

地幔物质上涌引起断层强度的变化和分布

钟晓雄

(国家地震局地震研究所)

摘 要

本文根据多孔介质弹性变形与流体扩散在力学上的相互作用,选取了耦合本构关系式作为数学模型并对其求解,研究了地壳中三种类型断层在地幔物质上涌作用下,所产生的附加断层强度的变化和分布。主要结果是:(1)在空间上,“上涌”面所造成的断层强度软化区位于隆起的边翼地区;(2)在时间上,“上涌”对构造地震的触发滞后于隆起过程。

本文通过对唐山地震的分析认为,地幔物质上涌在地震孕育和发生过程中起着重要的作用,并估算了震源面上的强度软化值。最后,求出了在“上涌”作用下,地壳中所产生的最大剪切应力分布。结果表明:“上涌”造成的破裂区域最易发生在地壳中层的隆起边翼地带,而且此区域形成的断层很可能是高倾角的断层。

一、引 言

在一定条件下,当地幔物质发生重力分异或热膨胀的作用时,会形成地幔物质上涌。这种上涌机制在地壳内产生的附加应力与水平构造应力叠加,有可能使处于临界破坏状态的断层产生强度软化并促使地震更早发生。小玉喜三朗等^[1]在平面应变问题中用有限单元法进行应力分析,讨论了由于地幔物质挤入引起中、深源地震带的形成,但该文对浅源地震没有进一步讨论。许寿椿^[2]用二维非线性有限元方法,讨论了一个地堑剖面因地幔上隆引起的破裂危险性。丁文镜^[3]利用半无限空间内的膨胀球模型计算了上涌作用在地壳中产生的附加应力分布。然而,这些模型的受力条件与实际情况差别很大,而且均未考虑地幔物质上涌过程中孔隙流体的力学效应。

作者认为,地下孔隙流体(主要是水)的存在,对于断层强度有明显的影响。地幔物质上涌促使地壳基底上拱,随着岩体的变形,会产生孔隙压力梯度并使流体扩散。这种耦合过程包含着两种效应,一种是固体形变引起孔隙压力变化,另一种是孔隙压力变化引起形变。

本文研究了这种耦合过程,试图建立简化的数学模型,研究在上涌机制作用下的断层强

度分布及变化。模型中将地壳上层视为流体渗透的多孔介质层，下层为纯弹性层。设各层介质是均匀、且各向同性，在弹性理论中简化为平面应变问题来讨论。在地幔物质快速上涌阶段，多孔介质层处于非排水状态（流体未扩散），这时对于整个地壳都可利用纯弹性理论方法求解，相应地所求出的解为初始解。而在排水状态时（流体扩散），对于多孔介质层的耦合效应，本文用Rice等^{[4][5]}建立的线性耦合本构关系式求解。在数值计算中，应用了快速付里叶算法（FFT）。

二、模型和理论方法

1. 地壳受力模型

为了使讨论的问题具有普遍性，没有确定断层的位置和尺寸，而只是假设地壳中存在某一倾角的断层，受力模型如图 1 所示。

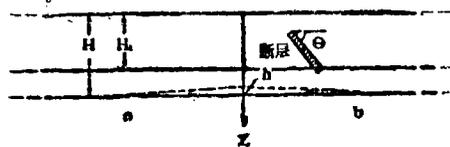


图 1 上涌剖面

Fig.1 Profile of uplift

图中ab是上涌区段， H_1 是多孔介质层厚度， H 表示地壳厚度， Q 表示处于临界失稳状态的断层面与地面夹角， h 表示地壳基底上拱变形的峰值。当 $H_1 = H$ 时，则表示整个地壳为多孔介质层。

2. 数学模型

(1) 耦合本构关系式

在纯弹性层，可以用纯弹性理论方法来分析。对于多孔介质层，上涌作用可能在该层形成压缩区和膨胀区，并产生孔隙压力梯度，促使孔隙流体从压缩区向膨胀区扩散，同时孔隙压力的变化又会引起附加形变。对于这种力学上的耦合过程，本文应用Rice等建立的线性耦合本构关系

$$2 G \varepsilon_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\beta} - \frac{\nu}{1+\nu} \sigma_{rr} \delta_{\alpha\beta} + \frac{3(\nu_u - \nu)}{B(1+\nu)(1+\nu_u)} P \delta_{\alpha\beta} \quad (1)$$

$$m - m_0 = \frac{3 \rho_0 (\nu_u - \nu)}{2 G B (1 + \nu) (1 + \nu_u)} \left(\sigma_{rr} + \frac{3}{B} P \right) \quad (2)$$

