

聚能射流形成过程的理论建模与分析*

郑平泰, 杨 涛, 秦子增

(国防科技大学 航天与材料工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要 :分析了聚能射流的形成过程,并对其中的各阶段进行了详细建模。在模型中考虑了炸药爆轰、金属的驱动、药型罩压垮以及射流和杵体的形成过程。采用该模型对某一聚能装药结构进行了计算,计算结果表明:药型罩顶部和底部微元的压垮速度较小,在射流头部形成反向速度梯度,与试验数据吻合较好。该模型对于多级侵彻战斗部的工程设计与侵彻参数的计算具有一定的参考价值。

关键词 :炸药爆轰;聚能装药;药型罩;射流;杵体

中图分类号 :O358 **文献标识码** :A

Theoretical Modeling and Analysis of the Formation Process of Shaped Charge Jet

ZHENG Ping-tai, YANG Tao, QIN Zi-zeng

(College of Aerospace and Material Engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract :The formation process of shaped charge jet was analyzed and the models of all the phases in the formation process were proposed. The detonation of explosive, the interaction of the explosive with the metal liner, the collapse of the liner, and the formation of the jet and slug were taken into account in the models. A calculation of a specified shaped charge was conducted on the basis of the model, and the results conformed to the data from experiment. It shows that the collapse velocity of the peak and the bottom of liner is smaller than that of the middle of liner and therefore the reverse velocity gradient is formed. It can be concluded that the models can be used in the engineering design of MWS and the calculation of penetration parameters.

Key words :explosive detonation; shaped charge; metal liner; jet; slug

聚能装药结构在炸药起爆后形成高速射流的过程是一个非常复杂的化学和物理过程,首先炸药爆轰产生爆轰产物并驱动金属药型罩,药型罩压垮加速并形成射流和杵体。一般由以下几个阶段组成:

(1)炸药的爆轰反应。聚能装药结构在一端起爆后,其内部的炸药迅速产生爆轰反应,在药型罩一端将爆轰产物的能量聚集,形成聚能射流。可见爆轰效应直接影响到聚能射流的形成,而在实际的工程实验中也发现,采用不同炸药的聚能装药所产生的射流是不同的,因此最后射流也会对目标介质产生不同的侵彻效果。目前的经典射流形成模型中没有对炸药爆轰过程进行分析和建模,而是简单地以一个爆轰速度代替炸药的特征。

(2)爆轰产物对药型罩的驱动。炸药爆轰后产生高压产物对药型罩产生驱动加速作用,不同的爆轰波形、不同的聚能装药结构(如外壳厚度、材料和结构尺寸等)对药型罩的加速效果是不同的。目前的射流形成模型中并没有对装药结构进行分析和建模,而是根据药型罩的几何外形和爆轰速度简单换算得到的。

(3)药型罩的压垮加速。在 PER(Pugh-Eichelberg-Rostoker)准定常理论中,药型罩是假定为被瞬时加速到药型罩的轴线上。后来出现了多种对药型罩加速的改进模型,如常数加速度模型、指数加速度模型。其实在药型罩整个加速过程中,药型罩的速度和方向都是变化的。

(4)射流和杵体的形成。药型罩上各微元在加速到轴线后相互碰撞,形成了射流部分和杵体部分。由于在罩顶部分的微元加速距离不够,因此在射流头部形成反向速度梯度,造成质量堆积并形成射流头

* 收稿日期:2006-01-28
作者简介:郑平泰(1973—),男,博士生,讲师。

部。

传统的经典射流形成模型中并没有包含炸药的爆轰模型和爆轰产物对药型罩的驱动这两个过程,因此很难分析炸药爆轰参数和装药结构对射流形成的影响,也很难获得比较准确的射流形成参数。本文全面考虑了有关射流形成的上述四个阶段,对各阶段进行了详细建模,并对该模型进行了计算验证和分析。

1 炸药爆轰模型

假设凝聚态炸药的初始压力为零,根据守恒方程可得:

(1)质量守恒方程:

$$\rho_0 D = \rho (D - u) \tag{1}$$

(2)动量守恒方程:

$$P = \rho_0 Du \tag{2}$$

(3)能量守恒方程:

$$\frac{D^2}{2} + \frac{E_0}{\rho_0} = \frac{P}{\rho} + \frac{(D - u)^2}{2} + \frac{E}{\rho_0} \tag{3}$$

其中, ρ_0 为原始爆炸物密度, ρ 为爆轰产物密度, D 为爆轰速度, u 为爆轰产物速度, P 为爆轰产物压力。

(4)爆轰产物状态方程:由于目前在很多情况下如高爆炸药、多点起爆、波形控制器的使用,往往在爆轰过程中产生超高压,其压力超过 CJ(Chapman-Jouguet)状态压力。Ernest L. Baker^[1]在 1991 年对 JWL 状态方程进行了修正,提出了 JWLB(Jones-Wilkens-Lee-Baker)状态方程,即

$$P = \sum_{i=1}^5 A_i \left(1 - \frac{\lambda}{R_i V} \right) e^{-R_i V} + \frac{\lambda E}{V} + C \left(1 - \frac{\lambda}{\omega} \right) V^{-(\omega+1)} \tag{4}$$

其中, $\lambda = \sum_{i=1}^5 (A_{\lambda i} + B_{\lambda i}) e^{-R_{\lambda i} V} + \omega$, V 定义为体积比率, $V = \rho_0 / \rho$, $E = \rho_0 e$, e 是指内能。在该方程中对超高压爆轰进行修正,即增加了一个超高压附加项。

2 爆轰驱动模型

对于锥形聚能装药这种非对称形式的爆轰驱动模型,计算是非常复杂的。现将药型罩沿轴向分割成若干个微元,每个微元近似为一个中间空心的、内外筒之间装有炸药的空心圆筒,采用空心圆筒内爆驱动模型进行计算,如图 1 所示。 r 为空心圆筒径向方向, U_{CJ} 为 CJ 状态的爆轰产物速度, V_{r1} 、 V_{r2} 为爆轰产物速度的径向分量, θ_1 、 θ_2 为内外筒运动方向。

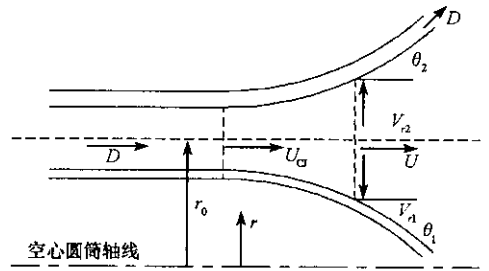


图 1 空心圆筒内爆驱动模型
Fig.1 Model of imploding cylinder

2.1 虚拟刚壁

炸药爆轰后,在内筒和外筒之间存在一个轴对称的圆柱面,处于该圆柱面上的爆轰产物的径向速度为零,定义该对称面为虚拟刚壁,或为虚拟对称面。并且认为爆轰产物从虚拟刚壁至药型罩外壁,或至壳体内壁按不同的虚拟对称的 Gurney 模型对药型罩或壳体分别径向地向内、外驱动做功。

由于在虚拟刚壁上径向动量为零,因此可得

$$0 = m_1 v_{r1} + m_2 v_{r2} + \frac{1}{3} \frac{\rho U}{r_2 - r_1} [v_{r2} (2r_2^3 - 3r_1 r_2^2 + r_1^3) + v_{r1} (r_2^3 - 3r_2 r_1^2 + 2r_1^3)] \tag{5}$$

$$\frac{v_{r1}}{v_{r2}} = - \frac{m_2 + \frac{C}{3} \frac{2r_2^3 - 3r_1r_2^2 + r_1^3}{(r_2^2 - r_1^2)(r_2 - r_1)}}{m_1 + \frac{C}{3} \frac{r_2^3 - 3r_2r_1^2 + 2r_1^3}{(r_2^2 - r_1^2)(r_2 - r_1)}} \quad (6)$$

假设爆轰产物的速度变化呈线性分布^[1],位置为 r_0 处的速度为零,则

$$v_{r0} = 0 = (v_{r2} - v_{r1}) \frac{r_0 - r_1}{r_2 - r_1} + v_{r1} \quad (7)$$

