

Научная статья
УДК 534.222-551.463
DOI: 10.31857/S0869769825020021
EDN: GFQKTG

Акустические аномалии в пограничных слоях океана

В.А. Буланов

Владимир Алексеевич Буланов
доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН,
Владивосток, Россия
bulanov@poi.dvo.ru
<http://orcid.org/0000-0002-5504-9042>

Аннотация. Большую роль в структуре океана играют пограничные слои – приповерхностный и придонный. Вовлечение пузырьков в толщу морской воды в поверхностных волнах приводит к появлению пузырьковых облаков, которые при сильном ветре могут достигать значительных глубин. Пузырьки могут также содержаться в придонных слоях в районах выхода подводных газовых факелов. Часто их сопоставляют с наличием газогидратных месторождений либо с выходом газов через трещины в земной коре вблизи активных вулканов. В работе обсуждаются методы и экспериментальные результаты по акустике пограничных слоев в океане, содержащих двухфазную жидкость с газовыми пузырьками, а также методы их диагностики. Показаны возможности акустического зондирования для визуализации сложной структуры, динамики и диагностики аномалий физических свойств пограничных слоев. Представлены и обсуждены типичные экспериментальные результаты, полученные в дальневосточных морях.

Ключевые слова: океан, акустика, пограничный слой, пузырьки, зондирование

Для цитирования: Буланов В.А. Акустические аномалии в пограничных слоях океана // Вестн. ДВО РАН. 2025. № 2. С. 17–32. <http://dx.doi.org/10.31857/S0869769825020021>

Финансирование. Госзадание 124022100075-6; РНФ № 22-22-00499.

Acoustic anomalies in the boundary layers of the ocean

V.A. Bulanov

Vladimir A. Bulanov

Doctor of Sciences in Physics and Mathematics, Chief Researcher

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute, FEB RAS, Vladivostok, Russia

bulanov@poi.dvo.ru

<http://orcid.org/0000-0002-5504-9042>

Abstract. Boundary layers – the near-surface and bottom layers – play an important role in the structure of the ocean. The involvement of bubbles in the sea water column in surface waves leads to the appearance of bubble clouds, which can reach significant depths in strong winds. Bubbles may also be contained in the bottom layers in the areas of the outlet of underwater gas flares. They are often compared with the presence of gas hydrate deposits, or with the release of gases through cracks in the earth's crust near active volcanoes. The paper discusses methods and experimental results on the acoustics of boundary layers in the ocean containing a two-phase liquid with gas bubbles, as well as methods for their diagnosis. The possibilities of acoustic sounding for visualization of complex structure, dynamics and diagnostics of anomalies of physical properties of boundary layers are shown. Typical experimental results obtained in the Far Eastern seas are presented and discussed.

Keywords: ocean, acoustics, boundary layer, bubbles, sounding

For citation: Bulanov V.A. Acoustic anomalies in the boundary layers of the ocean. *Vestnik of the FEB RAS*. 2025;(2): 17–32. (In Russ.). <http://dx.doi.org/10.31857/S0869769825020021>

Funding. State assignment 124022100075-6; RNF No. 22-22-00499.

Введение

Важное значение для понимания динамики и свойств океанской среды имеют знания о пограничных слоях океана – приповерхностном и придонном. Вовлечение пузырьков в толщу морской воды в поверхностных волнах приводит к появлению пузырьковых облаков, которые при сильном ветре могут достигать значительных глубин. Пузырьки могут также содержаться в придонных слоях в районах выхода подводных газовых факелов.

Приповерхностный слой водной толщи океана существенно изменяется при сильном ветре и развитом поверхностном волнении [1–15]. В этих условиях он характеризуется развитой турбулентностью, аномально высокими концентрациями газовых пузырьков, газонасыщенности воды и большим газообменом между океаном и атмосферой [1, 3, 4, 8–11]. Одновременно также изменяются акустические характеристики, такие, как коэффициенты рассеяния, поглощения и дисперсии скорости звука, параметр нелинейности морской воды, которые становятся зависимыми от наличия воздушных пузырьков и образуемых при обрушении ветровых волн пузырьковых структур [1, 2, 5, 6, 12–15]. Эти структуры при достаточной концентрации влияют в том числе на дальнейшее распространение звука в океане [13, 16–18].

В 1980-х гг. были открыты новые объекты в океане – подводные газовые (пузырьковые) факелы, образованные газовыми пузырьками, выходящими из дна моря [19–22]. Подводные газовые факелы (ГФ) повсеместно встречаются в районах выброса газов вблизи подводных грязевых вулканических образований, подводных газовых и нефтяных месторождений, подводных залежей газогидратов в толще морских осадков, в районах выгрузки газа при

таянии вечной мерзлоты в арктических морях, и к ним проявляется все большее внимание. Большую роль для обнаружения ГФ и изучения их структуры играют акустические методы зондирования на основе рассеяния звука [14, 23–26].

Измерение концентрации пузырьков и их распределения по размерам $g(R)$ в море проводилось различными методами, и результаты представлены в большом количестве работ [1, 2, 5, 6, 10–12]. Тем не менее остались неясными многие вопросы распределения пузырьков по глубине и закономерности эволюции функции $g(R)$ во времени после прохождения различных возмущений, включая эффекты обрушения ветровых волн и их релаксации к невозмущенному состоянию [8–11, 14].

Основная цель настоящей работы – показать возможности акустического зондирования для визуализации сложной структуры, динамики и диагностики аномалий физических свойств пограничных слоев с высоким пространственным разрешением, а также представить краткую информацию о типичных характеристиках рассеяния и распространения звука во взаимосвязи с распределением пузырьков в приповерхностном слое моря и в подводных газовых факалах, исходящих из дна и все чаще встречающихся в океане.

Методы

Теоретические основы акустической спектроскопии. Наиболее часто используемым методом изучения структуры водной толщи является метод акустической спектроскопии на основе обратного рассеяния высоконаправленных пучков звука, который к тому же позволяет дистанционно визуализировать неоднородности структуры [1–3, 6, 12–14]. Имея информацию об амплитудах падающей на объем V волны P_i и рассеянной этим объемом в обратном направлении P_{bs} , можно в Борновском приближении определить коэффициент объемного рассеяния m_V в виде [1, 14]

$$m_V = \frac{2}{\pi\theta^2 c\tau} \left(\frac{P_{bs}}{P_i} \right)^2, \quad (1)$$

где θ – ширина характеристики направленности излучателя, c – скорость звука, τ – длительность импульса звука, $p_i(r) \approx A \exp(-\alpha r) / r$, A – калибровочное значение амплитуды излучаемого звука, α – коэффициент поглощения звука, когда поглощение звука на расстоянии r невелико. Величина P_{bs} измеряется непосредственно в эксперименте.

