

АКУСТИКА СТРУКТУРНО НЕОДНОРОДНЫХ
ТВЕРДЫХ СРЕД, ГЕОЛОГИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

УДК 534.222, 550.348

О СВЯЗИ ПРИЛИВНОЙ МОДУЛЯЦИИ СЕЙСМИЧЕСКИХ ШУМОВ
С АМПЛИТУДНО-ЗАВИСИМЫМИ ПОТЕРЯМИ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

© 2008 г. В. Ю. Зайцев, В. А. Салтыков*, Л. А. Матвеев

Институт прикладной физики РАН

603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова 46

*Камчатский филиал Геофизической службы РАН

683006 Петропавловск-Камчатский, бульвар Пийна 9

E-mail: vyuzai@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 19.03.07 г.

Геоматериалы и многие другие микронеоднородные среды проявляют ярко выраженные нелинейные свойства при очень малых деформациях, для которых обычно ожидается практически линейное поведение материала. Эти свойства традиционно описываются на основе упруго-нелинейных или гистерезисных моделей. В данном сообщении обсуждается не связанная с гистерезисной нелинейностью амплитудно-зависимая диссипация, которая также является универсальной особенностью микронеоднородных сред. Это свойство позволяет предложить объяснение известному уже более 25 лет, но не имевшему удовлетворительной интерпретации эффекту корреляции между приливными деформациями земной коры (порядка 10^{-8}) и наблюдающимися неожиданно сильными (порядка $10^{-2} \dots 10^{-1}$) вариациями интенсивности сейсмических шумов.

PACS: 43.25.Ed, 91.60.Lj, 91.25.Ey

Ключевые слова: амплитудно-зависимое поглощение, приливные деформации, сейсмические шумы, модуляция.

ВВЕДЕНИЕ

Качественно необычные и сильно повышенные по уровню нелинейные акустические свойства присущи широкому классу контакто- и трещино-содержащих сред (в том числе практически всем горным породам), для которых лабораторные эксперименты указывают на возрастание нелинейных упругих параметров в сотни и тысячи раз по сравнению с однородными средами [1–3]. Еще более высокие оценки нелинейных параметров следуют из некоторых натуральных наблюдений (например, данных по влиянию приливных деформаций земной коры на скорости сейсмоакустических волн, излучаемых высокостабильными источниками [4, 5]). Установлено также, что кроме чисто упругой нелинейности трещины и контакты в структуре материала могут приводить к гистерезисной нелинейности [2, 3], “памяти” [6] и другим как “быстрым” нелинейным эффектам, так и эффектам медленной динамики [2, 3, 6–9], в понимании которых в последние годы достигнут заметный прогресс.

Среди исключений остается эффект модуляции сейсмических шумов приливными деформациями [10, 11], для которого не было предложено убедительной интерпретации, несмотря на возрастающий объем надежных независимых наблюдений (например, [12, 13]). Такого рода длительный

мониторинг [12, 13] для исключения влияния техногенных факторов проводился в районах, удаленных от человеческой активности (на станциях, расположенных на Камчатке и о. Хоккайдо). Узкополосные сейсмоприемники располагались на глубинах до десятков метров, чтобы исключить влияние поверхностных температурных колебаний и ветров (периоды штормовой погоды при необходимости исключались из данных). Результаты записей подвергались когерентной обработке с использованием скользящего окна наблюдения и когерентного суммирования огибающих (интенсивности) шума для выделения периодических изменений, соответствующих известным с высокой точностью периодам приливных деформаций [12, 13]. В результате такого накопления с типичной продолжительностью несколько месяцев были статистически надежно выделены вариации интенсивности с периодичностью, соответствующей, например, приливным компонентам [14] O_1 (суточная лунная главная волна, период $T = 25.82$ час.), M_2 (полусуточная лунная главная волна, период $T = 12.42$ час.) и компоненте N_2 (полусуточная лунная большая эллиптическая волна, период $T = 12.66$ час.). Таким образом, эффекты других потенциально возможных факторов с почти 24- и 12-часовой периодичностью надежно исключались. Типичная наблюдаемая глубина

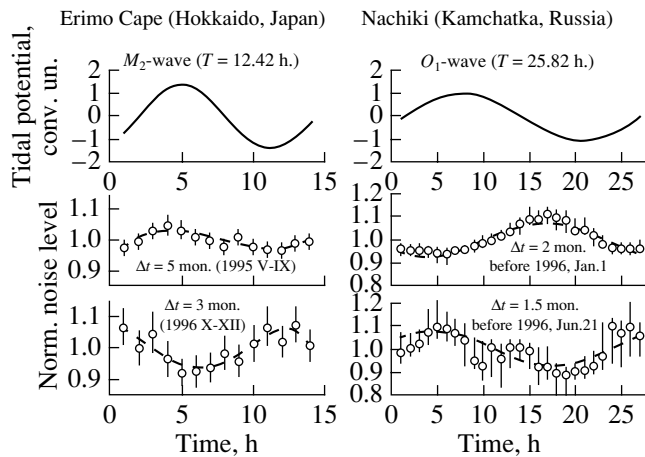


Рис. 1. Примеры временной изменчивости интенсивности сейсмических шумов, соответствующей периодичности приливных деформаций. В экспериментах регистрировались шумы с амплитудой деформаций порядка $10^{-12} \dots 10^{-14}$. (т.е. много меньшей типичной амплитуды приливных деформаций 10^{-8}). Прием производился узкополосным сейсмоприемником с центральной частотой 30 Гц и добротностью $Q = 100$ [12, 13].

