論 文

CONTRIBUTED PAPERS

高亜音速ジェット中で発生するディスクリート・トーンに関する研究 (第1報)* On the Discrete Tone Generated in High Subsonic Jet (Part 1)

梅 田 吉 邦**・前 田 弘**
Yoshikuni UMEDA, Hiroshi MAEDA
並 木 祐 之***
and Sukeyuki NAMIKI

Abstract

This paper describes on the frequency characteristics of discrete tone which is emitted when a thin circular cylinder is placed in a high subsonic jet in the vicinity of a circular nozzle exit. This discrete tone has similar characteristics to ordinary edge-tone which is emitted in a low speed jet stream. But, the frequency of this discrete tone decreases as the wind velocity increases, and this tendency is opposite to that of ordinary edge-tone characteristics.

The frequency of this discrete tone is calculated by using a model of aerial vibrations in an open pipe, and is compared with the experimental values.

1. ま え が き

近年、ジェット騒音やジェット中に翼型等を浸したときに生ずる騒音のように、空気力学的に発生する音に関して種々の研究が行なわれている。これらの空気力学的に発生する音は、そのスペクトルを調べると、可聴音の周波数帯域全体にわたって音のエネルギーが広く分布している広帯域の音と、ある特定の周波数の音のエネルギーが他の周波数のそれに比べてきわだって大きいディスクリート・トーン (discrete-tone) とに分類することができる。前者、すなわち広帯域音の例としては、ジェット騒音が、また後者の例としては、エッジ・トーン (edge-tone) やブレードから生ずる音があげられる。

エッジ・トーンは、スリット状のノズルから噴射されたジェットが、ノズル近傍に置かれた楔形の物体あるいは円柱に当たったときに生ずるディスクリート・ト

ーンである。このエッジ・トーンは、SONDHAUSによって発見され、その後多くの研究が行なわれてきており、NYBORG^{1),2)}, CURLE³⁾, POWELL⁴⁾, KARAMCHETI^{5),6)}らの研究はよく知られている。しかしながら、これらの研究では、用いられたジェットの流速が比較的遅く、実験は代表長をスリット幅にとった REYNOLDS 数が50~5,000 (流速は最大で50 m/sec程度)の範囲で行なわれている。

本研究では、軸対称の高亜音速ジェット中に細い金属製の円柱あるいは両端をとがらせた薄い板をジェットに直角に置いたとき、ディスクリート・トーンが放射されることを見いだした。ここでは、ジェットの中に円柱を置いたときに発生するディスクリート・トーンに関してジェットの流速およびノズルと円柱間の距離を種々変えた場合に、このディスクリート・トーンの周波数がどのように変わるかを調べた結果について報告する。実験より明らかになったことは、ディスクリート・トーンの周波数が変化の様子は、従来から知られているエッジ・トーンと比較して似ている点もあるが、大きな相違点としては、ディスクリート・トーンの周波数がジェットの流速が増加するときに減少することであって、これは通常のエッジ・トーンとは逆の特性を示している。本研究で見いだされたディスクリート・トーンの発生メカニズムはまだ明らかではないが、本論文では、ノズルおよび円柱近傍のジェットの流れ場のシュリーレン写真による観察で見られた縦の縞模様を一つの手掛りとして、ノズル近傍のジェットが気柱振動しているというモデルを用いて、このディスクリート・トーンの周波数を表わす式を導出し、実験結果と比較した。

