

СЕТЕВАЯ ИНТЕГРИРОВАННАЯ СИСТЕМА СОГЛАСОВАННЫХ СО СРЕДОЙ СЕНСОРОВ ДЛЯ МОНИТОРИНГА ОКЕАНА

В.В. Коваленко, А.Г. Лучинин, А.И. Малеханов, Е.А. Мареев, А.И. Хилько

Институт прикладной физики РАН

Совокупность пространственно распределенных, работающих совместно элементов подводного наблюдения является перспективным средством мониторинга океана. Региональная (зональная) система акустического мониторинга океана должна удовлетворять заданным требованиям эффективности и экологической безопасности при минимизации используемых ресурсов. С учетом того, что океаническая среда является неоднородной и нестационарной, необходимо, чтобы структура рассматриваемых интегрированных сетевых систем (ИСС) и алгоритмы совместной работы их элементов, включая принятие решений и управление работой, оптимизировались с учетом особенностей решаемых задач и условий наблюдения, т.е. системы должны обладать адаптивными свойствами. Кроме того, требуется обеспечить минимизацию энергоинформационных ресурсов, необходимых для работы отдельных элементов и системы наблюдения в целом. При этом компонентами ИСС являются совокупности элементов-технологий, в частности, акустические и неакустические приемные подсистемы, источники зондирующих сигналов, акустическая связь, подсистемы геофизических датчиков, а также центральные элементы сетей, обеспечивающие решение задач наблюдения и управления потенциалом ИСС. Рациональная структура ИСС должна определяться, исходя из географических и гидролого-геофизических условий района, требуемой эффективности наблюдения и минимизации необходимых энергоинформационных ресурсов.

Функционирование ИС системы представляет собой сложную процедуру, включающую тестирование сетевых элементов, оптимизацию активации элементов и их адаптацию к изменениям среды. Методика создания ИСС основывается на теории сенсорных сетей, специализированных для работы под водой, теории сложных систем, достижениях подводной акустики, а также современных технологиях в области сенсоров, источников сигналов, цифровой обработки, передачи и представления данных и морской робототехники.

Инструментом обоснования и системного проектирования ИСС является моделирование и экспериментальная апробация элементов системы. Аргументированный выбор оптимального облика ИСС должен быть осуществлен с использованием геоинформационной модели, включающей характеристики всех элементов ИСС, описание наблюдаемых неоднородностей, океанической среды, построенной с учетом океанологических условий конкретных районов, а также модели источников шумов и помех. В состав имитационной модели должны входить процедуры формирования сложных пространственно избирательных, согласованных с океанической средой зондирующих акустических сигналов, модели дифракции зондирующих сигналов неоднородностями. Кроме того, необходимо использовать модели

акустических полей, генерируемых и рассеиваемых ветровым волнением, донными и объемными случайными неоднородностями, океанологические модели заданных районов, учитывающие процессы в атмосфере, а также строение морского дна, то есть геофизические модели. В число частных моделей должны войти и процедуры передачи, сбора и обработки данных от распределенных систем и управления ими. Указанные модели должны обеспечить прогноз эффективности вариантов ИСС для различных целей, районов и условий наблюдения.

Оптимизация числа совместно работающих элементов-технологий ИСС достигается при условии нахождения рациональных с точки зрения соотношения эффективность/стоимость вариантов. Основным способом повышения чувствительности и разрешения парциальных элементов-технологий является использование при их работе согласованных со средой высококогерентных зондирующих сигналов и методов фильтрации и накопления полезных сигналов при приеме, в том числе путем увеличения размеров антенн, временной базы и частотного диапазона. Максимальные значения чувствительности и разрешения элементов ИСС ограничиваются конечной когерентностью акустических сигналов в океане в пределах пространственно-частотных и временных измерительных апертур. Работоспособность ИСС с учетом существующих ограничений на емкость автономных источников электропитания ведет к необходимости минимизации мощности зондирующих акустических сигналов и сигналов акустической сетевой связи. Все разновидности ИСС должны включать в себя мастер-элементы, осуществляющие сбор, объединенную обработку данных, отображение информации, управление подсистемами и принятие решений.

Важной компонентой ИСС являются морские роботизированные устройства. Это автономные, преимущественно подводные аппараты различных типов, способные нести сенсорное, связанное (ретрансляционное) и навигационное оборудование. Оптимальные ИСС могут включать совокупности как однородных, так и разнородных акустических подсистем, каждая из которых должна содержать и гидрофизические датчики.

Как уже отмечалось, для выполнения критериев минимизации стоимости и сложности ИСС, а также минимизации негативного воздействия на экологию океана, необходимо обеспечить адаптивное согласование используемых сигналов к условиям наблюдения, что предполагает использование данных о среде, шумах и помехах, а также о текущих значениях параметров приемно-излучающих элементов ИСС. С этой целью необходимо использовать океанологические, геофизические и синоптические модели, а также осуществлять регулярную верификацию геоакустических баз на основе сбора текущих синоптических и океанологических данных, измерение которых обеспечивается системой датчиков физических полей. Сбор такой информации может быть обеспечен и элементами и подсистемами ИСС, для чего необходимо обеспечить соответствующие алгоритмы наблюдения изменений гидрологии, ветра, подводных течений и т.д.

Работа выполнена при поддержке программ ОФН РАН «Развитие когерентных методов сейсмоакустического зондирования морского шельфа» и «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред», РФФИ

(проект № 12-02-00543), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. (контракт № 02.740.11.0565) и гранта государственной поддержки ведущих научных школ НШ-3700.2010.2.

О ВЛИЯНИИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА ФОРМУ ПРОФИЛЯ УДАРНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ОГРАНИЧЕННЫХ ПУЧКАХ

М.С. Дерябин¹, Д.А. Касьянов¹, В.В. Курин², Ю.В. Ушаков²

¹Научно-исследовательский радиофизический институт

²Нижегородский госуниверситет

Как известно, распространение интенсивных акустических возмущений в воде, локализованных в пространстве в виде пучка сопровождается, в частности, явлениями теплового самовоздействия волн. Этот механизм самовоздействия тщательно исследован, и результаты опубликованы в многочисленных обзорах и оригинальных статьях (см., например [1–3]).

При распространении акустических волн в вязкой теплопроводящей среде происходит ее нагревание (причем этот процесс нестационарный), что ведет к возникновению неоднородного распределения температуры поперек пучка: на оси пучка температура несколько выше, чем на периферии. Поскольку в воде скорость звука растет с ростом температуры, то это приводит к дефокусировке пучка [1].

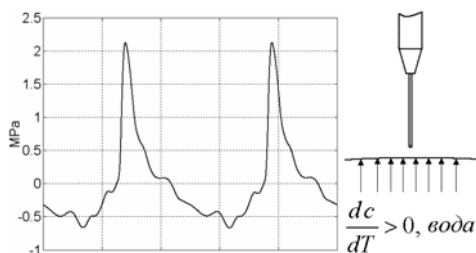


Рис. 1

В работе с помощью метода численного моделирования предпринята попытка объяснить экспериментально полученные профили ударных акустических волн [4] температурной неоднородностью распределения скорости звука в пучке накачки. Для примера на рис. 1 слева приведены профили зарегистрированных ударных волн на частоте излу-

чения 1 МГц в пучке, создаваемом поршневым пьезокерамическим излучателем апертурой 5 см, на расстоянии, превышающем координату разрыва в нелинейной волне. В правой части рисунка схематически изображено положение миниатюрного приемника относительно фронта падающей волны.

Рассматривалась следующая численная модель. Излучатель апертуры l формирует слабо расходящийся акустический пучок, распространяющийся в направлении z (рис. 2а). Приёмник с характерным размером d порядка ширины пучка регистрирует ударную волну. Распределение интенсивности A , следовательно, и температуры и скорости звука в радиальном направлении r схематически показано на рис. 2б.

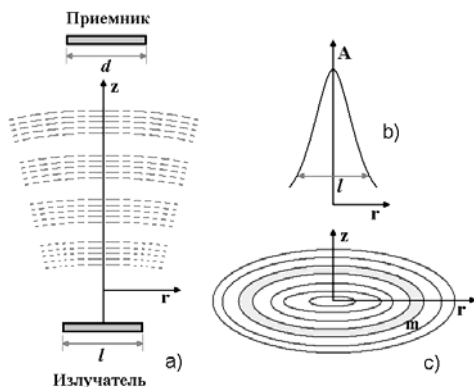


Рис. 2

т.е. $c_{m+1}/c_m \approx 10^{-4}$. В каждом кольце суммировалось 10^3 гармоник, что минимизировало явление Гиббса. Предполагалось также, что вклад каждого кольца в результирующий профиль ударной волны убывает как $1/m$.

Модель учитывает, что на расстояниях, больших координаты разрыва z_R , распределение гармоник в ударной волне подчиняется закону $1/n$, где n номер гармоники. На рис. 3 непрерывной кривой представлен результат моделирования профиля ударной волны при $N=10$, пунктиром изображен профиль при постоянной температуре. Сравнение экспериментальных и численно полученных профилей показывает их качественное совпадение.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-02-00774, гранта НШ-333.2012.2, проекта ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (контракт №02.740.11.0565), а также гранта Правительства Российской Федерации (договор №11.G34.31.0066).

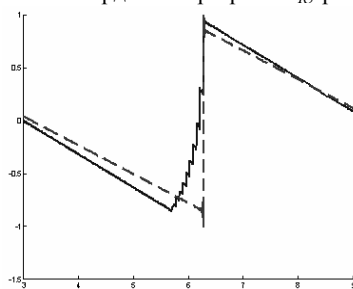


Рис. 3

- [1] Бункин Ф.В., Ляхов Г.А., Шипилов К.Ф. // УФН. 1995. Т.165, № 10. С.1145.
- [2] Руденко О.В., Сапожников О.А. // УФН. 2004. Т.174, № 9. С.973.
- [3] Цысарь С.А., Сапожников О.А., Андреев В.Г. // Известия РАН. Серия физическая. 2009. Т.73, № 4. С.558.
- [4] Deriabin M., Kasyanov D., Kurin V. // Abstracts of the 19th International Symposium on Nonlinear Acoustics, Japan, 2012. P.58.

При моделировании поперечное сечение акустического пучка разбивалось на N колец одинаковой площади, причём полагалось, что скорость звука линейно падает с увеличением радиуса (с увеличением номера m) кольца (рис. 2с). Согласно оценкам, при выбранных параметрах излучения (интенсивности, длительности акустического импульса и скважности импульсной последовательности), изменение скорости звука невелико: при переходе между соседними кольцами она меняется примерно на 10–15 см/с,

ВЛИЯНИЕ ВОДОЦЕМЕНТНОГО ОТНОШЕНИЯ НА АКУСТИЧЕСКУЮ НЕЛИНЕЙНОСТЬ ЦЕМЕНТНОГО МАТЕРИАЛА

В.Е. Назаров, А.Б. Колпаков, А.В. Радостин

Институт прикладной физики РАН

Изучению нелинейных акустических эффектов в строительных материалах, получаемых на основе водных растворов цемента и речного песка, посвящено большое количество работ [1–3]. Их актуальность связана с возможностью создания неразрушающих нелинейных методов диагностики, позволяющих прогнозировать прочность строительных изделий.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований нелинейных акустических эффектов, возникающих при самовоздействии продольной низкочастотной (НЧ) стоячей волны и при распространении ультразвуковых импульсов в стержнях из цементных камней, полученных из растворов с различными водоцементными отношениями. Цементные материалы (1, 2 и 3) изготавливались из водных растворов, полученных на основе минерального вяжущего вещества – цемента марки 400 и речного песка (средний размер гранул около 0,1 мм) в соотношении 1:2 (по массе). Водоцементные отношения растворов и плотности полученных образцов составляли, соответственно, $c_1=0,5$, $c_2=0,6$, $c_3=0,9$ и $\rho_1=1,93$ г/см³, $\rho_2=1,9$ г/см³, $\rho_3=1,7$ г/см³. Для определения прочностных свойств исследуемых материалов были проведены их статические испытания на сжатие. Измеренные прочности образцов составляли: $\sigma_1 \approx 26$ МПа, $\sigma_2 \approx 20$ МПа и $\sigma_3 \approx 10,5$ МПа.

Для изучения нелинейных акустических эффектов в цементных материалах из тех же растворов были изготовлены три стержня квадратного сечения (со стороной 2 см) и длиной 35,2 см, 36,3 см и 37 см. Схема эксперимента приведена в работе [4]. Резонансным частотам первых мод резонаторов соответствуют следующие скорости НЧ продольных волн: $3,6 \cdot 10^5$ см/с, $3,4 \cdot 10^5$ см/с и $2,4 \cdot 10^5$ см/с.

В первой серии экспериментов, исследовались НЧ эффекты амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ), обусловленные гистерезисной нелинейностью материалов стержней: нелинейные потери и сдвиги резонансных частот, а также генерация второй и третьей гармоник. Было обнаружено, что в стержне 1 НЧ нелинейные эффекты практически не наблюдались. В стержнях 2 и 3, в областях умеренных деформаций, ($\varepsilon_m \leq \varepsilon_{m1}^* \approx 4 \cdot 10^{-6}$ для стержня 2 и $\varepsilon_m \leq \varepsilon_{m2}^* \approx 2 \cdot 10^{-6}$ для стержня 3), наблюдались линейные зависимости сдвига резонансной частоты и нелинейных потерь от амплитуды волны в резонансе и квадратичные зависимости амплитуд второй и третьей гармоник частоты накачки.

Описание наблюдаемых НЧ нелинейных эффектов в стержнях 2 и 3 было проведено в рамках уравнения состояния, содержащего квадратичный упругий гистерезис [4]. Полученные из сравнения теории и эксперимента параметры гистерезисной нелинейности образцов приведены в таблице.

Табл.

$c_{2,3}$	a_1	b_1	$\gamma_1 + \gamma_3$	$\gamma_2 + \gamma_4$	$\sqrt{a_2^2 + b_2^2}$	$\sqrt{a_3^2 + b_3^2}$	
						I	II
0,6	700	400	6100	780000	43	3600	3100
0,9	6000	860	780000	-40000	500	4900	5000

Как видно из таблицы, определение коэффициента $\sqrt{a_3^2 + b_3^2}$ двумя независимыми способами (по третьей гармонике (I) и по нелинейным сдвигу резонансной частоты и потерям (II)) для стержней 2 и 3 дает близкие результаты. Это свидетельствует об адекватности применения упругого гистерезиса для описания нелинейных акустических эффектов в этих материалах.

