

レーザー誘起水中衝撃波に起因した液体ジェット形成の数値シミュレーション Numerical Simulation of Water Jet Formation Generated by Laser-Induced Water Shock Wave

- 西田浩之, 東京農工大学, 東京都小金井市中町 2-24-16, E-mail: hnishida@cc.tuat.ac.jp
- 田川義之, 東京農工大学, 東京都小金井市中町 2-24-16, E-mail: tagawayo@cc.tuat.ac.jp
- Hiroyuki Nishida, Tokyo University of Agriculture and Technology, 2-24-16, Nakacho, Koganei, Tokyo
- Yoshiyuki Tagawa, Tokyo University of Agriculture and Technology, 2-24-16, Nakacho, Koganei, Tokyo

Propagation of laser-induced water shock wave inside a microchannel and their interaction with the meniscus are numerically simulated using the 5-Equation model which is one of compressible multifluid models. The result shows that complicated pressure wave structure is formed inside the microchannel. The shock wave generated by the laser-induced high-pressure bubble is reflected at the tube wall as a shock wave, and on the other hand, reflected at the bubble surface and the meniscus as an expansion wave. The pressure field is generated by overlap of these pressure waves.

1. 序論

マイクロ液体の高速輸送技術として, Tagawa らがレーザー誘起マイクロジェット生成技術を提案し, 注目を集めている^(1,4). 細管内の液中にレーザーを集光することで水中衝撃波を誘起し, 流れを駆動する (Fig. 1). 凹面形状の液面 (メニスカス) に生じる流れの収束効果によりマイクロジェットが形成され, このジェットは先端ほど細い形状を有する⁽¹⁾. 高速かつ高効率に液体を輸送することができるため, 無針注射器や細胞印刷機器などの医療デバイスへの応用が期待されている.

マイクロジェットは, 細管内を伝播する水中衝撃波が液面に作用することで生成される. そのため, ジェットのコントロールには, 細管内を伝播する水中衝撃波の挙動の解明が重要である. しかしながら, 水中衝撃波の圧力計測に良く用いられるハイドロフォンセンサーは先端系がおよそ 1 mm であり, 細管内に挿入すると流れを大きく乱してしまう. 非接触で圧力場を実験的に計測する試みとしては, Background Oriented Schlieren (BOS)法を用いた計測が行われている (Fig. 2)⁽⁴⁾. BOS 法により計測した密度場と Tait の状態方程式を用いて圧力場を算出するが, mm オーダー以下の細管内を伝播する水中衝撃波の高精度な計測には高い技術が必要であり, 計測結果の検証が必要である.

以上の背景のもと, 本研究では, 細管中におけるレーザー誘起水中衝撃波の伝播とメニスカスとの干渉によるマイクロジェット生成を, 圧縮性混相流としてシミュレーションすることを目的とする. 本稿では, 水中衝撃波が細管を伝播し, 液面と干渉するまでの結果を報告する.

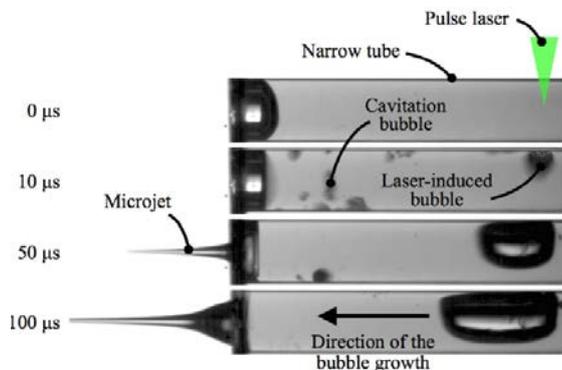


Fig. 1 Microjet formation by laser-induced shock wave.⁽³⁾

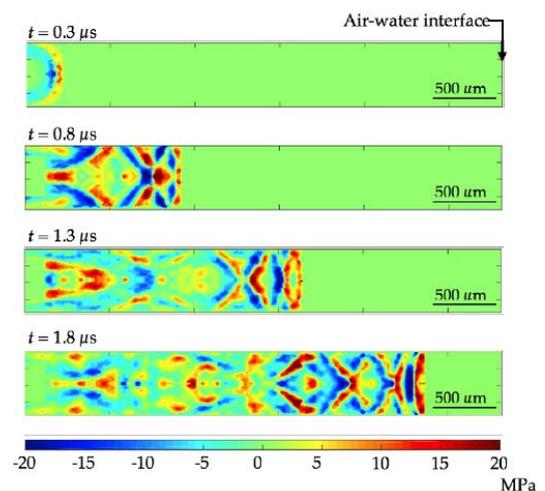


Fig. 2 Pressure field obtained from the BOS measurement.⁽⁴⁾

2. 支配方程式と数値計算法

2. 1 支配方程式

気液 2 流体より成る圧縮性混相流を記述する為, 拡散界面モデルの一つである 5-Equation モデルを用いる⁽⁵⁾. 支配方程式は, 以下で与えられる. ただし, 重力, 流体の粘性, 表面張力および相変化は無視する.

