非粘性表面圧力分布におよぼす頭部鈍さの効果を解明するために、3種類の頂角と5種類の頭部鈍さをもつ一連の鈍頭円錐体に働く抗力をNALガン・タンネルと試作天秤を使って測定した。円錐ノズルで得られた測定部の気流は本質的に放射状流れの性質をもっているのでこの流れを測定したマッハ数分布を使った放射状流れをもとにした実験式で取り扱い、実際に得られた抗力測定結果に対しその流れの非一様性の影響と極超音速層流境界層理論を使って推定した粘性効果を修正して一様流状態での非粘性圧力抵抗を求めた。さらに、この一連の非粘性圧力抵抗の結果より頭部鈍さの効果を決定した。

極超音速流では静圧が低いため表面圧力の測定は困難であるが、この抗力測定結果を利用して表面圧力分布も求めることができた。

また、1000~1500°Kのガン・タンネルよどみ点温度の測定は従来困難とされていたが、この範囲のよど

* 昭和47年3月15日受付

** 空気力学第一部

み点温度の決定について新しい試みをつべその方法と実験結果も示した。

2. 記 号

- a : 音 速
 C : 電気容量
 C_D : 抗力係数
 C_f : 局所表面摩擦係数
 C_p : 圧力係数
 ΔC_D : 放射状流れに伴う抗力係数の修正量
 D : 抗力, 直径
 d_N : 鈍頭円錐体の球状頭部断面直径
 f : 周波数
 k : 圧力係数の比例定数
 K_1 : 実験条件によって定まる定数
 K_2 : 実験条件によって定まる定数
 L : 銃身長, 模型長
 M : マッハ数
 P : 圧 力
 q : 動 圧
 Δq : 放射状流れに伴う動圧の修正量
 R : 半径, 電気抵抗
 Re : レイノルズ数
 r : ノズル中心軸に垂直な物理座標
 S : 面 積
 T : 温 度
 t : 時 間
 u : 速 度
 $\bar{V}_\infty = \sqrt{C_\infty} \cdot M / \sqrt{Re_\infty L}$: 模型長を基にした粘性パラメータ (C_∞ : Chapman-Rubensin の粘性係数)
 W : 模型重量
 X_0 : 放射状流れの源点から模型先端までの距離
 X_N : 球状頭部と円錐台の接合点の x 座標
 X^* : 相似則化に伴う x 座標の変換座標
 X^*_f : 速度場の相似則化に伴う x 座標の変換座標
 X^*_s : エンタルピー場の相似則化に伴う x 座標の変換座標
 x : ノズル (模型) 中心軸に沿った物理座標
 $\alpha = 1 + 2.60 \cdot T_w / T_0$: 模型表面温度の尺度
 γ : 比熱比
 ε : 放射状流れと平行流とのづれ角, γ の関数
 θ : 角 度
 θ_c : 円錐体半頂角
 ρ : 密 度

$\chi = M_\infty^3 / \sqrt{Re_\infty L}$: 模型長を基にした極超音速干渉パラメータ

添 字

- B : 底面に関する量
 e : 境界層端の状態
 \exp : 測定値 (無修正)
 f : 粘性に基づく量
 i : 非粘性
 N : 頭部に関する量
 p : 平行流
 s : 放射状流
 w : 壁面での量
 1 : 初期銃身状態
 2 : 垂直衝撃波下流状態
 4 : 初期高圧室状態
 0 : よどみ点状態
 ∞ : 一様流

3. 実験装置と模型

3.1 NAL ガン・タンネル

極超音速流での空気力学的研究の実験装置として、現在、ガン・タンネルは多くの人々によって使われている⁷⁻¹⁰⁾。当実験で使用したガン・タンネルの構造とその特性についての詳細は近く報告する予定であるので、ここでは必要最少限にとどめ簡単に述べる。まず外観写真を図 1 に示す。高圧室(1)は長さ 2 m, 内径 170 mm で常用使用最大圧力 200 kg/cm² である。銃身部(2)は長さ 7 m, 内径 70 mm でピストンがなめらかに運動できるように充分内面仕上が施されている。高圧室と銃身部の接合部には二重隔膜機構(3)があり、任意の初期設定圧力で始動できる。ノズル(4)は円錐ノズルで、スロート部を交換することによって異ったマッハ数(約 10, 12, 14)の流れが得られる。当実験では、ノズル出口直径 280 mm, 半頂角 8 度 47 分, 設計マッハ数 14 のノズルを使った。ノズル部の写真は図 2 に示した。真空槽(5)の体積は約 14.5 m³ で、1250 m³/hr のメカニカル・ブースタと 6500 l/min. の油回転真空ポンプ(6)によって 10⁻³~10⁻⁴ mmHg まで容易に引くことができる。(7)は高圧室および二重隔膜機構の中間に高圧空気を充填するための操作盤で、高圧空気源は当所既設極超音速風洞用高圧空気貯気槽(200 kg/cm²)に通じている。模型支持装置(8)は、ガン・タンネル作動時に生じる振動を除くため、本体と切り離された独立基礎上にセットされ、測定室とはベローで接続されている。この外観写真は図 3 に示した。ピス

