

ОБ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ (ПРИМЕР ГЕОМЕХАНИЧЕСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ СЕЙСМОЛОГИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ)

Г.Г. Кочарян

Анализ показывает, что выполняемый в первом приближении закон подобия для событий разного масштаба, в действительности, заметно нарушается при исследовании данных, полученных в близких тектонических условиях. Этот эффект не исчезает и при учете «недооценки» вклада высоких частот в сейсмическую энергию. Рассмотрение простой геомеханической модели процесса динамического сдвига приводит к заключению, что увеличение излучательной эффективности с ростом магнитуды события определяется закономерным снижением жесткости разломной зоны с масштабом.

Введение

Известно, что землетрясения обладают разным «коэффициентом полезного действия». Доля энергии, излученной в виде сейсмических волн, может изменяться в довольно широких пределах. Обычно полагают, что для тектонического землетрясения сейсмическая энергия E_s составляет порядка нескольких процентов от величины изменения внутренней энергии системы ΔE_d [Садовский и др., 1987]. Однако в ряде случаев это соотношение становится существенно иным. Так, например, для «цунамигенных» землетрясений отношение $E_s/\Delta E_d$ на один-два порядка ниже [Kanamori, Brodsky, 2004], а для, так называемых, тихих землетрясений доля E_s становится пренебрежимо мала [Peng, Gombert, 2010].

Для «обычных» коровых землетрясений с успехом используются эмпирические соотношения, связывающие магнитуду (масштаб) землетрясения M и сейсмическую энергию. Классическим является уравнение Гуттенберга-Рихтера [Касахара, 1985].

$$\lg E_s = 1,5M + 4,8. \quad (1)$$

Сейсмологами бывшего СССР широко применяются и различные зависимости, связывающие, так называемый энергетический класс K ($K = \lg E_s$) и магнитуду [Раутиан, 1960]. Эти соотношения несколько видоизменяются от региона к региону и, иногда, при переходе от малых событий к большим. При этом вопрос о том, одинакова ли эффективность излучения для событий разного масштаба, остается открытым до сих пор.

Землетрясение, по сравнению, например, с взрывом, характеризуется более сложным источником сейсмических волн не обладающим, даже в первом прибли-

жении, сферической симметрией. Размеры источника существенно различаются в разных направлениях, а приуроченность очага к разлому изначально подразумевает анизотропию характеристик среды. В силу этого универсальные соотношения подобия для природной и техногенной сейсмичности не применяются. Тем не менее, введение такого понятия как сейсмический момент [Аки, Ричардс, 1982] оказалось удобным для вывода соотношений, используемых для пересчета характеристик процесса событий разного масштаба.

Различными авторами неоднократно делались попытки анализа выполнения соотношений самоподобия для сейсмичности. Однако использование разных методов обработки зачастую приводило к противоположным выводам [Kanamori et al., 1993; Domański, Gibowicz, 2008; Ide, Beroza, 2001; Baltay et al., 2010 и др.].

В настоящей работе мы попытались привлечь представления геомеханики разломных зон для интерпретации некоторых сейсмологических данных, анализ которых приводит к заключению о нарушении закономерностей подобия.

Сейсмический момент и сейсмическая энергия

Скалярный сейсмический момент M_0

$$M_0 = \mu \cdot \Delta U \cdot S, \quad (2)$$

есть характеристика, определяемая различными способами из результатов сейсмологических, геодезических и геологических наблюдений, является квазистатической в том смысле, что она не зависит от динамических параметров очага таких, как скорость распространения разрыва или амплитуда скачка напряжений. В (2) μ – модуль сдвига породы в очаге, S – площадь очага, ΔU – смещение по разрыву. Ясно, что обычное и «тихое» землетрясение может иметь один и тот же сейсмический момент.

Модуль сдвига породы в очаге μ обычно определяется по соответствующим моделям Земли. Величина относительного перемещения берегов разлома ΔU рассчитывается путем инверсии результатов измерений параметров сейсмических колебаний или GPS данных. Площадь очага S оценить не всегда просто, однако, используя комплекс методов – измерение площади расположения облака афтершоков, геологические данные о выходе разрыва на поверхность, GPS данные, параметры сейсмических колебаний – площадь очага для крупных событий оценивается довольно надежно.

