

非牛顿流体的黏弹性对气泡溃灭的影响

纪俊红¹, 李向龙²

(1. 辽宁工程技术大学 安全学院, 辽宁 葫芦岛 125105; 2. 辽宁工程技术大学 机械工程学院, 辽宁 阜新 123000)

摘要: 气穴现象广泛存在于工程机械中。为了研究了壁面附近气泡的黏弹性对固体壁面的影响情况, 以5%的聚丙烯酰胺(PAM)的水溶液为例, 建立了数学模型和控制方程, 并采用边界积分法求解控制方程, 利用三次样条函数描绘了气泡表面。同时还探讨了气泡摆动、气泡喷射位置、流体对气泡喷射速度的扰动等气泡动力学现象。研究结果表明, 黏弹性可以抑制射流的形成, 进而减轻汽蚀。

关键词: FLUENT 模拟; 黏弹性; 气泡; 汽蚀

中图分类号: TP601 **文献标识码:** A **文章编号:** 1672-1683(2013)03-0086-06

TEffects of Viscoelasticity of Non-Newtonian Fluid on the Bubble Collapse

Ji Jun hong¹, Li Xiang-long²

(1. College of Safety Science and Engineering, Liaoning Technical University, Huludao 125105, China;

2. College of Mechanical Engineering, Liaoning Technical University, Fuxin 123000, China)

Abstract: The phenomenon of cavitation has been found in many engineering plants. In order to investigate the viscoelastic effects of bubbles near a rigid boundary, a mathematical model and governing equation were developed based on the example of 5% polyacrylamide (PAM) water solution. The boundary integral method was used to solve the governing equation and the cubic spline function was used to characterize the bubble surface. Furthermore, the bubble dynamics phenomena were studied in this paper, including the occurrence of bubble oscillation, jet position of bubble, and the turbulence of fluid on jet velocities. The results showed that viscoelasticity of the bubble can restrain the formation of liquid jet, thereby reducing the cavitation damage.

Key words: FLUENT simulation; viscoelasticity; bubble; cavitation damage

气穴现象在声学、制药、液压等领域中广泛存在, 大多数情况下, 人们都是针对气穴给螺旋桨、泵和液压装备造成的结构损伤进行研究。为了减小气穴对蒸汽船螺旋桨的损害, 英国海军部最先开始了对这个现象的研究。到了今天, 气穴研究的范围更大了, 包括冲击波、噪声、震动等。

1917年, Rayleigh^[1]对有限容积内的流体中球形空化气泡的溃灭进行研究, 结果表明, 造成气泡溃灭的主要原因是气泡溃灭所导致的局部高压和高速。五十年来, 这个结论一直被人们广泛接受。直到1966年, Benjamin和Ellis^[2]又对此现象进行了研究, 他们用气泡冲量的概念来解释气泡溃灭、射流的形成, 以及环形气泡形成等现象, 认为在固体边界附近, 气泡溃灭时并不是规则的球形, 这里面涉及到了十分复杂的动力学原理。壁面附近的气泡使得气泡周围流体产生了高冲击速度, 高速液体可以穿过气泡, 冲击机械表面, 引起机械损伤。1981年, 基于Kelvin冲击理论, Blake和Bir-

son提出了决定自由面附近气泡射流方向及气泡移动的判定依据。近年来Wang^[3], Zhang^[4]等人采用边界积分法模拟了三维非对称水下爆炸气泡的运动情况, 提出了光顺计算^[5]和弹性网格技术^[6], 使得三维气泡运动模拟过程变得十分稳定可靠。在前人的基础上, Plesset和Chapman最先研究了近壁面气泡溃灭现象。他们先假设存在一个无黏性、无旋的不可压缩流体, 然后通过用有限差分法解出了拉普拉斯方程, 从而得出了射流的形成机理, 并且与实验结果进行了对比, 取得了满意的效果。Blake等^[7-8]又在此基础上利用一个更加稳定和可靠的边界积分法对此模型进行了研究。但是, 前人对射流的研究大都是基于无黏性流体, 而利用边界积分法来研究黏弹性对气穴影响的文章尚未见报刊。本文在前人研究的基础上, 提出了针对黏弹性流体运动学的数值解法, 并为其建立了控制方程, 进而模拟气泡在近壁面溃灭的过程, 试图解释气泡溃灭过程的某些动态特性。

收稿日期: 2013-01-01 修回日期: 2013-02-22 网络出版时间: 2013-05-18

网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/13.1334.TV.20130518.1016.001.html>

作者简介: 纪俊红(1972-), 女, 内蒙古包头人, 副教授, 博士生, 主要从事工程热物理方面的研究。E-mail: ji_jh@163.com。

1 数学模型

前人的实验研究成果已经表明,刚性边界附近气泡溃灭其实就是一个轴对称的现象^[7]。因此,把对称性问题的几何形状示于图1。气泡起始直径为 R_0 , 其中心离固体壁面的距离为 h 。

