

УДК 550.34

## СТОХАСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОТЯЖЕННОГО ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ ДЛЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ОПАСНОСТИ

### 1. ОБОСНОВАНИЕ И ОБЩАЯ СТРУКТУРА АЛГОРИТМА

**А.А. Гусев**

Институт вулканологии и сейсмологии РАН, Камчатский филиал Геофизической службы РАН,  
г. Петропавловск-Камчатский, Россия

**АННОТАЦИЯ.** Обосновывается расчетная схема для широкополосной кинематической модели очага, в которой учтены наиболее существенные черты наблюдаемых очагов. Первым шагом последовательного моделирования сильных движений грунта при возможных землетрясениях является реалистическое описание очага землетрясения как излучателя упругих волн. Для расчетов модель дискретизируется в пространстве на основе сетки точечных субисточников со случайными временными функциями. Предложена специальная процедура для того, чтобы модельный очаг создавал излучение с амплитудами и спектрами, ожидаемыми из наблюдений. Предлагаемый подход может служить основой для создания практической методики моделирования очагов сценарных землетрясений.

**Ключевые слова:** моделирование, расчетная схема, очаговые спектры, бегущая полоска, распространение разрыва, субисточники, сценарные землетрясения.

PACS 91.30.Ab, 91.30.Bi, 91.30.pd, 91.30.Mv

#### ВВЕДЕНИЕ

За последние годы накопился большой объем регистраций сильных движений грунта и одновременно возросла необходимость более аккуратных оценок его будущих возможных движений. Главное направление применения продвинутых методов оценки сильных движений – это описание сценарных землетрясений, или, что, в сущности, то же самое, построение оценок детерминистической сейсмической опасности. Специфика данной области в том, что необходим анализ неопределенности полученных результатов. Точечные оценки принципиально недостаточны, и оценка неопределенности должна сопровождать любые прикладные оценки параметров движений грунта. Поэтому всякая продвинутая методика должна позволять построение оценок неопределенности.

Обычно сейсмологически обоснованное моделирование движений грунта при землетрясении включает описание, во-первых, очагового процесса землетрясений и, во-вторых, распространения в среде вызванного этим движением упругого возмущения волн и остаточной подвижки. Альтернативные инженерные подходы могут использовать и менее детальное эмпирическое описание явления.

Второй шаг может быть относительно сложным, с точки зрения разработки эффективных расчетных алгоритмов для сложных сред. Он также может требовать объемистых расчетов; при этом, однако, редко возникают сложности принципиального характера. Для первого шага это не так. Для достаточно реалистического широкополосного моделирования движений в очаге нет общепринятого единого подхода; вместо этого имеется несколько моделей и методов, которые в существенной мере используют либо гипотетическую, либо существенно упрощенную основу. Типичные подходы, используемые для синтеза акселерограмм, обычно плохо справляются с описанием волнового поля на частотах ниже 0.3–0.5 Гц (периоды длиннее 2–3 с), в то время как оценки движения грунта на этих периодах принципиально необходимы для расчета уникальных сооружений больших размеров: высотных зданий, мостов, башен, труб и пр. Подходы, описывающие низкочастотное волновое поле, такие, например, как динамический расчет распространяющегося разрыва, обычно вообще не решают задачи моделирования на частотах выше 0.5–1 Гц. Кроме того, они редко контролируются в плане соответствия с эмпирическими очаговыми спектрами.

Методика, которая изложена в данной работе, обладает определенными преимуществами. Она перекрывает широкую полосу частот (от 0 (статика) до 20 Гц) и при этом везде сохраняет согласованность с материалом наблюдений сильных движений. Следует подчеркнуть, что в работе не предлагается новой концептуальной модели очага: цель исследования – объединить известные концепции таким образом, чтобы создать способ эффективного моделирования очага для инженерно-сейсмологических применений.

Настоящая статья – первая из задуманного нами цикла статей. Она написана на основе ранее опубликованного материала [Gusev, 2011], который был подвергнут существенной доработке и модернизации.

#### ОБЗОР ПРАКТИЧЕСКИХ ПОДХОДОВ К МОДЕЛИРОВАНИЮ ОЧАГА С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ЗАДАЧИ ФОРМИРОВАНИЯ СЦЕНАРНЫХ ДВИЖЕНИЙ ГРУНТА

Чтобы создать входную информацию для расчета распространения упругих возмущений от очага, в принципе необходимо задать описание эволюции конечного протяженного очага-разлома в пространстве и времени. В настоящее время имеется широкий спектр подобных моделей, включая: 1) динамические модели, имеющие основной целью прояснение различных аспектов формирования очагов; 2) модели, созданные с целью описания наблюдаемых движений грунта от конкретного очага или группы очагов и предназначенные для проверки алгоритмов инверсии и установления свойств реальных очагов, и, наконец, 3) модели, задача которых – синтез реалистических сценарных движений грунта для прикладных целей. Бывает, что модели третьего рода сначала отрабатываются и проверяются как модели второго рода. В случае моделей третьего рода обычно в первую очередь интересуются высокочастотными движениями в очаге, что нужно для моделирования акселерограмм. Однако в последние годы растет интерес к синтезу велосигналов и вообще к широкополосному описанию движений грунта. Такое описание необходимо и для реалистических сценариев очагов цунами. Названные классы моделей частично пересекаются. Кроме систематического подхода с последовательным моделированием сначала очага землетрясения, а затем распространения волн от него, с целью практического моделирования сильных движений применяют также полуэмпирические или чисто эмпирические модели инженерного назначения, которые частично или полностью обходят этап описания развития очага и нацелены на прямую оценку параметров сценарных движений грунта

(в первую очередь пиковых амплитуд и спектров реакции) на чисто феноменологической основе.

Имеются два общих подхода к описанию эволюции очага землетрясения и, соответственно, возбуждению сейсмических волн. Первый подход, базирующийся на традиции длиннопериодной сейсмологии, описывает очаговый процесс детерминистическим языком, обычно в терминах скорости подвижки как функции времени и положения на площадке очага. Второй подход – наиболее полезный на высоких частотах, предполагает, что детали распространения разрыва лучше описывать стохастическим языком. Методики этого рода часто используют модели очага, которые состоят из набора субисточников со случайным временным ходом и случайными временами их включения.

Обсудим более детально первый, детерминистический, подход, который используется как при моделировании очагов, так и при решении обратных задач инверсии очагов. Эти инверсии, поначалу кинематические, а затем часто с наложением ограничений по динамике разрыва, создали основы нашего современного понимания организации очагового процесса землетрясения. Динамические расчеты и инверсии с динамическими ограничениями основаны на детерминистическом представлении очага в терминах теории упругости. Хотя такой подход концептуально весьма привлекателен и использует эффективные численные алгоритмы, он встречается с определенными трудностями. Первая проблема – не так легко убедительно смоделировать важное свойство очага – процесс подвижки, как предположил Н. Хаскелл [Haskell, 1964, 1966], в основном локализован в узкой бегущей полоске. Реальность такой локализации по данным об инверсии очагов отметил Т. Хитон [Heaton, 1990], назвав ее «импульсом подвижки» (slip pulse). Представления динамической теории трещинообразования не предсказывали такой локализации. Однако предложены определенные пути разрешения этого противоречия, например с привлечением эффекта сильного снижения трения скольжения относительно трения покоя [Heaton, 1990] или влияния резко неоднородного поля прочности [Beroza, Mikumo, 1996; Ide, Takeo, 1997].

Вторая проблема, особенно важная с точки зрения настоящего исследования, – это неспособность современных динамических моделей эффективно предсказывать известные эмпирические черты высокочастотного излучения. Конечно, если использовать достаточно густую сетку численного расчета и выражено неоднородное поле напряжения или поле прочности на площадке разрыва, можно смоделировать динамический разрыв, который будет порождать почти любой же-

лательный уровень высокочастотного излучения. Проблема в том, чтобы задаваемые параметры подобной модели были понятны, реалистически имитировали известные свойства наблюдаемых акселерограмм, а их количество было небольшим. Пока данная задача не решена.

