

Рис. 6. Временные зависимости амплитуды (а) и фазы (б) сейсмоакустической волны, распространяющейся в массиве нефтегазонасыщенного песчаника (частота 167 Гц, дистанция распространения 360 м). Штриховые кривые — аппроксимация экспериментальных точек; сплошные — изменения относительного ускорения силы тяжести, вызванного лунно-солнечным приливом [23].

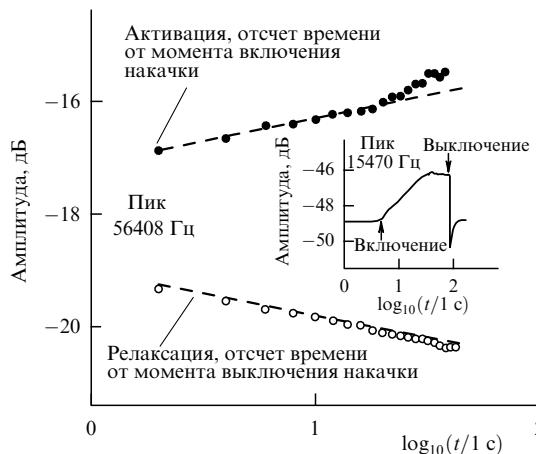


Рис. 7. Пример медленной динамики амплитуд (добротностей) двух пробных резонансов в стальном образце с одиночной трещиной в процессе акустической "накачки" другой волной и последующей после ее выключения релаксацией. На вставке отчет времени непрерывен, а моменты времени включения (выключения) волны накачки отмечены стрелками [26].

ладе, во многом был инициирован пионерскими работами по нелинейной акустике, проводившимися с 1960–1970 гг. под руководством В.А. Зверева и Л.А. Островского.

Представленные результаты получены при частичной поддержке РФФИ (гранты 05-05-64941 и 05-02-17355), Минпромнауки (грант НШ-1641.2003.02), программы ОФН РАН "Когерентные акустические поля и сигналы" и совместной программы РАН и Национального центра научных исследований Франции (проект PECHO-NEI No. 16366).

Список литературы

1. Киттель Ч *Введение в физику твердого тела* (М.: Наука, 1978)
2. Гедройц А А, Зарембо Л К, Красильников В А *ДАН СССР* **150** 515 (1963)
3. Гиц И Д, Гущин В В, Конюхов Б А *Акуст. журн.* **19** 335 (1973)
4. Buck R O, Morris W L, Richardson J M *Appl. Phys. Lett.* **33** 371 (1978)
5. Nazarov V E et al. *Phys. Earth Planet. Inter.* **50** 65 (1988)
6. Назаров В Е *Акуст. журн.* **37** 150 (1991)
7. Guyer R A, Johnson R A *Phys. Today* **52** (4) 30 (1999)
8. Nazarov V E, Kolpakov A B *J. Acoust. Soc. Am.* **107** 1915 (2000)
9. Van Den Abeele K E-A *NDT&E Int.* **34** 239 (2001)
10. Ostrovsky L A, Johnson P A *Riv. Nuovo Chimento* **24** (7) 1 (2001)
11. Zaitsev V, Gusev V, Castagnede B *Phys. Rev. Lett.* **89** 105502 (2002)
12. Zaitsev V, Gusev V, Castagnede B *Phys. Rev. Lett.* **90** 075501 (2003)
13. Lang M J et al. *Nanostruct. Mater.* **12** 811 (1999)
14. Tournat V et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 085502 (2004)
15. Zaitsev V Yu *Acoust. Lett.* **19** 171 (1996)
16. Зайцев В Ю, Назаров В Е, Беляева И Ю *Акуст. журн.* **47** 220 (2001)
17. Руденко О В, Солуян С И *Теоретические основы нелинейной акустики* (М.: Наука, 1975)
18. Zaitsev V, Sas P *Acta Acust. Acust.* **86** 429 (2000)
19. Антонец В А, Донской Д М, Сутин А М *Механика композит. матер.* (5) 934 (1986)
20. Матвеев А Л и др. *В мире неразруши. контр.* (4(26)) 65 (2004)
21. Zaitsev V Yu et al. *Europhys. Lett.* **70** 607 (2005)
22. Багмет А Л и др. *Докл. РАН* **346** 390 (1996)
23. Богоявленский Б Н и др. *Геол. и геофиз.* **45** 1045 (2004)
24. Зайцев В Ю, Назаров В Е, Таланов В И *Акуст. журн.* **45** 799 (1999)
25. Авербах В С и др. *Акуст. журн.* **51** (доп. вып.) 31 (2005)
26. Zaitsev V, Nazarov V, Gusev V, Castagnede B *NDT&E Int.* (2005) (in press)

PACS numbers: 43.25.+y, 43.30.Pc, 83.80.Fg, 92.10.-e

Нелинейная акустическая диагностика земных пород и океана

И.Б. Есипов, С.А. Рыбак, А.Н. Серебряный

1. Введение

Исследования в области нелинейной акустики в нашей стране были стимулированы в 40-х и 50-х годах XX в. пионерскими работами Н.Н. Андреева. Первый выпуск *Акустического журнала*, основанного в 1955 г., открывает его статья "О некоторых величинах второго порядка в акустике" [1]. Затем Л.Д. Розенберг в 1960-х годах создал направления технического и медицинского применения мощного ультразвука [2]. Тогда же Л.М. Бреходских сформулировал проблему взаимодействия акустических и океанических волн [3]. Исследования в этих направлениях развивались многими научными коллективами нашей страны. В последние годы специалисты в области распространения и взаимодействия нелинейных

волны стали обращать внимание на волновые явления в гранулированных средах и внутренние волны на морских шельфах в связи с тем, что и в том, и в другом случае эти волновые явления оказываются существенно нелинейными. В гранулированных средах параметр нелинейности на 3–4 порядка выше аналогичной характеристики однородных сред, в таком случае говорят о "гигантской нелинейности" [4, 5]. Внутренние волны вследствие их высоких амплитуд и малой скорости распространения испытывают существенные нелинейные трансформации.