由式(6)、(7)可得

$$r_0 = \frac{\left[m_1 + \frac{C}{3} \frac{r_2^3 - 3r_2r_1^2 + 2r_1^3}{(r_2^2 - r_1^2)(r_2 - r_1)} \right] r_1 + \left[m_2 + \frac{C}{3} \frac{2r_2^3 - 3r_1r_2^2 + r_1^3}{(r_2^2 - r_1^2)(r_2 - r_1)} \right] r_2}{m_1 + m_2 + C} \quad (8)$$

2.2 Gurney 速度计算

(1)质量守恒方程:

$$\rho_{CJ} U_{CJ} (r_{20}^2 - r_0^2) = \rho U (r_2^2 - r_0^2) \quad (9)$$

(2)动量守恒方程:

$$P_{CJ} (r_{20}^2 - r_0^2) - P (r_2^2 - r_0^2) = m_2 D^2 \cos \theta_2 - m_2 D^2 + \rho U^2 (r_2^2 - r_0^2) - \rho_{CJ} U_{CJ}^2 (r_{20}^2 - r_0^2) \quad (10)$$

(3)能量守恒方程:

$$\begin{aligned} & \rho_{CJ} U_{CJ} (r_{20}^2 - r_0^2) \left(\frac{U_{CJ}^2}{2} + e_{CJ} \right) + P_{CJ} U_{CJ} (r_{20}^2 - r_0^2) \\ & = \rho U (r_2^2 - r_0^2) \left[\frac{U^2}{2} + \frac{v_{r2}^2 (3r_2^2 - r_2r_0 - 2r_0^2)}{12 (r_2^2 - r_0^2)} + e \right] + P U (r_2^2 - r_0^2) \end{aligned} \quad (11)$$

(4)等熵原则:

$$P = \sum_i A_i e^{-R_i \frac{\rho_0}{\rho}} + C \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{-(\omega+1)} \quad (12)$$

$$de = -Pd \left(\frac{1}{\rho} \right) \quad (13)$$

(5) Taylor 角假设:

$$v_2 = 2D \sin \frac{\theta_2}{2} \quad (14)$$

(6)几何关系:

$$\frac{v_{r2}}{U} = \tan \theta_2 \quad (15)$$

3 药型罩压垮模型

在 PER 准定常理论中,药型罩是假定被瞬时加速到轴线上,此后 Randers-Perhrson 对此进行了修正,修正的模型是假设药型罩是按指数的形式加速到轴线上,即

$$V(t) = V_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{t-T}{\tau} \right) \right] \quad (16)$$

τ 是一个经验常数, T 是爆轰波到达药型罩微元的时刻,即药型罩微元压垮加速的起始点。由于药型罩的加速过程是在一段时间内完成的,因此药型罩最后的速度和方向都存在一个变化的过程。因此根据速度的加速模型,假设角度的变化也是一个指数变化过程^[2],即

$$\sin \delta(t) = \sin \delta_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{t-T}{\tau} \right) \right] \quad (17)$$

δ_0 是最后的投射角,可以由泰勒公式给出。

4 射流与杵体形成模型

假设药型罩被划分为 n 个罩微元,罩微元 i 的质量中心坐标为 (x_{ci}, r_{ci}) ,罩微元 i 内表面和外表面中心的坐标分别为 (x_{wi}, r_{wi}) 和 (x_i, r_i) ,罩微元 i 的质量为 m_i ,与罩微元 i 对应的炸药质量为 C_i ,对应的壳体质量为 M_i ,炸药最大驱动速度为 v_{0i} ,加速开始时刻为 T_i ,时间常数为 τ_i 。初始时刻的位置 $\{z_{ci}, y_{ci}, z_{wi}, y_{wi}, z_i, y_i\} = \{x_{ci}, r_{ci}, x_{wi}, r_{wi}, x_i, r_i\}$,速度分量为 $\{v_{xi}, v_{ri}\} = \{0, 0\}$ 。

