

Модели напряженно-деформированного состояния горных пород при подготовке землетрясений и их связь с геоакустическими наблюдениями

А. С. ПЕРЕЖОГИН, Б. М. ШЕВЦОВ

*Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН
п. Паратунка, Елизовский район, Камчатский край, Россия*

e-mail: andreyp@ikir.ru

Предложены модели напряженно-деформированного состояния горных пород, объясняющие особенности наблюдений геоакустической эмиссии в период подготовки землетрясений. Выполнены расчеты зон дилатансии и акустической эмиссии в случае двойной силы без момента в упругом полупространстве. Рассмотрены уровни максимальных сдвиговых деформаций, определяющих анизотропию и пространственное распределение акустических эффектов. Обсуждается скорость деформационных процессов, влияющая на интенсивность излучения звука.

Ключевые слова: напряженно-деформированное состояние, геоакустическая эмиссия, дилатансия.

Введение

На Камчатке регистрируются возмущения в высокочастотной геоакустической эмиссии в периоды подготовки землетрясений, удаленных на сотни километров от пунктов наблюдений [1, 2]. Интенсивные вариации в различных геофизических полях перед сейсмическими событиями часто связывают с разуплотнением горных пород [3]. Акустическая эмиссия генерируется раскрытием трещин или движениями по границам неоднородностей и разломам вследствие изменения напряженно-деформированного состояния горных пород. Возрастание интенсивности геоакустической эмиссии в период подготовки землетрясений можно объяснить образованием зон дилатансии [4] и акустической эмиссии [5].

Разуплотнение горных пород происходит при напряжениях, близких к критическим значениям, а геоакустическая эмиссия может возникать при деформациях существенно меньших, поэтому зоны эмиссии по размеру значительно превосходят область дилатансии [5]. Разумеется, пространственные масштабы областей с различными уровнями деформаций зависят от интенсивности источника напряжений. В случае простой сосредоточенной силы моделирование зон дилатансии и эмиссии было выполнено в работах [4, 5] соответственно. Представляют интерес такие расчеты для двойной силы без момента — общепринятого источника напряжений в очагах землетрясений [3, 6], и исследование анизотропии и пространственного распределения акустических эффектов с помощью полученного поля максимальных сдвиговых деформаций.

Интенсивность геоакустических эффектов зависит не только от упругих деформаций, но и от релаксационных процессов, характеристикой которых служит скорость затухания напряжений. За счет диссипативных эффектов возникают источники акустических сигналов. Для оценки интенсивности геоакустической эмиссии используется диссипативная функция деформируемых тел [7]. При условии, что деформации возникают быстрее, чем затухают, можно считать, что упругие деформации и напряжения являются начальным полем для диссипативных процессов, характеристики которых на стадии релаксации можно определить, например, с помощью моделей Максвелла [8] или Бингама [9].

1. Модели напряженно-деформированного состояния пород

Рассмотрим однородное упругое полупространство и два типа источников напряжений: простую силу и диполь без момента. Поместим их в точку c на оси z (рис. 1) и ориентируем параллельно оси x .

Компоненты тензора напряжений для упругого изотропного тела выражаются через вектор Галеркина $\mathbf{H} = \mathbf{i}X + \mathbf{j}Y + \mathbf{k}Z$ [10]:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{xx} &= 2(1 - \nu) \frac{\partial}{\partial x} \Delta X + \left(\nu \Delta - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \operatorname{div} \mathbf{H}, \\
 \sigma_{yy} &= 2(1 - \nu) \frac{\partial}{\partial y} \Delta Y + \left(\nu \Delta - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \operatorname{div} \mathbf{H}, \\
 \sigma_{zz} &= 2(1 - \nu) \frac{\partial}{\partial z} \Delta Z + \left(\nu \Delta - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \operatorname{div} \mathbf{H}, \\
 \sigma_{yz} &= (1 - \nu) \left(\frac{\partial}{\partial z} \Delta Y + \frac{\partial}{\partial y} \Delta Z \right) - \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} \operatorname{div} \mathbf{H}, \\
 \sigma_{zx} &= (1 - \nu) \left(\frac{\partial}{\partial x} \Delta Z + \frac{\partial}{\partial z} \Delta X \right) - \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \operatorname{div} \mathbf{H}, \\
 \sigma_{xy} &= (1 - \nu) \left(\frac{\partial}{\partial y} \Delta X + \frac{\partial}{\partial x} \Delta Y \right) - \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \operatorname{div} \mathbf{H},
 \end{aligned} \tag{1}$$

