

ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕРХНЕГО СЛОЯ МОРЯ МЕТОДОМ МНОГОЧАСТОТНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

**В.А. Буланов, И.В. Корсков,
А.В. Стороженко, С.Н. Соседко**

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

Описано применение акустического зондирования для исследования акустических характеристик верхнего слоя моря с использованием широкополосных остронаправленных инвертированных излучателей, устанавливаемых на дно. В основу метода положен принцип регистрации обратного рассеяния и отражения от поверхности моря акустических импульсов с различной частотой, позволяющий одновременно измерять рассеяние и поглощение звука и нелинейный акустический параметр морской воды. Многочастотное зондирование позволяет реализовать акустическую спектроскопию пузырьков в приповерхностных слоях моря, проводить оценку газосодержания и получать данные о спектре поверхностного волнения при различных состояниях моря вплоть до штормовых. Применение остронаправленных высокочастотных пучков ультразвука позволяет разделить информацию о планктоне и пузырьках и определить с высоким пространственным разрешением структуру пузырьковых облаков, образующихся при обрушении ветровых волн, и структуру планктонных сообществ. Участие планктона в волновом движении в толще морской воды позволяет определить параметры внутренних волн – спектр и распределение по амплитудам в различное время.

ВВЕДЕНИЕ

Акустическое зондирование на основе обратного рассеяния звука позволяет изучать мелкомасштабную структуру морской среды и ее изменчивость, связанную с турбулентными образованиями, проявлением внутренних волн, наличием пузырьков, твердых взвесей, а также планктона и других биологических объектов. Наиболее изменчивым слоем водной толщи океана является верхний слой, и для этого слоя характерно сосредоточение биоресурсов и наличие интенсивных динамических процессов, существенно влияющих на распределение практически всех биологических объектов [1–4]. Данные о рассеянии звука имеются для сравнительно низких и средних частот звука, которые в основном использовались в рыбопоисковой технологии [1, 2]. Информация о величине и природе высокочастотного рассеяния более скудна [3, 4]. Большую роль в рассеянии высокочастотного звука играют планктонные сообщества. Наличие флуктуаций гидрофизических параметров среды за счет турбулентности и других механизмов также приводит к усилению рассеяния звука на вы-

соких частотах [3–5]. Применение нестационарного широкополосного рассеяния [6–8] остронаправленных пучков ультразвука с использованием параметрических акустических излучателей [6, 8] позволяет получить также новые экспериментальные данные о структуре пузырьковых облаков, образующихся при обрушении ветровых волн и их вовлечении в толщу моря. 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 [9–18]. Тем не менее остаются неясными многие вопросы распределения пузырьков по глубине, закономерности их эволюции во времени после прохождения различных возмущений, а также связь с акустическими свойствами верхнего слоя моря [17–22]. Основная проблема для реализации исследований по акустическому зондированию заключается в необходимости проводить длительные по времени измерения с высоким пространственным и времен-

¹ 690041, г. Владивосток, ул. Балтийская, 43. Тел.: +7 (423) 237-49-13, +7 (924) 125-06-13. E-mail: bulanov2009@gmail.com, i_korskov@poi.dvo.ru, storozhenko_and@mail.ru, sosedko.sn@poi.dvo.ru

ным разрешением [17–19]. Традиционные гидрофизические методы изучения динамичного верхнего слоя моря в массе своей обладают излишней инертностью и не позволяют в полной мере изучать тонкую структуру и детальную динамику в верхнем слое моря.

Целью работы является разработка метода и технологии акустического мониторинга верхнего слоя моря с применением широкополосных остро-направленных инвертированных излучателей, устанавливаемых на дно моря. Такой подход позволяет реализовать измерения различных акустических и гидрофизических параметров с высоким пространственным и временным разрешением. Идея применения инвертированных излучателей для изучения структуры приповерхностного слоя не нова. В качестве примера можно сослаться на работы [13, 14, 17, 19]. Новизна данной работы заключается прежде всего в широкополосности частотного диапазона, который реализуется за счет применения остро-направленных параметрических излучателей [6, 12] и излучателей с максимально возможным набором резонансных частот, позволяющих по отдельным точкам перекрывать широкий диапазон частот. Другой важной особенностью является создание компактной системы, позволяющей одновременно проводить измерения не только звуко-рассеивающих но также других сопутствующих характеристик морской воды, таких как:

- коэффициент поглощения звука,
- параметр акустической нелинейности,
- распределение пузырьков в приповерхностных слоях моря.

При этом возможно проводить оценку газосодержания и получать данные о спектре поверхностного волнения при различных состояниях моря вплоть до штормовых [22–25]. В работе показаны некоторые результаты, полученные при многосуточном зондировании верхнего морского слоя на шельфе Японского моря.

1. Теоретические основы

Основа метода

Акустический метод базируется на измерениях рассеяния звука и одновременных измерениях параметров периодически отражающихся от свободной поверхности акустических импульсов [1–4]. Имея информацию об амплитудах падающей на объем V волны P_i и рассеянной в обратном направлении P_{bs} можно в приближении однократного рассеяния (борновском приближении) определить коэффициент объемного рассеяния m_V :

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

где V_{imp} – импульсный рассеивающий объем среды, $V_{imp} = \pi r^2 \theta^2 c\tau / 2$, θ – ширина характеристики направленности излучателя, c – скорость звука, τ – длительность импульса звука.

В условиях борновского приближения [2, 3], когда поглощение звука на расстоянии r невелико, величину $P_i(r)$ можно записать в виде $P_i(r) = Ae^{-\alpha r} / r \approx A / r$, где α – коэффициент поглощения звука, A [Па*м] – калибровочное значение амплитуды излучаемого звука, измеряемого в паскалях и приводимого, как правило, к расстоянию 1 в метрах. Величина P_{bs} измеряется непосредственно в эксперименте, поэтому, используя многократное применение импульсов, можно с помощью формулы (1) зарегистрировать изменение во времени коэффициента рассеяния звука во всей толще жидкости с высоким пространственным разрешением, определяемым шириной характеристики направленности излучателя θ и длиной акустического импульса $l_{imp} = c\tau / 2$, и высоким временным разрешением, определяемым интервалом времени между импульсами излучаемого звука.

Распределение давления при отражениях от слоя

Величину давления при первом, втором и третьем отражении акустического импульса на оси излучения можно записать в виде:

$$P_1 = Ae^{-2\alpha h} (V / 2h), P_2 = Ae^{-4\alpha h} (V^2 V_b / 4h), \\ P_3 = Ae^{-6\alpha h} (V^3 V_b^2 / 6h), \quad (2)$$

где A – амплитуда излучения, приведенного к единице длины, V и V_b – коэффициенты отражения звука от поверхности и от дна, α – коэффициент поглощения звука, причем соотношение αh следует писать для неоднородной среды в более сложном виде, учитывая пространственную неоднородность коэффициента поглощения звука:

$$\alpha h = \int_0^h \alpha(z) dz. \quad (3)$$

Коэффициенты отражения звука от поверхности и от дна V и V_b входят везде в формулы (2), при этом обладают различными характеристиками. Наиболее предсказуема величина V_b в условиях отсутствия волнения на поверхности моря. Как видно из формулы (2), имея результаты измерений амплитуд первого и второго отражения, эту величину можно получить для данного места в виде:

$$V_b = P_2 A / h P_1^2. \quad (4)$$

Отражение звука от взволнованной поверхности

В отсутствие поверхностного волнения величину $|V|$ можно считать равной $|V|=1$ как для абсолютно мягкой границы. При взволнованной поверхности величина $|V|$ резко уменьшается и зависит от спектральных и энергетических параметров волнения [26]:

$$|V| = 1 - 2k \cos \theta \int_{\{\kappa\}} G(\kappa) [k^2 - (\mathbf{k}_\perp + \kappa)^2]^{1/2} d\kappa$$

$$G(\kappa) = G(\kappa, \alpha) = \frac{g^{1/2} S(\sqrt{g\kappa})}{2 \kappa^{3/2}} K(\kappa, \alpha), \quad (5)$$

где $G(\kappa) = \sqrt{g/\kappa^3} S(\sqrt{g\kappa}) K(\kappa, \alpha) / 2$, θ – угол падения звука на поверхность, $K(\kappa, \alpha)$ – функция углового распределения энергии волнения, $\int_{-\pi}^{\pi} K(\kappa, \alpha) d\alpha = 1$, $S(\sqrt{g\kappa})$ – частотный спектр, связанный с волновым числом формулой $\Omega = \sqrt{g\kappa}$. В случае изотропного волнения частотный спектр волнения может быть описан спектром Пирсона–Неймана $S_{PN}(\Omega) = C\Omega^{-6} \exp[-2(g/\Omega v_w)^2]$, где $C = 2,4 \text{ м}^2/\text{с}^5$, v_w – скорость ветра. Спектр поверхностного волнения описывается также формулой Пирсона–Московитца $S_{PM}(\Omega) = C_M g^2 \Omega^{-5} \exp[-0,74(g/\Omega v_w)^4]$, где C_M – безразмерная величина, равная $C_M = 8,1 \cdot 10^{-3}$. Коэффициент отражения звука от поверхности для представленных моделей спектра поверхностного волнения можем записать в следующем виде [26, 27]:

$$|V|^2 \approx 1 - 4E \sqrt{\frac{2k^3}{g}} I \cos \theta, \quad I = \int_0^\infty \Omega F(\Omega) d\Omega,$$

$$F(\Omega) = \frac{A}{\Omega^n} \exp \left[-B \left(\frac{g}{\Omega v_w} \right)^m \right], \quad (6)$$

где $E = E(\varphi) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sqrt{\cos \alpha} K(\alpha + \varphi) d\alpha$ и для изотропного волнения ($K(\alpha) = 1 / 2\pi$) имеем $E = (8/\pi)^{1/2} \Gamma(3/4) / \Gamma(1/4) \approx 0,3814$, при этом показатели n, m, A, B для модели Пирсона–Неймана и Пирсона–Московитца равны соответственно $n_{PN} = 6, m_{PN} = 2, A_{PN} = C, B_{PN} = 2; n_{PM} = 5, m_{PM} = 4, A_{PM} = C_M g^2, B_{PM} = 0,74$.

