- of a Human Pilot, AIAA J. Vol. 3, No. 5, 1965.
- 8) WASHIZU, K. & MIYAJIMA, K.: Some Considerations on the Controllability Limit of a Human Pilot, AIAA J. Vol. 5, No. 1, 1967.
- 9) MIYAJIMA, K.: Some Considerations on Pilot-Induced Oscillations, Transactions of the Japan Soci-

- ety for Aeronautical and Space Sciences, Vol. 10, No. 16, 1967.
- 10) Agard Flight Test Manual: Stability and Control, Vol. II, Chap. 4, 1959.
- 11) 井口雅一: 手動制御系の研究, 東大工学部機械工学科博士論文, 1962.

極超音速気流中における揚力物体の空力特性について*

神 元 五 郎**・上 中 義 敏**

Hypersonic Aerodynamic Characteristics for Lifting Bodies

Goro KAMIMOTO and Yoshitaka UENAKA

Abstract

Considerable interest exists today in the development of hypersonic lifting bodies which offers the possibility of rapid long distance travel within the earth's atmosphere. It is desirable to have a high Lift-Drag ratio for a vehicle which flies at fairly lower speed than orbital velocity. In this paper, a brief discussion of available theoretical and empirical results for hypersonic aerodynamic characteristics of flat-top wing body combination is given.

1. 緒 言

ここ数年来地球大気圏内での長距離飛行を可能とするような極超音速揚力飛翔体の発展に大きな興味もたれている。飛翔体の速度が軌道速度よりかなり低いときには、到達距離の観点からその空力的な揚抗比の大なることが望まれる。ここでは半円錐上に三角翼をのせた物体が、極超音速気流の中で迎角の変化に対してどのような空力特性を示すかということについて述べる。半円錐物体の空力特性については神元¹⁾ほかがすでに本会誌で報告を行なっているので、ここではふれない。

薄い三角翼をのせた形状については最初 EGGERS²⁾により衝撃波の干渉を利用した高揚抗比の得られるものとして指摘され、その後 FETTERMAN³⁾などが実験を行なっているが理論解析についてはあまり行なわれていない。GOEBEL⁴⁾は円錐による衝撃波と翼による斜衝撃波との両方の影響を考慮に入れて解析しているが、前者については迎角をとった円錐に対する CHENG⁵⁾の方法を用い、後者については斜衝撃波の関係式を使っている。

ここでは同様な衝撃波形状を考えるが解法はより系統だった方法によっている。すなわち迎角の小さい場合について極超音速微小変動の近法を用い、物体まわりの流れを零迎角における円錐からの摂動と考える。数学的にいうと一連の境界条件と結びつけて円錐流れの非線型方程式を解く問題となる。

実験には京都大学大型極超音速ガン・タンネル⁶⁾を使用し、一様流マッハ数 10, レイノルズ数 $0.5 \times 10^7/cm$ で衝撃波形状, 圧力分布ならびに揚力と抗力の各測定を行なっている。

2. 理論解析

薄い三角翼をのせた半円錐物体が極超音速気流の中で小さな迎角をとるとき、そのまわりの流れはすでに解の知られている円錐の軸対称流からの摂動であると見なすことによって、極超音速微小変動の近似を用いることが出来る。ここで用いている仮定は、

1. マッハ数は 1 に比べてかなり大きく、物体半頂角はかなり小さいものとする。
2. 物体は流れの方向に無限に続くものとする。
3. 迎角は小さいものとする。
4. 比熱一定, 完全気体とする。

などである。

2.1 迎角が零の場合 気流方向と回転軸とが一致している円錐まわりの流れについては古くより TAYLOR-MACCOLL の解があり、その後多くの人が近似解法を試みている^{7), 8)}。衝撃波の位置は最初判っておらず解より見つけるべきものなので必要な境界条件は 3 つであるが、エネルギー式および断熱式の中に入ってくる定数を決めるため、さらに 2 つの関係式が必要である。いま円錐の頂点から測った距離を r , 円錐軸からの角度を θ , 同軸および気流方向を含む面内からの角度を ϕ にとりそれぞれの方向の速度成分を u, v, w

