

エッジ音発生における音波帰還に関する検討*

倉澤英夫*¹ 飯尾昭一郎*² 森田哲矢*³
片山雄介*² 羽田喜昭*⁴ 池田敏彦*²

【要旨】 2次元噴流中にくさび状物体を置いたとき生じるエッジ音の発生、維持のメカニズムは、次の二つの要素からなる Feedback loop 説が一般的である。一つは噴流出口近くのせん断層中に生じるじょう乱の下流方向への渦状流れへの成長、もう一つはその渦とエッジとの干渉により生じる音波の上流への帰還による噴流出口でのじょう乱への影響である。下流方向への渦形成に関する研究は測定の上易さから今まで数多くあるが、上流方向への音波帰還の必要性については、従来、確たるデータを持って検証されたとは言い難い。そこで本論文では、音波帰還経路と見なし得る位置に、遮へい材として音波透過性の良い材料と悪い材料をそれぞれ設置する方法で、音波帰還の必要性の有無を検証した。更に、エッジ上に双極子音源を置くことにより、理論的に音波帰還経路を導くと共に、噴流出口端での音波帰還による影響の大きさを見積もった。

キーワード 2次元噴流, エッジトーン, 音波帰還, 遮へい板, 双極子音源

Two-dimensional jet, Edge tone, Feedback of sound pressure wave, Blocking plate, Dipole sound source

1. はじめに

流体的自励振動現象の一つであるエッジ音は、音・振動を生じさせるため、騒音あるいは構造物の振動破壊の原因になる一方、エアリード楽器の発音、流量計への利用など有用なものにもなる。2次元噴流の中にくさび状物体を置くとときに生じるこの現象は、古くは Sondhause [1] により発見されて以来、今日まで数多くの研究 [2-21] があるものの、いまだに不明な部分が残されている。その一つに、噴出した噴流は一定周期を持った振動現象を起こすが、その機構については幾つかの説明があり確定されていない。その中で、今日 Powell [6] などによるフィードバック・ループ説が最も一般的な考えとされ、以下のように説明されている。

2次元噴流の出口近くの微小なじょう乱は、Kelvin-Helmholtz の不安定性に基づいて、下流方向に進むにつれ渦構造へと成長する。この渦構造は二つの長辺せん断層中に交互に形成され、くさび状物体に衝突する。

渦の衝突に伴いくさび部から音波が発生し、くさび上流の噴流出口近傍に帰還し、特定周期を持ったじょう乱を成長させる。このじょう乱は再び下流に進み渦に成長し、くさび状物体に衝突する。このようにしてフィードバック・ループが形成される。

このループの大きな要素は、一つはじょう乱の成長による渦形成、一つは渦のエッジ部衝突による音波の帰還である。両者は相互に関係するものであるが、前者は測定等のし易さから流体力学的に多くの研究がある。ところが、後者に関しては筆者の知るところ十分説明されているとは言い難く、そのため音波帰還がエッジ音発生に必要であることが確かな形で検証されていない。そこで本研究の目的は帰還経路に音波透過性の極めて高い材料と低い材料を遮へい材として用いることで、音波帰還の必要性を検証することである。

具体的には、本研究では作動流体として空気を用い、噴流軸に平行あるいは垂直に、音波透過性の異なる遮へい材を設置した。すなわち、音波透過性の悪いアクリル板、良いポリエチレンフィルムを用いて実験を行った。この結果、エッジ部から発生した音波が遮へい材を透過するか遮断されるかで、エッジ音発生に明確な差を与えることが明らかになり、改めて音波帰還の必要性が検証された。また、エッジ音発生のためには、周囲流体の巻き込みが必要とする考え方 [22] もあるが、巻き込みがエッジ音発生に必ずしも必要でないことを確かめた。更に、本実験での遮へい材の設置位置が音波の帰還経路に位置することを確認するため、エッジ上に双極子音源を置き、音波がどのような経路で噴流

* Investigation of the feedback of sound waves for an edge tone, by Hideo Kurasawa, Shouichiro Iio, Tetsuya Morita, Yusuke Katayama, Yoshiaki Haneda and Toshihiko Ikeda.

*¹ 元長野工業高等専門学校

*² 信州大学工学部

*³ ブラザー工業株式会社

*⁴ 長野工業高等専門学校

(問合せ: 飯尾昭一郎 〒380-8553 長野市若里 4-17-1 信州大学工学部)

(2015年4月1日受付, 2015年4月13日採録決定)

出口端に影響を与えるかを検討した。併せて、噴流出口端における音源からの影響の程度を見積もった。

2. 記号

- f : 周波数 [Hz]
 f_p : エッジ音の卓越周波数 [Hz]
 h : ノズル長辺の長さ [mm]
 I_x : ノズル端板から遮へい材上面までの x 方向距離 (垂直) [mm]
 I_y : 噴流軸から遮へい材先端までの y 方向距離 (垂直) [mm]
 L_E : ノズル出口端とくさび先端間距離 [mm]
 L_s : ノズル出口端と双極子音源間距離 [mm]
 L_w : ノズル端板から遮へい材下流端までの長さ (平行) [mm]
 Re : レイノルズ数 ($= U_0 w / \nu$)
 SPL : エッジ音の音圧レベルのオーバオール値 [dB]
 SPL_N : 卓越周波数成分の音圧レベル [dB]
 t : 時間 [s]
 t_b : 遮へい材厚さ [mm]
 U : 時間平均速度 [m/s]
 U_0 : 噴出口中心平均流速 [m/s]
 $u(t)$: 瞬時速度 [m/s]
 $u'(t)$: 変動速度 [m/s]
 v : 音波による粒子変動速度 [m/s]
 w : ノズル短辺の長さ [mm]
 x : 噴流軸方向座標 [mm]
 y : 噴出口短辺方向座標 [mm]
 Y_w : 噴流軸と遮へい材間距離 (平行) [mm]
 z : 噴出口長辺方向座標 [mm]
 ρ : 空気の密度 [kg/m^3]
 ν : 空気の動粘度 [m^2/s]
 ω : 角振動数 ($= 2\pi f$) [rad/s]
 η : 音響場の噴流軸方向座標 [mm]
 ζ : 音響場の噴流軸直角方向座標 [mm]
- 下付き添え字
 rms : 実効値

