

文章编号: 1001-1455(2008)02-0124-07

# 近边界三维水下爆炸气泡动态特性研究\*

张阿漫, 姚熊亮

(哈尔滨工程大学船舶工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150001)

**摘要:** 模拟了近壁、近自由面的水下爆炸气泡的非线性动态特性, 假定水下爆炸气泡脉动阶段的流场是无旋、不可压缩的, 采用高阶曲面三角形单元离散三维气泡表面, 用边界积分法求解气泡的运动, 在计算奇异积分时通过重新构造双层位势的主值积分消除双层奇异积分的奇异性, 得到更精确的结果, 并通过合理的加权方法精确的求解边界面上各节点的真实速度, 结合弹性网格技术 (elastic mesh technique, EMT) 得到优化速度, 在整个模拟过程中不需要采用数值光顺。将本文的三维模型与轴对称模型进行的对比分析表明, 两种模型计算结果吻合很好, 并用三维模型模拟了气泡与自由表面及圆筒的相互作用, 水下爆炸气泡在自由表面及圆筒的联合作用下呈现出强非线性。

**关键词:** 爆炸力学; 非线性动态特性; 边界积分; 水下爆炸气泡; 自由表面; 圆筒; EMT; 三维

**中图分类号:** O383.1

**国标学科代码:** 130·25

**文献标志码:** A

## 1 引言

水中结构物在遭受水下爆炸作用时除了受冲击波造成的损伤外, 还将受到气泡载荷的毁伤。对于舰船工程而言, 中近场水下爆炸造成的危害十分巨大, 爆轰冲击波仅对舰船产生局部破坏, 而气泡运动引起的脉动压力、滞后流对舰船造成总体破坏, 危及舰船的总纵强度, 使舰船在中横剖面处断裂, 且气泡坍塌形成的射流还会引起结构的局部毁伤。而在过去几十年, 研究多侧重于冲击波对结构损伤, 对水下爆炸气泡阶段的研究则较少。边界元方法普遍应用于气泡动力学模拟<sup>[1-6]</sup>, 以前的一些气泡动力学研究大多趋向于关注球形和轴对称的气泡, 近年来, 开始了三维气泡研究, 但大多数三维气泡的动力学模拟都基于线性平面三角形单元。为了获得更好的模拟精度, 本文中采用高阶曲面三角形单元离散边界, 并在求解奇异积分时通过重新构造双层位势的主值积分消除双层积分的奇异性, 以期得到更精确的解; 另外, 通过合理的加权方法精确的求解边界面上各节点的真实速度, 结合弹性网格技术 (elastic mesh technique, EMT) 得到优化速度, 在整个模拟过程中不需要采用数值光顺。

## 2 理论及数值模型

忽略水下爆炸气泡运动对内部气体压力的影响, 认为气体的压力仅和气泡的初始状态及其体积有关。气泡内的压力  $p$  与气泡体积  $V$  的关系为

$$p = p_c + p_0 (V_0/V)^\gamma \quad (1)$$

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,  $\gamma$  为气体的比热比, 和气体的成分有关, 对于 TNT 炸药爆炸产生的水下爆炸气泡<sup>[6]</sup>,  $\gamma=1.25$ 。

由于水下爆炸气泡脉动阶段, 气泡表面的运动速度远小于水中声速, 因此, 可认为气泡阶段流场为理想流体。而势流的边界积分方程可由 Green 公式导出

\* 收稿日期: 2006-09-27; 修回日期: 2006-12-25

基金项目: 国家自然科学基金项目 (50779007); 高等学校博士学科点专项科研项目 (20070217074);

船舶工业国防科技预研基金项目 (07J1.1.6); 哈尔滨工程大学校基金项目 (HEUFT07069)

作者简介: 张阿漫 (1981—), 男, 博士后, 副教授。

$$\lambda\phi(\mathbf{p}) = \iint_S \left( \frac{\partial\phi(\mathbf{q})}{\partial n} G(\mathbf{p}, \mathbf{q}) - \phi(\mathbf{q}) \frac{\partial G(\mathbf{p}, \mathbf{q})}{\partial n} \right) dS \tag{2}$$

