

ISSN 0320-7919

Том 69, Номер 1

Январь - Февраль 2023



АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 69, номер 1, 2023

НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИКА

Обращение волнового фронта звуковых пучков в пьезополупроводниках в переменном магнитном поле

А. Ф. Бункин, В. Г. Михалевич, В. Н. Стрельцов 3

Пузырьки в проточном акустическом резонаторе

Т. С. Викулова, И. Н. Диденкулов, В. В. Кулинич, Н. В. Прончатов-Рубцов, Д. В. Сахаров 7

Использование графических ускорителей при моделировании нелинейных ультразвуковых пучков с ударными фронтами на основе уравнения Вестервельта

Е. О. Коннова, В. А. Хохлова, П. В. Юлдашев 13

Генерация акустической волны разностной частоты в дифрагирующем пучке волн накачки в квазилинейном приближении

А. В. Тюрина, П. В. Юлдашев, И. Б. Есипов, В. А. Хохлова 22

ФИЗИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

Акустическая резонаторная СВЧ-спектроскопия с некалиброванным измерительным трактом

С. Г. Алексеев, В. А. Лузанов, А. О. Раевский, В. В. Балашов, К. В. Лопухин, Н. И. Ползикова 32

Фононная спектроскопия твердых диэлектриков

С. А. Никитов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов 41

Совершенствование методов исследования электрофизических и вязкостных свойств жидкостей

Е. С. Шамсутдинова, В. И. Анисимкин, А. С. Фионов, А. В. Смирнов, В. В. Колесов, И. Е. Кузнецова 56

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

Акустический центр измерительного гидрофона

А. Е. Исаев, Б. И. Хатамтаев 63

Пространственная обработка акустических сигналов в океанических волноводах на фоне шумов ветрового происхождения

М. А. Раевский, В. Г. Бурдуковская 73

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Оценка толщинного профиля фантома черепа человека ультразвуковыми методами с использованием двумерной антенной решетки

Ш. А. Асфандияров, П. Б. Росницкий, С. А. Цысарь, П. В. Юлдашев, В. А. Хохлова, В. Е. Синецын, Е. А. Мершина, О. А. Сапожников 84

АКУСТИКА ЖИВЫХ СИСТЕМ. БИОМЕДИЦИНСКАЯ АКУСТИКА

Кавитационная активность водных суспензий пористых кремниевых наночастиц с различной степенью гидрофобности поверхности

В. Д. Егошина, М. Б. Гонгальский, У. А. Цурикова, А. П. Свиридов, Л. А. Осминкина, В. Г. Андреев 92

Роль асимметрии левого и правого наружного уха дельфина афалина (*Tursiops truncatus*) в пространственной локализации звука

В. А. Рябов 101

Информация

Юрий Васильевич Петухов (К 70-летию со дня рождения)

115

УДК 534.23

ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКАХ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2023 г. А. Ф. Бункин^а, В. Г. Михалевич^{а, *}, В. Н. Стрельцов^а

^аИнститут общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,
ГСП-1, ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия

*e-mail: slava.mikhalevich@yandex.ru

Поступила в редакцию 26.05.2022 г.

После доработки 06.07.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

Рассмотрено распространение линейно поляризованной поперечной звуковой волны в полупроводниковом слое с определенной кристаллографической структурой при достаточно высокой концентрации электронов проводимости. Полупроводниковый слой находится в пространственно однородном магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости падения звуковой волны и модулированном со звуковой частотой. Связь плазменной подсистемы с акустическими колебаниями в слое реализуется за счет внутреннего пьезоэлектрического поля. Показано, что распространение звукового пучка в этих условиях сопровождается возникновением встречной звуковой волны с обращенным волновым фронтом. Найден коэффициент преобразования прямой и обращенной волн.

Ключевые слова: обращение волнового фронта, фонон-плазмонное взаимодействие пьезоэлектричество

DOI: 10.31857/S0320791922700010, EDN: DATWFU

ВВЕДЕНИЕ

Проблема взаимодействия электрокинетических волн в полупроводниках с коллективными модами другой физической природы остается актуальной на протяжении последних сорока лет. Это связано как с общефизическим интересом, в частности, с перенормировкой параметров возбуждений в твердом теле, так и с возможностью практического использования таких связанных подсистем. Отметим, например, усиление звука в условиях дрейфа электронно-дырочной полупроводниковой плазмы во внешних электрических полях [1–5].

К настоящему времени в публикациях рассмотрены многие аспекты поведения акустических волн при воздействии на среду электромагнитного поля. Одним из ярких наблюдаемых эффектов при таком воздействии является возникновение отраженных волн с обращенным волновым фронтом [6–8]. Интерес, в частности, представляет распространение звука в пьезополупроводниках, в силу возможностей воздействия на их электронную подсистему как самой акустической волной, так и внешними полями, что, в свою очередь, влияет на распространение звука и приводит к самовоздействию звуковых волн. Активно развиваются прикладные аспекты указанных явлений, основанные на модуляции процессов возбуждения и ре-

комбинации зарядов, транспорта носителей тока в полупроводниках, что составляет основу пьезотроники и пьезофотоники [9].

В работах [10–14] была изучена возможность обращения волнового фронта звуковых пучков при фонон-плазмонном взаимодействии в пьезополупроводниках или на деформационном потенциале при периодической пространственно-однородной лазерной засветке образца. Такая засветка при небольших временах продольной межзонной релаксации приводит к эффективной временной модуляции плотности свободных электронов в системе и, тем самым, модуляции перенормированной скорости звука в образце. Распространение звуковой волны в таком слое будет сопровождаться генерацией встречной обращенной волны. В определенном диапазоне параметров твердотельной плазмы обращенная волна будет испытывать усиление.

В настоящей работе исследуется фонон-плазмонное взаимодействие поперечной звуковой волны в полупроводниковом слое во внешнем магнитном поле звуковой частоты. Показано, что для полупроводников определенных кристаллографических классов и взаимной ориентации осей кристалла, волнового вектора падающей звуковой волны и направления магнитного поля в системе будет иметь место генерация встречной

акустической волны. Определен коэффициент преобразования звуковой волны в обращенную для различных параметров плазменных и акустических коллективных возбуждений в среде.

Рассмотрим бесконечный по координатам x, y полупроводниковый пьезо-слой толщины l ($0 \leq z \leq l$), на который вдоль этой оси падает линейно поляризованная по оси x акустическая волна, описываемая смещением

$$U_{\text{inc}} = \frac{1}{2} U^+(z, t) e^{-i(\omega t - kz)} + \text{с.с.}$$

Будем считать, что пьезоактивный кристалл полупроводника обладает кубической осью симметрии, причем ось z совпадает с осью [011], ось x соответствует при этом [100]. Такая геометрия применима к различным полупроводникам, например, к арсениду галлия и фосфиду галлия [15].

В этих условиях для тензора механических напряжений и вектора электромагнитной индукции будем иметь [1]:

$$\sigma_{xz} = C \frac{\partial U_x}{\partial z} - \bar{e} E_z, \\ D_z = \epsilon E_z + 4\pi \bar{e} \frac{\partial U_x}{\partial z},$$

где C и $\bar{e}$ — модуль упругости и пьезомодуль, отвечающие выбранной геометрии; ϵ — диэлектрическая проницаемость образца, изотропная для рассматриваемой симметрии. Слой находится в пространственно однородном переменном магнитном поле звуковой частоты ω , направленном вдоль оси y $B_y = B \cos \omega t$.

Далее без существенного ограничения общности будем считать полупроводник невырожденным, массы m_e свободных электронов и дырок скалярными. При этом для простоты будем предполагать, что эффективные массы дырок намного превосходят массы электронов, так что можно считать твердотельную плазму электронной.

В длинноволновом приближении для плазменной подсистемы можно использовать гидродинамическое описание, причем для звуковых частот индуцированное внутриплазменное электрическое поле можно считать статическим.

Далее будем считать, что темновая концентрация электронов в зоне проводимости достаточно велика, а время продольной релаксации (в случае преимущественной оптической генерации электронно-дырочной плазмы) превосходит период акустических колебаний.

В пренебрежении диффузией электронов можно записать уравнение для нулевых моментов плотности свободных электронов:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + N \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

где N, n — равновесная плотность и девиация плотности плазмы во внешних полях соответственно. Для средней скорости свободных электронов V имеем:

$$\begin{cases} \frac{\partial V_z}{\partial t} + v V_z = -\frac{e}{m} E_z - \frac{e}{mc} V_x(z, t) B \cos \omega t, \\ \frac{\partial V_x}{\partial t} + v V_x = \frac{e}{mc} V_z(z, t) B \cos \omega t, \end{cases} \quad (2)$$

где v — частота столкновений электронов с изменением импульса, $m = m_e$. Отметим, что в обычных условиях $v \gg \omega$, так что при звуковых частотах для скорости электронов (см. далее) членами с временной производной в (2) можно пренебречь и система (2) редуцируется в алгебраическую. В системе уравнений (2) опущен член, отвечающий второму моменту функции распределения для электронов проводимости. Для максвелловской электронной плазмы при обычных частотах столкновений этот момент определяется газокINETическим давлением $p = nKT$. Как будет показано апостериори, в реальных условиях этот член пренебрежимо мал по сравнению с оставленными. К уравнениям (1), (2) должны быть добавлены уравнения Максвелла для внутриплазменного индуцированного поля $E_z = E$ и уравнение теории упругости для акустической волны (далее будем рассматривать лишь вынужденные плазменные колебания):

$$\begin{aligned} \epsilon \frac{\partial E}{\partial z} + 4\pi \bar{e} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} &= -4\pi en, \\ \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= C \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \bar{e} \frac{\partial E}{\partial z}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь ρ — плотность пьезоэлектрика.

Связь акустической и плазменной подсистем определяется малым коэффициентом электро-механической связи. Таким образом, акустические смещения U в системе можно представить в виде:

$$U = \frac{1}{2} U^+ e^{-i(\omega t - kz)} + \frac{1}{2} U^- e^{-i(\omega t + kz)} + \text{с.с.},$$

где $U^\pm$ — медленно меняющиеся амплитуды.

Далее нас будет интересовать стационарный режим обращения волнового фронта, так что

$$U^\pm = U^\pm(z), \quad \frac{dU^\pm}{dz} \ll k U^\pm, \quad k = \frac{\omega}{V_s},$$

V_s — скорость звука в обрабатываемом слое в отсутствие электрон-фононного взаимодействия.

Аналогичным образом можно представить и другие переменные, причем с достаточной степенью точности связь динамических переменных плазменной подсистемы можно считать локальной. Окончательно получаем замкнутую систему

алгебраических и дифференциальных уравнений, описывающую общую динамику фонон-плазмонного взаимодействия в системе.

Отметим также, что коэффициент параметрического преобразования медленных амплитуд встречных волн (см. далее) определяется отношением $\frac{\Omega_c^2}{v^2}$, где $\Omega_c = \frac{|e|B}{mc}$ — циклотронная частота электрона, и при типичных параметрах полупроводниковой плазмы мал.

С учетом сказанного, для напряженности индуцированного внутривлазменного электрического поля и амплитуд акустического смещения получаем:

$$\begin{aligned} -\frac{\omega_n^2}{v\omega} \frac{1}{4} \left(\frac{\Omega_c}{v} \right)^2 E^+ + \left(i\varepsilon + \frac{\omega_n^2}{v\omega} \right) E^{-*} &= 4\pi\bar{e}k U^{-*}, \\ \left(i\varepsilon - \frac{\omega_n^2}{v\omega} \right) E^+ + \frac{1}{4} \frac{\omega_n^2}{v\omega} \left(\frac{\Omega_c}{v} \right)^2 E^{-*} &= 4\pi\bar{e}k U^+, \\ \frac{dU^+}{dz} &= \frac{4\pi\bar{e}k}{2\rho V_s^2 \left[\varepsilon^2 + \left(\frac{\omega_n^2}{v\omega} \right)^2 \right]} \times \\ &\times \left[-\left(i\varepsilon + \frac{\omega_n^2}{v\omega} \right) U^+ + \frac{1}{4} \frac{\omega_n^2}{v\omega} \left(\frac{\Omega_c}{v} \right)^2 U^{-*} \right], \\ \frac{dU^{-*}}{dz} &= -\frac{4\pi\bar{e}k}{2\rho V_s^2 \left[\varepsilon^2 + \left(\frac{\omega_n^2}{v\omega} \right)^2 \right]} \times \\ &\times \left[\left(i\varepsilon - \frac{\omega_n^2}{v\omega} \right) U^{-*} + \frac{1}{4} \frac{\omega_n^2}{v\omega} \left(\frac{\Omega_c}{v} \right)^2 U^+ \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где $\omega_n^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m}$ — плазменная частота.

Как следует из (4), фонон-плазмонное взаимодействие приводит при отсутствии магнитного поля ($\Omega_s = 0$), как и следовало ожидать, к обычному затуханию акустических волн и дополнительной акустической дисперсии в системе, а при наличии переменного поля — к параметрическому взаимодействию прямой и встречной сопряженной акустической волн. Устраняя дисперсионный набег фаз заменой

$$U^+ = \tilde{U}^+ \exp \left(-i \frac{4\pi\bar{e}k}{2\rho V_s^2 \left[\varepsilon^2 + \left(\frac{\omega_n^2}{v\omega} \right)^2 \right]} \right)$$

и такой же заменой для U^{-*} , окончательно имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{U}^{-*}}{d\xi} &= -\frac{1}{4} \left(\frac{\Omega_c}{v} \right)^2 \tilde{U}^+ + \tilde{U}^{-*}, \\ \frac{d\tilde{U}^+}{d\xi} &= -\tilde{U}^+ + \frac{1}{4} \left(\frac{\Omega_c}{v} \right)^2 \tilde{U}^{-*}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь

$$\xi = 2k \frac{\pi q^2}{\varepsilon^2 + \left(\frac{\omega_n^2}{v\omega} \right)^2} \frac{\omega_n^2}{v\omega} z$$

— безразмерная координата, $q = \sqrt{\frac{\bar{e}^2}{\rho V_s^2}}$ — коэффициент электромеханической связи в пьезоэлектрике. Без существенного ограничения общности во избежание громоздкости далее будем предполагать, что акустические импедансы обрабатываемого слоя и окружающей среды в отсутствие магнитного поля совпадают. Тогда граничные условия для (5) имеют очевидный вид:

$$\tilde{U}^+(0) = U_0, \quad \tilde{U}^{-*}(L) = 0, \quad (6)$$

где U_0 — амплитуда падающей звуковой волны на входе пьезоэлектрического слоя, L — безразмерная толщина слоя. Решение (5), (6) тривиально и дает для выходной амплитуды встречной обращенной волны $U^-(0)$:

$$U^-(0) = \frac{1}{8} \eta (e^{-2L} - 1) U_0^*, \quad (7)$$

где $\eta = \left(\frac{\Omega_c}{v} \right)^2$.

Таким образом, распространение падающей акустической волны в слое сопровождается генерацией встречной обращенной волны $U^-(0) \sim U_0^*$. Коэффициент преобразования прямой и обращенной волн по амплитуде монотонно растет, как и следовало ожидать, с ростом толщины обрабатываемого слоя, достигая при $L > 1$ значения $\frac{1}{8} \left(\frac{\Omega_c}{v} \right)^2$. При $L \rightarrow 0$ коэффициент преобразования также стремится к нулю.

Полученные результаты позволяют оценить опущенный в (2) член, отвечающий максвелловскому давлению в электронном газе. Условие пренебрежимости этим членом имеет вид:

$$\frac{KT}{m} \frac{\nabla n^+}{n} < \frac{e}{m} E^+. \quad (8)$$

Девияция плотности n^+ определяется из уравнения (1). Окончательно для требуемого условия (8)

имеем $\frac{KT}{m} \frac{\omega}{V_s^2 v} \ll 1$, что для обычных параметров

полупроводниковой плазмы выполняется с большим запасом.

Таким образом, пьезополупроводниковый слой в переменном магнитном поле обеспечивает в определенной области параметров акустической волны и полупроводниковой плазмы обращение волнового фронта звуковых пучков. При этом коэффициент преобразования пропорционален квадрату напряженности модулирующего магнитного поля.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-02-00172.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мэзон У. Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультразвуке. М.: Иностран. Лит., 1952. 320 с.
2. Szeftel J., Huang G. Study of an acoustoelectric instability in piezoelectric semiconductors // Int. J. Modern Physics B. 2007. V. 21. № 23. P. 4201–4211.
3. Willatzen M., Christensen J. Acoustic gain in piezoelectric semiconductors at e-near-zero response // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. P. 041201-1-04201-5.
4. Gokhale V.J., Rais-Zade M. Phonon-electron interactions in piezoelectric semiconductors bulk acoustic wave resonators // Scientific Reports. 2014. V. 4. P. 1–10.
5. Ghost S., Muley A., Acousto-electric interaction in magnetized piezoelectric semiconductor quantum plasma // Acta Physica Polonica A. 2016. V. 130. № 6. P. 1401–1405.
6. Брысев А.П., Крутянский Л.М., Преображенский В.Л. Обращение волнового фронта ультразвуковых пучков // Успехи физ. наук. 1998. Т. 168. С. 877–890.
7. Преображенский В.Л. Волны с параметрически обращенным фронтом: применение в нелинейной акустоскопии и диагностике // Успехи физ. наук. 2006. Т. 176. С. 108–112.
8. Preobrazhensky V.L., Aleshin V.V., Pernod P. Resonance of Feshbach-type and explosive instability of magneto-elastic waves in solids // Wave Motion. 2018. V. 81. P. 15–24.
9. Wang Z.L. and Wu W. Piezotronics and piezo-photonics: fundamentals and applications // National Sci. Rev. 2014. V. 1. № 1. P. 62–90.
10. Стрельцов В.Н. Оптико-акустическое взаимодействие в полупроводниках и ОВФ звуковых пучков // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 10. С. 2144–2146.
11. Брысев А.П., Стрельцов В.Н. Оптоакустическое взаимодействие и обращение волнового фронта звуковых пучков в пьезополупроводниках // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 564–566.
12. Брысев А.П., Стрельцов В.Н. Об обращении волнового фронта звуковых пучков в переменном магнитном поле // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 5. С. 658–661.
13. Ohno M., Yamamoto K., Kokubo A., Sakai K., Takagi K. Acoustic phase conjugation by nonlinear piezoelectricity. I. Principle and basic experiments // J. Acoust. Soc. Am. 1999. V. 106. № 3. Pt. 1. P. 1330–1338.
14. Mikhalevich V.G., Streltsov V.N. Phase conjugation of sound in semiconductors under an AC magnetic field // Physics of Wave Phenomena. 2014. V. 22. № 1. P. 49–51.
15. Васильев В.С., Каневский И.Н. Ультразвуковые методы исследования пьезоэлектрических полупроводниковых материалов // Акуст. журн. 1970. Т. 16. № 2. С. 169–191.

ПУЗЫРЬКИ В ПРОТОЧНОМ АКУСТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ

© 2023 г. Т. С. Викулова^a, И. Н. Диденкулов^{a, b, *}, В. В. Кулинич^b,
Н. В. Прончатов-Рубцов^a, Д. В. Сахаров^a

^aНижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Ашхабадская ул. 4, Нижний Новгород, 603105 Россия

^bИнститут прикладной физики РАН,
ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603155 Россия

*e-mail: diniar@mail.ru

Поступила в редакцию 07.05.2022 г.

После доработки 01.08.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

Приводятся результаты аналитического и численного исследования движения пузырьков в проточном резонаторе под действием радиационной силы и силы вязкого трения. Рассмотрены случаи слабых и сильных акустических полей.

Ключевые слова: пузырьки, проточный резонатор, радиационная сила, слабые и сильные поля

DOI: 10.31857/S032079192270006X, **EDN:** DBVTTE

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы активно развиваются методы бесконтактного манипулирования различными объектами с помощью акустического поля. Исследуются возможные приложения этих методов для формирования различных объемных и плоских структур из малых частиц [1–3], создания акустических ловушек для частиц больших волновых размеров [4], акустической селекции клеток в биомедицине [5]. Во всех случаях акустическое воздействие на частицы становится возможным благодаря радиационной силе, действующей со стороны объемных или поверхностных акустических волн.

Выражение, позволяющее рассчитать радиационную силу, действующую на произвольную частицу в приближении идеальной жидкости, было получено в середине прошлого века Горьковым [6]. На этой основе были исследованы особенности действия радиационной силы на сферические твердые тела [7, 8]. Действие радиационной силы на пузырьки в жидкости привлекало отдельное внимание многих исследователей [9–13]. Особенно большой интерес к этой теме возник после обнаружения эффекта сонолюминесценции одиночного пузырька в акустическом резонаторе (обширная литература приведена в обзорах [14, 15]). При наличии течения в жидкости на пузырьки помимо радиационной силы действует также сила вязкого сопротивления. Действие этих сил в проточном акустическом резонаторе может приводить к неравномерному распределению концентрации пузырьков [16–18]. В послед-

ние годы дополнительный интерес к поведению пузырьков в акустическом поле в потоке жидкости возник в связи с развитием новой технологии ультразвуковой очистки [19], которая активно начинает использоваться в различных областях, включая медицину [20, 21]. Технология основана на очищающем действии микропотоков вблизи колеблющегося пузырька [22, 23]. Колебания пузырьков возбуждаются ультразвуковым полем, распространяющимся в струе жидкости, которая доставляет пузырьки к очищаемой поверхности; радиационная сила может играть важную роль в этом процессе [24].

Для сравнительно маленьких пузырьков радиационная сила ранее изучалась, в основном, при относительно небольших амплитудах акустического поля. С ростом интенсивности акустического поля колебания пузырьков становятся сильно-нелинейными. В настоящей работе аналитическими и численными методами рассматривается задача о движении пузырьков в слабых и сильных полях в проточном акустическом резонаторе.

РАДИАЦИОННАЯ СИЛА, ДЕЙСТВУЮЩАЯ НА ПУЗЫРЬКИ

На маленький по сравнению с длиной волны пузырек в жидкости действует радиационная сила, обусловленная градиентом давления [9]:

$$F_r = -\langle W \nabla P \rangle, \quad (1)$$

где $W(t) = \frac{4}{3}\pi R^3$ — мгновенный объем, а $R(t)$ — мгновенный радиус пузырька, $\nabla P(\mathbf{r})$ — градиент давления в акустическом поле, угловые скобки обозначают усреднение по периоду колебаний пузырька.

В стоячей акустической волне вида

$$P(x, t) = P_a \cos(kx) \cos(\omega t), \quad (2)$$

где $\omega = 2\pi f$, f — частота, $k = \omega/c$ — волновое число, c — скорость звука, сила (1) приобретает вид:

$$F_r = \frac{4}{3}\pi k P_a \sin(kx) \langle R^3(t) \cos(\omega t) \rangle. \quad (3)$$

Для того чтобы получить выражение для радиационной силы, действующей на пузырек, необходимо решить задачу о вынужденных колебаниях пузырька в акустическом поле. Колебания пузырька при отсутствии газообмена с жидкостью описываются уравнением Рэлея—Плессета [25]:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho} \left(-P_g + P_0 + P(t) + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\eta\dot{R}}{R} \right) = 0. \quad (4)$$

Здесь R — радиус пузырька, ρ — плотность окружающей жидкости, P_g — давление газа в пузырьке, P_0 — статическое давление, $P(t)$ — внешнее акустическое давление, действующее на пузырек, σ — поверхностное натяжение жидкости, η — динамическая вязкость жидкости. Точки над R обозначают дифференцирование по времени. Давление газа в пузырьке в общем случае является политропическим:

$$P_g = P_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3n}, \quad (5)$$

где n — показатель политропы. При медленных колебаниях пузырька, когда за счет теплообмена с окружающей жидкостью температура внутри него остается постоянной, что соответствует изотермическому процессу, $n = 1$. В противоположном случае быстрых колебаний теплообмен произойти не успевает (адиабатический процесс) и $n = \gamma$, где γ — показатель адиабаты для газа в пузырьке. Учет теплообмена между газом внутри пузырька и окружающей жидкостью приводит к появлению теплового механизма потерь энергии (затухания колебаний) и изменению выражения для классической формулы Миннарта для резонансной частоты пузырька [26]. Роль теплообмена становится значимой, если характерная длина тепловой волны λ_T становится сравнимой со статическим радиусом пузырька: $\frac{\lambda_T}{R_0} \sim 1$. В противо-

положном случае $\frac{\lambda_T}{R_0} \ll 1$ состояние газа в пузырьке будет адиабатическим. Учитывая, что $\lambda_T = 2\pi\sqrt{2a/\omega}$,

где a — коэффициент температуропроводности газа, критерий $\lambda_T = R_0$ дает критическую частоту ω^* :

$$\omega^* = \frac{a}{2\pi^2 R_0^2}.$$

Оценки показывают, что для воздушного пузырька ($a = 2 \times 10^{-5}$ м²/с) при частоте акустического поля порядка 100 кГц пузырьки радиусом менее 50 мкм будут колебаться изотермически. Заметим, что этот вывод справедлив для колебаний пузырька в слабых полях, когда изменение радиуса пузырька ΔR в процессе колебаний мало ($\Delta R \ll R$).

В этом случае линеаризация уравнения (4) переводит его в уравнение классического осциллятора, и тогда выражение для радиационной силы приобретает вид:

$$\begin{aligned} F_r &= \\ &= \operatorname{Re} \left[\frac{\pi R_0^3}{3nP_0 + \frac{2\sigma}{R_0}(3n-1)} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - i\delta \right) \nabla |P|^2 \right] = \\ &= - \frac{\pi R_0^3 k \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right)}{\left[3nP_0 + \frac{2\sigma}{R_0}(3n-1) \right] \left[\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right)^2 + \delta^2 \right]} \times \\ &\quad \times P_a^2 \sin(2kx), \end{aligned} \quad (6)$$

где $\omega_0 = R_0^{-1} \sqrt{\frac{1}{\rho} [3nP_0 + \frac{2\sigma}{R_0}(3n-1)]}$ — резонансная частота пузырька, R_0 — статический радиус пузырька, δ — декремент затухания.

Для маленьких пузырьков ($\omega \ll \omega_0$), колебания которых мы будем рассматривать, из формулы (6) можно получить максимальное значение радиационной силы

$$\max \{F_r\} = \frac{\pi R_0^3 k P_a^2}{\left[3nP_0 + \frac{2\sigma}{R_0}(3n-1) \right]}. \quad (7)$$

Для частот, отвечающих критерию $\omega \ll \omega^*$, в формуле (7) необходимо положить $n = 1$. При увеличении амплитуды акустического поля колебания пузырьков становятся сильно-нелинейными. Численное решение задачи о сильных колебаниях пузырька рассматривалось ранее в связи с сонолюминесценцией одиночного пузырька (много соответствующих ссылок можно найти в обзорах [14, 15]). Эти расчеты показывают, что пузырек испытывает сильно-нелинейные колебания, причем на один период поля приходится несколько колебаний пузырька. В фазе расширения размеры пузырька относительно медленно увеличиваются, а дальше происходит последова-

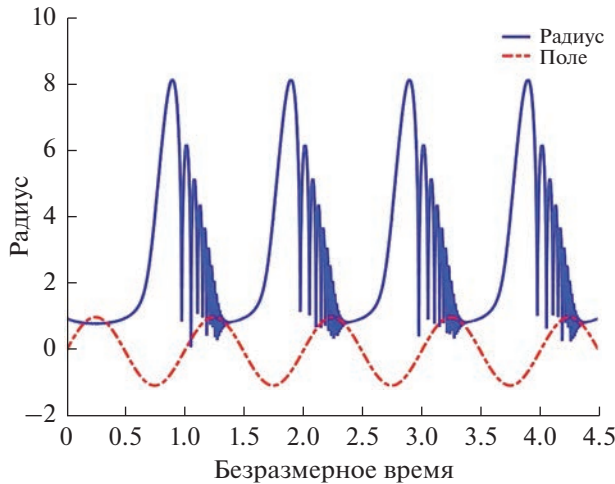


Рис. 1. Колебания нормированного радиуса пузырька в сильном поле.

тельность чрезвычайно быстрых его схлопываний и “отскоков” на одном периоде поля с затухающей амплитудой. Такие колебательные процессы неоднократно наблюдались и в экспериментах по сонолюминесценции [14, 15, 27]. В процессе быстрого коллапса пузырька скорость движения его стенки становится достаточно быстрой для того, чтобы тепло больше не покидало пузырек, а показатель политропы достиг адиабатического значения [15, 28]. Поэтому при сильно-нелинейных колебаниях пузырька, когда он совершает несколько быстрых схлопываний, в первом приближении можно считать состояние газа в нем адиабатическим.

В рассматриваемой задаче нас интересует характер изменения радиационной силы от величины акустического поля при переходе от слабых к сильно-нелинейным колебаниям пузырька. Для нахождения радиационной силы необходимо численно решать нелинейную систему (3)–(4). С этой целью уравнение (4) было приведено к безразмерному виду с новыми переменными: временем τ , нормированным на период акустического поля, и радиусом r , нормированным на начальный радиус пузырька R_0 , после чего решалось численно в среде MathLab. Результаты расчетов использовались для вычисления значения радиационной силы в зависимости от величины акустического поля.

В качестве примера на рис. 1 приведены результаты расчета изменения радиуса пузырька во времени при сильно-нелинейных колебаниях. График построен при следующих параметрах (при $T = 20^\circ\text{C}$): $P_0 = 10^5$ Па, $\sigma = 72.86 \times 10^{-3}$ Н/м, $\gamma = 1.4$, $R_0 = 1$ мкм, $\rho = 1000$ кг/м³, $\eta = 8.6 \times 10^{-4}$ Па·с, $\omega_0 = 2.05 \times 10^7$ рад/с (≈ 3.3 МГц), $\omega_0/\omega = 45$, $\omega = 4.55 \times 10^5$ рад/с ($f \approx 70$ кГц), $P_a/P_0 = 1.3$.

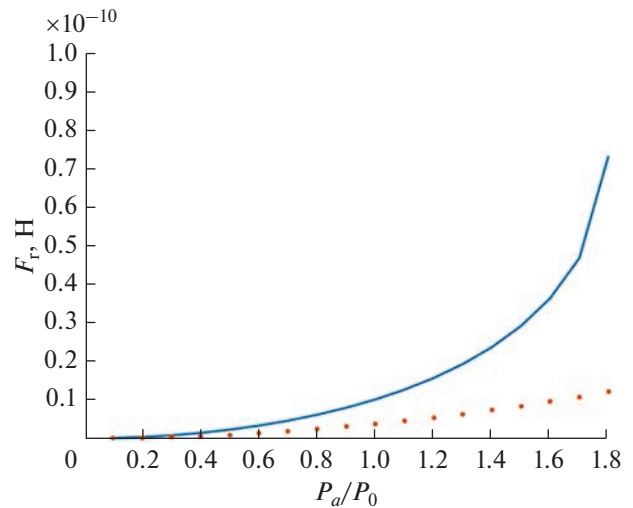


Рис. 2. Зависимость величины радиационной силы от амплитуды акустического поля.

Из рис. 1 видно, что пузырек испытывает сильно-нелинейные колебания, причем на один период поля приходится несколько колебаний пузырька. Размеры пузырька относительно медленно увеличиваются в фазе расширения, а дальше происходит последовательность быстрых его схлопываний с затухающей амплитудой. На основе серии таких расчетов были получены зависимости максимальной величины радиационной силы от амплитуды акустического поля, одна из которых показана на рис. 2. Интересно сравнить результаты численных расчетов с аналитической формулой (4), предсказывающей квадратичную зависимость силы от амплитуды поля. На рис. 2 приведены результаты такого сравнения. Сплошной линией отмечен график, полученный в результате численных расчетов, а точками — на основе формулы (7). Величина радиационной силы выражена в ньютонах.

Из рис. 2 видно, что расчеты по формуле (7) совпадают с результатами расчетов до амплитуд поля $P_a/P_0 \approx 0.2-0.3$. При превышении этого значения колебания пузырька становятся все более нелинейными, что проявляется в более сильной зависимости радиационной силы от амплитуды поля. В интервале значений $P_a/P_0 \approx 1.2-1.6$ эта зависимость подчиняется примерно четвертой степени амплитуды поля, а при больших значениях величина степени также растет. Аналогичные зависимости были получены для пузырьков с радиусами R_0 в диапазоне до 10 мкм. Полученные данные показывают, что при значительных амплитудах поля, которые вызывают сильно-нелинейные колебания пузырьков, величина радиационной силы, действующей на них, растет значительно быстрее ($\sim P_a^m$, $m > 4$), чем для линейных колебаний пузырьков ($\sim P_a^2$).

ДВИЖЕНИЕ ПУЗЫРЬКОВ В ПРОТОЧНОМ РЕЗОНАТОРЕ

Рассмотрим действие радиационной силы на пузырьки в акустическом резонаторе, в котором задан поток жидкости вдоль оси вертикально ориентированного резонатора. Сначала рассмотрим случай относительно слабого акустического поля в резонаторе, когда колебания пузырька можно считать линейными.

На движущийся в потоке жидкости пузырек действует сила вязкого трения (сила Стокса) F_{st} . Пузырек имеет свободную поверхность и его обтекание жидкостью в отличие от твердой сферы происходит без эффекта прилипания. Однако такое обтекание возможно лишь в чистой жидкости. В реальных жидкостях, содержащих растворимые примеси, а также для маленьких пузырьков, поверхностное натяжение в которых создает своеобразную оболочку, обтекание может приближаться к обтеканию твердой сферы [29]. Используя это приближение, запишем силу Стокса для пузырька

$$F_{st} = 6\pi R_0 \eta (V - v_b), \quad (8)$$

где v_b — скорость пузырька, V — скорость потока жидкости, η — коэффициент динамической вязкости, R_0 — радиус пузырька. Сила Архимеда имеет вид:

$$F_a = -\rho g \frac{4}{3} \pi R_0^3, \quad (9)$$

где g — ускорение свободного падения.

Для маленьких пузырьков ($\omega \ll \omega_0$) радиационная сила F_r в поле стоячей волны в проточном ре-

зонаторе, описываемая формулой (6), приобретает вид:

$$F_r = - \frac{\pi R_0^3 k}{\left[3nP_0 + \frac{2\sigma}{R_0}(3n-1) \right]} P_a^2 \sin(2kx). \quad (10)$$

При этом мы не учитываем влияние потока на расфазировку резонатора, считая скорость потока достаточно маленькой. Это можно делать при выполнении условия $kL \left(\frac{V}{c} \right) \ll \pi$, где L — длина резонатора.

Действие вязкости быстро приводит к установлению равномерного движения частицы в жидкости, при котором сумма сил равна нулю. Поэтому движение пузырьков в резонаторе с пространственно-изменяющейся радиационной силой можно рассматривать, как квазиравномерное. Подставив выражения для сил, после преобразований получим уравнение для координаты пузырька $x_b(t)$ [18]:

$$\frac{dx_b}{dt} = V + \frac{A}{a} \sin(2kx_b) + \frac{b}{a}, \quad (11)$$

где

$$A = - \frac{\pi R_0^3 k p_a^2}{\left[3nP_0 + \frac{2\sigma}{R_0}(3n-1) \right]}, \quad a = 6\pi R_0 \eta, \\ b = \rho g \frac{4}{3} \pi R_0^3.$$

Решение уравнения (11) для зависимости координаты пузырька от времени удастся получить аналитически:

$$x_b = \frac{1}{k} \arctg \left[\sqrt{1-h^2} \operatorname{tg} \left(\frac{kt(b-aV)}{a} \sqrt{1-h^2} + \arctg \left(\frac{\operatorname{tg}(kx_0) + h}{\sqrt{1-h^2}} \right) \right) - h \right], \quad (12)$$

$$\text{где } h = \frac{A}{b(1-qV)}, \quad q = \frac{a}{b}.$$

Выражение (12) описывает неравномерное движение пузырька в проточном резонаторе. Такая ситуация имеет место, если сумма сил Стокса и Архимеда превышает максимальное значение радиационной силы. В обратном случае возможна левитация пузырьков в соответствующих зонах стоячей волны. Прохождение пузырьком узлов и пучностей стоячей волны приводит к изменению радиационной силы, под действием которой меняется скорость квазиравномерного движения пузырька. Если в начальное сечение резонатора последовательно запускаются пузырьки, то их концентрация будет также иметь периодическое распределение.

Если в резонаторе возбуждены определенные поперечные моды, то радиационная сила будет вызывать перемещение пузырьков и в поперечном направлении: маленькие пузырьки, размер которых меньше резонансного для частоты волны, будут смещаться в область максимума поля, а большие — выталкиваться из нее.

Выражение (12) описывает движение пузырьков в резонаторе с относительно слабым акустическим полем, для которого радиационная сила дается формулой (6). Для описания движения пузырьков в сильном поле резонатора необходимо использовать численные методы. В этом случае полная система уравнений выглядит следующим образом:

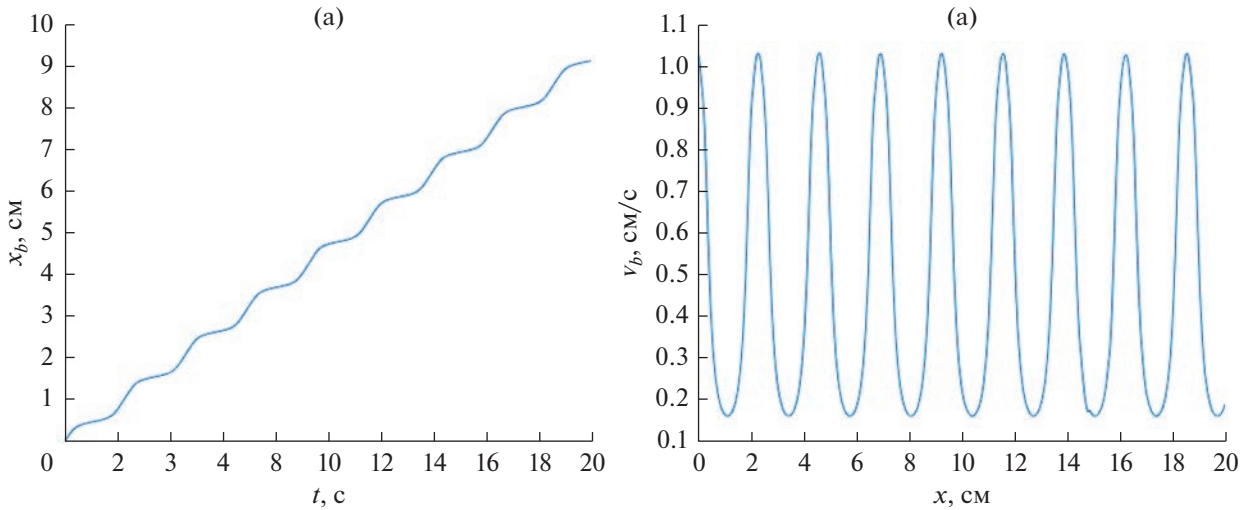


Рис. 3. (а) — Зависимость координаты пузырька $x_b(t)$ от времени при его движении в резонаторе и (б) — скорости пузырька $v_b(x)$ в зависимости от его положения в резонаторе.

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho}\left(-P_0\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} + P_0 + P_a \cos(kx_b) \cos(\omega t) + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\eta\dot{R}}{R}\right) = 0, \quad (13)$$

$$\frac{dx_b}{dt} = V + \frac{1}{6\pi\eta R} F_r + \frac{2\rho g}{9\eta} R^2, \quad (14)$$

$$F_r = \frac{4}{3}\pi k P_a \sin(kx_b) \langle R^3(t, x_b) \cos(\omega t) \rangle. \quad (15)$$

Здесь, как и прежде, угловые скобки означают усреднение по периоду акустического поля.

Пример решения системы (13)–(15) для зависимости координаты $x_b(t)$ пузырька от времени и

изменения его скорости вдоль резонатора приведен на рис. 3 ($R_0 = 1$ мкм, $V = 1$ см/с, $f = 70$ кГц, $P_a/P_0 \approx 1.8$).

Из данных на рис. 3 видно, что в процессе движения пузырька в резонаторе скорость его периодически очень значительно изменяется под действием радиационной силы. Если в резонатор вместе с потоком жидкости последовательно поступает много пузырьков, то расстояние между ними, а следовательно, и их концентрация, неравномерно распределены вдоль оси резонатора. Распределение концентрации в относительных единицах, полученное для тех же параметров, что и на рис. 3, приведено на рис. 4.

Видно, что в сильных акустических полях распределение концентрации пузырьков в резонаторе подвержено значительной пространственной модуляции. Следует отметить, что поскольку радиационная сила меняет знак для больших пузырьков ($\omega > \omega_0$), то зоны их повышенной концентрации в резонаторе будут смещены в область минимальной концентрации маленьких пузырьков. Таким образом, проточный резонатор является своеобразным фильтром пузырьков, с помощью которого можно осуществлять их селекцию.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проанализировано движение пузырьков в проточном акустическом резонаторе в полях различной амплитуды. Неравномерное распределение радиационной силы, действующей на пузырьки, обуславливает неравномерное движение и как следствие неравномерное распределение концентрации пузырьков вдоль оси резонатора. Величина радиационной силы в слабых полях пропорциональна квадрату амплитуды поля, а в сильных полях степень превышает 4. Это спо-

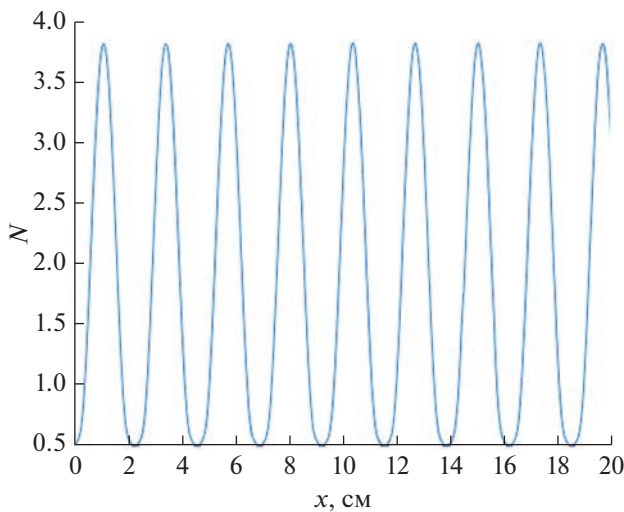


Рис. 4. Распределение концентрации N пузырьков вдоль оси резонатора.

собствует более “резкому” пространственному распределению концентрации пузырьков в резонаторе. Создавая акустическое поле необходимой конфигурации, можно управлять распределением концентрации пузырьков разных размеров в проточных акустических системах. Рассмотренные эффекты могут также быть полезными для управления потоками пульсирующих малых частиц (частиц с мягкими включениями), в частности, некоторых биологических клеток.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание № 0729-2020-0040). Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rudenko O.V., Korobov A.I., Korshak B.A., Lebedev-Stepanov P.V., Molchanov S.P., Alfimov M.V. Self-assembly of colloidal-particle ensembles in an acoustic field // *Nanotechnologies in Russia*. 2010. V. 5. P. 469–473.
2. Суханов Д.Я., Росляков С.Н., Емельянов Ф.С. Левитация и управление упорядоченной группой частиц и прямолинейных структур в ультразвуковом поле // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 2. С. 154–162.
3. Гусев В.А., Руденко О.В. Поля радиационных сил и акустические течения в жидком слое на твердом полупространстве // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 2. С. 166–181.
4. Крохмаль А.А., Крохмаль Н.Е., Сапожников О.А. Расчет акустической ловушки для упругого сферического рассеивателя большого волнового размера // *Известия Росс. акад. наук. Сер. физ.* 2022. Т. 86. № 2. С. 257–262.
5. Li P., Mao Z., Peng Z., Zhou L., Chen Y., Huang P.-H., Truica C.I., Drabick J.J., El-Deiry W.S., Dao M., Suresh S., Huang T.J. Acoustic separation of circulating tumor cell // *PNAS*. 2015. P. 4970–4975. <https://doi.org/10.1073/pnas.1504484112>
6. Горьков Л.П. О силах, действующих на малую частицу в акустическом поле в идеальной жидкости // *Докл. Акад. наук СССР*. 1961. Т. 140. № 1. С. 88–91.
7. Sapozhnikov O.A., Bailey M.R. Radiation force of an arbitrary acoustic beam on an elastic sphere in a fluid // *J. Acoust. Soc. Am.* 2013. V. 133. № 2. P. 661–676.
8. Николаева А.В., Цысарь С.А., Сапожников О.А. Измерение радиационной силы мегагерцевого ультразвука, действующей на твердотельный сферический рассеиватель // *Акуст. журн.* 2016. Т. 62. № 1. С. 29–37.
9. Eller A. Force on a bubble in a standing acoustic wave // *J. Acoust. Soc. Am.* 1968. V. 43. P. 170–171.
10. Crum A. Bjerknes forces on bubbles in a stationary sound field // *J. Acoust. Soc. Am.* 1975. V. 57. P. 1363–1370.
11. Leighton T.G., Walton A.J., Pickworth M.J.W. Primary Bjerknes forces // *Eur. J. Physics*. 1990. V. 11. № 1. P. 47–50.
12. Doinikov A. Acoustic radiation force on a bubble: Viscous and thermal effects // *J. Acoust. Soc. Am.* 1998. V. 103. P. 143–147.
13. Maksimov A.O., Leighton T.G. Acoustic radiation force on a parametrically distorted bubble // *J. Acoust. Soc. Am.* 2018. V. 143. P. 296–305.
14. Brenner V.P., Hilgenfeld S., Lohse D. Single-bubble sonoluminescence // *Rev. Mod. Phys.* 2002. V. 74. P. 425–484.
15. Борисенко В.А. Сонолюминесценция: эксперименты и модели (обзор) // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 3. С. 333–360.
16. Токмаков П.Е., Гурбатов С.Н., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. О влиянии акустического поля на пространственное распределение газовых пузырьков в резонаторе // *Вестн. ННГУ. Сер. Радиофизика*. 2006. № 1(4). С. 31–40.
17. Тихонов В.А., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. Численное моделирование движения газовых пузырьков в проточном резонаторе // *Акуст. журн.* 2013. Т. 59. С. 445–451.
18. Диденкулов И.Н., Корчагина Т.С., Прончатов-Рубцов Н.В., Сагачева А.А. Распространение звука в суспензиях: вращательные движения частиц и управление потоками // *Изв. Росс. Акад. наук. Сер. физ.* 2020. Т. 84. № 6. С. 772–776.
19. Birkin P.R., Offin D.G., Leighton T.G. An activated fluid stream — New techniques for cold water cleaning // *Ultrason. Sonochem.* 2016. V. 29. P. 612–618. <https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2015.10.001>
20. Secker T.J., Leighton T.G., Offin D.G., Birkin P.R., Herve R.C., Keevil C.W. A cold water, ultrasonically activated stream efficiently removes proteins and prion-associated amyloid from surgical stainless steel // *J. Hospital Infection*. 2020. V. 106. P. 649–656. <https://doi.org/10.1016/j.jhin.2020.09.021>
21. Malakoutikhah M., Dolder C.N., Secker T.J., Zhu M., Harling C.C., Keevil C.W., Leighton T.G. Industrial lubricant removal using an ultrasonically activated water stream, with potential application for Coronavirus decontamination and infection prevention for SARS-CoV-2 // *Transaction of the IMF*. 2020. V. 98. № 5. P. 258–270.
22. Maksimov A.O., Leighton T.G. Transient processes near the acoustic threshold of parametrically-driven bubble shape oscillations // *Acta Acust. Acust.* 2001. V. 87. P. 322–332.
23. Maksimov A.O., Leighton T.G. Pattern formation on the surface of a bubble driven by an acoustic field // *Proc. Roy. Soc. A: Math. Phys. Eng. Sci.* 2012. V. 468. P. 57–75. <https://doi.org/10.1098/rspa.2011.0366>
24. Maksimov A.O., Leighton T.G. Acoustic radiation force on a parametrically distorted bubble // *J. Acoust. Soc. Am.* 2018. V. 143. P. 296–305. <https://doi.org/10.1121/1.5020786>
25. Leighton T.G. The acoustic bubble. Academic Press, London, San Diego, 1994. 640 p.
26. Devin C. Survey of thermal, radiation, and viscous damping of pulsating air bubbles in water // *J. Acoust. Soc. Am.* 1959. V. 31. P. 1654–1667.
27. Barber B.P., Hiller R.A., Lofstedt R., Putterman S.J., Weninger K.R. Defining the unknowns of sonoluminescence // *Phys. Rep.* 1997. V. 281. № 2. P. 65–143.
28. Lauterborn W., Kurz T. Physics of bubble oscillation // *Rep. Prog. Phys.* 2010. V. 73. P. 106501.
29. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973. 760 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГРАФИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ НЕЛИНЕЙНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ С УДАРНЫМИ ФРОНТАМИ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЯ ВЕСТЕРВЕЛЬТА

© 2023 г. Е. О. Коннова^а, *, В. А. Хохлова^а, **, П. В. Юлдашев^а, ***

^аМосковский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,
Лаборатория медицинского и промышленного ультразвука,
Ленинские горы 1, стр. 2, Москва, 119991 Россия

*e-mail: helen.7aprel@gmail.com

**e-mail: vera@acs366.phys.msu.ru

***e-mail: petr@acs366.phys.msu.ru

Поступила в редакцию 19.04.2022 г.

После доработки 19.04.2022 г.

Принята к публикации 27.07.2022 г.

Рассмотрена задача ускорения алгоритма расчета нелинейных эффектов при моделировании высокоинтенсивных ультразвуковых пучков на основе однонаправленного уравнения Вестервельта. При построении численного решения для сильно искаженных волн с ударными фронтами необходимо учитывать большое число гармоник (до 1000) на пространственных сетках с размером матриц порядка 10000 на 10000, что требует обработки больших объемов данных и длительного времени расчетов. В данной работе реализация оператора нелинейности проводится во временном представлении с использованием удароулавливающей схемы типа Годунова, которая позволяет моделировать нелинейные волны с ударными фронтами с небольшим (3) количеством узлов сетки на ударном фронте. В работе проводится сравнение эффективности использования данного метода при его реализации на центральном процессоре (CPU) и графических ускорителях (GPU) по сравнению со спектральным методом, реализованным ранее для квазилинейного распространения волны. Проводится анализ скорости выполнения алгоритмов на CPU и GPU в зависимости от размеров массивов входных данных.

Ключевые слова: нелинейное уравнение Вестервельта, метод Годунова, графические ускорители, неинвазивная ультразвуковая хирургия

DOI: 10.31857/S032079192210015X, **EDN:** DAEXFM

ВВЕДЕНИЕ

Численный эксперимент на сегодняшний день является неотъемлемой частью развития методов неинвазивной хирургии с использованием нелинейных ультразвуковых волн. Одним из основных объектов, для исследования которого активно используются численные методы, являются нелинейные фокусированные ультразвуковые пучки высокой интенсивности, с помощью которых производится разрушение задаваемых структур внутри тела человека, например, опухолей [1]. Для генерации мощного ультразвука используются преобразователи различной формы и конструкции, при проектировании которых для конкретных клинических приложений необходимо уметь количественно описывать структуру создаваемых ими акустических полей (рис. 1). Такая задача может быть эффективно реализована при помощи методов численного моделиро-

вания [2–4]. Одной из наиболее полных волновых моделей для теоретического описания мощных ультразвуковых пучков является уравнение Вестервельта, которое позволяет количественно точно описывать нелинейные ударно-волновые поля, создаваемые фокусированными преобразователями мощного ультразвука в однородных поглощающих средах [5, 6]. При постановке задачи обычно считается, что излучателем генерируется монохроматическая волна, спектр которой в процессе распространения обогащается высшими гармониками за счет эффекта акустической нелинейности. В общем случае для решения данного уравнения, когда эволюционной переменной выступает время, необходимо использование суперкомпьютерных мощностей [7]. Однако ряд упрощений позволяет существенно снизить вычислительные затраты.

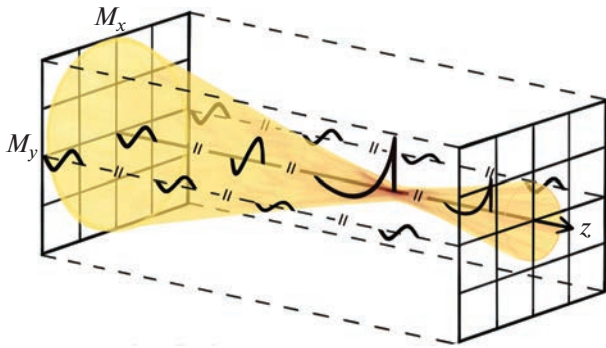


Рис. 1. Схема распространения сфокусированного ультразвукового пучка, создаваемого HIFU излучателем.

Для оптимизации численного моделирования нелинейных фокусированных ультразвуковых пучков создаются специальные алгоритмы. В данной работе рассматривается важный для практики случай направленного трехмерного пучка, что позволяет упростить вычислительную задачу путем перехода в бегущую систему координат, ось которой ориентирована вдоль преимущественного направления распространения волн в пучке. В этом случае эволюционной переменной является координата вдоль оси пучка z (рис. 1). Численное решение эволюционного уравнения такого типа обычно строится с использованием метода расщепления по физическим факторам [8], согласно которому на каждом шаге сетки по оси z каждый физический эффект рассчитывается отдельно с помощью наиболее подходящего численного метода. Нелинейное эволюционное уравнение Вестервелта в такой постановке решалось для излучателей различной формы и размера [6, 9, 10]. При этом типовой размер матриц для хранения параметров поля давления составляет $M_x = 10000$ на $M_y = 10000$ (рис. 1) для каждой из $N = 1000$ спектральных составляющих профиля нелинейной волны [9]. В этом случае требуемый объем оперативной памяти, который достаточно велик (несколько сотен Гб), и соответствующая сложность расчетов все еще требуют использования суперкомпьютерных мощностей.

Однако, если учесть особенности пространственной структуры нелинейных полей сильно сфокусированных излучателей, то рассматриваемая задача может быть решена на обычных персональных компьютерах с многоядерными центральными процессорами (CPU). Поскольку нелинейные эффекты в основном проявляются там, где амплитуда волны велика, т.е. вблизи фокуса, то большое количество гармоник необходимо учитывать именно в этой сравнительно небольшой области пространства [9]. Такой способ позволяет на порядок снизить вычислительные затраты и требования к объему оперативной памяти

компьютера, однако даже при параллельном исполнении вычислений на нескольких процессорных ядрах (обычно от 2 до 16), позволяющем существенно ускорить расчеты, моделирование поля для одного набора входных параметров может длиться до нескольких суток [9]. С учетом того, что для характеристики поля одного излучателя во всем диапазоне рабочих мощностей требуется выполнить несколько десятков расчетов, такая скорость моделирования не является удовлетворительной.

Потенциальным способом решения проблемы скорости вычислений является быстро развивающаяся в последнее время технология параллельного программирования на графических процессорах (GPU). В отличие от CPU данные процессоры имеют до несколько тысяч узкоспециализированных ядер, способных выполнять широкий спектр математических операций [11]. Такое количество ядер позволяет увеличить скорость расчетов за счет большого количества одновременно запускаемых процессов, которые параллельно обрабатывают однотипные сегменты данных. Получаемое ускорение вычислений не обязательно пропорционально числу обрабатываемых потоков, что обусловлено меньшей мощностью, производительностью и скоростью вычисления ядер GPU по сравнению с ядрами CPU, а также особенностями хранения и передачи данных между оперативной памятью CPU и графической памятью. Так как хранение и запись данных при выполнении каждого из шагов алгоритма вдоль эволюционной координаты производится в оперативной памяти CPU, дополнительное время уходит на обмен данными между центральным и графическим процессорами на каждом шаге алгоритма. В силу рассматриваемых особенностей архитектуры GPU важной задачей становится нахождение баланса между максимальными размерами обрабатываемых на данном шаге алгоритма данных, которые помещаются в оперативную память графического процессора во избежание их передачи по частям, и минимизацией обмена данными между процессорами.

Ранее для данной задачи был реализован алгоритм на GPU, в котором были написаны функции-ядра для вычисления оператора дифракции методом углового спектра, нахождения точного решения для оператора поглощения и решения оператора нелинейности в спектральном представлении методом Рунге–Кутты 4 порядка [12]. Однако при использовании спектрального метода количество вычислительных операций и, соответственно, время вычислений пропорциональны квадрату количества образующихся гармоник. Поэтому данный метод будет эффективен только при слабом проявлении нелинейных эффектов, когда в спектре волны образуется небольшое число высших гармоник. Оператор нелинейности

можно также вычислять с помощью различных методов во временном представлении, однако во многих из них для описания области разрыва требуется большое количество узлов сетки по оси времени (50–100), что увеличивает общее количество точек сетки и, таким образом, количество обрабатываемых данных [13, 14]. Для решения данной проблемы эффективнее использовать удароуправляющие схемы, позволяющие моделировать образование ударного фронта с использованием небольшого количества точек на нем (около 3-х), например, консервативную схему типа Годунова [15].

Целью данной работы является реализация алгоритма удароуправляющей схемы типа Годунова на графическом процессоре (GPU) для большего ускорения параллельных вычислений по сравнению с использованием многоядерных центральных процессоров (CPU) и обеспечения возможности моделирования мощных ультразвуковых пучков с ударными фронтами на обычном персональном компьютере.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Нелинейное уравнение Вестервельта

Уравнение Вестервельта в бегущей системе координат можно записать в эволюционной форме как:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial \tau \partial z} = \frac{c_0}{2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) + \frac{\beta}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 p^2}{\partial \tau^2} + \frac{\delta}{2c_0^3} \frac{\partial^3 p}{\partial \tau^3}, \quad (1)$$

где $p(x, y, z, \tau)$ – акустическое давление, c_0 – скорость звука в среде, $\tau = t - z/c_0$ – время в бегущей системе координат, β – коэффициент нелинейности, δ – коэффициент термовязкого поглощения [5]. Дифференциальные операторы в правой части уравнения в порядке слева направо описывают эффекты дифракции, нелинейности и термовязкого поглощения.

При численном решении уравнения (1) на каждом шаге вдоль оси z дискретизованное поле давления $p(x, y, z, \tau)$ представляется в памяти ЭВМ в виде трехмерной матрицы, которая содержит набор комплексных амплитуд N гармоник спектра волны в разложении ее профиля в конечный ряд Фурье в каждой пространственной точке плоскости xu на равномерной сетке с числом точек M_x и шагом Δx по оси x и M_y с шагом Δy по оси y :

$$p(x, y, z, \tau) = \sum_{n=-N}^N p_n(x, y, z) e^{-i\omega_n \tau}. \quad (2)$$

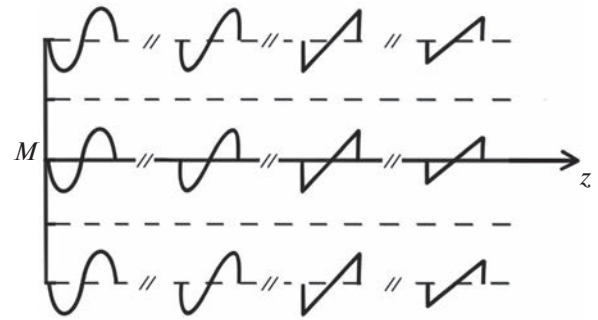


Рис. 2. Схема реализации параллельного расчета нелинейного оператора, где M – количество пространственных точек.

Здесь $\omega_n = \omega n$ – круговые частоты гармоник с номером n , ω – круговая частота монохроматического источника, p_n – комплексные амплитуды гармоник. Отметим, что в памяти ЭВМ достаточно хранить только одну половину спектра положительных частот, т.к. амплитуда второй половины отрицательных частот является комплексно-сопряженной к первой.

Используя спектральное представление (2) для поля давления в схеме расщепления по физическим факторам решения уравнения Вестервельта (1), можно вычислить оператор дифракции методом углового спектра и точно рассчитать оператор поглощения для каждой из спектральных компонент волны независимо друг от друга [12]. Особенности параллельных вычислений оператора нелинейности в спектральном и временном представлениях рассмотрены ниже. Рассматривается реализация только нелинейного оператора в уравнении Вестервельта, т.е. фактически решается уравнение простых волн. Так как данное уравнение решается независимо в каждой пространственной координате, для упрощения представления данных в памяти ЭВМ перейдем к рассмотрению строки исходного массива по пространственной координате x с M элементами, что не повлияет на исследование эффективности работы алгоритма. Таким образом, волна распространяется вдоль оси z , нелинейные эффекты рассчитываются на каждом шаге по z независимым образом M раз для всех узлов сетки по координате x (рис. 2), оптимизация расчетов проводится путем распараллеливания потоков данных по этой координате. В дальнейшем при моделировании полной нелинейно-дифракционной задачи расчеты будут проводиться на трехмерной сетке. Для этого данные с двумерной пространственной сетки в плоскости xu с полным количеством узлов $M = M_x M_y$ можно обработать, разбивая их на описанные выше одномерные массивы размера M .

Оператор нелинейности

Если не рассматривать в уравнении (1) операторы дифракции и поглощения, то в результате получим уравнение простых волн, описывающее нелинейные искажения профиля плоской волны:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\beta}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial p^2}{\partial \tau}. \quad (3)$$

Как указывалось выше, в трехмерной нелинейной задаче уравнение (3) решается независимо для каждой из $M = M_x M_y$ точек пространственной сетки в плоскости xu (рис. 2). При слабом проявлении нелинейных эффектов, когда не ожидается образование ударных фронтов, удобно использовать спектральный алгоритм, в котором для амплитуд гармоник (2) численно решается система связанных нелинейных уравнений [16]. Обычно в качестве численного метода применяется метод Рунге–Кутты 4 порядка точности.

Ранее в работах авторов настоящей статьи такой спектральный алгоритм был реализован для выполнения вычислений на графических процессорах при решении полной нелинейно-дифракционной задачи (1) [12]. Параллельные вычисления организуются путем разбиения общего массива данных на сегменты размером $L_x L_y N$, где L_x – это размер буфера вдоль пространственной координаты x , L_y – вдоль пространственной координаты y , а N – число гармоник. Такой подход позволяет обрабатывать количество данных, которые необязательно целиком помещаются в объем памяти GPU. Порции данных из временных буферов пересылаются из памяти CPU в память GPU, где их обрабатывает параллельный алгоритм, в котором для каждого процесса на графическом ядре из общего числа процессов $L_x L_y$ выделяется набор из N гармоник. Таким образом, для каждого пересланного на GPU сегмента данных алгоритм использует параллелизм по данным. При реализации алгоритма на GPU важной задачей является нахождение баланса между количеством обрабатываемых данных и возможностями памяти процессора. При оценке производительности вычислений необходимо также учитывать время, затрачиваемое на пересылку данных между памятью CPU и GPU.

При сильном проявлении нелинейных эффектов для описания процесса искажения профиля волны требуется большое количество гармоник, информацию о которых необходимо хранить на каждом шаге z вдоль оси пучка. Поскольку при спектральном подходе число вычислительных операций растет пропорционально квадрату числа гармоник, то спектральный алгоритм быстро становится неэффективным. Альтернативным способом решения уравнения (3) является использование численных схем, работающих во

временном представлении. В этом случае наиболее эффективно применять удароулавливающие схемы, позволяющие моделировать сильно искаженные нелинейные волны с использованием небольшого количества точек на ударных фронтах [13, 15]. Отметим, что при хранении данных в спектральном представлении (2) для перехода к профилям необходимо сделать быстрое преобразование Фурье, которое также можно выполнить на GPU. Для построения численного решения уравнение (3) удобно привести к безразмерному виду:

$$\frac{\partial V}{\partial \sigma} = \frac{1}{2} \frac{\partial V^2}{\partial \theta}, \quad (4)$$

где $V = p/p_0$ – акустическое давление, нормированное на амплитуду волны p_0 , $\theta = \omega_0 \tau$, $\sigma = z/z_s$ – безразмерные время и координата, соответственно, $z_s = c_0^3 \rho_0 / p_{00}$ – расстояние образования разрыва для исходно гармонической волны с частотой ω_0 , задаваемой в безразмерных переменных как:

$$V(\sigma = 0, \theta) = \sin \theta. \quad (5)$$

Метод Годунова

Численное решение уравнения (4) на каждом шаге сетки по эволюционной координате σ строилось с помощью схемы типа Годунова (рис. 3). Алгоритм расчета представляет собой явную шеститочечную консервативную схему второго порядка точности по времени и первого порядка точности по координате распространения [13, 15]:

$$V_j^{k+1} = V_j^k - \frac{h_\sigma}{h_\theta} \left(H_{j+\frac{1}{2}}^k(\sigma) - H_{j-\frac{1}{2}}^k(\sigma) \right), \quad (6)$$

где потоки $H_{j+\frac{1}{2}}^k$ через центры ячеек численной сетки на k -том шаге по координате σ задаются следующим образом

$$H_{j+\frac{1}{2}}^k(\sigma) = -\frac{1}{4} \left(\left(V_{j+\frac{1}{2}}^+ \right)^2 + \left(V_{j+\frac{1}{2}}^- \right)^2 \right) - \frac{a_{j+\frac{1}{2}}^k(\sigma)}{2} \left[V_{j+\frac{1}{2}}^+(\sigma) - V_{j+\frac{1}{2}}^-(\sigma) \right]. \quad (7)$$

Здесь h_σ – шаг схемы вдоль координаты σ , h_θ – шаг сетки по оси безразмерного времени θ , и локальная скорость потока в сеточной ячейке:

$$a_{j+\frac{1}{2}}^k(\theta) = \max \left| V_{j+\frac{1}{2}}^-, V_{j+\frac{1}{2}}^+ \right|. \quad (8)$$

Для получения второго порядка точности в данном алгоритме используется кусочно-линейная

реконструкция значений давления $V(\sigma_k, \theta_j)$ справа $V_{j+\frac{1}{2}}^+(\sigma)$ и слева $V_{j+\frac{1}{2}}^-(\sigma)$ от узла численной сетки (k, j) :

$$\begin{aligned} V_{j+\frac{1}{2}}^+ &= V_{j+1}^k(\sigma) - \frac{h_0}{2} \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right)_{j+1}^k, \\ V_{j+\frac{1}{2}}^- &= V_j^k(\sigma) - \frac{h_0}{2} \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right)_j^k. \end{aligned} \quad (9)$$

Для большей устойчивости численного алгоритма, задействованные в (8) производные решения по времени на шаге k по координате σ выбираются таким образом, чтобы их значения были минимальными по модулю из возможных значений производных — правой, левой и центральной с весовым коэффициентом $1 \leq b \leq 2$:

$$\begin{aligned} &\left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right)_j^k = \\ &= \min \text{mod} \left(\frac{b(V_j^k - V_{j-1}^k)}{h_0}, \frac{V_{j+1}^k - V_{j-1}^k}{2h_0}, \frac{b(V_{j+1}^k - V_j^k)}{h_0} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Весовой коэффициент $b = 2$ соответствует наиболее точному решению с минимальным сеточным поглощением, а $b = 1$ — более устойчивому численному алгоритму, что достигается за счет увеличения сеточного поглощения. В данной работе величина b полагалась равной единице. Представленная схема позволяет рассчитывать распространение узких ударных фронтов с большой точностью при использовании всего лишь трех узлов сетки на ударном фронте [15]. Отметим, что при решении трехмерных задач обычно дополнительно вводится искусственное поглощение, которое позволяет размыть ширину ударного фронта до нужных значений (обычно 7–8 точек на фронт) с целью уменьшения больших пространственных градиентов поля давления по поперечным координатам [6].

Расчеты проводились на двух различных компьютерах: на ноутбуке с CPU Intel Core i5-8250U с видеокартой GPU Nvidia GeForce MX150 (380 ядер, 1.5 ГГц), и на персональном компьютере (ПК) с CPU Intel Core i7 4790 с видеокартой Nvidia GTX1070 (1980 ядер, 1.7 ГГц). Для реализации вычислений на графических процессорах была написана программа на языке C, содержащая функцию-ядро CUDA, которая реализовала алгоритмы (6)–(10). Для определения эффективности работы данной программы на языке C были реализованы однопоточный аналогичный алгоритм для CPU, а также алгоритм для GPU на основе спектрального метода, со скоростью вычисления которых и производилось сравнение. При численном решении уравнений (6)–(10) на каждом шаге по σ дискретизованное поле давления пред-

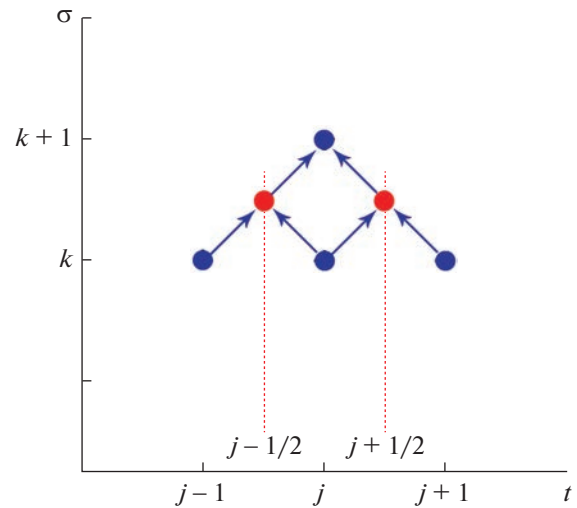


Рис. 3. Шаблон для консервативной численной схемы типа Годунова для уравнения простых волн.

