

УДК 534.222.2; 551.463.2

ИССЛЕДОВАНИЯ РАССЕЯНИЯ И ЗАТУХАНИЯ ЗВУКА, АКУСТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ И КАВИТАЦИОННОЙ ПРОЧНОСТИ МОРСКОЙ ВОДЫ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ МОРЯ

**В.А. Буланов, И.В. Корсков,
П.Н. Попов, А.В. Стороженко**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт
им. В.И. Ильичева ДВО РАН¹

Приповерхностный слой моря характеризуется развитой турбулентностью, аномально высокими концентрациями газовых пузырьков, которые приводят к повышенному рассеянию и поглощению звука, к усилению нелинейных характеристик этого слоя. Тем не менее до настоящего времени остаются невыясненными многие вопросы о взаимосвязи линейных и нелинейных акустических характеристик (коэффициенты рассеяния и затухания звука, параметр акустической нелинейности, кавитационная прочность) с присутствием в морской воде газовых пузырьков. Для решения указанных вопросов проведены экспериментальные исследования и установлена взаимосвязь нелинейного акустического параметра жидкости и порога кавитации с параметрами полидисперсной смеси пузырьков в жидкости. Показано, что на основе метода решения обратных задач данные по рассеянию звука позволяют оценить концентрацию пузырьков, кавитационную прочность, акустическую нелинейность морской воды с пузырьками и их суммарное количество в интервале размеров. Проведенные измерения нелинейности и кавитационной прочности морской воды *in situ* показали совпадение экспериментально измеренных величин с теоретическими оценками указанных параметров на основе расчетного метода, в основу которого были положены данные по рассеянию звука на воздушных пузырьках в приповерхностных слоях моря. Показано, что наличие «пузырьковых облаков» под поверхностью моря существенно увеличивает параметр акустической нелинейности морской воды и понижает кавитационную прочность морской воды.

ВВЕДЕНИЕ

По своим гидрофизическим характеристикам верхний слой моря резко отличается от остальной морской среды [1–10]. Взаимодействие океан–атмосфера оказывает сильное влияние на динамику приповерхностных вод и их структуру. Приповерхностный слой характеризуется развитой турбулентностью, аномально высокими концентрациями газовых пузырьков, которые приводят к повышенному рассеянию и поглощению звука, к усилению нелинейных характеристик этого слоя, т.е. к резкому увеличению акустической нелинейности и од-

новременно к резкому падению кавитационной прочности морской воды [11–17]. В приповерхностном слое моря наиболее резко выражены флуктуации гидрофизических характеристик, которые зачастую связаны с пузырьковыми структурами, рождающимися при обрушении ветровых волн [7–10]. Эти структуры, как правило, модулируются по концентрации поверхностными волнами, что в итоге приводит к специфическим эффектам при рассеянии и распространении звука [19–22].

Измерение концентрации пузырьков и их распределения по размерам $g(R)$ в море проводилось различными методами (в основном

оптическими и акустическими), и результаты представлены в большом количестве работ [1–22]. Тем не менее остаются неясными многие вопросы распределения пузырьков по глубине и закономерности эволюции функции $g(R)$ во времени после прохождения различных возмущений, а также связанные с присутствием пузырьков флуктуации акустических характеристик приповерхностного слоя моря [18, 19, 21–24]. Особую актуальность тематике придают нерешенные до настоящего времени вопросы взаимосвязи таких

¹ 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43.
Тел.: (423) 237-49-13. E-mail: bulanov@poi.dvo.ru

нелинейных акустических характеристик, как параметр акустической нелинейности и кавитационная прочность морской воды с присутствием в воде газовых пузырьков [15, 17, 20–24].

Установлению взаимосвязи указанных акустических характеристик со структурой приповерхностных слоев морской воды, насыщенной пузырьками, посвящена настоящая работа. С этой целью в работе проведено изучение структуры и динамических характеристик верхнего слоя моря, насыщенного газовыми пузырьками, акустическими методами с высоким пространственным и временным разрешением. Были разработаны и применены узкополосные линейные и параметрические акустические излучатели с различными частотами накачки. Для решения основной задачи требовалось провести экспериментальные исследования распределения коэффициентов рассеяния и затухания звука, акустической нелинейности и кавитационной прочности морской воды в приповерхностном слое моря во взаимосвязи с распределением пузырьков в верхнем слое моря.

1. Экспериментальные методы и аппаратура

Экспериментальные работы проводились в бухте Витязь Японского моря и на НИС «Импульс» вдоль различных трасс на акватории залива Петра Великого Японского моря в летний и осенний сезоны 2012–2015 гг. В бухте Витязь была установлена донная система с гидроакустическими излучающими и приемными антеннами (глубина 12 м) с целью долговременного изучения акустических характеристик в море при различных гидрометеорологических условиях (рис. 1).

Акустическая система измерения рассеяния звука включала

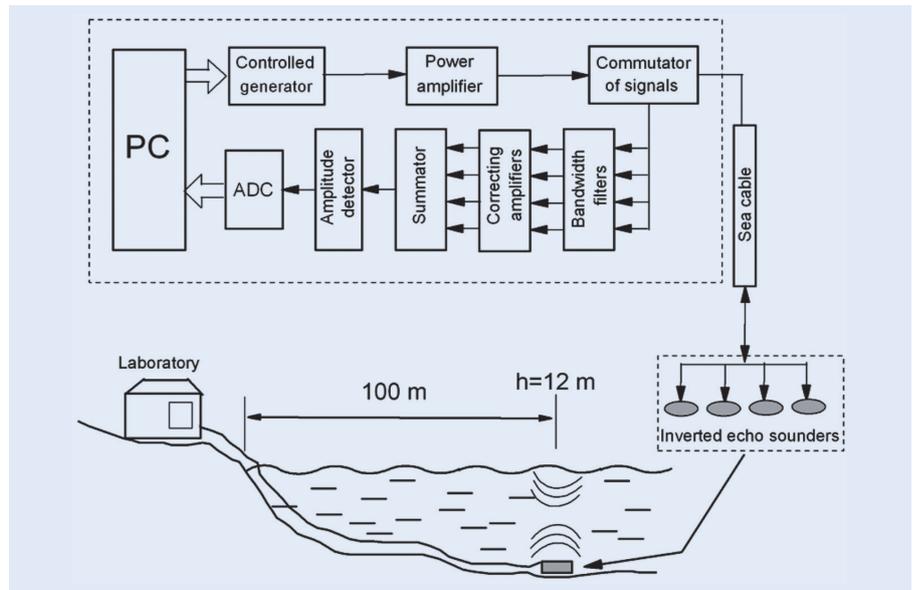


Рис. 1. Схема акустических измерений с донной станции

в себя тракт излучения звука с различными частотами, пьезокерамические преобразователи, тракт приема и систему ввода и первичной обработки акустической информации [25]. Система ввода и первичной обработки акустической информации включала в себя интерфейсную 14-разрядную плату ввода фирмы «Руднев и Шилаев» Ла2 USB с предельной частотой квантования 400 кГц, многоканальный цифровой регистратор фирмы «Руднев и Шилаев» МА-16 с предельной частотой записи 200 кГц, интерфейсную 12-разрядную плату ввода фирмы «Л-Кард» Е20-10 с предельной частотой квантования 10 МГц, персональные компьютеры и специальные программы об-

работки и визуализации акустических сигналов [26–28].

Ниже приведены краткие характеристики излучателей донной станции. Основой является трехэлементный излучатель, имеющий ширину основного лепестка характеристики направленности на частоте 138 кГц, равную 11,5°, на частоте 216 кГц – 7,2°, на частоте 519 кГц – 3°. Кроме того, установлен ненаправленный широкополосный гидрофон для регистрации, проведения калибровок и контроля излучения. В таблице представлены основные акустические характеристики трехэлементного излучателя.

