

考虑形状分布特性的聚能射流侵彻作用规律研究

方一舟¹, 张先锋¹, 熊玮¹, 冯可华², 刘闯¹, 葛小雷²

(1. 南京理工大学 机械工程学院, 江苏, 南京 210094; 2. 江苏永丰机械有限责任公司, 江苏, 南京 210014)

摘要: 聚能射流对带壳装药的冲击引爆能力与其侵彻有限厚靶板的剩余头部参量及剩余动能密切相关. 为研究考虑形状分布特性的聚能射流侵彻作用规律, 建立了聚能射流侵彻靶板及靶后参量计算模型. 开展了 50 mm 聚能射流成型 X 光试验及静破甲试验研究, 验证了计算模型的可靠性. 在此基础上, 计算分析了射流形状、靶板厚度、炸高等因素对聚能射流侵彻有限厚靶板剩余射流头部参量及剩余动能的影响规律. 结果表明: 随着靶板厚度的增大, 剩余头部参量减小. 随着炸高的增大, 一次函数形状射流剩余头部参量持续降低, 常函数、二次函数形状的射流剩余头部参量先增大后减小. 在不同的靶板厚度及炸高条件下常函数形状射流的剩余头部参量均为最大; 在侵彻有限厚靶板剩余射流动能方面, 其剩余射流动能随着靶板厚度的增大而减小. 随着炸高的增大, 常函数形状射流剩余动能持续降低, 一次、二次函数形状的射流剩余动能先减小后增大. 当炸高小于 4~5 倍装药口径时, 二次函数形状射流剩余能量最高, 当炸高大于 4~5 倍装药口径时, 常函数形状聚能射流剩余能量最高.

关键词: 聚能射流; 射流形状; 剩余头部参量; 剩余动能; 有限厚靶板

中图分类号: O385

文献标志码: A

文章编号: 1001-0645(2023)10-1047-12

DOI: 10.15918/j.tbti001-0645.2023.075

Study on Penetration Law of Shaped Charge Jet Considering Shape Distribution Characteristics

FANG Yizhou¹, ZHANG Xianfeng¹, XIONG Wei¹, FENG Kehua², LIU Chuang¹, GE Xiaolei²

(1. School of Mechanical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing, Jiangsu 210094, China;

2. Jiangsu Yongfeng Mechanics Co., Ltd., Nanjing, Jiangsu 210014, China)

Abstract: The initiation ability of shaped charge jet on shelled charge is closely related to the residual head parameters and kinetic energy of penetrated finite thickness target. In order to study the penetration law of shaped charge jet, considering the shape characteristics, some calculation models were established for the parameter calculation of shaped charge jet penetrating target plate and parameter calculation of residual head parameters and residual kinetic energy after jet penetration. X-ray test and DOP test of 50 mm shaped charge jet were carried out to verify the reliability of the calculation models. On this basis, the influence of jet shape, target thickness and standoff on the residual jet head parameters and residual kinetic energy was analyzed for shaped charge jet penetrating finite thickness target plate. The results show that with the increase of the thickness of the target, the remaining head parameters decrease. With the increase of the standoff, the residual head parameters of the primary function shaped jet show a decreasing trend, and the residual head parameters of the constant function and quadratic function shaped jet increase first and then decrease. The residual head parameters of the constant function shape jet always show the largest under different target thickness and standoff conditions. In the aspect of jet residual kinetic energy in penetrating finite thickness target, the jet residual kinetic energy decreases with the increase of target thickness. With the increase of the standoff height, the residual kinetic energy of the constant

收稿日期: 2023-03-30

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (12141202, 12002170)

作者简介: 方一舟(1997—), 男, 博士生, E-mail: funezhou@163.com.

通信作者: 张先锋(1978—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, E-mail: lynx@mail.njust.edu.cn.

function shaped jet continues to decrease, and the residual kinetic energy of the primary and secondary function shaped jet decreases first and then increases. When the standoff is less than 4 ~ 5 times of charge diameter, the residual energy of the quadratic function shaped jet is the highest. When the standoff is greater than 4 ~ 5 times of charge diameter, the residual energy of the constant function shaped jet is the highest.

Key words: shaped charge jet; jet shape; residual head parameters; residual kinetic energy; finite thickness target

随着国外坚固类导弹/制导炸弹及低易损性炸药的应用与发展,迫切需要研究和发展新型防空反导战斗部技术. 该类战斗部往往采用厚壁结构作为其壳体以更大程度地消耗毁伤元的能量,且内部装填具有低易损性的炸药,以更大程度地降低后续毁伤元的引爆能力. 为了尽可能使反导拦截做到“命中即毁”,聚能装药以其强大的毁伤效能,常常作为防空反导作战中一种重要的毁伤元. 聚能装药爆轰后形成的聚能射流贯穿厚壁结构后的剩余射流头部参量与剩余动能情况与其对壳内炸药的引爆能力密切相关,其形状特性对其侵彻靶板后剩余射流头部参量及剩余动能有着直接的影响. 所以,研究考虑形状分布特性的聚能射流侵彻作用规律对防空反导聚能战斗部的结构设计和优化具有重要的指导意义.

近年来,学者们针对聚能射流开展了大量的研究工作. 在聚能射流侵彻孔型计算方面, DIPERSIO 等^[1-2]给出了聚能射流侵彻金属靶板的侵彻孔径计算模型,简称为 SDM 模型,并考虑了炸高对射流侵彻的影响. WOLFGANG 等^[3]在 SDM 计算模型的基础上对其进行了优化,得到了更为准确的聚能射流侵彻靶板的孔型计算模型,并研究了炸高对其侵彻孔径形貌的影响; SZENDREI^[4]在聚能射流径向扩孔方面率先给出了一个解析表达,他认为射流侵彻的轴向压力必影响射流扩孔的初始径向压力,射流扩孔滞止压力与靶材扩张速度的关系可视为射流侵彻过程中弹靶交界处压力与侵彻速度关系的径向化,其结论一直被众学者沿用至今. HELD 等^[5-6]修正了 SZENDREI 的方程,形成 Szendrei-Held 扩孔方程,发现计算模型的预测值总是小于试验结果,在高速侵彻工况下误差尤为明显. 王静等^[7]对在射流侵彻作用下靶板的径向响应过程进行了分析,基于虚拟原点概念推导了运动过程中射流径向尺寸变化规律,对射流侵彻过程中孔道孔径的变化规律进行了预测,分析得到了靶板在射流的侵彻作用下所形成孔道孔径随侵彻深度及孔道孔径随侵彻时间的变化规律. 徐斌等^[8]、余庆波等^[9]、王芳等^[10]、肖强强等^[11]先后

开展了不同装药结构对不同材料靶板的侵彻试验及理论研究,建立的侵彻深度预测模型具有一定的可靠性,但并未对侵彻孔型开展深入的分析;马雪亚等^[12]开展了不同药型罩材料下的静破甲特性分析;陈兴等^[13]探究了药型罩结构参数对杆式射流水下侵彻作用的影响;王成等^[14]开展了聚能装药对混凝土靶板的侵彻研究,将混凝土靶板的侵彻孔型近似等效为漏斗坑与隧道区,探究了各装药参数对侵彻孔型的影响. 在聚能射流形状描述方面, LAMBERT 等^[15]把具有速度梯度的射流假设为一个线性速度杆,用来描述虚拟原点坐标系中理想射流的侵彻情况; SVIRSKY 等^[16]开展了线性铜杆对不同有限厚金属靶板的侵彻试验,通过试验观测获得了线性铜杆穿透有限厚靶板后的剩余速度与穿透靶背自由面时的射流长度损失,建立了该过程的数学模型,得出了半经验公式. WOLFGANG 等^[3]通过试验观察与数值拟合结合的方法将射流半径与该处的微元速度进行联系,得到了一种用来描述射流形状的非线性关系. 在聚能射流冲击引爆方面, HELD 等^[17-18]通过不同装药口径的聚能射流对 B 炸药开展了一系列的引爆试验,根据试验结果, HELD 提出当射流头部参数 v^2d 大于引爆阈值时,炸药将被引爆. 魏继锋等^[19]、宋乙丹等^[20]分别开展了聚能射流冲击引爆不同炸药的数值模拟及试验研究,结果表明采用 HELD 引爆判据可以较为准确地预测聚能射流对炸药的引爆情况.

