

基于边界元法的近平板圆孔气泡动力学行为研究*

刘云龙 张阿漫[†] 王诗平 田昭雨

(哈尔滨工程大学船舶工程学院, 哈尔滨 150001)

(2013年2月28日收到; 2013年3月30日收到修改稿)

研究了带有圆孔的平板附近气泡动力学特性. 基于不可压缩势流理论, 建立了平板圆形破口附近气泡运动数值模型, 并针对气泡初始位置距离破口很近而导致计算结果发散的数值缺陷, 采用气泡壁和壁面融合的方法, 将流场分离为两个半无限域问题进行求解, 实现了在不同无量纲参数范围内的数值模拟, 数值结果与实验结果符合良好. 通过对圆孔附近气泡运动特性的研究发现, 圆孔对气泡的影响基本与壁面相反, 在膨胀阶段对气泡产生腔吸作用, 收缩阶段产生排斥, 在特定的工况下会产生对射流现象. 最后分析了气泡壁与壁面融合, 流场分离后的气泡动态特性以及各工况参数对其影响规律.

关键词: 气泡, 边界元, 射流, 圆孔

PACS: 47.55.Dz, 02.70.Pt, 47.15.Hg, 47.11.+j

DOI: 10.7498/aps.62.144703

1 引言

气泡在自然界和工程应用中都是十分普遍的现象. 深入研究气泡动力学问题有助于我们在最大限度地对其加以利用的同时, 尽量避免气泡产生的损害. 水下爆炸和空化所产生的剧烈气泡的运动特性十分复杂, 涉及流体力学、热力学等多方面问题^[1,2]. 而在不同边界的影响下, 气泡的运动表现出更为复杂的变化. Cole^[1]的工作指出边界会对附近气泡的运动产生影响, 壁面在气泡膨胀阶段产生排斥作用, 而在收缩阶段产生吸引作用, 自由面则与之相反. 随着实验技术的发展, Naude 和 Ellis^[3]发现刚性壁面的影响下, 气泡将不再以球形坍塌, 而产生朝向壁面的高速射流, 从而揭示了空泡剥蚀现象的机理. 随后 Blake 和 Gibson^[4]较为系统和全面地分析了包括刚性壁面、自由面以及介于两者之间的弹性边界附近气泡的运动特性和机理.

以往关于壁面附近气泡运动特性的研究大多是针对完整壁面, 而对于具有破口壁面附近的气泡运动特性则研究较少. 文献 [5—7] 的研究发现破口的存在改变了气泡附近流场的边界条件, 进而影响气泡的运动, 气泡在坍塌时射流的冲击作用在圆孔

处引起很大的速度脉冲, 基于该现象提出了微型抽运发生器. 王诗平等^[8]在试验中发现, 破口会对附近的气泡膨胀阶段产生“腔吸现象”, 并在气泡坍塌时产生对射流. 另外, 在实际船舶与海洋工程应用中, 水下爆炸冲击波作用下外板破损的舰船仍有可能遭受爆炸气泡的二次打击, 破口的存在会对气泡运动产生何种影响仍需进一步研究. 本文基于上述工程背景, 建立了轴对称气泡动力学数值模型, 系统地研究了到破口的不同无量纲距离和破口半径条件下的气泡动力学行为. 研究发现, 当圆孔尺寸和初始距离均较小时, 气泡壁在膨胀过程中将与壁面发生融合. 针对这种情况, 本文将其分为两个阶段处理, 在融合之前, 仍采用传统的边界元进行求解, 而当气泡壁与壁面接触时, 重新布置流场, 将其分割为两个半无限域的气泡动力学问题进行求解, 旨在为气泡动力学的工程应用和舰船抗冲击设计研究提供参考.

2 理论和数值模型

2.1 气泡动力学基本边界元模型

水中气泡的运动非常复杂, 与很多因素有关.

* 国家自然科学基金(批准号: 50939002, 51222904)和国家安全重大基础研究项目(批准号: 613157020102)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: zhangaman@hrbeu.edu.cn

但对于水下爆炸等产生的剧烈气泡而言, 通常属于高雷诺数问题, 因此本文可将其看作理想流体处理^[2]. 而水的可压缩性仅在考虑气泡多次脉动的情况下才有明显的影响. 因此基于不可压缩势流理论, 气泡周围流场边界上的速度势 ϕ 和法向速度 V_n 满足积分方程^[9-12]:

$$c(\mathbf{p})\phi(\mathbf{p}) = \int_S \frac{V_n(\mathbf{q})}{|\mathbf{R}|} + \frac{\mathbf{R} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{q})}{|\mathbf{R}|^3} \phi(\mathbf{q}) dS_q, \quad (1)$$

其中 $c(\mathbf{p})$ 为场点 \mathbf{p} 处观察流场的立体角, S 为包括气泡表面的流场所有边界, \mathbf{n} 为 S 的法向量, 指向流场内部, $\mathbf{R} = \mathbf{p} - \mathbf{q}$ 为源点到场点的距离矢量. 通过将 (1) 式中左侧的立体角项合并进右侧第二积分项, 并将流场边界离散, 边界积分方程可化为矩阵形式:

$$\mathbf{G}\mathbf{V}_n = \mathbf{H}\Phi \quad (2)$$

其中 \mathbf{G} 和 \mathbf{H} 分别为 (1) 式中两个积分对应的影响矩阵, \mathbf{V}_n 和 Φ 分别为流场的边界 S 离散后节点对应的法向速度和速度势的列向量. 通过求解 (2) 式所表示的线性方程组, 即可得到气泡的运动速度, 进而更新气泡位置. 壁面的边界条件满足不可穿透

条件:

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0. \quad (3)$$

气泡表面的边界条件由拉格朗日方程给出:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{P_{\text{ref}} - P}{\rho} - gz + \frac{1}{2} |\nabla \phi|^2, \quad (4)$$

其中 z 为垂向坐标; P 为流体动压力; P_{ref} 为参考压力, 等于 $z = 0$ 处的流体静压力; ρ 为流体密度. 当将气泡内部简化为均匀的理想绝热气体时, 气泡表面压力 $P = P_0(V_0/V)^\gamma + P_c$, 其中 γ 为气体热容比, P_c 为气泡内部可冷凝气体的饱和蒸汽压.

分别采用 $R_m, P_{\text{ref}}, R_m(\rho/P_{\text{ref}})^{1/2}, R_m(P_{\text{ref}}/\rho)^{1/2}$ 以及 $\rho R_m/P_{\text{ref}}$ 作为特征量, 对长度、压力、时间、速度势以及加速度进行无量纲化, 可得到决定气泡动态特性的主要无量纲参量: 强度参数 $\varepsilon = P_0/P_{\text{ref}}$, 浮力参数 $\delta = \sqrt{R_m \rho g / P_{\text{ref}}}$. 针对本文所研究的问题, 进一步定义表征破口大小的无量纲参量 $\gamma_h = R_h/R_m$, 表征气泡距平板的初始距离的距离参数 $\gamma_f = d/R_m$, 以及表征气泡距平板圆孔边缘的初始距离的无量纲参数 $\kappa = h/R_m = \sqrt{\gamma_f^2 + \gamma_h^2}$, 其中 d 为气泡中心距壁面的初始距离, R_h 为破口半径, 如图 1 所示.

