

УДК 534.222

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ В ГРАНУЛИРОВАННОЙ СРЕДЕ

© 1997 г. И. Б. Есипов, В. В. Зосимов*, К. И. Матвеев

Акустический институт им. Н.Н. Андреева, РАН

117036 Москва, ул. Шверника, 4

*НИИ прикладной акустики

141980 Дубна Московской обл.

Поступила в редакцию 07.08.96 г.

Приводятся результаты исследования распространения широкополосного акустического сигнала в гранулированной среде. Результаты эксперимента по распространению импульса амплитуды до 3 МПа и характерной длительностью около 1 мкс через образец кобальто-марганцевой конкреции сопоставляются с компьютерной моделью процесса. В предположении фрактальной структуры образца в некотором диапазоне масштабов объясняется наблюдаемое в эксперименте аномальное поглощение сигнала в области высоких частот спектра при относительно небольшой амплитуде зондирующего импульса. С увеличением амплитуды сигнала поглощение приобретает нормальный степенной вид, что свидетельствует об изменении структуры вещества.

Вопросы, касающиеся распространения звука в пористых морских осадках в широком диапазоне частот, возникают в задачах дистанционного зондирования структуры донных отложений. При этом уровень зондирующего сигнала может быть достаточно высоким для того, чтобы нужно было учитывать нелинейные искажения в процессе распространения сигнала [1–3].

Существует общая теория распространения звука в насыщенных жидкостью пористых средах [4–7]. Особенностью этой теории является то, что ею учитываются вязкие потери при движении жидкости относительно твердого скелета. Эти потери возрастают пропорционально f^2 на низких частотах и пропорционально $f^{1/2}$ на высоких. Потери, обусловленные трением между твердыми частицами оказываются пропорциональными частоте f . Комбинация таких типов потерь описывает большинство экспериментальных данных о коэффициенте поглощения при распространении звука в пористых средах. Вместе с этим известно [8], что в неоднородных структурированных средах такое затухание звука в диапазоне высоких частот может иметь гораздо более высокую степень зависимости от частоты.

В связи с этим возникает вопрос о выяснении роли структуры пористого вещества на характер распространения звука в широком диапазоне частот. В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования и численного моделирования распространения акустического импульса конечной амплитуды через образец кобальто-марганцевой корковой конкреции (КМК).

Такого рода образования покрывают обширные участки дна океана в районах, содержащих гидротермальные источники. Пористость таких конкреций составляет 50–60%, а структура их представляет собой плотно упакованные сферические гранулы размером в несколько десятых долей миллиметра.

Обсудим постановку эксперимента (рис. 1). Мощный акустический импульс амплитуды до 30 атм возбуждался в воде при поглощении оптического импульса излучения CO_2 лазера. Лазерное излучение направлялось в жидкость через пластину, выполненную из селенида цинка, прозрачного в диапазоне длин волн CO_2 излучения. Толщина пластины была равна 1 см. Таким образом, пластина выполняла роль жесткой границы, около которой происходила оптическая генерация почти однополярного акустического импульса. Эта пластина показана на рис. 1 как заштрихованная область. Длительность возбуждаемого импульса была около 1 мкс. Поперечный размер области возбуждения акустического сигнала равнялся 20 мм. Образец КМК размером в поперечнике 40 мм и толщиной 15 мм размещался на расстоянии 50 мм от области возбуждения акустического сигнала. Акустический приемник на основе поляризованной ПВДФ пленки размещался как впереди так и позади зондируемого образца.

На рис. 2, 3 приведены характерные осциллограммы как падающего, так и прошедшего акустических импульсов. Можно заметить, что в результате поглощения в образце КМК передний фронт прошедшего импульса слегка затягивается, с увеличением амплитуды вершина импульса

