

# 超音速における側方二次噴射に関する 実験的研究

河村 龍馬・関 和 市・岩崎 信夫\*

## An Experimental Investigation on Secondary Side-Jet Injection in Supersonic Free Stream

By

Ryuma KAWAMURA, Kazuichi SEKI and Nobuo IWASAKI

**Abstract:** Present paper gives the experimental results of the aerodynamic interaction phenomena between a secondary air jet and a primary supersonic flow of Mach numbers 2 and 3. The models used are flat plates with a sharp leading edge having a slit at some distance from the leading edge. The secondary jet is injected perpendicularly to the main flow at sonic jet velocity. The parameters varied are the main and the secondary flow conditions as well as the distance from the leading edge to the slit. It is observed that appreciable change in pressure distribution appears only in the upstream part of the slit due to the change of the distance from the leading edge to the slit. It becomes clear that integrated quantities such as force, moment and centre of pressure on the flat plate in various cases of experiment are well arranged by using the ratio of the secondary to the main flow momentum, and that their depending on the downstream part of the slit is not small compared to that on the upstream.

### 概 要

鋭い前縁をもつ平板に設けたスリットから、二次空気流を主流に垂直方向に噴射させたときの、主流との干渉現象についての報告である。スリットは平板の中央付近にあり、噴射口で音速状態が達成される。主流マッハ数は2および3。主流および噴射流条件、ならびにスリットから前縁までの距離を種々変化させて実験を行なった。スリットから前縁までの距離を変化させると、平板上の流れ方向の圧力分布の形状のうち、スリットの上流側のみに差異が現われることがわかった。また、力、モーメント、風圧中心の様な積分量は、二次流と主流の運動量比で整理でき、スリットの上流側のみならず、下流側の圧力分布にも強く依存することがわかった。

### 記 号

$(\tilde{C}_f)_{x_s}$ : 式(9)参照

$$C_M: = M / \frac{\gamma_\infty}{2} M_\infty^2 L^2$$

$d_j$ : スリット幅

---

\* 東京大学大学院学生

- $F_I$ : 単位幅当りの干渉力  
 $F_R$ : 単位幅当りの反作用力  
 $H$ : =190(mm), モデル上面から風洞上壁までの距離  
 $L$ : スリットから前縁までの距離  
 $L_a$ : =100(mm), A モデルのスリットから前縁までの距離  
 $l$ : 式 (3) 参照  
 $M$ : マッハ数, または, モーメント  
 $M_H$ :  $H$  を基準長さにとるときの, 二次流と主流の運動量比  
 $P$ : 圧力  
 $P_a$ : 式 (1) 参照  
 $Re$ : レイノルズ数  
 $U$ : 速度  
 $\bar{u}_*$ : 式 (1) 参照  
 $(x, y)$ : 図-2 参照  
 $x_i$ : 圧力立上り点の前縁からの距離  
 $x_s$ : 境界層はく離点の前縁からの距離  
 $x_{c.p.}$ : 風圧中心の前縁からの距離  
 $\gamma$ : 比熱比  
 $\rho$ : 密度  
 添字;  
 $f$ : スリット前方状態  
 $j$ : 二次流噴射口状態  
 $r$ : スリット後方状態  
 $\infty$ : 主流状態  
 $0$ : 貯気槽状態

## 1. 緒 言

超音速気流に接する物体の壁面から二次流体を噴射する問題は, 境界層を含む主流と二次流との複雑な干渉現象として興味深いばかりでなく, 実用的にも超音速機やロケットの制御関係あるいは熱防護等の面で利用価値が大きい. 本研究はこの現象の基礎的解明を目的として, 最も条件の簡単な二次元側方噴射の実験を行なったもので, ここでは, 二次流を音速ノズルから壁面に直角 (したがって主流に直角) に噴射する場合の実験結果とその検討について報告する. 超音速ノズルの場合や噴射角度の影響などについては, 今後研究が完了次第別に発表する予定である.

この種の現象に関しては, すでに文献 [1]~[5] の研究が発表されている. これらはほとんどが実験的研究で, 壁面として有限幅の平板, あるいは側板をつけた平板を使用している. 本研究では, 流れの二次元性に特に留意して, 風洞測定部を貫通する平板を用いた. また, 従来の研究では, 噴流より上流側の干渉現象だけが主たる研究対象となっていたが, 本

研究では噴流の下流側の流れについても詳細に調べた。

## 2. 実験装置および実験方法

(1) 風洞：実験はすべて宇宙研超音速気流総合実験室所在の 40 cm × 40 cm 超音速風洞 [6] を用いて行なった。この風洞は間欠式吹出風洞で、一回の運転時間は 30 秒以上とれるので圧力測定には十分である。実験した主流のマッハ数,  $M_\infty$  と、主流の貯気槽圧力,  $P_{0\infty}$  および長さ 1 cm あたりのレイノルズ数,  $Re/L$  の範囲は次のとおりである。

$M_\infty$	$P_{0\infty}(\text{kg/cm}^2)$	$Re/L(\text{cm}^{-1})$
2.0	1.9~4.2	0.25~0.55 × 10 <sup>6</sup>
3.0	6.4	0.52 × 10 <sup>6</sup>

(2) 模型および噴射ノズル：高さ 40 cm の風洞測定部の中央に、風洞気流と平行になるように平板模型を装着した。装着方法は図 1 に示すとおりで、風洞測定部下流に内面が測定部と一致するような取付けわくを固定し、これに模型平板を取付けた。

模型平板は、図 2 に示すように、幅 396 mm、長さは噴射スリット後部が 540 mm、スリットより前縁までが 100, 200, および 300 mm の 3 種である。衝撃波の影響を避けるため

