

计算露天矿台阶爆破块度分布的三维数学模型

邹定祥

(1983年6月2日收到)

本文提出一个实用的计算台阶爆破块度分布的三维数学模型。模型根据应力波理论,计算出应力波能量的三维分布,以岩石破碎单位表面能指标作纽带,首先求出均质连续弹性台阶岩体的爆破块度分布。在此基础上模型进一步考虑到存在各种地质构造弱面和前次爆破破坏弱面的实际情况,运用概率统计方法最终求得实际的台阶岩体的爆破块度分布。根据此模型编制的 BMMC 程序,经用美国矿业局 R. A. 狄克和我们自己的小台阶爆破实验数据进行验算,电算得到的理论块度分布与实际的爆破块度分布吻合得相当好。

运用近代岩石爆破理论和电子计算机技术实现露天矿山爆破的最优化,是目前国内外爆破工程界所关注的问题。目前国外用电子计算机计算露天矿台阶爆破块度分布主要有两类数学模型。一类是连续均质各向同性弹性介质模型,以加拿大的怀里尔和澳大利亚的哈里斯为代表。另一类是将岩石看作是有一定联系的不连续的块状堆积物的准松散体模型,以美国明尼苏达大学的模型为代表。这两类模型显然是实际情况的两个极端。

本文提出了一个新的台阶爆破的三维数学模型。模型根据应力波理论,计算出应力波能量的三维分布,以岩石破碎单位表面能指标作纽带,首先求得均质连续弹性台阶岩体的爆破块度分布。在此基础上,模型进一步考虑到存在着各种地质构造弱面和前次爆破破坏弱面的实际情况,运用概率统计方法最终求得实际的台阶岩体的爆破块度分布。根据此模型,我们编制了一个名为“BMMC”的电算程序,经用美国矿业局 R. A. 狄克和我们自己进行的小台阶爆破实际数据验算,电算得到的理论块度分布与实际的爆破块度分布吻合得相当好。

一、模型采用的台阶爆破岩石破碎机理

本模型认为:实际的台阶岩体的爆破破碎,是在岩体早已被各种地质构造面和前次爆破破坏弱面切割成具有某种分布规律的天然岩块基础上的再次破碎。

为了定量地计算炸药爆炸对台阶岩体的破碎作用,我们首先将岩体看作均匀连续的弹性介质。模型认为,炸药爆炸在岩体中产生的弹性应力波对岩石的破坏作用是一种主要的和基

本的作用。由于应力波的作用在岩体中产生大量的径向和切向裂缝面。正是这些裂缝面的分布情况对岩石爆破破碎的块度起着决定性的影响。炸药在孔壁周围的冲击波破碎作用虽然消耗着相当数量的爆炸能量,但它的作用范围仅限于半径为2~3倍炮孔半径的很小范围内,因此在模型中不予考虑。模型认为在脆性岩石中爆炸气体的破坏作用,只是在应力波破坏的基础上的补充和扩展,是一种次要的破坏作用。模型本身尚无法计算它的作用过程和对爆破块度的影响。在模型中,我们采用一个经验修正系数 K ($K > 1$, 在实际计算中取 $K = 2$), 以期适当地弥补由于忽略爆炸气体的破坏作用而造成的误差。计算结果与实验数据很接近这一事实说明这种粗略的方法是可用的。但有必要从理论上作进一步的探索。

二、均质连续岩体中爆破应力波能量的三维分布

为了求得柱状药包在台阶爆破时的应力波平均能量密度的三维分布,我们采用 A. M. 斯塔费尔德的叠加原理^[1], 将半径为 b_c 的柱状药包分成若干个小的单元药包, 只要单元药包的高度小于3~4倍药包直径, 就可将这些单元药包视为一具有等效半径 b (保持体积相等) 的球状药包。例如当高度为直径的三倍时, 等效半径 b 为:

$$b = 1.65 \times b_c \quad (1)$$

根据叠加原理, 柱状药包在岩体中形成的爆破应力场可看作是这些等效球状药包爆炸形成的应力场的叠加 (图1)。

(一) 解波动方程求波形函数

在以球状药包中心为原点的球坐标 (r, θ, ψ) 中, 球对称压缩应力波的波动方程为

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2}{r^2} u = \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (2)$$

