ダクト曲がり部のスプリッタによる音の低減*

椿 下 庸 二^{*1}, 森 亮 輔^{*2}

Sound Reduction by Splitter in a Curved Duct

Yasuji TSUBAKISHITA^{*3} and Ryosuke MORI^{*3} Chubu University, Dept. of Mechanical Engineering,
1200 Matsumoto-cho, Kasugai-shi, Aichi, 487-8501 Japan

The sound characteristics of the transmitted waves through the curved duct with a splitter have been studied for various lengths and locations of the splitter in addition to the effect of mean flow in the duct. A finite difference method for a linearized Euler equation is performed to obtain the sound pressure level (SPL) and time-averaged intensity together with acoustic energy flux vector and time history of sound pressure. The present study shows that the level of the transmitted waves can be reduced remarkably at a particular length to yield the great insertion loss, however the variation of the splitter location has little effect on the insertion loss. The present result also shows that the instantaneous acoustic energy flux vector make clear the characteristics of the sound field, compared with the time-average intensity.

Key Words: Duct Acoustics, Sound Reduction, Acoustic, Sound Wave, Numerical Analysis, Insertion Loss

1. 緒 言

送風機などによって発生しダクト内を伝播する騒音を低減させる消音装置には吸音形、膨張形や干渉形、あるいは共鳴形など種々のものがある⁽¹⁾⁽²⁾。吸音形消音装置は、ダクト内面にグラスウールやロックウールなどの吸音材を内張り消音する。一方、膨張形はダクトの途中で断面積を急激に変化させて生じるエネルギー反射を利用している。また、干渉形は途中で音の経路を複数に分け、その経路差をすることにより、消音装置出口において互いの音を干渉させて消音する。さらに、共鳴形では管壁に穴を開け、その穴内の空気を激しく振動させエネルギー損失をねらう。

設置スペースの面から考えると、大型のダクト内においては多少大きな消音装置であっても設置可能である。しかし、オフィスや家庭用のダクト内などではスペースの点で制限があり、設置できる消音装置が限られてくる。また、消音できる周波数帯域の面から考えると、吸音形消音装置は、中・高周波数帯域の騒音低減には有効ではあるが、中程度以下においてはあまり効果が期待できない⁽³⁾。これに対し、低周波帯域の騒音低減に有効である消音装置を考え

た場合、膨張形や干渉形が挙げられる。膨張形は、ダクト内の流体抵抗が大きく、しかも大型になりやすい。干渉形消音装置は比較的低周波数の帯域での消音を対象とし、スペース的にも有利である。

以上の点を考慮して、本論文では干渉形消音装置を考え、経路差を与える場所としてダクト曲がり部に着目し、この部分にスプリッタを挿入する。それにより伝播する音を分け、スプリッタ出口での音の位相差を生じさせると共に、音の干渉性を利用して騒音の低減を目指す。このようなタイプのものはコーナーベン式消音装置⁽³⁾とも呼ばれるが、スプリッタが曲がり部における流体抵抗を減らす整流作用をもっており、消音装置としてさらなる圧力損失は見込まなくてよいという利点がある。このコーナーベン式消音装置では、流れ中のスプリッタによって自励振動などが発生し新たな音源となる可能性がある。しかし、消音装置としての有利さを調べておくことは、十分に重要だと思われる。

そこで、本論文では簡易モデルとして、曲がり部に一枚のスプリッタを挿入したダクトを考え、スプリッタの長さや位置を変えた場合の透過側音場への影響や、ダクト内流れの有無による音場への影響などについて数値解析を行う。また、上述したように、ここでは音源周波数帯域を、中程度以下に絞って計算を行った。さらに、送風機内ダクトも考慮しているため流れ場中の音場計算を行い、透過側音場への平均流れ場の影響についても考察する。

* 原稿受付 2002年4月1日。

^{*1} 正員、中部大学工学部(☎487-8501 春日井市松本町1200)。^{*2} アイシン精機(株)(☎448-8650 刈谷市朝日町2-1)。

E-mail: tsub@isc.chubu.ac.jp

2. 計算モデルおよび計算条件

図1に示すような直角の曲がり部を持つ十分長い2次元ダクトを考える。曲がり部にはダクト壁面に平行に1枚のスプリッタが挿入されている。この曲がり部の十分遠方である上流側で発生した平面波は、ダクト曲がり部のスプリッタによって分けられ、スプリッタ通過後、互いに干渉する。ところで、本論文ではダクト内部には流れがあるとしているが、そのような場合、曲がり部で非均一な流れ場となっている。そのため、スプリッタにより分けられた音波の位相および振幅は異なり、曲がり部下流での音場が変化するであろう。そこでスプリッタの長さや位置を適切に与えると、透過側の音圧レベルが低減することが期待される。本計算では、挿入損失 IL を用いる。これは、透過側遠方における音圧レベルについて、スプリッタを挿入しない場合に対するスプリッタを挿入した場合の低減量のことである。

