

文章编号: 1001-1455(2004)01-0007-09

锥形端部弹体在岩石(混凝土)介质层中 侵彻实用计算方法*

陈士林, 王明洋, 潘越峰

(解放军理工大学工程兵工程学院, 江苏 南京 210007)

摘要: 采用刚塑性不可压缩的介质模型, 用极限分析理论的上限方法, 通过建立动力学许可速度场得到介质对弹体侵彻的静阻力分量, 通过破碎介质动量守恒条件得到弹体侵彻的动阻力分量, 在模型中还考虑了介质的尺度关系和弹体的弹头形状两种影响因素。侵彻过程中的速度、加速度、阻力和经历时间通过弹体的运动方程增量计算得到。通过与几种常用经验公式比较说明了本文方法的实用和可靠性。

关键词: 固体力学; 刚塑性极限分析; 侵彻计算; 锥形弹; 有限厚度介质

中图分类号: O383 国标学科代码: 130·1515 文献标志码: A

1 引 言

建立简单、实用和可靠的工程方法以揭示弹体在岩石(混凝土)介质中的侵彻运动规律是防精确制导常规武器国防工程设计中亟待解决的课题之一。由于问题的复杂性, 目前主要还是沿用过去建立的经验性侵彻公式。但是这种纯实验方法得到的公式对于弹体侵彻分析的主要缺点是: 当弹体尺寸比例变化极大以及介质超越出试验进行范围的其它原始参数变化极大时, 结果的换算是不可靠的。与此同时也有一些工程分析方法, 如经典的空腔膨胀模型^[1~3], 但该模型对弹体作用的近区处岩石(混凝土)破碎介质的性质缺乏表征, 缺乏对介质背表面对侵彻过程的影响的研究。还有 A. Amini 等^[2]提出的刚塑性模型, 在模型中主要是根据弹体的描述和侵彻条件计算弹体的初始动能, 然后对成层式结构进行能量分配来预测侵彻深度。尽管此法简单实用, 但所用的计算图式是基于 Prandtl 机理求得, 不适合对有限厚度的介质进行侵彻计算。

事实上, 弹体在岩石(混凝土)介质中侵彻时, 介质的变形与破坏的能量主要以运动为主。对于有限厚度的结构来说, 由于侵彻是在具有自由表面(前面或背面)介质中进行, 介质是不可能发生大的体积收缩的。且在大变形前提下, 其弹性分量与塑性分量相比仅占一小部分, 因而可以将其忽略而把介质作为刚塑性来研究。因此, 本文中根据刚塑性模型的虚功率原理和极限荷载的上限定理研究锥形头弹体在有限厚度介质中的侵彻问题。即要找到岩石(混凝土)介质对弹体的侵彻阻力(它是侵入深度、介质厚度和冲击速度的函数)。

2 基本原理

如果考虑侵彻弹体和岩石(混凝土)的强度特性具有本质的区别, 就可以将弹体认为是不变形的刚体。刚性弹体在岩石(混凝土)介质中侵彻问题的主要任务是确定岩石(混凝土)介质对弹体的侵彻阻力 P 。已知阻力就可以对轴对称情况(沿法线冲击)的运动方程积分

$$mh'' = -P \quad (1)$$

式中: m 为弹体质量, h 为侵彻深度。

* 收稿日期: 2003-03-07; 修回日期: 2003-08-29

基金项目: 国家安全重大基础研究基金项目(51309-1-7); 国家自然科学基金项目(50179038)

作者简介: 陈士林(1970—), 男, 硕士研究生。

弹体的侵彻深度还取决于初始条件

$$h|_{t=0} = 0, \quad \dot{h}|_{t=0} = v_0 \quad (2)$$

式中: v_0 为冲击速度。

弹体的侵彻阻力 P 可以根据不可压缩刚塑性模型来确定极限荷载而得到。所谓极限荷载, 是指在刚塑性材料中变形过程开始时的荷载。在该模型中有两种理论, 分别得到极限作用荷载的上限值与下限值。根据虚功率原理和塑性极限荷载的上限定理有^[3]

$$\int_S P_{n_i}^k v_i dS = \int_V \sigma_{ij}^k \xi_{ij}^k dV + \sum_{k=1}^N \tau_s \int_{S_k} |[v_\tau^k]| dS_k \quad (3)$$

式中: S 、 V 分别为界面和变形体体积; $P_{n_i}^k$ 为作用在界面 S 上的力矢量分量, v_i 为界面 S 上的速度矢量分量; $\xi_{ij}^k = \frac{1}{2} (\frac{\partial v_i^k}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j^k}{\partial x_i})$ 为变形速度张量分量, σ_{ij}^k 是对应于 $P_{n_i}^k$ 的介质内的应力, v_j^k 为动力学许可速度场分量; S_k 为速度矢量的切向分量所在的不连续表面; $[v_\tau^k] = v_\tau^{k+} - v_\tau^{k-}$ 为速度切向分量的跃值。再由 Mises 屈服条件可得: $\sigma_{ij}^k \xi_{ij}^k = \tau_s H^k$, τ_s 为材料的屈服极限, $H^k = \sqrt{2 \xi_{ij}^k \xi_{ij}^k}$ 为剪切变形的速度强度, 从而可得

$$\int_S P_{n_i}^k v_i dS = \tau_s \int_V H^k dV + \sum_{k=1}^N \tau_s \int_{S_k} |[v_\tau^k]| dS_k \quad (4)$$

方程(4)的右侧是根据动力学许可速度场计算到的量。所谓动力学许可速度场, 即是除了在有限个间断面允许切向速度有间断外, 在其他地方都连续且满足全部速度的边界条件的速度场。

