

UDC 533.697.4  
621.455

# 航空宇宙技術研究所資料

TECHNICAL MEMORANDUM OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TM-152

ノズル内の突起物によるロケットエンジンの側分力

檜崎哲二・中野富雄

1969年1月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

# ノズル内の突起物によるロケットエンジンの側分力\*

楢崎 哲二\*\*・中野 富雄\*\*

## The Lateral Force Produced by an Obstacle in the Nozzle of a Rocket Engine

By Tetsuji NARASAKI and Tomio NAKANO

Setting an obstacle of refractory metal on the inner wall of the nozzle of a rocket engine, a shock wave is produced whose pressure distribution on the nozzle wall is not symmetric around the nozzle axis. Thus a lateral force perpendicular to the engine axis arises.

In this paper, the lateral force produced by the shock being reflected in the nozzle is discussed. This force is much stronger than that produced by a non-reflected shock and has a direction from the point where an obstacle is set to the opposite nozzle wall. This direction is opposite to that of the lateral force produced by a non-reflected shock in the nozzle. These facts were ascertained by means of experiments. Then, varying periodically the height of the obstacle in the nozzle, the frequency response of the lateral force was measured within the frequency range 0~13.5 cps.

### 1. ま え が き

ロケットエンジンのノズル壁に固体の突起物を気流の障害物として設置すると、ノズル内に強い衝撃波が発生してノズル内の圧力分布は非軸対称となりノズルの主軸に対して側方向に分力を生じる。この側分力の発生方向は、障害物がノズル出口に近い場合には図1に示すごとく障害物が設置されたノズル内壁からそれに対向するノズル内壁側に向かう方向と逆方向  $-n$  であり、従来二次噴射(Secondary injection)<sup>1),2),3)</sup>あるいは液体噴射による推力方向制御(Liquid injection thrust vector control)といわれている推力方向制御方式のロケットエンジンの側分力発生方向と同一方向である。

一方、障害物がノズル・スロートに近い場合には図2に示すごとく、発生した衝撃波はノズル内の対向面まで到達しかつ反射することにより前述の方向とは逆方向  $n$  に十分大きな力を発生する。

ノズル内の衝撃波の形状、圧力分布および側分力発

生などの現象は複雑であり、一般にこの種の研究を進める場合、精度の高い理論計算よりむしろ実験を主とした解析により側分力発生機構を調べる方がより効果的であると思われる。

側分力発生機構の解析のためにシュリーレン写真による衝撃波の形状や圧力分布の測定が考えられるがロケットエンジンではこのような光学的観測は困難であり、また圧力分布の測定も十分にはできない。これに代って二次元ノズル模型の風洞試験により、衝撃波の形状および圧力分布を測定することは可能であり、この方法によってロケットエンジンの側分力発生に関する定性的な資料を得ることができる。しかしながらロケットエンジンのノズルは三次元的構造であり、二次元ノズル模型による風洞試験との間には圧力分布に大差があり、また燃焼ガスの流速、比熱比および温度などの相違もあり、風洞実験のみによってロケットエンジンに発生する側分力の機構を十分に解明することは困難である。

以上の理由により、二次元ノズル模型の風洞試験と小型ロケットエンジンによる燃焼実験を併用し、ノズル内の障害物によるロケットエンジンの側分力発生機構について調べた。

\* 昭和43年9月16日受付

\*\* ロケット部

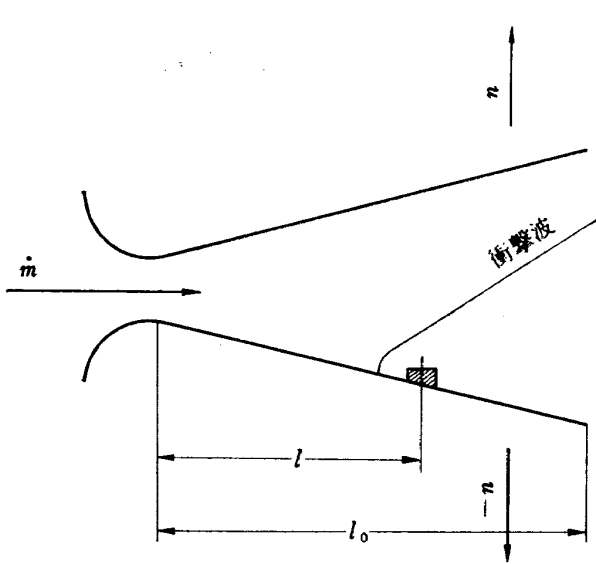


図 1 衝撃波がノズル内で反射しない場合

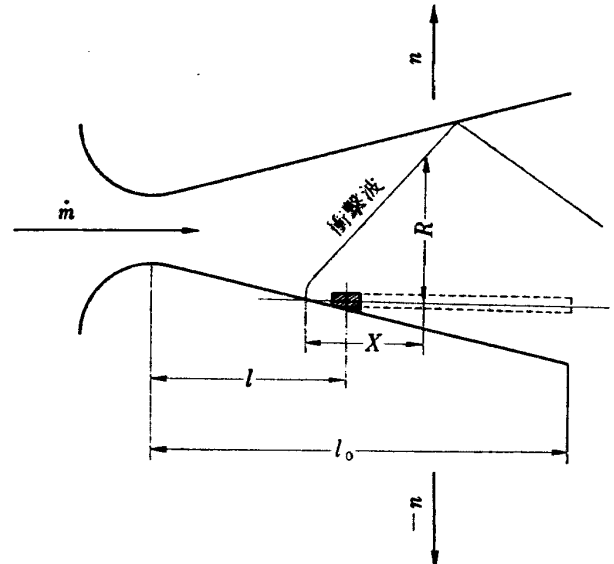


図 2 衝撃波がノズル内で反射する場合

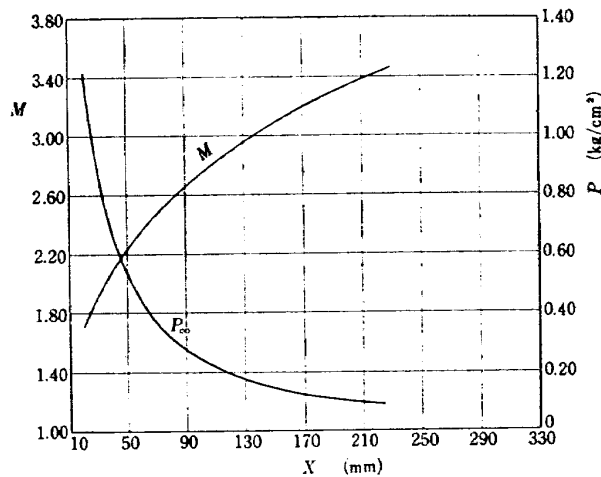


図 3 二次元ノズル模型のマッハ数および圧力分布

## 2. 二次元ノズル模型による風洞試験

### 2.1 衝撃波の半径の計算式

Blast waveの伝ばん速度および圧力分布などについては一般に  $(\frac{C}{U})^2$  の級数として表わすことができる。Taylorは blast wave の波面が球面状で衝撃波の進行速度  $U$  が非常に大きく、衝撃波の半径  $R$  および圧力分布を求める方程式において  $(C/U)^2$  が無視できる場合の近似解<sup>4)</sup>を求めている。さらに精度の高い近似解を求めるために桜井は第2近似<sup>5),6)</sup>までの計算をして、Blast wave による平面状、円筒状および球面状衝撃波の半径および圧力分布を求めた\*。(1)式は半径  $R$  の第二近似式である。

\* 詳細は付録1に示す。

$$(C/U)^2 (R_0/R)^{\alpha+1} = J_0 \left[ 1 + \lambda_1 \left( \frac{C}{U} \right)^2 \right] \quad (1)$$

$C$  : 乱れのない気流中の音速

$U$  : 衝撃波の速度  $\frac{dR}{dt}$

$R$  : 衝撃波の半径

$R_0$  : 気流中における障害物により発生する単位時間当りのエネルギーに比例する量。

$J_0 = 0.877$  } 空気の比熱比  $\gamma$  を1.4として桜井の計算より求められる。  
 $\lambda = -1.989$  }

$\alpha = 0$  (平面状衝撃波の場合)

$\alpha = 1$  (円筒状衝撃波の場合)

ノズル内に発生する衝撃波の形状に関しては図2に示すごとく二次元ノズル模型の内壁に直方体の障害物

を設置すると発生する衝撃波の形状は二次元的になる。図3はノズル軸にそって変化する気流のマッハ数および圧力分布を示す図である。ノズル軸方向の変位  $X$  に対するマッハ数の変化が小さいとして、また図2の点線で示すごとく障害物が下流の方向に十分に長い平板であると仮定すると、平板の先端から衝撃波が発生しその形状は障害物に近い範囲では平面と考え、爆発による衝撃波伝ぱんの理論を適用してもよい。ノズルに固定した位置座標系を導入すれば、図2に示すごとく衝撃波の形状は  $X$  軸上の衝撃波の半径  $R$  として以下のごとく求められる。

時間  $t$  と乱れのない気流の位置  $X$  との関係は  $\frac{dX}{dt} = CM$  であり、衝撃波の速度  $U$  を  $X$  の関数として表わすと

$$U = \frac{dR}{dt} = \frac{dR}{dX} \frac{dX}{dt} = \frac{dR}{dX} CM$$

となる。 $U = \frac{dR}{dX} CM$  および  $\alpha = 0$  を(1)式に代入すればノズル内で発生する衝撃波の形状は  $X$  および  $R$  により次の式のごとく表わされる。

$$\begin{aligned} X/(R_0 M) = \sqrt{J_0} (-J_0 \lambda_1)^{-3/2} \{ \sqrt{-J_0 \lambda_1 (R/R_0)} (1 - J_0 \lambda_1 (R/R_0)) \\ - \log(\sqrt{1 - J_0 \lambda_1 (R/R_0)} + \sqrt{-J_0 \lambda_1 (R/R_0)}) \} \end{aligned} \quad (2)$$

ただし

$M$  : 乱れのない気流のマッハ数

$t$  : 時間

次に円柱状障害物の場合については、円柱状障害物の気流に対する抵抗に相当する断面積を持った棒状物体が気流に平行に置かれていると考えて円筒状に伝ぱんする衝撃波の理論をノズル内の気流中における衝撃波の計算に適用する。座標については直方体障害物の場合と同様の座標系を用いる。

(1)式に  $\alpha = 1$  を代入し、前述の平面波の計算と同様にして、図2で示される衝撃波の半径  $R$  は次のように表わされる。

$$X/(R_0 M) = \sqrt{J_0} \{ 1 - \sqrt{1 - J_0 \lambda_1 (R/R_0)^2} \} / (J_0 \lambda_1) \quad (3)$$

$R_0$  は気流中における障害物により発生する単位時間当りのエネルギー  $E$  に比例する量であり、障害物の気流中における抵抗  $D$  とは次の関係<sup>1)</sup>がある。

$$R_0 = E/p_{\infty}, E \doteq D \quad (\text{平面波の場合 } \alpha = 0)$$

$$R_0 = (E/2\pi p_{\infty})^{1/2}, E/2 \doteq D \quad (\text{円筒状の場合 } \alpha = 1) \quad (4)$$

超音速流中における二次元障害物の抵抗  $D$  の計算に Leesの式<sup>7)</sup> または Zukoski の式<sup>10)</sup> を用いれば、 $D \sim (1/2) \rho_{\infty} u_{\infty}^2 h$  で表わされて、二次元障害物の奥行の単位長さ当りの抵抗に相当する。 $h$  は気流中における障害物の高さであり、 $\rho_{\infty}$  および  $u_{\infty}$  は障害物設置位置における乱れのない気体の密度および速度である。しかしながらこの式の代りに障害物の上流側の澱点圧力を用いて抵抗値を求めても同程度の近似値が簡単に得られる。垂直衝撃波の上流側直前の澱点圧および直後の澱点圧をそれぞれ  $P_{01}$  および  $P_{02}$  とし、乱れのない気流の静圧を  $P_{\infty}$  とすると、試験に用いた二次元ノズルについては、

$$\begin{aligned} P_{\infty} = 0.032 \text{ kg/cm}^2, \quad P_{01} = 0.06 \text{ kg/cm}^2, \\ P_{02}/P_{01} = 0.4762 \quad (\text{at } M = 2.56, \gamma = 1.4) \end{aligned}$$

であり、単位奥行長さ当りの抵抗  $D$  は

$$D = (P_{02} - P_{\infty}) h = 0.0254 h$$

(4)式から

$$R_0 = E/P_{\infty} = 0.79 h \quad (5)$$

円柱状の障害物を気流に垂直に設置した場合の抵抗係数については、 $h/d = 6.42 \sim 14.56$  の範囲にわたって Sykes<sup>8)</sup> が測定している。この測定結果から  $h/d$  が小さい場合の抵抗係数  $C_D$  を 1.4として抵抗  $D$  を求めた。

$$D = 1/2 C_D \rho u^2 h \cdot d = 1/2 C_D \gamma M^2 P_{\infty} h \cdot d \quad (6)$$

ただし

$d$  : 円柱状障害物の直径

$\rho$  : 気体の密度

$\gamma$  : 比熱比

## 2.2 衝撃波の測定および計算値との比較

当所の吹出式超音速風洞の予備実験用小型風洞<sup>9)</sup> を用いて二次元ノズル模型による試験を行なった。図4は二次元ノズルの断面図であり、ノズルの試験体は直線状であり一定の勾配になっている。図5は円柱状および直方体の障害物の図面である。主なる諸元を次に示す。

