

近自由面水下爆炸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 3 月 16 日收到, 2007 年 7 月 31 日收到修改稿)

基于边界积分法建立水下爆炸气泡与自由面耦合数值模型, 并开发相应的计算程序, 计算值与实验值符合较好. 从气泡与自由面相互作用的基本现象入手, 运用开发的程序系统地研究了近自由面水下爆炸气泡的动态特性, 包括近自由面气泡的环状回弹及自由面的水冢现象, 研究距离参数、浮力参数以及强度参数等特征参数与自由面 Bjerknes 效应之间的关系, 总结相关规律, 近自由面气泡的动态特性与这些特征参数有密切的关系. 并在研究过程中, 讨论了基于 Kelvin-impulse 理论的 Blake 准则的适用范围, 并解释了 Blake 准则的失效的原因. 旨在为相关的近自由面水下爆炸气泡动态特性研究提供参考.

关键词: 气泡, 自由面, 环状, 水冢

PACC: 4710, 6170Q, 5280Q

1. 引 言

在研究水下爆炸气泡与自由面相互作用之前, 先介绍一个流体力学中的重要概念, 即 Bjerknes 力. 1966 年, Bjerknes 父子发现当流体中脉动的流体同相振荡时彼此吸引, 而当它们反相振荡时又相互排斥. 最初, 他们试图利用这一发现来解释电磁机理^[1]. 后来这种在流体中脉动物体之间的相互作用力就被称为 Bjerknes 力. 对于近自由液面的高压气泡的运动行为公开发表的文献较少. 自由液面为气泡提供一个常压边界条件. 当没有浮力时, 气泡在自由液面附近破裂产生一个 Bjerknes 型凹射流, 从自由液面射出. Gibson^[2], Chahine^[3] 分别通过实验观察到该现象. 然而, Chahine^[3], Gibson 和 Blake^[4] 以及 Wang 等人^[5,6] 也发现如果气泡处于距自由液面小于最大半径 R_m 的距离, 在气泡破裂的过程中将在自由液面处形成一束水柱. 总之, 水下爆炸气泡的运动状态十分复杂. 特别是近自由液面时, 此时气泡与自由表面会发生强烈的耦合作用, 如药包在自由面附近爆炸时, 产生十几米高的水柱, 即水冢现象, 而对这种特殊的物理现象通过物理实验难以观察及测量. 本文基于势流理论, 建立气泡与自由面耦合模型, 并开发计算程序, 从基本现象入手系统地研究近

自由面水下爆炸气泡的动态特性, 并总结相关规律.

2. 理论背景

药包在水中爆炸时, 化学反应将原材料迅速转变成高温高压气体. 爆炸后直接产生的爆炸产物的温度可达 3000 °C 的数量级, 压力可达 5 GPa 的数量级^[7]. 爆炸的初步结果是压缩或散发到流场中的冲击波, 继而是气泡产物的动态膨胀和收缩. 冲击波的释放是早期现象, 在冲击波之后, 气泡表面的速度略小于声音在水中传播的速度. 因此, 对于该流场, 流体不可压缩状态在药包爆炸的几微秒后认为是合理的^[8].

将气泡在膨胀和收缩阶段中的半径取为特征长度, 可以计算出雷诺数, 该雷诺数在气泡的大多数膨胀和坍塌过程中很高. 由于雷诺数是惯性力与黏性力的比值, 所以在动量守恒方程中黏性项对解的精度影响很小, 可以忽略. 此外, 在假设流体是无黏和无旋的条件下, 速度场可以由拉普拉斯方程得到. Guerri, Lucca 和 Prosperetti^[9] 以及 Blake 等人^[10] 说明了类似的假设在空泡的例子中也是有效的. 因此, 本文研究自由表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 ϕ 满足边界积分方程

* 国家自然科学基金(批准号 50779007)资助的课题.

$$\alpha(\mathbf{p})\beta(\mathbf{p}) = \iint_S \left(\frac{\partial \phi(\mathbf{q})}{\partial n} G(\mathbf{p}, \mathbf{q}) - \beta(\mathbf{q}) \frac{\partial}{\partial n} G(\mathbf{p}, \mathbf{q}) \right) dS, \quad (1)$$

式中 S 为包括气泡表面的内的边界面, \mathbf{p} 和 \mathbf{q} 分别是边界上的固定点和积发点, $\alpha(\mathbf{p})$ 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

$$\alpha(\mathbf{p}) = \iint_S \frac{\partial G(\mathbf{p}, \mathbf{q})}{\partial n} dS_q, \quad \mathbf{p} \in S, \quad (2)$$

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 $|\nabla\phi \rightarrow 0|$.

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

$$p = p_c + p_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma, \quad (3)$$

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.

在气泡内部压力可由 (3) 式确定, 气泡表面及自由表面的变形由

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \nabla\phi \quad (4)$$

控制, 气泡外表面及自由表面的压力由伯努利方程

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{p_\infty}{\rho} + \frac{1}{2} |\nabla\phi|^2 - gz - \frac{1}{\rho} \left(p_c + p_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma \right) \quad (\text{在气泡表面上}), \quad (5a)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{2} |\nabla\phi|^2 - g(z - d) \quad (\text{在自由表面上}) \quad (5b)$$

控制, 这里 g 为重力加速度, 气泡中心的初始位置 $z = d$, p_∞ 为气泡中心初始位置水平方向无穷远处的环境压力.

这里取 R_m 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, 形式如下:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{2} |\nabla\phi|^2 - \delta^2(z - \gamma_f) \quad (\text{在自由面上}), \quad (6a)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = 1 + \frac{1}{2} |\nabla\phi|^2 - \delta^2 z - \epsilon \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma \quad (\text{在气泡表面上}), \quad (6b)$$

这里 $\delta = \sqrt{\rho g R_m / \Delta p}$ 为浮力参数, $\epsilon = p_0 / \Delta p$ 为气泡的初始压力参数 (强度参数), $\gamma_f = d / R_m$ 为气泡中心的无量纲深度 (距离参数). 为使研究工作具有普遍意义, 分别以 $R_m (\rho / \Delta p)^{1/2}$ 作为时间特征量, 以 $R_m (\rho / \Delta p)^{1/2}$ 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^[11]. 对于空泡, 初始参数获得见文献 [12, 13].

3. 环状气泡模型

在射流冲击发生之后, 气泡演变成环状, 流场变成双连通域, 这时气泡表面的速度势可能是多值函数. 迄今为止, 有几种轴对称模型可以模拟环状气泡, Lundgren 和 Mansour^[14] 将气泡溃灭分成两阶段来考虑, 气泡由开始状态到射流冲击之前为第一阶段, 利用一般的边界元方法进行处理; 接下来的阶段为第二阶段, 在他们的工作中引进了一条涡线, 这样既使空泡溃灭的计算得以延续, 又模拟了空泡溃灭的后期产生了涡量的现象, 然而这种方法仅适用于常体积气泡的模拟. Best^[15] 介绍了一种相邻分支切割技术, 分别在气泡表面和切割面上应用边界积分, 这种方法的缺点是气泡表面切割时需要特殊处理, 不易推广. Zhang 等人^[16, 17] 在模拟计算过程中, 在气泡的环状阶段定义了一个层来分离射流区和周围的流场区, 这个层充当一个涡流面并随着流体运动, 并利用修正的普通边界元法计算了空泡溃灭的整个过程, 但由于层的变形不能越过气泡表面, 这使得在追踪时具有很大的困难, 特别是在模拟三维问题时. 为解决这个问题, Wang 等人^[5, 6] 用一种所谓的切割技术将气泡从原始的单连通域过渡到射流冲击之后的多连通环状气泡, 在气泡内布置一涡环代替涡面模拟气泡的环状阶段, 这样可以无需像 Zhang 等人^[17] 那样非常小心地追踪涡面的运动, 只需确保在气泡运动时涡环一直在气泡内. 以上关于环状气泡的模拟均为轴对称模型, 对于三维模拟, Zhang 等人^[18] 扩展了 Wang 等人^[5] 的研究工作, 将涡环用于三维环状气泡的模拟. 基于这个模型, 可以模拟计算三维气泡的膨胀、坍塌、射流形成、回弹的整个过程, 迄今为止, 三维环状气泡的数值模拟研究基本上都是基于 Zhang 等人^[17] 的涡环模型, 环状气泡如图 1 所示, 本文也采用此数值模型.

由于瞬时的冲击后的气泡的严重不稳定性,冲击产生后每隔几个时间步须对 φ 采用数值光顺技术以对这一严重的不稳定性进行实时检查.另外,为确保涡环自始至终很好地处于气泡中还必须随着环

状气泡的形状改变而不断地更新涡环的位置.典型的环状气泡模拟过程如图 2 所示,即水下爆炸气泡从单连通域到多连通域的过渡.

