長方形スリットからの噴流によって発生する 離散周波数騒音の研究*

(第3報, スリット口の端板の影響)

功 能 郁 生^{*1}, 深 野 徹^{*2}, 加 藤 淳 一^{*3}

Discrete Frequency Noise Generated by Air Jet from Rectangular Slit (3rd Report, Effect of Edge Plate set at Exit of Slit)

Ikuo KOUNO, Tohru FUKANO and Jun'ichi KATO

Pure tones are unexpectedly generated from slits such as gaps between a window and a pole or a damper when wind is strong. This type of pure tone is referred to as whistle tone in this series of papers. We already clarified the characteristics of whistle tone generated by an air jet from a rectangular slit. That is, it was found that the frequencies of whistle tone noise coincided with those of velocity fluctuation, and that its scale of turbulence, or the range of the coherent area, was comparable to the exit area of the slit used. In the present study, we used a nonsymmetrical slit which had an edge plate on one of the long sides and investigated the effect of the nonsymmetry on the generation of edge tone. The results are summarized as follows: (1) the structure of the vortex is strongly affected by the edge plate, and the sound pressure level becomes smaller, and (2) the fundamental relationship between the generated sound and the velocity fluctuation near the exit of the slit is the same as that in the case of a symmetrical slit.

Key Words: Aeroacoustics, Sound, Discrete Frequency Noise, Jet, Velocity Fluctuation, Velocity Field, Vortex, Rectangular Slit

1. 結 言

ダンパや窓などの密閉時に予期しないすきまが生じ、そこからの気体の漏れによって、特定の周波数にピークを有する離散周波数音すなわちピーという不快な音が、発生するのをよく経験する。これらは狭いすきまからの気流により発生する音の典型である。

本研究で対象とするような狭いすきま(以下ではこれをスリットという)からの噴流速度が音速よりかなり小さい場合の騒音は、望ましくぬ騒音であるにもかかわらず、これらに関する研究は著者らの知る限り皆無である。著者らは、このような噴流によって生じる騒音を調査し、第1報においてある特定の周波数に高い音圧レベルを有する音(これを笛音と定義している)が発生することを指摘し、その発生条件を明らかにした⁽¹⁾。ついで第2報において、端板なしスリット(長方形スリット)の実験から、空力音は速度の周期的変動によって発生し、特に笛音発生時には、スリットの出口中央付近に渦が生じ、この渦は噴流方向にスリ

ット高さの約2～3倍まで存在していることを明らかにした⁽²⁾。

本実験では、上述のことをふまえ、スリット出口形状の非対称性が笛音に与える影響を調査するため、長方形の一つの長辺に端板を付けた(以下ではこれを端板付きスリットという)。本報告は、その端板によって生じるスリット近傍の噴流の挙動変化と空力音、特に笛音との関係について検討した結果について述べたものである。

2. 実験装置および実験方法

実験装置の概略を図1に示す。流量は、トランジスタインバータによるモータの回転数を変えることによって制御した。噴流速度の測定には、定温度形熱線流

図1 実験装置

* 原稿受付 1994年10月17日。

*¹ 正員, 福岡工業大学 (〒811-02 福岡市東区和白東3-30-1)。

*² 正員, 九州大学工学部 (〒812-81 福岡市東区箱崎6-10-1)。

*³ 学生員, 福岡工業大学大学院。

速計を使用した。そのプローブはI形熱線(5 μ m タングステン線, 熱線長さ2 mm)であり, 熱線をスリットの長辺エッジに平行になるように設定し, これを最小読取り値0.01 mmのマイクロメータ付き三次元移動装置に設置して, トラバースができるようにした。噴流のポテンシャルコア部の速度を, 以下では代表速度 U_0 として定義した。また速度変動値は, 上述のように熱線を設定しているのので, X方向とY方向の変動成分のベクトル和を表すが, これを以下では u' と表す。速度変動 u' のdB値の定義式は, $20 \log(u'/U_0)$ である。

騒音の測定は, スリット口の中心を通る図2のX-Y面内で噴流軸から45°に150 mm(風防先端100 mm)の距離に固定したコンデンサマイクロホンによって行った。以上の速度および騒音の出力は, 10 kHzレンジで25 Hzの分解能を有するFFTアナライザで16回の平均回数で解析した。

