

UDC 533.697.4:  
534.8:532.5.525

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-212

二重噴流の空力的騒音

河野長正

1970年9月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- TR-195 箱型主翼構造模型のひずみ分布とたわみに関する計算と実験  
Results of Strains and Deflection Measurements Carried out on Model Wings and their Comparison with Calculated Results 1970年5月 久能和夫
- TR-196 回転式動安定測定装置による遷音速試験  
Dynamic Stability Test in Transonic Wind Tunnel Rotary System 1970年5月 小橋安次郎, 河野長正  
西武徳, 宮沢政文
- TR-197 T Wind Tunnel Investigations of the STOL Airplane, with Attention to the Relations between the Aerodynamic Characteristics and their Wake Structure May. 1970 Norio Inumaru  
Kiyomi Kitamura  
Nagakatsu Kawahata  
Hitoshi Takahashi  
Tomoaki Suzuki
- TR-198 低マッハ数における翼型の翼型抗力の計算  
A Calculation of the Profile Drag of Airfoils at Low Mach Numbers 1970年5月 河崎俊夫, 石田洋治
- TR-199 鈍い頭部を有する円筒物体まわりの超音速流れ  
Supersonic Flow Fields around Cylindrical Bodies with Blunt Nose 1970年6月 河本 巖
- TR-200 フライイングテストベッドの高度制御システムの検討  
(II) シミュレーションによる二, 三の問題点の検討  
Analytical and simulation Studies on the Height Control System of Flying Test Bed (II) On Some Problems 1970年6月 堀川勇壮, 甲斐忠夫
- TR-201 FA-200 改機の風洞試験  
(III) 地面効果  
Low Speed Wind Tunnel Test of the FA-200-XS Airplane Model Influenced with Ground Effects 1970年7月 広末健一, 高橋 宏  
小野孝次, 桑野尚明
- TR-202 過酸化水素分解ロケットモータの実験  
The Experimental Investigation of Monopropellant Hydrogen Peroxide Reactor 1970年7月 清水昭紀, 種村利春
- TR-203 固体ロケット多分力テストスタンドの精度について  
On the Accuracy of the Multi-Component Test Stand 1970年7月 石井進一, 山田 晃  
鎮西信夫, 引地豊三  
工藤賢司
- TR-204 ジェットエンジン燃焼器の燃焼性能の研究  
Investigation of Combustion Performance of Turbojet Combustor 1970年7月 大塚貞吉, 堀内正司  
本間幸吉
- TR-205 差分法による2次元非定常ノズル流の数値計算  
Finite Difference Calculations of Two-dimensional Nonsteady Nozzle Flows 1970年8月 石黒登美子
- TR-206 航空機の横操縦を行なう人間の動特性についてのシミュレータ実験(1自由度の場合)  
A Simulator Experiment to Investigate the Human Behavior in Tracking Task 1970年8月 別府護郎, 坂井紀穂  
吉田純一
- TR-207 境界層内圧力変動による板の振動解析(I)  
一周辺単純支持板一  
Response Analysis of the Simply Supported Plate to Boundary Layer Pressure Fluctuations 1970年9月 藤森義典
- TR-208 ガスタービン燃焼器  
Gas Turbine Combustors 1970年9月 鈴木邦男, 田丸 卓  
堀内正司, 齊藤 隆

# 二重噴流の空力的騒音\*

河野 長 正\*\*

## Aerodynamic Noise of a Circular Double Jet

By Nagamasa KONO

The noise characteristics of a jet issuing from a coaxial double nozzle, of diameters of 3 cm and 6 cm respectively, are compared with those of a single jet. The far field sound pressure levels and spectrum at the mesh points, 3 m from the nozzle exit and at 30, 45, 60 and 90 degrees from the jet axis, respectively, were measured under various conditions of by-pass ratio, jet pressure and Mach number. At subsonic speeds, the maximum noise reduction was 4 db, corresponding to a mass flow ratio of 1.2 at 75% thrust increase. The reduced sound levels are mainly due to high frequency components, while the Strouhal number remains 0.24. At sonic speeds, the maximum noise reduction was about 10 db which is due to delayed shock turbulence interaction. At the same flow conditions mean velocity profiles and velocity fluctuation in the axial direction are investigated to clarify the mutual relation between the reduced noise, mean shear rate and the turbulence characteristics. The results were that the maximum velocity fluctuation in the double jet was reduced to 1/3 of the single jet, which causes considerable noise reduction with alleviation of mean shear.

### 序 論

M.J. Lighthill<sup>1),2)</sup>の理論を適用することにより、もし乱流場の記述が完全に与えられるならば、遠距離場の騒音の強さを求めることは必ずしも不可能ではない。しかし、現状ではジェット流のような非等方性乱流場を記述する相関関数を理論的に求めることは非常に困難であり、実験的に求められた経験式を用いて議論する以外にない。実験的に求められた乱れの強さや相関関数を用いれば遠距離場の騒音の強さ、スペクトル、指向性等いくつかの重要な性質を明らかにすることができる。しかしながら、現在利用できる経験式は非常に限られたもので、特に消音装置において重要となる種々の形状のノズルに対する乱流特性を与える乱れの強さや相関関数はほとんど見当らない。したがって、これらの半理論的な取扱いもほとんど不可能といってもよいであろう。空力騒音の研究は遠距離場の騒音と流れの諸特性量との関連において攻究することにより騒音発生機構のより深い理解がえられると考えられ、本研究も実用的な二重噴流の騒音特性の測定とあわせ、騒音発生機構の解明に立入るべく行なわれた

ものである。

空気力学的騒音の研究は Lighthill による理論的な解析により著しい発達をとげ、実用的な応用例もいくつか挙げることができる。特に、航空機関係ではジェット・エンジンの消音の問題に応用され、数種の消音装置が考案されている。これらの消音装置はいずれも推力損失の代償によって騒音減少を計り、エンジン性能の向上と両立しない難点がある。しかしながら、最近実用されているバイパス・エンジンにおいては若干の構造重量の増加があるにしても、推力の損失なしに騒音の減少が行なわれていることは注目すべきである。バイパス・エンジンは高温、高速の燃焼ガスの周辺に比較的低温、低速の空気を噴出するものでジェット・ノイズの発生に寄与する気流の乱れの発達が緩和されていると考えられる。この騒音減少の機構について定性的な説明<sup>3),4)</sup>はいくつか挙げられるが定量的な実験データはほとんど見当らない。そこで、問題を単純化した基礎的データを求めるため二重噴流装置を製作し、軸対称な二重ジェットを発生させ、亜音速および音速領域で主噴流と側路噴流のいろいろな速度比のもとに騒音の測定を行ない、流れの平均風速分布や流れ方向の速度変動の測定を行なってこれらの間の相互関係を調べた。二重噴流の消音効果は単一ジェット流に

\* 昭和45年4月10日受付

\*\* 空気力学第一部

比し最大速度勾配が小さくなり、このため外部流体との混合がゆるやかに行なわれることに起因するもので、若干の理論的な解析を試みた。

## 1. 記号

- $a$ : 音速  
 $D$ : メイン・ジェット・ノズル直径  
 $f(\eta)$ : 無次元速度分布  
 $I$ : 騒音の強さ  
 $L$ : ノズル出口中心よりの距離  
 $m$ : メイン・ジェットに対するバイパス・ジェットの吹出速度比  
 $P$ : 圧力  
 $p$ : 変動圧力  
 $r$ : 乱流場と観測者の間の距離  
 $S$ : 輻射場の境界  
 $T_{ij}$ : 四重極子テンソル  
 $t$ : 時間  
 $U_i$ : 平均速度成分  
 $U_M$ : メイン・ジェットの吹出速度  
 $U_B$ : バイパス・ジェットの吹出速度  
 $u_i$ : 変動速度成分  
 $u'$ : 主流方向の乱れの強さ  
 $V$ : 乱流場の体積  
 $v_i$ : 速度  
 $\mathbf{x}$ : 観測者の位置ベクトル  
 $\mathbf{y}$ : 乱流場の位置ベクトル  
 $x_i$ :  $\mathbf{x}$  の成分  
 $x$ : ジェット軸方向の座標  
 $y_i$ :  $\mathbf{y}$  の成分  
 $y$ : ジェット径方向の座標  
 $y_1, y_2$ : メイン・ジェットの内外縁境界  
 $y_3, y_4$ : バイパス・ジェットの内外縁境界  
 $\delta_{ij}$ :  $=1(i=j), =0(i \neq j)$   
 $\eta_{ij}$ : 粘性による応力  
 $\eta_1, \eta_2$ : ジェット径方向の無次元変数  
 $\nu$ : 動粘性係数  
 $\rho$ : 密度変動  
 $\rho_0$ : 平均密度
- 添字  
 $B$ : バイパス・ジェットに関するもの  
 $M$ : メイン・ジェットに関するもの

## 2. 理論的考察

境界を  $S$  とする音の輻射場の一部分に乱流領域  $V$

がある場合、乱れによって発生する音の場合は Lighthill の理論によれば、連続の方程式と運動量方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j) = -\frac{\partial}{\partial x_j} p \delta_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} \eta_{ij} \quad (2)$$

において (1) 式を  $t$  について微分し、(2) 式を  $x_i$  について微分し、その差をつくることにより次式をうる。

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho v_i v_j) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} p \delta_{ij} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \eta_{ij} \quad (3)$$

さらに、両辺に  $-a_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i \partial x_j} \delta_{ij}$  を加えると

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (T_{ij}) \quad (4)$$

となり、この方程式の解として輻射場の音場が与えられる。ただし、 $T_{ij}$  は

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + (p - a_0 p) \delta_{ij} - \eta_{ij} \quad (5)$$

で示される等価四重極子である。Lighthill は高  $R$  数の流れにおいて  $T_{ij} = \rho v_i v_j$  と仮定して次元解析を行なった。ここでは  $T_{ij}$  を少し詳しく吟味する。このため乱されない大気に相対的な変動速度と平均速度に分離して議論を行なう、すなわち  $v_i = U_i + u_i$  とすると Navier Stokes の方程式および連続の方程式は

$$\frac{\partial (U_i + u_i)}{\partial t} + (U_i + u_i) \frac{\partial (U_i + u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial (P + p)}{\rho \partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 (U_i + u_i)}{\partial x_i^2} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \cdot \rho (U_i + u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (7)$$

となる。これらの式を用いることは音の圧力変動と渦度の干渉を無視したことを意味する。(6), (7) 式の時間平均をとると、次のような平均量の関係式をうる、

$$U_i \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = -\frac{\partial P}{\rho \partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_i^2} \quad (8)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (9)$$

(8), (9) 式を (7) 式より差引き、平均値の時間微分を 0 とおくと

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i u_i - \overline{u_i u_i}) + u_i \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + U_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = -\frac{\partial p}{\rho_0 \partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} \quad (10)$$

したがって、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x_l} \left\{ (u_i u_l - \overline{u_i u_l}) + \frac{p}{\rho_0} \delta_{il} - \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_l} \right\} \\ & = - \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_s \frac{\partial U_i}{\partial x_s} + u_p \frac{\partial u_i}{\partial x_p} \right\} \quad (11) \end{aligned}$$

