

超高速长杆弹对岩石侵彻、地冲击效应 理论与实验研究

王明洋^{1,2}, 邱艳宇^{1,2}, 李杰², 李海波³, 赵章泳²

(1. 南京理工大学 机械工程学院, 江苏 南京 210094; 2. 陆军工程大学 爆炸冲击防灾减灾国家重点实验室, 江苏 南京 210007;
3. 中国科学院武汉岩土力学研究所 岩土力学与工程国家重点实验室, 湖北 武汉 430071)

摘要: 针对超高速动能弹侵彻、地冲击效应研究现状, 指出超高速对地打击效应研究中存在的问题。利用流体弹塑性内摩擦侵彻理论对流体动力模型进行研究, 阐明超高速动能弹与常规钻地弹侵彻的本质联系与区别, 界定超高速侵彻速度内涵范围。研究表明: 随弹体侵彻速度增加, 靶体介质发生了从弹塑性状态-内摩擦拟流体-流体动力状态的转换, 从而呈现出弹体质量磨蚀作用所致的侵彻深度逆转、弹体侵蚀作用所致侵彻深度趋向极限等超高速侵彻特征力学现象。此外, 还给出岩石中超高速侵彻深度、成坑范围计算方法和公式。

关键词: 岩石力学; 超高速动能弹; 高压状态方程; 流体弹塑性理论; 成坑效应

中图分类号: TU 45

文献标识码: A

文章编号: 1000-6915(2018)03-0564-09

Theoretical and experimental study on penetration in rock and ground impact effects of long rod projectiles of hyper speed

WANG Mingyang^{1,2}, QIU Yanyu^{1,2}, LI Jie², LI Haibo³, ZHAO Zhangyong²

(1. School of Mechanical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing, Jiangsu 210094, China; 2. State Key Laboratory of Disaster Prevention and Mitigation of Explosion and Impact, Army Engineering University of PLA, Nanjing, Jiangsu 210007, China; 3. State Key Laboratory of Geomechanics and Geotechnical Engineering, Institute of Rock and Soil Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan, Hubei 430071, China)

Abstract: The problems of hyper speed impact effect on the ground are pointed out in this paper regarding the penetration and ground impact effects of hyper speed projectile. The theory of elastic-plastic fluid and internal friction penetration was applied to study the hydrodynamic model, so as to expound the essential relationship and difference between the penetrations of hyper speed projectile and conventional ground penetrating bomb, and also to define the range of the speed of hyper speed penetration. It was found that with the increasing of penetration speed, the target medium was transformed from the elastic-plastic state to the internal friction state, then to the fluid dynamic state. The mechanical phenomena of hyper speed penetration characteristics were also presented, such as the penetration depth reversal due to the mass abrasion of projectile, and the penetration depth tending to the limit as a result of the projectile erosion. The methods to calculate the depth and crater range of hyper speed

收稿日期: 2017-10-17; **修回日期:** 2017-12-06

基金项目: 国家自然科学基金重大科研仪器研制项目(51527810)

Supported by the Major Research Plan of Scientific Instruments of National Natural Science Foundation of China(Grant No. 51527810)

作者简介: 王明洋(1966-), 男, 1994 年于解放军理工大学防灾减灾工程与防护工程专业获博士学位, 现任教授、博士生导师, 主要从事防护工程方面的教学与研究工作。E-mail: wmyrf@163.com

DOI: 10.13722/j.cnki.jrme.2017.1348

penetration were presented.

Key words: rock mechanics; hypervelocity kinetic energy projectile; state equation under high pressure; fluid elastic-plastic theory; crater effect

1 引言

目前正在研制的超高速动能武器对地打击速度达 5~15 马赫左右, 具有侵彻机制独特、毁伤效应倍增的特点, 对地下防护目标构成严重威胁^[1-4]。超高速动能武器防护概念研究中, 在内涵定义、范围界定、评价指标、毁伤效应方面, 防护工程领域尚缺乏以深入理论实验研究为基础形成的一致性观点。在超高速动能弹对地打击侵彻、地冲击效应机制研究中, 与常规钻地武器相比, 侵彻深度受临界条件制约呈现递减^[5-6]、弹坑半径及射流影响面呈现非线性扩增现象^[7-8], 现有侵彻理论因主要集中在金属靶体采用流体动力模型而不能准确描述^[9-12]; 侵彻破坏区能量分配呈现定向聚集、地冲击压力衰减波形呈现多峰叠加特征、波幅峰值影响范围和持续时间倍增的现象^[13], 相关分析理论尚属空白。在弹速 1 500 m/s 以上的实验研究中, 缺乏对弹丸弹托分离、侵彻及地冲击传播过程进行高分观测、微变数据记录和环境模拟控制的综合实验手段; 缺乏对室内相似模拟结果与原型实验验证的相似规律; 缺乏对典型防护材料在超高速侵彻数值分析中物态表征的实测数据库。上述三方面难点^[8-13]是制约当前防护理论与技术深入研究的瓶颈问题。在工程抗超高速动能武器防护技术研发方面, 缺乏可靠的毁伤效应评估关键指标和系统的设计计算方法、以及相应的实用化技术手段作支撑。为此需要采用计算实验方法深入系统研究超高速动能弹的侵深、成坑及地冲击效应理论与计算方法, 为防护工程设计计算及加固改造提供理论与技术支撑。

本文以王明洋等^[14]提出的流体弹塑性内摩擦侵彻理论为基础并延展至流体动力模型, 阐明超高速长杆动能弹与常规钻地弹侵彻的本质联系与区别, 界定超高速侵彻速度内涵范围, 弄清随弹体侵彻速度增加, 靶体介质从弹塑性状态 - 内摩擦 - 流体动力状态的转换, 带来弹体质量磨蚀作用出现的侵彻深度逆转、弹体侵蚀作用出现的侵彻深度趋向极限等超高速侵彻特征力学现象, 给出岩石中超高速侵彻深度、成坑范围计算方法与相应公式。

2 流体弹塑性侵彻理论问题

2.1 弹靶冲击因子

如果将弹体假设为刚体, 则弹体垂直侵彻的运动方程和初始条件为

$$M_0 \ddot{h} = -F, \quad h|_{t=0} = 0, \quad \dot{h}|_{t=0} = v_0 \quad (1)$$

其中, M_0 , F , v_0 分别为弹体初始质量、弹体阻抗和弹体初始速度; h 为某时刻侵深。

引入无量纲侵彻深度: $\bar{h} = \frac{h}{D}$, 侵彻阻抗 $\bar{F} = \frac{F}{\pi D^2 \tau_s}$ (D 为弹体直径, τ_s 为靶体介质的动强度), 对其经积分处理可得

$$\frac{1}{2} \frac{M_0 v_0^2}{\tau_s D^3} = I = \int_0^{\bar{h}} \bar{F} d\bar{h} \quad (2)$$

