

近壁面气泡的运动规律研究^{*}

张阿漫[†] 姚熊亮

(哈尔滨工程大学船舶工程学院, 哈尔滨 150001)
(2007 年 9 月 22 日收到, 2007 年 11 月 13 日收到修改稿)

基于势流假设, 建立气泡与壁面耦合数值模型, 运用边界积分法求解, 并开发三维计算程序, 计算值与实验值符合很好. 从气泡与壁面相互作用的基本现象入手, 基于开发的程序系统地研究了刚性壁面附近气泡的动力学特性, 其中包括水平壁面及倾斜壁面, 研究壁面的 Bjerknes 效应与各特征参数之间的关系, 并将各种工况的计算结果与基于 Kelvin-impulse 理论的 Blake 准则进行对比分析讨论, 得出偏射流方向及壁面压力与气泡的特征参数有密切的关系, 同时给出了 Blake 准则的适用范围. 旨在为相关的近壁面气泡动态特性研究提供参考.

关键词: 气泡, 壁面, 边界积分, Bjerknes 效应

PACC: 4000, 4710, 5000, 5280Q

1. 引 言

当气泡在结构表面附近振荡时, 气泡在膨胀阶段被结构表面轻微地排斥开, 而在坍塌阶段被结构表面强烈地吸引, 这时在气泡内部将会形成一股射流, 这股射流产生于远离结构表面的一边, 并且高速穿过气泡, 直到它撞击到气泡壁的另一边. 射流的成因可以用著名的 Bjerknes 效应来解释. 边界附近气泡形成射流的过程, 参见文献 [1—7]. 然而, 由于气泡与壁面之间的相互作用的现象非常复杂, 仍有许多现象没被揭示, 关于近壁面气泡动态特性规律方面的研究文献甚少. 为此, 本文从气泡与壁面相互作用的基本现象入手, 系统地研究刚性壁面附近气泡的动力学特性, 其中包括水平壁面及倾斜壁面, 研究壁面的 Bjerknes 效应与各特征参数之间的关系, 并将各种工况的计算结果与基于 Kelvin-impulse 理论的 Blake 准则进行对比分析讨论, 得出偏射流方向及壁面压力与气泡的特征参数之间的关系, 旨在为相关研究提供参考.

2. 理论背景

本文忽略气体运动对气体压力的影响, 认为气

体的压力仅和气泡的初始状态及其体积有关. 即气泡内的压力 P 与气泡体积 V 的关系为

$$P = P_c + P_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma, \quad (1)$$

式中, P_c 为可冷凝气体的饱和蒸汽压, P_0 和 V_0 为气泡形成时的初始压力和体积, γ 为气体的比热和气体的成分有关, 对于 TNT 炸药爆炸产生的水下爆炸气泡, γ 取 1.25; 对于理想气体, γ 取 1.4.

研究壁面附近气泡的动态特性, 假定周围流场域 Ω 为无黏、无旋、不可压缩的理想流体, 因此, 速度势 $\phi(\mathbf{p})$ 满足边界积分方程

$$\begin{aligned} \alpha(\mathbf{p})\phi(\mathbf{p}) = & \iint_S \left(\frac{\partial \phi(\mathbf{q})}{\partial n} \right) \alpha(\mathbf{p}, \mathbf{q}) \\ & - \phi(\mathbf{q}) \frac{\partial}{\partial n} (\alpha(\mathbf{p}, \mathbf{q})) dS, \quad (2) \end{aligned}$$

式中 S 为包括气泡表面在内的边界面, \mathbf{p} 和 \mathbf{q} 分别是边界上的固定点和积分点, $\alpha(\mathbf{p})$ 为在 \mathbf{p} 点观察流场的立体角, 当 \mathbf{p} 在流场内时, $\alpha(\mathbf{p}) = 4\pi$; 当 \mathbf{p} 点在光滑边界上时, $\alpha(\mathbf{p}) = 2\pi$; 当 \mathbf{p} 点在拐角处时, $\alpha(\mathbf{p}) < 4\pi$. 在控制点 \mathbf{p} 处的立体角可以通过积分求得

$$\alpha(\mathbf{p}) = \iint_S \frac{\partial G}{\partial n}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) dS, \quad \mathbf{p} \in S, \quad (3)$$

其中三维域 Green 函数为 $G(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = |\mathbf{p} - \mathbf{q}|^{-1}$, 且有无穷远处边界条件 $|\nabla \phi \rightarrow 0|$.

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 50779007)、哈尔滨工程大学校基金(批准号: HEUFT07069)和高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20070217074)资助的课题.

[†] E-mail: amanzhang@gmail.com

在气泡表面满足边界两侧压力相等的动力学条件,即气泡外表面水的压力等于气泡内气体的压力,由动力学和运动学边界条件决定了边界的运动

$$\frac{dx}{dt} = \nabla\phi, \quad (4)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{P_\infty}{\rho} + \frac{1}{2} |\nabla\phi|^2 - gz - \frac{1}{\rho} \left(P_c + P_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma \right). \quad (5)$$

下面叙述(5)式的推导过程,伯努利方程如下:

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla\phi|^2 + \frac{P}{\rho} + gz = \frac{P_\infty}{\rho}, \quad (6)$$

且全导数即物质导数与偏导数有如下关系:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\partial\phi}{\partial t} + \nabla\phi \cdot \nabla\phi. \quad (7)$$

将(7)式代入(6)式,得到

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{P_\infty}{\rho} + \frac{1}{2} |\nabla\phi|^2 - \frac{P}{\rho} - gz. \quad (8)$$

联立(8)式和(1)式可得方程(5),这里 g 为重力加速度, P_∞ 为气泡中心初始位置水平方向无穷远的环境压力.这里取 R_m 为气泡的最大半径作为长度特征量, $\Delta P = P_\infty - P_c$ 作为压力特征量将边界条件(5)无量纲化,将相应的参数代入(5)式可得无量纲形式如下:

$$\frac{d\phi}{dt} = 1 + \frac{1}{2} |\nabla\phi|^2 - \delta^2 z - \epsilon \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma \quad (\text{在气泡面上}), \quad (9a)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 - \delta^2 (z - \gamma_t) \quad (\text{在壁面上}), \quad (9b)$$

其中 $\delta = \sqrt{\rho g R_m / \Delta P}$ 为浮力参数, $\epsilon = P_0 / \Delta P$ 为气泡的初始压力参数(强度参数), $\gamma_t = d / R_m$ 为气泡中心的初始深度或距壁面初始距离的无量纲参数(距离参数), d 为气泡中心的初始深度或距壁面的初始距离.为使研究工作具有普遍意义,分别以 R_m ($\rho / \Delta P$)^{1/2} 作为时间(t)特征量,以 R_m ($\Delta P / \rho$)^{1/2} 作为速度势特征量,以 $(\rho g R_m / \Delta P)$ ^{1/2} 作为浮力特征量将所有的变量无量纲化.初始条件的确定,对于水下爆炸气泡,参数 ϵ 和有量纲的 R_m 可从现有的经验公式获得,参考文献[7].对于空化气泡,初始参数的获得参考文献[8—10].求解(2)式的数值方法可参考文献[11].

