

05

Скоррелированные воздействия, оптимизирующие перевод динамики смещения блочных сред в режим ползучести

© А.Э. Филиппов, В.Л. Попов, С.Г. Псахье

Донецкий физико-технический институт, Донецк, Украина
Берлинский технический университет, Берлин, Германия
Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия

Поступило в Редакцию 9 декабря 2007 г.

Продолжено математическое обоснование перспективности концепции об инициации смещений в разломно-блоковых средах для локального снижения упругой энергии и понижения сейсмической опасности. Для численного моделирования системы используется минималистический вариант опубликованной авторами ранее модели, основанной на рассмотрении динамики напользания одной тектонической плиты на другую. Эта модель достаточно хорошо описывает статистику поведения геологических сред и позволяет извлечь корреляции в продвижении динамически активного фронта. Обнаруженные корреляции использованы для подбора оптимальных сценариев слабых локальных энергетических воздействий. В результате существенно повышается эффективность таких воздействий при переводе движения блоков из режима „stick-slip“ в режим ползучести, при котором средняя энергия сейсмических ударов значительно уменьшается и становится принципиально возможным „подавление“ сильных землетрясений.

PACS: 91.30.-f, 91.30.Bi

В недавней работе авторов [1] была предложена механическая модель, достаточно адекватно описывающая закономерности деформирования блочной системы и временные корреляции, типичные для самоорганизующихся критических систем. Эта модель принципиально отличается от исследованных ранее (см., например, [2–11]) тем, что учитывает реальную топологию процесса напользания континентальной плиты на более тонкую океаническую. Ее концептуальная схема состоит в следующем. На упругую пластину внешней силой F_{ext} надвигается

плита. Граница плиты и пластины наклонена под углом α , который определяет соотношение между вертикальной составляющей силы $F_{ext} \cos(\alpha)$, силой Архимеда F_{arch} , поддерживающей пластину на плаву „в магме“, и горизонтальной составляющей, приводящей к сдвигу и деформациям всей системы вдоль оси x . При численном моделировании пластина была трансформирована в совокупность дискретных элементов, связанных нелинейной упругой силой. Была рассмотрена реалистическая трехмерная модель, учитывающая также координату y надвигаемого фронта. В этой версии разломы во множестве плоскостей (x, z) взаимодействуют между собой. В первом приближении можно считать, что 3D система составлена из множества эквивалентных 2D систем, которые взаимодействуют лишь посредством общего фронта контакта с „континентом“.

Последнее наблюдение позволило сконструировать также минималистическую модель движения фронта, в которой связь (x, z) слоев учитывается в правилах продвижения его фрагментов. Было показано, что она воспроизводит основные свойства общей 3D-модели и достаточно компактна, чтобы позволить выполнять большой объем численных экспериментов. Модель устойчива относительно выбора параметров в широком диапазоне. Кроме того, сохраняется рассмотренный на базе 3-мерной модели способ индуцирования локальных скачков, т.е. удается подобрать такую периодичность и расстояние между воздействиями, что они провоцируют волну малых скачков, приводящую к практически регулярному продвижению ступеньки смещения всего фронта. Простота и численная эффективность такой модели могут быть использованы для извлечения статистики корреляций в движении отдельных блоков фронта, которые, в свою очередь, могут быть применены для оптимизации процедуры воздействий, приводящих к переводу движения системы в режим ползучести. Исследованию этих вопросов и посвящена настоящая статья.

Рассмотрим 2D-мерный фронт в плоскости (x, y) , каждый сегмент которого продвигается вперед передемпфированно постоянной внешней силой F_x^{ext} . Будем считать, что очередной „тектонический“ скачок каждого сегмента происходит при смещении его (по отношению к окончанию предыдущего скачка) на некоторое расстояние $\varepsilon^{(k)}$, генерированное датчиком случайных чисел с нулевым средним $\langle \varepsilon^{(k)} \rangle = 0$:

$$\langle \varepsilon^{(k)}(t) \varepsilon^{(k')}(t') \rangle = D_\varepsilon \delta_{kk'} \delta(t - t'). \quad (1)$$

Величина скачка $\psi(k)$ также является случайной величиной с нулевым средним $\langle \psi^{(k)} \rangle = 0$ и задана своей средней интенсивностью шума $D_\psi < D_\varepsilon$:

$$\langle \Psi^{(k)}(t) \Psi^{(k')}(t') \rangle = D_\psi \delta_{kk'} \delta(t - t'). \quad (2)$$

Скобки $\langle \dots \rangle$ в формулах (1) и (2) обозначают среднее по ансамблю событий, $\delta(\dots)$ — функция Дирака, δ_{xz} — символ Кроннекера, а $D_{\psi, \varepsilon}$ — интенсивность шума, которая должна быть восстановлена а posteriori по экспериментальным данным.