両辺の divergence をとると、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_l} \left\{ \rho_0 (u_i u_l - \overline{u_i u_l}) + p \delta_{ij} - \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_l} \right\} \\ & = - \rho_0 \left\{ \frac{\partial u_s}{\partial x_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_s} + \frac{\partial u_i}{\partial x_p} \frac{\partial U_p}{\partial x_i} \right\} \\ & = - \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_l} (2 U_i u_l) \quad (12) \end{aligned}$$

したがって平均流のある場合の等価四重極子は

$$T_{ij} - \overline{T_{ij}} = -2 \rho_0 U_i u_j \quad (13)$$

で与えられる。非斉次波動方程式 (4) の  $x$  点における解は形式的に次のように与えられる、

$$\rho - \bar{\rho} = \frac{\rho_0}{4 \pi a_0^2} \int_V \frac{\partial^2}{\partial y_i \partial y_j} [T_{ij} - \overline{T_{ij}}]_{t - \frac{r}{a_0}} \frac{dy}{|x - y|} \quad (14)$$

[ ]<sub>t - \frac{r}{a\_0}</sub> は [ ] 内の量の  $t - \frac{r}{a_0}$  の時刻における遅滞値である。音の強さは波面に平行な面を単位時間に流れるエネルギーで定義される。したがって、 $x$  点の音の強さを  $I(x)$  とすると、

$$I(x) = a^3 \rho_0 \left( \frac{\rho - \bar{\rho}}{\rho_0} \right)^2 \quad (15)$$

で与えられる。ゆえに、(13) 式で示される音源によって誘起される音場の強さは (13) 式を (14) 式に代入し、(15) 式より次のように示される。

$$\begin{aligned} I(x) &= \frac{\rho_0}{4 \pi^2 a_0^5} \int_V \int_{V'} \left\{ \frac{x_i x_j x_k' x_l'}{r^3 r'^3} U_i U_k' [\overline{u_j u_l'}] \right. \\ &+ 2 a_0 \frac{x_i x_k' x_l'}{r^2 r'^3} U_k' \frac{\partial U_i}{\partial x_j} [\overline{u_j u_l'}] \\ &+ a_0^2 \frac{x_i x_k'}{r^2 r'^2} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_k'}{\partial x_l'} [\overline{u_j u_l'}] \left. \right\} dy_j dy_l' \quad (16) \end{aligned}$$

ただし、遅滞値に対する微分は

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\partial^2}{\partial y_i \partial y_j} [T_{ij}] \right\}_{|x-y|} \frac{1}{|x-y|} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left\{ \frac{[T_{ij}]}{|x-y|} \right\} \\ & = \frac{1}{a_0^2} \frac{(x_i - y_i)(x_j - y_j)}{r^3} \left[ \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} \right] \quad (17) \end{aligned}$$

のように求められる、(16) 式は流れの平均速度と乱れの統計的振舞いが与えられるならば、 $x$  点における騒音が求められることを示している。しかし、これらを厳密に与えることは理論的にも実験的にも現状では不可能に近い。そこでジェット流について定性的な結論をいくつかあげると、(16) 式で重要な項は三つの

種類に分けられる。すなわち

$$\begin{aligned} & U^2 [\overline{u u'}], U^2 [\overline{u v'}], U^2 [\overline{u v v'}] \\ & U \frac{\partial U}{\partial r} [\overline{v u'}], U \frac{\partial U}{\partial r} [\overline{v v'}], U \frac{\partial U}{\partial r} [\overline{v v v'}] \end{aligned}$$

および

$$\frac{\partial U}{\partial r} \frac{\partial U}{\partial r} [\overline{v v'}]$$

である。これらは一般的に乱れの強さとともに時間的、空間的な相関関数すなわちスケールに関係する、また平均流においては一樣流の速度とともに速度勾配が関係してくる。特に、第一の種類のは  $U$  を不変とすると二階の時間微分を有し、乱れの周波数スペクトルに深く関係している。第二の種類は第三のものとの中間的な性格のもので、第三の種類は速度勾配が大きく関係している。速度勾配と乱れは互に密接に関係しており、乱れの中の渦の構造は速度勾配によって軸が変形したり強さが特定の方向に伸長されたりする。これらの細い測定は本研究の範囲を越える問題であり今後の研究にまつとして、ここでは流れ方向の変動速度成分の分布とスペクトルおよび平均速度分布より流れの速度勾配を求め、遠距離場の騒音の強さとの間の関係をえようとするものである。

### 3. 実験装置および方法

#### 二重噴流発生装置

第 1(a) 図に示されるような二重噴流発生装置によって亜音速および音速領域で同軸二重噴流を発生せしめることができる。主ノズルの直径は 30 mm で、その外側に直径 60 mm のバイパス・ノズルが取付けられ、二つのノズルの吹口は同一平面内にあり、メイン・ノズルの吹口は工作上 1 mm の肉厚をもっている。メインおよびバイパス・ノズルの縮流断面積比はそれぞれ 56 と 33 である。整流部には肉厚 20 mm の鋼管を使用し、耐圧 20 kg/cm<sup>2</sup> とし騒音の測定に有害な振動や騒音が生じないような構造となっている。また、管壁には厚さ 50 mm の吸音層を設けグラス・ウールを充填し、100 メッシュの金網と開口比 50% の穴あき鉄板によって流路を形成し気流の圧力変動を吸収するとともに十分な整流効果をうるよう注意されている。空気源は貯気槽内の 20 kg/cm<sup>2</sup> の乾燥空気を使用し空気はストップ弁、減圧弁および調圧弁を経て本装置に供給される。メイン・ジェットの供給圧はこの調圧弁によって行なわれるが、バイパス・ジェットはメイン・ジェットの配管より分岐して他の調圧弁により減圧された圧力で供給される。したがって、現状ではバイパス・ジェットの圧力比はメイン・ジェットの

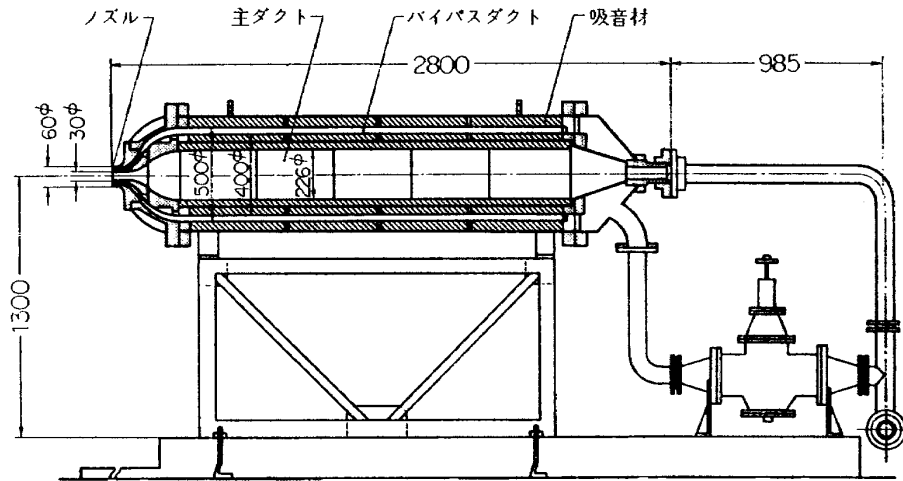


図 1 (a) 二重噴流発生装置

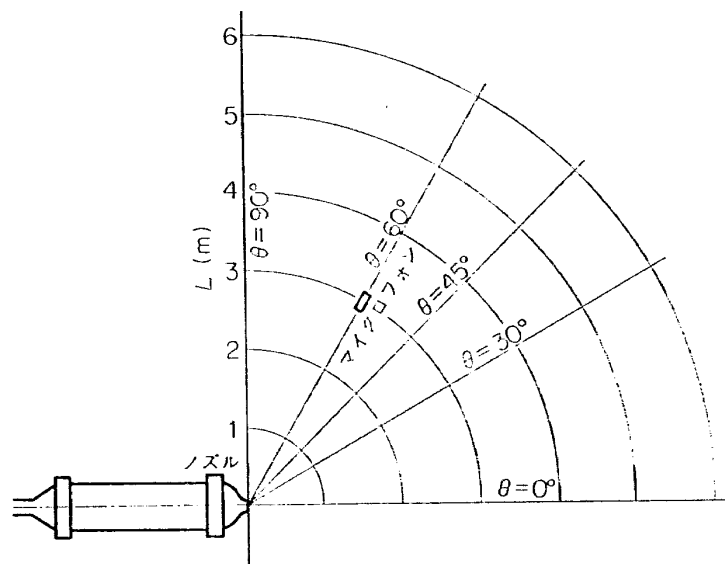


図 1 (b) 測定位置関係図

圧力比以上になりえない。メインおよびバイパス・ジェットの圧力、温度はそれぞれ集合胴の下流に設けられた静圧孔および熱電対型温度計により測定され、マッハ数やバイパス比の制御に用いられる。本装置は屋外で地上より約 1.5m の高さに据付けられ、左右にそれぞれ約 8m, 4m, 流れ方向に約 25m の自由な空間を距てて障害物があり、音響的環境は必ずしも満足すべきものではなかった。

#### 計測装置

騒音の強さの測定にはコンデンサ・マイクロホンを使用した。コンデンサ・マイクロホンは標準音響測定用に一般に広く使用されている。これは周波数特性が他のマイクロホンと比較してきわめて良好で、かつ長期間特性が安定であるなどの理由によるものである。コンデンサ・マイクロホンはその使用目

的によつて形状、特性も種々異なるものが必要で、自由な空間の音の強さを測定する場合、コンデンサ・マイクロホンとヘッド・アンプを含めた部分の音場の回折効果を補正する必要があり、これを感度特性で補償した音場用マイクロホンを使用した。測定に用いたマイクロホンは日本測器 451-AF 型音場マイクロホンで計測用増幅器は同社 354-A 型を使用した。音圧レベルは付属の db メータにより直読し、必要に応じて 1/3 オクターブ・フィルタを用いて騒音や気流の乱れのバンド幅当りの強さを分析した。流れの平均風速は境界層ピトー管により動圧を測定して求めた。また、乱れの強さは定温度型熱線風速計を製作し測定を行った。熱線には  $3.75\mu$  のタングステン線を用いた。この場合、周波数特性は約 10kHz まで平坦であることを確認した。この熱線を平均流のマッハ数 0.78 ま

で使用したが、測定量には mass flow と温度の変動が入っており、密度および温度の影響は分離されていない。乱れの測定は主としてジェット流のポテンシャル・コアの外側で行なわれ、平均マッハ数はそれ程高くないので測定値に大きな影響をおよぼしていないと思われる。

#### 4. 実験結果

##### 騒音に関する測定結果

単一ジェットについてすでに得られているいくつかの性質を試験すること、および実験装置の特性を求め

るためメイン・ジェットのみ作動させ、ノズルを中心とし流れ方向に対し  $0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$  の各線上で 1.5m から 7.5m の距離で適当な間隔でメッシュ点を作り代表的ないくつかの点で音圧レベルを測定した(第 1(b) 図参照)。この結果を第 2, 3 図に示す。これらの図から判断して騒音の測定はノズルより 3m の距離 ( $L/D_M=150$ ) で行なわれた。これは遠距離場の条件  $L/D > 100$  を満たすものであり、かつ周囲の障害物からの反射の影響が少なく、大体音の強さが距離の二乗に反比例して減少する自由空間の条件を満足するものである。また、単一ジェット・ノイズ

