DOI: 10.11883/1001-1455(2017)04-0685-07

# 基于能量原理的大规模地下爆炸不可逆位移计算方法*

王明洋[1,2],李 杰[1,2],邱艳宇[1,2],陈 伟[3]
(1.解放军理工大学爆炸冲击防灾减灾国家重点实验室,江苏 南京 210007;
2.南京理工大学机械工程学院,江苏 南京 210094;
3.国防工程标准化办公室,北京 100850)

**摘要**:岩体是复杂的等级构造地质体,在高地应力作用下,因摩擦和粘结作用,内部封存能量,可看作具有内部能量源和能量汇的介质。基于岩体块系构造,对岩体在扰动下的运动积分和等效动能进行分析,提出了在高地应力赋存环境中岩体受爆炸地震波扰动下的等效地冲击能量因子,并给出了大规模地下爆炸诱发远区局部不可逆范围的计算公式。与 G. G. Kocharyan 等基于块体运动分析给出的计算公式比较表明,本文中提出的计算理论物理过程清晰,更具有适用性。

**关键词**:大规模地下爆炸;岩体块系构造;等效平均动能;局部不可逆变形
**中图分类号**:O381 **国标学科代码**:13035 **文献标志码**:A

据不完全统计,全球 1945 年至 1998 年共进行 2 052 次核试验[1],其中大部分在地下进行,如前苏联共进行 715 次核试验,496 次在地下进行;美国共进行 1 032 次核试验,地下 815 次。大量资料[2-6]表明,在评价地下大规模爆炸下地下结构的稳定性时令人值得关注的是发生不可逆变形的区域。

试验[3,6]确定,地下核爆炸时环绕在爆炸空腔周边的爆炸波波阵面上应力超过 40 GPa,岩石发生熔化。随着爆心距的增大,应力波幅值减小,依次出现破碎区及径向裂纹区。众多的试验表明,当岩体的破碎区比例半径 $R_1/Q^{1/3}=35\sim40$ m/kt$^{1/3}$时,岩体的径向裂纹区比例半径 $R_2/Q^{1/3}=70\sim100$ m/kt$^{1/3}$。按照连续介质力学,径向裂纹区之外是弹性区,不可能出现不可逆变形,但实际结果是,在超出爆炸的强作用区很大的范围内,出现介质的强非平衡状态,表现为残余地震场。例如:美国进行地下 1 380 m、TNT 当量为 1 100 kt 的封闭核爆炸试验时[6-8],在地表观测到沿已有长度为 0.3~8 km 的地质断层发生不可逆位移,其竖向位移为 1~1.2 m,沿断层走向为 0.15 m,断层发生不可逆位移的比例爆心距离高达 $R_d/Q^{1/3}=1\ 410$ m/kt$^{1/3}$,约要超出径向裂纹区 1 个数量级,俄罗斯地下核爆炸试验[4]也给出了相近的结果。对于地下工程结构,与巷道相交的块体构造位移可为地下工程结构带来灾难性后果,俄罗斯数次威力为 0.3~150 kt TNT 当量的地下大规模爆炸试验中[4],巷道周边尺度为数十厘米~米级的块体构造的位移造成了巷道洞室顶板和边墙岩块的崩塌。在核爆炸和工业爆破中,构造层次为十米级~百米级的块体位移不止一次地被观测到。现公布的原苏联地下核试验的结论[2]是:小型块体构造的稳定性可以由工程措施的方法来保证,而大型块体的稳定性不可能由工程措施来实现。因此,目前对于地下工程结构来讲,迫切需要准确计算和预报一定当量的地下大规模爆炸所产生的块体构造位移以及不可逆变形范围的大小。

显然,连续介质力学手段在面临上述问题时存在诸多的不适用性[2]。实际上,岩体是典型的非均匀非连续介质。研究[9-13]证实,在长期的地质构造运动作用下,岩体呈现出明显的块体构造特性,大量的被低强度介质所充填的裂隙将完整的岩体切割成尺度各异的岩块。在地下核爆炸作用远区,冲击波的

