

基于格子玻尔兹曼方法的附壁型空化泡演化模拟

袁浩¹, 詹蝶², 宋翔², 孙倩¹

(1. 重庆交通大学西南水利水运工程科学研究院, 重庆 400074; 2. 重庆交通大学河海学院, 重庆 400074)

摘要: 依托热流耦合格子玻尔兹曼方法, 探究了壁面润湿性与液相黏滞系数对附壁型空化泡演化的影响, 并基于双粒子分布函数的热流耦合伪势 LBM 空化模型对接触点开展了受力分析。结果表明: 对于润湿性壁面, 演化过程中动态接触角持续大于平衡态接触角, 导致其产生的非平衡杨氏力在空化泡生长期间产生迟滞效应, 而在溃灭期间则加速了接触点的坍塌; 对于非润湿性界面, 非平衡杨氏力引发的迟滞效应在溃灭初期减缓了空化泡接触点的坍塌, 而在最终溃灭阶段由于界面的剧烈形变, 非平衡杨氏力加速了接触点坍塌; 溃灭时刻微射流体积与平衡态接触角的余弦函数之间存在指数关系; 黏滞系数增大会减小微射流体积, 同时延长空化泡演化时间。

关键词: 附壁型空化泡; 接触点动力机制; 壁面润湿性; 黏滞系数; 格子玻尔兹曼方法

中图分类号: TV131 **文献标志码:** A **文章编号:** 1006-7647(2024)04-0007-07

Simulation on evolution of an attached-wall cavitation bubble based on lattice Boltzmann method //YUAN Hao¹, ZHAN Die², SONG Xiang², SUN Qian¹ (1. Southwest Research Institute for Hydraulic and Water Transport Engineering, Chongqing Jiaotong University, Chongqing 400074, China; 2. College of River and Ocean Engineering, Chongqing Jiaotong University, Chongqing 400074, China)

Abstract: The thermal lattice Boltzmann model was employed to explore wall wettability and liquid viscosity effects on the evolution of an attached-wall cavitation bubble. Force analysis of the contact point was carried out based on the two-particle distribution function of the heat-fluid coupling pseudo-potential LBM cavitation model. It is found that the dynamic contact angle is larger than the equilibrium contact angle throughout the evolution process for a wetting wall, resulting in a hysteresis effect during the growth stage and accelerating the contact point retraction velocity in the collapse stage. For non-wetting walls, the hysteresis effects caused by the unbalanced Young's force slow down the retraction of the contact points in the early collapse stage and accelerate the retraction in the final collapse stage because of the dramatic interface deformation. An exponential relationship exists between the microjet volume and the cosine function of the equilibrium contact angle at the collapse point. Furthermore, the increase in viscosity leads to a decrease in the jet volume at the collapse point and collapse time is delayed.

Key words: attached-wall cavitation bubble; contact points dynamics; wall wettability; viscosity; lattice Boltzmann method

空化初生是指当局部液相压力低于饱和蒸气压时, 在气液交界面发生相变, 导致液体中存在的气核生长^[1-2]。随着空化泡迁移到高压区域或周边液相压力恢复后, 空化泡会在短时间内发生溃灭, 并伴随着高压、微射流、冲击波和高温。近壁区空化泡溃灭释放的大量能量会导致固壁与结构发生空蚀破坏。但空化泡演化过程中的水动力和热动力特性也带来了许多潜在应用, 如石油勘探^[3]和废水处理^[4-5]。

对近壁区空化泡的演化已有大量的试验和数值模拟研究^[6-9]。在试验研究中, 通常采用能量沉积法

在短时间内释放能量激发空化泡, 如电火花与激光空化激发技术^[10-11], 但此类方法难以实现附壁型空化泡的激发。附壁型空化泡通常利用超声波在壁面上产生低压激发, 但超声波激发空化泡难以控制空化泡尺寸, 导致试验可重复性不高^[7-8]。与试验研究相比, 数值模拟是空化研究的另一重要工具, 可获得空化泡周边流场和温度场的演化过程^[12-13]。格子玻尔兹曼方法(lattice Boltzmann method, LBM)被广泛应用于包含传热传质的复杂多相流现象模拟中, 如沸腾^[14]、气泡溶解^[15]、空化^[16-17]等; 伪势 LBM 被

基金项目: 中国博士后科学基金项目(2022MD723724)

作者简介: 袁浩(1989—), 男, 副研究员, 博士, 主要从事高速水力学研究。E-mail: yuanhao@cqjtu.edu.cn

通信作者: 孙倩(1990—), 女, 助理研究员, 博士, 主要从事水力学及河流动力学研究。E-mail: sunq@cqjtu.edu.cn

广泛应用于空化现象模拟中,包括均匀与非均匀气核生长^[18]、近壁区空化泡演化^[19]、多空化泡相互作用^[16]、突缩喷嘴中的空化初生^[20]等。伪势 LBM 空化模型通过非理想流体状态方程(EOS)实现相变。研究表明,采用不同外力格式和伪势力格式的 LBM 空化模型模拟结果与理论分析和试验结果具有良好的一致性^[17,21]。此外,空化过程中的热动力过程模拟通常采用双分布模型或耦合热宏观模型。Peng 等^[22]采用耦合热宏观模型模拟近壁区空化泡生长与溃灭,模拟结果显示在最终溃灭时刻空化泡上方的高压区中心存在低压区域,这一结果与宏观数值模拟结果之间存在差异。

