

基于格子玻尔兹曼方法的近壁区空化泡生长溃灭过程模拟

冉彬君¹,汪磊²,袁浩³,何小珑³

(1. 重庆交通大学航运与船舶工程学院,重庆 400074; 2. 百色枢纽通航投资有限公司,广西 百色 533000;
3. 重庆交通大学西南水利水运工程科学研究院,重庆 400074)

摘要:基于格子玻尔兹曼热流耦合模型,兼顾温度场与流场的相互影响,对近壁区空化泡的生长和溃灭过程开展了系统研究,分析了泡壁无量纲距离和初始输入温度对空化泡演化过程和溃灭强度的影响,并对比了被动标量模型与热流耦合模型的差异。结果表明:空化泡受壁面限制,生长过程中无法保持圆形,其最大半径与泡壁无量纲距离之间存在幂函数关系,当泡壁无量纲距离大于1.6时,则为线性关系;空化泡最大半径与输入能量为线性关系,与初始输入无量纲温度之间存在幂函数关系;热流耦合模型考虑了高温对表面张力的影响,与被动标量模型模拟结果相比,其溃灭阶段获得的射流体积更大,微射流更集中,但溃灭强度更小。

关键词:空化泡;初生;溃灭;格子玻尔兹曼方法;被动标量法

中图分类号:TV13 **文献标志码:**A **文章编号:**1006-7647(2023)05-0032-06

Simulation of growth and collapse processes of near-wall cavitation bubbles with lattice Boltzmann method//RAN Binjun¹, WANG Lei², YUAN Hao³, HE Xiaolong³ (1. School of Shipping and Naval Architecture, Chongqing Jiaotong University, Chongqing 400074, China; 2. Baise Hub Navigation Investment Co., Ltd., Baise 533000, China; 3. Southwest Research Institute for Hydraulic and Water Transport Engineering, Chongqing Jiaotong University, Chongqing 400074, China)

Abstract: Based on the coupled hydro-thermodynamic lattice Boltzmann model, and considering the interaction between the flow field and the temperature field, the growth and collapse processes of the cavitation bubbles in the near wall region were systematically investigated. The influence of the wall-bubble dimensionless distance and initial input temperature on the bubble morphology evolution process and the collapse intensity were analyzed. Furthermore, the differences between the results obtained by the coupled hydro-thermodynamic model and the passive scalar model were proposed. The results indicate that the relationship between the dimensionless distance and the maximum radius represents a power law if the bubble cannot keep its roundness during the growth stage due to the restriction of the wall. It shows a linear relationship if the dimensionless distance is greater than 1.6. A linear relationship exists between the input energy and the maximum radius, while a power law exists between the initial input dimensionless temperature and the maximum radius. The effect of high temperature on the gas-liquid interface is considered in the coupled hydro-thermodynamic method and compared to the passive scalar method, a larger jet volume and more concentrated jets with lower collapse intensity can be obtained during collapse stage.

Key words: cavitation bubble; inception; collapse; lattice Boltzmann method; passive scalar method

空化泡初生是指当液体内部的局部压力降低或局部温度升高时,气核附近压力低于饱和蒸汽压,气核生长为空化泡。随着周边压力环境恢复,空化泡发生溃灭,在溃灭瞬间,由于短时相变引发高温高压环境,伴有强烈的冲击波和高速微射流^[1-2]。这种现

象常常伴随着噪声、振动和空化侵蚀,对水利水运机械的运行产生重大影响^[3-4],导致设备性能下降。尽管研究者们开展了大量且系统的研究,但受限于试验观测手段、近壁区空化泡的非对称演化、宏观数值模拟中热流耦合技术的不成熟等,仍有复杂的水动

基金项目:国家自然科学基金项目(52109088)

作者简介:冉彬君(1996—),男,硕士研究生,主要从事船舶与海洋结构物设计制造研究。E-mail:binjunran@gmail.com

通信作者:何小珑(1990—),男,助理研究员,博士,主要从事水力学及河流动力学研究。E-mail:xiaolonghescu1990@gmail.com

力学和热动力学机理尚未被揭示。

空化泡试验研究主要基于高速摄像技术或者电火花、激光等^[1,5],但由于测量技术的局限性,难以获得空化泡周边流场与温度场的连续演化过程。受输入能量、输入尺寸、边界压力等诸多因素的影响,不同研究者获得的空化泡尺寸、溃灭时间、最大流速和壁面压力均存在差异,可重复性不高。随着计算机技术的发展,计算流体力学(CFD)方法已经成为空化研究的重要工具,与试验相比,数值模拟可以实现不同条件组合甚至极端条件下空化泡的演变过程。基于玻尔兹曼动理学的格子玻尔兹曼方法(LBM)作为一种介观研究方法,是模拟多相现象的一种稳定有效的工具。与传统 CFD 方法相比,LBM 具有计算效率高、能够处理复杂边界、可通过状态方程直接求解压力等优点^[6-8]。

