

零质量射流激励下诱发液体相变及其格子 Boltzmann 方法模拟*

任晟 张家忠[†] 张亚苗 卫丁

(西安交通大学能源与动力工程学院, 西安 710049)

(2013年9月10日收到; 2013年10月24日收到修改稿)

使用格子 Boltzmann 方法对零质量射流激励下液体的相变演化过程进行了数值模拟和分析. 首先, 提出了此特定零质量射流进出口边界的处理格式. 然后, 结合 Shan 和 Doolen 提出的单组分多相模型, 模拟了方腔内液体受到此零质量射流激励而诱发产生空化的过程, 着重分析了三个重要射流参数 ε/T , T 和 $v_{\text{out}}/v_{\text{in}}$ 对方腔内液体相变的影响. 分析表明: 演化过程中方腔内气相节点数量在初始阶段急剧增长, 然后经振荡趋于一个稳定值. 由于 ε/T 和 $v_{\text{out}}/v_{\text{in}}$ 可以反映射流在出入方腔两个过程间相互转换时的急剧变化, 所以能够影响方腔中的液体相变的演化; 而改变参数 T 并不影响射流速度的变化程度, 所以 T 对液体相变的影响较弱. 对于本文给定的参数取值, ε/T 较小时, 方腔内液体相变生成的孤立气泡脱离壁面; 较大的 ε/T 下产生附着于方腔壁面的气泡, 并且能够加速液体的相变进程; $v_{\text{out}}/v_{\text{in}}$ 的增加使方腔内相应的孤立气泡所覆盖的范围略有减小. 研究结果揭示了零质量射流激励诱发的液体相变过程, 为进一步探索液体空化的控制途径奠定了基础.

关键词: 零质量射流, 相变, 空化, 格子 Boltzmann 方法

PACS: 47.55.dp, 47.61.Jd, 64.70.F-

DOI: 10.7498/aps.63.024702

1 引言

水中运动的物体受到的阻力主要由摩擦阻力、压差阻力和兴波阻力构成, 其中摩擦阻力在总阻力中扮演着重要角色. 对于常规的水面舰只, 其表面摩擦阻力约占总阻力的 50%; 而水下航行器, 如鱼雷、潜艇等, 该比例则高达 70%. 因此, 减小摩擦阻力是实现水下航行器减阻、提高机动速度的关键. 针对水下航行器, 一种新颖、高效的减阻方式是将一层气体或气体与液体的混合物附着于运动物体表面, 从而改变物体表面附近的流动结构, 实现减阻^[1]. 其中, 利用多孔壁面向物体表面附近区域注入大量微小气泡, 以形成附着于物体表面的气液混合层是实现这一设想的一种最简单直接的方法. 这种方法在试验中获得了一定的效果, 但也存在诸多局限, 如需要额外的气源、形成的气体层或气液混

合层不易控制等, 严重阻碍了该减阻方法在实际应用中的实施. 在此背景下, 需要另辟蹊径, 即需满足既能实现气体层或气液混合层覆盖运动物体表面, 又能使气体层或气液混合层便于控制. 众所周知, 空化是液体的一种特有现象, 液体发生空化意味着流体在绝热条件下液相到气相的相变过程. 于是, 一种潜在的解决方案是通过某种途径使液体在物体表面发生空化(相变), 并能够对相应的相变现象施加有效控制. 因此, 怎样产生和控制流体的相变, 成为实际工程中实现这项减阻技术的关键.

应用于众多工业领域的空化水射流技术是液体空化现象的一种应用, 其原理就是利用从喷嘴出来的射流诱使静止或低速液体发生空化, 生成充满水蒸气的空化泡. 目前国内外关于空化射流中的两相流动多采用试验研究^[2-6], 相关的数值模拟相对较少. Alehossein 和 Qin^[7] 建立了一个数值模型, 用

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2012CB026002)和国家科技支撑计划(批准号: 2013BAF01B02)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: jzzhang@mail.xjtu.edu.cn

于模拟通过喷嘴生成一个空泡的演化过程. Peng 等^[8]针对高速淹没空化水射流发展了一种可压缩混合流方法 (compressible mixture flow method), 模拟了缩放喷嘴产生的空化射流. 国内的卢义玉等^[9]和谭放^[10]使用 Fluent 软件模拟分析了不同结构参数下的空化效果.

受到空化水射流技术的启发, 本文提出利用具有方波形式分布的周期零质量射流 (zero-net-mass-flux jet) 激励诱发壁面附近流体从液相变为气相的相变, 实现空泡的自动生成和控制. 这种方式充分利用了流体自身的物理性质以及外部激励的复杂非定常特性, 其中所涉及的从液相变为气相的相变是一个微观、瞬时、多相的复杂演化过程. 在这种情况下, 传统的流体动力学模拟方法面临很大困难. 例如, 传统的计算流体力学方法如流体体积、水平集方法等, 难以跟踪大量细小、分散的界面. 另一方面, 在物理本质上多相系统的宏观动力学行为是相之间微观相互作用的宏观体现. 因此, 本文使用具有清晰物理背景和介观描述特性的格子 Boltzmann 方法 (lattice Boltzmann method, LBM) 对相应的相变现象进行数值模拟.

作为一种新兴的研究手段, 由于保留了物理过程清晰、边界条件易处理等分子动力学的诸多优点, 格子 Boltzmann 方法在许多领域的研究中获得了成功, 如非线性物理学^[11,12]、流动与传热^[13-16]、反应扩散^[17]等. 特别是在流体力学领域, 格子 Boltzmann 方法已成为最具代表性的一种研究手段, 被广泛应用于流体相变现象的研究中. 格子 Boltzmann 方法的微观粒子特性, 使得用该方法描述不同相间的相互作用较之传统的计算流体力学方法更具优势. 目前, 许多学者提出了多种描述相间相互作用的模型, 其中, Shan 和 Chen^[18]利用一种伪势直接对微观相互作用进行描述 (即

Shan-Chen 模型), 能够反映多相流体动力学的物理本质. Shan 和 Doolen^[19]修正了 Shan-Chen 模型中平衡态速度和多相混合流体速度的定义, 进而提出了另一伪势模型——Shan-Doolen 模型. 之后, Sankaranarayanan 等^[20]、曾建邦等^[21]先后将此模型应用于流体相变及气液两相流的模拟, 获得了与试验结果相符合的数值结果.