Береговой комплекс аппаратуры позволял производить мно-

Основные акустические характеристики трехэлементного излучателя результатов измерений

Резонансная частота, кГц	Напряжение излучения, В	Напряжение эхо-сигнала, мВ	Напряжение гидрофона, мВ	Звуковое давление, Па	Чувствит. излучения Па/В*м	Чувствит. приема, мкВ/Па
27,6	16,5	50	60	2230	135	22,7
94,5	16,7	35	50	2000	120	17,5
138	16,9	60	35	1296	77	46,3
216	Не измерено	-	-	-	-	-
519	18,2	100	15	12100	664	8,3

гочастотное измерение сигналов рассеяния различными методами. Применялся метод одновременно-го излучения импульсов разных частот с последующей фильтрацией принимаемых сигналов по каналам [25–27] (рис. 1).

В качестве цифрового генератора сигналов применялся программируемый генератор ГСПФ-053 фирмы «Руднев и Шиляев» (Москва). Широкополосные усилители мощности У7–5 использовались в качестве предварительных усилителей, оконечными усилителями были усилители, выполненные на базе высоковольтных транзисторов, которые позволяли поднимать выходное напряжение до 400 В. Коммутатор сигналов был выполнен по схеме диодных коммутаторов эхолотов. В качестве селективных усилителей использовались нановольтметры SN-233 и SN-232 фирмы UNIPAN (Польша), третьоктавные фильтры RFT01018 фирмы «Robotron» (Германия), микрофонные усилители RFT00011 фирмы «Robotron», фильтры на отдельные частоты были изготовлены в лаборатории гидрофизики ТОИ ДВО РАН. Береговой комплекс аппаратуры располагался в непосредственной близости от донной станции и был связан с ней подводным кабелем (рис. 1).

Метод акустического зондирования в приповерхностном слое моря основывается на остронаправленном излучении звука, приеме сигналов обратного рассеяния звука, вводе, записи и первичной обработке акустической информации на персональных компьютерах. Измерения нелинейных характеристик звукового поля проводились с применением параметрических акустических излучателей. Метод прошел многолетнюю апробацию в экспедиционных условиях, его основные черты отражены в [20, 24–30].

2. Акустическое зондирование на донной станции

Для описания рассеяния звука в среде с микронеоднородностями обычно пользуются коэффициентом объемного рассеяния m_v , который в приближении однократного рассеяния (борновском приближении) определяется согласно выражению:

$$I_{bs} = I_i V m_v / r^2, \quad (1)$$

где $I_{bs} \sim P_{bs}^2$, $I_i \sim P_i^2$ – интенсивности падающего на неоднородность и рассеянного звука соответственно, при этом P_i и P_{bs} – соответственно амплитуды падающей на объем V волны и рассеянной в обратном направлении, r – расстояние до неоднородности, V – импульсный рассеивающий объем среды. Для остронаправленных излучателей, работающих в импульсном режиме, объем V можно записать в виде $V = \pi r^2 \theta^2 c \tau / 2$, где θ – ширина характеристики направленности излучателя, c – скорость звука, τ – длительность импульса звука. Из формулы (1) можно получить экспериментальное значение коэффициента обратного рассеяния звука в жидкости в виде [4, 6, 20, 24, 29]:

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

Часто коэффициент рассеяния звука m_v записывают в логарифмической форме – в децибелах согласно следующей формуле [20, 30]:

$$S_v(\omega) = 10 \lg m_v(\omega), \quad (3)$$

при этом размерность m_v берут в м^{-1} . С помощью формул (2)–(3) можно экспериментально определить частотную зависимость $m_v(\omega)$ или $S_v(\omega)$, которая позволяет установить тип рассеивателей, а также некоторые их характеристики, например, функцию распределения по размерам $g(R)$ или объемную

концентрацию V_0 , определяемую в виде

$$V_0 = (4\pi/3) \int_{R_{min}}^{R_{max}} R^3 g(R) dR. \quad (4)$$

Формулы (1)–(3) были положены в основу определения коэффициентов рассеяния звука на основании экспериментальных данных по измерениям амплитуд падающей на объем V волны и рассеянной в обратном направлении P_i и P_{bs} соответственно.

На рис. 2–3 показаны типичные летние коэффициенты объемного рассеяния, полученные на частоте 138 кГц в августе в течение нескольких дней. Серым цветом на оси времени везде на рисунках отмечен ночной период.

На всех рисунках хорошо видны приливные колебания уровня моря. Интересно поведение среднего коэффициента рассеяния звука S_v сразу во всем слое воды в месте постановки станции в течение двух суток, которое представлено на рис. 2. Величина S_v здесь является усредненной величиной и определялась по формуле $S_v = 10 \lg \langle m_v \rangle$, где

$$\langle m_v(t) \rangle = (1/h(t)) \int_0^{h(t)} m_v(t, z) dz. \quad (5)$$

Из рис. 4 видно, что в ночной период коэффициент рассеяния звука S_v (отмечен серым цветом) резко возрастает, что связано в первую очередь с суточными миграциями планктона. Контраст величины S_v между ночными и дневными

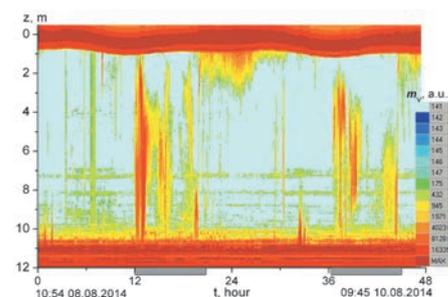


Рис. 2. Изменения коэффициента объемного рассеяния звука на частоте 138 кГц в течение двух суток с 10:54 8 августа по 09:45 10 августа

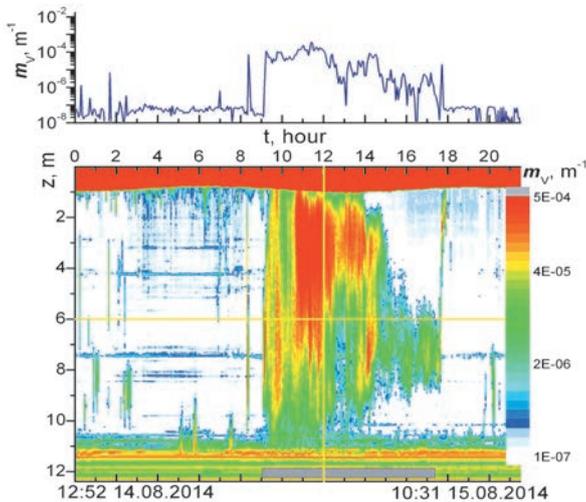


Рис. 3. Изменения коэффициента объемного рассеяния звука на частоте 138 кГц с 12:52 14 августа по 10:31 15 августа

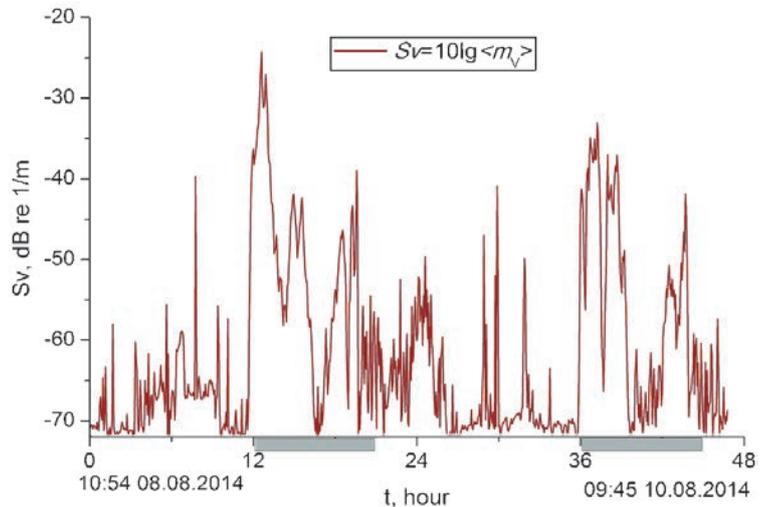


Рис. 4. Изменение среднего коэффициента рассеяния звука S_v в течение двух суток с 10:54 08 августа по 09:45 10 августа

значениями составляет в среднем 25 дБ и 18 дБ в различные дни. Таким образом, рассеяние звука на шельфе во многом имеет биологическое происхождение и в ночной период практически на порядок выше по сравнению с дневными значениями.

