

爆破抛体加速运动的渗流模型计算

杨人光 庞维泰

(中国科学院力学研究所)

提要 本文对有限球体爆破时渗流损失对抛体动能的影响作了计算。固体介质作为松散体处理,服从库仑内摩擦定律,破坏后的流动状态服从剪胀条件;爆炸生成的高压气体在松散介质内按渗流二次式规律流动,考虑线性摩擦阻与二次摩擦阻。

本文对一定块度,不同规模,不同比药量,不同初始松散率情况下的渗流影响作了计算。计算结果有助于进一步阐明工程爆破中抛体质心速度随爆破规模的变化规律,指出除了重力影响之外,还存在渗流影响。

符 号

松散体与渗流气体主要文字符号的含义表示如下(变量中带“'”为有量纲量,相应的无量纲变量则去掉“'”号)

松散体:

$\sigma'_r, \sigma'_\theta$ 球体径向与切向总应力,在松散介质中,总应力包括介质颗粒接触应力与空隙中气体压力。

V'_r, ρ'_r, ρ'_R 欧拉坐标质点运动速度与介质的瞬时及初始表观密度。

R', r', t' 拉格朗日及欧拉坐标与时间。

a', a'_m, W 药室空腔瞬时与初始半径及球体外半径。

λ, φ_0 线性剪胀系数与岩块内摩擦角

m_0, m, D 初始与瞬时空隙率及碎块颗粒有效直径。

ξ, q 药室空腔剩余气体能量与炸药总能

量之比及比药量。

渗流气体:

v'_s, p'_s, ρ'_s 气体的渗流速度,压力,及密度。

$v'_{s_a}, p'_{s_a}, \rho'_{s_a}$ 药室空腔壁上渗流速度,压力及速度。

u' 气体孔隙中真实流动速度。

$\delta = SGN \left(\frac{\partial p'_s}{\partial r'} \right)$

p_m, ρ_m, p_0 余压气体峰压和相应的密度及球外大气压力。

γ, μ 气体绝热膨胀指数及粘性系数。

抛体:

$V_{ct}, V_c,$ 抛体质心瞬时及最大抛速。
 $K_{ct} = V_{ct}/q^{2/3}$

K_v, α 抛速系数及抛速指数。

k, k_T 线性与二次摩擦阻系数。

一、问题的提出

大量的抛掷爆破及小型抛掷爆破现场试验资料表明,抛体质心初始速度 V_c 除了依赖于比药量 q 之外,还依赖于爆破规模 W 。在 q 不变的情况下, V_c 与 W 关系如图 1 所示。随 W 的增加,开始时 V_c 是上升的,达到最大值后,逐渐下降。

我们知道,若只有重力起作用, V_c 应该是随 W 增加而单调下降的,不能解释曲线的

本文于 1982 年 4 月 6 日收到。

上升段. 因此至少还应该存在一个与特征几何长度有关的因素在起作用.

现有的实验与工程观测资料表明, 土岩爆破存在着爆炸气体向破碎土岩体中渗流的现象. 从爆破过程的高速摄影图象可以看到, 鼓包隆起到一定高度后, 表面开始褶皱, 最后破裂, 冒出气体. 由此可知, 在高压气体向大气冒出之前, 已在介质内部渗流. 这一现象已为土岩内爆炸过程的 X 光照相所证实. 当药室空腔半径发展到 1.2 倍的药径时, 即可观察到药室壁的破裂^[9]. 在工程实践中也知道, 节理发育的疏松岩石及砂砾介质比高强度的致密岩石更难于进行爆破抛掷. 上述事实, 促使人们对土岩爆破中的渗流现象进行研究. 松散介质中的渗流规律, 可以用渗流二项式表达^[2].

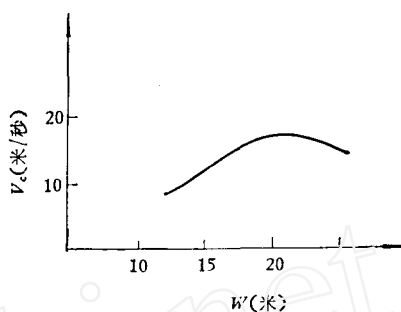


图 1 V_c 与 W 关系曲线

$$-\frac{\partial p_s}{\partial r'} = \frac{\mu}{k} v_s - \frac{\rho_s v_s'^2}{k_T} \quad (1)$$

式中

$$k = k_0 D^2 m^2 \quad [\text{米}^2]$$

$$k_T = k_{T0} D m^{8/3} \quad [\text{米}]$$

它们含有描述松散介质的两个特征量: D ——主要颗粒的有效直径(长度量纲); m ——孔隙率. 其中 k_0 与 k_{T0} 为常数. 从量纲分析就可定性看出, 渗流的影响要随规模而变化, 但要证明其影响程度, 则需用计算来说明, 这就是本文的目的.