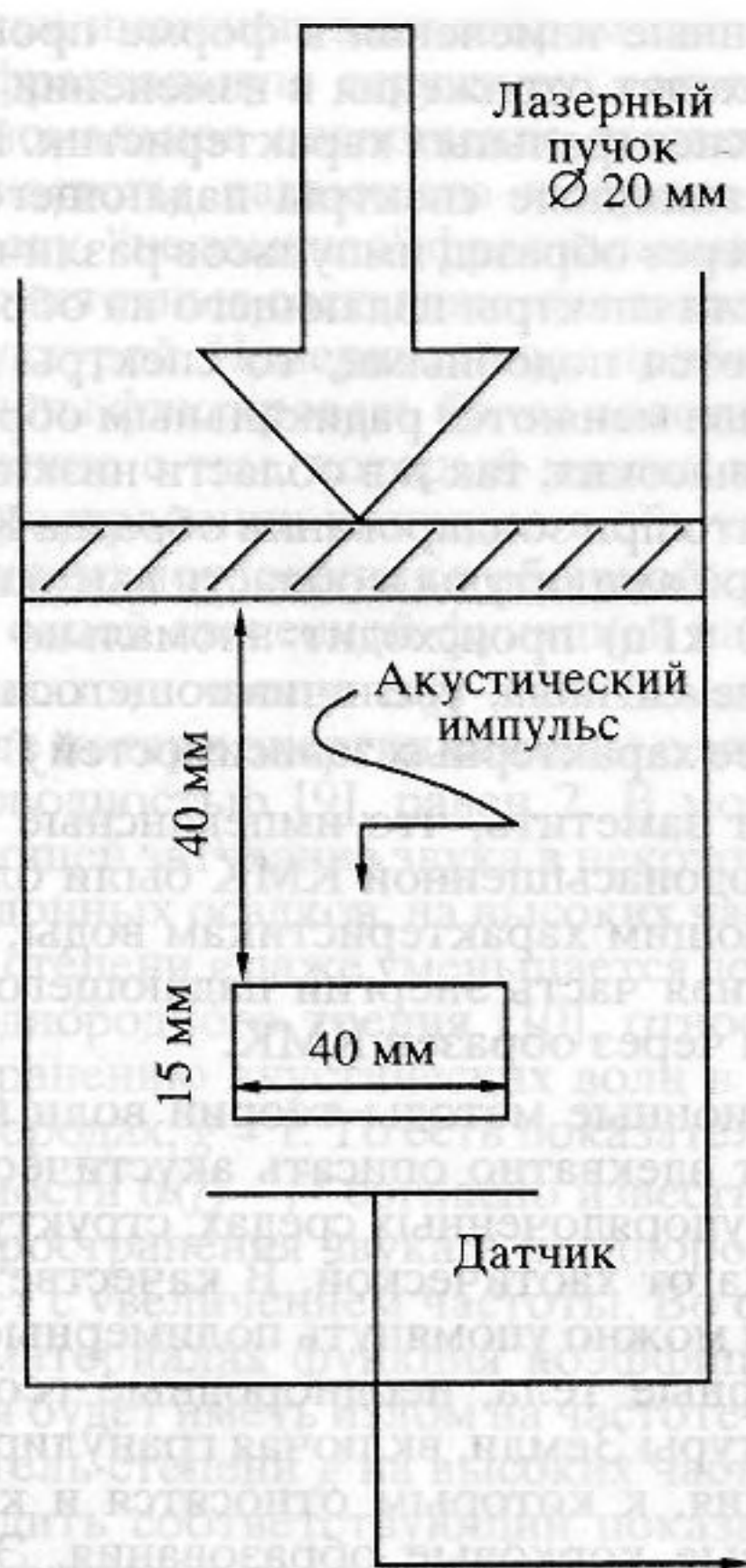


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента.

нии на дистанцию 1.5 см не претерпевает заметных искажений.

Это свойство изменения формы импульса проиллюстрировано на рис. 4, где показана зависимость изменения нормированных моментов M как падающего, так и прошедшего через КМК сигналов от амплитуды падающего сигнала.

Здесь $M = \frac{1}{p_m} \int p(t) dt$, где $p(t)$ – изменение формы

акустического импульса во времени, p_m – максимальное значение давления в импульсе. В таком обозначении нормированный момент определяет по существу характерную длительность импульса и имеет размерность времени. Если нормированный момент падающего сигнала практически не меняется в широком диапазоне энергий возбуждающего сигнала лазерного излучения, что отражает линейный характер возбуждения сигнала в экспериментальной кювете, то момент прошедшего КМК сигнала заметно увеличивается с возрастанием амплитуды. Таким образом, с ростом амплитуды зондирующего сигнала возрастает соотношение между моментом прошедшего образец сигнала и моментом зондирующего сигнала. Принимая во внимание необходимость соблюдения закона сохранения количества движения, приходим к заключению, что это обстоятельство может быть вызвано нарушением структуры КМК, связанное с движением отдельных гранул при прохождении импульса высокой амплитуды. В частности, можно предположить, что гранулы, не взаимодействующие в области малых амплитуд зондирующего сигнала, сближаются с ростом прикладываемых к образцу механических напряжений и тем самым образуют новые связи.

В то же время следует обратить внимание на тот факт, что несмотря на ярко выраженный нелинейный характер формы прошедшего сигнала, его амплитуда меняется с изменением амплитуды

делается более пологой, отрицательная фаза прошедшего сигнала уменьшается, а при больших амплитудах полностью исчезает.

Таким образом, искажения импульса имеют ярко выраженный нелинейный характер, зависящий от амплитуды зондирующего сигнала. Заметим, акустический импульс амплитудой до 30 МПа, реализованный в эксперименте, при распространении

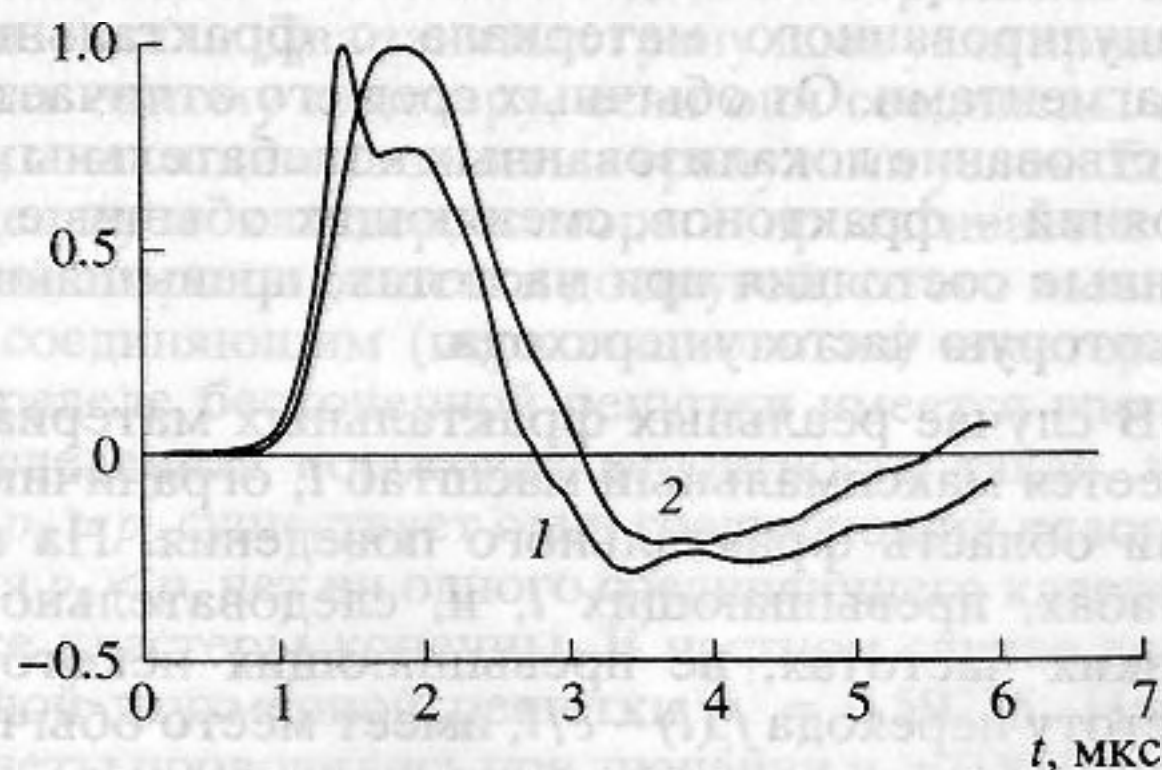


Рис. 2. Нормированные осциллограммы падающего (1) и прошедшего через образец (2) акустических импульсов. Малая амплитуда. Плотность энергии оптического излучения $E = 0.08 \text{ Дж/см}^2$.

