

文章编号: 1001-1455(2009)02-0125-06

水下爆炸冲击波的近场特性*

师华强¹, 宗智^{1,2}, 贾敬蓓¹

(1. 大连理工大学船舶与海洋工程学院, 辽宁 大连 116024;

2. 工业装备结构分析国家重点实验室, 辽宁 大连 116024)

摘要: 通过求解球形一维流体动力学方程, 模拟了水下爆炸冲击波的产生和传播过程。在数值模拟中, 对 TNT 炸药采用标准的 JWL 状态方程, 对水采用 Two-phase 状态方程。应用 Level Set 方法确定爆炸产物和水的交界面的位置。对裸药球在无限水域爆炸进行了数值计算, 考察了网格大小对结果收敛性的影响, 分析了水下爆炸冲击波压力和比冲量的近场特性。最后通过数值拟合得到了冲击波压力峰值、比冲量和时间衰减常数的近似回归公式。

关键词: 爆炸力学; 近场特性; 数值计算; 冲击波; 水下爆炸

中图分类号: O382.1

国标学科代码: 130 · 3520

文献标志码: A

1 引言

舰船遭受的载荷中, 水下爆炸产生的载荷最大, 水下爆炸产生的冲击波能够对舰船造成严重破损。因此, 对冲击波产生和传播过程的研究一直是舰船抗爆防护研究的重点。

由于水下爆炸冲击波非常复杂, 此方面的研究一直以试验研究为主^[1-3], 但试验研究耗费巨大。计算机技术和计算理论快速发展, 使人们可以用数值计算的方法对水下爆炸冲击波进行广泛的研究。J. R. Britt 等^[4]运用线性球体波动理论编写了计算水下爆炸冲击波在弹性水底反射变化的 BOTREF 程序。S. K. Chan^[5]通过改进有限元网格模型, 在计算无限水域水下爆炸的冲击效应时提高了计算精度, 缩短了计算时间。梁龙河等^[6]开发了一个考虑热传导的拉格朗日一维不定常弹塑性流体力学计算程序 SINL, 对水下爆炸产生的气泡脉动规律、脉动周期、水中冲击波压力的变化等特性进行了研究。张振华等^[7]运用商业有限元程序 MSC/Dytran 对球形药包在无限水域中爆炸产生的冲击波进行了数值模拟, 通过计算结果和经验公式的比较, 研究了水的状态方程和计算参数对结果的影响。为提高水下爆炸冲击波数值模拟的精度, 方斌等^[8]研究了状态方程、网格密度、人工粘性对数值模拟结果的影响。李澎等^[9]用简单数值积分法求解了由拉格朗日形式流体动力学方程、Hugoniot 方程和能流密度方程组成的偏微分方程组, 计算中不同距离处的冲击波峰值由单点初始数据计算, 适当选取起算参数, 计算结果在 5 倍装药半径以外的爆炸远场符合良好。

以往的研究大多关注冲击波的远场特性, 比如 B. V. Zamyshlyayev 等^[10]和 R. H. Cole^[11]关于冲击波压力和比冲量的经典经验公式的适用范围都是在远场。而关于冲击波近场特性的数据很少, 因为冲击波近场的试验测量很困难, 而且数值计算难度也很大。但冲击波近场特性对于深入了解冲击波的传播规律有重要意义, 有利于确定已经传播很远的冲击波波前传播的条件, 估算压力波释放的全部能量^[11]。因此, 研究水下爆炸近场特性, 特别是 $1 \leq R/R_0 \leq 6$ (R_0 为药包的特征尺寸, R 为测点距离) 范围内冲击波压力和比冲量的衰减规律, 对了解水中兵器毁伤效应和舰船抗爆防护都有重要意义。本文中采用 Level Set 方法^[12], 建立爆炸物和水多相流体近场爆炸的数学模型。通过大量的参数研究, 获得水下爆炸冲击波近场的传播规律, 重点分析冲击波压力和比冲量在近场的衰减规律。

2 流体动力学方程的建立

2.1 基本控制方程

对于强爆炸过程, 冲击波的传播通常被认为是绝热的, 流体的粘性也可以忽略, 流体的运动方程可以用 Euler 坐标来描述。考虑一个球形药包在无限水域中的爆炸问题, 由于几何对称性, 该问题可以简化为球形一维模型。