3. 时间步控制

为了更新气泡边界的形状,需要在切向和法向

速度的基础上确定气泡的表面势.计算气泡速度的不精确性将增加数值解的不稳定性.本文将显式有限差分法和隐式有限差分法结合,有助于程序的时间积分和模型更新的稳定,数值上也更稳定.对于每一个笛卡尔坐标系,使用如下形式方法更新气泡的位置 \mathbf{x} :

$$\mathbf{x}_{i+1} = \mathbf{x}_i + (\dot{\mathbf{x}}_i + \dot{\mathbf{x}}_{i+1}) \Delta t / 2. \quad (10)$$

更新速度势采用下述方程:

$$\phi_{i+1} = \phi_i + (\dot{\phi}_i + \dot{\phi}_{i+1}) \Delta t / 2. \quad (11)$$

本文采用(10)(11)式中的时间推进法求解气泡运动的全过程,若已知 t 时刻气泡等表面上的速度势 $\phi(t)$,泡面位置为 $\mathbf{x}(t)$.利用边界积分方程(2)可以求得气泡表面 t 时刻的法向速度 $\partial\phi/\partial n(t)$,然后通过有限差分法求得边界上每个节点的真实速度 $\mathbf{u}(t)$.利用伯努利方程(9a)求下一步气泡表面上的速度势 $\phi(t + \Delta t)$,利用方程(4)求的下一时刻的气泡表面位置 $\mathbf{x}(t + \Delta t)$.完成一个时间步计算后,又开始新循环,直到完成整个计算过程.

时间积分方程(10)(11)为时域向前推进法,为维持计算过程的稳定,必须严格控制每一时间步长^[12,13],以约束每一步的边界速度势的改变量,在本文中 Δt 的选择为

$$\Delta t = \frac{\Delta\phi}{\max \left| 1 + \frac{1}{2} |\nabla\phi|^2 - \delta^2 z - \epsilon \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma \right|}, \quad (12)$$

其中 $\Delta\phi$ 为某一常数(12)式中保证气泡表面每个节点的速度势 ϕ 在每一时间步的改变量都在 $\Delta\phi$ 以下,在本文中 $\Delta\phi$ 的改变量选择在 0.02 左右,通过计算发现用此时间步长时计算过程稳定.

4. 结果与讨论

4.1. 计算值与实验值对比分析

通过对气泡演变的数值解与实验数据对比分析研究气泡与刚性壁面的相互作用.实验参数^[14]说明如下:药量为 55 g 炸药,爆心位置在水池中心水面以下 3.5 m 处,一块厚度为 0.05 m、长宽为 1.5 m × 1.5 m 的实心钢板垂直固定在距药包中心左侧 0.6 m 处,气泡在刚壁附近的运动状态用每秒 1000 帧的高速摄影仪拍摄.气泡表面被离散成 362 个节点和 720 个三角形单元,实心钢板被离散成 1100 个节点和 2196 个三角形单元.由于爆心到自由表面和到水

池底部的距离相对于爆心到钢板的距离大得多,所以不考虑自由面效应和底部效应. 气泡的无量化参数为($R_0 = 0.083$, $\epsilon = 517$, $\delta^2 = 0.04$), 计算结果以无

量纲形式给出. 为了更好地对比数值模拟的气泡形状与实验实测的气泡形状, 尽可能与实验同步比较, 具体过程如图 1(a)–(h)所示.

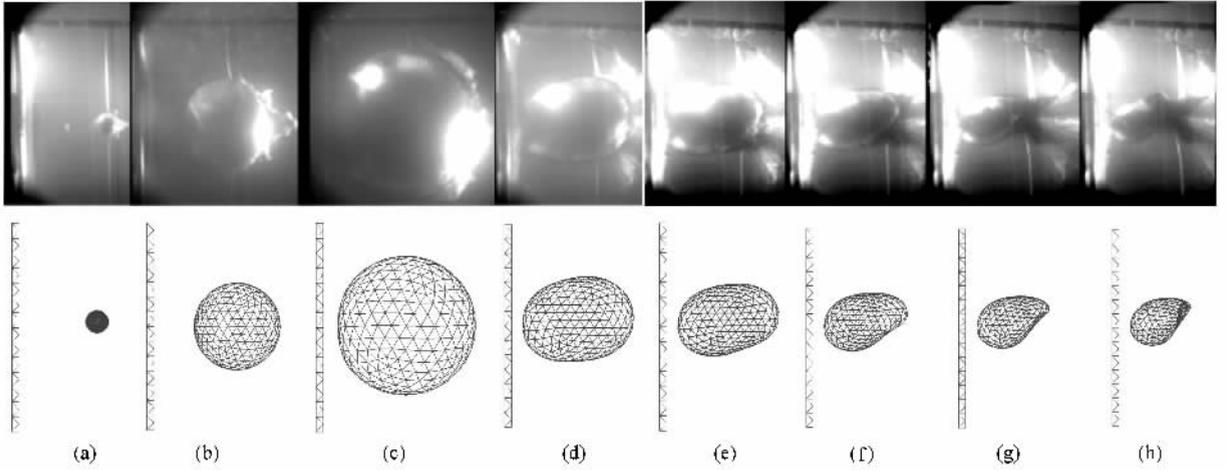


图 1 刚性壁面附近气泡的运动 (a) $t = 0\text{ms}$ (b) $t = 8\text{ms}$ (c) $t = 48\text{ms}$ (d) $t = 86\text{ms}$ (e) $t = 90\text{ms}$ (f) $t = 92\text{ms}$ (g) $t = 94\text{ms}$ (h) $t = 95\text{ms}$

