

聚能装药线性射流形成的 SPH 数值模拟*

冯殿垒 刘谋斌[†]

中国科学院力学研究所, 北京 100190

摘要: 光滑粒子动力学(smoothed particle hydrodynamics, SPH)是一种拉格朗日型无网格粒子方法, 已经成功地应用于科学和工程的众多领域。本文首先应用 SPH 方法模拟了一维 TNT 板条爆轰过程, 并且通过压力时空分布模拟结果与实验值、理论值的对比验证了本文计算结果的准确性。进而应用改进的 SPH 方法模拟了金属铝射流的形成, 分析了有无金属外壳两种计算模型对射流形成的影响。结果表明, 两种计算模型所获得的射流长度与速度没有明显差别。但对于金属铝射流而言, 两种计算模型会对射流尖端的形状有影响。

关键词: 聚能射流, 光滑粒子动力学 SPH 方法, 核梯度修正

1 前言

聚能装药又称空穴装药、成型装药(shaped charge), 是一种广泛应用于常规武器战斗部的装药形式。其应用范围包括军事武器装备以及民用工业生产等很多方面。在军事领域, 往往通过聚能装药产生的高速金属射流对军事目标进行穿甲毁伤。民用工业也经常利用聚能射流进行切割及开矿等。

常见的聚能射流装置分为两类, 线性聚能装药形式和轴对称聚能装药形式。其中线性聚能装药如图 1 所示, 其轴向尺寸远大于平面尺寸, 因此线性聚能射流可简化为平面应变问题进行研究。线性聚能装药往往形成一种“刀片”形状的射流, 常用来切割比较坚硬的物体, 在工业生产过程中具有广泛应用。

近几十年来, 人们从实验、理论分析、数值计算等不同方面对聚能射流问题进行了大量研究。1974 年, Robert E. Green 通过实验获得了第一张聚能装药射流的 x 射线衍射图片^[1]。Ma Tianbao, 与 Wang Cheng 通过对实验结果和基于欧拉网格算法的数值模拟结果对比分析研究了带有金属铜药型罩的聚能装药射流问题^[2]。M. Katayama 等人通过实验与应用 AUTODYN-2D 动力学程序计算结果的对比研究了具有限位器的铝药型罩聚能射流问题^[3]。Birkhoff 等人以 Bernoulli 方程为基础假设药型罩开始被压垮时压力瞬间变为零, 且假设其材料为不可压缩无粘流体发展了射流形成及扩展理论^[4]。R. J. Eichelberger 通过实验验证了类似理论的可行性^[5]。

长期以来, 数值仿真模拟一直是研究聚能装药射流问题的重要手段。J.F.Molinari 应用有限单元法对聚能装药射流问题进行了模拟^[6]。O.Ayisit 基于动力学软件 AUTODYN 研究了装置几何对称性对聚能射流的影响^[7]。崔军等人同样基于 AUTODYN 程序对聚能射流侵彻问题进行了模拟^[8]。张先锋、陈惠武利用有限元软件 LS-DYNA 对三种不同典型装药模式聚能射流侵

*资助项目: 中国科学院国防创新基金支持项目(Y175031XML)

[†] E-mail: liumoubin@imech.ac.cn

彻问题进行了研究^[9]。陶为俊、黄凤雷等人通过商用软件 ANSYS/LS-DYNA 对聚能射流侵彻过程进行了模拟, 进而验证了聚能射流相似规律的正确性^[10]。然而已有对聚能射流问题的数值模拟分析往往以商用软件为平台, 同时计算方法常采用基于网格的欧拉格式或者欧拉、拉格朗日相结合的格式(如 ALE 方法)。然而传统的欧拉格式算法在自由边界以及材料交界面处很难给出精确的描述, 即使采用 ALE 这种欧拉、拉格朗日格式相结合的方法, 也有研究表明在网格高度畸变的情况下仍然可能产生严重的计算错误^[11]。

近年来兴起的光滑粒子动力学(smoothed particle hydrodynamics, SPH)方法^[12]是一种基于点差值理论的拉格朗日无网格方法, 已经被成功应用于科学和工程的众多领域。SPH 方法将物质离散成一系列带有独立材料属性(如质量, 密度, 速度等)的粒子, 粒子的运动由控制方程控制。由于 SPH 方法本身不引进网格, 因此可以很方便地处理高应变率大变形问题。同时, SPH 方法的拉格朗日属性有效地保证了自由边界以及材料交界面的精确捕捉。因此 SPH 方法在对聚能装药射流问题的模拟方面有着很大的优势。

