

Труды XXVII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«АКУСТИКА»**

Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОДИНОЧНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ И ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЛН В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ С УПРУГОЙ КВАДРАТИЧНО-РАЗНОМОДУЛЬНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

В.Е. Назаров, С.Б. Княшко

ИПФ РАН

Теория нелинейных волновых процессов в однородных идеальных средах с квадратичной нелинейностью развита достаточно подробно. При распространении в таких средах продольных упругих волн вначале происходит укручение их фронта (переднего или заднего), а затем в профиле таких волн образуется неоднозначность или “перехлест”. Вследствие физической нереализуемости “перехлеста” в профиль волны искусственно вводится разрыв – ударный фронт, устраняющий неоднозначность профиля, что приводит к нелинейному поглощению волны, при этом количество движения волны сохраняется, а ее энергия – уменьшается [1, 2]. В последнее время в акустике все большее внимание уделяется изучению нелинейных волновых процессов в микронеоднородных твердых телах, акустическая нелинейность которых является аномально высокой, по сравнению со слабо-нелинейными однородными средами, описываемыми пяти-константной теорией упругости. Высокая нелинейность микронеоднородных сред определяется нелинейными дефектами их структуры: дислокациями, полостями, трещинами, контактами зерен и т.д. Часто уравнения состояния микронеоднородных твердых тел описываются неаналитической (непрерывной, но негладкой и недифференцируемой) функцией. Закономерности распространения и эволюции упругих волн в средах с неаналитической и квадратичной (аналитической) нелинейностями качественно отличаются, что можно использовать для диагностики и неразрушающего контроля микронеоднородных сред. Этому также способствует и то, что нелинейные акустические свойства таких сред являются более чувствительными к наличию в них дефектов, чем линейные. К средам с неаналитической нелинейностью относятся, так называемые, разномодульные (или бимодульные) среды; они характеризуются различными модулями упругости при растяжении и сжатии. Разномодульными свойствами обладает довольно широкий класс сред: некоторые полимеры, композиционные и конструкционные материалы и грунты, а также твердые тела, содержащие трещины, так что изучение нелинейных волновых процессов в таких средах представляет научный и практический интерес. Научный интерес связан с выявлением закономерностей волновых процессов в средах с неаналитической нелинейностью, а практический – с созданием эффективных методов диагностики их структуры.

Для реальных разномодульных сред при малых продольных напряжениях σ и деформациях ε зависимость $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ должна быть гладкой, без излома. Такое свойство разномодульных сред описывает следующее уравнение состояния с квадратично-разномодульной нелинейностью:

$$\sigma(\varepsilon) = E \left(\varepsilon - \frac{\gamma_1 \varepsilon^2}{2(1 + \gamma_0 |\varepsilon|)} \right), \quad (1)$$

где E – модуль упругости, γ_1 и γ_0 – параметры нелинейности, $|\gamma_1 \varepsilon| \ll 1$, $|\varepsilon| \ll 1$, $\frac{|\gamma_1 \varepsilon|}{1 + \gamma_0 |\varepsilon|} \ll 1$, $\frac{\gamma_1}{\gamma_0} \ll 1$, $\gamma_0 \geq 0$. При $\gamma_0 |\varepsilon| \ll 1$ из (1) получаем уравнение с квадратичной нелинейностью, как в пятиконстантной теории упругости, а при $\gamma_0 |\varepsilon| \gg 1$ – с разномодульной: $\sigma(\varepsilon) \cong E(\varepsilon - \gamma |\varepsilon|)$, где $\gamma = \gamma_1 / 2\gamma_0$. Для сред, описываемых уравнением состояния (1), нелинейный режим распространения имеет место как для разнополярных волн, так и для однополярных возмущений.

В работе проводится исследование распространения упругих одиночных однополярных импульсных возмущений и разнополярных периодических волн в средах с квадратично-разномодульной нелинейностью.

Подставляя уравнение состояния (1) в уравнение движения $\rho U_{tt} = \sigma_x(\varepsilon)$, и переходя к сопровождающей системе координат $\tau = t - x/C_0$, $x' = x \geq 0$, получим одноволновое уравнение для простых волн деформации $\varepsilon(x, \tau) = U_x(x, \tau)$:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = -\frac{1}{4C_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\gamma_1 \varepsilon^2}{1 + \gamma_0 |\varepsilon|} \right), \quad (2)$$

где U – смещение, ρ – плотность, $C_0 = (E/\rho)^{1/2}$.

Приведем волновое уравнение (3) к безразмерному виду:

$$\frac{\partial e}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{e^2}{1 + a|e|} \right), \quad (3)$$

где $e = \varepsilon/\varepsilon_0$, $\theta = \omega\tau$, $z = \gamma_1 \varepsilon_0 \omega x / 4C_0$, $a = \gamma_0 \varepsilon_0 \geq 0$, ε_0 и ω – характерные амплитуда и частота волн. Для определенности будем полагать, что $\gamma_1 > 0$.

Рассмотрим распространение одиночного однополярного возмущения. Граничное условие зададим в следующем виде:

$$e(0, \theta) = 2 \cdot \begin{cases} \theta, & 0 \leq \theta \leq 1/2; \\ 1 - \theta, & 1/2 \leq \theta \leq 1, \end{cases} \quad (4)$$

где $\theta = \tau/T$, T – длительность возмущения. Точное решение уравнения (3) с граничным условием (4) записывается в неявной форме:

$$e(z, \theta) = 2 \cdot \begin{cases} \theta - \frac{e(z, \theta)[2 + ae(z, \theta)]}{4[1 + ae(z, \theta)]^2}, & 0 \leq \theta \leq \theta_m; \\ 1 - \theta + \frac{e(z, \theta)[2 + ae(z, \theta)]}{4[1 + ae(z, \theta)]^2}, & \theta_m \leq \theta \leq 1, \end{cases} \quad (5)$$

где $e(z, \theta) = \varepsilon(z, \theta)/\varepsilon_0$, $a = \gamma_0 \varepsilon_0$, $z = y\varepsilon_0$, $y = \gamma_1 x / C_0 T$.

Эволюция возмущения (5) при $a = 3$ показана на рис. 1. При $z \leq 1$ его передний фронт [$e_\theta(z, \theta) > 0$] становится “вогнутым”, а задний [$e_\theta(z, \theta) < 0$] – “выпуклым”, при этом амплитуда и длительность возмущения остаются равными 1, а координата его вершины определяется выражением: $\theta_m(z) = \frac{1}{2} + \frac{(2+a)z}{4(1+a)^2}$. При $z = 1$ задний фронт возмущения (в точке $e = 0$, $\theta = 0$) становится бесконечно крутым, а далее (при $1 < z \leq z^* = (1+a)^2$)

в профиле возмущения образуется физически нереализуемая неоднозначность – “перехлест”, который, как и в квадратичной среде, устраняется введением в точке $\theta^*(z) = 1 + (\sqrt{z} - 1)^2/4a$ разрыва, определяемого из условия “равенства площадей”:

$$S(z) = \int_0^{\theta^*(z)} e(z, \theta) d\theta = \frac{1}{2}. \quad (6)$$

Амплитуда этого разрыва равна $e^*(z) = (\sqrt{z} - 1)/a$.

После образования разрыва (при $1 < z \leq z^* = (1 + a)^2$) амплитуда $e_m(z)$ возмущения также равна 1, а его длительность $\theta^*(z) = 1 + (\sqrt{z} - 1)^2/4a$ – растет с ростом z .

При $z > z^* = (1 + a)^2$ форма возмущения, его амплитуда $e_m(z) = e^*(z)$ и длительность $\theta^*(z)$ определяются выражениями:

$$e(z, \theta) = 2 \cdot \begin{cases} \theta - \frac{e(z, \theta)[2 + ae(z, \theta)]}{4[1 + ae(z, \theta)]^2}, & 0 \leq \theta \leq \theta^*; \\ 0, & \theta \leq 0, \theta > \theta^*, \end{cases} \quad (7)$$

$$e_m^2 \left[1 + \frac{z}{(1 + ae_m)^2} \right] = 2, \quad \theta^*(z) = \frac{e_m}{2} + \frac{z - 1}{4a} \frac{e_m^2}{e_m}.$$

При $z \gg 1, ae_m \ll 1$ получаем: $e_m(z) = \sqrt{2/z}, \theta^*(z) = \sqrt{z/2}$.

Рассмотрим теперь распространение разнополярной периодической пилообразной волны. Поскольку искажения периодической волны на каждом ее периоде одинаковы, то будем рассматривать только один ее период. Граничное условие для одного периода такой волны зададим в виде:

$$e(0, \theta) = 2 \cdot \begin{cases} \theta, & -1/2 \leq \theta \leq 1/2; \\ 1 - \theta, & 1/2 \leq \theta \leq 3/2, \end{cases} \quad (8)$$

где $\theta = \tau/T, T$ – период волны.

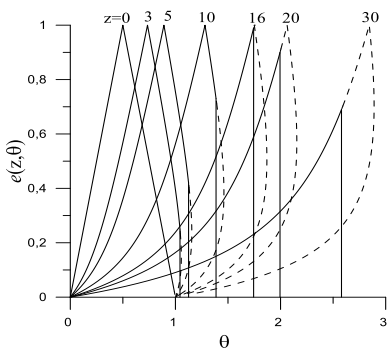


Рис. 1

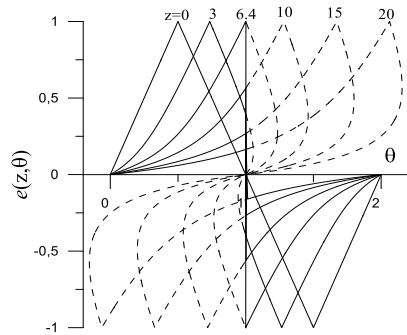


Рис. 2

Точное решение уравнения (2) с граничным условием (8) имеет следующий вид:

$$e(z, \theta) = 2 \cdot \begin{cases} \theta - \frac{e(z, \theta)[2 + ae(z, \theta)]}{4[1 + ae(z, \theta)]^2}, & \theta_m^- - 2 \leq \theta \leq \theta_m^+; \\ 1 - \theta + \frac{e(z, \theta)[2 + ae(z, \theta)]}{4[1 + ae(z, \theta)]^2}, & \theta_m^+ \leq \theta \leq \theta_m^-, \end{cases} \quad (9)$$

где $e(z, \theta) = \varepsilon(z, \theta)/\varepsilon_0$, $a = \gamma_0 \varepsilon_0$, $z = y\varepsilon_0$, $y = \gamma_1 x/C_0 T$, $\theta_m^\pm(z)$ – координаты “вершин” волны, $\theta_m^+(z) = \frac{1}{z} + \frac{(z+a)z}{4(1+a)^2}$, $\theta_m^-(z) = \frac{3}{2} - \frac{(z+a)z}{4(1+a)^2}$.

В отличие от однополярного импульса, длительность которого при распространении изменяется, период разнополярной периодической волны (9) задается граничным условием (8) и остается постоянным: $\theta_0 = 2$. Эволюция периодической волны (9) при $a = 3$ показана на Рис.2. Здесь также, как и для одиночного однополярного возмущения, при $z \leq 1$ передний фронт [$e_\theta(z, \theta) > 0$] периодической волны становится “выпуклым”, а задний [$e_\theta(z, \theta) < 0$] – “выпуклым”, при этом амплитуда и длительность положительной и отрицательной части волны остаются равными 1. При $z = 1$ фронт волны $e_\theta(z, \theta) < 0$ (в точке $e = 0$, $\theta = 0$) становится бесконечно крутым, а далее, при $1 < z \leq z^* = (1+a)^2$, в профиле волны образуется “перехлест”, который устраняется введением в точке $\theta^*(z) = 1$ разрыва, определяемого из условия “равенства площадей”. Амплитуда разрыва равна $e^*(z) = \frac{z-4+\sqrt{z(z+8)}}{4a}$, где $z \leq \frac{2(1+a)^2}{2+a}$. После образования разрыва (при $z \leq \frac{2(1+a)^2}{2+a}$) амплитуда волны e_m также равна 1, при этом $\theta^*(z) = 1$.

При $z > \frac{2(1+a)^2}{2+a}$ форма волны и ее амплитуда $e_m(z) = e^*(z)$ определяются выражениями:

$$e(z, \theta) = 2 \cdot \begin{cases} \theta - \frac{e(z, \theta)[2 + ae(z, \theta)]}{4[1 + ae(z, \theta)]^2}, & 0 \leq \theta \leq 1; \\ 1 - \theta + \frac{e(z, \theta)[2 + ae(z, \theta)]}{4[1 + ae(z, \theta)]^2}, & 1 \leq \theta \leq 2, \end{cases} \quad (10)$$

$$\frac{e_m}{2} + \frac{z}{4a} \left[1 - \frac{1}{(1+ae_m)^2} \right] = 1.$$

При $z \gg 1$, $ae_m \ll 1$ и из (10) находим: $e_m(z) = 2/z$.

Полученные результаты представляют интерес для развития теории нелинейных волновых процессов в средах с неаналитической нелинейностью; они также могут быть использованы для создания нелинейных методов акустической диагностики структурно-неоднородных сред и конструкционных материалов. В дальнейшем интересно будет рассмотреть нелинейные волны в таких средах с учетом диссипации, дисперсии и релаксации.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПФ РАН по темам № FFUF-2021-0009 и №0030-2022-0005.

- [1] Зарембо Л.К., Красильников М.А. Введение в нелинейную акустику. – М.: Наука, 1966, 520 с.
[2] Руденко О.В., Солюян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. – М.: Наука, 1975, 288 с.

ЭФФЕКТЫ АМПЛИТУДНО-ЗАВИСИМОГО ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В РЕЗОНАТОРЕ ИЗ МАГНЕЗИТА

В.Е. Назаров¹⁾, А.Б. Колпаков²⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований эффектов амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ), возникающих при резонансном возбуждении сильной и слабой продольных упругих волн в стержневом резонаторе, изготовленном из поликристаллической горной породы – магнезита. [Магнезит – минерал MgC из класса карбонатов группы кальцита. Содержит MgO (~48%), CO_2 (~52%) и изоморфные примеси (Fe , Mn , Ca). Плотность магнезита составляет 3 г/см^3 .] Схема эксперимента приведена на рис. 1. В эксперименте использовался стержень 1 квадратного сечения со стороной $1,6 \text{ см}$ и длиной $L = 39 \text{ см}$. К его нижнему торцу приклеивался пьезокерамический излучатель 2 –

для возбуждения сильной волны накачки. Другая сторона излучателя 2 приклеивалась к массивной металлической нагрузке 3, к которой также приклеивался излучатель 4 – для возбуждения слабой сигнальной волны. К верхнему, свободному торцу стержня, приклеивались акселерометры 5 и 6 – для приёма колебаний, возбуждаемых излучателями 2 и 4. Такой стержень является акустическим резонатором с почти жёсткой и мягкой границами. Собственные частоты первых продольных мод резонатора определяются выражением: $F_p \cong (2p - 1)C_0/4L$, C_0 – фазовая скорость низкочастотной (НЧ) продольной волны в стержне, p – номер продольной моды, $p = 1, 2, 3, \dots$ В работе изучались эффекты АЗВТ возникающие: 1) при возбуждении резонатора на частоте его первой или третьей продольной моды ($p = 1$ или $p = 3$), и 2) при возбуждении сильной низкочастотной или высокочастотной (ВЧ) волны накачки ($p = 1$ или $p = 3$) и слабой ВЧ или НЧ сигнальной волны ($q = 3$ или $q = 1$).

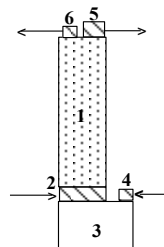


Рис. 1

В первой серии экспериментов, при помощи излучателя 2 в стержне 1 возбуждались акустические колебания на частоте F , близкой к частоте F_p ($p = 1$ или $p = 3$) и измерялись зависимости нелинейных сдвигов резонансных частот $F_{nl,p}(\varepsilon_m) = F - F_p < 0$ и коэффициентов затухания $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ от амплитуды деформации ε_m стержня (в резонансе). Резонансные частоты F_p и добротности Q_p для первых трёх мод составляли: $F_1 \cong 3600 \text{ Гц}$, $F_2 \cong 10500 \text{ Гц}$, $F_3 \cong 17200 \text{ Гц}$, и $Q_1 \cong 171$, $Q_2 \cong 178$, $Q_3 \cong 169$. Скорость продольной волны в стержне из магнезита $C_0 \cong 5,6 \cdot 10^5 \text{ см/с}$.

На рис. 2 приведены зависимости амплитуды деформации ε_m (в резонансе) от амплитуды электрического гармонического напряжения V на излучателе накачки при $p = 1$ и $p = 3$. Из рис. 2 следует, что при малых амплитудах возбуждения, при $\varepsilon_m < 10^{-7}$, зависимости $\varepsilon_m = \varepsilon_m(V)$ линейны, а далее, при $\varepsilon_m > 10^{-7}$, они становятся нелинейными, что свидетельствует о наличии нелинейных потерь.

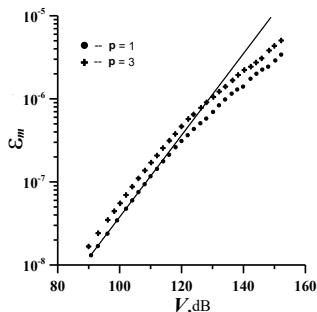


Рис. 2

На рис. 3 представлены зависимости относительных нелинейных сдвигов резонансных частот $F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p$ и коэффициентов нелинейного затухания $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ от ε_m . Из рис. 3 видно, что $F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p \propto \varepsilon_m$ и $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m) \propto \varepsilon_m$, что свидетельствует о проявлении в магнетите гистерезисной нелинейности. Из рис. 3 также видно, что при $\varepsilon_m = const$ значения $F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p$ и $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ заметно уменьшаются с ростом частоты возбуждения резонатора. Это свидетельствует об уменьшении гистерезисной нелинейности магнетита при увеличении частоты акустической волны.

Во второй серии, одновременно с волной накачки на частоте F_p ($p = 1$ или $p = 3$), излучателем 4 возбуждалась слабая сигнальная волна на частоте F_q ($q = 3$ или $q = 1$). Добротности Q_q для первых трёх мод составляли: $Q_1 \cong 53$, $Q_2 \cong 98$, $Q_3 \cong 132$. Здесь измерялись аналогичные зависимости нелинейных сдвигов резонансных частот $F_{nl,p,q}(\varepsilon_m) = F - F_q < 0$ и коэффициентов $\mu_{nl,p,q}(\varepsilon_m)$ (рис. 4, рис. 5). Из рис. 4 видно, что относительная амплитуда слабой сигнальной волны $e(\varepsilon_m) = a_w(\varepsilon_m)/a_w(\varepsilon_m = 0)$ зависит от амплитуды и частоты сильной волны накачки. Из рис. 5 следует, что относительный сдвиг резонансной частоты $F_{nl,p,q}(\varepsilon_m)/F_q \propto \varepsilon_m$, $\mu_{nl,p,q}(\varepsilon_m) \propto \varepsilon_m$. Эти результаты также свидетельствуют о гистерезисной нелинейности магнетита, уменьшающейся с увеличением частоты акустической волны.

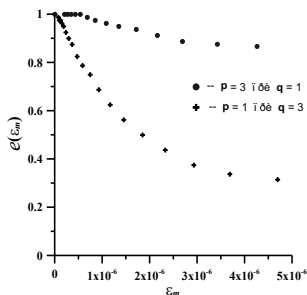


Рис. 4

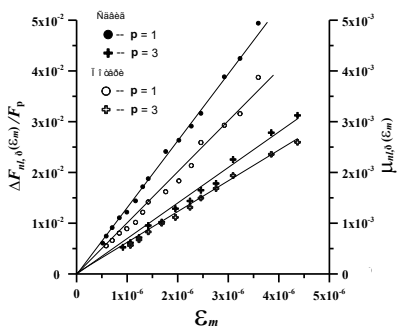


Рис. 3

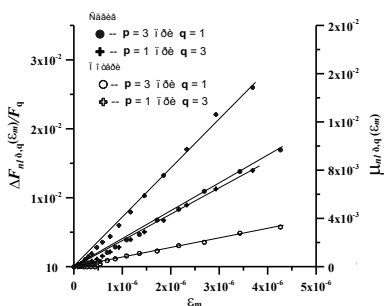


Рис. 5

Аналитическое описание эффектов АЗВТ в резонаторе из магнетита проводилось в рамках уравнения состояния $\sigma(\varepsilon) = E[\varepsilon - f(\varepsilon)] + \alpha\rho\dot{\varepsilon}$, содержащего гистерезис, аналогичный дислокационному гистерезису Гранато-Люкке [1-3]:

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{2} \begin{cases} \gamma_1 \varepsilon^2, (\varepsilon > 0, \dot{\varepsilon} > 0), \\ (\gamma_1 + \gamma_2)\varepsilon_m \varepsilon - \gamma_2 \varepsilon^2; (\varepsilon > 0, \dot{\varepsilon} < 0), \\ -\gamma_3 \varepsilon^2, (\varepsilon < 0, \dot{\varepsilon} < 0), \\ (\gamma_3 + \gamma_4)\varepsilon_m \varepsilon + \gamma_4 \varepsilon^2, (\varepsilon < 0, \dot{\varepsilon} > 0), \end{cases} \quad (1)$$

где σ , ε , $\dot{\varepsilon}$ – продольные напряжение, деформация и скорость деформации, E – модуль Юнга, $f(\varepsilon)$ – гистерезисная функция, $|f'(\varepsilon)| \ll 1$, α – коэффициент линейной диссипации, ρ – плотность, γ_{1-4} – параметры нелинейности, $\gamma_{1,3} + \gamma_{2,4} \geq 0$, ε_m – амплитуда деформации.

Уравнение состояния, вместе с уравнением движения $\rho W_{tt} = \sigma_x(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$ [4-6], где $W = W(x, t)$ – смещение, $\varepsilon = W_x$, и граничными условиями на торцах резонатора:

$W(x = 0, t) = A_0 \sin(\Omega_s t + \theta) + A_w \sin \Omega_w t$, $W_x(x = L, t) = 0$, где $A_0 \gg A_w$, Ω_s и Ω_w – частота сильной и слабой волн, $\Omega_s = \Omega_p + \delta_p$, $\Omega_w = \Omega_q + \delta_q$, $\Omega_{s,w} = 2\pi F_{s,w}$, $\theta = \text{const}$, определяют резонансную кривую резонатора и эффекты АЗВТ – нелинейные потери и сдвиг резонансной частоты.

В первой серии измерений резонансная кривая для волны накачки определяется выражением:

$$\varepsilon_m = \frac{A_0 \Omega_p / L}{\left[(\delta_p + \delta_{nl,p}(\varepsilon_m))^2 + (\mu_p + \mu_{nl,p}(\varepsilon_m))^2 \Omega_p^2 \right]^{1/2}}, \quad (2)$$

где нелинейные сдвиг резонансной частоты $\delta_{nl,p}(\varepsilon_m) = 2\pi \Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)$ и потери $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ зависят от параметров γ_{1-4} , $\delta_p = \Omega - \Omega_p$, $|\delta_p| \ll \Omega_p/p$, $\mu_p = 1/Q_p$:

$$\begin{aligned} \mu_{nl,p}(\varepsilon_m) &= a\varepsilon_m, & F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p &= -b\varepsilon_m, \\ a &= 2(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4)/9\pi^2 > 0, \\ b &= (\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4)/6\pi + 4(\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4)/9\pi^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Во второй серии измерений резонансная кривая для сигнальной волны имеет вид:

$$\varepsilon_w(\varepsilon_m) = \frac{A_w \Omega_q / L}{\left[(\delta_q + \delta_{nl,p,q}(\varepsilon_m))^2 + (\mu_q + \mu_{nl,p,q}(\varepsilon_m))^2 \Omega_q^2 \right]^{1/2}} \quad (4)$$

где нелинейные потери $\mu_{nl,p,q}(\varepsilon_m)$ и сдвиг резонансной частоты $\delta_{nl,p,q}(\varepsilon_m)$ определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \mu_{nl,p,q}(\varepsilon_m) &= D(p, q)c\varepsilon_m, & \delta_{nl,p,q}(\varepsilon_m)/\Omega_q &= -D(p, q)d\varepsilon_m, \\ c &= (\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4)/6\pi > 0, \\ d &= (\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4)/4 + 2(\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4)/3\pi. \end{aligned} \quad (5)$$

$$D(p, q) = \left(\frac{1}{\pi}\right) \left(1 + \frac{2(p-q) \cos \left[\frac{\pi(2q-1)}{2p-1} \right]}{(2q-1) \left[1 - \frac{4(2q-1)^2}{(2p-1)^2} \right]} \right) > 0,$$

$$D(p=1, q=3) = 0,32, \quad D(p=3, q=1) = 1,5.$$

Из сравнения экспериментальных результатов первой (Рис. 3) и второй (Рис. 5) серий измерений с выражениями (3) и (5), находим соответственно коэффициенты a , b , и c , d , значения которых приведены в таблице.

