

气泡多周期运动时引起的流场压力与速度¹⁾

李 帅 张阿漫²⁾ 韩 蕊

(哈尔滨工程大学船舶工程学院, 哈尔滨 150001)

摘要 假设水下爆炸气泡的内部气体在膨胀收缩过程中满足绝热条件, 周围流体无黏无旋不可压缩. 基于势流理论, 采用边界元法研究气泡动力学行为, 重点关注气泡引起的流场脉动载荷以及滞后流特性, 给出了相关的理论推导和数值计算方法. 通过将数值结果与解析解、实验值进行对比, 数值模型的收敛性和有效性能得到保证. 利用编写的程序进行计算和分析, 发现在气泡加速膨胀阶段, 流场压力在气泡径向不一定是逐渐衰减, 还有可能以先增后减的规律变化; 气泡射流后, 为了能够继续描述环状气泡的运动以及流场特性, 将此时的流场分为无旋场和一个布置在气泡内部涡环的叠加, 计算过程中采用了一些数值技巧处理气泡的拓扑结构, 得以连续模拟多个周期的气泡运动. 环状气泡具有相对较高的上浮迁移速度, 而且在其顶部和底部附近分别形成两个高压区, 顶部的高压区峰值相对较大, 底部的高压区范围相对较大. 环状气泡中心轴上的流场速度会在气泡中心有一个加速过程, 在气泡顶部附近又迅速减小.

关键词 水下爆炸气泡, 多周期, 射流, 流场压力和速度, 边界元法

中图分类号: O358 文献标识码: A doi: 10.6052/0459-1879-13-321

引 言

冲击波和气泡是水下爆炸威胁舰船生命力的两种形式^[1], 它们均会对流场中的结构物表面产生强大的冲击力, 但是冲击波的作用时间短, 常使结构屈服或破孔, 发生严重的局部损伤. 20 世纪 80 年代以前, 水下爆炸的损伤研究主要集中在冲击波^[2-3], 但是从 80 年代中期以后, 人们逐渐意识到气泡对结构的损伤可能比冲击波更为严重, 因为气泡的运动将驱使大面积的流体运动, 形成滞后流, 而且气泡脉动产生脉动压力, 两者将对舰船结构造成总体破坏, 危及舰船的总纵强度. 如果舰船的固有频率和气泡脉动频率一致时, 会引起结构的鞭状效应^[4], 加剧对舰船的破坏作用, 船体可能拦腰折断.

近 30 年来, 学者们采用边界元法对气泡的研究获得了巨大的成功^[5-11], 能够较好地模拟气泡的膨胀、坍塌、射流等气泡的大幅度变形以及非球状特征, 但是研究成果多集中在气泡射流撞击到气泡顶部以前, 这主要是因为当气泡演变成一个环状气泡时, 气泡从单连通域变成了双连通域, 数值计算中遇

到了较大的困难. Wang^[12]通过在气泡内部布置一个涡环成功的处理了这个问题, 不过其研究内容主要是气泡形态演变过程, 而环状气泡诱导的流场压力和流场速度并没有涉及.

综上所述, 学者们对于气泡多周期的脉动行为特征, 以及气泡引起的流场压力和流场速度关心甚少, 尤其是在环状气泡阶段. 基于此, 本文重点关注气泡引起的流场脉动载荷以及滞后流特性, 同时对气泡的拓扑结构进行相关数值处理, 使得单连通域气泡和双连通域气泡能够连续的转变, 气泡能够进行多个周期的运动. 仔细处理了环状气泡诱导的流场载荷与滞后流特性, 这一阶段的气泡动力学行为最为复杂, 流场特性也和单连通域气泡诱导的流场特性有很大的不同.

1 基本理论与数值方法

1.1 球状脉动气泡解析式

对于无限流域中不考虑重力影响的球状脉动气

2013-09-30 收到第 1 稿, 2013-12-14 收到修改稿.

1) 优秀青年科学基金 (51222904), 国家自然科学基金 (513790392), 哈尔滨市科技创新人才专项和黑龙江省博士后科研启动金 (LBH-Q11136) 资助项目.

2) 张阿漫, 教授, 主要研究方向: 水下爆炸, 气泡动力学, 流固耦合分析. E-mail: zhangaman@hrbeu.edu.cn

泡, 整个流场也可以认为是关于气泡中心对称. 假设气泡半径以 $R = R(t)$ 的形式进行球状运动, 将流体控制面取在与气泡同球心的半径为 r 的球面上, 由质量守恒定理有

$$\rho(4\pi r^2)u_r = \rho(4\pi R^2)\dot{R} \quad (1)$$

式中, $u_r = dr/dt$ 为控制面处流体质点的运动速度, $\dot{R} = dr/dt|_{r=R}$ 为气泡表面质点的运动速度, 经整理后有

$$u_r = \dot{R}(R^2/r^2) \quad (2)$$

对于水下爆炸气泡, 其最大半径可达数米至几十米, 最大运动速度在 10^2 m/s 量级, 雷诺数在 $10^8 \sim 10^9$ 量级, 因此在研究水下爆炸气泡时, 常常忽略流体黏性, 假设流场无旋. 另外对应的气泡马赫数最大为 10^{-1} 量级, 而且气泡只是在 0.3% 周期内的马赫数在 0.1 以上^[13], 所以流体的可压缩性对气泡动力学行为的影响在本文忽略不计. 这样在流场中存在速度势 Φ 满足

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (3)$$

速度势 Φ 在无穷远处满足的边界条件为

$$\Phi \rightarrow 0, \quad r \rightarrow \infty \quad (4)$$

控制球面 r 处的速度势 Φ_r 可从无穷远处进行速度线积分得到

$$\Phi_r = \int_{\infty}^r u_r dr = -\frac{\dot{R}R^2}{r} \quad (5)$$

对于非定常流动, 伯努利方程可写成

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{u^2}{2} + \frac{P}{\rho} + gz = \frac{P_{\infty}}{\rho} \quad (6)$$

式中, P 为流场压力, ρ 为流体密度, g 为重力加速度, z 为流场点的高度坐标, P_{∞} 为 $z = 0$ 平面上无穷远处的压力. 对于球状脉动气泡, 不考虑重力, 则上式左边最后一项消失. 由于气泡脉动引起在控制面处的动压力为

$$P - P_{\infty} = -\rho \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{u^2}{2} \right) \quad (7)$$

将式 (2) 和 (5) 带入式 (7) 中可得

$$P - P_{\infty} = -\rho \left(-\frac{\ddot{R}R^2 + 2\dot{R}^2R}{r} + \frac{\dot{R}^2R^4}{2r^4} \right) \quad (8)$$

式中 \dot{R} 可由 R-P 方程^[14] 获得, 即

$$\dot{R} = \frac{P_1 - 1 - 3\dot{R}^2/2}{R} \quad (9)$$

式中 P_1 为气泡表面处的流体压力, 根据杨氏方程, 并考虑到气泡表面张力的作用, 气泡壁处的法向压力连续, 则有

$$P_g = P_1 + \sigma \kappa \quad (10)$$

式中 P_g 为气泡内部气体压力, 考虑到气体与水在密度上的巨大差异, 忽略气体运动对气体压力的影响, 假设气泡内的压力分布均匀. 另外, 水下爆炸气泡前几个脉动周期持续时间在 1 秒量级, 不考虑这一过程中气泡与周围流体的热交换作用. Best^[8] 将气泡内部气体分为可冷凝的水蒸气和不可冷凝的其他气体组成, 同时假设不可冷凝气体满足绝热方程, 则有

$$P_g = P_c + P_{ini}(V_{ini}/V)^{\theta} \quad (11)$$

式中, P_c 为可冷凝气体的饱和蒸汽压, P_{ini} 和 V_{ini} 为气泡初始时刻的压力和体积, V 是气泡运动过程中某个状态的体积, θ 为不可冷凝气体的比热比, 对于 TNT 水下爆炸产生的气体而言, 可取 1.25.

