

# 流体孔隙剪切变形与岩石圈层状运动机理

张永北<sup>1,2,3,4)</sup>, 毕华<sup>2)</sup>, 余龙师<sup>2)</sup>, 孙世华<sup>4)</sup>, 邱家骧<sup>3)</sup>, 王人镜<sup>3)</sup>

- 1) 海南省农垦科学院, 海口, 570206; 2) 海南省师范大学资源环境与旅游学院, 海口, 570207;  
3) 中国地质大学(武汉)地球科学学院, 武汉, 430074;  
4) 中国科学院地质与地球物理研究所, 北京, 100101

**内容提要:**在岩石圈层状滑移系统中,如大陆地壳俯冲叠置构造、逆冲推覆断层、拆离断层、滑坡等系统,近于水平的断裂带上存在许多有一定压力的流体孔隙。如果这些流体孔隙是密闭的,便可看成液压千斤顶的液缸。那么,断层面以上滑移体的重量  $S_T$  不仅被断裂带上的固体支撑,也受孔隙液体举托力  $F_l$  支撑。设  $F_l$  与  $S_T$  之比为  $R$ ,那么  $R$  就是一个描述滑移体滑移运动难易程度的重要参数。 $R$  值越大,滑移体越容易被移动(推动)。而岩石圈中层状滑移系统滑脱面的剪切变形可以显著地改变该参数的大小,从而对层状滑移运动产生深刻的影响。设剪切面上孔隙流体平均压强初始值为  $P_0$ ,剪切角为  $\alpha$ ,剪切变形后的平均压强为  $P(\alpha)$ ,  $R(\alpha)-\alpha$  间存在下式的函数关系:

$$R(\alpha) = \frac{R_0 P(\alpha)}{P_0 \cos \alpha} \quad (1)$$

由此可见,  $R(\alpha)$  与  $P(\alpha)$  正相关,与剪切角  $\alpha$  也正相关。 $P(\alpha)$  与剪切角  $\alpha$  的函数关系目前还难以给出,但剪切过程中,流体孔隙压强保持不变的恒压过程是常见的,即  $P(\alpha) = P_0$ 。将该等式代入上式(1),即可获得下式:

$$R(\alpha) = \frac{R_0}{\cos \alpha}, [P(\alpha) = P_0, \text{即恒压过程}] \quad (2)$$

由此作出恒压剪切过程的  $R(\alpha)-\alpha$  图解。从而发现,恒压剪切过程中,只要滑脱面上密闭流体孔隙存在初始压强,即  $R_0 > 0$ ,那么,  $R(\alpha)$  随  $\alpha$  增长,当剪切角  $\alpha$  达到一定程度,  $R(\alpha)$  迅速超过 1;且  $R_0$  越大,实现  $R(\alpha) > 1$  所需的  $\alpha$  值越小;反之,所需的  $\alpha$  值越大。由此证明,密闭流体孔隙经过恒压剪切变形,导致  $R(\alpha) > 1$  的基本规律。非恒压过程总体规律不变。 $R(\alpha) > 1$  意味着层状滑移体完全被孔隙流体的浮托力支持。从而揭示岩石圈俯冲—推覆体及拆离机理和滑坡爆发的可能机制。

**关键词:**流体孔隙;构造物理;构造;大陆动力学;岩石圈运动;大陆深俯冲;滑坡;剪切增浮原理

当今地质领域有一个重大的难题就是大陆深俯冲的动力机制。大量的岩石学和地球物理证据证明大陆地壳的俯冲深度可以达到 100km 甚至更大的深度 (Chopin, 1984; 金振民等, 1998; 张可丰等, 2005), 俯冲到深处的物质有相当一部分是密度较小的上地壳物质——片麻岩 (李曙光, 2001; 刘贻灿等, 2006)。尽管俯冲的速度十分缓慢,这些密度小的物质是如何摆脱岩石圈静压力的控制插入到大陆深处依然是令人费解的难题。故有不少学者对是否曾有深俯冲提出了怀疑 (如: 吕古贤等, 1998; 周永胜等, 2003; 池顺良, 2011; 苏文辉, 2011; 武红岭, 2011; 苏文辉和许大鹏, 2012)。有人提出陆壳物质是先榴辉岩化造成岩石密度加大后再拆沉的 (张旗等, 2006)。那就是榴辉岩化在先,俯冲在后。但

是,超高压榴辉岩化所需要的压力条件不可能在岩石圈浅部存在。实验岩石学也证明大陆碰撞俯冲产生构造超高压可能性很小 (金振民等, 2001)。显然,陆壳物质必须先俯冲到深处才能获得超高压榴辉岩的变质条件。因此,大陆深俯冲的过程应是陆壳物质先俯冲后密度加大,此过程中深俯冲的陆壳物质必须克服岩石圈静压力的控制。

大陆俯冲作用还有另外一种情况,那就是俯冲角往往并不大。如青藏高原原北、北缘构造前沿,两侧地体都出现倾角低缓的推覆构造 (崔军文等, 2006; 许才军, 2002; 许志琴等, 2011), 假设俯冲角为  $30^\circ$ , 要将地壳岩石俯冲到正常地温梯度金刚石形成的 120km, 俯冲距离必须超过 240km。如印度大陆,一直到达宽度超过 200km 的喜马拉雅地块之下; 柴

达木地块俯冲到宽度超过 100km 的西昆仑地块之下,如此巨大的俯冲规模,即使俯冲断裂带上的岩石发生了流变,也需要克服多么巨大的摩擦力才能实现。同时,印度板块、柴达木地块必须承受巨大的应力,才能有足够的推动力实现如此大规模的俯冲。但是,事实上现代印度板块、柴达木地块并没有象青藏高原那样强烈褶皱变形。表明它并没有承受多大的应力作用。那么,这就意味着这种俯冲带上的摩擦阻力是很小的,向下俯冲的印度板块、柴达木地块并不需要十分巨大的推动力就俯冲到了青藏高原之下。这实在是个令人费解的难题。