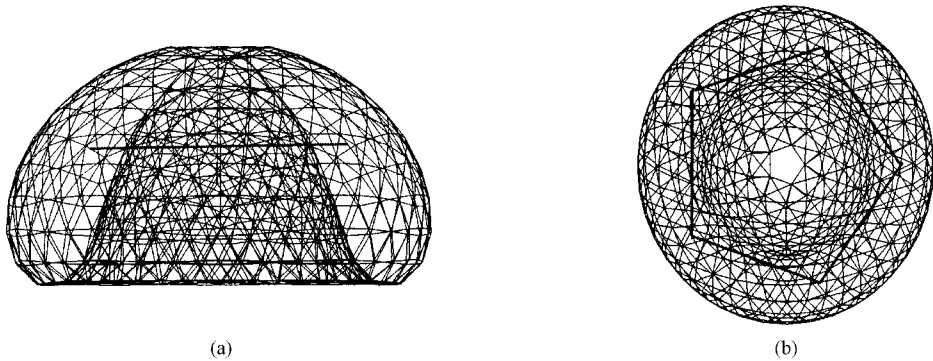


图 1 环状气泡 (a)实施三维切割技术之后的环状气泡 (b)气泡内涡环俯视图

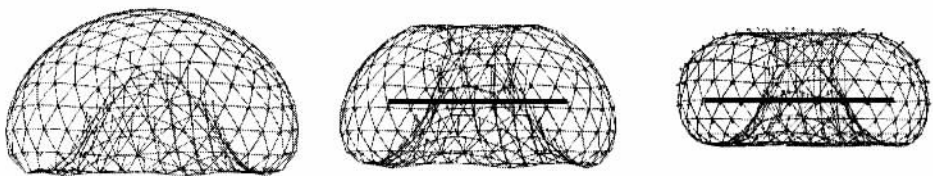


图 2 典型的环状气泡模拟过程

在模拟气泡动态特性演变过程中,可能导致网格变形不协调、扭曲等问题,这时需要对气泡及其他边界进行数值光顺.特别地,当气泡射流形成后,大多数单元集中到射流形成的区域,导致射流区网格过密,而非射流区网格过稀,引起计算过程的网格畸变,导致计算终止.为了避免这些情况,在计算过程中,需要特殊处理,本文采用三维数值光顺技术^[18]和弹性网格技术(EMT)^[19].

4. 结果与讨论

4.1. 边界大小的收敛性分析

在数值模拟近自由面气泡动态特性时,由于本文采用的是边界积分法,选取自由面尺寸的大小直接影响到计算的精度.为此,本文首先研究自由面大小对计算精度的影响.设气泡的最大半径为 R_m ,取自由面大小为气泡最大半径的倍数从 2 变化到 15,分析其收敛性,计算结果如图 3 所示.

从图 3 可以看出,当自由面尺寸的大小取为气泡最大半径的 6 倍以上,计算精度可控制在 0.2%

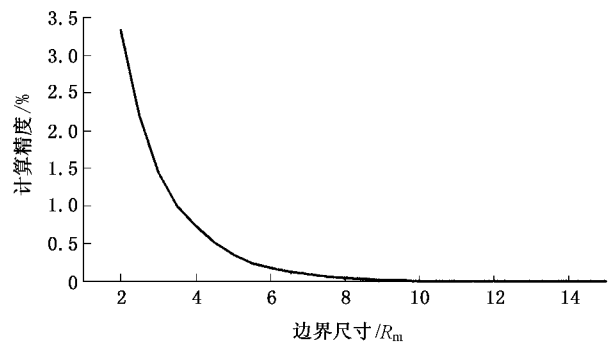


图 3 边界大小的收敛性分析

以内,故本文选取自由面尺寸大小均大于等于 R_m 的 6 倍.

4.2. 计算值与实验值对比分析

4.2.1. 自由场中水下爆炸气泡

本文从简单入手,研究单个水下爆炸在重力场作用下的动态特性,并与实验数据对比分析.实验参数说明如下:药量为 35 g 炸药,爆心位置在水池中心水面以下 3.5 m 处,气泡在自由场的运动状态用每秒 1000 帧的高速摄影仪拍摄^[20].气泡表面被离散

成 362 个节点和 720 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气泡的最大半径 (大约 0.5 m) 大得多, 所以不考虑自由面效应和底部效应. 为了更好地对比数值模拟的气泡形状与试验实测的气泡形状, 尽可能与试验同步比较, 气泡的详细演化过程如图 4(a)–(f) 所示.

图 4 中深颜色线段表示涡环, 图 4(a) 表示气泡的初始阶段, 此时气泡内部高温高压, 迅速向外膨胀. 图 4(b) 表示气泡膨胀阶段, 气泡在惯性作用下继续膨胀, 在膨胀阶段气泡基本保持球形, 重力对气泡膨胀阶段的影响较小. 图 4(c) 表示此时气泡半径

达到最大, 气泡内部为负压, 在环境压力作用下开始收缩. 图 4(d) 表示气泡开始坍塌, 气泡继续收缩, 此时气泡形状仍基本为球形, 只是气泡下表面呈现轻微的扁平. 图 4(e) 表示气泡坍塌的最后阶段, 气泡迅速坍塌, 形成高速射流, 且射流穿透气泡并冲击气泡壁的另一面, 形成环状气泡. 启用环状气泡模型, 其中深色线段为涡环, 此时气泡已成双连通域. 图 4(f) 表示气泡坍塌至最小后回弹, 开始第二个周期的运动. 在气泡的演化过程中, 在重力作用下, 气泡中心沿重力相反的方向迁移, 且重力对气泡坍塌阶段的影响较大, 使气泡在坍塌阶段形成正向上的高速射流.

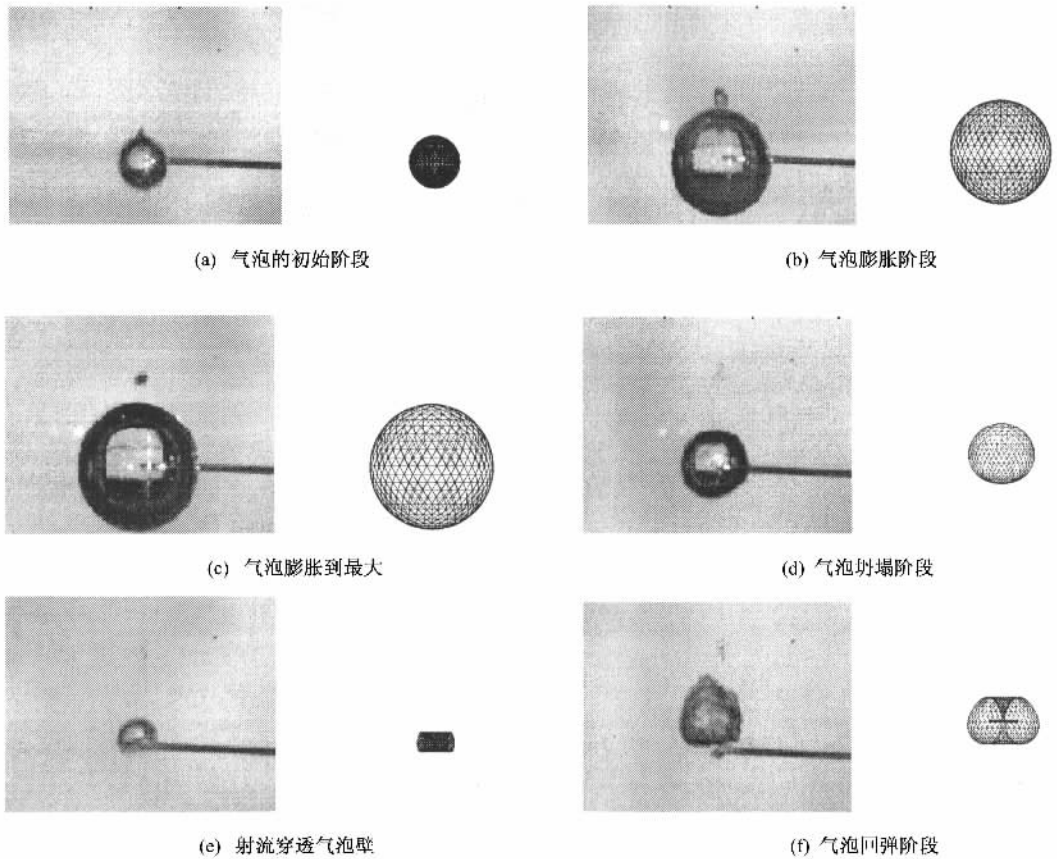


图 4 气泡在重力场作用下的运动

4.2.2. 近自由面气泡

对于近自由面的高压气泡的运动行为的文献, 无论是试验的或是数值的都很少. 为了有助于探知本文数值模型的正确性, 将本文建立的气泡动力学数值模型的计算值与文献 [21] 的实验结果进行对比. 对于空泡而言, 其内部压力为常量, 气泡表面的初始条件由 Rayleigh 方法给出 (流体域为无限、无黏流体). 将本文的数值结果与 Blake 和 Gibson [21] 的实

验结果进行比较. 下面给出一组典型的本文三维模型计算值与实验值的对比值, 为方便观察, 给出气泡与自由表面演化的中剖面图, 具体过程如图 5 所示, 其中气泡与自由面的距离 $\gamma_f = 0.98$, 即气泡距自由面的距离大约 $1.0R_m$.

