

# 块系岩体动力特性理论与实验对比分析

王洪亮, 葛涛, 王德荣, 陆渝生, 王明洋, 钱七虎

(中国人民解放军理工大学 工程兵工程学院, 江苏 南京 210007)

**摘要:** 由于深部岩体存在构造等级现象, 因而使作为岩石力学分析基础的连续介质力学缺乏依据。超低摩擦实验效应则集中反映块系岩体动力特性的机制, 对超低摩擦实验现象的解释与验证非常重要。首先通过对超低摩擦实验现象的描述及数据的整理归纳出规律, 然后建立块系岩体动力模型并进行理论分析及数值计算来验证超低摩擦效应, 揭示出产生这一效应的根本原因在于法向力的重分布以及动摩擦因数的变化, 而且实验现象与数值计算在趋势上是一致的。在具有构造等级的深部岩体介质的变形过程中, 储能及返还性状与介质变形的摩擦因数有关。根据深部岩体的构造特点、高地应力及含能和非协调变形的特点, 围绕深部岩体工程响应发生的静、动力特征, 提出深部岩体的构造、变形与破坏需要研究的科学问题。

**关键词:** 岩石力学; 块系岩体; 动摩擦因数; 超低摩擦; 准共振

**中图分类号:** TD 32

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1000 - 6915(2007)05 - 0951 - 08

## COMPARISON OF THEORETICAL AND EXPERIMENTAL ANALYSES OF DYNAMIC CHARACTERISTICS OF BLOCK ROCK MASS

WANG Hongliang, GE Tao, WANG Derong, LU Yusheng, WANG Mingyang, QIAN Qihu

(*Engineering Institute of Engineering Corps, PLA University of Science and Technology, Nanjing, Jiangsu 210007, China*)

**Abstract:** Because the blocks in deep rock mass exist in the form of tectonic order, therefore continuous medium mechanics as the analytic foundation of rock mechanics lacks basis. It is very important to explain and testify the experimental phenomena of ultra-low friction, because the influence of ultra-low friction among rock mass is the main reflection of the dynamic characteristics of block rock mass. The law is referred to describing the experimental phenomena of ultra-low friction and organizing the experimental data; then the dynamic model of block rock mass is established; and the theoretical and the numerical values are worked out to testify the correctness of ultra-low friction. By making such effort, the conclusion has been drawn as follows: the redistribution of vertical force and transformation of coefficient of kinetic friction are the fundamental factors of ultra-low friction. Furthermore, the tendency of experimental phenomena is consistent with that of the numerical results. The capability of storage and energy conversion is related with friction coefficient for the deep rock mass with tectonic level. A new branch of rock mechanics, nonlinear deep rock mechanics, is established. According to the static and dynamic characteristic phenomena and the characteristics of deep rock, the tectonic, deformation and failure problems of deep rock such as the block structure feature, the state of high earth stress, the stored energy and the nonlinearity, discontinuity and incompatibility of deformation, are suggested.

**Key words:** rock mechanics; block rock mass; kinetic coefficient of friction; ultra-low friction; quasi-resonance

**收稿日期:** 2006 - 09 - 26; **修回日期:** 2006 - 12 - 16

**基金项目:** 国家自然科学基金重大项目(50490275, 50439030)

**作者简介:** 王洪亮(1977 - ), 男, 硕士, 2000年毕业于东南大学土木工程学院材料科学专业, 现任工程师, 主要从事防护工程方面的研究工作。E-mail: whlzal@163.com

# 1 引言

深部岩体由于具有含能、高地应力、构造等级及非协调变形特点，因而其物理力学性状与浅部岩体相比具有明显不同，具体表现为深部岩体以非均匀、非连续的块系构造存在<sup>[1]</sup>。深部岩体被看作具有不同尺寸等级岩块构造形成的块系集合，大量地质力学和地球物理方面的研究结果证明了岩体构造等级的假设。岩体的变形是在多阶段、多水平上依次丧失局部剪切稳定性的结果，因此必须建立非协调、非连续、非线性的弹塑性力学分析方法，研究的数学模型和方法必须考虑介质变形的不可逆性、耗散性和非连续性<sup>[2]</sup>，这就要求在这些研究中不能按照传统的连续介质力学来求解，而要按照块系岩体的方法来解决动力特性机制的研究问题。真实岩体的性质非常复杂，取决于裂纹的存在及扩展、构造单元的位置、相互作用及其微观性质等。在宏观水平上，表现为黏结力、内摩擦、膨胀等典型特征，从而导致行为的非线性。岩石具有微观上储存能量的能力，可以作为含能介质，且在一定的条件下返还到宏观水平上。由于能量的储存、耗散、转移是在界面上完成的，而且应力波将会在界面上进行能量的累积和传递，当进行加、卸载循环时，可逆的弹性能远小于加载时的外力功，不可逆变形能一部分耗散了，另一部分积聚在岩体内。当外力卸载后，岩体处于“不稳定”的平衡状态，即微小的扰动可使岩体继续变形，这个变形可能是缓慢的蠕变性质，也可能是突变的动力性质，在此类问题的研究中，超低摩擦实验现象表现出许多规律。所谓超低摩擦效应，即在动载作用下，当冲击作用力的能量达到一定水平时，会在互相作用的块体间产生摩擦“消失”效应，而且重要的是这种摩擦“消失”是在与外部冲击荷载正交的方向上观察到的。上述效应可能是以互相作用的块体表面之间断开“接触”为条件。在存在孤立驻波观点范畴内，实验所研究的“接触”断开距离的大小理论上为 $(2\sim 10)\times 10^{-6}\text{ m}$ <sup>[3]</sup>。