在此背景下, 为验证本文提出的利用特定的零质量射流激励诱发和控制液体相变这一设想, 以底部壁面中央具有射流进出口的二维方腔 (如图 1 所示) 为计算模型, 使用格子 Boltzmann 方法, 结合 Shan-Doolen 伪势模型, 数值模拟了方腔中液体在零质量射流激励下的相变现象, 并初步分析了描述射流的几个关键参数对相变的影响规律.

2 基本模型

2.1 格子 Boltzmann 方程

格子 Boltzmann 方法是通过描述具有离散速度的流体粒子分布函数的变化过程来反映流体粒子的运动过程. 其控制方程如下:

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(\mathbf{x}, t) = - (f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)) / \tau, \quad (1)$$

式中, \mathbf{e}_i 是离散速度, τ 为无量纲的弛豫时间, $f_i(\mathbf{x}, t)$ 和 $f_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)$ 分别是 t 时刻节点 \mathbf{x} 处的粒子分布函数和平衡态粒子分布函数. 对于本文使用的 D2Q9 模型, 采用如下的平衡态分布函数:

$$f_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t) = \rho \omega_i [1 + (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u}) / c_s^2 + (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u})^2 / (2c_s^4) - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}) / (2c_s^2)] \quad i = 0, 1, \dots, 8, \quad (2)$$

式中, $c_s = c / \sqrt{3}$, ρ 是流体密度, \mathbf{u} 是流体宏观速度, 权系数 ω_i 和离散速度 \mathbf{e}_i 如下:

$$\omega_i = \begin{cases} 4/9 & i = 0 \\ 1/9 & i = 1, 2, 3, 4, \\ 1/36 & i = 5, 6, 7, 8 \end{cases}$$

$$\mathbf{e}_i = \begin{cases} (0, 0) & i = 0 \\ c \left(\cos \left[(i-1) \frac{\pi}{2} \right], \sin \left[(i-1) \frac{\pi}{2} \right] \right) & i = 1, 2, 3, 4, \\ \sqrt{2}c \left(\cos \left[(2i-1) \frac{\pi}{4} \right], \sin \left[(2i-1) \frac{\pi}{4} \right] \right) & i = 5, 6, 7, 8 \end{cases}$$

其中, $c = \Delta x / \Delta t$ 为粒子迁移速率, $\Delta x, \Delta t$ 分别为网格尺寸和时间步长.

因此, 流体的宏观变量如密度和动量分别为

$$\rho = \sum_{i=0}^8 f_i(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=0}^8 f_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t), \quad (3)$$

$$\rho \mathbf{u} = \sum_{i=0}^8 f_i \mathbf{e}_i = \sum_{i=0}^8 f_i^{\text{eq}} \mathbf{e}_i, \quad (4)$$

流体运动黏性系数 ν 与无量纲的弛豫时间 τ 之间满足以下关系

$$\nu = \left(\tau - \frac{1}{2} \right) c_s^2 \Delta t.$$

2.2 单组分多相流模型

通过在格子 Boltzmann 模型中引入相邻流体粒子间的相互作用力, 实现多相流的模拟^[18]. 对于单组分多相流动, 空间 \mathbf{x} 处流体粒子受到的粒子间相互作用合力为

$$\begin{aligned} \mathbf{F}(\mathbf{x}, t) &= \sum_{\mathbf{x}'} \mathbf{F}_{\mathbf{x}\mathbf{x}'}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t) \\ &= -\psi(\rho(\mathbf{x}, t)) \sum_{\mathbf{x}'} G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \psi(\rho(\mathbf{x}', t)) \\ &\quad (\mathbf{x} - \mathbf{x}'), \end{aligned} \quad (5)$$

其中, ψ 是相互作用势 (interaction potential), 且 $\psi(\rho) = d_0[1 - \exp(-\rho/d_0)]$, d_0 是常数, 本文中令 $d_0=1$; 对于 D2Q9 模型, (5) 式中 $G(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ 的取值如下

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \begin{cases} 2g, & |\mathbf{x} - \mathbf{x}'| = c \\ g/2, & |\mathbf{x} - \mathbf{x}'| = \sqrt{2}c, \\ 0, & \text{其他} \end{cases}$$

上式中, g 为常数, g 的绝对值 $|g|$ 表征粒子间的相互作用强度. 对于单组分流动, $g < 0$. 利用 Chapman-Enskog 展开, 得到以下状态方程

$$p(\rho) = c_s^2 \rho + 3g[\psi(\rho)]^2, \quad (6)$$

相应的临界值为 $\rho_c = \rho_0 \ln 2$, $g_c = -2/(9\rho_0)$.

在 Shan 和 Doolen 提出的伪势模型中, 粒子间相互作用力的影响被计入平衡态分布函数和混合流体宏观速度的计算, 即方程 (2) 中的 \mathbf{u} 被替换为 $\mathbf{u}^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) + \tau \mathbf{F}(\mathbf{x}, t) / \rho(\mathbf{x}, t)$, 混合流体的宏观速度被修正为 $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) - \mathbf{F}(\mathbf{x}, t) \Delta t / (2\rho(\mathbf{x}, t))$, 其中 $\rho(\mathbf{x}, t)$ 和 $u(\mathbf{x}, t)$ 分别由 (3) 和 (4) 式给出.