本計算で変化させるパラメータとしては、図1に示すように、スプリッタの長さ l と外壁（平均流れの方向に対し右側の壁面）からの距離 a である。ただし、スプリッタはダクト外壁に沿って平行にとり、スプリッタの先頭の位置はダクトが曲がり始める位置とした。また、ダクト幅 h は10cmと固定している。本計算では、 $a/h=0.3\sim 0.8$ 、 $l/h=0.5\sim 3.0$ の範囲で変化させた。なお、音源周波数は $f=650\sim 1100\text{Hz}$ で、音速は平均流れがない場合に $c_0=341.2\text{m/s}$ とした。

ダクト内部では波長に対するダクト形状・寸法などにより、平面波以外の高次モード波が発生する場合がある。高次モード波の伝播、減衰はいわゆるカットオフ周波数によって決定される。本計算のようなモデルにおいては、平均流れの無い場合で考え

ると、最初に現れる高次モードとしてはダクト幅方向に一次のモードである。上述のダクト幅、音速を代入してみると最低次の高次モード波のカットオフ周波数は1706kHzとなり、ここで考えている周波数範囲については、平均流れの影響を考慮しても基本波モードである平面波が伝播すると考えられる。ただし、スプリッタ近傍においては、当然、高次モード波が発生することには注意する必要がある。

なお、平均流れ場については、無限上流で一様なマッハ数 $M_\infty=0.05, 0.10$ となる場合の流れ場を、別途、数値計算により求め与えた。平均流れ場はダクト部近傍で非均一の分布となり、ダクト壁面やスプリッタ壁面の凹部で減速し凸部で加速する。ダクト曲がり部における局所マッハ数は無限上流マッハ数に対し約10%程度の変動であった。なお、スプリッタに吸音性はなく各壁面では完全反射と仮定している。

本計算で用いる音場の基礎式は、微小じょう乱に基づく線形オイラー方程式であり、以下で示される。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} = H \dots\dots\dots(1)$$

$$U = \begin{pmatrix} \rho' \\ e \\ f \end{pmatrix}, E = \begin{pmatrix} e + u_0 \rho' \\ u_0 e + p' \\ u_0 f \end{pmatrix}, F = \begin{pmatrix} f + v_0 \rho' \\ v_0 e \\ v_0 f + p' \end{pmatrix},$$

$$H = \begin{pmatrix} m \\ -\frac{\partial u_0}{\partial x} e - \frac{\partial u_0}{\partial y} f + \frac{\partial p_0}{\partial x} \frac{\rho'}{\rho_0} \\ -\frac{\partial v_0}{\partial x} e - \frac{\partial v_0}{\partial y} f + \frac{\partial p_0}{\partial y} \frac{\rho'}{\rho_0} \end{pmatrix} \dots\dots\dots(2)$$

$$\left. \begin{aligned} e &= \rho_0 u', f = \rho_0 v', p' = c_0^2 \rho', \\ c_0 &= \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3)$$

ここで、 p_0, u_0, v_0, ρ_0 は時間的に平均の流れ場に対する圧力、速度2成分、密度を示し、上添え字の $'$ は微小じょう乱を示している。また、 γ は比熱比である。音源項 m としては微小質量のわき出し吸い込みを周期的に行うことで平面波が発生するように与えている。実際の計算においては、上記の方程式は一般曲線座標系に変換されマコーマック形陽的差分法で解かれる。この方法は時間二次・空間四次精度である。最近、音の伝播計算に対するマコーマック形差分法の改良や精度についての比較⁽⁴⁾

Fig. 1 Computational model

などがなされているが、ここで用いた方法でも一波長当たり25点以上あれば計算精度の面で問題は無い。本計算方法の有効性については、平均流れ無しの場合であるが実験との比較^{(5),(6)}において確かめられている。また、一様な流れ場中の平面波の伝播問題に対する予備的な計算結果からも上記の計算点数が確保されていれば、精度の点で十分であることがわかった。ダクトやスプリッタの固定壁面上の境界条件などを含め、より詳細な記述については文献(7)にあるので参考にしていただきたい。

なお、計算はダクト曲がり部を含む興味ある領域で、定常音場が形成されるまで行った。例えば、音源周波数950Hzにおいては21周期までの計算で定常音場が形成された。計算格子数は1200×26点で、曲がり部から遠方に行くに従い徐々に格子間隔を広げて計算領域を十分大きく取り、計算領域外端からの反射波は無視できるとした。また、計算格子間隔や時間刻み幅についても検討を行って、上記の格子点数や用いた時間刻み幅でほとんど結果に変化がなかったことを付記しておく