20 世纪中叶类似的问题困惑了地学界数十年之久,那就是岩石圈表层造山带前缘普遍存在的运移距离成百上千千米的大规模逆冲推覆构造,以及伸展大陆区的低角度拆离构造。这些构造系统中,平缓的断层面上规模巨大的滑移体,为什么能被推移上千千米?并且在运动过程中没有因挤压而支离破碎。这在当时也是地质学家百思不解的难题。

当时,美国地质学家鲁比和休伯特(Rubey and Hubbert, 1959)根据岩石孔隙流体存在液压的现象,提出孔隙液压说,比较合理地解释了大规模逆冲推覆构造运动的难题。岩石孔隙都有流体存在,并具有一定液压(Maillot et al., 1996),通常某深度的岩层孔隙液压与上覆岩层负荷造成的围压平均比值大致为 0.465。当该比值大于 0.465 时,就出现孔隙液压异常。在快速沉积区,沉积物经压实,该比值往往比较高,局部地区可以超过 0.9,甚至接近 1.0。在地壳变形区活动构造带,也常见流体超静压现象(Richard and Sibson, 1990);高孔隙液压异常区,如油气藏区,上覆岩层几乎处于浮托状态,受侧向挤压作用,在高孔隙液压岩层内极易产生滑脱面,因而不需巨大推力就能形成大规模的推覆运动。同样孔隙液压说也可以解释另一个规模巨大的岩石圈构造——拆离构造的形成。根据孔隙液压说,地壳大规模拆离的原因也可以认为是由于岩层内高异常孔隙压力的浮托作用大大地减小了上覆滑移体运动的摩擦阻力,使其受很小的水平作用力就能被拉动,并完整地位移。

上述大陆岩石圈中常见的构造,不论是表层的推覆构造、剥离构造,还是深处的大陆俯冲构造,乃至软流圈之上的板块构造,都是以低缓的断裂带为运动面,断裂带以上的岩石圈块体运动规模巨大,对地球环境的影响深远而引人注目的。我们可以统称它们为岩石圈层状滑移运动。

自然界,液体,包括水、油以及岩石部分熔融的熔浆,普遍存在于岩石圈中,即使在地幔深处也有熔浆和水存在(Thompson, 1992; Bell and Rossman, 1993; Shao Ji'an et al. 2000; Vidale et al., 1998; Jin Zhenmin et al., 1994; 刘文龙等, 2000; 李洪香等, 2001)。这些液体主要密闭于岩石孔隙、岩浆囊、岩浆房中,并且具有一定的液压。因此,在岩石圈的层状运动过程中,这些液体的作用是不容忽视的(Gretener, 1982, 1969)。根据 Rubey 等(1959)的液压说,岩石圈中的液体很可能是大陆俯冲、推覆、剥离乃至板块运移等岩石圈层状运动的机制所在。

生活中常用小液压千斤顶举起十几吨重大卡车。设想岩石圈断裂带深处存在的流体孔隙和岩浆囊为千斤顶的液缸,那么,我们完全有理由相信,在富含封闭流体孔隙和岩浆囊的断裂带之上,巨大岩石圈地质体也可能被无数个“千斤顶”举起并向前运动。液压千斤顶是通过多次施加很小的力量将载重卡车举起的。岩石圈内这些无数“千斤顶”是如何被启动的呢?回答这样的问题,可能揭示大陆地壳俯冲—推覆、拆离的机理。

Rubey 等(1959)认为,地壳加热—“液缸”热力膨胀是启动“千斤顶”原因。笔者研究发现,“液缸”剪切变形也可以启动“千斤顶”。这样的机制,前人未曾探讨过。本文将从岩石剪切变形对孔隙流体举托力的影响为切入点,提出了一个用来判断岩石圈层状滑移难易程度的新指数( $R$ ),探讨了该指数( $R$ )与剪切应变的动力学关系,建立了流体孔隙剪切增浮(SSIB)动力方程,由此总结了流体孔隙剪切增浮原理。

## 1 液压实验的启示

液缸试验的物理公式是:压力 = 压强  $\times$  受力面积。液压千斤顶液缸的举托力,就是垂直向上的压力。其物理公式是:举托力 = 压强  $\times$  垂直向上的受力面积。

该公式给我们的启发就是:如果把岩石圈中的封闭的岩浆房、流体孔隙看成封闭的液缸,那么,它们与上覆岩体垂直向上的接触面积越大,举托力也越大。

由此我们可以联想到岩石圈断裂带上的岩浆囊、流体孔隙的接触面积对其作用面上的举托力具有十分重要的意义。而该作用面显然与孔隙液体的形态和岩石应变有密切联系。不同的应变方式可以导致流体孔隙、岩浆囊的接触面积朝不同方向变化。

水平方向的剪切应变可以不断扩大其垂直向上的作用面积。因此,这种方式的应变可以扩大流体孔隙的举托力,对岩石圈构造运动的重要意义就是:通过增大“液缸”垂直向上的作用面,可能启动岩石圈断裂带上无数的“千斤顶”。

岩石圈水平方向的剪切应变是如何启动“千斤顶”的?需要多少应变量?下文将根据牛顿力学分析的原理,结合剪切变形过程流体孔隙的几何学变化,建立了剪切变形与孔隙流体举托托力/层状滑移体总重量之比( $R$ )的函数关系。