1.2 边界元方法模拟非球状气泡

在 1.1 节中所阐述的都是针对无限流域中的球状脉动气泡来讨论的, 对于真实的水下爆炸气泡而言, 气泡在重力以及边界条件的作用下会产生非球状的形态^[15-16,25-26], 最特殊的现象是气泡射流, 所以球状气泡理论只是一种理想状态, 不能描述真实的气泡运动规律以及流场信息. 基于势流理论的边界元方法被广泛的应用在非球状气泡的模拟中, 该方法只需要离散气泡等流体边界, 在计算上的效率很高. 根据 Green 公式可知, 流场中任何一点的速度势可由流场边界上的速度势以及速度势的法向导数表达^[17].

$$\chi(i)\Phi(i) = \iint_S \left[\frac{\partial \Phi(j)}{\partial n} \frac{1}{r_{ij}} - \Phi(j) \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r_{ij}} \right) \right] dS \quad (12)$$

式中, S 为气泡表面等所有流体边界, Φ 为边界上的速度势, i 和 j 分别是边界上的控制点和积分点, r_{ij} 为 i 和 j 两点之间的距离, 法线 \mathbf{n} 指向流场外, $\chi(i)$ 为 i 点处观察流场的立体角, 当 i 点位于流域内时, $\chi(i) = 4\pi$; 当 i 点位于光滑边界上时, $\chi(i) = 2\pi$; 当 i 点位于流场以外时, $\chi(i) = 0$.

为了数值求解方程 (12), 本文采用轴对称气泡模型, 将气泡表面离散成 N 个节点, $N-1$ 个线性单元, 单元上的值可通过节点上的值进行线性插值. 这样, 方程 (12) 被离散成

$$\sum_{j=1}^N \left(W_{ij} \frac{\partial \Phi_j}{\partial n} \right) = \sum_{j=1}^N (M_{ij} \Phi_j) - \chi(i) \Phi_i \quad (13)$$

式中 W_{ij} 和 M_{ij} 为影响系数矩阵, 具体的数值求解方法可参见文献 [8].

对于初生球形气泡, 一般认为气泡从静止开始膨胀, 则气泡表面初始速度势可由式 (5) 获得

$$\Phi_{t=0} = 0 \quad (14)$$

通过求解方程 (13) 即可获得气泡法向速度 Φ_n , 气泡的切向速度 Φ_τ 可由气泡表面速度势插值获得, 从而可以获得气泡的真实速度 \mathbf{u} . 通过气泡运动学边界条件来更新气泡表面的位置

$$D\mathbf{X}_i = (\Phi_n \mathbf{n} + \Phi_\tau \mathbf{e}_\tau) \cdot \Delta t \quad (15)$$

式中, \mathbf{X}_i 为节点位置, \mathbf{n} 和 \mathbf{e}_τ 分别为节点的单位法向量与切向量, Δt 为时间步, 为了保持计算过程的稳定, 必须控制 Δt 的选取.

$$\Delta t = \frac{\Delta \Phi}{\max |P_\infty / \rho + 0.5 \mathbf{u}^2 - gz - P_{\text{ini}} (V_{\text{ini}} / V)^\theta|} \quad (16)$$

将物质导数 $D\Phi/Dt = \partial\Phi/\partial t + \nabla\Phi \cdot \nabla\Phi = \partial\Phi/\partial t + \mathbf{u}^2$ 代入方程 (6) 中后获得气泡表面的动力学边界条件

$$\frac{D\Phi}{Dt} = \frac{\mathbf{u}^2}{2} + \frac{P_\infty}{\rho} - \frac{P}{\rho} - gz \quad (17)$$

气泡表面的速度势可通过式 (17) 进行更新. 在时域推进过程中, 为了提高精度, 数值计算上采用龙格库塔法对气泡位置和速度势进行更新.

1.3 气泡载荷以及流场速度的计算

对于流场动压力的计算, 根据式 (7) 获得, 不过此时的流场中的速度 $\nabla\Phi$ 和 $\partial\Phi/\partial t$ 是数值计算难点, 下面分别介绍求解方法. 设气泡表面的分布源密度为 $\theta(j)$, 则流场中固定点 i 的速度势和速度 [19] 可以表示为

$$\Phi(i) = - \iint_S \frac{\theta(j)}{r_{ij}} dS \quad (18)$$

$$\nabla\Phi(i) = - \iint_S \frac{\theta(j) r_{ij}}{r_{ij}^3} dS \quad (19)$$

当已知气泡表面速度势之后, 先将固定点 i 取在气泡表面上, 可通过式 (18) 求得气泡表面分布源密度为 θ ; 然后将固定点 i 取在流场中, 并将求得的 θ 代入式 (18) 和式 (19) 中可分别获得流场速度势和速度. 若将两个时间步的速度势进行差分计算即可求得 $\partial\Phi/\partial t$.

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t} = \frac{\Phi(t + \Delta t) - \Phi(t)}{\Delta t} \quad (20)$$

如果通过式 (20) 进行计算, 则需要两个时间步的速度势才能求得 $\partial\Phi/\partial t$ 和 P , 本文借鉴文献 [20] 中的思想, 可通过当前时刻的流场信息求解当前时刻的 $\partial\Phi/\partial t$ 项, 进而求解流场压力. 设 $\Lambda = \partial\Phi/\partial t$, Λ 实际上也满足 Laplace 方程 [20], 即

$$\nabla^2 \Lambda = 0 \quad (21)$$

Λ 和速度势 Φ 具有相同的数学性质, 则类似于方程 (18)

$$\Lambda(i) = - \iint_S \frac{\theta'(j)}{r_{ij}} dS \quad (22)$$

气泡表面的 Λ 可通过下式求得

$$\Lambda = - \frac{(\nabla\Phi)^2}{2} + \frac{P_{\text{ref}}}{\rho} - \frac{P}{\rho} - gz \quad (23)$$

类似于上述求解流场速度势的方法可以求解流场中的 Λ , 即在一个时间步内求得流场中的 $\partial\Phi/\partial t$, 代入方程 (7) 即可求得流场动压力.

1.4 环状气泡模型

在一定条件下, 气泡上浮过程中的射流将穿透气泡另一端, 形成环状气泡, Wang 等 [12] 在模拟环状爆炸气泡时, 在气泡内部放置一个涡环, 其环量 Γ 为

$$\Gamma = \int_C \mathbf{u} d\mathbf{l} = \Phi_N - \Phi_1 \quad (24)$$

其中, Φ_1 和 Φ_N 是两个冲击点的速度势, 所以环量 Γ 刚好等于冲击点处速度势突变. 对于环状气泡而言, 将速度势 Φ 分为两部分, 即 $\Phi = \Phi_v + \Phi_r$, 其中 Φ_v 为涡环诱导速度势, Φ_r 为残余速度势, 气泡节点上的 Φ_v 可采用速度积分方法求得.

$$\Phi_v(r_i, z_i, a, c) = \Phi_v(r_1, z_1, a, c) + \int_{(r_1, z_1)}^{(r_i, z_i)} \mathbf{u}_r d\mathbf{l} \quad (25)$$

其中 $\Phi_v(r_1, z_1, a, c)$ 为第一个节点的涡环诱导速度势, 可采用下式进行计算.

$$\Phi_v(r_1, z_1, a, c) = \int_{-\infty}^{z_1} w_r(0, z) dz + \int_0^{r_1} v_r(r, z_1) dr \quad (26)$$

