小直径円管内を伝播する衝撃波の干渉計測^{*1} Interferometric Measurement of the Shock Wave Propagating in a Small Diameter Circular Tube

宇 田 川 真 介^{*2}・稲 毛 達 朗^{*3}・太 田 匡 則^{*3}・前 野 一 夫^{*3}
Shinsuke UDAGAWA, Tatsuro INAGE, Masanori OTA and Kazuo MAENO

Key Words: Shock Wave, Small Diameter Tube, Laser Differential Interferometer

Abstract: In this study, we have succeeded to generate the shock wave in 3mm inner diameter tube by using diaphragmless driver section that we developed. The laser differential interferometer is constructed for the measurement of the shock wave propagating in the small diameter tube. The Mach number of the shock wave and the density ratio across the shock wave can be calculated by the interferometric signal obtained from the shock wave measurement. The Mach number distributions along the axial direction of the tube and the relation between the shock wave location and the time are obtained. As a consequence, it is confirmed that the behavior of the shock wave propagating in small diameter tube shows remarkable deviations from the theory and Brouillette's model.

1. は じ め に

近年マイクロ衝撃波現象が、医工学や航空宇宙を始めとして様々な方面から注目を集めている¹⁻³⁾。小直径管内を伝播する衝撃波は、一般的によく知られる Rankine-Hugoniot の関係式から外れた振る舞いを示すことが Brouillette⁴⁾によって示されて以降、いくつかの先駆的な実験的研究が行われている⁵⁻⁸⁾。一方で、Navier-Stokes 方程式や Boltzmann 方程式を基礎方程式として、数値計算による狭小流路における衝撃波伝播に関する研究が行われている⁹⁻¹¹⁾。数値シミュレーション的研究は現象の解明に大きな力を発揮するものの、得られた結果に対する比較対象としての実験結果の蓄積がまだ十分でなく、シミュレーションコードの妥当性の検証をより高い精度で行うためにも、実験データの蓄積は極めて重要である。

これまでに報告されている実験的研究は、小直径管の軸方向に数点圧力トランスデューサを設置し、壁面静圧の変化をもって衝撃波の検出を行う直接計測方式である^{4,12)}。小直径管内における直接計測方式は、小直径管と圧力トランスデューサの代表スケールの違いが擾乱源となり、流れに悪影響を及ぼすことが考えられる。小直径流路での流体計測において、直接計測で生じる擾乱を排除するといった観点から、非接触計測法の適用は極めて重要な意味を持つ。

小直径流路における衝撃波の非接触計測の代表的なものに、1 mm² の断面を持つ矩形流路内に衝撃波を発生させ、レーザードップラー流速計による速度計測がマイクロウェーブロータの基礎研究として荒木らによって報告されている¹³⁾。

本研究では、レーザ差分干渉計の利点に着目し、これまでに開発した2つのピストンを有する無隔膜型駆動部を用いて¹⁴⁾、高圧部初期圧力 p_4 を 900 kPa とし、衝撃波管初期圧力 p_1 を変化させ、初期圧力比 p_4/p_1 が 9~180 の範囲で、内径 3 mm、長さ 1000 mm のガラス製の衝撃波管内に衝撃波を伝播させ、レーザ差分干渉計によって管軸方向に沿った衝撃波マッハ数を求めた。また小直径管端部に設置した圧力トランスデューサからの信号を基準に、衝撃波の波動線図を作成した。

2. 実 験 装 置

2.1 無隔膜型高圧部 第1図に本研究で用いた、2つのピストンを有する無隔膜型高圧部および衝撃波管の概略図を示す。無隔膜型高圧部は、主ピストン、補助ピストン、緩衝部、高圧部から構成され、高圧部には内径 $d=3$ mm、長さ $l=1000$ mm のガラス製衝撃波管が接続される。

第1図 無隔膜型高圧部概略図

緩衝部は 10 kPa 以下の低圧に保たれ、高圧部には駆動気体としてヘリウム、衝撃波管内には被駆動気体として空気が充填される。第1図右側に配置される電磁バルブ(5)の開放