В частности, обычно достаточно трудно устойчиво генерировать временные функции излучения с плоским очаговым спектром ускорения (такая форма спектра предсказывается известной спектральной моделью  $\omega^{-2}$ ). Другая проблема в том, что подход, основанный на динамике, предсказывает на высоких частотах сильно выраженную направленность излучения вперед [Boatwright, 1982], и это предсказание расходится с наблюдениями, поскольку у реальных очаговых разрывов направленность на высоких частотах, по-видимому, намного слабее [Tsai, 1997; Boatwright et al., 2002].

Обсудим теперь стохастические подходы. Первым среди них был подход Г. Хаузнера [Housner, 1955], который объяснил шумоподобный широкополосный характер акселерограмм с помощью предположения о множестве случайным образом включающихся дислокаций с широким спектром размеров. С тех пор агрегаты дислокаций или субочагов (субземлетрясений) с широким спектром размеров нередко использовались как модель широкополосного источника [Шебакин, 1971]. Обычно при этом предполагалось, что распределение субочагов по размерам следует известному закону распределения Гуттенберга–Рихтера для одиночных землетрясений. Таким путем в [Blandford, 1975; Hanks, 1979] пытались объяснить возникновение степенного хвоста спектра ( $\omega^{-2}$ , или в более общем виде  $\omega^{-\gamma}$ ) в классической модели очагового спектра по Аки–Бруну; пространственно-временная структура очага в этих моделях не рассматривалась. Последнее учтено в работе [Zeng et al., 1994], где площадка модельного очага покрывается несколькими поколениями, или «слоями», круговых трещин с иерархией размеров. Такая некогерентная модель очага использовалась систематически и порождала реалистические модельные движения грунта. Подобная же модель в работе [Коуама, 1985] привлечена для объяснения сложных двугорбых очаговых спектров землетрясений больших магнитуд. Следует отметить, что эти и многие поздние модели подобного рода не имеют ясной геомеханической основы; по существу, они представляют собой некие разумные догадки, предложенные для того, чтобы объяснить эмпирические данные. Их главный дефект имеет тектонофизический характер: предполагается, что в одном и том же месте площадки очага происходит много (десятки) разрывов в течение землетрясения. Эти неоднократные дислокации,

в сущности, неизбежны, если предполагать вслед за [Hanks, 1979], что сброшенное напряжение в субочаге – одного порядка с тем, которое имеет место в большом очаге. Многократность разрывов противоречит и результатам инверсии очагов, и прямым наблюдениям разрывов при землетрясениях.

Чтобы улучшить степень геомеханической реалистичности модели, следовало разрешить высокие сброшенные напряжения в субочагах; это позволяет построить более реалистическую «однослойную» модель. Первая модель такого рода, которая была сразу успешно применена к анализу наблюдений, – это так называемая специфическая барьерная модель [Papageorgiou, Aki, 1983a,b, 1985]. В этой модели круговые субочаги-трещины имеют одинаковый размер; при этом они взаимно не перекрываются, что делает такую модель тектонофизически допустимой. Близкий подход был позже развит в работе [Beresnev, Atkinson, 1999].

Менее изучена модель с множеством непрерывающихся трещин, в которой спектр размеров трещин достаточно широкий [Irikura, Камае, 1994]. Несмотря на определенные достижения, модели этого рода все же невозможно рассматривать как тектонофизически приемлемые по следующей причине. Субочаги в этих моделях всегда имеют высокое сброшенное напряжение и неизбежно должны ограничиваться или разделяться прочными барьерами, которые не разрушаются во время землетрясения. Таким образом, считается, что область ненулевой подвижки (геологическая дислокация) состоит из изолированных площадок и не перекрывает непрерывным образом поверхность разлома-очага. Такое предположение, по-видимому, основывается на наблюдении, что поверхностные трассы разломов реальных землетрясений, исследованные методами полевой геологии, нередко показывают в приповерхностной области эшелонированную структуру, так что амплитуды геологически наблюдаемой подвижки как бы исчезают в отдельных точках. Однако нет ясности в том, можно ли эти наблюдения распространять с приповерхностных слоев вглубь, на всю площадку очага.

Более серьезное возражение заключается в том, что изученная средствами сейсмологии и палеосейсмологии долговременная история типичного геологического разлома свидетельствует о том, что дислокация на разломе накапливается более или менее устойчиво. При этом происходят десятки, сотни и тысячи землетрясений с одним и тем же направлением подвижки. Неразрушаемые в момент землетрясения барьеры в такой ситуации выглядят неправдоподобно. Они могли бы объясняться только в рамках гипотезы, что барьеры разрушаются асейсмическим образом в пери-

од между землетрясениями. При прочности этих барьеров порядка килобара или более такое асейсмическое разрушение барьеров не выглядит вероятным. Следует, однако, отметить, что модели такого рода в состоянии достаточно реалистически объяснить широкополосные наблюдения вблизи очагов (см., например, [Hartzell et al., 1999, 2005]), несмотря на всю их тектонофизическую неудовлетворительность. По-видимому, это факт иллюстрирует невозможность уверенной реконструкции детальной структуры очага по наблюдениям без привлечения дополнительной информации.

Для преодоления трудностей подходов с динамическим развитием модели трещины и с набором субочагов можно было бы объединить их сильные стороны: для низких частот можно использовать механически хорошо обоснованный подход детерминистического стиля, а для высоких частот применять стохастическую модель некогерентной генерации энергии. На этом пути распространение очагового разрыва моделируется как случайный фрагментированный фронт [Гусев, 1988; Gusev, 1989, 2012].

В работах [Гусев, 1988; Gusev, 1989] предполагается, что высокочастотные сейсмические сигналы возбуждаются субисточниками, принципиально отличными от малых трещин-субочагов. Вводятся субисточники другого рода, а именно: небольшие прочные пятна на поверхности разлома или малые неровности (неровности в смысле прочности, «asperity») того рода, который предложили Ш. Дас и Б.В. Костров [Das, Kostrov, 1983]. Подобные субисточники тектонофизически весьма правдоподобны, потому что контакт стенок негладкого разлома должен создавать именно такой «пятнистый» характер распределения прочности. Недавно неровности такого рода были уверенно выявлены при инверсии [Dreger et al., 2007].

Также предполагается, что небольшие пятна повышенной прочности покрывают 2–10 % полной поверхности разлома, а их распределение по прочности является тяжелохвостым. (Поясним, что распределение является тяжелохвостым, когда относительно высокие значения случайной переменной являются намного более частыми, чем этого можно было бы ожидать в стандартном случае гауссова распределения. Другими словами, распределение вероятностей имеет усиленный хвост; типичными примерами являются логнормальный закон и закон Парето (он же – степенной, гиперболический).) Идея тяжелохвостого распределения прочности первоначально была выведена из того факта, что в акселерограммах, записанных вблизи разломов, нередко наблюдаются мощные

выбросы, плохо совместимые с гипотезой гауссового распределения амплитуд ускорений.

Концепция большого числа малых неровностей, прочность которых имеет тяжелохвостое распределение вероятностей, позволила одновременно объяснить многие свойства наблюдаемого высокочастотного излучения. Хотя этот подход никогда не был развит в практический метод моделирования, предложенная почти одновременно с нашей динамическая модель Ш. Дас и Б.В. Кострова [Das, Kostrov, 1988] успешно иллюстрирует поведение подобной модели для случая небольшого числа неровностей. Другая модель, поучительная в этом плане, – это модель разлома по В. Зилбершмидту [Silberschmidt, 2000], который проследил распространение квазистатической трещины через случайно поврежденную упругую среду и показал, каким образом может при этом возникать и распространяться сильнофрагментированный извилистый фронт разрыва.