где X, Y, Z — координаты вектора Галеркина \mathbf{H} ; $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}, \sigma_{yz}, \sigma_{zx}, \sigma_{xy}$ — компоненты тензора напряжений; Δ — оператор Лапласа; ν — коэффициент Пуассона; $R_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - c)^2}$, $R_2 = \sqrt{x^2 + y^2 + (z + c)^2}$. Вектор Галеркина для простой сосредоточенной силы в упругом полупространстве имеет вид [11]

$$\begin{aligned}
 X &= \frac{F}{8\pi(1 - \nu)} \left(R_1 + R_2 - \frac{2c^2}{R_2} + 4(1 - \nu)(1 - 2\nu) [(z + c) \ln(R_2 + z + c) - R_2] \right), \\
 Y &= 0, \quad Z = \frac{F}{8\pi(1 - \nu)} \left(\frac{2cx}{R_2} + 2(1 - 2\nu)x \ln(R_2 + z + c) \right).
 \end{aligned} \tag{2}$$

Аналитическое решение для тензора напряжений в случае простой силы получается подстановкой вектора Галеркина (2) в систему (1) [11].

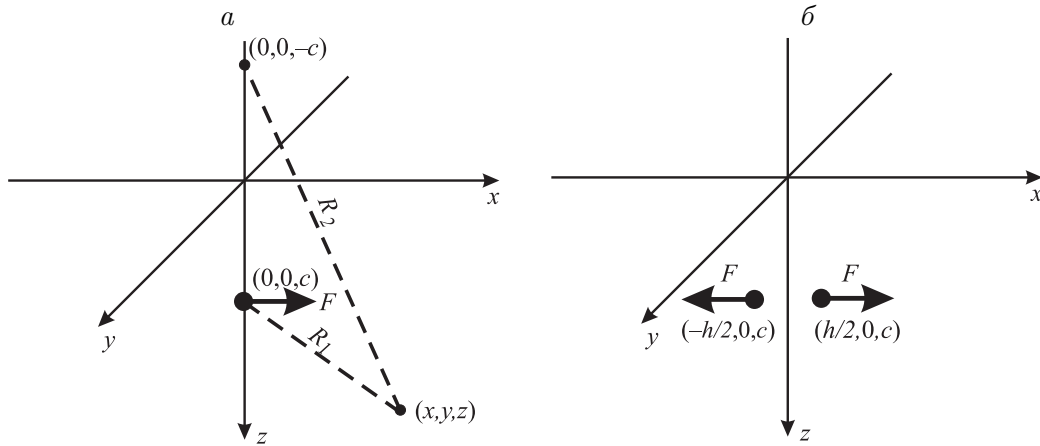


Рис. 1. Направления сил: *a* — простой, *б* — двойной; $(0, 0, c)$ — точка приложения сосредоточенной силы, $(h/2, 0, c)$ и $(-h/2, 0, c)$ — точки приложения двойной силы, F — модуль простой и двойной сил

В случае двойной силы поле напряжений будет выражаться через разность данного вектора Галеркина в двух точках полупространства $\mathbf{H}(-h/2, 0, c) - \mathbf{H}(h/2, 0, c)$ (рис. 1, б). При $h \rightarrow 0$, $F \rightarrow \infty$ поле напряжений определяется величиной, которая называется вектором Галеркина для двойной силы $\partial \mathbf{H} / \partial x$ (3). В \mathbf{H} стоит модуль простой силы F , а в $\partial \mathbf{H} / \partial x$ — величина диполя $M = F \cdot h$. Тогда вектор Галеркина для двойной силы имеет вид

$$X = \frac{Mx}{8\pi(1-\nu)} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} - \frac{4(1-\nu)(1-2\nu)}{R_2+z+c} + \frac{2c^2}{R_2^3} \right),$$

$$Y = 0, \quad Z = \frac{M}{8\pi(1-\nu)} \left(\frac{2c}{R_2} - \frac{2cx^2}{R_2^3} + \frac{2(1-2\nu)x^2}{R_2(R_2+z+c)} + 2(1-2\nu) \ln(R_2+z+c) \right). \quad (3)$$

Поле напряжений в упругом полупространстве, создаваемое двойной силой, вычисляется подстановкой (3) в (2).