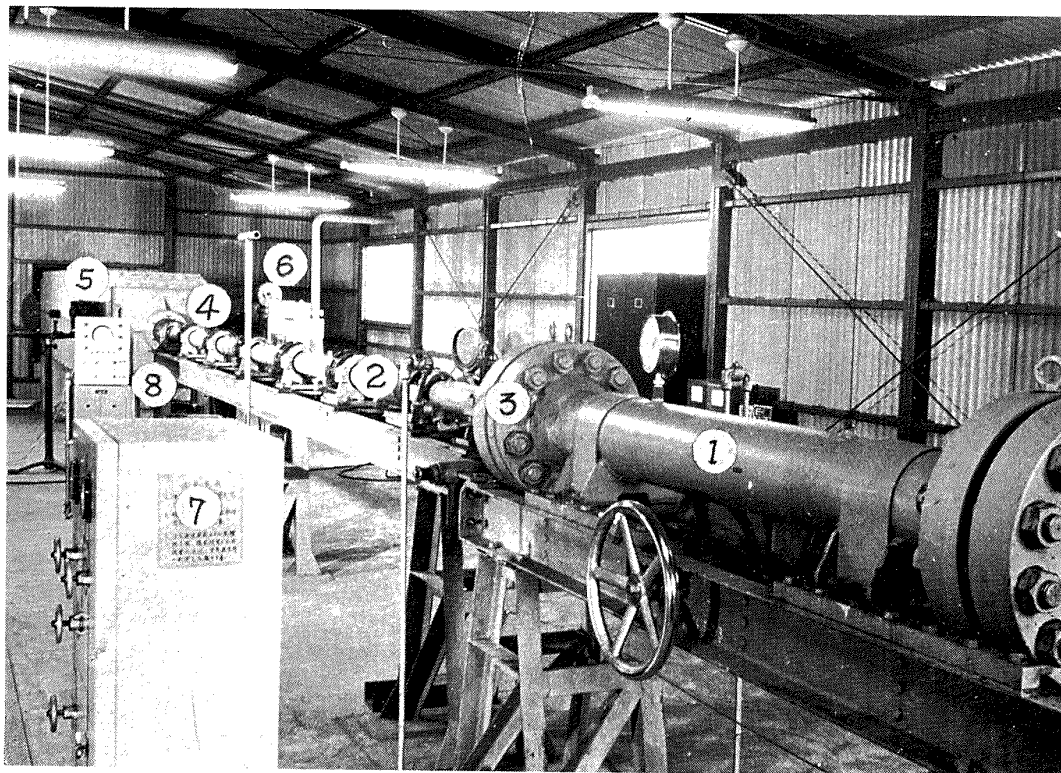


図 1 NAL ガン・タンネル

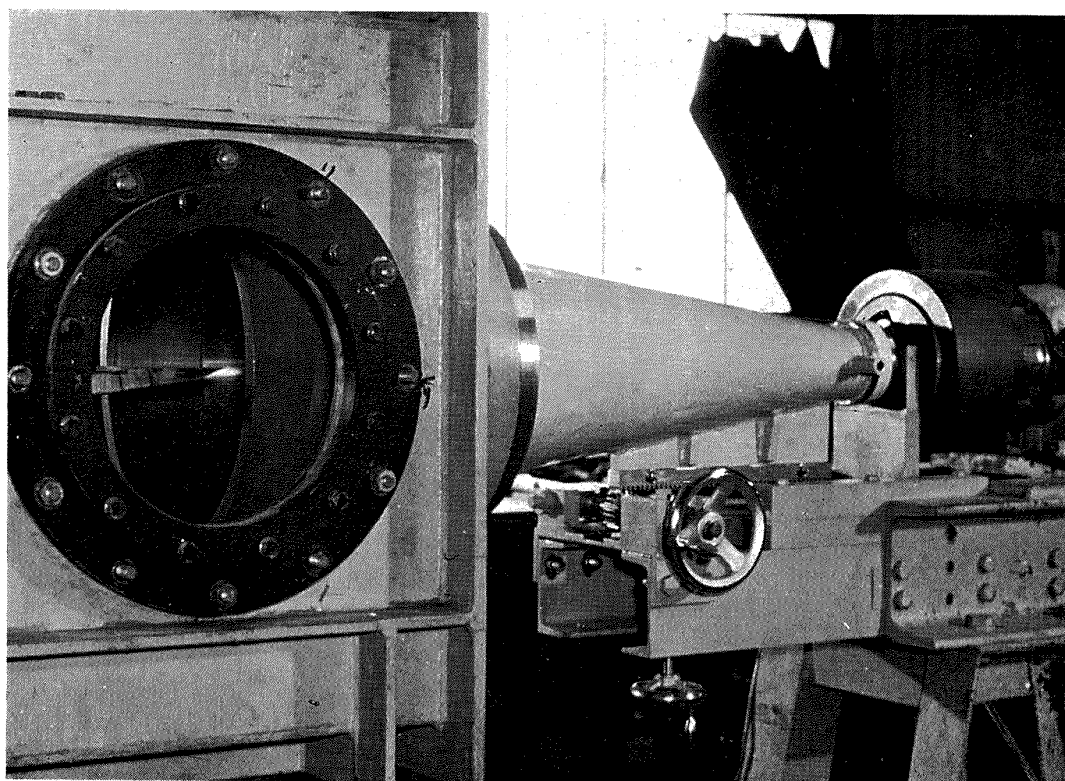


図 2 ノズルおよび測定室

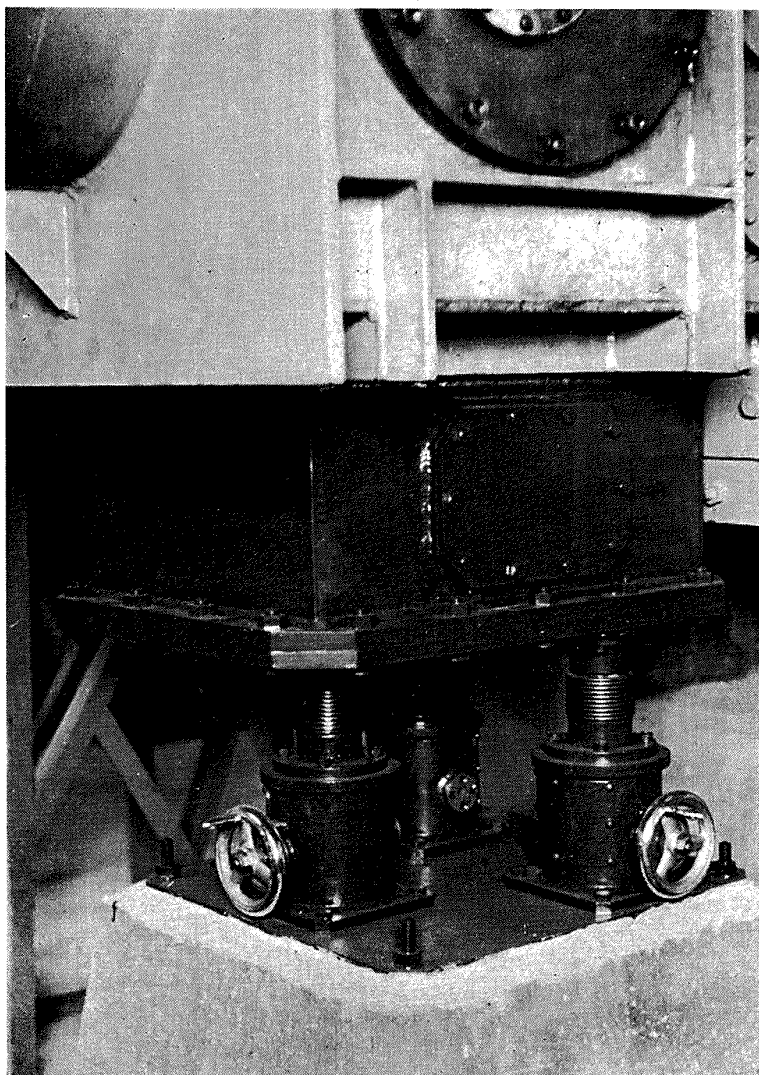


図 3 模型支持装置

トンは摺動部に 2 ケのテフロン O-リングを有するジュラルミン製軽量構造体である。

3.2 天秤とフィルター

気流による温度効果を防ぐため内挿式とし、模型を含む天秤系の固有振動数を高める必要性から、高力アルミニウム合金を使った小型で剛性の高い天秤を試作した。高剛性に伴う天秤出力感度の低下は半導体歪

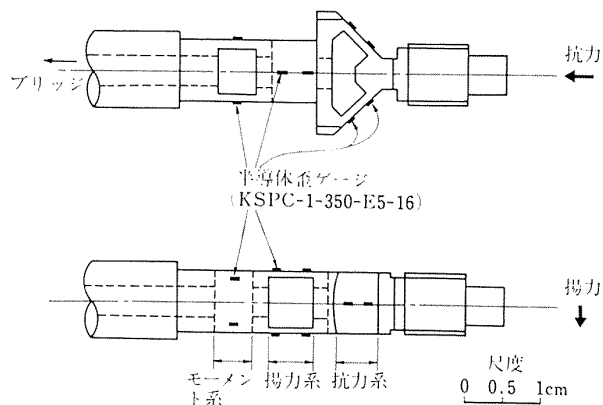


図 4 天秤構造の詳細

ゲージを使うことによって補った。

半導体歪ゲージは温度による影響を受けやすいが、幸い測定時間が短いことおよび内挿式にしたことによって温度の影響は防げた。しかし、経年変化は問題になり、実験直前に校正を行なう必要がある。天秤詳細図と外観写真は図 4, 5 に示した。模型を含む揚力系、モーメント系および抵抗力系の最小固有振動数はそれぞれ約 200, 200, 500 Hz であった。揚力が働いた場合、各要素間の干渉は皆無とは言えない。しかし、これらは天秤校正結果より十分修正できる。当実験では迎角無し、即ち、抵抗力のみの測定を行なったので干渉は無い。抵抗力の出力感度はブリッジ電圧、1 V、荷重 100 g 重に対し 0.322 mV であった。

測定室の気流成立過程で生じる階段状荷重に基づく不必要な出力振動の除去は機械的ダンパーによる消去法もあるが、ここではパラレル T 回路を使った電気的フィルターを使用した。このフィルター特性は図 6 に示す。模型を含む天秤系の固有振動数にフィルター特性周波数 (f_0) を合わせることによって不必要な出力振幅は良く除去できる。

3.3 模型

模型は 3 種類の半頂角と 5 種類の球状に丸められた頭部鈍さをもつ鈍頭円錐体で、幾何学的形状の詳細と外観写真は図 7, 8 にそれぞれ示した。短い気流持続時間で力の測定を行なうため、模型を含む天秤系の高い固有振動数が要求され、したがって模型重量はできるだけ軽いものが望ましい。当模型は木製で内ぐりを施し、天秤取付部のみ高力アルミニウム合金を使っている。ガン・タンネルよどみ点は 1000~1500°K の高温であるが、気流持続時間が短いため、熱による模型の破損は生じない。なお、この模型形状は、Chernyi や Cheng 等によって提唱されたこの種模型形状に対する頭部鈍さのパラメータ $\left((2/C_{D_i}^{\text{nose}})^{1/2} \cdot \frac{L}{d_N} \cdot \tan^2 \theta_c \right)$ をカバーするように決定されている。

