

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА СДВИГА ТРЕЩИНЫ СО СЛОЖНОЙ РЕОЛОГИЕЙ

А.М. Будков, Г.Г. Кочарян

На основе модели Барриджа-Кнопова и закона трения Дитериха-Руины предложена численная модель, пригодная для описания процесса деформирования разломной зоны, отдельные участки которой обладают свойствами фрикционного разупрочнения. Тестовые расчеты показали, что возникшая на локальном участке динамическая неустойчивость при определенных условиях может охватывать обширные области. Скорость распространения деформационной волны определяется свойствами разломов более мелкого иерархического уровня.

Введение

Закономерности формирования режима скольжения по нарушениям сплошности массива горных пород до сих пор остаются довольно туманными. Существующие классические решения [Keilis-Borok, 1959; Костров, 1975 и др.] описывают законы распространения разрыва в идеализированной однородной среде, не рассматривая влияния неоднородностей на зарождение разрыва и его распространение. Заимствованная Брейсом и Байерли [Brace, Byerlee, 1966] из трибологии идея прерывистого скольжения, оказалась исключительно плодотворной для описания закономерностей образования периодических динамических срывов вдоль поверхности скольжения. Дитерих [Deiterich, 1979] и Руина [Ruina, 1983] разработали модель *rate and state*, учитывающую вариации трения в зависимости от скорости скольжения, амплитуды перемещения, времени относительного покоя, описав, тем самым, процессы упрочнения и разупрочнения разломов и трещин. Основываясь на этом фундаменте, исследователи с большим или меньшим успехом рассматривают условия зарождения (нуклеации) землетрясения, например, соответствующие соотношения между линейным размером разрыва, жесткостью нагружения, нормальным давлением [Scholz, 1998], а то, как землетрясение «узнает о величине своей магнитуды», остается за кадром. Масштаб землетрясения обычно оказывается завязан на длину разлома. Между тем, хорошо известно, что часто активизируется лишь некоторая часть разлома, в то время как соседние области остаются стабильными. Так, например, в работе [Кочарян, Павлов, 2007] показано, что на разломе *Naupward Fault* из системы Сан-Андреас, наряду с участками, на которых кластеры сейсмических событий расположены довольно плотно, существуют практически асейсмичные области. В 90-е годы прошлого века популярной оказалась концепция наличия

жестких включений (т.н. «asperities»), с которыми связывались участки концентрации напряжений. Судя по всему, на поверхности раздела в самом деле существуют области, на которых реализуются существенно разные граничные условия. Как взаимодействуют эти участки между собой, как распространяется вдоль разлома волна деформации, где она останавливается? Для исследования этих вопросов мы разработали новую численную модель, основанную на модели Барриджа и Кнопова [Barridge, Knopoff, 1967]. Последнюю обычно применяют для исследования статистики сейсмического процесса, рассматривая ансамбль блоков как стохастическую систему. Мы предлагаем рассмотреть систему связанных блоков с разными условиями на контакте как участок одного разлома, чтобы исследовать закономерности возникновения динамических срывов и их распространения вдоль разлома. В этой статье мы лишь описываем применяемый подход, иллюстрируя его несколькими примерами, и оставляем результаты исследований для следующих публикаций.

Модель

Рассматривается система связанных блоков (рис. 1), представляющая собой вариант, предложенной Барриджем и Кноповым, модели [Barridge, Knopoff, 1967].