諸元

スロート幅 ( $d_t$ )	15 mm
ノズル開き角 ( $\theta_n$ )	$\theta_n/2 = 10^\circ 37'$
スロートから障害物までの距離 ( $l$ )	78 mm

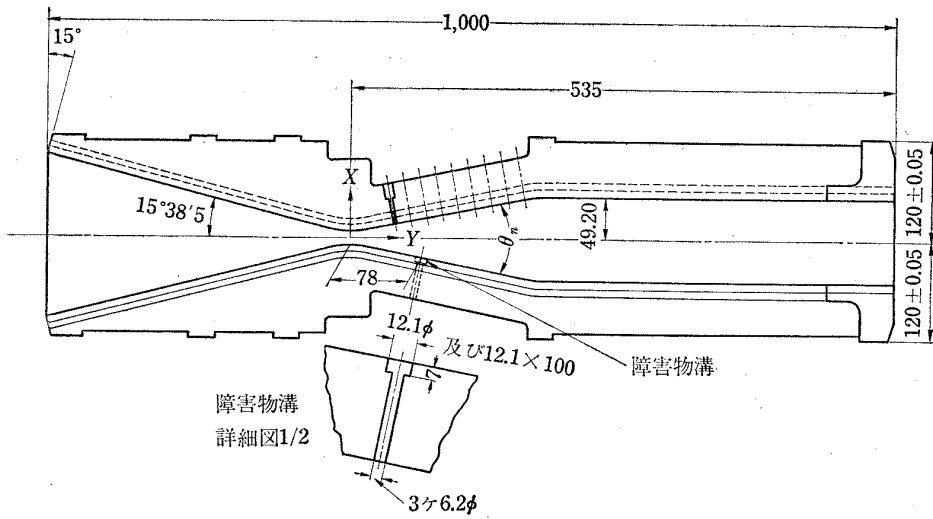


図4 風洞試験用二次元ノズル

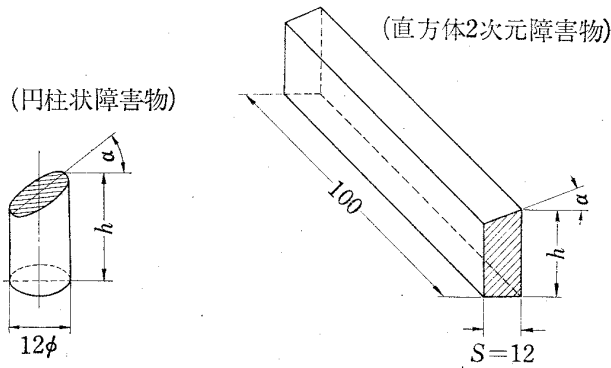


図5 障害物の形状

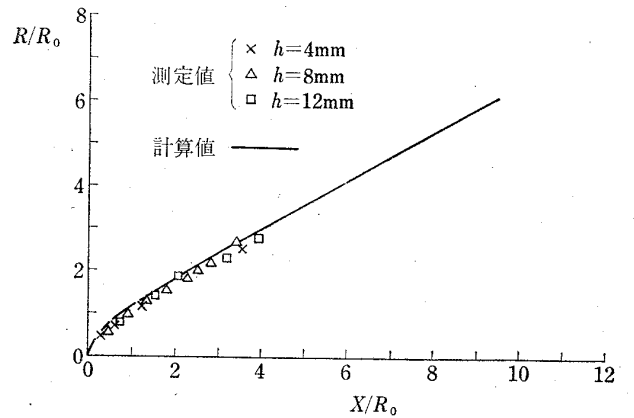


図6 円柱状障害物による衝撃波の半径  $R$   
(衝撃波の上流側発生点を  $X$  の原点とする)

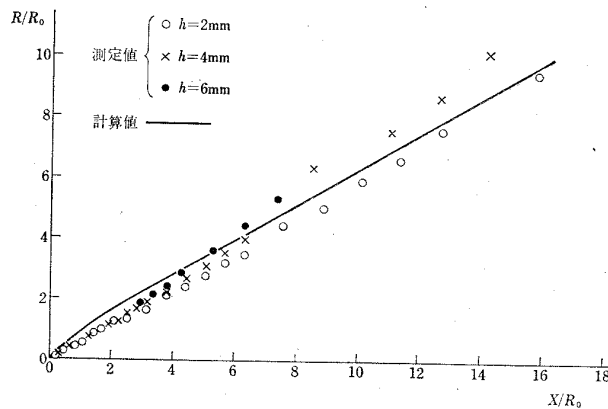


図7 二次元障害物による衝撃波の半径  $R$   
(衝撃波の上流側発生点を  $X$  の原点とする)

円柱状障害物の直径( $d$ )	12 mm
直方体二次元障害物の幅( $S$ )	12 mm
障害物の先端と気流とのなす角( $\alpha$ ) (図5参照)	$0^\circ \sim 35^\circ$
貯気槽の圧力( $P_0$ )	$7.3 \pm 0.1 \text{ kg/cm}^2$
障害物設置位置の乱れの無い気流のマッハ数	2.56
ノズル内壁圧測定用穴の直径	0.3 mm
ノズル内壁圧測定用穴の間隔	20 mm
円柱状障害物および二次元障害物のノズル内の高さ $h$ をそれぞれ変えてシュリーレン写真により衝撃波の形状を測定した。図6および図7に半径 $R$ の無次元化した値を示す。実線は(2)および(3)式で計算した計算値であり実験値に近い値を示している。この計算では気流のマッハ数は一定であるとして、障害物の設置位置における乱れの無い気流のマッハ数 $M=2.56$ を用いた。(5)式に示すごとく $R_0$ は $h$ の関数であり、図6および図7を $R$ および $X$ で書き換えると、 $R_0$ が大きいほどすなわち $h$ が大きいほど $R$ の立上りの傾斜は大きくなり強い衝撃波が発生することがわかる。円柱状障害物および二次元障害物による衝撃波のシュリーレン写真を、それぞれ図8・1~8・4 および図9・1~9・4に示す。	

衝撃波の反射点に関しては図6に示すごとく障害物が円柱状の場合には計算によっても正確に求められるが、二次元障害物の場合にはやや実験値と計算値との差がある、これは図8・1~8・4に示すごとく円柱棒による衝撃波が bow shock であるのに対して、二次元障害物による衝撃波は図9・1~9・4に示すごとく oblique shock であることにより計算上に幾分差が生じることによるものと思われる。

次に二次元障害物による衝撃波の反射点附近における内壁圧の圧力分布は図10・1に示すように障害物近傍上流のノズルの内壁圧は高いが、対向面上の衝撃波の反射点より下流側においても、また高い圧力分布があることを示している。また図10・2は  $h=8$  で  $\alpha$  を変化させた場合であるが、反射点より下流側の内壁圧に大きな影響を与えている。この影響は  $h=12$  の場合についても同様の傾向にある。このように二次元ノズル模型で示されるごとく、強い衝撃波を反射させ対向面の広い範囲にわたり内壁圧を高めれば、図2に示すごとく障害物を設置したノズル壁面から対向面の方向  $n$  に側分力を発生させることができる。

### 3. 燃 焼 実 験

#### 3.1 側分力の測定

前章では二次元ノズル模型の風洞試験による衝撃波の形状および圧力分布の測定結果にもとづき、ノズル内の反射衝撃波による側分力の発生を定性的に述べた。ロケットエンジンの側分力をさらに定量的に調べるために当所の推力 1t 多分力測定用たて型テストスタンドを用いて、ノズル内に直径12 mmの円柱状耐熱合金をノズル壁から突出した直径114 mmの小型固体ロケットエンジンの側分力を測定した。図11は実験に使用したロケットエンジンのノズル断面図であり、エンジンおよびノズルの諸元は次のとおりである。

##### エンジン諸元

平均燃焼圧力( $P_c$ )	$80 \text{ kg/cm}^2$
平均推力( $F_m$ )	420 kg
総推力( $I_t$ )	$1,480 \text{ kg}\cdot\text{s}$
比推力( $I_{sp}$ )	218. s
燃焼時間( $t$ )	3.5 s

##### ノズル諸元

スロート直径( $d_t$ )	20.7 mm
ノズル出口直径( $d_0$ )	58.85 mm
スロートからノズル出口までの長さ( $l_0$ )	145.7 mm
ノズル開角( $\theta$ )	約 $15^\circ$
ノズル材料	S25C
円柱状障害物のノズル内の高さ( $h$ )	3~9 mm
円柱状障害物の直径( $d$ )	12 mm
スロート断面積 $A_t$ と障害物の位置におけるノズル断面積 $A_l$ との面積比( $\epsilon$ )	3.20, 3.66, 4.15 4.68, 5.23

$\epsilon$ ,  $l$  およびスロート半径  $d_t/2$  との関係式は

$$\epsilon = \frac{4(d_t/2 + l \tan \theta)^2}{(d_t)^2}, \quad (\tan \theta = 0.12989) \text{ である。}$$

図12・1は実験結果を示すものであり、主推力  $F$  に対する側分力  $F_s$  の百分比を縦軸にとり障害物の高さ  $h$  を横軸にとった。この図から分かることは横座標軸の近傍を除けば  $h$  と  $F_s$  との間には一応直線性があることである。また、 $h$  をパラメータとして  $F_s$  と  $\epsilon$  の関係を図に表わせれば図12・2のごとくなり、 $\epsilon$  が小さい場合と大きい場合とでは  $F_s$  の方向が逆方向になることを示している。また  $\epsilon$  が小さく、すなわち障害物の位置がスロート側に近い場合には側分力  $F_s$  の値は大きく、 $\epsilon$  が大きくすなわち障害物の位置がノズル出口側に近い場合には、前者に比べて側分力  $F_s$  の値が

