

DOI: 10.11883/bzycj-2021-0485

水介质初始参数设置对水下爆炸载荷的影响*

郑永辉, 魏继锋

(北京理工大学爆炸科学与技术国家重点实验室, 北京 100081)

摘要: 针对数值计算中水介质初始参数设置对水下爆炸载荷特性的影响开展了深入分析。基于参考状态参数确定了水介质状态方程形式; 从热力学角度分析了常用的两种初始参数设置方式, 提出了一种按等温假设设置初始参数的方式, 并对 LS-DYNA 中 INITIAL_EOS_ALE 关键字给出的参数设置结果进行了分析; 采用 LS-DYNA 程序进行一维球形装药水下爆炸数值计算, 分析了 3 种设置方式下爆炸载荷特性的差异, 并与已有研究成果进行了对比。结果表明: 当仅改变水介质内能项时, 参数按等容过程变化, 流场压力源于外界传热, 与实际深水环境严重不符; INITIAL_EOS_ALE 关键字给出的参数设置结果与仅改变水介质密度(等内能过程)接近, 水温变化规律与真实环境不符; 按等内能过程和等温过程设置初始参数时, 水下爆炸载荷特性计算结果基本相同, 与已有成果吻合; 综合分析认为, 按等温形式进行初始参数设置方式较优。研究成果可为水下爆炸尤其是深水爆炸数值仿真提供参考。

关键词: 水下爆炸; 初始压缩比; 初始内能; 冲击波; 气泡

中图分类号: O389; TJ02 国标学科代码: 13035 文献标志码: A

Effect of initial parameter setting of water on load characteristics of underwater explosion

ZHENG Yonghui, WEI Jifeng

(State Key Laboratory of Explosion Science and Technology, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract: The effect of the initial parameter setting of water medium on underwater explosion load characteristics in numerical simulation is studied. Firstly, based on the parameters under reference state, a kind of polynomial equation of state (EOS) is chosen as the EOS of water medium. Secondly, from the perspective of thermodynamics, two existing setting modes of initial parameters are analyzed, and a new setting mode following isothermal process is proposed. In addition, the results of initial compression ratio, initial internal energy and acoustic velocity of water under different depths given by INITIAL_EOS_ALE keyword in LS-DYNA program are investigated and compared with other three modes. Finally, by using the LS-DYNA program, numerical simulations of underwater explosion under different depths are conducted with a one-dimensional spherical charge model. The differences of shock wave load and bubble pulsation characteristics among the first three setting modes are discussed, which are also compared with previous studies. The results show that the parameters of water medium change with depths according to isochoric process if only the internal energy term of water medium is changed. Hence, it indicates that the pressures under different water depths are caused by thermal conduction from external environment, which is seriously inconsistent with the actual deep water condition. Initial parameters given by INITIAL_EOS_ALE keyword are close to the results obtained by only changing the density of water (i.e., following isometric energy process), but the changing laws of temperature for these two modes are both inconsistent with the real environment. When the parameters follow equal internal energy process or isothermal process, the calculated load characteristics are close to each other, which are

* 收稿日期: 2021-11-18; 修回日期: 2021-12-25

基金项目: 国防科研基金(1020904)

第一作者: 郑永辉(1996—), 男, 硕士研究生, 3038169560@qq.com

通信作者: 魏继锋(1977—), 男, 博士, 副教授, weijifeng@bit.edu.cn

consistent with existed studies. It is concluded, therefore, that initial parameter setting mode based on isothermal process is better than other three modes. This conclusion can provide an important reference to ensure the accuracy of underwater explosion numerical simulation, especially for deep water explosion.

Keywords: underwater explosion; initial compression ratio; initial internal energy; shock wave; bubble

随着数值计算方法的进步和计算能力的提升,数值仿真技术为解决水下爆炸机理分析、结构响应机制规律揭示等科学技术难题提供了有力的手段。在水下爆炸数值仿真研究中,研究人员已对水介质状态方程、人工黏性系数、网格密度等影响计算精度的因素开展了较为细致的探讨^[1-3]。

在进行水下爆炸问题计算时,需设定水介质的初始参数以设置流场初始压力。已有研究中,大多采用以下两种方式:一是认为水介质密度变化很小,可忽略不计,仅通过改变内能设置流场初始压力^[4-6];二是认为流体静压力的增大导致水的密度增大,仅通过调整比容来设置初始压力^[7-8]。当采用前一种方式时,冲击波超压峰值随水深的增大略有减小^[6],后一种方式下的变化趋势则相反^[7]。可以看出,初始参数的设置方式会带来水下爆炸载荷计算结果的差异,而对此的细致分析尚未见报道。

除直接设置水介质初始参数外,也可通过施加重力、采用程序提供的特定功能等方式实现流场压力初始化^[9-10]。这些方式简化了操作,但程序仍需提供水介质的初始参数使其具有一定的压力。以 LS-DYNA 提供的关键字 INITIAL_EOS_ALE 为例,其说明文档指出,程序将采用一种迭代方法根据用户提供的压力计算介质的初始内能和比容^[11]。简而言之,该类方法其本质上也是对水介质的初始参数进行设置。

水介质初始参数设置本质上是对水介质参数随水深变化的规律的反映。本文中首先从常用的状态方程中选定符合参考状态时参数的水介质状态方程;然后从热力学角度分析现有两种设置方式对应的热力学过程,并给出第 3 种参数设置方式,同时以关键字 INITIAL_EOS_ALE 为例,对程序给出的初始化结果进行分析;随后采用 LS-DYNA 程序进行一维球形装药水下爆炸仿真研究,细致分析前三种初始参数设置方式对水下爆炸载荷特性的影响,并与已有研究成果进行对比;最后确定适当的初始参数设置方式。