从图 1 中可以看出, 本文三维模型的计算值在不同阶段均与实验照片符合很好, 图 1(a) 表示气泡在 0 ms 初始状态及形状, 此时气泡内部高温高压, 迅速向外膨胀; 图 1(b) 表示气泡在 8 ms 时的状态及形状, 气泡在惯性作用下继续膨胀, 在刚壁的作用下气泡左侧略成扁平状; 图 1(c) 表示气泡在 48 ms 时的状态及形状, 气泡半径达到最大; 图 1(d)(e) 表示气泡分别在 86 和 90 ms 时的状态及形状, 气泡开始收缩, 此时气泡呈鸡蛋形; 图 1(f) 表示气泡在 92 ms 时的状态及形状, 气泡在惯性作用下继续坍塌, 在刚壁和重力的作用下气泡下表面已明显呈凹形, 形成偏射流; 图 1(g) 与 (f) 类似, 表示气泡进一步坍塌, 形成偏射流; 图 1(h) 表示气泡在 95 ms 时的状态及形状, 射流穿透气泡壁的另一面, 形成环状气泡. 气泡在膨胀阶段被刚壁排斥, 在坍塌阶段被刚壁吸引. 总之, 在刚壁和重力的联合作用下气泡的运动

呈现强非线性.

4.2. 水下爆炸气泡与水平壁面的相互作用

据文献 [7] 的研究表明, 气泡在壁面和重力的联合作用下形成偏射流或正射流, 下面以水平壁面为例, 研究气泡距壁面不同距离时, 气泡最后坍塌的射流方向, 如图 2 所示, 由于 Bjerknes 力与浮力反方向, 气泡射流的方向存在一个判据, 即当 Bjerknes 力大于浮力时形成垂直指向壁面的射流; 当 Bjerknes 力小于浮力时形成垂直背向壁面的射流; 当 Bjerknes 力等于浮力时, 气泡被撕裂成两个气泡. 所以气泡射流的方向可通过改变某些特征参数控制, 下面举例说明控制气泡射流的方向的应用, 如水下爆炸气泡与海底的相互作用, 调整参数使得气泡形成向下的射流, 如图 3 所示.