$$\frac{\partial z_1 \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (z_1 \rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial z_2 \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (z_2 \rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u} + p \mathbf{I}) = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e + p) \mathbf{u} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial z_1}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla z_1 = 0 \quad (2.5)$$

$$e = \varepsilon + \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2} \quad (2.6)$$

$$1 = z_1 + z_2$$

$$\rho = z_1 \rho_1 + z_2 \rho_2$$

$$\rho e = z_1 \rho_1 \varepsilon_1 + z_2 \rho_2 \varepsilon_2$$

ここで, 添字の 1 と 2 は, 流体 1 と 2 の物理量であることを表し,

z は体積分率である。上記の方程式を閉じるために、状態方程式として Stiffened 方程式を用いる。

$$p_i = (\gamma_i - 1)\rho_i - \gamma_i p_{i,ref} \quad (2.7)$$

ただし、添字 i は流体の種別を表し、2 流体間には次の等圧条件を仮定する。

$$p = p_1 = p_2 \quad (2.8)$$

2. 2 数値計算法

支配方程式は、有限体積法により解く。数値流束の評価には、混相流に拡張された HLLC スキームを用い⁶⁾、MUSCL 法により 2 次精度に高次精度化する。時間積分は 2 次の TVD Runge-Kutta 法により行う。また、THINC 法⁷⁾を用いて界面を急峻化する。

3. シミュレーションモデル及び条件

Fig. 3 にシミュレーションのセッティングを示す。簡単のため、シミュレーションは 2 次元において行う。中心線は対称面であり、上半分のみの領域について計算を行う。

レーザー集光により生じた高圧気泡（空気）の半径を R とし、細管の半径を $7R$ と設定する。メニスカスの曲率は $8R$ とする。流体 1 を空気、流体 2 を水とし、状態方程式の諸量と初期条件を以下のように与える（無次元量）。

$$(Y_1, Y_2, p_{1,ref}, Y_2, p_{2,ref}) = (1.4, 6.12, 0, 2450) \quad (3.1)$$

$$(\rho_1, \rho_2, u, v, p) = \begin{cases} (10^2, 0, 0, 0, 571.4) & \text{High pressure bubble} \\ (1.204, 0, 0, 0, 0.7143) & \text{Air} \\ (0, 10^3, 0, 0, 0.7143) & \text{Water} \end{cases} \quad (3.2)$$

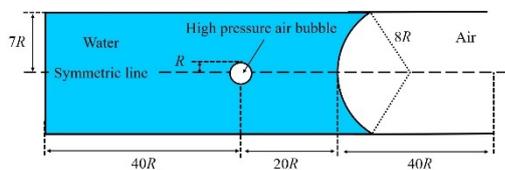


Fig. 3 Simulation settings

計算格子は、非等間隔の直交格子系を用いる。格子点数は 800×150 点とし、最小格子幅は気泡周囲と液面近傍において $0.02R$ とする。また、CFL 数は 0.2 とする。気泡界面における体積分率は、下記の通り内挿することで設定する。

$$\text{For } R - 2\Delta_{min} \leq r \leq R + 2\Delta_{min} \\ z_1 = 1 + \eta^2(2\eta - 3) \\ \eta = \frac{r - (R - 2\Delta_{min})}{4\Delta_{min}} \quad (3.3)$$

ここで、 Δ_{min} は最小格子幅、 r は気泡中心から当該格子点までの距離である。メニスカスにおける体積分率も同様に設定する。

4. シミュレーション結果

Fig. 4 に、数値シュリーレンと圧力場の時間履歴を示す。まず、高圧の気泡から周囲へ衝撃波が伝播する (Fig. 4(a))。伝播する衝撃波は菅壁へと到達して反射し、反射衝撃波は気泡に向かい伝播する (Fig. 4(b))。そして、気泡と接触した反射衝撃波は、膨張波として反射される (Fig. 4(c))。一方、衝撃波（と反射衝撃波）は気液界面（メニスカス）へ向かって伝播し、メニスカスと接触した衝撃波群はやはり膨張波として反射される (Fig. 4(d))。メニスカスから反射した膨張波は菅壁によって膨張波として反射され (Fig. 4(e))、その結果、メニスカスと菅壁が接する点の近傍において複数の膨張波が重なり、圧力が極めて低くなる領域が生じる (Fig.

4(e)で白の点線で囲った領域)。圧力は負の値にまで下がり、その領域において非物理的な解となっている。Stiffened 状態方程式は、負の値の圧力を許容してしまうことが知られており⁸⁾、本来であれば飽和蒸気圧以下にまで圧力が下がった時点でキャビテーションが生じ、圧力が負の値になることはない。以上の様に、菅壁における衝撃波反射と、気泡表面及びメニスカス上における膨張波としての衝撃波反射が複数回生じることで複雑な圧力場構造が形成されることが分かる。