本文根据M. B. КУРЛЕНЯ等<sup>[4]</sup>的实验结果，在 M. V. Kurlenya 等<sup>[5]</sup>建立的块系岩体动力模型基础上，通过数值分析与实验数据对比初步揭示超低摩擦现象的内在机制，在此基础上研制出一套深部岩体动态特性的多功能实验装置，以填补国内在这

方面研究的空白。

# 2 超低摩擦实验数据分析及过程

如图 1 所示，将 6 个有机玻璃或硅砖块体叠放在一起，在垂直方向通过释放一个钢球产生撞击能，在第 3 个块体侧面施加水平力  $F$  或撞击能，在此力学特征值下第 3 个块体横向位移的大小与垂直冲击能量的大小密切相关，在水平力学特征值为冲击能量时，横向位移与垂直及水平冲击的延时间隔有关<sup>[4]</sup>。

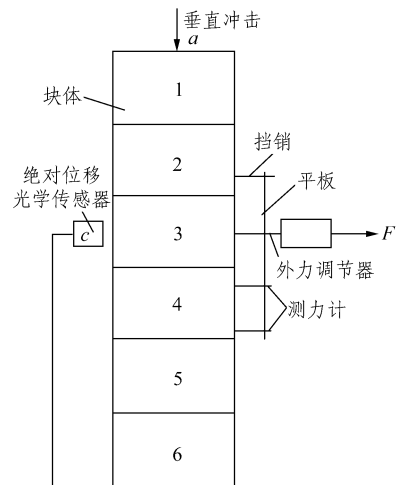


图 1 实验模型

Fig.1 Model of experiment

水平力  $F$  和能量为  $w_B$  的垂直冲击共同作用得到有机玻璃块体 3 的移动量。图 2 给出了有机玻璃力 - 水平位移关系曲线。

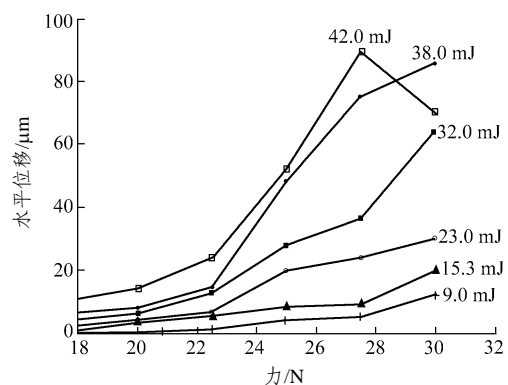


图 2 有机玻璃力 - 水平位移曲线

Fig.2 Relation curves between force and horizontal displacement of organic-glass

图 3 给出了在不同水平扰动能量  $w_r$  和垂直冲击能量  $w_B$  共同作用下硅砖延时间隔  $\Delta t$  - 水平位移关系曲线。分析上述图中的实验数据后，可以得出如下结论：

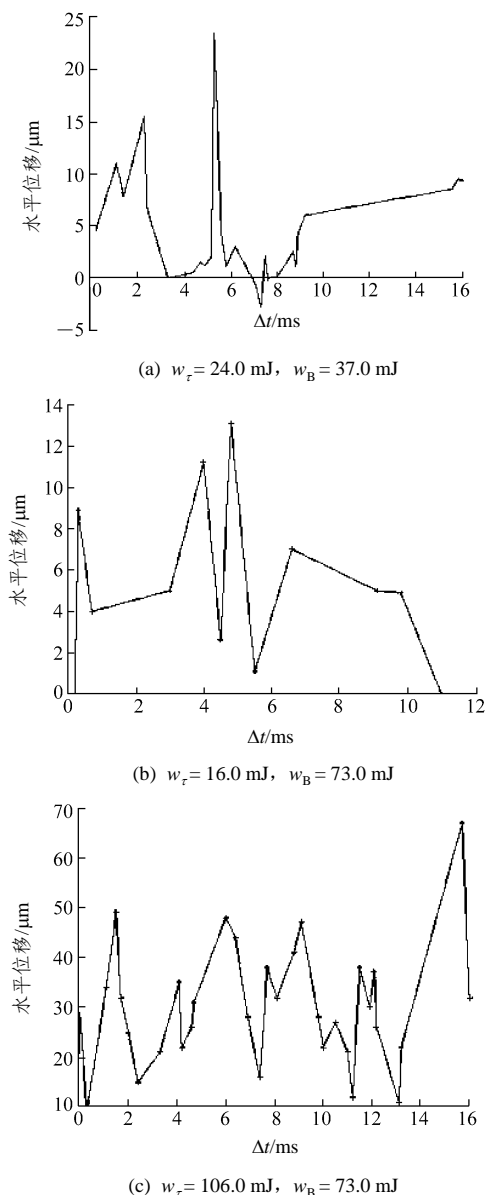


图 3 不同水平扰动能量  $w_\tau$  和垂直冲击能量  $w_B$  下硅砖延迟时间  $\Delta t$  - 水平位移关系曲线  
Fig.3 Relation curves between  $\Delta t$  and horizontal displacement of silicon under different  $w_\tau$  and  $w_B$

(1) 过程 1: 在水平力  $F$  和垂直冲击能量  $w_B$  对包含工作块体块系共同作用时, 当  $F$  值远小于  $F^0$  ( $F^0$  为在紧密接触和  $w_B = 0$  条件下克服静摩擦所需水平静力的临界值) 时产生的水平位移。

