

冲击载作用下岩石变形破坏的细观结构特性

戚承志¹, 王明洋², 钱七虎², 罗 键¹

(1. 北京建筑工程学院 土木工程系, 北京 100044; 2. 解放军理工大学 工程兵工程学院, 江苏 南京 210007)

摘要: 研究细观结构水平上黏性随着应变率增加而减小的机制。由分析可以看出, 在细观水平上黏性随着应变率增加而减小与介质变形的转动模式有关。在一定的冲击波波阵面宽度及晶粒大小条件下, 介质粒子会产生转动。在细观水平上当动量矩守恒近似满足时, 最可能的情况是相邻 2 个介质粒子做相向运动, 形成共轭对。随着应变率的增加, 越来越多的粒子形成共轭对。共轭对粒子间的相对运动减小, 因而黏性减小。总之, 黏性随着应变率的增加而减小的机制在于介质内部的自由度被冲击载激起, 并产生细观粒子的相关联运动。

关键词: 岩石力学; 结构层次; 动力变形与破坏; 细观结构; 旋转运动; 共轭对

中图分类号: TD 324

文献标识码: A

文章编号: 1000 - 6915(2007)增 1 - 3367 - 06

MESOSTRUCTURAL ASPECTS OF DEFORMATION AND FRACTURE OF ROCK UNDER SHOCK LOADING

QI Chengzhi¹, WANG Mingyang², QIAN Qihu², LUO Jian¹

(1. Department of Civil Engineering, Beijing University of Civil Engineering and Architecture, Beijing 100044, China;

2. Engineering Institute of Engineering Corps, PLA University of Science and Technology, Nanjing, Jiangsu 210007, China)

Abstract: The strength of rock is related with its viscosity under shock loading. Experimental results show that viscosity of rock at mesolevel is inversely proportional to strain rate under shock loading. The mesostructural aspects of mechanism of decrease of viscosity with growth of strain rate are investigated. It is shown that mesolevel decrease of viscosity with growth of strain rate is related with rotational mode of motion of particles of materials. When the width of shock wave front and size of particles of medium satisfy certain conditions, rotational mode of motion of particles will take place. When the conservation law of moment of momentum is satisfied approximately at mesolevel, the most possible variant is that two neighboring particles rotate oppositely and form conjugate pairs. The two particles of conjugate pairs rotate in opposite direction. With the growth of strain rate, more and more conjugate pairs will appear. The velocity of relative motion between the particles of conjugate pairs is low, and consequently the viscosity is low. In a word, the decrease of viscosity with growth of strain rate lies in activation of internal degrees of freedoms and the emergence of correlated motion of particles of materials under strong dynamic loading.

Key words: rock mechanics; structural hierarchy; dynamic deformation and fracture; mesostructure; rotational mode of motion; conjugate pairs

收稿日期: 2007 - 04 - 18; **修回日期:** 2007 - 05 - 20

基金项目: 国家自然科学基金重大项目(50490275)

作者简介: 戚承志(1965 -), 男, 1986 年毕业于解放军理工大学工程兵工程学院防护工程专业, 现任教授, 主要从事结构抗震、破坏力学方面的教学与研究工作。E-mail: qczbicea@yahoo.com.cn

1 冲击载作用下固体变形破坏的动力特性

在材料受动荷载作用时，非常重要确定材料的宏观塑性行为及强度与材料内部结构以及结构单元尺度变化之间的关系。作者^[1]对于岩石类脆性材料的动力变形与破坏进行了分析。从分析结果来看，岩石在不同应变率情况下表现出了不同的变形与破坏特性(见图 1)。