式中： $S$  为边界面， $\mathbf{p}, \mathbf{q}$  分别为边界上的固定点和积分点， $\lambda$  为在  $\mathbf{p}$  点的立体角。

采用高阶曲面三角形单元离散三维气泡表面，如图 1 所示。

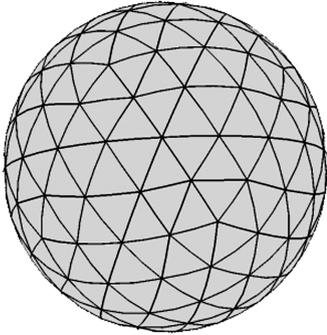


图 1(a) 离散的气泡表面

Fig. 1(b) Discretized bubble surface

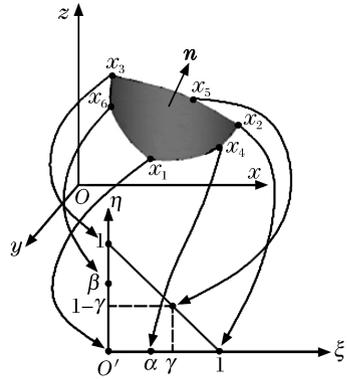


图 1(b) 坐标映射

Fig. 1(b) Coordinate mapping

求解(2)式的详细数值方法见文献[7-8]，计算各单元积分，构成线性代数方程组

$$\left( \sum_{j=1}^N A_{ij} - \lambda_i \delta_{ij} \right) \phi_i = \sum_{j=1}^N B_{ij} \partial\phi_j / \partial n \Rightarrow \mathbf{H} \cdot \boldsymbol{\phi} = \mathbf{G} \cdot \partial\boldsymbol{\phi} / \partial n \tag{3}$$

式中： $A_{ij}$ 、 $B_{ij}$  为影响系数， $\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{G}$  为影响系数矩阵， $\delta_{ij}$  为狄拉克函数。

对于系数矩阵的非对角元素的计算采用 7 点高斯三角形积分公式，具体公式见文献[9]。而对于系数矩阵的对角元素积分存在奇异性，如计算  $G_{ii}$  时需将坐标系转换到极坐标系消除奇异性进行积分，见文献[10]。在计算  $H_{ii}$  时，一般算法为<sup>[2]</sup>

$$H_{ii} = 4\pi - \sum_{\substack{j=0 \\ i \neq j}}^N H_{ij} \tag{4}$$

用此方法计算的  $H_{ii}$  在每一时间步都会有一定的误差，节点数为 42、162 和 640 时，其相对误差分别为 6.3%、0.9% 和 0.1%。

虽然增加节点数可以减少误差，但是随着时间步的增加，会产生累积误差，引起计算过程的不稳定。由于气泡表面为封闭曲面，为消除计算误差，根据 Green 公式的积分性质可知，当  $S$  为封闭域时，设包围的体积为  $V_s$ ，当单位法向量指向控制域  $V_s$  内， $\mathbf{q}$  点在边界  $S$  上时，那么双层位势的主值积分公式为

$$\int_S \frac{\partial G(\mathbf{p}, \mathbf{q})}{\partial n} dS(\mathbf{p}) = \begin{cases} 4\pi & \mathbf{q} \subset V_s \\ 2\pi & \mathbf{q} \in S \\ 0 & \mathbf{q} \notin V_s \end{cases} \tag{5}$$

重新构造双层位势的主值积分公式

$$\int_S \phi(\mathbf{p}) \frac{\partial G(\mathbf{p}, \mathbf{q})}{\partial n} dS(\mathbf{p}) = \int_S (\phi(\mathbf{p}) - \phi(\mathbf{q})) \frac{\partial G(\mathbf{p}, \mathbf{q})}{\partial n} dS(\mathbf{p}) + 2\pi\phi(\mathbf{q}) \tag{6}$$

用泰勒公式展开(6)式，发现当积分点  $\mathbf{p}$  趋近  $\mathbf{q}$  点时，(6)式的右端项积分是非奇异的，这就通过重构双层位势的主值积分公式消除了  $H_{ii}$  的奇异性，用此方法对于计算  $H_{ii}$  时的误差为零，其计算误差反映在计算  $G_{ii}$  上。