Во второй серии экспериментов исследовался эффект изменения фазовой задержки несущей импульсов в зависимости от их начальной амплитуды ($\Delta\tau(A_0)$). Несущая частота импульсов f составляла около 100 кГц, длительность – 300 мкс, частота повторения – 30 Гц. Скорости распространения импульсов в стержнях составляли: $C_1 \cong 3,2 \cdot 10^5$ см/с, $C_2 \cong 2,4 \cdot 10^5$ см/с и $C_3 \cong 1,5 \cdot 10^5$ см/с. При увеличении амплитуды A_0 излучаемых импульсов, наблюдались следующие закономерности: сначала, при малых амплитудах ($A_0 < 4$ В), $\Delta\tau_1(A_0) \sim A_0^2$, $\Delta\tau_{2,3}(A_0) \sim A_0$, а затем $\Delta\tau_{1,2,3}(A_0) \sim A_0^m$, где $m=1/8$ – для стержня 1, $m=3/20$; $1/2$ – для стержня 2 и $m=3/20$; $1/3$ – для стержня 3.

Таким образом, проведенные исследования показали, что в стержне 1, обладающем наибольшей плотностью, прочностью и скоростью волн, НЧ нелинейные эффекты практически отсутствуют, а уровень ВЧ нелинейности заметно ниже, чем у других образцов. Отличие водоцементного отношения образцов 2 и 3 в 1,5 раза приводит: к снижению прочностных свойств цементного материала в 1,9 раза; к уменьшению скорости продольных НЧ и ВЧ волн в 1,5 раза; к десятикратному росту его НЧ гистерезисной нелинейности; к заметному росту (в 1,5 раза) ВЧ реактивной нелинейности. Зависимость НЧ и ВЧ акустической нелинейности цементных материалов от водоцементного отношения создает возможность использования нелинейных эффектов для разработки неразрушающих количественных методов акустического контроля прочности строительных материалов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

- [1] Philippidis T.P., Aggelis D.G. // Cem. Concr. Res. 2003. V.33. P.525.
- [2] Warnemuende K., Wu H-C. // Cem. Concr. Res. 2004. V.34. P.563.
- [3] Payan C., Garnier V., Moysan J. // Cem. Concr. Res. 2010. V.40. P.473.
- [4] Назаров В.Е., Колпаков А.Б., Радостин А.В. // Акуст. журн. 2007. Т.53. С. 254.

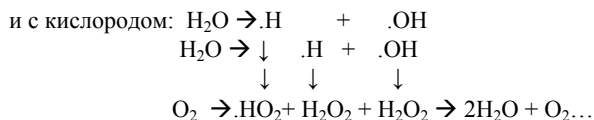
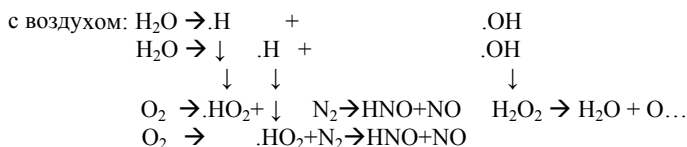
СОНОЛИЗ И УСТОЙЧИВОСТЬ АТМОСФЕРЫ

Д.А. Селивановский

Институт прикладной физики РАН

Устойчивость атмосферы обеспечивается радикальной диссоциацией воды ($\text{H}_2\text{O} \rightarrow \cdot\text{H} + \cdot\text{OH}$), которая происходит в природе в подавляющей степени в нижней атмосфере, и в основном при процессах испарения–конденсации и замерзания–таяния.

Диссоциация в жидкой фазе воды (в атмосфере – это крупные кластеры молекул воды в паре или капли) приводит к появлению радикалов $\cdot\text{H}$ и $\cdot\text{OH}$. В постдиссоциационных реакциях эти радикалы взаимодействуют и с кислородом, и с азотом. Ниже приведены схемы реакций радикалов в атмосфере воздуха, а также для сравнения в воде, насыщенной только кислородом (при нормальном давлении). Все эти реакции штатные, все они фундаментальны, т.е. подтверждены практикой химических исследований, размещены в справочниках и происходят по схемам:



В случае с воздухом радикал $\cdot\text{H}$ образует перокси-радикал $\cdot\text{HO}_2$, который, реагируя с молекулой азота, утилизирует ее. Это – единственный путь появления нитросоединений в природе. Гидроксил-радикалы $\cdot\text{OH}$ рекомбинируют, образуя пероксид водорода H_2O_2 . Распад пероксида водорода приводит к появлению «нового» кислорода, который исторически и наполнил атмосферу до уровня 21% от общего объема и продолжает поддерживать это наполнение. В реакциях при насыщении кислородом оба радикала из диссоциировавшей воды участвуют в образовании только пероксида водорода [1].

Эффективность (КПД) радикальной диссоциации воды была изучена нами ранее и для других природных процессов: электрических разрядов и ЭМ-излучения, при действии вязкого трения (сонолиз – распад воды под действием звука – в том числе). Естественно, что постдиссоциационные реакции и в этих случаях протекают по указанным схемам. Сонолиз, исследуемый во многих опытах *in vitro*, представляет обилие добротного факти-

ческого материала, что делает его надежным инструментом для оценок проявлений диссоциации воды и в других упомянутых процессах, в том числе и при фазовых превращениях воды. К тому же, данные сонолиза позволяют осуществлять приведение к широкому кругу условий для явлений, связанных с диссоциацией воды. В результате анализа многочисленных данных опытов сонолиза многих исследователей нами были построены температурные зависимости выходов пероксида водорода H_2O_2 для сонолиза чистой (пресной, дегазированной) воды, а также воды, насыщенной кислородом при 1 атм., и воды, насыщенной воздухом. Эти зависимости для данных сонолиза полностью подтвердили схемы опытов в части соотношения выходов пероксида водорода для случаев насыщения воды кислородом или воздухом: выходы пероксида водорода, как и следует из схем, отличались в 2 раза. Данные сонолиза были рассмотрены также совместно с данными о выходах пероксида водорода в опытах перемораживания чистой воды и воды с воздухом, которые дополнительно подтвердили приведенные схемы.

Анализ данных исследований сонолиза позволил также проанализировать пределы осуществимости схемы в части зависимостей концентраций постдиссоциационных реакций, и показал их слабую зависимость от температуры для диапазона $10^\circ\pm 30^\circ\text{C}$ [2].

Главным результатом рассмотрения стал вывод, что существующее в земной атмосфере объемное содержание кислорода $\approx 21\%$ является предельным для нее, т.к. при этом кислород полностью утилизирует появляющиеся .N-радикалы [3]. Это обстоятельство, совокупно с изначальным существованием азотной части атмосферы, и является причиной устойчивости земной атмосферы, начиная с ранних периодов геологической эры Земли (~ 4 млрд. лет).

С иных позиций, а именно, изучая состав палеогеологических пород земной коры, к такому же выводу в 30-е годы XX века пришел и В.И. Вернадский: «...Никакого различия древних отложений (архей), связанных с процессами выветривания, от аналогичных современных пород мы уловить не можем... На протяжении всех геологических веков на Земле существовала жизнь, одинаковым образом отражавшаяся на химических процессах земной коры... Жизнь на планете могла появиться как только химическая, температурная, и пр. обстановка стали отвечать необходимым для жизни изучаемым нами организмов» [4].

- [1] Домрачев Г.А., Селивановский Д.А., Стунжас П.А., Диденкулов И.Н., Родыгин Ю.Л., Вакс В.Л./ Препринт № 537 – Н. Новгород: ИПФ РАН, 2000, 36 с.
- [2] Селивановский Д.А./Труды XXII сессии РАО. Физ. акустика. Москва. 2010. С.49.
- [3] Маргулис М.А., Диденко Ю.Т.// ЖФХ. 1986. Т.LX, № 6. С.1490.
- [4] Вернадский В.И. История минералов земной коры. /В кн.: Избр. соч. Т.4, кн.2 – М.: Академия, 1960. С.13.

ПОЛУЧЕНИЕ IN VIVO ЭЛАСТОГРАФИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ

Л.А. Матвеев, В.Ю. Зайцев, А.Л. Матвеев, Г.В. Геликонов, В. М. Геликонов

Институт прикладной физики РАН

Оптическая когерентная томография (ОКТ) в медицинской диагностике является одним из наиболее быстро развивающихся методов [1]. Традиционные ОКТ изображения (как правило, двумерные с характерным масштабом несколько миллиметров и разрешением до 10-15 мкм) характеризуют пространственное распределение областей биоткани, различным образом рассеивающих зондирующее оптическое поле. Эти изображения во многом аналогичны УЗИ изображениям, характеризующим неоднородность отражения (рассеяния) зондирующего ультразвука областями с различными значениями плотности и объемного модуля. Вариации последних обычно не превышают единиц процентов для биотканей, даже очень сильно отличающихся по медико-биологическим характеристикам. В то же время известно, что у таких тканей от нескольких раз до порядка могут отличаться значения сдвигового модуля, распределение которого характеризуется эластографическим изображением. К сожалению, неоднородность модуля сдвига практически не влияет напрямую на рассеяние тканью зондирующих ультразвуковых или оптических полей. Поскольку возможность оценки вариаций модуля сдвига на основе УЗИ и/или ОКТ изображений может значительно повысить их информативность, соответствующие методы привлекают большое внимание.

Одним из таких подходов является компрессионный метод, при котором зондируемый участок подвергается неоднородному (негидростатическому) деформированию, затем корреляционной обработкой восстанавливается поле смещений, а по нему каким-либо методом численного дифференцирования – поле деформаций, которые и позволят судить о величине сдвигового модуля. В некоторых УЗИ-приборах подобный подход был реализован в последние годы, однако пока не существует приборов ОКТ с режимом эластографического изображения [2, 3]. Сложность здесь связана с противоречивыми требованиями к размеру корреляционного окна для обеспечения и разрешения и достаточно высокой точности оценки смещений, необходимой для последующей оценки поля деформаций. Кроме того, в процессе деформирования ткани принципиально ухудшаются возможности кросс-коррелирования элементов изображения и оценки поля деформаций из-за искажения пространственного распределения рассеивателей [4].

В данной работе применен принципиально иной подход: вместо обычно обсуждаемых методов борьбы с отмеченными факторами [4] предлагается самому степени сохранения уровня коррелируемости различных частей изображения деформируемой области использовать для характеристики неоднородности модуля сдвига, минуя вносящие большие погрешности этапы восстановления поля смещений и на его основе – поля деформаций.

Возможности использования такого подхода проиллюстрированы на рис. 1 на модельных примерах прямоугольной области биоподобной среды, в средней части

которой помещен слой с повышенным в 3 раза значением модуля сдвига, подвергаемой деформации (характерная величина около 40%). На рис. 1а показано случайное распределение рассеивателей, пространственный спектр которых в масштабе всего поля изображения, подобен спектру неоднородностей на реальных ОКТ-сканах. Характерная интенсивность рассеивателей в слое и в окружающей его ткани не отличается. Рис. 1б соответствует деформации сжатия со свободными боковыми границами и условием проскальзывания в горизонтальном направлении в области контакта слоя с окружающей средой; рис. 1в – деформации сдвига (когда на границах слоя смещения среды непрерывны). Эти случаи являются полезными моделями, так как реальные деформации вблизи вдавливаемого в биоткань плоского зонда сочетают деформации сдвига и одноосного сжимающего напряжения.

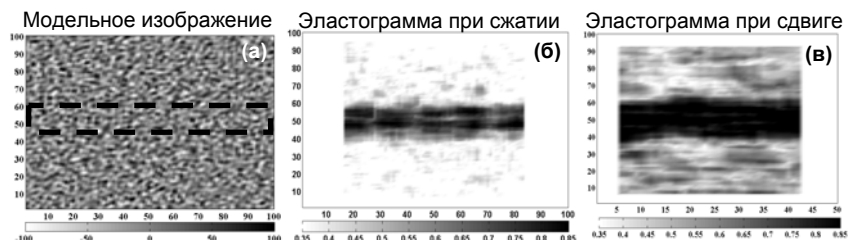


Рис. 1

Как видно из рисунка, модельный умеренно-контрастный слой хорошо выделяется по повышенной коррелируемости на обоих корреляционных изображениях. Наконец, на рис. 2 показаны полученный *in vivo* стандартный ОКТ-скан (а) и ОКТ эластограмма (б), на которой контрастная по модулю сдвига волосая луковица хорошо выделяется.

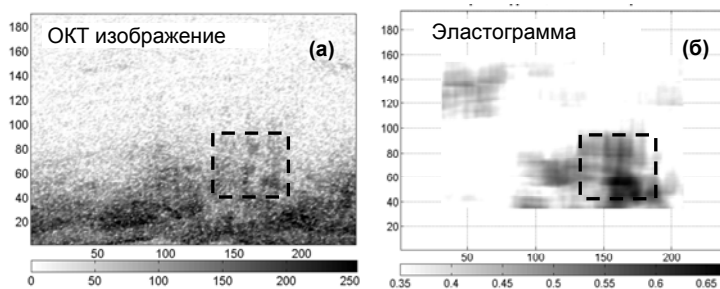


Рис. 2

- [1] Руководство по оптической когерентной томографии / Под ред. Н.Д.Гладковой, Н.М. Шаховой, А.М.Сергеева – М.: Физматлит-Мед. книга, 2007, 296 с.
- [2] Sun C., Standish B., Yang V., Biomed J. //Optics. 2011. V.16(4). P.043001.
- [3] Parker K.J., Doyley M.M., Rubens D.J // Phys. in Med.&Biol. 2011. V.56(1). P. R1.
- [4] Varghese T., Ophir J.//IEEE Trans. Ultras., Ferroelectr.&Freq. Cont. 1997. V.44(1). P.173.

АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЗАНЕВОЛЕННЫХ СТАЛЬНЫХ СТЕРЖНЕЙ

С.А. Моничев, Н.Е. Никитина, Е.А. Мотова

Нижегородский филиал ИМАШ им. А.А. Благодярова РАН

Принцип работы различных механизмов, в частности, торсионов [1], основан на упругих свойствах металла сопротивляться деформациям кручения. Для повышения динамических свойств, воспринимаемой нагрузки и максимального угла закрутки торсион подвергают заневоливанию, заключающемуся в закрутке горячего торсиона за предел его упругости и выдерживании в таком положении некоторое время. Остаточные напряжения, полученные при заневоливании, позволяют повысить рабочую нагрузку и угол закрутки торсиона в эксплуатации.

В работе исследовано влияние пластических деформаций и остаточных напряжений, возникающих в стальных стержнях, закрученных на разное количество оборотов, на скорости акустических волн, распространяющихся вдоль стержня. В качестве объектов для акустических измерений использовались образцы, подвергнутые воздействию крутящего момента в машине для механических испытаний КМ-50-1, в лаборатории кафедры «Металловедение, оборудование и технология термической обработки металлов» НГТУ им. Р.Е. Алексеева. Поскольку большинство из них после пятого-шестого оборота подвижного захвата разрушались, для ультразвуковых (УЗ) исследований мы ограничились пятью оборотами. Торцевые части образцов, используемые для их закрепления в испытательной машине, были отпилены, а торцы оставшихся стержней – отшлифованы. Один из них, не подвергавшийся закручиванию, был использован в качестве «эталона» неповрежденного стержня.