综上所述,国内外众多学者开展了大量的关于聚能射流侵彻的理论计算及试验研究,对于考虑形状分布特性的聚能射流侵彻作用的研究具有重要的支撑意义. 但现有的聚能射流侵彻孔径理论并未针对聚能射流的形状进行深入的分析,并且在射流形状描述方面,学者们大多将聚能射流形状考虑为线性铜杆或采用射流微元半径与微元速度关联的方式来表征射流的形状,并未考虑不同形状分布特性的聚能射流对侵彻作用的影响. 为进一步分析不同形状分布特性的聚能射流对其侵彻靶板及后效剩余射流参数的影响,基于虚拟源点假设,考虑射流形状分

布及飞行过程中的拉伸运动, 建立考虑射流形状的射流侵彻计算模型, 开展聚能射流侵彻及 X 光试验, 进一步分析不同形状对聚能射流侵彻不同厚度有限厚靶板靶后剩余射流头部参量及剩余能量影响规律.

1 聚能射流侵彻理论

1.1 侵彻深度计算模型

本文中聚能射流的侵彻深度计算基于 ALLISON 等^[21]提出的准定常侵彻理论, 假设存在某一虚拟源, 虚拟源上的各射流微元的速度假设为在空间上线性分布, 如图 1 所示. 取射流头部虚拟源为坐标原点 O , 每一直线的斜率即为该射流微元的速度; S 为虚拟源到靶板表面的距离; t_0 为射流头部从虚拟源运行到靶体表面的时间. 图 1 为射流侵彻靶板过程的分析图, 其中横坐标 t 为时间, 纵坐标 P 为侵彻深度.

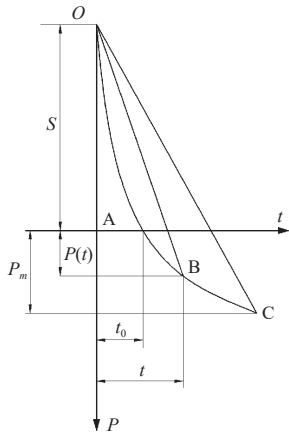


图 1 非匀速射流侵彻分析图

Fig. 1 Model of jet penetration analysis

射流头部在 A 点与靶体表面相遇并开始侵彻, ABC 线为侵彻深度随时间增加的曲线, 该曲线上每一点的斜率即为该点的侵彻速度或碰撞点速度.

根据流体动力学理论, 在侵彻过程中碰撞点两侧的静压与动压之和必须相等. 不考虑弹靶强度, 根据伯努利方程有

$$\frac{1}{2}\rho_j(v_j - u)^2 = \frac{1}{2}\rho_t u^2 \quad (1)$$

式中: ρ_j 、 ρ_t 分别为射流和靶板密度; v_j 、 u 分别为射流速度和侵彻速度.

可得到侵彻深度随射流尾部速度变化的函数

$$P(v_j) = v_j t_0 \left(\frac{v_0}{v_j} \right)^{\frac{1+\gamma}{\gamma}} - S \quad (2)$$

式中: $\gamma = \sqrt{\rho_t/\rho_j}$; v_0 为射流头部速度; t_0 为聚能射流头部从虚拟原点运动到靶板表面的时间; S 为虚拟原

点与靶板表面的距离.

经过适当的代换可得到射流侵彻深度随时间变化的表达式

$$P(t) = v_0 t \left(\frac{t_0}{t} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma+1}} - S \quad (3)$$

1.2 射流拉伸运动及形状函数表征

由于聚能射流具有头尾部速度差异较大的特性, 其在飞行过程中的拉伸效应不可忽略, 为描述聚能射流在飞行过程中的形状变化, 本节拟建立聚能射流拉伸运动中的形状变化表征函数. 假设在运动过程中射流微元速度不发生变化且认为射流均匀地拉长, 根据 PER 准定常理论^[22]可知射流微元速度沿射流长度方向呈线性分布, 假设任一已知射流形态的时刻 t_m 及射流飞行过程中任意时刻 t , 以射流由 t_m 时刻运动至 t 时刻的过程作为考察对象, 假设射流某点速度为 v , 以射流尾部作为坐标原点, 对应速度为 v 的射流微元位置坐标为 x , t_m 时刻对应的射流形状函数为 $r=f_m(x)$, 射流在 t_m 时刻的长度为 $l(t_m)$, 运动至 t 时刻时, 其对应的射流形状函数为 $r=f_t(x)$, 射流长度为 $l(t)$. 根据假设, 射流在着靶前的全过程中, 头尾部速度保持不变, 头部速度为 v_0 , 尾部速度为 v_t . 图 2 为射流的运动过程示意图.

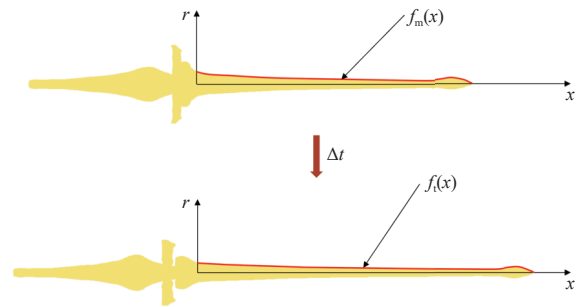


图 2 射流拉伸过程各参量示意图

Fig. 2 Model of jet movement and stretching

根据以上假设且由几何关系可得到微元速度为 v 对应的微元位置 x_v 表达式

$$x_v(t) = \frac{l(t)v}{(v_0 - v_t)} \quad x_v(t) \in [0, l(t)] \quad (4)$$

假设射流微元在拉伸过程中的拉伸速度为 v_s , 且根据射流微元的质量、密度均保持不变等假设, 根据质量守恒定律建立两时刻下射流微元体积恒定的等量关系

$$\pi r_m^2(t_m v_s) = \pi r_t^2(t_m v_s + \Delta t v_s) \quad (5)$$

式中: r_m 、 r_t 分别为在 t_m 时刻与 t 时刻下同一速度 v 处的射流半径.

对式 (5) 进行化简可得式 (6). 由式 (6) 可知, 在射流拉伸过程中射流微元的半径随着时间 t 的增加以比例系数 n 在逐渐减小.

$$\frac{r_t}{r_m} = \sqrt{\frac{t_m}{t_m + \Delta t}} = n \quad (6)$$

则射流由 t_m 时刻运动至 t 时刻其形状函数可表示为

$$f_t(x_v) = n f_t[x_v(t_m)/n^2] \quad (7)$$

由此可得出射流在任一时刻 t 对应速度为 v 处的射流半径 r 的表达式

$$r(t, v) = f_t \left[\frac{l(t_m)v}{(v_0 - v_j)n^2} \right] \sqrt{\frac{t_m}{t_m + \Delta t}} \quad (8)$$

1.3 侵彻孔径计算模型

基于王静等^[7]建立的聚能射流侵彻孔径计算模型, 假设射流与靶板接触过程中, 除了轴向的侵彻作用也会对靶板产生径向的扩孔作用. 随着射流与靶板的相互作用, 射流与靶板接触区域会产生较大的应力, 其头部近似为一蘑菇头状, 且靶板内壁由于射流径向的挤压作用会获得一定的动能. 由于惯性的作用, 靶板材料会产生进一步的扩张, 形成了终态的侵彻孔径形貌.