модуляции интенсивности шумов варьировалась от 2–3 до 6–8 процентов (рис. 1). Слишком большое время накопления (скажем, более 2–2.5 лет) вызывало уменьшение уровня выделяемых периодических компонент, что было связано с долговременной нестабильностью характера модуляции в условиях медленно меняющихся фоновых тектонических напряжений.

Кратко отметим возможные пути интерпретации этих данных. Основное затруднение здесь связано с, казалось бы, слишком большой глубиной модуляции $\sim 10^{-2} \dots 10^{-1}$ уровня шумов по сравнению с характерной амплитудой 10^{-8} приливных деформаций. Для такого уровня надежно установленная повышенная упругая нелинейность горных пород позволяет интерпретировать лишь наблюдающиеся приливные вариации скоростей сейсмоакустических волн с уровнем $10^{-5} \dots 10^{-3}$ [4, 5, 15, 16], но это не помогает объяснению на 2–4 порядка более сильных приливных вариаций уровня сейсмических шумов.

Кроме того, для горных пород также типична “неклассическая” гистерезисная нелинейность [2], которая проявляется как гистерезис квазистатической зависимости “напряжение-деформация”. (Подчеркнем, что здесь речь не идет о линейных вязких потерях, также приводящих к сдвигу фазы между текущими значениями напряжения и деформации, также иногда называемому гистерезисом). “Истинная” квазистатическая гистерезисная нелинейность (обусловленная, например, адгезионными или фрикционными явлениями на микроструктурных дефектах среды), в

принципе может приводить к изменению диссипации одного колебания в присутствии другого [17]. Однако, для такой гистерезисной нелинейности индуцированное изменение диссипации оказывается очень малым при большой разнице частот взаимодействующих колебаний [17]. Поскольку для обсуждаемых шумов и приливных деформаций отношение частот порядка $10^6 \dots 10^7$, то приливные вариации потерь за счет гистерезисной нелинейности для высокочастотных шумов оказываются пренебрежимо малы.

Альтернативное предположение о влиянии приливов не столько на условия распространения шумов, сколько на сами их источники также не представляется достаточно оправданным, по крайней мере, в качестве единственного существенного механизма. Действительно, наблюдения [12, 13] выраженной приливной модуляции шумов проводились в районах повышенной сейсмической активности, где со времени начала регулярного мониторинга шумов (1992 г.) произошло несколько сильных землетрясений. При этом выраженные модуляции шумов наблюдались в различные фазы сейсмоактивности (и до, и после землетрясений), когда фоновые напряжения горных пород должны были существенно различаться. В этой связи предположение о возможном инициировании слабыми приливными деформациями микроразрушений и сопутствующей им акустической эмиссии (что гипотетически можно допустить для материала, находящегося на самом пороге разрушения) явно не может быть признано основным фактором для наблюдаемой модуляции. Поэтому для интерпретации всей совокупности этих наблюдений требуется иной более универсальный и грубый (в смысле условий его существования) механизм.

Объяснение такого рода могло бы основываться на существовании в среде еще какого-либо механизма амплитудно-зависимых потерь, достаточно чувствительных к весьма слабым приливным деформациям. Желательно, чтобы этот механизм не требовал конечного порога по деформации (в отличие от гистерезисных фрикционных и адгезионных явлений, требующих для своей активности, чтобы величина смещений контактирующих элементов среды, превышала атомарный размер). Эффективность искомого механизма должна обеспечивать изменения декремента для сейсмоакустических возмущений на уровне $\sim 10^{-2} \dots 10^{-1}$ под действием типичной для приливов квазистатической деформации порядка $\sim 10^{-8}$. Отметим, что на существование такого рода механизма независимо указывают и недавние наблюдения приливной модуляции амплитуды сейсмоакустических волн, создаваемых высокостабильными излучателями [15, 16]. По тем же причинам, что были отмечены выше при обсуждении модуляции шумов, ни чисто упругая, ни гистерезисная нели-

нейность не могут объяснить наблюдавшейся в этих экспериментах существенной амплитудной модуляции. Ниже будет пояснено, каким образом хорошо известные и широко обсуждаемые микроструктурные особенности горных пород и подобных им микронеоднородных сред приводят не только к сильному росту нелинейной упругости (и гистерезису при учете фрикционно-адгезионных явлений), но обуславливают также и появление выраженной амплитудно-зависимой диссипации, не связанной с гистерезисной нелинейностью.

МЕХАНИЗМ НЕГИСТЕРЕЗИСНЫХ АМПЛИТУДНО-ЗАВИСИМЫХ ПОТЕРЬ ЗА СЧЕТ НАЛИЧИЯ “МЯГКИХ” ДЕФЕКТОВ В СТРУКТУРЕ МАТЕРИАЛА

В настоящее время стало практически общепринятым [1–5] понимание, что в силу локально повышенной сжимаемости на таких дефектах локализуются наибольшие деформации (и скорости деформаций), приводящие как к сильному возрастанию упругой нелинейности среды, так и к росту диссипации по сравнению с однородным материалом. При этом, однако, обычно остается без внимания амплитудно-зависимая диссипация в таких средах, не связанная с традиционным обсуждаемыми амплитудно-зависимыми потерями за счет квазистатического гистерезиса.

