

# МИКРОСТРУКТУРА, КАВИТАЦИОННАЯ ПРОЧНОСТЬ И НЕЛИНЕЙНОСТЬ МОРСКОЙ ВОДЫ

**В.А. Буланов**

Практически важными свойствами реальных жидкостей являются их нелинейные свойства, к которым относятся нелинейный акустический параметр, а также кавитационная прочность – разрыв сплошности жидкости при высоких интенсивностях в акустической волне. Установлена связь порогов акустической кавитации, параметра акустической нелинейности жидкости и распределения газовых и парогазовых пузырьков при различной температуре жидкости. Показаны взаимосвязь этих характеристик для морской воды и соответствие между теоретическими и экспериментальными результатами. Цель работы – изучение взаимосвязи структурных неоднородностей деятельного слоя океана с нелинейными характеристиками морской воды. Новизна работы заключается в создании новых теоретических моделей, численного моделирования на их основе и экспериментальном изучении структуры морской среды с высоким пространственным и временным разрешением.

**Ключевые слова:** морская вода, пузырьки, нелинейность, кавитационная прочность, рассеяние звука

## 1. Введение

К числу важных характеристик жидкостей относятся их акустические характеристики – скорость и поглощение звука, а также нелинейные акустические свойства, характеризующиеся нелинейным акустическим параметром – кавитационной прочностью – разрывом сплошности жидкости при высоких интенсивностях в акустической волне [1–3]. Проявлению аномалий в акустических свойствах, включая нелинейные эффекты, в значительной степени способствует наличие в жидкости различных зародышей – газовых пузырьков, посторонних частиц, иных включений различного происхождения [3–7]. Для практических приложений важно изучение свойств реальных жидкостей с находящимися в них включениями, наиболее значимыми из которых являются пузырьки [3, 7–15]. Поэтому наряду с задачами непосредственного изучения нелинейных свойств жидкостей важное значение приобретают исследования распределений пузырьков в реальных жидкостях [11–13]. Исследования функций распределения пузырьков по размерам  $g(R)$  в жидких средах имеют давнюю историю, однако до настоящего времени сохраняются вопросы, относящиеся как к вопросам ди-

агностики пузырьков, так и к самим величинам  $g(R)$ , характеризующим в основном природные жидкости – воду в различных водоемах, включая морскую воду [11–23]. Таким образом, акустические характеристики жидкости оказываются взаимно связанными и представляет интерес для их комплексного изучения применительно к реальным жидкостям.

Линейные акустические характеристики морской среды часто являются предметом изучения различными группами ученых, и здесь накоплен значительный опыт [3, 9–23]. Нелинейные эффекты в морской среде изучены гораздо скромнее, что связано с дополнительными экспериментальными трудностями излучения акустических сигналов при больших амплитудах и их правильной метрологической оценки. Нелинейные эффекты обычно весьма чувствительны к присутствию микронеоднородностей в воде [3–9, 24–27], поэтому наряду с непосредственным измерением параметров термодинамического состояния жидкости 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 реальной жидкости,

включающей морскую воду. Нелинейный акустический параметр  $\varepsilon$  связан с  $\Gamma$  соотношением [3,6]:

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

В жидкостях, содержащих различные фазовые включения, параметр нелинейности может значительно возрасти. Для жидкостей, содержащих газовые пузырьки, параметр нелинейности  $\varepsilon$  будет зависеть от функции  $g(R)$ , а также от динамических характеристик пузырьков на различных частотах акустических возмущений. Несмотря на важность параметра нелинейности для морской среды, информация о его измерениях в море весьма скудна [2–4, 9, 24–27].

Другой нелинейной характеристикой жидкости, которую в ряде ситуаций не удается изучить простыми способами, является кавитационная прочность или прочность на разрыв жидкости [4, 8, 9, 29–38]. Для обычных жидкостей, находящихся при обычных величинах температуры и давления, вопрос о кавитационной прочности связан с регистрацией зародышей новой фазы в жидкости. В ядерной физике еще с начала 1950-х годов начали успешно применяться пузырьковые камеры, предназначенные для регистрации треков элементарных частиц высоких энергий по пузырькам, образующимся и вырастающим вдоль треков частиц в метастабильных жидкостях [30, 32, 33]. Казалось бы, в этой области накоплен богатый материал, позволяющий распространить полученные знания на другие реальные жидкости, включая обычную воду. Тем не менее именно для воды, но находящейся в морских условиях, вопрос о кавитационной прочности оказался совсем непростым. Выяснилось, что наличие специфических для морских условий фазовых включений (ФВ) различной природы (газовых пузырьков, взвесей, планктона и др.) приводит к необычному поведению кавитационной прочности морской воды. В различных районах Мирового океана она оказалась, зависящей от географической широты, а в ряде районов оказалась необычно низкой, даже имеющей значение меньше гидростатического давления [34–37].

Актуальным остается вопрос о практических методах измерения кавитационной прочности в морских условиях, особенно на больших глубинах. Как правило, используют акустические методы, причем применяются в основном низкочастотные методы (не более десятка килогерц) [8, 29, 30, 34–37]. Однако в связи с успешным применением на практике океанографических исследований нелинейных параметрических излучателей остается открытым вопрос о кавитационной прочности морской воды при воз-

действии относительно высокочастотной накачки, которая может измеряться сотнями килогерц, вплоть до единиц мегагерц [2, 5, 24]. В этой связи возникает вопрос о поведении параметра акустической нелинейности на соответствующих частотах, который напрямую связан с эффективностью и стабильностью характеристик параметрических излучателей [7, 10, 25, 26]. Основная задача настоящей работы заключается в исследованиях нелинейных акустических характеристик во взаимосвязи с распределением пузырьков в приповерхностном слое моря.