近已经有一些应用 SPH 方法模拟聚能射流的研究成果出现。Liu 等人最早应用 SPH 方法对二维聚能装药问题进行了研究^[13], 然而其研究并没有考虑药型罩的因素。Qiang 等人应用 SPH 方法对具有药型罩的聚能装药问题进行了模拟, 并提出了一种缓解因多相材料密度梯度引起数值不稳定的方法^[14]。Yang 等人^[15]对线性聚能装药射流问题进行了模拟。这些研究一般缺乏与实验结果的定性定量比较。

本文应用光滑粒子动力学(SPH)方法对带有铝质药型罩的线性射流问题进行了模拟, 并通过一维 TNT 板条爆轰模拟结果与理论值对比验证了方法的可靠性。

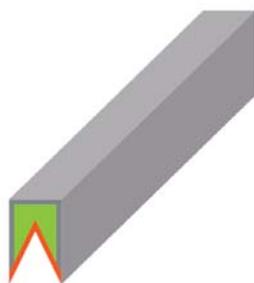


图 1 聚能装药线性射流装置示意图

Fig.1 An illustration of a typical linear shaped charge

2 光滑粒子动力学理论

SPH 方法是出现最早的无网格方法之一, 其最早由 Lucy^[16], Gingold 和 Monaghan^[17]为模拟三维开放空间天体物理问题而提出的算法, 至今这种方法在天体物理学领域仍有广泛应用。随后 SPH 方法被应用于解决宏观流体力学以及固体力学问题。

2.1 经典的 SPH 方法

利用 SPH 方法对偏微分控制方程近似包括函数的核近似和粒子近似两步。函数的核近似是指通过对此函数及权函数的积分实现近似, 粒子近似是指对一有限区域内的粒子加权求和, 这一有限区域被称为影响域。对于任意某粒子的影响域一般取为以该粒子为圆心的圆(或球), 其半径 r 的 $\frac{1}{\kappa}$ 被称为光滑长度 h (如图 2)。 κ 是一和光滑函数影响范围有关的参数。

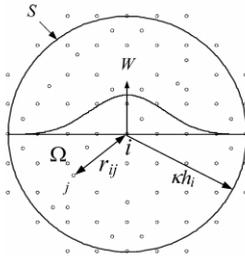


图2 二维空间 SPH 粒子近似示意图

Fig.2 An illustration of SPH approximations in two-dimensional space

经典的 SPH 方法主要从函数的广义函数积分等价形式考虑。例如对于某粒子 i 上的任意函数 $f(\mathbf{x})$ 可写成如下形式:

$$f(\mathbf{x}) = \int_{\Omega} f(\mathbf{x}') \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') d\mathbf{x}' \quad (1)$$

其中 $\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$ 是 Dirac Delta 函数, 即

$$\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') = \begin{cases} 0 & \mathbf{x} \neq \mathbf{x}' \\ \infty & \mathbf{x} = \mathbf{x}' \end{cases} \quad (2)$$

而对于函数 $f(\mathbf{x})$ 的核近似即为选取适当的权函数 $W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h)$, 在一定程度上近似于 $\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$ 。一般要求权函数 W 数学上满足: 1) 正则化条件; 2) Dirac Delta 极限条件; 3) 对称性条件; 4) 紧支性条件^[18]。这样任意函数 $f(\mathbf{x})$ 及其导数的核近似可定义为:

$$\langle f(\mathbf{x}) \rangle = \int_{\Omega} f(\mathbf{x}') W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}' \quad (3)$$

$$\langle \nabla \cdot f(\mathbf{x}) \rangle = - \int_{\Omega} f(\mathbf{x}') \nabla W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}' \quad (4)$$

通常习惯用“ $\langle \rangle$ ”表示函数的核近似。其中 Ω 为包含 \mathbf{x} 的积分区域。

对于连续形式的核近似式, 任意函数 $f(\mathbf{x})$ 及其导数 $\nabla \cdot f(\mathbf{x})$ 的粒子近似是对相关粒子 i 支持域内所有粒子进行加权求和得到的, 即

$$\langle f(\mathbf{x}_i) \rangle = \sum_{j=1}^N f(\mathbf{x}_j) W(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i) \cdot \Delta v_j \quad (5)$$

$$\langle \nabla \cdot f(\mathbf{x}_i) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(\mathbf{x}_j) \nabla_i W_{ij} \quad (6)$$

其中 Δv_j 为粒子 j 对应的体积, 一般 Δv_j 可以用粒子 j 的质量 m_j 和密度 ρ_j 的比值 $\frac{m_j}{\rho_j}$ 代替。

2.2 控制方程的 SPH 离散格式

本文假设聚能装药射流形成及毁伤过程遵循连续介质力学规律, 因而整个动力学过程可以完整地由连续介质力学控制方程描述:

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{dt} = -\rho \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} \\ \frac{dv^\alpha}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma^{\alpha\beta}}{\partial x^\beta} \\ \frac{de}{dt} = \frac{\sigma^{\alpha\beta}}{\rho} \frac{\partial v^\alpha}{\partial x^\beta} \\ \frac{dx^\alpha}{dt} = v^\alpha \end{cases} \quad (7)$$

其中, 密度 ρ , 内能 e , 速度分量 v^α 和应力张量 $\sigma^{\alpha\beta}$ 都是因变量; 空间坐标 x^α 和时间坐标 t 为自变量。

在水动力学(hydrodynamics)计算方法中应力张量一般被分解成球量部分(即压力项)与偏量部分(即偏应力项)分别求解。球量部分由不同物质的状态方程给出, 偏量部分由材料的本构模型描述。于是可以将式(7)描述连续介质力学控制方程写成 SPH 离散格式的控制方程^[18]:

$$\begin{cases} \frac{d\rho_i}{dt} = \rho_i \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_i} (v_i^\beta - v_j^\beta) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \\ \frac{dv_i^\alpha}{dt} = -\sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{\sigma_i^{\alpha\beta}}{\rho_i^2} + \frac{\sigma_j^{\alpha\beta}}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \\ \frac{de_i}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) (v_i^\beta - v_j^\beta) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + \frac{1}{\rho_i} S_i^{\alpha\beta} \varepsilon_i^{\alpha\beta} + H_i \\ \frac{dx_i^\alpha}{dt} = v_i^\alpha \end{cases} \quad (8)$$

其中 $S_i^{\alpha\beta}$, Π_{ij} 和 H_i 分别为应力偏量分量, 人工粘性和人工热量。

2.3 人工粘性

为防止计算过程中因激波间断导致的数值不稳定性发生, 本文采用 Monaghan 等人^[19]提出的人工粘性形式。具体表述形式如下:

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} \frac{-\alpha \bar{c}_{ij} \phi_{ij} + \beta \phi_{ij}^2}{\rho_{ij}} & , v_{ij} \cdot x_{ij} < 0 \\ 0 & , v_{ij} \cdot x_{ij} \geq 0 \end{cases} \quad (9)$$

其中,

$$\phi_{ij} = \frac{h_{ij} v_{ij} \cdot x_{ij}}{|x_{ij}|^2 + \varphi^2} \quad (10)$$

$$\bar{c}_{ij} = \frac{1}{2} (c_i + c_j) \quad (11)$$

$$\bar{\rho}_{ij} = \frac{1}{2}(\rho_i + \rho_j) \quad (12)$$

$$h_{ij} = \frac{1}{2}(h_i + h_j) \quad (13)$$

$$v_{ij} = v_i - v_j, x_{ij} = x_i - x_j \quad (14)$$

α 和 β 为标准常数, 因子 $\Phi=0.1 h_{ij}$, 用于防止粒子相互靠近时产生的数值发散, c 和 v 表示声速和粒子的速度矢量。式中与 α 相关项反应的是体积粘度, 而与 β 相关的项是用于防止在高马赫数时粒子的相互穿透, 这与 von Neumann Richtmyer 人工粘性相似。

2.4 核梯度修正

传统的 SPH 离散格式具有理论上的二阶精度。然而在应用 SPH 方法将问题域离散成粒子后, 边界处的粒子往往会由于其支持域内粒子缺失而无法达到理论上的二阶精度, 进而导致整个问题求解的精度和稳定性降低。由式(8)可知, 影响求解精度的因素主要是核函数梯度的精度。本文采用核梯度修正的方法^[20], 通过泰勒展开, 得到一个局部可逆矩阵 $L(\mathbf{r}_i)$ 在每一步粒子搜索后将更新的矩阵与核梯度项相乘得到修正后的核梯度项, 并将修正后的核梯度 $\nabla_i^C W_{ij}$ 替换式(8)中的传统核梯度项。如此使得核梯度的二阶精度得到满足。

$$\nabla_i^C W_{ij} = L(\mathbf{r}_i) \nabla_i W_{ij}, \quad (15)$$

$$L(\mathbf{r}_i) = \left(\sum_j \begin{pmatrix} x_{ji} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i} & y_{ji} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i} \\ x_{ji} \frac{\partial W_{ij}}{\partial y_i} & y_{ji} \frac{\partial W_{ij}}{\partial y_i} \end{pmatrix} V_j \right)^{-1} \quad (16)$$

式中, $x_{ji} = x_j - x_i$, $y_{ji} = y_j - y_i$ 。 x , y 为粒子的横坐标与纵坐标。

3 本构模型和状态方程

3.1 本构模型

Johnson-Cook 模型^[21]是一种在爆炸与冲击动力学领域常见的本构模型。该模型考虑了材料的应力硬化, 应变率以及热效应的影响。屈服应力表示为:

$$\sigma_y = (A + B \varepsilon^p)(1 + C \ln \dot{\varepsilon}^*)(1 - T^{*m}) \quad (17)$$

$$T^* = \frac{T - T_{\text{room}}}{T_{\text{melt}} - T_{\text{room}}} \quad (18)$$

