

Труды XXX научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«АКУСТИКА»**

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

УПРАВЛЯЕМЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭКВИВАЛЕНТ МОЩНОГО НИЗКОЧАСТОТНОГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО АНАЛОГА ИНДУКТИВНОСТИ

А.К. Бритенков^{1, 2)}, А.Г. Окунев¹⁾, С.Б. Захаров²⁾, Р.В. Травин^{1, 2)}

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Во многих приложениях гидро- и сейсмоакустики необходимо использование мощных низкочастотных гидроакустических излучателей (НЧИ), излучающих акустическую мощность на уровне сотен и тысяч Вт. Для корректной настройки и согласования систем возбуждения с НЧИ используются их электрические эквиваленты, удовлетворяющие ряду противоречивых условий. Одной из особенностей использования электрических эквивалентов является реализация перестройки эквивалента по частоте во время имитации излучения. В докладе изложены основные технические проблемы разработки подобных эквивалентов мощных НЧИ, а также рассмотрен перспективный вариант реализации управляемого электрического эквивалента на базе электрического аналога индуктивности.

Проблемы разработки электрических эквивалентов

Электрические эквиваленты мощных гидроакустических излучателей применяются в первую очередь для системы возбуждения на номинальной мощности при отсутствии возможности подключения гидроакустического излучателя, расположенного под водой на рабочей глубине. Кроме того, с учётом сходства импедансных характеристик НЧИ и его эквивалента, электрический эквивалент используется для проверки согласования НЧИ и системы возбуждения, поскольку согласование является определяющим фактором оптимального режима работы мощного излучающего гидроакустического комплекса. Уровень создаваемого излучателем звукового давления при заданной чувствительности накладывает особые требования на устройство электрических эквивалентов мощных низкочастотных пьезоэлектрических преобразователей [1]. Кроме того, большинство НЧИ имеют сложные импедансные характеристики [2], обусловленные наличием как механических, так и электрических резонансов и колебаний конструктивных элементов, а зависимость резонансной частоты преобразователя от глубины требует обеспечения возможности перестройки и резонансной частоты эквивалента.

Зачастую для настройки систем возбуждения в рабочей полосе частот используются схема замещения излучателя в виде последовательного колебательного контура с параллельно включённой статической ёмкостью активного пьезоэлектрического элемента [3]. Однако, из-за многообразия физических процессов, происходящих при преобразовании электрической энергии сигнала в механические колебания окружающей среды, гидроакустический преобразователь, строго говоря, не сводится к эквивалентной схеме в виде обобщенного электрического контура с одной резонансной (рабочей) полосой частот. Для реализации электрических эквивалентов подобных излучателей

логично использовать несколько независимых колебательных контуров в совокупности с разделительными трансформаторами, как предложено в патенте [4].

Рассматривая возможность перестройки частоты и изменения активного сопротивления эквивалентной схемы непосредственно в процессе имитации излучения гидроакустических сигналов, нужно заметить, что общепринятых способов на текущий момент не существует, как и нет публикаций в открытой печати о тенденциях решения данной проблемы. Так, в работе [5] описано использование управляемых эквивалентов электрической нагрузки для повышения эффективности проведения входного контроля источников вторичного электропитания, а в статье [6] предложено схемотехническое решение устройства, имитирующего импеданс электродинамической головки громкоговорителя для различных видов акустического оформления. В патенте [7] приведён универсальный электрический эквивалент громкоговорителя, использование которого позволяет расширить имитационные возможности устройства. Сложность решения проблемы перестройки электрического эквивалента для гидроакустических приложений связана с высокими уровнями действующих напряжений и токов в электрической схеме замещения мощного НЧИ, а также с ограничениями на параметры существующей элементной базы электронных компонентов.

Моделирование схемы замещения НЧИ на основе гиратора

Для проверки соответствия параметров двухполосной схемы электрического эквивалента и определения возможности управления параметрами основного резонанса НЧИ проведено моделирование схемы замещения и оценка максимальных значений тока и напряжения в цепи эквивалента, реализованного с использованием схемы гиратора – электрического аналога индуктивности [8]. Гиратор, входящий в схему замещения НЧИ, выполнен по типовой схеме на базе операционного усилителя (ОУ) с коэффициентом усиления по напряжению около 5×10^4 .

Использованная схема замещения показала возможность перестройки резонансной частоты (имитация дрейфа резонансной частоты НЧИ) путём вариации сопротивления резистивных элементов непосредственно в самой схеме гиратора. Импедансные характеристики подобного эквивалента в рабочем диапазоне частот имеют качественное сходство с реальными параметрами мощных НЧИ, измеренными во время натурных испытаний. Тем не менее, при таком схемотехническом решении уровень тока на выходе ОУ значительно превышает предел, допустимый для существующих серийных ОУ (например, К140УД22Б, К544УД2Б и т.д.).

С учётом введения в схему дополнительного буферного каскада (усилителя мощности) и использования возможностей современной элементной базы, максимальное значение тока в цепи обратной связи можно значительно увеличить, повысим максимальную мощность, рассеиваемую на эквиваленте гидроакустического излучателя. Для сборки макета электрического эквивалента проведено моделирование схемы с буферным каскадом и получены параметры схемы гиратора (включая и коэффициент трансформации понижающего трансформатора) для заданной импедансной характеристики НЧИ. Проверка схемотехнического решения и оценка практической реализуемости эквивалента в исследованиях импедансных характеристик в полосе частот основного резонанса проведены для одного колебательного контура (рис. 1), при пиковой

электрической мощности до 1000 Вт, что соответствует излучению порядка 200 Вт акустической мощности.

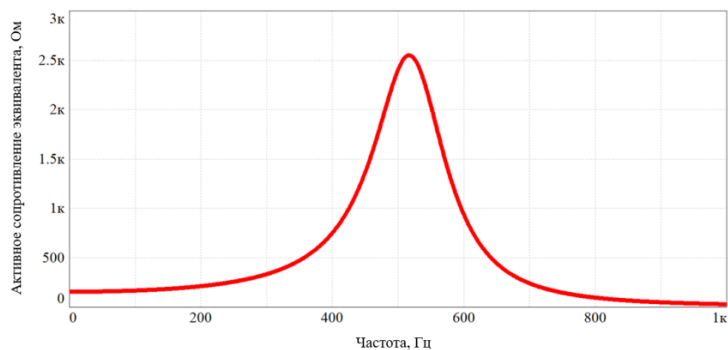


Рис. 1

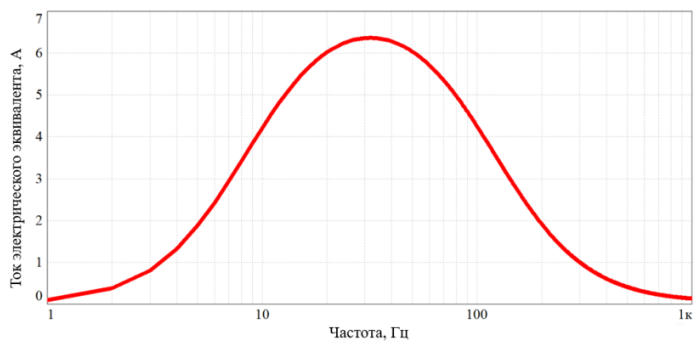


Рис. 2

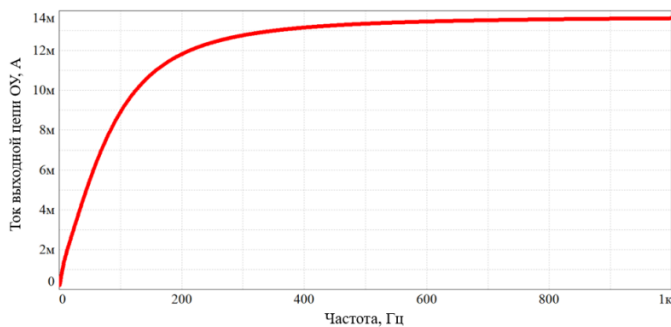


Рис. 3

Как видно из рис. 2, при амплитуде входного напряжения до 1,0 кВ от системы возбуждения на эквиваленте НЧИ амплитуда тока после понижающего трансформатора в цепи гиратора в рабочей полосе приближается к 7 А. При использовании понижающего трансформатора напряжение, развиваемое во вторичной обмотке, находится в пределах допустимых напряжений для ОУ общего назначения. Как правило, предельные значения выходного тока типовых ОУ, подходящих по совокупности характеристик для использования в схеме электронного аналога индуктивности, составляют 1-20 мА, достигая 10-20 А в специализированных ОУ [9, 10]. Таким образом, установка буферного усилителя звуковой частоты в цепи ОС классического гиратора позволяет разгрузить выходной каскад ОУ, обеспечивая формирование существенных выходных токов при помощи УЗЧ.

Заключение

Расчёты показали, что электрический эквивалент на основе гиратора позволяет производить моделирование и настройку мощных излучающих систем со сложными импедансными характеристиками НЧИ. Предложенная техническая реализация позволяет обойти ограничения по токам и напряжениям схемы «классического» гиратора на ОУ, что даёт возможность использования широкого спектра существующих ОУ для построения эквивалентов нагрузки, обеспечивающих имитацию излучения гидроакустических сигналов на уровне сотен Вт акустической мощности.

- [1] Свердлин Г.М. Прикладная гидроакустика. – Л.: Судостроение, 1980, 262 с.
- [2] Александров В.А., Майоров В.А., Басов В.В. // В кн.: Тр. XIV Всеросс. конф. «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики» (ГА-2018). – Санкт-Петербург. 2018. С. 114.
- [3] Бритенков А.К., Боголюбов Б.Н., Фарфель В.А., Смирнов С.Ю., Кушнерёв Д.Н., Круглов Н.И. // Радиотехника. 2019. Т. 5, № 6. С. 129.
- [4] Бритенков А.К., Боголюбов Б.Н., Смирнов С.Ю., Круглов Н.Ю., Кушнерёв Д.Н. // Патент RU 2726222. Заявка № 073945. Рег. № 2019137455. Дата подачи заявки 20.11.2019.
- [5] Демочкидов А.Р. // В кн: Гагаринские чтения – 2022. Сборник тезисов работ международной молодёжной научной конференции XLVIII. – Москва: Изд-во «Перо», 2022. С. 295.
- [6] Тихонова Л.С. // Мир техники и кино. 2023. Т. 17, № 1. С. 19.
- [7] Тихонова Л.С. // Патент на изобретение RU 2759317 C1, 11.11.2021. Заявка № 2021102963 от 08.02.2021.
- [8] Бритенков А.К., Захаров С.Б., Травин Р.В. // В сб.: Труды XXVIII научной конференции по радиофизике. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2024. С. 243.
- [9] Волович Г. И. // Схемотехника аналоговых и аналого-цифровых электронных устройств. – М.: Додэка-XXI, 2011, 528 с.
- [10] Достал. И. // Операционные усилители. – М.: Мир, 1982, 512 с.

ЭФФЕКТЫ АМПЛИТУДНО-ЗАВИСИМОГО ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В СТЕРЖНЕВОМ РЕЗОНАТОРЕ ИЗ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОЛОВА

В.Е. Назаров¹⁾, А.Б. Колпаков²⁾

¹⁾ *Институт прикладной физики РАН*

²⁾ *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Кристаллические твёрдые тела (металлы, сплавы и горные породы), содержащие одномерные дефекты решётки – дислокации, являются традиционными объектами исследований амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ) – нелинейных декремента затухания (ДЗ) и дефекта модуля упругости (ДМУ). При возбуждении и распространении в кристаллах интенсивных акустических волн наблюдается их нелинейное затухание и изменение скорости распространения. АЗВТ объясняется гистерезисной нелинейностью кристаллических твердых тел и связывается с колебательным движением дислокаций и их периодическим отрывом от примесных атомов (и закреплением на них же) под действием внешнего динамического упругого напряжения или с обратимой микропластичностью кристаллов, также обусловленной движением дислокаций [1, 2].

В докладе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований эффектов амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ), возникающих при резонансном возбуждении продольных упругих волн в стержневом резонаторе, изготовленном из поликристаллического олова высокой чистоты (99,999%). Основные примеси (As, Fe, Cu, Ga, Zn, Pb, Ag, Au) составляли 0,001%. На рис.1 приведена фотография микроструктуры исследуемого образца. Видно, что олово обладает зернистой структурой с характерным размером зерна от 100 мкм до 500 мкм.

Схема эксперимента изображена на рис. 2. Исследуемый образец 1 – стержень



Рис. 1

длиной $L = 26$ см и сечением в виде равнобедренной трапеции с размерами $15 \times 10 \times 10$ мм. К нижнему торцу стержня 1, для возбуждения продольной волны накачки, приклеивался пьезокерамический излучатель 2, другая сторона которого – к массивной металлической нагрузке 3. Для приёма продольных колебаний, создаваемых излучателем 2, к верхнему свободному торцу стержня приклеивался пьезокерамический приёмник 4, сигнал с которого поступал на анализатор спектра.

Такой стержень представлял собой акустический резонатор с почти жёсткой и мягкой границами. Локальная амплитуда $\epsilon_m = \epsilon_m(x)$ деформации волны в резонаторе определяется выражением: $\epsilon_m(x) \approx \epsilon_m |\cos K_p x|$, где $\epsilon_m \approx K_p U_1$ – амплитуда деформации в резонаторе, U_1 – амплитуда смещения $U(x, t)$ на частоте $F \approx F_p$, $K_p L = (2p - 1)\pi/2$, p – номер моды $p = 1, 2, 3, \dots$). Измерения проводились при возбуждении волны накачки на четырёх продольных модах резонатора, резонансные частоты $F_p \approx (2p - 1)C_0/4L$ и добротности Q_p которых составляли соответственно: $F_1 \approx 2732$ Гц, $F_2 \approx 7485$ Гц, $F_3 \approx 12282$ Гц, $F_4 \approx 17098$ Гц и $Q_1 \approx 95$, $Q_2 \approx$

124, $Q_3 \cong 134$, $Q_4 \cong 141$, где C_0 – низкочастотная фазовая скорость продольной волны в стержне. Отличие значений резонансных частот F_p от соотношения $F_p \propto (2p - 1)$ связано с проявлением дисперсии, обусловленной отличием граничных условий резонатора от идеальных, и конечным значением “радиуса” стержня. Резонансная частота $F_1 = 2732$ Гц первой моды резонатора соответствуют тому, что фазовая скорость C_0 низкочастотной продольной волны в стержне составляет около $2,84 \cdot 10^5$ см/с.