* **收稿日期**:2015-09-23;**修回日期**:2016-01-17
**基金项目**:国家自然科学基金项目(51527810,51679249)
**第一作者**:王明洋(1966— ),男,博士,教授,博士生导师;**通信作者**:李 杰,lijierf@163.com。

作用已不足以破坏强度较高的岩块,局部不可逆现象的产生是块体受限运动以及裂隙间填充物被破坏的结果[14-16],岩体的变形主要特征是块体沿结构破裂面的相对位移。俄罗斯在地下核试验中测得的岩体变形数据[4],也因测点位于岩块中间或是位于岩块边缘(位于节理、裂隙面附近)而致其变形值相差达2～3个量级,这从试验上证明了在断裂、裂隙附近,产生了显著的岩体变形局部化现象。

纵使认识到上述问题,面对岩体构造特征不可想象的初始边界条件,当科学家们尝试从应力应变角度分析大规模地下爆炸诱发的远区构造岩块的不可逆位移时,遇到了很大的困难。例如,利用现有的力学手段,虽可准确估算单个岩块沿其破裂结构面滑移破坏的条件,但当把所有复杂块体结构组合在一起,对每一个破裂面单独建立方程进行分析时,由于多的难以数清的结构面,则实际上成为难以解决的问题。在这方面值得一提的是 G. G. Kocharyan 等[5]提出的地下大规模爆炸激活块体尺度和不可逆位移范围的计算公式,这一公式建立在岩体的块体构造基础上,并假设构造岩块是均匀的块体,其尺寸及相应裂缝尺寸之间存在着相应的等级和序列关系,且不同等级的构造岩块都遵循相同的运动规律,即便采用如此之多的假设以减少所需要分析的边界,其推导过程仍旧很复杂。

本文中,从岩体等级构造和统计物理力学原理出发,提出在高地应力赋存环境中岩体受爆炸地震波扰动下的等效地冲击能量因子,推得大规模地下爆炸诱发远区局部不可逆位移计算公式。与 G. G. Kocharyan 等[5]基于块体运动分析给出的计算公式进行比较。

## 1 基本理论

### 1.1 运动积分与能量因子

对于深部地下工程围岩因扰动作用产生的动力灾变问题,可从动力冲击问题已有研究中得到某些启迪。例如对于撞击侵彻的局部效应问题(如图 1 所示),弹体(或撞击体)可看作是能量源,通过冲击区向岩体介质内辐射能量。对弹体的运动进行积分并引入冲击能量因子,可以将复杂的撞击侵彻局部效应计算归结为精确求解弹靶相互作用阻抗函数的问题,积分的结果是局部效应计算总可表征为冲击能量因子的函数[17-18]。

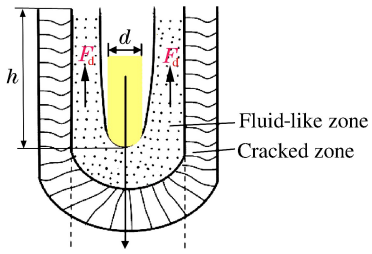


图 1 撞击侵彻的局部破坏效应

Fig. 1 Localized phenomenon by impaction

对于弹靶撞击的侵彻问题,弹体的动能型运动积分为:

$$m_d\ddot{h}=-F_d,\quad h|_{t=0}=0,\quad \dot{h}|_{t=0}=v_{d0} \tag{1}$$

式中:$m_d$为撞击体的质量,$h$ 为侵入靶体的深度,$F_d$为撞击体的侵彻阻力,$v_{d0}$为撞击体的初始速度。

由于 $m_d\ddot{h}=m_d\dfrac{d}{dt}\left(\dfrac{dh}{dt}\right)=\dfrac{1}{2}m\dfrac{d}{dh}(v_d^2)$,将其代入公式(1)并对 $h$ 积分可得:

$$\frac{1}{2}m_d v_{d0}^2=\int_0^{h_{max}}F_d(h)\,dh \tag{2}$$

上述积分形式可转化为:

$$I=\frac{m_d v_{d0}^2}{2\tau_s d^3}=\int_0^{\bar{h}_{max}}\bar{F}_d(\bar{h})\,d\bar{h} \tag{3}$$