3. 実験装置・方法及び遮へい材の特性

遮へい材を平行あるいは垂直に設置した場合の測定部と用いた記号を **Fig. 1**, **Fig. 2** に示す。座標系の原点はノズル出口中心とした。使用したノズルは絞り比 10 で絞られ、出口端では幅 $w = 10$ mm, 長さ $h = 150$ mm の長方形断面である。実験は噴出口中心での平均流速を $U_0 = 20$ m/s とし、このとき w に基づくレイノルズ数は $Re = 1.3 \times 10^4$ である。挿入したくさびは頂角 30° , 高さ 18.7 mm で、長さは 190 mm とノズル長辺

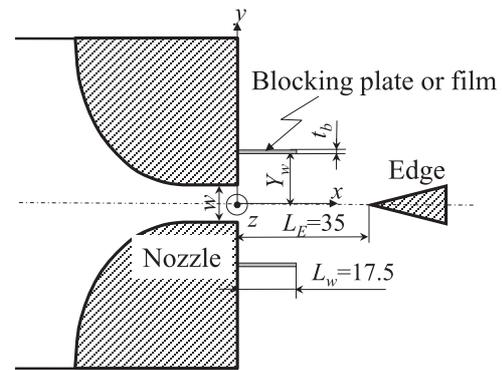


Fig. 1 Test section (parallel blocking plate or film).

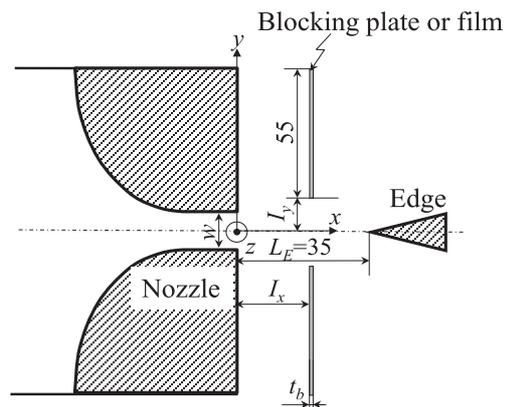


Fig. 2 Test section (vertical blocking plate or film).

よりも十分に長く、材質はアクリルである。ノズル出口端からくさび先端までの距離は、発振音が大きくかつ明確な卓越周波数 $f_p = 264$ Hz を示す $L_E/w = 3.5$ に固定した。

測定は、速度については I 型の熱線プローブと定温度型熱線流速計で、音圧についてはエッジ先端位置より y 軸方向 300 mm の位置に設置したマイクロホンと精密騒音計で行った。更に、熱線流速計及び騒音計からの出力信号を PC に取り込み、市販のデータ解析ソフトを用いて周波数分析など必要なデータ処理を行った。なお、騒音計は F 特性を用い、くさびを挿入しない場合、 $U_0 = 20$ m/s の噴出時の音圧レベルは 75 dB であった。

用いた遮へい材は、アクリル板とポリエチレンフィルムの 2 種類である。遮へい材の大きさ及び設置位置は、アクリル板を用いた予備の実験で、エッジ音発生に対して十分防止効果があることを条件とした。具体的には、平行設置の場合には $L_w = 17.5$ mm ($L_w/L_s = 0.5$) で $Y_w = 10$ mm, 垂直設置の場合には $I_x = 20$ mm で $I_y = 10$ mm とした。遮へい材のノズル長辺方向の長さは平行、垂直の両条件ともにノズル出口長さより十分に長い 190 mm とした。

ここでアクリル板とポリエチレンフィルムの音波透

過性について示す。アクリル板はエッジ音発生の抑制に今まで用いてきたもので、厚さ 1 mm とした。ポリエチレンフィルムは、音波透過性の良い材料として管路内流れの吸音表面処理にも用いられるもので、厚さは 100 μm である。両者の音波透過性は大きく異なり、本実験では前者は音波透過の低い材料、後者は音波透過の高い材料として選んだ。別途、264 Hz における透過損失に関する測定から、それぞれ次の値を得ている。

ポリエチレンフィルムでの音波透過損失 TL はほぼ 0 dB で、従って透過率は $\tau = 1$ と見なされる。アクリル板での音波透過損失 TL は平均 12.2 dB で、透過率に換算すると $\tau = 0.06$ となり、アクリル板を通過するとき、音響エネルギーの 94% は遮断されることになる。

なお、以後場合によってアクリル板は板、ポリエチレンフィルムはフィルムと略記する。

4. 実験結果及び考察

4.1 遮へい材を平行に設置した場合

4.1.1 アクリル板設置位置によるエッジ音への影響

ここでは、Fig. 1 に示すように遮へい板を噴流軸に平行に設置した場合で、音波透過性の低いアクリル板について示す。Fig. 3 に設置位置 Y_w と発生音の音圧レベル SPL 、及び卓越周波数 $f_p = 264 \text{ Hz}$ での音圧レベル SPL_N との関係を示す。3 $< Y_w/w$ では SPL 、 SPL_N の値はほぼ一定となり、アクリル板がない場合 ($Y_w/w = \infty$) と変わらず、エッジ音が発生する。逆に Y_w/w が 3 より小さくなるにつれ SPL 、 SPL_N は減少し、 $Y_w/w = 1$ では SPL で 8 dB、 SPL_N で 35 dB 低下する。Fig. 4 にくさび近辺、 $x/w = 3.5$ 、 $y/w = 0.15$ における速度変動波形と同時に、 $x/w = 3.5$ 、 y 軸方向 300 mm の位置で測定した音圧変動波形を示す。(a) はアクリル板がなくエッジ音が発生している場合で、速度、音圧とも周期的に変動している。アクリル板を $Y_w/w = 1$ の位置に設置した場合には、速度、音圧とも変動振幅が小さくなり、かつ周期性が見出せない。

