

近水面水下爆炸的数值研究¹⁾

符 松 王智平 张兆顺 崔桂香

(清华大学工程力学系, 北京 100084)

李润珊

(海军工程设计研究局, 北京 100841)

摘要 近水面水下爆炸后形成的冲击波很快与空气-水的自由界面相互作用, 产生折射激波和反射稀疏波, 这些波在形成初期是规则的, 但很快转变为不规则波. 伴随冲击波与自由界面的相互作用, 水面要上升直至被炸开. 这些复杂的物理现象对数值计算提出了很高的要求. 本文采用近期发展起来的位标函数方法以及高精度的 NND 格式来数值模拟冲击波、自由界面的运动及其相互作用, 获得了成功. 近水面水下爆炸时的一系列复杂的物理现象均得到了合理的再现. 与现有的跟踪自由界面运动的方法相比较, 本文方法更简洁, 更实用.

关键词 冲击波, 自由界面, 位标函数, 折射波, 稀疏波

引 言

近水面水下爆炸时产生一系列复杂物理现象: 水面受冲击波作用隆起形成水柱, 水面被炸开, 水滴飞溅, 使部分水柱尤其是中心部分成为气水混和物, 即产生了空心水柱, 随后水柱翻卷、下跌产生基浪. 这些复杂现象的产生是冲击波与气-水界面相互作用的结果. 在通常情况下, 水下冲击波与自由界面相互作用的初期会出现规则的折射波和反射波, 并且折射波为激波, 反射波为稀疏波. 随着冲击波的向外传播, 规则的折射波和反射波在某一时刻转化为不规则的折射波和不规则的反射波, 使水下近水面区域形成一不规则的反射死区, 大大降低爆炸威力. 实验还观察到, 不规则波形成后自由界面出现一自由平滑面, 超前于折射激波和反射稀疏波的传播, 同时这两个波不再在一点相交^[1].

传统的计算有自由界面运动问题的方法大都基于 MAC 方法, 如 FLIC^[2], PIC^[3], VOF^[4] 等. 这类方法要求有一套繁琐的示标记录程序, 在实际应用中, 计算的精度和稳定性都不够理想. 近年来 Glimm 等人还提出了一个波锋面捕捉法^[5], 能有效地反映有明确边界的流动特征. 这个方法基于 Riemann 问题解, 具有精度高且能准确反映物理特性的优越性, 已成功地应用于二维爆炸问题^[6,7]. 但是波锋面捕捉法不能内在地反映各种复杂的波形和各类波之间的相互作用, 而要求人们对波的特性有充分的预知, 在三维复杂问题中这一方法还有待于进一步完善.

¹⁾ 国家教委留学回国人员基金资助.

1993-09-27 收到第一稿, 1994-05-23 收到修改稿.

最近, Osher 和 Sethian 引进一个描述移动界面的 Hamilton-Jacobi 位标方程, 发展了一种新的计算界面传播的方法^[8], 使拓扑意义上的界面破裂和弥合能在任意维空间得到自然处理, 且不需要将锋面(如激波, 自由界面等)写成一个特定的函数. 在这种方法中, 自由界面只要给定一个初始位标函数, 随着界面流体的运动, 位标函数将作出相应的反映. 根据流动性质的差异, 流动控制方程可以是完整的 N-S 方程, 也可以是 Euler 方程. Mudler 等人将位标函数方法应用于可压缩气体动力学中的界面计算, 研究了有空气-空气和空气-氦气界面的 Rayleigh-Taylor 和 Kelvin-Helmholtz 型的不稳定性问题, 取得了成功^[9].

在本文中, 我们将位标函数方法应用于有气-水界面的强爆炸问题, 应用位标函数来再现冲击波与界面相互作用时所产生的各种复杂现象. 计算实践表明, 这一方法的应用是成功的, 且具有很大的优越性.