^{*1}©2012 日本航空宇宙学会

平成 24 年 2 月 3 日原稿受付

^{*2}東京都立産業技術高等専門学校ものづくり工学科

^{*3}千葉大学大学院工学研究科

によって生じる圧力差により、補助ピストン(2)が右側へ移動することで主ピストン(1)の右側の領域と緩衝部(4)が接続される。このとき主ピストン(1)の右側と左側に圧力差が生じ、主ピストンが右側へ駆動し、高圧部(3)内の駆動気体が衝撃波管(10)内へ急速に流入して衝撃波が発生する。

2.2 レーザー差動干渉計 本研究において使用したレーザー差動干渉計の概略図を第2図に示す。

第2図 レーザー差動干渉計概略図

この干渉計は3つのウォラストンプリズムを用いた偏光位相差干渉計で、Smeets^{15,16}らによって開発されたものである。干渉縞そのものを観測するのではなく、干渉縞に見られる明暗をフォトダイオードによって計測するもので、光路差変化がレーザー波長の1/100程度まで分解能を向上させたものである。

He-Ne レーザーから放出された光は、ウォラストンプリズムによってお互いに直行する偏光面を持つ2つの光に分離される。1つ目のレンズによってお互いに平行にされた2本の光は、2本とも衝撃波管を通過する。その後、レンズの焦点におかれた2つ目のウォラストンプリズムによって2本のビームは1つの光路を通り、光の進行方向に対して45度傾けて設置されたウォラストンプリズムによってお互いに反対の位相を持つ干渉光となる。2つの干渉光はフォトディテクタによって電圧信号に変換され、差動増幅回路を通った後にオシロスコープによって電圧信号として記録される。第2図に示されるように、衝撃波が2本のビームの間にあり、衝撃波前方の静止気体の密度を ρ_1 、衝撃波背後の気体の密度を ρ_2 としたとき、フォトディテクタの出力電圧 V とビーム間に生じる密度差 $\rho_2 - \rho_1$ の関係は、以下のようになえられる。

$$V = V_0 \cos \left\{ \frac{2\pi d K}{\lambda \rho_0} (\rho_2 - \rho_1) \right\} \quad (1)$$

ここで、 V_0 は差動回路の出力の最大値と最小値の差の電圧、 d は衝撃波管内径、 λ はレーザー波長、 ρ_0 は標準状態における密度、 K は無次元 Gladstone-Dale 定数で、 $K=2.92 \times 10^{-4}$ である。 $V=0$ 近傍において $\rho_2 - \rho_1 = \Delta \rho$ において式(1)を直線近似すると、 $V=0$ 近傍における出力電圧 ΔV に関する以下の式を得る。

$$\Delta V = V_0 \frac{2\pi d K}{\lambda \rho_0} \Delta \rho \quad (2)$$

衝撃波前後の密度比 ρ_2/ρ_1 を用いて式(2)を表すと以下の式を得る。

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = 1 + \frac{\Delta V}{2V_0} \frac{\lambda}{\pi d K} \frac{\rho_0}{\rho_1} \quad (3)$$

2.3 衝撃波計測システム 本研究に用いた衝撃波計測システムを第3図に示す。長さ $l=1000$ mmの衝撃波管の端部には圧力トランスデューサが流れの方向に対して垂直に設置され、トランスデューサからの信号は増幅器を介してオシロスコープに取り込まれる。またレーザー差動干渉計は、衝撃波管入口から任意の距離 l_s だけ離れた位置に設置される。圧力トランスデューサによって管端部での衝撃波の到達が検出され、これをトリガ信号としてレーザー差動干渉計からの信号が得られる。管端部での圧力トランスデューサ及び距離 l_s でのレーザー差動干渉計による衝撃波の検出時間差により、衝撃波の波動線図を得ることが可能となる。また、距離 l_s を変化させて計測を行うことで、管軸方向に沿った衝撃波の分布を得る事も可能である。さらにレーザー差動干渉計からの信号を用いて、 l_s における衝撃波前後の密度比を同時に得ることができる。本研究では衝撃波管内径を $d=3$ mmとした。また、衝撃波管入口からレーザー差動干渉計までの距離は $l_s=200, 400, 600, 800$ mmとし、初期条件として高圧部には $p_4=900$ kPaのヘリウム、衝撃波管には $p_1=5, 10, 30, 50, 100$ kPaの実験室の大気を充填して実験を行った。

