УДК 550.34

СТОХАСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОТЯЖЕННОГО ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ ДЛЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ОПАСНОСТИ. 2. ОПИСАНИЕ РАСЧЕТНЫХ ПРОЦЕДУР

А.А. Гусев

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

Аннотация. Ранее был обоснован и предложен общий подход к моделированию очага землетрясения как протяженного широкополосного излучателя упругих волн с целью практического решения инженерно-сейсмологических задач. В работе приводится детальное обсуждение шагов процедуры моделирования. Выделяются следующие основные шаги. (1) Задание общих параметров очага, включая параметры сброшенного напряжения. (2) Выбор сетки субисточников и времени нарастания подвижки. (3) Задание распределения (карты) финальной подвижки. (4) Моделирование истории распространения фронта разрыва. (5) Моделирование первого предварительного варианта временного хода субисточников. (6) Подправка временного хода субисточников для его согласования с заданным средним очаговым спектром (Фурье). Последний часто можно считать известным по наблюдениям сильных движений на умеренных расстояниях от очага, либо оценить по косвенным данным. Названные шаги интегрированы в особую программу синтеза модельного очага. Создаваемая при моделировании реализация очага зависит от нескольких случайных датчиков, а также от ряда параметров (размер, длительность и пр.), чьи значения задаются так, чтобы обеспечить реалистические свойства очага. Эти параметры можно также возмущать для того, чтобы исследовать изменчивость модельных сильных движений. Предлагаемый подход позволяет моделировать очаги индивидуальных сценарных землетрясений или наборы вариантов таких землетрясений, а также изучать неопределенность ожидаемых параметров движений грунта.

Ключевые слова:
PACS 91.30.Ab, 91.30.Bi, 91.30.pd, 91.30.Mv

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей статье продолжается описание подхода к синтезу модельного очага землетрясения, очерк которого сделан ранее в статье [Гусев 20**а, далее Г1]. На основе обзора состояния вопроса там была предложена общая структура алгоритма синтеза; здесь этот алгоритм детализируется. Подробно обсуждаются основные шаги методики, алгоритмы отдельных модулей и возможные трудности при выборе или задании параметров. В работе существенно используются ранее введенные в Г1 параметры очагов и их обозначения.

Настоящая статья - вторая из цикла, посвященного моделированию очага. Она написана на основе ранее опубликованного материала [Gusev, 2011], который был подвергнут существенной доработке и модернизации.

1. ОБЩИЕ ПАРАМЕТРЫ ОЧАГА

В процедуре моделирования очага имеется выглядящий тривиально, но важный шаг: следует задать параметры очага "в целом", то есть те, которые могут быть определены без спецификации деталей процесса разрыва. С самого начала мы предполагаем, что для модельного очага может быть задан сейсмический момент M_0 , либо, что эквивалентно, моментная магнитуда M_w. Дальнейший расчет обычно преследует одну их двух несовпадающих целей. В одном варианте конечная цель – это выполнение прямого моделирования для сценарного землетрясения. В худшем случае минимальной информации значение M_0 – это единственное, что известно об очаге; все остальные параметры должны быть определены на основе соответствующих эмпирических трендов, коэффициентов или безразмерных величин, которые заданы по умолчанию. Часто известны и иные параметры. Важно, чтобы избранный набор параметров был внутренне непротиворечив. Предпочтительно, чтобы значение конкретного параметра задавалось на основе адекватной информации регионального или локального характера. Однако это нередко невозможно. Поэтому описание допустимых и/или типичных диапазонов параметров, а также выбор значений коэффициентов или параметров, задаваемых по умолчанию (то есть, в сущности, рекомендуемых) является существенным элементом предлагаемой практически ориентированной процедуры.

В другом варианте главная цель исследования - это опробование процедуры моделирования (включая и расчетную схему, и конкретно выбранный набор параметров) путем сравнения с результатами наблюдений сильных движений от конкретного события. Обычно существенная часть его параметров заранее известна из анализа данных, и интересно понять, какое число дополнительных параметров среди неизвестных следует подогнать, чтобы добиться приемлемого согласия между модельными и наблюдаемыми сигналами. Отметим, что построение правдоподобного аналога реальных записей путем выбора приемлемого набора параметров моделирования может быть вполне нетривиальной задачей, так что даже простая проверка разрешимости этой задачи сама по себе представляет большой интерес.

В дополнение к M_0 в группу "общих" параметров входят длина разрыва L, ширина разрыва W, площадь S, а также средняя скорость фронта разрыва v_{rup0} и точка старта разрыва (x_{nuc}, y_{nuc}). Размер очага в комбинации с M_0 определяет в большой степени значение среднего по очагу-разлому сброшенного напряжения $\Delta\sigma_{gl}$. Может показаться концептуально привлекательным ввести опорное значение $\Delta\sigma_{gl}$ по умолчанию. Однако, даже для простого случая постоянного по площадке очага локального сброшенного напряжения ($\Delta\sigma(x, y)=\Delta\sigma_{gl}$ =const) аккуратная связь между параметрами $\Delta\sigma_{gl}$, L, W, и M_0 существенно зависит от угла падения площадки разрыва, от деталей расположения нижнего и особенно верхнего края разрыва относительно земной поверхности. По-настоящему же аккуратный расчет $\Delta\sigma_{gl}$ должен был бы использовать распределение финальной подвижки по площадке очага (карту подвижки), вертикальное распределение упругих модулей, и, наконец, плохо понятные корректные граничные условия по краям разлома-очага). Ясно, что задать это все в практической работе невозможно.

Поэтому, чтобы обеспечить больше удобств при адаптации данных в целях конкретного практического расчета, далее применен менее строгий подход, который основан, главным образом, на результатах [Kanamori, Anderson, 1975]. Отметим, во-первых, что

$$\lg M_0 = 3/2\, M_w + \mathrm{const} = \lg \mu + \lg D + \lg S = \lg \mu + \lg D/W + \lg SW \qquad (1)$$

где S – это площадь очага, μ - модуль сдвига, а D – средняя величина подвижки. Общие геометрические свойства очага определяются отношением длины к ширине $AR=L/W$ и обсуждаемым сброшенным напряжением $\Delta\sigma_{gl}$, которое можно приблизительно выразить как $\Delta\sigma_{gl} \approx \mu\ D/W$. Однако, поскольку части очага могут размещаться в средах с разными μ, более корректно в качестве физически приемлемого параметра использовать сброшенную деформацию $\Delta\varepsilon_{gl} \approx D/W$. Поделив формулу (1) на 1.5, и заметив, что ширина определяется через площадь как $W=(S/AR)^{0.5}$, получим в новых переменных следующее соотношение:

$$M_w = \lg S + [2/3 \lg \mu + 2/3 \lg \Delta\varepsilon_{gl} - 1/3 \lg AR + \text{const}]. \qquad (2)$$

Обозначим выражение в квадратных скобках через C_{MS}. Для конкретного события часто имеется надежная эмпирическая оценка C_{MS}, равная M_w - lg S. Также и для изучаемого региона нередко можно определить среднее C_{MS} по многим событиям, обозначим его C_{MSref} . Для будущего события можно подставить это значение в формулу (2) и попытаться определить S по M_w в предположении типичных (“средних”) условий, т.е. для среднего регионального значения $\Delta\sigma_{gl}$ или $\Delta\varepsilon_{gl}$. В качестве значения C_{MSref} можно по умолчанию принять, например, C_{MSref} =4.1 [Sato, 1979]; это значение неплохо согласуется со средними трендами из [Wells, Coppersmith, 1994]. Имеется разброс индивидуальных значений C_{MS} по отношению к среднему; кроме того, могут возникнуть существенные систематические отклонения для особых условий; обсудим это подробнее.

Хорошо известно наличие зависимости $\Delta\varepsilon_{gl}$, и, таким образом, C_{MS} от периода повторения землетрясений на одном и том же участке («гнезде») геологического разлома [Kanamori, Allen, 1986]. Другим, хотя и коррелированным фактором, является положение разрыва внутри плиты или на стыке плит [Scholz et al. 1986]. Существенным является также влияние глубины очага, а также варианта расположения разрыва относительно поверхности Земли - заглубленного или с выходом на поверхность. Чтобы эти факторы включить в описываемую процедуру по единой схеме, вводится новый параметр “логарифмическая аномалия глобального сброшенного напряжения”, который обозначается δ. Типовое значение этого параметра (значение по умолчанию) равно нулю. Этот параметр отражает отклонение lg$\Delta\sigma_{gl}$ от своего стандартного опорного значения $\Delta\sigma_{gl,ref}$ (например, регионального среднего). Для конкретного события этот параметр формально определяется как $\lg(\Delta\sigma_{gl}/\Delta\sigma_{gl,ref})$, но на практике его можно приблизительно оценить с помощью формулы: $\delta = 1.5(C_{MS} - C_{MSref}) = 1.5(M_w - \lg LW - C_{MSref})$.

Параметр δ в нашей процедуре моделирования является основным инструментом для задания геометрии разрыва в случае неизвестного размера очага. Заметим, что в практической ситуации роли параметров C_{MSref} и δ являются взаимно дополняющими, и их использование зависит от того, что в конкретном контексте удобно считать типичным случаем, а что рассматривать как аномалию. Параметр δ также необходим для подстройки формы очаговых спектров. Предполагается, что когда $\delta = 0$, можно использовать при моделировании стандартные региональные эмпирические формы очаговых спектров, взятые по закону масштабирования для заданного M_w. При ненулевых δ форму спектра следует подправить, меняя соответственно корнер-частоту, но сохраняя значение M_w.

Когда пара (M_w, δ) определена, можно найти площадь очага

$$\lg S = M_w - C_{MSref} - \tfrac{2}{3}\delta, \qquad (3)$$

а далее по значениям S и AR (которые считаются известными) можно найти L и W. С этой целью значение параметра AR должно быть задано. В практической процедуре можно задать конкретное среднее соотношение $AR(M_w)$, которое может быть использовано для расчетов; имеется также вариант этого соотношения, рекомендуемый по умолчанию. Для субдукционных землетрясений вариант по умолчанию предполагает, что AR=1.5 при $M_w \le 5$, и растет до AR=3 при $M_w \ge 8$. При изучении конкретного землетрясения более типичен другой случай, когда комбинация (M_w, L, W) известна, а δ является зависимым параметром (равным $1.5(M_w - \lg S - C_{MSref})$ по (3)). В любом случае, при заданном M_w, автоматически выбирается некоторая взаимно согласованная комбинация значений для размера очага и сброшенного напряжения.

Для магнитуд около 7.5 масштабирование по схеме (1, 2, 3) выглядит наиболее подходящим для субдукционных землетрясений, однако оно нарушается для неглубоких землетрясений, особенно для удлиненных сдвиговых очагов. Можно попытаться использовать результаты [Hanks, Bakun, 2002] для последнего случая. (Отметим, что тренды $AR(M_w)$ для этого случая также должны быть заданы другим образом). Следует также упомянуть известный спор о том, какой род масштабирования преобладает в природе - "L-масштабирование" или "W- масштабирование" (то есть, грубо говоря, какая оценка $\Delta\varepsilon_{gl}$ - через D/L или через D/W, более устойчива в природе). Эти две модели масштабирования очагов неоднократно обсуждались ([Scholz, 1982] и более поздние дискуссии). Последнее важное обобщение - это работа [Leonard, 2010].

Существенным шагом также является определение длительности очагового процесса и корнер-частоты для моделируемого очага. Строго говоря, эти параметры становятся известными только после моделирования истории распространения разрывов, выполняемой на более поздних шагах процедуры. Однако, необходима и предварительная оценка длительности, хотя бы для того, чтобы выбрать длительность временного окна моделирования, в пределах которого должна умещаться длительность сигнала. С этой целью формируется предварительная оценка T_1 в предположении одностороннего распространения разрыва вдоль длины со скоростью $v_{rup0}=0.5c_S$; где c_S средняя скорость S-волн вокруг моделируемого очага, а 0.5 – это условное предполагаемое значение для числа Маха. Таким образом, $T_1 = L/v_{rup0}$. Для общей ориентировки могут быть полезны несколько упрощенные варианты зависимостей L, W, S и длительности от M_w , приведенные в [Гусев, Мельникова 1990; **Gusev, 1991**]; там же приводятся соотношения между M_w и традиционными магнитудами.

2. СПЕЦИФИКАЦИЯ СБРОШЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ: ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ВОЗМОЖНЫЕ СЛОЖНОСТИ

Спецификация сброшенного напряжения (или параметра δ) для конкретного практического моделирования – это непростая процедура, требующая особого обсуждения. В предыдущем разделе упоминался параметр глобального сброшенного напряжения $\Delta\sigma_{gl}$. Предположим, что глубина центра очагового прямоугольника H_c, его угол падения, значения L и W уже зафиксированы, тогда можно полагать, что параметр δ связан непосредственно с $\Delta\sigma_{gl}$. Однако это не значит, что процедуры сейсмологической интерпретации, которые применяются для оценки параметра «сброшенное напряжение», будут воспроизводить значение $\Delta\sigma_{gl}$ хотя бы в среднем. Наиболее аккуратные «низкочастотные» оценки $\Delta\sigma_{gl}$ – это те, опираются на значение M_0, найденное по длиннопериодным поверхностным волнам или по геодезическим данным, причем это значение M_0 должно комбинироваться с независимыми оценками геометрии очага. Оценка сброшенного напряжения для этого случая будет обозначаться $\Delta\sigma$(НЧ). Обычно столь же малоискаженная оценка сброшенного напряжения получается по результатам инверсии параметров очага по записям сильных движений вблизи него. В других случаях размер очага оценивается неявным образом на основе анализа спектров наблюденных объемных или поверхностных волн, которые охватывают окрестность корнер-частоты f_c для данного события. Тогда можно получить оценки корнер-частоты, а по ней - характерного очагового времени ("корнер-периода" $T_c = 1/f_c$), что дает оценку очаговой длительности). Далее из T_c получают оценки размера очага (типа удвоенного радиуса очага $2R$ или длины L) с использованием некоторых существенных априорных предположений: считают, что можно пренебречь влиянием Допплер-эффекта на f_c; считают известной скорость распространения разрыва и характер его распространения (одно- или двустороннее). По комбинации оценок M_0 и R в предположении кругового очага оценивают $\Delta\sigma$. Такие оценки относительно малонадежны и далее будут обозначаться как $\Delta\sigma$(НЧ, f_c).

Однако в ряде случаев поведение спектра вблизи f_c вообще не анализируется непосредственно, а значение f_c оценивается косвенно с использованием известного значения M_0 на основе экстраполяции спектров объемных волн из диапазона 0.5-5 Гц к более низким частотам. Этот подход основан на вере в то, что стандартная форма спектра типа ω^{-2} по [Brune, 1970] обычно реализуется в природе. Однако для больших землетрясений это предположение часто представляет собой переупрощение. Появление второго спектрального угла и «двухугольных» спектров типа ω^{-0} -ω^{-1} -ω^{-2} является правилом и обнаружено в большинстве изученных регионов [Gusev, 1983; 2012]. Такое поведение ожидается согласно редко упоминаемому варианту модели ω^{-2} по [Brune, 1970] с двумя параметрами f_c и ε, когда $\varepsilon \neq 0$. В рамках этой намного более реалистической спектральной модели только нижняя корнер-частота прямо связана с размером очага. Верхняя корнер-частота, будем обозначать ее f_{c2}, нередко ассоциируется с $1/T_{rise}$ и определяет уровень спектра ускорения. Важно иметь в виду, что большое количество оценок корнер-частоты f_c и сброшенного напряжения $\Delta\sigma$, которые имеются в литературе, основываются на наблюденных спектрах, которые интерпретировались в рамках простой модели ω^{-2} с одиночным углом. Дополнительно запутывает дело популярная и часто используемая рекомендация использовать в качестве «истинного» значение f_c, равное среднему геометрическому нижней и верхней корнер-частот. Полученные подобными способами оценки, если они методически однородны, могут нести важную информацию о типичных спектрах ускорений ($\left|\ddot{M}_0(f)\right|$), однако они легко могут вводить в заблуждение в плане оценки $\Delta\sigma_{gl}$ и "истинной" $f_c = 1/T_c$. Оценки сброшенного напряжения этого рода мы обозначаем $\Delta\sigma$(ВЧ).

В этой области имеется еще один источник для путаницы. Некоторые последователи спектрального подхода по [Brune, 1970] делали свои оценки на основе формул для однородного полупространства. В реальности, даже для скальной площадки необходима поправка для учета реакции слоистой среды. Для землетрясений от умеренных до крупных эта поправка может быть проигнорирована для частот в районе f_c, но при оценке очаговых спектров на высоких частотах ее непременно нужно принять во внимание [Gusev, 1983]. Фактически же некоторые исследователи принимают во внимание наличие слоистости в коре при расчете $\Delta\sigma$(ВЧ) (обозначим эти оценки как $\Delta\sigma$(ВЧ1)); в то же время другие используют модель среды в виде полупространства (обозначим эти оценки как $\Delta\sigma$(ВЧ2)). Эти символы имеют мнемонический характер, потому что по данным о спектрах ускорения, как правило, оценки $\Delta\sigma$(ВЧ2) оказываются приблизительно вдвое выше, чем $\Delta\sigma$(ВЧ1). Имеются и другие искажающие факторы. Так, оценки M_0 по объемным волнам нередко оказываются заниженными. Как условный пример, возможна ситуация, когда для одного и того же события имеется оценка $\Delta\sigma$(НЧ)=12 бар, на основе 100-с поверхностных волн и соответствующем значении M_0; оценка $\Delta\sigma$(НЧ, f_c)= 25 бар, основанная на спектре объемных волн, где f_c связана с наибольшей неровностью в очаге и завышена, а значение M_0 соответственно занижено; и, наконец, пара $\Delta\sigma$(ВЧ1) = 50 бар и $\Delta\sigma$(ВЧ2) =100 бар, причем обе оценки основываются на одном и том же уровне спектра в области 0.5-5 Гц. Следует подчеркнуть, что все это смущающее разнообразие оценок не отражает никаких реальных внутренних противоречий. Важное несоответствие между оценками типов $\Delta\sigma$(НЧ) и $\Delta\sigma$(ВЧ) – это настолько типичное явление, что в последнее время стала устанавливаться тенденция называть параметр $\Delta\sigma$(ВЧ) "параметр напряжения" (stress parameter) вместо "сброшенного напряжения" (stress drop). Из описанной ситуации следует, что нужно быть очень осторожным при попытке обобщить эмпирические данные по сброшенному напряжению и связанным с ним параметрам, с целью создать основу для характеризации сценарного землетрясения. Особенно трудно объединять данные из разных диапазонов магнитуды. Неоднородные данные по сброшенному напряжению никогда не следует формально объединять при таком анализе. В типичных случаях нужно сначала оценить и ввести нетривиальные поправки. Лишь после приведения к единой системе можно проводить объединенный анализ сводки оценок $\Delta\sigma$, полученных разными способами.