Для крупномасштабного волнения и скользкого падения, когда $kr_\perp \cos^2 \theta \gg 1$ (r_\perp – радиус корреляции волнения), величину когерентного отражения $|V|$ можно записать в виде:

$$|V| = 1 - 2(k \cos \theta)^2 \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi G(\kappa, \alpha) \kappa d\kappa d\alpha =$$

$$= 1 - 2(k \zeta \cos \theta)^2 \equiv 1 - P^2 / 2, \quad (7)$$

где ζ – среднеквадратичное вертикальное смещение поверхности, введен параметр Рэля $P = 2k\zeta \cos \theta$, ко-

торый зависит от волнового числа звука $k = \omega / c$ и угла падения звука на поверхность θ .

Для скользкого падения, когда $kr_\perp \cos^2 \theta \ll 1$, где r_\perp – пространственный радиус корреляции смещений поверхности, имеем $G(\kappa, \alpha) = 2\pi G(\kappa) K(\alpha)$ и:

$$|V| = 1 - 4\sqrt{2}\pi k^{3/2} \cos \theta E(\varphi) \int_0^\infty G(\kappa) \kappa^{3/2} d\kappa. \quad (8)$$

В итоге в случае изотропного волнения со спектром Пирсона–Неймана $S_{PN}(\Omega)$ имеем:

$$|V_{PN}| = 1 - D_{PN} f^{3/2} v_w^4 \cos \theta,$$

$$D_{PN} = \frac{8E\Gamma(\mu_{PN}) A_{PN}}{m_{PN} B_{PN}^{\mu_{PN}} g^{\mu_{PN}}} \left(\frac{\pi g}{v_w} \right)^{3/2}, \quad (9)$$

$$\mu_{PN} = \frac{n_{PN} - 2}{m_{PN}},$$

где $D_{PN} = 3,06 \cdot 10^{-9} \text{ Гц}^{-3/2} \text{с}^4 \text{м}^4$. Для спектра Пирсона–Московитца $S_{PM}(\Omega)$ получаем:

$$|V_{PM}| = 1 - D_{PM} f^{3/2} v_w^3 \cos \theta,$$

$$D_{PM} = 2,99 \cdot 10^{-8} \text{ Гц}^{-3/2} \text{с}^3 \text{м}^3. \quad (10)$$

Отражение звука и оценки поверхностного волнения

Представленные выше формулы можно использовать для определения параметров поверхностного волнения и проведения дополнительных калибровок акустических систем, предназначенных для изучения рассеяния звука в толще морской воды. Схематично этот процесс выглядит следующим образом. Имея результаты измерений P_2 и P_1 , можно по формуле (4) вычислить $|V_b|$ и затем определить параметры $\zeta(t)$ и их спектр. Для вычисления среднего коэффициента отражения следует усреднить когерентный коэффициент отражения в формуле (5) по ансамблю реализаций случайных смещений поверхности в поле отраженных импульсов. На практике мы имеем дело с усредненными величинами отраженных от взволнованной поверхности акустических импульсов. Поэтому в случае вертикального пучка звука ($\cos \theta = 1$) величину среднеквадратичного вертикального смещения поверхности моря (т.е. величину, определяющую среднюю высоту волны) можно получить непосредственно из формулы (7) в виде:

$$\zeta = \frac{\sqrt{1-|V|} c}{2\sqrt{2}\pi f} = \frac{\sqrt{1-|V|}}{2\sqrt{2}\pi} \lambda. \quad (11)$$

Формула (11) показывает, что при сильном волнении для определения высоты волны на основе отражения звука следует применять звук с возможно меньшей частотой.

Более сложным для практической реализации измерений представляется случай отражения при $\theta \neq 0$, когда требуется проводить измерения коэффициента отражения акустического импульса в другой пространственной точке. Если удастся в эксперименте получить такие данные, то они в первую очередь представляют интерес для определения анизотропии поверхностного волнения, используя формулу (8). В случае развитого изотропного волнения формулы (9) и (10) позволяют оценить скорость ветра и основные параметры спектра волнения на основе акустических данных.

Взаимосвязь рассеяния и поглощения звука с распределением пузырьков в воде.

Покажем возможность расчета коэффициента рассеяния звука в водной толще на основе имеющейся информации по отражению звука от границ раздела сред. В качестве основы возьмем типичную ситуацию, когда излучатель находится на дне и направлен вверх к поверхности моря. Имеем периодические отражения от поверхности и от дна моря. Наша задача использовать эту информацию для расчета коэффициента рассеяния звука в толще жидкости, в том числе и в приповерхностных слоях, содержащих пузырьковые облака.

Величину давления в поле звука при первом, втором и третьем отражении на оси излучения можно записать в виде выражения (2). Коэффициент рассеяния звука $m_V(r)$ на различных расстояниях от излучателя в среде определяется по формуле (1), где предполагается, что амплитуда излучения, падающего на слой на расстоянии r , равна $P_i(r) = A \exp(-ar) / r$. Дальнейший шаг заключается в определении величины A в идеальных условиях спокойного моря без волнения и приповерхностных пузырьков. В этих условиях можно положить, что $ah \ll 1$ и $V \approx -1$. Если мы имеем данные по измерению первого отраженного импульса в таких условиях, обозначаемого P_{10} , то легко найти величину A в виде $A = P_{10} 2h$. Отсюда имеем:

$$P_i(r) \approx P_{10} (2h / r). \quad (12)$$

Следует обратить внимание на то, что первая часть формулы справедлива и при наличии сильного поглощения в приповерхностных слоях. Подставляя формулу (12) в выражение (1) для $m_V(r)$, получаем:

$$m_V(r) = A_s (r P_{bs}(r))^2 \exp\left(\int_0^r \alpha(x) dx\right), \quad (13)$$

где $A_s = 1 / \left[2\pi c t \theta^2 (P_{10} h)^2 \right]$. Поскольку величина регистрируемого сигнала связана с величиной давления в приходящем сигнале соотношением $u = \mu \cdot K \cdot P$, где μ – чувствительность антенны на приеме (В/Па),

K – коэффициент усиления тракта приема, в итоге получаем:

$$m_V(r) = A_u (r u_{bs}(r))^2 \exp\left(\int_0^r \alpha(x) dx\right), \quad (14)$$

где $A_u = 1 / \left[2\pi c t \theta^2 (u_{10} h)^2 (K_{bs} / K_{10})^2 \right]$. В случае, если коэффициенты усиления K_{10} и K_{bs} одинаковы и если при этом можно пренебречь поглощением звука в водной среде, имеем следующее соотношение:

$$m_V(r) = \frac{1}{2\pi c t \theta^2} \left(\frac{u_{bs}(r)}{u_{10}} \right)^2 \left(\frac{r}{h} \right)^2. \quad (15)$$

Используя формулу (14), можно определить поглощение звука в слое жидкости на расстоянии r от излучателя по формуле:

$$at(r) = \ln \left\{ \frac{m_V(r)}{A_u (r u_{bs}(r))^2} \right\}. \quad (16)$$

Здесь следует обратить внимание на то, что при $r = h$ величины $m_V(h)$ и $u_{bs}(h)$ характеризуют рассеяние звука в непосредственной близости от поверхности жидкости, но не отраженный назад сигнал поверхностью жидкости, т.е. сигнал P_I .

Дифференцируя (16) по r , получаем следующее уравнение, связывающее поглощение звука и коэффициент рассеяния:

$$\alpha(r) = \frac{d}{dr} \ln \left[\frac{m_V(r)}{r^2 u_{bs}(r)^2} \right]. \quad (17)$$

При наличии ограничения первого отраженного импульса можно воспользоваться информацией об амплитуде двух и трех отраженных импульсов. Используя (15) получаем:

$$m_V(r) = \frac{3u_{30}}{8\pi c t \theta^2 u_{20}} \left(\frac{u_{bs}(r)}{u_{20}} \right)^2 \left(\frac{r}{h} \right)^2. \quad (18)$$

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 $R(\omega) = \sqrt{3\gamma P_0 / \rho} / \omega$ [6, 9, 12, 14, 26]:

$$g(R(\omega)) = \frac{2\delta_\omega}{\pi R^3(\omega)} m_V(\omega), \quad R(\omega) = \sqrt{3\gamma P_0 / \rho} / \omega, \quad (19)$$

где δ_ω – коэффициент резонансного затухания на частоте ω , P_0 – гидростатическое давление, $\gamma \approx 1,4$ – постоянная адиабаты газа внутри пузырька, ρ – плотность жидкости. Часто (особенно в англоязычной литературе) вместо величины $g(R)$ с размерностью $[cm^{-4}]$ пользуются величиной $N(R)$ с размерностью $[m^{-3}mkm^{-1}]$, которая связана с $g(R)$ соотношением [6, 9, 12, 14–18] $N(R)[m^{-3}mkm^{-1}] = 10^2 \cdot g(R)[cm^{-4}]$.

