НЕЙРОНОПОДОБНЫЙ АНАЛИЗ СИГНАЛОВ БУКСИРУЕМОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

В.И. Калинина, В.А. Лазарев, А.Г. Хоботов, А.И. Хилько

Институт прикладной физики РАН

Для описания динамики нейронных сетей используются интегродифференциальные уравнения, имеющие следующую структуру:

$$\tilde{U}(\mathbf{r},t) = \int_{0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_0 \left[U(\mathbf{r}',t') \right] \Phi(\mathbf{r},\mathbf{r}') \exp[-\delta(t-t')] dt' dt',$$
(1)

где $U(\mathbf{r}',t')$ описывает пространственно-временную структуру активации нейроподобного элемента, который характеризуется радиус-вектором \mathbf{r}' в *n*-мерном пространстве в момент t' (для удобства анализа дискретное пространство элементов сети заменено на непрерывное пространство, при этом используется непрерывная величина \mathbf{r} , каждое значение которой фактически обозначает индекс отдельного нейрона), а $\tilde{U}(\mathbf{r},t)$ – пространственно-временной отклик системы на активацию сети, вид которого определяется, во-первых, структурой нейронов (которая, характеризуется пороговой функцией F_0 , определённой в диапазоне значений [0, 1]) и, во-вторых, функцией $\Phi(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ связей нейронов, которая в общем случае описывает также и процесс диссипации. Выражение $\exp[-\delta(t-t')]$ определяет весовую функцию памяти, в которой после подбора масштаба времени можно полагать $\delta = 1$. Структура нейронных сетей типа (1) характеризуется зависимостью пороговой функции от уровня активации $F_0 = F_0[U(\mathbf{r}',t')]$, то есть от контекста.

В работе была проведена попытка реконструкции слоёв морского дна на основе нейроподобного анализа (1) сигналов буксируемой когерентной гидроакустической системы (БКГАС). Излучатель БКГАС посылал в морскую среду линейно частотно модулированные импульсы длительностью 0,4 с в полосе частот 150–250 Гц. Посылки излучения с периодом 4,5 с приёмной антенны БКГАС игнорировались. Фиксировались лишь временные интервалы, содержащие отражения от донных слоёв. Сигнал на выходе БКГАС (рис. а) представлялся в виде прямоугольного распределения в координатах расстояние – время задержки. Как видно из рисунка, отражённые от границ между донными слоями импульсы в распределении (а) не видны. Их маскирует интенсивный шум буксира.

После применения операции (1) оценка совпадения сигналов формируется следующим образом. Нейронная сеть в соответствии со своей структурой модифицирует один из сравниваемых сигналов, формируя выходной сигнал сети. Амплитуда модифицированного сигнала на участках совпадения характеристик равна 0. Совпадают эти характеристики или нет, определяется структурой сети в контексте сравниваемых сигналов. Сформированный таким образом выходной сигнал сети служит для вычисления оценки совпадения сигналов. В результате обработки в распределении (б) появляется горизонтальная структура, отражающая положения границ между донными слоями, сформированными различными геологическими породами.



Результаты нейроподобного анализа сравнивались нами с результатами измерения функции взаимной корреляции между сигналами на выходе БКГАС и импульсом, сформированным для питания излучателя (аналог квазисогласованной фильтрации). Сравнение показало преимущество нейроподобной обработки особенно в области слабых отражений, соответствующих слоям на самых больших глубинах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 12-02-00543, № 11-02-00774), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (контракт № 14.В37.21.0883) и гранта государственной поддержки ведущих научных школ НШ-333.2012.2.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРАЖЕНИЙ ЗВУКОВОГО ИМПУЛЬСА ОТ ГРАНИЦ ДОННЫХ СЛОЁВ

В.И. Калинина, В.А. Лазарев, А.Г. Хоботов, А.И. Хилько

Институт прикладной физики РАН

Моделирование предназначено для интерпретации экспериментальных данных [1]. Зондируемое звуковыми импульсами морское дно представлено слоями, между границами которых неизвестны плотность, продольная и поперечная скорости звука, расстояния и коэффициенты поглощения. Возбуждение звуковых волн осуществлялось ЛЧМ колебаниями монополя. Амплитуда сигнала 1 (рис. 1, 2), отраженного от границы «вода-дно» определяется, как: $Y_1 = Y_{u_{33}} \cdot V_{01} \cdot R_1^{-1}$,где $Y_{u_{33}}$ – излучаемый сигнал, V_{01} – коэффициент отражения волны от границы «вода-дно», *R*. – путь, проходимый лучом от источника до приемника, отражаясь от дна.

Амплитуды принятых после отражения от границ (рис. 1, 2) волн определяются коэффициентами отражения:

$$V_{01} = \frac{Z_1^P \cdot \cos^2 2\theta_{01}^{SV} + Z_1^{SV} \cdot \sin^2 2\theta_{01}^{SV} - Z_0}{Z_1^P \cdot \cos^2 2\theta_{01}^{SV} + Z_1^{SV} \cdot \sin^2 2\theta_{01}^{SV} + Z_0}$$
(1)

$$\Gamma A = Z_{0} = \frac{\rho_{0}c_{0}}{\cos\theta_{00}}, Z_{1}^{P} = \frac{\rho_{1}c_{1}^{P}}{\cos\theta_{01}^{P}}, Z_{1}^{SV} = \frac{\rho_{1}c_{1}^{SV}}{\cos\theta_{01}^{SV}}, \frac{\sin\theta_{00}}{c_{0}} = \frac{\sin\theta_{01}^{P}}{c_{1}^{P}} = \frac{\sin\theta_{01}^{SV}}{c_{1}^{SV}}.$$

Таким образом, программа численного моделирования рассчитывает углы падения для $N=2^{2n}-1$ лучей, где n – число слоёв. Сравнивая амплитуды излучённого и принятого импульсов, можно, например, измерять плотности донных слоёв. Действительно, т.к. $V_{01}(\theta_0 = 0) = \frac{\rho_1 c_1^P - \rho_0 c_0}{\rho_1 c_1^P + \rho_0 c_0}$, то $\rho_1 = \frac{\rho_0 c_0}{c_1^P} \cdot \frac{1 + V_{01}(\theta_0 = 0)}{1 - V_{01}(\theta_0 = 0)}$. По значению

критического угла легко определяются скорости продольных волн в следующем за границей слое: $c_2^P = c_1^P \sin^{-1}(\theta_{11}^{PP})$, а по времени задержки и толщину слоя:

$$h_2 = 0.5 \left(\tau_3^{PP} - \tau_2^{PP}\right) \cdot c_2^P \,.$$

На рис. 3, 4 показаны пример построения годографа по модели (см. таблицу) и измеренного по годографу коэффициента отражения. На рис. 5 показаны амплитуды отражений от верхней и нижней границ слоя глины в логарифмическом масштабе. Разница у продольных и поперечных волн более 60 дБ.



Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 12-02-00543, № 11-02-00774), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (контракт № 14.В37.21.0883) и гранта государственной поддержки ведущих научных школ НШ-333.2012.2.

[1] Романова В.И., Мерклин Л.Р., Хилько А.И. и др. //В кн.: Тр. XIV-й научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2010 г. /Ред. А.В. Якимов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2010. С. 251.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОМЕХ НА ВЫХОДЕ БУКСИРУЕМОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

В.И. Калинина, В.А. Лазарев, А.Г. Хоботов, А.И. Хилько

Институт прикладной физики РАН

Используемая процедура выделения помехи из смеси, содержащей сигнал в виде отражений ЛЧМ импульсов, понадобилась по двум причинам. Во-первых, нужная помеха пригодилась бы при моделировании [1], а, во-вторых, указанная помеха не обязательно имеет нормальное распределение, которое можно было бы легко сгенерировать. Наиболее вероятно, что помеха представлена тремя компонентами: реверберацией, шумами буксирующего судна и шумами обтекания приемной антенны.

Экспериментально было получено несколько замеров частотно-временных распределений сигналов и помех при локализации сигналов в различных областях частот (рис. 1–4). В случае, когда излучатель работал в полосе 700–800 Гц, в полосе 450–550 Гц наблюдались шумы буксира. При работе излучателя в полосе 450– 550 Гц шумы буксира можно наблюдать в полосе 150–250 Гц. Обратным преобразованием Фурье можно восстанавливать шумы буксира и исследовать распределения их мощности.



Измеряя распределения ошибок измерения некоторой величины *a*, авторы работы [2] предлагают воспользоваться следующим определением нормы:

$$y = \left(\sum_{i=1}^{M} |a + x_i|^p\right)^{1/p} - a$$

Здесь M – число измерений, p – показатель нормы, x_i – результат *i*-го измерения. Приведём зависимости y(p) для нормального (рис. 5) и реального (рис. 6) распределений. Под «реальным» подразумевается то распределение величины, которое соответствует уровню шума на каждом временном кванте измерений.



Нормальное распределение помех, которое обычно принимают разработчики измерительной аппаратуры, имеет минимум при p = 2. Можно показать, что при таких условиях оптимальной обработкой будет согласованная фильтрация принятой реализации, составленной из смеси сигнала и помехи. Однако то распределение помехи, которое имело место в случае с БКГАС, минимизирует ошибки при значении p = 4. А это значит, что другая обработка, например, нейроподобная [3], повысит эффективность правильного обнаружения.



Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 12-02-00543, № 11-02-00774), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России». (контракт № 14.В37.21.0883) и гранта государственной поддержки ведущих научных школ НШ-333.2012.2.

- [1] Калинина В.И., Лазарев В.А., Хоботов А.Г., Хилько А.И. // В кн.: Тр. XVII-й научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2013 г. /Ред. А.В.Якимов, С.М. Грач. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2013, с. 228.
- [2] Rice J.R., White J.S. // SIAM. 1964. V.6. P.243.
- [3] Калинина В.И., Лазарев В.А., Хоботов А.Г., Хилько А.И. // В кн.: Тр. XVII-й научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2013 г. /Ред. А.В.Якимов, С.М. Грач. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2013, с. 229.

РАДИОЛОКАЦИОННАЯ ДИАГНОСТИКА ЭВТРОФИРОВАНИЯ ВОДОЕМОВ НА ПРИМЕРЕ ГОРЬКОВСКОГО ВОДОХРАНИЛИЩА

О.В. Шомина, С.А. Ермаков, И.А. Капустин, Т.Н. Лазарева, И.А. Сергиевская

Институт прикладной физики РАН, Нижегородский госуниверситет

Эвтрофирование внутренних водоемов, а также мелководных морей и шельфовых зон океана представляет собой значительную угрозу экологии этих водоемов. Интенсивное «цветение» (бурное размножение) фитопланктона, в первую очередь сине-зеленых водорослей, вызывает снижение прозрачности воды, уменьшение концентрации растворенного кислорода, резкое повышение уровня содержания токсинов в воде, усиление процессов заиливания водоемов. Возможности оптических спутниковых систем дистанционного зондирования открывают широкие перспективы мониторинга зон высокой биопродуктивности. Для решения данной задачи перспективным представляется использование радиолокационных систем, первые свидетельства возможности которых для диагностики зон «цветения» даны в [1]. Настоящая работа посвящена исследованию эффекта влияния фитопланктона на характер радиолокационного рассеяния от взволнованной водной поверхности, а также анализу механизмов подавления интенсивности сигналов в зонах интенсивного «цветения» водорослей. Для измерения параметров волнения, течений и приводного ветра использовалась следующая аппаратура:

- доплеровский радиолокатор СВЧ-диапазона (длина волны 3 см),
- ультразвуковой измеритель направления и скорости ветра,
- оборудование для отбора проб пленок и измерения их характеристик,
- STD-зонд для изменения концентрации фитопланктона.