气泡动态问题的物理状态是流场边界的速度势分布是已知的，用有限差分方法可以求出气泡边界的切向速度，速度矢量的法向分量可以通过边界积分(2)式求得，合成切向速度和法向速度分量可得气泡的实际速度，进而更新气泡表面的速度势分布以及气泡的位置，见文献[7]。为维持计算过程的稳定，约束每一步的边界速度势的改变量，必须严格控制每一时间步长

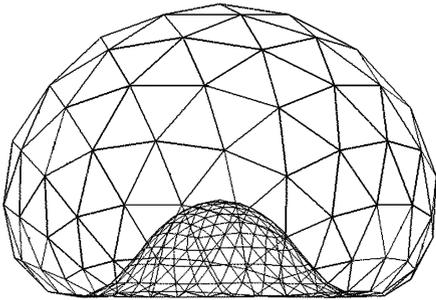
$$\Delta t = \frac{\Delta\phi}{\max |1 + |\nabla\phi|^2/2 - \delta^2 z - \epsilon(V_0/V)^{\gamma}|} \quad (7)$$

式中: $\Delta\phi$ 为某一常数,(7)式中保证气泡表面每个节点的速度势 $\phi$ 在每一时间步的改变量都在 $\Delta\phi$ 以下,文中 $\Delta\phi$ 的改变量选择在0.01左右,且结果表明计算过程是稳定的。

### 3 弹性网格技术

为了捕捉气泡表面的运动,传统方法如第2节所述,通过合成切向速度与法向速度得到真实速度,用欧拉时域向前推进法得到气泡表面下一步的位置。但是,这样一来问题就出现了,当气泡逐渐变形时,大多数单元集中到射流形成的区域(见图2(a)),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。为了避免这个问题,C. Wang等<sup>[11]</sup>提出了一种网格调整技术即弹性网格技术(EMT),假定网格段是弹性的。同时采用弹性网格技术和边界积分法,模拟三维气泡动力学。采用EMT,网格不仅在实际速度上是优化的,在最优的变速度方面也是优化的。将每个时间步内储存在分段中的能量总和降到最低,由此得到优化速度,应用的优化效果如图2(b)所示。

(a) Material velocity method



(b) EMT method

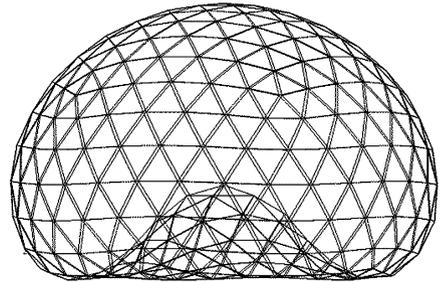


图2 不同方法追踪气泡界面对比

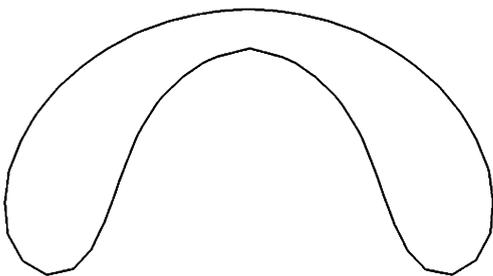
Fig. 2 Evolution of the interfaces between bubbles tracked by the different methods

## 4 结果与讨论

### 4.1 本文三维模型与经典轴对称模型对比分析

通过划分不同尺寸的网格大小及改变时间步验证了本文方法的数值收敛性,为进一步证实本文方法及数值模型的正确性,将计算结果与Q. X. Wang等<sup>[12-13]</sup>的经典轴对称模型比较。分别用轴对称模型和本文的三维模型计算 $R_0=0.1193$ 、 $\epsilon=184$ 、 $\delta^2=0.183$ 的工况,轴对称模型离散为100个2节点的线性单元,三维模型的气泡表面散成320个6节点的曲面三角形单元,选择计算时间步为0.001。图3为 $t=1.882$ 时轴对称模型和三维模型气泡形状的计算结果。由图可见,两种模型计算得出的气泡形状非常接近。