Мы будем использовать оба способа описания спектра пузырьков в морской воде.

Известно, что пузырьки являются эффективными поглотителями энергии звуковых волн, распространяющихся в море. Вопрос заключается в оценке, насколько значимы эффекты диссипации при реальных концентрациях пузырьков, которые наблюдаются в экспериментах по рассеянию звука. Коэффициент поглощения звука можно рассчитать на основе экспериментальных данных, полученных при рассеянии звука на пузырьковых структурах вблизи поверхности моря по формуле [23]:

$$\alpha \approx \frac{\omega}{c} \operatorname{Im} \left[1 + \frac{4\pi}{3} \frac{\rho c^2}{\gamma P_0} \int_0^\infty \frac{g(R) dR}{q(R, R_\omega)} \right]^{1/2},$$

$$q(R, R_\omega) = 1 - (R / R_\omega)^2 (1 + i / Q_\omega), \quad (20)$$

где $Q_\omega = 1 / \delta_\omega$ – добротность пузырька радиуса R_ω .

Важным параметром в нелинейной гидроакустике является нелинейный акустический параметр ε [27, 28], который имеет наглядный физический смысл – он определяет расстояние разрыва в волне r^* , согласно соотношению $r^* = 1 / \varepsilon k M$, 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 [23–25, 28]. Величина ε определяется в виде [23, 24]:

$$\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \approx \frac{1 + (\beta 2 / \varepsilon') [E 3_\omega (1 - \varepsilon') + E 5_\omega (3\varepsilon' - 2) / R_\omega^2]}{(1 + \beta 1 E 3_\omega)^2}, \quad (21)$$

где β и β' – адиабатическая сжимаемость жидкости ($\beta = 1 / \rho c^2$) и газа в пузырьках ($\beta' = \gamma / P_0$).

2. Описание системы акустического зондирования

Система акустического зондирования, реализующая указанный выше метод, была создана в ТОИ ДВО РАН, и с ее помощью проводились исследования в бухте Витязь Японского моря. Система основана на аппаратном комплексе, который включал в себя тракт излучения звука с различными частотами, пьезокерамические преобразователи, тракт приема и систему ввода и первичной обработки акустической информации (см. рис. 1) [23]. Основу акустической части комплекса составляла донная система с гидроакустическими излучающими и приемными антеннами (глубина 10–14 м) с целью долговремен-

ного изучения акустических характеристик в море при различных гидрометеорологических условиях (рис. 1).

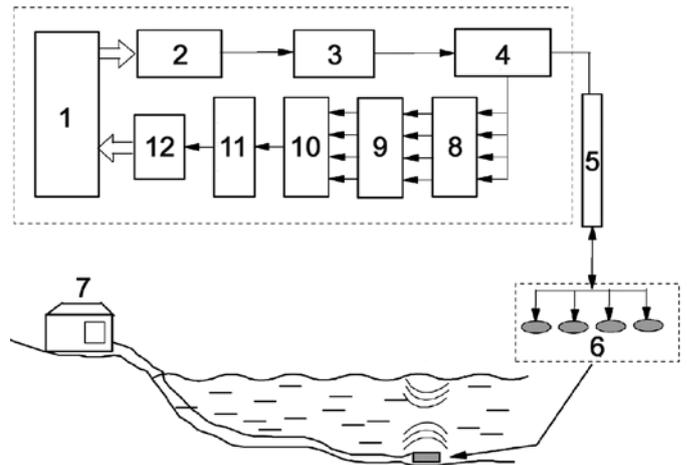


Рис. 1. Схема акустических измерений с донной станции: 1 – компьютер, 2 – управляющий генератор ГСПФ-053, 3 – усилитель мощности, 4 – коммутатор сигналов, 5 – кабель, 6 – антенна, 7 – береговая лаборатория, 8 – полосовой фильтр, 9 – корректирующий усилитель, 10 – сумматор, 11 – амплитудный детектор, 12 – высокочастотный АЦП

Система ввода и первичной обработки акустической информации включала в себя интерфейсную 14-разрядную плату ввода и многоканальный цифровой регистратор МА-16 с предельной частотой записи 200 кГц и Ла2 USB с предельной частотой квантования 400 кГц фирмы «Руднев и Шляев», соответственно интерфейсную 12-разрядную плату ввода E20-10 с предельной частотой квантования 10 МГц фирмы «Л-Кард», персональные компьютеры и специальные программы обработки и визуализации акустических сигналов [23].

Для проведения многочастотного зондирования мелкомасштабных неоднородностей морской среды была разработана система с временным разделением частотных каналов [7]. На рис. 2 изображена функциональная схема тракта излучения системы с временным разделением частотных каналов. Цифровой генератор ГСПФ-053 по разработанной программе последовательно формировал импульсы частот 170, 300 и 700 кГц и бигармонический импульс с частотами 712,5 и 687,5 кГц, которые усиливались и посылались через одну общую жилу широкополосного кабеля к излучающей антенне. Антенна состояла из набора излучателей с соответствующими резонансными частотами, включенных параллельно друг другу. Каждый излучатель возбуждался импульсом на частоте, соответствующей собственной резонансной частоте, и принимал сигналы рассеяния. Таким

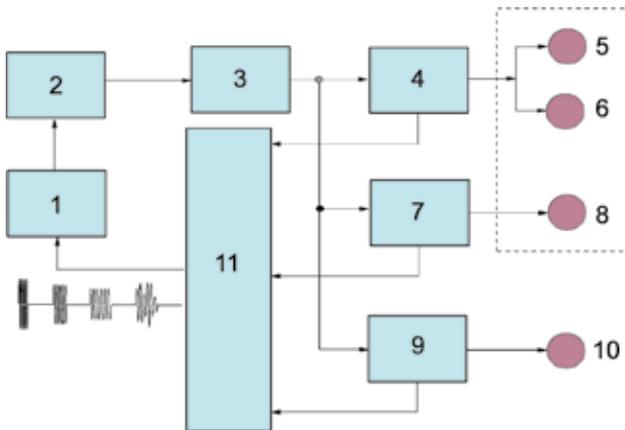


Рис. 2. Тракт излучения системы с временным разделением частотных каналов и схема последовательных сигналов на различных частотах, поступающих в тракт излучения: 1 – управляемый генератор, 2 – регулятор уровня, 3 – предварительный усилитель типа У7-5, 4, 7, 9 – усилители мощности с коммутаторами эхо-сигналов, 5, 6, 8, 10 – акустические излучатели с различными частотами

образом, в каждом временном отрезке излучалась и принималась только одна частота одним из излучателей. Были выяснены основные преимущества метода с временным разделением частот по сравнению с методом синхронного многочастотного излучения. Эти преимущества состоят в следующем:

- большая компактность системы (один тракт излучения и один тракт приема на все частоты акустических сигналов, применение одного коаксиального одножильного морского кабеля для всех излучателей антенны);
- наличие высокой стабильности цифрового сигнала излучения;
- большая по сравнению с параметрическим методом мощность излучения на всех частотах;
- отсутствие необходимости использовать высокочастотные фильтры (частоты разделены во времени), что в итоге резко улучшает пространственно-временное разрешение.

Для проведения долговременных исследований рассеяния звука на планктоне и других микронеоднородностях морской среды в бухте Витязь были установлены две акустические донные системы на расстоянии около 20 м на глубинах около 10–12 м с инвертированными высоконаправленными эхолотами на частотах в интервалах 54–64 кГц, 110–126 кГц, 138, 256 и 519 кГц. Основой первой системы является трехэлементный излучатель, имеющий ширину основного лепестка характеристики направленности на частоте 138 кГц, равную $11,5^\circ$, на частоте 216 кГц – $7,2^\circ$, на частоте 519 кГц – 3° . Кроме того, установлен ненаправленный широкополосный гидрофон для регистрации, проведения калибровок и контроля излучения.

На рис. 3 показана амплитудно-частотная характеристика трехэлементного излучателя в диапазоне частот 20–200 кГц, а на рис. 4 представлена амплитудно-частотная характеристика отдельного излучателя донной системы со сдвоенными высоконаправленными эхолотами (угол 25° между осями излучения). Видно, что применяемые излучатели имеют резонансные максимумы, на которых можно проводить излучение в достаточно большом диапазоне частот.