3 算例描述及边界条件的处理

在对本文提出的“利用特定零质量射流诱发液体相变”这一设想的可行性进行数值验证, 并对相应的相变演化过程进行分析时, 应设法最大程度地排除其他因素的影响, 仅保留该射流对液体相变的作用. 由于方腔具有结构简单、边界条件易处理等特点, 故以图 1 所示的二维方腔包围所研究的流体区域, 射流从底面中部出入方腔, 从而减弱除射流外的其他因素对该区域内液体相变演化的影响. 方腔边长 L 和射流进出口的宽度 D 分别为 800.0 和 20.0 (本文各物理量均采用格子单位), 计算区域均匀划分成 800×800 个网格. 壁面处流体宏观速度为 0, 射流进出口处流体仅具有 y 方向速度分量.

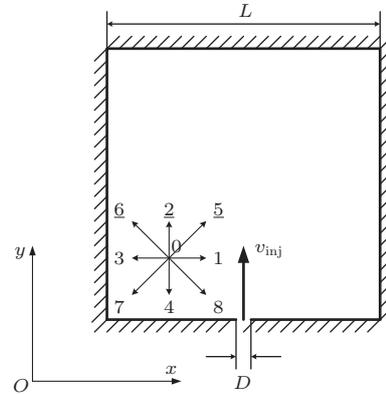


图 1 计算区域示意图

3.1 方腔壁面边界的处理

在图 1 中, 以方腔底部固壁边界上的一点为例, 分布函数 f_0, f_1, f_3, f_4, f_7 和 f_8 可通过方程 (1) 获得, 而 f_2, f_5, f_6 以及密度 ρ 未知. 该节点流体宏观速度为 0, 根据 (3) 和 (4) 式, 并假设与边界垂直方向上分布函数的非平衡态部分满足反弹格式^[22], 于是上述未知量满足以下关系

$$\begin{cases} f_2 + f_5 + f_6 = \rho - f_0 - f_1 - f_3 - f_4 - f_7 - f_8 \\ f_5 - f_6 = -\Delta t F_x / 2 - f_1 + f_3 + f_7 - f_8 \\ f_2 + f_5 + f_6 = -\Delta t F_y / 2 + f_4 + f_7 + f_8 \\ f_2 - f_2^{\text{eq}} = f_4 - f_4^{\text{eq}} \end{cases}, \quad (7)$$

其中, F_x 和 F_y 是流体粒子间相互作用力 \mathbf{F} 的两个分量. 若忽略边界上流体粒子间的相互作用力, 即 $F_x = F_y = 0$, 则方程组 (7) 转化为 Zou 和 He^[22] 提出的边界处理格式.

由方程组(7)的第一个和第三个方程, 可得到密度 ρ 满足以下关系:

$$\rho + \Delta t F_y / 2 - [f_0 + f_1 + f_3 + 2(f_4 + f_7 + f_8)] = 0. \quad (8)$$

根据(5)式, F_y 是关于 ρ 的函数, 于是方程(8)须通过迭代求解. 获得边界上各点处的密度后, 由(5)式确定 F_x 和 F_y , 进而计算出 f_2^{eq} 和 f_4^{eq} , 并代入方程组(7)求解未知的 f_2, f_5, f_6 .

3.2 零质量射流进出口边界处理

给定射流进出口处的速度 $v_{inj}(x, t)$ 在 x 方向满足 Poiseuille 流动的速度分布, 在时间演化上采用方波函数表征射流出入方腔区域, 即 $v_{inj}(x, t)$ 按下式给出:

$$v_{inj}(x, t) = h(x)v_m(t), \quad (9)$$

其中, $h(x) = \frac{4x}{D} \left(1 - \frac{x}{D}\right)$ 是 Poiseuille 流动的无量纲速度分布, $v_m(t)$ 是如图 2 所示周期为 T 的方波函数, 在一个周期 $[0, T)$ 的表达式如下:

$$v_m(t) = \begin{cases} -v_{out} & 0 \leq t \leq T - \varepsilon \\ v_{in} & T - \varepsilon < t < T \end{cases}, \quad (10)$$

其中, v_{in} 和 v_{out} 为常数, 分别表示进出方腔的速度最大值. 于是, 在相应的区间 $[0, T)$ 内, 方腔底部射流进出口处的流动过程被分成两个阶段: 在 $[0, T - \varepsilon]$ 内, 方腔内的少量流体通过方腔底部的进出口流出方腔; 在 $(T - \varepsilon, T)$ 内, 射流从进出口注入方腔.

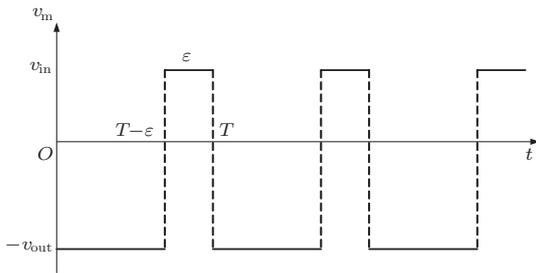


图 2 周期方波函数 $v_m(t)$ 示意图

下面推导与此零质量射流进出口边界相对应的边界处理格式. 不失一般性, 以周期区间 $[0, T)$ 为例, 零质量射流在一个周期内通过射流进出口的净流量为零, 即

$$\sum_{t=0}^{T-1} \sum_i \rho((i, 0), t) v_{inj}(i, t) \Delta x \Delta t = 0,$$

上式中, $\rho((i, 0), t)$ 表示 t 时刻射流进出口节点 $(i, 0)$ 处的密度. 将(9)和(10)式代入上式, 可得

$$\sum_{t=T-\varepsilon+1}^T \sum_i \rho_{in}(i, t) h(i) \Delta x \Delta t - \sum_{t=1}^{T-\varepsilon} \sum_i \rho_{out}(i, t) h(i) \Delta x \Delta t = v_{out} / v_{in},$$