2 剪切增浮方程的理论推导

2.1 岩石圈层状滑移体的力学平衡方程

假设层状滑移体—滑脱面组成的体系如图 1 所示。滑移体总负荷为  $S_T$ ;滑脱面上孔隙流体液压引起的总浮托力为  $F_f$ ;固体支撑力为  $F_s$ 。那么,滑移体的受力平衡方程为:

$$F_s + F_f = S_T \tag{1}$$

设  $R = \frac{F_f}{S_T}, Q = \frac{F_s}{S_T}$ ;则上式改造为:

$$R + Q = 1 \tag{2}$$

其中, $R$  称为孔隙流体浮托力与滑移体总负荷之比; $Q$  为滑脱面固体支撑力与滑移体总负荷之比。

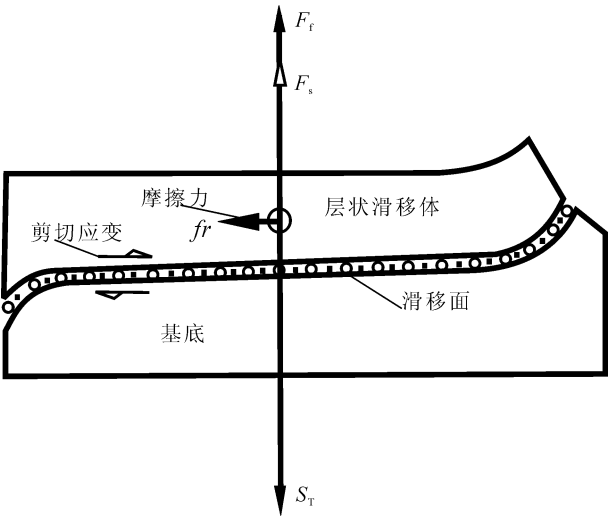


图 1 岩石圈层状滑移的模型

Fig. 1 A model of the layered slipping system of lithosphere

显然,在静态平衡条件下, $R + Q = 1$  恒定。 $R$  值越大, $Q$  值越小。当  $R = 1$  时, $Q = 0$ ,此时  $F_f = S_T, F_s = 0$ 。滑移体完全处于浮托状态,与滑脱面摩

擦力极小,滑移体易于运动。当  $R = 0$  时, $Q = 1$ ,滑移体完全被固体支持,摩擦力最大,层状滑移运动难以产生。当  $R > 1$  时, $Q < 0$  时,滑移体超浮托,将出现两种情况:① 若滑移体与底盘有粘接力, $-Q =$ 粘接力与滑移体总负荷( $S_T$ )之比。粘接力限制流体孔隙膨胀。这种状态可维持到  $|R| = \text{Max}(|-Q|)$ 。② 当  $|R| > \text{Max}(|-Q|)$  或滑移体与底盘粘接力很小,而  $R \geq 1$  时,流体孔隙破裂,因此  $1 \leq |R| \leq \text{Max}(|-Q|)$  时,滑移体处于浮托状态,易于运动。为了便于剪切增浮规律讨论,设系统为孔隙永不破裂、 $-Q$  无极限值、孔隙受限制而不膨胀的理想系统。因此,讨论层状滑移运动的关键就在  $R$  值。

2.2 封闭孔隙流体液压的浮托力

首先让我们来讨论单个封闭孔隙流体液压的浮托力特征。现假定孔隙形态不规则,内部液压为  $P$ ,所产生的浮托力为  $f$ ,如图 2 所示。 $f$  值即为所有孔隙壁内压力垂直向上分力的总和。 $f$  与  $P$  的关系如下:

$$\begin{aligned} f &= \sum_{i=1}^n f_i \\ &= \sum_{i=1}^n N_i \sin \theta_i \\ &= \sum_{i=1}^n P S_i \sin \theta_i \\ &= P \sum_{i=1}^n S_i \sin \theta_i \end{aligned}$$

其中  $S_i$ 、 $N_i$ 、 $\theta_i$  各为  $i$  微平面的面积、正压力、法线倾角。 $f_i$  为  $i$  平面正压力  $N_i$  在垂直方向分力。由于  $\sum S_i \sin \theta_i$  就是不规则孔隙在水平面上的投影面积。故单封闭孔隙流体液压的浮托力就是孔隙液压与孔

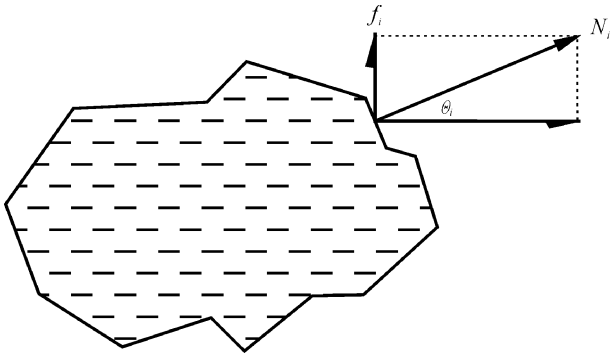


图 2 空隙液压在不同微平面上正压力的垂直向上分力

Fig. 2 The upward force caused by the pore fluid pressure on different small flat

隙水平投影面积之和。

$$f = PS_{\text{水平}}$$

然后,讨论潜断面上所有孔隙流体液压所引起的浮托力。假定潜断面上有  $N$  个孔隙,第  $j$  个孔隙液压为  $P_j$ ,所引起的浮托力为  $f_j$ 。那么,  $N$  个孔隙浮托力总和为  $F_f$ ,有以下关系:

$$\begin{aligned} F_f &= \sum_{j=1}^N f_j \\ &= \sum_{j=1}^N P_j S_{j\text{水平}} \end{aligned}$$

