

## АКУСТИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ ВЕРХНЕГО СЛОЯ ОКЕАНА

**Буланов В.А., Корсков И.В.**

*Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичёва ДВО РАН*

E-mail: bulanov@poi.dvo.ru; i\_korskov@poi.dvo.ru

### **Аннотация**

Представлены результаты исследований нелинейного акустического параметра воды в верхнем слое океана. Метод измерений основан на использовании параметрической генерации звука на различных разностных частотах при бигармоническом излучении высокочастотной накачки. Измерения нелинейного акустического параметра проводились в различные годы в приповерхностном слое в северо-западной части Тихого океана, в верхнем слое до глубины 100 м в Индийском океане, а также на шельфе Японского моря, в бухте Витязь залива Петра Великого.

*Ключевые слова:* нелинейный акустический параметр, морская вода, пузырьки, планктон, рассеяние звука.

## ACOUSTIC NONLINEARITY OF THE UPPER OCEAN LAYER

**Bulanov V.A., Korskov I.V.**

*V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute*

*Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences*

E-mail: bulanov@poi.dvo.ru; i\_korskov@poi.dvo.ru

### **Abstract**

The results of studies of the nonlinear acoustic parameter of water in the upper layer of the ocean are presented. The measurement method is based on the use of parametric sound generation at different difference frequencies under biharmonic radiation of high-frequency pumping. Measurements of the nonlinear acoustic parameter were carried out in various years in the near-surface layer in the North-Western Pacific Ocean, in the upper layer up to a depth of 100 m in the Indian ocean, as well as on the shelf of the Sea of Japan, in the Vityaz Bay of Peter the Great Bay.

*Keywords:* nonlinear acoustic parameter, sea water, bubbles, plankton, sound scattering.

## Введение

В последнее время возникла потребность наряду с традиционными линейными методами разработки других, более совершенных методов акустической диагностики океана [1, 3–5, 7]. Таковыми оказались нелинейные методы, использующие анализ тонких эффектов рассеяния и распространения звука в микронеоднородных средах [3, 4–6, 12].

Нелинейные эффекты весьма чувствительны к присутствию микронеоднородностей в воде, поэтому наряду с непосредственным измерением параметров термодинамического состояния морской воды и скорости звука – первой производной  $c = (\partial\rho/\partial P)_s^{-1/2}$  (где  $\rho$  – плотность,  $P$  – давление,  $s$  – энтропия), можно использовать параметр  $\varepsilon$ , связанный со второй производной уравнения состояния  $\Gamma = \rho(\partial c^2 / \partial P)_s$ , который может стать информативным признаком для диагностики морской среды. Нелинейный акустический параметр  $\varepsilon$  связан с  $\Gamma$  соотношением [4–6]:

$$\varepsilon = 1 + (\rho / 2) (\partial c^2 / \partial P)_s \equiv 1 + \Gamma / 2. \quad (1)$$

В жидкостях, содержащих различные фазовые включения, параметр нелинейности может значительно возрасти. Особенно сильно это проявляется для жидкостей, содержащих газовые пузырьки [3, 5–8, 12], для которых  $\varepsilon$  будет зависеть от структуры среды, а также от динамических характеристик включений. В толще морской среды дополнительно существуют различные взвеси, планктон различных размеров, микротурбулентность, которые добавляют свой вклад в нелинейность. Несмотря на важность параметра нелинейности для морской среды, информация о его измерениях в море весьма скудна [1, 3–6, 12].

Исследования нелинейного распространения звука позволяют реализовать акустическую диагностику микронеоднородностей в морской воде. По существу, речь идет о свободном не волноводном распространении звука, где основной особенностью является наличие гетерогенных и гомогенных мелкомасштабных неоднородностей. Для нелинейной акустики жидкостей наиболее важно

сочетание нелинейности и диссипации, соответствующее уравнение, описывающее нелинейные процессы в такой среде, является уравнением Бюргера [5, 6]. Эффекты дисперсии скорости звука, приводящие к уравнению Кортевега-де Вриза и сложным солитонобразным решениям, для многих ситуаций в слабонеоднородной нелинейной жидкости могут быть опущены [5]. Поскольку речь идет о не волноводном распространении, в дальнейшем считается, что в жидкости отсутствует дисперсия скорости звука, но существенна диссипация – поглощение звука [7–9]. В работе обсуждены особенности нелинейных акустических характеристик морской воды, содержащей мелко-масштабные неоднородности.

### Основа метода измерения акустической нелинейности

Важным параметром для определения  $\varepsilon$  является расстояние, на котором развиваются нелинейные эффекты, – расстояние разрыва в волне. Нелинейный акустический параметр  $\varepsilon$  непосредственно связан с решением Римана [4–6] в эволюции простых волн, согласно которому скорость распространения простой волны равна  $A = A_0 + \varepsilon v$ , где  $c_0$  – адиабатическая скорость звука,  $v$  – скорость частиц в волне. Появление зависимости скорости распространения волны от ее амплитуды приводит к искажениям профиля волны вплоть до образования ударных волн. Расстояние, на котором плоская гармоническая волна перерождается в ударную волну, принято называть расстоянием разрыва  $r^*$ , которая определяется соотношением [5, 6]  $r^* = 1 / \varepsilon k M$ . Измеряя расстояние  $r^*$ , на котором появляются нелинейные гармоники в волне, можно определить нелинейный акустический параметр  $\varepsilon$  по формуле [2]:

$$\varepsilon = \rho A^3 / (2\pi f P_m r^*). \quad (2)$$

На практике часто используется относительный метод измерения нелинейного акустического параметра, заключающийся в предварительной калибровке измерителя в известной среде и затем вычисления  $\varepsilon$  по формуле  $\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot (U_\Omega / U_{\Omega 0})$ , где  $\varepsilon_0$  и  $U_{\Omega 0}$  – величины, соответствующие эталонному образцу [2],  $U_\Omega$  – амплитуда сигнала в реальных измерениях.

Более универсальный метод, позволяющий измерять частотные особенности параметра акустической нелинейности, заключается в измерении амплитуды волн разностной частоты  $P_\Omega$  и накачки  $P_\omega$  на различном расстоянии  $r$ . Основа метода базируется на решении, которое было получено методом возмущения Гольдбергом [4, 5], которое может быть записано в виде:

$$\frac{v_{2\omega}}{v_\omega} = \frac{1}{2\alpha_\omega r^*} (e^{-2\alpha_\omega r} - e^{-4\alpha_\omega r}), \quad (3)$$

где  $r^* = 1/\varepsilon kM$  – расстояние разрыва,  $\alpha_\omega$  – коэффициент поглощения звука на частоте  $\omega$ . Из (3) видно, что амплитуда второй гармоники растет до расстояния  $x_m = \ln 2 / (2\alpha_\omega)$ , где имеет максимум, равный  $v_{2\omega} / v_\omega = 1 / (8\alpha_\omega r^*)$ , а затем резко затухает, подчиняясь экспоненциальному закону. Последнее решение справедливо, когда  $\alpha_\omega r^* > 1$ , т.е. когда длина затухания меньше длины разрыва. Очень часто имеет место противоположный случай, когда  $\alpha_\omega r^* < 1$ . Тогда решение справедливо лишь на небольших расстояниях  $r < r_0 < r_m$ , когда нелинейные эффекты не успевают развиваться. В этом случае, используя  $\alpha r \ll 1$ , получается следующее простое выражение  $v_{2\omega} / v_\omega = r / r^*$ .