1 位标函数方法

位标函数方法讨论的是在 Euler 坐标系中建立流体界面的运动方程. 位标函数方法的基本原理是基于拓扑学的. 例如, 考虑一个二维空间 R^2 中的单位圆 $\Gamma(t)$ 以单位速度沿径向运动. 显然, 在任一时刻 t , 它的解仍是一半径为 $(t+1)$ 的圆. 但对于此圆的运动我们亦可通过考虑三维空间 R^3 中的一个位标函数 $z = \psi(x, y, t)$ 的变化来描述. 这里, 位标函数实际代表一个曲面, $\psi = 0$ 时 $x-y$ 平面上的点对应于传播曲线 $\Gamma(t)$, 即

$$\Gamma(t) = \{(x, y) | \psi(x, y, t) = 0\} \quad (1)$$

这样, 我们就可将锋面 $\Gamma(t)$ 在二维空间 R^2 中的运动与函数 $z = \psi(x, y, t)$ 在三维空间 R^3 中的演化对应起来, 但这要求我们建立初始的 $\psi(x, y, 0)$ 的值和曲面的运动方程.

ψ 的初值根据不同的物理问题, 可以有多种确定方法^[9], 下面仅说明位标函数所满足的控制方程. 从拓扑学的角度来看, 对于任一给定了初始值的位标函数 ($\psi = c$), ψ 将始终保持其不变性^[8]. 因而我们可以得出

$$\frac{D\psi}{Dt} = \frac{\partial\psi}{\partial t} + u_i \frac{\partial\psi}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

在复杂流场中(如本文中的冲击波与自由界面相互作用后的流场), 流体质点的运动速度 u_i 极为复杂, 可使 ψ 产生剧烈的变化. 因此, 方程(2)能够反映冲击波与自由界面相互作用后可能产生的各种复杂界面形状.

2 可压缩气-水运动方程

对于强爆炸过程, 冲击波的传播通常被认为是绝热的, 流体的黏性也可以忽略, 流体的运动方程可由 Euler 方程来描述. 在本文中, 我们仅考虑开阔水域中的近水面水下爆炸, 冲击波在空气、水的四周没有反射, 仅与自由界面有相互作用, 是一

个典型的轴对称问题. 在柱坐标系中, 方程为

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial y} + \frac{\partial F}{\partial r} = H \quad (3)$$

其中

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u(e + p) \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v(e + p) \end{bmatrix}, \quad H = -\frac{v}{r} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e + p \end{bmatrix}$$

在这里, y 为垂直初始自由界面的轴向坐标, $y = 0$ 表示初始自由界面; r 为平行初始界面的径向坐标, $r = 0$ 表示对称轴. 方程 (3) 对空气和水中的冲击波传播都适用, 所不同的只是它们的总能 e 的表达式亦即状态方程不一样. 在实际计算过程中, 我们导出了一个对水和空气均适用的总能量表达式^[10](内含位标函数), 因而对空气和水不需要分别求解, 只需求解同一套方程组即可.

由于我们现在所采用的是固定的 Euler 网格, 在冲击波与自由界面相互作用后, 界面必定要向上运动, 于是不可避免地会出现气-水混合格网, 对混合格网的处理一直是一个难点. 在引入空气的质量份额来作为位标函数 ψ 后, 整个爆炸场中流体的总能量 e 均可表示为^[10]

$$e = \frac{1}{2}\rho u^2 + \frac{\psi C_{v, \text{气}} + (1 - \psi)C_{v, \text{水}}}{\psi R_{\text{气}} + (1 - \psi)K} [p + (1 - \psi)B] + (1 - \psi)B + \rho g y \quad (4)$$

这里, $C_{v, \text{气}} = 7175 \text{ J/(kgK)}$, $R_{\text{气}} = 287 \text{ J/(kgK)}$ 分别表示空气的等容比热和气体常数, $C_{v, \text{水}} = 182 \text{ J/(kgK)}$, $K = 1120 \text{ J/(kgK)}$ 分别表示水的等容比热和常数, $B = 3000 \text{ atm}$ 为水的另一状态常数, g 为重力加速度.

在本文中, 由于所选用的位标函数 ψ 的物理意义为空气的质量份额, 所以位标函数初始场的给定就非常简单、清楚, 即取为

$$\psi = \begin{cases} 1, & y > 0 (\text{表示纯空气}) \\ 0, & y < 0 (\text{表示纯水}) \end{cases} \quad (5)$$

3 数值方法

在实际计算过程中, 位标方程 (2) 和 Euler 方程 (3) 必须联立求解, 但前者为非守恒形式, 后者为守恒形式. 实际上, 方程 (2) 亦可写作守恒形式

$$\frac{\partial \rho \psi}{\partial t} + \frac{\partial \rho u \psi}{\partial y} + \frac{\partial r \rho v \psi}{r \partial r} = 0 \quad (6)$$

若以此方程为基础来求解位标函数 ψ , 那么它与方程 (3) 一起可看作是一个统一的守恒型联立方程组, 求解也可方便地基于一套格式, 这也是通常的做法. 但根据 Mudler 等人在气体动力学问题中的经验^[9], 求解 ψ 的非守恒形式方程 (2) 更有益于 ψ 的精度, 因此, 在实际计算中, 我们分别求解方程 (2) 和方程 (3).