Таблица

Первая серия измерений			Вторая серия измерений		
F_p , кГц	3,6 ($p=1$)	17,2 ($p=3$)	F_p , кГц	3,6 ($p=1$)	17,2 ($p=3$)
			F_q , кГц	17,2 ($q=3$)	3,6 ($q=1$)
$\frac{a}{b}$	$\frac{1,2 \cdot 10^4}{1,3 \cdot 10^4}$	$\frac{0,6 \cdot 10^4}{0,7 \cdot 10^4}$	$\frac{c}{d}$	$\frac{0,1 \cdot 10^4}{1,2 \cdot 10^4}$	$\frac{0,1 \cdot 10^3}{2,7 \cdot 10^3}$

Из таблицы следует, что с ростом частот F_p и F_q , значения эффективных параметров гистерезисной нелинейности магнетита заметно уменьшается, что, по-видимому, связано с проявлением релаксационных свойств его нелинейных дефектов – дислокаций.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПФ РАН по теме № FFUF-2021-0009.

- [1] Granato A., Lucke K. // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27, № 5. P.583.
 [2] Warren P. Mason (Ed.) Physical Acoustics and Methods, Academ. Press, – New York, London, 1966, 406 p
 [3] Asano S. // J. Phys. Soc. Jap. 1970. Vol. 29, № 4. P. 952.
 [4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. – М.: Наука, 1965, 204 с.
 [5] Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. – М.: Наука, 1966, 520 с.
 [6] Зарембо Л.К., Красильников В.А. // УФН. 1970. Т. 102, № 4. 549 с.

РАЗМЕЩЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ В КАНАЛЕ МЕЛКОГО МОРЯ КАК ФАКТОР ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

М.С. Лабутина, А.В. Смирнов

ИПФ РАН

Введение

Как известно при дальнем распространении многомодовых сигналов в подводных звуковых каналах на эффективность работы вертикальной линейной приемной антенной решетки (АР) влияет огромное число физических факторов: параметры канала, характеристики источников полезного сигнала и помех/естественных шумов океана, выбранных методов обработки входных сигналов, и, конечно, параметры приемной системы. В частности, к таким параметрам можно отнести геометрию антенны, а именно – размещение её элементов в толще канала (число элементов, межэлементное расстояние и точка закрепления). Предполагая, что полезный сигнал и фоновый шум среды на входе АР формируются определенным набором мод звукового поля в канале мелком море [1], и считая, что их модовый спектр интенсивности при достаточно долгом наблюдении сохраняется, правильно определенное расположение антенны в канале может повысить ее эффективность. Так, изменение положения элементов сильно влияет на прием мод, способность антенны к выделению моды, разделение модовых спектров полезного сигнала и шума/помехи [2]. Иными словами, двигая элементы вертикальной АР в канале, изменяется степень ортогональности принимаемой -ой моды с настроенной на антенне j -ой моды. Этот эффект начинает особенно сильно влиять на эффективность работы АР в случае изначально разделенных модовых спектров сигнала и шума. Таким образом, данная работа посвящена анализу влияния размещения вертикальной АР в канале мелкого моря (типичные размеры таких каналов сопоставимы с размерами антенн), при заданном ОСШ на ее входе, на эффективность методов пространственной обработки (включая оптимальный).

Постановка задачи

В качестве критерия эффективности пространственной обработки мы выбираем величину коэффициента усиления (выигрыша) антенной решетки по величине отношения сигнал/шум. Выигрыш АР G стандартно определяется нами как отношение величин выходного и входного ОСШ. Эта величина в наибольшей степени характеризует эффективность многоэлементной АР (при заданном весовом векторе) как пространственного фильтра в сравнении с ее одиночным элементом. В работе анализируется эффективность трех методов обработки сигнала: согласованная модовая фильтрация G_m , оптимальные линейная G_1 и квадратичная G_2 обработки [3-6].

Для повышения контрастности результатов достигаемых выигрышей между разными случаями размещения АР мы рассматриваем прием слабого низкомодового сигнала от удаленного источника на фоне мощных естественных высокомодовых шумов мелкого моря (на примере модели Купермана-Ингенито [7]). Таким образом, мы получаем дополнительные выигрыши за счет низкого значения ОСШ на входе АР (-30 дБ), и из-за разделения сигнала и шума в модовом спектре.

В качестве модели мелкого моря выбрано Баренцево море в летний и зимний сезоны. Это обусловлено: 1) наличием экспериментального летнего профиля скорости звука [6]; 2) потенциальной возможностью разместить реальную АР в любом месте канала. В качестве опорной модели АР была выбрана эквидистантная антенна из 12-ти элементов с расстоянием между ними $d = \lambda/2$, где $\lambda = 6.1$ м – длина волны при рабочей частоте $f = 240$ Гц, а число распространяющихся мод $M = 28$.

Для демонстрации работы антенны как модового фильтра в условиях дальнего распространения сигнала весовой вектор можно разложить по модам волновода $\mathbf{w} = \mathbf{U}\mathbf{f}$, где \mathbf{U} – матрица модовой структуры поля на входе АР, где i -ый столбец отвечает распределению i -ой моды в точках закрепления элементов АР в канале, \mathbf{f} – вектор, определяющий модовый спектр весового вектора. Тогда отношение сигнал-шум на выходе АР в случае действительной матрицы \mathbf{U} примет вид [2]:

$$SNR_{array} = \frac{\mathbf{f}^T \mathbf{Q} \mathbf{M}_S \mathbf{Q} \mathbf{f}}{\mathbf{f}^T \mathbf{Q} \mathbf{f} + \mathbf{f}^T \mathbf{Q} \mathbf{M}_N \mathbf{Q} \mathbf{f}},$$

где \mathbf{M}_S , \mathbf{M}_N – матрицы межмодовых корреляций сигнала и модового шума соответственно; $\mathbf{Q} = \mathbf{U}\mathbf{U}^T$ – матрица разрешения модовой структуры, представляющая собой с

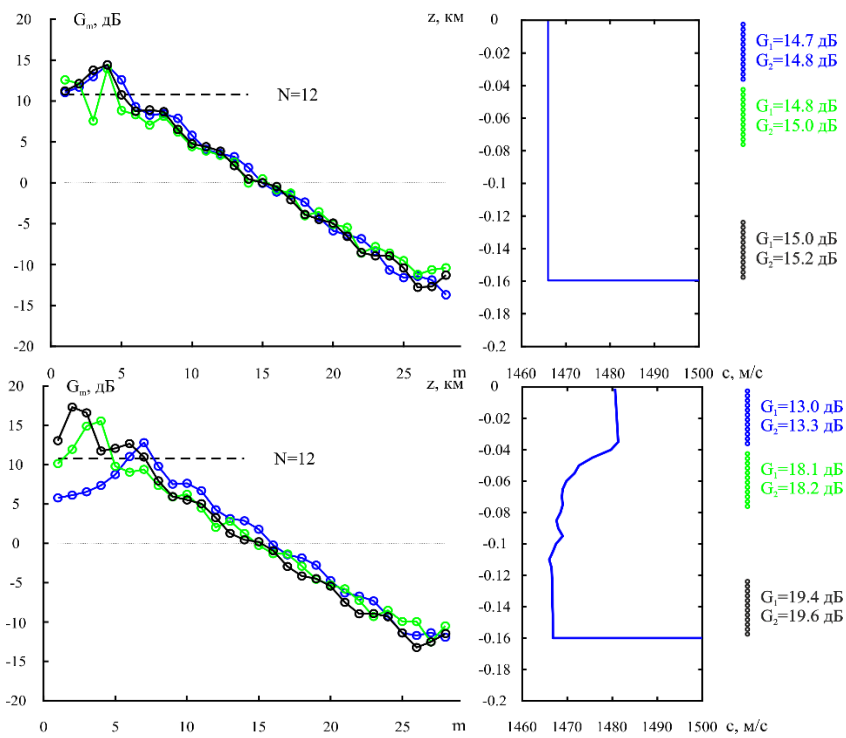


Рис. 1

математической точки зрения матрицу ортогональности, каждый элемент которой (Q_{ij}) есть скалярное произведение i -ой моды принимаемого сигнала и j -ой моды весового вектора АР; индекс «Т» – знак транспонирования. В предельном случае, когда АР перекрывает весь волновод с оптимальным межэлементным расстоянием матрица \mathbf{Q} становится диагональной, что позволяет разделить моды сигнала от мод шума.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 проиллюстрирована зависимость выигрыша при модовой фильтрации опорной АР от ее расположения в глубине канала для (i) зимнего (сверху) и (ii) летнего (снизу) каналов соответственно. Видно, что перемещение АР как целого приводит к смещению максимума G_m из-за изменения ортогональных свойств мод. Во-первых, увеличение G_m связано с хорошей ортогональностью сигнальной моды с шумовыми модами. Во-вторых, дополнительный выигрыш возможен из-за слабой ортогональности группы сигнальных мод между собой. В летнем канале, в отличие от зимнего, размещение АР существенно влияет на достигаемую величину оптимальных выигрышей – их разница при размещении АР у поверхности и у дна составляет ~6 дБ.

На рис. 2 показано влияние межэлементного расстояния ($d = \lambda/2, \lambda, 2\lambda$) на выигрыш G_m для канала в летний сезон при условии размещения АР у поверхности. Показано, что «разреженная» АР имеет низкую эффективность из-за слабой ортогональности сигнальных и шумовых мод. При умеренном же увеличении ее размера и, как следствие, частичного перекрытия оси канала волновода, в котором наиболее плотно локализованы сигнальные моды, увеличиваются и коэффициенты усиления (~4дБ). Эти «точечные» выборки приводят нас к вопросу о поиске оптимального размера АР. Отметим, что определение оптимального положения является вариационной многопараметрической задачей, и вероятно не имеет единственного «правильного» решения. Поиск оптимального размера межэлементного расстояния в данном контексте ограничен числом элементов, точкой закрепления и определением максимального значения выигрыша.

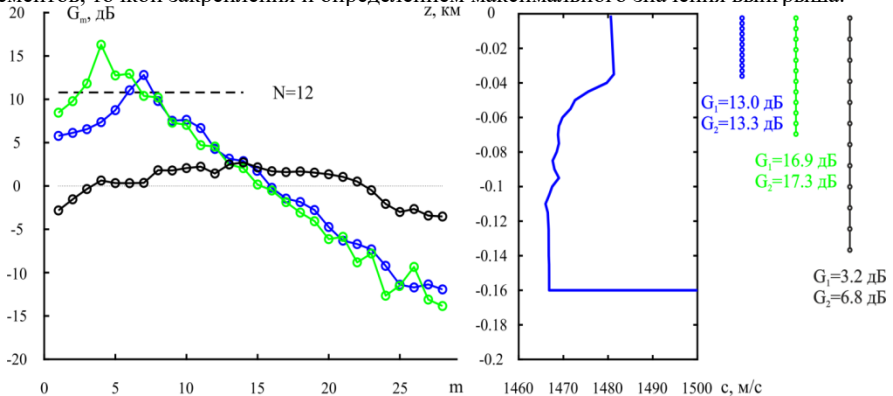


Рис. 2

На рис. 3 представлены зависимости коэффициентов усиления от межэлементного расстояния для канала с летней гидрологией при размещении АР у поверхности (слева)

и у дна (справа). Отметим, что для метода модовой фильтрации для каждого значения d представлено значение G_m рассчитано для моды с наибольшим выигрышем. Мы определяем эффективное межэлементное расстояние при спаде выигрыша G_2 на 3 дБ. Заметим, что оптимальное межэлементное расстояние варьируется в пределах длины волны: от $0.2 \div 1.4\lambda$ при размещении АР у поверхности и от $0.7 \div 1.6\lambda$ – у дна. Различие диапазонов обусловлено относительным расположением АР и оси канала, а широкий диапазон с заданным разделением сигнальных и шумовых мод. Оба эффекта по своей сути – это стремление АР охватить сигнальные моды в канале. Следовательно, в канале мелкого моря при заданном сигнальном и шумовом модовых спектрах, можно определить область оптимального расположения элементов АР (по критерию максимума коэффициента усиления).

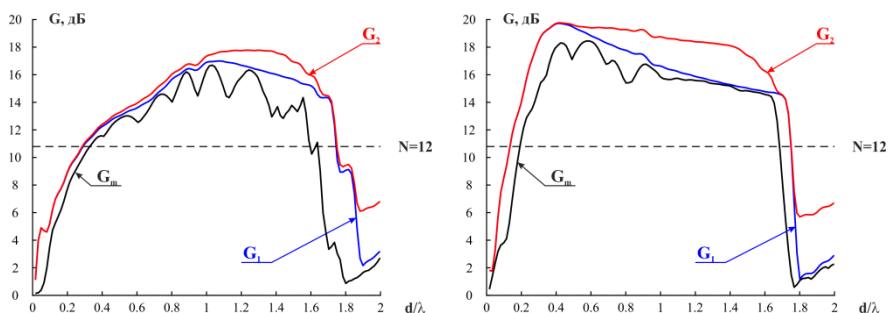


Рис. 3

Таким образом, в работе показано существенное влияние геометрического фактора АР (положения ее элементов) на антенный выигрыш для методов обработки сигналов в многомодовом волноводе. При известном и достаточно устойчивом модовом составе шумов можно априори оценить помехозащищенность различных мод, определить группу мод с высокими модовыми ОСШ и под нее подобрать оптимальное расположение АР – для достижения максимального выигрыша АР. Оценка диапазона оптимального межэлементного расстояния позволяет подобрать эффективное круглодичное размещение АР в канале мелкого моря. Метод модовой фильтрации может оцениваться, как квазиоптимальный метод при корректном выборе моды.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 20-19-00383).

- [1] Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря – М.: Наука, 1997, с. 189.
- [2] Labutina M.S., Malekhanov A.I., Smirnov A.V. // Physics of Wave Phenomena. 2016. Vol. 24, № 2. P. 161.
- [3] Малеханов А.И., Таланов В.И. // Акуст. журн. 1990. Т. 36. С. 891.
- [4] Smirnov A.V., Malekhanov A.I., Labutina M.S. // Proc. Meet. Acoust. (POMA). 2021. Vol. 44. 055005.
- [5] Малеханов А.И., Смирнов А.В. // В кн.: Сборник трудов XXXIV Сессии РАО. 14-18 февраля 2022 – М.: ГЕОС, 2022, с. 245.
- [6] Малеханов А.И., Смирнов А.В. // Акуст. журн. 2023. Т. 69, № 5 (в печати).
- [7] Kuperman W.A., Ingenito F. // J. Acoust. Soc. Am. 1980. Vol. 67. № 6. P. 1988.

ЗАТУХАНИЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ПРИСУТСТВИИ ФРАГМЕНТИРОВАННОГО ЛЬДА. НАТУРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Г.Е. Хазанов^{1, 2)}, С.А. Ермаков^{1, 2, 3)}, В.А. Доброхотов^{1, 2)},
Г.В. Лещев^{1, 2)}, А.В. Купаев¹⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Как известно, морской лед на начальном этапе своего формирования в прикромочной зоне может существовать в разных формах, таких, как ледяное сало, снежура, блинчатый лед [1, 2]. Перечисленные выше начальные формы льда (НФЛ) приводят к затуханию волн на морской поверхности и, соответственно, влияют на интенсивность микроволнового рассеяния на морской поверхности, что усложняет идентификацию участков поверхности, покрытых НФЛ и находящихся в области между сплоченным льдом и открытой водой. Данная работа нацелена на анализ распространения волн в присутствии НФЛ для дальнейшей разработки физических моделей затухания волн. В работе представлены описание и результаты специальных натурных экспериментов по исследованию затухания ветровых волн различной длины в присутствии имитаторов льдин, а также приведены результаты численного моделирования затухания гравитационных волн и дано сравнение с результатами экспериментов. Дана интерпретация наличия локального максимума коэффициента затухания как функции отношения размера льдины к длине волны, как результат резонансного при близких частотах волн и собственных частотах колебания тела.

Эксперименты проводились в южной части Горьковского водохранилища. Скорость ветра в экспериментах составляла 6 – 7 м/с, ветровые волны в различных сериях эксперимента варьировались по амплитуде и длине. Фрагментированный ледяной покров имитировался деревянными пластинами. Схематичное изображение имитаторов льдин, закрепленных на капроновой сетке, показано на рис. 1. Амплитуды волн в экспериментах были достаточно малыми и деревянные пластины практически не сталкивались друг с другом, что позволяет пренебречь влиянием столкновений на волнение. Измерения волн проводились при помощи 4-х миниатюрных акселерометров, установленных на “ледяном поле”. Ветровое волнение характеризуется достаточно широким частотным спектром, поэтому в эксперименте достигались различные соотношения длины волны к размеру “льдин”. На основе анализа записей акселерометров, установленных в начале и в конце “ледяной” структуры, строились усредненные частотные спектры колебаний имитаторов и рассчитывались коэффициенты затухания спектральных компонент волнения. Подробное описание натурального эксперимента приведено в статье [3].

Для численного моделирования затухания волн на льдинах использовалась версия 2.2.1 программного обеспечения с открытым исходным кодом «OpenFOAM». Основными уравнениями, используемыми для численного моделирования, являлись уравнения RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) несжимаемой ньютоновской жидкости.

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\mathbf{U} \nabla) \mathbf{U} \right] = -\nabla p + \nabla \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{f}_a \quad (1)$$

где ρ – плотность жидкости, \mathbf{U} – скорость, p – давление, \mathbf{g} – ускорение свободного падения. Поверхностное натяжение моделируется как непрерывное поверхностное усилие (НПУ) и \mathbf{f}_a означает поверхностную силу на единицу массы. $\boldsymbol{\tau}$ представляет собой сумму вязких и турбулентных напряжений. Последние, добавляют в систему уравнений дополнительные неизвестные, это требует дополнительных уравнений, для замыкания системы. В данной работе используется модель k-epsilon замыкания, формулирующая дополнительные уравнения для скорости турбулентной диссипации и турбулентной кинетической энергии.

$$v_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla * (Uk) - \nabla * (D_k \nabla k) = G - \frac{2}{3} k (\nabla * U) - \varepsilon, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla * (U\varepsilon) - \nabla * (D_\varepsilon \nabla \varepsilon) = c_1 G \frac{\varepsilon}{k} - \frac{2}{3} c_1 \varepsilon (\nabla * U) - c_2 \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (4)$$

Стандартные коэффициенты для модели: $D_k = \nu + v_t/\sigma_k$, $D_\varepsilon = \nu + v_t/\sigma_\varepsilon$, $c_\mu = 0.09$, $c_1 = 1.44$, $c_2 = 1.92$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$. Выбор коэффициентов происходит из большой серии проверочных симуляций сдвиговых течений.

Для отслеживания высоты свободной поверхности использовался метод конечных объемов («VOF»). Этот метод определяет долю жидкости, которая существует в каждой ячейке. Уравнение для объемной доли имеет вид:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla * (\alpha U) = 0 \quad (5)$$

где α – объемная доля воды в ячейке, изменяющаяся от 0 до 1 (ячейка полностью заполнена водой или воздухом соответственно). Значение 0.5 соответствует границе раздела.

Продольное сечение вычислительной области показано на рис. 1, где G_1 и G_2 – численные волновые датчики, используемые для регистрации высоты свободной поверхности во времени.

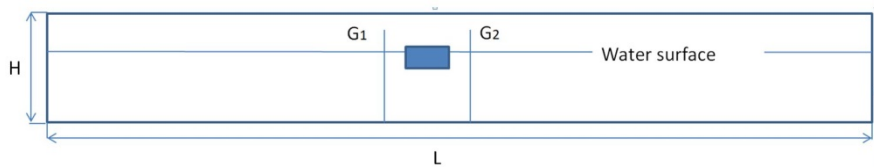


Рис. 1

Здесь $H = 0,4$ м, $L = 10$ м – размеры вычислительной области. Соотношения горизонтального и вертикального размеров льдины подбирались такими же, как и в натуральных экспериментах. Из этих соображений: $l = 0,8$ м, $h = 0,08$ м. Длина волны варьировалась в различных симуляциях, при этом крутизна волны $ka \approx 0.08$ оставалась постоянной. Тело выступало над поверхностью воды на десятую часть своего размера. На правой границе обеспечивалось поглощение поверхностных волн для предотвращения отражения. Тело двигалось с тремя степенями свободы, отвечающим колебаниям по горизонтальной и вертикальной оси, а также вращению относительно оси, перпендикулярной плоскости рисунка. Условия развития волн подбирались таким образом, чтобы избежать столкновения льдин, так же, как и в натурном эксперименте. Получая данные от численных волновых датчиков G_1 и G_2 , можно определить коэффициент затухания ГКВ при прохождении ледяной структуры по описанной выше методике. Результаты численного моделирования с одной и двумя «льдинами» представлены на рис. 2.

Сравним результаты натурального эксперимента и численного моделирования. На рис. 2 показана зависимость коэффициента затухания от отношения размера льдины к длине волны, сравнение результатов натурального эксперимента и численного моделирования. Можно видеть, что значения коэффициента затухания в натуральных экспериментах несколько меньше, чем в численных, что может быть связано с закреплением деревянных пластин в эксперименте и ограничением их ускорения в поле волны и, соответственно, с уменьшением их присоединенной массы. Тем не менее, характер частотной зависимости коэффициента затухания, а именно, наличие локального максимума, одинаков и в эксперименте, и в численном моделировании. Это согласуется также и с результатами наших лабораторных экспериментов [4].

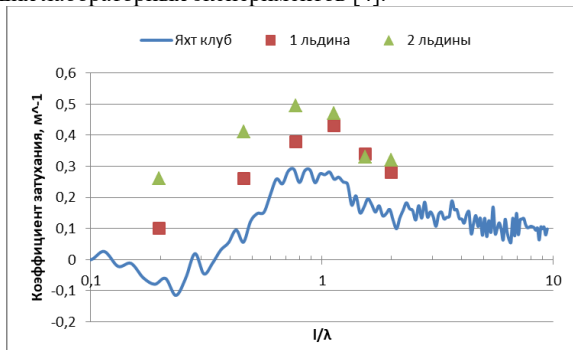


Рис. 2

Также мы можем зафиксировать каждую из степеней свободы плавающего тела, позволив ему колебаться, например, только вертикально. По результатам симуляций, в которых фиксировалась каждая из трех степеней свободы колебания тела, получены зависимости коэффициента затухания от отношения размера тела к длине волны. Результаты последних численных симуляций показаны на рис. 3.

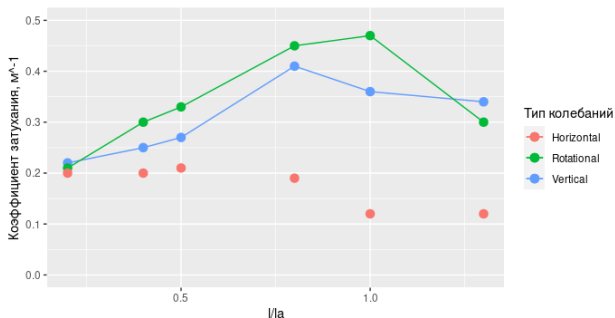


Рис. 3

Можно видеть, что горизонтальные колебания вносят малый вклад в коэффициент затухания. В то же время, как чисто вертикальные, так и чисто вращательные колебания имеют локальный максимум коэффициента затухания, при этом максимумы смещены друг относительно друга. Частота волны, при которой достигается максимум, близка к частоте собственных колебаний тела по двум степеням свободы. Собственные частоты вертикальных и вращательных колебаний близки друг к другу, однако частота вертикальных колебаний чуть выше. Это позволяет нам сделать вывод о возможном резонансном взаимодействии волны с телом при близости частоты волны к частотам собственных колебаний тела, а также о том, что это резонансное взаимодействие обуславливает наличие максимума коэффициента затухания как функции отношения размера тела к длине волны.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПФ РАН FFUF-2021-0006 (численное моделирование) и Госзадания ННГУ №0729-2020-0037 (методика и данные волновых измерений).