## 2. Теоретические основы

### 2.1. Метод измерения акустической нелинейности

Важную роль в гидроакустике приобретают параметрические излучатели (ПИ), сочетающие широкополосность с сохранением высокой направленности в большом диапазоне частот. Эффективность ПИ связана с величиной нелинейного параметра  $\varepsilon_e$  и поэтому ПИ может быть использован для определения величины нелинейного акустического параметра [3, 5, 24]. Наиболее практическим методом считается режим Берктея. В этом режиме работают большинство применяемых на практике ПИ в диапазоне частот накачки 100–300 кГц. Здесь в дальнем поле приходится учитывать расходимость пучка бигармонической накачки при сравнительно слабом поглощении на высокой частоте. В этом случае можно определить нелинейный параметр по следующей формуле [24, 28]:

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

где  $P_{\omega_1}$ ,  $P_{\omega_2}$ ,  $P_\Omega$  – амплитуды давления волн накачки с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  и разностной частотой  $\Omega$  ( $\omega_{1,2} = 2\pi f_{1,2}$ ,  $\Omega = 2\pi F$ ,  $F = f_1 - f_2$ ),  $N_A = (\alpha_\omega R_{F\omega})^{1/2}$ ,  $\gamma_E = 1.78$  – постоянная Эйлера,  $R_{F\omega} = k_\omega d^2 / 8$  – длина ближней зоны на частоте  $\omega$ ,  $k_\omega = \omega / c$ ,  $d$  – апертура излучателя.

### 2.2. Эффективные параметры микронеоднородной жидкости

Микронеоднородная жидкость, содержащая различные включения, обладает эффективными акустическими характеристиками, отличными от характеристик жидкости в отсутствие включений. Эффективная сжимаемость  $\beta_e$  микронеоднородной жидкости с учетом резонансных и релаксационных характеристик ФВ равна [33]:

$$\beta_e = \frac{\beta}{\gamma} \left\{ 1 - x + \hat{X} \frac{\beta' / \gamma'}{\beta / \gamma} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{\rho'}{\rho} \right) \left( 1 - \frac{\mathcal{K}(R, \omega)}{\beta' / \gamma'} \right) \right] \right\} \quad (3)$$

Здесь произведение  $\hat{X}f$  означает интегральное выражение  $\hat{X}f = \frac{4}{3} \pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} dR g(R) R^3 f(R)$ , которое в частном случае постоянства  $f$  имеет вид  $\hat{X}f = xf$ . Величина  $\gamma = C_p / C_v$  – постоянная адиабаты,  $C_p$  и  $C_v$  – теплоемкость при постоянном давлении и объеме соответственно,  $\beta = (1/\rho)(\partial\rho/\partial P)_T$  – коэффициент изотермической сжимаемости, отличающийся от коэффициента адиабатической сжимаемости  $\beta/\gamma = (1/\rho)(\partial\rho/\partial P)_S$  на величину  $\gamma$ , где  $T$ ,  $P$  и  $S$  – температура, давление и энтропия,  $C_p$  – теплоемкость при постоянном давлении,  $\alpha = (1/\rho)(\partial\rho/\partial T)_P$  – коэффициент теплового расширения при постоянном давлении. Сжимаемость включения  $(1/V_R)\partial V_R/\partial R = (3/R)\partial R/\partial P \equiv \mathcal{K}$  отличается от адиабатической и изотермической сжимаемости и учитывает резонансные свойства включения (например, резонансная частота пузырьков  $\omega_0$ ) и тепловую релаксацию в зависимости от частоты звука и размера включения в виде [13, 24]:

$$\mathcal{K} = \frac{K(R, \omega)}{q(R, \omega)} \quad (4)$$

$$K(R, \omega) = \frac{\beta'}{\gamma'} + \alpha' d'_S \varphi(k'_T R),$$

$$q(R, \omega) = 1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - i\delta(R, \omega), \quad (5)$$

$$\omega_0^2 = \frac{3}{\text{Re}(K)\rho R^2} \left[ 1 - \frac{\text{Re}(K)}{3} \frac{2\sigma}{R} \right], \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \delta(R, \omega) &= \delta_T(R, \omega) + \delta_r(R, \omega) + \delta_\eta(R, \omega) = \\ &= \frac{\text{Im}(K)}{\text{Re}(K)} + \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \left[ \frac{\omega R}{c} + \frac{4\nu}{\omega R^2} \right], \quad (7) \end{aligned}$$

$$\varphi(k'_T R) = 3 \frac{(k'_T R) \text{cth}(k'_T R) - 1}{(k'_T R)^2}, \quad (8)$$

где  $k'_T = \sqrt{i\omega/\chi'}$  – волновое число тепловой волны,  $\chi'$  – коэффициент температуропроводности газа,  $d'_S = (dT'/dP')_{S'} = \alpha'T'/\rho'C'_p$  – наклон кривой адиабаты,  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости жидкости,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения ФВ. Сжимаемость включения  $\mathcal{K} = \mathcal{K}(R, \omega)$  в пределе малых размеров стремится к изотермической сжимаемости  $\beta'$ , при больших размерах  $\mathcal{K}$  стремится к адиабатической сжимаемости  $\beta'_S = \beta'/\gamma'$ , при этом на резонансе при  $\omega = \omega_0$  абсолютная величина

сжимаемости резко возрастает, увеличиваясь примерно в  $1/|\delta(R, \omega_0)|$  раз.

Обобщение формулы Вуда для эффективной скорости звука  $\tilde{c}_e$  в микронеоднородной жидкости записывается в виде [3, 14, 24]  $\tilde{c}_e = [\rho_e \beta_e]^{-1/2}$ , откуда вещественная  $c_e = \text{Re}(\tilde{c}_e)$  и мнимая  $\alpha = \omega \text{Im}(1/\tilde{c}_e)$  части определяют фазовую скорость  $c_e$  и коэффициент поглощения волны давления  $\alpha$ . Для жидкости с пузырьками, для которых  $\rho' \ll \rho$  и  $\beta \ll \beta'$ , можно написать:

$$c_e = c \text{Re} \left[ \left\{ 1 + \hat{X} \frac{\mathcal{K}(R, \omega)}{\beta_S} \right\} (1-x) \right]^{-1/2}, \quad (9)$$

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \text{Im} \left[ \left\{ 1 + \hat{X} \frac{\mathcal{K}(R, \omega)}{\beta_S} \right\} \right]^{1/2} + \alpha_0, \quad (10)$$