图 5(a) 为本文的计算值, 图 5(b) 为 Blake 和 Gibson [21] 的实验结果, 从图中可以看出, 在气泡的膨胀阶段, 气泡由于惯性的作用, 逐渐变大, 且被自由

面吸引,而自由面被顶起;在气泡的坍塌阶段,气泡在自由面的 Bjerknes 力作用下形成向下的射流,且自由表面进一步凸起.在气泡与自由面运动的整个过程中,除了一些小的差异外,本文三维数值模型的预测值与实验值基本一致.其中小的误差如对于实验中达到碗状气泡的无量纲时间 1.508(第 13 个无量纲时间序列),而达到这种碗状气泡相关的数值仿真时间大概是 1.519,误差是 0.7%.这些小的时间误差归结于实验精度的局限性、初始条件的匹配或者对气泡生命周期的解释以及计算中对表面张力忽略而产生的小的影响等因素.

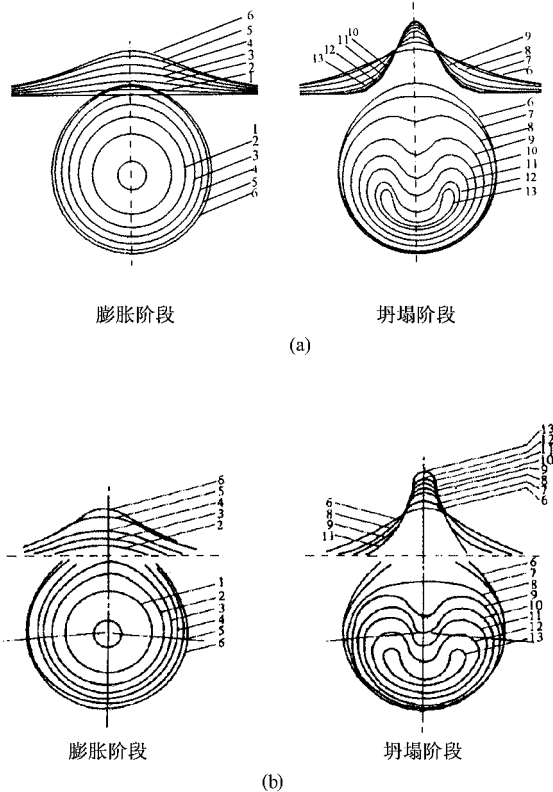


图 5 数值计算值与实验值对比图,无量纲时间(1)0.087(2)0.173(3)0.260(4)0.347(5)0.520(6)0.604(7)0.867(8)1.040(9)1.214(10)1.300(11)1.387(12)1.474(13)1.508

4.3. 近自由面气泡环状回弹及水冢现象

为研究水下爆炸气泡与自由面复杂的相互作用,本小节首先研究近自由面水下爆炸气泡的基本现象.设定工况为当量为 500 kg 的 TNT 药包,爆心位置在水面以下 8 m 深处,爆炸初始形成气泡的无量纲化参数为($R_0 = 0.0901$, $\varepsilon = 408.64$, $\delta^2 = 0.566$),采用三维数值模拟模型,气泡表面散成 1280 个 3 节点的平面三角形单元,自由表面取无量纲长

与宽都为 6,离散为 690 个 3 节点的三角形单元,气泡与自由表面的相互作用的过程如图 6 所示.

图 6(a)表示气泡及自由表面在无量纲时间 $t = 0$ 时刻的初始状态,云图表示气泡边界及自由面的无量纲速度势;图 6(b)为 $t = 0.29$ 时的气泡与自由面的状态,由于惯性的作用,气泡继续膨胀,气泡与自由面耦合,自由面被顶起,形成水冢,这与文献[7]描述的水冢现象是一致的,而气泡仍基本保持球形,说明自由面和重力对气泡的膨胀阶段影响不大;图 6(c)为 $t = 0.69$ 时的气泡与自由面的状态,此时,气泡体积达到最大,内部压力达到最小,气泡的上部分被自由面吸引,且相当一部分被拽入自由表面的底部,气泡的形状已不再是球形;图 6(d)为 $t = 1.19$ 时的气泡与自由面的状态,气泡开始坍塌,而自由表面则继续凸起,在重力及自由表面的联合作用下,气泡的上下表面向中间收缩,产生相对的射流,自由面和重力在气泡的坍塌阶段影响很大;图 6(e)为 $t = 1.32$ 时的气泡与自由面的状态,气泡坍塌,射流穿透气泡壁的另一面,形成环状气泡,采用三维涡环模型模拟环状气泡的运动,其中深颜色的线条表示涡环,气泡继续坍塌;图 6(f)为 $t = 1.38$ 时的气泡与自由面的状态,气泡坍塌至最小,内部压力再次达到最大,开始回弹,自由面的高度达到最大,自由面顶点的最大无量纲位移为 1.07,即为气泡的最大半径的 1.07 倍,大约为 11 m 高;图 6(g)为 $t = 1.49$ 时的气泡与自由面的状态,气泡处于回弹状态,自由面顶端周围一圈的水域被抬起,气泡没有破裂,开始第二周期的运动.图 6 描述了气泡在重力及自由表面联合作用下的膨胀、坍塌的整个过程,总之,整个动态过程中,在气泡的膨胀阶段,自由面和重力的影响很小,气泡基本保持球形,但在坍塌阶段,浮力和自由面的 Bjerknes 力的作用加剧,气泡坍塌,产生射流,形成多连通域的环状气泡,开始环状回弹,而自由面则形成水冢现象,为深入研究近自由面气泡的动态特性,下面专门研究特征参数对气泡动态特性的影响.

4.4. 特征参数对气泡动态特性及水冢现象的影响

为进一步研究特征参数对气泡动态特性的影响,本节分别从距自由面的距离、浮力对气泡运动的影响、强度参数对气泡运动的影响等方面阐述气泡与自由面相互作用的规律.

4.4.1. 距离参数 γ_f 的影响

为研究距自由面的距离对气泡动态特性的影响, γ_f 分别从 5 变化到 0.7, $\epsilon = 100$, $\delta = 0.5$, 下面分别给出 $\gamma_f = 1.5$, $\gamma_f = 1.0$, $\gamma_f = 0.7$ 时气泡的形状

及自由面的变形随时间的变化. 图 7 为 $\gamma_f = 1.5$ 的工况, 图 8 为 $\gamma_f = 1.0$ 的工况, 图 9 为 $\gamma_f = 0.7$ 的工况.