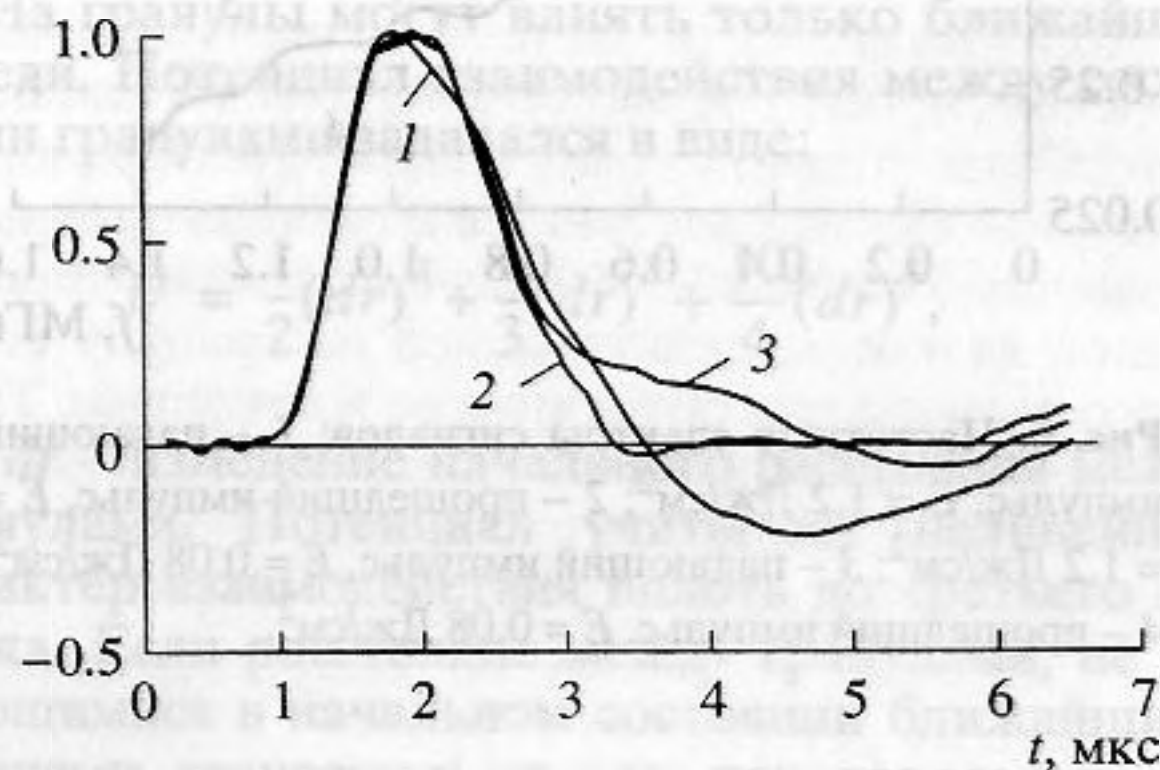


Рис. 3. Нормированные осциллограммы прошедших через образец акустических импульсов разной амплитуды: 1 – $E = 0.08 \text{ Дж/см}^2$; 2 – $E = 0.8 \text{ Дж/см}^2$; 3 – $E = 1.2 \text{ Дж/см}^2$.

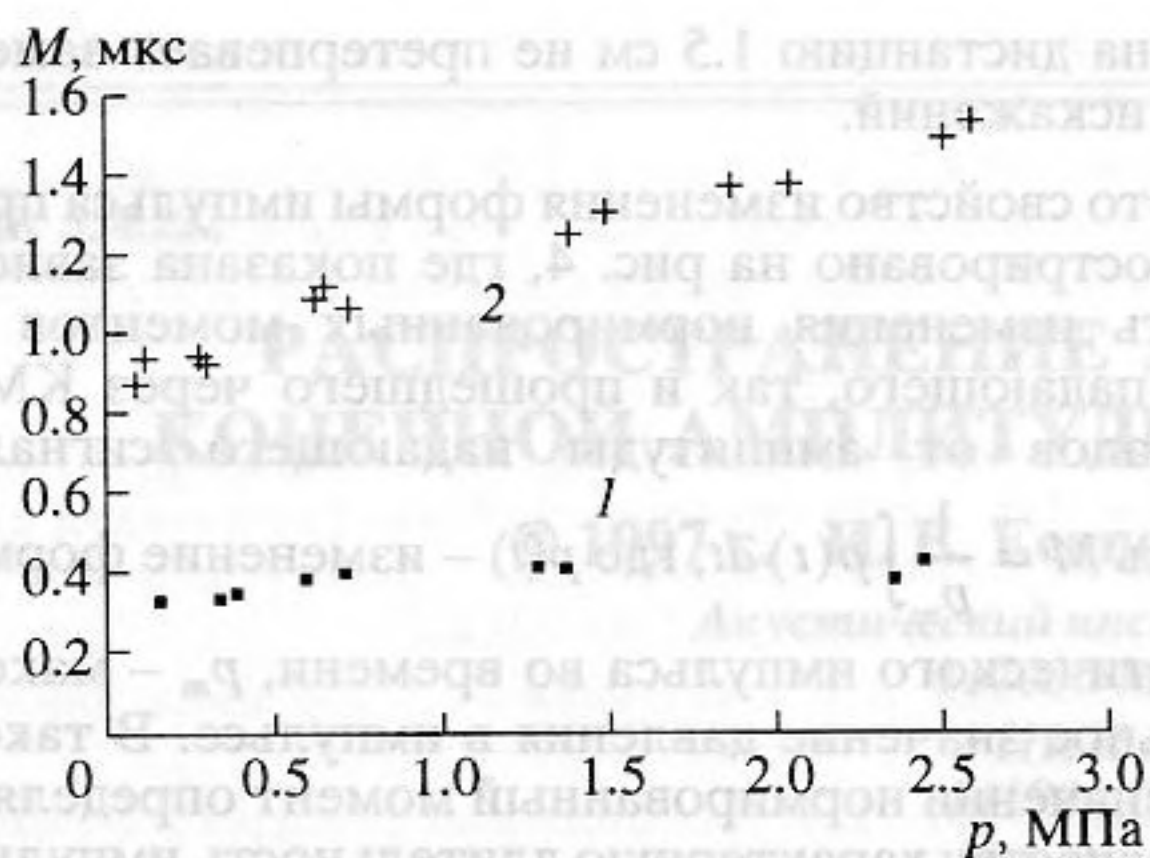


Рис. 4. Зависимость нормированного момента акустических импульсов от амплитуды: 1 – падающий импульс, 2 – прошедший через образец импульс.