近年来研究者们开始着眼于壁面润湿性对空化泡溃灭强度的影响^[6,23-24]。Belova 等^[6]研究表明,相同初始条件下非湿润性壁面上的空蚀强度大于湿润性壁面,并将其归因于非湿润性界面减小了壁面附近的空化泡初生能障,增大了空化泡的初生概率,但该研究并未着眼于润湿性对空化泡溃灭强度的影响。目前润湿性壁面对空化的影响更多集中在宏观流动尺度上,气泡尺度上的研究尚未系统开展。Ezzatneshan^[20]利用伪势 LBM 空化模型对不同润湿壁面条件下突缩空化开展了系统研究,对比了宏观 VOF 模型与伪势 LBM 空化模型获得的不同润湿性条件下的液滴铺展形态,结果表明采用宏观 VOF 模型无法获得准确的接触角形态与气液交界面密度分布。

对于附壁型空化泡,壁面润湿性影响气泡形态演化,进而对空化泡的溃灭强度产生影响。而附壁型空化泡产生的高压、微射流与冲击波将直接作用于壁面,并对壁面空蚀强度产生影响。目前尚未有研究着眼于壁面润湿性对附壁型空化泡完整演化过程的影响,对空化泡在裂隙中生长过程的研究也很少。He 等^[24]对附壁型空化泡溃灭过程的研究表明,润湿性壁面上的空化泡在溃灭前具有更大的曲率半径,在更小的体积发生溃灭,导致溃灭强度更高;但该研究中接触角调整时间占据整个空化泡溃灭时间的近 1/3,初始空化泡形态与流场调整将直接影响到空化泡演化的准确模拟。

已有研究^[3]表明,液相黏滞系数增大会略微降低空化强度,对于含有非凝结性气体的空化泡,其最小振荡半径也随着黏滞系数增大而减小。但是这些研究并未阐明液相黏滞系数对空化泡界面形变的影响,而这对于揭示附壁型空化泡接触点的动力学过程十分重要。因此,本文基于双粒子分布函数的热流耦合伪势 LBM 空化模型,系统探究了壁面润湿性和黏滞系数两个因素对空化泡形态演化和溃灭强度

的影响,并针对接触点开展了受力分析,探究了动态接触角和接触半径的演化过程,以及液相黏滞系数和润湿性对溃灭时刻微射流体积的影响。

1 计算域与边界条件

本文模拟采用热流耦合 LBM^[16],模拟中使用格子单位,其中质量单位为“mu”,时间单位为“ts”,长度单位为“lu”,温度单位为“tu”。图 1 为附壁型空化泡的计算域示意图,计算域为边长 $L=500$ lu 的方形域,在底部壁面中轴线上初始化一个初始半径 $r_{ini}=5$ lu 的半圆形气核,密度场按下式初始化:

$$\rho(x, y) = \frac{\rho_l + \rho_g}{2} + \frac{\rho_l - \rho_g}{2} \cdot \tanh \frac{2[\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2} - r_{ini}]}{w} \quad (1)$$

式中: ρ_l, ρ_g 分别为液相和气相密度; w 为界面厚度,本文取 $w=5$ lu; (x_0, y_0) 为液滴中心坐标。计算域内初始温度设定为 $T_{ini}=0.5T_c$,其中 T_c 为临界温度。液相初始密度为 0.455 mu/lu³,气相初始密度为 6.06×10^{-4} mu/lu³,对应密度比 $\rho_l/\rho_g \approx 750$,与 293 K 时水与空气密度比接近。模型通过线性插值调节不同密度条件下的松弛系数,以获得不同的黏滞系数比:

$$\tau_v = \tau_g + \frac{\rho_v - \rho_g}{\rho_l - \rho_g}(\tau_l - \tau_g) \quad (2)$$

式中: τ_v 为混合流体松弛系数; ρ_v 为混合流体密度; τ_l, τ_g 分别为液相与气相的松弛系数。模型中比定容热容 $c_v=5$,热扩散系数 $\alpha=0.06$ 。