式中: $I = \frac{1}{2} \frac{M_0 v_0^2}{\tau_s D^3} \sim \frac{\rho_t}{\rho_l} \frac{L}{D} \frac{\rho_l v_0^2}{2 \tau_s}$ 为冲击因子^[15] (“~”

表示正比于), 其表征了弹体的长径比、弹靶的密度比和靶体中动应力与强度比, L 为弹体长度, ρ_l 和 ρ_t 分别为靶体和弹体密度。

若随侵彻速度增加出现弹体质量一定的磨蚀, 一般可假设弹体质量随弹速变化减少规律为^[5] $M = M_0 e^{-\varphi(v)}$ ($\varphi(v)$ 为质量损失函数), 则式(2)可以表示为

$$\frac{1}{2} \frac{M_0 v_0^2}{\tau_s D^3} = I = \int_0^{\bar{h}} \bar{F} e^{\varphi(v)} d\bar{h} \quad (3)$$

显而易见, 弹体的侵深是冲击不变量因子的函数, 侵彻深度计算关键在于如何准确得到侵彻阻抗函数。

2.2 岩石动态压缩状态与侵彻阻抗函数

侵彻阻抗是弹靶相互作用的函数, 侵彻阻抗函数与侵彻近区岩石的动态可压缩应力状态本质相关。目前已有大量的固体冲击绝热实验数据以及在此基础上计算的固体状态方程^[16-17], 压力达 1 000 GPa。然而, 岩石爆破和 5~15 马赫左右的超高速弹侵彻实际工作压力范围仅为 5~20 GPa, 在该范围岩石行为的描述问题仍然是一个没有完全解决的问题, E. И. 舍米亚金^[18]指出 5~20 GPa 的压力范

围具有重要的实用价值和科学意义,在该压力范围内岩石从弹性状态转到塑性状态,甚至转到流体动力学状态。对坚硬岩石动态压缩实验资料分析表明:应力幅值为 5~20 GPa 范围的波与岩石体积压缩模量(数量级在 100 GPa 范围)比值的量级仅为 0.05~0.2,故可看做是弱波。王明洋等^[14]提出的流体弹塑性内摩擦侵彻模型,填补了现有侵彻模型中低应力弹塑性区到高应力流体区之间内摩擦应力状态表征空隙,因此可以作为本文研究的基础。

根据王明洋等^[14]流体弹塑性侵彻理论得到的阻抗函数为

$$\sigma_r = 2\tau_s + \kappa_1 \rho_l c_p v + \kappa_2 \rho_l v^2 \quad (4)$$

式中: $\kappa_1 = \left[1 - \left(\frac{a}{b} \right)^{\kappa_3} \right]$ 为弹靶相互作用弹径尺度系数,揭示了不同口径弹体侵彻同一种介质的比例换算关系; $\kappa_2 = \frac{l}{2} \left[1 - \left(\frac{a}{b} \right)^{2\kappa_3} \right] \approx \frac{l}{2}$ 为附加流体动力阻力系数($\frac{a}{b} \approx 1.12 \sqrt[4]{\chi \varepsilon_0}$, 通常 $\frac{a}{b} < \frac{1}{3}$, $\varepsilon_0 = \frac{\tau_s}{\mu}$ 为岩石剪切极限应变, μ 为介质中剪切模量), $\chi = \frac{a}{\Delta}$ 为相似系数, $\Delta = \left(\frac{K_c}{\tau_s} \right)^2$, K_c 为靶体介质的动应力强度因子, $\kappa_3 = 2 - \alpha^*$, $\alpha^* = \frac{\sigma_\theta}{\sigma_r} = \frac{1 - \sin \varphi}{1 + \sin \varphi}$, φ 为内摩擦角, l 为反映靶体介质状态压缩方程的弱非线性项。

在球坐标下,对于弱波有如下关系:

$$\frac{d\sigma_r}{d\varepsilon} = \rho_l c_p^2 [1 + l(\varepsilon)] \quad (5)$$

其中,

$$c_p^2 = \frac{3K}{\rho_l (1 + 2\alpha^*)}$$

当 $\alpha^* = \frac{\nu}{1 - \nu}$ 时, $c_p = \sqrt{\frac{K + 4/3\mu}{\rho_l}}$; 当 $\alpha^* = 1$ 时,

$$c_p = c_v = \sqrt{\frac{K}{\rho_l}}.$$

2.3 超高速侵彻速度界定

侵彻近区介质的径向压力与静水压力的关系由式(4)及 $p = \frac{\sigma_r + 2\sigma_\theta}{3}$, $\sigma_\theta = \alpha^* \sigma_r$ 得到($\kappa_1 = 1$):

$$\left. \begin{aligned} p &= \kappa \sigma_r = \left(2\tau_s + \rho_l c_p v + \frac{l}{2} \rho_l v^2 \right) \\ \kappa &= \frac{1 + 2\alpha^*}{3} = \left(\frac{c_v}{c_p} \right)^2 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

强动载作用下岩石的屈服强度与静水压力的典型关系^[19-20]为

$$\left. \begin{aligned} \bar{\tau} &= \frac{\mu_s \bar{p}}{1 + \mu_s \bar{p}} \\ \bar{\tau} &= \frac{\tau - \tau_0}{\tau_d - \tau_0} \\ \bar{p} &= \frac{p}{\sigma_d} \\ \sigma_d &= \tau_d - \tau_0 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

式中: τ_d 为材料达到脆塑性转换时的极限强度, τ_0 为介质黏结强度, μ_s 为介质摩擦因数。

如图 1 所示,式(7)Mohr 圆图指出了 Mohr 圆包络线的双曲线特征:随着滑移面上法向应力(压应力)的提高,该面上的剪应力也同样增大;随着法向应力的继续增长,包络线也将变得越来越平缓直至达到极限变成水平线,即介质不再抵抗切变的继续增大。对 A, B, C 三种情况进行比较,就不难得到以下结论:随着应力的提高,介质可能由弹性状态经内摩擦状态(包络线的倾斜段)向理想流动状态(或接近流体动力学状态)转变^[14]。即随着冲击速度的增加,惯性力的影响也在增强,并从某个临界速度开始占据主导,这样可以引入流体动力学概念。