スリット出口に付けた端板とその形状などに関する記号等を図2に示す。本報告で主として用いたスリットは, 前報⁽¹⁾にて調査した多くのスリット形状のうち, 最も明確な笛音が発生したもので, 幅 B が20 mm, 高さ H が2 mm, そして奥行き D (流れ方向深さ)が3.2 mmである。また今回使用した端板の長さ L は, 1, 2, 4, 8, 16 mm および 32 mm の6種類である。なお本研究では, 端板なしスリット(長方形スリット)の長辺の部分長辺エッジ, 短辺の部分短辺エッジと呼ぶ。座標は, 図2に示すように, スリット板の出口面のスリット中心を原点として, 噴流方向をX, 高さ方向をY, スリットの幅方向をZとした。実験装置の詳細については, 第1報⁽¹⁾を参照していただきたい。

3. 実験結果および考察

笛音の定義についての詳細は, 第1報⁽¹⁾を参照していただきたいが, 聴感的にピーという純音的な空力音を笛音と定義した。低い噴流速度の聴感的にサーという音の場合と, 逆に噴流速度の高いシーという音を乱

図3 速度と全騒音レベルとの関係

流騒音とした。純音的笛音が発生する領域と, それが乱流騒音と混在している領域とを合わせた笛音の発生領域は, 聴感と騒音のスペクトル密度分布形に基本周波数のピークに対する倍音のピークの有無とを比較しながら決定した。

なお, 今回の実験は端板を端板なしスリット(長方形スリット)に取付けるため, 騒音の放射特性に対する端板の影響を前もって調査した。実験では, スリット出口中心を原点とし, 放射状にマイク先端を150~900 mmまで移動させて行った。その結果, 端板による影響は, 少なくとも本実験で実際にマイクを設置した150 mmでは, ほとんどなかった。

3・1 端板長さと空力音および速度変動の関係

図3は噴流速度とオーバーオール音圧レベル, O. A. SPLとの関係について示したもので, 端板長さ L が1, 2 mm および 4 mm を図3中右側に, 8, 16 mm および 32 mm を左側に示す。図3中の太い実線は, 端板なしスリット(長方形スリット)のO. A. SPLである。図3中横軸上の二つの記号は, その速度範囲で笛音が発生することを意味している。

端板長さがスリット高さ($H=2$ mm)の2倍までの $L=1, 2$ mm および 4 mm のスリットの場合, O. A. SPLは $U_0 < 6$ m/sを除いて, 端板なしスリットのO. A. SPLより約6 dB以上も小さく, 全速度域みると70 dB以下である。笛音発生範囲内では, 端板長さが長くなるにつれて, O. A. SPLは低くなり, $L=4$ mmの音圧レベルが最低となったあと, さらに L が増加すると再び増加し, 端板なしスリットの場合に近づく。端板長さがスリット高さの4倍以上($L=8$ mm以上)になると, 逆にその影響が少なくなり, 笛

図4 低速度域の騒音スペクトル密度分布の違い

図5 純笛音発生時の騒音と速度変動のスペクトル密度分布

音発生範囲内で端板なしスリットの O. A. SPL からの低下量は約 6 dB 以下となる。

図3中の $U_0 \approx 3$ m/s 近傍で、すべての端板付きスリットの音圧レベルは、端板なしスリットより大である。これは、図4に例示するようにいずれも図4の騒音のスペクトル密度分布は、全体的に広帯域になだらかな分布になっているが、特に 0~2 kHz にかけて少しだけ端板付きスリットの音圧レベルが、高くなるからである。

第2報⁽²⁾で述べたように渦の X 方向の規模は、スリット高さの約 2~3 倍の距離まで達するが、以上のことは、端板の長さが、その長さと同等の長さ程度のときに影響が大きくなることを示している。