1 水介质状态方程

数值仿真软件中常见的水介质状态方程为 Mie-Grüneisen 状态方程和 Polynomial 状态方程。Mie-Grüneisen 状态方程以冲击绝热线作为参考线,最终形式为:

$$p = \begin{cases} \frac{\rho_0 c_0^2 \mu \left[1 + \left(1 - \frac{\gamma_0}{2} \right) \mu - \frac{a}{2} \mu^2 \right]}{\left[1 + \mu - \sum_{i=1}^3 S_i \frac{\mu^i}{(1+\mu)^{i-1}} \right]^2} + (\gamma_0 + a\mu) e_V & \mu \geq 0 \\ \rho_0 c_0^2 \mu + (\gamma_0 + a\mu) e_V & \mu < 0 \end{cases} \quad (1)$$

式中: c_0 为参考状态下的声速; ρ_0 为参考状态下的密度; μ 为压缩比, $\mu = \rho/\rho_0 - 1$; γ_0 为 Mie-Grüneisen 系数; a 为体积修正系数; S_1 、 S_2 和 S_3 为试验拟合系数; e_V 为体积内能增量。

从 Mie-Grüneisen 状态方程的推导过程可以看出,该方程忽略了参考压力 p_0 项,内能项 e_V 实际上是相对于参考状态下的内能增量^[12]。在参考状态下, $\mu = 0$, $e_V = 0$, 进而求得 $p = 0$, 这与真实参考压力 $p_0 = 101325 \text{ Pa}$ 不符。现有仿真计算中,大多将 e_V 设置为一个非零值,以使 $p = p_0$ ^[8]。

Polynomial 状态方程一般是对 Mie-Grüneisen 状态方程或者试验数据拟合得到^[4,8], 常见形式为:

$$p = \begin{cases} A_1 \mu + A_2 \mu^2 + A_3 \mu^3 + (B_0 + B_1 \mu) \rho_0 e_M & \mu \geq 0 \\ T_1 \mu + T_2 \mu^2 + B_0 \rho_0 e_M & \mu < 0 \end{cases} \quad (2)$$

$$p = \begin{cases} a_1 \mu + a_2 \mu^2 + a_3 \mu^3 + \left(\sum_{i=0}^3 b_i \mu^i \right) \rho_0 e_M & \mu \geq 0 \\ a_1 \mu + (b_0 + b_1 \mu) \rho_0 e_M & \mu < 0 \end{cases} \quad (3)$$

$$p = \begin{cases} C_0 + C_1\mu + C_2\mu^2 + C_3\mu^3 + \left(\sum_{i=4}^6 C_i\mu^{i-4} \right) e_V & \mu \geq 0 \\ C_0 + C_1\mu + C_3\mu^3 + (C_4 + C_5\mu) e_V & \mu < 0 \end{cases} \quad (4)$$

式中: A_1 、 A_2 、 A_3 、 B_0 、 B_1 、 T_1 和 T_2 均为状态方程系数, e_M 为质量内能增量, a_1 、 a_2 、 a_3 、 b_0 、 b_1 、 b_2 和 b_3 均为状态方程系数, C_0 、 C_1 、 C_2 、 C_3 、 C_4 、 C_5 和 C_6 均为状态方程系数。

与 Mie-Grüneisen 状态方程类似, 式(2)~(3)也存在与实际压力不符的问题。式(4)在 $C_0 = p_0$ 时, 可满足 $\mu = 0$, $e_V = 0$ 以及 $p = p_0$ 。因此, 宜选择 Polynomial 状态方程式(4)作为水介质状态方程, 具体参数见表 1^[13]。

表 1 水介质状态方程参数

Table 1 EOS parameters of water

C_0/Pa	C_1/GPa	C_2/GPa	C_3/GPa	C_4	C_5	C_6
101 325	2.2	9.54	14.57	0.28	0.28	0

2 初始参数设置

2.1 设置方式及状态参数变化

根据水介质状态方程, 设置初始压力时可改变参量 μ 和 e_V 。现今大多数仿真研究是通过改变 e_V (方式 I) 来进行流场初始压力设置^[4-6]。从热学角度看, 方式 I 中不同水深下的水介质参数按等容过程 ($dV=0$) 变化, 此时外界做功为零, 流场的内能增量全部由外界传导的热量提供 ($dE_i = dQ$)。这表明采用方式 I 时, 流体静压力的增大单纯源于外界传热, 与重力等外力做功等因素无关, 这与实际深水环境以及加压模拟深水环境严重不符。

少数研究人员通过调整 μ (方式 II) 来进行初始压力设置^[7-8]。此时, 内能变化为零 ($dE_i = 0$), 即等内能形式, 外界对流体做功与外界向流体传导的热量之和为零 ($dE_i = dQ - pdV = 0$), 水介质被压缩后向外放出热量。为分析温度变化趋势, 引入含温度 T 的内能表达式^[14]:

$$\frac{e_V}{p_0} = 10 160 \frac{\Delta T}{T_0} + 0.63 \times 10^5 \times \frac{(1 - \rho_0/\rho)(0.71 - \rho_0/\rho)}{(\rho_0/\rho)^{4/3}} \left(1 - 2 \frac{\rho}{\rho_0} e^{-(\rho/\rho_0)^2} \right) \quad (5)$$

式中: $T_0 = 273 \text{ K}$ 。当 $0 \leq \mu \leq 0.025$ 时, T 随 μ 的增大而逐渐增大 (见图 1)。在实际深水环境中, 随着水深的增大, 水温逐渐减小^[15]; 在通过加压构造的模拟深水环境中, 水温与环境温度基本相同, 即温度可认为保持不变。因此, 从温度变化趋势的角度来看, 方式 II 与实际情况有一定的差距。