第3図 衝撃波計測システム概略図

3. 衝撃波管理論

理想的な衝撃波管においては、駆動部と被駆動部の初期圧力 p_4 と p_1 、駆動気体と被駆動気体の種類が定まっていれば、衝撃波管流れを計算できる¹⁷⁾。一般的な衝撃波管の単純理論において、初期圧力比 p_4/p_1 は衝撃波マッハ数 M_s の関数として以下のように与えられる。

$$\frac{p_4}{p_1} \bigg|_{ideal} = \left[1 + \frac{2\kappa_1}{\kappa_1 + 1} (M_s^2 - 1) \right] \times \left[1 - \frac{\kappa_4 - 1}{\kappa_1 + 1} \left(\frac{a_1}{a_4} \right) \left(M_s - \frac{1}{M_s} \right) \right]^{\frac{2\kappa_4}{\kappa_4 - 1}} \quad (4)$$

ここで、 a_1 、 a_4 はそれぞれ試験気体、駆動気体の音速、 κ_1 、 κ_4 はそれぞれ試験気体、駆動気体の比熱比である。

上述の単純理論に対し、被駆動部初期圧力が低い場合、

または被駆動部の等価直径が小さくなるような場合、壁面からの境界層の発達と流れとの相互作用によって実在気体効果が重要になってくることが、Duffによる実験で観測され、これらの影響を考慮して以下のようなモデルが提案された¹⁸⁾。

$$\left. \frac{p_4}{p_1} \right|_{Duff} = \left. \frac{p_4}{p_1} \right|_{ideal} \times F(M_s, \beta_1) \quad (5)$$

$$F(M_s, \beta_1) = \left[1 + \frac{M_s^2 + \beta_1 - 1}{(\beta_1 - 1) \{ M_s^2 (\beta_1 + 1) - 1 \}} \right]^{-\frac{\beta_1 + 1}{2}} \quad (6)$$

ここで、 β_1 は $(\kappa_1 + 1)/(\kappa_1 - 1)$ で与えられる。このモデルは、衝撃波と接触面が同じ速度で移動する仮定の下で導かれている。Zeitoun らの数値シミュレーションによれば、 $\beta_1 = 2.2$ がより現実的であると報告されている¹⁹⁾。本報でも、実験結果の比較には $\beta_1 = 2.2$ を用いることとする。

さらに、等価直径が十分小さいとき、流れと壁面の摩擦と熱伝達の効果が無視できないような場合、以下のような Rayleigh 線と Hugoniot 曲線からなるモデルが、Brouillette によって提案された⁴⁾。

$$\left. \frac{p_2}{p_1} \right|_{Brouillette} = 1 + \kappa_1 \left(M_s^2 + M_s \right) \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \quad (7)$$

$$\left. \frac{p_2}{p_1} \right|_{Brouillette} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \left\{ 1 + \frac{\kappa_1 - 1}{2} M_s^2 \left[1 + \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^2 \right] - \left(\frac{1}{s} \right) \frac{1}{M_s \cdot Pr} \left[\frac{p_2}{p_1} \frac{\rho_1}{\rho_2} - 1 \right] \right\} \quad (8)$$

ここで、 s は $d \cdot Re / 4L$ で与えられる Brouillette のスケーリングパラメータで、 L は検査体積の長さ、 Re は $\rho_1 a_1 d / \mu_1$ で与えられる Reynolds 数、 Pr は Prandtl 数で、空気の場合 0.7 である。衝撃波マッハ数 M_s は、Rayleigh 線(7)と Hugoniot 曲線(8)の交点を求めることで得られる。

第4図 衝撃波マッハ数と初期圧力比の関係

第4図は、駆動気体にヘリウム、被駆動気体に空気をを用いた時の初期圧力比 p_4/p_1 と衝撃波マッハ数 M_s の関係である。横軸は衝撃波マッハ数 M_s 、縦軸は初期圧力比 p_4/p_1 を対数で表している。実線は式(4)から求まる理論値、破線は

式(5)、(6)において $\beta_1 = 2.2$ としたときの Duff モデルの解を示す。一点鎖線は、 s をパラメータとしたときの Brouillette モデルの解である。Brouillette モデルは、 $s \rightarrow \infty$ で理論値と一致し、 $s=1$ で Duff モデルとよく一致する。