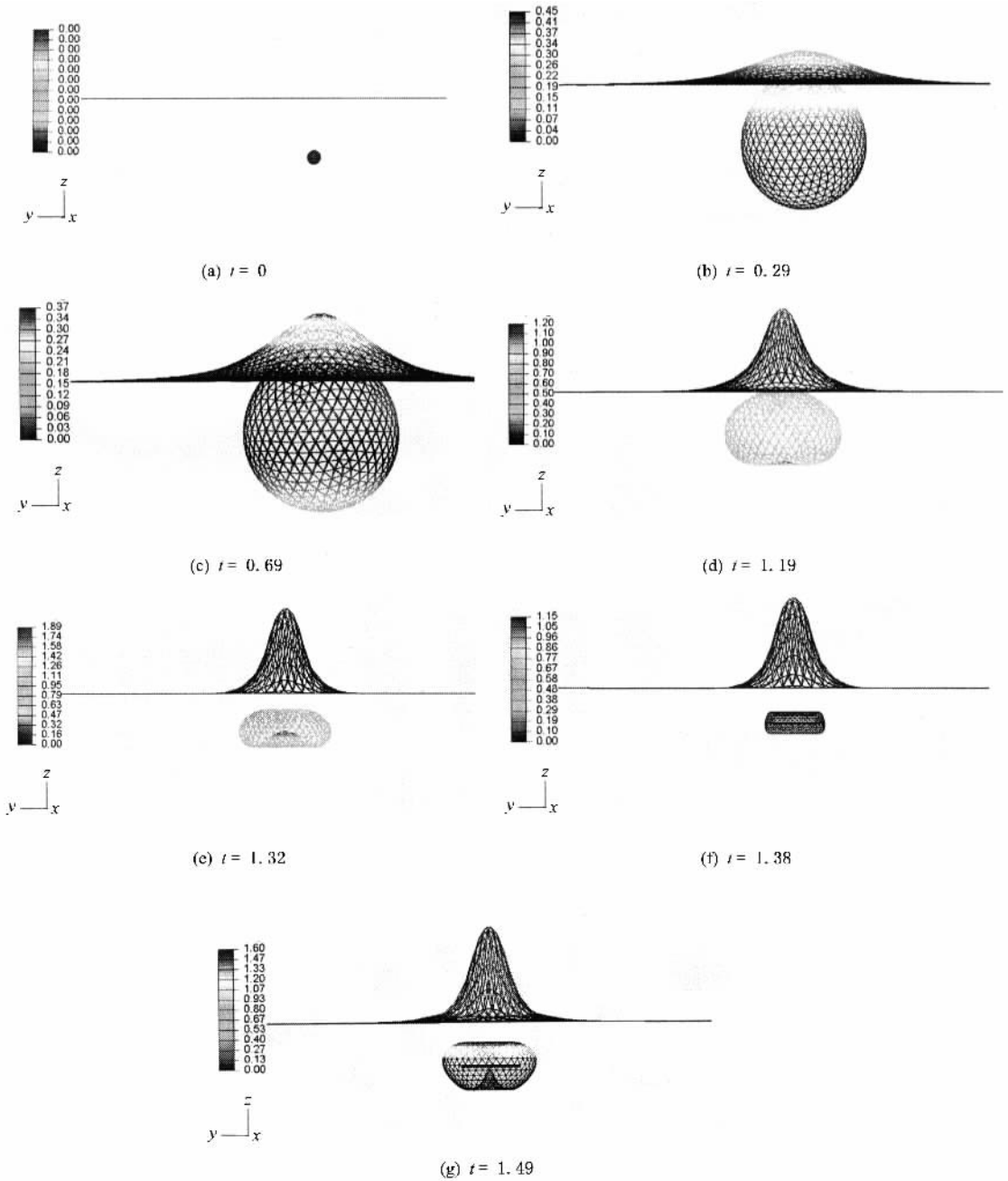
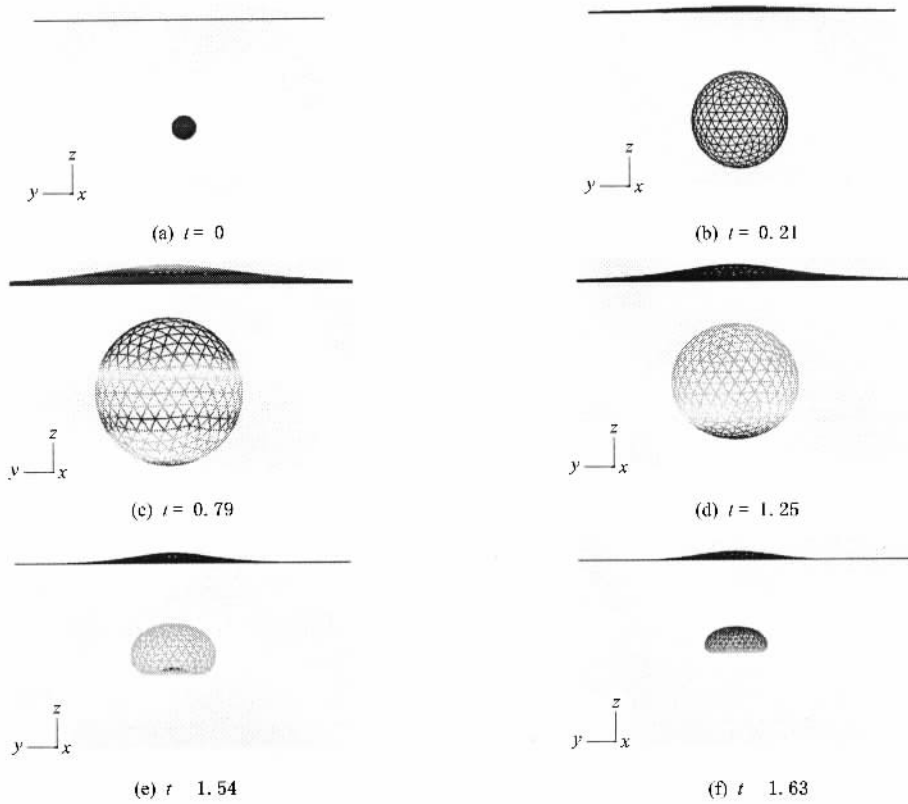
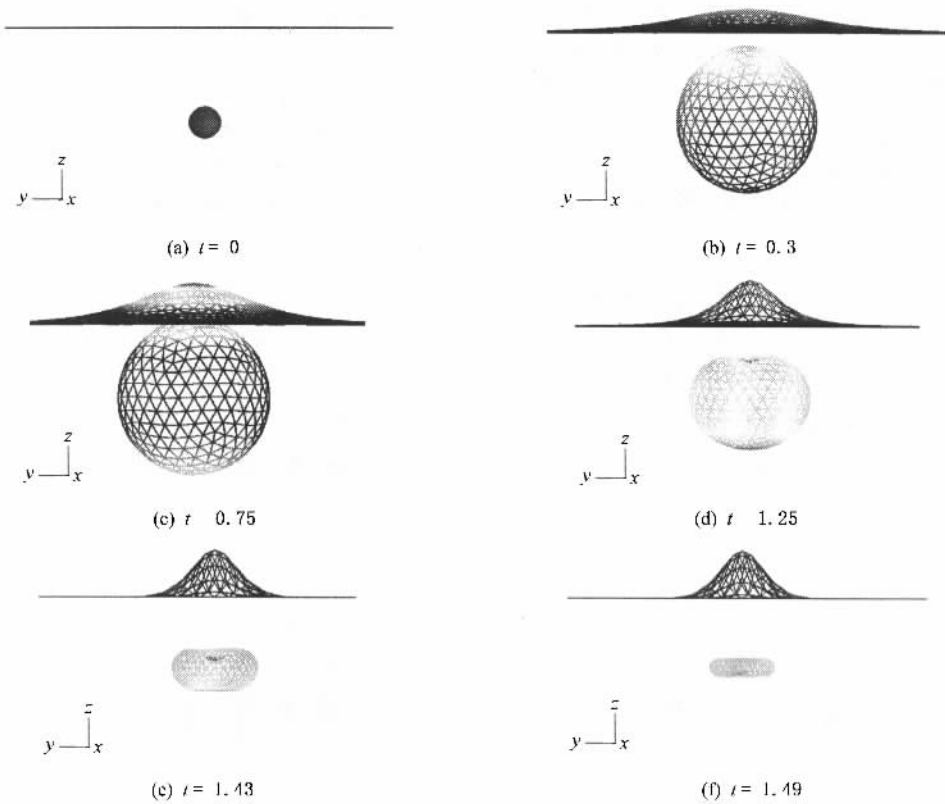


图 6 气泡与自由面的典型相互作用过程

在 $\gamma_f = 1.5$ 的这种情况下, 从图 7 中可以看出, 气泡在膨胀阶段和大部分的坍塌阶段仍然表现为近似的球形. 由于气泡距自由表面比较远, 所以自由面的 Bjerknes 力远小于重力的作用, 因此在接近坍塌阶段尾声时, 在 Bjerknes 力和重力(占主要)的联合作用下形成向上的射流. 自由表面在气泡增长期间

往上升、在气泡坍塌时往下落, 在这种情况下, 自由面的存在对气泡运动影响较小.