关于爆炸气体渗流模型的计算, 苏联学者 В. И. Куликов^[1], В. В. Адушкин^[2] 分别于 1972, 1976 年发表了在无限土岩介质中爆炸产物渗流的文章, 但他们都没有考虑抛体运动问题, 只考察在固定孔隙率情况下的渗流效应.

本文在郑哲敏教授的建议下, 把抛体运动与渗流现象联立在一起解出渗流对介质运动的影响. 抛体取为一维球对称的有限球体, 忽略重力影响, 抛体孔隙率是随时间与空间变化的.

二、计算模型及基本方程

土岩介质中的爆炸气体, 可分为两个阶段, 即击波作用阶段与腔内余压气体的准静态膨胀阶段. 对于岩石, 第一阶段药室膨胀直接与介质中击波传播相联系. 根据现有的实验资料^[2], 初始空腔膨胀速度约为每秒数百米, 很快达到最大空腔半径(压缩圈) a_m , 其值约为药径的 1.2—2 倍, 随后药室半径基本保持不变, 即空腔壁发展速度趋于零, 此时相应的腔内余压约为数千大气压. 另一方面, 再考察介质破坏的情况, 根据实验资料^[7], 一般岩石中爆炸击波传播速度约为 4 千米/秒量级, 径向裂隙发展速度为 800—1000 米/秒. 由以上事实可以推断: 岩石中, 在一般爆破比药量的情况下, (抵抗线约为药径尺寸的 10 倍左右), 裂隙发展达到自由面所需要时间约为空腔壁达最大值 a_m 所需时间的 10 倍量级. 在这段时间内, 岩石中击波已反射来回多次, 而空腔壁在达到最大值 a_m 后保持大致不变(见图 2)直到裂隙发展达到自由面时刻 t , 介质内部完成第一阶段破碎为止. t 即作为第一、二阶段的分界线. 此时状态作为第二阶段的初始状态: 介质为已破碎的岩石体(松散

体,以后简称抛体);内腔内有一定压力的余压;空腔边壁初始速度为零.

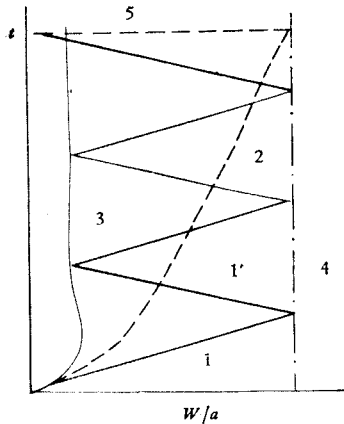


图 2 爆破第一阶段空腔壁与波运动示意图

- 1 冲击波 1' 弹性反射波 2 裂隙发展线
3 药室空腔壁运动线 4 自由面 5 第一阶段结果线

本文就是计算第二阶段的运动过程.

根据岩石弹塑性模型计算^[6,7],第一阶段由击波携带的能量约占爆炸总能量的 40%—60%,它耗损于岩石压缩,塑性变形及破碎,介质中击波最终蜕化为弹性波,而腔内还剩余的 60%—40% 的能量,就成为第二阶段抛体加速运动和继续变形的能量.

在第二阶段内,抛体中的每个岩块体在应力作用下产生体密度的变化量与介质运动过程中岩块之间孔隙的变化量相比是微量,可以忽略不计,故每个岩块视为刚体.抛体在余压气体驱动下产生加速运动,抛体取为有限球形的均质体,初始孔隙率为 m_0 ,主要岩块有效直径为 D (抵抗线较大的爆破中, D 主要取决于岩体的层节理结构),假定 D 是不变的;腔内高压气体在驱动抛体运动的同时,向抛体中渗流,渗流运动用渗流二项式描述;渗流气体的状态方程取绝热过程;松散介质的流动条件用莫尔-库仑摩擦定律,内聚力取为零;松散介质的流动用线性剪胀描述^[8].

综上所述,抛体运动方程组为

$$\text{运动方程} \quad \frac{\partial \sigma'_r}{\partial r'} + \frac{2}{r} (\sigma'_r - \sigma'_\theta) = \rho' \frac{dV'_r}{dt'} \quad (2)$$

$$\text{连续方程} \quad \frac{\partial \rho'}{\partial t'} + \frac{1}{r'^2} \frac{\partial}{\partial r'} (r'^2 \rho' V'_r) = 0 \quad (3)$$

$$\text{线性剪胀条件} \quad \frac{\partial V'_r}{\partial r'} + \frac{2V'_r}{r'} = \lambda \left| \frac{V'_r}{r'} - \frac{\partial V'_r}{\partial r'} \right| \quad (4)$$

$$\text{库仑摩擦定律} \quad \frac{\sigma'_\theta}{\sigma'_r} = \frac{1 - \sin \varphi_0}{1 + \sin \varphi_0} \quad (5)$$

