

三轴不等应力场下剪切破裂趋势面方向探析

李俊英¹, 李培良²

1. 山东省新城金矿, 山东 莱州 261438
2. 国家安全生产监督管理局 信息研究院, 北京 100029

Li Junying¹, Li Peiliang²

1. Xincheng Gold Mine of Shandong Province, Laizhou 261438, China
2. National Institute of Occupational Safety, Beijing 100029, China

Li Junying, Li Peiliang. Analysis of the direction of shear fracture trend surface in triaxial unequal stress fields. *Earth Science Frontiers*, 2009, 16(1): 261-269

Abstract: Based on elastic mechanics and Coulomb-Mohr fractural theory, we discussed the extremum of shear difference function, i. e., the difference of shearing stress and shearing resistance on an oblique section, in a triaxial unequal stress field by mathematical analysis. We set the stress field in three different states: the triaxial tensile force, the triaxial compressive force and the maximum and minimum principal stress with one tension and one compression, respectively. Then, we discussed the relationship of trend surface direction of shear fracture to the three principal stress axes and to the inner friction angle and the cohesion of rocks. The potential direction of shear fracture surface was obtained in different stress states. In the state of triaxial tensile force, the angle between the shear fracture trend surface and the maximum principal stress axis $\gamma = \pm(45^\circ - \varphi/2)$ and the conjugate angle $\chi = \pm(90^\circ - \varphi)$. In the state of one tension and one compression, $\pm(45^\circ - \varphi/2) \leq \gamma \leq \pm 45^\circ$ and the actual value is determined by the ratio of the tensile principal stress to the compressive principal stress. The shear fracture surfaces under the three kinds of unequal principal stresses are plane surfaces parallel to the intermediate principal stress axes. The existence of tectonic tension stress in geological structures is indubitable. Through the analysis of shear fracture trend surface in the state of one tension and one compression, we could solve the question about the fact that the shear surface conjugate angle $\chi > \pm(90^\circ - \varphi)$ or even close to 90° encountered in the structural geologic investigation.

Key words: triaxial unequal stress fields; shear fracture trend surface; shear difference function; Coulomb-Mohr equation; conversion angle of normal tensile and compressive stress

摘要:文章在弹性力学和库仑-摩尔破裂理论基础上,用数学解析方法剖析三轴不等应力状态,以及三轴全拉、三轴全压和最大最小主应力一拉一压三种情况下,斜截面上剪应力与抗剪阻力之差——“剪切差函数”的极值。进而探讨了剪切破裂趋势面方向与三主应力轴,及岩石(体)内摩擦角 φ 和内聚力 C 的关系。给出了不同应力状态下发生剪切破裂面的可能方向。在全压状态下,剪切破裂趋势面与最大主压应力轴夹角 $\gamma = \pm(45^\circ - \varphi/2)$,即共轭角 $\chi = \pm(90^\circ - \varphi)$ 。在一拉一压状态下, $\pm(45^\circ - \varphi/2) \leq \gamma \leq \pm 45^\circ$,具体数值视拉主应力与压主应力比值确定。以上三种不等主应力下的剪切破裂面都是平面,且平行于中间主应力轴。构造拉张力

的存在是无可争议事实,通过一拉一压状态下剪切破裂面趋势面分析,给出了构造地质实践中为什么有时剪切面共轭角 $\chi > \pm(90^\circ - \varphi)$,甚至接近 90° 的理论分析。

关键词:三轴不等应力场;剪切破裂趋势面;剪切差函数;库仑-摩尔方程式;法向拉压应力转换角

中图分类号:P54;O34 **文献标志码:**A **文章编号:**1005-2321(2009)01-0261-09

在地质领域,构造破裂面及其成生应力场的研究,无论是对认识成矿规律、指导矿产勘探,还是在工程地质、地震地质等领域都是必不可少的基础研究工作。将岩石(岩体)视为弹性介质,应用弹性力学和材料力学的库仑-摩尔破裂理论分析,反演构造生成应力场产状,并认为剪切角应近似等于“ $45^\circ - \varphi/2$ ”。但实践中不时出现剪切角大于“ $45^\circ - \varphi/2$ ”的现象。为探索其原因,在库仑-摩尔破裂理论基础上,用数学解析方法剖析三种三轴不等应力状态下,斜截面上剪应力与抗剪阻力之差——“剪切差函数”的极值。本文进而探讨了构造剪切破裂面可能方向,及其与三轴主应力的关系。

1 构造剪切破裂面成生的通行解释

目前对受力作用下材料发生破裂的机理尚无统一的解释,不同的理论有不同的适用范围。

至今的地质学^[1-2]、岩石力学^[3]等领域,依据实践及实验认为:可把有限时空范围^[4]内成生裂隙、断层等剪切构造破裂面的坚硬原岩体或地质体视为均质弹性体。其内的受力状态可用“弹性力学”理论进行分析;用“库仑-摩尔准则”对剪切破裂的发生进行解释。其要点大体如下。

在受力作用下的岩体内,有三个相互垂直的方向,在与此三个方向垂直的平面上不存在剪切应力,这样的平面称为“主平面”。作用在此平面的法向应力称“主应力”。本文将非“主平面”方向的平面称为“斜截面”。通过材料力学和岩石力学试验发现,剪切破裂面发生在与压应力加载(最大压主应力)方向成一定角度,

$$\gamma = \pm(45^\circ - \varphi/2),$$

且平行于中间主应力的斜截面方向上^[1],构造地质学称此角度为“剪切角”。式中“ \pm ”表示剪切破裂面可能有两个。一个面在最大主(压)应力的逆时针方向;另一面在顺时针方向上。两个剪切破裂面共同存在时,一般称“共轭剪切面”。此时两面的锐夹角称“共轭角”。即

$$\chi = 2|\gamma| = 90^\circ - \varphi.$$

地质实践也证实多数共轭构造破裂面的剪切角、共轭角与上述试验基本符合。

上两式中: γ 为剪切破裂面与最大主(压)应力间的夹角; φ 为内摩擦角,由岩石性质决定的常数; χ 为共轭剪切面间的锐夹角。

作用于剪切破裂面的剪切应力分量和法向压应力分量(见图1):