和达西定律

$$q_\alpha = -\rho_0 K \frac{\partial P}{\partial X_\alpha} \quad (3)$$

计算。式中 $\sigma_{\alpha\beta}$ 是每个单位面积上的总应力， $\varepsilon_{\alpha\beta}$ 是处于主相的固体点的相对位移， m 表示多孔介质中单位体积所含的流体质量， P 表示孔隙压力， q_α 表示 α 方向上与固相有关的单位体积质量的流体的速率。常数 ν 、 ν_u 分别表示排水泊松比和非排水泊松比。 ρ_0 是与参考态平衡的假想容器中的流体质量密度， K 表示渗透系数， G 是剪切弹性模量， B 反映非排水状态下

孔隙压力与形变的比例关系。

(2) 边界条件

设地面为应力自由面, 即

$$\sigma_{xx}(X, Z, t)|_{z=0} = \sigma_{zz}(X, Z, t)|_{z=0} = 0$$

$$-\infty < X < +\infty \tag{4}$$

设地壳基底剪切应力为零, 并且基底垂直位移为 $f(x, t)$, 即

$$\sigma_{xz}(x, z, t)|_{z=H} = 0$$

$$-\infty < x < +\infty$$

$$u_x(X, Z, t)|_{z=H} = f(x, t) \tag{5}$$

对于孔隙流体扩散的边界条件, 只考虑地壳表面和多孔介质层下边界为不渗透的情形, 而其渗透的情形可以作类似分析, 即

$$\left. \frac{\partial P(x, z, t)}{\partial Z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial P(x, z, t)}{\partial Z} \right|_{z=H_1} = 0$$

$$-\infty < X < +\infty \tag{6}$$

(3) 附加断层强度计算式

在地幔物质上涌作用下, 处于临界破坏状态的断层上, 所产生的附加断层强度由下式计算:

$$S = \mu(\sigma - P) \pm \tau$$

$$0 \leq Z \leq H$$

$$-\infty < X < +\infty \tag{7}$$

式中 S 表示附加断层强度, σ 表示断层面上附加法向压应力 (图2)。根据图2则有 $\sigma = -\sigma_n$ 。(7) 式中 τ 为断层面上的附加剪切应力, μ 表示断层面上的摩擦系数。假设拉张应力为正, 在正断层情况下, 则(7)式中 τ 取负号, 逆断层时取正号, 如果是走滑断层, 则 τ 取为零。

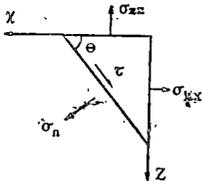


图 2

3. 理论解法

付里叶变换关系对表示为:

一维 $F(x) \longleftrightarrow \tilde{F}(\omega)$

其中 ω 表示 x 方向的空间波数。

二维 $F(x, z) \longleftrightarrow \tilde{F}(\omega_1, \omega_2)$

其中 ω_1, ω_2 分别表示 x 和 z 方向的空间波数。

(1) 初始解

在平面应变问题中, 选用位移势函数 $\psi(x, z)$ 和 $\phi(x, z)$, 令位移矢量

$$\vec{u} = \frac{1}{2G} \left[(\eta + 1) \vec{e}_z - \nabla(Z\phi + \psi) \right] \tag{8}$$

式中 \vec{e}_z 表示 Z 方向单位矢量, $\eta = 3 - 4\nu_0$ 。

应力分量表示为:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{3-\eta}{2} \frac{\partial \phi}{\partial Z} - \left(Z \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) \\ \sigma_{zz} &= \frac{\eta+1}{2} \frac{\partial \phi}{\partial Z} - \left(Z \frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} \right) \\ \sigma_{xz} &= \frac{\eta-1}{2} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \left(Z \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial Z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z \partial x} \right) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

(8) 式和 (9) 式必须满足应力平衡方程和应变协调方程，于是

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \right) \phi = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \right) \psi = 0 \quad (10)$$

对 (10) 式作一维付里叶变换，则其解为：

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\phi}(\omega, Z) &= A_1 e^{-\omega Z} + C_1 e^{\omega Z} \\ \tilde{\psi}(\omega, Z) &= B_1 e^{-\omega Z} + D_1 e^{\omega Z} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

