

ТЕКТОНОФИЗИКА И ВУЛКАНИЗМ

УДК 550.34 + 551.463

ВОЛНЫ АКТИВИЗАЦИИ РАЗЛОМОВ ЗЕМНОЙ КОРЫ

В.Г. Быков.

Институт тектоники и геофизики ДВО РАН, г.Хабаровск

Предложено обобщение уравнения динамики дислокаций Френкеля-Конторовой для случая разлома земной коры. Показана возможность существования уединенных волн активизации разломов земной коры. Проведен анализ эффектов шероховатости (неоднородности бортов) и трения в разломе на эволюцию скорости волн активизации. Демонстрируется возможность применения обобщенного уравнения sin-Гордона для моделирования сейсмического процесса от активизации разломов до генерирования сейсмической подвижной деформационных волн, являющихся триггером землетрясений.

Ключевые слова: сейсмический процесс, деформационные волны, неустойчивое скольжение, неоднородный разлом, уравнение sin-Гордона.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема динамики разломов земной коры состоит в идентификации процессов и параметров, определяющих режимы скольжения в разломах. Общепринятыми стали представления о том, что переход от крипа к неустойчивому скольжению по разлому, нередко сопровождающийся тектоническим землетрясением, обусловлен геометрическими неоднородностями бортов разлома, уменьшением трения в некоторых сегментах тела разлома, аномалиями порового давления [12]. Инициировать сейсмические подвижки могут также деформационные волны, распространяющиеся вдоль разломов и возбуждаемые упругой разгрузкой в очагах произошедших землетрясений [9,10].

Деформационные волны, выявляемые по изменениям геофизических полей [6,7], в ряде случаев сопровождаются миграцией сейсмической активности [10]. Известны подтверждения существования таких волн прямыми экспериментальными исследованиями медленных процессов деформирования земной коры [5]. Имеется немало прямых и косвенных свидетельств [7], что медленные тектонические деформации распространяются в виде уединенных волн – солитонов. Поэтому актуальны теоретические исследования [2,6,8], направленные на разработку математических моделей, приводящих к солитоноподобным решениям и в то же время отражающих

основные черты волнового деформационного процесса в земной коре.

В настоящей работе показано, что локальные деформационные эффекты на мезоуровне, связанные с понижением трения в контактах неоднородных бортов разломов, могут вызывать уединенные волны активизации, эволюция которых приводит к таким макроскопическим процессам, как сейсмические подвижки в разломах. Предлагаемая модель описывает динамику относительных смещений бортов разлома, в том числе режимы торможения и накопления энергии, необходимые для процесса прерывистого скольжения. Как известно, прерывистое скольжение является необходимым элементом событий внутри очага землетрясения.

**МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
ДЕФОРМАЦИОННОГО ПРОЦЕССА**

Модель включает два важнейших механизма взаимодействия бортов разлома: трение, моделируемое введением вязкости дробленого геоматериала в теле разлома, и собственно геометрическую неоднородность, характеризуемую отношением масштабов дефектов и синусоидальных участков внутренних поверхностей разлома. Соответственно дополним уравнение sin-Гордона, предложенное Я.И. Френкелем [3] для динамики дислокаций.

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial \eta^2} = \sin U + \alpha \frac{\partial U}{\partial \eta} + \gamma(\xi)\delta(\xi - L)\sin U, \quad (1)$$

$$U = 2\pi \frac{u}{a}, \xi = \frac{\pi x}{ap}, \eta = \frac{\pi \omega_0 t}{p}, p^2 = \frac{a^2 D_t}{4mgh}, \omega_0^2 = \frac{D_t}{m},$$

$$\alpha \approx \frac{a\mu}{d\Delta\rho_s (gh)^{1/2}}, \gamma = \frac{H}{L},$$

Здесь u - смещение блоков (зерен), периодически расположенных по длине разлома; a - расстояние между центрами блоков; D_t - тангенциальная контактная жесткость; m - масса блока; h - расстояние между соседними слоями блоков; g - ускорение силы тяжести; μ - вязкость прослойки между блоками; d - диаметр кругового контакта блоков; Δ - толщина прослойки; ρ_s - плотность материала блока; α, γ - параметры трения и неоднородности; H, L - высота шероховатостей и расстояние между ними, нормированные на ap/π ; $\delta(\xi)$ - дельта- функция Дирака.