4. 結果と考察

4.1 干渉計による衝撃波の検出 上述の無隔膜型駆動部を用い、ガラス製の小直径管内に衝撃波を発生させ、レーザー差動干渉計によって伝播する衝撃波の干渉信号を得た。第5図にレーザー差動干渉計によって得られる典型的な干渉信号の例を示す。このときの実験条件は、 $l=1000$ mm, $d=3$ mm, $p_4=900$ kPa, $p_1=30$ kPa, $l_s=600$ mm である。縦軸と横軸はそれぞれ電圧 V 、時間 t である。信号の急激な上昇及び降下は、衝撃波が上流側及び下流側のレーザービームを通過したことを示す。この信号の立ち上がりから立ち下りまでの時間 Δt を、衝撃波管を通過する2本のレーザービーム間の距離 Δl_s で除することにより衝撃波の伝播速度を計算できる。この時衝撃波マッハ数 M_s は、衝撃波前方の静止した被駆動気体の音速 a_1 を用いて以下のように表される。

$$M_s = \frac{\Delta l_s}{\Delta t \cdot a_1} \quad (9)$$

第5図より、式(9)によって衝撃波マッハ数 $M_s = 2.2$ を得る。また、式(3)によって衝撃波前後の密度比 $\rho_2/\rho_1 = 1.18$ を得る。後述の衝撃波マッハ数と密度比に関する Rankine-Hugoniot の関係式(15)から、 $M_s = 2.2$ に対して $\rho_2/\rho_1 = 2.94$ の値が得られる。理論値と比較して実験値は小さな値を示しているが、これは衝撃波管内径が小さく、衝撃波背後に発達する境界層が相対的に厚くなっているためであると考えられる。一般的に衝撃波背後に発達する境界層は、空気力学的吸い込みのような作用を果たすことから、衝撃波背後の主流の密度が境界層内の密度よりも低くなっていると考えられる。また主流では、管内径が小さいことから境界層からの吸い込みの影響が相対的に大きくなっているため、理論値と比較して密度が小さくなると考えられる。結果としてレーザービームが(境界層—衝撃波背後主流—境界層)を通過してディテクタに至るため、境界層内と衝撃波背後主流の密度の平均的な値を見ているのではないかと考えられる。

第5図 干渉計により計測された衝撃波の信号例

4.2 管軸方向のマッハ数分布 第3図に示す衝撃波計測システムを用いて、測定位置 $l_s=200, 400, 600, 800\text{mm}$ において取得した干渉信号から、式(9)を用いて M_s を計算した。第6図は、初期圧力比 p_4/p_1 の違いによる測定位置 l_s と衝撃波マッハ数 M_s の関係を示したものである。縦軸と横軸はそれぞれ衝撃波マッハ数 M_s 、測定位置 l_s である。

第6図 管軸方向の衝撃波マッハ数分布

初期圧力比の増加に伴い、衝撃波マッハ数も増大している様子が確認できる。また、衝撃波の伝播は、式(4)に示される通り理論的には管軸方向の距離に依存せず一定の値を示すが、実験では第6図に示される通り衝撃波が管入口から加速し、最大値を示した後に減速していく様子がわかる。

衝撃波管入口から $l_s=600\text{mm}$ 付近までに現れる衝撃波の加速過程は、主ピストンの有限な開口時間により、主ピストンの開口中に連続的に発生する圧縮波が衝撃波に追いつき、衝撃波が加速されたと考えられる²⁰⁾。また、管入口から衝撃波が最大値を示す位置までの距離は衝撃波形成距離と呼ばれ、本研究で用いている無隔膜駆動部では、一般的な破膜式の衝撃波管よりも開口時間が大きいので、衝撃波形成距離が長くなったと考えられる。

衝撃波形成距離以降に見られる減速過程は、衝撃波背後に発達する壁面境界層が大きく影響していると考えられる。壁面境界層は、衝撃波背後の流れから質量を取り除く負の排除厚さを与えるため膨張波が発生し、これが前方の衝撃波に追いついて干渉して衝撃波が弱められたためだと考えられる¹⁷⁾。さらに言えば衝撃波管の内径が十分小さい場合、衝撃波背後流れの単位体積当たりの表面積が大きくなるため、衝撃波に干渉する膨張波の影響が一般的な直径の衝撃波管に対して相対的に強くなるために起こったと考えられる。さらに、本研究で用いている無隔膜型駆動部の内径が衝撃波管内径に対し極めて大きな直径を持つため、高圧部から衝撃波管へ流入する駆動気体が衝撃波管入口付近でチョークしているのではないかと推測される。また縮流の影響により駆動気体の流れ込みが音速以下になると、接触面が進行方向に厚みを持ち、駆動気体と試験気体が混合した接触領域が形成されると考えられる。接触領域前方から発生して衝撃波に到達する圧力波が弱くなるため、接触面が果たす衝撃波を強める作用が弱くなっていると考えられ、結果として衝撃波の平均伝播速度の低下に影響したと推測