Будем рассматривать поведение волны только на линейном участке  $r < r^*$ , хотя влияние микронеоднородностей на эволюцию всего профиля также представляет интерес. При этом удобнее перейти к давлению  $P = \rho c v$ , тогда получаем

$$P_{2\omega} = (\varepsilon_{2\omega} \omega / \rho c^3) P_\omega r. \quad (4)$$

В более сложном и наиболее практически важном случае применения бигармонического сигнала с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  можно показать, что на линейном участке  $r < r^*$  генерация сигнала с разностной частотой  $\Omega = \omega_1 - \omega_2$  описывается формулой

$$P_\Omega = (\varepsilon_\Omega / \rho c^3)_e \Omega P_\omega^2 r. \quad (5)$$

Важную роль в последнее время в гидроакустике приобретают параметрические излучатели ПИ, сочетающие широкополосность

с сохранением высокой направленности в большом диапазоне частот [4–6]. Функционирование ПИ целиком связано с величиной параметра акустической нелинейности, поэтому ПИ может быть использован для определения величины нелинейного акустического параметра [2, 3, 5, 8].

Нелинейный параметр  $\varepsilon$  определялся несколькими методами.

а) По формуле  $\varepsilon = 4P_{\Omega}(r)re^{\alpha_{\Omega}r} / [D_{\Omega}R_F P_0 \ln[2\alpha R_F \gamma_E / (\Omega / \omega)]]$ , справедливой для дальнего поля в режиме Берктея параметрического излучателя [2, 5] (когда зона нелинейного взаимодействия определяется сферической расходимостью пучков и затухание на частоте накачки не лимитирует размер зоны эффективного взаимодействия волн накачки), где  $R_F = k_{\omega} d^2 / 8$  – параметр Фраунгофера,  $D_{\Omega} = k_{\Omega} d / 4$ ,  $\gamma_E = 1.78$  – постоянная Эйлера,  $P_0 = P_{\omega_1} P_{\omega_2} / \rho c^2$ .

б) В условиях, когда зона нелинейного взаимодействия определяется не сферической расходимостью пучков, а затуханием на частоте накачки, что отвечает режиму Вестервельта, нелинейный параметр  $\varepsilon$  определялся по формуле [2, 5]  $\varepsilon = 2\alpha_{\omega} r P_{\Omega}(r) e^{\alpha_{\Omega} r} / [D_{\Omega}^2 P_0 [1 - \exp(2\alpha_{\omega} r)]]$ , куда наряду с указанными выше величинами входит коэффициент поглощения звука на частоте накачки, предварительно измеряемый в каждом эксперименте.

Наиболее практическим методом является режим Берктея, в котором для большинства применяемых в практике ПИ в диапазоне частот накачки 100–300 кГц приходится в дальнем поле учитывать расходимость пучка бигармонической накачки при сравнительно слабом поглощении на высокой частоте, тогда можно определить нелинейный параметр по следующей формуле [2, 8]:

$$\varepsilon = A(\omega, \Omega) \frac{P_{\Omega} r}{P_{\omega_1} P_{\omega_2}}, \quad A(\omega, \Omega) = \frac{4\rho c^3}{R_{F\omega}^2 \Omega \ln(2\gamma_E N_A^{-2})}. \quad (6)$$

где  $P_{\omega_1}$ ,  $P_{\omega_2}$ ,  $P_{\Omega}$  – амплитуды давления волн накачки с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  и разностной частоты  $\Omega$  ( $\omega_{1,2} = 2\pi f_{1,2}$ ,  $\Omega = 2\pi F$ ,  $F = f_1 - f_2$ ),  $N_A = (\alpha_{\omega} R_{F\omega})^{1/2}$ ,  $\gamma_E = 1,78$  – постоянная Эйлера,  $R_{F\omega} = k_{\omega} d^2 / 8$  – длина ближней зоны на частоте  $\omega$ ,  $k_{\omega} = \omega / c$ ,  $d$  – апертура излучателя.

Приведенные выше формулы являются основой для измерений параметра нелинейности морской воды. Однако иногда удается

повысить точность измерений  $\varepsilon$  за счет измерения относительных нелинейных характеристик. Введем величину  $K_{ef}$ , характеризующую эффективность генерации комбинационных частот в микро-неоднородной жидкости по отношению к чистой жидкости в виде  $K_{2\omega ef} = [(P_{2\omega})_e - P_{2\omega}] / P_{2\omega}$ ,  $K_{\Omega ef} = [(P_{\Omega})_e - P_{\Omega}] / P_{\Omega}$ , получаем

$$K_{ef} = \frac{(\varepsilon / \rho c^3)_e - \varepsilon / \rho c^3}{\varepsilon / \rho c^3}, \quad (7)$$

где нелинейный параметр  $\varepsilon$  отвечает частотной зависимости при преобразовании либо из  $\omega$  в  $2\omega$ , либо из  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в  $\Omega$ . Окончательно получаем

$$K_{ef} = \frac{(\varepsilon / \rho c^3)_e}{\varepsilon / \rho c^3} - 1 = \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \left\{ \left[ 1 + x \left( \frac{\beta' - \beta}{\beta} + \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{\beta' - \mathcal{K}}{\beta} \right) \right] \right\}^{3/2} \left[ 1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} x \right]^{1/2} - 1, \quad (8)$$

$$\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} = \frac{1}{\left[ 1 + x \left( \frac{\beta' - \beta}{\beta} + \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{\beta' - \mathcal{K}}{\beta} \right) \right]^2} \times \\ \times \left\{ \left[ 1 + x \left( \frac{\varepsilon' \beta'^2}{\varepsilon \beta^2} - 1 \right) \right] + \frac{1}{\varepsilon} x \left[ \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{\beta'_p}{\beta^2} \left( 1 - \frac{\mathcal{K}_p}{\beta'_p} \right) + \frac{\rho'}{\rho} \frac{\beta'^2}{\beta^2} \left( 1 - \frac{\mathcal{K}}{\beta'} \right) \left( 1 - \frac{\mathcal{K}}{\beta'} + 2 \left( \frac{\rho \mathcal{K}}{\rho' \beta'} - \frac{\beta}{\beta'} \right) \right) \right] \right\}, \quad (9)$$