Левая часть обобщенного таким образом уравнения sin-Гордона (1) соответствует волновому оператору, применяемому к относительному смещению бортов разлома. В правой части (1) первое слагаемое характеризует восстанавливающую силу, возникающую при сдвиге вдоль синусоидальной неоднородности бортов разлома, генерируемой самим смещением; второе - силу трения, пропорциональную скорости относительного смещения; третье - соответствует поправкам на точечные неоднородности, распределенные на расстояниях apL/π .

Выражение для параметра α построено, исходя из существующих представлений о неустойчивом скольжении [9,13,14] и теории размерностей. Параметр трения α зависит главным образом от средних размеров блоков на плоскости скольжения и вязкости прослойки и принимает значения 0,01 - 1,0.

Коэффициент неоднородности γ равен отношению высоты H шероховатости к длине L участка синусоидально-однородной поверхности и характеризует регулярные точечные дефекты рельефа плоскостей разлома. Этот элемент модели и отражает в первом приближении фрактальность структурной реакции поверхности бортов разломов на их смещение. Изменение коэффициента неоднородности γ возможно в диапазоне от 0 до 1,0. Предельные величины означают либо полное отсутствие "зацеплений", выделяющихся на синусоидальной поверхности ($\gamma = 0$), либо совпадение высоты точечной шероховатости с амплитудой указанной синусоиды ($\gamma = 1,0$).

Заметим, что мотивировкой "синусоидально-го" характера восстанавливающих сил может служить эффект поворота блоков [6,7].

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ РАЗЛОМА

Обобщенное уравнение sin-Гордона (1) методом Мак-Лафлина - Скотта [4,15] сводится к системе

из двух обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{d\beta}{d\eta} = -\alpha\beta(1-\beta^2) + \frac{\gamma}{2}(1-\beta^2) \operatorname{sech}^2\left(\frac{X}{\sqrt{1-\beta^2}}\right) \cdot \operatorname{th}\left(\frac{X}{\sqrt{1-\beta^2}}\right), \quad (2)$$

$$\frac{dX}{d\eta} = \beta - \frac{\gamma}{2}\beta X \operatorname{sech}^2\left(\frac{X}{\sqrt{1-\beta^2}}\right) \operatorname{th}\left(\frac{X}{\sqrt{1-\beta^2}}\right), \quad (3)$$

где $\beta = \frac{2r}{\alpha} \left(\frac{\pi r \rho_s}{3D_t}\right)^{1/2} V_\alpha$ - безразмерная скорость; V_α -

скорость уединенной волны; $X = \xi - \xi_0$; r - радиус блоков (зерен). Для вычисления смещения u рассчитанные на каждый момент времени согласно (2)-(3) значения β и X подставлялись в решение канонического уравнения sin-Гордона. Скорость подвижки определялась как производная $v = \partial u / \partial t$.

Численное моделирование эволюции скорости уединенной волны, смещения u и скорости смещения v проводилось автором на основе системы уравнений (2) - (3) методом Рунге - Кутты - Фельберга четвертого порядка [11]. Были выбраны начальные условия: $\eta = 0, X = 0, \beta = 10^{-10}$ при параметрах $r = 0,1$ м, $\rho_s = 3 \cdot 10^3$ кг/м³, $D_t = 10^4$ Н/м. Варьирование параметров проводилось в пределах: $r = 10^{-2} - 1$ м и $D_t = 10^4 - 10^6$ Н/м.