Следует также быть готовым к тому факту, что естественные популяции землетрясений не обязаны следовать простой и физически здравой идее, что параметр $\Delta\sigma$(НЧ) или/или $\Delta\sigma$(ВЧ) не зависит (или слабо зависит) от магнитуды. В [Singh, et al., 1989] для мексиканских землетрясений обнаружилось, что наблюденные зависимости ускорений вблизи очага от магнитуды указывают на явную зависимость $\Delta\sigma$(ВЧ) от магнитуды; в этом случае $\Delta\sigma$(ВЧ), по-видимому, снижается с ростом магнитуды. Тренд того же знака, весьма четкий, был обнаружен в [Halldorsson, Papageorgiou, 2005] для двух из трех больших наборов данных сильных движений. Противоположная тенденция была обнаружена в [Gusev et al., 2002] для землетрясения зоны Вранча в Румынии. В этом случае $\Delta\sigma$(НЧ, f_c) выглядело устойчиво в диапазоне M_w =4.5-6.5, однако, увеличивалось скачкообразным образом приблизительно втрое при $M_w \geq 6.8$. Подобным же образом, по-видимому, ведет себя и $\Delta\sigma$(ВЧ). В [Гусев, Павленко, 2009] обнаружено, что связь балл-магнитуда для очагов зоны Вранча имеет ступеньку вверх амплитудой около 0.5 балла также вблизи M=6.5.

Из приведенного обсуждения ясно, что полезно иметь, по крайней мере, две характеристики очагового спектра при заданном фиксированном сейсмическом моменте: одна характеристика может быть связана с корнер-периодом $T_c = 1/f_c$ (длительностью разрыва), вторая связана с f_{c2} и с уровнем спектра ускорения. Параметр $\Delta\sigma$(НЧ) хорошо отражает первую из двух характеристик; в качестве второго параметра можно выбрать $\Delta\sigma$(ВЧ) или другой связанный параметр. Различие между двумя этими характеристиками, как отмечено в [Izutani, 1984], скорее всего, отражает различие между средним по очагу сброшенным напряжением и масштабом вариаций (например, дисперсией) локального $\Delta\sigma$ на площадке очага. Привлекательной альтернативой к использованию параметра $\Delta\sigma$ (ВЧ) является прямое использование высокочастотного уровня очагового спектра ускорения $A_0 = \left|\ddot{M}_0(f)\right|_{f\approx 0.5-5Hz}$. Сводка значений этого параметра, имеется в [Irikura, 2006], см. также [Atkinson, 1993; Aguirre, Irikura, 2007].

Существенный фактор, который влияет на A_0 - это различие между очагами, выходящими и не выходящими на земную поверхность [Dalguer et al., 2008]. В последнем случае, при заданных M_w и S, в силу наличия свободной границы по верхнему краю площадки очага, должны возникать и фактически наблюдаются более низкие значения $\Delta\sigma$(НЧ) и/или C_{MSref}, сравнительно с очагами, не выходящими на поверхность. Однако, надо отметить, что различия в A_0 настолько заметны, что приведенное выше объяснение может быть неполным.

В прикладных исследованиях, когда информация о чертах конкретных очаговых зон может быть весьма ограничена, ценным источником информации о значении $\Delta\sigma$(HF) является различие между истинной магнитудой M (где M - это M_w или чаще M_s) и оценками магнитуды $M^{(\mathrm{MACRO})}$, основанной на макросейсмических данных или "макросейсмической магнитудой" [Kawasumi, 1951; Раутиан и др., 1989; Гусев, Шумилина, 1999]. Например, если имеется выраженная положительная разница ($M^{(\mathrm{MACRO})}$ - M) для набора данных из конкретной очаговой зоны, это может быть хорошим предиктором для необычно высоких значений A_0 для землетрясений из этой зоны. Могут быть использованы и другие макросейсмические параметры, например, площадь зоны ощутимости [Atkinson, 1993]. Надо сказать,

Все это значит, что при практическом моделировании следует управлять, по крайней мере, двумя параметрами сброшенного напряжения: $\Delta\sigma$(НЧ) и $\Delta\sigma$(ВЧ) (или, эквивалентно, A_0). В описанной процедуре моделирования $\Delta\sigma$(НЧ) управляется с помощью параметра δ, определенного выше, в то время как для $\Delta\sigma$(ВЧ), представляются две возможности. В более ранней версии (PULSYN2003), A_0 определяется (при заданной M_w) с использованием суммы значений δ, и другого аналогичного подстроечного параметра δ_{HF} который называется "высокочастотная аномалия логарифма сброшенного напряжения ". Таким образом, поправочный фактор для $\lg f_c$ равен ⅓($\delta+\delta_{HF}$). Этот подход, в котором комбинируются две поправки, не вполне совершенен, поэтому, в версию PULSYN2008 была включена возможность непосредственно задавать параметр A_0 в расчете. Это выполняется путем использования модели спектра с двумя углами (тип "2-Brune" согласно [Atkinson, 1993]). Спектр скорости выражается как сумма двух горбов, каждый из которых имеет стандартную форму согласно модели ω^{-2}. При этом формула Аткинсон слегка модифицирована и параметр A_0 непосредственно включен в число четырех параметров, которые определяют гладкий спектр типа "2-Brune". Надо сказать, что при анализе наблюдательных данных вовсе не всегда ясно, какому именно параметру δ или δ_{HF} - приписать наблюдаемые различия в уровне спектров. Указания на повышенные уровни ВЧ спектров или амплитуд отмечались для коровых очагов, удаленных от стыков полит, в «стабильных континентальных регионах» (SCR) [Johnston 1996; Atkinson, and Boore 1995; см. обзор в Stein&Mazzotti 2007], а также внутри погружающейся плиты для случая зон субдукции (этот случай обозначается «in-slab» или «intraplate») .

Во всем проведенном изложении предполагалось неявным образом, что излучение от различных участков площадки очага имеет аналогичный характер в плане формы спектра, а различается лишь поверхностной плотностью энергии (светимостью). Это – простейший вариант поведения: чем больше сейсмический момент данного участка очага, тем больше его вклад в полную высокочастотную энергию (для конкретной полосы частот). Такое неявное предположение является общим для всех высокочастотных многоэлементных моделей очагов (субочаги-трещины или субочаги-неровности). Однако, в ряде недавних исследований, которые использовали региональные [Kakehi, Irikura, 1996; Nishimura et al., 1996]; см обзор в [Nakahara, 2008] или телесейсмические данные [Gusev et al., 2006] было обнаружено, что нет хорошей корреляции между распределениями по площадке очага (картами) для величины подвижки, с одной стороны, и для уровня генерации высокочастотного излучения (светимостью), с другой. В [Nakahara, 2008] отмечается, что в большинстве случаев высокочастотная энергия предпочтительно излучается из периферии больших пятен высокой подвижки (неровностей), но не связана с максимумами или центрами этих пятен. Такая точка зрения плохо согласуется с результатами серии японских исследований [Kamae, Irikura, 1998; Miyake et al., 2003; Morikawa, Sasatani, 2004; и более поздние работы], где обнаружено, что подход, описанный во Введении к Г1 как "Рецепт", позволяет проводить успешное широкополосное моделирование как низкочастотных, так и высокочастотных движений грунта, в предположении, что все излучение, в основном, генерируется 1-3 большими неровностями. Возможно, это противоречие - кажущееся, и связано с тем, что в "Рецепте" принято, что индивидуальная неровность имеет постоянную по своей площади величину подвижки. Такие неровности неспособны излучать высокочастотную энергию из своей центральной части, и вся высокочастотная энергия излучается с их периферии. Таким образом, отмеченное противоречие может быть разрешено. (Поясним, что свойство излучать высокочастотную энергию только с периферии «плоских» неровностей никак не связано с деталями «Рецепта»; это общее свойство любой модели очага, в которой скорость и величина подвижки в пределах индивидуальной неровности постоянны). В принципе можно было бы включить в проектируемый алгоритм свойство проявлять отмеченную декорреляцию между картой скорости подвижки и картой светимости. Все же подобная тонкая спецификация свойств очага была сочтена преждевременной.

3. РАЗМЕР СУБИСТОЧНИКА, ВРЕМЯ НАРАСТАНИЯ ПОДВИЖКИ И ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ИМПУЛЬСА СУБИСТОЧНИКА

Каждый моделируемый точечный субисточник «является представителем» конкретной ячейки сетки, и отражает виртуальный субисточник конечного размера и приблизительно квадратной формы. Сетка таких субисточников плотно покрывает прямоугольник размером $L \times W$. Обозначим x и y оси вдоль L и W, соответственно, n_x и n_y - количество субисточников вдоль x и вдоль y, а $d_x = L/n_x$ и $d_y = W/n_y$ ($\approx d_x$). - их размеры. Обозначим $d_{sub} = (d_x d_y)^{0.5}$ типичное расстояние между субисточниками. Вообще говоря, можно надеяться снизить до некоторого пренебрежимо низкого уровня искажения, связанные с использованием дискретной сетки, путем использования плотных густых сеток субисточников. Однако такие сетки могут потребовать неприемлемо большого объема расчета функций Грина. Так что обычно необходим определенный компромисс. Минимальное число субисточников, которое требуется для адекватного описания очага в целом, зависит от следующих факторов:

(1) от длительности локального временного хода подвижки или от длительности ее основного максимума;
(2) от расстояния r_{min} между приемником и ближайшей точкой очага;
(3) от необходимой точности описания сигнала, порожденного очагом.

Первый фактор связан с небходимостью представлять пространственно-временную структуру очага без существенных искажений. Импульсы от индивидуальных субисточников должны гладко накладываться друг на друга. Это означает, что d_{sub} должно быть достаточно мало, меньше или, по крайней мере, равно ширине бегущей полоски на очаге. В противном случае промоделированная запись будет состоять из индивидуальных изолированных импульсов, созданных широко разделенными точечными субисточниками, вместо того, чтобы представлять собой реалистический более или менее непрерывно выглядящий процесс.

Имеется взаимосвязь между вторым и третьим фактором. При больших или средних значениях r_{min} (порядка ширины очага W или более), главное проявление пространственно-временной структуры в записанном сигнале для различных лучей – это общий для них эффект направленности. Хорошо известно, что трудно оценить локальное время нарастания подвижки T_{rise} по записям, наблюденным на таких или больших расстояниях; обращая логику этого утверждения, можно ожидать, что ни конкретный выбор значения T_{rise}, ни, тем более, конкретный выбор функциональной формы для описания локального временного хода подвижки, не имеет в данном случае существенного влияния на сигнал. Единственное требование здесь – это чтобы T_{rise} было заметно меньше, чем время распространения сигнала. Таким образом, на таких расстояниях можно игнорировать тонкие детали структуры подвижки и задавать искусственное, заметно большее значение T_{rise}; соответственно требуемое число субисточников, необходимое при практическом моделировании, может быть относительно невелико (например, может быть достаточно сеток типа 13×5).

При меньших значениях расстояния от источника до площадки очага необходим более аккуратный подход и возникают более жесткие требования по отношению к параметру d_{sub}. Эти требования следуют из простого соображения, что чрезвычайно нежелательно, чтобы вклад от некоторого ближайшего одиночного субисточника был бы доминирующим в сигнале, принятом приемником. Чтобы избежать подобного случая, параметр d_{sub} следует выбирать существенно меньше r_{min}, практически не более чем (0.2-0.4) r_{min}.

Рассуждая абстрактно, имеется еще один фактор, который может усложнить выбор параметра d_{sub} - это необходимость аккуратно воспроизводить пространственную структуру поля скорости подвижки на очаге. В самом деле, d_{sub} должен быть менее, чем размер существенных пространственных деталей функции $D(x,y)$. (В сущности речь идет о недопущении наложения пространственных частот при дискретизации.) В рамках развиваемого подхода этой проблемы не существует, потому что (искусственное) дискретное распределение $D(x,y)$ генерируется в области волновых чисел как раз с необходимым уровнем разрешения, так что избыточные детали не могут возникнуть, (чрезмерное сглаживание также не возникает).

Практическое применение описываемого подхода таково. Во-первых, вычисляется значение локального времени нарастания подвижки по [Haskell, 1964].

$$T_{rise} = C_H L/v_{rup0} = w/ v_{rup0} \tag{4}$$

где C_H - это заранее заданная константа. C_H - это отношение локальной длительности подвижки к одностороннему времени распространения $T_1 = L/v_{rup0}$, а $w = C_H L$ – это характерная ширина полоски скольжения на очаге. Численное значение C_H можно предполагать на основе оценок [Heaton, 1990] и [Miyake et al., 2003] порядка 3-15% от полной длительности разрыва. Затем T_{rise} можно численно связать с некоторым конкретным параметром локального временного хода подвижки. Не существует единого общепринятого соотношения такого рода. В дальнейшем принимается, что параметр T_{rise} численно равен удвоенному первому моменту соответствующего временного хода, то есть интервалу времени от момента прихода фронта до временного центра тяжести временного хода скорости подвижки. Это определение согласуется с исходным определением Хаскелла, когда T_{rise} определялась как длительность прямоугольного импульса или огибающей временного хода подвижки. Заметим, что в настоящей версии процедуры значение T_{rise} предполагается одинаковым по всей площадке очага.

Запаздывание между импульсами в дальней зоне от двух соседних субисточников, обозначим его T_{del} – это полный аналог времени между прибытием стартовой фазы и “стоп-фазы ” от двух сторон квадратного субисточника. Пусть v_{rup} – это значение локальной скорости распространения разрыва. T_{del} зависит от угла между направлением луча и направлением местной мгновенной скорости распространения разрыва; в худшем случае этот угол равен 180°, тогда:

$$T_{del}= d_{sub}(1/v_{rup} +1/ c_S^{-})) \tag{5}$$

Легко видеть, что, для того чтобы позволить импульсам гладко перекрываться в приемнике, значение T_{del} должно быть не более, чем полуширина локального импульса подвижки $T_{½}$ (или полуширина его выраженного пика, если подобный существует). Эта идея иллюстрируется схемой (рис. 1). В случаях, когда предполагаемые временные функции – это простые симметричные формы типа прямоугольника, треугольника или сегмента параболы, можно предполагать, что половинное время $T_{½}$ совпадает с T_{rise} /2. В иных случаях можно приравнять $2T_{½}$ ширине пика или горба, упомянутой выше, обозначим этот параметр T_{peak}. Ограничивая дальнейший вывод случаем простого симметричного импульса, можем получить следующее простое условие для параметра d_{sub}:

$$d_{sub} \le T_{½} ((1/ v_{rup})+(1/ c_S))^{-1} . \tag{6}$$

В случае, когда скорость разрыва меняется умеренным образом, можно попытаться заменить параметр v_{rup} в формуле (6) его средним значением v_{rup0}. Если эту идею применить непосредственно, она может привести к трудностям. В самом деле, временные замедления и даже остановки являются типичными чертами реальных разрывов и должны быть допускаемы в процессе моделирования. В таких случаях, v_{rup} становится мало и (6) диктует, что d_{sub} должно быть также очень малым, что нежелательно (потребуется недопустимо большое число субисточников). Однако, это противоречие только кажущееся: оно следует из нашего намерения гарантировать гладкий характер огибающей суммарной функции в приемнике в дальней зоне. Нет смысла выдвигать это требование для случая разрыва, который делает остановки. На практике можно подставить в формулу (6) некоторое умеренно низкое значение локальной скорости распространения разрыва, порядка (0.3-0.5) v_{rup0}. Тем частям очага, где фронт распространяется с низкими скоростями или замирает, нужно позволить создавать разрывы (участки почти нулевых значений) в форме сигнала в дальней зоне.

После того, как рекомендуемое значение d_{sub} определено на основе формулы (6), окончательные значения для d_x и d_y, близкие к d_{sub}, выбираются так, чтобы сделать числа субисточников n_x и n_y вдоль x и y целыми. В “экономическом” случае, когда нас интересует только эффект направленности, то же самое неравенство (6) дает нам минимальное искусственное значение локального времени нарастания T_{rise}, которое находится в согласии с d_{sub}. В этом случае следует использовать только простые симметричные импульсы.

Следует отметить, что даже в том крайнем случае, когда локальный временной ход скорости подвижки имеет дельта-образный характер, сигналы в дальней зоне от субисточника с конечным пространственным размером d_{sub} будут уширены, по сравнению с сигналом от точечного субисточника. Чтобы выявить это уширение в худшем случае, следует решить уравнение (6), зафиксируя d_{sub} и считая $T_{½}$

неизвестным. Типичное уширение для различных лучей и типичных значений v_{rup} составляет порядка $T_b = d_{sub} / c_S^-$. Таким образом, чтобы приблизительно учесть вклад от конечности размера субисточника, можно искусственно увеличить исходную оценку для локального времени нарастания T_{rise} заменив ту, которая задается формулой (4), на $T_{rise1} = T_{rise} + T_b$ (или $(T_{rise}^2 + T_b^2)^{0.5}$).

В случае малых значений r_{min}, описанный путь для задания размера субисточника может привести к появлению неприемлемо малых значений d_{sub}. Как отмечено выше, разумное требование для данного случая заключается в том, чтобы не использовать значения d_{sub} большие, чем (0.2-0.4) r_{min}. Описываемый алгоритм не рассчитан на работу в непосредственной окрестности разлома-очага; но на расстояниях 2-3 км и более может быть практически полезным.

4. ЗАДАНИЕ КАРТЫ КОНЕЧНОЙ ПОДВИЖКИ ИЛИ НАБОРА СЕЙСМИЧЕСКИХ МОМЕНТОВ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ СУБИСТОЧНИКОВ.