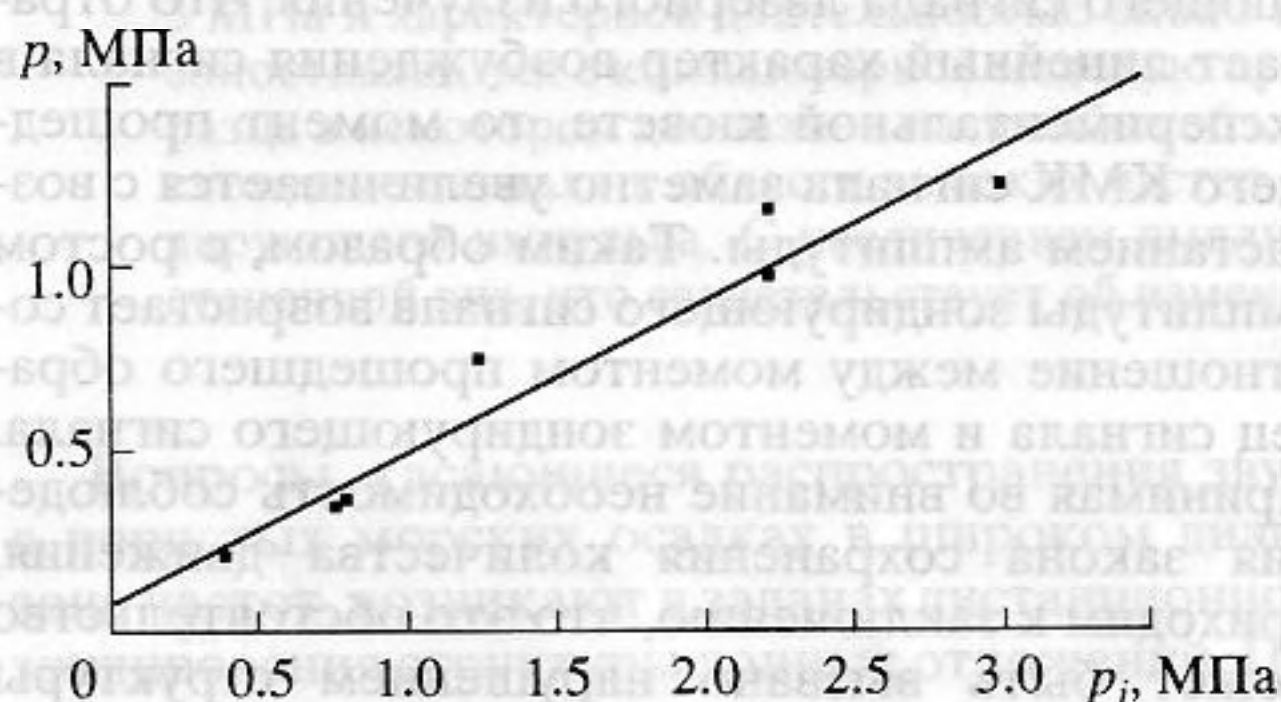


Рис. 5. Зависимость амплитуды p прошедшего через образец акустического импульса от амплитуды падающего импульса p_i .

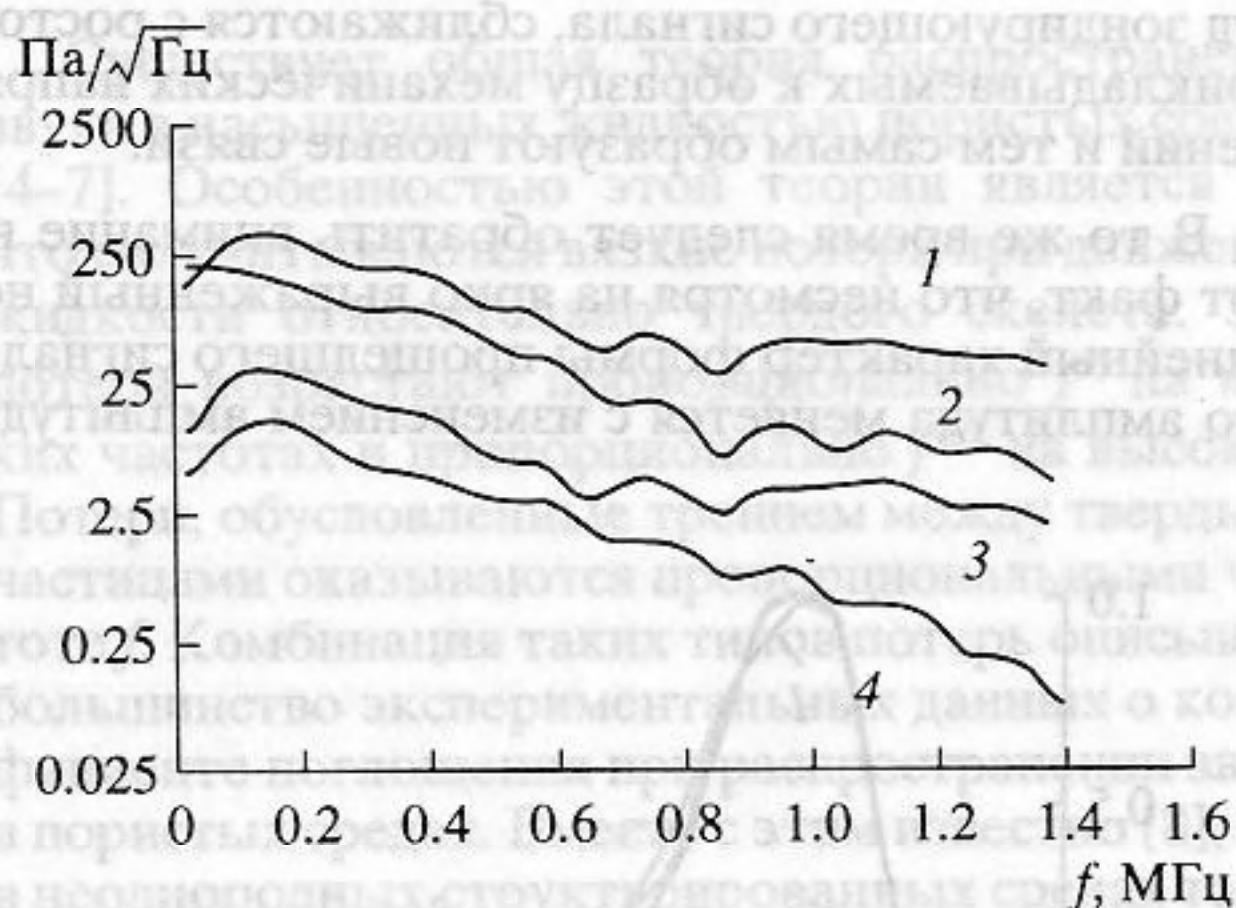


Рис. 6. Частотные спектры сигналов: 1 – падающий импульс, $E = 1.2 \text{ Дж/см}^2$; 2 – прошедший импульс, $E = 1.2 \text{ Дж/см}^2$; 3 – падающий импульс, $E = 0.08 \text{ Дж/см}^2$; 4 – прошедший импульс, $E = 0.08 \text{ Дж/см}^2$.