其中 ε^p 为有效塑性应变; $\dot{\varepsilon}^*$ 为无量纲塑性应变率; T 为温度; T^{*m} 为无量纲温度。 A, B, C, n, m 均为材料常数, 不同材料的材料常数可以通过不同应变率的扭转试验, 不同温度下的 Hopkinson 杆试验, 以及准静态拉伸试验获得。

本文模拟中药型罩材料为金属铝, 靶板材料为钢。其 Johnson-Cook 材料模型如表 1, 表 2 所示:

表1 铝的Johnson-Cook材料模型参数
Table 1 Parameters used in the Johnson-Cook model for aluminum

A (MPa)	B (MPa)	C	n	m	T_{room} (K)	T_{melt} (K)
175	380	0.0015	0.34	1.0	273	775

表2 钢的Johnson-Cook材料模型参数
Table 2 Parameters used in the Johnson-Cook model for steel

A (MPa)	B (MPa)	C	n	m	T_{room} (K)	T_{melt} (K)
350	275	0.022	0.36	1.0	273	1573

3.2 状态方程

TNT 炸药所采用的状态方程为常用的 JWL(Jones-Wilkins-Lee)方程^[22], 压力 P 描述为

$$p = A\left(1 - \frac{\omega\eta}{R_1}\right)e^{-\frac{R_1}{\eta}} + B\left(1 - \frac{\omega\eta}{R_2}\right)e^{-\frac{R_2}{\eta}} + \omega\eta\rho_0 E \quad (19)$$

其中 η 为爆炸气体密度与初始炸药密度比; E 为 TNT 炸药单位质量的内能; A, B, R_1, R_2 和 ω 为由实验数据拟合所得的系数。具体数值如表 3 所示:

表3 TNT的JWL模型参数
Table 3 Parameters used in the JWL equation for TNT

$\rho_0 / (\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	A / GPa	B / GPa	R_1	R_2	ω	$E / (\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1})$
1630	317.2	3.21	4.15	0.95	0.30	4290

金属材料的状态方程采用 Tillotson 方程^[23]。Tillotson 方程将压力-比容平面按照材料的不同状态划分为四个区域考虑(如图 3)。即: 固相区, 液相区, 液-气混合区, 气相区, 对不同区域采用不同的状态方程。

$$\begin{aligned} p_1 &= \left(a + \frac{b}{\omega_0}\right) \eta\rho_0 e + A\mu + B\mu^2 \\ p_2 &= \left(a + \frac{b}{\omega_0}\right) \eta\rho_0 e + A\mu \\ p_3 &= p_2 + \frac{(p_4 - p_2)(e - e_s)}{(e'_s - e_s)} \\ p_4 &= a\eta\rho_0 e + \left(\frac{b\eta\rho_0 e}{\omega_0} + A\mu e^{\beta x}\right) e^{-\alpha x^2} \\ \eta &= \frac{\rho}{\rho_0}, \mu = \eta - 1, \omega_0 = 1 + \frac{e}{e_0 \eta^2} \end{aligned} \quad (20)$$

其中, $a, b, A, B, \alpha, \beta, e_0, e_s, e'$ 均为材料参数; p_1, p_2, p_3, p_4 分别为四区域的压力。金属铝和钢的状态参数分别如表 4、表 5 所示:

表4 铝的Tillotson方程参数
Table 4 Parameters used in the Tillotson equation for aluminum

A/GPa	B/GPa	a	b	α	β	$e_0/(\text{kJ}\cdot\text{g}^{-1})$	$e_s/(\text{kJ}\cdot\text{g}^{-1})$	$e'/(\text{kJ}\cdot\text{g}^{-1})$
75.20	65.00	0.50	1.63	5.00	5.00	5.00	3.00	15.00

表5 钢的Tillotson方程参数
Table 5 Parameters used in the Tillotson equation for the steel

A/GPa	B/GPa	a	b	α	β	$e_0/(\text{kJ}\cdot\text{g}^{-1})$	$e_s/(\text{kJ}\cdot\text{g}^{-1})$	$e'/(\text{kJ}\cdot\text{g}^{-1})$
127.90	105.00	0.50	1.63	5.00	5.00	9.50	2.44	10.20

