

文章编号: 1001-1455(2000)01-0013-06

混凝土靶抗贯穿的一种新工程分析方法^①

李永池, 孙宇新, 胡秀章, 陈居伟

(中国科学技术大学力学与机械工程系, 安徽 合肥 230027)

摘要: 在土盘模型的基础上, 通过计入冲击波衰减的影响及改进浮动锁应变的计算, 发展了一种对贯穿问题的新的工程分析方法。最后通过一些对混凝土靶贯穿的算例说明了方法的有效性和实用性。

关键词: 冲击波衰减; 浮动锁应变; 混凝土靶; 贯穿

中图分类号: O348 文献标识码: A

1 引 言

细长弹对混凝土和地质材料的侵彻贯穿一直是武器研制和工程防护部门所关心的问题。早期的研究多是通过总结大量实弹实验结果建立便于工程应用的经验公式^[1], 这些公式虽然使用方便, 但缺乏坚实理论基础和机理性分析。近 20 年来, 通过大型计算程序开展数值模拟计算的工作发展迅速^[2], 但数值方法的缺点是常常不易给出各种参数影响的完整概念和物理本质, 同时各种奇异面处理、非线性效应及计算稳定性方面的问题等常常影响真实物理图象的揭示。根据弹靶的几何和物理特性, 抓住主要因素和主要矛盾, 提出简化的力学模型和工程分析方法是解决贯穿问题的另一种重要和有效的途径。在这一方面, Yankelevsky 等^[3]和 Forrestal 等^[4~5]曾先后提出并发展了土盘浮动锁应变模型, 从而为工程分析奠定了基础。但这些研究工作对弹体周围靶介质应力状态假定、锁应变计算及冲击波衰减的处理方面仍存在缺陷和不足。我们在这些工作的基础上提出了更合理的弹表附近靶介质应力状态假定, 并在严格考虑靶中冲击波衰减的情况下, 通过一种区域积分平均的思想给出了浮动锁应变计算新方法, 从而使工程分析的理论基础更加坚实, 计算流程更加明晰, 计算结果更加合理可靠。

2 基本假定和基本方程

严格而言, 如图 1 所示的细长弹体对靶材的垂直侵彻问题是二维的, 而且弹靶的变形是相互耦合的。为简化分析计算, 我们以物理事实为基础作如下基本假设: 由于弹是细长的, 且弹头比靶体(土或混凝土)要硬得多, 故不考虑弹体的变形而将之视为刚体; 靶体的轴向位移远小于其径向位移, 因而忽略其轴向位移, 而认为靶体由许多厚度为 dz 的土盘组成, 每一土盘只作径向运动, 且不考虑相邻土盘间的耦合作用; 侵彻中靶体弹性变形阶段很短而不起重要作用。

① 收稿日期: 1999-07-13; 修订日期: 1999-11-30

基金项目: 南京理工大学弹道国防科技重点实验室基金项目(98JS33.8.1ZK0102)。

作者简介: 李永池(1941—), 男, 教授, 博士生导师。

用,故将假定靶体始终处于塑性变形状态;由于混凝土等靶体材料弹性变形的恢复能力很小,故将假定当弹的撞击贯穿在土盘中产生径向塑性激波以后,激波后方的压缩体应变在卸载时将锁定不变,即假定^[3~5]靶材满足浮动锁应变模型。

在这些基本假设下,问题简化为准一维的。土盘运动的方程组如下

$$\text{运动方程} \quad \rho_0 r \ddot{u} = -(r+u) \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} - (\sigma_r - \sigma_\theta) \frac{\partial(r+u)}{\partial r} \quad (1)$$

$$\text{连续方程} \quad \frac{\rho_0}{\rho} r = (r+u) \frac{\partial(r+u)}{\partial r} \quad (2)$$

$$\text{体积压缩定律} \quad \sigma = \sigma(\epsilon) \equiv \frac{K_0}{n} [(1-\epsilon)^{-n} - 1] \quad (3)$$

$$\text{屈服准则} \quad \sigma_r - \sigma_\theta = f(\sigma) \equiv \tau_0 + \mu \sigma \quad (4)$$

