УДК 539.3

А. С. КИМ

МЕДЛЕННЫЕ ДВИЖЕНИЯ ЗЕМНОЙ КОРЫ И КОНЦЕНТРАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЙ В ЗОНЕ ВЯЗКОУПРУГОГО РАЗЛОМА

(Представлена академиком НАН РК Ш. М. Айталиевым)

Рассмотрена задача о нестационарных процессах в зоне глубинного вязкоупругого разлома, выходящего на дневную поверхность. Методами геодинамики и механики разрушения исследованы напряженно-деформированное состояние земной коры, медленные движения земной поверхности и концентрация напряжений в зоне вязкоупругого тектонического разлома на границе раздела двух сред.

Исследование нестационарных движений земной коры и концентрации напряжений в разломных зонах имеет важное значение при изучении механики тектонических процессов литосферной оболочки Земли и сопровождающих медленные движения геотектонических процессов [1, 2].

Зоны разломов характеризуются тем, что в них возможны развитые сдвиговые деформации. В окрестности разломов формируются области повышенных и пониженных напряжений, контролирующих фильтрацию флюидов, сейсмичность и разрушение горных пород.

Разрушение горных пород сильно зависит от запаса энергии в системе и прежде всего в той части, которая связана с изменением ее формы. В связи с этим особый интерес представляет исследование напряженно-деформированного состояния породных массивов в зонах тектонических разломов, находящихся в условиях сдвига.

Зону разлома для медленных движений в первом приближении можно рассматривать как некоторую жидкость большой вязкости [3–7]. Для быстрых процессов разлом представляет собой твердое тело с пониженной прочностью, о чем свидетельствует характер прохождения через него сейсмических волн.

В качестве простейшей модели, учитывающей и вязкие, и упругие свойства заполняющего разлом геоматериала выбрана модель вязкоупругого тела Максвелла. Для медленных процессов при постоянных фоновых напряжениях можно считать заполняющий материал ньютоновской вязкой жидкостью, а для быстрых движений учитывать только свойства упругости.

Рассмотрим задачу об эволюции напряженно-деформированного состояния породного массива в зоне вязкоупругого разлома, расположенного на границе двух сред и выходящего на свободную поверхность, в условиях продольного сдвига. Суперпозицией соответствующего решения статической задачи и искомого решения перейдем от рассматриваемой задачи для перемещений w_1^p и w_2^p к приведенной для w_1 и w_2 [5–7].

На разломе при $0 < x < 1$, $y = 0$ задаются условия

$$\frac{da}{dt} = \frac{1}{\mu}\frac{d\tau}{dt} + \frac{1}{\eta}\tau + \frac{1}{\eta}q, \; 0 < x < 1, y = 0, \quad (1)$$

$$a(x,0) = a_0(x), \quad \tau(x,0) = \tau_0(x)$$

На продолжении разлома $x > 1$, $y = 0$

$$w_1 - w_2 = 0, x > 1, y = 0. \quad (2)$$

Применяя преобразование Лапласа с параметром p по t и косинус-преобразование Фурье с параметром s по x, начально-краевую задачу приведем к парной системе интегральных уравнений, которую, в свою очередь, приводим к интегральному уравнению типа Фредгольма второго рода в изображениях

$$\psi(\beta, p) + \frac{\mu_1+\mu_2}{2\mu_2}\frac{\mu\eta p}{\mu+\eta p}\int_0^1 \psi(\gamma, p)K(\beta,\gamma)d\gamma =$$

$$= \frac{q}{\eta p}\frac{\mu\eta}{\mu+\eta p}\sqrt{\beta} + \frac{\mu\eta}{\mu+\eta p}\left[A_0(\beta)\sqrt{\beta} - \frac{1}{\mu}B_0(\beta)\sqrt{\beta}\right],$$

$$0 < b < 1, \quad (3)$$

$$K(\beta,\gamma) = \frac{2}{\pi}K(k), k = \frac{2\sqrt{\beta\gamma}}{\beta+\gamma}, \quad (4)$$