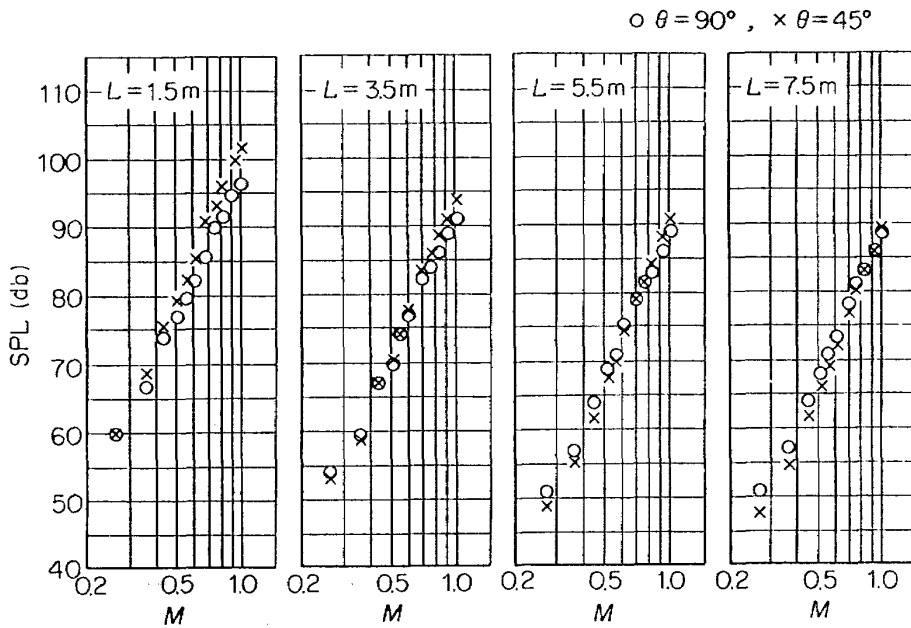


図 2 単一ジェットの各点におけるマッハ数に対する騒音特性

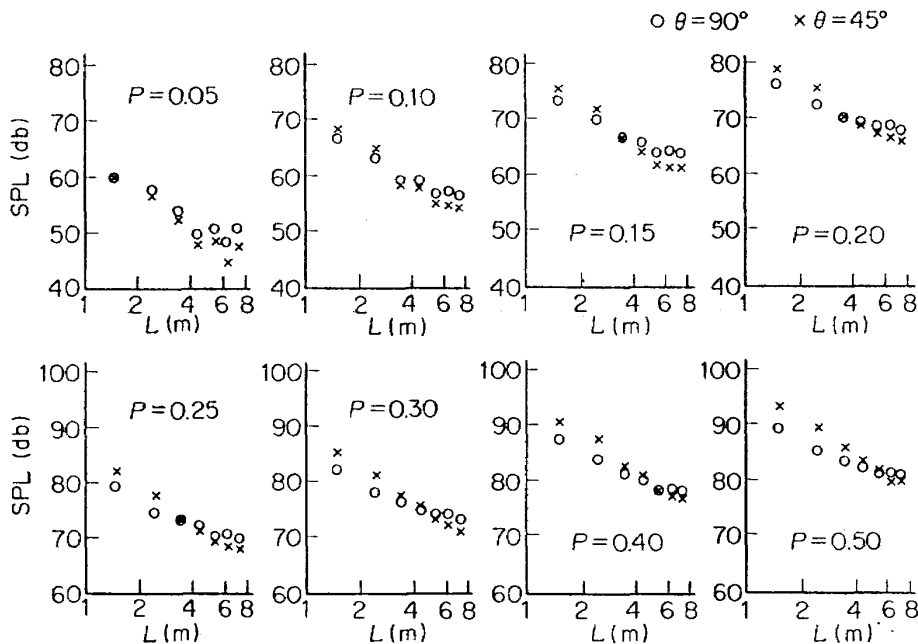


図 3 単一ジェットの各圧力における距離に対する騒音特性

としての特性は吹出速度の 6~7 乗に騒音の強さが比例し、その他指向性やスペクトルについてもこれまでの結果を定性的に満足していることがわかった。

次にメイン・ジェットの吹出しマッハ数を 0.78(供給圧 0.5 kg/cm<sup>2</sup>) に保ち、バイパス・ジェットの速度を除々に増大し、ジェット流に対する角度を変えて音圧レベルを測定した。これを同じ条件のメイン・ジェットのみからの減少分として示すと第 4 図のような結果となった。この図よりバイパス・ジェットの吹出速度  $U_B$  とメイン・ジェットの吹出速度  $U_M$  との比  $U_B/U_M$  の値が 0~0.7 の間で最大約 3~4 db の消音効果があり、さらに  $U_B/U_M$  が増すとバイパス・ジェットからの騒音が増大し、全体的な音圧レベルの増加となる。減少した音圧レベルの指

向性は第 5 図に示されるごとくあまり顕著ではないが騒音の減少は 90° の方でやや少なく 60° の方向でやや大きくなる傾向を示している。これは後に述べるスペクトル成分とも関係し注目すべき結果である。第 4 図はメイン・ジェットの吹出速度を一定として周囲に補助的な流れを加えた場合であるが、これを推力一定の条件によりメイン・ジェットの吹出速度を減少せしめると