Величина сейсмического момента с хорошей точностью может быть определена и независимо, по результатам измерений параметров низкочастотной области спектра сейсмических колебаний. Справедливо соотношение [Аки, Ричардс, 1982]:

$$M_0 = \Psi^2 \Phi \cdot 4\pi \cdot \rho \cdot C_s^3 \cdot r \cdot \Omega_0. \quad (3)$$

Здесь Ψ – коэффициент, учитывающий направленность излучения, Φ – коэффициент, определяемой углом выхода луча на свободную поверхность, ρ – плотность, C_s – скорость поперечных волн, r – расстояние от источника до точки наблюдения. Ω_0 – амплитуда «полки» в низкочастотной части спектра смещения, которая оценивается при помощи аппроксимации зарегистрированного спектра одним из модельных. Чаще всего используется модель Брюна [Brune, 1970] в которой амплитудный спектр смещений описывается формулой:

$$\Omega(\omega) = \frac{\Omega_0}{1 + f^2/f_0^2}. \quad (4)$$

Соответственно спектр скорости смещения:

$$\dot{\Omega}(\omega) = \frac{i\omega\Omega_0}{1 + f^2/f_0^2}. \quad (5)$$

В (4) и (5) f_0 – угловая частота спектра.

Величина E_s , в отличие от M_0 , определяется динамикой развития разрыва. Энергии сейсмических волн, излучаемые обычным и тихим событием с одинаковым моментом, будут несопоставимы. Излученная сейсмическая энергия E_s может быть вычислена интегрированием зарегистрированных сейсмограмм [Kanamori et al., 1993] или их спектров [Venkataraman, Kanamori, 2004].

В первом случае определяется поток энергии через референс-сферу радиусом r_0

$$E_s \approx \Theta \cdot r^2 [r_0 q(r_0)/r q(r)]^2 \int \sum v_s^2 dt, \quad (6)$$

где $q(r)$ – функция поглощения, $\sum v_s^2$ – сумма квадратов компонент зарегистрированной скорости смещения грунта, r – расстояние до гипоцентра, а Θ – коэффициент, зависящий от свойств среды, направленности излучения и угла выхода луча на свободную поверхность.

При спектральном подходе, зарегистрированный спектр, как и при определении момента, заменяется одним из модельных, например (4) для которого определяются значения Ω_0 и f_0 .

При использовании (4), сейсмическая энергия выражается через интеграл:

$$E_s = \Psi^2 \Phi^2 4\pi \rho v_s r^2 \int_0^\infty \left[\frac{2\pi \cdot f \cdot \Omega_0}{1 + \frac{f^2}{f_0^2}} \right]^2 df. \quad (7)$$

Интегрирование (7) дает

$$E_s = \Psi^2 \Phi^2 8\pi^4 \rho v_s r^2 \Omega_0^2 f_0^3. \quad (8)$$

Совместное преобразование (3) и (8) дает выражение, связывающее сейсмическую энергию, сейсмический момент и угловую частоту.

$$E_s = \frac{\pi^2}{5\rho C^5} M_0^2 f_0^3. \quad (9)$$

Здесь мы учли, что среднее значение коэффициента направленности излучения для поперечных волн $\Psi = 0,63$ [Haskell, 1964]. Примечательно, что соотношение (9) не зависит от расположения точки наблюдения.

Выражение (9) удобно записать в безразмерном виде

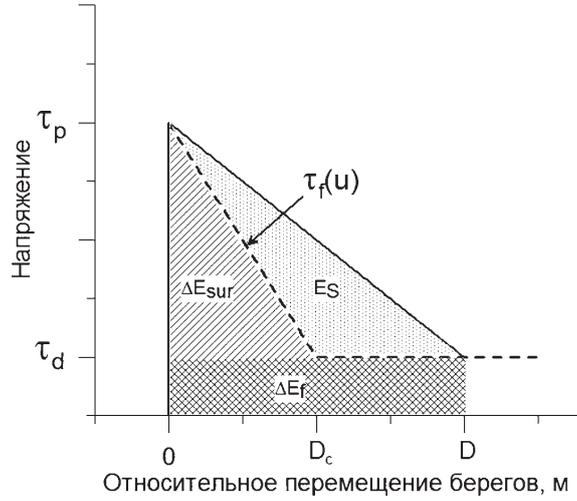
$$\frac{E_s}{M_0} = \frac{\pi^2}{5\rho C^5} M_0 f_0^3. \quad (10)$$

Отношение (10) может служить определенной мерой сейсмической эффективности очага. В самом деле, баланс энергии при образовании разрыва можно записать в виде:

$$E_s = \Delta E_e - \Delta E_f - \Delta E_{sur}, \quad (11)$$

где E_s – излученная сейсмическая энергия, ΔE_e – изменение внутренней энергии деформации, ΔE_{sur} – энергия, идущая на разрушение, ΔE_f – работа против сил трения.

Рис. 1. Баланс энергии при образовании разрыва



Будем полагать, что сдвиговые напряжения на плоскости разлома снижаются от величины τ_p до величины динамического трения τ_d . При этом динамический процесс, в ходе которого происходит излучение, заканчивается после смещения D_{tot} (рис. 1).