* 昭和 43 年度第 15 回日本航空学会年會にて講演

昭和 43 年 5 月 28 日原稿受理

** 京都大学工学部航空工学教室

とする。円錐半頂角を τ_b で表わし $(\theta - \tau_b)$ を小さい量と考えて未知数 u, v をこの項で展開し連続, エネルギー保存, 非回転, 断熱の各式に代入することにより流れの諸量を求めることが出来る⁸⁾。

衝撃波の位置および物体表面上の圧力係数は,

$$\frac{M_\infty \theta_s^0}{M_\infty \tau_b} = \frac{\gamma+1}{\gamma+3} + \sqrt{\left(\frac{\gamma+1}{\gamma+3}\right)^2 + \frac{2}{\gamma+3} \cdot \frac{1}{M_\infty \tau_b}} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{C_p^0}{\tau_b^2} = & \frac{4}{\gamma+1} \left(\frac{\theta_s^0}{\tau_b} \right)^2 \left[1 - \frac{1}{(M_\infty \theta_s^0)^2} \right] \\ & + \frac{2(\gamma+1)}{(\gamma-1) + \frac{2}{(M_\infty \theta_s^0)^2}} \left(\frac{\theta_s^0}{\tau_b} - 1 \right)^2 \quad (2) \end{aligned}$$

と得られ物体表面上の密度とエントロピーについても同様に求められる。ただし M_∞ と γ は一様流のマッハ数と比熱比を示しており, 添字 s は衝撃波を, 右上添字 0 は迎角が零であることをそれぞれ意味するものとする。

2.2 迎角をとる場合 第1a図のように座標軸をとる。正の方向に小さな迎角をとると翼上面は気流の陰にかくれるので, 揚力のほとんどは下面の圧力にもとづいて生ずる。物体は気流方向に無限に続くものと仮定しているから, 流れの諸量は頂点からの距離 r に無関係で極座標 θ, ϕ のみの関数となってくる。そこで第1b図に示すように断面方向で切って考えると, 零迎角のときの衝撃波は 9~8'~7 で示され迎角をとった場合については 9~8~7 となる^{9), 10)}。9~8が物体により形成される円錐状衝撃波で, 8~7が翼前縁により形成される斜衝撃波, 8~5は内部衝撃波を構成し翼裏面に垂直に入るものとする。したがって流れは 9~8

a. 座標系

b. 衝撃波モデル

第1図 記号のとり方

衝撃波を1つ通過するものと, 8~7, 8~5の2つを過ぎる場合とに大別される。

2.2.1 基礎方程式 比熱一定, 完全気体の回転流れに対してはつぎの各式が成立する。

$$v \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{w}{\sin \theta} \frac{\partial u}{\partial \phi} - v^2 - w^2 = 0 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{w}{\sin \theta} \frac{\partial v}{\partial \phi} + w \frac{\partial w}{\partial \theta} - uv + w^2 \cot \theta \\ = -a^2 \frac{\partial s}{\partial \theta} \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{u}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial u}{\partial \phi} + \frac{v}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial v}{\partial \phi} - v \frac{\partial w}{\partial \theta} - uw - vw \cot \theta \\ = -a^2 \frac{1}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial s}{\partial \phi} \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left(2u + \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial w}{\partial \phi} + v \cot \theta \right) a^2 \\ - \left(v \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{w}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \phi} \right) \left(\frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} \right) = 0 \quad (6) \end{aligned}$$

ただしここで a と s は, 音速とエントロピーをそれぞれ表わす。

境界条件は翼面, 円錐表面, 衝撃波のところで与えられ,

$$v_{\theta=\tau_b} = 0 \quad (7)$$

$$w_{\phi=\pm\pi/2} = 0 \quad (8)$$

$$\rho_{s1} V_{ns2} = \rho_{s2} v_{ns2} \quad (9)$$

$$p_{s1} + \rho_{s1} V_{ns1}^2 = p_{s2} + \rho_{s2} V_{ns2}^2 \quad (10)$$

$$\frac{1}{2} V_{s1}^2 + \frac{a_{s1}^2}{\gamma-1} = \frac{1}{2} V_{s2}^2 + \frac{a_{s2}^2}{\gamma-1} \quad (11)$$

$$V_{ts1} = V_{ts2} \quad (12)$$

$$V^2 = u^2 + v^2 + w^2 \quad (13)$$

ここで添字 $s1$ は衝撃波前方 (必ずしも ∞ と同じではない), $s2$ は衝撃波背後の状態, n と t は衝撃波に対して垂直および接線方向の成分を示しており, p, ρ, V は圧力, 密度ならびに合速度をそれぞれ表わすものとする。