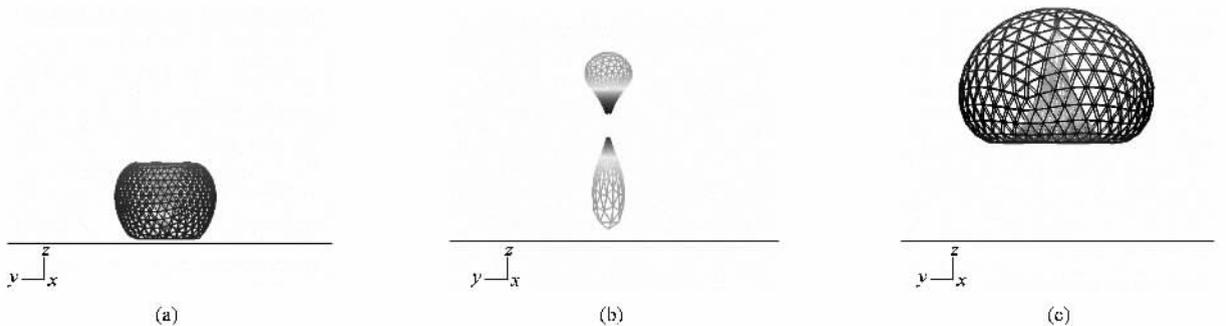


图 2 不同工况时气泡的射流方向 (a) Bjerknes 力大于浮力 (b) Bjerknes 力等于浮力 (c) Bjerknes 力小于浮力

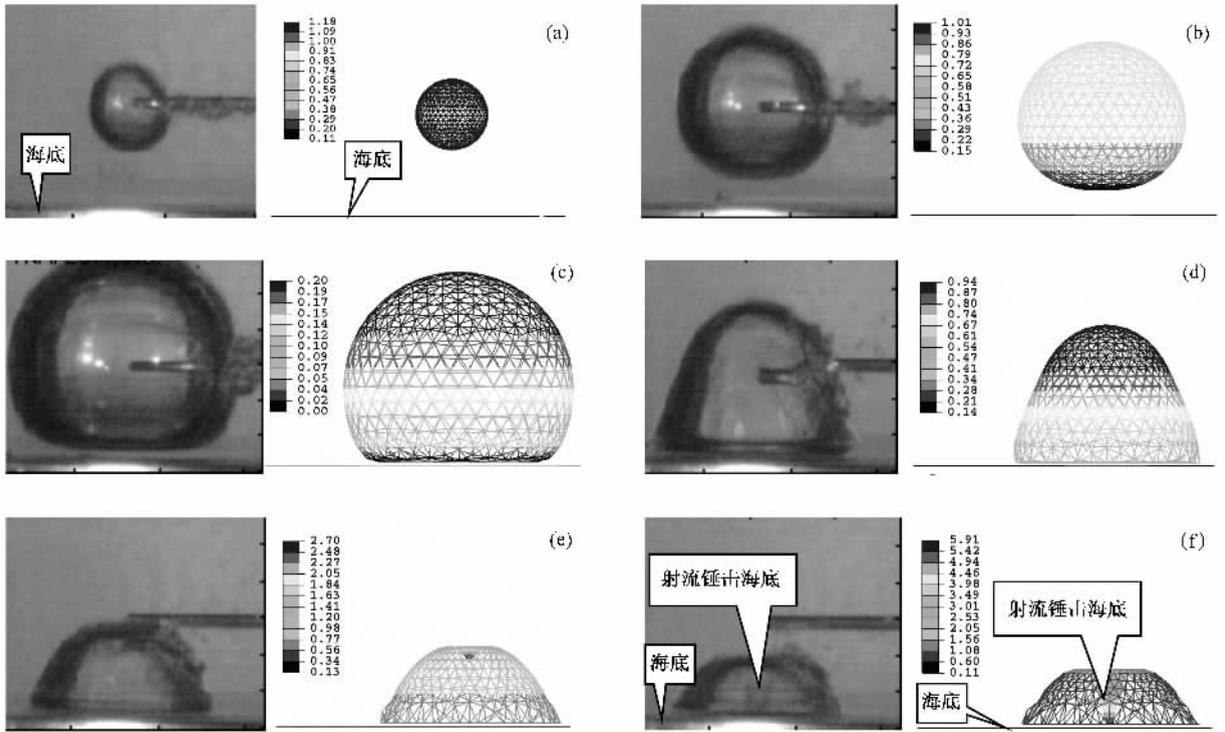


图 3 气泡与海地的相互作用 (a)气泡的初始阶段 (b)气泡的膨胀阶段 (c)气泡膨胀到最大 (d)气泡的坍塌阶段 (e)射流形成阶段 (f)射流锤击海底

从图 3 中描述了水下爆炸气泡与海底的相互作用,同时给出相应的实验数据^[15]对比,左侧为实验值,右侧为计算值,云图描述不同阶段气泡表面速度势的大小。图 3(a)表示气泡的初始状态,内部高温高压,迅速向外膨胀;图 3(b)表示气泡在惯性作用下继续膨胀,气泡的下表面略呈扁平,但基本保持球形;图 3(c)表示气泡半径达到最大,并在刚壁的 Bjerknes 力作用下气泡的下表面呈扁平状,在膨胀阶段气泡被刚壁排斥;图 3(d)表示气泡开始收缩,收缩阶段气泡被刚壁所吸引,气泡形状呈粗略的锥形;图 3(e)表示气泡在惯性作用下继续坍塌,在海底和重力的作用下气泡上表面已明显呈凹形,正射流开始形成;图 3(f)表示射流穿透气泡壁的另一面,锤击海底。由于此工况为弱浮力、强 Bjerknes 力的情况,所以在整个气泡运动过程中,气泡的中心向刚壁迁移,并形成指向刚壁的高速射流。气泡被海底吸引,气泡射流锤击海底,形成“气泡锤”。“气泡锤”锤击海底形成高能量低频波,结合低频波在不同介质中的传播特性,即高能低频波在介质中传播得更远,比冲击波的探测范围更大,可应用于探测更远更深的海底资源,旨在为海底探测技术(震源)提供一种新方法。

4.3. 水下爆炸气泡与非水平壁面的相互作用

当武器从不同的角度攻击目标时,水下爆炸气泡除了与水平壁面相互作用外,还有其他各种各样的情况,如药包在舰船的舷侧 45°或 90°爆炸时,爆炸形成的气泡将与倾斜壁面相互作用,定义倾斜壁面与气泡的坐标系如图 4 所示,下面分别研究不同 β 时气泡的动力学特性,本文选取壁面尺寸大小均大于等于 R_m 的 6 倍。

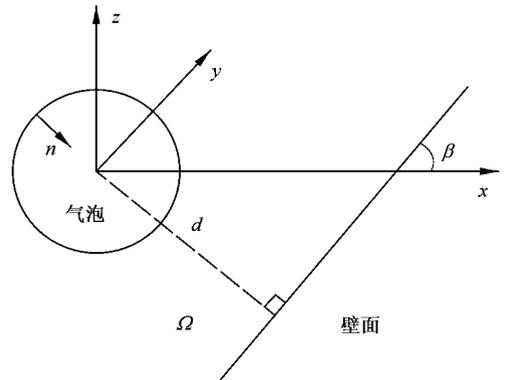


图 4 气泡与倾斜壁面的坐标系

4.3.1. 垂直壁面

为研究不同 δ 和不同 γ_f 时气泡的动态行为, 假定 $\epsilon = 100$, 分别当 $\delta = 0.4$ 时, γ_f 从 0.7 变到 3, 当 $\gamma_f = 1.5$ 时, δ 从 0.1 变到 0.9, $\delta = (\rho g R_m / \Delta P)^2$ 与药包的药量和初始深度均有关, 药包爆心位置不变, 随着药量的增大, 浮力参数 δ 增大; 或药量不变, 随着

药包位置初始深度的增大, 浮力参数 δ 减少, 即随着药包爆心位置深度的增加, 浮力参数 δ 趋近于 0, 可忽略浮力的影响. 为不失一般性, 下面给出 $\epsilon = 100$, $\delta = 0.4$, $\gamma_f = 1.2$ 时气泡与壁面的相互作用的过程, 具体如图 5(a)–(f) 所示.

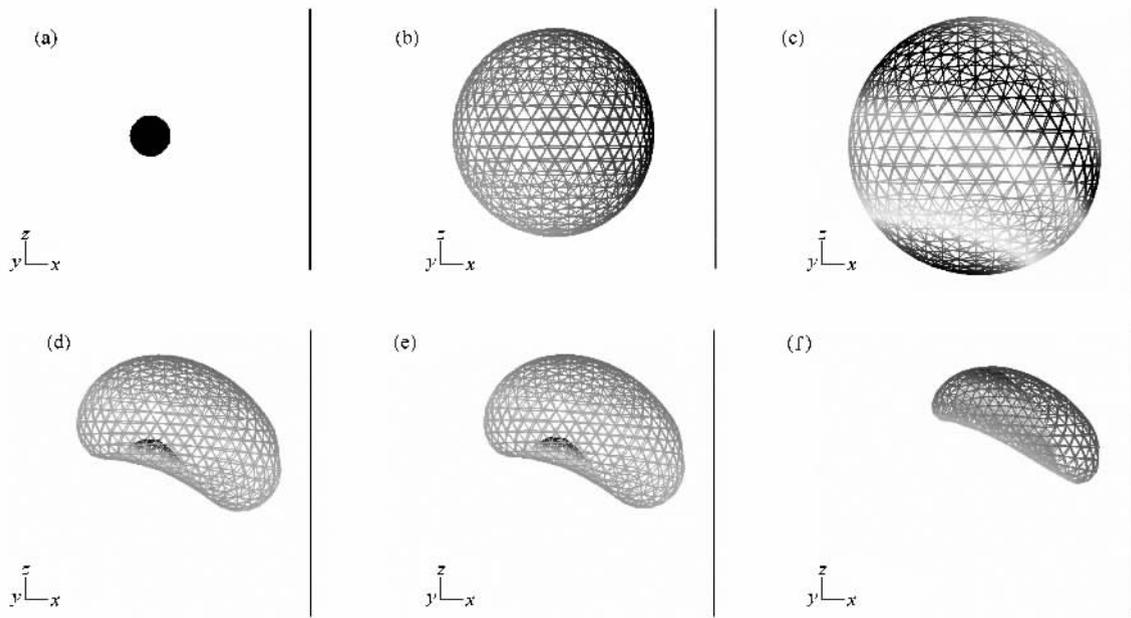


图 5 气泡与倾斜壁的相互作用(90°) (a) $t = 0$ (b) $t = 0.3$ (c) $t = 1.08$ (d) $t = 1.72$ (e) $t = 1.92$ (f) $t = 2.05$