Чтобы пояснить сущность такой диссипации, не связанной с гистерезисной нелинейностью, воспользуемся наглядной реологической моделью микронеоднородной среды (рис. 2). Здесь мы ограничились совершенно достаточной для нашего обсуждения одномерной формой модели [18]. В трехмерном случае аналогичным образом можно ввести по-разному ориентированные мягкие дефекты (как это сделано, например, в [19]). Для выявления амплитудно-зависимой диссипации достаточно учесть нелинейный характер деформирования и наличие потерь только на мягких дефектах, пренебрегая нелинейностью и потерями в среде-матрице, как это и показано на рис. 2. При этом уравнение состояния дефектов можно записать в виде $\sigma = \zeta E[\varepsilon_1 + F(\varepsilon_1)] + g d\varepsilon_1/dt$, где упругое напряжение σ в среде связано с локальной деформацией ε_1 мягкого дефекта, причем величина ε_1 значительно больше, чем средняя деформация ε материала в силу высокой мягкости дефекта, характеризуемой малым параметром $\zeta \ll 1$. При этом модуль упругости E характеризует однородную среду-матрицу. Для обсуждения эффектов, наблюдающихся при очень малых деформациях, достаточно учесть низший, квадратичный по деформации ε_1 порядок упругой нелинейности дефектов: $F(\varepsilon_1) = \gamma \varepsilon_1^2$. Параметр нелинейности γ будем считать отрицательным, так как под действием растягивающего напряжения $\varepsilon > 0$ обычно

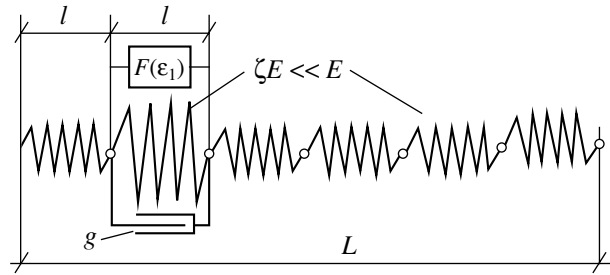


Рис. 2. Реологическая модель микронеоднородной упругой среды с мягкими дефектами. Функция $F(\dots)$ и параметр g описывают их упругую нелинейность и эффективную вязкость (например, за счет термоупругих или реальных вязких потерь при наличии заполняющей жидкости). Количество дефектов характеризуется их погонной концентрацией $\nu = l/L$ в одномерном случае или относительным объемным содержанием при обобщении на трехмерный случай.

материал становится мягче. Подчеркнем, что в масштабе локальной деформации ε_1 дефекта его нелинейность имеет вполне обычный невысокий уровень, т.е. локальный параметр нелинейности γ имеет величину порядка нескольких единиц. Предполагая, что на длине упругой волны в микронеоднородной среде содержится большое число дефектов (хотя вносимая ими поправка к упругому модулю E среды-матрицы еще мала), и суммируя вклады мягких и относительно жестких элементов, для связи макроскопической деформации и упругого напряжения в среде нетрудно получить [18]:

$$\sigma(\varepsilon) = E\varepsilon - E\Omega \int d\zeta \nu(\zeta) \int \varepsilon(\tau) e^{-\zeta\Omega(t-\tau)} d\tau + E\Omega \int d\zeta \nu(\zeta) \zeta \int e^{-\zeta\Omega(t-\tau)} F \left[\Omega \int \varepsilon(\tau') e^{-\zeta\Omega(\tau-\tau')} d\tau' \right] d\tau, \quad (1)$$

где обозначено $\Omega = E/g$, так что $\zeta\Omega$ соответствует характерной релаксационной частоте дефектов, а функция $\nu(\zeta)$ описывает их распределение по параметру мягкости ζ . Слагаемое $E\varepsilon$ в (1) соответствует вкладу однородной среды-матрицы, второй релаксационный член описывает линейный вклад дефектов в упругость и диссипацию, а последнее слагаемое соответствует нелинейному вкладу дефектов. В низкочастотном пределе, когда характерные частоты ω деформации лежат значительно ниже $\zeta\Omega$, последнее нелинейное слагаемое описывает обычный “мгновенный” нелинейно-упругий отклик среды. Наличие релаксационного оператора в нелинейном слагаемом описывает релаксационное “замораживание” реакции дефектов на быстропеременные воздействия с частотами $\omega \gg \zeta\Omega$. Это означает, что для микронеоднородных сред должна быть харак-

терна выраженная дисперсия их нелинейных свойств [18].