(a) Axisymmetric model



(b) 3D model

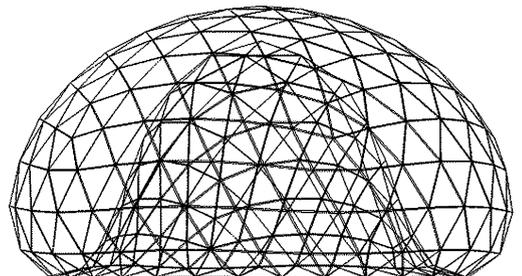


图3 三维模型与轴对称模型的气泡形状对比

Fig. 3 Comparison of bubble shapes computed by the different model

分别用三维模型及轴对称模型计算了气泡无量纲体积随时间的变化关系曲线、气泡形成射流顶点的  $z$  方向无量纲速度随时间的变化曲线,如图 4 所示。由图可见,两种模型计算得出的气泡体积变化以及速度变化吻合很好,表明本文方法及数值模型是合理的。

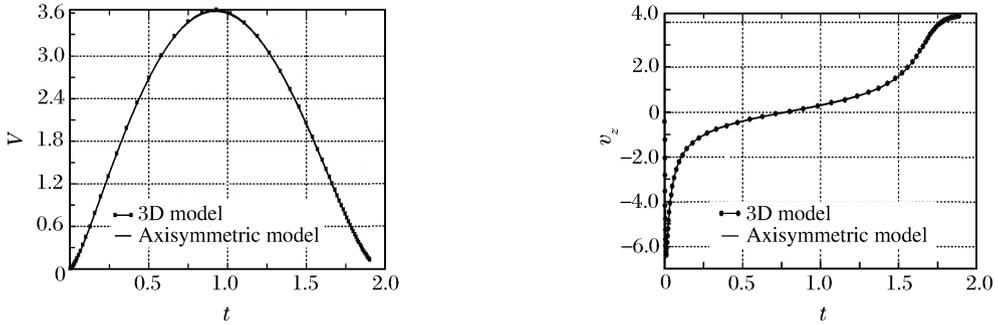


图 4 三维模型与轴对称模型的气泡体积及速度对比

Fig. 4 Variation of volume and velocity of the bubble with time computed by the different method

### 4.2 水下爆炸气泡与自由表面的相互作用

水下爆炸气泡的运动运动状态十分复杂,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。而对这种特殊的物理现象通过物理实验难以观察及测量,本文中以势流理论为基础,对水下爆炸的这种特殊现象进行模拟。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  $R_0 = 0.0901, \epsilon = 408.64, \delta^2 = 0.566$ ,气泡表面散成 320 个 6 节点的曲面三角形单元,自由表面取无量纲长与宽都为 4,离散为 690 个 6 节点的曲面三角形单元,气泡与自由表面的相互作用的过程如图 5 所示。

图 5(a)为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垂直方向的无量纲位移;图 5(b)为  $t=0.68$  时的气泡与自由面的状态,此时,气泡体积达到最大,与自由面发生耦合作用,气泡的形状已不再是球形;图 5(c)为  $t=1.13$  时的气泡与自由面的状态,此时,气泡开始坍塌,而自由表面则继续升高,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,即将产生射流;图 5(d)为  $t=1.33$  时的气泡与自由面的状态,气泡坍塌,形成射流,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,为约 11 m 高。在整个模拟过程中不需要数值光顺,显示了高阶边界元法较好的适应性。图 5 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,为近水面气泡的数值模拟研究提供了参考。

