

水中爆炸气泡脉动流场的数值计算

李玉民 倪芝芳

(山东矿业学院 山东省泰安市 271019)

摘要 由一维不可压流体力学理论,考虑到爆轰产物的等熵膨胀,建立了水中爆炸气泡脉动流场的基本方程。采用龙格-库塔数值方法计算了气泡脉动半径、周期及水中压力,计算结果与实测数据吻合较好。

关键词 水中爆炸 气泡脉动 水中压力 数值方法
中图分类号 O382.1

1 引言

炸药在水中爆炸会产生水中冲击波和气泡脉动。前者表征了炸药爆炸的强动作用,后者表征了炸药爆炸的准静作用。目前,水介质中爆炸作用的计算多以水中冲击波为主,对气泡脉动引起的水中流场参数研究尚不充分。很显然,忽略占爆炸总能量46%的气泡脉动能量^[1]的作用,将会使水介质装药爆破设计计算、爆破破坏效应的预估产生较大的误差。因此,随着水介质爆破技术在经济建设中的广泛应用及工业炸药性能的水下爆炸评估方法的发展,研究水中爆炸气泡脉动规律及由此引起的水中压力流场变化有着重要的理论意义和实用价值。国内外出于评估工业炸药性能等的需要,对水中爆炸气泡脉动周期、气泡脉动能量、爆炸水池边界的影响等作了不少的分析测试工作^[1~3]。但对气泡脉动引起的水中流场变化的定量分析不多,这恰恰是实际设计计算所需要的。我们试图根据水中爆炸的特征,建立气泡脉动产生的水中流场变化的基本方程,并对气泡破裂前的脉动流场作一些定量的分析计算。

2 基本方程的建立

计算和测试结果表明,气泡脉动对水介质的作用过程与爆炸冲击波相比是一个低压、长时间的作用过程。因此,可作如下假定:

- (1)水是不可压缩理想流体;
- (2)无限水介质流场是关于爆炸中心球对称的;
- (3)气泡按等熵规律膨胀;
- (4)无穷远处流场的压力等于炸药入水深度处的流体静压。

在上述基本假定的基础上,可按一维不可缩流体非定常运动理论计算气泡脉动产生的水中流场变化。

设气泡以 $R_b = R_b(t)$ 的规律膨胀收缩, 无穷远处水的压力为 $p_\infty = \text{const}$, 水的质量力忽略不计。对于图 1 所示的球对称流动问题, 距气泡中心 R 处的流体速度 v 可由连续方程^[4]求得

$$v = \frac{R_b^2 \dot{R}_b}{R^2} \quad (1)$$

式中: $\dot{R}_b = dR_b/dt$ 为气泡壁面膨胀速度。由(1)式可求得 R 处的流体加速度

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{1}{R^2} (R_b^2 \ddot{R}_b + 2R_b \dot{R}_b^2) \quad (2)$$

式中: $\ddot{R}_b = d^2R_b/dt^2$ 为气泡壁面运动的加速度。

由不可压理想流体一维流动的运动方程^[4]知

$$\int_{R_b}^R \frac{\partial v}{\partial t} dR + \frac{1}{2} (v^2 + \frac{p}{\rho})_R - \frac{1}{2} (v^2 + \frac{p}{\rho})_{R_b} = 0$$

将(1)、(2)两式代入上式, 积分得

$$-\frac{1}{R} (R_b^2 \ddot{R}_b + 2R_b \dot{R}_b^2) + \frac{1}{R_b} (R_b^2 \ddot{R}_b + 2R_b \dot{R}_b^2) + \frac{1}{2} \frac{R_b^4}{R^4} \dot{R}_b^2 + \frac{p}{\rho} - \frac{1}{2} \dot{R}_b^2 - \frac{p_b}{\rho} = 0 \quad (3)$$

式中: p_b 为气泡壁面压力; ρ 为水的密度。利用 $R \rightarrow \infty, p = p_\infty$ 的条件代入(3)式, 有

$$R_b \ddot{R}_b + \frac{3}{2} \dot{R}_b^2 + \frac{p_\infty}{\rho} - \frac{p_b}{\rho} = 0 \quad (4)$$

由气泡等熵膨胀的条件, 可求得

$$p_b = p_H \left(\frac{v_H}{v_b} \right)^\gamma = p_H \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \right)^\gamma \left(\frac{r}{R_b} \right)^{3\gamma}$$