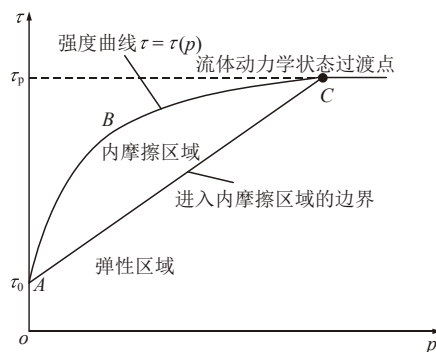


图 1 $\tau(\sigma)$ 平面图

Fig.1 The diagram of $\tau(\sigma)$

(1) 若 $l = 0$, 考虑 $\tau_s \ll \tau_d$, 式(6)对应线弹性体积压缩关系 $p = K(\nu / c_p) = K\varepsilon$, 因受限内摩擦一维应变条件, 屈服极限应变存在 $\varepsilon \approx \gamma_{\max} = \tau_d / \mu$, 有 $p = \frac{K}{\mu} \tau_d = \frac{2(1 + \nu)}{3(1 - 2\nu)} \tau_d$, 通常对坚硬岩石^[21]: $\tau_d = (1.0 \sim 1.5) \text{ GPa}$, 泊松比 $\nu = 0.25 \sim 0.35$, $p = (1.67 \sim 3.0) \tau_d = Y$, Y 为动力硬度。

(2) 若 $l = 1$, 式(6)中对应弱非线性体积压缩关系^[18], 此时进入屈服极限后的表达式为

$$p = Y + \frac{\kappa}{2} \rho_l v^2 \quad (8)$$

在式(8)中 $\kappa = \frac{1+2\alpha^*}{3}$, 显见在压力增加时岩

石从弹塑性状态经过内摩擦状态转入到流体动力学状态($\varphi \rightarrow 0$, $\kappa = 1$ 对应流体动力状态)。因此, 在建立超高速侵彻流体动力学模型时, 势必需要界定求得的计算方法的适用性范围问题和这些范围与物理-力学参数间的依赖程度的问题, 该问题成为妨碍超高速速度范围界定达成一致性观点的主要原因。

利用式(8)的极限关系来考察理想流体动力学模型, V. P. Alekseevskii 等^[22-25]提出最简单公式:

$$h/L = \lambda \quad (9)$$

式中: h 为侵彻深度; L 为射流长度; $\lambda = \sqrt{\rho_j/\rho_t}$, ρ_t 和 ρ_j 分别为相应的障碍体和射流的密度。

显然在材料的密度、强度和压缩性不会影响到侵彻结果的冲击速度范围内, 流体动力学侵彻理论相当好地描述了聚能射流在障碍物中的侵彻过程, 但是当射流的速度降低时, 就开始与实验情况存在着明显的偏差。为了得到靶体相对侵速转入流体状态的最小动能相对阈值, 必须考虑到强度的影响, 也即靶体中的压力为式(8)的形式。当弹体强度的影响可忽略时, 修正的流体动力学模型的伯努利方程为

$$\frac{1}{2} \rho_j (v_0 - v)^2 = Y + \frac{\kappa}{2} \rho_t v^2 \quad (10)$$

式中: v 为弹靶接触点的运动速度。

若令 $\alpha = v/\sqrt{v^2 + c^2}$, $c = \sqrt{2Y/\rho_t}$, 利用式(10)的极限形式 $\kappa = 1$ 可得

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \rho_j (v_0 - v)^2 &= Y + \frac{1}{2} \rho_t v^2 \\ v &= \alpha \lambda (v_0 - v) \end{aligned} \quad (11)$$

在 $Y \rightarrow 0$ 或 $v \rightarrow \infty$ 的情况下, $\alpha \rightarrow 1$, 则式(11)变成适用于理想液体的关系式。由此可以利用 α 来度量流体动力学模型偏离程度, 定量得到靶体相对侵速转入流体状态的最小动能相对阈值。

由式(11)可得

$$\frac{v}{c} = \frac{\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}}, \quad \frac{v_0}{c} = \frac{1+\lambda\alpha}{\lambda\sqrt{1-\alpha^2}} = M_a \quad (12)$$

根据式(12)第一个方程可知 $\alpha \approx 0.7$ 时, $v \approx c$, c 通常称之为某种侵彻临界速度, 与靶体中纵波速度 c_p 或声速 c_v 存在确定关系: $\frac{c}{c_p} = \sqrt{\frac{2Y}{K + \frac{4}{3}\mu}}$,

$$\frac{c}{c_v} = \sqrt{\frac{2Y}{K}}.$$

图 2 给出了无量纲速度 v/c , v_0/c 与 α 变化关系曲线。可以看出, 随着 α 的增大(即接近流体动力

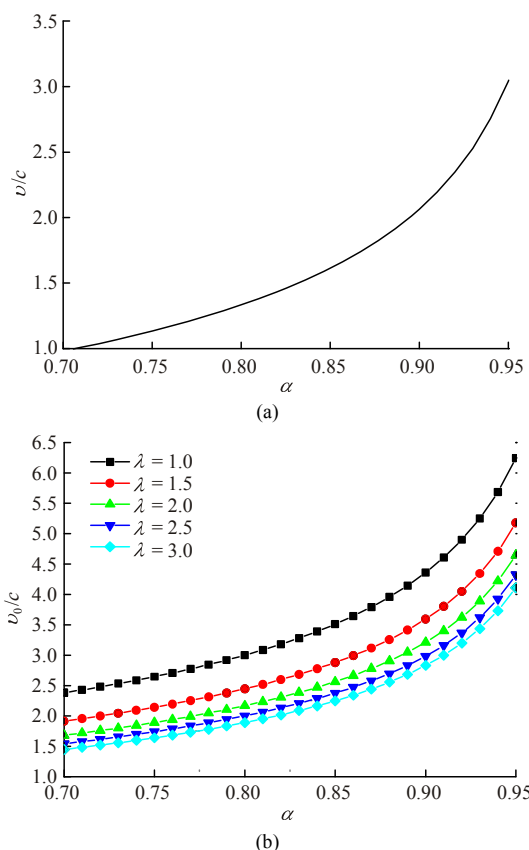


图 2 v/c , v_0/c 与 α 变化关系曲线

Fig.2 The relationships between v/c , v_0/c and α

状态), v/c , v_0/c 与 α 偏离非线性更加显著, 而 v/c , v_0/c 表征了侵彻近区介质的可压缩特性, 由此可以根据相撞速度进行分类, 并将分类的情况与式(6)的压力变化联系起来。