$$U_M^2 + 3U_B^2 = U_{M0}^2 = \text{const} \quad (17)$$

より

$$\frac{U_{M0}}{U_M} = (1 + 3m^2)^{1/2} \quad (18)$$

ただし、 $U_{M0}$  はバイパス・ジェットのない場合のメイン・ジェットの流出速度で、 $m = U_B/U_M$  である。

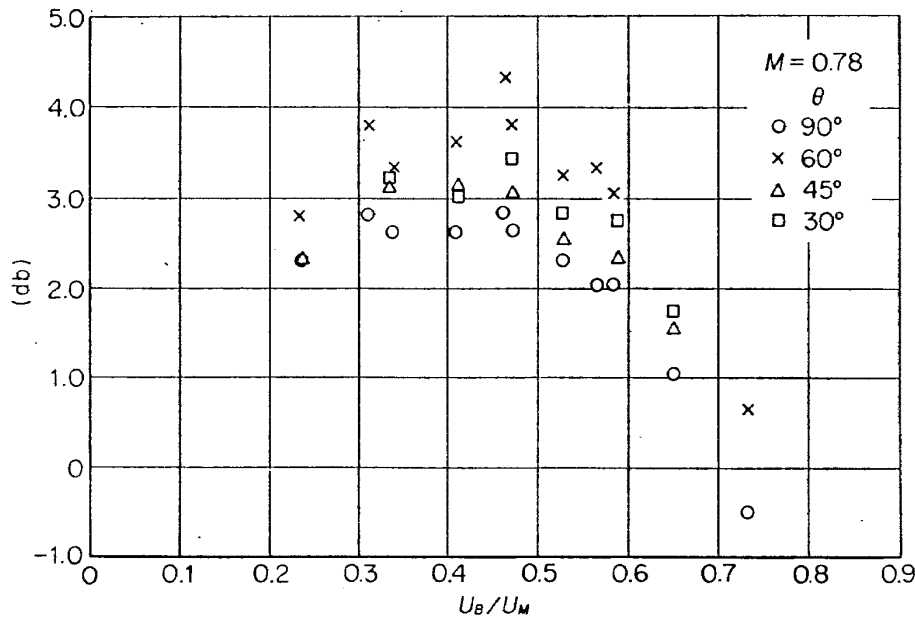


図 4 二重ジェットによる騒音の減少

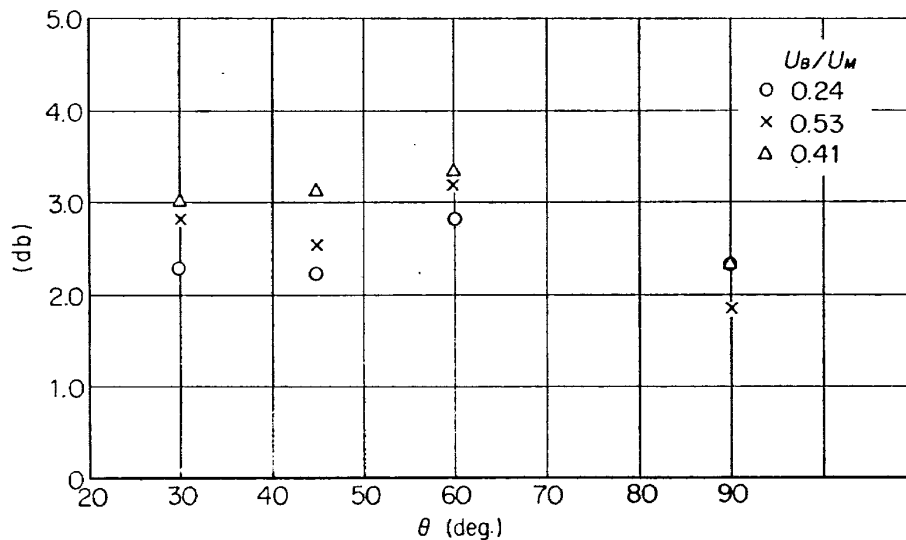


図 5 減少した騒音の方向性



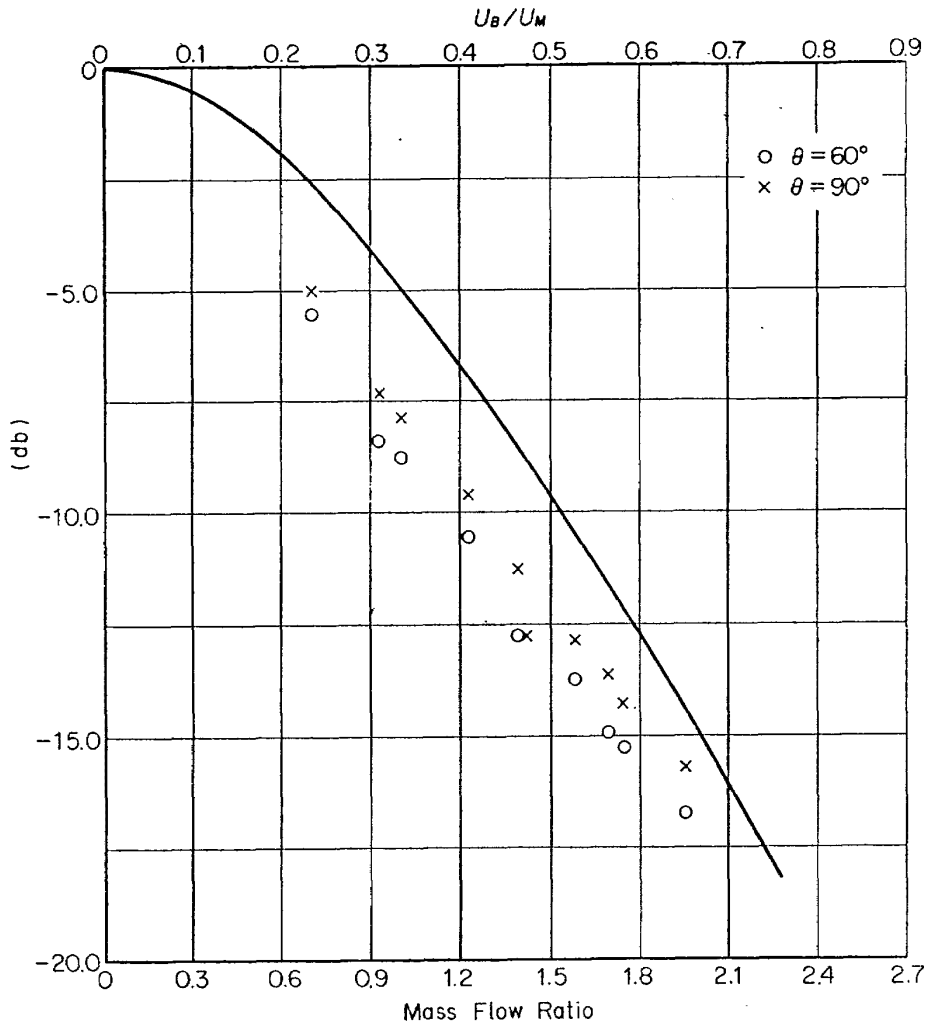


図 6 推力一定の場合の騒音減少

Lighthill の解析により騒音の強さは流出速度の 8 乗に比例することがわかっている。したがって

$$I \propto U_M^8 = U_M^8(1+3m^2)^4 \quad (19)$$

ゆえに、騒音の強さの増加  $\Delta IL(\text{db})$  は

$$\begin{aligned} \Delta IL(\text{db}) &= 10 \log \frac{U_M^8(1+3m^2)^4}{U_M^8} \\ &= 40 \log(1+3m^2) \end{aligned} \quad (20)$$

となる。第 6 図の実線は推力が一定でバイパスを行なったときの音圧レベルの低下を示す。それにさらにメインとバイパス・ジェットとの相互作用による消音効果が加わり\*、 $m=0.5$  のとき約 10 db の騒音の減少となり、この場合が最適のバイパス比であることがわかる。

亜音速ジェット・ノイズの騒音スペクトルはある中

\* 騒音の強さ  $IL$  と音圧レベル  $SPL$  の間には

$$IL = SPL + 10 \log \frac{p_{\text{ref}}^2}{\rho a I_{\text{ref}}}$$

の関係があり、標準大気中の平面あるいは球面波については両者は等しい。

心周波数でもっとも強く、それぞれ低域、高域側になだらかに減衰するような特性をもっている。この中心周波数より作られる無次元周波数

$$S_i = fD/U$$

をストローハル数と呼んでいる。騒音スペクトル分布はジェット流の乱れと密接な関係をもち、乱れの周波数と騒音周波数範囲は大體一致しており、さらに、乱れの中の渦の構造等によりスペクトルの指向性が決定される。第 7 図(a),(b),(c)および(d)は  $M=0.78, L=3\text{m}$  におけるそれぞれジェット軸より  $90^\circ, 60^\circ, 45^\circ$  および  $30^\circ$  の方向の  $1/3$  オクターブバンド幅の音圧レベル\*\*である。図中○印は単一ジェット、×印は  $P_B/P_M=0.2$  の二重ジェットについてのものである。ジェット流とのなす角度についてスペクトルの形を比較する

\*\* スペクトラム・レベル  $S(f)$  は

$$S(f) = SPL - 10 \log \Delta f$$

$\Delta f$ : フィルター・バンド幅(Hz)

で与えられる。

とストローハル数は約 0.24 で、角度に無関係に一定であった。音圧レベルは単一ジェットについて 30° の場合が大きく、中心周波数より低域側では約 10 db/oct の傾斜をもち、比較的高周波成分が多いが、ジェット流とのなす角度が大きくなると低域側の傾斜は約 7

db/oct に減少し、高周波成分が少なくなる。これを二重ジェットにすると中心周波数は約半分に減少するが外側ノズル直径で作られるストローハル数は約 0.24 で不変であった。しかし、高い周波数成分が減少し、逆に低周波成分が増大する。これを詳しく調べるた

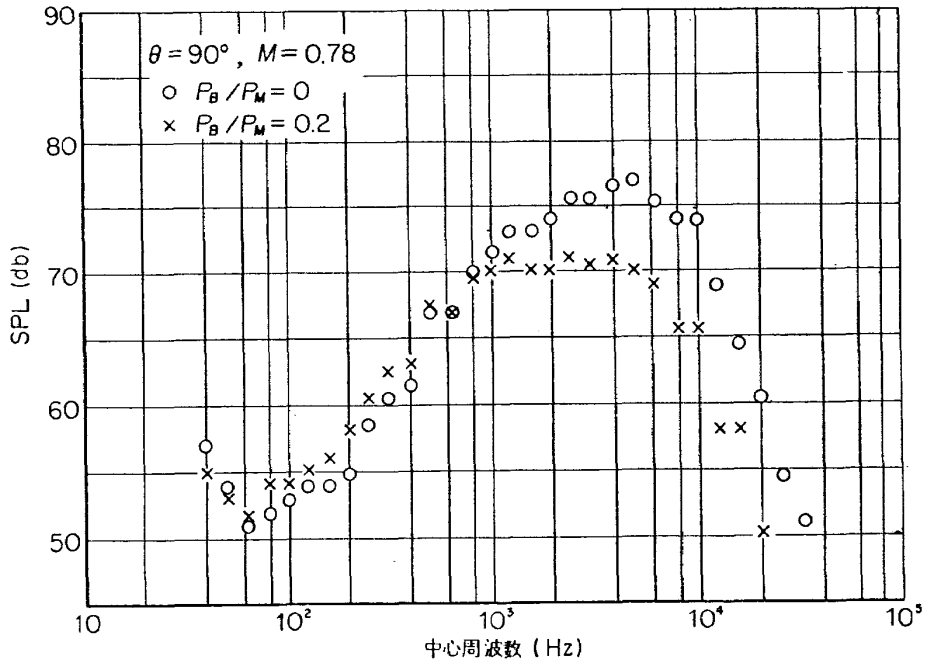


図 7 (a) 単一および二重ジェットの 1/3 オクターブ音圧レベル

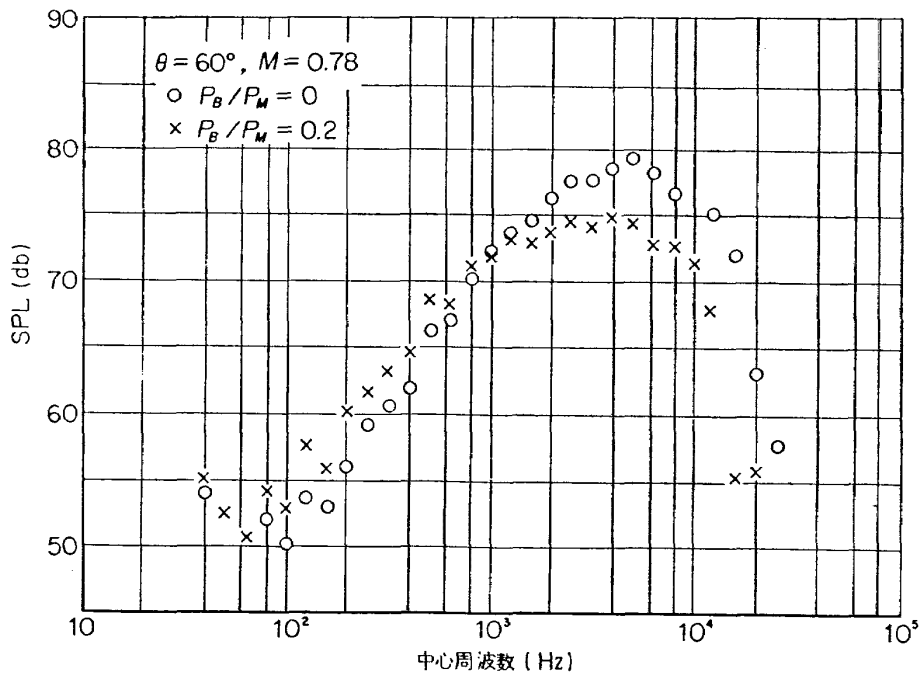


図 7 (b) 単一および二重ジェットの 1/3 オクターブ音圧レベル

めに減少したスペクトル成分のみをとり出しておのこの角度について示すと第8図のごとくなる。この図より明らかなごとく 800 Hz を中心に約 2 db/oct の傾斜で高域が減少し、同じ割合で低域が増大する。交叉周波数が中心周波数より低域側にあるため全体的な