УЕДИНЕННАЯ ВОЛНА АКТИВИЗАЦИИ РАЗЛОМА

Профиль скорости v "массовой" частицы (рис. 1) на поверхности бортов разлома имеет форму солитона $v(x,t) = v_{\max} \operatorname{sech}(x - V_\alpha t)$, движущегося вдоль раз-

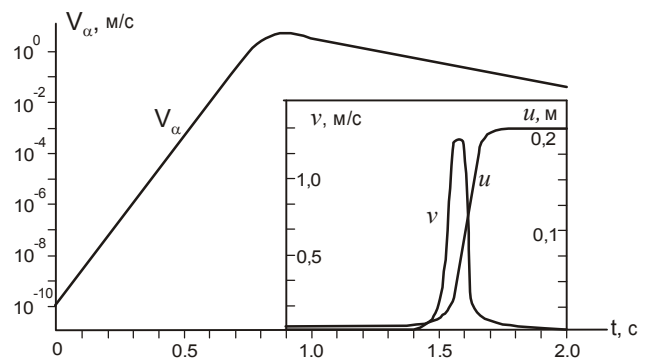


Рис. 1. Эволюция скорости V_α волны активизации, подвижки u и скорости подвижки v в разломе.

лома со скоростью V_α . Варьирование параметра трения α в уравнении sin-Гордона существенно проясняет как причины изменения скорости V_α уединенной волны в разломе, так и связанные с этим последствия. Величина скорости v "массовой" частицы на поверхности разлома зависит от состояния контакта, то есть значения параметра α . Из расчетов следует, что если значение V_α мало, то v – незначительно; происходит устойчивое медленное (криповое) скольжение. При относительно больших скоростях $V_{\alpha max}$ (порядка 1-10 м/с) получаем солитонный профиль $v \sim 0,1-1$ м/с и ступенчатый профиль (кинк) $u(x, t)$ (см. рис. 1). Такую же взаимосвязь динамических характеристик, но без временного сдвига максимумов V_α и v , дает и аналитическое решение канонического уравнения sin-Гордона для уединенной волны в однородном разломе

$$\text{без трения [1]: } v_{max} = 2n(gh)^{1/2} V_{\alpha max} / a\omega_0.$$

Временной интервал между пиковыми значениями V_α и v зависит от параметров α и γ . Момент наступления $V_{\alpha max}$ всегда опережает расчетное время v_{max} . Временные задержки между прохождением уединенной волны с максимальным значением скорости и подвижкой u_{max} обусловлены наличием трения и неоднородности в разломе. Возможность достижения больших значений относительной подвижки дает основание назвать волну v (V_α) уединенной волной активизации разломов. Максимум скорости волны активизации, в зависимости от выбранных значений контактной жесткости D_t в разломах, не превышает 10-100 м/с (табл.), что заметно отличается как от скоростей сейсмических, так и деформационных волн.

ЭВОЛЮЦИЯ ВОЛН АКТИВИЗАЦИИ РАЗЛОМА

При коэффициенте неоднородности $\gamma = 0,1 - 0,3$ и понижении параметра трения α до 0,04 амплитуда скорости волны активизации возрастает до величины $\sim 0,9 - 1,8$ м/с, а затем переходит в стационарный режим с значениями $V_{\alpha st} \approx 10^{-4} - 10^{-2}$ м/с (рис. 2), соот-

ветствующими скоростям деформационных волн. Выход на стационарный (криповый) режим фиксируется при $t = 11,0 - 14,0$ с. Если же $\gamma > 0,3$, то стабильность наступает намного позже и $V_{\alpha st}$ при этом может иметь значения порядка $10^{-6}-10^{-13}$ м/с (табл.). Причем с ростом γ величина $V_{\alpha st}$ уменьшается (рис. 3), что является следствием дополнительного трения: шероховатости чаще создают препятствия при скольжении, и торможение волны активизации усиливается (скольжение замедляется). Возможен также переход системы в режим "разлом заперт", когда $V_\alpha \rightarrow 0$.