Для изучения характеристик фитопланктона (концентрации и группового состава водорослей) производился отбор объемных проб воды в различных частях водохранилища. Взятие проб биогенных пленок на водной поверхности производилось квазисинхронно с взятием объемных проб с моторной лодки с использованием сеточной методики и с последующей реконструкцией пленок в лабораторных условиях, исследования затухания гравитационно-капиллярных волн на образцах пленок и на воде с фитопланктоном проводилось на основе метода параметрически возбуждаемых волн [2].

Измерения интенсивности радиолокационного сигнала проводились с судна, двигающегося параллельным курсом с лодкой. Положения судна и лодки, а также координаты точек, в которых брались пробы, определялись с использованием приемников GPS.

Переходя к анализу данных наблюдений изменчивости характеристик радиолокационного сигнала при зондировании зон эвтрофирования отметим, что в описываемых экспериментах радиолокатор работал при достаточно больших углах падения радиоволн, когда доминирующим механизмом радиолокационного рассеяния на взволнованной водной поверхности является брэгговский механизм. Пример записи интенсивности радиолокационного сигнала в эксперименте 23.07.2012 представлен на рис. 1. Приведены синхронные записи концентраций водорослей в зависимости от времени, когда они были взяты (рис. 2).



Стоит отметить, что скорость ветра на данном периоде времени менялась незначительно. Отсюда можно сделать вывод о том, что интенсивность рассеянного взволнованной водной поверхностью радиолокационного сигнала уменьшается с ростом концентрации фитопланктона. Данный эффект объясняется ростом коэффициента затухания гравитационно-капиллярных волн в областях с высокими концентрациями фитопланктона. Кроме того, установлено, что рост затухания гравитационно-капиллярных волн в зонах эвтрофирования по сравнению с чистой водой определяется как биогенными пленками, так и эффективной вязкостью воды, связанными с фитопланктоном; вклад обоих факторов в условиях выполненных наблюдений оказался сопоставимым.

Полученные результаты могут быть использованы в дальнейшем для развития количественных методов радиолокационной диагностики зон эвтрофирования водоемов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 12-05-31237, 11-05-00295, 13-05-97058, 13-05-97043, Программы ОФН РАН «Радиофизика», а также грантов Правительства Российской Федерации (договора № 11.G34.31.0048 и №11.G34.31.0078).

- Ermakov S.A., Kapustin I.A., Lazareva T.N., Sergievskaya I.A., Andriyanova N.V. // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 2013. V. 49, No. 3. P. 307.
- [2] Ермаков С.А. Влияние пленок на динамику гравитационно-капиллярных волн. Н. Новгород: ИПФ РАН, 2010, 164 с.

ИЗУЧЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ СВОЙСТВ МНОГОМОДОВОГО СИГНАЛА В ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ ОКЕАНИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

М.С. Лабутина¹⁾, А.И. Малеханов²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет ²⁾Институт прикладной физики РАН

Целью работы является проведение предварительных расчетов, которые могут быть использованы для анализа работы вертикальной антенны в случайнонеоднородных подводных звуковых каналах.

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

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

где U_m – моды волновода [1]. Совокупность величин $\langle a_n a_m^* \rangle$ образует матрицу межмодовых корреляций (ММК), имеющую размерность МхМ. Её диагональные элементы имеют смысл интенсивности соответствующих мод, в то время как недиагональные элементы описывают межмодовые корреляции и определяются характером распространения сигнала в случайно-неоднородном волноводе.



Рис. 1

Сначала нами было проанализировано поведение ФПК в случае взаимнонекоррелированных мод и равномерного распределения интенсивности по модам. 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 составляла H=100 м, количество распространяющихся мод M=10(сплошная линия) и M=20 (пунктирная линия) и M=100 (точечная линия). Следующим шагом исследований стало вычисление ФПК для частично коррелированных мод. Была выбрана следующая модель ММК [2]:

$$\langle a_m a_n^* \rangle = \sqrt{|a_m|^2 |a_n|^2} e^{-(m-n)^2/2\Delta^2}$$
.

Параметр Δ – некоторый характерный, зависящий от дистанции масштаб межмодовых корреляций. На рис. 2 показано малое влияние параметра Δ на поведение ФПК в вертикальной плоскости (Δ варьировался от 0,5 до 20).



Кроме того, было исследовано влияние ширины спектра мод σ 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 [3]. На рис. 3 показано, что чем уже спектр интенсивности мод ($\sigma = 2$; 3; 7 и 10), тем больше масштаб пространственной когерентности.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта НШ-333.2012.2.

- [1] Вировлянский А.Л., Костерин А.Г., Малахов А.Н. // Акуст. журнал. 1989. Т.35, вып. 2. С. 229.
- [2] Смирнов А.В., Малеханов А.И. //В кн.: Тр. XVI-й научн. конф. по радиофизике к 100-летию А.Н. Бархатова /Ред. А.В. Якимов, С.М. Грач – Н. Новгород: Издво ННГУ, 2012. С. 34.
- [3] Малеханов А.И., Лабутина М.С. // В кн.: Тр. XVI-й научн. конф. по радиофизике к 100-летию А.Н. Бархатова /Ред. А.В. Якимов, С.М. Грач – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2012. С. 241.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ ОПТИЧЕСКОЙ АНЕМОМЕТРИИ ПО ИЗОБРАЖЕНИЯМ ЧАСТИЦ ПРИ ЛАБОРАТОРНОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ВЕТРОВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ МЕТЕОУСЛОВИЯХ

Ю.И. Троицкая¹⁾, Д.А. Сергеев¹⁾, А.А. Кандауров¹⁾, М.И. Вдовин¹⁾, Г.А. Байдаков¹⁾, В.Д. Анохин²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН ²⁾Нижегородский госуниверситет

Проведены измерения характеристик высокоскоростных воздушных потоков в условиях интенсивного обрушения волн с образованием брызг в непосредственной близости от взволнованной поверхности. Исследования были выполнены с помощью контактных датчиков и лазерно-оптического PIV-метода, что позволило учесть влияние брызг на измерения и провести исследования при эквивалентной скорости ветра U₁₀ вплоть до 40 м/с.

Общая схема экспериментов представлена на рис. 1. Цифрами обозначено: 1 – лазер подсветки, 2 – система сдува капель, 3 – скоростная видеокамера, 4 – рабочая часть канала. Эксперименты проводились при четырех эквивалентных скоростях ветра: 12,5 м/с, 20 м/с, 30 м/с и 40 м/с. Для двух последних наблюдалось сильное обрушение волн с образованием пенного гребня и интенсивной генерацией брызг.

Для получения полей скорости использован метод PIV [1]. Высокоскоростная камера запечатлевает положение



движущихся вместе с потоком полиамидных частиц диаметром 20 мкм, освещенных плоским лазерным ножом (непрерывный NdYAG лазер, 4 Вт, 532 нм), который формируется с помощью цилиндрической линзы.

Информация о форме поверхности получена из комбинации контактных и бесконтактных измерений. Контактные измерения проводились системой струнных волнографов. Бесконтактные измерения основаны на методике автоматического поиска поверхности на изображениях с высокоскоростной видеокамеры и позволяют разрешать коротковолновые возмущения на поверхности. При высоких скоростях ветра наличие значительного количества брызг в потоке воздуха и пены на поверхности воды препятствует проведению бесконтактных измерений, и в основном используются данные с волнографов.

Полученные данные о форме поверхности воды позволяют проводить усреднение скоростей по времени и по горизонтальным координатам (прямым или криволинейным) с учетом фазы волны, что дает возможность бороться с проблемами

сэмплинга, возникающих из-за разного количества достоверно измеренных точек в разных фазах волны.

Усреднение полученных картин течений вдоль горизонтальной координаты позволило получить вертикальные профили скорости ветра и картины средних течений в канале для различных эквивалентных скоростей ветра U_{10} : 12,5 м/с (а), 20 м/с (б) и 30 м/с (в)

По полученным данным были рассчитаны значения коэффициента аэродинамического сопротивления C_D и проведено



сравнение с результатами экспериментальных данных, приведенных в работе [2]. На рис. 2 показана зависимость C_D от скорости ветра: сплошная линия – результаты, полученные в нашем эксперименте, кружки – данные из работы [2].

[1] Yu. Troitskaya// J. Phys. Oceanogr. 2011. V. 41. P. 1421.

[2] M.A. Donelan// Geophys. Res. Lett. 2004. V.31. P. L18306.

АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В СРЕДАХ С РАЗНОМОДУЛЬНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ И РЕЛАКСАЦИЕЙ

В.Е. Назаров, А.В. Радостин, С.Б. Кияшко

Институт прикладной физики РАН

Волновое уравнение для разномодульной среды с релаксацией является интегродифференциальным:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = -\frac{\partial |\varepsilon|}{\partial \theta} + h \frac{\partial}{\partial \theta} \int_{-\infty}^{\theta} \frac{d\varepsilon(\theta')}{d\theta'} e^{-(\theta - \theta')} d\theta', \qquad (1)$$

где ε – нормированная на начальную амплитуду деформация, $\theta = \Omega \tau$, $z = x\gamma \Omega/2C_0$, $\tau = t - x/C_0$, $E = (E_1 + E_2)/2$, $\gamma = (E_1 - E_2)/(E_1 + E_2)$ – параметр разномодульной нелинейности, $C_0 = (E/\rho)^{1/2}$ – фазовая скорость низкочастотной волны, ρ – плотность, τ_0 – время релаксации, $h = m/\gamma$, m > 0 – безразмерный параметр, определяющий дисперсию и диссипацию среды, $\Omega = 1/\tau_0$ – частота релаксации.

От уравнения (1) удобно перейти к дифференциальному уравнению:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{\partial |\varepsilon|}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{\partial |\varepsilon|}{\partial \theta} \right) = h \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \theta^2}.$$
 (2)

Для получения стационарного решения уравнения (2) приравняем нулю производные по z и, используя граничные условия

$$\varepsilon(\mp\infty) = \pm 1$$
, $d\varepsilon / d\theta|_{\mp\infty} = 0$,

получим:

$$h\frac{d\varepsilon}{d\theta} - \frac{d|\varepsilon|}{d\theta} + (1 - |\varepsilon|) = 0$$

Решение уравнения (2) при *h*>1 имеет вид:

$$\varepsilon(\theta) = \begin{cases} 1 - \exp\left(\frac{\theta - \theta_0}{h - 1}\right), & \varepsilon(\theta) > 0, \theta - \theta_0 \le 0; \\ \exp\left(-\frac{\theta - \theta_0}{h + 1}\right) - 1, & \varepsilon(\theta) < 0, \theta - \theta_0 \ge 0, \end{cases}$$
(3)

где θ_0 – константа.

При h = 1 решение (3) становится разрывным, а при h < 1 – неоднозначным.

Для получения самоподобных решений воспользуемся методом разделения переменных. Самоподобные решения описывают, вообще говоря, затухающие волны, не меняющие своей формы при распространении. Примерами самоподобных волн являются стационарные волны и солитоны в нелинейных средах, а также гармонические волны в средах с линейной вязкой диссипацией. В разномодульной среде самоподобные волны распространяются с постоянной и не зависящей от их амплитуды скоростью.

