

狭窄流域内气泡破裂现象数值模拟*

张阿漫, 倪宝玉, 宋炳月, 姚熊亮

(哈尔滨工程大学 船舶工程学院, 哈尔滨 150001)

(鲁传敬推荐)

摘要: 基于边界积分法建立狭窄流域内气泡破裂数值模型,开发相应的计算程序,分别模拟对称破裂与非对称破裂两类典型工况并与相应实验结果进行对比,计算值与实验值吻合很好,表明三维数值模型的有效性.从狭窄流域内气泡运动的基本现象入手,基于开发的程序系统地研究气泡的对称破裂与非对称破裂,在已有数值研究成果和实验数据基础上,提出气泡破裂的可行性准则,研究分裂后子气泡的动力学特性,并分析距离参数对气泡破裂特性及子气泡动力学行为的影响,总结相应规律,旨在为相关气泡破裂特性研究提供参考.

关键词: 气泡; 破裂; 狭窄流域; 子气泡; 窄射流

中图分类号: O351.2 **文献标志码:** A

DOI: 10.3879/j.issn.1000-0887.2010.04.005

引言

气泡破裂是自然界中时常发生一种现象,有关气泡破裂的非稳态动力学行为一直是气/液两相流体力学的研究热点.导致气泡破裂的实际原因非常复杂,通常有以下几个主要方面:其一是气泡处于湍流旋涡中,湍流旋涡碰撞下气泡很容易发生破裂,Chen等^[1]研究了涡流场中气泡的运动与破裂现象;其二是大气泡体积增长到临界值,表面张力不足以继续维持大气泡的形态而发生溃灭或破裂,参见文献[2];其三是稳态气泡遭受外力干扰,Kim等^[3]应用实验模拟稳态气泡在不同浮体切割下的破裂现象;其四是近壁面气泡在壁面的 Bjerknes 力与浮力的相互作用下,当壁面的 Bjerknes 力与反向的浮力大小相当时,气泡就会在二者的撕扯下分裂为两个子气泡^[4].

为了探求气泡破裂现象及本质,人们进行了大量的研究.在实验方面,Ishida等^[5]应用水箱模拟气泡在两水平壁面间的膨胀、颈缩、破裂以及回弹过程;Choi和Chahine^[6]实验研究了气泡在两垂直壁面和倾斜壁面间的破裂过程,真实模拟了颈缩后期浮力对气泡的影响.在数值模拟方面,早期Ellis^[7],Lauterborn和Hentsche^[8],Chahine^[9]等人都曾研究过两个平行刚性边界间气泡的运动,得出气泡可能形成沙漏状;Mohammad等^[10],Choi和Chahine^[6]等曾建立了

* 收稿日期: 2009-10-09; 修订日期: 2010-03-04

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50779007);国际科技合作资助项目(2007DFR80340);青年科学基金项目(50809018);中国博士后科学基金特别资助项目(200801104)

作者简介: 张阿漫(1981—),男,江西九江人,教授,博士(E-mail: amanzhang@gmail.com);
倪宝玉(1986—),男,黑龙江人,博士生(联系人. Tel: +86-451-82518954; E-mail: nibaoyu@hrbeu.edu.cn).

轴对称破裂模型并模拟了对称破裂与非对称破裂,但对破裂后子气泡的动力学行为研究不够;国内 Wang (王铁锋)等^[11]应用 CFD- PBM 耦合模型分析气泡破裂和融合等非稳态动力学,在分析过程中考虑了气/液质量转换对结果的影响。

本文在前期工作的基础上,主要探讨狭窄流域内气泡破裂现象,建立三维气泡对称与非对称破裂模型,提出三维气泡破裂可行性准则,研究破裂前后流场物理量变化以及破裂后子气泡的动力学行为。

1 理论背景

本文的狭窄流域主要指气泡在多个近壁面附近流场中运动.关于势流理论求解气泡的细节请参见文献[4,12],本文主要关注气泡破裂过程中速度势、压力等物理量的变化。

假设气泡内部气体由可冷凝气体(如水蒸气)和不可冷凝气体组成,其中不可冷凝气体变化满足绝热过程.同时考虑表面张力作用,则气泡外表面压力满足

$$P = P_c + P_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma - \sigma \nabla \cdot \mathbf{n}, \quad (1)$$

上式中, 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 为气体的比热比, σ 为气泡的表面张力, $\nabla \cdot \mathbf{n}$ 为曲面局部曲率.由绝热过程可以得到气泡破裂前一刻气泡内压力为 $P_B = P_c + P_0 (V_0/V_B)^\gamma$. 不考虑气泡破裂过程中的质量与压力损失,认为每个子气泡外表面的压力仍满足上述假设,则

$$P_{\text{sub}} = P_c + P_B \left(\frac{V_{\text{sub,A}}}{V_{\text{sub}}(t)} \right)^\gamma - \sigma (\nabla \cdot \mathbf{n})_{\text{sub}} = P_c + \left[P_c + P_0 \left(\frac{V_0}{V_B} \right)^\gamma \right] \left(\frac{V_{\text{sub,A}}}{V_{\text{sub}}} \right)^\gamma - \sigma (\nabla \cdot \mathbf{n})_{\text{sub}}, \quad (2)$$

式中下标 B 表示破裂前一刻物理量, A 表示破裂后一刻物理量, sub 表示破裂后子气泡各自的物理量,由于本文不考虑破裂过程中气体质量的损失与转化,则所有子气泡的 $V_{\text{sub,A}}$ 之和应等于 V_B .

为使研究工作具有普遍意义,取一组特征量将所有变量无量纲化,即以 $R_m, P_\infty, R_m(\rho/P_\infty)^{1/2}, R_m(P_\infty/\rho)^{1/2}$ 以及 $(P_\infty/\rho)^{1/2}$ 分别作为长度、压力、时间、速度势以及速度的特征量,将相应的变量无量纲化.其中 P_∞ 为气泡中心初始位置水平方向无穷远处环境压力, R_m 为在压力为 P_∞ 的无限域流场中气泡的最大半径, ρ 为流体的密度。

则(子)气泡边界、壁面边界的动力学条件以无量纲的 Bernoulli 方程给出:

$$\frac{D\phi'}{Dt'} = 1 + \frac{1}{2} |\nabla\phi'|^2 - \delta^2 z' - \varepsilon \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma - P'_c + \beta \nabla' \cdot \mathbf{n} \quad (\text{气泡面}), \quad (3)$$

$$\frac{D\phi'_{\text{sub}}}{Dt'} = 1 + \frac{1}{2} |\nabla\phi'_{\text{sub}}|^2 - \delta^2 z'_{\text{sub}} - \left[P'_c + \varepsilon \left(\frac{V_0}{V_B} \right)^\gamma \right] \left(\frac{V_{\text{sub,A}}}{V_{\text{sub}}} \right)^\gamma - P'_c + \beta (\nabla' \cdot \mathbf{n})_{\text{sub}} \quad (\text{子气泡面}), \quad (4)$$

$$\frac{D\phi'}{Dt'} = 1 + \frac{1}{2} |\mathbf{u}'|^2 - \delta^2 \gamma_f - P'_w \quad (\text{壁面}), \quad (5)$$