水下爆炸气泡在刚壁和重力的联合作用下的运动过程如图 5 所示, 计算结果均以无量纲形式给出. 3(a) 表示气泡在 $t = 0.0$ 时的状态及形状, 内部高温高压, 迅速向外膨胀, 图 5(b) 表示气泡在 $t = 0.3$ 时的状态及形状, 气泡在惯性作用下继续膨胀, 此时气泡仍基本保持球形, 图 5(c) 表示气泡在 $t = 1.08$ 时的状态及形状, 气泡半径达到最大, 气泡被壁面排斥, 图 5(d) 表示气泡在 $t = 1.72$ 时的状态及形状, 气泡开始收缩, 收缩阶段气泡在壁面和重力的联合作用下迅速斜向上运动, 图 5(e) 表示气泡在 $t = 1.92$ 时的状态及形状, 气泡在惯性作用下继续坍塌, 在刚壁和重力的作用下气泡下表面已明显呈凹形, 形成向斜上较宽的偏射流, 图 5(f) 表示气泡在 $t = 2.05$ 时的状态及形状, 射流穿透气泡壁的另一面, 形成环状气泡.

总之, 在膨胀阶段, 气泡稍稍移向刚性侧壁. 在膨胀的最后阶段, 靠近侧壁的气泡右边部分表面被侧壁压缩. 在坍塌阶段, 气泡表面左边部分向上飘移速度比右边部分快, 同时下边部分被侧壁吸引, 后来形成了一个向侧壁倾斜向上的偏射流. 在坍塌的最

后阶段, 射流变得宽而大. 随着气泡的坍塌, 整个气泡向上飘移.

为了观察浮力 δ 和气泡中心距壁面距离 γ_f 的气泡动态特性的影响, 图 6 给出了六种不同 δ 和 γ_f 的气泡最后坍塌时形成偏射流的形状. 它们分别对应近距离和远距离、弱浮力和强浮力的情况. 具体如图 6 所示, 图 6 描述了各种参数下气泡最后坍塌的形状.

从图 6 中气泡坍塌的位置相对 X, Y, Z 的坐标来看, 气泡中心飘移的大致方向是一致的, 均倾斜向上移动, 从图 6(a)–(c) 中可以看出, 随着 γ_f 的增大, 气泡坍塌形成射流更早, 且宽度越宽, 射流方向越接近重力的反方向. 从图 6(d)–(f) 中可以看出, 随着 δ 的增大, 气泡坍塌形成射流越早, 射流宽度变宽, 方向越接近重力的反方向, 气泡中心位置上升的速度也越快, 可见气泡形成射流的宽度和角度均与特征参数如 $\gamma_f, \delta, \epsilon$ 等有关, 即射流的方向可控, 且气泡的体积及周期也与这些特征参数有密切的关系, 不同工况下的气泡无量纲体积及周期的变化如图 7 和 8 所示.

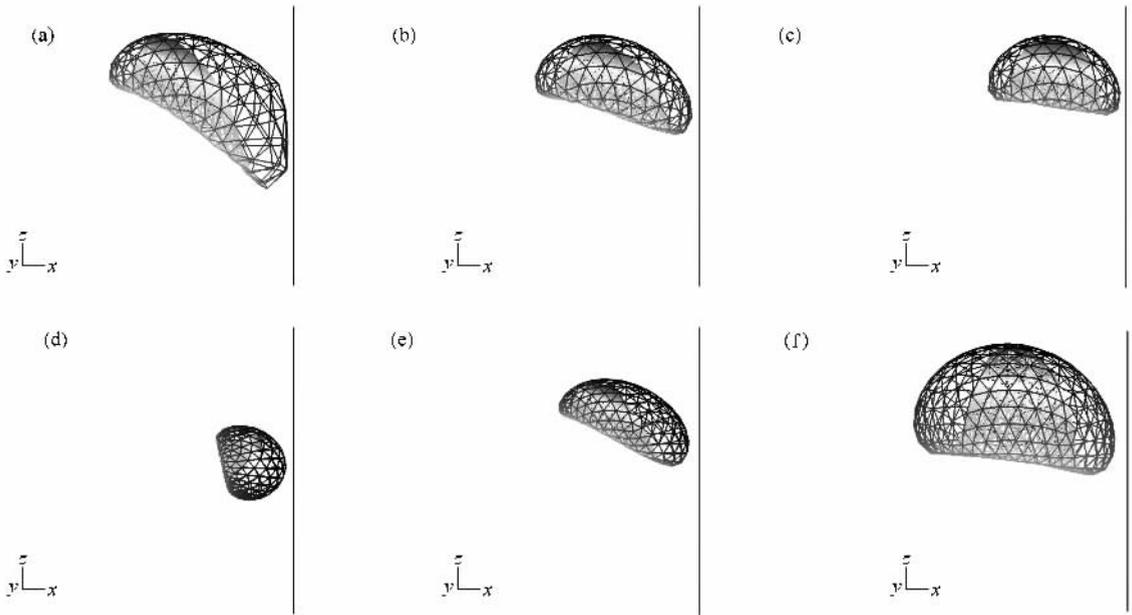


图 6 不同 δ 和不同 γ_f 时气泡的动态行为 (a) $\delta = 0.4, \gamma_f = 1.0$ (b) $\delta = 0.4, \gamma_f = 1.5$ (c) $\delta = 0.4, \gamma_f = 2.0$ (d) $\delta = 0.1, \gamma_f = 1.5$ (e) $\delta = 0.3, \gamma_f = 1.5$ (f) $\delta = 0.6, \gamma_f = 1.5$