目前基于伪势 LBM 的空化模拟大多仅考虑了空化泡的溃灭过程,但初始流场调整时间往往占据着整个演化过程的 1/3^[9],因此流场调整带来的误差往往难以简单消除。本文利用初始输入高温激发气核,采用 He 等^[10]构建的 LBM 热流耦合模型模拟了激光/电火花空化泡的初生、生长和溃灭的全过程,并着重探讨了泡壁距离和初始激发温度对流场、最大半径演化的影响,以期深入揭示空化泡溃灭过程中的复杂规律打下基础。

1 数值模拟方法

1.1 LBM 水动力模型

考虑大密度比水气多相流现象的数值稳定性,水动力部分模拟采用基于多松弛碰撞算子的 LBM 伪势模型,其粒子分布函数为

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) - \bar{\mathbf{A}}(f_i(\mathbf{x}, t) - f_{i,eq}(\mathbf{x}, t)) - (\mathbf{I} - 0.5\mathbf{A})\mathbf{S}\Delta t \quad (1)$$

其中 $\bar{\mathbf{A}} = \mathbf{M}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{M}$

式中: f_i 为粒子分布函数; \mathbf{x} 为粒子坐标; \mathbf{e}_i 为 i 方向的离散速度; t 为对应时刻; Δt 为时间步长; $\bar{\mathbf{A}}$ 为碰撞矩阵; \mathbf{A} 为由松弛系数组成的对角矩阵; \mathbf{M} 为转换矩阵; \mathbf{M}^{-1} 为 \mathbf{M} 的对称矩阵; \mathbf{I} 为单位矩阵; $f_{i,eq}$ 为平衡态粒子分布函数; \mathbf{S} 为附加源项,用以保证大密度比多相流现象模拟的数值稳定性和热力学一致性,各项表达式可参考文献[11]。通过粒子分布函数可以求得宏观密度 ρ 和流速 \mathbf{u} :

$$\rho = \sum_i f_i \quad (2)$$

$$\rho \mathbf{u} = \sum_i f_i \mathbf{e}_i + \frac{1}{2} \mathbf{F} \Delta t \quad (3)$$

其中 $\mathbf{F} = \mathbf{F}_m + \mathbf{G}$ $\mathbf{F}_m = -K\psi(\mathbf{x}) \sum_i w_i \psi(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t)$

式中: \mathbf{F} 为作用在粒子上的合力; \mathbf{G} 为重力; \mathbf{F}_m 为粒子间的作用力; K 为粒子间作用强度, $K = -1$; $\psi(\mathbf{x})$ 为粒子间伪势; w_i 为权重。

当引入非理想流体状态方程后, $\psi(\mathbf{x})$ 可表述为

$$\psi(\mathbf{x}) = \sqrt{2(p_{EOS} - \rho c_s^2)/Gc^2} \quad (4)$$

其中 $c = \Delta x / \Delta t = 1$ $c_s = c / \sqrt{3}$
式中: c_s 为格子声速; p_{EOS} 为压力, 本文选取 Carnahan-Starling (C-S) 状态方程计算:

$$p_{EOS} = \rho RT \frac{1 + b\rho/4 + (b\rho/4)^2 - (b\rho/4)^3}{(1 - b\rho/4)^3} - a\rho^2 \quad (5)$$

式中: a 、 b 、 R 为状态方程控制参数, $a = 1$, $b = 4$, $R = 1$; T 为节点对应温度。

1.2 LBM 热动力模型

本文采用 Li 等^[12]提出的 LBM 温度场演化计算方法以计算空化泡生长溃灭时的热动力过程,其粒子分布方程为

$$g_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = g_i(\mathbf{x}, t) - \sum_i \bar{\mathbf{A}}[g_i(\mathbf{x}, t) - g_{i,eq}(\mathbf{x}, t)] + \mathbf{O} \quad (6)$$

式中: g_i 为用于计算温度场的粒子分布函数; $g_{i,eq}$ 为其对应的粒子平衡态分布函数; \mathbf{O} 为源项,可表述为

$$\mathbf{O} = (O_0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0)^T \quad (7)$$