这里 $\delta = (\rho g R_m / P_\infty)^{1/2}$ 为浮力参数, $\varepsilon = P_0 / P_\infty$ 为强度参数, $\beta = \sigma / (R_m P_\infty)$ 为表面张力参数, $\gamma_f = d / R_m$ 为气泡初始中心距壁面的无量纲距离(距离参数).气泡边界的无量纲运动学条件为

$$\frac{D\mathbf{x}'}{Dt'} = \nabla\phi'. \quad (6)$$

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^[13];对于空化气泡,初始参数的获得参见文献[14]。

2 三维气泡破裂模型

关于轴对称气泡破裂的数值处理方法可参见文献[6,15],本文在轴对称气泡破裂基础上,开发三维破裂数值模型,并提出可行的分裂准则。气泡破裂是一个复杂的物理过程,在破裂瞬间流场处于不稳定状态,存在气体扩散^[1]、气/液转化^[11]、能量耗损和压力突跳^[6]等复杂物理现象,这里为了使数值计算继续下去,并不真实模拟气泡破裂瞬间,而是当气泡网格节点满足分裂准则后,进行人工干预,即直接将气泡节点重新分布而形成两个子气泡,具体实行过程如下:

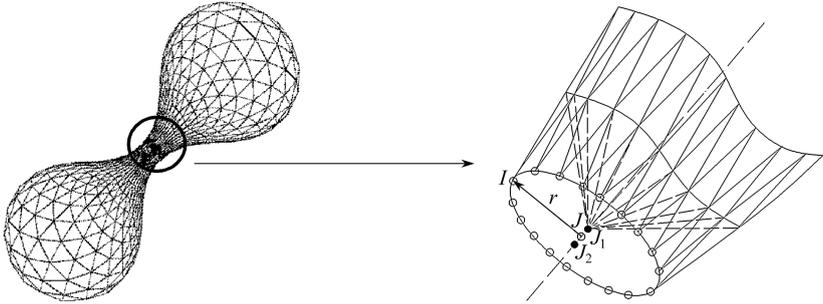


图1 气泡破裂准则示意图

a) 确定局部“对称轴” 如图1所示,气泡在破裂过程中会发生明显“颈缩”现象,颈缩的形成会使局部呈现筒状,则存在局部“对称轴”(对于近壁面气泡,此“对称轴”垂直于壁面);

b) 计算最小距离 当局部“对称轴”确定后,计算时间每推进一步,就在颈缩局部计算一次节点到轴的最近距离 r ,当无量纲距离 $r \leq 0.03$ 后(对应 r 最小的节点记作 I),则认为满足破裂准则,否则进行下一步计算,直到满足破裂准则为止,这个过程是程序自动完成的,无需人工干涉;

c) 集中破裂线于一点 J 当节点 I 被识辨后,将 I 以及周围距离最接近 r 的一圈节点(称之为“破裂线”)全部移除,并通过这些节点坐标的算术平均值得到新的一点 J ;

d) 分裂 J 为 J_1, J_2 再将 J 沿“对称轴”正向和负向分别移动微小距离0.001,得到两个新点 J_1, J_2 ,分别将 J_1, J_2 与原来分离的节点连接上,并将节点号和单元号重新编号,至此一个气泡就分裂为两个子气泡了;

e) 计算新节点物理量 对于 J_1, J_2 点的速度势均取移除点的算术平均值即可,之后应用式(4)和(6)即可更新子气泡的速度势和表面位置。

3 结果与讨论

3.1 计算值与实验值对比分析

通过将气泡演变的数值解与实验数据对比分析以验证本文模型的有效性。实验值来源于文献[5],实验参数简要说明如下:150×150×145 mm³水箱内放置两片直径为100 mm可上下移动的平行圆铜板,在两圆板之间的轴心处通过电极放电产生气泡,气泡的运动状态用每秒41 000帧的高速摄影仪拍摄。数值模拟中采用三维气泡模型,表面离散成362个节点和720个单元;每个壁面离散成1 100个节点和2 196个三角形单元。数值计算中水平边界为无限流体,

边界条件满足无穷远条件.

3.1.1 对称破裂

此工况下实验记录的气泡最大半径 $R_m = 6.93$ mm, 平板间距 $L = 15$ mm, 上下壁面均距初始气泡 7.5 mm, 即 $\gamma_{f1} = \gamma_{f2} = 1.08$. 气泡初始无量纲参数取 ($R'_0 = 0.0788$, $\varepsilon = 600$, $\delta = 0.026$, $\beta = 0.0001$), 计算结果以无量纲形式给出. 为更好地对比数值模拟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 2(a) ~ (j), 每幅图对应的无量纲时间标注在图下方.

