ただし

$$\alpha = 10^{-2} \times 2.730, \beta = 10^{-2} \times 2.026$$

(50) を (49) に代入して $dV/dc_1 = 0$ の関係を用いれば c_1 は容易に求めることができる。

$$c_1 = 78.08 a_1 \quad (51)$$

したがって

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sigma}{a_1} &= 16.69 \frac{\text{sh } \alpha(l-x)}{\text{ch } \alpha l} - 4.61 \frac{\text{sh } \beta(l-x)}{\text{ch } \beta l} \\ \frac{S}{a_1} &= 344.81 \frac{\text{sh } \alpha(l-x)}{\text{ch } \alpha l} + 7.57 \frac{\text{sh } \beta(l-x)}{\text{ch } \beta l} \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

5. 結 語

弾性、構造力学においては計算は極めて複雑なものとなって来るのが常である。したがって計算を簡単化することは一つの重要な課題である。この見地からす

ると本論のような方法はある程度有用なものと思われる。工学においては解の収斂性の証明はほとんどなされていないのが現状である。かつ構造力学における実験には精度を期待することが難しい場合が多い。このような場合本論にのべた方法を用いれば容易に解の精度を確認することができる。

結論を要約すると

- (1) 解に含まれている任意常数を極めて容易に求めることができる。
- (2) 解の精度を容易に評価することができる。

参 考 文 献

- 1) Reissner, E., Least Work Solutions of Shear Lag Problems, Jour. of the Aero. Sci., Vol. 8, No. 7, p. 284 1941/7

空 力 的 ジ ェ ッ ト ・ ノ ズ ル の 研 究*

Aerodynamic Nozzle

中 村 治 光**

Harumitsu NAKAMURA

Abstract

In order to obtain a perfect nozzle, which provides maximum thrust with a given expansion ratio, a new concept of nozzle design is presented.

Primary efflux from a convergent nozzle into the secondary flow atmosphere, and pressure distribution in the axial direction of the secondary flow, is arranged to give the primary flow the ideal wall pressure distribution of a perfect nozzle.

The secondary flow presents a cushioning action to the primary flow to prevent irregular expansion or shock waves, and provides a lubricating effect to reduce wall friction.

The secondary nozzle wall shape and the optimum secondary pressure are computed.

A similar idea has been utilized in the tail nozzle of the F-104 fighter in the form of a double convergent nozzle.

Experiments were conducted to investigate the flow by means of Schlieren pictures, and to measure the thrust of a model nozzle.

記 号

- A : 面積
 b : 混合層の厚み
 F : 推力
 F_G : 総推力

F_N : 正味推力

F_D : ラム抵抗

j : ジェット・ノズル部の状況 (サフィックス)

k : 比熱比 $= C_p / C_v$

M : マッハ数

m : 流量

o : 分岐点の状況 (サフィックス)

P : 圧力

P_0 : 全圧

P^* : 音速部の圧力

P_a : 外圧

p : 1次空気 (サフィックス)

ρ : 密度

s : 二次空気 (サフィックス)

V : 速度

V_a : 飛行速度

V_j : 噴出速度

$*$: 音速になった状態

1. 序

ジェット機が超音速になるに従ってエンジンへの空気取り入れ口における全圧が上昇し、ひいてはテール・パイプ内の排気全圧も上昇して飛行マッハ 2.0 では外圧の 10 倍にも達するので従来のような先細ノズルでは膨脹不足による損失が大きくなる。当然末広ノズ

* 昭和 36 年 8 月 29 日 原稿受理

** 防衛庁技術研究本部第三研究所

ルを使用すべきであるが、アフタ・バーナで再熱する場合、噴口面積を可変にするのに末広ノズルでは機構的に困難であるし、また全圧の変化に伴って膨脹比をかえるにはどの面積に対して出口面積を変化させる必要も起こってくる。

F104 戦闘機等には第1図に示すような二重の先細ノズルを組み合わせて一次ノズルの後に空気取り入れ口の空気を導いてこの付近の圧力を一次ののど圧より若干低い圧力に保つことにより一次空気の膨脹を制御し、この二次空気をクッションにつかて空力的に一次ノズルに末広流れを形成させ(第2図)末広ノズルと同じ効果を与えんとするものがあらわれた。

第2図 可変二重先細ノズル
(1) 不熱時
(2) 再熱時

本論文は末広ノズルの流れを解析して空力的にこれを実現するための二重ノズルの最良の形状を求めるとともに F104 に使用された二重先細ノズルの効果を評価して最適の調整諸元を求め、かつ、これらを模形による噴出実験により効果を確かめて将来の設計資料を得んとした。