В [4] использовался критерий разуплотнения горных пород:

$$D_\tau = \tau - \alpha(p + \rho gz) - S \geq 0, \quad (4)$$

где $\tau = \frac{\sqrt{3}}{2} \left((\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + (\sigma_{yy} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{zz} - \sigma_{xx})^2 + 6(\sigma_{xy}^2 + \sigma_{yz}^2 + \sigma_{zx}^2) \right)^{\frac{1}{2}}$ — интенсивность касательных напряжений, $p = -\frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}}{3}$ — давление, α — коэффициент внутреннего трения, ρ — плотность породы, g — ускорение свободного падения, z — координата точки, S — сцепление породы.

К области дилатансии относится та часть полупространства, где выполняется условие $D_\tau \geq 0$, которое означает, что касательные напряжения доминируют над сжатием, это и приводит к возникновению трещин и разуплотнению пород.

На рис. 2 приведены примеры вычислений зоны дилатансии на свободной поверхности и в плоскости $y = 0$ в случае двойной силы. В расчетах были выбраны следующие параметры: $\rho = 2900 \text{ кг/м}^3$, $g = 9.8 \text{ м/с}^2$, $c = 15000 \text{ м}$, $S = 3 \cdot 10^6 \text{ Па}$, $\alpha = 0.5$, $\nu = 0.25$, $E = 8.7 \cdot 10^{10} \text{ Па}$ (модуль упругости), $M = 5 \cdot 10^{22} \text{ Н}\cdot\text{м}$.

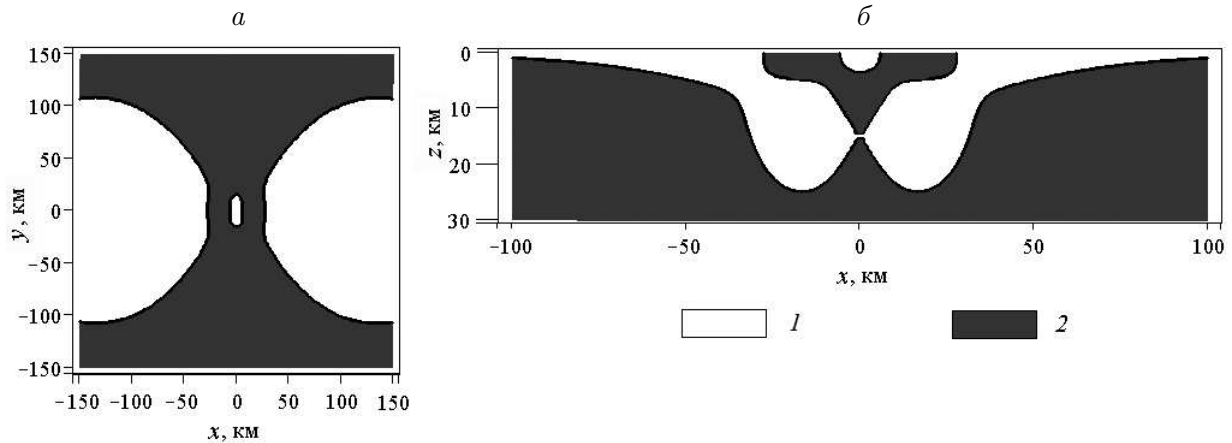


Рис. 2. Зона дилатансии: a — на свободной поверхности $z = 0$; b — в сечении $y = 0$; 1 — область дилатансии; 2 — область без нелинейного разуплотнения

Видно, что зона дилатансии простирается на расстояние около 100 км от источника напряжений. Это доказывает возможность появления отклика в высокочастотной эмиссии в пунктах наблюдения, расположенных на значительном удалении от очага будущего землетрясения.