図6 端板付きスリットの速度とピーク音圧レベル

端板長さによって騒音レベルが大きく変化することがわかったので、端板長さによってスリット出口近傍の速度変動がどのように変化するかを調査した。速度変動の測定は、各端板長さについて純音の笛音が顕著に発生したときの噴流速度 U_0 で、速度変動 u' が最大となった位置に熱線センサを設置して行った。図5の左側半分に示す(a)は、騒音のスペクトル、右側の(b)は速度変動のスペクトル分布を示したものである。これらの各分布のうち真横に並べたものが図5(a)中に記している L と U_0 が同じ実験条件下の騒音と速度変動のスペクトルの一対をなしており、下ほど端板の長さ L が大なる場合である。図5(b)中には測定点の座標である X, Y, Z をそれぞれ記入している。なお、図5中の最上段のものは端板なしスリットの場合の結果である。

各スペクトル密度分布に矢印で示しているように、いずれの場合も複数個のピーク周波数が生じ、速度変動のピーク数のほうが多い傾向はあるが、騒音のピーク周波数とよく一致している。このことは、第2報で明らかにしたように、笛音の発生条件である速度変動のスペクトル密度分布にピーク周波数が、2個以上あることを満足している。また、 $L=4$ mm と $L=8$ mm を境にして、 u' のスペクトル密度分布波形は、ピークの数に顕著にみられるようにその様相を異にしている。この長さは、スリット高さの 2~3 倍であり、渦の流れ方向のスケールとほぼ一致することから、この近傍の端板長さが、流れ場の周期性、すなわち渦構造に、ひいては笛音発生に大きく関係すると考えられる。

図6は、端板の長さ $L=4$ mm と 8 mm について、

図7 端板長さの変化による速度変動強さの X 方向分布

最も明確にピークが観察される周波数を対象にして、基本周波数 f_1 における SPL を示したものである。 $L=4$ mm の場合、端板を付けることによって周期的渦放出が阻害され、笛音の SPL が大幅に減少していることがわかる。

図7は、噴流速度 U_0 を2~36 m/s と漸次増速したときの速度変動強さ u' の変化を示している。この際、熱線センサを幅方向中心で、高さ (Y) 方向の上端(長辺エッジ) ($Y=1$, $Z=0$ mm) に固定し、各速度について最大速度変動値を示す X 方向の距離を探索し、そのときの u' の強さを測定した。 u' が最大となる X 方向の距離は、図7中の下部に示している。上段が $L=1, 2$ mm および 4 mm で、下段が $L=8, 16$ mm および 32 mm の結果である。端板なしスリット(太い実線)の場合、 $U_0 \geq 5$ m/s の u' の強さは、 -24 dB でほぼ一定の値⁽²⁾であったが、端板を付けると、 $L=1$ mm の最も短い端板付きスリットを除いて、スリット高さの1~2倍にあたる $L=2$ mm と 4 mm の場合、笛音発生領域内で複雑な変化をしている。一方、下段の端板長さが $L=8$ mm 以上と長くなると、 $U_0 \geq 4$ m/s の笛音領域を含んで一定である。

以上のことより、 $L=4$ mm と 8 mm の間を境にして、端板の存在によって噴流のはく離や再付着等により、渦の対称・非対称性すなわち渦の構造が違い、これが、空力音の騒音レベルの大きさに違いを生じさせる

図8 速度とピーク離散周波数との関係

原因であると考えられる。このことは、適切な長さの端板を端板なしスリットに取付けることが、騒音を低減させる有効な手段となり得ることを示している。

図8は、図3の騒音レベルで著しい違いを示した端板長さが 4 mm と 8 mm の場合の噴流速度と騒音の周波数との関係を示したものである。基本周波数と倍音の周波数の f_1, f_2, f_3 は、 U_0 の増加とともにほぼ直線的に変化し端板によって全周波数範囲にわたって若干減少する。この場合も、 $L=4$ mm の場合は端板なしの場合とこの配を異にし、端板の影響が大であることがわかる。ここで第1報⁽¹⁾の端板なしスリット(長方形スリット)で導入した整理式 $f = C_s(U_0 - U_s)$ によれば、図8の速度軸の原点を負の側へ U_s だけ移動させれば、 f_1, f_2, f_3 の各直線は移動した同じ原点を通ることになる。 U_s の値は、 L が 4 mm および 8 mm に対して約 -5.5 m/s および -2.8 m/s である。

3・2 笛音発生時の渦放出 この節では、騒音レベルで著しい違いを示した端板長さ $L=4$ mm と $L=8$ mm の端板付きスリットからの噴流の速度変動と渦の構造について検討する。