Записывая соотношение (11) мы пренебрегаем участком нарастания напряжений, полагая, что смещение и потери энергии на этом участке невелики.

Если в ходе образования разрыва сдвиговые напряжения изменились с τ_p до τ_d , то изменение внутренней энергии деформации на единицу площади разрыва составляет:

$$\Delta E_e = \frac{1}{2}(\tau_p + \tau_d)\Delta\bar{u}, \quad (12)$$

где $\Delta\bar{u}$ — среднее смещение по разрыву. Соответственно, полное изменение внутренней энергии есть:

$$\Delta E_d = S \cdot \Delta E_e = S \cdot \Delta\bar{u} \cdot \bar{\tau} = M_0 \frac{\bar{\tau}}{\mu}. \quad (12a)$$

Положим, что трение постепенно снижается в процессе скольжения, достигая минимального значения при величине относительного перемещения D_c .

Полная диссипированная энергия на единицу площади разлома будет:

$$\Delta E_f + \Delta E_{sur} = \int_0^D \tau_f(u) du = \bar{\tau}_f D, \quad (13)$$

где u — перемещение вдоль плоскости разлома, а $\bar{\tau}_f = \frac{1}{D} \int_0^D \tau_f(u) du$ — среднее трение.

Рис. 1 показывает распределение разных видов энергий. Площадь под трапецией представляет полное изменение внутренней энергии деформации ΔE_e в предположении, что $\Delta u \cong D$. Площадь под пунктирной кривой, обозначенной как τ_f , есть полная диссипированная энергия. Таким образом, в соответствии с (11), излученная сейсмическая энергия E_s есть площадь треугольника, залитого точками.

$$E_s = \Delta E_e - \bar{\tau}_f D. \quad (14)$$

Энергия ΔE_s , затраченная на трещинообразование, показана на рис. 1 одинарной штриховкой, а энергия ΔE_f , затраченная на преодоление трения, двойной штриховкой. Таким образом, полная диссипированная энергия $\bar{\tau}_f D$ может быть разделена на ΔE_s и фрикционную энергию, ΔE_f . Соотношение между энергией трещинообразования и фрикционной энергией, диссипированной в процессе скольжения, зависит от закономерности снижения сопротивления сдвигу. В случае ступенчатого перехода от τ_p до τ_d вся диссипированная энергия переходит в тепло. На практике подобный случай реализуется при динамическом срыве на очень гладких поверхностях.

Естественно ввести эффективность сейсмического источника в виде отношения величины сейсмической энергии к полному изменению внутренней энергии:

$$\eta = \frac{E_s}{\Delta E_e}. \quad (15)$$

Недостатком этого параметра является невозможность его оценить по результатам измерений параметров сейсмических волн, поскольку величина η зависит от уровня напряжений на разломе.

Если исключить из рассмотрения часть энергии, идущую на преодоление сил трения ΔE_f , и заменить в (15) полное изменение внутренней энергии ΔE_e на сумму сейсмической энергии E_s и энергии идущей на трещинообразование ΔE_{sur} , то отношение

$$\eta_R = \frac{E_s}{E_s + \Delta E_{sur}} \quad (16)$$

может быть выражено через регистрируемые в сейсмологии параметры – сейсмическую энергию, момент и скачок напряжений $\Delta\tau$.

Учитывая (см. рис. 1), что

$$E_s = \frac{\Delta\tau}{2} DS - \Delta E_{sur}, \quad (17)$$

получаем:

$$\eta_R = \frac{2\mu}{\Delta\tau} \frac{E_s}{M_0}, \quad (18)$$

Величину η_R , которую ввел Х. Канамори [Kanamori, Brodsky, 2004], иногда называют излучательной эффективностью источника.

Понятно, что $\eta_R \geq \eta$. Если $\eta_R \approx 1$, то участок формирования разрушения не существен. Если же $\eta_R \ll 1$, то доминируют динамические процессы разрушения породы.

Используя (10), получаем, что

$$\eta_R = \frac{2\mu}{\Delta\tau} \frac{\pi^2}{5\rho C^5} M_0 f_0^3 \quad (19)$$

К. Аки [Аки, Ричардс, 1982], сравнивая спектры землетрясений различного масштаба, установил, что в первом приближении выполняется соотношение

$$M_0 \sim 1/f_0^3, \quad (20)$$

что означает независимость отношения E_s/M_0 от масштаба события в предположении постоянства скачка напряжений $\Delta\tau$.