对方程 (2) 的数值离散可用二阶精度的无振荡格式, 处理细节请参见文献 [10] 和 [9]. 对于 Euler 方程的数值离散, 我们选用 NND 格式^[11], 结果是令人满意的, 所捕捉到的激波精度比较高, 而且对膨胀区的流动细节的反映也比较好. 有关 NND 格式的详细情况请参阅文献 [11].

爆炸的初始条件是在水下 3m 处放置一个很小的高压高能圆柱, 其余场点为静止的大气和水. 在确定高能圆柱内的各参数时, 应保证高能圆柱内的总能量等于核爆炸后产生的冲击波的总能量, 该能量大体上是核爆总能量的 50%. 爆炸场计算域的外边界均取在静止的水与空气中, 因此, 外边界点上的流体介质的速度为零, 密度和压力皆为标准值.

根据 NND 格式的稳定性要求, 计算的时间步长应控制在库朗数小于 2/3. 在本文的实际计算中, 不采用时间分裂法而同时在 y 和 r 方向上进行求解, 因此, 时间步长应取

$$\Delta t \leq \frac{0.6}{\frac{u}{\Delta y} + \frac{v}{\Delta r} + a \sqrt{\frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta r^2}}} \quad (7)$$

其中, a 为声速且有

$$a = \sqrt{\gamma \frac{p + (1 - \psi)B}{\rho}} \quad (8)$$

$$\gamma = 1 + \frac{\psi R_{\text{气}} + (1 - \psi)K}{\psi C_{v\text{气}} + (1 - \psi)C_{v\text{水}}} \quad (9)$$

显然, 当 $\psi = 1$ 时, $\gamma = \gamma_{\text{气}}$, $a = a_{\text{气}}$; 当 $\psi = 0$ 时, $\gamma = \gamma_{\text{水}}$, $a = a_{\text{水}}$

4 计算结果分析

在本文中, 我们计算了冲击波当量为 250kt TNT 的核弹在水面下 3m 处爆炸时的情况. 图 1 给出了冲击波超压峰值随比距离 (即实际距离除以爆炸当量的立方根) 的变化. 从图 1 中可以看到, 我们数值计算所得到的结果 (孤立的方形点和三角形点) 与 Wigwam 实验数据 (心形点) 及 Snay 的理论分析值 (拟合线)^[12] 在爆炸的中、远场基本一致, 在近场有一定差别主要是因为所用的爆炸初始条件不同的缘故. 这一结果也证实了我们现在的方法在二维爆炸问题的计算中具有比较高的精度和可靠性.

水下冲击波在深水部分传播时基本上不受自由界面反射的稀疏波的影响, 保持球对称锋面, 但在浅水部分, 稀疏波在一定时间后会赶上原始冲击波, 从而形成一不规则反射区. 不规则反射区中的冲击波与规则区中的冲击波差别很大, 图 2 给出的是规则区和不规则区中距爆心同样距离的两点上的压力波随时间的变化 (实线表

示规则区中的压力波, 虚线表示不规则区中的压力波). 从图中可知, 规则区中的压力峰值明显高于不规则区中的压力峰值, 同时不规则区中波锋面到来的时间滞后于规则区中的波锋面, 这说明不规则区中的反射稀疏波削弱了爆炸冲击波的威力, 在不规则区中相对“安全”.