渗流气体的运动方程为

$$\text{运动方程} \quad -\frac{\partial p'_s}{\partial r'} = \frac{\mu}{k} v'_s - \frac{\rho'_s v'^2_s}{k_T} \delta \quad (6)$$

$$\text{连续方程} \quad \frac{\partial}{\partial t'} (m \rho'_s) + \frac{1}{r'^2} \frac{\partial}{\partial r'} (m \rho'_s u' r'^2) = 0 \quad (7)$$

$$\text{速度关系} \quad v'_s = m(u' - V'_r) \quad (8)$$

$$\text{状态方程} \quad \frac{p'_s}{p'_m} = \left(\frac{\rho'_s}{\rho'_m} \right)^\gamma \quad (9)$$

上述二套方程组共 8 个方程,八个未知数: $\sigma'_r, \sigma'_\theta, V'_r, \rho', v'_s, u'$. 其中瞬时孔隙率 m 可由式(3),(4)联立导出.

问题的初始及边界条件为:

$$\left. \begin{array}{l} t' = 0, R' = a_m \text{ 处 } \sigma'_r = -p_m, V'_r = 0 \\ \text{初始位移亦假设为零} \\ \text{在 } R' = W \text{ 处 } \sigma'_r = -p_0 \end{array} \right\} \quad (10)$$

$t' > 0$ 在空腔内余压气体质量变化为

$$\left. \begin{array}{l} \frac{d}{dt'} \left(\frac{4\pi}{3} \rho'_a a'^3 \right) = -4\pi a'^3 \rho'_a v'_{sa} \Big|_{r'=a'} \\ \frac{p'_a}{p'_m} = \left(\frac{\rho'_a}{\rho'_m} \right)^\gamma \end{array} \right\} \quad (11)$$

外边界条件为:

$$\text{在 } r' = r'_w = [W^{l+1} + a'^{l+1} - a_m'^{l+1}]^{\frac{1}{l+1}} \text{ 处, } \sigma'_r = -p_0.$$

从边界条件看出,问题的解应由两套方程组联立才能确定,因抛体运动方程组的边界条件中腔内压力变化与通过腔壁渗流气体的质量有关,而渗流方程组中瞬态孔隙率 m 值,应由松散体运动状态来确定。

三、基本方程的简化及数值解

在抛体加速阶段, $V'_r > 0$, 并且 V'_r 随着 r' 单调衰减,故 $\frac{V'_r}{r'} > \frac{\partial V'_r}{\partial r'}$. 则由线性膨胀律式(4)积分得出速度分布

$$V'_r = \left(\frac{a'}{r'} \right)^l \frac{da'}{dt'} \quad (12)$$

其中

$$l = \frac{2 - \lambda}{1 + \lambda}$$

把(4)及(5)式代入抛体运动方程式(2),即得

$$\frac{\partial}{\partial r'} (r'^\beta \sigma'_r) = \rho' \left[\left(\frac{1}{r'} \right)^l \frac{d}{dt'} \left(a'^l \cdot \frac{da'}{dt'} \right) - \frac{l}{r'} \left(\frac{a'}{r'} \right)^{2l} \left(\frac{da'}{dt'} \right)^2 \right] r'^\beta \quad (13)$$

其中

$$\beta = 2 \left(1 - \frac{1 - \sin \varphi_0}{1 + \sin \varphi_0} \right)$$

这是包含未知量 σ'_r 与空腔边界 a' 的微分方程. 为了数值计算方便,将(13)化为拉格朗日坐标 (R', t') 形式. 由式(12)积分得出欧拉坐标 r' 与拉格朗日坐标 R' 之间的变换式:

$$r' = (R'^{l+1} + a'^{l+1} - a_m'^{l+1})^{\frac{1}{l+1}} \quad (14)$$

同时将连续性方程也变为

$$\begin{aligned} \rho' r'^2 dr' &= \rho'_R R'^2 dR' \\ \text{或} \quad \frac{dr'}{dR'} &= \frac{\rho'_R}{\rho'} \left(\frac{R'}{r'} \right)^2 \end{aligned} \quad (15)$$

由此得出:

$$\frac{\sigma'}{\rho_R} = \left(\frac{R'}{r'} \right)^{2-l}$$

及

$$m = 1 - (1 - m_0) \left(\frac{R'}{r'} \right)^{2-l} \quad (15)$$

利用(15)式对方程(13)进行积分,便得到关于空腔边界 a' 所满足的常微分方程:

$$\begin{aligned} a'^{\beta} p'_a - r'_w p'_0 &= \rho'_R \frac{d}{dt'} \left(a'^l \frac{da'}{dt'} \right) \int_{a'_m}^W \left(\frac{1}{r'} \right)^l r'^{(\beta-2)} R'^2 dR' \\ &- l \rho'_R \left(a'^l \frac{da'}{dt'} \right)^2 \int_{a'_m}^W \left(\frac{1}{r'} \right)^{2l} r'^{(\beta-2)} R'^2 dR' \end{aligned} \quad (17)$$

其中

$$r'_w = (W'^{l+1} + a'^{l+1} - a_m'^{l+1})^{\frac{1}{l+1}}$$

式中 r' 可通过(14)式用 R' 表示.