С помощью экспериментальной установки для измерения характеристик акустических импульсов, описанной в работе [2], и пьезопреобразователя с резонансной частотой около 5 МГц, для возбуждения и приема УЗ импульсов контактным способом, были проведены прецизионные измерения времени распространения продольных волн вдоль стержня. В экспериментах наблюдалось возбуждение в стержнях «стержневой» (скорость порядка 5500 м/с) и «поршневой» (скорость около 6000 м/с) мод.

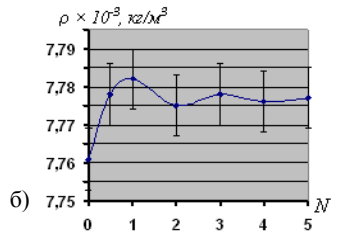
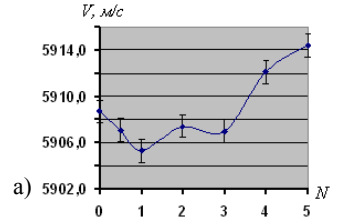


Рис. 1

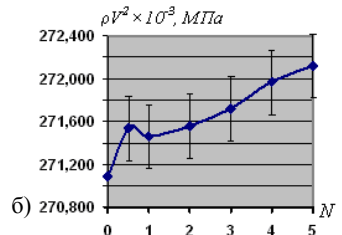
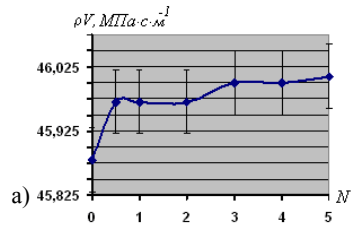


Рис. 2

Скорость последней соответствует скорости объемных волн, распространяющихся в отпilenных плоских торцах образцов. Относительная погрешность измерения «поршневой» скорости определяется погрешностью измерения времени задержки, оцененной в $1,5 \cdot 10^{-4}$, а абсолютная погрешность ее вычисления, при значении 6000 м/с, равна 0,9 м/с. Для учета изменения плотности материала при кручении было проведено взвешивание (с погрешностью 0,001 г) исследованных стержней на электронных весах.

Результаты измерений скорости упругих волн и плотности материала отражены на рис. 1. Рис. 1а показывает, что скорость УЗ волны практически не меняется вплоть до угла закрутки на 3 оборота, а далее начинает расти.

Проведенные исследования позволили оценить влияние степени закрутки стержня на такие величины, как волновое сопротивление ρV (в механике – характеристический импеданс, динамическая жесткость) и «прочностная» характеристика ρV^2 . Рис. 2а и рис. 2б демонстрируют возрастание указанных величин при увеличении пластической деформации кручения стальных образцов.

Было выявлено, что изменение «прочностной» характеристики ρV^2 на 0,2% сигнализирует о близости материала к предельному состоянию (разрушению из-за больших сдвиговых деформаций). Поскольку методы упрочнения конструкционных материалов, такие как наклеп или заневоливание, широко применяются на практике, то данную методику можно использовать для предсказания начала разрушения торсионов, которые по своей специфике подвергаются воздействию крутящего момента за пределами области упругости.

Авторы благодарны сотрудникам кафедры металловедения НГТУ им. Р.Е. Алексеева Скуднову В.А. и Бугрову Ю.В. за предоставленную возможность использования оборудования и руководство механическими испытаниями.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минпромнауки Нижегородской области и РФФИ (грант №11-02-97024-р_поволжье_а).

- [1] Детали машин. Расчет и конструирование. Справочник / Под ред. Н.С. Ачеркана. – М.: Машиностроение, 1968, 245 с.
- [1] Моничев С.А., Никитина Н.Е. Ультразвуковой эхо-метод исследования упругих свойств твердых тел. Препринт № 24-04-03/Нф – Н. Новгород: ИМАШ РАН, 2004, 22 с.

РЕКОНСТРУКЦИЯ ПАРАМЕТРОВ МОРСКОГО ДНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛИ ОТРАЖЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ ОТ УПРУГОГО СЛОИСТОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА

В.И. Романова, А.И. Хилько

Институт прикладной физики РАН

Оцениваемыми параметрами отраженного от донных слоев сжатых и отфильтрованных сейсмоакустических (СА) импульсов являются их интенсивности и времена распространения, которые несут информацию о положении и

акустических характеристиках границ слоев, каждый из которых описывается вектором параметров: толщиной, плотностью, скоростью продольных и поперечных волн, а также декрементом затухания. Эффективность реконструкции параметров донных слоев определяется не только статистическими характеристиками аддитивных шумов и реверберационных помех при СА зондирования морского дна, но и адекватностью модели формирования полезных сигналов, которая должна быть построена с использованием априорных данных о структуре донных слоев. Адекватность используемой модели может обеспечить регуляризацию задачи, и робастность алгоритма оценивания.

Несмотря на простоту выбираемых обычно при описании морского дна морфологических моделей дна, в частности в виде совокупности n упругих слоев, адекватное описание такой моделью реального морского дна вызывает определенные трудности. Так, например, число необходимых слоев и вместе с тем число наблюдаемых параметров быстро возрастает. В частности, при использовании модели из $n = 10$ слоев, число восстанавливаемых параметров будет $m = 50$. Сложность сейсмоакустической модели формирования отраженных от слоистого упругого полупространства импульсов для рассматриваемой простой модели морского дна также возрастает. В частности, поскольку при пересечении каждой из границ упругого слоя возникают две упругие волны – продольная и поперечная, число импульсов, отраженных от слоистого полупространства будет равно $k = 1 + \sum_{l=1}^n 4^l$, то есть, при модели из десяти слоев, число импульсов приближается к $5 \cdot 10^3$.

Для преодоления такого рода трудностей необходимо использовать упрощенные модели, в которых выделяются энергонасыщенные компоненты поля, которые несут необходимую информацию и при этом могут быть измерены с требуемой достоверностью. Такая модель будет выполнять процедуру регуляризации, отбрасывая в измеряемом поле все, что не может быть достоверно измерено. Для анализа отраженного поля использовались модели в виде упругих слоев, описываемые уравнениями и формулами Цеппритца.

В настоящей работе проанализирован вклад различных волновых компонент в результирующее отраженное от слоистого полупространства в виде пяти упругих слоев поле. Рассмотрен случай, когда акустическое зондирование и регистрация осуществляются из водного слоя, на достаточно большом волновом расстоянии от дна, а расстояние между источником и приемником невелико. Для принятой в рамках настоящего исследования модели углы падения и наблюдения не превышали десяти градусов. На рисунке показаны модель дна (а, б) и результаты расчетов структуры давления P_a (в децибельном масштабе) в зависимости от задержек отраженных от морского дна в виде пяти упругих слоев возбуждаемых в полосе частот от 150 до 250 Гц ЛЧМ импульсов (в) при мощности источника 300 Вт.

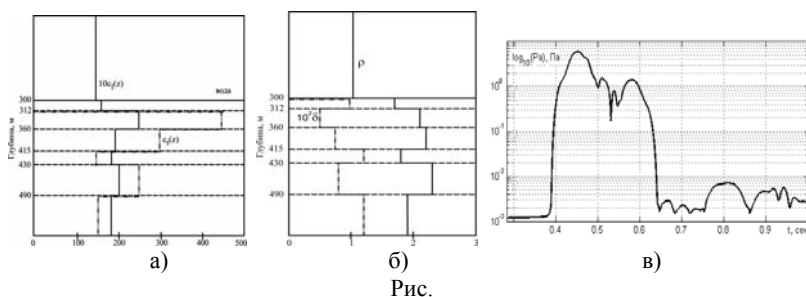


Рис.

Из полученных результатов можно видеть, что уровни различных волновых компонент, отраженных от слоистого полупространства, отличаются на 2–4 порядка, причем средние их значения быстро спадают с глубиной. При этом важно отметить, что волновые компоненты, связанные с переизлучением энергии в поперечные волны в целом существенно слабее по сравнению с продольными волнами. Из сравнения уровней рассчитанных сигналов и помех следует, что при уровнях излучения порядка 100–300 Вт достоверное измерение волновых компонент, связанных с переизлучением акустических полей в поперечные волны, возможно в основном при наличии достаточно контрастных границ, до глубин порядка 200–300 метров. Для них измерение времен прихода и амплитуд компонент, связанных с трансформацией энергии в поперечные волны, дает дополнительные возможности для реконструкции параметров слоев, в частности, в некоторых случаях совокупность параметров всех волновых компонент позволяет свести решение обратной задачи к решению системы алгебраических уравнений. Однако, начиная с больших глубин, все компоненты поля, связанные с переизлучением энергии в поперечные волны, становятся существенно меньше уровня помех. Очевидно, что существует возможность улучшения ситуации путем наращивания мощности зондирующих импульсов, а также подавления шумов и помех буксировщика. Однако такие возможности требуют преодоления многочисленных технических трудностей и повышают требования к экспериментальному оборудованию. Кроме того, остается требование минимизации экологического урона, что накладывает предел увеличению мощности зондирующих сигналов. Исходя из проведенных расчетов и анализа, можно предположить, что основную информацию о структуре донных слоев можно извлекать из оценок волновых компонент, связанных с монотипными продольными волнами.

Работа выполнена при поддержке программ ОФН РАН «Развитие когерентных методов сейсмоакустического зондирования морского шельфа» и «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред», РФФИ (проект № 12-02-00543), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. (контракт № 02.740.11.0565) и гранта государственной поддержки ведущих научных школ НШ-3700.2010.2.

ФОРМИРОВАНИЕ НЕОДНОРОДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВ В АКУСТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ С ПОТОКОМ ЖИДКОСТИ

В.А. Тихонов¹⁾, И.Н. Диденкулов²⁾, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

В данной работе приведены численные результаты расчета задачи о движении пузырьков в проточном акустическом резонаторе. Показано, что наличие пузырьков в резонаторе меняет условия распространения акустических волн – изменяется скорость звука и затухание в среде. Получены графики движения пузырьков в резонаторе с изменяющимися параметрами. Показано, что в зависимости от изменения концентрации пузырьков существенным образом изменяется характер движения пузырька по резонатору.

В плоском акустическом резонаторе с потоком жидкости на пузырек в поле стоячей звуковой волны действует радиационная сила со стороны звукового поля [1] и гидродинамическая сила со стороны потока жидкости соответственно:

$$\vec{F}_{ак} = -\frac{4\pi}{3}R_0^3 \left(1 - \frac{3p}{\rho R_0^2(\omega^2 - \omega_0^2)} \right) \nabla p, \quad \vec{F}_{зид} = 6\pi R_0 \eta (\vec{V} - \vec{V}_n),$$

где ω – частота акустического поля в резонаторе, p – акустическое давление, ω_0 – резонансная частота пузырька радиуса R_0 , ρ – плотность жидкости, η – динамическая вязкость жидкости, $\vec{V}_n$ – скорость пузырька, $\vec{V}$ – скорость потока.

Уравнение движения пузырька под действием данных сил принимает вид: $m\vec{a} = \vec{F}_{зид} + \vec{F}_{ак}$, где $m = 2/3\rho_{ж}\pi R_0^3$ – присоединенная масса пузырька при его поступательном движении. Данное уравнение было решено с помощью численных способов на основе метода Рунге-Кутты 4-ого порядка. На рис. 1 представлен характерный график движения пузырька в поле стоячей волны.

Пузырек движется по резонатору неравномерно, на графике видны области, где пузырек «зависает» – это области, в которых взаимодействие акустического поля с пузырьком максимально.

Учтем тот факт, что наличие пузырьков в среде заметным образом сказывается на изменении скорости звука и затухания в среде [3]. В низкочастотном приближении скорость звука

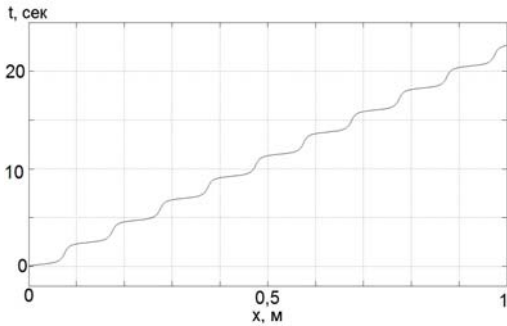


Рис. 1

зависит только от объемной концентрации пузырьков: $c = c_0(1 - \mu n(x))$, где c_0 – скорость звука в среде без пузырьков, k_r – волновое число звука в жидкости на резонансной частоте пузырька, $\mu = 2\pi R_0/k_r^2$, $n(x)$ – концентрация пузырьков. Наличие пузырьков в среде также определяет затухание [3]:

$$\sigma_e = \frac{4\pi R_0^2 (\delta/k_r R)}{\left(\left(\frac{\omega}{\omega}\right)^2 - 1\right)^2 + \delta^2}.$$

Очевидно, что при наличии пузырьков поле в резонаторе нельзя представить в виде незатухающей стоячей волны, надо рассматривать более реалистичную картину. Допустим, резонатор возбуждается в точке $x=0$ на частоте ω . Поле в резонаторе можно представить в виде:

$$p = \sum_n p_0 e^{-\sigma_e n_0 x/2} \sin(\omega t - (-1)^{n-1} kx - 2nkL).$$

Численными методами были получены графики движения пузырьков в резонаторе в поле данной волны. При изменении концентрации пузырьков изменится скорость звука, поле отстроится от резонанса, и амплитуда результирующего поля упадет. Это говорит о том, что взаимодействие пузырька с акустическим полем ослабнет и пузырек будет сноситься потоком жидкости, не испытывая заметных задержек. Однако концентрация пузырьков может измениться таким образом, что в резонаторе возникнет следующая резонансная мода и взаимодействие снова возрастет. На рис. 2 показан график зависимости максимальной скорости пузырька от концентрации пузырьков. Видно, что скорость имеет явные максимумы, соответствующие резонансам. Величина пиков уменьшается из-за нарастания затухания в среде при увеличении концентрации. Все промежуточные значения близки к скорости потока жидкости, т.е. в этих случаях акустическая сила действует на пузырьки значительно слабее.