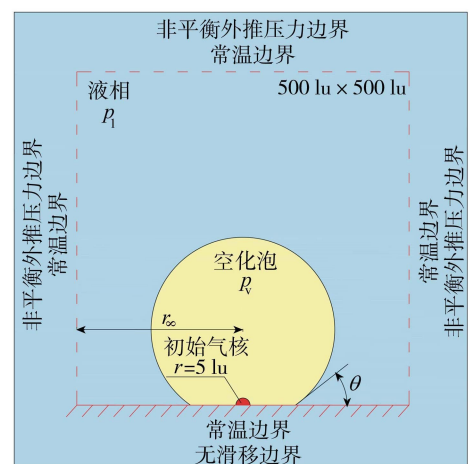


图 1 附壁型空化泡计算域

对于水动力学过程模拟,计算域顶部边界和左右边界均采用非平衡外推压力边界^[25],而底部边界则采用 Zou-He 无滑移边界^[26],对于计算域上的所有温度边界均采用常温边界。边界压力 p_∞ 演化曲线如图 2 所示,该压力演化过程是对 Bremond 等^[7]

试验获得的压力曲线中 $t \geq 0 \mu\text{s}$ 部分的线性近似。当空化泡内压力大于周边流体压力时,空化泡处于生长过程,而随着边界压力增大并传递到流场内,空化泡进入溃灭过程。本文取 4 种壁面润湿性,其对应的平衡态接触角 θ_{eq} 分别为 39° 、 68° 、 90° 和 104° 。

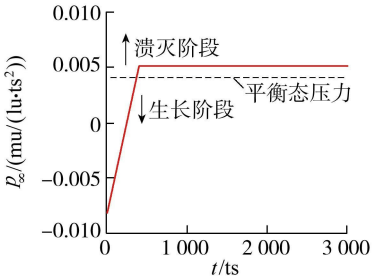


图 2 边界压力演化过程

2 模拟结果与分析

2.1 接触点受力分析

图 3 为接触点的受力,当动态接触角 θ 偏离平衡态接触角 θ_{eq} ,接触点上存在非平衡杨氏力 F_u ^[27]:

$$F_u = \sigma (\cos\theta - \cos\theta_{\text{eq}}) \mathbf{i}_x \quad (3)$$

式中: σ 为单位长度上的表面张力; $\mathbf{i}_x$ 为 x 方向上的单位向量。当空化泡内外存在压差时,接触点上的合力 F_c 为

$$F_c = \sum F_u + (p_v - p_l) \sin\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right) \mathbf{i}_x \quad (4)$$

式中: p_v 为气泡内的压力; p_l 为液相压力。

伪势模型为扩散界面模型,其采用有厚度的扩散气液交界面来替代密度突变的气液交界面。对接触点开展详细的受力分析,如图 3(c)(d) 所示,界面由节点 x_1 到 x_3 的厚度为 w 。考虑到界面上各节点的表面张力随着温度变化,致使各节点上的接触角略有不同,其非平衡杨氏力为

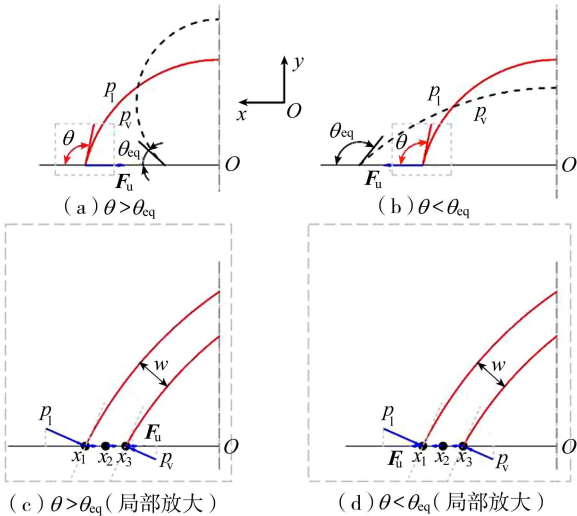


图 3 接触点受力分析

$$F_u = \int_{x_1}^{x_3} \sigma(x) [\cos\theta(x) - \cos\theta_{\text{eq}}] \mathbf{i}_x dx \quad (5)$$

接触点上压差为

$$\Delta p_x = \int (p_{lx_1} - p_{vx_3}) dx dy \quad (6)$$

因此,接触点上合力应为

$$F_c = \left[p_{lx_1} \sin\left(\theta_{x_1} - \frac{\pi}{2}\right) - p_{vx_3} \sin\left(\theta_{x_3} - \frac{\pi}{2}\right) \right] \cdot \mathbf{i}_x \Delta y \Delta x + F_u \quad (7)$$

2.2 接触角运动过程与微射流体积变化

进一步探究壁面润湿性和液相黏滞系数对微射流特性与接触角动力过程的影响。本文时间通过 $t^* = t/t_c$ 无量纲化,其中 t_c 为空化泡溃灭时间。接触半径则通过 $r_c^* = r_c/r_{\text{max}}$ 无量纲化, r_{max} 为空化泡的最大等效半径。图 4 为液相黏滞系数 $\nu_l = 0.025$ 时壁面润湿性对接触点动力特性的影响。接触角受到气液交界面形变所影响,进一步影响到非平衡杨氏力,进而对接触点的演化产生影响。结合接触点的受力分析,对湿润性壁面($\theta_{\text{eq}} = 39^\circ$)和非湿润性壁面($\theta_{\text{eq}} = 104^\circ$)上的动态接触角和接触半径的演化进行研究。