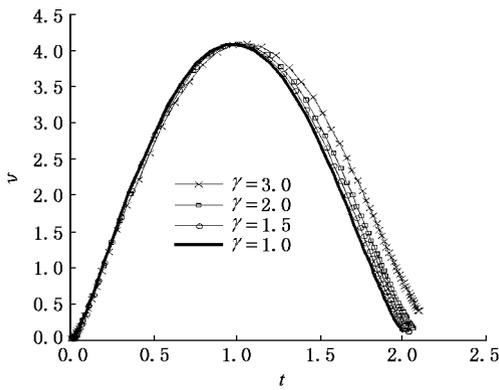


图 7 不同工况气泡体积随时间的变化

从图 7 中可以看出,在气泡的膨胀阶段,各工况体积随时间的变化基本一致,只是在坍塌阶段相差较大.进一步说明壁面及重力在气泡的坍塌阶段影响较大.由于墙壁阻止了流体的流动,靠近侧壁的气泡膨胀和收缩较自由场中的要慢.气泡越靠近侧壁,其生命期越长,如图 8 所示.且通过计算可以得到,如忽略壁面对气泡的影响,则 $\gamma_f > 3$,即气泡中心距壁面的初始距离须大于 3 倍的气泡的最大半径.

为考察壁面上的压力随着 γ_f 的变化,在壁面的中心任意取一单元,计算得出单元上无量纲压力随时间的变化曲线, γ_f 从 1.0 变化到 3.0,不同 γ_f 时无量纲压力随时间变化的曲线如图 9 所示.从图中

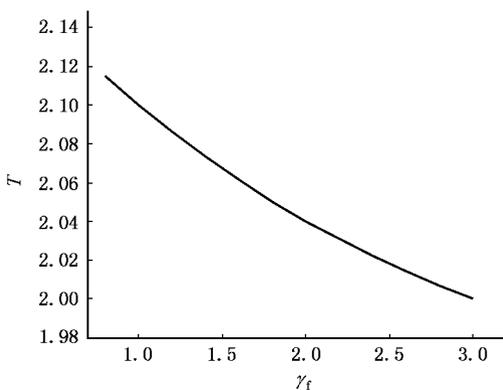


图 8 不同工况气泡周期随 γ_f 的变化

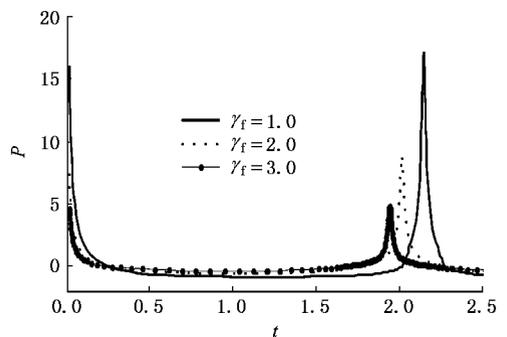


图 9 不同工况壁面中心的壁压随时间的变化

可以看出,随着 γ_f 的增大,壁面上的压力峰值迅速减小,同样也可以看出气泡的周期随着 γ_f 的增大而减小,其原因同上.

4.3.2. 下倾斜壁面

为模拟气泡与 45° 角的倾斜壁面的相互作用,不

失一般性,取 ($\epsilon = 100, \gamma_f = 1, \delta = 0.4$) 气泡表面被离散成 642 个节点和 1280 个三角形单元,刚性壁面被离散成 1100 个节点和 2196 个三角形单元,计算结果以无量纲形式给出,具体过程如图 10(a)–(f) 所示.

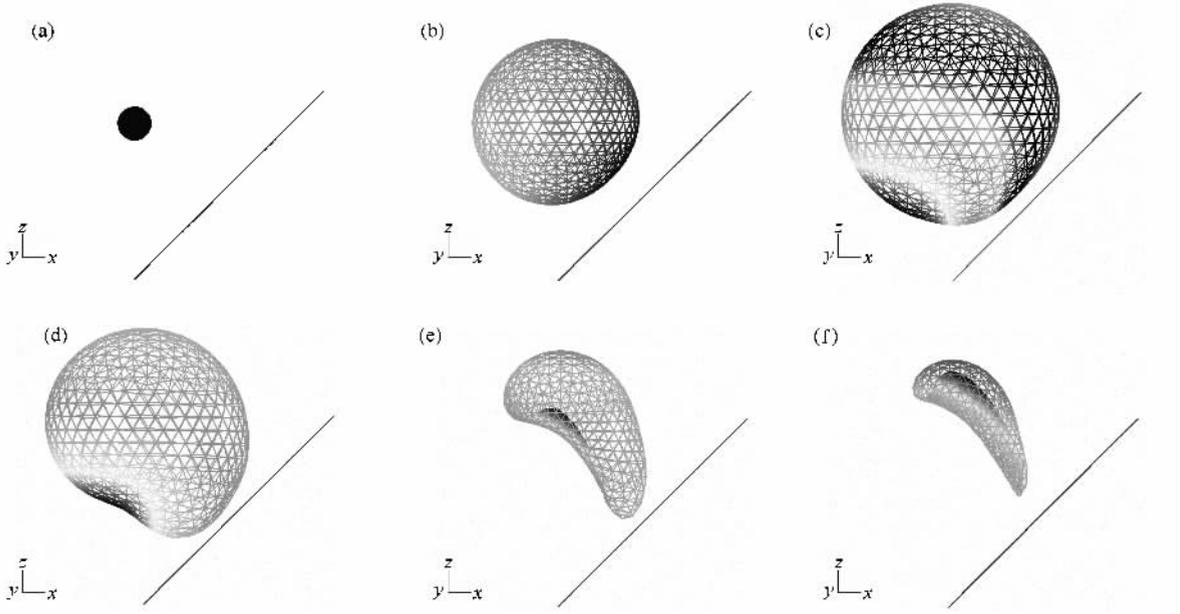


图 10 气泡与倾斜壁的相互作用(45°) (a) $t=0$ (b) $t=0.3$ (c) $t=1.08$ (d) $t=1.52$ (e) $t=1.98$ (f) $t=2.09$

图 10 给出了 $\beta = \pi/4$ 倾斜侧壁之上的气泡在特定时刻的演化过程.在膨胀阶段气泡仍然基本为球形,说明在膨胀阶段,壁面的影响不大,但是在膨胀阶段的后期,由于侧壁的挤压,气泡表面右下部分变平,如图 10(b) 所示.当气泡坍塌时,气泡表面的一部分被刚性侧壁吸引,剩下的表面部分由于浮力向上飘移.因此,在坍塌的早期阶段,气泡已经变得不对称,如图 10(c) (d) 所示.在坍塌的中后期,如图 10(f),形成一股倾斜向右的射流.射流撞击气泡面另一侧,形成环状气泡.