式中: u —— 质点位移; c_l —— 纵波波速; r —— 距原点径向距离; t —— 时间。

1. 波动方程 (2) 的初始条件为

$$t = 0 \text{ 时, } u = 0 \quad (3)$$

2. 波动方程 (2) 的边界条件

我们采用夏普和伊藤一郎^[2]使用过的指数衰减函数 (图2)

$$P(r) = 4 P_m (e^{-w r / (2c_l)} - e^{-2w r}) \quad (4)$$

式中: $P(r)$ —— 孔壁压力; P_m —— 压力峰值; w —— 常数, $w = 2\sqrt{2}c_l/3b$ 。

为了确定 P_m 的数值采用加拿大怀里尔教授的理论^[3], 即以爆炸气体的状态方程和波动方程 (2) 为基础, 考虑到爆炸气体与孔壁岩石的相互作用 (其中我们增加了一个不偶合系数 ε) 来求得应力波峰值。怀里尔得到的计算孔壁爆炸压力的公式为

$$\sigma_{r, \max} = (\lambda + 2\mu)\varepsilon_r + 2\lambda\varepsilon_\theta$$

$$= -\frac{2\mu P \varepsilon^{-\gamma}}{a^2} + P \varepsilon^{-\gamma} \exp\left(-\frac{a^2 t}{\rho c_L b}\right) \left[\left(\frac{a(\lambda + 2\mu)}{\beta \rho c_L^2} - \frac{2\mu}{a\beta} \right) \sin \frac{a\beta t}{\rho c_L b} + \left(\frac{2\mu}{a^2} - \frac{\lambda + 2\mu}{\rho c_L^2} \right) \cos \frac{a\beta t}{\rho c_L b} \right] \quad (5)$$

式中:

$$\left. \begin{aligned} a^2 &= \frac{2(1-2\nu)\rho c_L^2 + 3(1-\nu)\gamma \varepsilon^{-\gamma} P}{2(1-\nu)} \\ \beta^2 &= \frac{2\rho c_L^2 - 3(1-\nu)\gamma \varepsilon^{-\gamma} P}{2(1-\nu)} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ε —不偶合系数; P —炸药的爆炸压力; ρ —岩石密度; ν —岩石的泊松比; γ —炸药的绝热指数; λ 、 μ —拉麦常数。

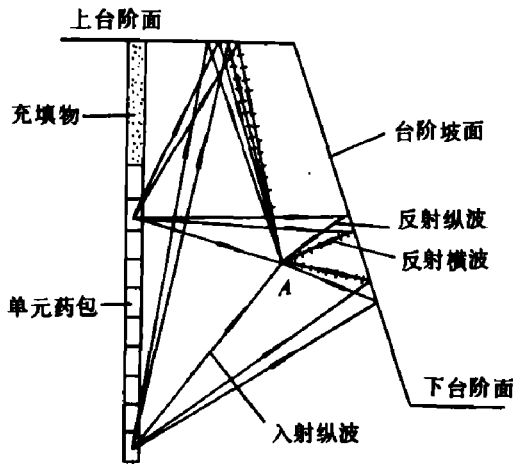


图1 柱状药包分解成球状药包及应力波在自由面反射示意图

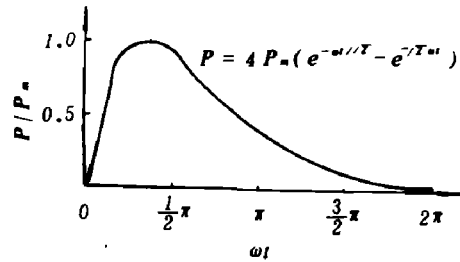


图2 波形函数图

当

$$t = t_m = \frac{\rho c_L b}{a\beta} \operatorname{arctg} \frac{2a\beta}{a^2 - \beta^2} \quad (7)$$

时(5)式有极大值 $\sigma_{m,r=b}$ 。

将按式(5)求得之峰值 $\sigma_{m,r=b}$ 代入波形函数(4),再根据弹性力学的无限体中空心的球受均布压力的公式可得到波动方程(2)边界条件为

当 $r=b$ 时

$$u = u_0 = \frac{(1+\nu)b}{E} 2\sigma_{m,r=b} (e^{-\omega t/\pi} - e^{-2\omega t}) \quad (8)$$

根据怀里尔等用实验数据验证的结果,当波形参数

$$w = \frac{\sqrt{2} \ln 2}{3.64} \cdot \frac{c_L}{b} \quad (9)$$

时与实验测得的波形更为接近。

(二) 台阶岩体中一点的应力状态

由于从波动方程得到的岩体中的应力状态只包含几何衰减而不包含物理衰减, 为了尽可能将岩体的非均质连续和非完全弹性对应力波传播过程的影响考虑进去, 我们采用了日本学者伊藤一郎教授和佐佐宏一教授的方法^[2]。即设岩体中距爆源为 r 的任一点之位移为

$$u(r, \tau) = u_p(r) \cdot u_w(\tau) \quad (10)$$

其中

$$u_p(r) = \left(\frac{r}{b}\right)^{-n} \quad (11)$$

n —衰减指数; τ —以波前到达瞬间为零点的时间。

$$u_w(\tau) = u_o = \frac{2(1+\nu)b}{E} \sigma_{m,r \rightarrow 0} (e^{-\omega\tau/\sqrt{2}} - e^{-\sqrt{2}\omega\tau}) \quad (12)$$