где  $\alpha_0$  – коэффициент поглощения звука в жидкости без включений. В зависимости от объемной концентрации пузырьков  $x$  можно получить более простые формулы:

$$c_e \approx \begin{cases} c(1 - xc^2/2c'^2), & x \ll x_* \sim 0.05 \\ c'/\sqrt{x}, & 1 > x > x_* = c'^2/c^2_T \end{cases}, \quad (11)$$

$$\alpha \approx \begin{cases} \omega(\rho c/2) \text{Im}[\hat{X} \mathcal{K}(R, \omega)], & x \ll x_* \\ \omega\sqrt{\rho} \text{Im}\sqrt{\hat{X} \mathcal{K}(R, \omega)}, & 1 > x > x_* \end{cases} + \alpha_0, \quad (12)$$

Учитывая формулу (1) для нелинейного параметра  $\varepsilon$  и используя формулы (4)–(8), можно вычислить эффективный нелинейный параметр  $\varepsilon_e$  микронеоднородной жидкости с ФВ. Предварительно с помощью формул (4)–(8) можно вычислить производную  $\partial\mathcal{K}/\partial P'$ , которая в случае нерезонансных пузырьков ( $\mathcal{K} \approx \beta'_S$ ) равна  $\partial\mathcal{K}/\partial P' = \partial\beta'/\partial P' \approx -\gamma/P'^2 = -\beta'_S/P'$ , где  $\beta'_S$  – адиабатическая сжимаемость газа в пузырьках  $\beta'_S = \gamma/P$ . В общем случае жидкости с пузырьками выражение для нелинейного параметра принимает вид:

$$\varepsilon_e = \varepsilon \left\{ 1 + \frac{\varepsilon' \beta'^2_S}{\varepsilon \beta_S^2} \hat{X} \left[ 1 - \frac{1}{\varepsilon' \beta'^2_S} \frac{\partial\beta'}{\partial P'} \times \left( 1 - \frac{\partial\mathcal{K}}{\partial P'} / \frac{\partial\beta'}{\partial P'} \right) + \frac{2}{\varepsilon'} \frac{\mathcal{K}}{\beta'_S} \left( 1 - \frac{\mathcal{K}}{\beta'_S} \right) \right] \right\} \left[ 1 + \hat{X} \frac{\mathcal{K}}{\beta_S} \right]^{-2}, \quad (13)$$

где  $\varepsilon' = (\gamma' + 1)/2$ . В случае газовых пузырьков величина  $\varepsilon_e$  определяется в виде

$$\varepsilon_e \approx \varepsilon \left( 1 + \hat{X} \frac{\mathcal{K}^2 \varepsilon'}{\beta_S^2 \varepsilon} \right) \left[ 1 + \hat{X} \frac{\mathcal{K}}{\beta_S} \right]^{-2}. \quad (14)$$

Как видно из приведенных формул, для определения акустических характеристик жидкости с пузырьками важен вид функции  $g(R)$  в возможно более широкой области изменения  $R$ . Данные по рассеянию звука на различных частотах, включая натурные измерения в приповерхностном слое моря, насыщенном пузырьками, позволили выявить структуру распределения по размерам пузырьков – функцию  $g(R)$ , которая согласно [14, 24, 40] может быть представлена формулой:

$$g(R, z) = A_g R^{-n(z)} \exp \left[ -m \left( \frac{R_p}{R} + \frac{R}{R_m} \right) \right] e^{-z/L}, \quad (15)$$

где для морских условий  $L \sim (2 \div 4) \cdot 10^{-3} U_{10}^{2.5}$  (здесь  $L$  дается в метрах, скорость ветра на высоте 10 м  $U_{10}$  дается в м/с), показатель  $m$  зависит от состояния моря,  $m = 1 \div 3$ , для умеренного и спокойного волнения  $m \approx 1$ .

### 2.3. Кавитационная прочность и нелинейный акустический параметр жидкости, общие соотношения

Вопрос о взаимосвязи кавитационной прочности  $\Delta P_k$  и нелинейного акустического параметра жидкости обсуждался в работе [41], в которой была получена зависимость следующего вида:

$$\Delta P_k = \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{1}{(\varepsilon - 1)\beta}, \quad (16)$$

где  $\Delta P_k = P_0 - P_k$ ,  $P_0$  – гидростатическое давление в жидкости,  $P_k$  – пороговое давление кавитации в жидкости,  $\beta$  – сжимаемость жидкости. Для чистой жидкости выражение  $\Delta P_k$  по существу представляет собой внутримолекулярное давление из уравнения состояния Ван-дер-Ваальса и с учетом механизма термических гетерофазных флуктуаций может быть записано в виде [24, 33, 42]:

$$\Delta P_{k0} = \left( 16\pi\sigma^3 / 3kT \ln(C/J) \right)^{1/2}, \quad (17)$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $J$  – интенсивность зародышеобразования, т.е. количество растущих зародышей новой фазы в единице объема в единицу времени обычно составляет величину  $J \sim 1 \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$ , тогда  $\ln(C/J) \approx 70 - 78$ . Для воды  $\Delta P_{k0} \approx 1400$  атм и из [30] следует  $\varepsilon \approx 5$ , что согласуется со значениями для чистой воды.

Формула (16) обобщается также на случай микро-неоднородной жидкости, содержащей фазовые включения. Тогда в (16) везде следует заменить параметры  $\varepsilon$  и  $\beta$  на  $\varepsilon_e$  и  $\beta_e$  – эффективные нелинейный пара-

метр и сжимаемость жидкости с ФВ, определяемые формулами (3) и (11) – (13). Учитывая указанные зависимости, можно написать следующую формулу для кавитационной прочности:

$$\Delta P_k = \Delta P_{k0} \left[ 1 + x \frac{\beta'}{\beta\delta} \right] / \left[ 1 + x \frac{\gamma'\beta'^2}{\varepsilon\beta^2\delta^2} \right], \quad (18)$$

где  $x$  – объемная концентрация пузырьков,  $\delta$  – постоянная затухания резонансных пузырьков на частоте  $\omega$ . Из [31] следует, что при  $x > x_* = \frac{\varepsilon\beta^2\delta^2}{(2\varepsilon' - 1)\beta'^2} \approx 10^{-10}$  имеем

$$\Delta P_k = \Delta P_{k0} \frac{x_*}{x}, \quad x_* = \frac{\varepsilon\beta^2\delta^2}{(2\varepsilon' - 1)\beta'^2}. \quad (19)$$

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

$$\Delta P_{k,\min} = \Delta P_{k0} \frac{\varepsilon\beta\delta}{(2\varepsilon' - 1)\beta'} = \Delta P_{k0} \frac{\varepsilon}{(2\varepsilon' - 1)} x_{**} \approx 10^{-5} \Delta P_{k0}, \quad (20)$$

откуда получаем  $\Delta P_{k,\min} \approx 10^4$  Па.