(2) 过程 2: 当水平力  $F$  一定时, 水平位移  $d$  随垂直冲击能量  $w_B$  的增大单调递增。当  $w_B$  一定时,  $d$  随  $F$  的增大而递增的关系近似于抛物线关系。

(3) 过程 3: 在垂直冲击(对块系)和水平冲击(对工作块体)共同作用下, 工作块体的水平位移  $d$  也有过程二中的类似特点, 但其延时间隔  $\delta t_i$  可表示为

$$\delta t_i = (\sqrt{2})^i \delta t_0 \quad (i = \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (1)$$

其中,

$$\delta t_0 = \chi^2 \Delta / v_p \quad (\chi = (\sqrt{2})^9 \approx 22.63) \quad (2)$$

式中:  $\Delta$  为工作块体的特征线性尺寸,  $v_p$  为纵波在地质块体中的传播速度。

在此基础上研制出一套深部岩体动态特性的多功能实验装置, 以填补国内在这方面研究的空白。该系统由加载装置和量测系统组成, 见图 4。



图 4 实验装置  
Fig.4 Equipment of experiment

加载装置由垂直冲击锤、水平冲击锤和施加水平静载 3 个部分组成。垂直冲击锤有两种质量供选择(90, 297 g)。水平冲击锤有 2 种质量供选择(206, 297 g)。量测系统由传感器、放大器、高速数字采集处理系统和电脑组成。位移传感器: 引进了美国 PHILTEC 公司的 RC - 62 型光纤位移传感器, 除光纤位移计外, 还安装了百分表, 以宏观监测被测工作块的位移和工作块的复位。加速度传感器: 采用了三向加速度计。放大器和高速数据采集处理系统分别采用东华厂的 DH - 5863A 和 DH - 5939N 型, 可对测量结果进行处理分析。

深部岩体动态特性的多功能实验装置能进行深部岩体力学特性的超低摩擦特性、摆型波和准共振特性等各项实验。可单独施加水平静载、垂直冲击载和水平冲击载; 也可组合施加垂直冲击载与水平静载或垂直冲击载与水平冲击载。垂直冲击锤高度可在 0~1 500 mm 调节; 水平冲击锤可在 0°~90° 调节, 摆长可在 0~600 mm 调节; 垂直冲击载与水平冲击载的作用时间间隔可在 0~500 ms 任意调节; 位移的测量灵敏度为 0.9 μm/mV, 量程为 2 mm, 频响为 20 kHz; 高速数据采集处理系统的最高采样速率为 3 MHz; 加速度传感器能同时测量一点的 X, Y, Z 三个方向上的加速度。其测量灵敏度为 0.1 g/PC, 量程为 10 000 g, 频率为 5 kHz。

根据实验测定了花岗岩材料在受水平静力来克服净摩擦力状态下动态位移响应(见图 5(a)); 测量了

花岗岩模型在垂直冲击载作用时的动态位移响应(见图 5(b)); 测量了花岗岩模型在垂直冲击载和水平静载共同作用时的动态位移(见图 5(c))。

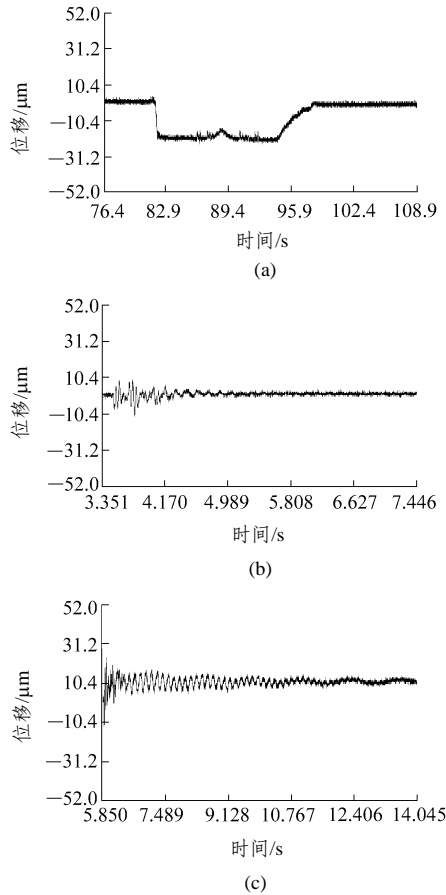


图 5 动态位移响应图

Fig.5 Response of dynamic displacement

### 3 超低摩擦动力模型建立及机制分析

建立超低摩擦力学模型前先要解决冲击能转化为力(时间的函数)的问题。由于钢球与块体撞击符合以下条件: 表面连续且非协调、小应变、每个物体都可被看成是一个弹性半空间体、表面无摩擦, 所以可用基于弹性接触的 Hertz 理论进行力的转化<sup>[5]</sup>。

令碰撞体的质量和速度分别为  $m_1, v_1$ , 靶的质量和速度分别为  $m_2, v_2$ 。瑞利获得的结果表明, 如碰撞体与靶之间接触的持续时间与其固有周期相比要长得多, 则系统振动可忽略, 由此可由静力学条件下建立的 Hertz 定律<sup>[6]</sup>  $F = k_2\alpha^2$  得到

$$F = -m_1\ddot{w}_1 = -m_2\ddot{w}_2 = -\frac{m_1m_2}{m_1+m_2}\ddot{\alpha} \quad (3)$$

