管内を伝ばする衝撃波の開口端からの放射*
(フランジ直径がパルス波の強さに及ぼす影響)樫村 秀男^{*1}, 瀬戸口 俊明^{*2}, 金 義 東^{*3}
権 容 焄^{*4}, 松尾 一 泰^{*5}Emission of a Propagating Shock Wave from an Open End of a Tube
(Effects of Diameter of Flange on Magnitude of Impulsive Wave)Hideo KASHIMURA, Toshiaki SETOGUCHI, Heuy-Dong KIM,
Yong-Hun KWEON and Kazuyasu MATSUO

When a shock wave propagates along a constant-area straight tube and reaches open end, an impulsive wave is emitted outward from the tube exit toward the surrounding area. In order to clarify the effects of diameter of a flange at the tube exit, experimental and numerical investigations have been carried out. A simple open-ended shock tube with the flange of the various diameter at the tube exit was used. The magnitude of an impulsive wave, the attenuation with distance and its directivity are discussed with the experimental results. As the results, the effect of the diameter of flange on the magnitude of an impulsive wave was shown. Finally, the effective equations concern with the magnitude of an impulsive wave generated by the emission of a shock wave were obtained from the numerical results solved by the TVD scheme.

Key Words: Compressible Flow, Unsteady Flow, Shock Wave, Impulsive Wave, Open End Correction

1. ま え が き

伝ばする衝撃波が管の開口端から放射されたときの挙動の解明は従来、火器の研究に関連してなされてきた^{(1)~(4)}。衝撃波が管の開口端から放射されたときに発生するパルス状の圧力波(ここでは、パルス波という)の特性を明らかにすることは、近年、ディーゼルエンジンの排気騒音⁽⁵⁾や圧力波の波動を利用した過給機⁽⁶⁾、パルス燃焼器⁽⁷⁾、パルスジェットフィルタ⁽⁸⁾など種々の産業機器の開発に関連してますます重要となってきた。しかし、火器に関連した文献(1)~(4)では、特定の強さの衝撃波が管の開口端より大気中に放出された場合に対してのみ、パルス波の強さの分布が明らかにされている。よって、伝ばする衝撃波の強さを系統的に変化させて⁽⁹⁾、しかも管の開口端の形状をも考慮した研究は極めて少ないものと思われる。

る。

本研究では円管の開口端に取付けられたフランジの大きさを考慮にいて、伝ばする衝撃波の衝撃波マッハ数 M_s が 1.02 から 1.48 の範囲でパルス波の特性を実験により明らかにし、数値解析の結果とあわせて考察を行った。

おもな記号

 a : 音速 D : 直管の内径 D_b : フランジ外径 Δl : 開口端補正長さ M_s : 伝ばする衝撃波の衝撃波マッハ数

Δp^* : 衝撃波による管内の過剰圧(衝撃波背後の圧力 p^* , 前方の大気圧 p_1 とすると, $\Delta p^* = p^* - p_1$)

Δp_m : パルス波による最大過剰圧(パルス波の最大圧力 p_m とすると, $\Delta p_m = p_m - p_1$)

 r : 開口端中心から観測点までの距離 κ : 比熱比 θ : 観測点の方向角

* 原稿受付 1998年9月7日。

^{*1} 正員, 北九州工業高等専門学校 (☎ 803-0985 北九州市小倉南区志井 5-20-1)。^{*2} 正員, 佐賀大学理工学部 (☎ 840-8502 佐賀市本庄町 1)。^{*3} 韓国安東大学校自然科学大学機械工学科 (☎ 760-600 韓国慶北安東市私書箱 203 号)。^{*4} 佐賀大学大学院。^{*5} 正員, 九州大学総合理工学研究科 (☎ 816-8580 春日市春日公園 6-1)。