式中的 $\rho_{in}(i, t)$ 和 $\rho_{out}(i, t)$ 分别表示射流进、出方腔时, 进出口处节点 $(i, 0)$ 的流体密度. 当 $T - \varepsilon < t < T$ 时, 射流被注入方腔, 若注入方腔的射流密度在射流进出口处均匀分布, 且在此过程中同一进出口节点上流体不随时间变化, 即在射流注入方腔的阶段, 射流进出口各节点的密度保持同一常数, 得到如下密度 ρ_{in} 的表达式:

$$\begin{aligned} \rho_{in} &= \frac{v_{out}}{v_{in} \varepsilon \Delta t \sum_i h(i) \Delta x} \\ &\times \sum_{t=1}^{T-\varepsilon} \sum_i \rho_{out}(i, t) h(i) \Delta x \Delta t \\ &= \frac{v_{out}}{v_{in} \varepsilon \Delta t \int_0^D h(x) dx} \\ &\times \sum_{t=1}^{T-\varepsilon} \sum_i \rho_{out}(i, t) h(i) \Delta x \Delta t \\ &= \frac{3v_{out}}{2v_{in} D \varepsilon \Delta t} \sum_{t=1}^{T-\varepsilon} \sum_i \rho_{out}(i, t) h(i) \Delta x \Delta t. \end{aligned} \quad (11)$$

t 时刻射流进出口节点 $(i, 0)$ 的分布函数 f_0, f_1, f_3, f_4, f_7 和 f_8 可通过方程(1)获得, 而 f_2, f_5, f_6 仍是未知量 (如图 1 所示). 当处于流出方腔的阶段, 即 $0 \leq t \leq T - \varepsilon$ 时, 未知的分布函数 f_2, f_5, f_6 使用 Guo 等^[23] 提出的非平衡态外推格式计算:

$$\begin{aligned} f_{2,5,6}((i, 0), t) &= f_{2,5,6}^{eq}(\rho((i, 1), t), v_{inj}(i, t)) + [f_{2,5,6}((i, 1), t) \\ &- f_{2,5,6}^{eq}(\rho((i, 1), t), U((i, 1), t))]. \end{aligned}$$

于是, 根据(3)式可计算出 t 时刻进出口节点 $(i, 0)$ 处的密度 $\rho_{out}(i, t)$. 当 $T - \varepsilon < t < T$ 时, 密度 ρ_{in} 由(11)式给出, 相应的 $f_{2,5,6}((i, 0), t)$ 仍使用非平衡态外推格式计算.

以上推导仅在周期区间 $[0, T)$ 进行, 对于其他的周期区间, 如 $[T, 2T), [2T, 3T)$ 等, 同理可获得边界节点上相应的分布函数.

4 方腔内相变过程的模拟

本节的数值模拟中, 方腔内流体的初始密度为 1.2, 初始时流体静止. 若无特别说明, 本文其余各变量的取值列于表 1.

表 1 部分变量取值

τ	g	v_{in}
0.8	0.3	0.1
v_{out}/v_{in}	T	ε/T
0.5	12	0.45

图 3 是以密度分布描述的孤立气泡形成过程, 为确保流体全部进入方腔内, 各图对应的时刻 t 均是射流周期 T 的整数倍, 分别为 $38T$, $1250T$, $3750T$, $10000T$, $12500T$ 和 $12501T$. 图 3(a) 表明

密度较低的区域 (气相区域) 首先在射流的进出口附近形成, 且界面处的流体具有较高的密度. 在初始阶段, 射流的影响范围有限, 气相区域外的流体仍处于静止状态 (见图 4), 所以界面附近的流体受到挤压, 使得压力增加, 从而密度明显高于附近的流体. 随着时间的增加, 如图 3(b) 所示, 气相区域变大, 并附着于边界. 随着时间的推移, 气相区域附着于壁面的部分逐渐减小, 并脱离壁面 (见图 3(b)—(d)). 最终气相区域在表面张力作用下形成球形, 并保持稳定, 相应的气相密度和覆盖范围均趋于一极限值 (见图 3(d)—(f)). 图 5 给出了整个方腔区域内气相节点数 (即气相粒子数) N 随演化时间的变化, 其中, 气相节点定义为密度小于 ρ_c 的节点. 可以看出, 方腔区域内气相节点数起初快速增长, 经过振荡过程, 最终趋向一个稳定值.