Важным параметром является концентрация – количество пузырьков в единице объема жидкости N , которая связана с функцией распределения пузырьков по размерам $g(R)$

формулой $N = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} g(R) dR$, где R_{\min} и R_{\max} – минимальный и максимальный размеры

пузырьков в воде. Отличительным свойством пузырьков является наличие резонанса при рассеянии звука на пузырьках, частота которого связана с радиусом пузырька по формуле Миннерта $R_\omega(\omega) = \sqrt{3\gamma P_0 / \rho} / \omega$ [5, 6] и позволяет по частотной зависимости коэффициента рассеяния звука $m_V(\omega)$ определить $g(R)$ в условиях, когда основной вклад в рассеяние звука вносят резонансные пузырьки $g(R_\omega) = 2\delta_\omega m_V(\omega) / \pi R_\omega^3$, где δ_ω – коэффициент резонансного затухания на частоте ω , P_0 – гидростатическое давление, γ – постоянная адиабаты газа внутри пузырька (для воздуха $\gamma \approx 1.4$), ρ – плотность жидкости. При наличии наряду с резонансными пузырьками других нерезонансных включений суммарный коэффициент рассеяния звука от единицы объема среды m_V следует записать в виде [14] $m_V = m_V^{(b)} + m_V^{(c)}$, и тогда для определения $g(R)$ требуется предварительно отделить вклад резонансных пузырьков. Такое разделение возможно при учете нестационарности при раскатке пузырька на резонансе, что приводит к зависимости $m_V^{(b)}$ от длительности импульса τ [18]:

$$m_V^{(b)}(\tau) = m_V^{(b)}(\infty) F(\tau/\tau_0), \quad m_V^{(b)}(\infty) = (\pi/2) R^3 g^{(b)}(R) / \delta(R) \quad (2)$$

$$F(\tau/\tau_0) = 1 - [1 - \exp(-\tau/\tau_0)]/(\tau/\tau_0), \quad \tau_0 = 1/\omega\delta = Q/\omega. \quad (3)$$

Функция $F(\tau/\tau_0)$ помогает на практике отделять резонансное рассеяние от нерезонансного фона, а также определять добротность пузырьков на различных частотах по формуле (3). Коэффициент рассеяния на нерезонансных включениях можно определить по формуле

$m_V^{(s)} = m_V(\tau \ll \tau_0)$. Применение перестраиваемых по частоте излучателей позволяет найти функцию $g(R)$ в виде

$$g^{(b)}(R) = (2\delta / \pi R^3)[m_V(\infty) - m_V(0)]. \quad (4)$$

Обозначения $m_V(\infty)$ и $m_V(0)$ отвечают условиям $\tau \gg \tau_0$ и $\tau \ll \tau_0$ соответственно. Таким образом, функция распределения пузырьков по размерам может быть определена по данным обратного линейного рассеяния акустических импульсов большой и малой длительности.

Формула (4) наиболее часто используется в области высоких частот, соответствующих резонансному рассеянию на маленьких пузырьках. На низких частотах обычно наблюдается нерезонансное рассеяние звука, которое наиболее ярко проявляется на пузырьках, составляющих подводные газовые факелы, спектр которых обычно достаточно узкий – га-

уссовского типа $g(R) = A_g \exp[-(R - \bar{R})^2/\sigma_R^2]$, где \bar{R} – средний размер пузырьков, σ_R – средний разброс размеров. Тогда вклад нерезонансного фона дает величину $A_g = 2N/\sqrt{\pi} \sigma_R$, откуда

можно получить выражение для коэффициента нерезонансного рассеяния звука в виде

$m_V^{(s)} = A_g \sqrt{\pi/2} \sigma_R \bar{R}^2 = N \bar{R}^2$. В итоге в нерезонансном случае можно написать соотношение, устанавливающее взаимосвязь между объемной концентрацией газа в пузырьках, объемной концентрацией пузырьков и средним размером пузырьков в виде

$$x = \frac{4}{3} \pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^3 g(R) dR \approx (4\pi/3) N \bar{R}^3 = (4\pi/3) m_V \bar{R}. \quad (5)$$

Для оценок можно использовать распределения пузырьков в рамках моделей с подгонными параметрами [14, 25], измеренными в эксперименте. Многочисленные экспериментальные результаты, показанные ниже, позволили записать функцию $g(R)$ в виде [14]

$$g(R, z) = A_g R^{-n(z)} \exp\left[-m\left(\frac{R_p}{R} + \frac{R}{R_m}\right)\right] e^{-z/L}, \quad (6)$$

где $L \sim (2 \div 4) \cdot 10^{-3} U_{10}^{2.5}$ (здесь L дается в метрах, скорость ветра на высоте 10 м U_{10} дается в метрах в секунду). Обычно при умеренных состояниях моря $A_g \approx 10^{-8} \text{ см}^{n-4}$, $n(z) \approx 3,5 \div 4$ [14, 18], показатель m зависит от состояния моря, для умеренного и спокойного волнения $m = 1$. Параметры R_p и R_m отвечают соответственно максимуму $g(R)$ и максимальному размеру пузырьков. В качестве этих параметров для пузырьковых облаков в приповерхностных слоях моря выбирают значения $R_p = 0,01$ мм, $R_m = 7$ мм [14, 18]. Преимуществом записи $g(R)$ в виде (6) является практичность и быстрота вычислений различных параметров среды.

Эффективные акустические параметры. Для описания акустических свойств микро-неоднородной жидкости часто используют эффективные акустические параметры, которые определяют в рамках гомогенной модели сплошной среды [2, 14]. Здесь для формулировки модели важен учет резонансных и релаксационных откликов пузырьков на воздействие

внешней силы, и в общем случае сжимаемость одиночного пузырька K оказывается сложной функцией размеров пузырька и частоты звука $K = K(R, \omega)$. Эффективная комплексная скорость звука \tilde{c}_e в жидкости с пузырьками может быть вычислена на основе обобщения формулы Вуда [14, 18], при этом вещественная часть $c_e = \text{Re}(\tilde{c}_e)$ определяет фазовую скорость волны, а мнимая часть с помощью эффективного волнового числа дает коэффициент затухания звука, $\alpha = \text{Im}k_e = \omega \text{Im}(1/\tilde{c}_e)$ в виде

$$c_e/c \approx 1 - \left(2\pi r c^2 / 3\gamma P_0\right) \text{Re} G_\omega, \quad \alpha \approx \left(2\pi r \omega c / 3\gamma P_0\right) \text{Im} G_\omega, \quad (7)$$

где $G_\omega = \int_0^\infty dR g(R) / \left[1 - (R/R_\omega)^2 (1 + i/Q_\omega)\right]$, $Q_\omega = 1/\delta_\omega$ – добротность пузырька радиуса R_ω .

Экспериментальные методы и аппаратура. Функциональная схема типичного аппаратного комплекса, используемая в морских экспедициях на НИС «Академик М.А. Лаврентьев» и НИС «Профессор Гагаринский» показана на рис. 1. Цифровые генераторы синхроимпульсов и сигналов ГСПФ-053 формировали сложные импульсы с требуемой частотой и длительностью от 1 до 4 мс. Для усиления сигналов на частотах ниже 100 кГц использовался усилитель мощности либо фирмы Behringer, NX6000D, мощностью 6 кВт, либо QSC RMX 5050 мощностью 5 кВт. На более высоких частотах до 800 кГц использовался специально разработанный в ТОИ ДВО РАН усилитель БИП мощностью 600 Вт. Прием сигналов проводился с применением селективного усилителя SN 233, который обеспечивал усиление 10^4 при фильтрации сигналов в зависимости от длительности импульсов и дальности в различной полосе 54, 36 и 18 дБ/октаву. Усиленный сигнал оцифровывался 12-разрядной АЦП L873 фирмы Л-Кард (Москва) с максимальной частотой оцифровки до 1.3 МГц.