Полагая в уравнении (2) $\varepsilon(z,\theta)=Z(z)\Psi(\theta)$, получим:

$$Z(z) = \exp(-kz), \quad \frac{h\Psi_{\theta\theta}'' - |\Psi|_{\theta}' - |\Psi|_{\theta\theta}''}{\Psi + \Psi_{\theta}'} = -k \le 0, \quad k \ge 0.$$

$$\tag{4}$$

Для импульсных решений имеем:

$$\Psi_{1}(\theta \le 0) = -C_{1} \exp\left(-\frac{k-1}{2(h-1)}\theta\right) \sinh\left(\frac{\sqrt{(k+1)^{2}-4kh}}{2(h-1)}\theta\right) \ge 0,$$

$$\Psi_2(\theta \ge 0) = C_2 \exp\left(-\frac{k+1}{2(h+1)}\theta\right) \sinh\left(\frac{\sqrt{(k-1)^2 - 4kh}}{2(h+1)}\theta\right) \le 0,$$

где связь констант C₁ и C₂ определяется из закона сохранения импульса:

$$\int_{-\infty}^{0} \Psi_1(\theta) d\theta + \int_{0}^{\infty} \Psi_2(\theta) d\theta = 0.$$

Для периодических волн из уравнения (4) получаем:

$$\begin{split} \Psi_{1}(\theta) &= -C_{1} \exp\left(-\frac{k-1}{2(h-1)}\theta\right) \sin\left(\frac{\sqrt{4kh - (k+1)^{2}}}{2(h-1)}\theta\right) \geq 0 \ , -\pi \leq \frac{\sqrt{4kh - (k+1)^{2}}}{2(h-1)}\theta \leq 0 \ , \\ \Psi_{2}(\theta) &= C_{2} \exp\left(-\frac{k+1}{2(h+1)}\theta\right) \sin\left(\frac{\sqrt{4kh - (k-1)^{2}}}{2(h+1)}\theta\right) \leq 0 \ , 0 \leq \frac{\sqrt{4kh - (k-1)^{2}}}{2(h+1)}\theta \leq \pi \ , \end{split}$$

где связь между C_1 и C_2 находится из закона сохранения импульса, а соотношение параметров k и h определяется из условия равенства периодов $\theta_{1,2}$ функций $\Psi_{1,2}$:

$$k(h) = \frac{3h^2 - 1 - \sqrt{9h^4 - 10h^2 + 1}}{2h} \ge 0.$$

Полученные точные аналитические выражения для самоподобных импульсных и периодических волн представляют интерес в теории волновых процессов в микронеоднородных средах с разномодульной нелинейностью; они также могут быть использованы для создания нелинейных методов акустической диагностики структурно-неоднородных сред и конструкционных материалов, содержащих трещины.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ИМПЕДАНСА КОЖИ

С.А. Вилов, В.В. Казаков

Нижегородский госуниверситет

При лечении ожоговых поражений (пластика, рубцы) важно получить объективную оценку их вязкоупругих свойств в сравнении с «нормой» – близлежащими участками кожи. Отслеживание изменений этих свойств позволяет определять эффективность используемых методов лечения и контролировать процесс восстановления кожного покрова.

Цель настоящей работы состояла в разработке портативного экспрессизмерителя акустического импеданса кожи, который позволил бы объективно оценить ее вязкоупругие характеристики. Можно выделить следующие особенности измерения, которым должен удовлетворять используемый метод: малая площадь для измерения (менее 5 мм); небольшая толщина (до 3÷4 мм) слоя, лежащего на упругом основании; большой диапазон изменения упругих свойств; не горизонтальность к поверхности, затрудняющая использование стационарных координатных устройств, простота стерилизации. Использование известных методов (кутометрия, низкочастотная импедансометрия, квазистатический метод вдавливания штампа) для решения указанной задачи затруднено из-за наличия целого ряда технических проблем [1, 2].

Сущность предлагаемого метода измерения заключается в следующем. Биморфный пьезоэлемент, один конец которого жестко закреплен, а другой свободен, возбуждается на одной из собственных частот [3]. При контакте свободного конца с

кожей граничные условия на нем изменяются, что влечет за собой изменение амплитуды и фазы колебаний, а значит и электрического импеданса биморфного элемента [4]. Можно показать, что в этом случае зависимость акустического импеданса кожи ζ от электрического импеданса пьезоэлемента Z представляет собой дробно-линейную функцию: $\zeta = (AZ+B)/(CZ+D)$, где коэффициенты A, B, C, D зависят от параметров биморфного элемента, а также частоты его возбуждения. Таким образом, измеряя электрический импеданс пьезоэлемента, можно однозначно определить акустический импеданс исследуемого участка кожи.



Рис. 1

На основе описанного метода был разработан и изготовлен измеритель, внешний вид которого приведен на рис. 1, а блок-схема – на рис. 2. Применение микроконтроллера MSP430F247 фирмы Texas Instruments совместно с синтезатором частоты AD9833 позволило обеспечить техническую простоту разработанного устройства и удобство его эксплуатации.

Сигнал для анализа снимается с сопротивления *R*, включенного последовательно с биморфным элементом. Он усиливается и вместе с подаваемым на би-



Рис. 2

морфный элемент (опорным) сигналом подается на синхронный детектор, имеющий два квадратурных канала. Сигналы с выходов каналов синхронного детектора поступают на микроконтроллер, в котором производится расчет акустического импеданса кожи. Кроме того, микроконтроллер в описываемом устройстве используется для вывода информации на жидкокристаллический дисплей МТ-08S2A-3V0, задания частоты и амплитуды опорного сигнала, а также для контроля напряжения питания прибора. Работу микроконтроллера обеспечивает специализированная программа, написанная на языке программирования C++.

При вдавливании датчика в ткань и достижении глубины 0,5 ÷ 1 мм (порог вдавливания задается априорно) происходит автоматическая регистрация сигналов, расчет реальной и мнимой частей акустического импеданса и их вывод на двух строках дисплея. Информация на дисплее сохраняется до проведения нового измерения.

В дальнейшем планируется определение условий соответствия измеряемого импеданса вязкоупругим характеристикам объекта при использовании в качестве базовой модели Фойгта, а также проведение экспериментов по исследованию изменений упругих свойств различных объектов и их анизотропии.

Работа выполнена при поддержке гранта Правительства РФ № 11.G34.31.0066.

- [1] Сомкин П.Б. // Вестник СевКавГТУ. 2003. Вып.6. С. 214.
- [2] Методы вибрационной диагностики реологических характеристик мягких материалов и биологических тканей: Сб. научн. тр. – Горький: ИПФ АН СССР, 1989, 156 с.
- [3] Малов В.В. Пьезорезонансные датчики. М.: Энергоатомиздат, 1989, 272 с.
- [4] Харкевич А.А. Теория преобразователей. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1948, 191 с.

РАЗРАБОТКА ПОРТАТИВНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПРИБОРОВ ДЛЯ ОЦЕНКИ ТЕЛОСЛОЖЕНИЯ ЧЕЛОВЕКА

Р.В. Беляев¹⁾, А.Г. Кириллов¹⁾, А.М. Рейман¹⁾, Г.А. Рейман²⁾

¹⁾ Институт прикладной физики РАН ²⁾Нижегородский госуниверситет

В последние десятилетия наблюдается значительное увеличение доли лиц, страдающих избыточным весом и различными стадиями ожирения, как среди взрослых, так и детей. Это требует проведения количественной оценки телосложения человека в клинических условиях, например, для правильной постановки диагноза врачами-эндокринологами. Однако такая оценка в настоящее время производится либо качественно (на глаз), либо количественно путем вычисления индекса массы тела (Body Mass Index - BMI), который не всегда корректно отражает истинное положение дел, либо путем применения косвенных инструментальных методов оценки, например, импедансных. Для более точной оценки телосложения используется индекс содержания жира – Body Fat Index (BFI) [1,2], который требует знания толщины жирового слоя в некоторых характерных точках тела человека и использует корреляции между этими значениями и общим жиросодержанием [3–5]. Толщину жирового слоя чаще всего получают напрямую с помощью «двойного складочного теста». Такая процедура зачастую бывает весьма болезненной и либо невозможной для некоторых групп пациентов, либо дающей значительные ошибки измерений.

Для измерений также можно использовать практически все технологии неинвазивной томографии крупномасштабных органов, от двумерного ультразвука до рентгеновской и магнитно-резонансной томографии. Эти методы дают хорошие результаты, однако проведение таких измерений требует применения весьма дорогостоящей и сложной аппаратуры, а также работы квалифицированного обслуживающего персонала. Сравнение этих методов показывает, что наиболее простым и безопасным методом является ультразвуковая эхолокация, однако стандартные ультразвуковые диагностические локаторы не приспособлены для измерений в подкожных слоях мягких тканей. Таким образом, возникает потребность в разработке простого и недорогого одномерного эхолокатора.

Анализ структуры медицинских ультразвуковых приборов показывает, что собственно ультразвуковая составляющая занимает лишь малую долю аппаратной части, а именно: генератор высокочастотных импульсов, ультразвуковой пьезопреобразователь и усилитель эхосигналов. В настоящее время все функции, связанные с отображением, запоминанием, хранением и обработкой эхографической информации, осуществляется программным способом, для чего эхосигнал преобразуется в цифровой формат и обрабатывается с помощью микропроцессора той или иной производительности, в зависимости от решаемой задачи [6]. Таким образом, при

современном уровне развития микроэлектроники возможно построение медицинского ультразвукового прибора в виде приставки к персональному компьютеру. Наличие универсальной шины USB позволяет минимизировать число линий обмена информацией между прибором и компьютером, а также осуществлять электропитание прибора от линии питания USB.

Блок-схема портативного прибора представлена на рисунке. Микроконтроллер по команде от персонального компьютера (ПК) запускает одиночный цикл эхолокации, запоминает оцифрованный АЦП эхосигнал и передает его в ПК. Эхограмма может отображать-



ся на экране ПК, накапливаться и обрабатываться. Для того, чтобы в накоплении

данных участвовали эхографические сигналы только от данного участка тканей, эти операции производятся лишь при нажатой кнопке «Работа». Специализированная программа ПК выполняет поиск сигналов, соответствующих границам слоев «кожажир», «жир-мышца» и «мышца-кость» и измеряет толщины слоев, используя номинальные значения скоростей звука в этих средах. Далее с помощью заложенной в программу базы знаний можно вычислить BFI по измерениям толщины слоев в нескольких характерных участках тела. Программа позволяет также вести пополняемую базу данных пациентов и анализировать тренды BFI при различных лечебных и спортивных процедурах.

Работа выполнена в рамках госконтракта между Минобрнауки РФ и ФГБОУ ВПО «ННГУ им. Н.И. Лобачевского» №11.G34.31/0066 от 19.10.2011 г.

- In Techniques for measuring body composition / Ed. by Brozek J, Henschel A. Washington, DC: National Academy of Sciences, 1961. P.223.
- [2] Brozek J., Grande F., Anderson J.T., Keys A. // Ann. of the New York Academy of Sciences. 1963. V.110. P.113.
- [3] Durnin J.V.G.A., Womersley J. // British J. of Nutrition. 1974. V.32. P.77.
- [4] Jackson A.S., Pollock M.L. // British J. of Nutrition. 1978. V.40. P.497.
- [5] Jackson A.S., Pollock M.L., Ward A. // Medicine and Science in Sports and Exercise. 1980. V.12. P. 175.
- [6] Применение ультразвука в медицине: физические основы. /Под ред. К. Хилла. М.: Мир, 1989.

ВЛИЯНИЕ СТАТИСТИКИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАССЕИВАТЕЛЕЙ ПО РАЗМЕРАМ НА ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

И.Ю. Грязнова, Е.Н. Иващенко

Нижегородский госуниверситет

В работе исследуется зависимость средней интенсивности акустического сигнала от размера дискретных рассеивателей при наличии их распределения по размерам, а также рассматривается влияние статистики распределения неоднородностей по размерам на интерференционную составляющую средней интенсивности обратного рассеяния, возникающую при учете отражения сигнала от подстилающей рассеиватели подложки.

В качестве моделей распределения неоднородностей по размерам использовались распределения Гаусса и Рэлея.

При расположении дискретных рассеивателей на звукопрозрачной плоской поверхности и при фиксированной их концентрации получены зависимости средней интенсивности обратного рассеяния от среднего размера рассеивателей a_0 (рис. 1). Длина волны зондирующего излучения составляла 1 см (как и в экспериментах, обсуждаемых в работе [1]), нормировка интенсивности проводилась по ее значению I_0 для случая рассеяния на одинаковых абсолютно жестких сферах радиусом 1 см.





Показано, что наличие рассеивателей разных размеров приводит к увеличению средней интенсивности поля, отраженного от дискретных неоднородностей.