- [1] Johannessen O.M. et al. Arctic Technology and Policy. Proceedings of the Second Annual MIT Sea Grant Conference. 1984. P. 133.
- [2] Prinsenberg S.J., Peterson I.K., Annals of Glaciology. 2011. Vol. 52, No. 57. P. 35.
- [3] Хазанов Г.Е., и др. Современные Проблемы Дистанционного Зондирования Земли из Космоса. 2023. Т. 20, № 1. С. 229.
- [4] Ermakov S.A. et al. Proc. SPIE 11529. Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions. 2020. P. 1152909. doi:10.1117/12.2574082.

ЗАТУХАНИЕ ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ С ПОЛИЭТИЛЕНОВОЙ ПЛЕНКОЙ

В.А. Доброхотов, С.А. Ермаков, И.А. Сергиевская

ИПФ РАН

Введение

Загрязнение океана пластиковым мусором является актуальной и глобальной проблемой в настоящее время [1]. Кроме того, материалы из пластмассы могут применяться в качестве гибких пластин или мембран, располагаемых на поверхности моря, являясь эффективным инструментом для ослабления волн, приближающихся к берегу [2].

Одной из разновидностей пластика, широко встречающегося в бытовой и технической эксплуатации, и, следовательно, в областях загрязнений, являются полиэтиленовые пленки. Между собой пленки могут отличаться по материалу, из которого они изготавливаются, плотности, геометрическим характеристикам (толщине), упругим свойствам. Все они могут оказывать влияние на распространение волн на поверхности воды, в особенности на распространение капиллярных и гравитационно-капиллярных волн (ГКВ).

Целью данной работы является изучение затухания ГКВ при прохождении областей воды, покрытых полиэтиленовой пленкой.

В данной работе были проведены лабораторные исследования затухания гравитационно-капиллярных волн для трех типов полиэтиленовых пленок, характеризующихся главным образом толщиной: стрейч-пленка (20 мкм), толстая пленка (200 мкм), пузырьковая пленка (2 мм). Были оценены коэффициенты затухания на пленках, коэффициенты отражения.

Эксперимент

Эксперименты проводились в овальном ветро-волновом бассейне Института прикладной физики РАН. В начале прямого участка бассейна для генерации вынужденных поверхностных волн с заданной частотой был установлен механический волнопродуктор, который позволял генерировать волны с частотами 3.5 Гц, 4 Гц и 4.5 Гц и малыми амплитудами, крутизна волн была порядка 0.1 – 0.15. На расстоянии порядка 90 см от волнопродуктора размещался сплошной кусок пленки одного из трех типов с заданной длиной. По обе стороны от пленки для измерения амплитуд проходящих цугов волн устанавливались струнные волнографы. Схема установки представлена на рис. 1.

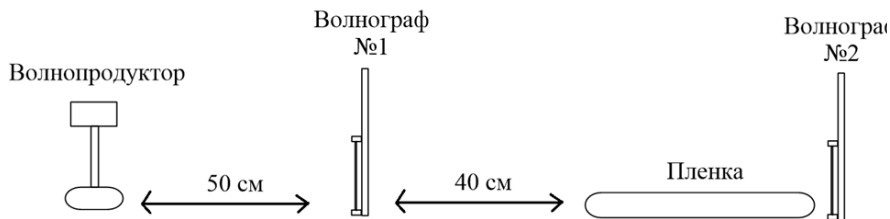


Рис. 1

В ходе проведения лабораторных экспериментов, были получены данные о прохождении цугов волн, представленные на рис. 2 и рис. 3. Средняя амплитуда цуга по данным первого волнографа – $A_{пад}$, Средняя амплитуда цуга на втором волнографе, сразу после пленки – $A_{прош}$. Измерения проводились для пленок с шириной 30 см и длинами в диапазоне от 5 см до 80 см. Пунктирными линиями обозначены расчетные данные для модели затухания на абсолютно нерастяжимой пленке без изгибных напряжений, подробнее о которой будет указано далее.

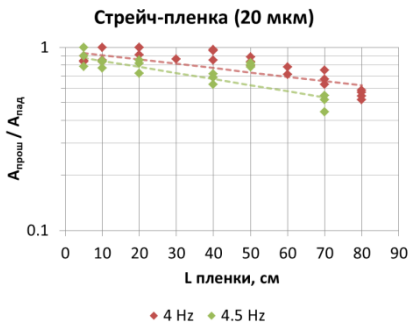


Рис. 2

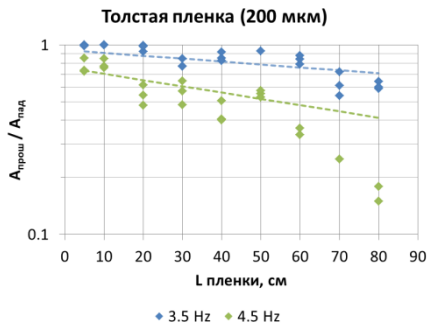


Рис. 3

Анализ полученных данных

Затухание ГКВ на тонкой полиэтиленовой пленке можно описывать как затухание на абсолютно нерастяжимой пленке с упругостью $E = \infty$ [3], при этом не создающей изгибных напряжений. Затухание волны вне пленки можно описывать как затухание на чистой поверхности с временным декрементом $2\nu k^2$, где ν – вязкость воды, k – волновое число, а затухание на абсолютно нерастяжимой пленке с коэффициентом затухания

$\sqrt{\frac{\nu\omega k^2}{8}}$, где ω – частота волны. Отражение от ближней и дальней границ пленки характеризуется коэффициентами $K_{отр} = \frac{A_{отр}}{A_{пад}}$ и $K_{отр}^* = \frac{A_{отр}^*}{A_{пад}^*}$, соответственно, где $A_{отр}$, $A_{пад}$

- амплитуды волны, отраженной и падающей на ближнюю границу пленки, $A_{отр}^*$, $A_{пад}^*$ - амплитуды волны, отраженной и падающей на дальнюю границу пленки.

Тогда относительная амплитуда волны на абсолютно нерастяжимой пленке с длиной L и находящейся на расстоянии H следующее:

$$\frac{A_{прош}}{A_{пад}} = e^{-2vk^2H/v_{гр}} * (1 - K_{отр})(1 - K_{отр}^*) * e^{-\sqrt{\frac{v\omega k^2}{8}} \frac{L}{v_{гр}}}. \quad (1)$$

Коэффициент затухания DC экспериментально и теоретически рассчитывается соответственно как

$$DC_{эксп} = \frac{\ln\left(\frac{A_{прош}}{A_{пад} * (1 - K_{отр})(1 - K_{отр}^*)}\right) * \frac{v_{гр}}{L}}{2vk^2}, \quad (2)$$

$$DC_{теор} = \sqrt{\frac{v\omega k^2}{8}} = \sqrt{\frac{\omega}{32vk^2}}. \quad (3)$$

В табл. 1 представлены экспериментальные и теоретические коэффициенты затухания, полученные для трех видов пленки и трех частот поверхностных гравитационно-капиллярных волн.

Табл. 1

	Стрейч-пленка			Толстая пленка (200 мкм)			Пузырчатая пленка		
	Коэффициент затухания		Отражение, %	Коэффициент затухания		Отражение, %	Коэффициент затухания		Отражение, %
	Эксперимент	Теория		Эксперимент	Теория		Эксперимент	Теория	
3.5 Гц	x	17	x	20	17	15	32	17	20
4 Гц	16	14	5	21	14	18	25	14	26
4.5 Гц	15	12	7	18	12	24	x	12	x

Согласно табл. 1, экспериментальные и теоретические коэффициенты затухания близки для очень тонкой полиэтиленовой пленки (стрейч-пленки). При увеличении толщины пленки разница между ними увеличивается.

Стрейч-пленку можно рассматривать как абсолютно нерастяжимую упругую пленку. Толстая пленка и пузырчатая пленки, возможно, плохо описываются такой моделью, что требует дополнительного поправки на сопротивление изгиба пленки.

Выводы

Проведены лабораторные исследования по изучению затухания поверхностных гравитационно-капиллярных волн при прохождении областей, покрытых полиэтиленовыми пленками. Полученные экспериментальные данные были сопоставлены с расчетными данными для затухания на абсолютно нерастяжимой пленке ($E = \infty$).

Установлено, что тонкие пленки, такие как стрейч-пленка, могут быть описаны моделью затухания на бесконечно упругой пленке с нулевыми изгибными напряжениями.

Для более толстой пленки (с толщиной 200 мкм и больше) данная модель требует внесения дополнительных поправок на сопротивление изгиба пленки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ в рамках проекта РФФ 23-17-00167.

[1] Sun Y. et al. // Sci Rep. 2023. Vol. 13. P. 1978.

[2] Shugan I. et al. // Journal of Marine Science and Engineering. 2020. Vol. 8. P. 571.

[3] Ермаков С.А. Влияние пленок на динамику гравитационно-капиллярных волн – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2013.

О ВОССТАНОВЛЕНИИ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ И ТУРБУЛЕНТНОГО НАПРЯЖЕНИЯ В ТРОПИЧЕСКИХ ЦИКЛОНАХ НА ОСНОВЕ СОВМЕЩЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ С РАДИОМЕТРА SFMR И GPS-ЗОНДОВ NOAA

О.С. Ермакова, Е.И. Поплавский, Н.С. Русаков, Д.А. Сергеев, Ю.И. Троицкая

ИИФ РАН

Процессы передачи импульса от атмосферы к океану описываемые с помощью турбулентного ветрового напряжения τ играют важную роль в общем обмене в системе океан-атмосфера, при этом величина τ входит во все погодно-климатические модели. Турбулентное напряжение традиционно выражается с помощью скорости ветра на высоте 10 м U_{10} через коэффициент аэродинамического сопротивления C_D по балк-формуле $\tau = \rho_a C_D U_{10}^2$. В то же время величина так называемой скорости трения ветра определяется как $u_*^2 = \tau / \rho_a$. Обычно напрямую измеряется именно скорость ветра U_{10} , а величина турбулентного напряжения восстанавливается по балк-формуле. Известно, что в условиях тропических циклонов (ТЦ) неопределенность при определении коэффициента аэродинамического сопротивления C_D , входящего в балк-формулу, очень велика (колеблется в пределах от $1,5 \times 10^{-3}$ до $4,5 \times 10^{-3}$ [1]). Хотя отчасти эта большая изменчивость наблюдаемого C_D , вероятно, связана с трудностями измерения в условиях экстремально сильного ветра, также предполагается, что коэффициент аэродинамического сопротивления зависит от других факторов помимо U_{10} , таких как, например, состояние морской поверхности. Современный подход, для восстановления динамических характеристик приводного ветра, базируется на использовании инструментов дистанционного зондирования в связи с их всепогодностью, высоким разрешением и широким охватом исследуемых акваторий. В частности, широко используются методы пассивного зондирования, основанные на применении микроволновых радиометров. Специальные миссии, цель которых состоит в измерении характеристик приводного атмосферного слоя, в тропических циклонах Атлантического бассейна, используют ступенчатый микроволновой радиометр SFMR (Stepped Frequency Microwave Radiometer) Национального управления океанических и атмосферных исследований Отдела исследований ураганов (NOAA / HRD). SFMR измеряет яркостную температуру T_B поверхности океана и атмосферы на шести каналах С-диапазона 4,55, 5,06, 5,64, 6,34, 6,96, 7,22 ГГц. При наблюдении в надир яркостная температура моря (и излучательная способность морской поверхности) обычно увеличивается по мере покрытия поверхности пеной, возникающей из-за обрушения волн [2] и увеличения ее шероховатости, определяемой турбулентным поверхностным напряжением. Поскольку увеличение пены коррелирует со скоростью приземного ветра, T_B увеличивается со скоростью приземного ветра U_{10} . В С-диапазоне микроволновые частоты далеки от полос поглощения водяного пара (22 ГГц) и полос поглощения кислорода (60 ГГц), поэтому в этом диапазоне атмосфера становится относительно прозрачной [3]. Кроме того, поглощение облаками незначительно на частотах ниже 10 ГГц [4]. В то же время крупные дождевые капли, которые характерны для тропических осадков, заметно поглощают излучение на частотах С-диапазона при интенсивности дождя, превышающей 3 мм/ч [5]. Осадки обычно приводят к увеличению наблюдаемого T_B . В отличие от зависимости T_B от U_{10} ,

которая слабо зависит от используемых микроволновых частот, T_B (или коэффициент поглощения дождя) гораздо сильнее зависит от частоты в присутствии дождя. Таким образом, необходимы множественные наблюдения T_B на близко расположенных частотах, чтобы определить скорость ветра в таких условиях. В данной работе проводится совмещение данных падающих GPS-зондов, измеряющих профили скорости ветра в ураганах с измерениями с SFMR для зависимостей, связывающих излучательную способность с касательным турбулентным напряжением и коэффициентом сопротивления.

В предыдущих исследованиях нами был предложен подход к определению скорости ветра на высоте 10 м, а также скорости трения и коэффициента аэродинамического сопротивления по данным GPS-дропзондов, исключая прямые измерения ветра на высоте 10 м, характеризующихся высоким уровнем погрешностей [6], который мы применили также и в настоящем исследовании. В данной работе рассмотрено 20 ТЦ 4-й и 5-й категорий для сезонов ураганов 2001–2017 гг. в Атлантическом бассейне. Использован общепринятый подход, обычно применяемый в технической гидродинамике для турбулентных пограничных слоев в аэродинамических трубах, в рамках которого осредненные по турбулентным пульсациям профили скоростей ветра предполагаются автомодельными и состоят из логарифмической части и следной части, характеризующей адаптацией воздушного потока к невозмущенной части [6]. Восстановление скорости ветра на высоте 10 м, скорости трения ветра и коэффициента аэродинамического сопротивления выполняется по следной части, для которой не сказывается влияние деформации профиля за счет волнового потока и меньше технических погрешностей. Для статистического осреднения для каждого отдельного ТЦ были сконструированы группы из ряда профилей ветра, отобранных примерно на одинаковом расстоянии от центра каждого ТЦ в течение одних суток. Профили, демонстрирующие сходное качественное и количественное поведение, были объединены в 3 условных набора данных: соответствующий глазу урагана, стене ТЦ (скорость ветра на 10 м превышала 15 м/с) и области внешнего вихря (скорость ветра на 10 м была менее 15 м/с). Для дальнейшего анализа использовался второй набор.

Для разработки подхода восстановления параметров пограничного слоя по следной части автомодельных профилей скорости использовалась аппроксимация автомодельных профилей скорости, наблюдаемых в ветровом канале или над плоской пластиной [6]:

$$U_{max} - U(z) = \begin{cases} u_* \left(\left(-\frac{1}{\kappa} \right) \ln \left(\frac{z}{\delta} \right) + \gamma \right); & \frac{z}{\delta} < 0.3 \\ \beta u_* (1 - z/\delta)^2; & \frac{z}{\delta} > 0.3. \end{cases} \quad (1)$$

Параметры U_{max} , u_* , δ получены с помощью аппроксимации следной части профилей с помощью параболической зависимости:

$$U(z) = p_3 + p_2 z + p_1 z^2 \\ \beta u_* = -\frac{p_2^2}{4p_1}; \delta = -\frac{p_2}{2p_1}; U_{max} = p_3 + \beta u_* \quad (2)$$

Профили скорости можно выразить в автомоделных переменных $(U_{max} - U(z))/\beta u_*$, $\frac{z}{\delta}$ в результате все обезразмеренные на эти переменные профили в силу их автомоделности легли на одну кривую, аппроксимируя которую предложенной зависимостью (1), можно получить значения коэффициентов γ и β , а далее с учетом (2) определить величину u_* и соответственно коэффициент аэродинамического сопротивления:

$$C_D = (u_*/U_{10})^2 = \kappa^2 / \left(\frac{\kappa U_{max}}{u_*} - \gamma \kappa + \ln(H_{10}/\delta) \right)^2. \quad (3)$$

Следующим этапом исследования было построение алгоритма восстановления параметров пограничного слоя атмосферы по данным об излучательной способности поверхности океана за счет совмещения данных GPS-зондов и SFMR. Было получено значение излучательной способности SFMR, соответствующее координатам GPS-зондов, которое далее усреднялось по выбранным группам GPS-зондов. Величины скорости ветра, скорости трения ветра и коэффициента аэродинамического сопротивления рассчитывались по данным GPS-зондов по предложенной выше методике и сравнивались с радиометрическими данными. Полученный набор данных показан маленькими символами на рис. 1–3. Для построения зависимостей U_{10} , u_* и C_D от E_w данные, показанные маленькими символами, были усреднены внутри бинов (см. большие символы на рис. 1–3); количество бинов равнялось 10 и выбиралось из условия, что бины должны содержать достаточное количество точек для усреднения – порядка 10 штук. Полученные зависимости имеют следующий вид (см. сплошные кривые на рис. 1–3):

$$U_{10} = \begin{cases} 85 E_w^{\frac{1}{3}}, & 0.0068 \leq E_w \leq 0.055, \\ 223 E_w^{\frac{2}{3}}, & 0.055 < E_w \leq 0.1286 \end{cases}$$

$$u_* = \begin{cases} 6.68 E_w^{\frac{1}{2}}, & 0.0068 \leq E_w \leq 0.055, \\ 1.56, & 0.055 < E_w \leq 0.1286 \end{cases} \quad (4)$$

$$C_D = \begin{cases} 0.0062 E_w^{\frac{1}{3}}, & 0.0068 \leq E_w \leq 0.055, \\ 4.89 \cdot 10^{-5} E_w^{-4/3}, & 0.055 < E_w \leq 0.1286. \end{cases}$$

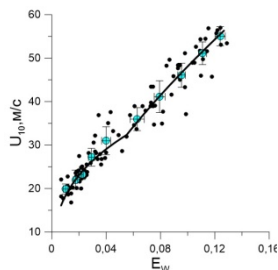


Рис. 1

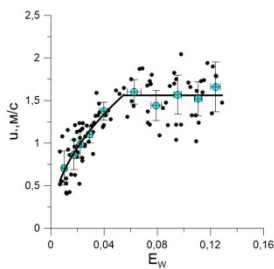


Рис. 2

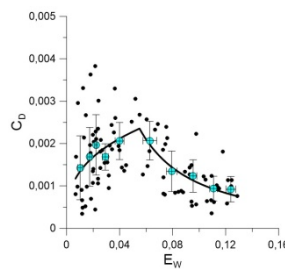


Рис. 3

Зависимости скорости приземного ветра, скорости трения ветра и коэффициента аэродинамического сопротивления поверхности океана от излучательной способности поверхности океана, полученные с GPS-зондов с использованием описанного выше алгоритма, представлены на рис. 1–3. Видно, что предложенный алгоритм действителен для восстановления скорости трения ветра только для скоростей ветра, не превышающих 32 м/с, из-за наблюдаемого в доверительных интервалах эффекта насыщения. Следует отметить, что полученный эффект насыщения нуждается в дальнейшей проверке на большем количестве данных, поэтому нельзя исключить слабую зависимость скорости трения от коэффициента излучения. Следует отметить, что, несмотря на то, что набор данных, использованный для получения зависимостей (4), включал измерения внутри ураганов 4-й и 5-й категорий, на значительном удалении от центров анализируемых ураганов, малые и умеренные скорости ветра характерные для ураганов более низких категорий, также наблюдались (нижняя граница анализируемых скоростей 15 м/с). В связи с этим предложенный алгоритм может быть использован и для оценки параметров ураганов более низких категорий.

Разработанный алгоритм восстановления динамических параметров является важным этапом на пути к конструированию так называемой геофизической модельной функции, связывающей обозначенные параметры пограничного слоя атмосферы с PCA данными со спутника Sentinel-1, полученными на перекрестной поляризации.

Работа Ермаковой О.С. поддержана в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 0030-2022-0005.

- [1] Powell M. D., Vickery P.J., Reinhold T.A. // *Nature* . 2003. Vol. 422. P. 279.
- [2] Rosenkranz P.W., Staelin D.H. // *J. Geophys. Res.* 1972. Vol. 77. P. 6528.
- [3] Smith E.K. // *Radio Sci.* 1982. Vol. 17. P. 1455.
- [4] Tsang L., Kong J. A., Njoku E., Staelin D.H. Waters J.W. // *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1977. Vol. 25. P. 650.
- [5] Olsen R., Rogers D.V., and Hodge D.B. // *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1978. Vol. 26. P. 318.
- [6] Ermakova O., Sergeev D., Rusakov N., Poplavsky E., Balandina G., Troitskaya Yu. // *IEEE J. Sel. Top. Appl. Earth Obs. Remote Sens.* 2020. Vol. 13. P. 1.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРОДОЛЬНО-ИЗГИБНОГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В МОРСКИХ УСЛОВИЯХ

А.А. Антонов¹⁾, А.И. Хилько^{1, 2)}, К.А. Сидоров^{1, 2)}, И.А. Капустин^{1, 2)}

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе приводится анализ результатов экспериментального измерения параметров продольно-изгибного гидроакустического излучателя в лабораторных условиях и в условиях Горьковского водохранилища.

Для работы с излучателями необходимо точно знать их параметры. При выполнении таких измерений в условии бассейна возникает ряд проблем, связанных с конечными размерами бассейна. Для устранения влияния стенок бассейна, обычно, проводится испытание в морских условиях. В настоящей работе представлены методы и условия измерений, как в бассейне, так и в условиях мелкого моря

Измерение в бассейне

В качестве предварительного этапа проводилась оценка частотной характеристики в условиях лабораторного бассейна. Этот этап позволял так же позволяющего проверить работоспособность излучателя и его герметичность. Испытания проводились на базе гидроакустического бассейна отделения геофизических исследований ИИФ РАН (размеры бассейна ШхДхГ: 3.6х5.3х2.4м).

Излучатель и приемник были погружены в бассейн на глубину 1 м, излучатель располагался на удалении 0.6 м от борта бассейна. Гидрофон – на расстоянии 2.25м от борта бассейна (расстояние между излучателем и гидрофоном 1.65 м). В качестве тестового сигнала использовался ЛЧМ импульс длительностью 10 секунд. Перестройка частоты осуществлялась в полосе 50-1250 Гц.

Результаты измерения в бассейне

На рисунке 1 представлен полученный при измерении в бассейне спектр сигнала

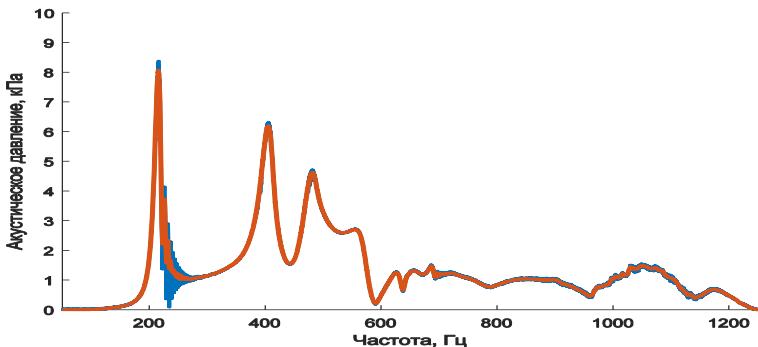


Рис. 1

Самый большой резонанс излучателя сформирован в интервале частот 210-220 Гц. В нашем случае измеренная собственная частота резонанса корпуса (215.6 Гц) близка к собственному поперечному резонансу гидроакустического бассейна (208 Гц) что не позволяет принимать полученные при измерении данные как достоверно характеризующие мощность излучателя.

Развиваемый уровень акустического давления на частоте 215.6 Гц соответствует акустической мощности 605 Вт, что выше, чем мощность на выходе усилителя (577 Вт, это соответствует КПД 104.9 %).