Кроме того, последнее нелинейное слагаемое описывает и выраженную нелинейную диссипацию [20]. Сравним вклад последнего нелинейного слагаемого в (1) в изменение упругого модуля и изменение декремента в микронеоднородной среде. Будем считать, что в среде созданы статическая деформация ε_0 и осциллирующая деформация ε_ω на частоте ω (квадратичного приближения достаточно для оценки роли малых квазистатических приливных деформаций). Для большей наглядности результатов примем пока одинаковое значение параметра мягкости дефектов ζ . Выделяя при указанных предположениях реальную и мнимую части осциллирующего напряжения, получим из (1) следующие выражения для эффективного упругого модуля E_{eff} среды и декремента θ для осциллирующей компоненты деформации в присутствии квазистатического воздействия ε_0 :

$$E_{\text{eff}}/E \approx 1 - \frac{\nu}{\zeta} \frac{1}{1 + \bar{\omega}^2} - 2 \frac{\nu|\gamma|\varepsilon_0}{\zeta^2} \frac{1 - \bar{\omega}^2}{(1 + \bar{\omega}^2)^2}, \quad (2)$$

$$\theta = \theta_{\text{lin}} + \theta_{\text{nl}} \approx \pi \frac{\nu}{\zeta} \frac{\bar{\omega}}{1 + \bar{\omega}^2} + 2\pi \frac{\nu|\gamma|\varepsilon_0}{\zeta^2} \frac{2\bar{\omega}}{(1 + \bar{\omega}^2)^2}, \quad (3)$$

где введена нормированная частота $\bar{\omega} = \omega/(\zeta\Omega)$ и использовано уже заложенное в (1) вполне оправданное предположение, что вкладом однородной среды-матрицы в поглощение можно пренебречь. Для одинаковых дефектов их линейный вклад в декремент θ_{lin} демонстрирует хорошо известный релаксационный максимум, соответствующий $\bar{\omega} = \zeta\Omega$. Учет более реалистичного широкого и плавного распределения дефектов $\nu(\zeta)$ по их мягкости (и частотам релаксации) позволяет легко получить [19, 20] приблизительно постоянное в широком частотном диапазоне значение декремента, что, как известно, типично для горных пород и многих других микронеоднородных сред. Однако простые уравнения (2) и (3) с единственным временем релаксации дают особенно наглядное представление о взаимосвязях между линейными и нелинейными (в нашем случае – зависимыми от приложенной деформации ε_0) упругими и диссипативными свойствами материала, которые обычно упускаются в значительно более сложных моделях среды, используемых в акустике и геофизике.

Последнее слагаемое в выражении (3) показывает, что учтенные в модели хорошо известные свойства приводят к выраженной амплитудно-зависимой диссипации. Как видно из (2) и (3), линейные и нелинейные вклады дефектов (как реактивный упругий, так и диссипативный) определяются одними и теми же их параметрами в похожих комбинациях. Однако при этом имеется

следующая существенная разница: дефекты дают одинаковые по порядку величины нелинейные вклады в относительное изменение упругого модуля E_{eff}/E и в абсолютное (а не относительное!) изменение декремента θ . Поэтому, в связи с тем, что даже в средах с дефектами (таких, как горные породы) декремент практически всегда много меньше единицы ($\theta \ll 1$), оказывается, что амплитудно-зависимые (в нашем случае от ε_0) относительные вариации декремента $\Delta\theta/\theta \sim \theta_{\text{nl}}/\theta_{\text{lin}}$ оказываются значительно выше, чем сопутствующие им вариации упругого модуля $\Delta\theta/\theta \gg \Delta\theta \sim \Delta E/E$.

СОПОСТАВЛЕНИЕ МОДЕЛИ С ДАННЫМИ ПО ПРИЛИВНОЙ МОДУЛЯЦИИ ВОЛН, ИЗЛУЧАЕМЫХ ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫМИ СЕЙСМИЧЕСКИМИ ИСТОЧНИКАМИ

Прежде чем обратится непосредственно к модуляции сейсмических шумов, проверим обоснованность выбора параметров модели среды, сопоставив ее с данными по наблюдению приливной модуляции излучения искусственных сейсмических источников [5, 6, 15, 16]. Для выполнения соответствующих оценок введенные параметры модели нетрудно соотнести со свойствами реальных дефектов в геоматериалах. Например, как хорошо известно [5], различные модели трещин согласованно предсказывают, что трещины с аспект-отношением α (т.е. отношением раскрыва трещины к ее характерной длине) могут быть закрыты при создании в среде макроскопической деформации $\varepsilon_0 \sim \alpha$. Это означает, что в наших терминах показатель мягкости такого дефекта $\zeta \sim \alpha$, при этом для трещин в реальных горных породах вполне типичны значения $\alpha \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ [5]. Кроме того, следует учесть, что реальные трещины представляют собой не просто гладкие разрезы, а обычно имеют неровности на поверхностях. Такие неровности создают в трещинах вытянутые области, образующие (или способные образовывать при небольшом дополнительном сжатии) контакты в виде протяженных полос. Для нашего обсуждения важно то, что в области такой неровности контакт между поверхностями трещины может возникать (или, наоборот, пропадать) даже при деформации среды много меньшей (скажем, в 10–100 раз) по сравнению с деформацией, необходимой для полного закрытия или открытия трещины [8, 9]. При этом существенно, что жесткость, вносимая таким контактом с протяженной полосой, может быть уже сравнима с арочной жесткостью всей трещины [21]. Это означает, что для трещины с аспект-отношением $\alpha \sim 10^{-4} \dots 10^{-5}$ и протяженными контактами внутри (наличие которых является скорее правилом для реальных трещин) эффективная жесткость может быть изменена на величину ~50% при создании в среде деформации $\varepsilon_0 \sim 10^{-6} \dots 10^{-7}$, т.е. в