される。

4.3 衝撃波波動線図 本実験によって得られた衝撃波の波動線図を第7図に示す。縦軸と横軸はそれぞれ測定位置、時間である。横軸に示される時間が管端部において0であるのは、衝撃波管端部に設置されている圧力トランスデューサによって反射衝撃波背後の圧力上昇の信号を基準時間としているためである。ここでは、衝撃波の加速・減速過程の両者を含む実験結果に対して直線近似を施し、その傾きから得られる平均速度について比較を行っている。第7図より、初期圧力比が大きくなるにつれて衝撃波伝播速度も大きくなることがわかる。さらに第7図より、実験データに対する近似直線の傾きによって与えられる衝撃波の平均伝播速度を a_1 で除して衝撃波マッハ数 M_s を求め、それらを整理して第1表に示す。

第1表 衝撃波の平均伝播速度

		p_4/p_1				
		9	18	30	90	180
Shock Mach number M_s	Theory	1.96	2.38	2.72	3.53	4.07
	Experiment	1.66	1.87	1.98	2.24	2.32

第7図 初期圧力比の違いによる衝撃波波動線図

4.4 初期圧力比と衝撃波マッハ数 第1表に示される平均衝撃波マッハ数 M_s と初期圧力比 p_4/p_1 の関係を第8図に示す。横軸は衝撃波マッハ数 M_s 、縦軸は初期圧力比 p_4/p_1 を対数で表している。

第8図 衝撃波マッハ数と初期圧力比の関係

実線は式(4)から求まる理論値、破線は式(5), (6)において $\beta_1=2.2$ としたときの Duff モデルの解を示す。一点鎖線は, Brouillette モデルの s をパラメータとして実験結果にフィッティングをかけたものである。初期圧力比の増大に伴って衝撃波マッハ数は増大し, 理論値からの乖離も増大することがわかる。

ここでスケーリングパラメータ s を, 実験結果から以下の式(10)を用いて計算する。

$$s = \frac{d \cdot Re}{4L} = \frac{d}{4L} \frac{\rho_1 a_1 d}{\mu_1} = \frac{d^2}{4L} \frac{\kappa_1}{\mu_1 a_1} p_1 \quad (10)$$

式(10)において, 未知数は検査体積の長さ L である。いま, L が衝撃波面から接触面までの距離であると考ええる。衝撃波の単純理論に従い, 高圧部と低圧部が瞬間的に接続され, 衝撃波・接触面は一定の速度で伝播するような場合を考えると, 衝撃波管入口から管端部の間の任意の位置 x において L は以下の式で表される。

$$L = x \left(1 - \frac{1}{M_s} \frac{u_2}{a_1} \right) \quad (11)$$

しかし第6図にも示される通り, 実際の流れにおいては気体の粘性が存在するため, 壁面における流速はゼロとなり半径方向に速度勾配が生じて管内に境界層が形成され, これにより衝撃波は一定の速度で伝播せず, 伝播速度が衝撃波の進行とともに減速する。また, この境界層の影響によって接触面は加速され, ある位置で L が一定値に収束することが知られている²¹⁾。ここでは, 管軸方向すべての位置において L が一定値 L_{ave} であると仮定し, L_{ave} を以下の式で定義する。

$$L_{ave} = \frac{\int_0^l L dx}{l} = \frac{1}{2} l \left(1 - \frac{1}{M_s} \frac{u_2}{a_1} \right) \quad (12)$$

また, u_2/a_1 は式(13)によって与えられるから, 式(12), (13)から式(14)が得られる。

$$\frac{u_2}{a_1} = \frac{2}{\kappa_1 + 1} \left(M_s - \frac{1}{M_s} \right) \quad (13)$$

$$L_{ave} = \frac{l}{2} \left\{ 1 - \frac{2}{\kappa_1 + 1} \left(1 - \frac{1}{M_s^2} \right) \right\} \quad (14)$$