其中,

$$\ddot{\alpha} = \ddot{w}_1 + \ddot{w}_2 \Big|_{x=0, y=0}$$

根据 Hertz 定律初始条件  $\dot{\alpha} = v_0, \alpha = 0$  可得

$$\frac{m_1m_2}{m_1+m_2}\ddot{\alpha} = -k_2\alpha^2 \text{ 或 } \ddot{\alpha} = -k_1k_2\alpha^2$$

$$k_1 = \frac{m_1+m_2}{m_1m_2}, \quad k_2 = \frac{4}{3\pi} \left( \frac{1}{\delta_1+\delta_2} \right) \sqrt{\frac{R_1R_2}{R_1+R_2}}$$

$$\delta_1 = \frac{1-\gamma_1^2}{\pi E_1}, \quad \delta_2 = \frac{1-\gamma_2^2}{\pi E_2}$$

由铁木辛柯方法可得

$$\frac{1}{2}(\dot{\alpha}^2 - v_0^2) = -\frac{2}{5}k_1k_2\alpha^{\frac{5}{2}}$$

最大位移发生在  $v_0 = 0$  时, 且有

$$\alpha_m = \left( \frac{5v_0^2}{4k_1k_2} \right)^{\frac{2}{5}}$$

$$\tau = 2 \int_0^{\frac{\tau}{2}} dt = 2 \int_0^{\alpha_m} \frac{d\alpha}{\sqrt{v_0^2 - \frac{4}{5}k_1k_2\alpha^{\frac{5}{2}}}} = \frac{2\alpha_m}{v_0} \int_0^1 \frac{dZ}{\sqrt{1-Z^2}} =$$

$$\frac{4}{5} \sqrt{\pi} \frac{\Gamma\left(\frac{2}{5}\right)\alpha_m}{\Gamma\left(\frac{10}{9}\right)v_0} = 2.943 \frac{2\alpha_m}{v_0} = \frac{2.943}{v_0^{\frac{1}{5}}} \left( \frac{5}{4k_1k_2} \right)^{\frac{2}{5}}$$

$$t = \int_0^{\alpha} \frac{d\alpha}{\sqrt{v_0^2 - \frac{4}{5}k_1k_2\alpha^{\frac{5}{2}}}}$$

$$\alpha = \alpha_m \sin \frac{1.068v_0t}{\alpha_m}$$

$$F = \frac{1.140v_0^2}{k_1\alpha_m} \sin \frac{1.068v_0t}{\alpha_m} \quad \left( 0 \leq t \leq \frac{\pi\alpha_m}{1.068v_0} \right)$$

根据计算有

$$\alpha_m = \left[ \frac{15\pi v_0^2(\delta_1+\delta_2)m_1m_2}{16(m_1+m_2)} \right]^{\frac{2}{5}} \left( \frac{R_1+R_2}{R_1R_2} \right)^{\frac{1}{5}}$$

$$\tau = 4.53 \left[ \frac{(\delta_1+\delta_2)m_1m_2}{m_1+m_2} \right]^{\frac{2}{5}} \left( \frac{R_1+R_2}{v_0R_1R_2} \right)^{\frac{1}{5}}$$

根据上面计算可以将能量转化成为力(见表 1)。

表 1 能量的力学转化表

Table 1 Translation from energy to force

$w_B/(mJ)$	$P_m/N$	$\alpha/s^{-1}$	$\tau/(10^{-4} s)$
9.0	44	1 077	2.91
15.3	63	1 179	2.66
23.0	83	1 264	2.48
32.0	103	1 337	2.35
38.0	116	1 376	2.28
42.0	124	1 400	2.24

经计算发现, 随着垂直撞击能量的增大, 荷载的幅值也变大, 但是变大的速度没有能量的变化快, 作用时间基本上稳定在  $2.5 \times 10^{-4}$  s。

根据相关研究<sup>[7]</sup>可以得到如下结论: 在上下块体间波速比较大(一般在大于 1 时误差仅在 10% 以内)时, 将下部块体作为变形体来计算与将下部块体作为刚体来计算其误差很小, 即下部块体可以用刚体来代替变形体, 这样就简化了计算过程, 假设块体间有弹簧弹力, 其弹性系数  $k$ ; 块体间有阻尼, 其阻尼系数为  $b$ , 正比于块体速度, 且有

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x}_1 &= -k(x_1 - x_2 - l) - b\dot{x}_1 + g + pf(t) \\ \ddot{x}_2 &= k(x_1 - x_2 - l) - k(x_2 - x_3 - l) - b\dot{x}_2 + g \\ \ddot{x}_3 &= k(x_2 - x_3 - l) - k(x_3 - x_4 - l) - b\dot{x}_3 + g \\ &\vdots \\ \ddot{x}_i &= k(x_{i-1} - x_i - l) - k(x_i - x_{i+1} - l) - b\dot{x}_i + g \\ \ddot{x}_n &= k(x_{n-1} - x_n - l) - k(x_n - l) - b\dot{x}_n + g \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

切向力学模型为

$$s = \int_0^t v d\tau = \int_0^t \int_0^\tau a(u) du d\tau = \int_0^t \int_0^\tau \frac{F_{\text{合}}(u)}{m} du d\tau = \int_0^t \int_0^\tau \frac{F - \mu N_{\text{法}}(u)}{m} du d\tau \quad (5)$$