忽略热传导效应、无粘的一维流体运动方程为

* 收稿日期: 2007-09-20; 修回日期: 2007-11-20

作者简介: 师华强(1981—), 男, 博士研究生。

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial r} = \mathbf{W}(\mathbf{U}) \quad t \times r \in [0, \infty) \times [0, r_\lambda] \quad (1)$$

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ e + \rho u^2/2 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ (e + \rho u^2/2 + p)u \end{pmatrix}, \quad \mathbf{W}(\mathbf{U}) = -\frac{2}{r} \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 \\ (e + \rho u^2/2 + p)u \end{pmatrix} \quad (2)$$

式中: $[0, r_\lambda]$ 为空间上的计算间隔, ρ, u, p, e 分别为流体密度、速度、压强以及单位体积内能。

2.2 材料的状态方程

2.2.1 TNT 的状态方程

TNT 的状态方程采用标准的 Jones-Wilkins-Lee(JWL) 状态方程。JWL 方程描述爆压 p 和单位体积内能 e 及爆炸产物体积 V 之间的关系, 即

$$p = A \left(1 - \frac{\omega}{R_1 V}\right) e^{-R_1 V} + B \left(1 - \frac{\omega}{R_2 V}\right) e^{-R_2 V} + \omega \eta \rho_0 e \quad (3)$$

式中: $A=373.77 \text{ GPa}, B=3.7471 \text{ GPa}, R_1=4.15, R_2=0.9, \omega=0.35; \eta = \rho/\rho_0, \rho_0 = 1.63 \text{ t/m}^3, \rho$ 为爆炸产物密度; TNT 的 $e = 6.0 \text{ GJ/m}^3$ 。本文中爆速为 6.93 km/s , 爆压为 21 GPa 。

2.2.2 理想气体状态方程

方程(1)不能直接求解, 还需要流体材料的状态方程。假定爆炸产生的气体为理想气体, 其状态方程为 $e = p/(\gamma - 1)$, 其中 e 为单位体积内能, $\gamma = 1.4$ 。

2.2.3 水的状态方程

除了爆炸产物(气体)的状态方程, 还需要水的状态方程。物质在遭受冲击、产生大变形时, 其材料的热力学状态可能发生变化。当水下爆炸发生时, 爆炸中心附近的水在某一时刻某一区域可能是液态、气态或液态和气态混合状态。因此, 水下爆炸数值计算对水的状态方程要求更高。水的状态方程采用 Two-phase 状态方程。Two-phase 状态方程不仅可以描述仅有水或水蒸气的单一状态, 还能很好地描述水和水蒸气同时存在的状态。如图 1 所示, 压力-体积平面被饱和曲线分成 2 部分, 一部分只存在水或水蒸气, 另一部分是水和水蒸气同时存在。

只存在水或水蒸气的单一状态用 Mie-Grüneisen 方程描述, 即

$$p = p_r(V) + \frac{\Gamma(V)}{V}(e - e_r(V)) \quad (4)$$

式中: p, V, e 分别为流体的压强、体积和单位体积内能, $p_r(V), e_r(V)$ 分别为压强和内能在饱和曲线上的值。按一定的间隔制成表格, 在插值时使用。当水和水蒸气共存时

$$V = \alpha V_g + (1 - \alpha)V_l, \quad e = \alpha e_g + (1 - \alpha)e_l \quad (5)$$

式中: α 是单位体积内水蒸气质量占总质量的比例因数, V_g, V_l, e_g, e_l 是水蒸气达到饱和状态时单位体积内的水蒸气 and 水的体积和内能。由式(5)消去 α , 得 $(V - V_g)/(V_g - V_l) = (e - e_g)/(e_g - e_l)$ 。因而, 体积 V 可以隐式地求解, 再通过饱和曲线上压力和体积的关系即可求得压力 p 。