上限值理论指出, 可以用按动力学许可速度场通过积分方程计算得到未知极限荷载 $P_{n_i}^k$, 从上限来评估极限作用力。这样, 问题就归结为如何建立能最精确地描述动力学过程的速度场, 而这一描述可以通过实物试验的数据和过程的实验室模拟来获得。

设半径为 α 、锥角为 2β 的锥形端头光滑圆柱体以速度 v_0 垂直撞击有限厚度为 L 的岩石(混凝土)层, 求解圆柱体的侵彻深度。解题分几个阶段进行: 第一个阶段是建立不考虑岩石(混凝土)后表面影响的解, 把它看作弹体在半无限岩石(混凝土)介质中的侵彻, 下一阶段再考虑岩石(混凝土)介质有限厚度的影响。

2.1 半无限介质中的侵彻

大量侵彻试验表明, 对于目前钻地弹在岩石(混凝土)介质中的侵彻, 介质的变形与破坏状态通常分为破碎状态(近区)、径向裂纹状态和弹性状态。破碎区的特征是介质受到弹体的挤压产生较大变形而破坏形成松散粉末材料。考虑到岩石(混凝土)介质在较小的剪切变形时就要破坏, 耗费在介质破坏上的能量份额与运动能量份额相比极小^[4], 因此, 可以断定破碎区松散介质的运动起着主要作用。径向裂纹区的特征主要是把破碎带传来的压力过渡到弹性区介质中去, 弹性区的特征是具有原始性质的弹性介质。作为近似可以把介质分成三个区域^[3], 区域 I: 塑性变形区; 区域 II: 以速度 v_1 作刚性整体运动区; 区域 III: 静止区。如图 1 所示, 每个区域的动力学许可速度场矢量分量用圆柱坐标表达成下列形式:

区域 II。各质点的运动速度由介质的不可压缩性求得

$$v_r = 0, \quad v_z = v_1 = v_0 \frac{2\sin^2 \beta}{\cos 2\beta - \cos 2\gamma} \quad (5)$$

区域 I。为计算区域 I 内的速度, 引入球形坐标系 (R, φ, θ) , 坐标原点在锥端。可见问题是轴对称的, 因此速度与 θ 无关。这样在球形坐标系中不可压缩条件有下列形式

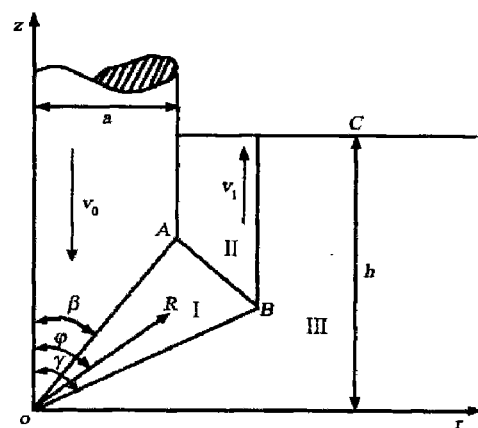


图 1 无限厚度介质的速度场

Fig. 1 The velocity field of infinitely thick medium

$$\frac{\partial v_R}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{2v_R}{R} + \frac{v_\varphi}{R} \cot \varphi = 0 \quad (6)$$

假定速度沿 R 方向是不变的: $v_R = v_R(\varphi)$, $v_\varphi = v_\varphi(\varphi)$, 这样方程(6)就易于积分得

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + 2v_R + v_\varphi \cot \varphi = 0 \quad (7)$$

沿法线 AB 的速度分量是连续的

$$v_R = v_1 \cos \varphi \quad (8)$$

由(7)式积分, 并考虑到(8)式, 由速度边界条件 $v_\varphi(\gamma) = 0$ 得: $v_\varphi = \frac{v_1}{2 \sin \varphi} (\cos 2\varphi - \cos 2\gamma)$ 。

这样, 区域 I 内的速度分量为

$$v_R = 2v_0 \frac{\sin^2 \beta \cos \varphi}{\cos 2\beta - \cos 2\gamma}, \quad v_\varphi = v_0 \frac{\sin^2 \beta}{\cos 2\beta - \cos 2\gamma} \frac{\cos 2\varphi - \cos 2\gamma}{\sin \varphi} \quad (9)$$

变形速度由下列公式确定

$$\xi_R = \xi_{R \cdot \cdot \cdot \theta} = \xi_{\varphi \cdot \cdot \cdot \theta} = 0, \quad \xi_0 = \frac{v_R}{R} + \frac{v_\varphi}{R} \cot \varphi, \quad \xi_{R\varphi} = \frac{1}{2} \left[-\frac{v_\varphi}{R} + \frac{1}{R} \frac{\partial v_R}{\partial \varphi} \right] \quad (10)$$

剪切变形速度强度为

$$H^1 = \sqrt{2\xi_{ij}\xi_{ij}} = \frac{2v_0}{R} \frac{\sin^2 \beta \sin^2 \gamma}{\cos 2\beta - \cos 2\gamma} \frac{\sqrt{4 - 3\sin^2 \varphi}}{\sin^2 \varphi} \quad (11)$$

区域 I 消耗在塑性变形上的功率可用下式计算

$$\frac{A_1}{\tau_s} = 2\pi \int_0^l \int_\beta^\gamma H^1 R^2 \sin \varphi d\varphi dR \quad (12)$$