Измерения проводились при комнатной температуре на прямом ходе, т.е. при увеличении амплитуды возбуждения резонатора. Погрешности измерения частоты и амплитуды деформации резонатора составляли $\pm 5 \cdot 10^{-1}$ Гц и $\pm 5 \cdot 10^{-2}$ дБ.

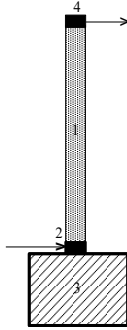


Рис. 2

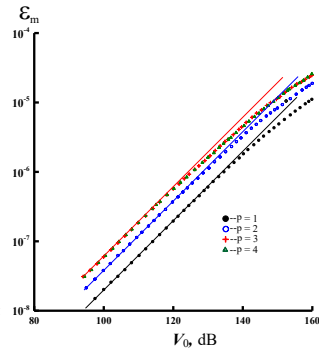


Рис. 3

На рис. 3 приведены зависимости амплитуды деформации ε_m (в резонансе) от амплитуды электрического гармонического напряжения V_0 на излучателе накачки при $p = 1, 2, 3, 4$. Из рис. 3 следует, что при малых амплитудах возбуждения, при деформации $\varepsilon_m < 10^{-6}$, зависимости $\varepsilon_m = \varepsilon_m(V)$ линейны, а далее, при $\varepsilon_m > 10^{-6}$, они становятся нелинейными, что свидетельствует о наличии нелинейных потерь. На рис. 4 и 5 представлены зависимости нелинейных относительных сдвигов резонансных частот $\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p$ и коэффициентов нелинейного затухания $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ от ε_m , а на рис. 6 приведены зависимости $\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p - 1$ и $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m) - 2$ от резонансной частоты F_p , полученные из рис. 4, 5 при $\varepsilon_m = 10^{-5}$. Из рис. 4 и 5 видно, что для каждой моды имеются два диапазона (слабого и сильного возбуждения), в которых $\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p \propto \varepsilon_m$ и $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m) \propto \varepsilon_m$, что свидетельствует о гистерезисной нелинейности олова. Из рис. 4 и 5 также видно, что при $\varepsilon_m = \text{const}$ значения $\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p$ и $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ заметно уменьшаются с ростом частоты возбуждения резонатора, а из рис. 6 следует, что $\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)/F_p, \mu_{nl,p}(\varepsilon_m) \propto F_p^{-0,4}$. Это свидетельствует об уменьшении гистерезисной нелинейности олова при увеличении частоты акустической волны. Необходимо, однако, отметить, что, несмотря на общие, отмеченные выше, амплитудно-частотные закономерности для $|\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)|/F_p$ и $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$, их поведение на рис. 4 и рис. 5 заметно отличается друг от друга.

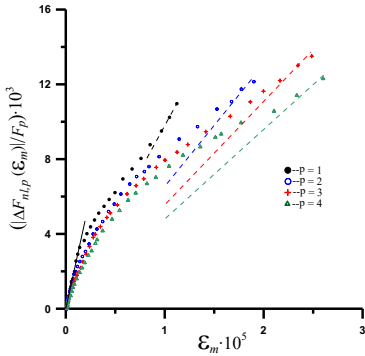


Рис. 4

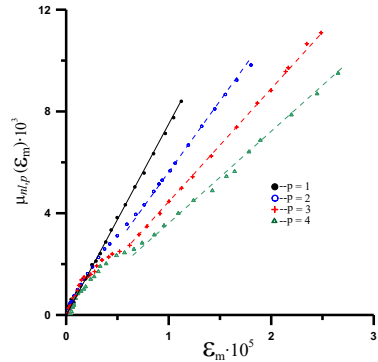


Рис. 5

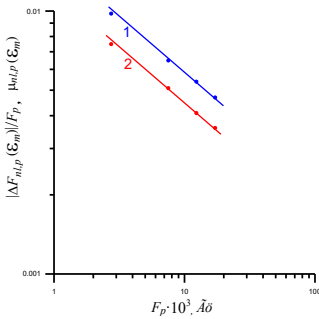


Рис. 6

Аналитическое описание эффектов АЗВТ в резонаторе из олова проводилось в рамках феноменологического уравнения состояния с частотно-зависимой гистерезисной нелинейностью:

$$\sigma(\varepsilon) = E[\varepsilon - f(\varepsilon)] + \alpha \rho \dot{\varepsilon},$$

$$f(\varepsilon) = \beta \varepsilon_m \left(\frac{1 + a \varepsilon_m}{1 + b \dot{\varepsilon}_m} \right)^n \varepsilon + \left(\frac{1 + c \varepsilon_m}{1 + d \dot{\varepsilon}_m} \right)^k \begin{cases} \beta_1 \varepsilon^2 - \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \varepsilon_m^2, (\dot{\varepsilon} > 0) \\ -\beta_2 \varepsilon^2 + \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \varepsilon_m^2, (\dot{\varepsilon} < 0), \end{cases} \quad (1)$$

где σ , ε , $\dot{\varepsilon}$, ε_m , $\dot{\varepsilon}_m = (\dot{\varepsilon})_m$ – продольные напряжение, деформация, скорость деформации, амплитуда деформации и амплитуда скорости деформации, E – модуль Юнга, $f(\varepsilon)$ – гистерезисная функция, $|f'(\varepsilon)| \ll 1$, α – коэффициент линейной диссипации, ρ – плотность, $\beta, \beta_{1,2}$ – параметры нелинейности, $\beta \varepsilon_m \ll 1$, $|\beta| \gg 1$, $|\beta_{1,2}| \gg 1$, $\beta_1 + \beta_2 \geq 0$, $n, k, a, b, c, d = \text{const}$.

В этом выражении первое – негистерезисное и второе – гистерезисное слагаемые определяют нелинейные частотно-зависимые ДМУ и ДЗ, соответственно. При $a, b, c, d = 0$ (или $n = k = 0$) и $\beta = \beta_{1,2}$ выражение (1) соответствует симметричному микропластическому гистерезису Давиденкова [2], для которого эффекты АЗВТ не зависят от частоты. Уравнение состояния, вместе с уравнением движения $\rho U_{tt} = \sigma_x(\varepsilon)$ и

граничными условиями на торцах резонатора: $U(x=0, t) = A \sin \Omega t$, $U_x(x=L, t) = 0$, где $U = U(x, t)$ – смещение, $\varepsilon = U_x$, A и Ω – амплитуда и частота волны накачки, $\Omega = \Omega_p + \delta_p$, $\Omega_p = 2\pi F_p$, определяют резонансную кривую резонатора и эффекты АЗВТ – нелинейные потери и сдвиг резонансной частоты.

Резонансная кривая резонатора определяется выражением:

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

где $\delta_p = \Omega - \Omega_p$, $|\delta_p| \ll \Omega_p/p$, $\mu_p = \Omega_p^{-1}$, а нелинейный сдвиг резонансной частоты $\delta_{nl,p}(\varepsilon_m) = 2\pi \Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)$ и нелинейные потери $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ зависят от параметров $\beta_{1,2}$ и определяются нижеследующими выражениями.

В режиме малых амплитуд:

$$\mu_{nl,p}(\varepsilon_m) = \left(1 + \frac{9\pi}{32} k(c - d\Omega_p)\varepsilon_m\right) \tilde{a}\varepsilon_m, \quad (2)$$

$$\frac{\delta_{nl,p}(\varepsilon_m)}{\Omega_p} = -\left(1 + \frac{9\pi}{32} n(a - b\Omega_p)\varepsilon_m\right) \tilde{b}\varepsilon_m, \quad (3)$$

где $\tilde{a} = \frac{8}{9\pi^2}(\beta_1 + \beta_2)$, $\tilde{b} = \frac{4}{3\pi}\beta$.

В режиме больших амплитуд:

$$\mu_{nl,p}(\varepsilon_m) = \left(\frac{c}{d\Omega_p}\right)^k \left[1 - \frac{3\pi k}{8\varepsilon_m d\Omega_p} \left(1 - \frac{d\Omega_p}{c}\right)\right] \tilde{a}\varepsilon_m, \quad (4)$$

$$\frac{\delta_{nl,p}(\varepsilon_m)}{\Omega_p} = -\left(\frac{a}{b\Omega_p}\right)^n \left[1 - \frac{3\pi n}{8\varepsilon_m b\Omega_p} \left(1 - \frac{b\Omega_p}{a}\right)\right] \tilde{b}\varepsilon_m. \quad (5)$$

Из экспериментальных результатов (рис. 4, 5, 6) и выражений (2)-(5) можно определить параметры нелинейности олова: $\beta = 5,9 \cdot 10^3$, $(\beta_1 + \beta_2) = 8 \cdot 10^3$, $\tilde{a} = 0,72 \cdot 10^3$, $\tilde{b} = 2,5 \cdot 10^3$, $k = n = 0,4$, $a \cong 1,1 \cdot 10^5$, $b \cong 66,3(c)$, $c \cong 1,3 \cdot 10^5$, $d \cong 6,5(c)$.

Из сравнения значений коэффициентов b и d , определяющих частотные зависимости нелинейных ДМУ и ДЗ следует, что эти коэффициенты сильно различаются: b больше d почти в 10 раз. По-видимому, это свидетельствует о разных проявлениях механизмов частотных зависимостей упругой и неупругой нелинейности поликристаллического олова, ответственных за ДМУ и ДЗ, и описываемых, соответственно, первым и вторым слагаемыми в выражении (1).

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПФ РАН по теме № FFUF-2024-0035.

- [1] Asano S. Theory of nonlinear damping due to dislocation hysteresis // J. Phys. Soc. Jap., 1970. Vol. 29, no. 4. P. 952.
 [2] Давиденков Н.Н. О рассеянии энергии при вибрациях // ЖТФ. Том 58. № 6. 586 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ ОТ ВСПЛЫВАЮЩИХ В ЖИДКОСТИ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ

Г.Е. Хазанов^{1, 2)}, С.А. Ермаков^{1, 3)}

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Исследование проявлений пузырьковых струй, выходящих на водную поверхность, за счет трансформации поверхностных волн на формируемых этими струями течениях – важная задача дистанционной диагностики океанических процессов, в частности, обнаружения утечек из подводных газопроводов, потоков парниковых газов со дна водоемов и пр. Несмотря на значительное число исследований собственно режимов всплытия пузырьков, вопросу об индуцируемых пузырьками течениях, уделялось меньшее внимание.

В данной работе, реализовано численное моделирование всплытия пузырьков воздуха на поверхность воды в среде “OpenFOAM”. Двухфазная среда вода-воздух моделировалась как эффективная однофазная. Для достижения высокого разрешения сетки в области вблизи границы раздела вода – воздух была применена методика динамической подстройки сетки Adaptive Mesh Refinement (AMR) [1]. Всплывающие с определенной глубины при нулевой начальной скорости пузырьки образуют восходящий поток увлекаемой жидкости, переходящий в приповерхностное горизонтальное течение.

Описание методики

Для моделирования двухфазной среды вода – воздух и отслеживания границы раздела, в модуле “interFoam” использовался метод конечных объемов («VOF»). Две несмешивающиеся жидкостные фазы рассматриваются как одна эффективная жидкость, которая моделируется одновременно во всей расчетной области, при этом функция α определяет долю конкретной жидкости в каждой ячейке. Уравнение для объемной доли α имеет вид:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \mathbf{v}) = 0. \quad (1)$$

Жидкость описывается как несжимаемая и ньютоновская. Решается трехмерная задача, ось OZ направлена вертикально вверх. Основные уравнения гидродинамики – уравнение непрерывности и уравнение Навье-Стокса записываются в виде:

$$\nabla \mathbf{v} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v}(\nabla \mathbf{v}) = \nu \Delta \mathbf{v} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} + \mathbf{F}_s, \quad (3)$$

где ρ – плотность жидкости, $\mathbf{v}$ – вектор скорости, p – давление, $\mathbf{g} = (0, 0, -g_z)$, здесь g_z – ускорение свободного падения, ν – кинематическая вязкость. Слагаемое $\mathbf{F}_s$ моделирует силу поверхностного натяжения с использованием режима поверхностной силы, или continuum surface force (CSF) [2] и представляется в виде:

$$\mathbf{F}_s = \frac{\sigma k \chi \mathbf{n}}{\rho}, \quad (4)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения, $k\chi$ – кривизна границы раздела, $\mathbf{n} = \frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|}$, $k\chi = \nabla \cdot \mathbf{n}$.

Геометрическая схема численного эксперимента представлена на рис. 1.

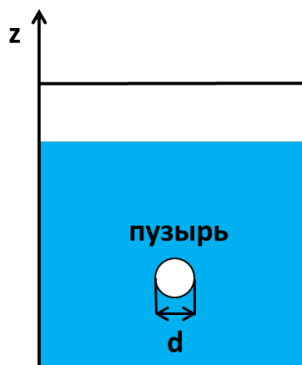


Рис. 1

В данной работе применялась динамическая подстройка сетки в рамках подхода локального адаптивного измельчения сетки (АИС), или «Adaptive Mesh Refinement» (AMR). Локальное АИС позволяет динамически измельчать сетку в определенных областях на основе пороговых значений определенных параметров (например, градиент α) в данной ячейке и не менять сетку в областях с низкими значениями данных параметров [1]. В нашей задаче, в рамках метода VOF, уточнение сетки производится на границе раздела для обеспечения высокого разрешения сетки. По мере перемещения границы раздела вдоль области, могут происходить последовательные уточнения сетки, и наоборот.

Пример реализации метода (AMR) представлен на рисунке 2. Здесь показаны скриншоты симуляции в два разных момента времени, в течение которого граница раздела вода-воздух претерпевала большие деформации и пузырь разделился надвое, а динамическая сетка подстраивалась под эти деформации. Красный цвет соответствует фазе воды, синий – воздуху.

