

基于修正光滑粒子流体动力学的爆轰波对金属球壳的压强数值模拟^{*}

周建辉¹, 孙新利¹, 聂 虎¹, 王克军²

(1 第二炮兵工程学院, 西安 710025; 2 96451 部队, 吉林靖宇 135200)

摘要:采用不同的聚心爆轰波初始阶段和聚心阶段的理论分别计算了球壳装药点起爆后金属球壳和金属球的压强。基于一种改进的 SPH 方法进行一点起爆的爆轰波传播以及对金属球壳推动压缩的数值模拟, 直观、形象地显示了爆轰波对金属球壳的压缩动态响应过程。仿真结果有效避免了传统网格算法具有的扭曲和缠绕, 并且与理论计算非常吻合, 验证了该算法在爆轰领域应用的正确性和可行性。

关键词:爆轰波; 压缩; SPH; 数值模拟

中图分类号: O383 **文献标志码:** A

Numerical Simulation of Metallic Sphere-shell's Pressure Caused by Detonation Wave Based on Modified SPH

ZHOU Jianhui¹, SUN Xinli¹, NIE Hu¹, WANG Kejun²

(1 The Second Artillery Engineering College, Xi'an 710025, China; 2 No. 96451 Unit, Jilin Jingyu 135200, China)

Abstract: The pressure of metallic sphere-shell and sphere-ball caused by spherical shell detonation was calculated with different theories about initial stage and converging stage of aggregated detonation wave. Based on the modified SPH method, one-point-explode detonation wave propagation and metallic sphere-shell compression were simulated, which intuitively and visually show the dynamic response process of the sphere-shell compressed by detonation. The results of simulation avoid distortion and intertwist in the conventional grid arithmetic and consistent with the theory analysis, which validate the rationality of the simulated model and arithmetic using the SPH method in the explosion field.

Keywords: detonation wave; compress; SPH; numerical simulation

0 引言

爆轰波的传播和对介质的压缩是个非常复杂的物理和化学过程。爆轰波驱动介质运动时, 壳体的弹塑性对运动初期的响应以及运动后期的渐进状态都有一定的影响。对于理想的爆轰波而言, 由于炸药的爆热是有限的, 所以聚心爆轰波波速不可能无限地增大, 其聚心爆轰波也不是自相似的。对于爆轰驱动而言, 更重要的是产物流场及其与壳体相互作用的描述, 这方面常用的基本假设是产物的等熵指数等于 3 的简单波流场, 这时可以根据壳体末运动时产物流场的函数形式, 给出推动壳体运动的压力或压强函数形式。对于初始的聚心爆轰波而言, 可以合理假设波后流场用平面 Taylor 波来近似求解。虞德水^[1]讨论了点爆散心波对称流动, 并给出了近似

解, 考虑了来自引爆区的稀疏波, 又引入简单波迭加法以求解飞片的运动过程, 与实验结果比较吻合。

随着计算机技术的发展, 仿真技术得到了广泛应用。光滑粒子流体动力学(smoothed particle hydrodynamics, SPH)方法^[2]是一种无网格粒子方法, 计算时无须网格, 因此能够有效地解决大变形问题。该算法最早由 Lucy^[3]提出并应用于天体物理学, 后来被广泛地应用于力学研究的各个领域, Swegle 首先用 SPH 方法模拟爆炸问题, Liu 等应用 SPH 方法模拟了聚能装药的爆轰过程, 并对高能装药的形状做了进一步分析, 强洪夫, 王坤鹏^[4]等基于改进的 SPH 方法进行了聚能射流的数值模拟, 得到的结果比传统的算法要好。

^{*} 收稿日期: 2008-09-23

作者简介: 周建辉(1984-), 男, 浙江江山人, 硕士研究生, 研究方向: 导弹战斗部可靠性及毁伤效应。

1 爆轰波对金属球壳的压强分析

1.1 计算的物理模型

文中主要研究的是球壳装药在一点起爆条件下的爆轰波绕射传播后对金属球壳、金属球的压缩情况。

图 1 中物理模型的具体尺寸^[5]如表 1 所列。

表 1 简易物理模型的尺寸表 cm

模型中结构的相对位置	尺寸
球壳装药外表面	20.0
金属球壳外表面	11.0
空气层表面	10.0
金属球外表面	4.0

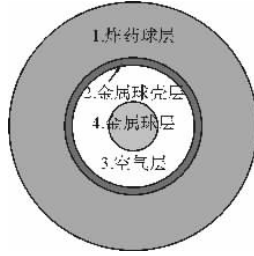


图 1 炸药球壳的物理模型

1.2 爆轰波对金属球壳的压强计算

在爆轰波到达金属壳体内表面之前爆轰产物可以是自相似的 Taylor 波,其性质与平面爆轰的简单波接近。当产物的等熵指数 $\gamma = 3$ 左右,可以近似认为柱、球壳体膨胀时产物流场中起驱动作用的右行波特征线的形状不受从壳体反射的左行冲击波或者稀疏波的影响,并可以忽略反射波后产物的熵增。利用 Riemann 不变量 α 的关系,把壳体内表面处产生的压强按照散心柱、球面 Taylor 波的一个高精度近似解^[6]表示为:

$$p_1 = p_j \left(\frac{r^2 - 1}{2r} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \left[\frac{3\gamma - 1}{\gamma^2 - 1} - \frac{2}{\gamma + 1} \sqrt{\frac{2N\gamma}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{R_1}{\tau} \right) + \frac{4}{\gamma + 1} \left(\sqrt{\frac{N\gamma}{\gamma + 1}} - 1 \right) \left(1 - \frac{R_1}{\tau} - \dot{R}_1 \right)} \right]^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \quad (1)$$