求得区域 I 的塑性变形功率为

$$\frac{A_1}{\tau_s} = 2\pi v_0 l^2 \frac{\sin^2 \beta \sin^2 \gamma}{\cos 2\beta - \cos 2\gamma} I \quad (13)$$

$$\text{式中: } I = \ln \frac{\sin \gamma \left[2\cos \beta + \sqrt{4 - 3\sin^2 \beta} \right]}{\sin \beta \left[2\cos \gamma + \sqrt{4 - 3\sin^2 \gamma} \right]} + \frac{\sqrt{3}}{2} \ln \frac{\sqrt{3}\cos \gamma + \sqrt{4 - 3\sin^2 \gamma}}{\sqrt{3}\cos \beta + \sqrt{4 - 3\sin^2 \beta}}$$

消耗在速度间断线 AB 上的剪切变形功率为 $\frac{B_1}{\tau_s} = 2\pi \int_\beta^\gamma |v_\tau| l^2 \sin \varphi d\varphi$, 其中速度间断差值 $[v_\tau] = v_1 \sin \varphi + v_\varphi$, 积分后得到

$$\frac{B_1}{\tau_s} = 4\pi v_0 l^2 \frac{\sin^2 \beta \sin^2 \gamma}{\cos 2\beta - \cos 2\gamma} (\gamma - \beta) \quad (14)$$

同样, 可求得消耗在速度间断线 OB 上的剪切变形的功率为

$$\frac{B_2}{\tau_s} = 2\pi v_0 l^2 \frac{\sin^2 \beta \sin \gamma \cos \gamma}{\cos 2\beta - \cos 2\gamma} \quad (15)$$

消耗在速度间断线 BC 上的剪切变形的功率为

$$\frac{B_3}{\tau_s} = 4\pi v_0 l^2 \frac{\sin^2 \beta \sin \gamma}{\cos 2\beta - \cos 2\gamma} \left(\frac{h}{l} - \cos \gamma \right) \quad (16)$$

上限评估值由公式(4)计算

$$\frac{P_{n_i}^k}{\tau_s} v_0 \pi (l \sin \beta)^2 / \sin \beta = \frac{A_1}{\tau_s} + \frac{B_1}{\tau_s} + \frac{B_2}{\tau_s} + \frac{B_3}{\tau_s} \quad (17)$$

把以上各式代入(17)式, 并经量纲一化(即用 h 代替 h/a)得

$$\frac{P_{n_i}^k}{\tau_s} = \begin{cases} \frac{2\sin \beta \sin \gamma}{\cos 2\beta - \cos 2\gamma} ((I + 2\gamma - 2\beta) \sin \gamma + 2\cos \beta - \cos \gamma) & h < a \cot \beta \\ \frac{2\sin \beta \sin \gamma}{\cos 2\beta - \cos 2\gamma} ((I + 2\gamma - 2\beta) \sin \gamma + 2h \sin \beta - \cos \gamma) & h \geq a \cot \beta \end{cases} \quad (18)$$

2.2 有限厚度介质中的侵彻

第二个阶段再考虑岩石(混凝土)介质为有限厚度的情况。在此假设两个速度场,其中一个为双参量速度场(图2)。

区域 I: 剖面是矩形, 设 $v_r = 0$, 由不可压缩性有 $v_z = v_0 \sin^2 \beta / \xi^2$ 。

区域 III: 剖面是扇形, 引入球形坐标系 (r, φ, θ) , 坐标原点在锥端, 可见问题是轴对称的, 因此速度与 θ 无关, 这样, 在球形坐标系中不可压缩条件有下列形式

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{2v_r}{r} + \frac{v_\varphi}{r} \cot \varphi = 0 \quad (19)$$

假定速度沿 r 方向不变: $v_r = v_r(\varphi)$, $v_\varphi = v_\varphi(\varphi)$, 沿 L_1 法线的速度分量连续, 由此可得 $v_r = 0$, 所以(19)式化为 $\frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + v_\varphi \cot \varphi = 0$, 由条件 $v_\varphi|_{\varphi=\beta} = v_0 \sin \beta$, 解此微分方程得 $v_\varphi = v_0 \sin^2 \beta / \sin \varphi$ 。

区域 II: 同样, 根据边界的法线速度的连续性和不可压缩条件可得 $v_r = \frac{\xi^2 - 1}{2\xi^2 l} r v_0 \sin^2 \beta$, $v_z = \left[\frac{1 - \xi^2}{\xi^2 l} z + 1 \right] v_0 \sin^2 \beta$ 。

区域 IV: 静止区。流场间断线 L_3 的方程由介质连续条件(即沿 L_3 的法线方向速度连续)和边界条件 $z(r)|_{r=a/\sin \beta} = 0$ 确定得

$$z = \frac{\xi^2 l}{\xi^2 - 1} \left[1 - \frac{a^2}{r^2 \sin^2 \beta} \right] \quad (20)$$

按给定的速度场, 确定变形速度张量分量。区域 I: $\xi_r = \xi_\theta = \xi_z = 0$; 区域 II: $\xi_r = \frac{\xi^2 - 1}{2\xi^2 l} v_0 \sin^2 \beta$, $\xi_\theta = \frac{\xi^2 - 1}{2\xi^2 l} v_0 \sin^2 \beta$, $\xi_z = -\frac{\xi^2 - 1}{\xi^2 l} v_0 \sin^2 \beta$; 区域 III: $\xi_r = \xi_\theta = \xi_\varphi = 0$, $\xi_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} = -\frac{v_0 \sin^2 \beta \cos \varphi}{r \sin^2 \varphi}$, $\xi_\theta = \frac{v_\varphi}{r} \cot \varphi = \frac{v_0 \sin^2 \beta \cos \varphi}{r \sin^2 \varphi}$, $\xi_{r\varphi} = \frac{1}{2} \frac{-v_\varphi}{R} = -\frac{v_0 \sin^2 \beta}{2r \sin \varphi}$; 区域 IV: $\xi_{ij} = 0$ 。