音圧レベルは減少し、また高域の減少のため心理的な不快感が軽減される。

亜音速ノズル圧力比を増大するとマッハ数は1以上になりえないが mass flow や流出速度は増加する。この場合、亜音速ジェット・ノイズの発生機構はそのま

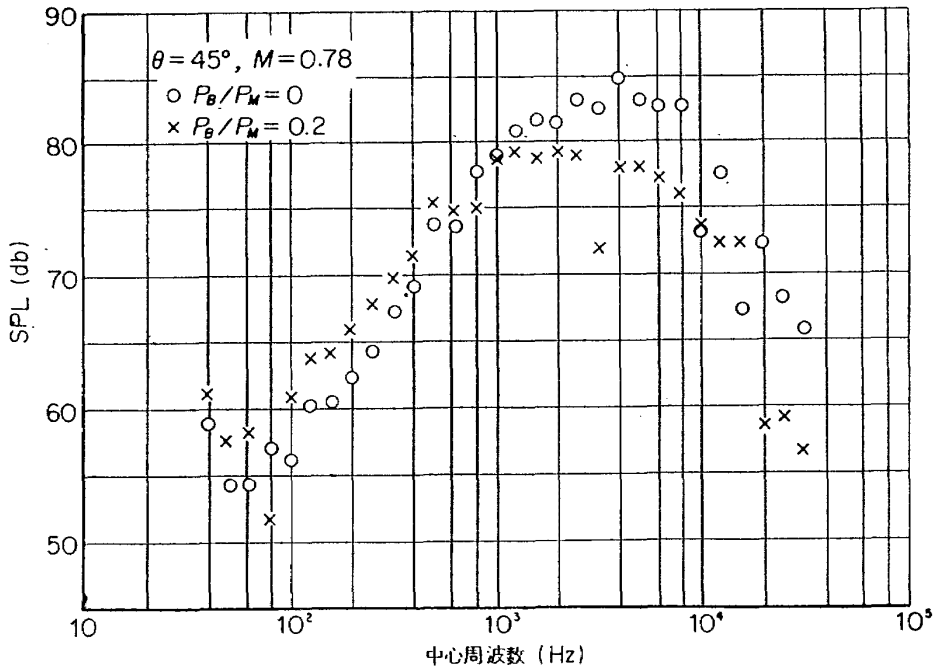


図 7 (c) 単一および二重ジェットの  $1/3$  オクターブ音圧レベル

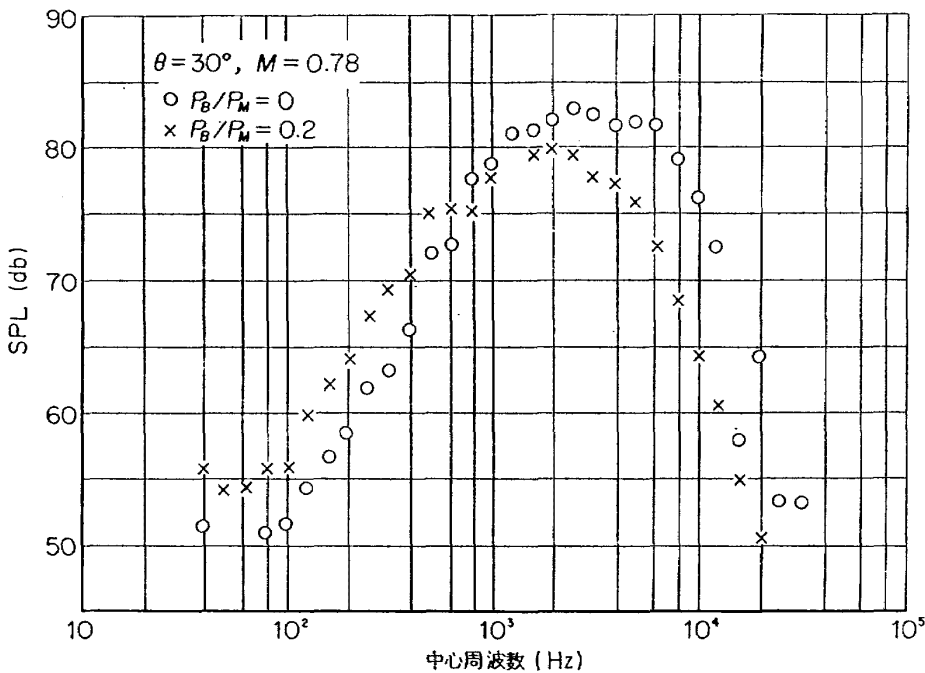


図 7 (d) 単一および二重ジェットの  $1/3$  オクターブ音圧レベル

ま延長されるが、その他に衝撃波による共鳴現象や乱れとの干渉が加わり騒音特性は著しく複雑となる<sup>9)</sup>。第9図にジェット圧力  $P_j$  に対する音圧レベルを示す。 $P_j$  が約 0.89 より音速ジェットとなり音圧レベルはジェット圧力の増大とともに急激に増大する。増

加の仕方は段階的で、ある圧力まで急激に増加し、比較的ゆるやかな増加の後また急激に増大する。これは動いている渦が衝撃波を通過するとき強い音が輻射されることによるもので、音速ジェットでは圧縮、膨張の繰返しによるおのおのの衝撃波が乱れの渦と干渉し

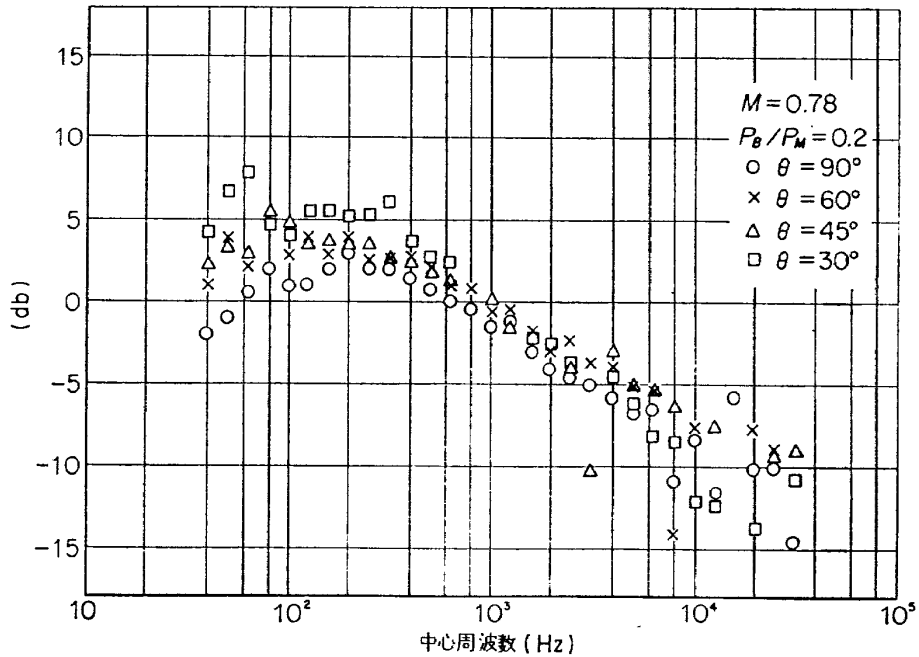


図 8 単一および二重ジェットの音圧スペクトルの変化分

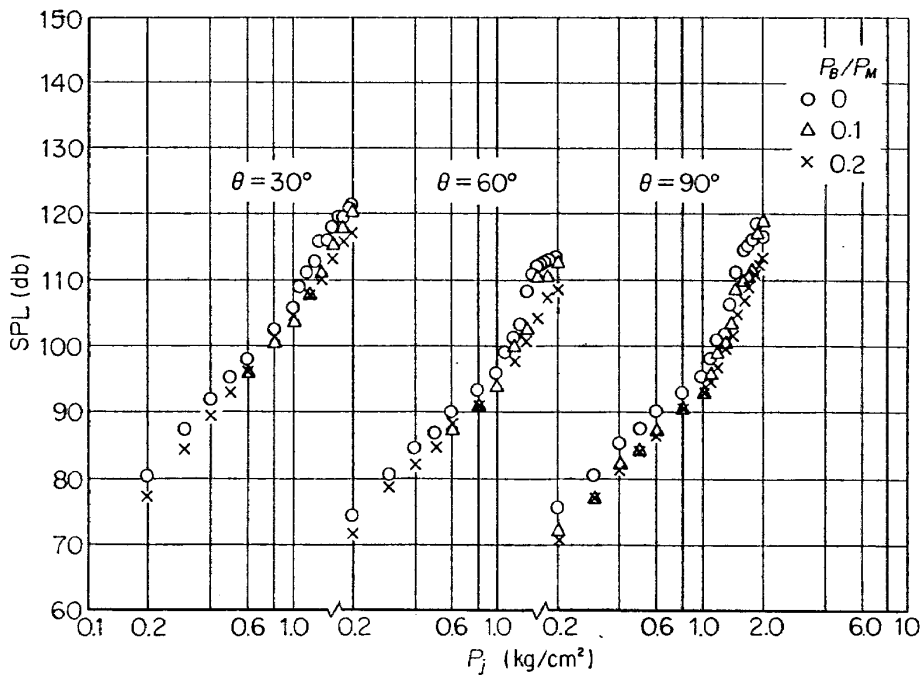


図 9 音速ジェット騒音

複雑な音場となることによるものである（写真 1 (a) 参照）。

このほか特徴的なことはウィスルあるいはスクリーチと呼ばれる特定の周波数をもった強い音がある圧力範囲で生じることである。この現象は圧力のフィード

バック機構によるものであることを Powell は指摘している。すなわち、渦と衝撃波の干渉によって生じた音波は上流に伝播し、ノズル吹口の圧力比を変化させる。ジェット流の膨張角 $\alpha$ は圧力比の関数であり、したがって圧力比が変動すると $\alpha$ が変化する、またノズ

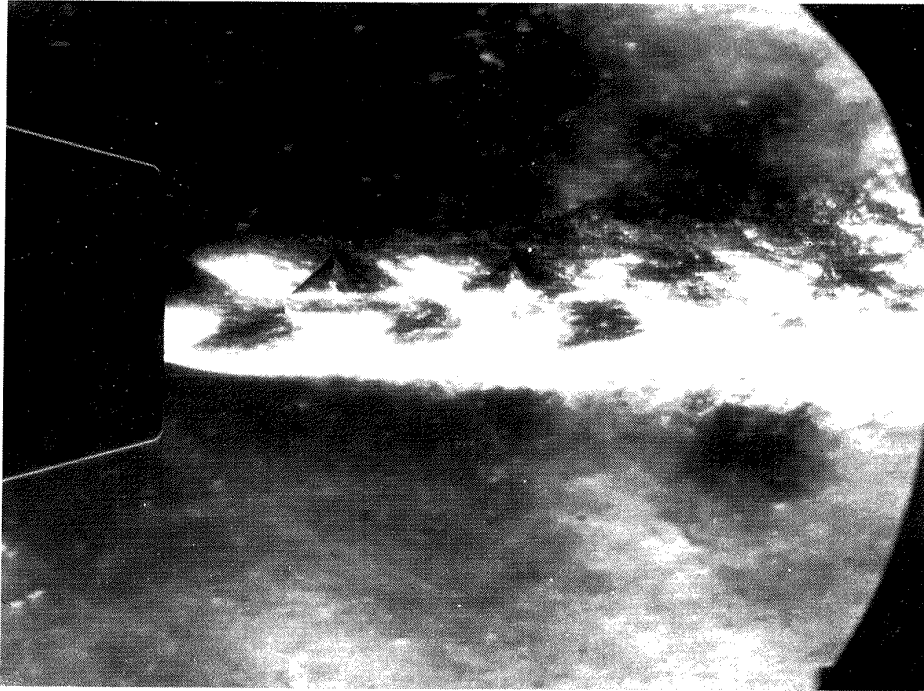


写真 1 (a) 単一音速ジェット

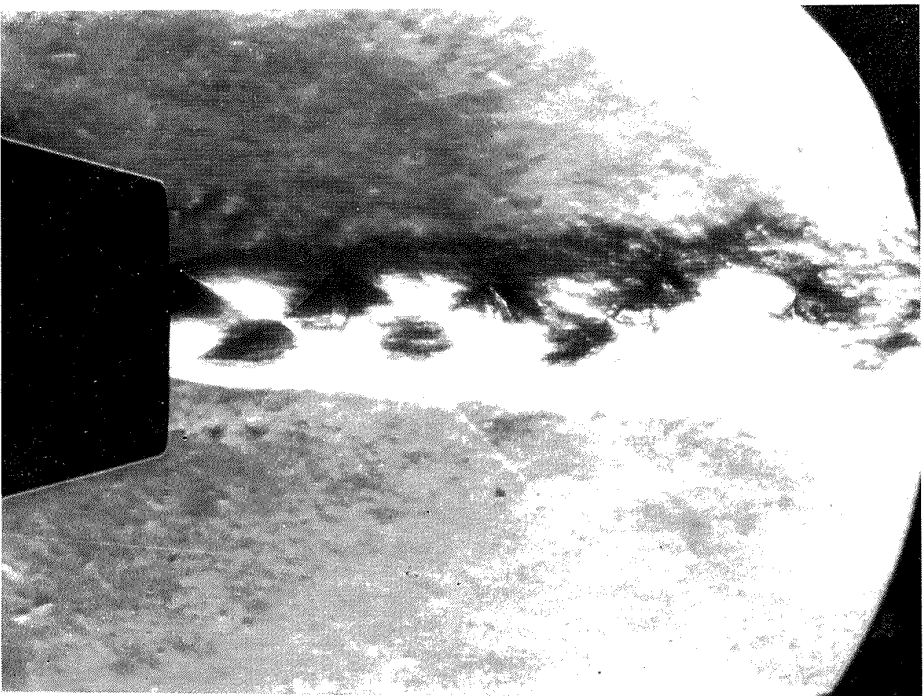


写真 1 (b) 二重音速ジェット

ル吹口の両端で音波の位相がずれていけばジェット流は振動する。これらのフィードバックの振幅、位相関係がある値のとき $\alpha$ は増大され、これが新しい渦を作り、衝撃波を通過するとき新たな音を発生する。これを二重ジェットにすると第9図の×あるいは△印に