根据球坐标的应力波理论和波的反射定律, 可求得从某一球状药包出发抵达台阶岩体中某一点的各种应力波的应力分量:

1. 直接来自爆源的入射纵波 DP 的各应力分量:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{r,dp} &= (\lambda + 2\mu) \left[u_o(\tau_{dp}) \frac{du_p(r)}{dr} - \frac{u_p(r)v_o(\tau_{dp})}{c_L} \right] + 2\lambda \frac{u_r(r, \tau_{dp})}{r} \\ \sigma_{\theta,dp} = \sigma_{\phi,dp} &= 2(\lambda + \mu) \frac{u_r(r, \tau_{dp})}{r} + \lambda \left[u_o(\tau_{dp}) \frac{du_p(r)}{dr} - \frac{u_p(r)v_o(\tau_{dp})}{c_L} \right] \\ \tau_{r,\theta,dp} = \tau_{r,\phi,dp} = \tau_{\theta,\phi,dp} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

式中

$$\tau_{dp} = t - \frac{r}{c_L}, \quad v_o(\tau_{dp}) = \frac{\partial u_r(r, \tau_{dp})}{\partial \tau_{dp}} \quad \circ$$

2. 来自某自由面的反射纵波 RP 在该点产生的各应力分量:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{r,rp} &= (\lambda + 2\mu) \left[u_o(\tau_{rp}) \frac{\partial u_{pi}(r_i, \psi_i)}{\partial r_i} - \frac{u_{pi}(r_i)v_{oi}(\tau_{rp})}{c_L} \right] + \\ &\quad 2\lambda \frac{u_{rp}(r_i, \psi_i, \tau_{rp})}{r_i} \\ \sigma_{\theta,rp} = \sigma_{\phi,rp} &= \lambda \left[\frac{\partial u_{pi}(r_i, \psi_i)}{\partial r_i} u_o(\tau_{rp}) - \frac{u_{pi}(r_i)v_{oi}(\tau_{rp})}{c_L} \right] + \\ &\quad 2(\lambda + \mu) \frac{u_{rp}(r_i, \psi_i, \tau_{rp})}{r_i} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

$$\tau_{\theta,rs} = \frac{\mu}{r_i} \frac{\partial u_{\theta i}(n, \psi_i)}{\partial \psi_i} u_o(\tau_{rs}); \tau_{r,\theta,rs} = \tau_{\theta,r,rs} = 0$$

式中 (r_i, θ_i, ψ_i) 是以药包中心 O 相对自由面的对称点 O_i 为原点的球坐标系的座标, 而 $\tau_{rs} = t - r_i / c_L$ 。

3. 来自某自由面的反射横波 RS 在该点引起的各应力分量:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{r,rs} &= \lambda \left[\frac{1}{r_i'} \frac{\partial u_{rs}(r_i', \psi_i')}{\partial \psi_i'} u_o(\tau_{rs}) + \frac{u_{rs}(r_i', \psi_i')}{r_i'} u_o(\tau_{rs}) \operatorname{ctg} \psi_i' \right] \\ \sigma_{\theta,rs} &= (\lambda + 2\mu) \frac{1}{r_i'} \frac{\partial u_{rs}(r_i', \psi_i')}{\partial \psi_i'} u_o(\tau_{rs}) + \\ &\quad \lambda \frac{u_{rs}(r_i', \psi_i')}{r_i'} u_o(\tau_{rs}) \operatorname{ctg} \psi_i' \\ \sigma_{\psi,rs} &= (\lambda + 2\mu) \frac{u_{rs}(r_i', \psi_i')}{n'} u_o(\tau_{rs}) - \frac{u_{rs}(r_i', \psi_i')}{c_T} v_o(\tau_{rs}) - \\ &\quad \frac{u_{rs}(r_i', \psi_i')}{n'} u_o(\tau_{rs}) \\ \tau_{\theta,r,rs} &= \tau_{r,\theta,rs} = 0 \end{aligned} \right\} (15)$$

以上各应力分量是在自由面法线方向上根据横波反射律求得的一点 O_i' 作原点(见[2])的球坐标系 (n', θ_i', ψ_i') 中求得的; $\tau_{rs} = t - n_i / c_L - (n' - r_i) / c_T$ 。