10–100 раз меньше, чем деформация $\varepsilon_0 \sim \alpha \sim 10^{-4} \dots 10^{-5}$, требующаяся для полного закрытия/открытия трещины. Следовательно, в терминах обсуждаемой модели, для такой трещины с контактом эффективный параметр мягкости ζ , характеризующий ее чувствительность к создаваемой в среде деформации, оказывается уже не просто порядка аспект-отношения $\alpha \sim 10^{-4} \dots 10^{-5}$, а может достигать значений $\zeta \sim 10^{-6} \dots 10^{-7}$. Важно подчеркнуть, что в рамках традиционно используемого представления о трещине-разрезе такие значения параметра мягкости представляются совершенно нереалистичными, так как требуют соответствующих нереально малых значений аспект отношения, при которых трещины будут просто полностью закрыты очень незначительными внешними напряжениями.

Отметим, что введенному в модель на реологическом уровне линейному релаксационному поглощению могут быть сопоставлены линейные термоупругие потери, которые оказываются на порядки повышенными на мягких контактах и трещиноподобных дефектах в силу локально повышенных деформаций и градиентов вызванных ими вариаций температуры [8, 9]. Это могут быть и обычные вязкие потери, вызванные присутствием в дефекте жидкости. Однако для получения дальнейших оценок детальное знание природы соответствующего механизма даже не требуется, поскольку эти потери учитываются в модели через характерные релаксационные частоты дефектов-релаксаторов и их концентрацию ν .

Необходимое для дальнейшего рассмотрения отношение ν/ζ , которое входит как в линейные, так и нелинейные слагаемые, связанные с присутствием дефектов, можно оценить, используя типичные для горных пород значения линейного поглощения. Так, предполагая типичную величину добротности $Q \equiv \pi/\theta \approx 100$ для релаксационного пика, описываемого линейным слагаемым в уравнении (3), получаем, что $\nu/\zeta = 2 \times 10^{-2}$. Например, $\nu = 2 \times 10^{-6}$ для $\zeta = 10^{-4}$ и $\nu = 2 \times 10^{-7}$ для $\zeta = 10^{-5}$. Далее для оценки величин нелинейных членов примем значения локального (собственного) параметра нелинейности γ дефектов на уровне “обычного” уровня нелинейности $\gamma = 3 \dots 8$, типичного для однородной среды [22]. Этого достаточно для получения на основе (2), (3) оценки величины макроскопического параметра нелинейности: $\gamma_{\text{macro}} = 2\gamma\nu/\zeta^2 = 800 \dots 2400$ для $\zeta = 10^{-4}$ и $\gamma_{\text{macro}} = (8 \dots 24) \times 10^3$ для $\zeta = 10^{-5}$. Допуская (как пояснено выше) наличие дефектов с еще большей эффективной мягкостью, скажем, $\zeta = 10^{-6}$, получаем еще более высокие значения макроскопического параметра квадратичной нелинейности $\gamma_{\text{macro}} \sim 10^5 \dots 10^6$ для того же значения ν/ζ .

На этом этапе необходимо подчеркнуть, что исходное уравнение (1) было получено [18] для достаточно малой концентрации дефектов $\nu \ll \zeta$, причем увеличение их концентрации дает только ограниченный рост параметра нелинейности. В работе [23], используя более простое квазистатическое приближение модели (т.е. в пренебрежении релаксацией, $\bar{\omega} \rightarrow 0$), был проанализирован рост нелинейности при произвольной концентрации ν и показано, что при $\nu \sim \zeta$ квадратичный макроскопический параметр проходит через максимум $\gamma_{\text{macro}}^{\text{max}} = \gamma\zeta/4$ и вновь спадает с ростом концентрации дефектов. Кроме того, следует ясно понимать, что полученные выше “гигантские” [3] значения параметра нелинейности (скажем, $\gamma_{\text{macro}} \sim 10^6$) имеют смысл только для достаточно малых амплитуд деформации, пока $\varepsilon < \zeta$, так как более сильные деформации просто закроют мягкие дефекты, и параметр нелинейности материала окажется ниже, чем при меньших деформациях (см. аналогичное обсуждение роли мягких трещин в [5]). В этом смысле интересующие нас приливные деформации порядка 10^{-8} все еще достаточно малы даже для эффективной мягкости дефектов $\zeta \sim 10^{-6} \dots 10^{-7}$.