式中: p_H, v_H 分别为炸药的 CJ 爆轰压力和比容, $p_H = \rho_0 D^2 / (\gamma + 1), v_H = v_0 \gamma / (\gamma + 1); v_b$ 为气泡膨胀半径为 R_b 时的气体产物比容; v_0 为炸药的比容; D 为炸药的爆速; ρ_0 为炸药的密度; r 为炸药装药的初始半径; γ 为爆炸产物的多方指数, 一般工业炸药 $\gamma = 3$, 故有

$$p_b = \frac{27}{64} p_H \left(\frac{r}{R_b} \right)^9 \quad (5)$$

将(5)式代入(4)式, 得

$$\ddot{R}_b = \frac{27}{64} p_H \frac{r^9}{\rho R_b^{10}} - \frac{p_\infty}{\rho R_b} - \frac{3}{2} \frac{\dot{R}_b^2}{R_b} \quad (6)$$

(6)式即为气泡脉动规律的基本方程。

将(4)式代入(3)式可求得距装药中心 R 处水的压力

$$p = p_\infty - \frac{\rho}{2} \left(\frac{R_b^2 \dot{R}_b}{R^2} \right)^2 + \rho \frac{2R_b^2 \dot{R}_b + \ddot{R}_b R_b^2}{R} \quad (7)$$

3 基本方程的求解

水中爆炸气泡脉动规律及水的压力分布规律满足方程(6)、(7)。(6)式具有求解二阶

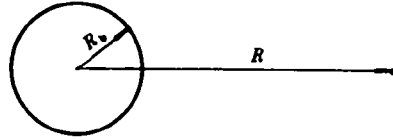


图 1 水中气泡膨胀

Fig. 1 The bubble expansion in water

方程初值问题的标准形式

$$\ddot{R}_b = f(t, R_b, \dot{R}_b) = \frac{27}{64} \frac{\rho_H r^9}{\rho R_b^{10}} - \frac{\rho_\infty}{\rho R_b} - \frac{3}{2} \frac{\dot{R}_b^2}{R_b} \quad (8)$$

初值条件 $R_b|_{t=0} = 0, \dot{R}_b|_{t=0} = r$ 。

令 $\dot{R}_b = z, R_b = y$, (8)式可化为下列一阶方程组的初值问题

$$\begin{cases} \dot{y} = z & y|_{t=0} = r \\ \dot{z} = f(t, y, z) & z|_{t=0} = 0 \end{cases} \quad (9)$$

方程组(9)可由四阶龙格-库塔公式^[5]数值求解,其表达式为

$$\begin{cases} y_{n+1} = y_n + \Delta t z_n + \frac{(\Delta t)^2}{6} (L_1 + L_2 + L_3) \\ z_{n+1} = z_n + \frac{\Delta t}{6} (L_1 + 2L_2 + 2L_3 + L_4) \end{cases} \quad (10)$$

式中:

$$\begin{aligned} L_1 &= f(t_n, y_n, z_n) \\ L_2 &= f(t_n + \frac{\Delta t}{2}, y_n + \frac{\Delta t}{2} z_n, z_n + \frac{\Delta t}{2} L_1) \\ L_3 &= f(t_n + \frac{\Delta t}{2}, y_n + \frac{\Delta t}{2} z_n + \frac{(\Delta t)^2}{4} L_1, z_n + \frac{\Delta t}{2} L_2) \\ L_4 &= f(t_n + \Delta t, y_n + \Delta t z_n + \frac{(\Delta t)^2}{2} L_2, z_n + \Delta t L_3) \end{aligned}$$

Δt 为时间步长, $\Delta t = t_{n+1} - t_n$ 。

4 计算结果及分析

选取两种典型的炸药 TNT、NO. 2 AN 进行了计算。炸药 TNT 和 NO. 2 AN 的爆速和密度分别为 7000, 3600m/s 和 1.5, 1.0g/cm³。计算表明,时间步长 Δt 在 1~5 μ s 之间变化对最终结果影响不大,为节省机时,取 $\Delta t = 5\mu$ s。炸药入水深度 H 分别为 5, 10m, 炸药量 W 变化在 0.5, 1, 5kg 之间。计算得到的气泡脉动半径 R_b 的变化规律绘于图 2。表 1 则是距装药 5m 处、不同入水深度、不同药量的炸药爆炸气泡脉动引起的、与装药同一水平处的水中流场压力的变化。从图 2 可以看出, 1kg TNT 在 5, 10m 深水中