Чем больше значение параметра γ ("зацепление" бортов разлома) при прочих равных условиях, тем больше максимум скорости волны активизации и тем быстрее происходит выход на стационарный режим активизации (см. табл.). Таким образом, в начале возбуждения стабильного режима неоднородности способствуют накоплению большей упругой энергии, которая в безразмерном виде определяется слагаемым $(1+\gamma)\sin U$ в уравнении (1), а затем, наобо-

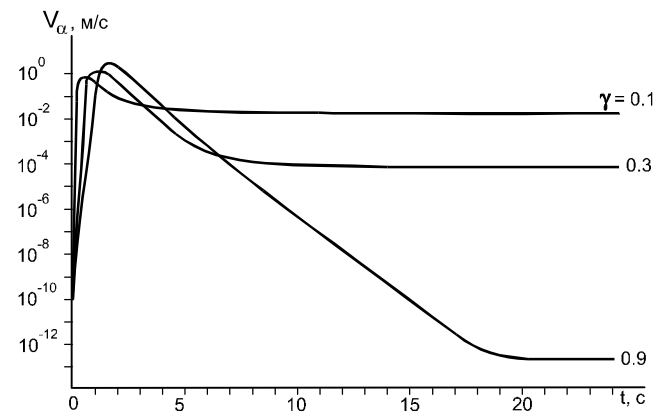


Рис. 2. Эволюция скорости V_α волны активизации при различных значениях коэффициента неоднородности γ и $\alpha = 0,04$.

Таблица. Зависимость динамических характеристик активизации разлома от параметров модели.

Вариант расчета	D_t (Н/м)	r (м)	α	γ	$V_{\alpha max}$ (м/с)	$V_{\alpha st}$ (м/с)	u_{max} (м)	v_{max} (м/с)
I	10^6	0,01	0,04	0,9	95,0	10^{-11}	0,02	0,27
II	10^6	0,1	0,04	0,9	30,0	$3 \cdot 10^{-12}$	0,2	0,97
III	10^6	0,25	0,04	0,9	19,0	10^{-12}	0,5	1,4
IV	10^4	1,0	0,04	0,9	0,95	10^{-13}	2,0	2,7
V	10^4	0,1	0,04	0,9	3,0	10^{-13}	0,2	1,24
VI	10^4	0,1	0,04	0,1	0,93	10^{-2}	0,2	0,16
VII	10^4	0,1	0,06	0,4	1,9	10^{-5}	0,2	0,36
VIII	10^4	0,1	0,08	0,4	1,8	$2 \cdot 10^{-4}$	0,2	0,31
IX	10^4	0,1	0,08	0,2	1,2	10^{-3}	0,2	0,17

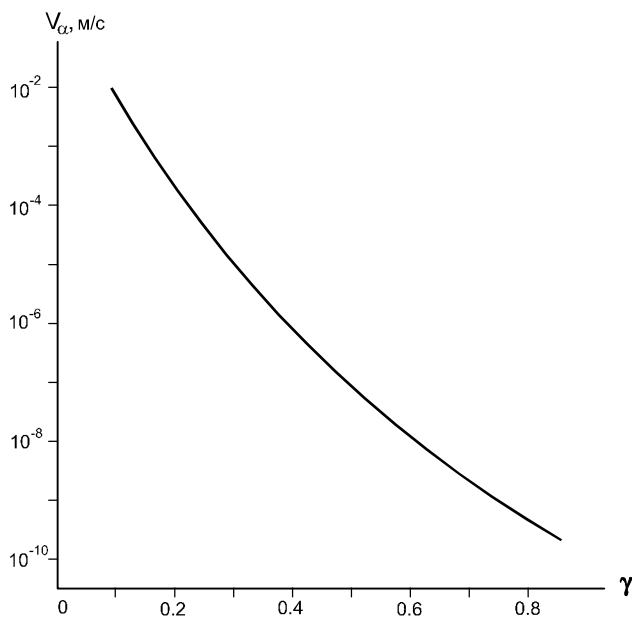


Рис. 3. Зависимость скорости V_α в стационарном режиме скольжения ($t = 15$ с, $\alpha = 0,04$) от коэффициента неоднородности γ .