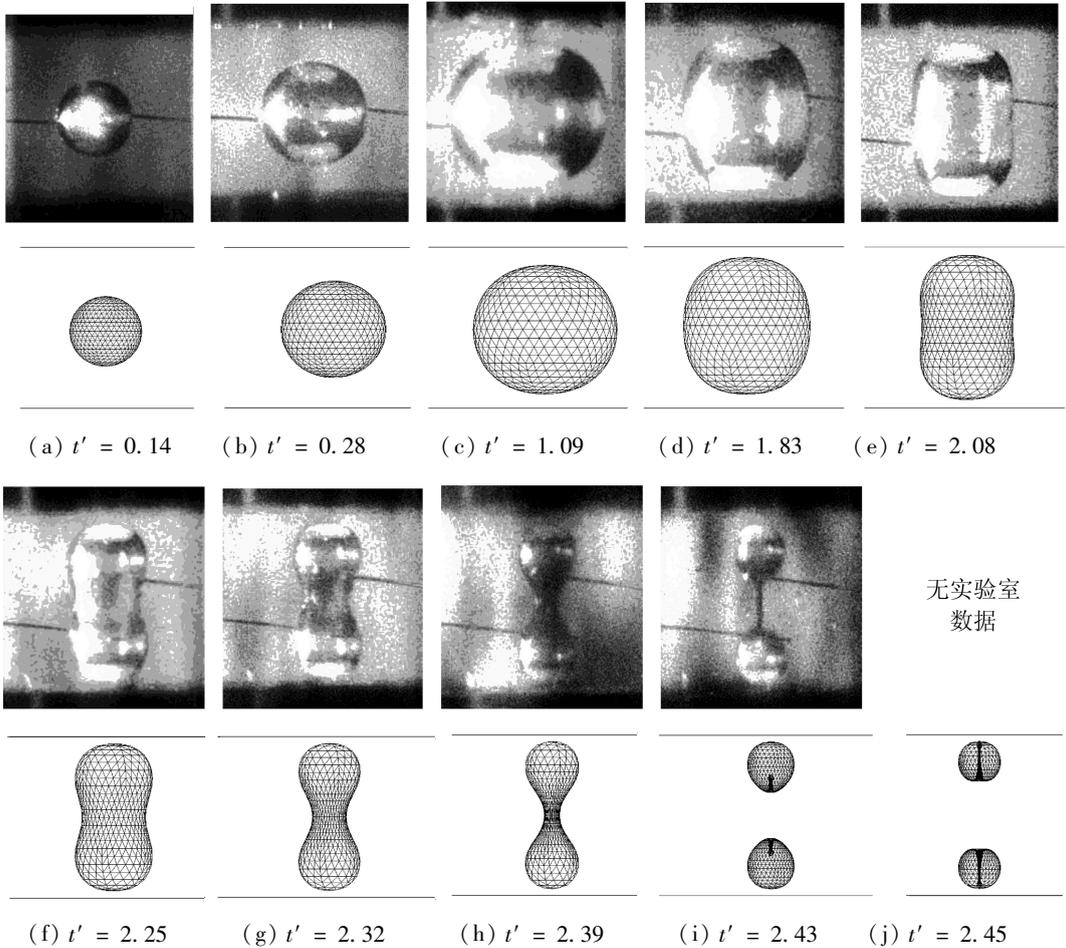


图2 气泡对称破裂数值与实验对比图

图2中上下直线代表壁面, 可见本文数值模型的计算值在不同阶段均与实验照片吻合很好. 图2(a)中气泡刚开始膨胀不久, 内部高温高压气体促使气泡迅速向外膨胀; (b)表示气泡在惯性作用下继续膨胀; (c)表示气泡在 $t' = 1.09$ 时的形态, 此时气泡体积达到最大, 在壁面的作用下气泡上下表面略显扁平; (d)表示气泡在两壁面 Bjerknes 力的作用下, 开始纵向延伸; (e)、(f)、(g)表示气泡在纵向长度基本保持不变的情况下, 中部迅速收缩; (h)的气泡中部“颈缩”至最细, 形成典型“哑铃”状气泡; (i)表示气泡在 $t' = 2.43$ 时的形态, 气泡已经完全破裂为两个子气泡, 尽管实验中两个子气泡间还有细水柱联系, 这可能由于表面张力的影响, 而水柱也可能是气/液混合流, 总之从压力传感器的数据来看, $t' = 2.43$ 时刻气泡已经破裂为子气泡; (j)表示气泡在 $t' = 2.45$ 时的形态, 此时子气泡射流穿透子气泡壁另一面, 形成环状气泡. 由于选图的关系, 实验中没有对应图片可对比. 值得注意的是与近壁面单个气泡形成的射

流^[4]不同,子气泡的射流是典型的“窄射流”,并在射流尖端呈现水滴状.总之,由于流场压力的作用,气泡表现为在膨胀阶段被壁面排斥,在坍塌阶段被壁面吸引,在两壁面等强度 Bjerknes 力的撕扯下,对称分裂为两个子气泡,子气泡分别坍塌,形成指向壁面的射流.

3.1.2 非对称破裂

此工况下气泡最大半径 $R_m = 6.73 \text{ mm}$,平板间距 $L = 15 \text{ mm}$,上下壁面分别距初始气泡 6 mm 和 9 mm ,即 $\gamma_{\text{上}} = 0.89, \gamma_{\text{下}} = 1.34$. 气泡初始无量纲参数同 3.1.1, 计算结果以无量纲形式给出,尽可能与实验同步比较,如图 3(a) ~ (j), 无量纲时间标在图下.

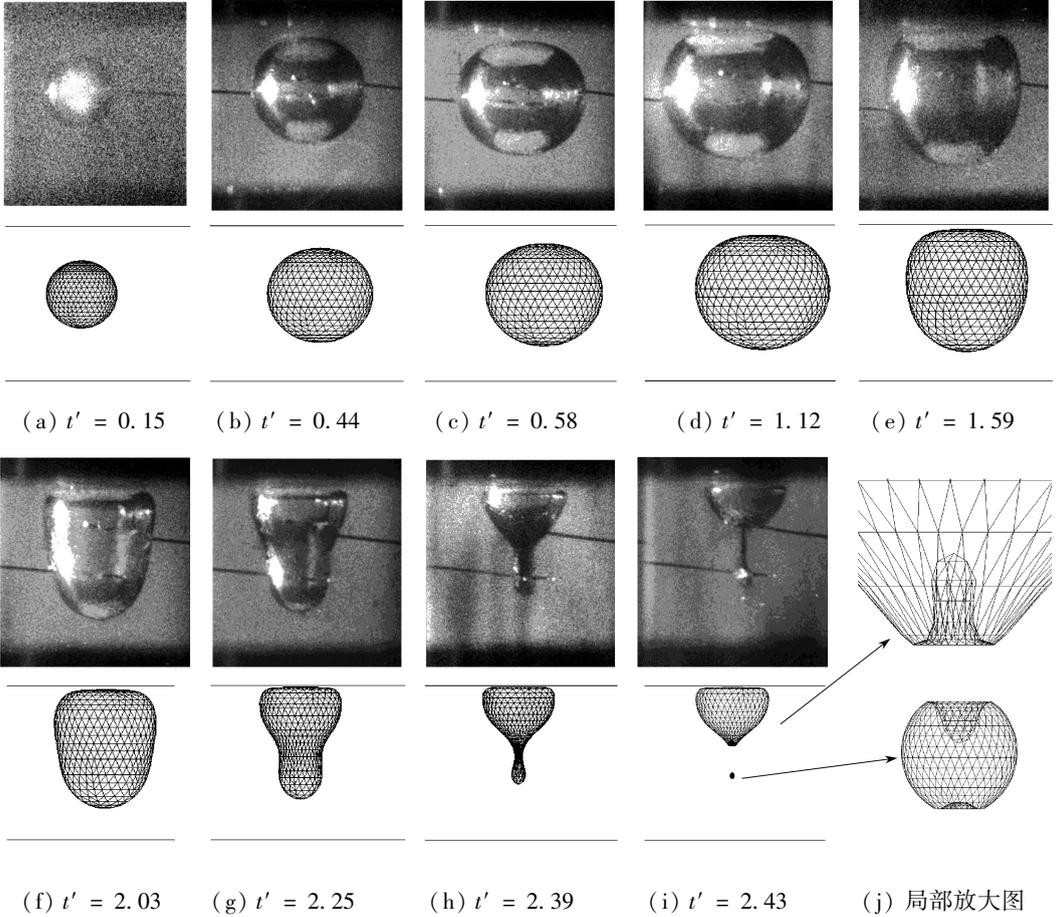


图3 气泡非对称破裂数值与实验对比图

图3(a)表示气泡内部高温高压,气泡迅速向外膨胀;(b)、(c)表示气泡继续膨胀,在壁面的作用下气泡上表面略显扁平;(d)表示气泡在 $t' = 1.12$ 时的形态,此时体积达到最大;(e)、(f)中气泡上表面几乎贴在壁面上,下表面开始纵向延伸;(g)表示气泡在 $t' = 2.25$ 时的形态,气泡中下部迅速坍塌收缩;(h)表示气泡“颈缩”至最细,形成典型“锥状”气泡;(i)表示气泡在 $t' = 2.43$ 时的形态,气泡破裂为体积差异很大的两个子气泡,子气泡在壁面作用下继续坍塌;为了清晰地观察子气泡的形态,将图(i)局部放大如图(j)所示,可见在流场压力作用下,大子气泡形成向上的射流,小子气泡形成对射流,实验中显示小子气泡已经溃灭.总之,由于两壁面与气泡距离不同,Bjerknes 力强度不同,导致气泡最终不对称分裂,两个形态各异的子气泡在不同主导因素下坍塌射流.