一般地同一埋藏深度各孔隙具有相近的孔隙液压。因此,  $P_j$  可用常数值  $P$  来表示。上式简化为:

$$F_f = P \sum_{j=1}^N S_{j\text{水平}} \tag{4}$$

2.3 岩石孔隙的统计形态

公式(4)的  $S_{j\text{水平}}$  项表示  $j$  孔隙的水平投影面积。由于孔隙形态千差万别,  $S_{j\text{水平}}$  也变化多端。按照孔隙的实际形态,其浮托力难以求取。为此需要讨论岩石孔隙统计形态。

除了构造裂隙以外,沉积岩石孔隙绝大多数是矿物随机堆积形成的。因此,形成的孔隙的形态及空间位态均有随机性。借鉴 Remsay (1986) 岩石应变学的分析方法,笔者曾对接触式砾岩孔隙作过统计分析。具体做法是在岩石标本平面上确定一基准线,以基线为准作  $10^\circ$  间隔,共 18 个方向的平行线,分别截取每一孔隙在每一直线方向上的半径长度。将结果用直方图统计。结果如图 3 示。显然,不论直线方向如何变化,概率分布曲线基本一致,有共同的中心值( $r_0$ ),曲线幅度、宽度相一致。对不同粒级

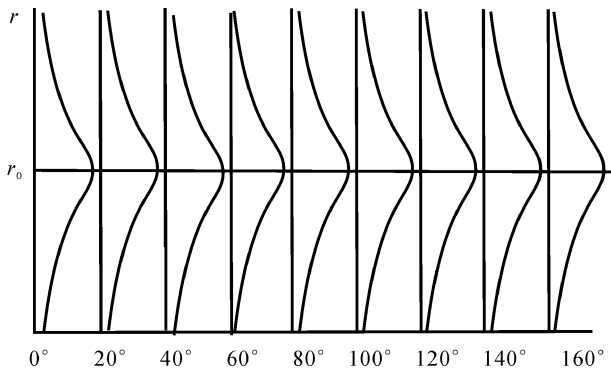


图 3 岩石中空间和位态随机的孔隙半径在不同方向上的统计直方图

Fig. 3 Statistic histogram graph of the pore radius at various orientations in random spaces and positions

碎屑岩的统计,还会发现,概率中心值  $r_0$  与粒度呈正相关系,但总的曲线形态却不变。因此,对随机沉积的孔隙,无论它形态多么复杂,同一岩石不同方向的统计半径却一致。

需要说明的是,上述结论针对无定向随机沉积形成的孔隙而言的。但若有定向构造,孔隙具定向性,统计结果则是某个方向的曲线中心值偏低或偏高。由于自然界矿物原始堆积多数是随机的。考虑岩石原始状态,则前述统计结论具有普遍意义。

岩石圈深部局部熔融作用也可产生流体孔隙。这种熔融作用最初是发生在晶隙三联点中的。熔体则首先在晶隙中聚集。随机分布的晶隙也有类似统计球的统计结果,其球体半径大致为概率曲线中心值  $r_0$ 。于是  $N$  个形态复杂的孔隙就简化为  $N$  个半径为  $r_0$  的统计球,则(4)式简化为:

$$F_f = NPS_{\text{水平}}$$

2.4 剪切变形对孔隙统计球体的影响

由于层状滑移系统的滑脱面通常很平缓,所指的剪切变形即为水平面型剪切。首先讨论理想流体的单孔隙统计球在纯剪变形时的变化特征。已知统计球半径  $r_0$ ,建立直角坐标系如图 4。球体解析方程为:

$$x^2 + y^2 + z^2 = r_0^2$$

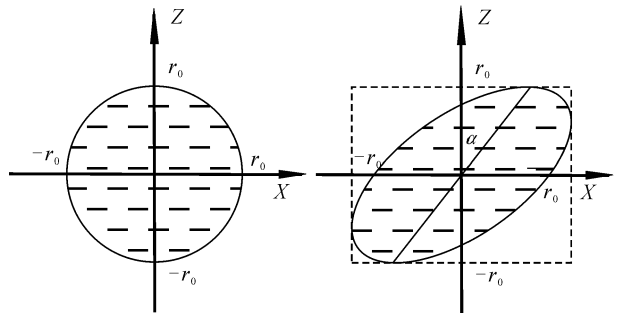


图 4 剪切应变下球形统计孔隙的变形模型

Fig. 4 The graph showing the deformation of statistic spheric of fluid pores under shearing strain

假定剪切变形顺  $x$  轴方向滑移,以  $YZ$  平面为参考,剪切角为  $\alpha$ 。显然,变形后存在以下方程式:

$$\sqrt{r_0^2 - y^2 - z^2} - z \tan \alpha = x$$

统计球变形为椭球体。利用椭球体解析方程可以导出椭球体水平面投影面积及其体积:

$$S_{j\text{水平}}(\alpha) = \frac{\pi r_0^2}{\cos \alpha}, \quad V(\alpha) = \frac{4\pi r_0^3}{3} \tag{6}$$

可见水平面型剪切变形的结果,可以导致孔隙

水平投影面积变化。变形后孔隙投影面积  $S_{\text{水平}}(\alpha)$ , 是剪切角  $\alpha$  的函数。体积  $V(\alpha)$  恒定不变。