其中

$$O_0 = \varphi + 0.5\Delta t \frac{\partial \varphi}{\partial t}$$

$$\varphi = \frac{1}{\rho c_v} \nabla \cdot (k \nabla T) - \nabla \cdot (\alpha \nabla T) +$$

$$T \left[1 - \frac{1}{\rho c_v} \left(\frac{\partial p_{EOS}}{\partial T} \right) \right] \nabla \cdot \mathbf{u}$$

式中: φ 为宏观方程中对应的修正项,其一阶和二阶偏导数采用二阶中心差分格式求解; k 为热传导系数; α 为热扩散系数, $\alpha = k / \rho c_v$; c_v 为流体比热。本文液相热扩散系数 α_l 取 0.15, 而气相热扩散系数 α_g 取 0.45, 各计算点上热扩散系数取值按照线性插值求得:

$$\alpha(\mathbf{x}) = \alpha_l \frac{\rho(\mathbf{x}) - \rho_g}{\rho_l - \rho_g} + \alpha_g \frac{\rho_l - \rho(\mathbf{x})}{\rho_l - \rho_g} \quad (8)$$

式中 ρ_g 、 ρ_l 分别为气相密度和液相密度。本研究中液相比热 $c_{v,l}$ 为 9.0, 气相比热 $c_{v,g}$ 为 3.0, 各计算点上比热取值按照线性插值求得:

$$c_v(\mathbf{x}) = c_{v,l} \frac{\rho(\mathbf{x}) - \rho_g}{\rho_l - \rho_g} + c_{v,g} \frac{\rho_l - \rho(\mathbf{x})}{\rho_l - \rho_g} \quad (9)$$

利用矩阵 \mathbf{M} , 可以将式(6)投影到矩空间:

$$\mathbf{n}^* = \mathbf{n} - \bar{\mathbf{A}}(\mathbf{n} - \mathbf{n}_{eq}) + \Delta t \mathbf{O} \quad (10)$$

式中: \mathbf{n} 为 g_i 在矩空间上的投影; \mathbf{n}_{eq} 为 $g_{i,eq}$ 在矩空间上的投影:

$$\mathbf{n}_{eq} = T(1, -2, 2, u_x, -u_x, u_y, -u_y, 0, 0)^T \quad (11)$$

值得注意的是,为消除 Chapman-Enskog 展开到

宏观方程后对应的误差项,式(10)中矩阵 \mathbf{n}^* 的两个元素 n_3^* 和 n_5^* 需要进行以下修正:

$$n_{3,\text{new}}^* = n_3^* + \Delta t \left(1 - \frac{\tau_j}{2} \right) \tau_q n_{4,\text{neq}} \quad (12)$$

$$n_{5,\text{new}}^* = n_5^* + \Delta t \left(1 - \frac{\tau_j}{2} \right) \tau_q n_{6,\text{neq}} \quad (13)$$

式中: τ_j, τ_q 为 \mathbf{A} 中的松弛系数; $n_{4,\text{neq}}, n_{6,\text{neq}}$ 为 n_4 和 n_6 的非平衡部分, 可以通过 $n_{i,\text{neq}} = (n_i - n_{i,\text{eq}}) / \Delta t$ 求得。

1.3 热流耦合过程

前人研究空化泡溃灭时的热动力过程多采用被动标量法^[11], 并未考虑热动力过程对流场的影响。研究^[8]表明, 空化泡的演化伴随着温度的改变, 其中表面张力随着温度的升高而降低, 将直接影响空化泡的演化形态。因此本文考虑了温度场与流场的耦合, 采用 t 时刻的宏观密度 $\rho(\mathbf{x}, t)$ 和流速 $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ 求解 t 时刻温度场中的平衡态分布函数 $n_{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)$, 进而得到 t 时刻的温度 $T(\mathbf{x}, t)$; 而下一时刻的压力 $p_{\text{EOS}}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$ 和伪势 $\psi(\mathbf{x}, t + \Delta t)$ 则采用求解 $T(\mathbf{x}, t)$, 进而得到下一步的宏观密度 $\rho(\mathbf{x}, t + \Delta t)$ 与流场 $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$ 。值得注意的是, 本文分析均采用格子单位, 其中长度单位为 lu, 质量单位为 mu, 时间单位为 ts, 温度单位为 tu。