Анализ влияния на среднюю интенсивность обратного рассеяния дисперсии распределении неоднородностей по размерам также показывает значительный рост средней интенсивности при увеличении среднеквадратичного отклонения.

На рис. 2 представлена зависимость интерференционного слагаемого средней интенсивности обратного рассеяния от среднего радиуса рассеивателей при наличии отражающей подстилающей рассеиватели подложки. Расчет проведен для одинаковых средних размерах неоднородностей (1) и двух вариантов распределений неоднородностей по размерам: (2) – для распределения Рэлея, (3) – для распре



Рис. 2

деления Гаусса.

Результаты моделирования показывают уменьшение интерференционных слагаемых в случае разных размеров рассеивателей при увеличении их среднего размера. Этот эффект объясняется тем, что наличие на плоскости рассеивателей разных размеров приводит к размыванию фазовых соотношений рассеянных волн, в результате не происходит эффективного сложения с сигналом, отраженным от подстилающей рассеиватели поверхности.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта НШ-333.2012.2.

[1] Горская Н.В., Грязнова И.Ю., Гурбатов С.Н., Николаев Г.Н. // Акуст. журнал. 1990. Т.36, №3. С.410.

РАЗРАБОТКА УЛЬТРАЗВУКОВЫХ СИГНАЛИЗАТОРОВ УРОВНЯ АГРЕССИВНЫХ ЖИДКОСТЕЙ В ЗАКРЫТЫХ ЁМКОСТЯХ

А.Г. Кириллов¹⁾, А.М. Рейман¹⁾, Г.А. Рейман²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН ²⁾Нижегородский госуниверситет

Для обеспечения безопасной эксплуатации контейнеров агрессивных (токсичных, химически активных, горючих) жидкостей необходим контроль их состояния, исключающий контакт измерительного датчика с жидкостью. Одним из параметров такого контроля является обнаружение перехода уровня жидкости через заданную границу, который может наступить при заполнении контейнера (перелив выше заданного уровня) или в процессе расходования жидкости (падение уровня ниже допустимого, «недолив»). Примерами систем, где такой контроль необходим, являются газораспределительные станции (ГРС), где контроль перелива/недолива одоранта природного газа является критическим параметром нормальной работы, или оптовые базы нефтепродуктов, где необходимо определять количество жидкости в цистерне перед вскрытием пломб.

Ультразвуковые методы контроля уровня жидкости являются практически безальтернативными для решения таких задач, так как позволяют проводить зондирование агрессивной среды в закрытой емкости без вмешательства в её конструкцию [1]. Все прочие методы контроля уровня и сигнализации требуют ввода измерительного устройства внутрь емкости – либо в жидкость, либо в пары этой жидкости [2–5].

Идея предлагаемого метода контроля основана на различии в амплитуде эхосигнала, отраженного от стенки емкости, противоположной той, на которой установлен излучатель акустических импульсов, в случае, когда за стенкой находится жидкая или газообразная фаза. Во втором случае амплитуда падает на 2–3 порядка по сравнению с первым, поэтому, выбирая порог срабатывания схемы сравнения уровней, можно считать, что в первом случае имеется наличие эхосигнала, а во втором – его отсутствие.

246

Секция «Акустика»

Условная схема метода для случая сферической или горизонтальной цилиндрической емкости приведена на рис. 1а, а для случая вертикальной емкости – на рис. 1б. Ультразвуковой пьезоэлектрический преобразователь (ПЭП) крепится на боковой стенке емкости с помощью магнитов (или ленточных стяжек в случае емкости из немагнитного материала) на заданном уровне (H_{Π} или H_{H}). Если ультразвуковой импульс, пройдя через стенку емкости, переходит в жидкость, то отраженный от противоположной стенки эхосигнал возвращается назад и принимается

тем же ПЭП. Несмотря на значительные потери энергии в стенке (проходит лишь 5–7%, [1]), уровень принимаемого из среды сигнала вполне достаточен для его обнаружения. Далее, в зависимости от решаемой задачи, делается вывод о пересечении жидкостью условной границы и наличии состояния перелива/недолива.





Следует отметить, что

в предлагаемой схеме для случая горизонтальной цилиндрической или сферической емкости существует ограничение на местоположение ПЭП: он должен располагаться не ниже горизонтального диаметра емкости. Однако для большей части задач, которые должен решать сигнализатор, ограничение не является существенным.

Описанный принцип был реализован в виде двухканального сигнализатора уровня одоранта природного газа в расходных

емкостях (рис. 2). Эхолокатор, состоящий из двух формирователей импульсов Ф1 и Ф2 и коммутируемого приемного тракта ПРМ, управляемых микроконтроллером МК, выполнен в виде отдельного блока и располагается во взрывоопасной зоне ГРС вблизи емкости, на которую установлены два ПЭП. Микроконтроллер обрабатывает эхосигналы и при обнаружении отраженных импульсов выдает в линию кодовую



посылку. Посылка принимается блоком, размещенным в операторной, в котором также имеется управляющий микроконтроллер МК. При обнаружении состояния перелива/недолива МК включает реле управления световой и звуковой сигнализацией СИГ. Электропитание прибора производится от бесперебойного источника 220 В, питание эхолокатора – от постоянного напряжения 10 В, причем сигнальная линия и провод питания совмещены.

Разработанный двухканальный сигнализатор уровня прошёл предварительные технические испытания на одной из ГРС Ивановской области и показал хорошую надежность, помехозащищенность и простоту монтажа.

- [1] Беляев Р.В., Грибов В.А., Кириллов А.Г. и др. //Вестник ННГУ. 2011, № 1. С. 53.
- [2] Кулаков М.В. Технологические измерения и приборы для химических производств. Изд. 3-е. – М.: Машиностроение, 1983, 424 с.
- [3] Бабиков О.И. Контроль уровня с помощью ультразвука. Л.: Энергия, 1971, 80 с.
- [4] Хансуваров К.И., Цейтлин В.Г. Техника измерения давления, расхода, количества и уровня жидкости, газа и пара – М.: Изд-во стандартов, 1990, 287 с.
- [5] Справочник инженера по КИПиА /Под ред. А.В. Калиниченко. М.: Инфра-Инженерия, 2008, 576 с.

К АНАЛИЗУ УПРУГО-ВОЛНОВОГО ОТКЛИКА, ИЗЛУЧАЕМОГО ЗАГЛУБЛЕННЫМ МОНОПОЛЕМ

Ю.М. Заславский

Институт прикладной физики РАН

Анализируется волновой отклик, излучаемый источником типа «центр давления», заглубленным под свободную границу однородного упругого полупространства и генерирующим одиночные импульсы. Такое исследование представляет интерес для решения актуальной проблемы глубинного зондирования недр. Реальные источники – большие промышленные взрывы, производимые в глубоких шахтах при добыче угля или руды – моделируются действием импульсного монопольного акустического источника, известного в техногенной сейсмике как центр давления. Расчеты импульсных волновых откликов выполнены по формулам, полученным на основе представления поля излучения в виде упругих P, SV и R-волн интегральными выражениями с последующей их асимптотической оценкой [1]. Теоретически также исследован характер спада уровня сейсмического импульсного отклика при его распространении в однородном полупространстве с учетом диссипации упругих волн. В расчетные формулы, описывающие излучение объемных и поверхностных волн в идеальной упругой среде, введен фактор затухания, свойственный каждому волновому типу в отдельности, на основе чего проведен расчет спада уровня импульсов указанных волн, распространяющихся в реальной диссипативной среде. На рис. 1 и рис. 2 цифрами 1, 2, 3 представлены кривые спада уровня волновых импульсов, соответствующих поверхностной волне (1) и двум объемным волнам: поперечной (2) и продольной (3).

В расчетах используются следующие значения декрементов: для Р-волны $\Theta_P = 0,1$, а для SV и R-волн – $\Theta_{S,R} = 0,3$. Плотность среды составляет $\rho = 2000 \,\mathrm{kr} \, / \, M^3$, а скорости волн равны $c_l = 3400 \, m / c$, $c_r \simeq c_R = 2000 \, m / c$. Дли-

тельность воздействия принята равной $\tau \cong 2c$. Глубина установки монополя под границей около 300 м, «нулевой» уровень колебаний (0 дБ на горизонтальном удалении 0,5 км) соответствует амплитуде колебательных смещений порядка 8 см (амплитуда колебательной скорости ~ 24 см/с).



Рис. 1

Рис. 2

Из сравнения кривых 1, 2, 3 на рис. 1 и рис. 2 видно значительное влияние диссипативных процессов на трассе распространения на амплитуду волновых импульсов, принимаемых в удаленной точке. За счет меньшего декремента затухания Рволн по сравнению с аналогичным для SV и R-волн имеет место существенно большая дальность «слышимости» отклика, переносимого волнами этого типа, несмотря на меньшую долю их волновой энергии в обшем энергобалансе на ближних дистанциях [2]. Сравнение теоретических осциллограмм импульсов P, SV и Rволн также показывает, что наименьшим по длительности является отклик Р-волны. Важной особенностью излучения продольных волн заглубленным монополем является их вертикальная направленность в относительно «высокочастотной» части спектра. Такая минимальная длительность импульса Р-волны и сравнительно слабый спад его уровня по сравнению со спадом SV-волн по мере распространения, а также преобладание вертикальной направленности в диаграмме излучения, делает регистрацию волн этого типа для зондирования границ, глубоко залегающих в недрах, наиболее предпочтительной. Подчеркивая практическую важность использования аналитического метода при моделировании импульсных волновых сигналов, следует также обратить внимание на интересную особенность, проявляющуюся в процессе анализа формы сигнала в виде ранее известного «классического инварианта», такого как «нулевая площадь» под кривой, описывающей импульс, – эффект характерный для волнового отклика, распространяющегося в дальней волновой зоне.

Полученные оценки показали возможность регистрации импульсного сигнала одиночного монополя в точках среды, удаленных на телесейсмические дистанции от источника. Работа предназначена для подтверждения и качественной демонстрации возможности зондирования недр путем регистрации продольных волн, отраженных границами раздела, залегающими в коре и мантии. Перечисленные выводы также подтверждаются на основе применения современных компьютерных средств, использующих конечно-элементные вычислительные алгоритмы, позволяющие строить полную волновую картину, но без разделения на волновые типы.

- [1] Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология. Теория и методы. Т.1,2. М.: Мир, 1983.
- [2] Авербах В.С., Заславский Ю.М. // Физика Земли. 1998, №1. С.49.

АКУСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИ ПЕРЕМЕЩАЮЩЕГОСЯ ИСТОЧНИКА МАССЫ

Ю.М. Заславский, В.Ю. Заславский

Институт прикладной физики РАН

Задача об акустическом излучении источника, имеющего постоянный дебит массы при условии гармонических колебаний его центра (линейных перемещений вдоль оси *z*) в воздушном пространстве, или в жидкости, основывается на решении волнового уравнения:

$$(1/c^2)\partial^2 \varphi/\partial t^2 - \Delta \varphi = (Q/2\pi r\rho)\delta(r)\delta(z - a\sin(\omega t)), \qquad (1)$$

в котором φ – потенциал акустического поля, Q – производительность источника массы, c, ρ – скорость и плотность среды, a – половинный размах линейных перемещений, ω – временная частота колебаний точечного источника, описываемого бобразным распределением вдоль обеих координат r, z.

Решение уравнения (1) для потенциала акустического поля, создаваемого источником постоянного дебита Q, периодически перемещающегося вдоль направления $\theta = 0$ с частотой ω и размахом 2a в среде с плотностью ρ и скоростью звука c может быть представлено в виде бесконечного ряда гармоник, коэффициентами которого являются Бесселевы функции, порядок которых n определяет также е` аргумент и номер гармоники:

$$\varphi = Q/4\pi\rho R \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n J_n(an\omega/c\cos\theta)\cos(n\omega(t-R/c)).$$
(2)

Акустическое поле – это сферические волны, уходящие от источника массы с колеблющимся центром, а их спектральный состав представляет собой бесконечный набор гармоник, кратных *ω*, которые характеризуются диаграммой направленности, зависящей от номера гармоники, от размаха и частоты колебаний. Сложный спектральный состав излучения является следствием нелинейного характера движения среды в источнике, хотя периодические смещения его центра имеют строго гармоническую зависимость от времени.