式中: r 是径向拉格朗日坐标, u 是径向位移, ρ_0 和 ρ 分别是靶的初始和瞬时密度, σ_r 和 σ_θ 是土盘中的径向真应力和周向真应力(以压为正), \ddot{u} 是质点径向加速度, τ_0 和 μ 为材料常数,而 $\epsilon = 1 - \frac{\rho_0}{\rho}$ 和 $\sigma = \frac{\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_z}{3}$ 分别为体应变和平均应力。

为简化分析,文献[3~5]曾假设 $\sigma_z = \sigma_\theta$,这并没有理论和实践上的直接依据。而我们通过弹表元素应力状态分析,可以证明

$$(\sigma_n \cos \psi - \tau_n \sin \psi) d\psi = \sigma_r d\psi \cos \psi$$

$$(\sigma_n \sin \psi + \tau_n \cos \psi) d\psi = \sigma_z d\psi \sin \psi$$

由此不难得到

$$\sigma_z = \sigma_r \frac{\tan(\psi + \alpha)}{\tan \psi} \quad (5)$$

式中: σ_n 、 τ_n 分别是弹表元素上的正应力和切应力, ψ 是弹表微元的方位角, α 是表征弹靶间摩擦力的摩擦角。(5)式说明弹表元素上 σ_z 正比于 σ_r ,而不是假设的 $\sigma_z = \sigma_\theta$ 。考虑到靶中应力是连续变化的,且贯穿阻力主要是由弹表附近应力状态所决定,故假设(5)式在整个靶材中都成立,于是有

$$\sigma = \frac{\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_z}{3} = \frac{[2 + \tan(\psi + \alpha)/\tan \psi] \sigma_r - \tau_0}{3 + \mu} \quad (6)$$

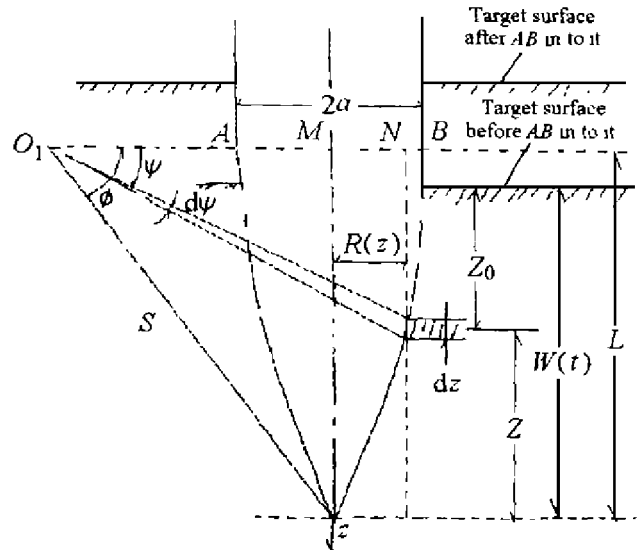


图1 弹的几何结构

Fig.1 Projectile geometry

3 土盘径向压力和弹的轴向阻力

对(1)、(2)式在区间 $[0, r]$ 上积分,得

$$\sigma_r = p(t) - \rho_0 \int_0^r r (r+u)^{-1} \ddot{u} dr - \int_0^r (r+u)^{-1} \frac{\partial(r+u)}{\partial r} (\sigma_r - \sigma_\theta) dr \quad (7)$$

$$(r+u)^2 = R^2(t) + 2 \int_0^r \frac{\rho_0}{\rho} r dr = R^2(t) + \frac{\rho_0}{\rho} r^2 \quad (8)$$

式中: p 和 R 分别表示土盘内边界 $r=0$ 处的径向应力和径向位移, 而在 (8) 式中我们利用了积分中值定理, 并取 ρ 的中值为区间 $[0, r]$ 上的平均锁密度。固定 r 由 (8) 式对 t 求导, 得

$$\dot{u} = \frac{RR}{(r+u)}, \quad \ddot{u} = \frac{R^2 + R\dot{R}}{r+u} - \frac{R^2 R^2}{(r+u)^3} \quad (9)$$

将 (9)、(4) 式代入 (7) 式并利用 (8) 式和积分中值定理, 可得

$$p(t) = \sigma_r(r, t) + \frac{\rho}{2}(R^2 + R\dot{R}) \ln \frac{R^2 + (\rho_0/\rho)r^2}{R^2} + \frac{\rho}{2} R^2 R^2 \left[\frac{1}{R^2 + (\rho_0/\rho)r^2} - \frac{1}{R^2} \right] + \frac{f(\bar{\sigma})}{2} \ln \left(1 + \frac{\rho_0}{\rho} \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (10)$$