4. ガン・タンネルよどみ点状態と自由流の決定

4.1 よどみ点圧力と温度

ノズル・スロート断面積に比較して銃身部断面積は

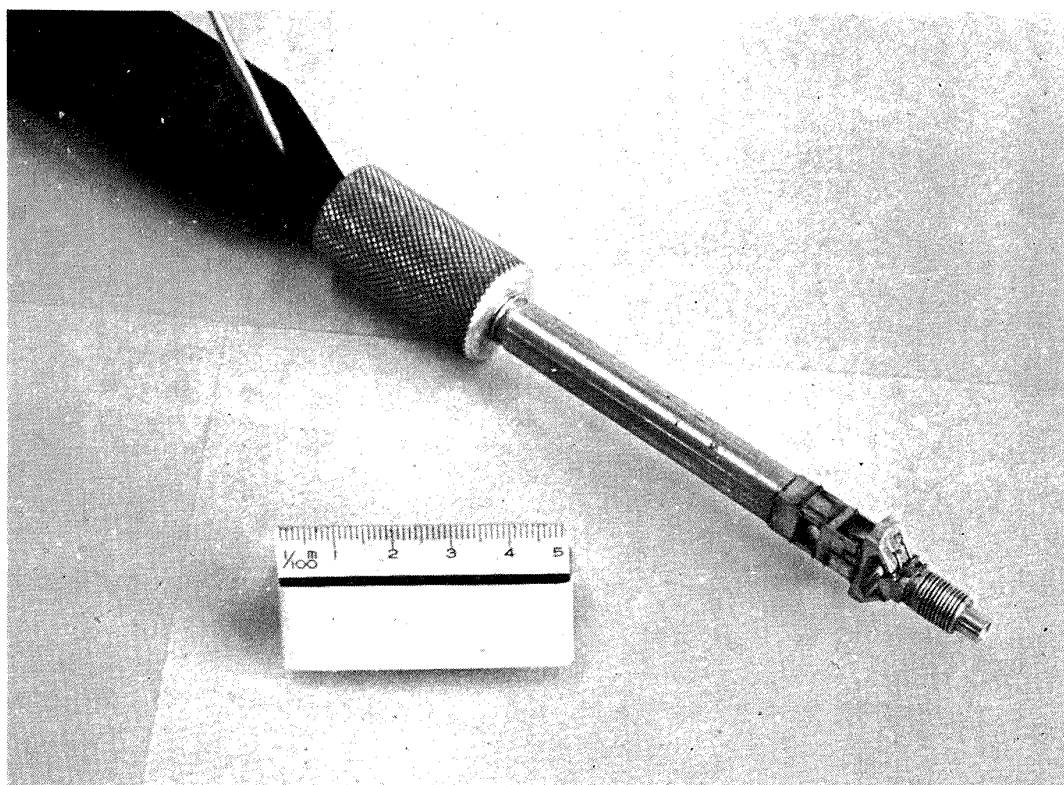


図 5 試作内挿式三分力天秤

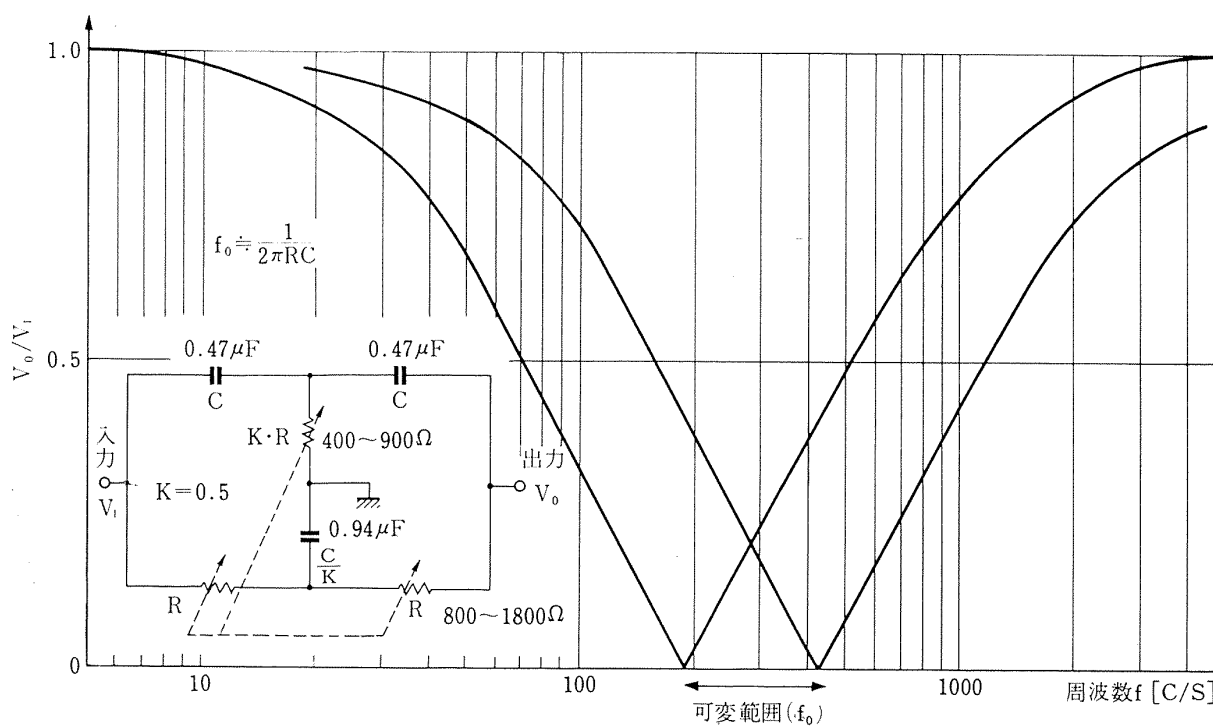
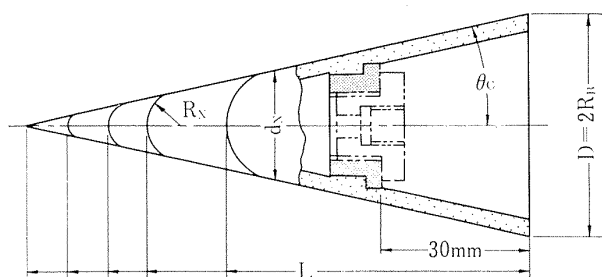


図 6 フィルター特性



No.	$2\theta_c$ (deg)	R_N/R_B	L (mm)	D (mm)	W (g)
1	24°38'	0.015	100.4	44.4	17.0
2	24°45'	0.115	91.6	44.3	16.7
3	24°55'	0.209	83.8	44.5	16.6
4	24°56'	0.287	77.2	44.3	15.9
5	24°55'	0.517	59.3	44.6	14.3
6	31°40'	0.006	86.3	49.2	17.8
7	31°48'	0.106	79.6	49.3	17.3
8	32° 4'	0.203	72.6	49.3	16.7
9	31°58'	0.297	66.9	49.4	16.7
10	32° 5'	0.484	54.7	49.5	16.2
11	39°54'	0.042	76.3	53.8	17.0
12	39°57'	0.108	68.4	53.8	16.9
13	39°57'	0.204	63.3	53.7	17.3
14	39°41'	0.294	58.9	53.6	16.7
15	39°58'	0.495	48.1	53.6	16.2

図 7 図模型の形状と寸法

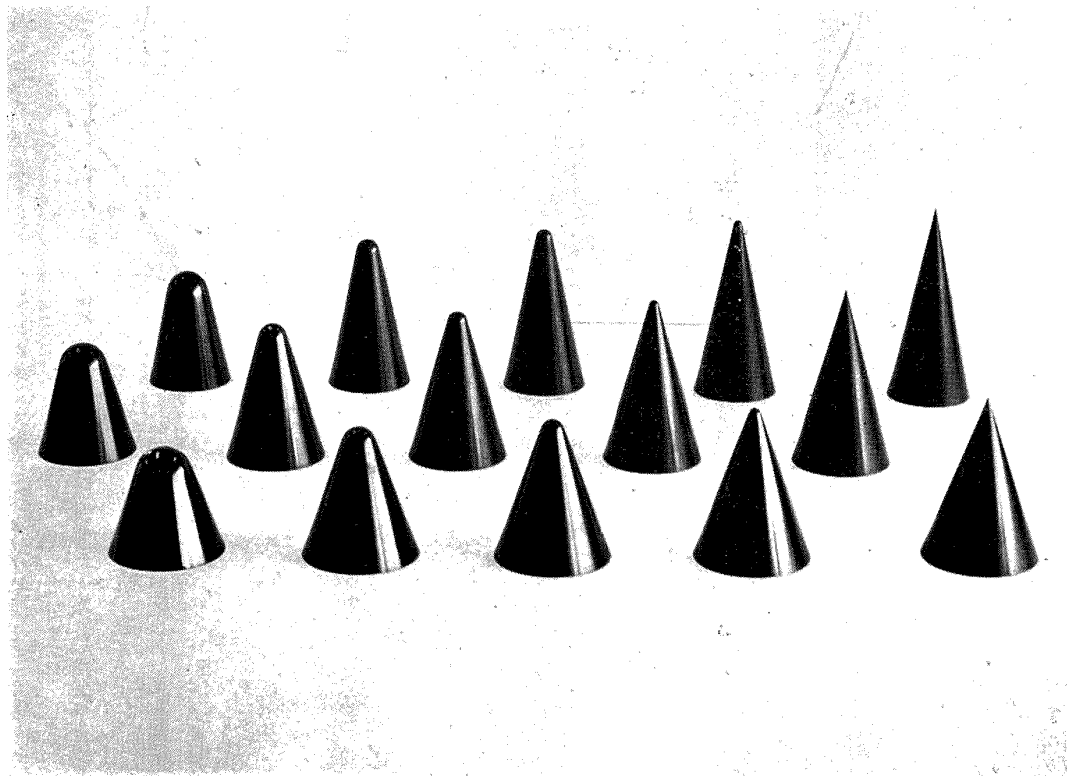
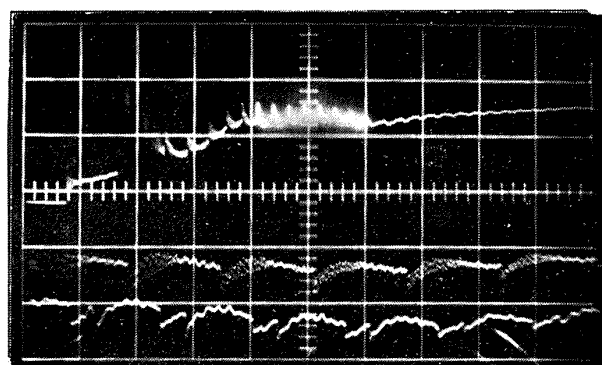