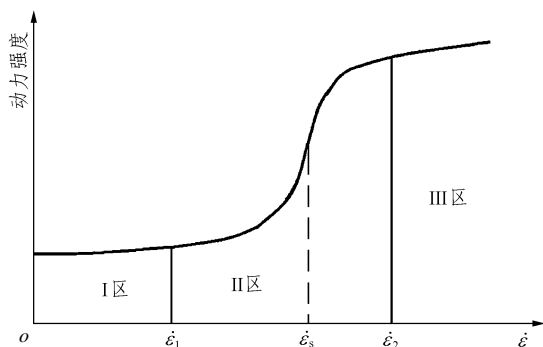


图 1 强度对于应变率的依赖关系
Fig.1 Dependence of strength on strain rate

在应变率小的 I 区，材料的变形及破坏受热活化机制的控制，其变形与破坏主要集中在材料宏观结构单元的夹层中，这时材料强度对于应变率的依赖关系可以用 Zhurkov 公式来描述；当应变率进一步增加进入 II 区时，材料的宏观黏性阻尼机制逐渐显现出来，并逐渐占据主导地位。但是，黏性系数不是一个材料常数，而是随着应变率的增加而减少；当应变率继续增加而进入到高应变率区时，变形与破坏的局部特性消失，尺寸范围很大的缺陷群在动荷载作用下将同时增长，在没有缺陷的地方材料的原子键发生断裂，断裂处成为产生损伤的源，这时材料的热活化机制又重新显现出来。这样可以把材料强度随应变率的增加而增加的过程看作是热活化机制与宏观黏性机制并行存在、相互竞争的结果。

岩石具有非常复杂的内部结构。这种复杂的内部结构层次决定了其力学性质也具有复杂的层次。从上面的分析可以看出：I 区材料的变形与破坏发生在宏观结构层次上；III 区材料的变形与破坏发生在微观层次上；II 区材料的变形与破坏发生在介于宏观与微观的结构层次上，主要是发生在细观层次上。

材料的强度特性在 II 区主要依赖于材料的黏

性。实验结果表明，在冲击载作用下材料的黏性不是一个材料常数，在不同的结构层次上黏性具有不同的大小。

微观层次具有原子级别的尺度，在这一尺度上具有点缺陷及线缺陷。这一尺度的动力黏性与位错的动力阻滞有关^[2]，可表示为

$$\eta = \alpha \frac{B}{b^2 N_m} \tag{1}$$

式中： B 为位错的阻滞黏性系数； b 为 Burgers 矢量； N_m 为可动位错密度； α 为常数，且 $\alpha < 1$ 。通常在这一尺度上，黏性很小， η 变化范围为 $30 \sim 50 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 。

在冲击载作用下，基于位错动力学的材料黏性表达式^[3]为

$$\eta = \frac{H}{\dot{\epsilon} \ln(b N_m v_\infty / \dot{\epsilon})^2} \tag{2}$$

式中： v_∞ 为位错的极限速度， H 为常数。由式(2)可见，当 $\dot{\epsilon} \rightarrow \infty$ 时， $\eta \propto 1/\dot{\epsilon}$ 。

在实验室尺度的宏观水平上材料的动力黏性系数 μ_4 由传统的冲击加载方法获得。 η 的上限为 $10^5 \sim 10^6 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ，而 η 下限由下式^[4]确定：

$$\eta \approx \rho_0 u \lambda D t \tag{3}$$

式中： ρ_0 为材料的初始密度， D 为冲击波的速度， u 为粒子速度， λ 为冲击压缩律 $D(u)$ 中的系数， t 为以时间计的冲击波波阵面宽度。如对于 NaCl 的冲击实验结果^[5]表明，根据冲击速度的不同，黏性的变化范围为： $\eta = 10^3 \sim 10^4 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 。

在细观水平上，作者^[6]利用统计物理理论得到黏性与剪切应变率 $\dot{\gamma}$ 成反比的结论：

$$\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\text{const}}{\dot{\gamma}} \tag{4}$$

下面就讨论在细观结构层次上粒子是如何运动以及是粒子的什么运动导致黏性与材料的应变率成反比这一问题。

2 冲击载作用下材料变形的细观结构特性

实验结果表明，在冲击载作用下材料粒子会发生振动及转动。应变率越大，材料粒子振动及转动越快。根据 Г. Г. Савенков 和 Ю. И. Мещеряков^[7]的实验结果，与粒子振动相关的材料黏性由下式决定：

$$\eta = GT / \ln \delta \tag{5}$$

式中: $\ln \delta$ 为对数阻尼比, T 为粒子的运动周期, G 为剪切模量。

对于黏塑性材料的晶粒旋转问题, 球状晶粒的旋转能可表示为

$$E_3 = 0.5J\omega^2 = 0.05\omega^2 d^2 \quad (6)$$

式中: J 为晶粒的惯性矩。

贮存能量可表示为

$$E_s = \sigma^2 / (2E\rho) = (\sigma_0 + \eta\dot{\gamma})^2 / (2E\rho) \quad (7)$$