Временной ход индивидуального конкретного точечного модельного субисточника (например, номер i) представляет излучение, связанное с подвижкой в очаге на площадке соответствующего протяженного субисточника Σ_i, с размером $\approx d_{sub} \times d_{sub}$. В теории используется временной ход локальной скорости подвижки $\dot{D}(t,x,y)$. Однако, в численной реализации очаг дискретизируется. Для волн с длинами $\lambda \geq d_{sub}$, можно работать со средней скоростью подвижки по площадке субисточника $\overline{\dot{D}(t,x,y)}$, которая непосредственно связана с временным ходом сейсмического момента субисточника :

$$\dot{M}_{0i}(t) = \mu \Sigma_i \overline{\dot{D}(t,x,y)} = \mu \int_{\Sigma i} \dot{D}(t,x,y) d\Sigma \qquad (7)$$

В его самой низкочастотной части это движение характеризуется финальным сейсмическим моментом субисточника, то есть своим интегралом:

$$M_{0i} = \int \dot{M}_{0i}(t) dt \qquad (8)$$

Однако для волн с короткими длинами $\lambda < d_{sub}$, выражение (7) теряет силу. Сущность предлагаемого подхода к моделированию заключается в том, что для генерации правдоподобной широкополосной функции $\dot{M}_{0i}(t)$, которая включает, в частности, такие частоты, где выражение (7) становится незаконным, для этих частот генерация сигнала производится искусственным, косвенным путем, который детально обсуждается дальше. Здесь мы обсуждаем только ограниченную задачу, как провести моделирование наборов значений M_{0i} реалистическим образом. При расчетах, предполагается, что, во-первых, конечную подвижку на очаге можно описать как реализацию двумерного случайного процесса в пределах прямоугольника-разрыва, с определенным спектром мощности $S_0(k_x, k_y)$; во-вторых, что $S_0(k_x, k_y)$ является изотропной на плоскости (k_x, k_y), в третьих, что функция этого спектра степенная (гиперболическая), так что двумерный спектр мощности имеет вид:

$$S_0(k_x, k_y) = S(k) = \mathrm{const} \cdot k^{-2\gamma} \qquad (9)$$

(где $k^2 = k_x^2 + k_y^2 \equiv |\boldsymbol{k}|^2, \boldsymbol{k} = (k_x, k_y)$). Значение параметра - спектрального показателя γ (который задает наклон амплитудного спектра в билогарифмическом масштабе) - это исходный параметр для моделирования.

Такой подход к моделированию подвижки имеет опору в литературе. В [Andrews, 1980] предположено, что $D(x, y)$ имеет фрактальный характер, и сделано предположение, что значение экспоненты γ близко к 2. Когда обсуждаются подобные вопросы, полезно вместо параметра γ рассматривать показатель Херста (Hurst) H, потому что H одинаково характеризует случаи и двумерной функции, и ее одномерного сечения, в то время как параметр γ разный: 0.5+H в одномерном случае и 1+H в двумерном случае. Таким образом, гипотеза Эндрьюса (Andrews) - это H=1. В [Yin, Ranalli, 1995] обнаружено, что функции $D(x)$ найденные прямыми замерами при сейсмогеологических исследованиях согласуются с гипотезой фрактальности и имеют спектр близкий к степенному, для которого $H\approx0.2$. Из результатов инверсии сильных движений по сейсмологическим материалам были получены для двумерного случая оценки H в диапазоне 0.7-1 [Tsai 1997b; Somerville et al., 1999; Mai, Beroza, 2002], это дает γ= 1.7-2.0. Однако, в [Lavallee et al., 2006], отмечается, что высокочастотные компоненты инвертированных карт подвижки могут быть систематически недооценены, либо потому что используется избыточное демпфирование при решении обратной задачи, либо непосредственно за счет фильтрации или сглаживания. Обнаружилось, что наклоны аккуратно оцененных спектров в билогарифмическом масштабе эквивалентны H =(-0.15)-(+0.35) со средним значением около нуля (H = 0.0-0.1), что согласуется с полевыми данными. Этот результат, однако, следует считать спорным с теоретической точки зрения. Как отмечено в [Mai, Beroza, 2002], в истинно фрактальном случае при H<0.5, статическая упругая энергия взаимодействия элементов очага расходится. Однако, это противоречие может быть кажущимся, и его следует понимать просто как указание на то, что степенное поведение с $H \approx 0$ имеет нижний фрактальный предел. На основе данного обсуждения можно сделать лишь сугубо предварительные оценки. Рекомендуется как опорное значение γ= 1.5; оно и принимается по умолчанию.

Другой важный вопрос касается распределения вероятностей для индивидуальных значений M_{0i}, - сейсмических моментов модельных субисточников. Для этой переменной, обозначим ее коротко M_1, предполагается, что распределение является логнормальным с параметрами (m, $\sigma_{\ln,xy}$), со следующей плотностью вероятности (PDF):

$$p(\ln M_1)=N(m,\ \sigma_{\ln,xy});\ \ p(M_1)=\frac{1}{(2\pi)^{0.5}M_1\sigma_{\ln,xy}}\exp\left(-\frac{(\ln M_1-m)^2}{2\sigma^2_{\ln,xy}}\right) \qquad (10)$$

при этом медианное значение M_1 - это exp(m), стандартное уклонение логарифма - это $\sigma_{\ln,xy}$; среднее значение - это exp(m +$\sigma_{\ln,xy}$ $^2/2$), и коэффициент вариации (отношение стандартного уклонения к среднему) - это $CV_{xy}=(\exp(\sigma^2_{\ln,xy})-1)^{0.5}$. Заметим, что при малых $\sigma_{\ln,xy}$, стандартное уклонение логарифма приблизительно совпадает с коэффициентом вариации $CV_{xy}\approx\sigma_{\ln,xy}$. Выбор логнормального закона для карты финальной подвижки гарантирует положительность и дает хороший контроль над масштабом вариаций параметра M_1. Численное значение $\sigma_{\ln,xy}$ определяет, насколько тяжелым будет верхний хвост распределения M_1; то есть насколько выраженными будут "неровности подвижки". При значениях $\sigma_{\ln,xy}$ >1-1.2, получается ассиметричное распределение с достаточно мощным верхним хвостом; оно выраженно негауссовское и ассоциируется с мощными неровностями. При низких значениях $\sigma_{\ln,xy}$ = 0.1-0.4, распределение величины подвижки примерно симметричное и примерно гауссовское; случай $\sigma_{\ln,xy}$ =0 - это случай везде одинаковой по очагу (постоянной, детерминистической) подвижки.

В [Mai, 2004] была выполнена компиляция многих наблюденных результатов инверсии поля подвижки в очаге в удобном стандартном формате и создана онлайновая база данных SRCMOD; это упростило сравнение логнормального закона с наблюдениями. Исследование этих данных [Гусев, 2011] показало их неоднородность, связанную как с различиями в качестве данных и в разрешающей способности наборов данных, так и с различиями общих подходов к решению задачи инверсии. Чтобы оценить характер распределения M_1 , следует отбирать данные наилучшего качества с наименьшей искусственной дополнительной корреляцией. Как формализовать выбор подмножества таких данных, неясно. Поэтому фактический отбор приемлемых данных выполнялся нестрого. Далее приводятся результаты обработки инверсий наилучшего качества для шести событий: три для коровых и три для субдукционных землетрясений. Чтобы проверить применимость логнормального закона, каждый элемент матрицы значений подвижки разделили на среднее по матрице. Изучали распределение таких нормированных подвижек s_i, и параметр $\sigma_{\ln,xy}$ был подогнан к гистограмме в предположении логнормального закона. Результаты были проанализированы путем неформального сравнения гистограмм с расчетной плотностью вероятности $p(s)$. Также была произведена подгонка $p(s)$ в области наибольших значений подвижки путем сравнения эмпирической и расчетной кумулятивных дополнительных функций распределения. Результаты показаны на рис. 2. Можно видеть, что в целом подгонка эмпирических гистограмм к расчетным функциям распределения приемлема. Хотя имеются определенные отклонения, они не выглядят систематическими и не повторяются от события к событию. Сравнение верхних хвостов эмпирических распределений с теоретическими также дает хороший результат. Значение оценки параметра $\sigma_{\ln,xy}$ находится в довольно узком диапазоне 0.7-0.9, со средним значением около 0.8. С теоретической точки зрения ширина распределения, которое проявляется, например, через значение $\sigma_{\ln,xy}$, должна бы расти с числом субисточников. Однако это тенденция едва заметна среди результатов инверсии и пока ее, по-видимому, рано включать в алгоритм моделирования.

Следует также отметить, что для имеющихся данных выбор конкретного закона распределения отнюдь не единственный. Например, качество подгонки данных законом Вейбулла с параметром 0.85 примерно такое же, как для логнормального закона с параметром 0.8. Следует иметь в виду, что оценки M_1 для индивидуальных клеток в моделях очагов, которые изучались в инверсиях, не являются результатами прямых экспериментов, они несут на себе существенный отпечаток процедуры инверсии. Некоторые инверсии допускают нулевые значения M_1, а другие нет; нередко оценки коррелированны между клетками, а объемы выборок всегда малы. Это означает, что обсуждаемый статистический анализ не способен дать по-настоящему надежные оценки и его следует считать, в большой мере, имеющим разведочный характер. Для ограниченных целей моделирования сильных движений в рамках данного подхода, наш выбор логнормального закона выглядит оправданным. Следует также отметить, что теоретические представления описанных функций распределения не имеют особенно тяжелых хвостов: их верхние хвосты лишь умеренно отличаются от Гауссова закона. В качестве окончательной рекомендации в качестве значения $\sigma_{\ln,xy}$, которое можно было бы использовать при моделировании, для использования по умолчанию, было выбрано значение $\sigma_{\ln,xy} = 0.9$, которое было определено по большему объему данных базы SRCMOD. Среднеквадратическое уклонение, описывающее разброс оценок $\sigma_{\ln,xy}$, для индивидуальных событий, составляет около 0.2.

Описанное изложение вероятностных свойств карт подвижки можно сравнить с результатами [Somerville et al., 1999], которые параметризовали полученные инверсией карты подвижки по следующей грубой схеме: модифицировали форму «наблюденных» неровностей, делая их прямоугольными, а затем классифицировали ячейки карты на два класса: неровность и фон, усредняя значения подвижки в пределах каждого класса. Они обнаружили, что суммарная площадь неровностей S_a, если ее определить как часть поверхности разрыва, где величина подвижки превышает среднюю в 1.5 раза, покрывает примерно 25% полной площади разрыва {18.4%}, причем, средняя подвижка на этих "верхних" 25% площади составляет приблизительно 2 раза {2.36 раза} по сравнению со средней подвижкой $\overline{D}$. В фигурных скобках даны значения для логнормального закона со значением $\sigma_{\ln,xy} = 0.9$; расхождение сочтено несущественным.

Поскольку реалистические значения $\sigma_{\ln,xy}$ достаточно умеренны, можно было упростить процедуру моделирования, допуская, что корреляционные (и поэтому спектральные) свойства двумерных полей M_1 с одной стороны, и $\ln M_1$, с другой стороны, можно считать аналогичными. Фактический алгоритм моделирования включает следующие шаги. Сначала создается дискретное двумерное поле стационарного случайного белого гауссова шум $A(x,y)$, которое генерируется на ограниченном участке неограниченной плоскости (x,y), а именно на квадрате размера $Q\times Q$, причем $Q>L$, $Q>W$. Результат можно представить себе как дважды периодическую функцию (с периодами (Q и Q) или как функцию, определенную на торе. На втором шаге над функцией $A(x,y)$ выполняется фильтрация в волночисловой области (k_x, k_y). После преобразования Фурье спектр "окрашивается" путем умножения на $k^{-\gamma}$ (уравнение (9)) и возвращается в область (x,y), давая результат $B(x,y)$; функция распределения при этом сохраняется гауссовской. Далее создается положительное стационарное негауссовское поле $C(x,y) = \exp(B(x,y))$ над областью $Q\times Q$ с заданной логнормальной функцией распределения. Функция $C(x,y)$ – это предварительная версия распределения M_{0i}.

Когда функция $C(x,y)$ получена, следует перейти к определению поля в ограниченном прямоугольнике $L\times W$. Простейший способ сделать это - вырезать участок размером $L\times W$, что эквивалентно применению двумерного прямоугольного окна. Такой подход, однако, сомнителен, по двум причинам. Во-первых, есть заметные шансы на то, что при таком слепом вырезании самый большой пик функции подвижки будет создан прямо на краю прямоугольника. Это выглядит нежелательным, однако наше понимание устройства реальных распределений подвижки по очагу весьма ограниченное, и природа может реализовывать именно этот случай. Поэтому в принятом алгоритме предусмотрены две опции: либо допустить возможность такого резко ассиметрично расположенного пика, либо подавить такую возможность. В последнем случае используется следующий алгоритм. Поскольку $C(x,y)$ можно считать определенной на торе, производится циклическое вращение вдоль x и y таким образом, чтобы "большие холмы" имели малые шансы появляться на краях будущего прямоугольника $L\times W$. (Поясним, что циклическое вращение не меняет амплитудного спектра).

После создания поля в пределах прямоугольника $L\times W$, обнаруживается следующая сложность. Как хорошо известно, применение прямоугольного окна к стационарному процессу или полю существенно искажает спектр. Конкретный характер искажения – это порождение дополнительных искусственных высокочастотных компонент. Как обычно в подобных случаях, чтобы подавить подобные эффекты, применяется функция окна, спадающая к нулю на краях, в форме прямоугольной «шапочки». Принятая функция окна вдоль координаты x следующая:

$$f(x/L)=f(u)=(u(1-u))^g \tag{11}$$

Подобная же формула применяется для оси y, с заменой W на L. В случае дискретной сетки эта формула слегка модифицируется, для того, чтобы не генерировать точно равные нулю амплитуды вдоль периметра. Параметр g контролирует гладкость краев этой модулирующей функции; выбор значения g позволяет моделировать: (1) полуэллипс, ожидаемый в случае трещины с постоянным сброшенным напряжением при g =0.5; (2) колоколообразную форму при $g \geq$1.5-2; и (3) приблизительно параболический "холм" при g=1 в приемлемом согласии с последними результатами [Manighetti et al., 2005]. Это детальное эмпирическое исследование наводит, однако, на мысль, что, может быть, желательно применять ассиметричную форму шапочки в отличие от принятой здесь формы (11). Надо, однако, отметить, что симметрия функции огибающей (11) отнюдь не означает симметрии индивидуальных случайных реализаций. Следует ли предусмотреть явное задание ассиметрии функции шапочки - пока не ясно. Но, так или иначе, то разнообразие вариантов, которое обеспечивается формулой (11) в комбинацией с куском стационарного случайного поля, может быть недостаточным. Чтобы добавить гибкости принятой процедуре, в алгоритме предусмотрена в качестве альтернативы возможность задавать поле значений M_{0i} извне процедуры моделирования. При этом можно либо жестко задать само распределение M_{0i}, либо задать произвольную функцию окна и использовать ее вместо (11) в качестве модулирующей функции, комбинируя ее со случайным модельным стационарным полем. Так, в частности, легко моделируются многосвязные очаги (из нескольких кусков).

Существенная неясная проблема в том, как моделировать реалистические распределения величины подвижки в функции глубины субисточника. Этот вопрос изучался в [Somerville et al., 1999], и было обнаружено большое разнообразие вертикальных распределений подвижки, из которого трудно вывести какое-либо простое правило. Один достаточно определенный вывод таков: для разрывов, выходящих на поверхность, нет явного систематического увеличения подвижки с приближением к поверхности, на малых глубинах. Из теоретических соображений в случае, когда сброшенное напряжение примерно постоянно по площадке, такого увеличения можно было бы ожидать в силу влияния свободной границы, которая формируется на верхнем крае прямоугольника-очага. Возможно, отсутствие подобной тенденции означает, что вблизи дневной поверхности локальное сброшенное напряжение не может быть велико из-за низкого всестороннего давления. Таким образом, похоже, что нет необходимости использовать особые процедуры моделирования отдельно для случаев заглубленных или выходящих на поверхность разломов. Тем не менее, в алгоритме предоставляется возможность убирать условие нулевых значений подвижки вдоль верхней границы очага, выходящего на поверхность. На рис. 3 приводится пример модельного распределения M_{0i}, синтезированного по описанному алгоритму.

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФРОНТА РАЗРЫВА

В принятом алгоритме предполагается, что распространение разрыва начинается в одном конкретном точечном субисточнике, который выбирается как ближайший к заранее заданному положению точки старта (кратко - гипоцентра). Для того, чтобы выбрать положение модельного гипоцентра, можно использовать определенные эмпирические тенденции. Так, очаги взбросов обычно зарождаются в их нижней части и растут вверх. В плане положение эпицентра на площадке очага обычно асимметрично (одностороннее вспарывание), хотя исключения из этого правила достаточно обычны, порядка 10-20% случаев. Могут быть полезны результаты работы [Mai et al., 2005]. Выбор гипоцентра никак не формализован в рамках описываемой процедуры; гипоцентр задается извне. Средняя по очагу скорость распространения разрыва v_{rup0} определяется в алгоритме как произведение средней по очагу скорости поперечных волн c_S и заданного значения среднего по очагу числа Маха (причем значением по умолчанию является 0.5):

$$v_{rup0} = \text{Mach}\ c_S \tag{12}$$

Возможная вертикальная неоднородность c_S (равно как и упругих модулей) игнорируется.

Процесс распространения фронта моделируется кинематически; динамических расчетов не производится. Предусмотрены два варианта моделирования фронтов разрыва: круговые фронты и произвольные фронты. В более простом варианте круговых фронтов распространение разрыва предполагается происходящим от начального субисточника вдоль радиуса шагами с постоянной скоростью, причем каждый шаг покрывает расстояние, равное d_{sub}. Для каждого шага между последовательными кругами радиуса id_{sub}, где i =0, 1, 2..., генерируется случайное значение локальной скорости разрыва v_{rup}. Эти значения v_{rup} считаются независимыми с заданным средним v_{rup0} и с постоянной плотностью вероятности в диапазоне [(1-D_v) v_{rup0}, (1+D_v) v_{rup0}]. Здесь используется параметр относительной ширины D_v, который задается как константа. В настоящей версии не разрешается, чтобы разрыв останавливался или очень сильно замедлялся; поэтому имеется нижняя граница локального значения скорости, она задана по умолчанию величиной 0.3 км/с. (В принципе, это - спорный вопрос, потому что землетрясения - дублеты реально существуют). В результате такого построения определяется история скорости разрыва вдоль радиуса. В сущности, это линейный тренд, на который накладывается броуновское движение. Путем интерполяции этой функции, определяется время прихода фронта разрыва для каждого точечного субисточника, который предполагается расположенным в центре ячейки. Когда фронт пройдет по всем ячейкам, определяется суммарное время распространения разрыва T_{prop} как максимум среди всех возможных значений времени прихода фронта.