假设流体速度场为 u , 这个速度场包含在区域 Ω 内, 并且流体不可压缩, 流场是无旋的, 则有:

$$\nabla \times u = 0 \tag{1}$$

$$\nabla \cdot u = 0 \tag{2}$$

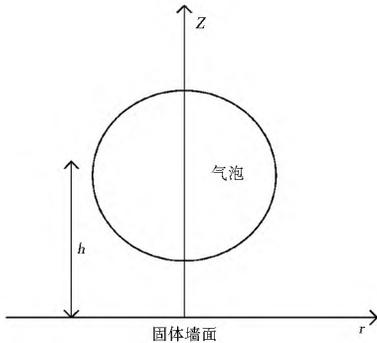


图1 壁面附近气泡溃灭原理

Fig. 1 Schematic diagram of the principle of bubble collapse near a rigid wall

正如 Brujan^[9,10] 的理论研究成果显示, 流体压缩性对气泡溃灭过程有重要影响, 尤其是在溃灭的后期, 气泡表面速度已经十分接近接流体内的声速。此外, 参考其他的文献所做的工作, 假设在气泡溃灭的过程中, 只有很小一部分的气泡湍动能可以散发出去。因此, 流体速度就可以表示为标量势函数的梯度, 即:

$$u = \nabla \phi \tag{3}$$

这也是 Laplace 方程

$$\Delta^2 \phi = 0 \tag{4}$$

的解。

根据 Green 第二定理, 在边界 Ω 上对边界积分, 就能得到 Laplace 方程的积分解^[11], 即:

$$c(p)\phi(p) = \int_{\partial\Omega} \left[\frac{\partial\phi}{\partial n}(q)G(p, q) - \phi(q)\frac{\partial G}{\partial n}(p, q) \right] dS \tag{5}$$

$$\text{式中, 常数 } c(p) = \begin{cases} 2\pi, p \in \partial\Omega \\ 4\pi, p \in \Omega \cap \partial\Omega \end{cases}$$

刚性边界是无渗透的, 即:

$$\frac{\partial\phi}{\partial z} = 0, z = 0 \tag{6}$$

为了满足上述方程, 将格林方程 $G(p, q)$ 表示为:

$$G(p, q) = \frac{1}{|p - q|} + \frac{1}{|p' - q|} \tag{7}$$

这就是自由空间 Green 函数的表达式。在这里, p' 是 p 在刚性壁面的反映, $\partial\Omega$ 代表气泡表面。 $\partial\Omega$ 面上点的方向向量是以拉格朗日法来更新的, 公式如下:

$$\frac{Dx}{Dt} = \phi, x \in \partial\Omega \tag{8}$$

下面, 利用 Maxwell 本构方程建立关于黏弹性影响的数学模型, 表达式为:

$$\rho \frac{D\phi}{Dt} = \frac{\rho}{2} |u|^2 - T_{nn} + p_{\infty} - p_b \tag{9}$$

其中, T_{nn} 是 Maxwell 本构方程

$$\lambda \frac{DT}{dt} + T = \mu \hat{\gamma} \tag{10}$$

中附加应力张量 T 的法向分量; ρ 是流体密度; p_{∞} 是与气泡等深的无穷远处压力; p_b 是气泡内平均压力; μ 是流体动力黏度; λ 是热比率; $\hat{\gamma}$ 是无因次距离参数。

$$\text{若设无量纲数 } Re = \frac{R_0((p_{\infty} - p_b)\rho)^{1/2}}{\mu} \tag{11}$$

$$De = \frac{\lambda}{R_0} \left(\frac{\Delta p}{\rho} \right)^{1/2} \tag{12}$$

则气泡运动的无量纲方程为:

$$\frac{D\phi}{Dt} = 1 + \frac{1}{2} |u|^2 - T_m \tag{13}$$

在这里, T_{nn} 是方程(14)中 T 的法向分量。

$$De \frac{DT}{Dt} + T = \frac{1}{Re} \hat{\gamma} \tag{14}$$

2 数值解的计算

在柱坐标下($p = (r_0, 0, z_0)$, $q = (r, \theta, z)$), (5)式可以写成:

$$G(p, q) = \frac{1}{[(r+r_0)^2 + (z-z_0)^2 - 4rr_0 \cos^2(\theta/2)]^{1/2}} \tag{15}$$

$$\text{则 } G(p, q) = \frac{\Delta}{(r \cos\theta - r_0, r \sin\theta, z - z_0)} - \frac{\Delta}{[(r+r_0)^2 + (z-z_0)^2 - 4rr_0 \cos^2(\theta/2)]^{3/2}} \tag{16}$$

气泡表面被离散成 N 段, 共 $N+1$ 个节点, 点1和点 $N+1$ 分别在上边界和下边界与对称轴相交的地方。表面变量 $r(s)$ 、 $z(s)$ 和 $\phi(s)$ 都是三次样条函数, 并且对第 i 段而言, 有如下形式的方程:

$$q_i(s) = q_0 + q_{i1}(s - s_i) + q_{i2}(s - s_i)^2 + q_{i3}(s - s_i)^3 \tag{17}$$

其中, $s_i \leq s \leq s_{i+1}$, $i = 1, \dots, N$, s_i 是节点1到节点 i 的弧长。三次样条函数的选择对离散的精确性有重要影响。 $\phi(s)$ 和 $z(s)$ 都是关于气泡的对称轴对称的, 它们关于弧长的一阶导数为0, 所以可以建立三次夹持样条函数来计算上述变量的值, 变量 $r(s)$ 是反对称的, 因此在对称轴上的二阶导数为0, 所以需要建立三次自然样条曲线来代表 $r(s)$ 。根据以上离散方法, 将拉普拉斯方程(4)积分得到:

$$c(p_i)\phi(p_i) = \sum_{j=1}^N \int_{s_j}^{s_{j+1}} \frac{\partial\phi}{\partial n}(q_j) \left(\int_0^{2\pi} \frac{\partial G}{\partial n}(p_i, q_i) d\theta \right) r(s) ds - \sum_{j=1}^N \int_{s_j}^{s_{j+1}} \phi(q_j) \left(\int_0^{2\pi} \frac{\partial G}{\partial n}(p_i, q_i) d\theta \right) r(s) ds \tag{18}$$

