

NAL TR-747

ISSN 0389-0010

UDC 533, 6.011.5:

533, 69, 048:

629, 76

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-747

超音速流中の平頭物体に対する近似解析

関 根 英 夫 ・ 谷 喬

1982 年 12 月

航空宇宙技術研究所

NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

超音速流中の平頭物体に対する近似解析 *

関 根 英 夫 ** 谷

喬 ***

An Approximate Analysis for Flat Nosed Body in Supersonic Flow (Without Attack Angle)

By

Hideo SEKINE and Takashi TANI

ABSTRACT

A simple estimation of surface pressure distribution for a flat nosed body in supersonic flow is presented in this paper. From the results of experiments, it is well known that the detached shock wave ahead of the nose surface is a nearly uniform normal shock with a constant detachment distance. Therefore, the subsonic flow field between the shock wave and the nose surface can be approximated by the incompressible potential flow theory. The detachment distance is represented in semi-empirical form, and the results show that the mean outgoing velocity between the shock wave and the nose surface at the edge of the flat nose has a constant value of $0.40a^*$, independent of the free stream Mach number. With a boundary condition based on this constant velocity, the surface pressure distribution around the stagnation point on an arbitrary shape flat nosed body can be calculated, and the results show good agreement with the experimental value. This estimation can be extended to a nose with a small curvature, also.

1. ま え が き

超音速流中のにぶい物体に関しては、問題の重要性と理論的興味とから、過去に多くの研究が行なわれてきた。実用上の立場からは、表面傾斜が連続的に変化する凸な物体たとえば球などに対しては、ニュートン流近似による圧力分布が、かなり低いマッ

ハ数まで良い近似を与えるものである。しかし平頭物体とよばれる、先端部が主流に垂直な平面となった形状では、ニュートン流によっては単に一様な圧力分布しか得られず、対称性のない形状や、迎角時には、よどみ点位置を決定することもできない。

より一般的には、前面が完全に平面でなくても、平面に近い前面の周縁が大きな表面傾斜変化一肩をもっているようなとき、前面の超音速流は肩で音速となり、表面圧力分布はやはりニュートン流近似とは大きく異なるものとなる。再突入物体ではしば

* 昭和57年10月29日受付

** 空気力学第2部

*** 元航空宇宙技術研究所

しばこのような形状が用いられるので、空力加熱計算のためにも、平頭又はこれに近い形状について、よどみ点位置、表面速度・圧力分布等の推定が必要となっているのである。

近年計算機の進歩と共に、積分関係法をはじめ種々の数値解法がこの問題にも用いられるようになり、1)~5) 二次元や軸対称(すなわち無迎角平頭円柱)などには信頼しうる結果が得られつつあるが、頭部平面が任意の形状のばあいや、さらにこれが迎角をもつばあい等は、現在の計算機によっても計算は必ずしも容易でなく、その結果の発表されたものも少い。

本報告においては、実用上の立場からニュートン流近似に代る簡単な計算によって、この種の平坦な面上におけるよどみ点位置や、よどみ点附近の速度・圧力分布を推定しようとするものである。大きな仮定と、半実験的な解析による計算であるが、かなりの程度の一般的な形状について、ごく簡単な計算によって見通しのよい結果を得ることが出来る。第1報においては無迎角時についての結果を報告する。

2. 記 号

a : 平頭形状基準長(2), (3)

J : 速度勾配表示パラメータ²⁰⁾

L : 平頭面周縁の長さ

S : 面積

t : 平面に近い球面頭部の z 方向高さ

V : 速度の大きさ

x, y, z 又は r, θ, z

: 平頭面上に原点、主流方向上流向きに z 正とした座標系

δ : 衝撃波離脱距離

φ : 速度ポテンシャル

添号等

1 : 主流

2 : 垂直衝撃波直後

0 又は t_2 : 平頭上よどみ点

* : 臨界値

— : 境界筒面における z 方向平均値

3. 解析と結果

3.1 衝撃波離脱距離

まず最も簡単な、二次元又は軸対称平頭物体の、迎角のないばあいについて考えよう。これらは基本的な問題として、以前より実験が行なわれており、その結果として前面の離脱衝撃波は曲率が小さく、平坦な形状であることが気づかれていた(図1)。これに基づいて Truitt は一つの離脱距離の推定式を提案している。⁶⁾ すなわち図2のように平頭物体前面の衝撃波を完全な平面垂直衝撃波と仮定し、一方物体の肩とこの衝撃波をつなぐ筒面(すなわち物体側面の前方への延長面、以後境界筒面とよぶ)を音速面と考える。垂直衝撃波を通しての流入量はすべて音速状態で境界筒面を出ることとなり、その間の変化は断熱的であるから、衝撃波前方一様流のマッハ数、速度の大きさ、密度をそれぞれ M_1, V_1, ρ_1 、垂直衝撃波通過直後の値を M_2, V_2, ρ_2 、さ