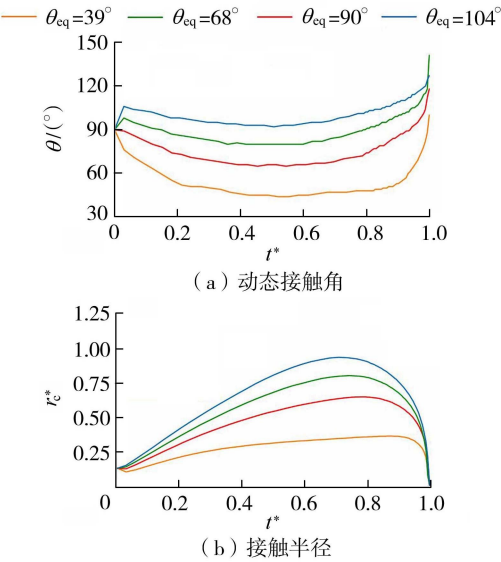


图 4 $\nu_l = 0.025$ 时不同润湿性壁面上的动态接触角和接触半径演化过程

a. $\theta_{\text{eq}} = 39^\circ$ 时,整个接触点的演化可以分为 4 个阶段。①初始调整阶段($t^* < 0.1$),空化泡接触点上动态接触角 θ 远大于 θ_{eq} ,导致非平衡杨氏力 F_u 指向空化泡内部, F_u 大于初始内外压差,促使接触点内缩,伴随着接触半径减小,如图 4(b) 所示。②第二个阶段($0.1 \leq t^* < 0.4$),远离壁面的气液交界面节点迅速扩张,结合接触点受到的迟滞效应, θ 与 F_u 迅速减小。接触半径受接触点气液交界面上的内外压差所主导逐渐增大。受边界压力增大和

空化泡内温度降低的影响,接触点处的压差随时间增大而减小,接触点移动速度随之减小。③第三阶段($0.4 \leq t^* < 0.8$), θ 保持在 $44^\circ \sim 48^\circ$ 的稳定区间,略大于 θ_{eq} ,在这个阶段接触半径在最终溃灭发生前几乎线性增大。对于本文采用的 LBM 伪势空化模型,其表面张力随着温度减小而增大,与大多数真实流体相似。在空化泡生长期间,空化泡周边液体为气液交界面上的相变吸热过程提供潜热,促使气液交界面周围形成了一圈低温边界层,如图 6(a) 所示。接触点气液交界面内外压差因此减小,局部表面张力增大。在早期溃灭阶段,由气相向液相发生相变,伴随着放热过程,但由于相变速率较低,仍能观察到界面附近的低温边界层。但空化泡的压缩促使空化泡内的气相密度增大,空化泡内部压力随之增大,大于接触点气液交界面外空化泡的压力,如图 5(a) 中 $t^* = 0.793$ 所示。在这个阶段空化泡内外压差与非平衡杨氏力之间形成了一个动态平衡,接触点的扩张惯性是接触半径增大的主导因素。④第四阶段,空化泡迅速坍塌,伴随着气液交界面剧烈形变,动态接触角和非平衡杨氏力迅速增大。在接触点附近出现动量聚集,导致气液交界面内外出现约 4 MPa 的巨大压差,如图 5(a) 所示。这两者共同作用下接触点迅速坍塌,接触半径迅速减小到 0。

b. $\theta_{eq} = 104^\circ$ 时,整个接触点的演化可以分为 3 个阶段。①在初始调整阶段 $\theta < \theta_{eq}$,接触点处非平

衡杨氏力水平指向空化泡外,与初始压差方向一致。动态接触角在初始调整阶段($t^* < 0.06$)迅速增大,接近 θ_{eq} 。②在第二阶段,空化泡的生长导致接触点气液交界面内外压差减小,与 $\theta_{eq} = 39^\circ$ 时演化过程相似,空化泡界面上远离壁面的节点迅速扩张促使接触角减小。在此阶段 θ 持续小于 θ_{eq} ,进而产生一个持续指向空化泡外部的非平衡杨氏力,其接触点扩张速度大于 $\theta_{eq} = 39^\circ$ 时。接触点的横向扩展范围甚至大于近壁区气液交界面节点的横向扩展范围,如图 6(b) 中 $t^* = 0.29$ 所示。空化泡接触半径近似于线性增大。③第三阶段,在变化压力和非平衡杨氏力的共同作用下,接触点处于动态平衡,气液交界面形态保持稳定, θ 在 $92^\circ \sim 96^\circ$ 之间稳定变化。随后接触半径随着空化泡坍塌而减小,由于非平衡杨氏力在接触点引发的迟滞效应,接触点坍塌速率小于气液交界面上其他节点的坍塌速率,空化泡形态类似于三角形,如图 6(b) 中 $t^* = 0.89$ 所示。接触角随着界面形态的剧烈变化而显著增大,接触点迅速坍塌。随后空化泡被微射流击穿,在击穿处形成两个新的接触点。在溃灭产生的偏转微射流与高压的共同作用下,新的接触点迅速向外扩展,接触半径迅速减小。