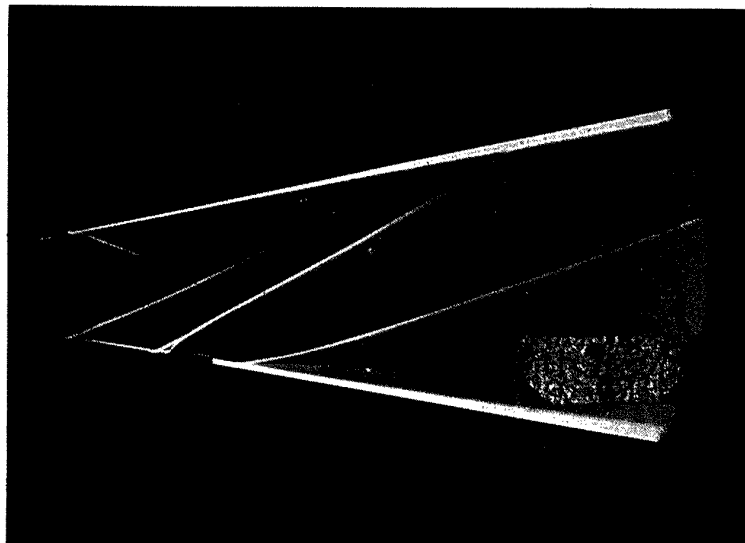


図 8.1  $h=2, \alpha=0$

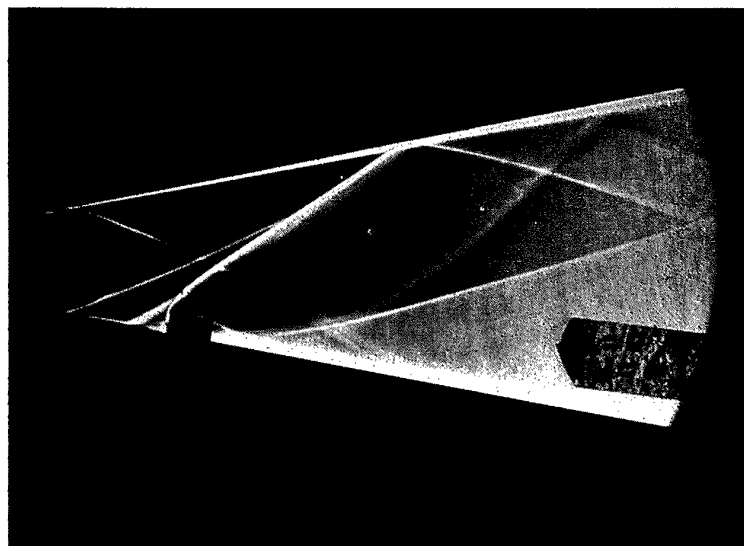


図 8.2  $h=6, \alpha=0$

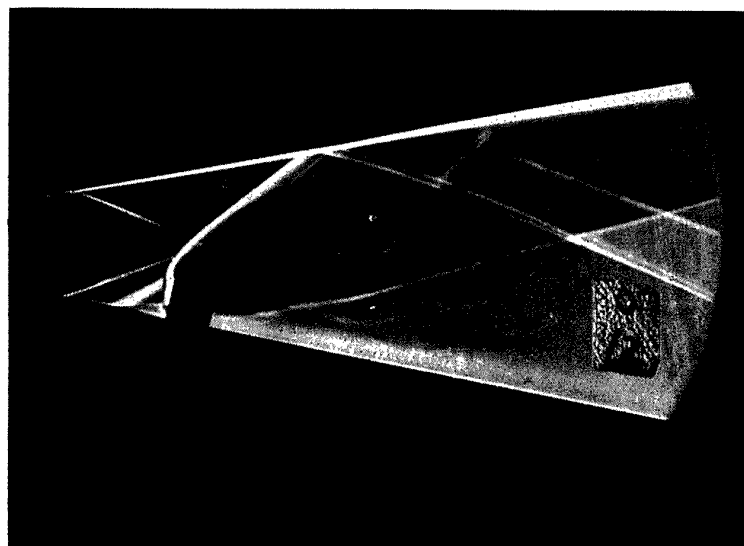


図 8.3  $h=12, \alpha=0$

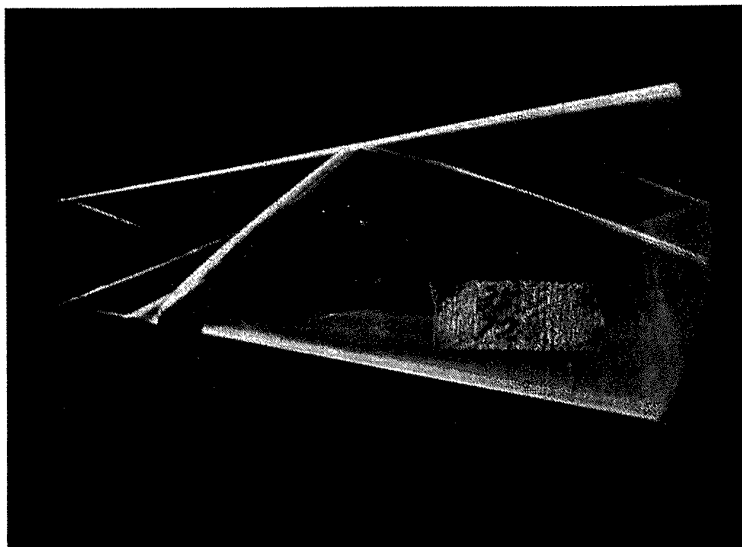


図 8・4  $h=12, \alpha=35$

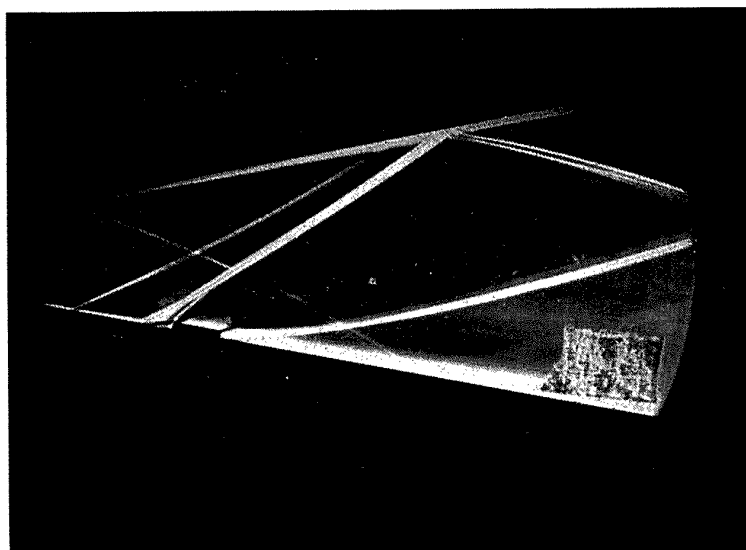


図 9・1  $h=2, \alpha=0$

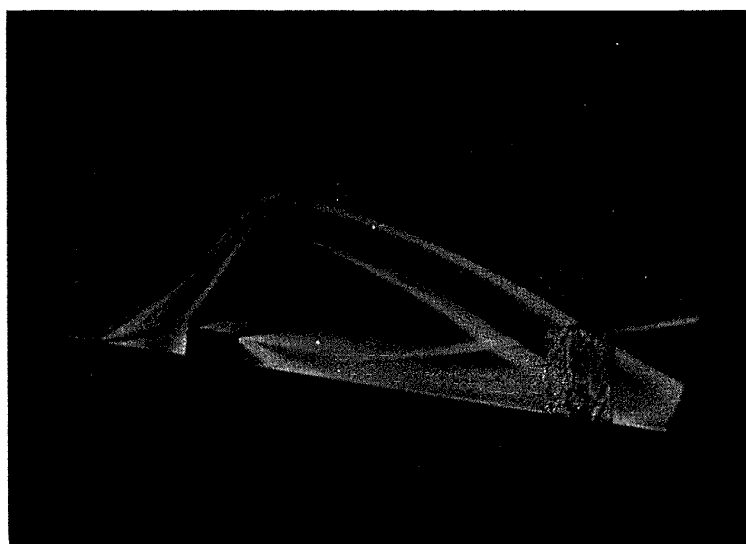


図 9・2  $h=8, \alpha=0$



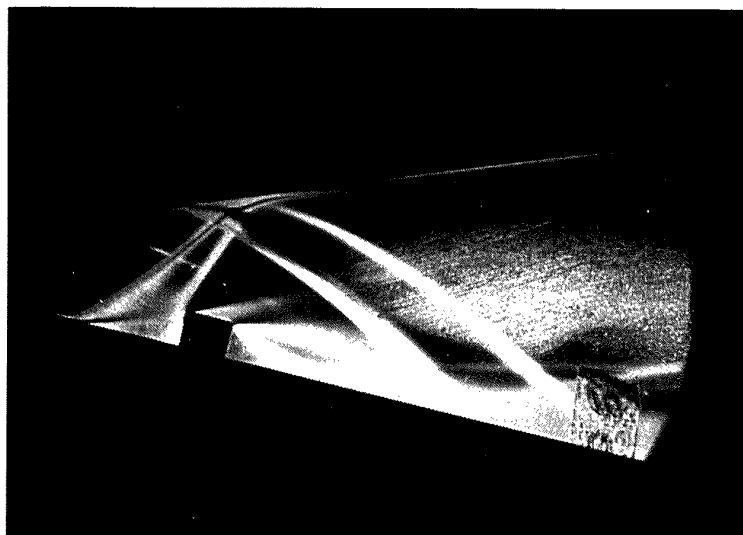


図 9・3  $h=10, \alpha=0$

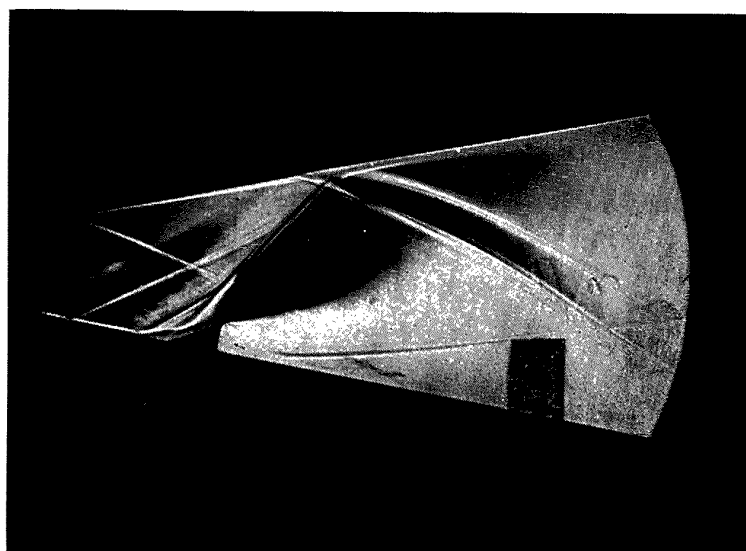


図 9・4  $h=8, \alpha=30$

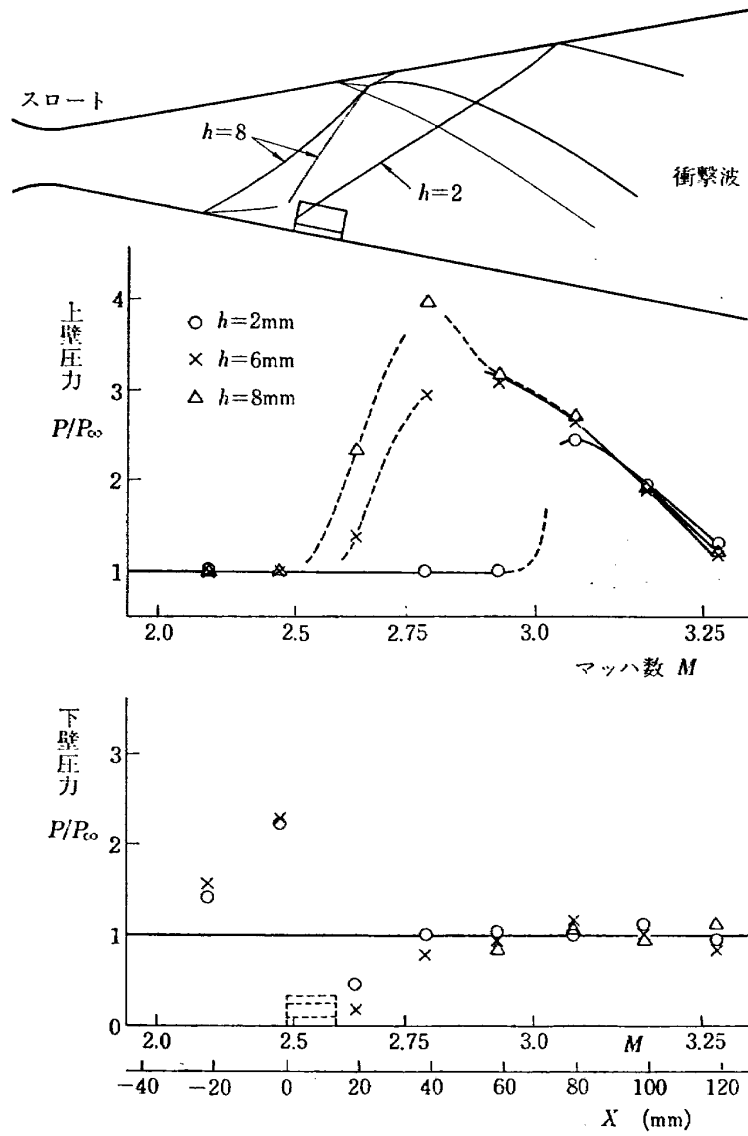


図 10・1 直方体二次元障害物を用いた二次元ノズル内の圧力分布

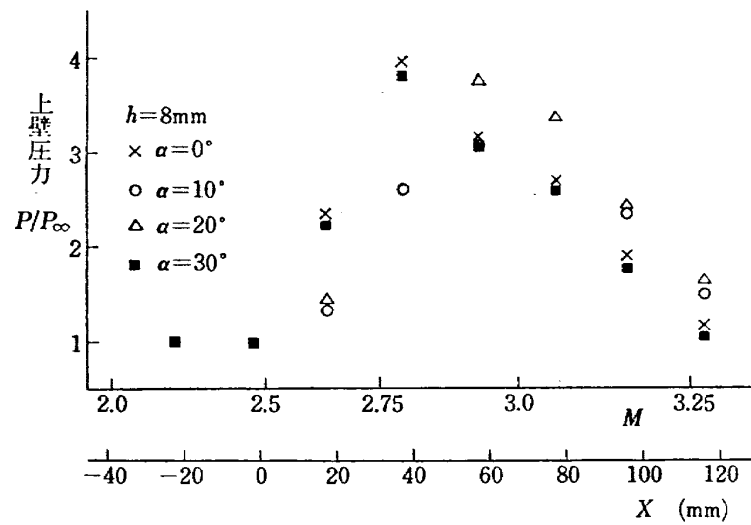


図 10・2 二次元障害物の先端が角度  $\alpha$  を有する場合に衝撃波の反射するノズル壁面側の圧力分布 ( $\alpha=0^\circ \sim 35^\circ$ )