где  $\beta$  и  $\beta'$  – адиабатическая сжимаемость воды и включения, соответственно, в случае газа в пузырьках  $\beta' = \gamma / P$ .  $\mathcal{K}$  – сжимаемость включения с учетом резонансных и релаксационных эффектов, при этом  $\mathcal{K}_p = \partial \mathcal{K} / \partial P$ ,  $\beta'_p = \partial \beta' / \partial P \approx -\gamma / P^2 = -\beta' / P$ . В отсутствие фазовых превращений и резонансных явлений имеем

$$K_{0ef} = \left\{ \left[ 1 + x \left( \frac{\varepsilon' \beta'^2}{\varepsilon \beta^2} - 1 \right) \right] \right\} \left\{ \left[ 1 + x \left( \frac{\beta' - \beta}{\beta} \right) \right] \right\}^{-1/2} \left[ 1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} x \right]^{1/2} - 1. \quad (10)$$

Зачастую изменения эффективного нелинейного параметра среды оказываются малыми. В этом случае из (8), (9) получаем

$$K_{ef} = x \left\{ \frac{\varepsilon' \beta'^2}{\varepsilon \beta^2} - 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\beta' - \beta}{\beta} + \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{\beta' - \mathcal{K}}{\beta} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \frac{\Delta\rho}{\rho} + \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{\beta'_p}{\beta^2} \left( 1 - \frac{\mathcal{K}_p}{\beta'_p} \right) + \frac{\rho'}{\rho} \frac{\beta'^2}{\beta^2} \left( 1 - \frac{\mathcal{K}}{\beta'} \right) \left( 1 - \frac{\mathcal{K}}{\beta'} + 2 \left( \frac{\rho \mathcal{K}}{\rho' \beta'} - \frac{\beta}{\beta'} \right) \right) \right] \right\}. \quad (11)$$

В отсутствие фазовых превращений и резонансных явлений можно получить

$$K_{0ef} = x \left[ \frac{\varepsilon' \beta'^2}{\varepsilon \beta^2} - 1 - \frac{\beta' - \beta}{2\beta} + \frac{\rho' - \rho}{2\rho} \right]. \quad (12)$$

В случае твердых частиц  $\beta' \ll \beta$  и тогда из (12) следует простое выражение

$$K_{0ef} = (\rho' / 2\rho - 1)x. \quad (13)$$

Таким образом, эффективность нелинейной генерации в среде с твердыми частицами связана непосредственно с плотностью частиц и их концентрацией. Замечательным является тот факт, что по наклону линейной зависимости  $K_{ef}(x)$  можно получить значение плотности твердых частиц в жидкости, а по самому значению  $K_{ef}$  – получить величину объемной концентрации этих частиц.

Следует обратить внимание на то, что в случае, если в жидкости находятся газовые пузырьки, то величина  $K_{ef}$  резко изменяется по сравнению с (13). Действительно, в случае дорезонансных газовых пузырьков (низкие частоты) с размерами  $R$  меньше резонансных  $R_\omega$  на данных частотах звука, имеем  $\beta' \gg \beta$ ,  $\rho' \ll \rho$  и тогда наклон зависимости  $K_{ef}(x)$  резко увеличивается по сравнению с (13):

$$K_{0ef} = (\beta'^2 \varepsilon' / \beta^2 \varepsilon)x. \quad (14)$$

Таким образом, при реализации нелинейной акустической диагностики морской воды с микронеоднородностями типа твердых частиц, планктона и т.п. следует тщательно следить за наклоном зависимости  $K_{ef}(x)$ . Резкое увеличение наклона кривых  $K_{ef}(x)$  свидетельствует о наличии газовых пузырьков. В случае, когда на опыте невозможно определить концентрационные зависимости  $K_{ef}(x)$ , существует большой риск получить завышенные концентрации твердых частиц по формуле (14) в том случае, если в жидкости содержится хоть небольшое количество пузырьков.

Важным является вопрос о возможности диагностирования слабоконтрастных включений в морской воде, например, фитопланктона,

медуз и т.п. В этом случае, учитывая, что  $\beta' \approx \beta$  и  $\rho' \approx \rho$ , получаем

$$K_{0ef} = (\varepsilon' / \varepsilon - 1)x. \quad (15)$$

Из (15) видно, что для слабоконтрастных неоднородностей величина  $K_{ef}(x)$  в основном зависит от разности нелинейных параметров жидкости и фазовых включений. Этот случай существенно отличается от чисто твердых и газообразных включений тем, что слабоконтрастные неоднородности не позволяют эффективно распознаваться по параметрам первого порядка (плотности, сжимаемости), но гораздо лучше видны с помощью параметра второго порядка – нелинейному акустическому параметру.

На рис. 1 показана зависимость  $K_{ef}(x)$  для воды с пузырьками при различном гидростатическом давлении. Видно, что при малых значениях концентрации наблюдается линейный участок. Тем не менее, начиная с концентраций  $\sim 10^{-5}$ , наблюдается нелинейная зависимость от концентрации, которая имеет экстремальный характер. Так, например, при гидростатическом давлении 1 атм. наблюдается максимум зависимости  $K_{ef}(x)$ , затем при увеличении концентрации величина  $K_{ef}(x)$  заметно уменьшается.

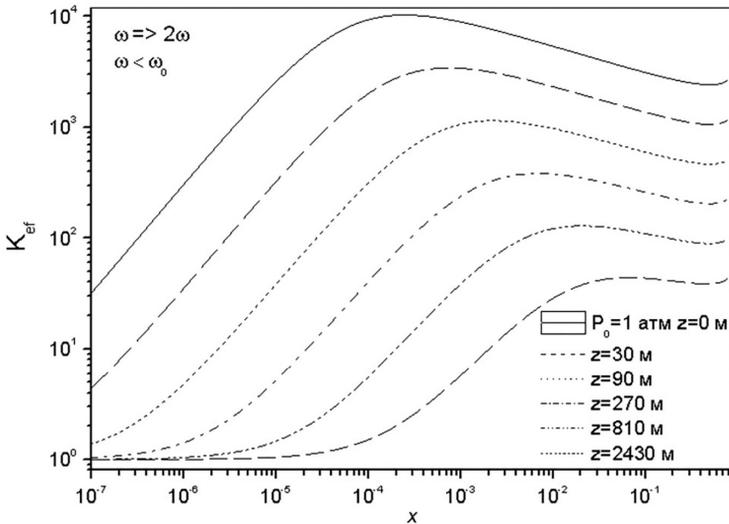


Рис. 1. Зависимость  $K_{ef}(x)$  для воды с пузырьками при различном гидростатическом давлении

Таким образом, по приведенным выше формулам по методу нелинейной генерации может быть реализована акустическая диагностика микронеоднородных жидкостей. Существенным является то, что можно выделить 3 группы включений в жидкости, диагностирование которых будет проходить по различным физическим параметрам: твердые частицы – по контрасту плотностей жидкости и включений, пузырьки – по соотношению сжимаемостей жидкости и пузырьков, слабоконтрастных включений (в основном биологического происхождения) – по контрасту нелинейных параметров жидкости и включения.