рот, содействуют скорейшему замедлению скольжения. При увеличении α и понижении γ для достижения $V_{\alpha max}$ требуется больший промежуток времени.

Расчеты динамики разломов показали, что неустойчивость подвижки может быть вызвана резким понижением параметра трения, что приводит к увеличению скорости волны активизации, а следовательно и скорости подвижки бортов разлома. Смена режимов движения - в зависимости от параметров разлома - происходит в интервале от 10 ($\alpha=0,04$, $\gamma=0,1$) до 45 ($\alpha=0,01$, $\gamma=0,1$) секунд.

ВОЛНЫ АКТИВИЗАЦИИ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ИЗМЕНЕНИИ ТРЕНИЯ ВНУТРИ РАЗЛОМА

В качестве модельного примера проведен расчет эволюции скорости волны активизации разлома при добавлении к параметру трения α некоторой периодически изменяющейся составляющей α_1 , что соответствует периодическому внесению дополнительного возмущения в некоторые сегменты разлома. Теперь в уравнении (1) параметр α переходит в $\alpha_0 + \alpha_1$, где $\alpha_0 = \text{const}$, $\alpha_1 = p \sin(t/\tau)$; p , τ - некоторые параметры.

Результаты расчетов при $V_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ м/с, $p = 0,01$, $\tau = 10^3$ с, $\mu = 0,9$, $\alpha_0 = 0,02$ показывают (рис.4), что максимум скорости $V_\alpha = 300$ м/с достигается при $t = 0,1$ с. Затем, при $t = 3$ с $V_\alpha \approx 10^{-11}$ м/с, т.е. разлом запирается. Начиная с $t = 28$ с периодом $T = \sqrt{\tau} = 32$ с V_α принимает значение $4,5 \cdot 10^{-4}$ м/с.

Отсюда следует, что при подборе соответствующих параметров уравнение (1) может быть приме-

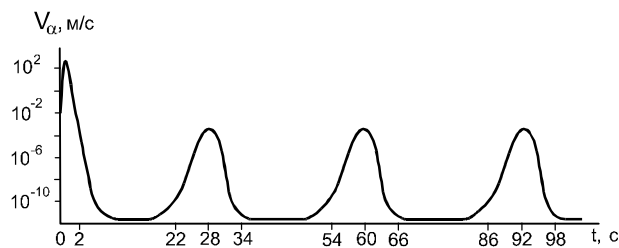


Рис. 4. Эволюция скорости уединенной волны при периодически изменяющемся параметре трения.

нено при моделировании сейсмического процесса. Аналогичные циклические изменения скорости скольжения и смещения в зоне разлома были получены за счет периодических вариаций напряжений [13] и порового давления [14] в моделях прерывистого скольжения.

ВЫВОДЫ

1. Обобщенное уравнение sin-Гордона применимо для моделирования особенностей динамики разломов. Действительно, внесение возмущения в уравнение sin-Гордона в виде трения и неоднородности приводит к таким решениям типа уединенных волн, которые допустимо интерпретировать как волны активизации разломов.

2. Величина скорости этих волн регулирует режим скольжения в разломе. По мере нарастания скорости V_α волны активизации увеличивается и ее амплитуда v_{max} . При значениях волновой скорости V_α в 1 м/с и выше амплитуда скоростей смещений v резко возрастает, а значения подвижки u соизмеримы с фиксируемыми при землетрясениях смещениями бортов разломов.