考虑到图 2 中 v/c , v_0/c (表征压缩体积应变 ε_v) 与 α 偏离线性程度和式(11), 可以区分原则上不同的力学现象, 将撞击速度大致分为 3 个区间(以 $\lambda = 2.5$ 为例), 为此根据式(6)可以引入 Bridgman 状态方程 $\varepsilon_v = a(p/p_0) + b(p/p_0)^2 = a\bar{P} + b\bar{P}^2$ (其中 a , b 为实验确定的系数; p_0 为初始压力):

(1) “ $\alpha \leq 0.70$ ” 固体侵彻区间, 即 $M_a \leq 1.5$, 在此区间, 若 $a\bar{P} \gg b\bar{P}^2$ (低速撞击), 撞击近区介质的变形在弹性范围内, 即 $\sigma_{ij} \propto k\varepsilon_{ij}$ (σ_{ij} 为应力张量, 而 ε_{ij} 为变形张量, k 为比例系数), 在此区间加载速率对岩石强度的影响要比 “中高速” 加载速率强的多; 若 $a\bar{P} \sim b\bar{P}^2$ (中高速), 而 $\sigma_{ij} = \varphi(\varepsilon_{ij})$, 随着加载速度的增加, 惯性力的影响也在增强, 岩石介质的动态变形可以采用线弹性内摩擦压缩模型。

(2) “ $0.70 < \alpha \leq 0.90$ ” 半流体侵彻区间, 即 $1.5 \leq M_a \leq 3.0$, 介质处于内摩擦向流体状态转变区, 介质压缩曲线呈现弱非线性, 可以采用修正的流体动力学模型。

(3) “ $\alpha > 0.9$ ” 超高速流体侵彻区间, 即 $M_a >$

3.0, $a\bar{P} \ll b\bar{P}^2$ $P \gg s_{ij}$, $P = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \sigma_i$, s_{ij} 为应力张量剪切分量, 可以采用流体动力学模型。

需要指出的是, 以上每一个提出的区间可能还可以划分为亚区间, 这些亚区间都有自己的典型的物理现象。

3 超高速侵深计算方法

3.1 刚性弹侵深计算——固体侵彻

由式(2)可知, 弹体的初始动能主要消耗于侵彻过程中克服侵彻阻抗做功。对于“低速”区间 $M_a \ll 1.5$, 介质的强度项起支配作用, 正如 M. Wang 等^[26]中给出的赫兹碰撞、事故性撞击局部效应问题; 对于“中高速”区间 $M_a < 1.5$, 强度项与速度项起支配作用, 对于速度较高的条件下, 可以忽略强度影响仅考虑速度项, 此时介质的压缩呈现线性关系, 无论是钱七虎和王明洋^[20]中给出的国内外经验公式, 还是理论揭示的关系均体现了侵深与速度的线性关系, 即在该速度范围内介质的体积压缩呈现线性变化。根据 M. Wang 等^[26]可以给出低速撞击、中高速侵彻的无量纲侵彻深度(或震塌、贯穿厚度):

(1) 低速碰撞局部侵深(赫兹局部弹性变形阻抗):

$$\bar{F} = kh^{\frac{3}{2}}, \quad \bar{h}_{\max} = \frac{h_{\max}}{D} = \left(\frac{\tau_s}{\mu} \right)^{\frac{2}{5}} I^{\frac{2}{5}}$$

(2) 中高速刚性弹侵彻深度(内摩擦阻抗):

$$\left. \begin{aligned} F &= 2\tau_s + \kappa_1 \rho_i c_p v \approx \kappa_1 \rho_i c_p v \\ \frac{h_{\max}}{D} &= \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 I^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

式中: $\lambda_1 = \frac{4}{\pi(1 + \mu \cot \theta)}$ 为弹形系数, θ 为弹头顶角; $\lambda_2 = 1 + \frac{\tau_s}{K_c} \sqrt{D\varepsilon_0}$ 为弹径系数; $\lambda_3 = \sqrt{\frac{\tau_s}{\rho_i c_p^2} \frac{2M_0}{\rho_0 D^3}}$

为弹靶相互作用系数。

3.2 弹体质量磨蚀侵深计算——固体侵彻

随着弹体侵彻速度的增加, 侵彻近区介质动应力处于受限内摩擦状态, 侵彻阻抗主要由速度项决定, 在 $M_a \sim 1.5$ 附近区间弹体出现明显的质量磨蚀, 侵彻深度随速度的增加反而减小。依据实验数据^[27], 弹体质量变化与侵彻速度的关系式如下:

$$\left. \begin{aligned} M &= M_0 \exp \alpha_e \left(\frac{v - v_0}{1.5c} \right) & (M_a \geq 1.5) \\ M &= M_0 \exp \alpha_e \left(1 - \frac{v_0}{1.5c} \right) & (M_a < 1.5) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

式中: α_e 为无量纲的参数, $\alpha_e > 0$ 。

弹体的运动方程和阻抗函数可以写成:

$$M \frac{dh^2}{dt^2} = -F, \quad F = \kappa_1 \rho_0 c_p v \quad (15)$$

对式(13)积分可得侵彻深度为

$$\frac{h}{L} = \begin{cases} \frac{D}{L} \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4 I^{\frac{1}{2}} & (M_a \geq 1.5) \\ \frac{D}{L} \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 I^{\frac{1}{2}} & (M_a < 1.5) \end{cases} \quad (16)$$

式中: λ_4 为磨蚀系数, 可表示为

$$\lambda_4 = \left\{ 1 - \exp \left[\alpha_e \left(1 - \frac{M_a}{\frac{v_{cr}}{c}} \right) \right] + \alpha_e \exp \left[\alpha_e \left(1 - \frac{M_a}{\frac{v_{cr}}{c}} \right) \right] \right\}$$

图 3 给出了式(16)的计算结果与花岗岩中弹体侵彻实验结果的对比。实验中, 弹体材料采用高强度合金钢 30CrMnSiNi2A, 长径比 $L/D = 5$, 直径 $D = 10.08$ mm, 弹头形状系数 $CRH = 3.0$, 弹体初始质量为 32.45 g ($D = 10.08$ mm)。花岗岩的基本参数为: 密度 $\rho_t = 2670$ kg/m³, 剪切强度 $\tau_s = 50.0$ MPa, 剪切模量 $G = 27.0$ GPa, 断裂韧性 $K_c = 1.7$ MPa · m^{1/2}, 磨蚀系数 $\alpha_e \approx 12$ 。