ставлялось в памяти ЭВМ в виде двумерной матрицы, которая содержала набор M профилей волн, заданных в M пространственных точках. Такое представление данных необходимо для реализации распараллеливания по данным, при котором каждый профиль волны из числа M обрабатывается параллельно с другими профилями различными ядрами графического процессора. Вычисления проводились для различного количества пространственных координат M (100–10000 точек), а также для различного числа точек на периоде волны (100–3000 точек) с шагами временной сетки $\Delta t = 0.0063$, $\Delta \sigma = 0.2378$, удовлетворяющими устойчивости схемы типа Годунова при максимальном рассматриваемом количестве точек на периоде волны. Для определения правильности реализованного алгоритма во временном представлении использовалось аналитическое решение уравнения простых волн с бесконечно узким ударным фронтом (4) с начальным профилем (5), представленное в неявном виде [17]:

$$V_{th} = \sin(\theta + \sigma V_{th}). \quad (11)$$

Положение и величина ударного фронта определялись по правилу равенства площадей.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4 представлены профили волны на различных расстояниях, полученные численно с использованием метода Годунова, реализованного на GPU ноутбука, и теоретическое решение, описываемое уравнением (11). Наблюдается хорошее согласие численного и аналитического решений с ошибкой не более 0.03% в амплитуде ударного фронта. Расхождение наблюдается только в обла-

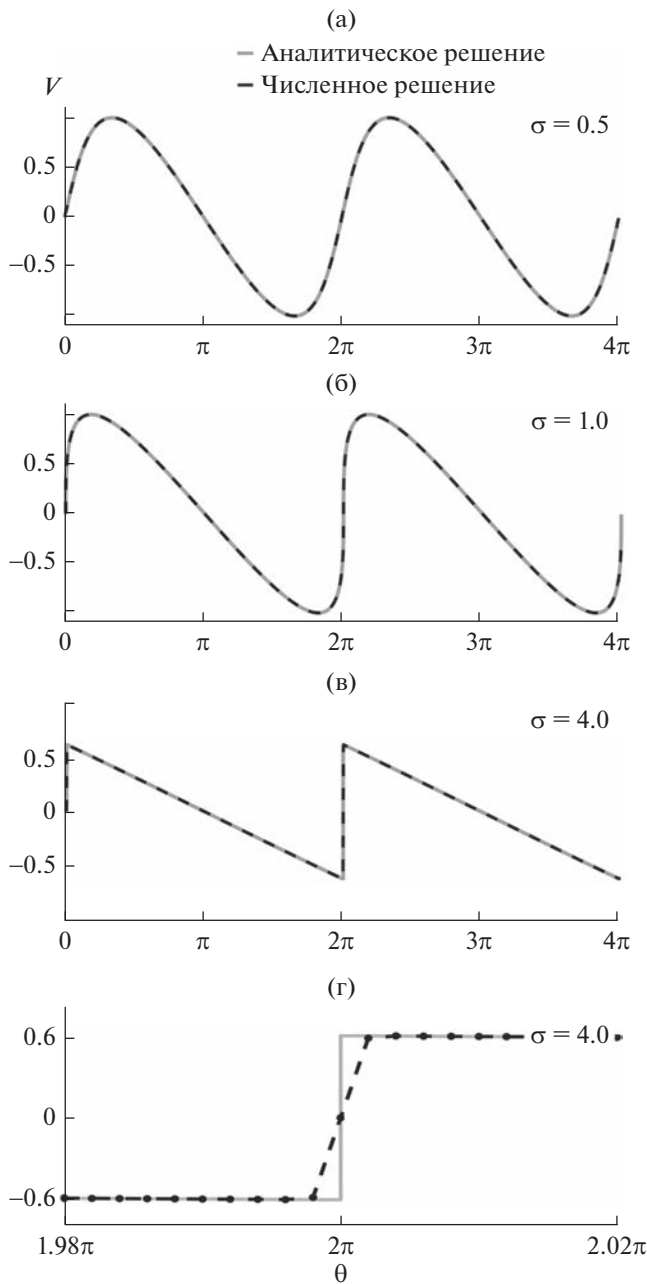


Рис. 4. Сравнение аналитического (серая сплошная линия) и численного (черная пунктирная линия) решений для плоских волн с гармоническим начальным профилем на разных расстояниях от излучателя: (а) — $\sigma = 0.5$, (б) — $\sigma = 1.0$, (в) — $\sigma = 4.0$. (г) — Сравнение аналитического и численного решений вблизи ударного фронта при $\sigma = 4.0$.

сти разрыва, так как, в отличие от аналитического решения, численная схема приводит к формированию ударного фронта конечной ширины с тремя точками на разрыв. Таким образом, ширина фронта при использовании 1000 точек на период составляет около 0.2% от периода волны. Данные

результаты подтверждают правильность реализации алгоритма для GPU. Идентичные результаты были получены для алгоритмов, реализованных на ПК с использованием одного из ядер CPU и на ноутбуке с использованием и без использования видеокарты.

В табл. 1 и 2 сравниваются результаты вычислений на ноутбуке по времени работы однопоточного алгоритма, основанного на временном методе и реализованного на CPU, с аналогичным алгоритмом для GPU, а также с алгоритмом, реализующим спектральный метод на GPU, в зависимости от количества пространственных точек в буфере M и количества гармоник N . Как и ожидалось, время вычислений с использованием спектрального метода на GPU увеличивается квадратично с увеличением числа гармоник, что демонстрирует его неэффективность в случае сильных нелинейных эффектов и большого числа гармоник. При этом время вычислений, проведенных на основе метода Годунова, пропорционально количеству гармоник. Для размеров матрицы поля давления с 10000 пространственных точек и при 1000 гармоник расчеты, реализованные на GPU с использованием временного подхода, оказываются в 26 раз быстрее по сравнению с CPU и в 2.6 раз быстрее по сравнению со спектральным алгоритмом, реализованным на GPU.

В табл. 3 и 4 представлено сравнение скорости работы тех же программ на более мощном компьютере (ПК). Наблюдаются аналогичные зависимости времени, затрачиваемого на вычисления, от числа используемых гармоник для обоих методов. Для размеров матрицы с 10000 пространственных точек и 1000 гармоник расчеты, реализованные на GPU с использованием временного подхода, в 33 раза быстрее по сравнению с CPU и в 2.3 раза быстрее по сравнению со спектральным алгоритмом, реализованным на GPU.

На рис. 5, где данные по сравнению скорости работы алгоритмов сведены в виде графиков, видно, что ускорение для ноутбука при увеличении как количества пространственных точек, так и числа гармоник (рис. 6) достигает определенного значения и далее не изменяется. Это обусловлено тем, что графический процессор на ноутбуке имеет небольшое количество ядер, способных выполнять параллельные процессы, а также небольшой объем памяти, ограничивающий вместимость обрабатываемых данных. Поэтому при больших параметрах входного массива возникает необходимость передавать его из памяти CPU в память GPU по частям, что занимает дополнительное время. Также небольшое количество ядер дает возможность обрабатывать лишь соответствующее число потоков одновременно. Ускорение вычислений, реализованных на более мощном компьютере (ПК), растет для всех видов по-

Таблица 1. Сравнение скорости алгоритмов на основе метода Годунова для CPU и GPU и с использованием спектрального метода для GPU, при выполнении расчетов на ноутбуке, для количества гармоник $N = 1000$ для различного количества M профилей

Количество точек пространства M		100	500	1000	5000	10000
Время T , с	CPU (TD Godunov)	30.7	156	324	1562	3023
	GPU (TD Godunov)	3.5	12.2	22	55	108
	GPU (FD RK4)	2	11.6	36.8	141	282
$T_{\text{CPU}_G}/T_{\text{GPU}_G}$		8.3	12.8	14.8	28.4	28
$T_{\text{GPU}_{\text{RK4}}}/T_{\text{GPU}_G}$		0.57	0.95	1.67	2.56	2.6

Таблица 2. Сравнение скорости алгоритмов на основе метода Годунова для CPU и GPU и с использованием спектрального метода для GPU, при выполнении расчетов на ноутбуке, для количества точек пространства $M = 2500$ и различного числа гармоник N

Число гармоник N		50	250	500	1000	1500
Время T , с	CPU (TD Godunov)	73	371.5	738.6	1476	2214
	GPU (TD Godunov)	3.8	14.4	27.7	56.1	83.2
	GPU (FD RK4)	0.8	19.7	79.1	316	713
$T_{\text{CPU}_G}/T_{\text{GPU}_G}$		19.2	25.8	26.7	26.4	26.6
$T_{\text{GPU}_{\text{RK4}}}/T_{\text{GPU}_G}$		0.21	1.37	2.85	5.6	8.6

Таблица 3. Сравнение скорости алгоритмов на основе метода Годунова для CPU и GPU и с использованием спектрального метода для GPU, при выполнении расчетов на стационарном компьютере, для количества гармоник $N = 1000$ для различного количества M профилей

Количество точек пространства M		100	500	1000	5000	10000
Время T , с	CPU (TD Godunov)	7.1	35.8	71.1	355	712
	GPU (TD Godunov)	2.1	7.3	7.8	14.1	21.2
	GPU (FD RK4)	0.03	8.0	9.0	24.4	48
$T_{\text{CPU}_G}/T_{\text{GPU}_G}$		3.4	4.9	9.1	25	33.6
$T_{\text{GPU}_{\text{RK4}}}/T_{\text{GPU}_G}$		0.01	1.1	1.2	1.7	2.3

строенных зависимостей, что обусловлено большей мощностью и объемом памяти его GPU.

В случае сравнения скорости работы алгоритмов, реализованных с использованием метода Годунова на CPU и GPU, достигаемое ускорение на ПК меньше, чем на ноутбуке. Это обусловлено

большей мощностью центрального процессора ПК. Важным результатом является значительное ускорение, достигаемое в расчетах на ПК при увеличении числа гармоник в случае использования временного метода по сравнению со спектральным методом.

Таблица 4. Сравнение скорости алгоритмов на основе метода Годунова для CPU и GPU и с использованием спектрального метода для GPU, при выполнении расчетов на стационарном компьютере, для количества точек пространства $M = 2500$ и различного числа гармоник N

Число гармоник N		50	100	500	1000	1500
Время T , с	CPU (TD Godunov)	18.7	91.4	182.8	384	576
	GPU (TD Godunov)	1.6	7.0	13.7	27.4	40.9
	GPU (FD RK4)	1.4	35.6	142.4	569	1281
$T_{\text{CPU}_G}/T_{\text{GPU}_G}$		11.7	13.0	13.34	14.0	14.1
$T_{\text{CPU}_G}/T_{\text{GPU}_G}$		0.88	5.0	10.39	20.7	31.3

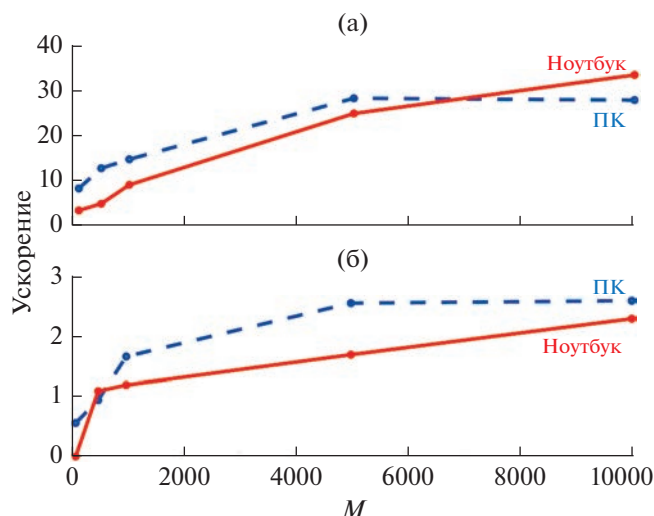


Рис. 5. Зависимость ускорения работы алгоритма на основе метода Годунова, реализованного на GPU: (а) — по сравнению с версией для CPU, (б) — по сравнению со спектральным алгоритмом на GPU в зависимости от размера буфера M .

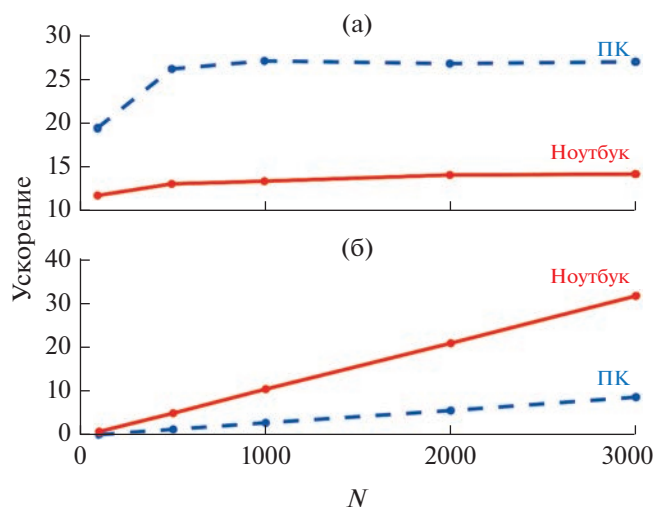


Рис. 6. Зависимость ускорения работы алгоритма на основе метода Годунова, реализованного на GPU: (а) — по сравнению с версией для CPU, (б) — по сравнению со спектральным алгоритмом на GPU в зависимости от числа гармоник N .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе реализован численный алгоритм расчета нелинейных акустических эффектов на графических процессорах (GPU) с использованием удароуправляющей схемы типа Годунова. Расчеты на GPU позволили ускорить вычисления по сравнению с алгоритмом для CPU на порядок и более как для ноутбука, так и для более мощного персонального компьютера для всех рассматриваемых размеров массива данных. Кроме того,

для характерного числа гармоник ($N = 1000$), необходимого для описания высокоамплитудных ударных фронтов, реализация схемы Годунова на GPU дала выигрыш по времени на порядок по сравнению со спектральным алгоритмом в расчетах на персональном компьютере и в 5 раз на ноутбуке. Таким образом, было показано, что проведение вычислений на графических процессорах может эффективно применяться для решения нелинейных волновых задач с использованием удароуправляющих численных схем, работающих во временном представлении.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 20-12-00145.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бэйли М.Р., Хохлова В.А., Сапожников О.А., Каргл С.Г., Крам Л.А. Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань. (Обзор) // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 4. С. 437–464.
2. Rosnitskiy P.B., Yuldashev P.V., Sapozhnikov O.A. et al. Design of HIFU transducers for generating specified nonlinear ultrasound fields // IEEE Trans. Ultrason. Ferr. Freq. Control. 2016. V. 64. №. 2. P. 374–390.
3. Швецов И.А., Шербинин С.А., Астафьев П.А., Мойса М.О., Рыбнянец А.Н. Численное моделирование и оптимизация акустических полей и конструкций фокусирующих ультразвуковых преобразователей высокой интенсивности // Известия Росс. Акад. наук. Сер. физич. 2018. Т. 82. № 3. С. 355–358.
4. Карзова М.М., Юлдашев П.В., Росницкий П.Б., Хохлова В.А. Численные подходы к описанию нелинейных ультразвуковых полей медицинских диагностических датчиков // Известия Росс. Акад. наук. Сер. физич. 2017. Т. 81. № 8. С. 927–931.
5. Westervelt P.J. Parametric acoustic array // J. Acoust. Soc. Am. 1963. V. 35. №. 4. P. 535–537.
6. Kreider W., Yuldashev P.V., Sapozhnikov O.A., Farr N., Partanen A., Bailey M.R., Khokhlova V.A. Characterization of a multi-element clinical HIFU system using acoustic holography and nonlinear modeling // IEEE Trans. Ultrason. Ferr. Freq. Control. 2013. V. 60. №. 8. P. 1683–1698.
7. Okita K., Ono K., Takagi S., Matsumoto Y. Development of high intensity focused ultrasound simulator for large-scale computing // Int. J. Numer. Meth. Fluids. 2010. V. 65. № 1–3. P. 43–66.
8. Ames W.F. Numerical methods for partial differential equations. Academic, San Diego, 3rd ed. 2014. P. 380.
9. Юлдашев П.В., Хохлова В.А. Моделирование трехмерных нелинейных полей ультразвуковых терапевтических решеток // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 3. С. 337–347.
10. Bawiec C.R., Khokhlova T.D., Sapozhnikov O.A. et al. A prototype therapy system for boiling histotripsy in abdominal targets based on a 256-element spiral array // IEEE T. Ultrason. Ferr. 2021. V. 68. № 5. P. 1496–1510.

11. *Пережёлкин Е.Е., Садовников Б.И., Иноземцева Н.Г.* Вычисления на графических процессорах (GPU) в задачах математической и теоретической физики. М.: Ленанд, 2014. 176 с.
12. *Коннова Е.О., Юлдашев П.В., Хохлова В.А.* Использование графических ускорителей при моделировании нелинейных ультразвуковых пучков на основе уравнения Вестервелта // Известия Росс. Акад. наук. Сер. физич. 2021. Т. 85. № 6. С. 811–816.
13. *Аверьянов М.В.* Экспериментальная и численная модель распространения нелинейных акустических сигналов в турбулентной атмосфере. Дисс. на соискание степ. канд. физ.-мат.наук. МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 2008.
14. *Lee Y.-S., Hamilton M.F.* Time-domain modeling of pulsed finite-amplitude sound beams // J. Acoust. Soc. Am. 1995. V. 97. № 2. P. 906–917.
15. *Kurganov A., Tadmor E.* New high-resolution central schemes for nonlinear conservation laws and convection–diffusion equations // J. Comput. Phys. 2000. V. 160. № 1. P. 241–282.
16. *Кащеева С.С., Сапожников О.А., Хохлова В.А., Аверкью М.А., Крам Л.А.* Нелинейное искажение и поглощение мощных акустических волн в среде со степенной зависимостью коэффициента поглощения от частоты // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 2. С. 211–219.
17. *Руденко О.В., Солуян С.И.* Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. С. 288.

УДК 534.2

ГЕНЕРАЦИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ В ДИФРАГИРУЮЩЕМ ПУЧКЕ ВОЛН НАКАЧКИ В КВАЗИЛИНЕЙНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

© 2023 г. А. В. Тюрина^а, *, П. В. Юлдашев^а, И. Б. Есипов^б, В. А. Хохлова^а

^аМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет,
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991 Россия

^бРоссийский государственный университет нефти и газа им. И.М. Губкина,
Ленинский проспект 65, Москва, 119991 Россия

*e-mail: tiurina.av@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 08.05.2022 г.

После доработки 19.09.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

Рассматривается квазилинейный подход к описанию генерации акустической волны разностной частоты, формируемой при взаимодействии двух близких по частоте интенсивных высокочастотных дифрагирующих пучков волн накачки. Граничное условие соответствует двухчастотному возбуждению существующего параметрического излучателя для подводных исследований. Показано, что линейное поле первичных волн имеет узкую направленность с полным углом расхождения пучка около нескольких градусов, поэтому нелинейная дифракционная задача решалась численно в параболическом приближении. Поле волн накачки рассчитывалось в линейном приближении; полученные решения на каждом шаге численной сетки вдоль оси пучка использовались для расчета нелинейных источников при описании трехмерного пучка разностной частоты. Проанализированы одномерные и двумерные распределения поля давления и диаграммы направленности для трех значений разностной частоты. Полученные численные решения с реалистичными граничными условиями и описанием дифракционных эффектов сравниваются с известными приближенными аналитическими результатами, полученными в квазилинейном приближении.

Ключевые слова: разностная частота, квазилинейное приближение, дифракция

DOI: 10.31857/S0320791922600275, **EDN:** DAKTTI

ВВЕДЕНИЕ

Параметрические процессы генерации низкочастотного излучения остаются ключевой областью современных акустических исследований, что связано с важностью их практических приложений как в задачах подводной акустики для акустической томографии морских вод [1–3], так и в задачах воздушной акустики для возбуждения высоконаправленного слышимого звука в воздухе [4–6].

Генерация низкочастотного излучения происходит при взаимодействии в нелинейной среде двух близких по частоте высокочастотных первичных волн, которое сопровождается каскадным процессом образования волн новых частот. Поскольку поглощение акустических волн увеличивается с ростом частоты, то при распространении от излучателя высокочастотные составляющие нелинейного волнового поля постепенно затухают, и на больших расстояниях в среде остается только волна разностной частоты [7, 8]. Основным недостатком такого параметрического возбуждения волны разностной частоты является

низкая эффективность преобразования в нее энергии от волн накачки, поэтому долгое время эта тема оставалась за рамками практических применений. Однако при этом использование параметрических эффектов имеет ряд существенных преимуществ [9], таких как возможность создания узконаправленных широкополосных излучателей, диаграмма направленности которых не содержит боковых лепестков, а сами они имеют небольшие волновые размеры. Интерес к исследованиям в этой области в гидроакустике [3, 10] и аэроакустике [11, 12] по-прежнему не уменьшается.

При описании процессов генерации и распространения волны разностной частоты достаточно полной моделью является однонаправленное уравнение Вестервельта [7, 13], которое учитывает эффекты нелинейности, дифракции и термовязкого поглощения. Это уравнение в полной трехмерной постановке может быть решено численно методом расщепления по физическим факторам [14, 15], в котором для каждого оператора, входящего в уравнение, применяются свои

конечно-разностные схемы. Во многих практических задачах при расчете полей параметрических излучателей возможно использование параксиального приближения, и в этом случае применяется более простое уравнение Хохлова–Заболотской–Кузнецова (ХЗК) [16], для решения которого разработаны эффективные численные алгоритмы как в частотном, так и во временном и комбинированных представлениях [17–20]. Для расчетов параметрических излучателей существует также целый класс приближенных полуаналитических решений, использующих дополнительные приближения при постановке граничных условий, описании геометрии расходимости пучков, длины взаимодействия, нелинейных и дифракционных эффектов для волн накачки [21–23]. Широкий класс моделей при этом использует приближение заданного поля волн накачки или квазилинейности [8, 24, 25].

В данной работе также используется квазилинейный подход как необходимый шаг в разработке полной трехмерной численной модели нелинейно-дифракционного описания параметрических взаимодействий на основе уравнений Вестервельта и ХЗК. Однако при этом, в отличие от существующих методов, используется реалистичное граничное условие для высокочастотных волн накачки, соответствующее работе недавно разработанной подводной параметрической антенны [26]. Численно моделируется процесс генерации волны разностной частоты в свободном поле при учете дифракции по обоим координатам, поперечным выделенному направлению распространения волн. Пучки волн накачки рассчитываются в линейном приближении; полученные решения на каждом шаге численной сетки вдоль оси пучка используются для расчета нелинейных источников при описании трехмерного поля разностной частоты. Разработанный квазилинейный подход будет в дальнейшем расширен на решение полной трехмерной нелинейно-дифракционной задачи с использованием разработанного в предыдущей работе авторов оптимизированного спектрального алгоритма, позволяющего существенно сократить количество операций при вычислении нелинейного оператора [27].

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД

Запишем уравнение Вестервельта, описывающее направленное распространение нелинейной акустической волны, в сопровождающей системе координат [7]:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial \tau \partial z} = \frac{c_0}{2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) + \frac{\delta}{2c_0^3} \frac{\partial^3 p}{\partial \tau^3} + \frac{\beta}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^2 p^2}{\partial \tau^2}, \quad (1)$$

где p – акустическое давление, z – выделенное направление вдоль оси пучка, $\tau = t - z/c_0$ – время в

бегущей системе координат, c_0 – скорость звука, ρ_0 – плотность среды, β и δ – коэффициенты нелинейности и термовязкого поглощения в среде, соответственно.

В случае линейного распространения волны, генерируемой плоским двухчастотным ультразвуковым излучателем в однородной среде с диссипацией, решение линейаризованного уравнения Вестервельта (1) можно записать в виде интеграла Рэлея [28, 29] с комплексным значением волнового числа $k_{1,2} = \omega_{1,2}/c_0 + ik_{1,2}''$:

$$P_{1,2}(\mathbf{r}) = -\frac{i\omega_{1,2}\rho_0}{2\pi} \int \frac{V_{1,2}^n(\mathbf{r}') e^{ik_{1,2}|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|}}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|} dS_{1,2}', \quad (2)$$

где $P_{1,2}(\mathbf{r})$ – комплексные амплитуды давления волн накачки, $p_{1,2} = \frac{1}{2}P_{1,2}(\mathbf{r})\exp(-i\omega_{1,2}\tau) + \text{к.с.}$ – распределение действительного поля давления с циклическими частотами $\omega_{1,2} = 2\pi f_{1,2}$, $k_{1,2} = \omega_{1,2}/c_0 + ik_{1,2}''$ – волновые числа, $k_{1,2}''$ – коэффициенты затухания, $V_{1,2}^n(\mathbf{r}')$ – комплексные амплитуды нормальных компонент колебательной скорости $v_{1,2}^n = \frac{1}{2}V_{1,2}^n(\mathbf{r}')\exp(-i\omega_{1,2}\tau) + \text{к.с.}$ на поверхности излучателя, $\mathbf{r}'$ – радиус-вектор на поверхности излучателя, $\mathbf{r}$ – радиус-вектор в точке наблюдения, $S_{1,2}'$ – области интегрирования, представляющие собой поверхности элементов, излучающих на частотах $\omega_{1,2}$ [26]. В случае равномерного распределения колебательной скорости $V_n(\mathbf{r}') = v_0$ – действительная величина, а v_0 и $p_0 = v_0\rho_0c_0$ – характерные величины амплитуд колебательной скорости и давления вблизи излучателя.

Если, как будет показано ниже, поле высокочастотных волн накачки, генерируемое рассматриваемым излучателем и рассчитанное с помощью интеграла Рэлея (2), имеет узкую направленность с полным углом расхождения в дальнем поле порядка нескольких градусов, то от уравнения Вестервельта (1) можно перейти к более простому для численного решения нелинейному параболическому уравнению ХЗК [16]:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial \tau \partial z} = \frac{c_0}{2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right) + \frac{\delta}{2c_0^3} \frac{\partial^3 p}{\partial \tau^3} + \frac{\beta}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^2 p^2}{\partial \tau^2}. \quad (3)$$

В рамках квазилинейного подхода решение уравнения (3) будем искать методом последовательных приближений [8, 24] в виде $p = p_A + p_B$, где $p_A = \frac{1}{2}P_{\text{pump1}}(x, y, z)\exp(-i\omega_{\text{pump1}}\tau) + \frac{1}{2}P_{\text{pump2}}(x, y, z)\exp(-i\omega_{\text{pump2}}\tau) + \text{к.с.}$ – линейное поле волн накачки, представляющее собой сумму двух гармонических волн с частотами $f_{\text{pump1}} = \omega_{\text{pump1}}/2\pi$ и $f_{\text{pump2}} = \omega_{\text{pump2}}/2\pi$ и комплексными амплитудами давления $P_{\text{pump1}}(x, y, z)$ и $P_{\text{pump2}}(x, y, z)$, а p_B – малая поправка, включающая в себя поле суммарной и вторых гармоник, а также поле волны разностной частоты $\frac{1}{2}P_{\text{dif}}(x, y, z)\exp(-i\omega_{\text{dif}}\tau) + \text{к.с.}$ с частотой

$f_{\text{dif}} = |f_{\text{pump1}} - f_{\text{pump2}}| = \omega_{\text{dif}}/2\pi$. В этом случае комплексные амплитуды давления волн накачки удовлетворяют линейному уравнению:

$$\frac{\partial P_{\text{pump1,2}}}{\partial z} = \frac{ic_0}{2\omega_{\text{pump1,2}}} \times \left(\frac{\partial^2 P_{\text{pump1,2}}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P_{\text{pump1,2}}}{\partial y^2} \right) - \frac{\delta \omega_{\text{pump1,2}}^2}{2c_0^3} P_{\text{pump1,2}}, \quad (4)$$

а амплитуда давления волны разностной частоты — линейному уравнению с заданным источником:

$$\frac{\partial P_{\text{dif}}}{\partial z} = \frac{ic_0}{2\omega_{\text{dif}}} \left(\frac{\partial^2 P_{\text{dif}}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P_{\text{dif}}}{\partial y^2} \right) - \frac{\delta \omega_{\text{dif}}^2}{2c_0^3} P_{\text{dif}} - \frac{i\beta \omega_{\text{dif}}}{2c_0^3 \rho_0} P_{\text{pump2}}^* P_{\text{pump1}}. \quad (5)$$

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Моделирование поля волны разностной частоты (5) проводилось на примере параметров недавно разработанной подводной параметрической антенны эллипсовидной формы (рис. 1) с полосовой структурой распределения излучающих элементов для каналов разных частот по поверхности [26]. Одна половина прямоугольных по форме элементов излучает на фиксированной частоте $f_{\text{pump1}} = 150$ кГц, вторая половина — на меняющейся в диапазоне 135–145 кГц частоте f_{pump2} . Форма излучателя представляет собой эллипс с осями $L = 318$ мм и $D = 188.5$ мм, при этом его больший размер ориентирован вертикально. Антенна состоит из 544 элементов размером $a \times b = 4 \times 20$ мм с зазором $h = 0.5$ мм между ними и 4 неактивных областей размером $m \times n = 9.5 \times 6$ мм.

При расчете интеграла Рэлея (2) для каждой из волн накачки предполагалось постоянство при $z = 0$ компоненты колебательной скорости, перпендикулярной поверхности элементов, т.е. направленной вдоль оси z . Граничное условие в численном моделировании параболических уравнений (4) и (5) задавалось для комплексной амплитуды давления, при этом пересчет распределения скорости в распределение давления происходил следующим образом. Вначале рассчитывался двумерный пространственный спектр $S_V(k_x, k_y)$ с пространственными частотами k_x и k_y в обоих поперечных направлениях для заданного равномерного распределения колебательной скорости. Так как антенна представляет собой совокупность прямоугольных элементов, то для каждого прямоугольника может быть получено аналитическое выражение $S_{V,n}(k_x, k_y) = -ab/(4\pi^2) \text{sinc}(k_x a/2) \text{sinc}(k_y b/2)$, где n — номер прямоугольника, при этом полный спектр $S_V(k_x, k_y)$ рассчитывался как сумма вкладов от отдельных прямоугольных элементов с учетом их геометрического расположения. Из линеаризованно-

го уравнения Эйлера $\partial V/\partial t = (-1/\rho_0) \partial p/\partial z$ следует соотношение для пространственных спектров давления и z -компоненты колебательной скорости каждого прямоугольного элемента, $S_{p,n}(k_x, k_y) = \omega \rho_0 S_{V,n}(k_x, k_y)/(k^2 - k_x^2 - k_y^2)^{1/2}$, что позволяет найти полный спектр $S_p(k_x, k_y)$. Далее, полученное граничное условие для компонент углового спектра $S_p(k_x, k_y)$ фильтровалось с помощью пространственного фильтра, ограничивающего компоненты с пространственной частотой выше $0.7k_{\text{max}}$, где k_{max} — соответствующее максимальное волновое число для каждой из волн накачки. Такая фильтрация высоких пространственных частот позволяет сгладить резкие градиенты в начальном пространственном распределении поля давления, полученном с помощью обратного двумерного преобразования Фурье, и уменьшить ошибки использования параболического приближения при описании компонент поля, распространяющихся под большими углами относительно оси пучка. На рис. 2 представлены сглаженные такой фильтрацией распределения амплитуд давлений $|P_{\text{pump1,2}}|/p_0$ волн накачки на примере частот $f_{\text{pump1}} = 150$ кГц и $f_{\text{pump2}} = 145$ кГц.

В качестве параметров среды и величины начального давления использовались данные из экспериментов, выполненных с подводной параметрической антенной: $p_0 \leq 0.6$ МПа, $c_0 = 1502.25$ м/с, $\rho_0 = 996.81$ кг/м³ [26] и характерные для морской воды параметры нелинейности $\beta = 3.5$ и поглощения $\delta = 4.42 \times 10^{-6}$ м²/с [31]. Стоит отметить, что в эксперименте при амплитудах давления p_0 порядка 0.6 МПа реализовывался близкий к разрывному нелинейный режим работы антенны, так как характерная длина образования разрыва $l_{\text{sh}} = \rho_0 c_0^3/(\beta \omega_{\text{pump1}} p_0)$ в этом случае составляет 1.7 м [27], в то время как характерные длины дифракции для размеров решетки вдоль осей x и y составляют соответственно $l_{d,x} = \omega_{\text{pump1,2}}(D/2)^2/(2c_0) = 2.8$ и 2.7 (2.6, 2.5) м, $l_{d,y} = \omega_{\text{pump1,2}}(L/2)^2/(2c_0) = 7.9$ и 7.7 (7.4, 7.1) м для волн накачки с частотами $f_{\text{pump1}} = 150$ кГц и $f_{\text{pump2}} = 145$ (140, 135) кГц. Поэтому для возможности использования квазилинейного приближения дальнейшее моделирование проводилось для амплитуды давления $p_0 = 0.06$ МПа, которая в 10 раз меньше, чем максимально достижимая в эксперименте.

ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ

Рассмотрим три случая, когда частоты волн накачки кратны разностной частоте и $f_{\text{pump1}} > f_{\text{pump2}}$, т.е. $f_{\text{pump1}} = m f_{\text{dif}}$ и $f_{\text{pump2}} = (m-1) f_{\text{dif}}$. Тогда уравнения (4), (5) для комплексных амплитуд давления волн накачки $P_{\text{pump1}}(x, y, z)$, $P_{\text{pump2}}(x, y, z)$ и волны разностной частоты $P_{\text{dif}}(x, y, z)$ записываются так:

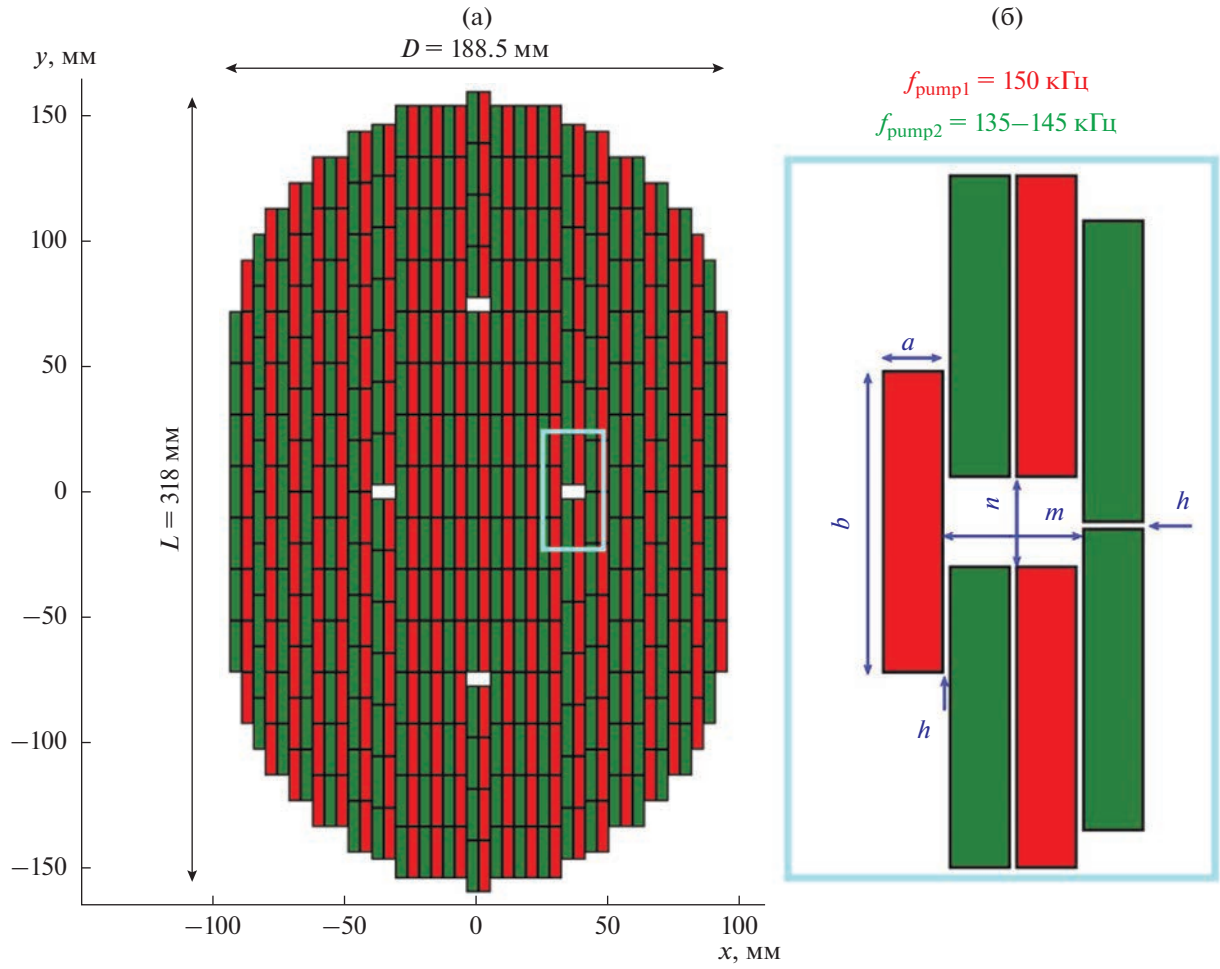


Рис. 1. (а) – Геометрия эллипсовидного излучателя с осями $L = 318$ мм и $D = 188.5$ мм полосовой структуры, излучающего волны накачки на двух частотах: фиксированной частоте $f_{\text{pump1}} = 150$ кГц (соответствующие элементы излучателя отмечены красным) и переменной частоте $f_{\text{pump2}} = 135\text{--}145$ кГц (соответствующие элементы излучателя отмечены зеленым). Антенна состоит из 544 элементов размером $a \times b = 4 \times 20$ мм с зазором $h = 0.5$ мм между ними и 4 неактивных областей размером $m \times n = 9.5 \times 6$ мм. (б) – Схема излучателя вблизи одной из неактивных областей.

$$\begin{cases}
 \frac{\partial P_{\text{pump1}}}{\partial z} = \frac{ic_0}{2m\omega_{\text{dif}}} \left(\frac{\partial^2 P_{\text{pump1}}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P_{\text{pump1}}}{\partial y^2} \right) - \frac{\delta m^2 \omega_{\text{dif}}^2}{2c_0^3} P_{\text{pump1}}, \\
 \frac{\partial P_{\text{pump2}}}{\partial z} = \frac{ic_0}{2(m-1)\omega_{\text{dif}}} \left(\frac{\partial^2 P_{\text{pump2}}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P_{\text{pump2}}}{\partial y^2} \right) - \frac{\delta(m-1)^2 \omega_{\text{dif}}^2}{2c_0^3} P_{\text{pump2}}, \\
 \frac{\partial P_{\text{dif}}}{\partial z} = \frac{ic_0}{2\omega_{\text{dif}}} \left(\frac{\partial^2 P_{\text{dif}}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P_{\text{dif}}}{\partial y^2} \right) - \frac{\delta \omega_{\text{dif}}^2}{2c_0^3} P_{\text{dif}} - \frac{i\beta \omega_{\text{dif}}}{2c_0^3 \rho_0} P_{\text{pump1}} P_{\text{pump2}}^*.
 \end{cases} \quad (6)$$

Первые два уравнения системы (6) решались на каждом шаге сетки Δz упомянутым выше методом расщепления по физическим факторам в следующем виде, что обеспечивало второй порядок точности численной схемы по всем трем пространственным координатам:

$$\begin{aligned}
 P_{\text{pump1,2}}(x, y, z + \Delta z) = \\
 = L_{D, \Delta z/2} L_{A, \Delta z} L_{D, \Delta z/2} P_{\text{pump1,2}}(x, y, z),
 \end{aligned}$$

где дифракционный оператор $L_{D, \Delta z/2}$ рассчитывался методом переменных направлений [32], а для оператора поглощения $L_{A, \Delta z}$ использовалось

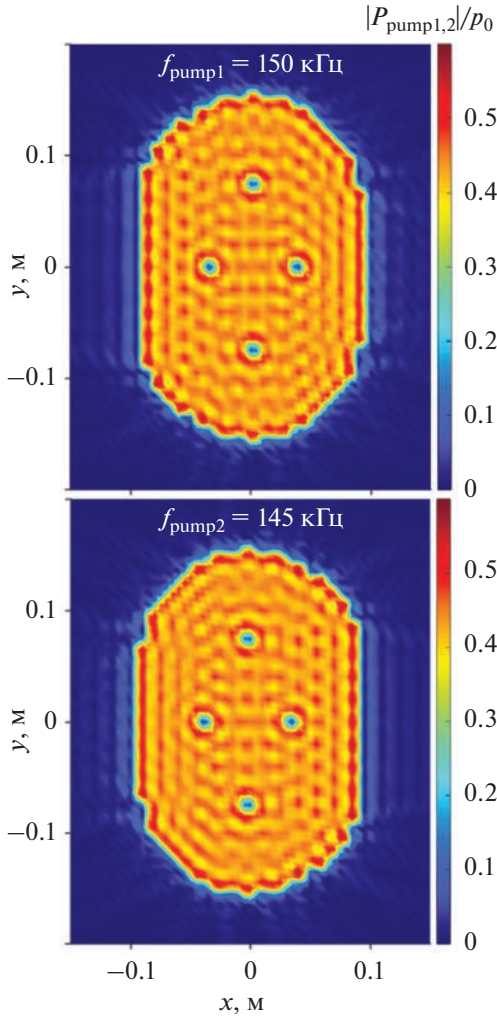


Рис. 2. Сглаженные граничные условия для нормированных амплитуд давлений $|P_{\text{pump1,2}}|/p_0$ на излучателе для волн накачки с частотами $f_{\text{pump1}} = 150$ кГц и $f_{\text{pump2}} = 145$ кГц.

точное решение в виде затухающей экспоненты на полном шаге сетки Δz . Для последнего уравнения системы (6), описывающего эволюцию амплитуды волны разностной частоты, численная схема записывалась так:

$$P_{\text{dif}}(x, y, z + \Delta z) = L_{D, \Delta z/2} L_{N, \Delta z/2} L_{A, \Delta z/2} L_{N, \Delta z/2} L_{D, \Delta z/2} P_{\text{dif}}(x, y, z), \quad (7)$$

где дифракционный и диссипативный операторы рассчитывались аналогичным образом, а квазилинейный оператор $L_{N, \Delta z/2}$ рассчитывался прибавкой к амплитуде волны разностной частоты функции нелинейных источников

$$\frac{i\beta\omega_{\text{dif}}}{2c_0^3\rho_0} P_{\text{pump1}} P_{\text{pump2}}^*, \quad (8)$$

умноженной на половинный шаг $\Delta z/2$. При этом в операторной схеме (7) нелинейные источники

на первом половинном шаге $\Delta z/2$ рассчитывались как среднее арифметическое от функции (8), вычисленной на начальном и промежуточном слоях, а на втором половинном шаге $\Delta z/2$ — на промежуточном и конечном слоях.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В качестве первого шага были рассчитаны линейные поля давления волн накачки с помощью интеграла Рэлея (2). На рис. 3 в верхнем ряду приведен пример двумерных распределений $|P_{\text{pump1}}|$ амплитуды волны с частотой $f_{\text{pump1}} = 150$ кГц, нормированных на $p_0 = 0.06$ МПа. Как следует из рис. 3, поле волны накачки имеет узкую направленность с полными углами расхождения пучка в направлениях осей x и y , составляющими $\varphi_x = 4^\circ$ и $\varphi_y = 2.5^\circ$, соответственно. Углы φ_x и φ_y были рассчитаны по уровню 0.5 от максимальной амплитуды с использованием соответствующих одномерных поперечных распределений, полученных при $z = 20$ м и представленных на рис. 4а, 4б серой сплошной линией. Таким образом, поле волн накачки действительно имеет малую расходимость, что позволяет использовать параболическое приближение уравнения (1), справедливое для компонент углового спектра пучка с полными углами расходимости до 30° [30].

Результаты численного моделирования линеаризованного уравнения ХЗК для амплитуды давления волны накачки с частотой 150 кГц в сравнении с решением полной дифракционной модели (интегралом Рэлея) также представлены на рис. 3 (нижний ряд) и рис. 4 (красная штриховая линия). На вкладке к осевому распределению амплитуды давления вдоль оси z на рис. 4в показано в увеличенном масштабе поведение обоих решений в ближнем поле пучка. Видно, что численное решение в параболическом приближении практически не отличается от решения полной дифракционной задачи (2), что подтверждает правомерность использования параболического приближения и правильность работы численного алгоритма. Некоторые отличия, как и ожидалось, проявляются вблизи излучателя до расстояний порядка 1 м, что связано с влиянием и неточным описанием высокочастотных компонент пространственного спектра волны в ближнем поле пучка на расстояниях $z < a(ka)^{1/3}$, где k — волновое число накачки, a — характерный размер излучателя [30].

Для волны накачки с частотой $f_{\text{pump1}} = 150$ кГц амплитуда давления на оси (рис. 4в) достигает максимума на расстоянии около 2 м, меньшем характерной длины дифракции $l_{d,x} = 2.8$ м для более короткой стороны антенны вдоль координаты x , после чего убывает, асимптотически приближаясь к зависимости $1/z$ согласно закону расходящейся сферической волны. Для волн накачки с частотами $f_{\text{pump2}} = 145$ (140, 135) кГц распределе-

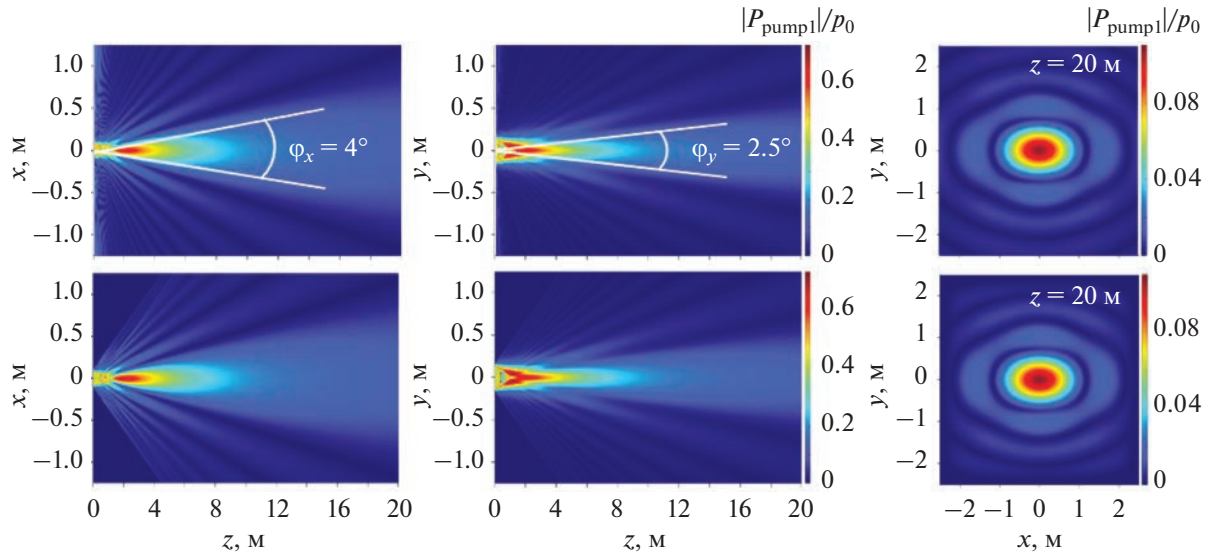


Рис. 3. Двумерные распределения линейного поля волны накачки $|P_{\text{pump1}}|/p_0$ с частотой $f_{\text{pump1}} = 150$ кГц: верхний ряд – решение, полученное с помощью интеграла Рэлея для идеальных граничных условий на излучателе, нижний ряд – численное решение уравнения ХЗК со сглаженными граничными условиями.

ния поля давления имеют аналогичный вид и не приводятся, так как отличаются только небольшим, пропорциональным величине f_{dif} , уменьшением амплитуды в дальнем поле на расстоянии $z = 20$ м на 3.2, 6.5 и 9.7%, соответственно, в силу более сильной расходимости пучков с меньшей частотой, и незначительным, также пропорциональным величине f_{dif} , смещением максимума осевого распределения на 3.1, 6.2, и 9.2% в сторону излучателя. Стоит отметить, что на рассматриваемых расстояниях эффекты поглощения для волн накачки сказываются незначительно. Характерная длина поглощения $l_{\text{abs}} = 2c_0^3/(\delta\omega^2)$ в морской воде ($\delta = 4.42 \times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ [31]) для частоты 150 кГц составляет 1727 м, поэтому амплитуда давления волн накачки при $z = 20$ м лишь на 2% меньше, а при $z = 150$ м – на 10% меньше, чем в отсутствие поглощения ($\delta = 0$). Таким образом, эффекты линейного поглощения волн накачки в данном случае не будут ограничивать расстояние, на котором происходит перекачка энергии волн накачки в разностную частоту, т.е. длину антенны бегущей волны. Ограничивающим фактором для рассматриваемого в работе квазилинейного приближения являются только эффекты дифракционной расходимости.

На рис. 5 представлены двумерные нормированные на $p_0 = 0.06$ МПа распределения амплитуды волны разностной частоты $|P_{\text{dif}}|$ для случая $f_{\text{dif}} = 5$ кГц, демонстрирующие узкую направленность поля волны разностной частоты с полными углами расхождения $\varphi_x = 5.2^\circ$ и $\varphi_y = 4.6^\circ$ в направлениях осей x и y , рассчитанными аналогично волнам накачки по уровню 0.5 от максимальной амплитуды с использованием соответствующих

одномерных поперечных распределений (рис. 6а и 6б), полученных при $z = 20$ м, и отсутствие боковых лепестков, что более детально показано на рис. 6.

На рис. 6а, 6б представлены одномерные поперечные распределения амплитуды давления волны разностной частоты $|P_{\text{dif}}|$, рассчитанные в дальнем поле волн накачки на расстоянии $z = 20$ м. Эти распределения были получены для трех значений величины разностной частоты $f_{\text{dif}} = 5$ кГц (красная кривая), 10 кГц (черная кривая) и 15 кГц (серая кривая) и нормированы на np_0 , где $n = 1, 2$ и 3, соответственно. Поле приведенных волн разностной частоты имеет узкую направленность с полными углами расхождения пучка $\varphi_x = 5.2^\circ, 4.7^\circ, 4.5^\circ$ и $\varphi_y = 4.6^\circ, 4.0^\circ, 3.7^\circ$ в направлении осей x и y для $f_{\text{dif}} = 5, 10, 15$ кГц, что несколько шире аналогичных диаграмм направленности волн накачки. Как видно, направленность волны разностной частоты возрастает с увеличением f_{dif} , поскольку при увеличении частоты дифракционные эффекты проявляются слабее. Заметим, что для волн разностной частоты углы расхождения пучка в обоих направлениях отличаются меньше, чем для волн накачки, поскольку генерация разностной частоты продолжается и на расстояниях больших длины дифракции $l_{d,x}$ волн накачки, когда высокочастотные пучки расширяются в этом направлении, но еще не дифрагируют в направлении оси y .

Зависимости амплитуды волн разностной частоты вдоль оси пучка представлены на рис. 6в. На расстояниях до 3 м, меньших длины дифракции $l_{d,x}$ волны накачки относительно оси x , для всех трех выбранных значений f_{dif} амплитуда волн

ны разностной частоты возрастает с увеличением пройденного расстояния z , поскольку амплитуды волн накачки достаточно велики и их вклад в p_{dif} превосходит ее уменьшение за счет дифракции, затем достигает максимума на расстоянии порядка 3 м, больше, чем для волн накачки, и плавно убывает, в основном, за счет дифракционных эффектов, поскольку диссипативные потери при физических значениях параметров среды, как упоминалось выше, малы. Кроме того, убывание амплитуды волны разностной частоты происходит также за счет уменьшения вклада, вносимого в нее от волн накачки из-за уменьшения их амплитуды, обусловленного дифракционной расходимостью высокочастотных пучков.

Как видно из рис. 6, максимальная амплитуда волны разностной частоты тем больше, чем больше величина f_{dif} , и составляет 0.010, 0.034 и 0.069% от амплитуды давления на излучателе p_0 . В отличие от приближения плоских волн, где амплитуда волны разностной частоты пропорциональна величине f_{dif} , в рассматриваемом случае дифрагирующих пучков накачки она увеличивается гораздо быстрее, чем по линейному закону, за счет ослабления дифракционных эффектов в волне с большей разностной частотой. При этом с увеличением давления на излучателе эффективность генерации волны разностной частоты, т.е. зависимость $|P_{\text{dif}}|/p_0$ от p_0 , возрастает линейно, что соответствует аналитическим результатам квазилинейного приближения [8].

На рис. 7 приведены зависимости нормированной на p_0 амплитуды волны разностной частоты на оси пучка для случая $f_{\text{dif}} = 5$ кГц и различных расстояний от излучателя: сплошной линией представлены результаты полного квазилинейного расчета, а различными штриховыми линиями — зависимости в случаях, когда источники (8) искусственно выключались по достижении расстояний $z = 8, 12, 16$ м (а), $50, 70, 90$ м (б). Из рис. 7 следует, что генерация волны разностной частоты продолжается на расстояниях, заметно превосходящих длины дифракции волн накачки в обоих поперечных направлениях, т.е. в сферически расходящихся пучках взаимодействующих волн, поскольку заметное уменьшение амплитуд волн накачки в e раз будет наблюдаться лишь после прохождения диссипативной длины (длина диссипации волн накачки составляет порядка 1700 м), во много раз превышающей дифракционную, поэтому при выключении источников на расстояниях, по крайней мере, до $z = 90$ м амплитуда волны разностной частоты начинает спадать гораздо быстрее. Таким образом, следует ожидать, что при увеличении амплитуды волн накачки и численных расчетах без приближения квазилинейности, важную роль будут играть нелинейные эффекты ограничения амплитуд волн накачки за счет каскадной генерации высших гармоник [22, 23].

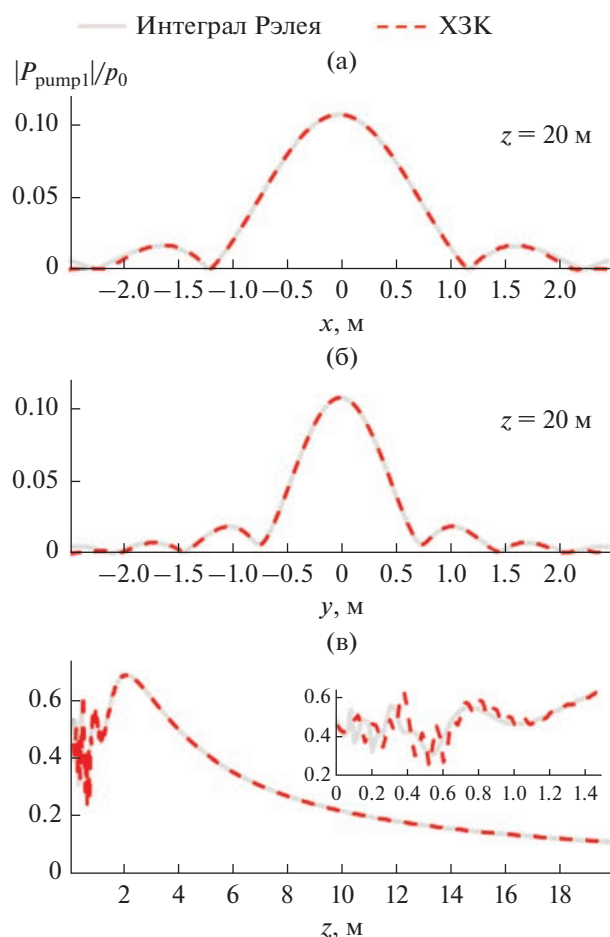


Рис. 4. Одномерные распределения амплитуды волны накачки $|P_{\text{pump}}|/p_0$ с частотой $f_{\text{pump}} = 150$ кГц: серая сплошная линия — интеграл Рэлея, красная штриховая линия — численное решение уравнения ХЗК. (а) и (б) — Поперечные распределения $|P_{\text{pump}}|$ по осям x и y , рассчитанные на расстоянии $z = 20$ м; (в) — осевое распределение вдоль оси z ; на вкладке к рисунку изображены решения в ближнем поле.

Наконец, представляет интерес сравнить полученные результаты с результатами существующих приближенных моделей, в которых используется квазилинейное приближение, что проиллюстрировано на рис. 8 для случая $f_{\text{dif}} = 5$ кГц. На рисунке представлены полученные различными способами зависимости амплитуды волны разностной частоты от расстояния на оси пучка. Результаты численного решения уравнения ХЗК в квазилинейном приближении показаны красными кривыми в сравнении с результатами четырех известных аналитических и полуаналитических моделей. Одна из них состоит в том, что амплитуда волны разностной частоты рассчитывается в предположении взаимодействия плоских волн накачки, поэтому она неограниченно возрастает с увеличением пройденного расстояния z [8]. Результаты этой модели показаны на рис. 8 серой маркерной линией (рис. 8, “I”) и справедливы

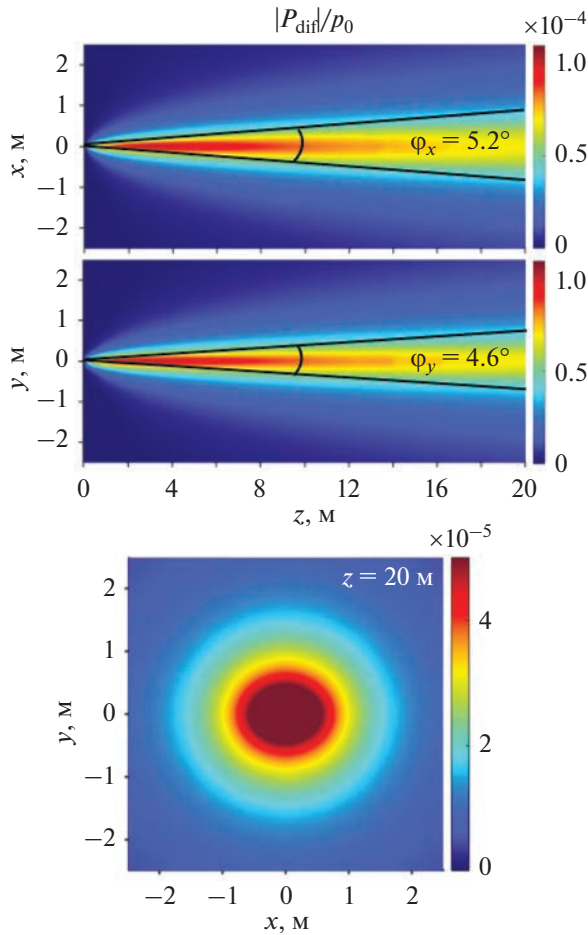


Рис. 5. Двумерные распределения поля волны разностной частоты $|P_{\text{dif}}|$ с частотой $f_{\text{dif}} = 5$ кГц, рассчитанные в квазилинейном приближении и нормированные на $p_0 = 0.06$ МПа.

только на расстояниях $z \ll L_{d,x}, L_{d,y}$, где $L_{d,x} = 0.09$ м и $L_{d,y} = 0.26$ м — длины дифракции волны разностной частоты в обоих направлениях. В другой модели [8] предполагается взаимодействие недифрагирующих волн накачки с гауссовым граничным распределением на круглом излучателе радиуса $(S/\pi)^{1/2}$, где $S = 0.04352$ м² — площадь рассматриваемой в работе антенной решетки. Результаты этой модели показаны светло-серой сплошной линией (рис. 8, “2”), на малых расстояниях они соответствуют численному решению уравнения ХЗК, однако далее приближенное решение продолжает расти, поскольку в нем ограничивающим фактором является только дифракция волны разностной частоты. Третья модель, изображенная темно-серой сплошной линией (рис. 8, “3”), повторяет вторую, но получена в предположении прямоугольного излучателя с размерами, соответствующими осям эллипса L и D . Это решение было умножено на дополнительный коэффициент S/LD для компенсации отличия площадей эллипсоидального и прямоуголь-

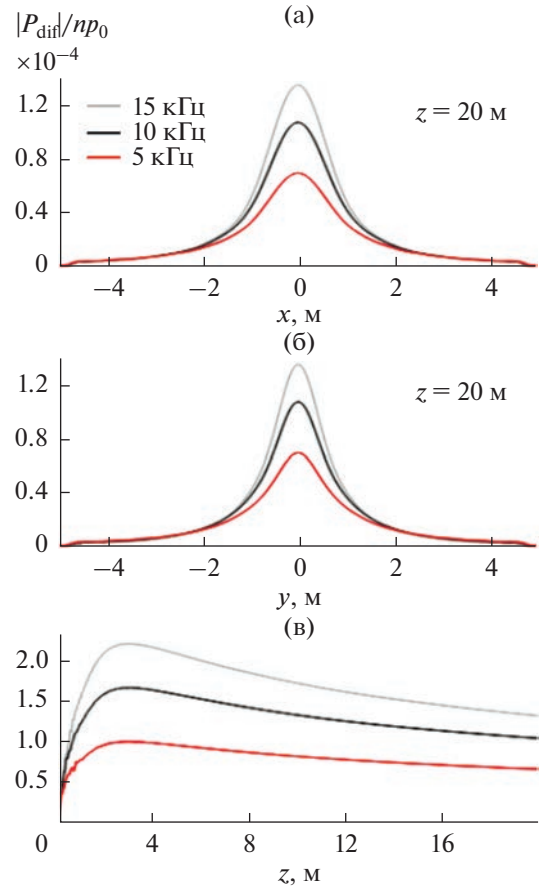


Рис. 6. Распределения амплитуды волны разностной частоты $|P_{\text{dif}}|$, нормированные на np_0 , рассчитанные для трех случаев величины разностной частоты $f_{\text{dif}} = 5$ ($n = 1$, красная линия), 10 ($n = 2$, черная линия) и 15 кГц ($n = 3$, серая линия) в квазилинейном приближении: (а) и (б) — поперечные распределения $|P_{\text{dif}}|$ по осям x и y , рассчитанные на расстоянии $z = 20$ м; (в) — распределение вдоль оси z .

ного излучателей и ведет себя аналогичным модели 2 образом. Наконец, четвертая модель учитывает дифракцию волн накачки [8], которые, как и во второй модели, имеют гауссово граничное распределение на круглом излучателе радиуса $(S/\pi)^{1/2}$. Результаты этой модели показаны на рис. 8. черной сплошной линией (рис. 8, “4”) и имеют схожую тенденцию с полученным в данной работе численным решением уравнения ХЗК: начальное увеличение амплитуды в ближнем поле излучателя и ее медленное уменьшение на больших расстояниях, в области сферической расходимости взаимодействующих волн. Однако количественно результаты сильно отличаются, что связано с отличием в граничных условиях. Таким образом, все четыре аналитические модели верно описывают поведение амплитуды волны разностной частоты только в ближнем поле на оси пучка, однако не могут быть использованы на больших расстояниях.

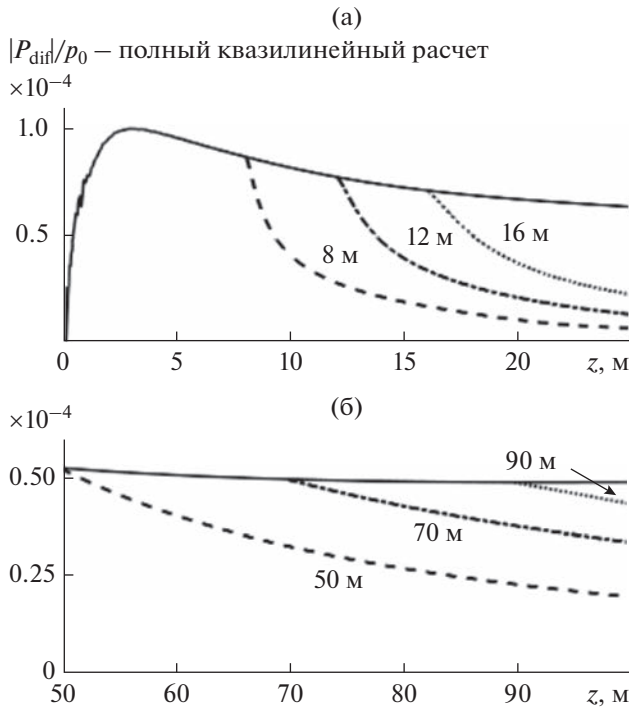


Рис. 7. Зависимости амплитуды волны разностной частоты $f_{\text{dif}} = 5$ кГц, нормированные на $p_0 = 0.06$ МПа, вдоль оси z : квазилинейный расчет до (а) $z = 25$ м и (б) $50 \text{ м} < z < 100$ м (сплошная линия) и при искусственном выключении нелинейности на различных расстояниях $z = 8, 12, 16, 50, 70, 90$ м (числа у кривых).

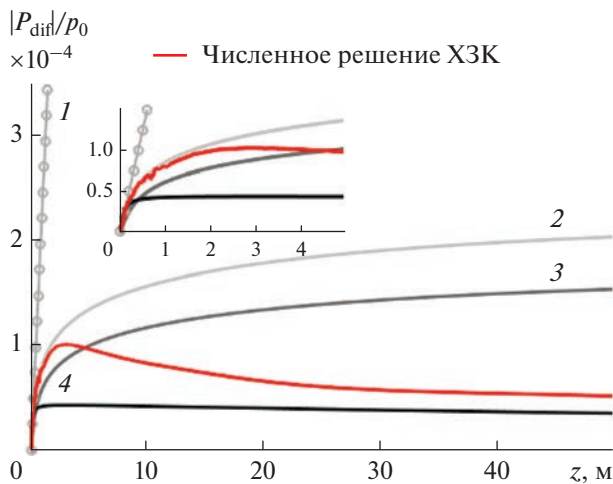


Рис. 8. Сравнение результатов различных квазилинейных моделей для амплитуды волны разностной частоты $f_{\text{dif}} = 5$ кГц на оси пучка: численное решение уравнения ХЗК в квазилинейном приближении (красная линия) и приближенные аналитические модели: расчет для плоских волн (1), приближения не-дифрагирующих волн накачки с гауссовым начальным распределением на круглом (2) и прямоугольном (3) излучателях, приближение дифрагирующих волн накачки с гауссовым начальным распределением на круглом излучателе (4). На вкладке к рисунку представлены соответствующие решения в ближнем поле.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе с помощью численных методов исследована трехмерная дифракционная задача о генерации волны разностной частоты при двухчастотном взаимодействии близких высокочастотных волн накачки в квазилинейном приближении. На основе точного решения линейной дифракционной задачи для волн накачки с помощью интеграла Рэлея было показано, что поле исходных волн имеет узкую направленность, поэтому далее решалось уравнение ХЗК и использовался алгоритм вычисления дифракционного оператора в параболическом приближении, результаты использования которого практически не отличались от решения полной дифракционной задачи.

В квазилинейном приближении рассчитаны одномерные и двумерные распределения амплитуды волны разностной частоты для трех различных величин f_{dif} . Показано, что направленность низкочастотного излучения шире и более сглажена по обоим поперечным направлениям, чем у волн накачки. При этом чем больше величина разностной частоты, тем более узконаправленное излучение генерируется параметрической антенной.

Проанализирована эффективность генерации поля волны разностной частоты в зависимости от величины f_{dif} и показано, что с увеличением разностной частоты возрастает доля перекаченной в нее от волн накачки энергии. Так, амплитуда волны разностной частоты увеличивается примерно в 3.5 и 7 раз при увеличении f_{dif} от 5 кГц до 10 и 15 кГц, что отличается от приближения плоских волн, где амплитуда волны разностной частоты растет линейно с увеличением f_{dif} .

Показано, что в приближении квазилинейности поглощение и сферическая расходимость взаимодействующих волн на рассмотренных расстояниях порядка 100 м от излучателя не являются факторами, ограничивающими расстояния, на которых происходит генерация пучка разностной частоты. В реалистичных условиях, при увеличении амплитуды волн накачки и проведении численных расчетов без приближения квазилинейности, важную ограничивающую роль будут играть нелинейные эффекты уменьшения амплитуд волн накачки за счет каскадной генерации высших гармоник. Возможным фактором также может являться увеличение коэффициента затухания морской воды по сравнению с рассмотренным здесь идеальным случаем за счет присутствия взвесей, водорослей и других включений.

Сравнение полученного численного решения с существующими аналитическими результатами, в которых также применяется квазилинейный подход, однако используются дополнительные предположения о граничных условиях на излучателе и поведении высокочастотных волн накачки, показало, что аналитические решения

количественно верно описывают поведение амплитуды лишь в ближнем поле излучателя и только на оси пучка (модель 4), но не могут быть использованы даже для качественного описания поля на больших расстояниях.