热力学研究结果表明, 温度到处相同是重力场的热平衡条件^[16]。据此, 本文中提出第 3 种初始参数设置方式, 即假设水介质参数随水深按照等温过程 ($dT = 0$, 方式 III) 变化。对于该方式, $\Delta T = 0$, 将式(5)代入式(4), 可得等温过程对应的状态方程。显然, 对于实际深水环境, 方式 III 只是一种粗糙的近似, 不过理论上优于方式 I 和方式 II; 对于模拟深水爆炸试验, 近似程度较高。

除上述设置方式外, 数值仿真软件往往也具备根据重力和水深信息或者设定的流体静压力计算水介质初始参数的功能, 只是用户往往无法直接获知其遵循的规律。现以关键字 INITIAL_EOS_ALE 为例, 通过读取不同水深下的流场压力初始化结果来初步了解 LS-DYNA 程序中 μ 和 e_V 随水深的变化规律 (方式 IV), 结果如图 1 所示, 可以看出, 方式 IV 对应的热力学过程接近方式 II。

图 1 中给出了 4 种设置方式在不同水深条件时的压缩比 μ 、内能增量 e_V 和温度变化 ΔT 的计算结果。方式 II 和方式 IV 的计算结果几乎重合, 二者均与方式 III 较接近; 方式 I 的计算结果与其他 3 种相去甚远。采用方式 II、III、IV 时, μ 随水深增加而增大; 采用方式 I 时 μ 则始终为零; 在同一水深处, μ 的值从小到大依次为: 方式 I、方式 IV、方式 II、方式 III。采用方式 I 和方式 IV 时, e_V 随水深增加而增大, 采用

方式 II 时 e_v 始终为零, 采用方式 III 时 e_v 随水深的增加而减小; 在同一水深处, e_v 的值从小到大依次为: 方式 III、方式 II、方式 IV、方式 I。采用方式 I、方式 II 和方式 IV 时, ΔT 随水深增加而增大; 采用方式 III 时 ΔT 始终为零; 在同一水深处, ΔT 的值从小到大依次为: 方式 III、方式 II、方式 IV、方式 I。

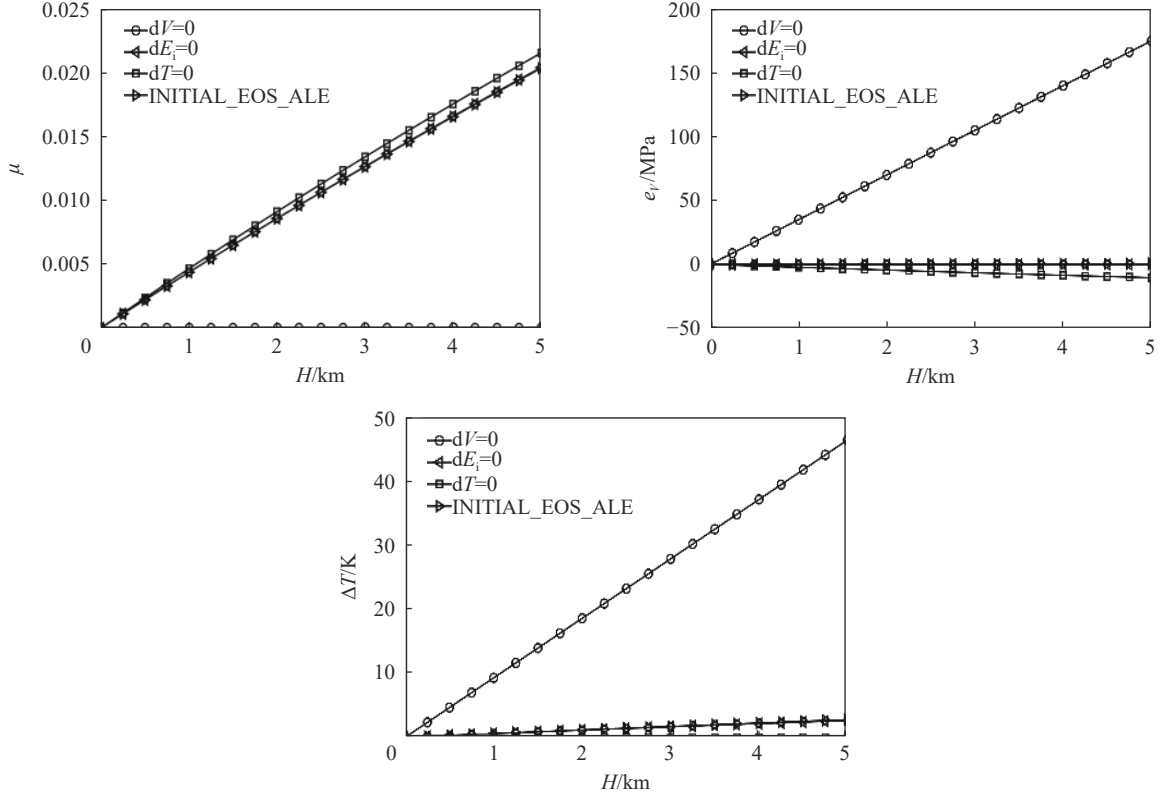


图 1 不同设置方式下的 μ 、 e_v 和 ΔT 值

Fig. 1 Values of μ , e_v and ΔT in different setting modes

2.2 流体可压缩性

流体的可压缩性决定流体内部微弱扰动波的传播速度, 即流体内部的声音传播速度, 因此常用声速 c 来表示流体的可压缩性。声速 c 的表达式为:

$$c^2 = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_S \tag{6}$$

式中: 下标 S 表示等熵过程。

当初始状态为 $(\mu_\infty, e_{v\infty})$ 时, 等熵压缩状态下的压力可表示为:

$$p = C_0 + C_1\mu + C_2\mu^2 + C_3\mu^3 + (C_4 + C_5\mu + C_6\mu^2) \left(e_{v\infty} + \int_{\mu_\infty}^{\mu} \frac{p}{(1+\mu)^2} d\mu \right) \tag{7}$$