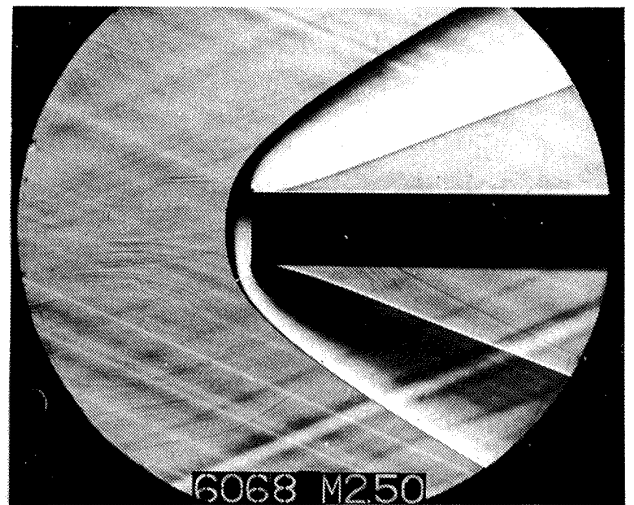


図1 平頭円柱のシュリーレン写真

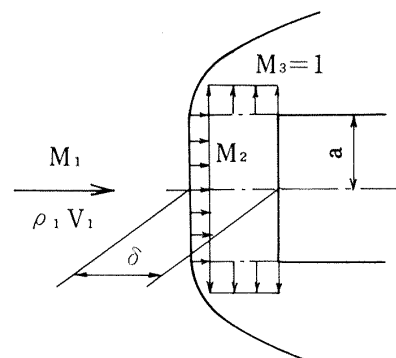


図2 Truitt による流れ場のモデル⁶⁾

らに境界筒面における値を $M_3=1$, V^* , ρ^* とすれば

$$\rho_1 V_1 S = \rho_2 V_2 S = \rho^* V^* S^* \quad (1)$$

ここに S は垂直衝撃波すなわち平頭物体の平頭部面積, S^* は境界筒面の面積であり,

$$\text{二次元 (単位幅あたり)} : S = a, S^* = 2\delta \quad (2)$$

$$\text{軸対称} : S = \pi a^2, S^* = 2\pi a\delta \quad (3)$$

となる。 a は二次元のばあい板厚, 軸対称のばあい平頭円柱の半径であり, δ は平面垂直衝撃波の離脱距離で, 先の仮定の下に平頭前面で一定値である。これより δ と a との比はいずれのばあいにも

$$2\delta/a = S^*/S = \rho_2 V_2 / \rho^* V^* \quad (4)$$

となるが, $\rho_2 V_2$ と $\rho^* V^*$ との間には断熱変化の関係によって

$$\frac{\rho_2 V_2}{\rho^* V^*} = \left(\frac{6}{5}\right)^3 M_2 \left(1 + \frac{M_2^2}{5}\right)^{-3} \quad (5)$$

の関係があり, 又垂直衝撃波の関係から M_2 は

$$M_2 = \sqrt{(M_1^2 + 5) / (7M_1^2 - 1)} \quad (6)$$

のようにあらわされるから, 結局 $2\delta/a$ は主流マッハ数 M_1 のみの関数として

$$\frac{2\delta}{a} = \left(\frac{M_1^2 + 5}{7M_1^2 - 1}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{7M_1^2 - 1}{6M_1^2}\right)^3 \quad (7)$$

のようにあらわされる。 $M_1 \rightarrow \infty$ のときこの値は

$$(2\delta/a)_{\infty} \rightarrow 7^{\frac{5}{2}} 6^{-3} \approx 0.6$$

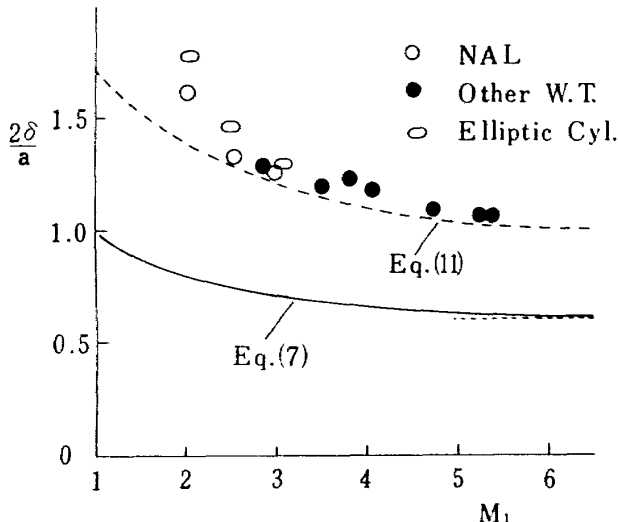


図3 平頭物体の衝撃波離脱距離

に近づくこととなる。

図3は我々の行ったものも含めて, 平頭円柱に対する実験結果と(7)式との比較である。結果的には(7)は実験値にくらべてかなり低い値である。これは実際の衝撃波が幾分か凸であって, 中央の通常測定される点では平均離脱距離よりは大きいことにもよるが, 主として境界筒面における流れが平頭表面すなわち肩においてのみ音速であり, 衝撃波の近くでは速度の大きさは音速よりかなり小さいことによるものである。