Следует отметить, что приведенные формулы имеют сложный вид, величина  $\varepsilon_e$  существенно зависит не только от параметров жидкости и фазового включения, но также от функции распределения включений по размерам. Особенно большое значение это обстоятельство имеет для резонансных включений, где результат существенно будет зависеть от соотношения между частотой звука, резонансной частотой включений и их вкладом в общий эффект нелинейности. Полный вклад всех указанных параметров зависит в том числе от относительной доли включений в жидкости в пространстве размеров, т.е. в конечном итоге – от функции распределения по размерам  $g(R)$ .

Проводя существенные упрощения параметров микронеоднородностей и оставляя лишь резонансные характеристики и основной вклад в амплитуду рассеяния, связанную с монопольной составляющей колебаний включений, можно вычислить параметр  $\varepsilon$ , который будет зависеть от структуры среды, а также от динамических свойств включений. Окончательно величина  $\varepsilon$  определяется в виде

$$\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \approx \left( 1 + \frac{2\pi}{3} \frac{\beta'^2(\gamma + 1)}{\beta^2 \varepsilon} \int_0^\infty g(R) R^3 dR \right) \left[ 1 + \frac{\beta'}{\beta} \int_0^\infty \frac{R^3 g(R) dR}{q(R, R_\omega)} \right]^{-2}, \quad (16)$$

где резонансный множитель имеет вид  $q(R, R_\omega) = (1 - (R / R_\omega)^2 (1 + i / Q_\omega))$ ,  $\gamma = 1.4$  – постоянная адиабаты,  $Q_\omega$  – добротность монопольных колебаний пузырька,  $\beta$  и  $\beta'$  – адиабатическая сжимаемость воды ( $\beta = 1 / \rho c^2$ ) и газа в пузырьках ( $\beta' = \gamma / P_0$ ). В формуле (16) были использованы

ранее полученные аппроксимации для  $g(R)$  вида [8]:

$$g(R) = A_g R^{-n} \exp \left[ -n \left( \frac{R_p}{R} + \frac{R}{R_m} \right) \right]. \quad (17)$$

## Экспериментальные методы и аппаратура

Измерения нелинейного параметра по описанной выше методике по формуле (6) впервые в ТОИ ДВО РАН проводились в 12 и 16 экспедиционных рейсах НИС «Академик А. Виноградов» (1988, 1990) в диапазоне частот от 4 до 40 кГц на различных глубинах. Экспериментальная установка для измерений нелинейного параметра в различных акваториях рейса включала в себя выносную забортную часть с приемно-передающими антеннами и измерительную электронную часть, связанные друг с другом соединительными кабелями. Выносная забортная часть представляла собой платформу из пенопласта размерами  $1 \cdot 1 \cdot 0,3$  м, к которому с помощью тонкого фала прикреплялась приемопередающая параметрическая антенна. Длина подвеса антенны могла изменяться. Излучение в рабочем положении происходило вверх, к поверхности. Приемная антенна регистрировала отраженный от водной поверхности сигнал. Плотик с антенной мог отпускаться от борта судна на вытяжном фале на расстояние до 150 м. Сигнал посылки и эхо-сигналы с приемной антенны передавались по отдельным кабелям к электронной измерительной части, находившейся на борту судна.

В дальнейшем для изучения распределения нелинейности на больших глубинах был создан нелинейный акустический зонд, основными элементами которого является параметрический излучатель и ячейка определенной длины, внутри которой распространяется бигармонический звуковой импульс [2], излученный параметрическим излучателем. Для изучения тонкой структуры приповерхностного слоя морской воды ручной зонд производит измерения в малом слое воды, ограниченном длиной ячейки, при этом в процессе погружения (или подъема) происходит послойное измерение нелинейного параметра, коэффициента объемного рассеяния и затухания звука. Таким образом,

исследователь получает тонкую структуру воды с высоким пространственным разрешением.

Суть измерений в зонде заключается в том, что излученный бигармонический импульс распространяется в пространстве, ограниченном с одной стороны отражающей пластиной, а с другой стороны самим излучателем. Импульс многократно отражается от пластины и излучателя, таким образом совершает большой пробег в малом объеме пространства, при этом происходит накопление нелинейных эффектов, в частности, рост нелинейно генерируемой волны разностной частоты. Селективный усилитель приемного тракта выделяет разностную частоту, оцифровывает и передает в процессор обработки. Измерение коэффициента затухания проводится по спаду амплитуды многократно отраженных импульсов частоты накачки.

На рис. 2 показана функциональная схема зонда и спектр частот на приемном гидрофоне при излучении параметрическим излучателем бигармонического сигнала  $698 + 716$  кГц. Сам погружаемый зонд представляет собой штангу длиной 70 см, на одном конце которой закреплен параметрический излучатель, ось излучения которого направлена вдоль оси штанги в сторону отражающей пластины, закрепленной на противоположном конце. Параметрический излучатель изготовлен на основе керамики ЦТС-19 диаметром 66 мм с резонансной частотой 650 кГц, с шириной характеристики направленности 2 градуса. В тракте излучения использовался цифровой программируемый генератор сигналов произвольной формы ГСПФ-053, сигналы которого усиливались усилителем мощности У7-5 и дополнительно блоком излучения со встроенным коммутатором сигналов, который позволяет принимать отраженный от пластины импульс в паузах между посылками. Рабочий диапазон частот накачки находится в пределах 650–750 кГц. Тракт приема измерителя нелинейности построен на основе селективного усилителя SN-233, который позволяет качественно отделить акустические сигналы разностной частоты измерителя нелинейности от сигналов накачки, и имеет коэффициент усиления до  $10^6$ . Ввод данных в компьютер проводился с помощью 12-разрядной многоканальной платы АЦП L783, производства фирмы L-Card с максимальной частотой квантования 3 МГц.