图 6 为 $v_l = 0.025$ 时不同时刻附壁型空化泡的流场与温度场分布(图中空化泡轮廓线为密度 $\rho = 0.5(\rho_l + \rho_g)$ 的气液交界面)。 $\theta_{eq} = 39^\circ$ 时,边界压力

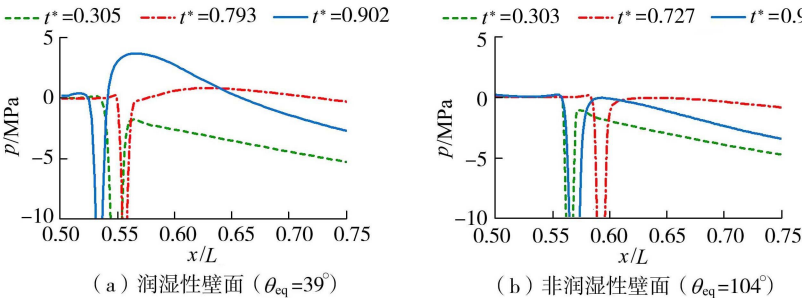


图 5 $v_l = 0.025$ 时不同时刻壁面压力分布

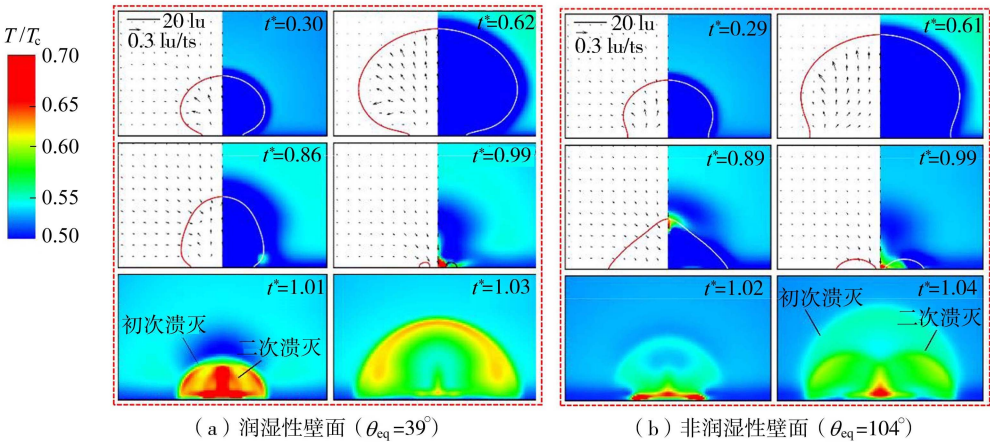


图 6 $v_l = 0.025$ 时不同时刻附壁型空化泡的流场与温度场分布

增大并持续向计算域做功,导致远离于空化泡的液相温度升高到 $0.55T_c$,最终在壁面与液体之间形成一个低温边界层。在溃灭阶段,空化泡在较小的体积被击穿,形成环形空化泡,在 $t^* = 1.01$ 时由温度分布状态可以区分出空化泡经历的两次溃灭,伴随着放热叠加效应。由于两次溃灭之间的时间间隔极短,两次溃灭形成的高温流体很快发生对流传热,在 $t^* = 1.03$ 时仅能观察到一个高温半圆区域。由于放热叠加效应和滞点效应,在空化泡中心处出现高温,此处高温仅能通过热扩散形式向外传递。 $\theta_{eq} = 104^\circ$ 时,由于接触点的迟滞效应空化泡将会在更大的体积被击穿,由于两次溃灭之间的时间间隔增加,在 $t^* = 1.04$ 时仍能观察到两次溃灭形成的温度梯度,同样在气核中心发现了由于放热叠加效应与滞点效应出现的高温区域。 $v_1 = 0.005$ 和 $v_1 = 0.150$ 时 $t^* \leq 0.88$ 的气泡演化形态与图 6 非常类似,主要区别出现在最终溃灭阶段,对于 $v_1 = 0.150$,在 $t^* = 0.99$ 时并未观察到微射流击穿空化泡,在 $t^* = 1.01$ 时仅能观察到一次溃灭产生的高温。黏滞系数增大会导致微射流在传播过程中更快衰减^[3],这降低了溃灭产生的高温向外传输的速度和对流传热效率,半圆边界上的温度随着黏滞系数增大而升高。

图 7 为黏滞系数对动态接触角与接触半径演化的影响。 $\theta_{eq} = 39^\circ$ 时,界面扩展速度随着黏滞系数的减小而增大,在更小的黏滞系数($v_1 = 0.005$)条件下其接触半径更大。3 种黏滞系数条件下动态接触角演化曲线几乎重合,而 $v_1 = 0.005$ 时接触半径比 $v_1 = 0.150$ 时大 12.8%。