3. 結果および考察

3.1 スプリッタの効果 まず、スプリッタのある場合に、その位置や長さによって音場分布が大

Fig.2 SPL, time-averaged intensity and time history of sound pressure

きく変化することを、 $f=950\text{Hz}$, $M_\infty=0.05$ の場合を例に説明する。図2に音圧レベル、時間平均インテンシティ分布およびスプリッタ出口位置の音圧の時間変動を示す。図2(a)の示す $a/h=0.44$, $l/h=1.22$ では挿入損失が大きく、 $IL=12.8\text{dB}$ である。一方、図2(b)の示す $a/h=0.40$, $l/h=1.09$ では、挿入損失は小さく $IL=0.6\text{dB}$ である。両者の場合におけるスプリッタ長さおよび位置の違いは10%程度と小さいにもかかわらず音圧レベル、時間平均インテンシティ分布で大きな違いが見られる。なお、本論文でのインテンシティの定義としては、等エントロピ非回転流れに対して適切である定義⁽⁸⁾を採用した。次に音圧レベルについては、図2(a)に示す例ではスプリッタの内壁側、外壁側の両側とも音圧レベルが高い。また、音圧の時間変動の結果からも挿入損失が大きい場合は、スプリッタ出口で内壁側と外壁側の音圧が同振幅で逆位相になっていることがわかる。一方、図2(b)のように、挿入損失が非常に小さい場合は、スプリッタの内壁側および外壁側で音圧は振幅が大きく異なり逆位相とはなっていない。また、時間平均のインテンシティ分布からも音のエネルギーはほとんど外壁側を通して透過側に流れるように見える。ところで、図2(a)のように音圧レベル分布と時間平均インテンシティ分布との対応は必ずしも明確とならない。後述するように、時々刻々の音響エネルギー流束分布の方が音圧レベル分布との関係において、よりわかりやすい。

3.2 挿入損失 スプリッタの長さおよびその位置を変化させて得られた挿入損失を図3に示す。周波数が低く平均流れが無い場合を除き、ほとんどの場合、挿入損失が極大値を取るのは、特定のスプリッタ長さの場合であり、スプリッタの位置にはあまり影響を受けない傾向を示している。そこで、挿入損失が極大値をとる時のスプリッタ長さ l_p (以下、最適スプリッタ長さと呼ぶ) を図4に整理して示す。最適スプリッタ長さは、音源周波数が高くなるに従い短くなる。そこでこのことを考慮して波長に対する各最適スプリッタ長さの比を整理すれば、ほぼ0.3~0.4の範囲に入った。これに対し、ここで取り扱っている平均流れの大きさの範囲 ($M_\infty \leq 0.10$) では、平均流れが変化しても最適スプリッタ長さはあまり変わらないことがわかる。なお、本研究のモデルでは、スプリッタの先頭の位置はダクトが曲がり始めるところである。しかし、スプリッタの先頭

Fig. 3 Insertion loss

の位置をダクト下流側に移動させても、スプリッタがダクト曲がり部にあれば、最適スプリッタ長さはほぼ同じ値を取ったことを付記しておく。上述したように、ある特定の音源周波数に対して、スプリッタ長さを 0.3~0.4 の範囲の最適スプリッタ長さにとれば、その音源周波数の低減効果が生じる。本研究では一つの曲がり部に一枚のスプリッタを挿入したモデルを考えているので低減できるのは特定の周波数に限られる。しかし、実際のダクトにおいては複数の曲がり部が存在することが多いので、各曲がり部でそれぞれ長さの異なるスプリッタを挿入

Fig. 4 Splitter length for maximum insertion loss

すれば、様々な周波数の音波成分が混じった場合にも適応できると期待される。ところで、図3の結果より、ダクト内流れが大きくなると共に挿入損失の極大値が小さくなる傾向がみられる。これは後述するようにスプリッタ出口において、その両側での音圧をみると、逆位相ではあるが音圧の大きさにかなり差が生じていて、スプリッタ出口で音の打ち消しあう効果が減少した結果と推察される。

3・3 流れの影響 音場の分布については既に図2において一部を示しているが、ここで、ダクト内部に平均流れ場が存在するときの影響について述べておく。図5は、音源周波数 1100Hz の場合で $M_\infty=0$ および $M_\infty=0.10$ における音圧レベル、時間平均インテンシティ分布およびスプリッタ出口位置での音圧の時間変動を示す。両者ともスプリッタの位置および長さは同じである。スプリッタとダクト壁面間での音圧レベルの特性は定性的には同じであるが、平均流れが増大するとレベル値は低下する。また、時間平均インテンシティの分布において、平均流れが

