

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-542

極超音速領域における軸対称物体の
動安定微係数の測定

柳沢三憲・菊地一雄

1978年9月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

極超音速領域における軸対称物体の 動安定微係数の測定

柳 沢 三 憲 ** 菊 地 一 雄 **

Measurements of Aerodynamic Damping Derivatives on Axial Symmetric Bodies in Hypersonic Flow

ABSTRACT

The aerodynamic damping derivatives on blunted cones and the AGARD HB-1, HB-2 models have been measured by use of an automatic free oscillation technique in the region of hypersonic flow. These data were obtained at a Mach number of 7.1, at Reynolds numbers from 0.3×10^6 to 1.0×10^6 , and at reduced frequencies from 0.01 to 0.04.

It is shown that the Embedded Newtonian theory agrees well with the experimental values including the effects of nose bluntness, angle of attack, and angle of flare on the unsteady aerodynamics of axial symmetric bodies. Also shown is that the aerodynamic damping derivative of a cone with a rotary axis $\Delta x/l = 0.292$ takes the maximum value at $d_N/d_B = 0.06$, when the nose bluntness is changed up to 0.3.

On blunt-nose cylinder-flare bodies the effect of flare angle has been calculated by means of the approximation theory for a function of radial position in the inviscid shear flow profile.

1) 序 論

スペース・シャトルや宇宙飛行物体が大気圏に再突入する場合やロケットの誘導制御の設計等には空気力学的な静安定と共に動安定に関する資料が必要である。

当所に極超音速風洞が建設され各種の静的な空気力の測定や熱伝達に関する研究が行われたが、さらにこの領域における動安定に関する計測法の確立が望まれた。この領域では静圧が非常に小さいため空気力学的減衰係数は構造減衰率と比較して小さくその測定は非常に困難である。しかし特に構造減衰率の小さい動的天秤を試作し、この天秤を用いた自由振動法による計測で測定可能になった。そこでこの天秤を用いて動安定に関する実験的な研究を行ったので報告する。

極超音速領域ではニュートン流理論が一般に用いられ比較的良い結果を与えることは周知の事実である。しかし物体の先端部分が鈍頭である場合、bow shock wave (離脱衝撃波)が発生し、流れのエントロピーを変化させるため物体に働らく空気力はニュートン流理論で見積られる値より少し異なる。さらに物体から発生する衝撃波は物体表面に非常に接近しているため物体近くの流れは強

い剪断流となり粘性の影響および速度勾配の影響を考慮しなければならない。

一般に衝撃波が物体に沿って形成される場合、例えば円錐体やオジャイブ模型では簡単なニュートン流理論が成立するが、鈍頭円錐体や球頭円柱体のように離脱衝撃波が存在する場合はエントロピー傾斜の効果を考慮した Embedded Newtonian theory (埋蔵ニュートン流理論)の方がさらに良い結果を与える。

静的な実験から得られる衝撃波の形状と圧力分布に関する研究は数多く報告されている^{1) 2) 3)} 埋蔵ニュートン流理論の提唱者であるSeiffは各種頭部の形状に対する抵抗係数と衝撃波の形状の関連を調べた。さらに離脱衝撃波を通過した流れ場の半径方向の速度分布および静圧分布を求めている。Ericsson⁴⁾はこれらの静的な資料に基づき動的な空気力の解析を行った。

曾我⁵⁾はガン・タンネルにおいて鈍頭円錐体の圧力測定を行い、マッハ数11におけるこれらの実験データを提供している。河本⁶⁾は超音速流中におかれた球頭円柱について解いた。即ち、鈍頭回りの流れを逆解法-特性曲線法により解き衝撃波の形状と諸物理量が得られ、さらに鈍頭を有するフレア回りの流れの解析に便利な近似理論を求めている。この理論は頭部より十分下流において物体の近傍で成立するものである。

* 昭和53年7月5日受付

** 空気力学第一部

野村は亜・超音速領域では鈍頭回りの流れを逆解法 - 特性曲線法で解き、この解を超音速領域の初期条件として用い差分法で流れ場の全域を解析している。フレア模型 (HB - 2) の動安定にはさらに剝離の問題がある。胴体とフレアの接合部附近の剝離流による不安定現象が存在する⁸⁾。一般にこの部分の剝離は上下面で非対称で、その境界面は楕円形になる。従って法線力が生じ条件により自動発振状態に入ることが報告されており、文献⁹⁾ は実験的研究報告である。

本研究では河本、野村により求められた静的解析結果をピッチング振動している動的な解析に適用し、鈍頭円錐体の鈍頭度が動安定係数に及ぼす影響および球頭円柱・フレア模型においてフレア角の効果等を求めた。

動安定試験は当所の極超音速風洞を用いて行われ、マッハ数は 7.1 物体直径を基準にしたレイノルズ数は $0.3 \times 10^6 \sim 1.0 \times 10^6$ の範囲、無次元振動数は 0.01 ~ 0.04 の範囲である。

2) 記号

A_0, A_1, A_2 ; (13) 式の係数
 a_1, a_2 ; (22) 式の係数
 \bar{a}_1, \bar{a}_2 ; (A-5) 式の係数
 B_0, B_1 ; (14) 式の係数
 b_1, b_2 ; (23) 式の係数
 c ; 基準長、円柱または円錐底部の直径
 c_0 ; 十字バネの減衰係数
 c_1, c_2 ; (24) 式の係数
 C_p ; 圧力係数
 C_{p0} ; 爆風圧力係数
 d_B ; 円錐底部直径
 d_N ; 頭部直径
 f ; 振動数
 $f(\bar{y})$; 鈍頭円柱の動圧分布関数
 $f^*(x^*)$; 鈍頭円錐の動圧分布関数
 $g(\bar{y})$; 鈍頭円柱の速度分布関数
 $g^*(x^*)$; 鈍頭円錐の速度分布関数
 $h(\gamma)$; 爆風関数
 I ; 慣性モーメント
 K_0 ; 十字バネ定数
 C_{DN} ; 頭部抵抗係数
 $F(x)$; 鈍頭円錐体の圧力分布関数
 k ; 無次元振動数 $k = \frac{c\omega}{2U_\infty}$

K ; (49) 式の定数
 l ; 物体長
 M_∞ ; 一様流のマッハ数
 \overline{M} ; モーメント
 M_0 ; モーメントの実数部
 M_i ; モーメントの虚数部
 N ; 法線力
 P ; 静圧
 P_t ; 総圧
 P_0 ; 爆風圧力
 q ; 縦揺れ角速度
 R ; 離脱衝撃波の中心からの半径方向の距離
 R_B ; 円柱の半径
 R_{sh} ; 離脱衝撃波の半径
 R_c ; レイノルズ数
 R_N ; 頭部の半径
 r ; 物体半径
 S ; 基準面積
 t ; 時間
 U_∞ ; 一様流の速度
 U_N ; 物体に垂直な速度
 u_s ; 垂直衝撃波の後の速度
 x ; 流れ方向の座標
 Δx ; 円錐体底部から回転中心までの距離
 \bar{x} ; 円柱表面の流れ方向の距離
 \bar{y} ; 円柱表面からの距離
 z ; 垂直方向の座標
 α ; 迎角
 α_0 ; トリム角
 τ ; 比熱比
 δ ; 対数減衰率
 θ ; 模型の回転角
 θ_0 ; 模型の回転角の振幅
 θ_c ; 円錐体の半頂角
 θ_f ; フレア角
 μ ; 減衰係数
 ρ ; 気流密度
 ρ_s ; 垂直衝撃波の後の密度
 φ ; 円周角
 x, x^* ; 極超音速相似パラメータ (付録 3)
 ω ; 角振動数

添字

- ∞ ; 一様流
 0 ; 真空中
 s ; 垂直衝撃波の後
 ac ; 空力中心
 cg ; 重心または回転中心
 N ; 垂直成分または頭部
 dⁱ ; 動圧, 速度分布を考慮することによる誘起成分
 NEWT ; ニュートン流理論
 α ; α で微分
 α̇ ; α̇ で微分
 q ; q で微分

- C_{Nα} ; 法線力微係数
 C_{mα}, C_{mθ} ; 縦揺れ静安定微係数
 C_{mα̇} ; 迎角による減衰微係数
 C_{m_q} ; 縦揺れ回転微係数
 C_{mθ̇} ; 縦揺れ減衰微係数

$$C_{m\alpha} = \frac{1}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} U_{\infty}^2 S C} \frac{\partial \bar{M}}{\partial \alpha}$$

$$C_{m\dot{\alpha}} = \frac{1}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} U_{\infty}^2 S C} \frac{\partial \bar{M}}{\partial \left(\frac{d\alpha}{2U_{\infty}} \right)}$$

$$C_{m_q} = \frac{1}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} U_{\infty}^2 S C} \frac{\partial \bar{M}}{\partial \left(\frac{qc}{2U_{\infty}} \right)}$$

$$C_{N\alpha} = \frac{1}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} U_{\infty}^2 S} \frac{\partial N}{\partial \alpha}$$

$$\begin{cases} C_{m\theta} = C_{m\alpha} \\ C_{m\dot{\theta}} = C_{m\dot{\alpha}} + C_{m_q} \end{cases}$$

3) 極超音速流中の動安定微係数

(1) ニュートン流理論

ニュートン流理論によれば, 物体表面の圧力係数は物体に垂直な速度成分と一様流中の速度の比で表わせる。

$$C_p = 2 \left(\frac{U_N}{U_{\infty}} \right)^2 \quad (1)$$

今, 回転中心 x_{cg} を軸に縦揺れ振動しているとすれば,

$$\frac{U_N}{U_{\infty}} = \cos \alpha \sin \theta_c + \sin \alpha \cos \theta_c \sin \varphi$$

$$+ \frac{q}{U_{\infty}} \{ (x - x_{cg}) + r(x) \tan \theta_c \} \cos \theta_c \sin \varphi \quad (2)$$

ここで α は迎角, θ_c は物体表面の傾斜, φ は円周角, q は縦揺れ角速度である。

従って, (2)式を(1)式に代入し圧力係数を求め物体表面で積分することにより軸対称物体の法線力係数 C_N および縦揺れモーメント係数 C_m が求められ, 次式で表わされる。

$$C_N = \frac{-2}{S} \int_0^l \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} C_p r(x) \sin \varphi d\varphi dx \quad (3)$$

$$C_m = \frac{2}{Sl} \int_0^l \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} C_p r(x) \{ (x - x_{cg}) + r(x) \tan \theta_c \} \sin \varphi d\varphi dx \quad (4)$$

縦揺れモーメント微係数は次式のように定義する。

$$C_m = \left(\frac{\partial C_m}{\partial \alpha} \right) \alpha + \left\{ \frac{\partial C_m}{\partial \left(\frac{cq}{2U_{\infty}} \right)} \right\} \frac{cq}{2U_{\infty}} + \left\{ \frac{\partial C_m}{\partial \left(\frac{c\dot{\alpha}}{2U_{\infty}} \right)} \right\} \frac{c\dot{\alpha}}{2U_{\infty}} \quad (5)$$

圧力係数 C_p を迎角 α および角速度 $\frac{cq}{2U_{\infty}}$ で偏微分すれば

$$C_{p\alpha} = 4 \left(\frac{U_N}{U_{\infty}} \right) \frac{d \left(\frac{U_N}{U_{\infty}} \right)}{d\alpha} \quad (6)$$

$$\frac{d \left(\frac{U_N}{U_{\infty}} \right)}{d\alpha} = -\sin \alpha \sin \theta_c + \cos \alpha \cos \theta_c \sin \varphi \quad (7)$$

$$C_{p_q} = 4 \left(\frac{U_N}{U_{\infty}} \right) \frac{d \left(\frac{U_N}{U_{\infty}} \right)}{d \left(\frac{cq}{2U_{\infty}} \right)} \quad (8)$$

$$\frac{d \left(\frac{U_N}{U_{\infty}} \right)}{d \left(\frac{cq}{2U_{\infty}} \right)} = \frac{2}{c} \{ (x - x_{cg}) + r(x) \tan \theta_c \} \cos \theta_c \sin \varphi \quad (9)$$

迎角および角速度が小さいと仮定すると

$$C_{p\alpha} = 4 \sin \theta_c \cos \theta_c \sin \varphi \quad (10)$$

$$C_{p_q} = 8 \sin \theta_c \cos \theta_c \frac{\{ (x - x_{cg}) + r(x) \tan \theta_c \}}{c} \sin \varphi \quad (11)$$

(10), (11) 式を(4)式に代入し積分を行えば $C_{m\alpha}$, C_{m_q} が求まる。

(2) 鈍頭円錐体の動安定微係数

埋蔵ニュートン流理論の概念は離脱衝撃波によるエントロピーの増加に関連し半径方向の動圧分布および速度

分布が決定されるがこのような剪断流が物体に衝突したものととして圧力分布を求めるものである。極超音速領域 ($M_\infty = \infty$) の場合について Ericsson⁴⁾ により動安定に関する解析が行われた。