涡环在流场中的诱导速度用 Biot-Savart 定律求得

$$\mathbf{u}_v(r, z) = \frac{\Gamma}{4\pi} \int_C d\mathbf{l} \times \mathbf{r}/r^3 \quad (27)$$

将总速度势分为两部分之后, 气泡表面的速度也被分为两部分, 一部分是涡环诱导速度 \mathbf{u}_v , 另外一部分是残余速度势诱导速度 \mathbf{u}_r , 采用 $\mathbf{u}_{\text{total}} = \mathbf{u}_v + \mathbf{u}_r$ 对气泡位置进行更新, 采用下式对残余速度势进行更新

$$\frac{d\Phi_r}{dt} = -\frac{|\mathbf{u}_{\text{total}}|^2}{2} + \mathbf{u}_{\text{total}} \cdot \nabla \Phi_r - \frac{P_\infty - P}{\rho} - gz \quad (28)$$

对于环状气泡引起的流场压力和流场速度需要特别注意, 将残余速度势 Φ_r 代入式 (18) 中去求解气泡表面的分布源密度, 进而通过式 (19) 求解分布源在流场中的诱导速度. 在求解流场中的 $\partial\Phi/\partial t$ 项时, 也将其分解为

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t} = \frac{\partial\Phi_r}{\partial t} + \frac{\partial\Phi_v}{\partial t} \quad (29)$$

式中 $\partial\Phi_r/\partial t$ 可利用 1.3 节中的方法求解, 而由于每一时刻涡环的位置恒定, 所以 $\partial\Phi_v/\partial t = 0$. 将式 (29) 和 $\mathbf{u}_{\text{total}}$ 代入式 (7) 中即可获得环状气泡在流场中诱导的脉动压力.

本文在数值计算过程中, 对于射流穿透气泡另一端时, 气泡从单连通域变化为双连通域, 需要将冲击点处进行开口并进行网格缝合, 详细处理方法可参考文献 [12]. 当环状气泡中间的水柱变得细长时, 水柱将发生断裂, 气泡又会从双连通域变为单连通域, 需要将细水柱对应的网格和节点删除 [10-11], 下面详细介绍具体的数值处理方法.

如图 1 所示, 在环状气泡回弹阶段, 在计算程序中, 时刻寻找横坐标值最小的气泡节点 N_1 , 设节点 N_1 对应的水柱宽度为 ΔS , 当无量纲距离 $\Delta S \leq \min(\text{meshsize})$ 后, 则认为满足切割水柱准则, 否则继续下一步计算, 直到满足切割准则为止; 当获得满足切割准则的节点 N_1 后, 需要找到另外一个切割点 N_2 , 使得 N_2 对应的水柱宽度刚好不超过 $2\Delta S$; 然后将 N_1 和 N_2 点移至对称轴上, 称为 N'_1 和 N'_2 点, 并将 N_1 和 N_2 点之间的水柱节点删除; 最后将节点上的涡环诱导速度势和残余速度势进行整合, 即 $\Phi = \Phi_v + \Phi_r$, 另外, 还需要对 N'_1 和 N'_2 点上的速度势 $\Phi(N'_1)$ 和 $\Phi(N'_2)$ 进行修正.

$$\Phi(N'_1) = \Phi(N_1) - u_{N_1} r_{N_1} \quad (30)$$

$$\Phi(N'_2) = \Phi(N_2) - u_{N_2} r_{N_2} \quad (31)$$

式中, $\Phi(N_1)$ 和 $\Phi(N_2)$ 分别为 N_1 和 N_2 点在切割之前的速度势, u_{N_1} 和 u_{N_2} 分别为 N_1 和 N_2 点的水平速度, r_{N_1} 和 r_{N_2} 分别为 N_1 和 N_2 点的横坐标, 该修正的思想是求出切割前瞬间, 求出流场中 N'_1 和 N'_2 两点处的速度势作为切割后的气泡表面速度势, 该做法在数值上还能保证良好的气泡表面速度势连续性. 这样环状气泡变成了一个单连通域的气泡, 可继续对气泡进行模拟.

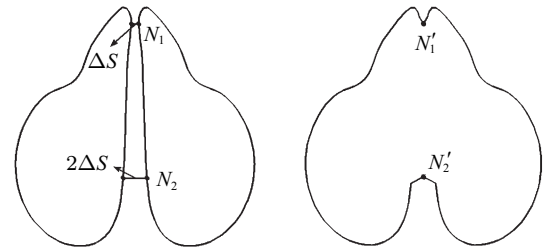


图 1 环状气泡中心水柱切割方法示意图

Fig. 1 Sketch of incision of the water column inside a toroidal bubble

为了使本文的计算结果具有普遍意义, 在计算过程中将气泡所能达到的最大半径 R_{max} 作为长度特征量, P_∞ 为压力特征量; 并同时采用 R_{max} , P_∞ 以及 ρ 将所有的物理量进行无量纲化, 如: 时间的无量纲因子为 $R_{\text{max}} \sqrt{\rho/P_\infty}$. 另外引入两个无量纲参数来衡量气泡的初始条件, 强度参数: $\varepsilon = P_{\text{ini}}/P_{\text{ref}}$; 浮力参数 $\delta = \sqrt{\rho g R_{\text{max}}/P_{\text{ref}}}$.

2 结果与讨论

2.1 数值模型与解析解对比验证以及收敛性分析

为了考察本文边界元模型的计算精度, 将计算的球状气泡数值结果与解析解进行对比, 同时对模型的收敛性进行分析. 气泡的初始参数为 $\varepsilon = 100$, $\delta = 0$, 流场压力测点布置在距离气泡中心 $r = 2$ 处. 分别将气泡离散为 40, 80, 120 和 160 个节点进行计算, 得到的气泡半径以及流场脉动压力变化时历曲线如图 2 和图 3 所示.

如图 2 所示, 计算结果与 R-P 方程解析解吻合良好, 气泡能够达到的最大半径理论值为 1, 而 40, 80, 120 和 160 节点数的计算相对误差分别为: 0.050%, 0.017%, 0.011% 和 0.009%, 可见随着气泡表面离散节点数的增加, 计算结果的相对误差逐渐减小, 图 3 表示测点处脉动压力时历变化曲线, 第 1 次达到最大脉动压力的理论值为 7.3533, 而 40, 80, 120 和 160 节点数的计算相对误差分别为: 0.059%, 0.040%, 0.037%

和 0.036%, 随着气泡表面离散节点数的增加, 计算结果的相对误差也是逐渐减小; 综上所述, 本文计算模型的计算精度和收敛性能够得到保证。

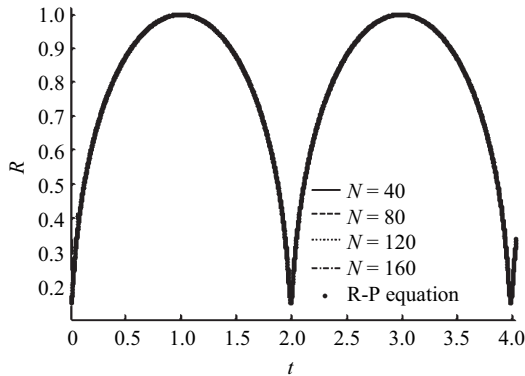


图 2 气泡半径时历变化曲线
Fig. 2 Radius of bubble versus time

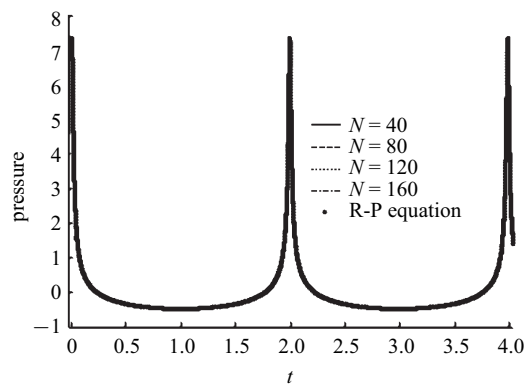


图 3 测点处的脉动压力时历变化曲线
Fig. 3 Pressure of the measuring point versus time

2.2 数值结果与实验对比分析

文献 [5] 中进行了真实的水下爆炸实验, 并给出了一些实验数据, 其实验参数如下: 实验水池半径大约为 9 m, 水深 7 m, 35 g Hexocire 炸药在水深为 3.5 m 处起爆。在炸药放置深度沿药包水平方向 0.7 m 处安放了压力传感器, 标记为 P1, 另外还有两个传感器 P2 和 P3 分别在 P1 的正上方 0.7 m 处和正下方 1.095 m 处。气泡初始时刻的内压可由半经验公式^[5]求得。