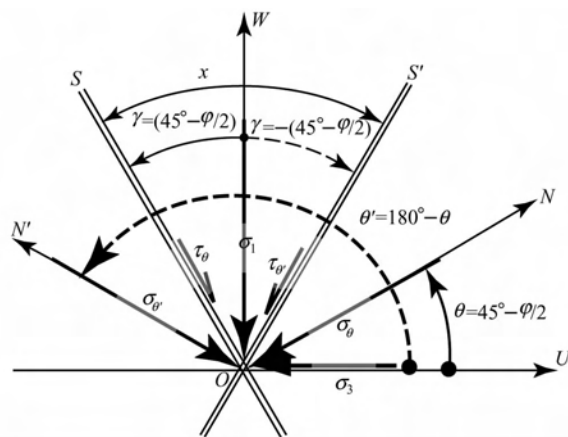


图1 剪切破裂面与主应力产状关系示意图

Fig.1 Scheme of shear fracture and principal axis of stress relation

σ_1 为最大压主应力, σ_3 为最小主应力;OS、OS'为两共轭剪切面, γ 为剪切角, χ 为共轭角; σ_θ 、 τ_θ 分别为OS面的法向应力和剪应力; $\sigma_{\theta'}$ 、 $\tau_{\theta'}$ 分别为OS'面的法向应力和剪应力;ON、ON'分别为OS、OS'面的法线; θ 、 θ' 分别为OS、OS'面的方向角

$$\tau_\theta = 0.5(\sigma_1 - \sigma_3)\sin^2\theta,$$

$$\sigma_\theta = \sigma_1\cos^2\theta + \sigma_3\sin^2\theta$$

据法线定义,剪切破裂面与其法线垂直(见图1),故:

当 γ 取“+”时,上两式中 $\theta = \gamma$,

γ 取“-”时, $\theta = 135^\circ + \varphi/2$

库仑-摩尔方理论认为当

$$\tau_\theta = \sigma_\theta \tan\varphi + C \quad (1)$$

时,剪切破裂面才会发生。

上三式中: θ 为由最小主应力轴起算的逆时针度量剪切破裂面方向角; σ_1 为剪切破裂面构造成生应力场的最大主(压)应力; σ_3 为剪切破裂面构造成生应力场的最小主应力; σ_θ 为剪切破裂面法向应力分量,压应力; τ_θ 为作用于剪切破裂面的剪切应力分量

量; C 为内聚力, 由岩石性质决定的常数。其他符号意义同前。根据地学中的习惯, 压应力为“+”; 拉应力为“-”。

2 三轴不等应力场斜截面受力状态的数学分析

为什么构造剪切破裂面如前所述, 多数发生在 $\gamma \pm (45^\circ - \varphi/2)$ 的斜截面方向上? 发生剪切破裂面的斜截面与其他方向斜截面的差异在哪里? 为什么有时 $\gamma \neq \pm (45^\circ - \varphi/2)$? 这里用数学分析加以讨论。

以下讨论保留弹性力学和材料力学^[5]通常以拉应力为“+”, 压应力为“-”的约定和数学对“法线”、方向角等概念的定义和规定^[6]。并对库仑-摩尔方程等表达式进行了必要的改写(详后), 主应力按代数值从大到小依次记为 σ_1 、 σ_2 、 σ_3 。

2.1 斜截面应力分量的计算

如果已知三个主应力的方向和大小, 则可解出其内任一斜截面上的应力分量的大小^[4]。

假设坐标轴是 U 、 V 、 W ; 角度以逆时针度量为“+”; 主应力 σ_1 、 σ_2 、 σ_3 依次作用在此三轴上, 且 $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$ 。

令过原点任一斜截面 S 的法线是 N , 它的方向余弦是 l 、 m 、 n , 在这面上的应力矢量是 F_N 。根据弹性力学原理, 它的三个分量应为(参见图 2):

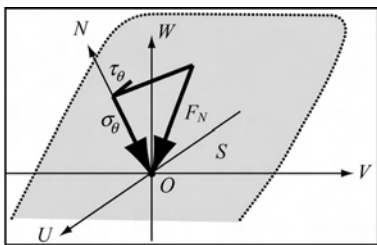


图 2 三轴应力下斜截面上的应力分量示意图
(据文献[4]中图 3~13 改绘)

Fig. 2 Stress components of oblique section under triaxial stress

$$U_N = \sigma_1 l, V_N = \sigma_2 m, W_N = \sigma_3 n$$

任一斜截面的法向应力 σ_θ

$$\sigma_\theta = \sigma_1 l^2 + \sigma_2 m^2 + \sigma_3 n^2 \quad (2)$$

F_N 的平方是

$$F_N^2 = U_N^2 + V_N^2 + W_N^2 = \sigma_1^2 l^2 + \sigma_2^2 m^2 + \sigma_3^2 n^2$$

令在此平面上的剪应力为 τ_θ , 则它的平方应等于

$$\tau_\theta^2 = F_N^2 - \sigma_\theta^2 = \sigma_1^2 l^2 + \sigma_2^2 m^2 + \sigma_3^2 n^2 - (\sigma_1 l^2 + \sigma_2 m^2 + \sigma_3 n^2)^2 \pm \tau_\theta = [\sigma_1^2 l^2 + \sigma_2^2 m^2 + \sigma_3^2 n^2 - (\sigma_1 l^2 + \sigma_2 m^2 + \sigma_3 n^2)^2]^{0.5} \quad (3)$$

式(2)及式(3)中: σ_1 、 σ_2 、 σ_3 分别为代数值由大到小依次排序的第一、中间和第三主应力; τ_θ 为作用于斜截面上的剪切应力; σ_θ 为作用于斜截面上的法向应力; l 、 m 、 n 依次为斜截面法线对应 U 、 V 、 W 轴的方向余弦, $l = \cos\theta_l$, $m = \cos\theta_m$, $n = \cos\theta_n$; θ_l 、 θ_m 、 θ_n 依次为斜截面法线对应 U 、 V 、 W 轴的方向角(简称斜截面的方向角)。

由式(3)求得的剪切应力有两个大小相等、符号相反的值, 即 $\tau_\theta > 0$ 或 $\tau_\theta < 0$ 。表示在同一应力场作用下, 存在两个法线方向角大小相等、符号相反的共轭斜截面; 两剪切应力旋扭方向相反。

2.2 斜截面剪切应力分量与抗剪阻力间的差函数

基于前述, 对构造地质的剪切破裂面——节理、断层等的发生机理、受力状态可以应用摩尔-库仑剪切破裂准则和弹性力学进行分析。本文把作用于剪切面, 且平行于该面两侧的应力, 一侧理解为由主应力产生的可能导致破裂发生的剪应力 τ_θ ; 另一侧为大小等于 τ 的阻止破裂的抗剪应力。

我们把产生破裂可能性最大的平面称为剪切破裂趋势面(可简称为斜截面)。由弹性力学和摩尔-库仑强度理论可知: 破裂前斜截面剪应力

$$\tau_\theta = 0.5(\sigma_1 - \sigma_3) \sin 2\theta \quad (A)$$

破裂前斜截面法向压应力

$$\sigma_\theta = 0.5(\sigma_1 + \sigma_3) + 0.5(\sigma_1 - \sigma_3) \cos 2\theta \quad (B)$$