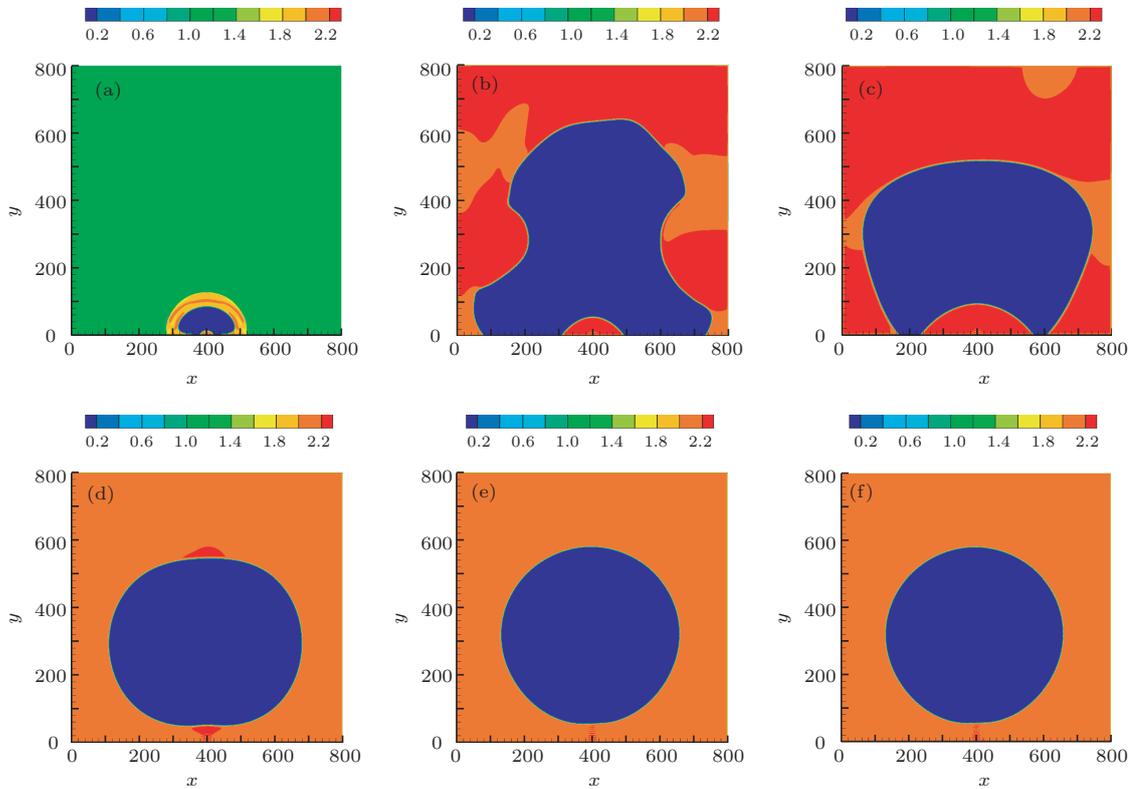


图 3 方腔内气泡的形成过程 (用密度分布描述) (a) $t = 456$; (b) $t = 15000$; (c) $t = 45000$; (d) $t = 120000$; (e) $t = 150000$; (f) $t = 150012$

5 主要射流对方腔内液体相变过程的影响

将 (10) 式展开为傅里叶级数, 于是 (9) 式转化为 (12) 式, 很明显, 参数 ε/T , T 和 v_{out}/v_{in} 是调节本文射流进出口速度分布的几个重要指标. 事实上, 分析这些对方腔内相变过程的影响是未来

探索空化控制途径的基础, 下面将分别研究这些主要参数对方腔内液体相变过程的影响规律.

$$v_{inj}(x, t) = h(x)v_{in} \left[\left(\frac{\varepsilon}{T} - \frac{v_{out}}{v_{in}} \left(1 - \frac{\varepsilon}{T} \right) \right) + \frac{2v_{in}}{\pi} \left(1 + \frac{v_{out}}{v_{in}} \right) \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{n} \sin \frac{n\pi\varepsilon}{T} \right) \right]$$

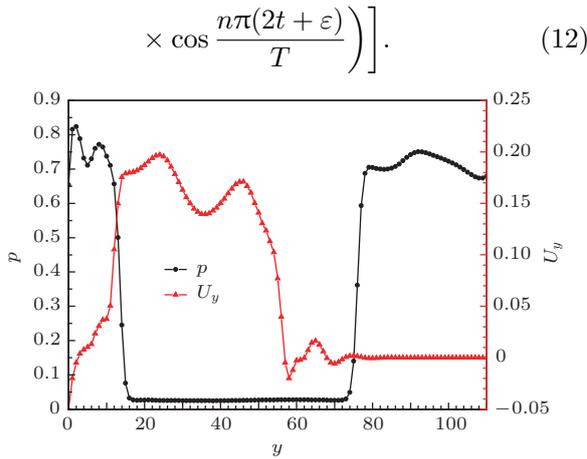


图4 $t = 456$ 时方腔内 $x = 400$ 处沿 y 方向压力 p 和法向速度 U_y 的分布

5.1 ε/T 对方腔内液体相变的影响

参数 ε/T 是注入射流阶段所持续的时间在整个周期中所占的比例, 可以表征两个阶段相对的持续时间. 图 6 给出了 $T = 12, v_{out}/v_{in} = 0.5$ 时, 对于不同的 ε/T 取值, 方腔内两相演化达到稳定状态时的密度分布. 对于较小的 ε/T , 如图 6 (a), (b), 最终形成的孤立气泡脱离方腔壁面, 被液相区域完全包围. 随着 ε/T 的增大, 两相达到稳定状态时, 气泡附着于方腔壁面, 如图 6 (c) 所示. 由于零质量射流具有在一个周期内通过射流进出口的净流量为零的特点, 所以, 在一定程度上, ε/T 也可反映注入与吸出方腔流体的平均质量流量的相对大小. 当 ε/T

较小时, 在方腔内液体相变的演化过程中, 流体流出阶段持续时间较长. 于是, 在与之对应的射流流入阶段, 注入方腔的平均质量流量较大, 有利于在进出口附近形成流体密度较大的区域, 将低密度的区域 (气相) 包围其中. 因此, 在较小的 ε/T 下, 最终形成的孤立气泡脱离方腔壁面. 相似地, 可以定性解释 ε/T 较大时方腔内形成的气泡附着于壁面的原因.

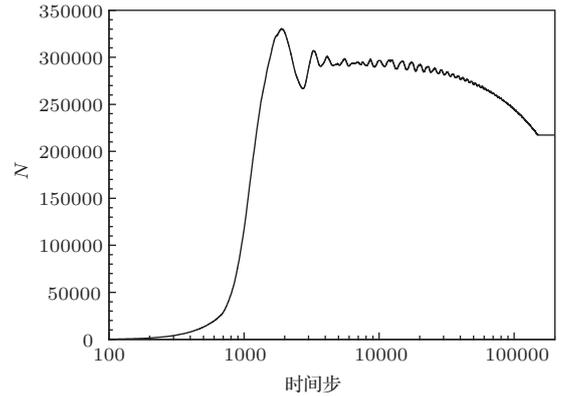


图5 方腔内气相节点数随时间的变化

图 6 中气相节点数达到稳定所需的时间步数分别为 149628 和 128916, 随着 ε/T 的增加, 即增加射流注入阶段的时长, 方腔内的流体完成相变过程所需的时间缩短. 所以, 可以通过改变参数 ε/T 实现对液体相变演化速率的调节.