Результаты, полученные в работе, служат основой для дальнейшего решения полной трехмерной нелинейно-дифракционной задачи о генерации волны разностной частоты с помощью антенной решетки [26] в случае более интенсивных волн накачки, когда квазилинейное приближение уже не может быть применено.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 20-02-00676 и фонда “БАЗИС” 20-2-2-21-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Новиков Б.К., Тимошенко В.И. Параметрические антенны в гидролокации. Л.: Судостроение, 1990. 250 с.
- Berklay H.O. Possible exploitation of non-linear acoustics in underwater transmitting applications // J. Sound Vib. 1965. V. 2. № 4. P. 435–461.
- Zhou H., Huang S.H., Li W. Parametric acoustic array and its application in underwater acoustic engineering // Sensors. 2020. V. 20. № 7. P. 2148.
- Yoneyama M., Fujimoto J., Kawano Y., Sasabe S. The audio spotlight: an application of nonlinear interaction of sound waves to a new type of loudspeaker design // J. Acoust. Soc. Am. 1983. V. 73. № 5. P. 1532–1536.
- Shi C., Gan W.-S. Development of a parametric loudspeaker: a novel directional sound generation technology // IEEE Potentials. 2010. V. 29. № 6. P. 20–24.
- Skinner E., Groves M., Hinder M.K. Demonstration of a length limited parametric array // Appl. Acoust. 2019. V. 148. P. 423–433.
- Westervelt P.J. Parametric acoustic array // J. Acoust. Soc. Am. 1963. V. 35. № 4. P. 535–537.
- Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И. Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981. 264 с.
- Sapozhnikov O.A., Khokhlova V.A., Cleveland R.O., Blanc-Benon P., Hamilton M.F. Nonlinear Acoustics Today // Acoustics Today. 2019. V. 15. № 3. P. 55–64.
- Esipov I.B., Naugolnykh K.A., Timoshenko V.I. The parametric array and long-range ocean research // Acoustics Today. 2010. V. 6. № 2. P. 20–26.
- Pampin J., Kollin J.S., Kang E. Applications of ultrasonic sound beams in performance and sound art / Proc. of the joint 33rd Int. Computer Music Conference, 2007. P. 492–495.
- Zhong J., Kirby R., Qiu X. The near field, Westervelt far field, and inverse-law far field of the audio sound generated by parametric array loudspeakers // J. Acoust. Soc. Am. 2021. V. 149. № 3. P. 1524–1535.
- Cervenka M., Bednarik M. A versatile computational approach for the numerical modeling of parametric acoustic array // J. Acoust. Soc. Am. 2019. V. 146. № 4. P. 2163–2169.
- Tavakkoli J., Cathignol D., Souchon R., Sapozhnikov O.A. Modeling of pulsed finite-amplitude focused sound beams in time domain // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 104. № 4. P. 2061–2072.
- Zemp R.J., Tavakkoli J., Cobbold R.S.C. Modeling of nonlinear ultrasound propagation in tissue from array transducers // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 113. № 1. P. 139–152.
- Averkiou M.A., Lee Y.-S., Hamilton M.F. Self-demodulation of amplitude- and frequency-modulated pulses in a thermoviscous fluid // J. Acoust. Soc. Am. 1993. V. 94. № 5. P. 2876–2883.
- Aanonsen S.I. Numerical computation of the nearfield of a finite amplitude sound beam // Tech. Rep. № 73. 1983. Dept. of Math., Univ. of Bergen, Norway.
- Lee Y.S., Hamilton M.F. Time-domain modelling of pulsed finite-amplitude sound beams // J. Acoust. Soc. Am. 1995. V. 97. № 2. P. 906–917.
- Khokhlova V.A., Souchon R., Tavakkoli J., Sapozhnikov O.A., Cathignol D. Numerical modeling of finite amplitude sound beams: Shock formation in the nearfield of a CW plane piston source // J. Acoust. Soc. Am. 2001. V. 110. № 1. P. 95–108.
- Хохлова В.А., Пономарев А.Е., Аверкью М.А., Крам Л.А. Нелинейные импульсные поля прямоугольных фокусированных источников диагностического ультразвука // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 4. С. 560–570.
- Muir T.G., Willette J.G. Parametric acoustic transmitting arrays // J. Acoust. Soc. Am. 1972. V. 52. № 5 (Part 2). P. 1481–1486.
- Moffett M.B., Mellen R.H., Konrad W.L. Model for parametric acoustic sources // J. Acoust. Soc. Am. 1977. V. 61. № 2. P. 325–337.
- Moffett M.B., Mellen R.H., Konrad W.L. Parametric acoustic sources of rectangular aperture // J. Acoust. Soc. Am. 1978. V. 63. № 5. P. 1326–1331.
- Cervenka M., Bednarik M. Non-paraxial model for a parametric acoustic array // J. Acoust. Soc. Am. 2013. V. 134. № 2. P. 933–938.
- Ding D. A simplified algorithm for the second-order sound fields // J. Acoust. Soc. Am. 2000. V. 108. № 6. P. 2759–2764.
- Есипов И.Б., Попов О.Е., Солдатов В.Г. Компрессия сигнала параметрической антенны в мелководном волноводе // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 4. С. 490–498.
- Тюрина А.В., Юлдашев П.В., Есипов И.Б., Хохлова В.А. Численная модель спектрального описания генерации ультразвуковой волны разностной частоты при двухчастотном взаимодействии // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 2. С. 152–161.
- O’Neil H.T. Theory of focusing radiators // J. Acoust. Soc. Am. 1949. V. 21. № 5. P. 516–526.
- Sapozhnikov O.A., Tsysar S.A., Khokhlova V.A., Kreider W. Acoustic holography as a metrological tool for characterizing medical ultrasound sources and fields // J. Acoust. Soc. Am. 2015. V. 138. № 3. P. 1515–1532.
- Tjøtta J.N., Tjøtta S., Vefring E.G. Effects of focusing on the nonlinear interaction between two collinear finite amplitude sound beams // J. Acoust. Soc. Am. 1991. V. 89. № 3. P. 1017–1027.
- Pierce A.D. Acoustics: an introduction to its physical principles and applications. Springer, 2019. 768 p.
- Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. Numerical recipes. N.Y.: Cambridge University Press, 2007. 1235 p.

УДК 53.083.2

АКУСТИЧЕСКАЯ РЕЗОНАТОРНАЯ СВЧ-СПЕКТРОСКОПИЯ С НЕКАЛИБРОВАННЫМ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫМ ТРАКТОМ

© 2023 г. С. Г. Алексеев^{а, *}, В. А. Лузанов^б, А. О. Раевский^б, В. В. Балашов^б,
К. В. Лопухин^б, Н. И. Ползикова^а

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая 11, стр. 7, Москва, 125009 Россия

^бФрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Веденского 1, Фрязино, 141120 Россия

*e-mail: alekseev@cplire.ru

Поступила в редакцию 18.05.2022 г.

После доработки 24.06.2022 г.

Принята к публикации 05.07.2022 г.

Метод акустической резонаторной спектроскопии (АРС) является информативным аналитическим методом, который позволяет получать данные о толщинах и акустических свойствах слоев многослойной структуры, представляющей собой многомодовый резонатор объемных акустических волн (НВАР). Спектр НВАР содержит множество резонансных особенностей и актуальной задачей является развитие автоматических методов его обработки. В настоящей работе предложен способ выделения данных АРС из сигнала, искаженного влиянием измерительного тракта, без проведения дополнительных измерений эталонных импедансов (калибровки), что приводит спектр к виду, удобному для автоматической обработки, а также существенно расширяет возможности применения АРС. Особенно актуальным является применение метода для обработки спектров НВАР со слабой эффективностью возбуждения. В качестве примера такой обработки приводится определение центральных частот и эффективных ширин более тысячи резонансных пиков, на основе чего находится частотная зависимость акустического затухания в новом материале — оптической керамике на основе наночастиц допированного алюмоиттриевого граната.

Ключевые слова: резонатор объемных акустических волн, НВАР, пьезопреобразователь, калибровка, эффективность возбуждения, акустическое поглощение

DOI: 10.31857/S0320791922060016, **EDN:** CRIAJF

ВВЕДЕНИЕ

Исследование частотных зависимостей акустических параметров новых материалов и микро- и наноструктур в гигагерцовом диапазоне частот представляет значительный фундаментальный и прикладной интерес. Акустическая резонаторная спектроскопия (АРС) [1, 2] является информативным аналитическим методом, позволяющим получать данные о толщинах и акустических свойствах плоских слоев и пленок композитной структуры, представляющей собой резонатор толщинных объемных акустических волн (ОАВ) [3–7]. Многомодовый резонатор ОАВ (НВАР – High Overtone Bulk Acoustic Wave Resonator), имеющий в своем составе пьезоэлектрическую пленку с двумя электродами, расположенную на подложке, обладает спектром, содержащим большое число квазиэквидистантно расположенных резонансов, имеющих, как правило, высокую добротность в достаточно широком диапазоне частот. Поэтому, в отличие от широко известного

метода RUS – резонаторной ультразвуковой спектроскопии [8], метод АРС является широкополосным и работает в области гигагерцовых частот. Следует отметить, что на этих частотах влияние волновых свойств измерительного тракта существенно возрастает, поэтому устранение его влияния из результатов измерений, так называемая калибровка с помощью эталонных импедансов, становится необходимой.

Метод АРС применяется не только как самостоятельный диагностический инструмент, но и в качестве ключевого элемента комплексных исследований гибридных микроструктур при изменении внешних факторов, например, температуры и магнитного поля [9–13]. В этих условиях из-за особенностей конструкции экспериментальной установки зачастую невозможно выполнить калибровку, что не допускает применение стандартных радиотехнических методов анализа к спектру НВАР (например, определение добротности по наклону фазы электрического импеданса).

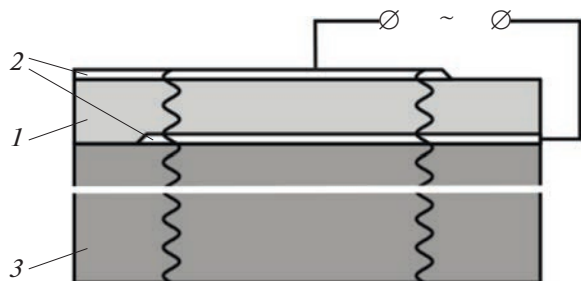


Рис. 1. Схема резонаторной структуры; 1 – пьезоэлектрик, 2 – электроды, 3 – подложка.

В работе [14] предложен метод обработки спектра, позволяющий извлекать данные АРС из измерений без калибровки измерительного тракта при условии достаточно высокой эффективности возбуждения НВАР. Эффективность возбуждения определяется рядом технологических факторов, таких, как акустическая добротность материалов, плоскопараллельность и качество поверхностей слоев, метод нанесения пьезоэлектрической пленки и т.д., и для многих интересных материалов является слабой [13, 15, 16]. Эффективность также зависит от частоты, и даже для резонаторов с высокой эффективностью [17, 18] существуют частотные области, где она является слабой (вдали от основных гармоник пьезопреобразователя), что нарушает непрерывность частотных характеристик, извлекаемых из спектра НВАР.

Таким образом, задача извлечения данных АРС из областей слабого возбуждения некалиброванного спектра НВАР является актуальной. В настоящей работе мы предлагаем метод обработки спектра, устраняющий влияние измерительного тракта и делающий спектр пригодным для анализа стандартными спектроскопическими методами. Наш метод также существенно облегчает автоматическую обработку данных АРС. В качестве примера приводится определение центральных частот и добротностей для спектра, содержащего около тысячи резонансов. Применение метода демонстрируется для образца оптической нанокерамики на основе алюмоиттриевого граната $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (АИГ), для которого была получена частотная зависимость коэффициента поглощения ОАВ.

СТРУКТУРА СОСТАВНОГО НВАР И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

На рис. 1 показана структура НВАР, обязательным элементом которой является пьезопреобразователь, конвертирующий электромагнитный сигнал источника (в нашем случае векторного анализатора цепей – VNA) в акустические колеба-

ния. Преобразователь, состоящий из пьезоэлектрической пленки 1 микронной или субмикронной толщины, расположенной между двумя тонкими пленочными электродами 2, наносится на плоскопараллельную полированную подложку 3. Преобразователь возбуждает ОАВ, распространяющиеся по толщине всей структуры. Подложка может представлять собой либо единственный исследуемый слой, либо слоистую структуру, содержащую слой исследуемого материала. Исследуемым слоем также может быть сама пьезоэлектрическая пленка преобразователя.

В настоящей работе приводятся результаты измерений двух образцов НВАР с большой и с малой эффективностью возбуждения ОАВ продольной поляризации. Образец № 1 (сильное возбуждение) представляет собой пьезопреобразователь с пленкой нитрида алюминия на монокристаллической подложке из АИГ. Образец № 2 (слабое возбуждение) представляет собой преобразователь из оксида цинка на подложке из оптической керамики на основе Lu, Yb-замещенного АИГ.

В наших экспериментах измеряемой характеристикой НВАР являлась частотная зависимость комплексного электромагнитного коэффициента отражения $S_{11}(f)$, модуль которого содержит множество почти эквидистантных провалов на частотах f_n , соответствующих акустическим гармоникам с номерами n [19, 20]. Глубина провалов $\Delta|S_{11}(f_n)|$ тем больше, чем выше эффективность возбуждения НВАР. Типичное расстояние между соседними резонансами оказывается порядка нескольких МГц, таким образом, в диапазоне частот 1–10 ГГц попадает порядка 1000 резонансов.

В окрестности каждой гармоники резонатора f_n существуют частоты резонанса и антирезонанса, соответствующие минимальному и максимальному значению модуля входного электрического импеданса $|Z_e(f)|$. Как показано в работе [21], на высоких гармониках значения добротности $Q(f_n)$ НВАР, определенные по ширине резонанса, по ширине антирезонанса, а также по расстоянию δf_n между экстремумами на $\text{Im}Z_e$, совпадают с большой точностью. Величина $Q(f_n) = f_n/\delta f_n$ определяется полным поглощением энергии ОАВ в структуре на частоте f_n . Зависимость расстояния между соседними резонансами (или антирезонансами) $\Delta f_n = f_{n+1} - f_n$ от частоты может быть использована для измерения скорости звука в слоях, составляющих структуру [14, 19]. Таким образом, из резонансных особенностей спектра $S_{11}(f)$ и связанного с ним импеданса $Z_e(f)$ можно определить акустические параметры слоев структуры НВАР.

В работе [2] была предложена эквивалентная схема НВАР (рис. 2а), состоящая из последова-

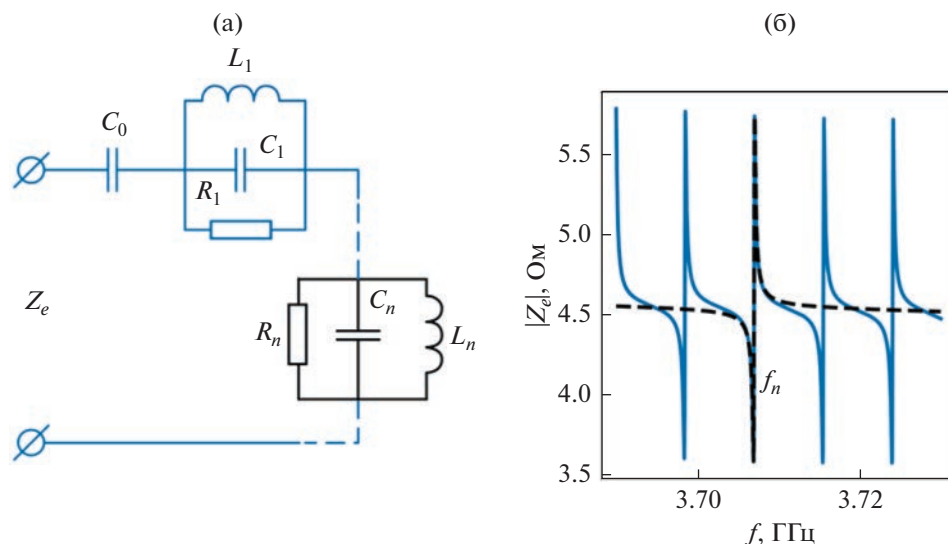


Рис. 2. (а) – Эквивалентная схема НВАР из [2], (б) – сравнение частотной зависимости электрического импеданса НВАР (сплошная кривая) с характеристикой одного контура эквивалентной схемы (черная штриховая кривая).

тельно соединенных колебательных контуров. Как видно на рис. 2б, каждый из резонансов f_n на частотной характеристике $|Z_e|$, вычисленной на основе одномерной модели с передаточными матрицами [22], совпадает с резонансом колебательного контура n на эквивалентной схеме (рис. 2а). Соответствующая характеристика, вычисленная по формуле из работы [2], показана штриховой кривой на рис. 2б. Таким образом, можно представить $|Z_e|$ как сумму медленно меняющейся с частотой величины, определяемой электрической емкостью пьезоэлектрического слоя C_0 , и резонансов отдельных колебательных контуров. При этом видно, что эквивалентные колебательные контуры обладают свойством локальности, т.е. влияние соседних резонансов друг на друга пренебрежимо мало.

В работах [1, 2] классические методы определения добротности колебательного контура адаптированы для НВАР. Добротность Q обратно пропорциональна эффективной ширине резонансной кривой δf_n : $Q = f_n / \delta f_n$. Применение этих методов для экспериментального определения добротности одного из резонансов образца № 1 показано на рис. 3. На рис. 3а δf_n определяется по ширине кривой $|S_{11}|$ на уровне, соответствующем половине глубины резонансного провала. На рис. 3б, в соответствии с [1], δf_n находится по расстоянию между минимумом и максимумом на фазовой характеристике $\phi(f)$ комплексного коэффициента отражения S_{11} . В соответствии с [2], δf_n определяется по расстоянию между максимумом и минимумом модуля (рис. 3в) и мнимой части (рис. 3г) Z_e . Видно, что результаты определения δf_n по всем четырем методам согласуются между собой.

По сравнению с упрощенной одномерной моделью на частотную зависимость электрического импеданса реального образца НВАР также влияют паразитные емкости, индуктивности и активные сопротивления, а также измерительный тракт, однако величина этого влияния медленно меняется по частоте по сравнению с характерной шириной резонанса. В случае эффективного возбуждения, когда в резонансе величина $|\Delta|S_{11}(f_n)|$ сравнима или превосходит влияние измерительного тракта, можно применять классические методы определения добротности колебательного контура к каждому из резонансов НВАР.

Весьма наглядно влияние измерительного тракта иллюстрирует амплитудно-фазовая частотная характеристика (АФЧХ), на которой координатными осями служат действительная и мнимая части комплексного электромагнитного коэффициента отражения S_{11} . На рис. 4а показана АФЧХ для образца № 1 с учетом влияния тракта. Измерительному тракту соответствует внешняя большая «окружность», а резонансам – внутренние малые. Для устранения влияния тракта используется стандартная процедура калибровки с использованием эталонных импедансов ($Z = 0$, $Z = \infty$, $Z = 50$ Ом). Вид АФЧХ после калибровки приведен на рис. 4б.

Как было сказано выше, нередко схема эксперимента не позволяет провести стандартную процедуру калибровки с помощью эталонных импедансов, поэтому представляет интерес возможность применения методов АРС без калибровки измерительного тракта. В случае эффективного возбуждения это возможно, поскольку особенно на частотных характеристиках хорошо разли-

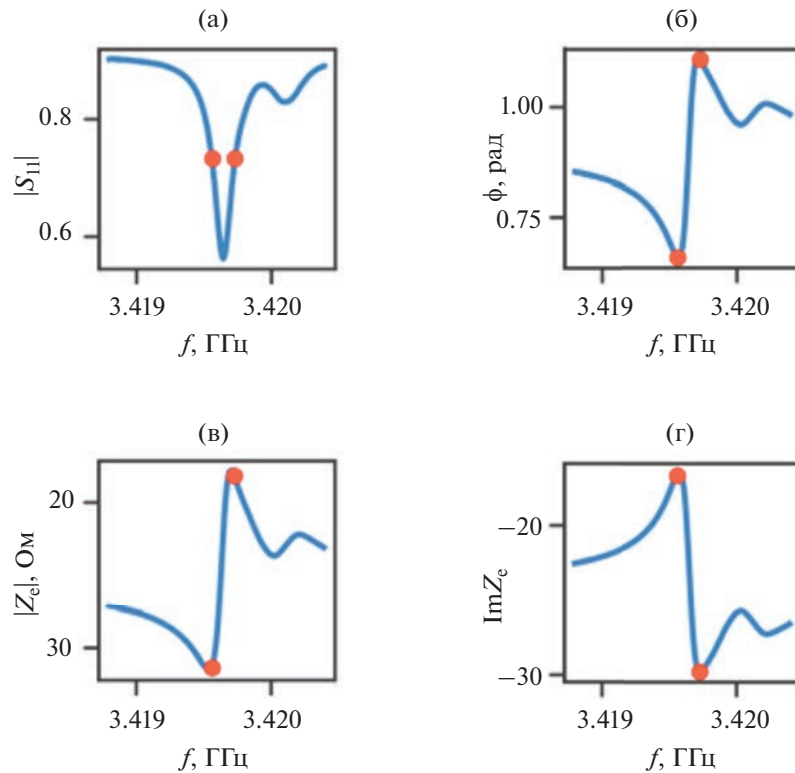


Рис. 3. Экспериментальные частотные зависимости (а) — модуля и (б) — фазы электромагнитного коэффициента отражения S_{11} ; (в) — модуля и (г) — мнимой части электрического импеданса Z_e для образца № 1 после калибровки эталонными импедансами. Кругами обозначены границы эффективной ширины δf_n резонансного пика.

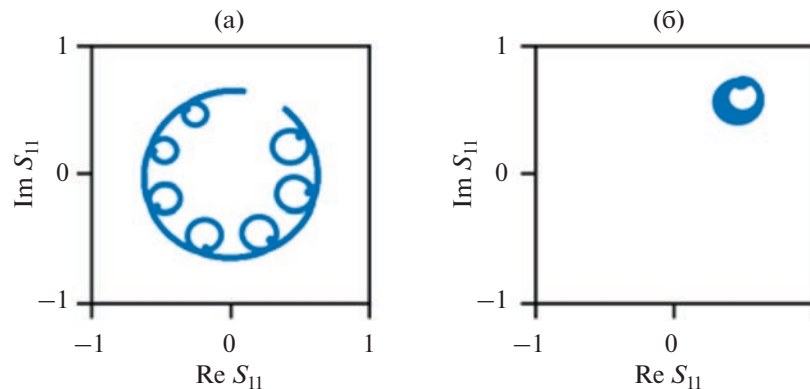


Рис. 4. АФЧХ фрагмента частотной зависимости (3.41–3.53 ГГц) коэффициента отражения S_{11} образца № 1 (а) — до и (б) — после калибровки с помощью эталонных импедансов.

чимы. На рис. 5 приведен фрагмент экспериментальной АФЧХ для образца с эффективным возбуждением (№ 1), а также соответствующие зависимости модуля (рис. 5б) и фазы S_{11} (рис. 5в). Частоты особенностей можно определить с высокой точностью. Напротив, для образца со слабым возбуждением (№ 2) на аналогичных зависимостях (рис. 5г, 5д, 5е) акустические резонансы

практически неразличимы на фоне измерительного тракта. В случае слабого возбуждения в отсутствие калибровки методы [1, 2] не работают, например, на кривой рис. 5е вообще исчезают максимумы и минимумы.

Ранее нами были предложены методы программной обработки результатов АРС, компен-

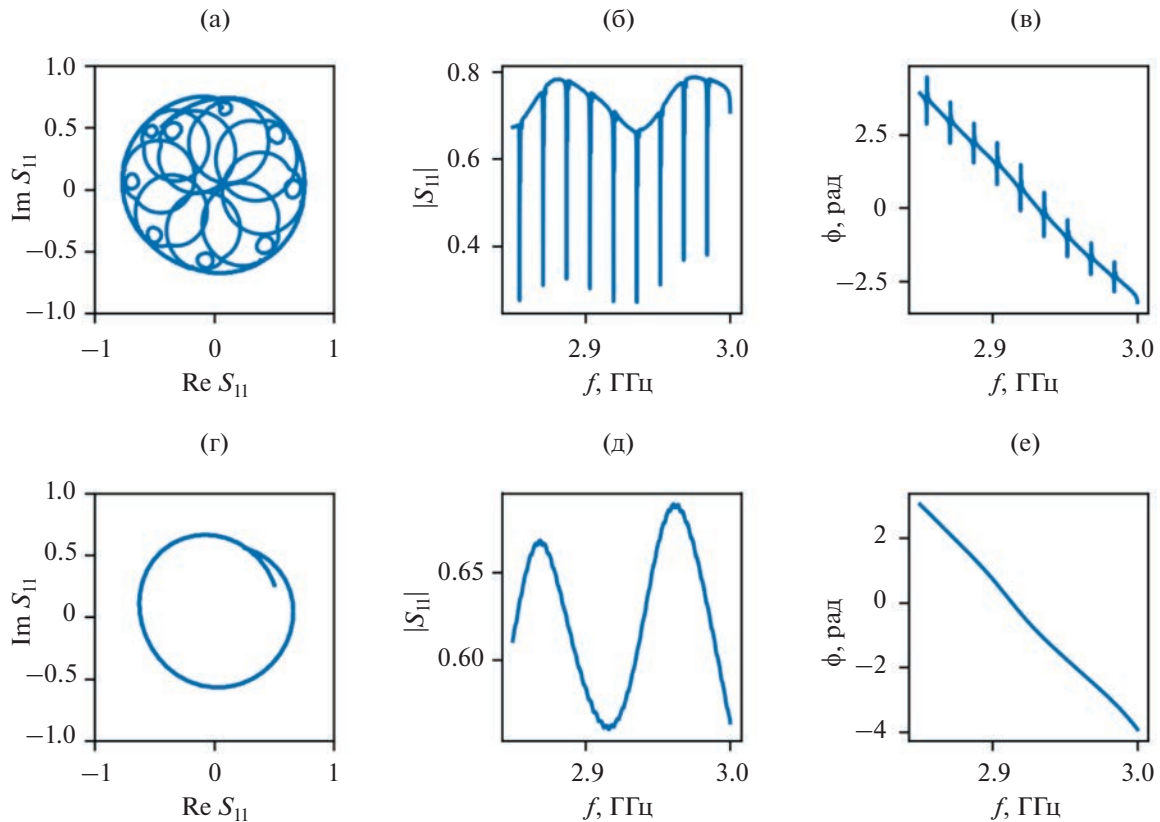


Рис. 5. АФЧХ, модуль и фаза фрагмента некалиброванной частотной зависимости S_{11} для образцов (а, б, в) – № 1 (сильное возбуждение) и (г, д, е) – № 2 (слабое возбуждение).

сирующие отсутствие калибровки. Так, в работе [14] для устранения влияния измерительного тракта использовалась аппроксимация частотной зависимости его передаточной матрицы по точкам на Z_e вдали от резонанса. Этот метод позволяет определять частоту и добротность резонансных пиков методами [1, 2]. Однако он имеет ряд недостатков, в частности, усиление ошибки в точках резонанса кабеля из-за нелинейного преобразования $S_{11} \rightarrow Z_e$. Возникает также ошибка в аппроксимации характеристик кабеля из-за того, что ширина акустических резонансов существенно зависит от частоты, и фильтр на основе преобразования Фурье, настроенный для работы в одном частотном диапазоне, плохо работает в другом.

Далее мы рассмотрим метод выделения данных АРС из спектра S_{11} , свободный от вышеперечисленных недостатков. Во-первых, метод напрямую работает с исходными данными VNA, что устраняет нелинейное усиление ошибки при преобразовании $S_{11} \rightarrow Z_e$. Во-вторых, предлагаемый фильтр на основе кусочно-полиномиальной аппроксимации устойчиво работает во всем частотном диапазоне спектра.

ПРОЦЕДУРА ВЫДЕЛЕНИЯ ДАННЫХ АРС ИЗ СПЕКТРА, СНЯТОГО БЕЗ КАЛИБРОВКИ

Как было показано выше, спектр типичного НВАР содержит ~ 1000 резонансов, таким образом для выполнения в автоматическом режиме процедура выделения данных должна быть хорошо алгоритмизированной. Перед началом процедуры требуется приблизительная оценка трех характерных параметров, которую можно получить из визуального анализа спектра. Во-первых, ΔF – интервал, на котором набег фазы S_{11} измерительного тракта становится близким к $\pi/2$. Во-вторых, Δf – среднее расстояние между соседними резонансными пиками. В-третьих, максимальная ширина резонансного пика δf . Для применимости метода необходимо выполнение условия $\Delta F \gg \Delta f \gg \delta f$.

Задача обработки состоит в разделении частотных характеристик модуля и фазы S_{11} на плавные базовые линии, обусловленные влиянием измерительного тракта, и существенно локальные резонансные пики. Хорошей иллюстрацией базовой линии являются рис. 5г, 5д, 5е: в образце № 2 возбуждение настолько слабое, что резонансы практически не видны на фоне тракта. Поскольку наибольший интерес представляет выделение данных из спектра со слабым возбуждением, да-

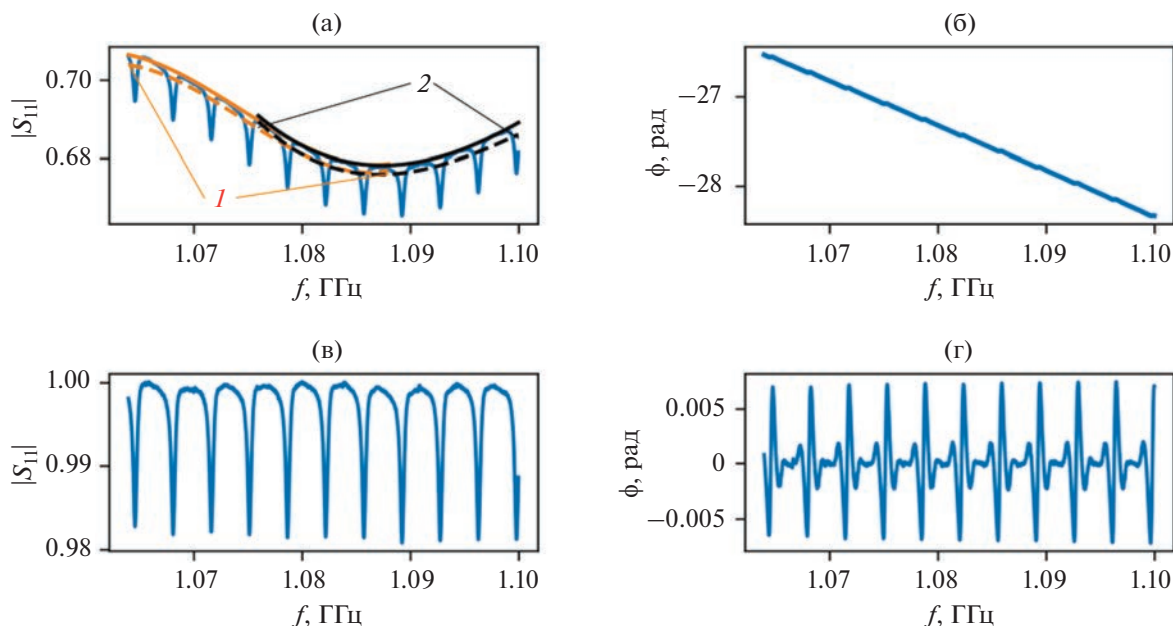


Рис. 6. Модуль и фаза S_{11} (а, б) — до и (в, г) — после удаления базовой линии. На (а) цифрами 1 и 2 показаны перекрывающиеся фрагменты аппроксимации базовой линии, штриховые — до максимизации и сплошные — после максимизации (Шаг 5).

лее мы будем иллюстрировать метод на примере образца № 2.

Нахождение базовой линии $|S_{11}(f)|$ (шаги 1–7) является более сложной задачей, чем нахождение базовой линии $\phi(f)$ (шаги 8–9), т.к. особенности на $\phi(f)$ при усреднении компенсируют друг друга, в то время как особенности $|S_{11}(f)|$ при усреднении занижают положение базовой линии. Ниже приведено описание алгоритма по шагам.

Шаг 1. Всю исходную кривую делят на фрагменты ΔF с половинным перекрытием, т.е. каждая точка спектра попадает в два фрагмента 1 и 2 (см. рис. 6а).

Шаг 2. Для каждого фрагмента находят аппроксимацию базовой линии полиномом 3-го порядка (штриховые линии на рис. 6а).

Шаг 3. Части исходной кривой, лежащие ниже базовой линии, обрезают по ее уровню и повторяют шаги 2–3. Цель этих шагов в последовательном уменьшении влияния резонансов на аппроксимацию базовой линии.

Шаг 4. Из фрагмента вычитают полученную базовую линию. Находят максимум получившейся кривой в области $\Delta F/4 - 3\Delta F/4$. Как видно из рис. 6а, на краях аппроксимации фрагмента ошибка максимальна, поэтому их исключают из оценки.

Шаг 5. К аппроксимации добавляют величину максимума, найденного на шаге 4. Таким образом, как показано на рис. 6а, вся совокупность аппроксимаций хорошо описывает характеристику тракта.

Шаг 6. Каждую аппроксимацию умножают на весовую функцию, равную 1 в середине интервала и нулю на его конце, чтобы “сшить” куски с сохранением непрерывности производной. Хорошей весовой функцией является $\cos^2(\pi(f - f_0)/\Delta F)$, где f_0 — центр фрагмента.

Шаг 7. Модуль частотной характеристики тракта является суммой максимизированных взвешенных аппроксимаций, полученных на шаге 6.

Шаг 8. Сначала фазу S_{11} приводят к непрерывному виду, добавляя для этого в точках разрыва характеристики целое число π .

Шаг 9. После этого базовая линия фазы получается применением фильтра Савицкого–Голея с достаточно широким окном. Это возможно из-за того, что в точке резонанса фаза S_{11} имеет минимум и максимум, лежащие по разные стороны от базовой линии и компенсирующие друг друга при усреднении. На рис. 6б результат усреднения практически неотличим от исходных данных и на рисунке не приводится.

Поделив исходный спектр на комплексную базовую линию, восстановленную из амплитуды и фазы, получим спектр, пригодный для автоматической обработки (рис. 6в, 6г).

На рис. 7 показан результат обработки спектра структуры № 2 в широком диапазоне частот: без калибровки (рис. 7а), после калибровки эталонными импедансами (рис. 7б), без калибровки и после выделения данных АРС предлагаемым методом (рис. 7в). На рис. 7в видны области максимально эффективного возбуждения НВАР, соот-

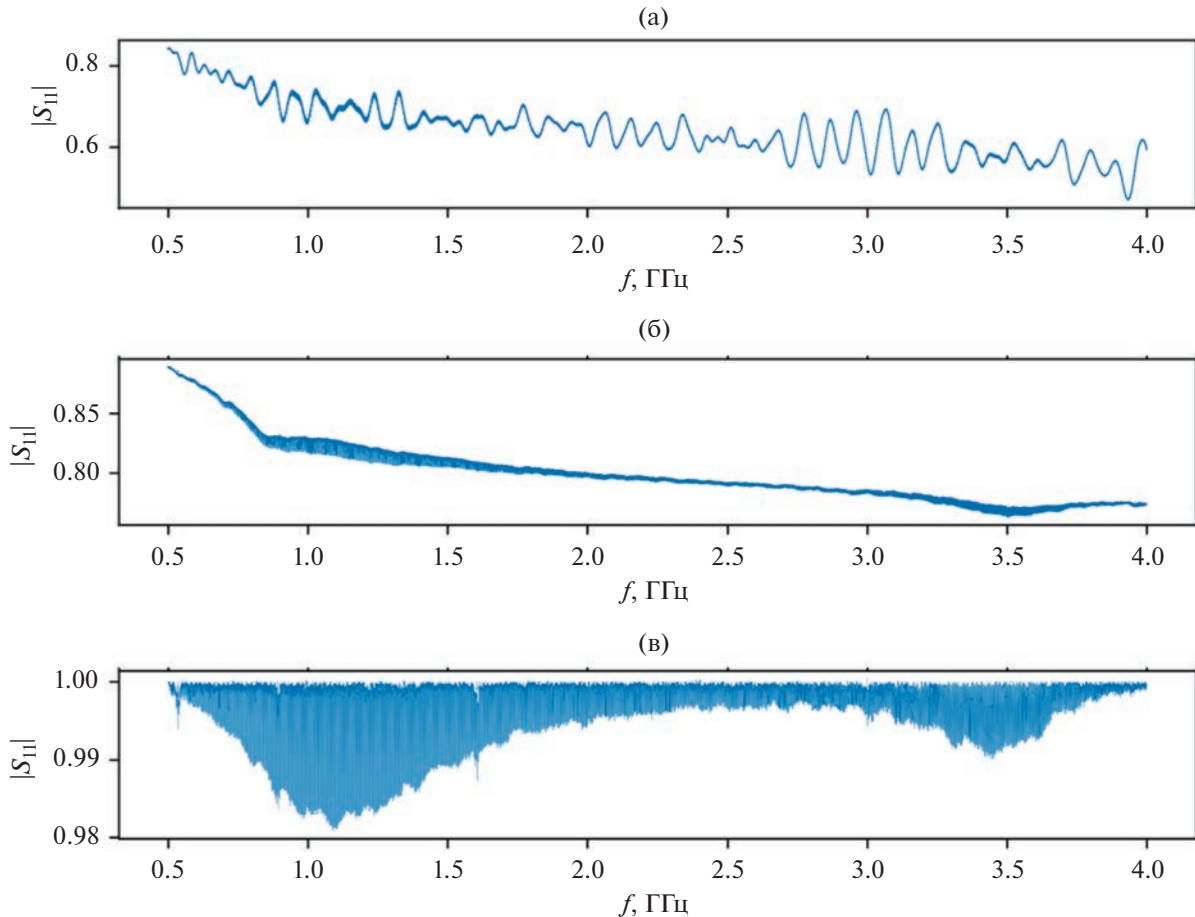


Рис. 7. Вид спектра НВАР со структурой № 2 (а) — без калибровки, (б) — после калибровки эталонными импедансами, (в) — без калибровки после выделения данных АРС предлагаемым методом.

ветствующие первой и третьей гармоникам пьезопреобразователя (1.15 и 3.5 ГГц).

АВТОМАТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТОТ НВАР И ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО ЗАТУХАНИЯ

После приведения спектра к каноническому виду определение резонансных частот производится стандартным методом поиска локального экстремума в скользящем окне. Ширину окна устанавливают порядка $\Delta f/2$, чтобы исключить определение одного пика дважды. Зная частоты резонансных пиков, можно определить добротность каждого из них с помощью метода [2]. Перед началом вычислений характеристику S_{11} пересчитывают в Z_e по известной формуле $Z_e = Z_0(1 + S_{11})/(1 - S_{11})$, где характеристический импеданс Z_0 принимается равным 50 Ом. Процедура определения поглощения состоит в нахождении для каждого пика на кривой $\text{Im } Z_e$ в интервале $\Delta f/2$ слева от резонанса частоты максимума,

а в интервале $\Delta f/2$ справа — минимума. Их разница δf_n определяет коэффициент акустического поглощения в НВАР-структуре на данной частоте по формуле $\alpha_n [\text{дБ/мкс}] = 8.68\pi \delta f_n [\text{МГц}]$.

На рис. 8 показаны частотные зависимости $\alpha_n = \alpha(f)$ при $f = f_n$, вычисленные с использованием двух способов калибровки исходных данных. Видно хорошее совпадение в области $f > 1$ ГГц. Нужно отметить, что в предлагаемом методе вместе с вкладом измерительного тракта устраняется также вклад собственной емкости преобразователя C_0 в электрический импеданс Z_e , в то время как калибровка эталонными импедансами сохраняет точное значение Z_e . С ростом частоты расхождение между результатами двух методов уменьшается вместе с уменьшением вклада C_0 в Z_e .

На рисунке приведена линия, соответствующая квадратичному росту затухания от частоты. Такая зависимость характерна для механизма потерь энергии Ахизера, обусловленного взаимодействием акустических волн с тепловыми фоновыми [8]. Другим механизмом, также дающим

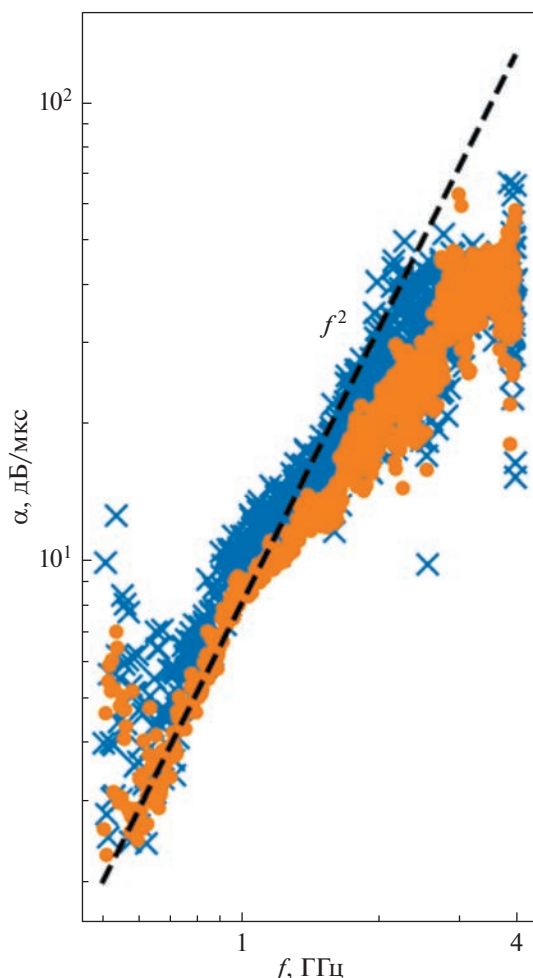


Рис. 8. Сравнение частотных зависимостей коэффициента поглощения ОАВ, вычисленных с использованием различных методов обработки данных. Точки — калибровка предлагаемым методом, крестики — калибровка с помощью эталонных импедансов. Штриховая линия — зависимость f^2 .

квадратичный рост поглощения с частотой, может быть рассеяние энергии акустических волн при их отражениях от поверхностей резонатора. Видно, что полученные экспериментальные данные $\alpha(f)$ удовлетворительно соответствуют зависимости f^2 . Особенно это заметно в области $f > 1$ ГГц, где уже не сказываются другие механизмы потерь, преобладающие на низких частотах, такие, как дифракционные потери.

Выбросы на обеих зависимостях, по-видимому, связаны с появлением в спектре паразитных экстремумов из-за возбуждения пластинчатых мод Лэмба [23]. При определенных условиях алгоритм автоматической обработки может ошибочно использовать их для определения ширины резонанса δf_r .

Отметим, что определение поглощения в материале подложки образца № 2 (также как и опреде-

ление скоростей ОАВ и упругих модулей) не являлось главными задачами настоящей работы, образец № 2 был выбран из-за крайне низкой эффективности возбуждения в качестве примера успешного извлечения данных АРС нашим методом. Тем не менее, можно сделать предварительное заключение, что коэффициент поглощения в материале исследуемой керамики на основе замещенного АИГ составляет $\alpha(1 \text{ ГГц}) \approx 7\text{--}8 \text{ Дб/мкс}$, что значительно превышает ранее полученные значения для образцов керамик на основе нелегированного АИГ [13, 24].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен метод выделения данных АРС из некалиброванного спектра электромагнитного коэффициента отражения S_{11} НВАР. После устранения предлагаемым методом влияния измерительного тракта спектр становится пригодным для анализа стандартными методами обработки сигналов, а также хорошо описывается одномерной моделью и позволяет определять параметры эквивалентной схемы НВАР и получать из них данные о свойствах слоев НВАР-структуры. Для верификации метода проведено сравнение частотных зависимостей акустического коэффициента поглощения, полученных из одного исходного спектра после его обработки предлагаемым методом и после его калибровки эталонными импедансами. Результаты отличаются незначительно, таким образом предлагаемый метод позволяет использовать метод АРС даже в условиях, когда из-за отсутствия калибровки измерительного тракта невозможно получить точные данные об абсолютной величине S_{11} .

Работа выполнена в рамках государственного задания и при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-07-01075).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крутов Б.Н., Мансфельд Г.Д., Фрейк А.Д. Определение акустических параметров тонких слоев и пленок по электрическим характеристикам составного резонатора // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 4. С. 633–639.
2. Мансфельд Г.Д., Алексеев С.Г., Ползикова Н.И. Эквивалентная электрическая схема составного акустического резонатора для радиотехнических устройств СВЧ диапазона // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 4. С. 552–558.
3. Мансфельд Г.Д., Гуляев Ю.В., Косаковская З.Я., Алексеев С.Г., Сарайкин В.В. Акустические и акустоэлектронные свойства углеродных нанотрубных пленок // ФТТ. 2002. Т. 44. № 4. С. 649–651.
4. Сорокин Б.П., Новоселов А.С., Квашнин Г.М., Лунарев Н.В., Асафьев Н.О., Шипилов А.Б., Аксёненко В.В. Разработка и исследование композитных акустических резонаторов со структурой “Al/(Al,Sc)N/Mo/ал-

- маз” с высокой добротностью на СВЧ // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 3. С. 325–331.
5. *Sotnikov A.V., Sorokin B.P., Asafiev N.O., Shcherbakov D.A., Kvashnin G.M., Suhak Yu., Fritze H., Weihnacht M., Schmidt H.* Microwave acoustic attenuation in CTGS single crystals // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* 2021. V. 68. № 11. P. 3423–3429.
 6. *Mansfeld G.D., Alekseev S.G., Kotelyansky I.M.* Acoustic HBAR spectroscopy of metal (W, Ti, Mo, Al) thin films // *Proc. 2001 IEEE Ultrasonics Symp. New York: IEEE, 2001. V. 1. P. 415–418.*
 7. *Mansfeld G.D., Alekseev S.G., Kotelyanskii I.M., Polzikova N.I.* Measurements of attenuation and electromechanic coupling constant of piezoelectric films in microwave resonators // *Acoust. Phys.* 2010. V. 56. № 6. P. 904–908.
 8. *Migliori A., Sarrao J.L., Visscher W.M., Bell T.M., Lei M., Fisk Z., Leisure R.G.* Resonant ultrasound spectroscopic techniques for measurement of the elastic moduli of solids // *Physica B: Cond. Mat.* 1993. V. 183. № 1–2. P. 1–24.
 9. *Polzikova N., Alekseev S., Kotelyanskii I., Raevskiy A., Fetisov Yu.* Magnetic field tunable acoustic resonator with ferromagnetic-ferroelectric layered structure // *J. Appl. Phys.* 2013. V. 113. № 17. P. 17C704-1-4.
 10. *Polzikova N.I., Alekseev S.G., Pyataikin I.I., Luzanov V.A., Raevskiy A.O., Kotov V.A.* Frequency and magnetic field mapping of magnetoelastic spin pumping in high overtone bulk acoustic wave resonator // *AIP Advances.* 2018. V. 8. № 5. P. 056128-1-6.
 11. *Alekseev S.G., Dizhur S.E., Polzikova N.I., Luzanov V.A., Raevskiy A.P., Orlov A.P., Kotov V.A., Nikitov S.A.* Magnons parametric pumping in bulk acoustic waves resonator // *Appl. Phys. Lett.* 2020. V. 117. № 7. P. 072408-1-5.
 12. *Sergeev F.O., Alekseev S.G., Kotelyanskii I.M., Mansfeld G.D., Polzikova N.I.* Viscosity tensor components of the langatate and langasite // *Proc. 2008 IEEE Int. Ultrasonics Symp. (IUS). New York: IEEE, 2008. P. 745–748.*
 13. *Polzikova N.I., Mansfeld G.D., Alekseev S.G., Kotelyanskii I.M., Sergeev F.O.* Acoustic resonance spectroscopy of nanoceramics // *Proc. 2008 IEEE Int. Ultrasonics Symp. (IUS). New York: IEEE, 2008. P. 2169–2172.*
 14. *Алексеев С.Г., Ползикова Н.И., Котелянский И.М., Мансфельд Г.Д.* Исследование слоистых структур модифицированным методом резонаторной акустической спектроскопии // *Радиотехн. электрон.* 2015. Т. 60. № 3. С. 317–324.
 15. *Алексеев С.Г., Лузанов В.А., Ползикова Н.И.* Исследование пространственного распределения пьезоэлектрических свойств пленки ZnO методом акустической резонаторной спектроскопии // *Радиотехн. электрон.* 2020. Т. 65. № 11. С. 1131–1136.
 16. *Bhaskar U.K., Tierno D., Talmelli G., Ciubotaru F., Adelman C., Devolder T.* BPZT HBARs for magnetoelastic stress generation at GHz frequencies // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* 2020. V. 67. № 6. P. 1284–1290.
 17. *Gokhale V.J., Downey B.D., Katzer D.S., Nepal N., Lang A.C., Stroud R.M., Meyer D.J.* Epitaxial bulk acoustic wave resonators as highly coherent multi-phonon sources for quantum acoustodynamics // *Nature Commun.* 2020. V. 11. № 1. P. 2314-1-9.
 18. *Kvashnin G., Sorokin B., Asafiev N., Prokhorov V., Sotnikov A.* Peculiarities of the acoustic wave propagation in diamond-based multilayer piezoelectric structures as “Me1/(Al, Sc) N/Me2/(100) Diamond/Me3” and “Me1/AlN/Me2/(100) diamond/Me3” under metal thin-film deposition // *Electronics.* 2022. V. 11. № 2. P. 176-1–11.
 19. *Cheeke J.D.N., Zhang Y., Wang Z.* Resonant spectrum method to characterize piezoelectric films in composite resonators // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* 2003. V. 50. № 3. P. 321–333.
 20. *Sorokin B.P., Kvashnin G.M., Novoselov A.S., Bormashov V.S., Golovanov A.V., Burkov S.I., Blank V.D.* Excitation of hypersonic acoustic waves in diamond-based piezoelectric layered structure on the microwave frequencies up to 20 GHz // *Ultrasonics.* 2017. V. 78. P. 162–165.
 21. *Алексеев С.Г., Мансфельд Г.Д.* Простой способ измерения добротности и затухания в акустических резонаторах // *Радиотехн. электрон.* 2008. Т. 53. № 1. С. 122–126.
 22. *Кайно Г.* Акустические волны: Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов. М.: Мир, 1990. 652 с.
 23. *Алексеев С.Г., Мансфельд Г.Д., Ползикова Н.И.* Захват энергии колебаний в составных акустических резонаторах на основе кубических кристаллов // *Радиотехн. электрон.* 2006. Т. 51. № 8. С. 984–990.
 24. *Хазанов Е.Н., Таранов А.В., Алексеев С.Г., Ползикова Н.И.* Влияние анизотропии на кинетику и акустические характеристики фононов в керамике на основе YAG, Y₂O₃, Lu₂O₃ // *Журн. эксп. теор. физ.* 2014. Т. 145. № 1. С. 101–107.

ФОНОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

© 2023 г. С. А. Никитов^а, А. В. Таранов^{а, *}, Е. Н. Хазанов^а

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая 11, стр. 7, Москва, 125009 Россия

*e-mail: taranov@cplire.ru

Поступила в редакцию 18.10.2022 г.

После доработки 18.10.2022 г.

Принята к публикации 22.11.2022 г.

Представлен метод исследования твердых диэлектриков в условиях нестационарного распространения фононов субтерагерцовых частот. Метод основан на анализе транспортных характеристик фононов тепловых частот в области гелиевых (He) температур (2–4 К) в режиме диффузии и позволяет исследовать: кинетические характеристики фононов тепловых частот в монокристаллах твердых растворов, вклад в рассеяние фононов от концентрации, типа и позиций примеси замещения, дефектов, сопоставимых с длиной волны (кластеров, фазовых неоднородностей, дислокаций), низкoэнергетических возбуждений различной природы, в том числе связанных с образованием равновесной конфигурации вакансий в анионной подрешетке относительно катионов примеси замещения; критерии равновесия в системе неравновесные фононы — низкoэнергетические возбуждения; особенности фононного спектра наноструктурированных материалов; связь коэффициента диффузии фононов субтерагерцовых частот с системой межзеренных границ (МГ), размером зерна, условия формирования “щели” в фононном спектре наноструктурированных керамик; спектральные свойства МГ и их связь с технологическими условиями синтеза, оценить средние по образцу значения толщины и акустического импеданса МГ; особенности транспорта фононов тепловых частот в аморфных диэлектриках (стеклах и стеклоподобных материалах) в области “плато” теплопроводности, возможность формирования “щели” в спектре фононных состояний; транспорт фононов субтерагерцовых частот в керамиках на основе сегнетоэлектриков, твердых растворов электролитов, керметов.

Ключевые слова: неравновесные фононы, двухуровневые системы, межзеренные границы

DOI: 10.31857/S0320791922600457, **EDN:** ATODUQ

ВВЕДЕНИЕ

Транспортные свойства фононов — одна из базовых характеристик, отражающих особенности структуры твердых диэлектриков. Термодинамический подход, заключающийся в анализе теплопроводности — сложной интегральной характеристики, определяемой совокупностью параметров (коэффициентов), которые характеризуют, как правило, широкий набор различных механизмов рассеяния фононов тепловых частот, затрудняет получение информации о реальном состоянии исследуемого материала.

Методы СВЧ акустики — возбуждение и детектирование акустических фононов пьезоэлектрическими преобразователями ограничены по частоте сверху несколькими десятками ГГц [1] и высокими требованиями к подготовке (точность ориентировки монокристаллов, параллельность и качество полировки) исследуемых образцов.

Предложенный на рубеже 1970-х гг. [2] метод тепловых импульсов (ТИ) вызвал взрывной интерес и широкое использование фононов тепловых частот терагерцового диапазона при исследовании различных аспектов конденсированного состояния. Первая из нескольких десятков научных конференций, посвященных использованию данного подхода, состоялась в 1972 г. в Сан-Максime (Франция). Обзор докладов, ряд статей, а также обзор физических принципов работы генераторов и детекторов нового типа были опубликованы на русском языке в 1976 г. в серии “Новости ФТТ” изд. “Мир” в переводе и под редакцией И.Б. Левинсона [3].

Особенность экспериментов по ТИ в твердых диэлектрических материалах при температуре термостата $T < 4$ К обусловлена не только понижением теплового шума, но и наличием элементов генерации и регистрации фононов ТИ на основе сверхпроводящих пленочных структур.

При этом длина волны референтной группы фононов ТИ в твердых диэлектриках может составлять десятки нанометров, что сопоставимо со структурными особенностями не только монокристаллов (дислокации, кластеры и фазовые неоднородности в твердых растворах замещения), но и элементами микро и наноструктур в поликристаллических керамиках и аморфных диэлектриках.

Известно, что в условиях низкотемпературных экспериментов теплопроводность может иметь нелокальный характер, т.е. поток энергии в данной точке определяется распределением температуры во всем исследуемом образце [4]. Данный факт обусловлен тем, что при низких гелиевых (He) температурах (2–4 К) энергию преимущественно могут переносить подтепловые фононы или низкочастотная часть фононов ТИ, у которых диффузионная длина порядка макроскопических размеров. Если исключить баллистическое распространение, то при рассеянии на статических дефектах до “включения” неупругих процессов, обусловленных ангармонизмом кристаллической решетки, распространение фононов – это практически всегда диффузия, что, как будет показано ниже, позволяет расширить исследования акустической прозрачности материалов до частот терагерцового диапазона, наблюдать и исследовать режимы распространения фононов по мере роста их температуры (энергии) в условиях “конкуренции” между временами упругого τ_0 и неупругого τ^* рассеяния. Процессы фонон-фононного взаимодействия могут эффективно изменять спектральный состав фононов ТИ, маскируя вклад других механизмов рассеяния. Анализ трансформации режимов распространения фононов, критерии и области их существования рассмотрены в работе [4]. Результаты данной работы в значительной мере стимулировали развитие экспериментальных исследований транспорта фононов в условиях нестационарного распространения с целью анализа кинетических характеристик фононов тепловых частот, обусловленных структурными особенностями и наличием низкоэнергетических возбуждений в твердых диэлектрических материалах в области He-температур.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Условием формирования режима диффузии фононов является соотношение времен $\tau_0 \ll \tau_b \ll \tau^*$ (τ_b – время баллистического распространения в исследуемом образце), что гарантирует постоянство количества фононов за время наблюдения $t < \tau^*$. Как правило, подобные условия могут быть ре-

ализованы при гелиевых температурах в широком спектре плотных диэлектрических материалов. При этом длины волн фононов тепловых частот $\lambda_{ph} \approx 10\text{--}50$ нм.

Методика основана на измерении температурных зависимостей транспортных характеристик фононов тепловых частот в режиме диффузии в области He-температур. Импульсный нагрев металлической (Au) пленки инжектора до температуры T_h , такой, что $\Delta T = T_h - T_0 \ll T_0$, не требует прямого измерения температуры T_h и позволяет исследовать температурные зависимости рассеяния путем изменения температуры термостата T_0 . Таким образом, при $t < \tau^*$ режим диффузии слабонеравновесных фононов (НФ) в твердых диэлектриках может быть реализован в образцах ограниченного размера, когда неупругими фонон-фононными процессами можно пренебречь, а эффективность рассеяния НФ определяется только рассеянием на статических “дефектах”. В этом случае импульсы НФ, регистрируемые на противоположной инжектору грани образца широкополосным сверхпроводящим болометром (Sn), описываются решением нестационарного уравнения диффузии:

$$s(x, t, T) \sim \frac{1}{\sqrt{D(T)\pi t}} \exp\left[-\frac{x^2}{4D(T)t}\right], \quad (1)$$

где $D = \kappa/c_v$ – коэффициент диффузии, $\kappa(T)$, $c_v(T)$ – теплопроводность и теплоемкость материала соответственно. Экспериментально измеряемой величиной является время регистрации максимума диффузионного сигнала

$$t_m = L^2/4AD(T) \quad (2)$$

($A = 1/2$ для “точечного”, $A = 3/2$ для “плоского” источника); $D(T) = l\nu/3$, где L – размер образца, D – коэффициент диффузии, ν – средняя по поляризациям скорость звука, $l = \nu\tau_0$ – длина свободного пробега фонона относительно упругого рассеяния.

В экспериментальной работе [5] показано, что частоты упруго рассеиваемых НФ, определяющих максимум регистрируемого болометром диффузионного сигнала, соответствуют $\hbar\omega \approx 3k_B T$ (k_B – постоянная Больцмана), что в ряде случаев позволяет рассматривать транспорт НФ в рамках одночастотной модели. Реальная температура пленки инжектора НФ рассчитывалась с учетом упругого рассеяния в подложке [6] и теплоотвода в жидкий гелий [7].

Ниже будет рассмотрен ряд результатов использования данного подхода при исследовании конкретных механизмов рассеяния фононов теп-

ловых частот в области Не-температур в монокристаллах, микро- и наноструктурированных керамиках, аморфных диэлектрических материалах.

ФОНОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ

*Иттрий-редкоземельные алюминиевые
гранаты YAG:Re*

Экспериментальные исследования различных режимов транспорта НФ в зависимости от энергии, рассеиваемой в инжекторе, проводились в монокристаллах твердых растворов иттрий-редкоземельных алюминиевых гранатов $Y_{3-x}Re_xAl_5O_{12}$ (YAG:Re), где Re^{3+} — ионы редкоземельных металлов, изоморфно замещающие ионы Y^{3+} в додекаэдрических позициях твердого раствора [8].

Результаты исследований образцов с контролируемой концентрацией “дефектов” (разница масс Y^{3+} и Re^{3+}), определяющих темп упругого рассеяния, в области Не-температур показали, что при $T < 4$ К энергия, выделяемая в инжекторе фононов, ≤ 0.01 Вт/мм², и при длине образца $L < 1$ см вероятность неупругого фонон-фононного взаимодействия для фононов ТИ крайне мала, а режим распространения фононов в исследуемом диапазоне — диффузия, т.е. $\tau_0 \ll t_{m0} \ll \tau^*$.

При малой концентрации примеси замещения зависимость величины, характеризующей темп упругого (релеевского) рассеяния $t_{m0}(x)$ в сложном кристалле [5], имеет линейный характер, что, с учетом (2), согласуется с выражением

$$\tau_0^{-1}(\omega) = \frac{a_0^3 g \omega^4}{4\pi v^3}, \quad (3)$$

где

$$g = \frac{8x\left(1 - \frac{x}{3}\right)(M_{Re} - M_Y)^2 + 8y\left(1 - \frac{y}{2}\right)(M_{Re} - M_{Al})^2}{(8M_0)^2},$$

a_0 — постоянная решетки, M_0 — масса формульной единицы, M_Y , M_{Re} и M_{Al} — массы ионов иттрия, редкоземельного металла и алюминия соответственно. x и y — концентрация примесных ионов в додекаэдрических {c} и октаэдрических {a} позициях решетки граната соответственно.

Приведенные на рис. 1 температурные зависимости $\tau_0(T)$ 1 и 2 хорошо совпадают с расчетом (2), отражают релеевский характер упругого рассеяния НФ тепловых частот в образцах $Y_{2.7}Lu_{0.3}Al_5O_{12}$ и $Y_{0.5}Lu_{2.5}Al_5O_{12}$. Наряду с данными из независимых экспериментов по теплопроводности 3 [9] и поглощению сдвиговых акустических волн СВЧ диапазона 4, 5 в широком диапазоне температур,

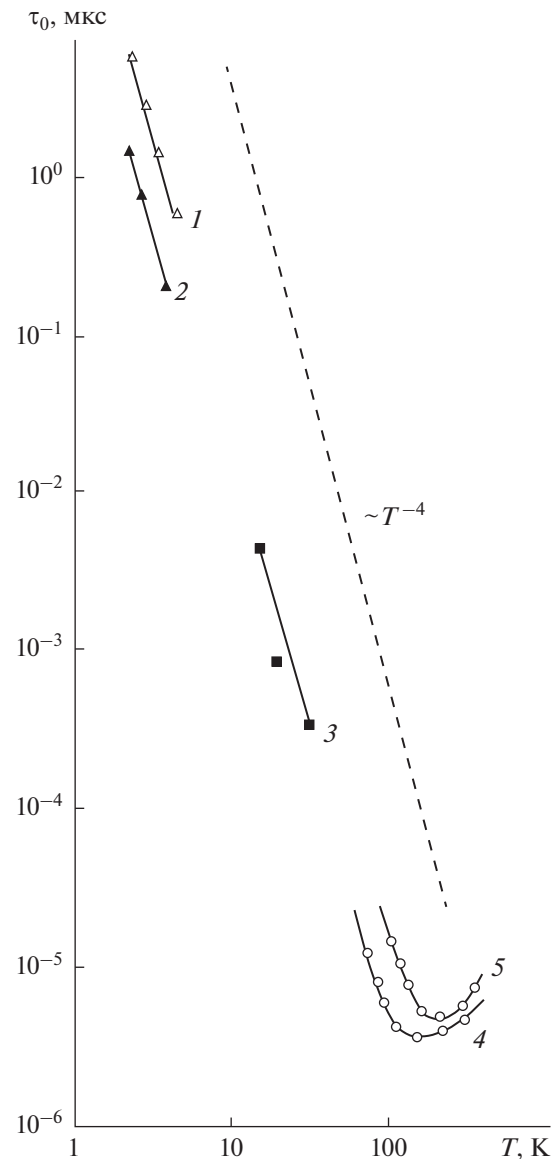


Рис. 1. Температурная зависимость времени упругого рассеяния тепловых фононов τ_0 в образцах 2, 4 — $Y_{2.7}Lu_{0.3}Al_5O_{12}$ и 1, 5 — $Y_{0.5}Lu_{2.5}Al_5O_{12}$: 1, 2 — результаты экспериментов НФ; 3 — теплопроводности; 4, 5 — измерения поглощения акустических волн.

эти данные качественно представляют полный вид резонансной зависимости для случая введения возмущения (примеси) (Lu — 130 К и Y — 180 К) в колебательном спектре монокристалла твердого раствора YAG:Lu [10]. При этом авторы отдавали себе отчет в том, что приведенные экспериментальные зависимости могут отражать разный характер усреднения кинетических характеристик.

Контролируемый характер упругого рассеяния в монокристаллах YAG:Re позволяет не только наблюдать различные режимы транспорта НФ по

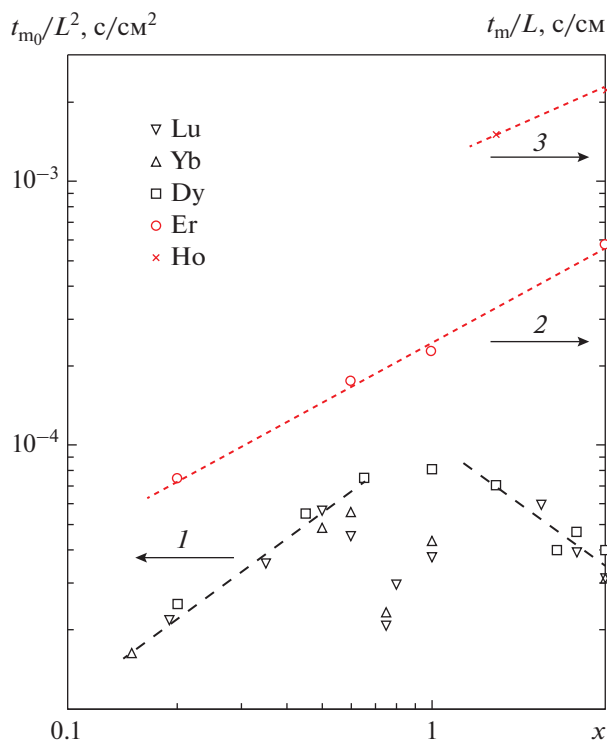


Рис. 2. Зависимость t_{m0}/L^2 от концентрации твердого раствора в 1 – YAG:Re (Re = Lu, Yb, Dy) (левая шкала) и t_m/L в 2 – YAG:Er, и 3 – HoAG:Er (правая шкала). $T = 3.4$ К.

мере увеличения их энергии [8], но и исследовать низкоэнергетические возбуждения парамагнитной природы в модели двухуровневых систем (ДУС) редкоземельных ионов.

На рис. 2 приведены зависимости нормированного на L^2 времени t_{m0} , связанного с упругим рассеянием НФ, от концентрации твердого раствора при $T = 3.4$ К в YAG:Re (Re = Lu, Yb, Dy) (1) и нормированного на L времени t_m , когда неупругое рассеяние на ДУС становится преобладающим в YAG:Er (2), и HoAG:Er (3). Характер зависимостей отражает основные результаты работы [11], в которой показано, что эффективность взаимодействия и транспортные характеристики фононов тепловых частот в модели ДУС зависят от типа редкоземельного иона, энергии и спектральных особенностей ДУС, магнитного момента электрона на 4f-оболочке, времени спин-решеточной релаксации.

Так, например, ионы Er^{3+} , Dy^{3+} , Gd^{3+} имеют кramerсову природу, что при отсутствии внешнего магнитного поля может приводить к снятию вырождения основного уровня иона за счет локальных магнитных полей ближайших соседей.

При этом энергия ДУС зависит от концентрации твердого раствора [12]. Однако и Dy^{3+} и Gd^{3+} в структуре твердого раствора демонстрируют только упругое рассеяние (кривая 1 на рис. 2). В случае Gd^{3+} отсутствие взаимодействия НФ с ДУС связано с заполнением ровно наполовину 4f-оболочки, когда орбитальная часть момента, отвечающая за взаимодействие электронов с фононами, равна нулю. В случае иона Dy^{3+} время спин-решеточной релаксации $10^{-9}–10^{-7}$ [13], что на 4–6 порядков величины меньше чем для Er^{3+} [14]. Для кramerсова иона Yb^{3+} в структуре YAG:Re отсутствие взаимодействия с фононами может быть связано с наименьшей величиной магнитного момента среди парамагнитных ионов Y-ряда. Для некramerсовых ионов Tb^{3+} и Ho^{3+} природа ДУС – штарковские уровни с энергией $\Delta = 5.76$ и $\Delta = 5.7$ К [15] соответственно.

Помимо этого, на рис. 2 (зависимость 1) видно, что для 25% твердого раствора YAG:Re (Re = Lu^{3+} , Yb^{3+}) наблюдается упорядочение твердого раствора [16], что сопровождается также уменьшением диэлектрических потерь [17] и увеличением акустической прозрачности материала в СВЧ диапазоне [18].