Итак, полученные выше оценки нелинейности микронеоднородной среды хорошо согласуются не только с многочисленными лабораторными данными, указывающими на значения эффективных нелинейных параметров $10^3 \dots 10^4$ (см. [2,3] и цитированную в них литературу), но и с еще более высокими значениями, следующими из натуральных сейсмических наблюдений [4, 5]. В частности, в терминах используемого нами макроскопического параметра нелинейности γ_{macro} , данные [4, 5], полученные для горных пород с сильно поврежденной структурой, соответствуют значениям $\gamma_{\text{macro}} \geq 10^5$. Приближающуюся по порядку (но все же в 4–5 раз меньшую) величину γ_{macro} можно в принципе получить в предположении, что все существующие дефекты имеют показатель мягкости $\zeta = 10^{-5}$ (ср. с обсуждением необходимости наличия трещин с аспект-отношением $\alpha = 10^{-5}$ в [5]). Однако при этом требуется еще одно малореалистичное предположение, что концентрация таких одинаковых и очень тонких трещин-дефектов должна соответствовать оптимальной [23] для роста γ_{macro} величине. В действительности такие предположения об оптимальной концентрации и одинаковом и очень малом аспект-отношении $\alpha = 10^{-5}$ трещин явно невыполнимы. Тем не менее, наблюдаемые высокие значения $\gamma_{\text{macro}} \geq 10^5$ хорошо объясняются за счет наличия некоторой доли очень мягких дефектов с эффективной мягкостью $\zeta \sim 10^{-6} \dots 10^{-7}$. Как уже подчеркивалось выше, такая величина может быть обеспечена за счет содержащих контакты трещин со вполне реальными значениями аспект-отношения $\alpha \sim 10^{-5} \dots 10^{-3}$, ко-

торые при эффективной мягкости дефектов $\zeta \sim 10^{-6} \dots 10^{-7}$ позволяют им не закрываться даже при средних деформациях среды, гораздо больших, чем $\varepsilon \sim \zeta \sim 10^{-6} \dots 10^{-7}$.

Обсудим теперь вариации упругости и сопро-вождающие их изменения поглощения в среде, которые были выявлены в недавних наблюдениях [15, 16] приливной амплитудно-фазовой модуляции излучения стабильных источников. Так, данные межскважинных наблюдений [16], полученные на трассе длиной 360 м, при частоте волны 167 Гц и скорости ее распространения ~ 3000 м/с, продемонстрировали приливную модуляцию фазы волны ~ 0.05 рад и подобно [5, 6] также показали для входящего в уравнение (2) параметра упругой нелинейности значения $\gamma_{\text{macro}} \sim (1 \dots 2) \times 10^5$. Для таких значений γ_{macro} уравнение (3) предсказывает величину сопутствующих изменений декремента $\theta_{\text{nl}} \sim (2 \dots 5) \times 10^{-3}$ при амплитуде приливной деформации 2×10^{-8} , что для условий эксперимента [16] соответствует 10–20%-ой вариации амплитуды принимаемой волны и хорошо согласуется с наблюдавшимся значением $\sim 10\%$.

В других независимых исследованиях [15] дальнего (дистанции 356 км и 430 км) распространения волн с частотами 5...8 Гц наблюдались несколько меньшие значения вариаций (1–2 градуса по фазе и 2...4% по амплитуде волны). Эти данные при длине дистанции порядка 600...800 длин волн соответствуют относительной вариации упругого модуля $\sim 10^{-5}$ и изменениям декремента на уровне $\theta_{\text{nl}} \sim 3 \times 10^{-5}$. Оба значения согласованно указывают на усредненное по трассе значение $\gamma_{\text{macro}} \sim 500 \dots 700$. Хотя эта величина еще значительно (на 2 порядка) превышает типичное для однородных сред значение, она существенно меньше, чем оценки на основе данных [5, 6, 16]. Такое различие неудивительно, поскольку в экспериментах [15] глубина распространения волны достигала десятков километров, где мягкие дефекты, ответственные за рост нелинейности, уже были закрыты за счет давления вышележащих слоев.

СОПОСТАВЛЕНИЕ С ДАННЫМИ ПО ПРИЛИВНОЙ МОДУЛЯЦИИ ЭНДОГЕННЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ ШУМОВ

После оценок приливного влияния на распространение искусственно возбуждаемых стабильных сигналов перейдем к оценкам ожидаемой глубины приливной модуляции эндогенных шумов. Для этого учтем, что для приемника, помещаемого в начало координат и настроенного на спектральную составляющую на частоте ω , излучаемую источником шума, расположенным в i -ом элементарном объеме с центром в точке \mathbf{r}_i , соот-

ветствующая амплитуда $A_i(\omega)$ в точке приема имеет вид

$$A_i = \frac{A_0 f_i(\phi)}{r_i} \exp\left[-\theta(\omega) \frac{r_i}{\lambda}\right], \quad (4)$$

где λ – длина упругой волны, соответствующая частоте ω . Выражение (4) учитывает сферическую расходимость и экспоненциальное ослабление сигнала, а функция $f_i(\phi)$ пространственного угла ϕ описывает возможную угловую направленность источника. Результирующая спектральная интенсивность $I(\omega)$ шума определяется суммированием (интегрированием) вкладов всех окружающих источников. При этом усреднение по направлениям дает некоторый множитель, не зависящий от свойств среды, так что дальнейшее суммирование по объему источников представляется в виде интеграла по радиальной координате:

$$I(\omega) \propto \sum_i A_i^2 \propto \int_0^\infty \left(\frac{\exp\left[-\theta(\omega) \frac{r}{\lambda}\right]}{r} \right)^2 r^2 dr \propto \frac{\lambda}{\theta(\omega)}, \quad (5)$$