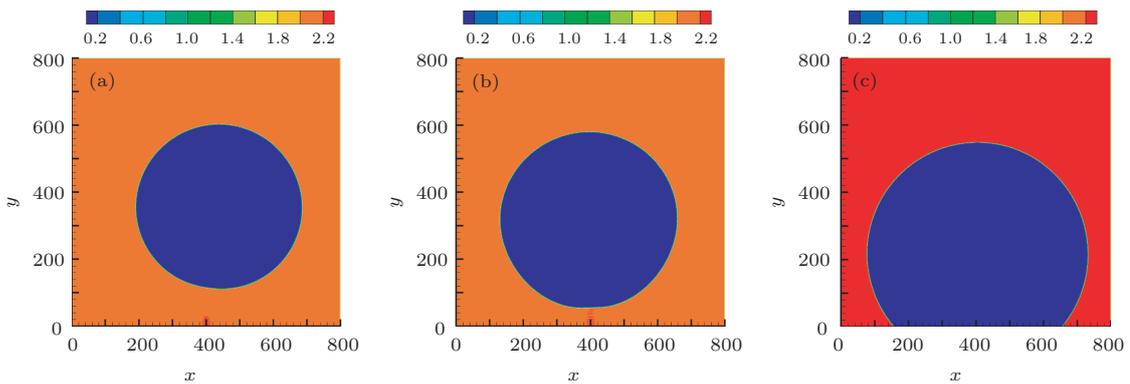


图6 不同 ε/T 时方腔内的两相分布 ($T = 12, v_{out}/v_{in} = 0.5$) (a) $\varepsilon/T = 0.25$; (b) $\varepsilon/T = 0.45$; (c) $\varepsilon/T = 0.7$

5.2 射流出入的周期 T 对方腔内液体相变的影响

周期 T 是描述本文射流速度分布的另一重要参数, 表示射流通过方腔底部进出口完成一次出入方腔过程所需的时间. 图 7 和图 8 显示了当

$v_{out}/v_{in} = 0.5, \varepsilon/T$ 为 0.45 和 0.7 时, 在不同的射流出入周期下, 方腔内两相的演化达到稳定时的密度分布, 其中各图所对应的时间步都是相应射流出入周期的整数倍. 由图 7 和图 8 均可看出, 当周期 T 较小 (较大) 时, 若方腔中液体相变产生的孤立气泡

最终脱离 (或附着于) 壁面, 随着 T 的增大 (减小), 气泡仍脱离 (附着于) 壁面. 简言之, 改变射流出入的周期并不能显著影响此气泡的最终形态. 另外, 图 7 中方腔内气相节点数分别为 217241, 217261, 217283, 图 8 中为 300090, 300107 和 300194, 分别以图 7(a) 和图 8(a) 中的气相节点数为参考, 相应的其余各图中气相节点数的最大相对差值均小于 0.4%. 由此可以总结出: 针对方腔内液体的相变,

在不改变其他参数的前提下, 仅调节射流出入方腔的周期不会产生明显的控制作用. 出现这一现象的原因可能是: 对于本文提出的射流, 在一个周期内依次完成流出方腔和注入方腔两个过程, 这两个过程间的相互切换导致了进出口附近速度的急剧变化, 进而引起液体的相变, 发生空化; 然而仅仅改变周期并不能改变上述两个过程在相互切换时的“剧烈”程度.

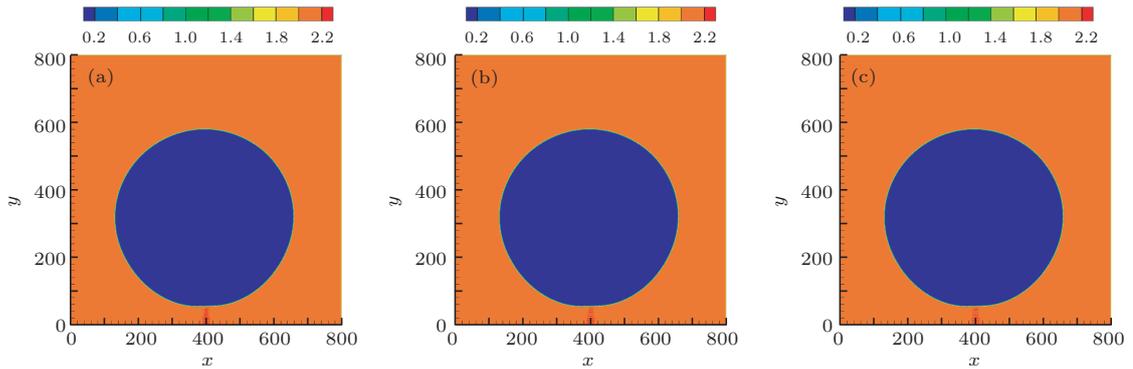


图 7 不同射流周期下方腔内的两相分布 ($\varepsilon/T = 0.45, v_{out}/v_{in} = 0.5$) (a) $T = 15, t = 149550$; (b) $T = 18, t = 179766$; (c) $T = 25, t = 150175$