しかし図3から見られるように, マッハ数の変化に対する離脱距離の変化の傾向は, この近似式が実験結果と傾向としてよく似ていることが分る。すなわち(7)式の結果に一定の補正係数をかければ, ほぼ実験値と一致することが期待される。これは又, 問題としている境界筒面上で, 流速は一樣ではないが主流マッハ数に無関係にほぼ一定の平均速度をもつものと解釈することもできる。

境界筒面上の速度分布の簡単なモデルとして, 次のような線型近似を考えてみることにする(図4)。まず肩(物体表面)において流速は音速であり, 一方垂直衝撃波直後では速度方向は衝撃波面に垂直で, 境界筒面からの流出成分がないことから, 主流上流方向に z 軸をとったとき, 境界筒面上の流出速度成分の分布は

$$V = a^* (1 - z/\delta)$$

として近似される。又密度は肩($z=0$)で ρ^* , 衝撃波直後($z=\delta$)で ρ_2 であるから

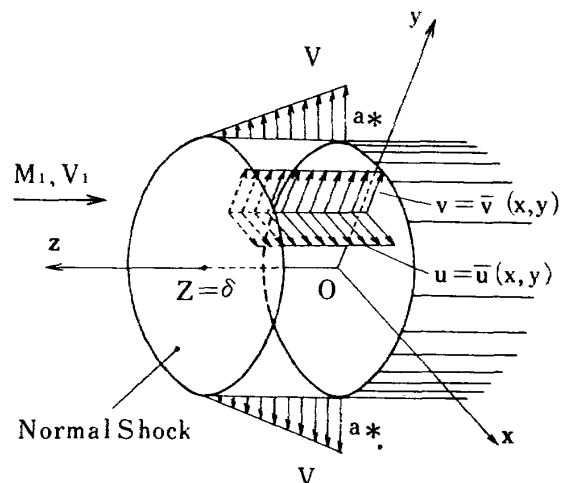


図4 平頭物体前面流れ場の速度分布モデル

$$\rho = \rho^* + (\rho_2 - \rho^*) z / \delta$$

が線型近似となる。 ρV の積についての $0 < z < \delta$ 間の平均は

$$\begin{aligned} \overline{\rho V} &= \frac{1}{\delta} \int_0^\delta \rho V dz = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta \left(a^* - \frac{a^* z}{\delta} \right) \\ &\times \left(\rho^* + \frac{\rho_2 - \rho^*}{\delta} z \right) dz = \frac{a^* \rho^*}{3} + \frac{a^* \rho_2}{6} \end{aligned} \quad (8)$$

ここで断熱変化の関係および(6)により

$$\begin{aligned} \rho_2 / \rho^* &= \{ 6 / (5 + M_2^2) \}^{5/2} \\ &= (7/6)^{5/2} (1 - 1/7 M_1^2)^{5/2} \\ &\approx 1.47 (1 - 5/14 M_1^2 + \dots) \end{aligned} \quad (9)$$

であり、或程度大きい M_1 に対して

$$\overline{\rho V} \approx \left(\frac{1}{3} + \frac{1.47}{6} \right) a^* \rho^* \approx \frac{a^* \rho^*}{1.7} \quad (10)$$

が得られる。境界筒面からの流出量の近似値として、この平均値を用いると M_1 の大きい範囲で、離脱距離の(7)式による推定値に乘すべき補正值として1.7が得られたこととなる。すなわち

$$\frac{2\delta}{a} = 1.7 \left(\frac{M_1^2 + 5}{7M_1^2 - 1} \right)^{5/2} \left(\frac{7M_1^2 - 1}{6M_1^2} \right)^3 \quad (11)$$

となるが、この結果は図3にみられるように、マッハ数の高い範囲でほぼ完全に実験と一致している。

この関係が平頭円柱以外の平頭物体にも成立するものとする、そのばあい平頭部面積 S 、その周縁の長さ L に対して

$$\frac{L\delta}{S} = 1.7 \left(\frac{M_1^2 + 5}{7M_1^2 - 1} \right)^{5/2} \left(\frac{7M_1^2 - 1}{6M_1^2} \right)^3 \quad (12)$$