Использование критерия D_τ позволяет определить зону нелинейного разуплотнения пород, в которой касательные напряжения доминируют над сжатием. Для выделения не только критических, но и всех других возможных уровней напряжений воспользуемся величиной $\sigma_{\max} = \max(|\sigma_1 - \sigma_2|, |\sigma_2 - \sigma_3|, |\sigma_3 - \sigma_1|)/2$ — критерием максимальных касательных напряжений, где $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ — главные значения тензора напряжений.

Учет литостатического давления $\rho g z$ осуществляется добавлением его в тензор напряжений $\sigma_{ik} \rightarrow \sigma_{ik} - \rho g z \delta_{ik}$, где δ_{ik} — единичный тензор. Однако на дневной поверхности xy , которая и представляет интерес для акустических наблюдений, литостатические эффекты отсутствуют. Более того, на этой поверхности, поскольку она свободная, все z -компоненты тензора напряжений σ_{ik} равны нулю, а значит, и $\sigma_3 = 0$.

Подход с использованием критерия σ_{\max} позволяет вычислить зоны с различными уровнями напряжений и найти направления максимальных касательных напряжений. Они ориентированы под углом 45° к оси наибольшего сжатия. На поверхности xy это взаимно перпендикулярные направления, повернутые относительно главных осей на 45° .

По этим направлениям будут ориентированы преимущественно сдвиговые источники акустического излучения, что и определяет ориентацию диаграммы направленности продольных и поперечных акустических колебаний [9, 12].

В случае изотропного сжатия $\sigma_1 - \sigma_2 = 0$ сдвиговые напряжения и источники акустического излучения отсутствуют, диаграмма направленности акустических колебаний при этом изотропна. Однако поля напряжений сосредоточенных сил, которые рассматриваются в данной работе, характеризуются соотношением $|\sigma_1 - \sigma_2| \sim |\sigma_1|, |\sigma_2|$.

С помощью критерия максимальных сдвиговых деформаций $\varepsilon_{\max} = (1 + \nu)\sigma_{\max}/E$ построим зоны геоакустической эмиссии, различающиеся интенсивностью акустических колебаний. Выделим значения критерия ε_{\max} : 10^{-8} – 10^{-7} , 10^{-7} – 10^{-6} , 10^{-6} – 10^{-5} . Значение 10^{-8} величины ε_{\max} соответствует уровню приливных деформаций, а максимальное 10^{-5} — пределу прочности и образованию зоны дилатансии, нелинейного разуплотне-

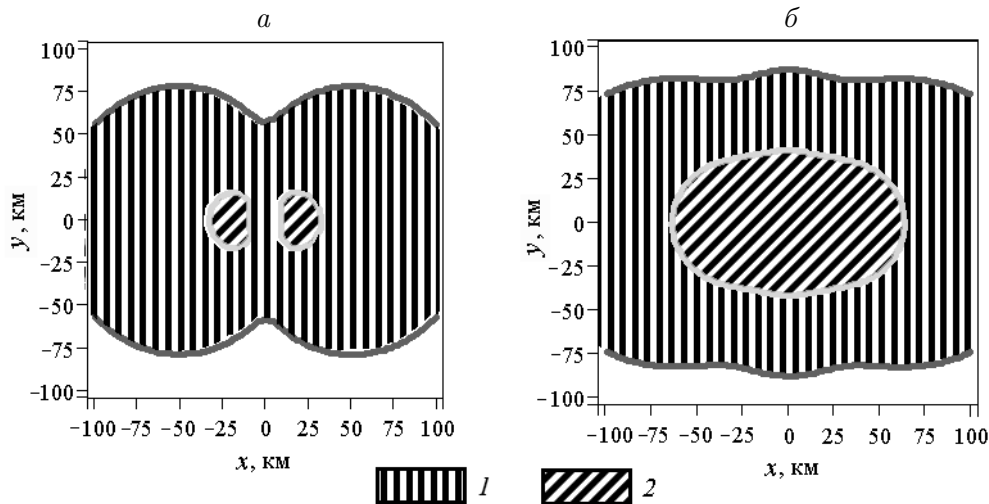


Рис. 3. Уровни сдвиговых деформаций, определяемые с помощью критерия ϵ_{\max} , в двух случаях сил: *a* — простой; *б* — двойной; 1 — относительные деформации $10^{-8} \dots 10^{-7}$; 2 — относительные деформации $> 10^{-7}$

ния. Параметры задачи будут использоваться такие же, как и в расчетах области дилатансии.