模型前縁は同図のように鋭くとがっている（模型によって 7 度~20 度）。模型の中心線上長さ方向に、スリットの前後にわたって、5~10 mm 間隔で測圧孔が設けてある。またスリットの前後にスリットと平行に 6 個ずつの測圧孔があり、流れの二次元性を確認するために用いられる。平板の幅は 396 mm あり、風洞壁との間に左右それぞれ 2 mm の間隙を生ずる。これは風

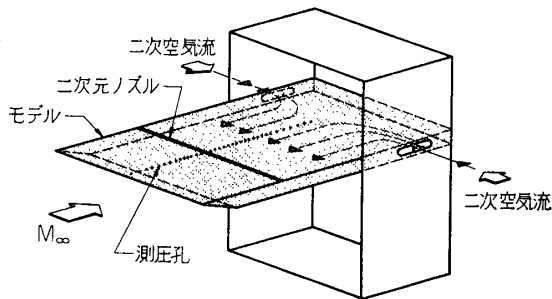


図 1 モデル概念図

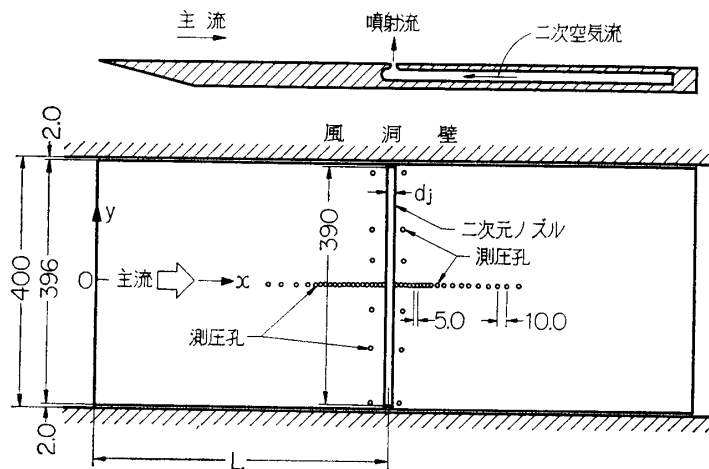


図 2 モデル上面概念図

洞壁に生じている境界層へのじょう乱を小さくし、流れの二次元性をよくするためである。

(3) 噴射ノズル: スリットを形成する噴射ノズルの断面はおおよそ図 4 に示すような形状を持ち、平板壁に対して直角な音速ノズルである。スリットは平板の幅方向に開けられていて、その長さは平板幅 396 mm に対して 390 mm である。ノズル出口のスリット幅は部品の交換によって、0.7, 1.3, および 2.1 mm の 3 種に変えられるようになっている。

(4) 2 次空気: 噴射用二次空気は高圧空気源 (200 kg/cm<sup>2</sup>, 4 m<sup>3</sup>) から供給され、調圧弁を通ったのち、模型取付けわくを経て模型の後側面から模型内部の空洞に入り、噴射ノズルから風洞測定部に噴出する (図 1 および図 3)。調圧弁を含む噴射装置は、高圧貯気槽の圧力が変化しても一定圧力の空気を供給できるように設計されていて、弁開時における立上り時間 5 秒、圧力制御の精度 3 パーセント程度の性能を持っている。

(5) 実験方法: 実験は、まず模型を風洞内に設置し、風洞を始動させ、測定部の気流が整定したのち噴射装置を起動させて二次噴射を行なうという手順をとった。計測は圧力測定が主であって、主流および二次流の貯気槽圧力は、それぞれ風洞集合筒および模型内空洞の圧力から電氣的ならびにブルドン管圧力計を用いて計測し、平板上の圧力は水銀多管圧力計によって求めた。圧力測定のほか、流れの模様を観察する目的でシュリーレン法による写真撮影を行なった。

(6) 実験の種類: 本実験におけるパラメータは、スリットから前縁までの長さ,  $L$  (100, 200, 300 mm の 3 種), スリット幅,  $d_j$  (0.7, 1.3, 2.1 mm の 3 種), 主流マッハ数,  $M_\infty$  (2.0 と 3.0), 主流貯気槽圧力,  $P_{0\infty}$  (2.2~6.5 kg/cm<sup>2</sup>), 噴射流貯気槽圧力,  $P_{0j}$  (1.6~7.2 kg/cm<sup>2</sup>) である。これらのパラメータの組み合わせにおいて行なった実験は表 1 に示すとおりである。

### 3. 実験結果とその検討

(1) 流れの二次元性: この種の実験では、特に模型平板の幅方向 ( $y$  方向) の一様性が問題となるので、主実験に先立って予備実験を行ないこの点を確認した。

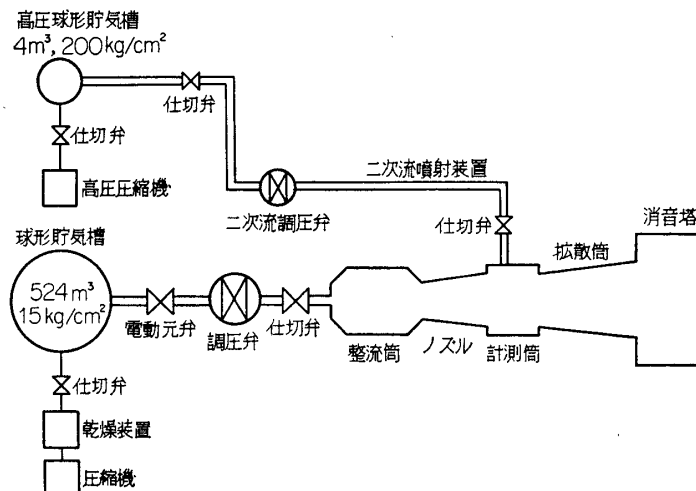


図 3 超音速風洞系統図

第1表 モデル種類および実験条件

モデル	A1	A2	A3			B3	C3
			a	b	c		
$L$ (mm)	100	100	100	100	100	200	300
$d_j$ (mm)	0.7	1.3	2.1	2.1	2.1	2.1	2.1
$M_\infty$	2.0	2.0	2.0	2.0	3.0	2.0	2.0
$P_{0\infty}$ (kg/cm <sup>2</sup> )	2.2	2.2	2.2	2.2~4.2	6.5	2.2	2.2
$P_{0j}$ (kg/cm <sup>2</sup> )	2.1~7.1	2.5~6.9	1.6~5.4	5.5	2.1~7.2	2.1~6.2	2.1~7.2
$P_j/P_\infty$	3.8~13.0	5.3~12.7	2.9~10.4	5.3~10.4	6.6~22.0	3.9~11.5	4.1~13.3