На рис. 1 представлена типичная зависимость  $P_k(x)$  в широком интервале значений  $x$  для воды при 20°C при различных частотах акустического поля, вызывающего кавитацию. Гидростатическое давление равно 1 атм. Видно, что с увеличением частоты кавитационная прочность растет, а при увеличении концентрации пузырьков вначале резко падает, а затем при превышении концентрации значения  $10^{-4}$  происходит стабилизация  $P_k(x)$  – стремление к постоянной величине кавитационной прочности независимо от концентрации пузырьков.

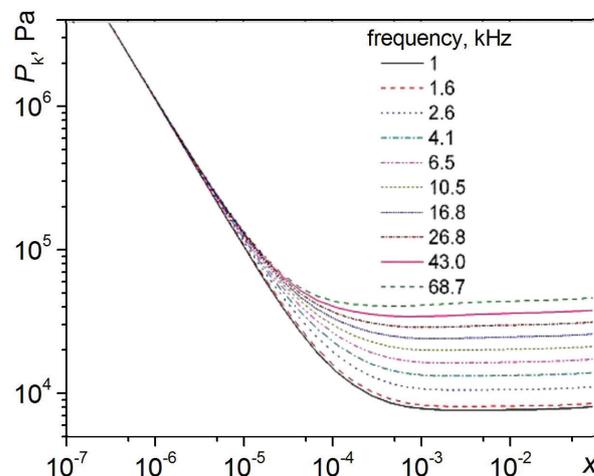


Рис. 1. Зависимость  $P_k(x)$  для воды при 20°C при различных частотах акустического поля

### 2.4. Направленная газовая диффузия и пороги роста пузырьков

В предыдущем разделе речь шла о пороге так называемой паровой кавитации в жидкости, в которой порог определяется созданием критического зародыша и его дальнейшего роста в жидкости без учета диффузии газа внутрь пузырька под действием звука. Часто на практике жидкость содержит газовые пузырьки, которые образовались в жидкости благодаря наличию в ней растворенного газа. Порог образования критического зародыша и его дальнейшего роста в этих условиях зависит от концентрации растворенного газа по отношению к равновесной концентрации растворения в жидкости данного газа [43–48].

Для расчета порога необходимо вычисление сжимаемости  $\mathcal{K}$  пузырька с учетом эффектов газовой диффузии. В выражение для сжимаемости  $\mathcal{K}$  включения следует добавить члены, связанные с релаксацией за счет процессов газовой диффузионного обмена при динамике пузырьков, когда возникают периодически чередующиеся процессы газовой обмена через поверхность пузырька с растворенным в жидкости газом. В этом случае в формулы (4)–(8) следует добавить уточненные выражения для сжимаемости  $\mathcal{K}$ . Для этого воспользуемся малыми значениями типичной равновесной концентрации растворенного газа в жидкости  $c_\sigma \approx 10^{-5} - 10^{-6}$ . Кроме того, следует обратить внимание на малость коэффициента диффузии  $D_c \approx 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$ , окончательно получаем

$$\mathcal{K}_c = \frac{K_c(R, \omega)}{q(R, \omega)}, \quad K_c(R, \omega) = K(R, \omega) \left[ 1 - 3c_\sigma \frac{1 - ik_\sigma R}{(k_\sigma R)^2} \right] \quad (21)$$

где  $k_\sigma = (i\omega / D_c)^{1/2}$ . Из (21) видно, что дополнительный член начинает играть значительную роль только при радиусах, меньших примерно на порядок длины диффузионной волны в жидкости, т.е. при  $R < 0.1\lambda_\sigma = (2D_c / \omega)^{1/2}$ . Таким образом, оказывается, что на высоких частотах вкладом диффузии в собственную сжимаемость газового пузырька можно пренебречь. Однако на низких частотах при медленном процессе газовой диффузии для маленьких пузырьков он может играть значительную роль, как это видно из формулы (21).

Решая усредненные по периоду звукового поля уравнения динамики парогазовой полости жидкости с растворенным газом, можно получить выражения для средних значений физических величин в жидкости и в пузырьке [44–48]. Сшивка решений на границе позволяет определить изменение средних величин

на поверхности парогазового пузырька во времени. Отметим, что эти изменения являются квадратичными по амплитуде звукового поля:

$$P_k = \left\{ \left[ \Delta c_0 + 3c_\sigma \left( \frac{\partial c_\sigma}{\partial T} \right)_\sigma \Delta T_0 \right] / \left[ B_q(R, \omega) + B_v(R, \omega) \right] \right\}^{1/2}, \quad (22)$$

где в виде  $\Delta c_0 = c_0 - c_\sigma$  и  $\Delta T_0 = T_\sigma - T_0$  обозначены пересыщение газом и перегрев жидкости на поверхности пузырька. Механизмы направленного массопереноса, квадратичные по амплитуде звукового поля, содержатся в сумме  $B_q(R, \omega) + B_v(R, \omega)$  и обсуждались в ряде работ [8, 24, 48].