В этом докладе мы приводим результаты экспериментальных наблюдений новых нелинейных волновых процессов в гранулированных земных породах и океане.

2. Гранулированные среды

Известно, что распространение акустических колебаний в гранулированных средах заметно отличается от их распространения в сплошных средах. Механические свойства гранулированных сред определяются в значительной мере контактами между гранулами. Это свойство гранулированных сред позволяет отнести их к широкому классу сред с нелинейной упругостью структурного типа. Если нелинейные акустические свойства сплошных сред, таких как монокристаллы или однородные жидкости, определяются особенностями деформации на молекулярном уровне, то соответствующие характеристики гранулированных сред зависят от их структуры. В этом смысле характеристики гранулированных сред проявляются на мезомасштабном уровне, т.е. на масштабах, определяемых размерами гранул [4]. Это обстоятельство приводит к существенным качественным и количественным различиям, например, в уравнениях состояния сред. Если относительная деформация сплошной среды Δ в первом приближении пропорциональна приложенному напряжению, $\Delta \approx P$, то для сферических гранул это соотношение оказывается более сложным: $\Delta \approx P^{2/3}$ [6]. Поэтому скорость распространения акустических волн в гранулированной среде $c = (\partial P / \partial \rho)^{1/2} \approx \approx P^{1/6}$ является нелинейной функцией приложенного напряжения P . Соответственно параметр нелинейности среды $\alpha = \rho_0 \delta c^2 / \delta P \approx P^{-5/6}$ также зависит от приложенного напряжения. (Здесь ρ — плотность среды, а ρ_0 — ее равновесное значение.) При этом оказывается, что нелинейные свойства гранулированных сред заметно проявляются даже при весьма умеренных деформациях. В горных породах, например, нелинейные искажения наблюдаются уже при деформациях $\Delta \approx 10^{-9}$ [4]. Такие деформации типичны для акустических возмущений даже с весьма умеренными амплитудами.

В последнее время уделяется внимание исследованию поведения гранулированных сред на уровне отдельной гранулы [7–11]. Обнаружено, что при небольших напряжениях наблюдаются заметные отклонения соотношений между напряжениями и деформациями от регулярных. Последние соотношения выполняются, как правило, только асимптотически при достаточно больших напряжениях, когда гранулированную среду можно считать хорошо уплотненной. Причем отклик на циклические нагрузки в таких средах имеет, как правило, гистерезисный характер в соотношении напряжение–деформация. Это свойство гранулированных сред проявляется в особенности нелинейных искажений акустических волн, заключающейся в том, что третья гармоника распространяющегося акустического сигнала растет

пропорционально квадрату амплитуды сигнала, а ее уровень может превышать уровень второй гармоники. Показано, что колебания отдельной гранулы в акустическом поле постоянной амплитуды испытывают медленные флюктуации [7].

Обсудим результаты экспериментального исследования медленных флюктуаций нелинейных колебаний гранул в среде под действием распространяющегося акустического поля. В экспериментах мы использовали в качестве гранулированной среды гранитную крошку с размером гранул 1–2 см. Излучение звука в такой среде осуществлялось пьезокерамической пластиной, а прием выполнялся с помощью установленных среди гранул акселерометров. Детали постановки эксперимента приведены в [12]. Отметим здесь только, что размер установленных в исследуемой среде приемников был соизмерим с размерами гранул.

Изменение уровня принятого сигнала в зависимости от уровня излучения показано на рис. 1. Этот и последующие опыты выполнялись при излучении тонального сигнала на частоте 5,6 кГц. Сигнал регистрировался двумя приемниками, разнесенными в пространстве, но находящимися на одинаковом расстоянии от излучателя. Видно, что поведение измеренных зависимостей для сигналов, зарегистрированных обоими приемниками, имеет общий характер. При этом линейное соотношение между этими характеристиками выполняется только в среднем и на большом интервале изменения амплитуды сигнала. Особенности такой зависимости для разных приемников оказываются разными, что свидетельствует о независимом характере распространения сигнала от излучателя к каждому из приемников. Максимальный уровень принятого сигнала соответствует вибрациям излучающей пьезокерамической пластины с ускорением 0,6 м/с², при этом амплитуда колебаний пластины составляла всего 5 Å. Эти параметры колебаний пластины соответствуют уровню излучения –10 дБ. Уровень колебаний гранул, зарегистрированный приемниками, оказался приблизительно на 10 дБ меньше. Немонотонный характер зависимости уровня зарегистрированного отклика отдельной гранулы от величины нагрузки среды рассматривается в работе [13] как результат переколяционного развития связей между гранулами,