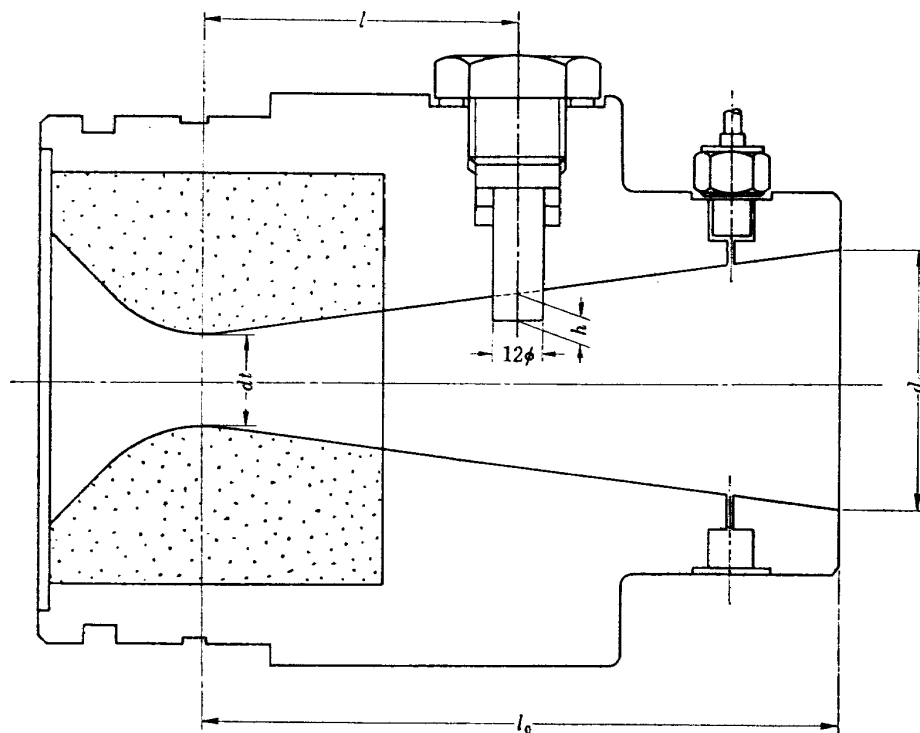


図 11 114φ 固体ロケットエンジンのノズル断面

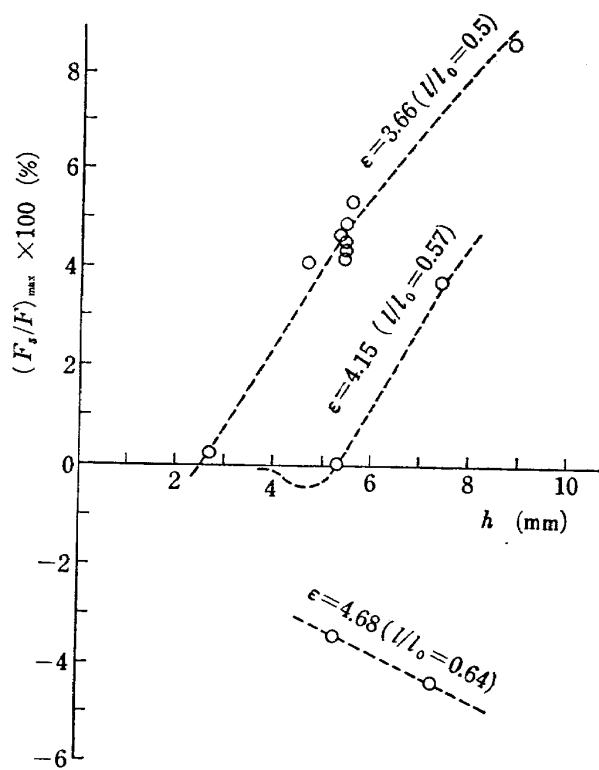


図 12.1 燃焼実験による側分力の測定値

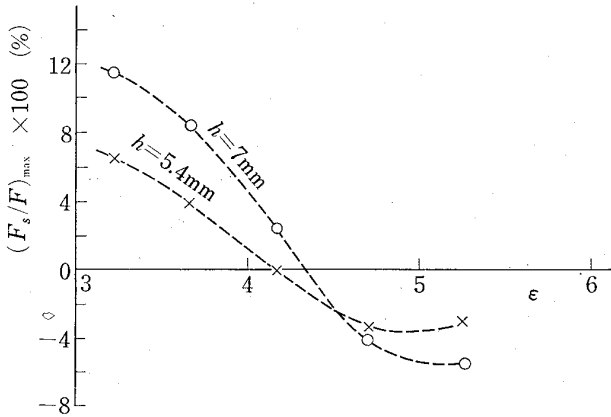


図 12・2 ε によって変化する側分力  $F_s$

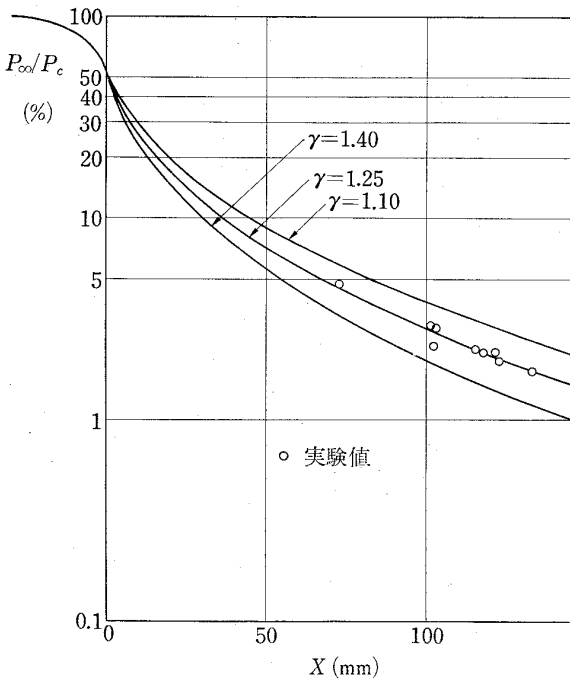
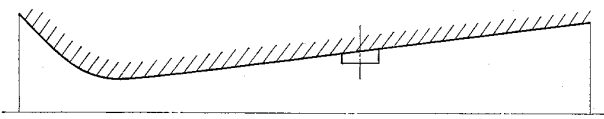


図 13 圧力 分布

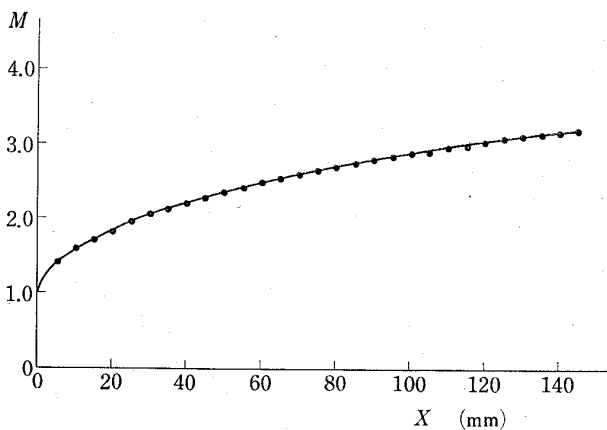


図 14 ノズル内のマッハ数

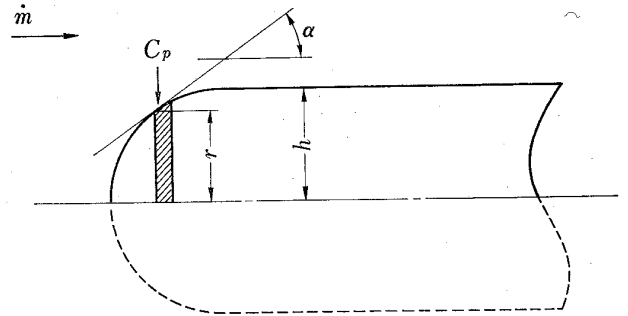


図 15 気流に平行な円柱状障害物

小さいことを示している。また、この図から  $F_s$  が 0 になる  $\epsilon$  の値が定められたパラメータ  $h$  についてそれぞれ存在することが分かる。

3.2 衝撃波の半径および側分力の計算

ロケットノズル内の障害物によって発生する衝撃波の形状および圧力分布を厳密に計算することは非常に困難である。ここでの計算は実験結果を定性的に検討するためのものである。

燃焼ガスの比熱比はガスの組成および温度によって変化するもので、ノズル内におけるガスの比熱比は正確には求め難い。しかしながらノズル内で比熱比は一定である（すなわち組成および温度の変動によって変化しない）と考え、比熱比の値を実験的に求めて計算に用いている。

燃焼ガスの比熱比  $\gamma$  を 1.10, 1.25 および 1.40 として、燃焼室圧力の測定値  $80 \text{ kg/cm}^2$  を用いて気流の乱れないノズル内の圧力分布  $P_0$  を計算すると図13に示すように、 $\gamma=1.25$  の圧力曲線は測定値とよく一致する。このことから  $\gamma=1.25$  としてノズル内の燃焼ガスのマッハ数、圧力および衝撃波の半径を計算しても差支えない。図14に上記の  $\gamma=1.25$  の値を用いたノズル内のマッハ数の計算値を示す。なほ  $\gamma=1.25$  として桜井の計算<sup>5),6)</sup> によって  $J_0$  および  $\lambda_1$  を求めると、 $J_0 = 1.27$ ,  $\lambda_1 = -2.03$  となり、 $R_0$  の値が与えられれば (3)式から半径  $R$  が計算できる。Zukoski<sup>10)</sup> の計算によれば、気流に平行な球形の頭部を有する円柱状物体 (図15参照) の抵抗  $D$  は次式で表わされる。

$$D = (\pi/8) M_\infty^2 \gamma_\infty C_p^* dh P_\infty \quad (6)$$

ただし  $C_p^*$  は垂直衝撃波の後の激点圧に関する圧力係数、 $\infty$  は乱れない気流のマッハ数、比熱比および圧力を表わす添字。

ノズル内の障害物を半円柱状の前縁を有する気流に平行な細長い物体と考えると (6)式と同様に  $D$  を求め

ることができる。

$$D = 1/3 M_{\infty}^2 \gamma_{\infty} C_p^* h d P_{\infty} \quad (6')$$

衝撃波の後側の圧力分布の式は、半径  $R$  の式と同様に  $(C/U)^2$  の級数で表わされ、第2項まで表わせば

$$P = P_{\infty} (U/C)^2 \{g^{(0)} + (C/U)^2 g^{(1)}\}^* \quad (7)$$

である。 $g^{(0)}$  および  $g^{(1)}$  は  $r/R$  ( $0 \leq r \leq R$ ) のみの関数であり、また(1)式から分かるように  $(C/U)^2$  は  $R$  のみの関数であるから、(7)式は衝撃波の形状によって定まる圧力分布関数である。 $P_{\infty}$  はノズル内の位置によって異なり、ノズル軸上の任意の位置  $X$  における静圧を  $P_x$  とすると(7)式は次式で表わされる。

$$P = P_x (U/C)^2 \{g^{(0)} + (C/U)^2 g^{(1)}\} \quad (8)$$

図16に示すノズル内壁の圧力  $P(x, z)$  および  $P_s(z)$  の  $n$  成分について積分すれば側分力  $F_s$  が求まる。

$$F_s = \int_{z_l}^{z_{l_0}} \left\{ \int_{-\theta_0}^{\theta_0} P(x, z) \cos \theta r_n(z) d\theta + \int_{\theta_0}^{2\pi - \theta_0} P_s(z) \cos \theta r_n(z) d\theta \right\} dz \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \text{ただし、} \quad r &= \sqrt{r_n^2 + r_0^2 - 2r_n r_0 \cos \theta} \\ r_n &= d_l/2 + z \tan(\theta_n/2) \\ x &= r/R \end{aligned}$$

であり、 $R$  は(3)式によって計算される。積分間隔を  $\Delta z = 1.0 \text{ mm}$ ,  $r_n \Delta \theta = 1.0 \text{ mm}$  にとって Simpson 則を用いて数値積分した。この計算は衝撃波が対向面に到達しない状態の計算であり、衝撃波がノズル壁面上のスロートから  $l$  の位置の一点から発生するとしたので、実際の衝撃波の発生位置との間には差があり、図17に示すごとく障害物の中心位置より  $e$  だけ上流側にずれているので  $F_s$  曲線は全体として左側にずれている。したがって  $F_s = 0$  の  $l/l_0$  の値も図12・2に示す実験値に比べ左側にずれている。 $e$  の値は後に述べる衝撃波の半径  $R$  の測定方法によって実験的に求めることができる。付図1に  $e$  の測定値を示す。付図1の  $e$  の値で  $\varepsilon$  を補正し、 $F_s/F$  と  $\varepsilon$  の関係を図18に示した。

### 3.3 衝撃波の半径の測定と圧力分布

推進薬、ノズル壁の材料および厚さなどによっては、ロケットエンジンのノズル内に強い衝撃波を発生させると、燃焼実験の一兩日後にノズル内壁面に衝撃波の痕跡が明瞭に表われる。(この原因は衝撃波面の前後

におけるノズル内壁面の酸化の違いによるものと思われる。) 図19はその写真であり、図20・1~20・3はその測定図である。この痕跡は熱的に不連続な境界上に生じ、その位置は衝撃波と内壁面との交線の近傍でありほとんど一致するので、この痕跡を測定して衝撃波の半径を計算することにする。

図21に示す  $r_0$  と  $r_n$  とのなす角  $\theta$  は痕跡の測定値から求まり、直ちに衝撃波の半径  $R$  が計算される。

図22に痕跡から計算した半径  $R$  を示す、 $\varepsilon$  の値が小さい場合には、当然のこととして衝撃波の対向面での反射位置がスロート側に移動している。実線は(3)式によって計算した理論値であり、実験値とはほぼ一致する。理論計算による衝撃波の形状は図17に示すごとく衝撃波の発生位置を  $e \text{ mm}$  ずらして実験値と同一位置にした。

実験に使用した小型ロケットエンジンでは、内壁圧の測定点を多くすることは困難でありノズル内壁の全面にわたる圧力分布を測定することはできないので、障害物の中心軸と交るノズル内壁面の母線上およびその軸対称の母線上に圧力取出口を数点配置し抵抗線歪型圧力計で圧力を測定した。図23は  $\varepsilon = 3.66$ ,  $h = 5.3 \text{ mm}$  の場合の圧力分布であり、衝撃波の反射後の内壁圧が急激に増加している。したがってノズル内壁上の反射位置がスロート側に近づき反射後の圧力の高い領域が増大すれば側分力  $F_s$  は  $n$  方向に大きな力を発生するようになる。

次に衝撃波が対向面まで到達し反射するまでの区間におけるノズル断面の円周上の圧力分布とその積分値  $\Delta F_s$  の計算値を図24に示す。この図からわかるように、衝撃波が対向面に近づくにつれて対向面側の圧力は高くなり円周上の圧力ベクトルの積分は  $n$  方向の力となり、 $\varepsilon$  が小さく衝撃波が強いほど  $n$  方向の力は大きくなる。