Согласно [Гусев, 1988; Gusev, 1989], можно полагать, что при формировании разрыва его фронт распространяется «макроскопически» гладко, в то время как «микроскопически» это сводится к распространению волны разрушения малых неровностей. Другими словами, если смотреть на очаговый процесс при низком пространственном разрешении, фрагментированный фронт разрыва принципиально неотличим от идеальной хрупкой трещины с простой геометрией и хорошо определенной сингулярностью, рассматриваемой при том же низком разрешении. Если рассматривать только большие длины волн, обе эти модели выглядят одинаково.

Можно полагать, что фрагментированный, некогерентно излучающий фронт разрыва является характеристической чертой реального очагового процесса на малых пространственно-временных шкалах. Настоящая работа основывается именно на этой точке зрения (см. [Gusev, 2012]). Сходные положения изложены в работе [Day et al., 2008], где для создания наблюдаемой слабой направленности на высоких частотах предлагается моделировать развитие разрыва таким образом, чтобы на малых пространственных масштабах разрыв мог распространяться во всех направлениях, хотя на больших масштабах он распространяется в одну определенную сторону. Отметим, что предпринимались попытки усмотреть источник некогерентности и слабой направленности высокочастотного излучения вперед в более простом явлении – в наличии резких случайных вариаций амплитуды подвижки (или мгновенной скорости подвижки) в разных точках площадки очага (при сохранении гладкого бегущего фронта разрыва); но эти попытки не дали ожидаемого результата.

В другом, концептуально более формальном и систематическом подходе, вместо того чтобы вводить множество тектонофизически более или менее реалистических индивидуальных объектов – субочагов как компонентов большого очага, описывают мгновенную скорость подвижки на площадке очага в пространстве–времени как случайную функцию. Первый из таких подходов [Haskell, 1966] был затем модифицирован в работе [Aki, 1967], которая явилась критическим шагом в установлении модели очагового спектра типа  $\omega^{-2}$ . Эта модель ныне приобрела характер классической и фактически стандартной. Вскоре вышедшая и часто цитируемая работа [Brune, 1970] содержит упрощенный детерминистический вариант того же спектра типа  $\omega^{-2}$ . Важно, что в ней введен и более общий вариант очагового спектра с двумя частотами излома (корнер-частотами) типа  $\omega^{-0}$ – $\omega^{-1}$ – $\omega^{-2}$ ; этот вариант весьма привлекателен, хотя цитируется и используется редко.

В модели [Aki, 1967] предполагалось, что широкополосная скорость подвижки, как случайная функция времени и точки на очаге, управляется соответствующей трехмерной (авто)корреляционной функцией (АКФ). Этот подход нельзя оставить без замечаний. В учебниках АКФ вводится для случайных стационарных функций, определенных на неограниченных областях. Однако и в [Haskell, 1966], и в [Aki, 1967] понятие корреляционной функции применено для описания процесса, который существует только в ограниченном объеме пространства–времени. Эта неточность не вызывала бы возражений, если бы описание через АКФ применялось на частотах, существенно более высоких, чем корнер-частота спектра  $f_c$ . Однако в упомянутых работах явно предполагается, что время корреляции процесса – порядка длительности очагового сигнала, а длина/радиус корреляции – порядка размера очага. В этих условиях использование АКФ теряет корректность.

Этой трудности избежал Д. Эндриус [Andrews, 1980, 1981], который не делает попыток описать очаговую функцию в целом как случайный объект, а расщепляет ее на две части: 1) детерминистическую часть, которая определяет размеры очага и его характерное время  $1/f_c$  (корнер-период), ведет себя гладко в пространстве и времени и имеет низкие амплитуды на высоких частотах; 2) стохастическую часть – высокочастотную и с высокими волновыми числами, которая предполагается фрактальной, так что средние спектры на высоких частотах и высоких волновых числах следуют степенному закону. Вблизи корнер-частоты и корнер-волнового числа и на более низких частотах/волновых числах вклад случайной части искусственно

подавлен. Технически такая стохастическая часть конструируется в два шага: сначала берется реализация случайного поля на неограниченном пространстве–времени, затем она умножается на гладкую функцию окна, причем размеры этого окна по пространству и по времени аккуратно согласованы с размером и длительностью детерминистической компоненты. Несмотря на тот факт, что модель Д. Эндриуса игнорирует распространение разрыва, этот подход выглядит весьма привлекательным и представляет одну из исходных точек для предлагаемой нами методики.

Если ограничиваться только высокочастотным сигналом, в определенных условиях можно применять асимптотическое описание волнового поля [Bernard, Madariaga, 1984; Spudich, Frazer, 1984], которое предполагает, что подвижка на разломе вблизи фронта разрыва может быть представлена как произведение из функции, описывающей распространение бегущего фронта, и функции скорости подвижки фиксированной формы, зависящей только от времени и отличающейся для разных точек разлома лишь амплитудой и сдвигом по времени. Отметим, что для применимости такого подхода необходимо, чтобы бегущий фронт имел характер «хорошей» эволюционирующей гладкой кривой. Следуя этому направлению, в работе [Herrero, Bernard, 1994] были скомбинированы фрактальное поле финальной подвижки и простая детерминистическая кинематика фронта разрыва, что дало простое и понятное описание высокочастотного волнового поля. Эту модель затем сравнили с реальными данными [Zollo et al., 1997]. Оказалось, что она дает неправдоподобно высокие уровни высокочастотной амплитуды в направлении вперед. Причина, видимо, в том, что в модели имеется рандомизация только по пространству, а этого недостаточно, чтобы создать реально некогерентный модельный источник.

Имеется еще один стохастический подход, менее общий, но важный, который заключается в том, чтобы характеризовать очаг землетрясения на высоких частотах через распределение высокочастотной излучательной способности («высокочастотной светимости») по пространственно-временному объему очага. В этом случае скорость подвижки на разломе на высоких частотах и при высоких волновых числах снова предполагается случайной функцией. Некогерентный характер излучения при этом постулируется: вклады волн от различных площадок очага комбинируются в предположении случайных фазовых сдвигов и имеет место аддитивность для мгновенной волновой мощности (волновой интенсивности или среднего квадрата амплитуды), но не для амплитуды в собственном смысле.

Идея некогерентного очага землетрясения была предложена Б.В. Костровым [1975] и далее детализована в работах [Gusev, 1983; Гусев, 1984; Gusev, Pavlov, 1991]. Описание очага в терминах высокочастотной мощности можно провести достаточно удобным образом по отдельности для набора частотных полос, которые совместно покрывают всю высокочастотную часть спектра. Так, например, Ю.Ф. Копничевым и Г.Л. Шпилькером [1978] таким способом была промоделирована известная 10-балльная акселерограмма Газлийского землетрясения 1976 г. Подобное же описание очага было успешно применено к инверсии функции светимости [Gusev, Pavlov, 1991] и описанию высокочастотного поля излучения вокруг очага [Gusev, 1983; Гусев, 1984; Papageorgiou, Aki, 1985; Singh et al., 1989; Trifunac, Lee, 1989; Ohno et al., 1993]. Этот подход оказался также весьма эффективным при анализе макросейсмических данных [Гусев, Шумилина, 1999]: удалось теоретически описать поле макросейсмической интенсивности вблизи протяженного очага.

Следует попутно отметить, что в целях описания высокочастотного волнового поля вокруг очага можно рассматривать на языке мгновенной мощности не только излучение, но и распространение волн. Для этого удобно ввести огибающие высокочастотных волн на локальных и региональных расстояниях от мгновенного точечного излучателя (функции Грина по мощности). В предположении аддитивности мощности временной ход мгновенной мощности, создаваемой в приемнике большим землетрясением (или его субисточником), можно просто выразить в виде свертки двух функций мгновенной мощности, описывающих по отдельности временной ход мощности очага и функцию рассеяния в среде [Gusev, 1983, Гусев, 1984; Gusev, Pavlov, 1991]. Такой подход, однако, ограничен высокими частотами и не может дать широкополосного описания очага. Другая его слабость в том, что трудно проследить за изменениями распределения вероятности сигнала в таких важных случаях, когда этот сигнал не является гауссовым.