図 8 鈍頭円錐模型



上 3 m sec/div. 91.7 kg/cm²/div 管端
 中 0.4 m sec/div. "
 下 0.4 m sec/div. 側壁(管端
 より 20.2
 cm 上流)

図 9 よどみ点圧力の時間的变化 ($P_4/P_1=120$)

十分大きいため、銃身端で測定された圧力は自由流のよどみ点圧力とみなせる。ピエゾ型圧力変換器(Kistler 603H)と歪ゲージ型圧力変換器(共和製 PE-500 KF, 水冷式)を併用し、ノズル・スロート部を閉じた状態で得られた入射衝撃波到達後約 10~15 m sec の平均よどみ点圧力の測定結果は図 10 に示した。実験の際は当然よどみ点状態の気体はノズル・スロートを通り測定室に流出するが、この時間内では、気体流出の有無によるよどみ点圧力の差異は特に認められなかった。

ガン・タンネルはマッハ数とレイノルズ数を広範囲

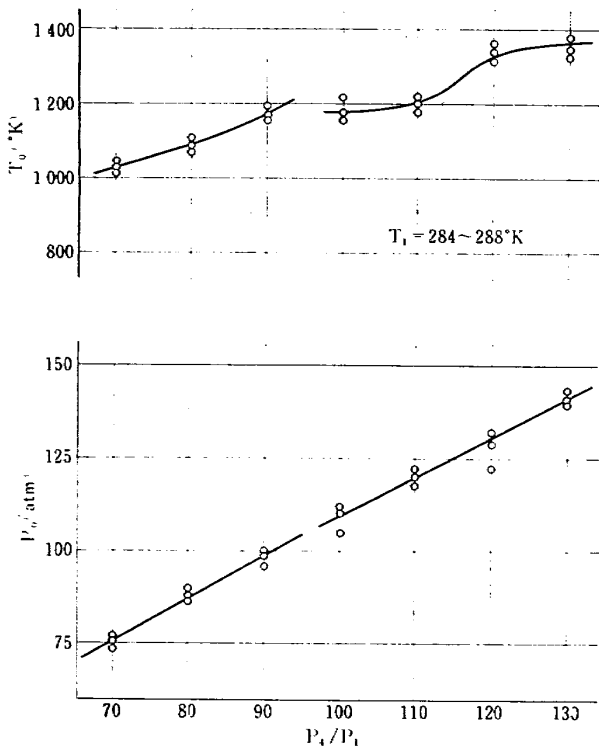


図 10 入射衝撃波到達後 10~15 m sec での平均よどみ点圧力と温度 ($P_1 = 1 \text{ atm}$)

に変えられるという特徴を持っており、広範囲の作動条件で使用されるので、1000~2000°K の範囲のよどみ点温度を測定する必要を生ずる。また、高いマッハ数の自由流を得る際には、よどみ点温度が高くて自由流の静温度は極度に低下し、空気凝縮^{11, 12)}などの問題が生じるのである程度の測定精度が必要である。

一般には気体の温度を直接測定するスペクトル線反転法(ナトリウム)が使われるが、装置が高価であることと、低温度領域(約 1500°K 以下)での使用が難しく、高度の熟練が要求される。また管壁に取り付けた白金薄膜抵抗温度計による方法では、熱伝導方程式の精密な解析が要求される(航技研ニュース, No. 148, 近く別に報告される予定)。

ここではガン・トンネルのよどみ点部に発生する往復圧力波の速度測定からよどみ点温度の決定を行なう方法を試みた。即ち、銃身端とピストン間で繰返し反射するほぼ音波とみなせる弱い衝撃波の到達時間を銃身端と銃身側壁に取り付けた圧力計からの出力のシンクロスコープ写真から測定し、その波速から圧縮された高温よどみ点状態の平均温度を決定した。

入射衝撃波は数回の繰返し反射後、減衰し音波となり消滅する。図 9 はよどみ点圧力の時間的変化の一例を示したものである。上側トレースは銃身端での圧力変化で、全体の様子を示している。入射衝撃波到達後約 10~15 m sec での現象を拡大したものが中、下側

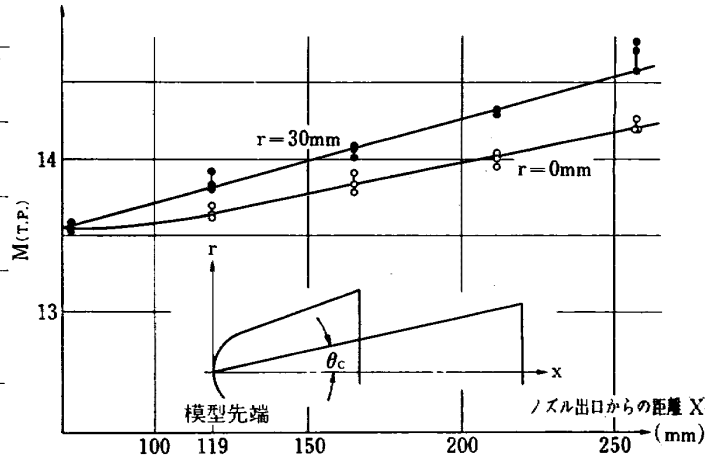


図 11 マッハ数分布 ($t = 15 \sim 25 \text{ m sec}$, $P_4/P_1 = 80$)

トレースで、各々銃身端と側壁で得られたものである。この時間では、平均よどみ点圧力は比較的安定しており、したがって数回の弱い衝撃波の到達時間の平均値を使って平均音速、即ち、平均よどみ点温度が決定できる。また、これ以後の任意時刻でのよどみ点温度も、その時刻の圧力と上記平均温度、圧力から等エントロピー変化として決定できる。

銃身部初期圧力、1 気圧、高圧室圧力 70~130 気圧で作動した場合の温度測定結果はよどみ点圧力と共に図 10 に示した。

銃身端とピストン間で繰返し反射する往復圧力波が音波とみなせる程小さくない場合、波の進む速度は局所的に音波の理論を適用することによって次式で表わされる¹³⁾。

$$u = a_0 \left\{ 1 + \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left[\left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\gamma(\gamma-1)}{2}} - 1 \right] \right\}$$

ここで添字 0 は乱されない平均的量を意味し、 u , P は進行圧力波の波速と圧力、 a は音速である。したがって進行圧力波の圧力 P と平均的圧力 P_0 を知ることによって十分修正できる。 P と P_0 との差、 dP , が P_0 の 1% 以内であれば、これを音波とみなすことに起因する温度誤差は平均的溫度 1000~1400°K では 3% (比熱比の温度による変化を考慮) 以下である。

4.2 風洞測定部気流のマッハ数分布

初期高圧室圧力、83 kg/cm²、銃身圧力 1 気圧、ピストン重量 78 g の条件でガン・トンネルを作動し、半頂角 8 度 47 分の $M=14$ 円錐ノズルで得られた測定部気流のマッハ数分布はピトー圧力とよどみ点圧力の比から決定した。この際、温度による気体の比熱比の変化を考慮した。得られた結果を図 11 に示す。なお、ピトー圧力はピエゾ型圧力計 (Kistler 606L) を使って測定した。この測定部気流はノズル軸方向ばかりか径方向にもマッハ数に勾配があり、放射状流れの性質を

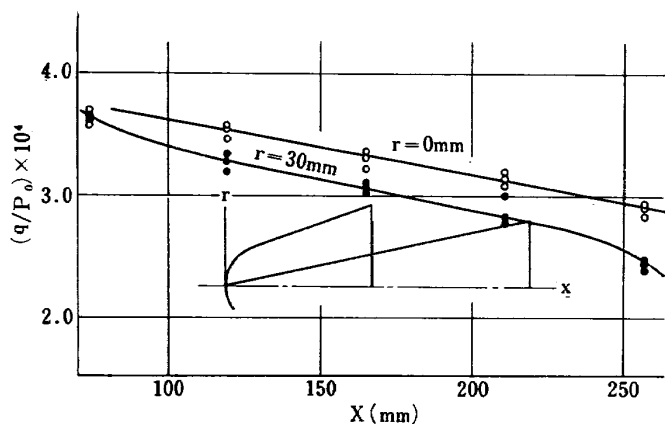


図 12 動圧分布 ($t=15\sim 25$ m sec, $P_4/P_1=80$)

もっている。温度による気体の比熱比の変化を考慮した動圧分布および模型先端位置（ノズル出口より下流 119 mm）での測定部気流の諸量をそれぞれ図 12 と表 1 に示した。

表 1 模型先端位置での流れの諸量
($t=15\sim 25$ m sec)