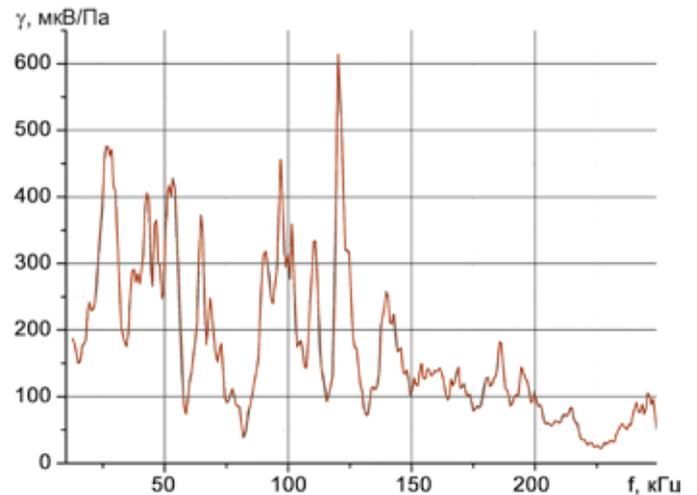


Рис. 3. АЧХ излучателя донной станции в режиме приема в области низких частот 20 кГц–200 кГц

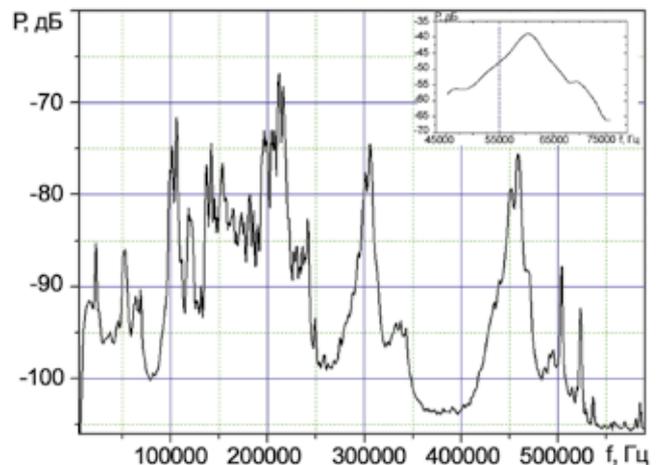


Рис. 4. АЧХ отдельного излучателя из системы со сдвоенными излучателями (угол 25° между осями излучения)

Функциональная схема донных систем представлена на рис. 5. В качестве параметрического излучателя на частотах накачки 200 кГц при разностных частотах 15–40 кГц наиболее часто используется излучатель FURUNO, тип СА200-8В (Япония), с рабочей частотой 200 кГц и максимально допустимой

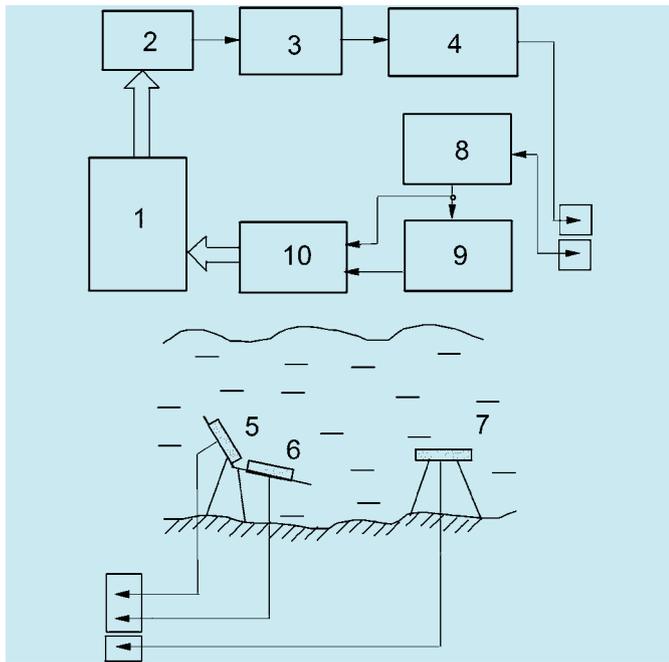


Рис. 5. Функциональная схема донных систем: 1 – компьютер; 2 – управляющий генератор ГСПФ-053; 3 – усилитель У7-5; 4 – усилитель мощности; 5, 6 – акустические преобразователи двухэлементной акустической системы; 7 – 3-элементный акустический преобразователь с частотами 67, 138, 216, 519 кГц; 8, 9 – селективные нановольтметры SN 233; 10 – АЦП

мощностью 2 кВт. Ширина диаграммы направленности на рабочей частоте $5,6^\circ$. Амплитудно-частотная характеристика чувствительности излучателя, измеренная в полосе частот 20–400 кГц, показана на рис. 6. На рис. 7 представлен спектр отраженных от поверхности сигналов в параметрическом режиме. При этом высокочастотная накачка проводилась на частотах 170 и 200 кГц, генерируемая в нелинейной морской среде разностная частота составляла 30 кГц. На врезке рис. 7 изображены сигналы во временной области.

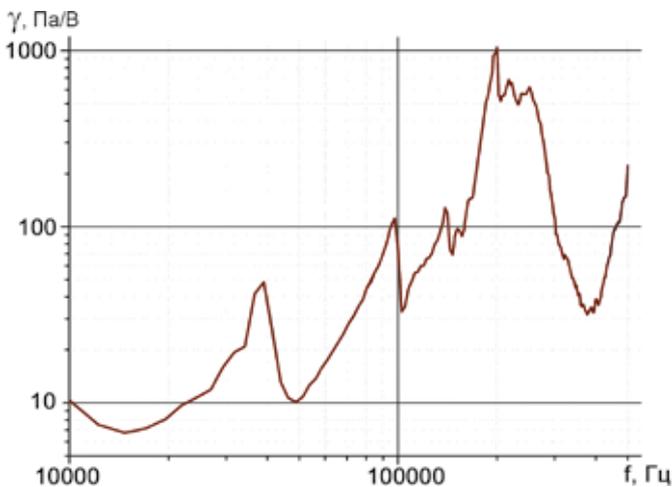


Рис. 6. АЧХ чувствительности излучателя СА200-8В в полосе частот 20–400 кГц

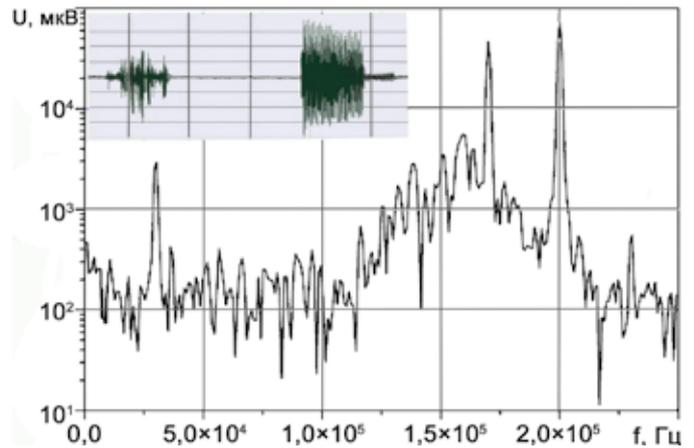


Рис. 7. Спектр сигналов, отраженных от поверхности в параметрическом режиме, на врезке – сигналы во временной области

Береговой комплекс аппаратуры позволял производить многочастотное измерение сигналов рассеяния различными методами. Применялся метод одновременного излучения импульсов разных частот с последующей фильтрацией принимаемых сигналов по каналам (см. рис. 1). В качестве цифрового генератора сигналов применялся программируемый генератор ГСПФ-053. Широкополосные усилители мощности У7-5 использовались в качестве предварительных усилителей, оконечные усилители выполнены на базе высоковольтных транзисторов и 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 (Германия), фильтры на отдельные частоты были изготовлены в лаборатории гидрофизики ТОИ ДВО РАН.

Упростить описанную схему стало возможно, применяя гетеродинное преобразование частот. В настоящее время донная станция оснащена излучателями с частотами $f_1 = 519$, $f_2 = 216$ и $f_3 = 138$ кГц. Чтобы использовать для зондирования все 3 частоты, применяется двухканальная схема ввода данных. Сигналы с частотами 519, 216 кГц записывались с преобразованием частот, причем частота гетеродина f_G выбиралась так, чтобы преобразовывались обе частоты в один тракт усиления промежуточной частоты f_0 . Так как на выходе гетеродина присутствует как разностная, так и суммарная частоты, промежуточная частота f_0 выбиралась так, чтобы соблюдалось равенство $f_1 - f_0 = f_2 + f_0 = f_G$, откуда $f_0 = (f_1 - f_2) / 2$. Для частот 519, 216 кГц $f_0 = 151,5$ кГц, тогда частота гетеродина $f_G = 367,5$ кГц как для суммарного, так и для разностного сигнала.

При замене излучателей с другими рабочими частотами требуется только изменить частоту гетеродина без замены усилителей и фильтров. Другим важным моментом является понижение частоты сигнала при гетеродинировании в нашем случае почти в 3,5 раза (с 519 кГц до 150 кГц), что позволяет экономить соответствующее количество памяти. Для восстановления исходного сигнала можно сделать обратное преобразование частот. Сигналы с частотой 138 кГц записывались без преобразования непосредственно на второй канал АЦП.

Функциональная схема системы многочастотного акустического зондирования с применением гетеродинного преобразования частот показана на рис. 8.

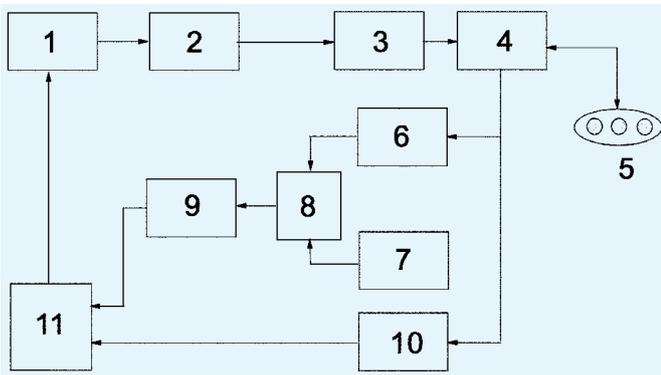


Рис. 8. Функциональная схема системы многочастотного акустического зондирования с применением гетеродинного преобразования: 1 – компьютер, 2 – управляющий генератор ГСПФ-053, 3 – усилитель У7-5, 4 – усилитель мощности, 5 – акустическая антенна, 6 – усилитель RFT 00011, 7 – цифровой генератор PV6501, 8 – перемножитель сигналов, 9, 10 – селективные нановольметры SN 233, 10 – высокочастотная плата АЦП E20-10

Таким образом, применение гетеродина в приемном тракте многочастотной системы измерения рассеяния звука позволяет упростить схему за счет использования единого перестраиваемого тракта усиления сигналов промежуточной частоты и уменьшить поток данных за счет снижения частоты сигналов, сэкономив ресурсы системы обработки и накопления данных.