破裂前斜截面抗剪应力 τ 是材料内摩擦角 φ 和作用于该面法向压应力 σ_θ 的函数, 即

$$\begin{cases} \tau = -\sigma_\theta \tan \varphi + C & \sigma_\theta < 0 \\ \tau = C & \sigma_\theta \geq 0 \end{cases} \quad (C) \quad (D)$$

上式中: θ 为最大主压应力 σ_1 与斜截面法线间夹角; τ 为斜截面的抗剪应力。其他符号同前。

我们采用一函数 $f_{(\sigma_1, \sigma_2, \theta)}$ (剪切差函数) 表达和分析 τ_θ 与 τ 的关系

$$f_{(\sigma_1, \sigma_2, \theta)} = \text{sgn}(\tau_\theta) \tau_\theta - \tau \quad (4)$$

式(4)可能出现三种情况: (1) 当 $f_{(\sigma_1, \sigma_2, \theta)} < 0$, 表示剪切应力小于抗剪应力, 此面不能被剪破; (2) 当 $f_{(\sigma_1, \sigma_2, \theta)} > 0$, 表示剪切应力大于抗剪应力, 此面能被剪破; (3) 当 $f_{(\sigma_1, \sigma_2, \theta)} = 0$, 即 $\text{sgn}(\tau_\theta) \tau_\theta = \tau = -\sigma_\theta \tan \varphi + C$ 时的摩尔-库仑强度方程式, 表示剪应力等于抗剪应力, 此面处于剪破临界平衡状态。式中: $f_{(\sigma_1, \sigma_2, \theta)}$ 为剪切差函数; $\text{sgn}(\tau_\theta)$ 为符号函数, 表示取

“ τ_θ ”的符号“+”或“-”。其他符号意义同前。

由式(A)、(B)和式(4)知,剪切差函数除是应力之外,还是斜截面方向的函数。当应力作用导致剪切差函数值逐渐增大时,各个方向的斜截面上的函数值是不一样的。其中最大值所在的斜截面方向将首先突破临界状态,成为发生破裂的剪切破裂趋势面。因此找出剪切差函数最大值,就可得到剪切破裂趋势面方向。

2.3 斜截面剪切差函数极值分析

因为主应力可有“拉”和“压”两种性质,所以,据第一和第三主应力的组合可能有三种情况:(1) $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3 > 0$,简称“全拉应力”;(2) $0 > \sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$,简称“全压应力”;(3) $\sigma_1 > 0, \sigma_3 < 0, \sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$,简称“一拉一压”。

2.3.1 全拉应力下剪切差函数的最大值的驻点

因为在三轴全拉应力 $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3 > 0$ 条件下,任何方向平面上的法向应力分量都为拉应力,不存在抗剪摩擦应力;剪切差函数表达式为

$$f_{(\sigma_1, \sigma_2, \theta)} = \text{sgn}(\tau_\theta) \tau_\theta - C$$

而斜截面上的内聚力为常数。所以,最大或最小剪应力所作用的平面方向就是剪切差函数最大值平面。

为书写方便,以下将 $f_{(\sigma_1, \sigma_2, \theta)}$ 改写为 T 。

要求最大剪应力的大小和它所作用的平面的方向,钱伟长在《弹性力学》^[4]书中有以下论证:决定剪应力大小的极值条件是

$$\frac{\partial \tau_\theta}{\partial l} = 0, \frac{\partial \tau_\theta}{\partial m} = 0$$

从而可由式(3)得到下面两个方程:

$$\left. \begin{aligned} l(\sigma_1 - \sigma_3)[(\sigma_1 - \sigma_3)l^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)m^2 - (\sigma_1 - \sigma_3)/2] &= 0 \\ m(\sigma_2 - \sigma_3)[(\sigma_1 - \sigma_3)l^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)m^2 - (\sigma_2 - \sigma_3)/2] &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

当 $\sigma_1 \neq \sigma_2, \sigma_2 \neq \sigma_3, \sigma_3 \neq \sigma_1$ 时,由方程组(5)和 l, m, n 的轮换性,我们有下面的解(表1):

表1 剪应力极值的解^[4]

Table 1 Solution to extreme value of shear

解	I	II	III	IV	V	VI
l	0	0	± 1	0	$\pm \frac{1}{\sqrt{2}}$	$\pm \frac{1}{\sqrt{2}}$
m	0	± 1	0	$\pm \frac{1}{\sqrt{2}}$	0	$\pm \frac{1}{\sqrt{2}}$
n	± 1	0	0	$\pm \frac{1}{\sqrt{2}}$	$\pm \frac{1}{\sqrt{2}}$	0
$\tau_{\max, \min}$	0	0	0	$\pm(\sigma_2 - \sigma_3)/2$	$\pm(\sigma_1 - \sigma_3)/2$	$\pm(\sigma_1 - \sigma_2)/2$

表1中前三列中, τ_θ 值为0,因此,在这种平面上, τ_θ 并无极值。剪应力极值出现在后面三列的平面上。

在钱伟长先生给出的表1中,第V列的“ $m = 0$ ”,表示出现剪应力极值点的斜截面平行于V轴; $l = \pm \frac{1}{\sqrt{2}}$,表示由 $U(\sigma_1)$ 轴起算,出现剪应力极值点时斜截面法线的方向角 $\theta_l = 45^\circ$ 或 $\theta_l = 135^\circ$ 。

以下我们讨论 $m = 0$ 时的极值大小变化。此时,据式(3)有

$$\tau_\theta = l(\sigma_1 - \sigma_3)(1 - l^2)^{1/2}$$

化成三角函数形式

$$\tau_\theta = 0.5(\sigma_1 - \sigma_3) \sin 2\theta_l$$

由该式知:因为 $(\sigma_1 - \sigma_3) > 0$,当 $\theta_l = 45^\circ$ 时, $\tau_\theta > 0, T = \text{sgn}(\tau_\theta) \tau_\theta - C > 0$;由正弦曲线可直接得知:在极值驻点 $\theta_l = 45^\circ$ 时,左侧邻近区间 T 为递升;右侧为递降;极值为极大值。若极值驻点 $\theta_l = 135^\circ$ 时, $\tau < 0$,其极值为极小值。

因为 $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$,则有 $|(\sigma_1 - \sigma_2)| < |(\sigma_1 - \sigma_3)| > |(\sigma_2 - \sigma_3)|$ 。由式(5)知,第五列平行于V轴,对应 σ_1 轴的方向角 $\theta_l = 45^\circ$ 和 $\theta_l = 135^\circ$ 平面上 τ_θ 的极值分别是IV、V、VI三组极值中最大及最小剪应力平面;也即皆为最大剪切差函数平面。