падающего сигнала практически по линейному закону (рис. 5). Таким образом, нелинейный характер трансформации формы прошедшего импульса заключается в основном в изменениях, происходящих на заднем склоне прошедшего импульса.

Отмеченные изменения в форме прошедшего сигнала находят отражения в изменении соответствующих спектральных характеристик. На рис. 6 показаны типичные спектры падающего и прошедшего через образец импульсов различной амплитуды. Если спектры падающего на образец сигнала остаются подобными, то спектры прошедшего сигнала меняются радикальным образом как в области высоких, так и в области низких частот. Заметим, что при зондировании образца КМК сигналом малой амплитуды в области высоких частот (более 700 кГц) происходит аномально высокое поглощение сигнала, увеличивающегося с частотой быстрее характерных зависимостей $f^{-(1-2)}$ [1, 2].

Следует заметить, что импедансные характеристики водонасыщенной КМК были близки соответствующим характеристикам воды, поэтому существенная часть энергии падающего сигнала проходила через образец КМК.

Традиционные методы теории волн не всегда позволяют адекватно описать акустические процессы в неупорядоченных средах, структура которых далека от хаотической. В качестве примера таких сред можно упомянуть полимерные расплавы, аморфные тела, неоднородные геологические структуры Земли, включая гранулированные образования, к которым относятся и кобальто-марганцевые корковые образования. Это обусловлено наличием среднего порядка в расположении микроскопических составляющих. Такого сорта частично упорядоченные среды зачастую обладают свойством масштабной инвариантности (скейлинга) в статистическом смысле и описываются фрактальными моделями [8].

Фрактальные модели с трудом поддаются аналитическому описанию, при этом в них удается установить лишь качественные соотношения. С другой стороны, фракталы могут быть промоделированы с помощью компьютеров, что позволяет проводить численные исследования процессов в средах с фрактальной структурой.

Рассмотрим особенности волновых свойств гранулированного материала с фрактальными фрагментами. От обычных сред его отличает существование локализованных колебательных состояний – фрактонов, сменяющих обычные фонные состояния при частотах, превышающих некоторую частоту перехода.

В случае реальных фрактальных материалов имеется максимальный масштаб l , ограничивающий область фрактального поведения. На масштабах, превышающих l , и, следовательно, на низких частотах, не превышающих некоторую частоту перехода $f_c(l) \sim c/l$, имеет место обычный фонный спектр. На более высоких частотах происходит переход к фрактонному спектру, характеризующему локализацию энергии колебаний звуковой волны в кластерах. Таким образом, при распространении акустических импульсов в

материалах, имеющих в некотором диапазоне масштабов фрактальную структуру, должно наблюдаться аномальное поглощение высоких частот. Низкие частоты падающего импульса проходят сквозь среду, "не замечая" фрактальных участков, а высокочастотные составляющие захватываются этой структурой. Измерительные приборы на выходе должны фиксировать более пологий импульс по сравнению с тем, который можно наблюдать при распространении импульса в обычной среде. Коэффициент поглощения в обычной среде определяется одной степенной функцией частоты для всего диапазона частот $\alpha(f) \sim f^g$. Показатель g в средах, где потери энергии связаны с вязкостью и теплопроводностью [9], равен 2. В модели Био, описывающей затухание звука в некоторых типах морских донных осадков, на высоких частотах показатель степени g даже уменьшается до 0.5. В модели неоднородного трения [10], относящейся к распространению акустических волн в грунтах и горных породах, $g = 1$. То есть показатель степени в зависимости $\alpha(f) \sim f^g$ согласно известным моделям распространения звука в неоднородных средах падает с увеличением частоты. Во фрактальных же материалах функция коэффициента поглощения будет иметь излом на частоте перехода, а показатель степени g на высоких частотах будет превосходить соответствующий показатель степени для функции коэффициента поглощения на низких частотах.

Для выяснения особенностей распространения звука конечной амплитуды в зернистой среде были проведены численные эксперименты, предполагая, что эта среда имеет фрактальную структуру.

Фрактальные объекты формировались на двумерной квадратной решетке. Каждому узлу решетки присваивалось случайное число p , которое лежит в интервале $(0; 1)$. Если $p < p_0$, где p_0 – некоторая константа, то в этот узел помещается сосредоточенная масса (гранула вещества). Определим кластер как группу занятых узлов решетки, связанных с ближайшим соседом по вертикали или горизонтали. Два занятых гранулами узла принадлежат одному кластеру, если они соединены путем, состоящим из занятых гранулами узлов. Если существует кластер, который протягивается от одной стороны решетки до другой, то его называют соединяющим (перколяционным) кластером. В пределе бесконечной решетки имеется вполне определенная пороговая вероятность такая, что для $p_0 > p_c$ существует один соединяющий кластер, а для $p_0 < p_c$ нет ни одного соединяющего кластера и все кластеры конечны. В частном случае квадратной двумерной решетки $p_c = 0.59275$. Наши расчеты проводились при значении $p_0 = 0.8$. Структура такой фрактальной ячейки показана на рис. 7.

Падающий акустический импульс моделировался возмущением на левой границе путем силовых воздействий на крайние левые гранулы пер-