假设初始加速度矢量垂直于药型罩表面,则根据 t 时刻的速度分量通过下式可以计算出 $t + \Delta t$ 时刻的速度:

$$v_{xi}(t + \Delta t) = v_{xi}(t) + \Delta v \cos \beta(t) \quad (18)$$

$$v_{ri}(t + \Delta t) = v_{ri}(t) - \Delta v \sin \beta(t) \quad (19)$$

其中,

$$\Delta v = v_i(t + \Delta t) - v_i(t) \quad (20)$$

$$\beta(t) = \arctan \left[\frac{y_{ci+1}(t) - y_{ci-1}(t)}{z_{ci+1}(t) - z_{ci-1}(t)} \right] \quad (21)$$

药型罩微元新的质量中心的位置为

$$z_{ci+1}(t) = z_{ci-1}(t) + \frac{v_{xi}(t + \Delta t) + v_{xi}(t)}{2} \cdot \Delta t \quad (22)$$

$$y_{ci+1}(t) = y_{ci-1}(t) + \frac{v_{ri}(t + \Delta t) + v_{ri}(t)}{2} \cdot \Delta t \quad (23)$$

假设药型罩材料是不可压缩的,则根据几何特征可以确定出药型罩微元外表面中心和内表面中心的坐标 $\{z_{wi}, y_{wi}, z_i, y_i\}$ 。

判断药型罩微元是否加速完成是一个关键点,一般的处理方法是当药型罩微元外表面中心的半径与杵体半径相等时表示该微元已经加速完成^[3]。在计算过程中每一步的杵体半径为

$$r_{zi} = \cos \left(\frac{\beta}{2} \right) q, \quad q = \sqrt{\frac{2m_i}{\rho_j \pi \sqrt{(z_{ci+1} - z_{ci-1})^2 + (y_{ci+1} - y_{ci-1})^2}}} \quad (24)$$

当 $r_{zi} > y_i$ 时,最后的罩微元将分成射流和杵体,射流的半径为

$$r_{zi} = \sin \left(\frac{\beta}{2} \right) q \quad (25)$$

假定微元的运动速度为常数,则射流微元和杵体微元的初始位置由下式给出:

$$z_{zpi} = z_i - \frac{1}{2} \Delta l, \quad z_{zki} = z_i + \frac{1}{2} \Delta l, \quad z_{jpi} = z_{wi} + \frac{1}{2} \Delta l, \quad z_{jki} = z_{wi} - \frac{1}{2} \Delta l \quad (26)$$

$$\Delta l = \frac{1}{2} \sqrt{(z_{ci+1} - z_{ci-1})^2 + (y_{ci+1} - y_{ci-1})^2} \quad (27)$$

式中, z_{zpi} 为射流微元的头部位置, z_{zki} 为射流微元的尾部位置, z_{jpi} 为杵体微元的头部位置, z_{jki} 为杵体微元的尾部位置。

由于在相邻的微元之间速度差,因此相邻两个微元之间会出现两种不同的情况:一种是距离逐渐拉长,出现间隙;另一种是距离逐渐缩短,出现重叠。假定最后两微元的速度相等,根据动量守恒定律可以获得射流微元的速度 v_{ji} 和杵体微元的速度 v_{zi} :

$$v_{ji} = v_{j+1} = \frac{(z_{jpi} - z_{jki})r_{ji}^2 v_{ji} + (z_{jpi+1} - z_{jki+1})r_{j+1}^2 v_{j+1}}{(z_{jpi} - z_{jki})r_{ji}^2 + (z_{jpi+1} - z_{jki+1})r_{j+1}^2} \quad (28)$$

$$v_{zi} = v_{z+1} = \frac{(z_{zki} - z_{zpi})r_{zi}^2 v_{zi} + (z_{zki+1} - z_{zpi+1})r_{z+1}^2 v_{z+1}}{(z_{zki} - z_{zpi})r_{zi}^2 + (z_{zki+1} - z_{zpi+1})r_{z+1}^2} \quad (29)$$

5 算例与结果分析

以 BRL 105mm 聚能装药结构^[4]为例,采用上述模型对其射流参数进行了计算。药型罩结构尺寸和

聚能装药参数及所有实验数据都来源于文献[5]。由于实验数据有限,这里仅列出了药型罩的压垮速度和射流头部速度的比较。图2是 V_0 的理论计算值与实验值的比较,图3是 V_j 的理论计算值与实验值的比较。