各区剪切变形速度强度由 $H^k = \sqrt{2\xi_{ij}^k \xi_{ij}^k}$ 求得。区域 I: $H = 0$; 区域 II: $H = \frac{\sqrt{3} v_0 \sin^2 \beta}{\xi^2 l} |(\xi^2 - 1)|$; 区域 III: $H = \frac{v_0 \sin^2 \beta}{r} \frac{\sqrt{4 - 3 \sin^2 \varphi}}{\sin^2 \varphi}$; 区域 IV: $H = 0$ 。

各区消耗在塑性变形上的功率。区域 I: $A_1 / \tau_s = 0$; 区域 II: $A_2 / \tau_s = 2\sqrt{3} v_0 \pi a^2 |\ln \xi|$; 区域 III: $A_3 / \tau_s = v_0 \pi a^2 I$, 其中 $I = \ln \frac{2 \cos \beta + \sqrt{4 - 3 \sin^2 \beta}}{\sin \beta} + \frac{\sqrt{3}}{2} \ln \frac{1}{\sqrt{3 \cos \beta + \sqrt{4 - 3 \sin^2 \beta}}}$; 区域 IV: $A_4 / \tau_s = 0$ 。

耗费在速度间断线上的功率。在 L_1 上: $B_1 / \tau_s = v_0 \pi a^2 (\pi - 2\beta)$; 在 L_2 上: $B_2 / \tau_s = \frac{v_0 \pi a^3 (\xi^2 - 1)}{3 \xi^2 l \sin \beta}$; 在 L_3 上: $B_3 / \tau_s = \frac{v_0 \pi a^3 (\xi^2 - 1)(\xi^3 - 1)}{3 \xi^2 l \sin \beta} + \frac{4 \pi a l v_0 \sin \beta (\xi^3 - 1)}{3 \xi (\xi^2 - 1)}$; 在 L_4 上: $B_4 / \tau_s = \frac{v_0 \pi a^3 \xi (\xi^2 - 1)}{3 l \sin \beta}$; 在 L_5 上: $B_5 / \tau_s = \frac{2 v_0 \pi a \sin \beta (L - h - l)}{\xi}$ 。

根据公式(4): 当 $h < a \cot \beta$ 时, $\frac{P_{n_i}^k}{\tau_s} \frac{\pi h^2 v_0 \tan \beta}{\cos \beta} = \frac{1}{\tau_s} \left[\sum_{i=1}^4 A_i + \sum_{j=1}^5 B_j \right]$, 量纲一化(即用 L, h, l 分别代替 $L/a, h/a, l/a$)得

$$\frac{P_{n_i}^k}{\tau_s} \frac{\cos \beta}{\tan \beta} \left[\frac{2\sqrt{3} |\ln \xi| + \pi - 2\beta}{h^2} + \frac{2\xi(\xi^2 - 1)}{3h^2 l \sin \beta} + \frac{2 \sin \beta (L - h - l)}{\xi \cdot h^2} + \frac{4 l \sin \beta (\xi^3 - 1)}{3h^2 \xi (\xi^2 - 1)} \right] \quad (21)$$

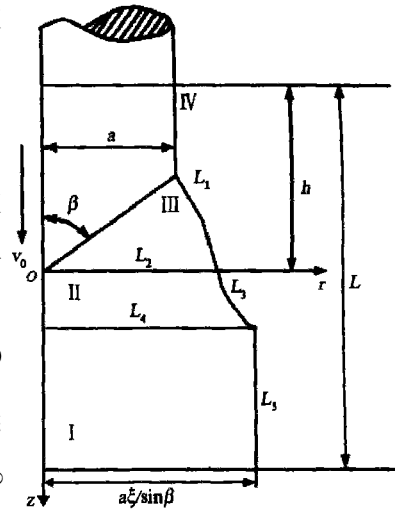


图2 有限厚度介质的第一个速度场

Fig.2 The first velocity field of finitely thick medium

当 $h \geq a \cot \beta$ 时, $\frac{P_{n_i}^k}{\tau_s} \frac{\pi a^2 v_0}{\sin \beta} = \frac{1}{\tau_s} \left[\sum_{i=1}^4 A_i + \sum_{j=1}^5 B_j \right]$, 经量纲一化后得

$$\frac{P_{n_i}^k}{\tau_s} = \sin \beta \left[2\sqrt{3} \ln \xi + I + \pi - 2\beta \right] + \frac{2\xi(\xi^2 - 1)}{3l} + \frac{4l \sin^2 \beta (\xi^3 - 1)}{3\xi(\xi^2 - 1)} + \frac{2 \sin^2 \beta (L - h - l)}{\xi} \quad (22)$$

该阶段的第二个动力学许可速度场设为不变场, 它表示了一个直径等于侵彻圆柱体的直径, 运动速度与侵彻圆柱体相同的刚性冲块被从岩石(混凝土)介质中压出来(图 3)。根据(4)式, 当 $h < a \cot \beta$ 时,