$$P_{ini} = 1.39 \times 10^5 (W/V_{ini})^\theta \quad (32)$$

式中, W 为炸药的 TNT 当量, Hexocire 炸药的 TNT 当量比略大于 1^[5], 不过本文为了和文献中的计算结果对比, 文章中取 1。

气泡在脉动过程中能够达到的最大半径为^[1]

$$R_m = 3.38 \left(\frac{W}{H + 10} \right)^{1/3} \quad (33)$$

气泡的初始半径可由如下关系式确定^[5]

$$\varepsilon(R_0^{3\theta} - R_0^3) = (\theta - 1)(R_0^3 - 1) \quad (34)$$

如图 4 所示为气泡在第一个周期结束时刻前后所诱导的流场脉动压力, 这一时间段里气泡经过了坍塌、射流、环状气泡和回弹。实验中 P1, P2 和 P3 传感器处的最大动压力分别为 3.3 MPa, 2.2 MPa 和 1.9 MPa; 文献 [5] 中的计算值分别是 3.1 MPa, 2.0 MPa 和 1.8 MPa。本文的计算值分别为: 3.39 MPa, 2.18 MPa 和 2.07 MPa, 相对误差分别为: 2.7%, 0.9% 和 8.9%。另外, 计算的气泡周期要比实验值小, 一方面是由于 Hexocire 炸药威力比 TNT 略大, 造成计算值偏小; 另一方面声速是有限的, 即压力在流场中的传播需要一定时间, 传感器处测得的压力会有所延迟; 最后, 可能是由于没有考虑池壁对气泡的影响, 所以使得计算得到的周期偏小^[21]。

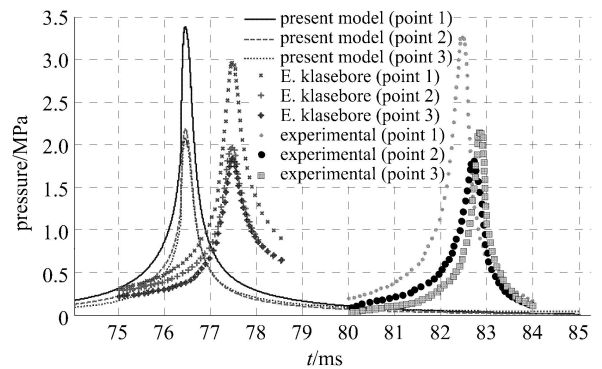


图 4 气泡坍塌时产生的流场脉动压力^[5]
Fig. 4 Fluid pressure when bubble collapse^[5]

2.3 流场脉动载荷特性

针对 100 kg TNT 炸药在 200 m 水深处起爆的工况, 对应的气泡初始无量纲参数为 $\varepsilon = 61.09$, $\delta = 0.112$ 。数值计算中, 分别在气泡上方、水平方向和下方距离气泡初始位置的无量纲距离为 3 的位置分别布置压力考核点, 分别计为 P1, P2 和 P3 点, 另外在气泡水平位置不同位置处布置流场速度测量点若干。

如图 5 所示为 P1, P2 和 P3 压力测量点处在气泡第 1 次达到最小体积的前后过程中的脉冲压力时历曲线, 无量纲时间 $t \in (1.8, 2.2)$ 这一阶段包含了气泡坍塌、射流、环状气泡和回弹等复杂的气泡动力学行为。P1 点处达到的最大压力为 3.706; P2 点处达到的最大压力为 3.529; P3 点处达到的最大压力为 3.374。造成流场中不同方位的压力差异主要有两点, 其一

是由于气泡在重力场中运动时, 由于压力梯度作用会产生气泡向上迁移现象, 从而使得气泡距离 P1 点越近, 距离 P2 和 P3 点越远. 如图 6 所示即为气泡中心迁移曲线, 气泡在最小体积时刻上浮最为明显, 主要是由于气泡在高速射流的带动下快速迁移. 其二是由于高速射流的原因, 由于环状气泡在射流前方产生高压区的机理会在下文中详细阐述.

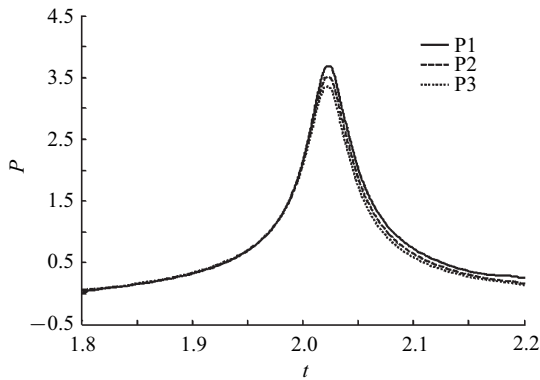


图 5 3 个压力测量点的第一个气泡脉冲压力

Fig. 5 The first bubble pulse pressure of the three measuring point

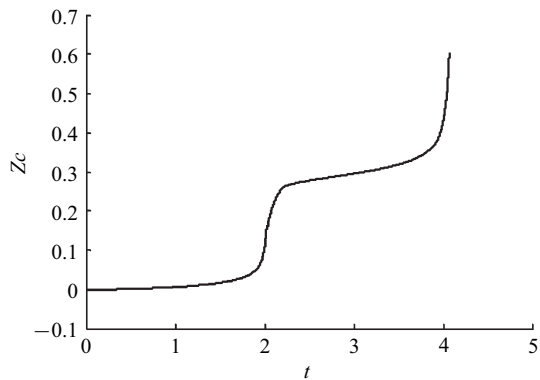


图 6 气泡中心迁移曲线

Fig. 6 Time history of the bubble centroid

如图 7 所示为气泡在前两个周期内的动力学行为以及流场速度和压力云图. 气泡在 $t = 0.001$ 时刻 (图 7(a)), 气泡内部压力高于外部流场压力, 气泡处于加速膨胀阶段, 气泡周围水质点也向外扩张运动, 流场压力在气泡径向逐渐衰减, 此时气泡形态基本保持球状; 但是在 $t = 0.1$ 时刻 (图 7(b)), 流场压力并不是在气泡径向单调递减, 而是一个先增后减的规律, 在图 8 中给出了气泡在初始膨胀阶段的某几个时刻, 在气泡初生位置的水平面内, 流场压力沿气泡径向的变化曲线. 对于“流场压力在气泡径向可能以先增后减的规律变化”, 本文首先做出以下定性解释: 气泡在加速膨胀阶段, 流场速度沿气泡径向

