

水下爆炸气泡与复杂弹塑性结构的相互作用研究*

张阿漫, 姚熊亮

(哈尔滨工程大学船舶工程学院, 哈尔滨 150001)

(鲁传敬推荐)

摘要: 计及结构的弹塑性, 将边界元法(BEM)与有限元法(FEM)耦合提出了气泡与弹塑性结构耦合动力学计算方法, 并开发了全套的三维水下气泡分析程序(UBA), 计算值与实验值之间误差在 10% 以内. 以水面舰船为例, 将三维计算程序工程化. 并分析了水下爆炸气泡载荷作用下船体的弹塑性响应, 从船体结构典型单元上的应力时历曲线可以看出, 在气泡坍塌时出现应力峰值, 证实了气泡坍塌压力及射流引起的压力对舰船等结构造成严重毁伤. 从气泡与舰船的相互作用中可以看出, 舰船低阶垂向振型被激起, 在气泡作用下呈鞭状运动, 同时舰船随着气泡的膨胀和收缩作升沉运动, 通过本文的分析得到了适合于工程应用的规律及结论.

关键词: 水下爆炸; 气泡; 环状; 射流; 弹塑性; 舰船

中图分类号: O351.2 **文献标识码:** A

引 言

为了揭开气泡的动力学特性, 最初, 人们研究的是球对称气泡的运动, 参见例子 Rayleigh^[1]. 多年之后, 人们发现在大多情况下, 气泡在坍塌阶段呈现的是非球对称的形式. 一些物理试验和数值研究清楚地显示: 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. 参见例子 Naude 和 Ellis^[2], Benjamin^[3], Plesset^[4], Blake 等人^[5], Chan 等人^[6], Zhang 等人^[7]. 以上研究均属气泡与刚性壁面的相互作用, 而关于气泡射流及气泡坍塌辐射的压力波对水中结构造成的毁伤方面的研究较少, Chahine 和 Kalumuck 等人^[8]用有限元法(FEM)与边界元法(BEM)耦合求解了水下爆炸气泡与弹性结构之间的相互作用, 并开发了 2DYNAFS, 3DYNAFS 等计算程序. 此后, Klaseboerk^[9]用实验方法与数值方法相结合研究水下爆炸气泡的动力学特性以及气泡与平板结构的之间的相互作用. 总之, 气泡与弹性结构的相互作用研究仍局限在简单、规则的结构, 对于有关水下爆炸气泡与舰船等复杂结构

* 收稿日期: 2007-03-21; 修订日期: 2007-12-10

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50779007)

作者简介: 张阿漫(1981—), 男, 江西九江人, 副教授, 博士(联系人. Tel: + 86-451-82518954; E-mail: amanzhang@gmail.com);

姚熊亮(1963—), 男, 成都人, 教授, 博士, 博士生导师.

之间相互作用而公开发表的文献十分罕见. 本文计及结构的弹塑性, 将边界元法(BEM)与有限元法(FEM)耦合研究水下爆炸气泡与复杂弹塑性结构的相互耦合作用, 并总结相关规律.

1 理论及数值模型

假设气泡处于不可压缩的流场中, 本文还进一步假设流体是无旋的, 而且粘性影响可以忽略. 因此, 引入速度势 ϕ , 即对于速度向量遵从如下方程: $\mathbf{u} = \nabla \phi$. 将该方程与连续性方程 $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ 联立可得到流体域内处处满足的 Laplace 方程:

$$\nabla^2 \phi = 0. \quad (1)$$

Laplace 方程为椭圆方程, 因此如果已知流体域边界上的速度势 ϕ (Dirichlet(狄利克雷)边界条件) 或者法向速度 $\partial \phi / \partial n$ (Neumann(诺埃曼)边界条件), 那么整个流场域均可求解. 这里 $\partial / \partial n = \mathbf{n} \cdot \nabla$ 是边界 S 的内法线导数, \mathbf{n} 指向流场外. 根据 Green 公式, 流场 Ω 内任意一点的速度势可以用边界 S 上的速度势和其法向导数表示, 或者说, 在边界上布置分布源和沿法线方向分布偶极便可描述流场域内的函数^[10], 利用无穷远处边界条件

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \rightarrow \infty, \quad \phi \rightarrow 0, \quad (2)$$

边界积分方程可以写成:

$$\lambda \phi(\mathbf{p}) = \iint_S \left[\frac{\partial \phi(\mathbf{q})}{\partial n} G(\mathbf{p}, \mathbf{q}) - \phi(\mathbf{q}) \frac{\partial}{\partial n} G(\mathbf{p}, \mathbf{q}) \right] dS, \quad (3)$$