2.3 爆炸物和水的交界面的捕捉

为了对多介质可压缩流进行数值模拟, 将计算区域分成 2 部分, 即界面区域和界面外的区域。目前, 确定交界面位置的方法有 2 种: 界面捕捉法和界面跟踪法。本文中使用的 Level Set 方法是一种新的界面捕捉方法, 它能够成功地捕捉爆炸物和水交界面。首先在整个计算域内构造函数 $\phi(\mathbf{r}, t)$, Level Set $\{\phi=0\}$ 始终对应冲击波波前的位置, 定义冲击波波前 $\Gamma(t) = \{\mathbf{r} : \phi(\mathbf{r}, t) = 0\}$, 其中 \mathbf{r} 为位置向量。假设冲击波波前以流体速度 \mathbf{u} 移动, 则

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \phi \cdot \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{\partial \phi}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \phi = 0 \quad (6)$$

对于球形一维模型, 式(6)简化为

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u \frac{\partial \phi}{\partial r} = 0 \quad (7)$$

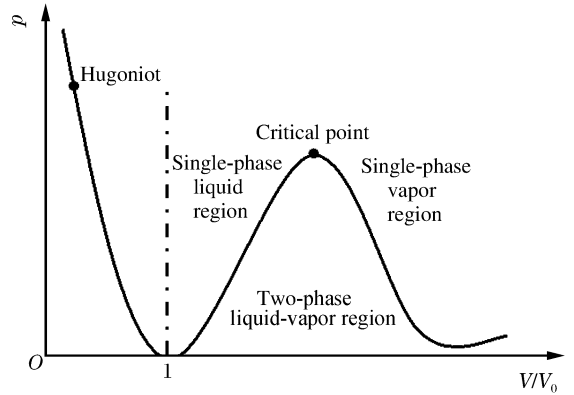


图 1 (p, V) 平面被饱和曲线分成的区域

Fig. 1 Regions of interest in (p, V) plane

3 数值计算及结果分析

为求解上面建立的流体动力学方程,使用 FORTRAN 语言编制了程序对上述方程组进行数值求解。

3.1 程序的验证

为了验证程序的可靠性,以 50 kg TNT 裸药球在无限水域中的爆炸问题为例进行了计算,网格大小取 1.5 mm。通过程序计算得到了冲击波压力和冲击波比冲量在时间、空间上的分布,并将计算结果与经验值进行比较,见图 2~3。

图 2 是测距 R 为 50、60、70 倍药包半径 R_0 处计算所得的冲击波压力时历曲线,并且与 B. V. Zamyshlyayev^[10] 经验值进行了比较,结果符合良好。从图中可以看到,冲击波在早期基本以指数形式衰减,当 $t > \theta$ (θ 为时间衰减常数)后,冲击波衰减变慢。

图 3(a)将中、远场冲击波压力峰值的计算值和经验值^[10]进行了比较。从图中看出,在 6 倍药包半径到 50 倍药包半径的中场区域,计算值比经验值略高,在 50 倍药包半径以外的远场区域计算结果与经验值符合良好。

图 3(b)对冲击波比冲量在中、远场的计算值和 R. H. Cole^[11]的经验值进行了比较。在 6 倍药包半径到 50 倍药包半径的中场区域计算值比经验值略低,在 50 倍药包半径以外的远场区域计算结果与经验值符合良好。

需要指出的是,本文中冲击波中、远场压力在时间、空间上分布的经验值的计算采用 B. V. Zamyshlyayev^[10]公式

$$p(t) = \begin{cases} p_m e^{-t/\theta} & t < \theta \\ 0.368 p_m (\theta/t) [1 - (t/t_p)^{1.5}] & \theta \leq t \leq t_p \end{cases}, \quad p_m = \begin{cases} 4.41 \times 10^7 (m^{1/3}/R)^{1.5} & 6 \leq R/R_0 < 12 \\ 5.24 \times 10^7 (m^{1/3}/R)^{1.13} & 12 \leq R/R_0 \leq 240 \end{cases}$$

式中: m 为装药质量,kg; R 为爆心距测点的距离,m; R_0 为药包初始半径,m; t_p 为冲击波正压作用时间,s; p_m 为压力峰值,Pa; t 为时间,s; θ 为时间衰减常数,s。