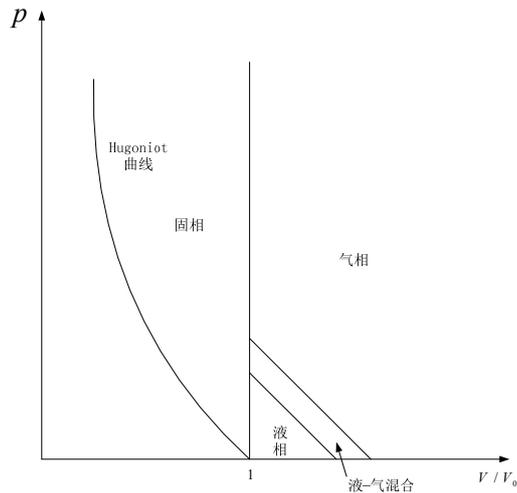


图3 压力-比容平面分区

Fig.3 Pressure-special volume plane of the Tillotson equation

4 数值算例

本文应用一套基于 FORTRAN 语言的自编 SPH 程序分别对一维 TNT 板条爆轰以及二维聚能装药线性射流的形成及毁伤钢靶问题进行了模拟。通过一维算例的结果与理论值对比验证了 SPH 程序在模拟高能炸药爆轰过程的可靠性, 从而进一步应用该程序计算、分析了聚能装药线性射流问题。

4.1 一维 TNT 板条爆轰

作为验证算例, 应用 SPH 计算程序对长为 0.1m 的 TNT 板条由固壁端起爆问题进行了模拟。如图所示, 假设 TNT 板条从一端以 6930m/s 的恒定爆速起爆。由于固壁边界条件主要是阻止物质向外迁移飞散, 因此本文采用对 0.2m 的 TNT 板条中点起爆的模型来近似模拟固壁边

界条件^[13]。模拟中共应用了 4000 个粒子，相当于用 2000 个粒子模拟 0.1m 长 TNT 板条。粒子间初始光滑长度为 1.2 倍初始光滑长度，并采用了随时间、空间变化的光滑长度形式^[24]。人工粘性参数也遵从 Liu 等人^[13]的建议分别取 α 、 β 为 1.0 和 10。

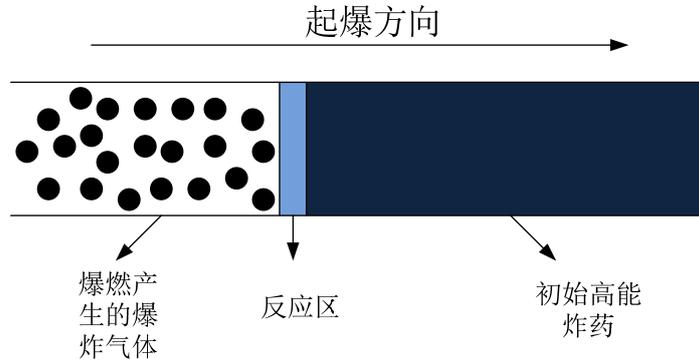


图4 一维 TNT 板条爆轰示意图

Fig.4 The detonation of a one-dimensional TNT slab

考虑到 TNT 炸药的爆速，整个爆轰过程大概持续 14 μ s。图 5 给出了不同时刻(1-14 μ s)板条压力随距起爆点距离变化的计算结果，图中每一条曲线代表一个时间节点的计算结果，因此共显示了 14 条曲线结果。通过对计算结果与爆轰 C-J 压力理论值与实验值^[25]进行对比分析可见 SPH 方法能够准确描述出高能炸药爆轰的物理过程。

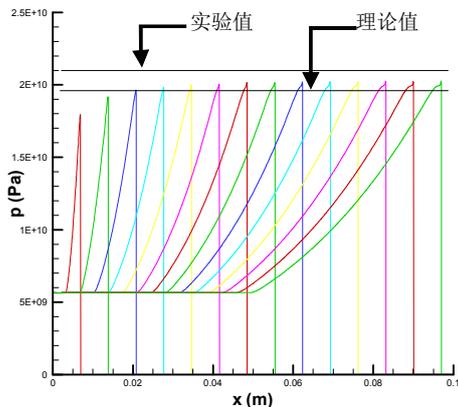


图5 一维 TNT 板条爆轰压力曲线

Fig.5 Pressure profiles along the one-dimensional slab during the detonation process

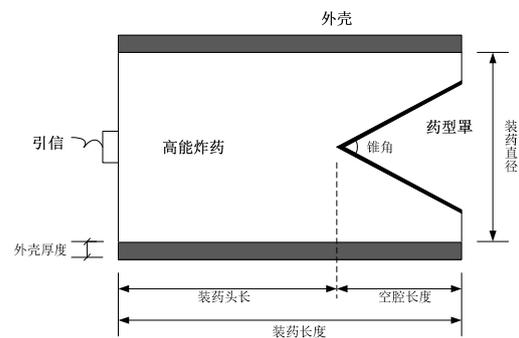


图6 聚能射流装置示意图

Fig.6 An illustration of a typical shaped charge in two-dimensional spaces

锥形装药是聚能装药的一种常见形式^[26]，主要结构包括引信，药型罩，高能炸药，外壳等部分(如图 6 所示)。通过一端引信点燃高能炸药瞬时产生巨大的压力，当压力波传播到药型罩时，药型罩产生强烈的压合。巨大的压力同时导致药型罩材料进入塑性阶段而“流动”起来，从而形成细长高速的金属射流。