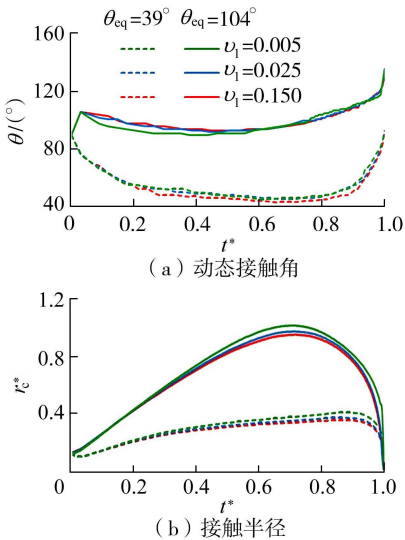


图 7 不同黏滞系数下动态接触角和接触半径演化过程

$\theta_{eq} = 104^\circ$ 时动态接触角和接触半径的演化并未随黏滞系数增大而显著变化。 $v_1 = 0.005$ 时最大接触半径与 $v_1 = 0.150$ 时相比增大了 6.3%。在空化

泡生长阶段, $v_1 = 0.005$ 的动态接触角要略小于 $v_1 = 0.150$,而在溃灭阶段,其演化曲线几乎重合。

黏滞系数和壁面润湿性的改变最终会影响到微射流体积与微射流流速分布,当壁面润湿性由亲水性变为疏水性时射流体积增大了 0.9~2.0 倍。而在相同润湿性条件下 $v_1 = 0.005$ 的射流体积与 $v_1 = 0.150$ 相比,增大了 0.9~1.3 倍。图 8 给出了最终溃灭时刻的无量纲射流体积 V_j^* ($V_j^* = V_j/\pi r_{max}^2$) 与平衡态接触角余弦函数 $\cos\theta_{eq}$ 的关系,可以看出溃灭时刻无量纲射流体积随平衡态接触角余弦函数值增大呈指数型下降,不同黏滞系数条件下,其拟合关系可以表示为

$$V_j^* = A + B \exp(C \cos\theta_{eq}) \quad (8)$$

式中 A 、 B 、 C 为拟合参数,与流体性质和空化泡受到的 Bjerknes 力相关。

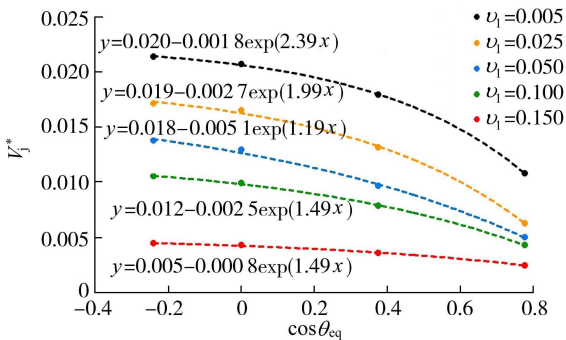


图 8 无量纲射流体积与平衡态接触角余弦函数的关系

2.3 溃灭强度

本节进一步分析壁面润湿性与黏滞系数对附壁型空化泡壁面最大压力演化的影响,整个演化过程压力采用物理单位进行量化。不同润湿性壁面最大压力演化曲线如图 9 所示。在溃灭时刻前,壁面最大压力随时间演化曲线并未随着壁面润湿性改变出现明显差异,壁面最大压力值在 5~11 MPa 之间变化;而在溃灭时刻,壁面润湿性对壁面最大压力的影响开始显现,最大压力出现时间随着壁面由润湿性向非润湿性变化而提前。这归因于非润湿性壁面上的空化泡被微射流击穿时体积更大,时间更早,也导致非湿润性壁面上空化泡溃灭强度更小。当 $v_1 = 0.025$ 时,润湿性壁面的最大压力为 463 MPa,是非

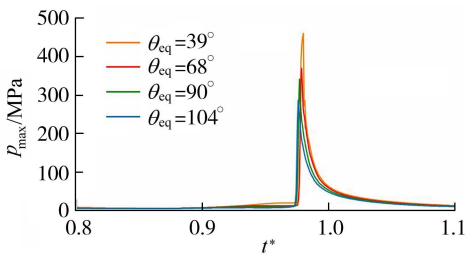


图 9 $v_1 = 0.005$ 时不同润湿性壁面最大压力演化过程

润湿性壁面最大压力 288 MPa 的 1.61 倍。空化泡溃灭后,最大壁面压力迅速减小,高压随着偏转微射流向外传递,在 $t^* = 1.1$ 时,不同润湿性壁面条件下,最大壁面压力值为 16~19 MPa。