Точки фронта $X^{(k)} = X(y_k)$ связаны, как и в работе [1], упругой силой:

$$f_\varepsilon = K[X^{(k+1)} + X^{(k-1)} - 2X^{(k)}]. \quad (3)$$

Детали модели описаны в [1].

В качестве начального условия был выбран планарный фронт (движение фронта подробно описано в комментарии к рис. 4 работы [1]). Пространственно-временная карта распределения длин скачков вдоль фронта показана на рис. 1. На каждом шаге численной процедуры мы решаем систему уравнений (1)–(3) и получаем совокупность „тектонических“ сдвигов $\delta X^{(k)}$ (включая нулевые), распределенных вдоль фронта по y . Они заполняют строку матрицы $M(t, y)$ распределения длин скачков $\delta X^{(k)}$. После чего процедура повторяется. Вся „геологическая история“ данной системы оказывается записанной в матрице $M(t, y)$, которая визуализирована на рис. 1 градациями серого (см. шкалу интенсивности). На пространственно-временной карте хорошо виден начальный переходный период. Конкретный сценарий определяется начальной конфигурацией (которая выбрана в виде планарного фронта). Как видно из рис. 1, стационарный режим демонстрирует хорошо выраженную коррелированность. Соседние участки фронта взаимодействуют посредством упругого вклада (3), так что большие скачки одного из сегментов провоцируют несколько скачков соседних сегментов, распространяющихся в обе стороны от сильного „землетрясения“ как затухающие волны.

Приходя в некоторый „слабый“ сегмент, потенциально близкий к спонтанному срыву, такие волны могут приводить к стимуляции этого срыва: вызывая таким образом новый крупный „тектонический сдвиг“ и сопровождающие его волны, и т.д. Иными словами, каждое заметное событие в системе окружено совокупностью „пре- и афтошоков“ что и приводит к корреляциям матрицы $M(t, y)$. Штриховые линии на

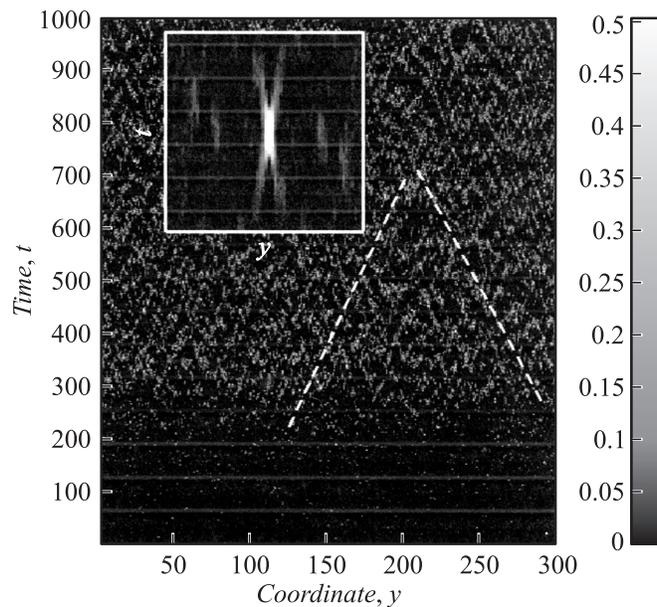


Рис. 1. Пространственно-временная карта матрицы $M(t, y)$. Градации серого указаны на шкале интенсивности справа. Начальный переходный период соответствует установлению стационарного процесса. Штриховые линии отмечают характерные скорости распространения взаимосвязанных событий („пре- и аф-тешков“). На вставке — корреляционная функция $G(t, y)$.