Как видно из полученных данных, формируются еще 2 выраженных пика на частотах 403 Гц и 481 Гц. Согласно оценкам, эти пики соответствуют собственным резонансным частотам бассейна (0,3,0) и (4,1,0).

На частотах более 600 Гц, как показывает сравнение с последующими измерениями на открытой воде, неоднородность спектральной характеристики так же вызвана влиянием стенок и поверхности бассейна.

Измерение в морских условиях

Морские испытания выполнялись в течение одних суток, 14 сентября 2022 года. Измерения проводились в акватории горьковского водохранилища, в районе 56°39'38.1"N 43°21'51.5"E. Эксперименты осуществлялись с использованием НИС «Геофизик».

Характеристики излучателя измерялись при излучении ЛЧМ акустических импульсов. При этом оценивались резонансная частота, полоса излучения и акустическая мощность. Прием сигнала осуществлялся гидрофоном, закрепленным вблизи излучателя на выносе длиной 1м с помощью виброразвязки.

На рисунке 2 приведена спектральная характеристика принимаемого гидрофоном сигнала (на глубине 16м)

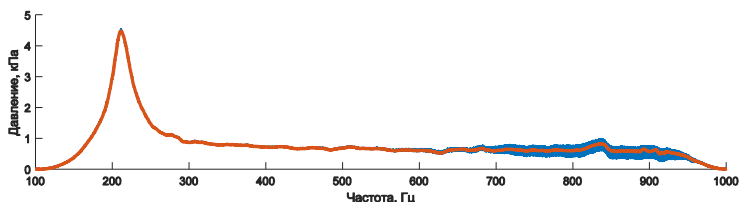


Рис. 2

На рисунках 3 и 4 представлены зависимость давления, создаваемого излучателем на резонансной частоте от глубины погружения излучателя и зависимость резонансной частоты излучателя от глубины погружения излучателя соответственно. На рисунке 5 представлена зависимость ширины резонансного пика от глубины погружения излучателя.

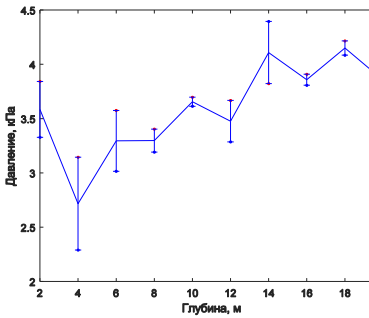


Рис. 3

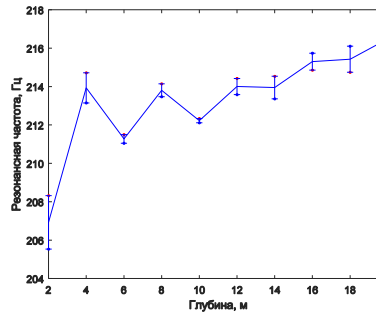


Рис. 4

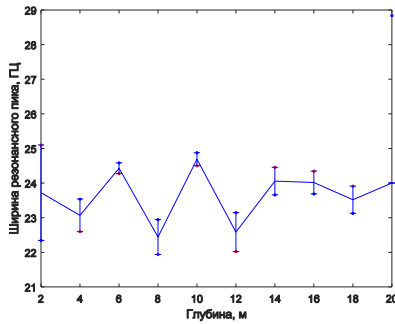


Рис. 5

Не монотонность зависимости резонансной частоты и ширины резонансного пика от глубины вблизи поверхности вызваны интерференционными эффектами. Длительность излучаемых ЛЧМ импульсов составляла 10 сек, в то время как задержки между прямой и поверхностной волноводными компонентами составляли менее 10 мсек, так, что все волноводные компоненты приходили на гидрофоны практически одновременно, что приводило к интерференции. Ширина резонансного пика фактически не зависит от глубины погружения, а осцилляция данного параметра коррелирует со скоростью течения в месте проведения эксперимента. Избавиться от интерференционных эффектов можно при достаточной глубине водоема.

Заключение

Для излучателя размером ~0.6м и массой порядка 40кг максимальная мощность (в полосе 100-1000Гц) составила 170 Вт. В ходе измерений установлено, что КПД от продольно-изгибного излучателя составляет ~50%, что является очень хорошим показателем для излучателей такого вида [1]. Ширина полосы составляет порядка 10%, что поз-

воляет классифицировать данный излучатель как узкополосный. Расширить полосу излучения и увеличить КПД можно путем замены ограничивающего резистора на цепь, обеспечивающую согласование усилителя и излучателя (нагрузки).

И поэтому – вследствие малых размеров и высокого КПД данные излучатели представляют интерес как элементы излучающих антенных решеток для решения ряда прикладных задач гидроакустики.

Работа выполнена при поддержке госзадания ННГУ тема №0729-2020-0037

- [1] Бритенков А. К., Фарфель В. А., Боголюбов Б. Н. Сравнительный анализ электроакустических характеристик компактных низкочастотных гидроакустических излучателей высокой удельной мощности // Прикладная физика. 2021. № 3. С. 72.
- [2] Бритенков А. К., Боголюбов Б. Н., Дерябин М. С., Фарфель В. А. // Труды МАИ. 2019. № 105. С. 1.
- [3] Урик Р. Д. Основы гидроакустики. 1978.
- [4] Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. – Гидрометеиздат, 1982.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ И НЕЙРОНОПОДОБНЫХ ПРОЦЕДУР ОБРАБОТКИ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА ФОНЕ РЕАЛЬНЫХ МОРСКИХ ШУМОВ

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

ИПФ РАН

Процедура обработки гидроакустических сигналов при подводной локации является сложной, многопараметрической задачей, имеющей большую степень неопределенности вследствие неточности моделей или высокого уровня помех. Решения о значениях параметров обрабатываемых сигналов принимаются в условиях ограниченных априорных данных. В связи с этим остается актуальным вопрос поиска и совершенствования методов сравнения локационных сигналов, рассчитанных с помощью модели, с сигналами, полученными экспериментально на фоне различных шумов. В качестве критерия сравнения тестового и экспериментального сигналов используются значения выбранной критериальной функции.

Одним из хорошо известных и общепринятых методов решения таких задач является согласованная фильтрация принятого сигнала с тестовым, построенная на основе корреляционной свертки. Известно, что согласованный фильтр является оптимальным в случае детерминированного сигнала и белого гауссовского шума, такая обработка обеспечивает максимальное отношение сигнал-шум на выходе (см., например [1]). Именно поэтому корреляционная критериальная функция была взята как основной метод обработки принимаемого сигнала и сравнивалась с предлагаемым нейроноподобным методом обнаружения сигнала на фоне шума.

Нейроноподобная процедура обработки гидроакустических сигналов была предложена ранее авторами в работах [2-4]. Этот метод основан на применении нелинейной пороговой функции, входящей в состав математической модели нейрона МакКалока-Питтса [5]. Пример сигнала, получаемого на выходе нейроноподобной функции, приведен на рис. 1. Цифрой 1 обозначен полезный сигнал в составе принимаемого экспериментального сигнала, 2 – смесь полезного сигнала с шумом, 3 – тестовый или модельный сигнал, 4 – сигнал на выходе нейроноподобной функции.

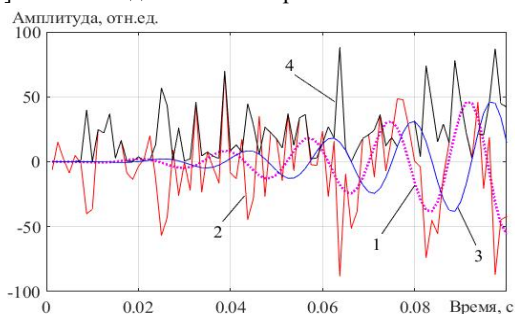


Рис. 1

В работе [4] было показано, что аддитивный шум по своей статистической структуре может иметь нарастающий или убывающий тренд, то есть дисперсия шума может меняться в большую или меньшую сторону с течением времени измерения. Исследования показали, что для таких двух случаев целесообразно использование нейроноподобных функций разного вида.

В случае нарастающего тренда аддитивного шума была получена следующая формула для расчета сигнала на выходе нейроноподобной критериальной функции $Nei\{\tau\}$:

$$Nei\{\tau\} = \frac{\int_0^T \theta\{y(t), x(t-\tau)\} dt}{\int_0^T |x(t-\tau)| dt + \int_0^T |y(t)| dt}, \quad (1)$$

$$\theta\{y(t), x(t-\tau)\} = \max[|x(t-\tau)| \times L(t), |y(t)| \times M(t)], \quad (2)$$

$$L(t) = \begin{cases} 1, & \text{if } -|y(t)| \leq [x(t-\tau) - y(t)] \cdot \frac{x(t-\tau)}{|x(t-\tau)|} \\ 0, & \text{if } -|y(t)| > [x(t-\tau) - y(t)] \cdot \frac{x(t-\tau)}{|x(t-\tau)|} \end{cases}, \quad (3)$$

$$M(t) = \begin{cases} 1, & \text{if } -|x(t-\tau)| \leq [y(t) - x(t-\tau)] \cdot \frac{y(t)}{|y(t)|} \\ 0, & \text{if } -|x(t-\tau)| > [y(t) - x(t-\tau)] \cdot \frac{y(t)}{|y(t)|} \end{cases}, \quad (4)$$

где $y(t)$ – смесь принимаемого сигнала с шумом, $x(t-\tau)$ – тестовый сигнал, τ – временной сдвиг тестового сигнала. Расчет нейроноподобной критериальной функции происходит по каждому отсчету времени.

В случае убывающего тренда аддитивного шума формула нейроноподобной критериальной функции $Nei\{\tau\}$ следующая:

$$Nei\{\tau\} = \frac{\int_0^T \theta\{y(t), x(t-\tau)\} dt}{\int_0^T |x(t-\tau)| dt + \int_0^T |y(t)| dt}, \quad (5)$$

$$\theta\{y(t), x(t-\tau)\} = \max[|x(t-\tau)| \times L(t), |y(t)| \times M(t)], \quad (6)$$

$$L(t) = \begin{cases} 1, & \text{if } -|y(t)| \leq [x(t-\tau) - y(t)] \cdot \frac{x(t-\tau)}{|x(t-\tau)|} \\ 0, & \text{if } -|y(t)| > [x(t-\tau) - y(t)] \cdot \frac{x(t-\tau)}{|x(t-\tau)|} \end{cases}, \quad (7)$$

$$M(t) = \begin{cases} 1, & \text{if } -|x(t-\tau)| \leq [y(t) - x(t-\tau)] \cdot \frac{y(t)}{|y(t)|} \\ 0, & \text{if } -|x(t-\tau)| > [y(t) - x(t-\tau)] \cdot \frac{y(t)}{|y(t)|} \end{cases}. \quad (8)$$

Для сравнительного анализа эффективности применения корреляционной и нейроноподобной процедур обработки сигналов не производилась оценка выходного отношения сигнал-шум, поскольку корреляционный метод в этом случае, как известно, будет работать лучше всех существующих методов. Основной задачей исследования

было – получить метод, имеющий лучшую рабочую характеристику для критерия Неймана – Пирсона, то есть построить такой обрабатывающий критерий для детектирования сигнала на фоне шума, чтобы при заданной вероятности ложной тревоги, он обеспечивал минимальную вероятность пропуска цели. На рабочей характеристике при этом желаемая вероятность правильного обнаружения достигалась бы при более низких входных отношениях сигнал-шум для одного критерия, чем для другого. Для этого вначале генерировались векторы нормально распределённого шума при заданном значении его дисперсии или же использовались готовые экспериментальные данные записи шумов. Затем формировались гистограммы оценки плотностей вероятности распределения значений корреляционной и нейроноподобной функций, когда на вход приемного устройства поступает только шум и когда происходит прием полезного ЛЧМ-сигнала на фоне шума. Далее, согласно критерию Неймана-Пирсона, определялось положение порога, принимая значение вероятности ложной тревоги равным 0.01 и рассчитывалась вероятность правильного обнаружения сигнала. Затем, меняя значение отношения сигнал-шум, рассчитывались рабочие характеристики корреляционной и нейроноподобной критерияльных функций.

В работе были исследованы шумы, полученные из двух натуральных экспериментов. В первом эксперименте антенна, состоящая из 180 гидрофонов, лежала на дне на глубине 240 м. Шумовой сигнал записан с частотой дискретизации 250 Гц, длительность записи составила примерно 70 с. К такому шумовому массиву был добавлен ЛЧМ-сигнал в частотной полосе от 50 до 150 Гц длительностью 2 с. Исследования показали, что шум, полученный в таком эксперименте, является стационарным, его дисперсия не изменилась в процессе измерений. В этом случае функция обнаружения сигнала на основе корреляционной свертки (график 1 на рис. 2) имеет преимущество перед нейроноподобной функцией (график 2 на рис. 2): график 3, соответствующий уровню вероятности правильного обнаружения, равному 0.99 пересекает график 1 раньше, чем график 2 на рис. 2. Вертикальные линии 4 и 5 на рис. 2 показывают значения отношений сигнал-шум, при которых достигается этот уровень вероятности правильного

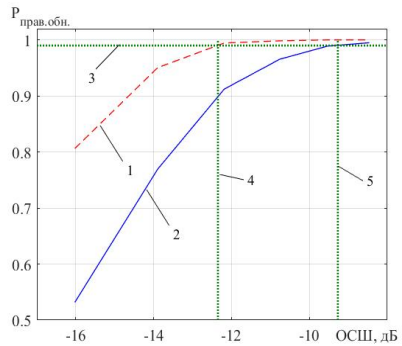


Рис. 2

обнаружения для корреляционной и нейроноподобной функций. Величина выигрыша при этом составляет в среднем примерно 3 дБ в пользу корреляционной функции.

Во втором эксперименте антенна, состоящая из 16 гидрофонов, буксировалась за судном на глубине 15 м. Частота дискретизации шумового сигнала составила 16000 Гц, длительность записи – примерно 160 с. К такому шумовому массиву был добавлен ЛЧМ-сигнал в частотной полосе от 200 до 1000 Гц длительностью 1 с. Расчеты показали, что дисперсия данного шума возрастала с течением времени измерений, на рис. 3

представлены несколько гистограмм распределений значений величины шумовых сигналов для разных реализаций. Таким образом, зарегистрированный шум являлся шумом с нарастающим трендом, для которого были применены формулы (1)–(4) для расчета нейроноподобной критериальной функции. Расчеты рабочих характеристик, представленных на рис. 4, показывают, что при инкрементном нестационарном шуме преимущество имеет нейроноподобная функция. На рис. 4 график 3 соответствует уровню вероятности правильного обнаружения равному 0.99. Вертикальные линии 4 и 5 показывают значения отношений сигнал-шум, при которых достигается искомый уровень вероятности правильного обнаружения для нейроноподобной и ковариационной функций соответственно. Видно, что заданный уровень вероятности правильного обнаружения для нейроноподобной функции достигается при меньшем отношении сигнал-шум, чем для корреляционной в среднем примерно на 3 дБ.

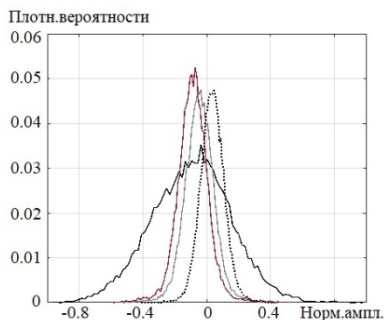


Рис. 3

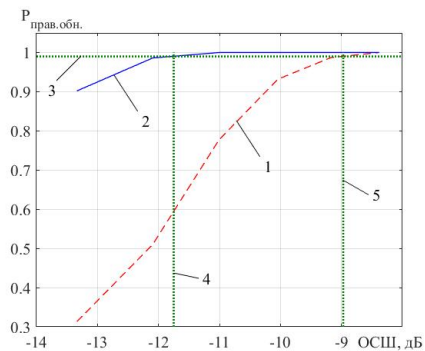


Рис. 4

Таким образом, в работе на примере обработки реальных экспериментальных шумов показано, что в отсутствии сигнальной компоненты на входе дисперсия шума может быть меньше, чем при работе в режиме анализа при наличии на входе сигнальной компоненты. Результаты исследования позволяют сделать заключение, что в условиях нестационарных шумов методы обработки гидроакустических сигналов, основанные на нейроноподобных критериальных функциях, могут иметь преимущество перед корреляционным анализом.

Работа выполнена при поддержке РФФ по гранту № 20-19-00383-П.

- [1] Тихонов В.И. Оптимальный прием сигналов. – М.: Радио и связь, 1983, 320 с.
- [2] Калинина В.И., Смирнов И.П., Хилько А.И., Малеханов А.И. // Акустический журнал. 2021. Т. 67, № 4. С. 395.
- [3] Khobotov A.G., Kalinina V. I., Khilko A. I. // Optical Memory and Neural Networks. 2021. Vol. 30, №. 4. P. 327.
- [4] Khobotov A.G., Kalinina V.I., Khil'ko A.I., Malekhanov A.I. // Remote Sensing. 2022. 14(19):4860.
- [5] McCulloch W.S., Pitts W. // Bull. Mathematical Biophysics. 1943. Vol. 5. P. 115.

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ОТ НИЖЕГОРОДСКОЙ ГЭС В ВОРОТИЛОВСКОЙ ГЛУБОКОЙ СКВАЖИНЕ

И.Н. Диденкулов^{1, 2)}, А.И. Малеханов^{1, 2)}, В.В. Чернов¹⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Работа посвящена анализу возможности геодинамического мониторинга верхнего слоя земных пород с помощью стационарной сейсмоакустической трассы. Ранее делались попытки применить метод стационарной трассы к геофизическим измерениям на масштабах многих километров. С этой целью создавались вибростойки в СНЧ диапазоне частот ~5–15 Гц [1]. Однако для того, чтобы генерировать для таких трасс распространения сейсмические сигналы достаточной интенсивности, необходимо создавать массивные вибростойки массой десятки тонн и более, поэтому такой поход широкого распространения не получил. С другой стороны, в разных частях страны на реках работают гидроэлектростанции (ГЭС), агрегаты которых имеют массу многих сотен тонн. При вращении они испытывают вибрации, которые передаются на тело плотины, и являются тем самым источниками сейсмических волн. Что касается приемных систем, то наиболее стабильное их положение возможно в глубоких скважинах.

В данной работе рассмотрен метод создания сейсмоакустической стационарной трассы, образованной гидроагрегатами Нижегородской ГЭС в качестве «источника» сигналов и Воротиловской глубокой скважиной (ВГС) в качестве «приемника».

Эксперимент

Стационарная сейсмоакустическая трасса, рассматриваемая в данной работе, находится в северо-западной части Нижегородской области в районе Нижегородского водохранилища. Источником сейсмических колебаний являются гидроагрегаты Нижегородской ГЭС, а прием сигналов осуществляется на расстоянии 37 км в Воротиловской глубокой скважине.

В машинном зале ГЭС установлены 8 гидротурбин, представляющих собой дебалансные источники низкочастотных вибраций (вальная частота турбин около 1 Гц, основная лопастная частота около 4 Гц). Вибрации тела плотины, вызываемые вращением турбин и связанных с ними роторов генераторов массой более 500 тонн, порождают сейсмические колебания. Измерения этих вибраций, выполненные на плотине ГЭС на расстоянии 300 метров от машинного зала показали присутствие в спектре колебаний дискретных компонент на частотах, кратных основной лопастной частоте, самые сильные из которых на частотах 12 и 16 Гц.

Воротиловская глубокая скважина (ВГС) глубиной 5374 метра и находящаяся рядом (на расстоянии 100 метров по земной поверхности) скважина-спутник (СС) глубиной 1498 метра пробурены в конце 1980-х годов в центре Пучеж-Катунской импактной геологической структуры. Структура представляет собой локальное куполообразное поднятие коренных пород кристаллического фундамента Русской плиты, окруженное кольцевым желобом диаметром около 80 км, образовавшееся в результате падения

крупного метеорита около 165 млн. лет назад. Высота центрального поднятия (т.н. Воротиловского выступа) составляет 1,6–1,9 км, а его основание имеет диаметр около 10 км. В результате глубина залегания кристаллических пород на Воротиловском выступе оказывается всего 400 метров от поверхности, при этом характерная толщина чехла осадочных пород на Русской плите составляет около 2 км. [2].

Возможность регистрации сейсмических волн от ГЭС в стволе ВГС была первоначально установлена с помощью скважинного геофона. Однако, принимаемые сигналы на «нужных» частотах оказались практически слабо различимыми, поскольку измерения в диапазоне ~10 Гц выполняются, фактически, в полосе низкой чувствительности геофонов, установленных в скважине [3]. В силу этого обстоятельства, препятствующего надежной регистрации сигналов в низкочастотной области, нами был апробирован альтернативный значительно более простой метод регистрации сейсмических волн, использующий глубокую скважину как распределенную сейсмическую антенну. В отличие от точечных измерений с помощью геофона, этот метод в явном виде использует преимущество глубокой скважины как преобразователя сейсмических волн в колебания водно-воздушного столба.

Заполненную водой скважину можно рассматривать как распределенную сейсмоакустическую приемную систему с жесткой снизу и мягкой сверху границами. Поскольку частоты сейсмических волн составляют не более нескольких десятков Гц, то соответствующие длины волн акустических колебаний в водной и в воздушной частях трубы-скважины много больше диаметра скважины. Кроме того, плотность пород вне скважин, особенно глубоких, как правило, значительно больше плотности воды. Поэтому, в первом приближении такую систему можно рассматривать как трубу с жесткими боковыми стенками, в которой может распространяться только поршневая мода акустического поля. Акустические колебания водного столба могут вызываться сейсмическими волнами, воздействующими на него. В этом случае в верхней части трубы-волновода на границе вода-воздух реализуется максимум амплитуды колебательной скорости и, соответственно, минимум акустического давления.

В свою очередь, воздушную часть скважины от поверхности воды до среза трубы скважины можно рассматривать как трубу с жесткой нижней и почти свободной верхней границами. Поэтому в воздушной части трубы на ее срезе также реализуется близкая к максимуму амплитуда колебательной скорости. Акустические колебания воздушного столба могут генерироваться колебаниями границы раздела вода-воздух. Очевидно, что помещая в водную часть скважины гидрофон или в воздушную часть скважины микрофон можно зарегистрировать колебания давления, вызванные проходящими через ствол скважины сейсмическими Р-волнами.

В выполненных экспериментах измерительный микрофон типа МК 102 RFT устанавливался в верхней части воздушного столба скважины. После усиления сигналы вводились в компьютер с помощью звуковой карты. На рис. 1 показана спектрограмма полученного таким образом сигнала. Для сравнения на рис. 2 приведена спектрограмма колебаний тела плотины. На рис. 1 хорошо видна частотная компонента на частоте, чуть превышающей 16 Гц, точно совпадающая с одной из характерных частот спектра вибраций плотины. Хорошо видна также гармоника спектра на резонансной частоте воздушного столба 12 Гц (которая может возбуждаться внешними воздушными источниками), которая поглотила «полезную» сейсмическую гармонику на частоте чуть

выше 12 Гц. Появление гармоник на частоте около 2 Гц, скорее всего, обусловлено ветровым воздействием на металлическую будку, закрывающую устье скважины.