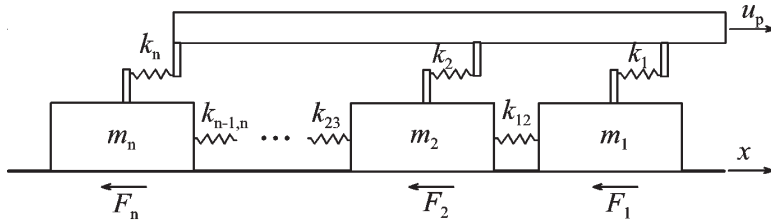


Рис. 1. Модель Барриджа и Кнопова

Уравнения движения данной системы могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} m_1 \ddot{x}_1 &= k_1(u_0 t - x_1) - k_{12}(x_1 - x_2) - F_1, \\ m_2 \ddot{x}_2 &= k_2(u_0 t - x_2) + k_{12}(x_1 - x_2) - k_{23}(x_2 - x_3) - F_2, \\ m_n \ddot{x}_n &= k_n(u_0 t - x_n) + k_{n-1,n}(x_{n-1} - x_n) - F_n, \end{aligned} \quad (1)$$

где m_i , x_i – соответственно масса и смещение i -го блока, а $F_i = \mu \sigma_{Ni}$ – действующая на него сила трения (μ – коэффициент трения, σ_{Ni} – сила прижима). Для задания силы трения используется rate and state – модель, базирующаяся на экспериментальных исследованиях Дж. Дитериха [Deiterich, 1979], подытоженных Э. Руиной [Ruina, 1983]. В соответствии с законом Дитериха коэффициент трения представляется в виде:

$$\mu = \mu_0 + a \ln \left(\frac{|\dot{x}|}{u^*} \right) + b \ln \left(\frac{u^* \theta}{D_c} \right), \quad (2)$$

где μ_0 – коэффициент трения, соответствующий стабильному скольжению со скоростью u^* ; a , b , D_c – эмпирические константы, θ – переменная состояния, $\dot{x}$ – скорость перемещения. Переменная состояния θ определяется из кинетического уравнения:

$$\theta = 1 - \left(\frac{|\dot{x}| \theta}{D_c} \right). \quad (3)$$

В состоянии стабильного скольжения с некоторой скоростью $\dot{x} = u_0$ переменная состояния θ принимает значение $\theta = D_c/u_0$. Это значение в дальнейшем будем использовать в качестве начального условия при решении уравнения (2).

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (1) совместно с уравнениями (2) и (3) решалась численно методом Рунге-Кутты 4-го порядка аппроксимации. Разработанная программа позволяет эффективно рассчитывать параметры движения модели с любым количеством блоков и представляет результаты расчетов как в цифровом, так и в графическом видах. При проведении рассматриваемой в настоящей статье серии расчетов, ориентированной на лабораторный эксперимент, полагалось, что модель состоит из одинаковых блоков массой $m = 20$ кг, а нормальная сила прижима к основанию всех блоков одинакова ($\sigma_N = 20$ Н). Жесткость всех ведущих пружин одинакова (k_s) и жесткость всех межблоковых пружин также одинакова (k_b), но варьируются в расчетах. В соответствии с законом Дитериха коэффициент трения зависит от скорости скольжения и при стабильном скольжении со скоростью u_0 равен:

$$\mu = \mu_0 + (a - b) \ln \left(\frac{u_0}{u^*} \right). \quad (4)$$

Можно видеть, что «критическим» для характера изменения фрикционного сопротивления является значение разности параметров $\Delta = b - a$. При $a > b$ коэффициент трения при перемещениях больше критического остается больше исходного значения, то есть наблюдается скоростное упрочнение, а при $a < b$, коэффициент трения при перемещениях больше критического становится меньше исходного значения, то есть наблюдается скоростное разупрочнение. Понятно, что при $a > b$ (при скоростном упрочнении), система будет оставаться стабильной. Условие $a < b$ (скоростное разупрочнение), обеспечивает условия для возникновения прерывистого скольжения.