Из структуры (5) видно, что для заданной интенсивности источников результирующая величина $I(\omega)$ определяется вкладом области, размер которой ограничен характерной длиной затухания λ/θ . Отсюда следует, что при заданном уровне источников в среде, в которой внешнее воздействие модулирует ее упруго-диссипативные свойства, относительные вариации интенсивности принимаемого шума определяются, прежде всего, изменением диссипации:

$$\frac{\Delta I(\omega)}{I(\omega)} \propto \Delta \left(\frac{\lambda}{\theta(\omega)} \right) / \left(\frac{\lambda}{\theta(\omega)} \right) = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} - \frac{\Delta \theta}{\theta} \approx \frac{\Delta \theta}{\theta}, \quad (6)$$

В (6) мы учли, что для микронеоднородных сред $\Delta \lambda/\lambda \approx \Delta E/(2E) \ll \Delta \theta/\theta$, как пояснено выше.

Для оценки вариаций декремента $\Delta \theta/\theta$ обратимся к уравнению (3), которое показывает, что при заданной величине ε_0 квазистатического возмущения среды относительные вариации декремента $\Delta \theta/\theta = \theta_{\text{nl}}/\theta_{\text{lin}} \sim 2|\gamma|\varepsilon/\zeta$ определяются фактически только собственной нелинейностью дефектов γ и их эффективной мягкостью ζ и не зависят от концентрации ν дефектов. Предположим для оценки умеренное значение параметра собственной нелинейности дефекта $|\gamma| = 5$ и выберем значение параметра мягкости ζ в диапазоне $10^{-5} \dots 10^{-6}$, как это делалось выше при сравнении с данными по приливной модуляции полей искусственных источников [5, 6, 15, 16]. Тогда для амплитуды приливных деформаций $\varepsilon_0 \sim 10^{-8}$ ожидаемая величина индуцированных вариаций эндогенного шума составляет $\Delta I(\omega)/I(\omega) \sim 0.01 \text{--} 0.1$ для $\zeta = 10^{-5} \text{--} 10^{-6}$.

Эта оценка согласуется с характерной глубиной наблюдаемых вариаций [12, 13] (рис. 1).

Напомним, что пока мы пользовались упрощенными уравнениями (2) и (3), полученными для одинаковых дефектов. Более реалистичные широкие распределения $v(\zeta)$ сглаживают частотную зависимость и линейной, и амплитудно-зависимой компонент декремента, хотя в вариации последней, конечно, доминирует вклад наиболее мягких дефектов, причем оказывается, что простые оценки, полученные на основе предположения об идентичности дефектов, уже дают правильную величину для относительной изменчивости $\Delta\theta/\theta$ [20].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренная модель микронеоднородной среды, учитывающая несколько общих хорошо известных особенностей горных пород и им подобных микронеоднородных сред, позволила, во-первых, получить оценки нелинейно-упругих свойств, хорошо согласующиеся как с лабораторными данными по их “гигантской” [3] нелинейности, так и с натурными экспериментами по приливной модуляции скоростей сейсмических волн от искусственных высокостабильных источников [5, 6, 15, 16]).

Кроме того, из рассмотренной модели естественно вытекает вывод об обусловленных нелинейностью дефектов сопутствующих вариациях не только упругих, но и диссипативных свойств среды. Такие изменения диссипации оказываются значительными даже в акустическом диапазоне деформаций $\epsilon \leq 10^{-5}$ [20]. Они возникают благодаря комбинированному действию упругой нелинейности и линейного поглощения. Поэтому такая модель среды позволяет интерпретировать не только данные по выраженной приливной модуляции скоростей, но и амплитуд сигналов стабильных сейсмических источников [15, 16], что не находило объяснения в рамках упруго-нелинейных моделей и требовало феноменологического привлечения амплитудно-зависимых потерь иного происхождения [16].

Наконец, рассмотренная модель также позволяет предложить механизм и получить хорошо согласующиеся с наблюдениями оценки (при тех же параметрах, “откалиброванных” по данным для искусственных сигналов) и для известного свыше 25 лет, но не находившего удовлетворительной физической интерпретации эффекта приливной модуляции эндогенных сейсмических шумов [10–13]. Для многих акустических и сейсмических экспериментальных ситуаций рассмотренные амплитудно-зависимые потери должны сосуществовать с проявлениями обычно обсуждаемой [2, 17] гистерезисной нелинейности. Идентификация и разделение вкладов этих механизмов на основе предска-