令球状晶粒的旋转能与贮存能量相等, 则可得黏性表达式^[6]为

$$\eta = [(0.1E\rho)^{0.5} \omega d - \sigma_0] / \dot{\gamma} \quad (8)$$

式中: ω 为晶粒的转动角速度, d 为晶粒的平均直径, E 为杨氏模量, σ_0 为材料的塑性流动极限应力。

比较式(4)~(8)可以看出, 在细观水平上黏性与应变率成反比的依赖关系应该与粒子运动的转动模式相关。

按照物理细观力学的观点^[8], 在细观水平上, 塑性流动的基本载体为三维结构单元, 包括晶粒、晶粒聚合体、亚晶粒、位错亚构造格、变形域畴、第二相粒子等, 它们的运动特征是“切变加旋转”。在细观水平上, 塑性变形的基本规律与耗散细观结构的形成及变形体的块化有关, 破坏是变形体块化的最后完成阶段。

动载作用下的细观粒子概念与静载及准静载作用下细观粒子的概念不同^[9]。在静载及准静载作用时细观粒子指的是材料具体的缺陷结构, 如位错及旋错丛、堆垛缺陷、旋涡结构及其他结构。在冲击载作用下细观粒子的概念具有更广泛的意义, 它指的是空间场结构, 其显著特征是介质点之间存在着速度相关的运动。细观粒子的寿命取决于动力变形过程的持续时间。必须指出的是, 与静力及准静力作用的情况不同, 在受动载作用的介质中细观结构不是完全发育的结构, 它们为不断变化的结构。在细观水平上变形载体的尺度及其能容(介质单位体积内的单元以振动形式存储的最大动能)随变形过程的非平稳特性而变化。在冲击载作用下介质的运动可以用粒子速度的发散来表征。粒子的速度发散可以吸收由外载传给固体的很大一部分冲量及能量。实验结果表明, 在加载的持时为微秒级别时有 30%~35%的塑性功转化为热能, 也即转换为原子水平上的热涨落; 同时, 另外一部分能量被用于创

造细观结构。细观结构形成的机制在于介质的尺度上速度的涨落。细观粒子涨落的量化参数为速度发散。

实验结果表明, 在气体及固体中的冲击波波阵面后面旋涡湍流结构是非常普遍的^[10]。Y. I. Mescheryakov 等^[11~13]详细地研究了冲击载作用下介质中的变形过程。研究结果表明, 在多晶体材料中冲击波的波阵面由于波速对于晶粒晶向的依赖性而呈现不规则的形状。这种不规则性随着波在材料中的传播而增强(见图 2)。不规则性改变了波阵面中的应力状态, 因而影响材料的塑性变形及存留下来的结构。

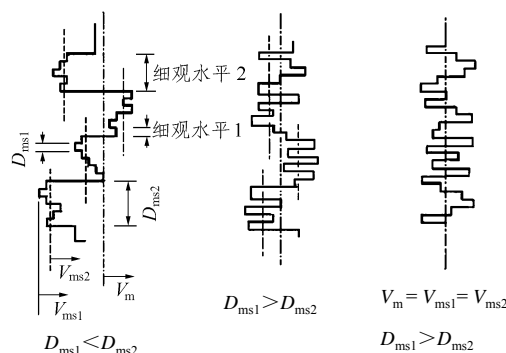


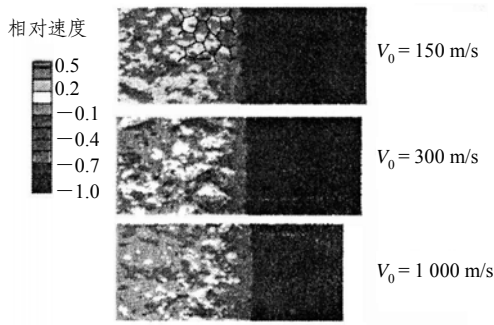
图 2 冲击波波阵面形状^[11]

Fig.2 Configuration of shock wave front^[11]