侵彻孔径的计算依然承袭射流准定常侵彻理论假设条件, 射流考虑为无黏性不可压缩流体, 靶板材料均匀且不考虑侵彻过程中的可压缩性; 弹靶交汇处射流速度为 v_j , 侵彻速度为 u , 其中 β 为射流中心流线切线方向与对称轴 z 轴正方向之间的夹角, $d\beta$ 为 β 的微分变量, r 为射流中心流线上点距 z 轴的径向距离, 将射流头部分为流动区 ($\beta=90^\circ \sim 180^\circ$) 和驻定区 ($\beta=0^\circ \sim 90^\circ$), 在驻定区, 不考虑靶板强度, 靶板对射流的动压力为 $1/2\rho_T u^2$. 其侵彻理论模型如图 3 所示.

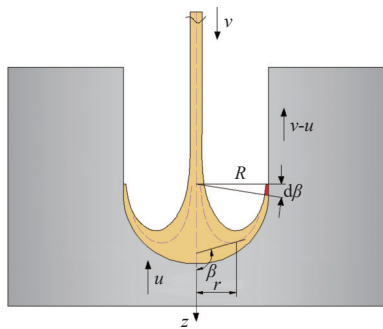


图 3 侵彻孔径理论模型示意图

Fig. 3 Model of jet penetration hole calculation

基于定常不可压缩流体的若干性质及质量守恒方程, 结合 SZENDREI 等^[4]对微元体在 Δt 时间内的

动量变化关系

$$p_C' - \sigma - \rho_T U_C^2 = 0 \quad (9)$$

式中: p_C 为聚能射流对靶板孔道内壁产生的压力; σ 为靶体阻力; U_C 为聚能射流的扩孔速度.

基于 HELD 等^[5]对于孔道内壁膨胀速度 U_C 等于射流轴向侵彻速度的假设, 利用第一节关于射流速度、侵彻深度及时间的等量关系, 经过一定的代换即可得到最终孔径大小 r_f 随侵彻深度变化的函数关系

$$r_f = r(v) \left(\frac{9}{4} + \frac{\rho_T v_0^2}{\sigma(P/S + 1)^{2\gamma}(1 + \gamma)^2 + \rho_T v_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \times \left(1 + \frac{\rho_T v_0^2}{4\sigma(1 + \gamma)^2(P/S + 1)^{2\gamma}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

式中: $r(v)$ 为聚能射流的形状函数; P 为侵彻深度.

1.4 侵彻后效参量计算模型

在剩余头部参量计算方面, 本文将承袭 HELD 所提出的 $v^2 d$ 准则来对其进行考量. 为研究不同形状特性聚能射流对有限厚靶板的侵彻剩余参量变化, 基于前述聚能射流侵彻计算模型与射流拉伸运动及形状表征, 建立了聚能射流侵彻有限厚靶板的剩余头部参量 $v^2 d$ 及剩余动能的计算模型, 其示意图如图 4 所示. 该计算模型基本假设如下:

- ① 在射流自由飞行过程中射流的头尾部速度保持不变, 射流各微元速度呈线性分布;
- ② 射流在自由飞行和侵彻靶板过程中保持连续;
- ③ 射流和靶板材料均为不可压缩介质, 忽略靶板强度对侵彻过程的影响;

④ 忽略射流对有限厚靶板侵彻开始阶段及结束过程中的射流损失, 并假设上述过程为连续的过程. 近似的认为, 若某聚能射流对半无限金属靶板的侵彻深度为 T , 则该聚能射流侵彻厚度为 T 的有限厚金属靶板时, 聚能射流完全耗尽的同时靶板恰好完全贯穿.

假设聚能射流贯穿有限厚靶板后其剩余射流头部刚好到达靶板背部的时间为 t_r , 则由前文中各计算模型可得到其剩余射流头部速度 v_r 及直径 d , 进而可求得聚能射流侵彻有限厚靶板的剩余头部参量 $v^2 d$ 的表达式

$$v^2 d = v_0^2 \left(\frac{t_0 v_0}{T + S} \right)^{2\gamma} f_t \left[\frac{l(t_r) v_r}{(v_0 - v_j) n^2} \right] \sqrt{\frac{t}{t_r}} \quad (11)$$

式中 T 为有限厚靶板的厚度.

根据前文假设的射流速度关系与射流半径关系

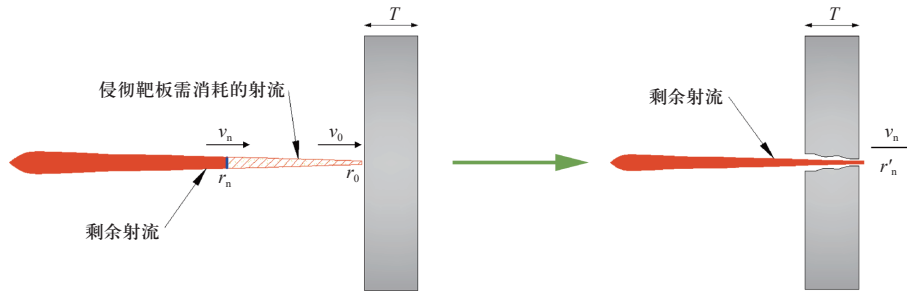


图 4 射流侵彻有限厚靶板后效参量计算模型图

Fig. 4 Model of penetration aftereffect parameter calculation

对剩余射流的每一射流微元进行定积分计算即可得到聚能射流侵彻有限厚靶板剩余动能的表达式

$$E_r = \frac{1}{2} \int_0^{x_r} \rho_j \pi f_i(x)^2 v^2 dx \quad (12)$$

式中 E_r 为聚能射流侵彻有限厚靶板剩余动能。

2 聚能射流 X 光及静破甲试验

2.1 弹靶情况与试验布置

试验弹体采用 $\Phi 50$ mm 口径聚能装药, 聚能装药采用带罩压药的方式制备完成, 炸药采用压装 JH-2 (8701) 炸药, 装药高度为 59 mm, 装药密度为 1.71 g/cm^3 , 装药质量约 106 g; 药型罩材料为紫铜, 口径为 48.8 mm, 药型罩锥角 50° , 药型罩高度为 47.1 mm。聚能装药结构及装药与药型罩实物图如图 5 所示。

X 光摄影试验采用两台脉冲 X 光机组合拍摄脉冲 X 光摄影试验布局如图 6(b) 所示, X 射线管 A 和 X 射线管 B 呈 45° 汇交。聚能装药垂直放置于两台 X

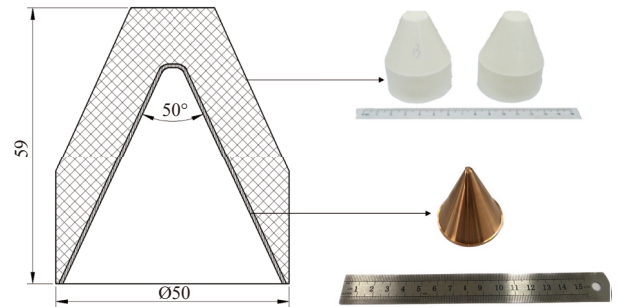
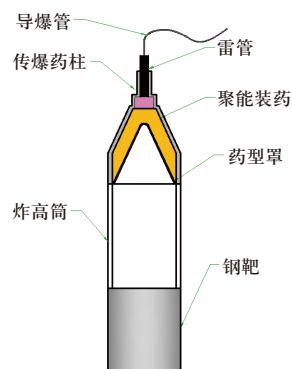