つぎに (7)~(13) 式を境界条件として (3)~(6) 式を解くのであるが, 方針としては一般に行なわれているように零迎角における円錐まわりの流れからの微小変動と考える。迎角が小さいので α について冪級数に展開出来, 例えば速度成分 u の1次の項までとると,

$$u(\theta, \phi, \alpha) = u^0(\theta) + \alpha u'(\theta, \phi) \quad (14)$$

他の速度成分やエントロピーについても同じように展開して (3)~(6) 式に代入し, α についての2次式に書き改めて各係数を比較すると以下の各式が求められる。

$$\frac{du^0}{d\theta} - v^0 = 0 \quad (15)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial \theta} - v' = 0 \quad (16)$$

$$\frac{\partial s'}{\partial \theta} = 0 \quad (17)$$

$$u^0 \frac{\partial u'}{\partial \phi} + v^0 \frac{\partial v'}{\partial \phi} - v^0 w' - \left(v^0 \frac{\partial w'}{\partial \theta} + u^0 w' \right) \theta + \frac{\gamma-1}{2} (V_i^2 - u_{\tau b}^2) \frac{\partial s'}{\partial \phi} = 0 \quad (18)$$

$$\frac{\partial w'}{\partial \phi} + v' + \theta \left(\frac{\partial v'}{\partial \theta} + 2u' \right) = 0 \quad (19)$$

(18)式に含まれる V_i は、マッハ数を無限大としたときの局限の値を示している。(15)~(19)の微分方程式を解くにあたりその解をフーリエ級数型すなわち、

$$u'(\theta, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} u_n(\theta) \sin(n\phi)$$

で表わして代入する。(15), (19)式を用いて $n=0$ の場合を考えると、

$$\theta^2 \frac{d^2 u_0}{d\theta^2} + \theta \frac{du_0}{d\theta} + 2\theta^2 u_0 = 0 \quad (20)$$

となり、(15), (19)式と(18)式の積分形を用いて $n \geq 1$ とすればつぎの微分方程式が導びける。

$$\begin{aligned} & \theta^2 \frac{d^2 u_n}{d\theta^2} + \theta \frac{du_n}{d\theta} - n^2 u_n \\ &= n^2 s_n \left(\frac{\gamma-1}{2} \right) \left(\frac{V_i^2 - u_{\tau b}^2}{u_{\tau b}^0} \right) \\ & \times \frac{\theta}{\tau_b} \left(1 - \frac{\tau_b}{\theta} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\theta} - \frac{1}{\theta_i^0} \right) \end{aligned} \quad (21)$$

2.2.2 境界条件 まず斜衝撃波 8~7 について考察すると、自由流の速度 V_∞ を極座標系の速度 u, v, w に変換し、翼前縁に垂直な面内で斜衝撃波前後の連続、運動量、エネルギー保存の各関係式を求めることによって衝撃波 8~7 背後の各速度成分、圧力、密度などが判る。ただし迎角が小さいので翼前縁に生ずる衝撃波の角度もまた α について展開出来るものとする。式の途中の誘導を省略するがその結果は、例えば $u_{i,2}$ について、

$$\begin{aligned} \frac{u_{i,2}}{V_\infty} &= \cos \theta_s - \frac{\alpha}{\sqrt{M_\infty^2 \sin^2 \tau_w - 1}} \\ & \times (\sin \tau_w \cos \theta - \cos \tau_w \sin \theta |\sin \phi|) \end{aligned} \quad (22)$$

ここで τ_w は翼の半頂角を示している。 $v_{i,2}, w_{i,2}, p_{i,2}$ ならびに $\rho_{i,2}$ などについても同様にして $\theta, \phi, \alpha, \tau_w, M_\infty$ の関数とすることが出来る。