Для долговременного изучения структуры приповерхностных слоев моря в бух. Витязь зал. Петра Великого Японского моря в 2008 г. была установлена донная система, оснащенная излучателями с различными частотами: 138, 216, 519 кГц, а также 200, 145 и 60 кГц [14, 18]. с помощью этой системы, установленной на глубине около 12 м и на удалении 100 м от береговой черты, были получены результаты по динамике и структуре пузырьковых слоев вблизи поверхности моря при различных гидрометеорологических условиях. На рис. 2 показана функциональная схема донной системы. Режимы излучения задаются из лабораторного помещения по кабелю, программируются цифровым генератором сигналов специальной формы ГСПФ-053, усиливаются и передаются на излучатель.

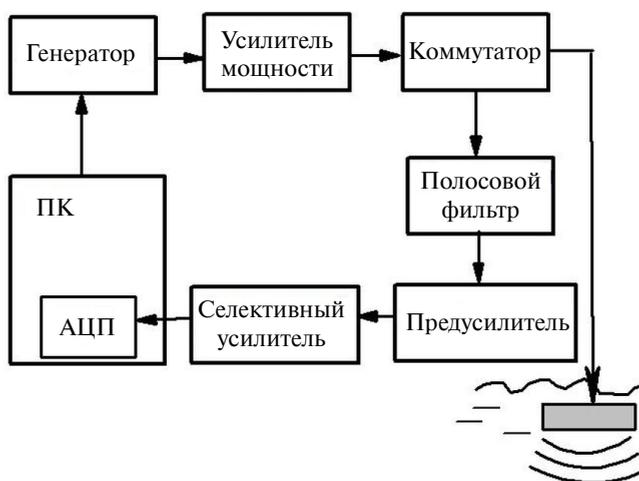


Рис. 1. Функциональная схема аппаратного комплекса для измерения рассеяния звука на различных частотах

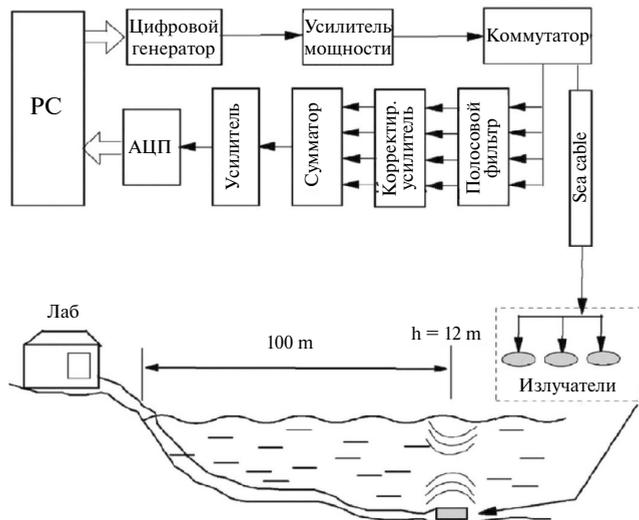


Рис. 2. Функциональная схема донной системы

Результаты и обсуждение

Рассеяние звука в приповерхностном слое моря. Большое влияние на структуру приповерхностного пузырькового слоя оказывает поверхностное волнение, вызванное ветровыми напряжениями. Изучение изменчивости во времени структуры приповерхностного слоя регулярно проводилось с помощью акустических систем на донной станции в бух. Витязь Японского моря. На рис. 3 представлена подробная картина рассеяния звука частоты 145 кГц на приповерхностных пузырьковых облаках. Здесь же показано одновременное рассеяние звука на планктонных сообществах, вовлеченных в динамику внутренних волн. Слева сверху и справа внизу на рис. 3 представлены соответственно горизонтальный и вертикальный профили коэффициента рассеяния звука m_V вдоль линий, показанных на рисунке. Более подробная картина волновой динамики планктона представлена на верхней врезке. Видно, что вблизи поверхности наблюдается мощный слой пузырьков, простирающийся до глубины около 4–5 м.

Распределения пузырьков в приповерхностных слоях. Полученные данные по рассеянию звука с помощью формул (1), (3) позволяют получить данные по распределению пузырьков

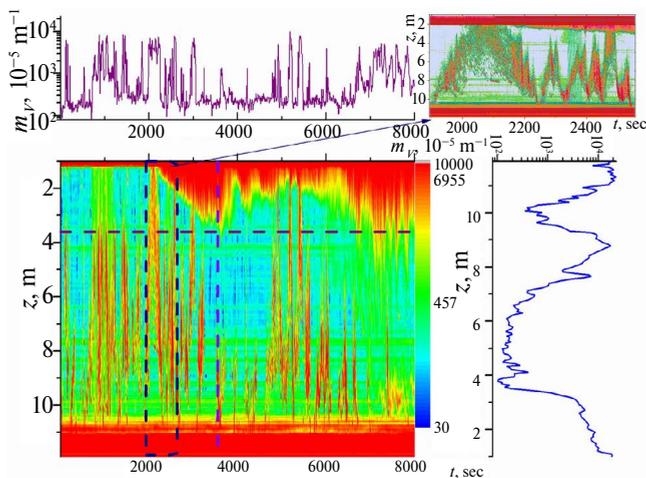


Рис. 3. Рассеяние звука на приповерхностных пузырьковых облаках и одновременное рассеяние звука на зоопланктоне

в приповерхностных слоях моря. Отметим, что на практике вместо величины $g(R)$, имеющей размерность $[\text{см}^{-4}]$, часто пользуются величиной $N(R)$, имеющей размерность $[\text{м}^{-3}\text{мкм}^{-1}]$, которая связана с $N(R)$ соотношением $N(R) = 10^2 g(R)$. Экспериментальные данные по широкополосному рассеянию звука с помощью формул (5)–(7) позволили получить функции $N(R)$, которые для различных глубин представлены на рис. 4 для различных состояний моря. Из рис. 4 видно, что в периоды без шторма наблюдается максимум функции $g(R, z)$, который располагается при $R_p > 10$ мкм, при этом величина R_p зависит от глубины. В целом оказалось возможным предложить формулу (6), которая неплохо описывала полученные экспериментальные результаты. Измерения $g(R)$ на большом фактическом материале в сходных условиях умеренного состояния моря дают значения n в интервале $n \approx 3,3 \div 3,8$ [3–6, 8–11, 14], что достаточно близко к оценке $n \sim 3,3$, полученной для инерционного интервала между размерами R_p, R_m , следующей из теории Гаррета–Ли–Фармера ГЛФ [7].

Важным для практических применений является информация о газосодержании и структуре пузырьковых облаков, возникающих за счет обрушения поверхностных волн. Используя рассеяние звука, можно получить данные по изменению во времени средней объемной концентрации газа $x(t)$, заключенного в пузырьках во всей толще слоя морской воды. Типичное изменение $x(t)$ при скорости ветра, меняющегося в пределах от 9 до 13 м/с, представлено на рис. 5, *a*. Частотный спектр x_f функции концентрации газа $x(t)$ изображен на рис. 5, *b*. Видно, что концентрация пузырьков достаточно велика, при этом следует отметить значительную изменчивость во времени $x(t)$ средней концентрации газа, заключенного в пузырьках. Она обусловлена периодическим обрушением ветровых поверхностных волн и образованием