Для инженерных целей нередко используется подход, когда очаг описывается как точечный (а не протяженный) случайный излучатель. Обычно при этом используется спектральное описание очага по [Brune, 1970] со спектром типа  $\omega^{-2}$ . Аналитические амплитудные спектры Бруна, по существу, являются детерминистическими, но их в этом случае используют, как если бы они представляли собой среднеквадратические амплитудные спектры случайных сигналов. Этот конкретный подход [Hanks, McGuire, 1981; Boore, 1983] (подробное изложение см. в [Boore, 2003]) часто называют стохастическим методом, что соз-

дает терминологические сложности при характеристике более сложных подходов, использующих модели случайных сигналов.

Сопоставимый подход был также предложен в работах [Gusev, 1983; Гусев, 1984] на основе более реалистического полуэмпирического закона масштабирования спектров, в котором нет простого подобия типа описанного в [Brune, 1970]. Другие преимущества подхода, предлагаемого в [Gusev, 1983; Гусев, 1984], следующие: вместо точечного излучателя с поведением амплитуд типа  $1/r$  используется теоретически обоснованное описание насыщения (примерного постоянства) высокочастотных амплитуд в окрестности очага конечного размера; включено описание влияния рассеяния на длительность сейсмических волн в приемнике. Практические процедуры для моделирования сильных движений и их параметров на этой основе описаны в работах [Гусев, Петухин, 1995; Parvez et al., 2001; Petukhin, Gusev, 2003].

Имеется еще одна методика моделирования сильных движений, которая не подпадает под предложенную классификацию. Она развита К. Ирикурой и его сотрудниками [Irikura, 2006] под названием «Рецепт». Методика широко опробовалась путем сравнения результатов с данными наблюдений и применялась, в частности, при детерминистическом картировании сейсмической опасности территории Японии.

Алгоритм включает следующие шаги: 1) для заданного расположения очага в пространстве выбирается приемлемая комбинация параметров площади очага  $S$ , сейсмического момента  $M_0$  и глобального сброшенного напряжения  $\Delta\sigma_{gl}$  (глобального в смысле среднего по очагу в целом); 2) выбирается разумное число прямоугольных неровностей простой формы (обычно 2–3), положение точки начала вспарывания, а также значение скорости вспарывания (в предположении круговых фронтов разрывов); 3) определяется суммарная площадь неровностей  $S_a$  на основе эмпирического исследования [Somerville et al., 1999]; 4) локальное сброшенное напряжение  $\Delta\sigma_a$  на площадках неровностей определяют из комбинации  $S_a$ ,  $S$  и  $\Delta\sigma_{gl}$ ; 5) предполагается, что эффективное напряжение на неровности  $\sigma_a$  можно оценить, приравняв его приблизительно к  $\Delta\sigma_a$ , а эффективное напряжение на фоновой части очага (где нет неровностей), обозначим его  $\sigma_b$ , определяется из баланса напряжений по заданным  $\Delta\sigma_{gl}$  и  $\Delta\sigma_a$ ; 6) очаг-разлом в пространстве–времени описывается как сетка субисточников, у которых функция скорости подвижки конструируется путем суммирования сдвинутых по пространству и времени экземпляров сглаженного варианта функции типа  $t^{-0.5}$  по Б.В. Кострову. При этом амплитуду отдельного субисточника (экземпляра этой функции)

рассчитывают из значений локального эффективного напряжения, скорости распространения разрыва и значения  $f_{\max}$  на основе полуэмпирического соотношения, которое получено из результатов динамического моделирования трещины, распространяющейся по очагу с неоднородным распределением напряжения.

Эта модель очага, в сущности, вполне детерминистическая. Однако после того как очаг свертывается с реалистической случайно выглядящей реакцией среды (обычно это эмпирическая функция Грина), генерируется акселерограмма, которая выглядит как случайная функция; при этом реальные акселерограммы моделируются вполне приемлемо. В частности, на низких частотах успешно генерируются импульсы с направленностью вперед, которые в последнее время привлекают большое внимание. Потребность этой методики в эмпирических функциях Грина может усложнить использование данного подхода на территориях низкого и среднего уровня сейсмичности. Также может оказаться непросто обосновать принятые числа, размеры и положение индивидуальных неровностей на площадке сценарного очага.

Из сделанного обзора видно, что в настоящее время не существует вполне непротиворечивого, тектонофизически обоснованного и численно эффективного подхода, который можно было бы взять как основу для развития процедур практического моделирования сценарных землетрясений. Предлагаемая нами конкретная схема моделирования представляет собой попытку скомбинировать положительные аспекты описанных подходов и при этом сохранить алгоритм геофизически приемлемым и одновременно согласованным с эмпирическими наблюдениями сильных движений. В дополнение к общей концепции процедуры моделирования приемлемый алгоритм должен сопровождаться процедурами для выбора и задания взаимно согласованного набора исходных параметров очага (длины, ширины, длительности и т.д.), а также набором значений по умолчанию и диапазонов приемлемых значений для таких используемых параметров, как сброшенное напряжение или показатель степени в волночисловом спектре финальной подвижки.

#### **ОБЩАЯ ФОРМУЛИРОВКА ПОДХОДА, ИЗБРАННОГО ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ ОПИСАНИЯ ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ**

Для практического описания очага в конечном счете необходимо специфицировать его как трехмерную пространственно-временную случайную функцию ( $X \times Y \times T$ ) скорости подвижки в каждой точке разрыва. Эту проблему обычно факторизируют, разлагая на несколько подпроблем, которые

можно разрешать относительно независимым образом. При этом для каждой из подпроблем следует задать свой набор определяющих параметров. Конечно, ни декомпозиция на подпроблемы, ни выбор набора параметров не являются единственными; наш конкретный выбор был тщательно спланирован и представляет собой существенный элемент излагаемой методологии широкополосного кинематического моделирования. Выделяются следующие основные подпроблемы:

- геометрическое и кинематическое масштабирование очага-разлома, включая параметры глобального (среднего по очагу) сброшенного напряжения, число Маха и отношение длины к ширине;
- спецификация истории распространения фронта разрыва в пространстве–времени (обычно как реализации случайной функции);
- спецификация двумерной функции финальной подвижки (также как реализации случайной функции). В выбранной параметризации следует задать: волночисловой спектр мощности для финальной подвижки на разломе, распределение вероятностей для значений этой функции в отдельных точках, а также функцию окна, которое используется для описания и оценки очага конечного размера;
- спецификация набора одномерных локальных функций скорости подвижки для каждого элемента сетки дискретных субисточников, которые численно представляют конструируемый очаг (набор реализаций случайных функций). Для этого снова нужно задать (частотный) спектр мощности, распределение вероятностей индивидуальных значений и функцию окна. Последняя в основном определяется через время нарастания подвижки в точке очага («rise time»).

Ключевой элемент предлагаемого подхода заключается в том, что локальные скорости подвижки явным образом не генерируются, они определяются косвенным путем. Используется условие, что спектр излучения очага, регистрируемый в дальней зоне, должен быть согласован с заданным заранее очаговым спектром, а последний можно считать известным, например, исходя из эмпирически установленного регионального закона масштабирования очаговых спектров (Фурье). (Здесь под регистрацией в дальней зоне понимается гипотетическая регистрация в идеальных условиях однородной упругой среды без потерь.)

Чтобы определиться с подходом к заданию параметров, для каждого параметра или группы связанных параметров были проанализированы соответствующие опубликованные данные и теоретические концепции и выбраны определенные конкретные варианты.

