321 衝撃波の放出によって誘起される管開口端近くにおける非定常流れの可視化

入江 司[○] (北九州高専), 檜村 秀男 (北九州高専)
 安信 強 (北九州高専), 瀬戸口俊明 (佐賀大)

Visualization of Unsteady Flow near Open-End of Tube Caused by Discharge of Shock Wave

Tsukasa IRIE, Hideo KASHIMURA, Tsuyoshi YASUNOBU and Toshiaki SETOGUCHI

ABSTRACT

When the shock wave propagating the straight circular tube reaches at the open end, the impulsive wave is generated by the emission of a shock wave from an open end and the unsteady pulse jet is formed near the open end behind the impulsive wave under the specific condition. This paper aims to clear the mechanism of generating the unsteady pulse jet near the open end and the numerical analysis carried out for the emission of propagating the shock wave from an open end of a tube in this study. The flow field is visualized by the computed shadowgraph method using the axisymmetric two-dimensional density distribution contained the axis, which is obtained by the numerical calculation. In this paper, the mechanism of generating the unsteady pulse jet and the characteristics of a pressure distribution in the flow field, the secondary and spherical shock waves behind the impulsive wave are discussed.

Keywords: Numerical Analysis, Shock Wave, Pulse Jet, Impulsive Wave, TVD

1. 緒 論

高圧状態の気体がタンクの小孔から放出されると多くの条件下において、超音速噴流が形成される。このような流れはスートブロウ、フレイムジェットなどのように超音速噴流を生産現場に利用する事例において見られ、機器の高能力高性能化のために複雑な動作条件における流れの特性を解明する必要性が生じている^{1) 2)}。本研究では、管内を伝ばする衝撃波の開口端からの放出によって誘起されるパルスジェットの形成メカニズムを数値解析により明らかにする。その結果、パルスジェットの形成過程に及ぼす伝ばする衝撃波強さの依存性、流れ場内に形成される圧力波の特性が明らかにされた。

2. 数値計算および可視化方法

図1に示すように、無限大きさ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考える。衝撃波が開口端 e から放出されると、大気中にパルス波(または球面衝撃波)が形成される。パルス波の背後には、球面衝撃波と第二衝撃波の間に接触面が観察されるが、これは伝ばする衝撃波に

よって管外に押し出された管内の気体と管外の気体との境界を示すものである。また、三重点からの反射衝撃波の背後には渦輪ができる。本研究では、管径 D および添字1で示す衝撃波前方の静止気体の状態で無次元化された軸対称圧縮性非粘性基礎方程式をTVD法³⁾によって解いた。計算では M_s を1.25から2.5まで変化させ、また中心面を含む断面上で $D/80$ を一辺とする矩形格子を用いた。

Fig.1 Schematic explanation of propagating shock wave emitted from open end

このようにして得られた管の中心軸を含む断面での密度分布を用いて、軸対称流れ場に拡張されたコンピュータシャドウグラフ法⁴⁾により流れ場を可視化する。密度値より求まるデータ関数⁵⁾ $\bar{D}$ を用いることにより、スクリーン面におけるシャドウグラフ像は次式で求まる。

$$I_{SHA}^a(i, \mu) = \frac{\bar{D}_{i+1, \mu} + \bar{D}_{i-1, \mu} - 2\bar{D}_{i, \mu}}{(\Delta x)^2} + \frac{\bar{D}_{i, \mu+1} + \bar{D}_{i, \mu-1} - 2\bar{D}_{i, \mu}}{(\Delta r)^2} \quad \dots \dots \dots (1)$$

3. 衝撃波の強さによる開口端条件の変化

M_s の変化による衝撃波の開口端条件の違いを波動の一次元解析により求めた。その結果を図2に示す。 $M_s < 1.346$ では、衝撃波背後の流れは開口端から管上流に向かって伝ばする膨張波によって加速されるものの、開口端における流れは亜音速($Me < 1$)で、圧力は大気圧 p_1 に保たれる。(a)で示す $M_s = 1.346$ の時、開口端における流れは音速($Me = 1$)に達し、この時、膨張波の波尾は開口端にある。また、(b)で示す $M_s = 2.068$ では、衝撃波背後の流れのマッハ数 M_2 が1に達し、この時、膨張波は管外に向けて伝ばする。 $M_s > 2.068$ では、開口端における流れは超音速($Me > 1$)となる。図中の曲線 p'_0/p_1 は、

開口端におけるマッハ数 Me と圧力 p_e/p_1 を用いて次式より求められた関係で、仮想的な激点圧力を与える。

$$\frac{p'_0}{p_1} = \frac{p_e}{p_1} \left[1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_e^2 \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad \dots \dots \dots (2)$$

Fig.2 Relationship between shock Mach number M_s and pressure p_e at open end

Fig.3 Computer shadowgraph showing propagation of spherical shock wave and pressure distribution along axis ($M_s = 1.6$)