3. Обработка и визуализация статистических данных акустического зондирования с применением программы Scatter2

Для оперативного изучения структуры рассеяния звука важной является быстрая обработка данных и визуализация результатов измерений. С этой целью в лаборатории гидрофизики ТОИ ДВО РАН была разработана программы Scatter2 [29], предназначенная

для обработки и визуализации статистических данных рассеяния звука в жидкости. Программа Scatter2 является развитием программы Scatter [30], которая была разработана в ИПМТ ДВО РАН в 2000 г. и многократно использовалась при обработке данных акустического зондирования, полученных в различных районах океана [31, 32].

Входными данными для программы Scatter2 являются наборы файлов данных с характеристиками рассеяния звука. В программе реализованы предусмотренные типичные аналитические алгоритмы обработки акустического изображения (усреднение, усреднение сдвигом, среднеквадратичное отклонение с усреднением, отношение среднеквадратичного отклонения к среднему, среднеквадратичное отклонение с усреднением сдвигом, отношение среднеквадратичного отклонения к среднему со сдвигом). Для более серьезной обработки данных разработана интеграция с пакетом MathCad, с возможностью возврата результата обратно в систему. При этом пользователь может применять свои алгоритмы, что резко расширяет возможности программы. Программа Scatter2 написана на языке Object Pascal, может работать в операционной среде Windows. Программа небольшая по объему, составляет 2,09 Мб и может запускаться из любого места пользовательского диска без специальной предустановки.

Типичная обработка с помощью программы Scatter2 (при записи звукорассеивающих слоев) представлена на рис. 9. Вертикальная ось соответствует глубине в метрах, горизонтальная – номерам импульсов зондирования. Справа показана амплитуда рассеянного назад акустического импульса № 215 на частоте 200 кГц. Внизу показана зависимость от расстояния амплитуды рассеянного сигнала на глубине 17 м при дрейфе с переменной скоростью на дистанции около 200 м. Хорошо видно рассеяние звука на крупных биологических объектах, планктоне и на морской траве вблизи дна моря. По наклону сигналов обратного рассеяния можно определить скорость дрейфа, которая была вначале достаточно большой, а затем существенно меньше. Углы наклона рассеянных сигналов на отдельных объектах существенно (до 3 раз) изменились. Запись была сделана в дрейфе с НИС «Импульс» в августе 2018 г.

При проведении исследований многократно использовалась программа Scatter2 как вспомогательное оперативное средство для мониторинга разномасштабных неоднородностей морской среды методами акустического зондирования. Некоторые результаты, полученные с ее помощью, представлены ниже. Подробное описание программы можно найти в [29].

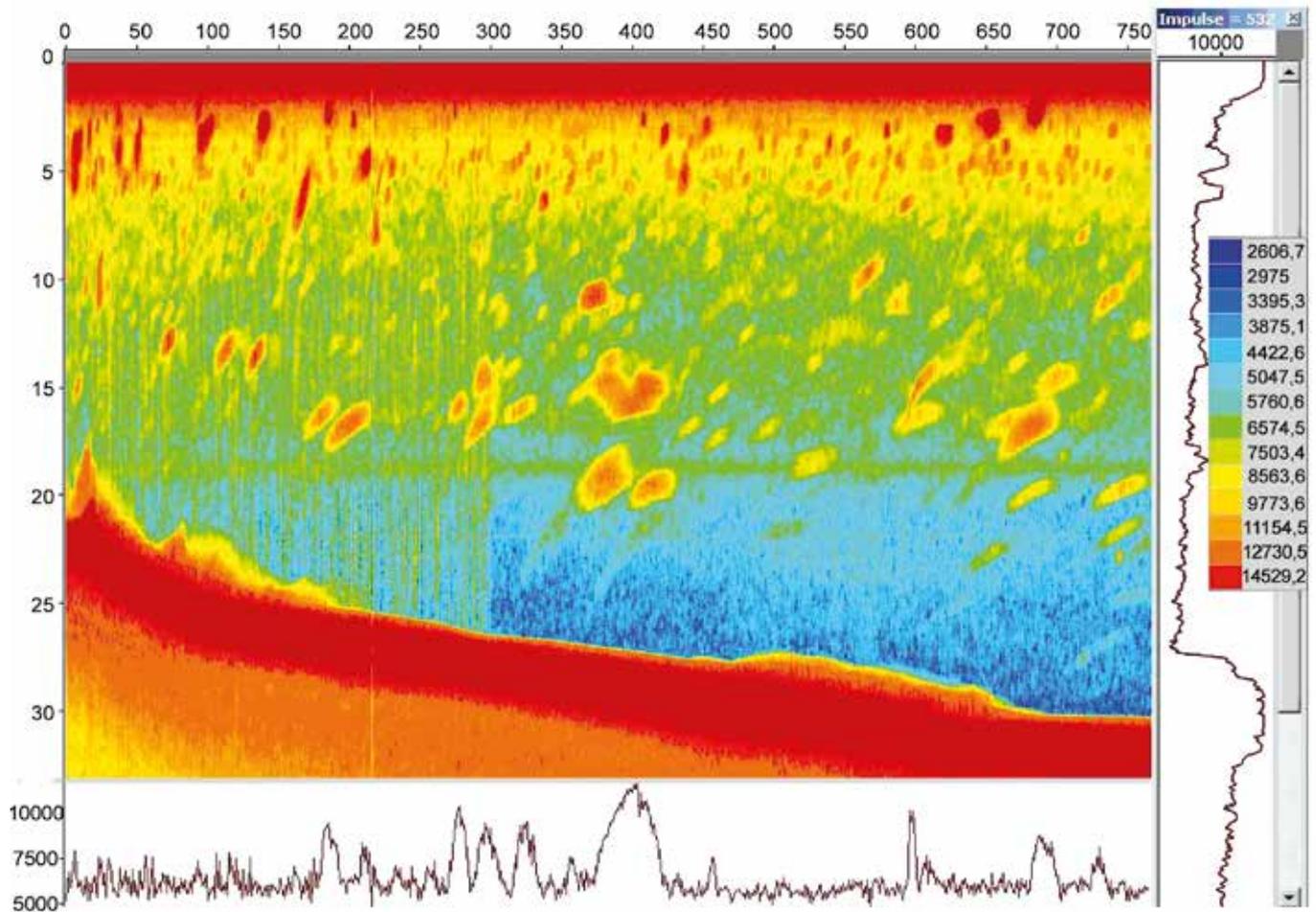


Рис. 9. Типичная картина расположения звукорассеивающих слоев в бухте Витязь на частоте 200 кГц. Обработка с помощью программы Scatter2 (копия с экрана дисплея)

4. Типичные результаты исследований микронеоднородностей верхнего слоя моря с применением донной системы акустического зондирования

С применением программы Scatter2 обработаны данные по рассеянию звука в зависимости от глубины z и времени t на пузырьках и планктоне, полученные на частоте 145 кГц в октябре 2017 г. Получено также распределение коэффициента объемного рассеяния звука $m_v(z, t)$ на пузырьках и планктоне в течение суток, представленное на рис. 10. Серым цветом на оси времени t отмечен ночной период, когда планктон проявляется наиболее ярко. Используя данные для рассеяния звука $m_v(t, \omega)$, можно определить распределение пузырьков, которое показано справа на рис. 10 для пузырьков, резонансных на частоте 145 кГц, что соответствует размерам 20 мкм.

На рис. 11 показано рассеяние звука на приповерхностных пузырьковых облаках по мере их раз-

вития с усилением ветра и одновременное рассеяние звука на зоопланктоне, визуализирующем внутренние волны большой амплитуды. Таким образом, на рис. 11 видны некоторые детали пространственно-временной структуры рассеяния звука на пузырьках и планктоне, из которых, например, можно видеть характерные периоды волнового движения, в котором участвуют планктонные объекты (около 1–2 и около 5 мин). Следует обратить внимание, что исследования концентрации планктона и его пространственно-временная изменчивость традиционными методами облова отличаются значительной трудоемкостью. Оценка распределения биомассы в деятельном слое океана по данным о рассеянии звука позволяет значительно упростить эту задачу.