エッジ音の発生をより明確に捉えるために、 Y_w/w を変えた場合の音圧変動、速度変動のスペクトル分析の結果を Fig. 5、Fig. 6 に示す。音圧、速度ともアクリル板がない場合には 264 Hz に卓越したピークが現れ、エッジ音が発生していることを示している。 Y_w を小さくしアクリル板が噴流に近づくにつれ、卓越成分の大きさは小さくなる。 $Y_w/w = 1$ では 264 Hz での卓越成分がなくなり、アクリル板の設置によりエッジ音の発生が阻止されたことが分かる。

4.1.2 遮へい材の音波透過率を変えた場合

前の結果から、 $Y_w/w = 1$ にアクリル板を設置し

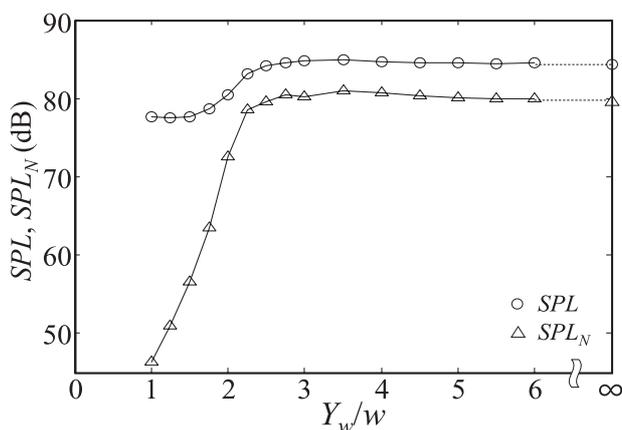
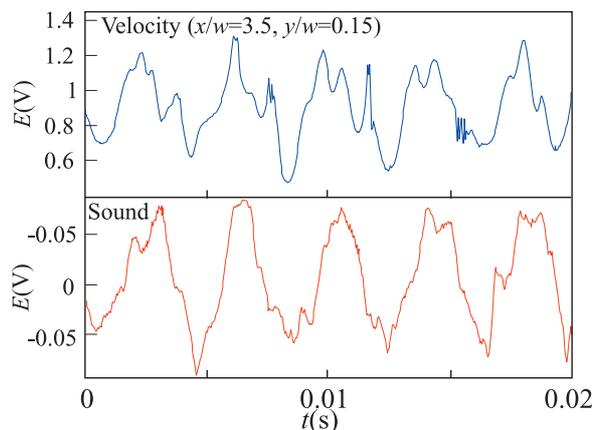
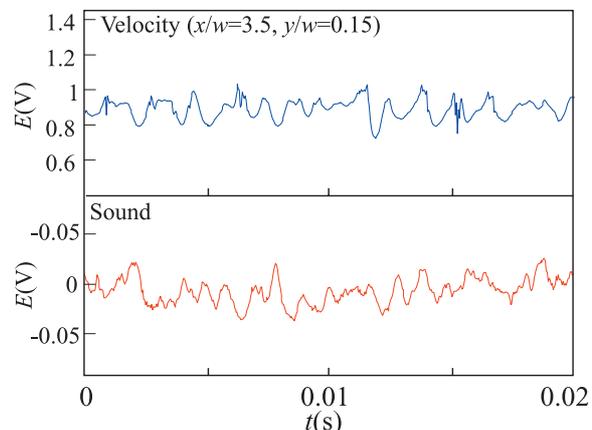


Fig. 3 Relation between SPL , SPL_N and Y_w/w .



(a) Without blocking acryl plate



(b) with blocking acryl plate ($Y_w/w=1$)

Fig. 4 Velocity and sound fluctuation signal.

た場合、エッジ音の発生が阻止されることが確認できた。このことからアクリル板、ポリエチレンフィルムを $Y_w/w = 1$ に設置し、発生音のスペクトル分析を行ない比較検討することにした。結果を Fig. 7 に示し、(a) は遮へい材のない場合、(b) はアクリル板の場合、(c) はポリエチレンフィルムの場合である。(a) は従来どおりで 264 Hz に鋭い卓越したピークが現れエッジ音の発生が確認できる。(b) の板では卓越したピーク

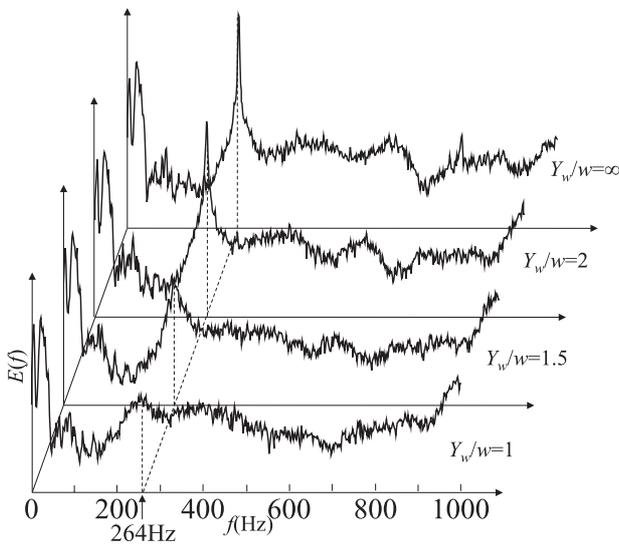


Fig. 5 Frequency spectra of sound pressure signal.