冲击波中、远场比冲量的经验值的计算采用 R. H. Cole^[11]公式

$$I = 5\,768 m^{1/3} (m^{1/3}/R)^{0.89} \quad R/R_0 \geq 6$$

综上所述,冲击波压力和比冲量在中、远场的计算值与经验值符合良好,从而验证了程序的可靠性。

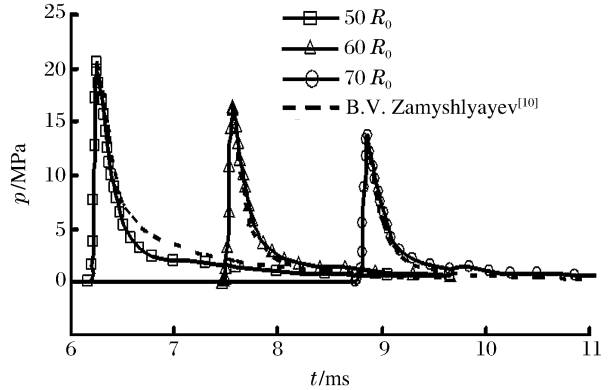


图 2 中远场不同测点处压力时程曲线的比较
Fig. 2 Calculated pressure-time curves compared with the experiential formula at the different measured points in the medium and far ranges

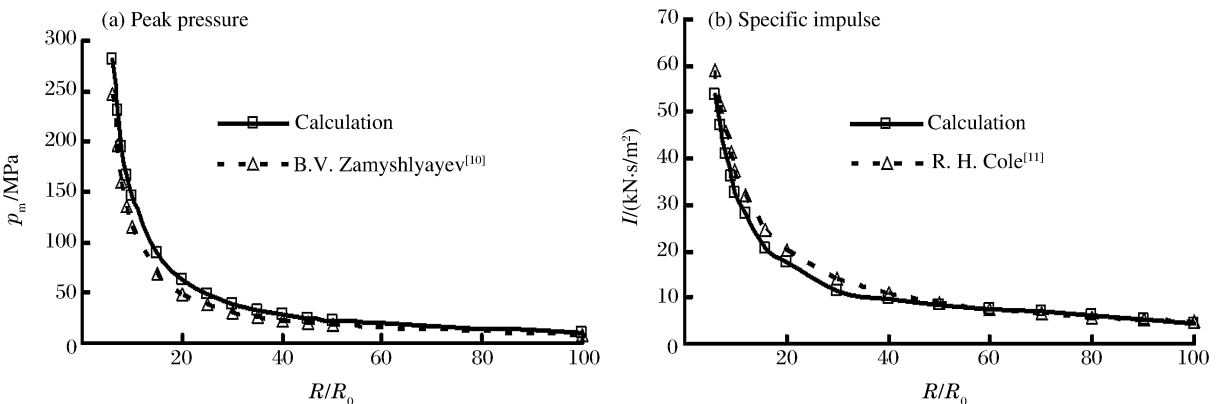


图 3 中、远场冲击波压力峰值和比冲量计算值与经验值的比较

Fig. 3 Comparison of peak pressure and specific impulse between the calculation and the experiential formula in the medium and far ranges

3.2 冲击波近场特性

3.2.1 收敛性

冲击波压力在近场变化剧烈,数值计算难度大。计算网格的大小对结果收敛性有很重要的影响,为此本文以 50 kg TNT 的裸药球在无限水域中的爆炸为例,采用了 6.0、3.0 和 1.5 mm 等 3 种网格,考察了不同网格情况下冲击波压力峰

值计算结果的相对误差。以 6.0 和 3.0 mm 等 2 种网格为例,冲击波压力峰值计算值的相对误差

$$\epsilon_r = \frac{|p_m(6.0 \text{ mm}) - p_m(3.0 \text{ mm})|}{p_m(3.0 \text{ mm})}$$

图 4 给出了 3 种计算网格下,冲击波压力峰值计算值的相对误差。从图中看出,网格越小,冲击波压力峰值计算值的相对误差越小,从而证明了计算结果的收敛性。在 1 倍药包半径处,网格取 1.5 mm 时的计算结果与 3.0 mm 的计算结果之间的相对误差已经小于 5%,计算精度满足要求。