2. 実験装置および実験方法

実験装置の概略を第1図に示す。高圧空気槽に貯められた空気を減圧弁、鎮静室を介して直径1 cmの円

* 昭和54年11月17日、第16回日本航空宇宙学会関西・中部支部合同秋期大会にて講演。昭和55年6月12日原稿受理

** 京都大学工学部航空工学教室

*** 川崎重工業(株)

第1図 実験装置

形ノズルより噴出して、流速一定の軸対称高亜音速空気ジェットを発生させる。鎮静室には圧力計を取りつけてあり、その指示値よりノズル出口でのジェットの流速を知ることができる。また、円柱は台車に固定され、ノズル中心線に対して直角な姿勢を保ったまま中心線と平行に移動させることができる。実験に用いた円柱は、直径2mmの金属製である。この円柱に高亜音速のジェットを噴射したときに発生する音は、ノズルから1.2mの距離、ジェットの噴射方向より65°の方向、床面からの高さ1.5mの位置に置かれたブリュエル・ケア社製の1/2インチ・コンデンサー・マイクロホンで受け、プリ・アンプ、メジャリング・アンプを通してデータ・レコーダーで記録する。なお、メジャリング・アンプの周波数特性は、22.4 Hz~200 kHzに対してフラットな特性を有する。また、ノズル、円柱、マイクロホン等は、四方の壁と床面を厚さ10cmのウレタン・フォームを敷きつめた簡易無響室の中に設置した。

実験は、次の二つの場合について行なった。

- (1) 流速を一定に保って、円柱の位置を変える。
- (2) 円柱の位置を固定して、流速を変化させる。

これらの実験において、円柱とノズルの間の距離、または流速を変化させる場合には、その大きさを増加する場合と減少する場合とに分けて測定を行なった。データ・レコーダーで記録したデータは、A-D変換を行なった後、計算機によって処理し、XYプロッターでそのスペクトルをグラフ表示した。

3. 実験結果

スペクトルのいくつかの例を第2図に示す。第2図(a)は、ジェットのみによるスペクトルである。第2図(b)は、ディスクリート・トーンが発生しているときのスペクトルで、ある周波数で鋭いピークが存在している。第2図(c)は、強いピークの他に弱いピークが存在する場合である。これらのピークの周波数をディスクリート・トーンの周波数として f_p なる記号で表わし、また、ノズル出口から円柱前端までの距離を

第2図 スペクトル
(a) ジェット・ノイズのスペクトル
(b) } ディスクリート・トーンのスペクトル
(c) }

x 、ノズルの直径を d 、ノズル出口でのジェットのマッハ数を M で表わす。

第3図(a), (b), (c)は、ノズル出口でのジェットのマッハ数 M を一定に保ち、距離 x/d を変えたときの周波数 f_p の変化を示す。

これらのグラフから、次のことがわかる。すなわち

(a)

(c)

(b)

第3図 ノズル-円柱間距離を変えたときの周波数特性

減少する場合 (dec.) の測定点を異なった記号を用いてプロットしてあり、細い矢印で示している個所では、 x/d が増加するときと、減少するときとは、ジャンプが起きているのは、互いに行きすぎた位置であることから、履歴現象が存在することがわかる。

上述のように、ジェットの流れを一定に保って、円柱の位置 x/d を変えたときにみられる周波数 f_p のこのような変化は、通常のエッジ・トーンの場合にもみられる特徴である。

第4図(a), (b), (c)は、ノズルと円柱との間の距離 x/d を一定にして、ノズル出口でのジェットのマッハ数 M を変化させた場合の周波数 f_p の変化を示す。

これらのグラフから、次のことがわかる。

(1) ノズル出口でのジェットのマッハ数が、 $0.6 \leq M \leq 0.9$ の範囲にあるとき、ディスクリー・トーンが発生する。

(2) 流速 M を増加させていくと、初め周波数 f_p は増加するが、 M のある値で f_p は極大値をとり、さらに M を増加させていくと、 f_p は減少し、ある流速で低い周波数へジャンプすることが見いだされる。ジャンプの回数は、 x/d を変化させたときより少なく、1~2回である。

(3) 流速 M を変化させたときに生ずる周波数のジャンプにおける履歴現象の存在の有無は、これらのデータからは明らかでない。

上述のジェットの流速のマッハ数 M を変えたときに示す性質のうち、とくに(2)の性質は、通常のエ

(1) ノズルと円柱との間の距離が、 $1 \leq x/d \leq 8$ の範囲にあるとき、ディスクリー・トーンが発生する。

(2) 円柱を動かして x/d を増加させていくと、 f_p は減少していくが、 x/d のある値で、 f_p は高い周波数へジャンプする。その後、 f_p はジャンプを数回繰り返して減少する。