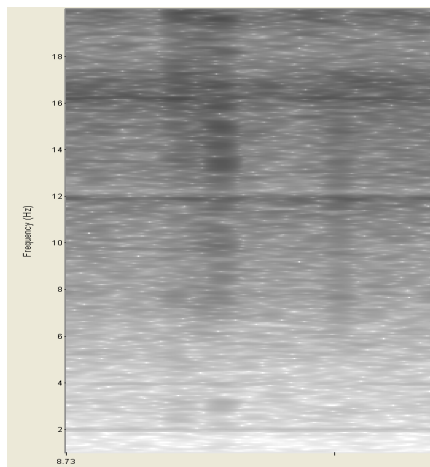


Рис. 1

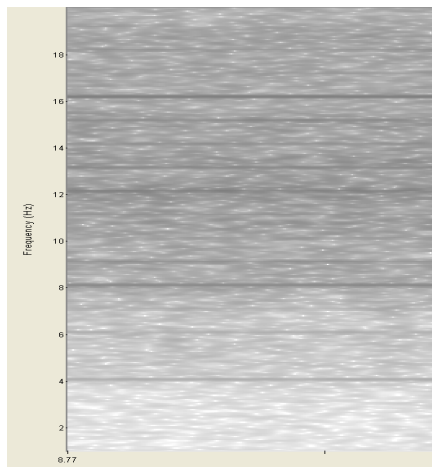


Рис. 2

Заключение

Проведенные эксперименты показали, что сейсмические волны, порождаемые СНЧ вибрациями турбин Нижегородской ГЭС, уверенно регистрируются в Воротиловской глубокой скважине на расстоянии около 40 км. Следовательно, они могут быть использованы для создания стационарной сейсмической трассы в интересах мониторинга изменчивости состояния верхнего слоя земных пород на глубинах до единиц километров. Аналогичный подход может быть реализован и в других регионах, причем в районах с различным уровнем сейсмической активности. Удаленная регистрация зондирующих сигналов, возбуждаемых вибрациями агрегатов ГЭС, при этом может осуществляться как традиционным способом с помощью скважинных геофонов, так и более простыми средствами – с помощью гидрофонов и микрофонов.

Работа выполнена в рамках реализации программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» (проект ННГУ № Н-492-99).

- [1] Соловьев В.М., Еманов А.Ф., Селезнев В.С., Еманов А.А., Корабельщиков Д.Г. // *Geodynamics & Tectonophysics*. 2022. Vol. 13, № 2. P. 1.
- [2] Глубокое бурение в Пучеж–Катунской импактной структуре. Под ред. В.Л. Машайтиса и Л.А. Певзнера. – СПб: ВСЕГЕИ, 1999, 478 с.
- [3] Беляков А.С. // *Акуст. журн.* 2005. Т. 51. С. 53.

СОГЛАСОВАННАЯ СО СРЕДОЙ ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В КАНАЛАХ МЕЛКОГО МОРЯ: РЕАЛИСТИЧНЫЕ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТОВ РАССОГЛАСОВАНИЯ

А.И. Малеханов^{1,2)}, А.В. Смирнов¹⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Хорошо известно, что подводные каналы мелкого моря представляют собой природные волноводы для низкочастотных (НЧ) звуковых сигналов (в диапазоне ~100...1000 Гц). Для описания и расчетов НЧ полей в таких волноводах эффективно используется модовый подход, согласно которому звуковые поля на достаточно больших расстояниях (от единиц до десятков километров) от их источников представляют собой суперпозицию мод дискретного спектра. Принципиально, что поля источников полезного сигнала и помех, включая шумы самой морской среды, представляют собой набор одних и тех же мод, но с разными амплитудами, фазовыми набегам, взаимными корреляциями. Именно эти различия могут быть использованы при обработке сигналов в целях повышения ее эффективности и оптимизации. По существу, речь идет о методах обработки, основанных на использовании адекватной модели канала распространения звука, или о согласованной со средой обработке сигналов (ССОС).

Основное «узкое место» подобных методов, претендующих на повышенную эффективность в реальных морских условиях, заключается в проблеме «рассогласования», а именно, в отличии весьма сложных многопараметрических моделей подводных каналов от реальной среды [1]. Следовательно, ССОС (при любом конкретном алгоритме) заведомо осуществляется в условиях частичной априорной неопределенности относительно параметров канала распространения, и тогда встает вопрос о получении реалистичных оценок потерь эффективности ССОС в таких условиях [2, 3].

Постановка задачи

В целях моделирования эффектов рассогласования и получения соответствующих оценок потерь эффективности методов ССОС мы задаем набор опорных параметров модели волновода, который используем для расчета полей принимаемых сигналов при заданных положениях удаленных источников полезного сигнала и помехи. Для расчетов заданы: 1) вертикальный профиль скорости звука (ВПСЗ), типичный для Баренцева моря (полученный ранее в натурном эксперименте); 2) геоакустические параметры подстилающего дна в рамках модели однородного жидкого полупространства; 3) положение вертикальной приемной АР, состоящей из 13 эквидистантных элементов; 4) рабочая частота 240 Гц (более подробно в [2, 3]).

Эффективность пространственной обработки мы определяем стандартным для подобных задач образом, используя для этого коэффициент усиления АР (антенный выигрыш) по величине выходного отношения сигнал/(шум + помеха) (ОСШП). Его величина в явном виде характеризует эффективность АР как пространственного фильтра полезного сигнала на фоне помех и шумов при заданном методе обработки, особенно

при малых отношениях ОСШП на входе АР (вне зависимости от специфики канала распространения). В данной работе мы сравнительно анализируем три метода:

- 6) $\mathbf{w}_{mf} = \mathbf{s}^*$ – метод согласованной с сигнальным полем обработки (согласованной пространственной фильтрации полезного сигнала);
- 7) $\mathbf{w}_q = \mathbf{u}_q$ – метод согласованной пространственной фильтрации одной из мод сигнального поля (модовой фильтрации);
- 8) $\mathbf{w}_{opt} = (\mathbf{E} + \mathbf{R}_N + \mathbf{R}_{mn})^{-1} \mathbf{s}^*$ – метод обработки, оптимальной по критерию максимума ОСШП и выигрыша АР (оптимальной фильтрации).

Здесь \mathbf{s} – вектор сигнала на входе АР; \mathbf{R}_N – корреляционная матрица помехи; \mathbf{R}_{mn} – корреляционная матрица собственных шумов моря (модового шума), \mathbf{E} – единичная матрица белого шума; индекс “*” – знак комплексного сопряжения. Важно, что все эти методы основаны на использовании опорной модели канала, т.е. они являются методами ССОС. Однако при расчете входных реплик и корреляционных матриц принимаемых сигналов мы варьируем реализации модели канала, «испорченной» вариациями основных ее параметров – ВПСЗ, глубины водного слоя, скорости звука, плотности и коэффициента затухания в дне. Такая модель среды явно отлична от опорной модели и, более того, эти отличия имеют случайный характер, что имитирует частичную неопределенность условий распространения по их параметрам (в силу их природной изменчивости или погрешностей соответствующих измерений). Достижимый при этом выигрыш АР (величина G) как отношение выходного и входного ОСШП моделирует реальную эффективность каждого из методов ССОС в сравнении с идеальным сценарием точного согласования.

Подчеркнем, что априори неизвестные отклонения указанных параметров канала от их опорных значений задаются нами в интервалах, превышающих уровни погрешности известных баз данных по Мировому океану и средств оперативной океанографии. В частности, неопределенность ВПСЗ мы варьируем в пределах до 10 м/с, скорости звука в дне – до 20%, плотности дна – до 50%.

Результаты и обсуждение

Здесь мы ограничимся только некоторыми иллюстрациями, демонстрирующими интересующие нас эффекты. Наибольшее внимание мы уделяем моделированию практически важной ситуации, когда мощный подповерхностный источник помехи (имитирующий надводное судно) «маскирует» своим излучением слабый полезный сигнал подводного объекта, т.е. прием сигнала осуществляется при малых значениях входного ОСШП. Более подробно полученные результаты представлены в работе [4].

На рис. 1 показаны коэффициенты возбуждения мод (модули модовых амплитуд) в поле полезного сигнала (пунктирная кривая) и помехи (сплошная кривая) для различных положениях источников по глубине (расстояние до обоих равно 15 км): слева – 40 м (сигнал) и 5 м (помеха); справа – 80 м (сигнал) и 10 м (помеха) с добавлением модового шума (монотонная сплошная кривая). Последний рассчитан на основе одной из известных моделей морских шумов в условиях развитого ветрового волнения [5]. Для наглядности сравнения, модовые спектры приведены здесь в одном масштабе, в то время как в действительности они пропорциональны задаваемым величинам входных интенсивностей соответствующих полей. Хорошо видно, что только малая часть мод

сигнального поля оказывается относительно «свободной» от интенсивной помехи и шума, а именно, несколько мод самых первых номеров. Это ожидаемо приводит к очень значительным отличиям в эффективности методов обработки.

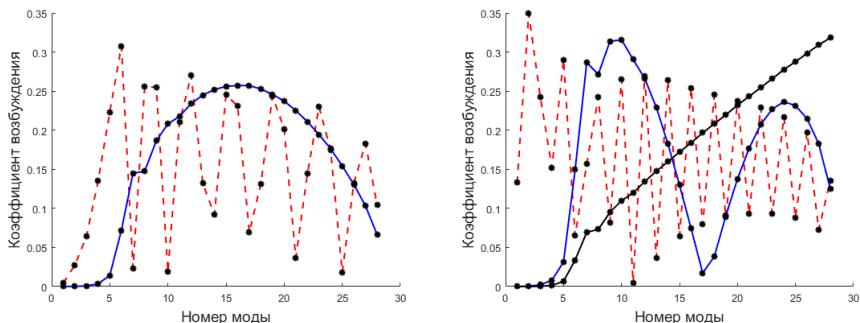


Рис. 1

На рис. 2 показаны потери усиления АР в условиях рассогласования модели по ВПСЗ для положения источников, отвечающего правому графику на рис. 1, при условиях, что входное ОСШП = -10 дБ, но без шума среды (слева) и на его фоне, когда суммарное входное ОСШП = -20 дБ (справа). Кривые 1, 2, 3 отвечают согласованной фильтрации, модовой фильтрации 2-й моды (обладающей наибольшим значением модового ОСШП), оптимальной фильтрации, соответственно. Видно, что оптимальная обработка в условиях «хорошего» знания среды на порядок более эффективна, чем согласованная фильтрация. Это объясняется не только малой величиной входного ОСШП, но и заметным «перекрытием» модовых спектров сигнала и помехи (рис. 1). Вместе с тем, согласованная обработка может быть заметно более устойчивой к рассогласованию (левый график): при отклонениях профиля скорости на малую величину ~ 1 м/с (погрешность $\sim 0,1\%$) оба метода показывают уже практически одинаковую эффективность, при этом потери усиления оптимальной обработки значительно и составляют ~ 10 дБ. Соответственно, уровни допустимых отклонений (по уровню потерь -3 дБ, например) столь же сильно различны (на порядок). Видно также, что «иерархия» методов ССОС заметно меняется в условиях интенсивного модового шума (правый график), который в данном случае оказывает «стабилизирующее» влияние на оптимальную обработку с кратным увеличением допустимых вариаций скорости звука (уже до $\sim 5 - 10$ м/с) и, напротив, дополнительно к помехе подавляет эффективность согласованной фильтрации. Наиболее устойчивой, однако, в обеих ситуациях оказывается фильтрация 2-й моды, поскольку моды первых номеров наиболее устойчивы к вариациям ВПСЗ и, кроме того, они слабо чувствительны к модовому шуму, сосредоточенному в области средних и высоких мод.

На рис. 3 показан качественно другой сценарий рассогласования – по параметрам дна (для ситуации, отвечающей правому графику рис. 2). Здесь приведены зависимости для согласованной (слева) и оптимальной (справа) фильтрации. Хорошо видна резкая («овражного» типа) зависимость для первого из них, но значительно более плавная, хотя и несимметричная зависимость для второго. Метод модовой фильтрации (здесь не

показан), как и на рис. 2, вначале занимает промежуточное положение, но снова оказывается более устойчивым с ростом рассогласования. Следовательно, он может практически оцениваться в качестве квазиоптимального метода обработки в условиях значительной априорной неопределенности информации о среде.

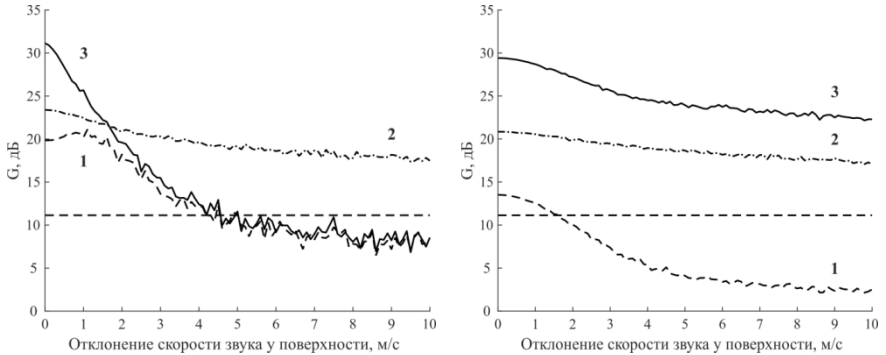


Рис. 2

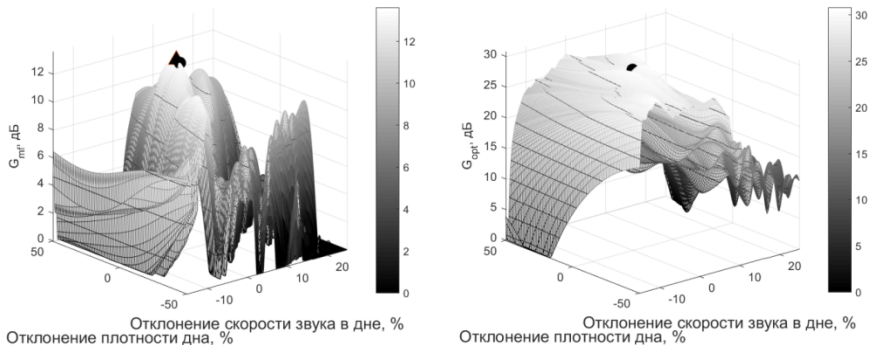


Рис. 3

Таким образом, моделирование методов пространственной обработки многомодовых сигналов в подобной постановке задачи позволяет количественно оценить уровень допустимых отклонений (погрешностей) параметров канала от опорных значений и тем самым обосновать требования к средствам их оперативного контроля. Важно, что эти уровни существенно различны как для самих параметров канала, так и для разных методов обработки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 20-19-00383).

- [1] Сазонтов А.Г., Малеханов А.И. // Акуст. журн. 2015. Т. 61, № 2. С. 233.
- [2] Малеханов А.И., Смирнов И.П. // Акуст. журн. 2022. Т. 68, № 4. С. 427.
- [3] Малеханов А.И., Смирнов И.П. // Труды XXVI науч. конф. по радиофизике. – ННГУ, 2022. С. 12.
- [4] Малеханов А.И., Смирнов А.В. // Акуст. журн. 2023. Т. 69, № 5 (в печати).
- [5] Kuperman W.A., Ingenito F. // J. Acoust. Soc. Am. 1980. Vol. 67, № 6. P. 1988.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ УДАРНЫХ ВОЛН В КОНУСЕ МАХА С ПОМОЩЬЮ ШИРОКОПОЛОСНОГО МИКРОФОНА

В.К. Бахтин^{1, 2)}, Д.Е. Балыкин²⁾, М.С. Дерябин^{1, 2)}, К.Д. Зимина²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Конус Маха — коническая поверхность, ограничивающая в сверхзвуковом потоке газа область, в которой сосредоточены возмущения, порождённые телом, движущимся в среде со сверхзвуковой скоростью. Конус Маха разграничивает возмущённую и невозмущённую области среды.

Поверхность конуса Маха является огибающей системы звуковых волн, порождённых телом при движении в среде: в соответствии с принципом Гюйгенса поверхность конуса образована интерференцией звуковых волн при их суперпозиции и колебания на поверхности находятся в одной фазе — фазе сжатия, образуя ударную волну.

В настоящее время существует значительное количество исследований, посвящённых ударным волнам в конусе Маха, например [1-3]. Так как ударные волны характеризуются широким спектром, для их регистрации очень важно использовать подходящее оборудование. В таблице приведены основные характеристики микрофонов применяемых в работах [1-3].

Табл.

Название микрофона	Тип	Динамический диапазон	Частотный диапазон	Источник
АСО 7017	Конденсаторный, ¼ дюйма	50 – 164 дБ	5 Гц – 70 кГц	[1]
РСВ 102А07	Кварцевый пьезоэлектрический*	131 – 205 дБ	1 Гц – 500 кГц	
РСВ 132А40	Керамический пьезоэлектрический	115 – 171 дБ	10 кГц – 1МГц	
В&К Type 4134	Конденсаторный, ½ дюйма	–	4 Гц – 20 кГц	[2]
Alctron М6	Конденсаторный, 6 мм	130 дБ	20 Гц – 20 кГц	[3]

В работах [2] и [3] удается зарегистрировать форму ударной волны, но, в силу того что частотная полоса микрофонов ограничена 20 кГц, резкие фронты оказываются искажены. В работе [1] используются несколько микрофонов: конденсаторный позволяет более точно записать форму сигнала, верхний предел по частоте – 70 кГц, а керамический пьезоэлектрический подходит только для регистрации более высокочастотных колебаний (нижняя граница частотного диапазона – 10 кГц). Что касается кварцевого пьезоэлектрического микрофона, для него не приведено ни одной осциллограммы. Целью данной работы получение новых экспериментальных данных, а именно профилей ударных волн в конусе Маха в широкой полосе частот.

Экспериментальное оборудование и техника

Для регистрации ударных волн в настоящей работе был выбран конденсаторный микрофон В&К Туре 4136 1/8 дюйма (внешний вид: рис.1). Данный микрофон калиброван в диапазоне частот 20 Гц – 200 кГц, при этом неравномерность чувствительности не превышает 1 дБ в диапазоне частот 20 Гц – 100 кГц и 3 дБ в диапазонах частот 0,22 Гц – 20 Гц и 100 кГц – 200 кГц.

В качестве объекта, движущегося со сверхзвуковой скоростью, использовалась пуля, выпущенная из автомата, калибр 7,62x39 мм. Скорость вылета пули $u = 800$ м/с, длина пули $l = 22,75$ мм, диаметр $d = 7,9$ мм. Схема эксперимента представлена на рис. 2, где 1 – микрофон В&К Туре 4136, 2 – усилитель кондиционирующий В&К Nexus Туре 2690, 3 – осциллограф Tektronix 4032В, b – расстояние до траектории пролета пули. α – угол конуса Маха, который определяется известной формулой (1)

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{1}{M}\right) = \arcsin\left(\frac{c}{u}\right) = 25,15^\circ, \quad (1)$$

где M – число Маха, c – скорость звука в среде, u – скорость сверхзвукового объекта.

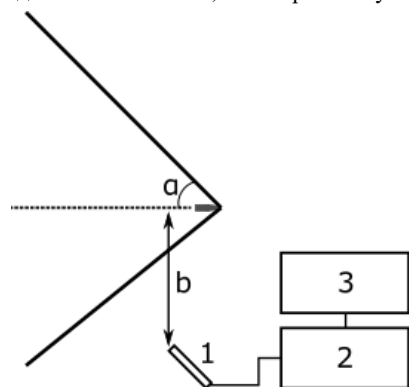


Рис. 2



Рис. 1

Микрофон калиброван в положение, когда он ориентирован перпендикулярно падающему возмущению, поэтому он повернут под углом α к траектории пролета пули. Сигнал с микрофона поступает на зарядовый кондиционирующий усилитель, который его усиливает, а также обеспечивает питание микрофона. Далее сигнал поступает на осциллограф, который работает в ждущем режиме развертки. Уровень запуска и развертка осциллографа настроены для оптимальной регистрации сигнала. Длина записи 100000 точек, что дает частоту дискретизации порядка 6 МГц.

Результаты измерений

Регистрация ударной волны проводилась на расстоянии от 1 до 10 м от траектории пролета пули. Пример записанной осциллограммы представлен на рис. 3. При этом, ударная волна соответствует времени $t = 0$ с, так как именно по ней произошел запуск развертки осциллографа. За ударной волной следуют возмущения, вызванные самим выстрелом.

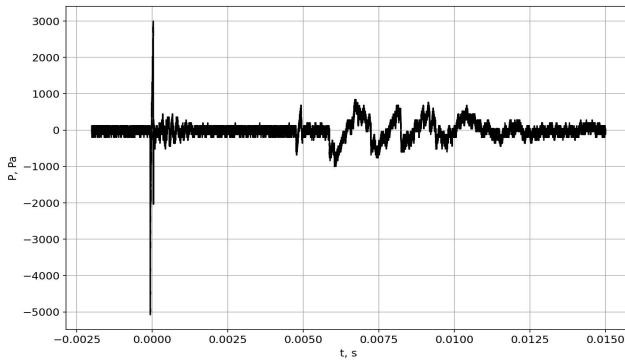


Рис. 3

Далее из всех осциллограмм выделяется только фрагмент, соответствующий ударной волне. На рис. 4 представлено сравнение формы ударных волн для различных дистанций промаха, а на рис. 5 – зависимость частотного спектра ударной волны от дистанции промаха.

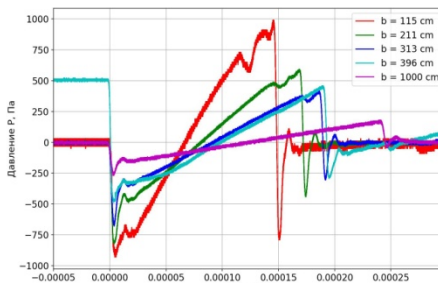


Рис. 4

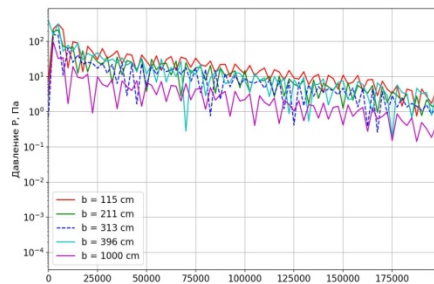


Рис. 5

Рис. 4 показывает, что увеличением дистанции промаха длительность ударной волны T растёт, а её амплитуда P_{max} – уменьшается. Существуют эмпирические формулы, которые описывают эти зависимости [4]. Они записываются следующим образом:

$$T = \frac{1,82Mb^{1/4}}{C(M^2 - 1)^{3/8} l^{1/4}} d \quad (2)$$

$$P_{max} = \frac{0,53P_0(M^2 - 1)^{1/8}}{b^{3/4}} \frac{d}{l^{1/4}} \quad (3)$$

где P_0 – атмосферное давление.

По рис. 5 видно, что частотный спектр ударной волны имеет множество дискретных составляющих и не ограничивается даже предельной для данного микрофона частотой 200 кГц. Наибольшей амплитудой обладает составляющая на частоте порядка 5 кГц, которая отвечает длительности ударной волны.

На рис. 6 и рис. 7 представлена длительность ударной волны и её амплитуда в зависимости от дистанции промаха соответственно. Графики показывают, что формулы

(2) и (3) адекватно описывают данные зависимости. Однако на Рис. 6 видна систематическая ошибка, формула (2) требует уточнения для данной экспериментальной ситуации и оборудования. Используя метод наименьших квадратов для оптимизации коэффициента, стоящего перед формулой, получено, что наилучший результат достигается при уменьшении этого коэффициента с 1,82 до 1,6.

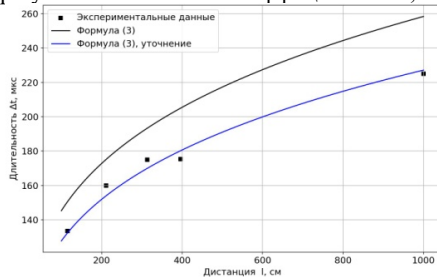


Рис. 6

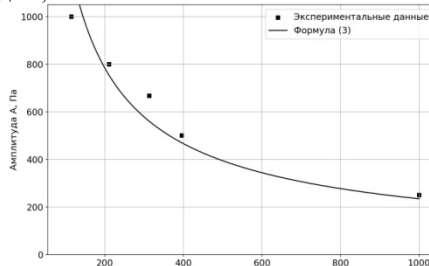


Рис. 7

Заключение

Впервые было проведена регистрация ударной волны микрофоном с широким частотным диапазоном 20 Гц – 200 кГц. Получено, что частотный спектр ударной волны содержит множество дискретных составляющих, наибольшая из которых соответствует длительности ударной волны. Показано, что частотный спектр ударной волны не ограничен частотой в 200 кГц.

Показано, что формулы, приведенные в [4], могут быть использованы для оценки параметров ударных волн, однако, некоторые коэффициенты нуждаются в уточнении для конкретной экспериментальной ситуации и оборудования.