Однако при рассмотрении системы, обладающей сдвиговой жесткостью, помимо наличия эффекта динамического «разупрочнения» контакта необходимым условием устойчивого прерывистого скольжения является достаточно большая сдвиговая жесткость контакта в фазе разгрузки, превышающая общую жесткость k нагружающей системы [Scholz, 2002]:

$$\sigma_N \left| \frac{d\mu}{dx} \right| > k. \quad (5)$$

Условие (5) отвечает за «эффективность» работы нагружающей системы на этапе динамического срыва. Уменьшение Δ приводит к уменьшению жесткости контакта в фазе разгрузки, которое, в соответствии с (4), может быть скомпенсировано увеличением силы прижима σ_N . Также критическое значение $\Delta_{кр}$ зависит от параметра D_c , который связан с возможностью возникновения условно стабильного скольжения. При малых положительных значениях Δ изменение параметра D_c может привести к появлению условно стабильного скольжения, связанного с бифуркацией Хопфа, при этом критические значения параметров в точке бифуркации задается соотношением [Scholz, 1998]:

$$\Delta_{кр} = D_c k / \sigma_N. \quad (5)$$

Все три режима скольжения (стабильный, условно стабильный и прерывистый) проиллюстрированы на примере расчета движения простейшей системы, состоящей из одного блока (рис. 2). Характеристики системы: $\mu_0 = 0,4$, $a = 0,004$, $b = a + \Delta$, $D_c = 10^{-5}$ м, $k = 1000$ Н/м, скорость протяжки $u_p = 0,2$ мм/с. На рис. 2 приведены вре-

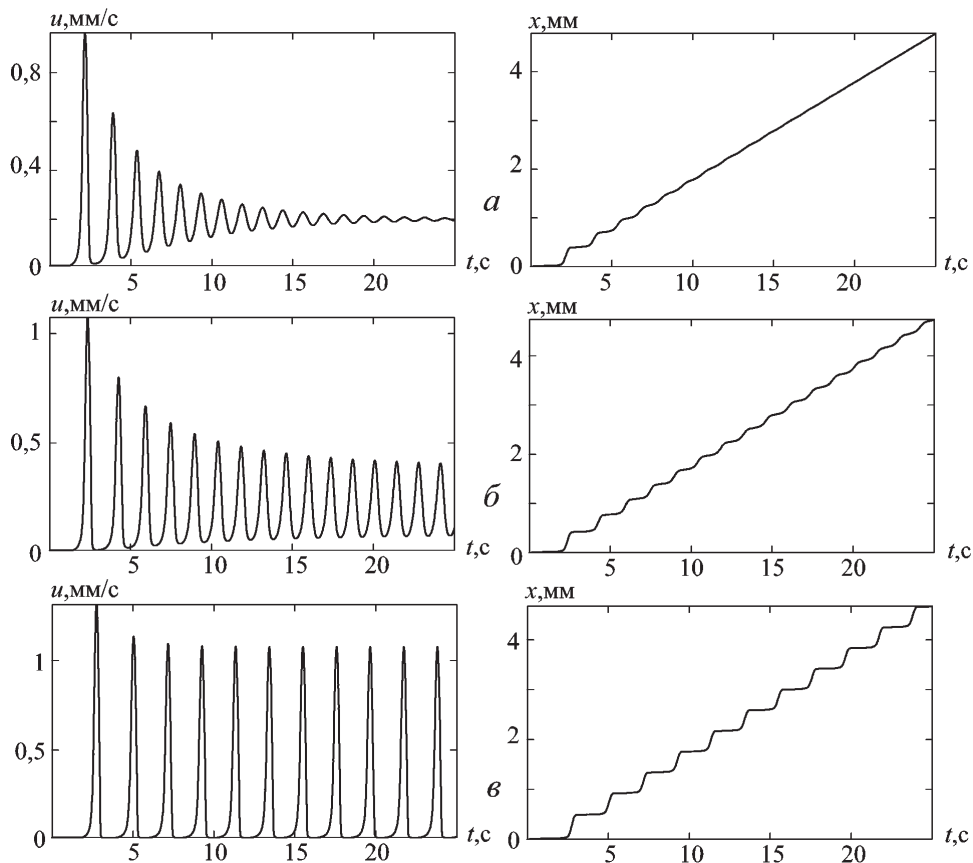


Рис. 2. Зависимости от времени скорости и смещения блока. *a* – стабильное скольжение ($\Delta = 0,0001$), *б* – условно стабильное скольжение ($\Delta = 0,0003$), *в* – прерывистое скольжение ($\Delta = 0,0007$)