对于 $\gamma_f = 1.0$ 的这种情况, 如图 8 所示, 在随后的膨胀阶段, 气泡在沿着对称轴方向被稍微拉长. 此时, 气泡顶端部分被拽入上升到自由表面的底部, 这样便引起了一个更大的自由表面凸起. 在坍塌阶段,

图 7 当 $\gamma_f = 1.5$ 时气泡与自由面的演化图 8 当 $\gamma_f = 1.0$ 时气泡与自由面的演化

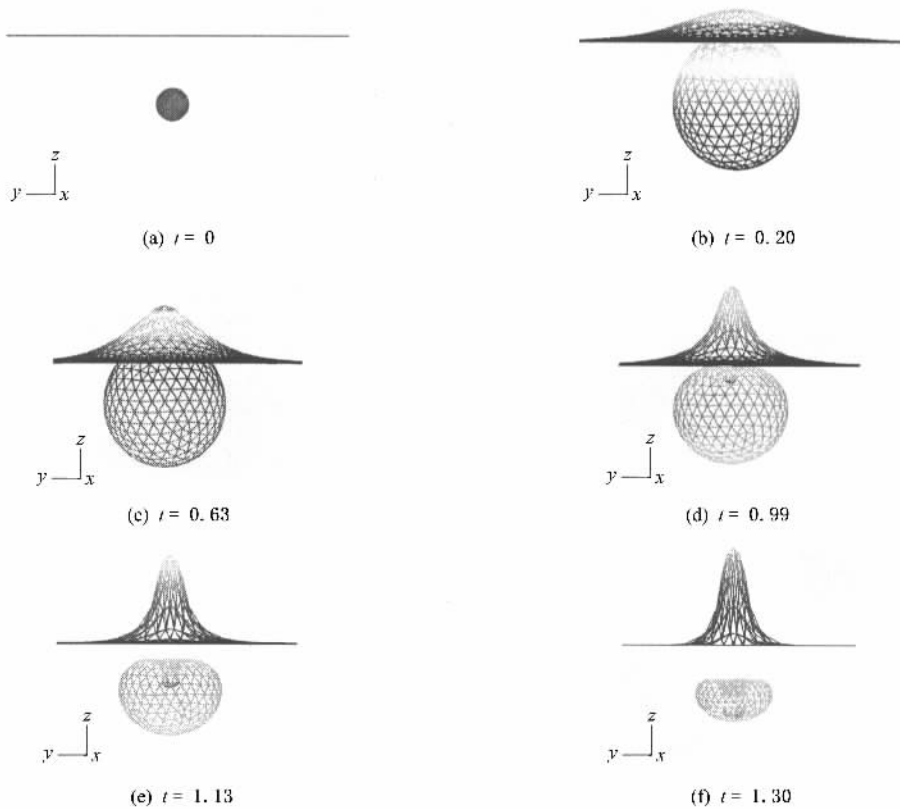


图9 当 $\gamma_f = 0.7$ 时气泡与自由面的演化

当气泡顶端在自由面的 Bjerknes 力作用下形成向下的射流时,靠近对称轴的自由表面区域就会连续上升并且远处区域就会下降,结果形成一个自由表面尖峰.这种现象 Blake 等人^[22],Chahine^[3],Cerone 等人^[23]曾经对其进行了研究,向下的射流和自由表面尖峰同时发生的机理是能够解释的.这是由于在气泡坍塌阶段,流体被迅速吸到处于自由表面和气泡顶端的狭窄区域.流动格局沿着 z 轴形成了一个滞流点,这便导致了一个高压区域的形成,而这个高压区域会从边缘改变来流的方向,即向下形成 Bjerknes 流,向上形成自由表面尖峰.且在气泡的坍塌阶段,气泡离自由面的距离更近,所以在自由面的 Bjerknes 力和重力的联合作用下形成相对的射流,气泡周期也缩短.

对于更接近自由表面的气泡, $\gamma_f = 0.7$,从图9中可以看出,气泡在膨胀阶段,气泡的向上延伸在膨胀阶段会来的更早,到气泡体积达到最大时,一定比例的气泡已经被拽到一个很大自由表面凸起的底端.在接近膨胀阶段结束时, Bjerknes 流的形成则来得更早.一般而言,气泡的位置越接近自由表面,坍塌期间的流就会越窄.上面提到的表面尖峰和流的

形成机理在这里同样能够应用.在坍塌期间,气泡和自由表面在膨胀阶段的重新定位有使从两旁的来流方向往上的趋势.这便导致了自由表面尖峰变得更高更强,对于 $\gamma = 0.7$ 和 0.5 情况,尖峰分别达到 $2R_m$ 和 $3R_m$.对于这两种情况当气泡产生的位置越接近自由表面时,尖峰的高度和尖度就会迅速增加.由于气泡距自由表面很近,所以自由面的 Bjerknes 力远大于重力的作用,因此在坍塌阶段,在 Bjerknes 力(占主要)和重力的联合作用下形成向下的射流.

为更好的对比 γ_f 参数对气泡动力学特性的影响,分别给出不同情况下的自由面的顶点高度(水冢的高度)以及气泡中心的位移随时间的变化曲线,具体如图10和11所示.

对于这四种情况下的无量纲自由面顶点的位移随着时间的变化在图10中有所描述.随着起始距离 γ_f 减小,自由面顶点位移减小.在气泡的膨胀阶段,自由面随着气泡的膨胀而升高,在坍塌阶段,对于离自由面近些的气泡,自由面随着气泡的坍塌而继续升高.对于离自由面远些的气泡,自由面随着气泡的膨胀、坍塌,起伏变化,当 γ_f 足够大时,则自由面不会凸起,即不会产生水冢现象,这里不仅验证了文

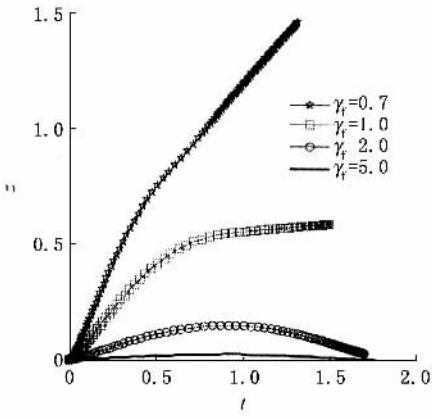


图 10 不同距离参数时自由面顶点位移变化

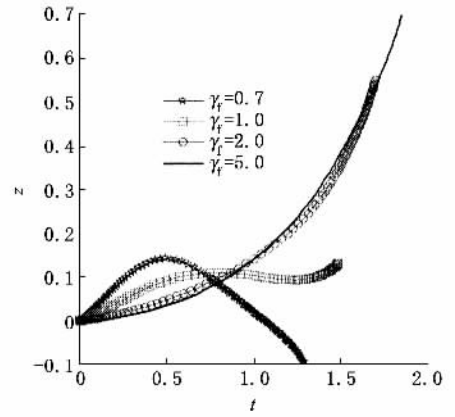


图 11 不同距离参数时气泡中心位移变化

觚 7 的水冢现象 ,同时还给出了水冢现象与特征参数之间的关系 .且从图中可以看出 ,气泡在自由面的 Bjerknes 力和浮力的共同作用下 ,可能形成向上的射流 ,对射流或向下的射流 ,即射流的方向可控 .这对研究新型武器有指导意义 ,如对潜艇的攻击 ,近自由面药包爆炸除了冲击对潜艇的破坏 ,气泡形成向下射流 ,直接攻击围栏 ,破坏潜艇 .

从图 11 中可以看出 ,在膨胀早期阶段 ,一般气泡重心向自由面移动 ,而在气泡的坍塌阶段 ,对于离

自由面近些的气泡 ,由于自由面的 Bjerknes 力占有优势 ,气泡被自由面击退 ,气泡中心会远离自由面 ;对于离自由面远些的气泡 ,由于浮力的作用 ,气泡中心继续向自由面移动 ,还有些情况 ,气泡中心的位移交替变化 ,如 $\gamma_f = 1.0$ 的情况 ,对应 $\epsilon = 100, \delta = 0.5$.此外 ,从图 10 和图 11 中可知 ,气泡的周期随着 γ_f 的距离增大而增大 .通过计算可以得出 ,当 $\gamma_f > 3$ 即气泡中心距自由面的初始距离须大于 3 倍的气泡的最大半径时 ,可忽略自由面对气泡运动的影响 .