以上のことからわかることは、ノズル内の障害物による衝撃波によって  $n$  方向に発生する側分力は、衝撃波の反射後の内壁圧の増大に加えて図24に示すごとく反射前のしかし十分に反射点まで近づいた位置におけるノズル断面の円周上の圧力ベクトルの積分値が  $n$  方向の力になることによる。図12・2に示す実験結果および図18の計算値に示すように障害物がノズル出口に近く衝撃波がノズル内で反射しない状態の  $F_s$  については  $\varepsilon$  が十分大きな値から小さくなるに従って、 $F_s$  の  $-n$  方向の値が大きくなり、最高値に達した後小さくなる、この現象は図24で示される圧力分布の影響によ

\*  $g^{(0)}$  および  $g^{(1)}$  の計算は付録1に示す。

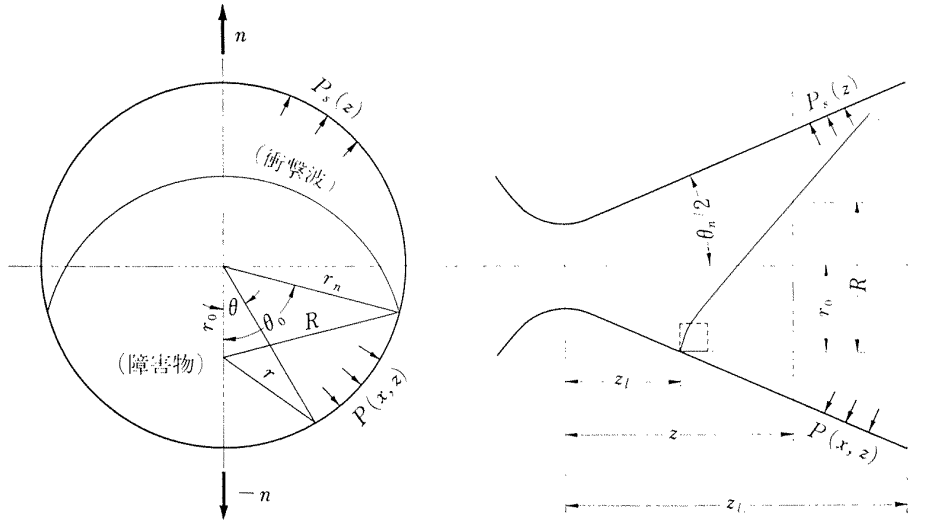


図 16 ノズル内壁の圧力分布  $P_s(z)$ ,  $P(x, z)$

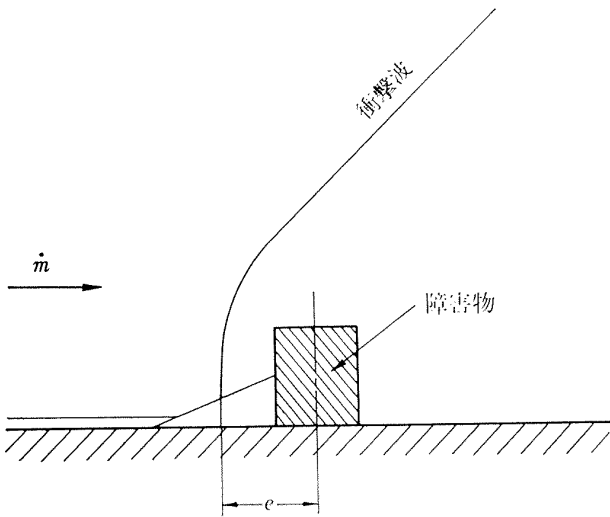


図 17 障害物と衝撃波の間隔  $e$

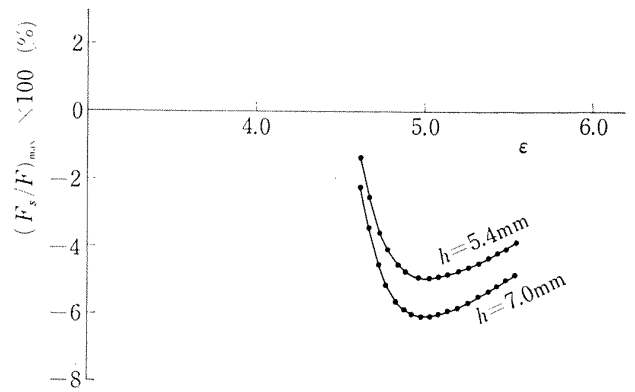


図 18 衝撃波が反射しない  $\epsilon$  の範囲における側分力の計算値 ( $F=420\text{kg}$ )

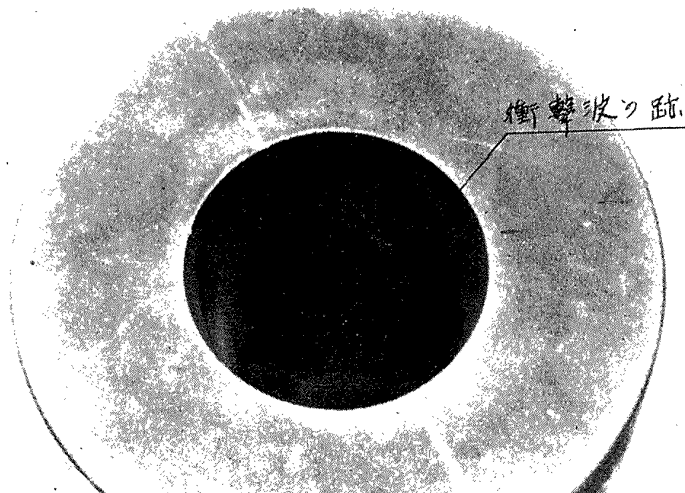
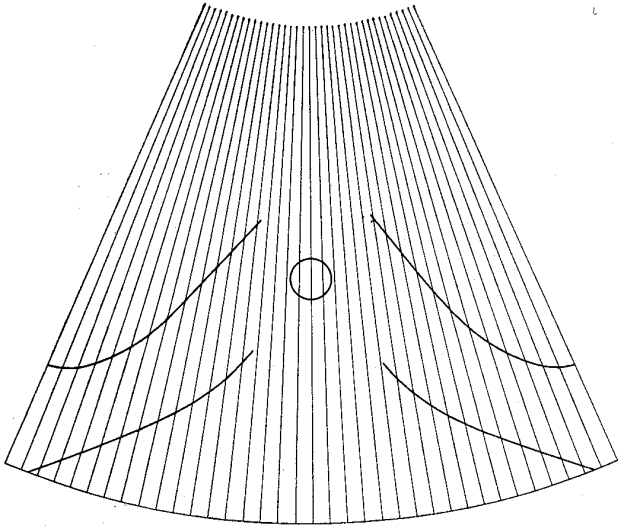
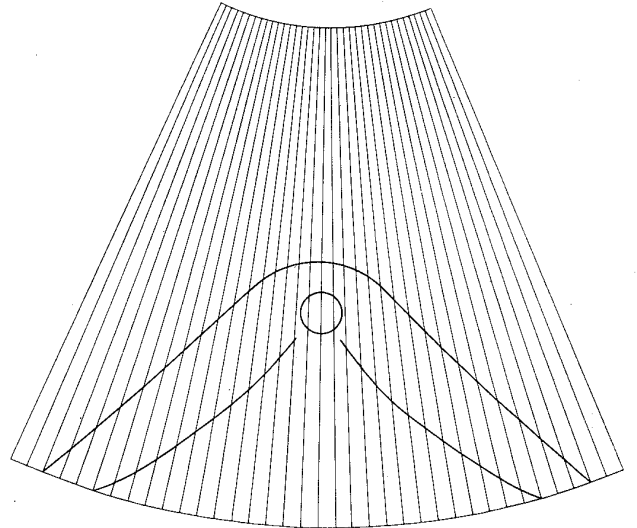


図 19 衝撃波の跡



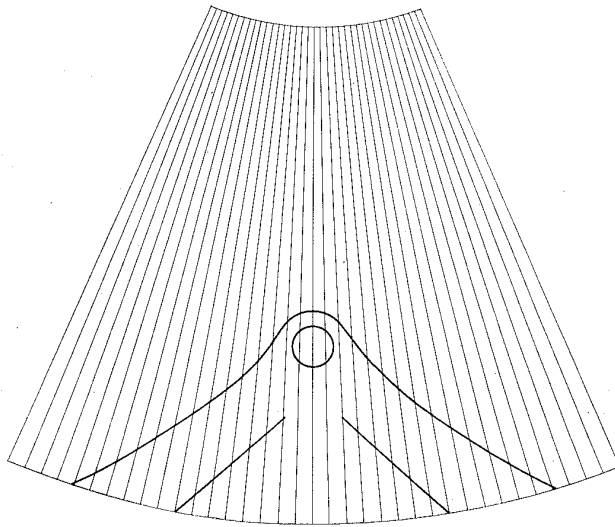
$\epsilon=3.66 (l/l_0=0.50), h=5.4\text{mm}$

図 20.1 ノズル内壁面の衝撃波の跡



$\epsilon=4.15 (l/l_0=0.57), h=5.5\text{mm}$

図 20.2 ノズル内壁面の衝撃波の跡



$\epsilon=4.68 (l/l_0=0.64), h=7.0\text{mm}$

図 20.3 ノズル内壁面の衝撃波の跡

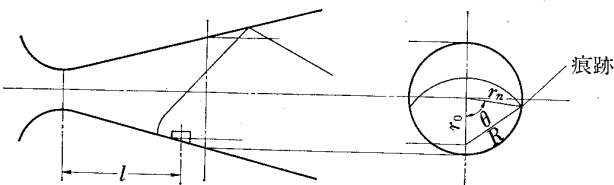


図 21 衝撃波の痕跡と半径

× 実験値  
— 理論値

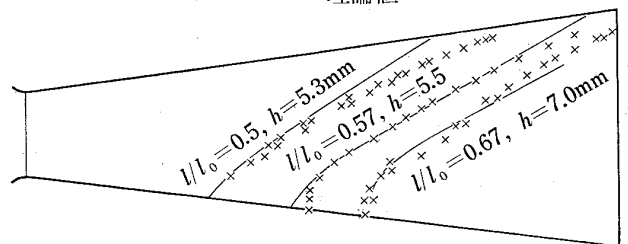


図 22 衝撃波の半径 R

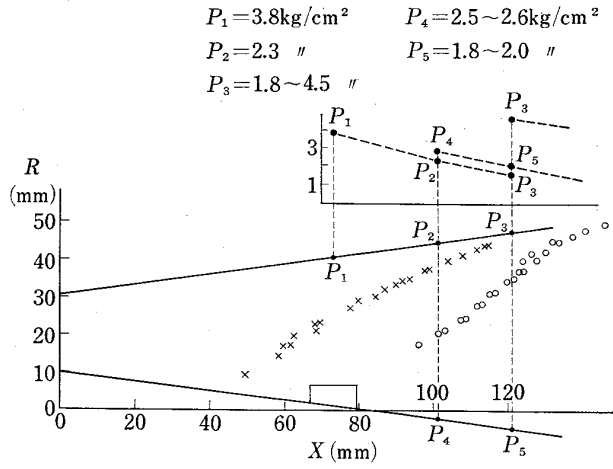


図 23 内壁圧測定値  $\epsilon = 3.7$  ( $l/l_0 = 0.5$ ),  $h = 5.3 \text{ mm}$

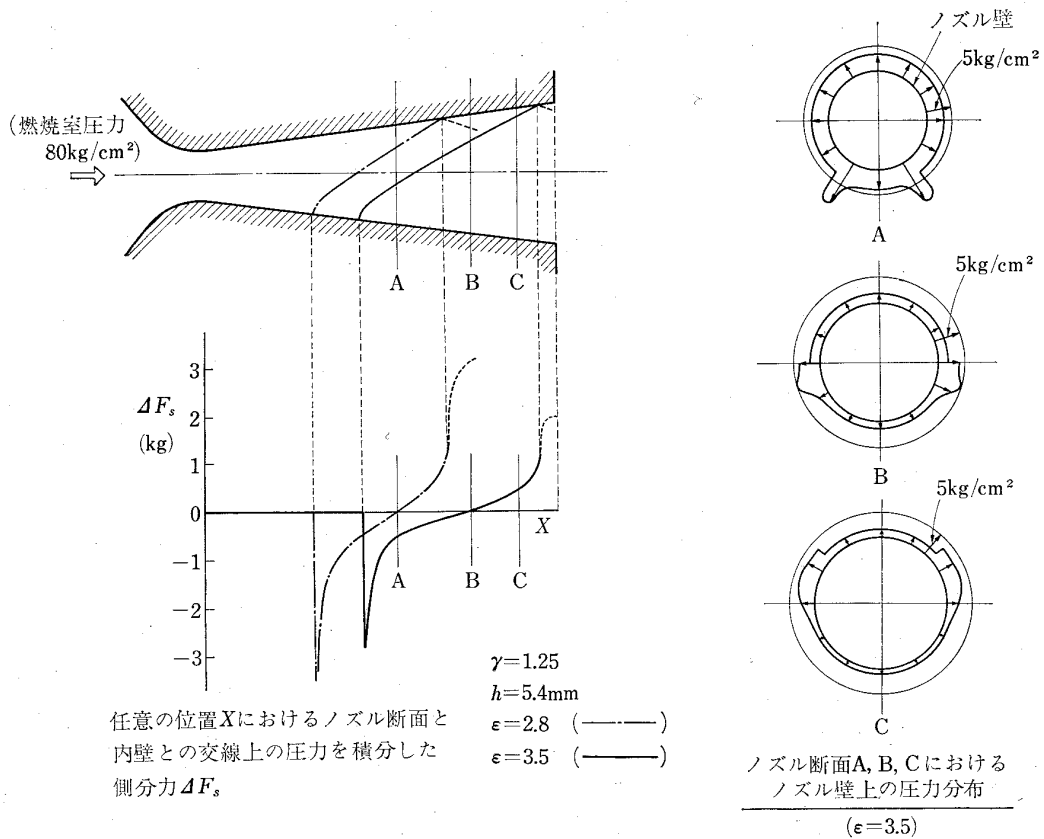


図 24 X 軸上における側分力  $\Delta F_s$  の分布およびノズル断面上の圧力分布



るものである。

### 3.4 障害物の材料

安定した強い衝撃波を発生させるためには、障害物の溶融および破損による変形は好ましくない。しかしながらロケットエンジンのノズル内の障害物の上流側に生じる激点の温度は約  $3,000^{\circ}\text{C}$  にも達し、障害物の損耗の程度は大きく、普通の金属では数秒間の燃焼で原形を残さないほどである。また超音速気流中の抵抗は大きく、高温における材料の強度も小さくはならない。このような条件のもとで、ノズル内の障害物として使用できる耐熱材料を調べるために、数種類の耐熱合金<sup>11)</sup>を選び試験を行なった。ロケットエンジンは側分力の測定に使用したものと同一エンジンである。