快速减小, 根据流体力学基本知识可知“速度大的地方, 压力小; 速度小的地方, 压力大”, 所以在气泡表面较近的范围内, 由于速度衰减很快, 而气泡高压在流场中的作用衰减相对较小, 所以流场压力在气泡径向小范围内可能呈现增大趋势. 另外还可以通过球状气泡诱导的流场压力解析式 (8) 进行定量分析, 当 r 足够大, 第 2 项的作用 ($O(r^{-4})$) 可以忽略, 只剩下第 1 项, 所以流场压力随 r 增大逐渐减小; 当 r 较小时, 第 2 项对流场压力的作用相对较大, 所以在气泡表面较小的范围内可能呈现递增的趋势. 在 $t = 0.025$ 之后, 曲线都有一个递增的阶段, 然后递减; 但是当气泡过度膨胀到内压小于外部环境压力时, 流场压力在气泡径向逐渐递增, 如图 7(c) 所; 图 7(d) 表示气泡处于坍塌阶段, 其形态已经初显非球状, 气泡底部收缩比顶部快, 而且气泡下方逐渐形成一个高压区; 图 7(e) 表示气泡射流撞击气泡顶部时刻, 可以发现气泡此时已经处于回弹阶段. 由于气泡的非球状的性质, 使得气泡附近的流场速度和压力场也呈现非中心对称性, 距离气泡越远的位置, 流场受气泡非球状的影响越小. 当射流撞击气泡顶部之后, 气泡演变成环状气泡, 在数值上需要对气泡的拓扑结构进行改变, 将气泡在中心轴上的两个节点去掉等^[12], 使得气泡由单连通域变成一个双连通域, 如图 7(f) 所示, 继续采用涡环模型对环状气泡进行模拟, 在射流的带动下, 气泡快速向上迁移, 如图 7(g), 7(h) 所示; 如图 7(h) 所示, 环状气泡在回弹阶段, 内部射流宽度逐渐变细直至断裂, 在数值上再次需要对气泡的拓扑结果进行改变, 将射流部分的部分节点删除等^[10-11], 使得气泡从双连通域再次变成单连通域, 如图 7(i) 所示; 继续模拟气泡的后期运动, 如图 7(j)–7(l) 分别表示气泡膨胀、坍塌射流以及再次演变成环状气泡.

从图 7 可见, 气泡射流前, 高压区形成在气泡底部, 而在环状气泡阶段, 顶部出现了一个很明显的高压区, 这是由于高速射流在穿过气泡内部后, 在外流场中快速衰减, 由伯努利方程可知, 流速大会使压力减小, 流速小会使压力增大. 如图 9 给出了 $t = 2.06$ 时刻, 环状气泡轴线上不同高度处的压力与速度, 在气泡下方, 由于气泡回弹膨胀的作用, 流场速度向下, 在射流内部和气泡上方的速度朝上, 所以在气泡底部附近位置会出现一个速度为零的驻点, 该点附近会出现一个小的压力峰值, 即在气泡底部会形成一个小的 高压区. 环状气泡内射流速度快速递增, 在气

泡顶端附近, 射流速度达到最大, 之后快速衰减, 在气泡顶端上方不远处形成一个很明显的高压区, 相比气泡底部高压区而言, 顶部高压区的峰值更大, 脉宽更小. 如图 10 给出了 $t = 4.07$ 时刻, 环状气泡轴线

上不同高度处的压力与速度, 轴线上的流场速度在射流内逐渐递增, 在气泡顶端附近跨速衰减, 同样在气泡顶部和底部附近都产生了高压区, 顶部附近的高压区峰值更大, 但是区域更小.

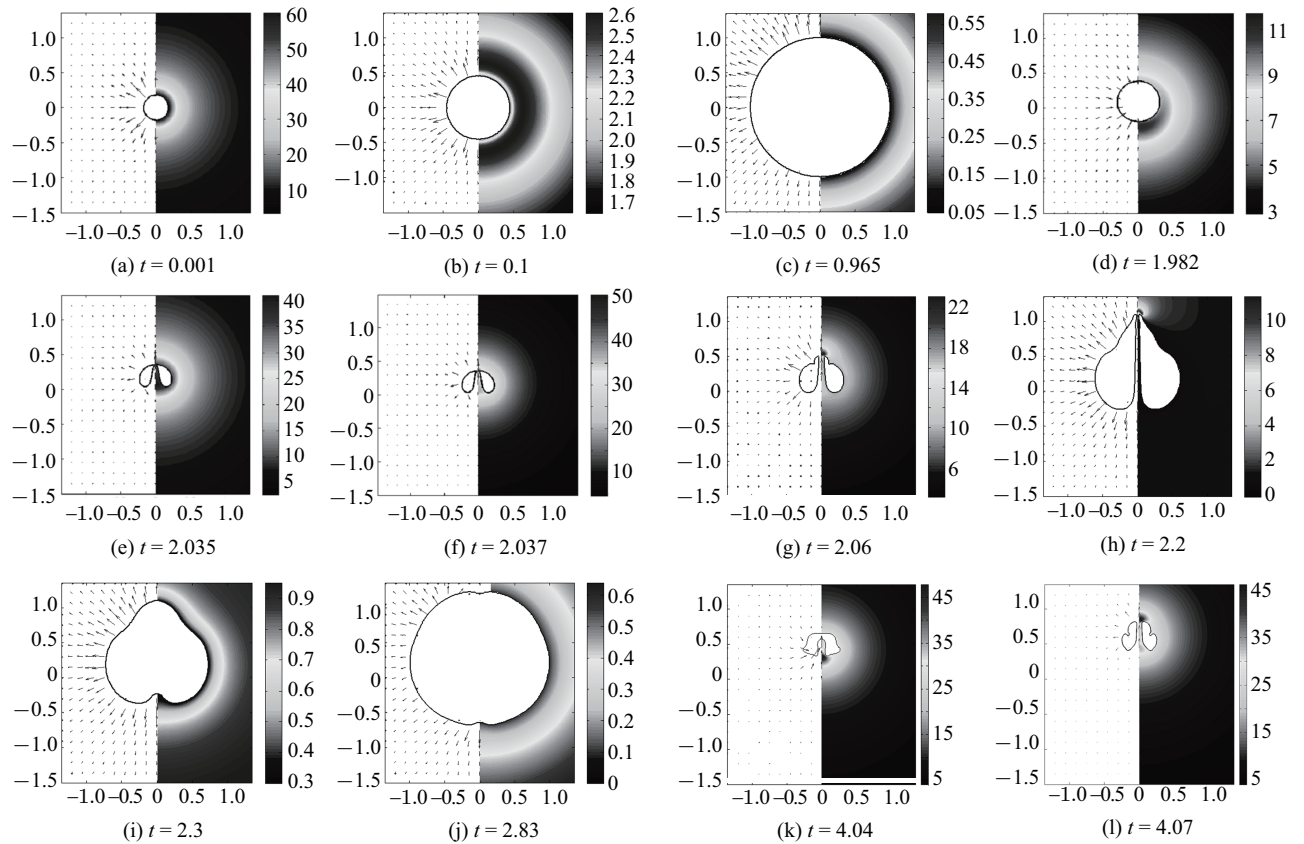


图 7 气泡动力学行为以及流场速度和压力

Fig. 7 Dynamic behavior of the bubble and the fluid pressure & velocity around the bubble