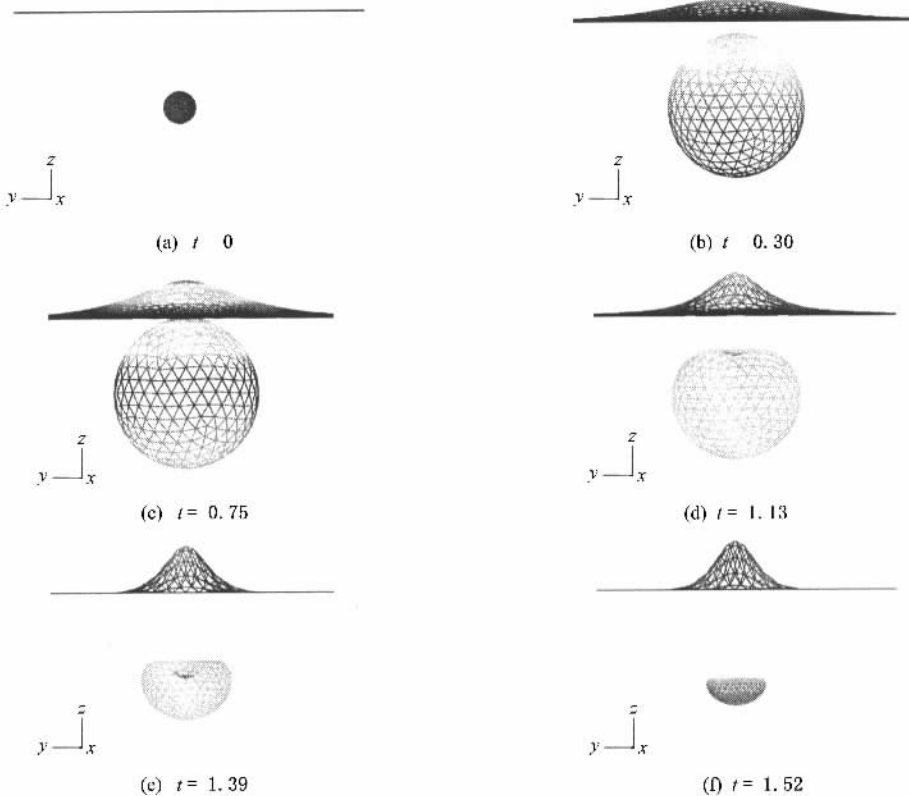


图 12 当 $\delta = 0.2$ 时气泡与自由面的演化

4.4.2. 浮力参数 δ 的影响

为研究浮力参数对气泡动态特性的影响, δ 分别从 0 变化到 0.8, $\epsilon = 100$, $\gamma_f = 1.0$, 为方便观察,

下面分别给出 $\delta = 0.2, \delta = 0.5, \delta = 0.8$ 时气泡的形状及自由面的变形随时间的变化, 如图 12、图 8 以及图 13 所示.

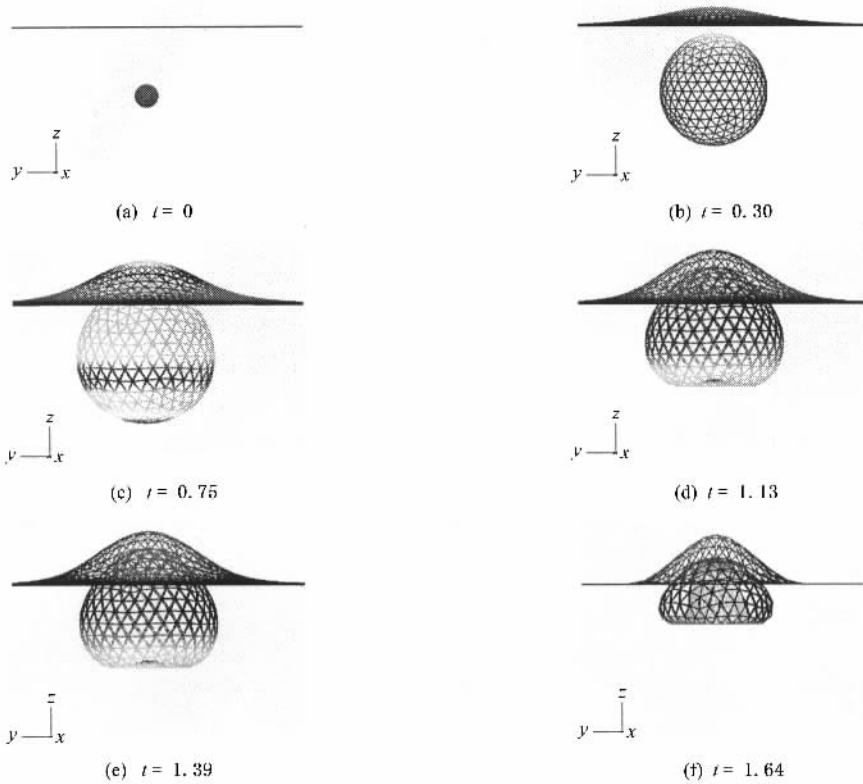


图 13 当 $\delta = 0.9$ 时气泡与自由面的演化

对于 $\delta = 0.2$ 的情况, 如图 12 所示, 自由面的 Bjerknes 作用力占主要地位. 靠近自由表面的气泡表面向外展开, 并且在坍塌阶段远离自由表面方向形成一个 Bjerknes 射流. 对于 $\delta = 0.5$ (图 8) 情况, 在坍塌阶段气泡表面顶端和底部都会展开且气泡变成扁球状. 这便伴随着两种射流的形成: 一种受 Bjerknes 力作用往下落, 另一种则受浮力影响向上喷射, 在坍塌结束时, 这两种流相遇最终形成相对的射流.

对于 $\delta = 0.9$ 的情况, 如图 13 所示, 由于强浮力的作用, 气泡受到的自由面的 Bjerknes 作用力变弱了. 浮力的作用占主要地位, 气泡在膨胀阶段仍基本保持球形, 气泡上部的大部分被拽入自由面的底部, 在坍塌阶段, 在 Bjerknes 力和浮力的联合作用下形成向上喷射的射流, 自由面最终的形状也相对变宽.

为更好的对比 δ 参数对气泡动力学特性的影响, 下面分别给出不同情况下的气泡体积以及中心的位移随时间的变化曲线, 具体如图 14 和 15 所示.

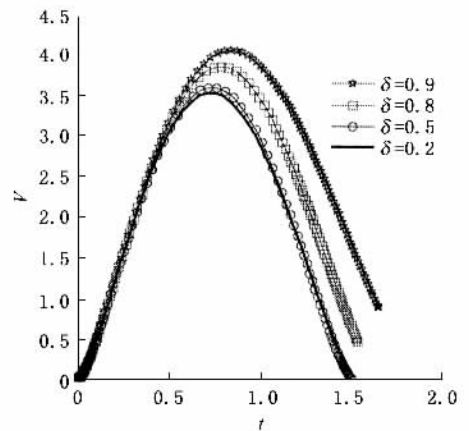


图 14 不同浮力参数时气泡的体积变化

对于这四种情况下的无量纲气泡的体积随着时间的变化在图 14 中有所描述. 随着浮力参数 δ 减小, 气泡的最大体积也随着减小. 从图 15 中可以看出, 对应于小 δ 的情况, 气泡重心在膨胀早期阶段向自由面移动, 而在坍塌阶段气泡中心会远离自由

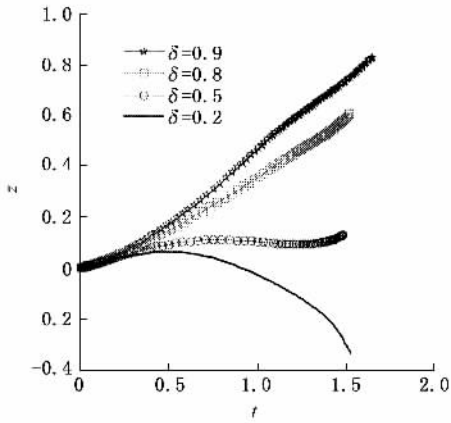


图 15 不同浮力参数时气泡的中心变化

面,对应于大 δ 的情况,气泡中心始终向自由面移动,即向上运动,自由面的顶端也有相似的运动特征,这是由于随着 δ 的增大,浮力效应增大的缘故。此外,浮力参数对气泡的周期影响不大,同样的情况气泡被自由面的 Bjerknes 力击退,形成向下的射流,有的情况气泡向上运动,且被拽入水冢里面,这对研究气泡与水冢相互作用的机理有指导意义。

4.4.3. 强度参数 ϵ 的影响

为考察初始压力对气泡动态特性的影响, ϵ 从

10 变化到 1000, $\delta = 0.5, \gamma_f = 1.0$, 下面分别给出 $\epsilon = 10, \epsilon = 100, \epsilon = 1000$ 时气泡的形状及自由面的变形随时间的变化。图 16 为 $\epsilon = 10$ 的工况,图 17 为 $\epsilon = 1000$ 的工况, $\epsilon = 100$ 的工况如图 8 所示。

对于 $\epsilon = 10$ 的情况,如图 16 所示,气泡的初始体积增大了,在膨胀阶段基本保持球形,在坍塌阶段气泡表面顶端和底部都会展开且气泡变成扁球状,这便伴随着两种射流的形成:一种受 Bjerknes 力作用往下落,另一种则受浮力影响向上喷射,在坍塌结束时,这两种流相遇最终形成相对的射流,与图 8 的运动规律非常相似。

对于 $\epsilon = 1000$ 的情况,从图 17 中可以看出,随着 ϵ 变化,气泡的运动规律与 $\epsilon = 10, \epsilon = 100$ 的情况基本一致,只是随着 ϵ 的增大,气泡运动周期变短,加速了坍塌。