3 封闭流体孔隙面型剪切的  $R(\alpha)$ — $\alpha$  图解

3.1 水平面型剪切变形过程的  $R(\alpha)$ — $\alpha$  函数

然后讨论剪切变形对孔隙浮托力的影响, 假定变形后孔隙液压为  $P(\alpha)$ , 结合(5)、(6)两式, 则有:

$$F_f(\alpha) = N\pi r_0^2 \frac{P(\alpha)}{\cos\alpha} \tag{7}$$

将(7)式右边上下同乘流体孔隙初始压强  $P_0$ , 再两边同除  $S_T$ , 由于  $\frac{N\pi r_0^2 P_0}{S_T} = R_0$ ;  $\frac{F_f(\alpha)}{S_T} = R(\alpha)$ , 因此, 孔隙剪切变形后, 其浮托力与上覆层状岩体荷载的比值  $R(\alpha)$  与  $\alpha$  关系如下:

$$R(\alpha) = \frac{R_0 P(\alpha)}{P_0 \cos\alpha} \tag{8}$$

3.2 恒压水平面型剪切变形的  $R(\alpha)$ — $\alpha$  函数

孔隙统计球水平面型剪切过程是体积恒定的简单剪切过程, 如(6)式的  $V(\alpha)$  所示, 体积变化与剪切角无关。可以假定变形之前的热力学状态为  $(P_0, V_0, T_0)$ , 变形后的热力学状态为  $[P(\alpha), V_0, T(\alpha)]$ 。

自然界流体剪切变形过程中的热力学状态变化十分复杂, 就目前我们对该复杂过程是研究水平, 尚无法知道  $P(\alpha)$  或者  $T(\alpha)$  与剪切角  $\alpha$  的关系。但是, 剪切过程中, 流体孔隙压强和温度不变的过程是常见的, 因此, 我们讨论恒温、恒压过程的  $R(\alpha)$ — $\alpha$  关系也是有意义的。

所谓恒压过程, 就是流体孔隙剪切变形过程中, 流体孔隙压强  $P(\alpha)$  始终不变, 即  $P(\alpha) = P_0$ 。由此, (8)式简化为(9)式:

$$R(\alpha) = \frac{R_0}{\cos\alpha} \tag{9}$$

3.3  $R(\alpha)$ — $\alpha$  图解

为了直观考察  $P(\alpha)$  与剪切角  $\alpha$  的关系, 根据(9)式, 可以绘制恒压过程的  $R(\alpha)$ — $\alpha$  图解。

自然界岩石圈层状滑移剪切带内  $S$ 、 $C$  组构一般有  $5^\circ \sim 10^\circ$  交角, 孔隙统计球的长轴代表  $S$  组构;  $C$  面代表剪切面, 与断面平行。由此,  $\alpha$  角一般在  $80^\circ \sim 85^\circ$  之间, 即  $\cos\alpha > 0$ 。利用(9)式, 设初始值  $R_0$  分别为 0.1 至 1.0, 每隔 0.1 间隔, 绘出  $R(\alpha)$ — $\alpha$  图解, 如图 5 所示。

图 5 反映的是流体孔隙永不破裂, 流体孔隙受到限制而不膨胀的理想情况下, 恒压水平面型剪切的变化规律。假定这种理想状态是为了更好地理解自然条件下的规律。

图 5 显示  $R(\alpha)$  随  $\alpha$  变化的规律如下:

(1) 在流体面型剪切变形过程中, 剪切角  $0^\circ$  至  $85^\circ$  范围内, 当  $R_0 > 0$  时,  $R(\alpha)$  随剪切角增大, 而迅速增大。

(2) 当  $R_0 > 0$  时, 当剪切角  $\alpha$  足够大时, 均可出现  $R(\alpha)$  值超过 1 的情形。

(3)  $R_0$  值越大,  $R(\alpha)$  超过 1 所需的剪切角  $\alpha$  越小; 反之, 所需的  $\alpha$  越大。

(4) 只要  $R_0 > 0$  初始值存在, 即使  $R_0$  很小, 剪切角  $\alpha$  足够大 ( $> 85^\circ$ ) 时,  $R(\alpha)$  仍可出现超过 1 的情形。

3.4 剪切增浮原理

图 5 显示的是流体孔隙恒压水平面型剪切过程  $R(\alpha)$  值随剪切角  $\alpha$  变化的规律。

但是, 剪切过程保持流体孔隙恒压, 是岩石圈层

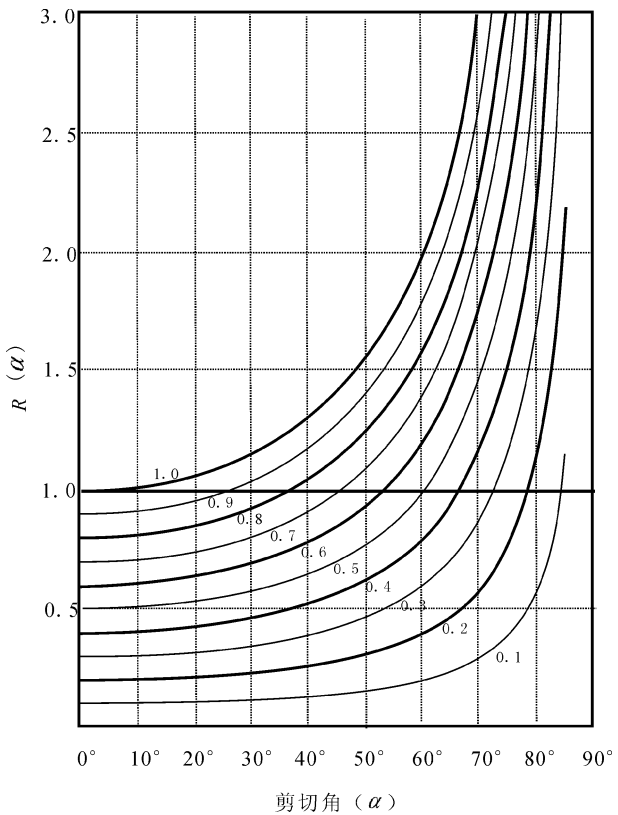


图 5 不同  $R_0$  值流体孔隙恒压剪切过程的  $R(\alpha)$ — $\alpha$  图解  
Fig. 5 The  $R(\alpha)$ — $\alpha$  diagram for the fluid pore shearing strain of constant pressure process at different  $R_0$