式中:$I=m_d v_{d0}^2/(2\tau_s d^3)$,为冲击能量因子;$\tau_s$ 为靶体介质的剪切强度,$d$ 为撞击体直径,$\bar{h}=h/d$ 为量纲一侵彻深度,$\bar{F}_d=F_d(\bar{h})/(\tau_s d^2)$为量纲一撞击体的侵彻阻力。

从公式(3)可见,对于撞击侵彻的局部效应问题(或者说对于动能型运动积分问题)的关键是精细确定撞击体的阻抗及近区介质的状态。如果阻抗 $F_d(h)$ 的形式精确可知,则撞击体的侵入深度 $\bar{h}_{max}=f(I)$。可见,撞击体的侵入深度 $\bar{h}_{max}$取决于冲击能量因子 $I$。

如果说将爆炸冲击看做能量源,那么对于赋存在高地应力环境中的岩体因扰动作用产生的变形破坏运动则可看做是能量汇。岩体中自身存在的能量 $E_0$ 通过介质向开挖边界面或者岩体破坏暴露出的

边界面汇集(如图 2 所示)，从而诱发工程地质灾害。

对于高地应力岩体因扰动作用产生的变形破坏运动问题，其运动积分可写为：

$$m\ddot{u}=-F,\quad u|_{t=0}=0,\quad \dot{u}|_{t=0}=0 \tag{4}$$

式中：$F$ 为介质破坏所需要克服的阻力，$u$ 为位移，$m$ 为岩体质量。如果假设岩体为由立方体岩块所组成的结构体，岩体的不可逆变形主要由岩块沿其边界面(软弱面)的滑移引起，则 $F$ 为岩块与岩块之间的静态摩擦力，其大小[5]为：

$$F=(\mu_s\sigma_n+C_R)\,S=(\mu_s\sigma_n+C_R)\,\chi l^2 \tag{5}$$

式中：$\mu_s$ 为静摩擦因数，$C_R$ 为黏结力系数，$\sigma_n$ 为作用在接触面上的正应力，$S$ 为相互滑移的岩块间接触面面积，$l$ 为块体的特征尺寸，$\chi=1\sim4$ 为接触面数目。

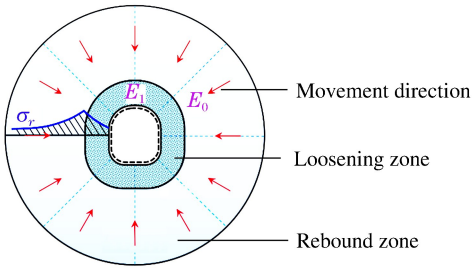


图 2　卸荷扰动下深部工程围岩的的灾变

Fig. 2　Catastrophe of high-stressed rock mass under disturbance

在 $t=t^*$ 时刻，扰动力的作用使岩块运动达到极限位移 $u|_{t=t^*}=u^*$，岩块边界面破坏，岩块开始滑动，在破坏前岩块运动具有平均运动速度：

$$\bar{v}=\frac{1}{t^*}\int_0^{t^*}v\mathrm{d}t \tag{6}$$

同样由于，$\ddot{u}=\dfrac{\partial^2u}{\partial t^2}=\dfrac{\partial}{\partial t}\left(\dfrac{\partial u}{\partial t}\right)=\dfrac{1}{2}\dfrac{\partial}{\partial u}\left[\left(\dfrac{\partial u}{\partial t}\right)^2\right]=\dfrac{1}{2}\dfrac{\partial v^2}{\partial u}$，将其代入公式(4)并积分得到：

$$\frac{1}{2}m\bar{v}^2=(\mu_s\sigma_n+C_R)\,\chi l^2u^*=(\mu_s\sigma_n+C_R)\,\chi l^3\varepsilon^* \tag{7}$$

式中：$\varepsilon^*=u^*/l$ 为等效特征应变，显而易见，岩体稳定运动的临界阈值为：

$$I=\frac{m\bar{v}^2}{2\chi(\mu_s\sigma_n+C_R)\,l^3}=\frac{\rho\bar{v}^2}{2R_c}=\varepsilon^* \tag{8}$$