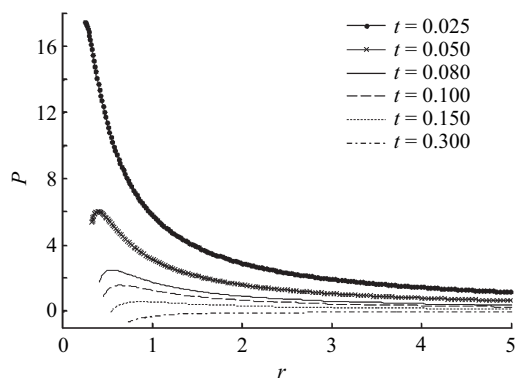


图 8 流场动压力沿气泡径向的变化曲线

Fig. 8 The dynamic pressure along the bubble radius direction

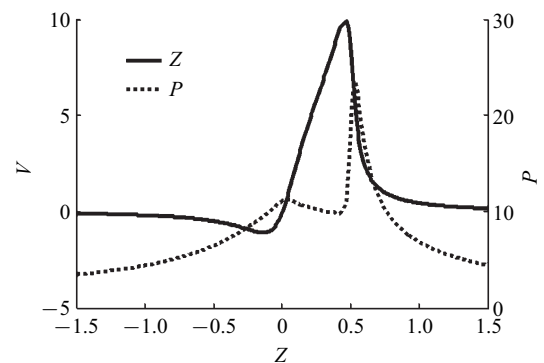


图 9 $t = 2.06$ 时刻气泡轴线上不同高度处的压力与速度

Fig. 9 The pressure and velocity along the bubble axis direction at

$t = 2.06$

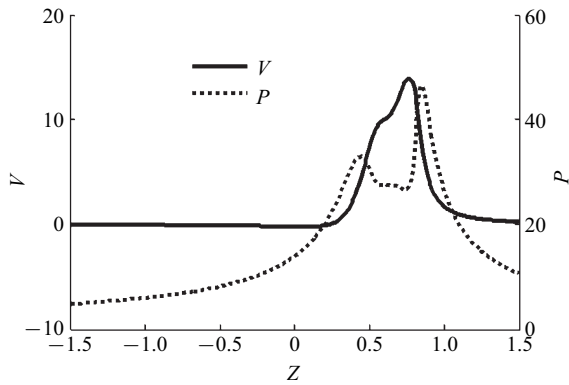


图 10 $t = 4.07$ 时刻气泡轴线上不同高度处的压力与速度
 Fig. 10 The pressure and velocity along the bubble axis direction at $t = 4.07$

为了考察环状气泡轴线上的速度和压力随时间的变化规律,如图 11 和图 12 所示给出了气泡第 1 次射流中,4 个不同时刻的轴线速度和压力变化曲线。

如图 11 所示,在气泡射流后,随着时间的增加,射流所能够达到的最大速度逐渐减小,但是总体来说,轴线上的流场速度变化规律大致相同,都是经过一个加速和减速的过程,另外随着气泡的上浮,流场

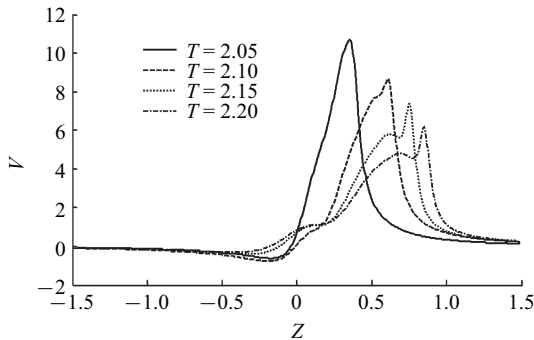


图 11 4 个不同时刻的轴线上速度变化曲线
 Fig. 11 The velocity along the bubble axis direction at four different

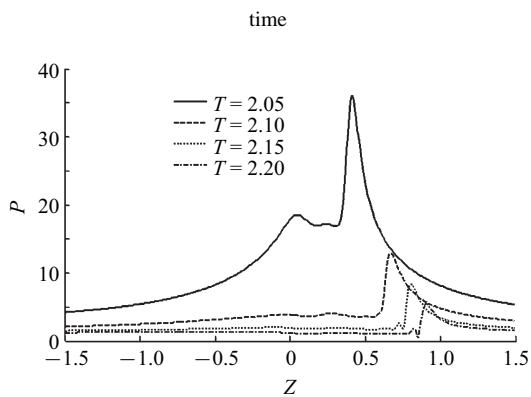


图 12 4 个不同时刻的轴线上压力变化曲线
 Fig. 12 The pressure along the bubble axis direction at four different
 time

速度最大值所对应的位置坐标也是逐渐上升. 在图 12 中的轴线压力变化图中,可见高压区的峰值快速减小,一方面是由于射流速度的减小,另外一方面是由于气泡处于回弹阶段,气泡内压逐渐减小. 同时,气泡底部的高压变得不明显,基本消失.

本文为了探讨环状气泡诱导的两个高压区以及流场速度变化规律,在此给出两个其他计算工况,分别为“工况 2: 100 kgTNT 炸药在 100 m 水深处起爆”和“工况 3: 100 kgTNT 炸药在 50 m 水深处起爆”,分别给出气泡射流之后几个时刻的环状气泡形态,以及轴线上的流场压力和速度随高度位置的变化曲线,如图 13~ 图 18 所示.

图 13 中给出了工况 2 中气泡射流回弹过程的 3 个时刻气泡形态示意图,环状气泡中间的水柱逐渐变细,中心轴上的流场速度峰值变化不大,如图 15 所示. 2 个高压区的现象仍然存在,如图 16 所示,但是由于气泡的体积变大,内压变小,使得中心轴上的压力峰值逐渐变小,其中气泡底部的高压区消失相对较快.