2. ノズルの中の流れ

2.1 ノズル内の膨脹比と推力 第3図に示す如き普通の固体壁の末広ノズルについて膨脹比と推力の関係はつぎのようになる。

第3図 固体壁末広ノズル

$$F_N = F_G - F_D \quad (\text{正味推力})$$

$$\begin{cases} F_G = mV_j/g + (P_j - P_a)A_j & (\text{総推力}) \quad (1) \\ F_D = mV_a/g & (\text{ラム抵抗}) \quad (2) \end{cases}$$

$$\begin{cases} m = \rho^* a^* A^* & (\text{流量}) \end{cases}$$

(1) 式を無次元化するために両辺を A^*P_0 で割る。 P_0 はテール・パイプ内の全圧である。

$$\begin{aligned} \frac{F_G}{A^*P_0} &= \frac{\rho^* a^* A^*}{P_0 A^* g} V_j + \frac{P_j - P_a}{A^* P_0} A_j \\ &= k \frac{P^*}{P_0} M_j^* + \left(\frac{P_j}{P_0} - \frac{P_a}{P_0} \right) \frac{A_j}{A^*} \end{aligned}$$

ここに $P^*/P_0 = \{2/(k+1)\}^{k/(k-1)}$ となり、 $k=1.3$ (再熱時 $T=1350^\circ\text{C}$) とすれば

$$\therefore kP^*/P_0 = 0.70$$

これをグラフにしたものが第4図である。

第4図 末広ノズルの膨脹比と推力との関係

このカーブからわかることは

1) P_a/P_0 のいろいろの値に対して $P_j=P_a$ の時に最大推力を示す。つまりちょうど外圧までノズル内で膨脹が完了するようなノズルが推力最大である。

2) マッハ2.0で飛ぶジェット機は $P_a/P_0=0.1$ ぐらいである。第4図から最適ノズルは $M_j=2.15$ となる。また $M_a=2$ を(2)式にいれて

$$\frac{F_D}{A^*P_0} = \frac{mV_a}{A^*P_0 g} = \frac{\rho^* a^* A^*}{A^* P_0 g} V_a = k \frac{P^*}{P_0} \frac{a}{a^*} M_a = 0.516$$

となる。したがって次表を得る。

第1表

	先細ノズル	最適末広ノズル	利益(先細に對する%)
F_G/A^*P_0	1.146	1.240	0.094 (8.2)
F_N/A^*P_0	0.630	0.724	(14.9)

マッハ2.0においては先細ノズルに比して最適末広ノズルを使用すれば正味推力において15%の利益がある。

これは超音速機の如く機体の抗力曲線と推力曲線がほとんど重なり合っているものにおいては非常に大きな利益といわねばならない。

3) しかしもしこの末広比が固定であれば第4図か

らわかるように飛行機が低速で P_a/P_0 が大きいときには非常に損になる。($M_j=2.15$ より)

第 2 表

	$\frac{P_a}{P_0}$	$\frac{F_G}{A^*P_0}$	$\frac{F_D}{A^*P_0}$	$\frac{F_N}{A^*P_0}$	最適末広ノズル時の $\frac{F_G}{A^*P_0}$	F_G の損失
地上離陸時	0.4	0.65	0	0.65	0.85	23%

実際の場合はノズル内に剥離が起こって固定ノズルの膨脹比が低下するため推力の低下は 7% ぐらいですむ²⁾ のであるが剥離のために機体抵抗の増加があるからノズル内の剥離はさらに大きな損失となる。よって超音速機においては末広ノズルを採用すべきであるが出口膨脹比を可変にする必要がある。

2.2 完全ノズルと不完全ノズルの比較 膨脹比が P_0/P_a と合致してちょうど外圧まで膨脹し、しかも出口において流れが平行のものを完全ノズルといい、平行でないものを不完全という。不完全ノズルは例えば円錐ノズルの如く出口面積が一次元の A/A^* を満足していても流れが放射状になっていれば出口断面で圧力の分布が均一でなく出たあとで衝撃波を伴う。

完全ノズルと円錐ノズルの推力の比較を簡単のため二次元で特性曲線法³⁾によって計算して求めた。(第 5 図に圧力比 100 の場合の例を示す。特性曲線から壁圧分布を算出して軸方向の分力を壁面積について積分し二次元完全ノズルと 15° および 30° の直線壁ノズルについて比較した。)

全圧比 10 (F104 級) のもの ㉔ と 100 (ロケット)

第 5 図 特性線法による壁圧分布の比較 (圧力比 100 の場合)

のもの ㉕) について表示するとつぎの如くなる。

第 3 表

	㉔	㉕
出口マッハ数	2.15	3.6
完全ノズルと直線ノズルの推力比較	$\frac{F_{ND}-F_{ND'}}{F_{NC}}=0.4\%$	$\frac{F_{GD}-F_{GD'}}{F_{GD}}=2\%$