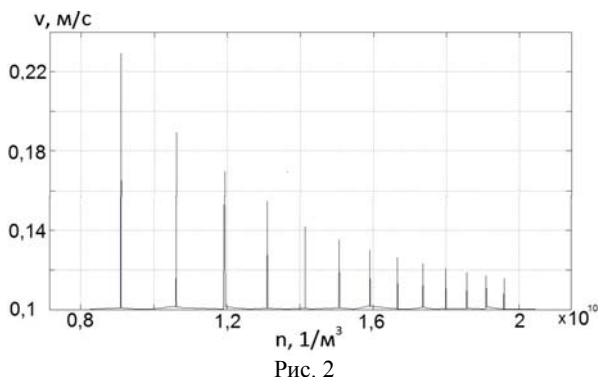


Рис. 2

- [1] Физические основы ультразвуковой технологии/Под ред. Розенберга Л.Д. – М: Наука, 1970, 789 с.
- [2] Клей К., Медвин Г. Акустическая океанография. – М., Мир, 1984, 582 с.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ОДНОСЛОЙНОЙ СРЕДЕ ИЗ ОБЪЕМНЫХ ЧАСТИЦ

Н.В. Леонтьев, И.С. Павлов

Нижегородский филиал Института машиноведения им. А.А. Благонравова РАН

Создание перспективных конструкционных материалов с необычными свойствами является весьма актуальной научной задачей XXI века. Свойства таких материалов определяются их структурой на микро- и наномасштабах [1]. Проводить их исследования целесообразно с помощью акустических волн, которые могут проникать в толщу материалов, непрозрачных для оптических и электромагнитных волн. Акустические волны являются собственными колебаниями материала и несут информацию о его геометрической структуре и физических свойствах, правда, в зашифрованном виде. Для расшифровки этой информации необходима разработка структурных моделей, которые, в отличие от феноменологических, позволяют установить взаимосвязь между макропараметрами среды и параметрами ее микроструктуры [1, 2].

Применим метод структурного моделирования для построения математической модели однослойной среды, представляющей собой квадратную решетку из шарообразных частиц (зерен) массы M и диаметром d [3]. В исходном состоянии они сосредоточены в узлах решетки с периодом a (рис. 1). Каждая частица обладает 6 степенями свободы: центр масс частицы с номером $N(i, j)$ может смещаться вдоль осей x , y и z (трансляционные степени свободы $u_{i,j}$, $v_{i,j}$ и $w_{i,j}$), а сама частица может поворачиваться вокруг каждой из этих осей (ротационные степени свободы, соответственно, $\theta_{i,j}$, $\psi_{i,j}$ и $\varphi_{i,j}$).

Считается, что частица N взаимодействует лишь с 8 ближайшими соседями по решетке, центры масс 4 из которых удалены от частицы N на расстояние a (это частицы 1-ой координационной сферы), а центры масс других 4 лежат в узлах квадратной решетки на диагоналях и удалены от частицы N на расстояние $a\sqrt{2}$ (частицы 2-ой координационной сферы). Взаимодействия соседних частиц моделируются упругими пружинами 4 типов (рис. 2): центральными (с жесткостью K_0), нецентральными (K_1), диагональными (K_2), а также пружинами, соединяющими частицу N с зернами 2-ой координационной сферы (K_3).

В длинноволновом приближении получена система нелинейных дифферен-

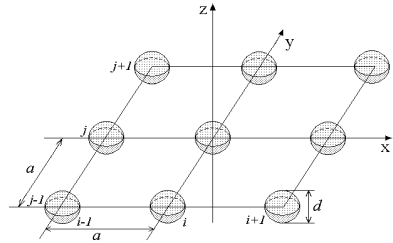


Рис. 1

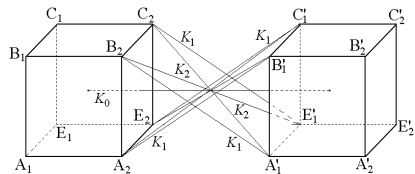


Рис. 2

циальных уравнений, описывающих распространение акустических и ротационных волн в рассматриваемой среде:

$$\begin{aligned}
 u_{tt} &= c_1^2 u_{xx} + c_2^2 u_{yy} + s^2 v_{xy} - \beta \varphi_y + \frac{1}{2} \frac{\partial F_1}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial F_2}{\partial y}, \\
 v_{tt} &= c_2^2 v_{xx} + c_1^2 v_{yy} + s^2 u_{xy} + \beta \varphi_x + \frac{1}{2} \frac{\partial F_3}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial F_4}{\partial y}, \\
 w_{tt} &= c_3^2 (w_{xx} + w_{yy} + 2\theta_y - 2\psi_x) + \frac{1}{2} \frac{\partial F_5}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial F_6}{\partial y}, \\
 J\varphi_{tt} &= M(b^2 c_4^2 (\varphi_{xx} + \varphi_{yy}) + \beta(u_y - v_x - 2\varphi) - F_7), \\
 J\theta_{tt} &= M(b^2 (c_5^2 \theta_{xx} + c_6^2 \theta_{yy}) - 2c_3^2 (w_y + \theta) - F_8), \\
 J\psi_{tt} &= M(b^2 (c_6^2 \psi_{xx} + c_5^2 \psi_{yy}) + 2c_3^2 (w_x - \psi) - F_9).
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $J = 0,1Md^2$ – момент инерции частицы относительно каждой оси, проходящей через ее центр масс, $b^2 = d^2/3$, F_j ($j=1\dots 9$) – функции нелинейностей, $c_{1,2,3}$ – скорости распространения соответственно продольной, поперечной и изгибной волн, $c_{4,5,6}$ – скорости волн микровращений, s – коэффициент линейной связи между продольными и поперечными волнами, β – параметр дисперсии.

Благодаря использованному в работе методу структурного моделирования найдена в аналитическом виде и проанализирована взаимосвязь между коэффициентами линейных частей уравнений (1) и параметрами микроструктуры (4 силовых постоянных $K_{0,1,2,3}$ и 2 геометрических параметра: a и d). Показано, как по экспериментально измеренным скоростям акустических волн вдоль разных кристаллографических направлений с помощью найденной взаимосвязи вычисляются параметры межчастичного взаимодействия, которые затем можно использовать для оценки скоростей ротационных волн и коэффициентов нелинейностей.

Работа выполнена при поддержке гранта Правительства Нижегородской области и РФФИ (проект № 11-02-97024-р_поволжье_a).

- [1] Потапов А.И., Лисина С.А., Павлов И.С. и др. Введение в микро- и наномеханику: математические модели и методы / Под ред. А.И. Потапова.. – Нижний Новгород: НГТУ им. Р.Е. Алексеева, 2010, 303 с.
- [2] Potapov A.I., Pavlov I.S., Lisina S.A. // J of Sound and Vibration. 2009. V.322. No.3. P. 564.
- [3] Леонтьев Н.В., Павлов И.С. // В сб. науч. трудов «Прикладная механика и технологии машиностроения» / Под ред. В.И. Ерофеева и С.И. Смирнова – Н. Новгород: Интелсервис, 2011, №2 (19). С.155.

ДИАГНОСТИКА ПРИРОДНЫХ СРЕД НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ЧАСТОТНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ И АМПЛИТУД ПРОЕКЦИЙ СМЕЩЕНИЯ В ВОЛНЕ РЭЛЕЯ

А.И. Коньков, А.В. Лебедев, С.А. Манаков

Институт прикладной физики РАН

Для исследования природных сред в натуральных условиях разработано большое количество акустических методов. Одним из них является метод спектрального анализа поверхностных волн (SASW – Spectrum Analysis of Surface Waves). Он основан на анализе дисперсии волны Рэлея с целью получения профиля скорости сдвиговой волны [1]. Дисперсия возникает вследствие зависимости глубины проникновения неоднородной волны от частоты в слоистой среде. Как известно, скорость волны Рэлея имеет слабую зависимость от коэффициента Пуассона, и поэтому при использовании метода SASW его величина предполагается известной [2]. Отношение проекций в большей степени зависит от коэффициента Пуассона. Для исключения неоднозначности инверсии был проведен совместный анализ частотной зависимости скорости волны Рэлея и частотной зависимости отношения амплитуд проекций смещения.

Возбуждение волн осуществлялось вертикальным вибратором (вертикальной силой), установленным на свободной поверхности, и импульсным источником вертикальной силы (удар молота по плите). Геофоны размещались эквидистантно на одной линии вместе с источником: по 24 для каждой из проекций (горизонтальной и вертикальной). Эксперименты проводились в разное время на одной и той же площадке. Измерения с вибрационным источником были выполнены в июле 2009 г., измерения с ударным источником (молотом) – в октябре 2011 г.

Определение дисперсии фазовой скорости C_R и отношения проекций смещения U_x/U_z в волне Рэлея проводилось путем анализа пространственно-временных спектров (f - k спектров) сигналов, принимаемых с геофонов. Полученные данные были использованы при решении обратной задачи. В качестве модели среды рассматривалась модель горизонтально однородной слоистой среды. Неизвестными параметрами этой модели являлись толщина слоя, а также скорости продольной V_P и сдвиговой волн V_S . Плотность задавалась постоянной, т.к. проверка показала, что она слабо влияет на дисперсионную характеристику и отношение проекций смещения.

На рис. 1 и рис. 2 представлены измеренные и вычисленные (сплошные линии) частотные зависимости фазовой скорости волны Рэлея C_R и отношения амплитуд проекций U_x/U_z при использовании соответственно вибратора и ударного источника. Отмеченная серым цветом область показывает разброс данных. Параметры, найденные в результате решения обратной задачи, приведены в таблице. К сожалению, из-за невозможности работы вибратора на более низких, чем 50 Гц, частотах, не удалось проследить границы глубже 1 м. Тем не менее, как нетрудно видеть из таблицы, положение границы раздела слоев №1 и №2 практически одинаково для данных 2009 и 2011 годов.

Интересно отметить большую величину скорости волны сдвига (сдвиговой жесткости) и меньшую величину коэффициента Пуассона для слоев №1 и №2 в эксперименте 2009 г. по сравнению с экспериментом 2011 г. В эксперименте 2009 г. почва была более консолидирована вследствие испарения влаги. Сдвиговая жесткость и прочность среды на глубинах до 0,5–1 м увеличилась, а коэффициент Пуассона, наоборот, уменьшился. Во время эксперимента 2011 г. земля была пропитана влагой из-за прошедших ранее дождей. Верхняя часть грунта содержит значительное количество глины, которая набухает при насыщении водой. При этом происходит ослабление связей между зернами и уменьшение модуля сдвига. Скорость продольной волны увеличивается, поскольку объемная жесткость воды существенно превышает объемную жесткость гранулированной среды. Как следствие, коэффициент Пуассона увеличивается.

Подводя итог, можно сделать следующие выводы. Предложенный метод анализа показал свою работоспособность. Наряду с профилем скорости волны сдвига удается восстановить профиль коэффициента Пуассона, что, с одной стороны, снимает неоднозначность инверсии в методе спектрального анализа поверхностных волн, а с другой – открывает новые возможности для мониторинга и диагностики природных сред в условиях их естественного залегания.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ № 11-05-00774, 11-02-01419, 11-05-97031 и программы ОФН РАН «Когерентные акустические поля и сигналы».

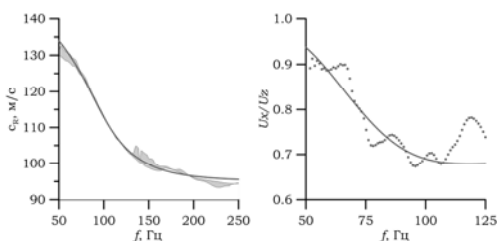


Рис. 1

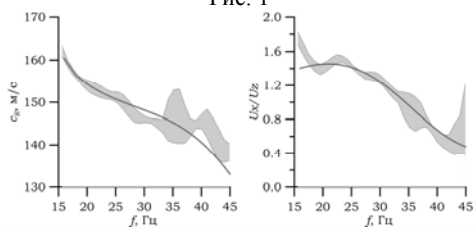


Рис. 2

Табл.

Данные 2011 г.				
№ слоя	z, м	V_P , м/с	V_S , м/с	ν
1		279	86	0,44
2	0,5	315	106	0,43
3	0,8	216	148	0,06
4	1,3	285	201	0,00
5	2,3	258	183	0,00
6	4,1	379	222	0,24
Данные 2009 г.				
1		171	105	0,20
2	0,4	264	166	0,17

[1] Stokoe K.H., Rix G.R., Nazarian S. // Proc. of 12th Int. Conf. Soil Mech. and Found. Engng. 1989. V.1. P.331.

[2] Бондарев В.И. Основы сейсморазведки. – Екатеринбург: УГТГА, 2003, 332 с.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОРИСТЫХ ВОДОПОДОБНЫХ СРЕДАХ, СОДЕРЖАЩИХ СИСТЕМУ КАПИЛЛЯРОВ, ЧАСТИЧНО ЗАПОЛНЕННЫХ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТЬЮ

В.Е. Назаров, С.Б. Княшко

Институт прикладной физики РАН

К актуальным проблемам современной нелинейной акустики относятся вопросы, связанные с изучением нелинейных волновых процессов в микронеоднородных твердых телах, обладающих сильной акустической нелинейностью, с выявлением механизмов их нелинейности, созданием физических моделей и получением нелинейных уравнений состояния таких сред. В настоящей работе получено нелинейное динамическое уравнение состояния пористого водоподобного материала, содержащего систему цилиндрических капилляров, частично заполненных вязкой жидкостью, и проведено теоретическое исследование нелинейных волновых процессов в такой трехфазной среде: генерации второй гармоники, волны разностной частоты, самодемпирования высокочастотных импульсов и влияния статической деформации на скорость распространения и затухание пробной гармонической волны.

Уравнение состояния для продольных напряжений σ и деформаций ε имеет вид:

$$\sigma(\varepsilon) = \frac{\lambda}{1+h+q} \left(\varepsilon + g \frac{\partial}{\partial t} D[\varepsilon] - s\varepsilon^2 - mD[D^2[\varepsilon]] - n \frac{\partial}{\partial t} D[D^2[\varepsilon]] \right), \quad (1)$$

$$D[f(t)] = \Omega \int_{-\infty}^t f(t') \exp[-\Omega(t-t')] dt', \quad (2)$$

где h, g, q, s, m, n – коэффициенты, зависящие от размеров капилляра, свойств жидкости, концентрации капилляров и упругих свойств материала, l_1 и l_2 – длины столбиков газа и жидкости в капилляре, $\nu = l_2 / (l_1 + l_2)$ – линейная концентрация жидкости в капилляре, Ω – релаксационная частота капилляра с жидкостью, λ, μ – коэффициенты Ламе, $\mu < \lambda$, C_0 – скорость продольной низкочастотной волны в пористой водоподобной среде, R – радиус капилляра. В низкочастотном пределе из уравнения (1) получаем:

$$\sigma(\varepsilon) = \frac{\lambda}{(1+h+q)} [\varepsilon - \Gamma \varepsilon^2],$$

где $\Gamma = \frac{3\pi R^2 N l_1}{4[1+AN]^2(l_1+l_2)} \left(\frac{\lambda}{\mu} \right)^2 \left(1 + \frac{4c\mu^2}{3\pi R^2 a^3 l_1} \right)$ – низкочастотный параметр упругой

квадратичной нелинейности, $A = \frac{\pi R^2 l_1 \lambda}{(l_1 + l_2) \mu} \left[1 + \frac{\mu}{\pi R^2 a l_1} \right]$.