式中：$R_c=\chi(\mu_s\sigma+C_R)$ 为围压情况下构造岩块运动所需克服的摩擦阻抗。从公式(8)可以看出，一旦冲击因子 $I$ 超过其临界阈值 $\varepsilon^*$，则会产生剪切破坏或沿不连续面的断裂滑移，此时静摩擦因数 $\mu_s$ 就会转变成动摩擦因数 $\mu_d$，破坏面或滑动不连续面上的 $C_R$ 值就转变成零，如图 3 所示，岩体的剪切强度产生一个由静态强度向动态强度的转变。因此，在破坏开始或在滑移开始之后，剪切面上就存在一个不平衡的驱动剪应力：$\tau_{ed}=(\mu_s-\mu_d)\,\sigma_n-C_R$。

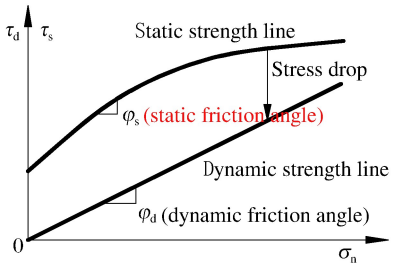


图 3　扰动条件下由静态强度向动态强度的转变

Fig. 3　Catastrophe of high-stressed rock mass under disturbance

一般情况下，$\mu_s>\mu_d$ 且 $C_R>0$，即 $\tau_{ed}>0$，即当 $I\geqslant\varepsilon^*$ 时，岩体内驱动剪应力的存在一定会使岩体产生破坏或沿不连续面的滑移。当 $\tau_{ed}$ 达到一定值时，岩体更容易产生岩爆或工程性地震等地冲击事件。

### 1.2　微扰动等效平均动能

从上述运动积分与能量因子可以看出，扰动条件下受扰动岩块的运动动能是块系构造岩体断裂破坏的主要诱发因素，在这一部分的工作中，我们将采用统计物理学的办法，从能量的角度建立运动的等效平均振动能量表达式，从而尝试揭示支配岩块运动规律的特征参数，建立更具普遍意义的地下大规模爆炸不可逆范围的计算方法。假设岩体为如图 4 所示的由一定尺度的岩块所构成的结构体系，爆炸扰动作用前，岩体处于高地应力有势场环境中，该有势场 $U$ 可以看做定常场，爆炸扰动作用造成对该定常场的相对高频扰动，不失一般性，作用在第 $i$ 块岩体上的扰动力 $f_i$ 可表示为以下形式：

$$f_i=f_{i1}\cos(\omega t)+f_{i2}\sin(\omega t) \tag{9}$$

式中：$f_{i1}$、$f_{i2}$ 均为坐标的函数，代表扰动力的幅值；$\omega$ 为扰动力的频率，$\omega\gg1/T$，$T$ 为质点在定常场 $U$ 中

运动周期;从数量上讲,力 $f$ 不比场 $U$ 作用力弱,但是这个力引起的振动位移很小。

因为对于任意周期性函数都可以用正弦函数和余弦函数构成的傅里叶级数来表示:

$$f_i(t)=a_0+\sum_{n=1}^{\infty}\left[f_{i1n}\cos(n\omega t)+f_{i2n}\sin(n\omega t)\right] \tag{10}$$

对于所研究的体系,其拉格朗日函数[19]为:

$$L=\frac{1}{2}\sum_{i,k=1}^{s}a_{ik}(q)\dot{q}_i\dot{q}_k-U(q) \tag{11}$$

式中:$q_i$ 为广义坐标,$a_{ik}$ 为广义坐标的函数;$\frac{1}{2}\sum\limits_{i,k=1}^{s}a_{ik}(q)\dot{q}_i\dot{q}_k$ 为动能,为速度的二次函数;$U(q)$为定常场。知道拉格朗日函数后,可建立运动方程 $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\partial L}{\partial\dot{q}_i}\right)=\frac{\partial L}{\partial q_i}$,即为:

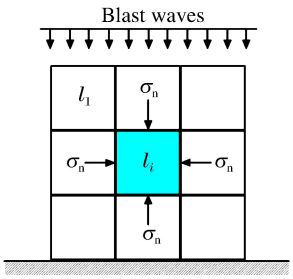


图 4 扰动作用下块体的运动

Fig. 4 Motion of rock blocks under disturbance

$$\sum_{k=1}^{s}a_{ik}\ddot{q}_k=-\frac{\partial U}{\partial q_i}+f_i\qquad i=1,2,\cdots,s \tag{12}$$