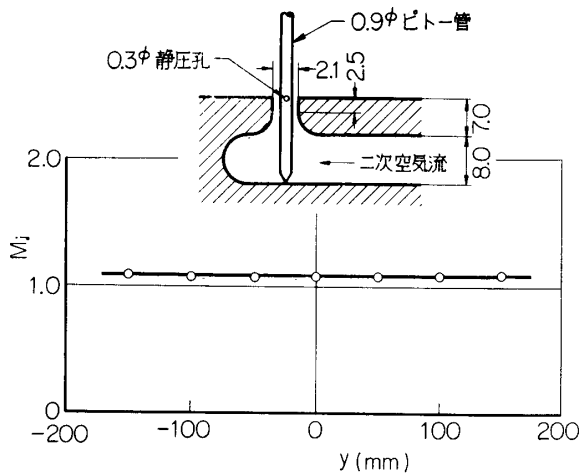


図4 二次元音速ノズル形状および出口マッハ数検定図

まず、噴射流の一様性を確かめるため、図4に示すように、スリットに0.9mmφ中の静圧管をそう入し、噴射を行っている状態でこの静圧管をスリットに沿って移動し、ノズル出口における二次噴流のマッハ数  $M_j$  を求めた。結果の一例 ( $d_j=2.1$ mm) は同じ図4に示すとおりで、音速ノズル ( $M_j=1$ ) の条件がほぼ満されていると同時に、スリットに沿う方向 ( $y$  方向) の一様性もきわめてすぐれていることを確かめることができる。

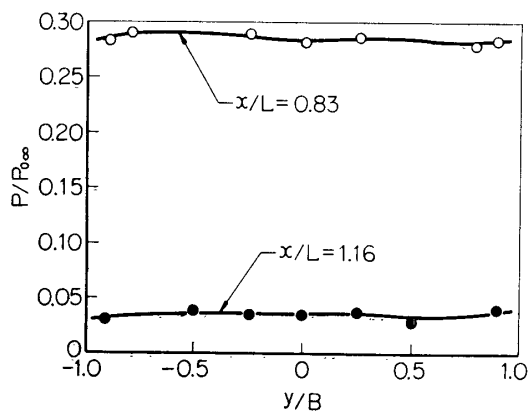


図5 スリット前方および後方一定位置での幅方向の圧力分布；モデルA3a ( $M_\infty=2.0$ ,  $L=100$ mm,  $d_j=2.1$ mm),  $P_j/P_\infty=10.4$

次に、スリットに沿ってその前後に設けてある各6個ずつの測圧孔の圧力測定は、実験ごとに毎行なったが、その結果の一例 (表1, A3a) を図5に示す。この図から見られるように、主流および側方噴射が行なわれている状態でも、流れの二次元性はほぼ保たれているものと判断できよう。なおこのことは、写真1に見られる衝撃波面の鋭さからも確認することができる。

(2) 流れのパターン：超音速流中に置かれた平板から、主流に直角な音速ノズルを通して不足膨張 (UNDEREXPANDED) の二次流を噴射したときの流れのパターンは図6のよう

になる。まず、噴射スリットからかなり上流側で平板上の境界層がはく離し、この点から斜め衝撃波が発生する。はく離した流れと平板の間には、ほほくさび型の死水領域ができる。二次流は音速ノズルを通過後急膨張し、多くの場合ノズル出口に近い所に MACH STEM

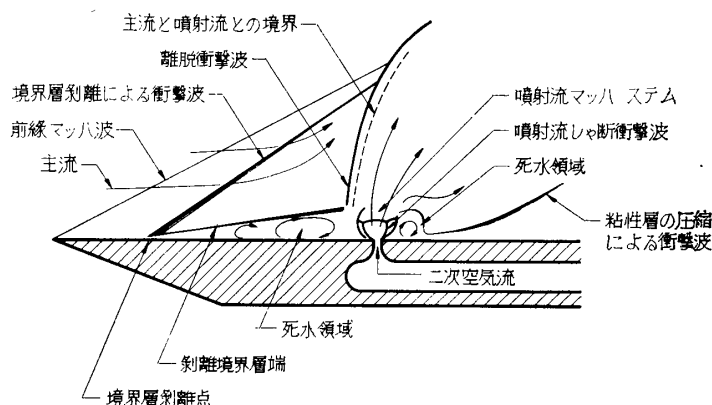


図 6 流れのパターン

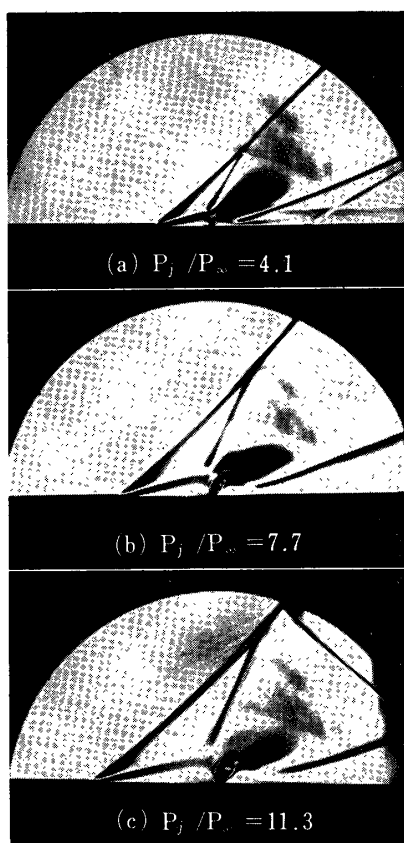


写真 1 シュリーレン写真

と呼ばれる垂直衝撃波が現われる。これらの現象は、主流のない場合の不足膨張噴流と定性的に同じであるが、主流のある場合はこれに圧されて噴流は下流側に折れ曲る。噴流のすぐ上流側には離脱衝撃波が現われ、主流はここで屈折して噴流上面に沿って流れる。スリットの下流側には 1 本の斜め衝撃波が生ずるが、その成因は粘性層の圧縮によるものと思われる。