試験材料の化学組成および溶融点を表1に示す。

表2に試験結果を示す。 $\Delta V$ は障害物がノズル内の燃焼ガス中にさらされたことにより損耗した体積であり、 $h$  および  $\Delta h$  は図26に示すごとくノズル内の障害物の高さおよび燃焼試験後の障害物の上流側の高さ  $h$  の変化量である。表2からは、タングステン<sup>12)</sup>の損耗の程度が非常によく、次に CM-554 が良いことがわかる。図27は燃焼時間と共に障害物の先端が損耗し変形する過程を側分力で表わした図である。側分力  $F_s$  と主推力  $F$  との比を縦軸に、燃焼時間を横軸にとった。この図から側分力の大きさは障害物の先端の形状によ

って変わり図26に示す角度  $\alpha$  および  $\Delta h$  が一定の値になった時に最大値を示すものであると推定できる。すなわち図27の各曲線の最大値を示す点ではそれぞれの障害物の先端の角度  $\alpha$  および  $\Delta h$  は大体同じ値であると考えられる。以上のことから図27の曲線の最大値の位置が縦軸に近い場合には障害物の損耗の速度が速く、縦軸から離れている場合には損耗の速度が遅いと考えられる。したがって図27から S-816C は損耗の速度が速いが CM-554 は遅いことがわかる。

超音速かつ高温の気流中における損耗、強度、熱衝撃、熱伝導率、熱容量など総合的に考慮すれば<sup>12), 13)</sup>、タングステン<sup>12)</sup>は強度および熱衝撃の点に問題があるが、融点が高く損耗し難い利点がある。また CM-554 については Cr の融点が  $1875^{\circ}\text{C}$  であり耐酸化性を有する金属の中では最高の融点を持ち、 $1,000^{\circ}\text{C}$  におけるクリープ強度も高い。以上のことから十分とはいえないがタングステンおよび CM-554 はノズルの障害物の材料として使用することができる。図28に実験後の障害物の写真を、図29に実験後のノズルの写真を示す。

## 4. 側分力の周波数特性

### 4.1 装置

障害物をノズル内に周期的に出し入れした場合、側分力の応答速度はノズルの形状によって異なるが、一般にその速度は速く<sup>14)</sup>低周波数領域における周波数特

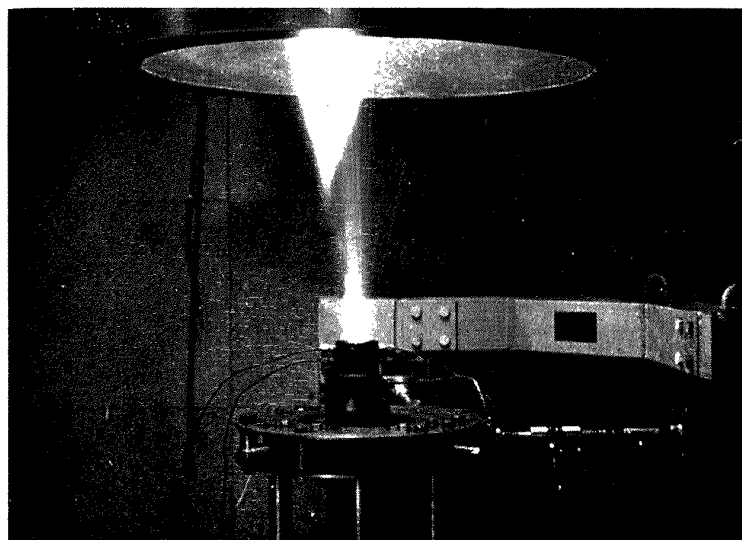


図 25 燃焼実験  $\varepsilon=3.20$  ( $l/l_0=0.43$ ),  $h=7.1$

表 1 試験材料の化学組成 (%)

試 験 材 料	$F_e$	$C_r$	$N_i$	$C_o$	$M_o$	$W$	$C_o$	$C$	$T_i$	$A_i$	$N$	溶融点 °C	比 重
$F_e$ 基 SUS 27	Bal	18	8	—	—	—	—	0.06	—	—	—	650~800	7.89
$F_e$ 基 S25C	Bal	—	—	—	—	—	—	0.25	—	—	—	650~800	7.85
$F_e$ 基 SEH5	Bal	25	20	—	—	—	—	0.2	—	—	—	1396~1404	7.86
$F_e$ 基 N-155	Bal	20	20	20	3	2.5	1	0.12	—	—	0.12	1274~1357	8.21
$C_r$ 基 CM-554	25	Bal	—	—	15	—	—	—	2	—	—	1580~1648	7.85
$C_o$ 基 S-816 C	3	20	20	Bal	4	4	4	0.4	—	—	—	1307~1343	8.55
$N_i$ 基 Nimonic 90	—	20	Bal	18	—	—	—	—	2	1.5	—	1384~1400	8.22
$C$ 基 グラファイト G-113	—	—	—	—	—	—	—	Bal	—	—	—	3,500	2.25
$W$ 基 タングスチン	—	—	—	—	—	99	—	—	—	—	—	3,410	18.9

表 2 耐熱材の試験結果

試験材料	$h$ (mm)	$\Delta h$ (mm)	$\Delta V$ (cm <sup>3</sup> )
SUS 27	4.6	4.1	
S25 C	5.7	5.4	0.270
SEH5	5.4	5.0	0.240
N-155	5.4	5.0	0.242
CM-554	5.3	4.5	0.179
S-816C	5.4	4.9	0.323
Nimonic 90	5.4	4.7	0.238
グラファイト G-113	5.4	破損	破損
タンダステン	5.4	0	0

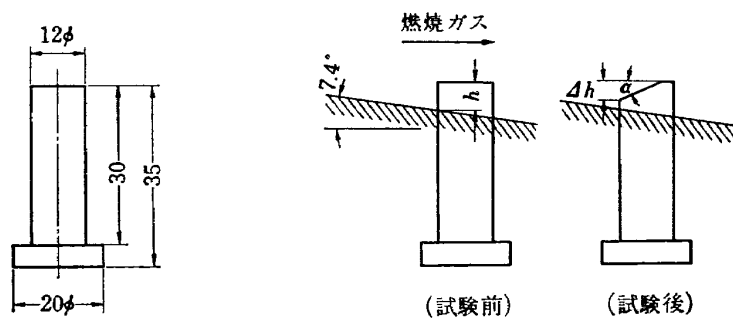


図 26 障害物

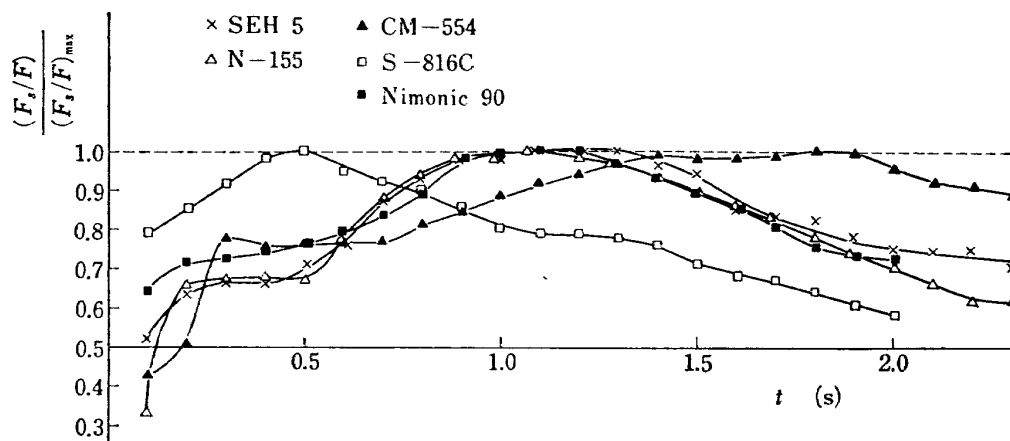


図 27 側分力の経過曲線

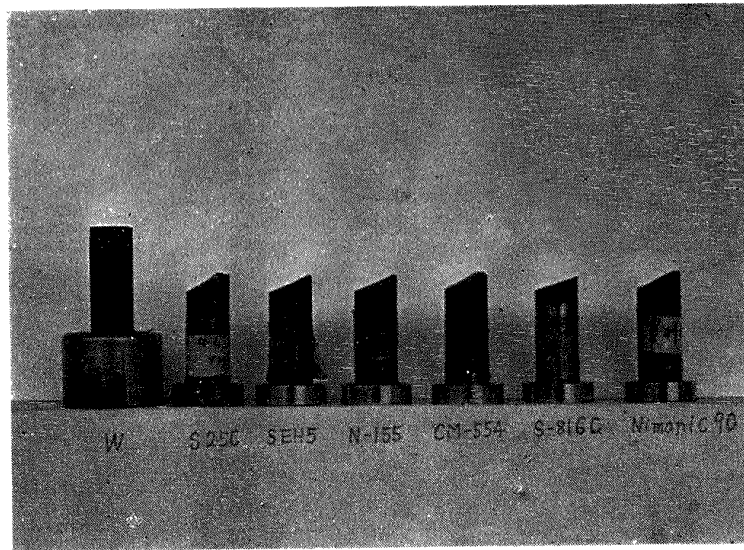


図 28 燃焼実験後の障害物

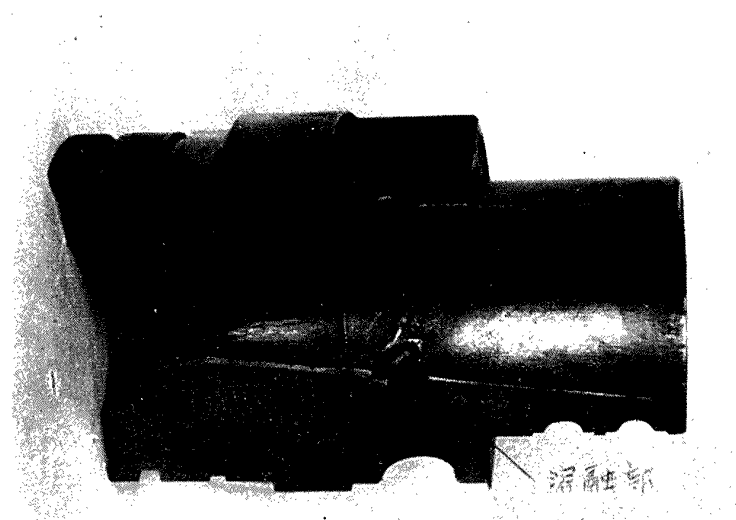


図 29 障害物にタングステンを用いた場合のノズル壁の溶解

性には大きな変化がないと考えられる。このことを確かめるために、障害物の高さ  $h$  を周期的に変える装置を有するノズルを試作し、このノズルを用いたロケットエンジンの燃焼実験により側分力の周波数特性を調べた。図30はノズルおよび障害物の作動装置の断面図である。ロケットエンジンおよび障害物作動装置の諸元は次の通りである。

## エンジン諸元

平均燃焼圧力 ( $P_c$ )	70 kg/cm <sup>2</sup>
平均推力 ( $F_m$ )	370 kg
燃焼時間 ( $t$ )	4 s

## 障害物作動装置諸元

駆動用低速電動機 (1)	AC 25W 135 rpm
駆動用低速電動機 (2)	AC 45W 60~ 5000 rpm
円柱状障害物の直径 ( $d$ )	12 mm
$h$ の最大値 (振幅) ( $h_0$ )	7.0~7.1 mm
障害物の材料	タングステン (W 99%)
周波数	1.4~13.5 cps.
側分力と主推力との比	$F_s/F$ 8%