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, λ 为在 \mathbf{p} 点观察流场的立体角, 当 \mathbf{p} 在流场内时: $\lambda = 4\pi$; 当 \mathbf{p} 点在光滑边界上时: $\lambda = 2\pi$; 当 \mathbf{p} 点在拐角处时: $\lambda < 4\pi$. 在控制点 \mathbf{p} 处的立体角可以通过积分求得:

$$\lambda = \iint_S \frac{\partial G}{\partial n}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) dS_{\mathbf{q}}, \quad \mathbf{p} \in S. \quad (4)$$

三维域 Green 函数为:

$$G(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = |\mathbf{p} - \mathbf{q}|^{-1}. \quad (5)$$

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:

$$P = P_c + P_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma. \quad (6)$$

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, 和气体的成分有关, 对于 TNT 炸药爆炸产生的水下爆炸气泡^[11], γ 取 1.25; 对于理想气体, γ 取 1.4.

为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^[12-14], 即分别以 R_m 、 ΔP 、 $R_m(\rho/\Delta P)^{1/2}$ 、 $R_m(\Delta P/\rho)^{1/2}$ 以及 $(\rho_g R_m/\Delta P)^{1/2}$ 分别作为长度、压力、时间、速度势以及浮力的特征量将相应的变量无量纲化, 其中 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, 压力差为 $\Delta P = P_\infty - P_c$, g 为重力加速度. 忽略表面张力的影响, 因此, 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:

$$P = P_b. \quad (7)$$

气泡边界, 结构边界的动力学边界条件以无量纲的 Bernoulli(伯努利)方程给出:

$$\frac{d\phi}{dt} = 1 - \varepsilon \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma - \delta^2 z + \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \quad (\text{在 } S_b \text{ 上}), \quad (8a)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = 1 - P - \delta^2 z + \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \quad (\text{在 } S_s \text{ 上}), \quad (8b)$$

其中 $\varepsilon = P_0/\Delta P$ 为无量纲化气泡内初始压力参数, $\delta = (\rho_g R_m/\Delta P)^{1/2}$ 为无量纲化浮力参数.

这里定义 \mathbf{x} 表示在气泡表面流体质点的空间位置矢量, 则气泡表面流体质点的运动方程描述如下:

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \dot{\phi} \mathbf{n}, \quad (9)$$

方程(3)、(8)和(9)构成封闭方程组描述气泡等边界的运动. 假定在爆炸的初始阶段形成了一个半径为 R_0 的高压球形气泡, 气泡表面的扩张速度为 0. 在气泡的早期运动过程中, 由于气泡的尺寸很小, 浮力及边界等对气泡的影响可以忽略. 因此, 气泡的运动可以用 Rayleigh^[1] 方程来描述:

$$\ddot{R}R + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \varepsilon \left[\frac{R_0}{R} \right]^{3\gamma} - 1. \quad (10)$$

给定任意初始速度, 对方程(10)反向积分都可以获得新的初始半径及压力参数 ε . 因此, 可以自由选择气泡的初始压力及初始径向速度, 文献[15-16]中介绍了气泡初始压力及径向速度的确定方法.

1.1 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. 本文将显示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 Cartesian 坐标系, 所使用的方法有如下形式:

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

更新速度势采用下述方程:

$$\phi_{i+1} = \phi_i + (\dot{\phi}_i + \dot{\phi}_{i+1}) \Delta t / 2. \quad (12)$$

本文采用式(11)、(12)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 $\mathbf{r}(t)$. 利用边界积分方程(3)可以求得气泡表面 t 时刻的法向速度 $\partial\phi/\partial t(t)$, 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 Bernoulli 方程(8)求下一步气泡表面上的速度势 $\phi(t + \Delta t)$, 利用方程(9)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(11)、(12)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^[17-18], 以约束每一步的边界速度势的改变量, 在本文中选取 Δt :

$$\Delta t = \frac{\Delta\phi}{\max |1 + (1/2) |\dot{\phi}|^2 - \delta^2 z - \varepsilon (V_0/V)^\gamma|} \quad (13)$$

其中 $\Delta\phi$ 为某一常数, 式(13)中保证气泡表面每个节点的速度势在每一时间步的改变量都在 $\Delta\phi$ 以内, 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时计算过程是稳定的. 本文程序执行的基本流程如下:

- (a) 读入数据, 并初始化相关子程序;
- (b) 开始计算时间步;
- (c) 求解流场中的边界积分方程, 结合有限差分方法求解自由表面及气泡表面上节点的速度矢量以及结构表面的速度势分布;

- (d) 用非稳态的 Bernoulli 积分方程计算结构湿表面上每个节点的压力;
 - (e) 在结构湿表面上施加压力载荷;
 - (f) 用有限元法求解结构在新的压力载荷作用下的位移、速度及加速度;
 - (g) 获得结构上的应力、应变等(如有必要);
 - (h) 运用求解出的结构上新的速度、位移为新的边界条件输入到流体边界积分程序中进行从(c)到(h)的计算,直到在结构湿表面上满足 $\dot{\phi} \cdot n = V_s \cdot n$, 转入第(i)步计算;
 - (i) 更新自由表面、结构表面及气泡表面的位置及速度势;
 - (j) 返回(c), 进入下一时间步的计算;
- 注 如把结构表面简化为刚性表面, 则 $V_s \cdot n = 0$.