$$A_0(\beta) = \frac{2}{\pi}\int_0^\beta \frac{a_0(x)}{\sqrt{\beta^2 - x^2}}dx,$$

$$B_0(x) = \frac{2}{\pi}\int_0^\beta \frac{\tau_0(x)}{\sqrt{\beta^2 - x^2}}dx.$$

Учитывая нормируемость и симметричность ядра $K(b,g)$, решение уравнения (3) получаем в виде

$$\psi(\beta;p)=f(\beta,p)+\lambda\sum_k\frac{\psi_k(\beta)}{\lambda_k-\lambda}\int_0^1\psi_k(\xi)f(\xi,p)d\xi\,, \tag{5}$$

где

$$\lambda=-\mu_0\frac{\mu\eta p}{\mu+\eta p},\ \mu_0=\frac{\mu_1+\mu_2}{2\mu_2},$$

$$f(\beta,p)=\frac{q}{p}\frac{\mu}{\mu+\eta p}\sqrt{\beta}+$$

$$+\frac{\mu\eta}{\mu+\eta p}\left[A_0(\beta)\sqrt{\beta}-\frac{1}{\mu}B_0(\beta)\sqrt{\beta}\right],\ 0<b<1. \tag{6}$$

Из (10) и (11), в частности, при $a_0(x)=0$, $\tau_0(x)=0$ находим

$$\psi(\beta,p)=\frac{q}{p}\sqrt{\beta}-q\sum_k\frac{c_k\psi_k(\beta)}{p+\dfrac{\lambda_k\sigma}{\mu_0\mu+\lambda_k}}. \tag{7}$$

Обращая решение в изображениях (8), получаем

$$\psi(\beta,t)=q\sqrt{\beta}-q\sum_k c_k\psi_k(\beta)e^{-\frac{\lambda_k}{\mu_0\mu+\lambda_k}\frac{\mu t}{\eta}} \tag{8}$$

Перемещения $w_1(x,y,t)$ и $w_2(x,y,t)$ выражены через решение интегрального уравнения $y(b,t)$ в виде

$$w_1(x,y,t)=\int_0^1\sqrt{\beta}\psi(\beta,t)$$

$$\sqrt{\frac{y^2-x^2+\beta^2+\sqrt{\left(y^2-x^2+\beta^2\right)^2+4x^2y^2}}{2\left[\left(y^2-x^2+\beta^2\right)^2+4x^2y^2\right]}}d\beta\,,$$

$$y>0, \tag{9}$$

$$w_2(x,y,t)=-\frac{\mu_1}{\mu_2}\int_0^1\sqrt{\beta}\psi(\beta,t)$$

$$\sqrt{\frac{y^2-x^2+\beta^2+\sqrt{\left(y^2-x^2+\beta^2\right)^2+4x^2y^2}}{2\left[\left(y^2-x^2+\beta^2\right)^2+4x^2y^2\right]}}d\beta,$$

$$y<0. \tag{10}$$

Из (9), (10) получены перемещения берегов разлома

$$w_1(x,0,t)=\int_x^1\frac{\sqrt{\beta}\psi(\beta,t)}{\sqrt{\beta^2-x^2}}d\beta\ \text{ при } y=0,\ 0<x<1, \tag{11}$$

$$w_2(x,0,t)=-\frac{\mu_1}{\mu_2}\int_x^1\frac{\sqrt{\beta}\psi(\beta,t)}{\sqrt{\beta^2-x^2}}d\beta$$

$$\text{при } y=0,\ 0<x<1. \tag{12}$$

Разрыв перемещений на разломе равен

$$a(x,t)=\frac{\mu_1+\mu_2}{\mu_2}\int_x^1\frac{\sqrt{\beta}\psi(\beta,t)}{\sqrt{\beta^2-x^2}}d\beta,\ 0<x<1. \tag{13}$$