主流と二次噴流との干渉領域は種々のパラメータによって変化する。写真 1 は模型 C3 の実験で、ノズル出口静圧,  $P_j$ , と主流静圧,  $P_\infty$ , との比  $P_j/P_\infty$  を変化させた場合のシュリーレン写真である。この写真のうち(c)では、離脱衝撃波の最上端付近から右下方に向う波が見えるが、これは離脱衝撃波が上側の風洞壁境界層と干渉して生じたものと考えられる。

(3) 表面圧力分布の一般的性質: 噴射流の貯気槽圧力をほぼ等間隔で増加させた場合の、流れ方向( $x$  方向)の圧力分布を図 7, 図 8 に示す。この際、主流の貯気槽圧力は一定に保つ。図 7 は  $M_\infty=2.0$  (モデル A 3 a), 図 8 は  $M_\infty=3.0$  (モデル A 3 c) である。 $P_{0j}$  (すなわち  $P_j/P_\infty$ ) をほぼ等間隔で増加させることにより、圧力干渉領域もほぼ等間隔で増加し、圧力分布に大幅な変

化は見られない。圧力分布の詳細な検討のうち、まずスリット上流での境界層のはく離状況を考察してみる。図 7 における実験での  $Re/L \approx 0.3 \times 10^6$  ( $\text{cm}^{-1}$ ) であり、また  $M_\infty=2.0$  の圧縮性流体の遷移レイノルズ数は  $1.5 \times 10^6$  程度である。したがって平板上  $x/L \approx 0.5$  で境界層が層流から乱流へ遷移することも考えられる。この理由で  $P_j/P_\infty$  の高い値での境界層はく離が層流はく離であるとすると (図 7 では  $P_j/P_\infty > 5$  のとき  $x/L < 0.5$  ではく

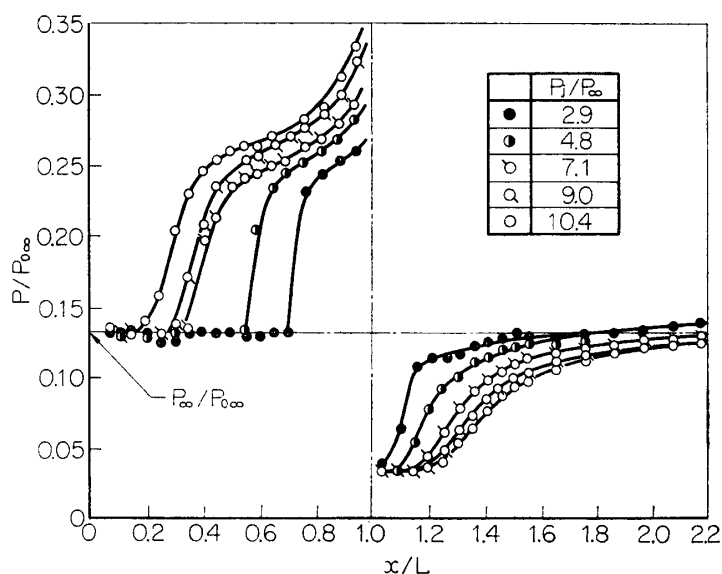


図 7 二次流貯気槽圧力を変化させた場合の流れ方向の圧力分布; モデル A 3 a ( $M_\infty = 2.0$ ,  $L = 100\text{mm}$ ,  $d_j = 2.1\text{mm}$ ,  $P_{0\infty} \approx 2.2\text{kg/cm}^2$ )

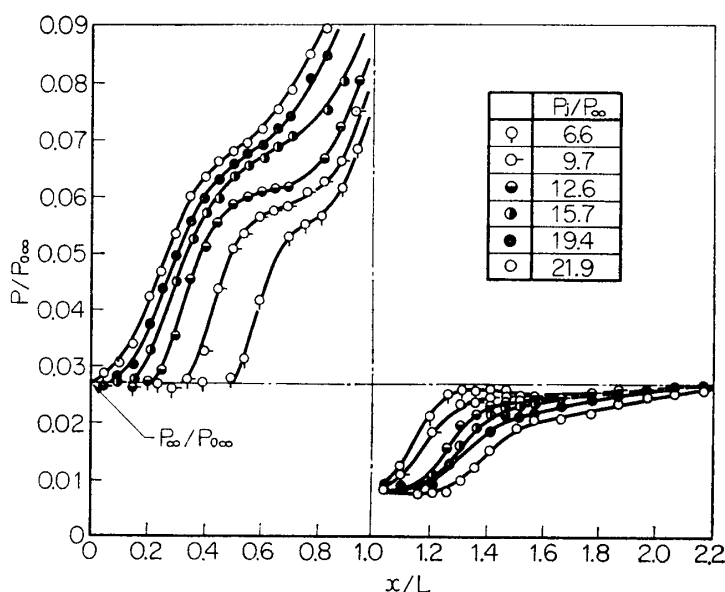


図 8 二次流貯気槽圧力を変化させた場合の流れ方向の圧力分布; モデル A 3 c ( $M_\infty = 3.0$ ,  $L = 100\text{mm}$ ,  $d_j = 2.1\text{mm}$ ,  $P_{0\infty} \approx 6.5\text{kg/cm}^2$ )

離している), はく離後の圧力分布の形状に層流はく離の特徴が現われることが予想される. しかし図 7 においては, 層流はく離の特徴である圧力分布の平らになる領域 (PLATEAU PRESSURE REGION) は形成されず, いずれの  $P_j/P_\infty$  の値に対しても圧力の急上昇が起り, これは乱流はく離の特徴である. このことは, 我々の実験が自然な境界層状態での実験であるにもかかわらず, 風洞自体が低乱風洞でないため, 前縁のごく近くから乱流状態になっているためだと思われる.