4.3.3. 上倾斜壁面

为模拟气泡与 135° 角的倾斜壁面的相互作用,不失一般性,取 ($\epsilon = 100, \gamma_f = 1, \delta = 0.4$) 对气泡及壁面采取上节同样的离散,计算结果以无量纲形式给出,如图 11(a)–(f) 所示.

图 11 给出了处于倾斜侧壁 ($\beta = 3\pi/4$) 之下的气泡的演化.当气泡膨胀时,气泡朝右上方向飘移,正如所预料的一样.从膨胀阶段中期开始,气泡表面右

上部分被侧壁压缩;在膨胀后期阶段,气泡表面的大部分被侧壁压平.在坍塌的阶段,形成了倾斜向上的偏射流,如图 11(e) (f) 所示.在坍塌的最后阶段,射流大致向上而不是朝向侧壁的 Bjerknes 引力的方向.射流穿透气泡壁,形成环状气泡,且气泡明显向壁面飘移.总之,本文计算了不同刚壁对气泡射流的影响,气泡射流的方向即攻击角度,射流的宽度和速度均与控制气泡的特征参数有关.对应的工程问题为不同装药的药包在不同水深爆炸以及距壁面的距离不同均会引起气泡动态特性的变化,不同工况气泡的射流情况非常复杂,须通过建模计算得到.本文开发的三维计算程序为今后气泡工程化奠定了基础.

通过本文建立的三维模型的计算,对于倾斜壁面附近气泡的动态特性与垂直壁面的规律类似,包括气泡体积的变化,气泡中心位置的变化以及壁面压力的变化,下面以垂直壁面为例讨论 Blake 准则的适用范围.

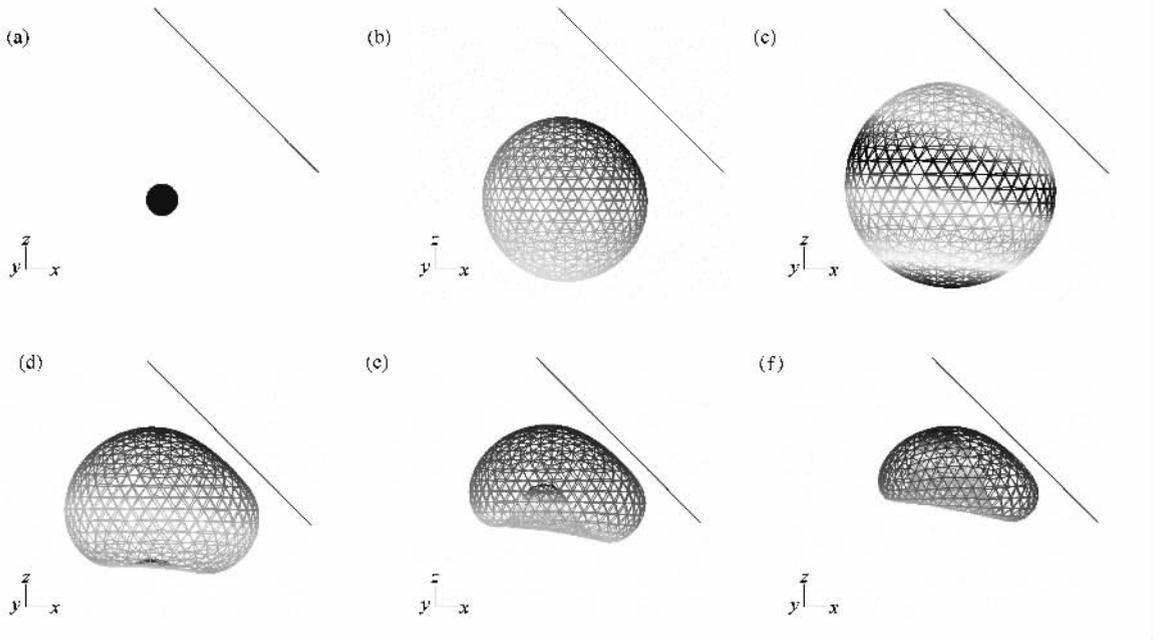


图 11 气泡与倾斜壁的相互作用(135°) (a) $t=0$ (b) $t=0.3$ (c) $t=1.52$ (d) $t=1.67$ (e) $t=1.87$ (f) $t=2.03$

4.4. 针对壁面的 Blake 准则讨论

基于 Kelvin 的冲击理论, Blake 和 Gibson^[16]提出了决定壁面附近气泡射流方向及气泡移动(中心移

动)的判据. Blake 准则对于远离壁面的气泡射流角度的预测是基本准确的,为方便与文献[17]对比分析,本节计算离壁面 $3R_m$ 远处的系列气泡的射流角度(与 X 轴的夹角),与理论值的对比如表 1 所示.

表 1 不同工况下气泡射流角度(°)对比

	$\delta = 0.1473, \beta = \pi/2$	$\delta = 0.074, \beta = \pi/2$	$\delta = 0.221, \beta = \pi/2$	$\delta = 0.1473, \beta = \pi/4$	$\delta = 0.1473, \beta = 3\pi/4$
计算值	52.3	17.1	69.4	35.7	71.5
理论值	48.9	16.0	68.8	31.8	69.1
文献[17]	52	17	70	36	70

在坍塌最后阶段射流的方向决定了其撞击的位置,因此在气泡坍塌对结构的损伤机理方面,射流方向是一个重要的因数.表 1 列出了远离壁面的射流角,作为比较,基于 Blake 和 Gibson^[16]的开尔文冲量理论的射流方向也被列在表 1 中,同时也给出了文献[17]中的计算值,从表中可以看出,本文的计算值与 Blake 准则预测的射流方向及文献[17]的计算值基本一致,最大误差不超过 3.9° .但对于工况 $\gamma_1 \delta = 0.48$,即 $\gamma_1 = 1.2, \delta = 0.4$ 时,如图 5 所示,按 Blake 准则,气泡坍塌形成与 X 轴大约成 50° 角的射流,但是从本文计算的结果,射流的角度大概是 70° ,大于 50° 与 Blake 准则不符,Blake 准则的失败可能归结于其简化及假设,即随着在膨胀和坍塌阶段分别用点源和点汇表示来流,气泡仍是球形,当气泡越靠近壁面时,Blake 准则的预测误差越大.因此,Blake 准则适用于预测远离界面的气泡射流方向,对于靠近

壁面水下爆炸气泡射流方向的预测需通过三维模型计算.