(三) 台阶岩体中一点处的应力波能量密度与台阶岩体内的三维能量场

从上述的球状药包的应力波理论和柱状药包可分解成若干球状药包叠加的原理, 我们不仅可求得单孔柱状药包, 而且只要作相应的座标变换(空间几何关系)也可求得多孔(单排或多排), 多自由面反射、齐发起爆或微差起爆各种情况下到达台阶岩体中某点的各种应力波的各应力分量: $\sigma_r, \sigma_{\theta}, \sigma_{\psi}, \tau_{r\theta}, \tau_{\theta r}, \tau_{r\psi}$ 。

尽管各应力波的各应力分量都是相位不同、方向不同的动态矢量, 但到达空间某一点的各应力波的平均能量密度却是一个与时间、方向无关的标量。

某一时刻 τ , 抵达空间某点处的某应力波的比应变能为

$$U_o = \frac{1}{2E} [(\sigma_r^2 + \sigma_{\theta}^2 + \sigma_{\psi}^2) - 2\nu(\sigma_r \sigma_{\theta} + \sigma_{\theta} \sigma_{\psi} + \sigma_{\psi} \sigma_r) + 2(1+\nu)(\tau_{r\theta}^2 + \tau_{\theta r}^2 + \tau_{r\psi}^2)] \quad (16)$$

取其一个波长 $(1/t_p, t_p = 2\pi/\omega, \text{见图 } 2)$ 的平均值, 则抵达台阶内某一点处各应力波的总的平均能量密度(设共有若干柱状孔的 m 个单元药包和 n 个自由面)为

$$U_p = \sum_{j=1}^{m(n+1)} \frac{K}{t_p} \int_0^{t_p} U_{o,j}(\tau) d\tau = \sum_{j=1}^{m(2n+1)} \frac{K}{t_p E} \int_0^{t_p} [(\sigma_{r,j}^2 + \sigma_{\theta,j}^2 + \sigma_{\psi,j}^2) - 2\nu(\sigma_{r,j} \sigma_{\theta,j} + \sigma_{\theta,j} \sigma_{\psi,j} + \sigma_{\psi,j} \sigma_{r,j}) + 2(1+\nu)(\tau_{r\theta,j}^2 + \tau_{\theta r,j}^2 + \tau_{r\psi,j}^2)] d\tau$$

$$\sigma_{\phi,j} \sigma_{r,j}) + 2(1 + \nu)(\tau_{\phi,j}^2 + \tau_{\theta,j}^2 + \tau_{\psi,j}^2)] d\tau \quad (17)$$

由于我们的模型中未考虑爆炸气体的作用, 为了弥补这一点, 我们在上式中增加了一个修正系数 K , 这一系数 K 的数值目前尚只能根据实验用经验方法得到。在下文所述我们所作的各种计算中都取 $K = 2$ 。也即将应力波的应变能扩大一倍来计算。计算得到的块度分布与实验结果很接近这一事实, 说明爆炸气体所形成的准静态应变能量场或是与应力波能量场的空间分布模式很相似, 或是尽管不很相似但其影响是不大的。为了从理论上弄清这一问题, 我们正在用有限元法作进一步探索。