В более продвинутом варианте задается двумерное распределение случайных значений v_{rup}, которое управляет историей распространения фронта. История распространения фронта моделируется на основе случайного распределения скорости по очагу. Когда такое поле построено, эволюция фронта моделируется, начиная с гипоцентра и до тех пор, пока вся поверхность не будет разрушена. Моделирование эволюции делается на основе принципа Гюйгенса: каждая точка сетки (субисточник), которая оказывается на фронте разрыва в определенный момент времени, считается источником “сигнала к разрыву”, который распространяется к соседним узлам с локальной скоростью v_{rup}. Эволюция фронта прослеживается с некоторым дискретным шагом по расстоянию, и величина этого шага автоматически корректируется, если надо предотвратить проблемы с сингулярностью геометрии фронта. Распределение скоростей разрыва $v_{rup}(x,y)$ по очагу генерируется примерно по той же, , схеме, что и для распределения величины подвижки. А именно, сначала генерируется двумерное гауссово случайное поле с заданным спектром мощности, который также принимается как степенной по волновому числу. Корреляционные свойства этого поля определяются неявным образом через названный спектр мощности. Значения этого поля нельзя использовать непосредственно как значения местной скорости разрыва, потому что их распределение гауссово, а при этом определенная доля узлов будет иметь отрицательную или, наоборот, недопустимо высокую скорость. Чтобы обойти эту проблему, значения, распределенные по Гауссу, замещаются значениями из другого распределения, более подходящего для скоростей разрыва; в этом преобразовании ранг конкретного значения в вариационном ряду сохраняется. В фактическом алгоритме используется однородное распределение. В результате низкие значения исходного поля преобразуются в низкие значения выхода, высокие также в высокие, но неадекватные отрицательные или слишком высокие значения скорости исчезают. С помощью подобной процедуры удается изменить закон распределения, сохраняя приблизительно свойства пространственной корреляции. (Выполненный в предыдущем разделе переход от гауссова к логнормальному закону для скорости подвижки, в сущности, представляет собой аналогичную замену, но там она более проста технически.) Чтобы подавить искажения, связанные с дискретностью моделирующей сетки, распространение фронта разрыва сначала прослеживается по более плотной сетке, а результаты такого расчета затем прореживаются. С помощью использования различных степеней пространственной корреляции, которые управляются показателем степенного закона в спектре, а также различных функций распределения для индивидуальных значений скорости можно моделировать большое разнообразие стилей распространения фронта: от приблизительно кругового до достаточно прихотливого. Надо отметить, что использование именно коррелированных значений случайного поля скорости принципиально необходимо для правдоподобного моделирования: если использовать некоррелированное поле скоростей (с “белым” спектром), то при этом порождаются лишь слегка возмущенные, приблизительно круговые фронты. Пример истории распространения промоделированного фронта разрыва виден на рис. 3.

6. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫХ ВРЕМЕННЫХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ КАЖДОГО СУБИСТОЧНИКА (ЭТАП 1, ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ ОЧАГ)

Набор временных функций субисточников – это главный инструмент прикладного описания очагового процесса. Вообразив применение согласованной пары НЧ и ВЧ фильтров к каждой функции набора, его можно представлять себе как состоящий из двух компонент: низкочастотной и высокочастотной. Низкочастотная часть (т.е. та компонента, которая наблюдается при низком разрешении по времени) описывает общий характер изменения местной скорости подвижки. Соответствующие временные функции - гладкие, и их форма хорошо коррелирует от точки к точке, так что гладкость имеет место и по пространству. Таким образом, низкочастотное поведение очагового процесса можно считать простым и, в сущности, детерминистическим. Высокочастотная компонента временного хода субисточников характеризует случайные индивидуальные черты локальной подвижки; в простейшем способе моделирования этот временной ход принимается некоррелированным между соседними субочагами. Физически высокочастотные временные функции играют две роли. Во-первых, они прямо описывают временной ход подвижки, осредненный по ячейке субисточника, т.е. истинный временной ход сейсмического момента субисточника. Во-вторых, они интегрально описывают высокочастотную сейсмическую энергию, излучаемую площадкой субисточника. Эта энергия генерируется за счет вариабельности подвижки на очаге в пределах малых пространственных шкал, начиная от размера субисточника и более мелких. В самом деле, описываемая схема моделирования основана на искусственной конструкции, когда все точки в пределах субисточника движутся в фазе. Эта неточность должна быть как-то скомпенсирована. Кроме того, при пространственной дискретизации возникает отсекание пространственного спектра финальной подвижки на волновых числах выше характерного значения $1/d_{sub}$, из-за чего эффекты детальной пространственной структуры становятся принципиально ненаблюдаемыми и существенная часть высокочастотной сейсмической энергии искусственным образом подавляется. Этот дефект также необходимо исправить. Именно для этой цели приходится использовать тот кратко описанный выше подход, когда временной ход субисточников подгоняется для согласия с эмпирическими спектрами, которые считаются заданными в дальней зоне. Использование такого подхода, в сущности, является средством обойти названные проблемы. Отметим, что баланс между энергиями двух обсуждаемых компонент не определен жестко; он зависит от во многом произвольного выбора значения d_{sub}, однако алгоритм построен так, что суммарный спектр компонент в среднем сохраняется.

Длина временного окна с ненулевыми значениями $\dot{M}_{0i}(t)$ связана со значением T_{rise}; она либо равна этой величине, либо несколько больше в случае, когда используется ассиметричная огибающая. Технически функция $\dot{M}_{0i}(t)$ моделируется на интервале с длительностью T_{loc}=(1.0-2.5)T_{rise}. Для того, чтобы описать широкополосное излучение, которое заполняет этот интервал времени, на первом шаге генерируется стационарный случайный шум, заполняющий данное окно. Этот шум белый (либо розовый) и имеет ненулевое среднее. В конечном счете этот шум будет преобразован в окончательную временную функцию.

Существенным шагом при проектировании алгоритма является выбор подходящего распределения для амплитуд шума. Пока не существует теоретических оснований для того, чтобы сделать подобный выбор, и закон нужно выбирать на основе ограниченной эмпирической информации. Важным источником информации является распределение пиков акселерограмм, записанных вблизи очага, и других амплитуд высокочастотных сигналов. Как было отмечено во введении, такие распределения часто являются тяжелохвостыми, с увеличенной вероятностью больших отклонений по сравнению с гауссовым законом; в результате на трассе акселерограммы появляются выбросы (спайки). Верхний хвост для дополнительной функции распределения в подобном случае распределения часто аппроксимируют степенным законом: $\mathrm{Prob}(x'>x) \sim x^{-\alpha}$; где показатель α - это ключевой параметр, который описывает поведение верхнего хвоста распределения (стандартный пример – это гиперболический закон или закон Парето). Гусев [Гусев, 1988] впервые предположил, что пики ускорений вблизи очага имеют тяжелохвостое негауссово распределение с верхним хвостом, имеющим степенной характер. Он предложил значение $\alpha\approx 2$, которое в настоящее время кажется слишком низким. В работе [Gusev, 1992] была получена оценка α=2.3-2.6 по соотношению пиковой и среднеквадратической амплитуды для телесейсмических данных. В работе [Gusev, 1996] было проанализировано эмпирическое распределение пиков 32 акселерограмм мексиканских землетрясений больших магнитуд, запсанных на расстоянии 30-100 км, и было показано достаточно надежно, что тяжелохвостое распределение пиков акселерограмм – это реальность. Было показано, что простейшая модель акселерограммы в виде сегмента гауссова стационарного процесса неприемлема для описания данных. Однако степень выраженности тяжелохвостого поведения, которое было выявлено в этом исследовании, оказалась достаточно умеренной: $\alpha\approx$ 5. Степень резкости выбросов акселерограммы заметно спадает с увеличением гипоцентрального расстояния, потому что рассеяние и многолучевость вдоль трассы распространения волн делает распределение вероятности сигнала более близким к гауссовому и, следовательно, менее тяжелохвостым (происходит “нормализация сигнала”). Таким образом, для непосредственной окрестности очага, и подобным образом для излучающего пятна на очаге более реалистический интервал оценок может быть α=3 - 4. Надо сказать, что концепция тяжелохвостых пиков высокочастотного излучения недавно была поддержана в [Lavallee, Archuleta, 2005].

В процедуре, которая применяется в данной работе, распределение амплитуд сигнала, порожденного субисточником, описывается логнормальным законом (подобным (10), но с другим параметром $\sigma_{\ln,t}$). Значение $\sigma_{\ln,t}$ определяет степень интенсивности выбросов таким же образом, как $\sigma_{\ln,xy}$ определяет степень выраженности неровностей для подвижки. С технической точки зрения, для выборок ограниченного объема 100-300, верхние хвосты степенного закона и логнормального закона не очень различаются, реальные данные можно подогнать любым из этих двух законов путем подходящего выбора параметров. Чтобы обосновать сделанный здесь выбор, нужно отметить, что формула (10) дает намного более реалистическое описание центральной части распределения, чем закон Парето. К тому же казалось удобным использовать единый теоретический закон распределения вероятностей для моделирования очагового процесса и в пространстве, и во времени в ситуации, когда ни тот, ни другой хорошо не известен. Легко преобразовать диапазон параметра α в соответствующий диапазон параметра $\sigma_{\ln,t}$, если задать определенный интервал квантилей, в пределах которого подгонка должна быть осуществлена. В данной работе использовался интервал квантилей 0.3-3%, и тогда диапазон α=3-4 может быть преобразован в диапазон $\sigma_{\ln,t}$ = 0.8-0.65 для логнормального закона. Наше предпочитаемое значение для $\sigma_{\ln,t}$ в данной работе, рекомендуемое в качестве значения по умолчанию, это $\sigma_{\ln,t}$ = 0.75, что примерно соответствует α=3.3. Отметим, что степень выраженности выбросов, которые наблюдаются на акселерограммах вблизи очага реальных землетрясений, сильно варьирует от события к событию и от записи к записи; поэтому в качестве базового диапазона при выборе вариантов этого параметра можно выбрать диапазон $\sigma_{\ln,t}$ = 0.6-1.1.

В [Gusev 1989; Lavallee, Archuleta, 2005] тяжелохвостое распределение вероятности ускорений связывали с аналогичным распределением локального сброшенного напряжения на очаге, или с неровностями малого размера. Эта идея вообще может быть вполне корректной, но надо понимать, что иногда выраженные выбросы могут быть сгенерированы принципиально иным механизмом, а именно, за счет конструктивной интерференции частей бегущего фронта разрыва (см. хороший пример в [Oglesby, Archuleta, 1997]). В этом случае имеет место динамическое явление типа случайной фокусировки волн, которое не связано прямо со статическими чертами очага, и в частности со статистикой локального сброшенного напряжения. Такую возможность следует принимать во внимание; и надо в этой связи признать, что описание, которое включено в описываемую процедуру моделирования, является в существенной степени феноменологическим. Можно все же полагать, что применяемый здесь подход вполне способен реалистически моделировать ключевые вероятностные свойства акселерограмм.

Для моделирования временного хода скорости подвижки или производной сейсмического момента субисточника использовались случайные функции на конечном интервале времени. На первой стадии генерируются положительные стационарные сигналы на временном сегменте достаточной длительности с логнормальной вероятностью распределения. Хотя проще использовать здесь дискретный белый шум, было замечено, что слабо коррелированные сигналы типа “розового” шума чуть более эффективны и производят меньше артефактов при моделировании. Это различие между белым и розовым шумом имеет чисто технический характер, поскольку и те, и другие спектры нереалистичны и в конечном счете заменяются на другие. Чтобы получить нестационарный сигнал с конечной длительностью, исходный стационарный сигнал умножается на функцию огибающей (т.е. модулируется). В практическом варианте алгоритма функцию огибающей можно выбрать из нескольких, заранее заданных, семейств. Две основные возможности: (А) - симметрическая "шапочка", совпадающая с формулой (11), включая прямоугольную огибающую, и (Б) импульс Кострова $t^{-0.5}$ - весьма асимметричная гипербола с медленно затухающим хвостом. На практике этот импульс сглаживается, и у него искусственно обрезается хвост. Форма (А) обобщает модель Хаскелла [Haskell, 1966], которая соответствует случаю прямоугольной огибающей, и этой возможности, как правило, достаточно. Однако для большей гибкости предусмотрен второй случай (Б), в котором моделируется поведение кончика трещины, который модифицируется для случая конечной зоны сцепления. Этот случай включен, главным образом, с целью следовать традиции.

После стадии модуляции каждая временная функция субисточника (положительная) перемасштабируется так, чтобы ее интеграл был равен заранее известному сейсмическому моменту субисточника M_{0i}, и, наконец, она сдвигается по времени и отстает на значение запаздывания, определяемого временем прихода фронта. Результат (выход Этапа 1) представляет собой предварительную временную функцию скорости сейсмического момента $\dot{M}_{0i}(t)^{(Э1)}$. Надо отметить, что при модуляции огибающая модулирующей функции является гладкой, неслучайной, в то время как среднее значение положительного стационарного шума (аналог несущей в радиотехнике) является постоянным во времени. В результате набор функций огибающих, которые одинаковы для каждого субисточника (имеют единую функцию формы и длительность) и различаются лишь весовыми коэффициентами M_{0i} и сдвигами по времени, полностью описывает низкочастотную детерминистическую компоненту локальной скорости подвижки на очаге в целом.

Набор $N=n_x \times n_y$ функции $\dot{M}_{0i}(t)^{(Э1)}$ (в единицах скорости сейсмического момента) представляет собой полное описание пространственно-временной структуры предварительного источника. Сумма всех индивидуальных временных историй - это $\dot{M}_0(t)^{(Э1)}$, с амплитудным спектром $|\dot{M}_0(f)^{(Э1)}|$. Это предварительный "очаговый спектр" или Фурье-спектр функции скорости изменения сейсмического момента эквивалентного точечного источника. См. примеры графиков: индивидуальной функции $\dot{M}_{0i}(t)^{(Э1)}$ на рис. 3, а полного набора таких функций на рис. 4.

Существенным концептуальным дефектом описанного выше алгоритма является неспособность создать правдоподобную пространственную корреляцию высокочастотных сигналов. В описанном способе моделирования высокочастотная временная структура развития очага по построению является полностью некоррелированной между субисточниками, в то же время неявно она является полностью коррелированной в пределах площадки самого субисточника (т.е. две точки в пределах субисточника коррелированны полностью). Таким образом, источник является, в определенном смысле, некогерентным, но эта некогерентность довольно сложным образом зависит от частоты и волнового числа. Вдобавок, свойства некогерентности зависят от выбора параметра d_{sub}, который по идее, должен иметь чисто техническую роль в нашей процедуре моделирования. В ряде случаев такая ситуация может быть вполне терпимой; однако в принципе необходим более общий подход. А именно, следовало использовать модель очага с частотно-зависимой длиной корреляции, например как было предложено в [Gusev, 1983; Гусев, 1984]. Для реализации этого свойства была создана специальная процедура, которая вносит необходимый род корреляции между парами субисточников; она включена в версию PULSYN2008 и описана в следующем разделе. После этого уточнения можно ожидать, что в случае малых расстояний от очага до приемника будут генерироваться неискаженные результаты. В принципе, после такой поправки, если отнестись с доверием к предполагаемой здесь модели пространственно-временной случайной структуры источника, становится возможным моделировать движение очага с произвольной степенью детальности и, соответственно, движение грунта на произвольно малых расстояниях от источника до приемника. Однако это - лишь принципиальная возможность, требующая проверки; на практике она к тому же ограничена допустимым числом субисточников.

7. СОЗДАНИЕ НАБОРА СЛУЧАЙНЫХ ВРЕМЕННЫХ ФУНКЦИЙ СУБИСТОЧНИКОВ С ПРИЕМЛЕМЫМИ СВОЙСТВАМИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОРРЕЛЯЦИИ

В простых некогерентных моделях источника [Blandford, 1975; Hanks, 1979 и им подобные] все высокочастотные субисточники предполагаются статистически независимыми, их временные функции некоррелированными, а вклады в энергию очага аддитивными. Эта хорошая исходная идея, но она не достаточна для того, чтобы систематически связывать локальную скорость подвижки с потоком излучения (или со светимостью) очага. Как преодолеть эту проблему, предложено было в [Gusev, 1983; Гусев, 1984], где отмечается, что для стохастического очага землетрясения разумной является гипотеза, что для излучения некоторой спектральной полосы вблизи частоты f высокочастотный излучатель S-волн имеет радиус корреляции r_c, близкий к соответствующей длине волны $\lambda = c_S / f$. Конечно, если такой излучатель возбуждается искусственно (извне), в его пространственной структуре можно вообразить наличие как угодно мелких деталей. Однако эффект таких деталей будет чисто локальным и будет выражать себя только в статическом поле; другими словами будут генерироваться только неоднородные неизлучающие “волны”. Таким образом, это мелкомасштабное движение, если оно реально и существует, практически не наблюдаемо в волновом поле даже в этом случае. Однако, можно ожидать, что для источника, который не возбуждается искусственно, а создается упругой отдачей в упругой среде, предположение, что корреляционная длина $d_c = 2r_c$ близка к (или превышает) λ является разумным начальным предположением. Для того, чтобы описать источник с такими свойствами на простейшем языке, в [Gusev, 1983; Гусев, 1984] предполагается, что для каждой заданной частоты очаг можно предполагать состоящим из набора независимых излучающих пятен размером $d_c = \lambda$. Тогда можно связать движение очага и излучение в дальней зоне в полосе вблизи частоты f. Назовем частотно-зависимые пятна в очаге из [Gusev, 1983; Гусев, 1984] “λ-пятнами”. Надо отметить, что все дальнейшее обсуждение рассматривает только высокочастотное излучение, шумоподобную компоненту сигнала от очага. В дальнейшем мы должны аккуратно различать между “численным субисточником”, т.е. точечным субисточником в центре ячейки очага, с одной стороны, и соответствующей квадратной ячейкой исходного очага, которая на самом деле имеет непрерывную (по (x, y)) функцию скорости подвижки, с другой стороны. Эти два случая будут называться, соответственно, δ-субисточник и ячейка-субисточник.