Из (1) и обычного выражения для моментной магнитуды

$$M_w = 2/3(\lg M_0 - 9,1) \quad (21)$$

получаем оценку ожидаемой величины отношения энергии и момента:

$$\lg E = \lg M_0 - 4,3,$$

или

$$\frac{E_s}{M_0} \approx 5 \cdot 10^{-5}. \quad (22)$$

Экспериментальные данные

Для анализа мы использовали несколько рядов экспериментальных данных. Во-первых, это опубликованные результаты измерений сейсмической энергии относительно крупных событий, полученные различными авторами путем непосредственного интегрирования сейсмограмм либо их спектров, а также данные каталога NEIC (neic.usgs.gov). Во-вторых, данные, опубликованные в каталогах Геофизической службы РАН и ее филиалов. В этих каталогах приводится энергетический класс события $K = \lg E_s$, который рассчитывается через измеренные на сейсмограмме максимальные амплитуды в P- и S-волнах при помощи соответствующих корреляционных соотношений.

Третий класс данных – результаты измерений локальными сетями очаговых и энергетических параметров слабой, в том числе техногенной, сейсмичности. Эти данные стали активно появляться в последние годы по мере развития цифровых методов регистрации и обработки.

Значения сейсмического момента относительно крупных событий ($M > 4,5$) определялись по Гарвардскому мировому каталогу сейсмических моментов (www.globalcmt.org). Для мелкой и средней сейсмичности применялись соотношения типа (3)–(5) с использованием модели Брюна или аналогичных.

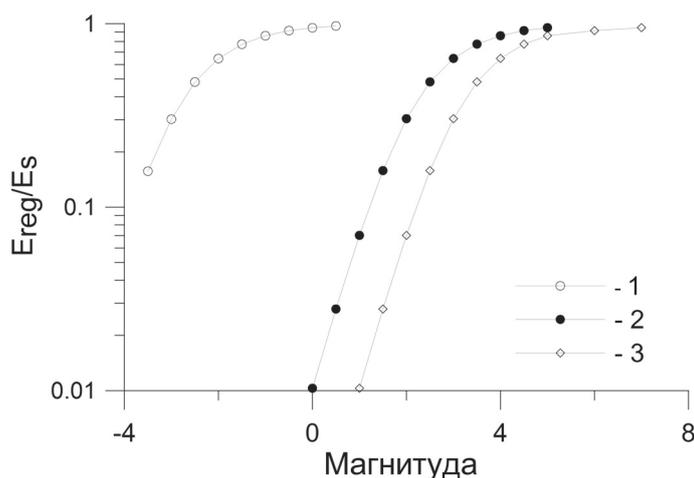


Рис. 2. Результаты расчета отношения величин регистрируемой датчиком и излученной источником энергии для событий разной магнитуды.

1 – пьезоакселерометр; 2 – датчик CM-3; 3 – датчик системы "Terrascope".

В тех случаях, когда это не было сделано авторами, нами учитывался эффект влияния ограниченной полосы регистрирующей аппаратуры. Если аппаратура «обрезает» полосу частот, то часть энергии, которую несут колебания вне этой полосы, не регистрируется.

Как показано в [Ide, Beroza, 2001], в тех случаях, когда полоса регистрации обрезана сверху частотой f_M , отношение зарегистрированной энергии E_{reg} к излученной определяется выражением

$$R = \frac{E_{reg}}{E_s} = \frac{2}{\pi} \left[\arctg(f_M / f_0) - (f_M / f_0) / (1 + (f_M / f_0)^2) \right]. \quad (23)$$

где f_0 – угловая частота спектра излученного сигнала.

Для примера, на рис. 2 показаны результаты расчета доли энергии, регистрируемой пьезоакселерометром, датчиком СМ-3 и датчиком, используемым в системе наблюдений Terrascope [Kanamori et al., 1993], с ограничениями, соответственно, 5 кГц, 20 и 7 Гц в области высоких частот. Можно видеть, что в определенном диапазоне магнитуд этот эффект оказывается весьма значителен.

В анализируемую базу данных были включены события с моментными магнитудами от $-3,6$ до $8,5$. Все используемые данные показаны на сводном графике (рис. 3).

Анализ и обсуждение

Можно видеть, что при изменении сейсмического момента на 19 порядков – в диапазоне от 10^3 до 10^{22} Н/м, практически все данные лежат в диапазоне $E_s/M_0 \sim 10^{-6} - 10^{-3}$. Таким образом, если рассматривать весь комплекс данных, то явной за-