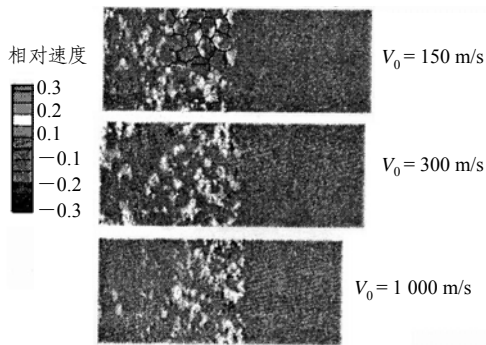
Y. Horie 和 K. Yano 用数值模拟的方法再现了波阵面后面介质粒子的湍流运动(见图 3)^[14]。在冲击速度 $V_0 = 1\ 000\ \text{m/s}$ 时粒子速度发散的统计分析如图 3 所示。

图 4(a)的横坐标 y 为受冲击试件的厚度坐标 (μm), 纵坐标为速度涨落的标准偏差 ΔV (有横向 x 及纵向 y 两个分量)及横向速度 V_x , 为相对于 V_0 的比值(无单位); 图 4(b)横坐标为横向速度 V_x 与横向正、负向速度的最大差 ($V_n = V_x^+ - V_x^-$) 之比值, 即 V_x / V_n , 纵坐标为具有某一速度的粒子数 n 与粒子总数 N 的比值(也即概率大小)。从图 4 中可以看出, 速度发散相当强烈。

从宏观上讲材料的塑性流动为一维的, 但是在细观水平上却是三维的。在细观水平上材料的塑性流动有平动及转动模式。对于材料微结构的研究表明, 根据粒子速度分布宽度 Δv 与粒子平均速度 v 的比值 $\Delta v / v$ 的不同, 可能会出现变形与破坏的平动及旋转模式^[13]。当粒子速度的分布具有 δ 形状时, 会



(a) 标准化纵向速度场



(b) 标准化横向速度场

图3 标准经纵向及横向速度场的数值模拟结果^[14]
Fig.3 Numerical modeling of longitudinal and transversal velocity field^[14]

出现变形破坏的剪切模式；当 $\Delta v/v \rightarrow 1$ 时会出现变形破坏的拉断及剪切模式；当 $\Delta v/v$ 值处于上述两种情况之间时会出现变形破坏的旋转模式。

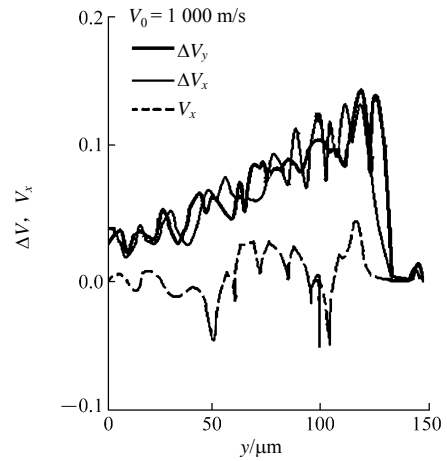
Y. Sudenkov^[15]研究了材料内部结构对于材料弹塑性变形的影响。研究表明，晶向发生改变的粒子数目依赖于晶粒大小 d 对于冲击波波阵面宽度 $\Delta\lambda$ 的比值：

当 $d > \Delta\lambda$ 时，滑移机制停止作用，孪晶机制起支配作用；

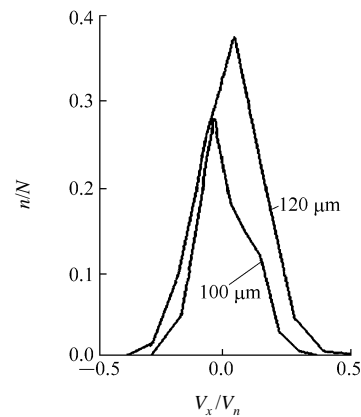
当 $d \leq \Delta\lambda$ 时，冲击应力的转动松弛机制为决定性机制。

这一结果如图5所示。从图5中可以看出，当 $d \leq \Delta\lambda$ (这里 $\Delta\lambda \approx 40 \mu\text{m}$) 时，晶向发生改变的粒子数目 Δn 急剧增加，这就意味着转动机制在塑性流动中起主要作用。

数值模拟成功地再现了冲击载作用下涡旋湍流结构。图6给出了冲击开始后 $14 \mu\text{s}$ 时单个涡旋湍流结构^[16]。图7给出了不同冲击速度下在晶粒水平上的速度涡旋场^[14]。从图7中可以看出，涡旋的大