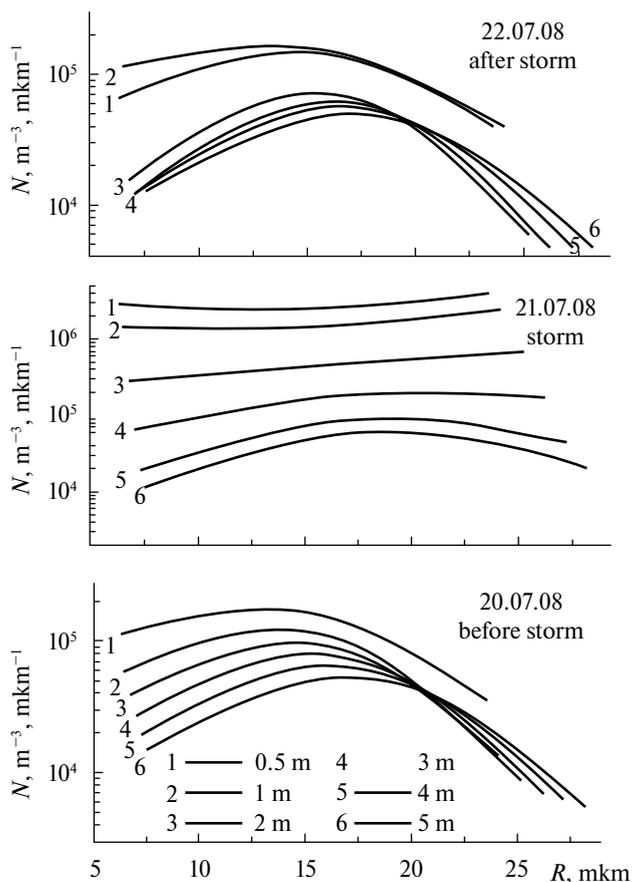


Рис. 4. Функция распределения пузырьков по размерам $g(R)$ на различных глубинах в различные периоды развития шторма

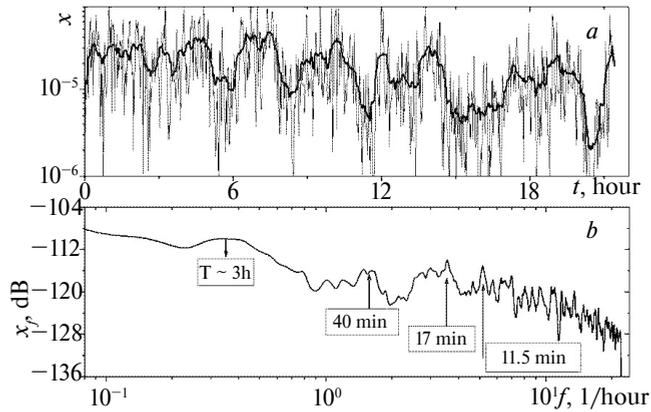


Рис. 5. Изменчивость во времени средней объемной концентрации газа $x(t)$, заключенного в пузырьках (а), и спектр функции концентрации газа (b) при наличии пузырьковых облаков, образующихся при обрушении ветровых волн

пузырьковых облаков, которые достигают глубины 7–8 м. Из рис. 5, b видны характерные спектральные пики, отвечающие периодам усиления ветра над поверхностью моря.

Акустические аномалии и распространение звука. Появление пузырьковых облаков в приповерхностных слоях моря приводит к повышенной диссипации акустических волн. На рис. 6 представлены данные для коэффициента поглощения звука на частоте 145 кГц в приповерхностном слое пузырьков при скорости ветра от 9 до 13 м/с примерно в течение суток. Видно значительное избыточное поглощение звука в пузырьковом слое. Вблизи поверхности моря поглощение звука в 100 раз превышает поглощение звука в чистой воде $\alpha_0 \approx 10^{-6}$ 1/м, в то время как на больших глубинах поглощение звука стремится к значению поглощения звука в чистой воде.

Для изучения влияния приповерхностного слоя пузырьков на дальнейшее распространение звука было проведено численное моделирование для мелкого моря при использовании приближения нормальных мод [18, 27]. Для простоты анализа была выбрана модель простейшего горизонтально однородного, без пузырьков изоскоростного подводного звукового канала с абсолютно отражающими границами (верхняя граница – мягкая, нижняя – жесткая). Звуковое давление представляется в виде суммы нормальных мод. Дополнительное затухание, вызванное наличием пузырькового слоя, описывается мнимой частью собственных значений мод. Расчеты звукового поля были выполнены по программе KRAKENC [27]

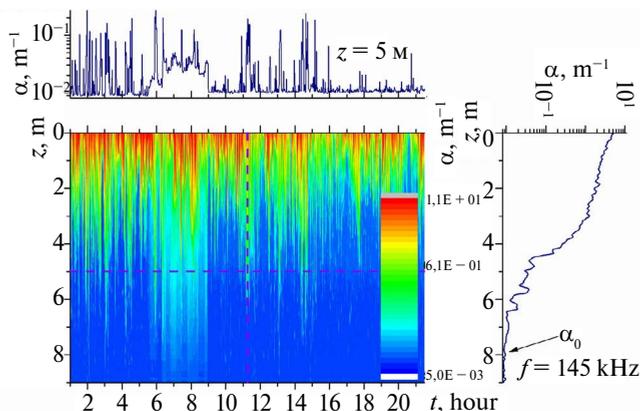


Рис. 6. Изменения во времени коэффициента поглощения звука на частоте 145 кГц при скорости ветра от 9 до 13 м/с

для взаимодействующих мод. Толщина слоя пузырьков выбиралась равной 7 м. Излучатель с частотой 1 кГц располагался на глубине 10 м при глубине моря 42 м.

На рис. 7 представлено 2D изображение акустического поля для различных концентраций пузырьков в приповерхностном слое. Видно сильное изменение структуры акустического поля при превышении концентрации пузырьков, равной 10^{-7} . При этой концентрации пузырьков акустическое поле вблизи поверхности затухает на расстоянии около 400 м. Одновременно резко изменяется общая структура акустического поля в толще волновода.

Ослабление акустического поля в глубоком море с отрицательным градиентом скорости звука, типичным для северных морей, показано на рис. 8, где изображена функция $|P(r)|$

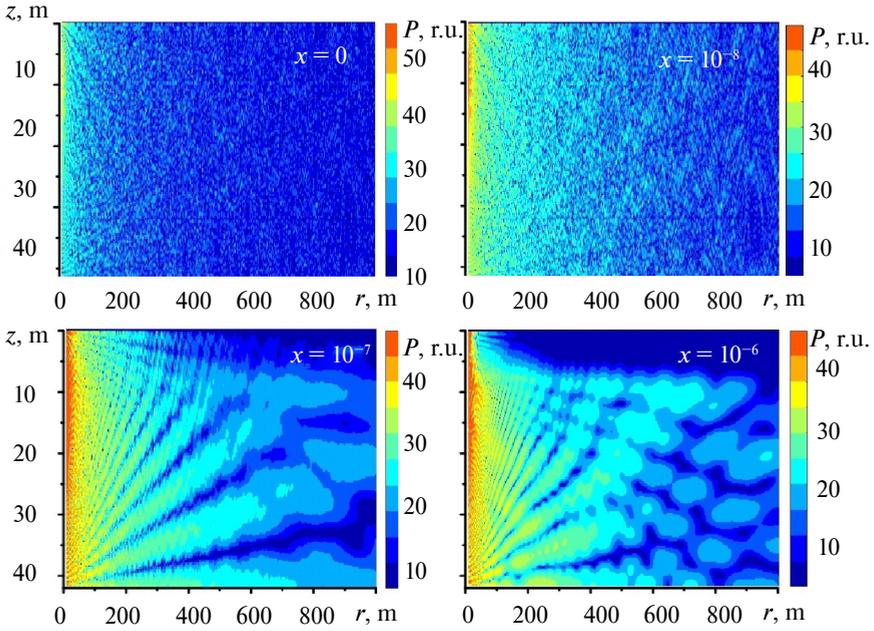


Рис. 7. Структура акустического поля с частотой $f=1$ кГц в канале с приповерхностным слоем пузырьков толщиной 7 м при различной концентрации пузырьков: $x=0$, $x=10^{-8}$, $x=10^{-7}$, $x=10^{-6}$. Излучатель на глубине 10 м