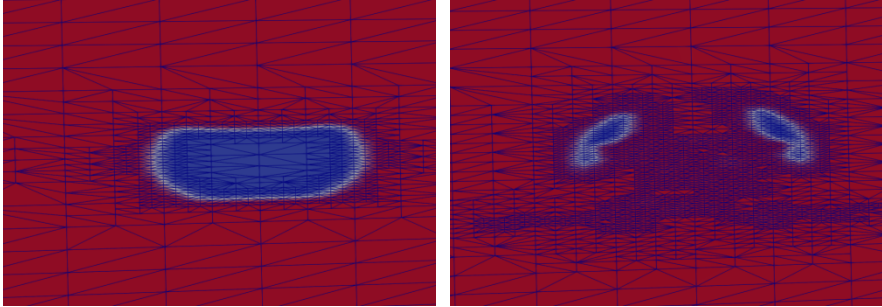


Рис. 2

Результаты численного моделирования

Проведена серия вычислений, в ходе которых пузырек воздуха, находящийся в начальный момент под водой, всплывает на поверхность раздела вода – воздух. Эксперименты проводились с одиночными пузырьками разных размеров, имеющими изначально нулевую скорость. Изначальная глубина пузырька варьировалась от 5 до 20 см, диаметры пузырьков варьировались от 4 мм до 20 мм. Всплывающие пузырьки образуют восходящий поток увлекаемой жидкости, переходящий в приповерхностное горизонтальное течение. Во всех симуляциях, для пузырьков разных размеров, образованное течение имеет структуру в виде двух симметричных вихрей, расположенных по обе стороны всплывающего пузырька, как можно видеть на рис. 3 для случая пузырька диаметром 4 мм. Такая динамическая картина симметричных вихрей хорошо соотносится с результатами лабораторных экспериментов [3]. На рис. 3 показана картина поля скоростей сразу после всплытия пузырька небольшого размера. Стрелки изображают поле скорости. Цвет стрелки отображает величину скорости по модулю.

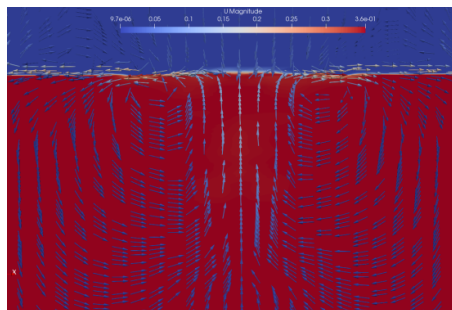


Рис. 3

При всплытии такого пузырька на поверхности образуется неоднородное течение и формируется поверхностная волна небольшой амплитуды в обе стороны от пузырька. На поверхности возникает индуцированное всплывающим пузырьком течение. Можно оценить величину скорости течения индуцированного на поверхности раздела вода

воздух при всплытии пузыря воздуха в зависимости от его размера и от изначальной глубины пузыря (рис. 4).

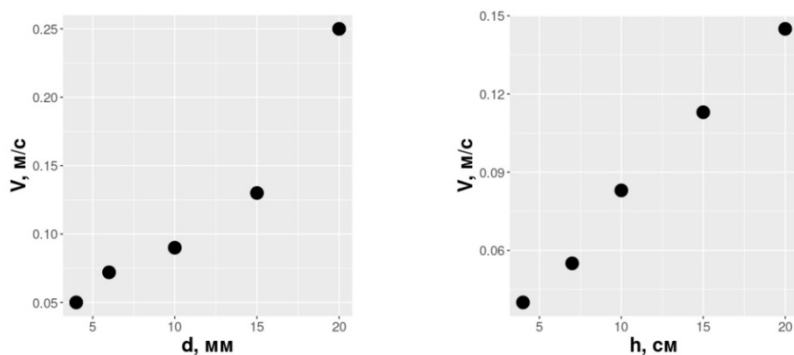


Рис. 4

Выводы

В ходе численного моделирования показано, что всплывающие пузырьки образуют восходящий поток увлекаемой жидкости, переходящий в приповерхностное горизонтальное течение, которое имеет структуру в виде двух симметричных вихрей, расположенных по обе стороны всплывающего пузырька. Дана оценка величины скорости индуцированного на поверхности воды течения при всплытии пузыря воздуха в зависимости от его размера и начальной глубины пузыря.

Работа выполнялась в рамках госзадания (проект FFUF-2024-0033).

- [1] Jasak H., & Gosman A. (2000). Automatic resolution control for the finite-volume method, Part 2: Adaptive mesh refinement and coarsening. // Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals. 2000. Vol. 38. P. 257.
- [2] Brackbill J., Kothe D., & Zemach C. A continuum method for modeling surface tension. // Journal of Computational Physics. 1992. Vol. 100. P. 335.
- [3] Ермаков С.А., Капустин И.А., Лазарева Т.Н., Калимулин Р.Р. // «Экспериментальное исследование трансформации гравитационно-капиллярных волн на течении, индуцированном пузырьковой пленкой» // «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса». 2013 Т. 10, № 4. С. 298.

ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬНАЯ ФУНКЦИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ПРИВОДНОГО ВЕТРА НАД ГОРЬКОВСКИМ ВОДОХРАНИЛИЩЕМ

Н.С. Русаков, О.С. Ермакова, Е.И. Поплавский,
О.А. Даниличева, Г.А. Байдаков, Д.А. Сергеев

ИПФ РАН

Введение

Внутренние водоёмы играют важную роль в формировании регионального климата, хозяйственной деятельности и безопасности судоходства. Приводный ветер является ключевым фактором энерго- и влагообмена на границе вода–воздух. Стандартные метеорологические станции расположены на берегу и не отражают реальную ветровую обстановку над акваторией. Альтернативой служат спутниковые радиолокаторы с синтезированной апертурой (РСА), позволяющие получать информацию о ветре по характеристикам обратного рассеяния радиосигнала. Для восстановления скорости ветра по данным РСА используют геофизические модельные функции (ГМФ). Наиболее известны семейства CMOD, разработанные для открытого океана. Однако их применение к внутренним водоёмам, таким как Горьковское водохранилище, даёт значительные ошибки. Попытки создания моделей для озёр [1] или Каспийского моря [2] также не обеспечивают достаточной точности. Основная причина — различия в спектрах ветрового волнения. В океане волнение развитое, а на ограниченных акваториях преобладает молодое волнение, сильно зависящее от разгона — расстояния, на котором ветер действует на водную поверхность. Стандартные модели этот эффект не учитывают. Цель работы — разработка ГМФ для С-диапазона (спутники Sentinel-1, поляризация VV), учитывающей особенности волнения Горьковского водохранилища, включая зависимость от разгона.

Данные и оценка существующих моделей

Использованы 52 РСА-снимка Sentinel-1A и Sentinel-1B за период с апреля 2017 по октябрь 2019 года (исключая ледостав). Режим съёмки — Interferometric Wide (IW). Углы падения составляли 34,2° и 41,7°. Обработка включала калибровку, удаление термического шума и выделение акватории по данным JRC Global Surface Water. Наземные измерения скорости и направления ветра получены с метеостанции, установленной на маяке в южной части водохранилища (высота 9,5 м). Для 2019 года направление ветра восполнено по реанализу NCEP FNL. УЭПР усреднялась по квадрату 500×500 м на расстоянии 1,5 км от берега, вблизи метеостанции. Размерный разгон определялся как расстояние от этой точки до берега вдоль направления ветра. Сначала выполнена оценка существующих ГМФ: CMOD5.N, CMOD7 и двух вариантов модели для Каспийского моря [2]. Все они показали отрицательное смещение (систематическую недооценку скорости ветра) и повышенное среднеквадратичное отклонение. Наилучшие результаты среди них показала CMOD5.N, однако даже она даёт смещение около –1,1 м/с. Основная причина — использование океанских спектров волнения, не учитывающих малые разгоны и молодое волнение внутреннего водоёма.

Построение новой геофизической модельной функции

В основе новой ГМФ лежит двухмасштабная модель рассеяния [3,4]. Согласно этой модели, поверхность представляется как суперпозиция коротких брэгговских волн (длиной 3–5 см), непосредственно рассеивающих радиосигнал, и более длинных модулирующих волн (от 20–30 см и выше), которые изменяют локальный угол падения. Итоговая УЭПР получается усреднением по уклонам длинных волн. Для моделирования был использован спектр волнения Караева и Баландиной [5], разработанный на основе данных, включающих эксперименты на внутренних водоёмах, явно зависящий от безразмерного ветрового разгона $X = xg/U_{10}^2$, (где x — размерный разгон, g — ускорение свободного падения, U_{10} — скорость ветра на высоте 10 м) и охватывающий диапазон разгонов от 2000 до 20000.

Расчёты УЭПР выполнены для частоты 5,405 ГГц (С-диапазон), VV-поляризации, диапазона скоростей ветра 3–15 м/с, углов падения 30–45°, направлений ветра 0–180° и безразмерных разгонов 2000–20000. Итоговая ГМФ представлена в форме, аналогичной семейству CMOD:

$$\sigma = A_0(U_{10}, \theta, X) + A_1(U_{10}, \theta, X) \cos \varphi + A_2(U_{10}, \theta, X) \cos 2\varphi, \quad (1)$$

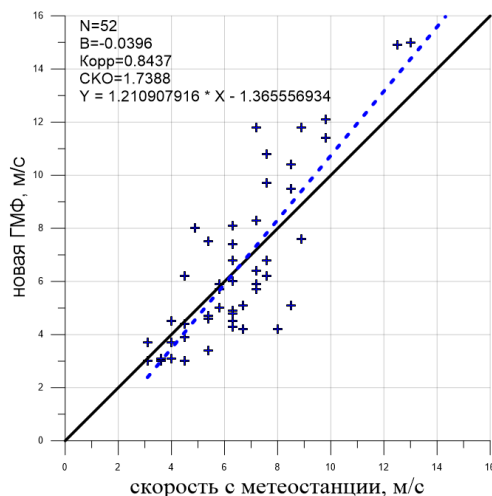
где φ — относительное направление ветра ($\varphi = 0$ — против ветра), θ — угол зондирования. Коэффициенты A_0 и A_2 аппроксимированы полиномами третьего порядка по θ и первого порядка по U_{10} , причём каждый коэффициент полинома, в свою очередь, представлен полиномом шестой степени от безразмерного разгона X .

Верификация и сравнение

Разработанная ГМФ верифицирована по тем же 52 снимкам и натурным данным. Для каждого измерения по спутниковому изображению получены УЭПР и угол падения, по реанализу или метеостанции — скорость и направление ветра, вычислен размерный разгон (расстояние до берега по направлению ветра), по новой ГМФ восстановлена скорость ветра. На рисунке приведено сравнение восстановленной скорости ветра с измеренной метеостанцией. Результаты сравнения статистических характеристик с другими моделями сведены в таблицу.

Табл.

Модель	СКО, м/с	Смещение, м/с	Корреляция
Новая ГМФ	1.74	−0.04	0.84
CMOD5.N	1.68	−1.13	0.82
CMOD7	2.09	−1.55	0.78
Radkani	2.22	−1.89	0.85



Заключение

Показано, что стандартные ГМФ (CMOD5.N, CMOD7) и модели, созданные для Каспийского моря, неприменимы к условиям Горьковского водохранилища — они дают отрицательное смещение и повышенную среднеквадратичную ошибку. Разработана новая геофизическая модельная функция для С-диапазона (поляризация VV), основанная на двухмасштабной модели рассеяния и спектре волнения Караева и Баландиной, который явно зависит от ветрового разгона. Новая ГМФ учитывает диапазон безразмерных разгонов от 2000 до 20000, характерный для Горьковского водохранилища. Верификация по 52 снимкам Sentinel-1 и натурным данным подтвердила преимущества новой модели: смещение близко к нулю, СКО на уровне лучших океанских моделей, высокая корреляция с измерениями. Разработанная ГМФ может быть рекомендована для восстановления скорости ветра над другими внутренними водоёмами с ограниченными разгонами после соответствующей адаптации.

Исследование проведено при финансовой поддержке гранта РНФ № 25-77-20016.

- [1] Katona T., Bartsch A. // European Journal of Remote Sensing. 2018. Vol. 51, no. 1. P. 921.
- [2] Radkani N., Zakeri B.G. // International Journal of Remote Sensing. 2020. Vol. 41, no. 9. P. 3511.
- [3] Bass F.G., Fuks I.M., Kalmykov A.I. et al. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1968. Vol. 15, no. 5. P. 560.
- [4] Kudryavtsev V., Hauser D., Caudal G. et al. // Journal of Geophysical Research. 2003. Vol. 108. FET 2-1.
- [5] Караев В.Ю., Баландина Г.Н. // Исследование Земли из космоса. 2000. № 5. С. 1.

АНАЛИЗ СЕЗОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ЛЕДЯНОГО ПОКРОВА КОНТИНЕНТАЛЬНЫХ ВОДОЕМОВ И МНОГОЛЕТНИХ КЛИМАТИЧЕСКИХ ТРЕНДОВ НА ОСНОВЕ АЛЬТИМЕТРИЧЕСКИХ ДАННЫХ МИССИЙ JASON И TOPEX/POSEIDON

**О.С. Ермакова, Н.С. Русаков, Е.И. Поплавский, Д.С. Гладских,
Г.В. Рыбушкина, Ю.И. Троицкая**

ИПФ РАН

Наблюдение за внутренними водоемами, включая озера, водохранилища и реки, представляет собой важнейший элемент в понимании глобального водного цикла и реакции климата на антропогенные изменения. Водохранилища, в частности, являются чувствительными индикаторами этих изменений, поскольку они аккумулируют тепловую энергию, а их ледовый режим чутко реагирует на колебания температуры воздуха. Ледовый режим – это один из самых наглядных и чувствительных индикаторов климатических изменений, поскольку он интегрирует эффекты от многолетних вариаций температуры, количества осадков и ветрового режима. Сдвиги в датах замерзания и таяния озер являются надежным, интегральным показателем, характеризующим переходные сезоны. Момент установления открытой воды является критическим стартовым условием для моделирования годового термического и гидродинамического режима водоемов. Без точного знания этого параметра любая прогнозная модель, будет иметь высокую неопределенность на начальном этапе, что приведет к накоплению ошибок при расчете эволюции гидрологических характеристик на весь последующий период.

Существует несколько основных источников информации о ледовом режиме водоемов, каждый из которых имеет свои достоинства и ограничения. Наземная сеть наблюдений, представленная гидрологическими постами (данные доступны на портале <http://gis.vodinfo.ru>), обладает наивысшей достоверностью и возможностью визуальной оценки типа льда. Однако наземные наблюдения имеют точечный характер, то есть не видят весь водоем целиком, а только в месте расположения поста, что особенно критично для крупных водохранилищ с неоднородным ледовым режимом. Кроме того, наземные данные содержат частые пробелы из-за пропусков наблюдений, закрытия гидрологических постов по экономическим причинам и человеческого фактора. Оптические спутники, такие как Landsat и Sentinel-2, обеспечивают высокое пространственное разрешение до 10-30 метров и наглядность, однако они сильно зависят от наличия облачности, что особенно критично в осенний и весенний периоды, когда облачность наиболее интенсивна. Активные радиолокаторы с синтезированной апертурой, включая Sentinel-1 и RADARSAT, дают высокое разрешение до 10 метров, обладают всепогодностью и не зависят от освещения, однако интерпретация их сигнала сложна, поскольку гладкая поверхность воды и гладкий молодой лед дают схожий отклик. Кроме того, съемка этими спутниками происходит реже – раз в 6-12 дней, что может пропускать короткие переходные периоды ледостава и вскрытия.