(a)



(b)

图4 粒子速度发散的统计分析^[14]
Fig.4 Statistics of particle velocity dispersion^[14]

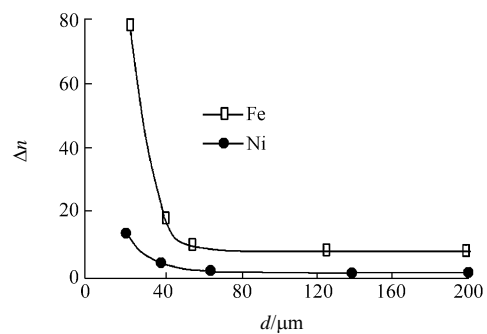


图5 Δn 对于晶粒大小的依赖关系^[14]
Fig.5 Dependence of Δn on grain size^[14]

小随着冲击速度的增大而减小。

图8给出了具有随机分布强度的介质在先后3个不同时刻的速度涡旋场^[17]。在变形破坏的最后阶段(c)介质被划分成单独的块，向不同的方向运动。

由此可见，旋转运动模式在受冲击作用的介质中是很常见的。

与金属相比岩石具有较低的塑性，在达到动力强度上限时的应变率较低(通常小于 10^5 s^{-1})。由于

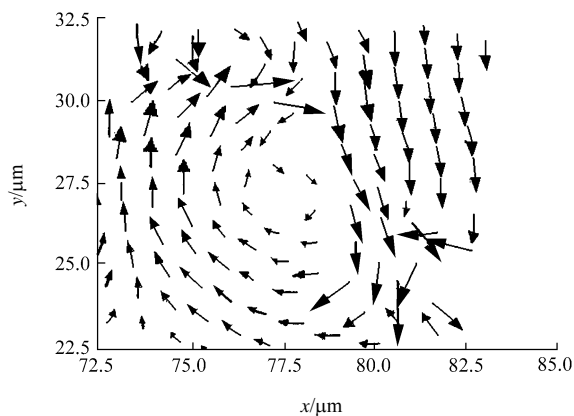


图 6 冲击开始后 14 μs 时单个涡旋湍流结构^[16]

Fig.6 Enlarged view of the eddy-like velocity field 14 μs after impact^[16]

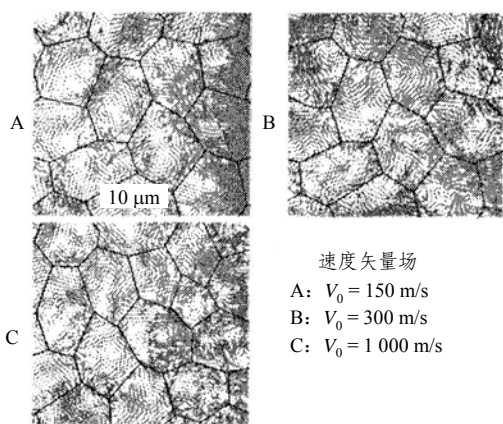


图 7 不同冲击速度下在晶粒水平上速度涡旋场^[14]

Fig.7 Eddy-like velocity field at grain level at different impact velocity^[14]

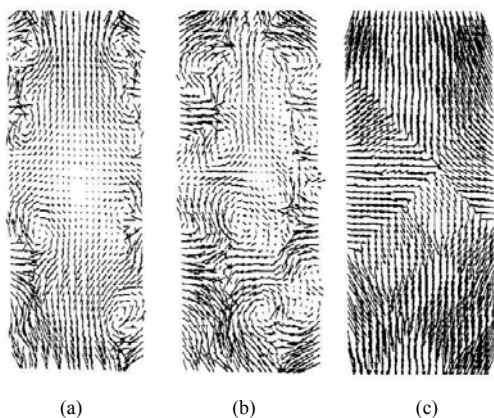


图 8 具有随机分布强度的介质在不同时刻的速度涡旋场^[17]

Fig.8 Eddy-like velocity field at different moments in material with randomly distributed strength^[17]