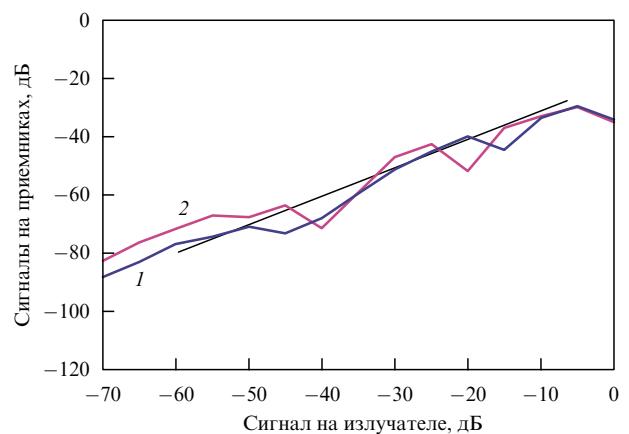


Рис. 1. Зависимость уровня сигнала на приемниках в гранулированной среде от уровня излучения. Прямая линия соответствует прямо пропорциональной зависимости. Кривые 1, 2 соответствуют разным приемникам.

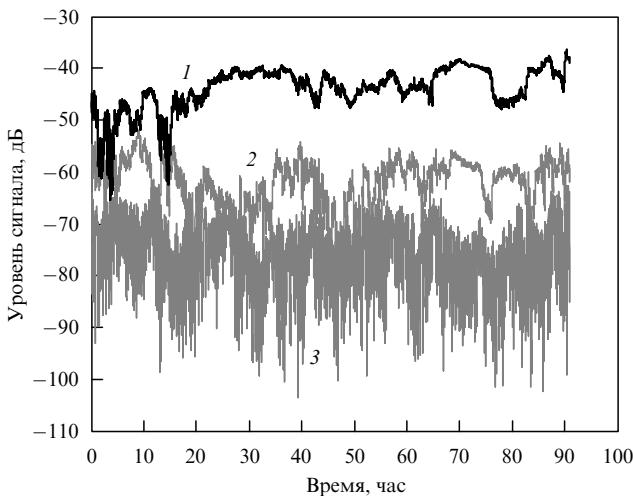


Рис. 2. Зависимости гармонических составляющих сигнала от времени: 1 — уровень сигнала на приемниках в гранулированной среде, частота 5,6 кГц, 2 — уровень второй гармоники сигнала на приемниках в гранулированной среде, частота 11,2 кГц, 3 — уровень субгармоники сигнала на приемниках в гранулированной среде, частота 2,8 кГц.

по которым передается упругий сигнал от излучателя к приемнику. Такая переколяционная цепочка контактов между гранулами очень чувствительна к параметрам нагрузки. Рост нагрузки приводит к перестройке структуры цепочки, что обуславливает изменение ее эффективной упругости.

Ниже приводятся результаты измерений акустического поля в среде во времени. На рисунке 2 представлены зависимости уровней сигналов на одном из приемников от времени. Здесь же показано соответствующее поведение уровней гармонических составляющих в спектре зарегистрированных сигналов. Отметим, прежде всего, то, что в спектре принятого сигнала появилась субгармоническая составляющая. Характеры флюктуаций сигналов на обоих приемниках для соответствующих гармонических составляющих оказываются схожими. Уровень сигнала на основной частоте 5,6 кГц случайным образом изменяется более чем на 5–6 дБ. При этом уровни флюктуаций гармонических составляющих оказываются гораздо большими, что позволяет говорить о гигантских флюктуациях акустических сигналов в гранулированных средах. Наиболее интенсивными оказываются флюктуации субгармонической составляющей сигнала. В этом случае уровень изменяется в несколько десятков раз.

На рисунке 3 приведены усредненные по 32 реализациям спектры флюктуаций гармонических составляющих сигнала. Спектральная обработка показывает, что основная энергия флюктуаций содержится в низкочастотных случайных осцилляциях. Спектр этих осцилляций лежит в диапазоне $f = 10^{-5} - 10^{-1}$ Гц и монотонно спадает к высоким частотам по степенному закону $S(f) \approx Af^{-n}$. Показатель степени n оказывается разным для разных спектральных компонент сигнала и изменяется от $n = 2$ (для основной гармоники сигнала на частоте 5,6 кГц) до $n = 1,3$ (для субгармонической составляющей), оставаясь при этом всегда больше единицы. Интересно заметить, что показатель степени в частотной зависимости низкочастотной части спектра флюктуаций акустического сигнала оказывается близ-

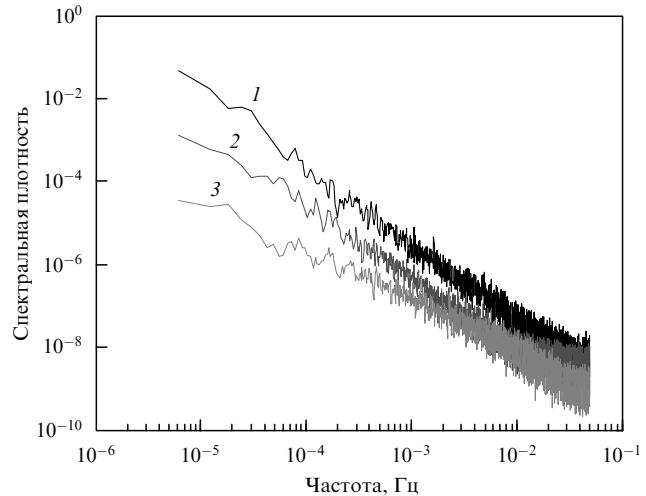


Рис. 3. Спектр флюктуаций спектральных составляющих сигнала в гранулированной среде, уровень излучения 10 дБ, 1 — частота 5,6 кГц, 2 — частота 11,2 кГц, 3 — частота 2,8 кГц.