3.2.2 相似性

相似定律认为:如果用来测量冲击波压力及其他特性的长度和时间的比例尺与药包尺寸均增加相同的倍数,则这些特性将不变^[11]。以质量为 50 和 400 kg 的裸药球在无限水域中的爆炸为例进行计算,质量为 50 kg 的药包的半径是质量为 400 kg 的药包半径的一半。通过计算发现,药包质量为 50 kg 时的计算网格长度为 400 kg 时的一半时(即计算网格长度 l 也满足上述比例尺),在测距为药包半径的相同倍数时,压力峰值几乎是一样的(见表 1),说明冲击波在近场也满足相似定律。

3.2.3 冲击波近场的压力和比冲量分析

由于冲击波在近场满足相似定律,那么只需考虑一种质量的药包就能得到冲击波的近场特性。因此,本文中重点分析 50 kg TNT 的裸药球在无限水域中爆炸时,冲击波近场的压力和比冲量特性。

图 5 为 2、3 和 4 倍药包半径处的压力时程曲线。为了看出这种变化,将计算值同 B. V. Zamyshlyayev^[10]的经验值进行了比较。在早期,冲击波基本以指数形式衰减,但大于时间衰减常数后,压力衰减比经验值快,表现出了与中、远场不同的特性。

图 6 为近场冲击波压力峰值在空间上的分布。可以看出,冲击波在近场的压力非常大,最高达到了 7 GPa,但衰减很快,到 6 倍药包半径处已经不到 0.3 GPa。

通过数值拟合得到了冲击波压力峰值 p_m 在近场 ($1 \leq R/R_0 \leq 6$) 的近似回归公式

$$p_m = 1.57 \left(\frac{m^{1/3}}{R}\right)^3 - 19.84 \left(\frac{m^{1/3}}{R}\right)^2 + 184.81 \frac{m^{1/3}}{R}$$

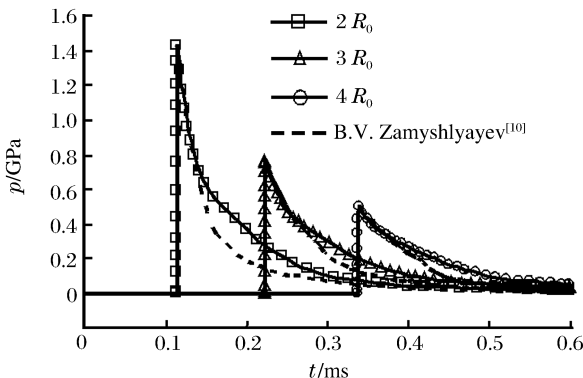


图 5 近场不同测点处压力时程曲线的比较

Fig. 5 Pressure-time curves in the short range

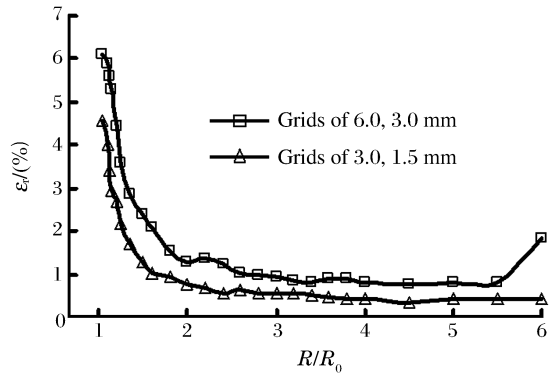


图 4 近场冲击波压力峰值相对误差的比较

Fig. 4 Comparison of relative error of peak pressure between different grids

表 1 质量为 50 和 400 kg 时压力峰值的比较

Table 1 Comparison of peak pressures between charges of 50 and 400 kg

R/R_0	m/kg	l/mm	p_m/MPa	R/R_0	m/kg	l/mm	p_m/MPa
1	50	1.5	7 174.1	1	400	3.0	7 156.7
2			1 429.6	2			1 427.1
3			762.0	3			759.9
4			503.5	4			502.7
5			368.0	5			367.7
6			288.3	6			288.0