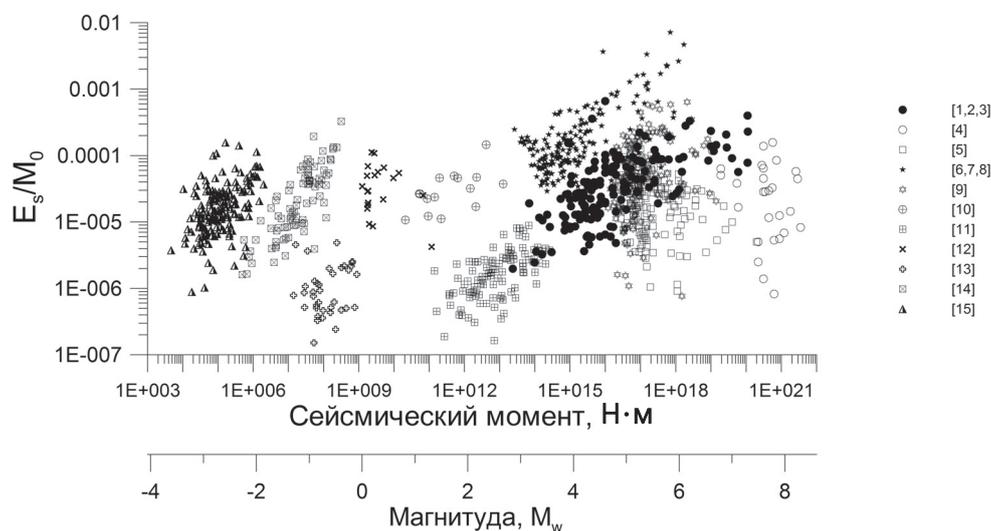


Рис. 3. Зависимость отношения E_s/M_0 от масштаба события.

Значками показаны данные: 1 – [Kanamori et al., 1993]; 2 – [Mori et al., 2003]; 3 – [Mayeda et al., 1996]; 4 – [Venkataraman, Kanamori, 2004]; 5 – [(www.emsd.ru)]; 6 – [Добрынина, 2011]; 7 – [seis-bykl.ru]; 8 – [Ключевский, Демьянович, 2002]; 9 – [www.kndc.kz]; 10 – [Ide, Beroza, 2001]; 11 – [Domański, Gibowicz, 2008]; 12 – [Yamada et al, 2007]; 13 – [Oye et al., 2005]; 14 – [Urbancic, Young, 1993]; 15 – [Gibowicz et al., 1991].

зависимости этого отношения от масштаба землетрясения не обнаруживается, что соответствует самоподобной среде с линейными характеристиками. Верхний предел рассматриваемого отношения можно оценить из простых соображений. Из соотношения (10) получаем:

$$\frac{E_s}{M_0} = \frac{\pi^2}{5\rho C^5} M_0 f_0^3 = \pi^2 \frac{\mu D \cdot L^2 V_r^3}{5\rho C^5 L^3} \approx \frac{\mu}{\rho C^2} \frac{D V_r^3}{L C_s^3} \quad (24)$$

Отношение D/L есть уровень реализованной в процессе землетрясения сдвиговой деформации; отношения $\mu/\rho C^2 \sim 1$ (V_r/C_r) $_{\max} \leq 1$. Оценивая порядок величины деформации не более $D/L \approx 10^{-3}$, получаем максимально возможную величину параметра $E_s/M_0 < \sim 10^{-3}$. Можно видеть, что большинство экспериментальных данных соответствует такому соотношению. Исключение составляют результаты, полученные для землетрясений Байкальской рифтовой зоны. Обсуждение причин этого обстоятельства выходит за пределы данной статьи. Нижнего предела отношения видимо не существует, однако, при $E_s/M_0 < 10^{-6} - 10^{-7}$ скорость распространения разрыва V_r должна оказаться на порядок ниже скорости поперечных волн так, что событие становится уже «медленным» или «тихим» землетрясением.

Во многих работах, например [Kanamori et al., 1993; Mogi et al., 2003; Добрынина, 2011 и др.] отмечается, что рассмотрение отдельных рядов данных приводит к обнаружению зависимости эффективности излучения от масштаба события. Частью авторов это обстоятельство расценивается как нарушение закона самоподобия сейсмичности [Kanamori, Brodsky 2004 и др.]. Другие трактуют зависимость эффективности излучения от масштаба как артефакт, связанный с неверным учетом закономерностей поглощения высокочастотных колебаний от слабых событий [Ide, Beroza, 2001; Baltay et al., 2010 и др.].

На рис. 4 приведены данные рис. 3, разделенные по регионам. Отдельно, на рис. 4, д приведены данные по слабой сейсмичности. Можно видеть, что в большинстве случаев для событий, зарегистрированных в одном регионе или одном горном массиве, наблюдается отчетливый рост отношения E_s/M_0 с масштабом события. Подобного тренда практически не наблюдается для «межплитных» землетрясений (рис. 4, б). Более того, можно видеть тенденцию к снижению эффективности для крупнейших событий с $M > 8$.

С нашей точки зрения подобный эффект может быть связан со специфической зависимостью жесткости разломной зоны от ее масштаба [Костюченко и др., 2002].

В самом деле, рассматривая баланс энергии (рис. 1), имеем, в первом приближении, следующую оценку.