3.2 狭窄流域内气泡破裂及射流现象

为研究水下气泡破裂及子气泡坍塌射流等强非线性复杂运动,模拟气泡在两近壁面形成的狭窄流域内运动,记录特征物理参数,阐述基本物理现象。

3.2.1 对称破裂

设定水下气泡的初始无量纲参数为 ($R'_0 = 0.353, \varepsilon = 10, \delta = 0, \beta = 0.0001$),取两壁面距气泡初始无量纲距离均为 $\gamma_{11} = \gamma_{12} = 1$, 本文数值模拟的气泡运动及周围狭窄流场的速度、压力图如图4所示。

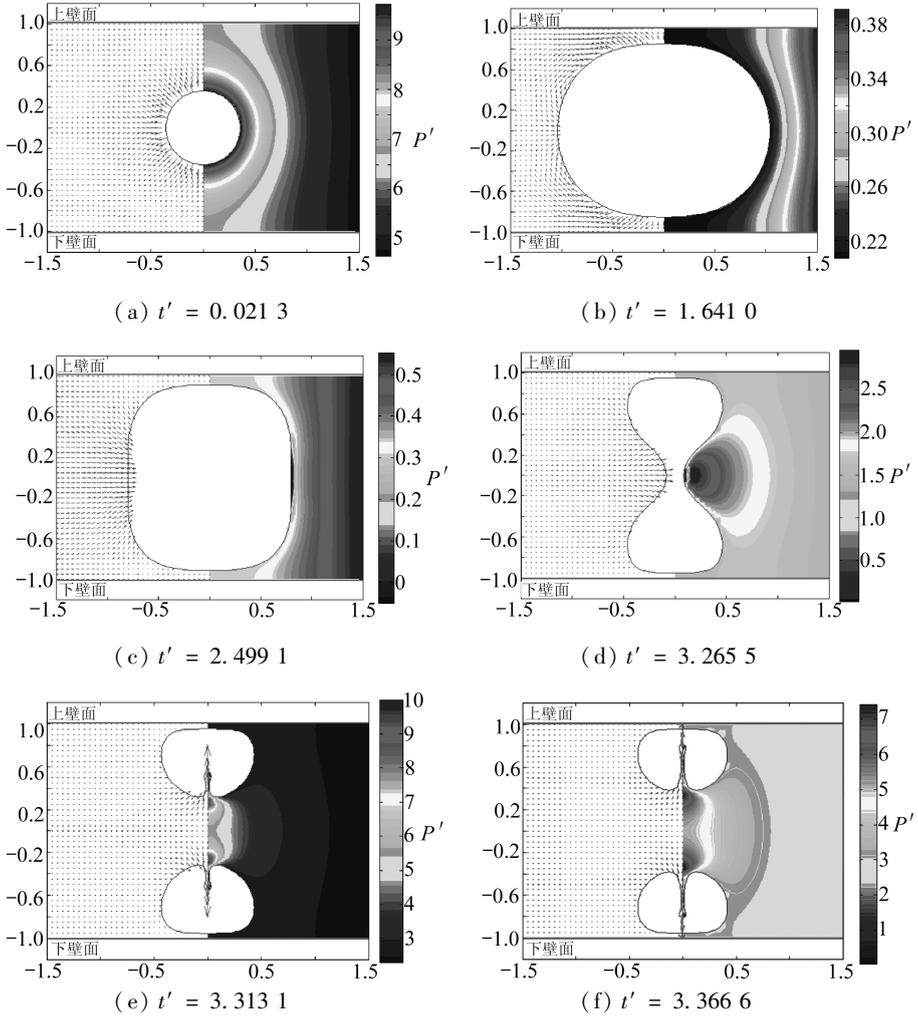


图4 气泡对称破裂过程中流场速度、压力图

图4(a)表示气泡在 $t' = 0.0213$ 时的初始形态,箭头表示流场的速度矢量,云图表示流场的无量纲压力,上下两条粗线代表壁面。从压力场与速度场可见气泡内部高压促使流场质点迅速向外膨胀;(b)表示气泡体积最大的形态,气泡的过度膨胀导致内部压力低于静水压力,气泡开始收缩运动;(c)中上下壁面附近流体基本静止,而中部流体在外压作用下迅速向气泡中部运动,气泡开始“颈缩”;(d)表示气泡在 $t' = 3.2655$ 颈缩形态,由于靠近壁面流体质点基本静止,故气泡在纵向长度基本不变,同时气泡中部附近压力开始上升并超过静水压力,在惯性作用下流体质点向气泡轴心运动,必然将导致气泡破裂;(e)中部破裂后的子气泡开始形成射