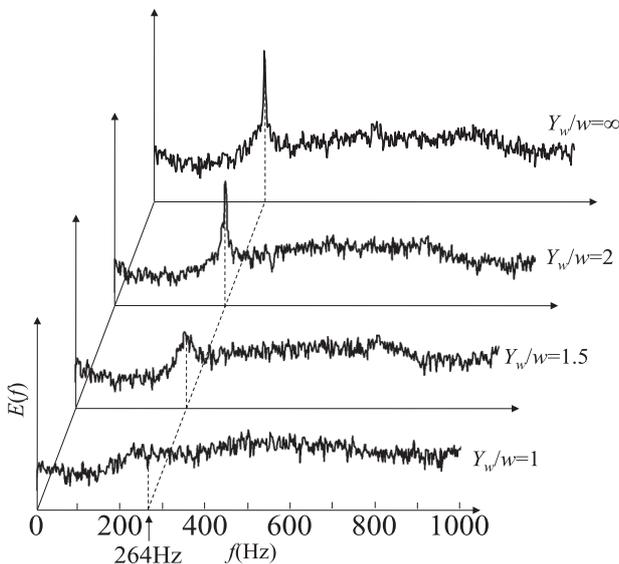


Fig. 6 Frequency spectra of velocity fluctuation signal.

は見られず、平行板の設置によりエッジ音の発生が阻止されたことになる。これに関し、池田ら [21] はこの原因として、Fig. 8 に示すように噴流軸近くへの平行板の設置により噴流出口近辺での巻き込みが阻止され、それがじょう乱の成長に影響しエッジ音が消えたと推考した。しかし、音波の経路にも関係するが、エッジ部から発生した音波がアクリル板で遮断され、噴流出口端への帰還が阻止されたためとも考えられる。

そこで、音波帰還、周囲流体の巻き込みの両者の影響を検討するために、遮へい材の一つにポリエチレンフィルムを選んだ。この特徴はこれを設置した場合に、流体は通過できないが音波は透過できることである。フィルム設置時のスペクトル分析結果を Fig. 7(c) に示す。アクリル板の場合とは明らかに異なり、264 Hz に卓越した成分が現れ、エッジ音が発生していること

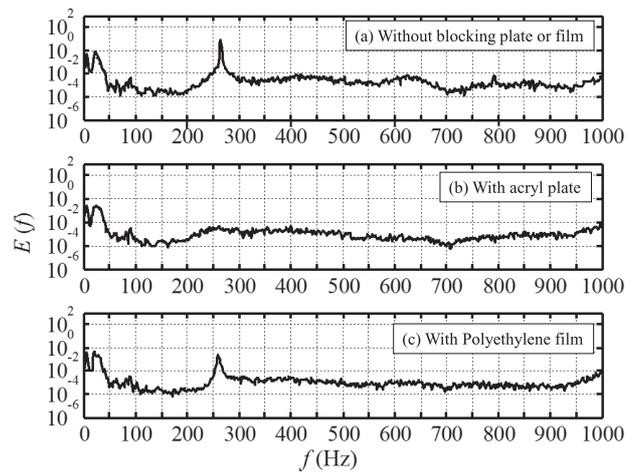


Fig. 7 Frequency spectra of sound pressure signal.

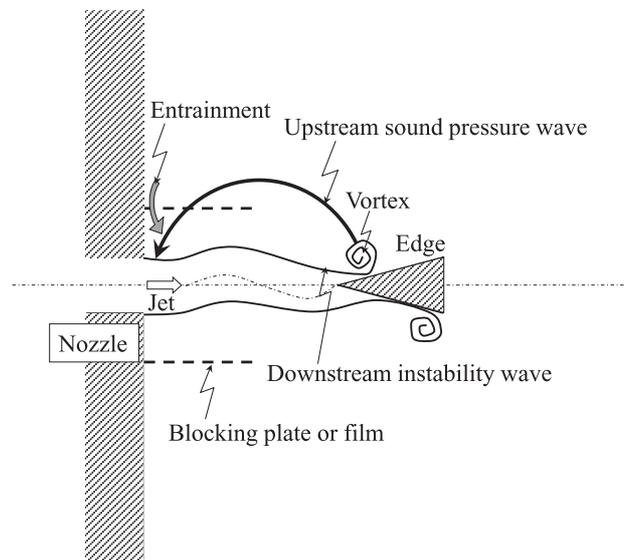


Fig. 8 Outline of jet-wedge system.

が分かる。ただし、遮へい材のない場合と比較すると、その卓越度は小さく、エッジ音の強さは弱まっている。

次に、くさび先端付近、 $x/w = 3.5$, $y/w = 0.15$ における速度変動のスペクトル分析結果を Fig. 9 に示す。(a) は遮へい材のない場合、(b) は板、(c) はフィルムを設置した場合である。エッジ音が発生している (a) の場合には、264 Hz に卓越した成分が存在する。

(b) ではエッジ音が消えると同時に速度変動でも 264 Hz に卓越した成分は現れない。(c) では音圧変動と同様に 264 Hz に卓越した成分が現れる。(a), (b), (c) いずれの場合にも速度変動と音圧変動のそれぞれのスペクトル分布は極めて酷似しており、流れの振舞いがそのまま音波に反映されていることが分かる。

以上の結果から次のようにまとめられる。音波透過の違いを除くと、巻き込みによる渦形成への影響など流れに対する遮へい材の影響は板とフィルムによる違いはない。従って、音波を透過するフィルムではエッ

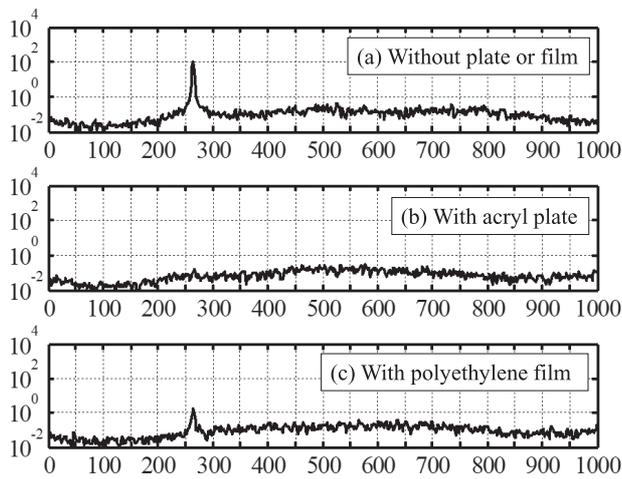


Fig. 9 Frequency spectra of velocity fluctuation signal.