将上述两套有量纲方程式无量纲化. 基本量纲量取 $v_p = \sqrt{\frac{p'_m}{\rho'_R}}$, $W \rho'_R$.

对(17)式无量化,并令 $y = \left(\frac{a'}{W'} \right)^{l+1}$ 则可得:

$$I_1 \frac{d^2 y}{dt^2} = I_2 \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 - y^{\frac{\beta}{l+1}} p_a - (1 + y - a_m'^{l+1})^{\frac{\beta}{l+1}} p_0 \quad (18)$$

式中

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{l+1} \int_{a_m}^1 \left(\frac{1}{r} \right)^{l+2-\beta} R^2 dR \\ I_2 &= \frac{l}{(l+1)^2} \int_{a_m}^1 \left(\frac{1}{r} \right)^{2l+3-\beta} R^2 dR \end{aligned}$$

要求解方程(18)式,必须要知道 p_a 的变化规律,它与松散体中气体渗流规律有关.

化简渗流运动方程组,利用式(9),并令 $H = \left(\frac{\rho_s}{\rho_m} \right)^{\gamma+1}$, 经无量纲化后,(6)式变为

$$\rho_s v_s = -2bm^2 \frac{\partial H}{\partial r} / (1 + G_r) \quad (19)$$

式中

$$\begin{aligned} G_r &= \left[1 + 4dm^{4/3} \left| \frac{\partial H}{\partial r} \right| \right]^{1/2}, \\ b &= \frac{\gamma}{\gamma+1} \left[\frac{k_0 D \sqrt{\rho_m p_m}}{\mu} \right] \left(\frac{D}{W} \right), \\ d &= \frac{\gamma}{(\gamma+1)k_{T0}} \left[\frac{k_0 D \sqrt{\rho_m p_m}}{\mu} \right]^2 \left(\frac{D}{W} \right). \end{aligned}$$

把方程(8),(9),(10)及(1)中 k 、 k_T 表示式,代入(7)消去 v_s 、 u , 可得到关于 ρ_s 的偏微

分方程,其中再利用 $\frac{\partial}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial R} \frac{\partial R}{\partial r} = \left(\frac{r}{R} \right)^l \frac{\partial}{\partial R}$ 得

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \frac{\rho_s(2-l)V_r}{mr} = \frac{b}{G} \left(\frac{r}{R} \right)^l \left[\left(\frac{r}{R} \right)^l \frac{\partial^2 H}{\partial R^2} + c \left(\frac{1}{r} \right) \frac{\partial H}{\partial r} \right] \quad (20)$$

式中

$$c = \frac{4G}{G+1} - l \left[\left(\frac{r}{R} \right)^{l+1} + 1 \right] - \frac{4}{3} \frac{(2G+1)(1-m_0)}{(G+1)m} (2-l) \left[\left(\frac{r}{R} \right)^{2l-1} - \left(\frac{R}{r} \right)^{2-l} \right]$$

$$G = \left[1 + 4dm^{4/3} \left(\frac{r}{R} \right)^l \left| \frac{\partial H}{\partial R} \right| \right]^{1/2}$$

(20) 式是联系松散体内渗流气体密度 ρ_s 与空腔半径 a 的偏微分方程, 它可以确定空腔壁面上渗流气体压力梯度, 进而由(11)式就可以确定空腔气体压力变化, 式(11)在拉格朗日坐标下无量纲化形式为:

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \frac{3\rho_a}{y(l+1)} \frac{dy}{dt} = \left[\frac{6bm^2}{y^{l+1}} \left(\frac{y^{l+1}}{a_m} \right)^l \frac{\partial H}{\partial R} \Big|_{R=a} \right] / (1+C_0) \quad (21)$$

$$G_0 = \left\{ 1 + 4d \left[m^{4/3} \left(\frac{y^{l+1}}{a_m} \right)^l \left| \frac{\partial H}{\partial R} \right|_{R=a} \right] \right\}^{1/2}$$

初始与边界条件为:

$$y(0) = a_m^{l+1} \quad \frac{dy}{dt} \Big|_{t=0} = 0$$

$$p(0, a_m) = 1 \quad \rho_s(0, a_m) = 1$$

$$p(0, r) = p_0 \quad \rho_s(0, r) = p_0^{1/2}$$

我们根据(18),(20),(11)及(21)即可进行数值解。

本文采用显式差分格式求解, 为了保证抛物线型偏微分方程的差分格式解的稳定性, 时间步长 τ 与空间步长 h 应满足稳定性条件:

$$\tau/h^2 < 1/2$$

选取步长 h 时, 以 $h/2$ 由长至短地调整空间步长, 使计算值保持三位有效数字相等即可。本文所计算的范围, 取 $h = 0.025-0.05$ 。

四、计算结果与分析

用以下所选取的参数做了三组计算

取为常数的参数	取为可变的参数
$\rho_R = 260$ 公斤·秒 ² /米 ⁴	$\xi = 0.6, 0.5, 0.4$
$D = 0.1$ 米	$a_0/W = 0.1, 0.175, 0.25$
$\mu = 2 \times 10^{-6}$ 公斤·秒/米	$m_0 = 0.01, 0.09^{[6]}$
$p_0 = 10^4$ 公斤/米 ²	$W/D = 10, 50, 100, 300, 500$
$k_0 = 0.006^{[1,2,3,5,8]}$	$\lambda = 0, 0.2$
$k_{T0} = 4^{[1,2,3,5,8]}$	$\beta = 0, 1.4, 1.6$
$\gamma = 1.4$	