流,射流速度相当高,流场能量集中在窄射流区;(f)表示子气泡的高速射流继续发展,即将穿透子气泡壁的另一面而形成环状气泡。

为更进一步分析气泡动态破裂特性,下面分别给出气泡运动过程中物面压力变化、流场压力变化、流场能量变化以及子气泡射流速度等曲线。

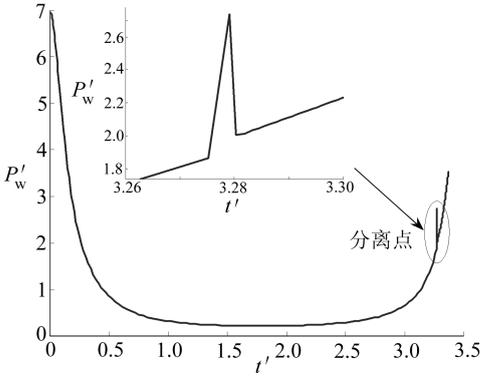


图5 壁面轴心点压力历时曲线

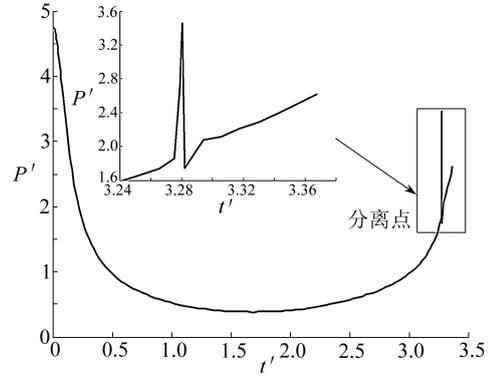


图6 流场点压力历时曲线

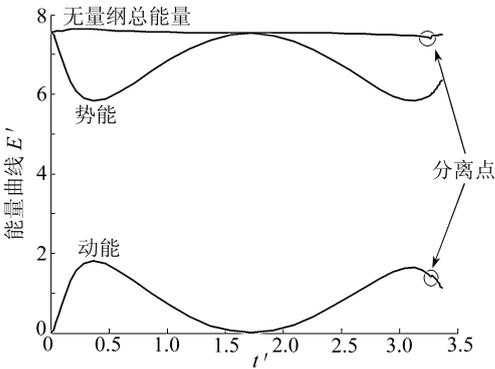


图7 流场能量曲线

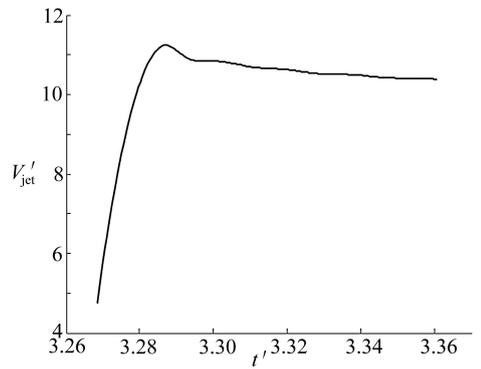


图8 子气泡射流速度曲线

图5为壁面轴心点无量纲压力历时曲线,由于为对称破裂,上下壁面压力大小相等。图中圆圈标注出气泡破裂时刻,通过局部放大图显示,可见气泡的不稳定破裂会引起流场的压力突跳,当子气泡形成后流场再度稳定。图6为流场中(0,1.5,0)点处无量纲压力历时曲线,与壁面压力类似,流场中也会出现压力突跳现象。文献[5]与[6]通过压力传感器都测得了气泡破裂时刻壁面与流场中会出现压力突变现象,尽管这种压力峰值与子气泡射流冲击引起的压力峰值相比是比较小的,但却是确实存在的。当然,在破裂的数值处理上,由于人为地改变了气泡体积,将不可避免地造成体积瞬间减小而引起压力瞬间提高,所以图中的压力突跳也含有数值处理的结果。

图7为流场能量曲线,从上到下分别为无量纲总能量、势能和动能,可见当不考虑能量损失的情况下,在气泡运动过程中只有动能和势能的相互转化,总能量保持不变,当气泡破裂时,动能会出现微小损失,势能保持不变,导致总能量出现损失。图8为子气泡无量纲射流速度曲线,可见子气泡在分裂后射流速度迅速到达一峰值,然后逐渐趋于某一稳定值直至射流穿透另一侧壁面。

3.2.2 非对称破裂

设定水下气泡的初始无量纲参数为($R_0' = 0.353, \varepsilon = 10, \delta = 0, \beta = 0.0001$),取上下两壁

面距气泡初始无量纲距离分别为 $\gamma_{11} = 1.25, \gamma_{12} = 0.75$, 流场的速度场、压力场如图 9 所示。

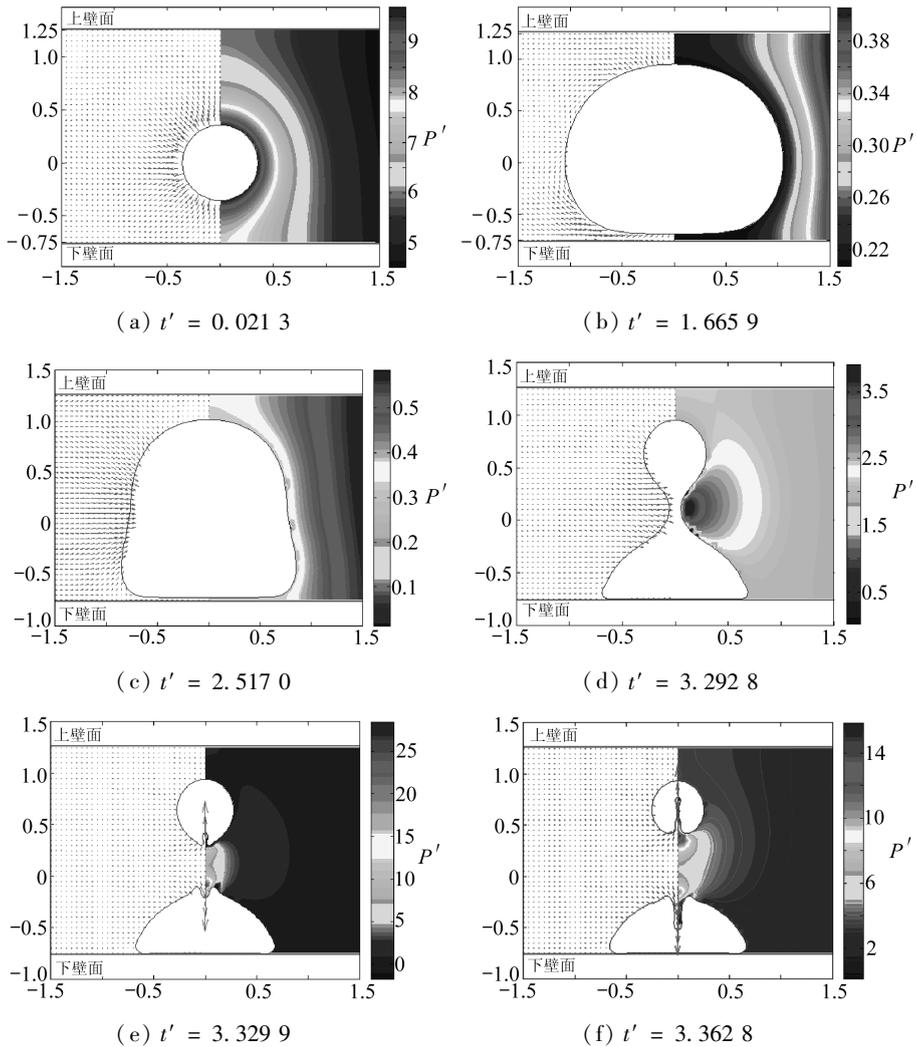


图 9 气泡非对称破裂过程中流场速度、压力图

图 9(a) 表示气泡呈球状迅速向外膨胀, 从压力图可明显看出压力的上下不对称性; (b) 表示气泡体积达到最大的形态, 气泡下表面已经扁平, 并将流体挤向四周, 同时由于外压大于内压, 气泡将开始收缩; (c) 表示流体在外压推动下向气泡运动, 流场的不对称导致气泡中部偏下颈缩速度最大; (d) 表示气泡在 $t' = 3.2928$ 颈缩至最细的形态, 此时气泡下表面基本完全贴附在下壁面, 上表面则基本呈球状, 在颈缩区域附近流场压力开始上升, 但在惯性下流体会将气泡破裂; (e) 表示破裂后的子气泡开始形成射流, 射流速度相当高, 导致射流区域外的流体速度相对很小, 流场能量集中在窄射流区; (f) 表示子气泡的高速射流继续发展, 且上子气泡的射流略快于下子气泡的, 使得上子气泡射流先于下子气泡而穿透另一面形成环状气泡。