3. Подповерхностные пузырьковые структуры при различных гидро- и метеоусловиях

Как видно из рис. 2, весь дневной период 9.08.2014 г. вблизи поверхности моря при развитом волнении наблюдается повышенное рассеяние звука от поверхности до глубины около 3 м, обусловленное газовыми пузырьками, вовлеченными в толщу морской воды динамикой движений в поверхностных волнах. Такое рассеяние звука типично при умеренном и сильном ветре над поверхностью моря и особенно усиливается в осенний период. Данные по рассеянию звука на различных частотах в приповерхностном слое моря при наличии развитого волнения и вовлечения пузырьков в толщу морской воды позволили выявить структуру распределения по размерам пузырьков и их динамику. Функция распределения пузырьков

по размерам $g(R)$ может быть найдена по частотной зависимости коэффициента рассеяния звука $m_v(\omega)$ в предположении, что основной вклад в рассеяние звука вносят резонансные пузырьки, радиус которых связан с частотой по формуле Миннерта $R(\omega) = \sqrt{3\gamma P_0 / \rho} / \omega$ [1, 4, 6]:

$$g(R(\omega)) = \frac{2\delta_\omega}{\pi R^3(\omega)} m_v(\omega),$$

$$R(\omega) = \sqrt{3\gamma P_0 / \rho} / \omega, \quad (6)$$

где δ_ω – коэффициент резонансного затухания на частоте ω , P_0 – гидростатическое давление, $\gamma \approx 1,4$ –

постоянная адиабаты газа внутри пузырька.

Полученные данные с помощью представленной формулы позволили получить функции распределения пузырьков по размерам. Часто вместо величины $g(R)$, [см⁻⁴] (особенно в англоязычной литературе) пользуются величиной $N(R)$, [м⁻³мкм⁻¹], которая связана с $g(R)$ соотношением [1, 4, 6, 24, 30]:

$$N(R) [m^{-3}mkm^{-1}] = 10^2 \cdot g(R) [cm^{-4}]. \quad (7)$$

При фиксированной частоте 138 кГц величина $N(R)$ резонансных пузырьков для различных глу-

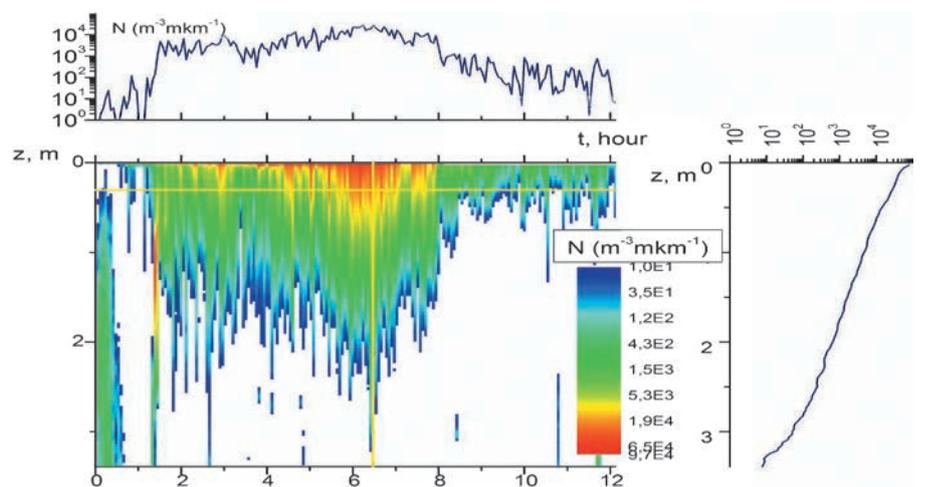


Рис. 5. Распределение пузырьков по глубине и его изменение в течение 12 часов за счет вариаций скорости ветра и волнения моря, верхний рисунок – изменение во времени концентрации пузырьков N на глубине 0,3 м, рисунок справа – разрез N(z) в момент времени 6:50 ч, когда наблюдается максимальное вовлечение пузырьков в толщу моря

бин и в различное время в процессе развития поверхностного волнения представлена на рис. 5 для различных состояний моря: перед началом ветра, во время ветра и после прекращения ветра.

Из рис. 5 видно, что в периоды без ветра рассеивающий слой совсем узкий и примыкает близко к поверхности моря. С усилением ветра происходит существенное вовлечение пузырьков в толщу моря. При этом величина N изменяется на 4 порядка! На такую же величину изменяется концентрация пузырьков на фиксированной глубине $z \sim 0,3$ м.

4. Акустическая нелинейность приповерхностных слоев морской воды

Важным параметром в нелинейной гидроакустике является нелинейный акустический параметр ε , который имеет наглядный физический смысл [31] – он определяет расстояние разрыва в волне r^* согласно соотношению $r^* = 1/\varepsilon kM$, где $k = \omega / c$ – волновое число, $M = v / c = P / \rho c^2$ – число Маха, v и P – скорость частиц и давление в волне.

В микронеоднородной морской среде параметр ε зависит от структуры среды, а также от динамических свойств включений [12, 15]. Величина ε определяется в виде [32, 33]:

$$\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \approx \frac{1}{\left[1 + \frac{\beta'}{\beta} \int_0^\infty \frac{R^3 g(R) dR}{(1 - (R/R_\omega)^2 (1 + i\delta))}\right]^2} \times \left\{1 + \frac{4\pi \beta'^2 \varepsilon'}{3 \beta^2 \varepsilon} \int_0^\infty dR R^3 g(R) \left[1 + \frac{2\varepsilon' - 1}{\varepsilon'} \times \left(1 - \frac{(R/R_\omega)^2}{(1 - (R/R_\omega)^2 (1 + i\delta))^2}\right)\right]\right\}. \quad (8)$$

Полученные выше результаты по концентрации пузырьков в приповерхностных слоях мор-

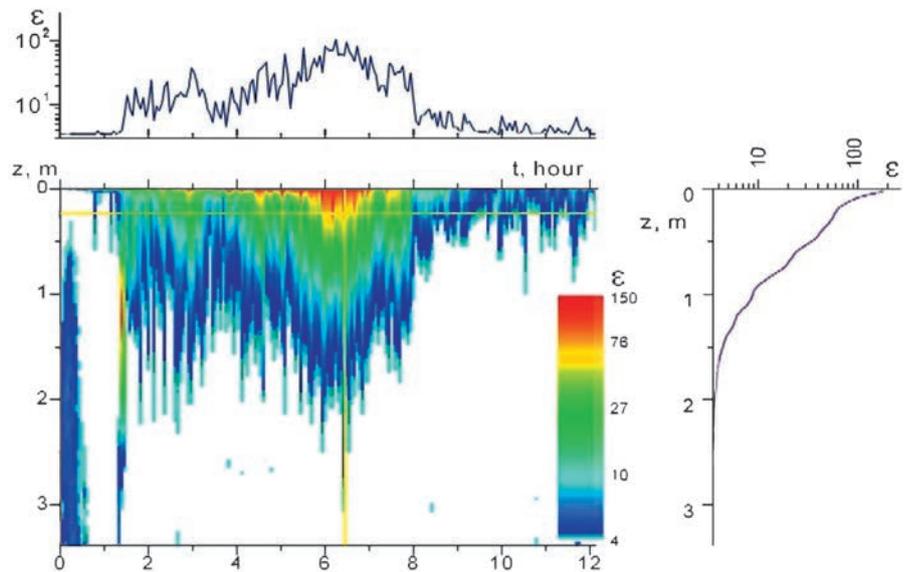


Рис. 6. Нелинейный параметр приповерхностного слоя пузырьков

ской воды позволяют определить дополнительную акустическую нелинейность, приносимую распределенными в воде пузырьками, обладающими высокой нелинейностью.