以 $r=h$ 示激波位置, 并以 $\sigma_{rh} \equiv \sigma_r(h, t)$, ϵ_{rh} , u_{rh} , \dot{u}_{rh} , σ_h , ϵ_h 等表示激波紧后方的相应物理量, 则由于位移连续, $u_{rh}=0$, 故由 (8)、(9) 式可得

$$\bar{\epsilon} = \frac{R^2}{h^2}, \quad \dot{u}_{rh} = \frac{RR}{h} \quad (11)$$

在 (10) 式中取 $r=h$, 并利用 (11) 式, 得

$$p(t) = \sigma_{rh} - \frac{\rho_0}{2} \frac{1}{1-\bar{\epsilon}} (R + R\dot{R}) \ln \bar{\epsilon} - \frac{1}{2} \rho_0 R^2 - \frac{f(\bar{\sigma})}{2} \ln \bar{\epsilon} \quad (12)$$

以 D 表示径向激波的波速, 激波阵面上的位移连续条件和动量守恒条件分别为

$$\dot{u}_{rh} = D\epsilon_{rh} = D(\epsilon_h - \epsilon_{0h}) = D\left(\epsilon_h - \frac{u_{rh}}{h}\right) = D\epsilon_h, \quad \sigma_{rh} = \rho_0 D \dot{u}_{rh} \quad (13)$$

由 (11) 和 (13) 式, 得

$$\sigma_{rh} = \rho_0 D \dot{u}_{rh} = \rho_0 \frac{\dot{u}_{rh}}{\epsilon_h} = \rho_0 \frac{R^2 R^2}{h^2 \epsilon_h} = \rho_0 R^2 \frac{\bar{\epsilon}}{\epsilon_h} \quad (14)$$

将 (6) 式应用于激波紧后方, 并将 (14) 式代入, 可得 σ_h 、 ϵ_h 、 $\bar{\epsilon}$ 间的一个关系, 而 σ_h 、 ϵ_h 间又满足状态方程 (3), 故可得 ϵ_h 由 $\bar{\epsilon}$ 表达的如下公式 ($\epsilon_h \ll 1$, $(1-\epsilon_h)^n \approx 1-n\epsilon_h$)

$$\epsilon_h = \frac{-(\tau_0 + nF) + \sqrt{(\tau_0 + nF)^2 + 4(3K_0 + \mu K_0 - n\tau_0)F}}{2(3K_0 + \mu K_0 - n\tau_0)} \quad (15)$$

$$F \equiv \left[2 + \frac{\tan(\psi + \alpha)}{\tan \psi} \right] \rho_0 R^2 \bar{\epsilon}$$

在前人的工作^[3~5]中, 假设激波紧后方体应变 ϵ_h 即等于整个区域的总体平均锁应变 $\bar{\epsilon}$ 。但由于激波在衰减, 显然 $\epsilon_h < \bar{\epsilon}$, 故这种假设实际上未计及激波衰减的影响。公式 (15) 给出了 ϵ_h 和 $\bar{\epsilon}$ 间的定量关系, 更精确地计及了激波衰减的影响。将 (15) 式代入 (14) 式, 然后再代入 (12) 式, 可得

$$p(t) = \rho_0 R^2 \frac{2\bar{\epsilon}(3K_0 + \mu K_0 - n\tau_0)}{-(\tau_0 + nF) + \sqrt{(\tau_0 + nF)^2 + 4F(3K_0 + \mu K_0 - n\tau_0)}} - \frac{\rho_0}{2} \frac{1}{1-\bar{\epsilon}} (R^2 + R\dot{R}) \ln \bar{\epsilon} - \frac{1}{2} \rho_0 R^2 - \frac{f(\bar{\sigma})}{2} \ln \bar{\epsilon} \quad (16)$$

为求 (16) 式中的锁应变 $\bar{\epsilon}$, 采用如下的区域积分平均法: 定义激波后方区域 $[0, h]$ 的总体平均应力

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{h} \int_0^h \sigma dr = \frac{(\bar{\epsilon})^{1/2}}{R} \int_0^{R/(\bar{\epsilon})^{1/2}} \sigma dr \quad (17)$$