上式中的方位积分可以用下式计算:

$$\int_0^{2\pi} G(p_i, q) d\theta = \frac{4K(k(s))}{[(r_j(s) + r_i)^2 + (z_j(s) - z_i)^2]^{1/2}} \tag{19}$$

$$\int_0^{2\pi} \frac{\partial G}{\partial n}(p_i, q_j) d\theta = - \frac{4}{[(r_j(s) + r_i)^2 + (z_j(s) - z_i)^2]^{3/2}} \cdot ([z_j'(s)(r_j(s) + r_i) - r_j'(s)(z_j(s) - z_i) - \frac{2r_i}{k^2} z_j'(s)] \frac{E(k)}{1 - k^2} + \frac{2r_i}{k^2} z_j'(s) K(k)) \tag{20}$$

$$\text{其中, } k^2(s) = \frac{4r_j(s)r_i}{(r_j(s) + r_i)^2 + (z_j(s) - z_i)^2} \tag{21}$$

$K(k)$ 和 $E(k)$ 分别为第一类和第二类椭圆积分。这些积分的经验公式为:

$$K(k) \approx P(1 - k^2) - Q(1 - k^2) \log(1 - k^2) \quad (22)$$

$$K(k) \approx R(1 - k^2) - S(1 - k^2) \log(1 - k^2) \quad (23)$$

在这里, P 、 Q 、 R 、 S 都是制表多项式(具体算法, 详见文献[12])。

根据以上条件, 方程(18)就能写成一个拥有 $N + 1$ 个线性方程的方程组, 即:

$$c(p_i)\phi_i + \sum_{j=1}^N A_{ij} \psi_j = \sum_{j=1}^N (B_{ij} \psi_j + C_{ij} \psi_{j+1}) \quad (24)$$

$i = 1, \dots, N + 1$, 这里, ψ_j 表示 ϕ 的法向导数在节点 j 的数值。若分别用 $\alpha_{ij}(s)$ 和 $\beta_{ij}(s)$ 表示(20)和(19)公式的方位积分, 那么(24)式中三个系数:

$$A_{ij} = \int_{s_j}^{s_{j+1}} \phi_j(s) \alpha_{ij}(s) ds \quad (25)$$

$$B_{ij} = \int_{s_j}^{s_{j+1}} \frac{(s_{j+1} - s)}{\Delta s_j} \beta_{ij}(s) ds \quad (26)$$

$$C_{ij} = \int_{s_j}^{s_{j+1}} \frac{(s - s_j)}{\Delta s_j} \beta_{ij}(s) ds \quad (27)$$

式(25)至(27)的积分式都是使用 10 个点的高斯积分来计算。由于积分中存在弱对数奇点, 所以此时就需要用对数高斯积分法来计算即可。当为 $\frac{\partial \phi}{\partial n}$ 解出方程(5)后, 还需要切向速度来进一步描述气泡表面的速度。给出势函数 ϕ 之后, 非均匀网格上的切向速度可以应用高阶有限差分方程计算出来^[13], 通常是使用四阶或者六阶中心差分方案。因此气泡表面的合速度可以描绘出来。

随着气泡表面的速度都表示出来之后, 可以根据公式(8)应用拉格朗日法来更新气泡表面节点。

同样地, 势函数必须用运动方程(13)来更新。在这里, T_m 是麦克斯韦本构方程

$$De \frac{DT}{Dt} + T = \frac{1}{Re} \hat{\sigma} \quad (28)$$

中 T 的法向分量。

在气泡溃灭的研究中, 气泡速度上升很快, 为了捕捉到高速的动力学现象, 需要用到时间步长变量, 其定义式如下:

$$\Delta t = \frac{\Delta t_{max}}{\max[1 + (1/2)|u|^2]} \quad (29)$$

时间步长充分保证了小速度的计算, 最大的时间步长为 0.001 s。

在每个时间步长内, 气泡表面上的点在每个相等的弧长上都进行了重构, 来防止由于点聚集而出现计算不稳定, 影响计算精度。通常要用拉格朗日方法进行网格重构, 尤其在这么大的表面变形的情况下, 效果更好。这样, 公式(5)、(8)、(13)就构成了气泡运动求解的完整方程。

3 黏弹性对气泡动力特性的影响

3.1 黏弹性对气泡变形的影响

图 2 是气泡在 $Re = 1, De = 1, h = 1.1$ 时的外形。在溃灭的第一阶段, 气泡会在壁面附近出现一个叶尖形状的小气泡。在溃灭过程的第二阶段, 气泡会由于自身弹性作用而反弹, 然后底部的两端就会相遇, 产生的“叶尖”就会与大气泡脱离。而且, 由于气泡的弹性作用, 气泡溃灭时间会有明显