ただし、 N は正味、 G は総推力、 $'$ は直線ノズル、 C は先細、 D は末広を示す。(ただし $k=1.4$ とす) 分母はそれぞれターボジェットとロケットの実状に合うように選び、また直線ノズルは完全ノズルと長さの同じものについて比較した。

軸対称のものについては G. V. R. Rao⁴⁾ が計算を行っているが ㉔ の場合 0.5%, ㉕ の場合 2.3% の利益があるとしており、この計算と大体合っている。

しかし設計点よりも P_0/P_a が小さいときは完全ノズルにおいては剥離が起こりにくく損失も増すが空力的ノズルを用いればこの問題はなくなる。

2.3 二次元空力的完全ノズル 完全ノズルを空力的に形成する方法を考える。まず二次元の場合を第 6 図に示す如く一次の先細ノズルから噴出した場合二次

第 6 図 空力的ノズルの解析

静圧 P_a がのど圧 P^* より低い場合にはノズルのかど A. B. から Prandtl-Meyer の波を発生し膨脹が起こりマッハ 1 ののど部から広がって超音速流をつくる。この場合 f なる流線を考えると BI の間 (ゾーン ㉑ とす) は 3 本の膨脹波をくぐった流れであって圧力は一定であるが I から K の間で対岸から来た膨脹波に遭遇するためその都度圧力が低下しゾーン ㉒ では 6 本の膨脹波をくぐったわけで、ここで外気圧に等しくなれば膨脹が終わったことになる。この場合すべての膨脹波が一次流の界で圧縮波として反射しないためには二次空気の静圧を一次流の各ゾーンの壁圧に合わせて流してやる必要がある。これに反して二次空気の圧力が一定であれば自由噴出のノズルの如く圧縮波が反射して流線の再収縮が起こる。(第 7 図) 二次流の圧力分布を理想的に変化させるには二次流の通路面積をかえてやればよい。

第 8 図に $P_{0p}/P_a=5.55$ の場合の二次元の特性曲線と一次流の界を示し、その外に実験に用いた KL 型の

第7図 先細ノズルより大気に放出の場合の膨脹波(点線)と圧縮波(実線)

第8図 二次元空力的完全ノズルの形状

第9図 二次元完全ノズルの形状と二次空気流線

二次ノズルの形状を記入した。このKL型の形状の決定には二次流の出口マッハ数を $M_s=1$ として計算した。 (P_s/P_a) がゾーン①で1.9となる) また次章で述べる流れの混合を計算して (Keuthe⁵⁾の方法) 混合層の厚み b_1+b_2 を記入し、かつ二次流が一次流にみちづれされて吸収される量を修正して二次流の流れ線をきめた(第9図)。KLノズルには工作に容易な直線壁とし二次流線に沿うよう設計した。

2.4 軸対称空力的完全ノズル この場合は、特性曲線の計算が大変面倒で Prandtl-Meyer 波の他に流れが放射状にひろがることによって膨脹が起こる。まず一次ノズルのかどからいわれる核膨脹波⁴⁾が発生する。

第4表に示す如く膨脹波の膨脹角 ν の6種の場合について核膨脹波を計算した(第10

第4表

核膨脹波の膨脹角 ν	3.0°	5.0°	6.0°	7.0°	8.0°	8.5°
最終マッハ数 M	1.57	1.87	2.01	2.17	2.33	2.41
膨脹比 P_0/P_a	4.07	6.40	7.95	10.02	13.11	14.87
核膨脹波の記号(第10図)	S_1	S_5	S_7	S_9	S_{11}	S_{12}

第10図

図)。そしてそれぞれの最後の膨脹波が中心軸に交わった点のマッハ数が最終マッハ数となるからその点から下流にそのマッハ数のマッハ波を出し、この最終マッハ波と最終核膨脹波とから特性線の網目を自動計算機で計算して流れの界(第11図1~6)と界に沿うての圧力分布(壁圧分布)および軸上の圧力分布(軸圧分布)を求めた(第12図)。のど半径は実験に用いた20mmを基準にして計算したので流れの形は幾何学的に拡大出来る。

つぎの壁圧分布に合わせて二次流れを流した場合の二次流の外側の流れ線を第13図に示す。この場合一次ノズルの外側で $M_s=0.2$ としたが一次流の圧力の低下とともに二次流も $P_{0p}/P_a=4.5$ 以上の場合には一次ノズルから30~40mmの付近で音速をこすようになる。 $M_s=0.03$ とした場合を $P_{0p}=7.73$ の場合に示したが上流の形状がかわるだけで下流の形状はほとんど変わらない