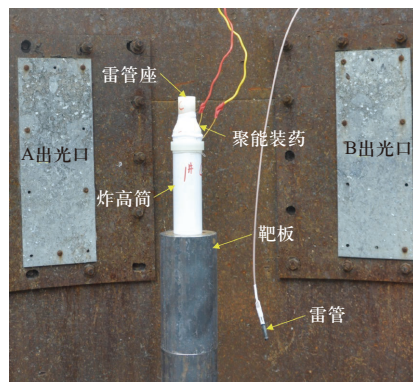
图 5 聚能装药及药型罩结构图

Fig. 5 Structure of shaped charge

射线管的汇交区域。试验过程中, 设置 X 射线管 A 先工作, X 射线管 B 后工作, 获得射流在不同时刻的 X 光照片。静破甲试验布置如图 6(a) 所示, 包括雷管、雷管座、传爆药、聚能装药、炸高筒以及靶板。炸高为 150 mm, 炸高筒由尼龙制成; 靶板材料为 45 号钢。试验前, 标记靶板与聚能装药的相对位置, 其中靶板的标记线对应截面的下底中点。



(a) 试验布置示意图



(b) 试验布置实物图

图 6 试验现场布置图

Fig. 6 Experiment setup

2.2 试验结果及分析

2.2.1 射流成型 X 光结果及分析

为尽量减少单次试验带来的不确定性, 本次试

验在相同工况下进行两发重复试验。试验结束后对两发试验的 X 光影像与靶板穿孔形状进行了处理。图 7 为两发试验获取到的在不同时刻下的射流 X 光

影像. 由 X 光图像可知, 两发试验射流成型均良好且准直. 其中, 第一发试验 X 光出光时间为 A 出光口 19.76 μs , B 出光口 22.68 μs . 第二发试验 X 光出光时间为 A 出光口 17.42 μs , B 出光口 20.78 μs . 对两发 X

光射流影像进行了数据处理, 分别得出了两发试验射流头尾部速度、较后时刻射流头部直径及射流长度, 详细数据见表 1.

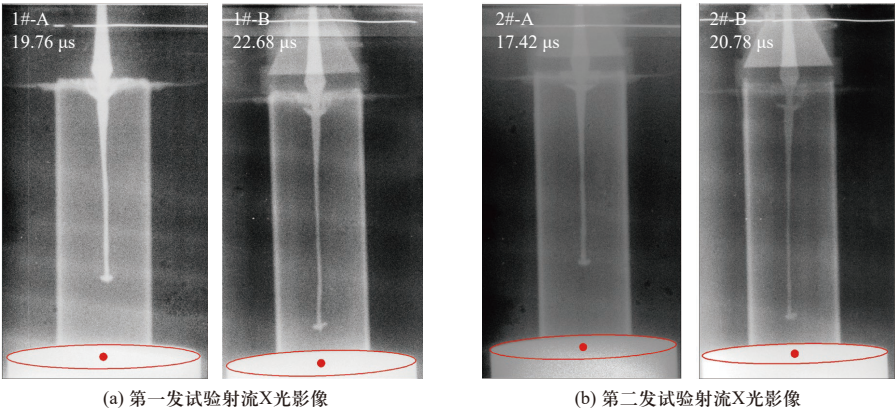


图 7 射流 X 光影像

Fig. 7 X-ray images of jet formation

表 1 射流成型参数表

Tab. 1 Parameters of jet formation

试验 编号	头部速度 /($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	尾部速度 /($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	B时刻射流 头部直径/mm	B时刻射流 长度/mm
1#	7 503	1 858.6	2.56	117.33
2#	7 596	1 991.0	2.62	113.45

在某一时刻下, 射流的外轮廓可看作一条射流直径随射流微元位置坐标变化的函数曲线, 其定义域处在射流头部与尾部之间. 本文采用了三种常见的函数关系分别对射流的形状进行描述以获得不同形状函数工况下的侵彻孔型情况, 其三种函数关系分别为常函数、一次函数及二次函数, 其函数关系由表 2 给出. 通过对试验中获取到的射流源 X 光影像进行等效, 拟合得到了三种形状函数的函数图像如图 8 所示.

表 2 三种形状函数及其表达式

Tab. 2 Expressions of three jet shapes

射流形状函数类别	函数关系式
常函数	$y = 3.5$
一次函数	$y = -0.03x + 5.6$
二次函数	$y = 6.3 - 0.14x + 0.001\ 2x^2$

在射流的飞行过程中由于头尾部存在速度差异, 射流在不断地拉伸, 为了保证形状函数在拉伸过程中能够对射流形状进行较为准确的描述, 通过

与试验中 X 光两个时刻下的射流影像进行对比, 对其拉伸过程中射流半径变化的计算模型可靠性进行检验.

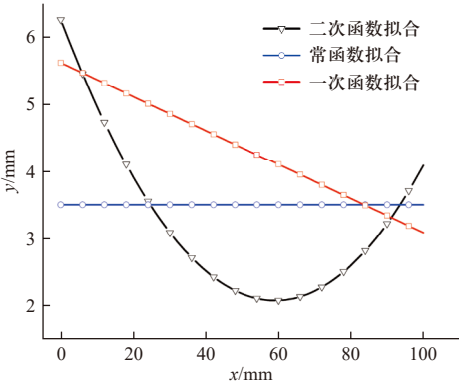


图 8 三种形状函数图像

Fig. 8 Curves of three jet shape

图 9(a) 中给出了在装药起爆 19.76 μs 时刻射流各位置处的直径, 并根据 X 光数据对射流的三种形状函数进行了拟合得到了其形状函数曲线, 由图可知二次函数模型能够较为贴合地对聚能射流的形状进行描述; 图 9(b) 给出了在聚能装药起爆后 22.68 μs 时刻的射流形状参数散点图, 通过本文第一节建立的射流拉伸过程中形状变化公式计算得出三种形状函数在该时刻下的函数图像并与试验数据进行对比, 结果表明本文所建立的射流直径变化计算模型在射流拉伸过程中具有较好的描述性.

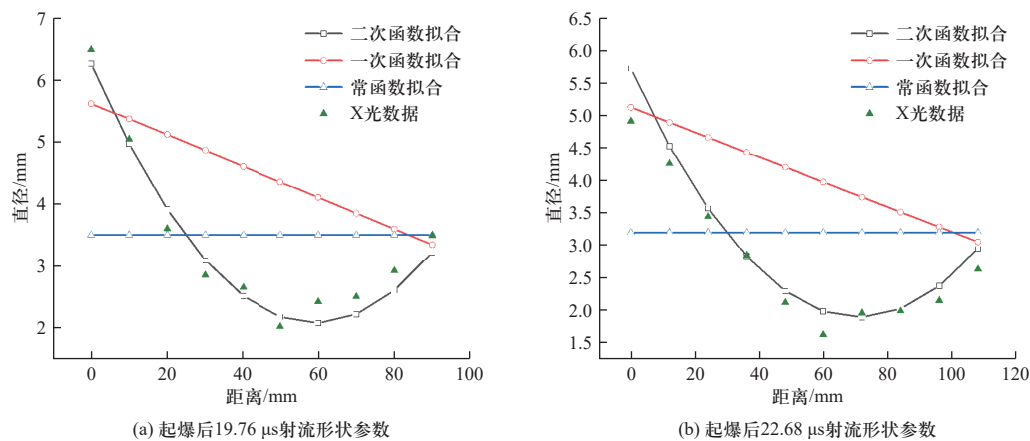


图 9 不同时刻下射流实际形状参数与形状函数对比

Fig. 9 Comparison of X-ray experiment and shape functions of jet at two moments

2.2.2 静破甲试验结果及分析

试验结束后对靶板进行了回收, 利用线切割技术将靶板沿射流侵彻孔洞圆心将靶板切开, 并描绘射流孔道形状, 如图 10 所示. 通过测量获取了两发试验的射流侵彻深度及不同侵彻深度处射流侵彻孔

径. 第一发试验中射流对靶板的侵彻深度为 216.43 mm, 第二发试验中射流对靶板的侵彻深度为 232.12 mm, 两者相差 6.7%, 重复性较好. 将射流孔道各个深度处的侵彻孔径进行了统计, 并绘制了两发试验射流侵彻孔径大小随侵彻深度变化的散点图, 如图 11 所示.