となるはずである。例として平頭楕円柱を考えると、長・短径の比があまり大きくないとき

$$S = \pi(ab), \quad L \approx \pi(a+b) \quad (13)$$

であるから、 $a/b = \sqrt{2}$ のばあいの実験結果をこの形に整理して同じく図3中に示してある。必要な精度の範囲でこの関係は満足されているとみることができる。

3.2 表面速度・圧力分布(その1)

平頭物体前面の垂直衝撃波離脱距離が推定されると、次のようにしてこれらにはさまれた流れ場が近似される。まず前面衝撃波が一様な垂直衝撃波とみなされると、その後の亜音速流は等エントロピーであり、速度ポテンシャルの存在が考えられる。厳密には一様垂直衝撃波の後の流れは、一様流しかあり得ないが、これに対して次のような近似解を考える。

平頭形状が対称性をもつとき、よどみ点是对称の中心にあるから、これを原点として一様流方向上流に向けて z 軸、平頭面上に x, y 軸をとるものとする(図4)。 M_1 が充分大きければ衝撃波の下流は非圧縮とみなされるから($M_1 > 3$ で $M_2 < 0.5$)、平頭前面の流れは

$$\varphi_{xx} + \varphi_{yy} + \varphi_{zz} = 0 \quad (14)$$

の3次元(又は2次元)ラプラス方程式の形の速度ポテンシャルであらわされる。このときよどみ点附近の流れとして周知のとおり次の解が存在する:

$$\varphi = C_1 x^2 + C_2 y^2 - C_3 z^3 \quad (15)$$

$$\text{二次元: } C_1 = C_3, \quad C_2 = 0$$

$$\text{軸対称: } C_1 = C_2 = C_3/2$$

この解は x, y 方向の速度成分 u, v がいずれも z 方向には一様であり、 z 方向成分 w は z のみの関数となっている(図4)。この解を垂直衝撃波直後まで適用すると

$$z = \delta \text{ において } -w = V_2$$

$$\text{となり、これより } 2C_3\delta = V_2$$

が得られる。したがって

$$\text{二次元: } \varphi = (V_2/2\delta)(x^2 - z^2) \quad (16)$$

軸対称(平頭円柱):

$$\begin{aligned} \varphi &= (V_2/4\delta)(x^2 + y^2 - 2z^2) \\ &= (V_2/4\delta)(r^2 - 2z^2) \end{aligned} \quad (17)$$

のように解が求められる。ここに δ は(12)式であたえられるもので

$$\delta = \rho_2 V_2 S / \overline{\rho V} L = 1.7 \rho_2 V_2 S / \rho^* a^* L \quad (18)$$

である。

今 $\overline{\rho V} (= \rho^* a^* / 1.7)$ に相当する流れの状態を ρ^*, a^* と断熱関係にあるものとすればこれはマッハ数 0.37 の流れに相当し、このときの密度は $0.935 \rho_{t_2}$ で、実用上非圧縮とみて差支えない範囲であり、これに対応する速度の大きさは $0.40 a^*$

である。

一方先の仮定で衝撃波の下流平頭前面で流れを非圧縮とみなしているから当然 $\rho_2 = \rho_{t2}$ であり、(18) は

$$\delta = \frac{\rho_2 V_2 S}{\rho V L} = \frac{\rho_{t2} V_2 S}{\rho_{t2} (0.40 a^*) L} = \frac{V_2 S}{0.40 a^* L} \quad (18a)$$

であるから、

$$C_3 = V_2 / 2 \delta = 0.40 a^* L / 2 S$$

が得られる。これより平頭円柱の表面速度分布は

$$\varphi_r = \frac{V_2}{2 \delta} \cdot r = \frac{0.40 a^* L}{2 S} r = 0.40 a^* \frac{r}{a}$$

(19)

であたえられることとなる。

よどみ点まわりの速度勾配の表現としては、しばしば

$$J(dV/ds)_0$$

が用いられる。⁷⁾ ここに J は

$$J = \frac{a}{\sqrt{\frac{2 p_{t2}}{\rho_{t2}} \left(1 - \frac{p_1}{p_{t2}}\right)}}$$

であり、 s はよどみ点から表面にそっての長さで、平頭物体では $s = r$ である。 $J(dV/ds)_0$ は修正ニュートン流近似では

$$J(dV/ds)_0 = a / R_n \quad (20)$$

R_n : 表面の曲率半径

となり、平頭物体では $R_n = \infty$ によりこの値は 0 となるが実際には有限の値となるべきものである。

非圧縮の範囲で

$$p_{t2} = p + \frac{1}{2} \rho_{t2} V^2$$

であり

$$V = \sqrt{\frac{2 p_{t2}}{\rho_{t2}} \left(1 - \frac{p}{p_{t2}}\right)}$$

となるからこれらより

$$J\left(\frac{dV}{ds}\right)_0 = a \frac{d}{ds} \left(\frac{\sqrt{1 - p/p_{t2}}}{\sqrt{1 - p_1/p_{t2}}} \right) \quad (21)$$