延长。值得注意的是, 由于摆动中的气泡自身不可能在反弹之前获得较大速度, 因此此时的气泡速度很小。

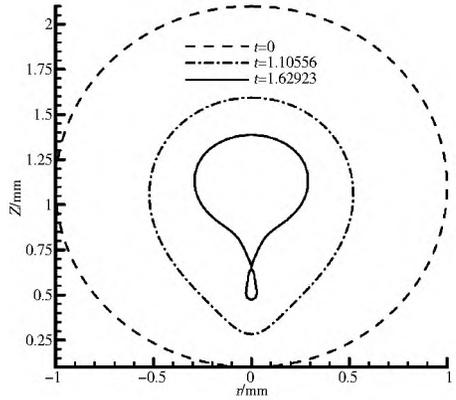
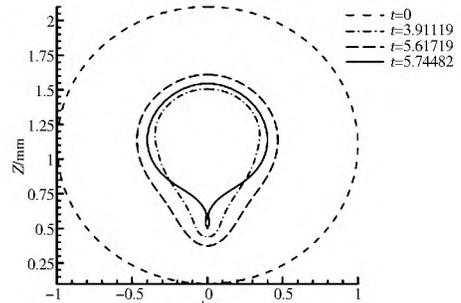
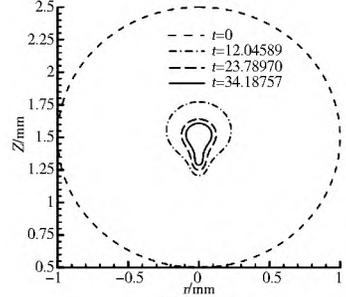


图 2 $h = 1.1, Re = 1, De = 1$ 的条件下, 气泡形状变化
Fig. 2 Variation of bubble shape under the condition of $h = 1.1, Re = 1, and De = 1$

图 3 表示的是在 $Re = 0.2, De = 5$ 的条件下, $h = 1.1, 1.5$ 和 2.0 时气泡的外形。从图中可以看出, h 越小, 气泡尖端就越明显。虽然对这个低雷诺数无旋流动参数的模拟结果的精确性会产生一定怀疑, 但是, 由于自由表面产生的漩涡比较少, 因此这些低雷诺数的案例仍然是一个重要参考。



(a) $h = 1.1$



(b) $h = 1.5$

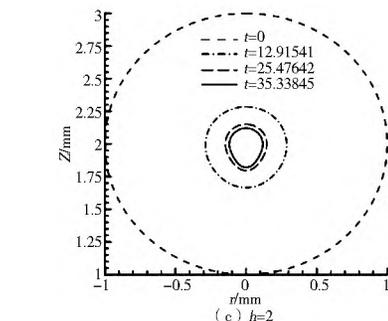


图 3 在 $Re = 0.2, De = 5$ 时
气泡溃灭过程中的形状变化

Fig. 3 Variation of bubble shape during the collapse process under the condition of $Re = 0.2 and De = 5$

3.2 黏弹性对气泡射流速度的影响

图4表示的是在距离壁面的不同初始位置的气泡射流的位置变化情况。值得指出的是,由于壁面处的速度较小,阻碍了气泡拥有足够弹性势能来平衡外部压强,因此离壁面越远,从开始到气泡第一次反弹的时间就会越短。通过对图5的射流速度的观察发现, $h = 1.1$ 时,在射流速度顶峰处大约 $t = 1.25$ s 附近,有一段速度有微小减小;对 $h = 1.5$ 和 $h = 2$ 的曲线来说,在波峰或者波谷也都出现了此种情况,这是气泡的不规则摆动,以及形成叶尖形气泡所导致的结果。当气泡开始溃灭并出现尖点时,气泡附近大量多余的液体就会压向气泡底部,引起射流速度有轻微的减小,但是随后又由于液体重新填满这个区域,射流速度又稳步上升。此外,当气泡中心距离壁面的初始距离增大时,对射流速度的扰动会越小。并且气泡中心离壁面越远,气泡变形越小,气泡周围流体流动越紊乱,气泡存在的时间就越长。比如, $h = 1.5$ 和 2.0 时, t_f 分别为 2.72 和 3.59 。

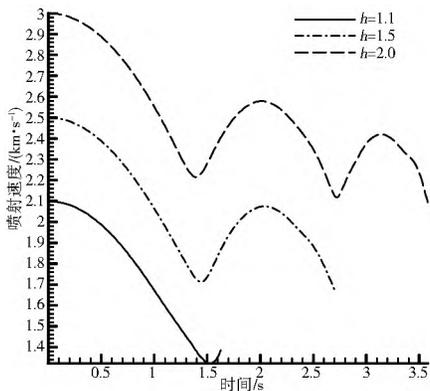


图4 射流位置在 z 轴上的变化趋势
Fig. 4 Variation trend of the position of jet flow in the Z direction with time

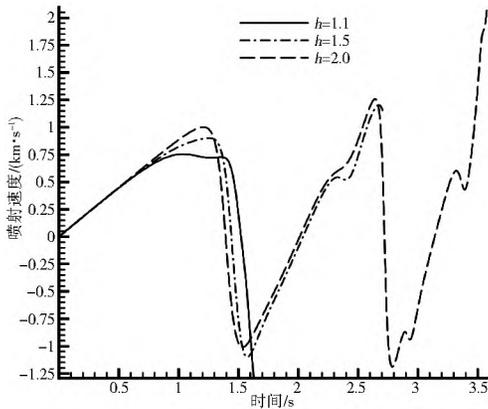


图5 $Re = 1, De = 1$ 时射流速度的变化趋势
Fig. 5 Variation trend of jet velocities under the condition of $Re = 1$ and $De = 1$