2.3.2 全压应力下剪切差函数最大值的驻点

此时: $0 < \sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3, \sigma_\theta < 0$, 剪切差函数取式(4)及式(D)

$$T = \text{sgn}(\tau_\theta) \tau_\theta - (-\sigma_\theta \tan \varphi + C)$$

令 $\mu = \tan \varphi$, 上式可写成

$$T = \text{sgn}(\tau_\theta) \tau_\theta - (-\sigma_\theta \mu + C)。$$

由于该式中 τ_θ 符号的改变, T 值也只是符号随之改变,其绝对值不变。因此,以下一般只写出 $\tau_\theta > 0$ 的分析推导过程。即

$$T = \tau_\theta + \sigma_\theta \mu - C, \sigma_\theta < 0, \tau_\theta > 0。$$

2.3.2.1 求极值的驻点

令式(3)中

$$\left[(\sigma_1^2 - \sigma_3^2)l^2 + (\sigma_2^2 - \sigma_3^2)m^2 + \sigma_3^2 \right] - \left[(\sigma_1 - \sigma_3)l^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)m^2 + \sigma_3 \right]^2 = u \quad (3-1)$$

于是(3)式可写成

$$\frac{\partial u}{\partial l} = 2(\sigma_1 - \sigma_3)l[(\sigma_1 - \sigma_3) - 2(\sigma_1 - \sigma_3)l^2 - 2(\sigma_2 - \sigma_3)m^2]$$

由前 $\frac{\partial \tau_\theta}{\partial l} = \frac{\partial \tau_\theta}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial l} = (\sigma_1 - \sigma_3)l[(\sigma_1 - \sigma_3) - 2(\sigma_1 - \sigma_3)l^2 - 2(\sigma_2 - \sigma_3)m^2]/u^{0.5}$

$$\frac{\partial \sigma_\theta}{\partial l} = \frac{\partial}{\partial l} [(\sigma_1 - \sigma_3)l^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)m^2 + \sigma_3] \mu = 2(\sigma_1 - \sigma_3)l \mu$$

$$\frac{\partial T}{\partial l} = \frac{\partial}{\partial l} (\tau + \sigma_{\theta} \mu - C) + \frac{(\sigma_1 - \sigma_3) l [(\sigma_1 - \sigma_3) - 2(\sigma_1 - \sigma_3) l^2 - 2(\sigma_2 - \sigma_3) m^2]}{\sqrt{u}} + 2(\sigma_1 - \sigma_3) l \mu$$

同理可得

$$\frac{\partial T}{\partial m} = \frac{(\sigma_2 - \sigma_3) m [(\sigma_2 - \sigma_3) - 2(\sigma_2 - \sigma_3) m^2 - 2(\sigma_2 - \sigma_3) l^2]}{\sqrt{u}} + 2(\sigma_2 - \sigma_3) m \mu \quad (6)$$

函数 T 极值存在的条件是

$$\frac{\partial T}{\partial l} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial m} = 0$$

于是有方程组

$$\begin{cases} (\sigma_1 - \sigma_3) l \{ [(\sigma_1 - \sigma_3) - 2(\sigma_1 - \sigma_3) l^2 - 2(\sigma_2 - \sigma_3) m^2] / u^{1/2} + 2\mu \} = 0 \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{cases} (\sigma_2 - \sigma_3) m \{ [(\sigma_2 - \sigma_3) - 2(\sigma_2 - \sigma_3) m^2 - 2(\sigma_2 - \sigma_3) l^2] / u^{1/2} + 2\mu \} = 0 \end{cases} \quad (8)$$

解式(7)和(8)方程组:

$$l = 0 \quad (7-1)$$

$$[(\sigma_1 - \sigma_3) - 2(\sigma_1 - \sigma_3) l^2 - 2(\sigma_2 - \sigma_3) m^2] / u^{1/2} + 2\mu = 0 \quad (7-2)$$

$$m = 0 \quad (8-1)$$

$$[(\sigma_2 - \sigma_3) - 2(\sigma_2 - \sigma_3) m^2 - 2(\sigma_2 - \sigma_3) l^2] / u^{1/2} + 2\mu = 0 \quad (8-2)$$

因为当 m 和 l 同时为 0, 则 n = ±1; 此时法线 N 垂直于中间主平面, 故以 N 为法线的平面上无剪应力。所以, 存在剪切应力的斜截面, 其法线的 3 个方向矢量中不能 2 个同时为 0。因此:

若 l = 0, m ≠ 0, 由式(7)得到的式(8-1)不成立, 式(8-2)成立。即(7-1)与(8-2)联立可得:

$$l = 0 \quad (7-1)$$

$$[(\sigma_2 - \sigma_3) - 2(\sigma_2 - \sigma_3) m^2 - 2(\sigma_2 - \sigma_3) l^2] / u^{1/2} + 2\mu = 0 \quad (8-2)$$

若 m = 0, l ≠ 0, 由式(12)得到的式(7-1)不成立, 式(7-2)成立。即(8-1)与(7-2)联立可得:

$$m = 0 \quad (8-1)$$

$$[(\sigma_1 - \sigma_3) - 2(\sigma_1 - \sigma_3) l^2 - 2(\sigma_2 - \sigma_3) m^2] / u^{1/2} + 2\mu = 0 \quad (8-2)$$

解(8-1)和(7-2)联立式,

将 m = 0 及式(3-1)代入式(7-2)得

$$(1 - 2l^2) l^{-1} (1 - l^2)^{-1/2} = -2\mu$$

化成三角函数的形式有

$$\cot 2\theta_l = \pm \tan \varphi$$

$$\text{当 } \cot 2\theta_l = \tan \varphi \text{ 时, } \tan(90^\circ \pm 2\theta_l) = \tan \varphi, \theta_l = \pm(45^\circ - \varphi/2)$$

$$\text{当 } \cot 2\theta_l = -\tan \varphi \text{ 时, } \tan(270^\circ \pm 2\theta_l) = \tan \varphi, \theta_l = \pm(135^\circ + \varphi/2)$$

据法线幅角和方向角定义: 0° < θ_l < 180°, 则:

m = 0 时, T 函数极值驻点的一组解:

$$\theta_l = 45^\circ - \varphi/2 \text{ 或 } \theta_l = 135^\circ + \varphi/2; \theta_m = 90^\circ;$$

因为 θ_m = 90°, 法线 N 必在 UOV 中间主平面上, 所以 θ_n = 90° - θ_l 或 θ_n = 180° - θ_l, θ_n = 45° + φ/2。