なおこの実験に使用したノズルおよび障害物作動装置を正常に作動させるためには数回の改良を必要とした。改良された主なる点は次のとおりである。

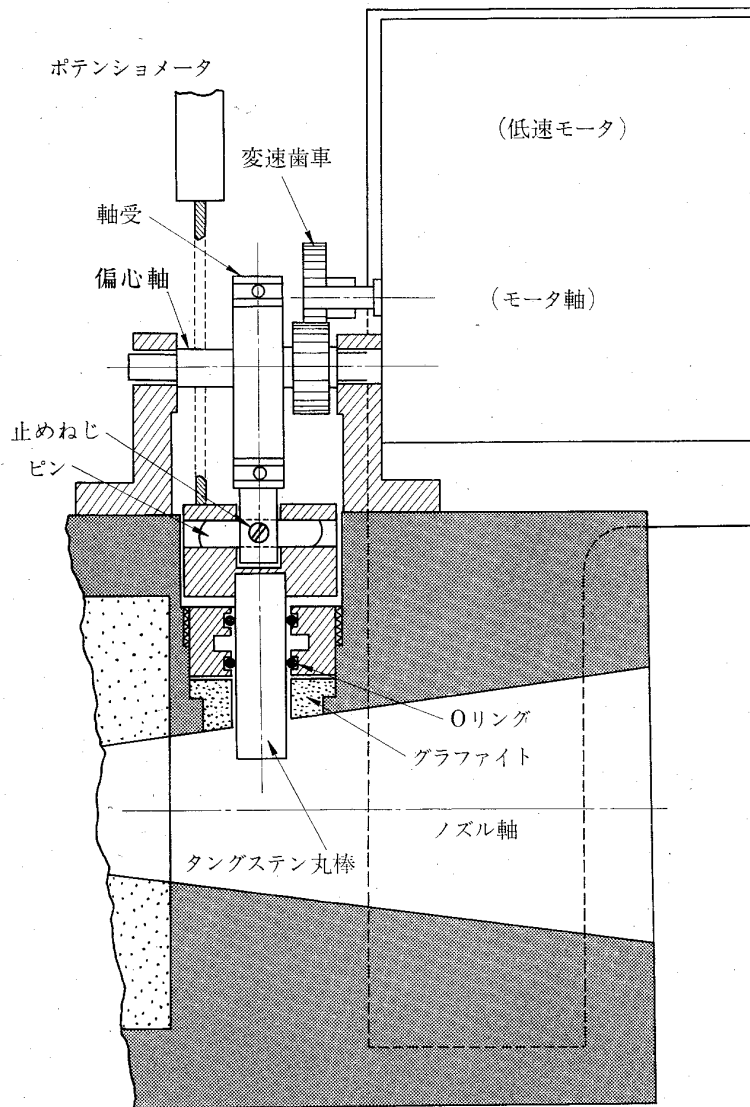


図 30 ノズルおよび障害物作動装置

- 1) ノズルおよび障害物間のガス漏れ防止に O リングを二重に用いその間に油およびグリスを満した。
- 2) ノズル壁の溶融防止および磨擦抵抗の減少のために障害物回りのノズル壁をグラファイトにした。
- 3) 推進薬の成分を過塩素酸アンモニウム 85%, ポリブタジェン 15% これに低燃速剤を加え燃焼ガスに着色して写真観測ができるようにした。

#### 4.2 測定結果

図31は  $\epsilon=3.7$ ,  $f=1.3$  cps における側分力の測定結果であり,  $h>4.3$  mm では  $h$  とともに  $F_s$  も増加しているが  $h<4.3$  mm では  $F_s$  は負の値であり  $h=0$  では  $F_s$  は 0 になっている。この説明のために  $\epsilon$ ,  $h$ ,  $F_s$  の関係を定性的に表わす曲線を図12・2から推定

すれば図32のようになる。この図について考えてみると,  $\epsilon=4.25$ ,  $h=9$  mm では  $F_s$  は正の値を示し,  $h$  が小さくなるに従って  $F_s$  も小さくなり  $h=7$  mm では  $F_s$  は負の値になる。さらに  $h$  が小さくなると  $F_s$  は 0 になり図31の曲線の特性和一致する。また  $\epsilon$  の値が小さいほど  $F_s$  の負側の絶対値の最大値は小さくなる。以上のことから  $\epsilon$  の値を小さくすれば,  $F_s$  が負になるのを防ぐことができる。

$\epsilon$  の値を 3.2 とした場合の実験結果を図33-1~33-4に示す,  $\epsilon=3.7$  の場合に比較して  $F_s$  の負の値が 0 になっていることが図33・4からわかる。図34は周波数範囲 1.4~13.5 cps における  $F_s$  の周波数特性であり, スタンド特性および計測器のフィルタ特性曲線を用いて  $F_s$  の測定値を補正したものである。図 34 に示すごとく  $F_s$  のゲインはほぼ一定であり,  $h$  に対する  $F_s$  の

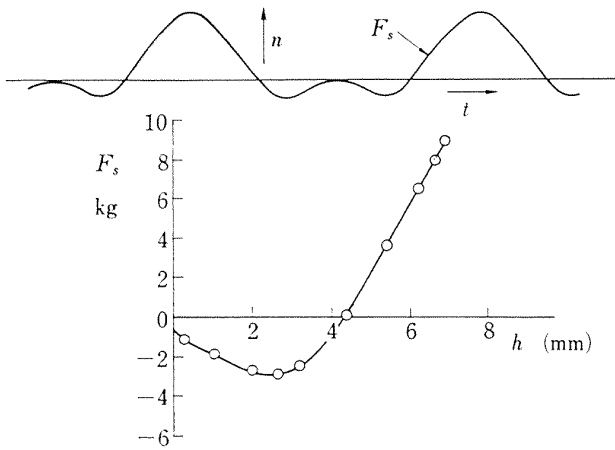


図 31 側分力の測定値 ( $\epsilon=3.7, f=1.3$  cps)

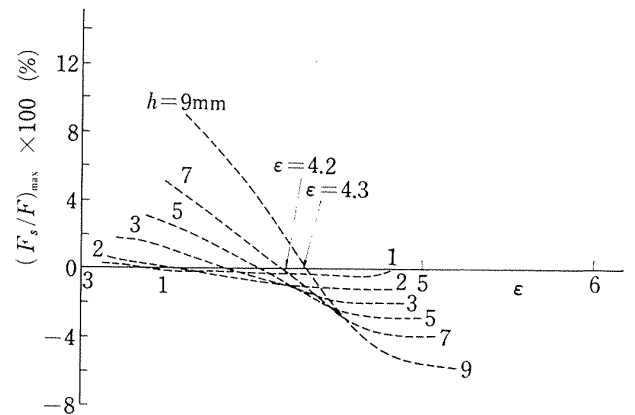


図 32 側分力の定性的な特性曲線

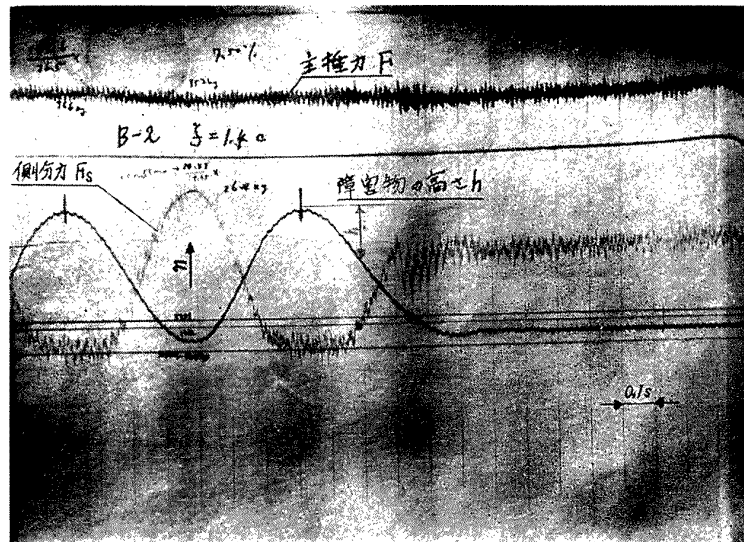


図 33.1 電磁オシログラフによる側分力の記録  
 $\epsilon=3.2, f=1.4$  cps,  $h_0=7.0$  mm

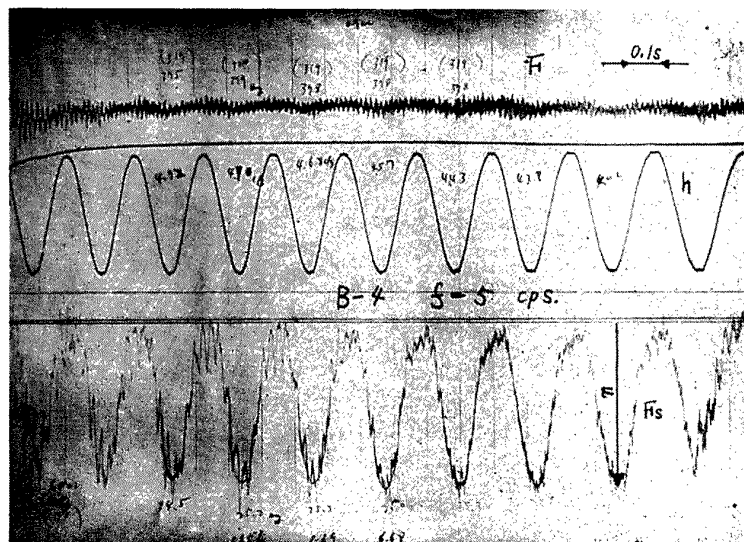


図 33.2  $\epsilon=3.2, f=5.0$  cps,  $h_0=7.0$  mm

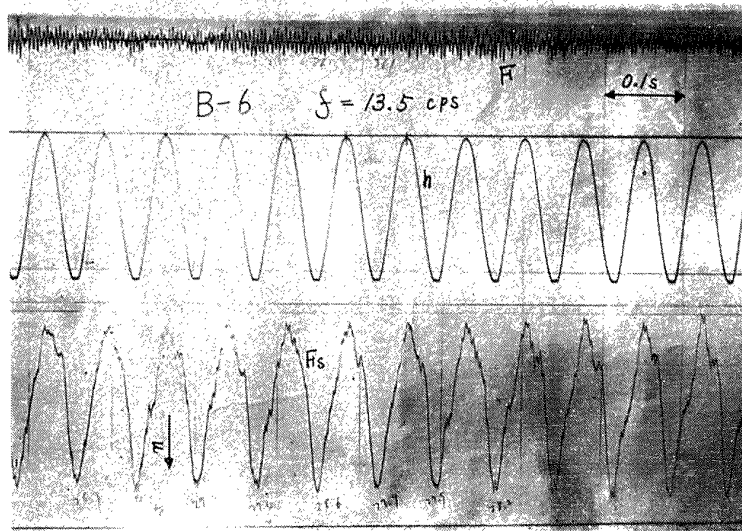


図 33.3  $\varepsilon=3.2$ ,  $f=13.5 \text{ cps}$ ,  $h_0=7.0 \text{ mm}$

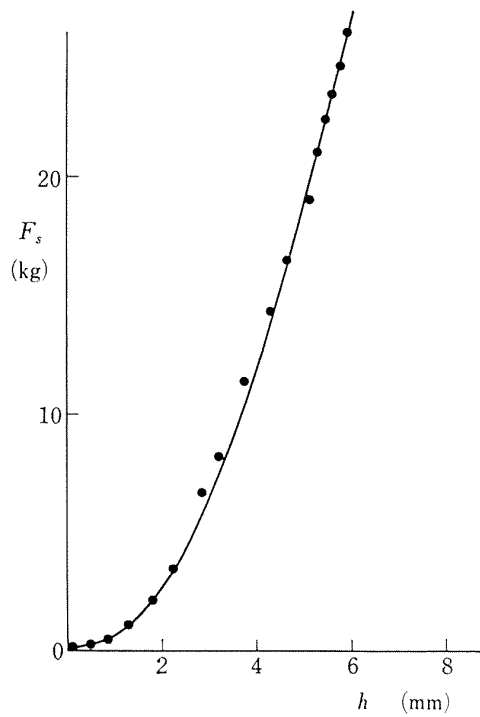


図 33.4 側分力の測定値 ( $\varepsilon=3.2$ ,  $f=1.4 \text{ cps}$ )

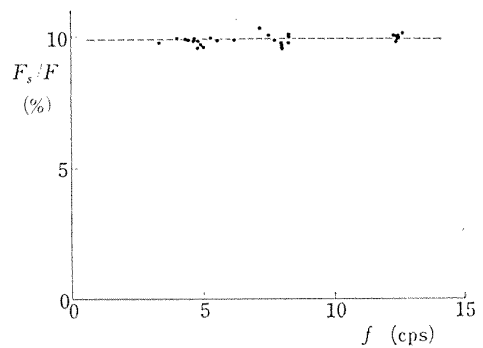


図 34 側分力の周波数特性

位相遅れば図33に示すごとく測定誤差の範囲内である。

## む す び

ノズル内の障害物によるロケットエンジンの側分力発生機構を調べるために二次元ノズル模型による風洞試験および小型ロケットエンジンを用いた燃焼実験およびこれらの解析をした。その結果から次のことがわかった。障害物を設置したノズル面から対向面の方向  $n$  に発生する側分力は、衝撃波の反射点の上流側において、しかも反射点に近い位置におけるノズル断面の円周上の圧力の積分が  $n$  方向の力になることと、反射点以後のノズル内壁圧の増加によるものである。また衝撃波を十分に対向面まで到達させかつ反射させることによって側分力を発生させるこの方法は、発生する側分力が安定であると同時に主推力に対する側分力の比は13%以上にすることができて、二次噴射などに比べて大きな側分力を得ることができる。衝撃波の形状については、ノズル内の衝撃波の反射点および半径  $R$  をノズル内壁に残された衝撃波の痕跡から計算した結果は理論値と良く一致する。さらに側分力の周波数特性の測定結果は、推力方向制御の適用周波数範囲において良好な特性を示している。