图6表示的是在不同初始距离和不同的 De 下,射流速度所受到的影响。结果表明, De 值过大会导致气泡不能反弹,以至于其运动规律类似于牛顿流体动力学。

图7表示的是气泡在不同距离和不同 De 数下的射流速度变化情况。当 $Re = 0.2, h = 1.1$ 时,由于黏性力占据主导地位,因此,随着 De 值逐渐减小,速度的波动产生了明显的衰减。实际上,当 $De = 1$ 时,射流速度就已经趋向于0了,这

表明流体系统已经趋向稳态了。

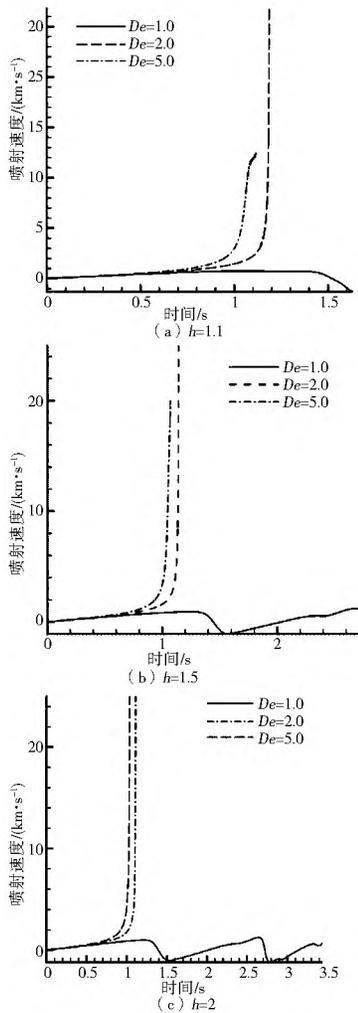


图6 $Re = 1$ 时 De 随时间的变化趋势

Fig. 6 Variation trend of De with time when $Re = 1$

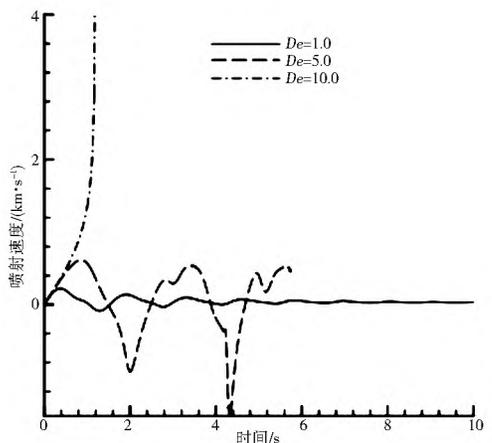


图7 $Re = 0.2, h = 1.1$ 时不同 De 下的射流速度变化趋势

Fig. 7 Variation trend of jet velocities with De under the condition of $Re = 0.2$ and $h = 1.1$

3.3 黏弹性对射流位置的影响

图8是在溃灭过程中,不同初始位置的情况下,气泡冲击位置的图像。可以看出,在 $Re = 1, De = 1$ 的例子中,尽管 h 不同,但是气泡摆动的幅度差距不大。而且,对于离壁面远的区域,气泡摆动周期有轻微减少(即振动频率增大)。而

且,在 $h = 1.1$ 时还可以明显看出流体对射流位置的扰动。图 9 描绘的是 $h = 1.1$ 的条件下喷射位置和速度随时间的变化情况。起初,气泡底部出现了“尖点”并开始反弹,然后气泡顶部和底部开始轻微破裂,使得气泡周围的流动不均匀,对射流速度产生了扰动。在第二次反弹阶段($t = 4.3$),喷射速度产生了一个巨大飞跃。产生这种现象的原因是,通常而言,气泡底部要先于顶部开始反弹,引起气泡周围液体飞溅,从而促进了顶端的反弹,进而引起了反弹速度的急剧增加。这个速度震荡的情况在图 10 表示了出来。可以看到气泡反弹时,即在射流速度为 0 时,气泡顶部和底部存在明显的时间差。而对于距离壁面的初始距离较远的那些气泡而言,气泡变形的减少意味着它对射流速度的影响已经不那么突出了。

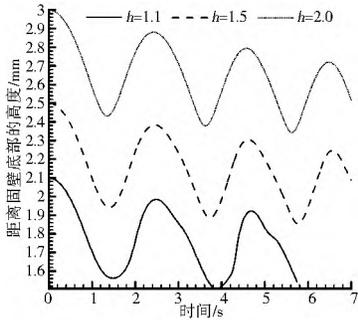


图 8 $Re = 0.2, De = 5$ 时喷射位置在 z 轴方向变化趋势

Fig. 8 Variation trend of the position of jet point in the Z direction with time under the condition of $Re = 0.2$ and $De = 5$

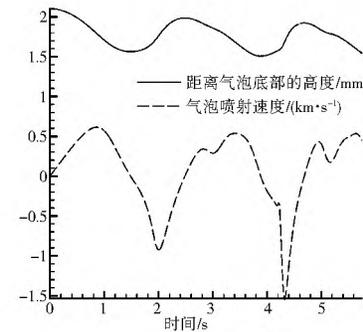


图 9 $h = 1.1, Re = 0.2, De = 5$ 条件下喷射位置和速度的比较

Fig. 9 Comparison of jet positions and velocities under the condition of $h = 1.1, Re = 0.2$, and $De = 5$