根据(7-1)和(8-2)联立式, 同理可解出 l = 0 时 T 函数极值驻点的一组解:

$$\theta_l = 90^\circ;$$

$$\theta_m = 45^\circ - \varphi/2 \text{ 或 } \theta_m = 135^\circ + \varphi/2; \theta_n = 45^\circ + \varphi/2。$$

同法还可根据 $\frac{\partial T}{\partial l} = 0, \frac{\partial T}{\partial n} = 0$, 解出 n = 0 时 T 函数极值驻点的一组解。各组的解连同非斜截面(无剪切应力分量)的解一同汇总于表 2。

表 2 中前三列中, τ_θ 值为 0, 即不存在剪切应力。因此, 在这种平面上, 无剪切差函数的极值。剪切差函数极值发生在后面三列的平面上。

2.3.2.2 极值性质判定

m = 0 时, 极值性质的判定:

由式(2)有 σ_θ = σ₁ l² + σ₃ (1 - l²), 写成三角函数形式

$$\sigma_{\theta} = \sigma_1 \cos^2 \theta_l + \sigma_3 \sin^2 \theta_l \quad (2-1)$$

由式(3)有 τ_θ = (σ₁ - σ₃) l (1 - l²)^{1/2}, 写成三角函数形式

$$\tau_{\theta} = 0.5(\sigma_1 - \sigma_3) \sin 2\theta_l \quad (3-2)$$

于是, $\frac{\partial \tau_{\theta}}{\partial \theta_l} = (\sigma_1 - \sigma_3) \cos 2\theta_l, \frac{\partial \sigma_{\theta}}{\partial \theta_l} = (\sigma_1 - \sigma_3) \sin 2\theta_l$

当 τ_θ > 0, σ_θ < 0 时,

$$\frac{\partial T}{\partial \theta_l} = \frac{\partial}{\partial \theta_l} (\tau_{\theta} + \mu \sigma_{\theta} + C) = (\sigma_1 - \sigma_3) \cos 2\theta_l -$$

$$(\sigma_1 - \sigma_3) \sin 2\theta_l \tan \varphi$$

取 θ_l = 45° - φ/2 左边的邻近值 (45° - φ/2 - Δ/2) 可得

$$\frac{\partial T}{\partial \theta_l} = (\sigma_1 - \sigma_3) [\sin \Delta / \cos \varphi]。$$

因为 (σ₁ - σ₃) > 0, sin Δ > 0, cos φ > 0, 所以 $\frac{\partial T}{\partial \theta_l}$ > 0; 且在 0° ~ (45° - φ/2) 区间递升。

同理取 θ_l = 45° - φ/2 右边的邻近值 (45° - φ/2 + Δ/2), 可得 $\frac{\partial T}{\partial \theta_l}$ < 0; 在 (45° - φ/2) ~ 90° 区间递

表2 全压应力下剪切差函数极值驻点的解

Table 2 Solution to T extreme stagnation of shear variogram under the all-state stress

解	I	II	III	IV	V	VI
θ_l	90°	90°	0°	90°	45°- $\varphi/2$ 或 135°+ $\varphi/2$	45°- $\varphi/2$ 或 135°+ $\varphi/2$
θ_m	90°	0°	90°	45°- $\varphi/2$ 或 135°+ $\varphi/2$	90°	45°+ $\varphi/2$
θ_n	0°	90°	90°	45°+ $\varphi/2$	45°+ $\varphi/2$	90°

降。因而,在 $\theta_l=45^\circ-\varphi/2$ 处, $T(\theta_l)$ 为极大值;同法可得,在 $\theta_l=135^\circ+\varphi/2$ 处, $T(\theta_l)$ 为极小值。

2.3.2.3 求 $m=0$, 则 $l \neq 0, n \neq 0$ 时, $T_{m=0, \max}$ 的极值将驻点 $\theta_l=45^\circ-\varphi/2$ 代入式(2-1), 得极值点处的法向应力:

$$\sigma_\theta = \sigma_1 \cos^2(45^\circ - \varphi/2) + \sigma_3 \sin^2(45^\circ - \varphi/2)$$

因为 $0 > \sigma_1 > \sigma_3$, $\cos^2(45^\circ - \varphi/2) > 0$, $\sin^2(45^\circ - \varphi/2) > 0$, 所以 $\sigma_\theta < 0$ 。进一步变换该驻点 σ_θ 极值可写成

$$\sigma_\theta = 0.5[(\sigma_1 + \sigma_3) + (\sigma_1 - \sigma_3)\sin\varphi] < 0 \quad (9)$$

同法驻点 $\theta_l=135^\circ+\varphi/2$ 处, σ_θ 的极值亦与 $\theta_l=45^\circ-\varphi/2$ 处的极值相等。

将驻点 $\theta_l=45^\circ-\varphi/2$ 代入式(3-2), 得到极值驻点处剪切应力

$$\tau_\theta = [0.5(\sigma_1 - \sigma_3)\cos\varphi] > 0 \quad (10)$$

将驻点 $\theta_l=135^\circ+\varphi/2$ 代入式(3-2), 得到极值驻点处剪切应力

$$\tau_\theta = -[0.5(\sigma_1 - \sigma_3)\cos\varphi] < 0$$

将以上得到的 σ_θ 和 τ_θ 表达式代入剪切差函数式

$$T_{m=0, \max} = \tau_\theta + \sigma_\theta \tan\varphi - C$$

得到 $\tau_\theta > 0, m=0, \theta_l=45^\circ-\varphi/2$ 时 T 的极值

$$T_{m=0, \max} = 0.5\sigma_1(1 + \sin\varphi)/\cos\varphi - 0.5\sigma_3(1 - \sin\varphi)/\cos\varphi - C \quad (11)$$

同理可得到: $\tau_\theta > 0, l=0, m \neq 0, n \neq 0$ 时, 极值驻点 $\theta_m=45^\circ-\varphi/2$ 的极值

$$T_{l=0, \max} = 0.5\sigma_2(1 + \sin\varphi)/\cos\varphi - 0.5\sigma_3(1 - \sin\varphi)/\cos\varphi - C \quad (12)$$

$\tau_\theta > 0, n=0, m \neq 0, l \neq 0$ 时, 极值驻点 $\theta_l=45^\circ-\varphi/2$ 的极值

$$T_{n=0, \max} = 0.5\sigma_1(1 + \sin\varphi)/\cos\varphi - 0.5\sigma_2(1 - \sin\varphi)/\cos\varphi - C \quad (13)$$

2.3.2.4 剪切差函数最大值判定

由式(11)、(12)有

$$T_{m=0, \max} - T_{l=0, \max} = 0.5(\sigma_1 - \sigma_2)(1 + \sin\varphi)/\cos\varphi$$