鈍頭円錐体の場合頭部の半球による爆風圧力と動圧と速度分布を考慮して圧力係数を次式で表わす。

$$C_p = C_{p0} + 2 \left(\frac{U_N}{U_\infty} \right)^2 \cdot \frac{\rho U^2}{\rho_\infty U_\infty^2} \quad (12)$$

$$\frac{\rho U^2}{\rho_\infty U_\infty^2} = f^*(\chi^*) = A_0 + A_1 \chi^* + A_2 \chi^{*2} \quad (13)$$

$$\frac{U}{U_\infty} = g^*(\chi^*) = B_0 + B_1 \chi^{* \frac{1}{2}} \quad (14)$$

$$\frac{\partial \left(\frac{\rho U^2}{\rho_\infty U_\infty^2} \right)}{\partial \alpha} = \frac{\partial f^*(\chi^*)}{\partial \chi^*} \frac{\partial \chi^*}{\partial \alpha} \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial \left(\frac{cq}{2U_\infty} \right)} = \left(\frac{U}{U_\infty} \right)^{-1} \frac{\partial}{\partial \left(\frac{cq}{2U} \right)} \quad (16)$$

ここで $\chi^* = \frac{\left(\frac{R}{d_N} - \frac{1}{2} \right)^2}{\left(\frac{R_{sh}}{d_N} \right)^2}$ である。

圧力係数 C_p の α 微分と $\frac{cq}{2U_\infty}$ 微分を行いそれぞれの微係数を求めるがその際、(15)、(16) 式のように動圧分布とその微分および速度分布が必要となる。

本実験の場合 $M_\infty = 7.1$ では極超音速理論が成立するマッハ数の十分高い範囲 ($M_\infty \geq 10$) ではなく、マッハ数の影響が可成り存在する範囲であるのでこの効果を加味した計算を行った。即ち、動圧分布 $f^*(\chi)$ 、速度分布 $g^*(\chi)$ の曲線を $M_\infty = 7.1$ における計算値および実験値等から得られる近似曲線を用いた。

各モーメント微係数は次式の如く求まる。

$$C_{m\alpha} = \frac{2}{Sl} \int_0^l \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} r(x) \{ (x - x_{cc}) + r(x) \tan \theta_c \} (C_{p\alpha} + \Delta^i C_{p\alpha}) \sin \varphi d\varphi dx \quad (17)$$

$$C_{mq} = \frac{2}{Sl} \int_0^l \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} r(x) \{ (x - x_{cc}) + r(x) \tan \theta_c \} (C_{pq}) \sin \varphi d\varphi dx \quad (18)$$

$$C_{m\dot{\alpha}} = \frac{2}{Sl} \int_0^l \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} r(x) \{ (x - x_{cc}) + r(x) \tan \theta_c \} (\Delta^i C_{p\dot{\alpha}}) \sin \varphi d\varphi dx \quad (19)$$

$\Delta^i C_{p\alpha}$ 、 $\Delta^i C_{p\dot{\alpha}}$ は動圧および速度分布を考慮することにより誘起される圧力である。詳細は文献 4) を参照され

たい。

なお、(12) 式の爆風圧 (blast wave pressure) C_{p0} は次のように求めた。Kuehn²⁾ は頭部の鈍頭度の効果を爆風理論を用いて、その軸方向の圧力分布を見積る方法を示した。それによると

$$\frac{P_0}{P_\infty} = 0.85 h(\gamma) \frac{M_\infty^2 C_D^{\frac{1}{2}}}{\frac{x}{d_N}} + 0.55 \quad (20)$$

ここで $h(\gamma)$ は爆風関数と呼ばれ $\gamma = 1.4$ のとき $h(\gamma) = 0.067$ である。

圧力係数の形で表わすと

$$C_{p0} = \frac{0.85 h(\gamma) C_D^{\frac{1}{2}}}{\frac{\gamma}{2} \cdot \frac{x}{d_N}} + \frac{0.55}{\frac{\gamma}{2} \cdot M_\infty^2} \quad (21)$$

(3) フレア模型の動安定微係数

フレア回りの流れ場を解析する場合、鈍頭部で発生する強い離脱衝撃波の影響が下流まで残る。特に胴体の近傍にある尾翼やフレアに働らく力を計算するときこれらの効果を考慮する必要がある。

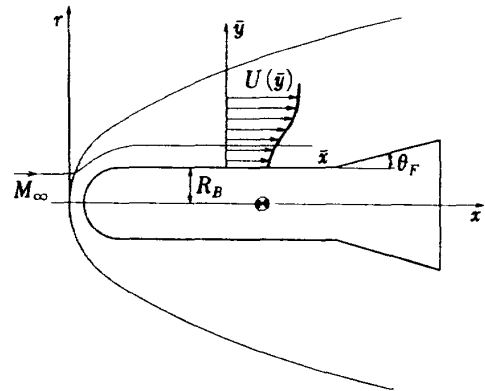


図1 離脱衝撃波による速度勾配と物体の座標系

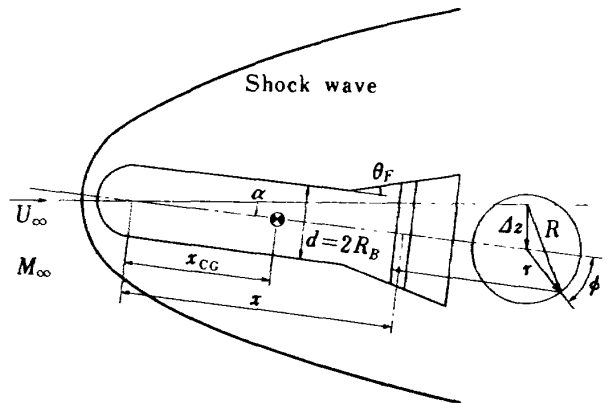


図2 物体が回転中心 x_{cc} で調和振動しているときの座標系

流れが衝撃波を通過し、半径方向に或る分布を有する場合、流線に沿って総圧が保存されるという仮定に基づいて、頭部より十分下流においてこれらの分布が求められている。

河本は衝撃波の形を3次のオーダーで仮定し斜衝撃波の関係式を用いて半径方向の諸物理量を近似的に解析した。なお、この近似理論の妥当性を調べるため差分法によって得られた解と比較したものを図3に示す。頭部より十分下流 $x/R_n=22$ の位置における動圧分布 f および速度分布 g をプロットしたものであるが、物体の近傍では良い精度で見積ることができる。この近似解は $\bar{y} = R_B$ の範囲まで成立するがフレア等に働く空気力を求めるにはこの範囲で十分である。

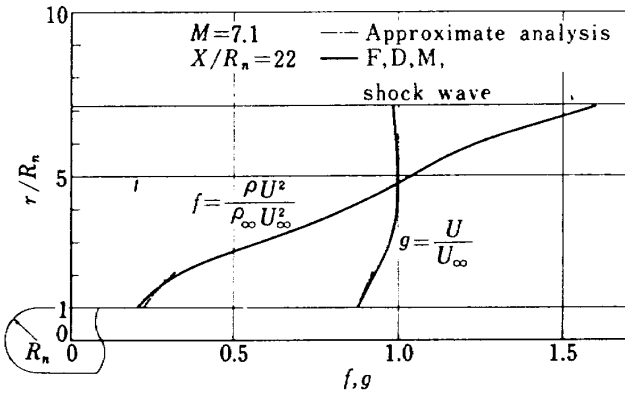


図3 鈍頭部より十分下流の動圧分布および速度分布

密度分布および速度分布を次式で表わす。(付録2)

$$\frac{\rho}{\rho_\infty} = \frac{\rho_s}{\rho_\infty} (1 + a_1 \bar{y} + a_2 \bar{y}^2) \quad (22)$$

$$g(\bar{y}) = \frac{U}{U_\infty} = \frac{U_s}{U_\infty} (1 + b_1 \bar{y} + b_2 \bar{y}^2) \quad (23)$$

したがって動圧分布は

$$f(\bar{y}) = \frac{\rho}{\rho_\infty} \left(\frac{U}{U_\infty} \right)^2 = \frac{\rho_s}{\rho_\infty} \cdot \frac{U_s^2}{U_\infty^2} (1 + c_1 \bar{y} + c_2 \bar{y}^2) \quad (24)$$

一方、迎角の変化に対するフレア上の圧力変化は局所的な横断流の効果と非粘性剪断流における半径方向の位置による効果とから成立っている。すなわち次式のように書く。

$$\frac{\partial C_p}{\partial \alpha} = \frac{\rho U^2}{\rho_\infty U_\infty^2} \frac{\partial (C_{pNEWT})}{\partial \alpha} + (C_{pNEWT}) \frac{\partial \left(\frac{\rho U^2}{\rho_\infty U_\infty^2} \right)}{\partial \alpha} \quad (25)$$

第一項は動圧の減少分であり、第二項はエントロピー傾斜の効果である。

今、離脱衝撃波の中心線から測った物体の表面までの距離を R とすれば(図2を参照)

$$\left(\frac{R}{R_B} \right)^2 = \left(\frac{dZ}{R_B} \right)^2 + 2 \frac{dZ}{R_B} \cos \alpha \frac{r}{R_B} \sin \phi + \left(\frac{r}{R_B} \right)^2 (\cos^2 \alpha \sin^2 \phi + \cos^2 \phi) \quad (26)$$

ここで物体は剛体運動すると仮定すると $\frac{dZ}{R_B}$ は

$$\frac{dZ}{R_B} = \frac{x}{R_B} \sin \alpha \quad (27)$$

$$\bar{y} = \left(\frac{R}{R_B} - 1 \right) \quad (28)$$

(25) 式の第二項の α 微分は

$$\frac{\partial \left(\frac{\rho U^2}{\rho_\infty U_\infty^2} \right)}{\partial \alpha} = \frac{\partial f}{\partial \bar{y}} \cdot \frac{\partial \bar{y}}{\partial \alpha} = \frac{\partial f}{\partial \bar{y}} \cdot \frac{\partial \left(\frac{R}{R_B} \right)}{\partial \alpha} \quad (29)$$

(26) 式を α で微分し、 $\alpha \rightarrow 0$ の極限を取ると

$$\frac{\partial \left(\frac{R}{R_B} \right)}{\partial \alpha} = \sin \phi \cdot \frac{x}{R_B} \quad (30)$$

(25) 式の第一項は(10)式と等しい。従って(25)式の第一項を $C_{p\alpha}$ とし、第二項を $d^i C_{p\alpha}$ とすると

$$C_{p\alpha} = 4 \sin \theta_f \cos \theta_f f(\bar{y}) \sin \phi \quad (31)$$

$$d^i C_{p\alpha} = 2 \sin^2 \theta_f f'(\bar{y}) \sin \phi \cdot \frac{x}{R_B} \quad (32)$$

次に $\frac{c q}{2 U_\infty}$ に関して微分すれば角速度による微分係数が求まる。その際(16)式を用いる。

$$C_{pq} = 8 \sin \theta_f \cos \theta_f \frac{f(\bar{y})}{g(\bar{y})}$$

$$\left(\frac{x - x_{cc}}{c} + \frac{r}{c} \tan \theta_f \right) \sin \phi$$

ニュートン流理論では迎角の時間微分による項は零であるが埋蔵ニュートン流理論では頭部で誘起される剪断流とフレアの相対的な位置が時間的に変化するため $C_{p\dot{\alpha}}$ の項が誘起される。

相対的な位置 dZ は

$$dz = z(x, t) - z(0, t - dt) \quad (34)$$

dt は頭部で発生した剪断流が下流のフレアの要素に到達する時間であり、この伝達速度は局所的な速度である。

$$dt \approx \frac{x \cos \alpha}{U_\infty g(\bar{y})} \quad (35)$$

準定常振動に対して $\frac{c q}{2U_\infty} \ll 1$ であるから、(34)式は

$$dz = z(x, t) - z(0, t) + dt \dot{z}(0, t) \quad (36)$$

$\dot{z}(0, t) = -x_{cc} \dot{\alpha}$ であるから (36) 式を $\dot{\alpha}$ で偏微分し (35) 式を代入すれば

$$\frac{\partial \left(\frac{dz}{c} \right)}{\partial \left(\frac{c \dot{\alpha}}{2U_\infty} \right)} = \frac{-2 x_{cc} x \cos \alpha}{c^2 g(\bar{y})} \quad (37)$$

従って $\dot{\alpha}$ により誘起される圧力は垂直方向の動圧分布の変化分と関連して次式で書ける。

$$\begin{aligned} d^i C_{p\dot{\alpha}} &= \frac{\partial C_p}{\partial \bar{y}} \cdot \frac{\partial \bar{y}}{\partial \left(\frac{z}{c} \right)} \cdot \frac{\partial \left(\frac{z}{c} \right)}{\partial \left(\frac{c \dot{\alpha}}{2U_\infty} \right)} \\ &= 2 \left(\frac{U_\infty}{c} \right)^2 \left(\frac{\partial f}{\partial \bar{y}} \right) \left(\frac{\partial \bar{y}}{\partial \left(\frac{z}{c} \right)} \right) \left(\frac{\partial \left(\frac{z}{c} \right)}{\partial \left(\frac{c \dot{\alpha}}{2U_\infty} \right)} \right) \\ &= 2 \sin^2 \theta_r f(\bar{y}) \sin \phi \cdot \frac{-2 x_{cc} \cdot x \cdot \cos \alpha}{c^2 g(\bar{y})} \end{aligned} \quad (38)$$