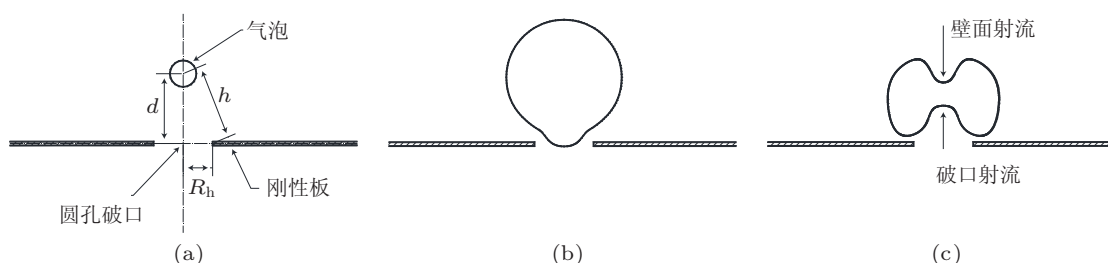


图 1 破口附近气泡运动示意图 (a) 初始气泡; (b) 气泡达到最大体积; (c) 气泡产生射流现象

2.2 破口附近气泡流场分离模型

当 κ 较小时, 气泡在膨胀阶段受到较大的腔吸作用, 一部分气泡穿过破口到达壁面另一侧, 使得气泡表面与壁面以很近的距离贴在一起. 这种情况下常规边界元方法变得极不稳定, 容易产生数值发散. 为此, 本文对气泡轴对称边界元模型进行如下修改.

在气泡产生后膨胀阶段的前期仍然采用常规的气泡数值模型进行计算, 而当气泡壁距壁面最近距离小于设定的阈值时, 人为地将距离最近的 M 点和 N 点连接, 如图 2(a) 所示. 于是气泡表面 S_b 被分为壁面上侧的 S_{b1} 和壁面下侧的 S_{b2} , 同时流场也被

分割为独立的两部分 Ω_1 和 Ω_2 , 其边界分别由两侧的虚线表示. 两侧气泡表面和流场惟一的联系则是两侧气泡表面的压力仍均等于气泡内部压力. 如此将流场分割之后, 原先的问题转化为求解两个半无限域的气泡动力学问题.

对于这类问题, 常用的解法是镜像法. 以 Ω_1 的求解为例, 将无限大壁面的作用看作壁面另一侧的镜像气泡的影响, 即将 S_{b1} 关于壁面镜像后得到 S'_{b1} , 对整体 $S_{b1} + S'_{b1}$ 进行求解^[13]. 这类方法不论数值实现还是网格处理都比较简单, 但缺点是当 S_{b1} 坍塌后期重新回到壁面右侧时无法处理. 因此, 本文采用开域的壁面方法求解. 如图 2(b) 所示, S_{wn} 为

近场壁面, 采用常规离散方法求解, S_{wf} 为远场壁面, 点 N 为流、固、气三相交界, 需同时满足壁面和气泡表面两个边界条件, 在实际计算时需做特殊处理, 可参见文献 [13]. 于是边界积分方程可化为

$$c(\mathbf{p})\varphi(\mathbf{p}) = \int_S \frac{V_n(\mathbf{q})}{|\mathbf{R}|} + \frac{\mathbf{R} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{q})}{|\mathbf{R}|^3} \varphi(\mathbf{q}) dS_q - \beta, \quad (5)$$

其中 $\beta = \iint_{S_{wf}} \frac{\mathbf{R} \cdot \mathbf{n}}{|\mathbf{R}|^3} \varphi dS$ 表示 S_{wf} 对近场的影响, 采用解析方法计算. 对于远场而言, 气泡的运动可以近似为变强度点源的贡献, 而无限大壁面作为镜像平面, 可利用另一侧等强度的镜像奇点来模拟, 当距离足够大时, 两个点源也可合并为一个 2 倍强度的点源. 因此, S_{wf} 上的速度势可近似表示为 $\varphi = \varphi_0 r_0 / r$, 其中 r 为场点距坐标原点的距离, φ_0 和 r_0 分别是 S_{wn} 外边界的速度势和半径.

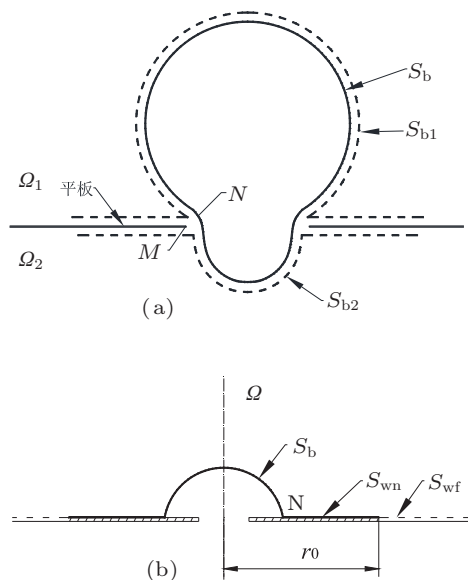


图2 流场分离模型示意图

$$\beta = \varphi_0 r_0 R_z \int_0^{2\pi} d\theta \int_{r_0}^{\infty} \frac{1}{|\mathbf{R}|^3} dr = \varphi_0 r_0 R_z I, \quad (6)$$

其中

$$r_p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2},$$

$$I = \int_0^{2\pi} \frac{1}{r_p^2 \sin^2 \theta + R_z^2} \left(\frac{r_0 - \cos(\theta r_p)}{\sqrt{r_0^2 - 2r_0 \cos \theta + r_p^2}} - 1 \right) d\theta.$$

对于分离之前的流场也采用类似的方法计算, 此时有

$$\beta = (\varphi_{u0} - \varphi_{d0}) R_z r_0^2 I, \quad (7)$$

式中 φ_{u0} 和 φ_{d0} 分别表示平板上侧和下侧外边界的速度势. 注意到当 r_p 和 R_z 同时趋于 0 时直接对 I

的积分存在奇异性, 由

$$\beta = \varphi_0 R_z r_0 \int_0^{2\pi} d\theta \int_{r_0}^{\infty} \frac{1}{|r|^3} dr = 0. \quad (8)$$

可知此时 $I = 0$.