由作用在块体上的力的性质可知,块体沿着某个平稳的轨迹运动。同时在轨迹附近作一维小幅振动(频率为 $\omega$),因此,可以假设函数 $q_k(t)$的形式为:

$$q_k(t)=X_k(t)+\xi_k(t) \tag{13}$$

其中:$q_k(t)$表示整体运动,$X_k(t)$代表平稳运动,$\xi_k(t)$代表微振动,为小量,函数 $\xi_k(t)$在其周期之内的平均值等于零,但函数 $X_k(t)$在这段时间内变化很小,若用字母上面加横表示平均值,则有$\overline{q_k}(t)=\overline{X_k}(t)$,函数 $q_k(t)$实际上描述了快速振动平均化后得到的“平稳”运动。为推导确定此函数的方程,将式(13)代入式(12)后可得到:

$$\sum_k a_{ik}(\ddot{X}_k+\ddot{\xi}_k)=-\frac{\partial U}{\partial X_i}-\sum_k\xi_k\frac{\partial^2U}{\partial X_i\partial X_k}+f_i(X,t)+\sum_k\xi_k\frac{\partial^2 f_i}{\partial X_k} \tag{14}$$

上式中包含振动项与平稳项,分离出各自部分,则与振动项相关的方程为:

$$\sum_k a_{ik}\ddot{\xi}_k=f_i(X,t) \tag{15}$$

与平稳项相关的方程为:

$$\sum_k a_{ik}\ddot{X}_k=-\frac{\partial U}{\partial X_i}-\sum_k\xi_k\frac{\partial^2U}{\partial X_i\partial X_k}+\sum_k\xi_k\frac{\partial^2 f_i}{\partial X_k} \tag{16}$$

对振动项方程(15)进行积分后可得:

$$\sum_k a_{ik}\xi_k=-\frac{1}{\omega^2}f_i(X,t) \tag{17}$$

对方程(16)求关于 $\xi_k$ 的周期的平均,注意到$\overline{\xi_k}=0$,$\overline{q_k}=X_k$ 则有:

$$\sum_k a_{ik}\ddot{X}_k=\frac{\partial U}{\partial X_i}-\frac{1}{2\omega^2}\frac{\partial}{\partial X_i}\left(\sum_{k,l}a_{kl}^{-1}\overline{f_lf_k}\right)=-\frac{\partial U_{\mathrm{eff}}}{\partial X_i} \tag{18}$$

式中:$U_{\mathrm{eff}}$为有效势能,其公式为:

$$U_{\mathrm{eff}}=U+\frac{1}{2}\sum_{i,k}a_{ik}\overline{\dot{\xi}_i\dot{\xi}_k} \tag{19}$$

由公式(19)可以看出,附加到场 $U$ 中的正是扰动诱发的介质振动动能的平均值:

$$W=U_{\mathrm{eff}}-U=\frac{1}{2\omega^2}\sum_{i,k}a_{ik}^{-1}\overline{f_if_k}=\sum_{i,k}\frac{a_{ik}}{2}\overline{\dot{\xi}_i\dot{\xi}_k} \tag{20}$$

如只研究依赖于一个空间坐标 $x$ 的力场中的一维运动,上述公式(20)退化成:

$$W=M\bar{v}^2/2=\overline{f^2}/(2M\omega^2) \tag{21}$$

式中:$M=m_i$ 为所研究岩块的质量,可见,质点的运动对振动平均后,就像在定常场 $U$ 之外还有一个附

加的定常场，该附加场依赖于变场幅值的平方。就是这一扰动促使定常场 $U$ 的势能开始转化为质点低周期的运动，出现大振幅的运动。如公式(21)两边同除以 $Mc_p^2$ 可以得到：

$$\frac{\bar{v}^2}{2c_p^2}=\frac{\overline{f^2}}{2M^2\omega^2c_p^2}=\frac{1}{Mc_p^2}\frac{\overline{f^2}}{2M\omega^2}=\frac{W}{Mc_p^2} \tag{22}$$