E-mail: kasimura@kct.ac.jp

2. 実験

2.1 実験装置および方法 実験には低圧室が大気開放形の衝撃波管を用いた。その詳細を図1に示す。高圧室と低圧室の長さは、それぞれ1.62, 2.15 mで、両室とも内径 D が66 mmの円管である。高圧室の作動気体は空気である。低圧室の開口端には直径 D_b のフランジが取り付けられている。本研究で用いた最も大きいフランジの直径 D_b は管径 D の5.5倍のものである。隔膜にはセロファンを用い、開口端における衝撃波の伝ばマッハ数が $1.02 < M_s < 1.48$ に対して実験を行った。図1の点①と②は圧力計の取付位置を示し、衝撃波の伝ば速度は圧力波形の時間的ずれより算出した。また、開口端中心Oからの距離 r 、方向角 θ におけるパルス波の過剰圧(パルス波の強さ)は、くさびに取付けた圧力計により測定した。

2.2 実験結果 従来の研究^{(1)~(4)(9)}により、衝撃波が円管の開口端より放出した場合に発生するパルス波の特性は、 $r/D \geq 1$ の領域にあっては遠距離場とみなすことができる。本研究ではフランジの大きさが遠距離場におけるパルス波の特性に与える影響を調べるために、 $r/D \geq 2$ の領域を実験領域とした。

図2は $D_b/D=1$ (フランジなし直管) の場合に、 $r/D=2$ 、 $\theta=0^\circ$ の位置で得られたパルス波の波形を種々の衝撃波マッハ数 M_s に対して示している。縦軸 Δp [kPa] は大気圧からの過剰圧、横軸 t [ms] は経過時間を示し、 $M_s=1.42$ におけるパルス波の立上り時

Fig. 1 Experimental apparatus

Fig. 2 Pressure history of impulsive wave

間を $t=0$ として作図している。 M_s の増加とともにパルス波の最大過剰圧 Δp_m は大きくなり、 $M_s=1.42$ の場合は $\Delta p_m=24$ kPa である。パルス波のあとに続く圧力の変動は、衝撃波管内で波動の干渉によって生じた圧力変動が開口端から放射され、観測点に到達したものであると考えられる。

図3(a)と図3(b)は Δp_m と $\Delta p_m/\Delta p^*$ に及ぼす衝撃波マッハ数 M_s の影響を種々のフランジ直径 D_b/D に対して示している。図3(a)より、 Δp_m は M_s の増加とともに大きくなる。 Δp_m は $D_b/D < 3$ では、 D_b/D の減少とともに小さくなる。これは、フランジ直径の減少により、パルス波が観測点を通ずる以前に、フランジ背面部へのパルス波のまわり込みが生じたためであると考えられる。このことから、パルス波の強さは衝撃波の強さのみならず、フランジの大きさにも依存しているといえる。一方、 $D_b/D \geq 3$ では、 D_b/D を変化しても Δp_m は変わらない。これは、観測点 ($r/D=2$ 、 $\theta=0^\circ$) の位置では、 $D_b/D \geq 3$ のフランジは直径が無限大のフランジと等価なものであることを示している。しかしながら、 Δp_m に及ぼす D_b/D の影響については、 r/D に依存することに注意を要する。図

(a) Magnitude of impulsive wave

(b) Nondimensional magnitude of impulsive wave

Fig. 3 Relations between shock Mach number and magnitude of impulsive wave for various exit flanges

3(b)は、 Δp_m を管内における衝撃波の過剰圧 Δp^* で無次元化したものを M_s に対して示している。 $\Delta p_m/\Delta p^*$ は、 M_s に対して極小値をもつが、 $D_b/D < 3$ では、その極小値は D_b/D の増加とともに大きくなる。 $\Delta p_m/\Delta p^*$ が M_s に対して極小値をもつことは、著者らの弱い圧縮波に対する結果⁽¹⁰⁾とは異なるもので、これは波面の圧力こう配がパルス波の形成過程に影響を及ぼしているものと考えられる。