将(10)式给出的 σ 代入(6)式,再代入(17)式,并积分,可得

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} = & -\frac{\tau_0}{3+\mu} + \frac{2+\tan(\psi+\alpha)/\tan\psi}{3+\mu} [p(t) + \frac{\rho_0 R^2}{2(1-\bar{\epsilon})} - \\ & \frac{\rho_0}{2} \frac{R^2}{1-\bar{\epsilon}} \sqrt{\frac{\bar{\epsilon}}{1-\bar{\epsilon}}} \arctan \sqrt{\frac{1-\bar{\epsilon}}{\bar{\epsilon}}} - (\frac{f(\bar{\sigma})}{2} + \frac{\rho_0}{2} \frac{R^2 + R\dot{R}}{1-\bar{\epsilon}}) \cdot \\ & (-\ln\bar{\epsilon} - 2 + 2 \sqrt{\frac{\bar{\epsilon}}{1-\bar{\epsilon}}} \arctan \sqrt{\frac{1-\bar{\epsilon}}{\bar{\epsilon}}})] \end{aligned} \quad (18)$$

其中 $p(t)$ 由(16)式给出。另外设体积压缩定律对激波后的总体平均量 $\bar{\epsilon}$ 和 $\bar{\sigma}$ 仍成立,即

$$\bar{\sigma} = \frac{K_0}{n} [(1-\bar{\epsilon})^{-n} - 1] \quad (19)$$

则当算出 R, \dot{R}, \ddot{R} 后,即可由(18)和(19)式联立通过迭代解出 $\bar{\sigma}$ 和锁应变 $\bar{\epsilon}$ 。而确定 R, \dot{R}, \ddot{R} 是一个弹体几何学和运动学问题。对于卵型弹头,参照图 1, 设长为 L 的弹头由两个曲率半径为 S 、张角为 ψ 的圆弧组成, 弹的半径为 a , 则有 (W, Z_0, Z 分别为穿深、土盘深度、盘尖距)

$$\begin{aligned} Z_0(\psi, t) &= L - S \sin \psi \\ Z(\psi, t) &= W(t) - Z_0 \\ R(\psi, t) &= S(\cos \psi - \cos \phi) \\ R(\psi, t) &= W \tan \psi \\ \dot{R}(\psi, t) &= \dot{W} \tan \psi - \frac{W}{S \cos^3 \psi} \end{aligned} \quad (20)$$

弹体所受的垂直阻力

$$p_z = - \int_{\psi'}^{\psi} 2\pi R S \sin \psi \sigma_z d\psi = - \int_{\psi'}^{\psi} 2\pi R S \sin \psi \frac{\tan(\psi+\alpha)}{\tan \psi} d\psi \quad (21)$$

其中

$$\psi' = \begin{cases} \arcsin \frac{L-W}{S} & W \leq L \text{ (弹头全入靶之前)} \\ 0 & W > L \text{ (弹头全入靶之后)} \end{cases} \quad (22)$$

而质量为 M 的弹体的运动方程为

$$M\dot{W} = p_z \quad (23)$$

4 计算步骤

根据计算精度要求,把靶体分为厚度各为 ΔZ 的土盘薄层,并选取适当的时间步长,按如下的步骤进行循环计算:由前一时刻的弹速 W 和加速度 \dot{W} ,由(20)式算出各土盘的 R, \dot{R}, \ddot{R} ;由(18)、(19)式联合迭代求出各土盘的锁应变 $\bar{\epsilon}$ 和 $\bar{\sigma}$;由(16)式求出各土盘的 p ;由(21)式算出总阻力 p_z ;由弹的运动方程(23)求出弹体的新加速度 \dot{W} ,并以时间步长 Δt 积分求出新时刻的弹速 W 和贯深 W 。重复以上步骤,直至弹体速度 $W=0$,即得到最大贯穿深度;或直至 W 等于靶厚,即得穿透后弹的剩余速度。

5 计算结果与讨论

弹和靶的参数取自文献[6], 其中弹口径 $a=28\text{mm}$, 弹头弧半径 $S=170\text{mm}$, 弹质量 $M=5.0\text{kg}$; 混凝土靶材参数: $\rho_0=2100\text{kg/m}^3$, $n=4$, $\mu=0.01$, $\tau_0=0.18\text{GPa}$, $K_0=20.9\text{GPa}$, $\alpha=\pi/180$ 。