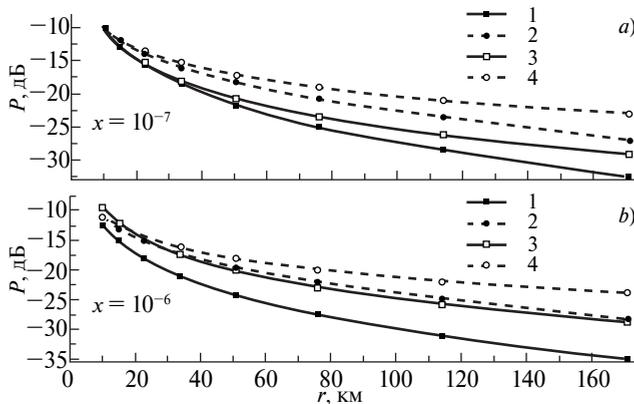


Рис. 8. Пространственный спад акустического поля при наличии и отсутствии приповерхностного слоя пузырьков на частотах 800 Гц (кривые 1, 2) и 100 Гц (кривые 3, 4) при различной концентрации пузырьков: а) $x=10^{-7}$, б) $x=10^{-6}$

при излучении звука различной частоты на глубине 100 м в море без пузырьков и в присутствии слоя пузырьков.

Из полученных результатов можно сделать вывод, что влияние приповерхностного слоя пузырьков заключается в своеобразной экранировке поля распространяющегося звука на близких дистанциях. Именно здесь наблюдается дополнительный спад поля, вызванный затуханием звука, распространяющегося вдоль лучей при малых углах скольжения. Вся энергия, сосредоточенная в поле при малых углах, постепенно затухает и на больших расстояниях не дает никакого вклада в суммарное поле. Пузырьковый слой создает экранировку на близких дистанциях, и на больших расстояниях остаются только те лучи, которые практически не заходят в пограничные слои с пузырьками.

Пузырьковые факелы на шельфе Охотского моря. Пузырьковые облака встречаются не только вблизи поверхности моря, но также возникают в областях массового появления пузырьковых факелов, выходящих из донных осадков [21, 22]. В 2004 и 2006 гг. на паруснике «Надежда» были проведены экспедиции ТОИ ДВО РАН совместно с МГУ им. адм. Г.И. Невельского по изучению подводных пузырьковых газовых аномалий на северо-восточном шельфе Сахалина в зал. Пильтун вблизи нефтяной платформы «Моликпак». На рис. 9 представлены выходы газа в виде многочисленных факелов, которые были зарегистрированы методом обратного рассеяния звука при движении судна вдоль шельфа. На врезке рис. 9 представлена сила слоя $S_s(r)$ в пузырьковых аномалиях толщиной 12 м.

Одновременно велись исследования распространения звука на различных частотах. Излучение звука проводилось с движущегося судна на фиксированной частоте 400 Гц, а также методом частотной модуляции на частотах в интервале 2–3,5 кГц. Прием акустических сигналов осуществлялся на стационарные донные приемные станции ИО РАН (зав. лаб. А.И. Веденев) с автономной записью сигналов [14]. На рис. 10 представлены экспериментальные результаты изменения уровня звука на частоте 2 кГц, полученные на донной приемной станции, находящейся вблизи границы пузырькового облака.

Оказалось, что на всех частотах имеется большой спад поля. Здесь же представлены результаты моделирования распространения звука, которое показало, что для получения соответствия с экспериментальными результатами следует задать коэффициент затухания звука на частоте 2 кГц равным $\beta = 4,4$ дБ/км ($0,5 \text{ м}^{-1}$). Для сравнения укажем, что экспериментальные значения коэффициента затухания звука $\beta = 3,5$ дБ/км, они хорошо соответствуют результатам численного моделирования. Следует обратить внимание, что данные величины на порядок превышают значения коэффициентов поглощения звука, полученных различными авторами для морских условий без пузырьковых облаков [1].

Акустические аномалии в придонных слоях. Весной 2021 г. были проведены исследования рассеяния звука на частоте 25 кГц вблизи о-ва Парамушир и о-ва Атласова. На врезке

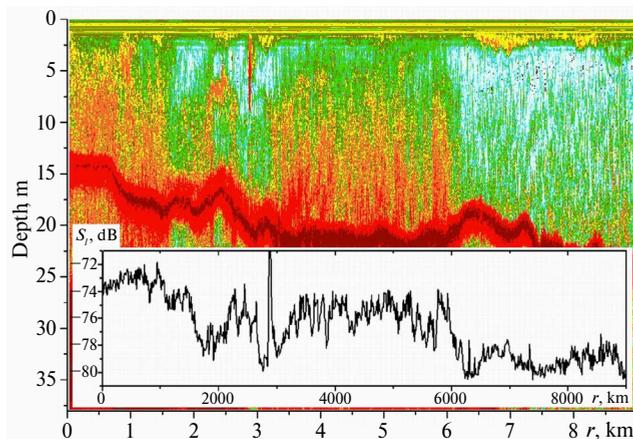


Рис. 9. Акустическое изображение пузырьковых факелов в районе зал. Пильтун (Охотское море) на частоте 100 кГц. На врезке показана сила звукорассеивающего пузырькового слоя

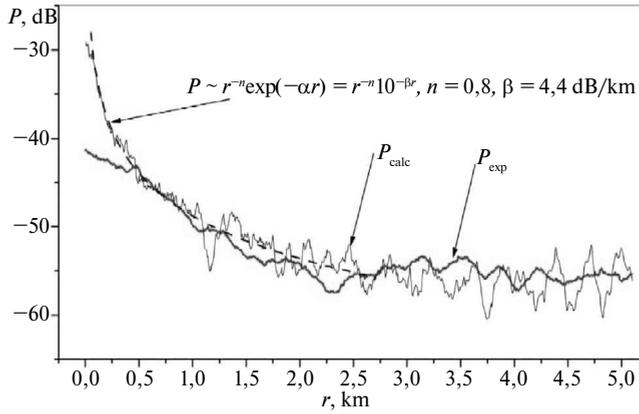


Рис. 10. Экспериментальные и теоретические зависимости затухания звука на частоте 2 кГц при распространении через пузырьковые факелы

рис. 11 показаны типичные трассы, по которым проводились непрерывные исследования рассеяния звука. Очень часто вдоль трасс наблюдаются придонные пузырьковые неоднородности достаточно больших размеров, достигающих в высоту 40–60 м, как это видно из рис. 11. Экспериментальные результаты по измерениям коэффициента рассеяния звука на частоте 25 кГц позволили оценить концентрацию пузырьков и объемную концентрацию свободного газа, заключенного в придонных неоднородностях. За основу были взяты предположения, что размеры пузырьков вблизи дна достаточно большие $\sim 0,5\text{--}7$ мм; а также имеется одновременно как нерезонансное высокочастотное рассеяние, так и резонансное рассеяние на высокочастотной ветви функции распределения пузырьков $g(R)$, отвечающей формуле (6). Для оценок были взяты 2 типа функции $g(R)$ – гауссовская и полуэмпирическая вида (6). Оценки показали, что основной вклад в результаты вносит нерезонансное рассеяние, позволяющее сделать оценки коэффициента рассеяния звука, количества пузырьков со средним размером $\bar{R} \sim 4$ мм и объемной концентрации газа в пузырьках x по формулам (5), (6).