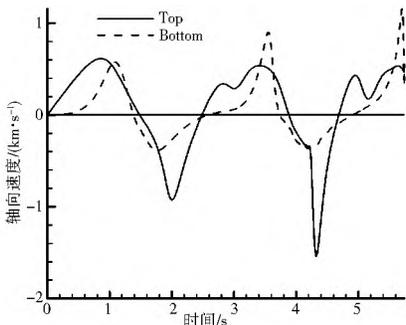


图 10 $h = 1.1, Re = 0.2, De = 5$ 条件下气泡顶端和底端速度的比较

Fig. 10 Comparison of the velocities at the top and bottom of bubble under the condition of $h = 1.1, Re = 0.2$, and $De = 5$

4 黏弹性对气泡周围压强场影响分析

气泡溃灭时产生的高压是造成气穴破坏的重要因素,因此对气泡周围压强场的研究十分重要。为了检验压强值的精确性,本文拟研究一个球形气泡在无限大的介质中的溃灭过程。Rayleigh^[1]曾对此做过实验,结果表明, $R = 1/20 R_0$ 条件下气泡周围的压强大约为 $p = 1.260 \text{ Pa}$ 。云图的结果与此大体一致,见图 11。

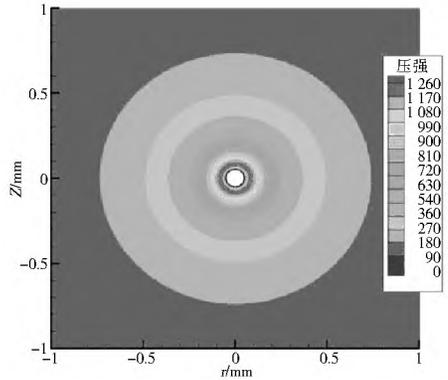


图 11 半径的瑞利气泡在溃灭时候的压强云图

Fig. 11 Pressure contours during the collapse of the Rayleigh bubble with a radius of $R = 1/20R_0$

图 12 表示在距离壁面 $h = 1.1$ 时气泡溃灭的压强云图。从图中可以看出,射流已经被抑制住了,这种现象表明,气泡周围的压强极大,基本与 Rayleigh 气泡压强处于同一数量级。通常而言,高压强区域也就是高加速度区域,并且在这个区域内气泡变形量非常大。因此可知,可以在气泡顶部和底部看到一个高压区域,顶部就是液体更容易被吸入的地方,底部就是存在尖端的地方,也是曲率比较大的地方。

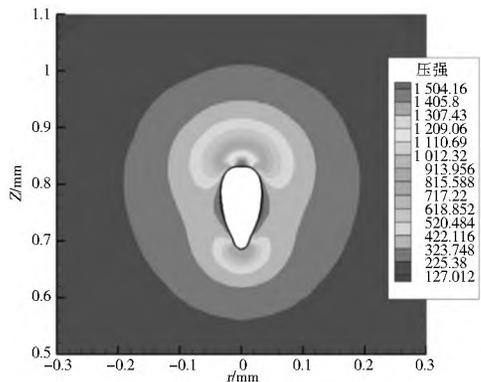


图 12 $h = 1.1, Re = 10, De = 0$ 时气泡溃灭的压强云图

Fig. 12 Pressure contours in the final stages of bubble collapse under the condition of $h = 1.1, Re = 10$, and $De = 0$

$Re = 1, De = 1$ 时的压强云图如图 13 和 14 所示。由于气泡的弹性延迟了气泡溃灭,因此压强比图 12 中的明显要小。在 $h = 1.1$ (图 13) 的模拟结果中,可以看到在“掐下的”区域根部存在一个高压区域,此点处的变形率是气泡表面所有点中最大的。在 $h = 2$ (图 14) 时,又可在气泡下部靠近尖端的附近发现了这一高压区域。与前一个图不同的是,此区域的曲度有所增大,这就意味着此处周围压强比 $h = 1.1$ 的例子中的要略大。

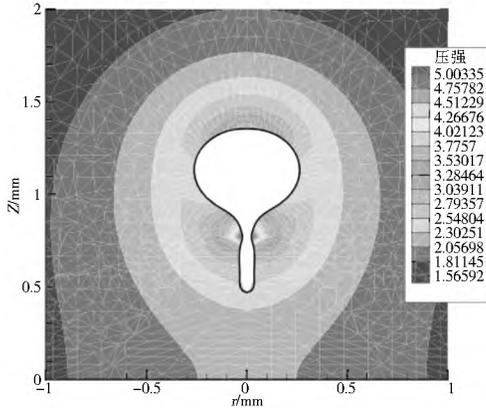


图 13 $h = 1.1, Re = 1, De = 1$ 时

气泡溃灭最后阶段($t \approx 1.600$)的压强云图

Fig. 13 Pressure contours in the final stages of bubble collapse ($t \approx 1.600$) under the condition of $h = 1.1, Re = 1,$ and $De = 1$

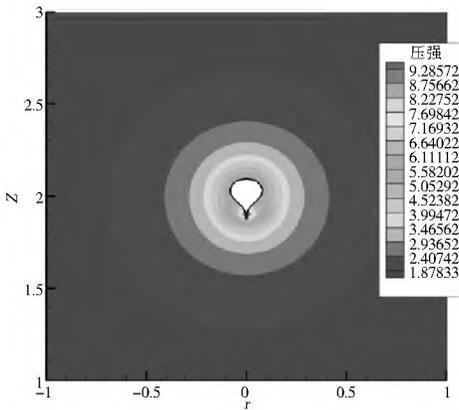


图 14 $h = 2.0, Re = 1, De = 1$ 时

气泡溃灭最后阶段($t \approx 3.580$)的压强云图

Fig. 14 Pressure contours in the final stages of bubble collapse ($t \approx 3.580$) under the condition of $h = 2.0, Re = 1,$ and $De = 1$