При распространении НФ мерой эффективности рассеяния, помимо времени регистрации максимума сигнала $t_m(T)$, являются длина l_R и время τ_R свободного пробега в режиме диффузии относительно неупругого взаимодействия НФ с ДУС, которые согласно [15] могут быть оценены из выражения:

$$l_R \approx (D_0(\omega)\tau_R(\omega))^{1/2}. \quad (4)$$

Выражение (4) означает, что фонон частоты ω , пройдя расстояние l_R , может многократно упруго рассеяться, прежде чем провзаимодействует с ДУС. При наличии ДУС на позициях замещения $Y^{3+}–Re^{3+}$, в случае $t_{m0}/\tau_R \gg 1$ транспорт НФ будет определяться преимущественно взаимодействием НФ с ДУС, а в случае $t_{m0}/\tau_R \ll 1$ – преимущественно упругим рассеянием. При $t_{m0}/\tau_R \sim 1$ в относительно длинном образце в регистрируемом сигнале можно наблюдать два максимума: упругое рассеяние фононов дефектами структуры и особенность, связанную с взаимодействием НФ с ДУС. Примеры подобного наблюдения представлены на рис. 3а, 3б. Сигналы болометра для разных температур в образце $Y_{2.7}Tb_{0.3}Al_5O_{12}$ ($L = 1$ см) обусловлены только упругим взаимодействием при $T = 3$ К, $t_{m0}(T) < 4 \times 10^{-5}$ с. На вставке, на зависимости заднего фронта регистрируемых сигналов – $S(t) \propto t_{m0}^{-1/2}$, характерной для режима диф-

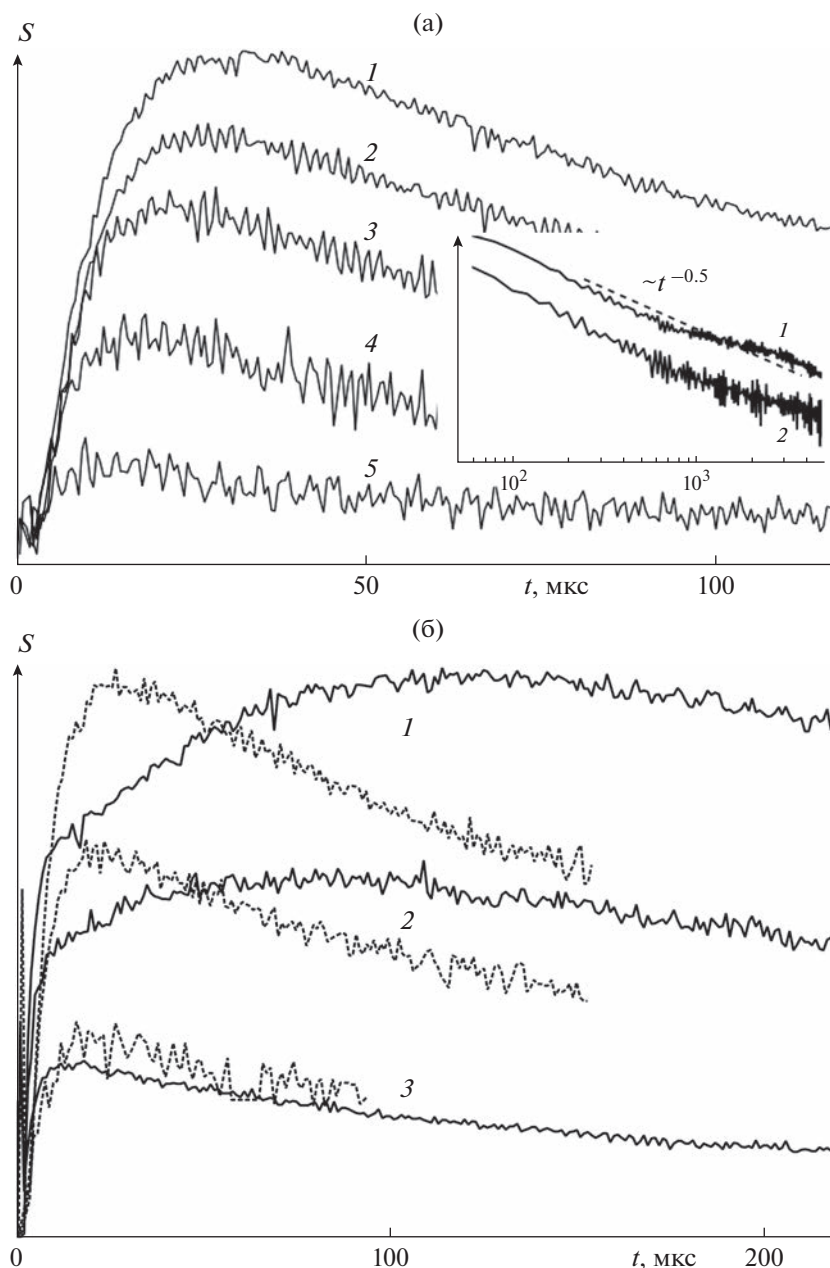


Рис. 3. (а) — Сигналы НФ в образце $Y_{2.7}Tb_{0.3}Al_5O_{12}$ ($L = 1$ см): 1 — $T = 3.8$ К; 2 — 3.6 К; 3 — 3.4 К; 4 — 3 К; 5 — 2.7 К. Вставка — задние фронты в двойном логарифмическом масштабе: 1 — $T = 3.8$ К и 2 — $T = 3$ К. (б) — Сигналы НФ в образцах $Y_{2.8}Er_{0.2}Al_5O_{12}$ (сплошные линии), $Y_{2.8}Lu_{0.2}Al_5O_{12}$ (пунктир). 1 — $T = 3.83$ К; 2 — 3.43 К; 3 — 2.91 К.

фузии 1, на временах $\sim 10^{-3}$ с появляется особенность, обусловленная взаимодействием НФ с ДУС.

Другой пример — сравнение регистрируемых сигналов в образцах одной геометрии, когда один из редкоземельных ионов не является парамагнитным, например Lu (4f-оболочка полностью заполнена).

Значения τ_R для всего ряда концентраций Er в YAG:Er приведены в [19], где показано, что в усло-

виях эксперимента ($t_{m0}/\tau_R \gg 1$) $t_m(L) \propto L$, а $\tau_R \propto T^{-5}/n$ (n — концентрация редкоземельных ионов). Линейная зависимость $t_m(L) \propto L$ свидетельствует о наличии неупругого процесса во взаимодействии НФ с ДУС [20].

В работе [21] было получено выражение, отражающее связь кинетических характеристик с данными теплоемкости при условии $C_{tls} \gg C_{ph}$ в образцах того же состава:

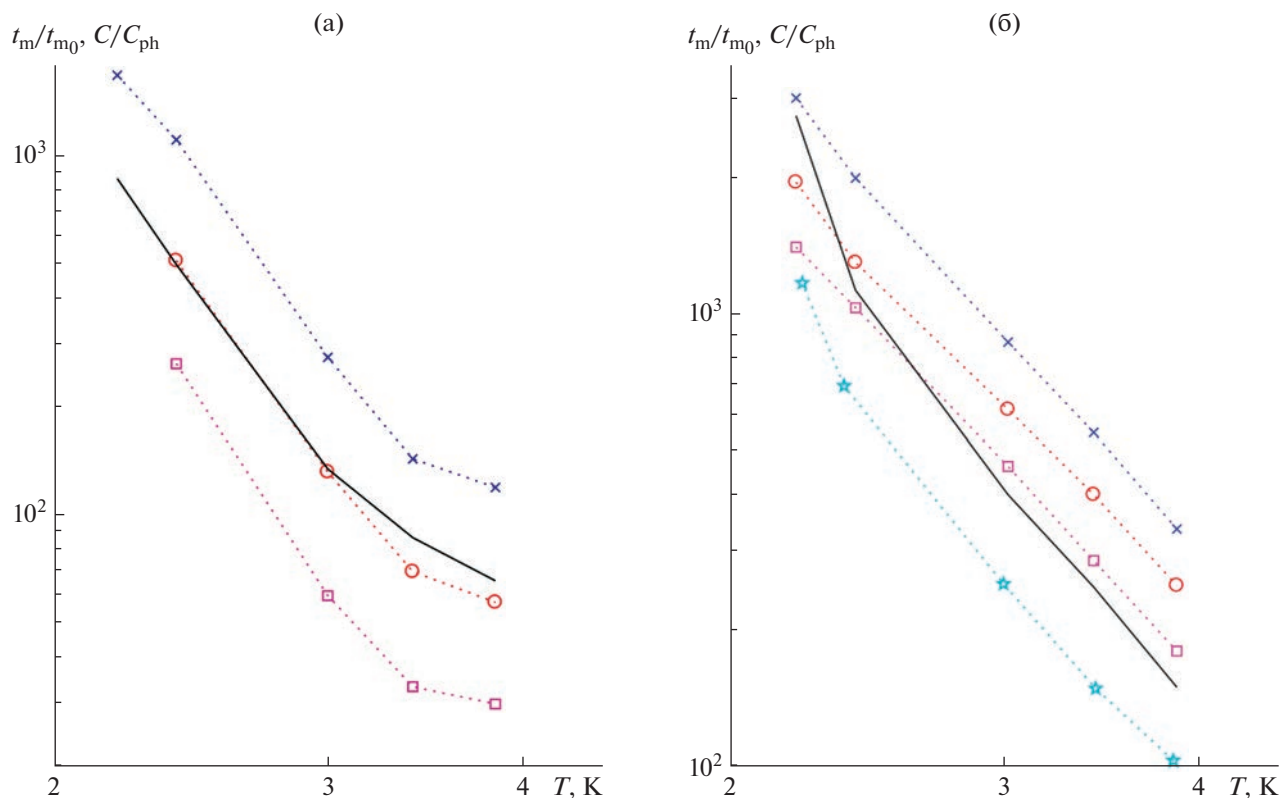


Рис. 4. (а) – Температурные зависимости левой (пунктир) и правой (сплошная линия) частей выражения (4) для образцов $\text{Y}_2\text{Er}_1\text{Al}_5\text{O}_{12}$: $L = 0.12$ см ($\times$); $L = 0.25$ см ($\circ$); $L = 0.5$ см ($\square$). (б) – Температурные зависимости левой (пунктир) и правой (сплошная линия) частей выражения (4) для образцов $\text{Er}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$: $L = 0.07$ см ($\times$); $L = 0.14$ см ($\circ$); $L = 0.22$ см ($\square$); $L = 0.3$ см ($\star$).

$$t_m(T) \propto t_{m0} \frac{C_{\text{tls}}(T)}{C_{\text{ph}}(T)}, \quad (5)$$

C_{tls} – теплоемкость ДУС, C_{ph} – фононная теплоемкость. Значение t_{m0} однозначно связано с темпом упругого рассеяния, хорошо поддается расчету [5] и, как показано на рис. 2, может быть определено для любой концентрации примеси замещения. Единственной оценочной величиной в выражении (5) является $C_{\text{ph}}(T)$:

$$C_{\text{ph}}(T) = \frac{12\pi^4}{5} nR \left(\frac{T}{T_D} \right)^3, \quad (6)$$

$n = 20$ – число атомов в формульной единице, T_D – температура Дебая.

Выражение (5) позволяет оценить условия равновесия в системе НФ–ДУС при данной температуре в образце конкретной длины. На рис. 4а, 4б приведены температурные зависимости левой (пунктир) и правой (сплошная линия) частей выражения (5) для образцов разной длины в $\text{Y}_2\text{Er}_1\text{Al}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Er}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$. На рис. 4а видно, что температурные зависимости для образца $L = 0.25$ см

практически совпадают. Для более короткого образца $L = 0.12$ см левая часть выражения (5) больше правой. Это может означать, что на этой длине взаимодействие НФ с ДУС уже эффективно, т.е. $l_R < L$, но образец слишком короткий для установления равновесия в системе НФ–ДУС. Похожий характер зависимостей наблюдается и на рис. 4б в $\text{Er}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ для образца меньшей длины $L = 0.22$ см. Отличие в том, что равновесие в $\text{Er}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ возможно и в более коротких образцах ($L = 0.07$ – 0.14 см) при самых низких температурах в исследуемом диапазоне, как результат увеличения концентрации Er и, соответственно, значений отношения C/C_{ph} .

Ближайшими аналогами исследуемого процесса установления равновесия могут являться физические процессы в электронно-дырочной плазме в полупроводниках в динамическом режиме после ее импульсного разогрева [22], установление температуры в диэлектрических стеклах [20]. В данном случае смоделирован процесс установления равновесия в системе фононы–низкоэнергетические ДУС в монокристаллах ря-

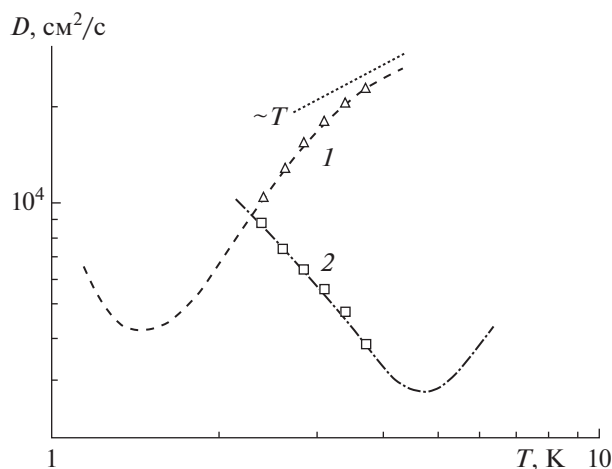


Рис. 5. Экспериментальная зависимость $D(T)$ в монокристаллах LiF: 1 — необлученный образец с количеством дислокаций $N = 10^6 \text{ см}^{-2}$; 2 — образец, подвергнутый γ -облучению дозой 10^6 рад. Пунктир — качественный ход зависимостей, характерный для флаттер-механизма.

да твердых растворов YAG:Er в области гелиевых температур [11].

Монокристаллы $Y_2O_3:ZrO_2$ (YSZ);
 $Y_{1-x}Er_xAlO_3$; LiF

При исследованиях транспортных характеристик фононов в монокристаллах твердых растворов иттрий-стабилизированного диоксида циркония (YSZ) по мере увеличения концентрации, помимо низкоэнергетических ДУС, связанных с образованием равновесной конфигурации вакансий в анионной подрешетке относительно катионов примеси замещения [23], было обнаружено дополнительное рассеяние НФ на фазовых неоднородностях твердого раствора [24]. При этом зависимость коэффициента диффузии от температуры трансформировалась от релеевского характера рассеяния до геометрического, что позволяло качественно оценить размер и концентрацию моноклинной фазы в тетрагональной матрице YSZ. Аналогичное рассеяние наблюдалось в кристаллах моноалюминатов $Y_{1-x}Er_xAlO_3$ при наличии двух фаз $YAlO_3$ и $Y_{1-x}Er_xAlO_3$, когда размер неоднородности был сопоставим или превышал длину волны $\lambda \approx 30\text{--}40 \text{ нм}$ [25]. Оценка совпала с данными атомно-силовой микроскопии (фаза с эрбием обладает большей химически активной поверхностью).

В монокристаллах LiF транспорт слаборавновесных фононов ТИ позволил в явном виде наблюдать и исследовать флаттер-резонанс дислокаций [26]. В работе [27] показано, что в области

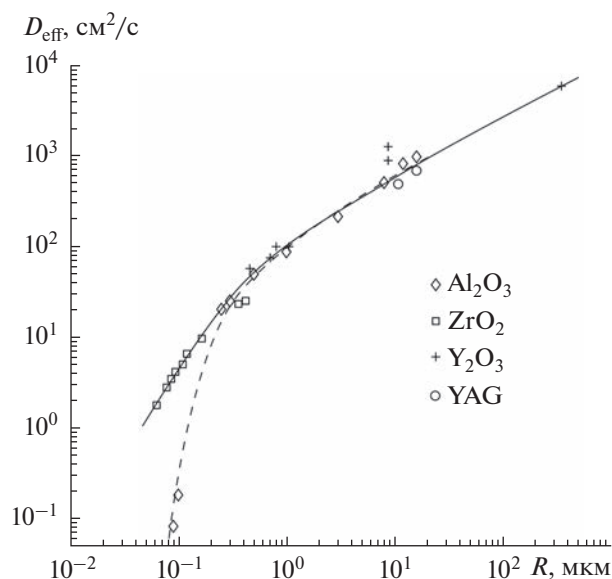


Рис. 6. Зависимость эффективного коэффициента диффузии от размера зерна.

Не-температур в монокристаллах LiF с числом дислокаций $10^6\text{--}10^7 \text{ см}^{-2}$ рассеяние НФ определяется конкуренцией механизмов, связанных с напряжениями вокруг дислокаций и флаттер-эффектом.

На рис. 5 представлены экспериментальные зависимости $D(T)$ в исходном монокристалле LiF с плотностью дислокаций 10^6 см^{-2} , а также подвергнутом гамма-облучению дозой 10^6 рад. Штриховая линия — качественный ход зависимости $D(T)$, характерный для флаттер-механизма рассеяния. Пунктир — зависимость $D(T) \sim T^1$ [27].

ФОНОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КЕРАМИК

На рубеже 1990-х гг. возник значительный интерес к технологии создания микро- и наноструктурированных материалов — структур с высоким отношением поверхность/объем, в которых возрастает роль межзеренных границ (МГ), определяющих свойства таких материалов [28]. Методы микроскопии, в том числе высокого разрешения, не всегда удовлетворяют исследователей и технологов из-за своей фрагментарности. Предложенный метод изучения кинетики НФ в ряде случаев позволяет наблюдать эффекты, когда длина волны фонона тепловых частот в области Не-температур сопоставима с размером фрагментов. На рис. 6 представлены зависимости коэффициента диффузии $D(T)$ от среднего размера зерна R при $T = 3.8 \text{ К}$ и условии $l/R \gg 1$ (q — волновой вектор

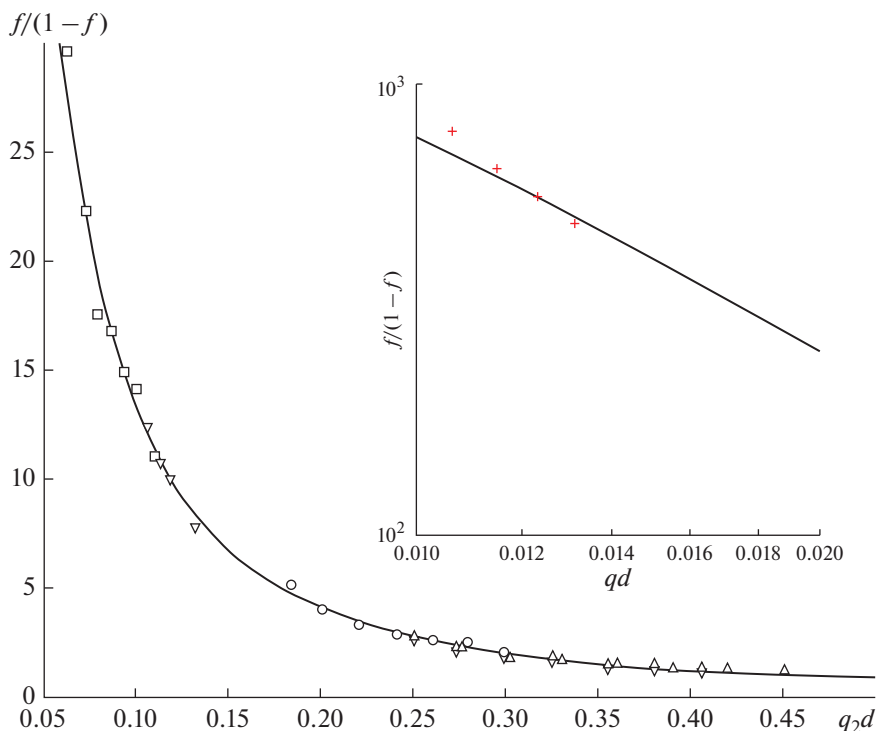


Рис. 7. Зависимость вероятности прохождения $f/(1-f)$ от параметра межзеренного слоя qd для отношения акустических импедансов 0.55. Образцы керамики: $\diamond$ — $L = 0.108$ см, $R = 22$ мкм; $\triangle$ — $L = 0.141$ см, $R = 31$ мкм; $\circ$ — $L = 0.143$ см, $R = 30$ мкм; ∇ — $L = 0.175$ см, $R = 11$ мкм; $\square$ — $L = 0.44$ см, $R = 27$ мкм. Вставка — образец $R = 1-2$ мкм.

фонона) в ряде оксидных керамик, синтезированных методом компактирования на основе кубических оксидов [29]. Средний размер зерна определялся технологическими условиями (температура и продолжительность времени отжига). Характер зависимости оставался близким к линейному в пределах нескольких порядков величины R . Данный факт свидетельствовал о том, что свойства МГ сохраняют стабильность в широком интервале технологических процедур. Резкий спад зависимости $D(T)$ связан с существенной перестройкой фононного спектра — образованием “щели” в спектре фононных состояний, что на основании [30] трактовалось как начало резонансного рассеяния фононов при $qR \sim 1$.

Во всех случаях при выполнении условия $l/R \gg 1$ наблюдались общие закономерности: увеличение коэффициента диффузии НФ с ростом размера зерна, что в рамках предложенной модели можно было трактовать следующим образом: чем меньше размер зерна, тем больше суммарная площадь МГ и, соответственно, рассеяние НФ.

При Не-температурах длины свободного пробега НФ в монокристаллах диэлектриков, как правило, составляют доли сантиметра. Поэтому в образцах плотной микроструктурированной по-

ликристаллической керамики при выполнении условия $l/R \gg 1$ механизм транспорта НФ можно представить как баллистическое распространение фононов в зерне (кристаллите) с вероятностью f_ω перехода через МГ.

Условие $qR \gg 1$ позволяет предположить, что фононный спектр материала аналогичен спектру колебательных возбуждений материала зерна, а МГ может быть представлена как плоский слой конечной толщины d с отличным от материала зерна акустическим импедансом [31].

В образце плотной керамики в режиме диффузии НФ, для масштаба времени $t \gg t_0$ (t_0 — время нахождения фонона в зерне), коэффициент диффузии $D \sim R^2/t_0$, а $t_0 \approx \frac{R}{v f_\omega}$, и, соответственно, $D \approx R v f_\omega$.

Из данного выражения следует, что в рамках предложенной модели $D \sim R$. Величиной, определяющей спектральные характеристики НФ, является $f_\omega(T)$. Зависимость $f_\omega(T)$ для случая МГ конечной толщины имеет резонансный характер [31]. Методика оценки акустического импеданса и толщины МГ на основе анализа температурных зависимостей $D(T)$, в предположении отсутствия рассеяния НФ в материале зерна, в общем случае изложена в [32].

Результаты исследования МГ в образцах керамики YAG, синтезированных методом компактирования, приведены в работе [33]. Зависимость $l(T)/l_0 = f_\omega/(1 - f_\omega)$ от $q_2 d$ ($q_2 \approx \frac{3kT}{\hbar v_2}$), $l_0 \approx 0.6R$ [34], представляла собой участок резонансной кривой (рис. 7). При этом полагалось, что МГ может содержать тонкий слой аморфного SiO₂. (Незначительное количество SiO₂ в условиях традиционного синтеза добавлялось с целью уменьшения пористости [35].) Оценки значения толщины МГ изменялись от 0.3 до 0.5 нм, в зависимости от условий синтеза, из чего следовало, что, согласно условиям модели $l/R \gg 1$, основной вклад в рассеяние вносит резонансное рассеяние НФ на МГ.

Принципиально новая технология синтеза плотной поликристаллической керамики YAG, предложенная компанией Konoshima Ch. & Co. по технологии VSN (Vacuum Sintering Nanotechnology) на основе метода твердотельных реакций, в отсутствие внешнего давления в вакууме [37], позволяла получать образцы с упорядоченной структурой (кристаллиты YAG имеют малый фактор анизотропии [38]), рекордно малым размером зерна и естественными кристаллографическими границами. И зерна и МГ содержали в структуре элементы двойникования (соединение двух кристаллических индивидов элементами симметрии, отсутствующими в данной структуре). На вставке рис. 7 в двойном логарифмическом масштабе приведены данные из [36] для образцов с размером зерна 1–2 мкм, синтезированных Konoshima Ch. & Co.

Предположение о плоской МГ означает, что модель применима только для крупнозернистых (микроструктурированных) керамик. В рамках этой модели нельзя описать зависимость коэффициента диффузии фононов от размера зерна $D(R)$ при приближении среднего размера зерна керамики к длине волны инжектируемых фононов.

Для того чтобы учесть конечную кривизну границы, в работах [39, 40] в качестве модели рассмотрена среда плотностью ρ_0 , упругие свойства которой описываются одним модулем упругости K_0 (скалярная модель) с законом дисперсии фононов произвольной поляризации $\omega(q) = v_0 q$. В качестве основных центров рассеяния рассмотрены сферические оболочки с внешним радиусом R_g , толщиной d и упругими параметрами v_1, ρ_1 ($K_1 = v_1^2 \rho_1$), моделирующие межзеренные границы. Материал внутри оболочки соответствует зернам керамики.

Показано, что резонансное рассеяние на сферических оболочках при $\lambda \cong R_g$ возможно при вы-

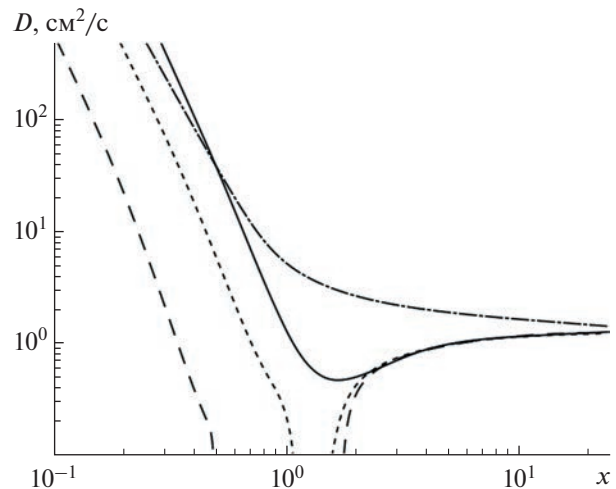


Рис. 8. Коэффициент диффузии $D(x)$, рассчитанный при $c_g = 0.5$ для различных значений резонансной частоты: $x_r = 0.5$ (длинный пунктир); 1.0 (короткий пунктир); 1.5 (сплошная линия). Штрих-пунктир — случай абсолютно твердых сфер.

полнении условия $K_1/K_0 \ll 1$, а резонансная частота равна

$$x_r = \sqrt{\frac{K_1 R_g}{K_0 d}}. \quad (7)$$

Результаты выполненного в рамках модели анализа частотного поведения коэффициента диффузии от положения двух модельных параметров — резонансного уровня x_r и c_g (c_g — объемная доля сфер радиуса R_g) представлены на рис. 8 на основании данных работы [30]. Из рис. 8 следует, что для всех кривых при малых значениях x ($x = qR_g$) наблюдается релеевское рассеяние $D \propto 1/q^4$, при больших — геометрическое рассеяние $D = lv_0$; $l = 2R_g/3c_g$. В промежуточной области $x \approx 1$ возникает “щель”.

Верхняя кривая (штрих-пунктир) на рис. 8 относится к системе, содержащей абсолютно твердые сферы (хорошо стабилизированные границы), не приводящие к резонансному рассеянию. В области $x \approx 1$ при изменении упругих параметров граничного слоя керамики, определяющих x_r , в поведении коэффициента диффузии фононов могут наблюдаться качественные изменения, включая непрозрачность объекта для фононов и изменение знака производной dD/dT .

В керамиках эффективными центрами рассеяния, наряду с границами зерен, являются поры. В работе [30] показано, что поры (R_p) или другие включения с меньшим характерным размером, чем размер зерна $R_g/R_p > 1$, могут играть значи-

тельную роль даже при небольших концентрациях, смещая “щель” в более высокочастотную область.

Резкий спад зависимости $D(R)$ на рис. 6 наступает при $qR < 20$ (для Al_2O_3 $v = 7.4 \times 10^5$ см/с, для YSZ $v = 4.33 \times 10^5$ см/с), что может свидетельствовать о начале эффективного рассеяния НФ на зернах керамики уже при $R \sim 100$ нм.

Наличие “щели” в спектре фононов субтерагерцовых частот предполагает возможность реализации параметра $qR \approx 1$, т.е. при $q \approx 10^6$ см⁻¹ размер зерна должен составлять 20–30 нм.

Синтез однофазных наноструктурированных керамик с таким размером зерна и высокой степенью стабилизации МГ затруднен. В то же время возможно создание композитов, в которых наряду с основной фракцией стабильных зерен присутствует некоторое количество наноразмерной фазы другого материала. Синтез подобных композитов $\text{YSZ} + \text{Al}_2\text{O}_3$ был реализован в работе [41]. Особенностью данной структуры являлось наличие мелкодисперсной метастабильной фазы корунда размером $R = 20\text{--}40$ нм, которая по мере роста температуры синтеза T_s частично преобразовывается в более плотную α -фазу Al_2O_3 ($\rho = 3.97$ г/см³), что приводит к образованию счетного количества наноразмерных усадочных пор.

Материалы, дополнительно ограничивающие транспорт фононов в области $qR \approx 1$, — композиты на основе поликристаллической матрицы корунда и наноразмерных фрагментов железа (керметы) — при весовой доле $\text{Fe} < 5\%$ на два порядка подавляли транспорт субтерагерцовых частот [42].

ТРАНСПОРТ ФОНОНОВ В АМОРФИЗОВАННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Известно, что низкотемпературные свойства стекол универсальны [43] и характеризуются двумя основными аномалиями — избыточной по сравнению с дебаевской низкотемпературной теплоемкостью и наличием области “плато” на температурной зависимости теплопроводности $\kappa(T)$ при $T < 10$ К. Чтобы объяснить аномальное поведение теплофизических свойств аморфного состояния в области низких температур, были разработаны различные феноменологические модели, в рамках которых рассмотрен ряд низкоэнергетических элементарных возбуждений, описываемых моделью мягких потенциалов [44].

К сожалению, в теоретических работах не объяснялись особенности зависимости $\kappa(T)$ в области перехода от плато к дальнейшему росту (см., например, [45, 46] и [47], рис. 1) и сам этот рост. При этом в теоретических работах, посвященных

проблеме, анализируется, как правило, только характер $\kappa(T)$, хотя понятно, что аномалии в теплопроводности стекла в области Не-температур должны сопровождаться существенными изменениями транспортных свойств фононов, например, коэффициента диффузии фононов $D(T)$, что и наблюдалось экспериментально [48].

В работе [49] в плавленом кварце была обнаружена аномальная (близкая к T^{-5}) температурная зависимость коэффициента диффузии фононов $D(T)$ в области, предшествующей плато. Возможность более резкой, чем в случае релеевского рассеяния, зависимости $D(T)$ в аморфных средах обсуждалась в теоретических работах [50, 51]. С появлением новых материалов, демонстрирующих стеклоподобные свойства, — твердые спирты [47, 52], клатраны [53, 54], сегнетоэлектрики-релаксоры [55], вопрос об описании их транспортных свойств стал более актуальным.

Так, например, упомянутые выше сегнетоэлектрики-релаксоры, в отличие от классических сегнетоэлектриков с резким фазовым переходом, ниже температуры перехода в релаксорное состояние демонстрируют свойства, являющие универсальными для стеклоподобных систем [55], а структура как монокристаллов, так и керамики представляет собой неполярную матрицу со статистическим набором 3D-полярных наноразмерных кластеров размером $\geq 10\text{--}20$ нм [56].

На рис. 9 на основании данных из работы [55] представлены зависимости $\kappa(T)$ в стекле и релаксорах PZTL и PMN с характерным участком плато при $T \approx 10$ К. Там же приведены эффективные коэффициенты диффузии фононов тепловых частот $D(T) \propto T^{-5}$. Температурные интервалы зависимостей области плато и коэффициента диффузии хорошо коррелируют между собой.

В работе [48] была рассмотрена модель структуры аморфного состояния, предполагающая, что динамические свойства аморфизованного материала качественно соответствуют поведению кристаллической решетки, включающей объемные структурные дефекты — кластеры, размеры которых иногда составляют десятки нанометров [57]. Некоторым коллективным степеням свободы атомов такого кластера соответствуют многоямные потенциалы, переходы между минимумами которых происходят путем туннелирования, а функция распределения ДУС по энергии $\rho(\Delta)$ ($\Delta < 1$ К) может быть определена из низкотемпературного поведения теплопроводности [58]. Другим степеням свободы может соответствовать достаточно большая эффективная масса (порядка суммы масс всех атомов кластера) и их слабая

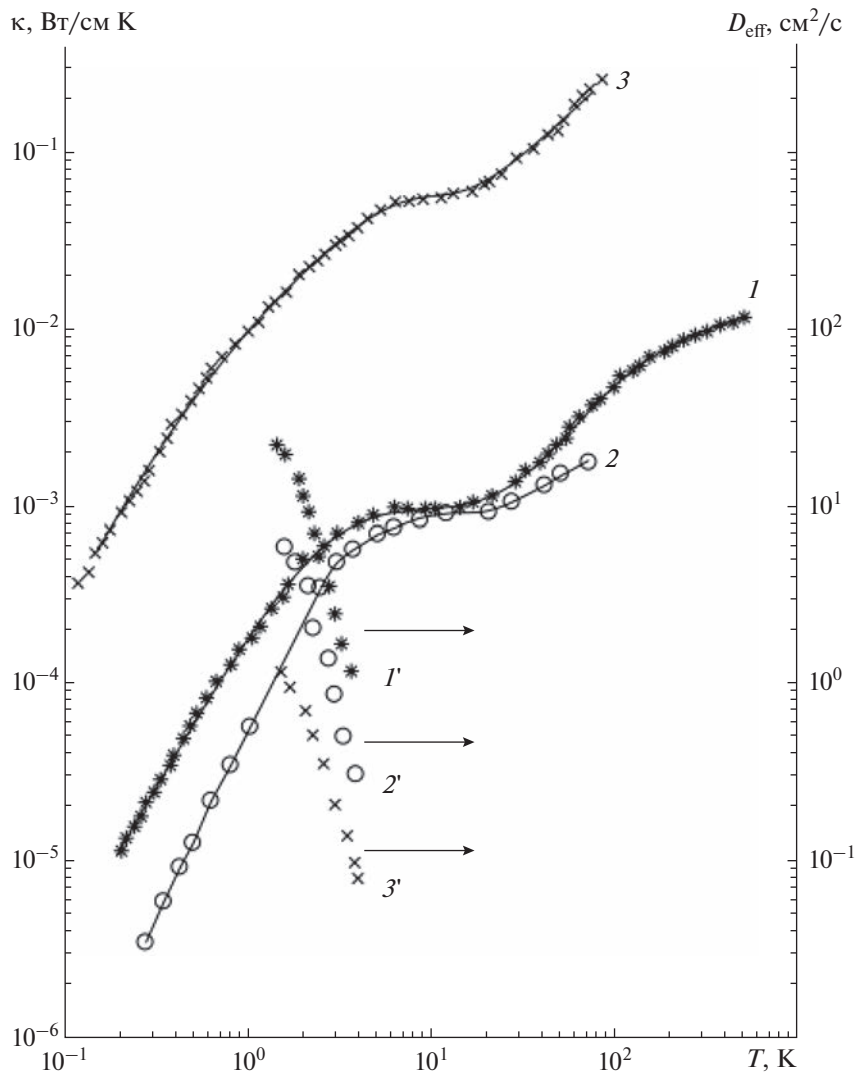


Рис. 9. Температурные зависимости коэффициентов теплопроводности ряда керамик и стекла (1 – SiO₂, 2 – PMN, 3 – PZTL) и коэффициентов диффузии $D_{\text{eff}} = L^2/t_m$ (1' – SiO₂, 2' – PMN, 3' – PZTL) из [55].

связь с матрицей, что может предполагать резонансное рассеяние длинноволновых фононов на подобных дефектах. Естественно, что функция распределения этих резонансных частот никак не связана с $\rho(\Delta)$, и в качестве матрицы рассеяния можно использовать усредненную матрицу рассеяния [59] в виде, полученном для рассеяния длинноволновых фононов на упругих сферических оболочках радиусом R с параметром упругости K_1 , отличным от последнего в матрице (K_0).

Зависимости коэффициента диффузии от частоты при значении резонансного уровня $x_r = 0.5$ представлены на рис. 10, из которого следует, что в такой модели по аналогии с [30] можно описать широкий спектр температурных зависимостей

$D(T)$ вблизи $x = x_r$. Естественно, что в стеклах и сегнетоэлектриках-релаксорах резонансное рассеяние фононов на кластерах может быть обусловлено различными причинами. Если в стекле это структурные неоднородности, см. например [60], то в релаксорах – 3D-полярные области (x_r и c_g – подгоночные параметры при описании коэффициентов диффузии и теплопроводности).

В качестве примера на рис. 11 показаны плотность фононных состояний и коэффициент диффузии $D(\omega)$ при $\omega_r = 0.05\omega_D$ (ω_D – частота Дебая) и $c_g = 0.12$. Именно эти значения параметров определяют положение плато в коэффициенте теплопроводности SiO₂ (рис. 11), рассчитанном по стандартной формуле [58]

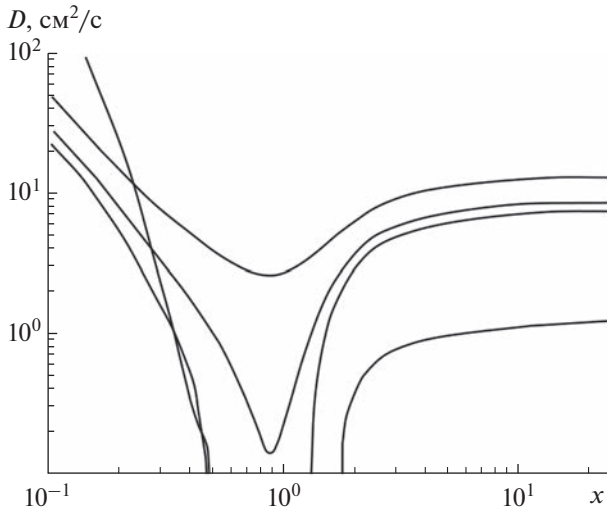


Рис. 10. Коэффициент диффузии $D(x)$, рассчитанный при $x_r = 0.5$ для различных значений концентрации. Сверху вниз $c_g = 0.2; 0.35; 0.4; 0.5; 0.5$ см.

$$\kappa(T) = \frac{\beta^2 k_B}{4} \int d(\omega) g(\omega) \omega^2 D(\omega) \operatorname{ch}\left(\frac{\beta \omega}{2}\right),$$

где $\beta = \frac{\hbar}{k_B T}$, k_B — постоянная Больцмана. В дополнение к механизмам рассеивания, рассмотренным в работе [58] при вычислении теплопроводности, были учтены U-процессы. При кроссовом расщеплении фононного спектра, приводящем к образованию двух зон, в U-процессах могут принимать участие коротковолновые фононы обеих зон. Для нижней зоны это фононы с частотой, лежащей чуть ниже ее верхней границы (ω_r), а для верхней — фононы с частотой порядка ω_D . Интенсивность U-процессов для фононов этих зон определяется температурой $T_r \propto \omega_r$ и температурой Дебая соответственно.

Вклады от нижней (1) и верхней (2) зон в общую теплопроводность изображены на рис. 12 соответственно штриховыми линиями 1 и 2. В данной модели теплопроводность при низких температурах (до плато) формируется фононами первой зоны, а ее рост выше плато обусловлен “включением” фононов второй зоны. В области пересечения зависимостей 1 и 2 возможно образование особенности — локального минимума, что и наблюдалось неоднократно на экспериментальных зависимостях $\kappa(T)$ [46]. На рис. 12 также представлена экспериментальная и расчетная зависимости коэффициента диффузии от температуры. Необходимо отметить, что при тех температурах, для которых измерялся коэффициент диффузии (2–4 К), низкоэнергетические ($\Delta < 1$ К) ДУС не могут являться эффективными ловушка-

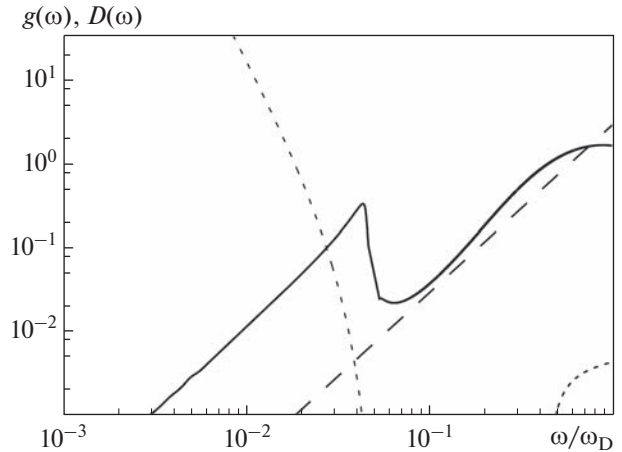


Рис. 11. Качественное поведение фононной плотности состояний (сплошная линия) и коэффициента диффузии (короткий пунктир), а также плотность фононных состояний в модели Дебая (длинный пунктир).

ми для тепловых фононов [59]. Таким образом, предложенная модель позволяет описать транспортные свойства стекол в широком интервале температур. На рис. 13 в качестве примера приведены зависимости низкотемпературной теплоемкости монокристалла и стекла одного состава — пентафосфата гадолиния $\text{GdP}_5\text{O}_{14}$.

Увеличение теплоемкости в стекле в области $T \approx 10$ К по сравнению с монокристаллом того же состава можно объяснить, помимо присутствия низкоэнергетической мультисистемной структуры уровней [62] возбуждений иона Gd^{3+} , наличи-

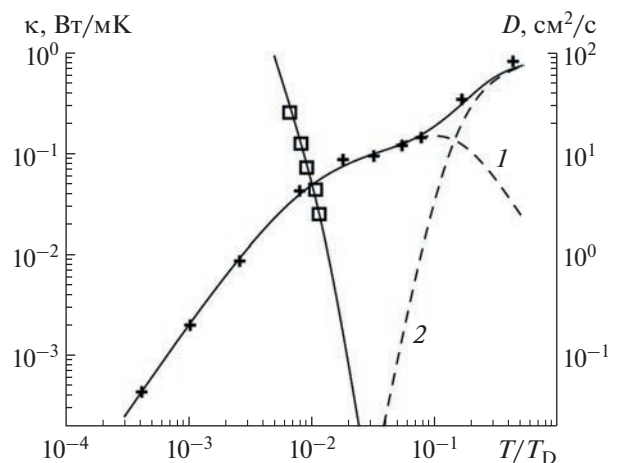


Рис. 12. Температурные зависимости коэффициента диффузии ($\square$) и теплопроводности ($+$). Штриховые кривые относятся к вкладам от 1 — первой и 2 — второй зон.

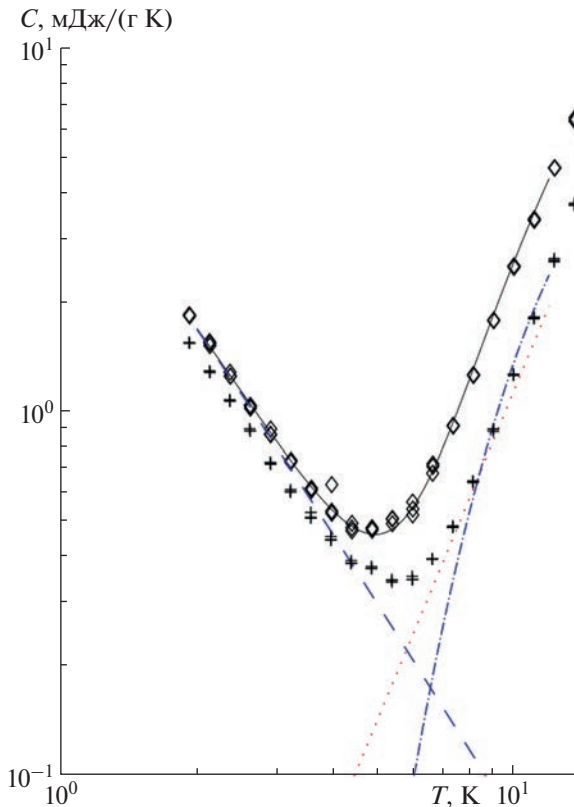


Рис. 13. Температурные зависимости $C(T)$ для монокристалла (+) и стекла (◇) $\text{GdP}_5\text{O}_{14}$. Аппроксимация (сплошная линия) с учетом энергии иона Gd^{3+} ($\Delta_{\text{eff}} = 1.4$ К — длинный пунктир), локальной моды $\Delta = 55$ К (штрих-пунктир) и фононной теплоемкости $T_D = 400$ К (короткий пунктир).

ем дополнительной локальной моды $\Delta \approx 45\text{—}50$ К, обусловленной взаимодействием фононов тепловых частот с наноструктурными неоднородностями стекла при $qR_n \approx 1$ (R_n — средний размер неоднородности).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выше приведены примеры исследований фононного спектра, обусловленные особенностями структуры твердых диэлектрических материалах в условиях нестационарного распространения слабонеравновесных фононов в области области Не-температур.

Необходимо отметить, что большинство экспериментов по исследованию рассеяния фононов на статических дефектах (примеси замещения) выполнялось в образцах твердых растворов алюмо-редкоземельных гранатов с хорошо контролируемой концентрацией примесей замещения, что позволяло корректно разделять вклад упругого рассеяния и неупругих процессов — фонон-фо-

нонного, обусловленного ангармонизмом кристаллической решетки, и взаимодействия фононов с ДУС. При отсутствии ДУС это позволило исследовать различные режимы транспорта на фоне упругого рассеяния в зависимости от энергии фононов, инжектируемых в исследуемый образец. С другой стороны, в условиях отсутствия фонон-фононного взаимодействия исследована эффективность взаимодействия фононов с различными редкоземельными ионами на позициях замещения в зависимости от концентрации, величины магнитного момента, энергии ДУС, времен обмена с термостатом.

При исследовании керамик, полученных методом компактирования, показано, что они могут демонстрировать свойства фононных решеток, т.е. в фононном спектре может формироваться область запрещенных состояний, положение и ширина которой определяются средним размером зерна и структурой МГ.

Наблюдаемые аномалии коэффициента диффузии фононов в стекле и стеклоподобных диэлектриках позволили предположить наличие “щели” в спектре фононных состояний и объяснить особенности температурной зависимости теплопроводности в области температуры плато и выше, описать транспорт фононов в стекле в широком диапазоне температур.

Исследования выполнялись в рамках Государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Такер Дж., Рэмpton В.* Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975.
2. *Gutfeld R.J., Nethercot A.H., Jr.* Heat Pulses in Quartz and Sapphire at Low Temperatures // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 12. P. 641.
3. *Физика фононов больших энергий* / Под ред. Левинсона И.Б. М.: Мир, 1976.
4. *Левинсон И.Б.* Нелокальная фононная теплопроводность // *ЖЭТФ*. 1980. Т. 79. № 4. С. 1394—1407.
5. *Ivanov S.N., Khazanov E.N., Paszkiewicz T., Taranov A.V., Wilczyński M.* Scattering of acoustic phonons by rare earth substitutional atoms in yttrium aluminum garnets // *Z. Phys. B*. 1996. V. 99. P. 535—541.
6. *Казаковцев Д.В., Левинсон И.Б.* Температура пленочного инжектора фононов // *Письма в ЖТФ*. 1981. Т. 7. С. 1185.
7. *Данильченко Б.А., Порошин В.В., Сарбей О.Г.* Излучение фононов в жидкий гелий // *Письма в ЖЭТФ*. 1983. Т. 38. № 8. С. 386.
8. *Иванов С.Н., Хазанов Е.Н., Таранов А.В.* Трансформация режима распространения неравновесных акустических фононов в твердых растворах гранатов // *ЖЭТФ*. 1985. Т. 89. № 5(11). С. 1824—1829.

9. Васильев Л.Н., Джабаров И., Остокский В.С., Парфеньева Л.С., Попов В.В., Смирнов И.А. Теплопроводность твердых растворов иттрий-алюминиевого и редкоземельно-алюминиевого гранатов // ФТТ. 1984. Т. 26. № 9. С. 2710–2715.
10. Иванов С.Н., Хазанов Е.Н., Котелянский И.М., Медведь В.В. Резонансное фонон-примесное рассеяние в твердых растворах // ФТТ. 1986. Т. 28. № 10. С. 2941–2945.
11. Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. О возможности равновесия в системе фононы–низкоэнергетические возбуждения в условиях нестационарного процесса распространения теплового импульса в твердых диэлектриках при гелиевых температурах // ЖЭТФ. 2021. Т. 160. № 3. С. 403.
12. Shevchenko E.V., Charnaya E.V., Khazanov E.N., Taranov A.V., Bugaev A.S. Heat capacity of rare-earth aluminum garnets // J. Alloys and Compounds. 2017. V. 717. P. 183–189.
13. Misra S.K., Orhun U. Spin-Lattice Relaxation Time of Yb^{3+} in $\text{YbCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ // Solid State Communications. 1987. V. 63. № 9. P. 867–869.
14. Иванов С.Н., Хазанов Е.Н., Таранов А.В., Ацаркин В.А., Демидов В.В. Исследование твердых растворов иттрий-эрбиевых алюминиевых гранатов методом распространения неравновесных фононов и спиновой релаксации // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 5. С. 274–280.
15. Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Чарная Е.В. Фононная спектроскопия шоттки-подобных низкоэнергетических возбуждений парамагнитной природы в кристаллах твердых растворов гранатов // ЖЭТФ. 2021. Т. 159. № 1–2. С. 111.
16. Иванов С.Н., Хазанов Е.Н., Таранов А.В. Аномалии при распространении тепловых импульсов в твердых растворах иттрий-редкоземельных алюминиевых гранатов // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 1. С. 20.
17. Гарин Б.М., Никитин И.П., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Корреляция между диэлектрическими потерями в субмиллиметровом диапазоне и поглощением акустических волн в твердых растворах YAG:Lu // Радиотехника. 2012. № 12. С. 85–89.
18. Ivanov S.N. The use of yttrium-rare earth aluminium garnet solid solutions for bulk-acoustic-wave (BAW) devices // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 1992. V. 39. № 5. P. 653–657.
19. Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Чарная Е.В., Шевченко Е.В. Особенности транспорта фононов и теплоемкости в Er-содержащих алюмо-редкоземельных гранатах в области He-температур // ЖЭТФ. 2018. Т. 154. В. 4. С. 826.
20. Левинсон И.Б. Установление температуры в диэлектрических стеклах ниже 1 К // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 157.
21. Саламатов Е.И. Нелокальные эффекты при диффузионном распространении тепловых импульсов в системах с центрами захвата неравновесных фононов // ФТТ. 2002. Т. 44. С. 935.
22. Куменков С.Е., Перель В.И. Релаксация энергии электрон-фононной системы в полупроводниках // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 346.
23. Иванов В.В., Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Фононная спектроскопия субмикронных керамик на основе твердых растворов $\text{Ce}_{1-x}\text{Gd}_x\text{O}_{2-y}$ // ЖЭТФ. 2010. Т. 137. В. 1. С. 41.
24. Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Чарная Е.В., Шевченко Е.В. Транспортные характеристики фононов и теплоемкость монокристаллов твердых растворов $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{ZrO}_2(\text{YSZ})$ // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. В. 5(11). С. 910–917.
25. Лезова И.Е., Карбань О.В., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Чарная Е.В. Кинетические характеристики фононов и структурные неоднородности твердых растворов моноалюминатов $\text{Y}_{1-x}\text{Er}_x\text{AlO}_3$ // ЖЭТФ. 2020. Т. 157. № 1. С. 90–96.
26. Альшиц В.И., Инденбом В.Л. Динамическое торможение дислокаций // УФН. 1975. Т. 115. № 1. С. 3.
27. Альшиц В.И., Иванов С.Н., Соифер Я.М., Хазанов Е.Н., Таранов А.В. Наблюдение дислокационного флаттер-резонанса в температурной зависимости рассеяния неравновесных фононов в кристаллах LiF // ФТТ. 1989. Т. 31. № 11. С. 63–65.
28. Гусев А.И. Эффекты нанокристаллического состояния в компактных металлах и соединениях // УФН. 1998. Т. 168. № 1. С. 55.
29. Каминский А.А., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Акчурин М.Ш. Особенности структуры и фононных спектров диэлектрических лазерных оксидных керамик // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. С. 880–886.
30. Иванов В.В., Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Резонансное рассеяние неравновесных фононов ($\lambda = 10\text{--}50$ нм) в наноструктурной керамике на основе композитов $\text{YSZ} + \text{Al}_2\text{O}_3$ // ЖЭТФ. 2008. Т. 133. № 2. С. 339.
31. Барабаненков Ю.Н., Иванов В.В., Иванов С.Н., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Исследование нанокерамик на основе оксидов Al и Zr методом тепловых импульсов // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. № 3. С. 546–552.
32. Барабаненков Ю.Н., Иванов В.В., Иванов С.Н., Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Хасанов О.Л. Распространение фононов в нанокристаллических керамиках $\text{ZrO}_2:\text{Y}_2\text{O}_3$ // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. № 1. С. 131–138.
33. Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Исследование теплофизических свойств оксидных керамик в области гелиевых температур // ЖЭТФ. 2008. Т. 134. № 2(8). С. 595.
34. Каплянский А.А., Мельников М.Б., Феофилов С.П. Распространение неравновесных терагерцовых акустических фононов в плотной кристаллической керамике на основе $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ // ФТТ. 1996. Т. 38. № 5. С. 1434.
35. Lu J., Prabhu M., Xu J., Ueda K. Highly efficient 2% Nd:yttrium aluminum garnet ceramic laser // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. P. 3707.
36. Акчурин М.Ш., Гайнутдинов Р.В., Каминский А.А., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Особенности кинетики субтерагерцовых фононов в оптически прозрачных керамиках на основе $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ с элементами двойнирования в структуре // ЖЭТФ. 2009. Т. 135. № 1. С. 93–97.

37. Yanagitani T., Yagi H. // Jap. Pat. No. 10-101333; No. 10-1014011. 1998.
38. Хазанов Е.Н., Таранов А.В., Алексеев С.Г., Ползиков Н.И. Влияние анизотропии на кинетику и акустические характеристики фононов в керамике на основе YAG, Y_2O_3 , Lu_2O_3 // ЖЭТФ. 2014. Т. 145. № 1. С. 557–562.
39. Salamatov E.I. Phonon propagation in nanoceramics // Phys. Stat. Sol. (c) 2004. V. 1. P. 2971.
40. Salamatov E.I. Phonon spectrum of compact ceramics: two-dimensional ordered model // Phys. Stat. Sol. (b) 2007. V. 244. № 6. P. 1895.
41. Ivanov V.V., Paranin S.N., Khrustov V.R. Nanostructured Ceramics Based on Aluminum and Zirconium Oxides Produced Using Magnetic Pulsed Pressing // The Physics of Metals and Metallography. 2002. V. 94. Suppl. 1. P. S98.
42. Карбань О.В., Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Хасанов О.Л. Исследование особенностей кинетики тепловых фононов и структуры нанодисперсных железосодержащих керметов на основе корунда в области гелиевых температур // ЖЭТФ. 2009. Т. 135. № 4. С. 758.
43. Побелл Ф. Акустические свойства стекол и поликристаллов при сверхнизких температурах // УФН. 1994. Т. 164. № 12. С. 1298–1301.
44. Buchenau U., Galperin Yu.M., Gurevich V.L., Parshin D.A., Ramos M.A., Schober H.R. Interaction of soft modes and sound waves in glasses // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. № 5. P. 2798.
45. Lawless W.N. Specific heats of paraelectrics, ferroelectrics, and antiferroelectrics at low temperatures // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. № 1. P. 134.
46. Meissner M., Knaak W., Sethna J.P., Chow K.S., De Yoreo J.J., Pohl R.O. Explanation for the universal low-temperature and dynamical properties of a particular glass // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. P. 6091.
47. Hassaine M., Ramos M.A., Krivchikov A.I., Sharapova I.V., Korolyuk O.A., Jiménez-Riobóo R.J. Low-temperature thermal and elastoacoustic properties of butanol glasses: Study of position isomerism effects around the boson peak // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 104206.
48. Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Особенности транспортных характеристик фононов в стеклах и стеклоподобных кристаллах в области гелиевых температур // ЖЭТФ. 2015. Т. 148. С. 308.
49. Козорезов А.Г., Иванов С.Н., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Распространение неравновесных фононов в керамических материалах // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. С. 600.
50. Kozub V.I., Rudin A.M., Schober H. Nonequilibrium phonon transport in amorphous layers // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. P. 6032.
51. Козуб В.И., Рудин А.М. Транспорт неравновесных фононов в неупорядоченных системах (Обзор) // ФТТ. 1996. Т. 38. № 2. С. 337.
52. Krivchikov A.I., Yushchenko A.N., Korolyuk O.A., Bermejo F.J., Fernandez-Perea R., Bustinduy I., González M.A. Effects of resonant phonon scattering from internal molecular modes on the thermal conductivity of molecular glasses // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 024202.
53. Ross G., Andersson P., Backstrom G. Unusual PT dependence of thermal conductivity for a clathrate hydrate // Nature. 1981. V. 290. P. 322.
54. Krivchikov A.I., Gorodilov B.Ya., Korolyuk O.A., Manzheli V.G., Romantsova O.O., Conrad H., Press W., Tse J.S., Klug D.D. Thermal conductivity of Xe clathrate hydrate at low temperatures // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 064203.
55. Иванов С.Н., Смирнова Е.П., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Распространение неравновесных фононов в керамиках и кристаллах сегнетоэлектриков // ЖЭТФ. 1999. Т. 115. С. 624.
56. Farber L., Davies P.K. Influence of Cation Order on the Dielectric Properties of $Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3$ – $Pb(Sc_{1/2}Nb_{1/2})O_3$ (PMN-PSN) Relaxor Ferroelectrics // J. Am. Ceram. Soc. 2003. V. 86 № 11 P. 1861.
57. Нацик В.Д., Ватажук Е.Н., Паль-Валь П.П., Паль-Валь Л.Н., Москаленко В.А. Наблюдение низкотемпературных аномалий стекольного типа при изучении акустических свойств наноструктурных металлов // Физика низких температур. 2013. Т. 39. С. 1381.
58. Salamatov E.I. Vibrational spectrum and temperature behavior of thermal conductivity and specific heat in amorphous // J. Non-Crystalline Solids. 1996. V. 202. P. 128.
59. Саламатов Е.И. Вычисление плотности колебательных состояний системы с распределенным недиагональным беспорядком // ФТТ. 1991. Т. 33. С. 2601.
60. Либай Ф. Структурная химия силикатов. М.: Мир, 1988. 416 с.
61. Лезова И.Е., Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Чарная Е.В., Шевченко Е.В. Особенности низкотемпературной теплоемкости и кинетики фононов в монокристаллах и стеклах ряда редкоземельных пентафосфатов // ЖЭТФ. 2019. Т. 156. С. 918.
62. Лезова И.Е., Шевченко Е.В., Чарная Е.В., Хазанов Е.Н., Таранов А.В. Теплоемкость легированного эрбием галлий-гадолиниевого граната // ФТТ. 2018. Т. 60. С. 1906.

УДК 538.956,534.286,534.14

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ И ВЯЗКОСТНЫХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТЕЙ

© 2023 г. Е. С. Шамсутдинова^{а, *}, В. И. Анисимкин^{а, **}, А. С. Фионов^{а, ***}, А. В. Смирнов^{а, ****},
В. В. Колесов^{а, *****}, И. Е. Кузнецова^{а, *****}

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая 11, корп. 7, Москва, 125009 Россия

*e-mail: shes1996@bk.ru

**e-mail: anis@cplire.ru

***e-mail: fionov@cplire.ru

****e-mail: andre-smirnov-v@yandex.ru

*****e-mail: kvv@cplire.ru

*****e-mail: kuziren@yandex.ru

Поступила в редакцию 25.04.2022 г.

После доработки 29.07.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

Для контроля физических свойств полярных и неполярных жидких сред проведено измерение параметров модельных систем на основе вазелинового и силиконового масел, а также глицерина с помощью электрофизических и акустоэлектрических методов. Электрофизические исследования выполняли с помощью LCR-метра Agilent E4980A и измерительной ячейки, состоящей из пробирки Эппендорфа и двух коаксиальных никелевых электродов, образующих цилиндрический конденсатор. Диэлектрическая проницаемость жидкости определялась по формуле для конденсатора. Для акустической части задачи в качестве пьезоэлектрической пластины использовался ST,X-кварц, на котором была размещена ячейка для жидкости из фторопласта. Измерения проводились в три этапа: измерение фазы и амплитуды акустической волны i) без контакта с жидкостью, ii) в контакте с чистой исследуемой жидкостью и iii) в контакте с исследуемой жидкостью с наполнителем. В качестве наполнителей использовались микрочастицы фармацевтического активированного угля и поверхностно-активное вещество сорбитан моноолеат. Вязкость суспензий определялась по разнице затухания акустической волны в присутствии чистой жидкости и жидкости с наполнителем.

Ключевые слова: вязкость жидкостей, электропроводность жидкостей, акустическая линия задержки, датчик свойств жидкости

DOI: 10.31857/S0320791922600238, **EDN:** DAGBJL

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время активно ведутся работы по созданию различных новых материалов, таких как коллоидные растворы, суспензии, эмульсии, взвеси и другие смеси на основе полярных и неполярных жидкостей [1]. В связи с этим актуальным является разработка метода, позволяющего одновременно измерять кинетические и электрофизические свойства создаваемых материалов. Одним из таких подходов может являться использование акустоэлектронных технологий.

Как известно, характеристики акустических волн сильно зависят от типа нагрузки на поверхности звукопровода. Они могут активно реагировать на изменение как электрических [2–4], так и механических [5–7] граничных условий. Эти волны могут использоваться для определения физи-

ческих характеристик не только различных пленок и покрытий на их поверхности, но и для определения свойств жидкостей.

В настоящее время известны акустические датчики для определения вязкости жидкости, основанные на поперечно-горизонтальных (SH) поверхностных и объемных волнах [8–12]. Подобные датчики также используются для исследования дисперсных систем с биологическими объектами [13], наносуспензий [14], различных масел [15], компонентов нефти [16].

Однако, работ, посвященных исследованию взаимодействия акустических волн с неполярными жидкостями и суспензиями на их основе, не так много. Известны исследования акустических волн в неполярных диэлектриках He I и He II [17]. Кроме того, разрабатывались идентификаторы

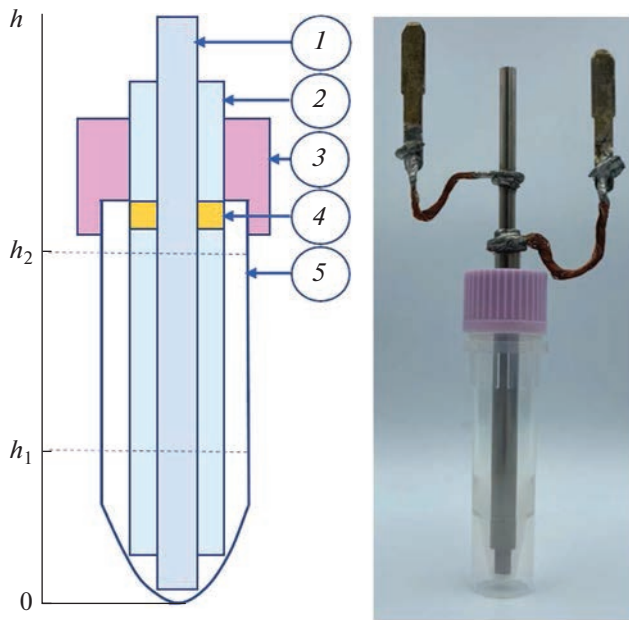


Рис. 1. Схематическое изображение измерительной ячейки и фотография (1 – внутренний электрод; 2 – внешний электрод; 3 – закручивающаяся крышка с отверстием; 4 – изолятор; 5 – эппендорф).

бензина и масла на СН ПАВ, волнах в пластинах и резонаторах с поперечно-горизонтальной поляризацией [9, 15, 18–20]. Следует отметить, что для теоретического анализа распространения акустических волн в звукопроводах, находящихся в контакте с жидкостями, необходимо знать свойства таких жидкостей (диэлектрическая проницаемость, вязкость, модули упругости, плотность).

Как известно, неполярные жидкости, такие как нефть, бензин, органические наножидкости, обладают низкой диэлектрической проницаемостью, а их молекулы не обладают собственным дипольным моментом [21]. В настоящее время существуют работы, посвященные исследованию электрофизических параметров таких жидкостей. Однако, в них в основном исследованы определенные суспензии, которые используются в конкретных технических задачах [22–24]. Что касается вязкости и модулей упругости таких жидкостей, то данная информация практически отсутствует.

В последние годы, с развитием технологий, появляются новые композитные материалы, заменяющие конструкционные материалы, используемые ранее в машиностроении, автомобилестроении, авиастроении и т.д. Использование деталей, созданных из таких материалов, предполагает их контакт с технологическими жидкостями. Многие из таких жидкостей являются неполярными и, очевидно, их свойства будут меняться в результате загрязнения из-за износа соответствующих деталей. Таким образом,

необходимо проведение комплексного исследования акустических и электрофизических свойств таких жидкостей, включая поиск механизмов возможного значительного изменения их параметров. Полученные результаты позволят разработать новые методы контроля их характеристик.

Данная работа является первым этапом в решении задачи о разработке метода изменения электрофизических параметров неполярных жидкостей и исследования их электрофизических и акустических свойств. Цель состоит в разработке и создании универсальной ячейки и методики исследования электрофизических свойств неполярных жидкостей, позволяющих оперативно готовить и проводить измерения параметров композитных жидких сред с широким набором характеристик, а также измерение вязкости создаваемых образцов при помощи акустического метода.

ИЗМЕРЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СУСПЕНЗИЙ НА ОСНОВЕ НЕПОЛЯРНЫХ И ПОЛЯРНЫХ ЖИДКОСТЕЙ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Основой для ячейки была выбрана стандартная пробирка Эппендорфа (Screw Cup Tube) объемом 1.5 мл производства Axygen Scientific. Пробирка имеет закручивающуюся крышку с уплотнителем и юбку-опору на коническом основании (рис. 1). Электрической частью ячейки является коаксиальная система из двух цилиндрических никелевых электродов с рабочими диаметрами 3.5 и 2.5 мм соответственно (наружный и внутренний) и рабочей длиной 22 мм, соосность электродов обеспечивается тефлоновым изолятором длиной 5 мм, расположенным в их верхней части. В объем пробирки Эппендорфа электроды вводятся через отверстие с плотной посадкой, просверленное в крышке, и фиксируются в конусообразном дне. Емкость такого измерительного конденсатора с воздушным заполнением составляла $C_0 = 10.8$ пФ при частотах 200 Гц...2 МГц. Измерение емкости и сопротивления ячейки с исследуемой жидкостью проводили при помощи LCR-метра Agilent E4980A.

Диэлектрическая проницаемость жидкости вычислялась по формуле:

$$\varepsilon = \frac{C(\Delta h)}{2\pi\varepsilon_0 \ln \frac{D}{d} \Delta h},$$

где $C(\Delta h) = C(h_2) - C(h_1)$ – разность емкостей конденсатора при разной его наполненности; $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ Ф/м – постоянная диэлектрическая проницаемость; D и d – диаметры внешнего и

внутреннего электродов соответственно. Уровни жидкости h_1 и h_2 выбирались таким образом, чтобы уменьшить влияние краевых эффектов на результат.

На первом этапе эксперимента выбирались неполярные жидкости с низкой диэлектрической проницаемостью: силиконовое масло (СМ) марки ПМС-100 ($\epsilon = 2.1$) и вазелиновое масло (ВМ) ($\epsilon = 2.25$). В качестве наполнителей использовали фармацевтический активированный уголь (АУ) и сорбитан моноолеат (SPAN 80 Sigma Aldrich). Для сравнения в качестве полярной жидкости брался глицерин ($\epsilon = 44.5$).

Для создания углеродсодержащих суспензий в качестве дисперсной фазы нами был выбран фармацевтический активированный уголь как доступный и дешевый аналог. Было необходимо размолоть таблетки под прессом, затем частицы диспергировали в водной фазе с помощью ультразвукового диспергатора МЭЛФИЗ мэф93.1 для получения мелкой фракции частиц. Для избавления от водной среды частицы высушивали в печи МИМП-3П при 110°C , после чего микрочастицы еще раз диспергировались ультразвуком в неполярной среде. В итоге получали микрочастицы размером 2–10 мкм. Концентрация микрочастиц активированного угля в неполярных жидкостях (вазелиновое масло и силиконовое масло) составляла 60 мг/мл. Приведенная концентрация подходила для создания устойчивой суспензии и не приводила к резкому повышению вязкости жидкости. Затем исследовались характеристики полученной суспензии на LCR-метре.

Кроме того, были созданы суспензии на основе вазелинового масла и глицерина с поверхностно активным веществом сорбитаном моноолеатом в концентрации 5 мас. %. Концентрация выбиралась исходя из работы [22], в которой авторы использовали сорбитан моноолеат (SPAN 80) для повышения электропроводности неполярных жидкостей. Результаты исследований суспензий электрофизическим методом представлены на рис. 2 и в табл. 1.

