

UDC 533.6.011.5:
629.76.024.32+.76

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-221

先端の鈍いフレイつき物体の空力特性

谷 喬・河本 巖・榊原盛三
野田順一・樋口 博

1970年10月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- TR-205 差分法による2次元非定常ノズル流の数値計算
Finite Difference Calculations of Two-dimensional Nonsteady Nozzle Flows 1970年8月 石黒登美子
- TR-206 航空機の横操縦を行なう人間の動特性についてのシミュレータ実験(1自由度の場合)
A Simulator Experiment to Investigate the Human Behavior in Tracking Tasks 1970年8月 別府 護 郎, 坂井 紀 穂
吉田 純 一
- TR-207 境界層内圧力変動による板の振動解析(I)
——周辺単純支持板——
Response Analysis of the Simply Supported Plate to Boundary Layer Pressure Fluctuations 1970年9月 藤 森 義 典
- TR-208 ガスタービン燃焼器
Gas Turbine Combustors 1970年9月 鈴木 邦 男, 田 丸 卓 隆
堀内 正 司, 齋 藤 隆
- TR-209 フライングテストベッド用偏向ジェットパイプの模型実験
Mode Test on Deflected Jet Pipes of NAL Flying Test Bed 1970年9月 田 辺 義 一
- TR-210 自由飛行模型 FFM-10 の空力特性について
On the Aerodynamic Characteristics of a Free Flight Model FFM-10 1970年8月 河 崎 俊 夫, 齋 藤 秀 夫
河 本 巖
- TR-211 ジェット・フラップ・ローターのホバ特性に関する一模型実験
A Model Test on Hovering Characteristics of Jet-Flapped Rotor 1970年9月 吉 田 真 幸, 戸 田 亘 洋
岡 遠 一, 高 沢 金 吾
- TR-212 二重噴流の空力的騒音
Aerodynamic Noise of a Circular Double Jet 1976年10月 河 野 長 正
- TR-213 ジンバルエンジン駆動用 DPF 方式油圧サーボの試作研究
A Study of Gimbal-Engine Actuated Hydraulic Servomechanism with DPF Hydro-mechanical Compensation Network 1970年9月 畑 山 茂 樹, 興 石 肇
- TR-214 軸流圧縮機動翼機取付部の疲労についての実験的研究(隙間のあるピン接合ラグ)
Experimental Investigation of Fatigue Strength of Axial Flow Compressor Blade Root
——Pin Joint Lug Having Clearance between Pin and Pin-Hole—— 1970年9月 池 田 為 治, 山 岸 崇
- TR-215 ジェット輸送機の操縦のタスク・アナリシス
Tax Analysis of Jet Transport (DC-8) 1970年10月 樋 口 一 雄, 百 名 盛 之
三 好 範 子, 岡 部 正 典
川 原 弘 靖
- TR-216 横風中の3次元乱流ジェットの湾曲と発達
Bending and Development Three-dimensional Turbulent Jets in a Gross Wind 1970年9月 遠 藤 浩, 中 村 正 義
- TR-217 人工粘性付 LAX-WENDROFF およびその変形差分法に関する数値実験
Numerical Test on Lax-Wendroff Difference Scheme with Artificial Viscosity and its Variations by the Two-Step Method 1970年9月 安 喜 隆 幸
- TR-218 軸流回転機の翼の振動について
II 翼根部による振動減衰
On the Vibration of Axial-flow Turbo-machine Blade
II Vibration Damping Capacity of the Blade Mounting 1970年10月 宮 地 敏 雄, 星 谷 昌 二
祖 父 江 靖, 網 千 三 郎
熊 谷 隆 王

先端の鈍いフレヤつき物体の空力特性*

谷 喬**・河本 巖**・榊原 盛三**
野田 順一**・樋口 博***

Aerodynamic Characteristics of a Flared Body with Blunt Nose

By Takashi TANI, Iwao KAWAMOTO, Seizo SAKAKIBARA,
Junichi NODA and Hiroshi HIGUCHI

The aerodynamic characteristics of a flared body with blunt nose were investigated theoretically and compared with the result of experiments conducted in the N. A. L. supersonic wind tunnel at Mach numbers 2 and 3.

The measurements of the static pressure, as well as the total pressure, around a blunt-nosed body immediately revealed that the blunt nose caused a strong shear flow field in the vicinity of the body surface and that the pressure distribution measured on the flare of the blunt body was hence markedly different from that of a similar body with sharp nose.

In the meantime, our present theory, in conventional theories, was based on the concept of two parallel layers which approximated the shear region, and the result of analysis derived therefrom showed the pressure distribution to be quite acceptable in simulating the experimental distribution for the flare due to a blunt-nosed body.

The analysis also showed that the drag acting on the flare was smaller than that derived from linearized theory, but that the normal force on the flare was of nearly the same value as that estimated by use of the slender body theory. These characteristic features were also confirmed by force tests in the wind tunnel.

1. ま え が き

飛しょう体の胴体後端の断面積を増加させると、迎角をとったとき、この部分に垂直力が働き、この量はマッハ数変化によって比較的影響をうけにくい。この性質を利用し、マッハ数の増加にともない著しく性能の低下する翼に代えて、高速飛しょう体の縦安定を保つことができる。このような形状がフレヤと称され、近年しばしば実用に供されるようになった。われわれもこれに対する風洞試験を行ない、その結果をロケットの実機に応用してフレヤのみで安定を保つ NAL-7, BS-5, 6 号機および NAL-16-31 型を製作し、それらの飛しょう試験も行なわれた¹⁾²⁾。

一方理論解析としても、すでに円筒状胴体近傍の超

音速流を近似的に解く方法を見出し³⁾⁴⁾、これをフレヤに適用してその効果を推定している⁵⁾。しかしその解析においては、考えているフレヤは飛しょう体の飛行マッハ数に等しい、超音速ポテンシャル流中にあるものとして扱っている。すなわち頭部の影響その他上流の擾乱は十分小さく、流れは無限前方一様超音速流からの小擾乱として扱えることを仮定した。この仮定はわれわれが飛しょう試験を行なった小型観測ロケット¹⁾²⁾のように、先端の尖った形状については近似的に正しいと考えられる。

しかし再突入物体や人工衛星打上用大型ロケットの上段部のように、鈍い頭部を持つ胴体の後端にあるフレヤについては、この仮定は成立しないはずである。

よく知られているように、超音速流中の鈍い頭部の前方には、離脱した強い衝撃波があらわれ、その下流は回転流となり速度ポテンシャルは存在しない。したがって擾乱速度ポテンシャルに基づいた以前の解析³⁾⁴⁾は適用できない。また胴体表面付近の流れは、離脱衝

* 昭和 45 年 6 月 27 日受付

** 空気力学第二部

*** 東京大学大学院

撃波の中でもその中央の垂直衝撃波に近い部分を通過しているため、特に大きい総圧損失をうけている。他方円筒状の胴体表面では、頭部からある程度下流において、静圧はほぼ前方一様流の値に回復することが確かめられている。しかし総圧損失のため、表面付近の流れはマッハ数についても著しく一様流の値と異なるものとなる。このような流れについては諸外国において実験の発表されたものも少ないが⁹⁾、特に理論的な性能推定は高マッハ数に対するニュートン流近似によるもの以外はほとんど見られない。本報告においては、鈍い頭部をもつフレヤ物体について、これらの事情を考慮して行なった実験と、非粘性流についての近似解析結果とについて述べることにする。

2. 記 号

A : 流管断面積

b : 底層流の厚さ

C_p : 圧力係数

C_L, C_D : 揚力および抗力係数, 一様流動圧と平行部胴体断面積基準

$C_{N\alpha}$: 迎角 0° における垂直力傾斜 rad^{-1}

K : 底層流部流管面積をあらわす常数,
 $K^2 = (R+b)^2 - R^2$

F_1, F_2 : フレヤ番号, 図 6 参照

$N_1 \sim N_5$: 頭部番号, 図 4 参照

q : 動圧

R : 胴体半径

R_N : 頭部曲率半径

R_S : 離脱衝撃波中心の曲率半径

R_f : 反射係数

S : 肩を原点として計った軸方向距離

T_r : 伝達係数

U : 一様流流速

y : 半径方向座標 $y = r - R$

α : 迎角

β : $\sqrt{M^2 - 1}$

δ : フレヤの開き角

ϕ : 擾乱速度ポテンシャル

添字

0: 岐点状態

1: 物体前方一様流ならびに胴体まわりの外側流

2: 垂直衝撃波直後の値

s: 表面上の値および胴体まわりの底層流

$\bar{R}_N, \bar{R}_S, \bar{y}$ 等は胴体半径 R で無次元化した長さ

3. 実 験

本報告にのべる実験は、すべて航空宇宙技術研究所 1m×1m 吹出式超音速風洞において行なわれたものである。この風洞の概要については、航技研報告⁶⁾にのべられている。試験は主としてマッハ数 2 および 3 の場合について行なわれた*。

まず最初に頭部の鈍い物体の、胴体まわりの流れの型を知る予備的試験として、高マッハ数用標準模型 HB-1, HB-2 について、表面圧力分布と表面付近の総圧分布を測定した。これらの模型についてはすでに三分力試験が行なわれ、その結果は他風洞のデータと一致することを確かめている⁷⁾。なおこの試験も含めて以下のデータ整理においては、特に断りないかぎり物体前方の一様流の値と、フレヤ前方の半径一様な円筒状胴体の断面積を基準量に用いて係数化している。また長さの単位としては、この円筒状胴体部の半径を用いることが多い。図 1 に模型の概要を示す。