次にスリットのわずかに上流で急しゅんな圧力上昇を見せているが, これはこの位置で離脱

衝撃波がはく離境界層に入射するためである。以上の検討は、 $M_\infty=3.0$  (図 8) においても同様である。

スリット下流の圧力分布を検討してみると、スリット直後で圧力の一定値 ( $M_\infty=2.0$  で  $P/P_{0\infty}\approx 0.04$ ,  $M_\infty=3.0$  で  $P/P_{0\infty}\approx 0.009$ ) をとり、その後粘性層の圧縮されることによる衝撃波を通して圧力が一様流の静圧に回復している。この死水領域での一定値は、Chapman [7] が後向きに段のあるモデルに対して経験的要素なしに得た次の理論式と仮定が異なるにもかかわらずかなりの一致を示す。すなわち、[7] においては、段下流の死水領域の圧力、 $P_d$  が、段位置から発達する混合層内の速度分布を一定と考えることにより、

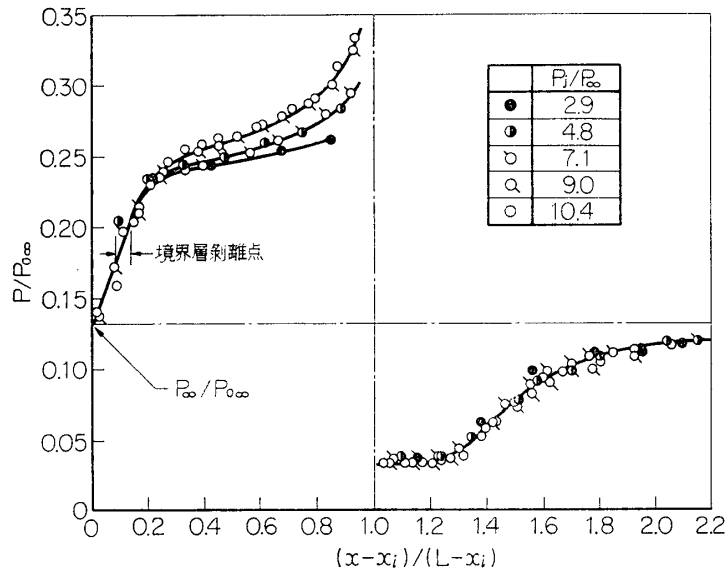


図 9 二次流貯気槽圧力を変化させた場合の流れ方向の圧力分布；モデル A 3 a ( $M_\infty=2.0$ ,  $L=100\text{mm}$ ,  $d_j=2.1\text{mm}$ ,  $P_{0\infty}\approx 2.2\text{kg/cm}^2$ )

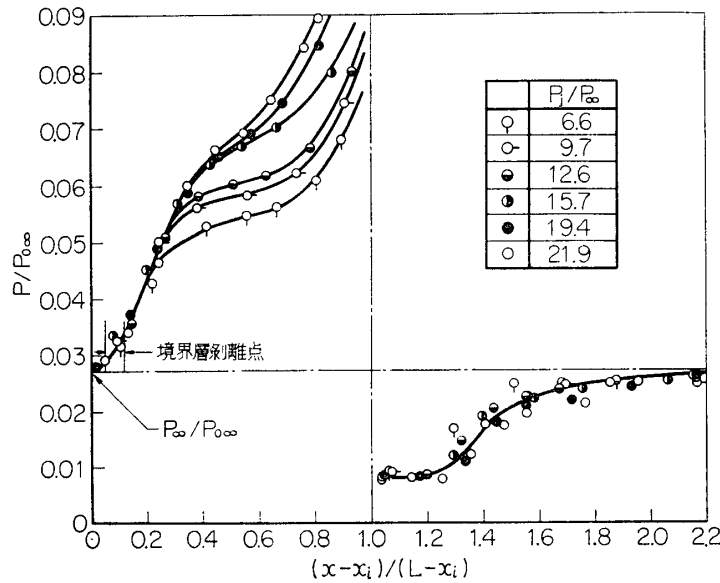


図 10 二次流貯気槽圧力を変化させた場合の流れ方向の圧力分布；モデル A 3 c ( $M_\infty=3.0$ ,  $L=100\text{mm}$ ,  $d_j=2.1\text{mm}$ ,  $P_{0\infty}\approx 6.5\text{kg/cm}^2$ )



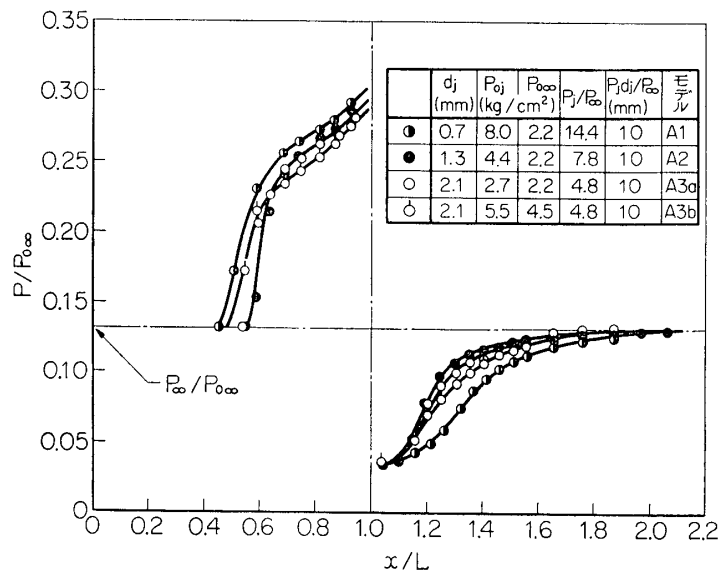


図 11 スリット幅，または主流貯気槽圧力を変化させた場合の流れ方向の圧力分布； $M_\infty=2.0$ ， $L=100$  mm

$$P_d/P_\infty = \left[ \frac{1 + \gamma M_\infty^2 / 2}{1 + (\gamma - 1) M_\infty^2 / 2 (1 - \bar{u}^*)^2} \right]^{\gamma / (\gamma - 1)} \quad (1)$$