1. 第一组是无渗流时抛体质心速度 V_c 随 $\frac{a_0}{W}$, λ , β 的变化关系, 即 $V_c = f \left(\frac{a_0}{W}, \lambda, \beta \right)$

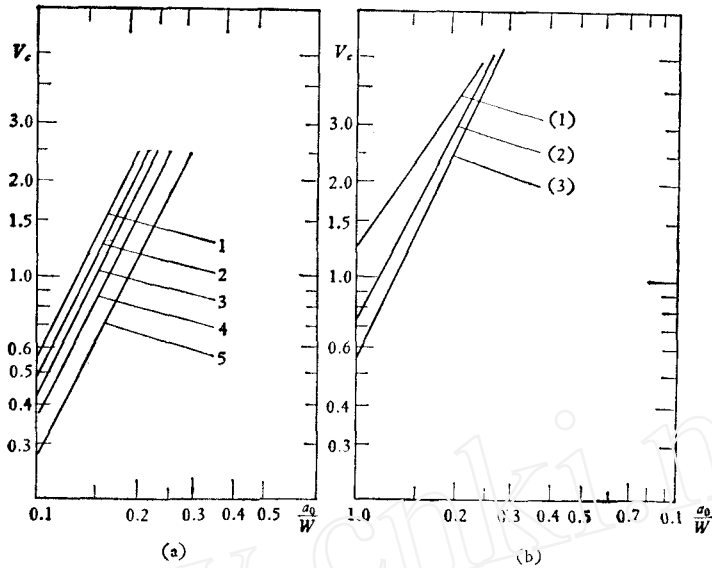


图 3

(a) V_c 与 $\frac{a_0}{W}$ 的关系曲线

- (1) $\lambda = 0.0$ $\beta = 0$ $\alpha_1 = 1.5$
 (2) $\lambda = 0.2$ $\beta = 1.4$ $\alpha_1 = 2.0$
 (3) $\lambda = 0.2$ $\beta = 1.6$ $\alpha_1 = 2.1$

(b) V_c 与 $\frac{a_0}{W}$ 的关系曲线 ($\xi = 0.6$;

- $\beta = 1.4$ $\lambda = 0.2$)
 (1) $W/D = 300$ $m_0 = 0.01$;
 (2) $W/D = 100$ $m_0 = 0.01$
 (3) $W/D = 50$ $m_0 = 0.01$
 (4) $W/D = 10$ $m_0 = 0.01$
 (5) $W/D = 100$ $m_0 = 0.09$

β) 在无渗流下, 改变比药量, 线性剪胀系数和内摩擦角. 计算结果如图 3(a) 所示, 并可整理为幂次律形式:

$$V_c = K'_v (a_0/W)^{\alpha_1} = K_v q^{\alpha} \quad \alpha = \frac{\alpha_1}{3}$$

从这一组计算可看到, λ , β 分别对 K_v 与 α 产生影响, 我们考察一下它们对指数 α 的影响.

当 $\lambda = 0.2$ $\beta = 1.6$ ($\varphi_0 = 45^\circ$), $\alpha_1 = 2.1$ $\alpha = 0.7$

当 $\lambda = 0$ $\beta = 0$ ($\varphi_0 = 0^\circ$), $\alpha_1 = 1.5$ $\alpha = 0.5$

当 $\lambda = 0.2$ $\beta = 1.4$ ($\varphi_0 = 35^\circ$), $\alpha_1 = 2.0$ $\alpha = 2/3$

上述参数中, $\lambda = 0$ $\beta = 0$ 对应不可压缩理想流体模型, 此时 $\alpha = 0.5$. 但大量工程爆破资料整理得到 $\alpha \cong 2/3$, 这说明不可压缩流体模型是不合适的. 当 $\lambda = 0.2$, $\beta = 1.4$ (相当于松散岩石安息角) 时, $\alpha = 2/3$ 与实际资料比较相符.

2. 第二组计算考察渗流影响, 取 $\lambda = 0.2$, $\beta = 1.4$. 作了五种计算.

(1) $V_c = f(a_0/W, W/D)$ 规模与块度之比对 V_c 的影响, ξ , m_0 , D 取定值.

(2) $V_c = f(a_0/W, m_0)$ 不同初始松散率对 V_c 影响. ξ , $\frac{W}{D}$, D 取定值.