Результаты вычислений объемной концентрации газа в пузырьках x , представленные на рис. 12, показывают, что в пределах 30–40 м над дном величина x превышает фоновую концентрацию и непосредственно вблизи дна может достигать значений $x \sim 10^{-7} \div 10^{-6}$.

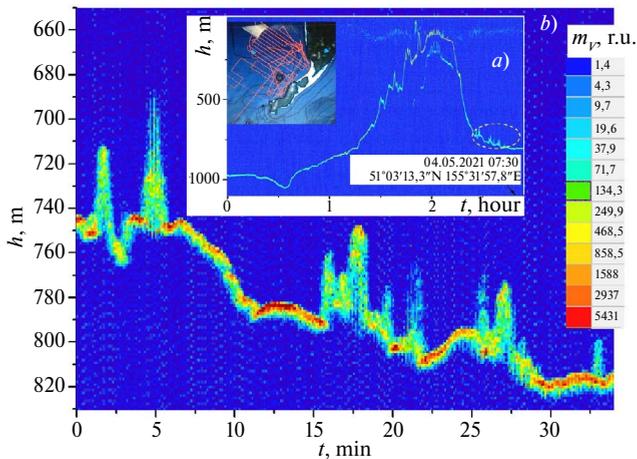


Рис. 11. Глубоководные аномалии рассеяния звука частоты 25 кГц, зарегистрированные вблизи о-ва Атласова 04.05.2021 г.

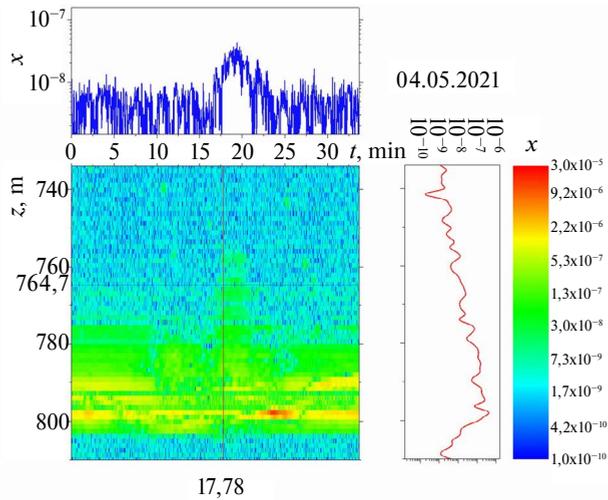


Рис. 12. Распределение объемной концентрации газа в пузырьках x в неоднородности вблизи дна

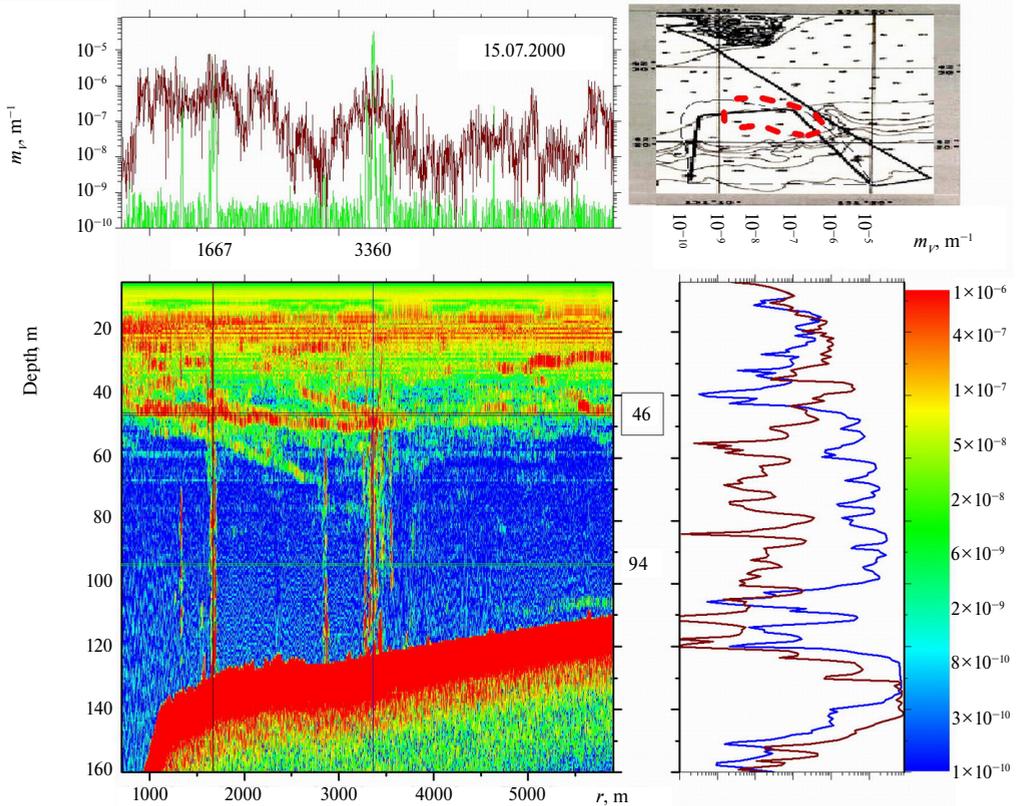


Рис. 13. Распределение рассеяния звука частоты 12,4 кГц на пузырьковых структурах на шельфе Японского моря в 15.07.2000 г. на НИС «Профессор Гагаринский»

Подводные пузырьковые факелы на шельфе Японского моря. Многочисленные подводные пузырьковые факелы ГФ были обнаружены также на шельфе Японского моря. В экспедициях НИС «Профессор Гагаринский» (рейс № 29, 15.07.2000 г., рейс № 83, 20–23.10.2022 г.) с использованием рассеяния звука на частоте 12,4 кГц пузырьковые факелы

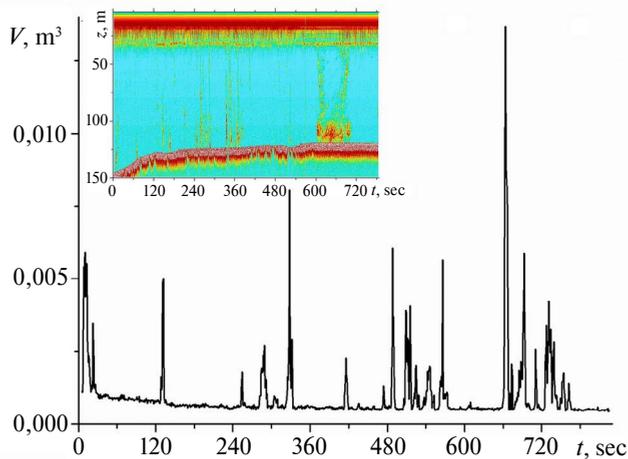


Рис. 14. Зависимость объема выходящих газов в пузырьках, составляющих ГФ, от времени вдоль трассы. На врезке – распределение коэффициента рассеяния звука частоты 12,4 кГц в зал. Петра Великого Японского моря (20–23.10.2022 г.)

были зарегистрированы недалеко от морской экспериментальной станции ТОИ ДВО РАН на мысе Шульца, располагающейся в бух. Витязь зал. Петра Великого.