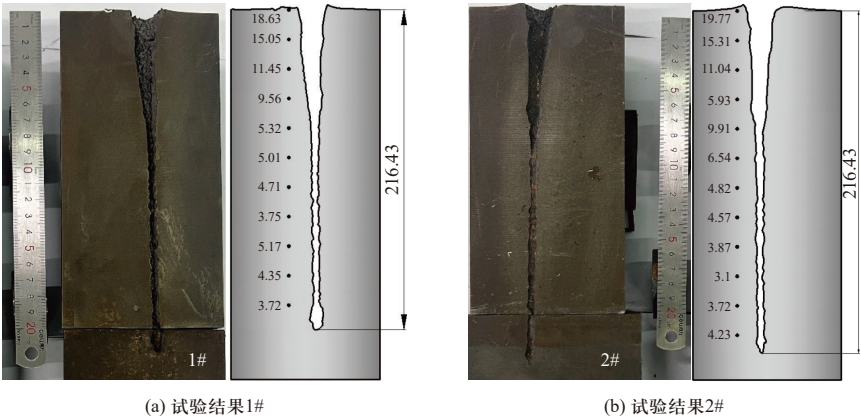


图 10 射流侵彻靶板毁伤情况

Fig. 10 Targets penetrated at the standoff of 150 mm

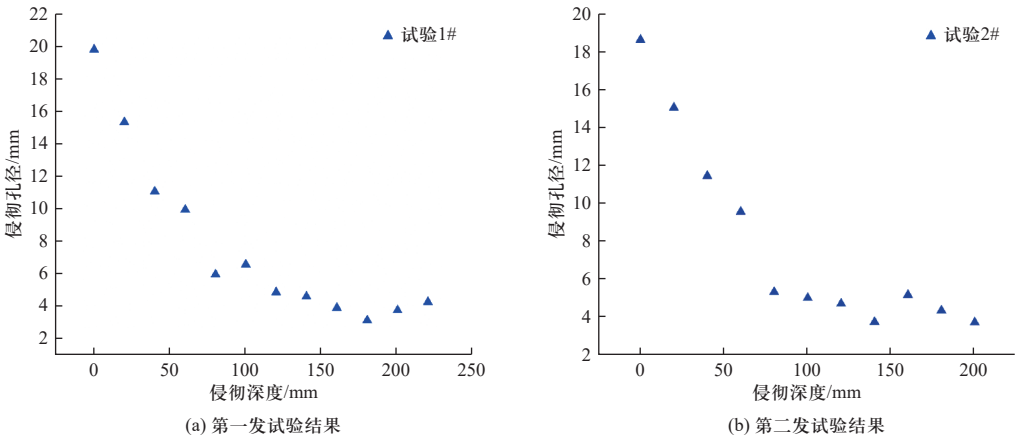


图 11 射流侵彻孔径大小随侵彻深度变化散点图

Fig. 11 Curves of hole diameter varying with penetration depth

根据本文所建立的侵彻计算模型,提取试验中 X 光试验结果中的射流影像,获取了射流成型的各项基本参数,包括头尾部速度以及射流在 X 光出光时刻的头部半径.根据本文建立的理论模型,需进一步获取理论计算所需要的初始参量.其中,弹靶密度、射

流头尾部速度可由试验结果直接获取,剩余所需参数中,射流着靶时刻头部半径及虚拟源与靶板表面的距离可根据 X 光拍摄结果并结合假设条件计算得出,靶体阻力取值根据学者 SZENDREI^[11]开展的射流侵彻钢靶的试验结果拟合得到.其具体数值由表 3 给出.

表 3 理论计算各初始参量取值
Tab. 3 Value of each initial parameter

$\rho_T/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	$\rho_f/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	$v_0/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	$v_f/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	r_0/m	S/m	σ/Pa
7 850	8 960	7 596.0	1 952.4	2.65×10^{-3}	0.172 3	2.25×10^9

表中, ρ_T 为靶板密度, ρ_f 为射流密度, v_0 为射流头部速度, v_f 为射流尾部速度, r_0 为射流着靶时刻的头部半径, S 为虚拟源点与靶板表面的距离, σ 为靶体阻力.

根据上述射流基本参数,首先得到了该射流侵彻钢靶时侵彻深度的时程曲线,并得到了最终的侵彻深度计算结果为 225.3 mm,并将侵彻深度试验结果标记于曲线图中,如图 12 所示.由计算结果与试验结果对比可知,计算误差较小,其上下跳动误差绝对值小于 5%.获得了计算侵彻深度值后,接着对该聚能射流的侵彻孔径进行理论计算,由本文建立的侵彻孔径理论计算模型可知,除描述射流形状的形状函数外,其他所需输入量均为已知参数或可从试验结果中获取,如表 3 所示.针对表 2 给出的三种形状函数,开展了该射流源对半无限钢靶的侵彻孔径计算,图 13 为各情况下的计算结果与试验结果对比.

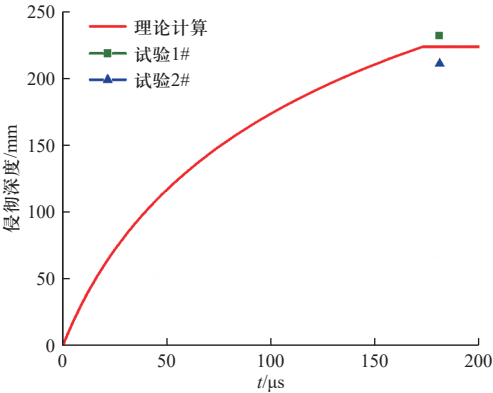


图 12 理论计算侵彻深度时程曲线与试验结果对比
Fig. 12 Curve of penetration depth varying with time

由计算结果可知,三种形状函数中采用二次函数表征方式的计算结果与试验中得到的侵彻孔型最为接近且几乎重合,常函数与一次函数表征方式下,侵彻孔型的计算结果均与试验结果存在较大误差.本小节的计算结果表明,在选取合适的聚能射流形

状表征函数时,本文采用的聚能射流侵彻计算模型具有较好的预测性;进一步说明,聚能射流入靶前的形状分布对于其对靶板的侵彻形貌有显著的影响.

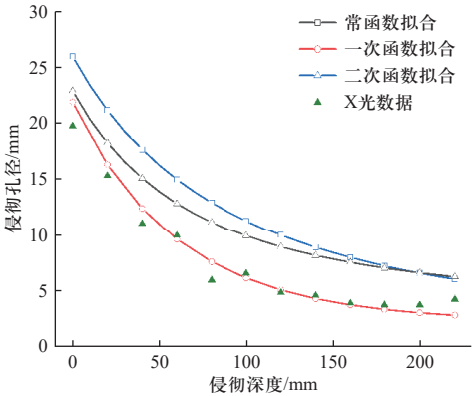


图 13 三种形状函数计算结果与试验对比
Fig. 13 Curve of penetration hole by theoretical calculation

2.3 考虑形状分布特性的聚能射流侵彻靶板剩余参量规律研究

不同形状特性聚能射流侵彻有限厚靶板靶后 v^2d 计算方法如下:基于前述给出的三种射流形态参数,开展了三种不同形状特性聚能射流对有限厚靶板侵彻后效参量的理论计算,得到了三种形状特性射流在不同有限厚靶板厚度条件下靶后参量 v^2d 随炸高的变化曲线,如图 14 所示.图 14(a)~(c)给出了形状分别为二次函数、一次函数及常函数的射流在不同靶板厚度下靶后参量随炸高的变化曲线.其中,对炸高进行了量纲一处理,其单位为聚能装药口径 D_0 .