(3) 周波数のジャンプにおいて、履歴現象が存在する。

これらのグラフでは、 x/d が増加する場合 (inc.) と

第4図 ジェットの流速を変えたときの周波数特性

第5図 流速を変えたときのエッジ・トーンの周波数特性⁹⁾

ジ・トーンでは、第5図に示されているように、周波数 f_p が流速が増加するにつれて増加し、高い周波数へジャンプするのとは対照的である。

4. ディスクリート・トーンの周波数に関する考察

前節で述べたディスクリート・トーンの発生原因としては、いろいろな可能性が考えられる。そこで、ディスクリート・トーンが発生するメカニズムを明らかにする試みの一つとして、ディスクリート・トーンが発生しているときの流れ場をシュリーレン光学系を用いて可視化して調べた。その結果、ノズル-円柱間距離や流速によって異なるが、第6図の写真に示すようにジェット軸に対して垂直な縞模様が観察された。この縞模様は、ジェット軸に沿って密度勾配が存在していることを示している。この写真で見られるように、縞模様がほぼ等間隔で現われている場合には、ジェット軸に沿って流れの中に密度の濃淡がほぼ等間隔で交互に生じていることを示しているので、ジェット流中

第6図 ノズル-円柱付近の流れ場のシュリーレン写真と説明図

に定在波が存在していることを想像させる。

したがって、本節では、このような流れ場の可視化によって得られた情報をもとに、ディスクリート・トーンが、ジェットの中の気柱振動により生じた定在波によって周囲の空気が振動させられる結果として放射

第7図 ノズル近傍のジェットと両端開放の気柱との対応

されると考えて取り扱い、まず、ディスクリット・トーンの周波数に関する式を導出し、その結果得られる定在波の波長とシュリーレン写真の縞模様との関係について後で述べる。

ディスクリット・トーンがジェットの気柱振動によって生じるためには、第7図(a)において、ジェット中の円柱近くで生じた広帯域の音波がジェットの周辺部およびジェット軸に垂直な二つの境界面で反復反射され、ジェットの内部にそのエネルギーがとじ込まれることが必要である。ジェットの内部と外側とは、空気密度や音波の伝播速度が異なるので、ジェットの周辺部でわずかも音波が反射されると考えられる。また、ジェット軸に垂直な二つの境界面としては、上流側ではノズルの端面を、下流側では円柱付近で生ずる衝撃波または円柱の後流前縁を考慮することができる。

したがって、ディスクリット・トーンの周波数について考える場合、第7図(b)のようにジェットの内部の部分を通常の固体壁を有する両端開放の管の中の気柱と対応させて考えることができるだろう。この場合、気柱の長さ l は、ノズル-円柱間距離 x と、その両端における終端補正 δ ($=\delta_1+\delta_2$) の和によって表わされる。

また、通常の気柱振動では、管の中を風が流れないので、管の軸に沿って両方向に伝わる音波の速度は同じであるが、いま考察している気柱振動モデルにおいては、管の中を一方方向に向かってジェットが吹き抜けるため、両方向に伝わる音波の速度が異なる。

円柱付近で生じた広帯域の周波数の音波は、ジェット中を全方向に向かって方向により異なった速度で伝わる。そのなかで、ジェット軸に沿って伝わる音波は、長さ l の区間の両端で反射され、その区間を数回往復伝播することができる。したがって、流れの方向に進む音波と逆の方向に進む音波とが干渉し合って、気柱の長さ l に対応する特定の周波数の音波だけが共鳴して、その振幅を増大させ、両端面からそのエネ

ギーの一部がもれ出る。このようにしてもれ出した音波の周波数が f_p で、大きな振幅を有し、実験によって観測されるスペクトルの鋭いピークに対応していると考えられる。これに対して、ジェット軸に沿って伝わらない音波は、ジェットの周辺部等から抜け出して、スペクトルの広帯域周波数成分を形成するのに寄与するものと考えられる。

次に、第7図に示された気柱振動モデルを用いて、ディスクリット・トーンの周波数 f_p を表わす式を導出する。図のように、ジェットの下流方向に x 座標をとると、ジェットの中を下流方向に進む音波の音圧を p_1 、上流方向に進む音波のそれを p_2 とし、それぞれの振幅を A_1, A_2 、波数を k_1, k_2 、角周波数を ω とすれば、音圧 p_1 および p_2 はそれぞれ次式で表わされる。

$$\begin{cases} p_1 = A_1 e^{j(\omega t - k_1 x)} \\ p_2 = A_2 e^{j(\omega t + k_2 x)} \end{cases} \quad (j = \sqrt{-1}) \quad (1)$$