式中 A_1 、 B_1 、 C_1 、 D_1 为待定常数。对 (8) 和 (9) 式进行一维付里叶变换，并利用 (11) 式和 (4) 式，则有：

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\sigma}_{xx}(\omega, Z) &= \frac{\omega}{2} \left\{ -A_1 [e^{\omega Z} + (3-2\omega Z)e^{-\omega Z}] + C_1 [(3+2\omega Z)e^{\omega Z} + e^{-\omega Z}] \right\} \\ \tilde{\sigma}_{zz}(\omega, Z) &= \frac{\omega}{2} \left\{ A_1 [e^{\omega Z} - (1+2\omega Z)e^{-\omega Z}] + C_1 [(1-2\omega Z)e^{\omega Z} - e^{-\omega Z}] \right\} \\ \tilde{\sigma}_{xz}(\omega, Z) &= \frac{i\omega}{2} \left\{ A_1 [e^{\omega Z} - (1-2\omega Z)e^{-\omega Z}] - C_1 [(1+2\omega Z)e^{\omega Z} - e^{-\omega Z}] \right\} \\ \tilde{u}_x(\omega, Z) &= \frac{1}{2G} \left\{ \frac{1}{2} [A_1 (e^{\omega Z} + \eta e^{-\omega Z}) + C_1 (e^{-\omega Z} + \eta e^{\omega Z})] - Z(-\omega A_1 e^{-\omega Z} + \omega C_1 e^{\omega Z}) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

根据边界条件 (5) 式，可求出系数：

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= - \frac{[e^{-\omega H} - (1+2\omega H)e^{\omega H}]}{(1-\nu_u)[e^{2\omega H} - e^{-2\omega H} + 4\omega H]} \tilde{f}(\omega) \\ C_1 &= - \frac{[e^{\omega H} - (1-2\omega H)e^{-\omega H}]}{(1-\nu_u)[e^{2\omega H} - e^{-2\omega H} + 4\omega H]} \tilde{f}(\omega) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

式中 $\tilde{f}(\omega) \longleftrightarrow f(x, 0)$ ，将 (13) 式代入 (14) 式并进行一维付里叶逆变换，则可求得初始解。

(2) 多孔介质层应力解

在准静态情况下，将 (1) 式代入平衡方程，则有：

$$\frac{\partial}{\partial x_a} (\varepsilon_{rr}) + (1-2\nu) \nabla^2 u_a - \frac{3(\nu_u - \nu)}{BG(1+\nu_u)} \frac{\partial p}{\partial x_a} = 0 \quad (14)$$

将 (2) 式代入流体运动守恒定律：

$$\frac{\partial q_a}{\partial x_a} + \frac{\partial m}{\partial t} = 0 \quad (15)$$

利用(3)式,有

$$K\nabla^2 P = \frac{3(v_u - \nu)}{2GB(1+\nu)(1+v_u)} \frac{\partial}{\partial t} \left(\sigma_{xx} + \frac{3}{B} P \right) \quad (16)$$

$$\text{式中 } \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial Z^2}$$

将位移用势函数U表示:

$$u_a = \frac{\partial U}{\partial x_a} \quad (17)$$

则(14)式可转化为泊松方程形式:

$$\nabla^2 U = \frac{3(v_u - \nu)}{2GB(1+v_u)(1-\nu)} P \quad (18)$$

应力张量可表示为:

$$\sigma_{\alpha\beta} = 2G \left[\partial^2 U / (\partial x_\alpha \partial x_\beta) - \nabla^2 U \delta_{\alpha\beta} \right] \quad (19)$$

根据(16)、(18)和(19)三式,可得

$$K\nabla^2 P = \frac{9(v_u - \nu)(1-\nu)}{2GB^2(1-\nu)(1+v_u)^2} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (20)$$

在多孔介质层的边界条件是:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{12}(x, z, t) /_{z=0} &= 0 \\ \sigma_{12}(x, z, t) /_{z=H_1} &= \sigma_{xx}(X, Z) /_{z=H_1} \\ \sigma_{22}(x, z, t) /_{z=0} &= 0 \\ [\sigma_{11}(x, z, t) + \sigma_{22}(x, z, t)] /_{z=H_1} &= [\sigma_{xx}(x, z) \\ &\quad + \sigma_{zz}(x, z)] /_{z=H_1} \end{aligned} \right\} \infty - < x < +\infty \quad (21)$$