垂直冲击作用于第一个块体表面, 超低摩擦模型如图 6 所示。

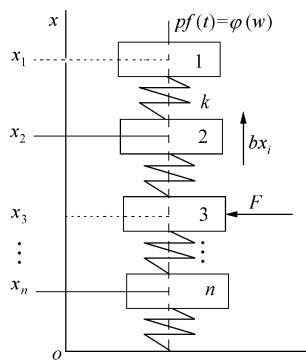


图 6 超低摩擦模型

Fig.6 Model of ultra-low friction

式(4)中  $kl$  项为数值计算结果的确定因素, 因为这一项数量级的大小决定了  $x_i$  的数量级, 该项反映了深部岩体的含能状况, 即岩体的埋深决定了法向移动的状况<sup>[8]</sup>。如果这一项远远大于岩体的自重项和外界冲击荷载项, 则埋深决定整个岩块体系的动力状况, 如果这一项很小(如超低摩擦实验中那样, 埋深为 0), 则自重项和外界荷载就成了主要因素。式(4)中  $b\dot{x}_i$  项为阻尼项, 反映了块体界面的能量损

失情况, 阻尼系数越大则块系在动力过程中损失的能量就越大, 趋于稳定的时间就越短<sup>[9]</sup>。

当切向也为冲击荷载时只需对切向冲击进行力学转化来代替式(5)中  $F$  项即可。

前面建立的数学模型主要基于法向冲击力的重分布和块体间在受到冲击后产生相对悬浮导致动摩擦因数变小两个因素, 下面对这两个因素进行分析。

从实验中可以看出, 临界摩擦力的确定实质上就是块体克服上下两个面的静摩擦力的大小, 也就是  $\mu_{\text{静}}$  以及上下块体的质量决定了临界摩擦力的大小, 由此可从中解得  $\mu_{\text{静}}$ 。由于垂直冲击能量  $w_B$  的出现, 使块体界面间出现了一种断开“接触”的现象, 由于摩擦因数与块体界面间的表面粗糙度有关, 所以这种断开“接触”的出现使块体间稍有间隙(小于不变量), 则表面粗糙度的影响变小, 造成  $\mu_{\text{静}}$  变小, 克服摩擦的临界力也随之变小, 由于垂直冲击能量  $w_B$  的作用是随着时间变化的, 所以这种断开“接触”程度也是变化的, 在作用效果传递到界面时断开最大, 慢慢变小, 最后这种断开“接触”消失, 超低摩擦效应结束。在切向上力学方程式为

$$F_{\text{横}} - \mu_{\text{动}} N = ma = m\ddot{u} \quad (6)$$

由于超低摩擦效应影响,  $\mu_{\text{动}}$  变小, 此时  $F_{\text{横}} - \mu_{\text{动}} N > 0$ , 块体的加速度大于 0, 速度增大, 位移增加, 随着影响变小, 超低摩擦效应减小直至消失,  $\mu_{\text{动}}$  又恢复到原始值; 在中间某一时刻  $\mu_{\text{动}}$  变为临界值, 此时  $F_{\text{横}} - \mu_{\text{动}} N = 0$ , 加速度为 0, 此后加速度为负值, 速度逐渐减小直至 0, 此时横向位移的移动终止, 整个超低摩擦过程结束。在式(4)中只有  $\mu_{\text{动}}$  为时间  $t$  的函数, 其余的两个量  $F_{\text{横}}$  和  $N$  均为常量, 由此可以解出横向位移。因此, 问题的关键是找出垂直冲击与  $\mu_{\text{动}}$  的关系。由于垂直冲击转化成力的形式是类似于半个周期的正弦曲线, 所以这种影响是逐渐减弱的, 也就是  $\mu_{\text{动}}$  从原值突然变小, 然后逐渐增大, 最后变回原值,  $\mu_{\text{动}}$  的曲线类似于一种抛物线上升趋势。如果没有超低摩擦存在, 则横向位移为

$$s = \frac{1}{2} at^2 = \frac{1}{2} \frac{F_{\text{横}} - \mu_{\text{动}} N}{m} t^2 \quad (7)$$

由于一切参数都是常量, 所以横向位移与  $F_{\text{横}}$  为线性关系, 但是由于超低摩擦效应影响,  $\mu_{\text{动}}$  变小, 所以  $F_{\text{横}} - \mu_{\text{动}} N$  变大, 横向位移变大, 与超低摩擦效应吻合, 横向位移随  $F_{\text{横}}$  变化呈现抛物线状。

当横向受力状态也为冲击能时, 则会出现一些特殊情况, 即有横向位移的最大值与平均值的概念。

在过程 2 中  $F_{横}$  是持续作用力，而在过程 3 中  $w_{\tau}$  是瞬时冲击，所以在过程 2 中  $w_B$  与  $F_{横}$  是一直共同作用的，在过程 3 中  $w_B$  和  $w_{\tau}$  未必是同时作用的。因此，在过程 3 中，当  $w_B$  对块体的作用传递过上部 2 个块体到达第 3 个块体时需要一段时间，到达后才能产生最大超低摩擦效应，即  $\mu_{动}$  变得最小。此时  $w_B$  和  $w_{\tau}$  共同作用，横向位移才会最大，如果  $w_B$  产生最大超低摩擦影响的时刻与  $w_{\tau}$  (因为是瞬时的)不能吻合，就不会产生横向位移的最大值，甚至可能超低摩擦效应根本不能出现(即  $w_B$  的作用到了消失的状态， $\mu_{动}$  恢复到原始值)。因此，在一个统计周期内，有一个横向位移平均值的存在，这个平均值也就是在一个周期内积分然后除以周期长度，最大位移就是波峰的高度。

