

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕРХСДВИГОВОГО РЕЖИМА РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАЗРЫВА ПО РАЗЛОМУ С ГЕТЕРОГЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

© 2022 г. А. М. Будков¹, С. Б. Кишкина¹ *, Г. Г. Кочарян¹

¹Институт динамики геосфер имени академика М.А. Садовского РАН, г. Москва, Россия

*E-mail: SvetlanK@gmail.com

Поступила в редакцию 10.02.2022 г.

После доработки 15.02.2022 г.

Принята к публикации 15.02.2022 г.

На основе результатов численного моделирования в статье рассмотрены закономерности формирования сверхсдвигового разрыва (скорость распространения фронта выше скорости поперечных волн в материале) вдоль однородной и гетерогенной поверхностей модельного разлома. Неоднородность свойств задавалась в виде фрикционных пятен, разупрочняющихся при сдвиге, между которыми расположены области со стабильным трением. Подобная постановка восходит к известной модели “*asperities*” [Kanamori, Stewart, 1978]. В настоящей работе использованы данные сейсмологических и геодезических наблюдений для оценки характерных размеров участков разломной зоны, “запертых” в межсейсмический период. Расчеты показали, что характерные размеры неоднородностей на плоскости скольжения в значительной степени определяют особенности распространения динамического разрыва. Необходимым условием трансформации разрыва в сверхсдвиговый режим является достаточно быстрое фрикционное разупрочнение. Возникновение наблюдаемых особенностей волнового поля (относительно слабое затухание, увеличение амплитуды колебаний на некотором расстоянии от гипоцентра, преобладание движения в направлении, параллельном разлому и т.д.) не требует нелинейности среды и не является результатом генерации “ударной волны”, как предполагается в некоторых публикациях, а представляет собой лишь следствие интерференции волновых фронтов. Взаимодействие областей с разными фрикционными свойствами может приводить к возникновению таких эффектов, как переход к сверхсдвиговому режиму, возникновение динамических импульсов скольжения, которые повторно разрушают ранее сдвинутые в процессе крипа участки разлома, торможение разрыва. Судя по результатам расчетов, на шероховатых/волнистых участках контактных поверхностей с близко расположенными зонами фрикционного разупрочнения, генерация сверхсдвигового разрыва более вероятна. При этом распространение такого разрыва с затухающей амплитудой смещения может быть устойчиво на локально более гладких участках.

Ключевые слова: очаг землетрясения, разлом, режимы скольжения, скорость разрыва, сверхсдвиговый разрыв, численное моделирование, фрикционные свойства, шероховатость поверхности.

DOI: 10.31857/S0002333722040019

ВВЕДЕНИЕ

Разрешение современных методов сейсмологии и космической геодезии позволяет не только измерить среднее смещение по разрыву землетрясения и сброс напряжений, но и оценить их распределение как во времени, так и в пространстве [Shao et al., 2011; Metois et al., 2017; Михайлов и др., 2020; и др.]. Вариация этих параметров в пределах одного разрыва оказывается весьма значительной, что, несомненно, связано с неоднородностью структуры, фрикционными свойствами и уровнем напряжений на плоскости тектонического разлома, с подвижкой по которому ассоциируется землетрясение [Scholz, 2019].

Вероятно впервые связь между землетрясениями и разломами земной коры была отмечена два века назад, при землетрясении Kutch $M \sim 7.7 \pm 0.2$ 1819 г. в Индии [Bodin, Horton, 2004]. После работ G. Gilbert (1884) и В. Koto (1893) и, в особенности Н. Reid (1910), представления о том, что неглубокое землетрясение есть результат динамического проскальзывания по тектоническому разлому, стали доминирующей парадигмой. Как отмечает С. Scholz, согласно ранним работам G. Gilbert “землетрясение происходит, когда напряжение, накапливаемое на разломе, становится достаточно большим, чтобы преодолеть начальное трение” [Scholz, 1992]. Удобство математического аппара-

та механики трещин привело к тому, что трение отошло на второй план и разрушение в очаге землетрясения стало ассоциироваться с эффективной прочностью участка земной коры [Chinnery, 1964]. В рамках альтернативной модели прерывистого скольжения, которая в механике землетрясений ассоциируется, прежде всего, с известной работой [Brace, Byerlee, 1966], динамика развития разрыва зависит не столько от прочности, сколько от стабильности или нестабильности фрикционных свойств разлома. Ключевую роль для зарождения и распространения разрыва играют такие характеристики как упрочнение (рост эффективного коэффициента трения μ) или разупрочнение (снижение μ) разлома в процессе скольжения.

Сложная топография бортов разлома приводит к концентрации напряжений в областях “действительного контакта неровностей” и появлению относительно разгруженных областей. В последних происходит осаждение минералов, переносимых флюидами [Turgotte, Schubert, 1982], что способствует формированию прослоев слабых материалов, богатых филосиликатами с фрикционными свойствами скоростного упрочнения [Kari et al., 2013]. Концентрация напряжений, напротив, приводит к более эффективному растворению поверхностных слоев геоматериала и образованию “свежих” контактов, для которых характерны фрикционные свойства скоростного разупрочнения. Таким образом, на разных иерархических уровнях формируется фрикционная гетерогенность поверхности скольжения. Существенную роль играют и свойства флюида, абсорбируемого в виде тонких пленок на поверхности зерен [Moore, Lockner, 2007; Кочарян, Остапчук, 2015; Roesner et al., 2020].

Неоднородность фрикционных свойств оказывает непосредственное влияние на характер сейсмического излучения. Согласно ряду современных моделей, разрывы зарождаются в локализованных областях повышенного напряжения (пониженной прочности), либо на участках фрикционного разупрочнения [Kocharyan, Kishkina, 2021]. За пределами этого участка скорость смещения быстро снижается, вновь увеличиваясь на соседних пятнах. При этом, чем выше суммарная доля участков с разупрочнением, тем выше оказывается доля энергии деформации, идущей на излучение упругой волны в высокочастотной части спектра [Батухтин и др., 2019]. В рамках модели разлома, развиваемой в работах [Noda et al., 2013; и др.], коэффициент трения по разлому соответствует закону Байерли, однако с сильным динамическим разупрочнением, что позволяет разрыву распространяться через участки, которые между крупными событиями проявляют свойства ползучести.

Скорость распространения разрыва V_r варьируется в широких пределах — от сверхнизких зна-

чений, соответствующих событиям медленного скольжения, до величин, значительно превышающих скорость распространения поперечных волн C_s . В последнем случае говорят о сверхсдвиговом (*supershear*) режиме. Хотя в большинстве случаев средняя величина V_r находится в диапазоне от 1100 до 3100 м/с, соответствующем классическим представлениям, по данным работы [Chouneta et al., 2018] около 25% из 96 проанализированных землетрясений с магнитудой M_w от 6.4 до 8.1 имели среднюю скорость разрыва в диапазоне от 3100 до 4500 м/с. Наиболее известные события с “быстрым” разрывом это: 1999 г. — M_w 7.4 Izmit (Турция) [Bouchon et al., 2001; и др.]; 2001 г. — M_w 7.9 Kunlun (Китай) [Bouchon, Vallée, 2003; Vallée, Dunham, 2012]; 2002 г. — M_w 7.9 Denali Fault (Аляска) [Ellsworth et al., 2004, Bouchon et al., 2010; и др.]; 2013 г. — M_w 7.5 Craig (Аляска) [Yue et al., 2013]; 2018 г. — M_w 7.5 Palu (острова Сулавеси) [Bao et al., 2019; Bhat, 2021] и др.

При этом следует иметь в виду, что в некоторых случаях аномально высокую скорость разрыв имеет лишь на ограниченных участках разлома, так что пиковые значения могут оказаться заметно выше средних значений, указанных выше. Так, для землетрясения Denali Fault сверхсдвиговый режим был отмечен на участке разлома длиной около 38 км, при длине разрыва на поверхности основного разлома свыше 220 км (полная длина разрыва 318 км) [Haeussler, 2004]. Впрочем, судя по результатам, представленным в работе [Bao et al., 2019], при землетрясении 2018 г. M_w 7.5 Palu скорость распространения в 4.1 км/с устойчиво наблюдалась на протяжении всего разрыва. При этом событии сверхсдвиговая скорость распространения разрыва была зарегистрирована высокоскоростными датчиками GPS [Bhat, 2021].

Интерес к этому режиму распространения разрыва связан с тем, что амплитуда колебаний грунта в группе поперечных волн на возникающих плоских фронтах, аналогичных фронтам Маха, затухает существенно медленнее, чем при “нормальных” субрелеевских разрывах [Das, 2015], что очевидно может приводить к значительному возрастанию интенсивности сотрясений как в окрестности разрыва, так и на значительных расстояниях. Результаты интерференции поперечных волн при сверхсдвиговом разрыве, иногда не вполне корректно, называют “ударными волнами” [Bhat, 2021; Das, 2015; Павленко, 2019].

Эффект увеличения скорости распространения разрыва до значений, превышающих теоретически возможную величину для плоских трещин отрыва — скорость волны Релея C_R , — был обнаружен в начале 70-х годов прошлого века сначала в лаборатории [Burrige, 1973], а затем и теоретически [Andrews, 1976]. Существует по крайней мере два объяснения возникновения та-

ких явлений. Первую модель называют механизмом Барриджа—Эндрюса. В работе [BurrIDGE, 1973] аналитически показано существование области концентрации напряжений, которая распространяется перед фронтом первичной трещины со скоростью C_s . Этот пик напряжений постепенно увеличивается по величине до тех пор, пока не будет преодолена локальная прочность разлома. В результате образуется так называемая “дочерняя трещина”, которая первоначально отделена от основной части разрыва. Передний фронт дочерней трещины начинается как нестабильный сверхсдвиговый разрыв, который затем быстро ускоряется и переходит в устойчивый сверхсдвиговый разрыв. Задний фронт быстро сливается с основным разрывом, в результате чего вся трещина оказывается сверхсдвиговой. Условием возникновения сверхсдвигового разрыва является разупрочнение поверхности контакта при сдвиге и достаточный уровень фоновых напряжений [Andrews, 1976]

Причины возникновения этой области концентрации напряжений до конца неясны. Так, например, [Psakhie et al., 2015] связали ее с образованием упругого вихря, который развивается перед трещиной и распространяется с высокой скоростью. Трещина может ускоряться до скорости продольной волны, если величина касательных напряжений в упругом вихре достигает прочности материала на сдвиг до отрыва вихря. После отрыва упругого вихря от трещины амплитуда напряжений в вихре снижается, поскольку теряется источник поступления упругой энергии.