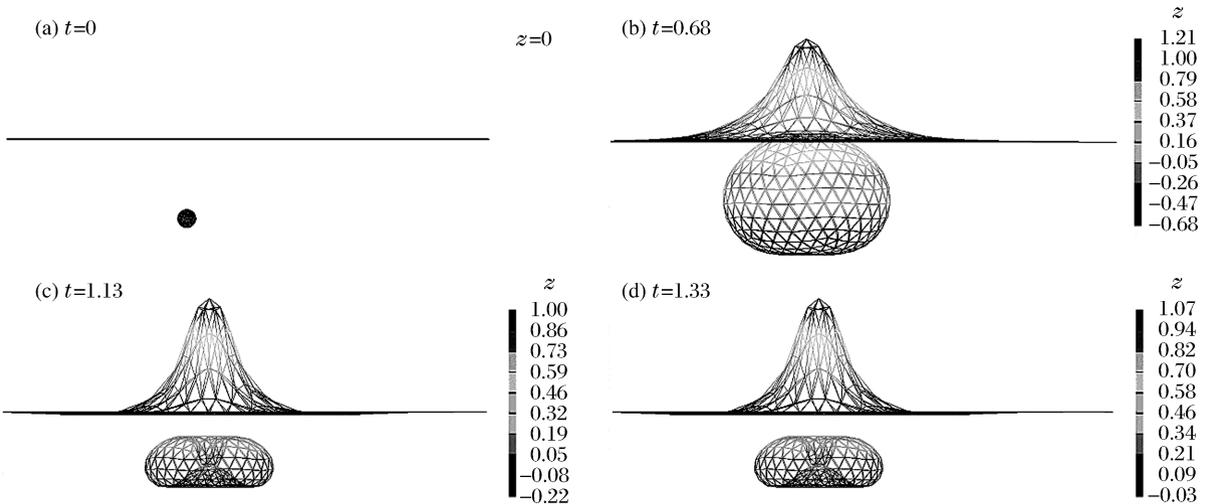


图 5 气泡与自由面的耦合作用

Fig. 5 The interaction between the bubble and the free surface

### 4.3 多边界时气泡动力学特性

近年来,非接触水下爆炸愈来愈引起人们的关注。而对于舰船工程而言,中近场水下爆炸造成的危害十分巨大,爆轰冲击波仅对舰船产生局部破坏,而气泡运动引起的脉动压力、滞后流对舰船造成总体破坏,危及舰船的总纵强度,使舰船在中横剖面处断裂,且气泡坍塌形成的射流还会引起结构的局部毁伤。为此,本文中初步探讨舰船等水面结构物附近的气泡动力学特性,下面以浮于水中的圆筒为例研究水下爆炸气泡与自由表面及结构相互作用的动态特性,在 4.2 节工况基础上,在气泡中心的一侧放置圆筒,圆柱筒的无量纲长度为 6,半径为 1,圆筒中心的坐标为(0,1.8,-0.42)。计算结果以无量纲形式给出,初始气泡被离散成 320 个 6 节点的曲面三角形单元,自由表面及圆筒被离散为 1 680 个 6 节点的曲面三角形单元,仿真时间步为 0.002,其具体过程如图 6 所示。