Fig.5 SPL, time-averaged intensity and time history of sound pressure, $f=1100\text{Hz}$, $a/h=0.56$, $l/h=0.977$

(a) $f=950\text{Hz}$, $M_\infty=0$, $a/h=0.36$, $l/h=1.23$

(b) $f=800\text{Hz}$, $M_\infty=0.05$, $a/h=0.64$, $l/h=1.66$

Fig.6 Instantaneous acoustic energy flux vectors, time-averaged intensity and SPL

$M_{\infty} = 0.10$ のように増大する場合、スプリッタ後縁からかなりの下流まで渦状のパターンがみられる。この傾向は、 $M_{\infty} = 0$ および $M_{\infty} = 0.05$ ではみられなかった。なお、本論文ではオイラー方程式を基礎式としている。スプリッタの十分に上流で一樣流れを仮定しているため、平均流れ場および音場は渦無しである。従って、図5(b)で見られる渦状のものは渦度ではない。単に時間平均音響インテンシティの回転であることを表しているということに注意しておく必要がある。さらに音圧の時間変動の結果より、平均流れがあるとスプリッタ出口で音圧の大きさが小さくなると共に、音圧の大きさにおいてスプリッタの両側での差が大きくなっている。これらの傾向は他の周波数においても同様であった。

3.4 音響エネルギー流束 従来、音場分布を表すものとして音圧レベルや時間平均インテンシティの分布が用いられてきている。しかし、両者の対応が、図2(a)で見たようにあまり明確ではない。図6に 1/16 周期毎の音響エネルギー流束の分布を時間平均インテンシティおよび音圧レベルと共に示す。音響エネルギー流束分布は 1/2 周期毎に繰り返され、音圧レベルの高い領域を中心にエネルギー流束の放出および吸収を反復する。図6(a)の例のように、スプリッタの両側で音圧レベルが高い領域がある場合、それぞれの領域からほぼ同位相でエネルギー流束の流れが存在する。対応する時間平均インテンシティは、この音響エネルギー流束を時間平均して得られるが、エネルギーの流れとしてはほとんど消滅している。これに対し、図6(b)の例ではスプリッタのダクト内壁側において音圧レベルが高く、音響エネルギー流束もこの領域を中心に放出と吸収を行っている。このように、時々刻々の音響エネルギー流束の分布が時間平均のインテンシティよりも正確に音場のエネルギーの流れを表している。この点については、既に Mann ら¹⁰⁾ が指摘しているが、本論文の結果もこの

ことと一致しており、音圧レベルと関連づけて用いられれば音場の特性がより明確になる。

4. 結 論

内部に流れのある十分長い2次元ダクトにおいて中程度以下の周波数の騒音低減を目的に、その曲がり部にスプリッタを挿入することによる音場特性への影響を数値解析した。得られた主な結論は以下ようになる。

(1) スプリッタの位置および長さを変化させた場合に挿入損失が大きくなるのは、主としてスプリッタの、ある特定の長さ(最適スプリッタ長さ)で決まり、位置の影響は小さい。

(2) 周波数が増加するにつれて、最適スプリッタ長さは短くなる。この最適スプリッタ長さの波長に対する比は、ほぼ0.3~0.4の範囲である。

(3) 本研究のように平均流れがマッハ数0.1程度であれば、最適スプリッタ長さに対する流れの影響は小さいが、平均流れが増大すると挿入損失の極大値は低下する。

(4) 音響エネルギー流束分布の時間変動を調べることで、時間平均インテンシティに比べ、音圧レベル分布との関係や音場特性がより明確となることが示された。

文 献

- (1) 前川純一, 建築・環境音響学, (1990), 121, 共立出版.
- (2) 時田保夫, 音の環境と制御技術, 第II巻応用技術, (1999), 29, フジテクノシステム.
- (3) 梅澤清彦, 静粛工学, (1995), 22, 開発社.
- (4) Hixon, R., AIAA Paper 97-1586.
- (5) 椿下, 田中, 林, 機論, 66-649, B(2000), 2364.
- (6) 貞本, 椿下, 村上, 機論, 68-671, C(2002), 1980.
- (7) 椿下, ほか3名, 機論, 65-640, B(1999), 4660-4664.
- (8) Goldstein, M.E., *Aeroacoustics*, (1976), 41, McGraw-Hill.
- (9) Fahy, F.J. (橋秀樹訳), サウンドインテンシティ, (1998), 61, オーム社.
- (10) Mann, III, J. A., Tichy, J., and Romano, J., *J. Acoust. Soc. Am.*, 82(1) (1987), 17-30.