Вторая модель связана с наличием на пути распространения трещины более жесткого включения или локального участка зоны скольжения с более высокой фрикционной прочностью. Наличие этих особенностей также может напрямую приводить к динамическим концентрациям напряжений и локализованной нестабильности, которые способны вызывать сверхсдвиговый разрыв [Dunham, Archuleta, 2004; Стефанов, 2006].

Хотя понимание основных механизмов распространения межзвуковой трещины достигнуто, многие важные вопросы до сих пор не исследованы. К ним, в частности, относится влияние гетерогенности разлома на закономерности распространения разрыва.

В настоящей работе мы на основе численной модели рассматриваем закономерности формирования сверхсдвигового разрыва вдоль однородной и гетерогенной поверхности разрыва и приводим некоторые результаты расчетов, позволяющие лучше понять механику этого важного явления. Кроме того, мы сочли уместным провести анализ некоторых наблюдательных сведений о структуре деформационных процессов в очаговых зонах землетрясений. Эти данные могут ока-

заться полезными для оценки макроскопической гетерогенности фрикционных характеристик разломных зон.

АНАЛИЗ НЕКОТОРЫХ СВЕДЕНИЙ О ХАРАКТЕРНЫХ РАЗМЕРАХ ЗОН “ASPERITIES”

Хорошо известно, что на любом иерархическом уровне — от образцов горной породы до меганадвигов — в области контакта блоков выделяются особые зоны локальных контактов неровностей [Scholz, 2019], так называемые, *asperities* [Kanamori, Stewart, 1978]. В зависимости от фрикционных и структурных свойств этих зон могут быть реализованы различные режимы скольжения по разлому — от крипа до динамических разрывов с различной скоростью распространения [Кочарян, 2016]. Сведения и о свойствах, и о размерах этих зон весьма ограничены. Можно выделить несколько источников данных, которые позволяют опосредованно судить хотя бы о характерных размерах зон *asperities* и плотности их расположения в зоне разлома.

Для сейсмических событий относительно небольшого размера с магнитудой до 4.5–5 имеется определенное количество данных о кластеризации очагов. Использование развитых сейсмических методов регистрации и обработки данных позволяет локализовать источники небольших событий с высокой точностью, что и сделало возможным выявление “повторных” землетрясений, которые разрываю разлом практически в одном и том же месте. Для таких событий характерна близость магнитуд и форм сигнала, постоянство рекуррентного времени. Достаточно большой набор накопленных данных [Bourouis, Bernard, 2007; Uchida, Burgmann, 2019] заставил предположить, что в таких случаях землетрясения — это результат подвижки одного и того же разлома/фрагмента разлома [Uchida, Burgmann, 2019 и ссылки там]. Отталкиваясь от этих предположений и определяя параметры разрыва, можно оценивать размеры зон *asperities* и их расположение на поверхности разлома.

Для более крупных землетрясений модель разрыва строится, исходя из имеющихся данных о параметрах сильных движений в ближней зоне, результатов регистрации сейсмических волн на региональных и телесеизмических расстояниях и/или геодезических данных (радарной спутниковой интерферометрии *InSAR Interferometric Synthetic Aperture Radar* или данных *GPS*) [Shao et al., 2011; Scholz, 2019; Chen et al., 2020, Михайлов и др., 2020; и др.]

По результатам геодезических измерений определяется коэффициент сейсмической эффек-

тивности χ или сейсмическое сцепление (англ. термин *seismic coupling*) [Scholz, 2019]:

$$\chi = \frac{\dot{P}_s}{v_p S_f}, \quad (1)$$

где: $P_s = \frac{M_0}{G} = \int_S u dS$; M_0 – сейсмический момент; G – модуль сдвига; u – косейсмическое смещение; S_f – площадь разрыва; v_p – скорость смещения плиты под действием тектонических сил. Предполагается, что в районе *asperities*, где разлом заперт в межсейсмический период, $\chi \approx 1$, т.е. все перемещение набирается за счет подвижки при землетрясении. В окружающей области скольжение условно стабильно (скольжение стабильно при квазистатической нагрузке, но может стать нестабильным при динамической нагрузке выше определенной величины), а коэффициент сейсмической эффективности $0 < \chi < 1$. На участках крипа, где крупных землетрясений нет, величина коэффициента χ невелика.

По понятным причинам, такие измерения информативны, главным образом, на участках типа зон субдукции, где достаточно велики скорости смещения плит и происходят крупные землетрясения.

Чтобы локализовать пространственно-временную эволюцию разрыва по заданной плоскости, используются, как правило, телесеismicкие данные: объемные и поверхностные волны, поскольку такая интеграция позволяет повысить разрешение по глубине результатов инверсии. Длина разрыва подбирается с учетом скорости его образования, которая, в среднем, выбирается в диапазоне 2.5–3 км/с.

Необходимые для оценок характерных размеров *asperities* данные о величинах косейсмического смещения по разлому оказалось возможным получить из каталога землетрясений Геологической службы США (United States Geological Survey, *USGS*¹). Для этого нами были выбраны все события в каталоге, которые содержат модели разрывов. Помимо базовых параметров каталога землетрясений (время, координаты очага), такая выборка событий содержит независимые оценки магнитуды, глубины и механизм очага для каждого землетрясения, поскольку эти параметры тесно связаны с моделированием разрывов, проведенным для каждого конкретного события. Результаты содержат модель поверхности разрыва и функцию времени источника (*STF*) – или скорость изменения сейсмического момента – землетрясения. Примеры моделей поверхности разрыва и скорости изменения сейсмического момента приведены на рис. 1.

Для каждой пространственной зоны локализации скольжения (*asperities*) выбранных событий

(землетрясений, которые содержат модели разрывов) мы оценили размеры области, которая содержит максимальные (вплоть до 2/3 от максимума) амплитуды скольжения. Полученная зависимость размера зон *asperities* от масштаба землетрясения характеризуется соотношением:

$$\sqrt{S_A} = 6.33 \times 10^{-6} M_0^{0.31}, \quad (2)$$

где: S_A – площадь пятна в км²; M_0 – сейсмический момент землетрясения в Н · м. Эти оценки показаны на рис. 2 вместе с данными о характерных размерах *asperities*, приведенными в работе [Kocharyan, Kishkina, 2021], которые обобщены зависимостью:

$$\sqrt{S_A} = 6.33 \times 10^{-6} M_0^{0.34}. \quad (3)$$

В общем, величина $S_A^{0.5}$ довольно близка к эмпирическим зависимостям, используемым для оценки характерных длин разрывов землетрясения от величины сейсмического момента, которые приведены во многих работах и обобщены в монографии [Кочарян, 2016]. Некоторые из них показаны на рис. 2 пунктиром. При этом параметр $S_A^{0.5}$ областей, интерпретируемых как *asperity*, в среднем в 1.5–3 раза меньше длины разрыва. Определенные по телесеismicким данным, размеры этих зон оказываются еще меньше. Так что можно предположить, что зоны *asperities* занимают около 20–30% от всей площади разрыва.

Собранные на рис. 2 результаты получены при анализе данных, которые интерпретировались разными авторами с использованием разных методов, коротко рассмотренных выше. Разброс данных довольно велик, поскольку решение задачи инверсии предполагает подбор целого ряда параметров и интерпретаций. При этом можно говорить, что общая зависимость размера зон *asperities* от масштаба землетрясения характеризуется близкими соотношениями, с показателем степени ~ 0.3 . Такое значение отвечает характеристикам геометрического подобия, которое обычно хорошо выполняется при рассмотрении характеристик сейсмичности в широком диапазоне магнитуд [Kocharyan, Kishkina, 2021].

МЕТОД

Задача о распространении разрыва на контакте двух однородных упругих блоков решалась методом численного математического моделирования. Рассматривалась система, состоящая из двух упругих блоков (плотность $\rho_0 = 2.5 \times 10^3$ кг/м³, коэффициент Пуассона $\nu = 0.25$, скорость продольных волн $C_p = 6000$ м/с, скорость поперечных волн $C_s = 3460$ м/с). В качестве начальных условий задано поле однородных сдвиговых напряжений $\sigma_{xy} = \tau_0$.

¹ <https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/search/>.