で表わされている。ここで， $\gamma$  は一様流比熱比であり， $\bar{u}^*$  はレイノルズ数によらず 0.57 の一定値である。

(4) 圧力分布の整理方法：スリット上流での圧力上昇点から測った距離， $x-x_i$  を，スリット上流での圧力干渉領域長さ， $L-x_i$  で無次元化した値で，図 7，図 8 の横軸を書き代えてみる（図 9，図 10）。その結果， $M_\infty=2.0$ ， $3.0$  のいずれの場合にも次のことが言える。すなわち，スリット上流での圧力は，圧力上昇後 PLATEAU PRESSURE に近くなる所までは， $P_j/P_\infty$  のいかんにかかわらず一致し，その後離脱衝撃波の強さに応じ圧力の急上昇の度合の変化が起る。また，スリット下流では，ほぼ一定の形状の圧力分布になる。同図には，また，写真から判定した境界層はく離点を図示した。

(5) スリット幅，および主流貯気槽圧力の圧力分布への影響：図 11 には， $M_\infty=2.0$  で，スリット幅を三種類，すなわち，0.7，1.3，2.1 mm に代えた場合（モデル A1，A2，A3a），および，スリット幅は 2.1 mm で主流貯気槽圧力を変化させた場合（モデル A3b）の実験のうちから， $P_j d_j/P_\infty=10$  (mm) となる場合を選び出し図示した。 $P_j d_j/P_\infty=\text{const}$  のときは圧力分布の形状がほぼ同形になる。ただし，スリット幅が一番狭い場合（ $d_j=0.7$  mm），わずかなずれが見られるが，これは噴射口出口での音速状態の達成が困難なために起ったものと思われる。

(6) スリットから前縁までの長さの圧力分布への影響：図 12 には， $M_\infty=2.0$ ， $d_j=2.1$  (mm) のとき，スリットから前縁までの距離を三種類，すなわち，100，200，300 mm に代えた場合（モデル A3a，B3，C3）の実験のうちから， $P_j/P_\infty \approx 9.4$ （すなわち  $P_j d_j/P_\infty \approx 20$  mm）の場合を選び出し図示している。スリットの下流では当然ながら圧力分布の形状

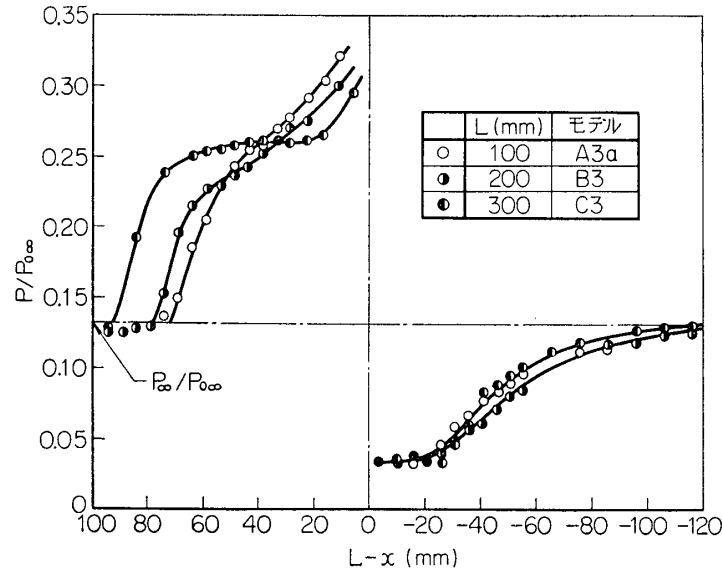


図 12 先端長さを変化させた場合の長さ方向の圧力分布;  $M_\infty=2.0$ ,  
 $d_j=2.1$  mm,  $P_{0\infty}=2.2$  kg/cm<sup>2</sup>,  $P_j/P_\infty \approx 9.4$

にはほとんど差異は現われないが、上流では二つの差異が現われる。すなわち、 $L$ の増加に伴い、圧力上昇を始める点が前進すること、および、圧力上昇後のこう配が PLATEAU PRESSURE に近くなることである。これは  $L$  が長くなるとはく離点での境界層が厚くなり、したがってせん断応力が減少することに起因する。

(7) 反作用力、干渉力、および、それらに対する適切なパラメータの選択：噴射流の単位幅当りの反作用力、 $F_R$  は、

$$F_R = d_j [(1 + \gamma_j M_j^2) P_j - P_\infty] \quad (2)$$

となる。ここで、 $\gamma_j$ 、 $M_j$  はおのおの噴射流の比熱比、および、出口マッハ数である。また、主流と噴射流の干渉により、平板面上のスリット上下流で干渉力が生ずる。単位幅当りの干渉力、 $F_I$  は、

$$F_I = \int_l (P - P_\infty) dx \quad (3)$$

となる。ここで、 $l$  は圧力干渉領域を示す。この干渉力は噴射口回りにモーメント、 $M$  を作り出す。ただし頭下げモーメントを正とする。したがって、モーメント係数、 $C_M$  は、

$$C_M = M / \frac{\rho_\infty}{2} M_\infty^2 L^2 \quad (4)$$

で定義される。ここで  $r_\infty$  は主流の比熱比である。以上より風圧中心の前縁からの距離、 $x_{c.p.}$  は、

$$x_{c.p.} = L - M / (F_I + F_R) \quad (5)$$

となる。

これらの量に対する適当なパラメータとしては、噴射流と主流の運動量比、

$$\begin{aligned} M_H &= \rho_j U_j^2 d_j / \rho_\infty U_\infty^2 H \\ &= P_j M_j^2 d_j / P_\infty M_\infty^2 H \end{aligned} \quad (6)$$