$\frac{P_{n_i}^k}{\tau_s} \frac{\pi h^2 v_0 \tan \beta}{\cos \beta} = 2\pi v_0 h L \tan \beta$, 经量纲一化后得

$$\frac{P_{n_i}^k}{\tau_s} = \frac{2L \cos \beta}{h} \quad (23)$$

当 $h \geq a \cot \beta$ 时, 经量纲一化后得

$$\frac{P_{n_i}^k}{\tau_s} = 2 \sin \beta (L - h + \cot \beta) \quad (24)$$

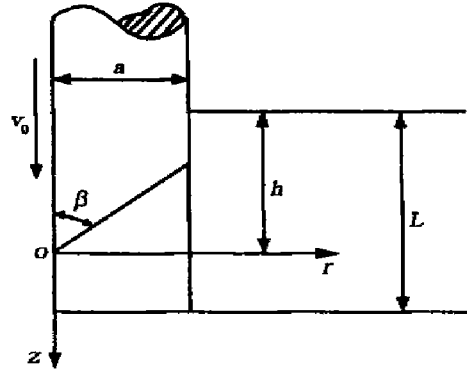


图 3 有限厚度介质的第二个速度场

Fig. 3 The second velocity field of finitely thick medium

3 弹体侵入深度计算

3.1 确定岩石(混凝土)介质阻力 P 的静力部分

对于一定尺度的弹体, 无论撞击应力多大, 它对邻近的介质造成的破坏范围是限定的, 介质对弹头的入侵只能提供有限的极限抗力, 这种极限抗力与介质的静抗剪强度有关, 可称为介质对弹体侵入的静阻力, 这就是以上所求的极限荷载 $P_{n_i}^k$ 。那么, 对这三个速度场, 在每一个给定的侵彻深度 h , 分别由

(18)、(21)、(22)、(23)、(24)各式求出极值 $P_{n_i}^k$, 从而得出各个速度场的 $P_{n_i}^k$ 曲线。如图 4 所示(在此取 $2\beta = 60^\circ, L = 8a$), 这三条曲线分别满足了每一种动力学许可速度场, 曲线 1 和 3 交点的横坐标是弹体开始觉察到岩石(混凝土)介质后表面时的深度, 此时岩石(混凝土)介质材料停止向冲击面挤出, 而开始向背表面移动。曲线 1 和 2 的第二个交点决定了冲塞开始发生挤出时的侵彻深度。在每一个确定的侵彻深度 h 处, 这三条曲线中最小值就是弹体受到的岩石(混凝土)介质阻力 P 的静应力部分的上限, 在此例中, $P_{n_i}^k$ 的最后取值将是: 在曲线 1 和 3 交点的左侧取曲线 3, 在这个交点的右侧取曲线 1, $P_{n_i}^k$ 与侵彻深度的函数关系可以通过简单的求极值方法得到。然后, 将此静应力对弹体表面积分即得岩石(混凝土)介质阻力 P 的静力部分 P_s 。

3.2 确定岩石(混凝土)介质阻力 P 的动力部分

介质受破坏后在滑裂面内处于塑性流动状态, 弹体不是在完整材料中而是在破碎介质中穿行。在弹体的侵彻过程中, 由于靶体材料被挤开, 其惯性将产生对弹头的动阻力。弹体侧表面每一点的法向动应力同该点处介质的径向应力相同, 介质的径向应力等于介质的波阻抗与介质的径向速度之积^[5], 即: $\sigma_r = \rho c_p v_r$, σ_r 是介质中的径向应力, ρ 是介质密度, v_r 是介质径向速度, c_p 是破碎介质中的声波波速。

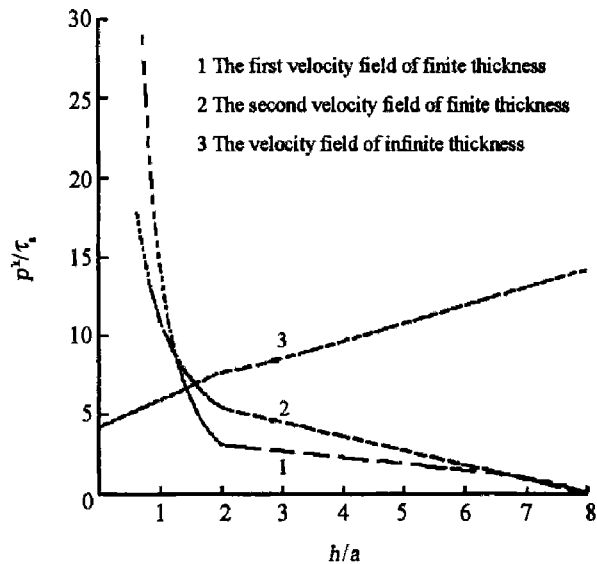


图 4 三个速度场的静应力曲线

Fig. 4 The curves of static stress of the three velocity field

弹体侧表面每一点的切线动应力 σ_τ 和法线应力 σ_r 之间根据摩擦定律有这样的关系: $\sigma_\tau = \mu\sigma_r$ 。 μ 是弹体和介质之间的界面摩擦因数, 从而推出弹体在侵入方向的动应力

$$\sigma_d = 2\lambda_2 \rho v c_p \sin^2 \beta (1 + \mu \cot \beta) \quad (25)$$

式中: λ_2 是弹体的弹径系数^[6] (如图 5), v 是弹体侵入速度, v 与 v_r 的关系有 $v_r = v \sin \beta$ 。 将动应力 σ_d 对弹头表面积分即得岩石(混凝土)介质阻力 P 的动力部分

$$P_d = 2\pi a^2 \lambda_2 \rho v c_p \sin \beta (1 + \mu \cot \beta) \quad (26)$$

3.3 数值求解侵彻深度

本文中考虑的是垂直侵彻, 由于弹体的对称性, 介质对弹体只有侵入方向的阻力, 于是岩石(混凝土)介质阻力 $P = P_s + P_d$ 。 根据公式(1)、在条件(2)式的情况下解微分方程初值问题, 为此在时域中以增量形式求解, 在每个微时段 Δt 中逐步求速度、加速度、和深度的变化。 增量计算持续至弹体动能耗尽。 亦即 Δv_i 趋近于零时。 如果侵入持续到岩石(混凝土)介质背面时速度仍然不为零, 还可得到贯穿速度。