而后,爆轰波将继续向里传播,此时不应该当作曲面发散爆轰波来处理,而应该是聚心爆轰波。所谓聚心爆轰波指的是从球形或圆柱形炸药球外表面同时引爆所形成的爆轰波向球心或圆柱轴线同时会聚传播的情况。前苏联学者 Л. Д. Ландау 和 К. П. Станюкович 在不考虑反应区细节的情况下,得到了聚心波阵面趋于对称中心的压力增长规律为:在球面聚心波时有 $p \sim (R/R_0)^{-1.13}$,而对于柱面聚心波则为 $p \sim (R/R_0)^{-0.47}$ 。对于增长规律,不同的学者有不同的看法,几种近似理论解的增长指数表达式如表 2 所列,其中 $N = 1, 2$ 分别对应于柱面、球面聚心爆

轰波, v_G 为聚心爆轰波的自相似指数(取 0.63)。

对于密度为 $\rho_0 = 1860 \text{kg/m}^3$, C-J 爆速为 $D_{CJ} = 8500 \text{km/s}$, C-J 爆压为 $P_{CJ} = 32000 \text{MPa}$, 绝热指数 $\gamma \approx 3.0$ 的某高能炸药 HMX 而言,应用式(1)得到爆轰波到达金属球壳处的压强为 $P_1 = 45000 \text{MPa}$ 。

对于经过空气层飞行撞击金属球的冲击波而言,采用表 2 中的初始阶段近似理论,则非理想球面冲击波撞击金属球的压强分别为 104000MPa, 68000MPa, 160000MPa; 采用聚心阶段近似理论,则非理想球面冲击波撞击金属球的压强分别为 93000MPa, 132000MPa, 154000MPa, 162000MPa。

近似取它们各自的平均值,分别为 110000MPa 和 135000MPa, 如果再取上述两者的平均值,则得到冲击波撞击靶球的压强值约为 122500MPa。

表 2 有限半径炸药球的聚心爆轰波的增长指数 n

阶段	来源	p/p_1
初始阶段 $R/R_0 \sim 1$	孙承纬 ^[6]	$-N\gamma/2(\gamma+1)$
	Эельдович ^[6]	$-N\gamma/4(\gamma+1)$
	Berger ^[7]	$-2.4N\gamma/3.1(\gamma+1)$
聚心阶段 $R/R_0 \sim 0$	孙承纬 ^[6]	$-2N(\gamma-1)/3(\gamma+1)$
	Эельдович ^[6]	$-N(\gamma-1)/(\gamma+1)$
	Berger ^[7]	$-3N\gamma/4(\gamma+1)$
	Guderley ^[8]	$-2(1-v_G)/v_G$

2 基于修正 SPH 的数值模拟

2.1 材料的状态方程

各部分材料及状态方程如下,炸药材料为 HMX, 状态方程为 JWL 方程:

$$P(e, v) = A \left(1 - \frac{w}{R_1 \cdot v} \right) \exp(-R_1 \cdot v) + B \left(1 - \frac{w}{R_2 \cdot v} \right) \exp(-R_2 \cdot v) + \frac{w \rho_0 e}{v} \quad (2)$$

式中: ρ_0 为炸药球壳的初始密度, $\rho_0 = 1860 \text{kg/m}^3$; e_0 为炸药爆轰能量, $e_0 = 4290 \text{kJ/kg}$; $v = \rho_0/\rho$ 为相对体积; 其余参数 $A = 850 \text{Pa}$, $B = 323000 \text{GPa}$, $R_1 = 4.60$, $R_2 = 1.10$, $w = 0.35$ 。

金属球壳和金属球的材料均为铜, 状态方程为 Mie-Grüneisen 方程:

$$p(\rho, e) = \left(1 - \frac{1}{2} \Gamma \eta \right) p_H(\rho) + \Gamma \rho e \quad (3)$$

式中： $\eta = \frac{\rho}{\rho_0} - 1$

$$p_H = \begin{cases} a_0 \eta + b_0 \eta^2 + c_0 \eta^3 & \eta > 0 \\ a_0 \eta & \eta < 0 \end{cases}$$

其中： $a_0 = \rho_0 C_s^2, b_0 = a_0 [1 + 2(S_s - 1)], c_0 = a_0 [2(S_s - 1) + 3(S_s - 1)^2]$, 各参数如下：初始密度 $\rho_0 = 8930\text{kg/m}^3, \Gamma = 1.99, C_s = 3940, S_s = 1.489$ 。