彭可文等^[3]研究表明,黏滞系数变化会影响近壁区游移型空化泡和无限域内空化泡的溃灭强度。较大的黏滞系数会导致空化泡溃灭时微射流的速度和压力在传播过程中迅速衰减。图 10 为黏滞系数对润湿性壁面和非润湿性壁面上最大压力演化过程的影响。 $\theta_{eq} = 39^\circ$ 时,壁面上受到的最大压力随着黏滞系数增大略有减小, $v_1 = 0.005$ 时最大压力是 $v_1 = 0.150$ 时的 1.26 倍。随着黏滞系数和溃灭时间的变化,空化泡最大压力呈现随溃灭时间先增大后减小的趋势。 $\theta_{eq} = 104^\circ$ 时, $v_1 = 0.150$ 时空化泡最大压力约为 270 MPa,是 $v_1 = 0.005$ 时的 0.93 倍、 $v_1 = 0.025$ 时的 1.1 倍。

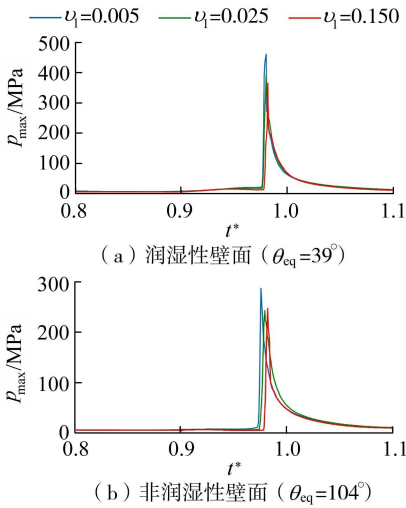


图 10 不同黏滞系数条件下最大压力演化过程

图 11 为最高溃灭温度和最大溃灭压力与黏滞系数和壁面润湿性之间的关系。本文模拟获得的最高溃灭温度在 2 800~3 800 K 之间,与试验结果^[28-29]接近。对于润湿性壁面,空化泡的最高溃灭温度和最大溃灭压力均随着黏滞系数增大而减小。 $v_1 = 0.005$ 时最高溃灭温度是 $v_1 = 0.150$ 时的 1.16~1.18 倍,而 $v_1 = 0.005$ 时最大溃灭压力则是 $v_1 = 0.150$ 时的 1.19~1.26 倍。但对于非润湿性壁面,最高溃灭温度和最大溃灭压力则随着黏滞系数的增大呈先减小后增大的趋势, $\theta_{eq} = 104^\circ$ 时最小的空化强度出现在 $v_1 = 0.050$ 时。

3 结 论

a. 根据接触点受力分析,对于润湿性壁面,空化泡演化过程中的动态接触角持续大于平衡态接触角,接触点处出现指向空化泡内部的非平衡杨氏力。

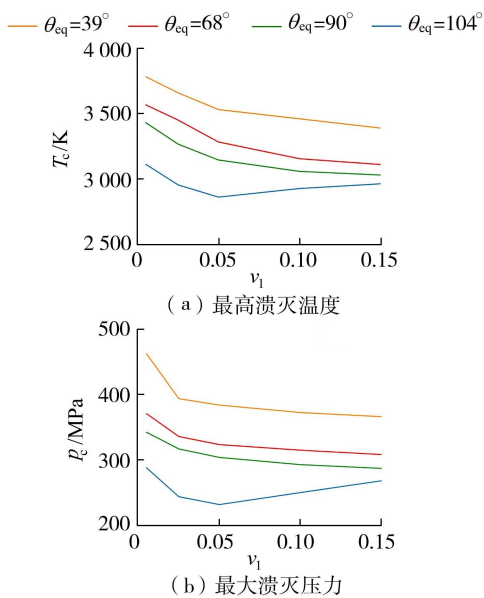


图 11 不同润湿性壁面最高溃灭温度和最大溃灭压力随黏滞系数的变化规律

该力在空化泡生长过程中对接触点演化产生迟滞效应,而在溃灭过程中则加速了接触点的坍塌。与润湿性壁面相比,非润湿性壁面上空化泡的最大接触半径更大。在溃灭初期,非平衡杨氏力仍指向空化泡外,接触点缓慢收缩。在最终溃灭阶段,由于气液交界面剧烈形变导致动态接触角增大,非平衡杨氏力指向空化泡内部,加速了接触点坍塌。与润湿性壁面相比,非润湿性壁面上空化泡在被击穿时体积更大,其溃灭强度减小。

b. 黏滞系数并不会明显影响动态接触角的演化,但其减缓了接触点的扩张速度,最大接触半径随黏滞系数增大而减小。液相黏滞系数增大导致微射流体积减小,空化泡溃灭时间增长。对于润湿性壁面,溃灭强度随着黏滞系数增大而减小,但对于非润湿性壁面,溃灭强度则呈现先减小后增大的趋势。

参考文献:

[1] BLAKE J, GIBSON D. Cavitation bubbles near boundaries [J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1987, 9(1): 99-123.
 [2] BRENNEN C. Cavitation and bubble dynamics [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2013.
 [3] 彭可文, 田守崧, 李根生, 等. 自振空化射流空泡动力学特征及溃灭强度影响因素 [J]. 石油勘探与开发, 2018, 45(2): 326-332. (PENG Kewen, TIAN Shouceng, LI Gensheng, et al. Bubble dynamics characteristics and influencing factors on the cavitation collapse intensity for self-resonating cavitating jets [J]. Petroleum Exploration and Development, 2018, 45(2): 326-332. (in Chinese))
 [4] GEVARI M, ABBASIASL T, NIAZI S, et al. Direct and indirect thermal applications of hydrodynamic and acoustic