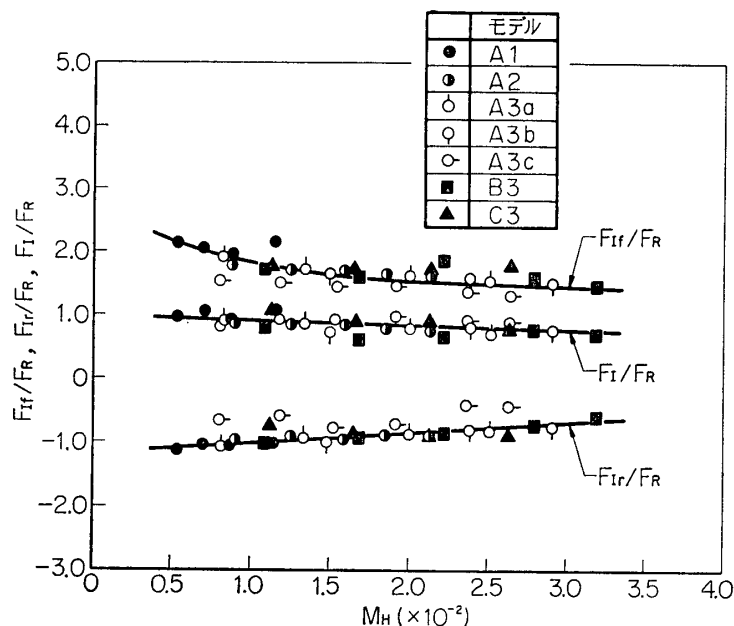


図13 運動量比に対する干渉力反作用力比

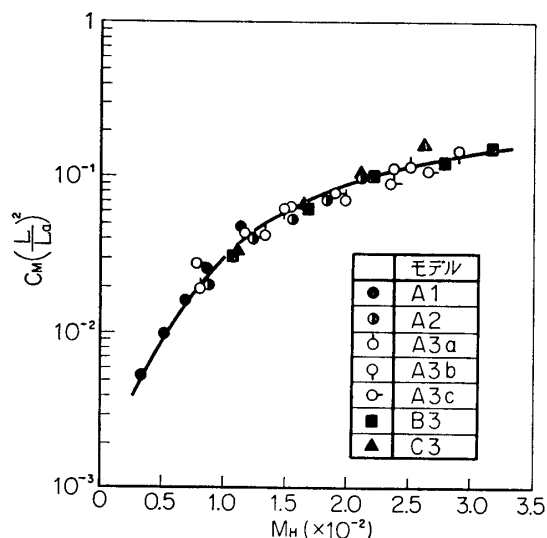


図14 運動量比に対するモーメント係数

が適切である。ここで、 $U_\infty$ ,  $\rho_\infty$  は主流の流速および密度、 $U_j$ ,  $\rho_j$  は噴射流のスリット出口での流速および密度である。また、 $H$  は、モデル上面から風洞上壁までの距離であり、本実験では、 $H=190\text{ mm}$  の一定値である。このような基準長さを導入したのは、現在のレイノルズ数の変化範囲では、力、モーメントなどの積分量を考える限りでは、流れを「非粘性的」とみなしてもほとんど影響はなく、したがって、境界層厚さは無視できる程度の依存性しか持たないからである。

種々の実験条件(表1)に対して、干渉力と反作用力の比をこのパラメータで整理した結果を図13に示す。ただし、 $F_{If}$ ,  $F_{Ir}$  はお

のおのスリットの上流、および下流での干渉力である。反作用力は式(2)より計算で求め、干渉力は式(3)より表面圧力分布の圧力干渉領域にわたる積分で求めた。下向力は、干渉力の存在により、反作用力のみの場合より増加するが、その増加率は、運動量比の増加によりわずかな変化を示す。それはスリット上流のみを考慮すると200%から150%に減少するのに対し、上下流の両方を考慮すると100%から70%に減少することがわかる。

図14には、噴射口回りのモーメント係数を式(4)より求め、そのAモデルからのずれを運動量比に対して示している。ここで、 $L_a=100(\text{mm})$  である。同図から、モーメント

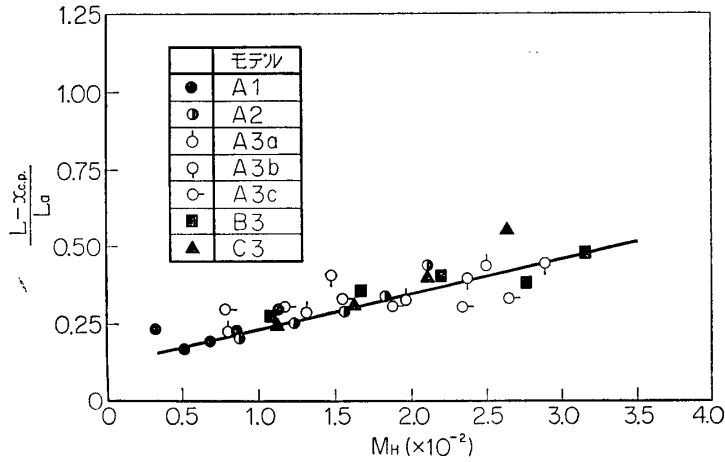


図 15 運動量比に対する風圧中心の移動

係数もレイノルズ数にはあまり依存せず，運動量比により単調に増加する。

次に，風圧中心の運動量比による移動を考える．図 13, 14 より， $M_H = \text{const}$  のときは， $F_I/F_R = \text{const}$ ，また， $C_M(L/L_a) = \text{const}$  となることがすでにわかっている．また，高度に不足膨張の状態，すなわち， $P_j/P_\infty \gg 1$  では，式 (2) より， $\gamma_j, M_j = \text{const}$  のときは，