2.3 最小二乘法光顺法

边界元的显式时间推进会不断引入累积误差, 尤其是流场分离后, 流、固、气三相交界附近更为明显, 必须通过光顺技术对计算结果进行优化, 以保证计算顺利进行. 本文采用基于弧长的最小二乘法光顺技术对气泡表面节点进行光顺. 下面以气泡表面的速度势 φ 的光顺过程为例进行说明. 以节点 i 为原点, 以弧长 s 为自变量可得到速度势 φ 关于弧长的函数. 若采用 N 阶多项式对气泡表面速度势进行拟合, 则可表示为

$$f(s) = \sum_{k=0}^N a_k s^k, \quad (9)$$

其中 a_k 为系数, s 为弧长. 本文以 i 节点为中心取 5 个节点进行拟合, 则可得到:

$$\bar{\varphi}_i = \sum_{k=0}^N a_k s_i^k. \quad (10)$$

于是根据最小二乘法的原理, 构造 a_k 使得拟合结果和源数据的残余误差 $Res = \sum_{j=i-2}^{i+2} (\bar{\varphi}_j - \varphi_j)^2$ 最小, 则需要满足:

$$\frac{\partial Res}{\partial a_j} = 0, \quad (11)$$

即:

$$\sum_{k=i-2}^{i+2} x_k^j \left(\sum_{m=0}^N a_m x_k^m \right) = \sum_{k=i-2}^{i+2} \varphi_k$$

$$(i = 1, 2, \dots, N). \quad (12)$$

求解该方程组即可得到拟合多项式的各个系数, 进而得到节点光顺后的速度势. 按照以上过程完成一次光顺后, 然后将结果作为初始值重新光顺, 直至相邻两次光顺结果的误差小于某个设定好的阈值. 同理, 节点的坐标也可分别采用以上过程进行光顺处理.

3 计算结果分析

3.1 破口附近气泡动态特性

3.1.1 基本现象

采用以上建立的数值模型, 研究气泡在带有破口的平板附近的动态特性. 气泡被划分为 80 个线性单元, 壁面划分为 150 个线性单元, 在圆孔附近

进行适当的加密以捕捉圆孔附近壁面的速度势变化. 为减小变量, 详细比较壁面与破口对气泡的影响, 在计算中忽略重力作用. 为使以下分析结果具有普遍意义, 若无特殊说明, 以下计算结果各变量均为无量纲量.

首先, 当 $\gamma_h = 0.3$, $\gamma_f = 1.1$ 时气泡动态特性如图 3 所示.

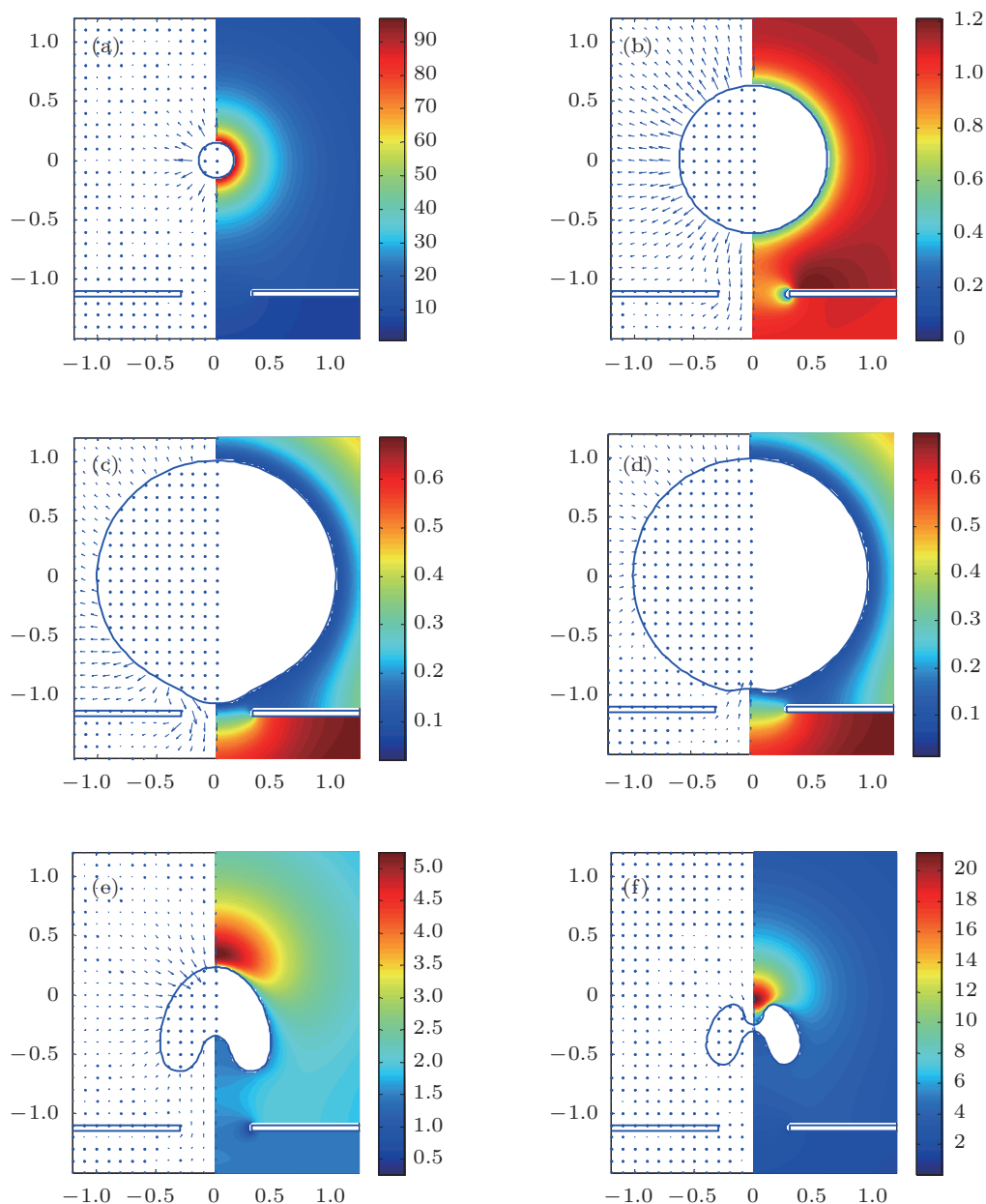


图 3 $\gamma_f = 1.1$, $\gamma_h = 0.3$ 时圆孔附近气泡动态特性 (a) $t = 0$; (b) $t = 0.20$; (c) $t = 0.98$; (d) $t = 1.20$; (e) $t = 1.55$; (f) $t = 2.02$

图 3 表示不同无量纲时刻气泡形态和流场的特性, 左侧为无量纲流场速度矢量图, 右侧为无量纲压力云图. 从图中可知, 气泡在膨胀阶段, 受壁

面和破口的影响较小, 基本保持球形. 在膨胀的后半阶段, 由于破口位置压力受气泡扰动较小, 类似于自由面的作用, 对气泡产生腔吸效应, 在 $t = 0.98$

时气泡体积达到最大, 气泡下部在破口吸引作用下被拉长, 形成明显的突起, 但在气泡收缩时被迅速拉回壁面上方, 并形成背向平板的射流, 称之为破口射流, 如图 3(e). 而在气泡收缩后期, 壁面诱导的朝向壁面的射流开始形成, 该射流称之为壁面射流. 此时, 这种两股相向射流同时存在的现象称之为对射流现象, 如图 3(h) 所示. 由于破口的存在, 壁面对气泡吸引作用大为削弱, 壁面诱导射流未得到充分发展, 气泡已经被背向壁面的射流所穿透, 在 $t = 2.02$ 时形成环状气泡. 为比较对射流的速度, 将气泡上下两射流中心的速度时历曲线绘于图 4.