На рис. 13 и на врезке рис. 14 показано типичное распределение коэффициента рассеяния звука на пузырьковых структурах ГФ, полученное 20–23.10.2022 г. и 15.07.2000 г. на НИС «Профессор Гагаринский». Во врезке на рис. 13 показана схема маршрута НИС 15.07.2000 г. от бух. Витязь (МЭС ТОИ ДВО РАН на мысе Шульца) через область расположения ГФ, выделенную пунктирной линией. Таким образом, в указанном районе пузырьковые факелы наблюдаются в течение длительного периода. Можно оценить их вклад в долю переноса газа через поверхность океана в атмосферу. Вблизи дна моря типичные пузырьки, составляющие пузырьковые факелы, известные из литературы, имеют размеры 0,5–7 мм [20, 22, 26]. Для поверхности моря это соответствует резонансным частотам от 460 Гц до 6,4 кГц. Учитывая зависимость от глубины в формуле Миннерга, можно видеть, что на большой глубине резонанс смещается в сторону увеличения частоты [14]. В этом случае вклад в результаты может вносить резонансное рассеяние при зондировании на низкой частоте 12 кГц.

Из данных на рис. 14 можно определить суммарный объем выходящих газов в пузырьках, образующих факелы. Если предполагать, что основу содержимого пузырьков составляет метан, можно получить оценку массы выходящего метана в течение 840 с $M_2 = 0,3$ кг. Таким образом, производительность выделения газа пузырьковым факелом составляет 0,49 л/с, или 0,35 г/с. В сутки выброс метана может составить величину 42,3 м³, или 30 кг. Учитывая, что регистрация проводилась вдоль трассы протяженностью около 1 км с поперечным захватом зондирования около 20 м, можно оценить выход метана в районе зарегистрированных ГФ, приходящийся на 1 км², примерно величиной 2100 м³/сут·км², или 1,5 т/сут·км².

Заключение

Представлены акустические методы на основе широкополосного обратного рассеяния звука, позволяющие осуществлять акустическую спектроскопию гетерогенных неоднородностей. Показана аномальная структура рассеяния и распространения звука в приповерхностном слое моря, связанная с наличием пузырьковых облаков при сильном ветре. Пузырьковые облака могут увеличивать потери звука и изменять структуру акустического поля.

Представлены акустические оценки газа в пузырьковых факелах, выходящих из дна моря, которые согласуются с результатами других авторов, полученных в том числе неакустическими методами *in situ*.

Важно обратить внимание на то, что пузырьковые неоднородности наиболее сильно влияют на структуру низкочастотных полей, для которых эффективная скорость звука определяется нерезонансными пузырьками и в пределе низких частот для них пропадает частотная зависимость.

Метод рассеяния звука позволяет выполнять оценки структуры неоднородностей различного масштаба морской среды непосредственно на ходу судна с высоким пространственным разрешением. Мониторинг структуры морской среды по данным рассеяния звука особенно важен вблизи резких границ неоднородностей, когда характеристики среды изменяются на небольшом расстоянии и поэтому никакие контактные методы не позволяют осуществлять подробную пространственную съемку структуры среды вблизи таких границ.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
2. Hovem J.M. Marine Acoustics: The Physics of Sound in Underwater Environments. Newport Beach, CA, USA: Peninsula Publishing, 2012. 656 p.
3. Thorpe S.A. The effect of Langmuir circulation on the distribution of submerged bubbles caused by breaking wind waves // *J. Fluid Mech.* 1984. Vol. 142. P. 151–170.
4. Deane G.B. Sound generation and air entrainment by breaking waves in the surf zone // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1997. Vol. 102. P. 2671–2689.
5. Medwin H. Acoustical determination of bubble size spectra // *J. Acoust. Soc. Am.* 1977. Vol. 62. P. 1041–1044.
6. Акуличев В.А., Буланов В.А., Кленин С.А. Акустическое зондирование газовых пузырьков в морской среде // *Акуст. журн.* 1986. Т. 32, № 3. С. 289–295.
7. Garrett C., Li M., Farmer D. The Connection between Bubble Size Spectra and Energy Dissipation Rates in the Upper Ocean // *J. Phys. Ocean.* 2000. Vol. 30. P. 2163–2171.
8. Thorpe S.A., Osborn T.R., Farmer D.M., Vagle S. Bubble Clouds and Langmuir Circulation // *J. Phys. Oceanogr.* 2003. Vol. 33, No. 9. P. 2013–2031.
9. Baschek B., Farmer D.M. Gas Bubbles as Oceanographic Tracers // *J. of Atmosph. and Oceanic Technol.* 2010. Vol. 27. P. 241–245.
10. Vagle S., McNeil C., Steiner N. Upper ocean bubble measurements from the NE Pacific and estimates of their role in air-sea gas transfer of the weakly soluble gases nitrogen and oxygen // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. C12054. DOI: 10.1029/2009JC005990.
11. Deane G.B., Preisig J.C., Lavery A.C. The suspension of large bubbles near the seafloor by turbulence and their role in absorbing forward-scattered sound // *IEEE Journ. of Oceanic Eng.* 2013. Vol. 38, No. 4. P. 632–641. DOI: 10.1109/JOE.2013.2257573.
12. Ainslie M., Leighton T. Review of scattering and extinction cross-sections, damping factors, and resonance frequencies of a spherical gas bubble // *J. Acoust. Soc. Am.* 2011. Vol. 130. P. 3184–3208.
13. Апресян Л.А. Об одном «парадоксе» в теории рассеяния // *Журнал технической физики.* 2023. Т. 93, Вып. 3. С. 332–338.
14. Акуличев В.А., Буланов В.А. Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017. 414 с. URL: <https://www.poi.dvo.ru/node/470> (дата обращения: 10.04.2024).
15. Macaulay G.J., Chu D., Ona E. Field measurements of acoustic absorption in seawater from 38 to 360 kHz // *J. Acoust. Soc. Am.* 2020. Vol. 148. P. 100–107. DOI: 10.1121/10.0001498.
16. Ainslie M.A. Effect of wind-generated bubbles on fixed range acoustic attenuation in shallow water at 1–4 kHz // *J. Acoust. Soc. Am.* 2005. Vol. 118, No. 6. P. 3513–3523.
17. Liu R., Li Z. The Effects of Bubble Scattering on Sound Propagation in Shallow Water // *J. Mar. Sci. Eng.* 2021. Vol. 9. 1441.
18. Bulanov V.A., Bugaeva L.K., Storozhenko A.V. On sound scattering and acoustic properties of the upper layer of the sea with bubble clouds // *J. Mar. Sci. Eng.* 2022. Vol. 10. 872.
19. Зоненшайн Л.П., Мурдмаа И.О., Варанов В.В., Кузнецов А.П., Кузин В.С., Кузьмин М.И., Авдейко Г.П., Стунжас П.А., Лукашин В.П., Бараш М.С., Валяшко Г.М., Демина Л.Л. Подводный газовый источник к западу от о-ва Парамушир // *Океанология.* 1987. Т. 27, № 5. С. 795–800.