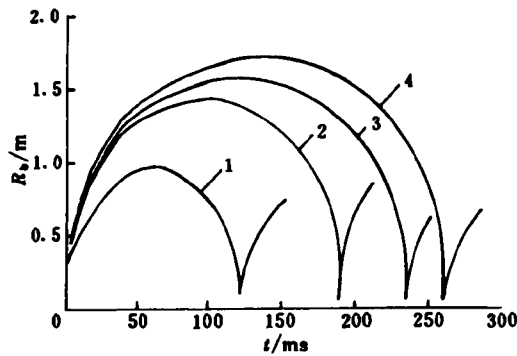


图 2 气泡脉动的 R_b-t 关系曲线

Fig. 2 Relationship between R_b and t of the pulsed bubble

1. No. 2 AN $W=1\text{kg}$ $H=10\text{m}$; 2. TNT $W=1\text{kg}$ $H=10\text{m}$;
3. TNT $W=1\text{kg}$ $H=5\text{m}$; 4. No. 2 AN $W=5\text{m}$ $H=5\text{m}$

爆炸气泡脉动的周期分别约为 235,186ms,这与文献[1~2]实测得到的 233,173ms 吻合较好。图 2 还表明,在相同的药量下,入水深度越大,脉动周期越短;入水深度相同,药量越大,脉动最大半径和周期越大;炸药威力越高,气泡脉动越剧烈。表 1 的计算结果说明水中压力也有与气泡脉动半径、周期相同的规律,但压力受人水深度的影响不大。与炸药的爆轰压力(GPa 量级)相比,气泡脉动引起的水中流场压力(MPa 量级)较小,但其作用时间(ms 量级)长,因而其总冲量及爆破破坏作用不可忽略。

表 1 $R=5\text{m}$ 处的水中压力Table 1 Pressures of water at $R=5\text{m}$ MPa

t/ms	TNT		NO. 2 AN	
	$W=1\text{kg}$		$H=5\text{m}$	
	$H=5\text{m}$	$H=10\text{m}$	$W=0.5\text{kg}$	$W=1\text{kg}$
0.010	21.616	21.673	13.583	15.221
0.020	17.956	17.996	12.974	11.382
0.030	13.182	13.215	11.369	7.993
0.040	11.365	11.397	3.340	5.689
0.050	8.288	8.314	2.466	4.214
0.070	4.056	4.102	1.608	2.663
0.095	3.122	3.168	1.155	1.821
0.120	2.588	2.634	0.932	1.414
0.195	1.789	1.835	0.645	0.919
0.245	1.513	1.559	0.556	0.776
0.395	1.078	1.123	0.423	0.567
0.545	0.865	0.910	0.359	0.469
0.795	0.676	0.720	0.302	0.389
0.895	0.627	0.672	0.287	0.361
0.995	0.587	0.631	0.275	0.343
1.095	0.554	0.598	0.150	0.328
1.445	0.465	0.514	0.143	0.292
2.020	0.390	0.433	0.137	0.254
3.020	0.317	0.360	0.131	0.220
4.020	0.278	0.319	0.128	0.202
5.490	0.242	0.283	0.126	0.185
6.490	0.227	0.263	0.127	0.178
7.490	0.214	0.254	0.131	0.172
9.490	0.196	0.236	0.134	0.163
12.490	0.179	0.217	—	0.154
14.490	0.170	0.208	—	0.149
17.000	0.162	0.199	—	0.145
21.000	0.152	0.188	—	0.141
26.000	0.143	0.178	—	0.135

5 结 论

- (1)根据一维不可压理想流体力学理论,建立了水中爆炸气泡脉动流场的基本方程;
- (2)计算了气泡脉动规律和水中压力的变化,计算结果与实测数据吻合较好;
- (3)炸药的威力、药量对气泡脉动半径、周期和水中压力有较大的影响;
- (4)炸药入水深度对气泡脉动特征有影响,但对水中压力影响不大。

参 考 文 献

- 1 Barnes R A, Hetherington J G, Smith P D. Bubble Screens for Underwater Shock Attenuation. *Explosives Engineering*, 1988, (3): 6~9
- 2 颜事龙,等. 工业炸药水下爆炸能量估算. *爆破器材*, 1993, 22(2): 1~4
- 3 丁长兴,等. 用最小二乘法求气泡能的固有常数. *爆破器材*, 1994, 23(3): 1~6
- 4 潘文全. *流体力学基础*. 北京:机械工业出版社, 1983. 187
- 5 李庆扬,等. *数值分析*. 武汉:华中工学院出版社, 1986. 179

NUMERICAL CALCULATION ON FLOW FIELD OF THE BUBBLE PULSE BY EXPLOSION UNDER WATER

Li Yumin, Ni Zhifang

(*Shandong Institute of Mining and Technology, Taian Shandong, 271019*)

ABSTRACT According to theory of one dimensional incompressible flow, the basic equation on flow field of the bubble pulse by explosion under water is built up in this paper based on isentropic expansion of detonation products. The radius period of oscillation of the bubble and the water pressures are calculated numerically with Runge-Kutta method. The calculating results are unanimous with that of experiments.

KEY WORDS explosion in water, bubble pulse, water pressure, numerical method