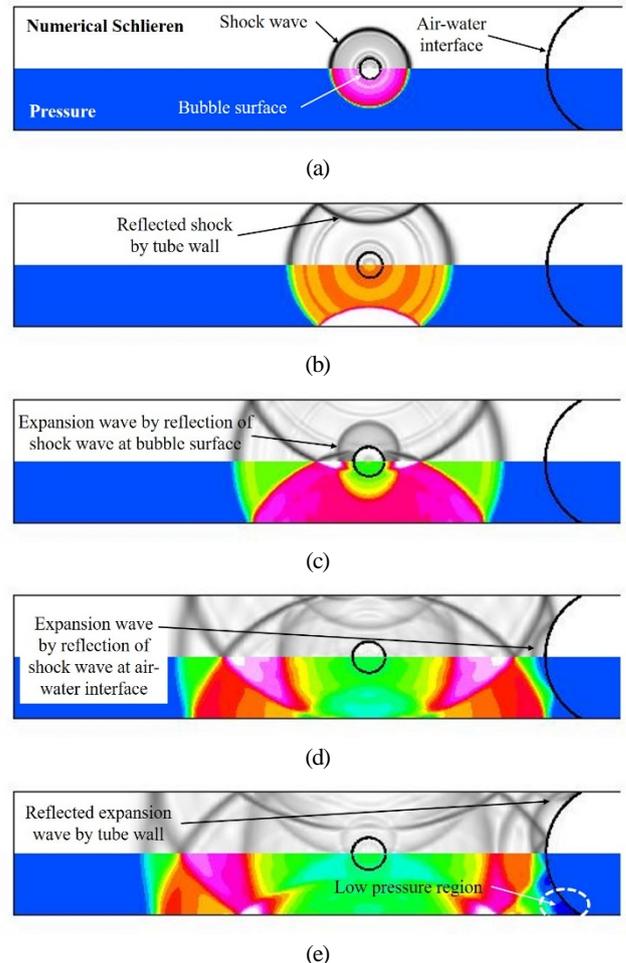


Fig. 4 Numerical schlieren (upper) and pressure distributions (lower).

Fig. 5 に、Fig. 4(e)のタイミングにおける x 方向流速分布と速度ベクトル分布を示す。衝撃波がメニスカスと干渉することで、気液界面は x 方向に押し出されることが分かる。加えて、界面における流速はメニスカス中心へと収束する様子を示しており、この後、収束マイクロジェットが形成されることを示唆している。

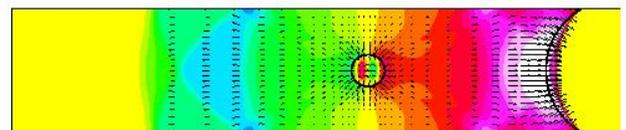


Fig. 5 x -directional velocity distributions and flow velocity vectors.

5. まとめ

本研究では、細管内におけるレーザー誘起水中衝撃波の伝播とメニスカスとの干渉を、5-Equation モデルによりシミュレーションした。結果、細管中には、高圧気泡から生じた衝撃波が菅壁と衝突することで反射衝撃波を生じ、また気泡表面、メニスカスと衝突することにより膨張波が生じ、これらが重なり合うことで複雑

な圧力場構造が形成されることが分かった。メニスカスには圧力波との感想により流れが生じ、流れの収束効果によるジェット形成が示唆される結果を得た。ただし、膨張波が複数重なり合うことで圧力が負となる領域が形成され、この非物理的な解を回避する為、相変化を考慮する等の対策が必要である。

参考文献

- (1) Tagawa, Y., Oudalov, N., Peters, I.R., Meer, D., Sun, C., Prosperetti, A. and Lohse, D., "Highly Focused Supersonic Microjets," *physical Review X*, 2 (2012), p. 031002.
- (2) Hayasaka, K., Kiyama, A. and Tagawa, Y., "Effects of pressure impulse and peak pressure of a shock wave on microjet velocity in a microchannel," *Microfluids Nanofluids*, 21 (2017), p. 166.
- (3) 河本仙之介, 早坂啓祐, 野口悠斗, 田川義之, "レーザー誘起マイクロジェットの体積," *日本機械学会論文集*, 82 (2016), pp. 1-12.
- (4) Yamamoto, S., Tagawa, Y. and Kameda, M., "Non-contact pressure measurement of underwater shock wave in a microtube using background-oriented schlieren technique," *19th International Symposium on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics* (2018), pp. 1-9.
- (5) Allaire, G., Clerc, S. and Kokh, S., "A Five-Equation Model for the Simulation of Interfaces between Compressible Fluids," *Journal of Computational Physics*, 181 (2002), pp. 577-616.
- (6) Coralic, V. and Colonius, T., "Finite-Volume WENO scheme for viscous compressible multicomponent flows," *Journal of Computational Physics*, 274 (2014), pp. 95-121.
- (7) Skyue, K. M. and Xiao, F., "An Eulerian interface sharpening algorithm for compressible two-phase flow: The algebraic THINC approach," *Journal of Computational Physics*, 268 (2014), pp. 326-354.
- (8) Chang, C. H. and Liou, M. S. "A robust and accurate approach to computing compressible multiphase flow: Stratified flow model and AUSM⁺-up scheme," *Journal of Computational Physics*, 225 (2007), pp. 840-873.