図 2 には測定された静圧分布を示しているが、この結果も他風洞における値とよい一致を示している⁸⁾。次に表面境界層のほぼ外側端と思われる物体より約 3 ミリ離れた点の総圧分布を測定し、この結果と先の静圧分布とから表面(境界層外側)のマッハ数分布を求めてみた(図 3)。この結果は垂直衝撃波を通ったあとの岐点圧 p_{02} と静圧とから求めたものとは厳密には一致していない。これは岐点以後の変化が厳密には断熱的でない部分があるためかもしれないが、実際には総圧測定の際境界層の影響が入るなど精度が十分でなかったことによると思われる。いずれにしても一様流のマッハ数とは明らかな差がみとめられ、物体表面付近の流れが大きい総圧損失をうけていることを示している。

この結果にもとづき、後部胴体まわりの流れの場をより系統的にしらべる目的で、鈍さの異なる数種の頭部と、静圧および総圧測定用の装置(図 4)を用意した。これらによる試験の結果、頭部からある程度下流の胴体まわりにおいては、肩から出る擾乱の作る円錐の内側において、静圧分布はほぼ一様な値を示している。しかし半径方向の総圧分布は、特に先端の鈍い物体の高マッハ数時の試験に際し、表面近傍で著しい変化のあることが分った。これらの結果を図 5 にまと

* レイノルズ数は模型の直径 $d=80 \text{ mm}$ を基準としたとき、 $M=2$ で 2.3×10^6 , $M=3$ で 3.3×10^6 である。

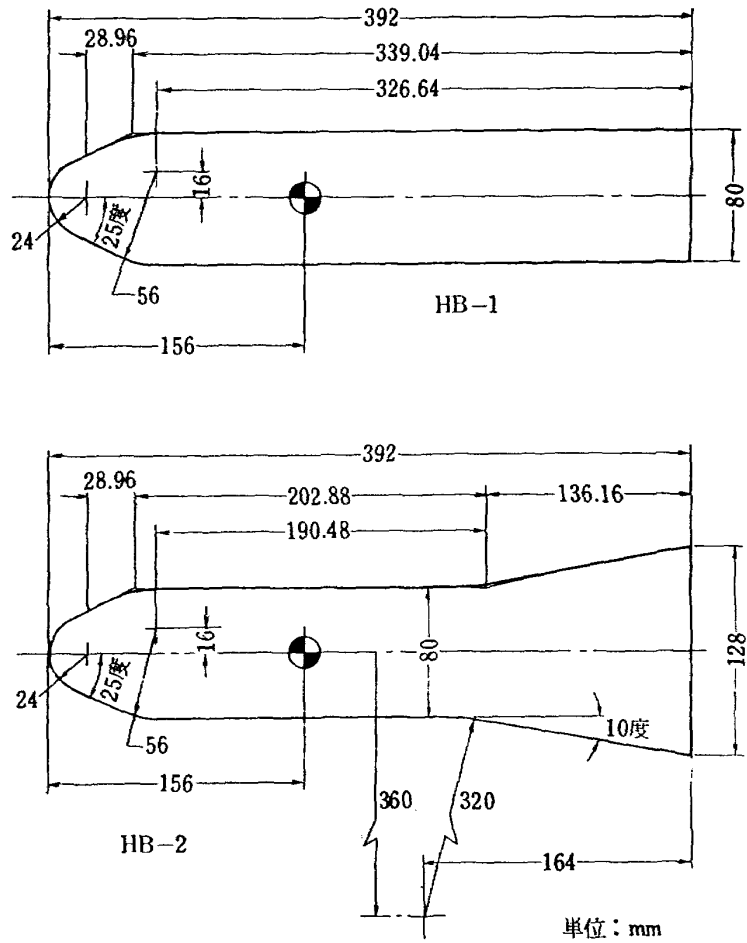


図 1 HB-1, HB-2 模型寸法

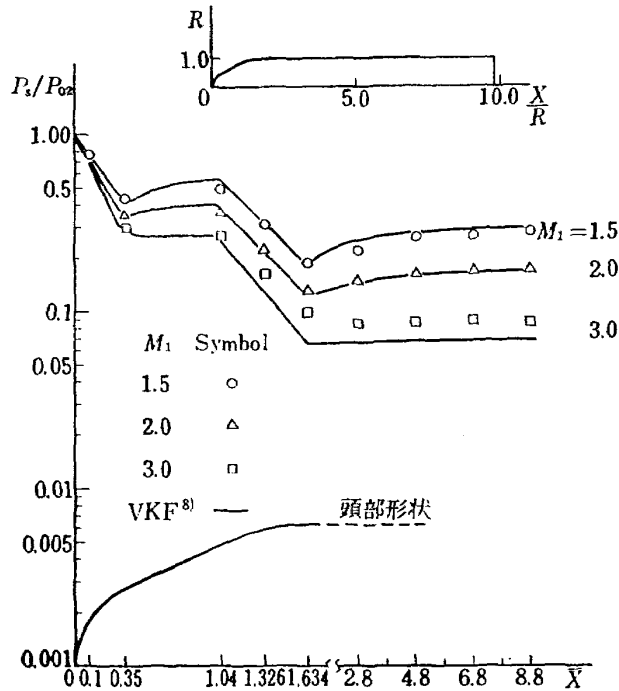


図 2 HB-1 模型表面圧力分布

め、計算されたマッハ数のほか各種の物理量の変化も表示してある。この結果から頭部の鈍い物体においては、下流の一様断面胴体の近傍において、境界層外側の

流れの場合、各種物理量が半径方向に顕著な変動を示すことが分る。またこれらの値が表面上(境界層外端)においては、垂直衝撃波下流の岐点圧およびこれから

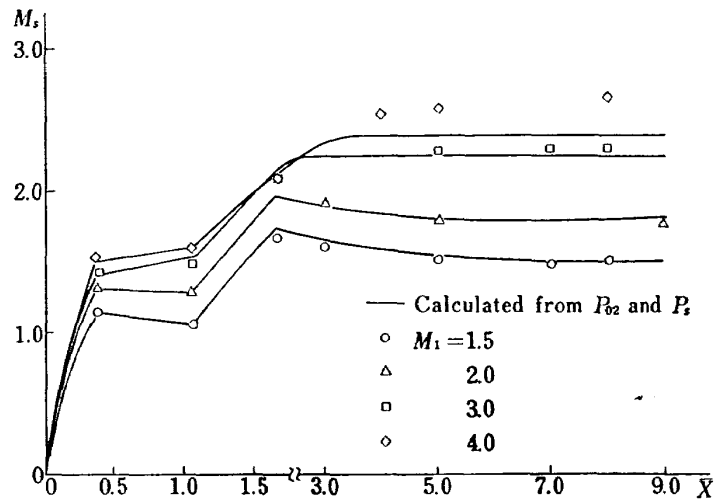


図 3 HB-1 模型表面マッハ数分布

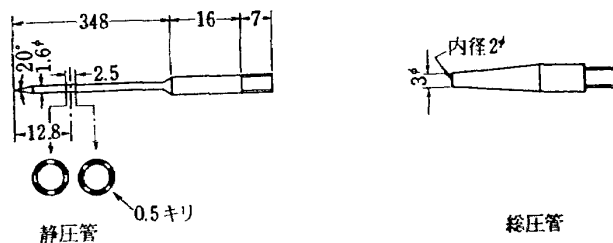
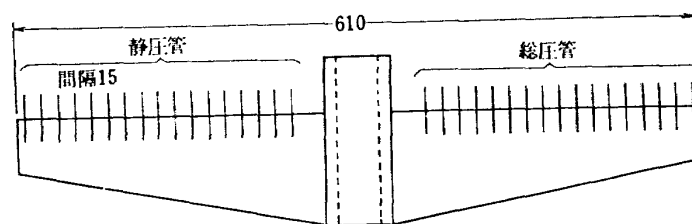
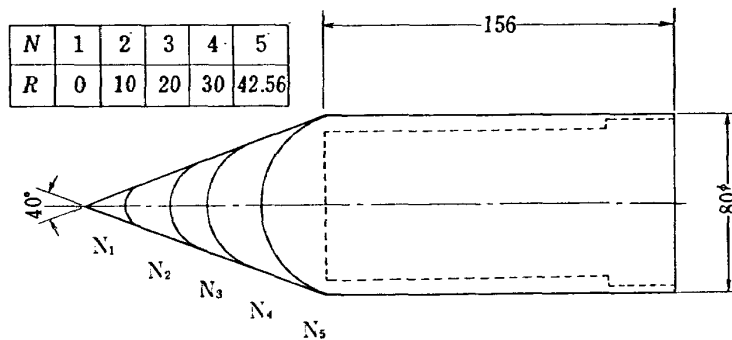


図 4 頭部模型と静圧、総圧測定装置

予想される値に近づくであろうことが推察される。

以上の準備の上で、問題とするフレヤそのものの特性を調べることにした。特に理論との比較の場合、フレヤの前端における傾斜の不連続が問題となることが考えられたので、HB-2 と同型の傾斜に不連続のない

なめらかなフレヤの他に、これと同じ開き角の、完全な円錐フレヤも合せ製作した。前者を F_2 、後者を F_1 とよぶこととしたが、図 6 にその形状と静圧孔の位置を示している。試験はこれらとさきの胴体まわり流れ場の測定に用いた頭部と組合せて、静圧分布測定およ