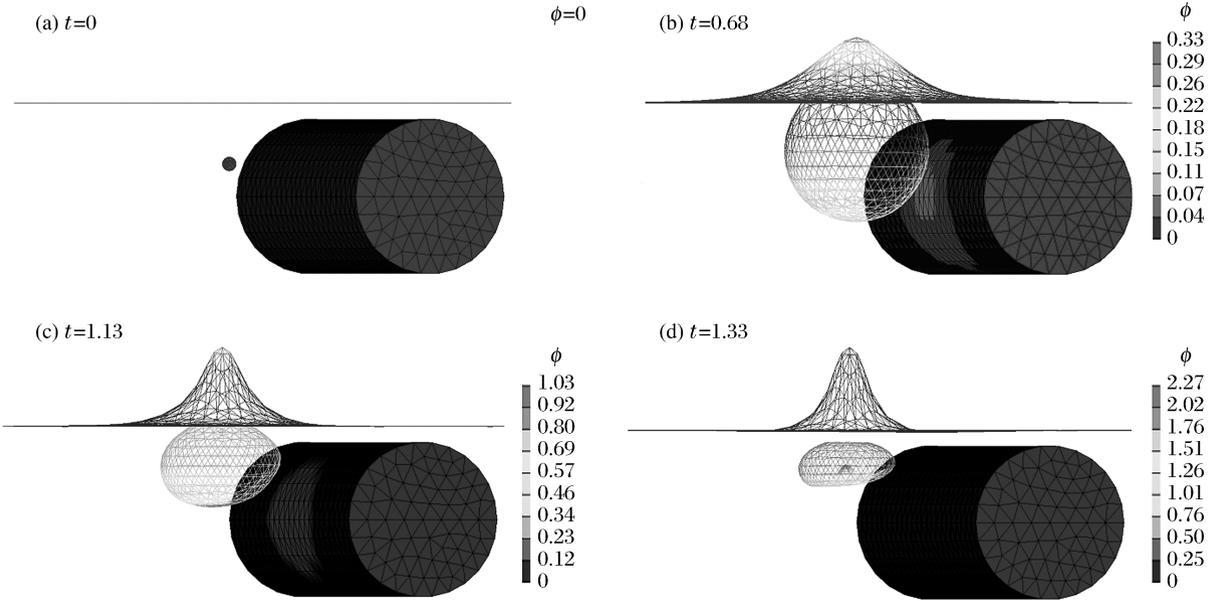


图 6 气泡与自由面、圆筒之间的相互作用

Fig. 6 The interaction between the bubble and cylinder near the free surface

图 6(a)为气泡及周围边界的初始状态,云图表示边界面上的速度势函数的幅值;图 6(b)为  $t=0.68$  时的气泡与自由面、圆筒的状态,此时,气泡体积达到最大,气泡的形状与 4.2 节相同时刻的形状略有不同,在气泡的下方略有内凹,这是圆柱筒的存在对气泡运动的影响;图 6(c)为  $t=1.13$  时的气泡的状态,此时,气泡开始坍塌,而自由表面则继续升高,圆柱筒对气泡的影响加剧,气泡失去对称性;图 6(d)为  $t=1.33$  时气泡的形状,气泡坍塌,形成射流,向外辐射压力波,圆柱筒迎爆面处典型单元上的压力时历曲线如图 7 所示。

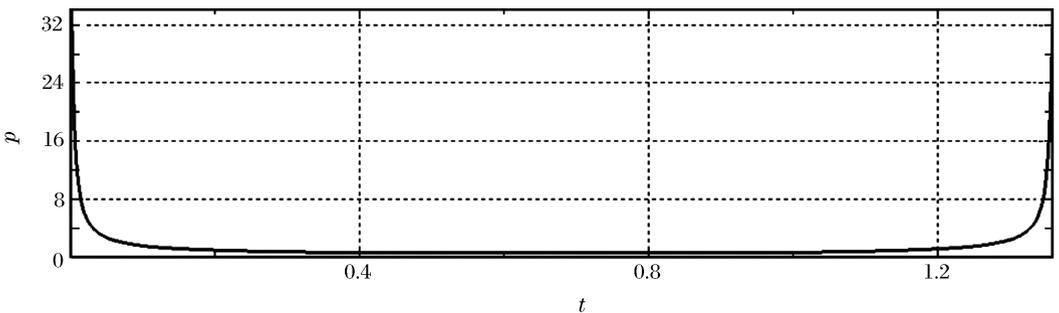


图 7 圆筒迎爆面典型单元的压力时历曲线

Fig. 7 The pressure-time curve of a representative element on the cylinder head-on surface

从图7中可以看出,压力峰值为约32倍的环境压力时,在气泡开始膨胀的时候出现第一个压力峰值,在气泡最后坍塌的时候出现另一个压力峰值,称为气泡的二次脉动;二次脉动压力使结构产生振荡,从而造成严重的总体结构破损,由于一次气泡脉动后,气泡内的剩余能量只有初始能量的7%左右,所以一般只考虑气泡一次脉动对结构破坏的影响。

## 5 结 论

运用高阶三维边界元法模拟了水下爆炸气泡的动态特性,将本文三维模型与经典的轴对称模型进行了对比分析,分析表明两种模型计算结果吻合很好。并在考虑重力对气泡运动的影响时,模拟了气泡在自由表面、结构等联合作用下的动态过程。在计算过程得到以下主要结论。

(1)通过重构双层位势的主值积分消除双层奇异积分的奇异性,提高了计算精度。

(2)结合弹性网格技术(EMT)得到边界节点的优化速度,在计算中自动调整和优化气泡及自由表面的网格,避免了网格扭曲而导致的数值发散。在整个模拟过程中不需要采用数值光顺,显示了本文方法及数值模型具有较强的适应性。