迎角零のときの衝撃波 7~8' はマッハ波であり、これと曲り衝撃波 9~8' との交点は球面三角形 0'~8'~7 より求められ、小迎角の仮定から $\phi_8' \approx \phi_8$ と近似する。

衝撃波 8~9 については(9)~(13)式で添字 $s1$ のかわりに ∞ とおき換えてやればよい。これらは衝撃波に

対して垂直方向に適用されるべきものなので u, v, w と衝撃波 8~9 に垂直および接線方向の速度成分 V_n, V_t との関係を見つける必要がある。 V_n 方向には衝撃波前後で PRANDTL の関係がある。以上のことを考慮して、

$$\frac{u_{i,2}}{V_\infty} = \cos \theta_s - \alpha \sin \theta_s \cos \phi \quad (23)$$

(23)式で与えられる衝撃波関係式についても(14)式のごとく迎角 α の級数に展開出来るものとし、 $u_{i,2}/V_\infty$ を $\Psi_u(\theta, \phi, \alpha)$ で示せば、

$$\Psi_u(\theta, \phi, \alpha) = \Psi_u^0(\theta) + \alpha \Psi_u'(\theta, \phi) + \dots \quad (24)$$

ここで $\Psi_u^0(\theta)$ は零迎角のときの衝撃波背後における r 方向速度、 $\Psi_u'(\theta, \phi)$ は迎角をとったときの変動項であり、

$$\Psi_u'(\theta, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} \varphi_{u,2n}(\theta) \cos(2n\phi)$$

のようにフーリエ級数で与えられる。(23)式との比較から次式の成立することは明らかである。

$$\Psi_u^0(\theta) = \cos \theta_s, \quad 0 < |\phi| < \phi_8 \quad (25)$$

$$\Psi_u'(\theta, \phi) = -\sin \theta_s \cdot \cos \phi, \quad 0 < |\phi| < \phi_8 \quad (26)$$

u, v, w, s についても同じように考えて $\Psi^0(\theta)$ と $\Psi'(\theta, \phi)$ を求める。

最後に衝撃波 8~5 については(9)~(13)の各式をそのまま使うことが出来る。衝撃波 8~9 と同様、 u, v, w と衝撃波に対し垂直および接線方向の速度成分 V_n, V_t との関係を見つける必要があるが、この場合衝撃波前方の流れはすでに斜衝撃波 8~7 を通過した一様流であることに注意する。例えば PRANDTL の関係式を用いて $u_{i,2}$ を求めると、

$$\begin{aligned} \frac{u_{i,2}}{V_\infty} &= \cos \theta_s - \frac{\alpha}{\sqrt{M_\infty^2 \sin^2 \tau_w - 1}} \\ & \times (\cos \theta_s \cdot \sin \tau_w - \cos \tau_w \cdot \sin \theta_s |\sin \phi|) \end{aligned} \quad (27)$$

(27)式は(22)式と同形であるがこの理由はたまたま r 方向の速度成分を例にとったため、内部衝撃波の前後で変化しないのであって他の速度成分はそれぞれ異なった形で求められる。

衝撃波 8~5 背後の流れについても零迎角からの微小変動と考えて、

$$\Psi_u^0(\theta) = \cos \theta_s, \quad \phi_8 < |\phi| < \frac{\pi}{2} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \Psi_u'(\theta, \phi) &= -\frac{1}{\sqrt{M_\infty^2 \sin^2 \tau_w - 1}} \\ & \times (\cos \theta_s \cdot \sin \tau_w - \cos \tau_w \cdot \sin \theta_s |\sin \phi|), \\ & \phi_8 < |\phi| < \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (29)$$

その他の流れの諸量も $\phi_8 < |\phi| < \pi/2$ の範囲内で定められる。各級数の係数 $\varphi_{u,2n}, \varphi_{v,2n}, \varphi_{w,2n}, \varphi_{s,2n}$ などは