1.2 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^[19] 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^[20] 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 和 Duncan 等人^[21-22] 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, 这使得在追踪的时候具有很大的困难, 特别是在模拟三维问题时. 为解决这个问题, Wang 等人^[17-18] 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, 在气泡内布置一窝环代替涡面模拟气泡的环状阶段, 这样可以无需像 Zhang 等人^[21] 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^[7] 扩展了 Wang 等人^[18] 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^[9, 23] 基本上都是基于 Zhang 等人的涡环模型, 其三维切割技术如图 1 所示, 本文也采用此三维模型.

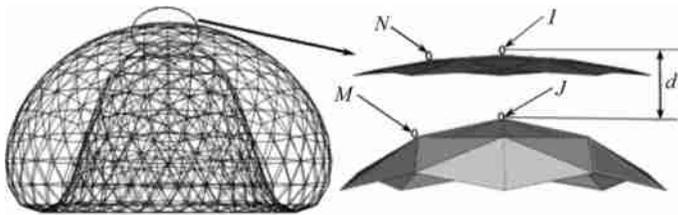


图 1 环状气泡形成的切割技术

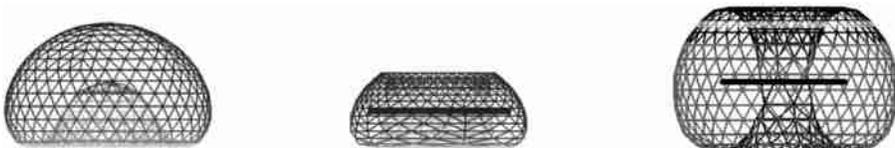


图 2 典型的环状气泡模拟过程

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的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同域到多连同域的过渡.

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它边界进行数值光顺. 特别得,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^[7]和弹性网格技术(EMT)^[24].

1.3 边界元法(BEM)与有限元法(FEM)耦合

在数值方法研究方面,通常有两种类型的计算方法计算流固耦合效应,一种为迭代计算方法,称之为全耦合法,另一种称之为“类稳态”计算方法,称之为“松”耦合法. 在全耦合法中,迭代计算在同一时间步内进行,首先通过求解流场得到作用在结构上的水动力载荷,计算结构在该载荷下的动力响应,然后由结构响应的位移、速度等形成新的边界条件,重新计算流场和结构响应,直到结构浸湿表面的速度、位移等与流场运动相一致为止. 顾懋祥等人^[25]利用该方法计算了平头旋转壳体垂直入水时的水弹性效应.“松”耦合法其实和全耦合法类似,流场计算和结构动力响应交错求解,只是在同一时间步内不进行流场和结构的迭代计算,而将计算直接进行到下一个时间步,如 Belytschko 和 Mullen^[26]采用隐格式差分法计算流场,有限元法分析结构动力响应,计算了圆柱壳和短形静水池的二维入水冲击问题. 这两种数值方法从某种程度上都可以解决或近似解决流固冲击过程中的流固耦合问题. 然而,全耦合法得到的是完全耦合的解,但其计算工作量大;“松”耦合法其实是一种近似的方法,得到的并非完全耦合解,而且计算过程中容易出现发散的情况,对于较长时间的数值模拟显然是不适宜的.

本文采用全耦合法,将边界元法与有限元法耦合,即本文的边界元法求解流体部分,有限元法求解结构部分,结构部分的有限元计算可用 PAM-CRASH、ABAQUS、LS-DYNA、MSG-DYTRAN 等非线性有限元求解器来模拟. 这些求解器在结构动力分析领域均有良好表现及开放的接口,本文通过与 ABAQUS 的求解器耦合求解气泡与弹塑性结构的相互作用,ABAQUS 中求解结构的动态行为采用方程(14).

$$\int_V \delta \varepsilon: \sigma dV + \int_V \alpha_c \rho \delta \mathbf{u}^m \cdot \mathbf{w}^m dV + \int_V \rho \delta \mathbf{u}^m \cdot \ddot{\mathbf{u}}^m dV + \int_V p \delta \mathbf{u}^m \cdot \mathbf{n} dV - \int_V \delta \mathbf{u}^m \cdot \mathbf{t} dV = 0, \quad (14)$$