(3)在近自由面水下爆炸气泡与自由液面产生强烈耦合作用,自由面在水下气泡作用下形成水柱。

(4)在水下爆炸气泡脉动过程中,气泡被自由面吸引,在圆筒和重力的联合作用下坍塌,并在坍塌过程中产生高压作用在结构上。

## 参考文献:

- [1] Zhang Y L, Yeo K S, Khoo B C, et al. Three-dimensional computation of bubbles near a free surface[J]. *Journal of Computational Physics*, 1998,146:105-123.
- [2] Klaseboer E, Hung K C, Wang C, et al. Experimental and numerical investigation of the dynamics of an underwater explosion bubble near a resilient/rigid structure[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2005,537:387-413.
- [3] Wang C, Khoo B C. An indirect boundary element method for three-dimensional explosion bubbles[J]. *Journal of Computational Physics*, 2004,194:451-480.
- [4] LU Chuan-jing. 3-D numerical simulation of underwater explosion bubble[J]. *Chinese Journal of Aeronautics*, 1996,9(1):38-42.
- [5] 鲁传敬. 三维水下爆炸气泡的数值模拟[J]. *航空学报*, 1996,17(1):90-93.  
LU Chuan-jing. 3-D numerical simulation of underwater explosion bubble[J]. *Acta Aeronautica Et Astronautica Sinica*, 1996,17(1):90-93.
- [6] XIAO Zong-yuan, Tan R B H. An improved model for bubble formation using the boundary-integral method[J]. *Chemical Engineering Science*, 2005,60(1):179-186.
- [7] Cole R H. *Underwater Explosion*[M]. Princeton: Princeton University Press, 1948.
- [8] 姚熊亮,张阿漫. 简单 Green 函数法模拟三维水下爆炸气泡运动[J]. *力学学报*, 2006,38(6):749-759.  
YAO Xiong-liang, ZHANG A-man. Simulation of the motion of there-dimensional underwater explosion bubble using simple green function method[J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2006,38(6):749-759.
- [9] 戴遗山. 舰船在波浪中运动的频率与时域势流理论[M]. 北京:国防工业出版社,1998.
- [10] Best J P, Kucera A. A numerical investigation of non-spherical rebounding bubbles[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1992,245:137-154.
- [11] Wang C, Khoo B C, Yeo K S. Elastic mesh technique for 3D BIM simulation with an application to underwater explosion bubbles[J]. *Computers and Fluids*, 2003,32(9):1195-1212.
- [12] Wang Q X, Yeo K S, Khoo B C, et al. Strong interaction between a buoyancy bubble and a free surface[J]. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 1996,8:73-88.
- [13] Wang Q X, Yeo K S, Khoo B C, et al. Nonlinear interaction between gas bubble and free surface[J]. *Computers & Fluids*, 1996,25(7):607-628.

## On dynamics of an underwater explosion bubble near a boundary

ZHANG A-man<sup>\*</sup>, YAO Xiong-liang

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

**Abstract:** The nonlinear dynamics of a gas bubble near the free surface and the cylinder is three-dimensionally computed. The flow field is supposed to be irrotational and incompressible at the underwater explosion impulsive phase. The high-order curved triangular elements are used to disperse the three-dimensional bubble surface. The evolution of the bubble is solved by the boundary integral method, and the singularity of the double layer potential is eliminated by recasting the principal-value integral of the double-layer potential. So the computational result will be more accurate. The real velocity at every node on the boundary surface is solved precisely via the reasonable weighing method, and the elastic mesh technique (EMT) is applied to get the optimum velocity. The mesh-smoothing algorithm is no need during the whole simulating process. Comparisons show that the results by the three-dimensional model are in agreement with those by the axisymmetric model. The present three-dimensional model is used to simulate the interaction between the bubble and the free surface near the cylinder. The behavior of the bubble is strong nonlinear under the combined influence of the free surface and the cylinder.

**Key words:** mechanics of explosion; nonlinear dynamics; boundary integral; underwater explosion bubble; free surface; cylinder; elastic mesh technique (EMT); three-dimensional

---

\* Corresponding author: ZHANG A-man  
E-mail address: amanzhang@gmail.com  
Telephone: 86-451-82518954