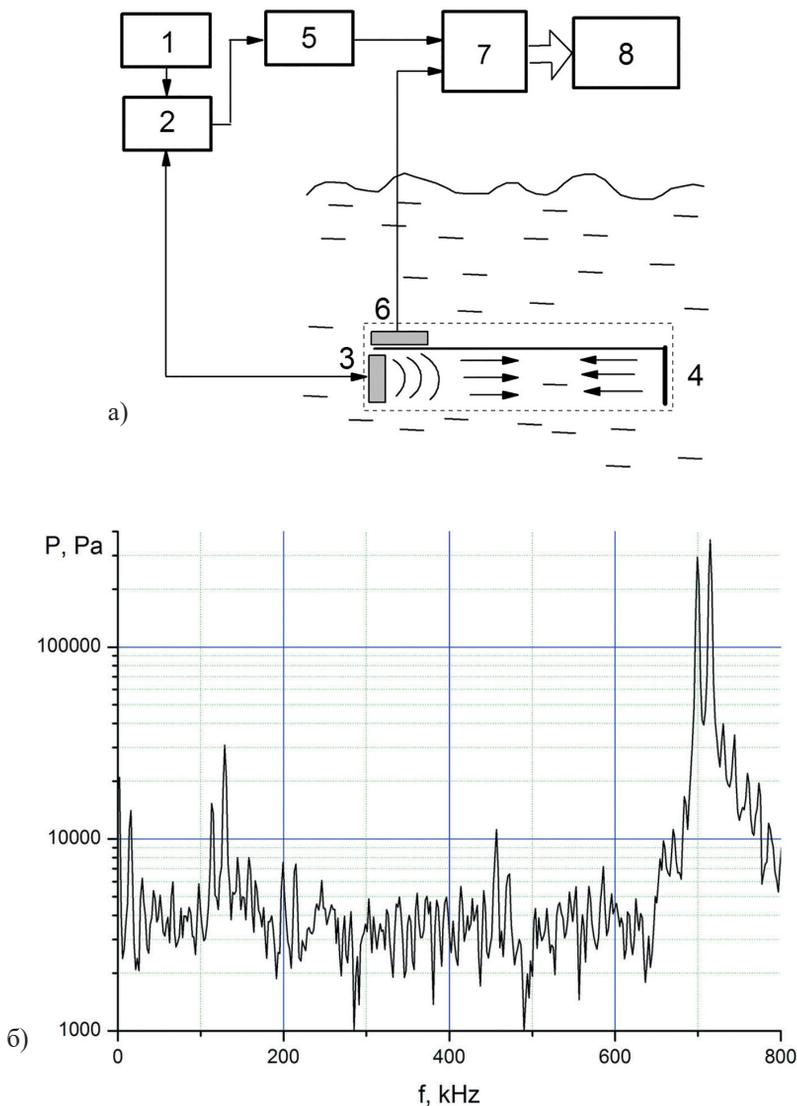


Рис. 2. Функциональная схема зонда для измерения нелинейного акустического параметра воды (а) и спектр частот на приемном гидрофоне (б) при излучении бигармонического сигнала 698 + 716 кГц: 1 – тракт формирования и излучения параметрических импульсов; 2 – коммутатор сигналов излучения-приема; 3 – параметрический излучатель; 4 – отражающая пластина; 5 – селективный усилитель сигналов разностной частоты; 6 – датчик глубины; 7 – двухканальный АЦП; 8 – компьютер

## Результаты измерений нелинейного параметра в приповерхностном слое океана

На рис. 3 и 4 представлены результаты измерений нелинейного акустического параметра приповерхностного слоя вод северной части Тихого океана на различных частотах (усредненные данные), полученные в ряде экспедиций на НИС «Академик А. Виноградов».

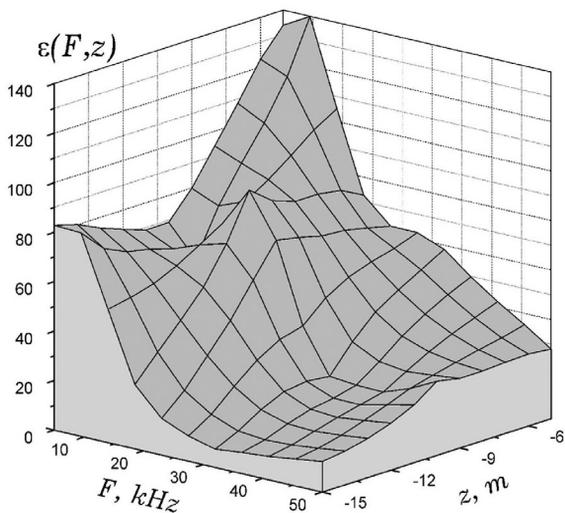


Рис. 3. Нелинейный параметр приповерхностного слоя субарктических вод северной части Тихого океана (усредненные данные)

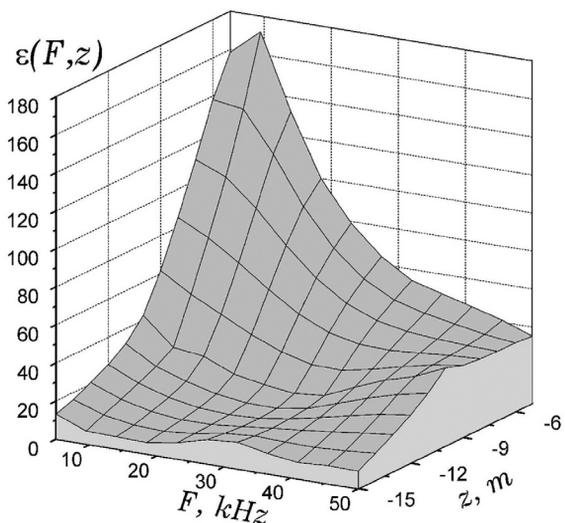


Рис. 4. Нелинейный параметр приповерхностного слоя субтропических вод северной части Тихого океана (усредненные данные)

Частотные зависимости нелинейного параметра морской воды, аппроксимирующие методом наименьших квадратов экспериментальные значения, можно записать в виде степенной зависимости  $\varepsilon = A_\varepsilon F^n$ . Частотная зависимость  $\varepsilon(F)$  обусловлена наличием пузырьков в приповерхностном слое моря, нелинейные колебания которых обуславливают зависимость от частоты нелинейного параметра. Как правило, с уменьшением разностной частоты  $F$  величина нелинейного параметра  $\varepsilon(F)$  возрастает. При этом значения  $\varepsilon$  могут достигать значений  $\varepsilon > 100$ , что в 20–30 раз превышает значения  $\varepsilon$  для чистой (без включений) морской воды.

Функция  $\varepsilon(F)$  зависит от концентрации пузырьков в приповерхностном слое, величина которой в свою очередь изменяется в зависимости от глубины. Одновременно изменяется и величина нелинейного параметра. Из рис. 3 и 4 отчетливо виден приповерхностный слой с характерной толщиной  $h \sim 5\text{--}10$  м в зависимости от частоты. Резюмируя рассмотренные выше результаты, можно предложить следующие эмпирические зависимости нелинейного параметра от частоты и от глубины

$$\varepsilon(F, z) = A_\varepsilon F^n \exp(-z / h). \quad (18)$$

Полученные значения величины отражают наши представления о влиянии приповерхностных слоев пузырьков на величину нелинейного параметра морской воды.

### **Измерения нелинейного параметра до глубины расположения термоклина океана**

Нелинейный акустический зонд использовался в экспериментах по исследованию нелинейности морской воды в верхнем слое Индийского океана до глубины расположения термоклина во время кругосветной экспедиции на паруснике «Надежда» в 2003 г. [2].