20. Leifer I., Judd A.G. Oceanic methane layers: the hydrocarbon seep bubble deposition hypothesis // *Terra Nova*. 2002. Vol. 14. P. 417–424.
21. Обжиров А.И. История открытия газогидратов в Охотском море // *Подводные исследования и робототехника*. 2006. № 2. С. 72–80.
22. Дмитриевский А.Н., Баланюк И.Е. Газогидраты морей и океанов. М.: ИРЦ Газпром, 2009. 416 с.
23. Саломатин А.С., Юсупов В.И., Верещагина О.Ф., Черных Д.В. Акустическая оценка концентрации метана в водной толще в областях его пузырьковой разгрузки // *Акуст. журн.* 2014. Т. 60, № 6. С. 636–644
24. Weidner E., Weber T.C., Mayer L., Jakobsson M., Chernykh D., Semiletov I. A wideband acoustic method for direct assessment of bubble-mediated methane flux // *Cont. Shelf Res.* 2019. Vol. 173. P. 104–115.
25. Буланов В.А., Валитов М.Г., Корсков И.В., Шакиров Р.Б. о глубоководных акустических неоднородностях в придонных слоях в Охотском и Японском море // *Подводные исследования и робототехника*. 2022. № 3 (41). С. 67–78.
26. Саломатин А.С., Юсупов В.И. Акустические исследования газовых «факелов» Охотского моря // *Океанология*. 2011. Т. 51, № 5. С. 911–919.
27. Porter M.B., Reiss E.L. A numerical method for bottom interacting ocean acoustic normal modes // *J. Acoust. Soc. Am.* 1985. Vol. 77. P. 1760–1767. URL: <http://oalib.hlsresearch.com/Modes/index.html> (date of application: April 10, 2024).

REFERENCES

1. Brekhovskikh L.M., Lysanov Y.P. *Fundamentals of Ocean Acoustics*. Berlin, Germany: Springer; 2013. 250 p.
2. Hovem J.M. *Marine Acoustics: The Physics of Sound in Underwater Environments*. Newport Beach, CA, USA: Peninsula Publishing; 2012. 656 p.
3. Thorpe S.A. The effect of Langmuir circulation on the distribution of submerged bubbles caused by breaking wind waves. *J. Fluid Mech.* 1984;142:151–170.
4. Deane G.B. Sound generation and air entrainment by breaking waves in the surf zone. *J. Acoust. Soc. Amer.* 1997;102:2671–2689.
5. Medwin H. Acoustical determination of bubble size spectra. *J. Acoust. Soc. Am.* 1977;62:1041–1044.
6. Akulichev V., Bulanov V., Klenin S. Acoustic sensing of gas bubbles in the ocean medium. *Soviet Physics. Acoustics*. 1986;32(3):177–180.
7. Garrett C., Li M., Farmer D. The Connection between Bubble Size Spectra and Energy Dissipation Rates in the Upper Ocean. *J. Phys. Ocean.* 2000;30:2163–2171.
8. Thorpe S.A., Osborn T.R., Farmer D.M., Vagle S. Bubble Clouds and Langmuir Circulation. *J. Phys. Oceanogr.* 2003;33(9):2013–2031.
9. Baschek B., Farmer D.M. Gas Bubbles as Oceanographic Tracers. *J. of Atmosph. and Oceanic Technol.* 2010;27:241–245.
10. Vagle S., McNeil C., Steiner N. Upper ocean bubble measurements from the NE Pacific and estimates of their role in air-sea gas transfer of the weakly soluble gases nitrogen and oxygen. *J. Geophys. Res.* 2010;115. C12054. DOI: 10.1029/2009JC005990.
11. Deane G.B., Preisig J.C., Lavery A.C. The suspension of large bubbles near the seasurface by turbulence and their role in absorbing forward-scattered sound. *IEEE Journ. of Oceanic Eng.* 2013;38(4):632–641. DOI: 10.1109/JOE.2013.2257573.
12. Ainslie M., Leighton T. Review of scattering and extinction cross-sections, damping factors, and resonance frequencies of a spherical gas bubble. *J. Acoust. Soc. Am.* 2011;130:3184–3208.
13. Apresyan L.A. Ob odnom “paradokse” v teorii rasseyaniya. *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*. 2023;93(3):332–338. (In Russ.). DOI: 10.21883/JTF.2023.03.54843.254-22.
14. Akulichev V.A., Bulanov V.A. Akusticheskie issledovaniya melkomasshtabnykh neodnorodnostei v morskoi srede = [Acoustic study of small-scale heterogeneities in the marine environment]. Vladivostok: TOI DVO RAN; 2017. 414 s. (In Russ.). URL: <https://www.poi.dvo.ru/node/470> (date of application: April 10, 2024).
15. Macaulay G.J., Chu D., Ona E. Field measurements of acoustic absorption in seawater from 38 to 360 kHz. *J. Acoust. Soc. Am.* 2020;148:100–107. DOI: 10.1121/10.0001498.

16. Ainslie M.A. Effect of wind-generated bubbles on fixed range acoustic attenuation in shallow water at 1–4 kHz. *J. Acoust. Soc. Am.* 2005;118(6):3513–3523.
17. Liu R., Li, Z. The Effects of Bubble Scattering on Sound Propagation in Shallow Water. *J. Mar. Sci. Eng.* 202;9. 1441.
18. Bulanov V.A., Bugaeva L.K., Storozhenko A.V. On sound scattering and acoustic properties of the upper layer of the sea with bubble clouds. *J. Mar. Sci. Eng.* 2022;10. 872.
19. Zonenshain L.P., Murdmaa I.O., Varanov V.V., Kuznetsov A.P., Kuzin V.S., Kuz'min M.I., Avdeiko G.P., Stunzhas P.A., Lukashin V.P., Barash M.S., Valyashko G.M., Demina L.L. Podvodnyi gazovyi istochnik k zapadu ot o-va Paramushir. *Okeanologiya.* 1987;27(5):795–800. (In Russ.).
20. Leifer I., Judd A.G. Oceanic methane layers: the hydrocarbon seep bubble deposition hypothesis. *Terra Nova.* 2002;14:417–424.
21. Obzhairov A.I. Istoriya otkrytiya gazogidratov v Okhotskom more. *Podvodnye Issledovaniya i Robototekhnika.* 2006;2:72–80. (In Russ.).
22. Dmitrievskii A.N., Balanyuk I.E. Gazogidraty morei i okeanov. Moscow: IRTS Gazprom; 2009. 416 s. (In Russ.).
23. Salomatin A.S., Yusupov V.I., Vereshchagina O.F., Chernykh D.V. Akusticheskaya otsenka kontsentratsii metana v vodnoi tolshche v oblastiakh ego puzyr'kovoi razgruzki. *Akust. Zhurn.* 2014;60(6):636–644. (In Russ.).
24. Weidner E., Weber T.C., Mayer L., Jakobsson M., Chernykh D., Semiletov I. A wideband acoustic method for direct assessment of bubble-mediated methane flux. *Cont. Shelf Res.* 2019;173:104–115.
25. Bulanov V.A., Valitov M.G., Korskov I.V., Shakirov R.B. O glubokovodnykh akusticheskikh neodnorodnostyakh v pridonnykh sloyakh v Okhotskom i Yaponskom more // *Podvodnye Issledovaniya i Robototekhnika.* 2022;41(3):67–78. (In Russ.).
26. Salomatin A.S., Yusupov V.I. Acoustic investigations of gas “Flares” in the Sea of Okhotsk. *Oceanology,* 2011;51(5):857–865.
27. Porter M.B., Reiss E.L. A numerical method for bottom interacting ocean acoustic normal modes. *J. Acoust. Soc. Am.* 1985;77:1760–1767. URL: <http://oalib.hlsresearch.com/Modes/index.html> (date of application: April 10, 2024).