В дальнейшем планируется провести исследование по оценке степени проявления нелинейных эффектов при распространении ударных волн в конусе Маха.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ проект № 19-12-00256.

- [1] Roland Stoughton. Measurements of small-caliber ballistic shock waves in air. // J. Acoust. Soc. Am. 1997. Vol. 102, № 2. P. 1.
- [2] William B. Snow. Survey of Acoustic Characteristics of Bullet Shock Waves. // IEEE Transactions on audio and electroacoustics. 1967.
- [3] Huseyin Nacihabiboglu. Procedural Synthesis of Gunshot Sound Based on Physically Motivated Models. // Game Dynamics. 2017. P. 47.
- [4] G.B. Whitham. The flow pattern of a supersonic projectile. // Commun. Pure Appl. Math. 1952. P. 301.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ ИМЕЮЩЕГО В КАЧЕСТВЕ ПЬЕЗОДВИГАТЕЛЯ ПАКЕТНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ

К.Д. Зими́на¹⁾, В.К. Бахтин^{1,2)}, М.С. Дерябин^{1,2)}

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Проектирование и изготовление гидроакустических преобразователей является трудоемким и дорогостоящим процессом, и поэтому для облегчения проектирования в настоящее время активно используются методы математического моделирования, в том числе метод конечных элементов [1-2].

Цель моделирования – оптимизация параметров пьезоакустического преобразователя, чтобы диапазон его рабочих частот, а также создаваемое им давление в данном диапазоне соответствовало требованиям.

В работе описан процесс построения упрощённой модели гидроакустического излучателя имеющего в качестве пьезодвигателя пакетный преобразователь. Пакетный преобразователь – пьезокерамический излучатель, состоящий из нескольких пьезокерамических элементов. Пакетные преобразователи в настоящее время применяются для широкого спектра задач, например, для передачи акустических сигналов по элементам конструкции бурового оборудования [3].

Для данной модели был проведён расчёт смещения в воздухе в точке, расположенной на корпусе излучателя, а также давления, создаваемого преобразователем в воде на расстоянии 1 метр от его рабочей поверхности.

Моделирование проводилось в программном пакете COMSOL Multiphysics. Модель была верифицирована на основе ранее полученных экспериментальных данных.

Геометрия модели

Модель в среде Comsol Multiphysics представляет собой «половину» преобразователя, так как данная модель была составлена в упрощенном виде. Для оценок нужных характеристик не все элементы из реальной конструкторской модели (представлена на рисунке 1), были добавлены в 3D-модель для моделирования (представлена на рисунке 2), – в ней отсутствует штуцер, винты, отверстия в пружинах для них, контактные провода. Эти упрощения не должны сказаться на результате вычислений, так как отсутствующие элементы не оказывают существенного влияния на форму и амплитуду колебаний преобразователя. Однако устранение этих элементов значительно облегчает процесс моделирования.

Корпус излучателя, который обеспечивает его герметизацию, установлен на скользящих радиальных уплотнениях. С точки зрения механики, все границы являются свободными. Для сферы был выбран материал нержавеющей сталь, для пружин закаленная сталь. Радиус сферы 46 мм. В основе модели - пакетный преобразователь из 48 элементов размерами 14.5x14.5x0.5 мм, изготовленный из пьезокерамического материала ЦТС-19. Для расчётов полноценной модели были указаны границы симметрии для твердого тела и акустики.

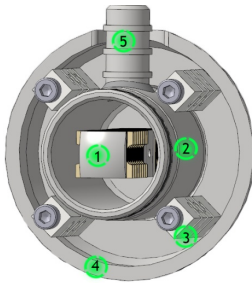


Рис. 1

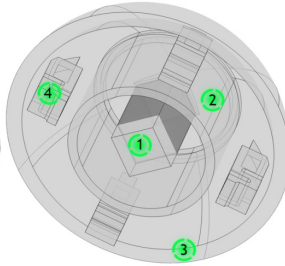


Рис.2

1. Пьезокерамический пакетный преобразователь
2. Цилиндр
3. Винт и пружина
4. Сфера из стали
5. Штуцер

1. Пьезокерамический пакетный преобразователь
2. Цилиндр
3. Винт и пружина
4. Сфера из стали

Граничные условия симметрии для твердого тела – поверхность, где смещение равно нулю. Вокруг излучателя располагается среда, которая представлена сферой радиусом 10 см. В качестве среды выбраны вода или воздух. Модель построена таким образом, чтобы можно было посчитать поле за пределами данной сферы. По краям сферы располагается слой, в котором введено большое затухание. Этот слой нужен для моделирования бесконечного пространства, для того, чтобы избежать влияния отраженных волн на результат вычислений.

Построение сетки

Сетка выбирается индивидуально для каждой задачи. К настоящему времени, накоплено уже большое количество опыта такого моделирования [4]. И по этому опыту, для моделирования задач по акустике, как правило, достаточно 5 сеточных элементов на длину волны.

Для корректного моделирования колебаний сложных конструкций необходимо измельчить сетку вблизи мелких неоднородностей, чтобы они были адекватно представлены после разбиения на элементы. Для поглощающих слоев в частотной области необходимо задавать не менее восьми элементов на толщину слоя.

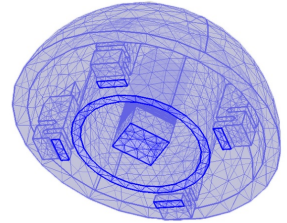


Рис. 3

Основные результаты

На рисунке 4 представлен график зависимости смещения рабочей поверхности преобразователя от частоты подаваемого электрического сигнала на пакетный преобразователь. Фиолетовые маркеры соответствуют экспериментальным данным (измерения проводились при помощи лазерного вибрметра на воздухе), а сплошная линия – моделированию.

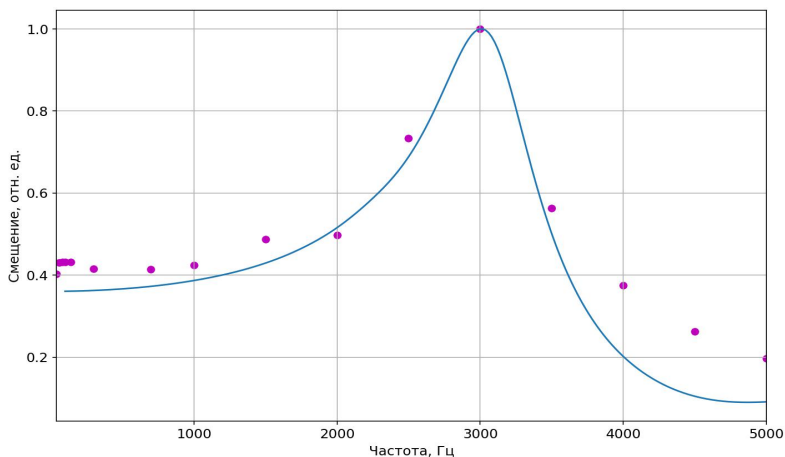


Рис. 4

Резонансная частота и в эксперименте, и в моделировании составляет 3 кГц. В целом модель хорошо описывает характер зависимости вблизи резонанса и на низких частотах, но имеются некоторые расхождения в области выше 3,5 кГц.

На рисунке 5 представлен график зависимости акустического давления от частоты на расстоянии 1 метра от поверхности преобразователя. Фиолетовые маркеры соответствуют экспериментальным данным (измерения проводились при помощи гидрофона в воде), а сплошная линия - моделированию.

Резонансная частота и в эксперименте, и в моделировании составляет 2,5 кГц.

При переходе в воду резонансная частота уменьшается, что обуславливается появлением присоединенной массы.

На представленных графиках видно достаточно точное совпадение результатов моделирования и эксперимента.

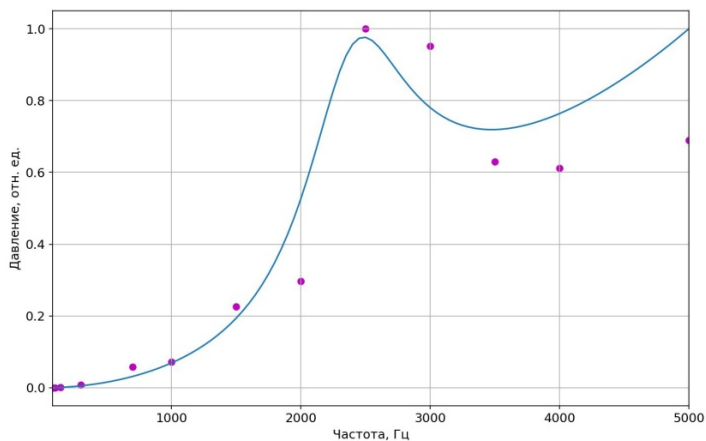


Рис. 5

Заключение

В результате работы была построена и исследована модель гидроакустического преобразователя, которая была оптимизирована для расчёта.

Резонансная частота исследуемого преобразователя на воздухе составила примерно 3 кГц, в воде 2.5 кГц.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, договор № 075-11-2021-040.

- [1] Крылов О.В. Метод конечных элементов и его применение в инженерных расчетах. – Москва: Радио и связь, 2002, 104 с.
- [2] Драчев К.А., Римлянд В.И., Молоканов Б.М. Применение метода конечных элементов для исследования акустических полей / Информатика и системы управления. 2019. Т. 4, № 62. С. 3-9.
- [3] Бахтин В.К., Дерябин М.С., Касьянов Д.А. Членное моделирование распространения импульсных сигналов в бурильных трубах / Труды XXVI Научной конференции по радиофизике. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2022, с. 393-394.
- [4] Анкудинов В. Е., Афлятунова Д. Д., Кривилев М. Д., Гордеев Г. А. Компьютерное моделирование процессов переноса и деформаций в сплошных средах, 2014, с. 60.

О ВЛИЯНИИ ШУМА РАБОТЫ БУРОВОГО ОБОРУДОВАНИЯ НА АКУСТИЧЕСКИЙ КАНАЛ СВЯЗИ В БУРИЛЬНОЙ КОЛОННЕ

В.К. Бахтин^{1,2)}, М.С. Дерябин^{1,2)}, Д.А. Касьянов²⁾, С.А. Манаков²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

В процессе бурения нефтяных и газовых скважины необходимо контролировать состояние призабойной зоны и бурового оборудования. Это достигается путем размещения измерительных приборов и управляющих устройств в нижней части буровой колонны. При этом требуется обеспечить связь между ними и поверхностью, где расположен персонал, выполняющий прокладку скважины.

В настоящее время для пересылки информации по буровому стволу широко используются методы основанные на модуляции давления буровой жидкости, электромагнитных или звуковых колебаний [1]. К недостатку первых двух можно отнести низкую скорость передачи, составляющую несколько бод в секунду. Однако в связи с растущими трудностями бурения, таких как, увеличение глубины, сложная геометрия ствола и многозабойность, требование к количеству контролируемых параметров в режиме реального времени растет. В результате растет и количество используемых приборов мониторинга и контроля. Количество данных, передаваемых на поверхность в единицу времени, также увеличивается. Гидравлический или электромагнитный каналы связи уже не состояниии их передать.

В плане пропускной способности акустический канал связи является более перспективным. Имеющиеся на данный момент оценки предсказывают скорость передачи данных порядка нескольких десятков и сотен бод в секунду [2]. Кроме того, акустическая связь работает в существующих системах, так как упругие колебания передаются по трубам буровой колонны. Представленные преимущества показывают, что развитие акустических каналов связи является актуальной задачей.

Следует отметить, что есть кабельные системы, обеспечивающие коммуникацию с буровым оборудованием. При этом тянется кабель вдоль ствола скважины или используются специальные трубы [1]. Однако такой подход не нашел широкого применения из-за высокой стоимости оснащения и усложнения процесса наращивания и подъема буровой колонны.

При проектировании акустической связи и расчете ее пропускной способности полагают, что шум бурового оборудования является аддитивным случайным гауссовым процессом [2, 3]. Хотя, как показывают измерения в полевых условиях, это не так [4]. Наш опыт в регистрации шумов бурового оборудования подтверждает данный факт. Плотность вероятности имеет «тяжелые хвосты» по сравнению с кривой Гаусса. Другими словами, имеется относительно высокая вероятность появления высокоамплитудных всплесков. Также можно отметить, что на малых временных масштабах средний уровень вибраций сильно изменчив [5]. Целью данной работы является оценка влияния отклонений от нормального закона на акустическую линию связи. А, так же, может ли использовать информация о функции распределения для уменьшения ошибок передачи данных.

Описание цифровой модели акустического канала связи

Для решения поставленной выше задачи была разработана простая цифровая модель акустического канала связи. Исходная последовательность из N бит преобразуется с помощью кодера в последовательность M бит, где $M > N$. Внесение дополнительной информации, зависящей от содержания сообщения, позволяет повысить помехоустойчивость. За счет связи одних символов с другими возможно исключить и восстановить искаженные в канале связи биты. Естественно, что такой подход работает до определенного уровня вероятности ошибок. Затем, в нашей цифровой модели, в модулированную сигналу примешивается аддитивный шум. В приемнике последовательность действия обратная – сначала сигнал демодулируется, затем декодируется.

Использовалась цифровая двоичная фазовая манипуляция (BPSK, от англ. Binary Phase Shift Keying). Причиной такого выбора является ее простота и, как следствие, упрощение структуры цифровой модели. Следует подчеркнуть, что тип модуляции не принципиален для нашей цели демонстрации влияния отклонения шума от нормального процесса. Устройство демодулятора было следующим. Исходный сигнал умножался на комплексный гармонический сигнал с частотой равной несущей. После этого он подвергался обработке с помощью двух последовательных низкочастотных фильтров – эллиптического с большой крутизной и Баттерворта 1-го порядка. Первый обеспечивал отсеечение близко расположенных к полосе пропускания шумов, второй – эффективное устранение наиболее амплитудных низкочастотных колебаний буровой колонны. Такой подход подобен используемому в гетеродинных приемниках.

В качестве корректора ошибок применялся код с малой плотностью проверок на чётность (LDPC от англ. Low-density parity-check code). Широкое применение и доказанная ценность этого помехоустойчивого кодирования в последнем поколении сотовой связи стали решающим фактором при выборе. Была использована программная реализация из библиотеки Sionna [6]. При традиционном подходе демодулятор возвращает набор из нулевых и единичных битов, которые проходят через декодер. Существует более эффективный способ помехоустойчивой обработки. В этом случае, демодулятор для каждого символа вычисляет логарифм отношения правдоподобия, который равен логарифму отношения вероятностей принять нулевой или единичный бит [7]. Данная величина является входной для так называемого «мягкого декодера». Он на основании полученной информации решает какие символы из сообщения следует исключить и восстановить. Относительная скорость помехоустойчивого кодирования, которая соответствует отношению числа информационных символов к числу передаваемых, устанавливалась нами равной $1/2$.

При моделировании подмешивалось два типа шума – нормальный и вибрации, создаваемые при бурении. Использование первого предназначено для сравнения. Использование последнего отличает наш анализ от работ других исследователей. Шумы бурения были записаны скважинным регистратором, расположенным на расстоянии около 90 метров от забоя. Прокладка скважины велась с помощью винтового забойного двигателя. Использовались данные, отвечающие только активным стадиям бурения, так как в этом режиме необходимо передавать информацию в реальном времени. Частота несущей и спектр полезного сигнала был расположен в одной из полос пропускания буровой колонны, которые возникают из-за наличия в ней периодичности. Стоит еще

раз отметить, что конкретные параметры цифровой модели не принципиальны для нашей демонстрации.

Конечным результатом численного расчета является вероятность битовой ошибки. Это значение является одной из основных величин любого канала связи. По ней мы будем судить об влиянии реального шума бурового оборудования и эффективности применения различных подходов к повышению помехоустойчивости. Так как величина битовой ошибки является функцией от случайной величины (шума) для ее достоверной оценки использовалось усреднение по большому ансамблю пересылаемых сообщений.

Результат моделирования

На рис. 1 показан результат численного расчета в рамках нашей цифровой модели. По вертикальной оси отложена вероятность битовой ошибки (BER, от англ. Bit Error Rate), по горизонтальной – отношение сигнал шум для пересылаемого сообщения в дБ (E_b/N_b). Выбранный диапазон изменений E_b/N_b соответствует реальным возможным значениям. Стоит подчеркнуть, что оценка битовой ошибки определялась по исходным данным, до кодирования и после декодирования.

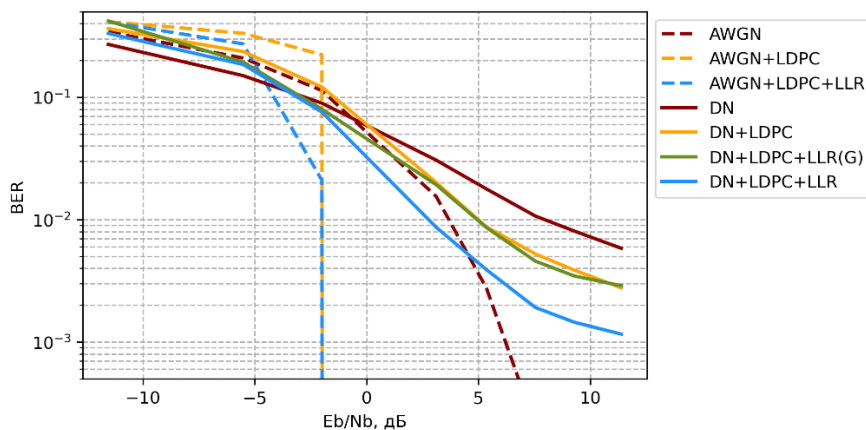


Рис. 1

Для кривых на рис. 1 использованы следующие обозначения. Первый набор букв до знака плюс соответствует использованным в канале связи шумам. AWGN обозначает аддитивный гауссов шум, DN – реальный шум оборудования. Наличие LDPC в легенде свидетельствует о применении помехоустойчивого кодирования. Наличие символов LLR свидетельствует о применении мягкого декодирования. Для канала связи с скважинным шумом LLR(G) обозначает то, что логарифм отношения правдоподобия вычислялся в предположении о нормальной природе шума, LLR – с использованием функции распределения реальных вибраций бурового оборудования.

Из данных рис. 1 можно сделать следующие выводы. При низких соотношениях сигнал/шум количество ошибок в гауссовом канале выше, так как в этом случае «работает» область функции плотности распределения близкая к нулевым амплитудам. Для

шума бурения, по сравнению с нормальным случайным процессом, пик плотности вероятности уже. С ростом E_b/N_b поведение становится противоположной из-за влияния «хвостов». Включения помехоустойчивого кодирования в гауссовом канале существенно снижает вероятность битовой ошибки. При значениях E_b/N_b больше -2 дБ исходное сообщение передается без потерь. Особенно эффективно применение мягкого декодирования. Для канала связи с шумом бурового оборудования эффективность помехоустойчивого кодирования ниже. Включение кода LDPC уменьшает вероятность ошибки около 2 раз. Его мягкий вариант, в предположении о нормальности шума, не меняет картину. Учет реальной функции распределения амплитуды вибраций дает возможность еще в 2-3 раза уменьшить вероятность битовой ошибки.

Заключение

Отклонения шума бурового оборудования от нормального случайного процесса приводит к тому, что в акустической линии связи происходит больше потерь данных по сравнению с гауссовым каналом. Учет реальной функции распределения амплитуды вибраций дает возможность в несколько раз уменьшить вероятность битовой ошибки.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, договор № 075-11-2021-040.

- [1] Gooneratne C.P., Li B., Deffenbaugh M., Moellendick T. Instruments, Measurement Principles and Communication Technologies for Downhole Drilling Environments. 2019.
- [2] Gao L., Gardner W.R., Robbins C., Johnson D.H., Memarzadeh M. // SPE Reservoir Evaluation and Engineering. 2008. Vol. 11, №. 1. P. 141.
- [3] Mostaghimi H., Pagtalunan J.R., Moon B., Kim S., Park S.S. // International Journal of Mechanical Sciences. 2022. Vol. 218. P. 107043.
- [4] Shah V., Gardner W., Johnson D.H., Sinanovic S. // SPE Asia Pacific Oil and Gas Conference and Exhibition. 2004.
- [5] Бахтин В.К., Дерябин М.С., Касьянов Д.А., Манаков С.А., Шакуров Д.Р. // Труды XXVI научной конференции по радиофизике, посвященной 120-летию М.Т. Греховой. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2022. С. 389.
- [6] Hoydis J., Cammerer S., Ait Aoudia F., Vem A., Binder N., Marcus G., Keller A. Sionna: An Open-Source Library for Next-Generation Physical Layer Research // arXiv preprint. 2022.
- [7] Krouk E., Semenov S. Modulation and coding techniques in wireless communications. – John Wiley & Sons. 2011.

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ СЕГМЕНТИРОВАНИЯ УЗИ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Е.А. Мищенко, И.Ю. Демин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Современная медицина постоянно стремится к совершенствованию методов диагностики и лечения, чтобы обеспечить более точные и эффективные результаты. В этом контексте ультразвуковое исследование (УЗИ) играет важную роль в диагностике различных заболеваний и состояний органов человека. Однако интерпретация УЗИ изображений может быть сложной задачей, особенно в случае комплексных структур и патологий. В связи с этим, современные методы сегментации УЗИ изображений становятся все более актуальными и востребованными.

Сегментация УЗИ изображений – это процесс выделения конкретных структур или областей на изображении с целью анализа и диагностики. В прошлом эту задачу выполняли вручную специалисты, что требовало большого объема времени и могло приводить к человеческим ошибкам. [1] Однако благодаря прогрессу в области компьютерного зрения и машинного обучения, сегодня существуют автоматические методы сегментации УЗИ изображений, которые значительно облегчают работу врачей и повышают точность диагностики.

Одним из подходов к автоматической сегментации УЗИ изображений является метод, основанный на использовании сверточных нейронных сетей (рис. 1). Сети такого типа обучаются на большом наборе размеченных данных, где каждый пиксель изображения имеет соответствующую метку. В процессе обучения нейронная сеть

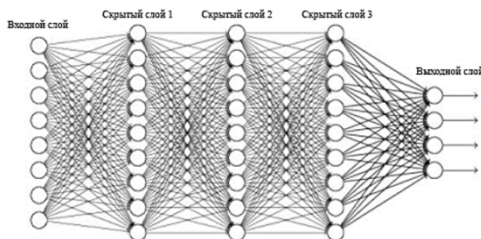


Рис. 1

выявляет закономерности и особенности структур на УЗИ изображениях, что позволяет ей автоматически выделять интересующие области на новых изображениях. Ранее были получены положительные результаты по обучению сверточной нейронной сети на архитектуре U-net, итоги отображены в работах [2-3].

Любая нейросеть нуждается в точной настройке и улучшении работы. Улучшение модели необходимо для того, чтобы повысить ее эффективность и точность. Основные проблемы в машинном обучении – переобучение и недообучение.

Увеличение датасета позволяет решить проблемы, связанные с обучением. Каждому изображению из датасета (рис 2) есть соответствующая маска признаков, используемая при обучении как метки истинности, в нашем случае маска содержит в себе границы мышечной ткани. Чем больше и разнообразнее набор данных, тем лучше будет результат обучения. Однако, при работе с медицинскими

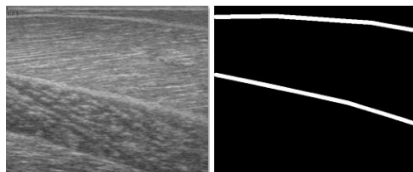


Рис. 2

изображениями есть ряд ограничений, в том числе этические, которые затрудняют развитие нейросетей. Один из компромиссов в данной ситуации – искусственно увеличить датасет, например, накладывая шумы, попиксельно сдвигать сканы, однако самое простое – перевернуть и отзеркалить изображения. Таким образом, удалось увеличить датасет в 4 раза. Дальнейшее увеличение будет целесообразно только с увеличением расчетных мощностей, так как чем больше данных, тем больше времени и мощностей необходимо на их обработку. В данной работе для обучения датасет разбивается в соотношении 8/2 – то есть 80% данных используются для обучения, 20% - для проверки. В качестве тестовых данных были использованы В-сканы, полученные с помощью программы «БодиСоник». Сканы были взяты у добровольцев со здоровой мышцей, контрольной точкой была выбрана середина бедра. В результате, был получен тестовый набор данных, состоящий из одиночных скелетных мышц.