4 本文分析方法与经验公式的比较

通过用本文方法(简称刚塑性方法, the method of rigid-plasticity)来计算并和几种经验公式计算的结果相比较, 从而对该方法进行检验。

介质参数取岩石层厚度为 $L = 2\text{m}$, 岩石抗压强度 $\sigma_s = 100\text{MPa}$, 剪切强度 $\tau_s = 2.25\text{MPa}$, 破碎介质中声波波速 $c_p = 550\text{m/s}$, 介质密度 $\rho = 2500\text{kg/m}^3$, 介质和弹体接触面上的摩擦因数 $\mu = 0.1$ 。 弹体参数用两种型号的弹体来分别检验^[7]。

第一种用美国 M71 榴弹, 质量 $m = 10.67\text{kg}$, 弹体直径 $d = 0.09\text{m}$, 弹头锥角 $\beta = 20^\circ$, 分别用本文方法、别列赞公式、Benard 公式、WES 公式, 在以不同的弹速撞击靶标情况下, 计算结果如图 6(a)所示。

第二种用苏制 122mm 穿甲弹, 质量 $m = 25.49\text{kg}$, 弹体直径 $d = 0.122\text{m}$, 弹头锥角 $\beta = 16^\circ$, 同样用以上各种方法进行计算, 结果如图 6(b)所示。

从这两个图可以看出, 用别列赞公式结果偏高, 用 Benard 公式、WES 公式结果偏低, 用本文方法计算的结果, 在两种情况下都居中, 且更接近于 Benard 公式、WES 公式的结果, 而在长期的实际工程中 also 验证了在岩石介质中, 别列赞公式趋于保守, Benard 公式、WES 公式较接近于实验结果。

通过对其他型号的弹体和不同强度的混凝土材料, 用以上几种公式进行计算也可得出同样的结果。 例如用苏制 122mm 穿甲弹, 侵彻 C30 混凝土结构, 混凝土结构厚度 $L = 2\text{m}$, 抗压强度 $\sigma_s = 20\text{MPa}$, 剪切强度 $\tau_s = 1.01\text{MPa}$, 破碎介质中声波波速 $c_p = 600\text{m/s}$, 介质密度 $\rho = 2500\text{kg/m}^3$, 介质和弹体接触面上的摩擦因数 $\mu = 0.1$, 计算结果如图 6(c)所示。

用 300mm 钻地弹, 弹重 $m = 307\text{kg}$, 弹体直径 $d = 0.3\text{m}$, 弹头锥角 $\beta = 18^\circ$, 侵彻 C35 混凝土结构, 结构厚度 $L = 2.5\text{m}$, 抗压强度 $\sigma_s = 23.5\text{MPa}$, 剪切强度 $\tau_s = 1.1\text{MPa}$, 破碎介质中声波波速 $c_p = 650\text{m/s}$, 介质密度 $\rho = 2500\text{kg/m}^3$, 介质和弹体接触面上的摩擦因数 $\mu = 0.1$, 计算结果如图 6(d)所示。

用美 M1 榴弹, 弹重 $m = 14.89\text{kg}$, 弹体直径 $d = 0.105\text{m}$, 弹头锥角 $\beta = 15^\circ$, 侵彻 C60 混凝土结构, 结构厚度 $L = 3\text{m}$, 抗压强度 $\sigma_s = 36\text{MPa}$, 剪切强度 $\tau_s = 1.35\text{MPa}$, 破碎介质中声波波速 $c_p = 750\text{m/s}$, 介质密度 $\rho = 2500\text{kg/m}^3$, 介质和弹体接触面上的摩擦因数 $\mu = 0.1$ 。 结果如图 7 所示。 在本例中, 如果不考虑结构为有限厚度, 只用无限厚度速度场来计算静力项, 所得结果如图 8 所示, 可见, 这样得出的侵彻深度小于结构为有限厚度的情况。

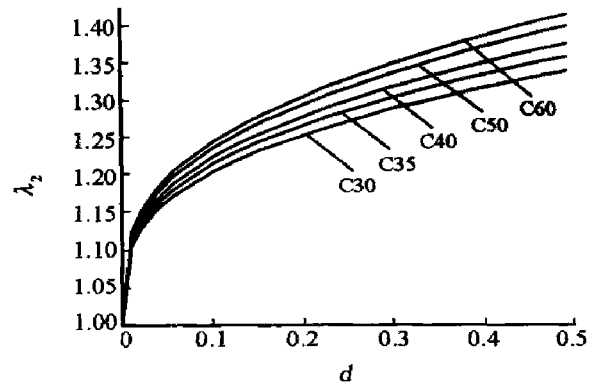


图 5 不同强度混凝土的弹径系数与弹径的关系

Fig.5 Relation between the diameters of the caliberand its diameter for different strength concrete