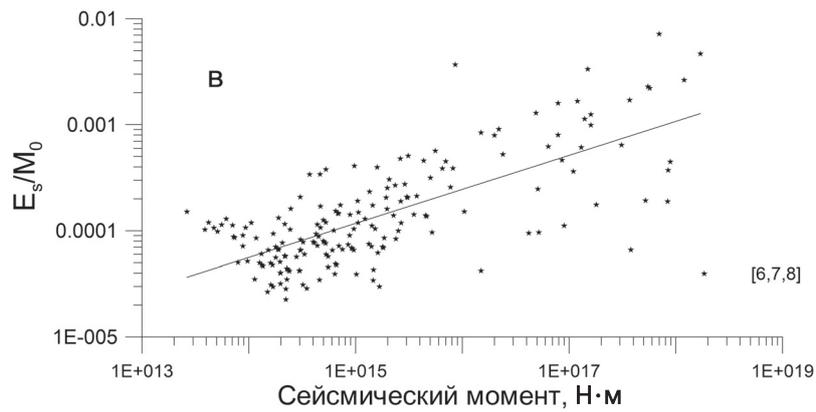
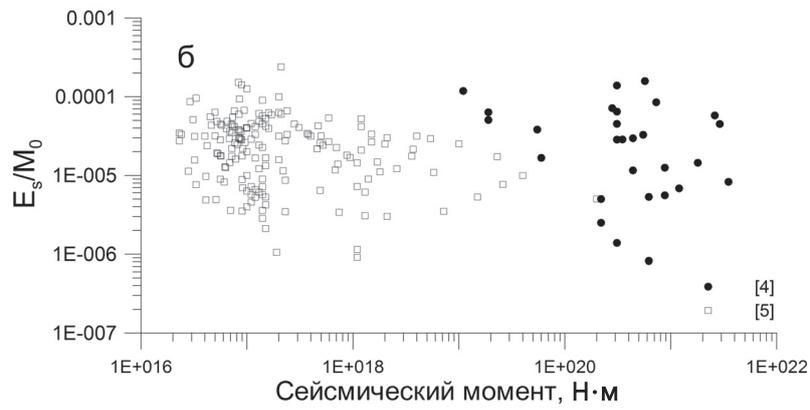
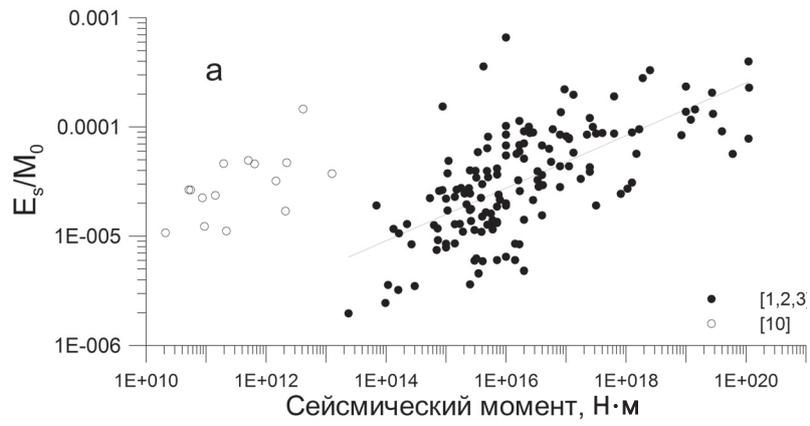
$$\eta_R = \frac{E_s}{E_s + \Delta E_{sur}} = \frac{D \cdot \Delta\tau - D_c \cdot \Delta\tau}{D \cdot \Delta\tau} \quad (25)$$

В первом приближении перемещения D и D_c связаны со скачком напряжений $\Delta\tau = \tau_p - \tau_d$ соотношениями:

$$D = \frac{\Delta\tau}{k_m}, \quad D_c = \frac{\Delta\tau}{k_f} \quad (26)$$

Здесь k_m – жесткость нагружения массива, окружающего разлом, которая, согласно, например [Kanamori, Brodsky, 2004], может быть оценена как $k_m = G/\alpha \cdot L$, а k_f – жесткость разгрузки разломной зоны.

Соотношения (25), (26) записаны в линейном приближении постоянства жесткостей.