ким к значениям $n = 1,7 - 2,2$, измеренным в опытах по распространению акустического сигнала через среду из одинаковых стеклянных шариков [7]. Это обстоятельство указывает на общность механизма низкочастотной модуляции интенсивности звука, распространяющегося через среду, составленную из гранул разного материала и разной формы. Очевидно, что спектр флюктуаций зарегистрированного сигнала в области низких частот, там, где $n > 1$, должен достигать максимума или, по крайней мере, насыщения, поскольку интенсивность флюктуаций должна оставаться конечной величиной. В наших опытах, длившихся несколько суток, нам не удалось получить надежных данных, подтверждающих это положение.

Результаты экспериментальных исследований распространения акустических волн в гранулированной среде при регистрации акустического поля приемниками, имеющими размеры, близкие к размерам гранул среды, указывают на статистический характер этого процесса. В таких условиях приемник имеет ограниченное число контактов с соседними гранулами и может рассматриваться как один из элементов среды. При возбуждении гармонического сигнала с постоянной амплитудой акустическое поле в среде сильно флюкутирует, в среде возбуждаются гармонические и субгармонические составляющие даже при невысоких значениях амплитуды возбуждаемого сигнала. Немонотонный характер зависимости уровня поля в среде от амплитуды возбуждаемого сигнала указывает на существенную роль контактов между гранулами в формировании акустического поля в гранулированной среде. В этом случае акустические возмущения передаются от одной гранулы к другой только через контакты, которые занимают очень небольшую часть гранулы и потому не могут обеспечить устойчивости среды. Таким образом, можно считать, что гранулированная среда находится в метастабильном состоянии и акустическое поле, даже с не очень большой амплитудой, может изменить структуру контактов. Такие контакты образуют структуру, состоящую из цепочек, по которым передаются сигналы от излучателя к приемнику. Пространственная плотность таких упругих цепочек будет определяться размером гранул и числом контактов между ними. Под

действием акустических колебаний происходит небольшое смещение контактов между гранулами, что может радикальным образом изменить структуру упругих цепочек, и, следовательно, эффективные упругие свойства среды. В этом случае изменяется и акустический импеданс среды. При уплотнении гранулированной среды растет число контактов между гранулами, что приводит к росту пространственной плотности упругих цепочек, по которым передаются акустические возмущения. Упругие свойства среды в этом случае будут стремиться к насыщению.

В качестве возможного механизма, обеспечивающего медленные изменения в структуре контактов, в работе [7] рассматривается процесс тепловой деформации, возникающей в местах контактов гранул, где концентрируется акустическая энергия в среде. Постоянство частотной зависимости спектра в довольно широком диапазоне частот (10^{-6} – 10^{-1} Гц) может быть следствием фрактального характера структуры упругих цепочек, по которым передаются сигналы от излучателя к приемнику.

Для возбуждения субгармонической составляющей в спектре акустического сигнала требуются весьма интенсивные акустические поля. Как правило, это явление наблюдается при фазовых превращениях. Для гранулированной среды, упругость которой определяется контактами между гранулами, такой пороговой амплитудой колебаний является ускорение свободного падения g . Эта величина определяет условие перехода среды из консолидированного состояния в неконсолидированное. Присутствие в его спектре даже при весьма умеренных амплитудах сигнала ($0,5 \text{ м с}^{-2}$) интенсивных субгармонических составляющих, свидетельствует о том, что при распространении в гранулированной среде происходит локализация упругой энергии акустических колебаний на отдельных гранулах.

Таким образом, полученные результаты указывают на сложный характер распространения акустического сигнала в гранулированной среде. Анализ акустического поля на масштабе отдельной гранулы выявил статистический характер и сильную нелинейность процесса, которые реализуются даже при распространении сигнала умеренной амплитуды. Полученные результаты экспериментального исследования открывают возможности для развития модели медленных флуктуаций акустического поля в гранулированной среде.

Акустическая диагностика гранулированных сред имеет и другие особенности. Неоднородные среды, в том числе гранулированные, относятся к широкому классу нелинейных сред с акустической дисперсией. Сочетание нелинейности и дисперсии позволяет получать для акустических волн в таких средах солитонные решения. В частности, для среды с акустическими резонаторами нами было выведено следующее уравнение для волн с резонансной дисперсией (RDE):

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_0^2 \right) \left(\Delta U - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} U + \alpha \Delta(U^2) + \Gamma \Delta \frac{\partial}{\partial t} U \right) - \sigma^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} U = 0,$$

где α — параметр нелинейности среды, Γ — диссипативный параметр, σ^2 — параметр дисперсии, пропорциональный объемной концентрации осцилляторов в среде

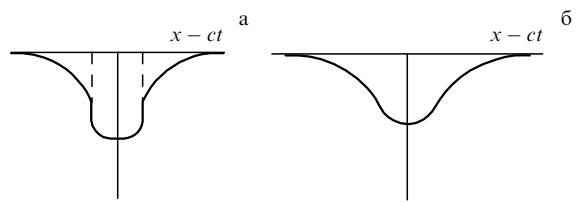


Рис. 4. Вид солитонного решения волнового уравнения с резонансной дисперсией: (а) среда без затухания, (б) среда с затуханием.