図4は、開口端からの距離の影響を示す。 $r/D=4$ における $\Delta p_m/\Delta p^*$ の値は $r/D=2$ における値よりも小さく、 M_s の増加とともに減少する傾向にある。また、 r/D が大きくなると、 $\Delta p_m/\Delta p^*$ に対する D_b/D の影響は少なくなることがわかる。

図5は、パルス波の指向特性を $\theta=0, 45, 90^\circ$ に対して示している。すべての θ に対して、 D_b/D の増加とともに $\Delta p_m/\Delta p^*$ が大きくなる。また、 θ が大きな位置では $\Delta p_m/\Delta p^*$ は M_s にあまり依存しないが、 θ が小さな位置では図4に示したのと同様に $\Delta p_m/\Delta p^*$ に極小値が現れる。

Fig. 4 Relationship between $\Delta p_m/\Delta p^*$ and M_s showing the effect of distance from the tube exit

Fig. 5 Relationship between $\Delta p_m/\Delta p^*$ and M_s for three azimuth angles

3. 数値解析および考察

3.1 数値計算方法 図1の実験装置で示すように、外径 D_b のフランジを開口端にもつ内径 D の直管内を衝撃波マッハ数 M_s の衝撃波が右方に伝ばする場合を、計算モデルとして考える。

本研究では比熱比 $\kappa=1.4$ の気体に対し、計算の初期条件として直管内に衝撃波マッハ数 M_s の伝ばする衝撃波を置いた。圧力や密度などの諸量は衝撃波前方の状態は大気状態(添字1を付す)とし、後方の状態は垂直衝撃波の関係式により与えた。数値計算にあたり、式(1)で書かれる軸対称圧縮性非定常方程式を無次元化し、Harten-YeeのTVDスキーム⁽¹¹⁾を用いた。無次元化の方法等は文献(12)と同じである。

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \mathbf{W} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e+p)u \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e+p)v \end{bmatrix}, \quad \mathbf{W} = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e+p)v \end{bmatrix}$$

x, y はそれぞれ管軸方向および半径方向にとった座標、 t は時間、 u, v は x, y 方向の速度成分、 e は単位体積あたりの全エネルギーである。

3.2 結果と考察

3.2.1 中心軸を含む面上の圧力分布 図6はフランジなし直管の場合の計算結果の一例である。衝撃波のマッハ数 $M_s=1.25$ で、図6は中心軸を含む面上の圧力分布を示している。無次元時間 $t' [= t/(\sqrt{\kappa} D/a_1)]$ は衝撃波が管の開口端に到達したときを $t'=0$ としている。 a_1 は衝撃波前方の、静止した気体の音速である。図6(a)の $t'=0.466$ (本研究の実験条件 $D=66$ mm, $a_1=340$ m/sでは、 $t=0.107$ msに相当)では管の中心軸上付近にはパルス波の平面部分が残っており、管の上流(図6(a)では左方)に向かう反射膨張波は、まだ完全な平面波とはなっていない。図6(b)の $t'=0.931$ ($t=0.214$ ms)では放射されたパルス波の平面部分はなくなり、球面波が形成されている。一方、反射膨張波の波頭部分は平面波となっている。図6(c)の $t'=1.40$ ($t=0.321$ ms)では、パルス波は図6(b)の時刻における状態から、ほぼ相似形を保って球面状に拡大し、管の開口端近傍には渦輪が観測される。図6(d)の $t'=1.86$ ($t=0.428$ ms)ではパ

Fig. 6 Pressure distribution showing generation of an impulsive wave ($D_b/D=1$, $M_s=1.25$)

Fig. 7 Example of variation of pressure at $r/D=2$ with time

ルス波の最も圧力の高い部分は、 $r/D=2.5$ の位置まで達している。図6(b)から図6(d)のいずれの時刻においても管の中心軸上すなわち $\theta=0^\circ$ において、パルス波の最大過剰圧が最も高く、中心軸から離れるに従い、つまり θ が増加するにつれパルス波の最大過剰圧が減少する。