ただし、

$$k_1 = \frac{\omega}{c+U}, \quad k_2 = \frac{\omega}{c-U} \quad (2)$$

である。上式で、 c は風がないときの大気中での音速、 U はジェットの流速を表わす。

この二つの音波を重ね合わせると、ジェット軸に沿う任意の位置 x における音圧 p は次式で表わされる。

$$p = p_1 + p_2 = A_1 e^{j(\omega t - k_1 x)} + A_2 e^{j(\omega t + k_2 x)} \quad (3)$$

両端開放の気柱振動では、管の両端 $x=0$ および $x=l$ で $p=0$ となるので、

$$\begin{cases} A_1 + A_2 = 0 \\ A_1 e^{-jk_1 l} + A_2 e^{jk_2 l} = 0 \end{cases} \quad (4)$$

が成立する。上式より、

$$e^{j(k_1 + k_2)l} = 1 \quad (5)$$

すなわち、

$$(k_1 + k_2)l = 2n\pi \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (6)$$

または、

$$\frac{l}{\lambda_1} + \frac{l}{\lambda_2} = n \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (7)$$

を満たす周波数、

$$f_p = \frac{nc(1-M^2)}{2l} \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (8)$$

で共鳴することがわかる。上式で、 $M=U/c$ はジェットのノズル出口でのマッハ数、 n は振動の次数を表わす。また、 $l=x+\delta=x+\delta_1+\delta_2$ で、 x はノズル-円柱間距離、 δ_1, δ_2 は両端における終端補正を表わす。

(8)式から、周波数 f_p は、ジェットのマッハ数 M を増加させたり、ノズル-円柱間距離 x を増加させると、減少すること、さらに、次数 n が変わると、ジャンプすることがわかる。これらの傾向は、実験データと定性的に一致するが、(8)式を用いて周波数 f_p を

計算するためには、次数 n と終端補正 δ の値を知らなければならない。

なお、(3)式を実数表示すれば、

$$\begin{aligned} p &= p_1 + p_2 \\ &= A_1 \cos(\omega t - k_1 x) - A_1 \cos(\omega t + k_2 x) \\ &= 2A_1 \sin\left(\frac{k_1 + k_2}{2} x\right) \cdot \sin\left(\omega t - \frac{k_1 - k_2}{2} x\right) \quad (9) \end{aligned}$$

となる。(9)式は厳密な意味において定在波を表わしていないが、振幅が x とともに等間隔で最大値をとることを示しており、一種の定在波が存在することを表わしている。この場合の定在波の波長 λ_s は、(9)式より次のように表わすことができる。

$$\lambda_s = \frac{2\pi}{\frac{1}{2}(k_1 + k_2)} = \frac{c(1 - M^2)}{f_p} \quad (10)$$

先に、第6図において、シュリーレン光学系を用いて撮影したジェット中に見いだされる縞模様の写真を示した。この縞模様が定在波の存在を示しているとするれば、隣り合った縞模様の間隔は $\lambda_s/2$ である。この写真は、 $M=0.777$ 、 $c=343.1$ m/s、 $x=2.4$ cm のときに撮影されたものであって、縞模様の間隔から λ_s の値として 1.0 cm が求められ、(10)式より、ディスクリット・トーンの周波数 f_p を求めると、 13.6 kHz なる値を得る。この値は、同じ条件で測定された f_p の値 13.7 kHz とほぼ一致している。したがって、写真に写っている縞模様は、定在波が存在していることを示しているものと考えられる。

5. シュリーレン写真の縞模様と次数の関係について

前節で、 $M=0.777$ 、 $x=2.4$ cm ($x/d=2.4$) の場合のシュリーレン写真の縞模様がジェット内に生じている定在波を示していることを明らかにしたが、ここでは、次数とシュリーレン写真の縞模様との関係について考察する。第6図の場合と同様に、ジェットの流速を $M=0.777$ と一定に保って、 x を変えたときにシュリーレン写真に写った縞模様の中心位置を図示すると、第8図ようになる。この図には、音圧の振幅分布の様子も合わせて示している。シュリーレン写真の縞模様は、ジェット流中の密度変化率が大きい場所を示している。それゆえ、先に述べたように、密度変化がジェット内に生ずる定在波によって生じているならば、シュリーレン写真の縞模様の位置は、音圧の振幅の変化率が大きい場所、すなわち、定在波の節の位置を示していることになる。したがって、第8図において、縞模様の数は振動の次数を表わすはずである。