Максимальное значение параметр Γ принимает при $N_{opt} = A^{-1}$ или при $\delta_{opt} \cong \pi R^2 N_{opt} = \pi R^2 / A$:

$$\Gamma_{\max} = \frac{3}{16} \frac{\lambda}{\mu} \left(1 + \frac{4c\mu^2}{3\pi R^2 a^3 l_1} \right) \left(1 + \frac{\mu}{\pi R^2 a l_1} \right)^{-1},$$

где $\delta = \pi R^2 N$ – исходная (без жидкости) объемная концентрация капилляров.

Уравнению состояния (1) соответствует следующее одноволновое уравнение:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - \frac{g}{2C_0} \frac{\partial^2 D[\varepsilon]}{\partial \tau^2} + \frac{1}{2C_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(s\varepsilon^2 + mD[D^2[\varepsilon]] + n \frac{\partial D[D^2[\varepsilon]]}{\partial \tau} \right) = 0,$$

где $\tau = t - x/C_0$. Это уравнение представляет наиболее общий вид волнового уравнения, описывающего нелинейные волновые процессы в микронеоднородных средах с квадратичной (реактивной и диссипативной) нелинейностью и релаксацией.

На рис. 1 приведены графики функции $\Gamma_{\max} = \Gamma_{\max}(X_0)$ при различных значениях концентрации ν жидкости в капиллярах при $\lambda/\mu = 10^2$, где X_0 – отношение радиуса капилляра заполненного жидкостью, к радиусу капилляра без жидкости.

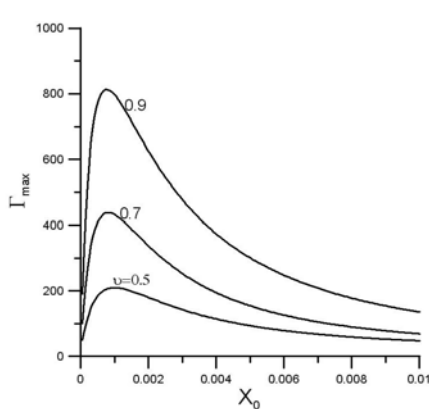


Рис. 1

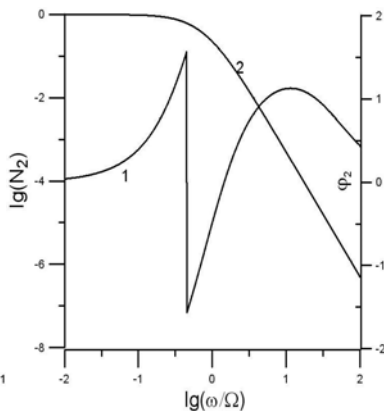


Рис. 2

На рис. 2 приведены графики зависимостей частотного множителя N_2 (2) и фазы φ_2 для процесса генерации второй гармоники в такой среде, из которого видно, что, из-за релаксации реактивной и диссипативной нелинейности, с ростом частоты ω первичной акустической волны множитель N_2 монотонно уменьшается, а фаза φ_2 ведет себя более сложным образом: вначале – растет от 0 до $\pi/2$, затем испытывает скачок от $\pi/2$ до $-\pi/2$ и далее опять растет и стремится к нулю. Аналогично ведут себя и другие частотные множители и фазы для других нелинейных эффектов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕТРОВОГО ПОТОКА ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОДУЛЯЦИИ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ

**О.В. Шомина¹⁾, С.А. Ермаков²⁾, И.А. Капустин²⁾, Т.Н. Лазарева²⁾,
И.А. Сергиевская²⁾**

¹⁾*Нижегородский госуниверситет*

²⁾*Институт прикладной физики РАН*

Известно, что при обтекании ветровым потоком бесконечной гладкой плоскости профиль скорости ветра имеет вид логарифмической зависимости от высоты над поверхностью [1]. Эта зависимость описывается формулой:

$$v = \frac{u^*}{\kappa} \ln \frac{z}{z^*},$$

где κ – постоянная Кармана, v – скорость ветра, z – высота над поверхностью, u^* – скорость трения и z^* – коэффициент шероховатости. Интуитивно понятно, что величины u^* и z^* связаны с некоторыми характеристиками подстилающей поверхности, однако надежно установленной эта связь пока считаться не может. Целью данной работы было исследование формы профиля скорости ветра, а также связи характеристик этого профиля с характеристиками волнения на поверхности воды в условиях описанной нестационарной подстилающей поверхности.

Измерение характеристик ветрового потока и поверхностного волнения проводились в кольцевом ветроволновом бассейне ИПФ РАН. Размеры сечений гидроканала и аэроканала одинаковы и составляют 30 см × 30 см. В эксперименте исследовались два ветровых режима, характеризующихся пересчитанными на высоту 10 м скоростями ветра 5,7 м/с и 6,8 м/с. Наряду с ветровым волнением в бассейне с помощью волнопродуктора генерировались периодические короткие гравитационные волны с частотами 3,3 Гц или 3,7 Гц. Эксперименты проводились при двух значениях амплитуд механически генерируемых волн (МГВ) – 3,4 и 4,4 мм. Амплитуда волн и спектр поверхностного волнения измерялись с помощью струнного волнографа, скорости ветра – при помощи трубки Пито. Стоит отметить, что из-за ограниченности сверху ветрового канала возникают искажения логарифмической зависимости скорости ветра от высоты, поэтому для анализа характеристик шероховатости поверхности

Табл. 1

Частота волны, Гц	Амплитуда, мм	Rms, мм	
		Без ветра	Ветер+МГВ
No wave	—		0.5
3.3	3.4	2.42	2.86
	4.4	3.12	4.68
3.7	3.4	2.42	3.29
	4.4	3.12	4.22

В таблице 1 представлены значения

среднеквадратичной высоты (RMS) поверхностного волнения для ветрового режима 5,7 м/с при различных амплитудах и частотах механически генерируемых волн. Видно, что с ростом амплитуды МГВ наблюдается возрастание этой величины.

Экспериментально полученные зависимости скорости ветра от высоты над невозмущенной поверхностью воды приведены на рис. 1 и 2. На указанных рисунках линии являются лучшими аппроксимациями соответствующих данных: правая – без МГВ, средняя – с МГВ амплитудой 3,4 мм, левая – с амплитудой 4 мм; скорость ветра $V_{10} = 5,7$ м/с; частоты волн 3,3 (рис. 1) и 3,7 Гц (рис. 2).

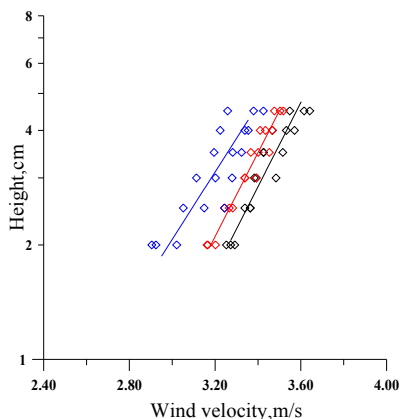


Рис. 1

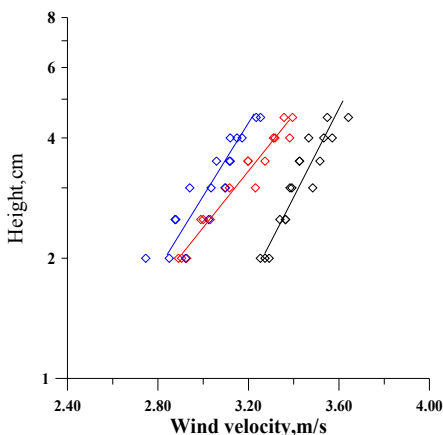


Рис. 2

Из приведенных данных можно сделать следующие выводы:

а) зависимость средних скоростей ветрового потока от высоты хорошо описывается логарифмической функцией;

б) в присутствии механически генерируемых волн наблюдается заметное торможение ветрового потока, при этом с увеличением амплитуды волны и, соответственно, RMS поверхности ветер тормозится сильнее;

в) наблюдается значительное различие характеристик ветрового потока в присутствии МГВ разной частоты, при этом очевидным является тот факт, что уменьшение фазовой скорости волны (т.е. увеличение ее частоты) приводит к усилению эффекта торможения ветрового потока.

Работа поддержана РФФИ, РАН (программа «Радиофизика»), CRDF и грантами Правительства РФ (G34.31.0078, G34.31.0048).

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ЗАТУХАНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В ПЛОСКОСЛОИСТОЙ СРЕДЕ С УЧЕТОМ РАССЕЯНИЯ

А.Д. Мансфельд¹⁾, А.М. Рейман¹⁾, А.А. Соколов²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Нижегородский госуниверситет

Коэффициент затухания звука и его зависимость от частоты являются важнейшими параметрами среды при её акустическом зондировании. Эти параметры особенно важно и интересно знать при исследовании биологических сред, так как они могут нести диагностическую информацию. Реализация измерения этих параметров *in vivo* может привести к созданию томографии коэффициента затухания, что могло бы иметь самостоятельное диагностическое значение. Кроме того, поглощение необходимо знать при решении обратной задачи акустоярковой термометрии для восстановления поля термодинамической температуры.

Методы измерения затухания разнообразны, однако, в основном, применимы для измерений *in vitro* или на модельных объектах. В работе [1] был предложен метод прямых измерений затухания акустических импульсов в слоистой среде путем обработки импульсных эхосигналов, отраженных от внутренних границ плоско-слоистой среды, например, границ раздела жировых, мышечных и костных тканей. Обработка результатов измерений в спектральной области и применение кепстрального анализа позволяют измерить коэффициент поглощения звука, его зависимость от частоты, а также коэффициент отражения от границы слоя.

В этой работе использовалась простая модель зависимости затухания от частоты, а именно степенная: $\alpha = \alpha_1 f^{m_1}$. В то же время известно [2], что в биологических тканях, имеющих кроме крупномасштабных отражателей еще и мелкомасштабные рассеиватели, значительный вклад в затухание ультразвука вносит именно рассеяние, зависимость которого от частоты также необходимо определять. В настоящей работе авторы предлагают учесть наличие дополнительного слагаемого с другой степенной зависимостью: $\alpha = \alpha_1 f^{m_1} + \alpha_2 f^{m_2}$, где степенные коэффициенты для поглощения и рассеяния лежат в пределах $m_1 \sim 0,8-1,5$, $m_2 \sim 2,0-4,0$. Алгоритм, ранее использованный для простой степенной зависимости, не дает устойчивого результата для полинома с двумя слагаемыми с разными степенями. Стандартные функции нелинейной аппроксимации, например, в пакете Matlab дают результаты с большим разбросом искомых значений, где оба члена полинома сливаются в один с заведомо неправильной степенью.

Для точного нахождения всех степеней данного полинома было проведено численное моделирование. Использовался метод последовательных приближений в совокупности с методом наименьших квадратов. Исследовалась устойчивость нахождения параметров полинома α_1 , α_2 , m_1 , m_2 и

коэффициента отражения от плоской структуры k от соотношения сигнал/шум. За счет того, что в реальном эксперименте возможно синхронное накопление данных и построение зависимостей по нескольким измерениям, что существенно сокращает присутствие шумов, в численном моделировании они были взяты малыми по сравнению с самим сигналом. Поскольку имеется априорная информация о диапазоне искомых переменных, можно было проводить аппроксимацию для обеих частей полинома только в этом диапазоне, что значительно повышало точность решений и скорость вычислений.

Был предложен и реализован алгоритм, позволяющий отсеивать шумы и проводить полиномиальную аппроксимацию только в той части спектра, где сигнал значительно превышает шум. Основная же часть шумов лежит в области высоких частот. Для моделирования предполагалось, что принятые из среды эхосигналы оцифровываются с помощью АЦП с частотой дискретизации 40 МГц. Таким образом, измерения проводились в полосе от 0,5 до 20 МГц.

На рис. 1 показана реализация полинома с шумами и аппроксимирующая кривая, а на рис. 2 представлена зависимость погрешности аппроксимации от соотношения сигнал-шум, при этом были взяты величины $m_1=1,2$,

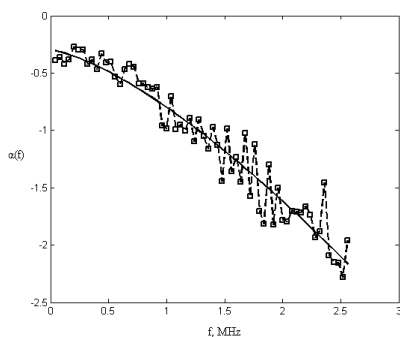


Рис. 1

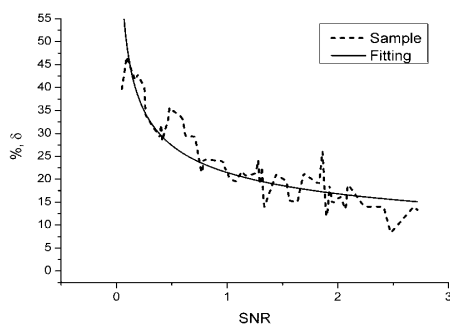


Рис. 2

$m_2=2,0$.

В данной работе показано, что применение предложенного алгоритма нелинейной аппроксимации позволяет измерять частотную зависимость затухания в биологических средах с приемлемой точностью.

- [1] Мансфельд А.Д., Рейман А.М. //Акуст. журнал. 2011. Т.57, № 2. С.211.
- [2] Хилл К. Ультразвук в медицине. Физические основы применения — М.: Физматлит, 2008. С.225.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ В СЛЕДЕ НАДВОДНОГО СУДНА

С.А. Ермаков¹⁾, И.А. Капустин¹⁾, И.А. Сергиевская¹⁾, Т.Н. Лазарева¹⁾,
Р.Р. Калимулин^{1,2)}

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Нижегородский госуниверситет

Известно, что в следе за надводным судном (ЧНС) наблюдается изменение интенсивности ветровых волн, причём есть области её ослабления и области усиления. Для того чтобы правильно интерпретировать проявление динамики корабельного следа на взволнованной поверхности, необходимо детально изучить его внутреннюю, подводную структуру, для чего в свою очередь требуются экспериментальные данные и их тщательный анализ. В данной работе проводится обработка и анализ данных, полученных в результате натурных экспериментов (2006–2011 гг.), с целью выявления статистических закономерностей в структуре корабельного следа при его формировании и построения на этой основе модели, качественно описывающей динамику развития следа за судном.