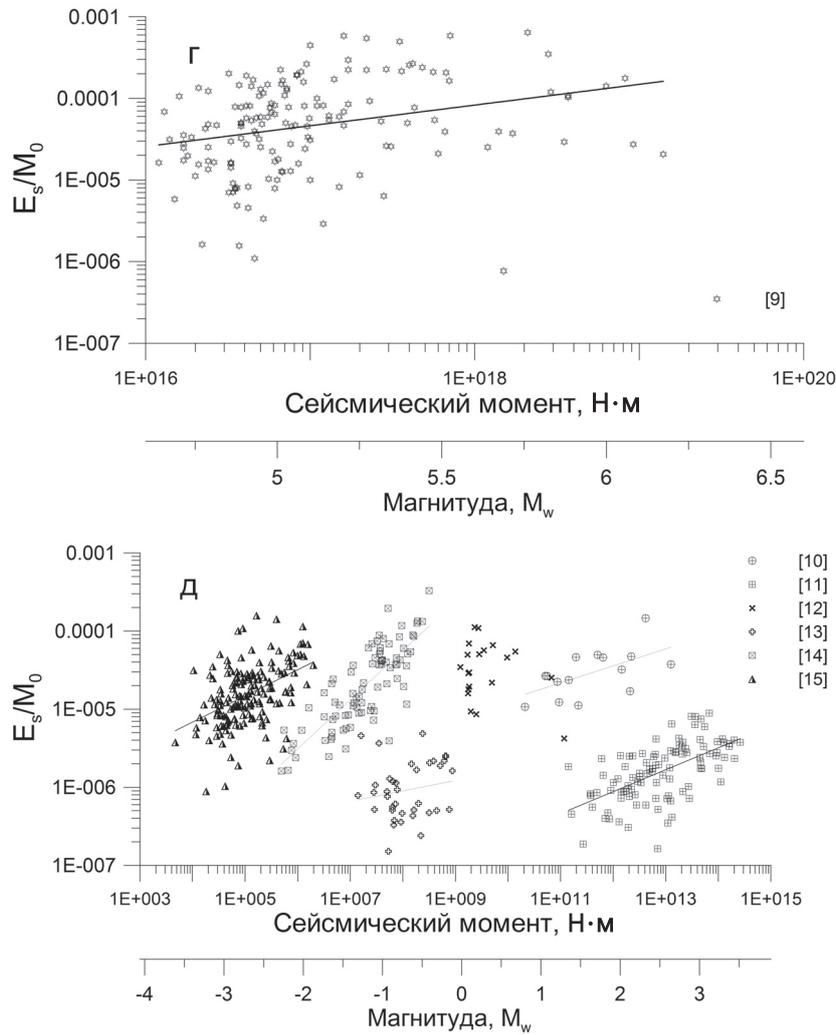


Рис. 4. Зависимость отношения E_s/M_0 от масштаба события для отдельных регионов. а – Северная Америка; б – Зоны субдукции; в – Байкальская рифтовая система; г – Средняя и Центральная Азия; д – мелкие события на горнодобывающих предприятиях. Обозначения те же, что и на рис. 3.

Таким образом, получаем оценку эффективности излучения:

$$\eta_R = 1 - \frac{\mu}{\alpha \cdot L \cdot k_f}. \quad (27)$$

Проведенные «in situ» измерения эффективных параметров разломных зон [Кочарян, 2009; Спивак, 2011] позволяют заключить, что сдвиговая жесткость разлома снижается с увеличением масштаба по степенному закону $k_s \sim L^{-(0,25+0,5)}$, что приводит к соотношению

$$\eta_R \sim 1 - \frac{\mu}{\alpha \cdot L^{0,5-0,75}}, \quad (28)$$

то есть к выраженной зависимости эффективности излучения от масштаба события.

Уточнение соотношения (28) потребовало бы детального обоснования и описания экспериментальных данных по исследованию разломов, что невозможно из-за ограниченного объема статьи. Это нецелесообразно еще и потому, что соотношение (28) описывает излучательную, а не сейсмическую эффективность и ее прямое сопоставление с результатами, приведенными на рис. 4, затруднительно. Тенденция же возрастания сейсмической эффективности с ростом масштаба события очевидна и без уточнения коэффициентов в (28). Более того, из (28) можно заключить, что темп нарастания излучательной эффективности с масштабом постепенно замедляется.

Из предложенной интерпретации становится понятным отсутствие масштабной зависимости эффективности землетрясений в межплитных зонах, где события происходят на крупнейших разломах, что обуславливает примерно одинаковую величину параметра k_f для разных событий.

Выводы

Отношение излученной сейсмической энергии к сейсмическому моменту землетрясения оказывается параметром, имеющим ясный физический смысл и пригодным для оценки сейсмической эффективности события. Проведенный анализ экспериментальных данных показывает, что выполняемый в первом приближении закон подобия для событий разного масштаба, в действительности, заметно нарушается при исследовании данных, полученных в близких тектонических условиях. Этот эффект не исчезает и при учете «недооценки» вклада высоких частот в сейсмическую энергию.