5. 结 论

Blake 和 Gibson^[16]基于开尔文冲量原理推导出了刚性壁面附近气泡中心迁移及射流形成方向的准则.根据这个准则,当 $\gamma\delta < 0.442$ 时, Bjerknnes 力大于重力,气泡被刚性壁面吸引,气泡中心向刚壁迁移,并形成方向指向刚壁的高速射流;当 $\gamma\delta = 0.442$ 时, Bjerknnes 力与重力相当,气泡中心位置保持不变,且没有射流产生;当 $\gamma\delta > 0.442$ 时, Bjerknnes 力小于重力,气泡在合力作用下远离刚性壁面,气泡中心背离刚壁迁移,并形成方向背离刚性壁面的高速射流.通过本文的数值模拟计算,得到以下主要建议及结论:

1. Blake 准则对于远离壁面的气泡射流角度的

预测是基本准确的,当气泡起始于倾斜侧壁 $3.0R_m$ 或者更远距离时,本文的计算值与 Blake 准则预测的射流方向及文献 [17] 的计算值基本一致.但对于近壁面气泡的射流方向与 Blake 准则不符.

2. Blake 准则适用于预测远离边界气泡的运动,对于近边界气泡运动的预测,需通过三维模型计算.通过计算可以得出当 $\gamma_f > 3$ 时,即气泡中心距壁面的初始距离须大于 3 倍的气泡的最大半径时,可忽略壁面对气泡动态特性的影响.

3. 非水平壁面附近气泡最后坍塌均形成偏射流.气泡射流的角度和宽度均与描述气泡的特征参数如 $\gamma_f, \delta, \epsilon$ 等有关,即射流的方向可控,对于远离壁面的射流角度可通过 Blake 准则或本文程序预测计算,对于近壁面气泡偏射流角度的预测需通过三

维模型计算.

4. 随着 γ_f 的增大,气泡坍塌形成射流形成更早,宽度越宽,射流方向越接近重力的反方向.气泡的周期随着 γ_f 的增大而减小,即气泡越靠近侧壁,其生命期越长.

5. 随着 δ 的增大,气泡坍塌形成射流越早,射流宽度变宽,方向越接近重力的反方向,气泡中心位置上升的速度也越快.

6. 可控制特征参数,使水下爆炸气泡被海底吸引,气泡射流锤击海底,本文称为“气泡锤”.这种气泡锤的能量和范围可通过改变装药量和水深控制,气泡锤能对海底产生高能量的低频压力波,由于这种压力波能量大,频率低,传播的范围广,这可应用于掏挖海底的沉积或用于海底矿物的探测.

-
- [1] Naude C F, Ellis A T 1961 *ASME J. Basic Eng.* **83** 648
- [2] Benjamin T B, Ellis A T 1966 *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **260** 221
- [3] Plesset M S, Chapman R B 1971 *J. Fluid Mech.* **47** 283
- [4] Blake J R, Taib B B, Doherty G 1986 *J. Fluid Mech.* **170** 479
- [5] Chan P C, Kan K K, Stuhmiller J M A 2000 *J. Fluids Eng.* **122** 783
- [6] Zhang Y L, Yeo K S, Khoo B C, Wang C 2001 *J. Comput. Phys.* **166** 336
- [7] Yao X L, Zhang A M 2006 *J. Theor. App. Mech.* **38** 749 [in Chinese] 姚熊亮、张阿漫 2006 力学学报 **38** 749]
- [8] Liu H J, An Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 5 [in Chinese] 刘海军、安宇 2004 物理学报 **53** 5]
- [9] Best J P, Kucera A 1992 *J. Fluid Mech.* **245** 137
- [10] Gao B, Zhang H H, Zhang C 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 14 [in Chinese] 高波、张寒虹、张弛 2003 物理学报 **52** 14]
- [11] Yao X L, Zhang A M 2006 *J. Mar. Sci. App.* **5** 14
- [12] Wang Q X, Yeo K S, Khoo B C, Lam K Y 1996 *Theor. Comput. Fluid Dyna.* **8** 73
- [13] Wang Q X, Yeo K S, Khoo B C, Lam K Y 1996 *Comput. Fluid* **25** 607
- [14] Klaseboer E, Hung K C, Wang C, Wang C W, Khoo B C, Boyce P, Debono S, Charlier H 2005 *J. Fluid Mech.* **537** 387
- [15] Cherlre G L, Penoue T O, Tucre R C B 1989 *Dynaflow, Inc. Technical Report* **89001** 1
- [16] Blake J R, Gibson DC 1987 *Ann. Rev. Fluid Mech.* **19** 99
- [17] Wang Q X 1998 *Theoret. Comput. Fluid Dynamics* **12** 29

The law of the bubble motion near the wall^{*}

Zhang A-Man[†] Yao Xiong-Liang

(*School of Shipbuilding Engineering , Harbin Engineering University , Harbin 150001 , China*)

(Received 22 September 2007 ; revised manuscript received 13 November 2007)

Abstract

Based on the assumption of potential flow , the coupled numerical model of the bubble and the wall is created and it is calculated with boundary integral method and a three-dimensional computing program is developed. The calculated result agrees with the experimental result well. Starting with the basic phenomenon of the interaction between the bubble and the wall , the dynamics of the bubble near a rigid wall is studied systematically with the program developed in this paper , including both cases of the parallel wall and the oblique wall. The relation between Bjerknes effect of the wall and the characteristic parameters is studied and the calculated results of various cases are compared and discussed with the Blake criterion based on the Kelvin-impulse theory. The analysis shows that the jet direction and the pressure on the rigid wall have close relationship with the bubble 's characteristic parameters. Besides , the application range of Blake criterion is given. This paper aims to provide reference for the relevant researches on the dynamics of bubble near the wall.

Keywords : bubble , wall , boundary integral , Bjerknes effect

PACC : 4000 , 4710 , 5000 , 5280Q

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50779007) and the Foundation of Harbin Engineering University (Grant No. HEUFT07069) and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20070217074).

[†] E-mail : amanzhang@gmail.com