На рис. 5 кривой 3 представлено относительное изменение нелинейного акустического параметра морской воды  $\varepsilon_{\text{exp}}(z)$  от глубины, кривой 1 показано относительное изменение температуры с глубиной. Значение нелинейного параметра на поверхности моря  $\varepsilon_0 = 6.08$ ,

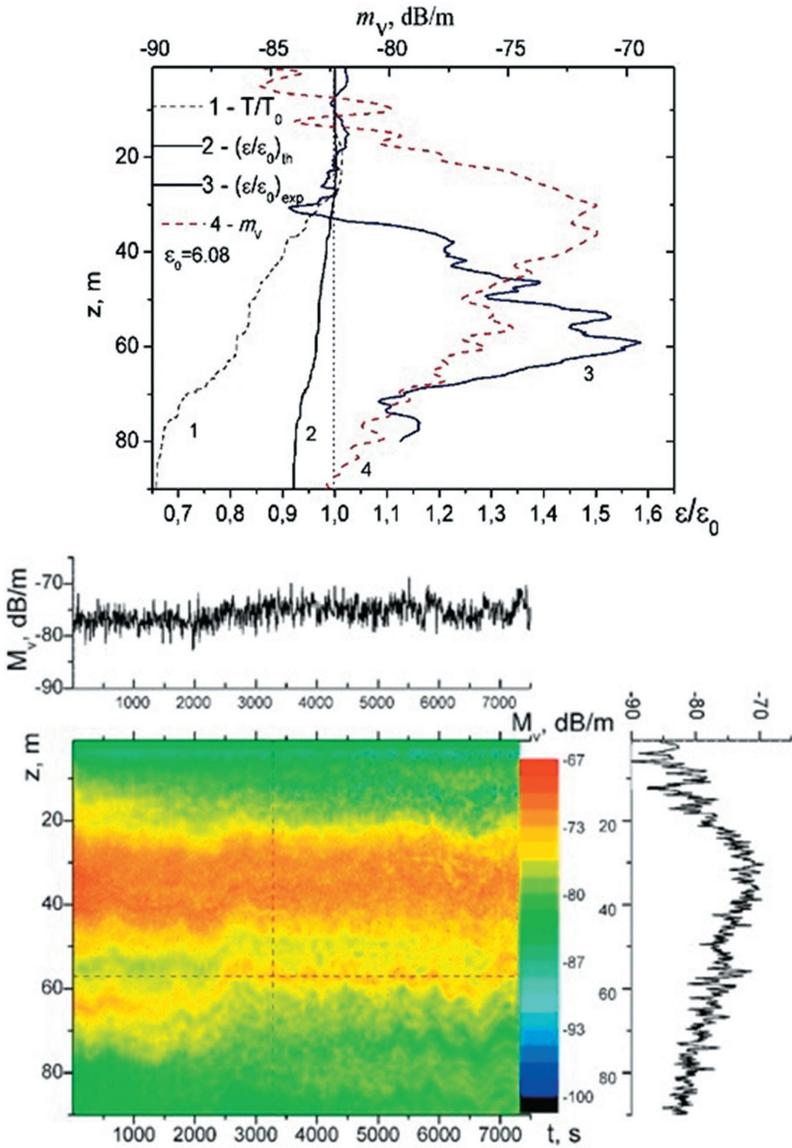


Рис. 5. Зависимости нелинейного параметра  $\epsilon_{\text{exp}}(z)$  от глубины  $z$ , существенно превышающие расчетные зависимости  $\epsilon_{th}(z)$  для чистой воды и свидетельствующие о наличии дополнительного вклада, связанного с наличием микронеоднородностей в море и регистрируемых с помощью коэффициента рассеяния звука  $M_v$ : 1 – температура  $T(z)/T_0(z=0)$ ; 2 –  $\epsilon_{th}(z)$ ; 3 –  $\epsilon_{\text{exp}}(z)$  на частоте 15 кГц (накачка 700 кГц); 4 –  $M_v(z)$  на частоте 100 кГц

видно, что нелинейный параметр существенно изменяется с глубиной. В качестве оценки кривой 2 представлено распределение расчетного параметра  $(\varepsilon / \varepsilon_0)_{th}$ , которое получено на основе данных Вильсона и Дель-Гроссо [10, 11] для скорости звука  $c(T, S, P)$ , как функции температуры  $T$ , давления  $P$  и солёности  $S$  в соответствии с формулами:

$$\varepsilon(T, S, P) = 1 + \rho c(T, S, P) \left[ \frac{dc(T, S, P)}{dp} + \frac{\alpha T}{\rho C_p} \frac{dc(T, S, P)}{dT} \right], \quad (19)$$

$$dc / dT = 4.587 - 0.107T + 7.81 \cdot 10^{-4} T^2 + 2.71 \cdot 10^{-5} TP - 7.19 \cdot 10^{-7} P^2 - 1.2 \cdot 10^{-2} (S - 35), \quad (20)$$

$$dc / dP = 0.15848 + 3.144 \cdot 10^{-5} P - 1.384 \cdot 10^{-11} P^3 + 1.354 \cdot 10^{-5} T^2 - 1.438 \cdot 10^{-6} TP, \quad (21)$$

где  $\rho$  – плотность,  $C_p$  – теплоемкость,  $\alpha$  – коэффициент теплового расширения.

Из сопоставления расчетных и экспериментальных результатов для  $(\varepsilon / \varepsilon_0)_{th}$  и  $(\varepsilon / \varepsilon_0)_{exp}$  (кривые 2 и 3) видно, что эти результаты существенно расходятся, что свидетельствует в пользу того, что нелинейность в морской воде в основном связана с наличием в ней микронеоднородностей различного происхождения. Кривой 4 на рис. 5 справа представлены измерения коэффициента рассеяния звука  $m_v$  на частоте 100 кГц. Сопоставление полученных результатов показывает, что изменение параметра нелинейности расходится с максимальными абсолютными значениями коэффициентов рассеяния звука  $m_v$  и значительное изменение наблюдается несколько ниже горизонта максимума  $m_v$  и совпадает с положением внутренней волны, которая обычно присутствует на границах звукорассеивающих слоев, в местах больших градиентов коэффициента рассеяния звука.

Необходимо подчеркнуть одно важное обстоятельство – измерения нелинейного параметра были проведены не на второй гармонике от частоты накачки около 1.4 МГц, а на небольшой разностной частоте 15 кГц. Способ регистрации нелинейности именно при преобразовании накачки в волну разностной частоты, как оказывается, очень чувствителен к наличию микронеоднородностей в морской воде. Таким образом, применение этого нелинейного способа с преобразованием в волну разностной частоты позволяет получить новые данные о структуре микронеоднородностей морской среды.