这样, 只要我们在台阶岩体的三维空间中均匀地布置足够多的点, 计算出抵达每点的入射和反射应力波的平均能量密度之和, 就可求得台阶岩体中应力波能量的三维分布。

图3是一计算实例中输出的台阶岩体中一垂直剖面和一水平剖面上的平均能量密度的分布图。

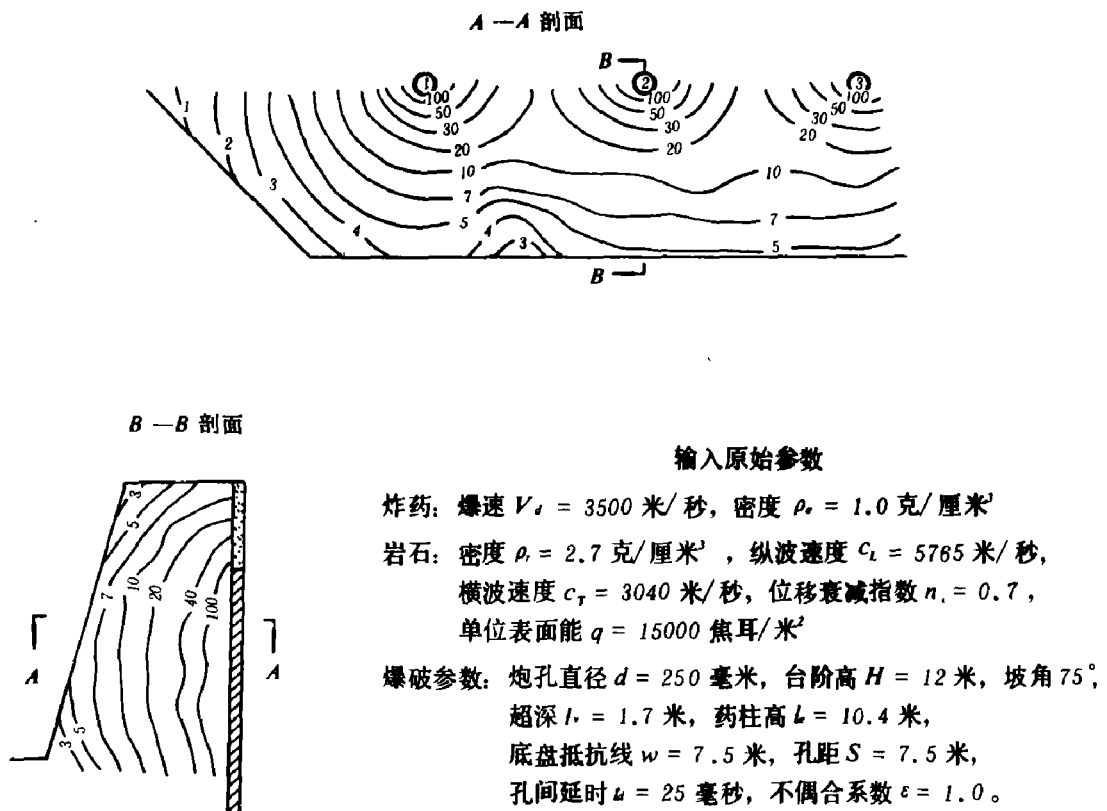


图3 台阶爆破时应力波平均能量密度在台阶中部水平剖面(A—A)和垂直剖面(B—B)上的分布情况 (图中等能量线上数字单位为 10^4 焦耳/米², 爆孔中数字为起爆顺序)

三、均质连续岩体的爆破块度分布计算

只要我们在台阶岩体中均匀布置足够多的点,用上述原理求出每一点的应力波平均能量密度。所有这些点的平均能量密度分布可近似地代表整个台阶岩体中爆破应力波能量分布。

将所有这些点的能量密度按其数值由大至小分成 n 个等级,用 e_i 表示 (其中 $i = 1, 2, \dots, n$):

$$e_1 > e_2 > \dots > e_i > e_{i+1} > \dots > e_n$$

并将介于各个能量密度等级内的点数与总的计算点数之比,作为台阶岩体中获得不同能量密度等级的岩石的体积分布密度,并用 $V_i(e_i)$ 表示。

根据格里菲斯的脆性材料裂纹扩展断裂理论,经受多种(多次)应力作用导致材料断裂破坏应是所有应力作用的累积效应。因此,尽管抵达岩体中某一点的各种应力波其方向和时间相位均不相同,但它们对此点处岩石的破坏都是有贡献的。

我们假设台阶岩体中的应力波能量全部转化成岩石破坏形成新表面积的表面能。设该岩石的单位表面能(即产生单位新表面积所需能量)为 q ,则产生的新表面积的相应分布密度为

$$s_i = e_i \times V_i(e_i) / q \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (18)$$

假设体积为 $V_i(e_i)$ 的岩石被均匀破碎成 m_i 块线性尺寸为 d_i 的岩块,则 d_i 应满足下列方程组

$$\left. \begin{aligned} c_v m_i d_i^3 &= V_i(e_i) \\ m_i c_s d_i^2 &= s_i \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

解得
$$d_i = \frac{c_s}{c_v s_i} V_i(e_i) = \frac{c_s q}{c_v e_i} \quad (20)$$

其中: c_v —体积系数, $c_v \approx 0.6 \sim 0.7$ (实验统计值),

c_s —面积系数, $c_s \approx 2 \sim 3$ 。

由此可见, n 个不同的能量密度等级 e_i 决定了 n 个不同的块度等级 d_i 。

相应于块度等级 d_i 的均质连续岩体的爆破块度分布密度 $\varphi_i(d_i)$ 为

$$\varphi_i(d_i) = V_i(e_i) / \sum_{i=1}^n V_i(e_i) \quad (21)$$

线性尺寸 $d_j < d_i$ 的概率分布(即筛下累积率)为

$$F_i(d_j < d_i) = \sum_{j=1}^i V_j(e_j) / \sum_{j=1}^n V_j(e_j) \quad (22)$$

四、实际台阶岩体的爆破块度的概率分布计算

露天矿山台阶岩体中实际存在着大量弱面(包括地质构造弱面和前次爆破破坏弱面)对爆破块度有着重要的影响。苏联研究者埃夫列莫夫等人^[4]通过对各种模型试验证明:在非均