由图 14 可知,三种形状特性的射流在不同靶板厚度条件下,其剩余头部参量大小均随着靶板厚度的增大呈现逐渐减小的趋势.当靶板厚度一定时,形状为二次函数和常函数的聚能射流其剩余头部参量随着炸高的增加呈现先增大后减小的趋势,二次函

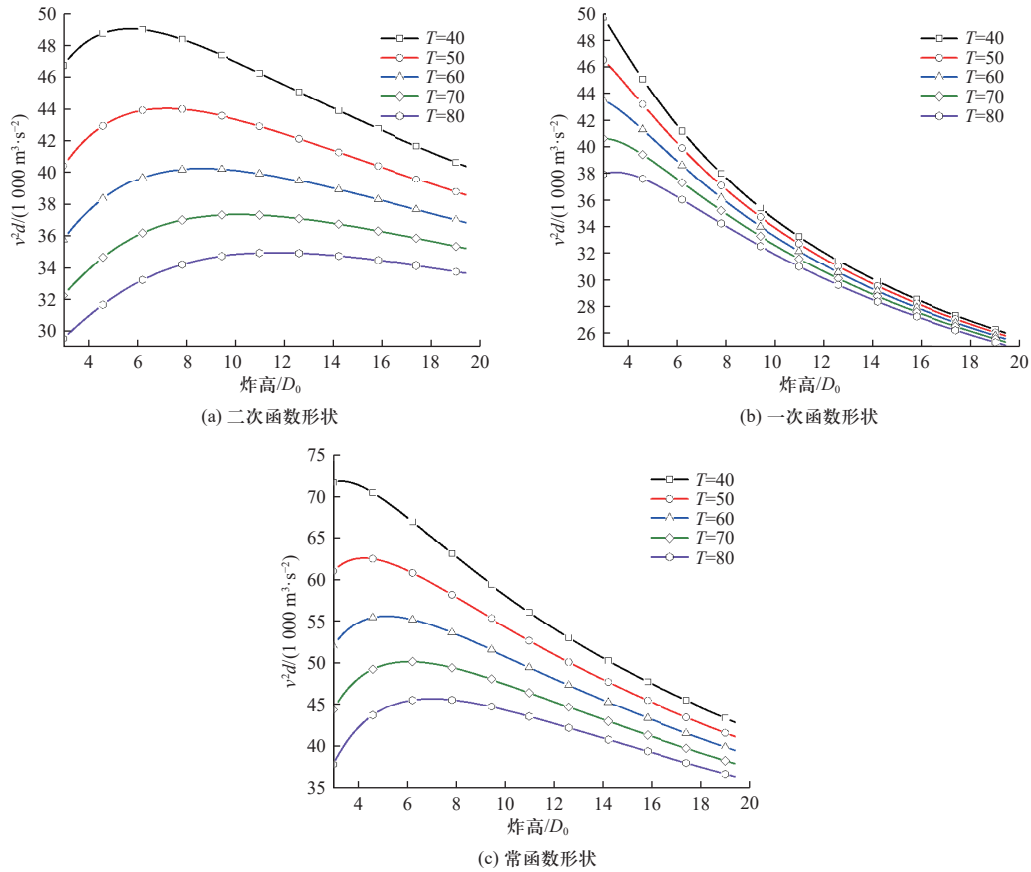


图 14 三种形状射流在不同炸高及不同有限厚靶板厚度条件下的靶后参量计算结果

Fig. 14 Curves of v^2d varying with standoff at three jet shapes

数形状聚能射流在 6~10 倍装药口径炸高处取得靶后参量最大值, 常函数形状聚能射流在 3~7 倍装药口径炸高处取得。随着靶板厚度的增大, 其最大靶后参量炸高数逐渐增大。而形状为一次函数的聚能射流, 在靶板厚度小于 80 mm 的情况下, 其剩余射流的头部参量随着炸高的增大呈现单调递减的趋势, 当靶板厚度大于 80 mm 时, 其靶后剩余头部参量的变

化逐渐呈现先增大后减小的趋势。

为研究在靶板厚度不变的情况下三种不同形状特性的聚能射流侵彻有限厚靶板靶后参量的变化规律及异同, 以靶板厚度分别为 50、60 mm 工况为例, 提取了三种不同形状特性的聚能射流剩余头部参量计算结果, 如图 15 所示。

由图 15 可知, 在靶板厚度一定的情况下, 形状

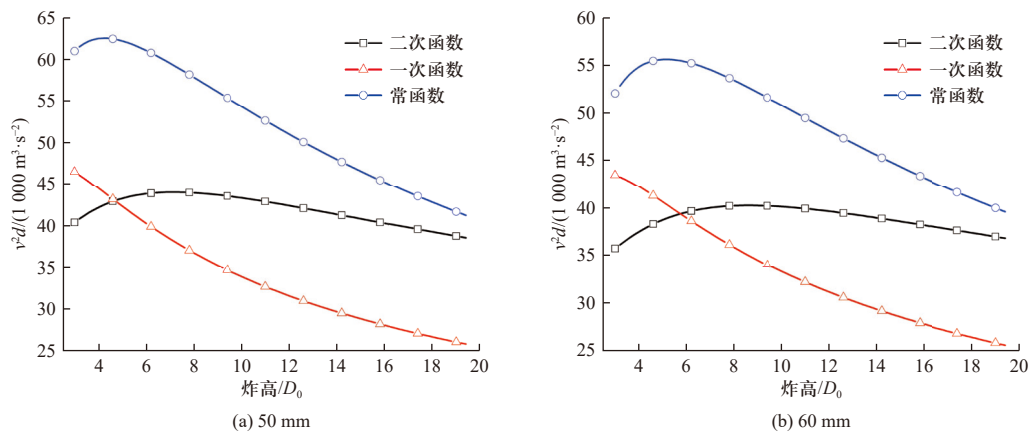


图 15 同一有限厚靶板厚度下三种形状射流剩余头部参量随炸高变化曲线

Fig. 15 The curves of v^2d varying with standoff at same thickness target

为常函数的聚能射流其靶后参量在 3~20 倍装药口径炸高位置均优于形状为二次函数与一次函数的聚能射流;在三倍装药口径炸高处,形状为一次函数的聚能射流剩余头部参量要大于形状为二次函数的聚能射流,但随着炸高的增大,形状为二次函数的聚能射流的剩余头部参量逐渐高于形状为一次函数的射流,两曲线相遇处的炸高大小随着靶板厚度的增大逐渐增大.由计算结果可知,三种形状的聚能射流剩余头部参量随炸高增大的减小速度并不相当,其中,形状为二次函数的聚能射流剩余头部参量随着炸高增大的减小速度最为缓慢,受炸高影响较小;形状为

常函数的聚能射流剩余头部参量在到达峰值后的下降速度与形状为一次函数的聚能射流下降速度相当.