动摩擦因数对超低摩擦的影响受很多不确定因素的影响，所以很难确定其形式。从力学角度上来说动摩擦因数只是产生超低摩擦效应的一个因素，另外一个因素是应力在块体间的传播<sup>[10]</sup>，下面从应力传播的角度来解释超低摩擦效应。由于影响动摩擦因数的因素很多，所以在计算中把动摩擦因数当作等效摩擦因数来处理。

参考图 6 及其相关模型，在法向上如果没有冲击力，则法向一直是重力状态。块体横向移动所需外力即为临界值。在施加了法向冲击之后，力的作用形式发生变化，不再是稳定的重力状态，而是一种类似于图 7 的状态。

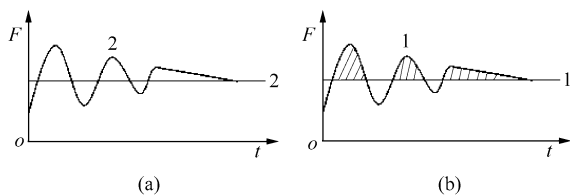


图 7 力的状态曲线

Fig.7 Curves of force states

图 7 中直线 1 为切向力，即  $F_{侧}$ ，直线 2 为克服静摩擦力所需的最小力( $F_{临}$ )。曲线 1 为法向应力引起的动摩擦力，即  $\mu_{动}N_{法}$ 。曲线 2 为法向应力引起的静摩擦力，即  $\mu_{静}N_{法}$ 。这里要注意的是， $N_{法}$  为由块体 3 上下两个表面应力的作用而引起的。从图 7 中可以看出，在  $t=0$  时刻  $N_{法} < F_{临}$ ，即施加了法向冲击之后克服静摩擦力的临界力变小。在块体开始横向移动后，切向力学方程式为  $F_{侧} - \mu_{动}N_{法} = F_{合}$ ，即直线 1 与曲线 1 的差值。在  $t=0$  时，有  $F_{合} > 0$ ，此时块体处于加速状态(初速度等于 0)，位移增大，在曲线 1 高于直线 1 的部分(阴影部分)，

$F_{合} < 0$ ，块体处于减速状态，位移继续增加。经过若干个这样的加速、减速循环，直至曲线 1 趋近于直线 1(相当于渐近线)，块体一直处于缓慢减速阶段至速度为 0，块体停止移动。

以上分别从动摩擦因数的变化以及法向力重分布两个方面分析了超低摩擦的机制，下面再从法向力的重分布方面来解决问题，也就是法向力的求解。

### 4 数值计算与超低摩擦实验的比较

整个数值解的求解步骤如下：

(1) 法向冲击来确定荷载形式的计算，这一步骤可以由前面的碰撞动力学来计算，对应于每一种撞击能都可以用 VB 程序来计算出荷载形式，包括撞击的幅值、周期、撞击作用的时间。

(2) 确定撞击形式后根据界面情况确定  $k, b$  的值( $l=0$ ，因为在超低摩擦实验中埋深相当于 0)，然后在 maple 中解方程组，得到对应的  $x_i$  的图象，根据  $x_i$  来解法向力，乘以摩擦因数就可以得到摩擦力，即横向作用力的图象。在横向作用力下块体发生移动，移动开始于横向力大于摩擦力，在  $t=0$  时开始移动，结束于速度等于 0 时，运动终止时加速度一定是小于 0 的，然后摩擦力消失，横向力不足以克服静摩擦力，所以块体不再移动。

(3) 整个块体法向移动分为两部分：一部分为法向强迫振动阶段，结束时间为前面根据撞击动力学计算得到的作用时间；另一部分为强迫振动结束时，以此时的状态为初始条件开始的自由振动阶段。

(4) 将法向力作用图象及函数代入切向力平衡方程中得到对应横向移动值，与实验数据进行比较。

以过程 2 中有机玻璃模型按上面步骤计算不同阶段图像。取  $w_B = 42.0 \text{ mJ}$ ， $F = 17.5 \text{ N}$  的力学特征值，力 - 时间关系曲线如图 8 所示。

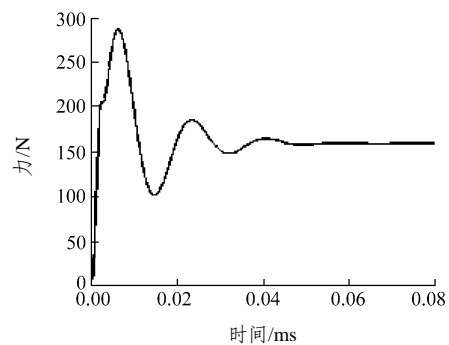


图 8 力 - 时间关系曲线

Fig.8 Relation curve of force-time

数值解图像与超低摩擦实验图 7 基本一致, 相同力学特征值条件下图对比见图 9。

从图 9 中可以更直观地看出计算数据与实验数据的误差大小。

下面是垂直冲击与切向冲击存在时间延迟时计算数据与实验数据的对比, 该问题的计算对于合理利用超低摩擦效应有很大意义, 可以证明块体介质中超低摩擦效应产生相应离散周期的假设。此过程事实上为垂直冲击先于切向冲击一个时间延迟。

图 10(a), (b)的区别在于一个相位差, 相位差为时间延迟的数值, 这样横向移动的初始状况改变了, 由于横向冲击产生力为正弦力(力作用开始时刻为 0), 所以在切向冲击开始阶段块体不会移动, 当横向冲击产生的力能够克服法向力引起的摩擦力时块体才开始移动, 时间也从此时开始计算。