质的不连续介质中进行爆破, 原来的结构单元块度尺寸对爆破后的块度分布有着极大的影响。哈努卡耶夫教授也根据大量统计资料指出: 露天矿的不合格大块中 85~95% 不具有新鲜破坏面^[5], 即它们的块度尺寸是由原来的弱面所决定的。

因此, 我们认为: 露天矿台阶岩体的爆破破碎, 只是在岩体已被各种地质构造弱面和前次爆破破坏弱面切割成具有某种分布规律的天然岩块基础上的再次破碎。

根据前面的理论, 我们已可求得假想的均质连续岩体的爆破破碎后块度的概率分布为 $F_1(d < d_i)$ ^[注]。

假设爆破前岩体被各种弱面切割成天然块度的概率分布为 $F_0(d < d_i)$ 。

根据我们的上述观点 在实际的台阶岩体中爆破后所形成的块度的概率分布应是这两种并非互不相容的概率分布的综合效应:

(1) 台阶岩体中原已含有块度尺寸 $d < d_i$ 的概率分布为

$$F_0(d < d_i) \quad (23)$$

(2) 台阶岩体中原来的天然块度 $d > d_i$ 的概率为 $[1 - F_0(d < d_i)]$, 这些岩块由于爆破破碎形成新的块度尺寸 $d < d_i$ 的概率为

$$F_1(d < d_i) [1 - F_0(d < d_i)] \quad (24)$$

因此, 爆破后爆堆中块度尺寸为 $d < d_i$ 的概率分布 (即筛下累积率) 为

$$\begin{aligned} F(d < d_i) &= F_0(d < d_i) + F_1(d < d_i) [1 - F_0(d < d_i)] \\ &= F_0 + F_1 - F_0 \cdot F_1 \end{aligned} \quad (25)$$

显然, 此式即概率论中两非互不相容的随机变量之和的概率表达式。

由此可见, 只要知道 F_0 和计算出 F_1 就能按 (25) 式求得实际台阶岩体的爆破块度分布 $F(d < d_i)$ 。

五、由各种弱面所形成的天然块度的概率分布的求法

为了获得被各种弱面形成的天然块度的概率分布 $F_0(d < d_i)$, 可采用下列三种方法之一:

1. 在该露天矿生产爆破爆堆上大量统计具有两个或两个以上且其中有两个相对的弱面 (非新鲜面) 的岩块的线性尺寸, 并作出它们的统计直方图, 以此近似地作为天然岩块尺寸的概率分布密度 $\phi_0(d_i)$ 。

2. 沿着三个互相垂直的方向 (X, Y, Z) 测量各地质构造面和其他破坏面的间距尺寸, 得到 X, Y, Z 三个方向上弱面间距 l 的统计分布密度为: $\phi_1(l), \phi_2(l), \phi_3(l)$, 相应的均质为 $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ 。

可以认为各种弱面在三个方向上的间距尺寸是三个独立的随机变量。因此, 作为三维随

[注] 为了考虑各种弱面对应力波传播的影响, 计算中所用纵横波速度 c_L, c_T 及其波幅衰减指数 n 应为现场实测值。

机变量的由各种弱面切割成的天然岩块的块度 d 的概率分布密度等于它的三个边际分布密度 $\phi_1(l)$ 、 $\phi_2(l)$ 和 $\phi_3(l)$ 之乘积

$$\phi_0(d) = \phi_1(l)\phi_2(l)\phi_3(l) \quad (26)$$

其均值用 δ 表示。

设要计算的爆区在 X 、 Y 、 Z 三个方向上的尺寸分别为 L_1 、 L_2 和 L_3 ，则天然岩块的线性尺寸介于 d_{i-1} 和 d_i 之间的概率为

$$\begin{aligned} F_0(d_{i-1} < d < d_i) &= \frac{1}{L_1 L_2 L_3} \prod_{j=1}^3 \frac{L_j}{\delta_j} \int_{d_{i-1}}^{d_i} l \phi_j(l) dl \\ &= \prod_{j=1}^3 \frac{1}{\delta_j} \int_{d_{i-1}}^{d_i} l \phi_j(l) dl = \frac{1}{\delta} \int_{d_{i-1}}^{d_i} l \phi_0(l) dl \end{aligned} \quad (27)$$

线性尺寸小于 d_i 的概率分布为

$$F_0(d < d_i) = \frac{1}{\delta} \int_0^{d_i} l \phi_0(l) dl \approx \frac{1}{\delta} \sum_{j=1}^i d_j \phi_0(d_j) \quad (28)$$