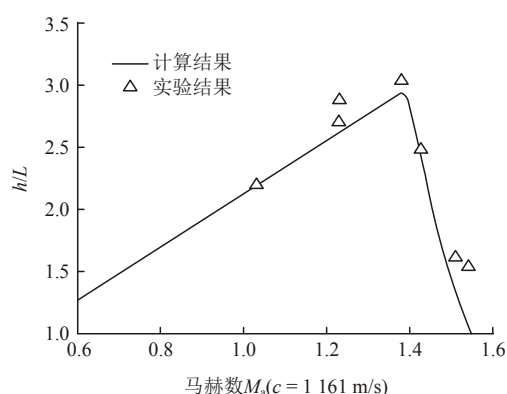


图 3 固体侵彻范围内 ($M_a \leq 1.5$) 侵深计算结果与花岗岩中实验结果对比

Fig.3 The comparison between calculated penetration results in the range of solid ($M_a \leq 1.5$) and experimental results of granite

3.3 超高速侵深计算——(半)流体侵彻

在运用式(10)研究超高速侵深问题中, 物理上是以内摩擦角 φ 变化表征弹靶状态从半流体至流体变化影响。由式(12)可知, 以 $\alpha \rightarrow 0.90$ 接近流体动力时 $M_a \approx 3.0$, $\kappa = 1$ 作为流体状态的上边界。下面确定 $1.5 \leq M_a \leq 3.0$ 范围时 κ 取值:

(1) $M_a \geq 1.5$, $\alpha^* = \frac{v}{1-v}$ 边界为从弹性状态到

具有内摩擦状态的转变。

(2) $M_a < 3.0$, 在 $1.5 < M_a < 3.0$ 范围内, $\alpha^* = \frac{1 - \sin \varphi}{1 + \sin \varphi}$ 从内摩擦状态到具有流体状态的转变。 κ 随

弹速按 Boltzmann 函数变化, 系数可根据上下限定出:

$$\kappa = \begin{cases} \frac{1}{3} \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right) & (M_a \leq 1.5) \\ \frac{2 \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right) - 1 + e^x}{1 + e^x}, \quad x = \left(\frac{M_a - 1.5}{3} \right) & (1.5 < M_a < 3.0) \\ 1 & (M_a \geq 3.0) \end{cases}$$

因此, 利用式(11)可得在定常状态下侵彻深度为

$$h = \frac{\nu}{\nu_0 - \nu} L \quad (17)$$

由式(11)和(17)推得

$$\frac{h}{L} = \frac{1 - \sqrt{1 - \left(1 - \frac{\kappa}{\lambda^2}\right)(1 - \varpi)}}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{\kappa}{\lambda^2}\right)(1 - \varpi)} - \frac{\kappa}{\lambda^2}} \quad (18)$$

式中: $\varpi = 2Y / (\rho_j \nu_0^2)$ 。若考虑弹体强度, 则 $Y = R_t - R_j$ (R_t , R_j 分别为靶体与弹体的动态硬度和强度)。

显然, 若在 $\alpha > 0.95$ 区间, 随着 α 的增大 ϖ 接近 0, 可以忽略其影响得到:

$$\frac{h}{L} = \frac{\lambda}{\sqrt{\kappa}} \quad (19)$$

若 $\kappa \rightarrow 1$, 式(19)得到 $h/L = \lambda$, 与式(9)理想流体动力学极限侵彻深度吻合。图4给出了 $9.67g$ ($D = 7.2 \text{ mm}$, $L/D = 5$) 钢弹侵彻花岗岩实验与式(18)计算对比结果, 其中 $Y = 3 \text{ GPa}$, $\rho_t = 2670 \text{ kg/m}^3$, $\rho_j = 7850 \text{ kg/m}^3$ 。

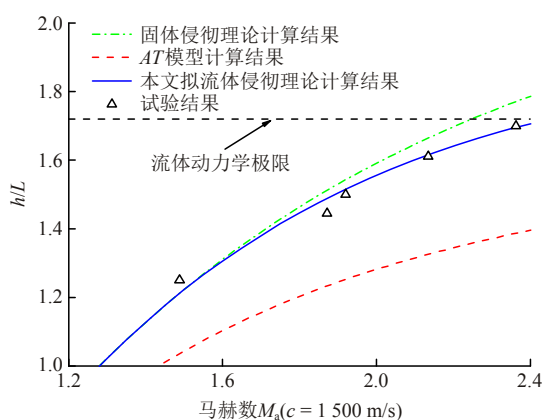


图4 拟流体侵彻范围 ($3.0 \geq M_a \geq 1.5$) 内侵深计算结果与花岗岩中实验结果对比

Fig.4 The comparison between calculated penetration depths in the range of pseudo-fluid ($3.0 \geq M_a \geq 1.5$) and experimental results of granite

结果表明, 修正的拟流体侵彻计算模型的计算结果与实验结果吻合较好。

4 超高速成坑范围计算方法

在 $M_a > 1.5$ 侵彻范围, 动能弹侵彻岩石介质的成坑大小(粉碎区和径向裂纹大小与侵彻深度)及形状直接影响弹丸动能辐射至岩石中地冲击的能量效率。

4.1 成坑范围计算

L. I. Slepyan^[28]采用如图5所示研究了成坑范围, 图中 I 为拟流体区, 该区域的破碎岩石可以视为无黏性不可压缩理想流体; II 为裂纹区, 该区域内的质点位移很小; III 为弹性区, 仍旧保持着岩石的初始物理力学特征。并作如下假设: (1) 区域 I 和 II 的边界是由岩石类材料的动力硬度 Y 控制, 当介质内的压力 $p \leq Y$ 时介质处于区域 II 和 III 中的裂纹和弹性状态, $p = Y$ 正是拟流体区与裂纹区的边界, 并且随着弹体的侵彻, 该边界不断沿着 x 轴移动。(2) 弹体运动是在流体介质分流过程中进行的, 并且流体是有势的。以弹体为参考点, 裂纹发生的边界是以恒定速度前进的, 这是由裂纹边界压力恒值与裂纹区介质的固定不动所决定的。(3) 边界 Γ 是无限延伸的, 尽管不能得到边界 Γ 的具体形状, 但是可以得到其半径, 也就是破碎区的半径。因此, 上述问题转化为拟流体破碎介质在以 I 为边界的管道中遇到弹体阻碍时的流动问题。

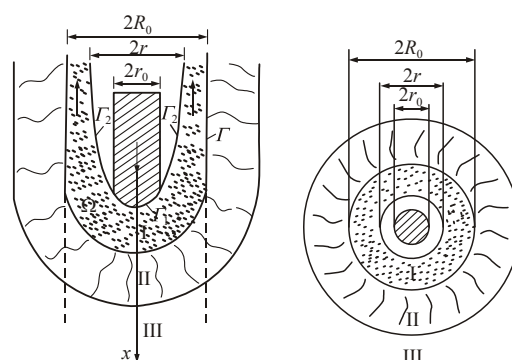


图5 超高速弹体侵彻岩石成坑范围计算简图

Fig.5 The calculation diagram of craters induced by hyper speed projectile penetration into rocks