- cavitation; a review [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2020, 171: 115065.
- [5] GAGOL M, PRZYJAZNY A, BOCZKAJ G. Wastewater treatment by means of advanced oxidation processes based on cavitation; a review [J]. *Chemical Engineering Journal*, 2018, 338: 599-627.
- [6] BELOVA V, GORIN D, SHCHUKIN D, et al. Controlled effect of ultrasonic cavitation on hydrophobic/hydrophilic surfaces [J]. *ACS Applied Materials & Interfaces*, 2011; 3(2): 417-425.
- [7] BREMOND N, ARORA M, DAMMER S, et al. Interaction of cavitation bubbles on a wall [J]. *Physics of Fluids*, 2006, 18(12): 121505.
- [8] BREMOND N, ARORA M, OHL C, et al. Controlled multibubble surface cavitation [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(22): 224501.
- [9] CHAHINE G, KAPAHI A, CHOI J, et al. Modeling of surface cleaning by cavitation bubble dynamics and collapse [J]. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2016, 29: 528-549.
- [10] BRUJAN E, MATSUMOTO Y. Collapse of micrometer-sized cavitation bubbles near a rigid boundary [J]. *Microfluidics and Nanofluidics*, 2012, 13(6): 957-966.
- [11] PHILIPP A, LAUTERBORN W. Cavitation erosion by single laser-produced bubbles [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1998, 361: 75-116.
- [12] DESHPANDE M, FENG J, MERKLE C. Numerical modeling of the thermodynamic effects of cavitation [J]. *Journal of Fluids Engineering*, 1997, 119(2): 420-427.
- [13] GHAHRAMANI E, ARABNEJAD M, BENSOW R. A comparative study between numerical methods in simulation of cavitating bubbles [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2019, 111: 339-359.
- [14] LI Q, LUO K H, KANG Q J, et al. Lattice Boltzmann methods for multiphase flow and phase-change heat transfer [J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2016, 52: 62-105.
- [15] HE Xiaolong, ZHANG Jianmin, YANG Qian, et al. Dissolution process of a single bubble under pressure with a large-density-ratio multicomponent multiphase lattice Boltzmann model [J]. *Physical Review E*, 2020, 102(6): 063306.
- [16] 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.
- [17] HE Xiaolong, SONG Xiang, ZHANG Jianmin, et al. Deciphering surface tension effects of double cavitation bubbles interaction; a lattice Boltzmann study [J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2023, 189: 108266.
- [18] PENG C, TIAN S, LI G, et al. Single-component multiphase lattice Boltzmann simulation of free bubble and crevice heterogeneous cavitation nucleation [J]. *Physical Review E*, 2018, 98(2): 023305.
- [19] YANG Yu, SHAN Minglei, SU Nana, et al. Role of wall temperature on cavitation bubble collapse near a wall investigated using thermal lattice Boltzmann method [J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2022, 134: 105988.
- [20] EZZATNESHAN E. Study of surface wettability effect on cavitation inception by implementation of the lattice Boltzmann method [J]. *Physics of Fluids*, 2017, 29(11): 113304.
- [21] SHAN Minglei, ZHU Changping, ZHOU Xi, et al. Investigation of cavitation bubble collapse near rigid boundary by lattice Boltzmann method [J]. *Journal of Hydrodynamics*, 2016, 28(3): 442-450.
- [22] PENG Chi, TIAN Shouceng, LI Gensheng, et al. Simulation of laser-produced single cavitation bubbles with hybrid thermal lattice Boltzmann method [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2020, 149: 119136.
- [23] BELOVA V, GORIN D, SHCHUKIN D, et al. Selective ultrasonic cavitation on patterned hydrophobic surfaces [J]. *Angewandte Chemie International Edition*, 2010, 49(39): 7129-7133.
- [24] HE Xiaolong, PENG Haonan, ZHANG Jianming, 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.
- [25] GUO Zhaoli, ZHENG Chuguang, SHI Baochang. Non-equilibrium extrapolation method for velocity and pressure boundary conditions in the lattice Boltzmann method [J]. *Chinese Physics*, 2002, 11(4): 366-374.
- [26] ZOU Qisu, HE Xiaoyi. On pressure and velocity boundary conditions for the lattice Boltzmann BGK model [J]. *Physics of Fluids*, 1997, 9(6): 1591-1598.
- [27] SUI Yi, DING Hang, SPELT P. Numerical simulations of flows with moving contact lines [J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2014, 46(1): 97-119.
- [28] DULAR M, PETKOVŠEK M. Cavitation erosion in liquid nitrogen [J]. *Wear*, 2018, 400: 111-118.
- [29] 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.

(收稿日期: 2023 - 06 - 06 编辑: 熊水斌)