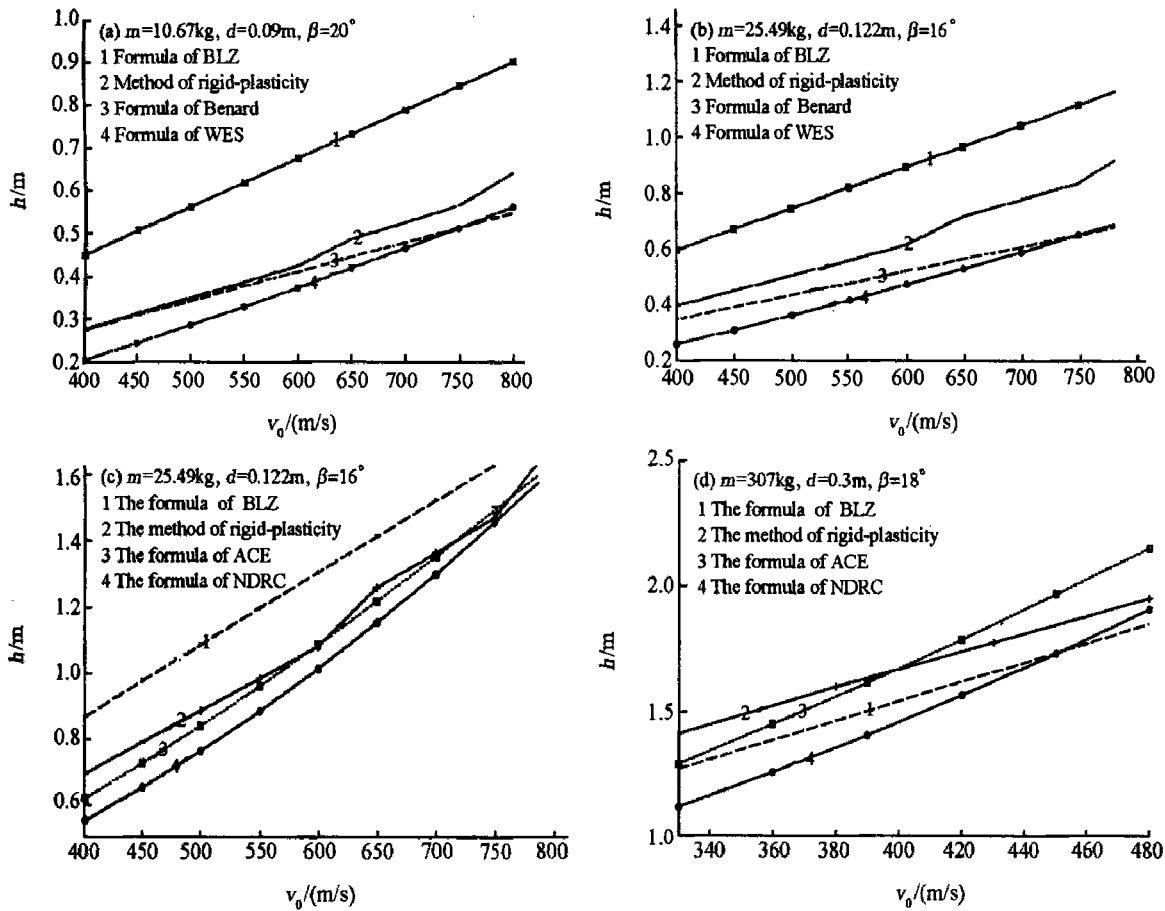


图 6 几种计算方法的比较

Fig. 6 The comparison of a few calculation methods

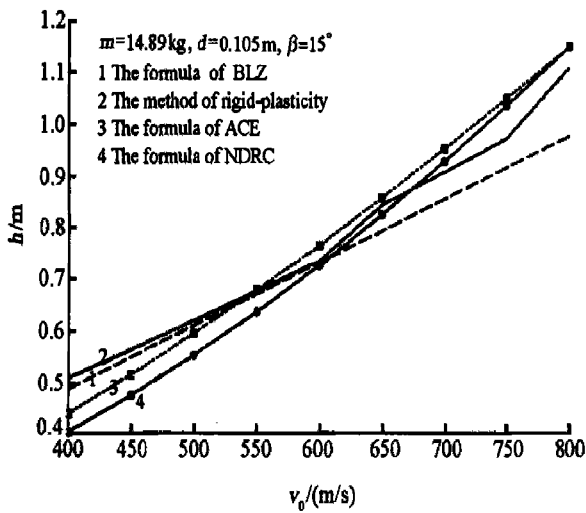


图 7 几种计算方法的比较

Fig. 7 The comparison of a few calculation methods

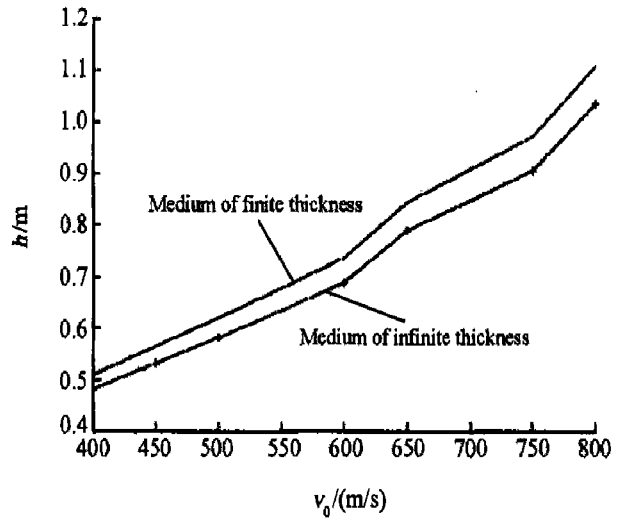


图 8 有限厚度和无限厚度的比较

Fig. 8 The comparison of infinite thickness and the finite thickness

另外,在用本文方法进行计算时,还得到了侵彻过程中弹体速度 v_p 、侵彻深度 h 、经历时程 t 、所受阻力 F 等的具体数值。例如用美国 M1 榴弹以 400m/s 的速度撞击上例结构,侵彻过程如图 9 所示。由图可见,弹体所受的阻力从零逐渐上升到峰值,这体现了弹体侵入初时,随着锥头的进入,受阻面积增大,因而阻力增大,接着阻力从峰值逐渐下降,这表明在侵彻过程中,随着弹体的速度减小,阻力的动力项也逐渐变小。在图 9(c)上,表示了对不同厚度靶板侵彻时,弹体的加速度 a 变化情况。