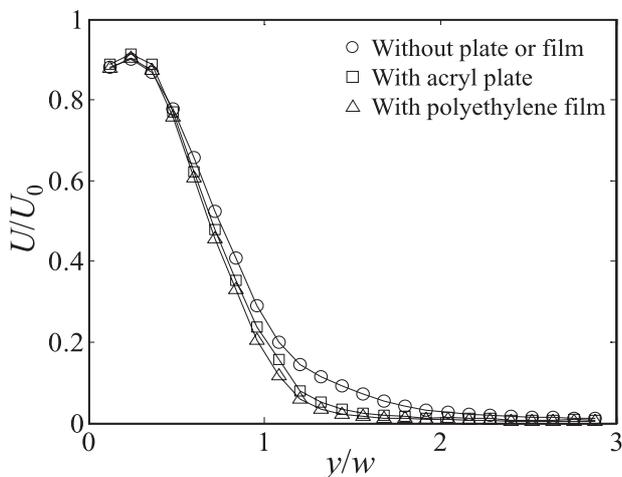


Fig. 10 Velocity profiles of U/U_0 .

ジ音が発生することから、板でのエッジ音発生の消滅は、音波の帰還が阻止されたことが原因と言える。結局、音波の帰還がエッジ音発生のフィードバック・ループの一翼を担っており、その必要性が改めて検証できた。更に、遮へい材設置による流れの巻き込み阻止が、エッジ音発生阻止の原因でないことが分かった。

ここで遮へい材による流れの特性への影響を見るために、 $x/w = 3.5$ における平均流速、乱れ速度の y 方向分布を調べた。結果を Fig. 10, Fig. 11 に示す。平均流速は、遮へい材がある場合、両者とも種類によらずほぼ一致しているが、遮へい材がない場合に比較すると $y/w = 0.5 \sim 2$ の領域でより小さな値になっている。これは、遮へい材により周囲流体の巻き込みが抑えられたためと考えられる。乱れ成分も遮へい材がある場合、両者ともその種類によらず一致しているが、遮へい材がない場合と比較すると全領域でかなり小さくなる。これは、巻き込みが強い場合には渦形成も強くなり変動成分が増大し、エッジ音も大きくなるためと考えられる。フィルムの場合には音波を透過させる

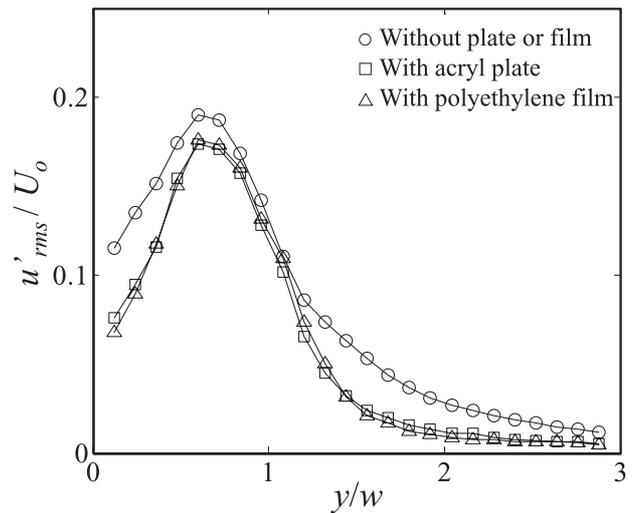


Fig. 11 Velocity profiles of u'_{rms}/U_0 .

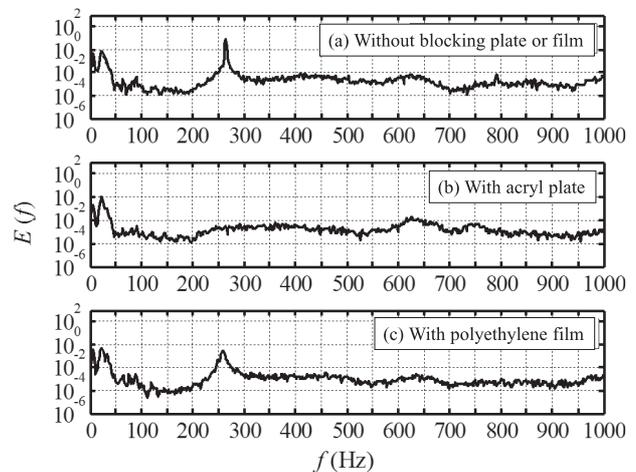


Fig. 12 Frequency spectra of sound pressure signal.

ことから、フィードバック・ループは形成されエッジ音は発生するが、巻き込みが抑制され渦形成が弱まるため、遮へい板がない場合に比較しエッジ音が小さくなったと考えられる。

4.2 遮へい材を垂直に設置した場合

Fig. 2 に示すようにアクリル板、ポリエチレンフィルムを噴流軸に垂直に設置し、エッジ音の発生について検討した。遮へい材の設置位置は、アクリル板設置によりエッジ音が防止できる $I_x/w = 2$, $I_y/w = 1$ とした。Fig. 12 に音圧変動のスペクトル分析の結果を示す。(a) は遮へい材を設置しない場合、(b) は板、(c) はフィルムを設置した場合である。(a) ではエッジ音が発生し、264 Hz に卓越したピークが現れる。(b) では卓越したスペクトル成分は現れず、エッジ音が消えたことが分かる。

ところで遮へい材として音波透過させた (c) では、(a) と比較するとその卓越度は小さくなるが、264 Hz に卓越した成分が現れエッジ音が発生している。従っ

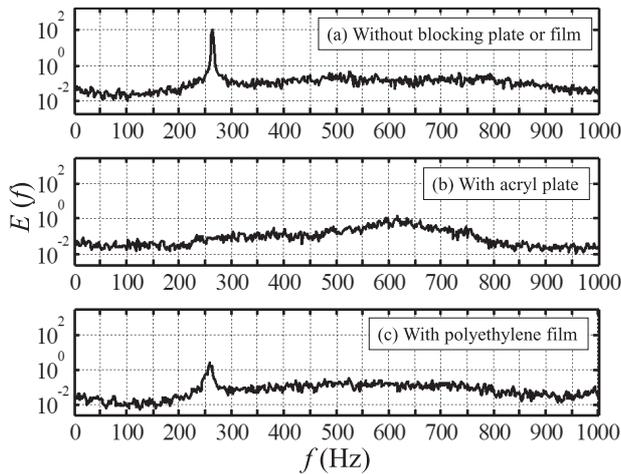


Fig. 13 Frequency spectra of velocity fluctuation signal.