因为 $\sigma_1 > \sigma_2$, 所以 $(\sigma_1 - \sigma_2) > 0$;

又因为 $0^\circ < \varphi < 90^\circ$, 所以 $\sin\varphi > 0$, $(1 + \sin\varphi)/\cos\varphi > 0$

于是, $0.5(\sigma_1 - \sigma_2)(1 + \sin\varphi)/\cos\varphi > 0$

$$T_{m=0, \max} > T_{l=0, \max}$$

由式(11)~(13)有

$$T_{m=0, \max} - T_{n=0, \max} = 0.5(\sigma_2 - \sigma_3)(1 - \sin\varphi)/\cos\varphi$$

因为 $\sigma_2 > \sigma_3$, 所以 $(\sigma_2 - \sigma_3) > 0$;

又因为 $0^\circ < \varphi < 90^\circ$, 所以 $\sin\varphi < 1$, $(1 - \sin\varphi)/\cos\varphi > 0$

于是, $0.5(\sigma_2 - \sigma_3)(1 - \sin\varphi)/\cos\varphi > 0$

$$T_{m=0, \max} > T_{n=0, \max}$$

故 $T_{n=0, \max} < T_{m=0, \max} > T_{l=0, \max}$ 。

由以上比较可知: 平行于中间主应力 σ_2 , 且法线与 σ_1 夹角为“ $45^\circ-\varphi/2$ ”的平面为 T 最大值的斜截面; 同理有, 平行于中间主应力 σ_2 , 且法线与 σ_1 夹角为“ $135^\circ+\varphi/2$ ”的平面亦为 T 最大值的斜截面。

2.3.3 “一拉一压”主应力下剪切差函数最大值的驻点

由前三轴全拉和全压应力两种情况分析已经得到: 在三轴主应力作用下, 剪切差函数最大值斜截面的法线皆垂直于中间主应力。其斜截面受力状态可由前面得到的式(2-1)和式(3-2)分析。即

$$\sigma_\theta = \sigma_1 \cos^2\theta_l + \sigma_3 \sin^2\theta_l,$$

$$\tau_\theta = 0.5(\sigma_1 - \sigma_3)\sin^2\theta_l$$

2.3.3.1 法向应力性质分析

斜截面有无内摩擦力决定于法向应力的性质, 因此需要确定在何种情况下法向应力是压应力、拉应力和应力拉压转折点。为此可据式(2-1), 讨论寻找 $\sigma_\theta < 0, \sigma_\theta = 0, \sigma_\theta > 0$ 三方程式的解。

(1) 假如 $\sigma_\theta > 0$, 则

$$\sigma_1 \cos^2\theta_l + \sigma_3 \sin^2\theta_l > 0.$$

因为 $\sigma_1 \cos^2\theta_l > 0$, 所以 $\sigma_3/\sigma_1 \tan^2\theta_l > -1$

因为 $\sigma_3 < 0, \sigma_1 > 0$, 所以 $-\sigma_1/\sigma_3 > 0$

$$\tan\theta_l < \pm\sqrt{-\frac{\sigma_1}{\sigma_3}};$$

令 $\omega = \arctan\sqrt{-\frac{\sigma_1}{\sigma_3}}$, 且 $0^\circ < \omega < 90^\circ$ (以下同), 则

$$\tan\theta_l < \pm\tan\omega.$$

因为当 $0^\circ < \theta_l < 90^\circ$ 时, $\tan\theta_l > 0$, 才能有 $\tan\theta_l < \tan\omega$,

于是得到解 1, $\theta_l < \omega$;

因为当 $90^\circ < \theta_l < 180^\circ$ 时, $\tan\theta_l < 0$, 才能有 $\tan\theta_l < -\tan\omega$,

于是得到解 2, $\theta_l > 180^\circ - \omega$ 。

从而可见:当 $\theta_l < \omega$ 或 $\theta_l > 180^\circ - \omega$ 时, 斜截面 $\sigma_\theta > 0$ 。

(2) 假如 $\sigma_\theta = 0$, 则

$$\sigma_1 \cos^2 \theta_l + \sigma_3 \sin^2 \theta_l = 0$$

$$\sigma_3 / \sigma_1 \tan^2 \theta_l = -1$$

因为 $\sigma_3 < 0, \sigma_1 > 0$, 所以 $-\sigma_1 / \sigma_3 > 0$

$$\tan\theta_l = \pm \sqrt{-\frac{\sigma_1}{\sigma_3}};$$

$$\tan\theta_l = \pm \tan\omega。$$

因为当 $0^\circ < \theta_l < 90^\circ$ 时, $\tan\theta_l > 0$, 才能有 $\tan\theta_l = \tan\omega$, 于是得到解 1,

$$\theta_l = \omega;$$

因为当 $90^\circ < \theta_l < 180^\circ$ 时, $\tan\theta_l < 0$, 才能有 $\tan\theta_l = -\tan\omega$, 于是得到解 2,

$$\theta_l = 180^\circ - \omega。$$

从而可见:当 $\theta_l = \omega$ 或 $\theta_l = 180^\circ - \omega$ 时, 斜截面 $\sigma_\theta = 0$ 。

(3) 假如 $\sigma_\theta < 0$, 则

$$\sigma_1 \cos^2 \theta_l + \sigma_3 \sin^2 \theta_l < 0,$$

因为 $\sigma_1 \cos^2 \theta_l > 0$, 所以 $\sigma_3 / \sigma_1 \tan^2 \theta_l < -1$

因为 $\sigma_3 < 0, \sigma_1 > 0$, 所以 $-\sigma_1 / \sigma_3 > 0$

$$\tan\theta_l > \pm \sqrt{-\frac{\sigma_1}{\sigma_3}};$$

$$\tan\theta_l > \pm \tan\omega$$

因为当 $0^\circ < \theta_l < 90^\circ$ 时, $\tan\theta_l > 0$, 才能有 $\tan\theta_l > \tan\omega$, 于是得到解 1,

$$\theta_l > \omega;$$

因为当 $90^\circ < \theta_l < 180^\circ$ 时, $\tan\theta_l < 0$, 才能有 $\tan\theta_l > -\tan\omega$, 于是得到解 2,

表 3 主应力为一拉($\sigma_1 > 0$)、一压($\sigma_3 < 0$)、 $\tau_\theta > 0$ 情况下 T 极值点分析

Table 3 The analysis for T extreme stagnation under the main stress for $\sigma_1 > 0, \sigma_3 < 0$ and $\tau_\theta > 0$