## Измерения нелинейного параметра на шельфе Японского моря

На морском шельфе большое значение имеет поведение характеристик в приповерхностном слое, который характеризуется большой изменчивостью. Измерения нелинейности проводились с помощью нелинейного акустического зонда в бухте Витязь с борта катера, находящегося в дрейфе. Измеритель опускался вручную с борта, одновременно с этим проводилась запись сигнала разностной частоты и глубины погружения. Излучался сигнал с частотами 698 и 718 кГц с периодичностью 40 мс. Многократно отраженный сигнал записывался в компьютер через плату АЦП. Определение нелинейного акустического параметра проводилось с помощью формулы (6).

На рис. 6 показаны зависимости параметра нелинейности от глубины на акватории б. Витязь при опускании измерителя от поверхности до глубины 21 м, при волнении моря 3 балла. Результаты свидетельствуют о наличии ярко выраженного приповерхностного слоя толщиной до 5–10 м с повышенной нелинейностью, который наблюдается даже в сравнительно спокойной воде без обрушения волн и образования пузырьковых облаков.

Наиболее впечатляющими результатами по акустическим свойствам приповерхностного слоя моря являются результаты, полученные в периоды сильного ветра над морем. Эффекты обрушения ветровых волн производят многочисленные пузырьковые облака, которые наряду с нелинейными свойствами являются эффективными поглотителями энергии звуковых волн, распространяющихся в море [7, 9, 11]. Коэффициент поглощения звука  $\alpha$ , обусловленный пузырьками, можно рассчитать по приближенной формуле [7, 8]:

$$\alpha \approx \frac{\omega}{c} \operatorname{Im} \left[ 1 + \frac{4\pi}{3} \frac{\rho c^2}{\gamma P_0} \int_0^\infty \frac{g(R) dR}{q(R, R_0)} \right]^{1/2}. \quad (22)$$

Как видно из формул (16) и (22) для определения акустических характеристик верхнего слоя морской воды важен вид функции  $g(R)$  в возможно более широкой области изменения  $R$ . Данные по рассеянию звука на различных частотах в приповерхностном слое моря

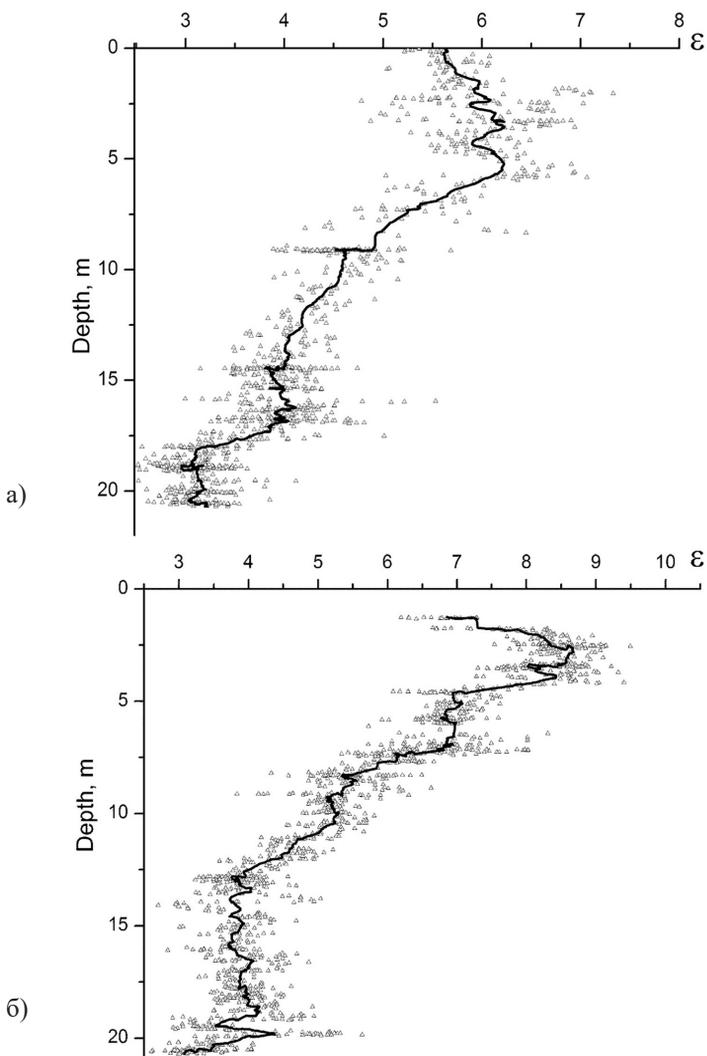


Рис. 6. Зависимости параметра нелинейности от глубины на акватории б. Витязь при различном зондировании: а) – от поверхности до глубины 21 м; б) – от глубины 21 м вверх

позволили выявить структуру распределения по размерам пузырьков – функцию  $g(R)$ , которая в общем виде представлена формулой (17). Полученные с помощью рассеяния звука данные по концентрации пузырьков в приповерхностных слоях морской воды позволяют

определить дополнительную акустическую нелинейность, а также дополнительное затухание звука, привносимые распределенными в воде пузырьками. На рис. 7 представлены изменения во времени концентрации пузырьков, коэффициента поглощения звука на частоте 138 кГц и параметра акустической нелинейности морской воды в приповерхностном слое пузырьков. Видно, что перечисленные акустические параметры изменяются в широких пределах при обрушениях поверхностных волн и сильном ветре, приводящим к модуляциям акустических свойств в приповерхностном слое моря.

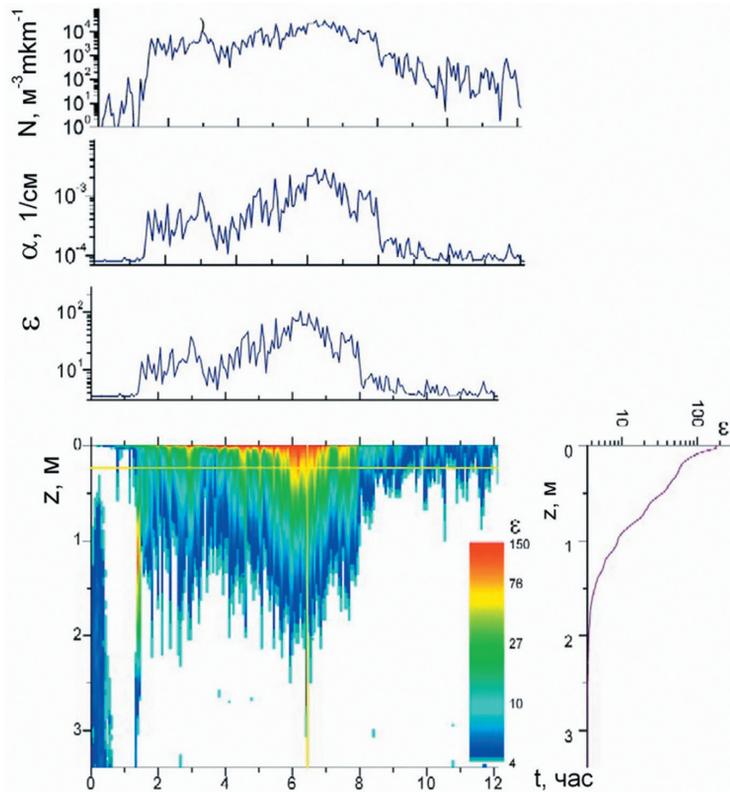


Рис. 7. Изменение во времени в приповерхностном слое моря при резком изменении силы ветра и проявление взаимосвязи акустической нелинейности  $\epsilon$ , поглощения звука  $\alpha$  и распределения пузырьков в приповерхностном слое моря (в  $\text{м}^3\text{мкм}^{-1}$ ) на глубине  $z$ , отмеченной горизонтальной линией на нижнем рисунке