式中的主要参数: σ 表示结构上的应力, p 表示作用在结构湿表面上的压力,可通过本文的(15)式计算得到, \mathbf{n} 表示结构湿表面上节点的法向方向, ρ 表示结构材料的密度, α_c 表示阻尼因子, \mathbf{u}^m 表示结构湿表面上的位移, \mathbf{w}^m 表示结构湿表面上的速度, $\ddot{\mathbf{u}}^m$ 表示结构湿表面上节点的加速度.

$$P(t) = (\phi(t) - (t - \xi)) / (\delta t) - \delta^2 z(t) + |\mathbf{u}(t)|^2 / 2. \quad (15)$$

将本文建立的数值模型计算出的结构湿表面上的压力载荷,输入到(14)式,通过迭代计算,在结构的湿表面上,流体边界与结构表面的速度一致:

$$\dot{\phi} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{V}_s \cdot \mathbf{n}. \quad (16)$$

由于气泡与弹塑性结构相互作用属耦合动力学问题,本文使用显式积分方法. 在结构的

边界, 载荷由本文程序计算得到, 通过结构求解器的计算, 将结构的位移返回到本文的流体求解器, 作为新的边界条件, 反复迭代, 直到满足(16)式, 开始下一步计算。

2 结果与讨论

2.1 圆筒模型

以圆筒模型为例研究气泡与弹塑性结构的相互作用, 其中实验模型和数据来源于文献[27], 模型如图3所示, 其模型参数为, 外径1 m, 长度1.8 m, 板厚5 mm. 实验在爆炸水池中进行, 药包质量为1 kg. 圆筒的材料为普通钢, 其中密度 7800 kg/m^3 , 屈服极限230 MPa, 弹性模量为210 GPa, Poisson比为0.3, 采用理想弹塑性模型。



图3 圆筒模型示意图

为方便与实验数据进行对比分析, 首先计算实验工况, 模型中心的深度为5 m, 药包在模型水平方向, 爆炸方向如图3所示, 爆心位置与圆筒的水平距离为5 m, 爆心距自由面的距离远大于气泡的最大半径, 因此, 忽略自由面效应. 计算包括气泡脉动压力、滞后流以及射流等载荷对圆筒的作用, 得到圆筒迎爆面上的位移时历曲线如图4所示。

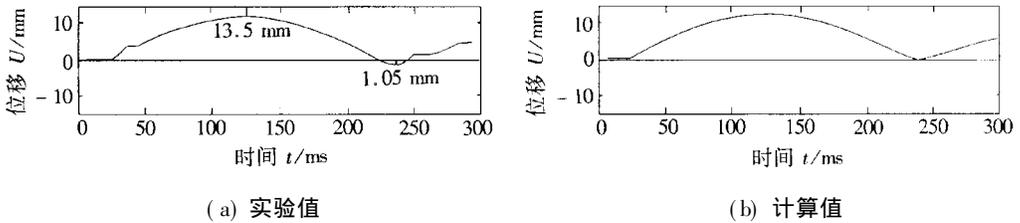


图4 迎爆面上正中间位置单元的位移时历曲线

从图中4可以看出, 圆筒在气泡脉动压力和滞后流的作用下, 随着气泡的膨胀收缩在水平方向作往复运动, 图4(a)为实验值, 最大为位移为13.51 mm; 图4(b)为本文计算值, 最大为位移为12.3 mm, 相差大约10%. 计算值与实验值的趋势吻合很好, 水下爆炸气泡与圆筒相互耦合的动态过程如图5所示。

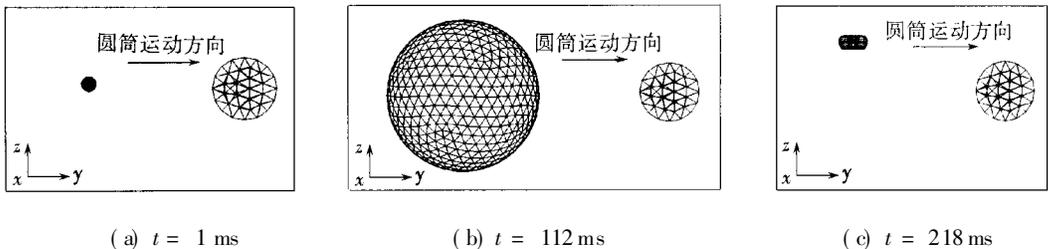


图5 气泡与弹性圆筒相互作用的动态过程

图5为气泡与圆筒相互耦合的动态过程, 图5(a)为1 ms时气泡与圆筒的状态, 此时气泡内部高压, 迅速向外膨胀, 带动一部分水质点运动, 即滞后流对圆筒产生推力, 圆筒的运动方向