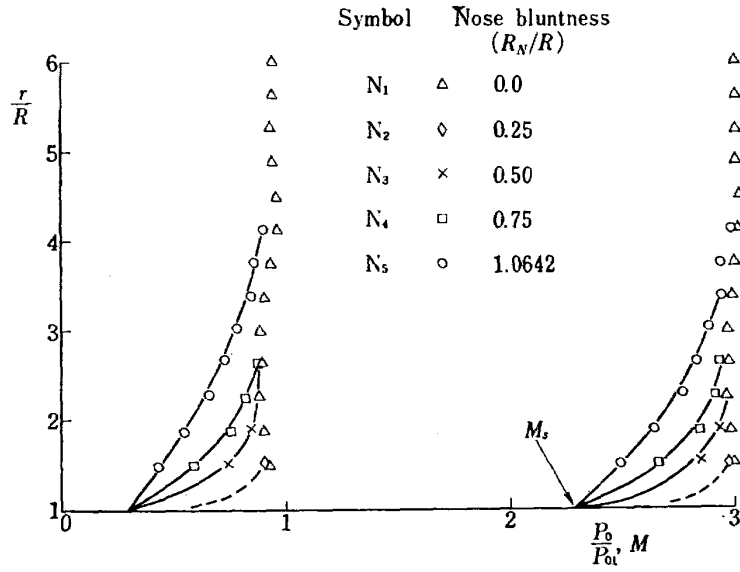


図 5 (1) 表面付近の総圧, マッハ数の分布 $M_1=3, \theta_c=20^\circ, S=16.7$

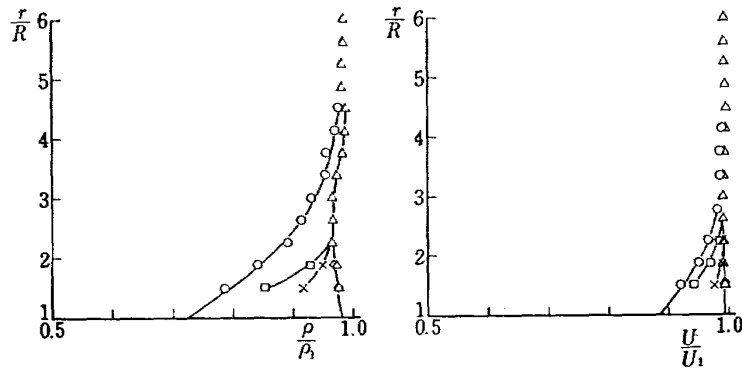


図 5 (2) 表面付近の密度, 速度分布 $M_1=3, \theta_c=20^\circ, S=16.7$

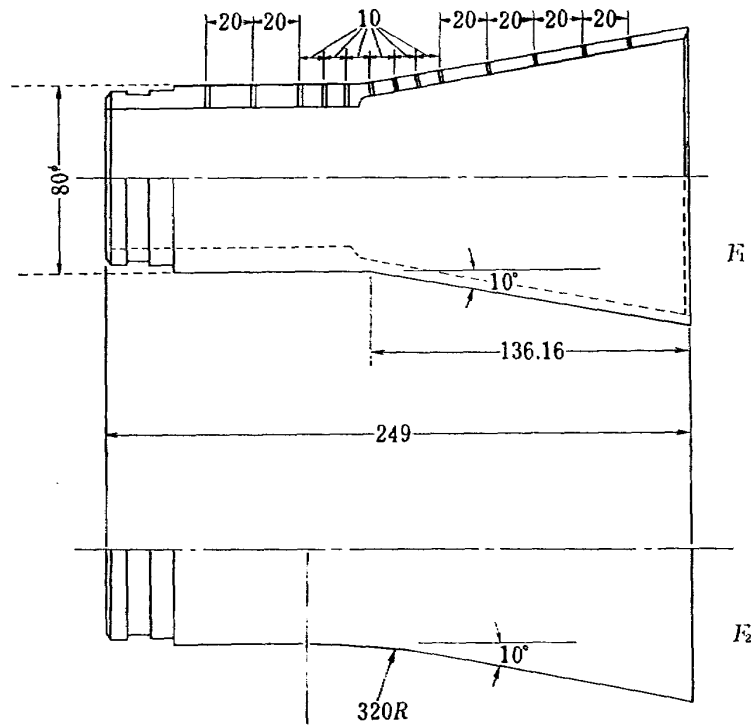


図 6 フレヤ形状

び内挿式天秤による三分力測定を行なった。圧力分布の計測例を図7に、三分力試験の結果をフレヤなしの場合 (F_0) もふくめて図8にまとめてある。

これらの結果をみると、表面傾斜に不連続のある円錐フレヤ F_1 においては、その前端における静圧の上昇は近似計算の予想値³⁾よりも明らかに低い値を示す。この差は一部境界層の影響によるものが含まれるであろうが、頭部の鈍さによって系統的な変化を示すことは、非粘性部分の効果も大きいことを示すものといえよう。すなわち鈍い頭部の下流では、少なくともフレヤの前半において、圧力増加は尖った頭部の場合より低い値を示している。

一方、三分力試験においては、フレヤのない胴体のみ (F_0) の場合、鈍い頭部の方が当然大きい軸方向力

を示す。しかも垂直力における差も著しく、この場合は尖った頭部の方がはるかに大きい値をもつ。フレヤを付けるといずれの場合も当然空気力は増大するが、全機の抵抗としてはやはり鈍い頭部の方が大きく、垂直力は頭部の尖った場合の方が大きい。フレヤとして開き角がさらに大きい、マッハ数6におけるNASAの試験においては、鈍い先端の場合の全機の抵抗が、尖った頭部の場合より低い例も発表されているが⁹⁾、われわれの試験範囲ではこのような極端な場合はあらわれなかった。

頭部の鈍さの相違によって、フレヤ部に働く空気力にあらわれる差がわれわれが興味を持つ点であるが、この値を同一の頭部をもつ模型について、フレヤの有無の場合の出力の差として求めたものが図9である。

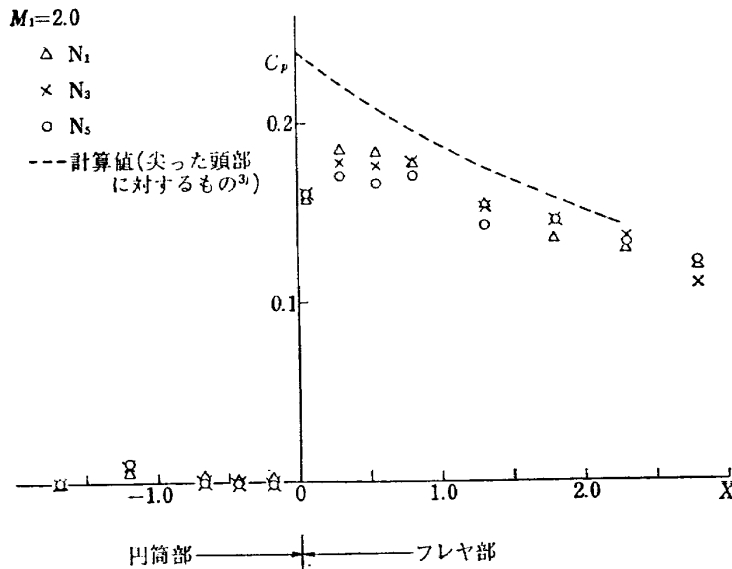


図 7 (1) 円錐フレヤ上の圧力分布 ($M_1=2$)

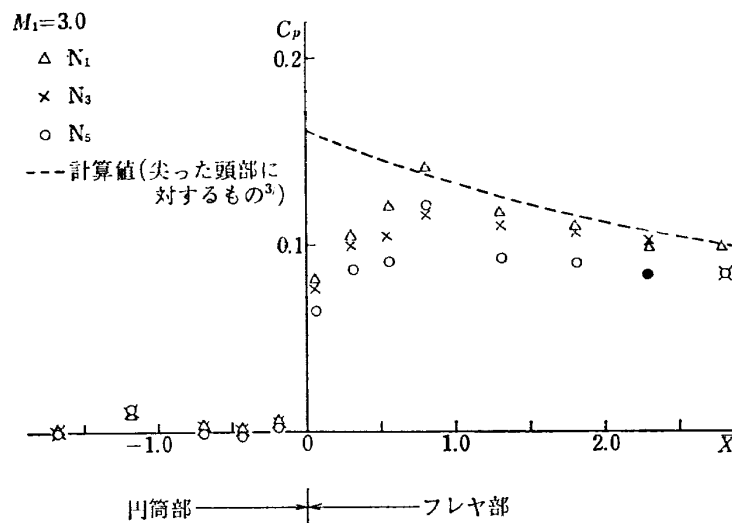


図 7 (2) 円錐フレヤ上の圧力分布 ($M_1=3$)