下面是在 L. I. Slepyan^[28]提出的模型基础上, 通过对模型中流体项的修正, 得到区域 I 内的伯努利方程和连续方程为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\kappa}{2} \rho_t v^2 + Y &= \frac{\kappa}{2} \rho_t v_\infty^2 \\ \kappa_0 (R_0^2 - r_0^2) v_\infty &= R_0^2 v \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

式中: v_∞ 为向后喷射射流的速度极限, 对应于 $P = 0$

的情况; $\kappa_0 = \frac{R_0^2 - r^2}{R_0^2 - r_0^2}$ 为破碎介质喷射的压缩射流系数, 表征了介质向后喷射过程中粒子速度的变化情况。

由式(20)可得

$$\left. \begin{aligned} R_0 &= r_0 \sqrt{\frac{\kappa_0 \delta}{\kappa_0 \delta - 1}} \\ \delta &= \sqrt{1 + \frac{1}{\kappa} \left(\frac{1}{M_a} \right)^2}, \quad M_a = \frac{v_0}{c} \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

式(21)中射流系数的计算可借助 M. I. Gurevich^[29] 的研究结果。对于弹体侵彻这类圆锥体的轴对称问题求解极其复杂, 但是实验与数值分析表明, 平面问题与轴对称问题的压缩射流系数基本相等, 可以将等效楔形体所致的压缩射流系数视为相应圆锥体的压缩射流系数。平面问题压缩射流的系数由下列公式确定:

$$\kappa_0 = \frac{\zeta^x}{1 - \frac{\zeta^x \sin(\pi x)}{\pi} \int_0^1 \left(\frac{1}{\xi + \zeta} + \frac{\zeta}{\xi \zeta + 1} - \frac{2}{\xi + 1} \right) \frac{d\xi}{\xi^x}} \quad (22)$$

式中: α 为楔块顶端的半角 ($0 < \alpha \leq \pi/2$), $x = \frac{\alpha}{\pi}$,

$$\zeta^x = \frac{M_a}{\sqrt{1 + M_a^2}}。$$

4.2 成坑径向裂纹区半径计算

地下或表面接触爆炸研究^[30]表明, 辐射至地下爆炸地震波能量与形成空腔或成坑裂纹区的边界大小密切相关, 即与爆心至裂纹区构成的体积相关。因此, 无论是确定超高速动能弹对地撞击形成地冲击能量效率, 还是为防护工程设计找到等效计算方法, 均还需确定成坑径向裂纹区半径大小。

如图 4 所示, 设超高速粉碎区 I (流体) 半径为 R_0 , 其边界压力为 $p = Y$, 介质的参数: 杨氏模量 E , Lamb 系数为 λ, μ , 比表面能 γ , 断裂韧度为 K_c 。根据 Y. V. Voitshek 和 L. I. Slepyan^[31] 可得裂纹区内表面位移为

$$u(R_0) = \frac{pR_0}{(3\lambda + 2\mu)b} \left[\frac{1}{1-d} \left(\frac{3\lambda + 2\mu}{4\mu} + d \right) + \frac{\lambda + \mu}{\mu} (b-1) \right] \quad (23)$$

其中,

$$d = \frac{R_c^3}{R^3}, \quad b = \frac{R_c}{R_0}$$

根据裂纹增长需要的能量与外力功之间的关系:

$$\frac{1}{2} 4\pi R_0^2 p \frac{\partial u(R_0)}{\partial R_c} = 2\gamma n R_c \quad (24)$$

化简式(23)可得

$$\frac{2\pi p^2 R_0}{n E} \frac{1}{b^3} \left[\frac{2d+1}{2(1-d)} \right]^2 = 2\gamma \quad (25)$$

根据裂纹稳定条件, 对式(25)求导解得 $d = \frac{\sqrt{33}-5}{4} \approx 0.187$, $\frac{R_c}{R} \approx 0.571$ 。

考虑到本问题为轴对称问题, 且假定 $\nu = 1/3$, $n = 6\pi$, 将上述值代入式(25)可得

$$\frac{R_c}{R_0} = \left[\frac{\pi(d+0.5)^2}{n(1-d)^2} \right]^{1/3} \left(\frac{p^2 R_0}{\gamma E} \right)^{1/3}$$

根据 $\gamma E = \frac{\pi K_c^2 (1-\nu^2)}{2} \approx 1.5 K_c^2$ 关系, 令 $\Delta =$

$\frac{K_c^2}{H^2}$, 表征了裂纹尖端塑性区尺度。可以得到如下简单的相似关系:

$$\frac{R_c}{R_0} \approx 0.42 \left(\frac{R_0}{\Delta} \right)^{1/3} \quad (26)$$

图 6 给出了利用式(26)的计算结果与 9.67 g ($D = 7.2$ mm, $L/D = 5$) 钢弹侵彻花岗岩 ($Y = 3$ GPa, $c = 1$ 500 m/s) 实验对比结果, 基本验证了计算模型的可行性。

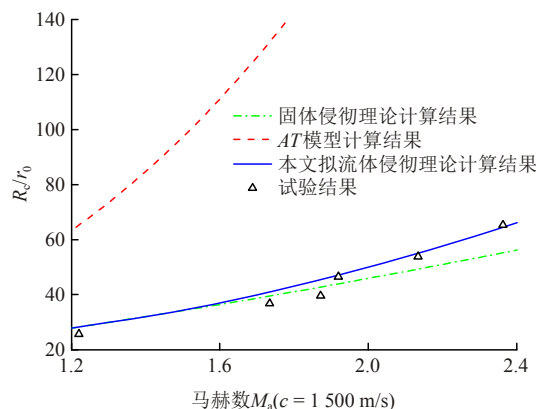


图 6 拟流体侵彻范围 ($3.0 \geq M_a \geq 1.5$) 内裂纹区半径计算结果与实验结果对比

Fig. 6 The comparison between calculated crater radii in the range of pseudo-fluid ($3.0 \geq M_a \geq 1.5$) and experimental results