2.4 不同形状特性聚能射流侵彻有限厚靶板剩余动能计算

基于前文给出的三种射流形态参数,开展了三种不同形状特性聚能射流对有限厚靶板侵彻剩余射流动能的理论计算,得到了三种形状射流在不同有限厚靶板厚度条件下剩余射流动能随炸高的变化曲线,如图 16 所示.图 16(a)~(c)给出了形状分别为二次函数、一次函数及常函数的射流在不同靶板厚度下剩余射流动能随炸高的变化曲线.

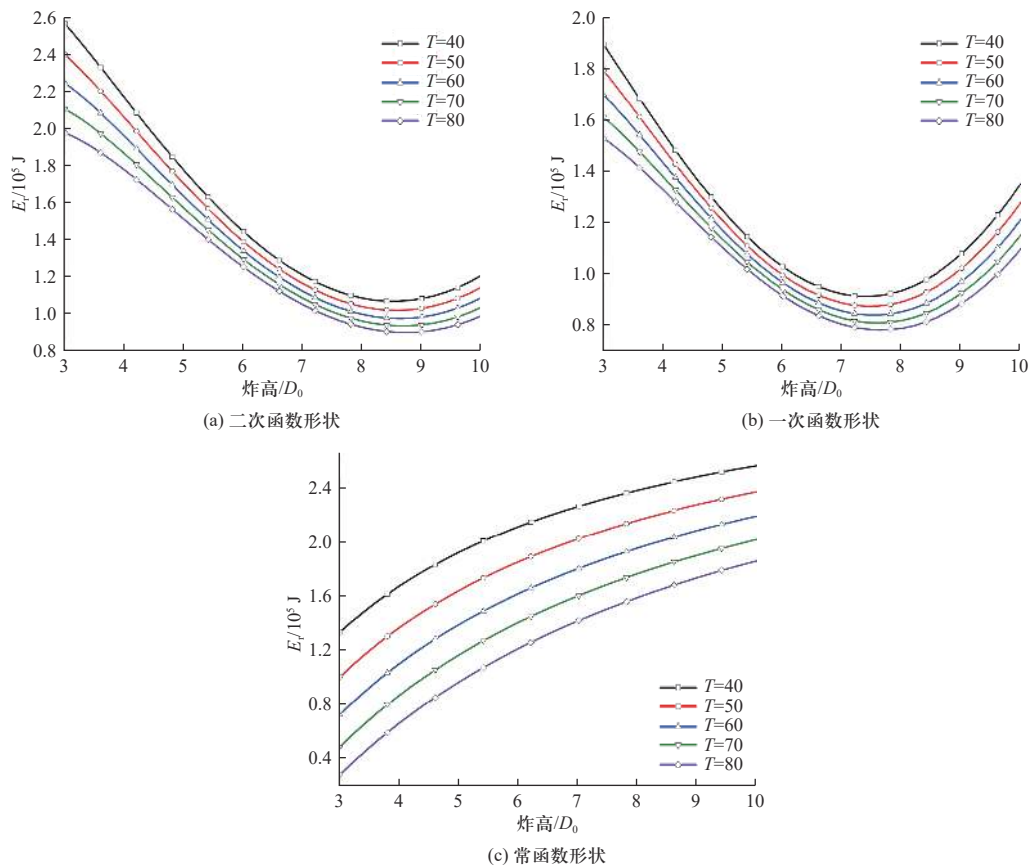


图 16 三种形状射流在不同炸高及不同有限厚靶板厚度下的射流剩余动能计算结果

Fig. 16 Curves of E_r varying with standoff at three jet shapes

由图 16 可知,在靶板厚度一定时,形状为常函数的聚能射流剩余能量随着炸高的增大而增大,增大的速度在逐渐降低,其剩余射流能量值逐渐逼近于射流总能量;形状为二次函数和一次函数的聚能射流其剩余射流能量随着炸高的增加呈现先减小后增大的趋势,且其剩余能量最小取值处位于 7~9 倍装药口径炸高之间,二次函数形状射流取得最小剩余能量位置要滞后于一次函数形状射流,在剩余射

流能量取得最小值后,又呈现随炸高逐渐增大的趋势.在炸高一定的情况下,由于靶板厚度的增大消耗的射流能量逐渐增加,三种形状的聚能射流其侵彻有限厚靶板的射流剩余能量随着靶板厚度的增大逐渐减小.

为研究三种不同形状特性的聚能射流侵彻有限厚靶板剩余射流能量的变化规律及异同,分别提取了两种有限厚靶板厚度下,三种不同形状特性的

聚能射流侵彻有限厚靶板剩余动能的计算结果, 如图 17 所示, 图 17(a)、(b) 分别为三种形状特性聚能射

流在靶板厚度为 50 mm 与 60 mm 工况下靶后剩余射流动能变化规律。

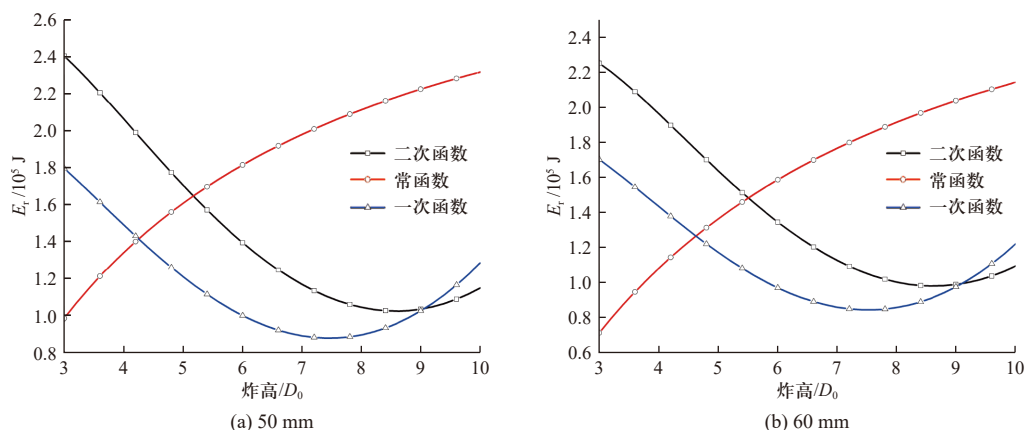


图 17 同一有限厚靶板厚度下三种形状射流靶后剩余动能随炸高变化曲线

Fig. 17 Curves of E_r varying with standoff at same thickness target

由以上计算结果可知, 在三倍装药口径炸高条件下, 三种形状聚能射流按照剩余射流能量从高到低的顺序排列依次为二次函数>一次函数>常函数, 这是由于形状为常函数的聚能射流其能量分布均匀, 而二次函数和一次函数形状的聚能射流大部分能量分布于聚能射流尾部, 且二次函数形状的射流相较于一次函数形状的射流其能量分布更加集中于射流尾部, 炸高较低情况下消耗的射流占总射流的百分比比较大, 所以导致了该情况的出现。随着炸高高度逐渐增大, 常函数形状的聚能射流其剩余射流能量逐渐超越一次函数与二次函数形状的射流, 且常函数形状射流剩余能量曲线与一次函数、二次函数形状射流剩余能量曲线相交的位置随着靶板厚度的增大而逐渐后移, 说明随着有限厚靶板厚度的增大常函数形状的聚能射流剩余能量在逐渐接近一次函数与二次函数形状的聚能射流。

3 结 论

本文开展了 50 mm 聚能射流源成型 X 光及侵彻半无限 45 钢靶板试验, 建立了考虑聚能射流形状函数的侵彻计算模型, 通过试验数据与计算结果的对比, 验证了计算模型的可靠性。在此基础上, 系统分析了聚能射流形状、炸高及有限厚靶板厚度对聚能射流侵彻有限厚靶板靶后头部 v^2d 及剩余射流动能的影响规律。主要结论如下:

① 通过开展常函数、一次函数及二次函数形状的聚能射流侵彻孔型与后效参数理论计算发现, 二

次函数对聚能射流的形状表征最为贴合, 且聚能射流的形状对于其侵彻孔型及侵彻后效有着显著的影响。

② 在剩余射流头部参量 v^2d 方面, 随着炸高不断地增大, 形状为二次函数和常函数的聚能射流剩余头部参量呈现先增大后减小的趋势, 形状为一次函数的聚能射流剩余头部参量呈现逐渐减小的趋势。在三种形状的聚能射流中, 常函数形状的射流在各个条件下其靶后剩余射流头部参量均为最大。

③ 在剩余射流动能方面, 随着炸高不断地增大, 形状为二次函数和一次函数的聚能射流侵彻有限厚靶后剩余射流动能呈现先减小后增大的趋势, 形状为常函数的聚能射流侵彻有限厚靶剩余动能呈现逐渐增大的趋势。

参考文献:

- [1] DIPERSIO R, SIMON J. The penetration-standoff relation for idealized shaped charge jets[R]. [S.l.]: Ballistic Research Laboratory, 1964.
- [2] DIPERSIO R, SIMON J, MERENDINO A B. Penetration of shaped-charge jets into metallic targets[R]. [S.l.]: Ballistic Research Laboratory, 1965.
- [3] WOLFGANG S. Modified SDM model for the calculation of shaped charge hole profiles[J]. *Propellants, Explosive, Pyrotechnics*, 1994, 19(4): 192–201.
- [4] SZENDREI T. Analytical model of crater formation by jet impact and its application to calculation of penetration curves and hole profiles[C]//Proceedings of the 7th International Symposium on Ballistics. Hague: [s.n.], 1983.

- [5] HELD M. Verification of the equation for radial crater growth by shaped charge jet penetration[J]. *International Journal of Impact Engineering*, 1995, 17: 387 – 398.
- [6] HELD M, HUANG N S, JIANG D, et al. Determination of the crater radius as a function of time of a shaped charge jet that penetrates water[J]. *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 1996, 21(2): 64 – 69.
- [7] 王静, 王成, 宁建国. 聚能射流侵彻的理论模型与孔径计算[J]. *工程力学*, 2009, 26(4): 21-26.
WANG Jing, WANG Cheng, NING Jianguo. Theoretical model for shaped charge jets penetration and cavity radius calculation[J]. *Engineering Mechanics*, 2009, 26(4): 21 – 026. (in Chinese)
- [8] 徐斌, 王成, 徐文龙. 高速杆式射流形成的数值模拟与实验研究[J]. *北京理工大学学报*, 2018, 38(4): 331 – 337.
XU Bin, WANG Cheng, XU Wenlong. Numerical simulation and experiment investigation on hypervelocity jetting projectile charge formation[J]. *Transactions of Beijing Institute of Technology*, 2018, 38(4): 331 – 337. (in Chinese)
- [9] 余庆波, 郭志荣, 钟世威, 等. 活性射流侵爆耦合毁伤效应分析[J]. *北京理工大学学报*, 2021, 41(5): 465 – 473.
YU Qingbo, GUO Zhirong, ZHONG Shiwei, et al. Analysis of penetration and blast combined damage effects of reactive material jet[J]. *Transactions of Beijing Institute of Technology*, 2021, 41(5): 465 – 473. (in Chinese)
- [10] 王芳, 蒋建伟, 门建兵. 钨铜变密度聚能射流侵彻模型及应用[J]. *兵工学报*, 2018, 39(12): 2289 – 2297.
WANG Fang, JIANG Jianwei, MEN Jianbing. A penetration model for tungsten-copper shaped charge jet with non-constant density[J]. *Acta Armamentarii*, 2018, 39(12): 2289 – 2297. (in Chinese)
- [11] 肖强强, 刘荣忠, 冯成良, 等. 聚能射流侵彻土壤/混凝土复合目标理论研究[J]. *振动与冲击*, 2016, 35(17): 102 – 106.
XIAO Qiangqiang, LIU Rongzhong, FENG Chengliang, et al. The theoretic research of shaped charge jet penetration into soil/concrete target[J]. *Journal of Vibration and Shock*, 2016, 35(17): 102 – 106. (in Chinese)
- [12] 马雪亚, 王迎春, 程兴旺, 等. 玻璃及玻璃/钨复合材料药型罩的静破甲特性研究[J]. *北京理工大学学报*, 2021, 41(4): 439 – 444.
MA Xueya, WANG Yingchun, CHENG Xingwang, et al. Penetration performance of glass and glass/tungsten composites shaped charge liner materials[J]. *Transactions of Beijing Institute of Technology*, 2021, 41(4): 439 – 444. (in Chinese)
- [13] 陈兴, 卢永刚, 程祥珍. 药型罩结构参数对 JPC 水下作用效应影响研究[J]. *北京理工大学学报*, 2022, 42(11): 1127 – 1135.
CHEN Xing, LU Yonggang, CHENG Xiangzhen. Study on influence of liner's structure parameters on effects of JPC operating underwater[J]. *Transactions of Beijing Institute of Technology*, 2022, 42(11): 1127 – 1135. (in Chinese)
- [14] 王成, 王万军, 宁建国. 聚能装药对混凝土靶板的侵彻研究[J]. *力学学报*, 2015, 47(4): 672 – 686.
WANG Cheng, WANG Wanjun, NING Jianguo. Investigation on shaped charge penetrating into concrete targets[J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2015, 47(4): 672 – 686. (in Chinese)
- [15] LAMBERT D E. Re-visiting 1-D hypervelocity penetration[J]. *International Journal of Impact Engineering*, 2008, 35(12): 1631 – 1635.
- [16] SVIRSKY O V, KOVALEV N P, KLOPOV B A, et al. The shaped charge jet interaction with finite thickness targets[J]. *International Journal of Impact Engineering*, 2001, 26(1 – 10): 735 – 744.
- [17] HELD M. Initiation criteria of high explosives at different projectile or jet densities[J]. *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 1996, 21(5): 235 – 237.
- [18] HELD M. Critical area for the initiation of high explosive charges[M]//*Shock Waves in Condensed Matter*, [S.l.]: Elsevier, 1984: 555 – 557.
- [19] 魏继锋, 张亮, 谢鑫, 等. 聚能射流水中侵爆盖板 B 炸药仿真研究[J]. *北京理工大学学报*, 2018, 38(增刊 2): 54 – 58.
WEI Jifeng, ZHANG Liang, XIE Xin, et al. Simulation on impact initiation of underwater covered composite B by shaped charge jet[J]. *Transactions of Beijing Institute of Technology*, 2018, 38(suppl 2): 54 – 58. (in Chinese)
- [20] 宋乙丹, 陈科全, 路中华, 等. 聚能射流冲击起爆屏蔽压装 PBX 炸药的试验研究[J]. *火炸药学报*, 2019, 42(1): 69 – 72+78.
SONG Yidan, CHEN Kequan, LU Zhonghua, et al. Experimental research of the impact initiation of shelled pressed PBX explosives by shaped charge jet[J]. *Chinese Journal of Explosives & Propellants*, 2019, 42(1): 69 – 72+78. (in Chinese)
- [21] ALLISON F E, VITALI R. A new method of computing penetration variables for shaped-charge jets[R]. [S.l.]: Army Ballistic Research Lab Aberdeen Proving Ground Md, 1963.
- [22] PUGH E M, EICHELBERGER R J, ROSTOKER N. Theory of jet formation by charges with lined conical cavities[J]. *Journal of Applied Physics*, 1952, 23(5): 532 – 536.

(责任编辑: 李兵)