В связи с тем, что каждая гармоника в спектре акустического поля имеет собственную диаграмму направленности, при смене направления на точку наблюдения (значения угла θ) должна также меняться и осциллограмма принимаемого сигнала. Путем суммирования ряда (2) (приближенная оценка суммы выполнена с учетом 20 слагаемых) построена осциллограмма сигнала (на протяжении одного периода) при некоторых фиксированных значениях угла θ и нескольких значениях волнового параметра $a\omega/c$.



Рис. Штрихованная кривая – один период осциллограммы излучаемого сигнала; пунктирная – контрольный синусоидальный сигнал: a) $\theta = 0^{\circ}$, б) $\theta = 30^{\circ}$, в) $\theta = 45^{\circ}$, г) $\theta = 60^{\circ}$; $a\omega'c = 1$.

Осциллограмма излучаемого сигнала не синусоидальна, а представляет собой импульсную периодическую последовательность, причем при увеличении угла наблюдения (при отклонении от оси осцилляций источника z = 0, $\theta = 0^{\circ}$) длительность импульса возрастает, а его амплитуда падает. Имеет место формирование максимума волнового отклика в осевом направлении. Полученный результат можно интерпретировать как Доплер эффект для излучателя с периодической сменой величины и направления скорости движения. Спектр его излучения подобен спектру частотно-модулированного сигнала. При $a\omega/c \leq 1$ он представляет собой широкий набор дискретных компонент. При $a\omega/c << 1$ излучение становится монохроматическим, а источник подобен обычному дипольному источнику. Аналогичное преобразование происходит с частотно-модулированным сигналом, который при малой величине индекса модуляции вырождается в фазомодулированный.

О МЕТОДИКЕ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ И ДИСПЕРСИИ СКОРОСТИ УЛЬТРАЗВУКА В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ С МИКРОСТРУКТУРОЙ

Н.Е. Никитина

Институт проблем машиностроения РАН

Скорость и дисперсия скорости ультразвука (УЗ) часто используются специалистами акустической диагностики твердых тел. При импульсном способе возбуждения и приема упругих колебаний среды особый смысл приобретают проблемы природы измеряемой скорости. Для узкополосного сигнала (довольно длинного импульса) почти очевидно, что максимум огибающей распространяется со скоростью, близкой к групповой. И совсем не очевидно, но можно показать [1], что с фазовой скоростью основной частоты распространяются две точки профиля импульса, где максимум имеет производная функции огибающей. Чем короче зондирующий среду УЗ импульс, тем более усложняются задачи измерения эхо-методом фазовой и групповой скоростей упругих волн. В то же время импульсный характер распространения волн можно и конструктивно использовать, в том числе для целей УЗ контроля, например, при выборе способа оценки дисперсии упругих волн. С метрологической точки зрения, по-видимому, наиболее подходящей измеряемой характеристикой дисперсии является дисперсионный параметр [2]:

$$D = \frac{d}{d\omega} \frac{1}{V_{gr}} = \frac{d^2 q}{d\omega^2}$$

Экспериментальных методов оценки дисперсии твердых сред пока не так много. В работе [3] показано, что при распространении в диспергирующей среде модулированной волны с основной частотой ω_0 и боковыми частотами $\omega_0 \pm \Delta \omega$, где $\Delta \omega \ll \omega_0$, огибающая будет периодической функцией, а период ее обратно пропорционален квадрату частоты модуляции $\Delta \omega$ и величине *D*. Используя этот эффект, удалось экспериментально определить величину дисперсии продольных волн частотой 1 МГц в никелевой проволоке диаметром 0,8 мм ($D_{rod} = 10^{-12} M^{-1} c^2$).

Используя УЗ эхо-метод, можно заметить, что в среде с микроструктурой НЧ составляющие спектра импульса обгоняют ВЧ составляющие. Для импульса с основной частотой ω_0 , занимающего полосу частот $\Delta \omega \ll \omega_0$, фазовые искажения можно представить в виде эквивалентных индексов фазовой модуляции:

$$M = 2\omega_D \cdot 2\tau = 2\Delta\omega\Delta t_{gr} = 4(\Delta\omega)^2 DL ,$$

где ω_D – частотная девиация на протяжении эффективной длительности импульса.

Тогда дисперсионный параметр $D = \frac{M}{4(\Delta \omega)^2 L}$. Во временной области получим:

$$M = \frac{d\omega}{dt} \cdot 2\tau \cdot 2\tau = -\frac{2\pi}{T_0^2} \frac{dT}{dt} \cdot 4\tau^2 = -2\pi n^2 \frac{dT}{dt},$$

где $\frac{d\omega}{dt} \cdot 2\tau = \omega_D$ – девиация частоты; $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$; $n = \frac{2\tau}{T_0}$ – эффективная длитель-

ность импульса. Если дисперсия слабая, то

$$\Delta \omega = \frac{1}{\tau_0} \approx \frac{1}{\tau} \quad \text{if } D = -\frac{\pi n^2 T_0^2}{8L} \frac{dT}{dt} .$$

Современные УЗ установки, в частности, описанная в работе [4], позволяют наблюдать указанные эффекты в обычных металлах и сплавах. На рисунке представлены данные, позволяющие по результатам изменения нескольких периодов в импульсах сдвиговых (+) и продольных (\diamond) волн, прошедших в образце отожженной меди путь, указанный в см по оси x, оценить дисперсию материала в диапазоне частот 4,5-5,5 МГц:

$$D_{shear} = 1.1 \cdot 10^{-12} \, \text{m}^{-1} c^2;$$

$$D_{long} = 2.4 \cdot 10^{-13} \, \text{m}^{-1} c^2.$$

В таблице отражены аналогичные результаты определения величины

 $\left(\frac{d\omega}{dt}10^{-12}\right)_{1,2}, c^{-2}$, обозначенной ЛЧМ(1)

и ЛЧМ(2) для сдвиговых волн с поляризацией параллельно и перпендикулярно направлению проката соответственно, в образце алюминиево-магниевого сплава. $D_1 = 3,6 \cdot 10^{-13} \, m^{-1} c^2$; $D_2 = 2,2 \cdot 10^{-13} \, m^{-1} c^2$.

Результаты измерений показывают, что эффективный размерный параметр среды больше в направлении преимущественной ориентации зерен или кристаллитов.

- [1] Никитина Н.Е. // Дефектоскопия. 1989, № 8. С. 23.
- [2] Горелик Г.С. Колебания и волны. М.: ГИФМЛ, 1959, 572 с.
- [3] Зверев В.А. // Акуст. журн. 1956. Т. 2, № 2. С. 142.
- [4] Моничев С.А., Никитина Н.Е. Ультразвуковой эхо-метод исследования упругих свойств твердых тел. Препринт № 24-04-03. – Н. Новгород: Нф ИМАШ РАН, 2004, 22 с.



Рис.

Ton

			1 a0.11.
<i>L</i> ,м	0,16	0,32	0,48
ЛЧМ(1)	5,59	7,41	8,97
ЛЧМ(2)	5,20	6,24	7,28

УЛЬТРАЗВУКОВОЙ МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ ДЕЙСТВИЯ ЦИКЛИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ НА КОНСТРУКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Е.А. Мотова, Н.Е. Никитина

Институт проблем машиностроения РАН

Основным видом разрушения при переменном нагружении (в том числе при вибрации) является усталость [1]. При этом металлы и сплавы не разрушаются идеально хрупко, то есть без предшествующей пластической деформации [2]. Разрушение материала происходит при напряжениях, значительно меньших, чем предел прочности, часто даже ниже предела упругости: в местах, имеющих нарушения структуры, развиваются микротрещины, которые, в свою очередь, становятся концентраторами напряжений, вызывают появление новых микротрещин и далее – главной трещины, разрушающей материал.

Для оценки состояния конструкционных материалов при их изготовлении и использовании в производстве все большее распространение получают ультразвуковые методы неразрушающего контроля [3]. Наиболее часто в практике используется эхо-импульсный метод. Аппаратура, реализующая эхо-метод и описанная в работе [4], применена нами для изучения действия циклического нагружения на конструкционные материалы на примере стали 38XH3MA и сплава Д16.

Большой информативностью при исследовании технического состояния конструкционных материалов обладают сдвиговые упругие волны. В частности, при возникновении напряжений или пластической деформации вдоль данного направления, скорости сдвиговых волн, поляризованных вдоль и поперек этого направления, будут меняться по-разному. Параметром, характеризующим это различие, является параметр акустической анизотропии материала ^{*a*}, который определялся экспериментально по результатам измерения времени распространения импульсов сдвиговых волн:

$$a = \frac{V_1 - V_2}{V_{cp}} = \frac{t_2 - t_1}{t_{cp}},\tag{1}$$

где V_1 и V_2 – скорости сдвиговых волн, t_1 и t_2 – задержки в материале импульсов сдвиговых волн, поляризованных вдоль и поперек направления нагружения и распространяющихся по нормали к поверхности материала.

На рис. 1 представлены результаты исследования влияния пластической деформации ε от 0 до 1,2 % образца из стали 38ХНЗМА на величину акустической анизотропии материала. Параметр акустической анизотропии был измерен в 5 точках стального образца по 3 раза. Наблюдалось увеличение параметра акустической анизотропии при пластической деформации образца.

Затем было исследовано влияние малоцикловой усталости на акустическое поведение второго стального образца. На рис. 2 приведена зависимость параметра акустической анизотропии материала образца при симметричном цикле нагружения для N = 1000, 2000, 3000 циклов с амплитудой деформации $\varepsilon_a = 0.5\%$.

Немонотонность зависимости информативного акустического параметра от степени усталости конструкционного материала (рис. 2) можно объяснить наличием двух конкурирующих физических механизмов, влияющих на величину акустической анизотропии, а именно: а) увеличение степени пластической деформации – рост величины анизотропии; б) зарождение микротрещин (микродефектов), расположенных перпендикулярно линии нагружения и уменьшающих скорость волн, поляризованных вдоль линии нагружения. Выполненные экспериментальные исследования показали, что первый из указанных факторов наиболее важен на начальном этапе нагружения, а второй – на конечном его этапе.

Исследовано также влияние циклического нагружения на два дюралюминиевых образца. Они подвергались гармоническому нагружению до разрушения одного образца при N = 190000 циклов, а другого при 210000 циклов. После N = 30000, 60000, 90000 циклов проведены акустические измерения. Закономерности изменения параметра акустической анизотропии, выявленные при нагружении стальных образцов, сохраняются и для сплава Д16.



Таким образом, показана принципиальная возможность использования эхометода неразрушающего контроля, с применением сдвиговых волн мегагерцевого диапазона частот, для исследования процесса усталости стали и дюралюминия при циклическом нагружении. Судя по результатам проведенных экспериментов, есть возможность акустической диагностики эхо-методом как момента начала интенсивного трещинообразования (по началу уменьшения измеряемого параметра), так и момента начала интенсивного разрушения (возникновения макротрещин) (по прекращению уменьшения измеряемого параметра).

- [1] Качанов Л.М. Основы механики разрушения. М.: Наука, 1974, 312 с.
- [2] Трощенко В.Т. Деформирование и разрушение металлов при многоцикловом нагружении. – Киев: Наукова думка, 1981, 344 с.
- [3] Ботаки А.А., Ульянов В.Л., Шарко А.В. Ультразвуковой контроль прочностных свойств конструкционных материалов. – М.: Машиностроение, 1983, 80 с.

МЕТОД КОРРЕЛЯЦИОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ В ОКТ-ЭЛАСТОГРАФИИ ДЛЯ СРЕД С СУБРАЗРЕШАЕМЫМИ РАССЕИВАТЕЛЯМИ

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

Институт прикладной физики РАН

Метод оптической когерентной томографии (ОКТ) основан на приеме оптических волн, рассеиваемых биотканью в обратном направлении. ОКТ-изображения отображают неоднородности интенсивности рассеянного света, визуализируя таким образом структуры биоткани на глубинах до нескольких миллиметров. Пикселизованная структура изображения связана с разрешением ОКТ-системы, определяемым размером светового пучка в поперечном направлении и длиной когерентности источника света в продольном направлении. Неоднородность интенсивности ОКТизображения определяется двумя существенно различными факторами. Первый из них – это неоднородность распределения рассеивателей, превосходящая элемент разрешения и связанная с морфологической структурой биоткани. Второй фактор связан с присутствием субразрешаемых рассеивателей, размеры которых меньше длины когерентности зондирующего излучения. Интерференция волн от таких рассеивателей ведет к образованию спекловой структуры, покрывающей ОКТизображения. Во многих случаях такая спекловая структура оказывается даже более выраженной, чем крупномасштабные неоднородности интенсивности, обусловленные морфологической структурой ткани. При деформации ткани как морфологически обусловленная, так и спекл-структура искажаются. При этом происходит как трансляционное смешение, так и искажение формы неоднородностей. Степень искажения формы меньше в более жестких областях. Вместо часто обсуждаемого подхода [1-3] прямого восстановления смещений (используя скользящее окно) и восстановления на их основе локальных деформаций, в предыдущих работах [4-6] нами было предложено использовать степень сохранения корреляции в качестве характеристики относительной жесткости участков биоткани. Данный подход получил название метода корреляционной стабильности [4-6]. Поле корреляции между окнами S и F (размера $m_1 \times m_2$ элементов) взятыми с исходного и деформированного ОКТ-изображений для каждой точки (i, j) исходного ОКТизображения определяется выражением [1-5]:

$$C(n,k) = \frac{\sum_{i=1}^{m_1} \sum_{j=1}^{m_2} (S_{i,j} - \mu_S)(F_{i+n,j+k} - \mu_F)}{\left[\sum_{i=1}^{m_1} \sum_{j=1}^{m_2} (S_{i,j} - \mu_S)^2 \cdot \sum_{i=1}^{m_1} \sum_{j=1}^{m_2} (F_{i+n,j+k} - \mu_F)^2\right]^{1/2}},$$
(1)

где окно *S* и исходного изображения перемещается по области поиска размером $n \times k$ на деформированном изображении и коррелирует с каждым окном *F*, взятым на деформированном изображении с центром в точках (i+n, j+k) (как это описано, например, в [4, 5]). $\mu_{\rm S}$ и $\mu_{\rm F}$ – средние значения в окнах *S* и *F* соответственно. На основе максимумов функции (1) для каждой из точек (i, j) формируется эластографическое изображение.

В предыдущих работах [4–6] мы рассматривали случай применимости метода корреляционной стабильности к построению эластографических изображений в ОКТ, когда ОКТ-изображение сформировано чисто морфологической структурой или когда спекл-структуру можно отфильтровать. Здесь мы рассмотрим применение указанного метода, когда спекл-структура ОКТ-изображения в основном определяет его корреляционные свойства. Сильное падение корреляции из-за искажения спекловой структуры в процессе деформации обычно наступают раньше, чем в случае чисто геометрических искажений. На рис. а показано симулированное ОКТ-

256

изображение двухслойной среды, полностью сформированное спеклами (на ОКТизображении слои не различимы); рис. б – эластографическое изображение, полученное методом корреляционной стабильности, на котором видно, что нижний слой жестче верхнего. Рис. в – реальное ОКТ-изображение двухслойного фантома (видна граница слоёв) и рис. г – соответствующее этому случаю эластографическое изображение, полученное методом корреляционной стабильности, на котором видно, что нижний слой жестче верхнего.



Рис.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (№ 13-02-00627-а и № 13-02-97131-р_поволжье_а), гранта Правительства Российской Федерации (контракт № 11.G34.31.0066) и гранта Президента РФ для молодых ученых (№ МК-4826.2013.2).

- [1] Schmitt J. //Opt. express. 1998. V.3. P.199.
- [2] Rogowska J., Patel N.A., Fujimoto J.G., Brezinski M.E. // Heart. 2004. V.90. P.556.
- [3] Rogowska J., Patel N.A., Plummer S., Brezinski M.E. // British J. of Radiology. 2006. V.79. P.70711.
- [4] Matveev L.A., Zaitsev V.Yu., Matveyev A.L., Gelikonov G.V., Gelikonov V.M. // Proc. of SPIE. 2013. V.8699. P.869904.
- [5] Zaitsev V.Yu., Matveev L.A., Gelikonov G.V., Matveyev A.L., Gelikonov V.M. // Laser Phys. Lett. 2013. V.10. P.065601.
- [6] Матвеев Л.А., Зайцев В.Ю., Матвеев А.Л., Геликонов Г.В., Геликонов В.М. //В кн.: Тр. XVI-й научн. конф. по радиофизике. /Ред. А.В. Якимов, С.М. Грач. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2012. С.215.

ЛАБОРАТОРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СЛЕДА ЗА ПРОТЯГИВАЕМОЙ МОДЕЛЬЮ НАДВОДНОГО СУДНА

С.А. Ермаков¹⁾, И.А. Капустин¹⁾, А.А. Мольков¹⁾, Р.Р. Калимулин^{1, 2)}

¹⁾Институт прикладной физики РАН ²⁾Нижегородский госуниверситет

Исследование внутренней структуры следа надводного судна (СНС), а также механизмов её формирования является важной физической задачей, тесно связанной с проблемой интерпретации изменчивости интенсивности поверхностного волнения на радиолокационных изображениях поверхности океана. Известно, что структура следа надводного судна, оснащенного винтовым двигателем, представляет собой на ранних стадиях развития следа вертикальный поток всплывающей жидкости в его центре и два роликовых вихря по обе его стороны

Данная работа посвящена исследованию в контролируемых лабораторных условиях подводной структуры следа, образующегося за протягиваемой моделью надводного судна. Цель эксперимента – выяснить, образуются ли в следе за моделью вихревые движения, подобные наблюдаемым за самодвижущимся судном, или же источником таких структур должны быть вращающиеся винты двигателя или поток всплывающих пузырьков.

Эксперименты проводились на базе бассейна ВГАВТ. Размеры бассейна: длина – 25 м, ширина – 4 м, глубина воды – 1,2 м. Модель судна имеет размеры: длина – 2 м, ширина – 34 см, заглубление – 10 см. Модель протягивалась вдоль бассейна с постоянной скоростью 1,5 м/с. Три компоненты скорости в толще воды измерялись с помощью акустического доплеровского велосиметра ADV (16 MHz Acoustic Doppler Velosimeter), зонд которого погружался в плоскости, поперечной оси движения модели на различную глубину и на различном расстоянии от оси движения. Сразу же после прохождения модели через эту плоскость включалась запись ADV, длина одной записи составляла 30–40 с. После этого модель возвращалась в исходное положение, зонд перемещался в новую точку, и проводилось следующее измерение. При этом время между двумя последующими измерениями было достаточным, чтобы вода в бассейне успокоилась. В результате было получено порядка 100 записей.

Полученные данные использовались для построения двумерных полей скорости в трех координатных плоскостях, при этом время записи пересчитывалось в продольную следу координату. Анализ полей для различных возрастов (отношение пройденного моделью расстояния к её длине) позволил заключить об отсутствии вихревых структур, и предположить, что их источником в СНС является пелена всплывающих пузырьков.

Для количественного изучения течений построен график зависимости среднего квадрата скорости в толще жидкости от возраста в слоях на различной глубине (рис. 1). Видно, что величина скорости падает быстрее всего на малых глубинах – результат воздействия поверхности. На большой глубине вертикальная составляющая скорости вначале увеличивается по мере расширения следа, а впоследствии также убывает.

Для выявления зависимости использовалась степенная функция. Известна зависимость модуля скорости в турбулентном следе от расстояния *x* в случае неограниченной жидкости для больших (по сравнению с размерами тела) расстояний [1]:

 $u \sim \left(\frac{FU}{\rho x^2}\right)^{1/2}$

где F – порядок величины силы сопротивления, U – скорость движения тела, ρ – плотность жидкости. В этом случае степень равна –2/3 (для достаточно больших расстояний).



Рассмотрим слой на глубине 12–15 см, где влияние поверхности мало. На рис. 2 по осям отложены логарифм средней скорости жидкости в следе, нормированной на скорость движения модели, и логарифм безразмерного возраста. По наклону прямой была определена искомая степень –0,55. Таким образом, модуль скорости убывает пропорционально возрасту в степени –0,55.

Итак, в ходе работы установлено, что в следе за протягиваемой моделью средние течения не наблюдаются, а также получена зависимость модуля скорости в следе за протягиваемой моделью от возраста следа.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 11-05-00295, 12-05-31237, 13-05-97058, 13-05-97043), Программы ОФН РАН Радиофизика, а также грантов Правительства Российской Федерации (договора № 11.G34.31.0048 и №11.G34.31.0078).

 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Учеб. пособие. В 10 т. Т. VI. Гидродинамика. – М.:: Наука, 1986, 736 с.

НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЖИМ ДВИЖЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВ В ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ

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

¹⁾Нижегородский госуниверситет ²⁾Институт прикладной физики РАН

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования движения пузырьков в проточном акустическом резонаторе. В уравнениях движения пузырька учтено взаимодействие его монопольных колебаний и поступательного движения. В условиях умеренных и сильных полей колебания пузырька происходят существенно нелинейным образом. В работе представлены графики зависимости радиуса пузырька от времени и обсуждается задача о поступательном движения пузырька в резонаторе.

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

$$F_{a\kappa} = -\frac{4\pi}{3}R^3\frac{\partial p}{\partial x}, \quad F_{cm} = -6\pi R_0\eta(u-v) =$$

где $p = p_{aтm} - p_0 sin(\omega t) cos(kx)$ – поле давления в резонаторе, R_0 – радиус пузырька, ω и k – частота и волновое число звукового поля соответственно, η – динамическая вязкость жидкости, u – скорость пузырька, v – скорость жидкости, обтекающей пузырек. Необходимо отметить, что в уравнении для силы Стокса величина v представляет собой сумму из скорости потока жидкости и локальной скорости движения жидких частиц под действием стоячей звуковой волны.

Под действием данных сил происходит движение пузырька в резонаторе. В предыдущих работах [2] авторы предполагали, что пузырек в проточном резонаторе колеблется линейным образом. Но в умеренных и тем более в сильных полях пузырек уже нельзя считать линейным осциллятором, необходимо рассматривать более реалистичную картину и учитывать нелинейность его колебаний. Для описания процесса движения пузырька воспользуемся уравнением Релея-Плессета (1) с учетом наличия потока жидкости [3] и уравнением поступательного движения пузырька (2):

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^{2} + \frac{4\eta}{\rho}\frac{\dot{R}}{R} + \frac{2\sigma}{\rho R} + \frac{1}{\rho}\left(p_{0} + \frac{2\sigma}{R}\right)\left(\frac{R_{0}}{R}\right)^{3\gamma} = -\frac{p}{\rho} + \frac{(u-v)^{2}}{4}$$
(1)

$$\frac{d}{dt}\left[\frac{2}{3}\rho\pi R^{2}(u-v)\right] = -6\pi\eta R(u-v) - \frac{4}{3}\pi R^{3}\frac{\partial p}{\partial x}$$
(2)

где ρ – плотность жидкости, σ – коэффициент поверхностного натяжения на границе вода-воздух.

Необходимо заметить, что данная система учитывает нелинейные эффекты при колебаниях пузырька в умеренных и сильных полях, а также взаимосвязь колебательных и поступательных движений пузырька. Взаимосвязь колебательного и поступательного движения отражают члены в уравнениях, содержащие множители (*u*-*v*) в 1-ом уравнении и *R* во 2-ом соответственно. Для решения задачи предполагалось, что жидкость вне пограничного слоя пузырька подчиняется уравнению Эйлера: $dv/dt = -\Delta p/\rho$.