Из вышесказанного можно вывести требования, которые избраны как ключевые для разработки продвинутой техники моделирования очага, предназначенной для практического применения с целью расчета движений грунта от сценарных землетрясений:

- методика должна гладко объединять низкочастотное и высокочастотное описания разлома-очага и включать в эти описания основную часть надежно установленных свойств наблюдаемых очагов и сильных движений;
- низкочастотное описание должно основываться на модели импульса подвижки (бегущей полоски) и описании финальной подвижки как автомодельной случайной функции;
- высокочастотное описание должно воспроизводить очаговый спектр, который соответствует эмпирическим знаниям о наблюдаемых в регионе (или в регионах, выбранных за аналоги) спектрах Фурье от землетрясений, записанных на умеренных и больших расстояниях от очагов;
- распределение вероятностей для моделируемых случайных функций, которые описывают подвижку в пространстве и локальную скорость подвижки во времени, следует выбрать таким образом, чтобы имитировать известные наблюдаемые свойства соответствующих распределений для реальных очагов. В частности, на смоделированных акселерограммах должны иногда присутствовать мощные одиночные пики.

Предлагаемый нами подход, как нам кажется, максимально удовлетворяет этим группам требований. Очаг, или, в практических терминах, набор временных функций субисточников, генерируется в два последовательных этапа. Сначала (этап 1) синтезируется «предварительный» очаг, который имеет реалистическое низкочастотное поведение и частично реалистическое высокочастотное поведение. При этом успешно моделируются следующие свойства очагов: история распространения фронта разрыва, значения локального времени нарастания, распределение финальной подвижки (карта подвижки). Что же касается временного хода индивидуальных субисточников, то успешно моделируется как общая структура и длительность их огибающих, так и вероятностное распределение их амплитуд. Единственная нереалистическая черта этих функций – это их спектры Фурье, высокочастотный уровень которых заведомо слишком высокий.

Эта неточность исправляется на этапе 2: предварительный ход подвижки в каждом субисточнике сглаживается с использованием особого фильтра. Фильтр тщательно подбирается (автоматически) так, чтобы в дальней зоне спектры излучения модельного очага соответствовали эм-

пирическому закону масштабирования очаговых спектров. Описанный двухэтапный алгоритм является оригинальным и представляет собой единственный принципиально новый элемент предлагаемого подхода.

При практических расчетах сценарного землетрясения после построения модели собственно очага обычно следуют дальнейшие шаги: расчет функции Грина для наборов пар субисточник–приемник и свертка по пространственно-временному объему источника. Эти вопросы – не главные для данной работы; они будут затронуты в другой публикации.

Далее будут описываться не только концепции, но и конкретные алгоритмы, что уместно, как нам кажется, в статье, рассматривающей вопросы практического моделирования. Кроме того, конкретные алгоритмы, дополняющие концепции, часто являются наилучшими их иллюстрациями. Будут упоминаться две версии разработанного программного пакета под названием PULSYN: версия PULSYN2003 – ранняя версия, которую использовали в большинстве приводимых примеров расчетов, а также более продвинутая современная версия PULSYN2008.

В заключение приведем схематическое описание процедуры моделирования в целом. Описание алгоритмов конкретных шагов моделирования вынесено в особую, вторую, статью, где также будут обсуждаться входные параметры, способы их определения и предполагаемые типичные значения. В третьей статье будет рассмотрена техника оценки неопределенности результатов и будут приведены конкретные примеры моделирования очагов и сильных движений на этой основе.

#### СХЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕДУРЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

В рамках настоящего подхода очаг землетрясения определяется временным ходом дислокации (подвижки)  $\dot{D}(t, x, y)$  на плоской прямоугольной площадке – части плоскости  $(x, y)$ . Скорость подвижки  $D(t, x, y)$  предполагается неотрицательной. Единичный тензор плотности сейсмического момента источника, который определяется направлением подвижки и направлением нормали к площадке очага, предполагается постоянным по площади очага и по времени. Таким образом, описание очага как пространственно-временного объекта является, в сущности, скалярным и ведется в терминах скалярной плотности сейсмического момента или скорости его изменения.

Чтобы охарактеризовать временные и пространственные свойства модельных очагов, будут использоваться их представления в виде эквива-



лентного точечного источника, а именно: соответствующая функция временного хода скорости изменения сейсмического момента  $\dot{M}_0(t)$ , преобразование Фурье этой функции  $\dot{M}_0(f)$  и его модуль – амплитудный спектр («очаговый спектр»)  $|\dot{M}_0(f)|$ . Оставляя в стороне постоянный множитель, эти функции совпадают с временным ходом и спектром смещения в объемных волнах, как если бы они наблюдались в однородной неограниченной среде на луче, который направлен по нормали к плоскости очага. Подобным же образом функции  $\dot{M}_0(t)$ ,  $\dot{M}_0(f)$  и  $|\dot{M}_0(f)|$  характеризуют временной ход скорости, а функции  $\ddot{M}_0(t)$ ,  $\ddot{M}_0(f)$  и  $|\ddot{M}_0(f)|$  – временной ход ускорения. Нередко  $|\dot{M}_0(f)| \equiv (2\pi f)^2 |\ddot{M}_0(f)|$  называют очаговым спектром ускорения. Напомним, что сейсмический момент  $M_0 = M_0(t)|_{t \rightarrow \infty} = \dot{M}_0(f)|_{f=0}$ .

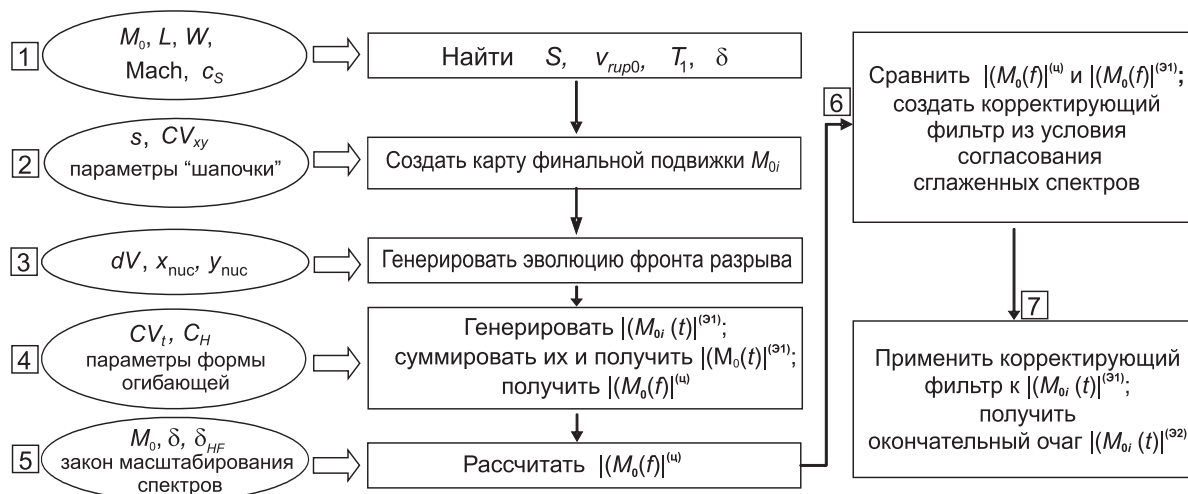
Функция скорости подвижки  $\dot{D}(t, x, y)$  моделируется на основе обобщенного варианта классической модели [Haskell, 1966], следуя которой локальная скорость подвижки  $\dot{D}(t | x, y)$  предполагается случайной и ненулевой в течение определенного временного интервала – времени нарастания подвижки («rise time»)  $T_{\text{rise}}$ , значения которой намного меньше, чем полное время очагового процесса. Разрыв распространяется по площадке очага, формируя фронт разрыва; его форма может иметь случайный характер, а скорость распространения разрыва можно считать случайной функцией либо от расстояния от точки старта (зарождения, «нуклеации») разрыва, либо просто от координат на очаге. Подобным же образом величина финальной подвижки принимается случайной функцией  $D(t = \infty | x, y) \equiv D(x, y)$ ; она может быть описана через свой волночисловой спектр мощности  $S(k)$ . Следуя [Andrews, 1980], часто считается, что этот спектр мощности следует степенному закону:  $S(k) \propto |k|^{-2g}$ . Важнейшая идея примененной методики синтеза реалистических движений грунта – наложить требование, чтобы очаговый спектр  $|\dot{M}_0(f)|$  в его высокочастотной части соответствовал осредненному наблюдаемому спектру, характерному для района исследования. При этом, в отличие от популярного подхода [Boore, 1983], не предполагается, чтобы этот спектр следовал определенной теоретически предпочтительной форме (например, форме  $\omega^{-2}$  по Аки–Бруну), хотя такое вполне допускается. Полученный на основе наблюдений гладкий спектр, которому должен соответствовать результат синтеза, будет называться целевым спектром  $\dot{M}_0(f)^{(0)}$ . Этот спектр является важнейшей входной информацией для моделирования, и временной ход скорости подвижки в точках очага подгоняется так, чтобы спектр синтезированного очага оказался близок к целевому спектру в среднеквадратическом смысле.