Микроволновые радиометры, установленные на спутниках TOPEX/Poseidon, Jason-1, -2, -3, SARAL, Sentinel-3, AMSR2, SSMIS, отличаются высокой регулярностью наблюдений и всепогодностью, поскольку работают в диапазоне, свободно проникающем сквозь облака. Однако они имеют низкое пространственное разрешение (десятки километров), что затрудняет измерения над малыми и узкими водоемами, и требуют

сложной обработки данных, включая свертку с диаграммой направленности антенны. Несмотря на эти недостатки, микроволновые радиометры превосходят все другие методы по ключевому соотношению регулярность, надежность и доступность данных. Данные микроволновых радиометров доступны с конца 1990-х годов, начиная со спутника TOPEX/Poseidon, что позволяет анализировать климатические тренды за три десятилетия. Важной особенностью альтиметров TOPEX/Poseidon, Jason-1, Jason-2 и Jason-3 является их орбитальная преемственность: все четыре спутника двигались по фактически одной и той же орбите с высотой около 1336 км, наклоном около 66 градусов и периодом повторения около 10 дней. Именно это обеспечивает беспрецедентный 30-летний однородный ряд данных, охватывающий период с 1992 года по настоящее время, что критически важно для климатического мониторинга и анализа многолетних трендов, так как данные разных спутников сопоставимы без дополнительной калибровки. Методика распознавания ледового режима, разработанная в работах [1, 2], основана на совместном анализе данных активного и пассивного зондирования, а именно на зависимости удельной эффективной площади рассеяния при зондировании на частоте 13,6 ГГц (радиолокационный высотомер) и средней яркостной температуры для частот 18 и 37 ГГц (микроволновый радиометр). Показано, что метод работает надежно только для крупных водохранилищ. Для узких или малых водохранилищ метод не работает из-за влияния прилегающей суши на форму отраженного альтиметрического сигнала и недостаточного пространственного разрешения.

Альтернативный подход, который был предложен для средних по размеру водохранилищ, заключается в рассмотрении изменения яркостной температуры, измеряемой радиометром, вдоль трека при пролете над водным объектом [3]. В этом случае наблюдается заметное падение средней яркостной температуры на двух каналах (18 и 37 ГГц) в области акваторий водохранилищ в летний период. На рис. 1 представлены зависимости средней яркостной температуры вдоль трека при пролете спутника над Горьковским водохранилищем в момент полного освобождения ото льда (оранжевая кривая) и в момент, когда лед на водохранилище еще присутствовал (синяя кривая). Для подтверждения наличия или отсутствия ледового покрова приведены оптические снимки водохранилища со спутников Landsat 7 16/04/2002 (рис. 2), Modis 24/04/2002 (рис. 3), Landsat 7 02/05/2002 (рис. 4). Этот эффект связан с тем, что летом наблюдается заметная разница в излучательных способностях воды и суши: открытая вода имеет низкую излучательную способность (около 0,3–0,5), а суша – высокую (около 0,8–0,9). Зимой же, когда поверхность водоема покрыта льдом, а суша – снежным покровом, величины излучательных способностей льда и снега имеют близкие значения (около 0,85–0,9), поэтому провал на зависимостях яркостной температуры вдоль трека не наблюдается или выражен значительно слабее.

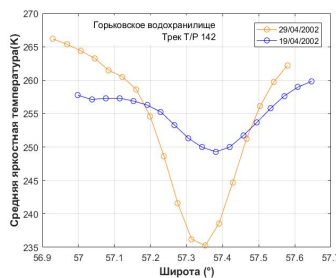


Рис. 1



Рис. 2



Рис. 3



Рис. 4

Для расчета яркостной температуры на верхней границе атмосферы используется одномерная модель переноса излучения в приближении плоскопараллельной атмосферы, пренебрегающая рассеянием, что является стандартным подходом для микроволнового диапазона в безоблачных и малооблачных условиях [4, 5]. Уравнение переноса включает собственное излучение поверхности, ослабленное атмосферой, восходящее и нисходящее излучение атмосферы, а также отраженное космическое излучение, что позволяет корректно учитывать вклад всех компонентов системы. Поглощение водяным паром пропорционально его столбцовому содержанию, причем коэффициенты поглощения на частотах 18 и 37 ГГц взяты из работ [6, 7]. Поглощение облачной жидкой водой аппроксимируется по формуле Рэлея для малых сферических капель, что справедливо для микроволнового диапазона, где размер капель много меньше длины волны. Коэффициенты эффективности поглощения для частот 18 и 37 ГГц для капель радиусом 10–30 мкм взяты из работ [5, 7]. Радиометр TMR имеет эллиптическую диаграмму направленности с размером пятна 42×42 км для частоты 18 ГГц и 22×22 км для частоты 37 ГГц, поэтому для корректного сравнения модельных и измеренных данных применяется процедура пространственной свертки моделируемых полей с гауссовским ядром, аппроксимирующим диаграмму направленности антенны. В ходе сравнения расчетов по предложенной модели получено удовлетворительное согласие с данными измерений с радиометра TMR как для случая каждой частоты по отдельности, так и для случая средней яркостной температуры для двух каналов (рис. 5).

Зависимости времен замерзания и вскрытия льда, полученные за весь исследуемый период с 1992 по 2017 годы, показали наличие устойчивого климатического тренда: наблюдается тенденция к более позднему замерзанию (в среднем на несколько дней за десятилетие) и более раннему вскрытию льда весной, и, как следствие, к сокращению общей продолжительности ледостава (рис. 6).

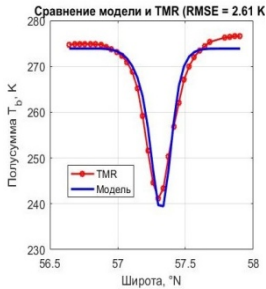


Рис. 5

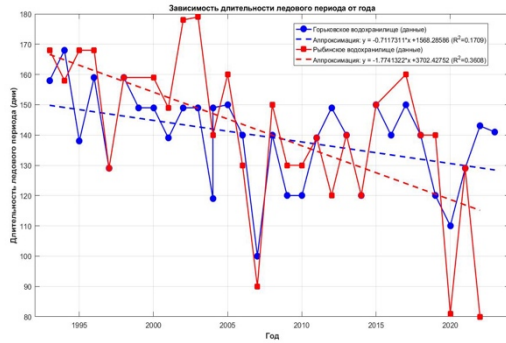


Рис. 6

Эти результаты хорошо согласуются с данными наземных наблюдений, полученными с гидрологических постов Российского Регистра гидротехнических сооружений, и подтверждают высокую чувствительность ледового режима внутренних водоемов к климатическим изменениям. Сокращение ледового периода на водохранилищах является важным индикатором регионального потепления и должно учитываться при планировании водохозяйственной деятельности, включая судоходство, рыболовство и гидроэнергетику.

Работа выполнена при поддержке РНФ проект № 25-77-20016.

- [1] Kouraev A.V., Shimaraev M.N., Buharizin P.I. et al. // Global and Planetary Change. 2008. Vol. 62, no. 3-4. P. 210.
- [2] Kouraev A.V., Zakharova E.A., Samain O., Mognard N.M., Cazenave A. // International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS). 2003. Vol. 6. P. 3656.
- [3] Rybushkina G.V., Lebedev S.A., Kouraev A.V. // Sovremennye Problemy Distantionnogo Zondirovaniya Zemli iz Kosmosa. 2013. Vol. 10, no. 4. P. 234.
- [4] Wentz F.J. // Journal of Geophysical Research: Oceans. 1997. Vol. 102, no. C4. P. 8703.
- [5] Ellison W.J., Balana A., Delbos G., Lamkaouchi K., Eymard L., Guillou C., Prigent C. // Radio Science. 1998. Vol. 33, no. 3. P. 639.
- [6] Ruf C.S. // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2000. Vol. 38, no. 1. P. 44.
- [7] Liebe H.J., Hufford G.A., Cotton M.G. // AGARD Conference Proceedings. 1993. Vol. 542. P. 3.1.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ X-ДИАПАЗОНА НА НЕЛИНЕЙНЫХ ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛНАХ

С.А. Ермаков^{1, 2, 3)}, И.А. Сергиевская^{1, 2, 3)}, Г.Е. Хазанов¹⁾, О.А. Даниличева¹⁾,
Г.В. Лещев¹⁾, А.О. Тюрин^{1, 2)}

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Изучение обратного микроволнового рассеяния от поверхности воды с плёнками поверхностно-активных веществ (ПАВ) является актуальной задачей дистанционного зондирования океана. Плёнки ПАВ оказывают демпфирующее воздействие на капиллярную рябь, что приводит к заметному подавлению радиолокационного (РЛ) сигнала в Ка-диапазоне ($\lambda \approx 8$ мм), где рассеяние определяется преимущественно брэгговским механизмом на паразитной капиллярной ряби длиной 4-8 мм. Механизм рассеяния в X-диапазоне ($\lambda \approx 3$ см) принципиально иной: брэгговская длина волны составляет около 1,5-2 см, и паразитная капиллярная рябь для случая обратного рассеяния не является брэгговской. Можно полагать, что рассеяние в X-диапазоне определяется квазизеркальным механизмом – отражением от валлообразных нелинейных структур (*bulge-toe*) на гребнях дециметровых волн [1]. Настоящая работа посвящена экспериментальной проверке этой гипотезы и исследованию влияния плёнки OLE (олеиновая кислота) на характеристики рассеяния в X-диапазоне.

Эксперимент

Лабораторные исследования обратного рассеяния X-диапазона на регулярных ГKB проводились в овальном ветро-волновом бассейне Института прикладной физики РАН. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Волнопродуктор, расположенный на прямом участке бассейна, генерировал регулярные дециметровые ГKB с частотами 3, 3,5 и 4 Гц. Для регистрации характеристик волны использовались два струнных волнографа: один (№1) располагался вблизи волнопродуктора, а второй (№2) в зоне наблюдения скаттерометра. Радиолокатор X-диапазона располагался на высоте 1,7 м над уровнем воды, угол падения излучения составлял 57° , расстояние до водной поверхности превышало 3 м. Измерения проводились последовательно на соосных VV и HH поляризациях; для смены поляризации прибор поворачивали относительно его оси.

Для создания поверхностных плёнок использовался раствор олеиновой кислоты (OLE) в спирте в объёмном соотношении 1:20. В каждой серии измерений сначала на чистой воде возбуждалась поверхностная волна заданной крутизны ка порядка 0,30-0,35; далее на поверхности воды создавалась плёнка OLE. Поверхностно-активное вещество наносилось вблизи волнопродуктора с помощью пипетки в течение 40 секунд, так чтобы в зоне наблюдения пленку можно было считать равномерно растёкшейся; после капания спирт быстро испарялся и на поверхности воды оставалась плёнка олеиновой кислоты. Различная поверхностная концентрация плёнки задавалась

изменением частоты капания раствора, объем наносимого раствора OLE менялся в диапазоне 0,25-1,25 мл. В конце рабочей части бассейна на пляже плёнка собиралась вручную.

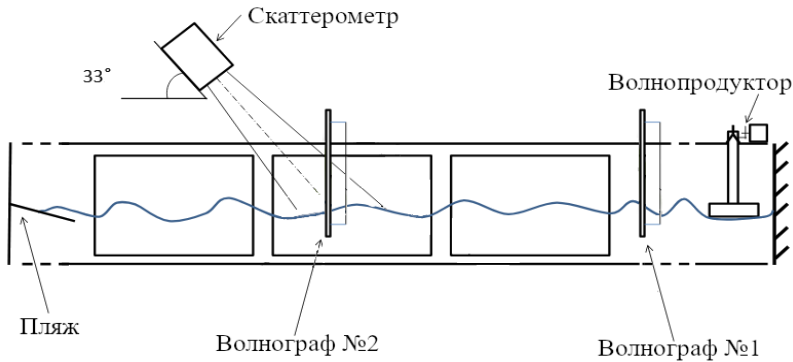


Рис. 1

Анализ полученных данных

На чистой поверхности воды интенсивность обратного рассеяния I практически отсутствует при малых крутизнах ($ka < 0,10$) и резко, нелинейно возрастает при превышении порогового значения $ka \approx 0,20$ – момент, когда на гребне волны начинают формироваться нелинейные структуры.

Сопоставление интенсивности обратного рассеяния I на обеих поляризациях для чистой воды и для плёнки OLE при одинаковых значениях крутизны ka показывает, что при наличии плёнки кривая $I(ka)$ может находиться несколько выше аппроксимирующей кривой для чистой поверхности (рис. 2), хотя локально в диапазоне крутизны порядка 0.2-0.25 значения интенсивности на чистой воде и с пленкой довольно близки. При этом эффект практически не зависит от используемых значений концентрации плёнки. Заметим при этом, что плёнка ограничивает максимально достигаемую среднюю крутизну, например, при крутизне волны на чистой воде $\approx 0,36$ ее значение с плёнкой может быть $\approx 0,28$.

Некоторое превышение интенсивности рассеяния для случая пленки при одинаковых ka можно быть связано с тем, что на чистой воде значение $ka = 0,25$ соответствует относительно слабо выраженной валообразной структуре. В присутствии плёнки то же значение $ka = 0,25$ реализуется иначе: исходно на чистой воде в области волнопродуктора необходимо возбудить волну с $ka \approx 0,35$, на гребне которой образуется сильно выраженные *bulge-toe* структуры. Нанесение плёнки уменьшает крутизну волны, паразитная капиллярная рябь сильно подавляется пленкой, однако валообразная структура сохраняется в качестве рассеивателя и оказывается более выраженной, чем

сформированная при $ka = 0,25$ на чистой воде. Этим, по-видимому, и объясняется некоторый наблюдающийся сдвиг кривой $I(ka)$ при наличии плёнки.

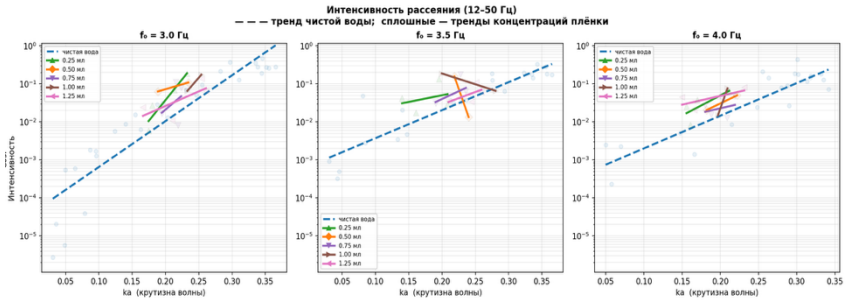


Рис. 2

Отметим, что поляризационное отношение, т.е. отношение интенсивностей рассеянного поля на вертикальной (VV) и горизонтальной (HH) поляризациях – $PR = I_{VV} / I_{HH}$, близко к единице как для чистой воды, так и для плёнки OLE (в среднем $PR \approx 0,73-1,0$ при $ka > 0,20$). Это указывает на квазизеркальный механизм рассеяния, а не на брэгговский.