Ранее в работах [4, 23, 33] были уточнены формулы для сечений рассеяния в области, когда длина волны становится сравнима с характерным размером рассеивателей, и полученные зависимости были положены в основу решения обратных задач опреде-

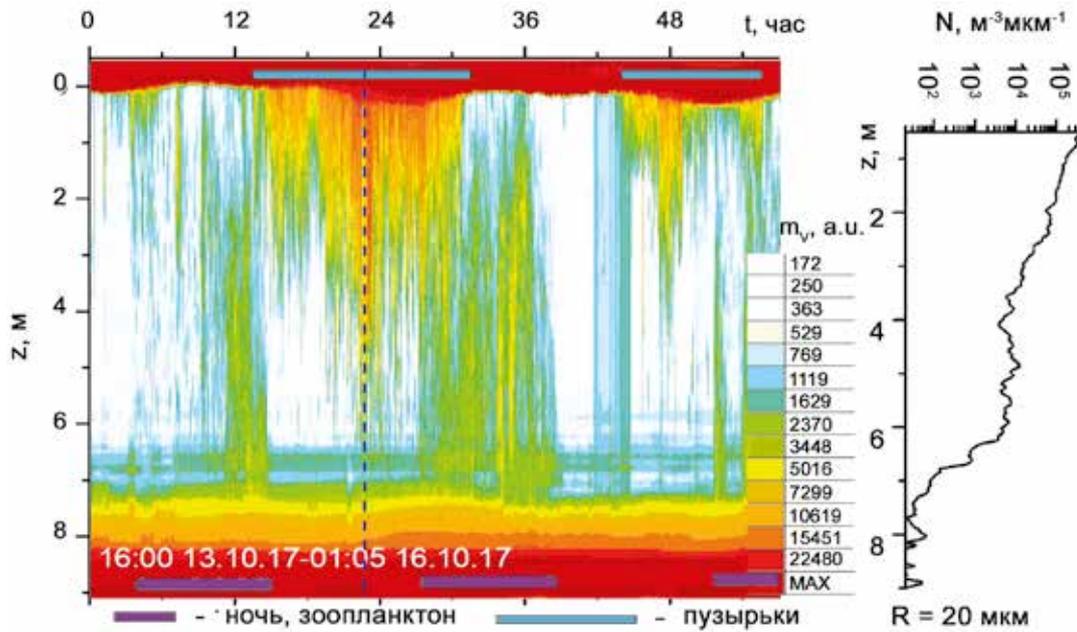


Рис. 10. Рассеяние звука частоты 145 кГц на пузырьках и планктоне в течение суток в октябре 2017 г. Справа – график вертикального распределения концентрации пузырьков в момент, отмеченный вертикальной штриховой линией

ления типа рассеивателей, их концентрации, а также некоторых их характеристик. В частности, было получено общее выражение, позволяющее по данным для коэффициента рассеяния звука получать данные по распределению биомассы в рамках степенного и гауссовского закона: $m_g^{(p, G)}(r, f) = D^{(p, G)}(f)m_v(r, f)$. Коэффициент $D^{(p, G)}(f)$ имеет сложный вид, для частоты $f \sim 100$ кГц можно получить $D^{(p)} \sim 2 \cdot 10^2$ г·м/л [8, 33]. Приведенная оценка в дальнейшем использована для оценки распределения биомассы в верхнем слое моря.

На рис. 12 представлены концентрации биомассы, полученные на основе рассеяния звука и в результате облова in situ в бухте Витязь в течение ночи 14.08.12 (21:00 – 08:00), из которого следует неплохое соответствие между результатами акустической оценки и результатами облова. Распределение по размерам особей зоопланктона, полученных в результате облова (в основном вклад в биомассу вносили личинки и икра японского анчоуса *Endraulius japonica*, веслоногие рачки *Acartia clausi*), представлено на рис. 13, что

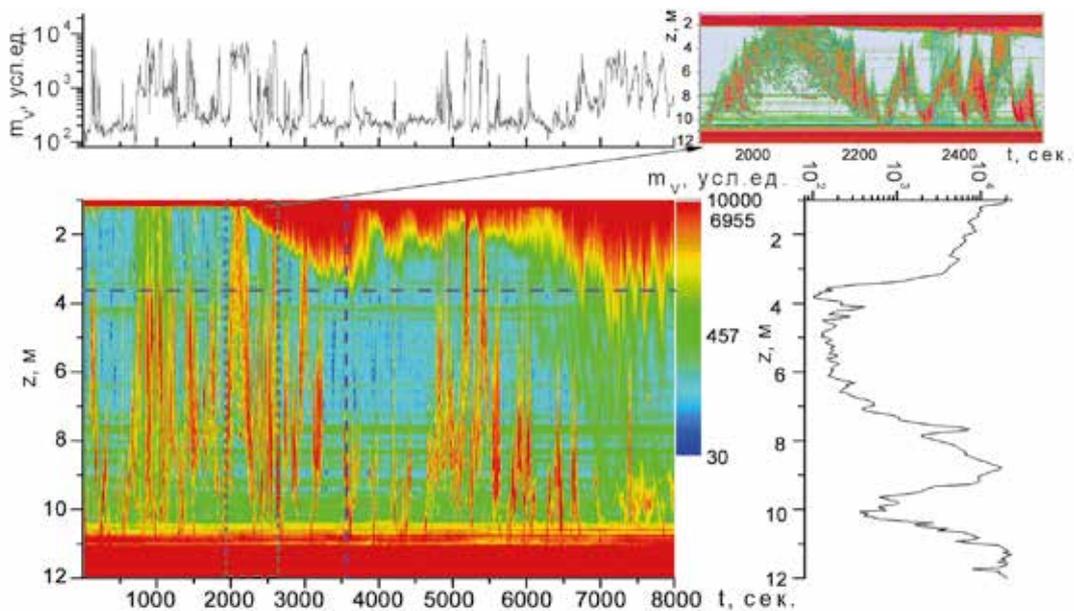


Рис. 11. Характер рассеяния звука на приповерхностных пузырьковых облаках и одновременное рассеяние звука на зоопланктоне

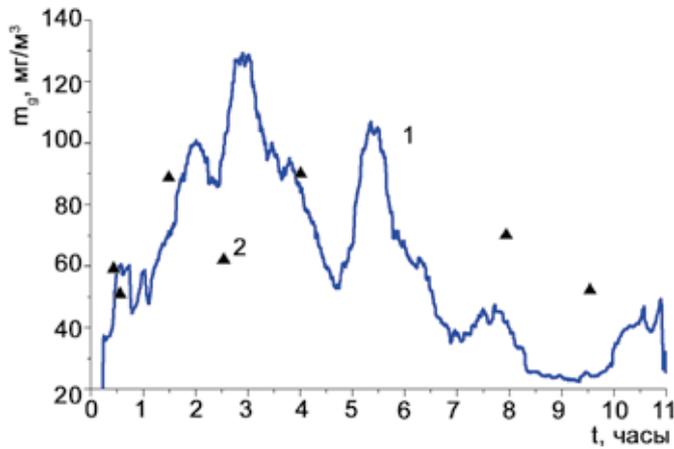


Рис. 12. Сравнение концентраций биомассы, полученных на основе рассеяния звука и в результате облова in situ в бухте Витязь в течение ночи 14.08.12 (21:00 – 08:00): 1 – по данным рассеяния звука, 2 – по результатам облова

позволило уточнить коэффициент $D^{(p, G)}(f)$, который в дальнейшем был использован для оценки распределения биомассы.

Важной для практических применений является информация о газосодержании и структуре пузырьковых облаков, возникающих за счет обрушения поверхностных волн. Используя данные для рассеяния звука, можно вычислить функцию распределения пузырьков по размерам, а затем изучить изменение во времени средней объемной концентрации газа $x = (4\pi/3) \int_{\{R\}} g(R) R^3 dR$, заключенного в пузырьках во всей толще слоя морской воды. На рис. 14 представлена изменчивость во времени и по глубине концентрации пузырьков радиуса ~ 20 мкм (резонансная частота 145 кГц) – функция $N_{\omega}(t, z)$, $[m^{-3} \mu m^{-1}]$ при наличии пузырьковых облаков.

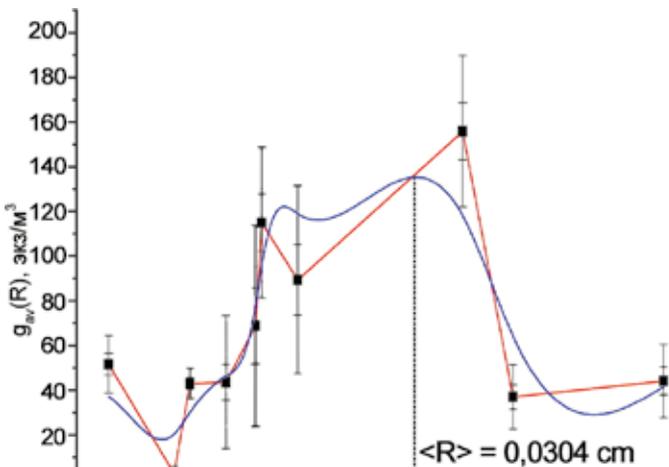


Рис. 13. Функция распределения планктона по размерам $g(R)$ в бухте Витязь 14.08.12–15.08.12. Пик при $R = 0,035$ см обусловлен наличием икры японского анчоуса