しかるに

$$\sqrt{1 - p/p_{t2}} = \sqrt{\gamma/(1+\gamma)} (V/a^*)$$

であり、平頭円柱に対する我々の結果(19)によれば

$$\sqrt{1 - p/p_{t2}} = 0.28 r/a,$$

結局平頭円柱では

$$J\left(\frac{dV}{ds}\right)_0 = 0.28 (1 - p_1/p_{t2})^{-\frac{1}{2}} \quad (22)$$

を得る。この値は M_1 のみの関数であり、 $M_1 = 2$ で 0.31, $M_1 = 4.8$ で 0.29 となるが、発表されている実験値⁷⁾ $M_1 = 2$ で 0.34, $M_1 = 4.8$ で 0.27 とよく一致している。(図 5, 平頭のばあい $t(0) = 0$)

圧力分布は

$$\frac{p}{p_{t2}} = \left[1 - \frac{1}{6} \left(\frac{V}{a^*} \right)^2 \right]^{\frac{7}{2}}$$

に先の結果(19)を入れて、平頭円柱のばあい

$$\frac{p}{p_{t2}} = \left[1 - 0.026 \frac{r^2}{a^2} \right]^{\frac{7}{2}} \approx 1 - 0.09 \frac{r^2}{a^2} \quad (23)$$

となる。実験結果との比較を図 6 に示すが、これには航空宇宙技術研究所超音速風洞におけるデータのほか、一部 NASA の結果をふくんでいる。

我々の解はよどみ点附近で成立するもので、平頭部周縁近くでは r 方向速度成分は z 方向に一様でな

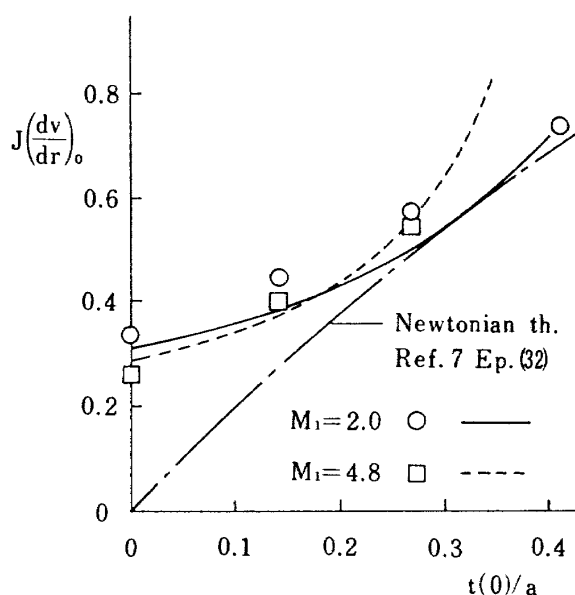


図 5 平頭円柱よどみ点の速度勾配

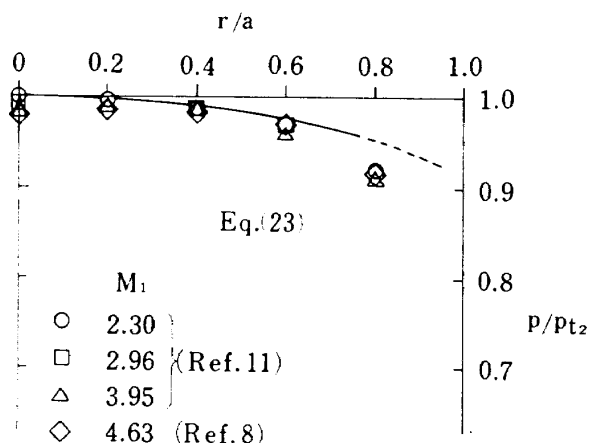


図6 平頭円柱の前面圧力分布

く、表面上では急速に音速に近づくので近似解(17)したがって(23)は当然実験値と離れるが、よどみ点をふくむかなりの範囲で(23)はよい近似をあたえているということができよう。

又この結果は主流マッハ数 M_1 に無関係であり、無迎角時の平頭円柱の表面圧力分布はマッハ数によらないという結果が得られるが、これはNASAの結果もふくめて図6のデータからその正当性がよみとられる。

3.3 表面速度・圧力分布(その2)

前節の平頭円柱の解(17)又は(19)について、これを形式的に平頭部周縁まで延長するとき、そこにおける流速は $0.40\alpha^*$ となり、これは非圧縮とみなしたばあいの、境界筒面における平均流出速度である。しかるに円柱以外の平頭楕円柱においても、離脱距離の実験結果から境界筒面における平均流出流量は円筒と同じことが推定されたから、軸対称(平頭円柱)以外の平頭物体前面流れを解くための境界条件を次のように考えることとする。