Нанесение плёнки OLE приводит к снижению амплитуды ГКВ (рис. 3). Отношение крутизны при наличии плёнки к крутизне без неё при одинаковых условиях генерации составляет в среднем 0,70-0,85, что соответствует ослаблению амплитуды волны на 15-30 %. Этот эффект немонотонно зависит от концентрации плёнки в рамках данных экспериментов, что может быть связано с неравномерностью распределения плёнки по поверхности лотка. Таким образом, уменьшение крутизны в присутствии плёнки является основным механизмом воздействия OLE на РЛ сигнал X-диапазона.

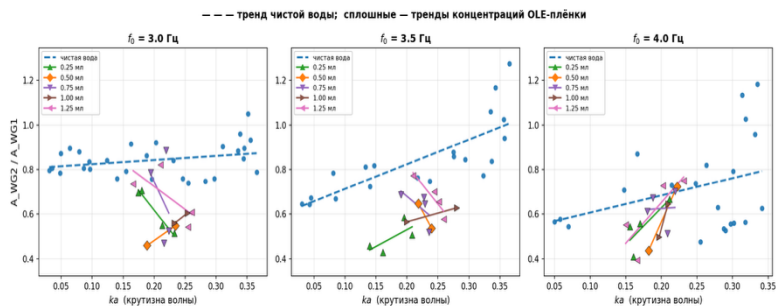


Рис. 3

Заключение

Показано, что обратное рассеяние X-диапазона от квазирегулярных дециметровых волн возникает при превышении пороговой крутизны $\approx 0,20$, соответствующей образованию нелинейных структур типа *bulge* на гребне волны, и нелинейно возрастает с крутизной вплоть до $ka \approx 0,35$. Рассеяние является квазизеркальным: поляризационное отношение VV/HH близко к единице при всех исследованных крутизнах.

При одинаковых значениях крутизны волны плёнка ПАВ (OLE) слабо меняет интенсивность обратного рассеяния, в отличие от случая рассеяния в Ka-диапазоне [1]. Это объясняется тем, что плёнка слабо влияет на сформированную на гребне валообразную структуру, тогда как сама амплитуда волны уменьшается. Таким образом, влияние плёнки на РЛ сигнал X-диапазона проявляется через ослабление амплитуды волн (на 15-30 %) и ограничение максимально достигаемой крутизны *катах*.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках проекта № 25-77-20016.

- [1] Ermakov S., Sergievskaya I., Dobrokhoto V., Lazareva T. Wave Tank Study of Steep Gravity-Capillary Waves and Their Role in Ka-Band Radar Backscatter. // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2021. Vol. 60. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/tgrs.2021.3086627>

ЛОКАЛИЗАЦИЯ УДАЛЕННОГО ТОНАЛЬНОГО ТОЧЕЧНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ КАНАЛЕ МЕЛКОГО МОРЯ НА ФОНЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПОМЕХИ

А.В. Смирнов

ИПФ РАН

Введение

Задача локализации удалённого источника сигнала в канале распространения является составной частью комплексной проблемы обнаружения сигнала и оценивания его неизвестных параметров в условиях шумового воздействия. В контексте гидроакустических приложений решение задачи локализации потенциально достижимо посредством применения протяжённой антенной решётки (АР) при условии достаточного различия входных пространственных спектров полезного сигнала и сигналов от совокупного воздействия шумов и помех. В рамках модового формализма описания звуковых полей в подводном звуковом канале достигаемые характеристики локализации источника в вертикальной плоскости (оценка дистанции и глубины) определяются зависимостями фазовых набегов отдельных акустических мод и коэффициентов возбуждения мод от дистанции и глубины источника, соответственно. Оценка угловой координаты источника в горизонтальной плоскости базируется на учете дискретного характера межмодовых фазовых сдвигов обусловленных дискретизацией волновых чисел мод. Однако случайные флуктуации фазовых набегов акустических мод, накапливающиеся с дистанцией в случайно неоднородном канале, ослабляют возможности локализации. Таким образом, критически важен анализ статистических эффектов. Это обуславливает необходимость детального анализа влияния статистических эффектов многократного рассеяния на результативность оценки координат. Дополнительным осложняющим фактором выступает потенциальное присутствие интенсивных помеховых сигналов от сторонних источников на входе АР.

Постановка задачи

В рамках модового подхода сигнал удаленного точечного источника в случайно-неоднородном подводном канале (глубиной H) на входе элемента АР $\tilde{s}_p$ мы представим в виде суперпозиции отдельных мод со случайными амплитудами $\tilde{a}_m(r_p, z_S)$:

$$\tilde{s}_p = s(r_p, z_p) = \sum_{m=1}^M \tilde{a}_m(r_p, z_S) u_m(z_p), \quad (1)$$

$$\tilde{a}_m(r_p, z_S) = u_m(z_S) e^{i h_m r_p + i \tilde{\varphi}_m(r_p)} e^{-\alpha_m r_p} \frac{1}{H \sqrt{h_m r_p}}. \quad (2)$$

Здесь z_p и r_p — глубина элемента АР и его расстояние до источника, $p=1,2,\dots,N$; M — полное число мод дискретного спектра; z_S — глубина источника; $u_m(z)$ и h_m — модовые функции по глубине и продольные волновые числа мод регулярного канала; $\tilde{\varphi}_m(r_p)$ — случайные фазовые флуктуации мод; α_m — коэффициенты затухания мод. Используемая нами эвристическая модель случайной фазовой модуляции отдельных

мод основана на известных результатах статистической модовой теории распространения звука в подводных каналах, учитывающей многократное рассеяние сигнальных мод на случайных неоднородностях канала. Случайный набег фазы для каждой моды мы определяем методом Монте-Карло из равномерного интервала с нулевым средним и линейно растущей дисперсией от нуля до максимального значения $\pi^2/3$ по мере увеличения дистанции между источником и АР. В нашей модели скорость роста дисперсии сильно зависит от номера моды: чем выше номер моды – тем меньшее расстояние требуется для достижения максимума дисперсии. В работе мы параметризуем эти зависимости так, что для первой моды максимум достигается на расстоянии 50 км, для моды с номером M — на расстоянии 10 км, а для остальных мод — на расстояниях в этом интервале при условии, что угол наклона соответствующих прямых меняется на равную величину для соседних мод.

Алгоритм определения координат источника основан: во-первых, на выборе априори известной модели канала и области поиска на координатной сетке пробных значений дистанции-угол пеленга (r_i, θ_k) или дистанции-глубины (r_i, z_j) для горизонтальных АР (ГАР) или вертикальных АР (ВАР) см. рис. 1, соответственно; во-вторых, на расчете массива пробных реализаций сигнала на входе АР и последующей их подстановке в функционал оценки координат (ФОК) определенного вида, который зависит от метода обработки сигналов (например, [1]). Пробный сигнал $\hat{s}_p$ на элементе АР имеет вид, аналогичный (1), где в качестве модовых амплитуд $\hat{a}_m(r_i, z_j, \theta_k)$ фигурируют детерминированные оценки, вычисленные для узлов сетки координат.

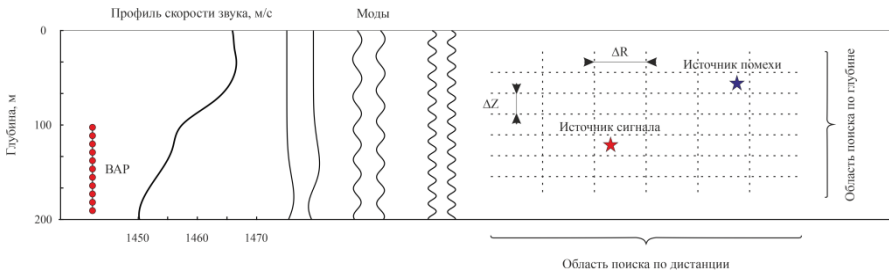


Рис. 1

Функционал оценки координат источника имеет вид:

$$F = \mathbf{w}^+ \mathbf{A} \mathbf{w} \quad (3)$$

где $\mathbf{w} = \hat{\mathbf{s}}^*$ — весовой вектор АР, отвечающий каждой пробной реплике полезного сигнала; $\mathbf{A}$ — "матрица локализации". При приеме полезного сигнала на фоне только изотропного шума матрица $\mathbf{A}$ равна сумме матриц пространственных корреляций (когерентности) сигнала $\tilde{\mathbf{R}}_S = \langle \tilde{\mathbf{s}}^* \tilde{\mathbf{s}}^T \rangle$ и единичной матрицы когерентности пространственно-белого шума $\mathbf{I}$ (нормируем интенсивность всех модовых сигналов на его интенсивность). При этом ФОК (3) есть обобщение функционала согласованной обработки на случай частично-когерентного сигнала. С добавлением модового шума (помехи), скрывающего полезный сигнал, матрица оптимальной обработки для его

подавления принимает вид: $\mathbf{A}_{\text{opt}} = (\mathbf{I} + \tilde{\mathbf{R}}_N)^{-1} \tilde{\mathbf{R}}_S (\mathbf{I} + \tilde{\mathbf{R}}_N)^{-1}$, где $\tilde{\mathbf{R}}_N = \langle \tilde{\mathbf{n}}^* \tilde{\mathbf{n}}^T \rangle$ — матрица когерентности модовых шумов (помех) [2].

Таким образом, моделирование поиска координат источника заключается в расчете ФОК (3) в области параметров, определяющих специфику задачи: координат источников сигнала и помехи, их интенсивностей на входе АР, параметров статистической модели фазовых флуктуаций отдельных мод. Отдельно отметим, что характер размещения элементов ВАР в канале сильно влияет на разрешающую способность мод АР и последующий потенциал в разделении модовых спектров сигнала и помехи.

Результаты и обсуждение

В качестве модельного канала выбран типичный летний профиль скорости звука в Баренцевом море (из базы данных ЕСИМО) глубиной 200 м (рис. 1). Параметры дна при моделировании выбраны следующие: коэффициент поглощения $\beta = 0.3$ дБ/км×Гц, плотность $\rho_d = 1650$ кг/м³, скорость звука $c_d = 1575$ м/с. ВАР имеет $N = 16$ элементов с межэлементным расстоянием $d = \lambda \approx 6$ м для заданной частоты 240 Гц и размещена в придонной области канала. Число мод для данной частоты равно $M = 25$. Подводный источник полезного сигнала задан на глубине $z_s = 80$ м, подповерхностный источник помехи — на глубине $z_N = 10$ м. В докладе также приведено моделирование и обсуждение для придонной ГАР с $N = 64$ и $d = \lambda/2$.

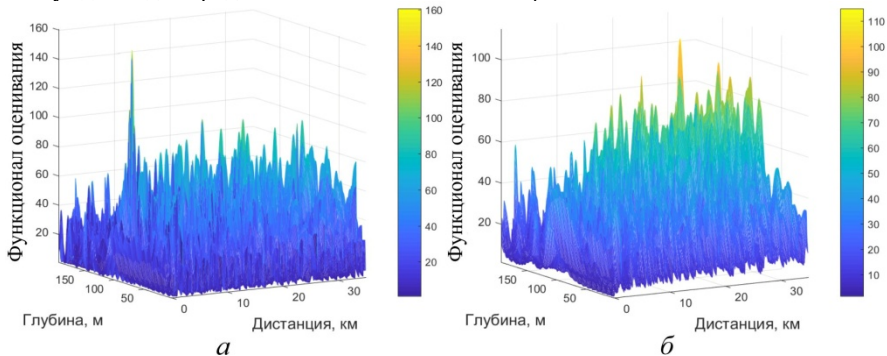


Рис. 2

На рис. 2 приведены примеры ФОК сигнального источника на фоне белого шума (входное ОСШ = 10 дБ) при отсутствии источника помехи при разных дистанциях до источника (а — $r_s = 1$ км и б — $r_s = 20$ км). Метод согласованной обработки хорошо локализует источник сигнала без смещения по дистанции и глубине при расстояниях до ~10 км (при выбранных нами свободных параметрах модели), что связано со слабыми фазовыми флуктуациями сигнальных мод. С увеличением расстояния до источника наблюдается монотонный рост дисперсии оценки координат. При этом ухудшение точности локализации по дальности происходит существенно интенсивнее (на сотни метров), чем по глубине (на единицы метров). Рост уровня боковых лепестков ФОК с увеличением дистанции свидетельствует о появлении ложных оценок координат. Это, наряду с потерей разрешающей способности по главному максимуму, приводит к

снижению качества локализации источника. Определённым стабилизирующим фактором выступает неравномерное затухание мод в канале. Моды высоких номеров затухают сильнее, в результате число энергонесущих сигнальных мод сокращается, что частично компенсирует эффект ослабления когерентности многомодового сигнала. При кратном сокращении волнового размера АР (при том же числе элементов), ее разрешающая способность становится существенно более низкой.

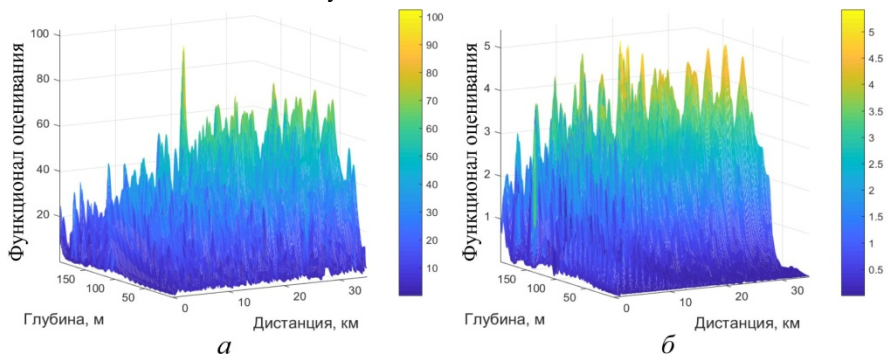


Рис. 3

На рис. 3 показаны ФОК сигнала ($r_s = 10$ км) при добавлении источника помех (входное ОСП = -10 дБ) на разной дистанции (а – $r_N = 1$ км и б – $r_N = 20$ км). Метод согласованной обработки в таких условиях резко теряет эффективность: вместо координат источника полезного сигнала он выдаёт координаты источника помехи. В свою очередь, метод оптимальной обработки с подавлением помехи обеспечивает возможность локализации источника сигнала — при условии, что расстояние до источника помехи остаётся относительно небольшим. Подавление когерентной помехи дает практически такое же качество локализации, как и при согласованной обработке при приеме только сигнала. Отдаляя источник помехи, сигнал становится слабо когерентным, что дает снижение эффективности его подавления, и, в свою очередь, вызывает ухудшение качества локализации источника слабого полезного сигнала на её фоне.