Чтобы реализовать эту концепцию в виде практического алгоритма, вводится прямоугольная сетка точечных дислокационных субисточников, каждый из которых отображает излучение от определенной ячейки – клетки очага. Все ячейки имеют одинаковую площадь и приблизительно квадратную форму. Таким образом, для моделирования всей трехмерной очаговой функции (на  $X \times Y \times T$ ) генерируется несколько (по числу субисточников) подходящих функций временного хода скорости сейсмического момента, каждая из которых генерируется с помощью свертки двух компонент.

Первая компонента – предварительный временной ход субисточника – генерируется на этапе 1. Это – сегмент неотрицательного случайного шума с амплитудным спектром, который является постоянным или медленно спадающим (т.е. это отрезок белого или розового шума). Предварительные функции субисточников являются индивидуальными и конструируются таким образом, чтобы включать многие критические черты окончательных функций временного хода. Каждая функция имеет: 1) правильную привязку начала по времени, которая определяется модельным распространением фронта разрыва; 2) желательную длительность и среднюю форму огибающей; 3) желательные вероятностные свойства, т.е. заданную степень негауссова поведения (тенденции к формированию выраженных пиков); 4) заданные значения интеграла, который равен сейсмическому моменту субисточника  $M_{0i}$ . Последняя величина, в свою очередь, определяется смоделированной функцией  $D(x, y)$ .

Поскольку общий стиль пространственно-временного поведения очага и его численные параметры следуют материалам наблюдений, то «предварительный источник», т.е. объект, состоящий из всех предварительных временных историй субисточников, напоминает реальный очаг землетрясений во многих отношениях. Однако с помощью описанной процедуры моделирования невозможно прямо сконструировать волновые формы, которые были бы приемлемыми с точки зрения воспроизведения целевого спектра. Чтобы исправить этот дефект, на этапе 2 производится свертка предварительного временного хода субисточника с аккуратно выбранным «корректирующим» оператором, имеющим характер оператора сглаживания.

Субисточники описываемой модели служат лишь инструментом для численного моделирования некогерентного излучателя, они не имеют прямого тектонофизического или геомеханического смысла. Число субисточников может быть большим; каждый из них несет определенную долю полного сейсмического момента очага. Рас-



Блок-схема процедуры моделирования  
1–7 – пояснения см. в тексте

пределение сейсмических моментов по субисточникам управляется вышеупомянутой случайной функцией финальной подвижки  $D(x, y)$ , которую моделируют в диапазоне низких волновых чисел – от  $k = (\text{размер очага})^{-1}$  и до  $k = (\text{размер ячейки})^{-1}$ . Сейсмический момент субисточника определяется интегралом от подвижки по его площади. Длительность модельного субисточника в основном определяется параметром  $T_{\text{rise}}$  – временем нарастания подвижки.

Принимается, что высокочастотное излучение площадок, или субисточников, в основном не коррелировано. В ранней версии процедуры (PULSYN2003) высокочастотные компоненты временного хода сейсмического момента субисточников генерируются как попарно некоррелированные случайные функции; неявным образом такой подход означает, что длина корреляции высокочастотного протяженного излучателя одна и та же для всех частот и равна расстоянию между субисточниками. Однако, следуя общему подходу [Gusev, 1983; Гусев, 1984], длину корреляции следовало бы принимать зависящей от частоты. Это свойство реализуется в новой версии процедуры PULSYN2008.

Упрощенная блок-схема процедуры моделирования приведена на рисунке. Для каждого шага слева дается список критических входных параметров. Изображен конкретный вариант блок-схемы для случая, когда заранее заданы сейсмический момент моделируемого очага  $M_0$ , длина  $L$  и ширина  $W$  прямоугольной площадки разрыва; таким образом, параметр сброшенного напряжения является зависимой переменной. Рассмотрим подробнее шаги моделирования, отображенные на блок-схеме, и приведенные параметры.

1. *Общие параметры.* Здесь задаются или вычисляются ключевые параметры разрыва: размеры, средняя (по очагу) скорость распространения разрыва  $v_{\text{rup}0}$ , «длительность разрыва для случая одностороннего распространения»  $T_1 = L/v_{\text{rup}0}$  и параметр сброшенного напряжения  $\delta$ . Также задаются сетка субисточников, размер рабочего окна по времени и размер шага по времени.

2. *Моделирование двумерного поля подвижки.* Генерируется модельное случайное поле финальной подвижки, которое определяет набор значений сейсмического момента индивидуальных субисточников  $M_{0i}$ .

3. *Эволюция фронта разрыва.* Задается точка старта вспарывания (далее условно называемая «гипоцентр»); таким образом можно моделировать как одностороннее вспарывание, так и другие варианты кинематики разрыва, например симметрическое двустороннее вспарывание и пр. Геометрия фронта вспарывания либо осесимметрическая, когда фронт является круговым, либо более общая. Во всех случаях скорость распространения разрыва является случайной функцией: она является или функцией расстояния от гипоцентра, или функцией от точки на прямоугольнике-очаге. Прибытие фронта к точке-субисточнику включает этот субисточник.

4. *Расчет «предварительных» функций субисточников – функций этапа 1.* Для каждого субисточника генерируется предварительная функция скорости подвижки  $\dot{M}_{0i}(t)^{(31)}$ . Она порождается как отрезок приблизительно белого положительно-логнормально распределенного стационарного шума, умноженный на огибающую (модулирующую) функцию. Вид функции огибающей задан, а фактическая длительность управляется параме-

тром  $T_{\text{rise}}$ . Сумма всех функций  $\dot{M}_{0i}(t)^{(31)}$  дает предварительную функцию очага в целом  $\dot{M}_0(t)^{(31)}$ , по которой рассчитывается предварительный амплитудный спектр Фурье  $|\dot{M}_0(f)^{(31)}|$ . На каждом из шагов 2–4 используются независимые начальные значения датчика случайных чисел для генерации соответствующих случайных функций.

5. *Расчет целевого (амплитудного) спектра Фурье  $\dot{M}_0(f)^{(4)}$*  на основе предпочитаемого эмпирического или теоретического закона масштабирования очаговых спектров. Предполагается, что этот закон должен отражать (в сглаженном и осредненном виде) специфические черты региональных, локальных или индивидуальных очаговых зон, в рамках которых возникает моделируемый очаг. Главные параметры, которые при этом используются, это значения  $M_0$  и двух характеристик сброшенного напряжения, управляющих положением обычной корнер-частоты и уровнем высокочастотной части спектра ускорения.

6. *Создание корректирующего оператора.* Вычисляется отношение целевого спектра  $\dot{M}_0(f)^{(4)}$  и сглаженной версии спектра  $|\dot{M}_0(f)^{(31)}|$  и конструируется соответствующий сглаживающий фильтр. Во временной области корректирующий фильтр имеет единичный интеграл импульсной реакции и в основном положительные коэффициенты.