[14, 15]. Получены стационарные решения этого уравнения типа уединенных волн-солитонов специального вида, с вертикальными фронтами, характерный вид которых показан на рис. 4. Эти решения уравнения RDE весьма чувствительны к изменению параметров среды — дисперсии, нелинейности, поглощения. Таким образом, отслеживание формы такого типа волновых возмущений в неоднородных средах позволит следить за состоянием среды с резонансной дисперсией.

3. Нелинейные волновые процессы в океане

Рассмотрим возможности акустической диагностики нелинейных волновых процессов в океане на примере наблюдения за внутренними волнами. Внутренние гравитационные волны — широко распространенное явление в океане и атмосфере. Их существование обусловлено наличием устойчивой по вертикали стратификации плотности среды. Любое возмущение такой среды ведет к распространению в ней волн вследствие того, что выведенные из состояния равновесия частицы вертикального столба под действием силы Архимеда стремятся вернуться в исходное положение. В природе существует достаточное количество сил, которые могут дать такой "первый толчок". Среди наиболее эффективных источников можно перечислить приливы, атмосферные возмущения, течения. Эффективность действия многочисленных источников внутренних волн такова, что, как заметил известный океанолог W. Munk, "еще никто из исследователей внутренних волн не сообщал о наличии штиля в глубинах океана" [16]. Таким образом, внутренние волны почти повсеместно присутствуют в океане, создавая вертикальные смещения водной толщи и способствуя внутреннему перемешиванию, необходимому для существования жизни в океане. Характерные параметры внутренних волн лежат в следующих пределах: периоды изменяются от нескольких суток до нескольких минут, скорости волн — от нескольких десятков сантиметров до нескольких метров в секунду. Частотный спектр внутренних волн в океане спадает пропорционально квадрату частоты и имеет пики в двух характерных диапазонах — длинных — внутренних инерционных и приливных — волн, а также коротких волн, периоды которых близки к частоте плавучести [17, 18]. Высоты внутренних волн могут достигать нескольких десятков метров. В отдельных районах океана встречаются гигантские внутренние волны высотой более 100 м [19–22]. Для внутренних волн типичен цуговый характер строения в пространстве и во времени, а также и выделенная направленность распространения. Наблюдаются, кроме того, уединенные волны. Широко распространенным явлением оказываются солитоны внутренних волн. Внутренние волны типичны как для глубокого океана, так и для шельфа. Шельф — район интенсивной

генерации внутренних волн и одновременно место, где происходит их разрушение с передачей энергии в более высокочастотный диапазон — от длинных к коротким волнам — и далее в турбулентность. Здесь наиболее ярко проявляется нелинейность внутренних волн [23, 24].

В последние годы нами проводились исследования внутренних волн на шельфе Японского моря с помощью многолучевого импульсного гидролокатора с частотной обработкой сигнала. Мы использовали акустический доплеровский профилометр течений (ADCP) марки "Rio Grande 600 kHz", выпускаемый фирмой "RD Instruments". Помимо показаний трех компонент течения (вертикальной и двух горизонтальных) прибор выдает данные об интенсивности обратного рассеяния посылаемого сигнала, при этом уверенно различает положение слоя скачка плотности (пикноклина), на котором видны движущиеся внутренние волны. Измерения проводились с борта малого исследовательского судна, движущегося по шельфу галсами, или стоящего продолжительное время (в течение суток) в точке на якоре.

Проведенные исследования выявили общую картину динамики внутренних волн и позволили точнее измерить их основные параметры. В наблюдениях был также подтвержден ряд характерных нелинейных эффектов, которые можно отнести к проявлениям фундаментальных свойств внутренних волн (они наблюдались ранее в независимых измерениях на шельфах других морей с помощью контактных методов). К этим эффектам мы относим, в первую очередь, "вертикальную" и "горизонтальную" асимметрию профиля внутренних волн и "эффект смены полярности амплитуд внутренних волн".

Вертикальная асимметрия (асимметрия гребней и подошв). Интенсивные внутренние волны, движущиеся по пикноклину (слою скачка плотности), расположенному ближе ко дну, чем к поверхности моря, имеют характерную форму профиля со слаженными подошвами и обостренными гребнями и представляют собой, таким образом, волны-возвышения. В случае распространения внутренних волн по термоклину, расположенному ближе к поверхности моря, чем ко дну, профили волн имеют характерные уплощенные гребни и обостренные подошвы и выглядят волнами-углублениями. Волны-углубления и волны-возвышения многократно встречались в наших наблюдениях. На рисунке 5а приведена запись обратно рассеянного сигнала водной толщи во время прохода в октябре 2003 г. над шельфом Японского моря в заливе Петра Великого по галсу в направлении, перпендикулярном береговой черте. На полученном разрезе видна область приповерхностного пикноклина, расположенного в пределах горизонтов 15–25 м, по которому движутся уединенные внутренние волны-углубления высотой 5–10 м. Внутренние волны распространяются в сторону берега (в сторону уменьшения глубины). На рисунке 5б приведена аналогичная запись, но в прибрежной зоне шельфа, в условиях, когда слой скачка плотности находился в придонном положении (измерения сделаны в сентябре 2005 г.). В этом случае по придонному пикноклину в сторону берега движется цуг упорядоченных по амплитуде внутренних волн-возвышений высотой до 7 м.