为进一步分析气泡动态破裂特性, 下面分别给出气泡运动过程中上下壁面压力变化曲线、Kelvin 冲量变化曲线以及子气泡射流速度曲线。

图 10 和 11 分别为上下壁面轴心点无量纲压力 P'_{w1} 和 P'_{w2} 的历时曲线, 可见由于下壁面距初始气泡更近, 故起始时刻 P'_{w2} 较 P'_{w1} 大, 但随着气泡的膨胀, 二者均迅速减小, 当无量纲时间 t'

> 0.5 后,二者都降至 0.2 左右.当 $t' > 3$ 后二者开始上升, P'_{w1} 上升的速度与幅度较之 P'_{w2} 更大,在气泡破裂时刻,与对称破裂类似,压力会出现一尖锐峰值.从图中可见, P'_{w1} 的峰值压力高于 P'_{w2} 的峰值,这可能是由于下子气泡贴附在下壁面,影响了压力扰动的传递.由于数值模拟到上子气泡射流冲击另一表面为止,此时下子气泡的射流尚在发展之中,所以最后时刻 P'_{w1} 明显大于 P'_{w2} .

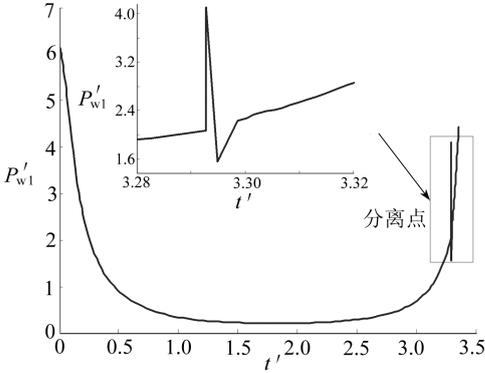


图 10 上壁面轴心点压力历时曲线

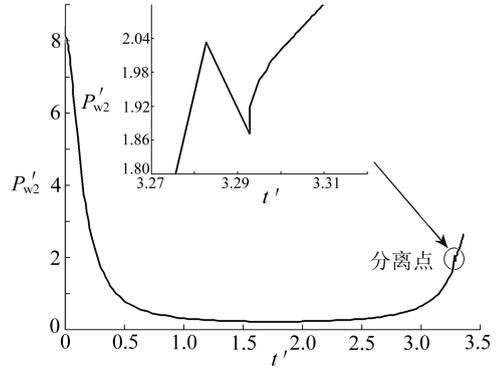


图 11 下壁面轴心点压力历时曲线

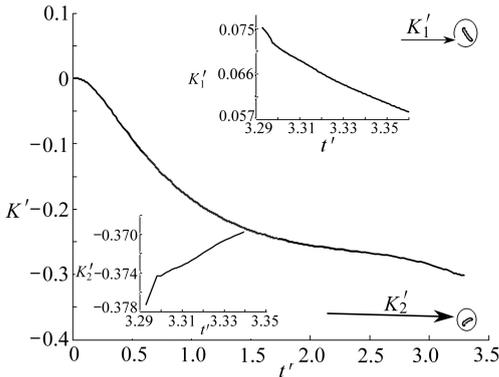


图 12 Kelvin 冲量历时曲线

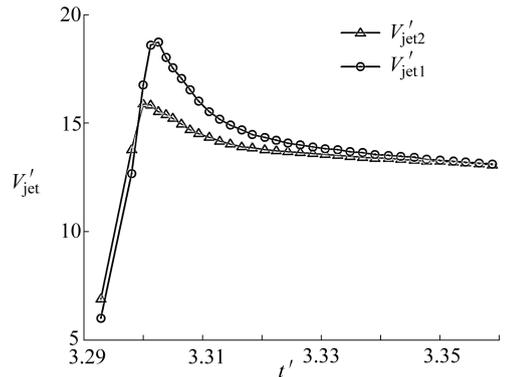


图 13 子气泡射流速度历时曲线

图 12 为流场无量纲 Kelvin 冲量 K' 的历时曲线,关于 Kelvin 冲量可参见文献[16].在气泡未破裂之前, K' 一直为负值,表明由于下壁面的 Bjerknes 力大于上壁面的,使得气泡的整体不对称度偏向于下方,且随着气泡的运动,不对称度愈加偏向下方.当气泡破裂后,分别用局部放大图表现上下子气泡的 K'_1 和 K'_2 ,可见 $K'_1 > 0, K'_2 < 0$,与图 9 保持一致.图 13 为子气泡无量纲射流速度历时曲线,其中 V'_{jet1}, V'_{jet2} 分别表示上、下子气泡的射流,可见破裂后的很短时间内二者都急剧上升至各自峰值,其中 V'_{jet1} 在 $t' = 3.300$ 时达到 15.84;而 V'_{jet2} 在 $t' = 3.304$ 时达到 18.86,即上子气泡较下子气泡在略晚的时刻达到更高的峰值.之后二者射流速度都开始降低,并在后期趋近稳定值,此工况下二者趋近于同一数值 13.06.

3.3 距离参数对气泡破裂现象的影响

由上可见,距离参数对近壁面气泡破裂的影响很大,本节通过系统改变距离参数研究这种影响规律,浮离参数等其余参数的影响可参见文献[17-18].

3.3.1 对称破裂

保持 $\varepsilon = 10, \beta = 0.0001, \delta = 0$ 不变,参见文献[10],取 $\gamma_{n1} = \gamma_{n2} = \gamma_f$ 从 0.75 变化到 2.0.

分别给出不同情况下气泡分裂时间 t'_1 、子气泡射流冲击时间 t'_2 、气泡总体体积 V'_{lm} 、气泡内气体压力 P'_b 以及滞后流速度 V' 随时间的变化曲线(均为无量纲量)。

图 14 表示气泡分裂时间 t'_1 、子气泡射流冲击时间 t'_2 随 γ_f 的变化曲线,从图中易见气泡分裂时间 t'_1 随 γ_f 增大而减小,说明壁面距离气泡越近,对流体运动的抑制作用越强,使得气泡膨胀、颈缩历时越长;子气泡射流冲击时间 t'_2 随 γ_f 增大先减小后增大,这是因为 γ_f 过大后,子气泡靠近壁面的一侧开始二次膨胀,使得总体时间增长,经数值计算易发现转折点大约发生在 $\gamma_f = 1.65$ 附近。