由图 4 可知, 破口和壁面产生的两射流有明显的不同. 前者产生于气泡收缩阶段的前期, 产生之后射流速度就稳定在 1.3 左右; 而后者产生于气泡收缩阶段后期, 产生后射流速度不断增大, 当形成环状气泡时, 射流速度达到 8.5, 远大于破口诱导射流. 因此, 尽管从气泡形态上看是背向壁面的射流占主导地位, 但由于朝向壁面的射流速度远大于前者, 可以预见环状气泡形成后射流方向仍是朝向壁

面的. 事实上, 通过实验发现, 对射流现象通常会使得气泡直接破碎. 综上所述, 破口的存在会削弱在收缩阶段壁面对气泡的吸引作用, 从而减弱朝向壁面的射流强度及其对结构的毁伤效果, 但并不会调转最终射流方向.

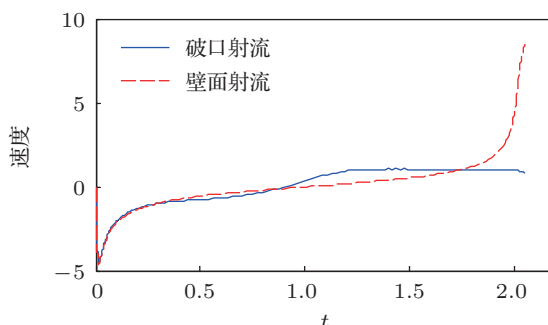


图 4 壁面射流和破口射流速度时历曲线对比

3.1.2 无量纲参数对气泡动态特性影响规律

图 5 为 $\gamma_h = 0.5$ 时不同 γ_f 对应的气泡最大半径和射流穿透时的气泡形态.

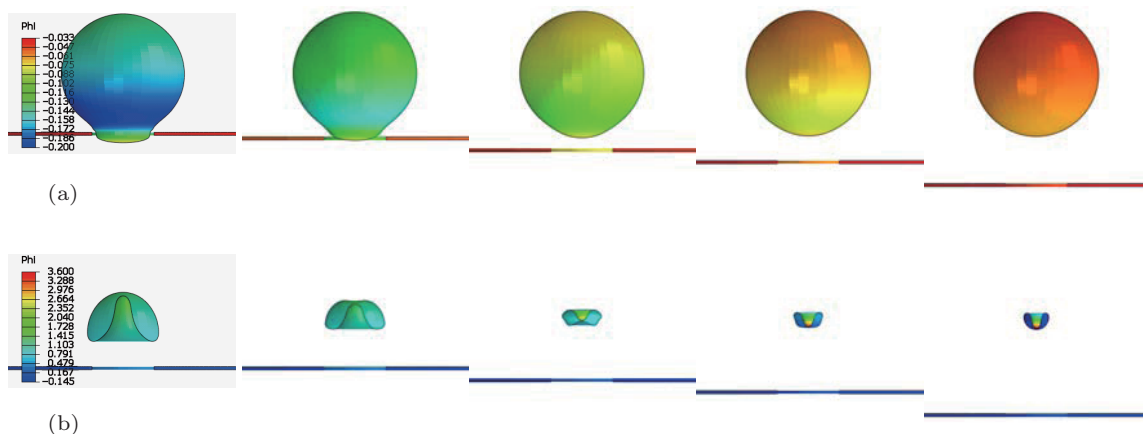


图 5 $\gamma_h = 0.5$, $\gamma_f = 0.9, 1.0, 1.2, 1.4, 1.75$ 时对应的气泡形态 (a) 最大体积时气泡形态; (b) 射流穿透时气泡形态

从图中可以看到, 当 $\gamma_h = 0.5$ 时, 随着 γ_f 的增大, 气泡在膨胀阶段受到的破口腔吸作用逐渐减小, 当 $\gamma_f > 1.4$ 后基本没有腔吸现象. 而从气泡射流穿透时刻的形态可以看到, 随着 γ_f 的增大, 壁面诱导射流逐渐占主导作用, 当 $\gamma_f > 1.4$ 后, 不再产生破口诱导射流, 而当 $\gamma_f = 1.75$ 时气泡运动几乎不受破口的影响, 因此可以判定随着距离的增大, 破口对气泡的影响迅速衰减, 衰减速度要明显快于壁面的作用衰减速度. 从而在近壁面时, 对气泡运动的影响以破口为主导, 而当距离较远时, 以壁面为主导.