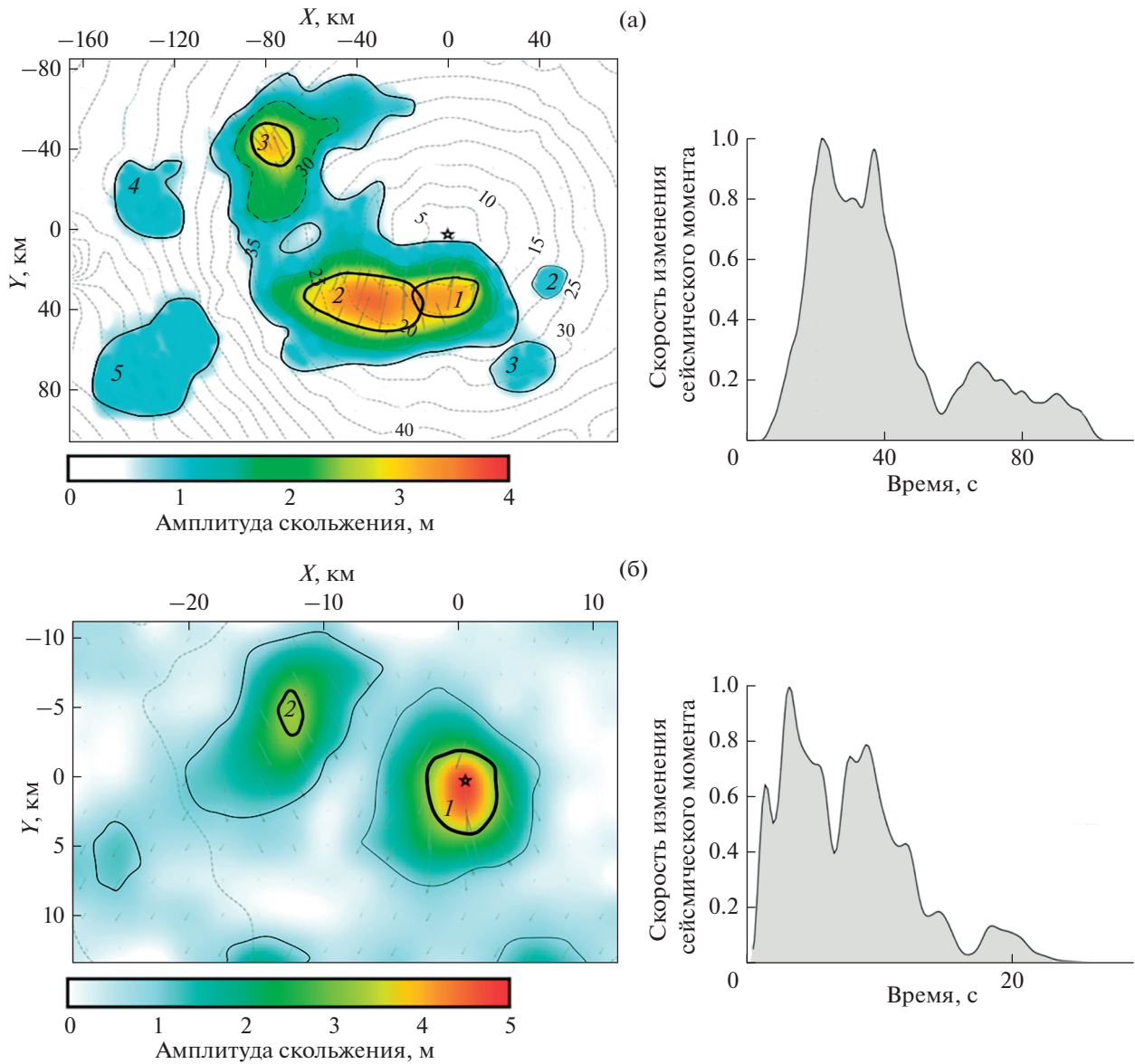


Рис. 1. Пример пространственного расположения зон локализации скольжения (слева) и приведенной скорости изменения момента (справа) для землетрясения в Новой Зеландии (а) 04.03.2021 г., $M_w = 8.1$, $d = 28.9$ км (амплитуда подвижки рассчитана через каждые 5 с) и в Греции (б) 30.10.2020 г., $M_w = 7.0$, $d = 21$ км (амплитуда подвижки рассчитана через каждые 10 с). По данным USGS. Цифры на левой панели отмечают порядок локализации зон *asperities*, который реализуется в ходе землетрясения. Жирным контуром выделены области, которые содержат максимальные (вплоть до 2/3 от максимума) амплитуды скольжения. Ось X в направлении простирания; Y – в направлении падения плоскости разлома. Начало координат приурочено к местоположению источника.

Сопротивление сдвигу по границе между блоками задано в виде трения с разупрочнением:

$$\tau = T(\Delta u) \text{sign} \left(\frac{\partial \Delta u}{\partial t} \right), \quad \frac{\partial \Delta u}{\partial t} \neq 0, \quad (4)$$

где: $T(\Delta u) = \begin{cases} \tau_u - \frac{(\tau_u - \tau_f)\Delta u}{d_0}, & \Delta u < d_0; \\ \tau_f, & \Delta u \geq d_0 \end{cases}$; u – относительное перемещение бортов; τ_u – пиковая

фрикционная прочность; τ_f – остаточная фрикционная прочность; d_0 – амплитуда перемещения, при котором трение спадает с пикового до остаточного значения. В процессе скольжения касательные напряжения на контакте всегда равны τ_f .

Для нормировки длины использовался параметр $L_c = \frac{8\mu(\lambda + \mu)}{\pi(\lambda + 2\mu)} \frac{G}{(\tau_0 - \tau_f)^2}$ – критическая гриффитсовская полудлина трещины [Andrews, 1976]. Здесь:

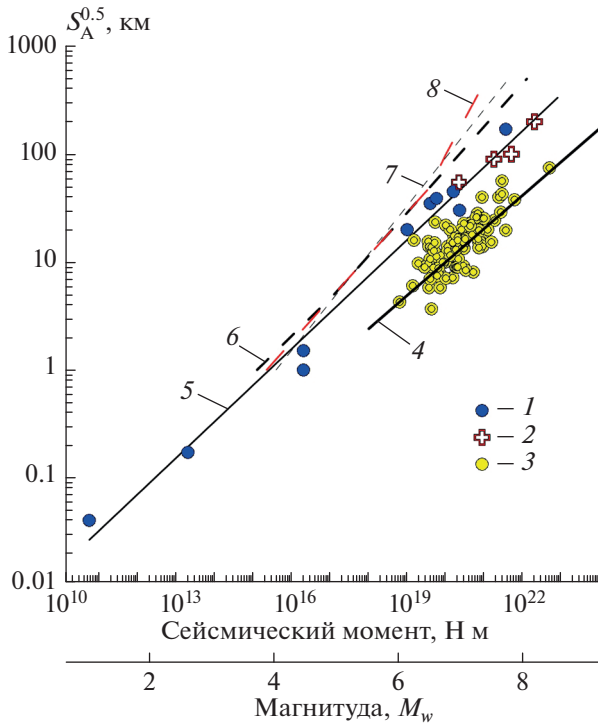


Рис. 2. Зависимость размера зон *asperities* от масштаба землетрясения. Размеры *asperitis* получены с помощью: 1 – сейсмических данных [Kocharyan, Kishkina, 2021 и ссылки там]; 2 – геодезических данных [Kocharyan, Kishkina, 2021 и ссылки там]; 3 – сейсмических данных (по каталогу *USGS*); 4 – зависимость (2); 5 – зависимость (3); 6–8 – соотношения между сейсмическим моментом и длиной разрыва для разных событий (по работе [Кочарян, 2016]).

λ и μ – коэффициенты Ляме; $G = \frac{1}{4}(\tau_u - \tau_f)d_0$ – эффективная энергия трещинообразования; τ_0 – величина фоновых сдвиговых напряжений.

Задавались следующие параметры модели: $\tau_u = 16$ МПа, $\tau_f = 5$ МПа, $d_0 = 1.8$ мм, а величина τ_0 могла изменяться в разных сериях расчетов. Далее все характерные размеры будут указываться в единицах $L_c - \hat{L} = L/L_c$, а время нормировано, как $\hat{t} = (tC_s)/L_c$.

Для активации распространения трещины, на небольшом участке контактной границы $0 \leq x \leq L_0$ инициировался сброс напряжений, распространяющийся со скоростью $V_{r0} = 0.6c_s$. Для этого в расчетном узле искусственно задавалось смещение на 10% превышающее пороговое значение u_0 , при котором трение выходит на уровень фоновых напряжений τ_0 . Параметр L_0 в расчетах варьировался в пределах $L_0 = (3-6)L_c$ ($\hat{L}_0 = 3-6$).

Для проведения вычислений использовался двумерный программный комплекс [Архипов и др., 2003], разработанный на основе лагранжева численного метода “Тензор”. Расчеты выполнялись в плоской постановке. Ось x декартовой системы координат лежит в плоскости контактной границы, ось y перпендикулярна этой плоскости. Размеры расчетной области $\hat{\Sigma}$ в разных вариантах варьировались от 120×120 до 180×180 . Использовалась равномерная расчетная сетка с ячейками размером $\hat{l} 0.015 \times 0.015$.

Расчеты показали, что участок сброса напряжений должен иметь достаточную величину. При $\hat{L}_0 \leq 3$ процесс формирования разрыва затухает в непосредственной близости от участка инициирования.

Напряженное состояние контакта удобно характеризовать параметром безразмерной меры прочности разлома:

$$S = \frac{\tau_u - \tau_0}{\tau_u - \tau_f}. \quad (5)$$

В работе [Andrews, 1976] было показано, что при $S > 1.77$ переход в режим сверхсдвигового распространения разрыва не происходит. На рис. 3 приведены соотношения между безразмерной мерой прочности S , пиковой τ_u и остаточной τ_f фрикционной прочностью разлома, уровнем фоновых напряжений τ_0 . Как видно из рисунка, чем более “хрупкий” разлом (ниже отношение $\frac{\tau_f}{\tau_u}$), тем при более низком уровне средних напряжений (меньшие значения параметра $\frac{\tau_0}{\tau_u}$) может произойти переход к сверхсдвиговому разрыву.

В расчетах, результаты которых приводятся ниже, использовалось значение $S \geq 0.8$, т.к. согласно [Liu et al., 2014] при $S < 0.72-0.76$ переход в сверхсдвиговый режим происходит по иному механизму. Этот диапазон лежит вне интересов настоящей публикации.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ ОДНОРОДНОГО КОНТАКТА

В использованном представлении разлома в виде поверхности скольжения с трением, условием старта разрыва является превышение сдвигающими напряжениями пороговой величины τ_u . В силу малости градиента направленной вдоль направления скольжения x -компоненты тензора напряжений σ_{xx} , уровень сдвигающих напряжений определяется величиной касательной компоненты σ_{xy} . Соответственно, в рамках принятой модели трения, для старта разрыва требуется,

чтобы сдвиговое напряжение превысило фоновое напряжение на величину $\Delta\tau = \tau_u - \tau_0$:

$$\sigma_{xy} \geq \tau_u = \tau_0 + \Delta\tau. \quad (6)$$

Примеры результатов расчета для разрыва с однородной фрикционной поверхностью приведены на рис. 4–рис. 6. В этих расчетах длина начального участка инициирования $\hat{L}_0 = 4\text{--}6$. Время на графиках отсчитывается от момента выполнения условия (6) в точке $x = 0$. На рис. 4 показаны эпюры скоростей смещения грунта, полученные в двух расчетных вариантах с разными значениями безразмерной меры прочности: $S = 2.0$ ($\tau_0 = 8.7$ МПа, $L_c = 18.8$ м) и $S = 0.8$ (при этом фоновые напряжения $\tau_0 = 11.1$ МПа, $L_c = 6.75$ м).

В соответствии с данными рис. 3, при $S = 0.8$ должен иметь место переход субрелеевского режима распространения разрыва в сверхсдвиг, а при $S = 2.0$ формирование сверхсдвигового разрыва не происходит. Действительно, расчетный вариант с $S = 2.0$ (рис. 4а), демонстрирует волновую картину типичную для обычного субрелеевского режима распространения разрыва. В этом случае явно превалирует нормальная к плоскости разлома компонента скорости движения среды.