На рис. 6 представлено изменение во времени нелинейного параметра пузырькового слоя, которое отвечает зависимостям, представленным на рис. 5 для концентрации пузырьков. Вблизи поверхности моря нелинейный параметр существенно превышает нелинейный параметр в чистой воде, равный 3,5. На больших глубинах нелинейный параметр стремится к значению нелинейного параметра в чистой воде.

5. Кавитационная прочность приповерхностных слоев морской воды

Кавитационная прочность реальной морской воды имеет низкое значение по сравнению с чистой пресной водой, и это обстоятельство обычно связывают с наличием в море пузырьков и других зародышей кавитации. Разрыв жидкости представляет собой типичный нелинейный процесс. Вопрос о взаимосвязи кавитационной прочности

ΔP_k и нелинейного акустического параметра ε жидкости обсуждался в литературе, и была получена зависимость следующего вида [15, 17, 32–35]:

$$\Delta P_k = \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{1}{(\varepsilon - 1)\beta}, \quad (9)$$

где величина β представляет собой эффективную сжимаемость воды с пузырьками, зависящую от концентрации и распределения пузырьков по размерам. Учитывая указанные зависимости, в итоге, согласно [32, 33], можно написать следующую формулу для кавитационной прочности:

$$\Delta P_k = \Delta P_{k0} \left[1 + x \frac{\beta'}{\beta \delta}\right] \times \left[1 + x \frac{(2\varepsilon' - 1)\beta'^2}{\varepsilon \beta^2 \delta^2}\right]^{-1}, \quad (10)$$

где x – объемная концентрация пузырьков. Для случая чистой жидкости выражение ΔP_k было определено Зельдовичем и по существу представляет собой внутримолекулярное давление из уравнения состояния Ван-дер-Ваальса и равно $\Delta P_{k0} = (16\pi\sigma^3/3kT \ln(C/J))^{1/2}$, (11) где σ – коэффициент поверхностного натяжения, k – посто-

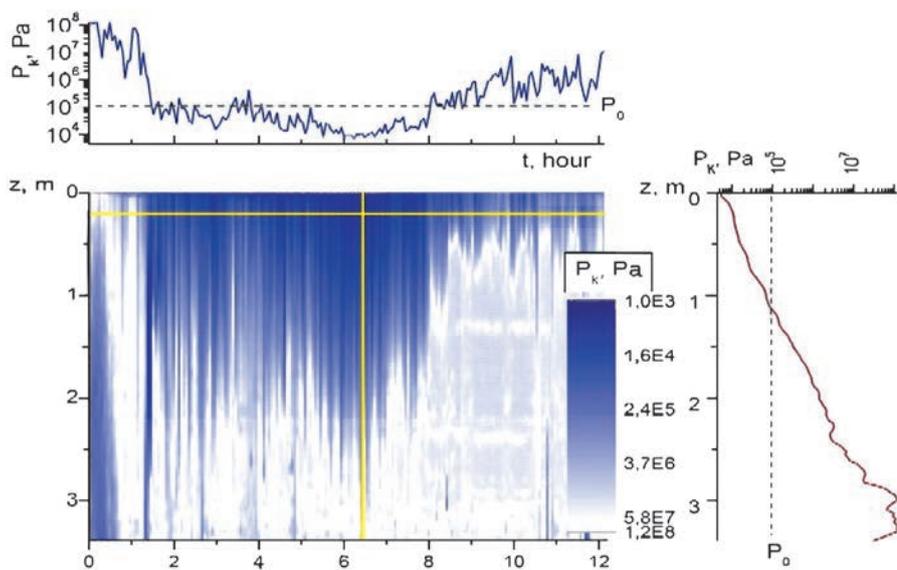


Рис. 7. Кавитационная прочность морской воды при наличии приповерхностного слоя пузырьков

янная Больцмана, T – температура, $\ln(C/J) \approx 70-78$. Для воды $\Delta P_{k0} \approx 1400$ атм и из (6) следует $\varepsilon \approx 3 \div 5$, что согласуется со значениями для чистой воды. Из (10) следует, что при $x > x_* = \frac{\varepsilon \beta^2 \delta^2}{(2\varepsilon' - 1)\beta'^2} \approx 10^{-10}$ имеем

$$\Delta P_k = \Delta P_{k0} \frac{x_*}{x},$$

$$x_* = \frac{\varepsilon \beta^2 \delta^2}{(2\varepsilon' - 1)\beta'^2}. \quad (12)$$

При больших концентрациях пузырьков $x > x_{**} = \beta \delta / \beta' \approx 10^{-5}$ кавитационная прочность стремится к минимальному значению:

$$\Delta P_{k,min} = \Delta P_{k0} \frac{\varepsilon \beta \delta}{(2\varepsilon' - 1)\beta'} =$$

$$= \Delta P_{k0} \frac{\varepsilon}{(2\varepsilon' - 1)} x_{**} \approx 10^{-5} \Delta P_{k0},$$

$$\Delta P_{k,min} \approx 10^4 \text{ Па}. \quad (13)$$

На рис. 7 представлено изменение во времени кавитационной прочности пузырькового слоя, которое отвечает зависимостям, представленным на рис. 5 и 6 для концентрации пузырьков и нелинейного параметра. Видно, что вблизи поверхности моря кавитационная прочность чрезвычай-

но низка и даже ниже величины гидростатического давления. На больших глубинах кавитационная прочность стремится к значению кавитационной прочности в чистой воде.

6. Аномальное поглощение звука в приповерхностных слоях морской воды, насыщенной пузырьками

Известно, что пузырьки являются эффективными поглотителями энергии звуковых волн, распространяющихся в море. Вопрос

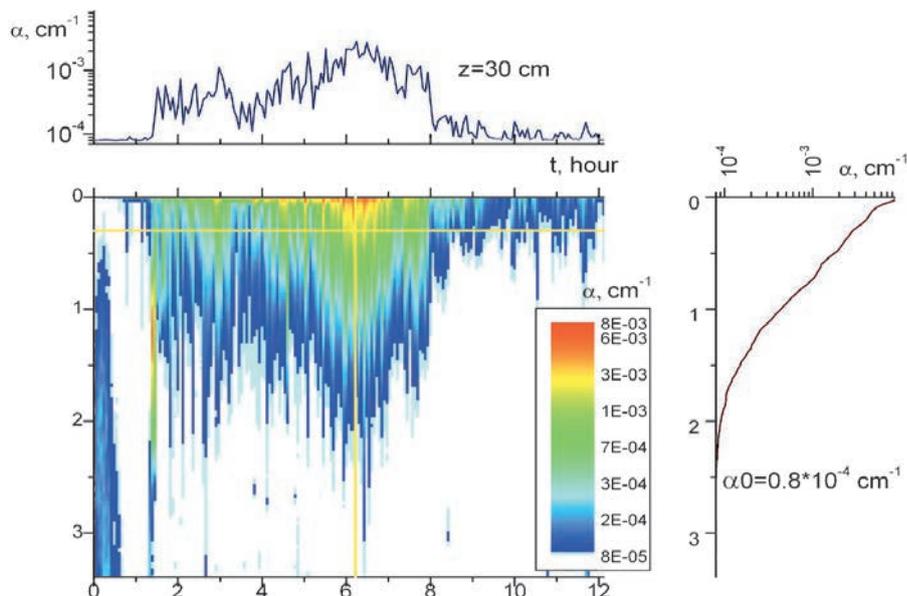


Рис. 8. Коэффициент поглощения звука в приповерхностном слое пузырьков

заключается в оценке, насколько значимы эффекты диссипации при реальных концентрациях пузырьков, которые наблюдаются в экспериментах по рассеянию звука.