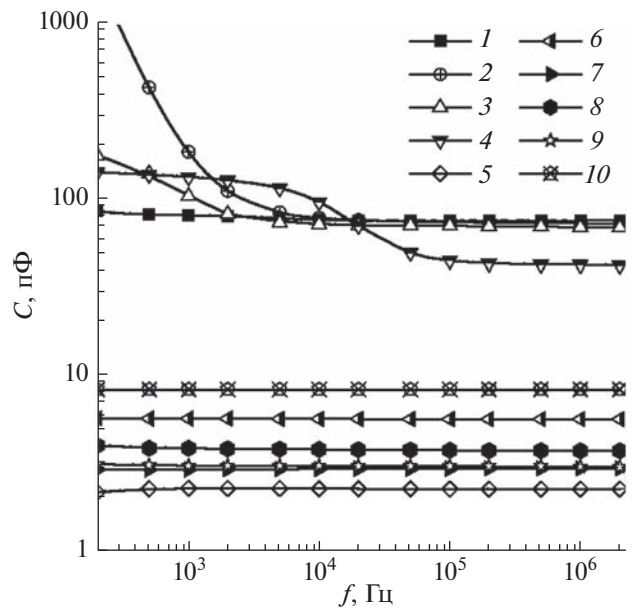


Рис. 2. Зависимость емкости измерительного конденсатора с образцами от частоты (1 – глицерин; 2 – глицерин + SPAN80; 3 – глицерин (ИИЭ); 4 – глицерин + SPAN80 (ИИЭ); 5 – СМ; 6 – СМ + АУ; 7 – ВМ; 8 – ВМ + АУ; 9 – ВМ + SPAN80, 10 – пустой конденсатор).

На рис. 2 наблюдается некоторое различие поведения зависимостей для суспензий на основе неполярных жидкостей. Однако, поскольку на краях частотного диапазона основная погрешность прибора несколько выше, чем в его средней части, то возможны отклонения измеренной емкости от истинного значения в ту или другую сторону. Это следует из описания параметров прибора LCR-Meter Agilent E4980A, представленного производителем, и выполненных измерений емкости незаполненной ячейки. Таким образом, при наблюдаемых незначительных отличиях графика зависимости для жидкости 5 (рис. 2) от остальных неполярных суспензий делать предположение о наличии релаксационных процессов было бы некорректным. Однако данный во-

Таблица 1. Сопротивление измерительной ячейки и диэлектрическая проницаемость неполярных жидкостей и глицерина и смесей на их основе

Образец	ϵ (1 кГц)	ϵ (1 МГц)	R, Ом	Образец	ϵ (1 кГц)	ϵ (1 МГц)	R, Ом
ВМ	2.25	2.26	1.8×10^{11}	ВМ + АУ	2.6	2.6	1.8×10^9
				ВМ + SPAN 80	2.3	2.3	3×10^8
СМ	2.1	2.1	9.4×10^{11}	СМ + АУ	3.4	3.4	1.5×10^9
Глицерин	45	42	3.8×10^5	Глицерин + SPAN 80	85	37	2.1×10^4
Глицерин (ИИЭ)	45	30	2.1×10^6	Глицерин + SPAN 80 (ИИЭ)	51	17	3×10^6

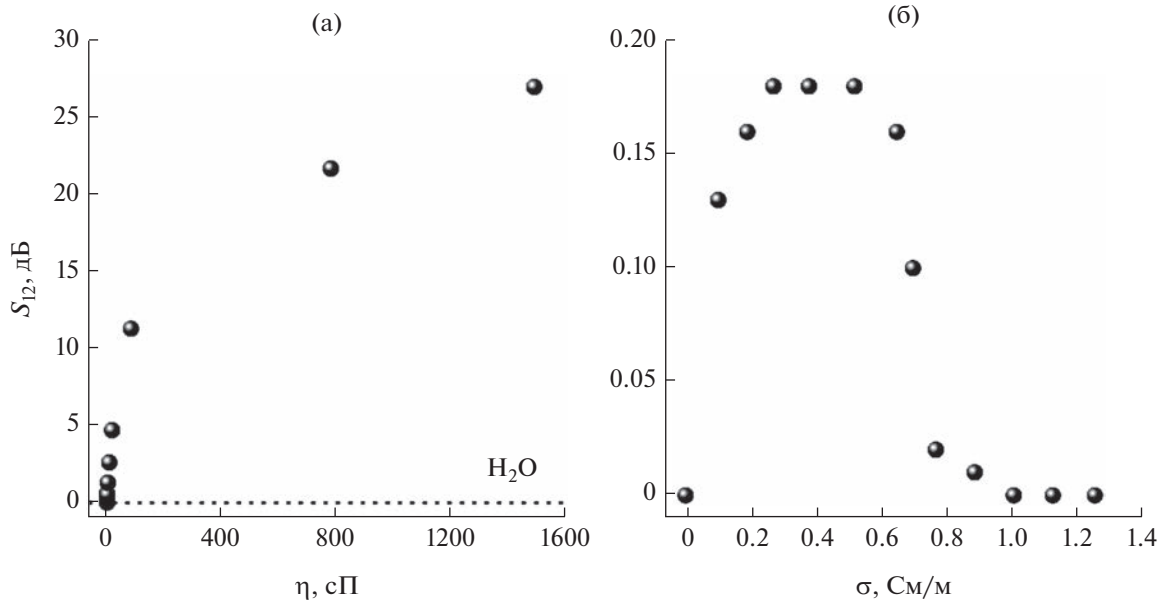


Рис. 3. Калибровочные кривые моды 49.74 МГц в пластине ST,X-кварца толщиной $H/\lambda = 1.0$ ($H = \lambda = 300$ мкм), отсечка = 15 мкс для (а) вязкости и (б) проводимости.

прос может стать предметом дополнительного изучения.

При исследовании полярных жидкостей наблюдается низкое (порядка 10^4 – 10^5 Ом) сопротивление измерительной ячейки и сильная зависимость ее емкости от частоты (рис. 2). В предположении, что причинами этого являются макросмещение диполей, ионов и связанных с ним сквозной электрический ток, были приняты меры для изоляции измерительных электродов (ИИЭ) с помощью электроизоляционного акрилового лака Plastik-71. Сопротивление ячейки, заполненной полярной жидкостью, при этом увеличилось на 2–3 порядка.

Из табл. 1 видно, что во всех случаях добавление наполнителей приводит к увеличению диэлектрической проницаемости по сравнению с чистым веществом. Результаты измерений представленным методом показали, что диэлектрическая проницаемость полярных жидкостей зависит от частоты и значения для чистых жидкостей в пределах погрешности измерения (5%) совпадают со справочными данными [21].

ИЗМЕРЕНИЕ ВЯЗКОСТИ СУСПЕНЗИЙ НА ОСНОВЕ НЕПОЛЯРНЫХ ЖИДКОСТЕЙ АКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Акустические измерения вязкости однокомпонентных жидкостей и жидких растворов проводились с использованием линии задержки на основе специально подобранной пластинчатой волны Лэмба [25]. В процессе поиска для мод раз-

ных порядков и пластин разных толщин измерялись величины вносимых потерь $S_{12}(f)$ при калиброванных нагрузках одной из поверхностей пластины — на воздухе S_{12}^{air} (вязкость $\eta = 0$, проводимость $\sigma \approx 0$), с дистиллированной водой $S_{12}^{H_2O}$ ($\eta = 1.003$ сПуаз), водными растворами глицерина $S_{12}^{H_2O+\text{Глицерин}}$ (1.003 сПуаз $< \eta < 1500$ сПуаз, $\sigma \approx 0$), чистым глицерином $S_{12}^{\text{Глицерин}}$ ($\eta = 1491$ сПуаз, $\sigma \approx 0$) и водными растворами NaCl ($\eta \approx 1$ сПуаз, σ от 0 до 10 См/м). С использованием указанных жидкостей экспериментально определялись калибровочные кривые той или иной моды в зависимости от вязкости $S_{12}(\eta)$ и проводимости $S_{12}(\sigma)$, которые сравнивались между собой (рис. 3).

В результате оптимизации материала пластины (кварц), толщины пластины (300 и 500 мкм) и номера моды Лэмба (от 0 до 10) наиболее чувствительной к значению вязкости и наименее чувствительной к проводимости жидкости оказалась мода частотой 49.74 МГц в пластине ST,X-кварца с нормированной толщиной $H/\lambda = 1.0$ (H — толщина, λ — длина волны) (рис. 4).

Чувствительность этой моды к вязкости меняется с η и составляет 0.3 дБ/сПуаз при $\eta = 1$ –20 сПуаз, 0.12 дБ/сПуаз при $\eta = 20$ –100 сПуаз и 0.015 дБ/сПуаз при $\eta = 100$ –1500 сПуаз. При этом электрические отклики той же моды меньше вязкостных на два порядка величины и сравниваются с ними лишь при $\eta < 2$ сПуаз. Объем тестируемой жидкости, достаточный для измерения, составляет 100 мкл. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 5.

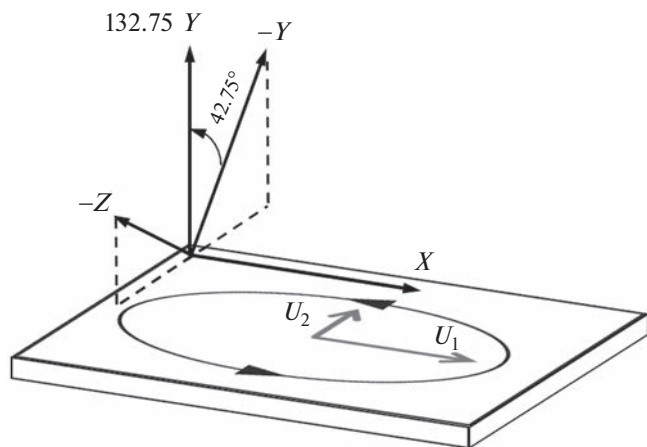


Рис. 4. Схематическое изображение кристаллографической ориентации пластины и поляризации акустической волны на ее поверхности.

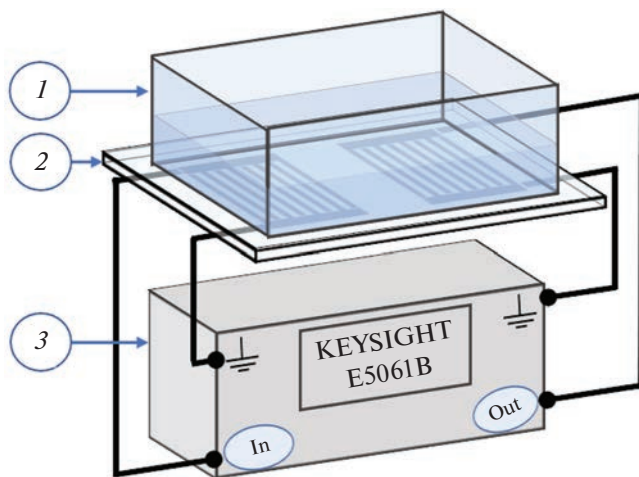


Рис. 5. Схема подключения акустоэлектронного устройства к анализатору четырехполосников KEYSIGHT E5061B.

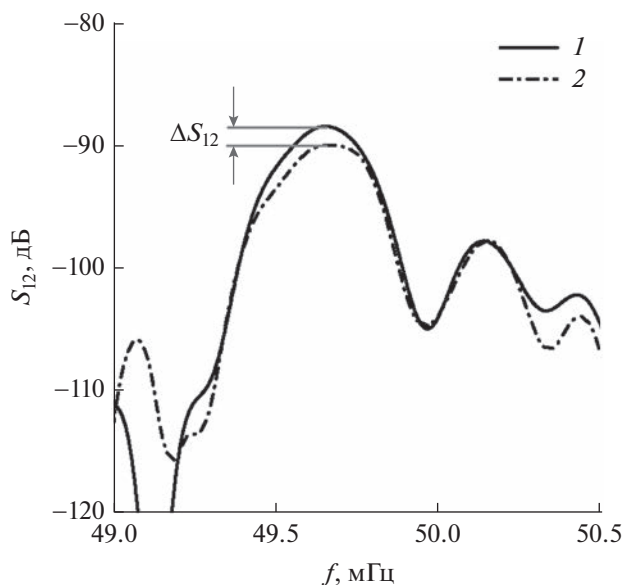


Рис. 6. Изменение вносимых потерь для моды 49,74 МГц на воздухе и при нанесении чистого глицерина (1) и глицерина с 5 мас. % SPAN80 (2).

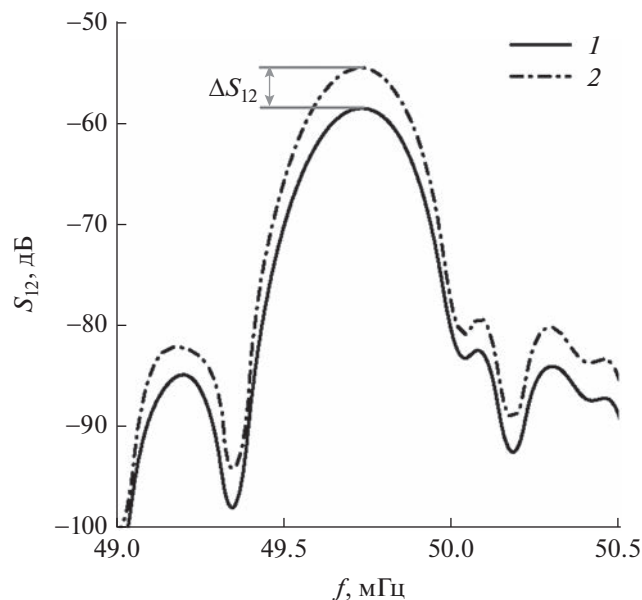


Рис. 7. Изменение вносимых потерь для моды 49,74 МГц на воздухе и при нанесении СМ (1) и СМ с АУ (60 мг/мл) (2).

Для демонстрации эффективности акустических измерений оптимизированная мода была применена для определения вязкости чистого глицерина, глицерина с 5 мас. % SPAN 80, ВМ, ВМ с 5 мас. % SPAN 80 или с АУ, а также для СМ и СМ с АУ (рис. 6, 7, табл. 2). Как и ожидалось, из-за увеличения потерь на распространение между входным и выходным преобразователями при нанесении вязких жидкостей вносимые потери S_{12} по сравнению со значением на воздухе возрастают, а величина возрастания зависит от сорта

жидкости и содержащихся в ней примесей. Причем наличие примесей может как увеличить (рис. 6), так и уменьшить (рис. 7) акустическое затухание и вязкость по сравнению с чистым веществом.

Значения вязкости жидкостей, измеренные акустическим методом с использованием калибровочной кривой (рис. 3а) и данных на рис. 6 и 7, представлены в табл. 2. Результаты измерений для базовых жидкостей (глицерин, ВМ и СМ) находятся в согласии с табличными данными [26].

Таблица 2. Результаты акустических измерений при комнатной температуре (20°C)

Образец	Глицерин	Глицерин + SPAN80	СМ	СМ + АУ	ВМ	ВМ + SPAN80	ВМ + АУ
η , сПуаз	1500	1550	80	47	70	75	73

Результаты для базовых жидкостей с примесями приводятся впервые.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполнения работы была разработана и создана универсальная коаксиальная измерительная ячейка и отработана методика измерения диэлектрической проницаемости и сопротивления полярных и неполярных жидкостей и суспензий на их основе электрофизическим методом. Проведенные измерения показали повышение диэлектрической проницаемости и снижение электрического сопротивления вазелинового масла и силиконового масла при добавлении микрочастиц активированного угля. Добавление сорбитана моноолеата практически не изменяет диэлектрическую проницаемость вазелинового масла, однако понижает сопротивление на 3 порядка. Диэлектрическая проницаемость полярного глицерина при добавлении сорбитана моноолеата повышается на частоте 1 кГц и понижается на частоте 1 МГц. Изоляция измерительных электродов для случая с полярными жидкостями и суспензиями на их основе позволяет избежать сквозного электрического тока в конденсаторе.

Для реализации акустического метода была подобрана акустическая мода с эллиптической поляризацией, распространяющаяся в пластине ST,X-кварца и чувствительная к вязкости суспензии, и разработана соответствующая методика измерения. Результаты показали повышение вязкости вазелинового масла и глицерина при добавлении наполнителей, что по всей видимости связано с появлением дополнительного рассеяния энергии волны на включениях. Однако, при добавлении микрочастиц активированного угля в силиконовое масло вязкость снижается. Возможно, это связано с отличием свойств частиц активированного угля от частиц из других наполнителей. Данный вопрос требует проведения дальнейших исследований. Следует отметить, что результаты измерений для чистых жидкостей, выполненные разработанными методами, совпадают со справочными данными.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-49-00062, <https://rscf.ru/project/21-49-00062>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Das S.K., Choi S.U.S., Yu W.H., Pradeep T.* Nanofluids: science and technology. John Wiley & Sons, 2007.
2. *Zhu F., Wang B., Qian Z., Kuznetsova I., Ma T.* Influence of surface conductivity on dispersion curves, mode shapes, stress, and potential for Lamb waves propagating in piezoelectric plate // IEEE Trans. on Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2019. V. 67. № 4. P. 855–862. <https://doi.org/10.1109/TUFFC.2019.2954745>
3. *Borodina I.A., Zaitsev B.D., Teplykh A.A.* Effect of the conductivity of a thin film located near the acoustic delay line on the characteristics of propagating SH0 wave // Ultrasonics. 2018. V. 91. P. 62–67. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2018.07.017>
4. *Croenne C., Vasseur J.O., Matar O.B., Hladky-Hennion A.C., Dubus B.* Non-reciprocal behavior of one-dimensional piezoelectric structures with space-time modulated electrical boundary conditions // J. Appl. Phys. V. 126. № 14. <https://doi.org/10.1063/1.5110869>
5. *Filipiak J., Marc P.* Surface acoustic wave vibration sensor as a seismometer // Sens. Actuators A. V. 323. 112653. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2021.112653>
6. *Джоши С.Г., Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е., Кузнецова А.С.* Гравиметрическая чувствительность акустических волн в пьезоэлектрических пластинах // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50. № 6. С. 707–711.
7. *Казаков Л.И.* О распространении звука в дисперсных средах // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 3. С. 330–341. <https://doi.org/10.7868/S0320791918030097>
8. *Guo F.L., Sun R.* Propagation of Bleustein–Gulyaev wave in 6 mm piezoelectric materials loaded with viscous liquid // Int. J. Solids and Structures. 2008. V. 45. № 13. P. 3699–3710. <https://doi.org/10.1016/j.ijsolstr.2007.09.018>
9. *Kobayashi S., Kondoh J.* Feasibility study on shear horizontal surface acoustic wave sensors for engine oil evaluation // Sensors. V. 20. № 8. 2184. <https://doi.org/10.3390/s20082184>
10. *Казаков Л.И.* Резино-жидкостный резонатор // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 4. С. 357–365. <https://doi.org/10.31857/S0320791920020033>
11. *Wang W.Y., Zhang C., Zhang Z.T., Liu Y., Feng G.P.* Three operation modes of lateral-field-excited piezoelectric devices // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. № 24. 242906. <https://doi.org/10.1063/1.3050538>
12. *Qin L.F., Chen Q.M., Cheng H.B., Chen Q., Li J.F., Wang Q.M.* Viscosity sensor using ZnO and AlN thin film bulk acoustic resonators with tilted polar c-axis

- orientations // *J. Appl. Phys.* 2011. V. 110. № 9. 094511. <https://doi.org/10.1063/1.3657781>
13. Анисимкин А.В., Покусаев Б.Г., Складнев Д.А., Сорокин В.В., Тюпа Д.В. Применение акустоэлектронной методики для исследования упорядоченных микроструктурированных дисперсных систем с биологическими объектами, включенными в гидрогель // *Акуст. журн.* 2016. Т. 62. №. 6. С. 738–743. <https://doi.org/10.7868/S0320791916060010>
 14. Минаков А.В., Пряжников М.И., Дамдинов Б.Б., Немцев И.В. Исследование объемной вязкости наносuspensions методом акустической спектроскопии // *Акуст. журн.* 2022. Т. 68. №. 2. С. 182–189. <https://doi.org/10.31857/S0320791922020058>
 15. Kondoh J., Nakayama K., Kuznetsova I. Study of frequency dependence of shear horizontal surface acoustic wave sensor for engine oil measurements // *Sens. Actuators A*. V. 325. 112503. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2020.112503>
 16. Ахметов Б.Р., Вахин А.В. О некоторых характеристиках затухания ультразвука в суспензиях высокомолекулярных компонентов нефти // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 5. С. 566–571. <https://doi.org/10.1134/S0320791918050015>
 17. Tomchenko M.D. Acoustic modes in He I and He II in the presence of an alternating electric field // *J. Low Temp. Phys.* V. 46. № 5. P. 490–501. <https://doi.org/10.1063/10.0001053>
 18. Zaitsev B.D., Teplykh A.A., Borodina I.A., Kuznetsova I.E., Verona E. Gasoline sensor based on piezoelectric lateral electric field excited resonator // *Ultrasonics*. V. 80. P. 96–100. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2017.05.003>
 19. Kuznetsova I.E., Zaitsev B.D., Seleznev E.P., Verona E. Gasoline identifier based on SH0 plate acoustic waves // *Ultrasonics*. V. 70. P. 34–37. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2016.04.016>
 20. Pu Y.Y., O'Shea N., Hogan S.A., Tobin J.T. Assessment of a solid-state bulk acoustic wave sensor to measure viscosity of Newtonian and Non-Newtonian fluids under static and flow conditions // *J. Food Eng.* T. 277. <https://doi.org/10.1016/j.jfoodeng.2020.109917>
 21. Ахадов Я.Ю. Диэлектрические свойства чистых жидкостей. М.: Изд-во МАИ, 1999. 854 с.
 22. Dukhin A.S., Goetz P.J. How non-ionic “electrically neutral” surfactants enhance electrical conductivity and ion stability in non-polar liquids // *J. Electroanal. Chem.* 2006. V. 588. № 1. P. 44–50. <https://doi.org/10.1016/j.jelechem.2005.12.001>
 23. Guo Q., Singh V., Behrens S.H. Electric charging in nonpolar liquids because of nonionizable surfactants // *Langmuir*. 2010. V. 26. №. 5. P. 3203–3207. <https://doi.org/10.1021/la903182e>
 24. Chattopadhyay A., Dhar P. Dielectric relaxation behaviors and dissipation characteristics of colloidal nanocarbon (graphene and CNTs) complex fluids // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 125. № 3. P. 034103. <https://doi.org/10.1063/1.5079327>
 25. Anisimkin V.I., Voronova N.V. New modification of the acoustic Lamb waves and its application for liquid and ice sensing // *Ultrasonics*. 2021. V. 116. 106496. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2021.106496>
 26. Weast R.C., Astle M.J., Beyer W.H. Chemical Rubber Company Handbook of Chemistry and Physics, 66th ed. Chemical Rubber. Boca Raton. FL. 1985. P. D232.

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

УДК 534.6.08

АКУСТИЧЕСКИЙ ЦЕНТР ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО ГИДРОФОНА

© 2023 г. А. Е. Исаев^а, *, Б. И. Хатамтаев^а

^аВсероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений (ФГУП “ВНИИФТРИ”), г.п. Менделеево, Московская область, 141570 Россия

*e-mail: isaev@vniiftri.ru

Поступила в редакцию 28.01.2022 г.

После доработки 28.06.2022 г.

Принята к публикации 05.07.2022 г.

Рассмотрены различные подходы к формулировке определения акустического центра преобразователя и проблемы, возникающие при их использовании для экспериментального определения положения акустического центра. Обсуждены причины, по которым формулировка и соответствующий способ определения положения акустического центра микрофона мало пригодны для гидрофона. Описан эксперимент, демонстрирующий предложенный способ экспериментального определения положения акустического центра гидрофона при его фазовой калибровке методом взаимности.

Ключевые слова: фазовая калибровка гидрофона, акустический центр, метод взаимности

DOI: 10.31857/S0320791922060053, **EDN:** CPOOSX

ВВЕДЕНИЕ

Акустический центр (АЦ) преобразователя — одно из базовых понятий в акустике. Изначально под АЦ понималась точка в пространстве, из которой исходит сферическая звуковая волна источника звука. Разработка метода взаимности, в котором используют излучатель, приемник и обратимый преобразователь, потребовала распространить понятие АЦ на преобразователи, участвующие в измерительной процедуре метода. В формулу метода взаимности входит расстояние между преобразователями. Понятие расстояния подразумевает наличие двух точек, разнесенных в пространстве. Преобразователи имеют конечные размеры, иногда сложную форму, поэтому возникла необходимость определиться с тем, какие именно точки на преобразователях (а может быть, около них, как у микрофонов) следует выбрать, чтобы измерить расстояние. Если для излучателя в качестве такой точки выбрать АЦ, то для излучающего звук обратимого преобразователя такой точкой будет его АЦ в режиме излучения. Свойство обратимости и взаимности преобразователя позволяют воспринимать эту точку, как АЦ в режиме приема. Таким образом, точка, к которой применимо понятие АЦ, появляется у приемника.

Подчеркнем, что пока речь шла о понятиях, а не о дефинициях, тем более способах экспериментального определения АЦ. Как только от понятий переходим к эксперименту, возникает проблема — как правильно заменить протяженный

объект единственной точкой, причем точкой, имеющей как геометрический, так и акустический смысл. И только установив этот смысл, оканчивается возможным перейти к расстояниям. Очевидно, что адекватно заменить протяженный объект единственной точкой невозможно. Эта замена всегда условна. Например, в механике тело заменяют центром масс. Применение такой модели имеет очевидные ограничения, но позволяет решать широкий круг задач, в том числе практических. Понятие АЦ также успешно применяют в ряде акустических задач, помня об ограничениях, связанных с такой заменой. Первое ограничение связано с самой формулировкой определения, которую можно использовать на практике. Например, звук, исходящий от реального излучателя, формируется не только колеблющейся поверхностью активного элемента, но и дифракцией на всех элементах конструкции излучателя. Возникает вопрос — что считать излучателем звука. Громкоговоритель не испытывают без корпуса, а если корпуса нет, то помещают в экран стандартизированной формы и размеров. Это делают для того, чтобы приблизить свойства испытуемого объекта к тем, которые будут в условиях реальной эксплуатации.

Те же самые проблемы характерны для подводной акустики. При подготовке к ключевым международным сличениям МКМВ пришлось договориться, что артефактом, подлежащим калибровке, является система, объединяющая в себе активный элемент, корпус и крепление гидрофона. Поскольку отразить краткой формулиров-

кой многообразие свойств физического явления невозможно, удачность формулировки определения можно оценить ее практической применимостью.

В воздушной акустике существуют различные подходы к дефиниции АЦ микрофона. Несмотря на это, для микрофона удалось выработать определение АЦ, которое обеспечивает современную точность акустических эталонов. Казалось бы, логично применить это определение к гидрофону. К сожалению, для измерений комплексной частотной характеристики чувствительности гидрофона это определение оказалось неудачным. Цель настоящей работы — обсуждение вопросов, связанных с определением АЦ измерительного гидрофона.

ПРОБЛЕМЫ ПРАКТИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ОПРЕДЕЛЕНИЙ АКУСТИЧЕСКОГО ЦЕНТРА

В [1] понятие АЦ рассматривают двояко: как положение точки, из которой сферические волновые фронты кажутся расходящимися, либо звуковое давление изменяется обратно пропорционально расстоянию от этой точки.

Согласно [2] АЦ микрофона-преобразователя в режиме излучения на данной частоте синусоидального сигнала и для определенного направления и расстояния есть точка, из которой расходятся волны с фронтом, близким к сферическому, на поверхности в окрестности точки наблюдения.

На первый взгляд определение выглядит очень наглядным и понятным: есть точка наблюдения, есть направление и расстояние (дальнее поле), на котором формируется фронт волны, близкий к сферическому. Но если вчитаться внимательнее, возникают вопросы. Что такое окрестность точки наблюдения? Что такое поверхность в этой окрестности? Наконец, что понимать под фронтом гармонической волны, поскольку обычно под фронтом волны понимают пограничную поверхность, отделяющую среду возмущенную от среды невозмущенной.

Поставленные вопросы снимаются, если учесть, что приведенная формулировка определения — результат практических договоренностей. Тогда, поверхность — это поверхность мембраны микрофона-приемника, окрестность равна диаметру мембраны, расстояние — расстояние между АЦ, направление — опорное направление, используемое при калибровке, близкий к сферическому фронт — выполнение закона $1/r$, синусоидальный сигнал — сигнал, используемый при калибровке. Этим однозначно определяется способ определения АЦ микрофона при калибровке, который осуществляют на основе оценки близости

зависимости звукового давления от расстояния к закону $1/r$.

Рассмотренному определению вторит электроакустический словарь [3]. Виртуальный акустический центр — для электроакустического преобразователя, используемого для излучения звука, в определенном направлении, для определенной частоты и диапазона расстояний, положение виртуального точечного источника, от которого звуковое давление изменяется обратно пропорционально расстоянию.

Чтобы понять, почему в определении сделан упор на закон $1/r$, следует обратиться к используемому в словаре эквиваленту этого термина: “эффективный акустический центр”. В акустике понятие “эффективный” принято применять к энергетическим и связанным с ними силовым величинам, в нашем случае — к амплитуде звукового давления.

В стандарте на калибровку гидрофонов [4] использовали другое определение АЦ — точка на преобразователе или рядом с ним, из которой расходящиеся сферически звуковые волны, излучаемые этим преобразователем и наблюдаемые в удаленных точках, кажутся расходящимися.

Особенность этого определения — множество удаленных точек, в которых волна рассматривается как сферическая. Как следствие такого определения — два подхода к определению положения АЦ гидрофона: оценка близости зависимости звукового давления от расстояния к закону $1/r$ или оценка близости волновой поверхности к сфере. В самом стандарте рекомендован первый подход, который успешно применяют для микрофонов [5].

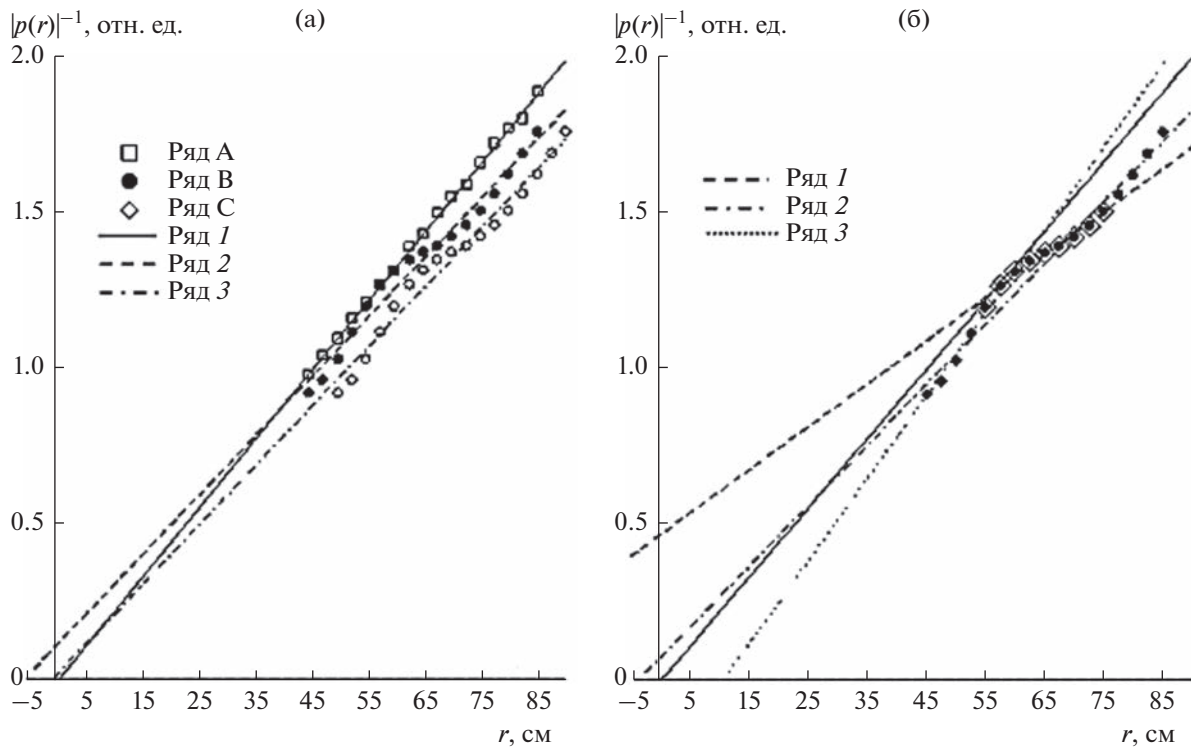
Экспериментальное определение АЦ основано на зависимости звукового давления от расстояния $|p(r)|$ в поле сферической волны:

$$|p(r)|(r - \Delta r) = \text{const},$$

где Δr — смещение АЦ относительно точки, принятой в эксперименте за начало отсчета расстояния. Тогда

$$\Delta r = r - \frac{1/|p(r)|}{\partial(1/|p(r)|)/\partial r}. \quad (1)$$

В [1] показано, что для излучателя “пульсирующая сфера” АЦ, определенный по формуле (1), совпадает с геометрическим центром сферы. Чтобы избежать неустойчивости решения уравнения (1) при обработке экспериментальных зависимостей, дифференцированию подвергают либо усредненные (сглаженные) зависимости, либо используют оценки, полученные методом наименьших квадратов.

Рис. 1. Зависимости $|p(r)|^{-1}$.

Покажем, к чему приводит применение этого приема в условиях интерференционных искажений звукового поля волной, рассеянной как излучателем и гидрофоном-приемником, так и подводными конструкциями эталонной установки, применяемыми для позиционирования преобразователей под водой. На рис. 1а в относительных единицах приведены графики $|p(r)|^{-1}$, построенные по результатам измерений в отсутствие (ряд А) и при наличии (ряд В) рассеяния. “Идеальные” измерения в отсутствие рассеяния получены для бескорпусных излучателя и гидрофона, выполненных в виде сфер, и вывешенных под водой на собственных кабелях без применения каких-либо дополнительных креплений. В качестве опорных точек при определении расстояния использовали геометрические центры активных элементов излучателя и приемника. Рядом 1 представлена прямая, дающая наилучшее приближение “идеальной” зависимости $|p(r)|^{-1}$ по методу наименьших квадратов. Поскольку точка пересечения этой прямой с осью расстояний практически совпадает с началом координат, геометрические центры активных элементов могут быть приняты за АЦ излучателя и гидрофона.

Зависимость, полученная при тех же параметрах эксперимента с использованием креплений гидрофона (ряд В), заметно отличается от “иде-

альной”. Точка пересечения прямой (ряд 2), рассчитанной по методу наименьших квадратов для ряда В, с осью расстояний оказывается существенно смещенной относительно начала координат. В этой ситуации в соответствии с рекомендациями стандарта необходимо ввести поправку в измерительные расстояния. Прямая (ряд 3), дающая наилучшее приближение скорректированной зависимости (ряд С), проходит через начало координат, однако, очевидно, что коррекция только ухудшила результат, поскольку ряд С оказывается более смещенным относительно “идеальной” зависимости, чем ряд В.

Смещение ряда С относительно ряда А зависит от того, насколько значительно различаются по углу наклона прямые наилучшего приближения, представленные рядами 1 и 2 на рис. 1а.

Это показано на рис. 1б, где рядами 1, 2 и 3 представлены прямые наилучшего приближения ряда В, полученные на различных интервалах измерительных расстояний: 45–62.5 см (ряд 1), 55–75 см (ряд 2) и 40–85 см (ряд 3). В зависимости от выбранного интервала расстояний угол наклона прямой наилучшего приближения ряда В может отличаться от угла наклона прямой наилучшего приближения ряда А (проходящей через начало координат) как по знаку, так и по величине. При этом это отличие может оказаться весьма значительным. Очевидно, что введение поправки к из-

мерительным расстояниям в таком случае может приводить как к неразумно большим погрешностям в определении расстояния между АЦ преобразователей, так и к неправильной оценке этих погрешностей.

Отметим, что источниками рассеяния звука являются не только крепления гидрофона, но и корпус гидрофона, штанги, на которые устанавливают гидрофон, и вообще все, что окружает гидрофон во время эксперимента. Большое влияние рассеяния на результаты измерений обусловлено тем, что при калибровке излучатель и гидрофон устанавливают в воде таким образом, что корпус гидрофона, крепления и штанги располагаются перпендикулярно прямой, проходящей через АЦ гидрофона и излучателя. Такая геометрия эксперимента обусловлена тем, что чувствительность гидрофона должна быть определена в опорном направлении, которое всегда перпендикулярно оси симметрии гидрофона.

Рассмотренный пример наглядно иллюстрирует причину, по которой в современных стандартах [6, 7] вместо АЦ гидрофона используют понятие опорного центра — назначенная точка внутри или вблизи гидрофона, относительно которой определяют акустическую чувствительность. Опорный центр соответствует геометрическому центру гидрофона, если не указано иное. Рекомендаций по выбору опорного центра стандарты не приводят.

Отказ от использования экспериментальной зависимости звукового давления от расстояния для определения АЦ гидрофона не умаляет достоинств использования этой зависимости для решения других задач, например, проверки условий свободного поля. В [8, 9] показана возможность использовать экспериментальную зависимость $p(r)$ для восстановления пространственного распределения окружающих гидрофон источников рассеяния звука с целью оценки их параметров, уточнения эффективного размера гидрофона, и, как следствие, уменьшения погрешности калибровки.

Расстояние между геометрическими центрами активных элементов излучателя и приемника в подводном положении можно принять равным расстоянию, рассчитанному по временной задержке принимаемого импульса, увеличенному на сумму радиусов излучателя и приемника [10]. Такой подход обеспечивает достаточную точность измерения модуля чувствительности гидрофона. Ситуация изменилась, когда потребовалось измерять фазочастотную характеристику (ФЧХ) чувствительности гидрофона. Как показано в [11], минимально-фазовую часть ФЧХ (МФЧХ) гидрофона можно получить преобразованием Гильберта его измеренной амплитудно-частотной характеристики (АЧХ). МФЧХ учитывает

влияние дифракции звука, резонансные свойства гидрофона и равна его ФЧХ с точностью до набега фазы при распространении звуковой волны на расстояние, равное радиусу активного элемента гидрофона. В [11] представлены результаты для гидрофонов с активными элементами сферической и цилиндрической формы, получивших наибольшее распространение в качестве измерительных. В настоящее время этот прием не получил распространения и требует обсуждения в кругу специалистов.

Стандарт МЭК рекомендует выполнять калибровку методом взаимности, при этом в формулу чувствительности входят комплексные величины. Рассмотренный выше эксперимент показывает, что для измерения АЧХ гидрофона в качестве опорного центра можно использовать геометрический центр активного элемента. В то же время стандарт не указывает, как выбирать опорный центр для измерений ФЧХ. В работе [1] сделана попытка определить АЦ для пульсирующей сферы радиуса a , используя ее фазовую характеристику. Рассмотрены два подхода, на основе фазовой и групповой скорости звука. В первом случае смещение АЦ относительно начала отсчета расстояния вычисляют по формуле:

$$\Delta r = \frac{1}{k} \arctg \left(\frac{\operatorname{Im} \left\{ \frac{p(r)}{j U e^{j(\omega t - kr)}} \right\}}{\operatorname{Re} \left\{ \frac{p(r)}{j U e^{j(\omega t - kr)}} \right\}} \right) = a - \frac{1}{k} \arctg(ka), \quad (2)$$

во втором по формуле:

$$\Delta r = \frac{\partial}{\partial k} \arctg \left(\frac{\operatorname{Im} \left\{ \frac{p(r)}{j U e^{j(\omega t - kr)}} \right\}}{\operatorname{Re} \left\{ \frac{p(r)}{j U e^{j(\omega t - kr)}} \right\}} \right) = a - \frac{a}{1 + (ka)^2}, \quad (3)$$

ω — частота, k — волновое число.

Обратим внимание: положение АЦ, рассчитанное по формулам (2) и (3), совпадает с АЦ, рассчитанным по зависимости $|p(r)|^{-1}$ (центр сферы), только на очень низких частотах. С увеличением частоты АЦ удаляются от центра к поверхности сферы, причем на существенно разные расстояния. В силу симметрии пульсирующей сферы АЦ, рассчитанные для фазовой и групповой скорости звука, образуют сферические поверхности, асимптотически сжимающиеся в точку при стремлении частоты к нулю.

Полученный результат противоречит широко используемому методу комплексной калибровки гидрофона с размещением преобразователей по схеме Люкера—Ван Бюрена [6, 12]. Если пользоваться формулами (2) и (3), расстояние между излучателем и обратимым преобразователем не бу-

дет равно сумме расстояний между излучателем и гидрофоном и обратимым преобразователем и гидрофоном. При рассмотрении распространения звуковой волны в свободном пространстве принято считать, что фазовая и групповая скорости звука совпадают, тем более удивительно, что формулы дают разные результаты.

Ситуация исправляется, если в эквивалентном источнике, использованном в [1], учесть дифракцию на сфере не только по амплитуде, но и для расчета начальной фазы опорного сигнала $Ue^{j(\omega t - kr - \arctg(ka))}$. В этом случае все рассмотренные формулы оценки положения АЦ дают одинаковый результат — центр сферы. Таким образом, корректная замена сферы, пульсирующей в безграничном пространстве, эквивалентным точечным источником (АЦ), возможна, если в формуле эквивалентного источника учтен комплексный коэффициент дифракции, а сам источник помещен в центр сферы.

Далее будем использовать как понятие волнового фронта — границы раздела возмущенной и невозмущенной среды, так и понятие волновой поверхности — поверхности равных фаз. Под АЦ пульсирующей сферы по амплитуде и фазе будем понимать ее геометрический центр, под расстоянием дальнего поля — расстояния, на которых кривизна волновой поверхности на размере приемника пренебрежимо мала.

Если пульсирующую сферу поместить внутрь водонепроницаемой сферической оболочки так, что геометрические центры обеих сфер совпадают, то у получившегося “идеального” излучателя волновой фронт и диаграммы направленности по амплитуде и фазе (волновая поверхность) будут сферами с центрами в АЦ пульсирующей сферы, который совпадает с геометрическим центром излучателя. В ситуации, когда центры сфер не совпадают (пульсирующая сфера смещена относительно оболочки) проблема определения АЦ решается достаточно просто, поскольку волновой фронт и волновая поверхность остаются сферами с центрами в одной и той же точке. Например, нескольких точек диаграммы направленности по фазе, полученной относительно геометрического центра оболочки, достаточно, чтобы определить положение АЦ такого излучателя.

Для реального излучателя ситуация усложняется. Сферический активный элемент имеет как минимум одно отверстие для сигнального провода, цилиндрический — часто набран из отдельных таблеток. Даже если форма чувствительного элемента практически идеальна, неоднородность материалов и несовершенство технологии изготовления приводят к возникновению направленных свойств, иногда весьма заметных. Отличия характеристики направленности от круговой становятся причиной того, что звуковую волну нельзя

считать однородной, волновые поверхности равных амплитуд и равных фаз отличаются от сферических и маскируют смещения АЦ при определении его положения акустическим методом.

Если в соответствии с рекомендациями [6, 12] при калибровке с размещением преобразователей по схеме Люкера—Ван Бюрена обеспечивать неизменность положения геометрического центра активного элемента калибруемого гидрофона, то ФЧХ гидрофона будет измерена для его АЦ. Этого пытаются добиться, используя сложные позиционные системы 3D позиционирования по лучу лазера. Но по лучу лазера можно позиционировать только контур оболочки, в то время как положение собственно активного элемента, скрытого непрозрачным влагонепроницаемым покрытием, остается неизвестным. Для определения положения активного элемента приходится использовать специальные методы, вплоть до рентгена [13, 14], потому что активный элемент нередко смещен относительно оси симметрии гидрофона, т.е. АЦ не совпадает с геометрическим центром оболочки. Покрытие активного элемента затрудняет возможность обнаружить и измерить смещение АЦ, следствием которого могут быть значительные погрешности фазовой калибровки [13, 14].

Покажем, что в рамках стандартизированной измерительной процедуры метода взаимности эксперимент можно построить так, чтобы извлечь дополнительную информацию для определения положения АЦ с точностью, достаточной для измерения ФЧХ гидрофона.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ЦЕНТРА ГИДРОФОНА

Для поиска экспериментального способа определения АЦ обратимся к выражению для звукового давления $\dot{P}(r, \beta)$, создаваемого источником с чувствительностью на излучение $\dot{S}_i(\beta)$ в точке наблюдения, расположенной в дальнем поле источника на расстоянии r от его геометрического центра:

$$\dot{P}(r, \beta) = \frac{|\dot{S}_i(\beta)|}{r} e^{-j(kr - \arg(\dot{S}_i(\beta)))}. \quad (4)$$

В формуле (4) ток возбуждения излучателя в целях сокращения записи принят равным единице, направленные свойства излучателя учтены зависимостью чувствительности на излучение от угла β .

О волновой поверхности будем судить по фазовой диаграмме направленности источника звука, о волновом фронте — по времени распространения звуковой волны на расстояние r . Как сле-

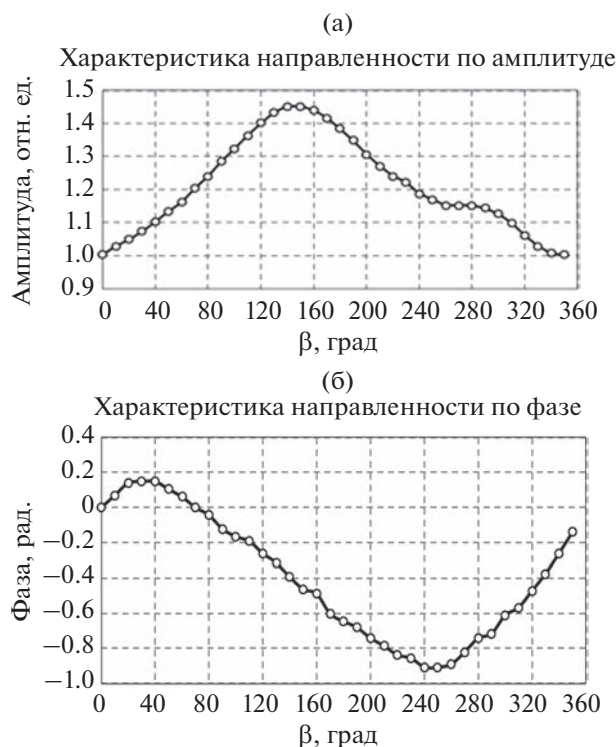


Рис. 2. Характеристики направленности излучателя на частоте 150 Гц: (а) — по амплитуде, (б) — по фазе.

дует из формулы (4), фаза звукового давления содержит две компоненты. Первая зависит от направления излучения (характеристики направленности излучателя по фазе), вторая — от расстояния до АЦ. Различить эти компоненты с помощью прямых измерений фазы выходного сигнала приемного гидрофона невозможно. В свою очередь, волновой фронт не зависит от характеристики направленности излучателя и определяется только временем распространения звуковой волны и групповой скоростью звука.

Чтобы продемонстрировать изложенное, был выполнен эксперимент с излучателем, имеющим выраженные диаграммы направленности по амплитуде и фазе на частоте 150 кГц, изображенные на рис. 2а и 2б. Положение геометрического центра излучателя юстировали по лучу лазера. В качестве опорного сигнала для измерения фаз использовали ток возбуждения излучателя. Излучатель последовательно возбуждали синусоидальным и квадратурно дополняющим его косинусоидальным тональными импульсами, разделяя излучение паузами на реверберацию в звукомерном устройстве [15, 16]. Регистрировали ток возбуждения и напряжения на выходе приемного гидрофона и из них образовывали аналитические сигналы тока и напряжения. Зависимости от времени модуля и аргумента результата деления аналитического сигнала напряжения на аналитический сиг-

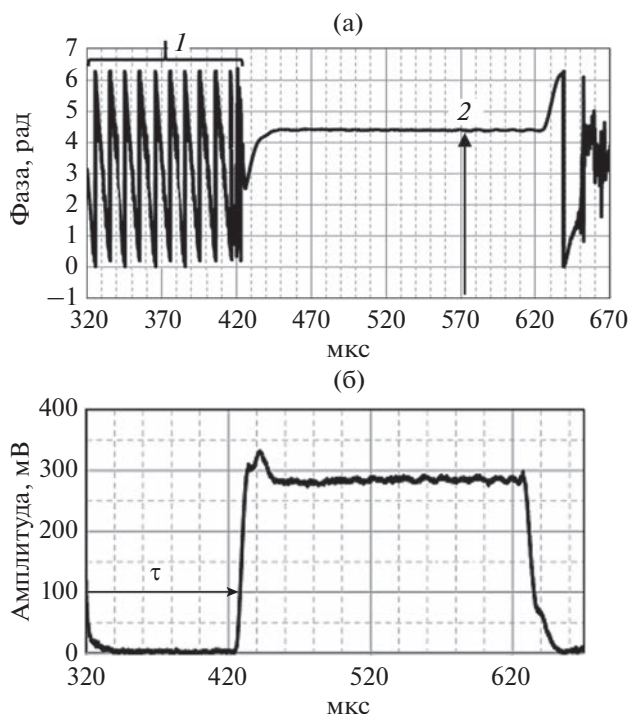


Рис. 3. Установление (а) — фазы и (б) — амплитуды сигнала на выходе приемника. Участок 1 — набег фазы при пробеге волны от излучателя к приемнику, участок 2 — фазовый сдвиг выходного напряжения приемника относительно тока возбуждения излучателя, τ — задержка звуковой волны в точке наблюдения.

нал тока описывают процессы установления амплитуды и фазы выходного сигнала гидрофона. Типичные зависимости установления изображены на рис. 3.

По зависимости на рис. 2а можно судить о направленности излучателя по амплитуде, поскольку результат измерений практически не зависит от смещения АЦ относительно геометрического центра гидрофона, которое можно считать пренебрежимо малым в сравнении с расстоянием до точки наблюдения. В отношении зависимости на рис. 2б этого сказать нельзя. Такое же смещение АЦ обуславливает значительные искажения характеристики направленности по фазе на высоких частотах вне зависимости от расстояния до точки наблюдения. Фазовая зависимость представлена в декартовых координатах для наглядности ее сравнения с амплитудной характеристикой. Из поведения зависимости на рис. 2б не просматривается ее связь с зависимостью на рис. 2а. В то же время выраженная цикличность фазовой зависимости дает основание предполагать, что влияние смещения АЦ превалирует над зависимостью $\arg(\dot{S}_i(\beta))$.

Рассмотрим способ, позволяющий в этих условиях выделить фазовую компоненту, связан-

ную со смещением АЦ относительно геометрического центра гидрофона.

При измерениях характеристик направленности и при измерениях методом взаимности для оценки амплитуды и фазы используют конечную (установившуюся) часть модуля и аргумента принятого сигнала. При этом остается неиспользованной информация, содержащаяся в его начальной части, а именно — положение переднего фронта. При повороте излучателя вокруг геометрического центра из-за смещения АЦ относительно геометрического центра расстояние r между излучателем и точкой наблюдения будет изменяться в зависимости от угла поворота β на величину $\Delta r(\beta)$, что приведет к соответствующему изменению набега фазы на $\Delta\phi(\beta) = k\Delta r(\beta)$.

Для дальнейших рассуждений нас будет интересовать не собственно набег фазы при пробеге волны от излучателя в точку приема, а изменение набега фазы $\Delta\phi(\beta)$ в зависимости от угла β относительно опорного направления излучателя $\beta = 0^\circ$.

Изменение набега фазы можно оценить как по зависимости на рис. 3а, так и по зависимости на рис. 3б. Выбор той или иной зависимости определяется условиями эксперимента: крутизной фронта амплитудной зависимости, отношением сигнал/шум, удобством выбора характерной точки фронта для измерения задержки τ , и т.п. В обоих случаях желательно выбирать характерную точку ближе к началу переходного процесса, чтобы уменьшить влияние переходных процессов в излучателе и приемнике.

В эксперименте по измерению диаграмм направленности излучателя в соответствии с изложенными выше рекомендациями была также измерена зависимость $\Delta\phi(\beta)$, которая представлена на рис. 4 рядом 1.

Для оценки смещения АЦ важна зависимость $\Delta r(\beta)$. Чтобы показать, насколько значительный вклад дает смещение АЦ в фазовую характеристику, на рис. 4 представлены не зависимости $\Delta r(\beta)$ в миллиметрах, а зависимости $\Delta\phi(\beta)$ в единицах измерения угла. Сравнение зависимости на рис. 2б и ряда 1 на рис. 4 обнаруживает явную схожесть их поведения, а размах значений ряда 1 говорит о значительном вкладе смещений АЦ в погрешность измеренной диаграммы направленности по фазе. На рис. 5 представлена зависимость, полученная вычитанием ряда 1 из зависимости на рис. 2б.

В отличие от зависимости на рис. 2б поведение полученной зависимости обнаруживает ее явную связь с характеристикой направленности по амплитуде. Экстремуму характеристики направленности по амплитуде соответствует экстремум ха-

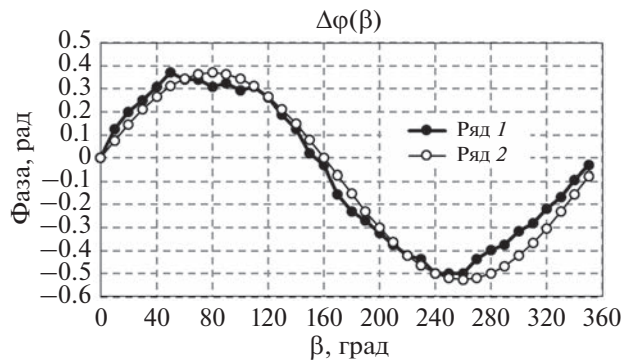


Рис. 4. Зависимость изменения набега фазы звуковой волны.

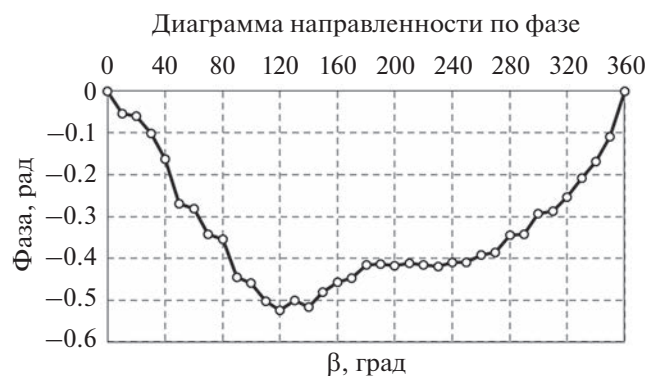


Рис. 5. Характеристика направленности излучателя для АЦ.

рактеристики по фазе, подъему характеристики по амплитуде соответствует завал характеристики по фазе и наоборот.

Операцию вычитания зависимостей, результат которой представлен на рис. 5, можно рассматривать как перемещение неподвижной в эксперименте точки (точки отсчета расстояния) из геометрического центра контура активного элемента в геометрический центр собственно активного элемента. При таком перемещении волновой фронт приобретает форму, близкую к сфере с центром в АЦ излучателя, и позволяет определить характеристику направленности по фазе для АЦ. Используя соотношение $\Delta r(\beta) = \Delta\phi(\beta)/k$, удастся с приемлемой точностью рассчитать координаты АЦ.

В эксперименте геометрический центр излучателя оставался неподвижным. Изменение набега фазы при развороте излучателя из опорного положения на 180° составило приблизительно 0.17 рад, и 0.96 рад при повороте на 180° из положения 90° . Как нетрудно проверить, такие набеги фазы свидетельствуют о смещении АЦ относительно геометрического центра контура активно-

го элемента примерно на 0.1 мм в направлении, противоположном опорному, и на 0.8 мм в направлении 270° относительно опорного. Рядом 2 на рис. 4 продемонстрирована зависимость изменения набега фазы, рассчитанная для полученных оценок координат АЦ.

При определении АЦ гидрофона предпочтительно применять описанный способ, и эксперимент с направленным излучателем показал, что использование волновой поверхности в этом случае приводит к неприемлемым погрешностям. Более надежные результаты дает использование волнового фронта, дополнительное преимущество — отсутствие необходимости проверки сферичности волновой поверхности. При сличениях результатов калибровок по фазе представляется разумным использовать определение АЦ, опирающееся на понятие волнового фронта.

В формулировках определения АЦ речь идет об источнике звука, но не о приемнике. Для обратимого преобразователя положение АЦ не зависит от того, является ли он источником или приемником. Вопрос, как поступать, если необходимо определить положение АЦ необратимого приемника звука (например, гидрофон с предусилителем), оставался открытым. Нетрудно убедиться, что если в описанном эксперименте излучатель и гидрофон-приемник поменять местами и выполнить измерения диаграммы направленности гидрофона на прием, то АЦ приемника будет находиться в центре окружности равных временных задержек принимаемых гидрофоном сигналов излучателя.

Рассмотренный подход к определению АЦ гидрофона позволил усовершенствовать процедуру калибровки при размещении преобразователей по схеме Люкера—Ван Бюрена и был опробован для фазовой калибровки приемников подводного звука методом взаимности [15, 17].

ЭКВИВАЛЕНТНЫЙ РАДИУС ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

В соответствии с определением чувствительность гидрофона связывает напряжение на выходе гидрофона и звуковое давление в точке расположения АЦ гидрофона в звуковом поле в отсутствие гидрофона. Выходной сигнал гидрофона опережает по времени приход звуковой волны в точку расположения его АЦ. ФЧХ гидрофона можно получить, добавив к МФЧХ компоненту $-k\tilde{a}_H$ [11, 12], соответствующую этому опережению.

При рассмотрении теоретических моделей гидрофона в виде жесткой пульсирующей сферы или цилиндра параметр $\tilde{a}_H$ принимают равным геометрическому радиусу активного элемента a_H [1, 4, 6]. Для реального гидрофона $\tilde{a}_H$ может отличаться от геометрического радиуса a_H .

В числе причин, вызывающих этот эффект, можно назвать конечную толщину покрытия и стенок активного элемента, различную скорость распространения звука в материалах покрытия и активного элемента, отличие этих скоростей от скорости звука в среде, окружающей преобразователь, и т.п. Вследствие этого для реального преобразователя параметр $\tilde{a}_H$ следует понимать как акустический эквивалент геометрического радиуса его активного элемента.

Опираясь на понятие волнового фронта, можно определить координаты АЦ, что, в свою очередь, позволяет оценить значение параметра $\tilde{a}_H$. Как и в рассмотренном выше эксперименте, время распространения звуковой волны от излучателя к приемнику τ_{p-H} будем определять по задержке выходного сигнала приемника относительно сигнала возбуждения излучателя. Зная координаты АЦ относительно центров геометрических контуров активных элементов излучателя и приемника, нетрудно рассчитать расстояние $\tilde{r}_{p-H}$ между АЦ. Соответственно, $\tilde{\tau}_{p-H} = (\tilde{r}_{p-H})/c$ — время распространения звуковой волны в свободном поле на расстояние между точками расположения АЦ преобразователей. Для идеальных излучателя и приемника разность времен $\Delta\tilde{\tau}_{p-H} = \tilde{\tau}_{p-H} - \tau_{p-H}$ — время пробега звуковой волны на расстояние, равное сумме радиусов их активных элементов $a_p + a_H$. Для реальных преобразователей это расстояние примем равным сумме параметров $\tilde{a}_p + \tilde{a}_H$.

Обозначим через $\tilde{\tau}_p$ и $\tilde{\tau}_H$ времена пробега звуковой волны при ее распространении в свободном поле на расстояния $\tilde{a}_p$ и $\tilde{a}_H$ соответственно. Если при измерениях по методу взаимности для трех пар излучатель—гидрофон, излучатель—обратимый преобразователь и обратимый преобразователь—гидрофон определить разности времен $\Delta\tilde{\tau}_{p-H} = \tilde{\tau}_p + \tilde{\tau}_H$, $\Delta\tilde{\tau}_{p-T} = \tilde{\tau}_p + \tilde{\tau}_T$ и $\Delta\tilde{\tau}_{T-H} = \tilde{\tau}_T + \tilde{\tau}_H$, то этих данных достаточно, чтобы определить времена пробега $\tilde{\tau}_p$, $\tilde{\tau}_T$ и $\tilde{\tau}_H$:

$$\tilde{\tau}_p = \frac{\Delta\tilde{\tau}_{p-T} - \Delta\tilde{\tau}_{T-H} + \Delta\tilde{\tau}_{p-H}}{2};$$

$$\tilde{\tau}_T = \frac{\Delta\tilde{\tau}_{T-H} - \Delta\tilde{\tau}_{p-H} + \Delta\tilde{\tau}_{p-T}}{2};$$

$$\tilde{\tau}_H = \frac{\Delta\tilde{\tau}_{p-H} - \Delta\tilde{\tau}_{p-T} + \Delta\tilde{\tau}_{T-H}}{2}.$$

Соответственно, значения параметров $\tilde{a}_p$, $\tilde{a}_T$ и $\tilde{a}_H$, которые назовем эквивалентными радиусами преобразователей, получим по формулам:

$$\tilde{a}_p = c\tilde{\tau}_p;$$

$$\tilde{a}_T = c\tilde{\tau}_T;$$

$$\tilde{a}_H = c\tilde{\tau}_H.$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Точное положение АЦ важно знать для определения фазочастотных характеристик измерительных каналов векторно-скалярного приемника [18], при компоновке многоэлементных фазированных решеток различного назначения [19, 20], излучателей с выраженной характеристикой направленности. Авторы не стремились сформулировать новое определение АЦ гидрофона. Целью авторов был достаточно простой в реализации метод экспериментального определения положения АЦ гидрофона для расчета расстояния, используемого в формуле измерений методом взаимности. Выработка формулировки определения — предмет согласования подходов, обеспечивающих большую точность при калибровке гидрофонов. Бессмысленно давать теоретически абсолютно верную формулировку, которая приводит к различиям при ее использовании для целей измерений. То, что хорошо для микрофона, может оказаться неприемлемым для гидрофона.

В воздушной акустике точно определять положение АЦ потребовала достигнутая точность калибровки микрофонов. Положение АЦ микрофона зависит от многих факторов, в числе которых: конструкция микрофона, направление распространения волны, расстояние между источником и приемником звука [1, 5]. Точность калибровки микрофона гораздо выше точности калибровки измерительного гидрофона. При этом наиболее точные результаты определения положения АЦ микрофона удается получать по зависимости звукового давления от расстояния, т.е. способом, малоприменимым для гидрофона. Причина в том, что у измерительного микрофона геометрическая форма (цилиндр) и размеры жестко стандартизованы. Стандартизовано опорное направление и даже диапазон расстояний, на которых устанавливают микрофон при калибровке [2]. Предписано, что крепление должно быть протяженным цилиндром, диаметр которого равен номинальному диаметру микрофона [21]. При калибровке оси излучателя и приемника совмещают, поскольку именно ось симметрии микрофона выбрана в качестве его опорного направления. При таком расположении влияние рассеяния звука элементами корпуса микрофона и его крепления на звуковое поле минимально [5].

В подводной акустике ни измерительный, ни эталонный гидрофон не стандартизованы. Даже на международных сличениях высокого ранга артефакты (опорные гидрофоны) лаборатория-пилот подбирает исходя из своих предпочтений. Тем не менее, в результате “естественного отбора” определились конструктивные предпочтения — измерительный гидрофон имеет осесимметричную форму и активный элемент в форме сферы либо цилиндра.

При калибровке гидрофон и излучатель устанавливают вертикально, располагая оси симметрии преобразователей и их креплений перпендикулярно падающей звуковой волне. Такое расположение обуславливает значительное влияние на звуковое поле рассеяния звука на корпусах преобразователей и их креплениях.

До тех пор, пока при калибровке измеряли только АЧХ гидрофона, можно было говорить не об акустическом, а об опорном центре, в качестве которого принимают геометрический центр контура активного элемента. Обычно смещения АЦ относительно выбранной таким образом опорной точки достаточно малы, чтобы влиять на результат измерения чувствительности гидрофона по амплитуде, однако влияют на результат измерения фазовой характеристики чувствительности.

В то же время у схемы размещения преобразователей при калибровке гидрофона имеются и преимущества — возможность вращать гидрофон относительно оси симметрии. Это позволяет получать дополнительную информацию, достаточную, чтобы оценить координаты АЦ. Эти возможности и были использованы в описанном эксперименте.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Jacobsen F., Barrera-Figueroa S., Rasmussen K.* A note on the concept of acoustic center // *J. Acoust. Soc. Am.* 2004. V. 115. P. 1468–1473.
2. ГОСТ Р МЭК 61094-3-2001 Микрофоны измерительные. Первичный метод градуировки по свободному полю лабораторных эталонных микрофонов методом взаимности.
3. МЭК 60050-801-2021 Международный электротехнический словарь. Глава 801. Акустика и электроакустика. Изменение 2.
4. МЭК 60565-1977: Гидрофоны. Градуировка.
5. *Barrera Figueroa S., Rasmussen K., Jacobsen F.* The acoustic center of laboratory standard microphones // *J. Acoust. Soc. Am.* 2006. V. 120(5). P. 2668–2675.
6. IEC 60565-1:2020 Underwater acoustics — Hydrophones — Calibration of hydrophones — Part 1: Procedures for free-field calibration of hydrophones.
7. IEC 60500:2017 Underwater acoustics — Hydrophones - Properties of hydrophones in the frequency range 1 Hz to 500 kHz.
8. *Исаев А.Е., Матвеев А.Н., Смелов В.А., Щелкунов А.И.* Снижение погрешности градуировки измерительных гидрофонов по полю методом взаимности в гидроакустическом бассейне // *Акуст. журн.* 2004. Т. 50. № 5. С. 628–637.
9. *Исаев А.Е.* Градуировка гидрофона при наличии отражающих элементов с использованием согласованной пространственной фильтрации // *Акуст. журн.* 2008. Т. 54. № 3. С. 418–425.
10. *Исаев А.Е.* Точная градуировка приемников звукового давления в водной среде в условиях свободно-

- го поля. Менделеево: ФГУП “ВНИИФТРИ”, 2008. 369 с.
11. *Исаев А.Е., Хатамтаев Б.И.* Определение фазочастотной характеристики гидрофона по амплитудно-частотной характеристике // Измерительная техника. 2021. № 7. С. 48–53.
 12. *Luker L.D., Van Buren A.L.* Phase calibration of hydrophones // J. Acoust. Soc. Am. 1981. V. 70. P. 516–519.
 13. *Hayman G., Robinson S.* Phase calibration of hydrophones by the free-field reciprocity method // Proc. 11th Europ. Conf. Underwater Acoustics. Edinburgh, 2012. P. 1437–1444.
 14. *Hayman G., Wang Y., Robinson S.P.* A comparison of two methods for phase response calibration of hydrophones in the frequency range 10–400 kHz // J. Acoust. Soc. Am. 2013. V. 133(2). P. 750–759.
 15. *Исаев А.Е., Матвеев А.Н., Поликарпов А.М., Щерблюк Н.Г.* Измерение фазочастотной характеристики чувствительности гидрофона по полю методом взаимности // Измерительная техника. 2013. № 6. С. 56–59.
 16. *Исаев А.Е.* Уменьшение влияния переходного процесса при градуировке гидрофонов по полю на низких частотах с использованием квадратурно-дополненных гармонических сигналов // Измерительная техника. 2010. № 4. С. 20–24.
 17. *Исаев А.Е., Матвеев А.Н., Некрич Г.С., Поликарпов А.М.* Комплексная градуировка приёмника градиента давления с использованием процедуры метода взаимности // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 1. С. 48.
 18. *Кузнецов Г.Н., Пудовкин А.А., Субботкин А.О.* Уравнения для расчета амплитудно- и фазочастотных характеристик векторно-скалярного приемника типа “триполь” с временной задержкой сигнала монополя // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 4. С. 440–449.
 19. *Базулин Е.Г., Соколов Д.М.* Восстановление ультразвуковых изображений отражателей по неполным данным методом распознавания со сжатием // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 4. С. 520–532.
 20. *Росницкий П.Б., Сапожников О.А., Гаврилов Л.Р., Хохлова В.А.* Метод создания абсолютно плотных фазированных решеток для неинвазивной ультразвуковой хирургии с контролем степени нерегулярности расположения элементов // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 4. С. 366–376.
 21. МЭК 61094-1:2000 Микрофоны измерительные. Часть 1. Технические требования для лабораторных эталонных микрофонов.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ НА ФОНЕ ШУМОВ ВЕТРОВОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

© 2023 г. М. А. Раевский^а, В. Г. Бурдуковская^{а, *}

^аИнститут прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

*e-mail: bvg@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 26.01.2022 г.