ここで, 第1表に示される実験によって得られたマッハ数 M_s を式(14)に代入して得られた L_{ave} から, 式(10)によって s が得られる。

第9図に初期圧力比 p_4/p_1 とスケーリングパラメータ s の関係を示す。横軸は初期圧力比, 縦軸はスケーリングパラメータを対数で表している。破線は第8図から得られた値, 実線は第1表および式(14), (10)から得られた値を示す。

第9図より, L_{ave} により得られた s は第8図から得られた s の約100倍の値を持ち, p_4/p_1 に対して同じプロファイルを示すことがわかる。この両者の差異について,

Brouillette は式(7),(8)を導出する際, 壁面のせん断応力および熱流束のパラメータ化が最も単純な方法で行われており, 運動量方程式の導出ではせん断力 $\tau = C_\tau \mu_1 (u_1 - u_2)/d$ に対して最も簡単に $C_\tau = 1$ を与え, また同様に熱流束 $q = C_q (4L/d)(k/\rho_1 u_1)(T_2 - T_1)/d$ に対して $C_q = 1$ を与えているためであると述べている⁴⁾。第9図に示される両者の違いについて, 実際には運動量およびエネルギー輸送の影響は Brouillette モデルの導出の際に用いられている C_τ, C_q が1よりも大きな値をとっているためであると考えられる。

平板上の流れでは, 過去の研究結果から $C_\tau \gg 1$ となることが知られている²²⁾, 円管内流れにおいてはその議論が十分なされていない。今後実験結果から C_τ, C_q を推定し, これら2つの係数をスケーリングパラメータの中に導入することにより, スケーリングパラメータが実験値をより良く表現できるようになると考えられる。

第9図 初期圧力比とスケーリングパラメータの関係

4.5 衝撃波前後の密度比 本実験で用いているレーザー作動干渉計から得られる干渉信号の電圧変化 ΔV の計測によって, 式(3)を用いて得られた衝撃波前後の密度比について第10図に示す。ここでは, 第6図においてマッハ数の最大値が得られている $l_s = 600$ mm の実験データを用いている。縦軸と横軸はそれぞれ衝撃波前後の密度比 ρ_2/ρ_1 , 衝撃波マッハ数 M_s である。実線は以下に示す式(15)によって得られる理論値を示している。

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\kappa_1 + 1) M_s^2}{(\kappa_1 - 1) M_s^2 + 2} \quad (15)$$

第10図に示される通り, 任意の衝撃波マッハ数に対して密度比の実験値が全体的に理論値を下回る傾向がある。また, $M_s = 2.1$ 付近まで密度比がほぼ1を示した後, マッハ数の増大とともに密度比も増加している。式(2)に示されるように小さい密度比の計測を行う場合, 良好な干渉信号を得るためには, 出力が大きく波長の短いレーザーを用いることが望ましい。本研究において用いたレーザーでは, $\rho_2/\rho_1 = 1$ 付近の計測に対しては不十分な出力であったことも考えられる。また一方で, マッハ数および密度比が十分小さいとき, 特に小直径管内においては摩擦・熱伝達の影響が相対的に大きくなると考えられるため, 式(15)が厳密

に成立するかどうかについて議論の余地が残る．さらに上述のように，レーザービームが衝撃波背後に発達する境界層を通過した後に衝撃波背後流れを経てまた境界層を通過するといったことから，境界層内と衝撃波背後流れの密度の平均的な値を検出しているのではないかと考えられる．

今後，静止気体を用いたレーザー差動干渉計の較正を含め，管内径の違いによる干渉信号の比較から，境界層の影響がどの程度影響するのかを見積もる必要があり，衝撃波及び接触面前後の温度の計測を通して詳細な原因の解明を試みる必要がある．

第10図 衝撃波マッハ数と衝撃波前後の密度比の関係($l_s=600$ mm)

5. ま と め

本研究では，駆動気体に 900 kPa のヘリウム，試験気体に空気をを用い，試験気体圧力を 5～100 kPa の範囲で変化させ，無隔膜型駆動部により内径 3 mm，長さ 1000 mm のガラス管内に衝撃波を発生・伝播させた．また，非接触で管内を伝播する衝撃波を計測するため，レーザー差動干渉計を用いて管軸方向に沿って，衝撃波管入口から 200, 400, 600, 800 mm の各位置で干渉信号計測を行った．本研究によって得られた知見を以下に示す．