Наблюдаемые на шельфе внутренние волны с вертикальной асимметрией профиля близки по своим свойствам к солитонам [24], что позволяет говорить о

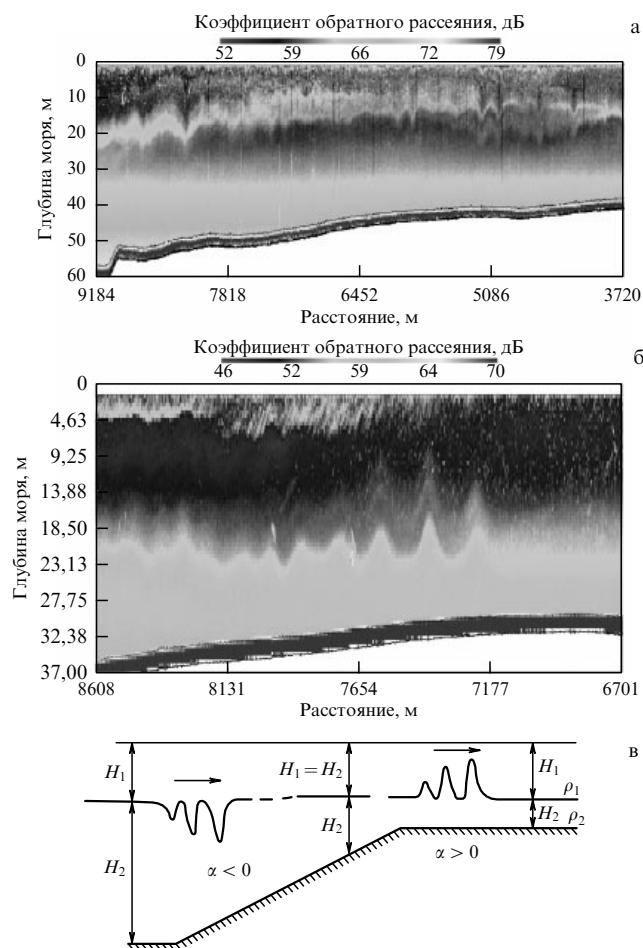


Рис. 5. Вертикальная асимметрия во внутренних волнах на шельфе. Волны-углубления (а) и волны-возвышения (б) на картинах эхолокационных контрастов, зарегистрированных с помощью ADCP. (в) Схема, объясняющая эффект смены полярности амплитуд во внутренних волнах на шельфе; H_1 — глубина термоклина, H_2 — расстояние от термоклина до дна.

распространении в шельфовой зоне солитоноподобных волн разной полярности. Эта особенность внутренних волн шельфа ведет к интересному явлению, которое мы называем "эффектом смены полярности амплитуд внутренних волн". В прибрежной части шельфа в летнее время термоклин обычно находится у дна, в то время как в глубоководной части расположен ближе к поверхности моря. Вследствие того, что солитоноподобные внутренние волны на шельфе распространяются к берегу (внутренние волны на шельфе образуются в основном из длинных приливных волн, распространяющихся из открытого моря), они должны переходить из области приповерхностного пикноклина в область пикноклина придонного. При этом солитоны отрицательной полярности (с отрицательным коэффициентом нелинейности) переходят в зону положительной полярности (положительный коэффициент нелинейности). В процессе такого перехода происходит разрушение волн-углублений и превращение их в волны-возвышения (рис. 5в). Точку, в окрестности которой происходит смена полярности амплитуд внутренних волн и в которой пикноклин равноудален от поверхности и дна моря, мы называем "точкой переворота". Первое экспериментальное свидетельство этого эффекта было получено в

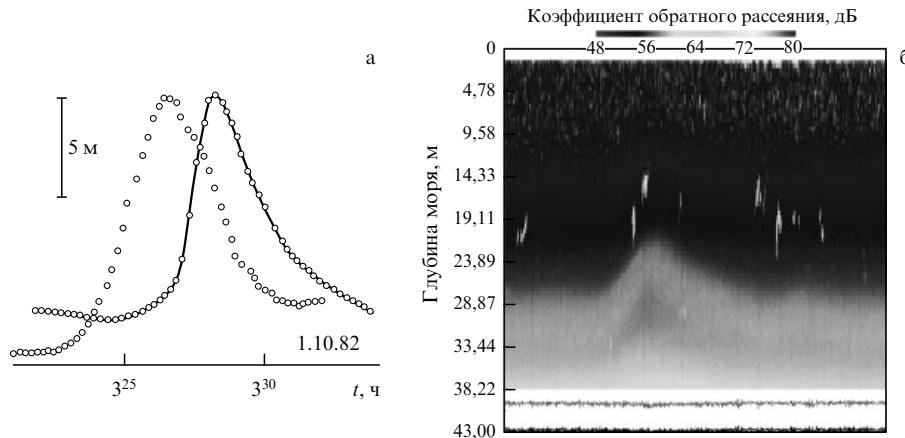


Рис. 6. Горизонтальная асимметрия внутренних волн в данных РДТ (а) и данных по эхолокационным контрастам ADCP (б).

наблюдениях на шельфе Японского моря [25, 23, 27] и подтверждено позже в наблюдениях в Средиземном море [26]. Наиболее совершенный натурный эксперимент по наблюдению данного эффекта проведен недавно в Южно-Китайском море [28] также с привлечением высокочастотного многолучевого акустического гидролокатора. Трансформация отрицательного солитона внутренних волн при переходе через точку переворота исследована с помощью численного моделирования в [29]. Результаты специального эксперимента с целью изучения эффекта смены полярности амплитуд внутренних волн, недавно проведенного нами на шельфе Японского моря, готовятся к публикации.