みられるごとくかなりの音圧レベルの低下がある。これはノズル吹口の相対速度が減少し乱れが小さくなることと、ジェット境界が変形すること等により共鳴現象を生ずる条件が十分満されていないことによると考えられる(写真1(b)参照)。

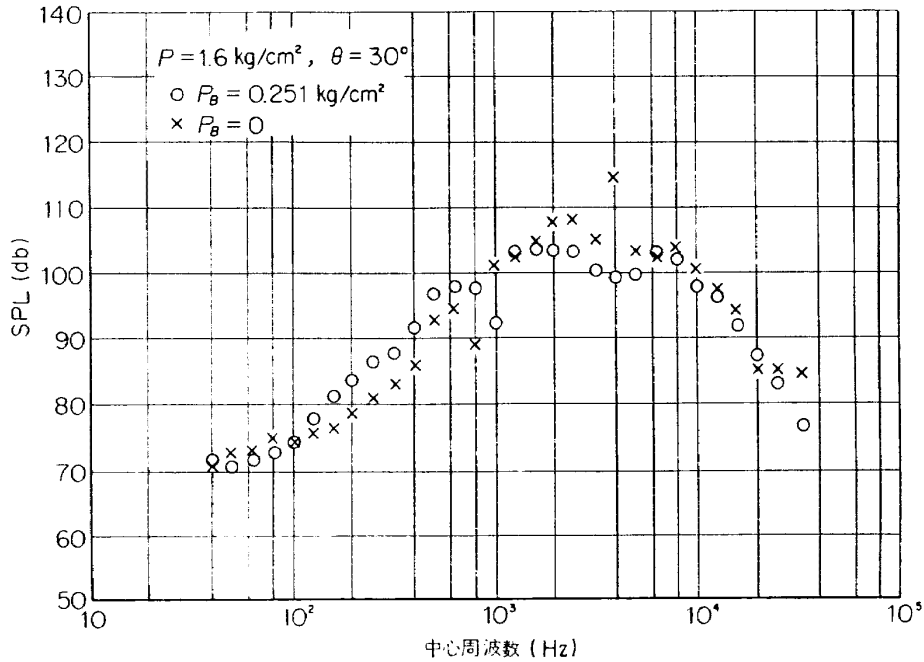


図 10 (a) 音速ジェットの $1/3$ オクターブ音圧レベル

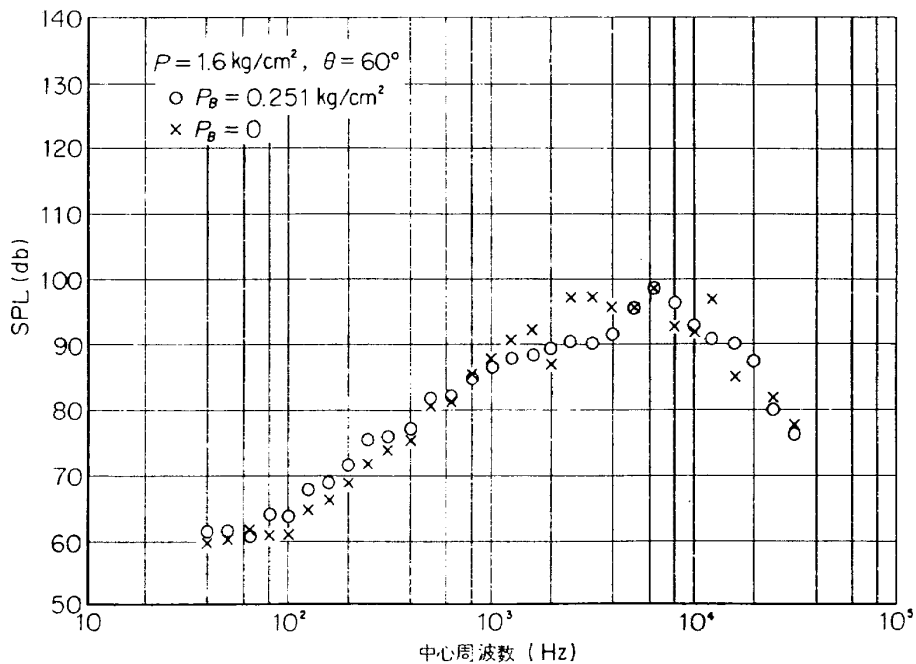


図 10 (b) 超音ジェットの $1/3$ オクターブ音圧レベル

特に、スクリーチの減衰の効果は  $\theta=60^\circ$  が一番顕著で最大約 10 db に達した。また、 $\theta=30^\circ$  では垂直音速の領域が延長されたような特性を示し、 $\theta=90^\circ$  では音速ジェットの特徴が残されているが全体的な音圧レベルの低下となっている。音速ジェット・ノイズの 1/3 オクターブ音圧レベルは第 10 図(a),(b)の×印で示されるごとくスクリーチによる大きなピークがみられるがバイパス・ジェットを加えるとこのピークは消え、垂直音速領域と同じように高域の不規則な減少と低域の増大(約 2db/oct)がみられる。

気流に関する測定結果

上に述べた音場特性、特に単一ジェットと二重ジェットの特性の相違は流れの特性量、主として平均流と

その速度勾配および乱れの強さに関係し、これらの関係を明らかにするため平均風速分布および速度変動の測定を行なった。第 11 図は  $x$  方向の 4 点における単一ジェットの速度分布を、第 12 図に同じ場所で  $P_B/P_M=0.2$  の場合の二重ジェットの速度分布を示す。図より明らかなごとく単一ジェットの方が同じ距離  $x$  では早く混合が行なわれ発達した乱流に移行する。

ここで、二重ジェットの initial region の平均風速分布を求めるために Schlichting の式を用いる。これは混合距離がジェットを横切って一定で、かつジェットの幅に比例するという仮定の下に解かれたもので実験とよく一致することがわかっている。第 13 図に従

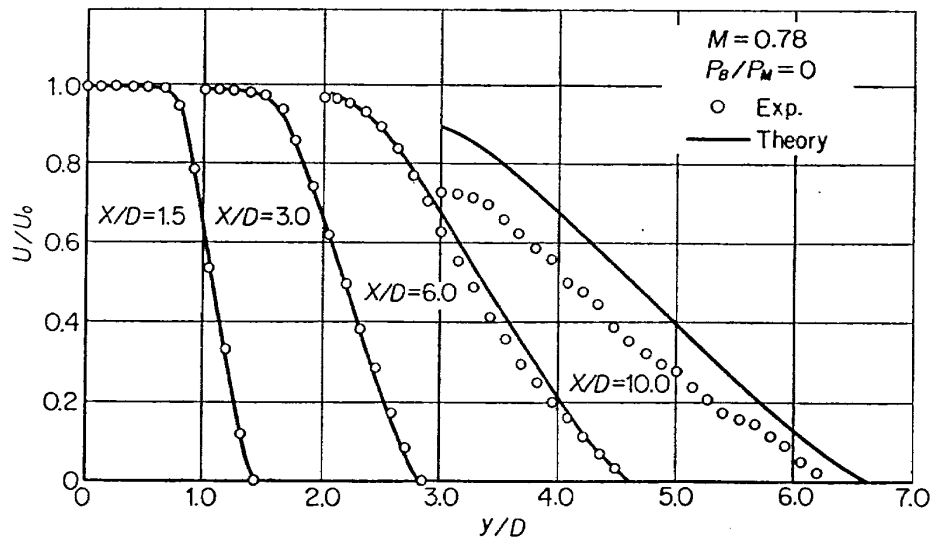


図 11 単一ジェット平均速度分布

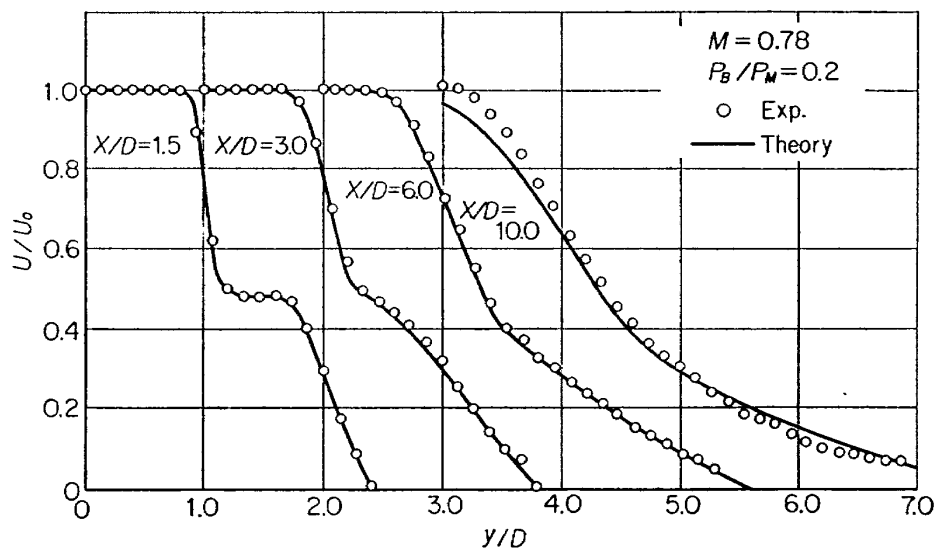


図 12 二重ジェット平均速度分布

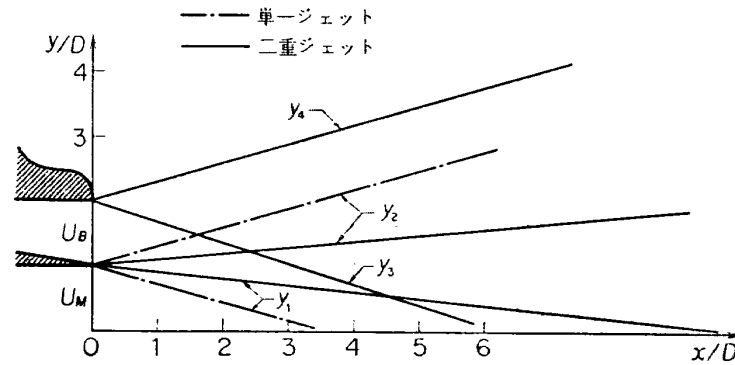


図 13 単一ジェットおよび二重ジェット流

って、

$$\eta_1 = \frac{y_2 - y}{y_2 - y_1} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \eta_1 &= 0 & y > y_2 \\ \eta_1 &= 1 & y < y_1 \end{aligned}$$

$$\eta_2 = \frac{y_3 - y}{y_4 - y_3} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \eta_2 &= 0 & y > y_3 \\ \eta_2 &= 1 & y < y_4 \end{aligned}$$