0 から $\pi/2$ まで積分すると θ のみの関数として得られる。つきに (14), (24) 式に衝撃波角度の展開形すなわち,

$$\theta_s(\phi) = \theta_s^0 + \alpha \sum_{n=0}^{\infty} b_{2n} \cos(2n\phi)$$

を代入し両式を比較してみると, (14) 式は衝撃波内部の流れにおいて θ を θ_s としたものであり, (24) 式は衝撃波前後の関係より求めたものなので両式は等しくなければならないということから,

$$\frac{u^0(\theta_s^0)}{V_\infty} = \psi_s^0(\theta_s^0) = \cos \theta_s^0 \quad (30)$$

$$\frac{u_{2n}(\theta_s^0)}{V_\infty} = \varphi_{s,2n}(\theta_s^0) + b_{2n}(\epsilon - 1)\theta_s^0 \quad n \geq 0 \quad (31)$$

ここで b_{2n} は衝撃波を級数展開したときの係数を, ϵ は密度比すなわち,

$$\frac{1}{\epsilon} = \frac{M_\infty^2 \theta_s^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2 \theta_s^2}$$

をそれぞれ表わしている。

2.2.3 方程式の解法 以上の境界条件を用いて (20), (21) 式を解けばよいのであるが, (20) 式は BESSEL の微分方程式となり θ の小さいとき近似的に求められる。境界条件として (31) 式とこれに相当する $v_{2n}(\theta_s^0)/V_\infty$ の式および物体表面上で垂直方向の速度成分が零であるということを用いれば, 2つの積分定数ならびに b_0 が決定される。

(21) 式はその特殊解が WRONSKI の行列式から得られるので, 一般解としては,

$$\begin{aligned} u_{2n}(\theta) = & C_3 \theta^{2n} + C_4 \theta^{-2n} \\ & + 2ns_{2n} \left(\frac{\gamma-1}{2} \right) \left(\frac{V_\infty^2 - u^0 \tau_b^2}{u \tau_b^0 \cdot \theta_s^0 \cdot \tau_b} \right) \int_{\theta_s^0}^{\theta} \left[\left(\frac{\xi}{\theta} \right)^{2n} \right. \\ & \left. - \left(\frac{\theta}{\xi} \right)^{2n} \right] \frac{(\xi - \tau_b)^{1/2} (\xi - \theta_s^0)}{\xi^{3/2}} d\xi \quad (32) \end{aligned}$$

ここで C_3, C_4, b_{2n} の各定数は上に述べたのと同じ境界条件式で, $n \geq 1$ とおけば定まってくる。各定数の中には (32) 式の右辺第 3 項にみられる積分と, この積分をさらに θ について微分した式とが入ってくるが, いずれも漸化式に帰すことが出来る。

つきに揚力, 抗力などの空力特性を得るために物体表面の圧力分布を求める。円錐表面近くに渦層が存在しても, 表面上の流れの諸量を求めるとき渦層による影響の補正さえ施せばよいということとはよく知られている。CHENG によると渦層をよこぎっての圧力上昇は, $O(\alpha^3)$ なので渦層外端の圧力をもって円錐表面上の圧力と見なしてもさしつかえない。圧力係数についても,

$$C_p(\theta, \phi) = C_p^0(\theta) + \alpha C_p'(\theta, \phi) \quad (33)$$

と表わすと右辺の第 1 項は (2) 式より, 第 2 項は (14)

式に相当するエントロピーに関する式ならびに,

$$\frac{p}{p_\infty} = \left(\frac{a^2}{a_\infty^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} e^{-\gamma s} \quad (34)$$

を用いて得た次式より決定される。

$$\begin{aligned} C_p'(\theta, \phi) = & -\frac{2\rho^0(\theta)}{\rho_\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{u^0(\theta) u_{2n}(\theta)}{V_\infty^2} \right. \\ & \left. + \frac{v^0(\theta) v_{2n}(\theta)}{V_\infty^2} \right] \cos(2n\phi) \quad (35) \end{aligned}$$

(33) 式で $C_p(\tau_b, \phi)$, $C_p(\tau_b, \pi/2)$, $C_p(\theta, \pi/2)$ とおけば円錐面上, 翼胴体結合部および翼の内側の圧力係数が各々得られる。翼の外側では斜衝撃波背後の圧力から求められる。軸力係数と垂直力係数とは (33), (35) 式を使って各領域内で ϕ または θ についての積分を行なえばよい。