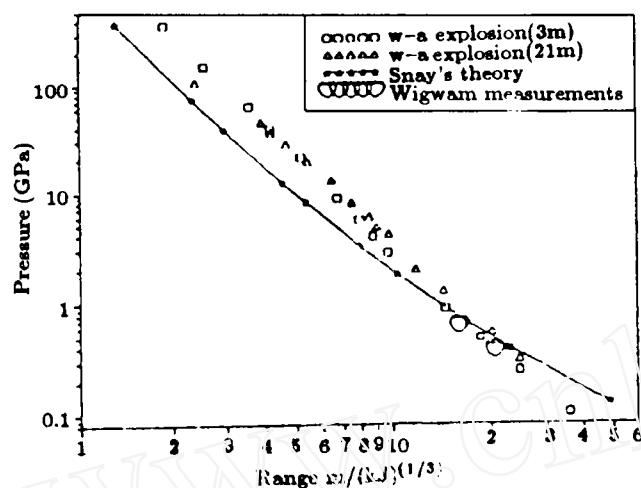


图 1 冲击波超压峰值随比距离的变化
Fig.1 Pressure versus range

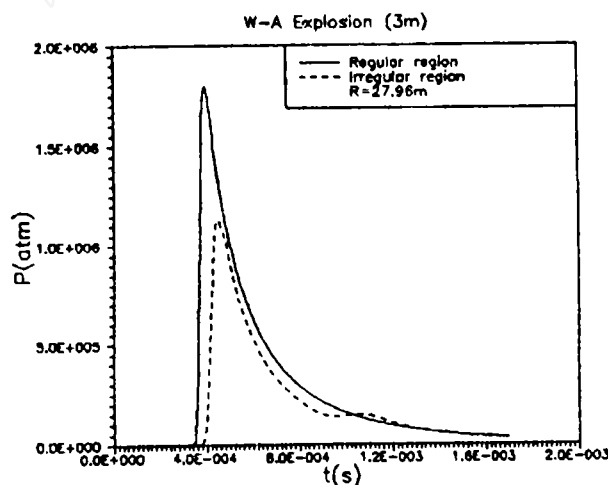


图 2 规则区和不规则区中的压力波
Fig.2 Regular wave and irregular wave

图 3 给出了对称轴上的水下冲击波和空中透射冲击波在几个不同时刻的压力波形, 可以十分清楚地看到透射激波的强度大大小于水中的冲击波. 图 4 中反映的是水面下的规则区和不规则区的分界面, 其中有 Kamegai 的计算结果 (短虚线)^[13]、Tait 理论分析值 (长虚线)^[13] 和本文的计算结果 (实线). 本文结果与 Tait 理论值较为接近, 因为本文亦采用了 Tait 形式的水的状态方程; 与 Kamegai 的结果有差别, 除了计算方法上的不同外, 可能更主要的是因为他所采用的水的状态方程形式很不一样.