此外, 由于块状介质受冲击扰动作用时形成的弹性波包为摆锤型波( $\mu$ 波), 是在构造等级中当作刚体的岩块的平移和转动的新型波。波的产生条件有一定度量, 这一度量用量纲一的数值  $k = \frac{W}{MV_p^2}$

来表示<sup>[11]</sup>, 其中,  $W$  为冲击扰动能,  $M$  为单个块体(分段)的质量,  $V_p$  为块体中的纵波波速。随着冲击扰动动力特征值的增大,  $\mu$  波只有当量纲一的值  $k \geq 10^{-11}\theta_1$  ( $\theta_1 \in 1 \sim 4$ ) 时才能观测得到, 在  $k = 4 \times 10^{-9}$  时块系统具有固定的力学谐振状态。关于摆锤型波( $\mu$ 波)有如下最基本的经验公式:

基频可表示为

$$f_0 = V_p / (2\Delta) \tag{8}$$

与基频耦合<sup>[4]</sup>的次声振型  $\bar{f}_0, f_\mu$  可表示为

$$\left. \begin{aligned} \bar{f}_0 &= \chi^{-1} f_0 \\ f_\mu &= \chi^{-1} \bar{f}_0 = \chi^{-2} f_0 \end{aligned} \right\} \tag{9}$$

声谱系数可表示为

$$\chi = \text{inv}(f_0 / \bar{f}_0, \bar{f}_0 / f_\mu) = (\sqrt{2})^9 \approx 22.6 \tag{10}$$

波包的典型频谱可表示为

$$f_i = (\sqrt{2})^i f_0 \quad (i = 0, \pm 1, \pm 2 \dots) \tag{11}$$

根据这些最基本的经验公式可以得到对应的离散周期的频率为

$$\left. \begin{aligned} f_i &= (\sqrt{2})^i f_\mu \quad (i = 0, \pm 1, \pm 2 \dots) \\ f_\mu &= \frac{V_p}{2\Delta\chi^2} \end{aligned} \right\} \tag{12}$$

即在这一系列离散点上块体之间的动摩擦因数显著降低, 因为这一系列点为摆锤型波作用的极值点, 块体间相对悬浮最为明显。根据上面的理论可以得到下面的计算结果(根据摆锤型波的离散周期特点在系列离散点上调整了动摩擦因数), 其硅砖延时间隔 - 水平位移图像见图 11。

从图 11 中可以看出, 在固定切向力时, 增加法向冲击的强度, 横向位移变得更加容易。固定法向

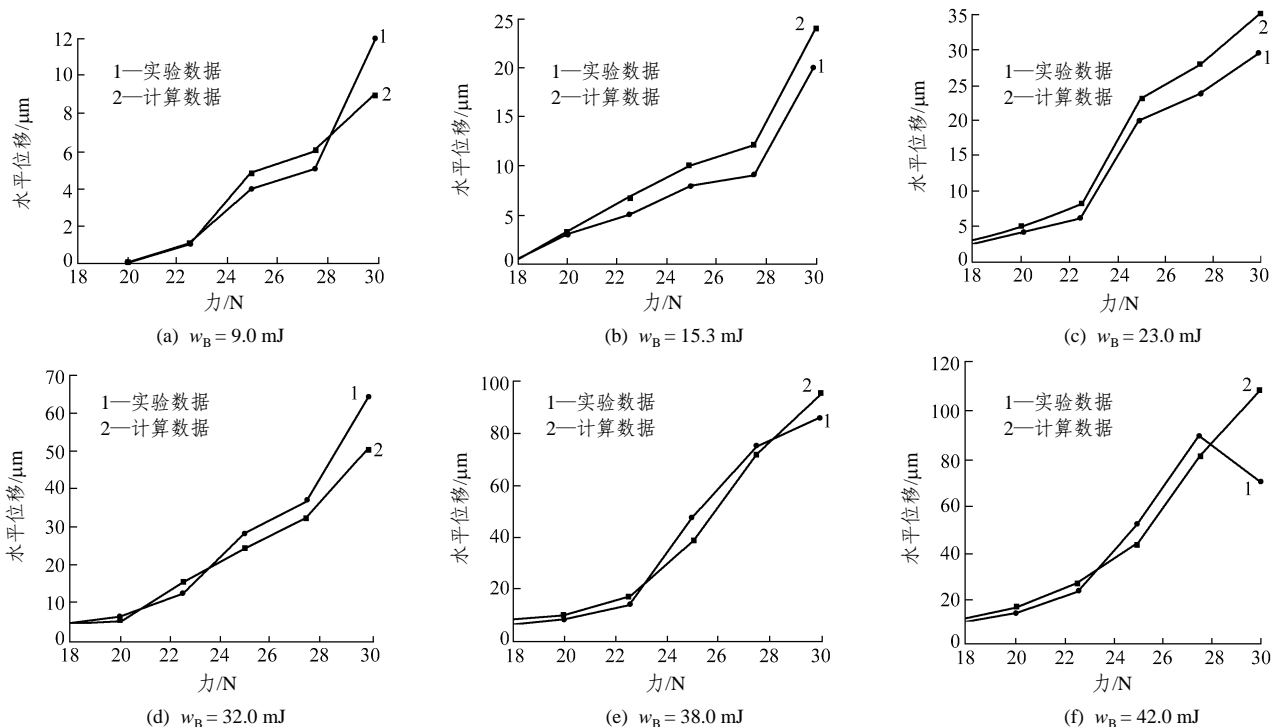


图 9 有机玻璃力 - 水平位移图  
Fig.9 Graphs of force-horizontal displacement of organic-glass