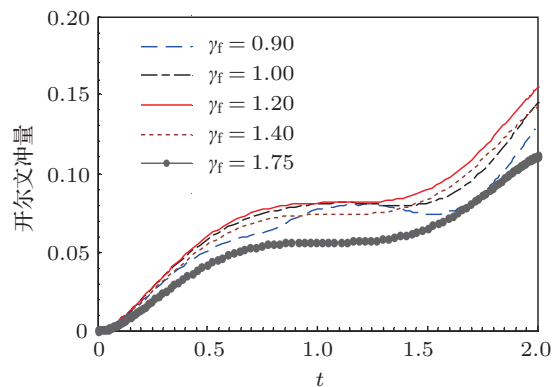


图 6 开尔文冲量

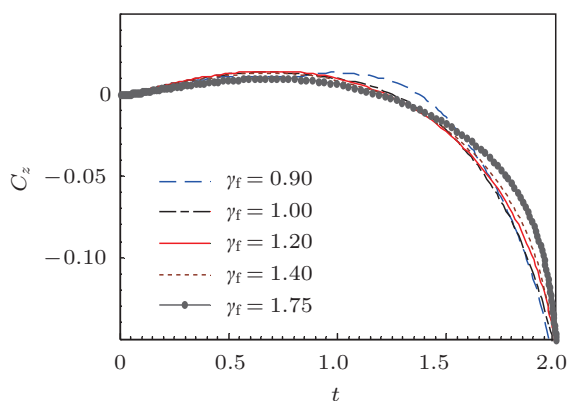


图7 气泡中心垂向位移

图6, 图7分别为 $\gamma_h = 0.5, \gamma_f = 0.9, 1.0, 1.2, 1.4,$

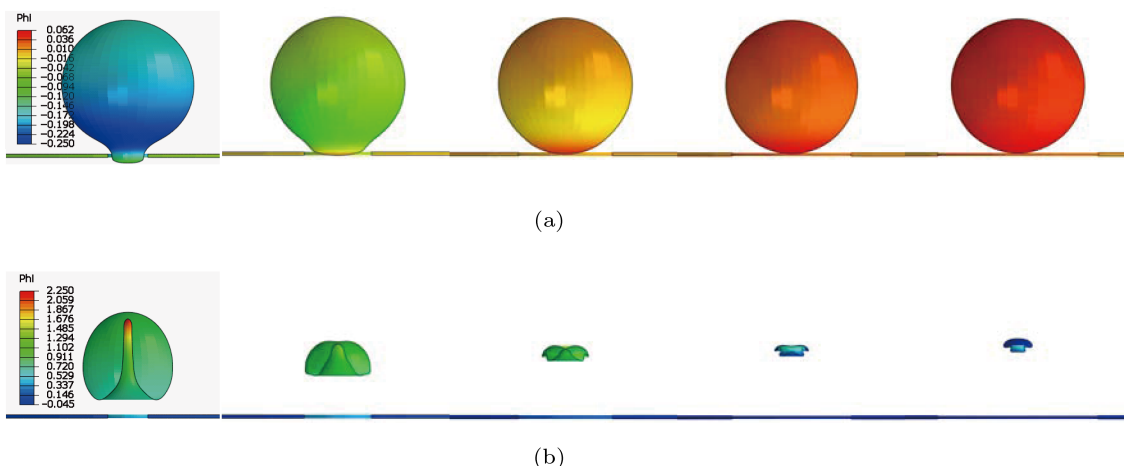


图8 $\gamma_h = 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 1.2$ 不同破口大小对应的气泡形态 (a) 最大体积时气泡形态; (b) 射流穿透时气泡形态

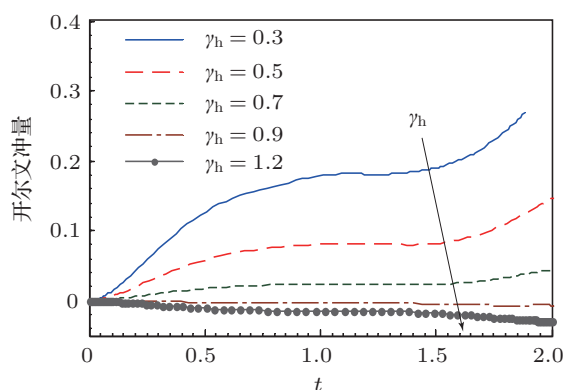


图9 $\gamma_f = 0.5$ 时不同 γ_h 下开尔文冲量

图中分别表示 $\gamma_f = 1.0$ 时不同 γ_h 下的 Kelvin 冲量和气泡中心的垂向迁移. 箭头表示 γ_h 的增大方向. 可以看到, 随着 γ_h 的增大, 气泡在壁面附近的

1.75 时的气泡开尔文冲量和气泡中心的垂向迁移曲线. 可以看到, 在该范围内, 气泡的开尔文冲量随着 γ_f 的增大先增大后减小, 而气泡中心的迁移距离则逐渐减小. 两图中 $\gamma_f = 0.9$ 时在 $t = 1.0$ 附近开尔文冲量曲线和气泡中心迁移曲线均出现明显的突起, 原因是气泡下部在最大体积时穿过破口引起的.

从图8可知, 随着破口大小 γ_h 的增大, 气泡最大半径时腔吸现象逐渐减弱, 当 $\gamma_h = 0.7$ 时已经基本上看不到明显的腔吸现象. 而对于射流穿透时的气泡形态, 可以看到 γ_h 越大, 破口诱导射流出现越晚, 射流宽度越大, 而当 $\gamma_h = 0.9$ 时, 破口诱导射流基本消失. 下面将不同 γ_h 时的气泡开尔文冲量和气泡中心垂向位移绘于图9和图10进行对比.

开尔文冲量逐渐减小, 并在 $\gamma_h > 0.9$ 之后开尔文冲量变为负值. 而气泡中心的垂向偏移也符合类似的规律, 在气泡膨胀阶段的向上迁移量和收缩阶段的向下迁移量均随 γ_h 增大而减小, 并在 $\gamma_h = 0.9$ 后调转运动方向. 可见, 破口对于气泡整体运动的影响基本和壁面相反, 在气泡膨胀阶段吸引气泡, 而在收缩阶段对其产生排斥. 通常气泡是在破口和壁面的联合作用下运动的, 随着 γ_h 的增大, 破口的影响作用增强, 当破口作用强于壁面作用时, 气泡则按照破口作用运动.

为确定壁面作用和破口作用相当时 γ_f 和 γ_h 的临界值, 分别计算不同工况下的气泡运动, 并将各工况在 $t = 1.0$, 即气泡约为最大半径时的开尔文冲量绘于图11.

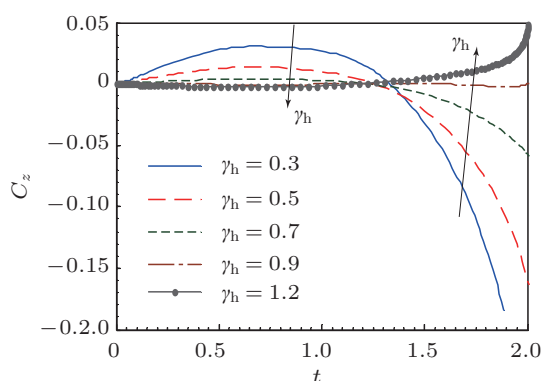


图 10 $\gamma_f = 0.5$ 时不同 γ_h 下气泡中心位移

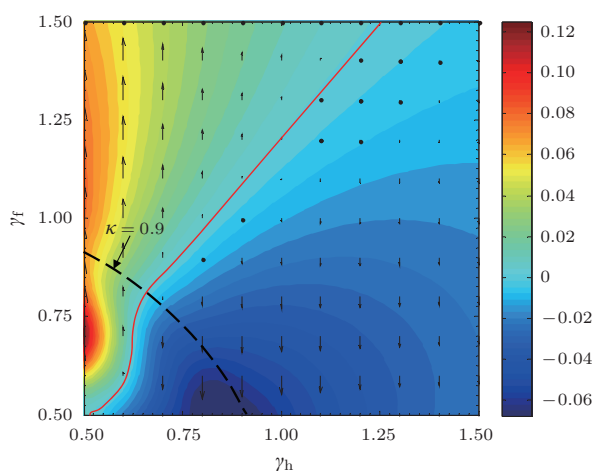


图 11 不同 γ_f 和 γ_h 下气泡开尔文冲量云图及分界线

图 11 中云图和箭头表示气泡的开尔文冲量, 箭头向上为正, 中间实线处开尔文冲量为 0, 即为壁面和破口的作用相当的情况, 实线以上的区间表示壁面作用强于破口作用, 而实线以下的区间表示壁面作用弱于破口作用. 虚线表示 $\kappa = 0.9$ 的位置, 在虚线右侧的区域内, 开尔文冲量的 0 分割线基本为直线, 开尔文冲量随 γ_h 增大均呈现先减小后增大的趋势, 原因是随着破口的增大, 壁面的作用被不断削弱, 从而使开尔文冲量减小, 而当破口增大到一定程度后继续增大, 壁面和破口对气泡的整体影响开始减小, 气泡逐渐接近自由场运动形态, 从而使开尔文冲量逐渐恢复为 0. 而 γ_f 的增大则对开尔文冲量有相反的影响, 如上所述, 随距离的增加, 破口作用衰减的速度快于壁面, 因此当距离较近时, 气泡的运动逐渐从破口主导转变为壁面主导, 即开尔文冲量增大, 当距离增加到一定程度后, 气泡运动同样逐渐向自由场情况靠近, 从而使开尔文冲量恢