已有对聚能射流形成问题的数值模拟研究中，几乎少有研究在模拟中考虑了外壳的因素。主要有以下两方面原因：1)聚能射流的形成过程主要是与药型罩周围高能炸药产生的压力波有关，一般认为装置外壳对射流的影响并不是主要因素。2)有些实验在设计时就没有外壳，或只是很薄的一层金属，其强度相对于高能炸药产生的压力几乎可以忽略不计。然而，对于真实的武器装备等装置而言，外壳是现实存在不可忽略的因素，因此有必要对有无外壳的不同仿

真模型进行分析。

首先采用没有金属外壳的计算模型进行模拟。应用核梯度修正过的 SPH 方法模拟了锥角为 60° 的聚能装药线性射流形成过程。本算例中几何尺寸为：装药直径为 48mm，装药长度为 100mm，药型罩厚度为 3mm。其中共用 3784 个粒子模拟 TNT 炸药，1392 个粒子模拟药型罩。

日本学者 MASAHIDE KATAYAMA 等人通过计算和实验给出了当药型罩材料为金属铝时无外壳情形的射流形态示意图^[23](图 7)。从计算结果可见，本文计算结果(图 8)能够与文献结果吻合。

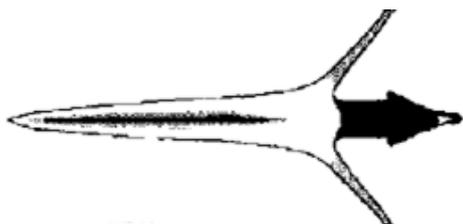


图 7 铝射流形成示意图
Fig.7 Shape of aluminum jet obtained from the reference^[23]



图 8 铝射流形成的计算结果
Fig.8 Shape of aluminum jet obtained from SPH simulation

为了与无外壳模型比较，应用 SPH 方法对带有金属铝外壳的情况进行了模拟。几何尺寸、粒子分布情况与无外壳模型相同，只是多用 4174 个粒子模拟了厚度为 5mm 的铝外壳。图 9 所示的计算结果表明，两种不同计算模型在射流刚刚形成的时候就会导致射流形态产生差异。有外壳的计算模型往往能够得到更加尖锐的射流尖端。如图 10 所示。分别对时间为 $50\mu\text{s}$ 和时间 $100\mu\text{s}$ 的两个关键时间点不同模型的计算结果进行了对比分析。从图 4.7 的计算结果可见，两种计算模型虽然产生的射流长度基本相同，但射流尖端形态始终有明显的差异。在 $50\mu\text{s}$ 时刻，有无外壳两种计算模型获得的射流尖端速度均在 5.2km/s 左右。同样，在 $100\mu\text{s}$ 时刻，两种计算模型获得的射流尖端速度与 $50\mu\text{s}$ 时刻基本相同。因此，有无外壳似乎对射流长度和射流速度的计算结果并没有太大影响，但会导致射流形态计算结果的差异。

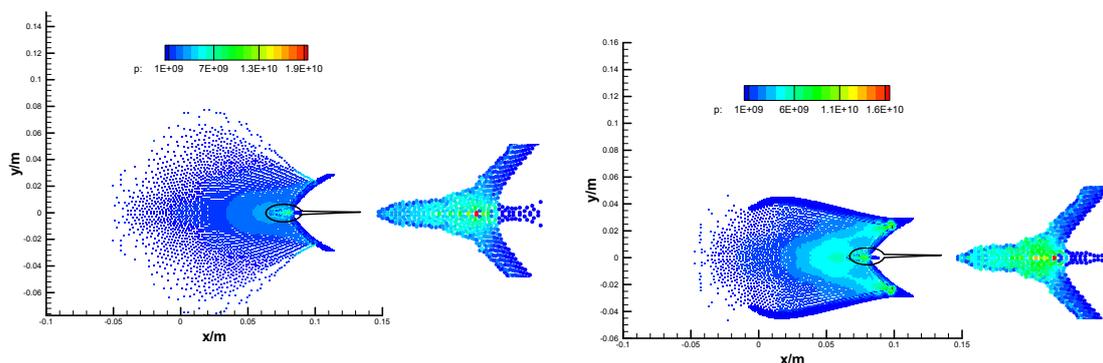


图 9 射流形成初始时刻($15\mu\text{s}$)两种模型射流形态对比图
Fig.9 Tip shapes of the formed aluminum jets at $15\mu\text{s}$ without (left) and with (right) surrounding aluminum case. Zoomed-in plots of the formed jet are also provided