После доработки 08.08.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

Исследуется влияние корреляционных характеристик шума, генерируемого ветровыми источниками, на эффективность пространственной обработки сигналов, принимаемых горизонтальной антенной решеткой в океанических волноводах со взволнованной поверхностью. Проанализированы коэффициенты усиления антенны для трех методов пространственной обработки: стандартного метода ФАР, метода оптимальной линейной обработки и метода оптимальной квадратичной обработки. Приведены результаты численного моделирования для гидрологических условий Баренцева моря и Тихого океана в зимний период. Основное внимание уделяется зависимости коэффициента усиления антенны от расстояния до источника. Проводится сравнение коэффициентов усиления антенны, рассчитанных с использованием модели ветрового шума и традиционной модели шума, некоррелированного на ее элементах.

Ключевые слова: акустический волновод, ветровое волнение, динамический шум, многократное рассеяние, антенна, корреляционная матрица, алгоритм обработки

DOI: 10.31857/S032079192210001X, **EDN:** DADWRS

ВВЕДЕНИЕ

Для прикладных задач акустики океана весьма актуально [1, 2] рассмотрение эффективности алгоритмов обработки слабых акустических сигналов на фоне помех с использованием протяженных антенных решеток (АР). Оптимальные алгоритмы обработки частично когерентных сигналов хорошо известны (см., например, [3–6]) и требуют лишь адекватных (для конкретных условий распространения звука) моделей корреляционных матриц сигнала и шума на апертуре антенны. Таким образом, для оценки эффективности обнаружения (либо оценки параметров) акустических сигналов необходимы реалистичные теоретические либо эмпирические модели сигналов и помех. Например, теоретическая модель, описывающая когерентные свойства сигнала в океанических волноводах, должна учитывать не только регулярные характеристики волновода, но и эффекты многократного рассеяния акустического поля на ветровом волнении, случайных внутренних волнах, нерегулярном дне и т.д.

На данный момент недостаточная разработка теоретических моделей сигнала и помех связана не столько с ограниченностью методов описания корреляционных характеристик акустического

поля в рефракционном волноводе с нерегулярными параметрами, сколько с отсутствием статистических моделей для самих флуктуаций среды. В первую очередь, это относится к случайным внутренним волнам (за исключением модели Гаррета–Манка для глубоководного океана) и нерегулярному дну. В то же время, спектр ветрового волнения изучен относительно хорошо [7] и это позволило оценить влияние эффектов многократного рассеяния акустического поля на эффективность пространственной обработки узкополосных акустических сигналов с использованием горизонтальной АР. Результаты подобных исследований приведены в работах [8–10], где рассматривались такие характеристики, как угловой отклик антенны и коэффициент ее усиления при различных способах обработки сигнала. Следует при этом заметить, что в этих работах использовалась в качестве помехи максимально простая и в общем-то абстрактная модель шума, некоррелированного на элементах АР. Вместе с тем для океанического шума ветрового происхождения (динамического шума) разработаны теоретические модели, позволяющие рассчитывать корреляционную матрицу шумовой помехи на апертуре горизонтальной АР. Первоначально

эти результаты были получены применительно к плоскостлоистому волноводу для шумового поля, генерируемого равномерно распределенными по свободной поверхности дипольными источниками [11]. Позднее в работах [12, 13] была предложена обобщающая эти результаты теоретическая модель динамического шума в океаническом волноводе, которая учитывает не только генерацию его дипольными источниками, но и эффекты многократного рассеяния на взволнованной морской поверхности. Таким образом, возникает возможность исследования эффективности пространственной обработки сигнала на фоне вполне конкретной океанической помехи, а именно, динамического шума, что и является предметом данной работы. Корреляционные характеристики сигнала и шума рассчитываются путем численного моделирования уравнения переноса для пространственной функции корреляции акустических мод. Основное влияние уделено сравнительному анализу различных методов пространственной обработки сигналов и реалистичным оценкам дополнительного выигрыша АР при использовании оптимальных методов обработки в сравнении со стандартным методом формирования диаграммы направленности (ФАР). С практической точки зрения подобные расчеты представляются полезными для прогнозирования эффективности АР протяженной апертуры в условиях открытых к поверхности звуковых каналов. Наряду с моделированием коэффициентов усиления АР на фоне шума ветрового происхождения проводятся аналогичные расчеты коэффициентов усиления на фоне некоррелированного шума, что позволяет оценить значимость рассматриваемых эффектов. Численное моделирование проделано как для мелкого моря, так и для глубокого океана.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим акустическое поле сигнала, генерируемое точечным источником, и акустическое поле динамического шума (т.е. шума ветрового происхождения) в океаническом волноводе со взволнованной свободной поверхностью. Волновод предполагается плоскостлоистым с профилем скорости звука $c(z)$, открытым к поверхности, и дном с произвольной многослойной структурой. Для прикладных задач акустики океана наиболее интересен низкочастотный диапазон $f \leq 300$ Гц, где затухание звука относительно мало и акустические сигналы могут распространяться на расстояния порядка сотен километров. Будем считать, что сигнал генерируется тональным источником с частотой f_0 , лежащей в этом диапазоне. Соответственно, на той же частоте будет рассматриваться и поле ветрового океанического шума,

выступающего в качестве помехи при пространственной обработке сигнала.

Для описания низкочастотного акустического поля будем использовать модовое представление, т.е. представим его в виде разложения по ортонормированным собственным функциям плоскостлоистого волновода. При этом поле давления для сигнала в дальней зоне имеет вид:

$$p(r, z, t) = \sum_n \frac{a_n \varphi_n(z)}{\sqrt{k_n r}} \exp[i(k_n r - \omega_0 t - \pi/4)], \quad (1)$$

где $\varphi_n(z)$ и k_n — соответственно, собственные функции и волновые числа мод, a_n — их амплитуды, r — горизонтальное расстояние от источника до точки наблюдения. В отсутствие ветрового волнения коэффициенты разложения a_p с точностью до численного сомножителя имеют вид $a_n = \varphi_n(z_{\text{и}})$, где $z_{\text{и}}$ — глубина источника. При распространении звука в волноводе со взволнованной свободной поверхностью амплитуды a_n являются случайными функциями горизонтальных координат и времени и, как правило, описываются парными корреляторами $\langle a_n(\mathbf{r}_1, t_1) a_m^*(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle$.

В дальнейшем нас будут интересовать усредненные по интерференционной структуре и поэтому более предсказуемые характеристики акустического поля, для описания которых достаточно анализировать автокорреляторы $\langle a_n(\mathbf{r}_1, t_1) a_n^*(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle$. Более подробно процедура усреднения по интерференционной структуре обсуждается в работах [14, 15]. Для описания таких функций пространственной когерентности сигнала на входе горизонтальной антенной решетки достаточно рассмотреть автокорреляционные функции мод с поперечным (относительно горизонтальной оси x , соединяющей источник и центр АР) разнесением точек наблюдения ρ :

$$N_n(\rho, x) = \left\langle a_n\left(-\frac{\rho}{2}, x\right) a_n^*\left(\frac{\rho}{2}, x\right) \right\rangle. \quad (2)$$

Для расчета функций (2) в волноводе с нерегулярной свободной границей ранее было получено [15, 16] уравнение переноса, которое описывает эффекты многократного рассеяния акустического поля. В случае ненаправленного (в горизонтальной плоскости) источника и изотропного ветрового волнения оно имеет вид:

$$\frac{\partial N_n(\rho, x)}{\partial x} = \sum_m W_{mn}(\rho, x) N_m(\rho, x) - 2(\gamma_n + |\text{Im } k_n|) N_n(\rho, x). \quad (3)$$

Здесь W_{mn} — вероятность перехода между модами, описывающая их взаимный обмен корреляциями (при рассеянии акустической энергии из моды в

моду), γ_n — декремент затухания когерентной компоненты $\langle a_n \rangle$, $\text{Im } k_n$ — мнимая часть волнового числа, обусловленная потерями энергии в среде распространения. В свою очередь, функции W_{mn} и γ_n выражаются через частотный спектр изотропного ветрового волнения:

$$\gamma_n = \frac{g^2}{8\pi k_n} \left(\frac{d\varphi_n}{dz} \right)^2 \int_0^{k_0} \eta \sqrt{k_0^2 - \eta^2} d\eta \int_{-\pi}^{\pi} B(\Omega) \Omega^{-3} d\varphi, \quad (4)$$

$$\Omega = \sqrt{g} \left[(k_n - \eta \cos \varphi)^2 + \eta^2 \sin^2 \varphi \right]^{\frac{1}{4}}, \quad (5)$$

$$W_{mn}(\rho, x) = \frac{g^2}{8k_n k_m} \left(\frac{d\varphi_m}{dz} \right)^2 \left(\frac{d\varphi_n}{dz} \right)^2 \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{B(\tilde{\omega})}{\tilde{\omega}^3} \cos\left(k_y \frac{x}{R} \rho\right) dk_y, \quad (6)$$

$$\tilde{\omega} = \sqrt{g} \left(k_y^2 + (k_m - k_n)^2 \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (7)$$

где g — ускорение свободного падения, $k_0 = \omega_0/c(0)$, $d\varphi_n/dz$ — производная собственной функции при $z = 0$. Отметим, что приведенное выражение для γ_n учитывает рассеяние данной моды не только во все моды дискретного спектра, но и в моды сплошного спектра, т.е. излучение ее из волновода (см. [15]). Уравнение переноса (2) получено при малых значениях параметра Рэлея, т.е. предполагает малость эффектов однократного рассеяния [17]. При этом оно позволяет описывать эффекты многократного рассеяния, приводящие к декорреляции сигнала на значительном удалении от источника. Оценки показывают, что при скоростях ветра $V \leq 15$ м/с и частотах $f \leq 300$ Гц параметр Рэлея мал в сравнении единицей. Для частотного спектра развитого волнения при численном моделировании будет использоваться спектр JONSWAP [7], который описывает наблюдаемое в натуральных экспериментах превышение спектральной плотности энергии вблизи частотного максимума в сравнении со спектром Пирсона—Московитца:

$$S(\Omega) = \beta g^2 \Omega^{-5} \times \\ \times \exp \left[-1.25 \left(\frac{\Omega_m}{\Omega} \right)^4 \right] \gamma \exp \left[-(\Omega - \Omega_m)^2 / 2\sigma^2 \Omega_m^2 \right], \quad (8)$$

$$\sigma = \begin{cases} 0.07 & \text{при } \Omega \leq \Omega_m, \\ 0.09 & \text{при } \Omega > \Omega_m, \end{cases}$$

где $\Omega_m = 0.8g/V$ — частота спектрального максимума (V — скорость ветра). Эмпирические константы β и γ имеют средние значения $\beta = 8 \times 10^{-3}$, $\gamma = 3.3$. Важно также отметить, что и само уравнение переноса (3) и эмпирические константы,

приведенные в спектре (8), предполагают статистическую однородность ветрового волнения, т.е. рассмотрение для открытой акватории вдали от береговой линии.

Приведем теперь основные соотношения для шумового поля, обусловленного ветровым волнением. Будем при этом полагать, что источники динамического шума имеют дипольный характер, однородно распределены на свободной поверхности океанического волновода и пространственно некоррелированы. Кроме того, поскольку нами выбрана изотропная модель ветрового волнения, то и динамический шум будет изотропным (в горизонтальной плоскости). Модель анизотропного шума (см. [12, 13]) здесь не рассматривается, поскольку усложняет рассмотрение интересующих нас эффектов. Поле давления для шума мы также представим в виде разложения по собственным модам плоскостойного волновода

$$P(r, z, t) = \sum_n k_n^{-1/2} b_n(r, t) \varphi_n(z). \quad (9)$$

В дальнейшем нас будет интересовать пространственная функция корреляции шума с горизонтальным разнесением точек наблюдения, которую с учетом статистической однородности и изотропности шумового поля обозначим следующим образом:

$$\langle P(\mathbf{r}_1, z, t) P^*(\mathbf{r}_2, z, t) \rangle = R(\rho, z), \quad (10)$$

где $\rho = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$. Определим аналогичным образом функцию корреляции амплитуд нормальных мод:

$$\langle b_n(\mathbf{r}_1, t) b_n^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle = R_n(\rho). \quad (11)$$

При этом для функций корреляции шума на апертуре AP, расположенной на глубине z_A , имеем:

$$R(\rho, z_A) = \sum_n k_n^{-1} \varphi_n^2(z_A) R_n(\rho). \quad (12)$$

Нетрудно убедиться, что вычисление пространственной функции корреляции модовых амплитуд в силу изотропности шума сводится к вычислению их интенсивности $I_n = R_n(0)$. Для этого воспользуемся представлением функций корреляции $R_n(\rho)$ через угловой спектр модовых амплитуд $\Phi_n(\varphi)$:

$$R_n(\rho) = \int_0^{2\pi} \Phi_n(\varphi) \exp(ik_n \rho \cos \varphi) d\varphi, \quad (13)$$

и учтем, что для изотропного спектра $\Phi_n(\varphi) = I_n/2\pi$. В результате, используя известное интегральное представление функции Бесселя $J_0(x)$, для функции корреляции R_n имеем:

$$R_n(\rho) = I_n J_0(k_n \rho). \quad (14)$$

Для интенсивности I_n мод шумового поля, возбуждаемого равномерно распределенными источниками дипольного типа, ранее было получено уравнение [12]:

$$\sum_m \tilde{W}_{mn} I_m - 2(\gamma_n + |\operatorname{Im} k_n|) I_n + Q_n = 0, \quad (15)$$

где $\tilde{W}_{mn} \equiv W_{mn}(\rho = 0)$ и для γ_n и W_{mn} имеем те же выражения (4)–(7). Функция Q_n соответствует дипольным источникам шума и выражается через пространственный спектр дипольного момента давления на свободной поверхности [11]

$$Q_n = \frac{\pi^3 S(k_x = 0, k_y = 0)}{2\rho_b^2 \omega_0^2} \left(\frac{\partial \varphi_n}{\partial z} \right)^2, \quad (16)$$

ρ_b — плотность воды.

Важно отметить, что уравнение (15) описывает как генерацию шума ветровым волнением, так и дальнейшую трансформацию интенсивности мод шумового поля вследствие эффектов их многократного рассеяния на взволнованной поверхности волновода. Изменение интенсивности мод в зависимости от уровня ветрового волнения при-

водит, как это следует из формул (12), (14), к изменению и функции пространственной корреляции шумового поля на апертуре АР.

Перейдем далее к анализу характеристик приемной АР в зависимости от выбранного метода обработки сигнала на фоне динамического шума. Будем считать, что АР состоим из M эквидистантных элементов, расположенных в горизонтальной плоскости на глубине z_A и ориентированных под углом β_A к направлению на источник (угол отсчитываем от нормали к антенне). Расстояние между источником и центром АР вдоль оси x обозначим r . Для межэлементного расстояния d будем использовать стандартное значение, равное половине длины волны на частоте f_0 .

Основными характеристиками сигнала и шума, используемыми при пространственной обработке, являются их корреляционные матрицы размерности $M \times M$. В дальнейшем будем использовать нормированные матрицы сигнала и шума, которые обозначим, соответственно, $\mathbf{N}$ и $\mathbf{R}$. При этом элементы матрицы сигнала $\mathbf{N}$ имеют вид:

$$N_{mn}(r) = \frac{\sum_p k_p^{-1} \varphi_p^2(z_A) N_{mn}^p(r)}{\left[\sum_p k_p^{-1} \varphi_p^2(z_A) N_{mm}^p(r) \right]^{\frac{1}{2}} \left[\sum_p k_p^{-1} \varphi_p^2(z_A) N_{nn}^p(r) \right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (17)$$

где для каждой из мод:

$$N_{mn}^p(r) = N_p(\rho = d|m - n| \cos \beta_A, r) \times \exp[ik_p d(m - n) \sin \beta_A], \quad (18)$$

$N_p(\rho, r)$ — решение уравнения (3) с начальными условиями, соответствующими точечному источнику, расположенному на глубине z_H .

Элементы матрицы шума $\mathbf{R}$ представляются аналогичным образом:

$$R_{mn} = \frac{\sum_p k_p^{-1} \varphi_p^2(z_A) R_{mn}^p}{\left[\sum_p k_p^{-1} \varphi_p^2(z_A) R_{mm}^p \right]^{\frac{1}{2}} \left[\sum_p k_p^{-1} \varphi_p^2(z_A) R_{nn}^p \right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (19)$$

где $R_{mn}^p = N_p J_0(k_p d|m - n|)$, N_p — решение уравнения (15). При этом следует отметить, что элементы корреляционной матрицы шума R_{mn} не зависят от расстояния r и угла β_A (т.е. ориентации АР) в силу статистической однородности и изотропности шумового поля.

Для количественной оценки эффективности пространственной обработки сигналов выберем

коэффициент усиления антенны G , который стандартно определяется как величина выходного отношения сигнал/шум (ОСШ), отнесенная к величине ОСШ на отдельном приемном элементе. Именно эта величина характеризует эффективность АР как пространственного фильтра входных сигналов, повышающего вероятность обнаружения сигнала удаленного источника. Естественно, величина G зависит не только от вида корреляционных матриц сигнала и помехи (в нашем случае ветрового шума), но и метода пространственной обработки. В целях сравнительного анализа мы рассмотрим три известных метода пространственной обработки: 1 — стандартный метод ФАР, компенсированной в направлении на источник сигнала (соответствующий коэффициент усиления обозначим G_0), 2 — метод оптимальной линейной обработки (коэффициент усиления обозначим G_1), 3 — метод оптимальной квадратичной обработки (коэффициент усиления обозначим G_2). Следует отметить, что выражения для коэффициентов усиления G_i будут отличаться от тех, которые использовались в работах [8–10], где рассматривались аналогичные вопросы, но использовалась модель некоррелированного шу-

ма. В нашем случае для коэффициента усиления G_0 имеем выражение

$$G_0 = \frac{\sum_m \sum_n N_{mn}(r) \exp[-ik_0 d(m-n) \sin \beta_A]}{\sum_{mn} R_{mn}}, \quad (20)$$

где фазовая компенсация для всех мод происходит с одним и тем же волновым числом k_0 . Коэффициенты усиления G_1 и G_2 оптимальной обработки выражаются через собственные значения матрицы $\mathbf{S} = \mathbf{R}^{-1}\mathbf{N}$, что соответствует дополнительной операции пространственной декорреляции (“выбеливания”) шума [3–5]. Соответствующие выражения имеют вид:

$$G_1 = \lambda_1, \quad G_2 = \left[\sum_i \lambda_i^2 \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (21)$$

где λ_i — собственные значения матрицы $\mathbf{S}$, пронумерованные в порядке их убывания (λ_1 — максимальное из них). В дальнейшем для сравнения будут приводиться и результаты вычисления коэффициентов усиления на фоне некоррелированного шума. В этом случае матрица шума $\mathbf{R}$ является единичной, $\sum_{mn} R_{mn} = M$ и в формулах (21) фигурируют собственные значения матрицы сигнала $\mathbf{N}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Ввиду сложности расчета корреляционных матриц сигнала и шума в многомодовом волноводе, интересующие нас эффекты могут быть рассмотрены лишь численными методами. При проведении численного моделирования на основании приведенных выше аналитических результатов использовалась также стандартная модовая программа. При этом очевидно, что в наибольшей степени данные эффекты проявятся в звуковых каналах, открытых к поверхности. Гидрология такого типа возможна как в мелком море, так и в глубоком океане, поэтому мы приведем результаты численных расчетов как для мелкого моря, так и для глубоководного океанического волновода.

Рассмотрим вначале численное моделирование коэффициентов усиления антенны G_i для мелководного звукового канала со слабым пологим градиентом скорости звука, что, например, типично для Баренцева моря в зимний период. При этом для волновода с линейным профилем $c(z)$ выбраны следующие параметры: $c(0) = 1490$ м/с, $c(H) = 1500$ м/с, глубина дна $H = 200$ м. В качестве модели дна рассматривается жидкое полупространство со скоростью звука $c_l = 1800$ м/с, плотностью $\rho_0 = 2$ г/см³ и коэффициентом затухания $\delta = 0.2$ дБ/км Гц. Предполагается, что источник с

частотой излучения $f_0 = 250$ Гц расположен на глубине $z_{\text{И}} = 100$ м. Горизонтальная АР с числом элементов $M = 51$ и межэлементным расстоянием $d = \lambda/2 = 3$ м расположена вблизи дна на глубине $z_{\text{А}} = 197$ м. При этом рассматривается антенна, ориентированная либо перпендикулярно к источнику ($\beta_{\text{А}} = 0$) либо под углом $\beta_{\text{А}} = 30^\circ$. Расчеты проводились для скоростей ветра $V = 10$ м/с и $V = 15$ м/с, т.е., согласно принятой терминологии, для умеренного и сильного ветрового волнения. При этом в спектре JONSWAP использовались приведенные выше средние значения эмпирических констант β и γ , соответствующие развитому ветровому волнению. Для того чтобы продемонстрировать специфику обнаружения сигнала на фоне ветрового шума, ниже будут приводиться, для сравнения, и результаты расчетов коэффициентов усиления G_i для тех же условий распространения сигнала, но на фоне некоррелированного шума.

Результаты пространственной обработки зависят от вида коэффициентов корреляции сигнала и динамического шума:

$$N(\rho, R) = \frac{\sum_p k_p^{-1} \Phi_p^2(z_{\text{А}}) N_p(\rho, R)}{\sum_p k_p^{-1} \Phi_p^2(z_{\text{А}}) N_p(0, R)}, \quad (22)$$

$$R(\rho, R) = \frac{\sum_p k_p^{-1} \Phi_p^2(z_{\text{А}}) R_p(\rho, R)}{\sum_p k_p^{-1} \Phi_p^2(z_{\text{А}}) R_p(0, R)}. \quad (23)$$

На рис. 1, 2 приведены, в качестве примера, результаты численных расчетов коэффициента корреляции сигнала (на расстоянии $r = 200$ км от источника) и ветрового шума на глубине расположения антенны. Видно, что при $V = 10$ м/с уровень остаточной когерентности сигнала на апертуре АР составляет 0.3, т.е. остается достаточно высоким, что важно для эффективности линейной обработки. При сильном ветре он снижается практически до нуля, и в этом случае можно рассчитывать на существенный выигрыш оптимальной квадратичной обработки сигнала. Отметим, что здесь наблюдается более значительная декорреляция сигнала, чем в работе [9]. Это связано с тем, что в предыдущих расчетах использовалось минимальное значение параметра $\gamma = 1$ в спектре JONSWAP, а также другое значение глубины источника $z_{\text{И}} = 197$ м. На рис. 2 приведены, в качестве примера, результаты расчета коэффициента корреляции динамического шума при скорости ветра $V = 10$ м/с. Функция корреляции является осциллирующей, при этом важно отметить, что нули корреляционной функции являются неэквидистантными, что приводит к достаточно вы-

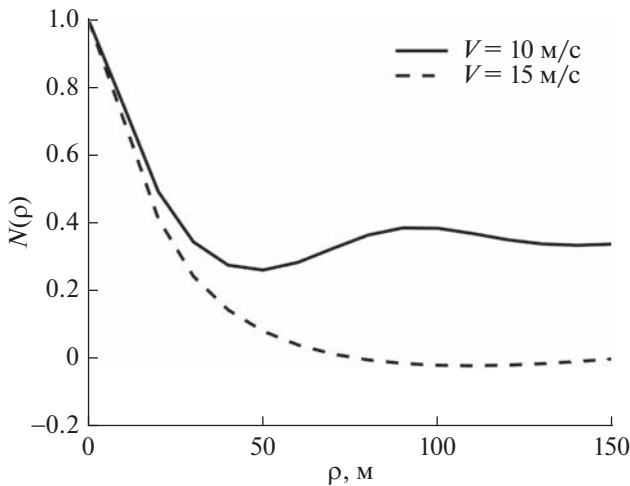


Рис. 1. Коэффициенты корреляции сигнала на расстоянии $R = 200$ км от источника для двух скоростей ветра.

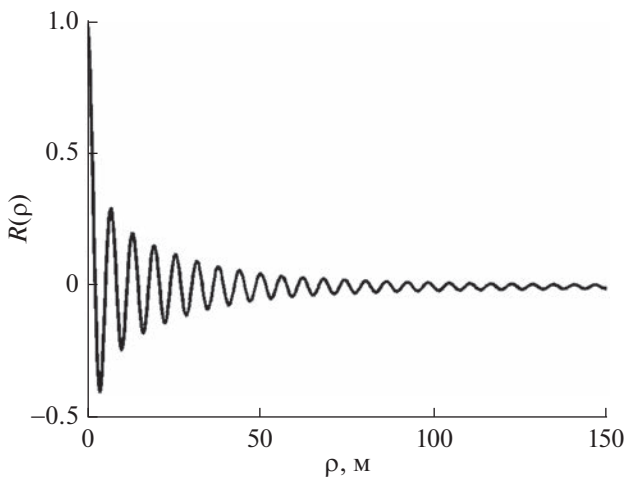


Рис. 2. Коэффициент корреляции динамического шума для скорости ветра $V = 10$ м/с.

сокому уровню межэлементных корреляций динамического шума на апертуре АР.

Перейдем теперь непосредственно к обсуждению результатов численных расчетов коэффициентов усиления АР при различных способах обработки сигнала. На рис. 3 приведены зависимости от расстояния r коэффициентов усиления G_0 , G_1 и G_2 при поперечной ориентации АР для умеренного и сильного ветрового волнения. Здесь же, для сравнения, приводятся и аналогичные зависимости для традиционной модели некоррелированного шума. Нетрудно видеть, что коэффициенты усиления G_i , полученные в рамках модели ветрового океанического шума, существенно больше (приблизительно на 2 дБ), чем аналогичные ко-

эффициенты усиления сигнала на фоне некоррелированного шума (при этом модель сигнала и в тех и других расчетах одна и та же). На малом удалении антенны от источника $r \approx 0$, когда сигнал на апертуре полностью когерентен, коэффициенты усиления $G_i = 51$ (17 дБ), т.е. равны числу приемных элементов АР для модели некоррелированного шума, но для модели динамического шума имеют значения $G_i \approx 77$ (19 дБ), что значительно превышает значение M . Этот результат может показаться неожиданным, поскольку традиционно считается, что наличие межэлементных корреляций шума снижает коэффициент усиления АР [18], а значение коэффициента усиления, равное M , является максимально возможным. Объяснение приведенных на рис. 3а и 3в результатов связано со специфическим видом корреляционной функции ветрового шума, а именно ее знакопеременным спаданием по ρ и расположением ее нулей. Наиболее наглядно это можно пояснить на примере коэффициента усиления G_0 . Учитывая когерентность сигнала при $r \approx 0$ и нормировку матричных элементов N_{mn} и R_{mn} , для G_0 при $\beta_A = 0$ из формулы (20) следует:

$$G_0 = \frac{M^2}{M + \sum_m \sum_{n \neq m} R_{mn}}, \quad (24)$$

где, для наглядности, выделен вклад межэлементных корреляций шума. В случае некоррелированного шума отсюда получаем $G_0 = M$, в случае монотонного спадания коэффициента корреляции шума отсюда следовало бы, что $G_0 < M$, но для ветрового шума расчеты показывают, что сумма межэлементных коэффициентов корреляции является отрицательной и вследствие этого значение $G_0 > M$.

При увеличении расстояния от источника до антенны из-за эффектов многократного рассеяния на ветровом волнении увеличивается декорреляция сигнала на апертуре АР, вследствие чего коэффициенты усиления G_i монотонно уменьшаются. При этом значения G_1 и G_0 практически совпадают и уменьшаются на 4–5 дБ при умеренном волнении и на 6–7 дБ при сильном ветре. Коэффициент усиления при оптимальной квадратичной обработке G_2 спадает более медленно, поскольку эффективность ее в сравнении с оптимальной линейной растет с увеличением декорреляции сигнала. При $V = 10$ м/с этот выигрыш не столь значим и не превышает одного децибела, но при $V = 15$ м/с разница значений G_2 и G_1 достигает 3 дБ, что существенно для задач выделения слабых сигналов на фоне помех. Следует также отметить, что качественный характер зависимости от дистанции коэффициентов усиления для двух моделей шума примерно одинаков, но

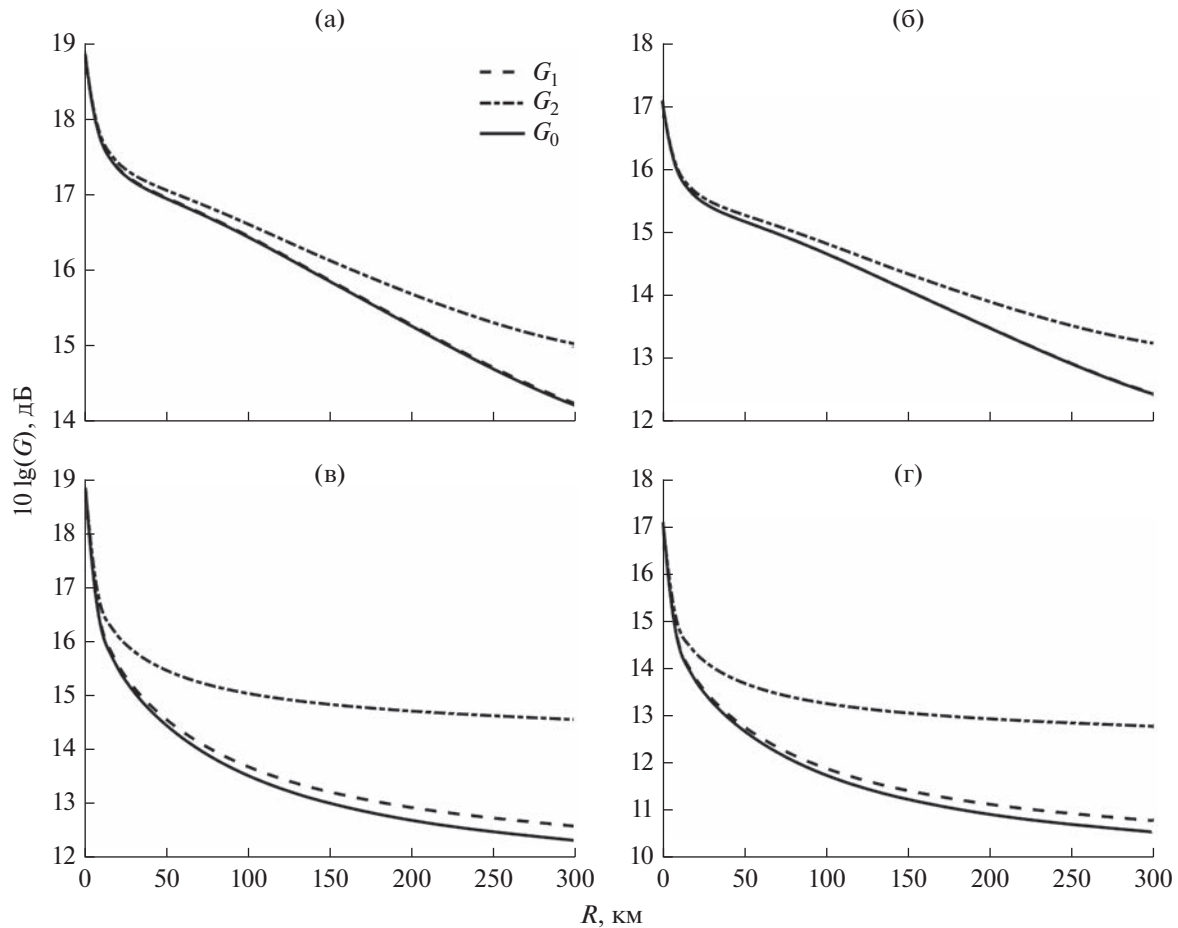


Рис. 3. Коэффициенты усиления G_i в мелком море для двух моделей шума при поперечной ориентации АР: (а) – динамический шум, $V = 10$ м/с; (б) – некоррелированный шум, $V = 10$ м/с; (в) – динамический шум, $V = 15$ м/с; (г) – некоррелированный шум, $V = 15$ м/с.

значения G_i для модели динамического шума приблизительно на 2 дБ превышают аналогичные значения, полученные для модели некоррелированного шума и той же модели сигнала.

Рассмотрим теперь результаты численного моделирования для антенны, ориентированной под углом $\beta_A = 30^\circ$. На рис. 4 приведены расчетные зависимости от r коэффициентов усиления G_i с использованием двух моделей шума для умеренного и сильного ветрового волнения. Нетрудно видеть, что и в этом случае коэффициенты усиления АР, рассчитанные с использованием модели динамического шума, превышают аналогичные величины, полученные для модели некоррелированного шума, хотя их отличие не столь значительно. Коэффициенты усиления при оптимальной обработке сигнала G_1 и G_2 монотонно уменьшаются с ростом дистанции и этот эффект существен: например, G_1 уменьшается на 3 дБ при $V = 10$ м/с и на 4–5 дБ при $V = 15$ м/с. Сравнение результатов оптимальной квадратичной и оптимальной

линейной обработки приводит к тем же выводам: малые их отличия при умеренном ветре и заметный выигрыш квадратичной обработки при сильном ветре. Качественно, по сравнению с перпендикулярно ориентированной антенной, меняется зависимость от дистанции r для G_0 , т.е. метода ФАР. Коэффициент усиления G_0 сначала растет с дистанцией и лишь начиная с некоторого удаления от источника ($r \sim 50$ км при $V = 10$ м/с, $r \sim 20$ км при $V = 15$ м/с) начинает спадать. Этот эффект обусловлен возбуждением широкого спектра мод и различием их волновых чисел. Поскольку фазовая компенсация происходит с опорным волновым числом $k_A = \omega/c(z_A)$ и не учитывает индивидуальные фазовые распределения мод на апертуре АР, значительная часть мод “выпадает” из главного лепестка диаграммы направленности (ДН), что приводит к неэффективности метода ФАР на малых расстояниях. В то же время, оптимальная линейная обработка обеспечивает адаптивное, отвечающее модовому спектру сигнала, смещение угла фазировки на максимум углового откли-

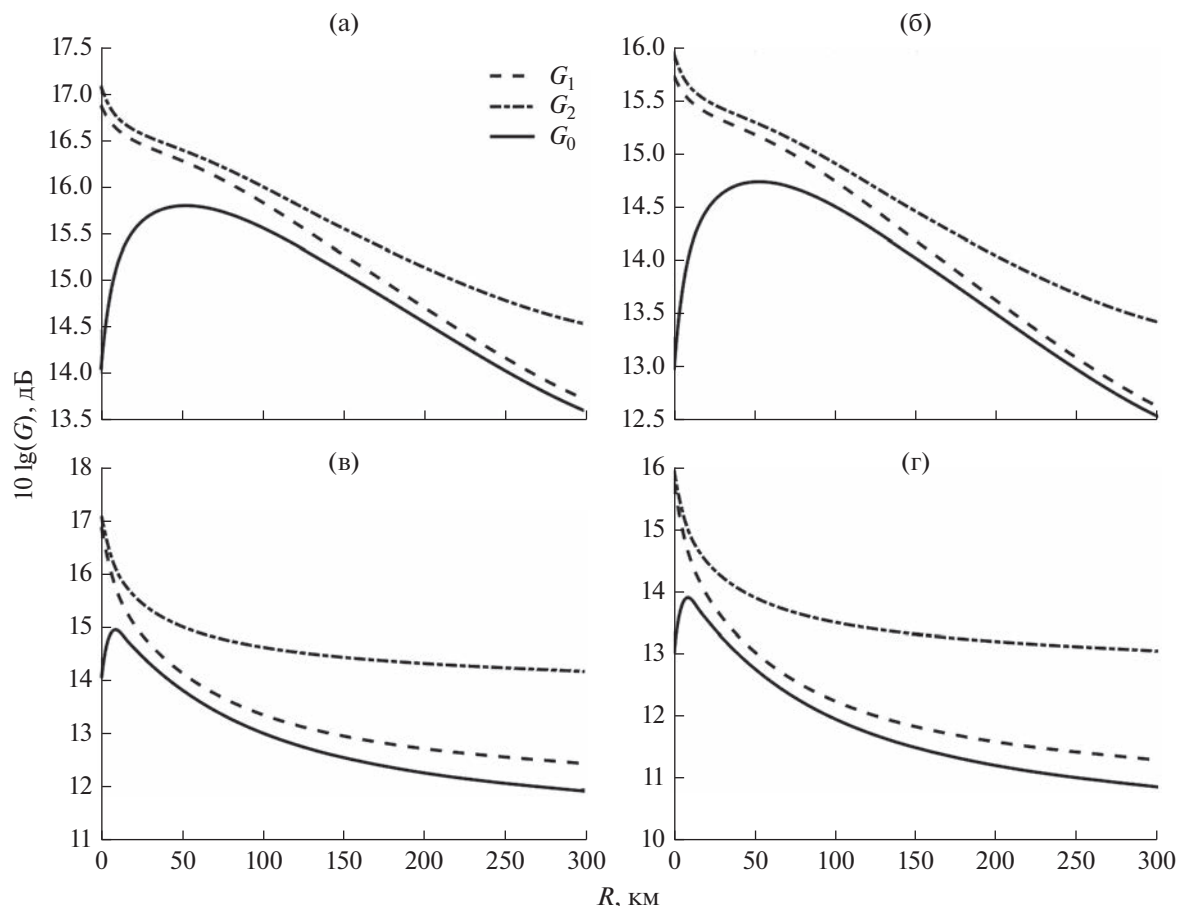


Рис. 4. Коэффициенты усиления G_i в мелком море для антенны, ориентированной под углом $\beta_A = 30^\circ$: (а) — динамический шум, $V = 10$ м/с; (б) — некоррелированный шум, $V = 10$ м/с; (в) — динамический шум, $V = 15$ м/с; (г) — некоррелированный шум, $V = 15$ м/с.

ка АР. В результате оптимизированная ДН учитывает основные энергонесущие моды, что позволяет получить выигрыш линейной обработки сигнала в сравнении с ФАР. С увеличением дистанции модовый спектр сигнала определяется слаботухающими низшими модами, для которых волновые числа k_p близки к значению k_0 и, соответственно, эффективность метода ФАР растет. При этом G_0 приближается к значениям оптимальной линейной обработки G_1 и в дальнейшем уменьшается с дистанцией вследствие декорреляции сигнала на апертуре АР.

Рассматриваемые нами эффекты могут представлять интерес не только для прикладных задач акустики мелкого моря, но и при рассмотрении эффективности методов пространственной обработки сигналов в глубоком океане, а именно высокоширотных волноводах, где наблюдаются существенные сезонные изменения профиля скорости звука и в зимних условиях формируются звуковые каналы, открытые к поверхности. В качестве примера рассмотрим профиль скорости

звуча, который наблюдается в Тихом океане в районе полуострова Камчатка (см. рис. 5). Здесь в зимних условиях формируется выраженный приповерхностный звуковой канал шириной приблизительно 200 м, который ниже переходит в линейный с градиентом 0.016 с^{-1} . Глубина океана $H = 2000$ м, в качестве модели дна выберем жидкое полупространство со скоростью звука $c_l = 1700$ м/с, плотностью $\rho_0 = 2 \text{ г/см}^3$ и коэффициентом затухания $\delta = 0.2 \text{ дБ/км Гц}$. Будем полагать, что АР с теми же параметрами находится на глубине $z_A = 10$ м (что соответствует модели заглубленной буксируемой антенны) и ориентирована перпендикулярно к источнику. Частота излучения $f_0 = 250$ Гц, источник расположен посередине канала на глубине $z_{\text{и}} = 100$ м. Результаты расчетов коэффициентов усиления $G_i(r)$ приведены на рис. 6. Поскольку в глубоком океане затухание звука значительно меньше и практический интерес представляют протяженные акустические трассы, расчеты проделаны для дистанции $0 \leq r \leq 500$ км. Результаты моделирования показы-

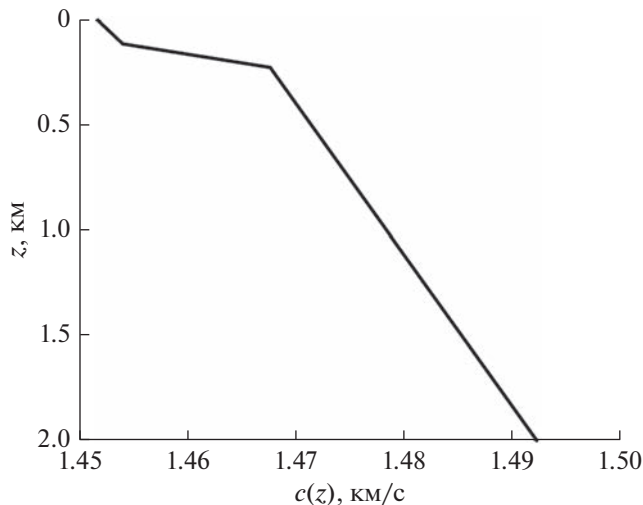


Рис. 5. Профиль звукового канала в Тихом океане.

вают, что и в этом случае коэффициенты усиления на фоне динамических шумов ветрового происхождения значительно выше, чем для модели некоррелированного шума. На малом удалении от источника $r \approx 0$ имеем значение $G_i \approx 80$, т.е. на

2 дБ больше значения $G_i = 51$, соответствующего некоррелированному шуму. При умеренном волнении все три способа обработки дают практически одинаковые результаты, что свидетельствует о значительной остаточной корреляции сигнала на апертуре антенны. При сильном ветре имеется некоторый выигрыш оптимальной квадратичной обработки, но он меньше, чем в случае мелкого моря и не превышает одного децибела. В то же время уменьшение самих коэффициентов усиления с дистанцией из-за декорреляции сигнала на апертуре АР равно 2 дБ для умеренного ветрового волнения и, соответственно, 4 дБ при сильном волнении, т.е. рассматриваемые эффекты могут иметь определенное значение и для прикладных задач акустики глубокого моря.

Отметим, что приведенные выше результаты о превышении коэффициента усиления АР на фоне динамического шума над аналогичными значениями, полученными для некоррелированного шума, имеют в случае изотропного ветрового волнения достаточно универсальный характер, поскольку обусловлены лишь горизонтальной изотропностью поля динамического шума и его узким модовым спектром. Последнее обстоятельство

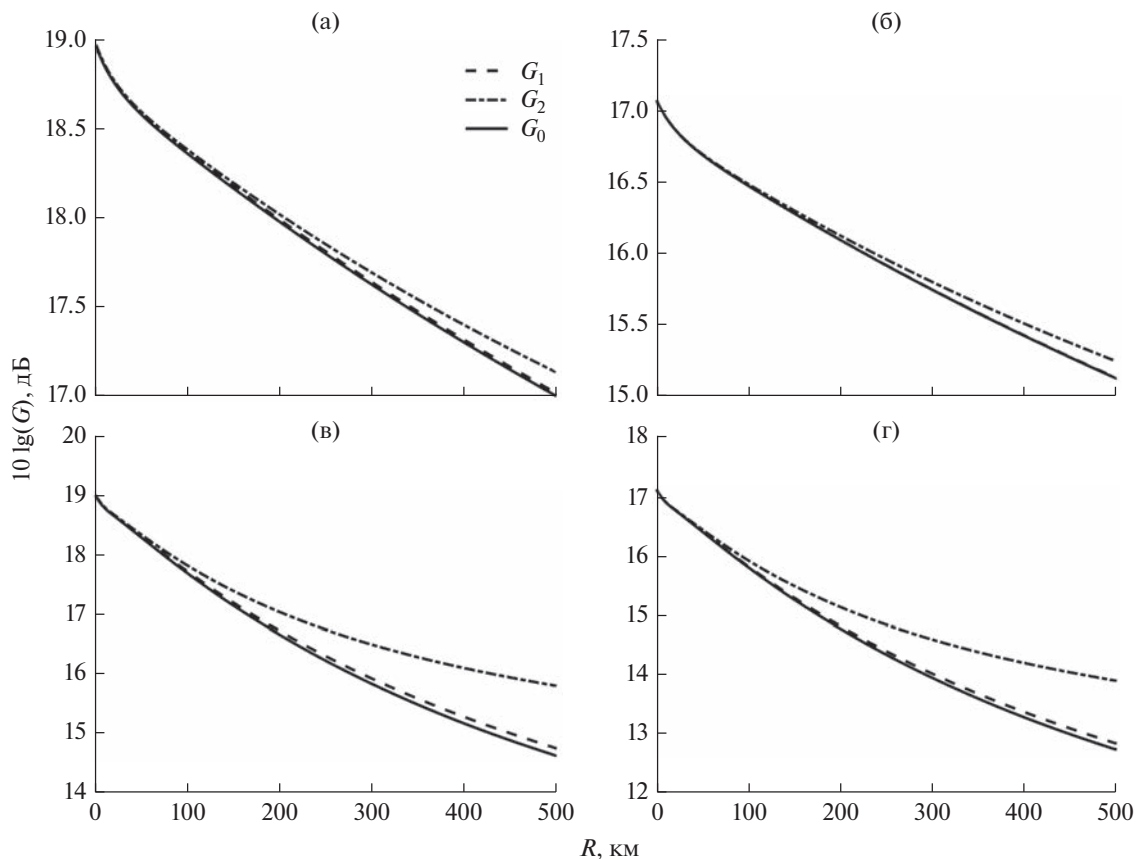


Рис. 6. Коэффициенты усиления G_i для двух моделей шума при поперечной ориентации АР в Тихом океане: (а) — динамический шум, $V = 10$ м/с; (б) — некоррелированный шум, $V = 10$ м/с; (в) — динамический шум, $V = 15$ м/с; (г) — некоррелированный шум, $V = 15$ м/с.

типично для океанических волноводов, где вследствие рассеяния и затухания в дне “выживают” лишь низшие моды. В то же время для более сложной модели анизотропного динамического шума [12, 13] эти выводы не столь очевидны и требуют дальнейшего изучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе продолжено исследование влияния ветрового волнения на эффективность пространственной обработки низкочастотных акустических сигналов в океанических волноводах с использованием горизонтальной антенной решетки (АР). В отличие от предыдущих статей, где в качестве помехи рассматривалась абстрактная модель некоррелированного шума, здесь предлагается достаточно реалистичная модель океанического шума ветрового происхождения (динамический шум). Анализируются три метода пространственной обработки сигнала: формирование диаграммы направленности (ФАР), оптимальная линейная обработка и оптимальная квадратичная обработка. В качестве основной характеристики пространственной обработки рассматривается коэффициент усиления антенны, который анализируется при умеренном и сильном волнении на различном удалении АР от источника. При этом основные характеристики сигнала и шума — матрицы их пространственной корреляции на элементах АР — рассчитываются на основании уравнения переноса для корреляционных функций акустических мод. Ввиду сложности аналитического исследования данной задачи, конкретные результаты получены путем численного моделирования для типичных зимних условий распространения в Баренцевом море и Тихом океане вблизи Камчатки. Параллельно приводятся результаты расчетов коэффициентов усиления АР на фоне некоррелированного шума, что позволяет наглядно оценить значимость модели динамического шума для результатов пространственной обработки сигнала.

Показано, что для антенны, состоящей из 51 элемента со стандартным межэлементным расстоянием, равным половине длины волны, коэффициенты усиления АР на фоне динамического шума существенно (до двух децибел) превышают аналогичные коэффициенты усиления на фоне некоррелированного шума. Приводится физическое объяснение этого, на первый взгляд, неожиданного результата. Обсуждается также уменьшение коэффициентов усиления АР вследствие декорреляции сигнала на апертуре антенны на различном удалении ее от источника. Этот эффект оказался наиболее значим для условий распространения в Баренцевом море. В этом случае для АР с поперечным расположением апертюры коэффициенты усиления G_1 и G_0 практически

совпадают и спадают на 4–5 дБ при умеренном волнении ($V = 10$ м/с) и на 6–7 дБ при сильном ветре $V = 15$ м/с. Выигрыш оптимальной квадратичной обработки при $V = 10$ м/с порядка 1 дБ, но при $V = 15$ м/с достигает 3 дБ. Для антенны, ориентированной под углом 30° (относительно направления на источник), коэффициенты усиления G_1 и G_2 ведут себя аналогичным образом, а метод ФАР значительно проигрывает методу оптимальной линейной обработки, поскольку формирование ДН происходит без учета многомодового характера сигнала. Этот эффект также обсуждается в работе.

Результаты расчетов, сделанных для приповерхностного волновода в Тихом океане на удалении от источника до 500 км, имеют качественно тот же характер. Предполагается при этом, что антенна имеет глубину $z_A = 10$ м и ориентирована перпендикулярно к направлению на источник (глубина источника $z_{\text{и}} = 100$ м). Коэффициенты усиления G_i на фоне динамического шума при малом удалении АР от источника в этом случае имеют значение $G_i \approx 80$ (19 дБ), т.е. и для данной гидрологии существенно превышают значение $M = 51$ (17 дБ), полученное для модели некоррелированного шума. Результаты моделирования для оптимальной линейной обработки и метода ФАР практически совпадают. Выигрыш оптимальной квадратичной обработки в сравнении с линейной незначителен при $V = 10$ м/с и порядка 1 дБ при $V = 15$ м/с. В то же время спадание коэффициентов усиления с расстоянием из-за декорреляции сигнала на апертуре АР достигает 2 дБ при умеренном волнении и 4 дБ при сильном ветре $V = 15$ м/с и представляется достаточно значимым для практических приложений. Важно отметить, что значения G_i для динамического шума существенно превышают аналогичные значения для модели некоррелированного шума для всех значений $0 < r \leq 500$ км.

Авторы выражают благодарность А.И. Малеханову за проявленный интерес к работе и полезные замечания.

Данная работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 20-19-00383.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Katsnelson B., Petnikov V., Lynch J.* Fundamentals of shallow water acoustics. New York, Dordrecht, Heidelberg, London: Springer, 2012.
2. *Jensen F.B., Kuperman W.A., Porter M.B., Schmidt H.* Computational ocean acoustics. New York, Dordrecht, Heidelberg, London: Springer, 2011.
3. *Монзиго Р.А., Миллер Т.У.* Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию / Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1986. 448 с.

4. *Baker C.R.* Optimum quadratic detection of a random vector in Gaussian noise // *IEEE Trans. Commun.* 1966. V. 14. № 6. P. 802–805.
5. *Morgan D.R., Smith T.M.* Coherence effects on the detection performance of quadratic array processors, with applications to large-array matched-field // *J. Acoust. Soc. Am.* 1990. V. 87. № 2. P. 737–747.
6. *Малеханов А.И., Таланов В.И.* Об оптимальном приеме сигналов в многомодовых волноводах // *Акуст. журн.* 1990. Т. 36. № 5. С. 891–897.
7. *Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А.* Ветровое волнение в Мировом океане. Л.: Гидрометеопиздат, 1985. 256 с.
8. *Городецкая Е.Ю., Малеханов А.И., Сазонтов А.Г., Фарфель В.А.* Влияние эффектов дальнего распространения звука в случайно-неоднородном океане на потери усиления горизонтальной антенной решетки // *Акуст. журн.* 1996. Т. 42. № 5. С. 615–622.
9. *Завольский Н.А., Малеханов А.И., Раевский М.А.* Сравнительный анализ методов пространственной обработки сигналов, принимаемых горизонтальной антенной решеткой в канале мелкого моря со взволнованной поверхностью // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 5. С. 608–618.
10. *Бурдуковская В.Г., Малеханов А.И., Раевский М.А.* Влияние анизотропного ветрового волнения на эффективность пространственной обработки акустических сигналов в мелком море // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 6. С. 617–625.
11. *Kuperman W.A., Ingenito F.* Spatial correlation of surface generated noise in a stratified ocean // *J. Acoust. Soc. Am.* 1980. V. 67. P. 1988–1996.
12. *Завольский Н.А., Раевский М.А.* Горизонтальная анизотропия динамических шумов в глубоком и мелком море // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 2. С. 197–202.
13. *Раевский М.А., Бурдуковская В.Г.* Многократное рассеяние океанического шума на ветровом волнении в мелком море // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 5. С. 514–520.
14. *Артельный В.В., Раевский М.А.* О статистических характеристиках нормальных волн в волноводе с объемными неоднородностями // *Изв. ВУЗов. Радиофизика.* 1984. Т. 27. № 9. С. 1142–1150.
15. *Горская Н.С., Раевский М.А.* О многократном рассеянии низкочастотных акустических волн на поверхностном волнении // *Акуст. журн.* 1986. Т. 32. № 2. С. 165–171.
16. *Раевский М.А., Хилько А.И.* О пространственно-временной когерентности низкочастотных акустических волн в мелком море с флуктуирующими параметрами // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 3. С. 369–376.
17. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
18. *Урик Р.Д.* Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978. 444 с.

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 534.7.534.2

ОЦЕНКА ТОЛЩИННОГО ПРОФИЛЯ ФАНТОМА ЧЕРЕПА ЧЕЛОВЕКА УЛЬТРАЗВУКОВЫМИ МЕТОДАМИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДВУМЕРНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

© 2023 г. Ш. А. Асфандияров^а, *, П. Б. Росницкий^а, С. А. Цысарь^а, П. В. Юлдашев^а,
В. А. Хохлова^а, В. Е. Синицын^б, Е. А. Мершина^б, О. А. Сапожников^а

^аМосковский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,
Ленинские горы 1, стр. 2, Москва, 119991 Россия

^бМедицинский научно-образовательный центр МГУ имени М.В. Ломоносова,
Ломоносовский проспект 27, стр. 10, Москва, 119991 Россия

*e-mail: asfandiayrov.sa14@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 07.05.2022 г.

После доработки 03.08.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

Представлены результаты оценки толщинного профиля фантома черепа с помощью ультразвуковой двумерной антенной решетки, состоящей из пьезоэлектрических элементов с центральной частотой излучения 2.1 МГц. В эксперименте использовались два ультразвуковых метода: поэлементное сканирование в А-режиме и визуализация методом формирования луча с задержкой и суммированием при фокусированном характере зондирующего пучка. Проведено сравнение толщинных профилей, полученных ультразвуковыми методами с эталонным методом рентгеновской компьютерной томографии. Показано, что ультразвуковая визуализация методом формирования луча с задержкой и суммированием при фокусированном характере зондирующего пучка позволяет принципиально оценить толщинный профиль фантома черепа.

Ключевые слова: ультразвуковая диагностика, неоднородные среды, двумерная антенная решетка, череп, головной мозг, метод формирования луча с задержкой и суммированием

DOI: 10.31857/S0320791922600263, **EDN:** DAGVDP

ВВЕДЕНИЕ

Методы ультразвуковой (УЗ) эхо-импульсной визуализации активно используются для диагностики мягких тканей человека. При этом отдельный интерес представляет УЗ диагностика головного мозга через интактный череп [1, 2]. На сегодняшний день проведение транскраниальной УЗ диагностики осуществимо лишь через ограниченное число акустических окон. Неоднородное распределение толщины черепа, скорость звука в котором сильно отличается от скорости звука в мягких тканях, в совокупности с сильным затуханием акустических волн в костях приводит к ослаблению акустической волны и сильным рефракционным эффектам, которые затрудняют проведение УЗ диагностики головного мозга [3, 4]. Скомпенсировать влияние рефракции можно с помощью использования двумерной антенной решетки, подавая на ее излучающие элементы сигналы с определенными временными задержками [5, 6], либо вводя соответствующие задержки при обработке принятых эхо-сигналов. Расчет задержек, вносимых черепом, можно провести с

помощью данных о толщинном профиле черепа, полученных методами компьютерной томографии (КТ). Однако наиболее перспективными с точки зрения развития транскраниального диагностического ультразвука представляются методы, в которых построение модели черепа и последующее построение изображений структур, находящихся за ним, осуществлялись бы только с использованием аппаратуры УЗИ [7]. Поэтому актуальна задача разработки эхо-импульсного УЗ метода измерения толщинного профиля черепа. В работе рассмотрено два подхода к решению этой задачи: поэлементное сканирование структуры черепа в А-режиме и УЗ визуализация с помощью метода формирования луча с задержкой и суммированием [8] при фокусированном характере зондирующего пучка.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Фантом черепа

Предметом экспериментального исследования являлся фантом черепа (рис. 1а), изготовлен-

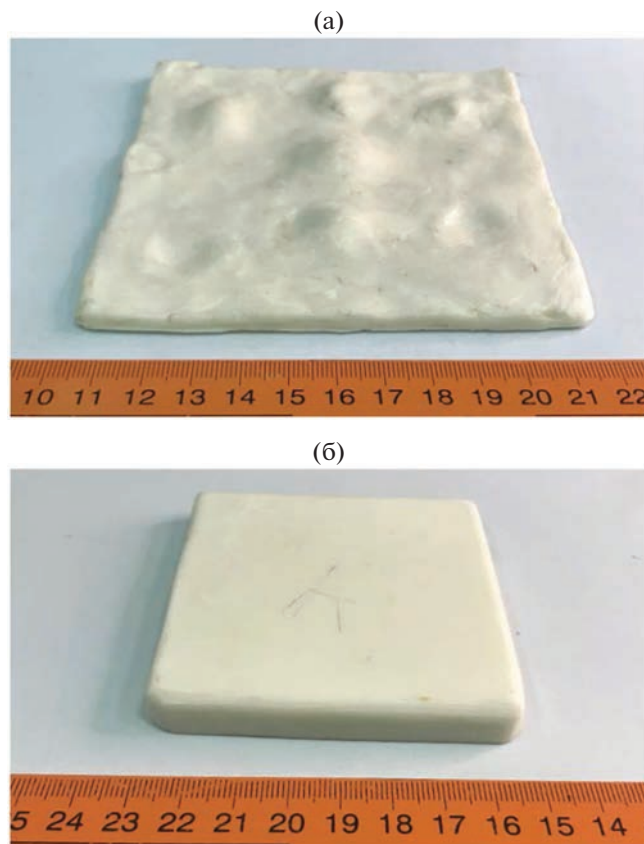


Рис. 1. Фотографии (а) — исследуемого фантома черепа и (б) — эталонного образца для измерения скорости звука. Указанные образцы изготовлены из смеси эпоксидной смолы и порошка Al_2O_3 .

ный из смеси эпоксидной смолы и порошка Al_2O_3 с массовой долей 30%. Фантомы из такого рода материалов часто используются в исследованиях по изучению распространения ультразвука в костях черепа [9]. Фантом представлял собой квадратную пластину размером 110×110 мм. Одна из сторон пластины была гладкой и плоской. Противоположная сторона была рельефной, при этом толщина пластины изменялась в типичном для черепа человека диапазоне от 2 до 9 мм.

Количественное измерение толщинного профиля фантома черепа было выполнено методом КТ с использованием томографа SOMATOM Drive (Siemens Healthineers, Германия) Медицинского научно-образовательного центра МГУ имени М.В. Ломоносова. В результате сканирования была построена 3D модель исследуемой пластины с пространственным разрешением $0.33 \times 0.33 \times 0.5$ мм (размер вокселя).

Для измерения скорости звука и поглощения в используемой смеси эпоксидной смолы и порошка Al_2O_3 наряду с пластиной переменной толщины была изготовлена плоскопараллельная пла-

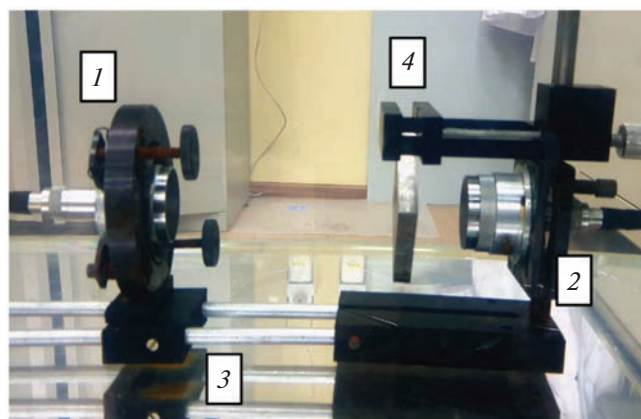


Рис. 2. Фотография экспериментальной установки для измерения скорости звука методом замещения. 1 — излучатель, 2 — приемник, 3 — рельсовая основа, 4 — исследуемый образец.

стина из того же материала. Образец представлял собой параллелепипед со сторонами $80 \times 80 \times 10$ мм (рис. 1б). Скорость звука в пластине определялась методом замещения [10], который заключается в измерении времени задержки коротких УЗ импульсов, проходящих от излучателя к приемнику в эталонной среде (воде) при отсутствии и при наличии исследуемого плоскопараллельного образца. Фотография экспериментальной установки представлена на рис. 2. В качестве приемника 1 и излучателя 2 использовались два идентичных широкополосных пьезопреобразователя Panametrics A392S-SU (Olympus NDT Inc., США) диаметром $d = 38$ мм и центральной частотой $f_c = 1$ МГц. Пьезопреобразователи были закреплены на двух металлических рамках на рельсовой основе 3. Винтовая регулировка наклона рамок позволяла обеспечить плоскопараллельность установленных пьезопреобразователей. Образец 4 устанавливался между излучателем и приемником параллельно их поверхностям с помощью специального держателя в форме струбицы. Для возбуждения и приема коротких УЗ импульсов использовался высоковольтный излучатель-приемник JSR Ultrasonics DPR300 (Imaginant Inc., США). Оцифровка сигналов с излучателя-приемника производилась с помощью осциллографа TDS5054B (Tektronix Inc., США). Измеренная скорость звука в образце составила 2620 ± 30 м/с, а коэффициент затухания $\alpha = 220 \pm 20$ 1/м на частоте 2 МГц, что соответствует результатам, полученным ранее для данного материала [11].

Ультразвуковая система

Для проведения УЗ оценки толщинного профиля фантома черепа использовалась двумерная приемно-передающая антенная решетка из пьезо-

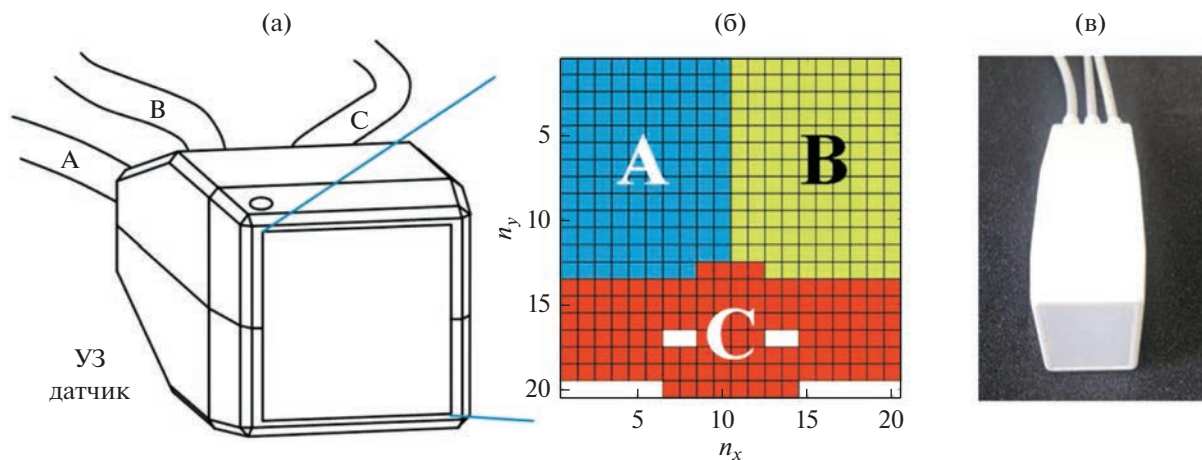


Рис. 3. (а, в) — Двумерный УЗ датчик. Размер рабочей области 30×30 мм. (б) — Схема расположения 384 пьезоэлектрических элементов на лицевой поверхности датчика, разделенных на три сектора А, В и С по 128 каналов.

электрических элементов (рис. 3), выполненная в виде плоской квадратной матрицы размером 20×20 ячеек (Medelkom, Литва). Каждая ячейка матрицы представляет собой пьезоэлемент квадратной формы с размером стороны $a_0 = 1.45$ мм. Зазор между соседними элементами составляет 0.05 мм. Активными являются 384 из 400 пьезоэлементов, которые поделены на три группы по 128 элементов. Каждая из указанных групп управляется с помощью отдельного кабеля, обеспечивающего подключение к многоканальной программируемой системе управления электрическими сигналами V-1 (Verasonics Inc., США). Схема размещения элементов на поверхности решетки показана на рис. 3б; группы элементов помечены буквами А, В и С. Центральная частота пьезоэлементов в режиме приема-передачи при минимальном значении реактивной составляющей импеданса лежит в диапазоне 1.9–2.3 МГц. Для исследования структуры колебаний поверхности решетки ранее была проведена широкополосная виброметрия методом акустической голографии, результаты которой подробно описаны в статье [12].

Фотография экспериментальной установки для проведения УЗ профилометрии представлена на рис. 4. Измерения проводились в резервуаре с дегазированной водой. Антенная решетка 1 и фантом черепа 2 были закреплены плоскопараллельно с помощью специальных держателей на расстоянии друг от друга около 20 мм в случае сканирования в А-режиме и на расстоянии 80 мм в случае УЗ визуализации методом формирования луча с задержкой и суммированием при фокусированном характере зондирующего пучка. В обоих случаях гладкая сторона фантома была обращена в сторону решетки. Держатель фантома был установлен на системе микропозициони-

рования UMS-3 (Precision Acoustics, Великобритания), что позволяло перемещать фантом относительно решетки. Эта возможность использовалась для совмещения толщинного профиля фантома, полученного с помощью УЗ измерения, с 3D моделью фантома, полученной по результатам КТ. Для этого образец с помощью плоскопараллельного переноса устанавливался напротив антенной решетки таким образом, чтобы один из углов пластины находился напротив решетки. Затем с помощью построения УЗ изображения в С-режиме в плоскости гладкой грани образца получалось изображение угла фантома, определялись его координаты относительно двумерной решетки и угол поворота в плоскости решетки. Дальнейшие перемещения фантома черепа с помощью системы позиционирования были привязаны к найденному положению его угла.

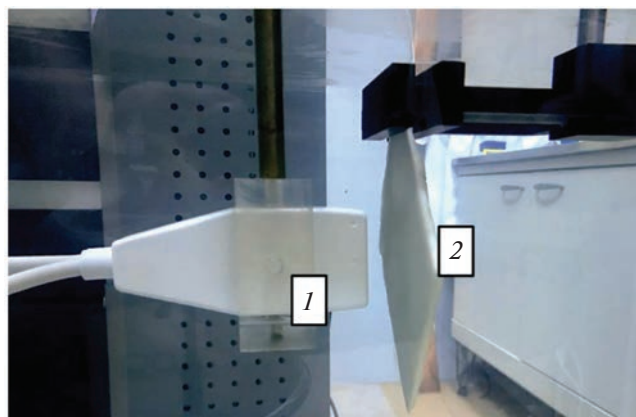


Рис. 4. Фотография экспериментальной установки для УЗ измерения толщинного профиля фантома черепа. 1 — двумерная антенная решетка, 2 — фантом черепа.

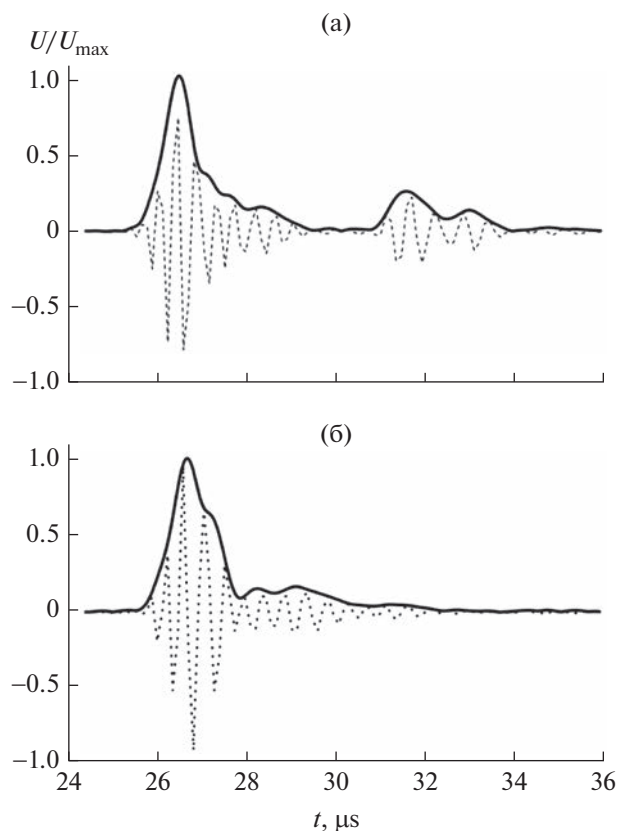


Рис. 5. Профили сигналов U , принимаемые на разных элементах решетки (черная пунктирная линия), нормированные на максимальное значение $U_{\max}$. (а) — Сигнал с хорошо различаемыми импульсами, (б) — сигнал с плохо различаемыми импульсами. Черной линией показаны огибающие сигналов.