$$F_R \propto P_j d_j \tag{7}$$

となり，ゆえに，

$$(L - x_{c.p.})/L_a = M/L_a(F_I + F_R) = \text{const} \tag{8}$$

である．すなわち，風圧中心のスリットからの距離は， $M_H$  を固定すれば，すべての実験条件について一定となる．図 15 には，風圧中心のスリットからの距離を A モデルの先端長さ， $L_a$  で無次元化し，その運動量比による変化の様子を示している．風圧中心は，運動量比

を増加させるとスリット位置から直線的に上流に移動する．風圧中心の移動のこの単調さにより，超音速飛行体の制御系統として容易に側方噴射を利用できることがわかる．

(8) 運動量比，局所摩擦係数と境界層はく離点の関係：力やモーメントの様な積分量に対しては運動量比が適切なパラメータであることが知られた．しかし，境界層はく離点の様な積分量でない値に対しては運動量比を含んだ  $\sqrt{M_\infty^2 - 1} \cdot M_H / \sqrt{(\tilde{C}_f)_{x_s}}$  が適切なパラメータと思われる．ここで， $(\tilde{C}_f)_{x_s}$  は，はく離点でのレイノルズ数における局所摩擦係数と， $Re = 10^6$  にお

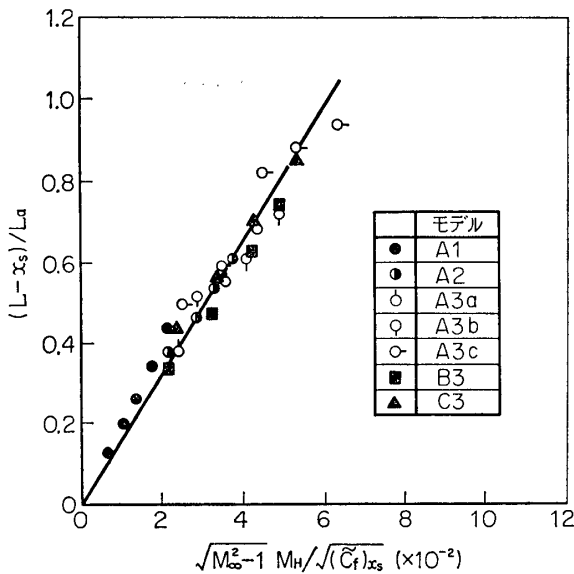


図 16 スリットより境界層はく離点までの距離

る局所摩擦係数の比, すなわち,

$$(\tilde{C}_f)_{x_s} = (C_f)_{x_s} / (C_f)_{R_e=10^6} \quad (9)$$

である.

図16は, 境界層はく離点のスリットからの距離  $(L-x_s)$  を  $L_a$  により無次元化した値と, このパラメータが比例関係にあることを示している. このパラメータの中で,  $\sqrt{M_\infty^2-1} \cdot M_H$  の増加は, はく離点の上流への移動の噴射流による効果を与え,  $1/\sqrt{(\tilde{C}_f)_{x_s}}$  の増加はその移動のレイノルズ数による効果を与えている訳である.

#### 4. 結 論

鋭い前縁をもった平板の中央付近に設けたスリットから, 二次空気流を主流に垂直方向に, 音速状態で噴射させたときの主流との干渉現象に関する実験を行なった. その際, 主流および二次流条件, ならびにスリットから前縁までの距離を種々変化させた.

スリットから前縁までの距離を長くすると, スリットの上流で, 境界層はく離点が前進し, かつ, 圧力分布に RLATEAU PRESSURE REGION に近い領域が現われることが示された.

また, 二次流と主流との運動量比が重要なパラメータとなることがわかった. そして, 平板に働く下向力は, 干渉力の存在によって反作用力の場合に比し増加するが, その増加率は, このパラメータの増加に従わずかに減少する. その際, スリットの上流のみを考慮すると, この増加率は運動量比により 200 から 150% に減少するのに対し, 上下流を考慮すると 100% から 70% の減少になる.

1969年6月11日 航空力学部

#### 参 考 文 献

- [1] Dershin, H.: Forces Due to Gaseous Slot Jet Boundary Interaction. J. Spacecraft, 2(1965)
- [2] Sterrett, J. R., Barber, J. B., Alston, D. W., and Romeo, D. J.: Experimental Investigation of Secondary Jets from Two-dimensional Nozzles with Various Exit Mach Numbers for Hypersonic Control Application. NASA TN D-3795 (1967)
- [3] Emery, J. C., Barber, J. B., and Sterrett, J. R.: Flow Visualization of a Secondary Jet by Means of Lampback Injection Techniques. AIAA J., 5 (1967)
- [4] Hawk, N. E., and Amick, J. L.: Two-dimensional Secondary Jet Interaction with a Supersonic Stream. AIAA J., 5 (1967)
- [5] Spaid, F. W., and Zukoski, E. E.: A Study of the Interaction of Gaseous Jets from Transverse Slots with Supersonic External Flows. AIAA J., 6 (1968)
- [6] 超音速気流総合実験室: 超音速気流総合実験室建設報告, 東京大学航空研究所集報, 第3巻第6号(B) (1963)
- [7] Chapman, D. R., Kuehn, D. M., and Larson, H. K.: Investigation of Separated Flows in Supersonic and Subsonic Streams with Emphasis on the Effect of Transition. NACA Report 1356 (1958)