На рис. 4б видна соответствующая трансформация эпюры компонент вектора скорости смещения среды по мере удаления от точки старта разрыва. В точке $\hat{x} = 17.8$ скорость распространения все еще соответствует c_s (переходная зона). На расстоянии $\hat{x} > 18$ вперед выходит пик массовой скорости, опережающий фронт поперечной волны. Начиная с расстояний $\hat{x} \approx 30$ происходит окончательное формирование сверхсдвигового разрыва. Вперед выходит продольная волна, за которой следует движение со сдвигом фаз тангенциальной и нормальной составляющих скорости, характерным для волн поверхностного типа (помечено на рис. 4б буквой “R”). Анализ расчетных данных показывает, что скорость распространения вдоль разлома этого цуга колебаний составляет ~ 3200 м/с, что примерно соответствует скорости распространения волны Релея в материале блоков ($C_R = 3180$ м/с). В целом, в зоне сверхсдвига поле деформации характеризуется ростом отношения амплитуд тангенциальной и нормальной составляющих скорости смещения с расстоянием, т.е. преимущественным направлением смещения материала вдоль разлома.

Векторное поле скорости в момент времени $\hat{t} = 25.6$ (рис. 5а) имеет вид, характерный для субрелеевского режима распространения разрыва с квазисферическими волновыми фронтами. Буквами “p” и “s” отмечены положения фронтов продольной и поперечной волны. Как уже отмечалось, для начала дифференциального движения по разлому требуется, чтобы сдвиговое на-

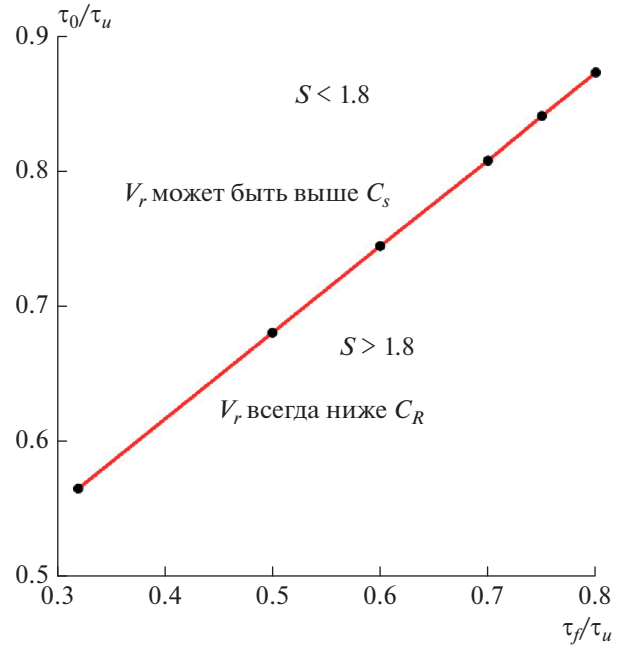


Рис. 3. Соотношение между безразмерной мерой прочности S , пиковой τ_u и остаточной τ_f фрикционной прочностью, фоновым уровнем напряжений τ_0 . При $S > 1.8$ формирование сверхсдвигового разрыва не происходит.

пряжение превысило фоновое напряжение τ_0 на величину $\Delta\tau$. Амплитуды волны напряжений на фронте продольной волны в данном случае оказывается недостаточно для выполнения этого условия, так что скольжения по разлому не наблюдается. Условие (6) выполняется лишь на фронте поперечной волны “s”. Момент выполнения (6) будем называть “стартом дифференциального движения”. Здесь фактически начинается формирование разрыва. Для излучения разрывом упругой энергии нужно, чтобы амплитуда дифференциального смещения по разлому u превысила пороговое значение u_0 , при котором величина трения снижается до уровня фоновых напряжений τ_0 . Эта стадия, которую мы будем называть “активным разрывом” или “активной стадией скольжения”, формируется за фронтом поперечной волны. На рисунке отчетливо видно положение “активного разрыва”. Эта зона характеризуется максимальными для всей области возмущения значениями скорости движения среды, которые в рассматриваемый момент времени составляют величину около 1 м/с.

Показанное на рис. 5б векторное поле скорости смещения материала в момент времени $\hat{t} = 51.2$ иллюстрирует движение среды в режиме сверхсдвига. Разрыв, распространяясь со скоростью, близкой к скорости продольных волн, обгоняет фронт поперечной волны. Образующи-

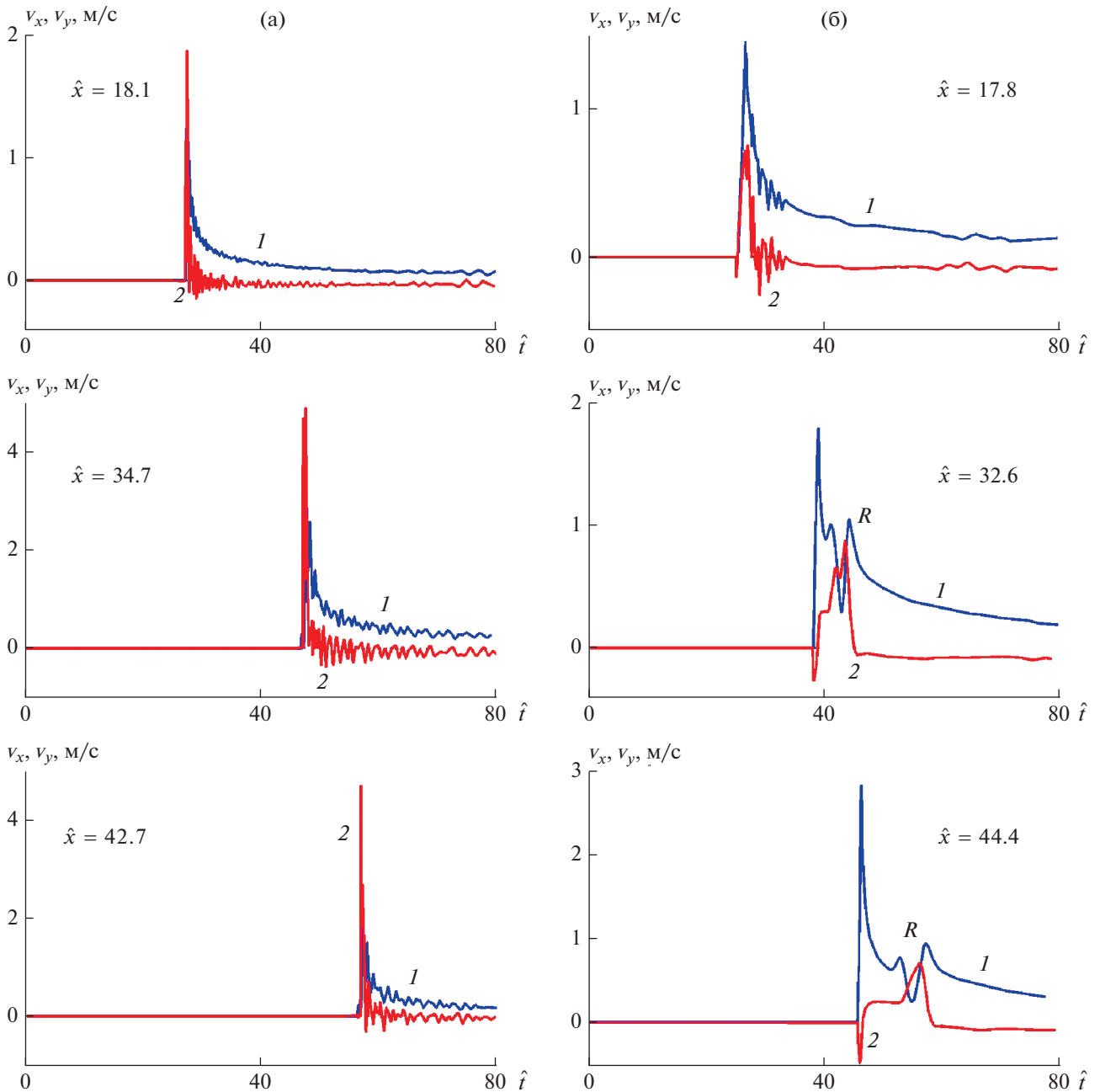


Рис. 4. Эпюры скорости смещения ($1 - u_x, 2 - u_y$) на различных расстояниях от участка инициирования разрыва, полученные в расчетных вариантах $S = 2.0$ (а) и $S = 0.8$ (б).

еся при этом вторичные поперечные волны в результате интерференции формируют конический волновой фронт, положение которого на рис. 5б отмечено буквой “с”. Распространение сверхсдвиговой трещины на начальном этапе сопровождается постоянным ростом максимальной скорости смещения среды, инициируемого разрывом. В момент времени $\hat{t} = 51.2$ величина максимальной скорости смещения в активной зоне разрыва уже превышает 2 м/с.