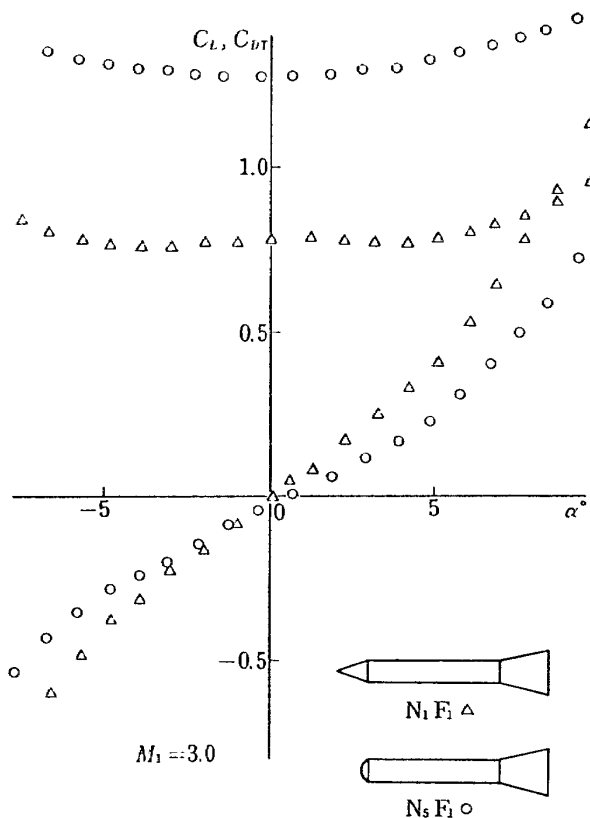
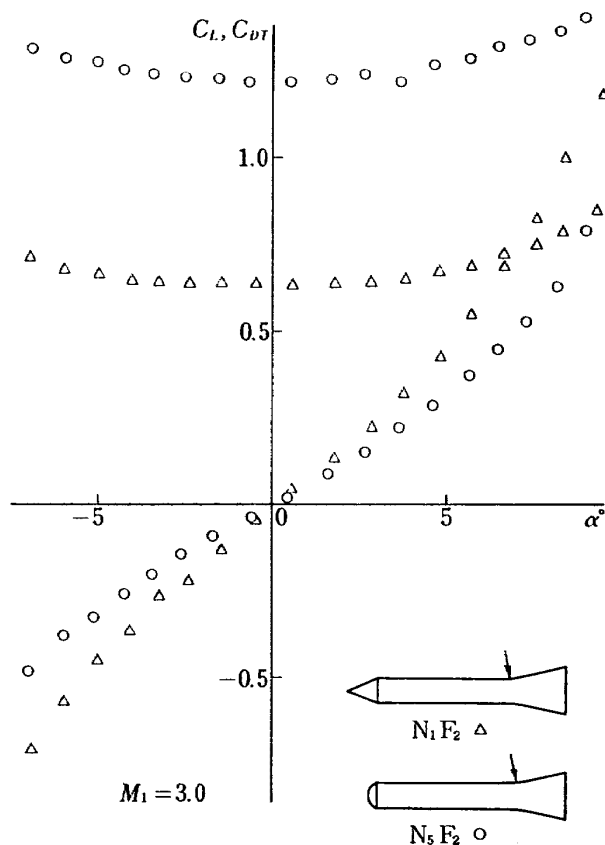
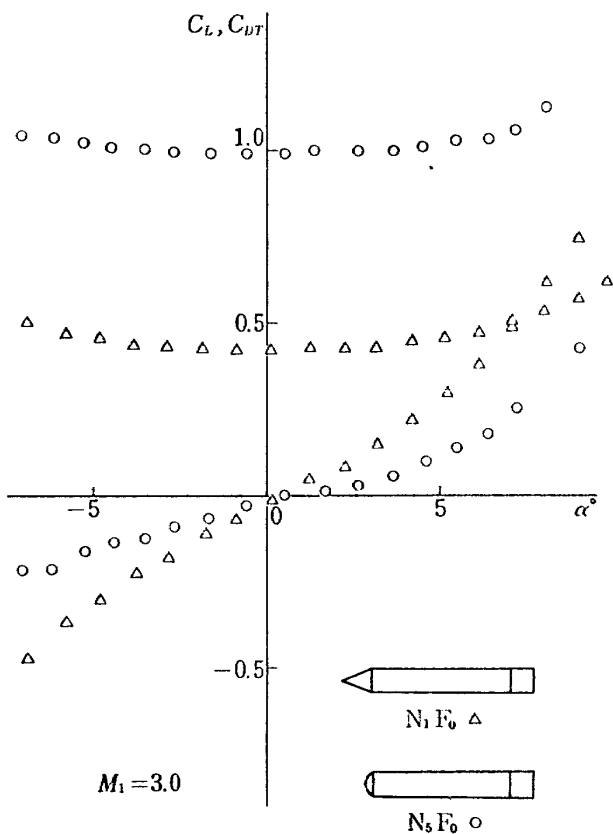


図 8 フレヤつき物体に働く空気力
(抵抗値は表面抵抗を含む)
8-(1) F_1 フレヤ



8-(2) F_2 フレヤ



8-(3) フレヤなし

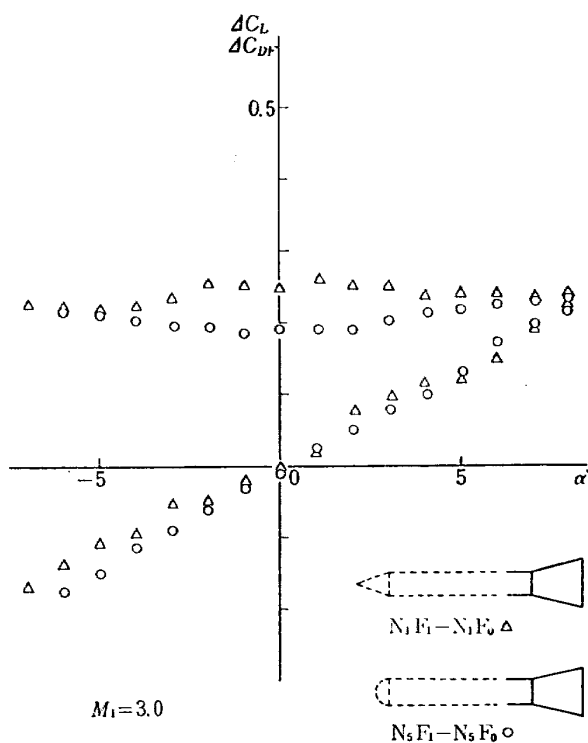


図 9 フレヤに働く空気力, 実験値よりの推定
(抵抗値は底面抵抗を含まない)

これらと比較する際、頭部の相違によって生ずる底面圧ならびに境界層の影響の差も考えねばならないが、前者は実測によってほとんど差のないことが分かっており後者についても、同じ頭部の模型についてフレヤの有無の差を作る際ある程度補正されているので、この値の差の大部分は非粘性的な流れの差によるものと考えてよからう。

この結果から見て、特に円錐フレヤ (F_1) の場合軸方向力にあらわれる頭部の影響は明らかであり、鈍い頭部の場合にはフレヤに働く圧力抵抗の小さいことを示している。このことは前述の圧力分布計測の結果からも予想されたことであり、また NASA の結果等からみて一般に成立することと考えられる。しかし垂直力(揚力)にはほとんど有意の差はみとめられず、むしろ鈍い頭部の場合幾分大きい値を示すように思われる。これについては次節以降解析的に検討を加えることとする。

4. 解 析

4.1 胴体まわりの流れ場

前節に述べた実験の結果、超音速における鈍い頭部を持つ円筒状胴体のまわりでは、境界層外側の流れの場が尖った頭部を持つ物体の場合とはなはだしく異なっており、フレヤにおよぼす空気力にも影響のあることが分かった。すなわち胴体表面付近では、流れの総圧、マッハ数とも物体前方一様流の値よりかなり低く、これが空力性能に影響していると考えられる。図 10 はこのような流れの場を概念的に示したものであるが、この流れ場の正確な構造を解析的に求めることは容易ではない。

問題を迎角 0° 、軸対称の場合に限ると、数値的に十分厳密な計算は可能である。たとえばある種の鈍い

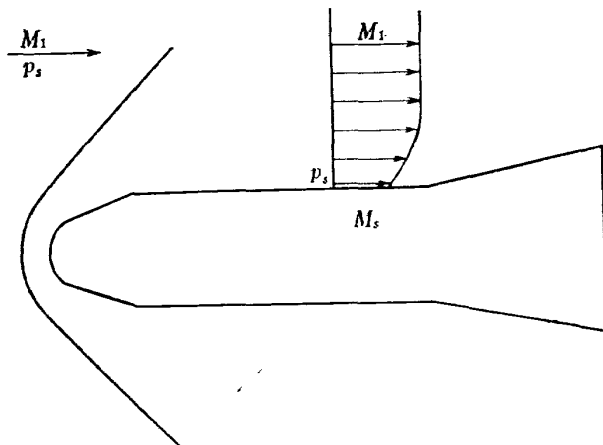


図 10 にぶい頭部をもつ物体まわりの流れ

頭部については衝撃波を与えてその下流を計算する逆解法を用いてよい結果を得ることが知られており、これから下流の超音速流を特性曲線法によって解いてゆくことができる。このような流れの例について文献に発表されたものもあるが⁹⁾¹⁰⁾、多くはかなり高いマッハ数に対する計算例であり、頭部形状の変化による影響も十分調べられているわけではないので、われわれの場合に直接用いるわけにはゆかない。われわれは以前鈍い物体の相互干渉を調べる際まず前記の逆解法のプログラムを作ったが¹¹⁾、最近著者の一人は特に今回の問題について詳細な数値的解析を行なった¹²⁾。また一方物理的考察からこの問題の解析的近似解を与えることができたので、ここにその要点だけを再録する。

さて前節の実験結果から分るように、胴体表面付近で各種物理量は急激な変化を示している場合も、静圧だけはほぼ前方一様流の値に近い一定値を示している。いま考えている流れの場で静圧分布は完全に一様流の値に等しいものとしこの値を p_s とする。また衝撃波は物体前方にのみあるものとし、これを通過して後の流れの変化は断熱的であると仮定する。実際にはいわゆる肩における過膨張のあと、再び弱い衝撃波を伴うこともあるが、一般にはこの影響はあまり大きいものではない。これを無視することは、通常の線型理論において、翼の前縁等より出る衝撃波を一切無視しているのと同程度以下の近似であろう。

まず物体前方一様流のマッハ数を M_1 とすると、この流れの総圧と静圧との間にある関係は公式により

$$\frac{p_s}{p_{01}} = \left[1 + \frac{M_1^2}{5} \right]^{-7/2} \quad (\gamma=1.4, \text{以下同様}) \quad (1)$$

である。この流れが垂直衝撃波を通ったあとの総圧は

$$\frac{p_{02}}{p_{01}} = \left(\frac{6 M_1^2}{M_1^2 + 5} \right)^{7/2} \left(\frac{6}{7 M_1^2 - 1} \right)^{5/2} \quad (2)$$