менные эпюры скорости и смещения блока при различных величинах параметра Δ . Для использованных в расчетах параметрах системы критическое значение $\Delta_{кр} = 0,0005$. Соответственно, при $\Delta = 0,0001$ наблюдаем картину стабильного скольжения, когда после серии колебаний блок движется с постоянной скоростью. При $\Delta = 0,0003$ имеет место условно стабильное скольжение: блок постоянно движется, но колебания скорости не затухают. И, наконец, при значении $\Delta = 0,0007$, превышающем $\Delta_{кр}$, движение приобретает характер прерывистого скольжения. При этом импульсы динамических срывов с амплитудой скорости, значительно превосходящей скорость протяжки (в данном расчете – примерно в 5 раз), чередуются с периодами полной остановки блока. Частота и амплитуда срывов сильно зависят от величины параметра a rate and state-модели, и еще больше от величины Δ . Так, при $\Delta = 0,0018$ амплитуда срывов превышает скорость протяжки уже на порядок.

Результаты расчетов

На рис. 3 показана картина движения системы из 21 блока. Скорость протяжки $u_p = 0,05$ мм/с, жесткость ведущих пружин $k_s = 1000$ Н/м, жесткость межблоковых пружин $k_b = 20k_s$. Константы rate and state-модели подобраны таким образом, что

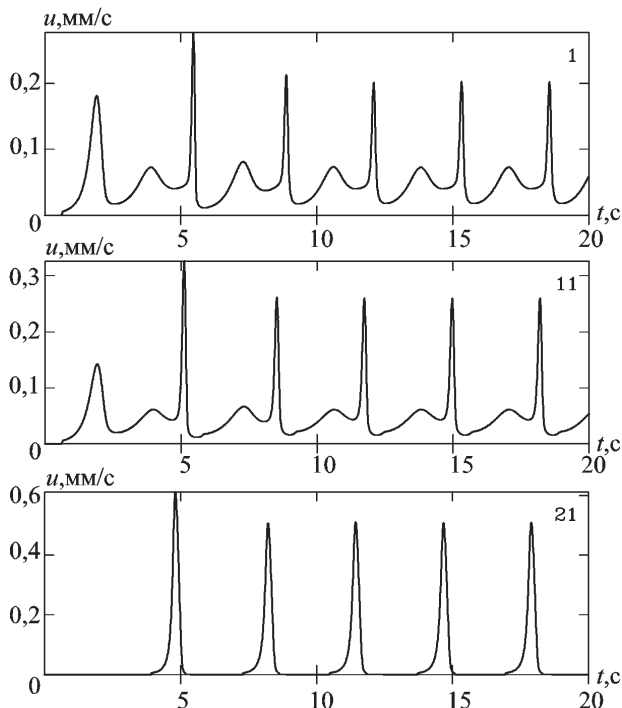


Рис. 3. Зависимости от времени скорости движения 1, 11 и 21-го блока ($k_b = 20 k_s$)

первые двадцать блоков находятся в состоянии стабильного скольжения ($a = 0,001$, $\Delta = 0,0001$), а последний блок, своего рода область зацепления или «asperity» – в состоянии прерывистого скольжения ($a = 0,004$, $\Delta = 0,004$). Расчеты показывают, что при столь высокой жесткости межблоковых пружин скачки скорости, вызванные срывами последнего блока, эффективно передаются по всей цепочке блоков.