于是, 声速可表示为:

$$c^2 = \frac{dp}{d\rho} = \frac{dp}{d\mu} \frac{d\mu}{d\rho} = \frac{C_1 + 2C_2\mu + 3C_3\mu^2}{\rho_0} + \frac{C_5 + 2C_6\mu}{\rho_0} \left(e_{v\infty} + \int_{\mu_\infty}^{\mu} \frac{p}{(1+\mu)^2} d\mu \right) + \frac{C_4 + C_5\mu + C_6\mu^2}{\rho_0} \frac{p}{(1+\mu)^2} \tag{8}$$

当 $\mu = \mu_\infty$ 时, 声速为:

$$c^2 = \frac{C_1 + 2C_2\mu_\infty + 3C_3\mu_\infty^2}{\rho_0} + \frac{C_5 + 2C_6\mu_\infty}{\rho_0} e_{v\infty} + \frac{C_4 + C_5\mu_\infty + C_6\mu_\infty^2}{\rho_0} \frac{p_\infty}{(1+\mu_\infty)^2} \tag{9}$$

图 2 中给出了 4 种设置方式在不同水深条件时的声速。从图 2 中可以看出, 随着水深的增大, 4 种方式下的水介质声速逐渐增大, 即可压缩性均出现减弱, 但减弱幅度不同, 由小到大的排序为: 方式 I、方式 IV、方式 II、方式 III。可见, 声速的变化与压缩比的变化情形一致。

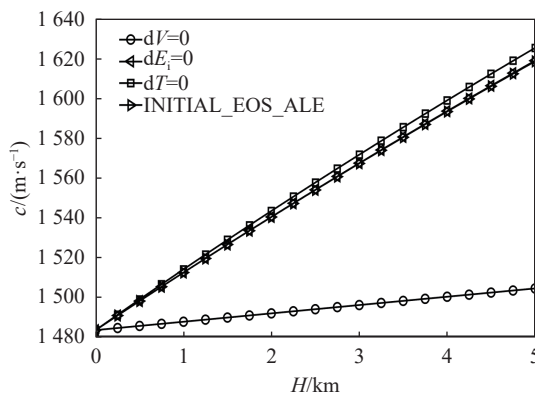


图 2 不同设置方式下的声速变化

Fig. 2 Acoustic velocity in different modes

3 初始参数设置对水下爆炸载荷的影响

3.1 数值仿真模型

建立了一维球对称水下爆炸数值仿真模型, 并应用 LS-DYNA 数值仿真软件进行计算。其中, 炸药采用 MAT_HIGH_EXPLOSIVE_BURN 材料模型以及 JWL 状态方程, 参数取自文献 [17]。水介质的状态方程采用式(4), 参数在表 1 中列出。

炸药选用 1 kg TNT, 水深范围 0 ~ 5 km, 由于方式 II 和方式 IV 对应的初始参数极为接近, 因此只对前 3 种方式, 各自对应的 μ 和 e_V 值取自图 1。为保证计算精度, 网格尺寸为装药半径的 1/100; 为减小边界反射冲击波对气泡脉动的影响, 水域半径取 237.2 m, 大于水深为 0 m 时声波在一个脉动周期内传播距离的 1/2。

3.2 冲击波载荷特性

选取水深为 5 km, 爆距 $R = 55R_0$ (R_0 为装药半径), 计算得到了 3 种方式下的冲击波压力-时间曲线, 如图 3 所示, 对应的冲击波到达时间 t_a 、超压峰值 ΔP_m 和正压持续时间 t_c 列于表 2 中。可以看出, 3 条曲线并不完全重合, 除方式 I 外, 其他 2 种方式的仿真结果相差较小; 方式 III、II、I 的 t_a 及 t_c 值依次减小, 而 ΔP_m 依次增大。该规律与流体可压缩性结果基本一致, 即流体可压缩性越弱, 冲击波到达时间越短, 冲击波超压峰值越大, 正压持续时间越短。

图 4 中给出了 $R = 55R_0$ 时 3 种设置方式在不同水深下获得的冲击波超压峰值、冲量 I 和能流密度 e_s , 其中, I 和 e_s 分别由下式给出;

$$I = \int_0^{t_c} (p - p_\infty) dt \quad (10)$$

$$e_s = \frac{1}{\rho_\infty c_\infty} \int_0^{t_c} (p - p_\infty)^2 dt \quad (11)$$

式中: e_s 为冲击波能流密度, ρ_∞ 、 c_∞ 分别为未扰动

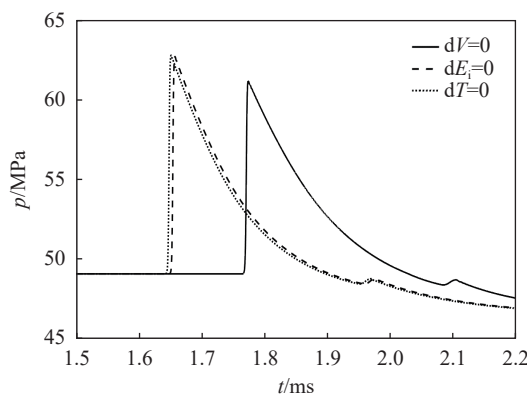


图 3 $H=5$ km 及 $R=55R_0$ 时 3 种方式下的冲击波压力-时间曲线

Fig. 3 Shock wave pressure-time curves in three modes when $H=5$ km and $R=55R_0$

流体的密度和声速, 为便于比较, 统一取 $\rho_{\infty} = \rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$, $c_{\infty} = c_0 = 1483.2 \text{ m/s}$ 。

表 3 中给出了冲击波载荷参数在 5 km 水深处相对于 0 m 的变化幅度。可以看出, 随着水深的增大, 采用方式 I 时 ΔP_m 逐渐减小, 其他 2 种方式则逐渐增大, 且变化幅度略大于方式 I。对于 I 和 e_s , 3 种方式给出的仿真结果均随水深的增大而减小, 方式 II 和 III 的变化幅度略小于方式 I。