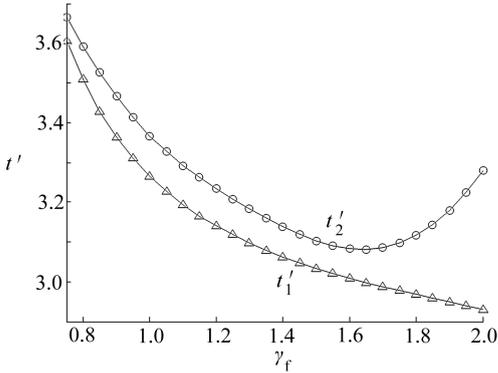


图 14 气泡分裂时间、射流冲击时间变化曲线

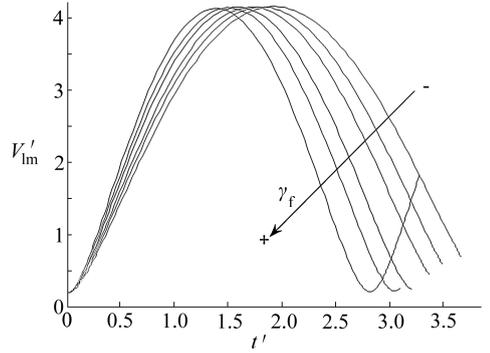


图 15 气泡总体体积历时曲线

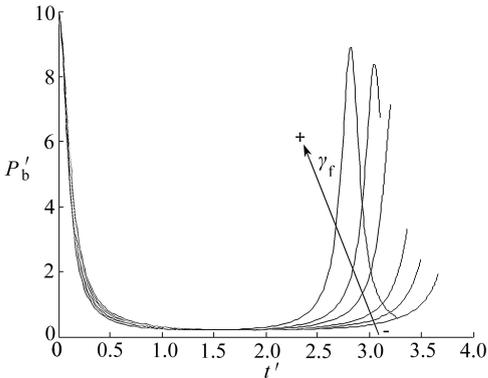


图 16 气泡内压力历时曲线

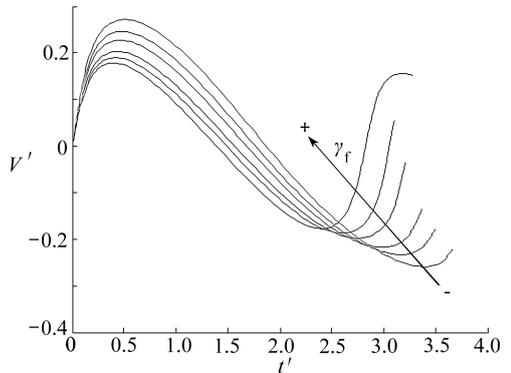


图 17 滞后流速度历时曲线

图 15 表示气泡总体体积历时曲线,图中箭头表示 γ_f 增大方向,6 条曲线分别对应 γ_f 为 0.75,0.875,1.0,1.25,1.5 和 2.0。可见 γ_f 越大,气泡越早达到最大无量纲体积 ($V'_{lm,max} \approx 4.19$),对于 $\gamma_f = 2.0$,气泡在 $t' = 2.7495$ 时达到最小体积,之后开始二次膨胀,体积增加。

图 16 表示气泡内气体压力变化曲线, γ_f 越大,泡内压力越早达到峰值,且峰值也在越大。当不考虑能量损失,也不考虑壁面影响时,泡内二次压力峰值将与初始压力一致,考虑壁面影响后,壁面离气泡越近则泡内二次压力峰值越弱。图 17 表示流场中 $(0, 1.5, 0)$ 点处滞后流速度曲线,可见随着气泡的膨胀和收缩,滞后流方向逆转,气泡的破裂不会影响滞后流的方向,且随着 γ_f 增大,滞后流速度减小,说明壁面的挤压会增大狭窄流场的速度。

3.3.2 非对称破裂

仍取 $\varepsilon = 10, \beta = 0.0001, \delta = 0$,保持 $\gamma_{n1} + \gamma_{n2} = \gamma_{nr} = 2.0$ 不变,改变 γ_{n1}/γ_{n2} 从 0.5 变化到 1.0,分别给出子气泡体积比、气泡分裂时间 t'_1 、射流冲击时间 t'_2 、流场 Kelvin 冲量 K' 及气泡形

心位移 Z'_c 变化曲线(均为无量纲量)。

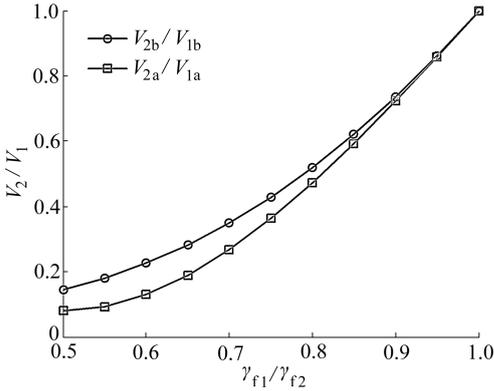


图 18 子气泡体积比变化曲线

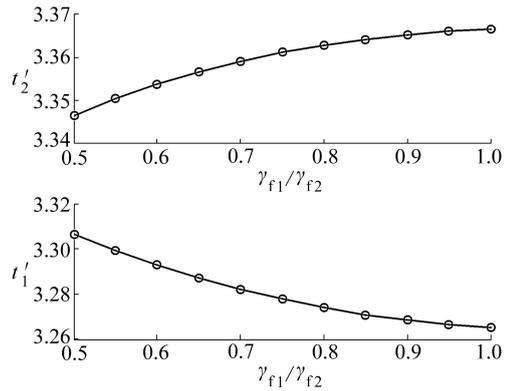


图 19 气泡分裂时间、射流冲击时间变化曲线

图 18 为两个子气泡的体积比曲线,图中 V_{2b}/V_{1b} 表示破裂时刻小子气泡与大气泡体积之比, V_{2a}/V_{1a} 表示射流冲击时刻小子气泡与大气泡体积之比.从图中可见 γ_{f1}/γ_{f2} 越小,气泡不对称破裂越严重,子气泡体积相差越大.图 19 为气泡分裂时间 t'_1 和射流冲击时间 t'_2 变化曲线,可见 γ_{f1}/γ_{f2} 越大,气泡越早破裂,对于射流冲击时间,由于本文以小子气泡射流冲击为止,而 γ_{f1}/γ_{f2} 越小,小子气泡越小,射流冲击越早发生,所以 t'_2 越小.实际上 t'_1 和 t'_2 的变化范围很窄,各工况相差很小.