Методы УЗ оценки толщинного профиля фантома черепа

В качестве одного из методов УЗ оценки толщинного профиля фантома черепа использовалось поэлементное сканирование в А-режиме [13]. В ходе такой оценки каждый элемент решетки поочередно излучал короткий УЗ импульс длительностью 2 мкс с гармоническим заполнением на частоте 2.1 МГц, а затем принимал отраженный сигнал. Примеры временных профилей радиочастотных (РЧ) сигналов на двух разных элементах решетки представлены на рис. 5. Черной пунктирной линией показаны дискретизованные с частотой 8.4 МГц принимаемые РЧ сигналы, черной сплошной линией изображена огибающая этих РЧ сигналов. Огибающая РЧ сигналов рассчитывалась как абсолютное значение аналитического сигнала, полученного из принимаемых РЧ сигналов с помощью преобразования Гильберта. На рис. 5а видны два явно выраженных локальных максимума огибающей в моменты времени 27 и 30 мкс, которые соответствуют отражению УЗ импульсов от границ разде-

ла вода—фантом (ближайшая к антенной решетке) и фантом—вода.

Измерения показали, что два локальных максимума огибающей хорошо разделялись не во всех принятых сигналах (рис. 5б). Одной из причин невозможности разделить максимумы огибающих являлось низкое продольное разрешение, которое определяется длительностью зондирующего импульса. Оно составляло около 1.5 мм и поэтому было сравнимо с толщиной самых тонких участков фантома черепа (около 2 мм). На указанных участках эхо-импульс, отраженный от дальней стороны фантома, накладывался на “хвост” импульса, отраженного от ближней стороны, и поэтому не всегда мог быть выделен (маскировался). Такая маскировка могла дополнительно усиливаться из-за подавления амплитуды второго импульса за счет неровностей дальней стороны фантома, которые в некоторых случаях отражали импульс в сторону, а не строго назад. Кроме того, при прохождении УЗ импульсом участка фантома черепа толщиной 8 мм его амплитуда уменьшится в 6 раз (коэффициент затухания $\alpha = 220 \pm 20$ 1/м на частоте 2 МГц). Такой уровень сигнала все еще выше уровня шума на два порядка, однако сравним с уровнем “хвоста” импульса (рис. 5). Для решения проблемы маскировки использовался тот факт, что ближайшая к решетке отражающая поверхность была гладкой и плоской. Это позволило допустить, что форма первого эхо-импульса являлась такой же, какой она была бы в случае отражения от плоской границы полупространства, и поэтому для выделения второго эхо-импульса можно было провести вычитание указанного первого эхо-импульса из принимаемого сигнала. Форма первого отраженного импульса для каждого элемента решетки была получена экспериментально путем поочередного излучения УЗ импульса каждым элементом и приема отраженных импульсов от границы толстого плоскопараллельного образца из того же материала, изготовленного для измерения скорости звука (см. выше). После проведения операции вычитания действительно выделялся один локальный максимум, который предположительно соответствовал отражению зондирующего импульса от границы раздела фантом—вода. В результате описанной выше обработки эхо-сигнала определялись моменты времени, соответствующие отражениям УЗ импульса от границ раздела вода—фантом (t_1) и фантом—вода (t_2). Значение толщины фантома h вдоль выбранной оси визуализации находилось по формуле:

$$h = \frac{c_s(t_2 - t_1)}{2}, \quad (1)$$

где $c_s = 2620 \pm 30$ м/с — скорость звука в материале фантома черепа.

Вторым методом УЗ оценки толщинного профиля фантома черепа являлась УЗ визуализация с помощью метода формирования луча с задержкой и суммированием при фокусированном характере зондирующего пучка. В ходе такой оценки на элементы решетки подавались импульсы с определенными временными задержками, позволяющими электронным образом фокусировать излучаемый УЗ пучок в заданную точку пространства. Фокусировка пучка производилась последовательно в точки поверхности фантома черепа, которые располагались в узлах квадратной сетки размером 10×10 точек с шагом сетки 3 мм, т.е. в 100 точках, расположенных в квадратной области размером 30×30 мм. Такой выбор шага сетки был обусловлен поперечными размерами фокального пятна, $d \approx 3$ мм по уровню 0.15 от максимума, создаваемого двумерной антенной решеткой при электронной фокусировке на расстоянии 80 мм (рис. 6). Сканирование акустического поля в фокальной плоскости проводилось с помощью игольчатого гидрофона HNA-0400 (Onda Corp., США) с диаметром чувствительного участка 0.4 мм. Перемещение гидрофона в фокальной плоскости с шагом 0.2 мм по осям x и y обеспечивалось системой микропозиционирования.

Отраженные от фантома РЧ сигналы принимались всеми элементами решетки и подвергались квадратурной обработке [13], для которой использовался фильтр Баттерворта 5-го порядка. Полученные квадратурные составляющие сигнала использовались для построения распределения яркости УЗ изображения вдоль луча методом формирования луча с задержкой и суммированием. При суммировании сигналов учитывалась направленность элементов решетки в приближении поршневого излучателя в экране с мягкими стенками [8]. В суммировании участвовали сигналы, приходящие от рассеивателей, лежащих в зоне направленности не ниже уровня 0.71 от максимального уровня диаграммы направленности.

Поскольку интерес представляла только область расположения фантома черепа, расчет амплитуды эхо-сигналов проводился лишь в пределах участка линии изображения длиной 20 мм, который включал в себя точки, соответствующие положению фантома. Для каждой из упомянутых 100 точек зондирования было построено распределение амплитуды эхо-сигнала, т.е. было найдено распределение яркости УЗ-изображения в объеме $3 \times 3 \times 20$ мм. Результаты визуализации далее были объединены в один объем $30 \times 30 \times 20$ мм, т.е. фактически было построено трехмерное УЗ изображение зоны интереса.

На рис. 7 представлен пример распределения яркости УЗ-изображения вдоль одной из линий сканирования, перпендикулярной плоской сторо-

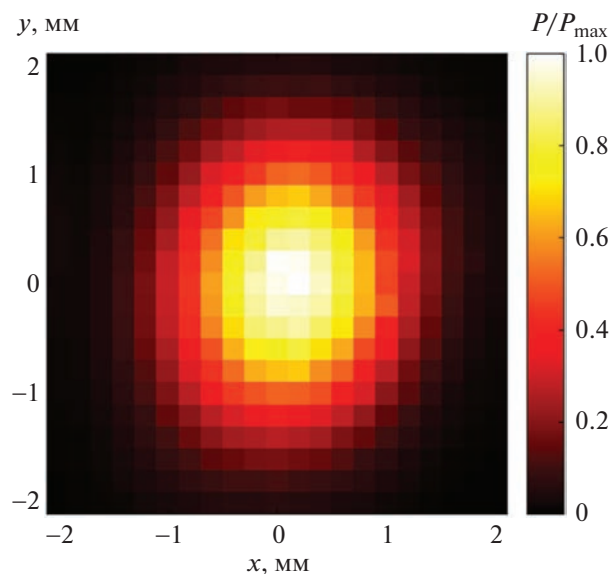


Рис. 6. Распределение амплитуды акустического давления $P(x, y)$ в фокальной плоскости, создаваемое двумерной антенной решеткой на расстоянии 80 мм от поверхности решетки при электронной фокусировке.

не фантома, на котором видно два явно выраженных локальных максимума в моменты времени $t_1 = 55.5$ мкс и $t_2 = 58$ мкс, которые предположительно соответствуют отражению УЗ импульсов от границ раздела вода—фантом (ближайшая к антенной решетке) и фантом—вода. В отличие от первого метода УЗ профилометрии, пары явно выраженных локальных максимумов наблюдались в подавляющем большинстве точек области сканирования. Применение формулы (1) к моментам времени t_1 и t_2 , полученным из распределений яркости на линии сканирования для различных поперечных координат, позволило получить толщинный профиль $h = h(x, y)$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 8 цветом представлены толщинные профили $h(x, y)$ исследуемой части фантома черепа, полученные (а) с помощью КТ и (б) с помощью УЗ метода оценки толщины в режиме поэлементного сканирования. Каждый пиксель распределения, полученного с помощью УЗ метода, соответствует значению толщины $h(x, y)$ фантома напротив конкретного элемента решетки. Размер пикселей, 1.45×1.45 мм, определяется размером элементов решетки, их расположение соответствует расположению элементов решетки (рис. 3б), поэтому на изображении присутствуют пустоты напротив четырех неактивных областей поверхности антенны.

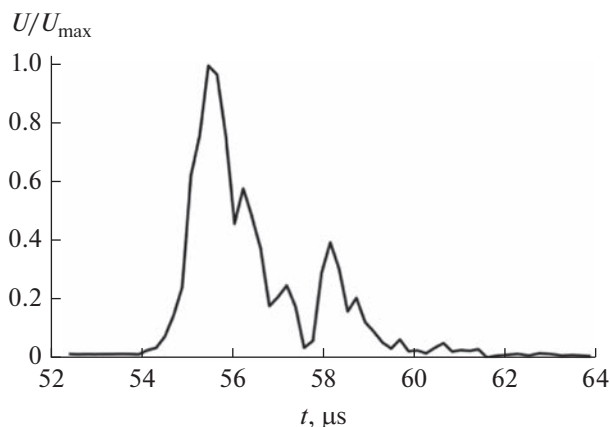


Рис. 7. Распределение яркости U ультразвукового изображения, полученное методом Delay-and-Sum, вдоль одной из линий сканирования, перпендикулярной поверхности двумерной решетки. Распределение нормировано на максимальное значение $U_{\max}$.

Оба толщинных профиля (рис. 8а, 8б) имеют явно выраженный максимум толщины порядка 8 мм в правом верхнем углу, однако положения этого максимума различаются на величину около 5 мм. Размер области с большим значением h , окружающей локальный максимум, в случае УЗ метода меньше по площади, чем область максимума на распределении, полученном с помощью КТ. Это может быть связано с сильной дифракционной расходимостью пучка, излучаемого элементами решетки. Половинный угол расходимости пучка от каждого элемента ($2\lambda/\pi a_0$, $\lambda = 0.75$ мм

для частоты 2 МГц) составляет примерно 20° , поэтому отражение от границы раздела фантом–вода происходит не только от точки фантома, находящейся на линии сканирования элемента решетки, но и от точек, смещенных на некоторое расстояние поперек от линии сканирования, где толщина образца уже меньше. В этом случае отраженный импульс вернется на элемент решетки раньше, чем если бы отражение произошло от точки, лежащей на линии сканирования элемента. На распределении, полученном с помощью КТ, можно наблюдать еще один локальный максимум в левом нижнем углу, которого нет на УЗ распределении, что также может быть связано с дифракционной расходимостью пучка. На толщинных профилях (рис. 8а, 8б) штриховой линией показана прямая $x = -12$ мм, вдоль которой построен одномерный толщинный профиль $h(x = -12$ мм, y) (рис. 8в); точками показан профиль, измеренный УЗ методом, сплошной линией – методом КТ.

На рис. 9 цветом представлены толщинные профили $h(x, y)$ исследуемой части фантома черепа, полученные (а) с помощью КТ и (б) с помощью УЗ визуализации методом формирования луча с задержкой и суммированием при фокусированном характере зондирующего пучка. В отличие от первого метода ультразвуковой профилометрии, во втором методе строится трехмерное УЗ изображение с помощью метода формирования луча с задержкой и суммированием, поэтому имеется возможность оценить профиль фантома черепа во всей исследуемой области 30×30 мм с меньшим размером пикселей 0.75×0.75 мм, рас-

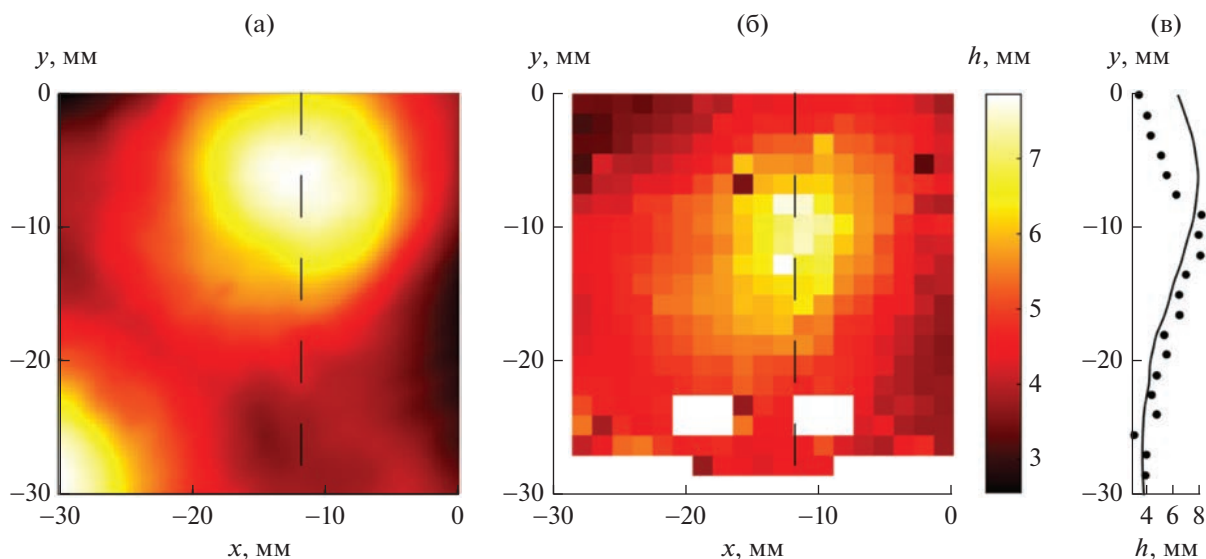


Рис. 8. Измеренные толщинные профили $h(x, y)$ фантома черепа с помощью метода (а) – КТ и (б) – УЗ метода в режиме поэлементного излучения. На профилях (а) и (б) штриховой линией показана прямая $x = -12$ мм, вдоль которой построен (в) – одномерный толщинный профиль $h(x = -12$ мм, y); точками показан профиль, измеренный УЗ методом, сплошной линией – методом КТ.

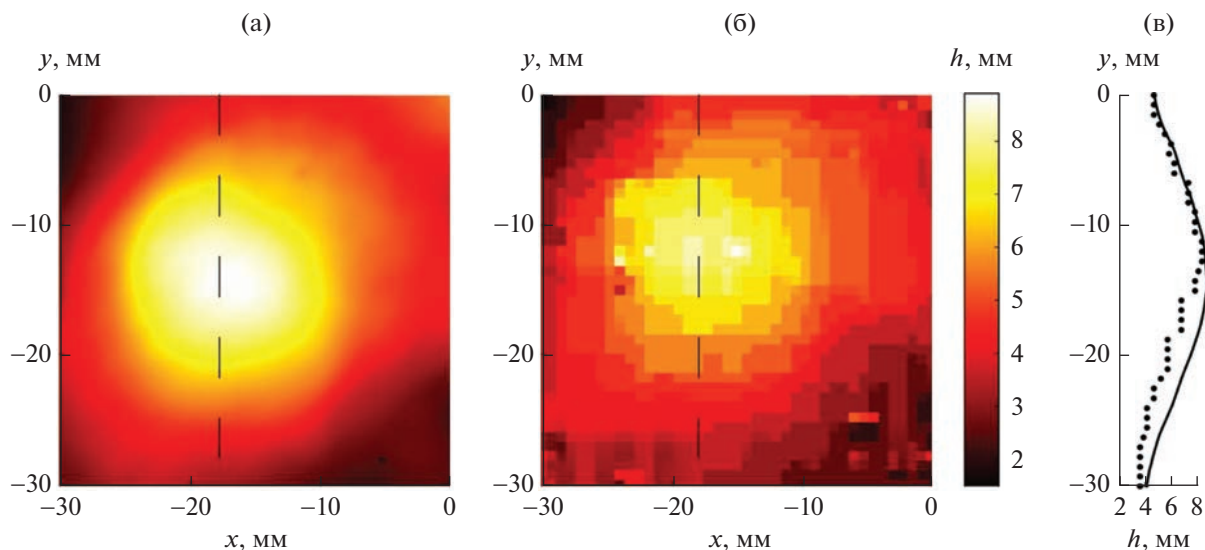


Рис. 9. Измеренные толщинные профили $h(x, y)$ фантома черепа с помощью метода (а) — КТ и (б) — УЗ метода формирования луча с задержкой и суммированием при фокусированном характере зондирующего пучка. На профилях (а) и (б) штриховой линией показана прямая $x = -18$ мм, вдоль которой построен (в) — одномерный толщинный профиль $h(x = -18 \text{ мм}, y)$; точками показан профиль, измеренный УЗ методом, сплошной линией — методом КТ.

стояние между которыми определяется шагом сканирования луча. Толщинные профили (рис. 9а, 9б) близки друг к другу как по своей структуре, так и по значениям толщины пластины. На обоих имеется явно выраженный максимум толщины, примерно равный 8 мм. Положения этого максимума хорошо соответствуют друг другу, различаясь лишь на величину порядка 2 мм вдоль оси y . Это небольшое смещение распределений может быть объяснено неточностью размещения 3D модели, полученной методом КТ, в системе координат, в которой строилось УЗ изображение. На толщинных профилях (рис. 9а, 9б) штриховой линией показана прямая $x = -18$ мм, вдоль которой построен одномерный толщинный профиль $h(x = -18 \text{ мм}, y)$ (рис. 9в); точками показан профиль, измеренный УЗ методом, сплошной линией — методом КТ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате исследования с помощью двух предложенных УЗ методов была проведена оценка толщинного профиля фантома черепа. Проведено сравнение полученных результатов с точной 3D моделью фантома, полученной методом КТ. Различие результатов при использовании поэлементного сканирования в А-режиме может быть связано с дифракционной расходимостью пучка, излучаемого элементами решетки, а также с большим затуханием в материале фантома. Помимо этого, метод поэлементного сканирования в А-режиме имеет ограниченное продольное разрешение. Фокусирование излучения двумерной

антенной решеткой посредством введения фазовых задержек на элементах позволило увеличить разрешение и уменьшить проблему дифракционной расходимости. Метод УЗ оценки толщинного профиля с использованием фокусировки позволил получить более точные результаты по сравнению с методом поэлементного сканирования, однако достаточность полученной точности для расчета фазовых задержек является предметом дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 19-12-00148 и в рамках деятельности научно-образовательной школы МГУ «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Purkayastha S., Sorond F.* Transcranial Doppler ultrasound: technique and application // *Semin Neurol.* 2012. V. 32. № 4. P. 411.
2. *Antipova D., Eadie L., Macaden A.S., Wilson P.* Diagnostic value of transcranial ultrasonography for selecting subjects with large vessel occlusion: a systematic review // *Ultrasound J.* 2019. V 11. № 29. P. 1–19.
3. *Байков С.В., Молотилев А.М., Свет В.Д.* Физико-технические аспекты получения ультразвуковых изображений структур головного мозга через толстые кости черепа. 1. Теоретические и модельные исследования // *Акуст. журн.* 2003. Т. 49. № 3. С. 332–341.
4. *Байков С.В., Бабин Л.В., Молотилев А.М., Нейман С.И., Римаев В.В., Свет В.Д., Селянин А.И.* Физико-технические аспекты получения ультразвуковых изображений структур головного мозга через толстые ко-

- сти черепа. 2. Экспериментальные исследования // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 4. С. 465–473.
5. *Clement G.T., Sun J., Giesecke T., Hynynen K.* A hemisphere array for noninvasive ultrasound brain therapy and surgery // *Phys. Med. Biol.* 2000. V. 45. № 12. P. 3707–3719.
 6. *Pernot M., Aubry J.-F., Tanter M., Thomas J.-L., Fink M.* High power transcranial beam steering for ultrasonic brain therapy // *Phys. Med. Biol.* 2003. V. 48. № 16. P. 2577–2589.
 7. *Wydra A., Malyarenko E., Shapoori K., Maev R.Gr.* Development of a practical ultrasonic approach for simultaneous measurement of the thickness and the sound speed in human skull bones: a laboratory phantom study // *Phys. Med. Biol.* 2013. V. 58. № 4. P. 1083–1102.
 8. *Perrot V., Polichetti M., Varray F., Garcia D.* So you think you can DAS? A viewpoint on delay-and-sum beamforming // *Ultrasonics*. 2021. V. 111. P. 106309.
 9. *Wydra A., Maev R.Gr.* A novel composite material specifically developed for ultrasound bone phantoms: cortical, trabecular and skull // *Phys. Med. Biol.* 2013. V. 58. № 22. P. N303–N319.
 10. *Bakaric M., Miloro P., Javaherian A., Cox B.T., Treeby B.E., Brown M.D.* Measurement of the ultrasound attenuation and dispersion in 3D-printed photopolymer materials from 1 to 3.5 MHz // *J. Acoust. Soc. Am.* 2021. V. 150. № 4. P. 2798.
 11. *Гильфанова Л.И., Цысарь С.А., Юлдашев П.В., Свет В.Д.* Акустическое поле в неоднородных средах в виде костей черепа // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2015. № 4. С. 154322.
 12. *Цысарь С.А., Николаев Д.А., Сапожников О.А.* Широкополосная виброметрия двумерной ультразвуковой решетки методом нестационарной акустической голографии // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 3. С. 328.
 13. *Хилл К., Бэмбер Дж., Хаар Г.* Ультразвук в медицине. Физические основы применения. М.: Физматлит, 2008. 539 с.

АКУСТИКА ЖИВЫХ СИСТЕМ.
БИОМЕДИЦИНСКАЯ АКУСТИКА

УДК 534.7

КАВИТАЦИОННАЯ АКТИВНОСТЬ ВОДНЫХ СУСПЕНЗИЙ ПОРИСТЫХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ С РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНЬЮ ГИДРОФОБНОСТИ ПОВЕРХНОСТИ

© 2023 г. В. Д. Егошина^а, М. Б. Гонгальский^а, У. А. Цурикова^а,
А. П. Свиридов^а, Л. А. Осминкина^{а, б}, В. Г. Андреев^{а, *}

^аМосковский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики,
Ленинские горы 1, стр. 2, Москва, 119991 Россия

^бИнститут биологического приборостроения РАН,
ул. Институтская 7, Пушкино, Московская обл., 142290 Россия

*e-mail: andreev@acs366.phys.msu.ru

Поступила в редакцию 25.07.2022 г.

После доработки 20.09.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

Исследована зависимость порогов акустической кавитации в водных суспензиях наночастиц пористого кремния (пКНЧ) от степени гидрофобности их поверхности. Наночастицы со средним размером 100 нм изготавливались механическим измельчением пленок пористого кремния (ПК) в этаноле. Согласно данным ИК-спектроскопии, такие пКНЧ исходно характеризуются гидрофильной поверхностью. Для получения амфифильных (гидрофобно-гидрофильных) наночастиц, пленки ПК перед измельчением гидрофобизировались путем модификации поверхности октадецилсиланом. При измельчении в этаноле гидрофобных пленок ПК до наночастиц, происходит разрыв кремний-кремниевых связей с последующим их окислением, за счет чего поверхность частично гидрофилизуется. Показано, что порог акустической кавитации в суспензиях амфифильных пКНЧ существенно снижается по сравнению с гидрофильными КНЧ. Величина порога акустической кавитации в суспензии амфифильных наночастиц с концентрацией 1 мг/мл оставалась практически постоянной в течение 5 дней. Полученные результаты важны для разработки методов сонодинамической терапии раковых заболеваний с использованием пКНЧ.

Ключевые слова: акустическая кавитация, пористые кремниевые наночастицы, пористый кремний, ультразвук, гидрофобность

DOI: 10.31857/S032079192260038X, EDN: DAPXSE

ВВЕДЕНИЕ

Наночастицы пористого кремния (пКНЧ) являются перспективным материалом для создания контейнеров, позволяющих обеспечить адресную доставку лекарств при терапии рака [1, 2]. Высвобождение лекарств из контейнеров может производиться, в том числе, под действием ультразвука [3]. Основным механизмом при этом служит акустическая кавитация. Для ее возникновения и развития требуется, чтобы амплитуда акустического давления превышала пороговое значение, величина которого существенно зависит от наличия зародышей кавитации в виде микроскопических газовых пузырьков. При определенных условиях в порах наночастиц пористого кремния может оставаться достаточное количество газа, который высвобождается под действием ультразвука и создает условия для развития кавитации. Поэтому порог акустической кавитации в биологической

ткани, где присутствуют пКНЧ в достаточной концентрации, снижается [4, 5]. Увеличение газосодержания в порах может быть обеспечено изготовлением пКНЧ с гидрофобными порами, размер которых не превышает десятки нм [6]. Силы поверхностного натяжения на внутренней гидрофобной поверхности пор препятствуют проникновению воды в поры, что позволяет таким пКНЧ служить источниками газовых пузырьков достаточно продолжительное время. Дополнительное полимерное покрытие поверхности наночастиц позволяет сохранить кавитационную активность суспензий в течение нескольких дней, что важно для клинических применений [7]. В таком случае лекарственный препарат на основе пКНЧ с полимерным покрытием можно изготовить заранее и применять по мере необходимости.

Целью настоящей работы являлось исследование эффекта снижения порога акустической ка-

витации в водных суспензиях пКНЧ с различной степенью гидрофобности поверхности. Использовались спиртовые суспензии гидрофильных и амфифильных пКНЧ, имеющих гидрофильную поверхность снаружи и гидрофобную поверхность внутри пор. Гидрофильные наночастицы получались помолом пленок пористого кремния в шаровой мельнице в этаноле. Для получения гидрофобных пКНЧ, пленки ПК до их измельчения модифицировались с использованием гидрофобной молекулы триметоксиоктадецилсилана. Частичная гидрофилизация наночастиц достигалась за счет разрыва кремний-кремниевых связей с последующим окисдированием их внешней поверхности при помоле в этаноле. Кавитационная активность суспензий амфифильных пКНЧ измерялась в течение двух недель, что позволило определить время ее деградации.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Для изучения кавитационной активности были получены суспензии пКНЧ трех типов (*A*, *B* и *C*). Пленки пористого кремния (ПК) формировались методом электрохимического перфорированного травления монокристаллических кремниевых пластин (кристаллографическая ориентация поверхности (100), удельное сопротивление 1–5 мкОм·см, *p*-тип, электролит – EtOH : HF (48%) = 1 : 1). Периодические импульсы с различной плотностью тока приводили к формированию первичных слоев ПК с низкой пористостью (длительность импульса – 1.8 с, плотность тока – 80 мА/см²) и перфорированных слоев ПК с высокой пористостью (длительность импульса – 0.36 с, плотность тока – 400 мА/см²). Толщина первичных слоев составляла около 200 нм, что определяло размер формируемых в дальнейшем пКНЧ.

Гидрофильные пКНЧ (образец *C*) были получены с помощью механического измельчения пленок ПК в этиловом спирте с использованием планетарной мельницы с шарами диаметром 5 мм и 100 мкм (по 15–30 мин – шарами каждого размера). Измельчение проводилось в стаканах, изготовленных из ZrO₂. В результате измельчения получались суспензии пКНЧ со средним диаметром порядка 100 нм. Для создания амфифильных пКНЧ (образец *B*) поверхность пленок ПК покрывалась молекулами триметокси-октадецилсилана (ОДС) путем их инкубации в течение 12 ч в смеси толуола и ОДС (10 мл толуола и 500 мкл ОДС) при 70°C. Затем полученные пленки также измельчались в планетарной мельнице.

Известно, что присоединение гидрофобной молекулы ОДС происходит ковалентно через Si–ОН группы на поверхности кремния. Для увеличения доли поверхности, покрытой ОДС, перед

процедурой конъюгации производилось дополнительное насыщение поверхности ПК Si–ОН связями за счет их обработки в растворе пираньи (H₂SO₄ : H₂O₂ = 3 : 1). Это приводило к 80–90% покрытию поверхности молекулами ОДС. Данная методика использовалась для получения образцов типа *A*.

Все описанные выше типы пКНЧ получались измельчением пленок ПК в этаноле. После измельчения производилось выделение нужной фракции пКНЧ с помощью центрифугирования (Eppendorf 5810). Сначала осаждалась крупная фракция наночастиц с помощью центрифугирования в течение 2 мин при скорости 2000 об/мин. Отбирался супернатант. Затем суспензия центрифугировалась еще 15 мин при скорости 11000 об/мин. Супернатант удалялся, добавлялось такое же количество этанола, и производилось ресуспензирование пКНЧ в ультразвуковой ванне в течение 5 мин. Процедура повторялась еще два раза. После этого три раза проводилась аналогичная процедура, но вместо этанола добавлялась дистиллированная вода. В результате получались фракции пКНЧ со средним размером 100 нм в водной среде.

Периодическая структура полученных пленок ПК исследовалась на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) Zeiss ULTRA 55 FE-SEM. Структурные свойства пКНЧ изучались на просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ) LEO912 AB OMEGA. Для получения изображений ПЭМ 1 мкл суспензии наночастиц наносили на стандартные медные сеточки с углеродным покрытием и высушивали на воздухе. Размер пКНЧ в водных суспензиях измерялся по динамическому рассеянию света с использованием Zetasizer Nano ZS (Malvern Instruments). Измеренный средний размер пКНЧ составил 100 нм для всех типов образцов. Объем пор оценивался по массе поглощенного азота N₂ на приборе Tristar II (Micrometrics). Средний диаметр пор составил 15 нм. Максимальная концентрация пКНЧ в готовых водных суспензиях не превышала 1 мг/мл.

Измерения порогов акустической кавитации проводились в гидробассейне, заполненном отстоявшейся водой (рис. 1а). Суспензия пКНЧ заливалась в цилиндрическую кювету 1, изготовленную из плексигласа с внутренним диаметром 15 мм и длиной 20 мм. Торцы кюветы заклеивались тонкой звукопрозрачной пленкой. Ультразвуковой (УЗ) пучок, сформированный пьезоэлектрическим излучателем 2 с резонансной частотой 2.08 МГц и диаметром 10 мм, проходил через кювету с суспензией. Возбуждение излучателя 2 осуществлялось переменным напряжением, сформированным генератором сигналов 3 Tektronix AFG3021B и усиленным широкополосным

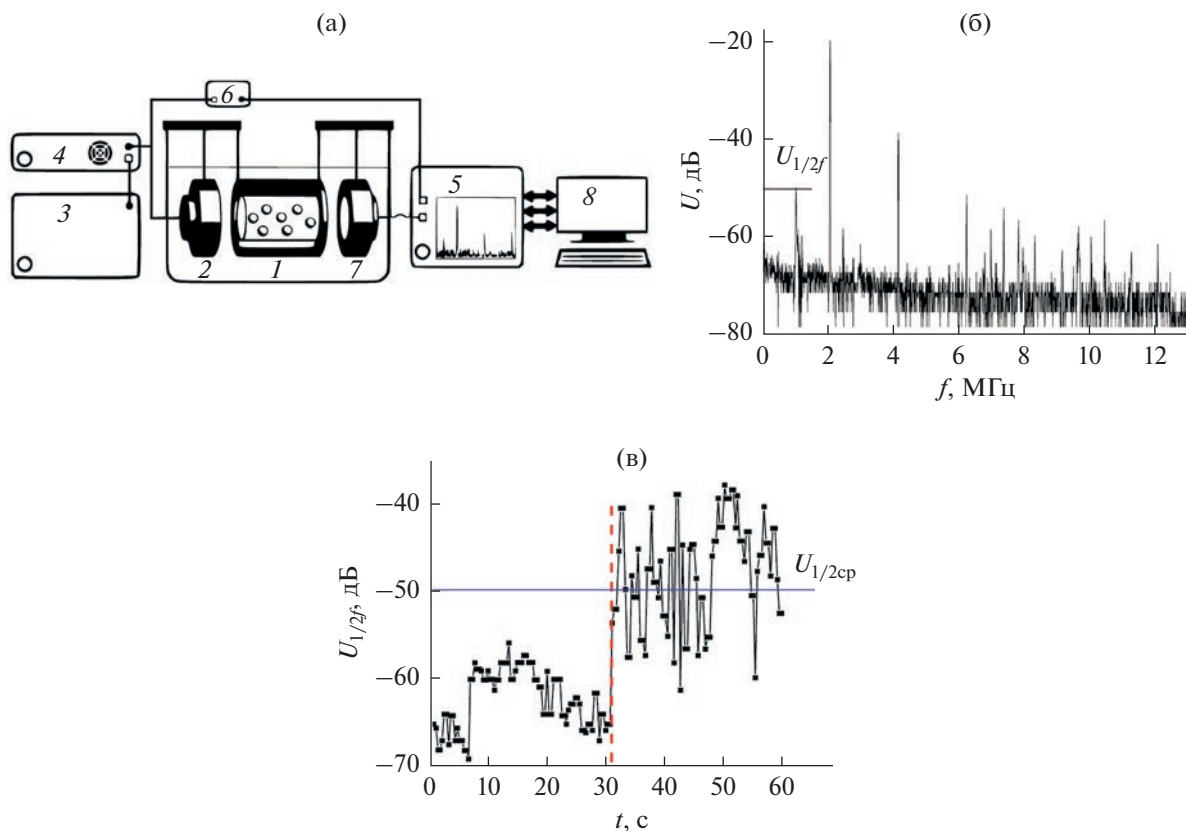


Рис. 1. (а) — Экспериментальная установка для измерения порогов акустической кавитации. 1 — кювета с суспензией, 2 — УЗ излучатель, 3 — генератор сигналов, 4 — усилитель мощности, 5 — осциллограф, 6 — делитель напряжения, 7 — УЗ приемник, 8 — персональный компьютер. (б) — Спектр сигнала, зарегистрированного приемником в фиксированный момент времени в режиме кавитации. (в) — Зависимость амплитуды субгармоники (суспензия типа А, $P_{\text{ак}} = 313$ кПа) от времени после начала излучения. Начиная с 31-й секунды амплитуда субгармоники резко возрастает, что соответствует началу инерционной кавитации.

усилителем мощности 4. Амплитуда напряжения на излучателе измерялась с помощью осциллографа 5 Tektronix TDS3032B, подключенного к излучателю через делитель напряжения 6. УЗ волны, прошедшие через суспензию и рассеянные на ее неоднородностях и кавитационных пузырьках, детектировались пьезоэлектрическим приемником 7 с резонансной частотой 1.04 МГц и регистрировались осциллографом 5. Излучатель 2 устанавливался на расстоянии 5 мм от торца кюветы, а приемник 7 находился на расстоянии не менее 20 см от другого торца кюветы. При таком расположении в кювете реализовывался режим бегущих волн и практически исключалось образование стоячей волны между излучателем и приемником. Последний дифракционный максимум давления в поле излучателя диаметром 10 мм на частоте 2.08 МГц находился на расстоянии 33 мм, что на 3 мм ближе дальнего торца кюветы. Поэтому дифракционной расходимостью УЗ пучка в кювете можно было пренебречь и считать, что максимальная амплитуда давления по сечению

пучка везде одинакова. Амплитуда давления определялась из полной мощности УЗ волны, измеренной по силе радиационного давления на поглотитель. Была построена зависимость амплитуды давления волны от напряжения на излучателе, которая контролировалась в процессе проведения измерений. Это позволяло достаточно точно измерять амплитуду давления УЗ волны, когда возникает кавитация. Генератор сигналов 3 и осциллограф 5 подключались к персональному компьютеру 8. Сбор данных и управление экспериментом осуществлялись программой, написанной на LabVIEW. Порог акустической кавитации соответствовал амплитуде давления УЗ волны, когда в спектре волны, регистрируемой приемником, появлялась субгармоника основной частоты заметной амплитуды [4] (рис. 1б). Резонансная частота приемника (1.04 МГц) совпадала с частотой субгармоники излучаемой волны, что обеспечивало высокую чувствительность такого метода регистрации кавитации. Спектр сигнала приемника вычислялся с помощью модуля БПФ,

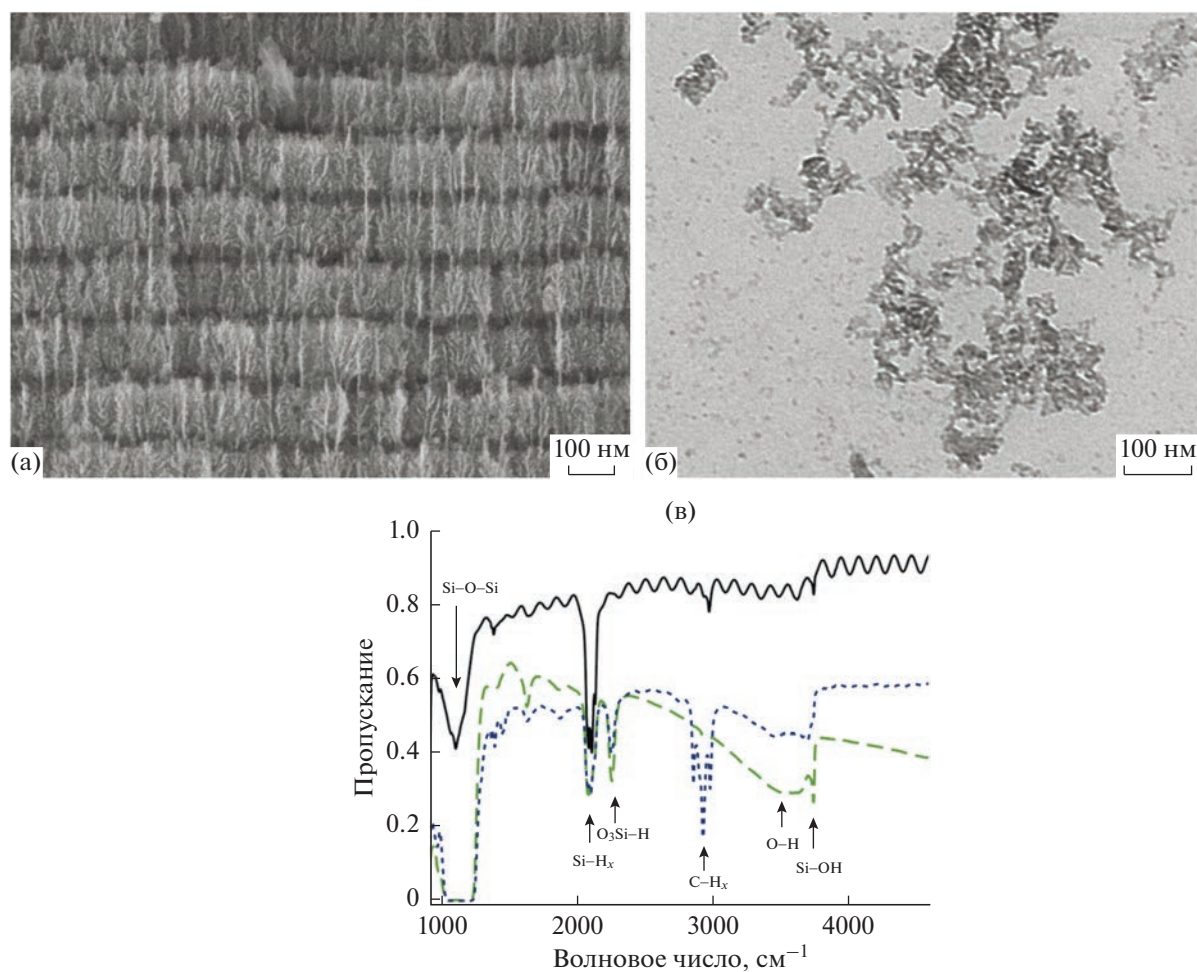


Рис. 2. (а) – Изображение СЭМ пленки ПК в поперечном сечении. (б) – Изображение ПЭМ пКНЧ. (в) – ИК-спектры пропускания пленок ПК сразу после приготовления (черная сплошная линия), после окисления в растворе пираньи (зеленая штриховая линия) и после покрытия ОДС (синяя пунктирная линия).

встроенного в осциллограф 5. Длительность реализации для вычисления спектра составляла 0.1 мс (10000 точек), что обеспечивало вычисление спектра с дискретностью 20 кГц.

Измерения производились в автоматическом режиме по следующему алгоритму: изначально на УЗ излучатель подавалось напряжение, при котором амплитуда давления $P_{\text{ак}}$ излучаемой волны была заведомо меньше порога кавитации $P_{\text{пор}}$. Излучение длилось 60 с, после чего следовала пауза длительностью 30 с, в течение которой излучение отсутствовало. Возникающие в суспензии пузырьки за время паузы уходили из облучаемого объема, и жидкость была готова к следующему измерению. После паузы напряжение на излучателе увеличивалось на дискретную величину, что приводило к скачкообразному возрастанию амплитуды давления на 5–6 кПа. Процесс прекращался при достижении $P_{\text{ак}} \approx 650$ кПа. Спектр U акустического сигнала, зарегистрированного

приемником в определенный момент времени, измерялся и записывался в память компьютера с временным интервалом 0.4 с. Текущая амплитуда субгармоники $U_{1/2f}$ сильно флуктуирует от реализации к реализации, что обусловлено стохастическим характером ее генерации и постоянно флуктуирующим числом кавитационных пузырьков. На рис. 1в показана зависимость амплитуды субгармоники $U_{1/2f}$ от времени при амплитуде $P_{\text{ак}}$, близкой к пороговому значению $P_{\text{пор}}$. Сразу после включения УЗ излучения ($t = 0$) амплитуда субгармоники флуктуирует на уровне шума (–65 дБ), затем, начиная с 31-й секунды, ее значение резко возрастает и флуктуирует относительно более высокого уровня (–50 дБ). Для каждого значения амплитуды давления $P_{\text{ак}}$ вычислялось значение субгармоники $U_{1/2\text{ср}}$, усредненное по интервалу времени T , в течение которого наблюдалось превышение амплитуды субгармоники над шумом:

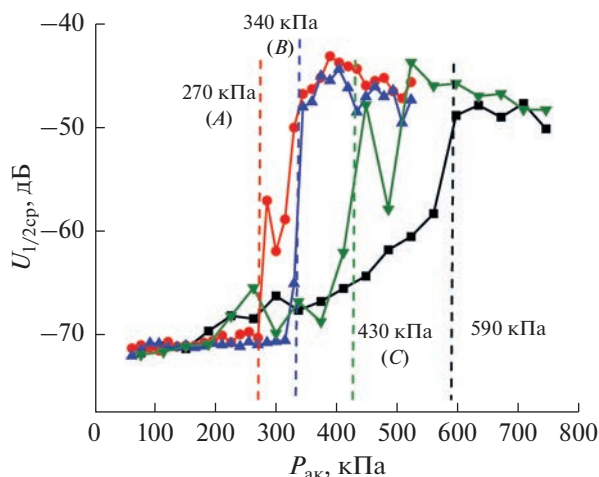


Рис. 3. Зависимости амплитуды субгармоники $U_{1/2cp}$ от амплитуды акустического давления, измеренные в свежеприготовленных суспензиях пКНЧ (образцы *A*, *B*, *C*) с концентрацией 1 мг/мл. Символами показаны измерения в суспензиях типа *A* (●), *B* (▲), *C* (▼) и в дистиллированной воде (■). Штриховыми линиями отмечены пороги акустической кавитации.

$$U_{1/2cp} = \frac{1}{T} \int_0^T U_{1/2f}(t) dt,$$

где $U_{1/2f}$ — текущее значение амплитуды субгармоники. Если скачкообразного роста $U_{1/2f}$ не наблюдалось, то в качестве $U_{1/2cp}$ использовалось среднее значение шума.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 2 представлены изображения СЭМ исходных пленок перфорированного ПК в поперечном сечении (рис. 2а) и ПЭМ пКНЧ, полученных после их механического измельчения (рис. 2б). Из рис. 2а видно, что в пленке ПК слои более низкой пористости (светлые участки) чередуются со слоями с более высокой пористостью (темные полосы). При измельчении таких пленок в планетарной мельнице, разрыв Si—Si связей происходит главным образом за счет раскола высокопористых слоев, хотя и низкопористые также могут ломаться. Из рис. 2б видно, что размер пКНЧ варьируется в пределах от 100 до 300 нм, что хорошо согласуется с измерениями их диаметра методом динамического светорассеяния (около 100 нм). При этом в высушенных препаратах возможно образование более крупных агломератов, однако в жидкой среде их доля незначительна из-за существенного поверхностного дзета-потенциала пКНЧ, составляющего -30 мВ.

Для контроля химического состава поверхности были измерены ИК-спектры пропускания пленок ПК на разных стадиях обработки (рис. 2в). Ис-

ходная пленка ПК (черная сплошная кривая), полученная сразу после электрохимического травления, имеет интенсивный пик в области 2100 см^{-1} , обусловленный многочисленными Si—H_x связями. Небольшое количество Si—O—Si связей регистрируется по более слабому пику вблизи 1100 см^{-1} . Обработка ПК в растворе пирании (зеленая штриховая линия) приводила к существенному окислению поверхности (почти 100% поглощение на связях Si—O—Si) и образованию Si—OH связей, необходимых для дальнейшей функционализации ОДС. Связи Si—H исчезали не полностью, но при этом возникали O—Si—H связи, т.е. окисление частично приводило к разрыву Si—Si связей и встраиванию атомов кислорода в кристаллическую решетку, что согласуется с увеличением поглощения на Si—O—Si связях. Образец становился гидрофильным. Покрытие ОДС (синяя пунктирная линия) было успешным, т.к. в спектрах появились ярко выраженные пики поглощения на C—H_x связях, имеющихся в большом количестве в молекуле ОДС. При этом линия, соответствующая Si—OH, полностью исчезла, что объясняется выделением спирта, включающего атомы O и H из Si—OH групп, в результате реакции присоединения ОДС. В результате обработки ПК приобрел требуемые гидрофобные свойства, что подтверждалось также измерениями контактного угла, существенно превышающего 90° .

На рис. 3 показаны результаты измерений порогов акустической кавитации $P_{пор}$ в свежеприготовленных суспензиях типа *A*, *B* и *C*. Концентрация пКНЧ составляла 1 мг/мл. Значения пороговых значений акустического давления, где наблюдался резкий скачок амплитуды субгармоники в суспензии, отмечены штриховыми линиями. Наименьший порог $P_{пор} = 270 \pm 3$ кПа был зарегистрирован в суспензии типа *A*. В суспензиях типа *B* и *C* значения $P_{пор}$ были выше и составляли 340 ± 4 кПа и 430 ± 4 кПа соответственно. В деионизированной воде, которая использовалась для приготовления суспензий, $P_{пор} = 590 \pm 4$ кПа. Погрешность измерения пороговых значений не превышала 3%.

Отметим, что при пороговых амплитудах кавитация развивается не сразу после включения УЗ, а с определенной задержкой (рис. 1в). На рис. 4 приведены зависимости амплитуды субгармоники $U_{1/2f}$ от времени, измеренные для суспензии типа *A* с концентрацией 1 мг/мл при различных амплитудах акустического давления. С увеличением амплитуды $P_{ак}$ эта задержка достаточно быстро уменьшается с 26 до 1 с (см. табл. 1) и, при превышении $P_{ак}$ значения $P_{пор}$ примерно на 60 кПа, становится равной нулю.

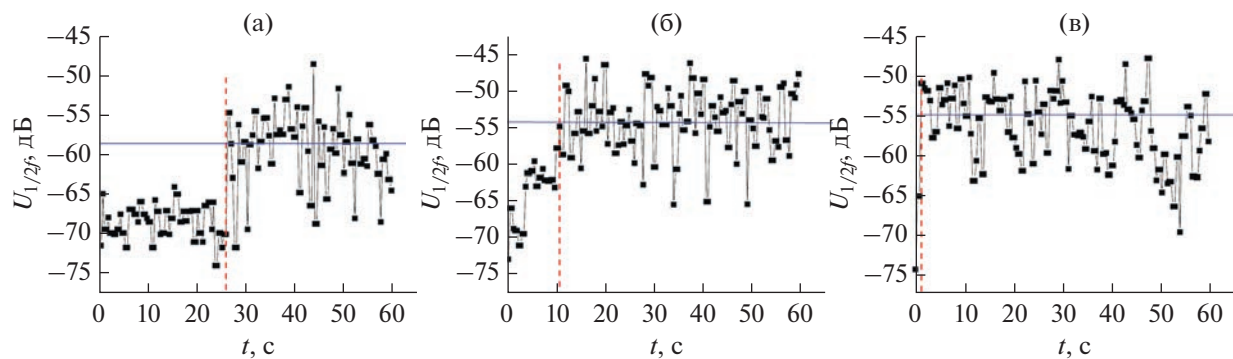


Рис. 4. Зависимости амплитуды субгармоники $U_{1/2f}$ от времени, измеренные в свежеприготовленной суспензии амфифильных пКНЧ типа А (концентрация 1 мг/мл) при (а) $P_{ак} = 271$, (б) 302, (в) 317 кПа. Пунктирными линиями показано время, когда начинается процесс инерционной кавитации в суспензии, сплошными линиями — среднее значение амплитуды субгармоники $U_{1/2cp}$ при кавитации.

Амплитуда субгармоники довольно сильно флуктуирует, однако ее усредненное значение меняется незначительно. В свежеприготовленной суспензии пКНЧ типа А с концентрацией 1 мг/мл при пороговом давлении $P_{ак} = 271$ кПа ее значение составляет -58 дБ (см. табл. 1), что почти на 10 дБ выше уровня шума. С увеличением $P_{ак}$ значение $U_{1/2cp}$ немного подрастает до -51 дБ и затем флуктуирует на уровне среднего значения -50 дБ с дисперсией порядка 3 дБ. Отметим, что при амплитудах акустического давления, превышающих порог кавитации на 60–100 кПа, величина $U_{1/2cp}$ слабо зависит от концентрации суспензии и типа наночастиц. Как правило, $U_{1/2cp}$ стабилизируется на уровне -50 дБ, что характерно также и для дистиллированной воды.

Наши предыдущие измерения [4, 5] с суспензиями амфифильных пКНЧ, полученными обработкой в гексане, с частично химически окисленной поверхностью и покрытые полиэтиленгликолем, показали, что они достаточно быстро теряют свою кавитационную активность, и уже через день порог кавитации в них практически сравни-

вался с водой. С целью изучения времени деградации кавитационной активности, были проведены ее измерения в течение 2-х недель хранения амфифильных пКНЧ в воде (суспензий типа А). Использовали суспензии пКНЧ с концентрациями 0.1 и 0.8 мг/мл. В обеих свежеприготовленных суспензиях измеренный порог кавитации был одинаков и равнялся 270 ± 3 кПа (рис. 3). В качестве примера, на рис. 5 показаны результаты измерения порога кавитации в суспензиях пКНЧ с различными концентрациями, полученные через 5 дней выдержки наночастиц в воде. Порог кавитации в обеих суспензиях увеличился по сравнению с свежеприготовленными образцами, причем в слабо концентрированной суспензии 0.1 мг/мл пКНЧ значение $P_{пор}$ увеличилось на 140 кПа и достигло 410 кПа, в то время как в суспензии 0.8 мг/мл рост $P_{пор}$ составил всего 40 кПа.

Итоговые результаты измерения порогов акустической кавитации, полученные за 13 дней измерений, представлены на рис. 6. В течение первых трех дней кавитационная активность в обеих суспензиях немного уменьшилась, что отразилось на росте порога кавитации до 310 кПа. Однако уже через 5 дней появилась существенная разница в пороге кавитации, о которой сообщалось выше (рис. 5). Полная деградация кавитационных свойств суспензии с концентрацией 0.1 мг/мл произошла через 9 дней, в то время как для суспензии с более высокой концентрацией для этого потребовалось 13 дней. Следует отметить, что измеренные времена деградации существенно превышают значения, характерные для гидрофильных пКНЧ [7] и амфифильных наночастиц [4, 5]. Предположительно, это связано с тем, что растворение полученных в настоящей работе модифицированных ОДС амфифильных частиц происходит по другому механизму: от периферии к

Таблица 1. Время начала инерционной кавитации $t_{кав}$ и среднее значение амплитуды субгармоники $U_{1/2cp}$, измеренные в свежеприготовленной суспензии амфифильных пКНЧ типа А с концентрацией 1 мг/мл

$P_{ак}$, кПа	$t_{кав}$, с	$U_{1/2cp}$, дБ
271	26	-58
302	11	-54
317	1	-52
332	0	-51

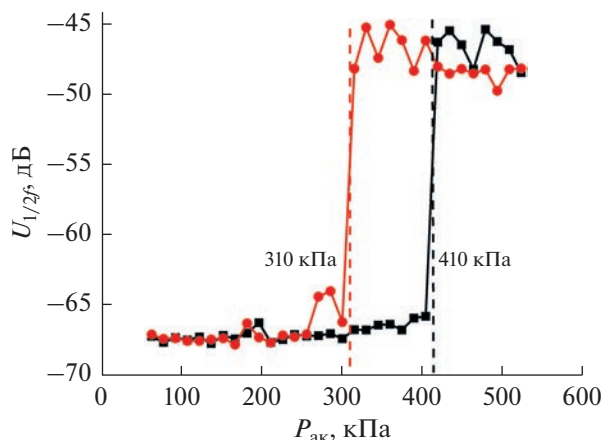


Рис. 5. Зависимости амплитуды субгармоники от амплитуды акустического давления, измеренные в суспензиях типа А с концентрациями 0.1 (■) и 0.8 мг/мл (●) через 5 дней после изготовления.

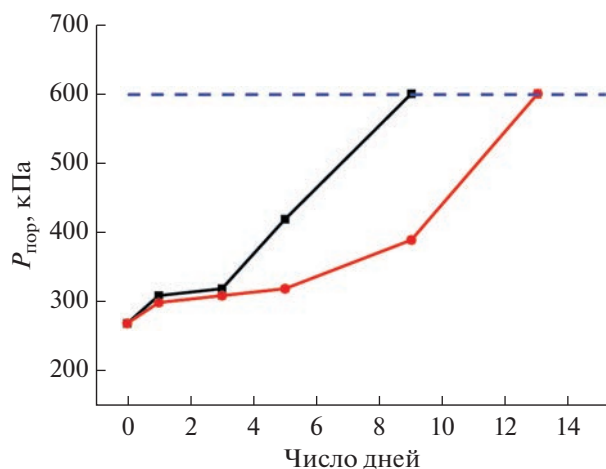


Рис. 6. Изменение порога акустической кавитации в суспензиях амфифильных пКНЧ типа А с концентрациями 0.1 (■) и 0.8 мг/мл (●) в течение 13 дней. Штриховой линией показан порог акустической кавитации в воде, использованной для приготовления суспензий.

центру, а не равномерно по всему объему, как в случае с представленными ранее пКНЧ.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Порог кавитации существенно зависит от свойств поверхности наночастиц мезопористого кремния. В суспензии типа А, в изготовлении которой были использованы пКНЧ с гидрофобными порами, наблюдался наименьший порог кавитации 270 кПа. Это значение более чем в 2 раза ниже порога кавитации в чистой воде, использованной для приготовления суспензий. Такой эффект объясняется наличием газа, который остался в гидрофобных порах наночастиц после изго-

товления суспензий. В отличие от свободных микропузырьков газа, которые либо растворяются под действием лапласова давления, либо всплывают на поверхность, микропузырьки в порах пКНЧ стабильны и могут существовать довольно продолжительное время. Однако стоит отметить, что такой эффект наблюдается только в порах, поверхность которых гидрофобная [8]. В таких порах кривизна поверхности раздела жидкость—газ отрицательная, и лапласово давление в этом случае имеет отрицательный знак [9]. В экспериментах с кремниевыми пластинами со специально изготовленными гидрофобными порами цилиндрической формы диаметром от 100 до 1000 нм было продемонстрировано, что под действием УЗ импульсов из таких пор формируются газовые пузырьки и возникает акустическая кавитация [10]. Было доказано, что теоретическая модель, предложенная для описания динамики газовых пузырьков, возникающих из гидрофобных пор [8], хорошо описывает полученные экспериментальные результаты. Газовые пузырьки субмикронного размера могут образовываться естественным путем в почечных камнях и служить зародышами акустической кавитации. Наличие таких зародышей в порах почечных конкрементов объясняет возникновение мерцательного артефакта, когда на УЗ изображении почечных камней возникают яркие области с изменяющейся интенсивностью [11, 12]. Многочисленные натурные измерения порога акустической кавитации в морской воде также показали его значительную изменчивость в зависимости от наличия взвешенных микрочастиц, в порах которых мог содержаться остаточный газ [13].

В нашей работе также показано, что при амплитуде давления УЗ волны, равной либо немного превышающей пороговое значение, кавитация возникает со значительной временной задержкой. Таким образом, для того чтобы из газового пузырька нанометрового размера, находящегося внутри поры, вырос пузырек размером порядка сотен нм, необходимо время, которое составляет порядка десятка секунд. С увеличением амплитуды давления это время быстро сокращается, и при превышении амплитуды на 15–20%, процесс кавитации начинается без задержки.

Следует обратить внимание на значительные флуктуации уровня субгармоники, которые практически не зависят от амплитуды акустического давления при ее превышении порогового значения (рис. 4). Возможно, что это связано с периодической деактивацией зародышей кавитации, находящихся в порах. Такой эффект возможен при несимметричном схлопывании пузырька вблизи пор. В этом случае образуется струя жидкости, направленная в сторону твердой поверх-

ности. Несмотря на гидрофобность поверхности пор, струя достаточно интенсивна и может проникнуть внутрь пор. На такой механизм деактивации указано в работе [10]. Для восстановления концентрации газа за счет диффузии газа, растворенного в жидкости, требуется определенное время.

Экспериментальные исследования порогов акустической кавитации в присутствии искусственно создаваемых зародышей проводятся в основном с использованием либо стандартных диагностических УЗ аппаратов, либо устройств для терапевтического воздействия или экстракорпорального разрушения почечных камней [6, 10]. Эти устройства создают импульсные поля с длительностью порядка нескольких мкс и пиковыми амплитудами порядка десятков атм. При таком подходе регистрируется сам факт возникновения кавитации и минимальная амплитуда, когда она возникает, т.е. порог кавитации. О динамике во времени сказать что-либо трудно. Особенностью нашего подхода является использование непрерывного режима излучения с возможностью достаточно точного изменения амплитуды в широком диапазоне. Именно такой подход позволяет изучить динамику развития процесса кавитации во времени в сложных системах, которыми являются суспензии пористых наночастиц. Наличие достаточно больших задержек возникновения акустической кавитации упоминалось в работе [4], однако никаких комментариев к полученному эффекту не было представлено. Это связано со сложностью структуры наночастиц. Размеры пор, степень их гидрофобности и начальное газосодержание в порах изменяются в широких пределах. Для детального изучения динамики процесса развития кавитации необходимо создавать модельные поры с предсказуемыми параметрами, как в работе [10].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе впервые предложена методика получения наночастиц пористого кремния с гидрофильной поверхностью и гидрофобными порами, характеризующимися стабильной, в течение не менее 5 дней хранения наночастиц в воде, кавитационной активностью. Показано, что пороги акустической кавитации в таких амфифильных наночастицах существенно снижаются по сравнению с суспензией гидрофильных пКНЧ и водой. Такой эффект объясняется наличием газа, который остался в гидрофобных порах наночастиц после изготовления суспензий. В отличие от свободных микропузырьков газа, которые либо растворяются под действием лапласова давления, либо всплывают на поверхность, микропузырьки в гидрофобных порах пКНЧ стабильны и могут существовать довольно продолжительное время. Представленные результаты открывают возможность успешного применения амфифильных пКНЧ как эффективных соносенситизаторов в экспериментах *in vitro* и *in vivo*.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 22-75-10107, <https://rscf.ru/project/22-75-10107/>.

Исследование выполнено в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета “Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Anglin E.J., Cheng L., Freeman W.R., Sailor M.J. Porous silicon in drug delivery devices and materials // *Advanced drug delivery reviews*. 2008. V. 60. №. 11. P. 1266–1277. <https://doi.org/10.1016/j.addr.2008.03.017>
2. Maximchik P.V., Tamarov K., Sheval E.V., Tolstik E., Kirchberger-Tolstik T., Yang Z., Sivakov V., Zhivotovsky B., Osminkina L.A. Biodegradable porous silicon nanocontainers as an effective drug carrier for regulation of the tumor cell death pathways // *ACS Biomaterials Science & Engineering*. 2019. V. 5. № 11. P. 6063–6071. <https://doi.org/10.1021/acsbiomaterials.9b01292>
3. Osminkina L.A., Nikolaev A.L., Sviridov A.P., Andronova N.V., Tamarov K.P., Gongalsky M.B., Kudryavtsev A.A., Treshalina H.M., Timoshenko V.Y. Porous silicon nanoparticles as efficient sensitizers for sonodynamic therapy of cancer // *Microporous and Mesoporous Materials*. 2015. V. 210. P. 169–175. <https://doi.org/10.1016/j.micromeso.2015.02.037>
4. Tamarov K., Sviridov A., Xu W., Malo M., Andreev V., Timoshenko V., Lehto V.-P. Nano air seeds trapped in mesoporous janus nanoparticles facilitate cavitation and enhance ultrasound imaging // *ACS applied materials & interfaces*. 2017. V. 9. № 40. P. 35234–35243. <https://doi.org/10.1021/acsami.7b11007>
5. Sviridov A., Tamarov K., Fesenko I., Xu W., Andreev V., Timoshenko V., Lehto V.-P. Cavitation Induced by Janus-Like Mesoporous Silicon Nanoparticles Enhances Ultrasound Hyperthermia // *Frontiers in chemistry*. 2019. V. 7. P. 393. <https://doi.org/10.3389/fchem.2019.00393>
6. Montoya M.J., Wu L., Sabuncu S., Sapre A., Civitci F., Ibsen S., Esener S., Yildirim A. Gas-stabilizing sub-100 nm mesoporous silica nanoparticles for ultrasound theranostics // *ACS omega*. 2020. V. 5. № 38. P. 24762–24772. <https://doi.org/10.1021/acsomega.0c03377>
7. Gongalsky M.B., Pervushin N.V., Maksutova D.E., Tsurikova U.A., Putintsev P.P., Gyuppenen O.D., Evstratova Y.V., Shalygina O.A., Kopeina G.S., Kudryavtsev A.A., Zhivotovsky B., Osminkina L.A. Optical monitoring of the biodegradation of porous and solid silicon nanopar-

- ticles // *Nanomaterials*. 2021. V. 11. № 9. P. 2167.
<https://doi.org/10.3390/nano11092167>
8. *Atchley A.A., Prosperetti A.* The crevice model of bubble nucleation // *J. Acoust. Soc. Am.* 1989. V. 86. № 3. P. 1065–1084.
<https://doi.org/10.1121/1.398098>
 9. *Giacomello A., Roth R.* Bubble formation in nanopores: a matter of hydrophobicity, geometry, and size // *Advances in Physics: X*. 2020. V. 5. № 1. 1817780.
<https://doi.org/10.1080/23746149.2020.1817780>
 10. *Borkent B.M., Gekle S., Prosperetti A., Lohse D.* Nucleation threshold and deactivation mechanisms of nanoscopic cavitation nuclei // *Physics of fluids*. 2009. V. 21. № 10. 102003.
<https://doi.org/10.1063/1.3249602>
 11. *Simon J.C., Sapozhnikov O.A., Kreider W., Breshock M., Williams J.C., Bailey M.R.* The role of trapped bubbles in kidney stone detection with the color Doppler ultrasound twinkling artifact // *Phys. Med. Biol.* 2018. V. 63. № 2. 025011.
<https://doi.org/10.1088/1361-6560/aa9a2f>
 12. *Леонов Д.В., Кульберг Н.С., Громов А.И., Морозов С.П., Ким С.Ю.* Исследование причин возникновения мерцающего артефакта в доплеровских режимах ультразвукового диагностического устройства // *Акуст. журн.* 2018. Т.64. №1. С. 100-111.
 13. *Акуличев В.А., Ильичев В.И.* Пороги акустической кавитации в морской воде в различных районах мирового океана // *Акуст. журн.* 2005. Т. 51. № 2. С. 167–179.

АКУСТИКА ЖИВЫХ СИСТЕМ.
БИОМЕДИЦИНСКАЯ АКУСТИКА

УДК 599.537:534.28

РОЛЬ АСИММЕТРИИ ЛЕВОГО И ПРАВОГО НАРУЖНОГО УХА
ДЕЛЬФИНА АФАЛИНА (*Tursiops truncatus*)
В ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЗВУКА

© 2023 г. В. А. Рябов*

Карадагская научная станция им. Т.И. Вяземского — природный заповедник РАН, филиал ФГБУН ФИЦ
“Институт биологии южных морей имени А.О. Ковалевского РАН”,
ул. Науки 24, п. Курортное, Феодосия, 298188 Россия

*e-mail: ryaboff@inbox.ru

Поступила в редакцию 31.12.2021 г.

После доработки 24.06.2022 г.

Принята к публикации 05.07.2022 г.

Принято считать, что *Odontoceti* утратили наружные уши (ушные раковины) в процессе адаптации к водной среде обитания. Однако их слух локализует звук с точностью до 1° во фронтальной и медианной плоскостях и имеет направленность. Эти факты указывают на наличие у них морфологических структур, функционально выполняющих роль приспособленных к водной среде эволюционно новых наружных ушей. Имеющиеся к настоящему времени данные позволяют полагать, что эту роль играет левый и правый ряд подбородочных каналов (ПК) и морфологические структуры роострума и черепа дельфина. В настоящей работе впервые для *Odontoceti* измерены пути пробега звука по ПК и мандибулярным каналам нижней челюсти дельфина афалина (*Tursiops truncatus*), рассчитаны относительные временные задержки звука между ПК и степень их акустического экранирования роострумом и черепом, в зависимости от локализации звука в пространстве. Установлено, что левое и правое наружное ухо формируют уникальные временные и спектральные признаки пространственной локализации звука, с максимальной точностью, реализованной роострально. Механизмы локализации основаны на асимметрии, включающей в себя роострально-каудальную и лево-правую взаимно-комплементарную асимметрию архитектуры ПК, роострально-роентральную асимметрию размеров роострума, а также роострально-роентральную асимметрию положения левого и правого ряда ПК на рооструме и роострально-каудальную асимметрию размеров роострума и черепа. Таким образом, наружные уши дельфина интегрированы в обтекаемую форму роострума и головы дельфина, в отличие от ограниченных ушными раковинами наружных ушей сухопутных животных и человека, что уменьшает сопротивление его движению со стороны воды и, главное, не ухудшает отношение уровней сигнал/шум обтекания в его слухе с роостром скорости движения. Исходя из подобия морфологии *Odontoceti*, естественно предположить, что их ПК и морфологические структуры роострума и черепа играют роль наружных ушей и формируют признаки пространственной локализации звуков.

Ключевые слова: дельфин (*Tursiops truncatus*), наружные уши, асимметрия, подбородочные каналы, мандибулярный канал, роострум, череп, локализация звука, сигнал/шум

DOI: 10.31857/S0320791922060119, **EDN:** CZBZZT

ВВЕДЕНИЕ

Локализация источников звука — способность человека и животных определять направление на источник звука в пространстве и расстояние до него на слух. Положение источника звука в пространстве описывается азимутом (углом между направлением на его источник и направлением на север в горизонтальной плоскости), углом места (угловой высотой источника в вертикальной плоскости), а также дальностью.

Точность локализации звука животными принято оценивать величиной минимального разли-

чимого угла (МРУ) между двумя источниками звука, пока они еще могут определять, какой из источников издает звук. В экспериментах при измерении МРУ дельфин, как правило, обучался определять местоположение источника звука, предъявляемого в случайном порядке, слева или справа разделительной сети. В работе [1] дельфин (*Tursiops truncatus*) одинаково хорошо локализовал различные акустические сигналы и в вертикальной и в горизонтальной плоскости, с наилучшей точностью локализации и наименьшими МРУ около 0.7° и 0.9° , на сигналах подобных эхолокационным “шелчкам” дельфина, соответ-

ственно. На тонах от 20 до 90 кГц МРУ составили от 2° до 3°, и от 2.8° до 4° на тонах 6, 10 и 100 кГц. При смещении азимута дельфина относительно излучателей МРУ составили 1.3°–1.5° при азимуте 15°, и около 5° при азимуте 30°. Результаты этой работы впервые показали, что слух дельфина может не использовать интерауральные различия интенсивностей (ИРИ) и интерауральные различия временных задержек (ИРВЗ) звуков для их локализации. В работах других авторов точность локализации измерялась в основном в горизонтальной плоскости, так, у афалины (*Tursiops truncatus*) МРУ составили около 2° на частотах 3, 8 и 10 кГц, и около 0.5° на частоте 20 кГц [2].

В эхолокационном эксперименте, при угловом различении двух решеток (положительная мишень — решетка из 4 стержней и отрицательная — из 2 стержней, с угловым расстоянием между стержнями 2°) величина МРУ в горизонтальной плоскости была около 0.25°–4°, и около 1.6° при использовании авторами модифицированного метода постоянного стимула [3]. Примерно такие же результаты по измерению МРУ получены в эхолокационных экспериментах с летучими мышами [4].

Для локализации звука в горизонтальной плоскости наземные животные и человек используют бинауральные и моноуральные признаки [5, 6]. Бинауральные признаки включают в себя ИРВЗ и ИРИ звуков. Однако, они не несут информацию о угле места и дальности источника звука и не объясняют способности слушателя к моноуральной локализации источника [7].