На рис. 3 показаны зоны геоакустической эмиссии на свободной поверхности xy в двух случаях сил: простой ($F = 5 \cdot 10^{13}$ Н) и двойной без момента ($F = 5 \cdot 10^{13}$ Н, $h = 10^5$ м), которые соответствуют землетрясениям с энергетическим классом $K = 13$ и сейсмическим моментом $M = 5 \cdot 10^{18}$ Н·м. В первом случае пространственный масштаб землетрясения можно оценить, используя предел прочности пород [5].

Выбранные параметры источников напряжений соответствуют сильным землетрясениям с энергетическим классом $K > 12$, у которых хорошо наблюдаются геоакустические эффекты [1, 2].

Согласно рис. 3, зоны геоакустической эмиссии по уровню относительных деформаций больше 10^{-8} простираются на расстояния более 100 км от эпицентров землетрясений, что объясняет появление откликов в геоакустической эмиссии на большом удалении от области подготовки сейсмического события.

С использованием критерия максимальных касательных напряжений σ_{\max} в каждой точке упругого полупространства можно оценить направленность акустического излучения. Рассмотрим его угловое распределение. Как показано в работах [1, 2, 13], оно имеет ярко выраженную анизотропию.

2. Направленность акустического излучения

Диаграммы направленности акустического излучения сдвиговых источников в твердых телах хорошо известны [9, 12], в упрощенном представлении они показаны на рис. 4. Большие лепестки на рис. 4, *a* соответствуют сжатию, а маленькие — разрежению.

Преимущественная ориентация сдвиговых источников акустических колебаний в каждой точке пространства будет определяться направлением максимальных касательных напряжений и сдвиговых деформаций. Направления находятся с помощью тензора напряжений σ_{ik} . Вычислительная процедура заключается в приведении этого тензора

к главным осям. Относительно оси максимального сжатия выбирается два направления под углом 45° . На них накладываются диаграммы направленности акустического излучения, показанные на рис. 4. Расчеты направлений максимальных касательных напряжений и наложенные на них диаграммы излучений продольных колебаний на поверхности $z = 0$ приведены на рис. 5.

Направления максимальных касательных напряжений показаны на рис. 5 прямыми линиями, образующими в каждой точке крест. Заметим, что диаграммы акустических излучений, наложенные на каждые из этих двух направлений, совпадают. Этим снимается неопределенность направления максимальных касательных напряжений. Для поперечных колебаний построения выполняются аналогично. Диаграммы направленности двух типов (см. рис. 4) в совокупности будут создавать сложную картину анизотропии направленности и поляризации акустического излучения в каждой точке наблюдений. Однако с помощью соответствующих акустических приемников и методов наблюдений можно выделить, например, продольно поляризованную волну [1, 2, 13].

Случаи простой и двойной сил на рис. 5 существенно различаются структурой направленности акустических колебаний. Это обусловлено различием пространственного

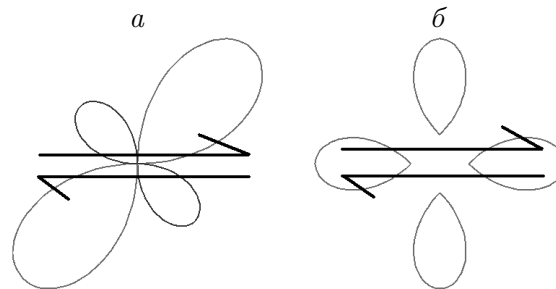


Рис. 4. Диаграммы направленности акустических колебаний сдвиговых источников: *a* — продольных; *b* — поперечных