第3図において、 x が増加するとき周波数のジャンプが数回生じていることが見いだされる。そして、この周波数のジャンプのたびにごとに次数が一つずつ増加

第8図 ジェットの流速を $M=0.777$ とし、ノズル-円柱間距離を変えたときにシュリーレン写真に写った縞模様の位置の変化

する。それゆえ、先の議論に従うと、第8図において x が増加するにつれて縞模様の数が増えなければならないが、実際には、 $x=1.6$ cm から $x=1.9$ cm へ増加するとき、あるいは、 $x=2.4$ cm から $x=2.9$ cm へ増加するときのように縞模様の数が x の増加につれて減少することもあり、縞模様の数が必ずしも次数を表わしていないようにみえる。

しかしながら、 $x=1.4$ cm と $x=1.6$ cm では、縞模様の数はともに2で、第3図(b)のデータから、この二つの場合は同じ次数を有していることが明らかである。また、 $x=2.4$ cm のときの縞模様の数は3で、第3図(b)のデータから、この場合の次数は $x=1.4$ cm あるいは $x=1.6$ cm の場合より一つだけ増していることがわかる。このように、これら三つの場合に限って、シュリーレン写真の縞模様の数と次数との間に対応が見いだされる。したがって、これらの場合に次数が縞模様の数と一致しているとみると、次数の値としてそれぞれ2および3が与えられる。それゆえ、第3図(b)のデータの次数は、1から6までの整数値をとる。さらに、第3図(b)との対応において、第3図および第4図のデータのすべての次数が決められ、それらの値をそれぞれのデータに付記した。

以上のように、次数の値を $M=0.777$ のときの $x=1.4, 1.6, 2.4$ cm の三つの場合の縞模様の数をもとに決めたが、 $M=0.777$ の場合でも、 $x=1.9, 2.9, 3.2$ cm の場合には、第3図(b)の次数 n の値と縞模様の数が一致していないので、上の方法で次数を決めたことの妥当性について考えてみる。

第9図 ジェットの流速を $M=0.777$ とし、ノズル-円柱間距離を変えたときの可聴全周波数帯域の音圧変化

このために、第9図に示したノズル-円柱間距離と全周波数帯域の音圧の関係を示したグラフを見てみると（シュリーレン写真は●印に対応して撮影されたので、●印で見る）、 $x=1.4, 1.6, 2.4$ cm のときは110 dB を越えているけれども、 $x=1.9, 2.9, 3.2$ cm では、音圧の値がこれより小さくなっている。このことは、音圧の値がある大きさ以上にならないと、本来シュリーレン写真に縞模様が現われるはずの位置に縞模様が写らないことを示している。実際、シュリーレン写真で縞模様が認められたのは、 $M=0.777$ の場合、第9図の(A)で示された範囲においてであり、音圧の値が106 dB 以上の場合に相当している。これに対して、ディスクリート・トーンが観察されるのは、(B)で示された範囲であって、この範囲内では、(A)の範囲外にあって音圧の値が小さい場合、シュリーレン写真に縞模様が写らないけれども、実際には定在波が存在して、ディスクリート・トーンが発生していると考えられる。それゆえ、(A)の範囲内にあって、とくに高音圧を示す $x=1.4, 1.6, 2.4$ cm のとき、縞模様はあるべき位置に写り、この場合には、縞模様の数をもとに次数を決めることは適当で、また、このようにして決めた最低次の次数が第3図および第4図において示されているように、1となって自然であることから、上記の次数の決定法が妥当であるといえる。また、上のように次数を決めると、 $M=0.777$ の場合、第8図のように振幅分布が描ける。