7. *Правка сигналов этапа 1 с использованием корректирующего оператора.* Каждая из функций  $\dot{M}_{0i}(t)^{(31)}$  сглаживается с помощью одного и того же корректирующего оператора, вычисленного на шаге 6. В результате получается окончательная временная функция субисточника  $\dot{M}_{0i}(t)^{(32)}$ , или просто  $\dot{M}_{0i}(t)$ ; ее формирование и составляет этап 2. Набор функций  $\dot{M}_{0i}(t)$  представляет собой окончательное описание очага. Сумма таких функций заведомо дает приемлемый спектр излучения для дальнейшей зоны.

Шаги 6 и 7 несколько сложны технически, потому что при их осуществлении следует сглаживать лишь высокочастотную часть предварительного спектра, в то время как низкочастотную часть спектра менять не нужно; наоборот, ее надо минимально возмущать, так как она характеризует вполне приемлемую «сглаженную» эволюцию очага.

Следует отметить, что в излучении смоделированного источника хорошо выражены эффекты направленности. Вообще, чтобы сформировать направленность, необходимо ввести подходящий набор запаздываний волн от различных площадок на очаге. Эти запаздывания в принятом алгоритме формируются автоматически, так как распространение модельного фронта разрыва обеспечивает аккуратную временную привязку моментов включения временных функций субисточников. В частности, легко моделируются вызвавшие в по-

следние годы особый интерес большие импульсы скорости, которые формируются в направлении вперед по развитию разрыва. Поэтому для реалистического моделирования движений грунта в диапазоне 0.05–0.5 Гц нет нужды задавать такие импульсы искусственно на эмпирической основе. При рассмотрении вопроса о направленности следует иметь в виду, что в рамках примененной процедуры предполагается, что целевой спектр  $\dot{M}_0(f)^{(4)}$  согласуется с сигналом, излученным именно по нормали к площадке очага.

При практическом моделировании сильного движения для скальной площадки (или вообще при возможности игнорировать нелинейные свойства грунтов) следующими после синтеза очага шагами являются: расчет функции Грина для каждой пары субисточник – приемник (или субисточник – площадка строительства), выполнение свертки функции  $\dot{M}_{0i}(t)$  с соответствующей функцией Грина и суммирование по всем субисточникам для данного приемника. Эти шаги в настоящей статье не обсуждаются. Они, однако, необходимы для сравнения результатов описанной процедуры с наблюдениями.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе приведен набросок методики моделирования очага для инженерно-сейсмологических целей. Разработанный подход базируется на детальном изучении существующих методов и имеет целью создать технику, прочно опирающуюся на материалы наблюдений сильного движения, но при этом не чисто эмпирическую, а использующую в своей основе последовательный подход, основанный на современных представлениях о механизме очагового процесса в широкой полосе частот. Многие из планируемых алгоритмов по отдельности не оригинальны, но их объединение обладает новизной. Суть предлагаемого подхода заключается в использовании данных о сильных движениях на заметных расстояниях от очага, «упакованных» в средние региональные спектры Фурье для создания практической модели очага, применимой для оценки движений грунта на небольших (порядка 5 км или даже менее) расстояниях от разлома-очага.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование было инициировано и энергично поддержано Джулиано Панца. Автор благодарен за полезные обсуждения Джо Эндрьюсу, Фабио Романелли и Давиду Марсану. Большая часть работы была поддержана группой SAND Международного центра теоретической физики имени Абдуса Салама (г. Триест, Италия); имелась также поддержка Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 07-05-00775).

## ЛИТЕРАТУРА

- Гусев А.А. Описательная статистическая модель излучения очага землетрясения и ее применение к оценке короткопериодного сильного движения // Вулканология и сейсмология. 1984. № 1. С. 3–22.
- Гусев А.А. Модель очага землетрясения со множеством неровностей // Вулканология и сейсмология. 1988. № 1. С. 41–55.
- Гусев А.А. Статистика значений нормированной подвижки в точках разлома – очага землетрясения // Физика Земли. 2011. № 3. С. 24–33.
- Гусев А.А. Фрактальный очаг землетрясения с зоной скольжения порождает временные функции ускорения с плоскими спектрами // Докл. РАН. 2012. 2013. Т. 448, № 4. С. 465–467.
- Гусев А.А., Петухин А.Г. Расчетная схема для прогнозирования параметров колебаний грунта при землетрясениях // Вулканология и сейсмология. 1995. № 4/5. С. 182–192.
- Гусев А.А., Шумилина Л.С. Моделирование связи балл–магнитуда–расстояние на основе представления о некогерентном протяженном очаге // Вулканология и сейсмология. 1999. № 4/5. С. 29–40.
- Копничев Ю.Ф., Шпилькер Г.Л. Параметры высокочастотного излучения очага землетрясения и модель сильного движения // Докл. АН СССР. 1978. Т. 239, № 2. С. 293–296.
- Костров Б.В. Механика очага тектонического землетрясения. М.: Наука, 1975. 176 с.
- Шебалин Н.В. Замечания о преобладающем периоде, спектре и очаге сильного землетрясения // Вопр. инж. сейсмологии. 1971. Вып. 14. С. 50–78.
- Aki K. Scaling law of seismic spectrum // J. Geophys. Res. 1967. V. 72, N 4. P. 1217–1231.
- Andrews D.J. A stochastic fault model: 1. Static case // J. Geophys. Res. 1980. V. 85, N B7. P. 3867–3877.
- Andrews D.J. A stochastic fault model: 2. Time-dependent case // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 10831–10834.
- Beresnev I.A., Atkinson G.M. Generic finite-fault model for ground-motion prediction in Eastern North America // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1999. V. 89, N 3. P. 608–625.
- Bernard P., Madariaga R. A new asymptotic method for the modeling of near-field accelerograms // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1984. V. 74, N 2. P. 539–557.
- Beroza G. C., Mikumo T. Short slip duration in dynamic rupture in the presence of heterogeneous fault properties // J. Geophys. Res. 1996. V. 101, N B10. P. 22449–22460.
- Blandford R.R. A source theory for complex earthquakes // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1975. V. 65, N 5. P. 1385–1405.
- Boatwright J. A dynamic model for far-field acceleration // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1982. V. 72, N 4. P. 1049–1068.
- Boatwright J., Choy G.L., Seekins L.C. Regional estimates of radiated seismic energy // Bull. Seismol. Soc. Amer. 2002. V. 92, N 4. P. 1241–1255.
- Boore D.M. Stochastic simulation of high-frequency ground motions based on seismological models of radiated spectra // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1983. V. 73, N 6A. P. 1865–1894.
- Boore D.M. Simulation of ground motion using the stochastic method // Pure Appl. Geophys. 2003. V. 160. P. 635–676.
- Brune J.N. Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes // J. Geophys. Res. 1970. V. 75, N 26. P. 4997–5009.
- Das S., Kostrov B.V. Breaking of a single asperity: rupture process and seismic radiation // J. Geophys. Res. 1983. V. 88, N B5. P. 4277–4288.
- Das S., Kostrov B.V. An investigation of the complexity of the earthquake source time function using dynamic faulting models // J. Geophys. Res. 1988. V. 93, N B7. P. 8035–8050.
- Day S.M., Gonzalez S.H., Anooshehpour R., Brune J.N. Scale-model and numerical simulations of near-fault seismic directivity // Bull. Seismol. Soc. Amer. 2008. V. 98, N 3. P. 1186–1206. doi: 10.1785/0120070190.
- Dreger D., Nadeau R.M., Chung A. Repeating earthquake finite source models: Strong asperities revealed on the San Andreas Fault // Geophys. Res. Lett. 2007. V. 34. L23302. 5 p. doi:10.1029/2007GL031353.
- Gusev A.A. Descriptive statistical model of earthquake source radiation and its application to an estimation of short-period strong motion // Geophys. J. Roy. Astr. Soc. 1983. V. 74, is. 3. P. 787–808.
- Gusev A.A. Multiasperity fault model and the nature of short-period subsources // Pure Appl. Geophys. 1989. V. 130, N 4. P. 635–660.
- Gusev A.A. Broadband kinematic stochastic simulation of an earthquake source: A refined procedure for application in seismic hazard studies // Pure Appl. Geophys. 2011. V. 168, N 1/2. P. 155–200.
- Gusev A.A. High-frequency radiation from an earthquake fault: A review and a hypothesis of fractal rupture front geometry // Pure Appl. Geophys. 2012. V. 170, P. 65–93. doi: 10.1007/s00024-012-0455-y.
- Gusev A.A., Pavlov V.M. Deconvolution of squared velocity waveform as applied to study of non-coherent short-period radiator in earthquake source // Pure Appl. Geophys. 1991. V. 136, N 2/3. P. 235–244.
- Hanks T.C. b values and wg seismic source models: Implication for tectonic stress variations along active crustal fault zones and the estimation of high-frequency strong ground motion // J. Geophys. Res. 1979. V. 84, N B5. P. 2235–2242.
- Hanks T.C., McGuire R.K. The character of high-