На рис. 8 представлена оценка для распределения коэффициента поглощения звука, отвечающая данным на рис. 5. Коэффициент поглощения звука рассчитывался по формуле [29, 31, 32, 33]:

$$\alpha \approx (\omega / c) \text{Im} \left[1 + \frac{4\pi \rho c^2}{3 \gamma P_0} \times \right. \\ \left. \times \int_0^\infty \frac{g(R) dR}{1 - (R/R_\omega)^2 (1 + i\delta_\omega)} \right]^{1/2}, \quad (14)$$

в которой были использованы ранее полученные аппроксимации для $g(R)$ вида [26, 35]:

$$g(R) =$$

$$= A_g R^{-n} \exp \left[-n \left(\frac{R_p}{R} - 1 \right) - \frac{R}{R_m} \right]. \quad (15)$$

В формуле (15) показатель степени n и критические размеры R_p , R_m являются естественными параметрами, которые следуют из теории Фармера–Гаррета [18], являющейся наследницей теории дробления капель А.Н. Кол-

могорова по степенному закону в инерционном интервале между размерами R_p, R_m [33, 35]. При этом оказывается, что величина $n \sim 3,3$, хотя при измерениях $g(R)$ на большом фактическом материале в умеренных состояниях моря оказывается $n \sim 3,5-3,8$. [4, 21, 22, 24, 29, 35].

Тогда величину поглощения звука можно рассчитать на основе экспериментальных данных, полученных при рассеянии звука на пузырьковых структурах вблизи поверхности моря. Из рис. 8 видно избыточное поглощение звука в пузырьковом слое. Вблизи поверхности моря поглощение звука в 100 раз превышает поглощение звука в чистой воде α_0 . На больших глубинах поглощение звука стремится к значению поглощения звука в чистой воде.

7. Исследования нелинейности и кавитации в море методом погружного зонда

7.1. Акустические критерии кавитации и кавитационная прочность морской воды

Исследования кавитационной прочности морской воды были проведены с применением макета измерителя кавитационной прочности, основным элементом которого являлся акустический пьезокерамический концентратор в форме цилиндра с резонансной частотой 10 кГц. Регистрация кавитации осуществлялась по акустическим шумам, присущим кавитационному режиму. Шумы регистрировались с помощью измерительных гидрофонов фирмы «Ахтуба» (рабочая полоса частот 0,01–300000 Гц) и фирмы «Briel&Kjaer», тип 8103 (рабочая полоса частот 0,01–200000 Гц). Запись сигналов осуществлялась в цифровом виде с помощью мно-

гочанальной 14-разрядной платы E20-10 фирмы «Л-кард» с максимальной частотой оцифровки 5 МГц. Высокое напряжение на излучатель подавалось на частоте резонанса 10,7 кГц с помощью усилителя мощности типа Phonic XP 5000 с максимальной мощностью 2 кВт и подстраиваемой индуктивностью, компенсирующей на частоте резонанса емкостную нагрузку. При зондировании в морских условиях гидрофон прикреплялся с внешней стороны концентратора вблизи свободного торца. Предварительно устанавливалось соотношение между акустическими характеристиками, измеряемыми гидрофоном снаружи и внутри концентратора. Соответствующие поправки вносились в дальнейшем в показания внешнего гидрофона при проведении экспериментов в морских условиях.

При проведении кавитационных исследований особое внимание было сосредоточено на изучении зависимости порога кавитации от различных критериев обнаружения разрыва сплошности морской воды: по нелинейности кривой излучаемой мощности на частоте излучаемого сигнала

ω_s , по второй гармонике $P_{2\omega_s}$, по суммарным высшим гармоникам $\sum_{\omega>\omega_s} P_\omega$, а также по субгармоникам $P_{\omega/2}$ и $P_{3\omega/2}$ [33].

На рис. 9 представлены зависимости от времени амплитуды напряжения на гидрофоне и на излучателе, нагружаемом на кавитирующую жидкость с переменным импедансом. Здесь же на врезке представлены зависимости от времени спектральных характеристик указанных выше сигналов с гидрофона и с излучателя. Глубина, на которой располагался макет измерителя кавитационной прочности, составляла 2,5 м.

Видно, что при высоких напряжениях сигналов наблюдается резкий излом зависимостей $U(t)$, который в спектральной области отвечает резкому обогащению спектральных характеристик акустического шума предположительно кавитационного происхождения. Этот излом может быть положен в основу одного из критериев порога кавитации и измерения на его основе кавитационной прочности морской воды [33]. Соответствующие значения кавитационной прочности представлены на рис. 9.

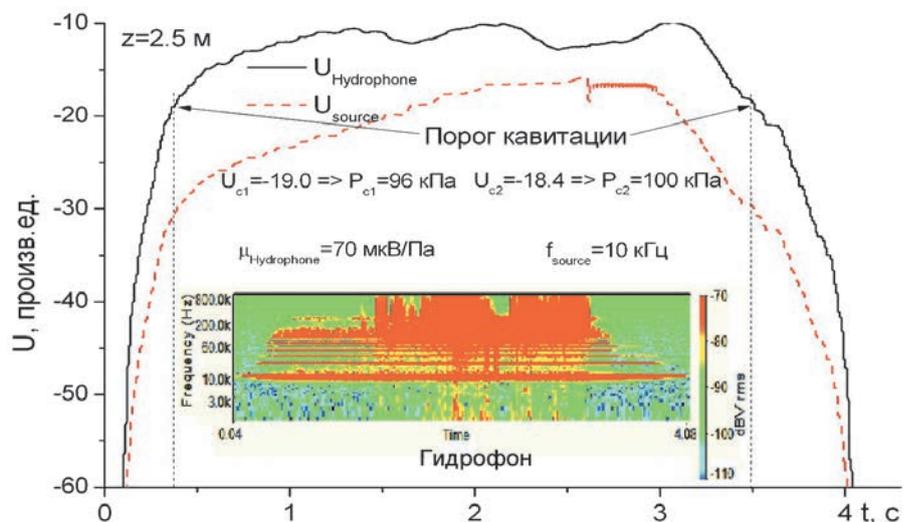


Рис. 9. Зависимости от времени амплитуды напряжения на гидрофоне и на излучателе, на врезке – зависимости от времени спектральных характеристик у сигналов с гидрофона и с излучателя. Глубина 2,5 м