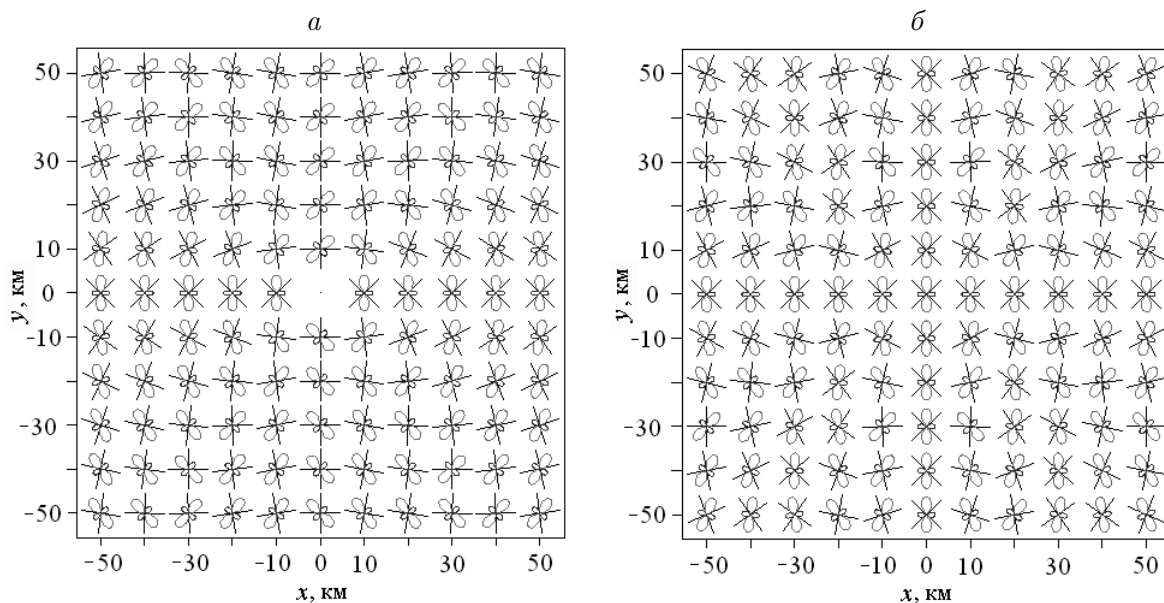


Рис. 5. Диаграммы направленности продольных колебаний сдвиговых источников на поверхности $z = 0$ для сил: *a* — простой; *b* — двойной

распределения деформаций у этих источников напряжений, на отрицательной полуоси x их деформации противоположны по знаку.

Направление максимума акустического сигнала имеет отклонение от направления на источник напряжений в зависимости от того, где находится точка наблюдения. Отклонение пеленга акустических сигналов от направления на область подготовки сейсмического события согласно данным экспериментов находится в диапазоне $0 \dots 52^\circ$ [1, 2, 13], что хорошо согласуется с результатами расчетов на рис. 5.

При решении обратной задачи восстановления поля деформаций по акустическим наблюдениям возможна локация областей подготовки землетрясений. Однако трудности решения такой задачи связаны со сложностью формы реальных источников напряжений в сейсмоактивных зонах, например, одновременно может наблюдаться подготовка близких по энергетике двух землетрясений и более, находящихся в различных направлениях.

Не все еще простейшие виды источников напряжений исследованы на геоакустический отклик. Например, представляет интерес для рассмотрения пара сил с отличным от нуля моментом, которая создает торсионные напряжения, при сбросе которых возможны медленные деформационные волны [14]. Геоакустическая эмиссия, индуцированная такими волновыми процессами, часто наблюдается в экспериментах в виде последовательности квазипериодических изменений интенсивности геоакустических сигналов [1, 2].

3. Интенсивность акустического излучения

В предыдущих разделах речь шла о линейных упругих деформациях, которые, как было показано выше, определяют пространственные структуры и направленность акустического излучения. Предполагалось, что источники деформаций, простая или двойная сила, возникают за короткий промежуток времени, меньший времени релаксаций напряжений. Появление таких источников может быть связано, например, с внезапными движениями по разломам [8, 9].

Однако в рамках модели линейных упругих деформаций нет ответа на вопрос, за счет чего появляются источники акустического излучения. Для понимания того, с чем связана интенсивность сигналов, необходимо рассмотреть диссипативные процессы.