(31), (32), (33), (38) 式を (17), (18), (19) 式に代入して積分を行えば、縦揺れモーメント微係数が求められる。

4) データ処理

模型の慣性モーメントと十字バネの回転反力から成るバネ系に空気力が作用した場合の運動方程式は次式で表わせる。

$$I \ddot{\theta} + C_0 \dot{\theta} + K_0 \theta = M_\theta \theta + M_\delta \dot{\theta} \quad (39)$$

右辺は振動空気力のモーメントを表わす。これを左辺に移項し

$$I \ddot{\theta} + (C_0 - M_\delta) \dot{\theta} + (K_0 - M_\theta) \theta = 0 \quad (40)$$

(40) 式に減衰振動の解 $\theta = \theta_0 e^{\mu + i\omega t}$ を代入し、実数部と虚数部に分けて表わすと

$$I(\mu^2 - \omega^2) + (C_0 - M_\delta)\mu + (K_0 - M_\theta) = 0 \quad (41)$$

$$2I\mu\omega + (C_0 - M_\delta)\omega = 0 \quad (42)$$

一方、真空中で振動させた場合のように空気力が零のとき、

$$I(\mu_0^2 - \omega_0^2) + C_0 \mu_0 + K_0 = 0 \quad (43)$$

$$2I\mu_0 \omega_0 + C_0 \omega_0 = 0 \quad (44)$$

となる。但し μ_0, ω_0 は真空中における減衰率および角振動数である。

今、減衰項が角振動数と比べ小さいと仮定すれば、すなわち $\mu_0 \ll \omega_0$ のとき、

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K_0}{I}}, \quad \mu_0 = \frac{-C_0}{2I} \quad (45)$$

同様に (41), (42) 式より

$$-I\omega^2 + K_0 - M_\theta = 0 \quad (46)$$

$$2I\mu + C_0 - M_\delta = 0 \quad (47)$$

$$\text{従って } -M_\theta = I(\omega^2 - \omega_0^2) \quad (48)$$

$$-M_\delta = 2I(\mu_0 - \mu)^* \text{ である。} \quad (49)$$

上記のように真空中と気流中における振動数および減衰率の差から空気力を求める方法を自由振動法と言う。

本実験ではこの方法により測定したが、従来極超音速風洞では一般に静圧が極端に低いため空気力が小さく、動安定微係数の測定が困難であったが、次節で説明する様な構造減衰率の小さい動的天秤を製作し、さらに自動計測装置の構成による自動化で高精度の実験が可能となった。

5) 測定方法

(1) 風洞

航技研の極超音速風洞¹⁰⁾を使用した。この風洞は集合

* 極超音速風洞のマッハ数 7.1 の静圧が 20 kg/cm^2 のとき 0.0044 kg/cm^2 である。また、(49) 式の減衰係数 μ は対数減衰率 δ で表わされ $\mu = -\delta f$ の関係がある。 δ_0, f_0 の値として厳密に真空 (0 kg/cm^2) における値を用いた場合、通風時の静圧 0.0044 kg/cm^2 に相当する静止空気の影響が $C_{m\delta}$ に含まれる。

一方、 $M=71$ の気流中における δ, f の値の変化は、模型 $d_N/d_B = 0.16$, バネ定数 $9.50 \text{ kg} \cdot \text{m}$ の場合

無風時 (0.0020 kg/cm^2)

$$\delta_0 = 0.002635 \quad f_0 = 20.94 \text{ Hz}$$

$$\text{通風時 } \delta = 0.004215 \quad f = 21.11 \text{ Hz}$$

である。

δ_0, f_0 の値として厳密には圧力 0.0044 kg/cm^2 における値を用いるべきであるが図 11 から分かるようにその差は小さい。そこで、無風時の δ_0, f_0 の値として大気中 (1.03 kg/cm^2) の値ではなく、風洞起動直前の真空中 (0.002 kg/cm^2) の測定値を用いた。このようにして静止空気の影響が $C_{m\delta}$ に極力含まれない方法で測定を行った。

胴圧力 11 kg/cm^2 から 101 kg/cm^2 に変圧可能で、よどみ点温度 600°C から $1,000^\circ\text{C}$ 、マッハ数は 5, 7, 9, 11 の範囲で作動し、通風時間は 60 秒から 120 秒間である。測定部の有効直径は 50 cm ϕ である。

(2) 模型および動的天秤

図 4 に自由振動法による動的天秤と装着した鈍頭円錐体を示し、図 5 にこの方法による自動計測装置をブロック線図で示す。

使用した模型は鈍頭円錐体模型および AGARD の標準模型である HB - 1, HB - 2 模型である。鈍頭円錐体模型は半頂角 10 度で基部直径 10 cm ϕ 、頭部半径 $0 \sim 1.5 \text{ cm}$ の範囲で 8 種類製作した。また HB - 1, HB - 2 模型では全長 39.2 cm 、胴体直径 8 cm ϕ 、HB - 2 模型のフレア角 10 度のものである。(図 6, 7)

自由振動法では模型と十字バネから成るバネ系の真空中での振動数と減衰率および気流中での各々の値のわずかなずれから空力的係数が計算される。従って、これらの値は非常に精度良く測定されなければ風洞のノイズの中に埋没されてしまう。十字バネおよびその支持部の設計製作に当っては温度変化にあまり影響されないように

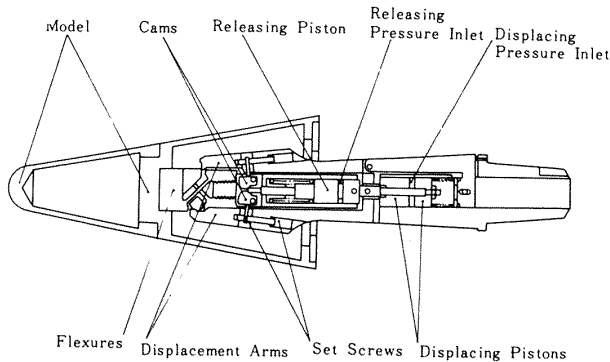


図 4 鈍頭円錐装着の動的天秤

$R_N \text{ mm}$	d_N/d_B
0	0.0
2	0.04
3	0.06
4	0.08
6	0.12
8	0.16
11	0.22
15	0.30

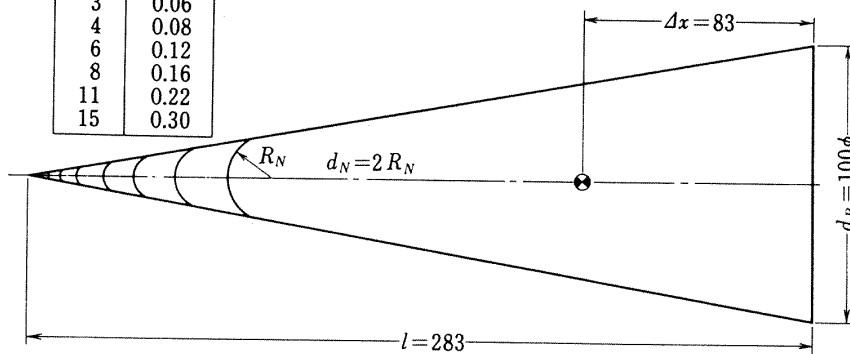


図 6 各種鈍頭度の円錐体模型

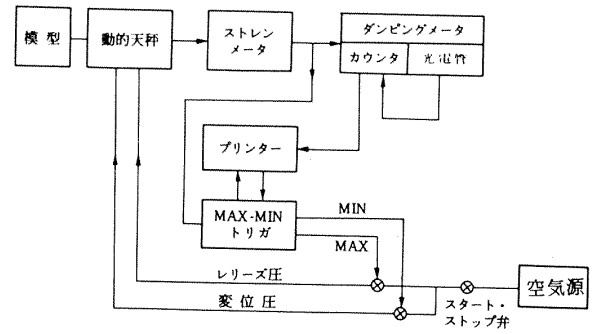


図 5 自由振動法による計測系のブロック線図

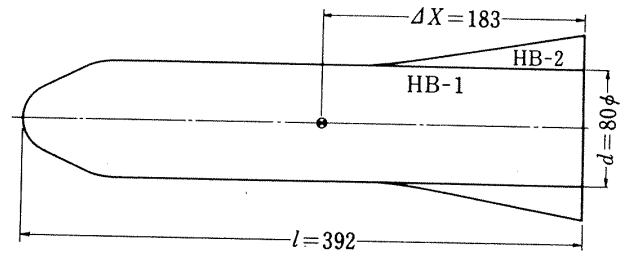


図 7 AGARD の標準模型 HB - 1, HB - 2

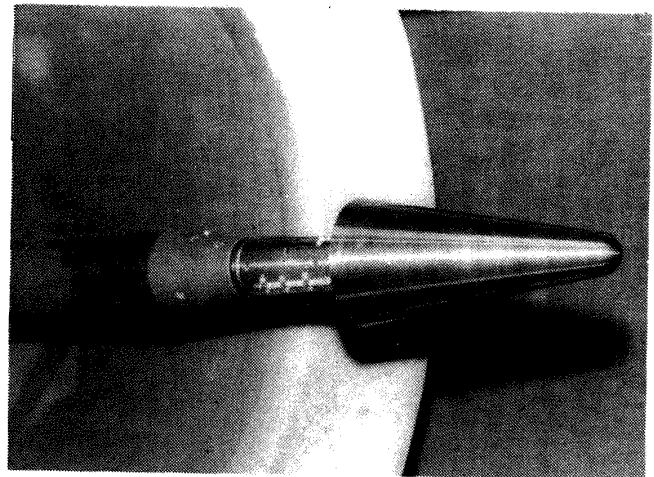


図 8 極超音速風洞測定部における模型

構造上十分考慮しなければならない。⁽⁷⁾ また、測定しようとする空気力学的減衰率は極超音速流中では全減衰率（空気力学的減衰率+静止空気による減衰率+構造減衰率）の約 35% で比較的小さいので、十字パネの構造減衰率はできるだけ小さくなるような構造を要求する。この理由から図 9 に示すように嵌合構造にした。

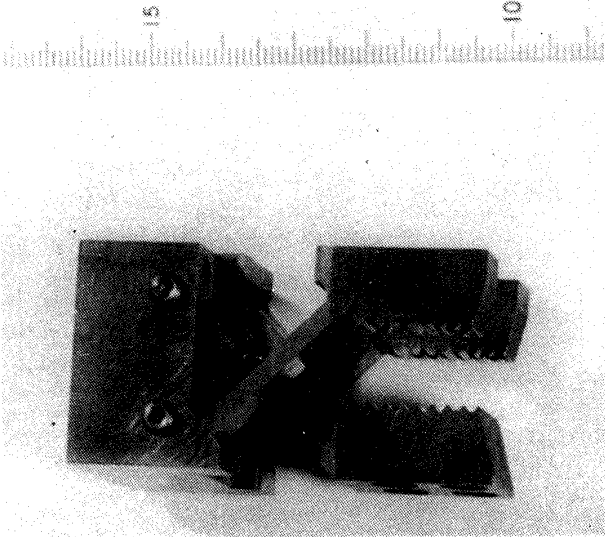


図 9 嵌合構造の十字パネ

気流中の測定では気流の乱れにより分散が大きいため測定回数を増し平均値を求める必要がある。しかし風洞の持続時間は約 60 秒間で、この間に多くのデータを得るには図 5 に示す様な自動計測が最適と思われる。この回路では先ず動的天秤に十字パネを介して円錐体模型を装着しこのパネに接着したストレンゲージにより模型の回転角を検出する。その信号はダンピングメータと Max-Min トリガアンプに送られ、ダンピングメータでは模型の減衰振動の周期と減衰率が同時に測定される。一方、Max-Min トリガアンプに入った信号はあらかじめ設定された最大値と最小値に回転角の振幅が等しくなったとき、パルスが発生させるようにしてある。これらのパルスを利用して、変位電磁弁とリリース電磁弁を開閉することにより、動的天秤内の二つのピストンへ作動空気（ 4 kg/cm^2 ）を送り、模型を自由振動させる。ダンピングメータの測定値はプリンタで印刷し、自動的にこれらの手順を繰返し行うことができる。この装置で 60 秒間に 3~5 回の測定値が得られる。この計測装置を用いて模型の環境圧力に対する仮想質量の増加および静止空気による減衰率の変化を測定した一例を図 11 に示す。真空中の場合、仮想質量分が無くなり慣性モーメントが減少し振動数が増加している。また、真空中では静