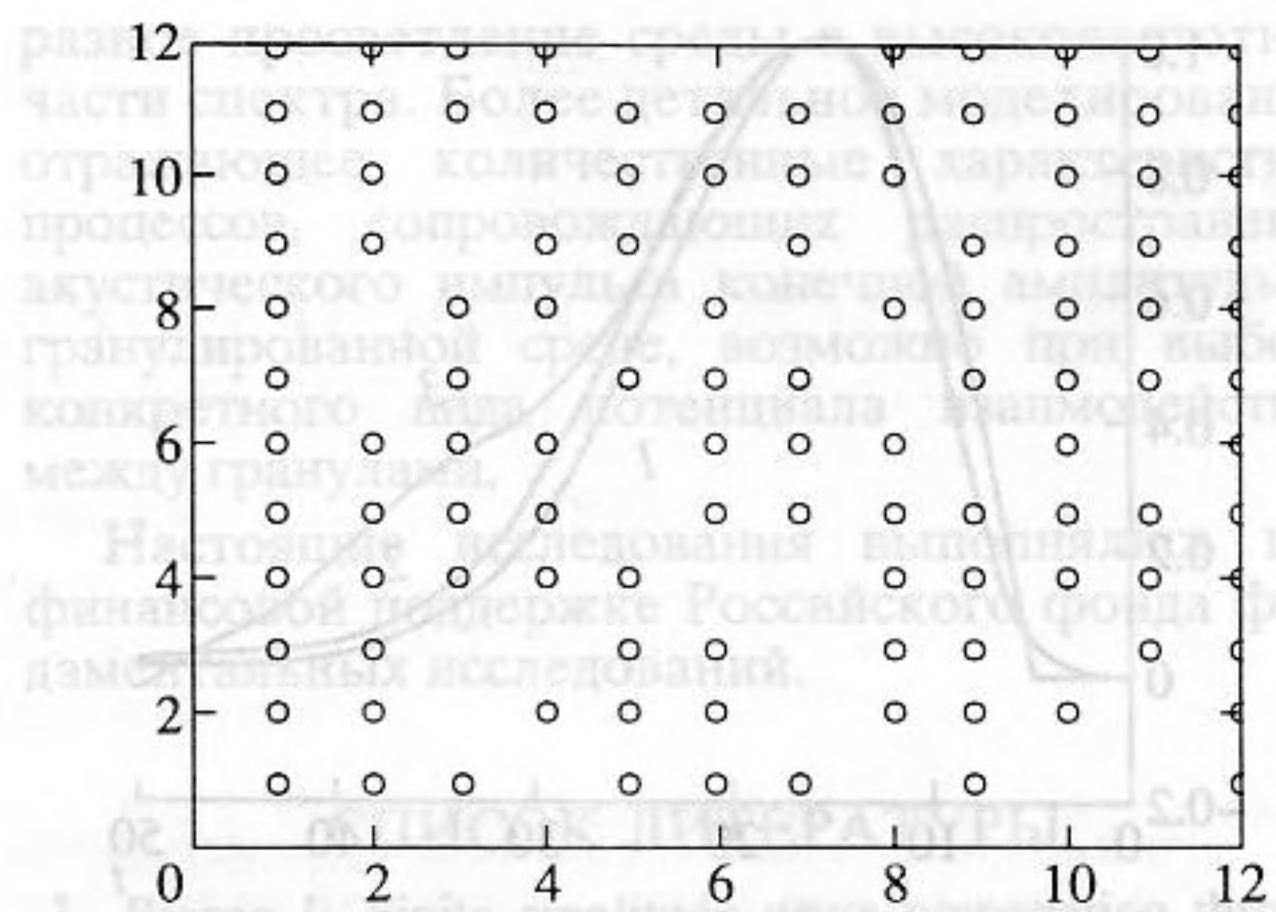


Рис. 7. Структура фрактальной ячейки.

коляционного кластера, а прошедший импульс рассчитывался как сумма воздействий крайних правых гранул на правую жесткую границу. Чтобы избежать краевых искажений в вертикальном направлении, решетка периодически продолжалась вверх и вниз. Если гранула присутствует (отсутствует) в положении (x, y) , то она присутствует (отсутствует) во всех положениях $(x, y + ka)$ для любого целого k , при этом a является пространственным периодом в направлении оси Y . Таким образом решетку можно представлять квазибесконечной в вертикальном направлении, либо свернутой в цилиндр. Для предотвращения искажений в горизонтальном направлении, связанного с двойным отражением переднего фронта, длина импульса и размер решетки по горизонтали выбирались так, чтобы задний фронт достигал правой границы раньше, чем передний после двух отражений (от правой границы и от левой). Импульс распространяется по кластеру благодаря наличию потенциала взаимодействия между гранулами. Левая граница среды считается свободной, правая – закрепленной.

На гранулы могут влиять только ближайшие соседи. Потенциал взаимодействия между соседними гранулами задавался в виде:

$$U = \frac{1}{2}(dr)^2 + \frac{1}{3}(dr)^3 + \frac{10}{4}(dr)^4, \quad (1)$$

где dr – изменение начального расстояния между гранулами. Потенциал учитывает нелинейный характер взаимодействия вплоть до третьего порядка. Если расстояние между гранулами, не являющимися в начальном состоянии ближайшими соседями, становится меньше некоторого определенного значения, то между ними возникает отталкивающая сила согласно потенциалу (1). В этом случае dr – разность расстояния между гранулами и шагом решетки.