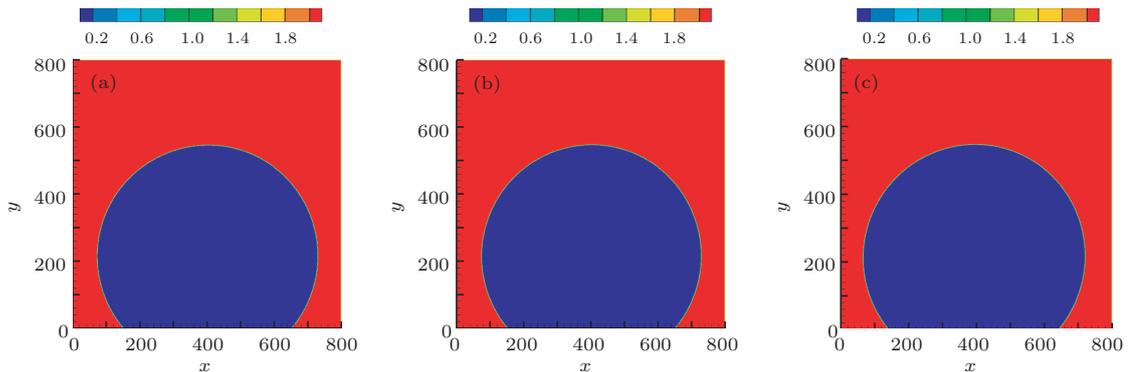


图 8 不同射流周期下方腔内的两相分布 ($\varepsilon/T = 0.7, v_{out}/v_{in} = 0.5$) (a) $T = 15, t = 149955$; (b) $T = 18, t = 179746$; (c) $T = 25, t = 161750$

5.3 v_{out}/v_{in} 对方腔内相变的影响

参数 v_{out}/v_{in} 反映了射流在流出方腔和进入方腔这两个过程相互切换时, 方腔底部射流进出口处速度变化的剧烈程度. 当 $T = 12, \varepsilon/T = 0.7, v_{out}/v_{in}$ 为 0.3, 0.6, 1, 1.25 时, 相应的方腔内演化达到稳定时的密度分布如图 9 所示. 对于以上参数取值, 形成的气泡附着于方腔壁面. 对于本文选用的参数, 从图中可以看出, v_{out}/v_{in} 较小时, 气相区域的下边界完全附着于方腔底部壁面, 且随着 v_{out}/v_{in} 的增大, 附着于方腔底部壁面的区域逐渐减小, 如图 9(a)—(c) 和图 7 ($v_{out}/v_{in} = 0.5$) 所示. 当 v_{out}/v_{in} 足够大时, 部分液相流体被封闭于气相

流体与底部壁面之间, 且这部分被封闭的液体密度略大于其余液相区域的流体密度, 如图 9(d) 所示. 接下来, 考查图 9(a)—(c) 中相应的气相节点数, 分别为 325352, 311456 和 305051, 随着 v_{out}/v_{in} 的增大, 方腔中生成的孤立气泡所覆盖的范围略有减小. 以上模拟结果可以定性解释为: 当描述射流速度的其他参数 (ε/T 和 T) 不变时, 若 v_{out}/v_{in} 增加, 则意味着通过射流进出口注入方腔的射流密度相对增大, 从而引起气相区域减小. 以上分析表明: 针对零质量射流激励下方腔内液体相变所生成的孤立气泡, 可通过改变射流出入方腔的速度最大值 v_{out} 和 v_{in} 调节参数 v_{out}/v_{in} , 从而实现对此孤立气泡形态及大小的控制.

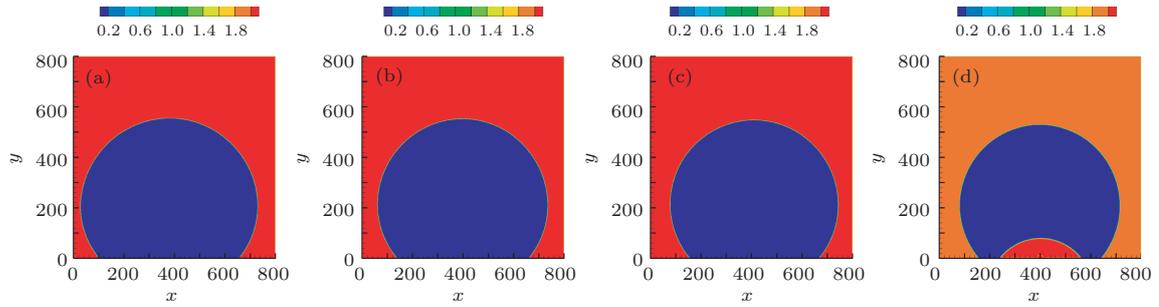


图9 不同 v_{out}/v_{in} 时方腔内的两相分布 ($T = 12, \varepsilon/T = 0.7$) (a) $v_{out}/v_{in} = 0.3$; (b) $v_{out}/v_{in} = 0.6$; (c) $v_{out}/v_{in} = 1$; (d) $v_{out}/v_{in} = 1.25$

6 结 论

本文针对特定的零质量射流激励, 使用格子 Boltzmann 方法模拟了该射流激励下诱发方腔内液体的相变过程, 并初步分析了描述此射流的几个关键参数 (ε/T , T 和 v_{out}/v_{in}) 对方腔内相变的影响. 方腔内气相节点数在演化初始阶段急剧增长, 然后经过振荡, 最终趋于一个稳定值, 并且 ε/T 的增大能够加速方腔内的相变进程. 另一方面, ε/T 和 v_{out}/v_{in} 可以表征射流在出/入方腔两个过程间相互转换时的急剧变化, 所以能够影响演化达到稳定时气相区域的最终形态 (即生成的孤立气泡最终是否脱离壁面) 以及相应的气相节点数, 具体表现为: ε/T 较小时, 相应的孤立气泡脱离方腔壁面; 较大的 ε/T 对应附着于方腔壁面的气泡; v_{out}/v_{in} 的增加使方腔相应的孤立气泡所覆盖的范围略有减小. 改变射流出入方腔的周期 T 并不影响射流速度变化的程度, 因而对方腔内相应的相变演化影响较弱. 本文的分析表明: 利用零质量射流能够激励液体产生空化, 而且通过调节此射流可以有效控制相应的液体相变演化.