孔隙压力边界条件由(6)式确定,在二维平面应变问题中,令(2)式中 $\Delta m = 0$,则初始条件:

$$P(x, z, t) /_{t=0} = - \frac{(1+v_u)B}{3} (\sigma_{xx} + \sigma_{zz}) \quad (22)$$

在流体扩散阶段,归结为求解(18)、(20)、(21)、(6)和(22)式组成的定解问题。通过(20)式求出孔隙压力变化,然后在全空间求出(18)式泊松方程的解,再由(19)式求出应力解。但是,在全空间范围求出的特解在边界上并不满足(21)式,所以必须由纯弹性理论方法求出补充解,使特解与补充解之和在边界上满足实际边界条件(21)式。最后的多孔介质层应力解即为特解与补充解之和。

首先由差分方法求出孔压P,然后对(18)式进行二维付里叶变换,则有:

$$U(x, z, t) = \frac{-3(v_u - \nu)}{8\pi^2 GB(1+v_u)(1-\nu)} \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tilde{P}}{\omega_1^2 + \omega_2^2} e^{i(\omega_1 x + \omega_2 z)} d\omega_1 d\omega_2 \quad (23)$$

将(23)式代入(17)和(19)式,于是特解:

$$\left. \begin{aligned}
 u_2^1(x, z, t) &= -\frac{D}{8\pi^2 G} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{i\omega_2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \tilde{P} e^{i(\omega_1 x + \omega_2 z)} d\omega_1 d\omega_2 \\
 \sigma_{11}^1(x, z, t) &= -\frac{D}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \tilde{P} e^{i(\omega_1 x + \omega_2 z)} d\omega_1 d\omega_2 \\
 \sigma_{22}^1(x, z, t) &= -\frac{D}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\omega_1^2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \tilde{P} e^{i(\omega_1 x + \omega_2 z)} d\omega_1 d\omega_2 \\
 \sigma_{12}^1(x, z, t) &= -\frac{D}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\omega_1 \omega_2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \tilde{P} e^{i(\omega_1 x + \omega_2 z)} d\omega_1 d\omega_2
 \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

式中 $D = [3(v_u - v)]/[B(1 + v_u)(1 - v)]$

补充解的应力边界条件是：

$$\left. \begin{aligned}
 \sigma_{22}^{11}(x, z, t)/z=0 &= -\sigma_{22}^1(x, z, t)/z=0 \\
 \sigma_{12}^{11}(x, z, t)/z=0 &= -\sigma_{12}^1(x, z, t)/z=0 \\
 \sigma_{12}^{11}(x, z, t)/z=H_1 &= [\sigma_{xz}(x, z) - \sigma_{12}^1(x, z, t)]/z=H_1 \\
 [\sigma_{11}^{11}(x, z, t) + \sigma_{22}^{11}(x, z, t)]/z=H_1 &= [\sigma_{xx}(x, z) + \sigma_{zz}(x, z)]/z=H_1 - [\sigma_{11}^1(x, z, t) + \sigma_{22}^1(x, z, t)]/z=H_1
 \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

$-\infty < x < +\infty$

设 $R_{20}(\omega, t) \longleftrightarrow \sigma_{11}^{11}(x, z, t)/z=0$

$R_{30}(\omega, t) \longleftrightarrow \sigma_{12}^{11}(x, z, t)/z=0$

$R_{3H_1}(\omega, t) \longleftrightarrow \sigma_{12}^{11}(x, z, t)/z=H_1$

$R_{VH_1}(\omega, t) \longleftrightarrow [\sigma_{11}^{11}(x, z, t) + \sigma_{22}^{11}(x, z, t)]/z=H_1$