1) レーザー差動干渉計を用いて管軸方向に沿って局所的に衝撃波の伝播速度を計測し，衝撃波マッハ数を求めて理論値と比較した結果，衝撃波は管入口から 600 mm 付近まで加速し，その後減速することがわかった．また，衝撃波管の内径が小さくなるにつれて衝撃波背後流れの単位体積当たりの表面積が大きくなり，衝撃波に干渉する膨張波が相対的に強くなるために起こったと考えられる．

2) 衝撃波管端部に軸方向に直角に圧力トランスデューサを設置し，軸方向に沿ってレーザー差動干渉計の位置を変えながら圧力トランスデューサからの信号を基準としてガラス管内部を伝播する衝撃波の波動線図を作成した．実験値に対して直線近似を施した結果，初期圧力比が大きくなるにつれて衝撃波伝播速度も大きくなるが，理論値からの乖離も大きくなることがわかった．また，本研究で用いている無隔膜型駆動部の内径が衝撃波管内径に対し極めて大きな直径を持つため，高圧部から衝撃波管へ流入する駆動気体が衝撃波管入口付近でチョークしていると考えられ，そのことが結果として衝撃波の平均伝播速度の低下に影響し

たと推測される．衝撃波管入口付近のチョークの影響を量的に見積もるために，衝撃波および接触面前後の温度の計測を行って接触面の伝播形態を明らかにする必要がある．

3) 初期圧力比と衝撃波マッハ数の関係について，実験結果と式(6)，(7)から与えられる Brouillette モデルの比較を行った．実験結果と Brouillette のモデルが一致するときのスケールリングパラメータを求めた結果， 10^{-1} のオーダーを持つ事がわかった．一方で，実験結果に対して式(10)，(14)からスケールリングパラメータを求めた結果， 10^1 のオーダーを持つ事がわかった．両者の差は，実際には運動量およびエネルギー輸送の影響は Brouillette モデルの導出の際に用いられている C_p , C_q が 1 よりも大きな値をとっているためだと考えられる．スケールリングパラメータを与える式にせん断応力，熱流束の影響を組み入れることで，より現実的な値が得られると考えられる．

4) レーザー差動干渉計によって得られた干渉信号から，衝撃波の局所的な衝撃波伝播速度と同時に衝撃波前後の密度比を計測した結果，実験値は理論値よりも全体的に低い値を示した．実験値が理論値よりも低くなった原因の一つとして，衝撃波管内径が小さく，衝撃波背後に発達する境界層が相対的に厚くなっているためであると考えられる．衝撃波背後に発達する境界層は，空気力学的吸い込みの作用を果たすことから，衝撃波背後の流れの密度よりも低くなっていると考えられる．結果としてレーザービームが（境界層—衝撃波背後流れ—境界層）を通過してディテクタに至るため，境界層内と衝撃波背後流れの密度の平均的な値を見ているのではないかと考えられる．この理論値と実験値の不一致について，今後，静止気体を用いたレーザー差動干渉計の較正を含め，管内径の違いによる干渉信号の比較から，境界層の影響がどの程度影響するのかを見積もる必要があり，衝撃波および接触面前後の温度の計測を通して詳細な原因の解明を試みる必要がある．

本研究の遂行に当たり，Professor Martin Brouillette (Université de Sherbrooke), Professor Walter Garen (Hochschule, Emden/Leer), Professor David E. Zeitoun (Université de Provence) には貴重なご議論，ご助言を頂いた．ここに感謝の意を表する．

参 考 文 献

- 1) Bellhouse, B. J., Quinlan, N. J. and Ainsworth, R. W.: Needle-less Delivery of Drugs, in Dry Powder Form, Using Shock Waves and Supersonic Gas Flow, Proc. 21st Int. Sym. Shock Waves, 1997, pp. 51-56.
- 2) Takayama, K.: Applications of Shock Wave Research to Medicine, Proc. 22nd Int. Sym. Shock Waves, 1999, pp. 321-326.
- 3) Kendall, M. A. F.: The Gas-particle Dynamics of a High Speed Needle-free Drug Delivery System, Proc. 22nd Int. Sym. Shock Waves, 1999, pp. 605-610.
- 4) Brouillette, M.: Shock Waves at Micro Scales, Shock Waves, **13**, 1, (2003), pp. 3-12.
- 5) Garen, W., Buss, T., Foschepoth, S., Becker, M., Koch, S. and