参考文献

[1] Ceccio S 2010 *Annu. Rev. Fluid. Mech.* **42** 183
 [2] Soyama H, Yanauchi Y, Sato K, Ikohagi T, Oba R, Oshima R 1996 *Exp. Therm. Fluid. Sci.* **12** 411
 [3] Cai B H 2005 *M. S. Dissertation* (Wuhan: Wuhan University) (in Chinese) [蔡标华 2005 硕士学位论文 (武汉: 武汉大学)]
 [4] Soyama H 2005 *J. Fluid. Eng.-T. ASME* **127** 1095
 [5] Yang M, Zhang F, Kang C, Gao B 2010 *Chin. J. Mech. Eng.-EN.* **23** 797
 [6] Wright M, Epps B, Dropkin A, Truscott T 2013 *Exp. Fluids* **54** 1541

[7] Alehossein H, Qin Z 2007 *Int. J. Numer. Meth. Eng.* **72** 780
 [8] Peng G, Shimizu S, Fujikawa S 2011 *J. Fluid. Sci. Tech.* **6** 499
 [9] Lu Y Y, Wang X C, Kang Y, Chen Y L 2009 *J. China Univ. Petroleum (Edition of Natural Sciences)* **33** 57 (in Chinese) [卢义玉, 王晓川, 康勇, 陈宇龙 2009 中国石油大学学报 (自然科学版) **33** 57]
 [10] Tan F 2011 *M. S. Dissertation* (Daqing: Northeast Petroleum University) (in Chinese) [谭放 2011 硕士学位论文 (大庆: 东北石油大学)]
 [11] Li H B, Huang P H, Liu M R, Kong L J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 837 (in Chinese) [李华兵, 黄兵花, 刘慕仁, 孔令江 2001 物理学报 **50** 837]
 [12] Ma C F 2006 *Acta Aerodyn. Sin.* **24** 495 (in Chinese) [马昌凤 2006 空气动力学报 **24** 495]
 [13] Lü X Y, Li H B 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 422 (in Chinese) [吕晓阳, 李华兵 2001 物理学报 **50** 422]
 [14] Succi S 2001 *The Lattice Boltzmann Equation for Fluid Dynamics and Beyond* (Oxford: Oxford University Press) pp97–253
 [15] He Y L, Wang Y, Li Q 2009 *Lattice Boltzmann Method: Theory and Applications* (Beijing: Science Press) pp174–206 (in Chinese) [何雅玲, 王勇, 李庆 2009 格子 Boltzmann 方法的理论及应用 (北京: 科学出版社) 第 174–206 页]
 [16] Guo Y L, Xu H H, Shen S Q, Wei L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 144704 (in Chinese) [郭亚丽, 徐鹤函, 沈胜强, 魏兰 2013 物理学报 **62** 144704]
 [17] Dawson S, Chen S, Doolen G 1993 *J. Chem. Phys.* **98** 1514
 [18] Shan X, Chen H 1993 *Phys. Rev. E* **47** 1815
 [19] Shan X, Doolen G 1995 *J. Stat. Phys.* **81** 379
 [20] Sankaranarayanan K, Shan X, Kevrekidis I, Sundaresan S 2002 *J. Fluid. Mech.* **452** 61
 [21] Zeng J B, Li L J, Liao Q, Chen Q H, Cui W Z, Pan L M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 178 (in Chinese) [曾建邦, 李隆键, 廖全, 陈清华, 崔文智, 潘良明 2010 物理学报 **59** 178]
 [22] Zou Q, He X 1997 *Phys. Fluids* **9** 1591
 [23] Guo Z, Zheng C, Shi B 2002 *Chin. Phys.* **11** 366

Phase transition in liquid due to zero-net-mass-flux jet and its numerical simulation using lattice Boltzmann method*

Ren Sheng Zhang Jia-Zhong[†] Zhang Ya-Miao Wei Ding

(School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 10 September 2013; revised manuscript received 24 October 2013)

Abstract

The phase transition in liquid due to the excitation of zero-net-mass-flux jet is simulated using the lattice Boltzmann method. First, the scheme for inlet/outlet boundary of the specific zero-net-mass-flux jet is derived. Then, with the model proposed by Shan and Doolen for single component and multiphase flow, the process of a single bubble formation in a liquid-filled square cavity is simulated, with the excitation of zero-net-mass-flux jet taken into consideration. Further, the investigation of the effects of three significant parameters, ε/T , T and $v_{\text{out}}/v_{\text{in}}$, on phase transition in the square cavity is carried out. The results show that the number of vapor nodes increases rapidly in the early stage of phase transition, and then achieves a constant after a long term fluctuation. In some sense, the previously mentioned parameters except T reflect the rapid change of jet velocity when the stages of inflow and outflow are transformed into each other. Thus the evolution of phase transition in liquid can be affected by the parameters ε/T and $v_{\text{out}}/v_{\text{in}}$ mainly, but by parameter T negligibly. When ε/T is small, the single bubble resulting from phase transition is separated from the boundary. On the contrary, when ε/T is large, the corresponding single bubble attaches to the bottom boundary, and the process of phase transition is accelerated. Moreover, with $v_{\text{out}}/v_{\text{in}}$ increases, the domain filled by vapor phase in the square cavity, decreases slightly. In summary, this study reveals the details of phase transition process in liquid subjected to the zero-net-mass-flux jet.

Keywords: zero-net-mass-flux jet, phase transition, cavitation, lattice Boltzmann method

PACS: 47.55.dp, 47.61.Jd, 64.70.F-

DOI: 10.7498/aps.63.024702

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB026002) and the National Key Technology Research and Development Program of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2013BAF01B02).

[†] Corresponding author. E-mail: jzhang@mail.xjtu.edu.cn