ととり、ジェットの拡りを表わす  $y_1, y_2, y_3$  および  $y_4$  は実験結果を用いてそれぞれ

$$y_1 = 15 - 0.14 \frac{1-m}{1+m} x \quad (23)$$

$$y_2 = 15 + 0.14 \frac{1-m}{1+m} x \quad (24)$$

$$y_3 = 30 - 0.14 x \quad (25)$$

$$y_4 = 30 + 0.14 x \quad (26)$$

とする。ただし、 $m = U_B/U_M$  である。したがってメインおよびバイパス・ジェットの速度分布は Schlichting の式により、

$$\frac{U_M - U}{U_M - U_B} = f(\eta_1) = (1 - \eta_1^{1.5})^2 \quad (27)$$

$$\frac{U_B - U}{U_B} = f(\eta_2) = (1 - \eta_2^{1.5})^2 \quad (28)$$

で表わされる。initial region ではこれらのジェットは互いに独立であるとして重ね合せると、全体の速度分布は次のように示される。

$$U = [U_M - (U_M - U_B)f(\eta_1)][1 - f(\eta_2)] \quad (29)$$

単一ジェットの場合は  $\eta_2 = 1$  より  $f(\eta_2) = 0$  および  $U_B = 0$  より

$$U = U_M [1 - f(\eta_1)] \quad (30)$$

となる。第 11, 12 図中の実線はそれぞれ (30), (29)

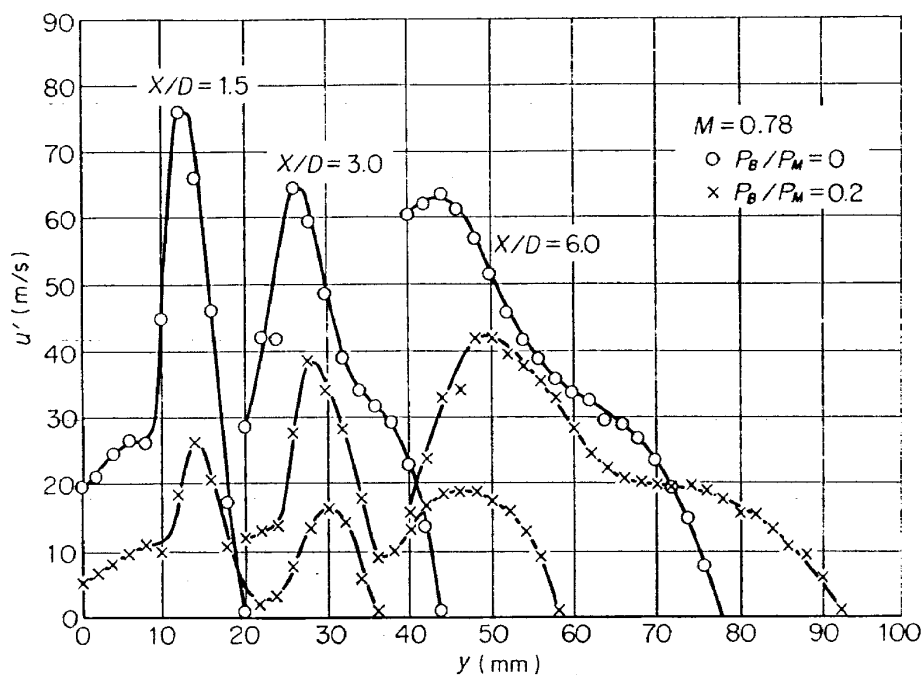


図 14 単一ジェットおよび二重ジェットの変動速度分布



式より求められたもので、図より明らかなごとく全体的により一致を示しているが  $x/D=10$  では二重ジェットの方が単一ジェットよりよい一致がえられている。さらに、 $y$  方向の速度勾配  $\partial U/\partial y$  は (29), (30) 式よりそれぞれ

$$\frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{U_M - U_B}{y_2 - y_1} \cdot 3(2 - \eta_2^{1.5})(1 - \eta_1^{1.5})\eta_2^{1.5}\eta_1^{0.5} - \frac{U_M - (U_M - U_B)(1 - \eta_1^{1.5})^2}{y_4 - y_3} \times 3(1 - \eta_2^{1.5})\eta_2^{0.5} \quad (31)$$

$$\frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{U_M}{y_2 - y_1} \cdot 3(1 - \eta_1^{1.5})\eta_1^{0.5} \quad (32)$$

で与えられる。

第 14 図に第 11, 12 図に示された平均速度分布に対応する  $x$  方向の変動速度の実測値を示す。図より単一ジェットの乱れの強さはノズルに近い所で吹出速度の約 30% にも達した。また、最大乱れの生じる場所はノズルの近くではノズル周辺の数速度勾配の大きい所にあるが、後流にゆくにしたがってジェット軸に近づいていく。これを二重ジェットにすると、もとの単

一ジェットのノズル付近にみられた大きな乱れは吹出速度の約 10% (圧力比 0.2) となり、単一ジェットの場合の約 1/3 に減少する、しかしこの減少の割合は後流にいくにつれて小さくなる。また、バイパス・ジェットによって新たに生じた乱れは吹出速度がメイン・ジェットほど大きくないため、それほど大きくなりえず全体として二重ジェットの乱れの最大値は単一ジェットの乱れの最大値に比して著しく減少することがわかった。また第 15 図 (a), (b) に  $x/D=2$  において測定された平均速度分布と変動速度分布をそれぞれ示す。

第 16 (a), (b), (c) 図はそれぞれ  $x/D=1.5, 3, 6$ , における半径方向の特定の場所の気流の乱れの 1/3 オクターブ・バンド幅レベルである。縦軸はそれぞれ 100 db=5.73 m/s, 11.1 m/s および 8.5 m/s である。○印は単一ジェットで △印および×印はメイン・ジェットを保持し二重ジェットにしたもので、それぞれバイパス、メイン両ノズル壁近くの数速度勾配の大きい所のものである。単一ジェットでは Laurence の実験