图 15 描绘的是最大压强随时间的变化趋势。正如在 $De = 1, Re = 1$ 的例子中一样,可以看到离壁面近的地方的压强有轻微摄动,这个摄动随着距离的增大而减小。而且,气泡离壁面的距离越远,气泡最大压强就会越小,气泡变形也越小。

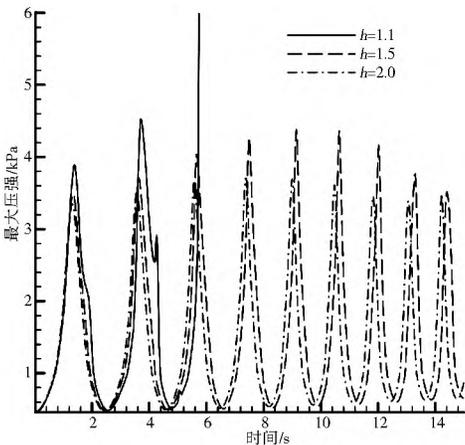


图 15 $Re = 0.2, De = 5$ 下,不同初始距离的最大压强变化

Fig. 15 Variation of maximum pressure with time at different initial heights under the condition of $Re = 0.2,$ and $De = 5$

5 结论

本文采用二维模拟研究了气穴中的气泡溃灭问题,详细论述了采用边界积分法求解气泡运动的算法和数值的实施过程,得出以下结论。

(1) 利用边界积分法(BIM)能够准确地描述和模拟出气泡的运动状态和各个时刻气泡特征参数变化,包括气泡溃灭和反弹状态。

(2) 气泡的初始距离对气泡反弹的时间有重要影响:距离壁面越远,流体对射流速度的扰动越小,气泡的变形越小,气泡第一次反弹的时间也会越短。当射流速度达到波峰或波谷附近时,会有一段速度产生波动,随后又继续稳步上升或下降。随着流体中的黏性力占据主导地位,由于受到逐渐减小的 De 值的影响,速度的波动会产生明显的衰减。当进入第二次反弹阶段时,喷射速度会有巨大飞跃。产生这种现象的原因是:气泡底部要先于顶部开始反弹,引起了气泡周围液体飞溅,从而促进了顶端的反弹,进而引起了反弹速度的急剧增加。此外,在同等 h 和 Re 下, De 值过大会导致气泡不能反弹,以至于其运动规律类似于牛顿流体动力学,这对减轻气穴现象十分不利。

(3) 气泡黏弹性对其近壁面动力学特性有明显影响,气泡射流是完全可以避免的。气泡形状会随着气泡到壁面距离的不同而变化,因此对于确定的参数而言,可以将气泡的变形限制在一定范围内。因此,流体的流变能力是气泡动力学现象的主导因素,而非固体边界。液体喷射被部分抑制以及速度和压强减小的结果表明:黏弹性对气泡与壁面的碰撞起到了“缓冲”作用。可见,黏弹性可以减轻气穴损害。

参考文献(References):

- [1] Rayleigh, L. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity[J]. Phil. Mag, 1917, 34(3): 94-98.
- [2] Benjamin, T. B., Ellis, A. T. The collapse of cavitation bubbles and the pressures thereby produced against solid boundaries[J]. Phil. Trans. R. Soc. Lond, 1966, 24(8): 221-240.
- [3] Wang Q X. The evolution of gas bubble near an inclined wall[J]. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 1998, 12: 29-51.
- [4] Zhang Y L, Yeo K S, Khoo B C, et al. Three-dimensional bubbles near a free surface[J]. Comput. Phys., 1998, 146: 105-123.
- [5] Zhang Y L, Yeo K S, Khoo B C, et al. 3D jet impact and toroidal bubbles[J]. Journal of Computational Physics, 2001, 166: 336-360.
- [6] Wang C, Khoo B C, Yeo K S. Elastic mesh technique for 3D BIM simulation with an application to underwater explosion bubble dynamics[J]. Computers and Fluids, 2003, 32: 1195-1212.
- [7] Blake, J. R., Taib, B. B., Doherty, G. Transient cavities near boundaries. Part 1. Rigid boundary[J]. Fluid Mech. 1986, 170: 479-497.
- [8] Blake, J. R., Taib, B. B., Doherty, G. Transient cavities near boundaries. Part 2. Free surface[J]. Fluid Mech. 1987, 181: 197-212.
- [9] Brujan, E. A first order model for bubble dynamics in a compressible viscoelastic liquid[J]. Non Newtonian Fluid Mech, 1999, 84: 83-103.