3. 从已知的爆破结果反求出 $F_0(d < d_i)$ 。

从 (25) 式知：实际的台阶爆破块度分布可用两个随机变量的概率和表示，因此我们可以从中解出 F_0 ：

$$F_0(d < d_i) = \frac{F(d < d_i) - F_1(d < d_i)}{1 - F_1(d < d_i)} \quad (29)$$

这样我们就可从已知的爆破块度分布和计算得到的均质连续岩体的块度分布反求出较难直接获得的天然块度分布 $F_0(d < d_i)$ 。

六、小台阶爆破实验验证

根据本文提出的数学模型，我们编制了一个命名为 BMMC 的电算程序。

首先，我们用美国矿业局 R. A. 狄克等人的石灰岩小比例尺台阶爆破实验^[6]的数据进行了验证。由于实验报告中未提供岩石的单位表面能指标和应力波衰减指数，因此我们采用先从一组实验数据中反算求得这两个参数，然后作为固定参数与其他由实验报告提供的岩石、炸药和爆破几何参数一起，作为输入原始参数对其它三组实验数据进行计算。计算结果表明：理论计算的爆破块度分布与实验所获得的块度分布是很接近的。二者的比较见图 4 和表 1。

通过比较可以看出：理论计算的块度分布（除第三组实验外）与实验所得到的块度分布的相对离差不超过 15%。虽然与第三组实验数据的相对离差分别为 23.5% 和 13.8%，但同时我们也看到本组实验的两次实验数据本身的相对离差也达 24%。

不久前，我们自己也在某矿山采石场进行了一系列小台阶爆破实验。取得了大量原始数据，从而再次对此数学模型进行了验证计算。计算结果得到的理论块度分布，在齐发爆破的情况下与实测的块度分布的相对偏差不超过 14%。更为可喜的是本理论模型从应力波能量分布的角度说明并验证了提高炮孔密集系数 m （也即扩大炮孔间距、减小抵抗线）能有效地改善破岩质量这一事实。对于这一点我们已另有专文论述^[7]，此处从略。