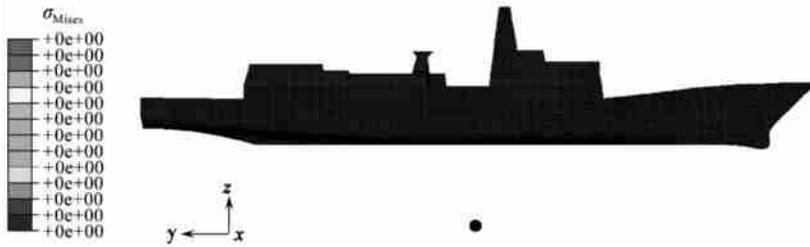
如图中所示. 图 5(b) 为 112 ms 时气泡与圆筒的状态, 此时气泡体积达到最大, 气泡内部压力低于环境压力, 开始收缩运动, 圆筒的运动方向如图中所示. 图 5(c) 为 218 ms 时气泡与圆筒的状态, 此时气泡坍塌, 产生射流, 形成环状气泡, 辐射压力波, 开始回弹, 此时圆筒的运动方向如图 5 中所示. 圆筒在气泡载荷的作用下作往复的收缩运动.

2.2 气泡与复杂弹塑性结构(舰船)的相互作用

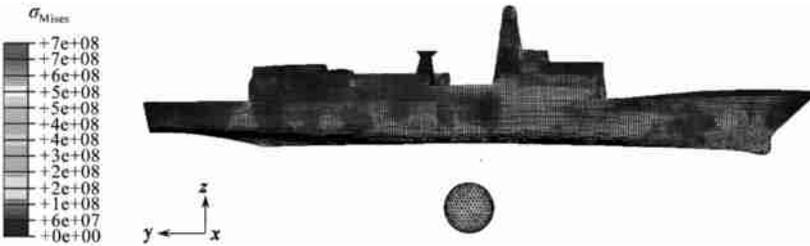
上述研究了水下爆炸气泡与简单弹塑性结构的相互作用. 这里以 XXX 水面舰船为例, 将本文三维计算程序工程化, 应用于复杂弹塑性结构, 最终形成一套完整的适合于工程应用的三维气泡与弹塑性结构耦合动力学分析程序, 旨在为舰船水下爆炸气泡研究提供参考. XXX 型舰长为 L , 宽为 B , 吃水为 T . 船体材料为高强度钢, 其中密度 $7\ 800\ \text{kg}/\text{m}^3$, 屈服极限 $390\ \text{MPa}$, 弹性模量为 $210\ \text{GPa}$, Poisson 比为 0.3 , 采用理想弹塑性模型.

工况为药包 TNT 药量 N/kg , 药包位置在 XXX 型舰中横剖面正下方 $0.24L$ 水深处爆炸, 产生气泡的最大半径大约为 $0.08L$, 气泡中心距自由面的无量纲距离大于 3 , 忽略自由面效应. 用本文的三维程序模拟水下爆炸气泡与 XXX 型舰的相互作用, 其动态过程如图 6 所示.

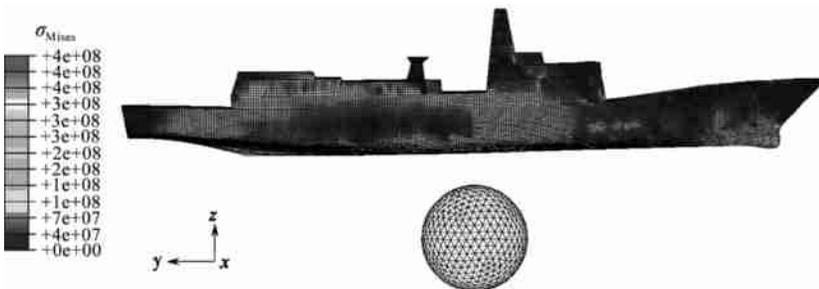
图 6 为三维气泡与舰船相互作用的动态过程, 云图表示舰船结构上的应力 σ_{Mises} . 图 6(a) 表示初始状态, 此时气泡内部高压, 迅速向外膨胀. 图 6(b) 为 $t = 0.049\ \text{s}$ 时气泡与舰船的状态