4.3 成坑体积与破坏区面积估算

如果考虑超高速侵彻介质强度的抑制作用, 在弹体周围冲击波会削弱, 冲击波参数也会剧烈变化, 即根据弹体与极限深度接近的程度 (或根据弹体材料熔解和汽化的程度) 而发展为弱应力波 (或进一步发展为地震波图) 的瞬间, 成坑形状可能如图 7 中虚线所示的抛物形状。成坑角度为

$$\frac{h}{R_0} = \cot \theta \quad (27)$$

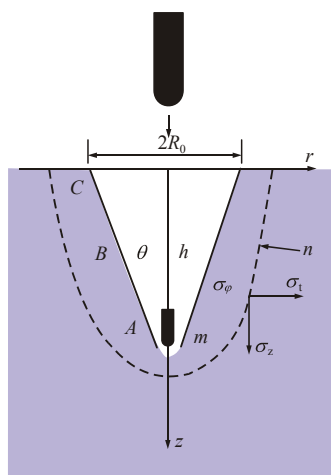


图 7 成坑范围形状

Fig.7 The shape of crater range

根据式(18)和(21),在 $M_a \geq 2.0$ 时,计算得到成坑角度 $\cot \theta$ 随 M_a 增加的变化曲线,如图8所示。

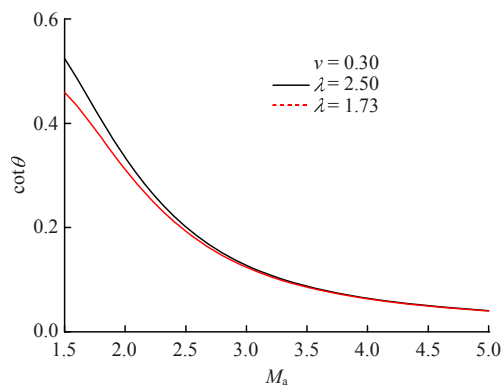


图 8 成坑角度随弹速的变化曲线

Fig.8 The relationship of the crater angle with the projectile speed

由图8可见,随着撞击速度的增加,超高速成坑形状以相似于地下浅埋爆炸向接触爆炸形状趋势转变,这也为建立超高速地冲击效应等效方法提供了物理基础。

根据某戈壁滩超高速动能弹对地打击原型实验:140 kg的钨棒以4 650 m/s的速度撞击戈壁滩,形成坑深3.0 m,坑径4.6 m的抛物形弹坑(见图9),钨棒密度 $\rho_j = 19.35 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$,强度 $R_j = 2.4 \text{ GPa}$,直径 $D = 0.11 \text{ m}$,长度 $L = 0.84 \text{ m}$,主要介质类型为砂土与砾石,平均密度 $\rho_t = 1.8 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $R_t = 863 \text{ MPa}$,将相关参数代入式(19)和(21),侵深计算结果为3.2 m,成坑半径计算结果为4.7 m,与实测结果吻合。

根据式(26),裂纹半径与侵深的关系为

$$\frac{h}{R_c} = \frac{R_0}{R_c} \cot \theta \quad (28)$$

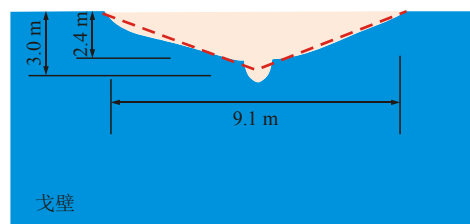


图 9 钨棒打击戈壁滩实验的成坑结果示意图

Fig.9 The diagram of craters induced by tungsten rod penetration into Gobi desert

根据式(18)和(28)则可计算成坑裂纹区所包含的面积与体积。

5 结 论

本文针对防护工程领域超高速动能武器防护概念研究中,在内涵定义、范围界定、评价指标、毁伤效应方面,缺乏以深入理论实验研究为基础的一致性观点;在超高速动能弹对地打击侵彻、地冲击效应机制研究中,现有侵彻理论难以准确描述侵彻深度受临界条件制约呈现递减、弹坑半径及射流影响面呈现非线性扩增等研究现状的基础上,对(超)高速动能武器的速度界定、毁伤效应评估展开深入研究,主要结论如下:

(1) 在内摩擦侵彻理论的基础上,提出了涵盖现有超高速动能武器打击范围(5~15 马赫)的动能弹对地侵彻模型,提出了随弹靶相对侵速提高,靶体由固体侵彻转入半流体侵彻、流体侵彻的速度范围: $M_a \leq 1.5$ 固体侵彻; $1.5 \leq M_a \leq 3.0$ 半流体侵彻; $M_a \geq 3.0$ 流体侵彻。

(2) 针对不同弹速侵彻区间,给出了相应计算方法与公式,揭示了弹体质量磨蚀变化带来的侵彻深度逆转、弹体侵蚀带来侵彻深度趋向极限、以及弹靶射流作用带来的弹坑扩增等基本机制。

(3) 在 L. J. Slepyan^[28]提出的模型基础上,通过对模型中流体项进行修正,并根据弹靶相互作用近区边界地冲击能量输运关系,推导得到了成坑半径和径向裂纹区半径的计算公式。

(4) 通过成坑体积与破坏区面积估算发现,随着撞击速度的增加,超高速成坑形状以相似于地下浅埋爆炸向接触爆炸形状趋势转变,从而指出超高速弹侵彻成坑效应相似于地下浅埋爆炸,随着速度增加愈发趋近于地表接触爆炸,超高速等效地冲击效应计算方法将另文给出。

参考文献(References):