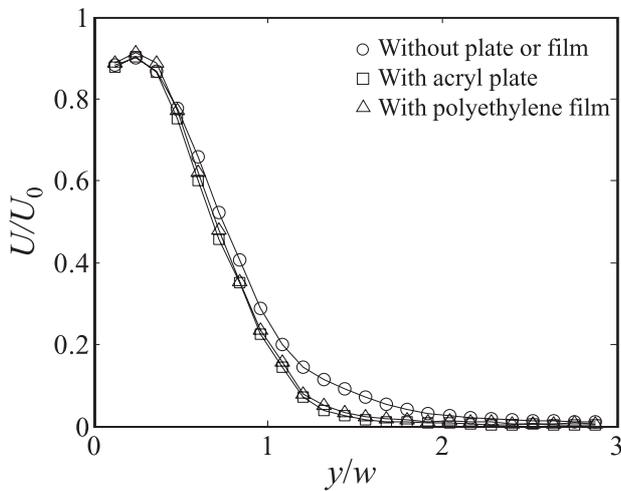


Fig. 14 Velocity profiles of U/U_0 .

て、音波を遮断させるか透過させるかの違いで、エッジ音が阻止あるいは発生することになる。なお、この設置位置が音波の帰還経路中にあることは後述のことからも検証される。以上のことから遮へい材を平行に設置した場合と同様に、垂直に設置した場合からも、エッジ音発生メカニズムとして Powell [6] など多くの研究者が主張している音波の帰還が必要不可欠であることが検証されたことになる。

次に、Fig. 13 にくさび先端付近、 $x/w = 3.5$ 、 $y/w = 0.15$ における速度変動のスペクトル分布の結果を示す。平行設置時と同様に、いずれも音圧変動の分析結果とよく対応している。すなわち、板により音波の帰還が阻止されると、エッジ音の発生が阻止され周期的な渦の形成もなくなる。逆に、フィルムでは音波の透過と共にエッジ音が発生する。

Fig. 14, Fig. 15 に $x/w = 3.5$ での平均流速、乱れ速度の y 方向分布を示す。平均流速はアクリル板、ポリエチレンフィルムとも一致しているが、遮へい材

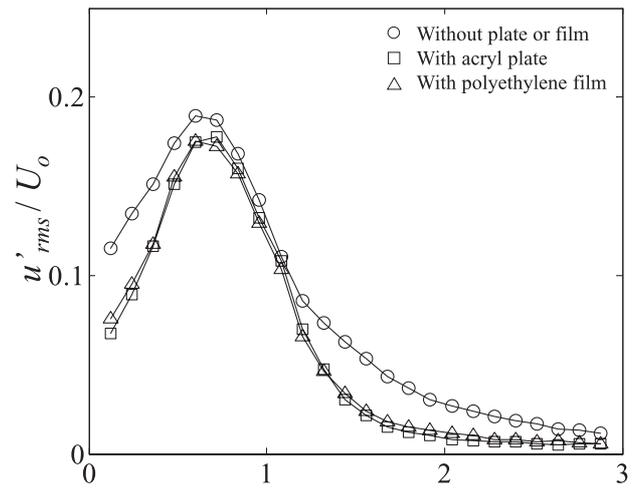


Fig. 15 Velocity profiles of u'_{rms}/U_0 .

がない場合に比較すると $y/w = 1 \sim 2$ で小さくなる。これは垂直の遮へい材が巻き込みに影響を及ぼし、渦の形成が抑制されたためと推測される。渦形成の抑制により変動速度も小さくなり、エッジ音の強さに影響し、フィルムでは 264 Hz の卓越成分が小さくなったと考えられる。

5. 圧力帰還に関する検討

エッジ音は、噴流の上下せん断層部で生じた微小じょう乱が下流に進むにつれ離散的な交互渦を形成し、それがくさびの上下面に交互に衝突することにより発生してくる。ここでは音源からの音波帰還の定性的特性を知る上で有効と考え、くさび上下に強さ Q_s の湧き出し、吸い込みを持つ双極子音源があるものとし、音源による噴流出口端への影響経路を調べた。なお、音源の位置はくさびに衝突する渦の大きさを考慮し、くさび上先端よりやや下流の $L_s = 40 \text{ mm}$ とした。このとき、モデルをできるだけ単純化するためにくさびの先端角度を 0° とし、2次元モデルとして扱った。

Fig. 16 に示す座標系を用い、音源 S からの距離 r にある観測点 A では、複素表示を用いて、ある時間 t での音圧 p は次式で示される [23]。

$$p(t, A) = \frac{-j\rho ckQ_s}{4\pi r^2} \cdot l(1 + jkr) \cos\theta \cdot e^{j(\omega t - kr)} \quad (1)$$

記号は、 j は虚数単位、 c は音速、 k は波長定数、 l は双極子音源間の距離である。ここでは、音源からの音圧が噴流出口付近にどのような作用があるかを評価するもので、対象とする領域は $kr \ll 1$ で近距離場となる。従って、式 (1) で、 $1/r^2$ の項が支配的で、 $1/r$ の項を省略すると次式になる。

$$p(t, A) = \frac{-j\rho ckQ_s}{4\pi r^2} \cdot l \cos\theta \cdot e^{j(\omega t - kr)} \quad (2)$$