图 2 是弹在贯穿过程中穿深与弹阻力关系曲线。可见贯穿的早期阻力急剧增大, 减速度迅速上升, 这主要是弹靶接触面积不断增加的缘故; 当弹头最大面积入靶而进入平稳贯穿阶段之后, 阻力则逐渐减小, 这与实验测出的减速度早期急剧增大然后逐渐减小的结果是一致的。

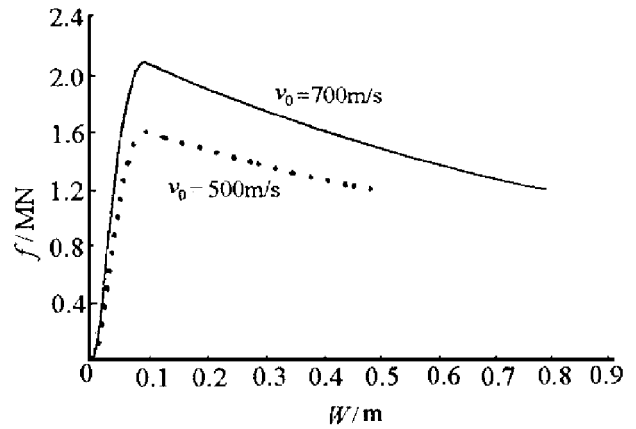


图 2 穿深与弹阻力关系

Fig.2 Penetration depth W vs resistance f

图 3 是贯穿过程中弹深与瞬时速度关系曲线。可见在贯穿的大部分过程中, 弹速随穿深增长而平稳下降, 只是在开始阶段下降较慢, 而在最后阶段下降较快, 当弹速降为零时, 初速 700m/s 的弹最大穿深约为 0.8m , 这与我们曾作的实验结果 $0.9\sim 0.95\text{m}$ 是相当接近的; 当不精确考虑激波衰减的影响 ($\epsilon=\epsilon_h$), 且假定 $\sigma_z=\sigma_0$ 时, 计算的最大穿深为 1.25m , 与实验结果相差较大, 这说明我们的新方法是有改进效果的。图 4 是弹的瞬时速度时程曲线, 贯穿中间阶段的大部分时间内, 曲线接近于直线关系, 初速 700m/s 的弹静止时的贯穿时间约为 2.5ms 。

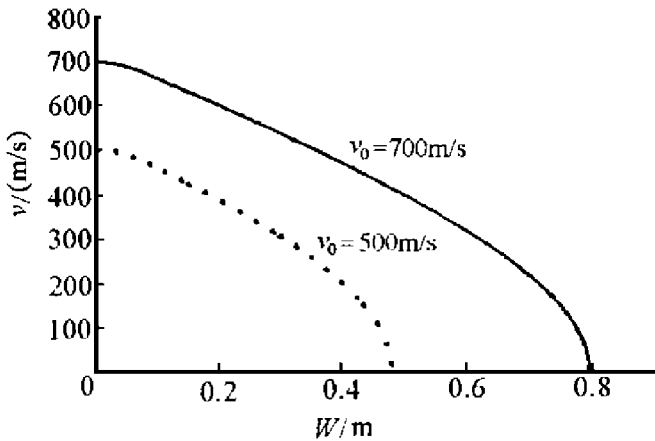


图 3 弹深与瞬时速度关系

Fig.3 Penetration depth W vs instantaneous velocity v

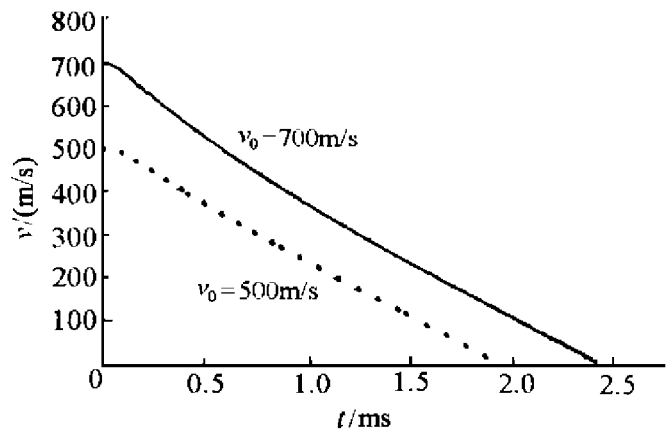


图 4 弹的瞬时速度时程

Fig.4 Projectile's velocity history

图 5 是贯穿过程中弹尖的压力时程曲线。值得注意的是, 在贯穿终了即弹停止运动后, 弹尖仍存在一定的“静态”压力。这可由(16)式说明: 在 $R=0$ 即弹尖处, 当 $R=0, \dot{R}=0$ 时仍有 $p=-0.5f(\sigma \ln \epsilon)$ 。