рис. 1 отмечают характерные скорости распространения волн. Хотя скорость волн не универсальна и варьируется при вариации соотношения констант в (1)–(3), само их существование есть следствие структуры системы. Физически скорость распространения корреляций определяется составом и прочностью пород, силами трения между отдельными блоками и т.д. Иными словами, для каждого региона существует некоторая характерная скорость, которая может быть извлечена экспериментально из локальной статистики побочных толчков, сопровождающих землетрясения. Количественно искомая корреляция может быть описана пространственно-временной корреляционной функцией $G(t - t', y - y') = \langle M(t, y)M(t', y') \rangle$, показанной на вставке к рис. 1.

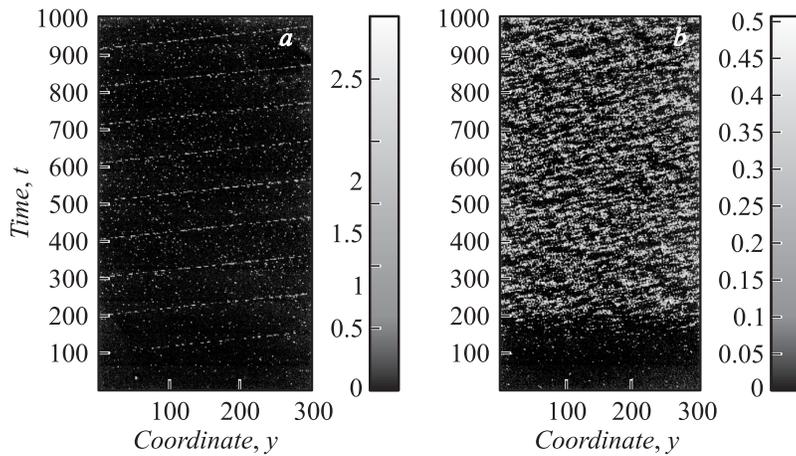


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, при наличии искусственных воздействий, провоцирующих скачки сегментов фронта. Случаи (a) и (b) соответствуют регулярно смещающему вдоль фронта удару и адаптивной реакции на события, подобранной с помощью корреляционной функции $G(t, y)$.

Она была вычислена нами для конкретной реализации матрицы $M(t, y)$ по интервалу времени $t - t_0$ (начинающемуся с момента t_0 после окончания переходного процесса). Градации серого соответствуют абсолютному значению корреляции между скачками фронта. Наклонные „хребты“ плотности $G(t, y)$ по обе стороны от максимума в центре соответствуют усредненным (типичным) скоростям распространения взаимодействия событий в системе.

Нашей целью является практическое использование и теоретическое обоснование влияния на систему слабых, но контролируемых регулярных пространственно локализованных воздействий. В предыдущей работе [1] было промоделировано влияние периодических воздействий различной интенсивности с заданной скважностью. Если воздействие локализовано лишь в одном из слоев (x, z) , этот слой постепенно опережает соседей и тянет их за собой в виде некоторого выступа на фронте $X^{(k)}$. Отклонения $[X^{(k+1)} + X^{(k-1)} - 2X^{(k)}]$ нарастают и подавляются упругой связью, так что выступ постепенно тормозится соседями. Тем не менее нам удалось предложить стратегию [1], которая

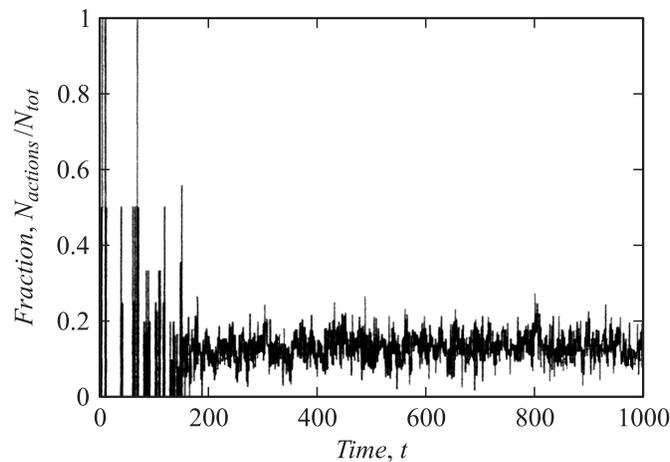


Рис. 3. Зависимость от времени доли спонтанных событий, не предотвращенных адаптивным сценарием (показанным на рис. 2, *b*). На переходном этапе события нескоррелированы и доля спонтанных скачков может достигать единицы. На стационарном этапе она лежит в интервале от 0.1 до 0.2.