Таким образом, в работе развит статистический подход к моделированию задачи локализации удаленного подводного источника по дальности, глубине и направлению в случайно-неоднородном канале мелкого моря, учитывающий: (i) случайную фазовую модуляцию сигнальных мод и (ii) присутствие интенсивной помехи, создаваемой другим локализованным источником. Предложен функционал локализации, соответствующей оптимальной пространственной обработке сигналов именно для таких условий приема полезного сигнала.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (темы №№ FFUF-2024-0035, FFUF-2025-0005).

- [1] Сазонтов А.Г., Смирнов И.П. // Акуст. журнал. 2019. Т. 65, № 4. С. 540.
 [2] Малеханов А.И., Смирнов А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2024. Т. 67, № 10. С. 847.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕДОСТОВЕРНОГО ЗНАНИЯ ПАРАМЕТРОВ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ ДОННЫХ ОСАДКОВ НА ГИДРОАКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ, ВОЗБУЖДЕННОЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКОЙ УЗКОПОЛОСНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

А.А. Лисин, А.И. Малеханов, А.И.Хилько

ИПФ РАН

Разработка акустических систем подводного наблюдения требует учета влияющих на эффективность их работы факторов: геофизические параметры среды распространения звука, статистика изменений гидросферы и атмосферы, и свойства предполагаемых наблюдаемых объектов. Учет указанных факторов позволяет выбрать оптимальные параметры системы [1-3].

Качество фокусировки антенн в заданную область канала исследовалось с использованием разработанной имитационной модели функционирования томографической приемно-излучающей системы в рефракционном канале мелкого моря на базе вертикальной антенной решетки. При этом величину скорости звука в верхнем слое считаем неизвестной, варьируемой случайным образом в диапазоне значений 1800-2000м/с. Частота сигнала фиксированная, 1500 Гц. Профиль дна имитирует характерную для шельфа морского дна поверхность.

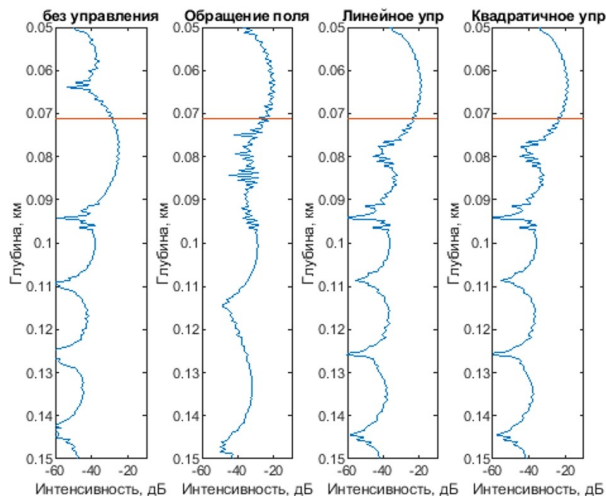


Рис. 1

модуля амплитуды формируемого поля $A(r, z, v)$ в заданной точке $R = (rR, zR)$ $(r, z) = |A(r, z, v)| = |\langle \alpha R, v \rangle| \rightarrow \max (v \in U)$, где U — множество допустимых значений управляющего вектора.

Для расчета параметров управления фокусировкой АР использовался опорный профиль скорости звука, характерный для Баренцева моря. На рисунке 1 представлены характерные срезы акустического поля давления на дистанции 300м от решетки. Задачу управления полем решеткой, считая вектор v управляющим, рассмотрим как максимизацию

На рисунке 2 представлены кривые, отражающие давление, создаваемое вертикальной решеткой узкополосных излучателей, от дистанции распространения на глубине постановки приемной системы.

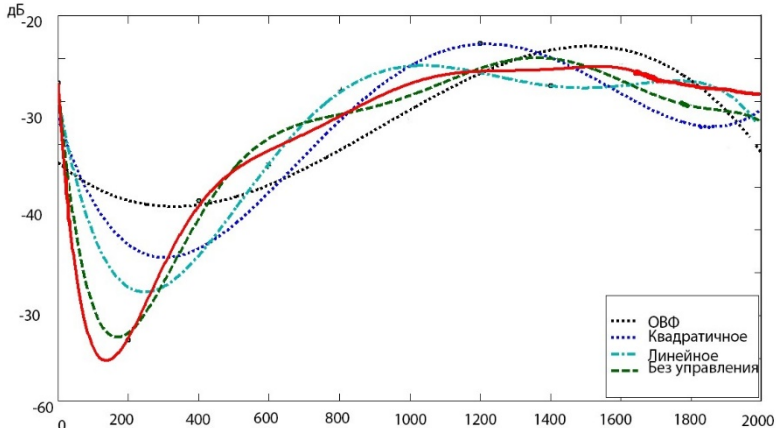


Рис. 2

Под фокусировкой в таком случае понимается возбуждение гидроакустического поля в точке таким образом, чтобы интенсивность поля в нем была максимальной. Положение точки следует выбрать таким образом, чтобы направить в подводный звуковой канал наибольшее количество энергии.

При учете априорного незнания точного значения скорости звука в верхнем донном слое проведем сравнение со случаем, когда параметры известны. Результаты представлены на рисунке 3.

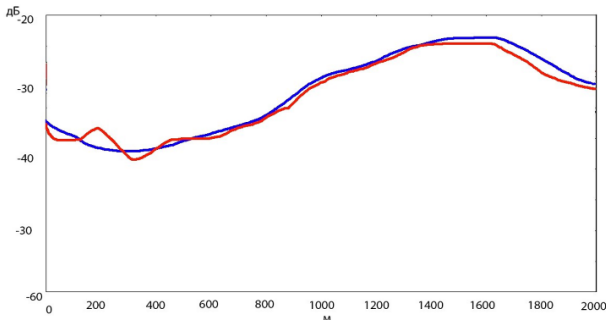


Рис. 3

При заданных условиях геометрии и постановки антенной решетки интенсивность поле по всей трассе уменьшается не более чем на 3дБ, что может считаться устойчивым

полем. На рисунке 4 представлены вертикальные срезы поля на удалении точки приемника.

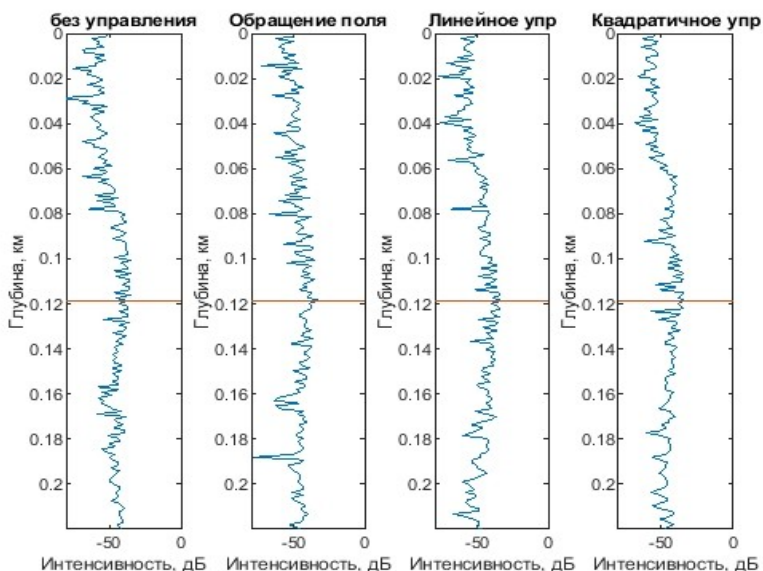


Рис. 4

Однако даже при таких условиях управление полем справляется с тем, чтобы направить энергию антенны в волновод. В рамках 100 реализаций различных гидрологических отклонение пиковой интенсивности на фиксированных дистанциях не превысило 10%.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме № FFUF-2024-0035

- [1] В. Г. Пешехонов, А. И. Машошин, А. В. Шафранюк [и др.] // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2016. Т. 80, № 10. С. 1369 – DOI 10.7868/S0367676516100173.
- [2] Смирнов И.П., Гурбатов С.Н., Хилько А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 5. С. 369.
- [3] Смирнов И.П., Хилько А.И., Хилько А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 2. С. 134.

ОЦЕНКА ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ В ВОЗДУХЕ ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА ВОДА-ВОЗДУХ

А.А. Прохоров^{1, 2)}, А.Л. Вировлянский^{1, 2)}, П.Н. Вьюгин^{1, 2)}, М.С. Дерябин^{1, 2)},
А.Ю. Казарова²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Традиционные способы решения проблемы калибровки акустических излучателей в ограниченном пространстве основаны на выделении прямых сигналов, поступающих на приёмники без отражения от границ резервуара. На сегодняшний день существуют два классических подхода к подавлению сигналов, отражённых от границ. Один из них заключается в покрытии границ специальными экранами, которые поглощают или рассеивают падающие на них сигналы. Второй метод заключается во временной стробировующей фильтрации, благодаря которой прямые сигналы выделяются по времени поступления. Но эти методы применимы только для достаточно высоких частот. В данной работе продемонстрирован метод оценки электроакустических характеристик низкочастотного излучателя (НЧИ), основанный на эффекте аномальной прозрачности границы раздела сред вода-воздух [1]. Метод основан на предположении, что граница вода-воздух пропускает только те волны, которые распространяются напрямую от излучателя к поверхности воды, но не пропускает волны, отражённые от дна и боковых стенок бассейна [2]. Данное предположение справедливо для случая, когда источник находится на глубинах, не превышающих длину волны в воздухе.

В работе приведено описание метода оценки электроакустических характеристик, а также представлены результаты экспериментов по оценке чувствительности НЧИ с использованием данного метода.

Описание метода

Идея метода основана на эффекте аномальной прозрачности границы вода-воздух. В случае, когда источник звука расположен на малой глубине, возбуждаемое им поле представляет собой суперпозицию плоских и неоднородных волн. Вблизи источника преобладают неоднородные волны, но они экспоненциально затухают с расстоянием. Если глубина источника мала по сравнению с длиной волны в воздухе, то неоднородные волны, распространяющиеся к поверхности воды, не успевают заметно ослабнуть на пути от источника до границы раздела и после её пересечения становятся распространяющимися. Волны, распространяющиеся по другим направлениям, отражаются от границы вода-воздух, дна и стенок резервуара и остаются внутри бассейна. Таким образом, граница раздела вода-воздух работает как пространственный фильтр. В результате для неглубоко погружённого источника поле в воздухе будет приблизительно таким же, как и в случае источника, который находится на той же глубине в однородном водном полупространстве.

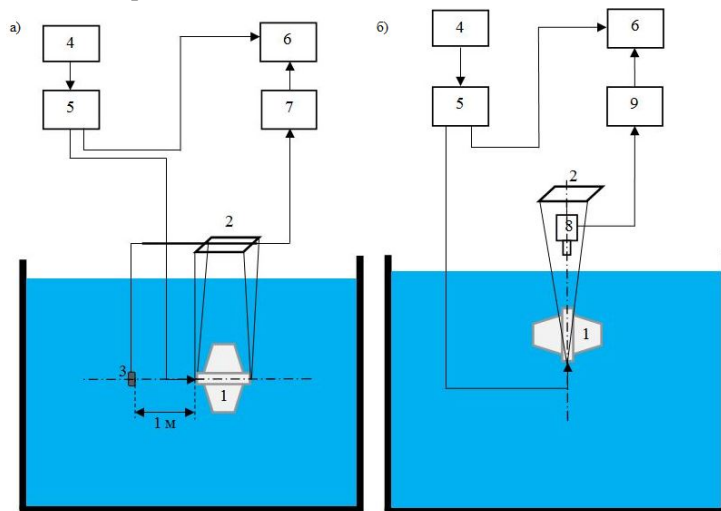
Описание эксперимента

Рис. 1

Эксперименты проводились в два этапа в гидроакустическом бассейне. На первом этапе измерения выполнялись с использованием измерительного гидрофона. На втором этапе с помощью измерительного микрофона регистрировались сигналы, прошедшие из воды в воздух. Блок-схемы экспериментов представлены на рис. 1.

В работе исследуется НЧИ 1, характерный размер которого 30 см. Излучатель состоит из столба пьезоэлектрических колец и стальной оболочки, в которую этот столб устанавливается. Стальная оболочка представляет собой два усечённых конуса с общим основанием, образующим ось симметрии. Рабочий диапазон частот НЧИ от 1 до 2 кГц. Излучатель установлен в специальную оснастку 2, позволяющую работать вместе с измерительным гидрофоном В&К 8103 3. Во время проведения измерений с гидрофоном 3 НЧИ помещался в центре бассейна с размерами (м) 6х5х4 (см. рис. 1а). Для формирования электрических сигналов использовался генератор 4 Tektronix AFG 3102. Сигнал с генератора усиливался с помощью усилителя мощности 5 У7-5 и подавался на НЧИ. В качестве накачки использовались тональные сигналы в исследуемом диапазоне частот, радиоимпульсы и ЛЧМ-сигналы. Сигнал накачки контролировался с помощью осциллографа 6 Tektronix DPO4034В и составлял по амплитуде для всех экспериментов 10 В.

Гидрофон 3 крепился к оснастке 2 с помощью штанги и находился на расстоянии 1 м от излучателя в его плоскости симметрии. Измерительный гидрофон был подключен к зарядовому усилителю В&К 2692-012, в настройки которого вносилась чувствительность гидрофона. Сигнал с усилителя 7 подавался на осциллограф.

Во время эксперимента с использованием измерительного микрофона НЧИ устанавливался таким образом, чтобы его плоскость симметрии была направлена

перпендикулярно к поверхности воды. Расстояние от поверхности воды до центра излучателя составляло 223, 240 и 290 мм. Измерительный конденсаторный полудюймовый микрофон 8 В&К 4189 подвешивался так, чтобы его чувствительный элемент был направлен к поверхности воды. Расстояние между апертурой микрофона и поверхностью воды составляло 20, 30, 100 и 500 мм. Измерительный микрофон 8 был подключен к зарядовому усилителю 9 В&К 2690, в настройки которого вносилась чувствительность микрофона. Сигнал с усилителя 9 подавался на осциллограф (см. рис. 16).