为更好地对比 ϵ 参数对气泡动力学特性的影响,下面分别给出不同情况下的自由表面顶点的位移以及气泡中心的位移随时间的变化曲线,具体如图 18 和 19 所示。

从图 18 可知,随着强度参数 ϵ 的增大,自由表面顶点的位移随之减小。从图 19 中可以看出,随着强度参数 ϵ 的增大,气泡中心上浮得越快。但是,随

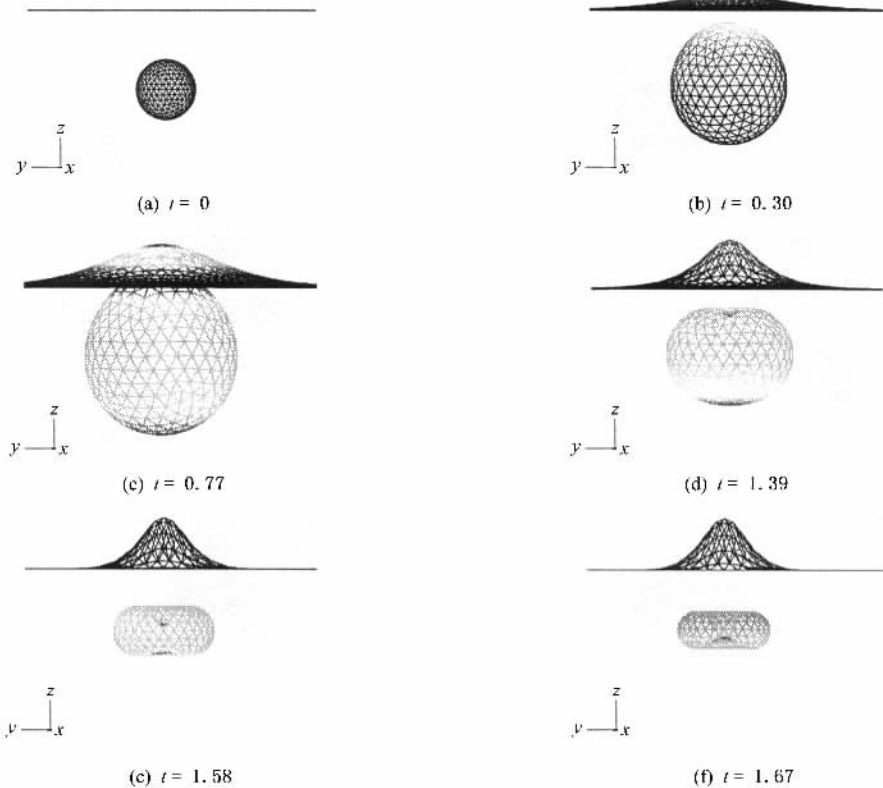


图 16 当 $\epsilon = 10$ 时气泡与自由面的演化

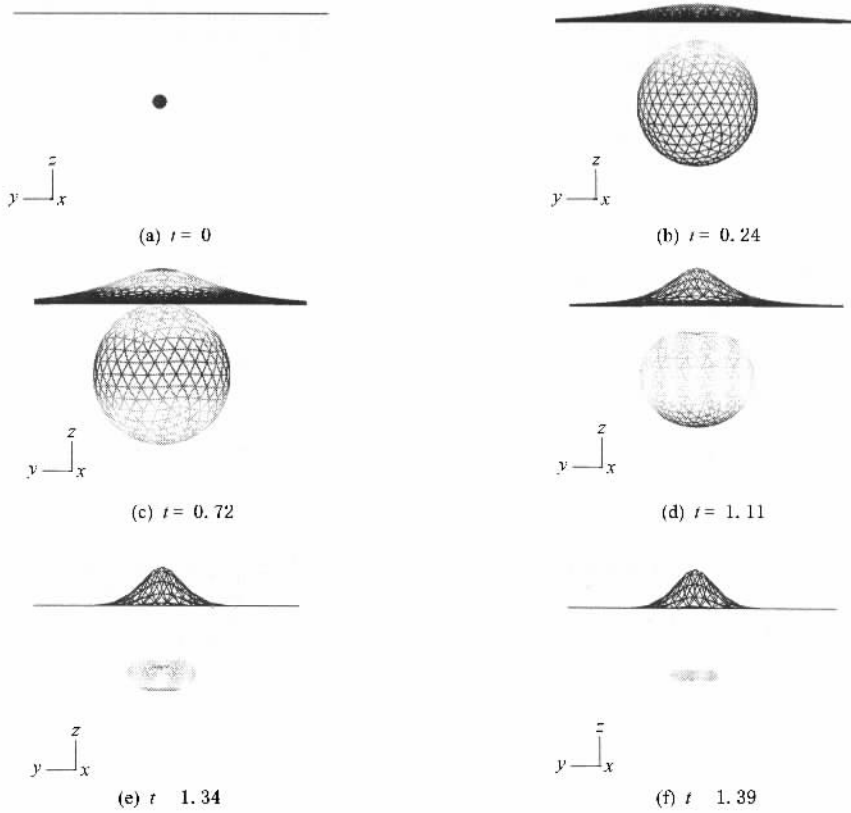


图 17 当 $\epsilon = 1000$ 时气泡与自由面的演化

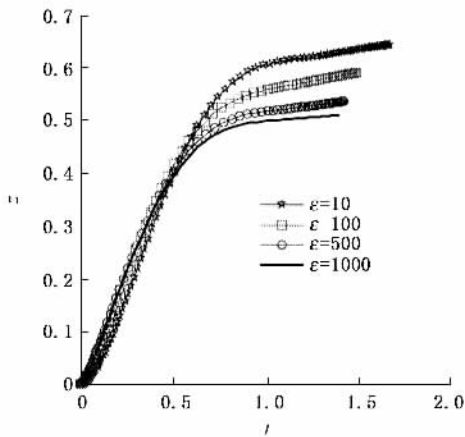


图 18 不同强度时自由面顶点位移变化

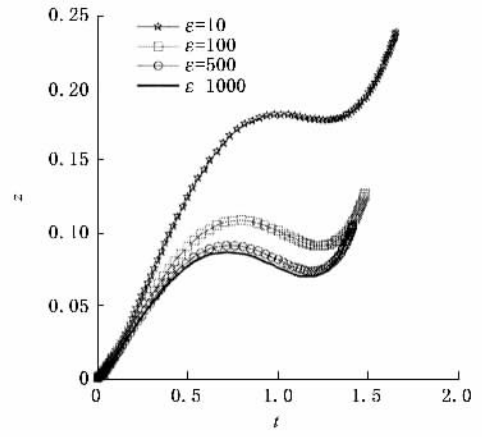


图 19 不同强度参数时气泡的中心变化

随着强度参数 ϵ 的变化,无论是气泡中心的位移还是自由面顶点的位移(水冢现象)的变化趋势是不变的,仅是幅度有所改变,即强度参数 ϵ 只影响气泡的运动幅度,但不影响其运动趋势.且随着 ϵ 的增大,气泡的无量纲周期减小.对应工程问题是,由于强度参数只与药包中心的水深有关,与装药量无关,所以,气泡的射流方向与药包的装药量无关,要改变气泡的射流方向,可通过改药包的初始位置,即水深.

4.5. 针对近自由面的 Blake 准则讨论

在介绍 Blake 准则之前,有必要介绍一下非定常流体力学中是一个很有价值的概念,即开尔文冲量(Kelvin-impulse),叙述如下.

4.5.1. 开尔文冲量(Kelvin-impulse)

在非稳定流体力学中,开尔文冲量是一个描述流体动态特征的特殊物理量. Benjamin 和 Ellis^[24]第一次将开尔文冲量用于估算空泡的动态特征.它与

空泡的动量有关,以 $R_m(\rho\Delta p)^{1/2}$ 为特征量将开尔文冲量无量纲化,则开尔文冲量的表达式如下:

$$I = \rho \int_S \phi n ds = \int_0^t F(t) dt, \quad (7)$$

$$F(t) = \rho g V e_x + \rho \int_{\Sigma b} \left\{ \frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 n - \frac{\partial \phi}{\partial n} \nabla \phi \right\} ds, \quad (8)$$

其中 V 为气泡的体积, S 表示气泡的表面, Σb 表示刚性边界或自由面边界, e_x 表示浮力方向的单位矢量,因此,开尔文冲量体现了浮力和由刚性壁面或自由面引起的 Bjerknes 力对气泡作用,这就决定了气泡的运动方向。