P_0	$=87.5$ kg/cm ²
T_0	$=1080^\circ\text{K}$
M_∞	$=13.6$
Re_∞/cm	$=2.4 \times 10^4$
χ_{\min}	$=5.8$ ($L_{\max}=10$ cm)
T_w/T_0	$=0.27$ ($T_w=288^\circ\text{K}$)

5. 実験結果

ノズル出口より下流 119 mm の位置に模型頭部を合わせ中心軸上にセットし、前述の測定部気流と天秤を使って一連の鈍頭円錐体の抗力測定を行なった。天秤からの出力は前述のフィルター、直流増幅器（北斗理研製 PA101, 航技研型）を通してホットコード（横河製 EMO-122 型）で記録した。よどみ点圧力も同時記録した。記録の一例を図 13 に示す。同図の揚力、モーメントは模型迎角のチェックのために同時記録したにすぎない。また、銃身部気体が完全に流出した後の天秤出力（実験終了状態）は実験前の 0 状態に復帰している。この力の測定の信頼性は十分あるものと考えてよい。実験終了後のよどみ点圧力の値は初期高圧室の残留気体圧力で、高圧室用精密圧力計の指示とよく一致している。よどみ点圧力と抗力の立上り時刻はその測定位置の違いにより異っている。これらの記録から抗力係数を決定する際、この時間差を考慮し、時間的に対応するよどみ点圧力、即ち、動圧と抗力から各時刻（約 15～25 m sec）での抗力係数をもとめ、その平均を

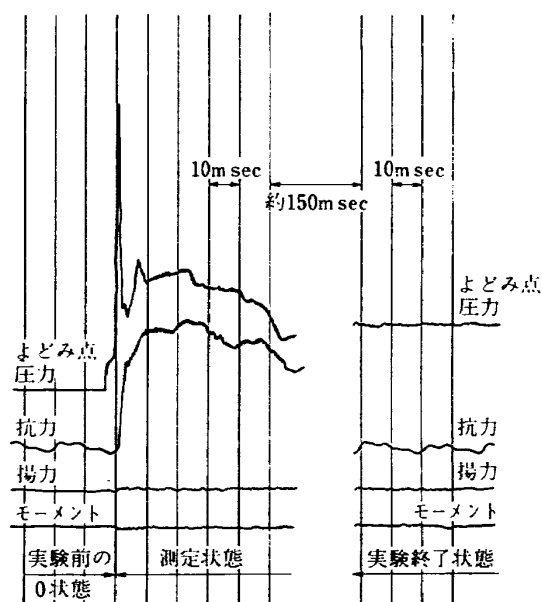


図 13 抗力測定ホットコード記録の一例

とった。このようにして得られた各鈍頭円錐体の抗力係数 ($C_{D\text{exp}}$) は表 2 に示した。なお表 2 の 2 つの値は各模型について行なった 2 回の実験結果をそのまま示したもので、後述の流れの非一様性の影響を求めめるためにもまた実験データの信頼性を示す意味からもその値を別々に示した。

風洞測定部の気流はすでに図 11 で示したように放射状流れの性質をもっており、また模型長を基にした粘性パラメータの値は小さいが 0.03～0.04 である。したがって実際に測定した抗力は気流の非一様性の効果が加わった圧力抵抗と粘性抵抗の和からなっている。模型表面に形成される境界層におよぼす気流の非一様性の影響は必ずしも無視できない場合もあるが¹⁷⁾ここでは粘性パラメータの値が小さいのでこれを無視することができ、したがって圧力抵抗をそのまま非粘性圧力抵抗とみなしてさしつかえない。気流の非一様性を放射状流れをもとにした実験式で取り扱い、模型先端位置での気流の諸量を一様流状態の基準にとるとこの非一様性は一様流における値で表わすことができる。

非一様流での非粘性圧力抵抗係数は ΔC_D のような形で一様流での非粘性圧力抵抗係数に補正することができる。粘性抵抗係数におよぼすこの ΔC_D の影響はまた無視できるので測定した抗力係数、 $C_{D\text{exp}}$ は次のように表わすことができる。

$$C_{D\text{exp}} = C_{Di} + C_{Df} - \Delta C_D$$

ここで、 C_{Di} と ΔC_D は一様流での非粘性圧力抵抗係数と流れの非一様性によるその修正量（放射状流れ効果）

表 2 鈍頭円錐の抗力係数

No.	C_{Dexp}	ΔC_D	C_{Df}	C_{Di}
1	0.104 0.100	0.010 0.010	0.014	0.100 0.096
2	0.102 0.106	0.010 0.011	0.017	0.095 0.100
3	0.115 0.116	0.010 0.010	0.019	0.106 0.107
4	0.145 0.144	0.011 0.011	0.020	0.136 0.135
5	0.282 0.284	0.017 0.017	0.021	0.278 0.280
6	0.162 0.160	0.014 0.013	0.012	0.164 0.161
7	0.152 0.149	0.014 0.014	0.014	0.152 0.149
8	0.157 0.155	0.014 0.014	0.016	0.155 0.153
9	0.184 0.207	0.016 0.018	0.017	0.183 0.208
10	0.315 0.326	0.023 0.024	0.017	0.321 0.333
11	0.236 0.241	0.015 0.016	0.010	0.241 0.247
12	0.239 0.232	0.020 0.019	0.012	0.247 0.239
13	0.243 0.242	0.021 0.021	0.013	0.251 0.250
14	0.256 0.250	0.022 0.022	0.014	0.264 0.258
15	0.366 0.364	0.030 0.029	0.015	0.381 0.378

で、 C_{Df} は一様流での粘性抵抗係数である。なお、一様流の基準を模型先端位置にとったため ΔC_D の符号は負となる。もちろん底面圧力抵抗は極超音速流では

一般に無視できる量であり、ここでは評価する必要がない。以下に非粘性圧力抵抗係数の放射状流れから一様流への修正法および粘性抵抗の推定法を示す。

5.1 放射状流れの修正

簡便な極超音速風洞では円錐ノズルが使われ、気流のマッハ数が大きくなるとノズル軸方向ばかりか径方向にもマッハ数の非一様性が生じる。平行流からのずれ角 ε と動圧変化 Δq は模型表面に圧力変化 Δp を引き起し、特に、頂角の小さい円錐状模型の抗力におよぼす影響は著しい。一般には、この抗力係数変化の修正量 ΔC_D はノズルと模型の簡単な幾何学的形状からニュートン理論を使って推定される^{16, 17)}。文献 17 では境界層と衝撃波の干渉に与える放射状流れの影響も評価している。

ここでは、実際に測定した風洞測定部のマッハ数分布からニュートン理論を使い ε と Δq を決定し、模型全表面にわたって Δp を積分することによって抗力変化量を評価する。

ノズル・スロート断面積は実際のノズルと同一としてノズル軸に沿った実測マッハ数にみあう仮想円錐ノズルを仮定する。この仮想円錐の頂点を放射状流れの源点に取る。さらに模型先端位置を座標の基準点に設定し、この点での気流の諸量を一様流の値にとると、狭い径方向範囲内では平行流からのずれ角 ε は次式で近似できる(図 14)。

$$\tan \varepsilon = r / (X_0 + x) \quad \cdots \cdots (5.1.1)$$

ここで X_0 は放射状流れの源点から模型先端までの距離である。又、図 12 より動圧の変化量 Δq は次式で近似できる。

$$\Delta q / q_\infty = -(Ax + Br) \quad \cdots \cdots (5.1.2)$$

上式の A, B は図 12 より決定される定数である。

鈍頭円錐体の圧力抵抗を球状頭部と円錐台部に別けて考え、図 15 の表示を使うと、ニュートン理論から球状頭部の圧力抵抗係数 (C_{Di}^{nose}) と円錐台部の圧力抵抗係数 ($C_{Di}^{frustum}$) はそれぞれ次式で表わされる。

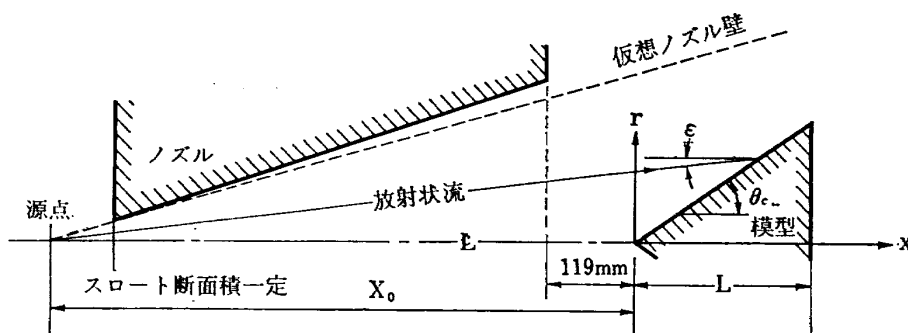


図 14

5.2 粘性抵抗

粘性に基づく抵抗係数 (C_{Df}) を球状頭部と円錐台部に別けて考え、次式で表わす。

$$C_{Df} = \frac{D_f}{q_\infty \cdot S_B} \\ = \frac{S_N}{S_B} C_{Df}^{\text{nose}} + \frac{1}{S_B} \int_{\text{frustum}} C_{f_\infty}^{\text{cone}} \cdot \cos \theta_c \, dS \quad \dots (5.2.1)$$