Таким образом, при высокой величине жесткости прослойки между блоками, динамический срыв эффективно передается по всей цепочке, то есть в «очаг землетрясения» вовлекается крупная область разломной зоны. Так, при распространении от последнего (21-го) до первого блока связанные со срывами пики скорости уменьшаются всего в $\sim 2,5$ раза. Следует ожидать, что уменьшение жесткости межблоковых контактов приведет к тому, что импульс дополнительного сдвигового усилия, приводящий к динамической неустойчивости, будет эффективно затухать, распространяясь по системе блоков. Действительно, расчеты показали, что в случае $k_b = 10 k_s$ уменьшение пиков скорости при распространении от последнего до первого блока составляет уже ~ 5 раз (рис. 4), а при $k_b = 5 k_s$ – почти два порядка (рис. 5). Если принять для определенности, что очагом является та часть системы, на которой амплитуда динамического срыва составляет 50% от максимума, то при $k_b = 20 k_s$ очаг включает примерно 10 блоков, при $k_b = 10 k_s$ – 6 блоков, а при $k_b = 5 k_s$ – 3 блока.

Во избежание недоразумений, подчеркнем, что «колебания» вовсе не являются волновым движением. Это движение, вызванное дополнительным импульсом силы, возникающим в системе при подвижке того или иного блока. Скорость распространения этого импульса силы определяется характерным временем деформации пружины, то есть массой блока и жесткостью пружин. Аналогом в природе могут служить распространяющиеся вдоль разломов так называемые деформационные волны, поисками которых заняты многие исследователи [Вуков, 2008; Шерман, 2013 и др.], а также передача возмущения в системе фишек домино.

Рис. 4. Зависимости от времени скорости движения 1, и 21-го блока ($k_b = 10 k_s$)

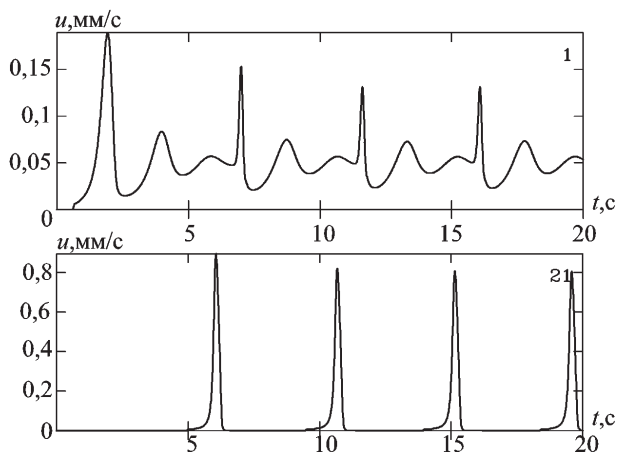


Рис. 5. Зависимости от времени скорости движения 1 и 21-го блока ($k_b = 5 k_s$)

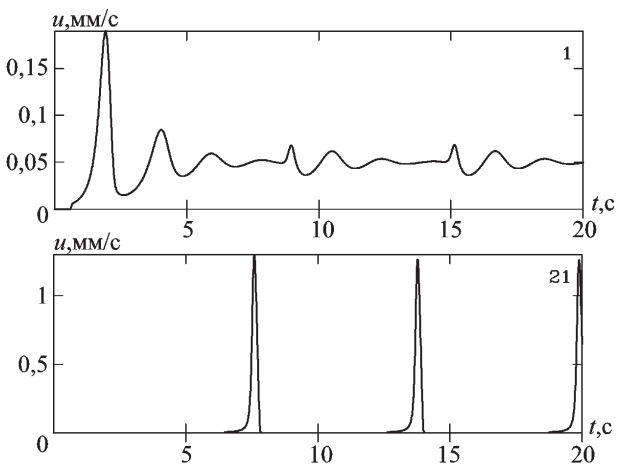
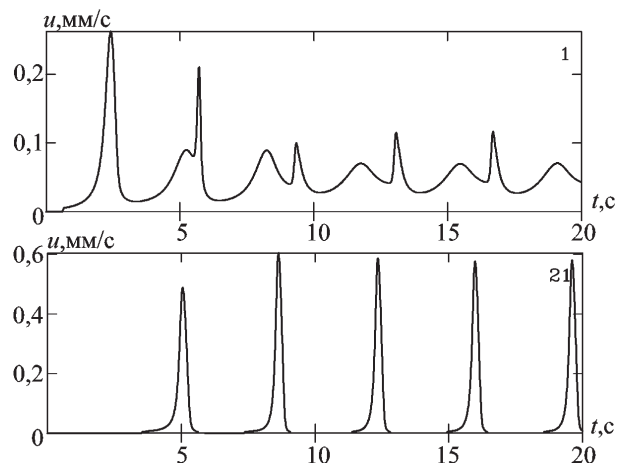