状滑移运动的特殊情况。自然界由于剪切面上除了孔隙流体外,还有固体物支撑上覆岩体。因此,剪切过程摩擦生热导致流体升温膨胀是必然结果。密闭流体升温膨胀的结果,必然导致流体压强增大,即  $P(\alpha) > P_0$ 。因此,非恒压面型剪切的结果是,(8)式右边 > (9)式右边。其结果反映在图 5,则每一条曲线都向上位移。这种情况至少可以保持在  $R(\alpha) > 1$  的情况出现之前。一旦  $R(\alpha) > 1$  情况出现后,由于上覆岩体完全被孔隙流体托举,固体支持力为 0,摩擦生热消失,  $R(\alpha)$  随剪切角  $\alpha$  增长规律,就会恢复到恒压剪切曲线中来。

因此,虽然目前我们还无法知道  $P(\alpha)$  与剪切角  $\alpha$  的关系,面型剪切过程中,  $R(\alpha)$  随剪切角  $\alpha$  增长规律是可以肯定的。图 5 展示的  $R(\alpha) - \alpha$  曲线反映的是一个普遍规律。

当  $R(\alpha) > 1$  时,意味着剪切带上覆岩体处于浮托状态。据方程(5)所示的规律,密闭流体孔隙的  $R(\alpha)$  随剪切程度的加大,出现  $R(\alpha) > 1$  的规律,即导致上覆负荷处于浮托状态的规律,称为剪切增浮原理。

## 4 岩石圈层状运动的触发机理

### 4.1 岩石圈层状运动的条件

根据剪切增浮原理,流体孔隙剪切变形可以使上覆滑移体处于浮托状态,其先决条件是:①孔隙流体必须是封闭的;②孔隙液压要有一定的  $R_0$  初始值,但未必是高异常值;③剪切变形要达到适中的程度。因此,推覆、拆离等岩石圈层状滑移运动不一定都发育在高孔隙液压异常区,在孔隙液压异常较低的地区,也可以存在。

但俯冲推覆、拆离断面并不是在所有具备高孔隙液压的岩石中都能发育。形成这类断面的岩石必须是较易变形,并在变形过程中能保持孔隙的封闭状态。具备这种能力的岩石,在沉积岩区主要有泥岩和碳质、泥质含量较高的岩石;在变质岩区,主要是那些受压、受热极易糜棱岩化,进而产生流变发生塑性变形的岩石,或是变形过程中极易产生断层泥的岩石。

层状滑移运动率先存在于地壳组成岩石的软弱岩层。这些岩层在同一应力-应变场下,它们总是易于剪切变形(剪切模量小于其他岩石),剪切角率先达到适中程度,使上覆负荷处于浮托状态。于是上覆岩层率先沿该岩层滑动。

大陆俯冲运动可以看成是比推覆构造规模大得

多的岩石圈尺度的层状运动。众所周知,这些构造运动都伴随着强烈的岩浆活动。不难想象,俯冲断裂带上存在岩石部分熔融作用。初始部分熔融产生的熔浆应当密闭在岩石孔隙中,从而形成了岩石圈层状运动的先决条件。

### 4.2 岩石圈层状运动的机理

根据剪切增浮原理,致使层状滑移体处于浮托状态的根本原因,是富含孔隙流体的岩石遭受水平面型剪切变形。当密闭的孔隙流体遭受剪节变形达到适中程度时,层状滑移体处于浮托状态,向前快速推移。由于剪切变形继续发展,  $\alpha$  角增大,可出现  $R(\alpha)$  大于 1 的超浮托状态,即浮托力大于层状滑移体负荷的状态,于是上覆层状岩体只需受较小的侧向推力,即向前推移。

图 5 反映的  $R(\alpha)$  大于 1 数倍的情形,是孔隙永不破裂,流体受限不膨胀的理想情形。在自然条件下,当层状岩体处于漂浮状态的情况下,其结果是层状滑移体失稳,导致孔隙扩张直至破裂。而孔隙一旦破裂,必导致流体逃逸,上覆负荷浮托状态消失,停止运动。于是推覆体完成了一次推移运动。其过程如下式所示:

孔隙剪切变形——→滑移体浮托——→滑移运动、孔隙扩张破裂——→浮托状态消失、滑移运动停止。

当滑移运动停止时,层状滑移体的重力压实作用又可以使逃逸的流体被捕获、封闭。封闭后的孔隙经后期剪切变形,又可以重复前述步骤,使层状滑移体发生再滑移运动。经过若干次波浪式滑移之后,一个位移数百千米以上的推覆、拆离等岩石圈层状运动便形成了。

由于上覆层状滑移体在处于浮托状态被快速推移之前,必须经过软弱岩层的剪切变形阶段。因此,层状运动虽是浮托状态下被驱动的,滑脱面上必然要先产生强烈剪切变形带。推覆构造、拆离构造滑脱面上的剪切变形带先于上覆负荷浮托推移存在,而不是漂浮推移过程中产生的。

### 4.3 大陆深俯冲的机理

从推覆构造滑移运动的过程很容易理解大陆深俯冲构造的发生机制。由于俯冲断裂带上初始部分熔融产生的熔浆封闭在岩石孔隙中,经过一定程度的剪切应变积累,原先封闭在岩石孔隙中的熔体浮托力超过了俯冲断裂带以上的岩石圈重力负荷。因此,剪切作用将俯冲断裂带上无数“液压千斤顶”启动并将俯冲断裂带上的岩石圈举起。此时,断裂上方的层状滑移体处于漂浮状态,断裂带上的摩擦阻