上述二种计算结果(见图 3(b))表明、渗流参数 $\frac{W}{D}$ 和 m_0 并不影响 α (曲线斜率不变)因此 α 主要取决于破碎岩体 λ 与 φ_0 , 它与 m_0 关系不大.

(3) 渗流参数 $\frac{W}{D}$ 和 m_0 对 K_V 的影响. 结果见图 4 $K_V = f(W/D, m_0, t/W)$ 关系, 在这一计算中, 固定 $a_0/W = 0.1$ 即 q 不变. 改变 W/D 和 m_0 下的 K_V-t/W 关系. 计算表明, 渗流参数 W/D 和 m_0 直接影响 K_V-t/W 曲线的变化规律, 对 K_V 影响明显. K_V 随 t/W 增加而上升, 但上升速度逐渐趋于平缓直到 K_V 达稳定值, 近似为抛体等速段. 计算还表明, m_0 越大冒气越早曲线拐弯越早. 计算 K_V-t/W 曲线与鼓包隆起实测曲线更加近似.

图 4 中的小图为不同 m_0 与 W/D 之下抛体所能达到的 K_V . $m_0 \rightarrow 0$ 或 $D \rightarrow 0$ 对应于无渗流状态, K_V 达到了最大值, 此时抛体所获动能约占总爆炸能量 10%、这可看成抛体抛掷有效动能百分率的上限

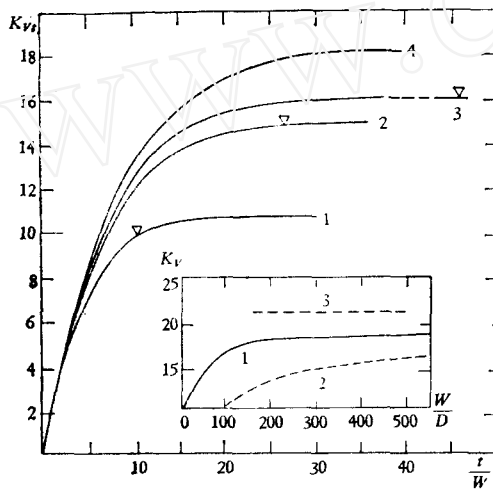


图 4 K_{Vt} 与 t/W 关系曲线

- 1 $W/D = 100$ $m_0 = 0.09$ 2 $W/D = 50$
 $m_0 = 0.01$ 3 $W/D = 100$ $m_0 = 0.01$
 4 $W/D = 500$ $m_0 = 0.01$

(小图中 1 $m_0 = 0.01$ 2 $m_0 = 0.09$ 3 无渗流)

▽为渗流气体到达表面冒气时刻

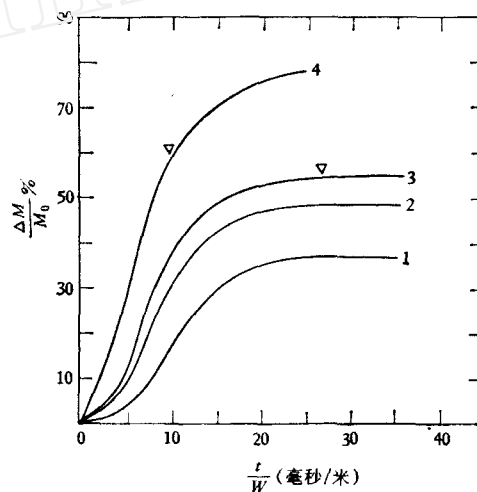


图 5 $\Delta M/M\%$ 与 t/W 的关系(▽表示冒气开始)

- 1 $W/D = 500$ $m_0 = 0.01$ 2 $W/D = 100$
 $m_0 = 0.01$ 3 $W/D = 50$ $m_0 = 0.01$
 4 $W/D = 100$ $m_0 = 0.09$

(4) 为了进一步说明渗流如何影响抛体的运动, 我们计算气体相对漏气量 $\Delta M/M$ 与气体渗流参数 D/W , m_0 的关系, 即 $\Delta M/M = f\left(\frac{W}{D}, m_0, t/W\right)$ 计算结果见图 5. 考察 $\frac{\Delta M}{M}$ 趋于平稳的时刻(对应抛速接近于最大值), $\frac{\Delta M}{M}$ 随 W/D 的增大而逐渐减小, W/D 从 50 增加到 500 时, $\Delta M/M$ 从 56% 降到 38%, 初始空隙率 $m_0 = 0.09$ 时, $\Delta M/M$ 高达 80%. 可见在抛体运动中气体漏气量是相当可观. 气体漏气量大, 使得药室内气体质量随之减少, 因而降低了腔内余压气体做功的能力.