Годографы моментов старта дифференциального движения и начала активной стадии скольжения приведены на рис. 6. В расчетном варианте с $S = 0.8$ за пределами участка инициирования ($\hat{x} = \hat{L}_0 = 4$) фронтальная часть разрыва распространяется вдоль интерфейса со скоростью поперечной волны, слегка обгоняя активную зону разрыва, распространяющуюся со скоростью волны Релея. На расстоянии $\hat{x} \approx 25$ скорость распространения активного участка разрыва быстро уве-

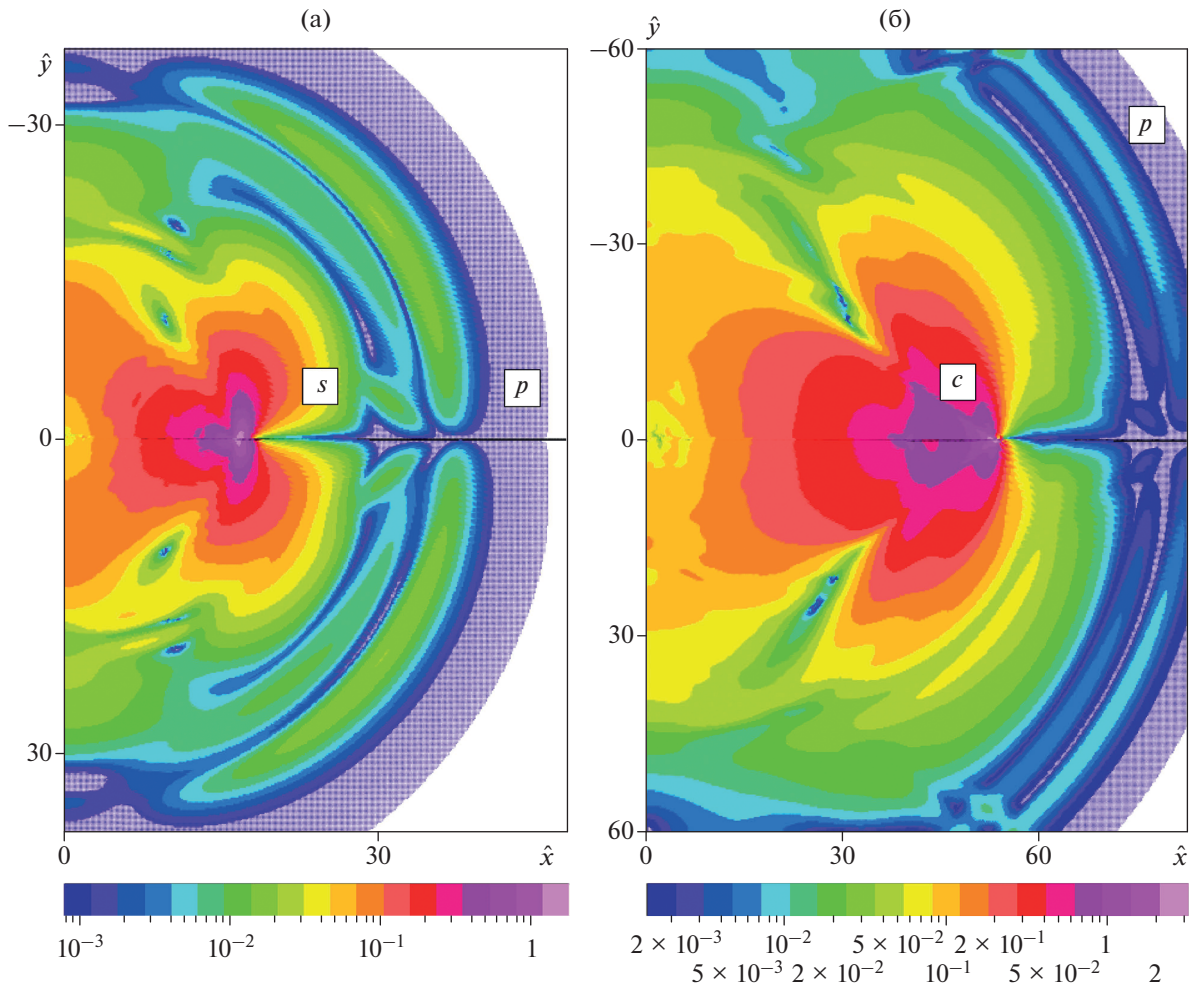


Рис. 5. Векторное поле скорости в разные моменты времени: (а) – $t = 25.6$, (б) – $t = 51.2$. Шкала соответствия цвета величине скорости в [м/с]. Вариант $S = 0.8$.

личивается и достигает величины c_p . Наличие небольшого переходного участка $\hat{x} \approx 24-25$ на кривой 2 обусловлено перестроением связанного с активным участком разрыва волнового пакета в процессе перехода к сверхсдвигу. Эти изменения в характере движения можно видеть на рис. 4б. В расчетном варианте с $S = 2.0$ реализуется только субрелеевский режим развития скольжения (кривая 3). Скорость распространения разрыва на начальном участке примерно соответствует скорости на участке инициирования ($0.6C_s$) и постепенно увеличивается с расстоянием.

На рис. 7 для момента времени $\hat{t} = 51.3$ показаны пространственные распределения величин касательных напряжений σ_{xy} и эквивалентных напряжений (по критерию энергии формоизменения) [Тимошенко, Гудьер, 1975]:

$$\sigma_{\text{экр}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \times \sqrt{(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + (\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + (\sigma_{33} - \sigma_{11})^2}. \quad (7)$$

При этом рассматриваются “динамические” напряжения (сформировавшиеся за счет распространения разрыва). Т.е. из полных величин касательных напряжений вычтено значение фонового сдвигового напряжения τ_0 .

В это время разрыв распространяется уже в режиме сверхсдвига. На рис. 7а в окрестности фронтальной части разрыва выделяется небольшая эллиптическая область повышенных касательных напряжений. Анализ векторных полей скорости показывает, что эта область связана с характерным вихревым движением среды. Наибольшая величина касательных напряжений в этой зоне составляет ~ 5 МПа и превышает пороговый уровень старта дифференциального движения $\Delta\tau = 4.9$ МПа, т.е. относительное смещение бортов начинается в зоне вихревого движения. Ранее подобный результат был продемонстрирован в работе [Psakhie et al., 2015]. Область максимальных касательных напряжений “R” отстает и связана с распространением поверхностной волны

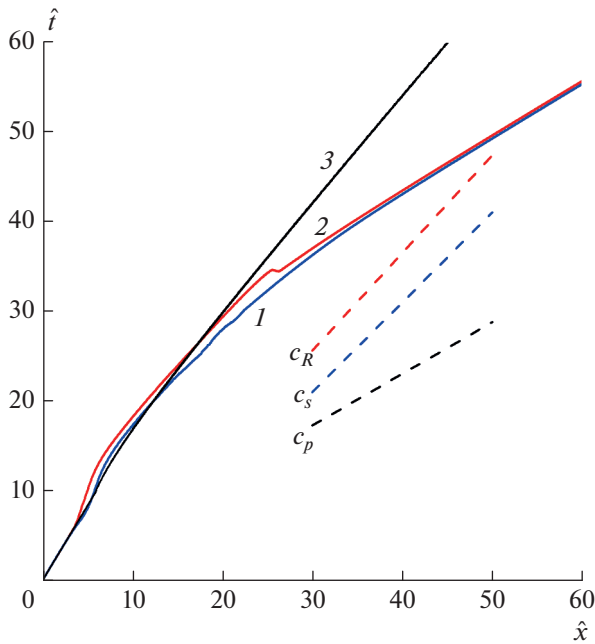


Рис. 6. Годографы моментов старта дифференциального движения (1) и начала активной стадии скольжения (2, 3): 1, 2 – $S = 0.8$; 3 – $S = 2.0$. Для удобства пунктиром показаны наклоны годографов для продольной, поперечной и релейской волн.

(см. рис. 4), где и набирается основная часть относительного перемещения бортов (зона “основной трещины”). Можно видеть, что при трансформации разрыва в сверхсдвиговый режим область максимальных эквивалентных напряжений перемещается из зоны “основной трещины” во фронтальную зону разрыва (рис. 7б). При этом уровень $\sigma_{\text{эkv}}$ во фронтальной зоне разрыва примерно в 2 раза превышает напряжения в зоне “основной трещины”.

В целом результаты, полученные при моделировании распространения разрыва по однородной поверхности, хорошо соответствуют теоретическим представлениям и результатам ранее проведенных численных расчетов [Andrews, 1976; Psakhie et al., 2015], что свидетельствует о корректности модели и работоспособности программы.

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ФРИКЦИОННЫХ СВОЙСТВ

В рассматриваемой серии расчетов развития процесса скольжения по гетерогенному контакту, неоднородность фрикционных свойств моделировалась в виде участков двух типов – “FW” (*Friction weakening*), с разупрочнением в соответствии с (4), и “FS” (*Friction stable*) с постоянным уровнем сопротивления сдвигу, равным фоновому напряжению $\tau = \tau_0$. Это соответствует схеме в которой в

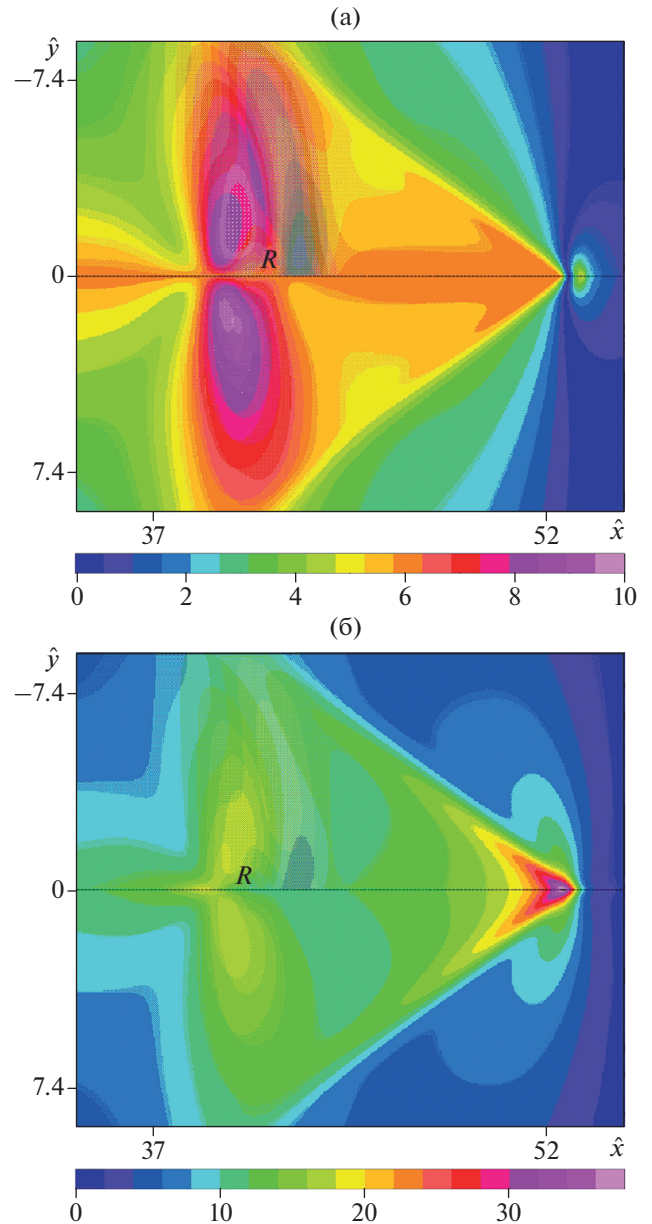


Рис. 7. Пространственное распределение величин сдвиговых напряжений σ_{xy} (а) и эквивалентных напряжений (б) (по критерию энергии формоизменения) в момент времени $\hat{t} = 51.2$. Режим сверхсдвига. Шкала соответствия цвета величине напряжений в МПа.