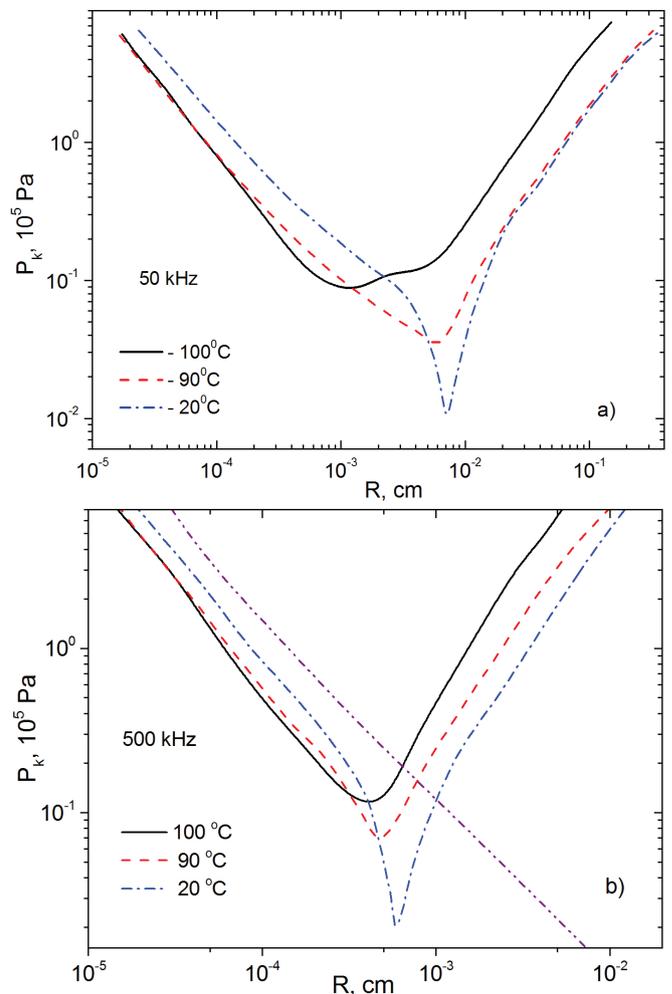


Рис. 2. Пороги роста парогазовых пузырьков в воде при различной температуре (концентрация растворенного газа ниже равновесной  $c_0/c_\sigma = 0.8$ ) на частотах: а – 50 кГц, б – 500 кГц

На рис. 2 представлены пороги роста  $P_k(R, \omega)$  в зависимости от радиусов пузырьков и частоты звукового поля в воде при различной температуре воды (при различной концентрации газа в пузырьках). Из рис. 2 следует, что вблизи резонанса Миннерта и второго максимума функции  $\mathcal{K}_c(R, \omega)$  зависимость

$P_k(R, \omega)$  принимает минимальные значения. Следует отметить, что порог  $P_k(R, \omega)$  в этой области может быть существенно ниже известного порога Блэйка [2, 4, 10], определяемого по приближенной формуле  $P_k = 2\sigma / R$  и представленного на рис. 2, в штрих-пунктирной линии. Порог роста  $P_k(R, \omega)$  сложным образом зависит от параметров среды и частоты внешнего поля.

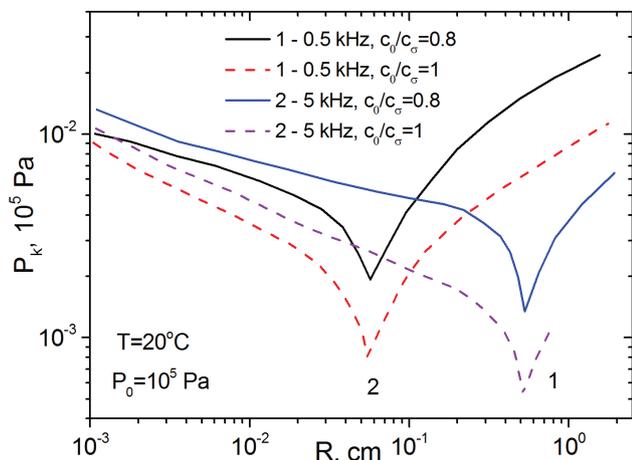


Рис. 3. Пороги роста парогазовых пузырьков в воде на частотах 0.5 и 5 кГц при различной концентрации растворенного газа в воде ( $c_0/c_\sigma = 1, c_0/c_\sigma = 0.8$ )

На рис. 3 представлены зависимости порогов роста пузырьков при различной концентрации газа  $c_0$ , растворенного в жидкости, соответственно ниже равновесной концентрации  $c_\sigma$  для данной температуры и внешнего давления в жидкости и равной равновесной концентрации  $c_\sigma$ . Из рис. 3 видно, что порог роста парогазовых пузырьков резко снижается с увеличением концентрации растворенного в воде газа. Таким образом, механизм направленной газовой диффузии одновременно с механизмом направленной теплопередачи оказывается существенным для парогазовых пузырьков и поэтому концентрацию газа, растворенного в жидкости, всегда следует учитывать при сопоставлении теоретических и экспериментальных результатов.

### 3. Экспериментальные результаты

#### 3.1. Экспериментальные исследования акустических характеристик верхнего слоя моря

Измерения нелинейного параметра по формуле (2) впервые в ТОИ ДВО РАН проводились в 12- и 16-м экспедиционных рейсах НИС «Академик Александр Виноградов» (1988, 1990) в диапазоне частот от 4 до 40 кГц на различных глубинах [24, 39]. Экспериментальная установка для измерений нелинейного

параметра в различных акваториях рейса включала в себя выносную забортную часть с приемопередающими акустическими антеннами и измерительную электронную часть, связанные друг с другом соединительными кабелями. Выносная забортная часть представляла собой квадратную платформу с длиной стороны 1 м из пенопласта толщиной 30 см, к которой с помощью тонкого фала прикреплялась акустическая 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 отпущаться от борта судна на вытяжном фале на расстояние до 150 м. Сигнал послышки и эхо-сигналы с приемной антенны передавались по отдельным кабелям к электронной измерительной части, находившейся на борту судна.

На рис. 4 и 5 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» [39].

Для изучения распределения нелинейности на больших глубинах в ТОИ ДВО РАН был создан нелинейный акустический зонд, основными элементами которого являются параметрический излучатель и ячейка определенной длины, внутри которой распространяется бигармонический звуковой импульс [24], излученный параметрическим излучателем.