(5) 为了定量的描述气体渗漏能量损失,选取一组参数计算各种能量所占比例,选取 $\xi = 0.6$, $m_0 = 0.01$, $W/D = 100$ 为例. 这里定义 ΔW_s 为空腔膨胀到相同体积时,腔壁封闭和漏气情况下气体绝热膨胀作功之差. 计算结果,各部份能量比例如下(炸药总能量为 W_0):

$$\text{空腔膨胀作功 } \frac{W_a}{W_0} \text{ 包括 } \begin{cases} \text{用于抛体动能 } W_k/W_0 = 7.4\% \\ \text{用于内摩擦损耗 } W_p/W_0 = 9.4\%; \\ \text{克服大气压作功 } W_{p_0}/W_0 = 8.1\% \end{cases}$$

腔内气体渗流损失: $W_s/W_0 = 14.9\%$;

最后向大气冒出能量损失: $\sim 20\%$.

上述三项总和为 60% , 即 $\xi = 0.6$. 由此看出 $\Delta W_s/W_0$ 大于 W_a/W_0 的 $1/2$, 同时,它比抛体运动过程中其余各部分能量的损耗都要大,比抛体动能大了一倍. 可见渗流损失是不可忽略的.

3. 第三组计算第一阶段末了空腔余压气体能量比例对抛体运动的影响,计算如图6所示,计算中取 $\xi = 0.4, 0.5, 0.6$. 计算结果表明, ξ 的大小对 K_V 值影响不大.

图7给出一组参数值之下渗流气体压力、速度的分布情况.

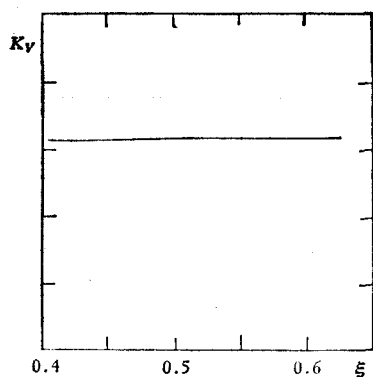


图6 K_V 与 ξ 的关系

($\lambda = 0.2$ $\beta = 1.4$ $m_0 = 0.01$ $W/D = 100$)

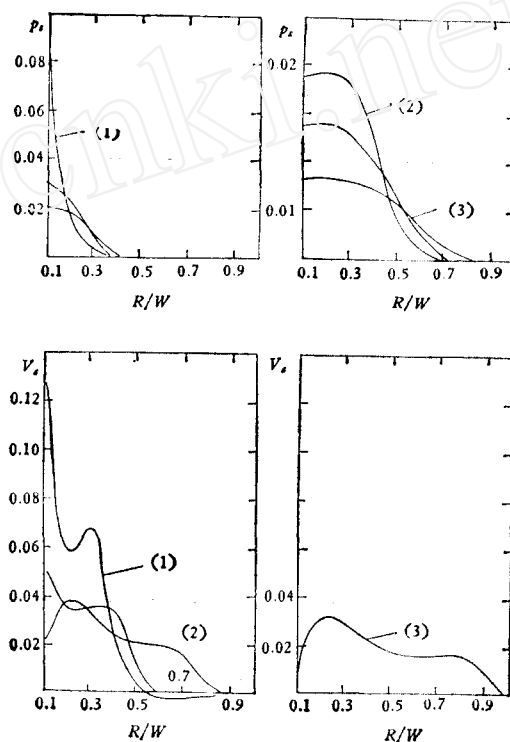


图7 p_s, v_s 的分布曲线

($m_0 = 0.01$ $W/D = 100$ $\xi = 0.6$)

$\lambda = 0.2$ $\beta = 1.4$ $\frac{a_0}{W} = 0.1$)

(1) $t/W = 5.75$ (毫秒/米)

(2) $t/W = 23.0$ (毫秒/米)

(3) $t/W = 32.6$ (毫秒/米)

现在分析一下在爆破抛体加速运动的气体渗流模型中,层流渗透系数 k 与紊流渗透系数 k_T 二者谁起主要作用,弄清这点可能会减少计算量,也会简化实际经验资料的整理. 从渗流阻力方程(19)式看出, K_V 应该独立依赖于 b, d , 而不能以 W/D 代替,但是,对于高压气体,在大块度 D 的松散体中的渗流, d 值很大,例如本文计算中 $d \cong 2 \times 10^8 \gg 1$,

并且, 绝大部分渗流场中 $\left| \frac{\partial H}{\partial r} \right| > 1$, 所以

$$G \cong 2d^{1/2}m^{2/3} \sqrt{\frac{\partial H}{\partial r}}$$

于是(20)式中右端第一项系数:

$$\frac{b}{G} = \frac{b}{2\sqrt{d}m^{2/3}\sqrt{\frac{\partial H}{\partial r}}}$$

第二项系数:

$$c \cong 4 - l \left[\left(\frac{r}{R} \right)^{l+1} + 1 \right] - \frac{8}{3} \frac{(1-m_0)}{m} (2-l) \left[\left(\frac{r}{R} \right)^{2l-1} - \left(\frac{R}{r} \right)^{2-l} \right]$$