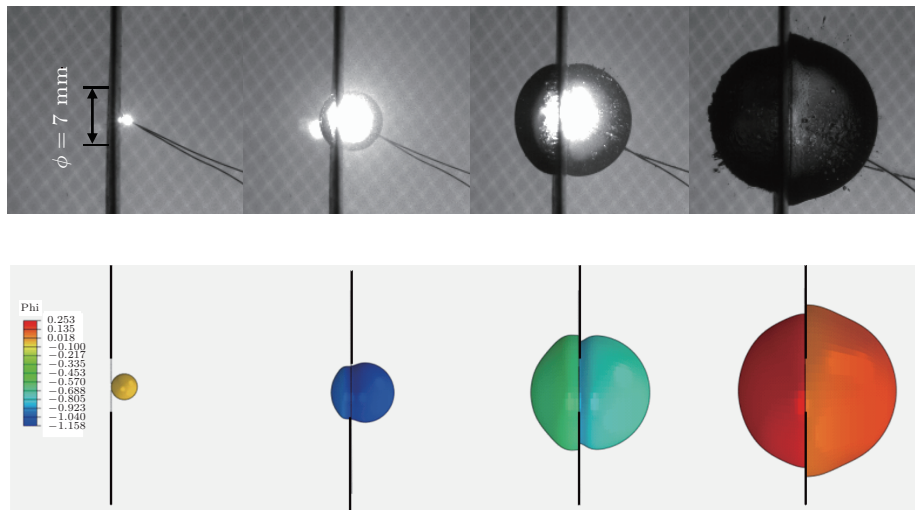
复为 0. 在虚线左侧, 即 $\kappa < 0.9$ 时, 由于气泡在破口的腔吸作用下, 一部分穿过破口到达壁面另一侧, 从而使气泡开尔文冲量云图产生扭曲, 开尔文冲量的 0 分割线不再为直线.

3.2 小 κ 破口对气泡运动影响规律

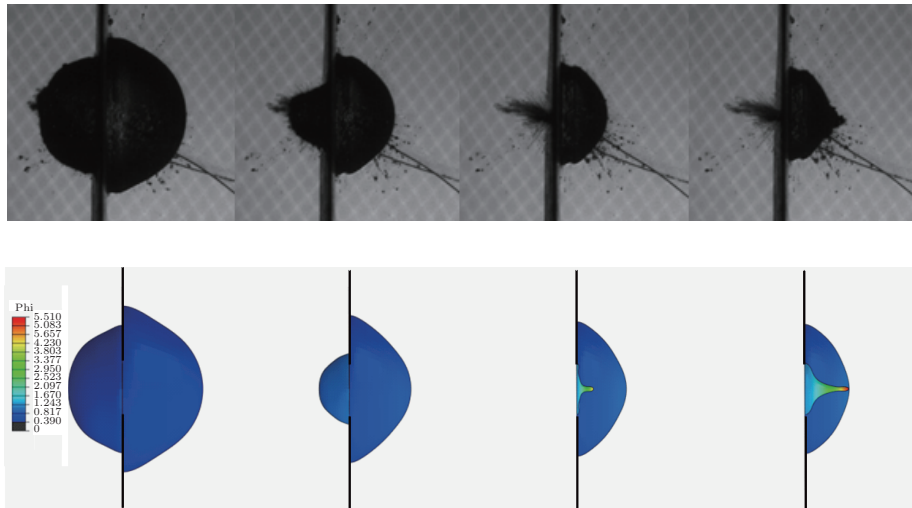
3.2.1 数值模型验证

为进一步验证破口附近气泡动力学流场分离模型的正确性, 下面将该模型计算结果和实验结果进行对比. 实验原理及装置在 Lew 等 [7] 和 Dadvand 等 [14] 的工作基础上改进而成, 以获得半径更大的气泡, 可参见文献 [15]. 实验在 $0.5 \text{ m} \times 0.5 \text{ m} \times 0.5 \text{ m}$ 的水箱中进行, 气泡由 208 V 的电火花发生装置产生, 并采用高速摄像机捕捉气泡形态. 实验中, 气泡最大半径为 10.3 mm, 在气泡左侧放置一钢质平板, 厚度为 0.5 mm, 相对于气泡最大半径为小量. 在钢板正对气泡的位置有一个直径为 7 mm 的圆孔, 气泡距平板的初始距离为 0.15 mm ($\gamma_f = 0.15$). 不同时刻气泡形态的实验和数值计算结果对比如图 12 所示.

从图 12 可看出, 本文所建立的数值模型计算得到的气泡形态整体与实验结果符合较好. 在气泡形成初期, 由于平板的阻挡作用, 使平板左侧的流场扰动不大, 圆孔处压力变化较小, 因此圆孔破口类似于恒压的自由液面, 为气泡提供了相当于弹性边界的边界条件, 使靠近圆孔的一侧的气泡在 $t = 0.30 \text{ ms}$ 被明显拉长. 当气泡接触破口边缘导致流场分离后, 两部分气泡开始独立运动, 左侧半个气泡的运动要提前于右侧半个气泡, 尤其是坍塌阶段最为明显, 这种现象可从能量的角度解释, 即由于气泡初始位于右侧, 因此当流场分离时右侧半个气泡包含的能量更多, 显然能量越高的气泡脉动周期越长, 所以左侧先于右侧坍塌, 在破口处形成反向射流穿过平板, 射向右侧的气泡壁. 然而, 当气泡发展到一定状态时, 由于气泡内部气体也同时被平板分割成两部分, 仅在破口处相通, 因此当破口相对于气泡较小时, 两部分气泡的气体流动受到明显限制, 从而需要考虑气泡内部气体的流动以及热力学特性以获得更精确的结果. 关于考虑气泡内部气体流动和热力学特性的研究可参见文献 [16] 的工作.