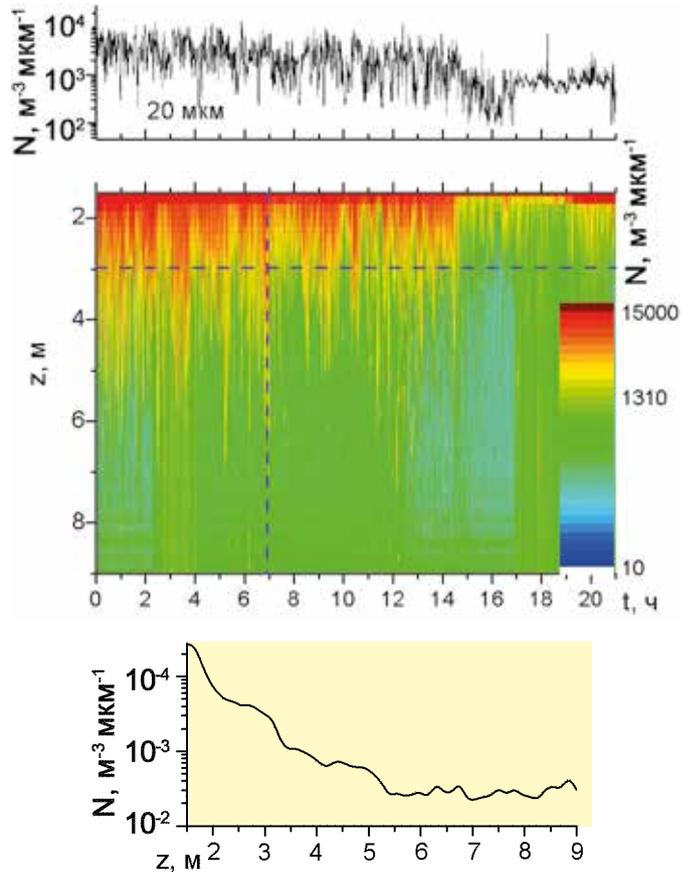


Рис. 14. Изменчивость во времени и по глубине функции при наличии пузырьковых облаков

Для вычисления общего газосодержания в жидкости необходимо знание о функции распределения пузырьков по размерам во всем диапазоне изменений размеров. Такая информация может быть получена только с использованием многочастотного акустического зондирования. Нами регулярно проводились измерения приповерхностного рассеяния звука, связанного с пузырьковыми структурами. Для условий шельфа типичной оказывается функция $g(R)$, которую удалось записать в виде [22, 23]:

$$g(R) = A_g R^{-n} \exp \left\{ -n \left[(R_p / R) + (R / R_m) \right] \right\}.$$

Здесь показатель степени n и критические размеры R_p, R_m являются естественными параметрами, которые следуют из теории Гаррета–Фармера [34] в инерционном интервале между размерами R_p, R_m . При этом оказывается, что при измерениях $g(R)$ в умеренных состояниях моря $n \sim 3,5-3,8$. [23, 33].

Изменение во времени средней объемной концентрации газа, заключенного в пузырьках во всей толще слоя морской воды, представлено на рис. 15.

Видно, что концентрация пузырьков достаточно велика, при этом следует отметить значительную из-

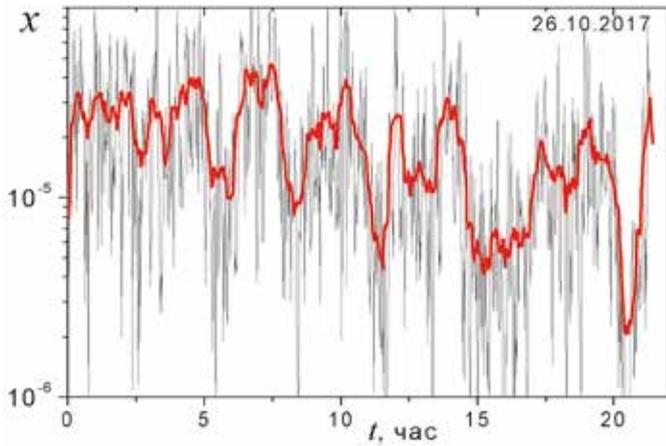


Рис. 15. Изменчивость во времени и по глубине функции при наличии пузырьковых облаков

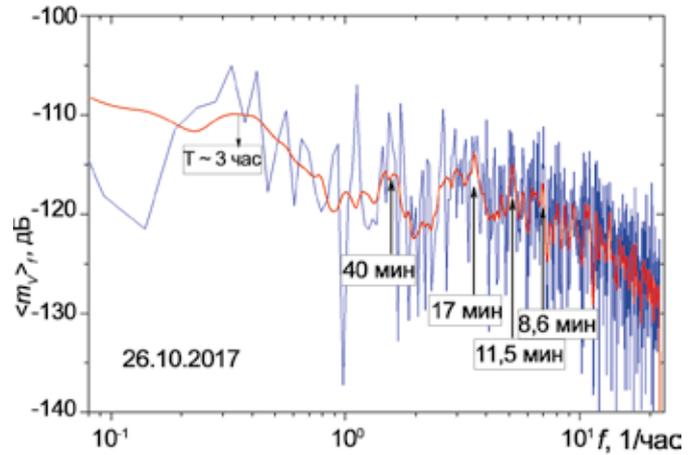


Рис. 16. Спектр функции $\overline{m_v(t)}$ при наличии пузырьковых облаков, образующихся при обрушении ветровых волн

менчивость во времени средней концентрации газа, заключенного в пузырьках, которая обусловлена периодическим обрушением ветровых поверхностных волн и образованием пузырьковых облаков, которые достигают дна. Удобно также для характеристики газосодержания в пузырьковых облаках ввести усредненный по толщине слоя коэффициент рассеяния звука $\overline{m_v}$, который может изменяться во времени согласно формуле [23]:

$$\overline{m_v(t)} = (1/h) \int_0^h m_v(t, z) dz,$$

где h – глубина.

Спектр этой функции изображен на рис. 16. Видны характерные спектральные пики, отвечающие периодам усиления ветра над поверхностью моря,

дающие начало пузырьковым облакам в воде и аномальному рассеянию звука, детали которых хорошо видны на рис. 14.

Известно, что пузырьки являются эффективными поглотителями энергии звуковых волн, распространяющихся в море. Вопрос заключается в оценке, насколько значимы эффекты диссипации при реальных концентрациях пузырьков, которые наблюдаются в экспериментах по рассеянию звука. Коэффициент поглощения звука рассчитывался на основе экспериментальных данных, полученных при рассеянии звука на пузырьковых структурах вблизи поверхности моря по формуле (20).

На рис. 17 представлены расчеты для поглощения звука на частоте 145 кГц в приповерхностном слое

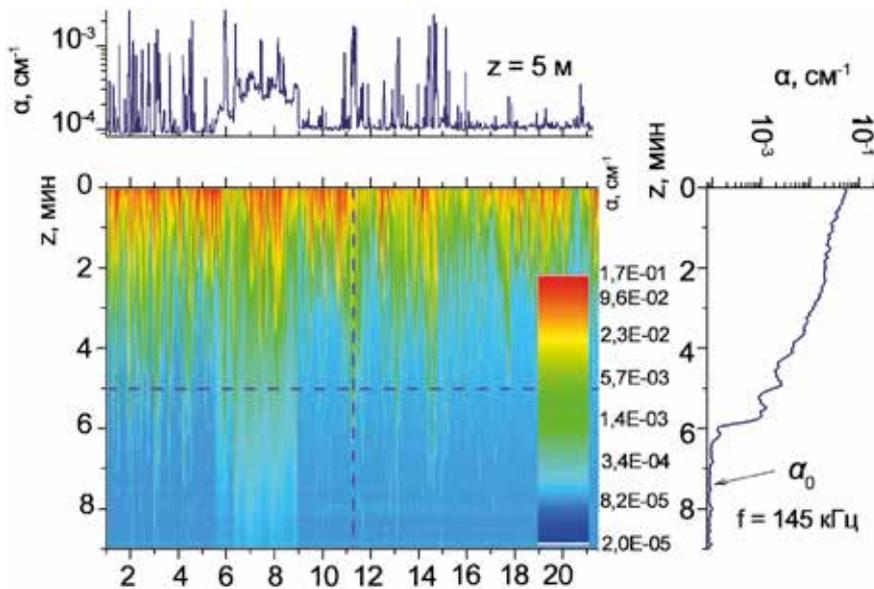


Рис. 17. Коэффициент поглощения звука на частоте 145 кГц в приповерхностном слое пузырьков