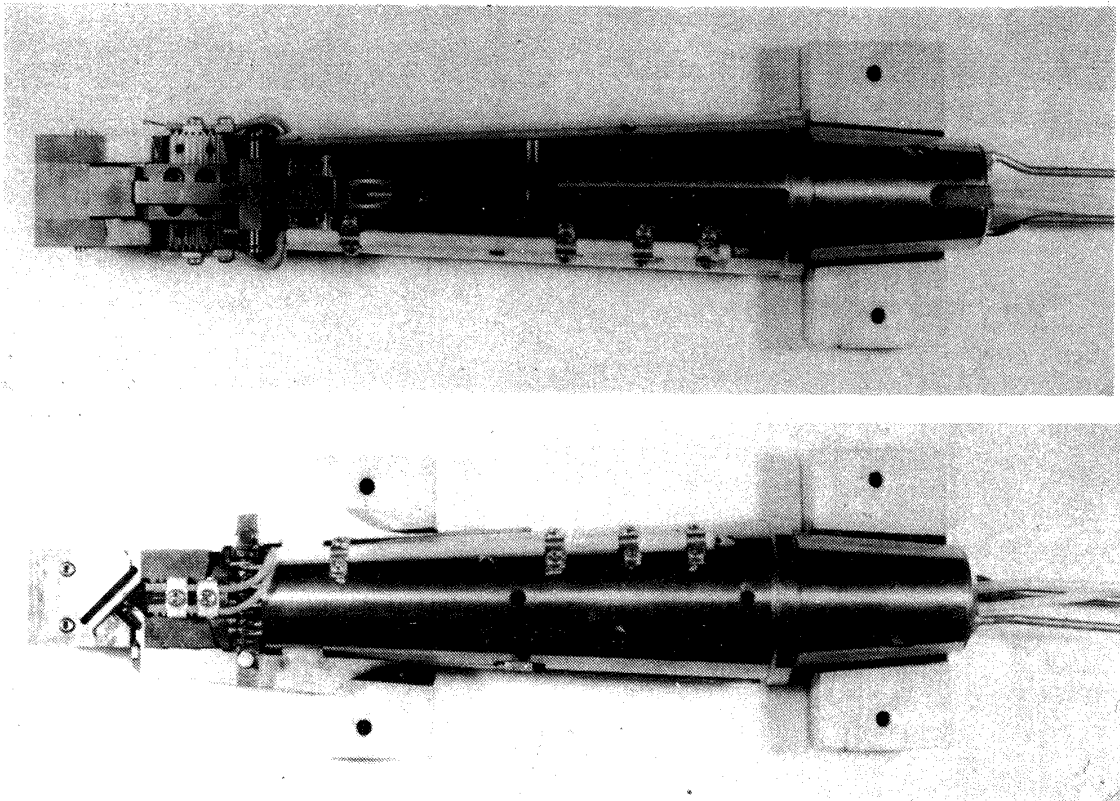


図 10 動的天秤

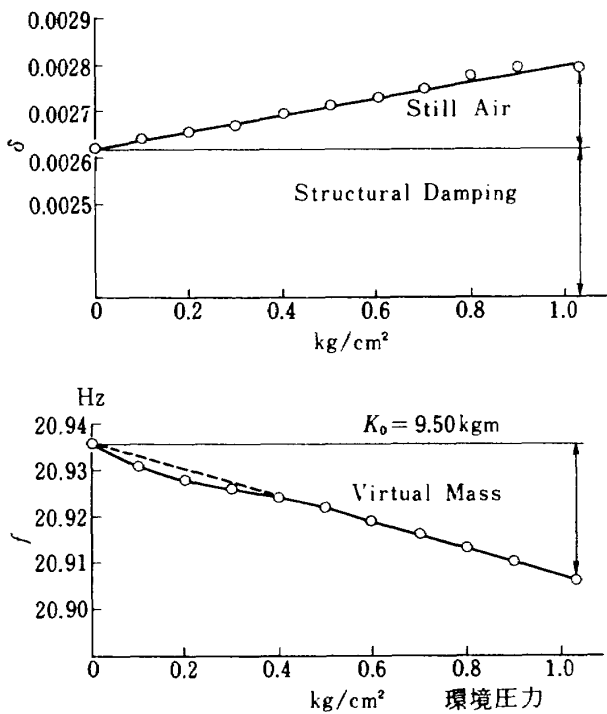


図 11 静止空気中の環境圧力に対する対数減衰率と振動数

止空気による減衰が無くなり対数減衰率が減少している様子が分かる。

① 十字バネ

動的天秤の中で最も重要な役割を果たす十字バネについて詳しく述べる。構造減衰を小さくするため図4に示す様に天秤との取付部は歯型による嵌合構造とし、三個のバネの結合はスリーブを用いてずれを生じない構造を用いた。材質はバネ鋼 (S U P 6) を用い、焼入は表面硬さが H_R C 40 ~ 45 になるように熱処理を行った。

表1に示すようにバネの板厚は3種類製作し、それぞれのバネ定数は天秤校正装置で測定したものである。

表 1

バネ厚さ	バネ定数 K ₀
mm	kg·m
1.5	9.50
2.0	22.32
2.5	38.74

② Max-Min トリガアンプ

このトリガアンプは極超音速用動的天秤と遷音速用動的天秤に共用できるように設計されている。前者は空気圧により作動する型であり、後者は電磁加振型である。

このアンプには入出力端子は図12に示すように5コあ

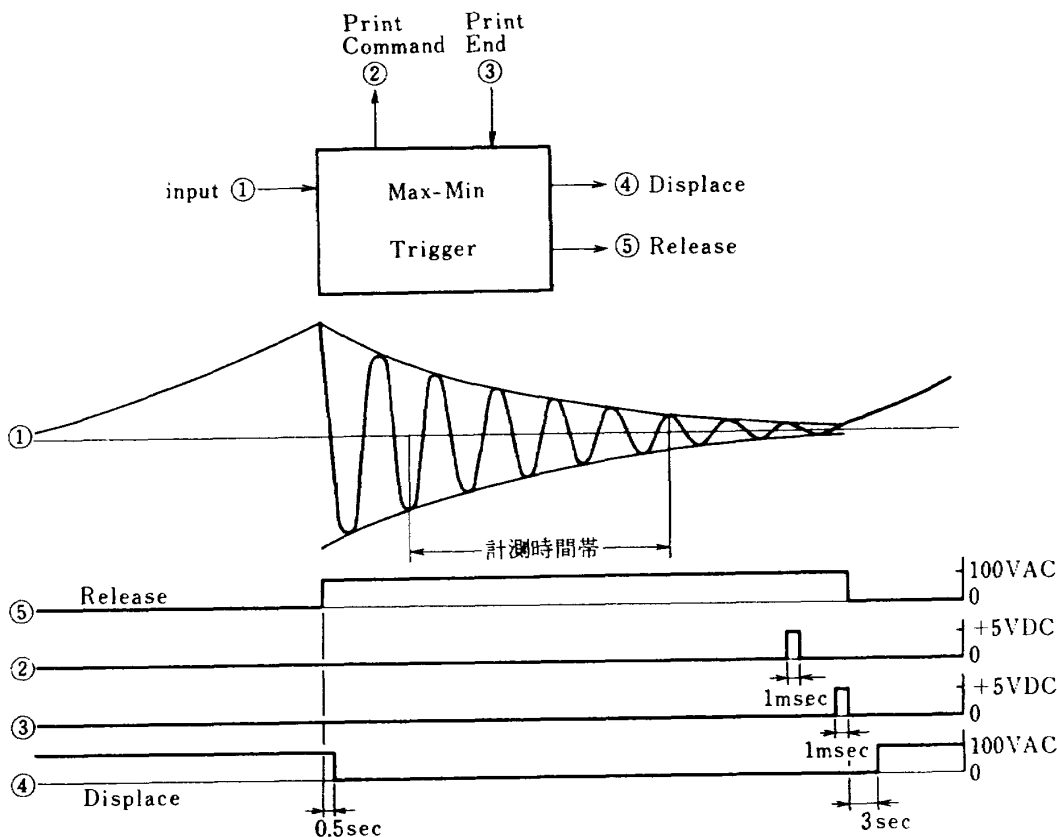


図 12 Max-Min Trigger Amp 作動シーケンス

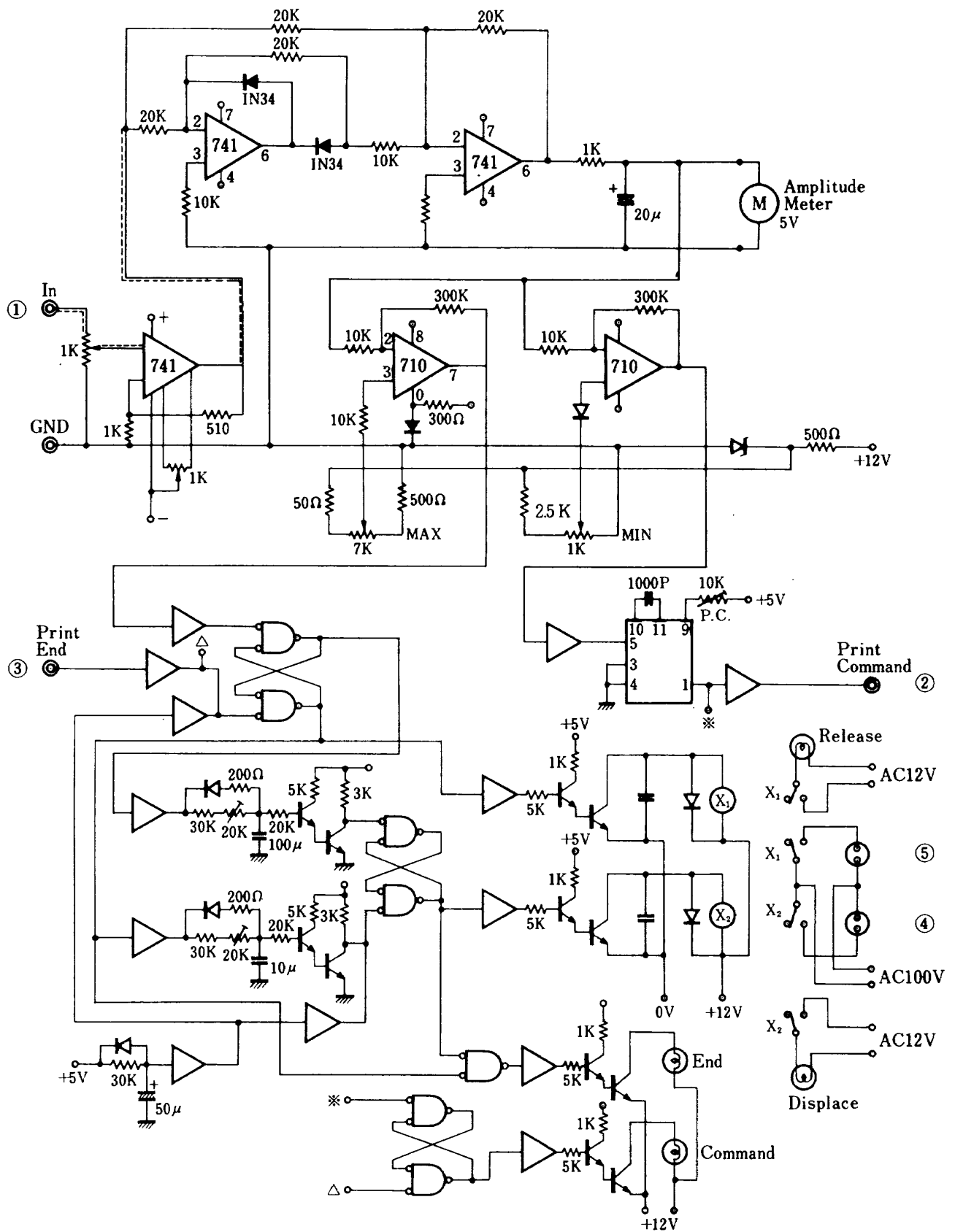


図 13 Max - Min Trigger Amp 配線図

る。先ず入力信号①，プリンタへの印字命令パルス②，印字終了パルス③，変位電流④，リリース電流⑤の各端子を持ち，作動の相対的な経時変化は図12に示すような経過を繰返す。すなわち，模型の迎角の振幅に対応して次の動作をする。変位電流④が on のとき模型に変位を与え，最大振幅設定値に達するとリリース電流⑤が on となる。このとき変位電流④は 0.5 秒後 off となる。模型は自由振動を行い最小振幅設定値のとき，1 m sec ， + 5 V のパルスを発生し，さらに印字終了パルスが帰ってくると同時にリリース電流⑤が off となる。その後 3 ~ 5 sec 後再び変位電流④が on となり初期の状態になる。この 3 ~ 5 sec の待時間の間に動的天秤の電磁弁が開きリリースピストンが元の位置に戻り十字バネの爪と噛合い次の変位ができる状態に復帰するように工夫されている。