まず解くべき速度ポテンシャルの方程式は円柱のばあいと同じく3次元ラプラスの方程式であり、原点は平頭面上適当に(たとえば面積中心)にとり、主流方向上流向きに z 軸を正とする。楕円柱のばあい長短軸を x 、 y 軸にとるのが簡単である。

$$\varphi_{xx} + \varphi_{yy} + \varphi_{zz} = 0 \quad (14)$$

境界条件として

$$\varphi_z(z=\delta) = -V_2 \quad (\text{衝撃波直後})$$

および

$$\sqrt{\varphi_x^2 + \varphi_y^2} = 0.40\alpha^* \quad (\text{境界筒面上}) \quad (24)$$

とおく。この解として円柱のばあいと同様に

$$\varphi = F(x, y) - V_2 z^2 / 2\delta \quad (25)$$

が考えられる。 F については

$$F_{xx} + F_{yy} = V_2 / \delta \quad (26)$$

平頭面周縁で

$$\sqrt{F_x^2 + F_y^2} = 0.40\alpha^*$$

のように2次元ポアソンの方程式の問題に帰着される。これは平頭物体前面の流れを z 方向の平均流として2次的にみると、前面衝撃波を通しての流入量は一樣な湧出しと解釈されることを示している。

ただしポアソンの方程式の境界値問題としては、周縁速度の垂直成分をあたえて、周縁にそっての積分値が全湧出し量と一致するようにすべきであるが、実験結果からみて一般平頭物体においても平頭面上で流速が音速をこえることはないと思われるので、垂直成分よりも流速の大きさであたえる方が実際に近いと考えられる。したがって平頭円柱のように周縁における速度方向がこれと垂直のばあいは(18a): $V_2 S = 0.40\alpha^* L\delta$ が成立するが、周縁における流出方向がこれと直交しないときはこの関係の修正が必要となる。

[例1] 平頭楕円柱

平頭楕円柱についての(26)の解は、長短軸の比があまり大きくないとき $L \approx \pi(a+b)$, $S = \pi ab$ であるから

$$\begin{aligned} F_{xx} + F_{yy} &= V_2 / \delta = 0.40\alpha^* L / S \\ &= 0.40\alpha^* (a+b) / ab \end{aligned}$$

$$x^2/a^2 + y^2/b^2 = 1 \quad \text{上で}$$

$$\sqrt{F_x^2 + F_y^2} = 0.40\alpha^*$$

であり、この解は

$$F = 0.40\alpha^* (x^2/2a + y^2/2b) \quad (27a)$$

である。

この解は境界条件を厳密にみたしているが、周縁における流出方向はこれと完全には垂直になっていない。しかし a/b があまり大きくない範囲ではこの影響は小さく、離脱距離 δ に大きな影響はないと考

えられる。

一方この結果は円柱と同じく主流マッハ数に無関係な圧力分布を与えることとなる：

$$\frac{p}{p_{t2}} = 1 - 0.09 \left(\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} \right) \quad (27b)$$

この結果は長軸又は短軸上で軸長により無次元化した座標については円柱の式(27a)と一致するが(図7)、実寸に対してはよどみ点近傍でも方向によって異なる速度・圧力分布をもつこととなる。

すなわち周縁形状の影響がよどみ点まで強く影響していることとなる。周縁形状によらずよどみ点まわりの流れは対称ではないかという予想もあったが、実験値との比較やオイルフロウの試験結果⁹⁾等からみても、この結果は定性的に正しいものと考えている。

[例2] 三葉型形状

さらに一般的な形状の例として、航技研超音速風洞において実験⁹⁾の行なわれた形状

$$r = a \{ 1 + 0.2(-1 + \cos 3\theta) \} \quad (28)$$

について考察する。この式は又

$$r = a(0.8 + 0.2 \cos 3\theta)$$

となるが、このばあいにも L は簡単に計算できないが、その対称性から(28)の解は

$$F = C_1 r^2/a + C_2 r^3 \cos 3\theta/a^2 + O(r^6)$$

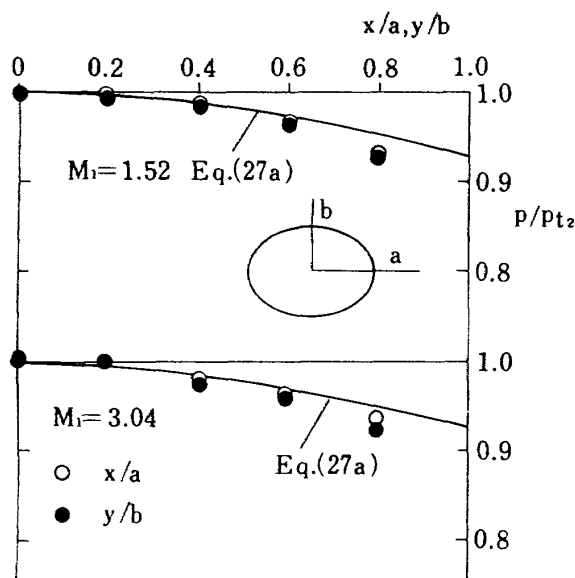


図7 平頭楕円柱の前面圧力分布
白丸は長軸、黒丸は短軸上の
実験値(Ref.9)