3. 計算結果

計算ではマッハ数を 10, 比熱比を 1.4 とし τ_b, θ_s^0 はそれぞれ $9^\circ 28'$ (細長比 6), $12^\circ 19'$ としている。 θ 方向にはこの間の角度を 10 等分し ϕ 方向には 0° から 90° までを 10° 間隔として, 交点 ϕ_8 を円錐状衝撃波とマッハ波の交差する位置にとっている。なお翼と円錐との半頂角比が 1.5, 2.0, 2.5 の各場合について迎角を 2° から 30° まで 2° 間隔に変えて計算を行なった。

求めたものは衝撃波形状, 円錐および翼表面の圧力分布, 揚力抗力モーメントの各係数, 揚抗比のおおのであり, その計算例を第 2~7 図に示す。なお基準として翼面積をとっている。計算には京都大学電子計算機 KDC-II, HITAC-5020 を使用した。

第 2 図は衝撃波形状の計算結果で迎角を $0^\circ \sim 20^\circ$ まで 4° 間隔に図示してある。縦軸は気流と円錐軸を含む面内での衝撃波位置を円錐半径でわって無次元化している。第 3 図に半円錐面上の圧力分布を示す。迎角

第 2 図 衝撃波形状

第3図 半円錐物体上の圧力分布

の増加に対し ϕ が一定の面内での圧力上昇はほぼ等間隔といえる。 $\phi=90^\circ$ は半円錐と翼の結合部にあたる。第4図は翼下面の圧力分布を示しており、 θ が $9^\circ 28'$ から $12^\circ 19'$ までが内部衝撃波で $12^\circ 19'$ から $18^\circ 56'$ までは外部衝撃波の領域である。内部衝撃波が翼に入る位置は零迎角におけるそれをもって近似しているため、 $12^\circ 19'$ を境として圧力は不連続的に上昇している。ほぼ迎角が 10° の近くで内部衝撃波層内の圧力と外部衝撃波層内の圧力とが滑らかにつながるような迎角の存在することがうかがわれる。

第5図は揚力および抗力各係数の計算例である。鎖

第5図 揚力、抗力係数の計算例

線はニュートン理論で求めたもの、曲線上の丸印は先の理論にもとづく計算点、四角印は表面摩擦抗力の影響を考慮に入れたものである。表面摩擦は断熱平板に対する KÁRMÁN と TSIEN の解を用いており、小迎角の範囲内でこれらが変化しないものとしている。

第6図は揚抗比を、第7図は y 軸まわりのモーメント係数をそれぞれ示しており、第7a図は横軸に迎角を第7b図では揚力係数をとって整理したものである。 $\bar{C}_M$, $\bar{C}_L$ は τ_0^2 でわった値を表わしている。 τ_w / τ_0 が1.5, 2.0, 2.5の各場合に共通していえることは迎角が 8° より小さいとき、摩擦を考慮に入れない揚抗比の計算結果がニュートン理論による予測値より幾分か高目に出ており、これより大きい迎角になると逆に

第4図 翼下面の圧力分布

第6図 揚抗比の計算例

なってくるということと摩擦を入れると当然のことながら揚抗比の減少を招き、ことに最大揚抗比が迎角の小さなところで現われてくるということなどである。さらに τ_w/τ_0 を変化させても揚抗比はそれほど顕著には変わってこない。したがって姿勢の安定問題などを除外して考えれば、構造重量の点からみて τ_w/τ_0 をあまり大きくすべきではないと思われる。

4. 実験結果

実験装置として京都大学大型極超音速ガン・トンネル⁶⁾を使用した。使用条件は公称マッハ数 10, 銃尾部圧力 60 kg/cm², 岐点圧力 55 kg/cm², 測定室圧力 10⁻² mmHg, レイノルズ数 0.5 × 10⁵/cm である。圧力測定には 601 L 型低圧用ピエゾ圧力計を, また空力測定には歪み計三分力天秤¹¹⁾を用いた。

使用した模型は全長が 270 mm, 細長比が 6 の半円錐物体上に翼をのせたもので圧力測定用はアルミ製, 力測定用は軽量とするためにナイロンで作られている。

圧力孔は先端よりの長さ l が全長 L に対して 0.70 および 0.85 の位置で半円錐面上に 8 箇所, 翼面上に 4 箇所それぞれ直径 2 mm の孔をもうけている。第 8 図は模型変角装置に上記の模型をとりつけ圧力計を挿入した写真で同図の左下は翼をとりつけたところである。第 9 図に天秤出力の代表例を示す。