仍用势函数 $\phi(x, z, t)$ 、 $\psi(x, z, t)$ 求解，用(8)和(9)式，结合边界条件(25)式，则补充解变换式：

$$\begin{aligned}
 \tilde{\sigma}_{11}^{11}(\omega, z, t) &= \frac{1}{2(e^{\omega H_1} - e^{-\omega H_1})^2} \{ -A[e^{\omega z} + (3 - 2\omega z)e^{\omega z}] \\
 &\quad + C[(3 + 2\omega z)e^{\omega z} + e^{-\omega z}] + 2R_{20}[(1 - \omega z)e^{\omega(2H_1 - z)} \\
 &\quad + (1 + \omega z)e^{\omega(z - 2H_1)} + (e^{\omega z} + e^{\omega z})] + 2iR_{30} \\
 &\quad [- (2 - \omega z)e^{\omega(2H_1 + z)} + (\omega z + 2)e^{\omega(z - 2H_1)} \\
 &\quad - (e^{\omega z} - e^{-\omega z})] \}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \tilde{\sigma}_{22}^{11}(\omega, z, t) &= \frac{1}{2(e^{\omega H_1} - e^{-\omega H_1})^2} \{ A[e^{\omega z} - (1 + 2\omega z)e^{\omega z}] \\
 &\quad + C[(1 - 2\omega z)e^{\omega z} - e^{-\omega z}] + 2R_{20}[(1 + \omega z)e^{\omega(2H_1 - z)} \\
 &\quad + (1 - \omega z)e^{\omega(z - 2H_1)} - (e^{\omega z} + e^{\omega z})] - 2iR_{30}[\omega z(e^{\omega(2H_1 + z)} \\
 &\quad + e^{\omega(z - 2H_1)}) - (e^{\omega z} - e^{-\omega z})] \}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \tilde{\sigma}_{12}^{11}(\omega, z, t) &= \frac{1}{2(e^{\omega H_1} - e^{-\omega H_1})^2} \{ iA[e^{\omega z} - (1 - 2\omega z)e^{\omega z}] \\
 &\quad - iC[(1 + 2\omega z)e^{\omega z} - e^{\omega z}] - 2iR_{20}[(e^{\omega(2H_1 + z)} + e^{\omega(z - 2H_1)})\omega z \\
 &\quad + (e^{\omega z} - e^{-\omega z})] + 2R_{30}[(1 - \omega z)e^{\omega(2H_1 + z)} \\
 &\quad + (1 + \omega z)e^{\omega(z - 2H_1)} - (e^{\omega z} + e^{\omega z})] \}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \tilde{u}_2^{11}(\omega, z, t) &= \frac{1}{4G(e^{\omega H_1} - e^{-\omega H_1})^2 \omega} \left\{ A(\eta e^{\omega z} + e^{\omega z}) + C(\eta e^{\omega z} + e^{\omega z}) \right. \\
 &\quad \left. + R_{20}[(\eta + 2\omega z)(e^{\omega(2H_1 + z)} + e^{\omega(z - 2H_1)}) + (e^{\omega(2H_1 + z)} + e^{\omega(z - 2H_1)})] \right\}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + e^{s_0(2H_1+z)} - (e^{s_0 z} - e^{s_0 z}) (e^{s_0 H_1} - e^{-s_0 H_1})^2] \\
 & + iR_{30}[(\eta + 2\omega z) (e^{s_0(2H_1+z)} - e^{s_0(2H_1-z)}) \\
 & + (e^{s_0(2H_1+z)} - e^{-s_0(2H_1-z)}) - (e^{s_0 z} + e^{-s_0 z})(e^{s_0 H_1} - e^{-s_0 H_1})^2] \} \\
 & \quad \quad \quad (26)
 \end{aligned}$$

式中系数:

$$\begin{aligned}
 A & = R_{vH_1} (e^{s_0 H_1} + 2\omega H_1 e^{s_0 H_1} - e^{-s_0 H_1}) + R_{20} - i(2R_{3H_1} e^{s_0 H_1} - R_{30}) \\
 C & = R_{vH_1} (e^{s_0 H_1} + 2\omega H_1 e^{-s_0 H_1} - e^{-s_0 H_1}) - R_{20} - i(2R_{3H_1} e^{-s_0 H_1} - R_{30}) \} \\
 & \quad \quad \quad (27)
 \end{aligned}$$

将(27)式代入(26)式并进行一维付里叶逆变换,就可求出补充解。补充解与特解之和即是所求的应力解。由(7)式,就可求出附加断层强度。

三、数值结果

计算中的常数

$B = 0.69$; $\nu_s = 0.31$, $\nu = 0.25$, $\mu = 0.8$, $G = 3 \times 10^5$ 巴。

基底位移函数:

$$f(x) = \begin{cases} 0 & x < -1.5H \text{ 或 } x > 1.5H \\ -h \cos \frac{\pi}{3H} x & -1.5H \leq x \leq 1.5H \end{cases}$$