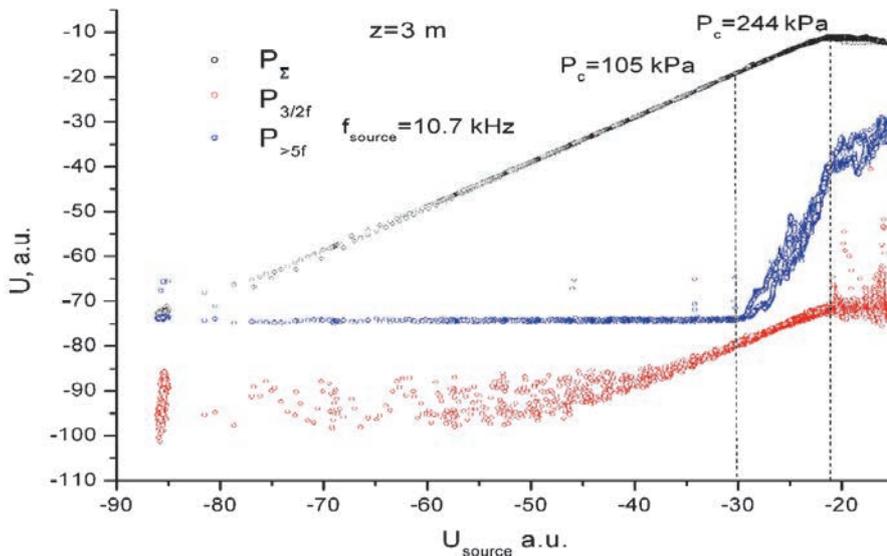


Рис. 10. Зависимости от напряжения на излучателе спектральных составляющих акустического шума: сигнала субгармоники $P_{3\omega/2}(U_{source}(t))$, суммарных высших гармоник $\sum_{\omega>\omega_s} P_{\omega}(U_{source}(t))$ и высших гармоник $\sum_{\omega>5\omega_s} P_{\omega}(U_{source}(t))$ начиная с 6-й гармоники

На рис. 10 представлены зависимости от напряжения на излучателе различных спектральных составляющих акустического шума: сигнала субгармоники $P_{3\omega/2}(U_{source}(t))$ на частоте $3/2\omega_s$, суммарных высших гармоник $\sum_{\omega>\omega_s} P_{\omega}(U_{source}(t))$, а также высших гармоник $\sum_{\omega>5\omega_s} P_{\omega}(U_{source}(t))$ начиная с 6-й гармоники. Глубина, на которой располагался макет измерителя кавитационной прочности, составляла 3 м.

Из рис. 10 видно, что можно четко выделить 2 порога кавитации, отличающихся примерно в 2 раза: по изгибу кривой $\sum_{\omega>\omega_s} P_{\omega}(U_{source}(t))$ и по началу асимптотики всех перечисленных кривых, и особенно кривой $\sum_{\omega>\omega_s} P_{\omega}(U_{source}(t))$. Первый порог отвечает началу кавитации, а второй порог – началу бурной кавитации, сопровождающейся резким уменьшением акустического импеданса. Таким образом, критерий порога кавитации является в определенной мере достаточно условным. Тем не менее с позиций обнаружения именно начала

кавитации – как начала разрыва сплошности жидкости и начала активного самоподдерживающегося образования пузырьков в жидкости – можно считать кавитационной прочностью жидкости величину первого порога кавитации, составляющего $P_{c1} = 105$ кПа.

Экспериментальные исследования кавитационной прочности морской воды проводились в осенний период в бух. Витязь залива Петра Великого Японского моря. На рис. 11 представлены распределения температуры и со-

лености морской воды в зависимости от глубины. Из рис. 11 видно, что наблюдается четко выраженный верхний перемешанный слой с квазиоднородными температурой и соленостью, простирающийся до глубины около 6–8 м. Ниже идет ярко выраженный слой скачка, характеризующийся высокими вертикальными градиентами гидрофизических параметров морской воды.

На рис. 12 представлена кавитационная прочность морской воды в зависимости от глубины, измеренная в серии экспериментов в одном и том же месте в осенний период в бух. Витязь. Измерения проводились при вертикальном зондировании макетом с НИС «Малахит», при этом напряжение на излучателе непрерывно изменялось при зондировании, так что измерения каждой точки кавитационной прочности проводились в определенном интервале глубин около 0,5 м. Отдельные точки на рис. 12 отвечают указанным интервалам глубин. В качестве критерия кавитации были взяты данные по первому порогу кавитации P_{c1} . Ошибки измерений кавитационной прочности указаны на графике и отчасти отражают статистическую природу акустической кавитации.

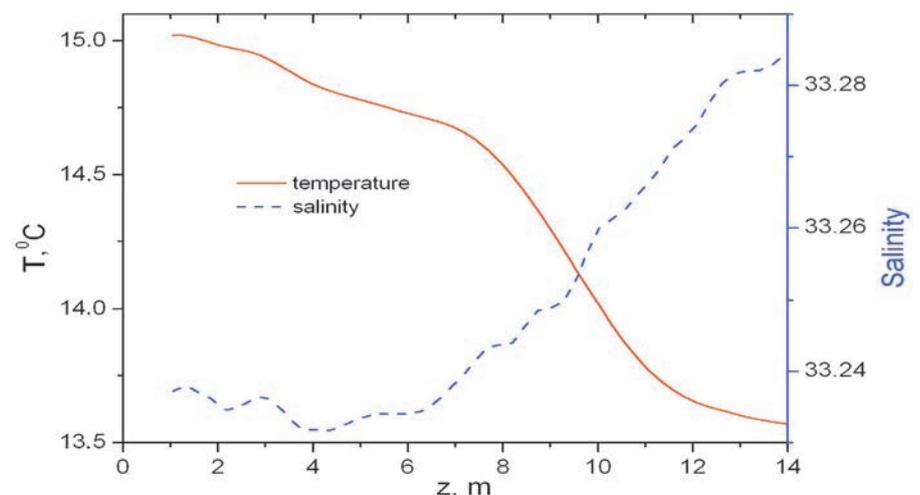


Рис. 11. Распределения температуры и солености морской воды в зависимости от глубины

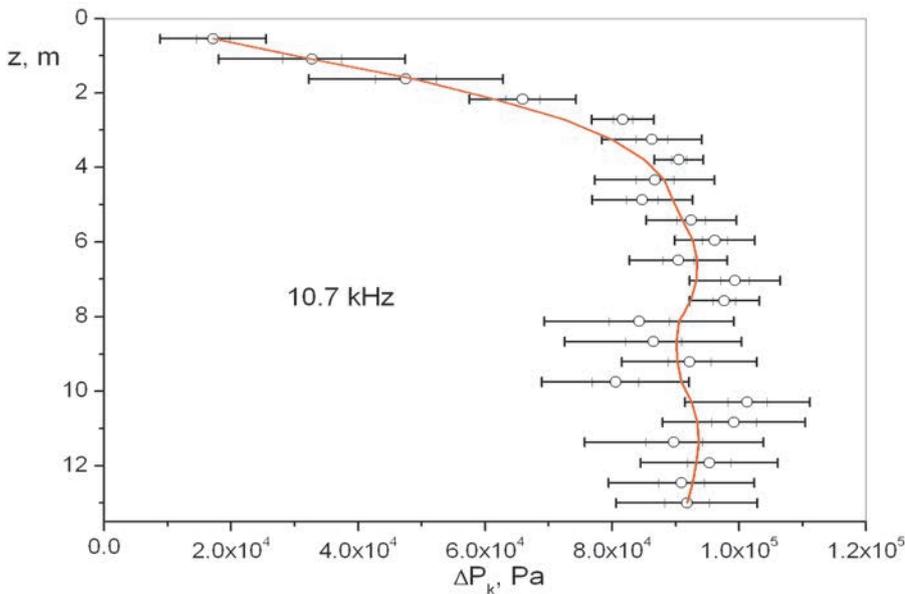


Рис. 12. Кавитационная прочность морской воды в зависимости от глубины

Из рис. 12 видно, что кавитационная прочность морской воды существенно зависит от глубины в подповерхностном слое толщиной до 6 м, а затем зависимость от глубины выражена слабо. На врезке показан внешний вид акустического концентратора с прикрепленным к нему гидрофоном фирмы «Ахтуба» для регистрации кавитационных шумов при разрыве сплошности морской воды под действием звука.