このMax - Min トリガアンプの配線図を図 13 に示す。

6) 測定結果および考察

(1) 鈍頭円錐体

図 14 はシャドウグラフ法を用いて，マッハ数 7.1，迎角零度の鈍頭円錐体回りの衝撃波の様子を撮影したものである。この写真から物体の鈍頭度が衝撃波の形状に及ぼす影響が可成り大きいことが分かる。即ち，円錐体（図 14 a）と鈍頭円錐体（図 14 c）を比較すると c 図の方が，円錐部における衝撃波 - 物体間の距離は約 2 倍大きい。従って，鈍頭度により表面圧力および半径方向の動圧分布や速度分布が当然円錐体の場合と比べ影響を受けることが予想される。このことは多くの実験や解析が行われたが，ここでは野村によって計算された値と比較した。この方法は球頭を持つ円錐体は鈍頭回りの亜音速および遷音速領域で逆解法および特性曲線法で境界の流れ場を求め，その解を差分法の初期値として代入し下流の超音速領域の流れ場を解く，いわゆる衝撃波補償差分法¹⁰⁾のプログラムにより定常流について求められた。この流れ場は剝離現象を除けば実際の流れ，即ち，衝撃波の形状および表面圧力分布を厳密に表わしていると考えられる。（図 15）従って以後鈍頭円錐体およびフレア模型回りの流れはこの方法による定常解を実際の流れに近いものと見做して議論する。

図 16 は横軸に流れ方向の距離を無次元化

$\left(x = \frac{\theta_c^2}{\sqrt{C_{DN}}} \cdot \frac{x}{d_N}\right)$ したものの（付録 3），縦軸に静圧

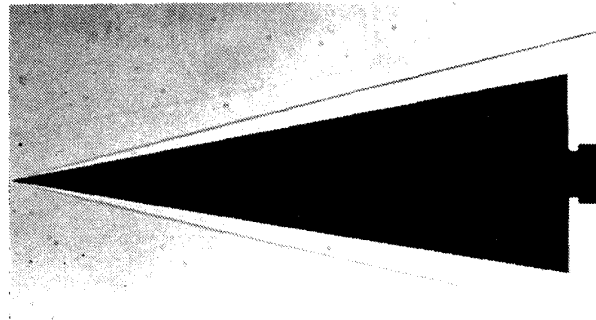


図 14(a) $d_N/d_B=0.0$ 模型のシャドウグラフ

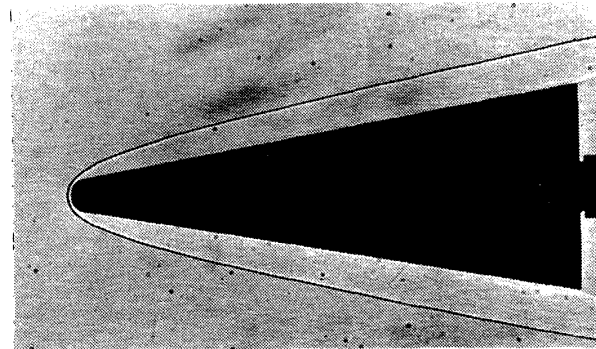


図 14(b) $d_N/d_B=0.16$

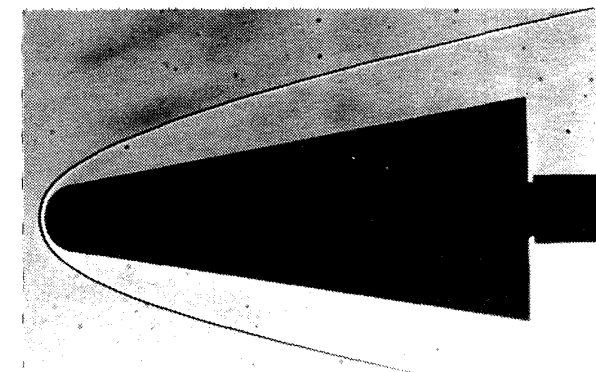


図 14(c) $d_N/d_B=0.3$ (極超音速風洞制御研究室提供)

分布(C_p/θ_c^2)をプロットしたものであるが，この圧力分布曲線は(12)式で表わされるように爆風圧と動圧の変化による圧力の和と考えられる。

$$F(x) = \frac{K}{x} + C_{p\max} f^*(x) \tag{50}$$

Ericsson は $f^*(x)$ の式に Friberg の較正曲線を用い， $g^*(x)$ に Seiff のデータを用いて計算した。しかし $M_\infty = 7.1$ では超音速流と極超音速流との中間に位置しマッハ数の効果が可成り存在する。橋本・穂積¹⁴⁾により測定された圧力分布および差分法で得られた解を図 16 にプロットしたがこれらの曲線に基づき動安定の計算に必要な近似曲線を求めた。(50)式係数を実験的に求め，(17),(18),(19)式により各空力微係数の計算を行った。

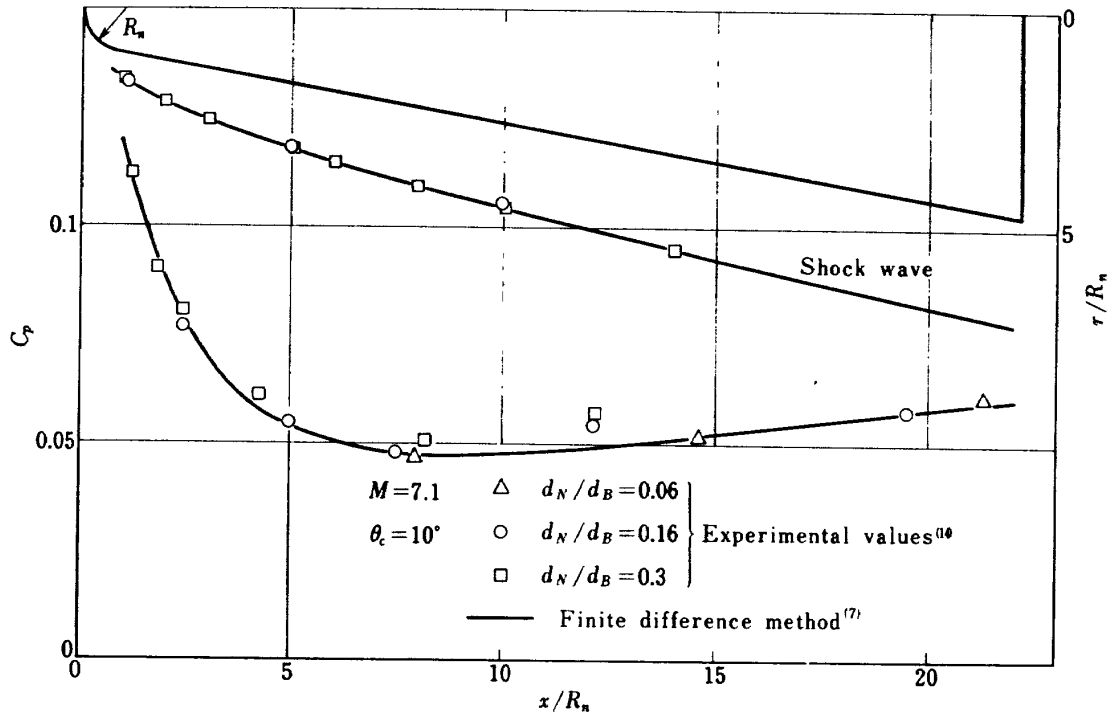


図 15 鈍頭円錐体の衝撃波と圧力分布

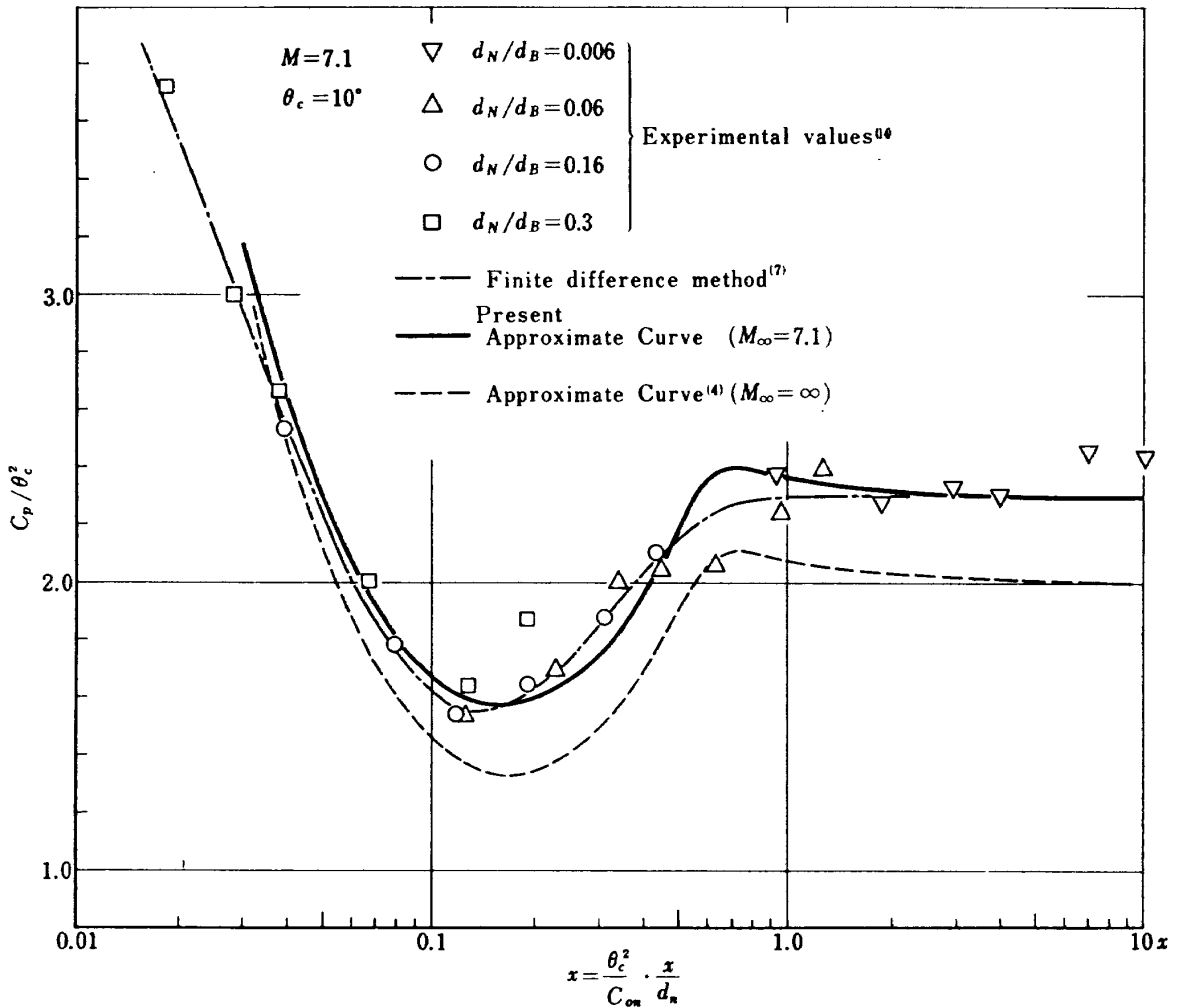


図 16 鈍頭円錐体の圧力分布

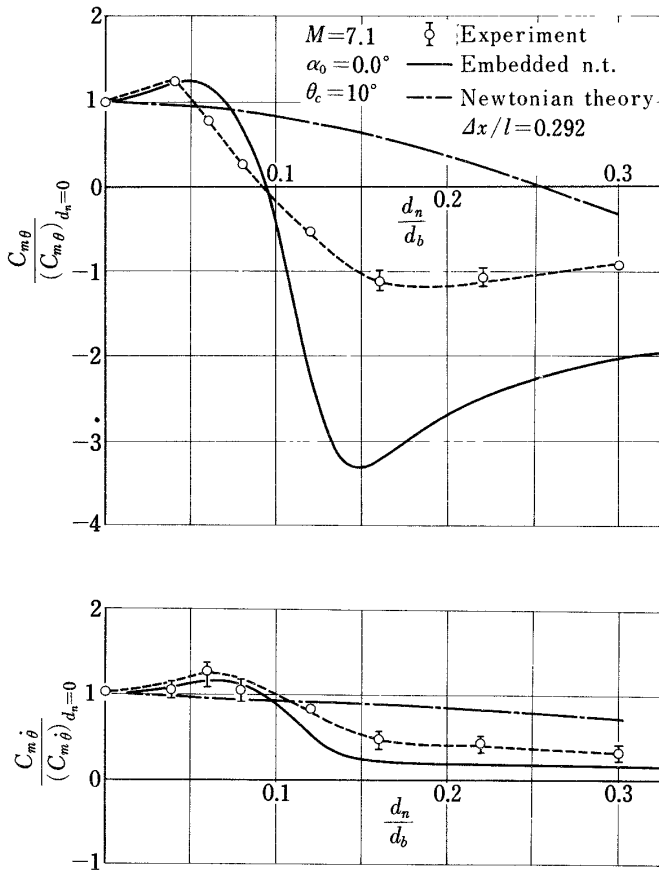


図 17 鈍頭度による円錐体の $C_{m\theta}$, $C_{m\dot{\theta}}$

図17は鈍頭度を横軸に、円錐体に対する鈍頭円錐体のモーメント係数を縦軸にプロットした。 $C_{m\theta}/(C_{m\theta})_{d_N=0}$ の図から極超音速域では鈍頭度の増大に伴ない空力中心は後退する。また $C_{m\dot{\theta}}/(C_{m\dot{\theta}})_{d_N=0}$ の図から空力的減衰率は鈍頭度に伴ない減少し動安定性が悪くなるのが分かる。しかし、鈍頭度が $d_N/d_B=0.06$ 付近で $C_{m\dot{\theta}}/(C_{m\dot{\theta}})_{d_N=0}$ が最大値に達する。このことは円錐体よりやゝ丸みのある鈍頭円錐体の方が動安定性が良いことを示しており非常に興味深い。