内部结构的存在, 在较高应变率时 $d \leq \Delta\lambda$ 的条件能够实现, 变形的旋转模式起着主要作用。

根据物理细观力学的结论^[8], 通常在某一个结构水平上动量矩是不守恒的。动量矩守恒律在所有

的结构水平作为一个整体时才能满足。在非均匀介质中对于所有的缺陷动量矩守恒律可以写为

$$\sum_{i=1}^N \text{rot} \mathbf{t}_i = 0 \tag{9}$$

如果考虑微观、细观及宏观 3 个水平, 那么在受平面冲击载作用时可以认为在宏观水平上动量矩守恒律满足。如果假定微观水平不影响细观水平, 即忽略微观水平之间的能量交换, 那么在细观水平上动量矩守恒律可以认为近似满足, 即

$$\text{rot} \mathbf{t}_{\text{mezo}} = 0 \tag{10}$$

作为近似, 假定在细观水平上岩石粒子的形状及大小一样, 那么就可以推得各一半粒子应该相反转动。在这种情况下理想的情况是相邻 2 个粒子做转向相反的转动, 形成共轭对。这一情况类似于超导物理里面的超导态时形成的转向相反的库珀电子对^[18]。在这种情况下介质粒子之间的相对运动很小, 因此宏观黏性也很小。由此可见, 黏性随着应变率减小的机制在于介质内部的自由度被冲击载激起, 并产生了细观粒子的相关联运动。

在粒子的密致堆垛状态下, 很难形成共轭对。但是从结构方面讲岩石不是理想的晶体。其中存在着大量的点缺陷、面缺陷及体缺陷, 从而为共轭对的形成提供了空间。从物理方面讲, 在受到冲击载作用时岩石处于高度受激状态。根据 В. Е. Панин 等^[19~21]的观点, 在高度受激状态下晶体除了初始晶体的结构状态外, 在结点间空间出现了新的允许的结构状态, 这些状态要么是空穴状态, 要么是被高度受激原子占据的状态。也即在晶体中出现了新的自由度。在高度受激状态下晶体实质上变为多种结构的叠加体, 系统中允许的结构状态数比粒子数要多出很多。很重要的一点是, 在高度受激状态下任何局部的结构损坏不应该仅仅看作是缺陷, 而应该看作是新的允许的结构状态。在受激状态下新的自由度的出现削弱了粒子之间的相互作用, 介质变为由弱相互作用的粒子组成的系统^[23], 为细观粒子的转动提供了空间。从宏观上讲, 高度受激状态使得介质变为类似胶体的系统, 即成为流体动力系统^[22], 为涡旋运动的形成提供了前提。当然并不是所有的粒子都参与到共轭对的形成, 但如果形成共轭对粒子的份额增加, 那么黏性就会减小。实验结果表明, 随着应变率的增加, 产生旋转粒子的数目增加, 因此形成共轭对的粒子数目增加, 黏性减小。

3 结 论

高应变率状态时在细观水平上的黏性随应变率的增加成反比变化。本文研究了细观水平上黏性随应变率增加而减小的机制。由分析可以看出,在细观水平上黏性随着应变率增加而减小与介质变形的转动模式相关联。在一定冲击波波阵面宽度及晶粒大小条件下介质粒子会产生转动。在细观水平上当动量矩守恒近似满足时,相邻2个介质粒子应该做相向运动,形成共轭对。共轭对粒子的相对运动减小,因而黏性减小。总之,黏性随着应变率减小的机制在于介质内部的自由度被冲击载激起,并产生了细观粒子的相关联运动。

参考文献(References):