6. 一様な風が吹き抜けている場合の気柱振動の終端補正について

気柱振動モデルを用いて導出したディスクリート・トーンの周波数を表わす式((8)式)を用いて、理論的

に周波数を計算するためには、実験において測定されるノズル出口でのジェットのマッハ数およびノズル-円柱間距離の値、測定時の音速、次数、および終端補正に対する理論値を用いなければならない。気柱内を風が吹き抜けていない場合の終端補正値は RAYLEIGH^{7),8)} によって理論的に計算されているが、一様な風が吹き抜けている場合の気柱振動の終端補正値を理論的に求めることはいまのところ困難である。しかし、前節で決めた次数 n を用いると、第3図の実験データ

第10図 ノズル-円柱間距離を変えたときの終端補正値

から x と f_p の関係は明らかであり, c および M の値は実験時において一定で, 既知であるので, (8)式を用いて終端補正 δ の値を求めることができる。

ジェットの流速が $M=0.736, 0.777, 0.837$ のときに x を変えた場合の終端補正 δ の値を求めると, 第10図(a), (b), (c) のようになる。これらの図より,

① x の増加とともに, δ の値は次数ごとに異なる直線に沿って減少する。

② 次数 n が変わっても, これらの直線の勾配は変わらない。

③ 流速 M が増加するにつれて, これらの直線の勾配は大きくなる。

ことがわかる。同様にして, 第4図のデータを用いると, $x/d=1.7, 2.4, 3.0$ のときの M と δ の関係が得られ, 第11図(a), (b), (c)に示されている。これらの図より,

① 流速 M の増加につれて, δ の値は次数ごとに異なる直線に沿って減少する。

② 次数 n が変わっても, これらの直線の勾配は変わらない。

③ x の値が増加するにつれて, これらの直線の勾

配は大きくなる。

ことがわかるが, 終端補正値 δ が以上のような特性を有することの理由については, いまのところ明らかにすることができない。

また, (8)式と(10)式とより, 終端補正 δ に関して,

$$\delta = \frac{n}{2} \lambda_p - x \quad (11)$$

なる式を得る。上式において, 定在波の波長 λ_p はシュリーレン写真から求められ, 次数 n の値が第3図(b)で与えたようにわかっており, ノズル-円柱間距離 x の値がわかっている場合には, (11)式を用いて終端補正 δ の値を求めることができる。(11)式によると, δ の値は $(n/2)\lambda_p$ と x との差で表わされ, 第8図の最下図の $-\delta$ の部分によって示されている。このようにして求めた終端補正値を第8図の δ の欄に示してある。なお, 括弧内の値は, 第10図(b)より同じ x に対して得られた δ の値を示しており, 両者の一致がよいことがわかる。

7. 結 論

高亜音速の軸対称ジェット中にジェット軸に垂直に細い円柱を置いたとき, ディスクリート・トーンが発生することを見だし, ①風速を一定に保って, ノズル-円柱間距離を変えた場合と, ②ノズル-円柱間距離を一定に保って, 風速を変えた場合に, ディスクリート・トーンの周波数がどのように変化するかを調べた。

その結果, ①の場合は通常のエッジ・トーンとほぼ同じ特性を示すが, ②の場合については, 風速が増加すると, 通常のエッジ・トーンでは周波数が増加し, 高い周波数へジャンプするのは逆に, このディスクリート・トーンの周波数は, ある風速で極大値をとって, ゆるやかに増減し, 低い周波数へジャンプすることが見いだされた。

このような周波数特性を有するディスクリート・トーンは, シュリーレン写真による流れの可視化によって現われた縞模様をもとにしてジェット内に気柱振動が生じている結果発生すると考え, ディスクリート・トーンの周波数を表わす式((8)式)を提案した。さらに, ジェット内の気柱振動による定在波の波長を表わす式((10)式)とシュリーレン写真の縞模様との対応によって, 実際に気柱振動がジェット内に生じていることを確かめた。そして, 高い音圧を発生しているときのシュリーレン写真の縞模様の数をもとに次数を決定し, (8)式を用いて実験値から終端補正値を求め, 終端補正値がノズル-円柱間距離や風速とどのような関係にあるかを数値的に明らかにした。