Полученные результаты по понижению кавитационной прочности морской воды в приповерхностном слое мы связываем с наличием газовых пузырьков, всегда присутствующих в этом слое. Обращаясь к результатам для кавитационной прочности воды с пузырьками, представленными на рис. 5, 8 и 12, можно видеть, что экспериментально обнаруженное понижение до 20 кПа кавитационной прочности воды в непосредственной близости поверхности моря, которое представлено на рис. 12, можно объяснить присутствием воздушных пузырьков с суммарной объемной концентрацией $1,2 \cdot 10^{-4}$.

7.2. Исследования акустической нелинейности морской воды

Исследования проводились с помощью зондирующей установки на основе акустической антенны, излучатели которой установлены под углом для схождения акустических пучков в области нелинейного взаимодействия с микронеоднородностями морской среды.

Акустическая антенна представляла собой два пьезокерамических излучателя, расположенных под углом друг к другу, в точке пересечения осей излучателей на кронштейне располагался измерительный гидрофон типа 8103 фирмы «Briel&Kjaerg» чувствительностью

26,9 мкВ/Па или измерительный гидрофон фирмы «Ахтуба» чувствительностью 100 мкВ/Па. Расстояние от гидрофона до каждого из излучателей – около 40 см. Схема измерения и внешний вид установки представлены на рис. 13.

Процедура измерений была следующей. Генератор (1) формировал импульсы с частотой заполнения 57 кГц, генератор (2) – импульсы с частотой заполнения 63 кГц. Длительность импульсов в обоих каналах – 2,3 мс, период посылки – 12 мс, 18 мс и 90 мс в разных режимах излучения, управление параметрами сигналов генераторов осуществлялось с компьютера. Импульсы усиливались двумя каналами усилителя мощности Phonic XP 5000 с подключенными к его выходам повышающими трансформаторами, амплитуда сигналов на каждом излучателе антенны составляла 540 В. Принятые сигналы обратного рассеяния с гидрофона подавались на согласующий усилитель типа 2650 фирмы «Briel&Kjaerg» с изменяемым коэффициентом усиления, для фильтрации и дополнительного усиления сигналов использовался селективный нановольтметр SN-233 с изменяемой полосой пропускания. Оцифровка сигнала производилась с помощью 14-разрядной АЦП E20-10 фирмы «Л-кард» с записью на компьютер,

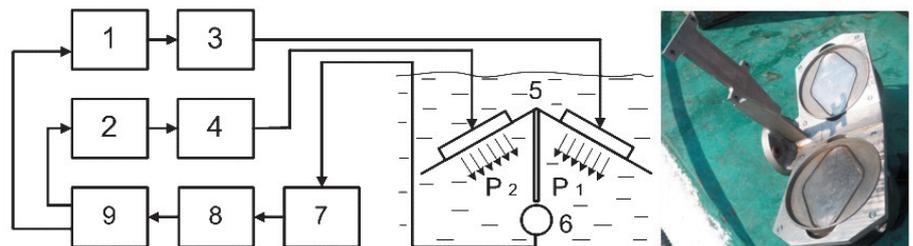


Рис. 13. Схема измерения и внешний вид установки: 1, 2 – генераторы ГСПФ-053, 3 – первый канал усилителя мощности Phonic XP 5000, 4 – второй канал усилителя мощности Phonic XP 5000, 5 – гидроакустическая антенна, 6 – гидрофон типа 8103 фирмы «Briel&Kjaerg», 7 – усилитель типа 2650 фирмы «Briel&Kjaerg», 8 – селективный нановольтметр SN-233, 9 – компьютер с АЦП E20-10 фирмы «Л-Кард»

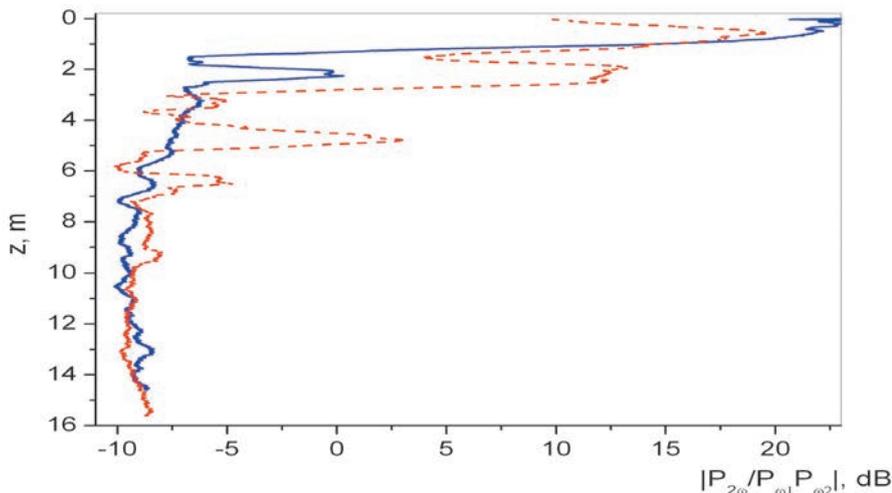


Рис. 14. Распределение по глубине акустического сигнала на второй гармонике, генерируемого в области пересечения пучков

частота квантования – не менее 500 кГц. Вертикальное зондирование осуществлялось путем опускания и подъема антенны с закрепленным на ней приемным гидрофоном на тресе.

На рис. 14 представлено распределение по глубине акустического сигнала на второй гармонике $|P_{2\omega} / P_{\omega_1} P_{\omega_2}|$, генерируемого в области пересечения пучков. При этом проводилось нормирование на мощность излучаемого сигнала на накачках 57 и 63 кГц.

Из рис. 14 видно, что в приповерхностном слое до глубины 7–10 м наблюдается значительная изменчивость величины $|P_{2\omega} / P_{\omega_1} P_{\omega_2}|$ при превышении над фоновым значением, достигающим 30 дБ. Столь значительное превышение свидетельствует о существ-

венном увеличении нелинейности подповерхностного слоя вплоть до указанной глубины 6–8 м, что качественно согласуется с результатами, представленными на рис. 6. Последнее свидетельствует о том, что указанное повышение акустической нелинейности связано с наличием воздушных пузырьков, которые всегда присутствуют вблизи поверхности моря и существенно увеличивают параметр акустической нелинейности морской воды. Следует отметить также, что именно до глубины 6–8 м простирается верхний перемешанный слой, как это можно видеть из рис. 11.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлена взаимосвязь нелинейного акустического параметра жидкости и порога кавитации

с параметрами полидисперсной смеси пузырьков в жидкости. Разработаны методики и проведены экспериментальные исследования кавитационной прочности и акустической нелинейности в воде при различной концентрации пузырьков. Показано, что на основе метода решения обратных задач данные по рассеянию звука позволяют оценить концентрацию пузырьков, кавитационную прочность, акустическую нелинейность морской воды с пузырьками и их суммарное количество в интервале размеров. Проведенные измерения нелинейности и кавитационной прочности морской воды *in situ* показали совпадение экспериментально измеренных величин с теоретическими оценками указанных параметров на основе расчетного метода, в основу которого были положены данные по рассеянию звука на воздушных пузырьках в приповерхностных слоях моря.