Измерения нелинейности проводились с помощью нелинейного акустического зонда в бухте Ви-

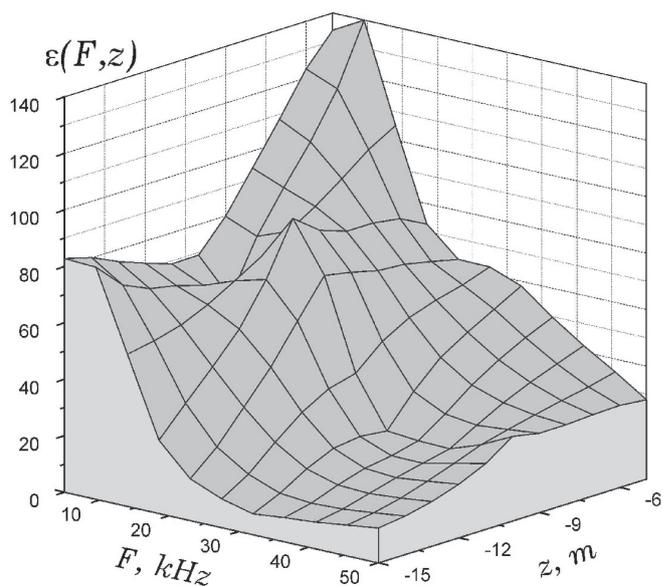


Рис. 4. Нелинейный параметр приповерхностного слоя субарктических вод северной части Тихого океана (усредненные данные)

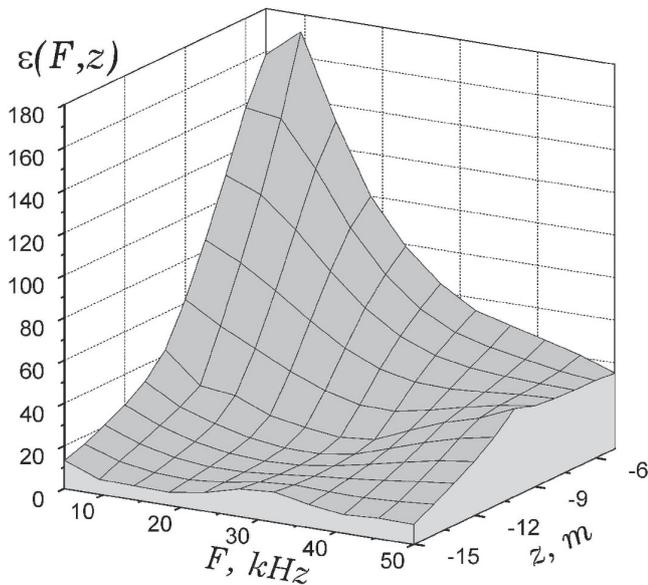


Рис. 5. Нелинейный параметр приповерхностного слоя субтропических вод северной части Тихого океана (усредненные данные)

тязь с борта катера, находящегося в дрейфе, по методу, изложенному в статье [28]. 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 пьезокерамический излучатель с резонансной частотой 650 кГц имеет диаметр 66 мм и ширину 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 позво-

ляет принимать отраженный от пластины импульс в паузах между посылками. Рабочий диапазон частот накачки находится в пределах 650–750 кГц. Прием осуществлялся с помощью 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.

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 (2).

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.

### 3.2. Акустические критерии кавитации и кавитационная прочность морской воды

Исследования кавитационной прочности морской воды были проведены с применением акустического концентратора в форме цилиндра с резонансной

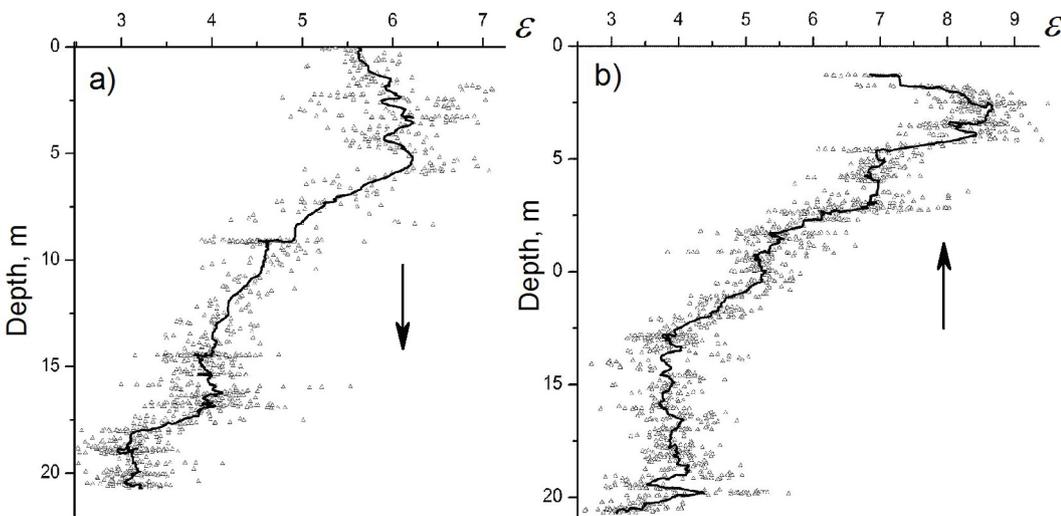


Рис. 6. Зависимости параметра нелинейности от глубины на акватории б. Витязь при различном зондировании: а – от поверхности до глубины 21 м, б – от глубины 21 м вверх. Точки – экспериментальные значения, сплошные кривые – усредненные значения параметра нелинейности по 20 экспериментальным точкам

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 Brüel&Kjær, тип 8103 (рабочая полоса частот 0.01–200000 Гц). Запись сигналов осуществлялась в цифровом виде с помощью многоканальной 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 XR 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  $\omega_s$ , по второй гармонике  $P_{2\omega}$ , по суммарным высшим гармоникам  $\sum_{\omega>\omega_s} P_\omega$ , а также по субгармоникам  $P_{\omega/2}$  и  $P_{3\omega/2}$  [29–31]. На рис. 7 представлены зависимости от времени различных спектральных составляющих акустического шума: сигнала субгармоники  $P_{3\omega/2}(t)$  на частоте  $3/2\omega_s$ , суммарных гармоник  $P_{\Sigma\omega}(t) = \sum_{\omega} P_\omega(t)$  в интервале частот  $\Sigma\omega=1$  кГц – 1 МГц, высших гармоник  $P_{\Sigma6\omega}(t) = \sum_{\omega>5\omega_s} P_\omega(t)$ , начиная с 6-й гармоники. Глубина, на которой располагался макет измерителя кавитационной прочности, составляла 3 м.