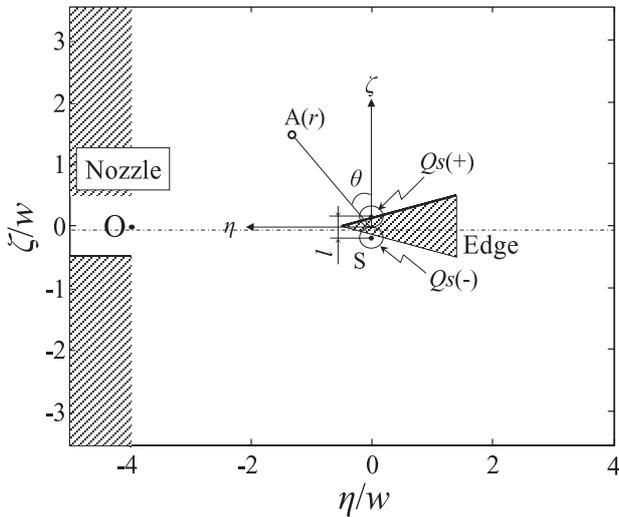


Fig. 16 Coordinate system and a dipole sound source.

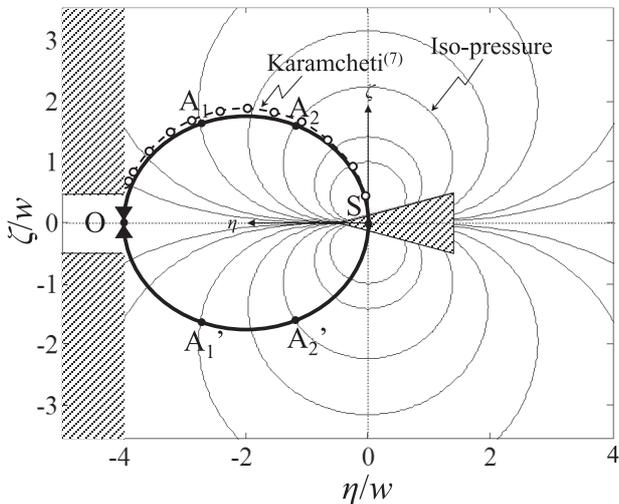


Fig. 17 Feedback route of sound wave.

上式において、本研究で考えている $L_s = 40 \text{ mm}$ 程度では kr による位相差の影響は小さいので、ある瞬間での音圧の等しい点を結ぶとほぼ Fig. 17 になる。また、等音圧線を音波が伝搬することはないので、音源 S から η 軸上すなわち x 軸上を上流方向に音波が伝搬することはない。ところで音波の伝搬を考えると、圧力の変動がそこでの粒子変動を誘起し、いわゆる空気の粗密波となって振動が次から次へと伝わっていくことに対応する。音圧変動 p と粒子変動速度 v の間には次式が成立する。

$$\text{grad } p = -\rho \frac{\partial v}{\partial t} \quad (3)$$

すなわち、圧力勾配の方向に粒子変動が生じる。従って、ある点での粗密波はその点での等音圧線に直交する方向に起こるので、音波の伝搬方向も同様と理解できる。そこで、逆に噴流出口 O 点を始点として、Fig. 17 の等音圧面に直交する経路を幾何学的に結んでいくと、

図中の太線 OA_1A_2S , $OA'_1A'_2S$ を得る。これが音源 S から噴流出口 O 点に作用する音波の経路と考えられる。この経路長さは直線 OS の約 1.5 倍である。前に示した平行あるいは垂直の亚克力板の設置は、上記の音波経路中に遮へい材を入れたことになり、噴流出口への音波の帰還が阻止され、エッジ音が消えたことになる。この経路に関しては、Karamcheti [7]、池田 [22] はエッジ音あるいは自励振動の発生中、本実験同様に垂直平板を設置し、その位置を変えてエッジ音、自励振動が消える位置を調べた。その結果、垂直平板の先端位置の軌跡は、Fig. 17 に示す経路と定性的に一致しており、特に Karamcheti の結果は丸印で示したように、ここで求めた経路と定量的にもよく一致しており、本研究の妥当性が裏付けられる。

次に噴流出口端での粒子変動の大きさを概算する。噴流出口端での粒子変動は、 η 方向に直交する方向に生じることから、次式の関係を用いる。

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \zeta} \quad (4)$$

上式に (1) 式を代入し、 $\theta = \pi/2$, $r = \eta = L_s$ とおくと、次式を得る。

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{j\rho ck Q_s l}{4\pi L_s^3} e^{j(\omega t - kL_s)} \quad (5)$$

従って、噴流出口での音圧に原因する粒子変動は次式になる。

$$v = -\frac{1}{j\omega} \frac{j\rho ck Q_s l}{4\pi L_s^3} e^{j(\omega t - kL_s)} \quad (6)$$

噴流出口での v を得るためには、 $\rho ck Q_s l / 4\pi$ の値を知る必要がある。そこで、近似的に式 (1) により、今回の実測値 $\theta = 0$, $r = 300 \text{ mm}$ で $SPL = 84 \text{ dB}$ を用いて見積もると、

$$\rho ck Q_s l / 4\pi = 0.045 [\text{Pa} \cdot \text{m}^2] \quad (7)$$

となる。改めて式 (6) の実数部をとり、上記の値を入れると次式になる、

$$v = -0.45 \times \frac{1}{\omega L_s^3 \rho} \cdot \cos(\omega t - kL_s) \quad (8)$$

ここで $f = 264 \text{ Hz}$ 、及び双極子音源の位置 $L_s = 40 \text{ mm}$ とすると、粒子変動速度の振幅は 0.36 m/s となる。

v の大きさを実効値にすると、 $v_m = 0.26 \text{ m/s}$ となり、この大きさは噴流出口の平均流速との比で表すと 1.3% に相当する。すなわち、音波の帰還により噴流軸に垂直に速度の 1.3% の大きさを持った粒子変動速度が作用し、フィードバック・ループを維持していることになる。