の形となると考えられる。最初の2項による近似解に対して、 $\theta = 0$ (凸部)、 $\theta = \pi/3$ (凹部)において

$$F_r = 0.40 a^*$$

となるように C_1, C_2 を定めると

$$F = 0.26 a^* r^2/a - 0.05 a^* r^3/a^2 \quad (29)$$

が得られる。これより求めた圧力分布と実験値との比較は図8に示す。このばあいにはよどみ点附近の圧力勾配は周縁の形状によらず軸対称となる。これは周縁形状の影響が r^3 以上の高次の補正項としてあらわれるためであり、楕円柱のように r^2 以下の項に方向性のあらわれるばあいに限りよどみ点まわり圧力分布にも方向性がみられることとなる。

3.4 完全には平面でない頭部をもつ物体

実際に再突入に用いられる形状においては、その頭部は平面に近いが幾分の曲率をもつばあいが多くみられる。このような形状においても、周縁における前面と主流のなす角が、ニュートン流近似の音速状態の値(約 50°)より大きいときは、その前面の圧力分布はニュートン流による推定から大きく外れたものとなる。

このような形状においても、その前面の離脱衝撃波の形状はほぼ平面に近く、その形状のわずかの丸みをけずり落して平面にしたばあいの衝撃波と、形も離脱距離もあまり変わらないことが知られている。

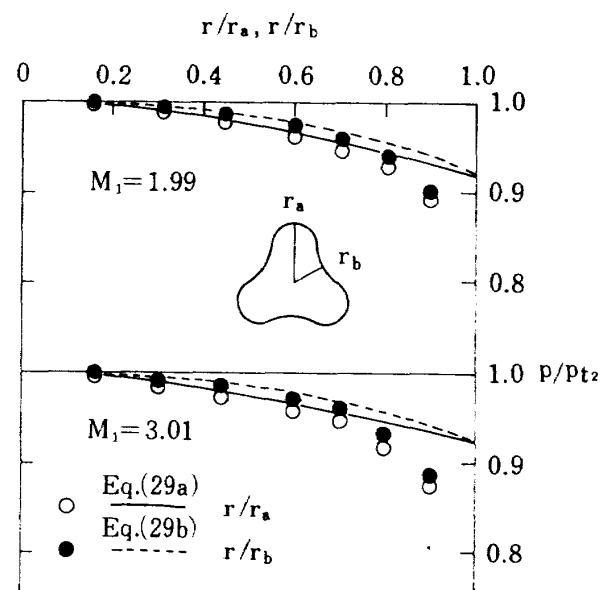


図8 三葉型平頭面上圧力分布

すなわちこのような平面に近い強い離脱衝撃波は、後の物体の“肩”の形状によってほぼ決定され、亜音速域にある前面形状を少し変えても、それによる変化はさらに小さいものと考えられる。⁷⁾

これにもとづいて物体前面を曲率半径の大きい球面として扱うとき、周縁(肩)における離脱距離 $\delta(a)$ は平頭円柱の値(11)となるものとする。前面各点の基準面(同じ肩をもつ平頭円柱面)からの凸出を $t(r)$ 、その点における離脱距離を $\delta(r)$ とすれば

$$t(r) + \delta(r) = \delta(a)$$

となる。 $t(r)$ があまり大きくないとき、この前面の流れは次の解として求められる:

$$\varphi_{rr} + \varphi_r/r + \varphi_{zz} = 0 \quad (30)$$

$$\varphi_z(z = \delta(0)) = -V_2$$

$$\left(\frac{\varphi_z}{\varphi_r}\right)_{z=0} = \frac{dt}{dr}$$

ここに $t(r)$ は球面(曲率半径 R_0) に対して

$$(\sqrt{R_0^2 - a^2} + t)^2 + r^2 = R_0^2$$

であるから、 $r=0$ で $t(0) = R_0 - \sqrt{R_0^2 - a^2}$ であり、

$$\frac{dt}{dr} = -\frac{r}{\sqrt{R_0^2 - a^2} + t} \approx -\frac{r}{R_0}$$

(30) の近似解は

$$\varphi = \frac{V_2 r^2}{4 \delta_0} - \frac{V_2 z^2}{2 \delta_0} - \frac{V_2 r^2 z}{2 \delta_0 R_0} + \frac{V_2 z^3}{6 \delta_0 R_0} + \dots$$