2 模型验证

模型验证采用无限域内单空化泡的初生和溃灭过程, 并与模型试验和 Rayleigh-Plesset (R-P) 方程的理论解进行定性定量对比。考虑热效应的二维 R-P 方程^[13]可描述为

$$\ln\left(\frac{r_\infty}{r}\right) (\dot{r}^2 + r\ddot{r}) - \frac{1 - r_\infty/r}{2} \dot{r}^2 = \frac{1}{\rho_l} \left(p_v - p_\infty - \frac{2v\dot{r}}{r} - \frac{\sigma}{r} \right) - \Omega \dot{r} \sqrt{t} \quad (14)$$

其中 $\Omega = (\rho_g L)^2 / \rho_l^2 c_{v,l} T_\infty \alpha^{0.5}$ 式中: r_∞ 为空化泡中心与边界距离; r 为空化泡初始半径; \dot{r}, \ddot{r} 为空化泡半径对时间的一阶和二阶导数; p_v 为空化泡内部压力; p_∞ 为计算域边界压力; Ω 为考虑热效应影响的附加项; L 为流体蒸发潜热, 可利用 C-S 状态方程求得, 本文取 0.49; T_∞ 为边界温度。

式(14)可通过四阶 Runge-Kutta 法求解, 其中每一步的气相压力为对应的 LBM 计算获得的空化泡内平均压力。计算域初始激发温度场为

$$T(x, y) = \frac{1}{2}(T_v + T_l) - \frac{1}{2}(T_v - T_l) \cdot \tanh\left\{ 2 \left[\sqrt{((x - x_0)^2 + (y - y_0)^2) - r_0} \right] / s \right\} \quad (15)$$

式中: T_l 为初始液相温度; T_v 为初始气相温度; (x_0, y_0) 为初始高温中心; r_0 为初始圆形高温区域半径; s 为高温到低温区域过渡距离。

计算域中心初始化一个半径 $r_0 = 5 \text{ lu}$ 、温度 $T_v = T_c$ 的高温区域。通过高温区域瞬间汽化产生气核。初始边界压力和计算域内液相压力设置为 $p_l = -2.18 \times 10^{-2} \text{ mu}/(\text{lu} \cdot \text{ts}^2)$, 边界压力则设置为时间函数, 如图 1 所示。当边界压力低于平衡态压力时, 空化泡处于生长过程, 而当边界压力高于空化泡内压力时, 空化泡则处于溃灭过程。此外采用无量纲时间 $t^* = t/t_c$ 对比 LBM 模拟结果与试验结果, 其中 t_c 为空化泡溃灭时间。

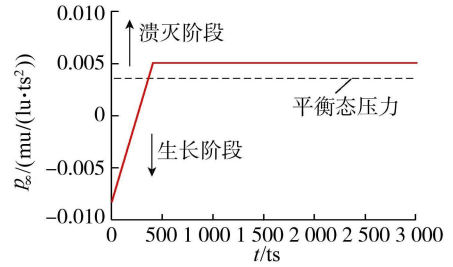


图 1 边界压力随时间演化过程

LBM 模拟结果与试验结果^[14]中对应的无量纲时间的空化泡半径与最大半径比如表 1 所示, 模拟结果表明空化泡在生长和演化过程中均保持圆形, 两者演化过程中的无量纲半径比例接近。此外, 模拟结果显示在空化泡生长过程中, 主要发生液相向气相方向的相变, 伴随着吸热过程, 导致空化泡内温度低于周边液体; 而在溃灭过程中, 随着液体周边压力大于气泡内压力, 主要发生气相向液相方向的相变, 并伴随着放热, 空化泡内温度逐渐升高。

表 1 不同时刻无量纲半径 LBM 模拟与试验结果对比

t^*	r/r_{max}		t^*	r/r_{max}	
	模拟值	试验值		模拟值	试验值
0.142	0.65	0.73	0.903	0.56	0.62
0.428	1	1	0.992	0.14	0.17
0.714	0.88	0.96			

图 2 为 LBM 模拟结果与 R-P 理论方程获得的空化泡半径演化过程的对比, 结果表明两者吻合良好, 仅在空化泡初生阶段出现较小误差, 这可能是由于在 LBM 模拟中初始阶段流场和温度场的调整导致。

3 结果与讨论

为研究近壁区空化泡的初生和溃灭过程, 选取 $500 \text{ lu} \times 500 \text{ lu}$ 矩形计算域, 温度初始化如式(15)所示, 在气核激发点初始化一个半径为 $r_0 = 5 \text{ lu}$ 的高温区域。只有当初始激发温度高于流体当前压力下的临界温度时, 才能实现液相转化为气相, 形成气核。空化泡的生长通过边界及计算域内的流体低压实