图 6 给出了初始弹速 v_0 与最大穿深的关系。大致说来, 在 $v_0 > 500\text{m/s}$ 时, 二者近似线性关系, 当 $v_0 < 500\text{m/s}$ 时, 才明显偏离线性关系。这为估算弹的贯穿能力提供了参考依据。

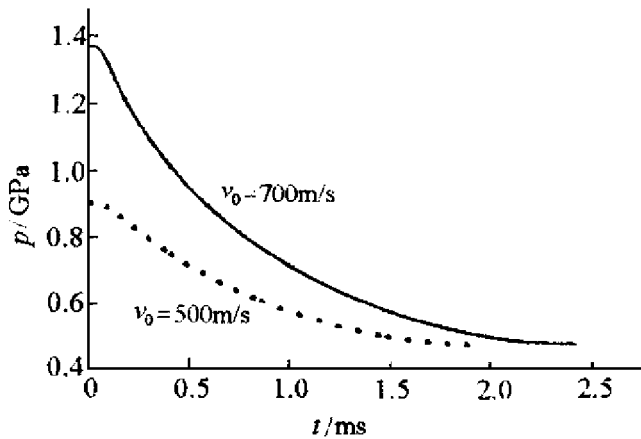


图5 弹尖的压力历程

Fig.5 Radial pressure's history at the projectile's tip

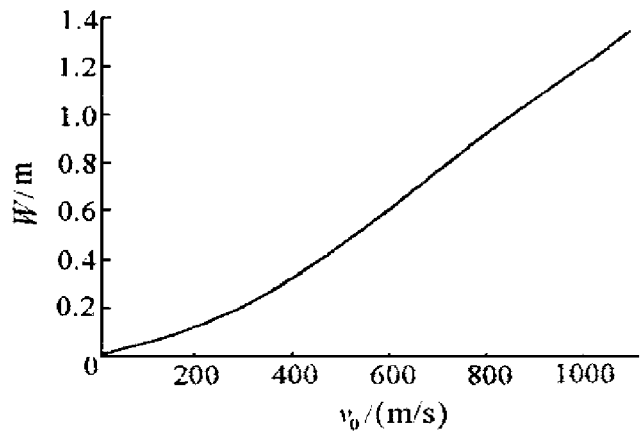


图6 初始弹速与最大穿深关系

Fig.6 Maximum penetration depth W vs impact velocity v_0

参考文献:

- [1] Young C W. Empirical Equations for Predicting Penetration Performance in Layered Earth Materials for Complex Penetrator Configuration [R]. Sandia Labs, SC-RR-72-0523, 1972.
- [2] 冯圣中, 恽寿榕. 串联战斗部二级装药随近机场跑道剩余速度的数值模拟 [J]. 爆炸与冲击, 1997, 17 增刊: 396 ~ 400.
- [3] Yankelevsky D Z, Adin M A. A Simplified Analytical Method for Soil Penetration Analysis [J]. Int J Num and Anal Methods in Geomech, 1980, 4(1): 233 ~ 254.
- [4] Forrestal M J, Luk V K, Watts H A. Penetration of Reinforced Concrete with Ogive-nose Penetrators [J]. Int J Solids Structures, 1988, 24(1): 77 ~ 87.
- [5] Forrestal M J, Bara N S, Luk V K. Penetration of Strain-hardening Targets with Rigid Spherical-nose Rods [J]. J A M, 1991, 58(1): 7 ~ 10.

A New Engineering Analytical Method on Concrete Anti-penetration

LI Yong-chi, SUN Yu-xin, HU Xiu-zhang, CHEN Ju-wei

(Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

Abstract: On the basis of soil-disc model, a new engineering analytical method on penetration problem is developed, by taking the shock attenuation effect into account and improving the calculation of floating lock strain. Finally some calculation examples about penetration into concrete targets are presented to show the effectiveness and practicability of the method.

Key words: shock attenuation; floating lock strain; concrete targets; penetration