Рис. 6. Зависимости от времени скорости движения 1 и 21-го блока ($a_{1-20} = 0,2$; $k_b = 20 k_s$)



Поскольку в rate and state-модель заложен учет зависимости силы трения от скорости движения, константы этой модели могут играть роль коэффициентов динамической вязкости, влияя на степень затухания распространяющихся по системе блоков возмущений. На рис. 6 приведены результаты расчета, в кото-

ром параметр a rate and state-модели, находящийся в состоянии стабильного скольжения блоков, увеличен в 2 раза ($a = 0,002$, $\Delta = 0,0001$, $k_b = 20 k_s$). Сопоставление приведенных данных с данными рис. 3 показывает, что увеличение параметра a привело к уменьшению пиков на графике скорости движения первого блока в ~ 2 раза.

Картина усложняется, если в системе в состоянии прерывистого скольжения находится не один, а несколько блоков. Если характеристики системы нагружения и силы трения для этих блоков близки и расположены они в цепочке не слишком далеко друг от друга, то импульсы срыва, которыми они обмениваются между собой, будут близки по фазе с собственным движением блоков. В результате воздействие со стороны соседних блоков, испытавших динамический срыв, сводится к некоторому увеличению амплитуды пиков скорости в фазе срыва и соот-

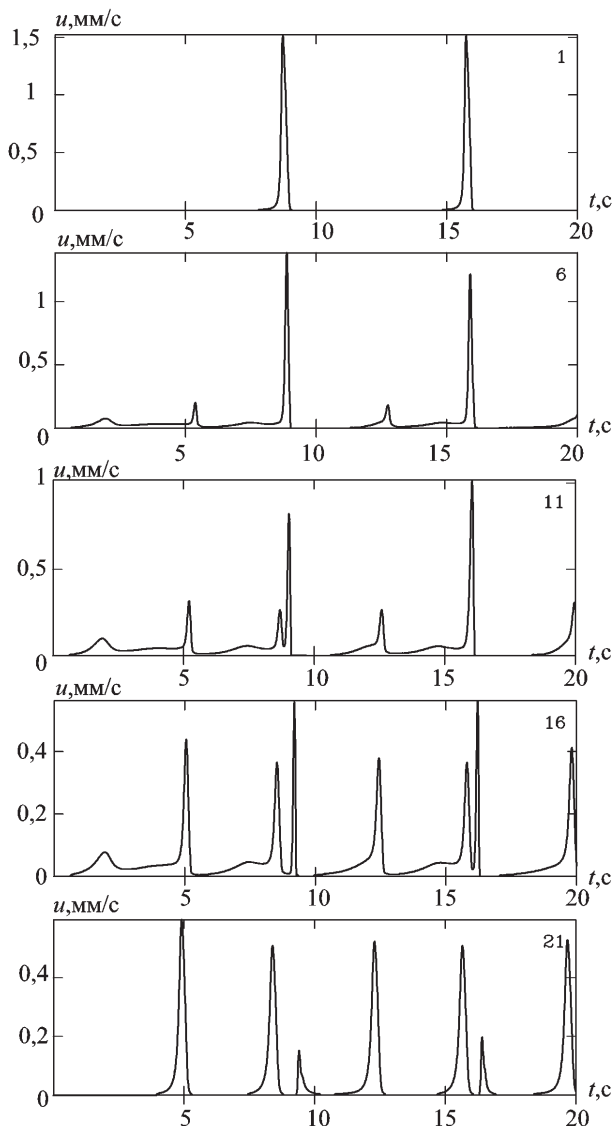
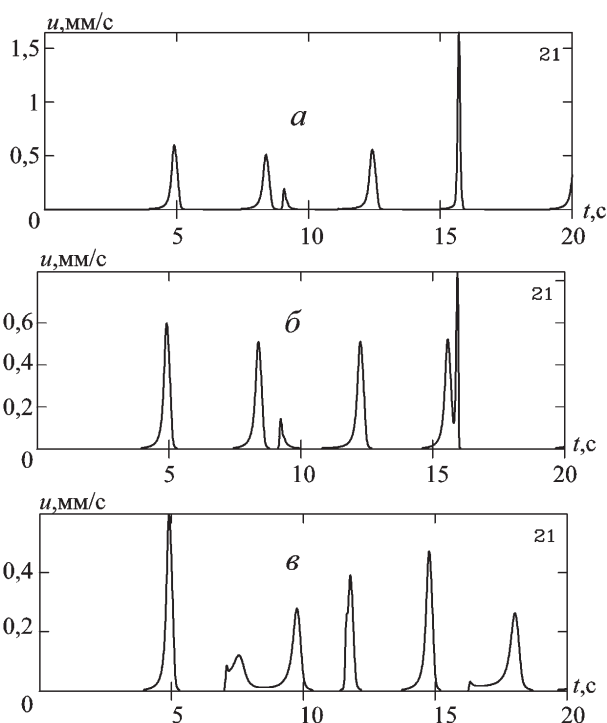


Рис. 7. Зависимости от времени скорости движения 1, 6, 11, 16 и 21-го блока (блоки 1 и 21 в состоянии прерывистого скольжения)