Результаты экспериментов

На рис. 2 представлена частотная зависимость чувствительности НЧИ по напряжению. I — оценка чувствительности излучателя, проведённая в гидроакустическом бассейне с использованием измерительного гидрофона. Данные измерения выполнялись в импульсном режиме и основывались на выделении прямого сигнала по времени прихода. II — результаты натуральных измерений, проведённых на глубине 7 м на Горьковском водохранилище, которые рассматриваются в работе как достоверные. III — чувствительность по напряжению, рассчитанная с помощью метода, основанного на пространственной фильтрации акустических сигналов границей раздела вода-воздух.

Результаты, представленные на рис. 2, показывают, что предлагаемый метод даёт хорошее количественное и качественное соответствие данным, полученным во время натуральных испытаний. Следует отметить, что резонансная частота излучателя, определённая с помощью рассматриваемого метода, оказывается несколько заниженной. По-видимому, это связано с тем, что размер НЧИ соизмерим с длиной излучаемой волны, что не позволяет полностью рассматривать его как точечный источник. Тем не менее погрешность определения резонансной частоты не превышает 7 %. Чувствительность, оценённая с помощью измерительного гидрофона, даёт несколько завышенные значения по сравнению с натуральными измерениями. Это завышение связано с частичным вкладом отраженных сигналов, который связан с невозможностью обеспечить импульсы достаточно малой длительности вследствие высокой добротности НЧИ. Тем не менее, расхождение оценки с результатами натуральных испытаний, выполненных с использованием гидрофона, составляет примерно 30 % по чувствительности и не превышает 5 % по точности определения резонансной частоты.

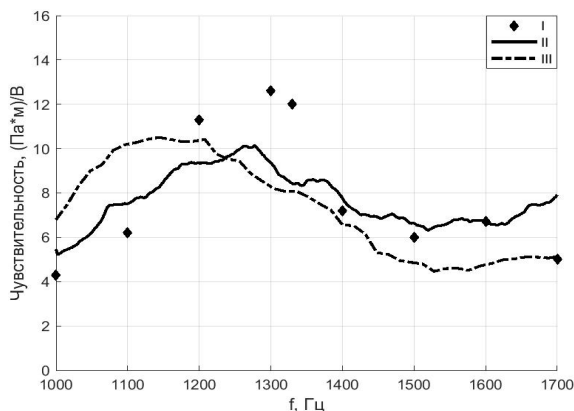


Рис. 2

Заключение

Эксперимент, описанный в данной работе, показал работоспособность метода оценки чувствительности излучателя по напряжению, основанного на использовании границы раздела вода-воздух в качестве пространственного фильтра. К достоинствам данного метода можно отнести возможность градуировки излучателей звука в ограниченном пространстве. Однако необходимы дополнительные исследования для выяснения условий применимости данного способа. Например, следует сформулировать требования к размерам бассейна, источника и его глубине.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН.

- [1] Годин О.А. // Акустический журнал. 2007. Т. 53, № 3. С. 353.
- [2] Virovlyansky A.L., Deryabin M.S., Prokhorov A.A., Kazarova A.Yu., Bakhtin V.K. // Testing a hydroacoustic radiator in a reverberant tank based on recording the sound field in the air above the tank. // arXiv:2603.13899.

О БЕСКОНТАКТНОМ МЕТОДЕ КОНТРОЛЯ ТОНКИХ ПЛЁНОК НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ

К.Д. Зимина¹⁾, В.К. Бахтин^{1, 2)}, М.С. Дерябин^{1, 2)}, Д.А. Касьянов¹⁾,
А.А. Прохоров^{1, 2)}

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Загрязнение водных поверхностей углеводородными плёнками вследствие аварийных разливов представляет серьёзную экологическую угрозу и требует оперативных методов диагностики. Ключевым параметром при оценке степени загрязнения является толщина плёнки, однако её точное измерение в субмиллиметровом диапазоне остаётся нетривиальной задачей. Существующие подходы — оптические, радиолокационные и контактные — обладают существенными ограничениями: оптические методы чувствительны к условиям освещённости, радиолокационные не обеспечивают достаточного пространственного разрешения по толщине, а контактные датчики неизбежно нарушают структуру исследуемого слоя [1-4]. В данной работе предлагается бесконтактный акустический метод определения толщины поверхностных плёнок жидкостей, включая нефтепродукты. Метод основан на излучении интенсивных ультразвуковых пучков мегагерцового диапазона из водной среды и анализе временных и спектральных характеристик отражённого сигнала с привлечением аппарата нелинейной акустики.

Метод исследования

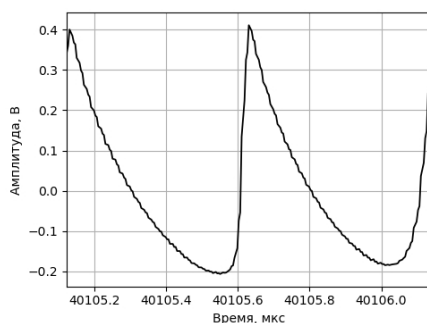


Рис. 1. Характерная форма профиля, падающего на плёнку сигнала

В предлагаемом методе используются эффекты, связанные с акустической нелинейностью жидких сред. При излучении мощного радиоимпульса мегагерцового диапазона в водной среде формируется широкополосный сигнал с пилообразным профилем волны и ударным фронтом (рис. 1). Высокочастотные компоненты такого сигнала имеют пространственный масштаб, сопоставимый с толщиной исследуемых плёнок, что и обеспечивает чувствительность метода к субмиллиметровым толщинам.

В экспериментальной установке, демонстрирующей возможности метода, использован пьезоэлектрический излучатель, помещённый в водную среду, который направляет интенсивный акустический импульс с частотой заполнения 2–3 МГц вертикально вверх к поверхности воды с плёнкой. Отражённый от двух границ раздела — вода/плёнка и плёнка/воздух — сигнал регистрируется широкополосным мембранным ПВДФ-гидрофоном, расположенным непосредственно под поверхностью (рис. 2, 3).

Толщина плёнки рассчитывается по временной задержке между отражениями от нижней и верхней границ. При известной скорости звука в материале плёнки измерение

времени двойного прохождения сигнала через неё даёт однозначное определение толщины плёнки.

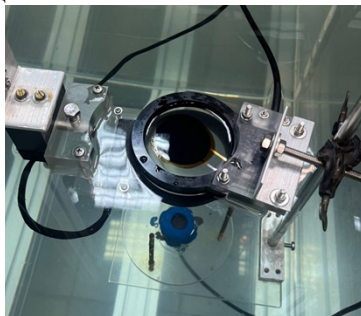


Рис. 2. Мембранный гидрофон с каплей нефти на поверхности воды

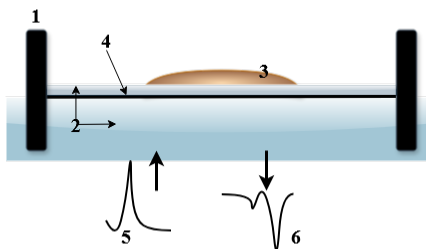


Рис. 3. 1 – мембранный гидрофон; 2 – вода; 3 – плёнка на поверхности воды; 4 – мембрана гидрофона; 5 – характерная форма профиля падающего на плёнку сигнала; 6 – характерная форма профиля, отраженного от пленки сигнала

В качестве объектов исследования были выбраны плёнки силиконового масла (скорость звука 974 м/с, плотность 967 кг/м³) и нефти (скорость звука 1390 м/с, плотность 871 кг/м³) в диапазоне толщин от десятков микрон до нескольких десятых миллиметра. Воспроизводимость толщины плёнки обеспечивалась дозированным нанесением жидкости на поверхность; акустические и физические параметры исследуемых жидкостей определялись независимыми методами. Система регистрации — широкополосная (до 100 МГц), что позволяет в полной мере фиксировать высокочастотные составляющие нелинейно-искажённого сигнала, несущие информацию о толщине плёнки.

Результаты

Анализ отражённых сигналов демонстрирует, что присутствие поверхностной плёнки кардинально изменяет форму акустического отклика. Поскольку обе границы раздела — вода/плёнка и плёнка/воздух — являются акустически мягкими, отражённый сигнал инвертируется относительно падающего. Малый поперечный размер акустического пучка минимизирует влияние краевых эффектов на границе плёнки, что обеспечивает корректность одномерного приближения при интерпретации результатов. При определённом соотношении толщины плёнки и длины волны в отражённом сигнале возникает отчётливое расщепление ударного фронта, обусловленное разновременными отражениями от нижней и верхней границ плёнки. Наиболее выраженная и удобная для анализа структура наблюдается при толщине плёнки порядка $\lambda/4$ (рис. 4). Для плёнки силиконового масла толщиной ~0,1 мм характерные минимумы зафиксированы на временных отметках 362,44 и 362,73 мкс, что соответствует отражениям от границ вода/плёнка и плёнка/воздух соответственно. По данному временному промежутку рассчитывается толщина плёнки.

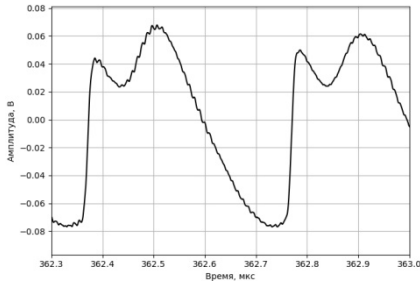


Рис. 4. Профиль волны отраженного акустического сигнала от пленки силиконового масла с характерной толщиной $\sim \lambda/4$ (0,1 мм)

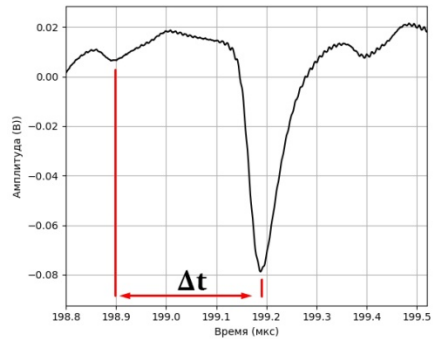


Рис. 5. Определение временной задержки по форме отраженного от нефтяной пленки акустического сигнала

Аналогичные измерения проведены для нефтяной плёнки толщиной $\sim 0,2$ мм ($\sim 0,29\lambda$). На рис. 5 стрелками отмечен временной интервал между характерными особенностями отражённого сигнала, используемый при расчёте толщины. Результаты подтверждают применимость метода к плёнкам с различными акустическими свойствами: несмотря на существенное отличие скоростей звука в силиконовом масле и нефти, алгоритм обработки сигнала устойчиво работает в обоих случаях.

Важным преимуществом метода является возможность управления чувствительностью путём варьирования частоты зондирующего сигнала. Изменение частоты смещает положение расщеплённого фронта и позволяет адаптировать алгоритм обработки к заданному диапазону толщин, формируя временную задержку, соответствующую, например, условию $\lambda/4$.

Экспериментальные данные сопоставлены с численным моделированием, выполненным в среде MATLAB на основе уравнения Хохлова–Заболотской–Кузнецова. Для плёнки нефти толщиной 0,24 мм при частоте 2,25 МГц получено хорошее согласие между расчётными и измеренными профилями отражённого сигнала (рис. 6).

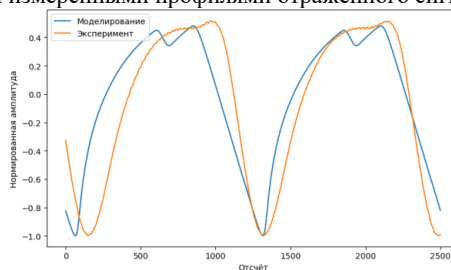


Рис. 6. Сравнение моделирования и эксперимента для плёнки нефти толщиной 0,024 см, $F=2,25$ МГц

Это подтверждает как корректность предложенной физической модели, так и надёжность метода при диагностике реальных поверхностных загрязнений.

Заключение

В работе показана принципиальная возможность бесконтактного определения толщины поверхностных плёнок на воде методами нелинейной акустики. Анализ расщепления ударного фронта и временного положения характерных экстремумов отражённого сигнала обеспечивает измерение толщины в субмиллиметровом диапазоне ($\sim 0,05$ – $0,5$ мм). Экспериментальные результаты, полученные для плёнок силиконового масла и нефти, находятся в хорошем согласии с численным моделированием на основе уравнения Хохлова–Заболотской–Кузнецова, что подтверждает адекватность используемой модели. Среди достоинств предложенного подхода — полная бесконтактность и применимость к оптически непрозрачным жидкостям, что выгодно отличает его от оптических методов. Основное аппаратное требование — широкополосная регистрация сигнала вплоть до сотен МГц — реализуется с помощью мембранных ПВДФ-гидрофонов, производство которых осваивается в ИПФ РАН с перспективой перехода на отечественную сырьевую базу. Метод представляет практический интерес для задач экологического мониторинга водных объектов и дистанционного контроля нефтяных загрязнений. Дальнейшие исследования ориентированы на автоматизацию алгоритмов обработки сигнала и расширение номенклатуры исследуемых жидкостей.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект FFUF-2024-0041).

- [1] Шевелева Т. Ю., Якименко В. И., Прянишников В. А. Бесконтактный способ измерения толщины нефтяной пленки на поверхности водоемов. Патент SU1059419A1. 1983.
- [2] Ракуть И.В. Способ измерения толщины слоя нефти (нефтепродуктов), разлитой на водной поверхности. Патент RU 2650699 C1. 2018.
- [3] Бирульчик В.П., Баринов В. С., Шавин П. Б., Мордвинкин И. Н., Андрианов В. А. Бортовой измеритель слоя нефти, разлитой на водной поверхности. Патент DE 3710789, 2008.
- [4] Касьянов Д.А., Седунов Н.А., Фарафонов В.П., Шавин П.Б., Шемагин В.А. Акустический зонд для определения местоположения границы раздела жидких слоёв. Патент RU 2159412 C1. 2000.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВ В АКУСТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ

Р.И. Коваль¹⁾, И.Н. Диденкулов²⁾, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾, П.Н. Вьюгин¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Ультразвуковые технологии очистки широко используются в различных отраслях промышленности, в медицине и науке. Эффект очистки достигается за счет воздействия микропотоков жидкости, генерируемых колеблющимися пузырьками под действием акустического поля [1, 2]. При этом акустическое поле создает радиационную силу, прижимающую пузырьки к очищаемой поверхности. Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению поведения пузырьков под действием радиационной силы в акустических резонаторах.