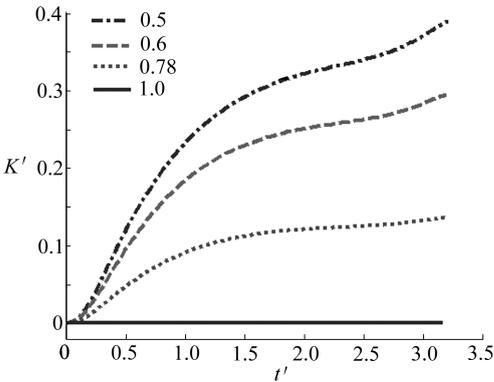


图 20 Kelvin 冲量变化历时曲线

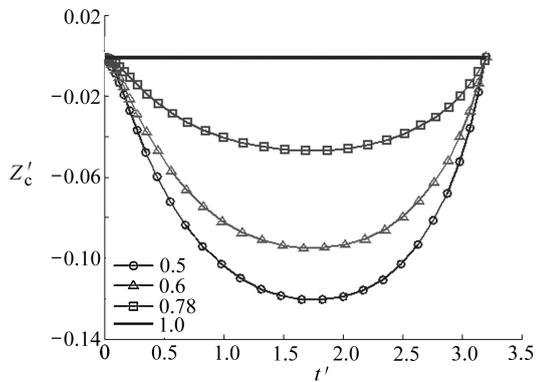


图 21 气泡形心位移历时曲线

图 20 和图 21 分别为 Kelvin 冲量 K' 变化曲线和气泡形心 Z 向坐标 Z'_c 的历时曲线,由于破裂后时间很短,图中没有画子气泡的 K' 和 Z'_c .从图 20 和图 21 可见, $\gamma_{f1}/\gamma_{f2} = 1$ 的对称破裂中 K' 和 Z'_c 始终为 0;对于非对称破裂, γ_{f1}/γ_{f2} 越小,偏向上壁面的不对称度越大.由于上壁面更近,使得气泡整体 Z 向形心坐标偏向下壁面,尤其在膨胀阶段更明显,有趣的是不论 γ_{f1}/γ_{f2} 大小,在气泡破裂的前一刻 Z'_c 都为 0.

4 结 论

通过对比分析,本文建立的三维气泡破裂数值模型的计算值与实验值基本一致,并用本文程序模拟了狭窄流域内气泡的对称破裂与非对称破裂,得到以下主要建议和结论:

1) 无论对称破裂还是非对称破裂,在气泡破裂瞬间,都会在流场中引入压力突变,形成尖锐的压力峰值,压力扰动在子气泡形成后的稳定流场中迅速衰减消失;

2) 子气泡形成的射流是典型的“窄射流”,在射流尖端甚至会形成水滴状;射流速度通常很大,导致从气泡破裂到子气泡坍塌溃灭的时间相当短暂,实验很难捕捉;

3) 子气泡的射流速度在破裂后的极短时间内迅速增至峰值,然后逐渐衰减并趋近某一稳定值直至射流冲击子气泡另一表面为止;不对称破裂中,小子气泡体积小,射流速度高,先完成射流冲击;

4) 距离参数 γ_f 对气泡的破裂形态影响很大,若两壁面的 γ_f 相同,会发生对称破裂, γ_f 越小,气泡生命周期越长,流场滞后流速度越大,壁面压力越大;若两壁面的 γ_f 不同,会发生非对称破裂,且 γ_f 相差越大,气泡不对称度越高,当 γ_f 相差过大时,将不再发生破裂,而是形成指向较近壁面的射流。

参考文献:

- [1] Chen P, Sanyal J, Dudukovi M P. Numerical simulation of bubble columns flows: effect of different breakup and coalescence closures [J]. *Chemical Engineering Science*, 2005, **60** (4): 1085-1101.
- [2] Wang T F, Wang J F. Numerical simulations of gas-liquid mass transfer in bubble columns with a CFD-PBM coupled model [J]. *Chemical Engineering Science*, 2007, **62** (24): 7107-7118.
- [3] Kim J O, Kim S D. Bubble breakage phenomena, phase holdups and mass transfer in three-phase fluidized beds with floating bubble breakers [J]. *Chemical Engineering Process*, 1990, **28** (2): 101-111.
- [4] ZHANG A-man, YAO Xiong-liang, FENG Lin-han. The dynamic behavior of a gas bubble near a wall [J]. *Ocean Engineering*, 2009, **36** (3/4): 295-305.
- [5] Ishida H, Nuntadusit C, Kimoto H. Cavitation bubble behavior near solid boundaries [C] // *Proceedings CAV 2001 Fourth International Symposium on Cavitation*, California Institute of Technology, Pasadena, CAV, 2001, A5-003.
- [6] Choi J K, Chahine G L. Noise due to extreme bubble deformation near inception of tip vortex cavitation [J]. *Physics of Fluids*, 2004, **16** (7): 2411-2418.
- [7] Ellis A T. Techniques for pressure pulse measurements and high speed photography in ultrasonic cavitation [J]. *Cavitation in Hydrodynamics*, 1956, **8** (2): 1-32.
- [8] Lauterborn W, Hentschel W. Cavitation bubble dynamics studied by high speed photography and holography: part I [J]. *Ultrasonics*, 1985, **24** (2): 260-268.
- [9] Chahine G L. Experimental and asymptotic study of non-spherical bubble collapse [J]. *Applied Science Research*, 1982, **38** (13): 187-197.
- [10] Mohammad T S, Amir A, Mohammad R S. Numerical study on the dynamics of an electrical discharge generated bubble in EDM [J]. *Engineering Analysis With Boundary Elements*, 2006, **30** (6): 503-514.
- [11] Wang T F, Wang J F, Jin Y. Population balance model for gas-liquid flows: influence of bubble coalescence and breakup models [J]. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 2005, **44** (19): 7540-7549.
- [12] Wang C, Khoo B C. An indirect boundary element method for three-dimensional explosion bubbles [J]. *Journal of Computational Physics*, 2004, **194** (2): 451-480.
- [13] Cole R H. *Underwater Explosion* [M]. Princeton: Princeton University Press, 1948.
- [14] Best J P, Kucera A. A numerical investigation of non-spherical rebounding bubbles [J]. *Jour-*

- nal of Fluid Mechanics*, 1992, **245**(1): 137-154.
- [15] Choi J K, Chahine G L. Non-spherical bubble behavior in vortex flow fields[J]. *Computational Mechanics*, 2003, **32**(4/6): 281-290.
- [16] Blake J R, Gibson D C. Cavitation bubbles near boundaries[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1987, **19**(2): 99-123.
- [17] 张阿漫,姚熊亮. 水下爆炸气泡与复杂弹塑性结构的相互作用研究[J]. *应用数学和力学* 2008, **29**(1):81-92.
- [18] 张振宇,王起棣,张慧生. 表面张力对近固壁二空化泡影响的数值研究[J]. *力学学报*, 2005, **37**(1):100-104.

Numerical Simulation of the Bubble Breakup Phenomena in the Narrow Flow Field

ZHANG A-man, NI Bao-yu, SONG Bing-yue, YAO Xiong-liang
(*School of Shipbuilding Engineering, Harbin Engineering University,
Harbin 150001, P. R. China*)

Abstract: Based on boundary integral method, the 3D bubble breakup model in the narrow flow field was erected and corresponding computing program was developed to simulate symmetrical and unsymmetrical bubble breakup. The calculated results are compared with the experimental results and agree with them very well, which indicates the numerical model is valid. Starting with the basic behavior of bubble in the narrow flow field, the symmetrical and unsymmetrical bubble breakup was studied systematically with the program developed, and feasible rule of 3D bubble breakup was presented based on the published numerical results and experimental data. Besides, the dynamics of sub-bubbles after splitting was studied, and the influence of characteristic parameters on the bubble breakup and sub-bubbles dynamics was analyzed.

Key words: bubble; breakup; narrow flow field; sub-bubble; narrow jet