表 2 $H = 5 \text{ km}$ 及 $R = 55R_0$ 时 3 种方式下的 t_a 、 ΔP_m 及 t_c

Table 2 Values of t_a , ΔP_m and t_c in three modes when $H = 5 \text{ km}$ and $R = 55R_0$

方式	t_a/ms	$\Delta P_m/\text{MPa}$	t_c/ms
I	1.7745	12.080	0.2676
II	1.6578	13.603	0.2587
III	1.6518	13.692	0.2581

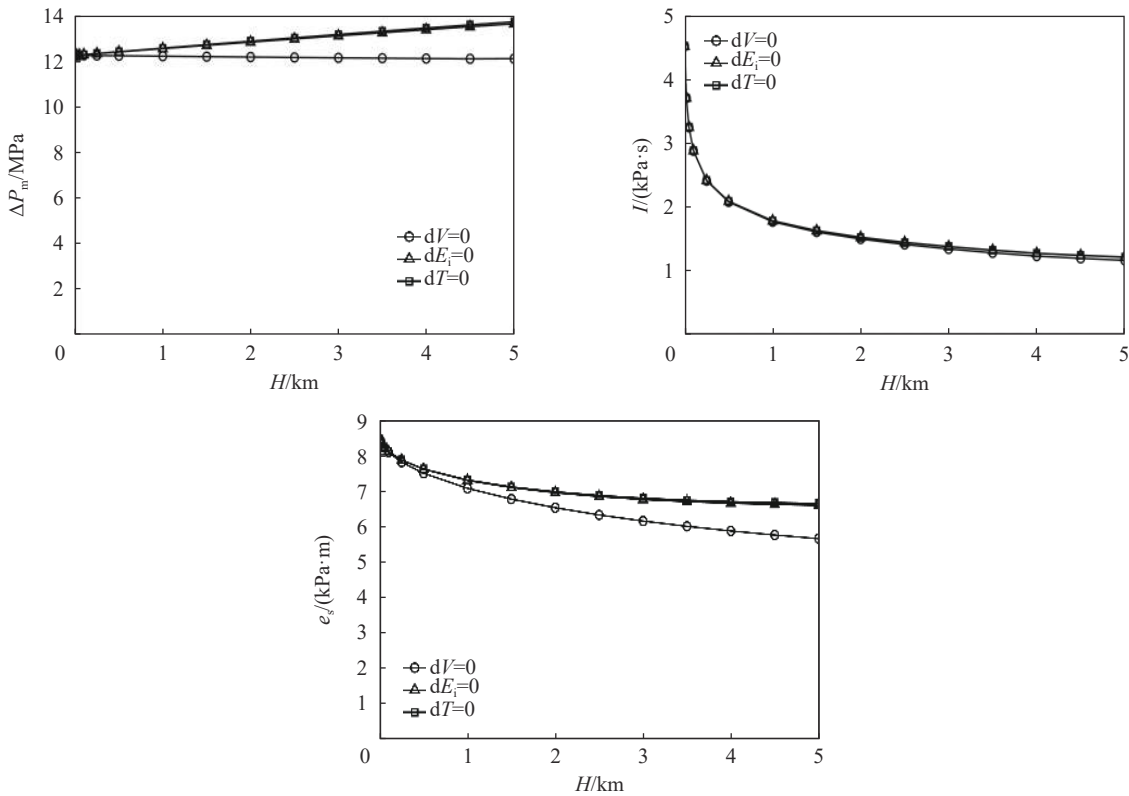


图 4 $R=55R_0$ 时不同水深下 3 种方式所对应的冲击波载荷参数

Fig. 4 Values of shock wave load in three modes when $R=55R_0$

表 3 冲击波载荷在 5 km 水深处相对于 0 m 的变化幅度

Table 3 Changing amplitudes of shock wave load when depth changes from 0 m to 5 km

方式	变化幅度/%		
	ΔP_m	I	e_s
I	-1.202	-74.304	-32.896
II	11.255	-73.227	-21.877
III	11.981	-73.171	-21.247

3.3 气泡脉动特性

分析 $H=5 \text{ km}$ 时 3 种设置方式下气泡的脉动曲线, 如图 5 所示, 相应的气泡最大半径 R_{\max} 和第 1 次脉动周期 T 列于表 4。可以看出, 除方式 I 外, 其余两条曲线基本重合; 方式 III、方式 II、方式 I 对应的

R_{\max} 和 T 依次增大。显然, 该规律与水介质压缩比的变化一致。由于气泡脉动与水介质的惯性密切相关, 当体积不变时, 水介质密度的增大导致其惯性增大, 在密度变化较小时惯性增幅有限, 因此, 3 种方式下气泡脉动曲线的差别并不明显。