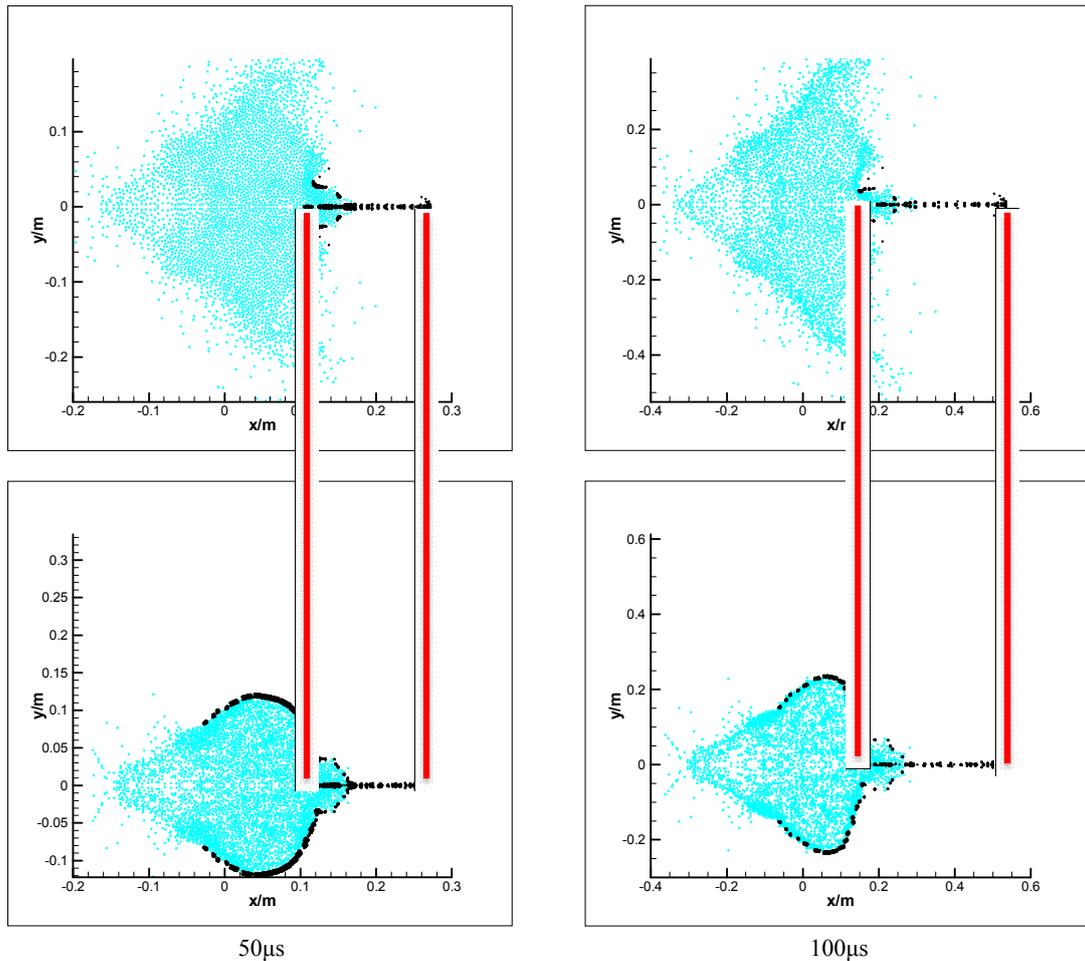


图 10 $50\mu\text{s}$ (左)和 $100\mu\text{s}$ (右)时刻有无外壳射流形态对比图
Fig.10 Comparison of the two computational models at $50\mu\text{s}$ (left) and $100\mu\text{s}$ (right)

5 总结

本文应用含核梯度修正的光滑粒子动力学方法对聚能线性射流形成进行了数值仿真研究。模拟结果表明如果仅仅关心聚能射流的长度和速度, 可以采用无外壳模型进行直接模拟, 如果考虑聚能射流装置外壳的影响能够获得更加准确的射流形态。同时本文通过一维 TNT 板条爆轰问题的 SPH 模拟验证了本文对爆炸问题计算结果的准确性。

参考文献

- [1] Green R E. First X-ray diffraction photograph of a shaped charge jet[J]. Review of Scientific Instruments 1975, 46: 1257-1261.
- [2] Wang C, Fu X, Ning J G. Numerical Simulation of Shaped Charge Jet Formation Under Different Ways of Initiation [J]. Transactions of Beijing Institute of Technology, 2006, 5.
- [3] Katayama M, Kibe S, Yamamoto T. Numerical and experimental study on the shaped charge for space debris assessment[J]. Acta Astronautica, 2001, 48: 363-372.
- [4] Birkhoff G, MacDougall D P, Pugh E M, et al. Explosives with lined cavities[J]. Journal of Applied Physics, 1948, 19: 563-582.