ここで、 C_{Df}^{nose} は球状頭部の粘性に基づく抵抗係数で $C_{f_\infty}^{\text{cone}}$ は円錐台部の自由流に関係づけられた局所表面摩擦係数である。

球状頭部

円錐台部の半頂角が比較的小さいので、球状頭部を球とみなし、Kinslow と Potter¹⁸⁾ の球に対する粘性を考慮した準経験式を使って球状頭部の粘性に基づく抵抗係数を評価してみる。

$$C_{Df}^{\text{nose}} \approx C_D^{\text{sphere}} - C_{Di}^{\text{sphere}} \\ = K_1 (Re_{2,a})^{-1/2} + K_2 (Re_{2,a})^{-1} \quad \dots (5.2.2)$$

ここで K_1 , K_2 はマッハ数と表面エンタルピーの関数であり、 $Re_{2,a}$ は球の直径を基にした垂直衝撃波下流のレイノルズ数である。当実験条件では上記文献より (5.2.2) 式の定数は $K_1 = 2.4$, $K_2 = -1.0$ でレイノルズ数は $Re_{2,a}/\text{cm} = 9.3 \times 10^6$ であるから C_{Df}^{nose} は無視できることがわかる。

円錐台部

極超音速流中の鋭い先端をもつ円錐体の粘性抵抗の理論的推定は、物体表面温度がよどみ点温度に比し十分小さく (cold-wall) 境界層の厚さが十分薄い (連続流領域) とみなせる条件では、平板に対する古典的な相似法則化された Blasius 等の局所表面摩擦係数を Mangler 変換して求めることができる。また, cold-wall の条件が満たされない場合でも表面温度が一定であれば Cohen と Reshotko との相似解を使って推定できる。境界層と先頭衝撃波の干渉が問題になる領域では、この干渉によって誘導圧力が生じ、その圧力勾配は境界層の発達を促進し境界層厚さを増大させるばかりか境界層外の非粘性流れの状態も変えてしまう場合もある。このような領域では古典的な相似解を使って粘性抵抗を推定することはできない。特に物体長を基にした粘性パラメータ ($\bar{V}_{\infty L}$) の値が 0.15 以上では干渉にもとづく粘性抵抗は著しく大きくなり、この粘性抵抗は表面摩擦抵抗に加えて干渉にもとづく誘導圧力抵抗も考える必要がある。

本実験条件は物体長を基にした最大レイノルズ数は 2.4×10^5 で極超音速干渉パラメータ (χ) の最少値は 5.8 である。したがって、境界層は層流で強い干渉領

域 (strong-interaction) に相当する。しかし、物体長を基にした粘性パラメータの値は 0.03~0.04 と小さい。このような場合には、誘導圧力抵抗は表面摩擦抵抗に比し十分小さくこれを評価しないことによる粘性抵抗の誤差は無視できることを Whitfield と Griffith 等の計算結果^{1, 2)} は示している。したがってここでは表面摩擦抵抗のみを評価することにし、粘性抵抗を (5.2.1) 式の右辺第 2 項のように表わした。円錐体の局所断面半径に比しその点での境界層厚さが無視できない領域や圧力勾配が強い円錐体の先端近傍では、平板の局所表面摩擦係数から円錐体の局所表面摩擦係数を求めるための Mangler 変換は適用できない。本実験でも円錐先端近傍では Mangler 変換を正しく適用できない。しかし円錐全体の表面摩擦抵抗を求める際は Mangler 変換を適用することによる誤差は少ない (文献 1, 2)。

したがって、ここでは円錐体の局所表面摩擦係数は平板の局所表面摩擦係数に Mangler 変換による変換定数 $\sqrt{3}$ を乗じて求められるものとみなす。

$$C_{f_\infty}^{\text{cone}} = \sqrt{3} C_{f_\infty}^{\text{plate}} \quad \dots (5.2.3)$$

平板の局所表面摩擦係数はすでに示したように本実験条件では強い干渉領域での層流境界層理論から評価するのが望ましい。Moore¹⁹⁾ は古典的な相似解に干渉による誘導圧力の効果を補正し、次式の関係を求めた。

$$C_{f_\infty}^{\text{plate}} = \sqrt{\frac{2}{Re_{\infty, x}}} \cdot \frac{P_e}{P_\infty} \cdot \sqrt{\int_0^x \frac{P_e/P_\infty}{P_\infty} dx} \cdot f''(0) \quad \dots (5.2.4)$$

$f''(0)$ は干渉のない状態での平板表面の速度勾配で、これに対しては Cohen と Reshotko²⁰⁾ が詳細に計算している。

物体表面温度を考慮した強い干渉領域での境界層端での圧力はまた Moore²¹⁾ によって導びかれており、文献 21 の記号を使うと次式の通りである。

$$\frac{P_e}{P_\infty} = \frac{3}{8} \cdot 0.664(\gamma-1) \sqrt{\gamma(\gamma+1)} [(1+2.60 T_w/T_0) \\ \times \sqrt{X_s^*/X^*} - 3.60(\sqrt{X_s^*/X^*} - \sqrt{X_f^*/X^*})] \chi \quad \dots (5.2.5)$$

ここで、 X^* は局所相似則化に伴う平板表面に沿った x 座標の変換座標で、添字 f, s はそれぞれ速度とエンタルピーの修正相似則化を意味する。これらは次式の関係をもっている。

$$X_f^*/X^* = \left(1 + \alpha \frac{\gamma-1}{\gamma}\right)^{-1} \quad \dots (5.2.6)$$

$$X_s^*/X^* = 1 + \frac{18}{35} \left[\sqrt{1 + \alpha \left(\gamma - \frac{1}{\gamma}\right)} - 1 \right] \quad \dots (5.2.7)$$

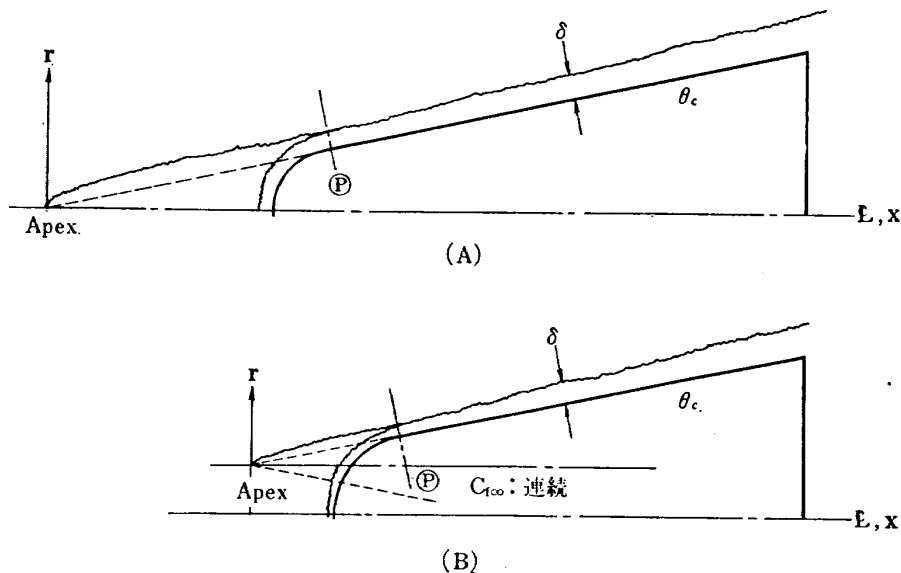


図 16

ここで、 α は物体表面温度の尺度で、次式で表わされる。

$$\alpha = 1 + 2.60 \frac{T_w}{T_0} \quad \dots\dots (5.2.8)$$

ガン・タンネルで得られる気流の持続時間は短いので、表面温度は一定とみなせる。したがって上記の関係式を使って平板の局所表面摩擦係数、即ち円錐体の局所表面摩擦係数を推定することができる。

頭部鈍さが小さい場合、鈍頭円錐体を鋭い円錐体でおきかえ(図 16-A)、球状頭部と円錐台部の接合点 P から後部に対し、(5.2.3)～(5.2.8)式を(5.2.1)式の右辺第2項に代入して円錐台部の粘性抵抗(表面摩擦抵抗)を推定することができる。

頭部鈍さが大きい場合、このような方法は適当でない。ここでは以下に示す方法によって球状頭部の円錐台部局所表面摩擦係数に与える影響を近似的に評価した。まず球状頭部と円錐台部の接合点 P では局所表面摩擦係数は連続であると仮定する。非圧縮性理論を使い、球状頭部の点 P での局所表面摩擦係数と等価となる円錐台部と同頂角の円錐体を求め、この円錐体で球状頭部をおきかえる(図 16-B)。円錐台部の粘性抵抗の計算は座標 x のずれによる表面面積要素の違いに注意すれば、頭部鈍さが小さい場合と同様な計算方法で求めることができる。なお、球状頭部の接合点 P での局所表面摩擦係数の計算には Rott-Crabtree の球に対する非圧縮性理論結果²³⁾を使った。また、等価な円錐体は、平板の局所表面摩擦係数に対する非圧縮性の厳密解²³⁾を Mangler 変換し、その局所表面摩擦係数が先に求めた接合点 P での局所表面摩擦係数と