Для описания релаксации напряжений при заданных начальных упругих деформациях используется модель Максвелла [8], в которой быстрые и медленные изменения проявляются как упругие и вязкие процессы соответственно. Причем релаксации происходят только за счет сдвиговых вязких деформаций, в то время как в начальных упругих деформациях присутствуют как сжатия, так и касательные напряжения — это приводит к перераспределению энергии.

В случае достижения пределов прочности для указанной выше модели существует обобщение, называемое моделью Бингама [9]. Разумеется, процессы разрушения могут быть очень мощными источниками акустической эмиссии, однако, чтобы остаться в рамках линейной теории, будем предполагать, что начальные упругие деформации предела прочности не достигают и лавинообразные процессы формирования трещин не начинаются. Линейный режим генерации акустической эмиссии без разрушений можно рассматривать при слабых деформациях на достаточном удалении от источников напряжений.

Согласно [8], уравнения тела Максвелла в трехмерном случае имеют вид

$$\begin{aligned}\dot{\varepsilon}_1 &= \frac{\dot{\sigma}_1 - \nu(\dot{\sigma}_2 + \dot{\sigma}_3)}{E} + \frac{1}{2\mu}(\sigma_1 - p), \\ \dot{\varepsilon}_2 &= \frac{\dot{\sigma}_2 - \nu(\dot{\sigma}_1 + \dot{\sigma}_3)}{E} + \frac{1}{2\mu}(\sigma_2 - p), \\ \dot{\varepsilon}_3 &= \frac{\dot{\sigma}_3 - \nu(\dot{\sigma}_1 + \dot{\sigma}_2)}{E} + \frac{1}{2\mu}(\sigma_3 - p),\end{aligned}\quad (5)$$

где $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ — главные деформации и напряжения, E — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона, $p = (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)/3$ — давление.

В предположении неизменности суммарных деформаций $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ левые части равенств (5) будут нулями, что даст уравнения на $\sigma_1(t), \sigma_2(t), \sigma_3(t)$ с начальными условиями $\sigma_1^0, \sigma_2^0, \sigma_3^0$, которые находятся из решения упругой модели с помощью выражений (3), а затем приведением к главным осям.

Решения уравнений (5) с нулевыми левыми частями имеют вид

$$\begin{aligned}\sigma_1(t) &= p_0 + (\sigma_1^0 - p_0) \exp\left(-\frac{Et}{2\mu(1+\nu)}\right), \\ \sigma_2(t) &= p_0 + (\sigma_2^0 - p_0) \exp\left(-\frac{Et}{2\mu(1+\nu)}\right), \\ \sigma_3(t) &= p_0 + (\sigma_3^0 - p_0) \exp\left(-\frac{Et}{2\mu(1+\nu)}\right),\end{aligned}\quad (6)$$

где $p_0 = (\sigma_1^0 + \sigma_2^0 + \sigma_3^0)/3$.

Из анализа этих выражений следует, что девиаторные напряжения, отвечающие за сдвиговые деформации, релаксируют, а сжатие остается. Плотность мощности релаксационного процесса определяется диссипативной функцией, которая в главных осях задается выражением

$$R = \mu \sum_{i=1}^3 \left(v_i - \frac{1}{3}\bar{v}\right)^2 + \frac{\zeta}{2}\bar{v}^2 = \frac{\sum_{i=1}^3 (\sigma_i - p)^2}{4\mu} + \frac{p^2}{2\zeta},$$

где μ и ζ — вязкости сдвига и сжатия среды, v_1, v_2, v_3 — главные значения тензора скорости деформаций, $\bar{v} = (v_1 + v_2 + v_3)/3$ [7]. Но поскольку вязкие деформации сжатия не рассматриваются, то в функции R надо оставить только первое слагаемое. Тогда, согласно (6), имеем:

$$\begin{aligned}R &= \frac{\sum_{i=1}^3 (\sigma_i^0 - p_0)^2}{4\mu} \exp\left(-\frac{Et}{\mu(1+\nu)}\right) = \\ &= \frac{1}{6\mu} \left((\sigma_1^0)^2 + (\sigma_2^0)^2 + (\sigma_3^0)^2 - (\sigma_1^0)\sigma_2^0 - \sigma_2^0\sigma_3^0 - \sigma_3^0\sigma_1^0 \right) \exp\left(-\frac{Et}{\mu(1+\nu)}\right).\end{aligned}\quad (7)$$