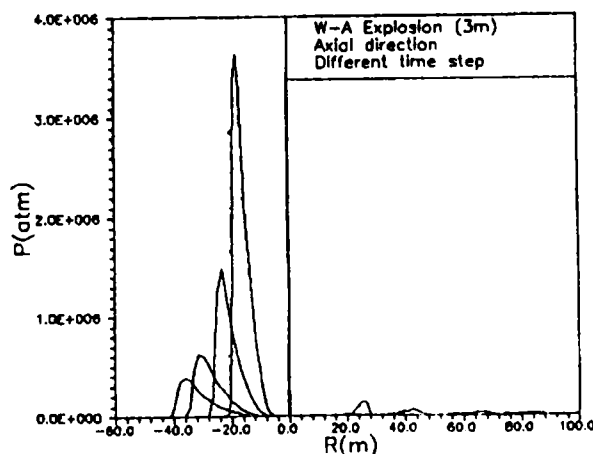


图 3 柱对称轴上不同时刻的压力波形
Fig.3 Blast wave at different time

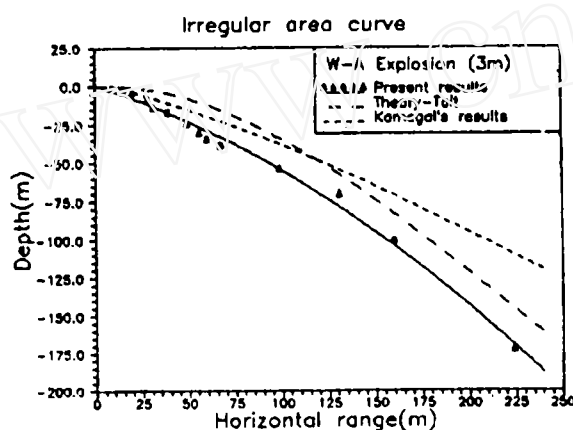


图 4 不规则区域边界的预测及比较
Fig.4 Irregular region boundary

水下 3m250kt TNT 浅水爆炸时的几个不同时刻的密度等值线和位标函数等值线分别在图 5 和图 6 中给出。由图 5 可以看出,爆炸初始时的折射激波基本上与水面重叠,一起向上运动,形成“喷水水墩”;但折射激波很快脱离上升的水面而独自在空气中传播,折射激波在空中的影响域开始时小于水下冲击波的影响域,但会加速扩大,直到比水下冲击波的影响半径大,并发展成一圆柱形状,迅速向高空发展;此外,我们还能观察到水柱的顶部被掀开,形成一空心水柱。这些现象主要可归结为两个因素:水面的向上运动和水柱的形成;爆心附近区域在能量释放出去后迅速膨胀,形成一低密度区,它与水面反射回来的稀疏波作用后也同时上升,最后冲出水柱,使水柱成为空心。水下冲击波在大部分区域都以球面向外扩张,但在靠近水面附近波锋面则逐步发展成非球面形状,正如 Kamegai^[13] 在计算中所得到的,这一区域中冲击波与稀疏波强烈作用,后者逐步超越前者,产生一非规则反射区。

从图 5 中我们还可以发现折射激波与水面的相交不在初始自由界面的高度,而在上升的水柱上的某一点,随着折射波的向外传播,这个相交点也会逐步下移;在

到达初始界面位置后, 折射波继续以大于水中入射冲击波的速度运动, 超前于水中冲击波. 折射波与初始界面相交的起始位置十分有意义, 它是另一重要的物理现象——“平滑面”产生的起始点. 平滑面的产生早在四十年代中期就在核试验中观察到^[1], 但至今人们对它的认识 and 了解还十分有限, 在国外同类问题^[13]的计算中也没有得到反映和描述. 在本文中, 我们再现了此平滑面的产生, 从图 5 的 (c) 和 (d) 中可以清楚地观察到所产生的平滑面, 还能知道此平滑面超前于水中冲击波及空中冲击波的传播. 平滑面产生以后, 折射激波不再与爆炸前的自由界面相交, 与水下冲击波自然更不相交, 平滑面成了它们之间的中介. 我们认为, 平滑面的出现是由于入射激波与透射激波在不同介质中的传播速度的差异而造成的, 当这两个波要相互错开时, 就需要一个自由平滑面来连接, 此平滑面是空气、水珠、水汽的混合物且传播速度很快.