模型表面上の圧力分布を測定した結果ならびに理論曲線との比較が第 10 図である。迎角は 0°, 4°, 8° と円

第7図 縦方向モーメント係数

- a. 迎角による変化
- b. 揚力係数による変化

第8図 圧力測定用模型

錐半頂角 (9°28') の範囲内にとどめている。r 方向には予想どおりあまり変化せず風上側母線上の圧力は迎角が大きくなるほど理論値より低目に出てくる。また内部衝撃波と外部衝撃波の間に急激な圧力の上昇が認められなかったが, このことは BECKER¹¹⁾ の指摘と一致する。

第 11 a, b 図に τ_w/τ_0 が 1.5 のときの揚力, 抗力各係数と揚抗比の測定結果を示す。両係数とも迎角が円錐半頂角と同じくらいの大きさになってくると理論と実験が合わなくなってくるが, この原因は迎角が小さいという仮定にもとづいた理論のためと考えられる。揚抗比はごく小さい迎角のところで最大値をとるような傾向にあり, このことは表面摩擦を考慮したとき先に述べたことと一致する結果である。

第 12 a, b 図は τ_w/τ_0 が 2.0 の場合で第 11 図 とは

第9図 力測定データの代表例

第10図 圧力分布の測定結果

第11図 空力測定結果 I

は同様なことがいえるが実験値は理論曲線より若干離れてくる。しかしいずれにしても断定的な傾向を述べるためには、さらに実験を積み重ねる必要がある。最後にシュリーレン法による $\phi=0^\circ$ 面内の衝撃波角

度の測定結果を第13図に示しておく。

5. 結 言

極超音速気流中において小迎角をとった三角翼付半

第12図 空力測定結果II

第13図 衝撃波形状の測定結果

円錐物体まわりの流れを解析し，理論計算と実験結果との比較を行なった．その結果，このような形状をした揚力物体まわりの流れが軸対称流からの摂動であると考えて導かれた式が，仮定の範囲内でかなり妥当な結果を与えるものであることを確めた．またマッハ数10における円錐と半円錐物体の最大揚抗比が1.1～1.6および1.8～2.7であるのに比べ，三角翼をつけることによって著しく向上して3.5～4.5程度得られている．

文 献

- 1) 神元五郎，木村雄吉，上中義敬，橋本晃：鈍頭半円錐

物体の極超音速空力特性の測定，日本航空学会誌，Vol. 15, No. 166 (1967/11)．

- 2) A. J. EGGERS, Jr.: Some considerations of aircraft configurations suitable for long-range hypersonic flight, Proceedings of the Eleventh Symposium of the Colston Research Society held in the University of Bristol, (1959/4).
- 3) D. E. FETTERMAN: Studies relating to the attainment of high Lift-Drag ratios at hypersonic speeds, NASA TN D-2956, (1965/8).
- 4) T. P. GOEBEL: Factors affecting Lift-Drag ratio at $M=5\sim20$, J. AIAA., Vol. 1, No. 3, (1963/3).
- 5) H. K. CHENG: Hypersonic flow past a yawed circular cone and other pointed bodies, J. Fluid Mech., (1962/12), p. 169.
- 6) 神元五郎，木村雄吉，松為宏幸，上中義敬，塚本明正：京都大学大型極超音速ガン・トンネル，日本航空学会誌 Vol. 16, No. 179 (1968/12).
- 7) L. LEES: Note on the hypersonic similarity law for an unyawed cone, J. Aero. Sci., Vol. 18, No. 10, (1951), p. 700.
- 8) G. G. CHERNYI: Introduction to hypersonic flow, Academic Press, New York, (1961), p. 113.
- 9) R. C. SAVIN: Approximate solutions for the flow about flat-top wing-body configurations at supersonic airspeeds, NACA RM A 58 F 02, (1958).
- 10) R. A. SCHEUING: Outer inviscid hypersonic flow with attached shock waves, ARS J., Vol. 31, (1961), p. 486.
- 11) J. V. BECKER: Studies of high Lift-Drag ratio hypersonic configuration, Proceedings of the 4th congress of the ICAS held in Paris, (1964).