4.5.2. Blake 准则的讨论

基于 Kelvin 的冲击理论,Blake 和 Gibson^[25]提出了决定自由面附近气泡射流方向及气泡移动(中心移动)的判据.他们假设在气泡的生命周期中气泡为球形以及自由面为平面.分别将气泡在膨胀与坍塌阶段描述为一点源和点汇.根据这个理论,当参数乘积 $\gamma_f \delta \leq 0.442$ 时, Bjerknes 效应较浮力效应占主要地位,从而产生直接远离自由面的射流和气泡的运动.当 $\gamma_f \delta > 0.442$ 时正好相反,当 $\gamma_f \delta = 0.442$ 时 Bjerknes 效应与浮力相当,不产生射流.由其推导可知该判据对于气泡接近于自由液面同样适用.通过本文的计算发现 Blake 准则对那些远离自由面的气泡运动预测是适用的,如 3.4.1 节中的计算结果 $\gamma_f = 1.5$ 和 $\delta = 0.5$ 时符合该判据,起码在定性上符合.然而,本文计算结果中对于产生更接近于自由面的气泡($\gamma_f \leq 1.0$)却不符合该规则.由图 8($\gamma_f \delta = 0.5$)可见当 Bjerknes 效应起主要作用并产生向下的射流时,但依据 Blake 准则所希望看到的是由浮力所产生的向上的射流. Blake 准则的失败可能归结为它的简化及假设:即随着在膨胀和坍塌阶段分别由点源和点汇对来流的表示,气泡仍是球面,在气泡的整个生命周期中自由表面都是扁平的.前期结果(包括无浮力情况)表明,当气泡产生于一个自由表面的最大半径时,在膨胀阶段(如图 8)的剖面可能会偏离球形.相应地,自由面受到由于气泡膨胀的作用力而凸起.在这种条件下,上面的假设是不适用的,标准也便无效,这是 Blake 准则的局限性.即 Blake 准则适用于预测远离自由面气泡的运动,对于近自由面气泡运动的预测,数值模拟是一种有效的方法.

5. 结 论

通过对比分析,本文建立的三维气泡动力学数

值模型的计算值与实验值基本一致,并用本文程序模拟了近自由面气泡的回弹与自由面的水冢现象,得到以下主要建议及结论:

1. 当自由面尺寸的大小取为气泡最大半径的 6 倍以上,计算精度可控制在 0.2% 以内.
2. 随着起始距离参数 γ_f 减小,自由面顶点位移减小.在气泡的膨胀阶段,自由面随着气泡的膨胀而升高,气泡重心向自由面移动.在坍塌阶段,对于离自由面近些的气泡,自由面随着气泡的坍塌而继续升高,气泡中心会远离自由面,对于离自由面远些的气泡,自由面随着气泡的膨胀、坍塌,而起伏变化,气泡中心继续向自由面移动;还有些情况,气泡中心的位移交替变化.且气泡的周期随着 γ_f 的距离增大而增大.通过计算可以得出,当 $\gamma_f > 3$ 时,即气泡中心距自由液面的初始距离须大于 3 倍的气泡最大半径时,可忽略自由面的影响,且当 γ_f 足够大时不会产生水冢现象.
3. 气泡在自由面的 Bjerknes 力和浮力的共同作用下,可能形成向上的射流,对射流或向下的射流,即射流的方向可控.这对研究新型武器有指导意义,如对潜艇的攻击,近自由面药包爆炸除了冲击对潜艇的破坏,气泡形成向下射流,直接攻击围栏,破坏潜艇.
4. 随着浮力参数 δ 减小,近自由面气泡的最大体积也随着减小.对应于小 δ 的情况,气泡重心在膨胀早期阶段向自由面移动,而在坍塌阶段气泡中心会远离自由面;对应于小 δ 的情况,气泡中心始终向自由面移动,即向上运动,自由面的顶端也有相似的运动特征,这是由于随着 δ 的增大,浮力效应增大的缘故.此外, δ 对气泡的周期影响不大.同样有的情况气泡被自由面的 Bjerknes 力击退,形成向下的射流,有的情况气泡向上运动,且被拽入水肿里面,这对研究气泡与水冢相互作用的机理有指导意义.
5. 强度参数的变化并不改变气泡射流的方向及运动规律,只是气泡及自由面运动的剧烈程度有所改变.对应工程问题时,由于强度参数只与药包中心的水深有关,与装药量无关,所以,气泡的射流方向与药包的装药量无关,要改变气泡的射流方向,可通过改药包的初始位置,即水深.
6. 随着强度参数 ϵ 的增大,自由表面顶点的位移减小,气泡中心上浮越快.但是,随着 ϵ 的变化,无论是气泡中心的位移还是自由面顶点的位移的变

化趋势是不变的,仅是幅度有所改变,即 ϵ 只影响气泡的运动幅度,但不影响其运动趋势.且随着 ϵ 的增大,气泡周期减小.

根据 Blake 准则,当参数乘积 $\gamma_f \delta \leq 0.442$ 时, Bjerknes 效应较浮力效应占主要地位,从而产生直接远离自由面射流和气泡的运动.当 $\gamma_f \delta > 0.442$ 时正

好相反.当 $\gamma_f \delta = 0.442$ 时,不产生射流.通过本文的计算发现 Blake 准则对那些远离自由面的气泡运动预测是适用的.然而,却不适用于近自由面气泡,近自由面气泡的运动需通过数值模型计算. Blake 准则失效的原因归结于其简化及假设,这是 Blake 准则的局限性.

-
- [1] Bjerknes J C 1966 *Fields of Force* (Columbia University Press) 45
- [2] Gibson D C 1968 *J. Fluid Mech.* **60** 210
- [3] Chahine G L 1977 *J. Fluids Eng.* **99** 709
- [4] Blake J R , Gibson D C 1981 *J. Fluid Mech.* **111** 123
- [5] Wang Q X , Yeo K S , Khoo B C *et al* 1996 *Theor. Comput. Fluid Dyna.* **8** 73
- [6] Wang Q X , Yeo K S , Khoo B C *et al* 1996 *Comput. Fluid* **25** 607
- [7] Cole R H 1948 *Underwater Explosion* (Princeton University Press) 80
- [8] Wilkerson S A 1990 *PHD* (Johns Hopkins University) 156
- [9] Guerri L , Lucca G , Prosperetti A 1980 *J. Fluid Mech.* **110** 78
- [10] Blake J R , Taib B B , Doherty G 1986 *J. Fluid Mech.* **170** 479
- [11] 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]
- [12] Best J P , Kucera G C 1992 *J. Fluid Mech.* **245** 137
- [13] 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]
- [14] Lundgren T S , Mansour N N 1991 *J. Fluid Mech.* **224** 177
- [15] Best J P 1994 *Proc. IUTAM Symposium on Bubble Dynamics and Interface Phenomena* (Kluwer Academic Publishers) 405
- [16] Zhang S G , Duncan J H 1994 *Phys Fluids* **67** 2352
- [17] Zhang S G , Duncan J H , Chahine G L 1993 *J. Fluid Mech.* **257** 147
- [18] Zhang Y L , Yeo K S , Khoo B C *et al* 2001 *J. Comput. Phys.* **166** 336
- [19] Wang C , Khoo B C , Yeo K S 2003 *Computers and Fluids* **32** 1195
- [20] Georges L , Chahine G L 2002 *Rapport De Stage D ' Option Scientifique* (Dynaflo , Inc.) 10
- [21] Blake J R , Gibson D C 1981 *J. Fluid Mech.* **111** 123
- [22] Blake J R , Taib B B , Doherty G 1987 *J. Fluid Mech.* **181** 197
- [23] Cerone P , Blake J R 1984 *J. Austral. Math.* **26B** 31
- [24] Benjamin T B , Ellis A T 1966 *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **260** 221
- [25] Blake J R Gibson D C 1987 *Ann. Rev. Fluid Mech.* **19** 99

The law of the underwater explosion bubble motion near free surface *

Zhang A-Man[†] Yao Xiong-Liang[‡]

(School of Ship Building , Harbin Engineering University , Harbin 150001 , China)

(Received 16 March 2007 ; revised manuscript received 31 July 2007)

Abstract

The numerical model of underwater explosion bubble coupling with free surface is created based on boundary integral method and the corresponding program is exploited to get the calculated result which presents satisfactory precision with experiment data. From the basic phenomenon of the interaction between bubble and free surface , the dynamic behavior of bubble near free surface is studied systematically employing the exploited program including the ring rebound of bubble near free surface and spike of free surface as well as the relation between distance parameter buoyancy parameter strength parameter and Bjerknes effect near free surface to summarize relative laws that the dynamic behavior near free surface has close relation with these characteristic parameters. In the process of study , scope of applicability of Blake rule on the basis of Kelvin-impulse theory is discussed and the reason for inactivation of Blake rule is interpreted to present references to research on dynamic behavior of underwater explosion bubble near free surface .

Keywords : bubble , free surface , ring , spike of free surface

PACC : 4710 , 6170Q , 5280Q

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50779007).

[†] E-mail : amanzhang@gmail.com

[‡] E-mail : xiongliangyao@gmail.com