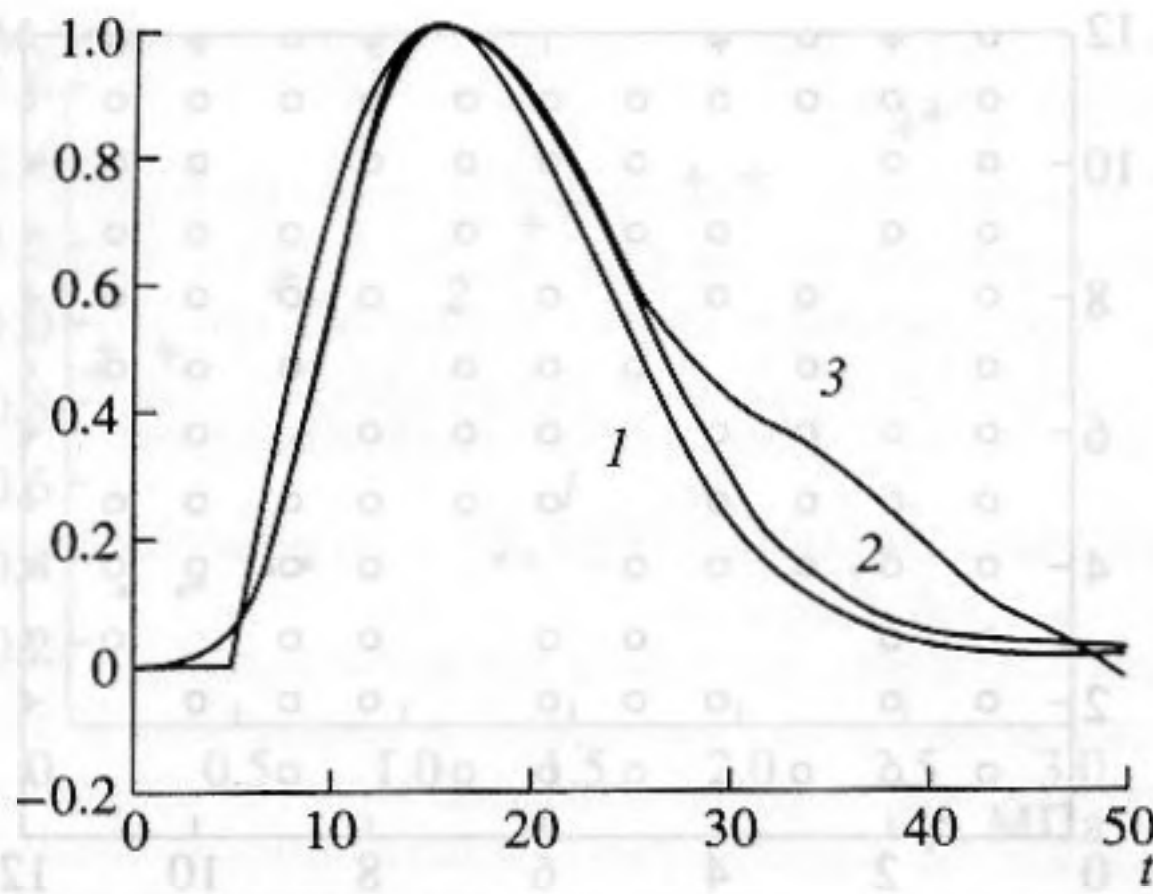


Рис. 8. Нормированная форма импульсов: 1 – падающий импульс, выражение (4), 2 – импульс, прошедший фрактальную структуру ($b_1 = 10^{-5}$), 3 – импульс, прошедший фрактальную структуру ($b_1 = 0.3$).

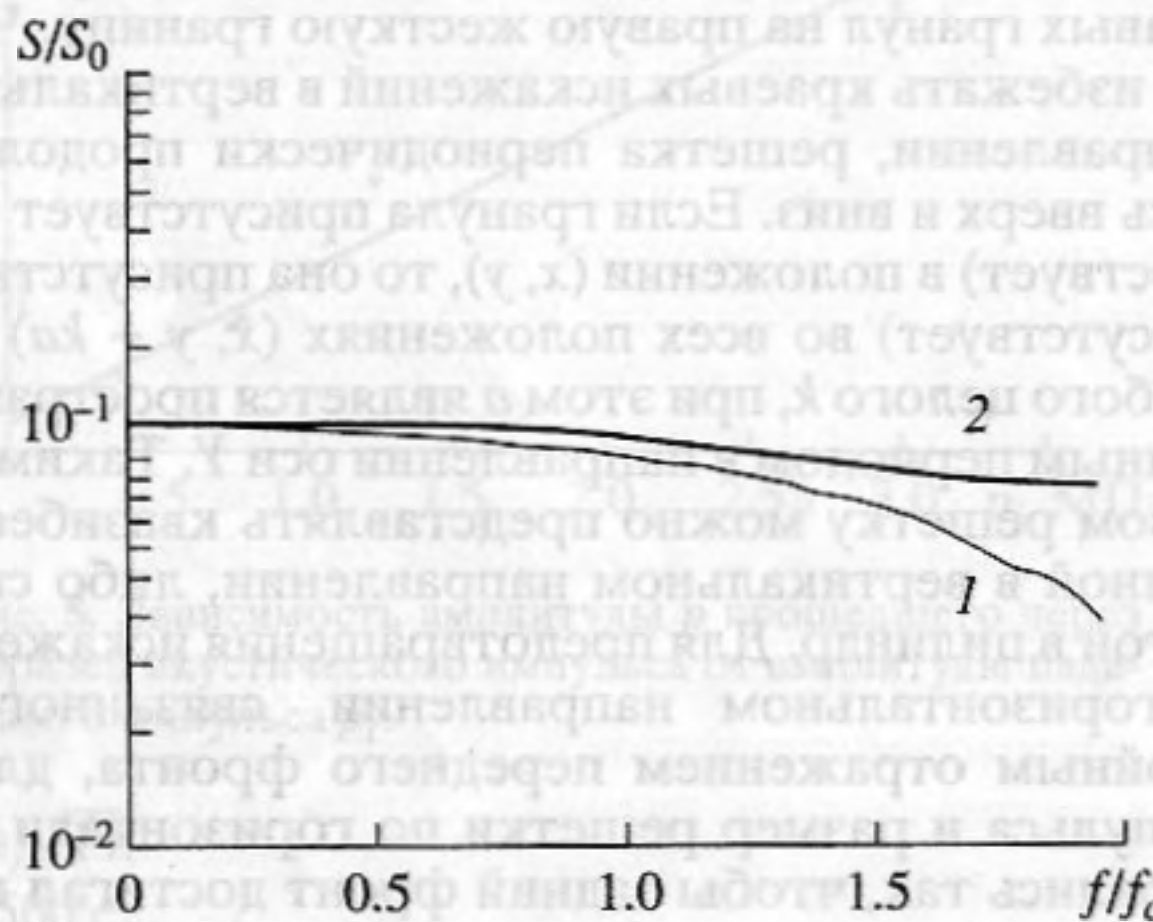


Рис. 9. Переходные характеристики фрактальной структуры: 1 – для возмущений малой амплитуды ($b_1 = 10^{-5}$), 2 – для возмущений большой амплитуды ($b_1 = 0.3$).

Для адекватности численного исследования физических процессов вводится слабое затухание как воздействующая на гранулу сила, пропорциональная ее скорости колебаний и имеющая противоположенный ей знак. Эту силу можно сопоставить с силой вязкости, действующей на гранулу конечного размера при обтекании ее жидкостью. Таким образом, описываемые здесь перколяционные кластеры моделируют расположенную в жидкости пористую среду, состоящую из твердых частиц.

Численное исследование распространения импульсов на решетке из m гранул (атомов) проводилось на основе модельного уравнения:

$$\frac{d^2 h_i}{dt^2} = f(i, h_1(t), \dots, h_m(t)), \quad i = 1, \dots, m, \quad (2)$$

где h_i – двумерный вектор смещения i -го атома, $f(i, h_1, \dots, h_m)$ – двумерная вектор-функция, описывающая силы взаимодействия гранул и затухание. Сила взаимодействия вычисляется как производная выражения (1). Сила вязкого трения пропорциональна скорости гранулы, противоположна ей по знаку. Дифференциальное уравнение (2) заменяется разностным в соответствии с явной схемой Эйлера [11]:

$$\frac{h_i((n+1)\tau) - 2h_i(n\tau) + h_i((n-1)\tau)}{\tau^2} =$$

$$= f(i, h_1(n\tau), \dots, h_m(n\tau)), \quad n = 1, \dots, N.$$

Падающий импульс задавался в виде

$$p(t) = b_1 t \exp(-b_2 t^2), \quad t = n\tau. \quad (4)$$

Волны исследовались в среде, представляющей собой свернутую в цилиндр квадратную решетку, часть узлов которой была занята гранулами.