Для корректировки параметров также необходимо отслеживать сам процесс обучения. В качестве эффективной метрики мониторинга обучения использовался Индекс Жаккара [4]. Он измеряет пересечение между двумя последовательностями по сравнению с объединением двух последовательностей (рис. 3). В качестве последовательности А выступают реальные границы мышцы, а в качестве В – предсказанные. Коэффициент лежит в диапазоне от 0 до 1, где 1 соответствует идеальному совпадению реальных и предсказанных границ.

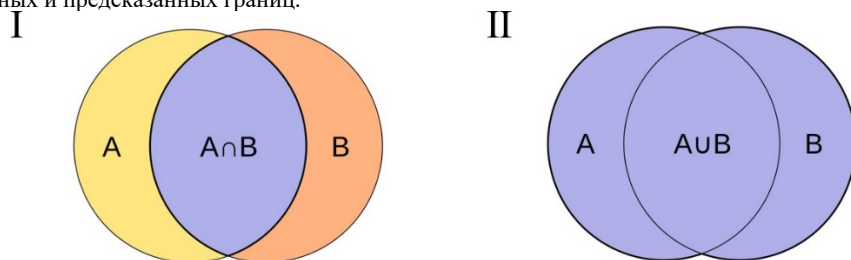


Рис. 3

Многие параметры нейросети можно проверить лишь путем подбора и многократного обучения, однако, есть те параметры, которые можно проверить статистически. Для анализа работы нейронной сети было проведено три эксперимента. В них изменялись функция потерь и оптимизационный алгоритм, который обновляет веса нейронной сети. В каждом эксперименте нейронная сеть обучалась более 150 эпох. В конце каждой эпохи выводилось значение Индекса Жаккара, которое автоматически сохранялось. В результате была построена зависимость Индекса Жаккара от номера эпохи. (рис. 4)

Для экспериментов были выбраны те наименования, которые, в теории, должны были дать хороший результат. В первом и втором эксперименте был использован один и тот же оптимизатор, но разные функции потерь. Эти два эксперимента показывают, что изменение функции потерь практически не влияет на процесс обучения, использование оптимизатора Адама с обеими функциями потерь дает хороший устойчивый результат, а время обучения в обоих случаях соизмеримо друг с другом. В третьем эксперименте был использован оптимизатор Адаград. Использование данного

оптимизатора привело не только к существенно медленной, по сравнению и первым и вторым опытом, скорости обучения, но и к худшей сходимости, и даже по прошествии более 150 эпох наблюдаются большой разброс значений Индекса Жаккара, что может говорить о том, что модель не обучилась.

Данная проверка оптимизаторов и функций потерь позволила наглядно убедиться в важности грамотного выбора параметров, а также в корректности выбора.

Такой современный метод сегментации УЗИ изображений как использование искусственного интеллекта имеет значительный потенциал для улучшения диагностики и планирования лечения. Он позволяет выделять интересующие области на изображении с высокой точностью и автоматически извлекать характеристики, которые могут быть полезны для врачей при постановке диагноза. Кроме того, данный метод обладает потенциалом для разработки интеллектуальных систем поддержки принятия решений, которые могут помочь врачам в принятии более точных и информированных решений. Однако необходимо отметить, что использование искусственного интеллекта для сегментации УЗИ изображений все еще являются активной областью исследований. Дальнейшие улучшения и разработки требуются для повышения скорости работы алгоритмов и точности сегментации, а также для адаптации методов к различным типам изображений и патологиям.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание № FSWR-2023-0031).

- [1] МакНелли Ю. Ультразвуковое исследование костно-мышечной системы: Практическое руководство. – М.: Издательский дом Видар-М, 2007, 400 с.
- [2] Мищенко Е.А., Демин И.Ю. // В кн.: Тр. Всероссийской школы-семинара «Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине 23-25 ноября 2022 г. / Ред. А.В. Скрипаля. – Саратов: Изд-во Саратовский источник, 2022. С. 142.
- [3] Мищенко Е.А., Демин И.Ю. // В кн.: Тр XXVII всероссийской молодежной научно-инновационной школы «Математика и математическое моделирование» 5-7 апреля 2023 г. / Саров: Изд-во Интерконтракт, 2023. С. 129.
- [4] Козлова О.В., Кунца Е.Ю., Лукашевич М.М. // Пятая Международная научно-практическая конференция «BIG DATA and Advanced Analytics. BIG DATA и анализ высокого уровня» / Минск, Республика Беларусь. 2019. С. 295.

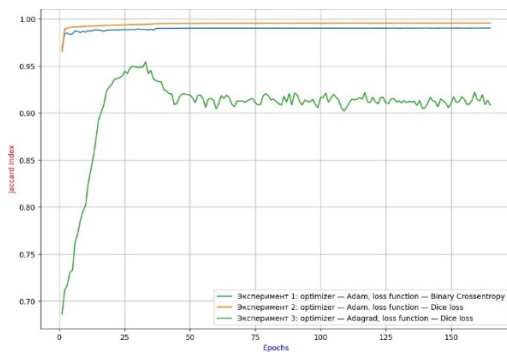


Рис 4

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЙРОННОЙ СЕТИ ДЛЯ КЛАССИФИКАЦИИ УЗИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ЛЕГКИХ

А.А. Дмитричева, И.Ю. Демин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В настоящее время диагностика заболеваний легких крайне важна. УЗИ легких в отличие от компьютерной томографии и флюорографии, основанных на ионизирующем излучении, безопасен и может использоваться как для диагностики, так и для отслеживания хода заболевания без ограничения в частоте применения. С помощью УЗИ легких можно распознать и отслеживать течение таких заболеваний как: пневмония, Covid-19, туберкулез, инфаркт легкого, новообразования (опухоли, кисты), скопление жидкостей и/или тип данных жидкостей, а также многих другое.

Но проведение процедуры осложняет наличие воздуха в легких, из-за которого невозможна визуализация тканей в глубине легкого, а также наличие барьера в виде грудной клетки. В силу данных особенностей диагностика производится исходя из так называемых артефактов — искажений изображения, вызванных физическими явлениями при прохождении звукового луча. Различные артефакты и то, как именно они выглядят может быть признаком наличия или отсутствия патологических состояний в легких [1]. Артефакты на УЗИ изображениях легких довольно разнообразны, к ним относятся А-линии, В-линии, консолидации и др [2]. В связи с количеством и сложностью признаков интерпретация результатов УЗИ может требовать от специалиста значительных временных затрат. Одним из вариантов упрощения диагностики может служить создание системы на базе искусственного интеллекта, которая будет предлагать врачу наиболее вероятный диагноз на основании имеющейся обучающей базы.

С учетом работы с изображениями, а также наличия большого числа признаков оценить важность каждого из которых, не будучи специалистом является затруднительным оптимальным вариантом обучающейся интеллектуальной системы оказалась сверточная нейронная сеть.

Цель данной работы — создать и оценить сверточную нейронную сеть для задачи трехклассовой классификации УЗИ изображений легких.

Обучение и проверка модели проводились с помощью изображений, полученных с помощью конвексного датчика. Данные были взяты из открытых библиотек, ссылки на которые, а также количество изображений и видеофайлов в данных открытых библиотеках, указаны в таблице 1.

Табл. 1

№	Ссылка на библиотеку	Количество изображений	Количество видеофайлов
1	github.com/jannisborn/covid19_ultrasound/tree/master/data	29	122
2	github.com/jannisborn/covid19_ultrasound/blob/master/data/get_and_process_web_data.sh	31	44

Для создания нейросети в данном исследовании использовались библиотеки tensorflow и keras языка Python. Наборы данных для сети также генерировались с использованием функций данных библиотек. Пример получаемого набора данных представлен на рисунке 1.

Была создана сверточная нейронная сеть глубиной 12 слоев.

Проводилось обучение нейронной сети на трех классах УЗИ изображений легких: УЗИ людей больных бактериальной пневмонией, УЗИ людей больных вирусной пневмонией Covid-19, УЗИ здоровых людей. Графики процесса обучения нейронной сети представлены на рисунках 2 и 3. На рисунке 2 график зависимости ошибки модели от эпох обучения, на рисунке 3 — зависимости точности модели от эпох. Начиная с 4 эпохи ошибка на проверочных данных начинает расти. Это говорит о начале переобучения модели — модель начинает хуже находить признаки классов на изображениях, не принадлежащих тренировочной модели. Модель была сохранена для дальнейшего использования в состоянии 4 эпохи.

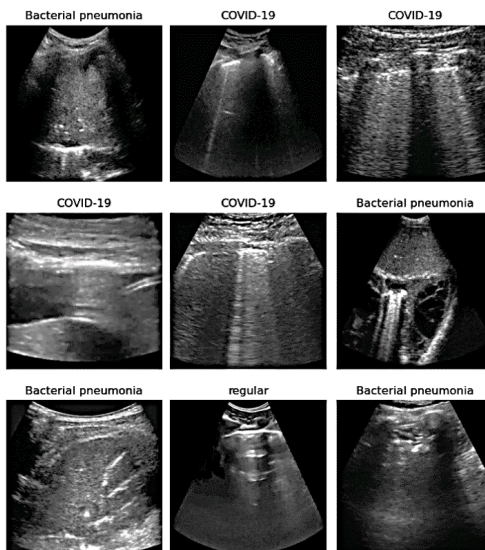


Рис. 1

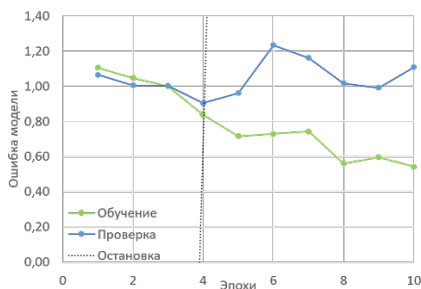


Рис. 2

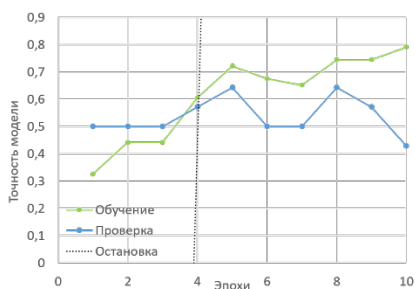


Рис. 3

С помощью обученной модели были получены предсказания для изображений тестовой выборки, не учествовавшей в обучении. В таблице 2 показано полученное с помощью нейросети разделение изображений по классам. Количество правильно определенных изображений для каждого класса можно увидеть по главной диагонали.

<i>Предсказанный класс (горизонталь) / Истинный класс (вертикаль)</i>	<i>Бактериальная пневмония</i>	<i>Covid-19</i>	<i>Здоров</i>
<i>Бактериальная пневмония</i>	1198	189	253
<i>Covid-19</i>	360	1070	44
<i>Здоров</i>	208	985	2667

Точность модели для тестовой выборки составила 65%. Также для бактериальной пневмонии и вируса Covid-19 были рассчитаны показатели чувствительности и специфичности. Под чувствительностью модели понимается способность верно определить заболевание на тех изображениях, на которых оно есть, а под специфичностью — способность модели не давать положительных результатов о наличии заболевания при отсутствии заболевания. Для бактериальной пневмонии чувствительность модели составляет 73%, специфичность — 90%. Для Covid-19 чувствительность модели составляет 50%, специфичность составляет 80%.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание № FSWR-2023-0031).

- [1] Праскурничий Е.А., Стефаненкова Ю.В., Тураева М.А. // Пульмонология. 2020. Т. 30, №5. С. 671.
- [2] Wang J. et al. // J. Imaging. 2022. № 8. P. 65.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КОНУСЕ С МЯГКИМИ СТЕНКАМИ

К.В. Кузьмин¹⁾, А.Н. Суханов¹⁾, П.Н. Вьюгин¹⁾,
И.Н. Диденкулов^{1, 2)}, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Распространение звука в переменных по трассе волноводах давно привлекало внимание акустиков. Такие задачи встречаются в акустике океана, акустике помещений и в других случаях. В последние годы получило развитие направление, связанное с использованием свободной струи жидкости с пузырьками, в которой распространяется акустическая волна для очистки поверхности, на которую падает струя. Как известно, свободно падающая струя жидкости в воздухе постепенно уменьшается в диаметре, и, таким образом, представляет собой волновод переменного сечения. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию модели струи – конического волновода с мягкими стенками.

Эксперимент

Схема установки приведена на рис. 1, на котором 1 – излучатель, 2 – катушка с проволокой, 3 – гидрофон. Конический волновод длиной 102 см был изготовлен из полиэтиленовой пленки толщиной 50 мкм. Его фотография показана на рис. 2. Нижней частью конус крепился к пластиковой трубе диаметром 40 мм длиной 200 мм (см. рис. 3). Внутри трубы был установлен пьезокерамический излучатель. Верхняя часть конуса крепилась к деревянной пластине (см. рис. 4). От генератора через усилитель на пьезо-керамический излучатель диаметром 3 см, посылался синусоидальный импульсный сигнал с тремя периодами на частоте 150 кГц. В конический волновод на тонкой проволоке опускался гидрофон диаметром 3 мм. Для перемещения гидрофона использовалась катушка, закрепленная сверху, к которой гидрофон крепился через леску и провод. Гидрофон принимал акустический сигнал, который через предварительный усилитель регистрировался на осциллографе. Таким образом, излучатель и гидрофон находились в конусе с мягкими стенками, заполненном водой. Блок-схема эксперимента показана на рис. 5.

Волна, от излучателя распространяется сначала в цилиндрической части волновода (в пластиковой трубе), затем переходит в коническую часть. Распространение звука в плавно-неоднородном коническом волноводе происходит адиабатически [1]. В этом случае каждая мода распространяется независимо от других мод. В критическом сечении волновода мода испытывает отражение. В закритической области волновода, мода экспоненциально затухает. Таким образом, отражение разных мод происходит в разных точках конического волновода.

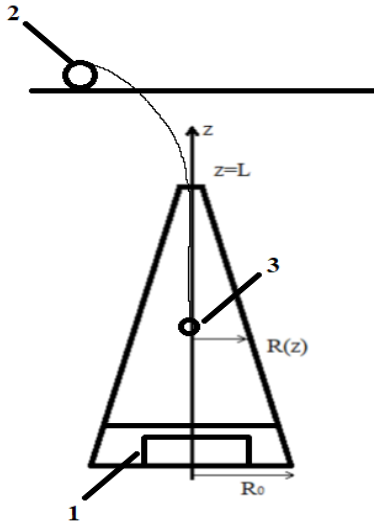


Рис. 1



Рис. 2



Рис. 3



Рис. 4

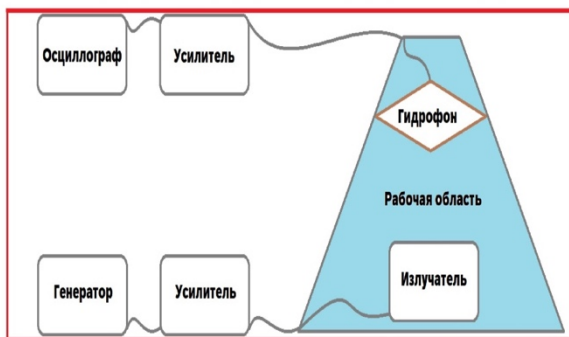


Рис. 5

Огибающие регистрируемых гидрофоном сигналов представлены на рис. 6 и 7. На рис. 6 гидрофон находится на расстоянии 35 см от излучателя, а на рис. 7 – на расстоянии 100 см.

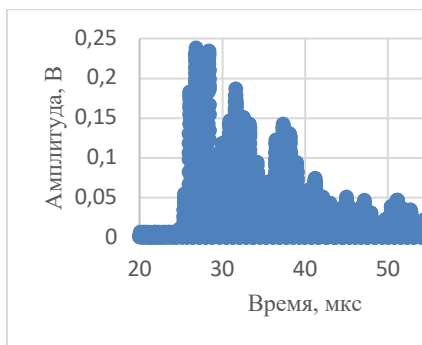


Рис. 6

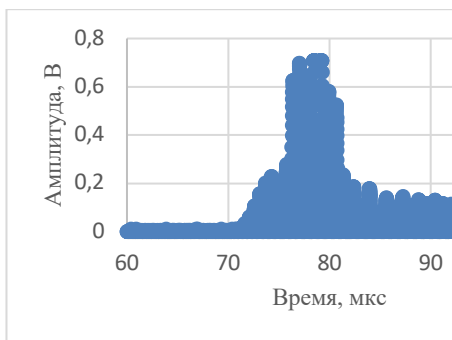


Рис. 7

Из рисунков 6 и 7 можно заметить, что структура сигнала на разных расстояниях от излучателя совершенно разная. Гидрофон на высоте 35 см от излучателя (см. рис. 6) принимает не только прямой сигнал, но и четко распознаваемые 3 отражения трех разных мод. Поле в закритическую область волновода проникнуть не может, поэтому мы наблюдаем совершенно другую картину на высоте 100 см между излучателем и гидрофоном. Моды высших номеров в это сечение волновода не проникают и поэтому виден только прямой сигнал первой моды, идущий от источника. Следует отметить, что амплитуда поля возрастает с увеличением расстоянием между излучателем и гидрофоном. Это прямое следствие закона сохранения энергии. Поток энергии каждой моды по мере распространения сохраняется, поэтому амплитуда сигнала возрастает по мере уменьшения сечения конического волновода. Например, отношение площадей сечения

конуса для расстояний гидрофона от излучателя 25 см (диаметр конуса – 3,8 см) и 100 см (диаметр конуса 1,0 см) составляет 14,5, а соответствующее отношение интенсивностей прямого акустического сигнала – 12,8. На рис. 8 представлена зависимость амплитуды прямого сигнала от расстояния гидрофона от излучателя, где этот эффект хорошо заметен.

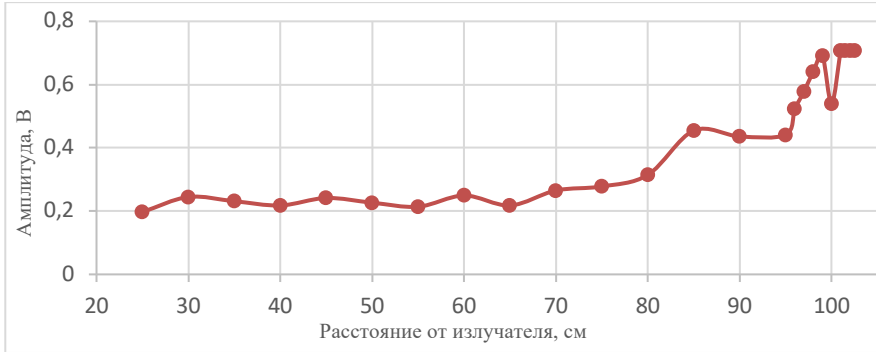


Рис. 8

Заключение

В работе проведено экспериментальное исследование распространения акустической волны в коническом волноводе со свободными (мягкими) стенками. Показано, что в таком волноводе проявляются основные закономерности распространения звука: увеличение амплитуды поля по мере сужения волновода и последовательная отсечка и отражение мод в критических сечениях.

Работа выполнена в рамках госзадания FFUF-2021-0009 ИПФ РАН.

- [1] Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. – М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1989, 416 с.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПОТОКА ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В АКУСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ НА ОРГАНИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ

В.В. Мальцев¹⁾, И.Н. Диденкулов^{1,2)}, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾, П.Н. Вьюгин¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

В последние годы большой интерес вызывает новая технология ультразвуковой очистки [1], которая активно начинает использоваться в различных областях, включая медицину [2, 3]. Технология основана на очищающем действии микропотоков вблизи колеблющегося пузырька [4, 5]. Колебания пузырьков возбуждаются ультразвуковым полем, распространяющимся в струе жидкости, которая доставляет пузырьки к очищаемой поверхности и радиационная сила со стороны акустического поля может играть важную роль в этом процессе [6], прижимая пузырьки к поверхности.

В данной работе исследуется влияние пузырьков газа в жидкости на загрязненную поверхность. Были проведены эксперименты по воздействию ультразвука и потока пузырьков на органические загрязнения.

Блок-схема установки представлена на рис. 1, а фотографии – на рис. 2 и 3.

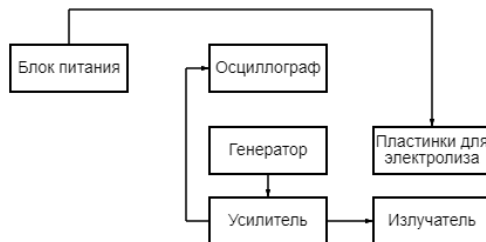


Рис. 1

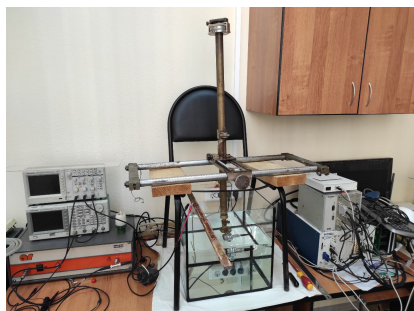


Рис. 2

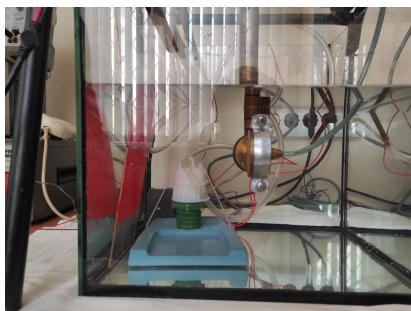


Рис. 3

В качестве органических загрязнений использовались липидные (жировые) структуры, нанесенные на поверхность пластины из оргстекла.

Измерения были выполнены на нескольких частотах: 1 МГц, 2,5 МГц, 260 кГц. На частотах 1 и 2,5 МГц очищающего эффекта не наблюдалось при различных мощностях акустического излучения и наличия потока воды с пузырьками.

Все остальные измерения производились в непрерывном режиме на частоте 260 кГц. При измерении мы наблюдали за изменением жирового слоя на поверхности оргстекла и за спектром сигналом и его спектром на осциллографе. Измерения велись в нескольких режимах.

1) Акустическая волна без струи воды и пузырьков.

На рис. 4 представлена осциллограмма при малой мощности излучателя. На поверхности оргстекла нет изменений. На рис. 5 представлена осциллограмма при большой мощности излучателя. Проявляется изменение слоя подкрашенного загрязнения на поверхности оргстекла (см. рис. 6). При большой мощности возникает кавитация, и можно наблюдать большое количество мелких пузырьков.

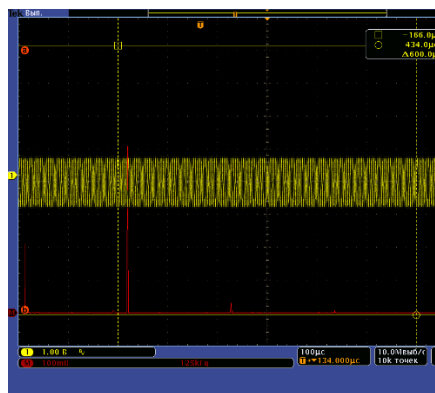


Рис. 4

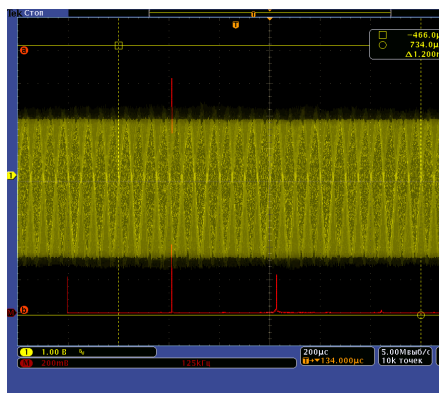


Рис. 5

2) Струя воды и акустическое поле.

При малых мощностях на излучателе нет проявления эффекта очищения. При больших мощностях направленная струя воды не дает дополнительного вклада в очистку поверхности.

3) Струя с пузырьками и акустическое поле.

При малых мощностях на излучателе нет проявления эффекта очищения. При больших мощностях направленная струя воды с пузырьками газа не дает заметного дополнительного вклада в очистку поверхности.