(a) $t = 0$



(b) $t = 0.049$



(c) $t = 0.48$

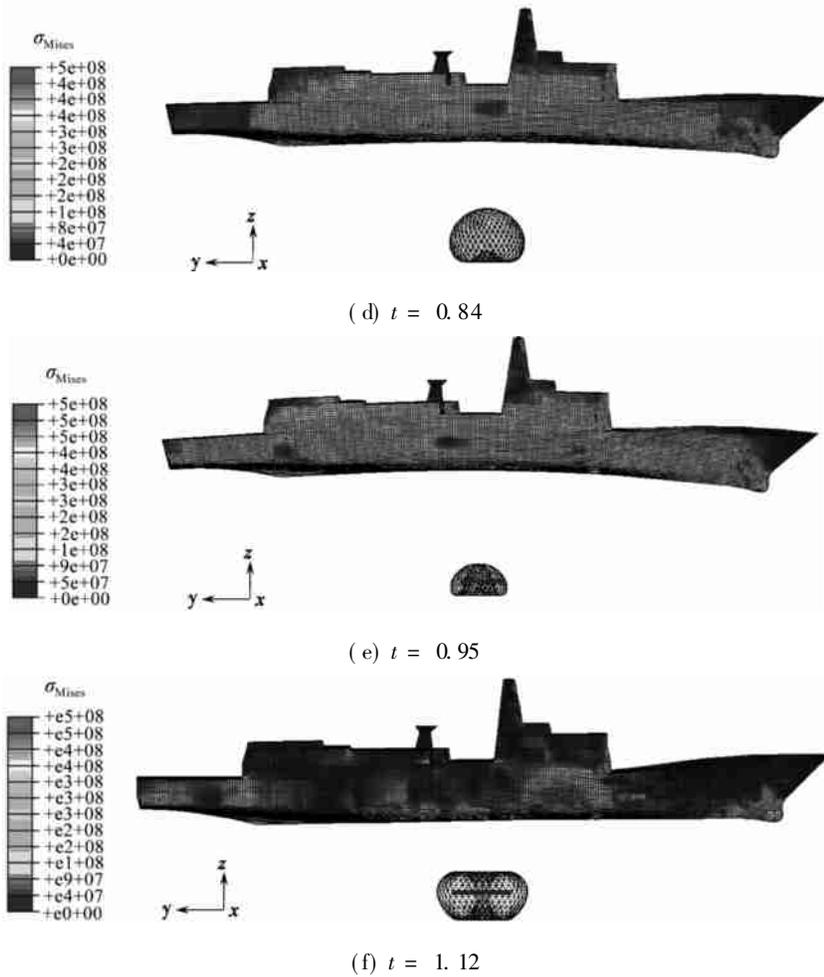


图6 水下爆炸气泡与舰船的相互作用

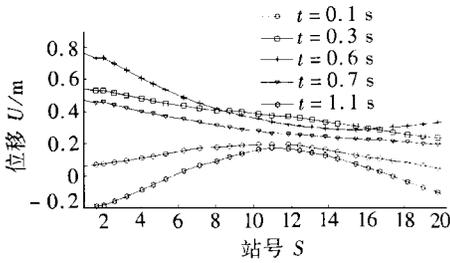


图7 船体在气泡载荷作用下呈鞭状运动

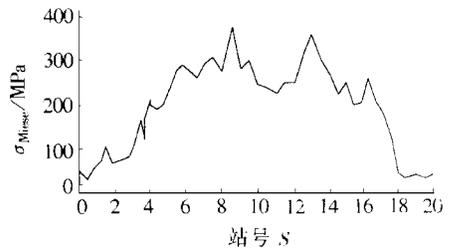


图8 船体上的应力沿船长的分布

态, 气泡的运动带动周围水质点运动, 即滞后流, 对舰船产生低频的推力, 将舰船抬起. 图 6(c) 为 $t = 0.048 s$ 时气泡与舰船的状态, 此时气泡体积达到最大, 气泡内部压力低于环境压力, 将对舰船产生往下拽的力, 气泡仍基本保持球形, 开始收缩运动. 图 6(d) 为 $t = 0.084 s$ 时气泡与舰船的状态, 气泡处于坍塌阶段, 舰船整体往下运动, 此时气泡已不再是球形. 图 6(e) 为 $t = 0.95 s$ 时气泡与舰船的状态, 气泡坍塌射流穿透气泡壁的另一面, 形成环状气泡, 其中深颜色的线条表示涡环, 气泡继续坍塌; 舰船在气泡坍塌及射流产生的压力作用下, 呈现中拱状态, 此时舰船出于危险状态, 如果中横剖面处的强度不足, 则很可能被折断. 图 6(f) 为 $t =$

1. 12 s 时气泡的状态, 气泡处于回弹阶段, 开始第二周期的运动.

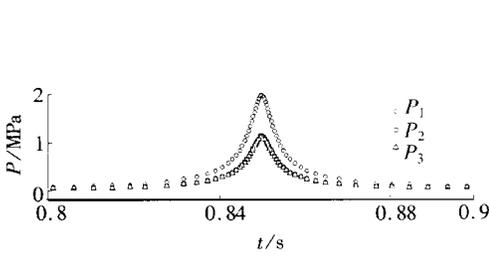


图 9 同部位的壁压对比

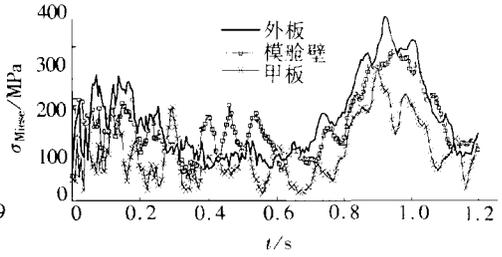


图 10 舰船中部典型位置的应力时历曲线

从图 6 中可以明显看出, 舰船一阶垂向振型被激起, 在气泡作用下呈鞭状运动, 这是由于气泡的脉动频率与舰船的低阶频率相近的缘故. 船体运动如图 7 所示; 船体上的应力沿船长的分布如图 8 所示, 从图 8 中可以看出, 舰船中部应力较两端大很多; 从图 7 中可以看出, 舰船随着气泡的膨胀和收缩作升沉运动.