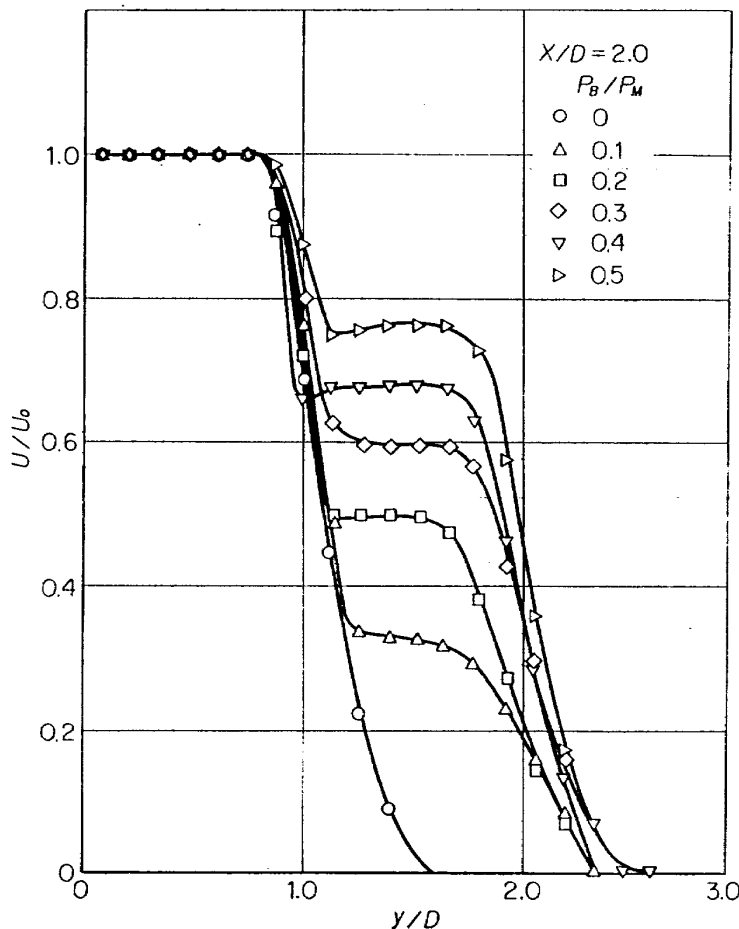


図 15 (a) 各圧力における平均速度分布

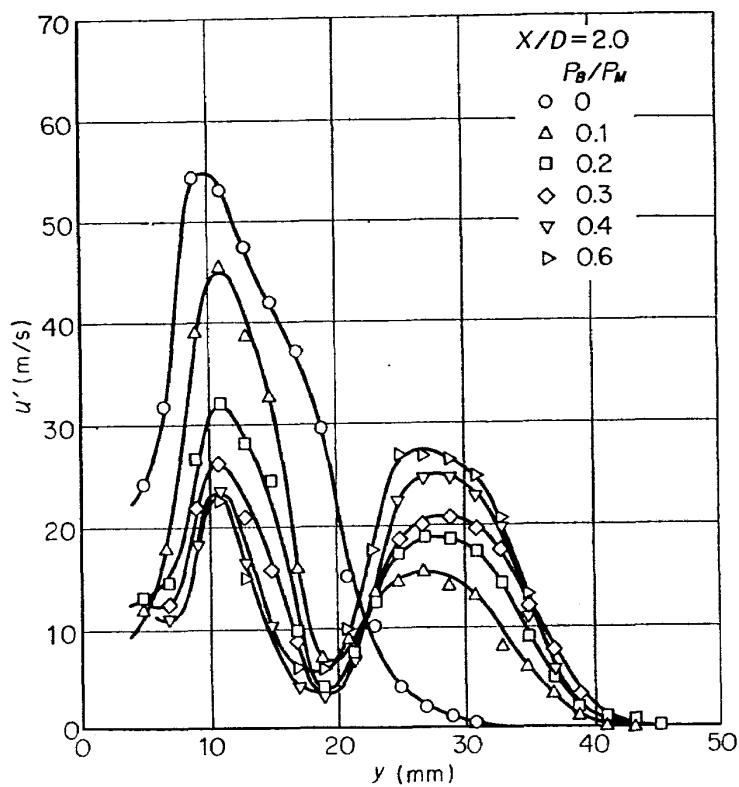


図 15 (b) 各圧力における変動速度分布

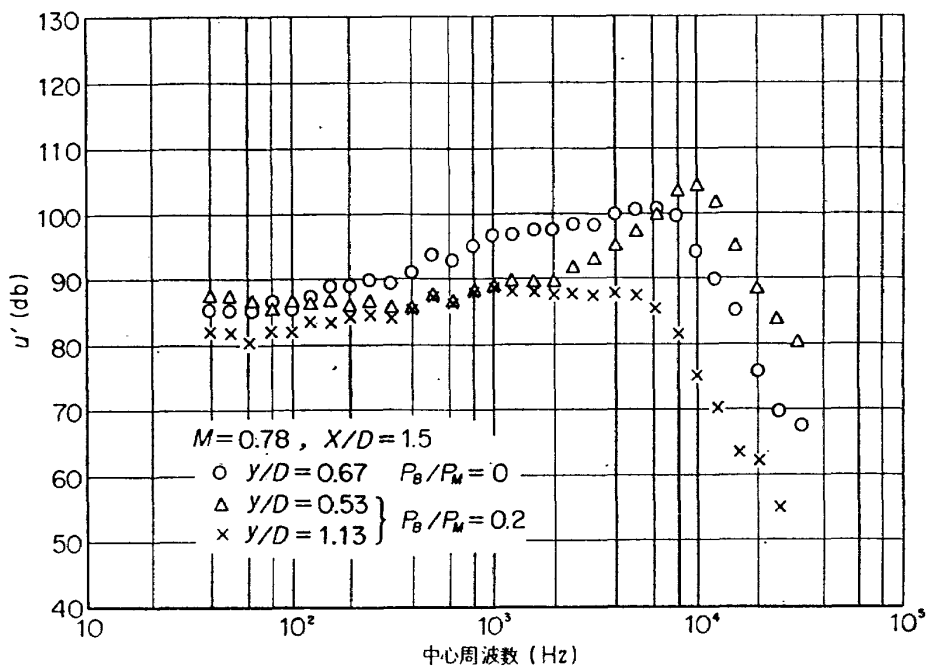


図 16 (a) 単一ジェットおよび二重ジェットの  $1/3$  オクターブバンド幅の乱れの大きさ

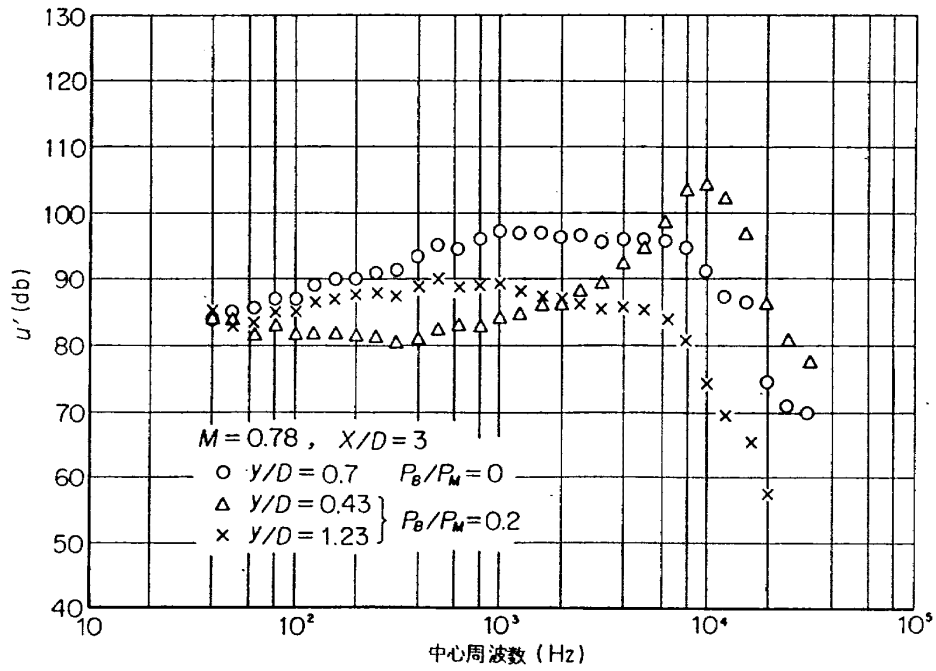


図 16 (b) 単一ジェットおよび二重ジェットの $1/3$ オクターブバンド幅の乱れの大きさ

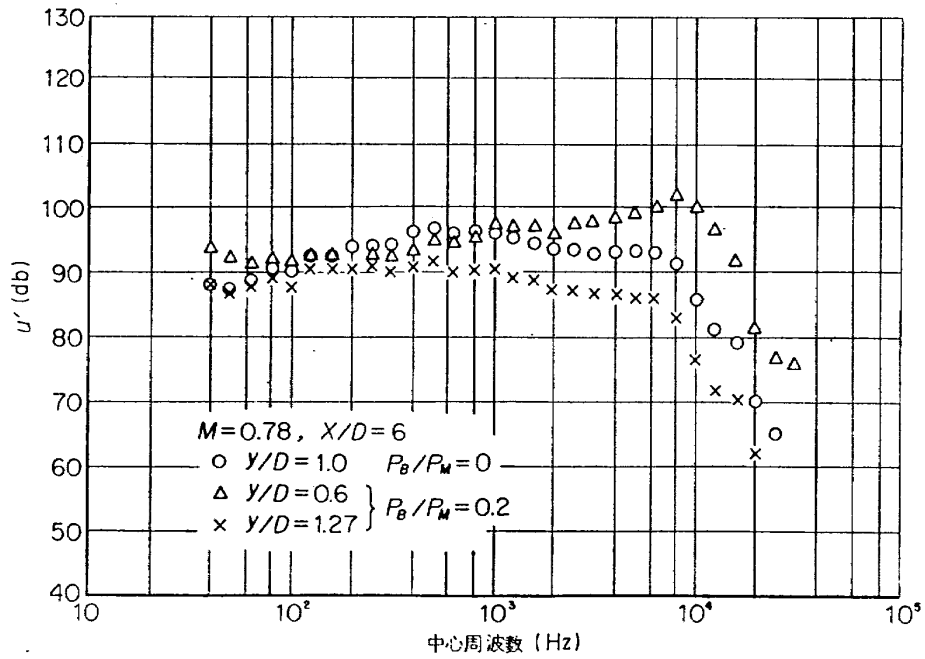


図 16 (c) 単一ジェットおよび二重ジェットの $1/3$ オクターブバンド幅の乱れの大きさ

結果<sup>10)</sup>と大体一致した結果をえた。さらに、二重ジェットではメイン・ジェットのノズル周辺の乱れが 10 kHz のピークを残して低周波側の成分が大幅に減少した。また、新たに発生したバイパス・ノズル周辺部の乱れの 1/3 オクターブ・バンド幅レベルはもとの単一ジェットの高域部分が減衰したような分布を示し、ほとんど平坦であった。これらの特徴的な性質はジェットの後流にいくにつれて高周波成分の減衰を伴って失われていき、場所による相違があまり著しくなくなり均質化してくる。これを第 7 (a), (b), (c) 図の遠距離場の音圧レベルと比較すると乱れの周波数範囲は輻射された音のスペクトル範囲と大体一致するが、ジェット内部の乱れの 10 kHz のピークは音圧としてほとんど外部に輻射されていない。このことは音の発生に関係しているのはジェット流内部よりもむしろジェット周辺部の乱れにより深く関係し音波と乱れの干渉を考慮した理論の必要性を示すものである。音圧スペクトルにみられた 4 kHz 付近の大きなピークは乱れのスペクトルにはそれほど顕著ではない。これは乱れの空間的な相関量に関係し、この実験結果から説明することは困難である。

## 5. 結 論

二重ジェット発生装置により亜音速および音速ジェットより発生するジェット・ノイズの測定を行ない、単一ジェットの場合と比較した。測定はノズルより 3m の距離でジェット軸に対し 30°, 45°, 60° および 90° の各点で音の強さやスペクトルをバイパス比や圧力を変えて測定した。亜音速ジェットではメイン・ジェットに対するバイパス・ジェットの吹出速度比が 0.5 でメイン・ジェットのみ音圧レベルに対し約 3~4 db のノイズの減少がみられ、これを単一ジェットと同じ推力の場合に換算すると約 10 db の騒音の減少が期待される。また、スペクトル分析の結果からは高い周波数がよく減衰し、低周波領域では逆に増大している。これは乱れのスケールが大きくなるため当然の結果であろう。得られたストローハル数はともに 0.24 であった。減少したノイズの指向性は著しくないが 60° でやや大きく 90° では小さい。

音速ジェットについては二重化により単一ジェットでみられる圧力のフィードバック機構によるスクリーチが弱められ、亜音速領域についての  $U^8$  則が延長さ

れたような結果をえ、約 10 db の騒音の減少がえられた。この場合、バイパス比は亜音速の場合に比して若干大きくなった。

さらに、流れの速度分布の理論的解析と測定を行ない、理論と実験とのよい一致をみた。また流れ方向の乱れの強さとスペクトルの測定結果は単一ジェットではこれまでの他の研究結果と大体一致したが、二重ジェットでは乱れの最大値が単一ジェットの約 1/3 に減少することがわかり、スペクトル分析より乱れと音波の干渉がジェット・ノイズの研究で重要であることが指摘される。

本研究において二重噴流発生装置の設計、製作にご尽力いただいた空気力学第二部北出元技官、また実験に終始ご協力いただいた原田、浅川両元技官に深く感謝いたします。

## 文 献

- 1) M.J. Lighthill; Sound Generated Aerodynamically, Proc. Roy. Soc., Series A, Vol. 267 p. 147 (1962)
- 2) N. Curle; The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound, Proc. Roy. Soc., Series A, Vol. 231 (1955/4)
- 3) A. Powell; The Influence of the Exit Velocity Profile on the Noise of a Jet, The Aero. Quart., Vol. 4 (1954/2)
- 4) Ian S.F. Jones; Aerodynamic Noise dependent on Mean Shear, J. Fluid Mechanics Vol. 33, Part 1 (1968)
- 5) G.N. Abramovich; Theory of Turbulent Jet, The MIT Press (1963)
- 6) A. Townsend; The Structure of Turbulent Shear Flow, Cambridge University Press (1956)
- 7) L.L. Fowell and G.K. Korbacher; A Review of Aerodynamic Noise, UTIA Review No. 8 (1955/7)
- 8) Boa-Tea Chu and L.S.G. Kovaszny; Non linear Interaction in a Viscous Heat-conducting Compressible Gas, JFM 3, (1953)
- 9) A. Powell; On the Mechanism of Choked Jet Noise, Proc. Roy. Soc., Series B, Vol. 66, p. 1039 (1953)
- 10) J.C. Laurence; Intensity, Scale, and Spectra of Turbulence in Mixing Region of Free Subsonic Jet, NACA Report 1292 (1956)
- 11) 小竹, 岡崎ジェット騒音, 日本機械学会論文集 201 号 (昭 38-5)

- |        |  |                                  |
|--------|--|----------------------------------|
| TR-209 | フライングテストベッド用偏向ジェットパイ<br>プの模型実験<br>Mode Test on Deflected Jet Pipes of NAL<br>Flying Test Bed       | 1970年10月 田辺義一                    |
| TR-210 | 自由飛行模型 FFM-10 の空力特性について<br>On the Aerodynamic Characteristics of a<br>Free Flight Model FFM-10     | 1970年8月 河崎俊夫, 齊藤秀夫<br>河本 徹       |
| TR-211 | ジェット・フラップロータのホバ特性に関す<br>る一模型実験<br>A Model Test on Hovering Characteristics<br>of Jet-Flapped Rotor | 1970年9月 吉田真幸, 戸田亘洋<br>岡 遠一, 高沢金吾 |

---

## 航空宇宙技術研究所報告212号

昭和45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)44-9171(代表) ㉞182
印刷所	株式会社 東京プレス 東京都板橋区桜川2-27-12

---