Существует важное различие между упомянутым теоретическим случаем, когда размер пятна зависит от частоты (λ -пятно), и вышеописанной численной процедурой, в которой создаются независимые источники фиксированного размера, которые генерируют высокочастотные сигналы в широком диапазоне длин волн. Рассмотрим сначала случай излучения в полосе вблизи относительно высокой частоты f_1, с очень малой длиной волны $\lambda_1 \ll d_{sub}$. Тогда каждая ячейка – субисточник состоит из множества некогерентно излучающих λ-пятен и их суммарный эффект корректно описывается на основе высокочастотного амплитудного спектра и случайных фаз. В этом случае смоделированная временная функция для соответствующего δ-источника будет адекватной, а корреляцией между излучением от соседних пятен можно смело пренебречь. Таким образом, развитый выше подход применим непосредственно, и проблем не возникает.

В противоположном случае умеренной частоты f_2 (однако, все еще находящейся в высокочастотной части спектра) и волн, намного более длинных по сравнению с размером субисточника, $\lambda_2 \gg d_{sub}$, предположение об отсутствии корреляции временных функций между субисточниками становится очевидным образом неверным. Чтобы исправить эту ситуацию, достаточно наложить условие пространственной корреляции на временные функции субисточников. После такой подправки не видно никаких существенных проблем, которые могла бы создавать предлагаемая процедура вблизи очага.

В качестве исходного материала для алгоритма, который решает описываемую задачу, удобно было использовать набор пространственно некоррелированных сигналов, который был создан в процедуре из предыдущего раздела. Чтобы модифицировать этот набор желательным образом, была применена следующая достаточно простая схема. (1) Сначала для каждого субисточника его временной ход расфильтровывался гребенкой фильтров на набор спектральных полос, которые суммарно представляли исходный сигнал. При этом каждая такая полоса имела хорошо определенную центральную частоту. (2) Для каждой полосы и для каждого абсолютного момента времени выполняется сглаживание по пространству (вдоль пространственных осей) путем применения подходящего двумерного (по (x, y)) фильтра. Ширина импульсной характеристики (или корреляционная длина) такого сглаживающего фильтра должна быть близка к длине волны, которая определяется центральной частотой соответствующего полосового фильтра. Для сигналов, у которых длины волн менее d_{sub} , никакой дополнительной обработки не нужно; (3) Для каждого субисточника результаты реорганизуются обратно в виде временных функций и суммируются по всем частотным полосам, таким образом, восстанавливается сигнал в исходной широкой полосе. На входе описанный алгоритм получает нормализованный сигнал (приведенный к единичному интегралу); неоднородная пространственная структура, которая выражается в наборе значений M_{0i}, сначала подавляется перед выполнением данной процедуры, а затем восстанавливается.

На рис. 5 данный подход иллюстрируется для случая стационарных сигналов, идентичных по среднеквадратической амплитуде, которые были обработаны с помощью описанной процедуры в случае одного пространственного измерения, используя на входе дискретный белый шум. Показана цепочка из 100 субисточников, которые размещены вдоль оси x с интервалом 0.63 км, интервал времени, который рассматривается –16 с, и самая верхняя рассматриваемая частота – это 8 Гц. Две показанные здесь пары картинок приведены для двух конкретных полос частот, вырезанных из исходного сигнала, с осевыми частотами 2.8 и 0.7 Гц; соответствующие длины корреляции составляют 1.25 и 5 км соответственно. Из пары графиков один изображает пространственно-временной сигнал до наложения корреляционной структуры, а второй представляет собой результат пространственного сглаживания. Широкополосные сигналы не показаны, потому что после суммирования по полосам, тонкая корреляционная структура, которая создается в данном алгоритме, становится визуально неразличимой.

8. ЗАДАНИЕ “ЦЕЛЕВОГО” АМПЛИТУДНОГО СПЕКТРА

Предварительное пространственно-временное описание очага в качестве набора функций $\dot{M}_{0i}(t)^{(Э1)}$ должно быть модифицировано для того, чтобы спектры временных функций окончательного смоделированного очага соответствовали избранному закону масштабирования спектров, приемлемому для региона работ. Можно использовать сглаженные эмпирические средние спектры непосредственно, примерно такие как в [Gusev, 1983], или использовать параметрические описания форм спектров. Разница не принципиальна, потому что путем увеличения числа параметров можно аппроксимировать достаточно сложные эмпирические законы; см., например, [Koyama, 1985]. Обычный подход заключается в том, чтобы использовать закон масштабирования по [Brune, 1970] в его простейшей форме, с одним углом. Выше были даны аргументы в пользу того, что подобное описание, скорее всего, переупрощенное. В описываемую процедуру включен ряд возможностей, среди которых следующие: (1) использование закона [Gusev 1983; Гусев, 1984], с присущим ему отсутствием подобия формы спектров, в табулированной форме, (эта модель в общем устарела, но может быть полезной); (2) использование формулы [Brune, 1970] с ε=0, в трехпараметрической (L,W, $\Delta\sigma$) модификации [Joyner, 1984], которая должна лучше описывать спектры для очагов удлиненной формы; (3) четырехпараметрическая модель “2-Brune” согласно [Atkinson, 1993], эта модель способна описывать спектральные законы масштабирования как с наличием, так и с отсутствием подобия; (4) явное задание целевого спектра в табличной форме.

Аналитическая форма спектра по Бруну, как известно, плохо работает в области спектрального угла. Так, даже для детерминистического случая сигнала в форме простого равнобедренного треугольного импульса первый нуль спектра формируется точно на частоте спектрального угла. Подобные проблемы отсутствуют в предлагаемой процедуре, поскольку вся спектральная полоса от f=0 до, примерно, f= (4-6) f_c (где f_c - корнер-частота) формируется на основе независимо моделируемой низкочастотной истории очага, а информация о целевом спектре по существу не используется. В этом диапазоне частот все отклонения от стандартного закона масштабирования, которые могут быть связаны с нестандартной средней скоростью разрыва или с различием длительностей очагового процесса для случаев одностороннего и двустороннего типа разрыва, автоматически учитываются при моделировании.

Для случая типичного сброшенного напряжения, (т.е. при δ =0), можно использовать целевые спектры непосредственно из упомянутых спектральных семейств. Для того, чтобы подогнать целевую форму спектра в случае нестандартного значения сброшенного напряжения, используется параметр δ. Пусть для стандартного случая δ=0 и для вариантов значения M_w или M_0 опорные значения f_c и $\Delta\sigma$ - это $f_{c,ref}$ и $\Delta\sigma_{ref}$. Традиционное предположение масштабирования очагов дает связь $\Delta\sigma \propto M_0\, f_c^{\,3}$. Поскольку $\Delta\sigma = \Delta\sigma_{ref} 10^{\delta}$, то можно записать формулу:

$$f_c(M_0, \Delta\sigma) \propto M_0^{-1/3}\, \Delta\sigma^{1/3} = M_0^{-1/3}\, \Delta\sigma_{ref}^{1/3}\, 10^{\delta/3} \qquad (12)$$

Таким образом, для параметрически заданного спектрального закона масштабировать спектр при заданном M_0 к случаю нестандартного сброшенного напряжения следует путем следующей модификации стандартного значения корнер-частоты f_c:

$$f_c(M_0, \delta) = f_{c\,ref}(M_0)\ 10^{\,\delta/3} \tag{13}$$

В случае масштабирования спектров по формулам [Atkinson, 1993] аналогичная поправка может быть внесена в значение обеих характерных частот f_a и f_b.

Для непараметрического табулированного спектрального закона масштабирования, полученного как эмпирическое среднее, Дж. Панца предложил следующую процедуру (Panza, 1999, личное сообщение). Пусть имеется эмпирический средний закон масштабирования $\dot{M}_0(f)^{(Ц)}$ для случая $\delta = 0$, и, кроме того, имеется нестандартное значение сброшенного напряжения, выраженное через параметр $\delta \neq 0$, тогда можно заимствовать форму спектра от вспомогательного опорного события, (индекс “AU”), которое следует закону масштабирования, но с другим значением M_0, (например, если $\delta > 0$, то со значением M_0 , меньшим относительно опорного), обозначим это значение $M_{0,\mathrm{AU}}$. Этот спектр с приемлемой формой, но некорректным абсолютным уровнем может быть далее домножен на подходящий коэффициент, чтобы дать правильное значение M_0. Для события “AU” со значением $\delta=0$, из формулы (13), $f_c(M_{0,\mathrm{AU}}, \Delta\sigma_{ref}) = \mathrm{const}\ M_{0,\mathrm{AU}}{}^{1/3}\ \Delta\sigma_{ref}{}^{1/3}$, в то время как для целевого события с $\delta \neq 0$ и заданным M_0, снова из (13), $f_c(M_0, \Delta\sigma) = \mathrm{const} \cdot M_0{}^{-1/3}\ \Delta\sigma_{ref}{}^{1/3} 10^{\,\delta/3}$ с той же константой. Поскольку формы спектров этих двух событий предположительно аналогичны, их значения f_c могут быть приравнены друг к другу, и в результате получается

$$M_{0,\mathrm{AU}} = M_0 10^{-\delta} \tag{14}$$

Таким образом, целевой спектр для заданного M_0 и $\delta \neq 0$ создается в три шага: (1) на основе заданного значения M_0 находим $M_{0,\mathrm{AU}} = M_0 10^{-\delta}$, (2) из эмпирического закона подобия находим целевой спектр $\dot{M}_0(f)^{(Ц)}$ для случая $M_0 = M_{0,\mathrm{AU}}$, и (3) результат умножаем на $10^{-\delta}$.

Следует теперь рассмотреть уточнения, которые необходимы для случая использования второй спектральной поправки δ_{HF}. Если $\delta_{HF} \neq 0$, необходимо дополнительно модифицировать высокочастотный уровень спектра, не меняя при этом целевой спектр в области корнер-частоты и ниже. Последнее условие, однако, выполняется автоматически, потому что, как указано выше, целевой спектр не учитывается в области корнер-частоты: эта часть модельного спектра формируется на основе уже смоделированной истории очагового процесса. Значение параметра δ автоматически приспособлено к этой истории за счет следующей цепочки: значение δ $\rightarrow$ площадь очага (из уравнения (3)) $\rightarrow$ размер очага$\rightarrow$ длительность разрыва $\rightarrow$ корнер-частота. Таким образом, чтобы учесть значение δ_{HF}, достаточно заменить δ на $\delta+\delta_{HF}$ в формулах (13) и (14). По нашему опыту, этот простой подход нередко дает приемлемый результат, однако часто контроль над средней частью спектра (в диапазоне (4-8) f_c) недостаточный. Более удобен и гибок подход, который опирается на формулы типа “2Brune” по [Atkinson, 1993], хотя он использует большее число параметров.

Полезно отметить здесь важное свойство модельного очага, синтезируемого согласно описываемой процедуре. В результате ее применения на высокочастотный спектральный уровень не оказывают влияния ни вариации средней скорости вспарывания, ни вариации расположения гипоцентра, ни даже угловое положение приемника относительно направления вспарывания. Предполагается, что, несмотря на все подобные вариации, спектральная плотность энергии на высоких частотах относительно устойчива по всей фокальной сфере и просто размазывается на более длинные или более короткие интервалы времени; среднеквадратический уровень амплитудного спектра также стабильный. Таким образом, в этой модели некогерентного излучателя для высокочастотных спектральных уровней не формируется вообще никакой направленности, а для амплитуд формируется слабая направленность (поскольку амплитуда пропорциональна (длительность)$^{-0.5}$). Обычно наблюдения сильных движений не дают оснований предполагать заметную направленность, по крайней мере, по отношению к спектральному уровню [Tsai 1997a; Boatwright et al., 2002]. То же получается на моделях [Day et al., 2008]. Свойства макросейсмической интенсивности также аналогичны: эффекты направленности не характерны для карт изосейст (пример в [Gusev, 2012]). Это явление находится в явном противоречии с моделью очага в виде распространяющейся хрупкой трещины (или дислокации). Похоже, что в природе выраженная направленность излучения, свойственная таким моделям, подавляется, а некогерентный характер излучения, напротив, является правилом. (Глубинной причиной этого может являться фрагментированный случайный фронт разрыва типа предложенного в [Gusev, 2012]). Во всяком случае, принятые в описываемом алгоритме расчетные схемы следует считать эмпирически обоснованными и соответствующими современному уровню знаний о поведении реальных разрывов. Однако, некоторые наблюдения наводят на мысль, что определенное усиление направленности вперед на высоких частотах иногда имеет место; таким образом, в будущем может понадобиться более общий подход, который принимал бы во внимание возможность частичной когерентности источника. Отметим для ясности, что эффект диаграммы направленности точечного излучателя никак не подавляется и вполне может себя проявить при моделировании сильных движений, он, однако, включен в функции Грина и не связан с описанием очага как такового.

Для реалистического моделирования движений грунта принципиально важно использовать специфические и в первую очередь региональные законы масштабирования спектров. Хорошо изученный пример различия между региональными спектрами– это различие между спектрами для востока и запада Северной Америки. Есть различия между сдвигами, взбросами и сбросами. Впечатляющие примеры регионально-специфических спектральных параметров показаны в работе [Aguirre, Irikura, 2007]. В [Parvez et al., 2001], обнаружено трехкратное различие средних пиковых ускорений и скоростей между двумя субрегионами Гималаев, что указывает на выраженные различия в очаговых спектрах.

9. ПОСТРОЕНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ “УТОЧНЯЮЩЕГО ОПЕРАТОРА”, КОТОРЫЙ ПРЕОБРАЗУЕТ ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ ОЧАГ В ОКОНЧАТЕЛЬНЫЙ ОЧАГ

В предыдущем разделе было показано, как конструируется целевой спектр. Задачей является моделирование сигнала со спектром, который близок к целевому. Следует отметить, что целевой спектр является гладкой функцией, в то время как спектр модельного сигнала, который его аппроксимирует, является изрезанным. Таким образом, они вообще не могут быть близки друг к другу в каком-либо строгом смысле, и можно стремиться лишь к приблизительному соответствию между сглаженным спектром смоделированного сигнала и целевым сигналом. Вообще, к такому соответствию алгоритм стремится только для случая сигнала $\dot{M}_0(t)$, который наблюдался бы на луче вдоль нормали к очагу. Во всякой другой точке на фокальной сфере возникают дополнительные запаздывания, что приводит к относительному сжатию или растяжению волновой формы в дальней зоне, отчего корнер-частота плавно меняется по фокальной сфере (“эффект Допплера”). Кроме того, локально формируются так называемые, “импульсы направленности вперед” (forward directivity pulse). Можно полагать, однако, что в эмпирических законах масштабирования спектров подобные эффекты подавлены, за счет неявного осреднения по фокальной сфере.

Предварительный спектр, который описывается набором функций $\dot{M}_{0i}(t)^{(Э1)}$, имеет намеченные свойства: величину конечной подвижки, историю фронта разрыва и время нарастания подвижки; вдоль временной оси шумовые амплитуды сигнала имеют намеченного рода выбросы. В частотной области амплитудный спектр также почти адекватен в области низких частот, но на высоких частотах существенно превышает целевой спектр. (Это является результатом выбора белого (ω^0) или розового ($\omega^{0.5}$) шума для высокочастотной части сигнала $\dot{M}_{0i}(t)^{(Э1)}$, вместо реалистического амплитудного спектра, с поведением, грубо говоря, как $\omega^{1.5\text{-}2}$. Эта часть спектра должна быть модифицирована. Следует сказать, что фазовый спектр функции $\dot{M}_{0i}(t)^{(Э1)}$ вполне приемлем. Таким образом, различные части спектра требуют различного подхода. Чтобы упростить дальнейшее обсуждение, разделим частотную ось на три части: весьма низкочастотную, ниже 0.5 f_c (ВНЧ), промежуточную, (0.5-5 f_c) (ПЧ) и высокочастотную, выше 4-6 f_c (ВЧ). На ВНЧ согласие между целевым и результирующим спектрами достигается автоматически, поскольку идентичны значения M_0. На ВЧ подгонка спектров – это хорошо сформулированная задача, потому, что очаговый сигнал здесь можно рассматривать как отрезок квазистационарного случайного шума. Поэтому подгонка может быть здесь проведена в обычном статистическом смысле, с использованием среднеквадратического амплитудного спектра. Этот среднеквадратический спектр можно представлять себе либо как математическое среднее (среднее по ансамблю), что соответствует осреднению по абстрактному множеству индивидуальных реализаций спектров, либо как результат сглаживания по частоте индивидуального “зубчатого” спектра одиночной реализации. В сейсмологии очага можно безопасно предполагать, что среднеквадратический амплитудный спектр (или средняя спектральная плотность энергии) является медленно меняющейся функцией частоты. Поэтому, используя обычную гипотезу эргодичности, можно ожидать, что средний квадрат спектра по реализациям и сглаженный квадрат амплитудного спектра одиночной реализации будут согласованы друг с другом. (Следует отметить, что такой подход в численном отношении отличается от подхода Бруна и его последователей: они рисуют свои обобщенные гладкие спектры как огибающие сверху детерминистических спектров, а не как сглаженные по частоте среднеквадратические значения (детерминистических или стохастических) спектров; так появляется численное различие в виде коэффициента $2^{0.5}$, если определять его как различие между средним экстремумом и среднеквадратическим значением амплитудного спектра, причем это соотношение равно справедливо и для случайного гауссова процесса, и для детерминистической синусоиды, то есть Фурье-компоненты). С учетом изложенного, смоделированный (“зубчатый”) спектр реализации этапа 1 может быть подправлен на основе требования, что его сглаженная версия должна согласовываться с целевым спектром; для этого можно применить подходящий фильтр, обсуждаемый ниже.