Рассмотрение простой геомеханической модели процесса динамического сдвига приводит к заключению, что увеличение излучательной эффективности с ростом магнитуды события определяется закономерным снижением жесткости разломной зоны с масштабом. Предельно возможные значения эффективности достигаются при значениях $E_s/M_0 \sim 10^{-3}$. При $E_s/M_0 < 10^{-6}-10^{-7}$ скорость распространения разрыва оказывается настолько низкой, что события выходят из категории сейсмогенных.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 10-05-01064) и Программы № 6 ОНЗ.

Литература

- Аки К., Ричардс П. // Количественная сейсмология, т. 1, 2. М.: Мир. 1982.
- Добрынина А.А. Добротность литосферы и очаговые параметры землетрясений Байкальской рифтовой системы // Дисс. канд. физ.-мат. наук. Иркутск. 2011. 251 с.
- Касахара К. Механика землетрясений. М.: Мир, 1985. 264 с.
- Ключевский А.В., Демьянович В.М. Динамические параметры очагов сильных землетрясений Байкальской сейсмической зоны // Физика Земли. 2002. № 2.
- Костюченко В.Н., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В. Деформационные характеристики межблоковых промежутков различного масштаба // Физ. мезомех. 2002. Т. 5. № 5. С. 23–42.
- Кочарян Г.Г. Физический смысл отклонения некоторых параметров сейсмического процесса от закона подобия // ДАН, 2009, т. 429, № 6, с. 821–824.

Раутиан Т.Г. Энергия землетрясений // Методы детального изучения сейсмичности: труды ИФЗ АН СССР, № 9 (176) / Отв. ред. Ю.В. Ризниченко. М.: Изд-во АН СССР, 1960. С. 75–113.

Садовский М.А., Болховитинов Л.Г., Писаренко В.Ф. Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. М.: Наука. 1987. 100 с.

Сивак А.А. Оценка жесткости разломных зон земной коры на основе сейсмических данных // Физика Земли. 2011. № 7. С. 44–53.

Baltay, A., G. Prieto, and G.C. Beroza, Radiated seismic energy from coda measurements and no scaling in apparent stress with seismic moment // J. Geophys. Res., 2010. V. 115, B08314.

Brune J.N. Tectonic stress and spectra of seismic shear waves from earthquakes // J Geophys Res. 1970. V. 75, p. 4997–5009.

Domanski, B., Gibowicz S. Comparison of source parameters estimated in the frequency and time domains for seismic events at the Rudna copper mine, Poland // Acta Geophys. 2008. V. 56, p. 324–343.

Gibowicz, S., Young R., Talebi S., Rawlence D. Source parameters of seismic events at the Underground Research Laboratory in Manitoba, Canada: Scaling relations for events with moment magnitude smaller than 2 // Bull. Seismol. Soc. Am. 1991. V. 81, p. 1157–1182.

Haskell NA Total energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults // Bull Seism Soc Am. 1964. V. 54. P. 1811–1841.

Ide, S., Beroza G. Does apparent stress vary with earthquake size? // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28, p. 3349–3352.

Kanamori, H. and E.E. Brodsky, The physics of earthquakes // Reports on Progress in Physics, 67, p. 1429–1496, 2004.

Kanamori, H., E. Hauksson, L.K. Hutton, and L.M. Jones, Determination of earthquake energy release and ML using TERRAScope // Bull. Seismol. Soc. Am., 83, p. 330–346, 1993.

Mayeda, K., Walter W.R. Moment, energy, stress drop, and source spectra of western United States earthquakes from regional coda envelopes // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. p. 11195–11208.

Mori, J., Abercrombie R.E., Kanamori H. Stress drops and radiated energies of aftershocks of the 1994 Northridge, California, earthquake // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P. 2545.

Oye V., Bungum H., Roth M. Source parameters and scaling relations for mining-related seismicity within the Pyhäsalmi ore mine, Finland // Bull. Seismol. Soc. Am. 2005. V. 95, no. 3, p. 1011–1026.

Peng, Z., and J. Gomberg, An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slow-slip phenomena // Nat. Geosci. 2010. V. 3. p. 599–607.

Urbancic, T.I., Young R.P. Space-time variations in source parameters of mining-induced seismic events with $M < 0$ // Bull. Seismol. Soc. Am. 1993. V. 83, p. 378–397.

Venkataraman, A., Kanamori H. Observational constraints on the fracture energy of subduction zone earthquakes // J. Geophys. Res. 2004. V. 109, p. 5302.

Web site Камчатского Филиала Геофизической службы РАН www.emsd.ru/.

Web site Байкальского Филиала Геофизической Службы РАН seis-bykl.ru/.

Web site Казахстанского национального центра данных <http://www.kndc.kz>.

Yamada T., Mori J.J., Ide S., et al. Stress drops and radiated seismic energies of micro-earthquakes in a South African gold mine // J. Geophys. Res. 2007. V. 112, B03305.