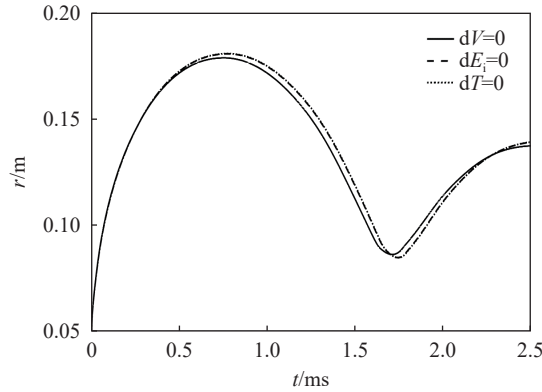


图 5 $H=5\text{ km}$ 时 3 种方式下气泡的半径-时间曲线

Fig. 5 Bubble radius-time curves in three modes when $H=5\text{ km}$

表 4 $H=5\text{ km}$ 时 3 种方式下对应的 R_{\max} 和 T

Table 4 Values of R_{\max} and T in three modes when $H=5\text{ km}$

方式	R_{\max}/mm	T/ms
I	178.722	1.7129
II	180.618	1.7445
III	180.731	1.7460

4 对比分析

4.1 冲击波载荷对比分析

自 20 世纪 60 年代起, 研究人员开展了较多的水深对冲击波载荷特性影响的研究。Baum 等^[18] 在模拟深水爆炸容器中进行了深水爆炸试验, 当 $1 < R/R_0 < 7$ 时, ΔP_m 在 $0 \sim 4\text{ km}$ 的模拟水深范围内基本保持不变。Vanzant 等^[19] 给出了 14.75 g Pentolite 炸药在更大爆距范围内的试验结果, 本文对其试验数据进行了线性拟合, 结果表明, ΔP_m 随水深的增大而略有增大, 且在较大爆距处的变化更明显, 如图 6 所示。钟帅等^[20] 开展了 $0 \sim 150\text{ m}$ 模拟水深水下爆炸试验, 指出 ΔP_m 也随水深增大而略有增加。Slifko^[21]、Xiao 等^[22] 也进行了类似研究, 不过试验在大洋中进行, 爆源和测点并不位于同一深度, 而且爆距较大, 与本文分析工况不符。

理论上, Baum 等^[18] 从相似性和量纲理论出发, 在浅水经验公式的基础上, 给出了考虑流体静压力时 ΔP_m 的计算式:

$$\Delta P_m = A \left(\frac{W^{1/3}}{R} \right)^\alpha \left(\frac{P_\infty}{B} + 1 \right)^{(N-\alpha)/N} \quad (12)$$

式中: A 和 α 为常数, 当 $6 \leq R/R_0 < 12$ 时, $A = 44.1\text{ MPa}$, $\alpha = 1.5$; 当 $12 \leq R/R_0 < 240$ 时, $A = 52.4\text{ MPa}$, $\alpha = 1.13$; $B = 304.9\text{ MPa}$ 为 Tait 状态方程中的常数; N 为几何指数, 对于球面冲击波, $N = 3$ 。

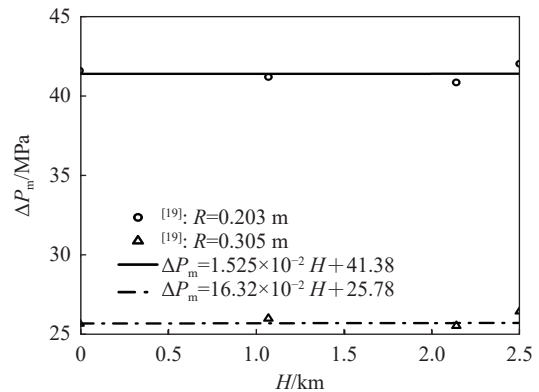


图 6 Vanzant 等^[19] 的试验结果及线性拟合曲线

Fig. 6 Test results from Vanzant et al^[19] and linear fitting results

式(12)表明, ΔP_m 随水深的增大而缓慢增大; 同时随着爆距的增大, α 逐渐减小, 流体静压力对 ΔP_m 的影响逐渐增大。

从前述研究中可以看到, 随着水深的增大, 采用方式 II 和方式 III 时 ΔP_m 会逐渐增大。从图 7 中可以看到, 5 km 水深条件下当 $7R_0 \leq R \leq 65R_0$ 时, 随着爆距的增大, 水深对 ΔP_m 的影响也在逐渐增大。图 8 为 $H=5$ km 时 3 种方式下 ΔP_m 计算结果相对于式(12)的误差。综合来看, 采用方式 II 和方式 III 获得的计算结果与试验值及理论值均较为吻合, 方式 III 的相对误差更小。

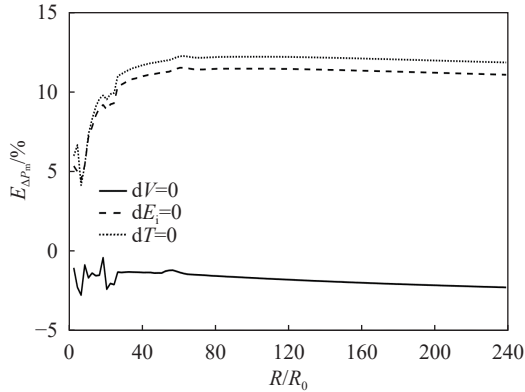


图 7 ΔP_m 在 5 km 水深处相对于在 0 m 处的变化幅度
Fig. 7 Changing amplitudes of ΔP_m when depth changes from 0 m to 5 km

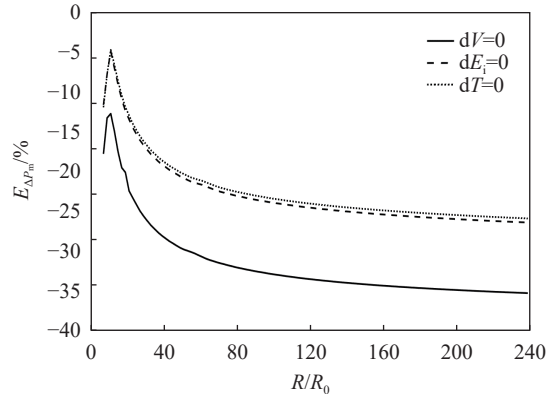


图 8 $H=5$ km 时 ΔP_m 相对于计算式(8)的误差
Fig. 8 Relative errors of ΔP_m between simulation results and calculation formulas when $H=5$ km