Исследования проводились на решетке 12×12 узлов с количеством атомов 112; ячейка показана на рис. 7. Рассматривались импульсы малой (линейный случай, $b_1 = 10^{-5}$) и большой (нелинейный случай, $b_1 = 0.3$) амплитудой. Учитывая тот факт, что шаг решетки, массу гранулы и упругость связи принимались в расчетах за единицу (см. выражения (1, 2)), можно считать, что параметр b_1 характеризует деформацию структуры относительно некоторой пороговой величины, при которой происходит нарушение связей между элементами среды. Параметр b_2 выбирается из условия, что длительность импульса должна быть существенно больше шага решетки и существенно меньше удвоенного размера решетки, для того, чтобы избежать влияния переотражений от границ. Это условие можно записать в виде: $1 \leq 1/b_2 \leq 24$. Расчеты выполнялись при значении $b_2^2 = 0.044$. Форма прошедших импульсов показана на рис. 8, а их переходные характеристики S/S_0 , построенные в полулогарифмическом масштабе, показаны на рис. 9. Здесь S_0 и S – соответственно спектры падающего и прошедшего через образец сигналов.

Видно, что с увеличением амплитуды деформаций происходят искажения формы импульса прежде всего на заднем его склоне. Явление локализации сигнала в области высоких частот при малой амплитуде падающего импульса отражается в быстром уменьшении переходной характеристики на высоких частотах. При достаточно большой амплитуде происходят изменения во фрактальной структуре и гранулы, не являющиеся ближайшими соседями в начальный момент, сближаются до расстояния, на котором между ними возникает взаимодействие. Фрактальная среда теряет свою структуру, переходит в случайно-неоднородную и

поглощение на всем диапазоне частот в этом случае приближается к значениям, описываемым обычной степенной функцией частоты; аномального поглощения высоких частот не происходит, возникают условия для своеобразного просветления фрактальной среды в области высоких частот.

Сравнивая результаты численных исследований распространения импульсов в средах, имеющих фрактальную структуру, и физических экспериментов по прохождению акустических импульсов через естественную водонасыщенную гранулированную структуру (рис. 5 и 8), нетрудно заметить определенное качественное сходство в характере искажения формы сигнала и в соответствующих переходных характеристиках этих процессов. Прежде всего это затягивание заднего склона импульса с ростом его амплитуды, что приводит к увеличению эффективной длительности, и уменьшение аномального поглощения сигнала в области высоких частот. Эти обстоятельства свидетельствуют о том, что пористые морские донные осадки типа кобальто-марганцевых корковых отложений обладают акустическими свойствами, сходными со свойствами рассмотренной модели фрактальной структуры.

Результаты измерения механических свойств кобальто-марганцевых корковых образований показывают, что они имеют предел прочности на сжатие в диапазоне 1–7 МПа, а предел прочности на растяжение на порядок меньше. Эти величины оказываются одного порядка с параметрами сжатия и разряжения зондирующего импульса, реализованного в эксперименте, и поэтому предельные значения деформации среды при $b_1 = 0.3$, использованные при численном моделировании, по порядку величины соответствуют условиям эксперимента.

Таким образом, учет фрактальных свойств структуры вещества позволяет проводить качественное моделирование некоторых характерных особенностей распространения акустического импульса конечной амплитуды через гранулированную среду, в частности, аномальное поглощение в области высоких частот при малых амплитудах сигнала, далее возникающие с ростом амплитуды искажения на заднем склоне импульса, и своеобразное

просветление среды в высокочастотной части спектра. Более детальное моделирование, отражающее количественные характеристики процессов, сопровождающих распространение акустического импульса конечной амплитуды в гранулированной среде, возможно при выборе конкретного вида потенциала взаимодействия между гранулами.

Настоящие исследования выполнялись при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bjorno L. Finite amplitude wave propagation through water saturated marine sediments // *Acustica*. 1977. V. 38. № 4. P. 195–200.
2. Беляева И.Ю., Тиманин Е.М. Экспериментальное исследование нелинейных свойств поросодержащих упругих сред // *Акуст. журн.* 1991. Т. 37. № 5. С. 1026–1028.
3. Беляева И.Ю., Зайцев В.Ю., Островский Л.А. Нелинейные акустоупругие свойства зернистых сред // *Акуст. журн.* 1993. Т. 39. № 1. С. 25–32.
4. Belyaeva I.Yu., Ostrovsky L.A., Zaitsev V.Yu., Stefan V., Sutin A.M. Comparison of linear and nonlinear elastic moduli for reservoir rock by use of granular medium model // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1996. V. 99. № 3. P. 1360–1365.
5. Hovem J.M. The nonlinear parameter of saturated marine sediments // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1979. V. 65. № 5. P. 1463–1467.
6. Biot M.A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid, II. Higher frequency range // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1956. V. 28. P. 179–191.
7. Koen E.-A., Van Den Abeele. Elastic pulsed wave propagation in media with second- or higher-order nonlinearity. Part I. Theoretical framework // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1996. V. 99. № 6. P. 3334–3345.
8. Зосимов В.В., Лямшев Л.М. Фракталы и скейлинг в акустике (Обзор) // *Акуст. журн.* 1994. Т. 40. № 5. С. 709–737.
9. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 384 с.
10. Чабан И.А. Затухание звука в грунтах и горных породах // *Акуст. журн.* 1993. Т. 39. № 2. С. 362–369.
11. Федоренко Р.П. Введение в вычислительную физику. М.: Изд-во Моск. физ.-техн. ин-та, 1994. 528 с.

Propagation of an Acoustic Pulse of Finite Amplitude in a Granular Medium

I. B. Esipov, V. V. Zosimov, and K. I. Matveev

A study of propagation of a wide-band acoustic signal in a granular medium is reported. Experimental data on the propagation of pulses with the amplitude up to 3 MPa and characteristic length about 1 μ s through a sample of cobalt-manganese nodules are compared with a computer model of the process. An anomalous signal absorption in the high-frequency range observed with relatively weak sounding pulses is explained under the assumption of a fractal sample structure on a certain scale. When the signal amplitude increases, the absorption assumes a normal power form which is an evidence of substance structural changes.