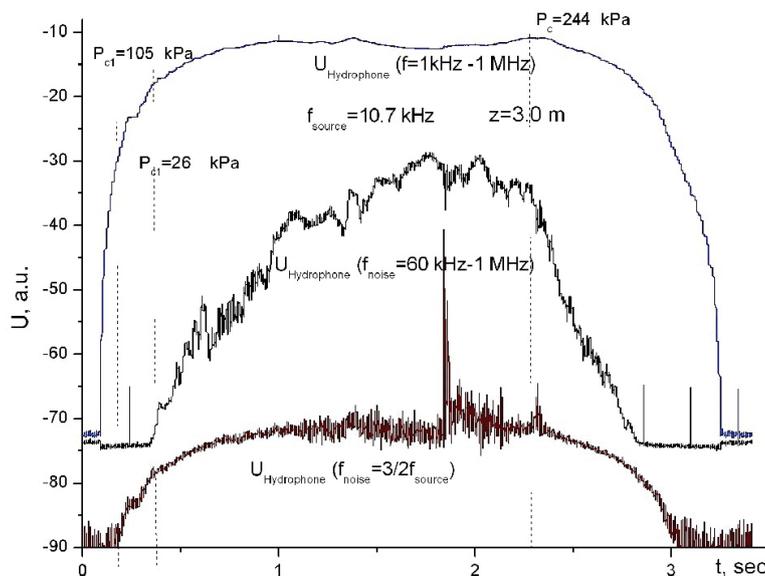


Рис. 7. Зависимости от времени сигнала субгармоники  $P_{3\omega/2}(t)$ , суммарных гармоник  $P_{\Sigma\omega}(t)$  в интервале частот  $\Sigma\omega=1$  кГц – 1 МГц и высших гармоник  $P_{\Sigma6\omega}(t)$ , начиная с 6-й гармоники

Результаты, представленные на рис. 7, показывают, что первый порог  $P_{c1}=105$  кПа отвечает началу кавитации, а второй порог  $P_{c2}=244$  кПа, находящийся на асимптотическом участке  $P_{\Sigma\omega}(t)$ , соответствует началу бурной кавитации.

Экспериментальные исследования кавитационной прочности морской воды проводились в осенний период в б. Витязь залива Петра Великого Японского моря. Исследования были проведены с применением акустического концентратора в форме цилиндра с резонансной частотой 11.5 кГц. Были проведены всесторонние испытания макета для исследования акустической кавитации в морской воде. Особое внимание было сосредоточено на исследованиях зависимости порога кавитации от различных критериев обнаружения разрыва сплошности морской воды: по нелинейности кривой излучаемой мощности на частоте излучаемого сигнала  $\omega_{em}$ , по второй гармонике  $P_{2\omega}$ , по суммарным высшим гармоникам  $\sum_{\omega>\omega_{em}} P_\omega$ , а также по субгармоникам  $P_{\omega/2}$  и  $P_{3\omega/2}$ .

На рис. 8 представлены форма и амплитуда нелинейных акустических сигналов, излучаемых в концентраторе (верхний рисунок), совместно с постепенно увеличиваемой амплитудой синусоидальной накачки на частоте 11.5 кГц (нижний рисунок). Из рис. 8 видно, что форма сигналов внутри концентратора существенно искажается при высоких амплитудах накачки, становится резко асимметричной при наступлении кавитации и затем переходит в режим кавитационного ограничения.

На рис. 9 представлены критерии, по которым можно определить различные области нелинейности морской воды в акустическом концентраторе при воздействии звука. Наиболее информативным для определения кавитации оказался

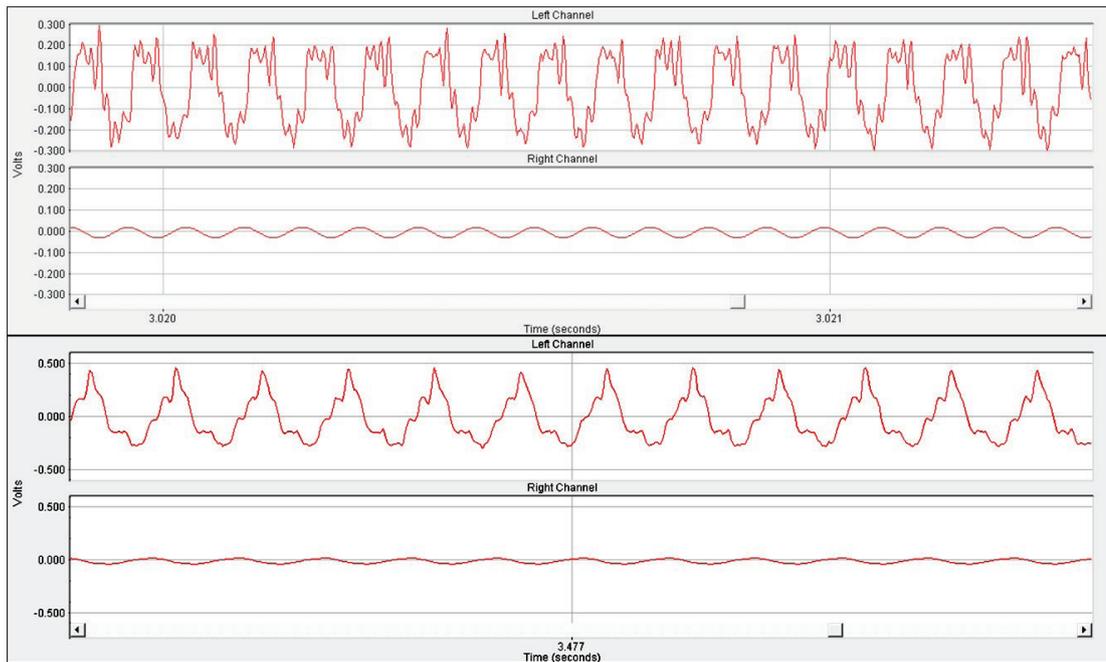


Рис. 8. Форма акустических сигналов при наступлении кавитации в концентраторе в сравнении с формой сигналов на накачке