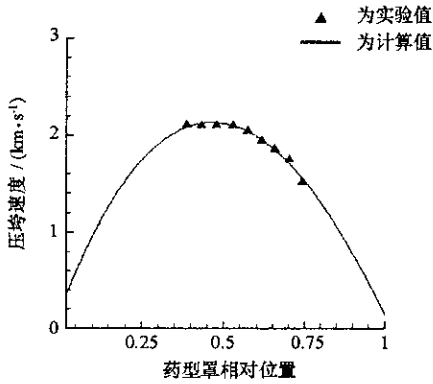


图2 药型罩压垮速度

Fig.2 Collapse velocity of liner

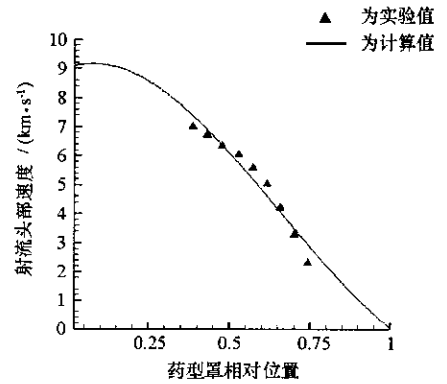


图3 射流头部速度

Fig.3 Tip velocity of jet

从图2中的计算曲线可以看出,在射流的头部存在一定的反向速度梯度,这是由于位于药型罩顶部的材料没有足够的时间加速到理论速度,因此最初形成的射流部分的速度比它后面形成的射流速度要低,造成射流头部颗粒“堆积”。另外从图3可以看出,由于药型罩顶部的材料很少,虽然存在一定的反向速度梯度,但是由于质量很少,因此动量也很小,在随后的射流微元的推动下,射流头部很快达到最大。

6 结论

本文分析了聚能射流的形成过程,并对整个过程的各阶段进行了详细建模。在模型中考虑了影响射流形成的多种因素,如炸药爆轰、金属驱动、药型罩压垮以及射流和杆体的形成过程。采用该模型对某一个聚能装药结构进行了计算验证,计算结果与试验数据吻合比较好。

(1)药型罩的罩顶微元由于加速距离较短,压垮速度较低,药型罩的中段微元由于加速距离较长,所获得的压垮速度较高,而到了药型罩底部,又由于该部分需要加速的质量较多,压垮速度也会下降,因此在射流的头部形成一个反向的速度梯度。

(2)由于射流头部反向速度梯度的存在,罩顶微元的射流部分速度会小于后续微元的射流部分速度,但是由于罩顶微元的质量较少,在后续射流微元的推动下,射流头部速度很快达到最大,因此反向速度梯度对射流头部速度的影响不是太大。

在进一步的研究中还可以使用该模型对影响射流形成的各种因素进行参数分析,如炸药爆轰参数、药型罩材料、药型罩几何结构等,这在聚能装药战斗部的设计初期确定各结构参数具有很好的参考价值。

参考文献:

- [1] Baker E L. Modeling and Optimization of Shaped Charge Liner Collapse and Jet Formation[R]. Technical Report ARAED-TR-92019, U.S. Army Armament Research, Development and Engineering Center, 1993.
- [2] Trebinski R. Some Improvements into Analytical Models of Shaped Charge Jet Formation[A]. 19th International Symposium on Ballistics[C], Inter-laken, Switzerland, 2001.
- [3] Flis W J. The Effects of Finite Liner Acceleration on Shaped-charge jet Formation[A]. 19th International Symposium on Ballistics[C], Inter-laken, Switzerland, 2001.
- [4] Jones D A. A Simple Model for Jet Formation in Shaped Charge[J]. Propellants, Explosive, Pyrotechnics, 1992, 17: 43-47.
- [5] Jones D A. Application of the Pugh, Eichelberg and Rostoker theory to the MRL 38mm Shaped Charge[R]. Report MRL-R-973, Materials Research Laboratory, Maribyrnong, Vic., 1985.