(31)

$$\text{ここに } \delta(0) = \delta(a) - t(0)$$

よどみ点近傍の速度分布は

$$(\sqrt{\varphi_r^2 + \varphi_z^2})_{z=0} \approx (\varphi_r)_{z=0} = \frac{V_2 r}{2 \delta_0} + \dots$$

であり、平頭円柱($t=0$)の値(19)にくらべて

$\delta/\delta_0 = \delta(a)/\delta(0)$ だけ勾配が大きくなっている。これは特に δ の小さい高マッハ域で、曲率の影響が強くあらわれることとなる。(22)に対応する表現としては

$$J\left(\frac{dV}{ds}\right)_0 = 0.28 \frac{\delta(a)}{\delta(a) - t(0)} (1 - p_1/p_{t2})^{-\frac{1}{2}}$$

(32)

となる。曲率半径 R_0 の変化に対してこの値を図 5 に示すが、定性的に実験結果とよい一致を示している。

4. む す び

超音速流中に迎角なしの状態におかれた平頭物体、またはこれに近い形状について、衝撃波形状、離脱距離、よどみ点まわりの速度・圧力分布等について考察した。実験結果にもとづくモデルについて、次の結論が得られた:

- (1) 平頭物体の前面離脱衝撃波はほぼ様な垂直衝撃波によって近似され、その周縁の境界筒面からの平均流出速度は主流マッハ数によらずほぼ一定で $0.40 a^*$ となる。
- (2) よどみ点近傍の流れは非圧縮ポテンシャル流の解によって精度よく記述される。
- (3) この結果無迎角平頭物体の表面圧力分布は、主流マッハ数によらず一定となる。
- (4) 楕円柱のばあいのように、よどみ点まわりの速度・圧力分布にも、周縁形状による方向性が強くあらわれることがある。
- (5) 前面が平頭とわずかに異なる形状についても、補正によって表面圧力分布の推定が可能である。

これらの結果は、かなり一般の平頭形状に適用できると思われるが、周縁が尖った形状——迎角 90° の平板デルタ翼等——については別に考察したい。又迎角時については次回に報告する。

この研究は著者の一人が航空宇宙技術研究所在職中にはじめたものであるが、特に実験においては同所空力二部河本技官、近藤技官その他超音速風洞関係者に負う所が多い。特に記して謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) SOUTH Jr., J.C.: Calculation of Axisymmetric Supersonic Flow Past Blunt Bodies with Sonic Corners, In-

- cluding a Program Description and Listing, NASA TN D-4563 (1968)
- 2) 廣瀬直喜：空気力学的諸問題の非定常差分法による数値計算の研究，東京大学学位論文（1970）
- 3) NAKAJIMA T.: An Analytical Study of Hypersonic Stagnation Flow Around Blunt Bodies at Angle of Attack, Proc. 11th Int. Symp. Space Tech. and Sci. Tokyo 1975
- 4) 斎田暢三，石橋茂樹：極超音速流中で迎角をとった平板まわりの流れについて，日本航空宇宙学会誌 Vol.25, No.276 (1977/1)
- 5) 河本巖，清水福寿，原亘利，関根英夫：積分関係法による非軸対称平頭物体まわりの流れ，航空宇宙技術研究所報告 TR-539 (1978/8)
- 6) TRUITT, R.W.: Hypersonic Aerodynamics, The Ronald Press Co., New York (1959)
- 7) BOISON, J.C. and CURTISS, H.A.: An Experimental Investigation of Blunt Body Stagnation Point Velocity Gradient, ARS J. Vol. 29, No. 2 (1959/2)
- 8) STALLINGS, Jr., R.L. and HOWELL, D. T.: Experimental Pressure Distributions for a Family of Blunt Bodies at Mach Number from 2.49 to 4.63 and Angle of Attack from 0° to 15° , NASA TN D-5392 (1969)
- 9) 河本巖，清水福寿，野田順一，関根英夫，石田清道：非軸対称平頭物体の超音速風洞実験，航空宇宙技術研究所資料 TM-349 (1978)
- 10) CALLOWAY, R.J. and WHITE, N.H.: Measured and Predicted Shock Shapes and Aerodynamic Coefficients for Blunted Cones at Incidence in Air at Mach 5.9, NASA Tech. Paper 1652 (1980)
- 11) CAMPBELL, J.F. and TUDOR, D.H.: Pressure Distributions on 140° , 160° and 180° Cones at Mach Numbers from 2.30 to 4.63 and Angles of Attack from 0° to 20° , NASA TN D-5204 (1969)

航空宇宙技術研究所報告 747 号

昭和 57 年 12 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 株式会社実業公報社
東京都千代田区九段南 4-2-12