力达到最小。向下俯冲的滑移体不需要克服很大的阻力,就可以向深处运动。

#### 4.4 山体滑坡的爆发机理

现代沉积物层状迁移(Paul, 1996)和山体滑坡与孔隙流体压力密切相关。如果将滑坡运动看成一个微型的岩石圈层状运动。那么,剪切增浮原理可以解释滑坡运动的爆发机制。

一般滑坡沿着一个滑脱面从斜坡向下运动。形成滑坡滑脱面的水文地质条件是:①存在一个软弱层;②有较充足的地下水。根据剪切增浮原理,如果 $R_0 > 0$ 的前提条件存在,滑坡体向下缓慢地沿滑动面位移这种状态是不可能稳定存在的。当滑动面孔隙剪切变形到一定程度后,上覆滑坡体必然出现浮托状态,此时在重力作用下,滑坡体迅速向下运动。

由于地下水充足,如暴雨后,地面水迅速下渗,使滑动面孔隙迅速充水。而软弱层被地下水进一步软化以后,在重力作用下滑坡体开始缓慢向下位移,滑动面发生剪切变形,孔隙水迅速封闭,于是具有较高的 $R_0$ 初始值。该 $R_0$ 值在这种充足地下水的条件下,经过适当程度剪切变形极易导致滑坡体出现浮托状态。

滑坡体的浮托状态是滑动面孔隙经缓慢剪切变形到一定程度后突然出现的。由此而触发滑坡体的爆发机制。一旦滑坡运动被触发,其超浮托运动是不可控制的。

## 5 结论

自然界岩石圈流体孔隙普遍存在,对岩石应变具有深刻的影响。具有一定液压的密闭流体孔隙正如日常生活中常见的“千斤顶”液缸一样,对岩石圈运动有着重要意义。当密闭流体孔隙广布于水平断裂带内时,犹如摆放了无数“千斤顶”,一旦被启动,即可托起断裂带上覆岩体,引发岩石圈层状滑移运动。“千斤顶”启动的原因可能有多种,而断裂带内水平面型剪切变形有可能是最重要的原因之一。现已证明,在断裂带水平剪切应变过程中,一旦达到一定量变,即可导致上覆岩体出现超浮托现象,于是上覆层状岩体无需很大的侧向推力,即可发生漂浮运动。这种规律可总结成为“流体孔隙剪切应变增浮原理”。它应是岩石圈普遍存在的大规模深俯冲—推覆、拆离的运动机制,或者是山体滑坡爆发的原因。

## 参 考 文 献 / References

池顺良. 2011. 从柯石英和“大陆深俯冲”到全球构造运动原动力的

思考. 地质论评, 57(4): 473 ~ 479.

崔军文, 张晓卫, 唐哲民. 2006. 青藏高原的构造分区及其边界的变形构造特征. 中国地质, 33(2): 256 ~ 267.

金振民, 金淑燕, 高山, 赵文霞. 1998. 大别超高压岩石形成深度局限于100 ~ 150km吗?——针状含钛铬磁铁矿的发现及动力学意义的思考. 科学通报, 43(1): 767 ~ 771.

金振民, 章军锋, Green H W, 金淑燕, 王永锋. 2001. 大别山超高压榴辉岩流变强度——来自高温高压实验的证据. 地球科学, 26(6): 574 ~ 580.

李洪香, 任继红, 马静英, 周静. 2001. 异常高孔隙流体压力与碎屑岩深部油气藏. 石油勘探与开发, 28(6): 5 ~ 8.

李曙光, 黄方, 周红英, 李惠民. 2001. 大别山双河超高压变质岩及北部片麻岩的U-Pb同位素组成——对超高压岩石折返机制的制约. 中国科学(D辑), 12: 977 ~ 984.

刘文龙, 李思田, 孙德君, 柴文华, 郑建东. 2000. 松辽盆地深层孔隙流体压力预测. 地球科学, 25(2): 137 ~ 142.

刘贻灿, 李曙光, 徐树桐, 古晓峰. 2006. 北大别片麻岩的超高压变质证据——来自锆石提供的信息. 岩石学报, 22(7): 1827 ~ 1832.

吕古贤, 陈晶, 李晓波, 刘瑞珣. 1998. 构造附加静水压力研究与含柯石英榴辉岩成岩深度测算. 科学通报, 43(24): 2590 ~ 2602.

苏文辉. 2011. 远离平衡相边界的柯石英形成机制及板块折返假说的物理基础. 地质论评, 57(4): 457 ~ 472.

苏文辉, 许大鹏. 2012. 一种非板块深俯冲快折返的柯石英形成新机制——评析“石英—柯石英相变研究中若干问题讨论”一文. 地质论评, (2): 224 ~ 236.

武红岭. 2011. 高压—超高压变质岩的成岩深度: 争论及评述. 地质论评, 57(4): 555 ~ 564.

许才军. 2002. 青藏高原地壳运动模式与构造应力场. 北京: 测绘出版社.

许志琴, 杨经绥, 李海兵, 嵇少丞, 张泽明, 刘焰. 2011. 印度—亚洲碰撞大地构造. 地质学报, 85(1): 1 ~ 33.

张可丰, 方之楚, 徐备, 何金有. 2005. 大陆深俯冲的最大深度——来自数值模拟实验的结果. 岩石学报, 21(4): 1311 ~ 1315.

张旗, 金惟俊, 王元龙, 李承东, 王焰, 贾秀勤. 2006. 大洋岩石圈拆沉与大陆下地壳拆沉: 不同的机制及意义——兼评“下地壳+岩石圈拆沉模式”. 岩石学报, 22(1): 2631 ~ 2638.

周永胜, 何昌荣, 马胜利, 马瑾. 2003. 差应力在超高压变质岩形成过程中的作用——来自石英—柯石英转化的高温高压实验证据. 地震地质, 25(4): 566 ~ 573.