На дневной поверхности при $x=0$ перемещения равны

$$w_1(0,y,t)=\int_0^1\frac{\sqrt{\beta}\psi(\beta,t)}{\sqrt{y^2+\beta^2}}d\beta\ \text{ при } y>0, \tag{14}$$

$$w_2(0,y,t)=-\frac{\mu_1}{\mu_2}\int_0^1\frac{\sqrt{\beta}\psi(\beta,t)}{\sqrt{y^2+\beta^2}}d\beta\ \text{ при } y<0. \tag{15}$$

Разрыв перемещений на дневной поверхности равен

$$a(0,t)=\frac{\mu_1+\mu_2}{\mu_2}\int_0^1\frac{\psi(\beta,t)}{\sqrt{\beta}}d\beta\,. \tag{16}$$

Коэффициент интенсивности напряжений в вершине разлома равен

$$K_{III}(t)=$$

$$=q\sqrt{\pi}\left[1-\sum_k c_k\psi_k(1)\exp\left(-\frac{\lambda_k}{\mu_0\mu+\lambda_k}\frac{\mu t}{\eta}\right)\right]. \tag{17}$$

Частные случаи полученного решения.

1. В пределе при $\mu\to\infty$ получаем случай идеально вязкого разлома на границе двух различающихся по жесткости сред

$$\psi(\beta,t)=q\sqrt{\beta}-q\sum_k c_k\psi_k(\beta)\exp\left(-\frac{\lambda_k t}{\mu_0\eta}\right),$$

$$0<b<1, \tag{18}$$

отсюда при $\mu_0=1$ имеем случай идеально вязкого разлома на границе двух одинаковых сред:

$$\psi(\beta,t)=q\sqrt{\beta}-\sum_k c_k\psi_k(\beta)e^{-t/\tau_k}\,, \tag{19}$$

$$\tau_k=\frac{\mu_0\eta}{\lambda_k}=\frac{\mu_1+\mu_2}{2\mu_1\mu_2}\frac{1}{\lambda_k}\frac{L}{H}\frac{\eta_p}{T}, \tag{20}$$

Если в качестве параметров взять следующие данные:

$\mu_1=\mu_2=3\cdot10^{10}$ Па, $L=3\cdot10^4$ м, H = 10 м,

$\eta_p = 4\cdot 10^{13}$ Па$\cdot$с, $T = 3{,}15\cdot 10^7$ с $= 1$ год, $\lambda_1 = 0{,}18$, то время релаксации получится равным $\tau_1 \approx 0{,}7$ лет ≈ 8 месяцев.

2. При $t_p << \dfrac{\eta_p}{\mu_p}$ находим

$$\psi(\beta,t) \approx q\frac{\mu t}{\eta}\sum_k c_k \psi_k(\beta)\frac{\lambda_k}{\mu_0 \mu + \lambda_k}. \qquad (21)$$

При

$$\mu_p << \frac{\mu_2 H \lambda_1}{\mu_0 L} = \frac{3\cdot 10^{10}\cdot 10\cdot 0{,}18}{3\cdot 10^4} \quad 1{,}8\cdot 10^6 \text{ Па},$$

$$\psi(\beta,t) \approx q\frac{\mu t}{\eta}\sum_k c_k \psi_k(\beta) = q\frac{\mu t}{\eta}\sqrt{\beta}. \qquad (22)$$

Если в качестве параметров взять предыдущие данные, то при $\mu_p << 1{,}8\cdot 10^6$ Па и $t_p << \dfrac{\eta_p}{\mu_p} = \dfrac{4\cdot 10^{13}}{\mu_p}$ с имеем следующие формулы.