2.2 数值模拟结果分析

针对高能炸药爆炸问题中密度梯度较大的情况,传统 SPH 方法^[2] 在间断面处计算不稳定,文中采用 Frank Ott 和 Erik Schnetter^[9] 提出的修正 SPH 方程组,方程组如下:

$$\frac{d\rho_i}{dt} = m_i \sum_j \mathbf{v}_{ij} \cdot \nabla_i W_{ij} \quad (4)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = - \sum_j m_j \left(\frac{P_j}{\rho_i \rho_j} + \frac{P_i}{\rho_i \rho_j} + \Pi_{ij} \right) \nabla_i W_{ij} \quad (5)$$

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{1}{2} \sum_j m_j \left(\frac{P_i}{\rho_i \rho_j} + \frac{P_j}{\rho_i \rho_j} + \Pi_{ij} \right) \mathbf{v}_{ij} \cdot \nabla_i W_{ij} \quad (6)$$

式中： $\nabla_i W_{ij}$ 表示核函数的空间导数， Π_{ij} 为人工粘度^[8]， $\mathbf{v}_{ij} = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j$ ，该修正方法用粒子数密度而不是质量密度来进行计算，这种插值对计算质量变化大的粒子相互作用有很好的效果。

炸药采用点起爆方式，起爆点为(0,0.2)，炸药球外表面定义为刚性壁面约束，爆轰波起爆后的爆轰波不会外泄。各部分粒子数配置从外到里逐渐加密，其中炸药为 8100 个粒子，金属球壳 900 个粒子，金属球层 2148 个粒子。光滑长度取 1 倍的粒子间距，时间积分采用蛙跳格式，其时间步长为 $0.5\mu\text{s}$ 。点起爆后的爆轰波传播过程图(见图 2)。

爆轰波起爆后首先会对与其相邻的金属球壳发生相互作用，同时爆轰波会向未爆方向绕射传播，并对该处的金属球壳进行压缩做功，其压缩过程图(见图 3)。

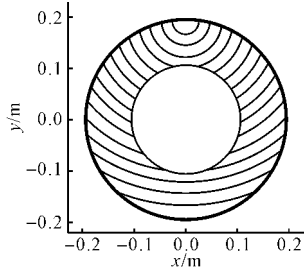


图 2 爆轰波绕射传播的波形结构图

通过软件本身的后处理部分,得到爆轰波到达金属球壳的压强是 478000MPa, 到达金属球体的压强为 125000MPa(见图 4)。与理论解析的结果基本吻合,证明了改进的 SPH 方法在爆炸模拟的可行性和正确性。

3 结论

在处理多介质、大变形问题时,网格方法在计算时不可避免的会出现网格的扭曲和缠绕,SPH 作为一种无网格 Lagrange 粒子法,能根本解决这一问题。文中基于 Ott-Schnetter^[9] 提出的修正 SPH 方程模拟了球壳装药在一点起爆时爆轰波对金属球壳压缩的整个

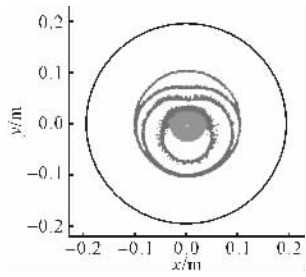


图 3 金属介质的压缩过程图

过程,算例模拟结果表明,这一修正能有效地避免传统 SPH 方法在处理大密度间断面时计算不稳定的情况。计算结果与物理现象和规律相一致,而且与计算的理论结果吻合得很好,表明该方法可用于类似的爆炸问题模拟。

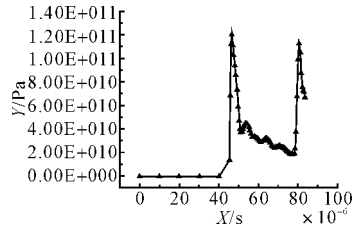


图 4 金属球层的压强变化图

参考文献:

- [1] 虞德水. 点爆发散爆轰驱动平板飞片的实验与计算研究[D]. 绵阳:中国工程物理研究院,2005.
- [2] Liu G R, Liu M B. 光滑粒子流体动力学——一种无网格粒子法[M]. 韩旭, 杨刚, 强洪夫, 译. 长沙:湖南大学出版社,2005.
- [3] L B Lucy. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis[J]. Astronomical Journal, 1977, 82(12): 1013—1024.
- [4] 强洪夫, 王坤鹏, 高巍然. 基于修正 SPH 方法的聚能装药射流数值模拟[C]// 第 17 届全国结构工程学术会议,2008.
- [5] 王少龙, 罗相杰. 核武器原理与发展[M]. 北京:兵器工业出版社,2005.
- [6] 孙承纬, 卫玉章, 周之奎. 应用爆轰物理[M]. 北京:国防工业出版社,2000:605—608.
- [7] Berger J, Favier J, Camion T. Theorie de L'onde de detonation cylindrique convergente[M]. Paris: Les Ondes de detonation, 1962.
- [8] Guderley G. Luftfahrtforschung [Z]. 1942, 19: 302—312.
- [9] Frank Ott, Erik Schnetter. A modified SPH approach for fluids with large density differences[J]. Physics/ 0303112.