で与えられる。仮定によりこの岐点状態から断熱変化で再び p_s まで膨張したとき、物体表面のマッハ数 M_s は

$$\frac{p_s}{p_{02}} = \left[1 + \frac{M_s^2}{5} \right]^{-7/2} \quad (3)$$

となるはずである。(1)~(3) より M_s と M_1 の関係を求めれば、主流 M_1 の中にある頭部の鈍い物体の表面マッハ数 M_s として

$$M_s^2 = 6 M_1^2 \left[\frac{6}{7 M_1^2 - 1} \right]^{5/7} - 5 \quad (4)$$

が得られる。(4) 式にもとづき、 M_s の値を M_1 に対して求めたものが図 11 である。われわれが主として実験を行なった $M_1=2$ に対しては $M_s=1.80$ 、 $M_1=3$ については $M_s=2.28$ となる。またこの場合表面上の

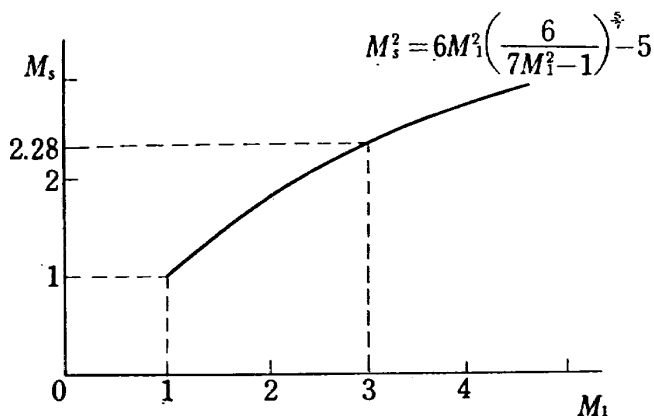


図 11 表面マッハ数と一様流マッハ数との関係

流れの動圧 q_s は、静圧 p_s 、マッハ数 M_s とより

$$\frac{q_s}{p_s} = \frac{7M_s^2}{10} \quad (5)$$

であり、一方主流についても

$$\frac{q_1}{p_s} = \frac{7M_1^2}{10} \quad (6)$$

となるはずである。これより動圧の比として

$$\frac{q_s}{q_1} = \frac{M_s^2}{M_1^2} \quad (7)$$

が得られる。この関係は鈍い頭部をもつ物体に関して解析結果と実験データとの比較の際必要となるものである。

軸対称の場合表面上の流線は、前方離脱衝撃波の中央垂直部分を通り、岐点を経て膨張して超音速にもどる流れであったから、簡単な考察で上述の結果を導くことができた。次に表面を少し離れた部分の流れについては、前方離脱衝撃波の形状が分れば前と同様の仮定の下にその性質を導くことができる。この場合流れの方向も表面と平行であることを仮定に加える必要があるが、この仮定も実験結果および厳密な数値計算結果からはほぼ承認しうるものである。

さて任意のマッハ数、任意の頭部形状については、

これと離脱衝撃波の形状との関係はまだ研究しつくされていない。しかし頭部の代表的な形状については、例えば球、回転放物体等については、かなりの計算例、実験例が発表されているので、われわれはある程度これらを利用することができる。すなわち頭部の曲率半径 R_N と衝撃波中心部の曲率半径 R_S との関係が与えられることとなる。他方胴体近傍の物理量の変化は、表面からの距離 y の多項式の形で与えることができるが、その係数は R_S の関数となっている¹²⁾。たとえば総圧分布については

$$\left. \begin{aligned} \frac{p_0(\bar{y})}{p_{01}} &= \frac{p_{0s}}{p_{01}} (1 + a_1 \bar{y} + a_2 \bar{y}^2 + \dots) \\ a_1 &= \frac{4\gamma(M_1^2 - 1)^2 \rho_s u_s / \rho_1 u_1}{\{(\gamma - 1)M_1^2 + 2\} \{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)\}} \frac{1}{\bar{R}_S^2} \\ a_2 &= \frac{a_1}{2} \left\{ 1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} a_1 + \frac{(\gamma - 1)a_1 / \gamma}{(u_s / u_1)^2 (\gamma - 1) M_1^2 \rho_s / \rho_1} \right\} \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

となる。他の物理量についても同様に表現することができる。ここに \bar{y} 、 \bar{R}_S 等は胴体半径 R で無次元化した量である。したがって物体が与えられたとき、その R_N と R_S との関係が分れば、(8) によって任意のマッハ数における胴体表面近傍の物理量の分布が与えられるわけである。図 12 には (8) 式による計算を、特性曲線法による厳密解および前節に述べた実験結果と比較したものである。図中 1st としたものは (8) 式の \bar{y} の一次の項まで、2nd は同じく二次の項までとした場合であり、この程度の近似で実用上十分な精度が得られることが分かる。

以上本節に述べたように、超音速における鈍い先端をもつ胴体まわりの流れ場において、物理量が半径方向に変化する様子が、解析的にも明らかとなった。物体が迎角をもつ場合については、流れ場も当然軸対称

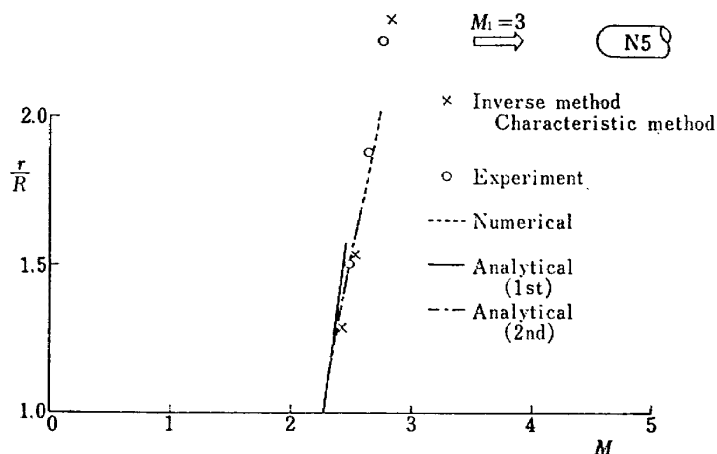


図 12 表面付近のマッハ数分布

性を失い、構造はさらに複雑になる。これについてはまだ十分な調査を行っていないが、以下の解析は迎角が十分小さい場合に限り、本節に求めた軸対称の流れ場にわずかな垂直方向成分が付加されたとして計算を進めることとする。

4.2 二平行流による流れ場の近似

前節までに見てきたように、鈍い頭部をもつ物体においては、下流の断面一様な胴体まわりの流れ場は、静圧だけはほぼ一様な平行流となっているが、総圧、マッハ数、流速、動圧等重要な物理量が、半径方向に著しい分布を示している。われわれはこのようなシア・フロウの場の中にある、フレヤ等の性質を求めようとするのであるが、速度プロファイルを持つ平行流は当然回転流であり、その数学的取扱いは容易でない。以前著者達はこの流れの基本プロファイルからの擾乱について、それがポテンシャルをもつ場合を仮定してその特性を論じたことがあるが¹³⁾、この過程は厳密でない点があった。以下にはより簡単ではあるが、合理的なモデルによってこのような流れ場の特性を表現することを試みよう。

このような速度プロファイルをもつ流れ場に対して、最も簡単な模型として考えられるのは、速度の異なる二種の平行流による近似である(図 13)。これは例えば衝撃波と境界層の干渉の問題において、境界層を表現する模型として Tsien-Finston によって導かれたものと同様な考えである¹⁴⁾。この模型についても、具体的な平行流の決め方がいろいろ考えられるが、最も単純に次のように考えることとした。

まず外側流は飛しょうマッハ数、すなわち物体前方の一樣流マッハ数 M_1 に等しい一樣流、また下側(以下には底層流とよぶ)は物体表面の値 M_s の一樣流としよう。次に底層流の厚さ b としては、模型化すべきシア・フロウの特性を保存するように、次の式のいずれかから決められる。ここに Rv は流れの物理量が、外側流の値に回復する r の値である。

(1) 流量の保存

$$2\pi \int_R^{Rv} \rho u r dr = \pi \rho_s u_s \{(R+b)^2 - R^2\} + \pi \rho_1 u_1 \{Rv^2 - (R+b)^2\} \quad (9)$$

(2) マッハ数分布の保存

$$2\pi \int_R^{Rv} M r dr = \pi M_s \{(R+b)^2 - R^2\} + \pi M_1 \{Rv^2 - (R+b)^2\} \quad (10)$$

(3) 運動量の保存

$$2\pi \int_R^{Rv} \rho u^2 r dr = 2\pi \frac{\rho_1 u_1^2}{M_1^2} \int_R^{Rv} M^2 r dr$$

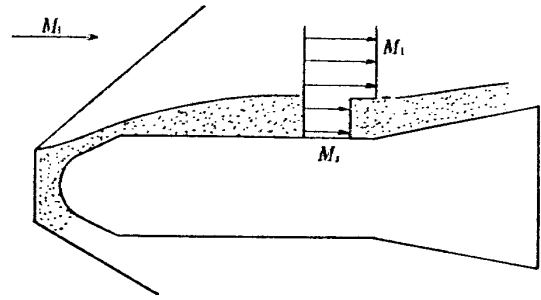


図 13 平行流模型

$$= \pi M_s^2 \{(R+b)^2 - R^2\} + \pi M_1^2 \{Rv^2 - (R+b)^2\} \quad (11)$$

当然結果はどの量に着目するかによって差を生ずるわけであるが、実際上はこれらの結果は極端には相違していない。たとえばわれわれの行った $M_1=3, N_2$ 頭部についての実験例に対して、(10) 式による b は $1.22R$ 、(11) 式によれば $1.32R$ であった。われわれは非粘性空気力に直接影響するとみられる動圧変化に着目して、(11) 式を用いたが $M_1=3$ の場合のこれによる結果は次表のとおりである。

表 1 $M_1=3$

頭部形状(図 4)	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5
底層流厚さ b/R	0	~0	0.35	0.81	1.32