因此气体渗流方程组中只包含一个新的无量纲参数:

$$b_T = \frac{b}{\sqrt{d}} = \left[\frac{r k_{T0}}{r+1} \frac{\rho_g D}{\sigma_m W} \right]^{1/2}$$

它与 k_{T0} 有关, 说明爆破抛体加速运动的渗流模型是以紊流项起主导作用。

从图(6)的径向渗流速度分布也可以看出, 正向渗流速度均在几米/秒—几十米/秒的量级, 虽然在渗流场中还存在反向渗流(这里是由于松散体剪胀造成孔隙率增大, 从外表大气气体向松散介质内渗流。)但与正向渗流相比是可略而不计的。那末用正向渗流速度 v_s 为流速, 则绝大部份区域中渗流的雷诺数 $Re \left(Re = \frac{\rho_s v_s D}{\mu} \right)$ 大于 $10^4 - 10^7$, 大大超过层流向紊流过渡的临界雷诺数 $Re_{临界} = 200 - 500$ 范围^[3]。因此, 在爆破抛体加速运动的渗流模型中, 只需考虑紊流效应即 k_{T0} 影响, 而又因为 k_{T0} 与 $\frac{D}{W}$ 组合在一起出现, 所以抛流系数可以表为 W/D 和 m_0 的函数

五、几点初步结论

1. 在渗流模型计算中, 取 $\lambda = 0.2$, $\beta = 1.4$ 所得到的 K_V , α , t_s 比较接近于工程爆破的经验值。在实际工程爆破中, 当 W 在 10 米附近时, 规模不大, 岩石块度主要由爆破裂隙所决定, 根据爆破中主要是径向裂隙为主, 由此所形成的块度大致正比于 W , 即 $W/D \approx$ 常数, 于是有 $\frac{V_c}{q^a} \cong K_V =$ 常数, 与 W 无关; 当规模较大时, 抛体的块度主要决定于岩体的天然层节理结构, 即 D 趋于定值, 因此 W/D 随规模增大而增大, 由于渗流效应, 抛速 V_c 随 W 增加而单调递增, 递增速度逐渐变缓。若考虑到重力影响, 重力效应总是使抛速随 W 增加而减小的。综合渗流与重力的作用, 在 K_V 与 W/D 关系曲线中, 存在最大值, 因此渗流模型可以解释工程爆破中抛体加速过程一些宏观的抛掷规律

2. K_V 主要依赖于 W/D , m_0 。在所计算的范围内 (ξ 取 $0.4 \sim 0.6$, $\xi = 0.4$ 对应油页岩 (a_m/a_0) ≈ 2.2 , 和 $\xi = 0.6$ 对应大理石 $\frac{a_m}{a_0} = 1.2$) 表明: K_V 与岩石强度关系不大, 因此, 在实际工程爆破中, 以天然岩体的层节理结构及密实程度来作为抛掷难易的标志是

适宜的,而以岩石强度分级则不相宜.

3. 在单药包爆破时,用于抛掷的能量百分比 ξ_1 , 最大不会超过 10%.

4. 本文只处理了球对称问题,对于单临空面的漏斗爆破,这里的计算结果只能是定性的.

在进行本文计算及分析总结工作时,得到郑哲敏,谈庆明同志多次的具体指导,谨表示谢意.

参 考 文 献

- [1] Кульков, В. И.- Кинетика утечки продуктов детонаций при взрыве в пористом грунте, *ФТФ*, 8, 4 (1972).
- [2] Алушкин, В. В. Каазик, П.Б., Расчет выхода газообразных продуктов подземного взрыва в атмосфере, *ПМТФ*, 1(1976).
- [3] 东岛光雄,多孔介质内流体的流动——达西定律,机械の研究, 28, 3(1975).
- [4] Взрывное дело, Москва (недра) 81/38 (1979).
- [5] 地下水力学,石油工业出版社 (1956).
- [6] Физика Взрыва, Москва (1975).
- [7] 猛炸药爆轰学,国防工业出版社 (1970).
- [8] 土工原理与计算(上册),华东水利学院土力学教研室主编,水利出版社 (1979).
- [9] Кошелев, С. А. Развитие камуфлетной полости при Взрыве в мягком грунте, *ПМТФ*, 2(1975).

CALCULATION ON ACCELERATION PROCESS OF PROJECTIL CONSIDERING THE EFFECT OF PERMEATION

Yang Renguang Pang Weitai
(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract

Calculations of the influence of permeation loss on kinetic energy of projectile during blasting of a finite spherical body are given in this paper.

The solid medium is considered as a particulate substance which obeys the Coulomb's inner frictional rule. The flow pattern is based on a constitutive equation relating volume change to shear strain and action of the high pressure gas permeating on the particulate substance is described by a binomial of rule considering both linear and second order frictional resistance.

The effects of permeation for certain particle size, different blasting-scales weights of charge and initial rate of discreteness are calculated. The fact that the masscenter velocity of projectile varies with the blasting scale is explained. It indicates that besides the effect of gravity the influence of permeation should also be considered.