考核舰船外板上不同位置的壁压, 分别在舰船的中纵剖面上沿着船长方向取 3 点, 分别距中横剖面 $0, -0.5L, 0.5L$, 记为 P_1, P_2 和 P_3 , 各点壁压时历曲线如图 9 所示. 从图 9 中可以看出, P_1 点的压力峰值最大, P_2 与 P_3 的压力相等, 远小于 P_1 的压力. 说明从工程实例来看,



(a) $t = 0.12$



(b) $t = 0.75$



(c) $t = 0.90$

(d) $t = 1.11$ (e) $t = 1.26$

图 11 舰船在气泡载荷作用下折断

同样是气泡中心的迁移方向及射流攻击方向的压力载荷最大。

舰船中部典型位置的应力时历曲线如图 10 所示,从图 10 可以看出,在气泡坍塌时出现应力峰值,同样证实了气泡坍塌及射流引起的压力对舰船结构造成严重毁伤。

水下爆炸气泡在船体正下方爆炸威力很大,且随着爆距的减小,威力更大。随着药包中心距船底外板的距离越近,冲击波的局部效应越明显,气泡的威力也越大。为说明中近场水下爆炸的威力,以以下工况为例:药包 TNT 药量 N / kg ,药包位置在 XXX 型舰中横剖面正下方 $0.04 L$ 处爆炸,舰船在爆炸载荷作用下的动态响应如图 11 所示。

图 11 为舰船在气泡载荷作用下折断的全过程,从图 11 中可以看出,冲击波载荷仅对舰船造成局部毁伤,而气泡载荷对舰船造成总体毁伤,使舰船在中横剖面处出现塑性铰,致使舰船断裂。舰船中横剖面甲板上的等效塑性应变的时历曲线如图 12 所示,从图 12 上可以看出,舰船中横剖面上的塑性应变主要由气泡载荷引起。

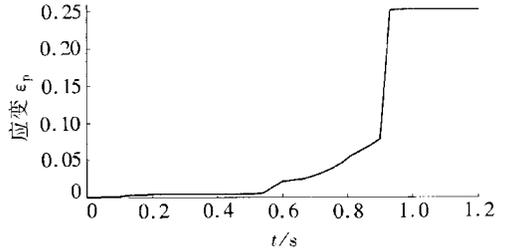


图 12 舰船中横剖面甲板上的等效塑性应变曲线

3 结 论

本文计及结构的弹塑性,将边界元法(BEM)与有限元法(FEM)耦合开发三维计算程序(UBA)计算气泡与结构之间的相互耦合作用,计算值与实验值之间误差在 10% 以内。将计算程序工程化,应用于水面舰船,得到以下主要结论:

- 1) 从结构上典型单元的壁压及应力时历曲线可以看出,在气泡坍塌时出现应力峰值,证实了气泡坍塌及射流引起的压力对舰船等结构造成严重毁伤;
- 2) 从气泡与舰船的相互作用中可以明显看出,舰船低阶垂向振型被激起,在气泡作用下

呈鞭状运动,这是由于气泡的脉动频率与舰船的低阶频率相近的缘故;

3) 还可以得出,与圆筒模型相似,舰船随着气泡的膨胀和收缩作升沉运动.由此可见,无论是水面舰船或是水下舰船模型均随着水下爆炸气泡的膨胀和收缩作升沉运动;

4) 在舰船的中横剖面正下方爆炸,气泡的威力巨大,且随着爆距的减小,气泡的威力增大.冲击波载荷仅对舰船造成局部毁伤,而气泡载荷对舰船造成总体毁伤,使舰船在中横剖面处出现塑性铰,致使舰船断裂.

致谢 作者感谢哈尔滨工程大学基础研究基金资助项目(HEUFT07069).