4.2 气泡脉动参数对比分析

Cole^[23] 基于不可压缩理论模型推导了 R_{max} 和 T 与水深和装药量的关系, Swift 等^[24] 基于试验数据给出了计算气泡脉动参数的经验公式:

$$R_{max} = 3.36 \frac{W^{1/3}}{(H + 10.3)^{1/3}} \tag{13}$$

$$T = 2.11 \frac{W^{1/3}}{(H + 10.3)^{5/6}} \tag{14}$$

Baum 等^[18]、Slifko^[21] 和梁浩哲等^[25] 借助试验进一步研究了气泡脉动参数随水深的变化规律, 其中, Baum 等^[18] 验证了 $R_{max} \propto p_{\infty}^{-1/3}$ 及 $T \propto p_{\infty}^{-5/6}$ 在大水深 ($H > 1$ km) 下的适用性。

图 9 中给出了 3 种方式下气泡脉动参数仿真结果相对于经验值的误差。可以看出, 在同一水深下, 方式 II、III 误差较小, 与经验值更接近, 且方式 III 的相对误差最小。

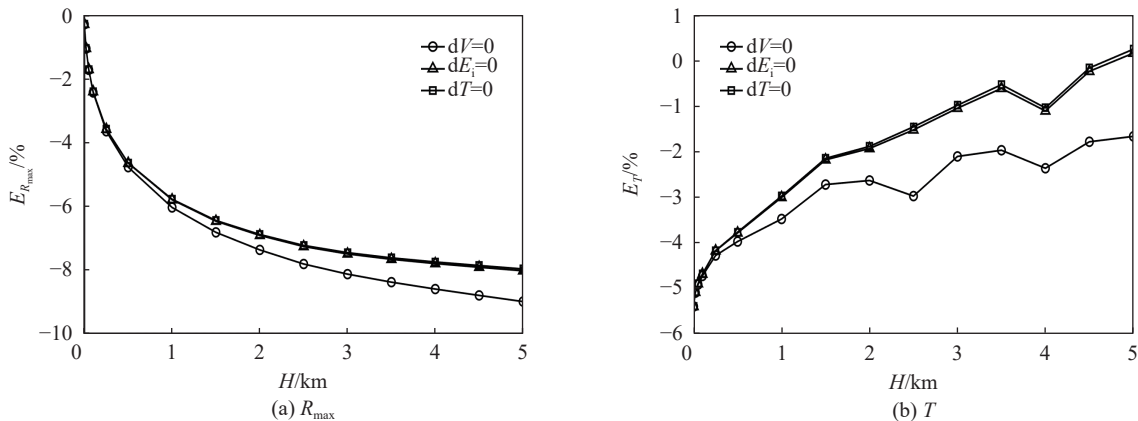


图 9 气泡脉动参数相对于经验值的误差
Fig. 9 Relative errors of R_{max} and T between simulation and empirical formula

4.3 设置方式合理性探讨

从热力学角度看, 2.1 节中已指出, 采用方式 I 时, 流体静压力的升高单纯由外界传热引起, 这与真实情形不符; 采用方式 II 和方式 IV 时, 温度随水深的增大而略有增大, 与实际情况有一定差距。采用方式 III 时, 水介质温度不随水深变化, 与模拟深水试验条件吻合, 与实际深水环境的吻合性较方式 I、II 和 IV 要好。从与已有成果的对比分析看, 方式 II、III 的结果与已有成果吻合较好; 相较而言, 采用方式 III 时载荷值的相对误差最小。综上分析认为, 初始参数设置宜选用方式 III, 方式 II 和方式 IV 次之, 在讨论水深影响时不建议选用方式 I。

5 结 论

分析了 4 种水介质初始参数设置方式对应的热力学过程, 并采用有限元数值仿真方法, 深入探讨了初始参数设置方式对水下爆炸载荷特性的影响, 并与相关试验与理论研究成果进行了对比分析, 主要结论如下。

(1) 根据参考状态下水介质参数, 选择式(4)形式的状态方程作为水介质状态方程; 其他常用状态方程均忽略了参考压力项, 无法满足参考状态下的水介质参数。

(2) 仅改变水介质内能增量 e_V , 流体压力源于外界传热, 与实际环境不符; 仅改变压缩比 μ 时, 水介质温度随水深的增大而略有增加; LS-DYNA 中 INITIAL_EOS_ALE 关键字给出的初始参数计算结果与等内能假定非常接近; 与上述 3 种方式相比, 本文提出的等温假定更符合真实深水环境以及模拟深水试验条件。

(3) 按等内能假定和等温假定设置初始压力时, 水下爆炸载荷特性结果接近, 与相关试验与理论研究成果吻合良好; 综合分析实际深水环境以及模拟深水试验条件, 在数值仿真计算的初始压力设置时, 宜选用本文提出的水介质参数等温变化假定。

参考文献:

- [1] 杨坤, 陈朗, 伍俊英, 等. 计算网格与人工粘性系数对炸药水中爆炸数值模拟计算的影响分析 [J]. 兵工学报, 2014, 35(S2): 237-243.
YANG K, CHEN L, WU J Y, et al. The effects of computing grid and artificial viscosity coefficient on underwater explosion numerical simulation [J]. *Acta Armamentarii*, 2014, 35(S2): 237-243.
- [2] WANG G H, WANG Y X, LU W B, et al. On the determination of the mesh size for numerical simulations of shock wave propagation in near field underwater explosion [J]. *Applied Ocean Research*, 2016, 59: 1-9. DOI: 10.1016/j.apor.2016.05.011.
- [3] 胡亮亮, 黄瑞源, 李世超, 等. 水下爆炸冲击波数值仿真研究 [J]. *高压物理学报*, 2020, 34(1): 015102. DOI: 10.11858/gywlb.20190773.
HU L L, HUANG R Y, LI S C, et al. Shock wave simulation of underwater explosion [J]. *Chinese Journal of High Pressure Physics*, 2020, 34(1): 015102. DOI: 10.11858/gywlb.20190773.
- [4] CHISUM J E, SHIN Y S. Explosion gas bubbles near simple boundaries [J]. *Shock and Vibration*, 1997, 4(1): 11-25. DOI: 10.3233/SAV-1997-4102.
- [5] 詹发民, 姜涛, 任佳宁, 等. 深水爆炸载荷数值仿真研究 [J]. *工程爆破*, 2013, 19(6): 9-12. DOI: 10.3969/j.issn.1006-7051.2013.06.003.
ZHAN F M, JIANG T, REN J N, et al. Numerical simulation of explosion load in deep-water [J]. *Engineering Blasting*, 2013, 19(6): 9-12. DOI: 10.3969/j.issn.1006-7051.2013.06.003.
- [6] 张亮. 典型装药深水爆炸特性研究 [D]. 北京: 北京理工大学, 2020: 56-57.
- [7] BRETT J M. Numerical modelling of shock wave and pressure pulse generation by underwater explosions: AD010558 [R]. Australia: Aeronautical and Maritime Research Laboratory, 1998.
- [8] SHIN Y S, LEE M, LAM K Y, et al. Modeling mitigation effects of watershield on shock waves [J]. *Shock and Vibration*, 1998, 5(4): 225-234. DOI: 10.1155/1998/782032.

- [9] 鲁忠宝, 南长江, 步相东, 等. 不同水深爆炸气泡运动特性仿真 [J]. *鱼雷技术*, 2009, 17(5): 15–18. DOI: 10.3969/j.issn.1673-1948.2009.05.004.
LU Z B, NAN C J, BU X D, et al. Simulation of moving features of underwater explosion bubble in different water depths [J]. *Torpedo Technology*, 2009, 17(5): 15–18. DOI: 10.3969/j.issn.1673-1948.2009.05.004.
- [10] 董琪, 韦灼彬, 唐廷, 等. 爆炸深度对浅水爆炸气泡脉动的影响 [J]. *高压物理学报*, 2018, 32(2): 201420. DOI: 10.11858/gywlb.20170580.
DONG Q, WEI Z B, TANG T, et al. Influence of explosion depth on bubble pulsation in shallow water explosion [J]. *Chinese Journal of High Pressure Physics*, 2018, 32(2): 201420. DOI: 10.11858/gywlb.20170580.
- [11] LSTC. LS-DYNA keyword user's manual Volume 1 [M]. LSTC, 2019: 2259-2260.
- [12] 李晓杰, 张程娇, 王小红, 等. 水的状态方程对水下爆炸影响的研究 [J]. *工程力学*, 2014, 31(8): 46–52. DOI: 10.6052/j.issn.1000-4750.2013.03.0180.
LI X J, ZHANG C J, WANG X H, et al. Numerical study on the effect of equations of state of water on underwater explosions [J]. *Engineering Mechanics*, 2014, 31(8): 46–52. DOI: 10.6052/j.issn.1000-4750.2013.03.0180.
- [13] PONSONNAILLE J P, EDJTEMAI N. Numerical simulation and analysis of fluid surge due to the rupture of a storage tank [C]// First European LS-DYNA Conference. England, 1997:1–5.
- [14] ОПЛЕHKO И П. 爆炸物理学 (下册) [M]. 孙承伟, 译. 北京: 科学出版社, 2011: 1311–1312.
ОПЛЕHKO И П. Explosion physics[M]. SUN C W, translate. Beijing: Science Press, 2011: 1311–1312.
- [15] 霍文娟, 韩震. 印度洋北部海域垂直剖面温度结构的参数模型 [J]. *海洋环境科学*, 2013, 32(3): 368–372,380.
HUO W J, HAN Z. Parametric model of seawater temperature profile in the Northern Indian Ocean [J]. *Marine Environmental Science*, 2013, 32(3): 368–372,380.
- [16] 王竹溪. 热力学 [M]. 北京: 北京大学出版社, 2011: 274–276.
- [17] LEE E L, HORNIG H C, KURY J W, et al. Adiabatic expansion of high explosive detonation products: UCRL-50422 [R]. Livermore, California, USA: Lawrence Radiation Laboratory, 1968.
- [18] BAUM F A, SANASARYAN N S. Effect of hydrostatic pressure on the parameters of an underwater explosion [J]. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 1965, 1(4): 33–38. DOI: 10.1007/BF00748810.
- [19] VANZANT B W, DEHART R C. Effect of hydrostatic pressure on shock waves from underwater explosions [J]. *Journal of Applied Physics*, 1965, 36(10): 3116–3117. DOI: 10.1063/1.1702934.
- [20] 钟帅. 模拟深水爆炸装药输出能量的研究 [D]. 安徽淮南: 安徽理工大学, 2007: 44–45.
ZHONG S. Study on energy output of explosive charge under simulated deep-water explosion[D]. Huainan, Anhui: Anhui University of Science and Technology, 2007: 44–45.
- [21] SLIFKO J F. Pressure-pulse characteristics of deep explosions as functions of depth and range: AD661804 [R]. Maryland: U. S. Naval Ordnance Lab, 1967.
- [22] XIAO P, YANG K D. Experimental results for peak pressure and sound exposure level in deep-sea explosions [J]. *Acoustics Australia*, 2015, 43(2): 175–178. DOI: 10.1007/s40857-015-0020-9.
- [23] COLE R H. Underwater explosion [M]. Princeton, USA: Princeton University Press, 1948: 270–276.
- [24] SWIFT E, DECIUS J C. Measurement of bubble pulse phenomena III: Radius and period studies in underwater explosion research [R]. Washington D C: Office of Naval Research, 1950.
- [25] LIANG H Z, ZHANG Q M, LONG R R, et al. Pulsation behavior of a bubble generated by a deep underwater explosion [J]. *AIP Advances*, 2019, 9(2): 025108. DOI: 10.1063/1.5086361.

(责任编辑 曾月蓉)