Вязкие процессы сопровождаются нагревом и акустической эмиссией, которая в конечном итоге также переходит в тепло. Акустическая эмиссия имеет ту же природу, что и тепловые упругие колебания. Эффективность ее генерации определяется свойствами

среды. Высокой эффективностью обладают, например, пластические среды с высоким содержанием абразивного материала. В вязкодеформируемых породах плотность мощности акустического излучения пропорциональна R , поскольку именно эта величина отвечает за диссипацию упругой энергии. В первую очередь релаксируют сдвиговые напряжения, определяющие анизотропию направленности эмиссии.

В неоднородных средах возможно локальное достижение пределов прочности и развитие нелинейных процессов генерации акустического излучения.

Заключение

На основе решений задачи для простой и двойной сил в упругом полупространстве и с использованием критерия максимальных касательных напряжений построены модели зон геоакустической эмиссии, для которых определены пространственные распределения интенсивности и диаграмм направленности акустического излучения. Результаты вычислений позволили объяснить такие особенности наблюдений, как проявление геоакустических эффектов на большом удалении от очагов подготовки землетрясений, анизотропию направленности эмиссии и девиацию пеленга акустических сигналов от направления на область повышенных напряжений.

Список литературы

- [1] КУПЦОВ А.В., ЛАРИОНОВ И.А., ШЕВЦОВ Б.М. Особенности геоакустической эмиссии при подготовке камчатских землетрясений // Вулканология и сейсмология. 2005. № 5. С. 45–59.
- [2] КУПЦОВ А.В. Изменение характера геоакустической эмиссии в связи с землетрясением на Камчатке // Физика Земли. 2005. № 10. С. 59–65.
- [3] РАЙС ДЖ. Механика очага землетрясения / Под ред. В.Н. Николаевского. М.: Мир, 1982. 217 с.
- [4] АЛЕКСЕЕВ А.С., БЕЛОНОСОВ А.С., ПЕТРЕНКО В.Е. О концепции многодисциплинарного прогноза землетрясений с использованием интегрального предвестника // Проблемы динамики литосферы и сейсмичности: Сб. науч. тр. ГЕОС. Вычислительная сейсмология. 2001. Вып. 32. С. 81–97.
- [5] ВОДИНЧАР Г.М., ПЕРЕЖОГИН А.С., САГИТОВА Р.Н., ШЕВЦОВ Б.М. Моделирование зон геоакустической эмиссии // Математ. моделирование. 2007. Т. 19, № 11. С. 59–63.
- [6] АКИ К., РИЧАРДС П. Количественная сейсмология: Теория и методы. М.: Мир, 1983. Т. 1. 520 с.
- [7] ЛАНДАУ Л.Д., ЛИФШИЦ Е.М. Теоретическая физика. М.: Наука, 1987. Т. 7. 177 с.
- [8] ТЁРКОТ Д., ШУБЕРТ ДЖ. Геодинамика. М.: Мир, 1985. Ч. 2. 360 с.
- [9] СОБОЛЕВ Г.А., ПОНОМАРЕВ А.В. Физика землетрясений и предвестники. М.: Наука, 2003. 270 с.
- [10] MINDLIN R.D. Force at a Point in the Interior of a Semi-Infinite Solid // J. Appl. Phys. 1936. Vol. 7. P. 195–202.
- [11] MINDLIN R.D., CHENG D.H. Nuclei of Strain in the Semi-Infinite Solid // J. Appl. Phys. 1950. Vol. 21. P. 926–930.

- [12] КОСТРОВ Б.В. Механика очага тектонического землетрясения. М.: Наука, 1975. 176 с.
- [13] ГОРДИЕНКО В.А., ГОРДИЕНКО Т.В., КУПЦОВ А.В. и др. Геоакустическая локация областей подготовки землетрясений // Докл. РАН. 2006. Т. 407. С. 669–672.
- [14] НИКОЛАЕВСКИЙ В.Н. Разломы земной коры и тектонические волны // Вестник ОГГГН РАН. 2001. № 1(16).

*Поступила в редакцию 30 июня 2008 г.,
в переработанном виде — 3 марта 2009 г.*