第12図

第 11 図 軸対称完全ノズルの形状

第13図 軸対称完全ノズルの二次ノズルの形状

第14図 軸圧比分布

い。第13図でわかることは $M_p < 2$ では二次ノズルの形状はほとんど平行円筒か、ゆるやかな末広円錐に近いことである。第14図に軸圧分布を P_0 に対する比で示したが6種の膨脹比に対して、全圧比と軸上の位置との関係は膨脹比の如何にかかわらず同じ曲線上にあることを知る。換言すればどの部の外圧が P^* に比して低下すればそれだけ核膨脹波が追加されてもそれより上流の核膨脹波には影響せずしたがって軸圧比分布

第15図 軸圧分布の比較

布曲線は下流に伸びるだけである。その上に Ladenburg⁶⁾ が干渉計によって自由噴出の中心圧分布をしらべた値をプロットしたが、よく一致する。つまりこの空力的完全ノズルの軸圧比分布は自由噴出と同じ勾配で膨脹が起こっており空力的完全ノズルが最短ノズルであることを示す⁷⁾。空力的完全ノズルと大気噴出流れとの差異は後者が下流に行くに従って流れが低圧になるにもかかわらず外圧が一定なので流界から大きな圧縮波が中心へ向かっておしよせ遂には衝撃波を形成するが前者は外圧を下流ほど一次流に合わせて低圧にするために完全ノズルの流れを形成するのである。

第15図には風洞でよくつかわれる Foelsch⁸⁾ のものとこの空力的完全ノズルと比較をした。Foelsch は最短のもの（のど部に丸味のないもの）でも本法よりも長いことがわかる。これは Foelsch ではのど部ですでに円錐流れと仮定しているので、 $0.3D$ ぐらいのところで急に圧が下がるがこのような流れは実際には存在しない。

2.5 二重先細ノズル F104 に装備されているような二重先細ノズルの場合

1) P_{0p} から P^* をへて $P_0 (< P^*)$ へ噴出するとノズルのかどから P_0 に相当する核膨脹波が出るので軸圧分布は完全ノズルと同じ分布を示すが流界に沿って外圧が低下しないので圧縮波が発生する。そして繰返し模様の半周期のところで一次流は最大直径になるがその下流は圧縮波が内部に進行するために流れに再収縮が起こる。

2) もし先細の二次ノズルをおくとすればこの最大直径の位置におくべきである。そこは一次流速が平均して大きく推力も大である。（一次流の断面積がここでは一次元の完全膨脹の面積より小であるから平均して過膨脹でない）

3) 繰返し模様の波長 λ_1 、最大直径 D_{max} の位置 λ_2 を Ladenburg の実験と本研究の実験のシュリーレン写真（第16図）から求め第17図にプロットした。 λ_1 については L. Prandtl⁹⁾ の式※、 $\lambda_1 = 2.613 r_j \sqrt{M^2 - 1}$ がある。

4) つぎに二重先細ノズルの場合 P_0 をいかにきめればよいか。 P_0 を下げると P_0/P_0^* が大なるので D_{max}/d は大となる。二重先細ノズルの場合 P_0 は二次出口までほとんど一定で噴口の所で急に外圧に下がる。したがって、推力の増加は $\Delta F = (A_{max} - A^*) \times$

※ L. Prandtl¹⁰⁾, D.C. Pack¹¹⁾等によって小じょう乱の微分方程式から求めたもので P_{0p}/P_0 の小さい時に成り立つが $P_{0p}/P_0 > 4$ では垂直衝撃波が起こり差が大きい。

第 16 図 単噴口よりの噴出シュリーレン写真

第 17 図 全圧比と波長の関係

第 18 図 一次流界に働く二次空圧

($P_s - P_a$) で与えることが出来る (第 18 図). ここで二次空気自身の推力は二次空気の取入れの際の抗力と帳消しされるものとする. もし推力の増加をはかるために P_s を上げれば二次出口より上流の一次流は収縮して A_{max} が大きくなれない. したがってどこかに適当な P_s があるはずである. そこで P_{0p}/P_s をかえた場合の A_{max}/A^* を 17 図から求め

$$\Delta F/A^* = (P_s - P_a)(A_{max}/A^* - 1)$$

を計算した第 19 図をつくった. $\Delta F/A^*$ が最高のと

第 19 図 二重先細ノズルの推力増加と二次圧との関係

第 20 図 一次全圧と最良二次圧との関係

ころを矢印で示しこの点をひろって第 20 図を作成した.

この図には二次元と軸対称の完全ノズルの場合の一次ノズル外側の二次流圧 $P_{s1\ opt}$ が記入されている. これをみると二重先細ノズルの $P_{s1\ opt}$ は二次元の $P_{s1\ opt}$ (鎖線) に近いことがわかる.