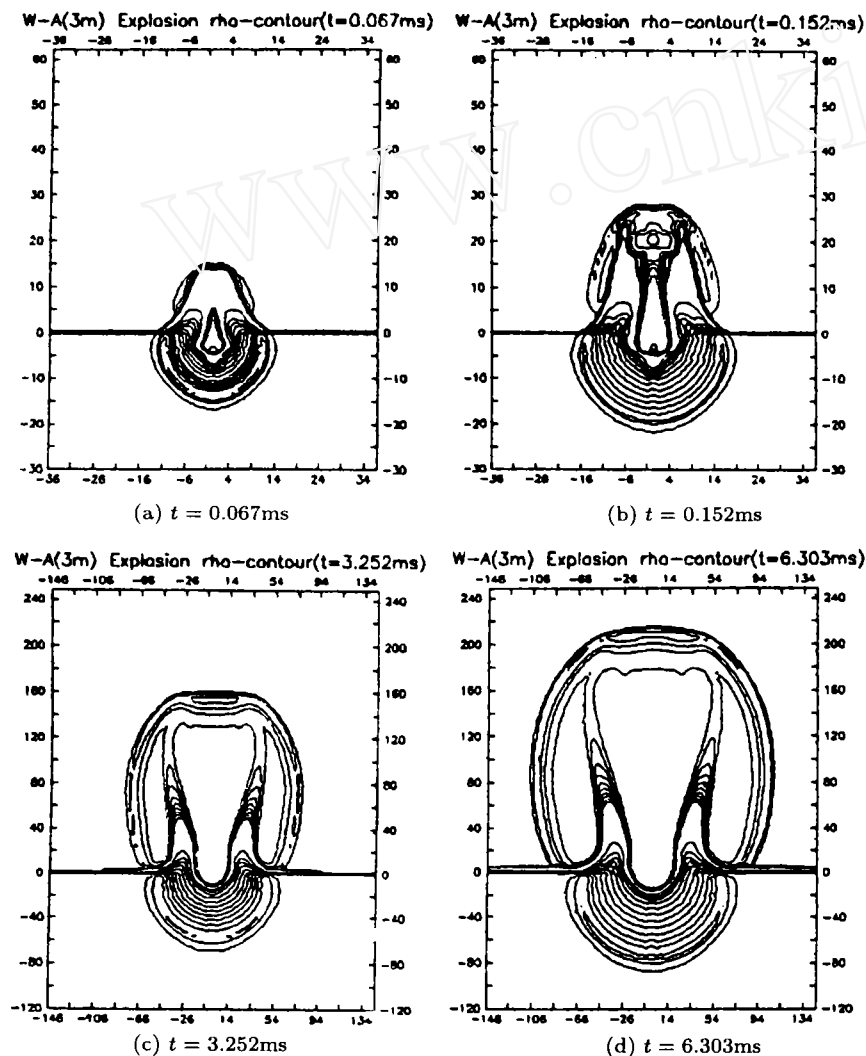


图 5 水下 3m 爆炸后的几个不同时刻的密度等值线图

Fig.5 Density contour at different time

图 6 给出的位标函数等值线图则进一步反映了近水面水下爆炸的一些重要物理现象. 在这里我们可以看到, 受冲击波影响的“界面”实际上是一个气-水混合区, 没有一个非常明确的界限. 由于位标函数 ψ 反映的是空气的质量份额, 所以在实际爆炸中, 气-水混合区意味着飞溅出来的水珠、水汽. 其产生原因可以认为是: 当冲击波在水面反射后, 反射区里的水介质迅速膨胀, 而折射激波则将这些稀疏的水珠拽入空中脱离水面, 从而产生气-水混合区. 位标函数同时也给出了水柱的运动变化情况. 水柱初始时随透射冲击波和爆心低密度区介质的上升而上升, 但上升到一定高度后, 其中心部分会受重力的影响而下降, 四周飞溅起来的气-水混合物仍可能继续上升和扩张, 并在上端出现翻卷现象. 水柱下降落回水面后形成一大坑, 同时会激起波浪.