Рис. 8. Зависимости от времени скорости движения 21-го блока при разных значениях параметра Δ rate and state-модели для 1-го блока ($a - \Delta = 0,0082$, $б - \Delta = 0,0084$, $в - \Delta = 0,006$)



ветствующему уменьшению частоты срывов (так как средняя скорость движения, равная скорости протяжки, неизменна). В целом же картина движения системы не изменится. В тех случаях, когда амплитуды и времена срывов разных блоков сильно отличаются, картина заметно усложняется. Один из вариантов такой системы блоков рассмотрен на рис. 7. За основу взята система из 21-го блока, расчеты движения которой представлены на рис. 3. Только для первого блока изменены константы rate and state-модели таким образом, чтобы перевести его в состояние прерывистого скольжения ($a = 0,006$, $\Delta = 0,0086$). Константы подобраны так, чтобы импульсы срывов от первого блока накладывались на движение 21-го блока в моменты, когда тот находится в состоянии медленного крипа, и вызывали его срыв. В результате количество срывов 21-го блока, за рассмотренный в расчете промежуток времени (20 сек), увеличилось с 5 (рис. 3) до 7 (рис. 7). Возможны и другие варианты взаимодействия. Например, если пришедший импульс накладывается непосредственно на фазу срыва блока, то возможно заметное увеличение амплитуды скорости срыва (рис. 8, а, для первого блока $\Delta = 0,0082$). Или же фаза срыва может приобрести двухпиковую структуру (рис. 8, б, $\Delta = 0,0084$). Импульс, пришедший непосредственно перед срывом, может инициировать на некоторое время фазу стабильного скольжения блока и несколько уменьшить тем самым амплитуду грядущего срыва (рис. 8, в, $\Delta = 0,006$).