Bell D R and Rossman G R. 1993. Water in Earth's mantle: the role of nominally anhydrous minerals. Science, 255: 1391 ~ 1397.

Chopin C. 1984. Coesite and pure pyrope in high-grade blueschists of the western Alps: a first record and some consequences. Contrib. Mineral. Petrol., 86: 107 ~ 118.

Gretener P E. 1969. Fluid pressure in porous media, its importance in geology; a review. Bulletin of Canadian Petroleum Geology, 17(3): 255 ~ 295.

Gretener P E. 1982. 孔隙水压力, 基准面, 一般后果及其对构造地质学的影响(Pore Pressure; Fundamentals, General Ramifications and Implications for Structural Geology). 陈立荷. 译. 北京: 石油工业出版社, 1 ~ 87.

Jin Zhenming, Green H W, Zhou Yu. 1994. Melt topology in partially molten mantle peridotite during ductile deformation. Nature, 372: 164 ~ 167.

Maillot B, Main I G. 1996. A lattice BGK model for the diffusion of pore fluid pressure, including anisotropy, heterogeneity, and gravity effects. Geophysical Research Letters, 23(1): 13 ~ 16.

Paul W A, Leonard Y M. 1996. Induced pore-fluid flow in current ripples and dunes; implications for sediments mobility and bedform migration. Abstracts with Programs -- Geological Society of America, 28(2): 49.

Ramsay J G, Huber M I. 1986. Strain analysis; book review. American Journal of Science, 286(3): 239 ~ 240.

Rubey W W, Hubbert M K. 1957. Overthrust belt of western Wyoming and adjacent states in light of fluid-pressure hypothesis. Geological Society of America Bulletin, 68(12) Part 2: 1789.

Rubey W W, Hubbert M K. 1959. Overthrust belt in geosynclinal area of western Wyoming in light of fluid-pressure hypothesis, [Part] 2 of Role of fluid pressure in mechanics of overthrust faulting. Geological Society of America Bulletin, 70(2): 167 ~ 205.

Shao Ji'an, Zang Qijia, Zhang Shulin, Li Hongdong. 2000. Discovery of molecular water in fluid inclusions of olivine, Acta Petrologica Sinica, 16(1): 127 ~ 133.

Sibson R H. 1990. Condition for fault-valve behavior, Deformation mechanisms, rheology and tectonic. Geological Society Special Publication, London, 54: 15 ~ 28.

Thompson A B. 1992. Water in the Earth's upper mantle. Nature, 358: 295 ~ 302.

Vidale J E, Hedlin M A H. 1998. Evidence for partial melt at the core - mantle boundary north of Tonga from the strong scattering of seismic waves. Nature, 391 (6668): 682 ~ 685.

Fluid Pore Shearing Strain and the Mechanism  
of Layered Lithosphere Motion

ZHANG Yongbei<sup>1,2,3,4)</sup>, BI Hua<sup>2)</sup>, YU Longshi<sup>2)</sup>, SUN Shihua<sup>4)</sup>, QIU Jiaxiang<sup>3)</sup>, WANG Renjing<sup>3)</sup>

1) Hainan State Farms Academy of Sciences, Haikou, 570206;

2) The Department of Resources, Environment and Tourism, Hainan Normal University, Haikou, 570207;

3) Faculty of Earth Sciences, China University of Geosciences, Wuhan, 430074;

4) Institute of Geology and Geophysic, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100029

**Abstract:** In a layered lithosphere slipping system, there are many pores filled of fluid with a certain pressure. Supposing the floating force caused by the pore fluid pressure in the slipping plane is  $F_f$ , the loading weight of bedding slipping block is  $S_T$ , then a new index of  $R$ , the ratio of  $F_f$  to  $S_T$ , can be given, that is very important to describe the layered slipping motion of lithosphere being easy or difficult. Actually, shearing strain in lithosphere can outstandingly change the value of  $R$ . In this paper the authors try to derive a dynamic equation in order to describe the relationship between  $R$  and the shearing angle ( $\alpha$ ) as formula (1):

$$R(\alpha) = \frac{R_0 P(\alpha)}{P_0 \cos \alpha}$$
 (1)

According above formula (1),  $R(\alpha)$  is positive correlation with  $P(\alpha)$ , and also is positive correlation with shearing angle  $\alpha$ . Now, it is difficult to give the formula to describe the relationship between  $P(\alpha)$  and  $\alpha$ , but the pore fluid keeping at a constant pressure is common case in the shearing strain process, that is  $P(\alpha) = P_0$ . Therefore, replacing  $P(\alpha)$  with  $P_0$  of above formula(1), the following formula (2) can be gotten:

$$R(\alpha) = \frac{R_0}{\cos \alpha}, [P(\alpha) = P_0, \text{ constant pressure}]$$
 (2)

and then  $R(\alpha)$ — $\alpha$  diagram of constant pressure shearing process can be drawn, in which the regularity can be discovered as follows: in the shearing strain process of constant pressure, if  $R_0 > 0$ ,  $R(\alpha)$  is increasing with  $\alpha$ ; as the shearing angle  $\alpha$  going up at a certain value,  $R(\alpha)$  runs up its value exceed 1 rapidly; and the more  $R_0$  is, the less the  $\alpha$  is for  $R(\alpha) > 1$ ; otherwise, the more the  $\alpha$  is. The case of  $R(\alpha) > 1$  means that the bedding slipping block is totally supported by pore fluid pressure. This regularity reveals a possible outbreaking mechanism of subduction—thrust nappe or detachment structure or landslide in lithosphere.

**Key words:** fluid pore; tectono-physics; tectonics; lithosphere motion; continental subduction mechanism; landslide; the principle of shear strain increasing the buoyancy of pore fluid