6. 結 論

2次元噴流中にくさび状物体を挿入しエッジ音を発生させた。実験は作動流体を空気とし、噴流出口流速 20 m/s, 出口幅 $w = 10$ mm のもとで、エッジ位置 L_s を $L_s/w = 3.5$ と一定下で行った。エッジ音の発生、維持するメカニズムとして、噴流の上下面二つのせん断層で交互に形成される渦、渦のエッジへの衝突により発生する音波の帰還が重要とされている。

ここでは音波の発生とその帰還について検討した。そのために上流域のじょう乱発生に影響を与える音波に対し、音波透過性の高いポリエチレンフィルムと、低いアクリル板を遮へい材として設置することにより、エッジ音発生のための音波帰還の必要性を調べた。また、エッジ上に双極子音源を置くことにより、理論的に音波の帰還経路を検討した。その結果、以下の結論を得た。

- (1) 遮へい材を噴流軸と平行に設置したとき、音波透過性が低いアクリルではエッジ音は消え、音波透過性の良いポリエチレンではエッジ音が発生することが分かった。
- (2) エッジ音発生のために、噴流出口近くでの周囲流体の巻き込みは必要条件ではないものの、巻き込みによりエッジ音の強さがより大きくなる。
- (3) 音波透過性の低い遮へい板を噴流軸に対して垂直に置くことでエッジ音が消えることから、この原因として、従来音波の帰還が阻止されたためと推測されていた。項目 (1) と併せて音波を透過させるとエッジ音が発生することからこの考えの正しいことが示された。
- (4) 発生した音は音響双極子の特性を有するとされ、これに基づいて音源から噴流出口端に及ぼす音波の経路と影響の程度を見積もった。
- (5) 以上を統合して、エッジ音発生には改めて音波の帰還が必要とされ、Powell が提案しているフィードバック・ループ説が、妥当なエッジ音発生機構と言える。

文 献

[1] C. Sondhaus, "Ueber die beim Ausströmen der Luft entstehenden Töne," *Ann. Phys.*, **91**, 126 and 214 (1854).
 [2] G.B. Brown, "The vortex motion causing edge tones," *Proc. Phys. Soc.*, **49**, 493–507 (1937).
 [3] N. Curle, "The mechanics of edge-tones," *Proc.*

R. Soc. Lond. A, **216**, 412–424 (1953).
 [4] W.L. Nyborg, "Self-maintained oscillation of the jet in a jet-edge system," *J. Acoust. Soc. Am.*, **26**, 174–182 (1953).
 [5] W.L. Nyborg, M.D. Burkhard and H.K. Schilling, "Acoustical characteristics of jet-edge and jet-edge-resonator systems," *J. Acoust. Soc. Am.*, **24**, 293–304 (1952).
 [6] A. Powell, "On the edgetone," *J. Acoust. Soc. Am.*, **33**, 395–409 (1961).
 [7] K. Karamcheti, A.B. Bauer, W.C. Shields, G.R. Stegen and J.A. Woolley, "Some features of an edge tone flow field," *Basic Aerodyn. Noise Res.*, NASA SP-207, pp. 275–304 (1969).
 [8] D.O. Rockwell, "Transverse oscillations of a jet in a jet-splitter system," *Trans. ASME Ser. D*, **94**, 675–681 (1972).
 [9] J.W. Coltman, "Jet drive mechanisms in edge tones and organ pipes," *J. Acoust. Soc. Am.*, **60**, 725–733 (1976).
 [10] D.O. Rockwell and E. Naudascher, "Self-sustained oscillations of impinging free shear layers," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **11**, 67–94 (1979).
 [11] S. Ziada and D.O. Rockwell, "Vortex-leading-edge interaction," *J. Fluid Mech.*, **118**, 79–107 (1982).
 [12] D.O. Rockwell, "Oscillations of impinging shear layers," *J. AIAA*, **21**, 645–664 (1983).
 [13] N.S. Nosseir and C.-M. Ho, "Dynamics of an impinging jet. Part 2. The noise generation," *J. Fluid Mech.*, **116**, 379–391 (1982).
 [14] L. Michael and D.O. Rockwell, "Self-excited jet: Upstream modulation and multiple frequencies," *J. Fluid Mech.*, **147**, 333–352 (1984).
 [15] R. Kaykayoglu and D.O. Rockwell, "Vortices incident upon a leading-edge: Instantaneous pressure fields," *J. Fluid Mech.*, **156**, 439–461 (1985).
 [16] 社河内敏彦, 伊藤忠哉, 末松良一, 四阿佳昭, "噴流・エッジ系における噴流の発振現象 (第 1 報, 噴流の挙動と発振周波数)," 機械学会論文集 (B), **51**(469), 2897–2908 (1985).
 [17] 社河内敏彦, 伊藤忠哉, 末松良一, "噴流・エッジ系における噴流の発振現象 (第 2 報, 噴流の発振機構の考察)," 機械学会論文集 (B), **52**(480), 2872–2880 (1986).
 [18] R. Kaykayoglu and D.O. Rockwell, "Unstable jet-edge interaction. Part 1: Instantaneous pressure fields at a single frequency," *J. Fluid Mech.*, **169**, 125–149 (1986).
 [19] R. Kaykayoglu and D.O. Rockwell, "Unstable jet-edge interaction. Part 2: Multiple frequency pressure field," *J. Fluid Mech.*, **169**, 151–172 (1986).
 [20] D.G. Crighton, "The jet edge-tone feedback cycle; linear theory for the operating stages," *J. Fluid Mech.*, **234**, 361–391 (1992).
 [21] Y.-P. Kwon, "Feedback mechanism of low-speed edgetones," *J. Acoust. Soc. Am.*, **104**, 2084–2089 (1998).
 [22] 池田敏彦, 桑名輝明, 土屋良明, 長澤忠延, 堀越長次, "エッジ音の低減化に関する一考察," 機械学会論文集 (B), **62**(597), 1841–1846 (1996).
 [23] 例えば, 小橋 豊, 音と音波 (基礎物理学選書 4) (裳華房, 東京, 1969), p. 113.