Эксперименты проводились в рамках экспедиционных работ ИПФ РАН в акватории Чёрного моря (2006–2009 гг.) и на Горьковском водохранилище (2010–2011 гг.). Исследования структуры следа, возбуждаемого надводным судном, проводились в летнее время, в условиях квазиоднородности верхнего морского слоя (разность температур воды на поверхности и вблизи дна не превышала $2^0\text{--}3^0\text{ C}$), и при различных скоростях (от 0 до 7 м/с) и направлениях ветра, что соответствовало различным интенсивностям поверхностного волнения.

Для изучения структуры течений в ЧНС использовался акустический профилограф скорости течений – ADCP Workhorse Sentinel 600 кГц, позволяющий получить вертикальные профили трех компонент скорости, а также интенсивности сигнала обратного рассеяния. После прохождения судна моторная лодка с установленным на борту ADCP несколько раз пересекала поперёк образовавшийся след, в результате чего определялось распределение скоростей в следе, а также распределение интенсивности сигнала обратного рассеяния.

На начальном этапе обработки из полученных ADCP данных строились изображения двумерного поля рассеяния в отдельных пересечениях. Для этого с помощью данных GPS выбирался прямой участок траектории так, чтобы область повышенного акустического рассеяния полностью на него умещалась. Данные трёх составляющих скоростей в каждой точке пересчитывались на вертикальную и горизонтальную поперечную следу составляющие, и построенное по ним двумерное поле скоростей совмещалось с полем акустического рассеяния. Для визуализации и обработки данных экспериментов использовались программы Grapher 2.0, Surfer 7.0, WinRiver 1.0 (сбор и обработка данных ADCP), MatLab 6.5 (обработка данных). Полученные результаты позволили заключить, что в приповерхностном слое скорости течения в следе ориентированы вверх, что свидетельствует о всплытии жидкости за счёт её пониженной плотности из-за высокой концентрации мельчайших

пузырьков воздуха в следе. Однако при этом выявить глобальную структуру течения на отдельно взятых пересечках не удалось.

Для определения структуры течений в СНС было проведено усреднение отдельных полей скоростей. При этом выбирались пересечки для следов одинакового возраста (т.е. одинаковой ширины). При усреднении учитывалось направление и сила ветра у поверхности воды (подбирались пересечки с одинаковыми условиями), а также определялась постоянная составляющая горизонтальной скорости на каждой глубине, и этот фон вычитался из поля скорости. Результат представлен на рисунке.

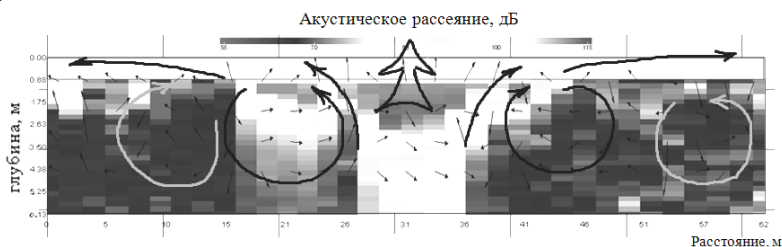


Рис.

Рисунок иллюстрирует структуру течения. По центру следа вода выносится вверх и растекается на поверхности. При этом в нижних слоях осуществляется подток жидкости с обеих сторон. Приведенные данные наглядно демонстрируют формирование средних циркуляционных течений связанных с турбулентной областью и выходящих за ее пределы. И хотя данных о скоростях в верхнем метровом слое в этом случае нет, можно заключить, что измеренные циркуляционные течения имеют форму «роликовой» структуры. Причём со временем два основных ролика порождают вторичные, меньшего размера. В дальнейшем, с течением времени структура следа размывается.

Таким образом, обработка экспериментальных данных позволила установить структуру СНС и динамику его развития.

О ВЛИЯНИИ СТРАТИФИКАЦИИ ПЛОТНОСТИ АТМОСФЕРЫ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА

Ю.М. Заславский, В.Ю. Заславский, Р.В. Русаков

*Институт прикладной физики РАН
Нижегородский госуниверситет*

Рассмотрено распространение однополярного акустического импульса в сторону границы земной поверхности, в частности, из менее плотных к более плотным горизонтам атмосферы с последующим отражением от указанной границы. С этой целью выполнено численное моделирование акустического поля монополярного импульсного источника, расположенного в воздушной среде с плотностью, спа-

дающей с высотой по экспоненциальному закону. Необходимость решения данной задачи связана с поисками новых принципов создания эффективных источников генерации сейсмических волн различных типов, для чего путем компьютерного моделирования исследуется эффективность воздействия на земную поверхность акустической волны, падающей из атмосферы. С обсуждаемой темой также связан анализ влияния стратификации плотности воздуха на характер и уровень шума, порождаемого грозowymi разрядами в атмосфере, – раскатов грома.

В качестве источника рассматривается монополь (с уровнем давления ~ 160 дБ на дистанции 1 м от него, длительностью импульса 3 с); на границе «грунт–атмосфера» имитируются условия жесткой стенки. Пакет COMSOL Multiphysics дает решение линеаризованных уравнений акустики в каждом узле сетки, покрывающей расчетную область. Полная картина поля получается после «сшивки» данных, соответствующих всей области. Для выявления особенностей, обусловленных стратификацией плотности атмосферы, демонстрируется визуальная картина сечения волнового фронта при распространении звукового импульса в случае плавно стратифицированной атмосферы. В качестве примера на рисунке даны фрагменты картины пространственного распределения уровня акустического давления, соответствующие 17,65 с и 20 с задержкам времени от момента срабатывания источника при высоте его расположения 6 км. На рисунках переход от акустического фона (белый цвет) до максимума (черный цвет) соответствует перепаду уровня акустического давления – 60 дБ. На границе касания волнового фронта с поверхностью грунта в течение некоторого промежутка времени характерно образование площадки касания, что подтверждается иллюстрацией вертикальных сечений фронта звукового импульса. Рис.1 *а* соответствует задержке, чуть превышающей момент образования на поверхности грунта площадки касания, а рис.1 *б* – возникновению в ее центре провала и формированию фронта отраженной волны. В этой «контактной» области, где уровень акустического давления повышен, характерны искажения «сферичности» фронта. Это связано с влиянием интерференции прямых волн и отраженных от границы грунт–атмосфера, наиболее сильно проявляющейся в области касания фронта. Имеет место спадание акустического давления по уровню для точек на волновом фронте, соответствующих переходу от «южных» ко все более «северным широтам» на сфере. С момента появления провала в области площадки касания (см. рис. *б*) «поршневой» силовой источник начинает превращаться в «кольцевой», эффективность излучения сейсмических волн сжатия которого существенно падает относительно поршневого при приближении внутреннего радиуса к внешнему. Временной промежуток, отсчитываемый от момента касания и продолжающийся до начала образования провала в центре, следует принять за условное значение эффективной длительности воздействия. Проследивая процесс изменения во времени радиуса указанной круговой площадки, можно оценить длительность воздействия на эту площадку и эффективную воздействующую на нее силу. Произведение среднего значения акустического давления на квадрат радиуса площадки дает величину эффективной силы акустического воздействия $F_{\text{eff}} = p_{\text{acoust}} \pi r_{\text{eff}}^2$. Такие параметры как площадь площадки, эффективная сила, эффек-

тивная длительность воздействия определяют полную энергию сейсмических продольных волн, которые излучаются в грунт этим эквивалентным источником, действующим в пределах указанной площадки на границе грунт-атмосфера [1, 2].

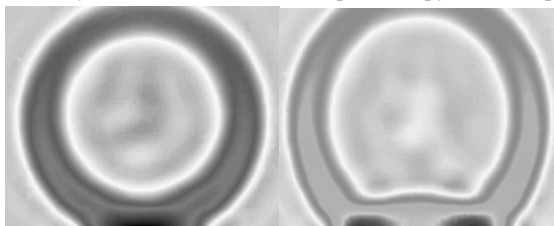


Рис. Сечения волнового фронта акустического импульса в атмосфере с плавной стратификацией плотности (источник находится на высоте 6 км). Времена задержки: а) 17,65 с, б) 20 с.

Как показало моделирование при разных высотах установки источника (3 км, 6 км и 9 км), имеет место повышенное значение эффективной силы воздействия на грунт в случае стратифицированной среды относительно случая однородной, причем с ростом высоты установки источника различие в значениях силы нарастает. Поэтому следует считать оправданным применение воздушно-акустического источника для целей сейсмического излучения, действующего именно в стратифицированной атмосфере. По-видимому, стратификация в атмосфере оказывает усиливающее влияние и на гром, создаваемый естественным источником – грозovým разрядом.

- [1] Заславский Ю.М. Излучение сейсмических волн вибрационными источниками. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2007. 200 с.
- [2] Шнеерсон М.Б., Майоров В.В. Наземная невзрывная сейсморазведка. – М.: Недра, 1988. 237с.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВЯЗКОУПРУГИХ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТКАНЕЙ ТЕЛА ЧЕЛОВЕКА МЕТОДОМ ВДАВЛИВАНИЯ КОЛЕБЛЮЩЕГОСЯ ШТАМПА

А.А. Поляшов¹⁾, Е.М. Тиманин²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

Со времен Гиппократa и по настоящее время в медицине для оценки состояния мягких тканей тела человека принято использовать пальпацию. Ощупывая пальцами, врач субъективно определяет, например, плотность рубцовых образований кожи, наличие спазма мышц, наличие уплотнений в различных тканях. Физической основой информативности пальпации явля-

ется то, что оцениваемые врачом сдвиговые вязкоупругие характеристики тканей определяются их макроскопической структурой и являются чувствительными индикаторами любых ее изменений. Разработки методов объективизации пальпации, основанных на контактных измерениях сдвиговых упругих характеристик тканей, начали появляться достаточно давно, но остаются востребованными до настоящего времени. Такие методы позволяют получать объективную количественную информацию о тканях, что важно, например, при дифференциальной диагностике доброкачественных и злокачественных уплотнений, при оценке эффективности лечения и т.д.

Наибольшее распространение для этих целей имеют различные разновидности метода вдавливания штампа (*Indentation methods*). Регистрируются при этом зависимости силы реакции тканей от глубины вдавливания (деформационно-нагрузочные характеристики) или величина динамической жесткости (механического импеданса) тканей при фиксированном небольшом вдавливании колеблющегося штампа. В данной работе предпринята попытка исследования закономерностей изменения динамической жесткости, наблюдаемых при сильном вдавливании в ткани штампов разных диаметров. Измерения проведены на расслабленных тканях предплечья испытуемого в области разгибателя кисти. Регистрация динамической жесткости проводилась средствами модифицированного аппаратно-программного комплекса «Вибрационный вискоэластометр» [1]. Использовались штампы с диаметрами 2; 3; 4; 5,7; 8 и 11,3 мм, которые прижимались к тканям силами от 0 до 4,5 Н. В ходе вдавливания велась непрерывная регистрация действительной и мнимой частей динамической жесткости тканей с временным разрешением 10 точек в секунду. С каждым штампом делались три записи данных в компьютер, в каждой из которых проводилось три цикла вдавливания/отведения штампа. Впоследствии из каждой записи выделялись участки вдавливания, и все они объединялись в одну зависимость для каждого штампа. Итоговые объединенные данные для всех штампов приведены на рисунке. Здесь же приведены их аппроксимации квадратичными полиномами.

Видно, что при изменении диаметра штампа в $4\sqrt{2}$ раза (а его площадь, соответственно, в 32 раза) пропорциональных сдвигов зависимости динамической жесткости тканей от силы давления не наблюдается. Это не соответствует закономерности, которая наблюдались бы при вдавливании штампа в однородную изотропную полубесконечную среду, где жесткость должна быть пропорциональной диаметру. Наблюдаемый эффект можно объяснить, например, если представить исследуемые ткани как пучок натянутых нитей, которые близким образом деформируются (изгибаются) разными штампами.

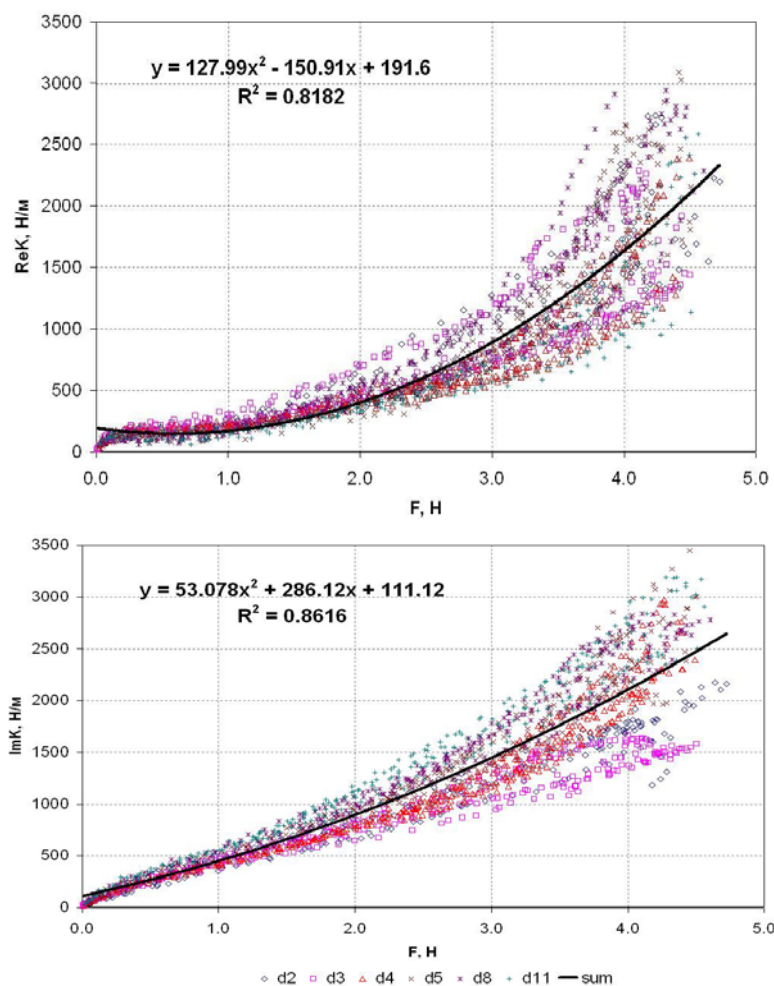


Рис.

Работа выполнена при поддержке гранта Правительства Российской Федерации для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования № 11.G34.31.0066.

- [1] Тиманин Е.М., Еремин Е.В. // Альманах клинической медицины. 2008. Т.XVII. Ч.2. С.143.