Горизонтальная асимметрия внутренних волн. Продемонстрированная выше вертикальная асимметрия — первый и основной признак, указывающий на нелинейный характер внутренних волн. Однако многим интенсивным внутренним волнам помимо вертикальной асимметрии присуща также горизонтальная асимметрия, которая обусловлена различным наклоном переднего и заднего склонов внутренней волны, и вообще говоря, является признаком нестационарной волны, т.е. волны, разрушающейся. Мы многократно наблюдали горизонтальную асимметрию внутренних волн при измерениях контактными распределенными датчиками температуры (РДТ). На рисунке 6 показаны профили двух внутренних волн-возвышений, распространяющихся к берегу: запись РДТ, сделанная при глубине моря 30 м, 1.10.1982 (рис. 6а) и запись неподвижного в точке ADCP, глубина моря 43 м, 17.09.2004 (рис. 6б). Высота обеих волн около 10 м, и передние склоны волн существенно круче задних склонов. Запись РДТ показана для двух датчиков, разнесенных по горизонтали относительно линии берега: заметно увеличение крутизны волны по мере ее продвижения к берегу. Горизонтальная асимметрия — широко распространенное свойство интенсивных внутренних волн на шельфе не только волн-возвышений, но и волн-углублений [30].

4. Заключение

Рассмотренные примеры акустической диагностики нелинейных волновых процессов демонстрируют новые физические явления в гранулированных земных породах и океане. Метастабильное состояние гранулированных сред является важным условием при исследовании аку-

стического воздействия на переколяционные процессы в геологических породах. Нелинейное взаимодействие внутренних волн определяет трансформацию энергии приливов в океаническую турбулентность. Акустическая диагностика оказывается эффективной для исследования динамики этого процесса на шельфе океана.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 05-02-17500, 05-02-16086 и 05-02-17406), проекта INTAS N 04 80 7043, Программы поддержки научных школ (грант НШ-1176.2003.2), ФЦП "Мировой океан", а также фирмы "RD Instruments-Europe".

Список литературы

1. Андреев Н Н *Акуст. журн.* **1** 3 (1955)
2. *Физика и техника мощного ультразвука* Т. 1–3 (Под ред. Л Д Розенберга) (М.: Наука, 1967, 1968, 1970)
3. Бревохских Л М *Изв. АН СССР Сер. Физ. атм. и океана* **2** 970 (1966)
4. Ostrovsky L A, Johnson P A *Riv. Nuovo Cimento* **24** (7) 1 (2001)
5. Руденко ОВ *УФН* **176** 77 (2006)
6. Беляева ИЮ, Зайцев ВЮ, Островский ЛА *Акуст. журн.* **39** 25 (1993)
7. Liu C, Nagel S R *Phys. Rev. Lett.* **68** 2301 (1992)
8. Liu C-h et al. *Science* **269** 513 (1995)
9. Miller B, O'Hern C, Behringer R P *Phys. Rev. Lett.* **77** 3110 (1996)
10. Herrmann H J, Stauffer D, Roux S *Europhys. Lett.* **3** 265 (1987)
11. Rintoul M D, Torquato S *Phys. Rev. Lett.* **77** 4198 (1996)
12. Баженова ЕД, Вильман АН, Есипов ИБ *Акуст. журн.* **51** (Приложение) 46 (2005)
13. Hidalgo R C et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 205501 (2002)
14. Rybak S A, Skrynnikov Yu I, in *Proc. of the IV Intern. Workshop "Nonlinear Waves in Resonant Dispersion Media"* (Singapore: Non-linear World, 1989) p. 664
15. Рыбак СА *Акуст. журн.* **44** 709 (1998)
16. Munk W, in *Evolution of Physical Oceanography: Scientific Surveys in Honor of Henri Stommel* (Eds B A Warren, C Wunsch) (Cambridge, Mass.: MIT Press, 1981) p. 264
17. Garrett C, Munk W *Geophys. Fluid Dynam.* **3** 225 (1972)
18. Коняев К В, Сабинин К Д *Волны внутри океана* (СПб.: Гидрометеоиздат, 1992)
19. Serebryany A N, in *Proc. of the 1st Intern. Symp. on Ocean Cities 95, Monaco, 1995* p. 376
20. Konyaev K V, Sabinin K D, Serebryany A N *Deep-Sea Res. I* **42** 2075 (1995)
21. Duda T F et al. *IEEE J. Ocean. Eng.* **29** 1105 (2004)
22. Sabinin K, Serebryany A J. *Marine Res.* **63** 227 (2005)
23. Серебряный АН *Изв. АН СССР Сер. Физ. атм. и океана* **26** 285 (1990)
24. Серебряный АН *Изв. РАН. Сер. Физ. атм. и океана* **29** 244 (1993)

25. Серебряный А Н *Океанология* **25** 744 (1985)
26. Salusti E, Lascaratos A, Nittis K *Ocean. Modelling* **82** 10 (1989)
27. Serebryany A N, in *Fifth Intern. Symp. on Stratified Flows Vol. 2* (Eds G A Lawrence, R Pieters, N Yonemitsu) (Vancouver: Univ. of British Columbia, 2000) p. 1035
28. Orr M H, Mignerey P C *J. Geophys. Res.* **108** 3064 (2003)
29. Серебряный А Н, ПАО Кс *Докл. РАН* (2005) (в печати)
30. Serebryany A N *Dynamics Atm. Oceans* **23** 393 (1996)