На маленький по сравнению с длиной волны пузырек в жидкости действует радиационная сила, обусловленная градиентом давления [3, 4]:

$$F_r = -\langle W \nabla P \rangle = \operatorname{Re} \left\{ \frac{\pi R_0^3}{3\gamma P_0 \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - i\delta\right)} \right\} \nabla |P|^2, \quad (1)$$

где $W(t) = -\frac{4}{3}\pi R^3$ – мгновенный объем, а $R(t)$ – мгновенный радиус пузырька, $P(\vec{r})$ – давление в акустическом поле, угловые скобки обозначают усреднение по периоду колебаний пузырька, $\omega_0 = R_0^{-1} \sqrt{\frac{3\gamma P_0}{\rho}}$ – резонансная частота пузырька (формула Миннарта [3]), R_0 – статический радиус пузырька, δ – декремент затухания, γ – показатель политропы газа в пузырьке, P_0 – статическое давление. При $P_0 = 1$ атм для воздушных пузырьков ($\gamma = 1,4$):

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} \approx \frac{3,3}{R_0} \text{ [кГц]}, \quad (2)$$

если R_0 измеряется в мм.

В соответствии с формулой (1) радиационная сила втягивает маленькие пузырьки ($\omega < \omega_0$) в область сильного поля, а большие ($\omega > \omega_0$) выталкивает в область слабого поля. В поле стоячей волны зоны пучности и узлы давления существуют стационарно, и распределение пузырьков примерно повторяет распределение поля. Если резонатор не настроен точно на резонанс, то максимумы и минимумы интенсивности поля будут перемещаться по резонатору во времени, приводя к соответствующим движениям пузырьков. Картина становится более сложной если резонатор не одномерный, а двух или трехмерный. В этом случае формируется сложная картина распределения интенсивности поля, заставляющая пузырьки двигаться в трех измерениях. Ниже описываются наблюдения поведения пузырьков в трехмерном акустическом резонаторе.

Экспериментальная установка состоит из акустического излучателя с резонансной частотой около 40 кГц, рабочий торец которого жестко прикреплен к днищу резонатора – кюветы размерами $10 \times 10 \times 4$ см³. В кювету наливается определенное количество воды.

На акустический излучатель подается питающее напряжение от генератора Tektronix TDS 2002B через усилитель мощности AR75. Для контроля акустического поля в резонаторе использовался игольчатый гидрофон и осциллограф Tektronix AFG 3102. Для наблюдения пузырьков использовался микроскоп с фото и видео регистрацией. Фотография установки показана на рис. 1.

В ряде экспериментов толщина водного слоя в резонаторе составляла 10 мм. Она выбиралась такой, чтобы обеспечить в кювете резонанс водного слоя в пределах рабочей полосы частот излучателя. При сочетании жесткой границы на дне кюветы и свободной поверхности наверху условие резонанса можно записать в виде:

$$f_{res} = \frac{c}{2H} \left(n - \frac{1}{2} \right), \quad n = 1, 2, \dots,$$

где c – скорость звука в дистиллированной воде, H – толщина водного слоя.

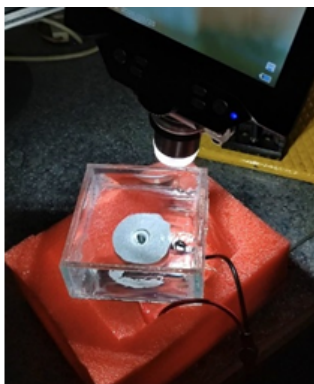


Рис. 1

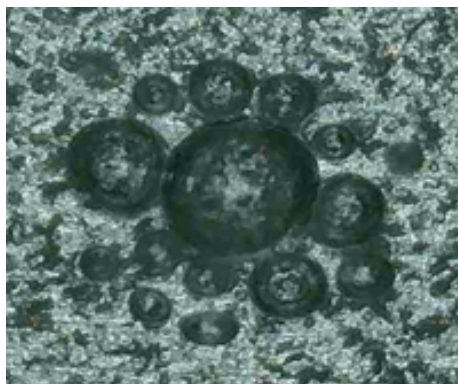


Рис. 2

Как видно из этого выражения, первый резонанс ($n = 1$), при котором на толщине слоя ($H = 10$ мм, $c = 1480$ м/с) укладывается четверть длины акустической волны, достигается на частоте около 37 кГц. На этой частоте в кювете формировалась стоячая волна. В другой серии экспериментов глубина слоя воды составляла 30 мм и, соответственно, резонанс столба воды достигался на той же частоте около 37 кГц для второй моды ($n = 2$).

При подаче напряжения на излучатель в воде через несколько минут начинали появляться отчетливо видимые пузырьки. Они появлялись из зародышей пузырьков, которые всегда присутствуют на стенках сосуда, в результате процесса акустической дегазации воды (выпрямленной диффузии) [4], постепенно увеличиваясь в размере. Пока пузырьки в процессе роста не достигают резонансного с акустическим полем размера ($\omega < \omega_0$), радиационная сила тянет их в пучность поля, в то время как сила Архимеда толкает их вверх. Для частоты поля 37 кГц резонансный размер пузырька составляет в соответствии с (2) $R_0 \approx 90$ мкм. При приближении радиуса пузырька к резонансному амплитуда его колебаний увеличивается, при этом, если поле достаточно сильное,

колебания становятся нелинейными. Если величина радиационной силы, определяемая амплитудой поля, не превышает силу Архимеда, то пузырьки всплывают вверх, двигаясь неравномерно («рывками»). В противном случае они левитируют в толще воды в зонах вблизи пучностей поля.

Поскольку в наших экспериментах резонатор был трехмерный, то на поле стоячей волны по вертикальной координате накладывалось поле по двум горизонтальным координатам. В результате полное поле представляло собой сложную картину максимумов и минимумов, заставляя пузырьки двигаться по сложным траекториям. Тонкой подстройкой частоты генератора и амплитудой можно было менять режимы поведения пузырьков.

На рис. 2 показано образование пузырьков на нижней поверхности резонатора в результате выпрямленной диффузии. Постепенно пузырьки увеличиваются в размерах, некоторые из них сливаются, образуя, в конечном итоге, один большой пузырек. После его всплытия на этом же месте начинают появляться и расти новые пузырьки.

При глубине воды в резонаторе 3 см существует одна пучность акустического поля в толще водного слоя, поэтому пузырьки могут левитировать. На рис. 3 приведен пример такой левитации, при этом показана целая гроздь пузырьков, которые довольно продолжительное время существовали, не сливаясь.

Пример движения пузырьков по трехмерным траекториям приведен на рис. 4. Как указывалось выше, путем тонкой подстройки частоты при увеличении амплитуды поля можно было добиться причудливых квазирегулярных траекторий движения пузырьков в объеме резонатора. В одном из режимов пузырьки плотной цепочкой непрерывно двигались в толще воды в горизонтальном направлении, формируя два тонких слоя, как показано на рис. 4. При дальнейшем увеличении амплитуды поля коллективные движения пузырьков от квазирегулярных переходили к хаотическим.



Рис. 3

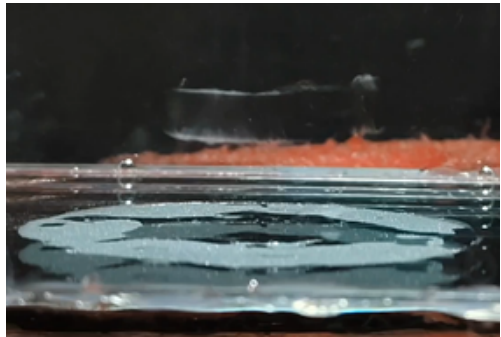


Рис. 4

При наблюдении за отдельными пузырьками, либо левитирующих, либо прижатых ко дну кюветы, можно было увидеть переход от монополюсных к мультиполюсным колебаниям. При достижении определенной пороговой амплитуды, на поверхности одиночных пузырьков внезапно возникала отчетливо видимая мелкомасштабная рябь – по поверхности пузырька начинали бегать капиллярные волны. На рис. 5 пузырек сохраняет

устойчивую сферическую форму при монопольных колебаниях, а на рис. 6 его поверхность покрыта капиллярной рябью.



Рис. 5



Рис. 6

Следует отметить, что возникновении капиллярной ряби может быть обусловлено лишь потерей устойчивости монопольных колебаний, поскольку длина волны (около 37 мм) на три порядка превышает размеры видимых пузырьков (десятки мкм). Таким образом, акустическое поле возбуждает монопольные колебания пузырька, а при превышении порога параметрической неустойчивости возникают мультипольные колебания его поверхности. Рябь на поверхности пузырьков вызывает интенсивные микропотоки жидкости вокруг них.

Работа выполнена в рамках госзадания FFUF-2024-0035 ИПФ РАН.

- [1] Birkin P.R., Offen D.G., Leighton T.G. An activated fluid stream – New techniques for cold water cleaning. // *Ultrason. Sonochem.* 2015. Vol. 29. P. 612.
- [2] Secker T.J., Leighton T.G. et. al. A cold water, ultrasonically activated stream efficiently removes proteins and prion-associated amyloid from surgicall stainless steel. // *Journal of Hospital Infection.* 2020. Vol. 106. P. 649.
- [3] Eller A. Force on a bubble in a standing acoustic wave. // *J. Acoust Soc. Am.* 1968. Vol. 43. P. 170.
- [4] Crum L.A. Bjerknes forces on bubbles in a stationary sound field. // *J. Acoust. Soc. Am.* 1975. Vol. 57. P. 1363.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ КОГЕРЕНТНОГО И НЕКОГЕРЕНТНОГО МОНИТОРИНГА ДНА ОКЕАНА, СОДЕРЖАЩЕГО ДИСКРЕТНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ

И.Ю. Грязнова, П.А. Ларичев, Е.А. Сечин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Гидроакустический мониторинг морского дна традиционно делится на когерентный и некогерентный подходы. При когерентном режиме существенную роль играют не только амплитуды, но и фазы волн, рассеянных отдельными неоднородностями. Некогерентный мониторинг предполагает сложение интенсивностей рассеянных сигналов. В настоящей работе численно исследуются обе модели рассеяния, обсуждаются их преимущества и недостатки.

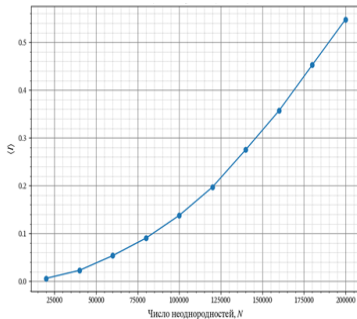


Рис. 1

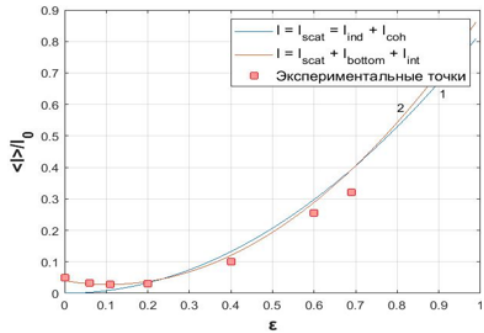


Рис. 2

Для нормального (ортогонального) зондирования плоской звукопрозрачной донной поверхности, содержащей дискретные неоднородности, несложно показать, что когерентная компонента средней интенсивности обратного рассеяния пропорциональна квадрату средней поверхностной концентрации рассеивателей, а некогерентная – средней концентрации [1].

Для иллюстрации этого эффекта была рассмотрена океаническая модель вертикального зондирования участка дна размером 60×60 м. В модели использовались следующие параметры: длина волны $\lambda = 0,20$ м, радиус частиц $a = 0,10$ м, высота источника над дном $h = 4000$ м. Результаты численного моделирования при усреднении по 100 реализациям представлены на рис. 1. Полученная зависимость подтверждает доминирование когерентной составляющей интенсивности в рассеянном поле. Однако в реальных экспериментах подстилающая неоднородности поверхность не является звукопрозрачной, что приводит к интерференции между сигналами, отражёнными донной поверхностью, и сигналами, рассеянными дискретными неоднородностями [2]. В результате зависимость средней интенсивности обратного рассеяния от средней концентрации частиц перестаёт быть монотонно возрастающей функцией (рис. 2). Это усложняет решение обратной задачи — оценку концентрации

неоднородностей по результатам акустических измерений. Следовательно, при использовании нормального зондирования требуется дополнительная информация о свойствах поверхности и применение более сложной модели интерпретации результатов.

При наклонном зондировании плоской поверхности средняя интенсивность обратно рассеянного поля возрастает практически линейно с увеличением числа рассеивающих частиц в достаточно широком диапазоне изменения параметров. Такая зависимость упрощает калибровку модели и повышает устойчивость решения обратной задачи. Однако при высоких концентрациях и малых углах скольжения зондирующего сигнала проявляется эффект затенения: часть неоднородностей экранируется другими рассеивателями, и дальнейшее увеличение их числа уже не приводит к росту интенсивности обратно рассеянного поля (рис. 3). Поэтому при интерпретации данных необходимо учитывать область применимости линейной модели и выбирать такие углы зондирования, при которых влияние затенения остаётся малым.

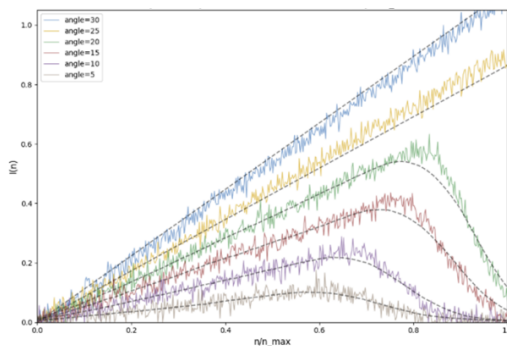


Рис. 3

Таким образом, когерентный режим при ортогональном зондировании дна обеспечивает наибольший уровень средней интенсивности обратного рассеяния, однако оказывается более чувствительным к интерференционным эффектам и свойствам донной поверхности. Для решения обратной задачи оценки концентрации неоднородностей по измерениям средней интенсивности обратно рассеянного акустического сигнала более простой и устойчивой является схема наклонного зондирования, в которой зависимость интенсивности от концентрации сохраняет близкий к линейному характер до проявления эффекта затенения при высоких концентрациях рассеивателей и больших углах падения зондирующих акустических сигналов.

- [1] Грязнова И.Ю., Лабутина М.С., Прончатов-Рубцов Н.В. Теория однократного рассеяния волн и её приложение к задачам акустики природных сред – Нижний Новгород: Изд. ННГУ, 2016, 80 с.
- [2] Гвоздков Е.М., Грязнова И.Ю., Лабутина М.С. // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. 2022. № 3. С. 85.

Секция «Акустика»

Заседание секции проводилось 21 мая 2026 г.
Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.