式中：$c_p$ 为岩石介质中的纵波速度。

V. V. Adushkin 等[14]和 V. N. Oparin 等[20-21]基于摆锤试验和对大量地震、岩爆和不同能量等级的深地下爆炸试验中爆炸能量和摆型波载体(地质块体)尺寸之间关系的研究，在量纲分析的基础上提出深部岩体准共振和摆型波现象出现的量纲一能量条件：

$$k=W/(Mc_p^2) \tag{23}$$

毫无疑问，上面推得的等价动能与 $k$ 值之间存在某种必然关系。

### 1.3　冲击能量因子与摆形波量纲一能量条件的关系

对比冲击能量因子公式(8)及摆形波量纲一能量条件的公式(23)可得两者之间的关系：

$$I=\frac{k}{R_c/(\rho c_p^2)} \tag{24}$$

若认为 $R_c/(\rho c_p{}^2)$ 等价于岩体的等效特征应变 $\varepsilon^*$，则公式(24)变为 $I=k/\varepsilon^*$，如果令 $\bar{\varepsilon}=\bar{v}/c_p$，$\bar{\varepsilon}$ 可定义为岩体等效平均应变，则根据公式(22)，$\bar{\varepsilon}=\sqrt{2k}$。$\bar{\varepsilon}$ 与 $\varepsilon^*$ 存在下列关系：

$$k=\bar{\varepsilon}^2/2=(\varepsilon^*)^2=I^2 \tag{25}$$

V. V. Adushkin 等[14]和 V. N. Oparin 等[20-21]根据块体在不同冲击能作用下的振动和频谱曲线指出，随着冲击扰动能的增大，当 $k\geqslant(1\sim4)\times10^{-11}$ 时摆型波开始形成，当 $k=(1\sim4)\times10^{-9}$ 时整个块系进入准共振状态。上述条件满足之后，地质块体间的超低摩擦效应开始起主要作用，块体间相对脱离变得明显，从而得出摆形波现象的临界值为 $k=(1\sim4)\times10^{-10}$ 或者 $\bar{\varepsilon}=(1\sim2)\sqrt{2}\times10^{-5}$。

而 G. G. Kocharyan 等[5]则根据在潮汐运动及其他地构造运动中积累的众多资料，给出 $\varepsilon^*$ 的取值范围为 $(1\sim2)\times10^{-5}$，从数值上看也可得出 $\bar{\varepsilon}=\sqrt{2}\varepsilon^*$，显然与理论推导的结果一致。

## 2　不可逆位移与爆炸比例距离关系

利用推得的等效平均动能和等效特征应变推算地下大规模爆炸条件下不可逆位移的范围，首先计算爆炸过程中的等效平均动能。

对于图 4 所示的计算模型，假设块体尺度相同，$l_1=l_2=\cdots=l_i=l$，块体的质量 $M$ 以及扰动力 $f$ 可分别表示为：$M=\rho V=\rho l^3$，$f=\sigma_f\chi l^2=\chi\rho c_p v l^2$，其中 $\sigma_f=\rho c_p v$ 表示爆炸作用下质点受到的动应力，对于球形对称装药的地下爆炸，球对称压缩波引起的径向速度可表示为以下形式：

$$v(r,t)=\begin{cases}0 & t<0,t>t_0\\ v_0(r)\sin\left(\dfrac{\pi t}{t_0}\right) & 0\leqslant t\leqslant t_0\end{cases} \tag{26}$$

式中：$t$ 为扰动到达观测点时开始起算的时间，$r$ 为观测点距爆心的距离，$v_0(r)$、$t_0$ 分别为在距离爆心为 $r$ 处某观测点上压缩波的最大粒子速度及该点的压缩波持时。

将块体质量 $M$ 以及扰动力 $f$ 的表达式代入公式(22)可得到：

$$\frac{1}{2}\rho l^3\bar{v}^2=\frac{1}{4\rho l^3\ (\pi/t_0)^2}(\chi\rho c_p v_0 l^2)^2 \tag{27}$$