PACS numbers: 43.25.+y, 43.40.+s, 62.60.+v

Волны с параметрически обращенным фронтом: применение в нелинейной акустоскопии и диагностике

В.Л. Преображенский

1. Введение

Под обращением волнового фронта (ОВФ) обычно понимают волновой процесс, развивающийся во временной последовательности, обратной по отношению к произвольно заданной первичной волне. Интерес к явлению ОВФ в акустике обусловлен способностью волн с обращенным фронтом автоматически фокусироваться на объекты, рассеивающие первичную волну, и компенсировать фазовые искажения при распространении волн в неоднородных рефрактивных средах. В последние годы интенсивно обсуждаются разнообразные приложения этих свойств обращенных волн в ультразвуковой диагностике, терапии, хирургии, дефектоскопии и подводной коммуникации.

Всесторонние исследования физических принципов и механизмов ОВФ ультразвука, которые начались более двадцати лет назад, были в значительной мере стимулированы результатами по ОВФ света, полученными в нелинейной оптике. С начала 1980-х годов в течение ряда лет основное внимание исследователей было сосредоточено на поиске адекватных подходов к решению задачи генерации ультразвуковых волн с обращенным фронтом в различных конденсированных средах. Результаты этих исследований систематизированы в обзорах [1, 2].

К концу восьмидесятых-началу девяностых годов прошлого века определились наиболее перспективные направления в технике акустического ОВФ, к которым относятся фазовое сопряжение ультразвуковых волн в параметрически активных твердых телах (пьезоэлектриках и магнетиках) [3–6] и обращение во времени акустических сигналов в многоканальных приемо-излучающих электронных системах [7, 8]. Интенсивно развиваются методы ОВФ на основе обращения времени в волноводных и резонаторных системах с множественными отражениями [9, 10]. С точки зрения применений в области ультразвуковых частот от нескольких единиц до нескольких десятков мегагерц, актуальной для приложений в медицине и дефектоскопии, эффективным методом ОВФ является запороговое параметрическое фазовое сопряжение магнитупругих волн в магнитострикционной керамике [2, 4, 11]. Достаточно сильная связь упругой и магнитной подсистем в керамических материалах на основе ферритов шпинелей позволяет эффективно модулировать в них скорость звука с помощью высокочастотного магнитного поля. При этом глубина модуляции может существенно превышать порог параметрической неустойчивости длинноволновых фононов при комнат-

ных температурах. В условиях запороговой накачки параметрически активный элемент представляет собой источник стимулированного излучения фазо-сопряженных фононных пар, обеспечивающий гигантское (свыше 80 дБ) усиление обращенной ультразвуковой волны по отношению к падающей. Керамическая технология позволяет изготавливать активные элементы с размерами и формой, варьируемыми в широких пределах в соответствии с требованиями конкретных приложений.

В приложении 1 к электронной версии доклада, размещенной на сайте УФН, приведена анимация процесса запорогового усиления в активной среде, полученная с помощью численного моделирования, выполненного в работе [12].

Возможности использования магнитоакустической техники ОВФ для автофокусировки ультразвука в жидкостях и твердых телах и самонацеливания ультразвуковых пучков на неподвижные и движущиеся рассеивающие объекты в жидкости были продемонстрированы в серии экспериментов (см. обзор [2]). В качестве иллюстрации в приложении 2 к электронной версии доклада представлены полученные в работе [13] результаты стробоскопической визуализации процесса самонацеливания ультразвука на воздушные пузыри, всплывающие в воде. Применение параметрического ОВФ для компенсации фазовых аберраций в линейной акустоскопии продемонстрировано в работах [14, 15].

Сочетание обращения фронта с гигантским усилением представляет особый интерес для исследований и применений явления ОВФ в нелинейной акустике. В то время как экспериментальные и прикладные исследования в области линейной акустики волн с обращенным фронтом активно развиваются уже с конца восьмидесятых – начала девяностых годов XX века (см. [2, 16]), нелинейная ОВФ-акустика начала формироваться как перспективное направление физической акустики сравнительно недавно. Начало исследований в области нелинейной ОВФ-акустики было положено в работах [17, 18], где впервые экспериментально и теоретически были исследованы нелинейные искажения профиля волн с параметрически обращенным фронтом и ретрофокусировка обращенных волн в однородной нелинейной среде. Результаты исследований свойств нелинейных ультразвуковых пучков с обращенным фронтом и перспективы использования этих свойств в акустоскопии частично отражены в обзоре [19].

Подобно ОВФ в оптике, обращение фронта в акустике представляет собой одно из проявлений инвариантности волнового поля по отношению к обращению времени. В условиях развитой нелинейности обратимость волнового процесса при ОВФ, как правило, оказывается нарушенной, что обуславливает специфические особенности явлений ОВФ в нелинейной акустике. В настоящем докладе рассматриваются физические механизмы ретрофокусировки ультразвуковых пучков с ОВФ в нелинейных и неоднородных акустических средах. Приводятся результаты исследований ретрофокусировки в условиях гигантского параметрического усиления обращенной волны и селективного фазового сопряжения отдельных гармоник первичной нелинейной волны [20–23]. Приложения эффектов нелинейной ретрофокусировки иллюстрируются на примере компенсации фазовых искажений в нелинейной акустоскопии [24, 25]. Обсуждаются возможности ультразвуковой диагностики нелинейных