Ушные раковины человека играют существенную роль для локализации звука в вертикальной плоскости, определения его положения сверху-снизу и спереди-сзади, и отчасти для трехмерного восприятия [7–9]. Наземные эхолоцирующие хищники, рукокрылые (*Chiroptera*), при локализации звука в вертикальной плоскости также используют признаки, формируемые ушными раковинами [10]. В то же время, у ночных хищных птиц, сов (*Tyto alba*, *Phodilus bodius* и др.) спектральные признаки локализации в вертикальной плоскости на высоких частотах формируются билатеральной асимметрией наружных ушей, у некоторых видов сов (*Aegolius funereus*, *Strix nebulosa*, *Strix uralensis*) эта асимметрия распространяется даже на кости черепа [11, 12].

Odontoceti лишились наружных ушей (ушных раковин) во время адаптации к водной среде обитания, десятки млн. лет назад [13]. Однако, этот факт еще не означает, что за последующие десятки млн. лет после этого у них не развились согласованные с водной средой обитания новые (эволюционно) наружные уши. Так, направленность слуха [14] и высокая точность локализации звука [1–3] указывают на наличие у дельфинов морфо-

логических структур, функционально играющих эту роль.

Однако, механизмы пассивной локализации источников звука китообразными до настоящего времени не выяснены. Это объясняется главным образом тем, что нет единого мнения о путях и механизмах звукопроводения на их среднее ухо [15]. Так, в качестве путей звукопроводения были рассмотрены: наружные слуховые проходы и среднее ухо [16], проксимальная область латеральной стенки кости нижней челюсти [17], область “акустических окон” нижней челюсти [18], мягкие ткани между левой и правой половиной нижней челюсти [19]. Вместе с тем, было показано, что левый и правый ряд подбородочных каналов (ПК) и морфологические структуры рострума и черепа дельфина играют роль левого и правого эволюционно нового наружного уха [20–24].

Цель работы — изучение роли асимметрии морфологических структур левого и правого наружного уха дельфина афалина (*Tursiops truncatus*) в механизмах формирования признаков пространственной локализации источника звука.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Некоторые предпосылки к изучению проблемы и метод

Для достижения поставленной цели были использованы результаты работ [20–24], полученные при изучении морфологии нижней челюсти и черепа дельфина в свете известных концепций акустики и групповых антенн, а также результаты экспериментальных исследований. В этих работах материалом при проведении исследований служили кости нижней челюсти и черепа (рис. 1, 4, 6) взрослых дельфинов вида афалина (*Tursiops truncatus*). Морфология рассматриваемых в работе структур нижней челюсти и черепа дельфина согласуется с данными других авторов [17, 25, 26].

Отметим, что акустические свойства ПК и мандибулярных каналов (МК) нижней челюсти определены их размерами и архитектурой. Скорость звука в мягких тканях (сосудисто-нервный пучок и жировой тяж, рис. 1, FB), заполняющих каналы нижней челюсти, близка к скорости звука в воде [27]. Таким образом, мягкие ткани служат средой для распространения звука через ПК, МК и FB до латеральной стенки тимпано-периотического комплекса, поэтому далее в тексте мы будем рассматривать в основном размеры и архитектуру ПК и МК.

В настоящем исследовании результаты работ [20–24] рассмотрены в свете номенклатуры уха наземных животных и человека.

1. Левый и правый ряд ПК, нижняя и верхняя челюсть, а также череп функционально играют роль согласованного с водной средой левого и

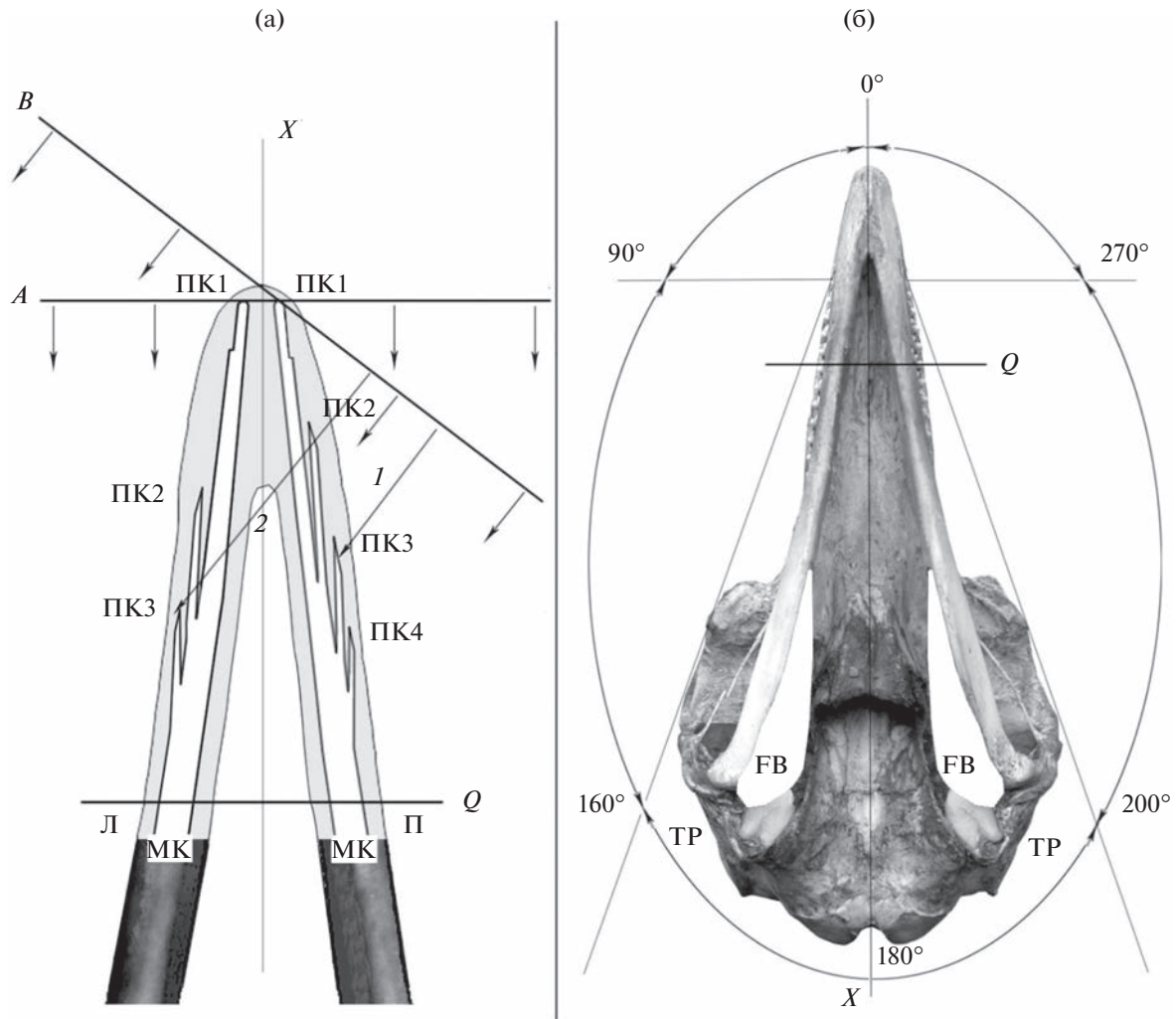


Рис. 1. Рострум и череп дельфина. (а) — Расположение ПК_л и МК левого (Л) и правого (П) наружного уха (разрез левой и правой половин нижней челюсти), фронтальная плоскость, дорсальный вид. Фронт плоской волны звука (А) падает рострально вдоль продольной оси (Х) нижней челюсти и под углом 27° к оси (В). (б) — Нижняя и верхняя челюсть и череп дельфина, вентральный вид. FB — жировое тело, заполняющее ПК и МК — прикрепляется к латеральной стенке ТР. ТР — левый и правый тимпанопериотический комплекс (среднее и внутреннее ухо), соответственно. Углы указаны относительно середины левого и правого ряда ПК.

правого наружного уха дельфина афалина (*Tursiops truncatus*), соответственно. Левый и правый МК расположены между соответствующим наружным ухом и барабанной перепонкой среднего уха (рис. 1) и играют роль левого и правого наружного слухового прохода уха наземных животных, соответственно. Роль барабанной перепонки и среднего уха играют соответствующие тимпанопериотические комплексы [13, 17, 28].

2. Левый и правый ряд ПК, соответствующие МК и FB (рис. 1), — основной путь, по которому энергия звука из внешней среды передается бегущей волной на левое и правое среднее ухо дельфина. ПК и МК в диапазоне частот слуха дельфина (0.1–160 кГц) играют роль акустически “узких” волноводов и акустического катеноидального ру-

пора эволюционно нового наружного уха дельфина, поэтому в них может существовать только бегущая волна звука вдоль каналов, что дает нам право рассчитывать по ним путь и соответствующее ему время пробега фронта звуковой волны.

Вместе с тем, в свете известных концепций акустики и групповых антенн, левый и правый ряд ПК играют роль решетки элементарных приемников антенны бегущей волны (АБВ). Максимум чувствительности АБВ совпадает с направлением, вдоль которого расположены ее элементарные приемники, т.е. ПК. Следовательно, максимуму направленности левого и правого наружного уха дельфина совпадают с максимумом направленности соответствующей АБВ. Во фронтальной плоскости они направлены под уг-

лом около 0° рострально, и в медианной плоскости под углом около 7° рострально-дорсально, что совпадает с максимумом характеристики направленности (ХН) излучения эхолокационных “щелчков” и максимумом ХН слуха бутылконо-го дельфина [29, 30].

3. При сомкнутых челюстях, поперечные размеры левого и правого наружного уха дельфина (роostrума и черепа) плавно возрастают каудально (рис. 1, 4, 6), в области ПК во фронтальной плоскости от 3 до 6.5 см и в медианной — от 5 до 7 см, и далее до 11 и 12 см, соответственно, у черепа; максимальные размеры черепа в обоих плоскостях около 23 см. В диапазоне частот 3–160 кГц верхняя челюсть, зубы и нижняя челюсть афалины, представляют собой акустический экран (АЭ), поперечные волновые размеры которого возрастают каудально, $kL > 0.37$ –44–80. Волновые размеры черепа в этой области частот $kL > 3$ –144, дорсально-вентрально и латерально, где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, L — характерные размеры роostrума и черепа, $\lambda \sim 50$ –0.94 см — длина волны звука в этом диапазоне частот.

Следовательно, волновые размеры роostrума дельфина приходится в основном на область частот “геометрического” обратного рассеяния, граница которой начинается при $kL > 1$, где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, L — характерные размеры роostrума, $\lambda \sim$ длина волны звука. Отсюда находим, что роostrум рассеивает обратно падающие на него спектральные составляющие звуков с частотами выше 3–4 кГц, однако составляющие звуков ниже этих частот огибают роostrум в результате дифракции. Другими словами, роostrум экранирует спектр звука на частотах выше 3–4 кГц и играет роль эквивалентного фильтра нижних частот (ЭФНЧ) со стороны, контралатеральной звуку. Частота среза этого ЭФНЧ и степень экранирования ПК, или степень спектральной фильтрации звука определяются волновыми размерами роostrума (kL), поэтому частота среза ЭФНЧ уменьшается, а степень фильтрации возрастает с ростом частоты звука и размеров этого акустического экрана (т.е. для звуков, локализованных каудальнее), соответственно.

Аналогично, череп, имеющий несколько большие волновые размеры (kL), начинает обратно рассеивать падающие на него спектральные составляющие звуков с частотами выше 1 кГц, но составляющие звуков ниже этих частот огибают череп в результате дифракции. Таким образом, череп также играет роль акустического экрана и ЭФНЧ со стороны контралатеральной звуку.

4. Области акустического света и тени рассматриваемых морфологических структур определялись с учетом формы и размеров роostrума (верхней и нижней челюсти) и черепа, а также

длины волны звуков, в приближении “геометрической” акустики.

5. Акустическая длина роostrума в области левого и правого ряда ПК (роostrально-каудально) $L/\lambda \sim 10.7$, где $L \sim 10$ см; $\lambda \sim 0.94$ см, длина волны максимальных частот эхолокационной системы и слуха дельфина ~ 160 кГц; волновые размеры роostrума в этой области (роostrально-каудально), $kL \sim 62.8$, где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $L \sim 10$ см — характерные размеры; $\lambda \sim 0.94$ см.

Каждая линейная решетка приемников АБВ согласована для приема плоской звуковой волны. При этом зона Фраунгофера или “дальнее акустическое поле” антенны, где разность фаз между фронтами плоской и сферической звуковых волн считается достаточно малой, начинается с расстояния R до ненаправленного источника звука и определяется как

$$R \geq L^2/\lambda,$$

где $L \sim 10$ см — длина нижней челюсти дельфина в области левого и правого ряда ПК, рис. 1; $\lambda \sim 0.94$ см, длина волны максимальных частот эхолокационной системы и слуха дельфина ~ 160 кГц. Отсюда получаем оценку $R \geq 100$ см.

Следовательно, звук ненаправленного источника, падающий на левый и правый ряд ПК с расстояний, больших приблизительно 100 см, представляет собой плоскую звуковую волну.

6. Известно, что звуковое давление, создаваемое малым источником (монополем) звука (низкие частоты, $k^2 r^2 < 1$, где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны, r — радиус источника), не зависит от его формы и определяется только его объемной колебательной скоростью V_Ω . В свою очередь $V_\Omega = SV$, где S — площадь монополя, V — колебательная скорость монополя. Весовые коэффициенты, определяющие соотношение уровней звукового давления в ПК, рассчитаны в соответствии с соотношениями площадей поперечных сечений ПК и МК в местах их соединения. Амплитуды звуковых давлений падающей, прошедшей и отраженной волн, в месте скачка поперечных сечений волновода определяются как:

$$A_2 = \frac{2\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} A_1, \quad B_1 = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} A_1,$$

где A_1 , A_2 и B_1 — амплитуды падающей, прошедшей и отраженной волн соответственно; σ_1 и σ_2 — поперечные сечения граничащих участков ПК и МК.

Отсюда рассчитанные нормированные значения весовых коэффициентов, определяющих соотношение уровней звукового давления (УЗД), составили 1.0; 0.37; 0.21 в ПК1–ПК3 левого наружного уха и 0.95; 0.29; 0.19; 0.06 в ПК1–ПК4 правого наружного уха, соответственно.

Длительность актуального звука в ПК одинакова, во время расчетов принимаем ее равной 1.

Учитывая рассмотренные выше, полученные в работах [20–24] результаты, не трудно увидеть, что последовательность и степень освещения каждого ПК звуком или экранирования роостромом и черепом определяются формой и акустическими размерами роострума, архитектурой ПК, роострально-каудальной асимметрией акустических размеров роострума и черепа (рис. 1, 6) и, главное, расположением источника звука относительно роострума и черепа в пространстве. При этом каждый ПК передает в соответствующий МК часть энергии этого звука или парциальный звук, с определенным уровнем звукового давления (в соответствии с весовым коэффициентом, см. выше). По левому и правому МК парциальные звуки распространяются до левого и правого среднего уха (тимпанопериотического комплекса), с различными относительными временными задержками и различной степенью спектральной фильтрации, соответственно. Эти предпосылки позволяют предположить, что рассматриваемые морфологические структуры периферического отдела слуха дельфина, его левое и правое наружное ухо, формируют спектральные и временные признаки пространственной локализации источника звука относительно дельфина.

Для изучения механизмов формирования признаков пространственной локализации источника звука наружными ушами дельфина в настоящей работе измерено и проанализировано изменение времени пробега фронта плоской звуковой волны через каждый ПК и степень их экранирования, с момента падения фронта звука на ближайший к нему ПК, в зависимости от локализации звука в пространстве. Для этого измерены пути пробега звуком, от фронта плоской звуковой волны через каждый ПК до соответствующего сечения Q (рис. 1, табл. 1), и определена степень экранирования ПК роостромом и черепом, в зависимости от расположения звука в пространстве.

Необходимые измерения выполнены в программе Photoshop CS3 с использованием инструмента “линейка”. При этом точность измерений составляет сотые доли см. Учитывая, что минимальная длина волны высшей частоты звуков дельфина (~ 160 кГц) составляет около 0.94 см и минимальные рассчитанные ИРВЗ слуха дельфина для получения МРУ 1° — около 1.3 мкс [31], точность измерений путей пробега звука в настоящей работе является достаточной. Время пробега звука через каждый ПК рассчитано с учетом соответствующего измеренного пути и скорости звука в воде и мягких тканях дельфина, равной 1500 м/с [27].

Рассчитанное время пробега звука по первым ПК левого и правого наружного уха до соответ-

ствующих сечений Q (рис. 1) составляет 84.2 мкс и до латеральных стенок левого и правого тимпанопериотического комплекса ~ 273 мкс.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерения путей пробега парциальных звуков до сечения Q (рис. 1) и степень экранирования ПК в зависимости от пространственной локализации источника звука относительно левого и правого наружного уха дельфина афалина (*Tursiops truncatus*) приведены в табл. 1. Для удобства интерпретации полученных результатов, значения путей пробега (табл. 1) пересчитаны в значения времени пробега и представлены в виде зависимости относительных временных задержек парциальных звуков от пространственной локализации звука во фронтальной, поперечной и медианной плоскостях (рис. 2, 3, 5, 7).

Рассмотрим механизмы формирования признаков локализации звука левым и правым наружным ухом дельфина в каждой плоскости.

Фронтальная плоскость

Плоская звуковая волна роострального источника звука падает на левое и правое наружное ухо дельфина во фронтальной плоскости вдоль продольной оси X (рис. 1а, А), при этом фронт звуковой волны пробегает одинаковые расстояния через каждый ПК до сечения Q левого и правого МК и до левого и правого среднего уха, соответственно. При этом все ПК освещены звуком, относительное время задержки парциальных звуков около 0 мкс, т.е. все парциальные звуки, пробегая ПК, складываются в сечении Q левого и правого МК и, следовательно, на левом и правом среднем ухе дельфина синфазно, (рис. 2а, 3). Следует отметить, что первые ПК левого и правого наружного уха будут одинаково освещены звуком при его локализации в широком секторе роострально-латеральных углов (110° – 0° – 250° , рис. 1б) и только при смещении звука в область латерально-каудальных углов они будут экранироваться роостромом и затем черепом. В отличие от этого, уже при минимальном (около 1° – 2°) перемещении источника звука левее или правее 0° степень освещения им остальных ПК левого и правого наружного уха изменяется на противоположную (слева постоянна, а справа уменьшается с ростом угла, или наоборот, соответственно, рис. 1), вследствие изменения степени экранирования ПК роостромом и степени спектральной фильтрации парциальных звуков ЭФНЧ. Можно полагать, что рассмотренный механизм изменения акустического освещения и экранирования ПК обеспечивает максимум точности локализации в направлении около 0° . При этом парциальные звуки пробегает к сечению Q левого и правого МК (рис. 1) и на ле-

Таблица 1. Результаты измерения путей пробега фронта плоской звуковой волны через каждый ПК до сечения Q (рис. 1) и ее спектральной фильтрации в зависимости от пространственной локализации звука.

Локализация звука относительно наружных ушей дельфина	Измеренные пути пробега фронта звуковой волны через каждый ПК до сечения Q , рис. 1, (мм). Первое слагаемое, путь от фронта волны звука до лПК. Второе слагаемое, путь внутри лПК+МК до сечения Q . Последовательность ПК (слева направо) показана по мере пролегания по ним фронта плоской звуковой волны						
Рострально, 0°, ФП (рис. 1а, А)	пПК1 0 + 126.3	лПК1 0 + 126.3	пПК2 34.8 + 91.5	лПК2 51.3 + 75	пПК3 66.3 + 60	лПК3 80.7 + 45.6	пПК4 85.8 + 40.6
Каудально 180°, ФП (рис. 1)	пПК4 0 + 40.6 СФ	лПК3 5.2 + 45.6 СФ	пПК3 20.9 + 60 СФ	лПК2 35 + 75 СФ	пПК2 45.9 + 91.5 СФ	лПК1 85.5 + 126.3 СФ	пПК1 85.5 + 126.3 СФ
27°, ФП (рис. 1а, В)	пПК1 0 + 126.3	пПК2 22.2 + 91.5	пПК3 42.6 + 60	пПК4 56.2 + 40.6	лПК1 5.4 + 126.3	лПК2 $d87.6 \vee 60.8$ $r59.5 + 75$ СФ	лПК3 $d190$ $r96.5 \vee 91.2 + 45.6$ СФ
Вентрально 270°, МП (рис. 6)	пПК4 0 + 40.6	лПК3 0 + 45.6	пПК3 0 + 60	лПК2 0 + 75	пПК2 0 + 91.5	лПК1 6.6 + 126.3	пПК1 5.8 + 126.3
Дорсально, 90°, МП (рис. 6)	пПК1 0 + 26.3 СФ	лПК1 2.1 + 126.3 СФ	пПК2 8.7 + 91.5 СФ	лПК2 8.7 + 75 СФ	пПК3 8.7 + 60 СФ	лПК3 8.7 + 45.6 СФ	пПК4 8.7 + 40.6 СФ
Справа, 270°, ПП (рис. 4)	пПК4 0 + 40.6	пПК3 3.1 + 60	пПК2 10.2 + 91.5	пПК1 18.9 + 126.3	лПК1 26.5 + 126.3	лПК2 $d82.2$ $v48.1 + 75$ СФ	лПК3 $d92.2 \vee 56.9 + 45.6$ СФ
Слева, 90°, ПП (рис. 4)	лПК3 0 + 45.6	лПК2 4.8 + 75	лПК1 17.3 + 126.3	пПК1 24.9 + 126.3	пПК2 $d83 \vee 43.7$ $+91.5$ СФ	пПК3 $d88 \vee 51.8 + 60$ СФ	пПК4 $d94 \vee 55.9 + 40.6$ СФ

Примечания: СФ — спектральная фильтрация; МК — мандибулярный канал; пПК правый подбородочный канал; лПК — левый подбородочный канал; ФП — фронтальная плоскость; МП — медианная плоскость; ПП — поперечная плоскость; d , v и r — путь звука (дифракция) на контралатеральные ПК с дорсальной, вентральной и ростральной стороны роострума, соответственно.

вое и правое среднее ухо уже с существенными различиями уровней спектра на частотах выше 3–4 кГц и минимальной разницей относительных временных задержек парциальных звуков. Таким образом, максимальная точность локализации источника звука во фронтальной плоскости реализована в направлении около 0° (рис. 1). Полученный результат согласуется с направлением максимума ХН слуха и излучения эхолокационных “щелчков” дельфина [29, 30].

При перемещении источника звука относительно роострума левее (в области углов до 200°) или правее (до 160°) во фронтальной плоскости (рис. 1б), с ростом угла эти различия относительно времени задержки и степени освещения и экранирования ПК левого и правого наружного уха звуком возрастают. В качестве примера показаны признаки локализации, формируемые наружными ушами дельфина при положении ис-

точника звука под углом 27° относительно оси X во фронтальной плоскости (рис. 1а, В; рис. 2б). В этом случае звук пробегает через ПК правой половины нижней челюсти, расположенные каудальнее, меньший путь до сечения Q , чем через ростральные ПК (табл. 1), поэтому парциальные звуки пробегают до сечения Q через ПК, расположенные ростральнее (и до соответствующего среднего уха), с нарастающей до 20 мкс временной задержкой (лПК1 и пПК1) относительно ПК4 (рис. 2, 3). Другими словами, относительное время задержки парциальных звуков изменяется вследствие изменения путей от фронта плоской звуковой волны до каждого ПК в зависимости от локализации звука. Более того, ПК правого наружного уха ипсилатеральны источнику звука и освещены звуком (рис. 1а, Г), тогда как ПК2 и ПК3 левого наружного уха расположены контралатерально источнику и степень их экранирова-

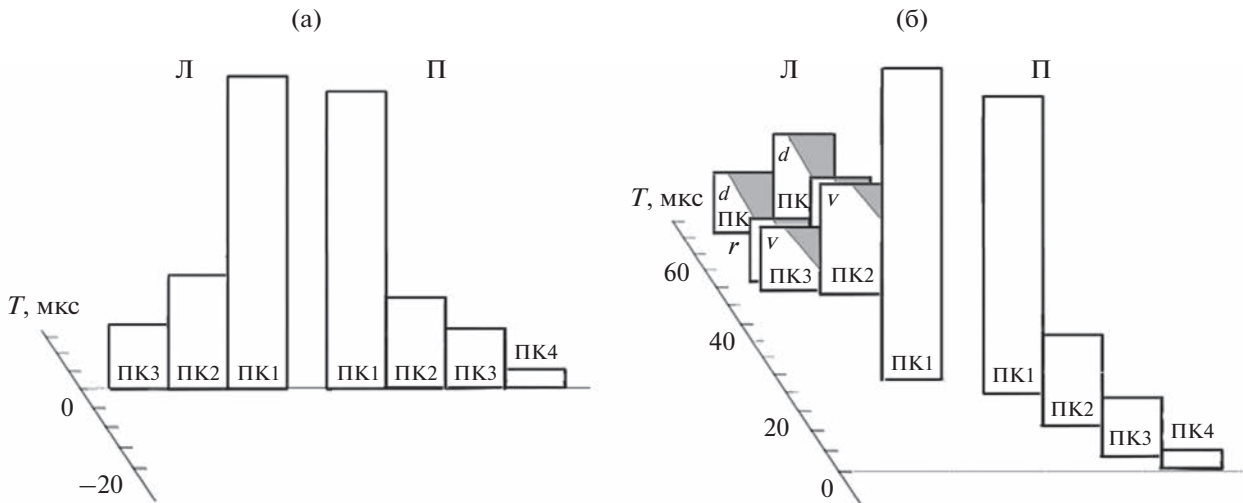


Рис. 2. Относительное время задержки парциальных звуков ПК1-ПК3 левого (Л) и ПК1-ПК4 правого (П) наружного уха, (а) — для рострального и (б) — под углом 27° к оси X звука во фронтальной плоскости (рис. 1а), соответственно. Высота прямоугольников пропорциональна уровням относительных звуковых давлений парциальных звуков, ширина прямоугольников эквивалентна полосе частот слуха дельфина (1–160 кГц). Результаты спектральной фильтрации парциальных звуков закрашены. Длительность звука в ПК одинакова, условно не показана. T — время задержки в мкс. d , r и v — дифракция звука с дорсальной, вентральной и ростральной стороны наружных ушей (роstrума) на контралатеральные ПК, соответственно.

ния роstrумом возрастает с ростом угла. На эти ПК будут падать и пробегать по ним до сечения Q только низкочастотные (ниже 3–4 кГц) составляющие звука, огибающие роstrум с дорсальной (d), вентральной (v) и ростральной (r) стороны в результате дифракции (рис. 1а, 2; рис. 2б). В этом случае путь звука до контралатеральных ПК и относительное время задержки парциальных звуков возрастают до 40–60 мкс. Высокочастотные (выше 3–4 кГц) составляющие звуков при этом экранируются роstrумом, который играет роль ЭФНЧ. Частота среза этого фильтра около 3–4 кГц. На рис. 2б частота среза ЭФНЧ и степень спектральной фильтрации условно показана как закрашенная часть прямоугольников парциальных звуков.

При смещении источника звука во фронтальной плоскости до латерального положения справа (90° , рис. 1), время задержки парциальных звуков (пПК1) относительно ПК4 продолжает возрастать до 70 мкс, и до 88 мкс для составляющих звука, огибающих роstrум с дорсальной (d) и вентральной (v) стороны (лПК2, лПК3), соответственно (рис. 5), вместе с ростом степени экранирования контралатеральных каудальных ПК. При дальнейшем смещении звука относительно роstrума во фронтальной плоскости относительное время задержки парциальных звуков и степень спектральной фильтрации ПК возрастают, и достигают максимума при каудальном положении источника звука (около 114 мкс, рис. 3).

При локализации источника звука в области углов 160° – 180° – 200° (рис. 1б), на пути звука расположен череп, поэтому на наружные уши пада-

ют только низкочастотные составляющие звука, огибающие череп в результате дифракции. Его высокочастотные составляющие экранируются черепом, играющим роль ЭФНЧ с частотой среза около 1 кГц.

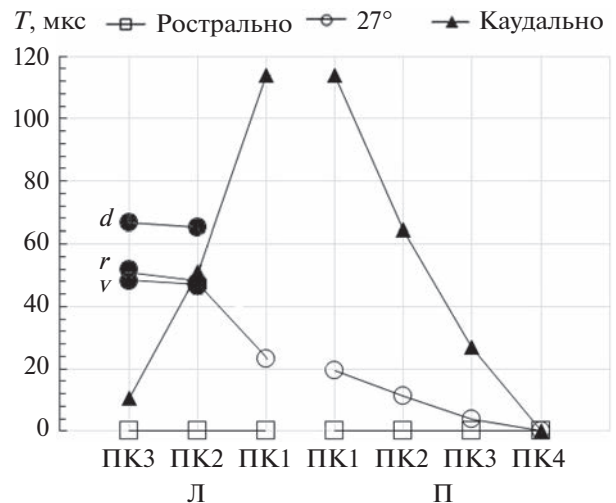


Рис. 3. Относительное время задержки парциальных звуков ПК1-ПК3 левого (Л) и ПК1-ПК4 правого (П) наружного уха, для рострального, каудального, и под углом 27° к оси X звука во фронтальной плоскости (рис. 1), соответственно. Ось ординат — время задержки T в мкс. Ось абсцисс — номера соответствующих ПК. Маркеры, не залитые (залитые) черным, означают освещение звуком (экранирование роstrумом) соответствующих ПК. Обозначения d , r и v указаны на рис. 2.

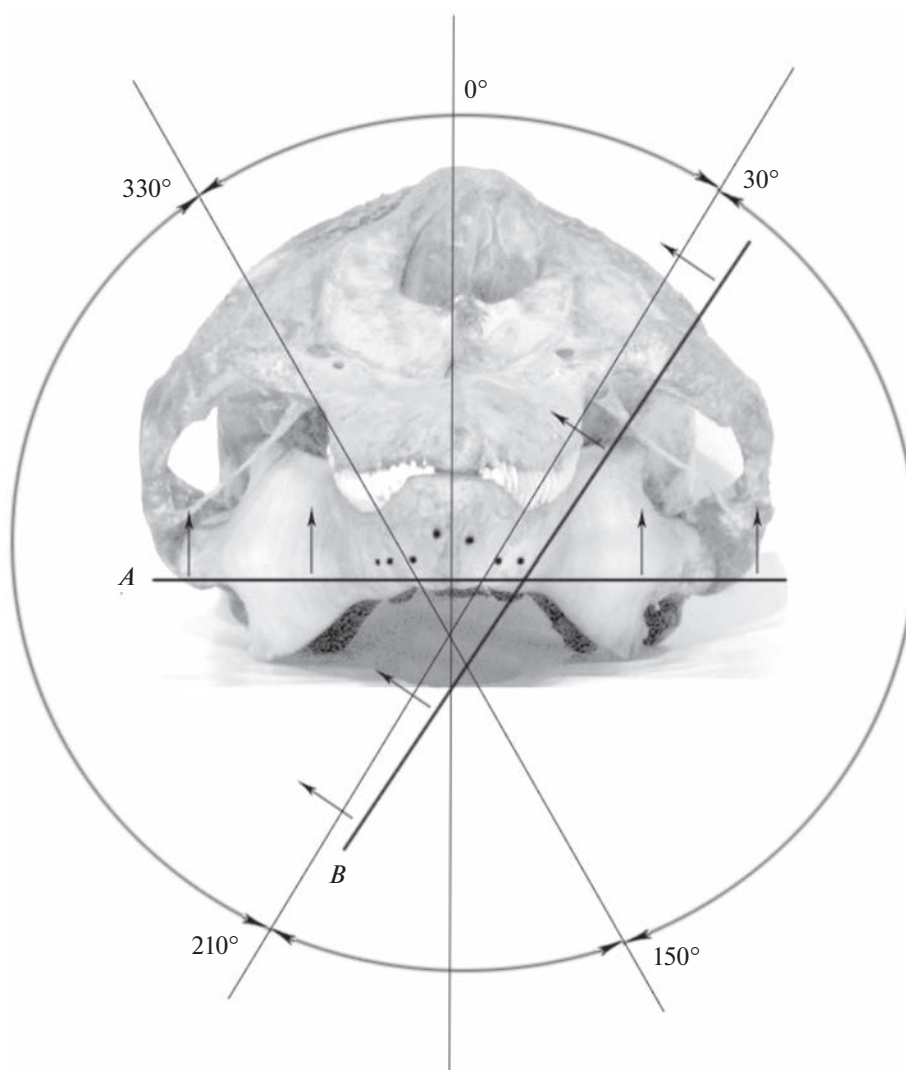


Рис. 4. Рострум и череп дельфина (левое и правое наружное ухо), ростральный вид, поперечная плоскость. *A* — фронт плоской волны звука падает на наружные уши вентрально, и *B* — вентрально-латерально. Углы указаны относительно середины левого и правого ряда ПК.

При смещении источника звука во фронтальной плоскости от 200° до 360° (рис. 16), относительное время задержки парциальных звуков уменьшается, и изменяется степень экранирования каудальных ПК правого наружного уха. Так, при латеральном положении источника звука слева (270° , рис. 16) время задержки парциальных звуков (лПК1) относительно лПК3 уменьшается до 67 мкс, и до 95 мкс для контралатеральных составляющих звука (пПК2–пПК4), огибающих рострум с дорсальной (*d*) и вентральной (*v*) стороны, соответственно (рис. 5). При этом звук, падающий на пПК2–пПК4, экранируется рострумом. При дальнейшем перемещении источника звука, вплоть до рострального направления, относительное время задержки парциальных звуков уменьшается и уменьшается степень экранирова-

ния ПК, когда они все освещены звуком и минимальны различия относительного времени задержки парциальных звуков (рис. 1, 2, 3).

Таким образом, для любого расположения источника звука во фронтальной плоскости относительно дельфина, его левое и правое наружное ухо формируют уникальные временные и спектральные признаки локализации этого звука.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что максимальное различие признаков локализации рострального и каудального звука (рис. 3), а также левого и правого звука (рис. 5), определяется рострально-каудальной и лево-правой взаимно комплементарной асимметрией архитектуры ПК (рис. 1а) во фронтальной плоскости, рострально-каудальной асимметрией размеров рострума и черепа (рис. 1, 6), а также большими

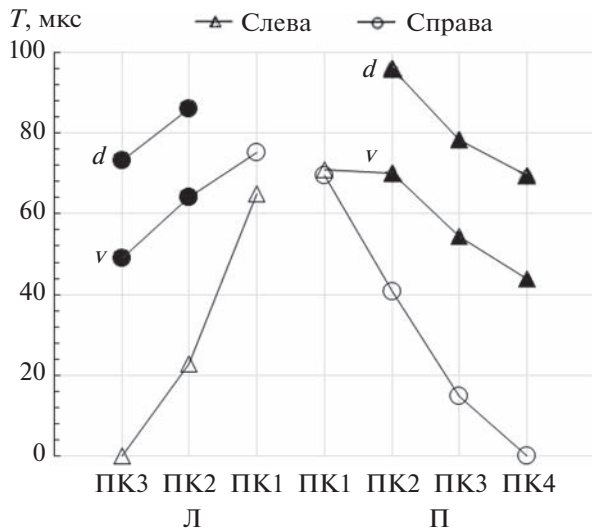


Рис. 5. Относительное время задержки парциальных звуков ПК1–ПК3 левого (Л) и ПК1–ПК4 правого (П) наружного уха, для латерального звука (слева или справа), в поперечной плоскости (рис. 4), соответственно. Ось ординат – время задержки T в мкс. Ось абсцисс – номера соответствующих ПК. Маркеры, не залитые (залитые) черным, означают освещение звуком (экранирование роостромом) соответствующих ПК. Обозначения d , r и v указаны на рис. 2.

волновыми размерами ($kL \sim 62.8$) и большой акустической длиной ($L/\lambda \sim 10.7$) левого и правого наружного уха (роострума) в области ПК.

Поперечная плоскость

Исходя из формы роострума дельфина и архитектуры ПК, можно заключить, что первые ПК левого и правого наружного уха практически одинаково освещены звуком в широком секторе латерально-вентральных углов поперечной плоскости (30° – 180° – 330° , рис. 4) и только при смещении звука в область дорсальных углов (330° – 0° – 30° , рис. 4) они экранируются роостромом. В отличие от этого, остальные ПК левого и правого наружного уха одновременно освещены звуком только в области вентральных положений источника звука в поперечной плоскости (150° – 210° , рис. 4). Вместе с тем, при вентральном источнике звука (180° , рис. 4) относительное время задержки парциальных звуков лПК1 и пПК1 достигает 62 и 64 мкс, соответственно (рис. 7). Спектральная фильтрация всех ПК незначительна (исходя из длины волны звуков и угла падения звука на стенки нижней челюсти). При этом относительное время задержки парциальных звуков в этой области изменяется в зависимости от локализации источни-

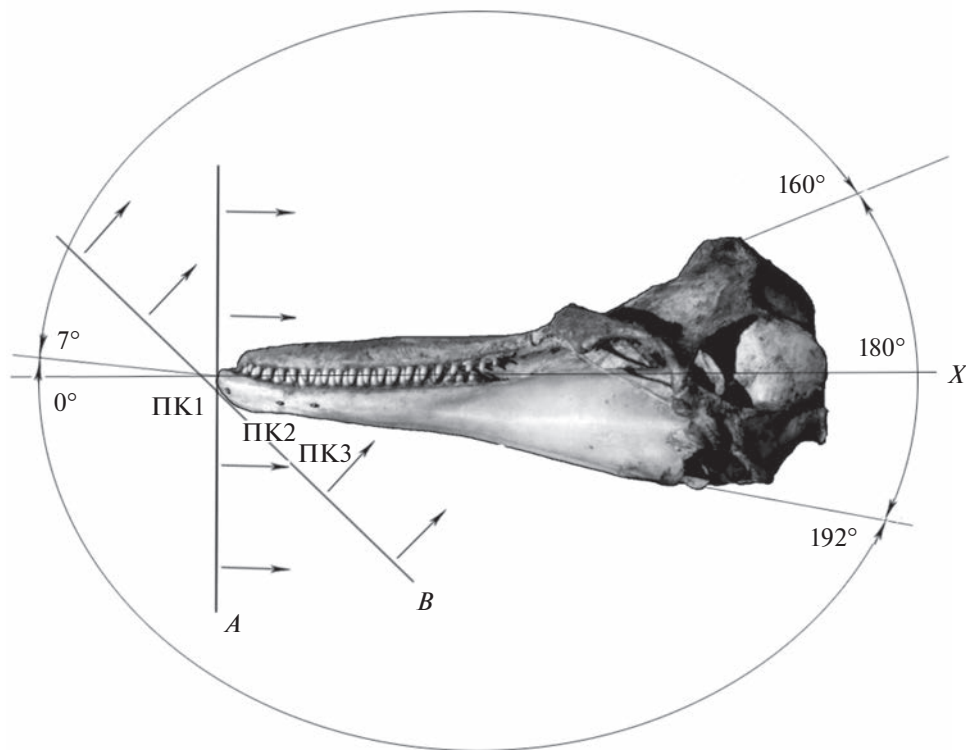


Рис. 6. Роострум и череп дельфина (левое наружное ухо), латеральный вид, левая сторона, медианная плоскость. A – фронт плоской волны звука падает на наружные уши роостральнo-дорсально, под углом 7° , и B – вентральнo-роостральнo. Углы указаны относительно оси X в области середины левого ряда ПК.

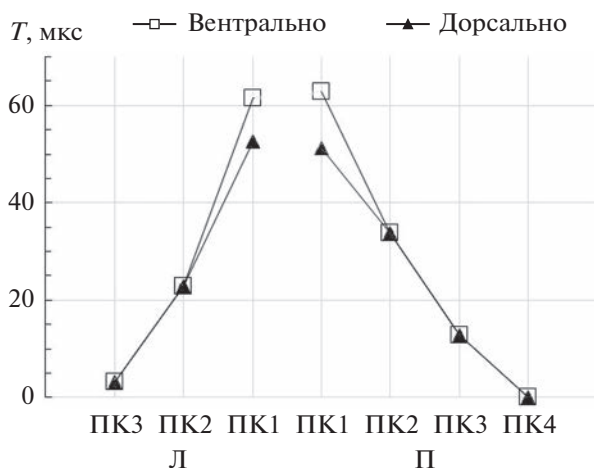


Рис. 7. Относительное время задержки парциальных звуков ПК1–ПК3 левого (Л) и ПК1–ПК4 правого (П) наружного уха, для вентрального и дорсального звука в медианной плоскости (рис. 6), соответственно. Ось ординат — время задержки T в мкс. Ось абсцисс — номера соответствующих ПК. Маркеры, не залитые (залитые), черным означают освещение звуком (экранирование рострумом) соответствующих ПК.

ка звука, вследствие изменения путей их пробега от фронта плоской волны звука до каждого ПК (рис. 4, А, В).

Если источник звука расположен под углом 210° (рис. 4) относительно рострума дельфина в поперечной плоскости, ПК правого наружного уха освещены звуком, ПК2 и ПК3 левого наружного уха будут на границе акустической освещенности источником и тени рострума. При перемещении источника звука в поперечной плоскости до латерального положения справа (270° , рис. 4) все ПК правого наружного уха освещены звуком, но степень экранирования и спектральной фильтрации звука, падающего на контралатеральные ПК левого наружного уха, возрастает. Относительное время задержки парциальных звуков при этом возрастает (рис. 5) до 70 мкс (пПК1) и до 87 мкс для контралатеральных составляющих звука (лПК2–лПК3), огибающих наружные уши с дорсальной (d) и вентральной (v) стороны, соответственно. При дальнейшем смещении звука в поперечной плоскости до 330° (рис. 4) степень экранирования рострумом ПК левого наружного уха и степень их спектральной фильтрации будет возрастать. Относительное время задержки парциальных звуков также возрастает в зависимости от локализации источника звука, вследствие изменения пути от фронта плоской волны звука до ПК. При перемещении источника звука в область углов 330° – 0° – 30° все ПК постепенно попадают в область акустической тени, создаваемой дорсально-вентральной асимметрией формы рострума и асимметричного рострально-вентрального рас-

положения ПК левого и правого ряда ПК на роструме (рис. 1, 4, 6). При дорсальном источнике звука (0° , рис. 4) все ПК экранируются рострумом, и звук падает на ПК в результате дифракции. При этом высокочастотные составляющие звуков (выше 3–4 кГц) экранируются рострумом, который играет роль акустического экрана и ЭФНЧ и уменьшает уровень высокочастотных составляющих звука (рис. 7).

При перемещении источника звука в поперечной плоскости относительно рострума до латерального положения слева (90° , рис. 4) все ПК левого наружного уха освещены звуком, но степень экранирования и спектральной фильтрации звука, падающего на контралатеральные ПК правого наружного уха, возрастает (рис. 5). Относительное время задержки парциальных звуков при этом возрастает до 64 мкс (пПК1) и до 95 мкс для контралатеральных составляющих звука (пПК2–пПК4), огибающих рострум с дорсальной (d) и вентральной (v) стороны, соответственно.

При перемещении источника звука в поперечной плоскости относительно наружных ушей до вентрального положения (180° , рис. 4), освещение ПК левого наружного уха звуком остается. При этом степень экранирования ПК правого наружного уха будет уменьшаться, т.к. уменьшаются вентральные пути дифракции звука до контралатеральных ПК вокруг рострума, и степень освещения левых и правых ПК выравнивается (рис. 7). Относительное время задержки парциальных звуков также изменяется от угла (рис. 5, 7), вследствие изменения путей их пробега от фронта плоской волны звука до ПК (рис. 4, А, В), зависящих от архитектуры ПК.

Таким образом, для любого расположения источника звука в поперечной плоскости относительно дельфина, его левое и правое наружное ухо формируют уникальные временные и спектральные признаки локализации этого звука.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что максимальное различие признаков локализации дорсального и вентрального звука (рис. 7) определяется дорсально-вентральной асимметрией размеров рострума в области ПК (дорсальная часть рострума шире расстояния между левым и правым рядом ПК) и рострально-вентральной асимметрией расположения левого и правого ряда ПК на роструме (рис. 4, 6), а также большими волновыми размерами ($kL \sim 62.8$) и большой акустической длиной ($L/\lambda \sim 10.7$) рострума в области ПК. Однако, максимальное различие признаков локализации левого и правого звука (рис. 5) определяется лево-правой взаимно комплементарной асимметрией архитектуры ПК (рис. 1) во фронтальной плоскости, а также большими волновыми размерами и большой акустической длиной рострума в области ПК.

Медианная плоскость

Если плоская звуковая волна источника звука в медианной плоскости падает на наружные уши дельфина из направления максимума ХН слуха и излучения эхолокационных “щелчков” дельфина 7° [29, 30] (рис. 6, А), все ПК расположены ипсилатерально источнику звука, освещены звуком, и экранирования ПК и, следовательно, спектральной фильтрации парциальных звуков не происходит. Признаки локализации в этом случае формируются также как для рострального звука во фронтальной плоскости (рис. 1а, А; рис. 2а; рис. 3). Следует отметить, что первые ПК левого и правого наружного уха практически одинаково освещены звуком при его перемещении в широком секторе дорсально-рострально-вентральных углов, 90° – 0° – 220° (рис. 6), и только при смещении звука в область дорсально-каудально-вентральных углов они экранируются ростром и черепом. В отличие от этого, уже при минимальном (около 1° – 2°) перемещении источника звука дорсальнее или вентральнее 7° (рис. 6) степень освещения им остальных ПК левого и правого наружного уха изменяется в одном направлении (уменьшается с ростом угла или постоянна, соответственно), вследствие изменения степени экранирования этих ПК рострально-дорсальной частью нижней челюсти (рис. 6) (имеющей большие волновые размеры, большую акустическую длину и асимметричную кривизну) и степени спектральной фильтрации парциальных звуков ЭФНЧ. Можно полагать, что рассмотренный механизм изменения акустического освещения и экранирования ПК обеспечивает максимальную точность локализации в направлении около 7° . При этом парциальные звуки пробегают до сечений Q (рис. 1) и на соответствующее среднее ухо, уже с существенными различиями уровней спектра на частотах выше 3–4 кГц и минимальными различиями относительных временных задержек. Таким образом, максимальная точность локализации источника звука у дельфина в медианной плоскости реализована в направлении около 7° (рис. 6).

При дальнейшем смещении источника звука в медианной плоскости (дорсальнее) относительно роострума (оси X (рис. 6)), степень экранирования каудальных ПК асимметричной роостральной частью нижней челюсти (с обеих ее сторон) возрастает. Следует отметить, что пПК1 и лПК1 начинают экранироваться асимметричным дорсальным краем нижней челюсти только при дорсальном (90° , рис. 6) положении источника звука, когда все остальные ПК экранируются вследствие дорсально-вентральной асимметрии роострума. В этом случае относительные временные задержки парциальных энергий звука (лПК1 и пПК1) достигают 53 и 51 мкс, соответственно

(рис. 7), все ПК экранируются роостромом и звук падает на них в результате дифракции. При смещении источника звука относительно роострума в область каудальных углов (160° – 180° – 192° , рис. 6), степень экранирования всех ПК и относительные временные задержки парциальных звуков возрастают вследствие дорсально-вентральной асимметрии роострума, роострально-вентральной асимметрии расположения левого и правого ряда ПК на рооструме, а также роострально-каудальной асимметрии архитектуры ПК, роострума и черепа дельфина, и достигают своих максимальных значений при каудальном источнике звука, как и во фронтальной плоскости (рис. 3). При экранировании ПК происходит спектральная фильтрация парциальных звуков, определяемая степенью их экранирования.

При перемещении источника звука относительно роострума до вентрального положения (от 192° до 270° , рис. 6), степень экранирования ПК и относительные временные задержки между парциальными звуками уменьшаются, рис. 7, и при достижении им направления максимальной точности локализации (7° , рис. 6) относительные временные задержки парциальных звуков и степень экранирования ПК минимальны (рис. 1–3).

Таким образом, для любого расположения источника звука в медианной плоскости относительно дельфина, его левое и правое наружное ухо формируют уникальные временные и спектральные признаки локализации этого звука.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что максимальное различие признаков локализации роострального и каудального звука в медианной плоскости не отличается от таковых во фронтальной плоскости (рис. 3), и определяется роострально-каудальной взаимно-комплементарной асимметрией архитектуры ПК во фронтальной плоскости (рис. 1), большими волновыми размерами ($kL \sim 62.8$) и большой акустической длиной ($L/\lambda \sim 10.7$) роострума в области ПК, а также роострально-каудальной асимметрией роострума и черепа дельфина (рис. 1, 6). Однако, максимальное различие признаков локализации дорсального и вентрального звука (рис. 7) определяется дорсально-вентральной асимметрией размеров роострума в области ПК (дорсальная часть роострума шире расстояния между левым и правым рядом ПК) и роострально-вентральной асимметрией расположения левого и правого ряда ПК на рооструме (рис. 4, 6), а также большими волновыми размерами и большой акустической длиной роострума в области ПК.

*Механизмы формирования признаков
пространственной локализации звука
наружными ушами у дельфина*

Полученные в настоящей работе результаты указывают на то, что основным фактором, определяющим механизмы формирования уникальных временных и спектральных признаков пространственной локализации звука в слухе дельфина (рис. 2, 3, 5, 7), является асимметрия морфологических структур его наружных ушей (рис. 1, 4, 6). Интересно, что, среди наземных животных, билатеральная асимметрия наружных ушей ночных хищных птиц является основным фактором, определяющим механизмы формирования признаков локализации звука только в вертикальной плоскости [11, 12].

При формировании временных признаков локализации звука наружными ушами дельфина основную роль играют: рострально-каудальная и левая-правая асимметрия архитектуры ПК, а также асимметричное рострально-вентральное расположение ПК на роструме, большие волновые размеры и большая акустическая длина рострума и черепа (рис. 1, 4, 6). В то же время, при формировании спектральных признаков локализации звука наружными ушами дельфина основную роль играют: рострально-каудальная и дорсально-вентральная асимметрия размеров рострума и черепа, и асимметричное рострально-вентральное положение левого и правого ряда ПК на роструме (рис. 1, 4, 6).

Таким образом, рассмотренные механизмы формирования временных и спектральных признаков локализации звука указывают на то, что наружные уши дельфина интегрированы в обтекаемую форму рострума и головы, в отличие от ограниченных ушными раковинами наружных ушей сухопутных животных и человека. Благодаря тому, что *Odontoceti* приобрели обтекаемые формы тела в результате адаптации к водной среде обитания [28], измеренный режим потока обтекания вдоль верхней и нижней челюсти в области рострума, а также вдоль лобно-жирового выступа дельфина, в диапазоне скоростей 1–5 м/с (или 3.6–18 км/ч) остается ламинарным [34, 35]. Следовательно, обтекаемая форма наружных ушей дельфина уменьшает сопротивление его движению со стороны воды, и, главное, не ухудшает отношение уровней сигнал/шум обтекания в слухе дельфина с ростом скорости его движения, по крайней мере, до 18 км/ч. Вместе с тем, ламинарный режим обтекания лобно-жирового выступа не будет искажать излучаемые через него звуки, в этом же диапазоне скоростей плавания дельфина.

Результаты настоящей работы свидетельствуют о том, что механизмы формирования уникальных признаков пространственной локализации источника звука реализованы у дельфина на уровне наружных ушей. При падении на них

фронта плоской звуковой волны, три ПК левого наружного уха и четыре ПК правого наружного уха формируют последовательности из трех и четырех парциальных звуков с уникальными уровнями высоких частот и уникальными относительными временными задержками, в зависимости от пространственной локализации этого звука (рис. 2, 3, 5, 7), которые по левому и правому МК передаются на левое и правое среднее ухо, соответственно. Таким образом, слуху дельфина остается только декодировать эти последовательности парциальных звуков с целью локализации источника звука в пространстве и интерпретации звука.

В отличие от этого наружные уши человека, его ушные раковины, формируют признаки локализации звука, в основном в вертикальной плоскости, и определяют его положение сверху–снизу, спереди–сзади [7–9], тогда как в горизонтальной плоскости признаки локализации звука формируются в результате обработки его ИРИ и ИРВЗ на более высоких уровнях слуховой системы. Эти факты указывают на принципиальное различие механизмов формирования признаков пространственной локализации звука, а также на различие механизмов бинаурального слуха дельфина и человека, что следует также и из результатов работы [1] и требуют дальнейшего изучения.

Максимальная точность рассмотренных в настоящей работе механизмов локализации звука реализована во фронтальной плоскости дельфина рострально под углом около 0° (рис. 1), и в его медианной плоскости рострально-дорсально под углом около 7° (рис. 6), что согласуется с направлением максимума ХН излучения эхолокационных “щелчков” и максимума ХН слуха бутылконового дельфина [29, 30], а также с результатами экспериментальных измерений точности локализации звука у дельфина [1] и направлением максимума ХН его левой и правой АБВ [21]. В этом же направлении ориентированы левый и правый ряд ПК, максимальный волновой размер и акустическая длина наружных ушей, а также максимальные размеры рострума и черепа дельфина (рис. 1, 6). Более того, звук, падающий на наружные уши из направления максимальной точности локализации, приходит на левое и правое среднее ухо дельфина без относительных временных задержек его парциальных звуков, синфазно (рис. 2, 3), при этом отсутствует экранировка ПК и спектральная фильтрация передаваемых ими парциальных звуков. Эта особенность механизма локализации имеет первостепенное значение для функции эхолокационной системы дельфина, т.к. из этого направления в пространстве возвращаются максимальные уровни отражений (эхо) зондирующих сигналов (“щелчков”) эхолокационной системы дельфина от объектов питания, сородичей и различных подводных объектов, что принципиально важно для тонкого анализа их

эхо. Можно полагать, что все парциальные звуки в этом случае складываются в слухе дельфина синфазно, что максимально повышает точность восприятия эхо (звука) и чувствительность слуха. В этом случае выигрыш синфазного сложения парциальных звуков, исходя из соотношения максимальных относительных уровней звуковых давлений парциальных звуков (рис. 2), может достигать около 2 раз.

Многие авторы отмечали, что при решении эхолокационных и слуховых задач дельфины сканировали ростромом (влево-вправо, вверх-вниз) [30, 33]. В свете полученных в настоящей работе результатов можно полагать, что таким образом они более точно позиционируют максимум точности локализации слуха в направлении эхо (звука).

Рассмотренные в работе спектральные и временные механизмы пространственной локализации звука у дельфина афалина (*Tursiops truncatus*) согласуются со спектрально-временными характеристиками его акустических сигналов [30], и результатами экспериментальных измерений МРУ [1–3]. Так, акустические сигналы типа эхолокационных “щелчков” (или их эхо) дельфин локализует с максимальной точностью, в этом случае МРУ составляют менее 1° во фронтальной и медианной плоскостях [1, 3]. Это можно объяснить тем, что эхолокационные “щелчки” (и их эхо) имеют спектральные составляющие практически во всей полосе частот слуха дельфина [30, 32]. Длительность и время нарастания фронта “щелчков” (и их эхо) наименьшее среди акустических сигналов. Следовательно, наружные уши дельфина формируют все потенциально возможные спектральные и временные признаки локализации этих сигналов, показанные в настоящей работе. Для сигналов менее широкополосных и имеющих большее время нарастания фронта, точность их локализации в разной степени ухудшается, что можно проследить, сравнивая спектрально-временные характеристики и точность локализации различных сигналов в экспериментах [1, 2].

В тоже время, точность активной локализации источников эхо в эхолокационных экспериментах [3] и точность пассивной локализации источников звука в слуховых экспериментах [1, 2] согласуются. Это указывает на то, что в обоих случаях дельфин использует рассмотренные в настоящей работе механизмы пассивной пространственной локализации звука.

Интересно, что относительные УЗД парциальных звуков актуального звука постоянны и определяются весовыми коэффициентами: 1, 0.37, 0.21 для ПК1–ПК3 левого наружного уха, и 0.95, 0.29, 0.19, 0.06 для ПК1–ПК4 правого наружного уха, соответственно (рис. 2). Можно полагать, что эти соотношения УЗД используются для декодирования

парциальных звуков на более высоких уровнях слуховой системы дельфина.

Исходя из подобия морфологии *Odontoceti*, естественно предположить, что их ПК и морфологические структуры рострума и черепа играют роль наружных ушей и формируют признаки пространственной локализации звуков.

Исследования выполнены в рамках темы государственного задания (121032300019-0).

Автор выражает благодарность сотрудникам лаборатории морских млекопитающих ФГБУН Карадagsкая научная станция им. Т.И. Вяземского – природный заповедник РАН, филиал ФГБУН ФИЦ “Институт биологии южных морей имени А.О. Ковалевского РАН” и особенно тренерам С. Яхно и Н. Жуковой за неоценимую помощь при выполнении работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Renaud D.L., Popper A.N. Sound localization by the bottlenose porpoise *Tursiops truncatus* // J. Exp. Biol. 1975. V. 63. P. 569–585.
2. Королев Л.Д., Лунатов Н.В., Резвов Р.Н., Савельев М.А., Фленов А.Б. Исследование возможностей локационного аппарата дельфинов при пассивной локализации // Реф. Докл. 8-ой Всес. акуст. конф. М., 1973. Т. 1. С. 125–126.
3. Branstetter B.K., Mevissen S.J., Herman L.M. et al. Horizontal angular discrimination by an echolocating bottlenose dolphin *Tursiops truncatus* // Bioacoustics. 2003. № 14. P. 15–34.
4. Simmons J.A., Kick S.A., Lawrence B.D., Hale C., Bard C., Escudie B. Acuity of horizontal angular discrimination by the echolocating bat, *Eptesicus fuscus* // J. Comparative Physiology. 1983. V. 153. P. 321–330.
5. Blauert J. Spatial hearing: the psychophysics of human sound localization. MA: MIT Press, Cambridge, 1997.
6. Warren R.M. Auditory perception: A new analysis and synthesis. UK: Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
7. Butler R.A., Humanski R.A., Musicant A.D. Binaural and monaural localization of sound in two-dimensional space // Perception. 1990. V. 19. P. 241–256.
8. Gardner M.B. Some monaural and binaural factors of median plane localization // J. Acoust. Soc. Am. 1973. V. 54. № 6. P. 1489–1495.
9. Butler R.A. The influence of the external and middle ear on auditory discrimination // Handbook of sensory physiology. Berlin: Springer-Verlag, 1975. V. 5(2). P. 247–260.
10. Gorlinsky I.A., Konstantinov A.I. Auditory localization of ultrasonic source by *Rhinolophus ferrum-equinum* // Proc. of the forth Intern. Bat Res. Conf. Nairobi. 1978. P. 145–153.
11. Norberg R.A. Occurrence and independent evolution of bilateral ear asymmetry in owls and implications on owl taxonomy // Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. Ser. B. 1977. V. 280. P. 375–408.

12. *Knudsen E.I., Konishi M.* Mechanisms of sound localization in the barn owl (*Tyto alba*) // *J. Comp. Physiol. A.* 1979. V. 133. P. 13–21.
13. *Ketten D.R.* Functional analyses of whale ears: Adaptations for underwater hearing // *IEEE. Proc. Underwater Acoustics.* 1994. V. 1. P. 264–270.
14. *Au W.W.L., Moore P.W.B.* Receiving beam patterns and directivity indices of the Atlantic bottlenose dolphin *Tursiops truncatus* // *J. Acoust. Soc. Am.* 1984. V. 75. № 1. P. 255–262.
15. *Романенко Е.В.* Акустика дельфинов и рыб (обзор) // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 1. С. 82–92.
16. *Fraser F.C., Purves P.E.* Hearing in the cetaceans: Evolution of the accessory air sacs and the structure and function of the outer and middle ear in recent cetaceans // *Bull. Brit. Museum Nat. History, Zool.* 1960. V. 7. № 1. P. 1–140.
17. *Norris K.S.* The evolution of acoustic mechanisms in odontocete cetaceans // *Evolution and Environment* / Ed. Drake E. New Haven: Yale Univ. Press., 1968. P. 297–324.
18. *Popov V.V., Supin A.Ya., Klishin V.O. et al.* Evidence for double acoustic windows in the dolphin, *Tursiops truncatus* // *J. Acoust. Soc. Am.* 2008. V. 123. № 1. P. 552–560.
19. *Cranford T.W., Krysl P., Hildebrand J.A.* Acoustic pathways revealed: simulated sound transmission and reception in Cuvier's beaked whale (*Ziphius cavirostris*) // *Bioinspir. Biomimet.* 2008. V. 3. P. 1–10.
20. *Ryabov V.A.* A dolphin lower jaw is hydro acoustic antenna of the traveling wave / Abstracts of 146 meeting of ASA // *J. Acoust. Soc. Am.* 2003. V. 1144. P. 2414–2415.
21. *Ryabov V.A.* Lower jaw – peripheric part of the dolphin echolocation hearing // *Collection of scientific papers after the third Int. Conf. Marine Mammals Of The Holarctic, October 11–17, 2004, Koktebel, Crimea. Moscow, 2004.* P. 483–489.
22. *Ryabov V.A.* Role of the mental foramina in dolphin hearing // *Natural Science.* 2010. V. 2. № 6. P. 646–653. <https://doi.org/10.4236/ns.2010.26081>
23. *Ryabov V.A.* Mechanisms of sound reception and conduction in the dolphin // *Biophysics.* 2014. 59. № 3. P. 475–483.
24. *Ryabov V.A.* The effect of acoustic shielding of the region of a dolphin's mental foramina on its hearing sensitivity // *St. Petersburg Polytechnical Univ. J.: Phys. Math.* 2016. V. 2. P. 240–246. <https://doi.org/10.1016/j.spjpm.2016.08.003>
25. *Азарков Г.Б., Хоменко Б.Г., Хаджинский В.Г.* Морфология дельфинов. Киев: Наукова думка, 1974. 167 с.
26. *Barroso C., Cranford T.W., Berta A.* Shape analysis of odontocete mandibles: Functional and evolutionary implications // *J. Morphol.* 2012. V. 273. № 9. P. 1021–1030. <https://doi.org/10.1002/jmor.20040>
27. *Varanasi U., Malins D.C.* Unique lipids of the porpoise (*Tursiops gilli*): differences in triacylglycerols and wax esters of acoustic (mandibular and melon) and blubber tissues // *Biochimica et Biophysica Acta.* 1971. V. 231. P. 415–418.
28. *Ketten D.R.* The marine mammal ear: Specializations for aquatic audition and echolocation // *The biology of hearing* / Eds. Webster D., Fay R., Popper A. New York.: Springer-Verlag, 1992. V. 13. № 2. P. 43–49.
29. *Ridgway S.H., Au W.W.L.* Hearing and Echolocation in Dolphins // *Encyclopedia of Neuroscience.* 2009. V. 4. P. 1031–1039. <https://doi.org/10.1016/B978-008045046-9.00263-1>
30. *Au W.W.L.* The sonar of dolphins. New York: Springer-Verlag, 1993. 277 p.
31. *Moore P.W.B., Pawloski D.A., Dankiewicz L.A.* Interaural time and intensity difference thresholds in the bottlenose dolphin (*Tursiops truncatus*) / Eds. Kastelein R.A., Thomas J.A., Nachtigall P.E. Sensory systems of aquatic mammals. Woerden, The Netherlands: De Spil, 1995. P. 11–23.
32. *Иванов М.П., Бутов С.Н., Леонова Л.Е., Романовская Е.В., Стефанов В.Е.* Апробация лабораторного макета регистрации сигналов дельфинов с расширенной полосой частот сквозного тракта // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 5. С. 699–707.
33. *Rossbach K.A., Herzing D.L.* Underwater observations of benthic-feeding bottlenose dolphins (*Tursiops truncatus*) near Grand Bahama Island, Bahamas // *Marine Mammal Science.* 1997. V. 13. P. 498–504.
34. *Пятецкий В.Е., Шакало В.М.* Режим течения в пограничном слое модели дельфина // *Бионика.* Киев: Наукова думка, 1975. Т. 9. С. 46–50.
35. *Романенко Е.В., Янов Е.Г.* Измерение скорости обтекания морских животных // *Морские млекопитающие. Результаты исследований.* М.: Наука, 1978. С. 241–245.

ЮРИЙ ВАСИЛЬЕВИЧ ПЕТУХОВ (К 70-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ)

DOI: 10.31857/S0320791923330018, EDN: EMOGHM



Исполнилось 70 лет доктору физико-математических наук, ведущему научному сотруднику Федерального исследовательского центра “Институт прикладной физики РАН” (ИПФ РАН) и одному из наиболее активных авторов “Акустического журнала”, профессору Юрию Васильевичу Петухову.

Юрий Васильевич родился 20 декабря 1952 г. в г. Гусь-Хрустальный Владимирской области, где окончил среднюю школу, и затем поступил на физический факультет Горьковского государственного университета имени Н.И. Лобачевского, который окончил в 1976 г. по кафедре теоретической физики. Первые свои работы он выполнил в области квантовой механики под руководством доцента В.В. Митюгова по исследованиям симметрии в квантово-механической модели релятивистского атома водорода.

После окончания университета Ю.В. Петухов начал работать в Горьковском научно-исследовательском радиофизическом институте (НИРФИ, 1976–1983 гг.) по тематике, связанной с распространением низкочастотных звуковых волн в природных волноводах (океанических и атмосферных). В те годы исследования в области акустики океана и атмосферы вызывали большой интерес специалистов во многих научных центрах страны и мира, поскольку это были новые и остроактуальные направления. Затем Ю.В. Петухов перешел на работу в ИПФ РАН, где продолжил свои исследования, сосредоточившись на теоретическом анализе вопросов генерации и распространения широкополосного звука в океанических волноводах и интерпретации результатов натурных экспериментов ИПФ РАН по этой тематике. Обширный цикл его работ завершился защитой в 1993 г. докторской диссертации “Влияние нелинейности, стратификации и границ раздела сред на распространение акустических волн в океане и атмосфере” по специальности 04.00.22 – “Геофизика”. В 2000 г. Ю.В. Петухову присуждено ученое звание профессора.

Наибольшую известность в те годы получили результаты исследований Ю.В. Петухова по двум направлениям: физико-механические процессы, протекающие при мощных взрывах в природных средах, и связанные с ними ударно-волновые явления в атмосфере, гидросфере и литосфере Земли, а также в звездных атмосферах; дальнейшее и сверхдальнее распространение акустических, сейсмоакустических и акустико-гравитационных волн в океанических и атмосферных волноводах. В частности, им установлены неизвестные ранее фундаментальные дисперсионные свойства и закономерности возбуждения и распространения этих волн, показано существование выраженных максимумов в коэффициентах возбуждения поверхностных волн на определенных резонансных частотах.

С середины 2000-х гг. основным направлением исследований Ю.В. Петухова становятся физические явления, связанные с формированием, распространением и фокусировкой многомодовых акустических пучков в океанических волноводах. Эта тематика применительно к низкочастотной акустике океана имеет не только практическую значимость в приложении к задачам акустической диагностики и томографии океана, но и большое

теоретическое значение. С общей радиофизической точки зрения, она относится к развитию квазиоптических методов теории волн в неоднородных средах. Особый интерес и важность представляют работы Юрия Васильевича по слабодиффракционным пучкам, обладающим минимально возможной расходимостью в волноводе заданного профиля показателя преломления, и т.н. каустическим пучкам (термин, им предложенный), каждый из которых формируется около выходящего горизонтально из источника опорного луча определенными частями каустик, сближающимися между собой с ростом дистанции. Выяснилось, что в многомодовых (сверхразмерных) дифракционных океанических волноводах возможно формирование точечным источником не только лучевых пучков малой расходимости с характерными для них лучевыми каустиками, но и другого класса пучков — дифракционных слабодиффракционных пучков с соответствующими им дифракционными каустиками, которые на определенных частотах могут сливаться с лучевыми каустиками. Ю.В. Петухов теоретически строго показал, что в океанических волноводах возможна дифракционная фокусировка многомодовых пучков с определенным пространственным периодом, по аналогии с формированием дифракционных изображений периодических структур в оптике и эффектом “возрождения” волновых пакетов в высоковозбужденных квантовых системах, и сформулировал необходимые для этого условия. Важно, что при наличии стратификации

скорости звука зоны дифракционной фокусировки звука на определенных расстояниях могут совпадать с зонами дифракционной фокусировки, что приводит к существенному росту интенсивности звукового поля в соответствующих пространственных областях.

Для научного стиля Юрия Васильевича как разностороннего теоретика характерно особое внимание, которое он уделяет влияющим на конечный результат деталям поставленной задачи, стремление к ясной физической интерпретации и демонстрации наглядных аналогий, позволяющих лучше понять смысл каждого нового результата.

В последние несколько лет Юрий Васильевич развивает новое направление исследований — моделирование информационных процессов в многокомпонентных когнитивных системах распределенного типа, с применением математического аппарата диффузионных уравнений и автоколебательной квантовой механики.

По результатам выполненных исследований Ю.В. Петухов опубликовал свыше 200 научных работ, из них более 80 статей в “Акустическом журнале”, многие из которых подготовлены им без соавторов.

Коллеги и редакция “Акустического журнала” сердечно поздравляют Юрия Васильевича с 70-летием и желают ему здоровья, благополучия и новых интересных результатов.