図7は、中心軸上の位置 ($r/D=2$, $\theta=0^\circ$) における圧力の時間的変化に対する実験結果との比較である。衝撃波マッハ数 $M_s=1.23$ 、フランジ外径 $D_b/D=5.5$ である。パルス波の最大過剰圧 Δp_m は、いずれも 13 kPa で、パルス波の強さに関して数値計算結果は実験結果とよく一致しているといえる。

Fig. 8 Attenuation of magnitude of impulsive wave with distance

3・2・2 パルス波の距離減衰特性 図8は無限大フランジ付き直管に対する、管中心軸上のパルス波の最大過剰圧の変化を示している。前述のように、 $\Delta p_m/\Delta p^*$ は衝撃波のマッハ数 M_s に依存するものの、減衰特性に関する図8では M_s による違いはほとんど無視できる大きさとみなせる。著者らは既報⁽¹⁰⁾で空力音響理論により圧縮波の放射によって形成されるパルス波の強さに対する解析解を求め、その漸近値として弱い衝撃波の放射に伴うパルス波の、遠距離場における強さを解析的に求めた。それによれば、無限大フランジ付き直管からのパルス波の強さは指向性を考慮しない場合、式(2)で得られる。

$$\frac{\Delta p_m}{\Delta p^*} = \frac{D^2}{8r\Delta l} \quad (2)$$

上式では Δl は開口端補正長さを表す。Rayleigh⁽¹³⁾ は開口端に無限大フランジをもつ直管内を伝ばする音波の Δl は $\pi D/8 (=0.393D)$ から $4D/3\pi (=0.425D)$ であることを理論的に示している。また、有限な大きさのフランジを開口端にもつ管内を伝ばする音波についても、詳細に調べられている⁽¹⁴⁾。図8中の実線で示す曲線は無限大フランジ付き直管の、波長の短い音波に対する値 $\Delta l=0.393D$ を用いて式(2)で計算した結果である。式(2)が指向性を考慮しない遠距離場に関する解であるから、開口端の近くでは両者には大きな差異があるが、 r/D の増加により両者は漸近する傾向にある。衝撃波の放出により発生したパルス波の管中心軸上の強さは、数値計算の結果を用いて式(2)を補正した、式(3)で近似的に表すことができる。

$$\frac{\Delta p_m}{\Delta p^*} = \left(\frac{4}{r/D} \right)^{0.4} \frac{D^2}{8r\Delta l} = \frac{0.554}{(r/D)^{1.4}} \quad \left(1 \leq \frac{r}{D} \leq 5 \right) \quad \dots\dots\dots (3)$$

3・2・3 パルス波の指向特性 図9は角度によるパルス波の強さの変化を無限大フランジ付き直管について、開口端からの距離 $r/D=1$ から4の位置で調べたものである。 $r/D=2$ では角度の増加に伴い、 $\Delta p_m/\Delta p^*=0.22(\theta=0^\circ)$ から $0.1(\theta=90^\circ)$ まで減少している。この減少の傾向は $r/D \geq 2$ では、ほぼ同じである。図10は $r/D=2$ の位置において M_s を変化させ、角度による影響を調べたものである。図10より、管中心軸から $\theta=70^\circ$ までは M_s の増加とともに $\Delta p_m/\Delta p^*$ は大きくなるものの、 $\theta=70^\circ$ 以上ではこの傾向が逆転していることがわかる。

遠距離場の任意の空間位置 ($r/D, \theta$) におけるパル

Fig. 9 Dependence of r/D on relation between azimuth angle and magnitude of impulsive wave

Fig. 10 Dependence of M_s on relation between azimuth angle and magnitude of impulsive wave at $r/D=2.0$