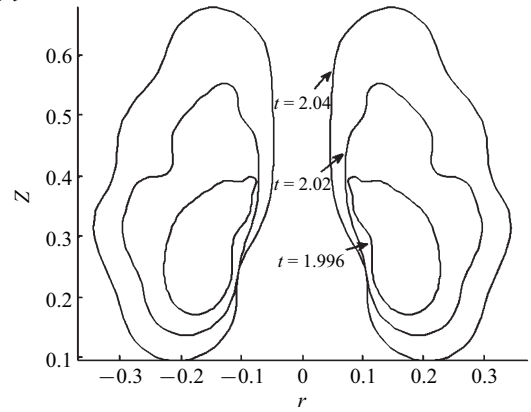


图 13 工况 2 中环状气泡形态示意图
 Fig. 13 The shape of toroidal bubble in case 2

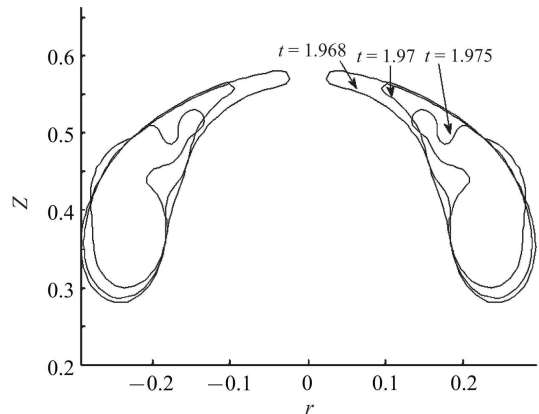


图 14 工况 3 中环状气泡形态示意图
 Fig. 14 The shape of toroidal bubble in case 3

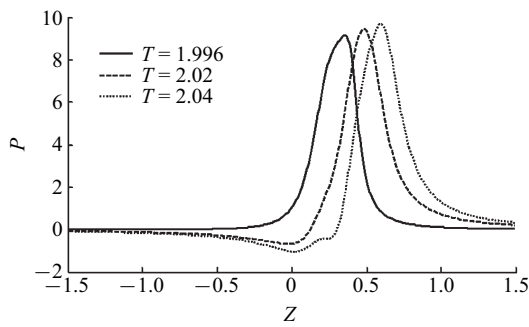


图 15 工况 2 中轴线上速度变化曲线

Fig. 15 The velocity along the bubble axis direction in case 2

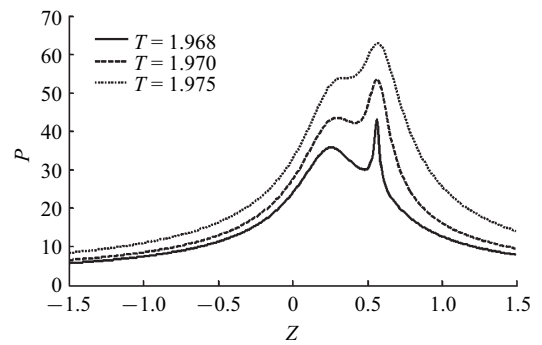


图 18 工况 3 中轴线上压力变化曲线

Fig. 18 The pressure along the bubble axis direction in case 3

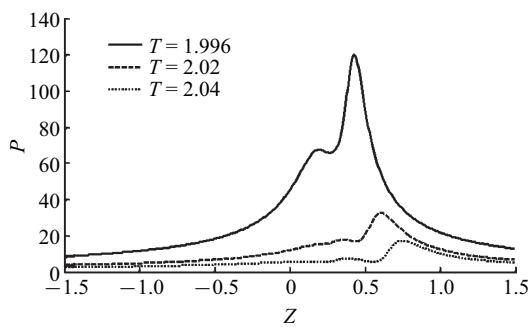


图 16 工况 2 中轴线上压力变化曲线

Fig. 16 The pressure along the bubble axis direction in case 2

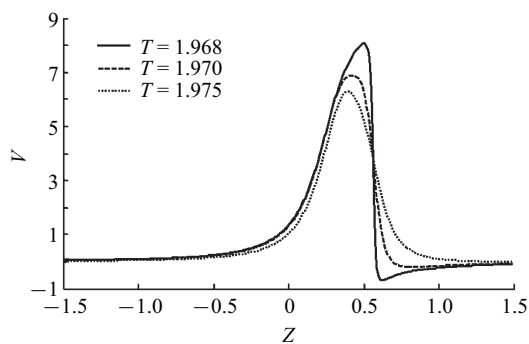


图 17 工况 3 中轴线上速度变化曲线

Fig. 17 The velocity along the bubble axis direction in case 3

图 14 中给出了工况 3 中气泡射流后继续坍塌过程的 3 个时刻气泡形态示意图, 环状气泡中间的水柱越来越宽, 中心轴上的流场速度随时间逐渐减小, 如图 17 所示. 如图 18 所示, 该工况下的两个高压区在 3 个时刻都比较明显, 而且随着气泡继续坍塌, 使得流场内的压力也逐渐增大, 2 个高压区的过渡愈加平缓.

在基于势流理论方法计算流体问题时, 由于没有黏性耗散, 流场的能量保持守恒, 对于本文的气泡动力学问题, 气泡和流场的动能和势能^[22]分别为

$$E_{k1} = \frac{1}{2} \int_{S_b} \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial n} dS \quad (\text{单连通域气泡}) \quad (35)$$

$$E_{k2} = \frac{1}{2} \int_{S_b} \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial n} dS + \frac{1}{2} \Gamma Q \quad (\text{双连通域气泡}) \quad (36)$$

$$E_p = V(1 - \delta^2 Z_c) + \frac{\varepsilon V}{\lambda - 1} \left(\frac{V_0}{V} \right)^\theta \quad (37)$$

式 (36) 中, Q 为速度势跳跃点对应横截面 S_d 内射流的流量, 如图 19 所示.

$$Q = \int_{S_d} \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} dS \quad (38)$$

图 20 给出了气泡前两个运动周期内的能量变化时历曲线, 对于单连通域气泡而言, 气泡总能量变化幅度在 0.09% 以内, 气泡射流之后的环状气泡动力学行为十分复杂和不稳定^[22], 第一个周期内的环状气泡的总能量变化幅度在 0.89% 以内, 第二个周期内的环状气泡的总能量变化幅度在 2% 以内, 这主要归咎于在拓扑结构处理时会造成较大的能量变化. 总之本文的边界元气泡动力学模型有较好的精度, 能够模拟气泡多个周期的运动特性以及流场信息.

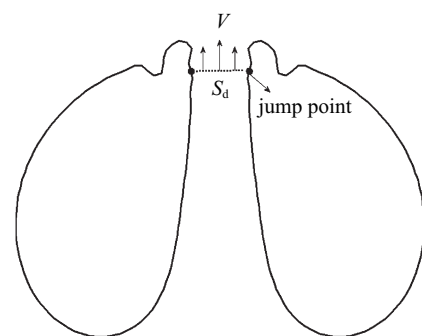


图 19 环状气泡示意图

Fig. 19 Sketch of a toroidal bubble

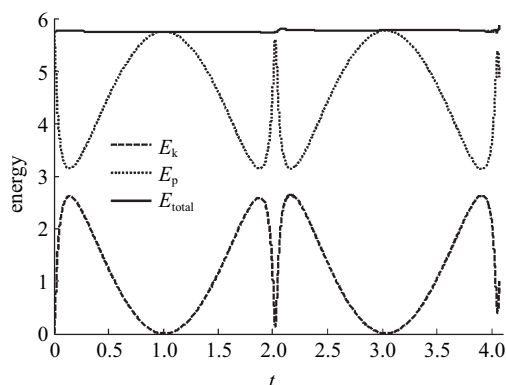


图 20 能量变化时历曲线

Fig. 20 Time history of energy

这里需要说明的是, 气泡在多个周期运动过程中实际上会有能量消耗, 根据 Wang^[13,23-24] 和王诗平^[27] 的研究成果表明, 虽然气泡只是在 0.3% 周期内的马赫数在 0.1 以上, 但可压缩性仍是气泡能量损失的最主要的原因, 所以计及可压缩性后的流场速度和压力需要进一步研究。

3 结 论

本文给出了计算水下爆炸气泡引起的流场脉动载荷以及滞后流特性的相关理论公式与数值处理方法, 能够模拟气泡在多个周期的运动过程以及引起的流场变化. 通过与试验对比分析, 本文气泡最大载荷的计算误差在 9% 以内, 同时将数值结果与理论解析值进行对比并作收敛性分析, 结果表明本文的数值模型具有较高的精度与有效性. 通过编写的程序, 针对 100 kg TNT 炸药在 200 m 水深处起爆的工况进行了计算和详细的分析, 得出了几条结论, 旨为水下爆炸气泡引起的脉动载荷以及滞后流特性研究提供参考.

(1) 气泡在重力场中由于压力梯度作用会产生气泡上浮现象, 在气泡坍塌射流后, 气泡快速向上迁移, 此时的气泡上浮速度要大于气泡具有较大体积时刻;

(2) 在气泡加速膨胀阶段, 气泡周围水质点也向外扩张运动, 流场压力在气泡径向不一定是逐渐衰减, 还有可能以先增后减的规律变化; 另外气泡的非球状对于近场的压力和滞后流会产生较大的影响, 对于远场影响不大;

(3) 环状气泡内射流速度快速递增, 在气泡顶端附近, 射流速度达到最大, 之后快速衰减, 在气泡顶端上方以及气泡底部附近会形成两个高压区, 相比气泡底部高压区而言, 顶部高压区的峰值更大, 区域

更小. 如果环状气泡继续坍塌, 则环状气泡顶部和底部的高压区峰值会继续增大, 且两个高压区之间的过渡愈加平缓. 随着环状气泡回弹, 高压区的压力峰值迅速减小, 底部高压区甚至消失.