Что касается ПЧ, трудно даже просто формализовать, что собственно, здесь означает требование хорошего согласия между наблюденным и смоделированным спектрами, потому, что эта область - пограничная между стохастическим и детерминистическим путями описания. К тому же, как уже было отмечено выше, гладкий вблизи f_c целевой спектр не может служить хорошей моделью для реального спектра в этой полосе. К счастью, эту проблему можно вообще не решать. В нашей, уже сконструированной модели поведения сигнала на низких частотах такие факторы, как размер очага, скорость вспарывания и точка начала вспарывания, автоматически уже приняты во внимание. Таким образом, уже сконструированный сигнал и его спектр можно считать готовой приемлемой аппроксимацией. Остается небольшая проблема: как выбрать критическое граничное значение, которое разделяет диапазоны ПЧ и ВЧ, и как гладко “склеить” описания в этих диапазонах.

Обсудим этот вопрос на формальном языке. Можно взять за основу гладкую форму спектра $\dot{M}_0(f)^{(Ц)}$, полученную согласно предыдущей секции; и уже имеющийся предварительный амплитудный спектр $|\dot{M}_0(f)^{(Э1)}|$. Низкочастотная структура функции $|\dot{M}_0(f)^{(Э1)}|$ не требует подправок; в то же время на высоких частотах уровень функции $|\dot{M}_0(f)^{(Э1)}|$ слишком велик. Чтобы исправить этот дефект, можно модифицировать временные функции путем специально примененного “корректирующего” оператора. Модификация сводится к специально подобранной процедуре сглаживания, которая выглядит во временной области как свертка с импульсом подходящей формы и единичным интегралом, который называется “корректирующим импульсом”. Единичное значение этого интеграла гарантирует, что правильное значение M_0 предварительного очага не будет искажено. Корректирующий оператор конструируется в частотной области. На первом шаге конструирования спектр $|\dot{M}_0(t)^{(Э1)}|$ сглаживается путем применения гауссова спектрального окна, что дает новую его версию $|\dot{M}_0(t)^{(Э1Г)}|$. Спектральное окно проектируется во временной области: полуширина соответствующей импульсной реакции задается как $0.13T_{prop}$. Этот выбор был сделан на основе проб и ошибок. Целью подобного сглаживания является модификация $|\dot{M}_0(f)^{(Э1)}|$ таким образом, чтобы не создавать слишком хорошего согласия между $\dot{M}_0(f)^{(Ц)}$ и окончательным спектром. Точное согласование технически возможно, но вполне бессмысленно по существу, и к тому же порождает неправдоподобные, слишком гладкие окончательные спектры. Вместо этого используется более разумная среднеквадратическая аппроксимация.

Сглаживание с помощью корректирующего оператора необходимо только на ВЧ. Для ПЧ и ВНЧ эта операция нежелательна: корректирующий оператор в этой области должен быть близок к единице, поскольку там форма спектра уже приемлемая, а сглаживание спектра исказит достигнутый результат. Чтобы обеспечить такое поведение, функция $|\dot{M}_0(t)^{(Э1Г)}|$ модифицируется далее следующим образом:

$$\dot{M}_0(t)^{(Э1Г2)} = w_{lf}(f)\ \dot{M}_0(t)^{(Э1)} + w_{hf}(f)\ \dot{M}_0(t)^{(Э1Г)} \qquad (15),$$

где $w_{hf}(f)$ – это сглаженная ступенька, которая увеличивается от нуля при $f \leq 0.3/T_{prop}$ до единицы при $f \geq 7/T_{prop}$, а $w_{lf}(f)=1-w_{hf}(f)$. Граничная точка, где $w_{lf}(f)=w_{hf}(f)=0.5$ приблизительно соответствует значению $f=0.13f_c$. Положение этой точки, а также конкретная форма функции $w_{hf}(f)$ были подобраны путем проб и ошибок.

Перейдем к описанию “корректирующего оператора”. Его модуль в частотной области – это:

$$|U(f)| = \left|\dot{M}_0^{(Ц)}(f)\right| \Big/ \left|\dot{M}_0(f)^{(Э1Г2)}\right| \tag{16}$$

Затем добавляется фазовый спектр, в простейшем случае так, чтобы сделать оператор каузальным (минимально-фазовым). Эта процедура иллюстрируется на рис. 6. Пример корректирующего оператора приведен в частотной области на рис. 6б и во временной области (“корректирующий импульс”) на рис. 6г, везде он помечен «D». Свертка с этим импульсом преобразует $\dot{M}_0(f)^{(Э1)}$ в окончательный очаговый спектр $\dot{M}_0(f)^{(Э2)}$ или просто $\dot{M}_0(f)$. Операторы $\dot{U}(f)$ и $\ddot{U}(f)$ с пометками «V» и «A» преобразуют $\dot{M}_0(f)^{(Э1)}$ в $\ddot{M}_0(f)$ и $\dddot{M}_0(f)$. Из спектральных графиков можно увидеть, что использование несглаженного спектра $\dot{M}_0(f)^{(Э1)}$ в уравнении (16) привело бы к тому, что результирующая форма спектра аккуратно воспроизводила бы гладкий спектр $\dot{M}_0(f)^{(Ц)}$, что вполне неправдоподобно; фактически алгоритм имеет своим результатом более реалистический, “зубчатый” спектр.

Корректирующий оператор, (свертка с корректирующим импульсом) применяется к каждому из предварительных субисточников $\dot{M}_{0i}(t)^{(Э1)}$; в результате получается окончательный набор временных функций $\dot{M}_{0i}(t)^{(Э2)}$ или просто $\dot{M}_{0i}(t)$. Амплитудный спектр $|\dot{M}_0(f)|$ их суммы $\dot{M}_0(t)$ в своей высокочастотной части аппроксимирует “целевой” спектр в среднеквадратическом смысле. Функция $\dot{M}_0(t)$ - это смещение в объемных волнах для луча вдоль нормали к очагу. Подобным же образом использование в процессе свертки первой и второй производных корректирующего импульса (рис. 6г) дает сигналы скорости и ускорения. На рис. 7 для линейного очага приведен полный комплект функций $\dot{M}_{0i}(t)^{(Э1)}$ $\dot{M}_{0i}(t)$ $\ddot{M}_{0i}(t)$ и $\dddot{M}_{0i}(t)$). Отметим, что оператор $\ddot{U}(f)$, который порождает ускорение, близок к дельта-функции (см. рис. 6г); таким образом, тяжелохвостое распределение амплитуд функции $\dot{M}_{0i}(t)^{(Э1)}$ почти непосредственно преобразуется в соответствующее распределение для $\dddot{M}_0(t)$. Распределение скоростей будет иметь менее резко выраженные хвосты.

Описанная процедура может быть давать не вполне удовлетворительные результаты. Когда $\sigma_{\ln,t}$ велика, возникают мощные пики ускорения, и все они имеют один и тот же знак, что приводит к ассиметрично выглядящей акселерограмме, что обычно выглядит нежелательно с точки зрения инженера. Это свойство, однако, иногда заметно на реальных записях и, возможно, модельный расчет намекает на реальное геофизическое явление. Пока данный вопрос не изучен сейсмологами. Поэтому встроена возможность искусственно подавить асимметрию импульсов ускорения. Это выполняется путем рандомизации знаков импульсов ускорения путем модификации их фазовых спектров. Эта операция вносит минимальные искажения во времена и формы сигналов субисточников.

Описанный алгоритм моделирования очага способен производить реалистически выглядящие сигналы и для дальней зоне, и для ближней зоны. Он также успешно имитирует, в смысле уровня амплитуд, наблюденные пиковые ускорения скорости и спектры реакции, равно как и характерные длительности. Однако, описанная процедура действует, в определенном смысле, слишком хорошо: ее повторные прогонки генерируют сигналы, чьи амплитуды и спектры реакции от одного запуска к другому мало меняются. Причина заключается в том, что в алгоритме моделирования спектра имеется встроенная петля обратной связи, которая существенно подавляет естественную вариабельность сигналов. Хорошее воспроизведение целевой формы спектра, возможно, было бы приемлемым для особого случая, когда необходима единичная модельная запись, описывающая возможную сейсмическую опасность. Однако в общем случае подобное поведение явно нежелательно; его неприятным результатом будет существенная недооценка неопределенности результатов расчета, в смысле масштаба вариаций параметров сильных движений. Не вполне реалистическая, слишком аккуратная спектральная подгонка может быть замечена на рис. 6в. Чтобы правильно воспроизвести случайную вариабельность движений грунта, следует расцепить указанную петлю обратной связи.

С этой целью, алгоритм, описанный выше, был модифицирован путем использования многократных прогонов программы. На предварительной стадии в каждом прогоне меняются только исходные значения датчика случайных чисел, все остальные параметры фиксируются, и спектральный корректирующий оператор $U(f)$ рассчитывается многократно (например, 25 раз). Результаты усредняются, и затем результат рассматривается как “средний” корректирующий оператор. Затем выполняется моделирование в окончательном варианте, с отключенной петлей обратной связи; в расчете используется полученный ранее и затем “замороженный” корректирующий оператор. После такой модификации алгоритм генерирует сигнал с реалистическим разбросом амплитуд, параметров и форм индивидуальных спектров. Лишь такой подход может быть адекватным для таких целей как: генерация наборов расчетных движений грунта, изучение их чувствительности к вариациям входных параметров или анализ неопределенности полученных оценок.

10. СПИСОК ИСХОДНЫХ И УПРАВЛЯЮЩИХ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Чтобы описанные компоненты системы моделирования было легче охватить, ниже приводится список наиболее важных параметров, которые определяют индивидуальную реализацию численной модели. Конкретные значения параметров могут быть выбраны и модифицированы для того, чтобы подогнать модели очага к конкретной сейсмологической ситуации, чтобы проанализировать изменчивость параметров движения грунта и их чувствительность к вариациям входных параметров алгоритма.

1. Общие параметры разрыва.

1.1. Моментная магнитуда M_w.; параметр сброшенного напряжения δ, определяемый как логарифмическое отклонение индивидуального сброшенного напряжения от регионального среднего ($\delta = \lg(\Delta\sigma/\Delta\sigma_{\mathrm{ref}})$).

1.2. Длина L и ширина W прямоугольника-очага; число субисточников: n_x вдоль L и n_y вдоль W; размеры субисточниов d_x и d_y, опорный размер субисточника $d_{sub} = (d_x d_y)^{0.5}$.

2. Кинематика и динамика.

2.1. Среднеквадратическое отклонение логарифма локальной подвижки $\sigma_{\ln,xy}$: определяет, насколько выраженными являются неровности в моделируемой функции финальной подвижки; близко к коэффициенту вариации.

2.2. Показатель γ в степенном законе, который определяет двумерный спектр мощности ($\sim k^{-2\gamma}$) финальной подвижки.

2.3. Параметры, которые задают конкретный вариант функции окна (“шапочки”), которая определяет среднюю форму двумерной функции конечной подвижки на прямоугольнике-очаге.

2.4. Расположение точки начала вспарывания («гипоцентра») $x_{нuc}$, $y_{нuc}$ вдоль x (по L) и y (по W).

2.5. Параметры скорости разрыва, а именно: среднее по площадке очага значение Mach (так, что v_{rup0}=Mach·c_S); относительный разброс D_v случайных вариаций локального значения скорости по площадке очага; показатель степени в волночисловом спектре, определяющем корреляционную структуру поля скорости фронта.

2.6. Параметр C_H: через него задается локальное время нарастания подвижки как $T_{rise}= C_H\ (L/\ v_{rup0})$.

2.7. Среднеквадратическое отклонение логарифма амплитуды временного хода субисточника $\sigma_{\ln,t}$: определяет степень выраженности выбросов на акселерограмме.

2.8. Номер конкретного варианта средней формы огибающей или средней формы временной функции для скорости подвижки.

3. Начальные значения датчиков случайных чисел (НЗДСЧ), которые задают конкретную реализацию случайных функций (то есть выборочные функции); по одному для: (1) поля финальной подвижки; (2) поля локальной скорости фронта и (3) набора временных функций субисточников.

3.1. НЗДСЧ, задающее функцию финальной подвижки.

3.2. НЗДСЧ, задающее набор временных функций субисточников.

3.3. НЗДСЧ, задающее поле локальной скорости фронта разрыва.

4.0. НЗДСЧ и иные параметры, управляющие генерацией наборов случайных вариантов очага. Эти параметры не нужны при расчете единичного варианта - примера возможного сценарного землетрясения. Они весьма полезны для целей описания сейсмической опасности в виде наборов возможных вариантов акселерограмм. Они также удобны для выполнения анализа неопределенности результатов.

4.1. НЗДСЧ, задающее вариант расположения гипоцентра, а также диапазоны, в пределах которых он может располагаться, (границы вдоль x и вдоль y).

4.2. НЗДСЧ, задающее вариант осредненного по очагу значения числа Маха (Mach), и диапазон, который определяет разрешенные вариации этого значения по отношению к зафиксированному опорному значению, (из п. пункте 2.5).

4.3. Набор НЗДСЧ, задающих варианты параметров δ, δ_{HF} ., а также диапазоны, х вариаций.

5. Конкретный вариант закона масштабирования очаговых спектров, который принят для описания очаговых спектров в исследуемом регионе, в табличной или аналитической форме; или жестко заданный заранее целевой спектр. Здесь же задаются параметры (δ_{HF} или A_0), которые управляют уровнем высокочастотной ветви спектра при заданном M_0.

При фактическом моделировании, лишь часть упомянутых параметров используется как входной набор данных, и должны быть заданы, а другие являются либо функциями от параметров из этого множества, или тесно с ними коррелированны. Например: если задать параметры M_w, L, W, n_x и n_y, то параметры δ, d_x, d_y, и d_{sub} будут тем самым определены. Среди параметров среды обязательным является задание скорости S-волн c_S (среднее для среды вблизи очага). Описываемая процедура сопровождается значениями параметров по умолчанию и рекомендуемыми диапазонами вариаций.

11. ОБСУЖДЕНИЕ

Описанная методика моделирования очага, объединяет несколько полуэмпирических обобщений, касающихся формирования разрыва и генерации сейсмических волн в широкой полосе частот. Результаты динамического моделирования разрывов как трещин в упругой среде, в основном, не были при этом использованы. Не следует понимать принятую точку зрения в том смысле, что такие работы рассматриваются как мало приемлемые для инженерной оценки сильных движений. Скорее, можно полагать, что реальные разломы слишком сложны для того, чтобы такие подходы в их современной форме были работоспособны вплоть до высоких частот. Несмотря на ряд явных успехов, например [Beroza, Mikumo, 1996], причины формирования компактного импульса подвижки остаются неустановленными, что создает принципиальные трудности для уверенного прогноза даже низкочастотного сильного движения. Что же касается применения методов теории упругости для объяснения высокочастотного излучения, то ситуация здесь хуже, потому что в настоящее время нет систематического подхода к динамике очага как многомасштабного объекта. А такой подход, по-видимому, неизбежен, если есть желание, например, объяснить хорошо известную спектральную асимптотику типа ω^{-2}, которая, по-видимому, может служить разумной начальной аппроксимацией для описания форм спектров. Методология [Ide, Aochi, 2005] может рассматриваться в этом плане как определенный успех, но еще многое остается сделать. Таким образом, можно полагать, что для ближайшего будущего полуэмпирический подход будет сохранять характер главного инструмента для практического моделирования сильных движений. Во Введении было отмечено, что изложенная процедура моделирования была разработана на основе концепции фрагментированного, имеющего случайную форму “некогерентного” фронта разрыва, в отличие от обычно принимаемой модели кончика трещины в виде гладкой кривой. Хотя сама концепция некогерентности фронта разрыва едва ли потребует пересмотра, практические численные схемы, примененные здесь, имеют феноменологический характер, и вполне возможны другие концептуальные варианты описания фронта разрыва. Однако, по-видимому, вариант, когда скорость перемещения кончика трещины даже сильно осциллирует, но при этом направление скорости не меняет знака, едва ли является реалистическим [Day et al., 2008].

Утверждение, что предлагаемая процедура способна моделировать мелкие детали движения очага, и таким образом, может помочь моделировать движение грунта для произвольно малых расстояний от источника до приемника, не следует воспринимать слишком серьезно. Степень надежности подобного моделирования не может быть слишком большой, просто потому, что вопрос не изучен по наблюдениям. В настоящее время имеются только некоторые разумные предположения (основанные, например, на модели вроде [Andrews, 1981]), на основе которых можно представлять себе пространственную корреляционную структуру источника на малых масштабах. К тому же, плохо понятен вопрос локальных вариаций параметра T_{rise}. Все же можно полагать, что для малых гипоцентральных расстояний предлагаемый подход надежнее, чем использование моделей в виде набора субисточников типа трещин.

Можно заметить, что список параметров для описания очага, которые необходимы в данном подходе, выглядит довольно длинным. Однако, похоже, что для реалистического конструирования очага нет способа сделать этот список намного короче; скорее, наоборот, этот список должен быть удлинен. Частичным решением этой трудности является систематическая спецификация значений параметров по умолчанию или жесткое задание диапазонов для параметров, которые оказываются плохо известными. Вообще, реалистическая спецификация сценарного землетрясения - процедура не простая, так как природа отнюдь не ведет себя здесь примитивным образом. С другой стороны, не все параметры могут иметь отношение к конкретному инженерному проекту. Например, конструкции большого размера, с собственным периодом 3 с и более, малочувствительны к выбросам ускорения или к высокочастотным деталям спектра; однако, в подобном случае совершенно необходимо задать реалистическую форму спектра на промежуточных частотах.

Можно ожидать определенного прогресса, если более систематически применять фрактальное или мультифрактальное описание очаговых процессов. Случайная функция финальной подвижки, которая используется в данной работе, с ее степенным спектром мощности и логнормальным законом для амплитуд, в сущности, является мультифрактальным объектом и следует модели логнормального мультифрактала по [Schmitt, Marsan, 2001]; полезно также иметь в виду функцию “Nonconservative_III” в работе [Marsan, Bean 2003]. Такое же замечание относится и к временным функциям локальной скорости подвижки. В данной работе логнормальные распределения были подогнаны к данным достаточно грубым образом; также не были проанализированы другие возможности в рамках мультифрактального подхода, (например, законы типа лог-Леви). Можно ожидать, что после детальных исследований удастся добиться лучшего описания стохастической пространственно-временной структуры развивающегося очага. В этом отношении определенные ожидания могут быть связаны с недавно выявленной [Gusev, 2010] приблизительно фрактальной временной структурой мгновенной мощности телесейсмического сигнала объемных волн.