ス波の最大過剰圧 Δp_m と Δp^* の関係は無限大フランジ付き直管の場合、式(2)を変形した、式(4)で与えられるとする。

$$\frac{\Delta p_m(r, \theta)}{\Delta p^*} = \frac{1}{8K_1 \left(\frac{r}{D} \right)} \quad \dots\dots\dots (4)$$

同様に、フランジなし直管の場合は式(5)とする。

$$\frac{\Delta p_m(r, \theta)}{\Delta p^*} = \frac{1}{16K_2 \left(\frac{r}{D} \right)} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、係数 K_1 および K_2 は開口端補正長さとは指向性係数の両者の効果を含む値と考えることができる。数値計算の結果に空力音響解析により得られた式(4)、(5)の関係を利用して求めた K_1 と K_2 の値を図11と図12に示す。よって、無限大フランジ付き直管の場合は図11で読取った K_1 の値を式(4)に代入することにより、フランジなし直管の場合は図12で読取った K_2 の値を式(5)に代入することにより、それぞれ

Fig. 11 Coefficient K_1 for infinite flange

Fig. 12 Coefficient K_2 for $D_b/D=1$

の場合のパルス波による最大過剰圧 Δp_m を算出することができる。

4. 結 論

伝ばする衝撃波の開口端からの放射によって発生するパルス波の特性を実験により明らかにし、数値解析の結果とあわせて考察を行った。本研究で得られたおもな結果を要約すると、次のとおりである。

(1) パルス波の最大過剰圧 Δp_m は、伝ばする衝撃波の強さのみならず、開口端に取付けられたフランジの大きさにも依存する。

(2) 衝撃波による管内の過剰圧 Δp^* で無次元化されたパルス波の最大過剰圧 $\Delta p_m / \Delta p^*$ の値は伝ばする衝撃波の強さによって変化する。このことは、弱い圧縮波から形成されるパルス波の場合とは傾向が異なっており、波面における圧力こう配がパルス波の形成過程に影響を及ぼしているものと考えられる。

(3) 無限大フランジ付き直管とフランジなし直管の場合について、パルス波の強さを求めるための係数 K_1 と K_2 を算出し、図 11 と図 12 に示した。

文 献

- (1) Pennelegion, L., ほか 1 名, *Proc. 12th Int. Symp. Shock Tubes and Waves*, (1979), 349-358.
- (2) Stolley, J. L., ほか 2 名, *Proc. 13th Int. Symp. Shock Tubes and Waves*, (1981), 781-789.
- (3) Phan, K. C., ほか 1 名, *Proc. 17th Int. Symp. Shock Tubes and Waves*, (1989), 903-908.
- (4) Westine, P. S., *Shock and Vib. Digest Bull*, **39** 6 (1969), 139-149.
- (5) Matsumura, S., ほか 2 名, *Shock Waves @Marseille*, III (1995), 367-372.
- (6) Croes, N., *Proc. 11th Int. Symp. Shock Tubes and Waves*, (1977), 36-55.
- (7) Eidelman, S., ほか 2 名, *Shock Waves*, II (1992), 1283-1288.
- (8) Ruppert, K. A., ほか 1 名, *Ger. Chem. Eng.*, **7** (1984), 345-349.
- (9) Setoguchi, T., ほか 3 名, *Proc. 1989 Natl. Symp. Shock Wave Phenomena*, (1989), 31-40.
- (10) 樫村秀男・安信強・青木俊之・松尾一泰, 機論, **60**-569, B (1994), 71-77.
- (11) Yee, H. C., *NASA Tech. Mem.*, 89464 (1987).
- (12) 松尾一泰・青木俊之・樫村秀男・野中嘉治, 機論, **58**-546, B (1992), 331-337.
- (13) Rayleigh, J. W. S., *The Theory of Sound*, (1945), 183, Dover.
- (14) アンドレアス・I・W・萩三三, 機論, **54**-503, B (1988), 1637-1641.