“межсейсмический” период активные участки (*asperities*) зафиксированы и не испытывают перемещения, а пассивные участки находятся в состоянии медленного крипа.

В расчетах протяженность FS-участков варьировалась от $\Delta\hat{x} = 3.7$ до полной длины блока. Годографы момента начала активной стадии, полученные в расчетах со стабильными участками разной протяженности приведены на рис. 8. Начало первого FS-участка соответствует координате

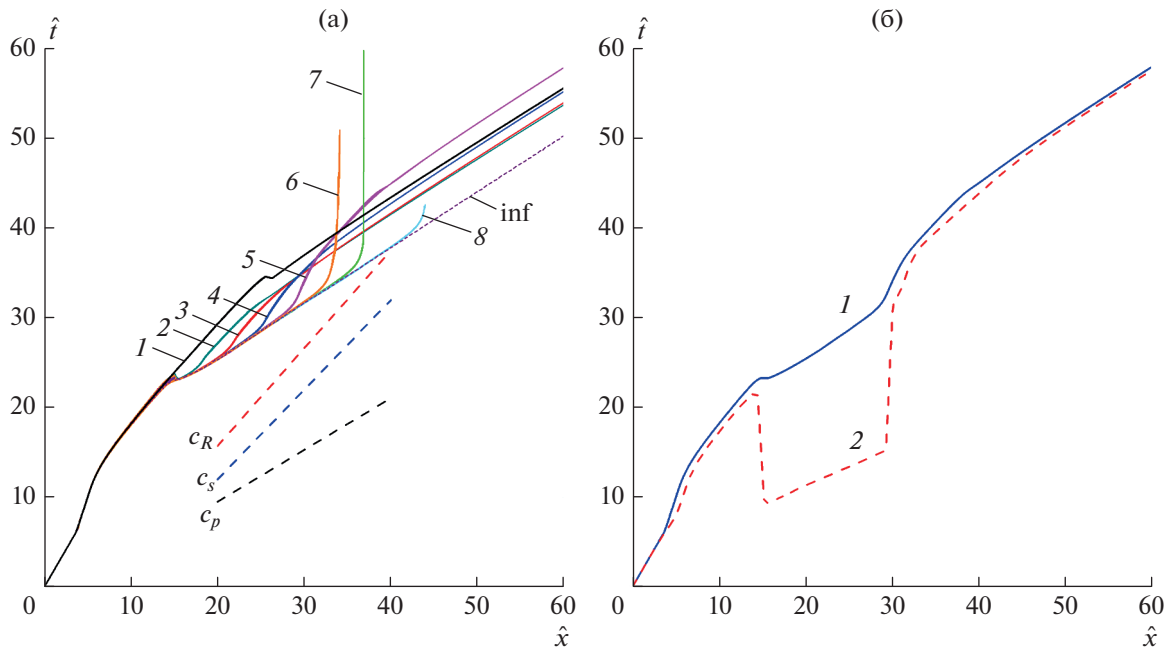


Рис. 8. Годографы момента начала дифференциального движения и активной стадии скольжения: (а) – начало активной стадии скольжения при различной протяженности участка со стабильным трением; 1 – $\Delta\hat{x} = 0$; 2 – $\Delta\hat{x} = 3.7$; 3 – $\Delta\hat{x} = 7.4$; 4 – $\Delta\hat{x} = 11.1$; 5 – $\Delta\hat{x} = 14.8$; 6 – $\Delta\hat{x} = 18.5$; 7 – $\Delta\hat{x} = 22.2$; 8 – $\Delta\hat{x} = 29.6$ inf – весь участок со стабильным трением. Во всех случаях начало стабильного участка расположено в точке $\hat{x} = 14.8$; (б) – начало активной стадии (1) и начало дифференциального движения (2); $\Delta\hat{x} = 14.8$.

$\hat{x} = 14.8$. Специально проведенные расчеты показали, что при достаточной удаленности от участка начальной инициации трещины, расположение начала зоны стабильного трения относительно начала координат не играет принципиальной роли. Отметим лишь, что переход в сверхсдвиговый режим происходит при этом на разных расстояниях от начала трещины.

При анализе годографов на рис. 8 следует иметь в виду совершенно разный отклик на распространение разрыва *FW*- и *FS*-участков разлома. Распространение старта дифференциального движения бортов на *FS*-участке происходит со скоростью продольной волны. Поскольку в этих зонах при $\tau \geq \tau_0$ трение всегда полностью мобилизовано, то при ускорении скольжения, инициированном динамическим воздействием, дополнительного фрикционного сопротивления на этих участках не возникает. Соответственно, распространяющаяся вдоль разлома слабая продольная волна, интенсивности которой недостаточно, чтобы сдвинуть запертые *FW*-участки (*asperities*), вызывает скольжение на участках со стабильным трением. Именно поэтому в том случае, когда вся граница имеет свойства стабильного трения (кривая $\Delta\hat{x} = \text{inf}$ на рис. 8) разрыв, разогнавшись до скорости продольной волны, распространяется так по всей длине разлома.

Годографы момента начала активной стадии скольжения имеют определенные особенности при прохождении разрывом *FS*-участка (рис. 8). Эти кривые обозначают момент начала “активной” стадии (достижения величины относительного смещения $u = u_0$). Хотя на участке со стабильным трением “активной стадии” как таковой нет, формально условие $u = u_0$ там оказывается выполненным раньше, чем это было бы в случае *FW*-трения (отрицательный наклон годографа). Напротив, перед запертым участком активный участок разрыв формально тормозится, а затем постепенно разгоняется при распространении по *FW*-области.

При больших размерах участка с постоянным трением ($\Delta\hat{x} \geq 18.5$) разрыв останавливается. Это связано с тем, что распространение разрыва на *FS*-участке не сопровождается выделением упругой энергии, запасенной в блоке, и, следовательно, связанная с разрывом сейсмическая волна постепенно затухает. Если на пути такого разрыва оказывается очередной *FW*-участок с более высоким уровнем фрикционной прочности могут возникнуть условия для остановки разрыва (как в расчетных вариантах с $\Delta\hat{x} \geq 18.5$ на рис. 8). Это единственный механизм остановки разрыва в рамках используемой модели. В случае инициации разрыва на однородной *FW*-поверхности, не

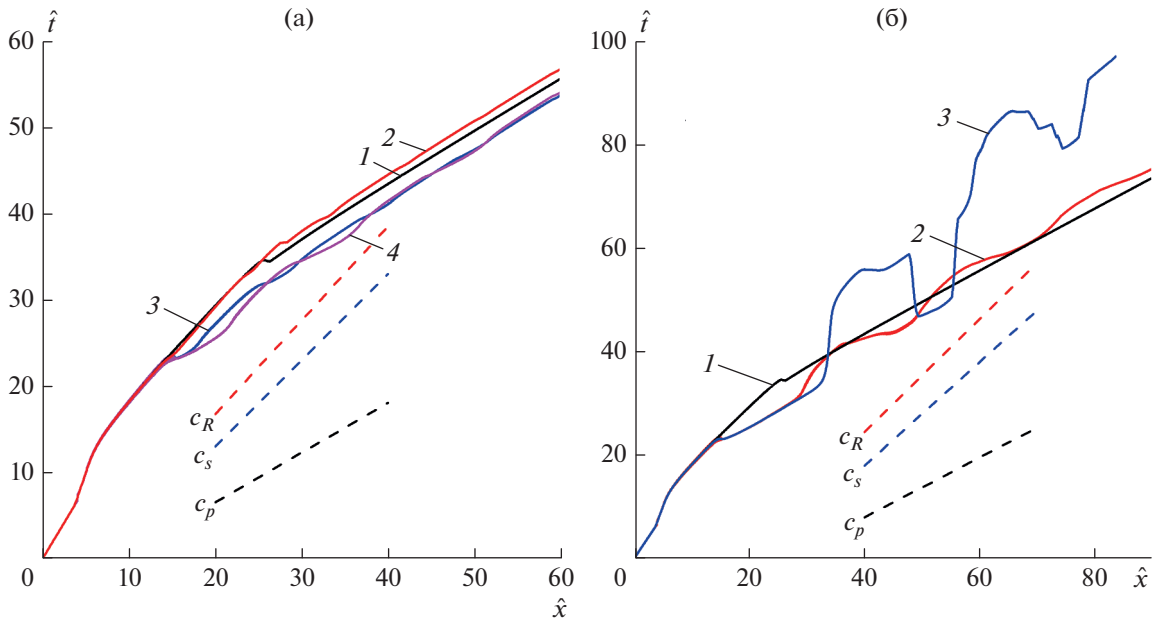


Рис. 9. Годографы момента начала активной стадии скольжения для гетерогенных поверхностей с разными характеристиками $\delta = \Delta x / L_{asp}$. Для (а): 1 – $\delta = 0$; 2 – $\delta = 0.2$; 3 – $\delta = 0.5$; 4 – $\delta = 1.0$; Для (б): 1 – $\delta = 0$; 2 – $\delta = 2.0$; 3 – $\delta = 2.5$.

содержащей *FS*-участков, трещина распространяется сколь угодно долго (пример на рис. 6). Этот эффект хорошо виден на рис. 8б, где для одного из вариантов расчета в дополнение к годографу начала активной стадии приведен годограф начала дифференциального движения.

Во второй серии расчетов контактная поверхность между блоками представляла собой чередование *FW*-участков протяженностью L_{asp} ($S = 0.8$), и *FS*-участков протяженностью Δx . Гетерогенная поверхность начинается с координаты $\hat{x} = 14.8$. Протяженность *FW*-участков составляла $\hat{L}_{asp} = L_{aps} / L_c \approx 7.4$. Для удобства, в качестве безразмерной характеристики гетерогенной поверхности скольжения принят параметр $\delta = \Delta x / L_{asp}$, который варьировался в расчетах от 0 до 2.5. Соответственно, чем больше величина параметра δ , тем меньше доля участков с разупрочнением (*asperities*). Остальные размеры по-прежнему нормируются на величину L_c . На рис. 9 приведены годографы $t_r(x)$ распространения разрыва для различных расчетных вариантов.