- [1] 戚承志, 钱七虎. 岩石等脆性材料动力强度依赖应变率的物理机制[J]. 岩石力学与工程学报, 2003, 21(2): 177 - 181.(QI Chengzhi, QIAN Qihu. Physical mechanism of rock-like brittle material strength-strain rate sensitivity[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2003, 21(2): 177 - 181.(in Chinese))
- [2] MEYERS M A. Dynamic deformation and failure[C]// MEYERS M A ed. Mechanics and Materials: Fundamentals and Linkages. New York: John Wiley and Sons Inc., 1999: 489 - 594.
- [3] СТЕПАНОВ Г В, ХАРЧЕНКО В В. Связь напряжений и деформаций в металлах при воздействии импульсной нагрузки[J]. Проблемы Прочности, 1984, (11): 32 - 37.
- [4] АЛЬТШУЛЕР Л В, ДОРОНИН Г С, КИМ Г Х. Вязкость ударносжатых жидкостей[J]. ПМТФ, 1987, (6): 110 - 118.
- [5] Белинский И В, Христофоров Б Д. Вязкость NaCl при ударном сжатии[J]. Пмтф, 1968, (1): 150 - 151.
- [6] 戚承志, 钱七虎, 王明洋. 岩体的构造层次黏性及动力强度[J]. 岩石力学与工程学报, 2005, 24(增 1): 4 679 - 4 687.(QI Chengzhi, QIAN Qihu, WANG Mingyang. Structural hierarchy, viscosity and dynamic strength of rock[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2005, 24(Supp.1): 4 679 - 4 687.(in Chinese))
- [7] САВЕНКОВ Г Г, МЕЩЕРЯКОВ Ю И. Структурная вязкость твердых тел[J]. Физика Горения и Взрыва, 2002, 38(3): 113 - 118.
- [8] PANIN V E, MAKAROV P V. Physical meso-mechanics of heterogeneous media and computer-aided design of materials[M]. Cambridge: Cambridge Intersci. Publ., 1998.
- [9] МЕЩЕРЯКОВ Ю И. Об эволюционном и катастрофическом режимах энергообмена в динамически нагружаемых средах[J]. Дан, 2005, 401(6): 765 - 768.
- [10] LEE J. The universal role of turbulence in the propagation of strong shocks and detonation waves[C]// HORIE Y ed. High-Pressure Shock and Compression of Solids VI.[S. l.]: Springer, 2002: 121 - 148.
- [11] MESCHERYAKOV Y I, ATROSHENKO S A. Multiscale rotation in dynamically deformed solids[J]. Int. J. Solids and Structures, 1992, 29: 2 761 - 2 778.
- [12] MESCHERYAKOV Y I, DIVAKOV A K, ZHIGACHEVA N I. Shock-induced phase transformation and vortex instability in shock loaded titanium alloys[J]. Shock Waves, 2000, (10): 43 - 56.
- [13] АТРОШЕНКО С А, БАЛИЧЕВА Т В, КОТОВ Г В, МЕЩЕРЯКОВ Ю И. О меха-низме откольного разрушения металлов на мезо- и макроуровнях[J]. Механика Металлов и Металловедение, 1991, (1): 189 - 196.
- [14] HORIE Y, YANO K. Non-equilibrium fluctuations in shock compression of polycrystalline α -iron[C]// FURNISH M D ed. Shock Compression of Condensed Matter - 2001.[S. l.]: AIP, 2002: 553 - 556.
- [15] SUDENKOV Y. Influence of the structural levels on the elastic-plastic hardening of materials under submicro- second shock loading[C]// FURNISH M D ed. Shock Compression of Condensed Matter - 2001.[S. l.]: AIP, 2002: 627 - 629.
- [16] YANO K, HORDE Y. Discrete-element modeling of shock compression of polycrystalline Copper[J]. Phys. Rev., 1999, 59: 13 672 - 13 680.
- [17] ROMANOVA V A. Investigation of relaxation processes in heterogeneous media by numerical simulation[Ph. D. Thesis[D]. Tomsk: Institute of Strength Physics and Material Science, 1999.
- [18] SCHMIDT V V. Physics of superconductivity[M]. Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 1997.
- [19] ПАНИН В Е, ЕГОРУШКИН В Е, ХОН Ю А, ЕЛСУКОВА Т Ф. Атом-вакансионные состояния в кристалле[J]. Изв. Вузов. Физика, 1982, 25(12): 5 - 28.
- [20] ПАНИН В Е. Новая область физики твердого тела[J]. Изв. Вузов. Физика, 1987, 30(1): 3 - 8.
- [21] ЕГОРУШКИН В Е, ПАНИН В Е, САВУШКИН Е В, ХОН Ю А. Сильно возбужденные состояния в кристалле[J]. Изв. Вузов. Физика, 1987, 30(1): 9 - 33.
- [22] ПРИГОЖИН И. Неравновесная статистическая механика[M]. Москва: УРСС, 2005.
- [23] МАКАРОВ П В. Модель сверхглубокого проникания твердых частиц в металлы[J]. Физическая Мезомеханика, 2006, 9(3): 61 - 70.