3・2・1 速度変動 u' のコヒーレンス 笛音発生速度における端板付きスリット近傍の渦放出の構造を調査した。噴流の速度変動が強い領域は、スリットの中心近傍にあり、いずれもあまり差はないが、最も強い点を選び、そこに基準の熱線センサを固定し、他の熱線センサをその点から X 方向、 Y 方向および Z 方向に移動し、その両点の速度変動の相互相関を調べ

図 9 Y 方向と Z 方向の速度変動のスペクトル密度分布の違い

た。

図 9(I)には、端板長さが 4 mm のスリットについて、固定センサの座標点を $X=7$ mm (端板先端から下流側 3 mm の断面), $Y=1.5$ mm, $Z=2$ mm とし、その熱線センサからの出力信号による速度変動のスペクトル密度分布と、移動センサからの出力信号とのコヒーレンスの代表例を示している。なお本論文では、同じ周波数に対応する二つの変動成分(速度と速度あるいは騒音と速度)の相互相関をコヒーレンスという言葉で表すことにする。図 9(I)(b)の Y 方向の位置による差異に示すように、速度変動のスペクトル密度分布は、図 9(I)(a)に示す基準点のそれと同様に、中央の $Y=0$ mm で整数倍の周波数に複数個のピークが存在し、長辺エッジの外側になるにつれてピークの個数が減少する。このときのコヒーレンスは、中央でほぼ 1.0 に近い値をとる。図 9(I)(c)の Z 方向の短辺エッジ ($Z=10$ mm)においては、複数個のピークは狭い周波数帯に密集しており、 $Z=-1$ mm で現れるような規則的な周期性は崩壊している。さらに短辺エッジの外側では、高周波数側のピークに対応するコヒーレンスが急速に低下しており、周期的な放出過が幅方向にはスリットの幅程度であること、高さ方向には高さの 5 倍程度に達することを示している。

次に図 9(I)と同様のことを、端板長さ $L=8$ mm のスリットについて図 9(II)に示す。このときの固定センサの座標点は、X 方向には端板の先端であり、その断面の $Y=1$ mm, $Z=2$ mm である。端板長さ 4 mm のスリットの場合との相違点は、ピーク間の間隔が $L=4$ mm のその半分であることと、図 9(II)(b)のスリットの長辺エッジの外側の $Y=5$ mm で u' のピークが消滅し、なだらかな右下がりの広帯域

図 10 Y 方向と Z 方向の速度変動のコヒーレンス分布

な分布となることである。すなわち周期的な放出渦のスケールが、 $L=4$ mm の場合に比較して小さくなっていることを示している。

(a) Y 方向分布

(b) Z 方向分布

図 11 Y 方向と Z 方向の速度変動の位相差の違い

固定熱線センサ点の速度変動のスペクトル密度分布で、端板長さが 4 mm のときの最大ピーク ($f_m \approx 1.2$ kHz; 固定センサ位置 $X=7, Y=1.5, Z=2$ mm) と、8 mm のときの最大ピーク ($f_m \approx 2.3$ kHz; 固定センサ位置 $X=8, Y=1, Z=2$ mm) を基準に、この周波数に対応する Y 方向と Z 方向のコヒーレンス係数の分布を求めた。その結果を図 10 に示す。○印が $L=4$ mm, ●印が $L=8$ mm の場合である。太い実線は、端板なしスリット ($f_m \approx 3.4$ kHz; 固定センサ位置 $X=1.5, Y=0.25, Z=4$ mm) の場合である。

いずれのスリットともコヒーレンス係数は、Y, Z 方向に関して、スリット内ではほぼ 1.0 となっている。特に $L=4$ mm のスリットでは、 $Y=\pm 5$ mm までコヒーレンス係数はほぼ 1.0 である。このことから、スリット高さ方向の渦のスケールは幅よりかなり大であるが、端板長さが長くなると規模が小さくなるという、図 9 に述べたことがこのことから再確認することができる。

3・2・2 速度変動 u' の位相差 上述した方法で二つの速度変動の位相差を測定した。図 11 はその結果を示したもので、○印が $L=4$ mm, ●印が 8 mm の