позволяет сохранить применимость метода в распределенной системе. Для этого мы смещали каждое следующее воздействие на несколько (x, z) слоев, чтобы очередной скачок провоцировался в другом месте фронта, стимулируя новые соседние области. Такой сдвиг был подобран численно как в 3-мерной так и в редуцированной модели. Рис. 2, *a* иллюстрирует такой искусственно стимулированный процесс для той же системы, что и рис. 1, и с использованием тех же обозначений. Хорошо видны прямые, соответствующие регулярно смещающемуся вдоль фронта удару, который практически полностью подавляет спонтанные скачки в системе. К сожалению, этот сценарий требует масштабных превентивных работ, независимо от того, произойдут ли возможные землетрясения. Вместе с тем корреляция спонтанных событий дает конструктивную идею: можно совершать искусственные воздействия не по всему фронту, а только в местах статистически ожидаемых афтершоков, контролируемо провоцируя малые скачки там, где их стимулируют и собственные корреляции.

Распределения событий, вызываемое такой самосогласованной реакцией, показано на рис. 2, *b*. Внешне этот фрагмент рисунка выглядит намного более заполненным скачками, чем рис. 2, *a*. Следует, однако, обратить внимание на различие длин скачков на шкалах (*a*) и (*b*). Однако главное последствие такой процедуры в том, что резко снижается доля неконтролируемых спонтанных событий, происходящих при достижении системой критических напряжений. На рис. 3 показана зависимость от времени доли таких событий, которые не были предотвращены описанным экономным адаптивным сценарием. Видно, что доля таких событий формально высока (и даже может достигать единицы) лишь на начальном переходном этапе, когда события еще нескоррелированы. Однако этот этап является очевидным артефактом численной процедуры, в которой за начальную конфигурацию выбран планарный фронт (поскольку начальная конфигурация априорно не задана). На стационарном этапе, когда система достигает самосогласованного режима, доля спонтанных скачков, не предупрежденных адаптивным экономным воздействием, составляет от 0.1 до 0.2. Иными словами, экономный сценарий позволяет предупреждать от 80 до 90% спонтанных землетрясений.

Авторы благодарны профессору J. Zschau за интересную дискуссию, инициировавшую эту работу, и Deutsche Forschungsgemeinschaft за финансовую поддержку.

Список литературы

- [1] Филиппов А.Э., Попов В.Л., Псахье С.Г., Ружич В.В., Шилько Е.В. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 12. С. 77.
- [2] Gutenberg B., Richter C.F. // Bull. Seismol. Soc. Am. 1944. V. 34. P. 185.
- [3] Bak P., Christensen K., Danon, Scanlon T. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88 (17). Art. N 178501.
- [4] Omori F., Coll J. // Sci. Imper. Univ. Tokyo. 1895. V. 7. P. 111.
- [5] Bak P., Tang Ch., Wiesenfeld K. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59 (4). P. 381–384.
- [6] Carlson J.M., Langer J.S. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62 (22). P. 2632–2635.
- [7] Ruzhich V.V., Smekalin O.P., Shilko E.V., Psakhie S.G. About nature of „slow waves“ and initiation of displacements at fault regions. Proc. Of Int. Conf. „New Challenges in Mesomechanics“. (August 26–30, 2002. Aalborg University, Denmark.) 2002. V. 1. P. 311–318.

- [8] *Ruzhich V.V., Truskov V.A., Chernykh E.N., Smekalin O.P.* // Russian Geology and Geophysics. 1999. V. 40. P. 356–368.
- [9] *Psakhie S.G., Shilko E.V., Astafurov S.V.* // Tech. Phys. Lett. 2004. V. 30. N 3. P. 237–239.
- [10] *Psakhie S.G., Ruzhich V.V., Shilko E.V., Popov V.L., Dimaki A.V., Astafurov S.V., Lopatin V.V.* // Tech. Phys. Lett. 2005. V. 31. N 16. P. 80–87.
- [11] *Ruzhich V.V., Psakhie S.G., Bornyakov S.A., Smekalin O.P., Shilko E.V., Chernykh E.N., Chechelnitsky V.V., Astafurov S.V.* // Physical Mesomechanics. 2002. V. 5. N 5–6. P. 85–96.