等しくなるような円錐体の長さを求めることによって決定した。

以上の方法を使って求めた各鈍頭円錐体の粘性抵抗の値は表 2 に示した。これらは実測値の 4～14% に相当する。

5.3 非粘性圧力抵抗と圧力分布

風洞実験で得られた抗力測定結果に放射状流れに基づく抵抗減少量を修正し、さらに理論的に推定された粘性抵抗も考慮して決定した各鈍頭円錐体の一様流状態での非粘性圧力抵抗係数の値は表 2 に示した。

本実験から得られた非粘性圧力抵抗係数を Chernyi²⁴⁾、Kamimoto³⁾ 等の非粘性極超音速理論結果と比較したのが図 17 である。ここで C_{Di}^{cone} は各半頂角グループの最小頭部鈍さの鈍頭円錐体の値を使った。同図より本実験結果は定性的には Chernyi の理論結果と一致するが定量的には多少差がある。

図 17 に示した実験的に得られた抵抗係数曲線より局所平均表面圧力係数も評価できる。半頂角および球状頭部半径が一定で長さの異なる鈍頭円錐体の抗力係数は図 17 の横軸を細分化した縦軸の値に対応している。したがってその変分量を図 17 より読み取り局所平均表面圧力係数を求めた。なお、円錐体の抗力係数、 C_{Di}^{cone} には本実験で得られた各半頂角グループの最小頭部鈍さの抗力係数の値(表 2-No. 1, 6, 11- C_{Di})を、又頭部抗力係数、 C_{Di}^{nose} にはニュートン理論を使い、圧力係数の比例定数 k を 1.84 として求めた値を使った。この方法は精度的に問題があるため、鈍頭円錐体の頭部鈍さの効果を整理するためのパラメータの全領域にわたって抗力係数は求められているが表面圧力係数

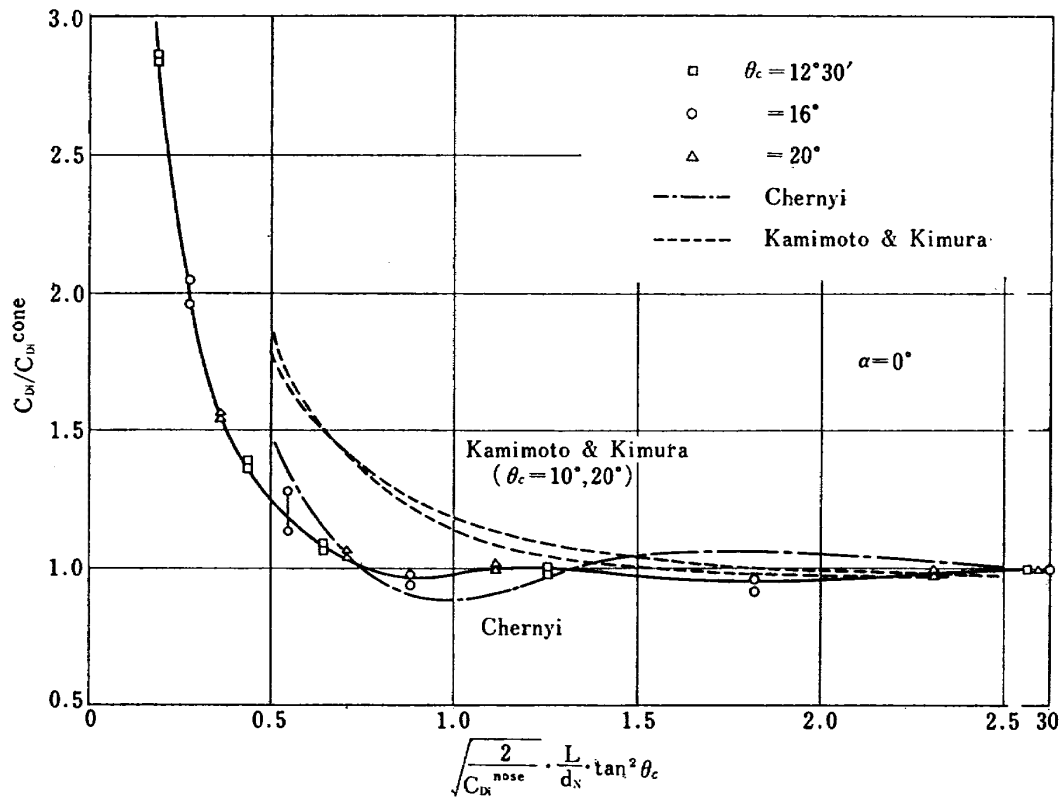


図 17 鈍頭円錐体の抗力係数

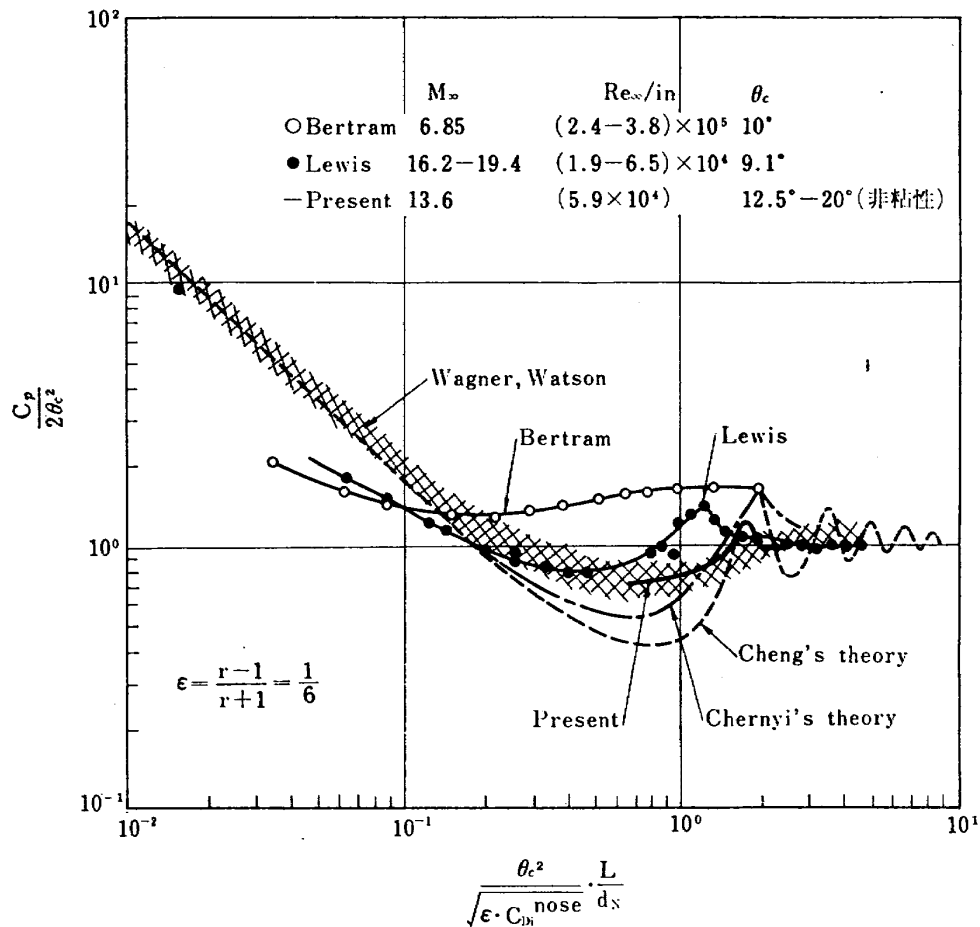


図 18 鈍頭円錐体の圧力係数

は求めることができなかった。得られた結果は Chernyi, Cheng 等の非粘性極超音速理論結果, Wagner と Watson³⁵⁾ の数値計算結果および Bertram³⁶⁾, Lewis⁴⁾ 等の実験結果と共に図 18 に示した。すでに図 17 に示したように定量的には Chernyi の理論結果とは一致しない。本実験結果は, パラメータの範囲は限られているが, この範囲内では, Wagner と Watson 等の特性曲線法を使って計算した数値計算結果と一致している。

6. む す び

極超音速で飛行する細長い飛行体の最も基本的な形状の 1 つである鈍頭円錐体について, 粘性効果を推定するための基準データとなる極超音速流非粘性圧力抵抗をガン・トンネルを使って, 実験的に決定した。又この結果より表面圧力分布も求めた。

従来, この種風洞で得られた実験結果は直接非粘性極超音速流理論と比較される場合が多かったが, 放射状流れおよび粘性に基づく空力特性におよぼす影響を無視して非粘性極超音速流理論結果と比較することはできない。