进而得出：

$$\frac{(v_0t_0)^2}{l^2\pi^2}=\frac{2}{\chi^2}\frac{\bar{v}^2}{c_p^2}=\frac{2}{\chi^2}\bar{\varepsilon}^2 \tag{28}$$

对于 G. G. Kocharyan 等[5]给出的 $v_0$ 和 $t_0$ 的表达形式：

$$v_0(r)=A\ (r/Q^{1/3})^{-n},\qquad t_0=(BQ^{1/3}/c_p)\ (r/Q^{1/3})^m \tag{29}$$

式中：$A$、$B$、$m$、$n$ 为通过试验获得的参数，其值大小与爆源附近岩石的性质相关。可以得到不可逆半径的计算公式：

$$\frac{r}{Q^{1/3}}=\left(\frac{\chi AB}{\sqrt{2}\pi c_{\mathrm{p}}\bar{\varepsilon}l}\right)^{\frac{1}{n-m}}Q^{\frac{1}{3(n-m)}} \tag{30}$$

当块体为标准立方体时，$\chi=4$，式(30)变为：

$$\frac{r}{Q^{1/3}}=\left(\frac{2\sqrt{2}AB}{\pi c_{\mathrm{p}}\bar{\varepsilon}l}\right)^{\frac{1}{n-m}}Q^{\frac{1}{3(n-m)}},\qquad \text{或}\frac{r}{Q^{1/3}}=\left(\frac{2AB}{\pi c_{\mathrm{p}}\varepsilon^{*}l}\right)^{\frac{1}{n-m}}Q^{\frac{1}{3(n-m)}} \tag{31}$$

该公式与 G. G. Kocharyan 等[5]推导得到的公式完全一致。

## 3 结 论

对岩体动力冲击问题中的运动积分和微扰动下岩块运动的等效动能进行研究，提出了在高地应力赋存环境中岩体受爆炸地震波扰动下的等效地冲击能量因子，推导得到了大规模地下爆炸诱发远区局部不可逆位移计算公式，研究表明：

(1)冲击能量因子是决定动力冲击效应的关键特征参数，其本质是扰动的平均能流密度，其阈值与深部岩体所处的初始地应力大小、岩体的摩擦与粘结性质有关；

(2)在外力扰动作用下，实际岩体破坏的主要特征是块体沿结构破裂面的相对滑移，因此利用带有干摩擦和弹性元件的岩块组合模型描述岩体在外动力作用下的性状是合理的。冲击扰动的作用主要协助克服界面对岩块运动的摩擦阻力。

(3)利用冲击能量因子推导得到的大规模地下爆炸不可逆位移的计算公式与 G. G. Kocharyan 等[5]基于块体运动分析给出的计算公式完全一致，证明了本文方法和理论的准确性。

(4)基于等效平均动能原理的特征能量因子能够密切深部岩体特征科学现象之间本质的联系，为深部岩体非线性力学领域相关研究提供新途径。

## 参考文献：


[1] Bergkvist N O, Ferm R. Nuclear Explosions 1945－1998[R]. Defence Research Establishment, 2000:14-15.

[2] 钱七虎. 战略防护工程面临的核钻地弹威胁及连续介质力学模型的不适用性[M]//钱七虎院士论文选集. 北京：科学出版社，2007:374-380.

[3] 钱七虎，王明洋. 岩土中的爆炸冲击效应[M]. 北京：国防工业出版社，2010:76-99.

[4] Kocharyan G G, Spivak A A. Movement of rock blocks during large-scale underground explosions. Part I: Experimental data[J]. Journal of Mining Science, 2001,37(1):64-76.

[5] Kocharyan G G, Spivak A A. Budkov A M. Movement of rock blocks during large-scale underground explosion. Part Ⅱ: Estimates by analytical models, numerical calculations, and comparative analysis of theoretical and experimental data[J]. Journal of Mining Science, 2001,37(2):149-168.

[6] Glasstone S, Dolan P J. The effects of nuclear weapons[M]. 3rd ed. US: United States Department of Defense and the Energy Research and Development Administration, 1977:231-275.

[7] Hamilton R M, Mckeown F A, Healy J H. Seismic activity and faulting associated with a large underground nuclear explosion[J]. Science, 1969,166(3905):601-604.