- frequency strong ground motion // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1981. V. 71, N 6. P. 2071–2095.
- Hartzell S., Harmsen S., Frankel A., Larsen S. Calculation of broadband time histories of ground motion: Comparison of methods and validation using strong-ground motion from the 1994 Northridge earthquake // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1999. V. 89, N 6. P. 1484–1504.
- Hartzell S., Guatteri M., Mai P.M., Liu P.-Ch., Fisk M. Calculation of broadband time histories of ground motion. Pt. II. Kinematic and dynamic modeling using theoretical Green's functions and comparison with the 1994 Northridge earthquake // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 2005. V. 95, N 2. P. 614–645.
- Haskell N.A. Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1964. V. 54, N 6. P. 1811–1841.
- Haskell N.A. Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults. Pt. II. A stochastic fault model // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1966. V. 56, N 1. P. 125–140.
- Heaton T.H. Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1990. V. 64, is. 1. P. 1–20.
- Herrero A., Bernard P. A kinematic self-similar rupture process for earthquakes // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1994. V. 84, N 4. P. 1216–1228.
- Housner G.W. Properties of strong ground motion earthquakes // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1955. V. 45, N 3. P. 197–218.
- Ide S., Takeo M. Determination of constitutive relations of fault-slip based on seismic wave analysis // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102, N B12. P. 379–391.
- Irikura K. Predicting strong ground motions with a «Recipe» // *Bull. Earthq. Res. Inst. Univ. Tokyo.* 2006. V. 81, N 3/4. P. 341–352.
- Irikura K., Kamae K. Estimation of strong ground motion in broad-frequency band based on a seismic source scaling model and an empirical Green's function technique // *Ann. di Geof.* 1994. V. 37, N 6. P. 1721–1743.
- Koyama J. Earthquake source time-function from coherent and incoherent rupture // *Tectonophysics.* 1985. V. 118, is. 3/4. P. 227–242.
- Ohno S., Ohta T., Ikeura T., Takemura M. Revision of attenuation formula considering the effect of fault size to evaluate strong-motion spectra in near field // *Tectonophysics.* 1993. V. 218, is. 1–3. P. 69–81.
- Papageorgiou A.S., Aki K. A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of the strong ground motion. Pt. I. Description of the model // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1983a. V. 73, N 3. P. 693–722.
- Papageorgiou A.S., Aki K. A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong ground motion. Pt. II. Applications of the model // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1983b. V. 73, N 4. P. 953–978.
- Papageorgiou A.S., Aki K. Scaling law of far-field spectra based on observed parameters of the specific barrier model // *Pure Appl. Geophys.* 1985. V. 123, N 3. P. 353–374.
- Parvez I.A., Gusev A.A., Panza G.F., Petukhin A.G. Preliminary determination of the interdependence among strong-motion amplitude, earthquake magnitude and hypocentral distance for the Himalayan region // *Geophys. J. Inter.* 2001. V. 144, is. 3. P. 577–596.
- Petukhin A.G., Gusev A.A. The duration-distance relationship and average envelope shapes of small Kamchatka earthquakes // *Pure Appl. Geophys.* 2003. V. 160. P. 1717–1743.
- Silberschmidt V.V. Dynamics and scaling characteristics of shear crack propagation // *Pure Appl. Geophys.* 2000. V. 157, N 4. P. 523–538.
- Singh S.K., Ordaz M., Anderson J.G., Rodriguez M., Quaaas R., Mena E., Ottaviani M., Almora D. Analysis of near source strong-motion recordings along the Mexican subduction zone // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1989. V. 79, N 6. P. 1697–1717.
- Somerville P., Irikura K., Graves R., Sawada S., Wald D., Abrahamson N., Iwasaki Y., Kagawa T., Smith N., Kowada A. Characterizing crustal earthquake slip models for the prediction of strong motion // *Seism. Res. Lett.* 1999. V. 70, N 1. P. 59–80.
- Spudich P., Frazer L.N. Use of ray theory to calculate high-frequency radiation from earthquake sources having spatially variable rupture velocity and stress drop // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1984. V. 74, N 6. P. 2061–2082.
- Trifunac M.D., Lee V.W. Empirical models for scaling Fourier amplitude spectra of strong ground acceleration in terms of earthquake magnitude source to station distance, site intensity and recording site conditions // *Soil Dynamics and Earthquake Eng.* 1989. V. 8, N 3. P. 110–125.
- Tsai C.-C.P. Ground motion modeling for seismic hazard analysis in the near-source regime: an asperity model // *Pure Appl. Geophys.* 1997. V. 149, N 2. P. 265–297.
- Zeng Y., Anderson J.G., Yu G. A composite source model for computing realistic synthetic strong ground motions // *Geophys. Res. Lett.* 1994. V. 21, N 8. P. 725–728.
- Zollo A., Bobbio A., Emolo A., Herrero A., De Natale G. Modelling of ground acceleration in the near source range: the case of 1976, Friuli earthquake (M = 6.5), Northern Italy // *J. Seismol.* 1997. V. 1, N 4. P. 305–319.

## СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРЕ

**ГУСЕВ Александр Александрович** – доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией, Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН. 683006, г. Петропавловск-Камчатский, б-р Пийпа, д. 9. Тел.: (41522) 29-80-45; главный научный сотрудник, Камчатский филиал Геофизической службы РАН. 683006, г. Петропавловск-Камчатский, б-р Пийпа, д. 9. Тел.: (41522) 43-18-57. E-mail: gusev@emsd.ru

## STOCHASTIC SIMULATION OF EXTENDED EARTHQUAKE SOURCE FOR APPLICATION IN SEISMIC HAZARD ESTIMATION

### 1. BASICS AND GENERAL STRUCTURE OF THE ALGORITHM

A. A. GUSEV<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> Institute of Volcanology and Seismology, Russian Academy of Sciences, Petropavlovsk-Kamchatsky, Russia

<sup>2</sup> Geophysical Service (Kamchatka Branch), Russian Academy of Sciences, Petropavlovsk-Kamchatsky, Russia

**Abstract.** The calculation procedure for a broadband kinematic source model that takes into account the most significant features of observed sources is substantiated. A realistic description of earthquake source as a radiator of seismic waves is the first step in systematic simulation of strong ground motion in possible large earthquakes. For calculations, this model is discretized in space using a grid of point subsources with random time histories. A special procedure to make a model source to generate radiation with amplitude and spectra matching the observed ones is designed. The proposed approach may serve as a basis for a practical technique for simulation of sources of scenario earthquakes.

**Keywords:** modeling, simulation, calculation, source spectra, earthquake rupture, subsurface, scenario earthquake.