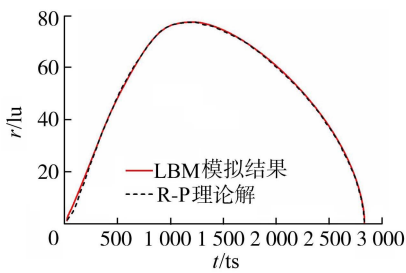


图2 LBM数值模拟结果与R-P理论解获得的空化泡半径演化过程对比

现,而溃灭则通过边界高压传递到计算域内实现。选取5种初始激发温度探究其对空化泡的影响,分别为 $1.0T_c$ 、 $1.2T_c$ 、 $1.4T_c$ 、 $1.6T_c$ 和 $1.8T_c$ 。计算域边界为非平衡压力边界,底部边界为无滑移边界。计算域温度边界为非平衡外推常温边界,其顶部边界和左右两侧边界设置为 $T_\infty=0.5T_c$,壁面温度同样设置为 $T_w=0.5T_c$ 。空化泡内的初始压力和边界压力与第二节设置相同。

3.1 泡壁距离的影响

设置初始泡壁距离 $d=10\sim 180\text{ lu}$,其对应的泡壁无量纲距离为 $\gamma=d/r_{\max}=0.19\sim 2.94$ 。图3显示空化泡最大半径 r_{\max} 随着无量纲泡壁距离的增大而增大。当 $\gamma<1.6$ 时,空化泡生长过程中底部受壁面边界限制,当空化泡达到最大半径时无法保持圆形,空化泡最大半径与泡壁无量纲距离之间关系可表示为 $r_{\max}\propto\gamma^\theta$,在本研究中 θ 的取值范围为 $0.028\sim 0.038$ 。而当 $\gamma\geq 1.6$ 时,空化泡生长始终保持圆形,空化泡最大半径 r_{\max} 则与 γ 之间存在线性关系。图4为壁面最大流速 $u_{w\max}$ 、最大压力 $p_{w\max}$ 和最高无量纲温度 $T_{w\max}/T_c$ 随泡壁无量纲距离的变化。由于 $\gamma=0.19$ 时空化泡在溃灭点即发生数值发散,因此无法捕捉到壁面最高温度,这里仅用空心点代替。由于泡壁无量纲距离增加,当 $\gamma<1$ 时,空化泡溃灭后产生的微射流、压力波和高温将直接作用于壁面上,而随着泡壁无量纲距离的增加,壁面受到的冲击压力和冲击流速迅速减小。当 $\gamma\geq 2.2$ 时,由于空化泡处于泡壁影响区外,壁面受到的冲击压力和最大流速逐渐趋于一致。

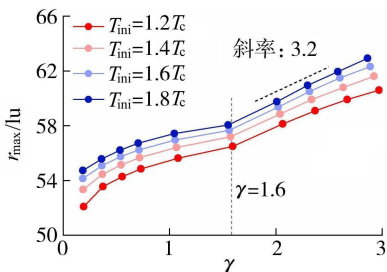


图3 泡壁无量纲距离和空化泡最大半径的关系

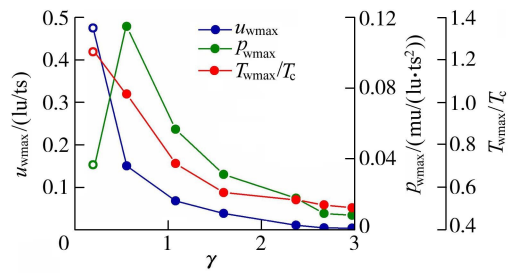


图4 $T_{\text{ini}}=1.2T_c$ 时壁面最大流速、最大压力和最高无量纲温度随泡壁无量纲距离的变化

3.2 初始激发温度的影响

初始输入能量可以表示为

$$E_i = \int_A \rho c_v (T - T_\infty) dA \quad (16)$$

式中 A 为计算域面积。初始输入能量与空化泡最大半径之间的关系如图5所示,对于附壁型空化泡($0.18\leq\gamma\leq 0.19$)和近壁区游离型空化泡($1.55\leq\gamma\leq 1.59, 2.86\leq\gamma\leq 2.92$),与试验研究结论相同,空化泡最大半径与输入能量之间均为线性关系。这意味着可通过调节输入能量来获得可控大小的空化泡。图6展示了双对数坐标下无量纲输入温度 T_{ini}/T_c 与空化泡最大半径 r_{\max} 之间的关系,两者大致为幂函数关系,即 $r_{\max}\propto(T_{\text{ini}}/T_c)^\theta$,不同 γ 条件下的 θ 非常接近(对应图6的斜率),其值约为0.08。