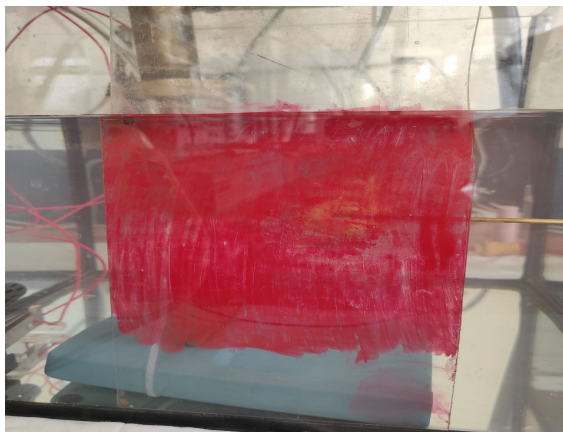


Рис. 6

Заключение

Проведенное исследование показало наличие очищающего действия ультразвукового поля на поверхности, загрязненной органическими веществами, на частотах порядка сотен кГц. Показано, что дополнительное введение пузырьков и струи воды не дает выраженного дополнительного эффекта. Очищающее воздействие акустического поля связано с кавитацией при больших мощностях акустической волны.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 19-12-00256).

- [1] Birkin P.R., Offin D.G., Leighton T.G. // *Ultrason. Sonochem.* 2016. Vol. 29. P. 612.
- [2] Secker T.J., Leighton T.G., Offin D.G., Birkin P.R., Herve' R.C., Keevil C.W. // *Journal of Hospital Infection.* 2020. Vol. 106. P. 649.
- [3] Malakoutikhah M., Dolder C.N., Secker T.J., Zhu M., Harling C.C., Keevil C.W., Leighton T.G. // *Transaction of the IMF.* 2020. Vol. 98, No. 5. P. 258.
- [4] Maksimov A.O., Leighton T.G. // *Acta Acust. Acust.* 2001. Vol. 87. P. 322.
- [5] Maksimov A.O., Leighton T.G. // *Proc. Roy. Soc. A: Math. Phys. Eng. Sci.* 2012. Vol. 468. P. 57.
- [6] Maksimov A.O., Leighton T.G. // *J. Acoust. Soc. Am.* 2018. Vol. 143. P. 296.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СВОБОДНОЙ СТРУЕ

Т.С. Викулова¹⁾, И.Н. Диденкулов^{1, 2)}, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

В работе исследуется распространение акустических волн в свободной струе. Проанализированы особенности движения пузырьков в данной акустической системе.

Введение

В настоящее время одним из актуальных направлений является очистка разнообразных загрязнений с помощью акустических методов, так как даже самые лучшие моющие средства оставляют довольно большую часть микроорганизмов на поверхностях, особенно в труднодоступных местах. Одним из новых подходов в этой задаче является использование струи жидкости с газовыми пузырьками, в которой распространяется акустическая волна.

В настоящей работе рассматривается задача об акустическом поле в свободной струе жидкости, вытекающей из резервуара с водой.

Акустическое поле в свободной струе

Имеется поток жидкости, вытекающий из сосуда (рис. 1) с начальной скоростью v_0 , направленной по оси z вниз. Поток имеет свободные боковые стенки и падает, растекаясь в горизонтальной плоскости, на твердую поверхность. В этом случае можно считать, что поток снизу ограничен жесткой стенкой, а возможным влиянием растекания жидкости на акустическое поле в потоке пренебречь. В сечении $z=0$ создано акустическое поле p_0^* . Мы хотим найти распределение поля $p(r, z)$ в любой точке струи.

Жидкость вытекает из сосуда с начальным радиусом R_0 , который будет изменяться при падении струи вниз под действием силы тяжести. Такой вывод следует из уравнения неразрывности (1). Скорость потока будет расти с увеличением координаты z под действием ускорения свободного падения, но количество втекающей и вытекающей жидкости в каждом сечении струи должно сохраняться, отсюда следует, что площадь сечения струи должна уменьшаться.

$$Sv = const, \quad (1)$$

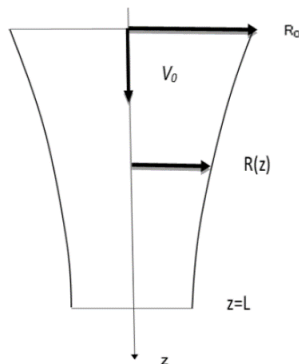


Рис. 1

где $S=\pi R^2$ – площадь поперечного сечения потока, v – скорость потока.

Решать задачу начнем с записи уравнения Гельмгольца, предполагая, что в потоке жидкости возбуждено акустическое поле вида:

$$p'' + k_0^2(r, z)p = 0, \quad (2)$$

$$k_0 = \frac{\omega}{c} = \sqrt{k_l^2 + \kappa_{mn}^2}, \quad (3)$$

где k_0 – волновое число, k_l и κ_{mn} – продольное и поперечное волновые числа.

Решение задачи будем искать адиабатическим методом, считая, что толщина потока меняется медленно вдоль оси z . Таким образом, будем считать амплитуды мод и их продольные и поперечные волновые числа медленными (по сравнению с длиной волны) функциями координаты z . Как известно, в адиабатическом приближении моды распространяются, не взаимодействуя друг с другом и сохраняя свою энергию (поток мощности). В силу осевой симметрии струи будем искать решение в цилиндрической системе координат, получим следующую систему для продольной и поперечных координат:

$$\begin{cases} p_{zz}'' + k_l^2 p = 0 \\ \Delta_{\perp} p + \kappa_{mn}^2 p = 0 \end{cases} \quad (4)$$

где Δ_{\perp} – оператор Лапласа по поперечной координате.

Решение первого уравнения системы (4) – гармоническая функция:

$$p_1 = A_1 e^{-i\varphi(z)} \quad (5)$$

где $\varphi = \int k_l(z) dz$ – фаза волны. Из второго уравнения системы (4) получим:

$$\begin{cases} R_{rr}'' + \frac{1}{r} R_r' + (\kappa_{mn}^2 - \frac{m^2}{r^2}) R = 0 \\ \theta(\theta) = \theta(\theta + 2\pi) \end{cases}, \quad (6)$$

где $m=0, 1, 2, \dots$. Для упрощения задачи будем рассматривать только радиальные моды. Решение для поперечной координаты будем искать в виде (7):

$$p_{\perp} = A_2 J_m(\kappa_{mn} r) * (B_1 \cos(m\theta) + B_2 \sin(m\theta)). \quad (7)$$

Бегущая волна будет иметь следующий вид:

$$p = p_n(z) J_m(\kappa_{mn}(z)r) e^{-i\varphi(z)} (B_1 \cos(m\theta) + B_2 \sin(m\theta)). \quad (8)$$

Решение будет выглядеть, как сумма бегущей и отраженной волн:

$$p = p_{1n}(z) J_m(\kappa_{mn}(z)r) e^{-i\varphi(z)} + p_{2n}(z) J_m(\kappa_{mn}(z)r) e^{i\varphi(z)}. \quad (9)$$

Найдем зависимости волновых чисел от координаты z . Для этого рассмотрим уравнение Бернулли (10) и уравнение неразрывности (1), чтобы найти изменение скорости потока и радиуса:

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho g z + p = const, \quad (10)$$

где ρ – плотность жидкости, g – ускорение свободного падения, p – давление.

Из уравнения (10) получается выражение для изменения скорости жидкости в зависимости от координаты z :

$$v(z) = \sqrt{v_0^2 + 2gz}. \quad (11)$$

После подстановки (11) в (1) получаем уравнение поверхности в зависимости от z :

$$R(z) = \frac{R_0}{\sqrt[4]{v_0^2 + 2gz}}. \quad (12)$$

Получим зависимости продольного и поперечного волновых чисел от координаты z :

$$\kappa_{mn} = \frac{\nu_{mn}}{R(z)}, \quad (13)$$

$$k_l = \sqrt{k_0^2 - \frac{\nu_{mn}^2 \sqrt{v_0^2 + 2gz}}{R_0^2 v_0}}. \quad (14)$$

Граничное условие для случая жесткой стенки запишется в виде:

$$\frac{dp}{dz}(z=L) = 0. \quad (15)$$

Из (15) получаем связь между амплитудами (16):

$$p_{2l}(L) = p_{1l}(L)e^{-2i\varphi(L)}. \quad (16)$$

Далее используем второе граничное условие (17) для нахождения амплитуды поля:

$$p(z=0) = p_0^*. \quad (17)$$

$$p_l = \frac{p_0^* [1 + e^{2i\varphi(L)}]}{2J_m(\kappa_{mn}(0)r)[1 + \cos(2\varphi(L))]} \quad (18)$$

В итоге получаем искомое поле:

$$p = p_l J_m(\kappa_{mn}(z)r) [e^{-i\varphi(z)} + e^{i\varphi(z)} e^{2i\varphi(L)}]. \quad (19)$$

При $\varphi = \frac{\pi}{2} + \pi N, N = 0, 1, 2 \dots$ выполняется условие резонанса.

Распределение акустического поля показано на рис. 2. Из рисунка видно, что с ростом координаты z (даже с учетом затухания в среде) растет амплитуда волны. Это можно объяснить из закона сохранения энергии: с увеличением z уменьшается радиус струи, но поток интенсивности через поперечную площадку должен сохраняться, таким образом, должна расти амплитуда. Также видно, что на жесткой границе в соответствие с граничным условием обеспечивается максимальное значение амплитуды поля.

Проанализируем характер движения пузырьков разных размеров, запущенных в свободную струю. В случае резонанса в струе образуется поле стоячей волны. Как указывалось ранее [1, 2, 3, 4], маленькие пузырьки должны концентрироваться в пучностях, а большие в узлах давления. В данном случае распределение концентрации пузырьков в соответствии с распределением поля будет иметь неравномерную периодичность.

На частотах вне резонансных частот струи реализуется случай бегущей волны, при котором в продольном направлении радиационная сила близка к 0 и пузырьки двигаются вместе с потоком. В поперечном направлении пузырьки маленьких размеров втягиваются к оси струи, а большие выталкиваются на периферию.

Когда реализован случай жесткой нижней границы, пузырьки сталкиваются с ней и таким образом можно производить очистку различных загрязненных поверхностей. Если все моды отражаются раньше, чем поток столкнется с границей, то до точки отражения волны пузырьки будут двигаться аналогично рассмотренному выше случаю, а после – просто уноситься потоком, при этом, так как акустическое поле в закритической области отсутствует, то соответственно, воздействия на поверхность не будет.

Заключение

В работе решена задача об акустическом поле и проанализирован характер движения пузырьков в свободно падающей струе. Показано, что в свободной струе, сужающейся вдоль потока, происходит изменение параметров акустического поля, что отражается на распределении пузырьков в потоке. Для достижения воздействия пузырьков на поверхность, на которую падает струя, необходимо, чтобы критическое сечение волновода-струи лежало ниже поверхности по потоку.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 19-12-00256).

- [1] Диденкулов И.Н., Корчагина Т.С., Прончатов-Рубцов Н.В., Сагачева А.А. // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т. 84, № 6. С. 772.
- [2] Корчагина Т.С., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. // В кн.: Труды XXII научн. конф. по радиофизике, 7 мая 2018 г. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2018. С. 430.
- [3] Корчагина Т.С., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. // В кн.: Труды XXIII научн. конф. по радиофизике, 7 мая 2019 г. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 454.
- [4] Корчагина Т.С., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. // В кн.: Труды XXV научн. конф. по радиофизике, 7 мая 2021 г. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2021. С. 393.

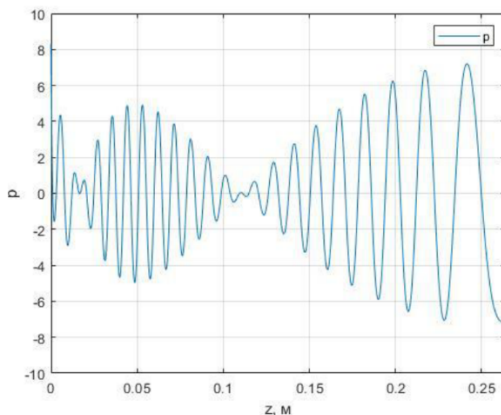


Рис. 2

СРАВНЕНИЕ АНАЛИТИЧЕСКИХ И ЧИСЛЕННЫХ РЕШЕНИЙ ЗАДАЧИ ОБНАРУЖЕНИЯ ДОННЫХ ДИСКРЕТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ АКУСТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Е.М. Гвоздков¹), И.Ю. Грязнова¹), М.С. Лабутина²), И.В. Седунов¹)

¹) ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²) НИУ ВШЭ

В данной работе исследуется обратное рассеяние акустических волн на дискретных случайных неоднородностях, расположенных на плоском звукопрозрачном дне. Показано, как наличие корреляции в распределении конкреций, а также распределение донных неоднородностей по размерам влияет на характеристики обратного рассеяния. Используя случайные реализации распределения неоднородностей на подстилающей их поверхности, было проведено численное моделирование обратного рассеяния акустических волн при различном числе реализаций. На рис. 1 проведено сравнение результатов численного моделирования и аппроксимирующей аналитической зависимости нормированной средней интенсивности обратного рассеяния от относительной площади дна, занятого рассеивателями.

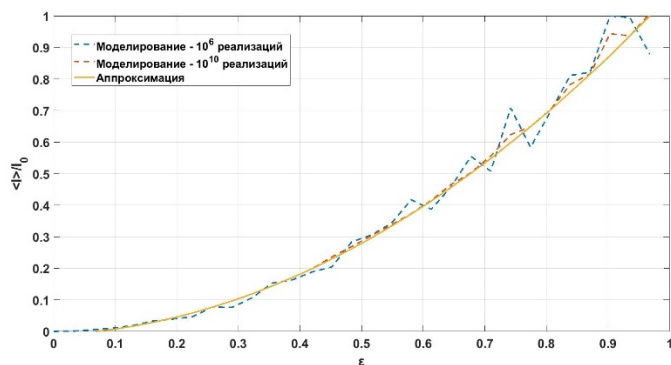


Рис. 1

Результаты численного моделирования показывают, что для достаточно большого количества реализаций (1010) наблюдается почти точное сходство с теоретической зависимостью [1]. Заметим, что предыдущие рассуждения касались случая хаотического и в среднем равномерного расположения неоднородностей на плоскости. Однако исследования показывают, что расположение рассеивателей в океане можно считать равномерным и статистически независимым лишь в первом приближении [2]. При учете группировки частиц возникает коллективная составляющая, влияющая на среднюю интенсивность обратного рассеяния.

Наличие корреляции взаимного расположения неоднородностей вносит значительный вклад в значение среднего квадрата эффективного коэффициента отражения по

сравнению со случаем хаотического расположения рассеивателей на плоскости дна. Численное моделирование процессов обратного рассеяния на дискретных неоднородностях при учете их группировки также показало изменение интенсивности обратного рассеяния при изменении отношения апертуры антенны D к радиусе корреляции взаимного расположения частиц ρ_0 .

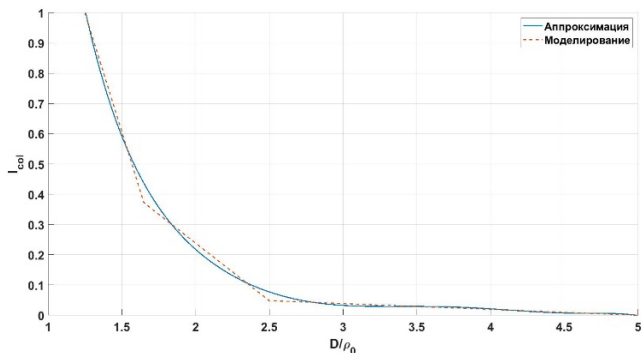


Рис. 2

На рис. 2 продемонстрировано сравнение численных и аналитических результатов для коллективной составляющей средней интенсивности обратного рассеяния акустических сигналов. Из рисунка видно, что при масштабах скоплений рассеивателей порядка трети апертуры преобразователя и более, коллективными эффектами рассеяния пренебрегать нельзя. Таким образом, аналитическая модель в приближении однократного рассеяния достаточно точно совпадает с результатами численного эксперимента по вычислению средней интенсивности акустических сигналов, рассеянных на совокупности дискретных, случайным образом расположенных на плоском звукопрозрачном дне, неоднородностей, аппроксимируемых сферическими абсолютно жесткими частицами одинакового размера.

Исследование выполнено в рамках реализации программы стратегического академического лидерства "Приоритет 2030" (проект ННГУ №Н-492-99).

- [1] Гурбатов С.Н., Грязнова И.Ю., Иващенко Е.Н. // Акустический журнал, 2016. Т 62. С. 203.
- [2] Гвоздков Е.М., Грязнова И.Ю. // В кн.: Тр. XXIV научной конференции по радиофизике, секция Акустика – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2021. С. 312.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА ДИСПЕРСИИ СДВИГОВЫХ ВОЛН (SWD) ДЛЯ ФАНТОМОВ МЯГКИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ

П.С. Ампилов, И.Ю. Демин, А.Е. Спивак

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Метод эластографии сдвиговой волной (SWE) позволяет измерять жесткость тканей и отображать результаты измерений в режиме реального времени [1]. Согласно обзорам научной литературы SWE является быстрым и эффективным методом оценки фиброза печени. Вместе с тем у этого метода есть и определенные ограничения в тех случаях, когда пациент страдает воспалением или стеатозом [2].

Основной причиной этого является то, что в используемых алгоритмах количественной оценки жесткости печени не учитывается вязкость тканей. В действительности ткань печени является вязкоупругой средой, в которой распространение сдвиговых волн зависит как от упругих свойств, так и от вязкости. Сообщается, что такие заболевания печени, как неалкогольный стеатогепатит (NASH), неалкогольная жировая болезнь печени (NAFLD) и острый гепатит, приводят к увеличению вязкости тканей печени, что может повлиять на оценку их жесткости. Раннее обнаружение и лечение острого гепатита и жировой болезни печени дает шанс на то, чтобы обратить патологическое перерождение тканей. Таким образом, учет вязкости тканей при ранней диагностике является чрезвычайно важным фактором [2].

Целью данной работы является реализация метода учета вязкости тканей при проведении эластографии сдвиговой волной (SWE) для возможности раннего обнаружения и лечения некоторых заболеваний печени.

В данной работе реализован метод Shear Wave Dispersion (SWD) [3] для оценки параметра дисперсии сдвиговых волн, который связан с вязкими свойствами тканей при диффузных заболеваниях печени, и приводится численный анализ результатов измерений фантома CIRS на акустической системе Verasonics методом эластографии сдвиговой волной.

Расчет параметра SWD включает в себя четыре этапа:

- 1) Получение смещения частиц ткани, вызванного сдвиговой волной, в нескольких точках регистрации данных;
- 2) Смещение в каждой точке преобразуется из временной области в частотную посредством преобразования Фурье для оценки изменения фазы в сдвиговой волне на нескольких частотах;
- 3) Скорость сдвиговой волны $c_s(\omega)$ рассчитывается по формуле

$$c_s(\omega) = \omega \frac{\Delta L}{\Delta\vartheta(\omega)}, \quad (1)$$

где $\Delta\vartheta(\omega)$ – изменение фазы на пройденном расстоянии ΔL между двумя точками измерения в направлении распространения сдвиговой волны;

- 4) По углу наклона скоростей определяется значение параметра SWD.

Программная реализация метода SWD была использована при анализе вязкоупругих характеристик калиброванного полимерного фантома CIRS MODEL 049 ELASTICITY QA PHANTOM – SPHERICAL, содержащего в себе сферы разного радиуса с определенным значением модуля Юнга. Фантом был выбран с включениями в виде сфер, потому что они представляют наибольший интерес с медицинской точки зрения. Фантом заполнен твердым эластичным гидрогелем Zerdine.

Измерения смещений частиц, вызываемых сдвиговой волной, в исследуемом фантоме были выполнены на акустической системе Verasonics с открытой архитектурой, который расположен в лаборатории «МедЛаб» кафедры акустики. Ниже приведены результаты вычисления скорости сдвиговой волны параметра SWD для включений полимерного фантома CIRS 049: для малой сферы – тип 1 (рис. 1), для малой сферы – тип 2 (рис. 2).

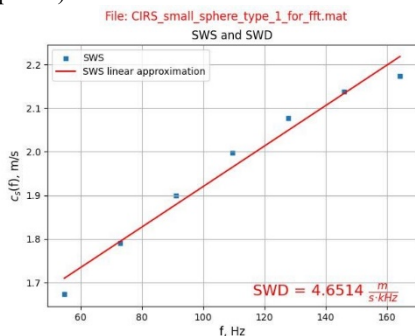


Рис. 1

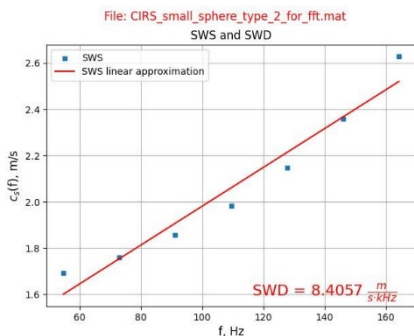


Рис. 2

В работе [4], опубликованной в журнале *Ultrasound in Medicine & Biology*, с использованием УЗИ экспертной системы Canon Aplio i800 (Canon Medical Systems, Япония), были измерены вязкоупругие свойства (скорость сдвиговой волны и параметр SWD) четырех сертифицированных однородных фантомов с изотропной эластичностью (фантом фиброза печени с поперечной волной – модель 039 CIRS). Эти фантомы имеют одинаковые упругие свойства в любом месте (однородные) и в любом направлении распространения волны (изотропные). Все фантомы заполнены твердым эластичным гидрогелем Zerdine, имеют цилиндрическую форму, диаметр 10 см и высоту 12 см. Упругие свойства фантомов охватывает диапазон нормальной и циррозной печени со значениями модуля Юнга 3,7 кПа (фантом P1), 12 кПа (P2), 25 кПа (P3) и 44 кПа (P4).

В таблице приведено сопоставление описанных выше физических измерений фантома 039 CIRS с полученными нами результатами измерений фантома 049 CIRS (значения скоростей сдвиговых волн в фантоме 049 CIRS измерены системой Verasonics).

Фантом 039 CIRS	Скорость сдвиговой волны, м/с	Параметр SWD, м/с/кГц	Фантом 049 CIRS	Скорость сдвиговой волны, м/с	Параметр SWD, м/с/кГц
P1	0.83 ± 0.05	7.05 ± 1.28	Сфера 1	1.46	4.65
P2	1.47 ± 0.05	10.38 ± 0.71	Сфера 2	1.83	8.41
P3	2.46 ± 0.16	18.65 ± 3.62	Сфера	2.63	17.85
P4	2.46 ± 0.16	26.07 ± 8.29	Сфера 3	3.25	24.33

Одним из выводов статьи [4] является то, что в целом параметр SWD показал в два-три раза большую изменчивость, чем скорость сдвиговой волны SWS. Это же подтверждается и результатом численного определения параметра SWD, который более изменчив чем упругие свойства различных сфер фантома 049 CIRS, что будет служить дополнительным диагностическим биомаркером для описания вязких и упругих свойств мягких тканей.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание № FSWR-2023-0031).

- [1] Руденко О.В., Сафонов Д.В., Демин И.Ю., Рыхтик П.И., Андреев В.Г., Гурбатов С.Н., Романов С.В. // В кн.: Эластография сдвиговой волны: анализ клинических примеров. / Ред. А.В. Борсуков. – Смоленск: Изд-во Смоленская городская типография, 2017. С. 8.
- [2] Демин И.Ю., Рыхтик П.И., Спивак А.Е., Сафонов Д.В. // Современные технологии в медицине. 2022. Т. 14. № 5. С. 5.
- [3] Sugimoto K., Moriyasu F., Oshiro H., Takeuchi H., Yoshimasu Yu., Kasai Y., Itoi T. // Ultrasonography. 2020. Vol. 39, No. 1. С. 3.
- [4] Martiartu K., Nambiar H., Kirchner I., Paverd C., Cester D., Frauenfelder T., Ruby L., Rominger M. // Ultrasound in Med. & Biol. 2021. Vol. 47, No. 12. P. 3529.

Секция «Акустика»

Заседание секции проводилось 25 мая 2023 г.
Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.