在以下结果中,位移以H为单位,附加断层强度以 $2Gh/[(1-\nu_s)H]$ 为单位,时间以 H^2/C 为单位

其中
$$C = \frac{2GB^2(1-\nu)(1+\nu_s)^2K}{9(\nu_s-\nu)(1-\nu_s)}$$

C为扩散系数。并且取 $H_1 = 0.7H$ 。

1. 位移

地面垂直位移如图3所示。结果表明,地面上隆宽度比地壳基底上隆宽度大,其比例约为4:3;但地面上隆峰值比基底上隆峰值小,其比例约为9:10。隆起两翼还出现幅度很小的下沉。图3中实线表示地壳表面垂直位移,虚线表示地壳基底垂直位移。

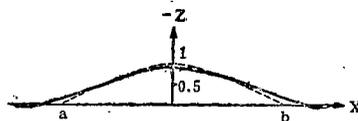


图3 地面垂直位移

Fig. 3 Vertical displacement on surface

2. 附加断层强度

图4为附加断层强度分布图。由图可以看出:

(1) 对于地壳内不同倾角、不同类型的断层,都会产生局部的断层强度软化或强化。

(2) 由于流体的扩散,使断层强度产生变化,当流体运动恢复平衡后,断层强度软化

范围和数值达到最大。

(3) 正断层的软化区域不在隆地中央，而是位于隆起的边翼地区。

(4) 高倾角正断层与低倾角正断层相比，其断层强度的软化范围和数值都更大。

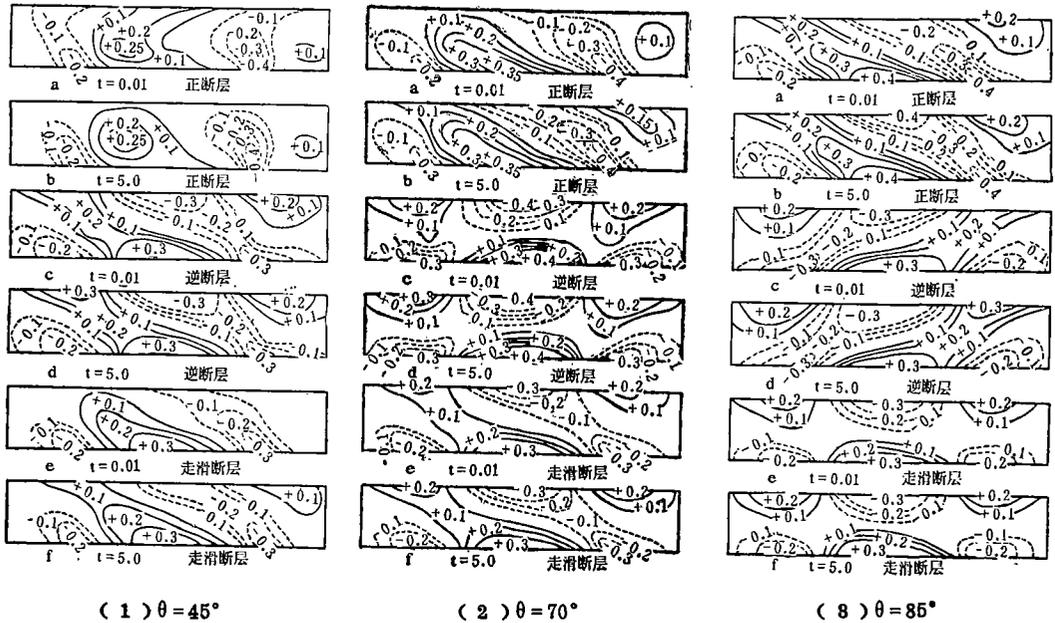


图4 附加断层强度分布图
 Fig. 4 Contours of the additional strength

四、讨论

1. 地幔物质上涌对构造地震的触发作用

地壳深部探测资料表明，唐山震中区基底存在明显的断裂(θ) (图5)。震前唐山西北地区出现大范围的地面垂直变形，如果设地幔上隆中心位于丰润、宝坻和宁河三角区中心附近，则在图4(3)b中所显示的附加断层强度分布图中，唐山7.8级地震震源断层正是位于强度软化值最大的区域。如果取H=35公里，根据震前地形变取最大垂直位移为25毫米，则附加断层强度为0.69巴，也就是说，在地幔物质上涌作用下，可能在唐山地震的震源断层面上产生的强度软化值达0.24巴左右。