Обсуждение и заключение

Проведенные расчеты продемонстрировали принципиальную возможность описания процесса передачи деформации от одной части разломной зоны, обладаю-

щей особыми фрикционными характеристиками, к другой. Возникшая на локальном участке динамическая неустойчивость при определенных условиях может охватывать обширные области. Скорость распространения деформационной волны определяется жесткостью и расположением разломов более мелкого иерархического уровня.

Очевидно, что процесс взаимодействия находящихся в состоянии стабильного или прерывистого скольжения блоков не имеет полной аналогии с суперпозицией сейсмических волн в сплошной среде. Влияние приходящего импульса проявляется в изменении режима нагружения блока, а соответствующий кинематический отклик формируется уже с учетом текущего значения силы трения. Именно поэтому в расчете, представленном на рис. 7, наблюдается отклик 21-го блока на возмущение, вызванное срывом 1-го блока, но отсутствует отклик 1-го блока на срывы 21-го. Действительно, коэффициент трения в фазе медленного крипа с постоянной скоростью $\dot{x} = u_0$ определяется соотношением (4), то есть увеличивается с увеличением Δ . Так как с увеличением Δ увеличивается и амплитуда скорости в фазе срыва, то наибольшие шансы повлиять на характер движения находящихся в состоянии прерывистого скольжения блоков в системе имеют блоки с наиболее жестким сцеплением. При этом влияние может не быть взаимным.

Разработанная численная модель позволяет исследовать закономерности взаимодействия соседних участков разлома, обладающих различными фрикционными свойствами и разным напряженно-деформированным состоянием. Безусловно, модель следует верифицировать как на лабораторном эксперименте, так и на некоторых хорошо исследованных природных примерах, имеющих физически ясный механизм. Для адекватного описания натуральных явлений необходимо подобрать значения жесткостей для нагружения и межблоковых промежутков. Некоторые соображения об оценке этих констант содержатся в недавно вышедшей публикации [Кочарян, 2014].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 13_05_00780) и программы № 6 ОНЗ РАН.

Литература

- Костров Б.В. Механика очага тектонического землетрясения. М. 1975. 176 с.
- Кочарян Г.Г. Масштабный эффект в сейсмотектонике // Геодинамика и тектонофизика. 2014. Т. 5, № 2, С. 353–385.
- Кочарян Г.Г., Павлов Д.В. Нарушение и залечивание зон локализации деформаций в массиве горных пород // Физическая мезомеханика, 2007, т. 10, № 1, с. 5–18.
- Шерман С.И. Деформационные волны как триггерный механизм сейсмической активности в сейсмических зонах континентальной литосферы // Геодинамика и тектонофизика. 2013. Т. 4, № 2, С. 83–117.
- Barridge R., Knopoff L. Model and theoretical seismicity // Bull. Seismol. Soc. Of America. 1967. Vol. 57. № 3. P. 341–371.
- Brace W.F. and Byerlee J.D. Stick-slip as a Mechanism for Earthquakes// Science. 1966. V. 153. P. 990–992.
- Bykov V.G., 2008. Sticksleep and strain waves in the physics of earthquake rupture: experiments and models // Acta Geophysica. 56 (2), 270–285.

Deiterich J.H. Modeling of rock friction. 1. Experimental results and constitutive equations // J. Geophys. Res. 1979. Vol. 84. № B5. P. 2161–2168.

Keilis-Borok V.I. On the estimation of the displacement in an Earthquake Source and Source Dimensions // Ann. Geophys. 1959 V. 12, P. 205–214.

Ruina A. Slip instability and state variable friction laws // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. № 6. P. 1172–1175.

Scholz C.H. Earthquakes and friction laws // Nature. 1998. Vol. 391. P. 37–42, doi:10.1038/34097.

Scholz C. H. The mechanics of Earthquake and Faulting // Cambridge University Press. Cambridge. 2002. 496 p.