(a) 騒音のスペクトル密度分布

(b) 速度変動のスペクトル密度分布

(c) 騒音と速度変動のコヒーレンス

 (I) $L=4$ mm の場合

(a) 騒音のスペクトル密度分布

(b) 速度変動のスペクトル密度分布

(c) 騒音と速度変動のコヒーレンス

 (II) $L=8$ mm の場合

図 12 速度変動と騒音のスペクトル密度分布

場合である。測定条件は、 $3 \cdot 2 \cdot 1$ 項と同じである。図 11(a)において端板のない場合は、スリット開口部全体にわたって位相差は零、すなわち一つの渦構造を成しているが、 $L=4$ mm のスリットの場合、位相差が零となる領域が半減している。このことは $L=8$ mm となるとさらに減少する。すなわち Y 方向の位相差は開口部の高さ方向中央で 100° である。一方、 Z 方向の位相差は、 $L=8$ mm の場合はその他に比較して増減が大きく、 Z 方向の渦構造が微細化していることがうかがえる。

3.3 空力音と速度変動の関係

3.3.1 空力音と速度変動のスペクトル密度分布

代表的な空力音を発生する噴流速度の騒音と速度変動のスペクトル密度分布を端板長さが 4 mm と 8 mm について、それぞれ図 12(I), (II)に示す。聴感的にピーという純音的な笛音が発生する代表的な例の速度は、それぞれに対して $U_0 = 6.41$ m/s と 8.29 m/s である。図 12(c)は、騒音と速度変動のコヒーレンスである。比較のために図 12には、乱流騒音として取扱った低い噴流速度 ($U_0 = 3.33$ m/s と $U_0 = 3.24$ m/s) の聴感的にサーという音の場合と、シーという音が発生する高い噴流速度 ($U_0 = 19.8$ m/s と $U_0 = 19.7$ m/s) の場合についても示している。 u' の測定は熱線センサを移動させて、 u' のスペクトル密度分布にピークが顕著に現れる点を探索して行った。

笛音が顕著に発生するときの速度変動と騒音のスペクトル密度分布の形状は、端板長さが 4 mm と 8 mm で定性的にはよく似ている。噴流速度変動の u' は、端板なしスリットにおいて低乱流騒音が発生した速度で観察された⁽²⁾ 複数の鋭いピークが、ここでは観察される。図 12 中の矢印で示しているように、 $L=4$ mm で $f_1 \approx 1.2$ kHz、 $L=8$ mm で $f_1 \approx 0.6$ kHz をそれぞれ基本周波数とし、そのほぼ整数倍に近い周波数に複数のピークが存在する。また笛音と速度変動の周波数が極めてよく一致している。整数倍のピークとピークの周波数の間隔は、 $L=4$ mm のとき約 1 kHz で、 $L=8$ mm のときその間隔はほぼ 0.5 kHz であり、 $L=4$ mm の場合の半分となっていることが特徴的である。これらのことは、図 12(c)の騒音と u' のコヒーレンスにも示されている。矢印で示す周波数は、1.0 に近い相関を示しているものの、 $U_0 \approx 3$ m/s のコヒーレンスは、 $L=4$ mm のスリットで $f \approx 1.5$ kHz と $L=8$ mm のスリットで $f \approx 1.5$ kHz を除いて、広帯域な周波数での相関は、0.5 以下と小さい。

笛音と噴流速度の両スペクトル密度分布のこのようなピーク周波数についての対応関係を、笛音が発生す

図 13 端板付きスリット出口の速度変動と騒音のコヒーレンス

る他の速度の場合も含めて調査した。図は省略するが、笛音が明確に発生する場合は、端板長さが 4 mm と 8 mm とともに、その周波数と速度変動のピーク周波数は、よく一致している。

以上のことから端板の有無にかかわらず、笛音の発生は周期的な速度変動に起因していること、その場合騒音と速度変動のスペクトル密度分布に、基本周波数とその整数倍にそれぞれの周波数で一致する2個以上のピークが、存在することが明らかになった。

3・3・2 スリット出口近傍の速度変動と笛音の関係

3・1節および3・2節において指摘したように、噴流の速度変動は端板長さによって変化し、これが笛音発生の特性に関係していると考えられる。以下にこの点をさらに検討する。