Работа выполнена в рамках темы 2 Программы 12 ФНИ государственных академий наук на 2014–2020 гг. «Современные проблемы радиофизики и акустики, в том числе фундаментальные основы радиофизических и акустических методов связи, локализации и диагностики, изучение нелинейных волновых явлений», № гос. рег. 01201363046, при поддержке проекта № 15-I-1-046 программы «Дальний восток» ДВО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Medwin H. Acoustical determination of bubble size spectra // *J. Acoust. Soc. Am.* 1977. Vol. 62. P. 1041–1044.
2. Johnson B.D., Cooke R.C. Bubble populations and spectra in coastal water: photographic approach // *J. Geophys. Res.* 1979. Vol. 84. P. 3761–3766.
3. Kolobaev P.A. Research of concentration and statistical distribution of the sizes of the bubbles created by a wind in subsurface layer of ocean // *Oceanology.* 1975. P. 1013–1017.
4. Акуличев В.А., Буланов В.А., Кленин С.А. Акустическое зондирование газовых пузырьков в морской среде // *Акуст. ж.* 1986. Т. 32. Вып. 3. С. 289–295.
5. Ling S.C., Pao H.P. Study of micro-bubbles in the North Sea // *Sea Surface Sound* / ed. by B.R. Kerman. Hamburg: Kluwer Academic Publishers, 1988. P. 197–210.
6. Vagle S., Farmer D. The measurement of bubble-size distributions by acoustical backscatter // *Journ. of Atmospheric and Oceanic Technology.* 1992. Vol. 9. P. 630–664.
7. Andreas E.L., Monahan E.C. The role of whitecap bubbles in air-sea heat and moisture exchange // *J. Phys. Oceanogr.* 2000. Vol. 30. P. 433–441.
8. Deane G.B. Sound generation and air entrainment by breaking waves in the surf zone // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1997. Vol. 102. Pp. 2671–2689.

9. Medwin H., Breitz N. Ambient and transient spectral density in quiescent seas and under spilling breakers // *J. Geophys. Res.* 1989. Vol. 94. P. 12751–12759.
10. Farmer D., Vagle S. Wave Induced Bubble Clouds in the Upper Ocean // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. C12054. 16 pp. doi:10.1029/2009jc005990
11. Кузнецов В.П. Нелинейная акустика в океанологии. М.: Физматлит, 2010. 264 с.
12. Apfel R.E. The effective nonlinearity parameter for immiscible liquid mixtures // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1983. No. 6. P. 1866–1868.
13. Neppiras E.A. Acoustic Cavitation // *Phys. Reports.* 1980. Vol. 61, No. 3. P. 159–251.
14. Leighton T.G. The acoustic bubble. San-Diego: Academic, 1994.
15. Акуличев В.А., Буланов В.А. О взаимосвязи кавитационной прочности, нелинейного параметра и концентрации пузырьков в жидкости // *ДАН.* 1999. Т. 368, № 2. С. 194–197.
16. Акуличев В.А., Ильичев В.И. Пороги акустической кавитации в морской воде в различных районах Мирового океана // *Акуст. журн.* 2005. Т. 51, № 2. С. 167–179.
17. Akulichev V.A., Bulanov V.A. Acoustic Nonlinearity, Cavitation Strength and Bubble Distribution of Upper Sea Water Layer // *Nonlinear Acoustics – Fundamentals and Applications (ISNA 18 – 18th Int. Symp. / ed. by B.O. Enflo, C.M. Hedberg, L. Kari, Melville; New York, 2008. P. 377–380. (AIP Conference Proceedings; Vol. 1022).*
18. 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, No. 9. P. 2163–2171.
19. Lei Han, YeLi Yuan. Bubble size distribution in surface wave breaking entraining process // *Science in China Series D: Earth Sciences.* 2007. Vol. 50, No. 11. P. 1754–1760.
20. Акуличев В.А., Буланов В.А. Исследования неоднородностей морской среды методами акустического зондирования // *Дальневосточные моря России: в 4 кн. / гл. ред. акад. В.А. Акуличев. Кн. 4. Физические методы исследования / отв. ред. Г.И. Долгих. М.: Наука, 2007. С. 129–231.*
21. 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.
22. Baschek B., Farmer D.M. Gas Bubbles as Oceanographic Tracers // *Journ. of Atmospheric and Oceanic Technology.* 2010. Vol. 27, No. 1. P. 241–245.
23. Czernski H., Deane G.B. The effect of coupling on bubble fragmentation acoustics // *J. Acoust. Soc. Am.* 2011. Vol. 129, No. 1. P. 74.
24. Akulichev V.A., Bulanov V.A. Measurements of bubbles in sea water by nonstationary sound scattering // *J. Acoust. Soc. Am.* 2011. Vol. 130, No. 5. Pt. 2. P. 3438–3449.
25. Буланов В.А., Корсков И.В. Система многочастотного акустического зондирования с временным разделением частот // *Приборы и техника эксперимента.* 2009. № 3. С. 120–122.
26. Акуличев В.А., Буланов В.А., Корсков И.В., Стороженко А.В. Мониторинг экологического состояния акваторий с применением акустического зондирования // *Подводные исследования и робототехника.* 2012. № 2 (14). С. 43–55.
27. Bulanov V.A., Korskov I.V., Popov P.N., Storozhenko A.V. Researches of sound scattering in the sea using the inverted echo sounder // *Proceedings of Meetings on Acoustics.* 2016. Vol. 24. 070013. 6 p. URL: <http://dx.doi.org/10.1121/2.0000140>.
28. Bulanov V.A., Storozhenko A.V. Acoustic assessment of plankton distribution in upper layers of the sea // *Proceedings of Meetings on Acoustics.* 2016. Vol. 24. 005006. 7 p. URL: <http://dx.doi.org/10.1121/2.0000161>.
29. Буланов В.А. Введение в акустическую спектроскопию микронеоднородных жидкостей. Владивосток: Дальнаука, 2001. 281 с.
30. Акуличев В.А., Буланов В.А., Стороженко А.В. Оценка распределения планктона в океане методом акустического зондирования // *ДАН.* 2011. Т. 438, № 2. С. 267–270.
31. Наугольных К.А., Островский Л.А. Нелинейные волновые процессы в акустике. М.: Наука, 1990.
32. Акуличев В.А., Буланов В.А. Об аномалиях акустических характеристик полидисперсных жидкостей с газовыми и паровыми пузырьками // *ДАН.* 2013. Т. 448, № 2. С. 213–217.
33. Акуличев В.А., Буланов В.А. Влияние микронеоднородностей на акустические характеристики морской среды // *Океанологические исследования Дальневосточных морей и северо-западной части Тихого океана: В 2 кн. / гл. ред. акад. В.А. Акуличев. Кн. 2. Владивосток: Дальнаука, 2013. С. 305–327.*
34. Sehgal C.M. Non-linear ultrasonics to determine molecular properties of pure liquids // *Ultrasonics.* 1995. Vol. 33, No. 2. P. 155–161.
35. Акуличев В.А., Буланов В.А. О спектре пузырьков газа и возможностях акустической спектроскопии в приповерхностном слое океана // *ДАН.* 2012. Т. 446, № 2. С. 212–215.
36. Пат. 153282 Российская Федерация, МПК G 01 S15/02 (2006.01). Устройство для изучения структуры морской воды / В.А. Буланов, И.В. Корсков, П.Н. Попов. № 2015105570/28; заявл. 18.02.2015; опубл. 10.07.2015, Бюл. № 19. 8 с.