胴体まわりの物理量の分布を知って b を定めるには上述の方法によればよいが、飛しょうマッハ数と頭部形状だけ与えられたときこの近似を行なうためには、まず(4.1)に述べたように胴体近傍流れ場の推定からはじめねばならない。すなわち衝撃波の中心の曲率半径を推定した上で(8)式の結果を(9)~(11)式のいずれかと組合せて b を求めることとなるが、衝撃波の形が分れば直接次のように考えても b をきめることができる。われわれの模型(図 13)を前方衝撃波とむすびつけて考えると、外側流については全く衝撃波による損失がなく、底層流の部分は全部垂直衝撃波を通過したとみることができる。これは前方のほぼ放物線型に近い離脱衝撃波を、中央部の有限巾の垂直衝撃波と、その外側の強さ 0 のマッハ波でおきかえたことに相当する。垂直衝撃波を通ったあとの変化は断熱変化を仮定すると、垂直衝撃波と考えられる部分の面積 $A_2 = \pi R^2$ と底層流部の流管断面積 $A_3 = \pi \{(R+b)^2 - R^2\}$ との間には次の関係がある。

$$\frac{A_3}{A_2} = \frac{M_2(1+M_2^2/5)^3}{M_s(1+M_s^2/5)^3} \quad (12)$$

ここに M_2 は垂直衝撃波直後のマッハ数であり、一

様流の値 M_1 より

$$M_2^2 = \frac{5 + M_1^2}{7M_1^2 - 1} \quad (13)$$

で与えられる。 M_s は (4) 式より

$$M_s^2 = 6M_1^2 \left[\frac{6}{7M_1^2 - 1} \right]^{5/7} - 5$$

となる。したがって R_2 すなわち A_2 を定めれば、これらから A_s あるいは b を定めることができる。胴体まわりの流れ場に比べて、頭部近傍の流れはよく研究されており、離脱衝撃波の形もデータが多いのでそれらから R_N を定めることは可能であろう。理論的には衝撃波通過の際の損失が保存されるように A_2 を定めることが考えられるが、これ以上の計算はここには省略して、先に求めた第1表の b に対応する R_2 の値を次表にまとめておく。

表 2 底層流の厚さと衝撃波垂直部分の半径 $M_1=3$

頭部形状(図4)	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5
頭部曲率半径	0.0	0.25	0.5	0.75	1.0642
底層流厚さ (b/R)	0	~0	0.35	0.81	1.32
垂直衝撃波部分 (R_2/R)	0	~0	0.728	1.21	1.68

4.3 無迎角時のフレヤ上の圧力分布

前節のようにして、回転流の場を二つの平行流でおきかえることができると、その各々についての小擾乱の範囲では、流れをポテンシャル流として扱うことができるわけで、取扱いは非常に楽になる。境界層に対する Tsien-Finston の解析は底層流が亜音速の場合であるが、両方の流れが超音速の場合はむしろ簡単であって、これも二次元の場合は Pai によって扱われた一様流中の噴流問題と同じ形となる¹⁵⁾。軸対称三次元流であってもフレヤの始端においては、流れは局所的に二次元とみられるから⁸⁾、Pai の解を利用して直ちに結果を求めることができる。

いま座標系を図 14 に示すように、胴体表面上フレヤの始点を原点にとり、 $r-R$ を y であらわせば二平行流の境界は $y=b$ となる。それぞれについての擾乱

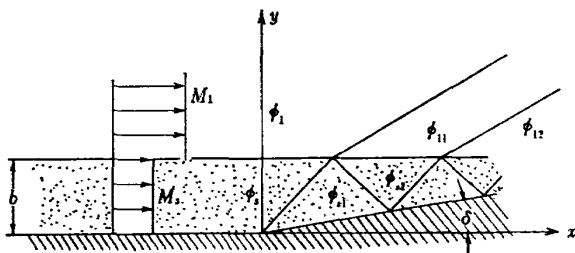


図 14 フレヤに対する座標

速度ポテンシャルを

外側流について:

$$u = U_1(1 + \phi_{1x}), \quad v = U_1\phi_{1y} \quad (14)$$

底層流について:

$$u = U_s(1 + \phi_{sx}), \quad v = U_s\phi_{sy} \quad (15)$$

で定義すれば、 ϕ_1, ϕ_s に対する方程式は

$$(M_1^2 - 1)\phi_{1xx} = \phi_{1yy} \quad (16)$$

$$(M_s^2 - 1)\phi_{sxx} = \phi_{syy} \quad (17)$$

である。境界条件としては

平行流相互の傾斜の一致: $U_1\phi_{1y}/U_1 = U_s\phi_{sy}/U_s$ により

$$\phi_{1y} = \phi_{sy} \quad (y=b) \quad (18)$$

平行流間の圧力の一致:

$$M_1^2\phi_{1x} = M_s^2\phi_{sx} \quad (y=b) \quad (19)$$

物理表面上条件:

$$U_s\phi_{sy}/U_s = dR/dx \quad (y=0) \quad (20)$$

他に上流の擾乱 0 が仮定されている。

いま最も簡単なフレヤとして、開き角 δ の円錐状フレヤを考えると、

$$R(x) = R_0 + \delta x$$

であるから、物体上の境界条件としては

$$(\phi_{sy})_{y=0} = \delta$$

である。これよりフレヤの先端付近の底層流に対する解として

$$\phi_{s1} = F(x - \beta_s y) = -\frac{\delta}{\beta_s} (x - \beta_s y) \quad (21)$$

が見出される。この擾乱は外側流に対して ϕ_{11} として伝達されると同時に、境界 $y=b$ より反射されて、 ϕ_{s2} となって加えられる。これらの形は Pai に従って

$$\phi_{11} = T_r \left(-\frac{\delta}{\beta_s} \right) (x - \beta_s y) \quad (22)$$

$$\phi_{s2} = R_f \left(-\frac{\delta}{\beta_s} \right) (x + \beta_s y) \quad (23)$$

としてあらわすことができる。ここに T_r は伝達係数 (Transmission factor), R_f は反射係数 (Reflection factor) であり、次の形を持っている。

$$T_r = 2 / (M_1^2 / M_s^2 + \sqrt{(M_1^2 - 1) / (M_s^2 - 1)}) \quad (24)$$

$$R_f = \left(\frac{M_1^2}{M_s^2} - \sqrt{\frac{M_1^2 - 1}{M_s^2 - 1}} \right) / \left(\frac{M_1^2}{M_s^2} + \sqrt{\frac{M_1^2 - 1}{M_s^2 - 1}} \right) \quad (25)$$

ϕ_{s2} は物体表面で今度は同符号、同一強度で反射され

$$\phi_{s3} = R_f \left(-\frac{\delta}{\beta_s} \right) (x - \beta_s y) \quad (26)$$

となり、以下この伝達、反射を繰返すこととなる。求める結果はこれらを重ね合せて得られる。

この結果から物体上の圧力分布を求め、実験値と比較するためには圧力係数の形にせねばならないが、その際実験値の整理は外側一様流の値によって処理されていることに注意せねばならない。すなわち上記の計算により、底層流に対する擾乱ポテンシャルとして

$$\phi_s = \sum \phi_{si}$$

が得られたとき、実験値と比較すべき第1近似の C_p として

$$C_p = (M_s^2/M_1^2)(-2\phi_{sx}) \quad (27)$$

で与えられる。以上はフレヤの先端付近に適用される二次元的な解であるが、三次元性の影響として以前われわれの求めた結果³⁾は、たとえば ϕ_{s1} について

$$\phi_{s1} = -2\delta \left(1 - \frac{y}{2} + \frac{y^2}{4} - \dots\right) \left(1 - e^{-\frac{x-\beta_1 y}{2\beta_1 s}}\right) \quad (28)$$

の形であった。さらに非線型性の影響を考え δ^2 まで精度を上げた第2近似についても結果を得ているが、この場合は展開の形となり先端の圧力上昇は二次元の場合の Busemann 公式と一致し、開き角 δ のフレヤについては

$$C_p = \frac{M_s^2}{M_1^2} \left\{ \frac{2\delta}{\beta_1} + \frac{\gamma M_s^4 + (M_s^2 - 2)^2}{2\beta_1^4} \delta^2 - \frac{\delta}{\beta_1^2} x + \frac{(3\gamma - 1)M_s^4 - 4M_s^2 + 8}{4\beta_1^5} \delta^2 x + \dots \right\} \quad (29)$$

となる。これらを基礎として、先に二次元の場合に行ったと同様の過程で解を求めてゆけばよいが、計算はかなり複雑である。われわれの簡単な平行流模型に対して、必要以上に精度を上げて無意味と思われるので、ここには近似的に三次元効果も線型的に加えられるものと考え、(21)の代りに(29)を採用して計算した第二近似の圧力係数の結果を図15に示した。計算例は先に実験を行った $M_1=3$ に対する F_1 フレヤのうち、頭部形状 N_1, N_3, N_5 の場合である。各数値は、 $M_1=3, M_s=2.28, \beta_1=2.83, \beta_s=2.05, \delta=0.175, M_s^2/M_1^2=0.58, R_f=0.11$ であり、底層流の厚さ b は前節に求めた結果を用いている。

結果は N_1 の場合(円錐頭部)では底層流の厚さは0であり、以前求めた結果³⁾そのままである。また最も鈍い N_5 の場合は、 b が大きくフレヤの後端まで反射波の影響がないため、表面圧力はみかけ上一様な M_s の流れの中にある場合と同一である。 N_3 の場合は途中で反射波の影響で圧力上昇を示している。

この結果をみると、鈍い頭部の場合には表面付近の流れの総圧損失が大きく、フレヤの先端における圧力上昇が低いことが説明される。実際には境界層の影響も入っているわけであるが、鈍い頭部ほど外側流のみの場合の値に近づくとのおくれることは、非粘性部分に