Данная система уравнений была решена численно на основе метода Рунге-Кутта 4-ого порядка. На рис. 1 представлен график изменения радиуса пузырька от времени в сильном поле при параметрах p=285 кПа, f=7,5 кГц. В процессе колебаний пузырька происходят его схлопывания (уменьшения радиуса в несколько раз). Явление схлопывания пузырька рассматривалось многими авторами при изучении эффектов кавитации и сонолюминесценции. В менее интенсивных полях колебания пузырька имеют не столь ярко выраженные нелинейные свойства.



График зависимости радиуса пузырька от времени при параметрах p=100 кПа, f=7,5 кГц представлен на рис. 2. Влияние нелинейных монопольных колебаний пузырька в сильных полях на динамику его поступательного перемещения необходимо учитывать при изучении процесса движения, как отдельных пузырьков, так и множества пузырьков в резонаторе с потоком жидкости.

- Физические основы ультразвуковой технологии /Под ред. Розенберга Л.Д. М: Наука, 1970, 789 с.
- [2] Тихонов В.А., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. //Акуст. журнал. 2013. Т.59, №4. С.445.
- [3] Агрест Э.М., Корец В.Л. //Акуст. журнал. 1978. Т.24, №1. С.257.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ АКУСТИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ ОБОБЩЁННОГО СПЕКТРАЛЬНО-АНАЛИТИЧЕСКОГО МЕТОДА

А.К. Бритенков¹⁾, Н.С. Степанов¹⁾, А.Н. Панкратов^{2, 3)}

¹⁾Нижегородский госуниверситет ²⁾Московский государственный университет ³⁾Институт математических проблем биологии РАН

Сравнение спектров (гармонического анализа) сигналов и базисных функций ОСАМ [2] демонстрирует сходство акустических сигналов и базисных функций высокого порядка [3]. Многие ортогональные функции [2] напоминают реальные звуки, и на их основе удобно синтезировать такие сигналы. Так, функции Лагерра

$$l_n(t) = \sqrt{m}e^{-0.5mt} \sum_{k=0}^n \frac{n!}{k!^3} (-mt)^k \,. \tag{1}$$

идеальны для звуков типа звона колокола или выстрела из ружья, а функции Эрмита

$$h_n(x) = \sqrt{\exp(-x^2)} \sum_{k=0}^{\lfloor n/2 \rfloor} \frac{(-1)^k n!}{k! (n-2k)!} (2x)^{n-2k}$$
(2)

похожи на мяукање или речевые фонемы. Функции Лагерра удобны также для переходных процессов и сигналов $f(t) = 1 - \eta(t) (\eta(t) - функция Хевисайда).$

Выбор и подстройка базиса с помощью адаптивных процедур позволяет уменьшить длину ряда для 4500 отсчётов до N=30 при описании фонем 0,1–0,5 секунд. Для гармонического ряда Фурье требуется больше членов, т.к. в речевых сигналах присутствуют частоты выше 1,2–3 кГц.



Рис. 1

Использование базисов типа (1, 2) связано с вычислительными проблемами, в частности, потерей ортогональности при численном интегрировании скалярного произведения ($\varphi_i(t)\varphi_j(t)$) (рис. 1). Квадратурная формула Гаусса [1] для интеграла от функции вида $e^{-x}f(t)$ даёт точный дискретный аналог скалярного произведения

$$\int_{a}^{b} x(t)y(t)\rho(t)dt = \sum_{i=1}^{m} x(t_i)y(t_i)w_i , \qquad (3)$$

при определенном выборе узлов t_i и весов w_i , получаемых для базиса на основе ортогонального полинома $p_k[1]$, где a_k – коэффициент при старшей степени $p_k(x)$:

$$w_i = \frac{a_k(p_{k-1}(x), p_{k-1}(x))}{a_{k-1}p'_k(x_i)p_{k-1}(x_i)}.$$
(4)

Точность вычисления матрицы Грама методом квадратур Гаусса–Лагерра (3) по сравнению с методом прямоугольников (рис. 1) превышает 9 порядков [3].

Для всех типов полиномов и функций на их основе присутствуют проблемы вычисления классических ортогональных функций высокого порядка. Так, прямое вычисление функций (1) ведёт к счётной неустойчивости (рис. 2). Проблема существует и в пакетах прикладных программ, где встроены наиболее употребительные специальные функции, но для устойчивого счёта ортогональных функций Лагерра на каждом шаге итерационного процесса вычисляемые величины $\varphi_i(t), \varphi_{i-1}(t)$ нужно умножать на $e^{-t/2n}$, где n – порядок функции (1). За n циклов общий множитель составит $e^{-t/2}$, т.е. весовой функ-

ции Лагерра (1). Так вычисляются функции выше 1000-го порядка без ограничений на максимальный порядок [3].

На основе ортогональных функций высокого порядка построена модель подавления реверберации в слабодиспергирущей среде, где параметры определяются тестированием среды ортогональными функциями высокого порядка.



Рис. 2. Расчёт функции Лагерра $l_n(t)$, n=35.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России, НИР «Исследование сложных объектов различной физической природы современными радиофизическими методами» (регистрационный номер 2.1615.2011).

- [1] Никифоров А.Ф., Уваров В.Б. Специальные функции математической физики. М.: Наука, 1984, 344 с.
- [2] Дедус Ф.Ф., Махортых С.А., Устинин М.Н., Дедус А.Ф. Обобщённый спектрально-аналитический метод обработки информационных массивов. – М.: Машиностроение, 1999, 357 с.
- [3] Britenkov A.K., Pankratov A.N. // Physics of Wave Phenomena, 2004. V.12(3). P.168.

СЛУЧАЙНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В МЯГКИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ (ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ)

А.И. Осипов, И.Ю. Демин

Нижегородский госуниверситет

При физическом и численном моделировании эволюции акустических волн в мягких биологических тканях в основном рассматривают регулярные воздействия. Это не всегда оправдано, т.к. современная медицинская ультразвуковая аппаратура вносит флуктуационные изменения, да и сама биологическая среда является неоднородной по своей структуре. В настоящее время активно исследуются процессы, протекающие при 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 представляет особый интерес для диагностических приложений медицинского ультразвука. В настоящее время большое значение придается также 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 характеристики 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 и Кортевега-де-Вриза, 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.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования эволюции регулярных и случайных акустических волн, распространение которых описываеется эволюционным дифференциальным уравнением в безразмерных переменных

$$\frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial \tau} G(U) = L(\frac{\partial}{\partial \tau})U, \qquad (1)$$

где оператор G(U) описывает нелинейные свойства, оператор L(d/dt) определяется вязкоэластичными и дисперсионными свойствами среды распространения волн. Например, при распространении интенсивных акустических волн в недиспергиющей среде с частотной зависимостью коэффициента затухания пропорционально квадрату частоты, т.е. $G(U)=U^2/2$ и $L(d/dt)=\mu dU^2/dt^2$, получим традиционное эволюционное уравнение Бюргерса [2].

Для численного моделирования эволюционного уравнения (1) используем спектрально-частотную схему решения с привлечением аппарата быстрого преобразования Фурье, что приведет к следующему алгоритму вычисления спектральной плотности мощности $C(\omega,z)$ исследуемой акустической волны:

$$\frac{\partial}{\partial z}C(\omega,z) + i\omega F(G([F^{-1}(C(\omega,z))]) = L(-i\omega)C(\omega,z).$$
(2)

На рисунке представлены результаты численного моделирования эволюции случайных акустических волн (с гауссовой статистикой, нулевым средним и единичной дисперсией) для вида линейного оператора

 $L(-i\omega) = -\mu_1(1+i)\sqrt{\omega} - \mu_2\omega^2;$ $\mu_1 = 0,4,$ $\mu_2 = 0,1$ и нелинейного оператора $G(U) = U^2/2.$

Из рисунка хорошо видна регуляризация случайной волны на больших расстояниях (z=1,8) и смещения нуля волны, что характерно для сильно нелинейных сред с небольшой дисперсией (например, распространение пульсовых волн в вязкоэластичных трубках, моделирующих кровеносные артерии).



Рис.

Работа выполнена при поддержке грантов Правительства РФ №11.G34.31.0066 и РФФИ № 11-02-00774.

- [1] Ультразвук в медицине. Физические основы применения. / Ред. Хилл К., Бэмберг Дж., тер Хаар Г. Пер. с англ. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008, 542 с.
- [2] Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Саичев А.И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008, 468 с.

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В ВОДОПОДОБНЫХ СРЕДАХ

А.И. Мартьянов, А.В. Стуленков

Нижегородский госуниверситет

В акустике часто возникает необходимость в измерении скорости звука для получения информации о динамических свойствах среды. Скорость звука можно измерять различными способами [1]. Важнейшим фактором во всех методах измерений является точность, но не стоит также забывать о доступности и цене эксперимента.

В настоящей работе рассматривается схема экспериментальной установки для оперативного и достаточно точного измерения групповой скорости звука в жидких средах и в звукопрозрачных органических средах, по своим акустическим свойствам не сильно отличающихся от воды. Принцип работы установки основан на измерении разности времен распространения акустических сигналов в эталонной и исследуемой средах.

Измерения проводятся на установке, схема которой представлена на рис. 1. Схема состоит из генератора электрических сигналов (1), цифрового осциллографа (5), пьезокерамических излучателя (2) и преобразователя (3), помещенных либо непосредственно в ванну, либо на её акустически прозрачных стенках. На трассу ультразвукового пучка помещается кювета (4) с эталонной либо исследуемой жид-



Рис. 1

костью. Стенки кюветы исключают контакт исследуемой жидкости с жидкостью, заполняющей ванну. Запуск развертки осциллографа производится от задающего генератора.

В измерительную кювету сначала заливают эталонную жидкость, а затем исследуемую. Зная разность времён задержек распространения сигналов в эталонной и исследуемой средах, длину кюветы с исследуемой жидкостью и скорость звука в эталонной среде, можно найти неизвестную скорость звука по формуле [2]:

$$C_x = \frac{d}{d/C_0 - \Delta\tau}$$

где d – ширина кюветы с исследуемой жидкостью, C_0 – скорость звука в эталонной среде, $\Delta \tau = \tau_0 - \tau_1$ – разность времён задержек сигнала в эталонной и исследуемой среде. В качестве эталонной среды удобно использовать дистиллированную воду. Точность измерения скорости при этом будет определяться точностью значений

промилле

 $C_{\rm T}$, M/c

 $C_{
m эксп}$, м/с

измеряемых величин и табличного значения C_0 . На точность измерения влияет, естественно, и геометрическая точность изготовления установки. Теоретическая величина относительной

погрешности на данной экспериментальной установке для ультразвуковых волн с частотой ~ 5МГг не превышает 0.5%. Экспериментальная проверка точности изме-

10

1494

1494

20

1505

1507

рения проводилась с использованием раствора поваренной соли различной концентрации. Результаты измерений представлены в таблице.

Настоящая методика измерений может быть весьма эффективной при помещении исследуемого образца в область фокуса акустической линзы (рис. 2). Точность измерения при этом несколько падает, но такой приём позволяет исполь-

зовать для анализа малые, порядка 1 см³ объёмы исследуемой жидкости, что весьма важно при проведении медицинских анализов.

- [3] Бергман Л. Ультразвук и его применение в технике. /Пер. с нем. под ред. В.С. Григорьева и Л. Д. Розенберга. – М: Иностранная литература, 1957.
- [4] Применение ультразвука в медицине /Под. ред. К.Хилла, Дж. Бэмбера и др. М: ФИЗМАТЛИТ, 2008.