放射状流れに基づく抗力減少量と粘性に基づく抗力増加量を評価する近似的手法を示すとともに, この手法を使って, これらの成分を含む実験データの各成分を評価した。最終的には一様流で抗力測定を行なう必要があるが, ここで示した手法を使うことによって, 粘性パラメータの値が小さい場合には, 極超音速非粘性圧力抵抗は良く推定できる。

鈍頭円錐体の非粘性圧力抵抗におよぼす頭部鈍さの効果は, Chernyi の非粘性極超音速流理論結果と定性的に一致し, 一定頂角の鈍頭円錐体の抗力は, ある頭部鈍さまでは鋭い先端をもつ円錐体の抗力と等しいかあるいはやや小さくなる。

抗力測定結果より求めた鈍頭円錐体の非粘性表面圧力係数は, 精度的に問題があるため, 頭部鈍さを表わすパラメータの全領域にわたって求めることはできなかったが, 得られた範囲内では, Wagner と Watson によって特性曲線法を使って数値計算された結果とよく一致する。

本研究を行なうのに際し, 種々御指導を賜った空気力学第一部和田室長に感謝の意を表わす。当実験で利用した木製模型はとくに当所工作課で作られたものである。

参 考 文 献

- 1) Whitfield, J.D. and Griffith, B.J.: Viscous Effects on Zero-Lift Drag of Slender Blunt Cones, AEDC-TDR-63-35, 1963.
- 2) Whitfield, J.D. and Griffith, B.J.: Hypersonic Viscous Drag Effects on Blunt Slender Cones, AIAA Jour., Vol. 2, No. 10, Oct. 1964.
- 3) Kamimoto, G. and Kimura, T.: Hypersonic Flow around a Spherically Blunted Cones, Kyoto Univ., CP. 19, Oct. 1967.
- 4) Lewis, C.H.: Pressure Distribution and Shock Shape over Blunted Slender Cones at Mach Numbers from 16 to 19, AEDC-TN-61-81, August 1961.
- 5) Lukasiewicz, J., Whitfield, J.D. and Jackson, R.: Aerodynamic Testing at Mach Numbers from 15 to 20, in "Hypersonic Flow Research", ed. by F.R. Riddle, pp. 473-511, Academic Press, New York, 1962.
- 6) Ames Res. Staff: Equations, Tables, and Charts for Compressible Flow, NACA, Rept. 1135, 1953.
- 7) Hinada, M.: Experimental Study on the Drag of Blunt Bodies of Revolution at Hypersonic Speeds, Rept. of Inst. of Space and Aero. Sci., Univ. of Tokyo, No. 432, Dec. 1968.
- 8) 神元五郎, 木村雄吉, 上中義敏, 橋本晃, 橋本宏行: 鈍頭半円錐体の極超音速空力特性の測定, 航空学会誌, 15 巻, 166 号, 11 月-1967 年。
- 9) Opatowski, T.: Gun Tunnel Measurements of Lift, Drag and pitching Moment on a 20° Cone, a Flat Delta and a Caret Delta Wing at a Mach Number of 8.3, A.R.C., C.P. No. 908, 1966.
- 10) Hayser, A., Wyborny, W., Kabelitz, H.-P.: Dreikomponentenmessungen an den AGARD-Eichmodellen HB-1 und HB-2 im Stobwellenwindkanal mit freifliegendem Kolben, DLR FB66-25, 1966.
- 11) Daum, F.L.: Air Condensation in a Hypersonic Wind Tunnel, AIAA Jour., Vol. 1, No. 5, May 1963.
- 12) Griffith, B.J., Deskins, H.E. and Little, H.R.: Condensation in Hotshot Tunnels, AEDC-TDR-64-35, 1964.
- 13) Liepman, H.W. and Roshko, A.: Elements of Gasdynamics, GALCIT Aeronautical Series, JOHN WILEY & SONS, New York, 1960.
- 14) Pallant, R.J.: A Note on the Design and Construction of a Low-Pressure Calibrator and a Comparison with Shock-Tube and Static Calibration Methods, A.R.C., C.P. No. 947, 1967.
- 15) Pennelegion, L., Wilson, K. and Miss Redston,

- B.: The Accuracy of Pressure Transducers when used in Short-Duration Wind-Tunnel Facilities, A.R.C., C.P. No. 949, 1967.
- 16) Whitfield, J.D. and Norfleet, G.D.: Source Flow Effects in Conical Hypervelocity Nozzles, AEDC-TDR-62-116, June 1962.
 - 17) Eaves, Jr., R.H. and Lewis-C.H.: Combined Effects of Viscous Interaction and Ideal Source Flow on Pressure and Heat-transfer Distributions over Hemisphere Cylinders at $M_\infty = 18$, AEDC-TR-65-158, 1965.
 - 18) Kinslow, M. and Potter, J.L.: Drag of Spheres in Rarefied Hypervelocity Flow, AIAA Jour., Vol. 1, No. 11, pp. 2467-2473, Nov. 1963.
 - 19) Moore, F.K.: Hypersonic Boundary Layer Theory, "Theory of Laminar Flow" sec. E., Princeton Univ. Press, Princeton, N.J. 1959.
 - 20) Cohen, C.B. and Reshotko, E.: Similar Solutions for the Compressible Laminar Boundary Layer with Heat-Transfer and Pressure Gradient, NACA TN 3325, Feb. 1955.
 - 21) Moore, F.K.: On local Flat-Plate Similarity in the Hypersonic Boundary Layer, JAS, Vol. 28, No. 10, pp. 753-762, Oct. 1961.
 - 22) Truitt, R.W.: Fundamentals of Aerodynamic Heating, Ronald Press, New York, 1960.
 - 23) Schlichting, H.: Boundary Layer Theory, McGraw-Hill, 4th Edition, 1960.
 - 24) Chernyi, G.G.: Introduction to Hypersonic Flow, Academic Press, New York, 1963.
 - 25) Wagner, Jr., R.D. and Watson, R.: Induced Pressures and Shock Shapes on Blunt Cones in Hypersonic Flow, NASA TN D-2182, 1964.
 - 26) Bertram, M.H.: Tip-Bluntness Effect on Cone Pressures at $M=6.85$, JAS, Vol. 23, No. 9, pp. 898-900, Sept. 1956.

TR-268T	Aerodynamic Design and Test Results of Front Fans	Jan. 1972	Shoichi FUJII Hideo NISHIWAKI Mitsuo GOMI
TR-269T	Approximation of Linear Operator Semi-groups	Feb. 1972	Tadayasu TAKAHASHI
TR-270	円筒殻の座屈実験 The Experiments on the Buckling of Circular Cylindrical Shells	1972年2月	戸田 勳, 日下和夫
TR-271	並列結合はりの振動 On the Vibration of Three-Parallel-Beams	1972年2月	林 洋一, 築地恒夫
TR-272	遷音速軸流タービンの研究(第一報) —タービンノズル円環翼列の実験— An Investigation of a Transonic Axial-Flow Turbine (I) —A Cold Air Test of the Annular Turbine Nozzle Cascade—	1972年2月	鳥崎忠雄, 能瀬弘幸 森田光男, 井上重雄 関根静雄
TR-273	高速軸流タービンの研究(第二報) —1段軸流タービンの研究— An Investigation of a High Speed Axial Flow Turbine (II) —A Investigation of a Single Stage Turbine—	1972年2月	鳥崎忠雄, 森田光男 能瀬弘幸, 関根静雄 井上重雄
TR-274	軸流圧縮機ディスクの強度 (1 外周付近に多数のピン孔を有するディスク) Investigation of Strength of Axial-Flow Compressor Disc (1 On the Disc with many Pin hole)	1972年2月	松末勝利
TR-275	高度制御試験設備 Height Control Test Equipment for VTOL Aircraft	1972年2月	松木正勝, 鳥崎忠雄 西尾健二, 遠藤征紀 吉田晃, 中山晋巳 岩部柱相, 武田克己 関根静雄, 越沼
TR-276	フライングテストベッド機体総合実験 —エンジンを除く本体の機能— Overall Ground Experiments on Flying Test Bed for VTOL Aircrafts at National Aerospace Laboratory	1972年2月	滝沢直人, 田辺義一 渋谷昭義, 小川敏雄 藤枝郭俊, 申斐忠夫 西村博史, 小野幸一 後藤芳夫
TR-277	円環状ディフューザの乱流境界層の発達 Development of Turbulent Boundary Layers Along the Curved Walls of an Annular Diffusing Passage	1972年2月	藤井昭一, 五味光男 西脇英夫 Theodore H. OKIISHI
TR-278T	Development of Turbulent Boundary Layers Along Curved Walls of an Annular Diffusing Passage	Feb. 1972	Shoichi FUJII Theodore H. OKIISHI
TR-279	直線硬化特性材料での有孔帯板内の応力およびひずみの集中係数について Stress and Strain Concentration Factor of Strips With a Control Circular Hole in Linearly Strain Hardening Materials	1972年2月	青木由雄, 倉元真実 小林芳人, 国尾武

航空宇宙技術研究所報告280号

昭和47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 有限会社啓文堂松本印刷
東京都文京区水道2-7-5