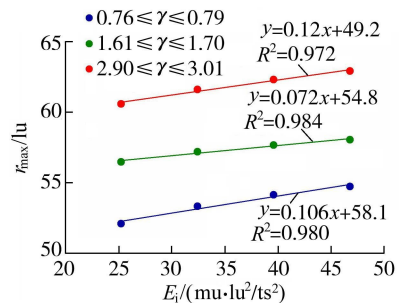


图5 初始输入能量与空化泡最大半径的关系

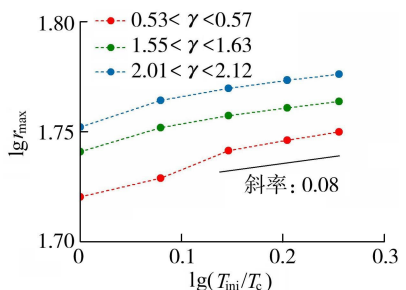


图6 空化泡最大半径与初始输入温度的关系

图7为 $d=90\text{ lu}$ 时不同初始激发温度条件下空化泡溃灭的形态变化,其中左侧为空化泡初生过程,右侧为空化泡溃灭过程。在空化泡溃灭的最终阶段,由于泡内温度随着初始激发温度的升高而增加,导致高温处的表面张力更小,空化泡抵抗非对称形变的能力变弱。最终导致空化泡在更大的半径时顶

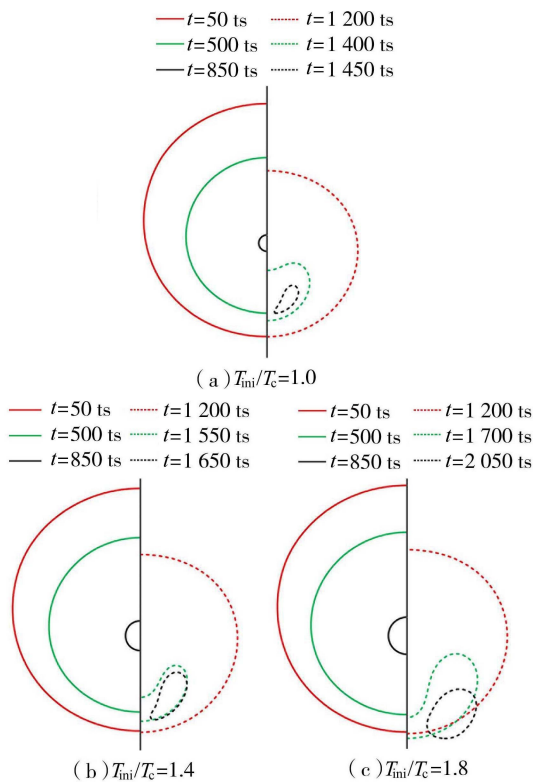


图7 $d=90 \text{ lu}$ 时不同初始激发温度条件下空化泡形态演化部即产生凹陷,形成更为集中的微射流。

空化泡演化数值模拟研究中,当流体工作温度远低于其临界温度时,通常将空化过程看作绝热过程,不考虑空化泡的热动力过程对水动力过程的影响,在这种情况下,可采用被动标量法对空化问题进行研究^[15-17]。但对于工作温度处于临界温度附近的低温流体,其热动力过程尤为重要,空化泡演化过程中的温度变化往往导致界面上的表面张力处于持续变化的状态,因此有必要考虑热动力过程对水动力过程的影响。因此本文采用被动标量模型与热流耦合模型进一步对比了 He 等^[10] 的模拟结果,如图8所示,其中左侧为生长阶段,右侧为溃灭阶段。对于被动标量模型,在模拟中仅考虑流场对温度场的影响,而并不考虑温度场对流场的影响。对于被动标量模型,其计算压力场时式(5)中温度本文取为常温 $T=0.5T_c$,因此其界面上的表面张力则保持常数 $\sigma=0.0102$ 。模拟结果表明,当空化泡达到最大半径时,空化泡内与边界上的压力差极小,但对于热流耦合模型,在空化泡半径生长过程中,边界压力持续向计算域内做功,导致部分机械能转变为内能,空化泡周边环境温度高于 $0.5T_c$,导致其表面张力较被动标量模型中更小。根据 $r=\sigma/\Delta p$,表面张力越大,对应最大半径也越大,因此被动标量模型获得的最大半径更大。同时在溃灭过程中由于泡内气体发生相变转化为液体,并伴随着放热,其温度远高于 $0.5T_c$,