(下转第 150 页)

- 长江科学院院报, 1997, 14(3): 35-38. (ZHANG Jiafa. Simulation of 3D Saturated Unsaturated and Steady Unsteady Seepage Field by FEM[J]. Journal of Yangtze River Scientific Research Institute, 1997, 14(3): 35-38. (in Chinese))
- [2] 周家文, 徐卫亚, 邓俊晔, 等. 降雨入渗条件下边坡的稳定性分析[J]. 水利学报, 2008, 39(9): 1066-1073. (ZHOU Jiawen, XU Weiyu, DENG Junye, et al. Stability Analysis of Slope under the Condition of Rainfall Infiltration[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2008, 39(9): 1066-1073. (in Chinese))
- [3] 黄润秋, 戚国庆. 非饱和和渗流基质吸力对边坡稳定性的影响[J]. 工程地质学报, 2002, (4): 343-348. (HUANG Runqiu, QI Guoqing. The Effect of Unsaturated Soil Suction on Slope Stability[J]. Journal of Engineering Geology, 2002, (4): 343-348. (in Chinese))
- [4] Zhang Qiangyong, Zhang Xutao. Stability Analysis Method of Rockmass Slopes under Atomized Rain Infiltration and Its Application[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2007, 29(10): 1572-1576.
- [5] Liu Liling, Yin Kunlong. Analysis of Rainfall Infiltration Mechanism of Rainstorm Landslide[J]. Rock and Soil Mechanics, 2008, 29(4): 1061-1066.
- [6] 周桂云. 饱和-非饱和和非稳定渗流有限元分析方法的改进[J]. 水利水电科技进展, 2009, (1): 5-8. (ZHOU Guiyun. Improvement of Finite Element Analysis of Unstable Saturated-unsaturated Seepage[J]. Engineering and Architecture of Jinling Institute of Technology, 2009, (1): 5-8. (in Chinese))
- [7] Crosta, Giovanni. Regionalization of Rainfall Thresholds: An Aid to Landslide Hazard Evaluation[J]. Environmental Geology, 1998, 35(2-3): 131-145.
- [8] 廖红建, 姬建, 曾静. 考虑饱和-非饱和和渗流作用的土质边坡稳定性分析[J]. 岩土力学, 2008, 29(12): 3229-3234. (LIAO Hongjian, Ji Jian, ZENG Jing. Stability Analysis of Soil Slopes Considering Saturated and Unsaturated Seepage Effect[J]. Rock and Soil Mechanics, 2008, 29(12): 3229-3234. (in Chinese))
- [9] 荣冠, 王思敬, 王恩志, 等. 强降雨下元磨公路典型工程边坡稳定性研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2008, 27(4): 704-711. (RONG Guan, WANG Sijing, WANG Enzhi, et al. Stability Analysis of Yuanmo Highway Slope under Intensive Rainfall[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2008, 27(4): 704-711. (in Chinese))
- [10] Yin, Xiaotao; Ran, Changguo; Wang, Shulin. Transient stability analysis of Dishuiya Landslide No. 1 under rainfall condition. Yantu Lixue/Rock and Soil Mechanics, v29, n2, p501-506, February 2008.
- [11] 赵尚毅, 郑颖人, 时卫民, 等. 用有限元强度折减法求边坡稳定安全系数[J]. 岩土工程学报, 2002, 24(3): 333-336. (ZHAO Shangyi, ZHENG Yingren, SHI Weimin, et al. Analysis on Safety Factor of Slope by Strength Reduction FEM[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2002, 24(3): 333-336. (in Chinese))
- [12] 戚国庆, 黄润秋, 速宝玉, 等. 岩质边坡降雨入渗过程的数值模拟[J]. 岩石力学与工程学报, 2003, 22(4): 625-629. (Qi Guoqing, Huang Runqiu, SU Baoyu, et al. Numeric Simulation on Rainfall Infiltration on Rock Slope[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2003, 22(4): 625-629. (in Chinese))
- [13] 刘小文, 耿小牧. 降雨入渗对土坡稳定性影响分析[J]. 水文地质工程地质, 2006, (6): 40-42. (LIU Xiaowen, GENG Xiaomu. Stability Analysis of Soil Slope under Rainfall Seepage Influence[J]. Hydrogeology & Engineering Geology, 2006, (6): 40-42. (in Chinese))
- [14] 徐晗, 朱以文, 蔡元奇, 等. 降雨入渗条件下非饱和土边坡稳定性分析[J]. 岩土力学, 2005, 26(12): 1957-1961. (XU Han, ZHU Yiwen, CAI Yuanqi, et al. Stability Analysis of Unsaturated Soil Slopes under Rainfall Infiltration[J]. Rock and Soil Mechanics, 2005, 26(12): 1957-1961. (in Chinese))
- [15] 朱岳明, 龚道勇, 罗平平. 三维饱和-非饱和和降雨入渗渗流场分析[J]. 水利学报, 2003, 34(12): 66-70. (ZHU Yue ming, GONG Daoyong, LUO Pingping. Analysis of 3D Saturated-unsaturated Raining Infiltration Seepage[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2003, 34(12): 66-70. (in Chinese))

(上接第 91 页)

- [10] Brujan, E. A. The equation of bubble dynamics in a compressible linear viscoelastic liquid[J]. Fluid Dyn. Res., 2001, 29: 287-294.
- [11] Paris, F., Canas, J. Boundary Element Method Fundamentals and Applications[J]. Oxford University Press, 1997.
- [12] Abramowitz, M., Stegun, I. A. Handbook of Mathematical Functions[M]. New York, 1965.
- [13] Li, J. General explicit difference formulas for numerical differentiation[J]. Comput. Appl. Math, 2005, 183: 29-52.
- [14] Brujan, E. A. Shock wave emission from laser-induced cavitation bubbles in polymer solutions[J]. Ultrasonics 2008, 48: 423-426.
- [15] Brujan, E. A., Ikeda, T., Matsumoto, Y. Dynamics of ultrasound-induced cavitation bubbles in non-Newtonian liquids and near a rigid boundary[J]. Phys. Fluids, 2004, 16: 2401-2410.