ОБ ЭФФЕКТЕ УСИЛЕНИЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ПРИ ВОЗНИКНОВЕНИИ КОРРЕЛЯЦИИ ВЗАИМНОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ РАССЕИВАТЕЛЕЙ

И.Ю. Грязнова, Р.Ш. Халитов

Нижегородский госуниверситет

Задача о рассеянии волн на дискретных неоднородностях находит свое применение в различных сферах и областях современной физики: рассеяние звуковых сигналов на дискретных неоднородностях океанического дна, рассеяние электромагнитных волн на электронах в плазме и т.д. По измерениям интенсивности отраженной волны могут быть сделаны выводы о строении исследуемого объекта. Немаловажную роль в поведении функции интенсивности отраженной волны может играть эффект усиления обратного рассеяния акустических волн при возникновении корреляции взаимного расположения рассеивателей.

Рассмотрим следующую модель: на некоторой глубине h в водоеме на плоской звукопрозрачной поверхности хаотическим образом расположены дискретные неоднородности, которые в первом приближении можно аппроксимировать абсолютно жесткими одинаковыми сферами. Дно облучается акустическими сигналами с помощью излучателя с диаграммой направленности $D(\theta) = \exp(-\theta^2 d^2 / \lambda^2)$, где d – апертура антенны, λ – длина волны, и с помощью той же антенны регистрируется отраженный от неоднородностей сигнал.

Найдя суммарное поле, рассеянное на совокупности случайных неоднородностей при нормальном зондировании поверхности дна, нетрудно рассчитать выражение для средней интенсивности рассеянного поля, которую можно представить как сумму трех компонент: независимой $I_{нез}$, когерентной $I_{ког}$ и коллективной $I_{кол}$:

$$\begin{aligned} \langle I \rangle &= I_{нез} + I_{ког} + I_{кол} = \\ &= \left(\frac{\alpha(ka) \cdot p_0}{h} \right)^2 \left[n \frac{\pi}{4} \left(\frac{\lambda}{d} \right)^2 + n^2 \frac{\lambda^2}{4} + \right. \\ &\quad \left. + n^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \mu \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{x_i^2 + y_i^2}{h^2} \right) \left(2 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2 - ikh \right) - \left(\frac{x_j^2 + y_j^2}{h^2} \right) \left(2 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2 + ikh \right) \right\} \right], \end{aligned}$$

где p_0 – амплитуда излучаемого сигнала, $\alpha(ka)$ – коэффициент обратного рассеяния акустической волны на уединенном шарике радиуса a .

Наибольший интерес представляет коллективная компонента средней интенсивности, поскольку именно она определяется пространственной корреляцией неоднородностей. Для корректного решения задачи следует определить входящую в последний интеграл функцию μ , учитывающую статистическую зависимость взаимного расположения рассеивателей.

Необходимо представить функцию μ таким образом, чтобы теоретические расчеты наиболее точно совпадали с экспериментальными данными. Модельные эксперименты проводились на кафедре акустики ННГУ с помощью двух разных преобразователей с апертурами 5 см и 7,5 см при различных характерных пространственных масштабах группировки неоднородностей на плоскости дна.

На основании предложенных функций пространственной корреляции μ были построены теоретические графики зависимостей среднего квадрата эффективного коэффициента отражения $\langle (V_{эфф})^2 \rangle$ от безразмерного параметра d/ρ с целью сравнения с экспериментальными данными (см. рис.).

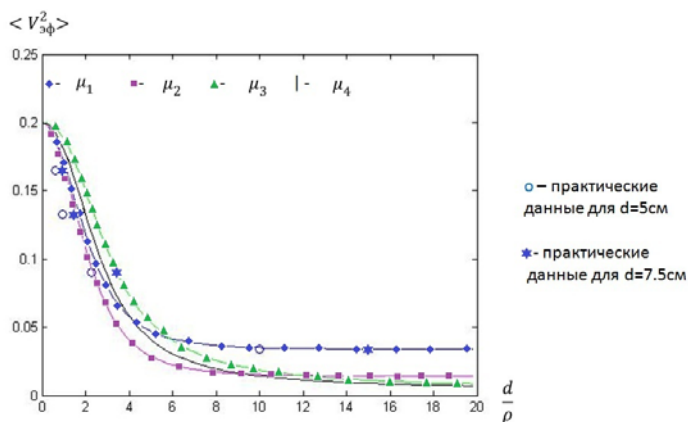


Рис.

В предположении однородности и изотропности поля случайных неоднородностей были проанализированы и изображены на рисунке теоретические зависимости $\langle (V_{эфф})^2 \rangle (d/\rho)$ для следующих функций $\mu(\rho)$:

$$\mu_1 = \mu_0 (1 - (\rho/\rho_0)^2) \exp\{-(\rho/\rho_0)^2\},$$

$$\mu_2 = \mu_0 (1 - (\rho/\rho_0)^2) \exp\{-(\rho^2 - \rho_0^2)/\rho_0^2\},$$

$$\mu_3 = \mu_0 \sin(1 + (\rho/\rho_0)^2) \exp\{-(\rho/\rho_0)^2\},$$

$$\mu_4 = \mu_0 \cos((\rho/\rho_0)^2) \exp\{-(\rho/\rho_0)^2\}.$$

Наилучшее согласие с экспериментальными данными дала аппроксимация функции корреляции модифицированной гауссовой функцией μ_1 .

Работа выполнена при поддержке гранта НШ-333.2012.2 и проекта ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (контракт № 02.740.11.0565).

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ СВОЙСТВ МНОГОМОДОВОГО СИГНАЛА В ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ ПОДВОДНОГО ЗВУКОВОГО КАНАЛА

А.И. Малеханов¹⁾, М.С. Лабутина²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Нижегородский госуниверситет

В акустике океана используются два основных способа описания звукового поля: как совокупность лучей и как совокупность мод волновода. Поскольку максимальная дальность распространения звука в подводном звуковом канале ограничена главным образом поглощением в морской воде, а для высоких частот поглощение весьма велико, то в данном случае удобно использовать модовое представление, так как с расстоянием число распространяющихся мод уменьшается.

Пусть источник акустических волн находится на некоторой глубине в гидроакустическом волноводе, а приёмная антенная решётка расположена на расстоянии r от источника вертикально (вдоль оси z). Тогда выражение для сигнала на входе решетки можно записать следующим образом:

$$S(z) = \sum_{m=1}^M a_m U_m(z), \quad (1)$$

где U_m – моды волновода. Статистические свойства принимаемого на антенну сигнала описываются функцией пространственной когерентности (ФПК). Для i -го и j -го приемника в вертикальной антенной решетке ФПК с учетом (1) можно записать как

$$R_{ij}(\vec{r}) = \sum_{n=1}^M \sum_{m=1}^M \langle a_n a_m^* \rangle U_n(z_i) U_m^*(z_j).$$

В случае абсолютно жёсткого дна и абсолютно мягкой поверхности мода с номером m имеет вид $U_m(z) = \sin \gamma_m z$, где $\gamma_m = (m - 0.5)\pi/H$.

Переход от дискретного спектра интенсивностей мод к непрерывному позволяет произвести аналитический расчет ФПК для случая равномерного распределения интенсивности по модам:

$$R(z_1, z_2) = \frac{I_0}{M} \frac{H}{2\pi(z_1 - z_2)} \left[\sin\left(\frac{\pi}{H}(z_1 - z_2)\left(M - \frac{1}{2}\right)\right) - \sin\left(\frac{\pi}{2H}(z_1 - z_2)\right) \right] - \frac{I_0}{M} \frac{H}{2\pi(z_1 + z_2)} \left[\sin\left(\frac{\pi}{H}(z_1 + z_2)\left(M - \frac{1}{2}\right)\right) - \sin\left(\frac{\pi}{2H}(z_1 + z_2)\right) \right] \quad (2)$$

Выражение (2) получено в приближении взаимно-некоррелированных мод, когда матрица межмодовых корреляций приобретает диагональный

вид. Для примера на рис. 1 показано поведение ФПК при расположении одного приемника на глубине 20 м в зависимости от изменения глубины второго приемника, при этом глубина волновода $H=100$ м, количество распространяющихся мод $M=10$ (сплошная линия) и $M=20$ (пунктирная линия).

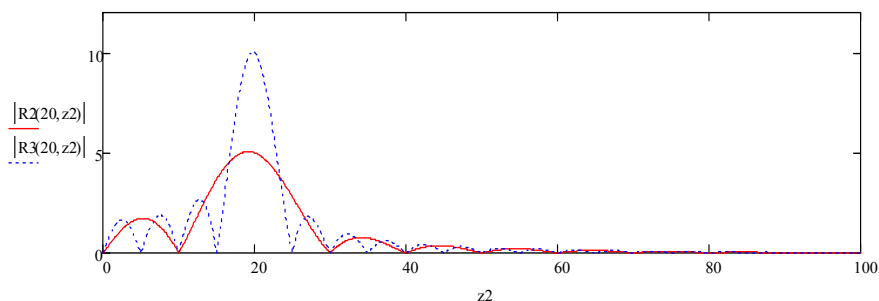


Рис. 1

Для гауссового распределения интенсивностей по модам с центром в области низких мод, поскольку именно оно является наиболее физически реализуемым распределением на больших расстояниях от источника, произведен численный расчет ФПК. На рис. 2 показано поведение ФПК при различной ширине спектра интенсивности мод.

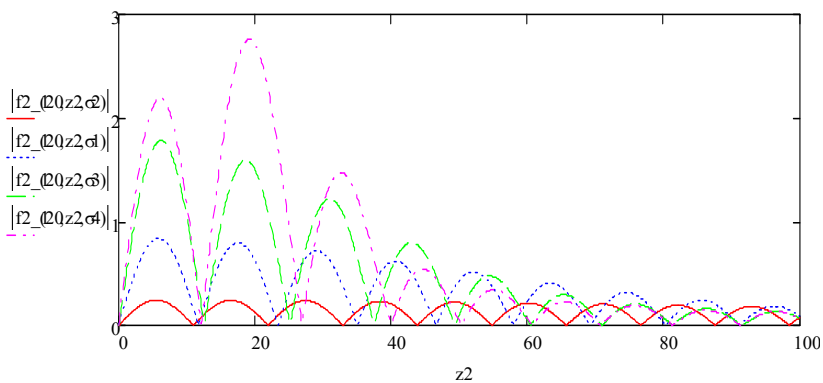


Рис. 2

Таким образом, показано, что с увеличением числа мод масштаб пространственной корреляции уменьшается, а с уменьшением ширины модового спектра сигнала происходит выравнивание лепестков ФПК.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта НШ-333.2012.2.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ПРОФИЛЯ КРЫЛА ВОЗДУШНЫМ ПОТОКОМ

И.Ю. Грязнова, Я.А Кучев, В.В. Молодцов

Нижегородский госуниверситет

Данная работа посвящена изучению закономерностей обтекания воздушным потоком профиля крыла на новой экспериментальной установке «Аэродинамический универсальный стенд ТМЖ – 1М», позволяющей создавать и исследовать структуру различных аэродинамических течений.

Крыловой профиль является фигурой, обтекание которой плоским потоком представляет существенный теоретический и практический интерес, как при проектировании крылатых летальных аппаратов, так и при проектировании гидро- и аэро- турбин.

Были проведены измерения распределения полного давления по поверхности крыла с помощью многодиапазонного микроманометра с наклонной трубкой. Для измерения скоростного напора, представляющего собой разность полного и статического давлений, применялись комбинированные приемники-насадки.

На рис.1 показано расположение приемных отверстий на поверхности крыла.

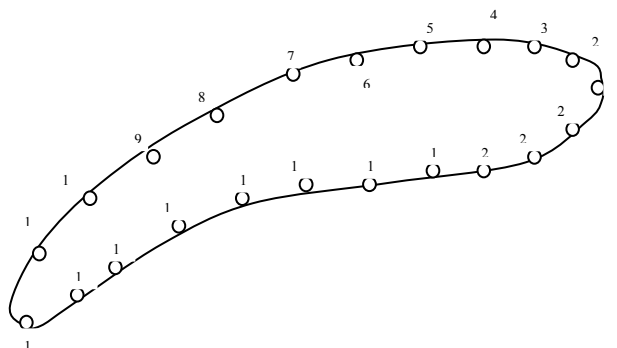


Рис.1

Результаты измерения полного давления на профиле крыла при различных углах между направлением натекающего воздушного потока и плоскостью крыла приведены на рис. 2. Здесь по оси абсцисс отложены номера приемных отверстий, их расположения соответствуют рис. 1. По разности давления на верхней и нижней поверхности крыла можно судить о направлении силы Жуковского.

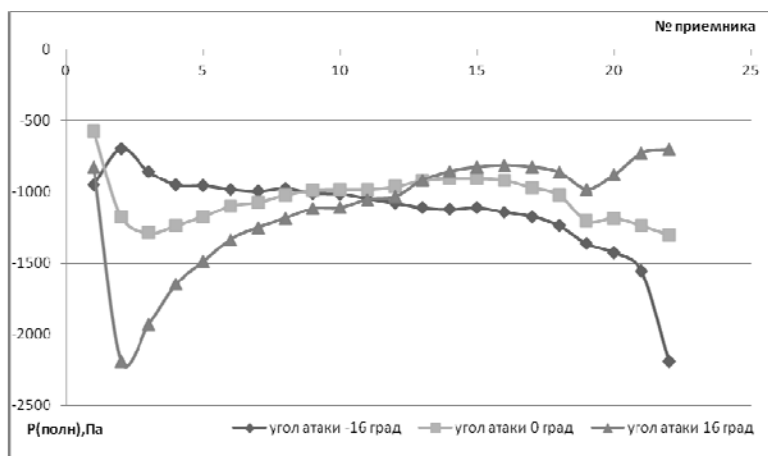


Рис. 2

На рис. 3 изображено распределение давления по профилю крыла при двух различных скоростях набегающего потока. Числа Рейнольдса при этом составляли $2 \cdot 10^5$. При увеличении скорости потока возрастает подъемная сила крыла.

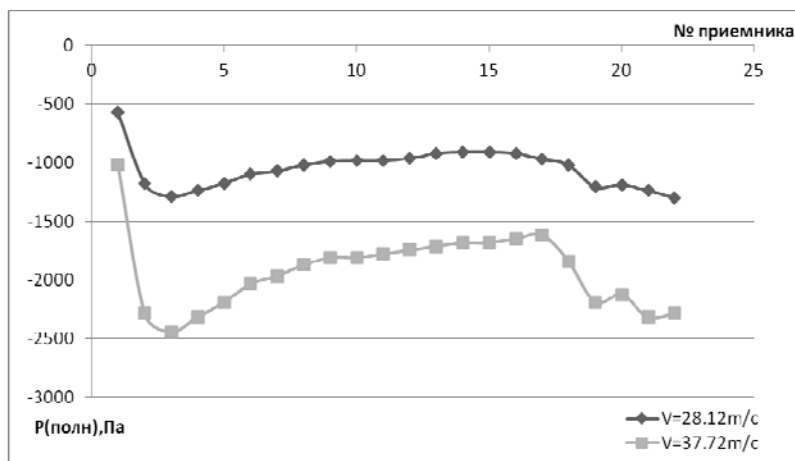


Рис. 3

Работа выполнена при поддержке гранта НШ-333.2012.2 и проекта ФЦП «Кадры» (контракт № 02.740.11.0565).

БЕСКОНТАКТНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД В ОТКРЫТОМ УЛЬТРАЗВУКОВОМ РЕЗОНАТОРЕ

П.С. Глазов, А.И. Мартынов

Нижегородский госуниверситет

Экспериментальная задача бесконтактного определения акустических свойств однородных и неоднородных объёмов сплошных сред решается с применением различных электронно-акустических схем [1]. В настоящем сообщении рассматривается возможность применения открытого акустического резонатора, состоящего из плоского излучателя и сферического отражателя, для определения свойств исследуемого объекта. В качестве приёмника используется либо небольшой гидрофон, либо бесконтактный зонд, состоящий из эллиптического рефлектора, в одном из фокусов которого расположен приёмный гидрофон, а другой фокус расположен внутри исследуемого объекта, помещенного на ось резонатора. Применение такой схемы позволяет сделать оценки коэффициента затухания и скорости звука в исследуемом объёме, а также исследовать пространственное распределение областей нелинейного рассеяния звука. Оценка затухания проводится по сравнению амплитуды отраженных от сферического отражателя сигналов при наличии и отсутствии образца (импульсный режим излучения), оценка скорости проводится по изменению спектра резонансных частот резонатора при помещении в него исследуемого образца (непрерывный режим излучения). На рис. 1 и 2 представлены результаты измерения амплитуд сигналов на гидрофоне при отсутствии и наличии образца на различных частотах в рамках полосы излучателя. Гидрофон расположен между излучателем и исследуемым объектом.

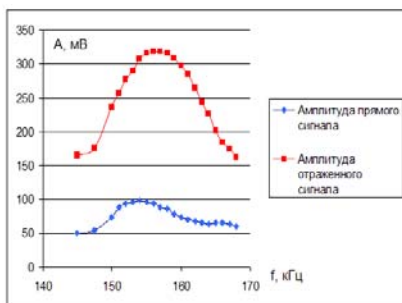


Рис. 1

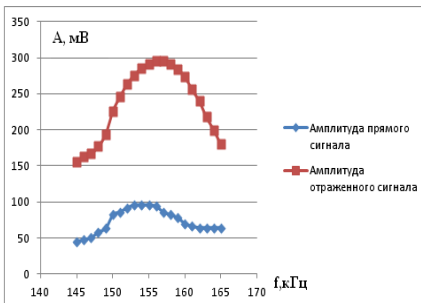


Рис. 2

Смещение резонансных частот резонатора при помещении на его ось слоя с известными акустическими свойствами хорошо соответствует теоретическим оценкам, что позволяет оценивать скорость распространения продольных волн в образце.

При исследовании областей генерации нелинейных гармоник использовался бесконтактный акустический зонд, с помощью которого удалось получить про-

пространственное разрешение около 1–2 длин волн на частоте гармоники. Частота накачки составляла ~ 150 кГц; наблюдения проводились на третьей гармонике для данной частоты, то есть на частоте ~ 450 кГц; разрешение – около 3 мм. Более высокое пространственное разрешение можно достигнуть при измерениях на более высоких гармониках.

В качестве исследуемого образца был использован фрагмент бараньего позвоночника длиной 15 см, который был продольно помещен в резонатор. Пространственное сканирование зондом осуществлялось вдоль позвонков. Результаты полученных измерений представлены на рис. 3.

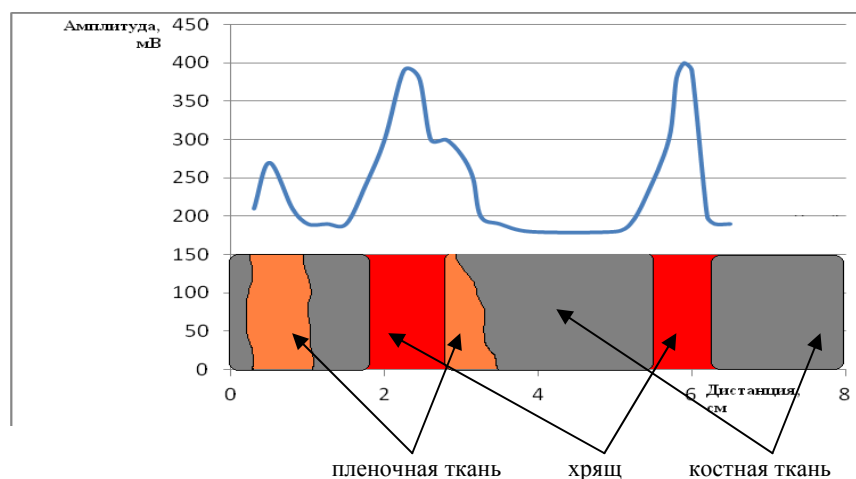


Рис. 3

Заметная разница в уровнях сигналов, излучаемых областями с различными акустическими параметрами отдельных областей исследуемого объекта, позволяет рассчитывать на разработку методики обнаружения патологических отклонений в мышечных и хрящевых тканях биологических объектов.

[1] Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. – М.: Иностранная литература, 1957, 726 с.

ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРОВ ШУМОВЫХ ВОЛН В МЯГКИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ.

И.Ю. Демин, Г.Д. Тузов

Нижегородский госуниверситет

В изучении эволюции акустических волн в мягких биологических тканях, как правило, рассматриваются регулярные начальные условия, хотя современная меди-

цинская диагностическая аппаратура вносит флуктуационные изменения, да и сама медико-биологическая среда содержит случайные неоднородности. Поэтому актуальной становится задача о распространении шумовых линейных и нелинейных акустических волн в биологических тканях. С точки зрения акустики ткань представляет собой наследственную среду с частотно-зависимыми диссипативными свойствами, поэтому рассмотрение эволюции спектральных характеристик вызывает особый интерес для диагностических приложений медицинского ультразвука [1].

В работе О.В. Руденко и С.Н. Гурбатова [2] была сформулирована задача об эволюции спектров слабоинтенсивных и интенсивных шумовых сигналов в мягких биологических тканях. Описана процедура расчета корреляционной функции по виду ядра и спектра шума на входе среды и показано, что нелинейное уравнение в предельных случаях «короткой» и «длинной» памяти сводится к уравнениям, хорошо изученным в статистической нелинейной акустике.

В основе математических моделей, которые описывают распространение линейных волн в биологических тканях, лежат эволюционные интегро-дифференциальные уравнения с ядром, учитывающим специфические свойства ткани [1]:

$$\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{m}{2c} \frac{\partial^2}{\partial^2 \tau} \int_0^\infty K\left(\frac{\xi}{t_0}\right) p(x, \tau - \xi) d\xi = 0,$$

где, p – акустическое давление; x – координата, вдоль которой бежит волна; c – скорость звука; $\tau = t - x/c$ – время в системе координат, движущейся со скоростью звука; m – константа, характеризующая «силу» наследственных свойств среды; $K(s)$ – ядро, описывающее убывание во времени, «память» среды. Для спектральной плотности мощности $S(x, \omega)$ (шумового спектра) с использованием теоремы Винера-Хинчина получено эволюционное уравнение, полностью определяемое начальным спектром и видом ядра:

$$\frac{\partial S(x, \omega)}{\partial x} = - \left[\frac{m\omega^2}{c} \int_0^\infty K\left(\frac{\varepsilon}{t_0}\right) \cos(\omega\varepsilon) d\varepsilon \right] S(x, \omega).$$

В настоящей работе для различных биологических тканей рассмотрены возможные частотные зависимости коэффициента затухания [1], с учетом которых общий вид ядра интегро-дифференциального уравнения принимает следующий вид:

$$K(s) = s^{\nu-1},$$

при этом в мегагерцовом диапазоне частот поглощение пропорционально $\sim \omega^{2-\nu}$, $0 < \nu < 1$. Например, для плазмы крови $\nu=0,5$ и для ядра $K(s)=s^{-0,5}$ аналитически и численно рассмотрена эволюция начального гауссового спектра

$$S_0(\omega) = Ae^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{2\sigma^2}}.$$

Для линейных мягких биологических тканей в случае слабоинтенсивных начальных воздействий, получено выражение для спектральной плотности мощности на различных расстояниях:

$$S(\omega, x) = A e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma^2}} e^{-\frac{\sqrt{2\pi} I_0 m \omega^{1.5}}{2c} x}.$$

На рисунке представлена эволюция гауссового спектра для различных расстояний. Наблюдается сдвиг характерной центральной частоты в область низких частот, а также сильное затухание высокочастотных составляющих сигнала. Отсюда следует, что помимо затухания высокочастотных компонент, происходит еще и перекачка энергии по спектру, от высокочастотных к низкочастотным компонентам.

Эволюция спектральной плотности

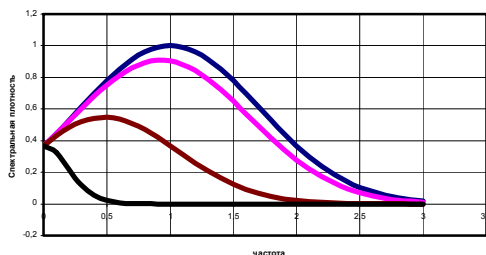


Рис.

Работа выполнена при поддержке грантов Правительства РФ 11.G34.31.0066, Ведущей научной школы НШ-333.2012.2 и РФФИ 11-02-00774.

- [1] Ультразвук в медицине. Физические основы применения. /Ред. К. Хилл, Дж. Бэмберг, Г. тер Хаар. Пер. с англ. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008, 542 с.
- [2] Руденко О.В., Гурбатов С.Н. Распространение шумовых сигналов в мягких биологических тканях // Акуст. журнал. 2012. Т.58. № 2. С.275.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ПУЛЬСОВЫХ ВОЛН ПРИ ТЕЧЕНИИ КРОВИ В АРТЕРИЯХ

И.Ю. Демин, Н.И. Леонтьев, А.И. Осипов

Нижегородский госуниверситет

В последние годы большое значение придается исследованиям волновых процессов при течении крови в артериях, что может способствовать изучению развития многочисленных заболеваний сердечно-сосудистой системы [1]. Использование современных ультразвуковых методов позволяет проанализировать основные ха-

рактеристики кровотока с целью обнаружения ранних проявлений сосудистых патологий и сравнить с результатами численного моделирования. Однако при математическом моделировании наряду с учетом основных свойств кровотока в артерии, приходится учитывать и динамику нелинейных пульсовых волн. Для построения нелинейных математических моделей используют эволюционные уравнения Бюргерса (УБ) и Кортевега-де Вриза (УКдВ), которые хорошо описывают распространения возмущений в кровеносном сосуде с учетом нелинейной вязкоэластичности материала стенки, что существенно для описания демпфирующей функции артерии и объяснения формы пульсовых волн давления [2].

В настоящей работе рассмотрено распространение пульсовой волны $u(\xi, \tau)$ в артерии, описываемой эволюционным уравнением Бюргерса в безразмерных переменных [3]

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{1}{2} \frac{\partial u^2}{\partial \tau} = \eta \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}, \quad (1)$$

где коэффициент η учитывает нелинейные вязкоэластичные свойства материала стенки артерии (калибр, вязкоэластичные свойства, продольные и поперечные напряжения стенок и т.д.). Для численного моделирования УБ используем спектрально-частотную схему решения с привлечением аппарата быстрого преобразования Фурье, что приведет к следующему алгоритму вычисления спектральной плотности мощности $C(\omega, \xi)$ исследуемой пульсовой волны:

$$C(w, \xi + \Delta \xi) = C(w, \xi) - \frac{i w}{2} \Delta \xi F([F^{-1}(C(w, \xi))]^2) - \eta w^2 \Delta \xi C(w, \xi). \quad (2)$$

На рисунках 1 и 2 приведены примеры численного моделирования эволюции начальных профилей пульсовых импульсов с различными масштабирующими коэффициентами η , которые определяются свойствами самих артерий.

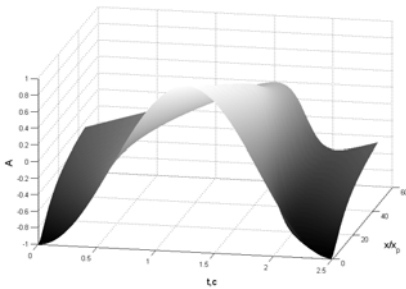


Рис. 1. Эволюция косинус-импульса.

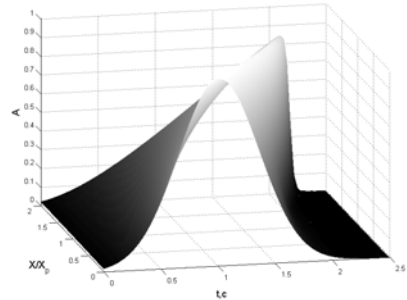


Рис. 2. Эволюция гауссовского импульса

В качестве начального профиля были взяты импульсы давления в виде:

- косинус-импульс $u(x, 0) = \cos(4/5\pi x)$,
- уединенный гауссовский импульс $u(x, 0) = \exp(-4(x-5)^2)$.

Из приведенных рисунков хорошо видно, что при распространении пульсовых волн наряду с искажением волнового фронта импульса (что связано с нелинейными

свойствами среды) происходят и диссипативные процессы, основным фактором которых является сопротивление среды при движении пульсовых волн Моэнса-Кортевега в артерии. Отметим, что при приближении к расстояниям образования разрыва, описываемого соотношением:

$$X_p = \frac{c_0^2}{\varepsilon w v}, \quad (3)$$

где c_0 – скорость распространяющейся волны, v и w – ее амплитуда и частота распространения, а ε – характерный коэффициент нелинейности среды, продолжается уменьшение его амплитуды и потеря энергии сигнала на области разрыва, что приводит к сглаживанию импульса давления.

Работа выполнена при поддержке грантов Правительства РФ 11.G34.31.0066, Ведущей научной школы НШ-333.2012.2 и РФФИ 11-02-00774.

- [1] Ультразвук в медицине. Физические основы применения. /Ред. К. Хилл, Дж. Бэмберг, Г. тер Хаар. Пер. с англ. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008, 542 с.
- [2] Кудряшов Н.А., Синельщиков Д.И., Чернявский И.Л. // Нелинейная динамика. 2008. Т.4, № 1. С. 69.
- [3] Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Саичев А.И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008, 468 с.