第11図 ジェットの流速を変えたときの終端補正値

また、ディスクリート・トーンが発生するのは、ジェットのマッハ数が $0.6 \leq M \leq 0.9$ 、ノズル-円柱間距離が $1 \leq x/d \leq 8$ の間であることを見いだした。ディスクリート・トーンが発生するマッハ数が $0.6 \leq M \leq 0.9$ に限られるのは、この範囲のマッハ数のジェットが音のエネルギーのとり込みに有効な役割を演じていることを示している。ノズル-円柱間距離が $1 \leq x/d \leq 8$ に限られる理由については、 $x/d \geq 8$ では円柱はジェットの発達領域にあり、乱流渦の中を音波が通過する間に散乱されたり、吸収されたりして音のエネルギーが消散するので、ディスクリート・トーンが発生しなくなると考えられるが、 $x/d \leq 1$ でディスクリート・トーンが発生しない理由は不明である。

今後解明すべき問題点としては、終端補正値をノズル-円柱間距離および風速の関数として表わすこと、周波数がジャンプする条件を明らかにすることなどである。

なお、本論文におけるスペクトル解析は、京都大学大型計算機センターの FACOM-M/200 を用いて行な

った。

参考文献

- 1) NYBORG, W. L.: Self-Maintained Oscillations of the Jet in a Jet-Edge System. I, J. Acou. Soc. America, Vol. 26, No. 2 (1954), pp. 174-182.
- 2) NYBORG, W. L. and BOUYOUCOS, J. V.: Oscillations of the Jet in a Jet-Edge System. II, J. A. S. A., Vol. 26, No. 4 (1954), pp. 511-514.
- 3) CURLE, N.: The Mechanism of Edge-Tones, Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A, Vol. 216 (1953), pp. 412-424.
- 4) POWELL, A.: On the Edgetone, J. A. S. A. Vol. 33, No. 4 (1961), pp. 395-409.
- 5) KARAMCHETI, K. *et al.*: Some Features of an Edge-Tone Flow Field, NASA SP-207 (1969), pp. 275-304.
- 6) WOOLLEY, J. P. and KARAMCHETI, K.: The Role of Jet Stability in Edgetone Generation, AIAA Paper No. 73-628 (1973).
- 7) RAYLEIGH, J. W. S.: The Theory of Sound, Vol. 2, Dover, New York (1945).
- 8) MORSE, P. H. and INGARD, K. U.: Theoretical Acoustics, McGraw-Hill, New York (1968).

斜め網の抵抗による流路の拡大*

Expansion of Flow due to the Resistance of an Oblique Wire Gauze

伊 藤 光**
Akira Ito

Abstract

The expansion of a two-dimensional flow due to the resistance of an oblique wire gauze at setting angles of 30 to 75 degrees has been studied analytically by applying revised TAYLOR's method.¹⁾ Measurements were also made on the expansion of flow in a two-dimensional smoke wind-tunnel, and a agreement between the calculated and measured profiles of flow was found. Additionally, flow observation and velocity-distribution measurement were carried out for a model diffuser equipped with the oblique wire gauze having low pressure drop coefficient.

1. ま え が き

流れの中に網を置くと、その抵抗によって網の上流および下流で流れの拡がりがおこる。網を流れに垂直に置いた場合の拡がりについては、TAYLOR の考え

方¹⁾を基にした筆者の計算法による結果と、二次元煙風洞による結果とがよく一致するのを確かめている²⁾。網を流れに傾けた場合³⁾にも上の計算法を適用し、煙風洞実験との比較を試みたので、その結果を報告する。

斜め網の場合、その抵抗は網への垂直分速度で決まり、平行な分速度には影響されない結果を得ている⁴⁾ので、網を傾けるほど、抵抗の小さな拡散筒を作りうる。そこで斜め網を使う二次元模型筒によって流れの拡がりかたを観察し、筒出口での流速分布を測定して、拡散筒としての利用についても検討した。

記 号

- b : y 軸への網 (吹出し面) の投影長さ
 d : 網の素線の直径
 F : 複素ポテンシャル ($=\phi + i\psi$)
 K : 流路の拡がり比
 l : 素線間の距離
 p : 静圧

* 昭和55年4月8日、日本航空宇宙学会講演会第11回年会で発表。昭和55年9月2日原稿受理

** 明治大学工学部