40

1526

1530

30

1515

1518

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕАКЦИИ СКЕЛЕТНОЙ МЫШЦЫ

Р.Ш. Халитов, И.Ю. Демин

Нижегородский госуниверситет

Ультразвуковая визуализация внутренних структур организма (сонография) в последние годы находит широкое применение в медицинской диагностике. Возникает важная практическая задача изучения сдвиговых свойств мягких биологических тканей (модули сдвига и сдвиговую вязкость), т.к. в отличие от модуля Юнга изменения модуля сдвига даже и для одной ткани достигают тысяч процентов, например, при росте опухоли или при обыкновенном сокращении мышц. Измерение сдвиговых характеристик может быть использовано для диагностики мышечных патологий. Примером физиологического процесса, который можно было бы характеризовать акустическими методами, является саркопения – уничтожение мышечных клеток при старении. Потенциальные области применения акустических методов включают также патологии, связанные с мышечной атрофией и дистрофией, при невралгических заболеваниях, миопатиях и т.п. [1].

В работе [1], основываясь на модели Дещеревского [2], была рассмотрена изометрически напряженная мышца. При этом масса внешней нагрузки, приводимой в движение сокращающейся мышцей, была положена равной нулю и на мышцу была подана изменяющаяся во времени нагрузка, направленная вдоль оси саркомера.

Была получена система уравнений:

$$\frac{dn}{dt} = k_1 \cdot \alpha_0 - k_1 (n+m) - \frac{n}{\delta} \frac{dl}{dt},$$

$$\frac{dm}{dt} = -k_2 \cdot m + \frac{n}{\delta} \frac{dl}{dt},$$

$$P = (n-m) f.$$
(1)

Здесь *п*, *m* – числа тянущих и тормозящих мостиков, $\alpha(l)$ – число всех активных мостиков, зависящее от укорочения *l* половинки саркомера, *P* – приложенная к мышце внешняя сила. Константа k_1 характеризует скорость замыкания свободных мостиков, k_2 – скорость размыкания замкнутых мостиков, число активных мостиков, изменяющееся в процессе колебаний, обозначено как $\alpha(l) = \alpha_0 \beta l$, где β – константа укорочения саркомера.



Рис. 1

Рис. 2

На основе решения уравнения (1), в случае, когда $k_1 = 0$, $k_2 = k \neq 0$, который соответствует «медленной» реакции мышцы, такой, что время замыкания свободных мостиков k_1^{-1} велико по сравнению со временем k_2^{-1} и с характерной длительностью приложенной внешней нагрузки (для портняжной мышцы лягушки $k_2 \approx 3k_l \approx 150$ с⁻¹) было проведено численное моделирование поведения скелетной мышцы лягушки и её реакции на различные виды ударов.

В качестве примера приведены результаты: а) для начального импульсного воздействия – импульс гауссовой формы (представлен на рис. 1); б) для непрерывного воздействия – начальная функция косинус (представлен на рис. 2).

Отметим, что точное стационарное решение для скелетной мышцы моделирует «быстрые» импульсные нагрузки длительностью меньше 0,01 секунды или периодические воздействия с частотами выше 100 Герц.

Работа выполнена при поддержке грантов Правительства РФ №11.G34.31.0066 и РФФИ № 11-02-00774.

[1] Руденко О.В., Сарвазян А.П. // Акуст. журнал. 2006. Т. 52, № 6. С.833.

[2] Дещеревский В.И. Математические модели мышечного сокращения. – М.: Наука, 1977.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЛИНЕЙНОГО И НЕЛИНЕЙНОГО МОДУЛЕЙ УПРУГОСТИ ТКАНЕЙ ПО ЗАВИСИМОСТИ НАПРЯЖЕНИЙ ОТ ДЕФОРМАЦИЙ

А.А. Поляшов, Е.М. Тиманин

Нижегородский госуниверситет Институт прикладной физики РАН

Метод вдавливания штампа (Indentation testing) достаточно широко применяется для характеризации биологических тканей [1, 2]. Непосредственно измеряемой величиной чаще всего является жесткость, наблюдаемая при фиксированной силе давления или при фиксированной глубине вдавливания. Вследствие нелинейности эта жесткость оказывается высоко чувствительной к выбору условий измерений. Целью данной работы являлось изучение возможности определения набора объективных характеристик нелинейных упругих свойств биотканей в экспериментах по вдавливанию в них цилиндрического индентора с плоским основанием.

Проведена серия измерений по регистрации силы реакции при вдавливании инденторов разных диаметров (d = 3, 4, 6 и 8 мм) в ткани расслабленного бицепса плеча. В экспериментах использован специализированный пробник, совмещающий в себе тензометрический датчик силы со сменным индентором и индуктивный датчик смещений. Процедура тестирования тканей состоит в медленном и плавном вдавливании/отведении индентора при удержании пробника в руке. Сигналы датчиков синхронно вводятся в компьютер с тактовой частотой 10 Гц. Датчик силы предварительно калибруется путем установки на него груза известной массы. Чувствительность датчика смещений проверяется в предварительных экспериментах,

когда пробник закрепляется на штативе с вертикальным лифтом и миллиметровой шкалой, а основание датчика смещений упирается в поверхность стола. Результаты проверки показывают, что датчик смещений можно считать линейным в диапазоне смещений 0–12 мм с чувствительностью 197,7 мВ/мм.

Регистрируемые кривые «сила – вдавливание» не могут обеспечить определение объективных характеристик тканей, поскольку существенно зависят от условий эксперимента, в частности, от диаметра использованного индентова. В некоторых работах по исследованию биотканей методом вдавливания штампа, например [1], для определения более объективных характеристик используется пересчет кривых «сила – вдавливание» в кривые «напряжение – деформация», и по их наклону определяются параметры жесткости тканей, совпадающие по размерности с модулем упругости. Для определения «номинального напряжения» используется нормировка силы на площадь штампа, а для определения «номинальной деформации» – нормировка вдавливания на толщину слоя исследуемых тканей. В наших экспериментах аналогичный пересчет ничего существенного не дает, поскольку зависимости, соответствующие разным инденторам, остаются различными. На основе анализа известных теоретических соотношений для вдавливания плоского круглого штампа в линейное изотропное полупространство может быть предложен другой способ преобразования кривых «сила – вдавливание» в кривые «напряжение – деформация». Связь глубины вдавливания (x) и приложенной силы (F) здесь имеет вид [4]

$$x = \frac{F}{d} \frac{1 - v^2}{E},\tag{1}$$

где *E* и *v* – модуль Юнга и коэффициент Пуассона. Если поделить левую и правую часть этого равенства на площадь основания индентора $\pi d^2/4$, принять биоткани несжимаемыми (*v* = 0,5) и принять в качестве номинального напряжения σ и номинальной деформации ε выражения

$$\sigma = \frac{4F}{\pi d^2}, \quad \varepsilon = \frac{16}{3\pi} \frac{x}{d},\tag{2}$$

то из (1) получается их связь в виде закона Гука

$$\sigma = E\varepsilon. \tag{3}$$

Соотношения (2) и будут использоваться для нормировки экспериментально измеряемых величин в дальнейшем. Соответствующие экспериментальные зависимости, полученные на расслабленном бицепсе плеча, приведены на рисунке.

Видно, что зависимости, получаемые инденторами d = 4, 6, 8 мм группируются вблизи зависимости, полученной с использованием индентора d = 3 мм, хотя и не совпадают с ней идеально. Таким образом, полностью избавиться от зависимости определяемых параметров от диаметра использованного индентора за счет нормировок (2) не удается, но при использовании индентора минимального диаметра,



будут определяться характеристики, близкие к усредненным по всему набору использованных диаметров. Основываясь на данном наблюдении, будем в дальнейшем для характеризации тканей использовать индентор диаметром d = 3 мм. По результатам его вдавливания будет определяться кривая «напряжение – деформация» вида

$$\sigma = E\varepsilon + A\varepsilon^2 + B\varepsilon^3, \tag{4}$$

где коэффициенты *E*, *A* и *B* имеют смысл, соответственно, линейного и нелинейных модулей упругости. Информативность данных параметров для оценки состояния тканей будет предметом дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке гранта Правительства РФ № 11.G34.31.0066.

- [1] Brown C.P., Crawford R.W., Oloyede A. // Clinical Biomechanics. 2007. V.22. P.843.
- [2] Wang X., Schoen J.A., Rentschler M.E. // J. Mech. Behavior Biomed. Materials. 2013. V.20. P.126.
- [3] Галин Л.А. Контактные задачи теории упругости и вязкоупругости. М.: Наука, 1980. С.138.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ПОСТОЯННОЙ ДЛИНЫ

С.Б. Формозов, А.В. Клемина

Нижегородский госуниверситет

Резонаторный метод или метод интерферометра фиксированной длины, основанный на использовании стоячих ультразвуковых волн в цилиндрическом резонаторе, позволяет определить скорость и затухание ультразвука в малых объемах образца по ширине и резонансной частоте характеристических пиков [1, 2]. Блок-схема установки для измерений ультразвуковых характеристик исследуемых образцов показана на рис. 1, где 1 – настраиваемый генератор синусоидальных колебаний; 2 – блок настраиваемого усилителя; 3 – детектор; 4 – частотомер; 5 – осциллограф.



Рис. 1

Основная частота f_L столбика образца равна:

$$f_L = \frac{v_s}{2L},\tag{1}$$

где v_s – скорость ультразвука в образце. При малых величинах затухания ультразвука на расстоянии *L* между преобразователями ($\alpha L <<1$) можно пользоваться простым соотношением между шириной Δf_j полосы пропускания на уровне половинной мощности конкретного пика и частотой f_j этого пика:

$$\frac{\alpha\lambda}{\pi} = \frac{\Delta f_j}{f_j} = \frac{1}{Q},\tag{2}$$

где $\alpha\lambda$ – ослабление на длину волны ультразвука λ .

Для исследований свойств и структуры белков в медицинских и молекулярнобиологических лабораториях наиболее широко используются человеческий сывороточный альбумин и бычий сывороточный альбумин. Для проведения акустических исследований растворов альбумина использовался акустический анализатора «БИОМ» со специальным программным обеспечением. В обеих ячейках выставлялась с помощью программы определенная температура. На данном этапе использовались две величины температуры: 30°С и 37°С. Для эксперимента брали раствор альбумина в концентрации 10 г/л, разводили его дистиллированной водой в количестве 10 мл. Получившийся раствор разливали в 2-х мл пробирки в количестве 1 мл. Добавляли в эти пробирки дистиллированную воду, соляную кислоту (0,1 N HCl) и щелочь (0,1 N NaOH) в следующих количествах: 20 мкл, 50 мкл, 70 мкл, 100 мкл, 200 мкл в следующей последовательности – одна пробирка с водой, вторая пробирка с кислотой, третья пробирка с щелочью. В итоге получали 5 пробирок 1 мл раствора альбумина с 20 мкл, 50 мкл, 70 мкл, 100 мкл, 200 мкл воды, кислоты и щелочи, и проводили измерения в этой же последовательности. Для одной пробирки использовали 2 заливки. Результаты представлены на графиках.

На рис. 2 продемонстрировано изменение акустического параметра $AK\Pi = V_s - V_{H_2O}/V_{H_2O}$ раствора альбумина при добавлении воды, кислоты и щелочи. При разбавлении водой АКП раствора альбумина уменьшается. В случае добавления кислоты в раствор альбумина происходит постепенное разворачивание макромолекулы альбумина и увеличивается доступность воды к заряженным группировкам альбумина. Это увеличивает количество связанной воды и, следовательно, скорость ультразвука в растворе.



Рисунок 3 показывает относительное изменение кислоты и щелочи (Δd) относительно воды. На графике видно, что щелочь оказывает большее влияние на молекулы альбумина, чем кислота. Это связано с тем, молекула NaOH является более полярной, чем HCl.

- [1] Сарвазян А.П., Зарецкий А.А. // Измерительная техника. 1982, №1. С. 69.
- [2] Илгунас В., Яронис Э., Сукацкас В. Ультразвуковые интерферометры. Вильнюс: Мокслас, 1983, 144 с.