Перемещения бортов разлома равны

$$w_1(x,0,t) = q\frac{\mu t}{2\eta}\sqrt{1-x^2}, \qquad (23)$$

$$w_2(x,0,t) = -\frac{\mu_1}{\mu_2}\frac{\mu t}{2\eta}\sqrt{1-x^2}. \qquad (24)$$

Взаимная подвижка берегов разлома равна

$$a_p(x_p,t_p) = q_p\frac{\mu_1+\mu_2}{2\mu_1\mu_2}\frac{\mu_p t_p}{\eta_p}\sqrt{L^2 - x_p^2}, \quad (25)$$

где m_1 и m_2 – модули сдвига двух сред; m_p и h_p – упругий и вязкий модули разломной зоны.

В зоне выхода разлома на свободную поверхность

$$a_p(0,t_p) = \frac{q_p}{\mu_1}L\frac{\mu_1+\mu_2}{2\mu_2}\frac{\mu_p}{\eta_p}t_p. \qquad (26)$$

При $q_p = 2\cdot 10^6$ Па, $\mu_p = 2\cdot 10^5$ Па, $t_p << \dfrac{\eta_p}{\mu_p} = 1{,}33\cdot 10^8$ с $= 4{,}2$ года взаимная подвижка берегов разлома на поверхности равна $a_p(0,t_p) = 32\cdot t_p$(лет)см.

Исследована задача о напряженно-деформированном состоянии земной коры в зоне глубинного вязкоупругого разлома, выходящего на свободную поверхность. Методами интегральных преобразований начально-краевая задача приведена к уравнению типа Фредгольма второго рода в изображениях.

Исследована задача о собственных значениях и собственных функциях интегрального уравнения. Получены формулы для перемещений, выраженные через решение интегрального уравнения и, в частности, разрыв перемещений на вязкоупругом разломе на границе раздела двух сред. Дана оценка времени релаксации напряжений и величины вязкости материала разломной зоны. Исследованы медленные движения берегов разлома и концентрация напряжений в его вершине.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Теркот Д., Шуберт Дж.* Геодинамика. М.: Мир, 1985. 730 с.
2. *Ержанов Ж.С., Ким А.С.* О механизме нестационарных процессов в очаге землетрясения // Прогноз землетрясений. Душанбе; Алма-Ата, 1982. №2. С. 79-93.
3. *Ержанов Ж.С., Ким А.С.* О локализации напряжений в окрестности разлома в предварительно напряженном полупространстве // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1987. №1. С. 76-81.
4. *Ким А.С.* Эволюция напряженно-деформированного состояния в зоне барьера на границе литосферных плит // VII Всесоюзный съезд по теоретической и прикладной механике: Тез. докл. М., 1991. С. 187.
5. *Kim A.S.* Evolution of the stress-strain in the tectonic fracture zone of the damping section // Материалы международной конференции «Вклад корейцев в науку и технику Казахстана». Алматы, 1997. С. 261-265.
6. *Ким А.С.* Эволюция напряженно-деформированного состояния в зоне тектонического разлома на границе литосферных плит // Материалы XI международной научной школы «Деформирование и разрушение материалов с дефектами и динамические явления в горных породах и выработках». Симферополь, 2001. С. 73-74.
7. *Ким А.С.* Асейсмическое скольжение вдоль разлома в породном массиве перед разрушением // Труды международной конференции «Геодинамика и напряженное состояние недр Земли». Новосибирск, 2004. С. 141-144.

Резюме

Жер қабатының терең жарықшы аймағындағы кернеулік-деформациялық күйінің литосфералық плиталардың орналасқан шекарасында және еркін үстіртке шығуы жаңарту әдісімен зерттелді. Басталу-шеткі міндет әдісімен Фредгольмның екінші кеміндеу түрлерінің теңдеу үлгісіне келтірілген. Жарықша аймағындағы шоғырлану кернеуі зерттелінген.

Summary

It was investigated a problem of deformation of earth's crust in a zone of the depth break located on the boundary of lithospheric plates and their abruption. By methods of transformation the initially-boundary problem resulted in the Fredholm's equation of the second series in images. It was investigated a concentration of stresses and slow motion in the viscosity-elastic break zone.

Поступила 10.01.06г.