[8] Bucknam. Geologic effects of the Benham underground nuclear explosion, Nevada Test Site. Bulletin of Seismological Society America, 1969,59:2209-2219.

[9] 何满潮，钱七虎. 深部岩体力学基础[M]. 北京：科学出版社，2010:100-113.

[10] 戚承志，钱七虎，王明洋，等. 岩体的构造层次及其成因[J]. 岩石力学与工程学报，2005,24(16):2838-2846.
Qi Chengzhi, Qian Qihu, Wang Mingyang, et al. Structural hierarchy of rock massif and mechanism of its formation[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2005,24(16):2838-2846.

[11] Kurlenya M V, Oparin V N. Problems of nonlinear geomechanics: Part Ⅰ[J]. Journal of Mining Science, 1999, 35(3):216-230.

[12] Kurlenya M V, Oparin V N. Problems of nonlinear geomechanics: Part Ⅱ[J]. Journal of Mining Science, 2000, 36(4):305-326.

[13] 王明洋，周泽平，钱七虎. 深部岩体的构造和变形与破坏问题[J]. 岩石力学与工程学报，2006，25(3)：448-455.
Wang Mingyang, Zhou Zeping, Qian Qihu. Tectonic, deformation and failure problems of deep rock mass[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2006, 25(3):448-455.

[14] Adushkin V V, Oparin V N. From the alternating-sign explosion response of rocks to the pendulum waves in stressed geomedia: Part I[J]. Journal of Mining Science, 2012, 48(2):203-222.

[15] Adushkin V V, Oparin V N. From the alternating-sign explosion response of rocks to the pendulum waves in stressed geomedia: Part Ⅲ[J]. Journal of Mining Science, 2014, 50(4):623-645.

[16] Sainoki A, Mitri H S. Dynamic modeling of fault slip with Barton's shear strength model[J]. International Journal of Rock Mechanics and Mining Science, 2014, 67:155-163.

[17] 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)：659-666.
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):659-666.

[18] 王明洋，施翠英，陈士林. 事故型撞击混凝土板的临界震塌与贯穿厚度计算方法[J]. 工程力学，2009，26(11)：238-246.
Wang Mingyang, Shi Cuiying, Chen Shilin. Method of calculating critical spalling and penetration thickness of concrete slab of block under accident impact[J]. Engineering Mechanics, 2009, 26(11):238-246.

[19] 朗道，栗弗席兹. 理论物理学教程：第一卷：力学[M]. 5 版. 李俊峰，鞠国兴，译. 北京：高等教育出版社，2007：1-98.

[20] Kurlenya M V, Oparin V N, Vostrikov V I. Pendulum-type waves: Part Ⅱ: Experimental methods and main results of physical modeling[J]. Journal of Mining Science, 1996, 32(4):245-273.

[21] Kurlenya M V, Oparin V N, Vostrikov V I. Pendulum-type waves: Part Ⅲ: Data of on-site observations[J]. Journal of Mining Science, 1996, 32(5):341-361.

# A calculation method for irreversible deformation region radius under large-scale underground explosion based on law of energy

Wang Mingyang[1,2], Li Jie[1,2], Qiu Yanyu[1,2], Chen Wei[3]

(1. *State Key Laboratory of Explosion and Impact and Disaster Prevention and Mitigation, PLA University of Science and Technology, Nanjing* 210007, *Jiangsu, China*;
2. *School of Mechanical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing* 210094, *Jiangsu, China*;
3. *Defence Engineering Standardization Office, Beijing* 100850, *China*)

**Abstract**: Being of a complex hierarchical structure with energy closed in it for its intrinsic friction and cohesion, the rock mass can be regarded as a medium with the properties of internal energy source and energy collection. The equivalent impact energy factor corresponding to the rock mass under high in situ stress subjected to the weak disturbance was presented, and the calculation method of the irreversible deformation region radius under the large-scale underground explosion was deduced. Compared with the method by Kocharyan G G, et al, the calculation method presented in this paper has a clearer physical principle and wider application.

**Keywords**: large-scale underground explosion; block hierarchy structure; equivalent average kinetic energy; local irreversible deformation

(责任编辑　张凌云)