зываемых амплитудно-частотных различий расширяет обсуждающиеся перспективы [2, 3, 24] диагностических применений нелинейных акустических и сейсмических эффектов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Проблемы нелинейной сейсмологии: Сб. научн. тр. (под ред. А.В. Николаева и И.Н. Галкина), Институт физики Земли АН СССР. М.: Наука, 1987.
2. Guyer R., Johnson P. Nonlinear mesoscopic elasticity: Evidence for a new class of materials // *Phys. Today*. 1999. № 4. P. 30–36.
3. Руденко О.В. Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики // *УФН*. 2006. Т. 176. № 1. С. 77–95.
4. De Fazio T., Aki K., Alba I. Solid earth tide and observed change in the in situ seismic velocity // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. P. 1319–1323.
5. Reasenber P., Aki K. A precise continuous measurement of seismic velocity for monitoring of in situ stress // *J. Geophys. Res.* 1974. V. 79. P. 399–406.
6. Solodov I., Korshak B. Instability, chaos and memory in acoustic-wave-crack interaction // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. P. 014303.
7. TenCate J.A., Smith E., Guyer R. Universal Slow Dynamics in Granular Solids // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85. P. 1020.
8. Zaitsev V., Gusev V., Castagnede B. Luxemburg-Gorky Effect Retooled for Elastic Waves: A Mechanism and Experimental Evidence // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. № 10. P. 105502.
9. Zaitsev V., Gusev V., Castagnede B. Thermoelastic mechanism for logarithmic slow dynamics and memory in elastic wave interaction with individual cracks // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90. P. 075501.
10. Рыкунов Л.Н., Хаврошкин О.Б., Цыплаков В.В. Лунно-солнечная приливная периодичность в линиях спектров временных вариаций высокочастотных микросейсм // *ДАН*. 1980. Т. 252. № 3. С. 577–581.
11. Diakonov B.P., Karryev B.S., Khavroshkin O.B. et al. Manifestation of earth deformation processes by high-frequency seismic noise characteristics // *Phys. Earth and Planet. Inter.* 1990. V. 63. P. 151–162.
12. Салтыков В.А., Касахара М., Гордеев Е.И., Окаяма М., Синицын В.И., Такада М., Чебров В.Н. Составляющие высокочастотного сейсмического шума на мысе Эримо (о. Хоккайдо, Япония) // *Физика Земли*. 2002. № 2. С. 83–91.
13. Saltykov V., Chebrov V., Kugaenko Yu., Sinitsyn V. High-frequency seismic noise: Results of investigation in Kamchatka // *Phys. Chem. Earth*, 2006. V. 31. P. 132.
14. Мельхиор П. Земные приливы // М.: Мир, 1968. 483 с.
15. Глинский Б.М., Ковалевский В.В., Хайретдинов М.С. Вибросейсмический мониторинг сейсмоопасных зон // *Вулканол. и сейсмол.* 1999. № 6. С. 60–64.

16. Боголюбов Б.Н., Лобанов В.Н., Назаров В.Е., Рылов В.И., Стромков А.А., Таланов В.И. Амплитудно-фазовая модуляция сейсмоакустической волны под действием лунно-солнечного прилива // Геология и геофизика. 2004. Т. 45. № 8. С. 1045–1049.
17. Zaitsev V., Gusev V., Zaytsev Yu. Mutually induced variations in dissipation and elasticity for oscillations in hysteretic materials: non-simplex interaction regimes // Ultrasonics. 2005. V. 43. P. 699–709.
18. Зайцев В.Ю., Назаров В.Е., Беляева И.Ю. Уравнение состояния микронеоднородных сред и частотная зависимость их упругой нелинейности // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 2. С. 220.
19. Zaitsev V.Yu., Sas P. Dissipation in microinhomogeneous solids: inherent amplitude-dependent attenuation of a non-hysteretic and non-frictional type // Acta Acust – Acustica. 2000. V. 86. P. 429–45.
20. Зайцев В.Ю., Матвеев Л.А. Амплитудно-зависимая диссипация в микронеоднородных средах с линейным поглощением и упругой нелинейностью // Геология и Геофизика. 2006. Т. 47. № 5. С. 695–710.
21. Fillinger L., Zaitsev V., Gusev V., Castagnede B. Non-linear relaxational absorption / transparency for acoustic waves due to thermoelastic effect // Acta Acust – Acustica, 2006. V. 92. № 1. P. 24–34.
22. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Нелинейные явления при распространении упругих волн в твердых телах // УФН. 1970. Т. 102. № 4. С. 549–573.
23. Zaitsev V. A model of anomalous acoustic nonlinearity of micro-inhomogeneous media // Acoust. Lett. 1996. V. 19. P. 171–176.
24. Зайцев В.Ю., Назаров В.Е., Таланов В.И. “Неклассические” проявления микроструктурно-обусловленной нелинейности: новые возможности для акустической диагностики // Успехи физ. наук. 2006. Т. 176. № 1. С. 97–102.

Relation between the Tidal Modulation of Seismic Noise and the Amplitude-Dependent Loss in Rock

V. Yu. Zaitsev^a, V. A. Saltykov^b, and L. A. Matveev^a

^a Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhni Novgorod, 603950 Russia

^b Geophysical Service, Russian Academy of Sciences, Kamchatka Branch, bul. Piipa 9, Petropavlovsk-Kamchatskii, 683006 Russia

e-mail: vyuzai@hydro.appl.sci-nnov.ru

Abstract—Geological materials and many other microinhomogeneous media exhibit pronounced nonlinear properties under very small strains, when one may expect an almost linear behavior of the material. These properties are conventionally described on the basis of elastically nonlinear or hysteretic models. The present paper discusses the amplitude-dependent dissipation that is unrelated to hysteretic nonlinearity but is also a universal property of microinhomogeneous media. This property allows the explanation of the effect of correlation between the tidal strains of the Earth's crust (on the order of 10^{-8}) and the unexpectedly strong (on the order of 10^{-2} – 10^{-1}) variations of seismic noise intensity, which had been observed for more than 25 years without being given any adequate interpretation.