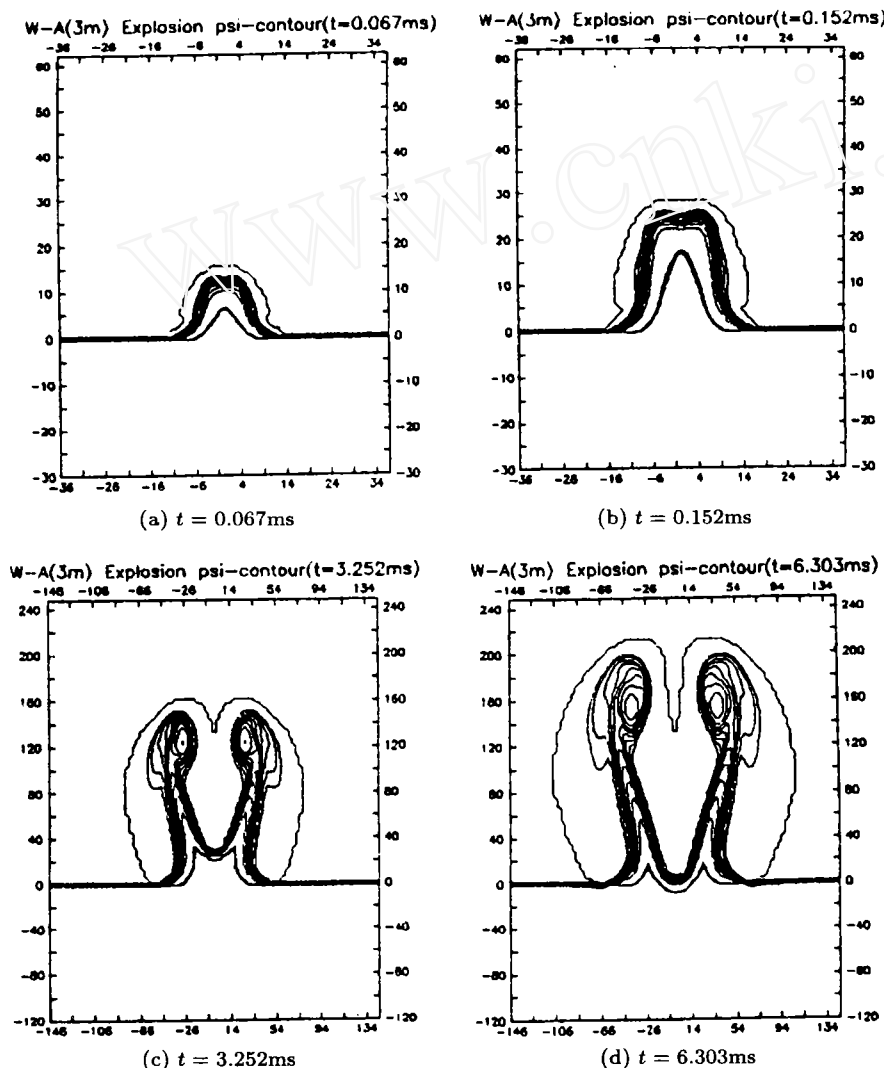


图 6 水下 3m 爆炸后的几个不同时刻的位标函数等值线图

Fig.6 Level-set function contour at different time

5 结 论

本文通过采用位标函数方法,成功地数值模拟了近水面水下爆炸问题.水下爆炸时冲击波与自由界面相互作用所产生的一系列复杂的物理现象,象空心水柱的产生和发展、冲击波在自由界面的反射和折射等,在本文的计算中基本得到了正确的再现.冲击波由初始的规则折射和反射迅速转变为不规则的波形,爆心低密度区的膨胀、上升,直至冲出水柱顶部的现象都与核试验中的观测基本一致.我们的数值研究表明折射激波的“脱体”发生在空中而不是通常认为的在水面,还首次在计算中再现了平滑面的产生和发展过程,分析了此平滑面产生的机理.最后,我们认为,与现有的跟踪自由界面运动的方法相比,本文方法更简洁,更实用.

参 考 文 献

- 1 Glasstone S. The effects of nuclear weapons, 1962
- 2 Ukeguchi N et al. *Computer and Fluids*, 1980, 8: 251-263
- 3 Harlow F H, Welch J E. *Phys Fluids*, 1965, 8(12): 2182
- 4 Hirt C W, Nichols B D. Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries, *J Comput Phys*, 1981, 39: 201-225
- 5 Chern I L, Glimm J et al. Front tracking for gas dynamics, *J Comput Phys*, 1985, 62: 83-110
- 6 Grove J W, Menikoff R. Anomalous reflection of a shock wave at a fluid interface, *J Fluid Mech*, 1990, 219: 313-336
- 7 Shubin G R. Sharp discontinuity tracking applied to explosion problems, *Computer and Fluids*, 1981, 9: 299-312
- 8 Osher S, Sethian J A. *J Comput Phys*, 1988, 79(1): 12-49
- 9 Mudler W, Osher S, Sethian J A. Computing interface motion in compressible gas dynamics, *J Comput Phys*, 1992, 100: 209-228
- 10 王智平, 近水面核爆炸的数值研究, 硕士论文, 北京: 清华大学, 1994, 3
- 11 张涵信, 无波动、无自由参数的耗散差分格式, *空气动力学学报*, 1988, 6(2): 143-165
- 12 Kamegai M, Computer simulation of underwater nuclear events, Rep. UCID-20697, 1986
- 13 Kamegai M, Computer simulation of irregular surface reflection of an underwater shock wave, Rep. UCRL-96675

NUMERICAL STUDY OF UNDERWATER EXPLOSION NEAR AIR-WATER SURFACE

Fu Song Wang Zhiping Zhang Zhaoshun Cui Guixiang

(*Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

Li Runshan

(*Naval Office of Engineering Design, Beijing 100841, China*)

Abstract The strong blast-wave generated from an intense underwater explosion interacts strongly with the air-water interface, forming refractive shock wave and reflective rarefaction wave. These waves are regular initially, but soon develops into irregular pattern. Accompanied with this interaction between the blast wave and the free surface, a spray dome forms and develops into a huge hollow water-column. These complex physical features put great demands on numerical computation that the numerics should be able to capture severe free-surface distortion and complex wave pattern. In the present work, we apply the level-set function approach to resolve the free-surface motion, the distortion of the surface and the interactions between air water interface and blast wave can be successfully captured. The present method is simple and second-order accurate. It provides an effective means for solving the problems involving free-surface motion.

Key words blast wave, free surface, level-set function, refraction wave, rarefaction wave