- [1] 张丽静, 刘东升, 于存贵, 等. 高超声速飞行器[J]. 航空兵器, 2010, (2): 3 - 16.(ZHANG Lijing, LIU Dongsheng, YU Cungui, et al. Hypersonic vehicle[J]. Aviation Weapon, 2010, (2): 3 - 16.(in Chinese))
- [2] HARRY F. Hypervelocity then and now[J]. International Journal of Impact Engineering, 1987, (5): 1 - 4.
- [3] 任辉启. 精确制导武器侵彻效应与工程防护[M]. 北京: 科学出版社, 2016: 1 - 25.(REN Huiqi. Penetration effects of precision guided weapons and engineering protection[M]. Beijing: Science Press, 2016: 1 - 25.(in Chinese))
- [4] 杨益, 李晓军, 朱大明, 等. 超高速碰撞材料毁伤效应研究进展[J]. 兵器材料科学与工程, 2014, 37(5): 133 - 140.(YANG Yi, LI Xiaojun, ZHU Daming, et al. Research development of materials damage effect under hypervelocity impact[J]. Ordnance Material Science and Engineering, 2014, 37(5): 133 - 140.(in Chinese))
- [5] 李干, 宋春明, 邱艳宇, 等. 超高速弹对花岗岩侵彻深度递减现象的理论与实验研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2018, 37(1): 60 - 66.(LI Gan, SONG Chunming, QIU Yanyu, et al. Theoretical and experimental studies on the phenomenon of penetration depth reverse reduction in the penetration of granite by hyper-velocity projectiles[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2018, 37(1): 60 - 66.(in Chinese))
- [6] KONG X Z, WU H, FANG Q, et al. Projectile penetration into mortar targets with a broad range of striking velocities: Test and analyses[J]. International Journal of Impact Engineering, 2017, 106(1): 18 - 29.
- [7] CHENG Y H, WANG M Y, SHI C C, et al. Constraining damage size and crater depth: A physical model of transient crater formation in rocky targets[J]. International Journal of Impact Engineering, 2015, 81(6): 50 - 60.
- [8] 邓国强, 杨秀敏. 超高速武器对地打击效应数值仿真[J]. 科技导报, 2015, 33(16): 65 - 71.(DENG Guoqiang, YANG Xiumin. Numerical simulation of ground impact effects of hypervelocity weapons[J]. Science and Technology Herald, 2015, 33(16): 65 - 71.(in Chinese))
- [9] ROSENBERG Z, MARMOR E, MAYSELESS M. On the hydrodynamic theory of long-rod penetration[J]. International Journal of Impact Engineering, 1990, 10: 483 - 486.
- [10] LAN B, WEN H M. Alekseevskii-tate revisited: an extension to the modified hydrodynamic theory of long rod penetration[J]. Science China Technological Sciences, 2010, 53(5): 1364 - 1373.
- [11] WEN H M, HE Y, LAN B. Analytical model for cratering of semi-infinite metallic targets by long rod penetrators[J]. Science China Technological Sciences, 2010, 53(12): 189 - 196.
- [12] WEN H M, LAN B. Analytical models for the penetration of semi-infinite targets by rigid, deformable and erosive long rods[J]. Acta Mechanica Sinica, 2010, 26(4): 573 - 583.
- [13] 邓国强, 杨秀敏. 超高速武器对地打击效应特点分析[C]// 第一届全国超高速碰撞会议论文集. 绵阳: 中国空气动力研究与发展中心, 2013: 141 - 144.(DENG Guoqiang, YANG Xiumin. Characteristics of ground strike effects of hypervelocity weapons[C]// Proceedings of the first national Hypervelocity Impact Conference. Mianyang: China Aerodynamics Research and Development Center, 2013: 141 - 144.(in Chinese))
- [14] 王明洋, 谭可可, 吴华杰, 等. 岩石中侵彻深度计算新原理与方法[J]. 岩石力学与工程学报, 2009, 28(9): 1863 - 1869.(WANG Mingyang, TAN Keke, WU Huajie, et al. New method of calculation of projectile penetration into rock[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2009, 28(9): 1863 - 1869.(in Chinese))
- [15] 王明洋, 李杰, 李凯锐. 深部岩体非线性力学能量作用原理与应用[J]. 岩石力学与工程学报, 2015, 34(4): 659 - 667.(WANG Mingyang, LI Jie, LI Kairui. A nonlinear mechanical energy theory in deep rock mass engineering and its application[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2015, 34(4): 659 - 667.(in Chinese))
- [16] 奥尔连科 И. И. 爆炸物理学[M]. 孙承纬译. 北京: 科学出版社, 2011: 113 - 141.(ОПЛЕХКО И. И. Explosion physics[M]. Translated by SUN Chengwei. Beijing: Science Press, 2011: 113 - 141.(in Chinese))
- [17] 经福谦. 实验物态方程导论[M]. 北京: 科学出版社, 1999: 1 - 60.(JING Fuqian. Introduction to experimental equation of state[M]. Beijing: Science Press, 1999: 1 - 60.(in Chinese))
- [18] 舍米亚金 Е. И. 弹塑性理论的动力学问题[M]. 戚承志译. 北京: 科学出版社, 2009: 25 - 35.(SHEMYAKIN E. И. The dynamics of elastoplastic theory[M]. Translated by QI Chengzhi. Beijing: Science Press, 2009: 25 - 35.(in Chinese))
- [19] 戚承志, 钱七虎. 岩体动力变形与破坏的基本问题[M]. 科学出版社, 2009: 87 - 91.(QI Chengzhi, QIAN Qihu. Basic problems of dynamic deformation and fracture of rock mass[M]. Beijing: Science Press, 2009: 87 - 91.(in Chinese))
- [20] 钱七虎, 王明洋. 岩土中的冲击爆炸效应[M]. 北京: 国防工业出版社, 2010: 9 - 14.(QIAN Qihu, WANG Mingyang. The impact and explosion effects in rock and soil[M]. Beijing: National Defence Industrial Press, 2010: 9 - 14.(in Chinese))
- [21] LUNDBORG N. Strength of rock-like materials[J]. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences and Geomechanics Abstracts, 1968, 5(5): 427 - 454.
- [22] ALEKSEEVSKII V P. Penetration of a rod into a target at high velocity[J]. Combustion, Explosion and Shock Waves, 1966, 2(2): 99 - 106.
- [23] TATE A. A theory for the deceleration of long rods after impact[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 1967, (15): 387 - 399.
- [24] TATE A. Long rod penetration models-part I. a flow field model for high speed long rod penetration[J]. International Journal of Mechanical Sciences, 1986, 28(8): 535 - 548.
- [25] TATE A. Long rod penetration models-part II. extensions to the hydrodynamic theory of penetration[J]. International Journal of Mechanical Sciences, 1986, 28(9): 599 - 612.
- [26] WANG M, LIU Z, QIU Y, et al. Study on the similarity laws for local damage effects in a concrete target under the impact of projectiles[J]. Shock and Vibration, 2015, (16): 1 - 16.
- [27] 宋春明, 李干. 不同速度段弹体侵彻岩石靶体的理论分析[J]. 爆炸与冲击, 待刊.(SONG Chunming, LI Gan. Theoretical analysis for projectiles penetration into rock targets with different velocity[J]. Explosion and Shock Waves, to be pressed.(in Chinese))
- [28] SLEPYAN L I. Calculation of the size of the crater formed by a high-speed impact[J]. Journal of Mining Science, 1978, 14(5): 465 - 471.
- [29] GUREVICH M I. The theory of jets in an ideal fluid[M]. London: Pergamon Press Ltd., 1966: 113 - 116.
- [30] SHISHKIN N I. Seismic efficiency of a contact explosion and a high-velocity impact[J]. Journal of Applied Mechanics and Technical Physics, 2007, 48(2): 145 - 152.
- [31] VOITISHEK Y V, SLEPYAN L I. Hydrodynamic model of the puncture of a brittle plate[J]. Journal of Mining Science, 1985, (3): 31 - 35.