(a)



(b)

图 12 破口附近气泡形态数值与实验结果对比 (a) 气泡膨胀阶段 $t = 0.05, 0.30, 0.75, 2.35$ ms; (b) 气泡收缩阶段 $t = 3.20, 3.65, 3.80, 3.85$ ms

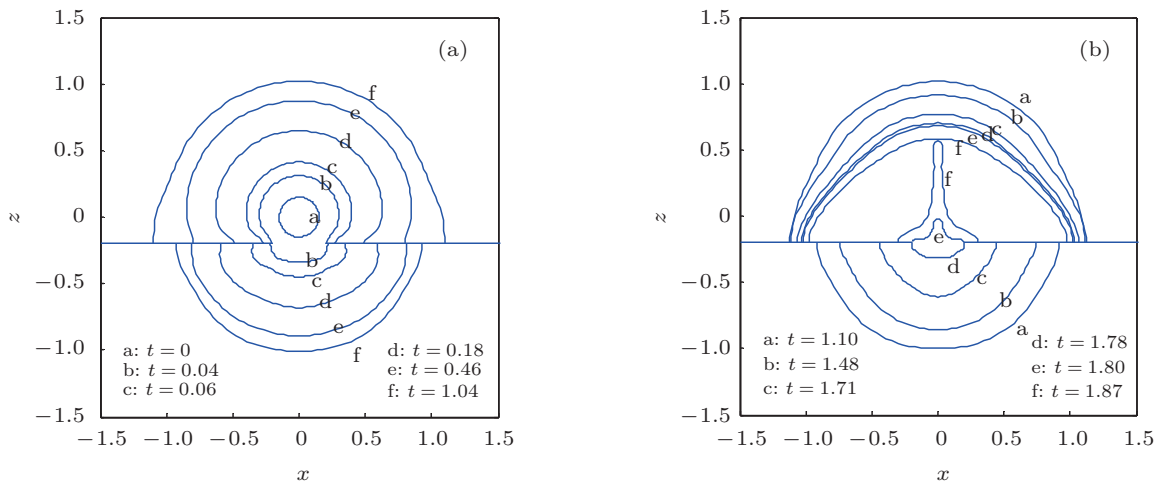


图 13 小 κ 工况下气泡形态发展 $\gamma = 0.2, \gamma_0 = 0.2$ (a) 膨胀阶段; (b) 收缩阶段

3.2.2 无量纲参数对气泡动态特性影响规律

由 3.1.2 节分析可知, 当破口尺寸和无量纲距离满足一定关系时, 气泡在膨胀阶段将有一部分穿过破口到达壁面另一侧, 此时气泡的动态特性将发生明显的变化. 本节将采用流场分离模型着重分析这一类情况. 首先以 $\gamma_f = 0.2, \gamma_h = 0.2$ 的工况为例, 说明该类气泡运动的主要特点.

从图 13 可知, 当气泡膨胀阶段到 $t = 0.08$ 时, 气泡表面与壁面接触, 此时流场分离, 壁面两侧气泡独立运动. 在之后的整个过程中, 下部气泡表面的膨胀和收缩运动均明显提前于上部气泡. 在 $t = 1.04$ 时气泡体积达到最大, 并随后进入收缩阶段, 下部气泡以远大于上部气泡的速度迅速收缩, 并在 $t = 1.80$ 左右重新穿过破口, 返回壁面上侧, 回弹形成破口射流, 在 $t = 1.87$ 时将气泡穿透并形成环状气泡.

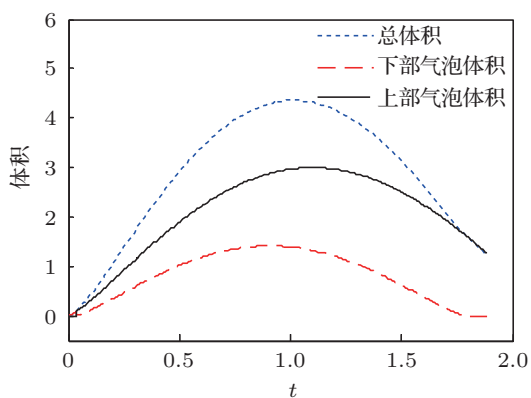


图 14 气泡体积变化曲线

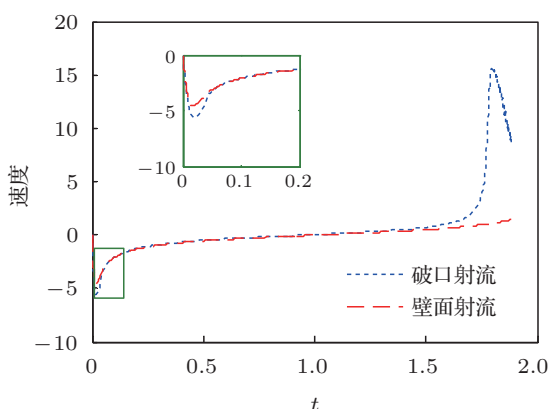


图 15 气泡射流速度曲线

图 14 为气泡总体积、上部气泡体积、下部气泡体积曲线的对比, 注意到在气泡坍塌后期 $t = 1.8$ 左右, 下部气泡体积出现负值, 表示此时下部气泡

穿过破口回到壁面上部. 通过对比可知, 上部气泡是气泡的主要部分, 其周期明显大于下部气泡. 原因是由于当上下流场分离时两个气泡表面的初始状态不同, 上部气泡的初始表面积更大, 因此在气泡运动过程中气泡对于上部流场输入的能量更大, 从而使上部气泡的最大体积更大, 周期更长. 图 15 中对比了壁面射流和破口射流速度. 从图中可以看出, 在气泡膨胀初期流场分离之前, 气泡下部由于受到破口的腔吸作用, 法向速度明显大于上部半个气泡, 而当流场分离后, 两者以几乎相同的速度向外扩张, 但由于下部气泡首先坍塌, 并形成射流, 从而在 $t = 1.7$ 之后速度迅速增大.

下面对比 $\gamma_f = 0.2$ 时不同 γ_h 和 $\gamma_h = 0.3$ 时不同 γ_f 下气泡的动态特性. 由于当两侧流场分离后开尔文冲量不再具有明确的意义, 因此此处仅对气泡中心的位移曲线进行对比分析.

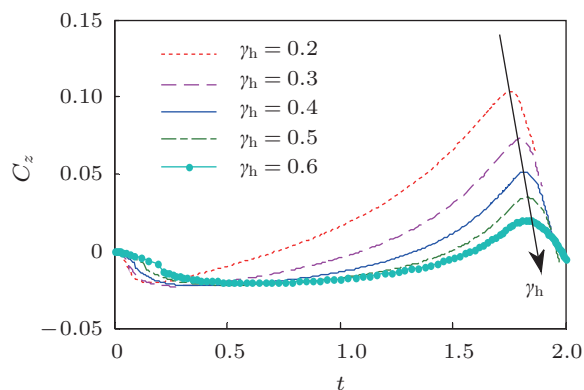


图 16 不同 γ_h 下气泡中心位移曲线

图 16 中为 $\gamma_f = 0.2$ 时不同 γ_h 下的气泡中心位移曲线. 从图 16 中可以看到, 在气泡产生初期, 由于半径较小, 和破口相近甚至小于破口, 气泡的运动由破口主导, 在腔吸作用下向下运动. 但随着气泡的膨胀增大, 破口的相对尺寸逐渐减小, 气泡运动逐渐由壁面所主导, 从而逐渐开始被壁面排开, 向上运动. 图 16 中曲线均在 $t = 1.8$ 左右调转运动方向, 原因是此时下部气泡完全坍塌, 整个气泡的运动以上部气泡的收缩为主, 因此气泡中心开始向下运动. 随着 γ_h 的增大, 该时刻逐渐推迟, 即破口尺寸越大, 下部气泡坍塌越晚. 图 17 为 $\gamma_h = 0.3$ 时不同 γ_f 对应的气泡中心位移曲线. 从图 17 中可知, γ_f 越大, 气泡在产生初期受到破口的腔吸作用越晚, 同时当流场分离后气泡上升越快, 即在壁面和破口的联合作用中壁面所占的成分越大. 另外, γ_f 越大,

下部气泡坍塌越早.