- [5] Eichelberger R. Experimental test of the theory of penetration by metallic jets[J]. *Journal of Applied Physics*, 1956, 27: 63-68.
- [6] Molinari J. Finite element simulation of shaped charges[J]. *Finite elements in analysis and design*, 2002, 38: 921-936.
- [7] Ayisit O. The influence of asymmetries in shaped charge performance[J]. *International Journal of Impact Engineering*, 2008, 35: 1399-1404.
- [8] 崔军, 徐峰, 李向荣. 聚能射流对靶板侵彻的数值仿真[J]. *兵工自动化*, 2010, 29.
- [9] 张先锋, 陈惠武. 三种典型聚能射流侵彻靶板数值模拟[J]. *系统仿真学报*, 2007, 19: 4399-4401.
- [10] 陶为俊, 黄风雷, 浣石. 聚能射流侵彻过程的相似律及其在数值仿真中的应用[J]. *广州大学学报(自然科学版)*, 2008, 7: 29-33.
- [11] Hirt C W, Nichols B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries[J]. *Journal of computational physics*, 1981, 39: 201-225.
- [12] Liu M B, Liu G R. Smoothed particle hydrodynamics (SPH): an overview and recent developments[J]. *Archives of Computational Methods in Engineering*, 2010, 17: 25-76.
- [13] Liu M B, Liu G R, Zong Z, et al. Computer simulation of high explosive explosion using smoothed particle hydrodynamics methodology[J]. *Computers & Fluids*, 2003, 32: 305-322.
- [14] Qiang H, Wang K, Gao W. Numerical simulation of shaped charge jet using multi-phase SPH method[J]. *Transactions of Tianjin University*, 2008, 14: 495-499.
- [15] Gang Y, Xu H, De'an H. Computer simulation of two-dimensional linear-shaped charge jet using smoothed particle hydrodynamics[J]. *Engineering Computations*, 2011, 28: 58-75.
- [16] Lucy L B. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis[J]. *The astronomical journal*, 1977, 82: 1013-1024.
- [17] Gingold R A, Monaghan J J. Smoothed particle hydrodynamics-theory and application to non-spherical stars[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1977, 181: 375-389.
- [18] Liu G R, Liu M B. Smoothed particle hydrodynamics: a meshfree particle method. World Scientific Pub Co Inc, 2003.
- [19] Monaghan J. On the problem of penetration in particle methods[J]. *Journal of computational physics*, 1989, 82: 1-15.
- [20] 蒋涛, 欧阳洁, 赵晓凯, 等. 黏性液滴变形过程的核梯度修正光滑粒子动力学模拟[J]. *物理学报*, 2011, 60: 430-439.
- [21] Johnson G R, Cook W H. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures. The Hague, Netherlands: International Ballistics Committee; 1983: 541-547.
- [22] Lee E, Hornig H, Kury J. Adiabatic expansion of high explosive detonation products. California Univ., Livermore. Lawrence Radiation Lab, 1968.
- [23] Katayama M, Takeba A, Toda S, Kibe S. Analysis of jet formation and penetration by conical shaped charge with the inhibitor[J]. *International Journal of Impact Engineering*, 1999, 23: 443-454.
- [24] Benz W. Smooth particle hydrodynamics-a review. 1990: 269.
- [25] Shin Y S, Chisum J E. Modelling and simulation of Underwater shock problems using a coupled Lagrangian-Eulerian analysis approach[J]. 1996.
- [26] Walters W P, Zukas J A. Fundamentals of shaped charges. Wiley, 1989.

Numerical Simulation of Jet Formation of Linear-shaped Charges Using Smoothed Particle Hydrodynamics

Feng Dian-Lei Liu Mou-Bin

Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

Abstract: Smoothed particle hydrodynamics (SPH) method is a mesh-free particle method in Lagrangian frame, and has been widely applied to many areas in both engineering and science. In this paper, a modified SPH method is applied to simulate jet formation of linear-shaped charges. Firstly, in order to validate the SPH method, the detonation process of a one-dimensional TNT slab is simulated and the obtained SPH results agree well with theoretical and experimental values. Secondly, the modified SPH method is employed to simulate two different computational models of shaped-charge jet with or without charge cases. It is found that there is no significant differences between these two models as far as the length and velocity of jet are concerned. However, for aluminum jet, the tip shape of the jet is influenced by whether the case is considered.

Key words: shaped-charge jet, smoothed particle hydrodynamics (SPH), kernel-correction