При однородном разупрочнении $\Delta x = 0$ переход к сверхсдвиговому разрыву происходит на расстоянии $\hat{x} \approx 25$. С увеличением длины участков со стабильным трением переход происходит все дальше от начала гетерогенности. При $\delta \geq 1.0$ картина осложняется особенностями на переходных участках, но в конечном итоге во всех вариантах, кроме $\delta = 2.5$, скорость распространения

трещины превысила величину c_s . При $\delta = 2.5$ (доля участков с разупрочнением менее 30%) разрыв останавливается.

Проследим в деталях особенности распространения разрыва вдоль гетерогенной поверхности. На рис. 10 представлено распределение максимальной амплитуды горизонтальной составляющей скорости скольжения на однородной границе и на поверхности, содержащей *FS*-участок.

В случае наличия на контактной поверхности участка с постоянным трением происходит резкое локальное уменьшение амплитуды скорости скольжения (рис. 10). При достаточно большой протяженности пассивного участка (более $\Delta \hat{x} \geq 18.5$ при $S = 0.8$) разрыв останавливается. В противном случае, амплитуда скорости дифференциального движения восстанавливается на последующем «активном» участке разупрочнения. Затем начинается трансформация субрелеевского разрыва в сверхсдвиговый режим (на рис. 10 – расстояние $\hat{x} \sim 26.5$). На гетерогенной поверхности раздела такие скачки амплитуды сдвига происходят вблизи каждого *FS*-участка.

Следует ожидать, что при меньшей протяженности *FW*-участков, если после *FS*-участка максимальная амплитуда сдвиговой составляющей не успеет достаточно увеличиться для сдвига следующего запертого *FW*-пятна, остановка разрыва будет происходить при меньших значениях δ .

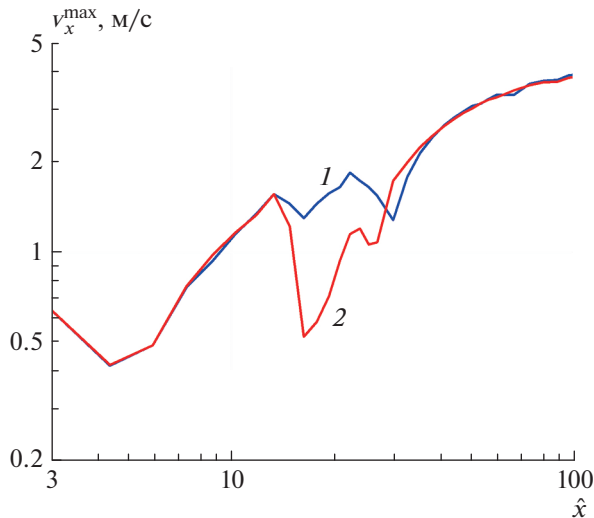


Рис. 10. Пространственное распределение амплитуды горизонтальной составляющей скорости на контактной границе: 1 – однородная контактная поверхность; 2 – на отрезке $\hat{x} = 14.8\text{--}18.4$ расположен *FS*-участок с постоянным трением.

В расчетном варианте $\delta = 2.5$ наличие на годографе участков с отрицательным наклоном кривой (рис. 9б) является следствием сложной структуры волнового поля движения среды при распространении разрыва вдоль гетерогенной поверхности с большим значением параметра δ . Продольная сейсмическая волна, возникающая на участке инициации разрыва, огибает запертый *FW*-участок разлома (*asperity*) и, несмотря на малую амплитуду, вызывает скольжение на пассивных участках, т.к. трение там уже уравновешено фоновыми сдвиговыми напряжениями в массиве. Фронт этой продольной волны обозначен буквой “*p*” на рис. 5а. Вследствие этого, критерий $u = u_0$, на пассивных участках выполняется раньше, чем на предшествующем соседнем *FW*-участке.

При сохранении общей картины развития процесса, количественно значения параметров, при которых реализуются те или иные режимы распространения разрыва, сильно зависят от величины параметра S .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основным результатом настоящей работы является демонстрация того факта, что характерные размеры фрикционных неоднородностей на плоскости скольжения в значительной степени определяют особенности распространения динамического разрыва, в том числе в сверхсдвиговом режиме.

Как и следовало ожидать, интегральные свойства разрыва определяются соотношением жест-

костей вмещающего массива и разлома. Под жесткостью разлома понимается удельная скорость снижения сопротивления сдвигу в процессе скольжения [Кочарян, 2016]. Достаточно быстрое фрикционное разупрочнение является необходимым условием трансформации разрыва в сверхсдвиговый режим. Средний уровень касательных напряжений в окрестности разлома должен быть сопоставим по величине с предельной прочностью контакта. При этом чем более “хрупкий” разлом (ниже величина остаточной фрикционной прочности по сравнению с пиковым значением), тем при более низком уровне средних напряжений может произойти переход к сверхсдвиговому разрыву. В используемой постановке задачи сверхсдвиговый разрыв, возникнув на однородной фрикционной поверхности, распространяется, не снижая скорости. Возникновение наблюдаемых особенностей волнового поля (относительно слабое затухание, увеличение амплитуды колебаний на некотором расстоянии от гипоцентра, преобладание движения в направлении параллельном разлому и т.д.) не требует нелинейности среды и не является результатом генерации “ударной волны”, как предполагается, например, в работе [Павленко, 2019], а представляет собой лишь следствие интерференции волновых фронтов. Вопросы генерации так называемого “звукового удара” в акустике детально изложены в обзоре [Руденко, Маков, 2021].

На гетерогенной поверхности взаимодействие областей с разными фрикционными свойствами может приводить к возникновению разнообразных эффектов, таких как переход к сверхсдвиговому режиму, возникновение динамических импульсов скольжения, которые повторно разрушают ранее сдвинутые в процессе крипа участки разлома, торможение разрыва. На каждом участке контактной поверхности, где отсутствует разупрочнение при сдвиге, происходит локальное уменьшение амплитуды скорости скольжения, а на следующем “активном” участке разупрочнения скорость дифференциального движения возрастает. После выхода на длинный участок со стабильным трением, сверхсдвиговый разрыв продолжает распространяться со скоростью, близкой к скорости продольной волны, хотя амплитуда дифференциального движения затухает. В результате разрыв останавливается, встретив запертый участок (*asperity*).

Хотя сведения о характерных размерах *asperities* (контактных зон, “участков разупрочнения”, “зон высокой сейсмической эффективности” и т.д.) “*in situ*” едва ли можно считать надежными, различные данные позволяют грубо оценить площадь, занятую ими, как 20–40% от площади разрыва. Судя по результатам расчетов (рис. 7), такое расстояние между участками разупрочнения не противоречит возможности распространения

“быстрых” разрывов, хотя вероятность их останковки или перехода в субрелеевский режим высока, поскольку распределение участков разупрочнения весьма неравномерное [Кочарян, Остапчук, 2022]. Возможно, более надежные данные могут быть получены при анализе характеристик микросейсмичности на отдельных участках разлома [Matsuzawa et al., 2002; Кочарян, Остапчук, 2022].

Таким образом, судя по результатам расчетов, на “шероховатых” (волнистых) участках контактных поверхностей, с относительно близко расположенными контактными зонами, генерация сверхсдвигового разрыва более вероятна. При этом устойчивое распространение такого разрыва с затухающей амплитудой смещения может быть устойчиво на локально более гладких участках. Подобный результат был получен в работе [Bruhat et al., 2016].

Мы использовали простейшую модель снижения уровня сопротивления сдвигу по мере накопления деформации, чтобы в первом приближении провести анализ влияния участков с различными законами трения на эволюцию разрыва. Среди разных вариантов описания фрикционного разупрочнения, мы выбрали именно соотношение (3) для того, чтобы сравнить наши результаты для однородного разрыва с данными работы [Andrews, 1976]. По-видимому, если использовать иную модель трения, например *Rate&State friction* [Deiterich, 1978; и др.], количественные результаты расчета будут иными, но качественная картина, по нашему мнению, останется прежней.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 22-27-00565).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Архипов В.Н., Борисов В.А., Будков А.М. и др. Механическое действие ядерного взрыва. М.: Физматлит. 2003. 550 с.
- Батухтин И.В., Будков А.М., Кочарян Г.Г. Особенности старта и разрыва на разломах с гетерогенной поверхностью. Триггерные эффекты в геосистемах. Материалы V Международной конференции. 2019. С. 137–149.
- Кочарян Г.Г. Геомеханика разломов. М.: Геос. 2016. 424 с.
- Кочарян Г.Г., Остапчук А.А. Влияние вязкости тонких пленок на закономерности фрикционного взаимодействия блоков горной породы // Докл. РАН. 2015. Т. 463. № 3. С. 343–346.
- Кочарян Г.Г., Остапчук А.А. Мезоструктура зоны скольжения тектонического разлома // Физ. мезомех. 2022. Т. 25. № 4.
- Михайлов В.О., Тимошкина Е.П., Смирнов В.Б., Хайретдинов С.А., Дмитриев П.Н. К вопросу о природе постсейсмических деформационных процессов в районе землетрясения Мауле, Чили, 27.02.2010 г. // Физика Земли. 2020. № 6. С. 38–47.
- Павленко О.В. Ударная волна как возможный механизм генерации аномально высоких ускорений при землетрясении Тохоку 11 марта 2011г. ($M = 9.0$) // Докл. РАН. 2019. Т. 484. № 1. С. 98–103.
- Руденко О.В., Маков Ю.Н. Звуковой удар: от физики нелинейных волн до акустической экологии (обзор) // Акустический журн. 2021. Т. 67. № 1. С. 3–30. <https://doi.org/10.31857/S0320791921010032>
- Стефанов Ю.П. Об инициации и распространении разрывов в разломной зоне // Физическая мезомеханика. 2008. Т. 11. № 1. С. 94–100.
- Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. М.: Наука. 1975. 576 с.
- Andrews D. J. Rupture velocity for plane strain shear cracks // J. Geophys. Res. 1976. V. 81. P. 5679.
- Bao H., Ampuero J.-P., Meng L., Fielding E.J., Liang C., Milliner C.W.D., Feng T., Huang H. Early and persistent supershear rupture of the 2018 magnitude 7.5 Palu earthquake // Nat. Geosci. 2019. V. 12. P. 200–205. <https://doi.org/10.1038/s41561-018-0297-z>
- Bhat H.S. Supershear earthquakes. Theory. Experiments. Observations. Selfpublished 2020. <https://harshashbhat.github.io/files/Bhat2021a.pdf>
- Bodin P., Horton S. Source Parameters and Tectonic Implications of Aftershocks of the Mw 7.6 Bhuj Earthquake of 26 January 2001 // Bulletin of the Seismological Society of America 2004. V. 94 (3). P. 818–827.
- Bouchon M., Vallee M. Observation of long supershear rupture during the magnitude 8.1 Kunlunshan earthquake // Science 2003. V. 301. № 5634. P. 824–826. <https://doi.org/10.1126/science.1086832>
- Bouchon M., Karabulut H., Bouin M.-P., Schmittbuhl J., Vallée M., Archuleta R., Das S., Renard F., Marsan D. Faulting characteristics of supershear earthquakes // Tectonophysics. 2010. V. 493. P. 244–253. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2010.06.011>
- Bouchon M., Bouin M. P., Karabulut H., Toksoz M. N., Dietrich M., Rosakis A. J. How fast is rupture during an earthquake? New insights from the 1999 Turkey earthquakes // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. № 14. P. 2723–2726. <https://doi.org/2001GL013112>
- Brace W.F., Byerlee J.D. Stick-slip as a mechanism for earthquakes // Science. 1966. V. 153. P. 990–992.
- Bruhat L., Fang Z., Dunham E.M. Rupture complexity and the supershear transition on rough faults // J. Geophys. Res. Solid Earth. 2016. V. 121. P. 210–224. <https://doi.org/10.1002/2015JB012512>
- Burridge R. Admissible speeds for plane-strain self-similar shear cracks with friction but lacking cohesion // J. R. Astr. Soc. 1973. V. 35. P. 439.
- Chen X., Carpenter B.M., Reches Z. Asperity Failure Control of Stick-Slip Along Brittle Faults. Pure Appl. Geophys. 2020. V. 177. P. 3225–3242. <https://doi.org/10.1007/s00024-020-02434-y>