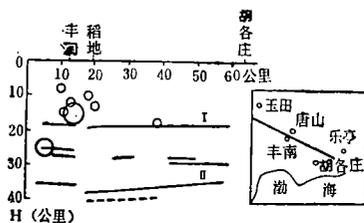


图5 唐山地壳剖面
 Fig. 5 Crustal profile in Tangshan

2. 地幔物质上涌在地壳中引起的破裂危险性

一般认为，地震是地壳或地幔的弹性剪切破坏过程，当介质中某点所承受的最大剪切力等于该点的抗剪强度时，便会产生破裂。在地幔物质上涌作用下，地壳中所产生的最大剪切

应力如图6所示 ($t=5.0$, 流体扩散接近平衡态)。

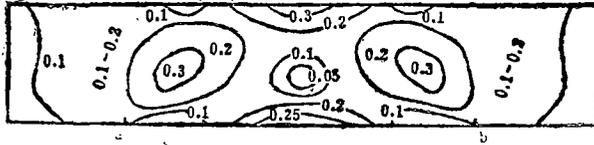


图6 最大主剪切应力分布图

Fig. 6 Contours of the maximum principal shear stress

由图6可以看出,在地壳中层区域,最大主剪切应力最大值并不在隆起中央,而是在隆起的边翼地区,并且数值和范围都较大。计算结果还表明,在地壳中层最易发生破裂的区域,破裂面与地面夹角 $\beta \rightarrow \frac{\pi}{2}$,说明若此区域发生破裂,则所形成的断层很可能是高倾角断层。

1966年邢台地震断层倾角为 80° ,1975年海城地震断层倾角为 81° ,1976年唐山地震断层倾角为 85° ,三个地震的震源深度都是在10—20公里范围内,并且这些高倾角的震源断层都位于莫霍面的隆起边翼地区。作者认为,在这些地震的孕育和发生过程中,地幔物质上涌是一个很重要的作用因素。

本文得到了牛志仁副研究员的热情指导。郭增建研究员、郑治真副研究员和高锡铭助理研究员对本文提出了宝贵意见。在数值计算部分,得到了航空部六三一研究所潘丙辰、黄玉山工程师的帮助。在此一并致以衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1]小玉喜三朗等,地幔物质挤入引起中深源地震带的形成模型,地质调查月报,Vol.28, No.12, 1977.
- [2]许寿椿,地幔上涌引起的破裂危险性,地震地质,Vol.4, No.8, 1982.
- [3]丁文镜,地幔快速上隆对构造地震的触发作用,西北地震学报,Vol.4, No.2, 1982.
- [4]Rice, J.R. and M.P.Cleary, Some basic stress diffusion solution for fluid-saturated elastic porous media with compressible constituents, Rev.Geophys.Space.Phys., Vol.14, 1976.
- [5]Rice, J.R., The mechanics of earthquake rupture, 1979.
- [6]张祖胜,唐山7.8级地震的地壳垂直形变,地球物理学报, Vol.24, No.2, 1981.
- [7]Biot, M.A., General theory of three-dimensional consolidation, J.Appl.phys., Vol.2, 1941.
- [8]Carnahan, B., H.A.luther and J.O.Wilkes, Applied numerical methods, John Wiley, New York, 1969.

DISTRIBUTIONS AND CHANGES OF FAULT STRENGTH DUE TO MANTLE UPLIFT

Zhong Xiaoxiong

(*Institute of Seismology, State Seismological Bureau*)

Abstract

On the basis of the mechanical interaction between elastic deformation and fluid diffusion in porous materials, this paper takes the coupled constitutive equations as mathematical model and solves to it. The patterns and changes of additional fault strength due to mantle uplift for three types of fault have been studied. In theoretical analysis, the mechanical effects to fault strength produced by the changes of pore pressure from the fluid diffusion have been taken into full account. Primary results show: (1) In space, the zones of strength weakening are located in the lateral of the uplift. (2) In time, triggered time behind the process of mantle uplift.

Besides, this also holds that mantle uplift may be a significant cause of the 1976 Tangshan earthquake development and occurrence through analysis. And strength weakening values have been also estimated.

Finally, the patterns of maximum principal shear stress due to the uplift have been obtained. The results show that the locations of rupture occur in the sides of uplift in crust and they are likely with high dip.