端板長さ L が4 mmのスリットにおいては、スリット出口中央を通り X 軸上で速度変動が最も大きくなるのは $X=7$ mmの点である。その点を含む $Y-Z$ 断面で測定した u' と、騒音のスペクトル密度分布および両者のコヒーレンスを図13(I)(a)(c)(d)に示す。図13(I)(a)(c)(d)中の数字は、図13(I)(b)に記入している数字に対応し、 $Y-Z$ 断面内の測定位置を表す。図13(I)(c)の(1)~(3)に示す u' のスペクトル密度分布形には、騒音のスペクトル密度分布を示す図13(I)(a)の矢印の $f \approx 1.2$ kHz およびその整数倍に対応する周波数にピークが形成されていることからわかるように、スリットの幅方向の少なくとも $Z=5$ mm [点(3)] までは大きな渦が形成されている。しかし端板なしスリットのときには、 $Z=10$ mmの短辺エッジでピークが消滅していたが、端板付きスリットの場合、図13(I)(4)(5)のように $f \approx 1.2$ kHz と2.2 kHzのそれぞれの周波数にピークがまだ残っていることから、 $X=7$ mmとスリット口から離れているために、渦が成長して短辺エッジまで広がっていることを示している。このことは、騒音と u' のコヒーレンスにも示されている。

図13(II)は、図13(I)と同様に $L=8$ mmについて示したものであり、スリット出口中央の速度変動が最も大きくなる X の座標は、 $X=8$ mmである。 $L=4$ mmのスリットとの相違点は、速度変動 u' の複数のピークの周波数の間隔が、 $L=4$ mmのスリットのその約半分で繰返されていること、短辺エッジに近づくにつれて、高周波の成分が消滅すること、強いコヒーレンスをもつピークの高さも徐々に小さくなっていくことなどで、渦構造の境界がスリットの Z 方向であいまいになっていることである。

4. 結 言

端板なしスリット(長方形スリット)に端板を付け

て、非対称なスリットからの噴流によって発生する離散周波数騒音のうち特に笛音について、その発生機構を明らかにするため、噴流の流れ場の速度変動と笛音発生の有無の関係を実験的に調査した。その結果以下の結論を得た。

(1) 笛音領域で、端板なしスリットと端板付きスリットの騒音レベルの差は、端板によってスリット近傍の噴流が制限を受けて速度の時間変動が減少して、端板付きスリットのほうが小さくなること、またスリット高さの2~3倍の端板長さ(これは端板なしスリットの場合の渦の X 方向スケールにほぼ一致する)を境にして、騒音レベルと速度変動のいずれも大きく変化することを明らかにした。

(2) 端板なしスリットの場合、渦の X 方向のスケールはスリット高さの2~3倍程度であったが、端板付きスリットの場合は、スリット高さの4~8倍まで達することが明らかになった。

(3) 端板なしスリットおよび端板付きスリットの両スリットとも、スリット近傍に大きな渦魂があり、端板が長くなるにしたがって、渦の Z 方向の規模が小さくなることが明らかになった。

(4) 端板なしスリットおよび端板付きスリットにおいて、笛音が発生する一つの条件は、変動速度のスペクトル密度分布に、基本周波数とその整数倍に2個以上のピークがある必要があることが明らかになった。

(5) 端板のためにスリット口から渦形成までの距離が長くなるため、渦の流れ方向のスケールは端板のない場合より大きくなるが、渦構造のコヒーレント値は必ずしも大きくはないことが明らかになった。

終わりに本研究を遂行するにあたり、研究に協力していただいた福岡工業大学 田中宏史教授、また実験に協力していただいた同大学卒業生 池田健一郎、井無田信、北郷健次の諸氏に謝意を表す。

文 献

- (1) 功能・深野, 長方形スリットからの噴流によって発生する離散周波数騒音の研究(第1報, 笛音の発生条件), 機論, 60-569, B (1994), 133-140.
- (2) 功能・深野・加藤, 長方形スリットからの噴流によって発生する離散周波数騒音の研究(第2報, 騒音発生と速度場の諸特性との関係), 機論, 60-574, B (1994), 2030-2037.