以上一連の実験および解析により、反射波による側分力発生機構を調べたが、さらに精度の高い解析と測定技術、特に高い周波数領域における側分力の周波数特性、耐熱材料および障害物およびその周りのノズル壁の冷却および潤滑方法など今後の問題として漸次解決されていかなければならない。

終わりに、本研究の計画および実行にあたり終始ご指導下さった宇宙開発推進本部黒田泰弘総括開発官、当所の空力第二部河崎俊夫室長および谷 喬室長に深く感謝の意を表す。

## 付 録 1

爆破によって発生する平面状、円筒状および球面状の衝撃波の状態について  $P$ ,  $u$ ,  $\rho$  をそれぞれ衝撃波の後側の圧力、気流の速度、および密度とし、 $P_\infty$  および  $\rho_\infty$  を衝撃波による乱れのない気流の圧力および密度とすると、 $P$ ,  $u$ ,  $\rho$ ,  $R$  に関して桜井の計算の概要は次のようになる。

$$u = U \{f^{(0)} + (C/U)^2 f^{(1)}\} \quad (1)$$

$$P = P_\infty (U/C)^2 \{g^{(0)} + (C/U)^2 g^{(1)}\} \quad (2)$$

$$\rho = \rho_\infty \{h^{(0)} + (C/U)^2 h^{(1)}\} \quad (3)$$

$$(C/U)^2 (R_0/R)^{\alpha+1} = J_0 \{1 + \lambda_1 (C/U)^2\} \quad (4)$$

添字  $x$  を  $x$  による偏微分の記号とすると、 $f^{(0)}$ ,  $g^{(0)}$ ,  $h^{(0)}$  および  $J_0$  を求める式は、

$$h_x^{(0)}/h^{(0)} = (f_x^{(0)} + \alpha f^{(0)}/x) / (x - f^{(0)}) \quad (5)$$

$$g_x^{(0)}/g^{(0)} = (\gamma f_x^{(0)} + \alpha \gamma f^{(0)}/x - \alpha - 1) / (x - f^{(0)}) \quad (6)$$

$$f_x^{(0)} = \left( \frac{\gamma+1}{\gamma} - \frac{\alpha f^{(0)}}{x} + \frac{\alpha+1}{2} D f^{(0)} \right) / \{1 - (x - f^{(0)}) D\} \quad (7)$$

$$D_x/D = \left\{ \alpha + 2 - \gamma f_x^{(0)} - \frac{\alpha(\gamma+1)}{x} f^{(0)} \right\} / (x - f^{(0)}) \quad (8)$$

$$D = h^{(0)} (x - f^{(0)}) / g^{(0)} \quad (9)$$

初期値は

$$f^{(0)}(1) = 2/(\gamma+1), \quad D(1) = (\gamma+1)/2\gamma \quad (10)$$

であり(7)式および(8)式の数値積分により  $f^{(0)}$  および  $f_x^{(0)}$  は求まる。次に(5)式および(6)式から  $g^{(0)}$  および  $h^{(0)}$  が求まる。

$J_0$  については、

$$J_0 = \int_0^1 \left( \gamma/2 h^{(0)} \cdot f^{(0)2} + \frac{1}{\gamma-1} g^{(0)} \right) x^\alpha dx \quad (11)$$

次に  $f^{(1)}$ ,  $g^{(1)}$ ,  $h^{(1)}$  および  $\lambda_1$  を求めるために

$$f^{(1)} = (x - f^{(0)}) \varphi, \quad g^{(1)} = g^{(0)} \varphi, \quad h^{(1)} = h^{(0)} \chi$$

$$\varphi = \varphi_1 + \lambda_1 \varphi_2, \quad \psi = \psi_1 + \lambda_1 \psi_2, \quad \chi = \chi_1 + \lambda_1 \chi_2 \quad \text{とすると}$$

$$\psi_{1x} = P_1 \varphi_1 + P_2 \psi_1 + P_3 \quad (12)$$

$$\varphi_{1x} = \psi_{1x}/\gamma + P_5 \{(\gamma-1) \varphi_1 + \psi_1\} \quad (13)$$

$$\psi_{2x} = P_1 \varphi_2 + P_2 \psi_2 + P_4 \quad (14)$$

$$\varphi_{2x} = \psi_{2x}/\gamma + P_6 \{(\gamma-1) \varphi_2 + \psi_2 - 1\} \quad (15)$$

ただし

$$P_1 = -\frac{D}{1 - (x - f^{(0)}) D} \left\{ 2\gamma f_x^{(0)} + \frac{\alpha-1}{2} \gamma + \frac{\gamma}{2\gamma-1} \left( f_x^{(0)} + \frac{\alpha+1}{2} \frac{f^{(0)}}{x - f^{(0)}} \right) + (\alpha+1)(\gamma-1) \right\}$$

$$P_2 = \frac{D}{1 - (x - f^{(0)}) D} \left\{ \gamma \frac{3-2\gamma}{2\gamma-1} \left( f_x^{(0)} + \frac{\alpha+1}{2} \cdot \frac{f^{(0)}}{x - f^{(0)}} \right) - \alpha - 1 \right\}$$



$$P_3 = -\frac{D}{1-(x-f^{(0)})D} \frac{3\gamma-1}{2\gamma-1} \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left( f_x^{(0)} + \frac{\alpha+1}{2} \frac{f^{(0)}}{x-f^{(0)}} \right) \times \exp \left( \int_1^x \frac{\alpha+1}{x-f^{(0)}} dx \right)$$

$$P_4 = \frac{D}{1-(x-f^{(0)})D} \left[ \frac{-2\gamma}{2\gamma-1} \left( f_x^{(0)} + \frac{\alpha+1}{2} \frac{f^{(0)}}{x-f^{(0)}} \right) \left\{ 1 - \exp \left( \int_1^x \frac{\alpha+1}{x-f^{(0)}} dx \right) \right\} + \frac{\alpha+1}{2} \frac{\gamma f^{(0)}}{x-f^{(0)}} + \alpha+1 \right]$$

$$P_5 = -\frac{\alpha+1}{\gamma(x-f^{(0)})}$$

初期値として,  $\varphi_1(1) = -2/(\gamma-1)$ ,  $\psi_1(1) = -(\gamma-1)/2\gamma$ ,  $\chi_1(1) = -2/(\gamma-1)$ ,  $\varphi_2(1) = \psi_2(1) = \chi_2(1) = 0$  および(7), (8)で求められた  $f^{(0)}$ ,  $f_x^{(0)}$  を用いて(12), (13), (14), (15)を数値分積し  $\psi_1$ ,  $\psi_2$ ,  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  を求める。さらに  $\lambda_1$  は次式から求まる。

$$\lambda_1 = \{I_1 - 1/(\gamma-1)(\alpha+1)\} / (J_0 - I_2) \quad (16)$$

ここで

$$I_1 = \int_0^1 \left\{ \gamma f^{(0)}(x-f^{(0)}) h^{(0)} \varphi_1 + \frac{g^{(0)}}{\gamma-1} \psi_1 + \frac{\gamma}{2} f^{(0)2} h^{(0)} \chi_1 \right\} x^\alpha dx$$

$$I_2 = \int_0^1 \left\{ \gamma f^{(0)}(x-f^{(0)}) h^{(0)} \varphi_2 + \frac{g^{(0)}}{\gamma-1} \psi_2 + \frac{\gamma}{2} f^{(0)2} h^{(0)} \chi_2 \right\} x^\alpha dx$$

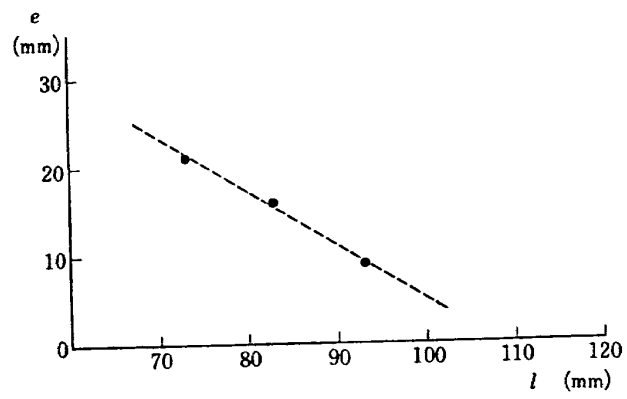
ただし  $\alpha = 1$

## 文 献

- 1) Henry Tao-Sze Hsia, Howard S. Seifert, and Krishnamurty Karamcheti; Shocks Induced by Secondary Fluid Injection, J. Spacecraft Vol. 2, No. 1 67-72 (Jan.-Feb. 1965).
- 2) James E. Broadwell; Analysis of the Fluid Mechanics of Secondary Injection for Thrust

Vector Control, J. AIAA Vol. 1, No. 5 1067-1075 (May 1963).

- 3) Krishnamurty Karamcheti and Henry Tao-Sze Hsia; Integral Approach to an Approximate Analysis of Thrust Vector Control by Secondary Injection, J. AIAA Vol. 1, No. 11 2538-2544 (Nov. 1963).
- 4) G. I. Taylor; The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion I. Theoretical discussion, Proc. Roy. Soc. Vol. 201, A. 159-174 (March 1950).
- 5) Sakurai A.; On the Propagation and Structure of the Blast Wave, 1, J. Phys. Soc. Japan Vol. 8, No. 5 (Sep.-Oct. 1953).
- 6) Sakurai A.; On the Propagation and Structure of a Blast Wave II, J. Phys. Soc. Japan Vol. 9, No. 2, (Mar.-Apr. 1954).
- 7) L. Lee and T. Kubota; Inviscid Hypersonic Flow Over Blunt-Nosed Slender Bodies, J. Aeronautical Sci. 195-202 (Mar. 1957).
- 8) D. M. Sykes; The Supersonic and Low-Speed Flows past Circular Cylinders of Finite Length Supported at One End, J. Fluid Mech. 12(1961).
- 9) 河崎俊夫, 岡部祐二郎, 尾形吉和, 安藤 尚; 吹出式超音速風洞のノズルの予備実験, NAL TR-26 航空宇宙技術研究所 (1962).
- 10) E. E. Zukoski and F. W. Spaid; Secondary Injection of Gases into a Supersonic Flow, J. AIAA Vol. 2, No. 10, 1689-1696 (Oct. 1964).
- 11) 依田連平; 耐熱合金と高融点金属材料, 工業と製品 No. 8 48~58 (Dec. 1963).
- 12) G. A. Etemad; Oxidation and Mechanical Performance of Tungsten at High Temperatures and High Pressures, J. AIAA Vol. 4, No. 9, 1543-1548 (Sep. 1966).
- 13) J. E. White; Development of Oxidation Resistant Tungsten-Base Alloys, J. AIAA Vol. 4, No. 2 307-312 (Feb. 1966).
- 14) Thomas Daniel Butler; Numerical Calculations of the Transient Loading of Blunt Obstacles by Shocks in Air, J. AIAA Vol. 4, No. 3 460-467 (Mar. 1966).



付図 1 燃焼実験による  $e$  の測定値

TM-135	歪ゲージの自己加熱による歪ドリフト	1968年5月	小川 敏一, 遠藤 修司
TM-136	“NAL-16・31” および “NAL-25・31” 二段ロケット結合部の曲げ剛性試験	1968年5月	中井 暎一, 飯田宗四郎 高木 俊朗, 安藤 泰勝 菊地 孝男
TM-137	ロケットの三次元の運動の方程式および HITAC 5020 による軌道計算のための プログラム	1968年5月	毛利 浩
TM-138	片持板の振動解析に関する考察	1968年6月	埴 武敏, 越出 慎一 林 洋一
TM-139	薄板構造の疲れき裂伝ば実験	1968年6月	竹内 和之, 野原 利雄 飯田宗四郎
TM-140	二次元スラットおよびスロテッドフ ラップの実験的研究 (II)	1968年7月	犬丸 矩夫, 北村 清美
TM-141	超音速二次元翼列予備実験風洞につい て	1968年7月	近藤 博, 坂口 一晋 八山 優, 高森 晋
TM-142	二次元スラットおよびスロテッドフ ラップの実験的研究 (III)	1968年7月	犬丸 矩夫, 高橋 侔
TM-143	端面一体巻きフィラメント・ワインデ ィング容器の静圧強度および疲れ強 度	1968年8月	竹中 幸彦, 朝田 洋雄 野口 義男
TM-144	真ひずみ計の試作	1968年8月	竹中 幸彦, 朝田 洋雄 野口 義男
TM-145	スピンを伴うロケットの運動を計算す るプログラム	1968年8月	戸川 隼人, 石黒登美子 山本 浩道
TM-146	双発STOL機の飛行試験 (実用運用包囲線および離着陸特性)	1968年8月	幸尾 治朗, 岡 遠一 塚野 雄吉, 鎌田 幸男 小野 孝次
TM-147	浮動振子型加速度計の試作	1968年9月	大月 正男, 鈴木 孝雄 円居 繁治
TM-148	吹出しフラップ翼の高揚力特性	1968年9月	小橋安次郎, 宮沢 政文 西 武徳
TM-149	NAL-16-TR ロケットの研究試作	1968年10月	ロケット性能研究室
TM-150	リフトジェット VTOL 機の着陸にお ける水平方向の減速について	1968年11月	西村 博史
TM-151	フラッタ解析法の再検討 (フラッタ解析法の研究 その1)	1968年12月	市川 輝雄

注：欠番は配布先を限定したもの

## 航空宇宙技術研究所資料152号

昭和44年1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 一誠社総合印刷株式会社  
東京都武蔵野市御殿山1-6-10