[参 考 文 献]

- [1] Rayleigh J W. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity[J]. Philos Magazine, 1917, **34**(3): 94-98.
- [2] Naude C F, Ellis A T. On the mechanism of cavitation damage by non-hemispherical cavities in contact with a solid boundary[J]. ASME Journal of Basic Engineering, 1961, **83**(5): 648-656.
- [3] Benjamin T B, Ellis A T. The collapse of cavitation bubbles and the pressures thereby produced against solid boundaries[J]. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 1966, **260**(6): 221-240.
- [4] Plesset M S, Chapman R B. Collapse of an initially spherical vapor cavity in the neighborhood of a solid boundary[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1971, **47**(3): 283-290.
- [5] Blake J R, Taib B B, Doherty G. Transient cavities near boundaries Part I - Rigid boundary[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1986, **170**(4): 479-497.
- [6] Chan P C, Kan K K, Stuhmiller J M. Computational study of bubble-structure interaction[J]. Journal of Fluids Engineering, 2000, **122**(2): 783-790.
- [7] Zhang Y L, Yeo K S, Khoo B C, et al. 3D jet impact and toroidal bubbles[J]. Journal of Computational Physics, 2001, **166**(2): 336-360.
- [8] Kalumuck K M, Chahine G L, Duraiswami R. Bubble dynamics fluid-structure interaction simulation by coupling fluid BEM and structural FEM codes[J]. Journal of Fluids and Structures, 1995, **9**(2): 861-883.
- [9] 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**(6): 387-413.
- [10] 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.
- [11] Cole R H. Underwater Explosion [M]. Princeton, New Jersey USA: Princeton University Press, 1948.
- [12] 戚定满, 鲁传敬. 单空泡演化及辐射噪声[J]. 上海交通大学学报, 1998, **32**(12): 50-54.
- [13] 戚定满, 鲁传敬, 何友声. 两空泡运动特性研究[J]. 力学季刊, 2000, **21**(1): 16-20.
- [14] 鲁传敬. 三维水下爆炸气泡的数值模拟[J]. 航空学报, 1996, **17**(1): 92-95.
- [15] 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.
- [16] 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.
- [17] 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**(3): 73-88.
- [18] 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.
- [19] Lundgren T S, Mansour N N. Vortexring bubbles[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1991, **224**(5): 177-196.

- [20] Best J P. The rebound of toroidal bubbles[A]. In: Blake J R, Boulton-Stone J M, Thomas N H, Eds. IUTAM Symposium on Bubble Dynamics and Interface Phenomena [C]. Kluwer, Dordrecht: Springer, 1994, 405-412.
- [21] Zhang S G, Duncan J H, Chahine G L. The final stage of the collapse of a cavitation bubble near a rigid wall[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1993, **257**(4): 147-181.
- [22] Zhang S, Duncan J H. On the nonspherical collapse and rebound of a cavitation bubble[J]. Physics of Fluids, 1994, **6**(7): 2352-2362.
- [23] Klaseboer E, Khoo B C, Hung K C. Dynamics of an oscillating bubble near a floating structure[J]. Journal of Fluids and Structures, 2005, **10**(2): 1-10.
- [24] 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.
- [25] 顾懋祥, 程贯一, 张效慈. 平头旋转壳撞水弹性效应的研究[J]. 水动力学研究与进展, 1991, **6**(5): 42-51.
- [26] Belytschko T, Mullen R. Two-dimensional fluid-structure impact computation with regularization[J]. Computer Methods on Applied Mechanics and Engineering, 1981, **27**(2): 139-154.
- [27] 李国华, 李玉节, 张效慈, 等. 气泡运动与舰船设备冲击振动关系的试验验证[J]. 船舶力学, 2005, **9**(1): 98-105.

Interaction of Underwater Explosion Bubble With Complex Elastic-Plastic Structure

ZHANG A-man, YAO Xiong-liang

(College of Ship Building Engineering, Harbin Engineering University,
Harbin 150001, P. R. China)

Abstract: Considering structure of elastic-plasticity, the combination of boundary element method and finite element method (FEM) was employed to present the calculation method for solving the complex coupling dynamic problem of bubble, plastic-elastic structure and free surface, and the complete three-dimensional calculation program was developed as well. The error between calculated result yielded by the program and experimental result is within 10%. Taking surface ship as an example, the three-dimensional calculation program was converted in order to conveniently settle complex elastic-plastic structure problem in engineering field. Finally, a full system of coupling dynamic analysis program was completed, which is fit for solving interaction of three-dimensional bubble with elastic-plastic structure in engineering application, aiming at present preference for further research on dynamics of bubble induced by ship underwater explosion. By employing the program, the response of ship under the bubble loading is analyzed. From the wall pressure-time history and stress-time history curves of typical elements of structure, it can be seen that the pressure reaches maximum when the bubble collapses and this validates that the pressure generated by the collapsing of bubble and the jet causes serious damage to the ship structure. From the dynamic process of the interaction of the three-dimensional bubble and ship, the low order mode of the ship is provoked and the ship presents whip-shaped motion. And the ship does elevation and subsidence movement with the expansion and shrinkage motion of the bubble.

Key words: underwater explosion; toroidal bubble; jet; elastic-plastic; ship