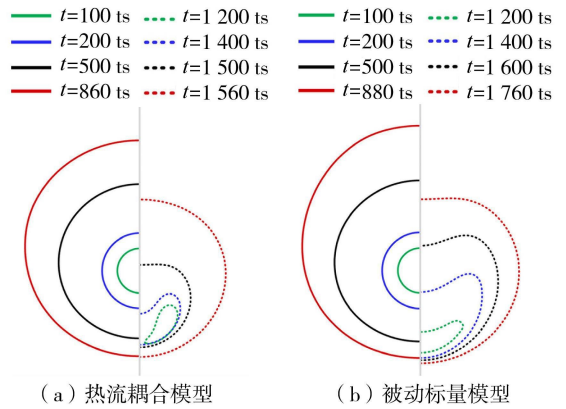


图8 不同模型获得的空化泡形态演化对比 ($d=90 \text{ lu}, T_{\text{ini}}/T_c=1.4$)

最终导致其射流体积更大,空化泡最终被击穿。

不同模型获得空化泡的溃灭时间、最大半径和空化强度的对比如表2所示。由于被动标量模型能获得更大的空化泡体积,且其表面张力更大,最终导致其溃灭时间比热流耦合模型获得的溃灭时间大9.8%。空化泡溃灭强度随着表面张力增大而增大^[15],因此被动标量模型获得的空化泡溃灭时最大流速和最大压力比热流耦合模型分别大3.61%和6.52%,而溃灭温度则高9.3%。

表2 不同模型计算获得的空化泡溃灭时间、最大半径和溃灭强度 ($d=90 \text{ lu}, T_{\text{ini}}/T_c=1.4$)

模型	溃灭时间/ts	r_{max}/lu	$u_{\text{max}}/(\text{lu}/\text{ts})$	$p_{\text{max}}/(\text{mu}/(\text{lu} \cdot \text{ts}^2))$	T_{max}/T_c
被动标量模型	1806	60.24	0.316	0.049	1.41
热流耦合模型	1644	57.05	0.305	0.046	1.29

4 结论

a. 受壁面限制,当泡壁无量纲距离 $\gamma < 1.6$ 时,空化泡生长过程中无法保持圆形,其最大半径与泡壁无量纲距离之间为幂函数关系。当 $\gamma \geq 1.6$,壁面影响减小,空化泡最大半径与 γ 之间为线性关系。

b. 空化泡最大半径与输入能量之间为线性关系,与初始输入无量纲温度之间为幂函数关系,且 θ 值并不随泡壁无量纲距离的改变而改变。

c. 热流耦合模型考虑了溃灭时高温对水气界面上表面张力带来的影响,与被动标量模型相比,在溃灭阶段获得的射流体积更大,微射流更集中,但溃灭强度小于被动标量模型。

参考文献:

[1] BLAKE J R, GIBSON D C. Cavitation bubbles near boundaries[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1987, 19:99-123.

[2] PHILIPP A, LAUTERBORN W. Cavitation erosion by single laser-produced bubbles [J]. Journal of Fluid