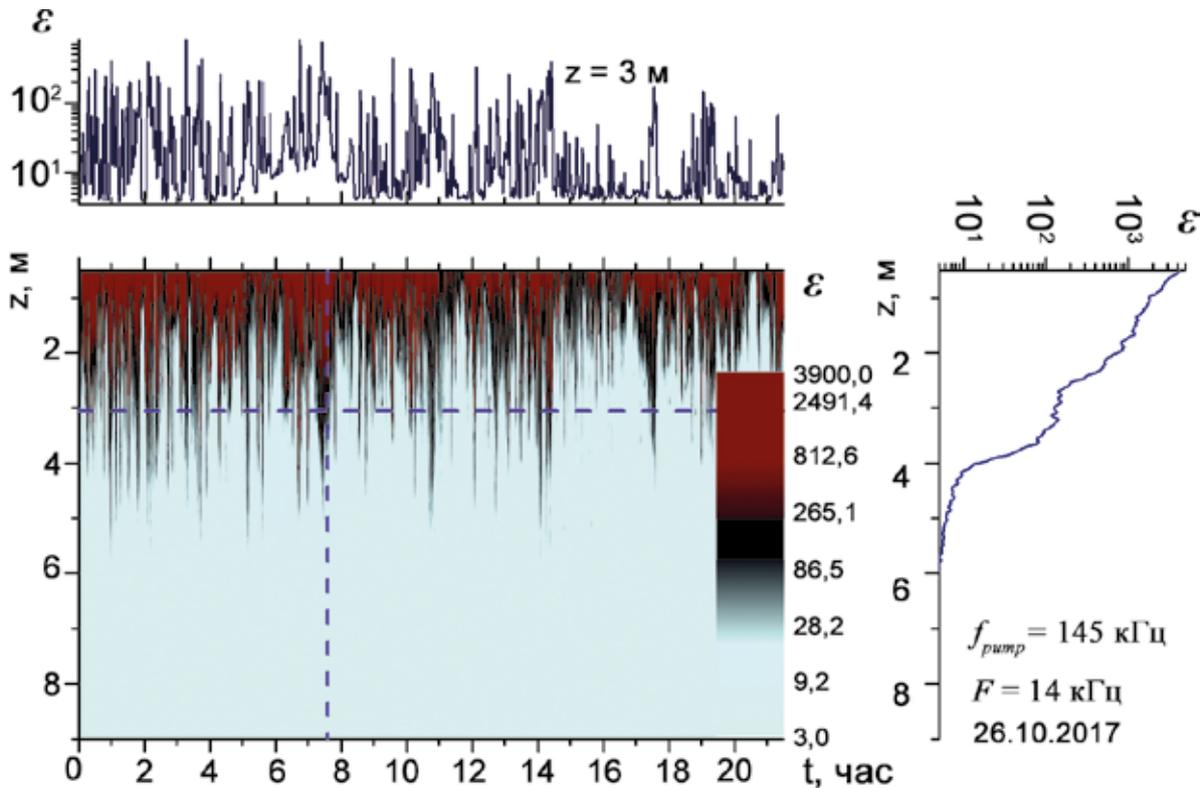


Рис. 18. Нелинейный параметр в облаке пузырьков при преобразовании накачки со 145 кГц вниз по спектру на частоту 14 кГц

пузырьков. На рис.17 видно избыточное поглощение звука в пузырьковом слое. Вблизи поверхности моря поглощение звука в 100 раз превышает поглощение звука в чистой воде без пузырьков, $\alpha_0 = 0,8 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. На больших глубинах поглощение звука стремится к значению поглощения звука в чистой воде.

Полученные выше результаты по концентрации пузырьков в приповерхностных слоях морской воды позволяют определить дополнительную акустическую нелинейность, привносимую распределенными в воде пузырьками, обладающими высокой собственной нелинейностью. Это можно сделать, используя формулу (21). На рис. 18 представлено изменение во времени нелинейного параметра пузырькового слоя, которое отвечает зависимостям, представленным на рис. 14 для концентрации пузырьков. Нелинейный параметр здесь определялся для морской воды пузырьками при преобразовании накачки со 145 кГц вниз по спектру на частоту 14 кГц.

Вблизи поверхности моря нелинейный параметр существенно превышает нелинейный параметр в воде без пузырьков, равный 3,5.

На больших глубинах нелинейный параметр стремится к значению нелинейного параметра в чистой воде.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что с применением высокочастотного рассеяния звука удается выявить тонкую структуру морской воды и определить изменчивость важных акустических характеристик – коэффициента рассеяния и поглощения звука и параметра акустической нелинейности воды, а также определить функцию распределения пузырьков в морской воде на различных глубинах. Применение остронаправленных высокочастотных пучков ультразвука позволяет разделить информацию о планктоне и пузырьках и определить с высоким пространственным разрешением структуру пузырьковых облаков, образующихся при обрушении ветровых волн и структуру планктонных сообществ.

Участие планктона в волновом движении в толще морской воды позволяет определить параметры внутренних волн – спектр и распределение по амплитудам в различное время.

Работа выполнена по государственному заданию № 0271-2019-0009 и частично поддержана грантами РФФИ № 17-02-00561а и №18-32-20146 мол_a_вед и программы «Дальний восток» № 18-I-004.

ЛИТЕРАТУРА

1. Weibe P., Greene C., Stanton T. Sound scattering by live zooplankton and micronekton // *Journ. Acoust. Soc. Am.* 1990. Vol. 88, No 5. P. 2346–2359.
2. Andreeva I.B., Belousov A.V. Multiple sound scattering by densely packed shoals of marine animals // *ICES Journ. of Marine Science.* 1996. Vol. 53. P. 323–327
3. Andreeva I.B., Tarasov L.L. Scattering of acoustic waves by small crustaceans // *Acoustical Physics.* 2003. Vol. 49. P. 125–128.
4. Lavery C., Wiebe P.H., Stanton T.K. et al. Determining dominant scatterers of sound in mixed zooplankton populations // *Journ. Acoust. Soc. Am.* 2007. Vol. 122. P. 3304–3326.
5. Ressler P. Acoustic backscatter measurements with a 153 kHz ADCP in the northeastern Gulf of Mexico: determination of dominant zooplankton and micronekton scatterers // *Deep-Sea Research I.* 2002. Vol. 49. P. 2035–2051
6. Akulich V.A., Bulanov V.A. Measurements of bubbles in sea water by nonstationary sound scattering // *Journ. Acoust. Soc. Am.* 2011. Vol. 130, No. 5 (2). P. 3438–3449.
7. Буланов В.А., Корсков И.В. Система многочастотного акустического зондирования с временным разделением частот // *Приборы и техника эксперимента.* 2009. № 3. С. 120–122.
8. 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.
9. Medwin H. Acoustical determination of bubble size spectra // *Journ. Acoust. Soc. Am.* 1977. Vol. 62. P. 1041–1044.
10. 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.
11. Johnson B.D., Cooke R.C. Bubble populations and spectra in coastal water: photographic approach // *Journ. Geophys. Res.* 1979. Vol. 84. P. 3761–3766.
12. 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.
13. Thorpe S.A. Measurements with an automatically recording inverted echo sounder; ARIES and the bubble clouds // *Journ. Phys. Oceanography.* 1986. Vol. 16. P. 1462–1478.
14. Vagle S., Farmer D. The measurement of bubble-size distributions by acoustical backscatter // *Journ. of Atmosph. and Ocean.Tech.* 1992. Vol. 9. P. 630–664.
15. Andreas E.L., Monahan E.C. The role of whitecap bubbles in air-sea heat and moisture exchange // *Journ. Phys. Oceanogr.* 2000. Vol. 30. P. 433–441.
16. Deane G.B. Sound generation and air entrainment by breaking waves in the surf zone // *Journ. Acoust. Soc. Amer.* 1997. Vol. 102. P. 2671–2689.
17. Vagle S., McNeil C., Steiner N. Upper ocean bubble measurements from the NE Pacific // *Journ. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. C 12054. 16 p.
18. 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.
19. Baschek B., Farmer D.M. Gas Bubbles as Oceanographic Tracers // *Journ. of Atmosph. and Ocean. Tech.* 2010. Vol. 27, No. 1. P. 241–245.
20. Czerski H., Deane G.B. The effect of coupling on bubble fragmentation acoustics // *Journ. Acoust. Soc. Am.* 2011. Vol. 129, No. 1. 74 p.
21. 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. Vol. 38, No. 4. P. 632–641.
22. Акуличев В.А., Буланов В.А. О спектре пузырьков газа и возможностях акустической спектроскопии в приповерхностном слое океана // *Доклады Академии наук.* 2012. Т. 446, № 2. С. 212–215.
23. Акуличев В.А., Буланов В.А. Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017. 414 с. ISBN 978-5-9909943-8-6.
24. Акуличев В.А., Буланов В.А. Акустическая нелинейность, поглощение и рассеяние звука в морской воде, насыщенной пузырьками // *Доклады Академии наук.* 2018. Т. 479, № 2. С. 195–199.
25. Буланов В.А. Акустическая нелинейность верхнего слоя океана и мелкого моря и особенности рассеяния и поглощения звука // *Океанологические исследования.* 2018. Т. 46, № 2. С. 15–27.
26. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 264 с.
27. Ainslie M.A. Effect of wind-generated bubbles on fixed range acoustic attenuation in shallow water at 1–4 kHz // *Journ. Acoust. Soc. Am.* 2005. Vol. 118, No. 6. P. 3513–3523.
28. Новиков Б.К., Тимошенко В.И. Параметрические антенны в гидролокации. Л.: Судостроение, 1990. 256 с.
29. Кузнецов В.П. Нелинейная акустика в океанологии. М.: Физматлит, 2010. 264 с.
30. Соседко С.Н. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ “Обработка и визуализация статистических данных рассеяния звука в жидкости (Scatter 2)”, 2019618677. Дата регистрации в Реестре программ для ЭВМ 23.07.2019.
31. Соседко С.Н. Программа SCATTER для обработки и визуализации импульсных сигналов обратного рассеяния звука // *Морские технологии.* Вып. 4. Владивосток: Дальнаука, 2001. С. 204–210.
32. Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П.Н., Соседко С.Н. Исследование рассеяния звука в мелком море // В сб. «Морские технологии». Вып. 3. Владивосток: Дальнаука, 2000. С. 254–263.
33. Акуличев В.А., Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П.Н. Акустическое зондирование верхнего слоя морской воды в различных районах океана // *Подводные исследования и робототехника.* 2006. № 2 (2). С. 59–71.
34. Акуличев В.А., Буланов В.А., Стороженко А.В. Оценка распределения планктона в океане методом акустического зондирования // *Докл. Акад. наук.* 2011. Т. 438, № 2. С. 267–270.
35. Garrett C., Li M., Farmer D. The Connection between Bubble Size Spectra and Energy Dissipation Rates in the Upper Ocean // *Journ. Phys. Ocean.* 2000. Vol. 30, No 9. P. 2163–2171.