$T(\theta_l)$ 表达式	$T(\theta_l = \tau_\theta + (\sigma_\theta \tan\varphi - C))$					
讨论区间	$0^\circ < \theta_l < 90^\circ$					
ω 位置	$0^\circ < \omega \leq 45^\circ - \varphi/2$		$45^\circ - \varphi/2 < \omega < 45^\circ$		$45^\circ \leq \omega < 90^\circ$	
子区间	$0^\circ < \theta_l \leq \omega$	$\omega < \theta_l < 90^\circ$	$0^\circ < \theta_l \leq \omega$	$\omega < \theta_l < 90^\circ$	$0^\circ < \theta_l \leq \omega$	$\omega < \theta_l < 90^\circ$
斜截面法向应力	$\sigma_\theta \geq 0$	$\sigma_\theta < 0$	$\sigma_\theta \geq 0$	$\sigma_\theta < 0$	$\sigma_\theta \geq 0$	$\sigma_\theta < 0$
截面内摩擦阻力	$\sigma_\theta \tan\varphi = 0$	$\sigma_\theta \tan\varphi \neq 0$	$\sigma_\theta \tan\varphi = 0$	$\sigma_\theta \tan\varphi \neq 0$	$\sigma_\theta \tan\varphi = 0$	$\sigma_\theta \tan\varphi \neq 0$
子区间极值驻点 θ_l	ω	$45^\circ - \varphi/2$	ω	ω	45°	ω
函数增减	$0^\circ \sim \omega$ 递增	$\omega \sim 45^\circ - \varphi/2$ 递增	$0^\circ \sim \omega$ 递增	$\omega \sim 90^\circ$ 递减	$0^\circ \sim 45^\circ$ 递增	$45^\circ \sim \omega$ 递减
$T(\theta_l)$ 最大值驻点 θ_l	$45^\circ - \varphi/2$		ω		45°	

$\theta_l < 180^\circ - \omega$ 。

从而可见:当 $90^\circ > \theta_l > \omega$ 或 $90^\circ < \theta_l < 180^\circ - \omega$ 时, 斜截面 $\sigma_\theta < 0$ 。

2.3.3.2 剪切差函数极值及最大值驻点讨论

建议将前节定义的“ ω ”称为“法向应力拉压转换角”, 其法向应力三种情况可归纳为:

当 $\theta_l \leq \omega$ 或 $\theta_l \geq 180^\circ - \omega$ 时, 斜截面上 $\sigma_\theta \geq 0$, 无内摩擦阻力;

当 $\omega < \theta_l < 90^\circ$ 或 $90^\circ < \theta_l < 180^\circ - \omega$ 时, 斜截面上 $\sigma_\theta < 0$, 有内摩擦阻力。

考虑斜截面上 ω 角两侧法向应力的变化, 将 $T(\theta_l)$ 在 $0^\circ < \theta_l < 90^\circ$ 区间极大、最大值驻点列表讨论于表 3。

因两斜截面共轭, 对在 $90^\circ < \theta_l < 180^\circ$ 区间, $T(\theta_l)$ 的极值与前者只是 θ_l 符号的差别, 所以其最大剪切差函数的斜截面方向角: (1) 当 $0^\circ < \omega \leq 45^\circ - \varphi/2$ 时, 位于 $\theta_l = 135^\circ + \varphi/2$ 的方向; (2) 当 $45^\circ - \varphi/2 < \omega < 45^\circ$ 时, 位于 $\theta_l = 180^\circ - \omega$ 的方向; (3) 当 $45^\circ \leq \omega < 90^\circ$ 时, 位于 $\theta_l = 135^\circ$ 的方向。

综合上述数学分析, 在三轴不等应力场下, 剪切差函数最大值斜截面是发生剪切破裂可能性最大的剪切破裂趋势面。其特征可归纳如下: (1) 皆为平行于中间主应力轴的平面。(2) 当主应力全为压应力时, 剪切破裂趋势面的方向角 $\theta_l = 45^\circ - \varphi/2$ 或 $\theta_l = 135^\circ + \varphi/2$ 。(3) 当主应力全为拉应力时, $\theta_l = 45^\circ$ 或 $\theta_l = 135^\circ$ 。(4) 当三轴主应力为一拉一压时, θ_l 值视法向应力拉压转换角(即第一与第三主应力比值 $\omega = \arctan \sqrt{-\frac{\sigma_1}{\sigma_3}}$)而定: ① 当 $\omega \leq 45^\circ - \varphi/2$ 时, $\theta_l = 45^\circ - \varphi/2$ 或 $\theta_l = 135^\circ + \varphi/2$; ② 当 $45^\circ - \varphi/2 < \omega < 45^\circ$ 时, $\theta_l = \omega$ 或 $\theta_l = 180^\circ - \omega$; ③ 当 $45^\circ \leq \omega < 90^\circ$ 时, $\theta_l = 45^\circ$ 或 $\theta_l = 135^\circ$ 。

3 结论

总结以上分析可得:通常情况下,多数剪切角 $\gamma = \pm(45^\circ - \varphi/2)$, $\chi = (90^\circ - \varphi)$, 这与三个主应力全为压应力,及最小最大主应力“一拉一压”下,法向应力拉压转换角 $\omega = \arctan \sqrt{-\frac{\sigma_3}{\sigma_1}} \leq 45^\circ - \varphi/2$ (注意这里 σ_3 为拉应力,下同)时的剪切破裂趋势面分析结果一致。但当主应力为“一拉一压”,且 $\omega \geq 45^\circ - \varphi/2$, 即 $(\sigma_3/\sigma_1)^2 \geq 1$ 时, $\gamma \geq \pm(45^\circ - \varphi/2)$ 。共轭角 χ 可大于 $(90^\circ - \varphi)$, 甚至逼近 90° 。具体数值视压主应力与拉主应力比值确定。

以上三种不等主应力下的剪切破裂面都是平面,且平行于中间主应力轴。一般来说构造破裂面是在地壳岩石圈一定的深度范围内,在大地重力场叠加地壳运动产生的构造应力场后(有称“地应力”^[7-8]、“天然应力”^[9])的“构造成生应力场”下产生的。水平构造运动占据着地壳运动的主导地位^[10-11],是构造成生应力场中的活跃因素。但重力场是其中无处不在、无时不在的基本要素。所以,除极个别的局部部位外,地壳内一般不会发生全拉应力场状态。诸多地应力实测数据表明,地壳内的应力场除存在“全压”应力状态外,某些地区的确显示或测有水平拉张应力异常^[12-15],即还存在“一拉一压”应力状态。既然存在“一拉一压”应力状态,那么构造剪切面就可能发生在 $\pm 45^\circ \geq \gamma > \pm(45^\circ - \varphi/2)$ 方向的斜截面上。剪切角与应力比之间的这种变动关系在地质实践中及有关模拟试验中业已部分得到证明^[16]。

本文成稿前曾得到邓起东院士提出的多方指教、指导,在此深表谢意! 谬误之处还希望继续得到各位同仁指正。

References:

- [1] Gu D Z. Rock Mass Engineering Geological Mechanics Foundation[M]. Beijing: Science Press, 1979(in Chinese).
- [2] Hobbs B E, Means W D, Williams P F. An Outline of Structural Geology[M]. Translated by Liu H F, et al. Beijing: Petroleum Industry Press, 1982(in Chinese).
- [3] Liu B C. Some prospect of mechanics of jointed rock masses [C]//Lian Z S. Proceeding of the First National Conference on Rock Mass Mechanics. Beijing: Metallurgical Industry Press, 1982: 1-14(in Chinese).