## Заключение

Представлено описание экспериментальных методов изучения акустической нелинейности морской воды на различных глубинах *in situ*. Методы измерений основаны на использовании параметрической генерации звука на различных разностных частотах при бигармоническом излучении высокочастотной накачки. Представлены результаты измерений нелинейного акустического параметра воды в верхнем слое океана при различных гидро- и метеоусловиях. Измерения нелинейного акустического параметра проводились в различные годы в приповерхностном слое в северо-западной части Тихого океана, в верхнем слое до глубины 100 м в Индийском океане, а также на шельфе Японского моря, в бухте Витязь залива Петра Великого. Проанализированы теоретические зависимости нелинейного параметра воды с различными включениями и получены практически применяемые формулы для акустической диагностики по нелинейному параметру их содержания в морской воде. Показано, что параметр акустической нелинейности существенно изменяется с глубиной и имеет различные соотношения в различных районах океана. Показана возможность прогнозирования распределения акустической нелинейности и поглощения звука в океане на основе данных по рассеянию звука.

**Благодарность.** Работа выполнена по госзаданию № 0271-2019-0009 и частично поддержана грантами РФФИ № 17-02-00561а и программы «Дальний Восток» № 18-И-004.

## Литература

1. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана: Л.: Гидрометеоздат. 1982. 264 с.
2. Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П.Н. Измерения нелинейного акустического параметра морской воды // Приборы и техника эксперимента. 2017. № 3. С. 114–118.
3. Есипов И.Б., Рыбак С.А., Серебряный А.Н. Нелинейная акустическая диагностика земных пород и океана // Успехи физических наук. 2006. Т. 176. № 1. С. 102–108.
4. Кузнецов В.П. Нелинейная акустика в океанологии: М.: Физматлит. 2010. 264 с.
5. Наугольных К.А., Островский Л.А. Нелинейные волновые процессы в акустике. М.: Наука. 1990. 237 с.

6. Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И. Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение. 1981. 264 с.
7. Akulichev V.A., Bulanov V.A. Measurements of bubbles in sea water by nonstationary sound scattering // Journal of the Acoustical Society of America. 2011. Vol. 130. No 5. P. 3438–3449.
8. Akulichev V.A., Bulanov V.A. The bubble distribution and acoustic characteristics of the subsurface sea layer // Proc. Mtgs. Acoust. 2015. Vol. 24. 045003. 10 p. <http://dx.doi.org/10.1121/2.0000163>.
9. Farmer D., Vagle S. Wave induced bubble clouds in the upper ocean // Journal of Geophysical Research. 2010. Vol. 115. C12054. 16 pp.
10. Fofonoff N.P., Millard R.C. Jr. Algorithm for computation of fundamental properties of seawater // UNESCO Technical papers in Marine Science. 1983. No. 44. 53 p. [https://www.researchgate.net/publication/33549403\\_Algorithms\\_for\\_Computation\\_of\\_Fundamental\\_Properties\\_of\\_Seawater](https://www.researchgate.net/publication/33549403_Algorithms_for_Computation_of_Fundamental_Properties_of_Seawater)
11. Garrett C., Li M., Farmer D. The Connection between Bubble Size Spectra and Energy Dissipation Rates in the Upper Ocean // Journal of Physical Oceanography. 2000. Vol. 30. No 9. P. 2163–2171.
12. Grelowska G., Kozaczka E. Nonlinear Properties of the Gotland Deep – Baltic Sea // Archives of Acoustics. 2015. Vol. 40. No 4. P. 595–600.

## References

1. Brekhovskih L.M., Lysanov YU.P. Teoreticheskie osnovy akustiki okeana: L.: Gidrometeoizdat. 1982. 264 p.
2. Bulanov V.A., Korskov I.V., Popov P.N. Izmereniya nelinejnogo akusticheskogo parametra morskoy vody // Pribory i tekhnika eksperimenta. 2017. № 3. P. 114–118
3. Esipov I.B., Rybak S.A., Serebryanyj A.N. Nelinejnaya akusticheskaya diagnostika zemnyh porod i okeana // Uspekhi fizicheskikh nauk. 2006. T. 176. № 1. P. 102–108
4. Kuznecov V.P. Nelinejnaya akustika v okeanologii: M.: Fizmatlit. 2010. 264 p.
5. Naugol'nyh K.A., Ostrovskij L.A. Nelinejnye volnovye processy v akustike. M.: Nauka. 1990. 237 p.
6. Novikov B.K., Rudenko O.V., Timoshenko V.I. Nelinejnaya gidroakustika. L.: Sudostroenie. 1981. 264 p.
7. Akulichev V.A., Bulanov V.A. Measurements of bubbles in sea water by nonstationary sound scattering // Journal of the Acoustical Society of America. 2011. Vol. 130. No 5. P. 3438–3449.
8. Akulichev V.A., Bulanov V.A. The bubble distribution and acoustic characteristics of the subsurface sea layer // Proc. Mtgs. Acoust. 2015. Vol. 24. 045003. 10 p. <http://dx.doi.org/10.1121/2.0000163>.
9. Farmer D., Vagle S. Wave induced bubble clouds in the upper ocean // J. of Geophys. Res. 2010. Vol. 115. C12054. 16 pp.
10. Fofonoff N.P., Millard R.C. Jr. Algorithm for computation of fundamental properties of seawater // UNESCO Technical papers in Marine Science. 1983. No. 44. 53 p.

[https://www.researchgate.net/publication/33549403\\_Algorithms\\_for\\_Computation\\_of\\_Fundamental\\_Properties\\_of\\_Seawater](https://www.researchgate.net/publication/33549403_Algorithms_for_Computation_of_Fundamental_Properties_of_Seawater).

11. Garrett C., Li M., Farmer D. The Connection between Bubble Size Spectra and Energy Dissipation Rates in the Upper Ocean // *Journal of Physical Oceanjraphy*. 2000. Vol. 30. No 9. P. 2163–2171.
12. Grelowska G., Kozaczka E. Nonlinear Properties of the Gotland Deep – Baltic Sea // *Archives of Acoustics*. 2015. Vol. 40. No 4. P. 595–600.