图 6 近场冲击波压力峰值曲线

Fig. 6 Peak pressures in the short range

除了冲击波压力,冲击波比冲量在时间和空间上的分布对了解冲击波的近场特性也有重要意义。图 7 是测点在 2.0、2.5 和 3.0 倍药包半径处比冲量的时程曲线。当 $t > 6.7\theta$ 后,比冲量变化很小,说明计算比冲量时,时间积分上限选为 6.7θ 较合理。

图 8 给出了 $t = 6.7\theta$ 时近场比冲量在空间上的分布,为了看出这种变化趋势,将计算结果与 R. H. Cole^[11]的经验值进行了比较。近场比冲量计算值比经验值偏小,这是因为冲击波在近场的时间衰减常数 θ 很小,当 $R/R_0 = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ 时,冲击波近场时间衰减常数计算值 $\theta = 0.014, 0.052, 0.084, 0.101, 0.112, 0.121$ ms。

通过数值拟合得到冲击波比冲量 I 和时间衰减常数 θ 在近场 ($1 \leq R/R_0 \leq 6$) 的近似回归公式

$$I = 7\,855\, m^{1/3} \left(\frac{m^{1/3}}{R}\right)^{0.59}$$

$$\theta = 0.000\,4 \left(\frac{m^{1/3}}{R}\right)^2 - 0.015\,6 \frac{m^{1/3}}{R} + 0.167\,1$$

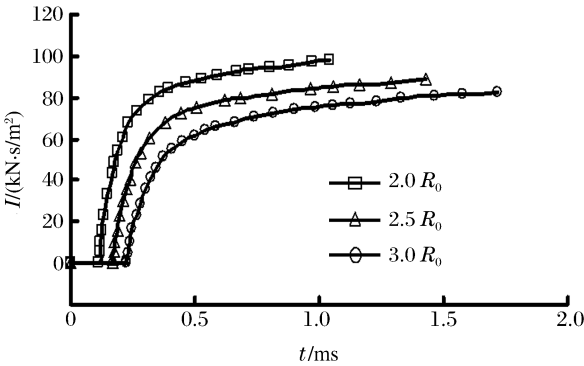


图 7 近场不同测点处比冲量时程曲线

Fig. 7 Specific impulse-time curves in the short range

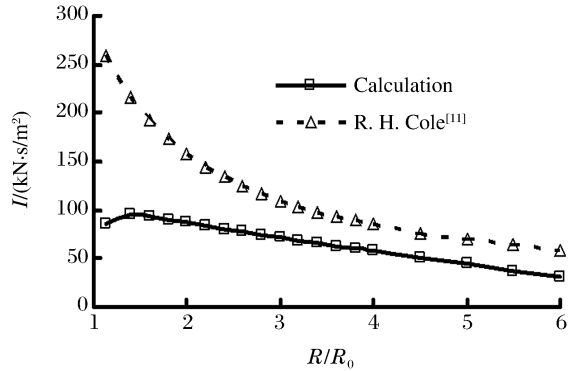


图 8 近场比冲量计算值和经验值的比较

Fig. 8 Specific impulses in the short range

4 结 论

采用 Euler 法描述一维流体动力学方程,建立了水下爆炸球形一维数值模型。水的状态方程选用 Two-phase 状态方程,运用 Level Set 方法捕捉爆炸物和水的界面。编制程序进行数值计算,重点探讨了水下爆炸冲击波的近场特性,并得到如下结论:

- (1) 水下爆炸冲击波近场压力变化剧烈,对水的状态方程要求高, Two-phase 状态方程不仅能描述水或水蒸气的单一状态,还能很好地描述水和水蒸气的混合状态,适合模拟水下爆炸冲击波的产生和传播过程。
- (2) 对裸药球在无限水域中爆炸进行了计算,将计算结果与经验值进行了比较,二者在远场符合良好,验证了程序的可靠性。
- (3) 分析了网格大小对计算结果收敛性的影响,当网格大小为 1.5 mm 时,计算精度满足要求,并验证了冲击波在近场也满足相似定律。
- (4) 通过数值拟合得到了冲击波近场的压力、比冲量和时间衰减常数的近似回归公式。

参考文献:

[1] 顾文彬,叶序双,张鹏祥,等. 浅层水中爆炸水底影响的试验研究[J]. 解放军理工大学学报,2001,2(2):55-58.
 GU Wen-bin, YE Xu-shuang, ZHANG Peng-xiang, et al. Experiment studies of bottom influence in shallow layer water explosion[J]. Journal of PLA University of Science and Technology, 2001,2(2):55-58.