5) P_s の最良値がきまれば 17 図の λ_1/d から二次ノズルの位置がわかるのでこれを P_{0p} に対してプロットして第 21 図をつくった. これが二次ノズルの最良の位置を与えるものである. しかし幸いなことに自由噴出気流の最大膨脹位置は, 前後に相当の範囲があるので $\pm 0.2d$ ぐらいのずれ

第 21 図 二重先細ノズルの場合の二次ノズルの最適位置

は D の大きさに大きな影響を与えないので飛行機を軽くつくるためには 21 図の 80% ぐらいをとればよい。J-79 の写真から寸法をしらべるとちょうど opt の位置の 80% の所に二次ノズルがある。

6) 完全ノズルとの比較 一重先細ノズルに対する完全ノズルの推力の増加を 2.1 の方法で算出し二重先細の場合の最大増加と比較すると次表の如くなった。

第 5 表

P_{0p} ata		14	10	8	6	4
$\frac{\Delta F}{A^*}$ kg/cm ²	二重先細	1.27	0.07	0.43	0.21	0.08
	完全ノズル	1.71	0.91	0.55	0.27	0.148
二重/完全, 比 %		74	74	78	78	54

つまり、第 1 表に示す如く完全ノズルで 15% の利益があるとすれば、二重先細ノズルではその約 75% 相当の 11% の推力増加が期待出来る。

7) 二次ノズル断面における圧力分布 Ladenburg の実験データから二次ノズルの位置における一次流内

第 22 図

の圧力分布を求めると第 22 図のようになる。ただし $P_{0p}=10$ ata, $P_s=2.1$ ata とし、 $x=\lambda_2/d \times 0.8$ (F104 に相当) のところでしらべた。この場合 $D_{max}/d=1.27$ $A=1.62A^*$ となり、もしこの断面に一樣に圧力が分布していたとすれば一次元等エントロピー流から $M_j=1.97$, $P_j=1.34$ となるはずで 22 図に記入すると圧力の分布の平均に近いものとなる。また中心圧は 0.7 ata で外圧より低く (気圧の谷) ここから流界圧 2.1 ata まで急激な圧力勾配があるが、二次ノズルを通過すると外圧は 2.1 から 1.03 に低下するわけである。

3. 混合の影響

一次流と二次流の界面では混合が行なわれる。

1) R_e 数からいえば常温吹出しの本実験の場合は一次ノズルから 9 mm, 実機やロケットでは 100 mm で乱流に遷移する。

2) 混合層の厚みは本実験では $l=43$ で $b=7$ となり Kuethe³⁾ の計算とよく合致した。実機では J-79 の二次ノズル出口で $b=80$ ぐらいである。

3) 二重先細ノズルの場合混合層による吸い出しがあっても二次空気通路がひろいので二次空気圧力分布に影響しない。

4) 空力的完全ノズルの場合には二次通路がせまいので吸い出しによって二次空気圧分布をかえる。これを防ぐには混合を考慮した二次流の流線を求めこれに沿って二次壁を傾ける必要がある。J-79 に空力的完全ノズルをつけた場合 $m_s=0.1 \times m_p$ として作図すると第 23 図の如くなり混合による修正量は $\Delta t_s \div 13.5$ となった。 $l=200$ より下流では混合がすすんでいるので一次流の境界層と考えればよく二次壁の傾斜には影響しない。

第 23 図 F104, 新提案フラップ, 完全ノズルの形状の比較

しかし、第 13 図で示したように M_{s1} が小さい場合にも同様の修正になるので、実際には Δt_s だけ二次通路を増さなくとも、一次ノズル付近の二次静圧 P_s さえ opt に保てば最初の二次マッハ数 M_{s1} を少し増すことだけで完全ノズルの壁圧分布をそこなうことはしない。

4. 本理論の実機への応用

第 23 図に F104 に使用された二重先細ノズルを推定して細線にて示した。縦軸半径は横軸長さの 2 倍尺である。 $m_s=15\%$ と 7.5% の場合についてフラップの位置を示す。もし高度 2 万呎、速度 2 マッハにて再熱時に完全ノズルを用いるとすれば太実線の如き形状となる。二次流線は $m_s=0.1 m_p$ として示した。さて筆者の提案する新しいフラップを同図に示す。蝶番位置は A で非常に長いものであり、F104 現用のものに比して膨脹比も大きい。このフラップに可撓性をもたせて二次流線に沿わすことが出来ればなおよい。高度 2 万呎で 2 マッハ不再熱時には一次ノズルが小さくなり、一点鎖線の如くなり、これは二重先細ノズルに相当する。また上昇時、再熱、亜音速では膨脹比が小さいのでフラップの出口でちょうど波長半の膨脹部にフラップの後端が来るので、これも二重先細ノズルになる。この他この空力的ノズルの考えは可変膨脹比のロケットノズルにも応用出来るしまた風洞ノズルに Foelsch の方法の改良として応用し得る。