ニュートン流理論（一点鎖線）と埋蔵ニュートン流理論（実線）を図17に示したが後者の方が実験値の特性をよく表わしている。

$C_{m\theta}/(C_{m\theta})_{d_N=0}$ が零になる点すなわち鈍頭度 $d_N/d_B=0.09$ の鈍頭円錐体の空力中心は $\Delta x/l=0.292$ であると言える。

次に円錐体と鈍頭円錐体 ($d_N/d_B=0.16$) について迎角による非線型効果を測定した。図 18。半頂角 10° の円錐体を迎角 $0^\circ \sim 10^\circ$ の範囲で変化させたのでこの範囲の迎角では、いわゆる超音速流の影の部分 (Shielded portion) は無いような状態である。迎角 $0^\circ \sim 5^\circ$ の範囲では頭部の形状による離脱衝撃波の影響が現われ $C_{m\theta}$,

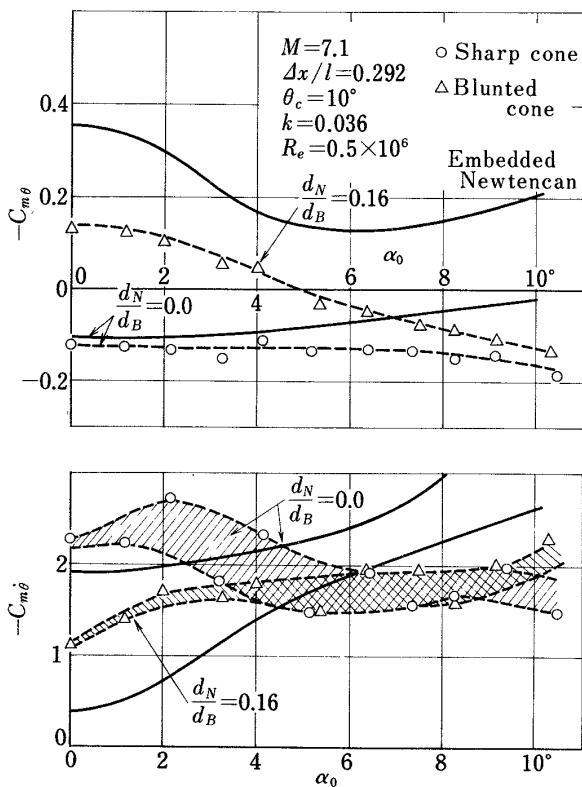


図 18 迎角による円錐体の $C_{m\theta}$, $C_{m\dot{\theta}}$

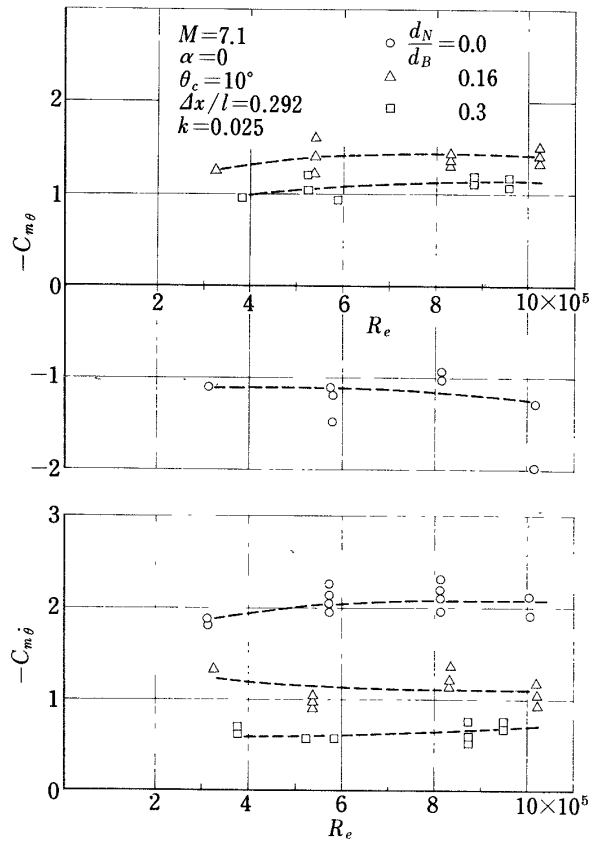


図 19 レイノルズ数に対する円錐体の $C_{m\theta}$, $C_{m\dot{\theta}}$

$C_{m\dot{\theta}}$ の値に明確な相違を示している。

鈍頭度 0.0 の値と 0.16 の値を比較してみると迎角 5° 以上で $C_{m\theta}$ の値は両者が接近し、 $C_{m\dot{\theta}}$ の値はほとんど一致していることが分かる。このことから迎角の大きい範囲では頭部の影響は小さいものと考えられる。

次にレイノルズ数の効果を調べるため、底部直径を基準にした Re 数に対する円錐体および鈍頭円錐体の縦揺れ動安定微係数を図 19 に示した。無次元振動数を 0.025 と一定して、風洞の総圧を $10 \sim 40 \text{ kg/cm}^2$ の範囲に変化させることにより Re 数を $0.3 \times 10^6 \sim 10^6$ の範囲で変化させることができた。しかしこの範囲では $C_{m\theta}$ 、 $C_{m\dot{\theta}}$ 共にほとんど変化は認められない。シャドウグラフの写真は総圧 90 kg/cm^2 であるが乱流境界層は物体長の $80 \sim 90\%$ より下流に存在する。(図 14) 動安定試験の Re 数範囲では総圧は低く大部分層流境界層で覆われその効果が現れないものと考えられる。

図 20 に非定空気力学で重要な要素である無次元振動数に対する影響を示した。模型支持用の十字パネの板厚を表 1 のように変えることにより振動数を約 20, 30, 40 Hz に変えられた。それに対応する無次元振動数は 0.03, 0.05, 0.07 である。無次元振動数の影響は

$$C_{m\theta} = C_{m\alpha} - k^2 C_{mq}$$

$$C_{m\dot{\theta}} = C_{m\dot{\alpha}} + C_{mq}$$

と表わせる。本実験の場合 $k^2 \ll 1$ であるが、測定値も定性的に一致し、 $-C_{m\theta}$ の値は k の増大に伴って減少し、 $-C_{m\dot{\theta}}$ はやゝ増大する傾向にある。理論値と定量的には一致していないが、鈍頭度に対する傾向は一致している。このことは図 21 に示されるように回転中心位置に対する $C_{m\theta}$ 、 $C_{m\dot{\theta}}$ の図から分かるように本模型の回転中心位置と空力中心が一致しているため測定しようとする空力モーメントが非常に小さい値であり、一見、理論値とのずれが大きいように見えるが他の回転中心位置における値では理論値に沿った値が得られるものと推測される。

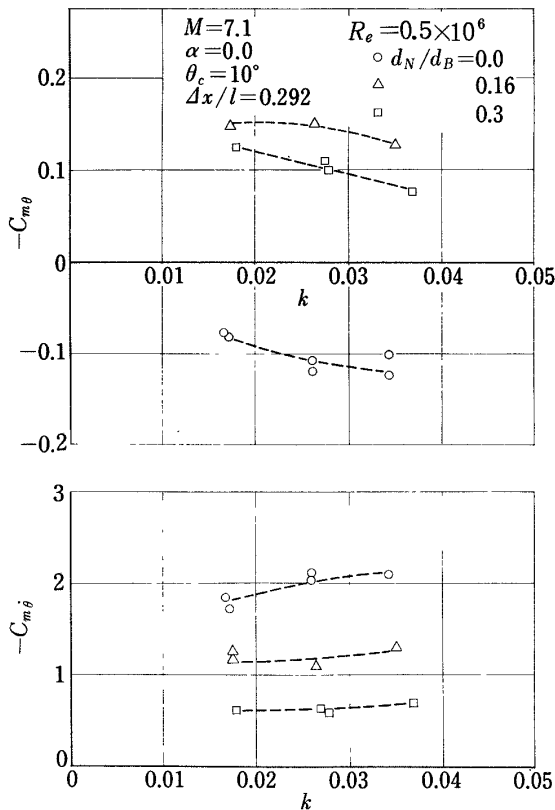


図 20 無次元振動数に対する円錐体の $C_{m\theta}$ 、 $C_{m\dot{\theta}}$

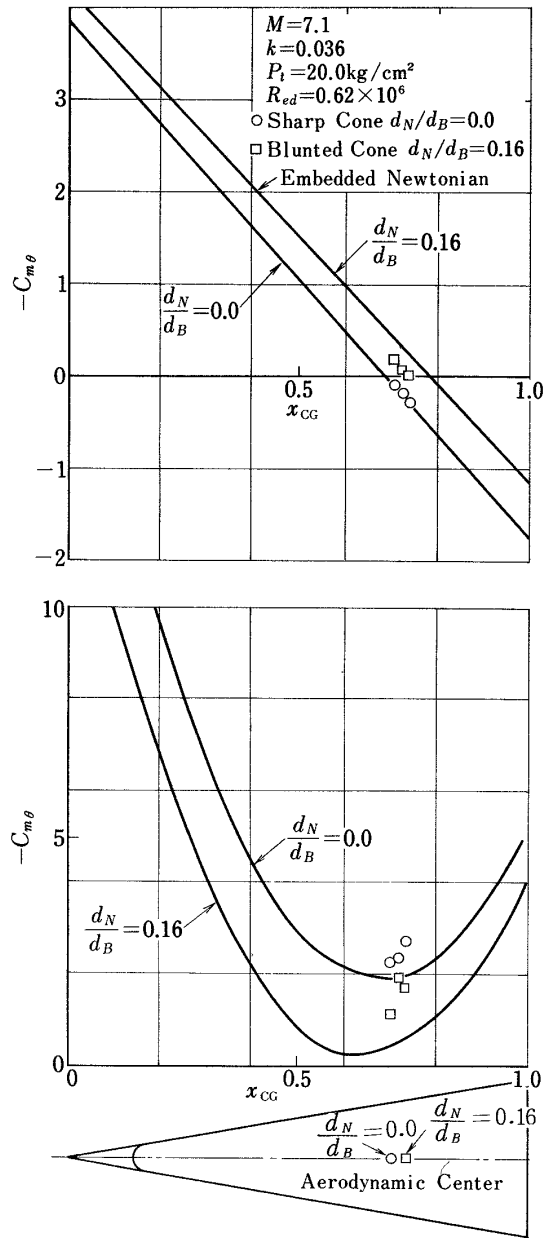


図 21 回転中心位置による円錐体の $C_{m\theta}$ 、 $C_{m\dot{\theta}}$

自由飛行では物体の静安定も特に重要である。そこで動的な測定法で空力中心を求めるため回転中心を三種類 ($x_{cc} = 0.706, 0.720, 0.735$) 変えて $C_{m\theta}$, $C_{m\dot{\theta}}$ を測定した。埋蔵ニュートン流理論と比較した結果を示したが $C_{m\theta}$ では比較的良く一致している。鈍頭円錐体の $C_{m\theta}$ の値は鈍頭度を考慮した値よりやや円錐体の値に近い方へずれている。

— $C_{m\dot{\theta}}$ の値は理論値よりやや大きい値を示しているがこれは一般的な傾向である。

$C_{m\theta} = 0$ の x 座標がこの物体に働く空力中心であり、測定値を最小自乗法を用いて x 方向に外挿し空力中心を求めた。円錐体の場合 $x_{ac} = 0.703$ であり、鈍頭円錐体 ($d_N/d_B = 0.16$) の場合 $x_{ac} = 0.704$ であることが分かった。図 21。

(2) フレア模型

AGARDの標準模型であるHB-1, HB-2模型回りの衝撃波の様子をシャドウグラフ法により調べた。フレア付模型であるHB-2の場合、その衝撃波の形状は

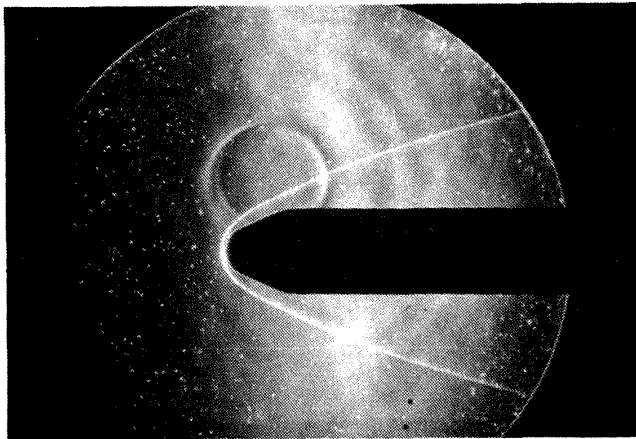


図 22(a) HB-1 模型のシャドウグラフ



図 22(b) HB-2 模型

特にフレアの位置附近でもHB-1の場合とほとんど変化なく良く一致していることが分かる。図 22。差分法による数値計算値も同様に両者の形状による衝撃波の違いは非常に少ない。従って埋蔵ニュートン流理論の概念のように頭部の影響がフレアに作用するとき気流は頭部の衝撃波により半径方向に動圧および速度が変化し、その分布はフレアの存在しない流れの分布と等しいものがフレアに衝突すると考えてよい。フレアの存在により衝撃波の形状が変わる場合は勿論その干渉効果を考慮しなければならないが、フレアの半径が胴体半径の2倍以下の場合にはフレアが衝撃波に及ぼす影響は非常に小さいことが図 22, 図 23 から分かる。したがって3章3)節の解析が有効である。