В рамки описанного алгоритма не были включены некоторые эмпирические свойства очагов, которые были сочтены менее важными; они, однако, могут заслуживать учета в перспективе. В частности, может быть использован переменный по площадке очага единичный тензор сейсмического момента. Как было отмечено в работе [Yu et al., 1995], предположение постоянного единичного тензора не вполне достаточно для объяснения наблюденных данных. Для более надежного моделирования следовало бы учесть извилистость неплоского очага или случайные локальные вариации углов простирания, падения и скольжения. Альтернативно, можно использовать среднюю ориентацию тензора сейсмического момента в комбинации с “эффективными” сглаженными диаграммами направленности. Другой добавкой может быть введение случайной или систематической вариации времени нарастания подвижки по площадке очага. Подобным же образом, форма спектра ускорения на высоких частотах, которая в настоящее время предполагается однородной по очагу, и характеризуется конкретным значением A_0 или $\Delta\sigma$(HF), может быть сделана зависящей от положения точки на очаге.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделирование реалистических движений грунта от сценарных землетрясений с корректными диапазонами параметров этого движения – сложная задача. Существенная часть этой задачи – моделирование пространственно-временной структуры очага землетрясения. В работе представлена новая продвинутая техника для такого моделирования, предназначенная для практического синтеза возможных сильных движений, а также для характеризации неопределенности результатов такого моделирования. Эта методика интегрирует многие важные и эмпирически известные свойства очагов и излучаемых ими сейсмических волн, а также кинематическое описание разрыва как распространяющегося импульса сдвиговой дислокации. Описаны все существенные шаги процедуры моделирования, а также ключевые параметры и их характерные значения. Хотя в описанной процедуре в заметной степени интегрированы известные методики, некоторые важные подходы и алгоритмы, описанные выше, следует отметить как обладающие новизной. В частности:

(1) предложено использовать заданный на основе наблюдений очаговый спектр (Фурье) в дальней зоне как основное условие для задания характеристик движения на разломе-очаге;

(2) предложен конкретный алгоритм для комбинирования низкочастотного детерминистического и высокочастотного стохастического описания процесса движения на очаге;

(3) описано, как использовать вероятностное распределение с аккуратно задаваемыми тяжелыми верхними хвостами для моделирования двумерного поля финальной подвижки и для моделирования высокочастотных амплитуд ускорения; проведена успешная проверка логнормального закона, который оказался приемлемым для описания величин конечной подвижки;

(4) предложена техника для моделирования правдоподобной пространственно-временной корреляционной структуры для широкополосного плоского некогерентного источника.

БЛАГОДАРНОСТИ

Описанное исследование, было инициировано и энергично поддержано Джулиано Панца. Автор благодарен за полезные обсуждения Виктору Павлову, Джо Эндрьюсу, Фабио Романелли, Давиду Марсану и Анжеле Сарао. Большая часть работы была поддержана группой SAND Международного центра теоретической физики имени Абдуса Салама (Триест, Италия) и Российским фондом фундаментальных исследований (грант 07-05-00775).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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. Стохастическое моделирование протяженного очага землетрясения для характеризации сейсмической опасности. 1. Обоснование и общая структура алгоритма // Вопросы инженерной сейсмологии. 20XX, № XX. С. XX-XX.

Гусев А.А., Мельникова В.Н. Связи между магнитудами - среднемировые и для Камчатки // Вулканол. Сейсмол. 1990, № 6. С. 55-63.

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.

Гусев А.А., Павленко О.В. Сценарное землетрясение для оценки сейсмических нагрузок в Москве: параметры и модельные движения грунта // Строит. механика и расчет сооруж., 2009, № 4. С. 55-72.

Раутиан Т.Г., Халтурин В.И., Доцев Н.Т., Саргсян Н.М. Макросейсмическая магнитуда. Вопросы инженерной сейсмологии. Оценка эффекта сильных землетрясений. М.: Наука, 1989 , вып. 30. С. 98-110.

Aguirre J., Irikura K. Source characterization of mexican subduction earthquakes from acceleration source spectra for the prediction of strong ground motions // Bull. Seismol. Soc. Amer. 2007. V. 97, N 6. P. 1960–1969.

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.

Atkinson G.M. Source spectra for earthquakes in eastern North America // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1993. V. 83, N 6. P. 1778-1798.

Atkinson, G.M. and Boore, D.M. (1995). “Ground-Motion Relations for Eastern North America”, Bull.Seismol. Soc. Amer., V. 85, P. 17-30.

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., Choy G.L., Seekins L.C. Regional estimates of radiated seismic energy // Bull. Seismol. Soc. Amer. 2002. V. 92, N 4. P. 1241–1255.

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.

Dalguer L.A., Miyake H., Day S.M., Irikura K. Surface rupturing and buried dynamic-rupture models calibrated with statistical observations of past earthquakes // Bull. Seismol. Soc. Amer. 2008. V. 98, N 3. P. 1147-1161.

Day S.M., Gonzalez S.H., Anooshehpoor 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.

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, iss. 3. P. 787-808.

Gusev A.A. Multiasperity fault model and the nature of short-period subsources. // Pure Appl. Geophys. 1989, V. 130, iss. 4. P. 635-660.

Gusev A.A. Intermagnitude relationsips and asperity statistics // Pure Appl. Geophys. 1991. V. 136. P. 515-527.

Gusev A.A. On relations between asperity population and earthquake population on a faul // Tectonophysics 1992. V. 211, iss. 1-4. P. 85-98.

Gusev A.A. Peak factors of Mexican accelerograms: evidence of non-Gaussian amplitude distribution // J. Geophys. Res. 1996, V. 101, N B9. P. 20083-20090.

Gusev A.A. Approximate Stochastic Self-Similarity of Envelopes of High-Frequency Teleseismic P-Waves from Large Earthquakes // Pure and Applied Geophysics. 2010. V. 167, N 11. P. 1343-1363.

Gusev A.A. Broadband Kinematic Stochastic Simulation of an Earthquake Source: a Refined Procedure for Application in Seismic Hazard Studies // Pure and Applied Geophysics 2011. V. 168, ιss. 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. Electronic preprint, DOI 10.1007/s00024-012-0455-y. P. 1-29.

Gusev A., Radulian M., Rizescu M, Panza G. F. Source scaling of intermediate-depth Vrancea earthquakes // Geophys. J. Int. 2002.V. 151, ιss. 3. P. 879–889.

Gusev A.A., Guseva E.M., Panza G.F. Correlation between local slip rate and local high-frequency seismic radiation in an earthquake fault // Pure Appl. Geophys. 2006. V. 163, iss. 7. P. 1305-1325.

Halldorsson B., Papageorgiou A.S. Calibration of the specific barrier model to earthquakes of different tectonic regions // Bull. Seism. Soc. Amer. 2005. V. 95. N 4. P. 1276-1300.

Hanks T.C. *b* values and ω^{γ} 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., Bakun W.H. A Bilinear Source-Scaling Model for M–log A Observations of Continental Earthquakes // Bull. Seism. Soc. Amer. 2002. V. 92, N 5. P. 1841–1846.

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. Part II. A stochastic fault model // Bull. Seism. 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, ιss. 1. P. 1-20.

Ide S., Aochi H. Earthquakes as multiscale dynamic ruptures with heterogeneous fracture surface energy // J. Geophys. Res. 2005. V. 110, N B11303. 10 p. DOI:10.1029/2004JB003591.

Irikura K. Predicting strong ground motions with a “Recipe” // Bull. Earthq. Res. Inst. Univ. Tokyo 2006. V. 81. N 3-4. P. 341-352.

Izutani Y. Source parameters relevant to heterogeneity of a fault plane // J. Phys. Earth. 1984. V. 32, N 6. P. 511-529.

Johnston, A. C.. Seismic moment assessment of earthquakes in stable continental regions—II. Historical seismicity. Geophys. J. Int.V. 125 P 639–678, 1996

Joyner W.B. A scaling law for the spectra of large earthquakes // Bull. Seism. Soc. Amer. 1984 V. 74, N 4. P. 1167-1188.
Kakehi Y., Irikura K. Estimation of high frequency wave radiation areas on the fault plane by the envelope inversion of acceleration seismograms // Geophys. J. Int. 1996. V. 125, iss. 3. P. 892–900.
Kamae K., Irikura K. Source Model of the 1995 Hyogo-ken Nanbu Earthquake and Simulation of Near-Source Ground Motion // Bull. Seism. Soc. Amer. 1998. V. 88, N 2. P. 400-412.
Kanamori H., Anderson D.L. Theoretical basis of some empirical relations in seismology // Bull. Seism. Soc. Amer. 1975. V. 65. N 5. P. 1073-1095.
Kanamori H., Allen C.A. Earthquake repeat time and average stress drop (Das, S., Boatwright, J., and Scholz C.H., eds.). Earthquake Source Mechanics.: AGU, 1986. P. 227-235.
Kawasumi H. Measures of earthquake danger and expectancy of maximum intensity throughout Japan as inferred from the seismic activity in historical times // Bull. Earthq. Res. Inst. Univ. Tokyo 1951. V. 29. P. 469-482.
Koyama J. Earthquake source time-function from coherent and incoherent rupture // Tectonophysics. 1985. V. 118, iss. 3-4. P. 227–242.
Lavallée D., Archuleta R. J. Coupling of the random properties of the source and the ground motion for the 1999 Chi Chi earthquake // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32, N 8. P. 1-5.
Lavallee D., Liu P.-Ch., Archuleta R.J. Stochastic model of heterogeneity in earthquake slip spatial distributions // Geophys. J. Int. 2006. V. 165, iss. 2. P. 622–640.
Leonard M. Earthquake Fault Scaling: Self-Consistent Relating of Rupture Length, Width, Average Displacement, and Moment Release // Bull. Seismol.Soc. Amer. 2010. V. 100, N 5A. P. 1971–1988. DOI: 10.1785/0120090189.
Mai P.M. Online database of finite-source rupture models 2004. http://www.seismo.ethz.ch/srcmod.
Mai P.M., Beroza G.C.. A spatial random field model to characterize complexity in earthquake slip // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. 2308. 21 p. DOI:10.1029/2001JB0005882308.
Mai P. M., Spudich P., Boatwright J. Hypocenter locations in finite-source rupture Models // Bull. Seismol. Soc. Amer.; 2005. V. 95, N 3. P. 965-980; DOI: 10.1785/0120040111.
Manighetti I., Campillo M., Sammis C., Mai P.M., King G. Evidence for self-similar, triangular slip distributions on earthquakes: Implications for earthquake and fault mechanics // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. B05302. 25 p. DOI:10.1029/2004JB003174.
Marsan D., Bean C. Multifractal modelling and analyses of crustal heterogeneity, in: Heterogeneity in the crust and upper Mantle /edited by: Goff J. A. and Hollinger K./ New York: Kluwer Academic, 2003. P. 207–236.
Miyake H., Iwata T., Irikura K. Source characterization for broadband ground-motion simulation: kinematic heterogeneous source model and strong motion generation area // Bull. seism. Soc. Amer. 2003. Vol. 93. N 6. P. 2531–2545.
Morikawa N., Sasatani T. Source Models of Two Large Intraslab Earthquakes from Broadband Strong Ground Motions // BSSA. 2004. V. 94, N 3. P. 803-817.
Nakahara H. Seismogram envelope inversion for high-frequency seismic energy radiation from moderate-to-large earthquakes // Adv. Geophys. 2008. V. 50. P. 401-426.
Nishimura T., Nakahara H., Sato H., Ohtake M. Source process of the 1994 far east off Sanriku earthquake, Japan, as inferred from a broad-band seismogram // Sci. Rep. Tohoku Univ. 1996. V. 34, N 4. P. 121–134.

Oglesby D. D., Archuleta R. J. A faulting model for the 1992 Petrolia earthquake: Can extreme ground acceleration be a source effect? // J. Geophys. Res., 1997. V. 102, N B6, P. 11877-11897. DOI:10.1029/97JB00475.

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. Int. 2001. V. 144, iss. 3. P. 577-596.

Sato R. Theoretical basis on relationships between focal parameters and and earthquake magnitude // J. Phys.Earth. 1979. V. 27. P. 353-372.

Schmitt F., Marsan D. Stochastic equations for continuous multiplicative cascades in turbulence // Eur. Phys. J. 2001. V. 20, N 1. P. 3-6.

Scholz C.H. Scaling relationships for large earthquakes: Consequences for physical models // Bull. Seism. Soc. Amer. 1982. V. 72. P. 1-14.

Scholz C. H., Aviles C. A., Wesnousky S. G. Scaling differences between large interplate and intraplate earthquakes // Bull. Seism. Soc. Amer. 1986. V. 76, N 1. P. 65-70

Singh S.K., Ordaz M., Anderson J.G., Rodriguez M., Quaas R., Mena E., Ottaviani M., Almora D. Analysis of near source strong-motion recordings along the Mexican subduction zone // Bull. seism. 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.

Stein,S and Mazzotti, S. (ed.). Continental intraplate earthquakes: science, hazard and policy issues, Geol. Sic. Amer. Paper 425, 2007,doi 10.1130/2007.2425(21)

Tsai C.-C. P. Ground motion modeling for seismic hazard analysis in the near-source regime: an asperity model // Pure Appl. Geophys. 1997a. V. 149, N 2. P. 265–297.

Tsai C.-C. P. Slip, stress drop and ground motion of earthquakes: a view from the perspective of fractional Brownian motion // Pure Appl.Geophys. 1997b. V. 149, N 4. P. 689–706.

Wells D., Coppersmith K.J. New empirical relationships among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement // Bull. Seism. Soc. Amer. 1994. V. 84, N 4. P. 974-1002.

Yin Z.-M., Ranalli G. Modeling of earthquake rupturing as a stochastic-process and estimation of its distribution function from earthquake observations // Geophys. J. Int. 1995. V. 123, iss. 3. P. 838-848.

Yu G., Khattri K.N., Anderson J.G., Brune J.N., Zeng Y. Strong ground motion from the Uttarkashi, Himalaya, India, Earthquake: comparison of observations with synthetics using the composite source model // Bull. Seism. Soc. Amer. 1995. V. 85, N 1. P. 31-50.

STOCHASTIC SIMULATION OF EXTENDED EARTHQUAKE SOURCE FOR CHARACTERIZATION OF SEISMIC HAZARD. 2. DESCRIPTION OF ALGORITHMS

A.A. Gusev
Institute of Volcanology and Seismology, Russian Academy of Sciences, Petropavlovsk-Kamchatsky, Russia. And Kamchatka Branch, Geophysical Service, Russian Academy of Sciences, Petropavlovsk-Kamchatsky, Russia.

Abstract. An approach was earlier proposed to simulation of earthquake source as extended broadband radiator of seismic waves, aimed at practical solution of the problems of engineering seismology. Detailed description of steps of simulation procedure is given. The steps are as follows. (1) setting general fault parameters including stress drop; (2) setting the grid of subsources and rise time; (3) setting the map/distribution of final slip; (4) simulation rupture propagation history; (5) simulating the first preliminary version of time histories of subsources; (6) modification of these time histories in order to fit given far-field Fourier spectrum of body waves (source spectrum). The latter can often be considered as known from analysis of empirical strong motion or preset other way based on indirect data. The listed steps are integrated into a source simulation code. The sample copy of a source created in this way depends on several random seeds as well as on a few fault parameters (size, duration etc.) that are selected in realistic way. These can also be perturbed in order to analyze variability of simulated strong motions. The proposed approach permits to simulate sources of simulated scenario earthquakes or sets of variants of such sources, and to study uncertainty of expected ground motion parameters.