5. 実験

以上の理論を模形による噴気実験により確かめた。

5.1 二次元の実験 第 24 図に示す二次元ノズルを用いてシュリーレン写真による流れの観測と静圧の分布を測定した。

	$b_1=25$	$h=25$
	b_2	l
A	50	37.5
B	50	15
D	50	47
F	60	37.5
H	45	37.5

K. L. は第 8 図参照

第 24 図 実験用二次元ノズル（二重先細型）

一次全圧 $P_{0p}=6, 4.5, 3 \text{ ata}$ の 3 種に対して二次静圧は $P_s'=3.5 \sim 1.5 \text{ ata}$ の範囲に変化した。結果の 1 例として A 型を第 25 図に、K 型を第 26 図に示す（いずれも opt の場合）。図の左のグラフの曲線はノズル中心に沿うての圧力降下を示し、階段状の線は一次流の境界に沿うての特性線による計算値を示す。

1) P_s が opt より高いときは一次流は出口で膨脹不足、低いときは過膨脹になる状況がよく観測された。

2) K. L. 型は完全ノズルに近く、 P_s が opt の時に等圧線も特性線（右側図の点線で示す）に大体沿って出口で外気圧となり理論とよく合う。流界に沿うての圧力分布を特性線による圧力分布と比較して第 27 図に示す。

A-Typical Case			
P_p^*	3.27	$\sqrt{P_p^*}$	1.81 abs
P_{0p}	6.20 abs	P_p	5.03 abs
P_{0s}	1.78 abs	P_s	1.63 abs
m_p	1.03 kg/s	m_s	0.12 kg/s

第 25 図 A 型ノズル（二次元）の実験結果

注 左側の図の○+等の記号は右側の図の同じマークのタテ列に沿っての計測孔に相当す。

K-Typical Case			
P_p^*	3.13 abs	$\sqrt{P_p^*}$	1.77 abs
P_{0p}	5.93 abs	P_p	5.23 abs
P_{0s}	1.95 abs	P_s	1.83 abs
m_p	0.89 kg/s	m_s	0.23 kg/s

第 26 図 K 型ノズル（二次元）の実験結果

3) ABDFH の二重先細形式は主流圧が中心線に沿って出口ではね上がる傾向がある。K. L. に比して二

第27図 一次流界に沿うての静圧分布比較(二次元)

第28図 実験用ノズルの形状 (軸対称)

第29図 実験結果 (軸対称 O 型, $P_{0p}=6$ ata) 第30図 実験結果 (軸対称 P 型, $P_{0p}=8$ ata)

 第 31 図 実験結果 (軸対称 Q 型, $P_{0p}=8$ ata)

次圧が若干低目の方がよい。 l は 25~30 が最適で (計算では半波長は 37) b_2 は A 型が最適であった。

5.2 軸対称の実験 第 28 図に示す二重先細 (O 型) および完全ノズル形式 (PQ 型) について、シュリーレン、壁圧分布、推力、一次、二次空気流量等を測定した。

$P_{0p}=8, 6, 4$ ata について P_s を変化して実験した。結果の一例を O 型, 第 29 図, P 型, 第 30 図, Q 型, 第 31 図に示す。ここに推力係数とは

$$C_f = F' / F_u$$

$F' =$ (実測推力), $F_u =$ (一次と二次の空気流量をそれぞれ, その全圧から完全ノズルで別個に噴出したときの理論推力の和) を用いた。また一次ノズルのみによる単噴口試験を行なってその推力係数を * 印にて記入した。 P_{0p} をパラメータとして P_s の変化によって推力の変化する状況を 32 図, 33 図, 34 図に示す。

- 1) 推力は一般に $P_{s \text{ opt}}$ の所で最大となるが, あるいは右上がりの傾向がある。それは 4 図からもわかるように過膨脹よりも膨脹不足の方が推力の落ちが少ないためであり, また P_s が低いと二次流の厚さがうすく一次流による摩擦がふえるので推力のおちが大きいためである。
- 2) 各形式の先細ノズルに対する総推力の増加は第 6 表のとおりで, 正味推力の場合は約 2 倍となる。
- 3) P 型は静圧の低下がおそく Q 型ははやすぎる。
- 4) 出口でちょうど外圧になったものが衝撃波がうすい。
- 5) 二次空気流量はエジェクタ効果のため混合なき

第 32 図 O 型推力係数 (軸対称)

矢印の $O_{pt} 8$ とは $P_{0p}=8$ ata のときの $P_{s \text{ opt}}$ (理論的最適二次圧) を示す。

第 33 図 P 型推力係数 (軸対称)