- [3] LUO Xianwu, JI Bin, TSUJIMOTO Y. A review of cavitation in hydraulic machinery [J]. Journal of Hydrodynamics,2016,28(3):335-358.
- [4] 汪宝罗,张弋扬,苏胜利,等.斜轴变桨轴流泵空化特性试验 [J]. 水利水电科技进展,2022,42(4):33-38. (WANG Baoluo, ZHANG Yiyang, SU Shengli, et al. Experiments on cavitation characteristics of an inclined shaft variable propeller axial flow pump [J]. Advances in Science and Technology of Water Resources, 2022, 42 (4):33-38. (in Chinese))
- [5] LUO Jing, NIU Zhipan. Jet and shock wave from collapse of two cavitation bubbles [J]. Scientific Reports, 2019, 9 (1):1352.
- [6] 袁晓龙,何小珑,汪凯迪.汽液黏滞系数对空化泡溃灭过程影响的数值模拟 [J]. 水利水电科技进展,2020,40(5):19-23. (YUAN Xiaolong, HE Xiaolong, WANG Kaidi. Numerical simulation of effects of vapor and liquid phase viscosity coefficients on cavitation bubble collapse process [J]. Advances in Science and Technology of Water Resources, 2020, 40 (5):19-23. (in Chinese))
- [7] LI Qing, LUO K H, KANG Qinjun, et al. Lattice Boltzmann methods for multiphase flow and phase-change heat transfer [J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2016, 52:62-105.
- [8] HE Xiaolong, YANG Qian, PENG Haonan, et al. Non-condensable gas bubble dissolution with a modified tunable surface tension multicomponent lattice Boltzmann model [J]. Computers & Fluids, 2022, 233:105252.
- [9] HE Xiaolong, ZHANG Jianmin, XU Weilin. Study of cavitation bubble collapse near a rigid boundary with a multi-relaxation-time pseudo-potential lattice Boltzmann method [J]. AIP Advances, 2020, 10(3):035315.
- [10] HE Xiaolong, PENG Haonan, ZHANG Jianmin, et al. Wall wettability effects on the collapse of the attached vapor cavitation bubble with a thermal lattice Boltzmann method [J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2023, 140:106529.
- [11] PENG Haonan, ZHANG Jianmin, HE Xiaolong, et al. Thermal pseudo-potential lattice Boltzmann method for simulating cavitation bubbles collapse near a rigid boundary [J]. Computers & Fluids, 2021, 217:104817.
- [12] LI Qing, ZHOU P, YAN H J. Improved thermal lattice Boltzmann model for simulation of liquid-vapor phase change [J]. Physical Review E, 2017, 96(6):063303.
- [13] DULAR M, COUTIER-DELGOSHA O. Thermodynamic effects during growth and collapse of a single cavitation bubble [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2013, 736:44-66.
- [14] ZHANG Yuning, CHEN Feipeng, ZHANG Yuning, et al. Experimental investigations of interactions between a laser-induced cavitation bubble and a spherical particle [J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2018, 98:645-661.
- [15] WANG Yurong, PENG Haonan, HE Xiaolong, et al. Cavitation bubbles with a tunable-surface-tension thermal lattice Boltzmann model [J]. Physics of Fluids, 2022, 34 (10):102008.
- [16] HE Xiaolong, PENG Haonan, ZHANG Jianmin, et al. Multiple vapor cavitation bubble interactions with a thermal lattice Boltzmann method [J]. Ocean Engineering, 2022, 266:113058.
- [17] HE Xiaolong, PENG Haonan, ZHANG Jianmin, et al. Thermodynamics of the inception and interactions of multiple laser-produced cavitation bubbles using the lattice Boltzmann method [J]. Computers & Fluids, 2023, 252:105771.

(收稿日期:2022-10-26 编辑:俞云利)

(上接第 22 页)

- [11] MARTINOG D, FONTANA N, GIUGNI M. Transient flow caused by air expulsion through an orifice [J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2008, 134(9):1395-1399.
- [12] MARTIN C S, LEE N H. Measurement and rigid column analysis of expulsion of entrapped air from a horizontal pipe with an exit orifice [C] // 11th International Conference on Pressure Surges. Lisbon, Portugal: [s. n.], 2012: 527-542.
- [13] 刘德有,周领,索丽生.水流冲击管道内滞留气团现象的VOF模型仿真分析 [J]. 计算力学学报, 2009, 26(3):390-394. (LIU Deyou, ZHOU Ling, SUO Lisheng, et al. Simulation and analysis of the rapid filling in pipeline containing trapped air mass with VOF models [J]. Chinese Journal of Computational Mechanics, 2009, 26(3):390-394. (in Chinese))
- [14] TULLIS J P. Control of flow in closed conduits [M]. Fort Collins, Colorado State University, 1971:315-340.
- [15] ZHOU Fayi, HICKS F, STEFFLER P. Analysis of effects of air pocket on hydraulic failure of urban drainage infrastructure [J]. Canadian Journal of Civil Engineering, 2004, 31(1):86-94.
- [16] ZHOU Fayi, HICKS F E. Transient flow in a rapidly filling horizontal pipe containing trapped air [J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2002, 128(6):625-634.
- [17] ZHOU Ling, CAO Yun, KARNEY B, et al. Expulsion of entrapped air in a rapidly filling horizontal pipe [J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2020, 146(7):1-16.

(收稿日期:2023-01-10 编辑:骆超)