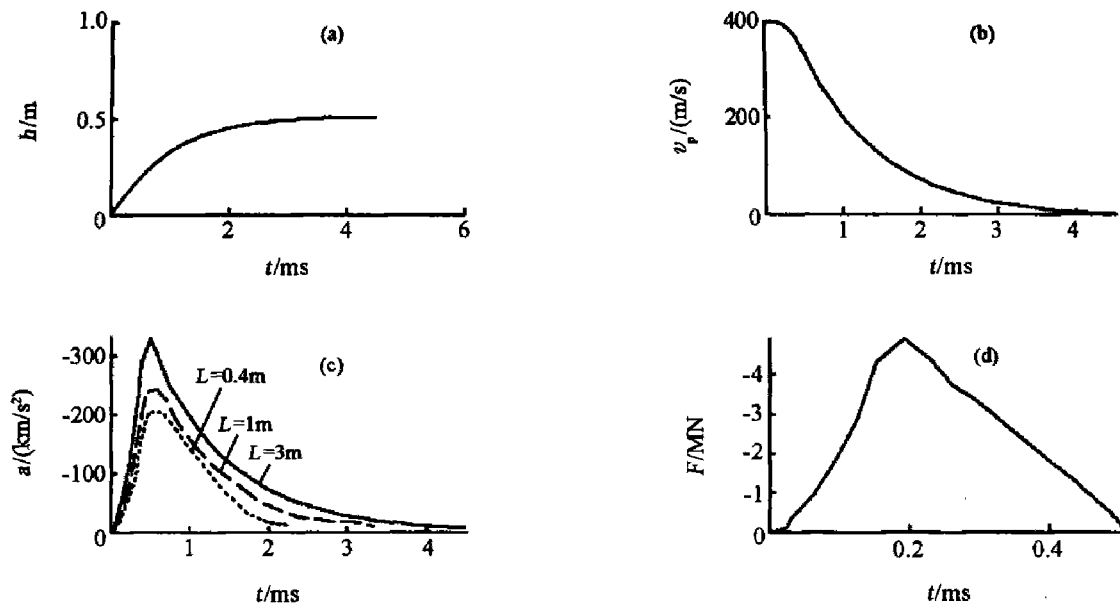


图9 侵彻过程中各种参数的值

Fig.9 The time history of parameters in the process of penetration

5 结论

(1)本文中采用的刚塑性模型能够揭示弹体在岩石(混凝土)介质中的基本侵彻规律,适用范围较广;

(2)通过考虑介质的有限厚度和弹头的形状,能定量地反映弹体的侵彻深度规律;

(3)数值计算得到不同时刻弹体的侵彻深度、速度、减加速度以及所受的抵抗阻力,定量描述了侵彻和贯穿过程;

(4)必须指出,由于本文中得到的静阻力大于实际值,因而从理论上来说计算得到的侵彻深度要稍偏小。运用这种模型对平头弹的侵彻也可以进行类似的分析。

参考文献:

- [1] Forrestal M J, Tzou D Y. A spherical cavity-expansion penetration model for concrete targets[J]. International Journal of Impact Engineering, 1997, 34: 4127-4146.
- [2] Amini A, Anderson J. 弹体侵入岩土防护层的一个计算方法[J]. 防护工程, 1994, 15(1): 58-65.
Amini A, Anderson J. A method of calculation for penetration of projectile in rock defend-layer[J]. Protective Engineering, 1994, 15(1): 58-65.
- [3] 卡恰诺夫. 塑性理论基础[M]. 周承侗, 译. 北京: 人民教育出版社, 1983: 332-385.
- [4] 王明洋, 戎晓力, 钱七虎, 等. 弹体在岩石中侵彻与贯穿计算原理[J]. 岩石力学与工程学报, 2003, 22(11): 1811-1816.
WANG Ming-yang, YONG Xiao-li, QIAN Qi-hu, et al. Calculation principle for penetration and perforation of projectiles into rock[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2003, 22(11): 1811-1816.
- [5] Христианович С А, Шемякин Е И. О динамической сжимаемости прочных дробных порохов [М]. Новосибирск: Наука, 1979.
- [6] 王明洋, 钱七虎, 李军. 弹体对混凝土介质侵彻、贯穿的比例换算关系问题[J]. 爆炸与冲击, 待刊出。
WANG Ming-yang, QIAN Qi-hu, LI Jun. The scaling law problems of penetration and perforation for projectile into concrete media[J]. Explosion and Shock Waves, to be published.
- [7] 钱七虎. 防护结构计算原理与设计[M]. 南京: 中国人民解放军工程兵工程学院, 1982: 41-66.

The method of calculation for penetration of conical-nosed projectile in rock (concrete) layers

CHEN Shi-lin^{*}, WANG Ming-yang, PAN Yue-feng

(*Engineering Institute of Engineering Corps,*

PLA University of Science & Technology, Nanjing 210007, Jiangsu, China)

Abstract: Rigid-perfectly plastic model in incompressible medium is used in this paper. By setting kinematically admissible velocity field, static resistance of medium to projectile is analyzed with upper-bound theorem of limit analysis. Kinematical resistance of medium to projectile is considered in terms of the law of conservation of momentum. Dimensional effect of structure and the shape of projectile are also considered. Through adopting incremental calculation about the equation of projectile's motion, the velocity, acceleration, resistance and time in the process of penetration are obtained. By comparing the result of calculation with experimental formulas, the reliability and practicality of the method are proved.

Key words: solid mechanics; rigid-plasticity limit analysis; calculation of penetration; conical-nosed projectile; finitely thick medium

* Corresponding author; CHEN Shi-lin; E-mail address: cslwymcy@etang.com; Telephone: 025-4867371