場合の 170% に達するが, これは混合を考慮した計算値とよく合った。また P_s を上げると圧が増すので流量が増すが, さらに一次流が収縮するのでより以上に二次流量が増す。

6) O 型で P_s を 6 ata に保ち l を変化した場合を第 35 図に示す。 l_{opt} の付近で最大となり二次空気流量 m_s' も最少となった (一次流の最膨脹部のため)。

O 型では P_s を変化しても l を変化しても, 一次と

第6表 先細ノズルに対する推力の増加

	P_{0p}	O 形	P 形	Q 形
(実験値)	4	1%	4.7%☆	1.5%
	6	2.5%	6.5%☆	5.5%
	8	3.5%	6.5%	7.0%☆
(理論値) 10		約 6%	完全ノズルで 8.2%	

(☆印はその P_{0p} での最高を示す)

O 型は P, Q の半分ぐらいの推力増であって $P_{0p}=8$ のとき総推力で 3.6%, 正味推力で 6~7% の増となる。

理論値は $P_{0p}=10$ について第1表より完全ノズルの推力増を求めた。O 型はこれの約 75% に相当する。

二次の各ノズルで発生した遮断衝撃波 (intercepting shock wave¹²⁾) の模様がちょうど半波長ずれたときに最大推力になり、理論と一致した。

6. むすび

1) 二次元でも軸対称でも完全ノズルが最大推力を与える。

2) この完全ノズルは固体壁を使用せずに二次空気を外周に流すことによって空力的に得られる。

3) 二次空気は完全ノズルの壁圧に相当する圧力分布を与えるように流すが、こうするために二次流の外側の通路壁の形は比較的簡単な形となる。

4) 完全ノズルをつくるため

に複雑な曲面を必要とする固体壁に比して形状が比較的簡単でかつ壁との間に二次空気という潤滑兼冷却剤をもったノズルを空力的につくれる。

5) 一次流の膨脹比を知れば完全ノズルの一次流の形状がきまり、二次流量がきまれば二次流の形状がきまる。これを計算して設計資料とした。また二次空気圧を求めた。

6) 一次流と二次流との界面では混合が起こる。このために二次通路面積を修正する必要があるが、実際には修正なしでも入り口の二次圧を同じに保てば自然に二次流速が速くなり、流界に沿うての圧力分布はあまりかわらない。

7) F104 に使用している二重先細ノズルに対しては別の解析方法を行なった。その結果完全ノズルでは先細単噴口に比して正味推力で 15% 増となるが二重先細では、計算上 11% 程度が期待出来る。その場合の最適二次空気圧を求めた。しかし、モデル実験では二重先細の場合 7% 増であった。

第34図 Q型推力係数 (軸対称)

第35図 実験結果 (軸対称 O 型, l 変化)

8) ターボジェットに完全ノズルを適用する新しいノズル・フラップの形状を提案した。これによって F104 の正味推力はさらに 5~6% 程度増加しうる可能性がある。

9) 本研究はターボジェットのみならずロケットにも風洞にも応用出来る。

本論文を終わるに当たって本研究は二次元の実験を担当された石川島技研の流体機械研究部、浜本一郎、小樋一郎、湯浅公視の諸兄、また軸対称の実験と計算機による計算を担当された防衛庁三研の吉沢研究室の船木功水、今田直孝、宮本凡生等の諸兄の努力に負うものであることを感謝をこめて付記する。

文 献

- 1) 木村秀政: 超音速機の性能, 航空学会誌 35-10.
- 2) Edgar M. Cortright: *Some Aerodynamic Consideration of Nozzle-Afterbody Combination*, Aero. Eng. Rev., Sept. 1956.
- 3) Antonio Ferri: *Elements of Aerodynamics of Supersonic Flows* p. 24, p. 261, The Macmillan Company,

- New York, 1949.
- 4) G.V.R. Rao: *Exhaust Nozzle Contour for Optimum Thrust*. Jet propulsion, June 1958.
 - 5) A.M. Kuethe: *Investigation of the Turbulent Mixing Regions Formed by Jets*. Jour. of Appl. Mechanics A-87, Sept. 1935.
 - 6) R. Ladenburg, C.C. Van Voorhis, J. Winckler: *Interferometric Studies of Faster than Sound Phenomena*. Phys. Rev., 73, 1372 (1948). Phys. Rev., 76, 662 (1949).
 - 7) P.L. Owen and C.K. Thornhill: *The Flow in an Axially Symmetrical Supersonic Jet from a Nearly Sonic Jet into a Vacuum*. British ARC R. & M. No. 2616, 1952.
 - 8) K. Foelsch: *Analytical Design of an ax-sym. Laval Noz. for Parallel and Uniform Jet*. J. of Aero. Sci. Mar. 1949.
 - 9) Shih-I Pai: *Fluid Dynamics of Jets*, p. 48, D. Van Nostrand Company, Inc., N.Y.
 - 10) L. Prandtl: *Ueber die Stationaeren Wellen in Einem Gasstrahle*, Physik. Z. 5, 1904.
 - 11) D.C. Pack: *A Note on Prandtl's Formula for the Wave Length of a Supersonic Gas Jet*. Quar. Jour. Mech. Appl. Mathe. 2 June 1950.
 - 12) Courant-Friedrichs: *Supersonic flow and Shock waves* p. 387.