3. При определенных параметрах трения α и неоднородности γ уединенная волна “выходит” на стационарный режим со значениями $V_\alpha \sim 10^{-4} - 10^{-1}$ м/с или 10 км/сутки, соответствующими деформационным волнам [7].

4. Источником волн деформации могут служить землетрясения. Эти волны, мигрирующие по разлому, могут быть триггером последующих сейсмических событий.

5. Характеризующий “зацепление” бортов разлома параметр неоднородности, с одной стороны, служит дополнительным источником энергии, а с другой – способствует увеличению эффективного затухания процесса.

6. Периодическое изменение трения в обобщенном уравнении sin-Гордона (1), моделирующее, например, ослабление разлома за счет циклического поступления флюидов, приводит к периодическому

генерированию волн со скоростями, характерными для наблюдаемых деформационных волн.

Автор признателен проф. В.Н.Николаевскому за обсуждение работы и полезные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Быков В.Г. Механизм формирования солитона при подвиге в разломе земной коры // Тихоокеан. геология. 1998. Т.17, № 2. С. 169-173.
2. Гарагаш И.А. Микродеформации предварительно напряженной дискретной геофизической среды // Докл. АН. 1996. Т.347, №1. С. 95-98.
3. Конторова Т.А., Френкель Я.И. К теории пластической деформации и двойникования. I // ЖЭТФ. 1938. Т.8, вып.1. С. 89-95.
4. Мак-Лафлин Д., Скотт Э. Многосолитонная теория возмущений // Солитоны в действии / Под ред. К. Лонгрена, Э. Скотта. М.: Мир, 1981. С. 210-268.
5. Невский М.В. Сверхдлиннопериодные волны деформаций на границах литосферных плит // Динамические процессы в геофизической среде. М.: Наука, 1994. С.40-55.
6. Николаевский В.Н. Математическое моделирование уединенных деформационных и сейсмических волн // Докл. АН. 1995. Т.341, №3. С.403-405.
7. Николаевский В.Н. Геомеханика и флюидодинамика. М.: Недра, 1996. 447 с.
8. Николаевский В.Н., Рамазанов Т.К. Генерация и распространение тектонических волн вдоль глубинных разломов // Физика Земли. 1986, № 10. С.3-13.
9. Соболев Г.А. Основы прогноза землетрясений. М.: Наука, 1993. 392 с.
10. Уломов В.И. Волны сейсмогеодинамической активизации и долгосрочный прогноз землетрясений // Физика Земли. 1993. №4. С.43-53.
11. Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К. Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980. 279 с.
12. Ben-Zion Y., Rice J.R. Slip patterns and earthquake populations along different classes of faults in elastic solids // J. Geophys. Res. 1995. V.100, N B7. P.12959-12983.
13. Dieterich J.H. Nucleation and triggering of earthquake slip: effect of periodic stresses // Tectonophysics. 1987. V.144, N 1-3. P.127-139.
14. Sleep N. Ductile creep, compaction, and rate and state dependent friction within major fault zones // J. Geophys. Res. 1995. V.100, N B7. P.13065-13080.
15. Solerno M., Soerensen M.P., Skovgaard O., Christiansen P.L. Perturbation theories for sine – Gordone soliton dynamics // Wave Motion. 1983. V.5, N 1. P.49-58.

Поступила в редакцию 10 января 1999 г

Рекомендована к печати Ю.Ф.Малышевым

V.G. Bykov

Waves of activation in crustal faults

It has been shown that the local deformation effects may cause the solitary waves of activation in crustal faults. The analysis has been made to study the influence of geometry inhomogeneities and friction in the crust on evolution of velocity of waves of activation. The possibility is illustrated as for using the "perturbed" sine-Gordon equation for modeling seismic process starting from fault activation with further generation of waves of deformation due to seismic slip, which are considered to be the trigger of earthquakes.