- Chinnery M.A.* The strength of the earth's crust under horizontal shear stress // *J. Geophys. Res.* 1964. V. 69. P. 2085–2089.
- Chouneta A., Vallée M., Causseb M., Courboux F.* Global catalog of earthquake rupture velocities shows anticorrelation between stress drop and rupture velocity // *Tectonophysics* 2018. V. 733. № 9. P. 148–158. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2017.11.005>
- Das S.* Supershear Earthquake Ruptures— Theory, Methods, Laboratory Experiments and Fault Superhighways: An Update. Perspectives on European Earth-quake Engineering and Seismology / A. Ansal (ed.). 2015. Springer. P. 1– 20. https://doi.org/10.1007/978-3-319-16964-4_1
- Dunham E.M., Archuleta R.J.* Evidence for a supershear transient during the 2002 Denali fault earthquake // *Bull. Seism. Soc. Am.* 2004. V. 94. № 6. P. S256–S268. <https://doi.org/10.1785/0120040616>
- Ellsworth W.L., Celebi M., Evans J.R., Jensen E.G., Kayen R., Metz M.C., Nyman D.J., Roddick J.W., Spudich P., Stephens C.D.* Near-field ground motion of the 2002 Denali fault, Alaska, earthquake recorded at pump station 10 // *Earthq. Spectra* 2004. V. 20. P. 597–615. <https://doi.org/10.1193/1.1778172>
- Haeussler P.J. et al.* Surface rupture and slip distribution of the Denali and Totschunda faults in the 3 November 2002 M 7.9 earthquake, Alaska // *Bull. Seism. Soc. Am.* 2004. V. 94. P. S23–S52. <https://doi.org/10.1785/0120040626>
- Ikari M.J., Marone C., Saffer D.M., Kopf A.J.* Slip weakening as a mechanism for slow earthquakes // *Nature Geosciences.* 2013. V. 6. P. 468–472. <https://doi.org/10.1038/NGEO18198>
- Ji C., Wald D.J., Helmberger D.V.* Source description of the 1999 Hector Mine, California earthquake; Part I: Wavelet domain inversion theory and resolution analysis // *Bull. Seism. Soc. Am.* 2002. V. 92. № 4. P. 1192–1207.
- Ji C., Helmberger D. V., Wald D. J., Ma K. F.* Slip history and dynamic implications of the 1999 Chi-Chi, Taiwan, earthquake // *J. Geophys Res-Sol Ea.* 2003. V. 108(B9).
- Kanamori H., Stewart G.S.* Seismological aspects of the Guatemala earthquake of February 4, 1976 // *J. Geophys. Res.* 1978. V. 83. P. 3427–3434.
- Kocharyan G.G., Kishkina S.B.* The Physical Mesomechanics of the Earthquake Source // *Physical Mesomechanics.* 2021. V. 24(4). P. 343–356. <https://doi.org/10.1134/S1029959921040019>
- Liu C., Bizzarri A., Das S.* Progression of spontaneous in-plane shear faults from sub-Rayleigh to compressional wave rupture speeds // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 8331–8345. <https://doi.org/10.1002/2014JB011187>
- Matsuzawa T., Igarashi T., Hasegawa A.* Characteristic small-earthquake sequence off Sanriku, Northeastern Honshu, Japan // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29. № 11. P. 1543. <https://doi.org/10.1029/2001GL014632>
- Metois M., Vigny C., Socquet A.* Interseismic coupling, megathrust earthquakes and seismic swarms along the Chilean subduction zone (38°–18° S) // *Pure Appl. Geophys.* 2017. V. 173. № 5. P. 1431–1449. <https://doi.org/10.1007/s00024-016-1280-5>
- Moore D.E., Lockner D.A.* Friction of the smectite clay montmorillonite: A review and interpretation of data / Dixon T.H., Moore J.C. (eds.). *The Seismogenic Zone of Subduction Thrust Faults.* New York: Columbia University Press. 2007. P. 317–345. <http://cup.columbia.edu/book/the-seismogenic-zone-of-subduction-thrust-faults/9780231138666>
- Noda H., Lapusta N., Kanamori H.* Comparison of average stress drop measures for ruptures with heterogeneous stress change and implications for earthquake physics // *Geophys. J. Int.* 2013. V. 193. № 3. P. 1691–1712. <https://doi.org/10.1093/gji/ggt074>
- Okada T., Matsuzawa T., Hasegawa A.* Comparison of source areas of M4.8 0.1 repeating earthquakes off Kamai-shi, NE Japan— Are asperities persistent features? // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2003. V. 213. P. 361–374.
- Psakhie S.G., Shilko E.V., Popov M.V., Popov V.L.* Key role of elastic vortices in the initiation of intersonic shear cracks // *Physical Review.* 2015. V. E91. P. 063302. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.91.063302>
- Roesner A., Ikari M.J., Saffer D.M., Stanislawski K., Eijsink A.M., Kopf A.J.* Friction experiments under in-situ stress reveal unexpected velocity-weakening in Nankai accretionary prism samples // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2020. V. 538. P. 116180. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2020>
- Scholz C.H.* *The mechanics of earthquakes and faulting.* 3rd edition. Cambridge: Cambridge University Press. 2019. 517 p.
- Scholz CH.* *Paradigms or Small Change In Earthquake Mechanics. Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks A Festschrift in Honor / W.F. Brace. B. Evans, T. Wang (eds.). Academic Press Limited.* 1992. P. 505-517.
- Shao G.F., Li X.Y., Ji C., Maeda T.* Focal mechanism and slip history of the 2011 M-w 9.1 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake, constrained with teleseismic body and surface waves // *Earth Planets Space.* 2011. V. 63(7). P. 559–564.
- Turcotte D.L., Schubert G.* *Geodynamics. Application of Continuum physics to geological problems.* NY: Wiley. 450 p. (перевод Теркот Д., Шуберт Дж. Геодинамика: Геологические приложения физики сплошных сред. Т. 2. М.: Мир. 1985. 360 с.)
- Vallée M., Dunham E. M.* Observation of far-field Mach waves generated by the 2001 Kokoxili supershear earthquake // *Geophys. Res. Lett.* 2012. V. 39. <https://doi.org/10.1029/2011GL050725>
- Zhang X.F., Wanpeng H., Li D., Wang L., Shuai Y., Wang L., Yongzhe.* The 2018 Mw7.5 Papua New Guinea earthquake: A dissipative and cascading rupture process // *Geophys. Res. Lett.* 2020. V. 47. <https://doi.org/10.1029/2020GL089271>

Modeling Supershear Rupture Propagation on a Fault with Heterogeneous Surface

A. M. Budkov^a, S. B. Kishkina^{a, *}, and G. G. Kocharyan^a

^a*Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

**e-mail: SvetlanK@gmail.com*

The formation of supershear rupture (with a slip front propagation velocity higher than S-wave velocity in the material) along a homogeneous and heterogeneous model fault surface is analyzed based on the results of numerical simulation. Heterogeneity of the properties is specified by friction spots weakening at shear, interspersed with stable friction segments between them. Such a problem statement goes back to the well-known asperity model (Kanamori and Stewart, 1978). In this paper, we use seismological and geodetic data to estimate the characteristic sizes of the segments of a fault zone that are locked during interseismic period. The calculations have shown that the characteristic sizes of the inhomogeneities on the slip plane largely determine the pattern of dynamic rupture propagation. A necessary condition for rupture transition into supershear is a sufficiently rapid frictional weakening. The observed wavefield features (a relatively weak attenuation, an increase in the amplitude of oscillations at some distance from the hypocenter, the predominant motion in the direction parallel to the fault, etc.) do not necessarily need a nonlinear medium and are not the result of generation of a “shock wave,” as assumed in some publications, but are only a product of wavefront interference. The interaction between areas with different frictional properties can lead to rupture transition to supershear, generation of dynamic slip pulses which re-fracture the fault segments that have been previously displaced by the creep process, and slowdown of rupture propagation. Judging by the results of the calculations, rupture acceleration into supershear is more probable on rough/undulating segments of the contact surfaces with closely spaced frictional weakening zones. At the same time, propagation of such a rupture with a decaying displacement amplitude can be stable on locally smoother segments.

Keywords: earthquake source, a fault, sliding modes, rupture velocity, supershear rupture, numerical modeling, frictional properties, surface asperity