- Novoselova, E.: A Novel Mini-shock Tube for Generating Shock Waves at Micro Scales in Turbulent and Laminar Gas Flows, Proc. 25th Int. Sym. Shock waves, 2005, pp. 746-750.
- 6) Garen, W., Meyerer, B., Udagawa, S. and Maeno, K.: Shock Waves in Mini-tubes: Influences on the Scaling Parameter S, Proc. 26th Int. Sym. Shock waves, 2007, Paper No. 2062.
- 7) Udagawa, S., Maeno, K., Golubeva, I. and Garen, W.: Interferometric Signal Measurement of Shock Waves and Contact Surfaces in Small Scale Shock Tube, Proc. 26th Int. Sym. Shock waves, 2007, Paper No. 2060.
- 8) Udagawa, S., Garen, W., Meyerer, B. and Maeno, K.: Motion Analysis of a Diaphragmless Driver Section for a Narrow Channel Shock Tube, Shock Waves, **18**, 5, (2008), pp. 345-351.
- 9) Zeitoun, D. E. and Burtshell, Y.: Navier-Stokes Computations in Micro Shock Tubes, Shock Waves, **15**, 3, 4, (2006), pp. 241-246.
- 10) Zeitoun, D. E., Burtshell, Y., Graur, I. A., Ivanov, M. S., Kudryavtsev, A. N. and Bondar, Y. A.: Numerical Simulation of Shock Wave Propagation in Microchannels Using Continuum and Kinetic Approaches, Shock Waves, **19**, 4, (2009), pp. 307-316.
- 11) Ngomo, D., Chaudhuri, A., Chinnayya, A. and Hadjadj, A.: Numerical Study of Shock Propagation and Attenuation in Narrow Tubes Including Friction and Heat Losses, Computers and Fluids, **39**, 9, (2010), pp. 1711-1721.
- 12) Austin, J. M. and Bodony, D. J.: Wave Propagation in Gaseous Small-scale Channel Flows, Shock Waves, **21**, 6, (2011), pp. 547-557.
- 13) 荒木幹也, 新井正明, 岡本光司, 石間経章, 小保方富夫: マイクロショックチューブ内の間欠高速流れの流速測定, 日本機械学会論文集 B 編, **72**, 713, (2006), pp. 61-68.
- 14) 宇田川真介, 太田匡則, 前野一夫: 小直径衝撃波管の開発と基本特性計測, 日本機械学会論文集 B 編, **78**, 785, (2012), pp. 36-48.
- 15) Smeets, G.: Laser Interferometer for High Sensitivity Measurements on Transient Phase Objects, IEEE Trans. Aerospace and Electronic Systems, **AES8**, 2, (1972), pp. 186-190.
- 16) Smeets, G.: Flow Diagnostics by Laser Interferometry, IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems, **AES13**, 2, (1977), pp. 82-90.
- 17) 生井武文, 松尾一泰: 衝撃波の力学, コロナ社, 1983, pp.149-185.
- 18) Duff, R. E.: Shock Tube Performance at Initial Low Pressure, Physics of Fluids, **2**, 2, (1959), pp. 207-216.
- 19) Zeitoun, D. E. and Imbert, M.: Interaction Between the Unsteady Boundary Layer and Inviscid Hot Flow in a Shock Tube, AIAA Journal, **17**, 8 (1979), pp. 821-827.
- 20) 生井武文, 松尾一泰, 山本芳久: 衝撃波管用急速開口弁の研究 (第 1 報, 構造と性能), 日本機械学会論文集 (第 2 部), **42**, 359, (1976), pp. 2127-2132.
- 21) Mirels, H.: Test Time in Low-pressure Shock Tubes, Phys. Fluids, **6**, 9, (1963), pp. 1201-1214.
- 22) Phillips, W. R. C.: On a Class of Unsteady Boundary Layers of Finite eExtent, J. Fluid Mech., **319** (1996), pp. 151-170.