参 考 文 献

- 1 Cole RH. Underwater Explosion. Princeton: Princeton University Press, 1948
- 2 Geers TL. Residual potential and approximation methods for three dimensional fluid-structure interaction problems. *Journal of Acoustical Society of America*, 1971, 49: 1505-1510
- 3 Geers TL. Doubly asymptotic approximation for transient motions of submerged structures. *Acoustical Society of America*, 1978, 64: 1500-1508
- 4 黄晓明, 朱锡, 牟金磊等. 圆柱壳在水下爆炸作用下鞭状运动响应实验研究. 哈尔滨工程大学学报, 2010, 31(10):1278-1285 (Huang Xiaoming, Zhu Xi, Mu Jinlei, et al. Study on the whipping response of a stiffened cylindrical shell in an underwater explosion. *Journal of Harbin Engineering University*, 2010, 31(10):1278-1285 (in Chinese))
- 5 Klaseboer E, Hung KC, Wang C, et al. Experimental and numerical investigation of the dynamics of an underwater explosion bubble near a resilient/rigid structure. *Journal of Fluid Mechanics*, 2005, 537: 387-413
- 6 Blake JR, Taib BB, Doherty G. Transient cavities near boundaries. Part 1. Rigid boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, 1986, 170: 479
- 7 Li ZR, Sun L, Zong Z, et al. Some dynamical characteristics of a non-spherical bubble in proximity to a free-surface. *Acta Mechanica Sinica*, 2012, 61: 224702
- 8 Best JP. The formulation of toroidal bubbles upon collapse of transient cavities. *Journal of Fluid Mechanics*, 1993, 251: 79-107
- 9 蔡悦斌, 鲁传敬, 何友生. 瞬态空化泡演变过程的数值模拟. 应用力学学报. 1997, 14(2): 1-6 (Cai Yuebin, Lu Chuanjing, He Yousheng. Numerical simulation of the evolution of transient cavities. *Chinese Journal of Applied Mechanics*, 1997, 14(2): 1-6 (in Chinese))
- 10 Lee M, Klaseboer E, Khoo BC. On the boundary integral method for the rebounding bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 570: 407-429
- 11 Best JP. The rebound of toroidal bubbles. In: Blake JR, Boulton-Stone JM, Thomas NH. eds. *Bubble Dynamics and Interface Phenomena*. 1994: 405-412
- 12 Wang QX, Yeo KS, Khoo BC, et al. Nonlinear interaction between gas bubble and free surface. *Computational Fluids*, 1996, 25(7): 607-628
- 13 Wang QX, Blake JR. Non-spherical bubble dynamics in a compressible liquid. Part 1. Travelling acoustic wave. *Journal of Fluid Mechanics*, 2010, 659: 191-224
- 14 Rayleigh JW. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Philosophy Magazine*, 1917, 34: 94-98
- 15 Zhang AM, Wang SP, Huang C, et al. Influences of initial and boundary conditions on underwater explosion bubble dynamics. *European Journal of Mechanics B/Fluid*. 2013, 42: 69-91
- 16 Zhang AM, Yang WS, Huang C, et al. Numerical simulation of

- column charge underwater explosion based on sph and bem combination. *Computers and Fluids*, 2013, 71: 169-178
- 17 Newman JN. *Marine Hydrodynamics*. London: MIT Press, 1977
- 18 Wang QX, Yeo KS, Khoo BC, et al. Strong interaction between a buoyancy bubble and a free surface. *Theoretical Computational Fluid Dynamics*, 1996, 8: 73-88
- 19 戴遗山, 段文洋. 船舶在波浪中运动的势流理论. 北京: 国防工业出版社, 2008 (Dai YS, Duan WY. *Potential Flow Theory of Ship Motions in Waves*. Beijing: National Defense Industry Press, 2008)
- 20 Wu GX, Hu ZZ. Simulation of non-linear interactions between waves and floating bodies through a finite-element-based numerical tank. *Proceeding of Royal Society A*, 2004, 460: 2797-2817
- 21 Zhang AM, Ni BY, Song BY, et al. Numerical simulation of bubble breakup phenomena in a narrow flow field. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2010, 31(4): 449-460
- 22 Zhang YL, Yeo KS, Khoo BC, et al. 3D jet impact and toroidal bubbles. *Journal of Computational Physics*, 2001, 166: 336
- 23 Wang QX, Blake JR. Non-spherical bubble dynamics in a compressible liquid. Part 2. Standing acoustic wave. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, 679: 559-581
- 24 Wang QX. Underwater explosion bubble dynamics in a compressible liquid. *Physics Fluids*, 2013, 25: 072104
- 25 张凌新, 闻仲卿, 邵雪明. 多泡相互作用对气泡溃灭的影响. 力学学报, 2013, 45(6): 861-867 (Zhang Lingxin, Wen Zhongqing, Shao Xueming. Investigation of bubble-bubble interaction effect during the collapse of multi-bubble system. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechani*, 2013, 45(6): 861-867 (in Chinese))
- 26 史冬岩, 王志凯, 张阿漫. 一种模拟气液两相流的格子波尔兹曼改进模型. 力学学报, 2014, 46(2): 224-233 (Shi Dongyan, Wang Zhikai, Zhang Aman. A novel lattice boltzmann model simulating gas-liquid two-phase flow. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechani*, 2014, 46(2): 224-233 (in Chinese))
- 27 王诗平, 孙士丽, 张阿漫等. 可压缩流场中气泡脉动数值模拟. 力学学报, 2012, 44(3): 513-519 (Wang Shiping, Sun Shili, Zhang Aman, et al. Numerical simulation of bubble dynamics in compressible fluid. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechani*, 2012, 44(3): 513-519 (in Chinese))

(责任编辑: 陆夕云)

(责任编辑: 刘希国)

NUMERICAL ANALYSIS ON THE VELOCITY AND PRESSURE FIELDS INDUCED BY MULTI-OSCILLATIONS OF AN UNDERWATER EXPLOSION BUBBLE¹⁾

Li Shuai Zhang Aman²⁾ Han Rui

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

Abstract The gas inside the underwater explosion bubble is assumed to undergo adiabatic expansion and compression. The water flow induced is assumed to be inviscid, irrotational and incompressible, which is simulated based on potential flow theory coupled with the boundary element method (BEM). Much attention was paid to the character of the pulsating pressure and the flow velocity, and the related theory and numerical method were given in detail. The validity and convergence of numerical model were confirmed by comparing the calculations with experimental and analytical results, so our BEM codes were used to simulate underwater explosion bubbles under different conditions. During the expansion phase of the bubble, the fluid pressure along the radius direction may first increase and then decrease. To simulate the subsequent motion after the bubble jet impact, a vortex ring was put inside the bubble, thus the flow field could be decomposed into two parts: an irrotational flow field and a vortex field. Besides, some numerical techniques were adopted to handle the topology of the bubble which made it possible to simulate multi-oscillations of bubbles. It's noted that there were two high-pressure regions formed around the top and the bottom of the toroidal bubble while its fast rise proceeded. It can also be found that the top region had a greater peak value, while the bottom region covered a larger area. Meanwhile, the flow velocity in the jet direction accelerated inside the toroidal bubble, but decelerated rapidly near the top of the bubble.

Key words underwater explosion bubbles, multi-oscillations of bubbles, bubble jetting, pressure and flow velocity fields, boundary integral method

Received 30 September 2013, revised 14 December 2013.

1) The project was supported by Excellent Young Scientists Fund (51222904), the National Natural Science Foundation of China (513790392), the Harbin Science and Technology Foundation for Innovation Talents, and Scientific Initiation Fund for Post-doctors of Heilongjiang Province (LBH-Q11136).

2) Zhang Aman, professor, research interests: underwater explosion, bubble dynamics, fluid-structure interaction dynamics.
E-mail: zhangaman@hrbeu.edu.cn