4. 結果および考察

図3は、 $M_s=1.6$ の場合の管中心軸を含む断面における管中心軸上の圧力分布、密度分布およびシャドウグラフ像を経過時間で示す。衝撃波が開口端にある状態を $t'=0$ としている。時間の経過とともに球面衝撃波は過剰圧を減少しながら下流に伝ばしている。図2より、この時の開口端での流れは音速に達しており ($M_e=1$)、(d) に見られるように前方に渦輪を伴うセル状の音速噴流が形成される。

図4は、 M_s の強さによる噴流構造の違いを示す。 M_s が小さい(a)で示す $M_s=1.25$ の場合、大気中にパルス波Aが生じ、開口端反射による管上流への膨張波によって、パルス波の背後の圧力は急激に減少する。 M_s が大きくなる(b)から(d)では、パルス波は球面衝撃波Bに移行し、開口端から大気中への膨張によって、バレル衝撃波、第二衝撃波（後退衝撃波）が生じる。

図5は、 $M_s=1.9$ の管中心軸上の圧力分布を経過時間で示したものである。図中の記号は、図2で示す p'_0/p_1 ($=6.83$) を仮想的な激み点圧力比 ϕ として、文献(6)により算出された定常噴流における等エントロピ流れの

Fig.5 Pressure distribution along axis ($M_s=1.9$)

Fig.4 Density distribution and pressure distribution along axis showing the effect of M_s

管中心軸上の圧力分布を示す。図より球面衝撃波背後の流れは、定常噴流と同様な圧力降下を示すことがわかる。

図6に第二衝撃波の位置と経過時間との関係を示す。時間の経過と共に第二衝撃波の位置は開口端から下流になるが、 $t' = 3$ 以降はそれぞれ $x/D = 1.73, 2.64$ の位置に定在する。この位置は、ノズル出口直径を D_e としたときの自由噴流のマッハディスクの位置を示す Addy の実験式⁽⁷⁾

$$x/D_e = 0.65\sqrt{\phi} \quad \dots \dots \dots (3)$$

の ϕ に図2から求められる p'_0/p_1 を用いた結果とほぼ同じになる。

Fig.6 Variation of location of secondary shock

Fig.7 Shock Mach number M_{SP} of spherical shock wave

図7は、球面衝撃波のマッハ数 M_{SP} の距離減衰を示し、図中の記号は数値計算結果を示す。また、 M_{SP} は式(4)で示され、その結果を図中に曲線で併記している。

$$M_{SP} = \begin{cases} M_s & (0 \leq x' \leq 0.6) \\ (M_s - 1)e^{-\frac{x' - x_0}{\alpha(M_s)}} + 1 & \dots \dots (4) \\ 1 & (x' \rightarrow \infty) \end{cases}$$

ただし、 $\alpha(M_s)$ 球面衝撃波の減衰係数⁽⁸⁾を示し、本研究の場合、次式で与えられる。

$$\alpha(M_s) = 0.487M_s + 0.615 \quad (1.25 \leq M_s \leq 2.5) \quad \dots (5)$$

5. まとめ

管内を伝ばする衝撃波の開口端からの放出によって誘起されるパルスジェットの形成メカニズムを数値解析により明らかにし、軸対称流れ場に拡張されたコンピュータシャドウグラフ法により流れ場を可視化した。得られた結果を要約すると以下のとおりである。

- (1) 中心軸上の圧力分布は、仮想的な激み点圧力比 p'_0/p_1 を用いて算出された定常噴流における等エントロピ流れの管中心軸上の圧力分布と一致する。
- (2) 噴流内の第二衝撃波の位置は、定常噴流で発生するマッハディスクの位置に関するデータと一致する。
- (3) 球面衝撃波のマッハ数 M_{SP} および減衰係数を与える式を式(4) および式(5) のとおり導出した。

参考文献

- 1) H.Katanoda et al.: Pitot Pressures of Correctly-Expanded and Underexpanded Free Jets from Axisymmetric Supersonic Nozzles, Shock Waves, vol. 10, No. 2(2000) pp95-101.
- 2) 島田: フレームジェットエンジニアリング入門, 産業図書(1995).
- 3) Yee, H. C., NASA Tech. Mem., 89464(1987)
- 4) 中山, 檜村, 瀬戸口: 数値処理による可視化, 機構論, No. 028-1 (2002) pp. 139-140.
- 5) R. J. Emrich: Methods of Experimental Physics, Vol. 18, part A, Academic Press(1981) pp. 392.
- 6) T. C. Adamson, Jr., J. A. Nicholls: On the Structure of Jets from Highly Underexpanded Nozzles into Still Air, J. Aero/Space Sci. (1959), pp. 16-24.
- 7) Addy, A. L., Effects of Axisymmetric Sonic Nozzle Geometry on Mach Disk Characteristics, AIAA J., 19, No. 1, (1981), pp. 121-122.
- 8) F. Aizik, G. Ben-Dor, T. Elperin, O. Igra: General Attenuation Laws for Spherical Shock Waves in Pure and Dusty Gases, AIAA J., Vol. 39, No. 5, (2000), pp. 969-971.