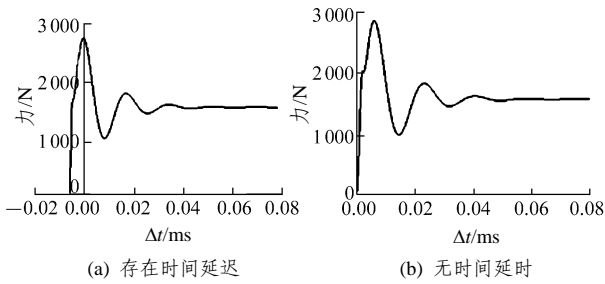


图 10 力的状态曲线的比较

Fig.10 Comparison of curves of force states

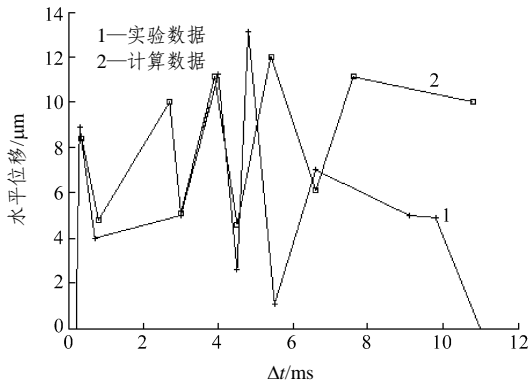


图 11 硅砖延时间隔 $\Delta t$  - 水平位移关系曲线

Fig.11 Relation curves between  $\Delta t$  and horizontal displacement of silicon

冲击, 增大切向力, 横向位移呈抛物线状增加这一结论是正确的。而随着垂直冲击和切向冲击的时间延迟, 存在横向位移的有意义的局部最大值与实验数据略有偏差, 发生这一现象的原因是多方面的, 既有实验存在很多误差因素, 而计算是纯粹理想状态的原因, 也有取参数值的差异产生的原因, 这样会对离散周期数值的确定产生一些误差, 但离散周期的存在是毋庸置疑的。

## 5 结 论

(1) 在垂直冲击下, 块体间产生相对悬浮, 横向移动变得容易, 切向位移呈现一种抛物线关系。

(2) 在法向冲击与切向冲击存在有规律的时间延迟情况下, 块体产生切向位移极大值。

(3) 超低摩擦实验现象产生主要是由于法向力重分布与块体间动摩擦因数改变的结果。

(4) 超低摩擦离散周期与摆锤型波密切相关。

(5) 刚体块系模型在考虑了法向力重分布与动摩擦因数变化的条件下能够较好地得出与超低摩擦实验现象一致的结果, 在数值解趋势上与超低摩擦

实验是一致的。

## 参考文献(References):

- [1] 钱七虎. 深部地下空间开发中的关键科学问题[C]// 第 230 次香山科学会议——深部地下空间开发中的基础研究关键技术问题. 北京: [s. n. ], 2004.(QIAN Qihu. The key problems of underground space development in deep[C]// The Key Technical Problems of Base Research in Deep Underground Space Development the 230th Xiangshan Science Conference. Beijing: [s. n.], 2004.(in Chinese))
- [2] 王明洋, 戚承志, 钱七虎. 深部岩体块系介质变形与运动特性研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2005, 24(16): 2 825 - 2 830.(WANG Mingyang, QI Chengzhi, QIAN Qihu. Study on deformation and motion characteristics of blocks in deep rock mass[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2005, 24(16): 2 825 - 2 830.(in Chinese))
- [3] KURLENYA M V, OPARIN V N. Problems of nonlinear geomechanics: part II[J]. Fiz. Tekh. Probl. Razrab. Polezn. Iskop., 2000, (4): 455 - 461.
- [4] КУРЛЕНЯ М В, ОПАРИН В Н, ЕРЕМЕНКО А А. Об от ношении линейных размеров блоков пород к раскры тию трещин в структурной иерархии массивов[J]. ФТПРПИ, 1998, (2): 6 - 33.
- [5] KURLENYA M V, ADUSHKIN V V, OPARIN V N. Alternating reaction of rocks to dynamic action[J]. Dokl. AN SSSR, 1992, 26(2): 323.
- [6] GOLD S W. Impact: the theory and physical behavior of colliding solids[M]. London: Edward Arnold, 1960.
- [7] 王洪亮, 周泽平, 王明洋. 物体界面动力性能的研究[J]. 防护工程, 2006, 28(2): 30 - 35.(WANG Hongliang, ZHOU Zeping, WANG Mingyang. Study on characteristics of block surface[J]. Protective Engineering, 2006, 28(2): 30 - 35.(in Chinese))
- [8] GOODMAN R E. Methods of geological engineering in discontinuous rocks[M]. [S. l. ]: West Publishing Co., 1976.
- [9] 钱七虎. 教学与研究[R]. 南京: 中国人民解放军理工大学工程兵工程学院, 1979.(QIAN Qihu. Teaching and research[R]. Nanjing: Engineering Institute of Engineering Corps, PLA University of Science and Technology, 1979.(in Chinese))
- [10] 王明洋, 邓宏见, 钱七虎. 岩石中侵彻与爆炸作用的近区问题研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2005, 24(16): 2 859 - 2 863.(WANG Mingyang, DENG Hongjian, QIAN Qihu. Study on problems of near cavity of penetration and explosion in rock[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2005, 24(16): 2 859 - 2 863.(in Chinese))
- [11] 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.(in Chinese))