ピッチ軸の位置を $x_{cc} = 0.53, 0.54, 0.55$ と変化させて $C_{m\theta}$, $C_{m\dot{\theta}}$ を計測した。図 24。比較のためニュートン流理論⁹⁾および埋蔵ニュートン流理論値をプロットした。この図から判断されることはフレアなし模型 (HB-1) では頭部と円錐部のみに空気力が働くため、簡単なニュートン流理論で比較的良く見積ることができるがフレア付模型 (HB-2) の場合は埋蔵ニュートン流理論の方がより良く一致する。このことはフレアに働く空気力をニュートン流理論では埋蔵ニュートン流理論の分布関数 f, g を $f=1, g=1$ としたことに相当し過剰評価していると考えられる。

次にモーメント ($C_{m\theta}$) が零になる点から空力中心を求めた値を図 25 にプロットした。定常実験では既に Von Karman gas Dynamics Facility (VKF) のデータ¹⁰⁾および航技研 (NAL) のデータ⁹⁾が存在する。本実験のように非定常実験から得られた値 (すなわち、振動数の差から計算された値) とこれらの定常実験値が非常に良く一致している。空力的減衰係数 $C_{m\dot{\theta}}$ は $C_{m\theta}$ と比較して無次元振動数のオーダーであり $C_{m\theta}$ より小さな値である。そのため単純に比較すると精度的に分散が大きいのに見える。

超音速域においてロケット等の空力的安定に用いられるフレアの動安定に及ぼす効果に関してこの近似理論の適用を試みた。即ち、 $C_{m\dot{\theta}}$ が最大値を示すようなフレア角を見出すことである。図 26 は、回転中心 $x_{cc} = 0.54$ の場合で横軸にフレア角 θ_F をとり $-C_{m\dot{\theta}}$ をプロットした。ニュートン流理論では θ_F の増大に伴い $-C_{m\dot{\theta}}$ は単調に増大するが埋蔵ニュートン流理論では極大値を示す。その値は $\theta_F = 10^\circ$ で $-C_{m\dot{\theta}} = 12.6$ と極大になる。ただしこ

の図に示す如く極大値は顕著ではなくほとんど平らであるため最適フレア角と断言し難い。しかしニュートン流理論で予測される程 $C_{m\dot{\alpha}}$ は増大しないことが分かる。

今回の実験では模型の平均迎角 10° 以下で最大振幅

$\pm 1^\circ$ の変位を与えその減衰を測定したがこの範囲では自由振動法の測定に必要な外乱のない減衰曲線が得られた。しかしさらに迎角を増大して行くと $12^\circ \sim 13^\circ$ 附近から減衰曲線に脈動振動が重畳される。そのため、この

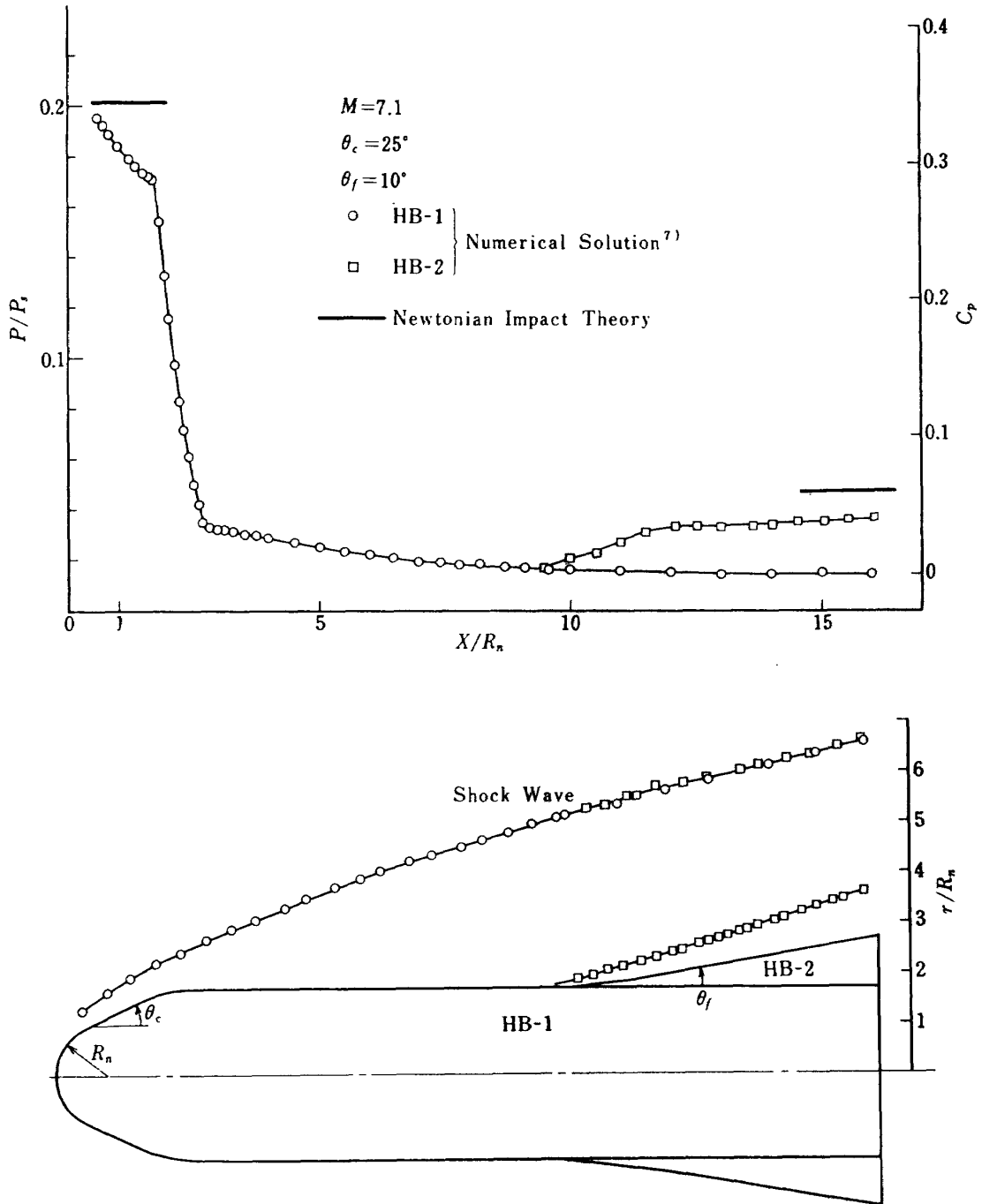


図 23 HB - 1, HB - 2 の圧力分布と衝撃波

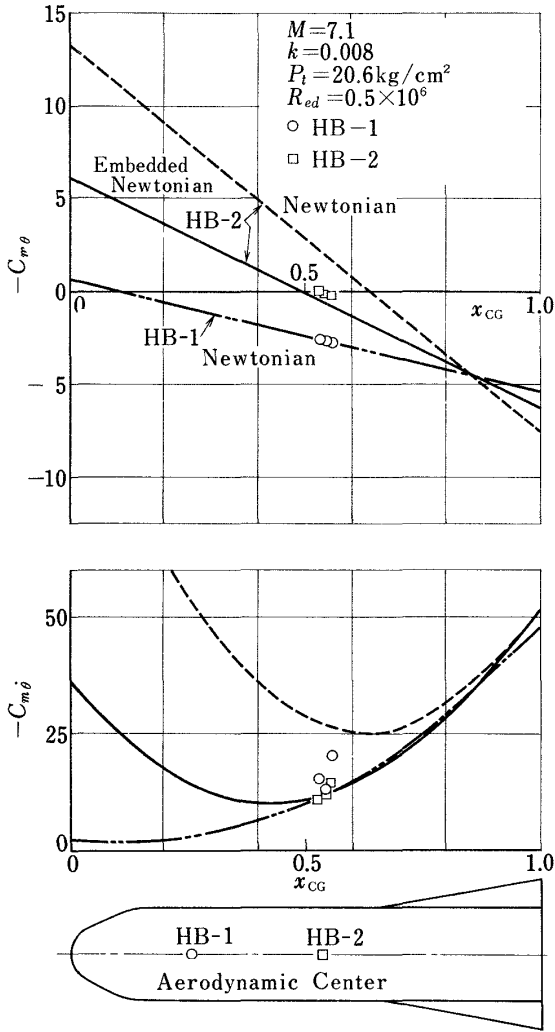


図 24 回転中心位置による HB - 1, HB - 2 模型の $C_{m\theta}$, $C_{m\dot{\theta}}$

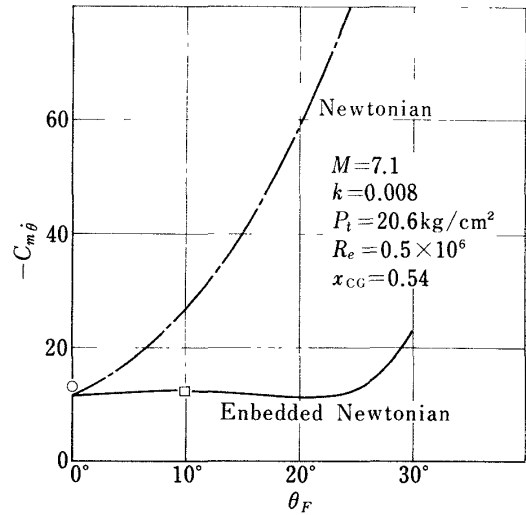


図 26 フレア角の変化に対する $C_{m\dot{\theta}}$ の変化

方法では測定不能になる。

このように模型が加振される現象として次の三つの原因が考えられる。

- (1) 模型の背面から剥離した渦。
- (2) スティングの境界層を通しての基部圧力の変動。
- (3) 風胴の有効直径の境界と模型の干渉。

これらの原因が複合して作用する場合等が考えられる。

(1)の現象は自由飛行でも起こり得るもので研究対象の本質でもあるが(2), (3)の原因は風胴実験に伴う現象で、これらの原因はできる限り除去する方向に持っていくことが望ましい。

(2)の問題に関連して超音速流では、下流の影響が上流に

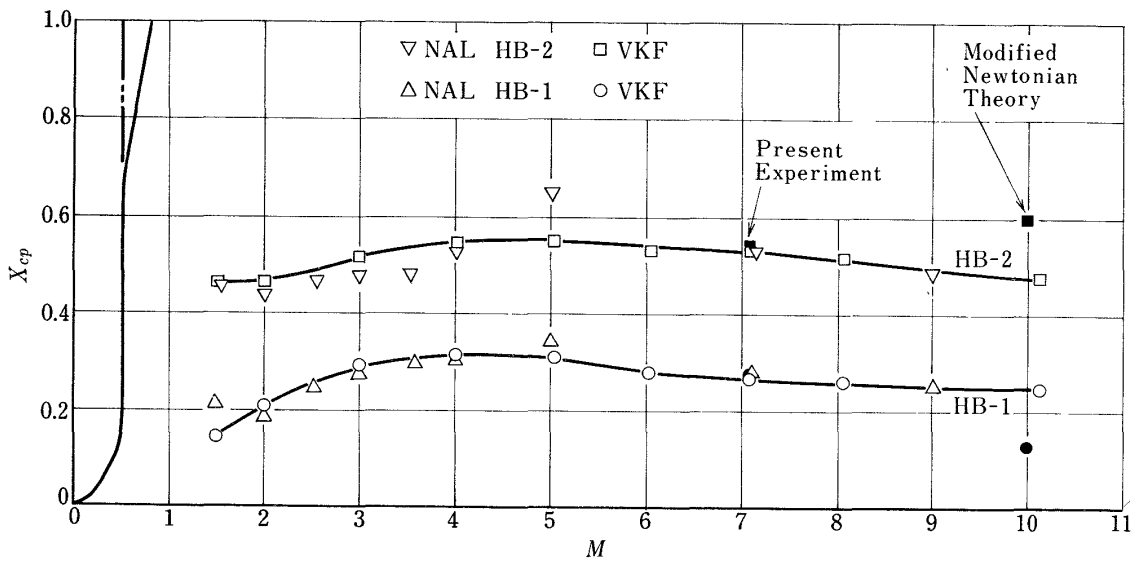


図 25 HB - 1, HB - 2 の空力中心

伝らないのでスティングの影響は少ないものと考えられるが現実には後流や境界層のような流れの遅い部分を通して上流に伝達される。特に迎角のある場合はスティングの干渉を受け易い傾向にあることが指摘されている。