[2] 池家春,马冰. TNT/RDX(40/60)炸药球水中爆炸波研究[J]. 高压物理学报,1999,19(3):199-204.
 CHI Jia-chun, MA Bing. Underwater explosion wave by a spherical charge of composition B-3[J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 1999,19(3):199-204.

[3] 俞统昌,王晓峰,王建灵. 炸药的水下爆炸冲击波性能[J]. 含能材料,2003,11(4):182-186.
 YU Tong-chang, WANG Xiao-feng, WANG Jian-ling. Underwater shockwave performance of explosion[J]. Energetic Materials, 2003,11(4):182-186.

[4] Britt J R. Bottom reflection of underwater explosion shock wave; Computer program[R]. AD-A204130, 1971.

- [5] Chan S K. An improvement in the modified finite element procedure for underwater shock analysis[R]. WAPD-T-2956, 1992.
- [6] 梁龙河,曹菊珍,王元书. 水下爆炸特性的一维球对称数值研究[J]. 高压物理学报, 2002, 16(3):199-203.
LIANG Long-he, CAO Ju-zhen, WANG Yuan-shu. One-dimensional numerical simulations of underwater spherical explosions[J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2002, 16(3):199-203.
- [7] 张振华,朱锡,白雪飞. 水下爆炸冲击波的数值模拟研究[J]. 爆炸与冲击, 2004, 24(2):182-188.
ZHANG Zhen-hua, ZHU Xi, BAI Xue-fei. The study on numerical simulation of underwater blast wave[J]. Explosion and Shock Waves, 2004, 24(2):182-188.
- [8] 方斌,朱锡,张振华,等. 水下爆炸冲击波数值模拟中的参数影响[J]. 哈尔滨工程大学学报, 2005, 26(4):419-424.
FANG Bin, ZHU Xi, ZHANG Zhen-hua, et al. Effect of parameters in numerical simulation of underwater shock wave[J]. Journal of Harbin Engineering University, 2005, 26(4):419-424.
- [9] 李澎,徐更光. 水下爆炸冲击波传播的近似计算[J]. 火炸药学报, 2006, 29(4):21-24.
LI Peng, XU Geng-guang. Approximate calculation of underwater explosion shock wave propagation[J]. Chinese Journal of Explosion and Propellants, 2006, 29(4):21-24.
- [10] Zamyshlyayev B V, Yakovlev Y S. Dynamic loads in underwater explosion[R]. AD0757183, 1973.
- [11] Cole R H. Underwater explosions[M]. New Jersey: Princeton University Press, 1948.
- [12] Sussman M, Smereka P, Osher S. A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow [J]. Journal of Computational Physics, 1994, 114:146-159.

Short-range characters of underwater blast waves

SHI Hua-qiang^{1*}, ZONG Zhi^{1,2}, JIA Jing-bei¹

(1. *Department of Naval Architecture, Dalian University of Technology, Dalian 116024, Liaoning, China;*

2. *State Key Laboratory of Structural Analysis for Industrial Equipment, Dalian 116024, Liaoning, China)*

Abstract: Blast wave produced by an outer-sphere charge exploding in water of infinite depth was numerically simulated by solving the one-dimensional hydrodynamic equations for an inviscid and non-heat-conducting flow. In the simulation calculation, a Jones-Wilkins-Lee equation of state for TNT and a two-phase equation of state for water were adopted. The interface between the explosion products and water was determined by using the level set method. Firstly, grid-size effects on the convergence of the calculated results were explored. And the characters of pressure and impulse of underwater blast wave in the short range were investigated in detail. Finally, the approximate formulas for the peak pressure, specific impulse and attenuation constant were obtained by curve fitting.

Key words: mechanics of explosion; short-range character; numerical calculation; shock wave; underwater explosion

* Corresponding author: SHI Hua-qiang
Telephone: 86-411-84708451-8303

E-mail address: xiaoqiang169@163.com