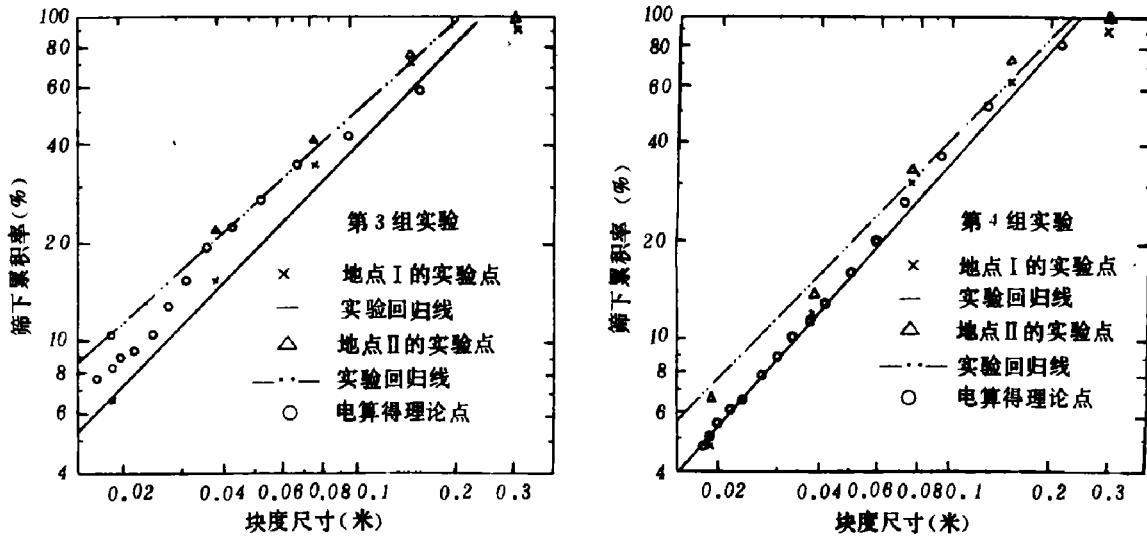


图4 根据Dick等人的实验报告计算的理论块度分布与实验块度的比较

表1 取美国矿业局狄克等人的小台阶爆破实验数据与电算所得理论数据比较

组号	实验条件		不同筛孔尺寸(米)下的累积百分率					实验值与电算值的平均偏差		
	延时及孔网参数	地点	0.019	0.038	0.076	0.15	0.30	绝对偏差	相对偏差	两次实验的相对偏差
1	25 ms 15 × 22.5 吋	I	6.6	14.9	33.2	60.4	95	5.3	13%	9.7%
		II	6.1	13.0	27.9	65.8	91.3	4.15	9.2%	
		电算	5.37	11.15	27.6	54.3	85			
2	0 ms 15 × 15 吋	I	9.1	20.2	39.6	74.4	96.6	1.83	5.4%	5.05%
		II	8.6	19.7	42.8	80.5	100	3.76	7.5%	
		电算	8.8	21.0	42.5	74.9	92.2			
3	25 ms 15 × 15 吋	I	6.7	15.5	35.3	73.9	100	9.25	23.5%	24.0%
		II	10.6	21.9	41.6	76.3	100	8.39	13.8%	
		电算	8.27	20.0	39.0	59.3	80			
4	0 ms 15 × 22.5 吋	I	4.8	12.0	30.9	63.9	94.4	0.466	2.5%	16%
		II	6.7	13.7	33.0	72.7	100	4.35	12.9%	
		电算	5.12	11.74	29.5	63.3	94.4			

七、结 语

1. 运用电子计算机对露天矿台阶爆破物理过程进行数学模拟在国外只有十几年的历史,

而我国则刚刚起步。由于岩石爆破过程的复杂性和理论本身并非完全成熟,在数学模拟中不得不对其物理过程作一些必要的简化,引入一些必要的假设,以使我们能有效地进行定量的数值计算。本文运用前人所取得的理论成果,建立了一个用于预估露天矿台阶爆破矿岩破碎块度分布的数学模型,并经小台阶爆破得到初步验证,这对于建立一个完整的露天矿爆破优化系统模型,可以说是迈出了重要的一步。

2. 本模型认为爆炸应力波在台阶岩体破碎中起着重要的和基本的作用。模型在伊藤一郎和怀里尔等人的应力波理论上进一步求得了均质连续台阶岩体中爆炸应力波能量密度的三维分布。这对于露天矿台阶爆破理论研究是有意义的探索。

3. 本模型以单位表面能作为岩石爆破破碎的指标,它不仅直接将爆炸能量(大小和分布情况)与岩石破碎程度有机地联系起来,而且,它的取得也远比目前普遍采用的动态抗拉强度指标容易得多。

4. 本模型认为实际的台阶岩体的爆破破碎是在爆前已被各种弱面切割成具有某种分布规律的天然块度的基础上的再次破碎。据此,本文提出了考虑这一天然块度分布概率的实际台阶岩体爆破块度分布的概率数学模型。这是使台阶爆破过程的理论模型有可能成功地运用于生产实践的一种新的尝试。

5. 本模型未能计算爆炸气体的破坏作用,并忽略了孔壁附近的冲击波作用,这是本模型的缺陷。

本文得到了马柏令高级工程师和曾世奇、郭初吉同志及我院计算站同志的支持和帮助,特此致谢。

参 考 文 献

- [1] Starfield, A. M. et al., *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 5 (1) (1968), 65—77.
- [2] 伊藤一郎, 佐佐宏一, 日本鉱業会誌, 77 (882), 1047; 78 (886), 303; 79 (898), 261.
- [3] Favreau, R. F., *J. of Geophy. Res.*, 74 (17) (1969), 4267—4280.
- [4] Efremov, E. I. et al., *Soviet Mining Sci.* 16 (1) (1980), 18—22.
- [5] 哈努卡耶夫, A. H. (刘殿中译), 矿岩爆破的物理过程, 冶金工业出版社 (1980).
- [6] Dick, R. A. et al., *U. S. Bu. Min. R. I.* 7704 (1973).
- [7] 邹定祥, “大孔距爆破改善破岩效果的机理探讨”, 金属矿山, No. 12 (1983), 8—11.

A THREE DIMENSIONAL MATHEMATICAL MODEL IN CALCULATING THE ROCK FRAGMENTATION DISTRIBUTION OF BENCH BLASTING IN THE OPEN PIT

Zou Dingxiang

Abstract

A practical three dimensional mathematical model in calculating the rock

fragmentation distribution of bench blasting is presented in this paper.

Based on the theory of stress waves, the three dimensional distribution of the stress wave energy is calculated from the model. With the aid of the index of specific surface energy, the blasting fragmentation distribution of the isotropic and elastic rock can be obtained. Then in consideration of the actual situation of various weakened faces produced by geological structure and previous blasts, the blasting fragmentation distribution of the practical bench rock can be obtained by the method of probability and statistics.

A computer program "BMMC" has been worked out for this mathematical model. The theoretical fragmentation distributions calculated by this program with the parameters of bench blasting experiments at a reduced scale, which were carried out by R. A. Dick et al. (U. S. Bu. Min.) and us, respectively, are in accord with the practical fragmentation distributions very well.