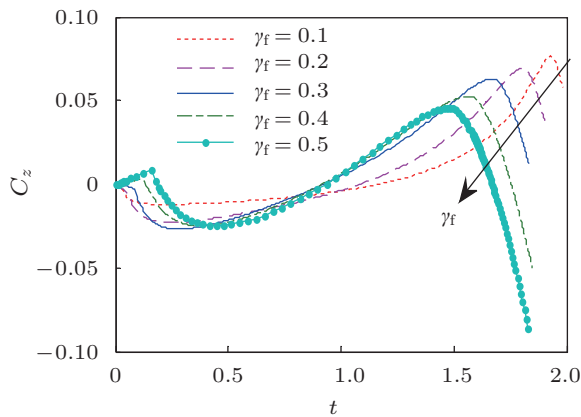


图 17 不同 γ_f 下气泡中心位移曲线

4 结论

本文基于不可压缩势流理论, 针对圆孔破口附近的气泡动态特性问题, 分别建立了常规边界元气泡动力学模型和流场分离模型. 通过对不同工况进行的计算分析, 得到以下主要结论:

1) 本文所建立的边界元计算模型在处理带有圆孔破口的刚性壁面附近气泡动力学问题中, 计算结果与实验符合较好;

2) 破口对气泡的作用与壁面相反, 对于流场不分离的情况, 圆孔破口为气泡提供相当于自由面的弹性边界, 使气泡在膨胀阶段会在破口腔吸作用的影响下被拉长, 在气泡收缩阶段, 拉长部分迅速回弹, 产生背向破口的射流, 与壁面诱导射流一起形成对射流现象, 对射流中破口诱导射流产生较早, 产生后速度基本维持不变, 远小于壁面诱导射流速度;

3) 破口的存在会明显削弱壁面对气泡的影响, 破口越大, 削弱效果越明显, 破口和壁面对气泡的影响均随 γ_f 增大而减小, 但破口影响的减小速度要明显快于壁面;

4) 当 κ 较小时, 气泡壁在膨胀阶段与壁面接触后, 流场分离为独立的两部分, 平板两侧的气泡表面以不同的速度膨胀和收缩, 其中初始时气泡所在一侧的气泡表面速度较小, 而另一侧先进入收缩阶段并迅速坍塌, 并形成射流穿过破口.

- [1] Cole R H 1948 *Underwater Explosion* (1st Ed.) (New Jersey: Princeton University Press) p118
- [2] Wang Q X, Blake J R 2010 *J. Fluid Mech.* **659** 1911
- [3] Naude C F, Ellis A T 1961 *Trans. ASME, J. Basic Eng.* **83** 648
- [4] Blake J R, Gibson D C 1987 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **19** 99
- [5] Khoo B C, Klaseboer E, Hung K C 2005 *Sensors and Actuators A* **118** 152
- [6] Lew K S F, Klaseboer E, Khoo B C 2007 *Sensors and Actuators A* **133** 161
- [7] Karri B, Pillai K S, Klaseboer E, Ohl S-W, Khoo B C 2011 *Sensors and Actuators A: Physica* **169** 151
- [8] Wang S P, Zhang A M, Liu Y L, Wu C 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 064703 (in Chinese) [王诗平, 张阿漫, 刘云龙, 吴超 2013 物理学报 **62** 064703]
- [9] Wang Q X, Yeo K S, Khoo B C, Lam K Y 1996 *Comput. Fluids.* **25** 607
- [10] Klaseboer E, Huang K C, Wang C, Wang C W, Khoo B C, Boyce P, Debono S, Charlier H 2005 *J. Fluid Mech.* **537** 387
- [11] Wang C, Khoo B C, Yeo K S 2003 *Computers and Fluids* **32** 1195
- [12] Zhang A M 2006 *Ph. D. Dissertation* (Harbin: Harbin Engineering University) (in Chinese) [张阿漫 2006 博士论文 (哈尔滨: 哈尔滨工程大学)]
- [13] Ni B Y 2012 *Ph. D. Dissertation* (Harbin: Harbin Engineering University) (in Chinese) [倪宝玉 2012 博士论文 (哈尔滨: 哈尔滨工程大学)]
- [14] Dadvand A, Khoo B C, Shervani-Tabar M T, Khalilpourazary S 2012 *Engin. Anal. Boundary Elements* **36** 1595
- [15] Zhang A M, Xiao W, Wang S P, Cheng X O 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 014703 (in Chinese) [张阿漫, 肖巍, 王诗平, 程潇欧 2013 物理学报 **62** 014703]
- [16] Szeri A J, Storey B D, Pearson A, Blake J R 2003 *Phys. Fluids* **15** 2576

Study on bubble dynamics near plate with hole based on boundary element method*

Liu Yun-Long Zhang A-Man[†] Wang Shi-Ping Tian Zhao-Li

(College of Shipbuilding Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

(Received 28 February 2013; revised manuscript received 30 March 2013)

Abstract

In this work the bubble dynamics near a plate with circular hole is investigated. Numerical model for bubble dynamics is established based on incompressible potential theory. To overcome the numerical limitation of traditional boundary element method for the case with small initial distance between bubble and the edge of hole, the fluid domain is divided into two semi-infinite domains which are solved separately by fusing the bubble wall and the plate wall together, by which numerical simulation in various parameter ranges is implemented. The numerical results match the experimental ones well. Through the analysis of bubble dynamics near circular hole, we find that the influence of hole is opposite to that of solid wall. During the expansion phase, cavity-attraction effect is exerted on the bubble, while the bubble is pushed away during the collapsing phase. In some specific cases, opposite-jets are formed under the conjunction of solid plate and circular hole. Finally, the case where bubble wall and solid wall are fused together is analyzed to study the bubble dynamics after the separation of fluid domain and the influences of no-dimensional parameters.

Keywords: bubble, boundary element method, liquid jet, circular hole

PACS: 47.55.Dz, 02.70.Pt, 47.15.Hg, 47.11.+j

DOI: 10.7498/aps.62.144703

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50939002, 51222904) and the National Security Major Basic Research Program of China (Grant No. 613157020102).

[†] Corresponding author. E-mail: zhangaman@hrbeu.edu.cn