- [4] Qian W C, Ye K Y. Elastic Mechanics[M]. Beijing: Science Press, 1980(in Chinese).
- [5] Timoshenko S, Gere J. Mechanics of Materials[M]. Translated by Hu R L. Beijing: Science Press, 1978: 56-62(in Chinese).
- [6] Fan Y C. Advanced Mathematics Teaching Materials[M]. Beijing: People Press, 1964(in Chinese).
- [7] Lü G X, Wang F Z, Liu R X. Structural Additional Pressure and Formation Depth Under Ultrahigh-Pressure Metamorphism[M]. Beijing: Science Press, 2004(in Chinese).
- [8] Huang X C, Tao L J, Cao W G. Rock Mechanics[M]. Beijing: Higher Education Press, 2005(in Chinese).
- [9] Liu Y R, Tang H M. Rock Mass Mechanics[M]. Wuhan: China University of Geosciences Press, 2005(in Chinese).
- [10] Li S G. Geomechanical Introduction[M]. Beijing: Science Press, 1973(in Chinese).
- [11] Lü G X, Lin W W, Luo Y H. Tectophysicochemistry and Resource Prediction of Gold Mine[M]. Beijing: Geological Publishing House, 1999: 71(in Chinese).
- [12] Peiwei A B. The new approach to study crustal stress[M]// Peiwei A B. The State of Crustal Stress. Translated by Information Office of National Seismogeological Team. Beijing: Seismological Press, 1978: 3(in Chinese).
- [13] Wu T R, He G Q. Continental breakup and evolution of rifted volcanic margins[J]. Earth Science Frontiers, 2007, 14 (4): 18-25(in Chinese).
- [14] Xie F R, Cui X F, Zhao J T. Analysis of global tectonic stress field[J]. Earth Science Frontiers, 2003, 10(Suppl): 26(in Chinese).
- [15] Deng Q D, Zhang P Z, Ran Y K, et al. Active tectonics and earthquake activities in China[J]. Earth Science Frontiers, 2003, 10(Suppl): 66-73(in Chinese).
- [16] Deng Q D, Zhong J Y, Ma Z J. The character and formation condition of shear fracture bands[J]. Chinese Journal of Geology, 1966(3): 227-237(in Chinese).

参考文献:

- [1] 谷德振. 岩体工程地质力学基础[M]. 北京: 科学出版社, 1979.
- [2] 霍布斯 B E, 明斯 W D, 威廉斯 P F. 构造地质学纲要[M]. 刘和甫等译. 北京: 石油工业出版社, 1982.
- [3] 刘宝琛. 矿山岩体力学的某些进展[C]//连志升. 第一届全国岩体力学会议论文集. 北京: 冶金工业出版社, 1982: 1-14.
- [4] 钱伟长, 叶开沅. 弹性力学[M]. 北京: 科学出版社, 1980.
- [5] 铁摩辛柯 S, 盖尔 J. 材料力学[M]. 胡人礼译. 北京: 科学出版社, 1978: 56-62.

- [6] 范映川. 高等数学讲义[M]. 北京: 人民出版社, 1964.
- [7] 吕古贤, 王方正, 刘瑞珣. 超高压变质的构造附加压力与形成深度[M]. 北京: 科学出版社, 2004.
- [8] 黄醒春, 陶连金, 曹文贵. 岩石力学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2005.
- [9] 刘佑荣, 唐辉明. 岩体力学[M]. 武汉: 中国地质大学出版社, 2005.
- [10] 李四光. 地质力学概论[M]. 北京: 科学出版社, 1973.
- [11] 吕古贤, 林文蔚, 罗元华, 等. 构造物理化学与金矿成矿预测[M]. 北京: 地质出版社, 1999: 71.
- [12] 裴伟 A B. 研究地壳应力的新途径[M]//裴伟 A B. 地壳应力状态. 国家地震地质大队情报资料室译. 北京: 地震出版社, 1978: 3.
- [13] 吴泰然, 何国琦. 大陆解体与被动陆缘的演化[J]. 地学前缘, 2007, 14(4): 18-25.
- [14] 谢富仁, 崔效锋, 赵建涛. 全球应力场与构造分析[J]. 地学前缘, 2003, 10(特刊): 26.
- [15] 邓起东, 张培震, 冉永康, 等. 中国活动构造与地震活动[J]. 地学前缘, 2003, 10(特刊): 66-73.
- [16] 邓起东, 钟嘉猷, 马宗晋. 剪切破裂带的特征及其形成条件[J]. 地学科学, 1966(3): 227-237.

投稿预告

欢迎主题专辑投稿 也欢迎非主题投稿

《地学前缘》为双月主题性期刊, 欢迎按专辑主题投稿, 也欢迎非主题投稿, 因本刊设有“非主题来稿选登”。

(1)2009 年第 2 期“地球物质科学”主题:

具体专辑名为“岩石地球化学”(2009 年第 2 期)。

(2)2009 年第 3, 4 期“地球结构、构造与动力学”主题:

具体专辑名为“造山带与盆地构造及其动力学”。

(3)2009 年第 5, 6 期“地球表层科学”主题:

具体专辑名为“地球表层系统”。

(4)2010 年第 1, 2 期“地球物质科学”主题:

具体专辑名为“成岩成矿的物理过程”(2010 年第 1 期);
“矿床地球化学”(2010 年第 2 期)。

(5)2010 年第 3, 4 期“地球结构、构造与动力学”主题:

具体专辑名为“大陆构造与动力学”。

(6)2010 年第 5, 6 期“地球表层科学”主题:

具体专辑名为“汶川地震研究”, “水资源与环境”。

* * * * *

《地学前缘》国际版已由爱思唯尔(Elsevier)公司出版, 可在其在线平台上(<http://www.sciencedirect.com/science/journal/18725791>)浏览、查阅、下载。