抄 録 (続 き)

(74 頁より続く)

ト (c) タンク内の圧力 (d) 液体の sloshing load (e) 熱応力 (f) パネル・フラッタを考えることが必要で、ここでも例を挙げて説明している。圧力容器に filament winding を行なうことは昔から知られているが、これが前述のような弾道ミサイルに応用されるようになり、最近では space probe にも及んでいる。

(小林 昭)

原 動 機

3. ASME. Transaction, 83. Series A. No. 3. (1961/7) 抄録 (前半) より軽く、より小さくという軸流圧縮機に対する不変の要求も従来の亜音速圧縮機では入り口相対マッハ数約 0.75 を一つの壁として限界に至ったかの感がある。そこでこの壁を打開すべく注目されて来たのが遷音速圧縮機でありさらには超音速圧縮機なのであるが、すでに NACA では過去 10 年来これに関する一連の開発計画を遂行して来ている。ここに抄録する Vol. 83 はその資料に基づき遷音速段あるいは超音速段の可能性を明らかにし、これに関して現在までに確かめられていることや今後の開発への問題点等を総括したものである。Vol. 83 は筆者別に 9 項目から成っているが今回はその前半 4 項を簡単に抄録してみる。

4. NACA Lewis 研究所における遷響速圧縮機研究の概要 *Resume of transonic ompressor research at NACA Lewis Laboratory*. S. Lieblein & I. A. Johnson. 219-234. まず遷音速運転により段当り圧力比、比流量ともに亜音速段より優れ得ること、またその際の効率も適切な翼の設計により大きく低下しないことを実験データの比較により明示することから始めて、つぎのような事項についての実験データや見解が掲げられている：二重円弧翼、アスペクト比 (短絃翼使用の可能性)、流量増大 (ボス比感じ軸方向速度増すこと)、マッハ数、ソリディティ (衝撃波の位置を左右)、翼端にテーパをつけること、入り口案内翼の有無等について、この他多段化への問題、有効運転

範囲の問題、設計精度の問題 (流出角の変化が圧力比や効率に与える影響は遷音速段の方が敏感云々) 等についても若干述べられている。また実機については遷音速段を適用した最初の多段として 8 段の圧縮機の実験結果が特性曲線とともに述べられているほか、5 段、2 スプール、反転動翼型等がある。なお旋回失速、レイノルズ数、入り口流れの乱れ、wind milling 等についても簡単に触れている。最後に discussion があるがここに SNECMA (フランス) で 1955~58 年に行なわれた遷音速圧縮機の設計値と実験値が表になって参考供されている。(花村庸治)

5. 遷音速翼列における衝撃損失 *Shock losses in transonic compressor blade rows*. G. R. Miller, G. W. Lewis, Jr. & M. J. Hartmann. 235-242. 14 台の遷音速段から得た資料の tip での超音速領域について diffusion factor (段の loading parameter) と損失との相関関係を亜音速段のそれと比較し、衝撃損失が遷音速段における損失増大の大きな要因であることを示し、これはソリディティ、翼型、相対流入マッハ数等との関連において考察されねばならぬことを述べている。shock に関する実験としては、翼と翼の間の損失分布を shock loss $\bar{\omega}_s$ と profile loss $\bar{\omega}_p$ とに分けて考え、計算値と hot wire による測定結果が良く一致し、over all loss $\bar{\omega} = \bar{\omega}_s + \bar{\omega}_p$ が近似的に成り立つことを示している。また応答周波数の高いチタン酸バリウムの pick up を使って衝撃波の位置を求める実験もある。shock loss を算出するための flow model は簡単なものは leading edge を通って平均流線に垂直に引いたものを用い、詳しくは RME 58 A 146 (これには上記 pick up による実験や shock loss の計算などが詳しく述べてある) の model を用いている。また半径方向に沿ってのマッハ数の変化と shock loss との関係や、off design の実験として incidence angle と shock との関係 (位置や loss) についてのデータも掲げてある。(花村庸治)

6. 遷音速圧縮機における問題点 *Critical high* (67 頁へ続く)