スティングの干渉問題は今後極超音速の風洞実験において解決しておかなければならない重要な課題の一つである。²⁰⁾ しかも静的な天秤と動的な天秤とでは事情を異にする。球状基部をもつ円錐体模型では球状基部と後流との干渉によりスティングの存在が動的な不安定さを誘発する²¹⁾と言われている。スティングの干渉により誘起される法線力は動的天秤と静的天秤とで逆方向に作用することが報告されている。

7) 結 論

従来、極超音速領域における動安定の試験は困難であったが本動的天秤と自動計測装置の試作により計測が可能となった。飛行物体の基本形状である鈍頭円錐体模型およびフレア模型について縦揺れ動安定微係数の測定を行った結果、次の結論が得られた。

- (1) 鈍頭円錐体の C_{m0} , $C_{m\dot{\theta}}$ の値を埋蔵ニュートン流理論と比較した結果、良い一致を示した。また $\Delta x/l=0.292$ の回転中心をもつ 10° の円錐体では鈍頭度 0.06 の附近で $-C_{m\dot{\theta}}$ が最大値に成る。
- (2) 迎角の変化による非線型効果は定性的にこの理論で記述できる。迎角が大きい場合は鈍頭度の効果は小さい。
- (3) 動的に測定した結果から空力中心を求めることができる。特に HB - 1, HB - 2 模型では静的に求められた空力中心と良く一致している。
- (4) フレアに働く空気力の計算において、近似理論を用いた埋蔵ニュートン流理論はニュートン流理論よりさらに良い結果を与える。

本実験に関連して今後の問題点の幾つかを列挙してみると、

- (1) 模型基部の形状の変化
- (2) スティングの干渉問題
 - (イ) 模型基部の形状とスティングの干渉
 - (ロ) 模型とストラット間の距離
 - (ハ) 迎角の大きい場合の干渉
 - (ニ) スティングの直径の効果
 - (ホ) スプリッタ板の効果
- (3) スティング型支持とロッド型支持の優劣

(4) 大迎角における測定法

超音速では模型基部の隅の整形が動安定に対して微妙に作用すると言われており(1)は空力的な研究課題である。しかし(2)(イ)の困難さがあるため(3)のロッド型支持が考えられる。ロッドからの後流で主流は乱されるが(1)の問題を調べるにはむしろロッド型支持の方が良い。大迎角の場合、理論的解法はむづかしく実験が要求されるのでこの場合の測定法の確立が望まれる。

これらの諸問題を考慮すると自由飛行か電磁的支持による理想的な場合のデータと比較しつつ検討しなければならない。

本実験ではスティング型支持により、迎角の小さい場合の自由振動法による動安定微係数の測定が可能になったもので第一歩をふみ出したのであり、上記のような問題が山積している状態である。

本実験を行うに当り、極超音速風洞における動安定の計測法の確立を積極的に企画された長洲宇宙グループ総合研究官に感謝し、また本研究全般にわたり指導され強力に推進された和田空気力学第一部長に激励されました。風洞制御および計測に関しては極超音速風洞制御研究室および極超音速風洞計測研究室のかたがたの協力により行われた。ロケット空気力学研究室には差分法による定常の流れ場の計算で援助されました。

参 考 文 献

- 1) A. Seiff & E. E. Whiting;
Calculation of Flow Fields from Bow-wave Profiles for the Downstream Region of Blunt-nosed Circular Cylinders in Axial Hypersonic Flight.
NASA TN-D 1147 Nov. 1961
- 2) D. M. Kuehn;
Experimental and Theoretical Pressures on Blunt Cylinders for Equilibrium and Nonequilibrium Air at Hypersonic Speeds.
NASA TN-D 1979 Nov. 1963
- 3) R. D. Wagner Jr. and R. Watson;
Induced Pressures and Shock Shapes on Blunt Cones in Hypersonic Flow
NASA TN-D 2182 Mar. 1964
- 4) L. E. Ericsson;

- Effects of Nose Bluntness, Angle of Attack, and Oscillation Amplitude on Hypersonic Unsteady Aerodynamics of Slender Cones.
AIAA J. Vol 9, No 2, Feb. 1971
- 5) 曾我 国男, 山崎 喬;
ガン・タンネルによる鈍頭円錐体の圧力
日本航空宇宙学会誌 1977年8月
- 6) 河本 巖;
鈍い頭部を有する円筒物体まわりの超音速流れ
NAL TR - 199 1970年6月
- 7) S. Nomura;
Study on Lee-Surface Heating over Yawed Blunt Cone in Hypersonic Flow.
NAL TR - 494 T, Mar. 1977
- 8) X. Vaucheret;
Oscillations Auto-Entretenues d'un Corps de Rentrée.
ONERA TP No 917 1971
- 9) R. Cérésuela;
Études du Vol Balistique ou Sustenté dans les Souffleries Hypersoniques de l'ONERA.
ONERA TP No 877 1970
- 10) J. D. Gray;
Summary Report on Aerodynamic Characteristics of Standard Models HB-1 and HB-2.
AEDC-TDR-64-137 July 1964
- 11) J. P. Reding and L. E. Ericsson;
Dynamic Support Interference Fact or Fiction?
AIAA Paper No 71-277 Mar. 1971
- 12) D. E. Hoack and D. E. Ellison;
USAF Stability and Control DATCOM
Mcdonnell Douglas Corp. Aug. 1968
- 13) 柳沢三憲;
ダンピングメータの試作
NAL TM - 168 1970年2月
- 14) 橋本 登, 穂積弘一, 他;
極超音速における飛しょう体基本形状の空力特性試験
所内発表 1972年10月
- 15) 野村茂昭;
Shutte-Orbiter 囲りの極超音速流-衝撃波捕獲差分計算と実験
第9回流体力学講演会 1977年10月
- 16) L. R. Fisher;
Equations and Charts for Determining the Hypersonic Stability Derivatives of Combinations of Cone Frustums Computed by Newtonian Impact Theory.
NASA TN D-149 Nov. 1959
- 17) R. H. Urban, ARO, Inc. and R. J. Shanahan;
Dynamic Stability Characteristics of a 10-deg Cone at Mach Number 2
AEDC-TR-65-80
- 18) 極超音速風洞建設グループ;
50 cm極超音速風洞の計画と構造
NAL TR - 116 1966年9月
- 19) 平木 一, 長洲秀夫, 橋爪 宏;
航空宇宙技術研究所 50 cm 極超音速風洞の特性について
日本航空宇宙学会誌 第19巻 第206号 1971年3月
- 20) K. Hozumi;
Support-Interference Effects on Hypersonic Base Pressure.
Proceedings of 20th ISSTS. 1977

付 録 1

ニュートン流理論

物体を x 軸方向に任意に分割し、各部分の勾配を求め、離散的に積分を行う。

$$C_{Na} = \frac{2\pi}{S} \int_0^l r \sin 2\theta dx = \frac{2\pi}{S} \sum_{i=1}^N r_i \sin 2\theta_i \Delta x_i \quad (A-1)$$

$$C_{Nq} = \frac{4\pi}{SC} \int_0^l r \sin 2\theta \{ (x - x_{cc}) + r \tan \theta \} dx \\ = \frac{4\pi}{SC} \sum_{i=1}^N r_i \sin 2\theta_i \{ (x_i - x_{cc}) + r_i \tan \theta_i \} \Delta x_i \quad (A-2)$$

$$C_{ma} = \frac{-2\pi}{SC} \int_0^l r \sin 2\theta \{ (x - x_{cc}) + r \tan \theta \} dx \\ = \frac{-2\pi}{SC} \sum_{i=1}^N r_i \sin 2\theta_i \{ (x_i - x_{cc}) + r_i \tan \theta_i \} \Delta x_i \quad (A-3)$$

$$C_{mq} = \frac{-4\pi}{SC^2} \int_0^l r \sin 2\theta \{ (x - x_{cc}) + r \tan \theta \}^2 dx \\ = \frac{-4\pi}{SC^2} \sum_{i=1}^N r_i \sin 2\theta_i \{ (x_i - x_{cc}) + r_i \tan \theta_i \}^2 \Delta x_i \quad (A-4)$$

ただし $\theta_i < 0$ のとき $\theta_i = 0$ とする。

付 録 2

鈍頭円柱回りの流れ

文献 6) に鈍頭を有するフレア回りの流れ場の解析に、連続の式、エネルギー式を用い衝撃波の形状と斜衝撃波の関係式と結びつけて、頭部より十分下流で成立つ式が求められている。

その密度比および速度比を 2 次近似式で表わすと次のようになる。

$$\frac{\rho}{\rho_\infty} = \frac{\rho_s}{\rho_\infty} \left[1 + \frac{\gamma-1}{\gamma} \bar{a}_1 \bar{y} + \left\{ \frac{\gamma-1}{\gamma} \bar{a}_2 - \frac{\gamma-1}{2\gamma^2} \bar{a}_1^2 \right\} \bar{y}^2 \right] \quad (A-5)$$

$$\frac{U}{U_\infty} = \frac{U_s}{U_\infty} \left[1 + \frac{\bar{a}_1 \bar{y}}{\gamma M_\infty^2 \left(\frac{U_s}{U_\infty} \right)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty}} + \frac{1}{\gamma M_\infty^2 \left(\frac{U_s}{U_\infty} \right)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty}} \right]$$

$$\left\{ a_2 - \frac{2\gamma-1}{2\gamma} \bar{a}_1^2 - \frac{1}{2} \cdot \frac{\bar{a}_1^2}{\gamma M_\infty^2 \left(\frac{U_s}{U_\infty} \right)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty}} \right\} \bar{y}^2 \quad (A-6)$$

ここに

$$\frac{\rho_s}{\rho_\infty} = \frac{(\gamma+1) M_\infty^2}{(\gamma+1) M_\infty^2 + 2} \left\{ \frac{\gamma+1}{2\gamma M_\infty^2 - (\gamma-1)} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$\frac{U_s}{U_\infty} = \left[1 + \frac{2}{(\gamma-1) M_\infty^2} \left\{ 1 - \frac{(\gamma-1) M_\infty^2 + 2}{(\gamma+1) M_\infty^2} \cdot \left(\frac{2\gamma M_\infty^2 - (\gamma-1)}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\bar{a}_1 = \frac{4\gamma (M_\infty^2 - 1)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty} \cdot \frac{U_s}{U_\infty}}{\{ (\gamma-1) M_\infty^2 + 2 \} \{ 2\gamma M_\infty^2 - (\gamma-1) \}} \cdot \left(\frac{\bar{R}_N}{\bar{R}_w} \right)^2$$

$$\bar{a}_2 = \frac{\bar{a}_1}{2} \left\{ 1 + \frac{\gamma-1}{\gamma} \bar{a}_1 + \frac{\bar{a}_1^2}{\gamma M_\infty^2 \left(\frac{U_s}{U_\infty} \right)^2 \frac{\rho_s}{\rho_\infty}} \right\}$$

ここで \bar{R}_N / \bar{R}_w は鈍頭部の無次元曲率半径 / 衝撃波の無次元曲率半径であり、 $M = 7.1$ では $\bar{R}_N / \bar{R}_w = 0.7379$ である。

付 録 3

極超音速相似パラメータ

文献 1) より球頭頭部により造形される衝撃波の形状は頭部の抵抗係数と直径で表わされ次式のように示される。

$$\frac{R_{sh}}{d_N} \simeq C_{DN}^{\frac{1}{4}} \left(\frac{x - x_N}{d_N} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (A-7)$$

また円錐体の半径 r は半頂角 θ_c と関係し

$$\theta_c = \frac{\left(\frac{r}{d_N} - \frac{1}{2} \right)}{\frac{x}{d_N}}$$

である。

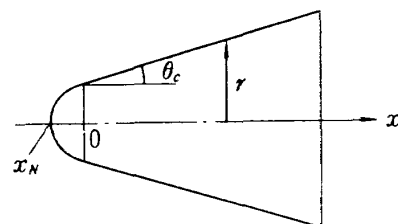


図 A1 鈍頭円錐模型の寸法図

極超音速相似パラメータ χ^* は次式で定義される。

$$\chi^* = \frac{\left(\frac{R}{d_N} - \frac{1}{2}\right)}{\left(\frac{R_{sh}}{d_N}\right)^2}$$

R を物体表面にもって行き、 $R=r$ 、(A-9)式に(A-7)、

(A-8) 式を代入すれば

$$\chi^* = \frac{\theta_c^2 \frac{x}{d_N}}{C_{DN}^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{x_N}{x}\right)} = \frac{\chi}{\left(1 - \frac{x_N}{x}\right)}$$

ここで $\chi = \frac{\theta_c^2}{\sqrt{C_{DN}}} \cdot \frac{x}{d_N}$ である。

$\frac{x_N}{x} \ll 1$ のところ、すなわち頭部より十分離れたところ

ろでは $\chi^* \simeq \chi$ である。

航空宇宙技術研究所報告 542号

昭和 53 年 9 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

Printed in Japan