対するこの簡単な模型で一応定性的に説明づけられる。この外側流の値に近づく傾向は、実験値の方が早く起っているが、これはわれわれの採用した模型は最も簡単な二平行流であって、最初擾乱 ϕ_{s1} が ϕ_{s2} として反射して帰ってくるまで外側流の影響が現れない。実際にはフレヤ先端直後から、弱いながら外側流の影響が入ってくるわけである。実験値との一致を得るためには平行流をより多層化し、最初の反射がもっと早く起るようにすればよい。計算は複雑にはなるが、電子計算機を利用すれば不可能ではないと思われる。

抵抗の計算も圧力分布の式から導かれるが、最も極端な場合として、われわれの試験した $M_1=3, N_5$ 頭部の場合には、最初の反射 ϕ_{s2} はフレヤの後端においてもまだ表面にもどらない。したがって抵抗の計算としては、無限遠まで一様な M_s の流れの中にあるものとして計算した値に、(7)式に導いた動圧補正を行えばよい。他方 N_1 頭部については、一様な M_1 の流れの中にあるものとみられる。それぞれの流れの量を基準値とした場合の、フレヤ先端における圧力係数の比は第1近似として

$$(C_p)_{N_5}/(C_p)_{N_1} = \beta_1/\beta_s$$

であり、以後の圧力係数分布の形は極端には異なることを考えると、全抵抗値の比は

$$\frac{(C_D)_{N_5}}{(C_D)_{N_1}} = \frac{M_s^2}{M_1^2} \frac{(C_p)_{N_5}}{(C_p)_{N_1}} = \frac{M_s^2 \sqrt{M_1^2 - 1}}{M_1^2 \sqrt{M_s^2 - 1}} \doteq 0.8$$

となる。この値は底面抵抗を補正したそれぞれの実験値 $(C_D)_{N_5}=0.19, (C_D)_{N_1}=0.25$ と比較して、ほぼ矛盾のない値となっている(図9)。

以上は円錐フレヤ F_1 についての議論であったが、つなぎがなめらかな F_2 フレヤについては、このような影響はあまり明瞭でない。これは表面付近の底層流の効果のよく効くつぎめ直後の部分が、なだらかなため圧力上昇もゆるく、抵抗値にあまり効かないためであろう。

4.4 迎角時のスレンダーボディ近似

フレヤの空力特性としては、当然迎角時にこれに働く垂直力が必要である。にぶい頭部をもつ胴体部まわりの流れ場も、大迎角時の様子はまだ明らかではないが、一応迎角の小さい時は、軸対称の流れ場に無限遠における垂直速度成分が加わったものと仮定して解析を進めることとする。しかしこの仮定の上に、さらに基本となる軸対称流として前節に用いた平行流近似を加えても、これを一般に解くことはかなり複雑である。それは平行流間の境界条件の合せ方が、軸対称の場合に比してはなはだしく複雑になるからである。本

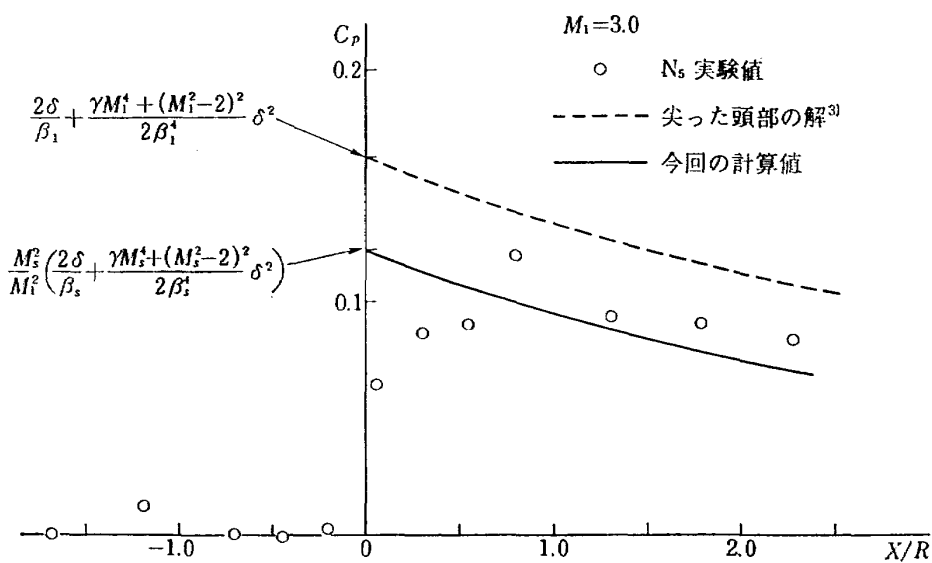
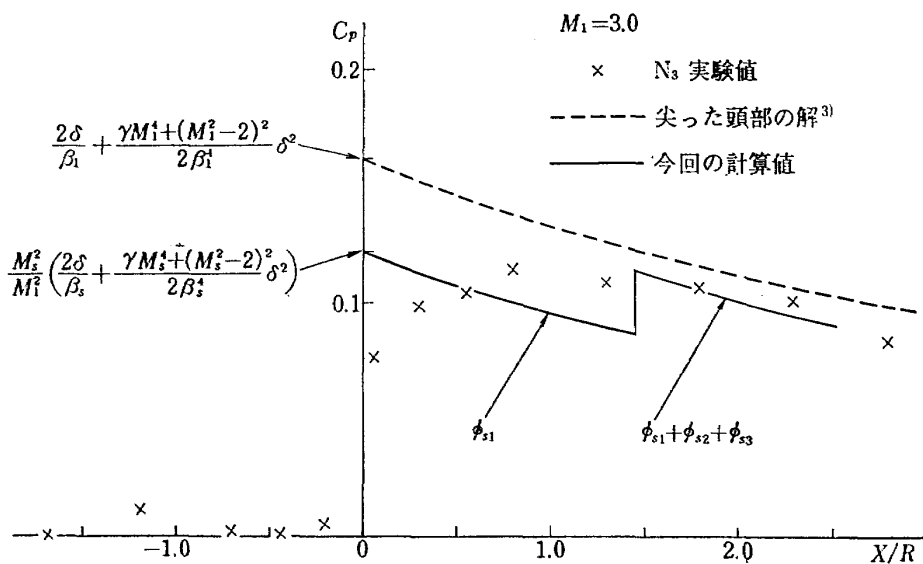
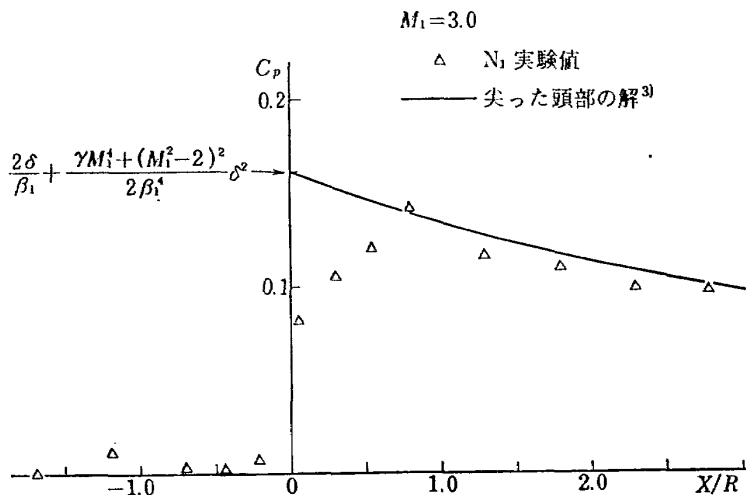


図 15 フレヤ上の圧力分布

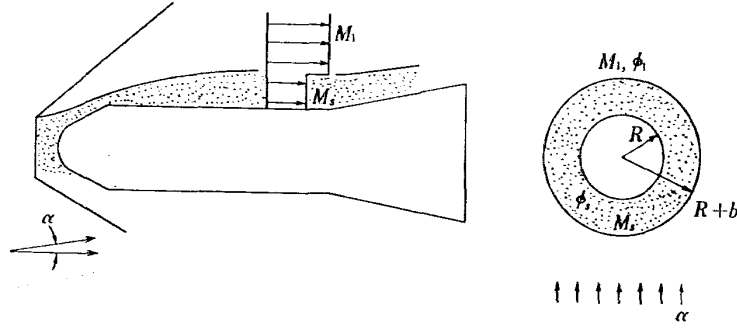


図 16 スレンダーボディ近似

節には問題をさらに単純化し、上記の仮定に加えてフレヤが十分ゆるやかなものに限ることとし、そのまわりの流れにスレンダーボディ近似を導入することとした。

前節で軸対称の場合に用いた擾乱ポテンシャルを一般円筒座標によりあらわせば

$$(M_1^2 - 1)\phi_{1xx} = \phi_{1rr} + \phi_{1r}/r + \phi_{1\theta\theta}/r^2 \quad (30)$$

$$(M_2^2 - 1)\phi_{2xx} = \phi_{2rr} + \phi_{2r}/r + \phi_{2\theta\theta}/r^2 \quad (31)$$