Keywords: Keywords: modeling, simulation, calculation, source spectra, earthquake rupture, subsource, scenario earthquake

Рисунки

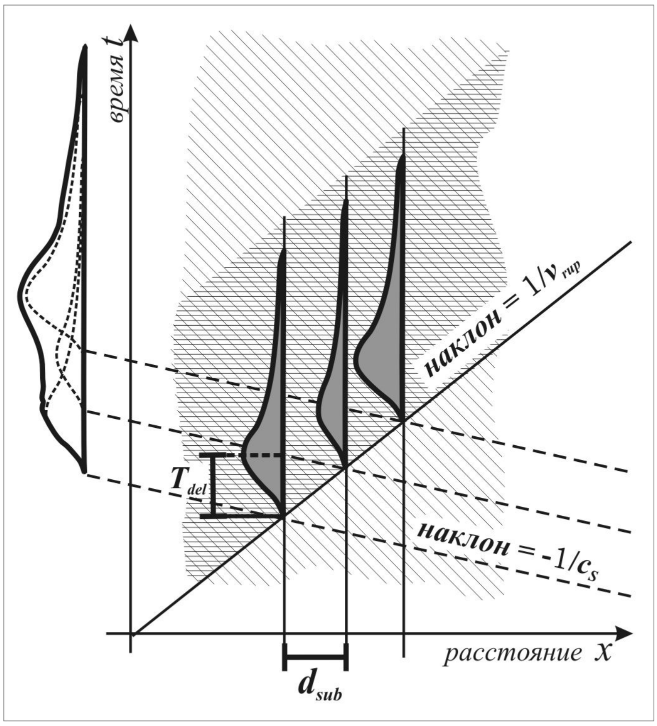

Рисунок 1. Схема к выбору расстояния d_{sub} между субисточниками (совпадающего с размером субисточника) для сетки субисточников, чья временная функция огибающей имеет определенное характерное время T_{del}, (которое определяется как полуширина главного пика этой функции). Схема дана для одномерного разрыва, расположенного на оси x. Заштрихованная область – это часть пространственно-временной плоскости x-t, причем фронт разрыва для представленного одномерного случая (линейного излучателя) виден как сплошная линия с наклоном $1/v_{rup}$. Пространственно-временная подобласть, которая скользит в данный момент (с ненулевой скоростью подвижки), обозначена двойной штриховкой, а серые фигуры представляют локальные временные функции скорости подвижки. С левой стороны показан импульс смещения в дальней зоне для луча направленного “назад” (в направлении -x); этот импульс формируется путем суммирования вкладов субисточников

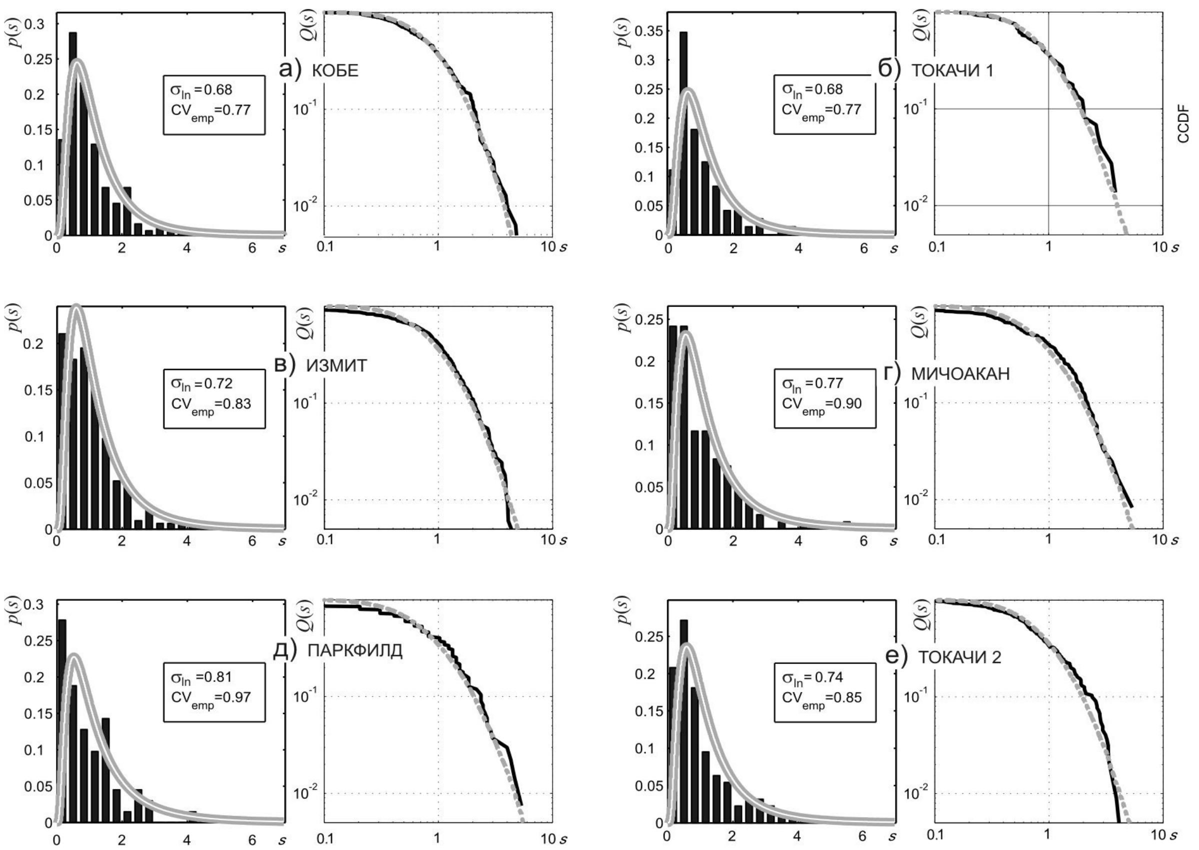

Рисунок 2. Шесть пар графиков представляют, для шести очагов землетрясений, распределения вероятностей нормированной подвижки s в очаге, полученные из решений обратной задачи (инверсий) по наблюдениям сильных движений вблизи очага. В каждой паре рисунков на левом графике даны гистограмма и подогнанная теоретическая плотность распределения $p(s)$, а на правом – эмпирическая и теоретическая дополнительные кумулятивные функции распределения $Q(s)$=1-$P(s)$. Гладкие функции $p(s)$ и $Q(s)$ (серые линии) рассчитаны на основе подогнанных оценок параметров $\sigma_{\ln,xy}$, которые приведены в рамке; параметр CV – это коэффициент вариации для тех же самых данных. Данные инверсий подвижки взяты из базы данных SRCMOD [Mai, 2004]. Использованные события следующие: *а*-17/01/1995, Кобе; *б* - 16/05/1968, Токачи-оки; *в*-17/08/1999, Измит; *г*-19/09/1985, Мичоакан; *д* - 28/09/2004, Паркфилд;*е* - 25/09/2003, Токачи-оки

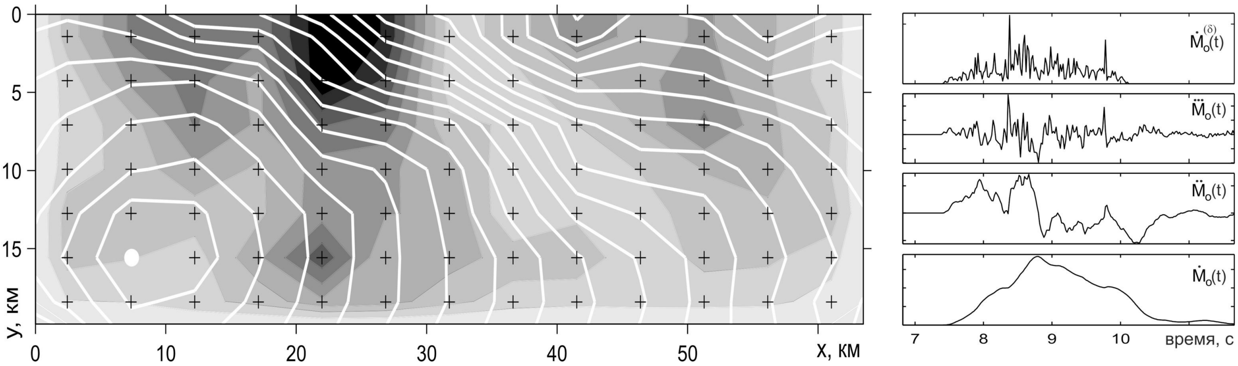

Рисунок 3. Иллюстрация к процедуре моделирования. Слева: пример модельной функции финальной подвижки. Ее амплитуды изображены как оттенки серого; максимальное значение, изображенное черным, достигает 5.3 метров. Параметры очага следующие: M_w=7.2, L = 63 км, W=20 км. Сетка субисточников 13×7 (крестики). Случайная функция подвижки следует изотропному амплитудному спектру типа $k^{-1.5}$. По краям значения выведены на ноль (применена функция шапки), кроме верхнего края (y=0), о котором предполагается, что он выходит на дневную поверхность. Белая точка помечает точку старта разрыва. Белые контуры – последующие положения фронта разрыва, изображенные с шагом 0.84 с. Они промоделированы кинематически на основе случайного поля скорости разрыва. Справа - примеры временных функций, связанных с конкретным субисточником. Верхняя трасса – это предварительная временная функция $\dot{M}_{0i}(t)^{(\text{Э1})}$. Три другие трассы – это функции $\dddot{M}_{0i}(t)$, $\ddot{M}_{0i}(t)$ и $\dot{M}_{0i}(t)$; для того же субисточника, они представляют его вклад в ускорение, скорость и смещение в волне в дальней зоне

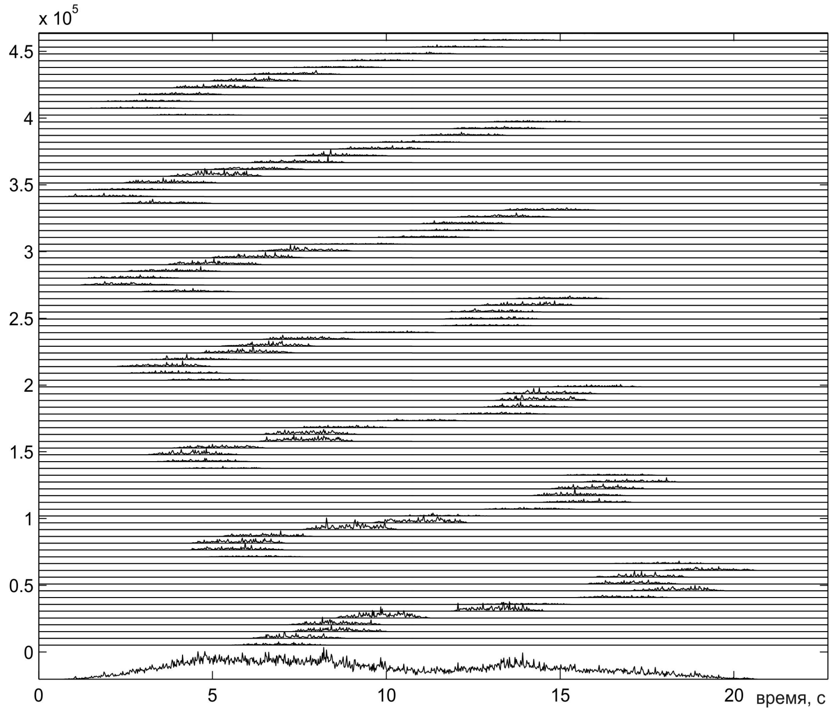

Рисунок 4. Предварительные временные функции $\dot{M}_{0i}(t)^{(Э1)}$ для каждого из 91 субисточника рис. 3. Самая нижняя трасса – это сумма вкладов всех субисточников. Одна из функций $\dot{M}_{0i}(t)^{(Э1)}$ изображена подробнее на рис. 3

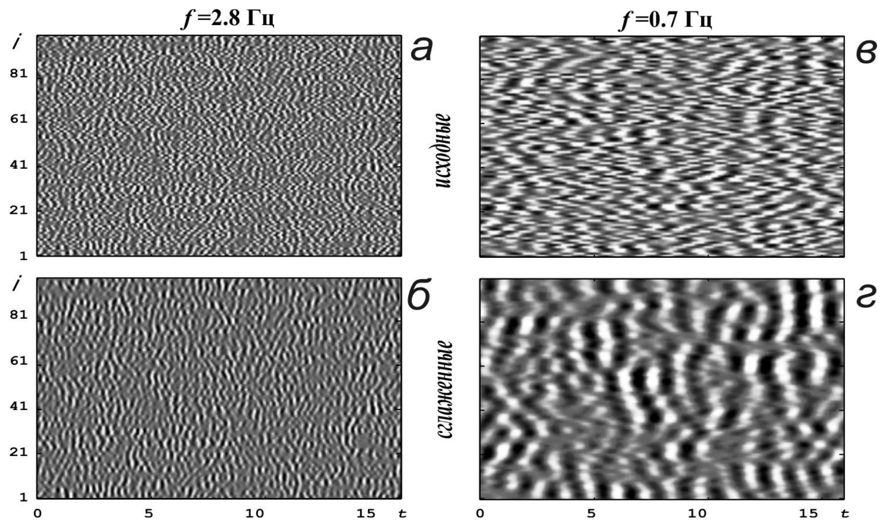

Рисунок 5. Смоделированные примеры функций скорости подвижки для гипотетического линейного очага с искусственной избыточной (а, в) и реалистической (б, г) степенью некогерентности, для двух частотных полос 2.8 Гц (а, б) и 0.7 Гц (в, г). Абсцисса - время, с. Ордината - координата (расстояние) вдоль очага, вдоль нее расположены субисточники с шагом 0.63 км, цифры – это их последовательные номера *i*. Амплитуда отображена уровнем серого. В исходных трассах (а, в) субисточники - некоррелированные; в подправленных трассах (б, г) навязана корреляция, с длиной корреляции, близкой к длине волны.

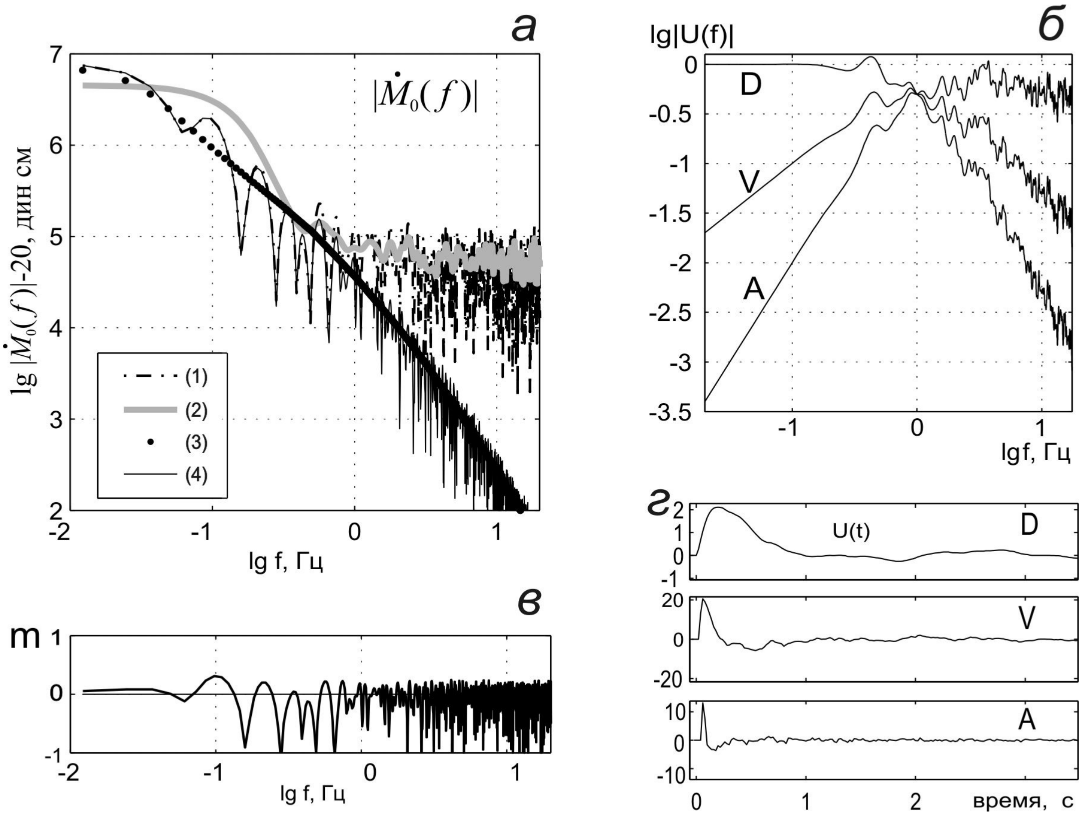

Рисунок 6. Как модифицируются предварительные очаговые спектры Фурье для того, чтобы достигнуть их согласия с целевыми спектрами. *а*:: 1- амплитудный спектр $|\dot{M}_0(f)^{(Э1)}|$ предварительной временной функции очага ; 2 - его сглаженный вариант $|\dot{M}_0(t)^{(Э1Г)}|$, 3 - целевой спектр $\dot{M}_0(f)^{(Ц)}$ и 4 - окончательный спектр $\dot{M}_0(t)^{(Э2)}$. *б*: представление “корректирующего оператора” через амплитудный спектр $|U(f)|$ (D) и его модификации для преобразования $\dot{M}_0(f)^{(Э1)}$ в спектры скорости и ускорения (V, A); *в*: логарифмическое расхождение между окончательным и целевым спектрами m=lg($\dot{M}_0(t)^{(Э2)}/\dot{M}_0(f)^{(Ц)}$). *г*: представление “корректирующего оператора” во временной области $U(t)$ (D), а также его первой и второй производных (V, A); соответствующие амплитудные спектры см. *б*.

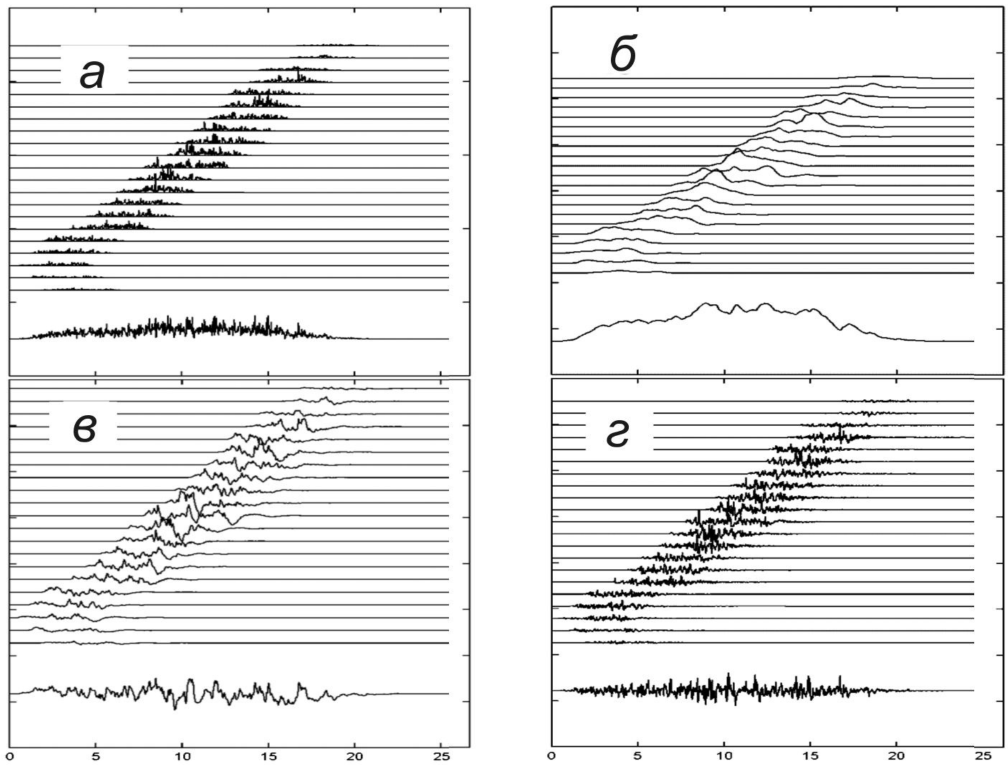

Рисунок 7. Примеры предварительных и окончательных временных функций; для разборчивости иллюстрируется упрощенный случай линейного очага (с сеткой субисточников 21×1). *а* – набор функций $\dot{M}_{0i}(t)^{(Э1)}$ и суммарная временная функция $\dot{M}_0(t)^{(Э1)}$ под ними; *б, в* и *г* – это аналогичные графики для функций $\dot{M}_{0i}(t), \ddot{M}_{0i}(t)$ и $\dddot{M}_{0i}(t)$, соответственно. Вертикальные масштабы для графиков *а* и *б* различаются. Точка старта - на том субисточнике, трасса которого - третья снизу