である。ここでスレンダーボディ近似¹⁶⁾を行なえば、 x 方向の変化が十分小さいことから両式は

$$\phi_{1rr} + \phi_{1r}/r + \phi_{1\theta\theta}/r^2 = 0 \quad (32)$$

$$\phi_{2rr} + \phi_{2r}/r + \phi_{2\theta\theta}/r^2 = 0 \quad (33)$$

となる。横断流についての境界条件は次のように与えられる (図 16)。

$$\text{無限遠において: } \phi_{1r} = \alpha \cos \theta \quad (34)$$

平行流間の境界 ($r=R+b$) において:

$$\phi_{1r} = \phi_{2r} \quad (35)$$

$$M_1^2 \phi_{1x} = M_2^2 \phi_{2x} \quad (36)$$

物体表面 ($r=R$) において:

$$\phi_{2r} = 0 \quad (37)$$

ここに物体表面半径 R は x の関数であり、また底層流の幅 b も x の関数となるが、考えている範囲が小擾乱に限られるので底層流の流管断面積は一定と考えると、

$$\pi(R+b)^2 - \pi R^2 = \text{const} = \pi K^2 \quad (38)$$

となり、これを微分すると次の関係を得る:

$$(R+b) \frac{d(R+b)}{dx} = R \frac{dR}{dx} \quad (39)$$

今与えられた境界条件をみたま (32), (33) の解として、 ϕ_1, ϕ_2 と同様流中の円柱に対する解の形で

$$\phi_1 = (\alpha r + B/r) \cos \theta \quad (40)$$

$$\phi_2 = (Cr + D/r) \cos \theta \quad (41)$$

を採用してみると ϕ_1 についての無限遠条件 (34) はみたされている。ここに B, C, D は一般に x の関数である。次に物体上境界条件 (37) から

$$(\phi_{2r})_{r=R} = C(x) - D(x)/R^2(x) = 0$$

これより

$$D(x) = C(x)R^2(x)$$

したがって ϕ_2 としては

$$\phi_2 = C(x)(r + R^2(x)/r) \cos \theta \quad (42)$$

の形となることが分る。平行流間の条件としてこれからの結果を入れると、

$$\begin{aligned} (\phi_{1r})_{r=R+b} &= \left(\alpha - \frac{B(x)}{(R+b)^2} \right) \cos \theta \\ &= (\phi_{2r})_{r=R+b} \\ &= C(x) \left(1 - \frac{R^2(x)}{(R+b)^2} \right) \cos \theta \end{aligned} \quad (43)$$

$$\begin{aligned} M_1^2 (\phi_{1x})_{r=R+b} &= M_1^2 \{ B'(x)/(R+b) \} \cos \theta \\ &= M_2^2 (\phi_{2x})_{r=R+b} \\ &= M_2^2 [C'(x) \{ (R+b) + R^2/(R+b) \} \\ &\quad + C(x) \{ 2RR'/(R+b) \}] \cos \theta \end{aligned} \quad (44)$$

ここに $B'(x)$ 等は $dB(x)/dx$ 等を意味する。さて (39) により (43) は

$$\alpha - B(x)/(R+b)^2 = C(x)K^2/(R+b)^2 \quad (45)$$

また (39) を用いて (44) は最後の項の括弧内が $2RR'/(R+b) = 2(R+b)(R+b)'/(R+b) = 2(R+b)'$ となり、これより

$$\begin{aligned} M_1^2 B'(x)/(R+b) &= M_2^2 C'(x) \\ &\quad \times \{ (R+b) + R^2/(R+b) \} + 2M_2^2 C(x)(R+b)' \end{aligned} \quad (46)$$

を得る。(45), (46) より $B(x), C(x)$ を求めるのであるが、これには $C(x) = \text{const.}$ とする次のような解がある。すなわち $C(x) = \text{const.} = C$ とおけば、

$$\alpha(R+b)^2 - B(x) = CK^2 \quad (47)$$

$$M_1^2 B'(x) = 2M_2^2 C(R+b)(R+b)' \quad (48)$$

(47) を微分して

$$2\alpha(R+b)(R+b)' = B'(x)$$

これと (48) が両行するためには

$$C = \alpha M_1^2 / M_2^2 \quad (49)$$

これから

$$B(x) = \alpha(R+b)^2 - (\alpha M_1^2/M_s^2)K^2 \quad (50)$$

を得る、結局解として

$$\phi_1 = \alpha \left(r + \frac{(R+b)^2 - K^2 M_1^2/M_s^2}{r} \right) \cos \theta \quad (51)$$

$$\phi_s = \frac{M_1^2}{M_s^2} \alpha \left(r + \frac{R^2(x)}{r} \right) \cos \theta \quad (52)$$

となった。(51) はまた (38) により

$$\phi_1 = \alpha \left(r + \frac{R^2(x) - (M_1^2/M_s^2 - 1)K^2}{r} \right) \cos \theta \quad (53)$$

とすることができる。一般に $M_1^2/M_s^2 > 1$ であるからこれらの関係を通常の一様流中のスレンダーボディに対する解

$$\phi_U = \alpha(r + R^2(x)/r) \cos \theta \quad (54)$$

と比較すると、外側流については物体半径が見かけ上小さくなった効果があり、底層流については一様流速が増したか、あるいは迎角が増した形となっている。底層流の解 (52) より、通常の場合と同様に垂直力を計算すれば、底層流についての諸量を基準として

$$(C_{N\alpha})_s = 2M_1^2/M_s^2$$

となり、通常の場合の (M_1^2/M_s^2) 倍の値を与えることとなる。しかし実験値と比較するために、(7) による換算を行うと

$$C_{N\alpha} = (M_s^2/M_1^2)(C_{N\alpha})_s = 2$$

となり、結局直接外側一様流がフレヤに当たっている場合と異なることとなった。このことはわれわれの行なった実験のうち、特に標準模型 HB-2 タイプの始点のなだらかなフレヤについて、頭部形状によりフレヤの垂直力があまり影響をうけなかったことを一応説明しているものと考えられる。抵抗の問題とは対照的に、揚力問題においてはスレンダー物体の方が取扱いが容易であり、理論と実験とも比較しやすい。角のあるフレヤの揚力問題に対する頭部の影響は改めて考えることとしたい。

5. ま と め

ロケットのフレヤ効果におよぼす鈍い頭部の影響をしらべるため、各種の頭部についての圧力分布および空気力測定を行なった。理論としては胴体まわりの流れ場に対する実験結果を基礎とし、これを簡単な二平行流モデルでおきかえた非粘性流についての近似計算を行なった。

結果としてわれわれの考察した範囲では、鈍い頭部は円錐状フレヤに働く抵抗をかなり減少させるが、垂直力は特になめらかなフレヤにはあまり影響しないことが、実験および解析の両方から推定された。このことは鈍い先端とフレヤの組合せが、実用上有利なこと

をうらづけたものと考えられる。

終りにこの研究にあたって懇切なご指導をいただいた東京大学工学部航空学科近藤次郎教授、同じく高野暉教授に深く感謝するものであります。

文 献

- 1) 黒田泰弘; NAL-7 ロケット第2回飛しょう実験 航技研ニュース No. 78 (1965/11)
- 2) 五代・中井ほか; NAL-16・31 D型ロケットの研究試作, 航空宇宙技術研究所資料 TM-175 (印刷中)
- 3) 谷 喬; ロケット胴体をまわる超音速流の一近似解法 (I), 航空宇宙技術研究所報告 TR-92 (1965/8)
T. Tani; Second-Order Supersonic Flow near Cylindrical Body Surface, Proc. 6th I.S.T.S. (1965)
- 4) 谷 喬; ロケット胴体をまわる超音速流の一近似解法 (II), 航空宇宙技術研究所報告 TR-102 (1966/3)
- 5) 谷 喬, 近藤洋史, 関根英夫, 宗美均; フレヤつきロケットについて 第14回日本航空学会年会講演 (昭 41/4) 未印刷
- 6) 空気力学第二部; 1m×1m 吹出式超音速風洞の計画と構造, 航空技術研究所報告 TR-29 (1962/10)
- 7) 斎藤秀夫, 石原久蔵, 原亘利, 野田順一, 関根英夫; AGARD 標準模型 HB-1, HB-2 の超音速風洞試験, 航空宇宙技術研究所資料 TM-134 (1968/5)
- 8) J.H. Jones; Pressure Tests on the Standard Hypervelocity Ballistic Model HB-2 at Mach 1.5 to 5, AEDCTDR-64-246 (1964/11)
- 9) G.C. Ashby, Jr. and A.M. Cary, Jr.; A Parametric Study of the Aerodynamic Characteristics of Nose-Cylinder-Flare Bodies at a Mach Number of 6.0, NASA TN D-2854 (1965/6)
- 10) Saul Feldman; A Numerical Comparison Between Exact and Approximate Theories of Hypersonic Inviscid Flow past Slender Blunt-Nosed Bodies, AVCO EVERETT Research Report 71 (1959/6)
- 11) 谷 喬, 河本巖, 榊原盛三, 野田順一, 近藤次郎; 超音速における鈍い物体の干渉, 航空宇宙技術研究所報告, TR-190(1970/2)
- 12) 河本 巖, 細長い鈍頭物体の頭部後方の流れ; 第13回宇宙科学技術講演会講演集 (1970/1)
- 13) T. Tani, I. Kawamoto, S. Sakakibara and J. Noda; Effect of Nose Bluntness on Aerodynamic Characteristics of Flared Body at Supersonic Speed, Proc. 8th I.S.T.S. (1969)
- 14) H.S. Tsien and M. Finston; Interaction Between Parallel Streams of Subsonic and

- Supersonic Velocities, J. Aero. Sci. Vol. 16, No. 9 (1949/9)
- 15) S. I. Pai; On Supersonic Flow of a Two-Dimensional Jet in Uniform Stream, J. Aero. Sci. Vol. 19, No. 1 (1952/1)
- 16) H. W. Liepmann and A. Roshko; Elements of Gasdynamics, New York (1960)
- 17) H. Higuchi; Supersonic Flow past Blunt-Nosed Bodies with Flare, Graduation Thesis of Tokyo University (1970/2)

- TR-219 二次元非圧縮性乱流境界層の近似について 1970年10月 尾形吉和
On an Approximation of Two-Dimensional
Incompressible Turbulent Boundary Layer
- TR-220T Application of Dorodnitsyn's Technique to 1970年10月 佐藤淳造
Compressible Two-Dimensional Airfoil
Theories at Transonics Speeds

航空宇宙技術研究所報告221号

昭和45年11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) 182

印刷所 株式会社 東京プレス
東京都板橋区桜川 2-27-12