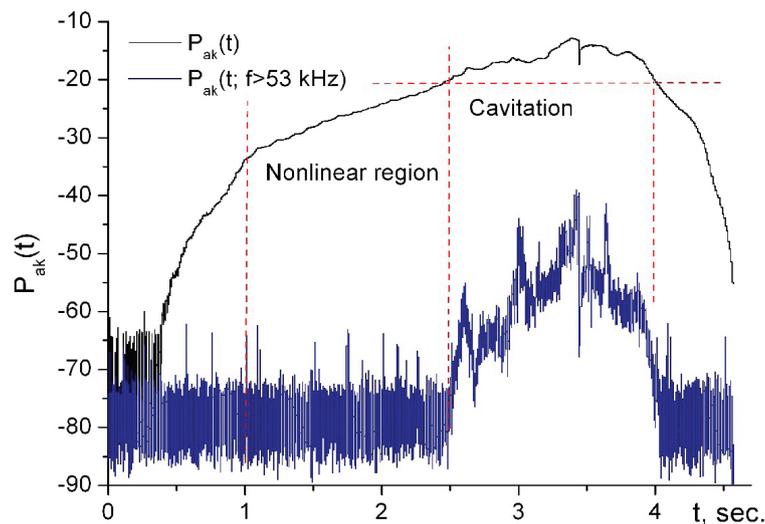


Рис. 9. Спектральный критерий наступления развитой кавитации.

суммарный критерий высокочастотных гармоник совместно с уровнем сплошной части спектра, который представлен на рис. 9 нижней кривой.

На основании нелинейных зависимостей  $P(t)$  и спектральных признаков кавитации были выбраны критерии, по которым была построена зависимость кавитационной прочности морской воды от глубины, представленная на рис. 10.

Из рис. 10 видно, что кавитационная прочность морской воды существенно зависит от глубины, резко уменьшается вблизи поверхности и постепенно повышается с глубиной. Видно, что вблизи поверхности моря кавитационная прочность может быть чрезвычайно низка и даже может быть ниже величины гидростатического давления. Как известно, такой парадоксальный эффект связан с наличием пузырьков

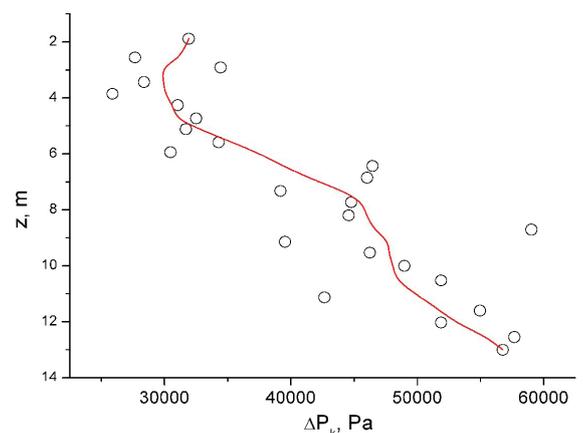


Рис. 10. Зависимость кавитационной прочности морской воды от глубины

и их сильнейшими динамическими проявлениями благодаря наличию резонансных характеристик и проявлению эффектов выпрямленной газовой диффузии [32, 38, 43–48]. На больших глубинах кавитационная прочность стремится к значению гидростатического давления.

### 3.3. Применение рассеяния звука для оценки нелинейных акустических характеристик верхнего слоя моря

Акустический метод базируется на измерениях рассеяния звука и одновременных измерениях параметров периодически

отражающихся от свободной поверхности акустических импульсов. 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  $m_V$  :

$$m_V = \frac{2}{\pi\theta^2 c\tau} \left( \frac{P_{bs}}{P_i} \right)^2, \quad (24)$$

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

Типичное распределение коэффициента объемного рассеяния звука  $m_V(z, t)$ , полученное с помощью донной системы, представлено на рис. 11, где хорошо видны приливные колебания уровня моря. Серым цветом на оси времени отмечен ночной период. Из рис. 11 видно, что в ночной период коэффициент объемного рассеяния звука  $m_V$  резко возрастает, что связано в первую очередь с суточными миграциями планктона. Повышенные значения  $m_V$  вблизи поверхности моря связаны с пузырьковыми облаками. Рассеяние звука на шельфе во многом имеет биологическое происхождение и в ночной период практически на порядок выше по сравнению с дневными значениями.

На рис. 12 отдельно представлены изменения коэффициента объемного рассеяния звука вблизи поверхности, сопряженные с моментами образования пузырьковых облаков вблизи поверхности моря на частоте 145 кГц. Измерения сделаны в летний период. Отчетливо виден приповерхностный слой толщиной около 3 м с аномальным коэффициентом рассеяния звука.

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 [9, 13, 15, 19]:

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

$$R(\omega) = \sqrt{3\gamma P_0(1 + 0.1z) / \rho / \omega}, \quad (25)$$

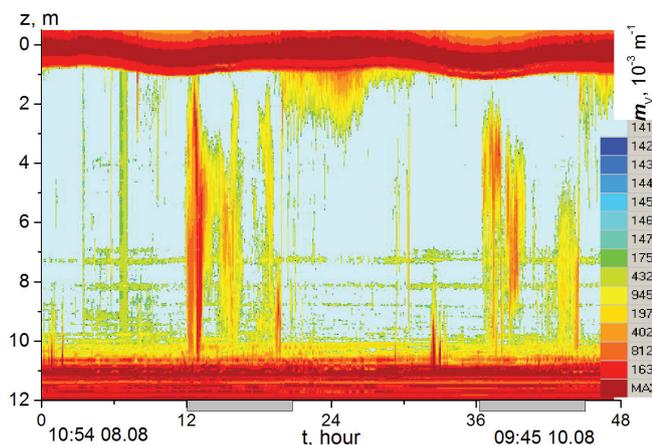


Рис. 11. Изменения коэффициента объемного рассеяния звука  $m_V$  на частоте 138 кГц в течение двух суток

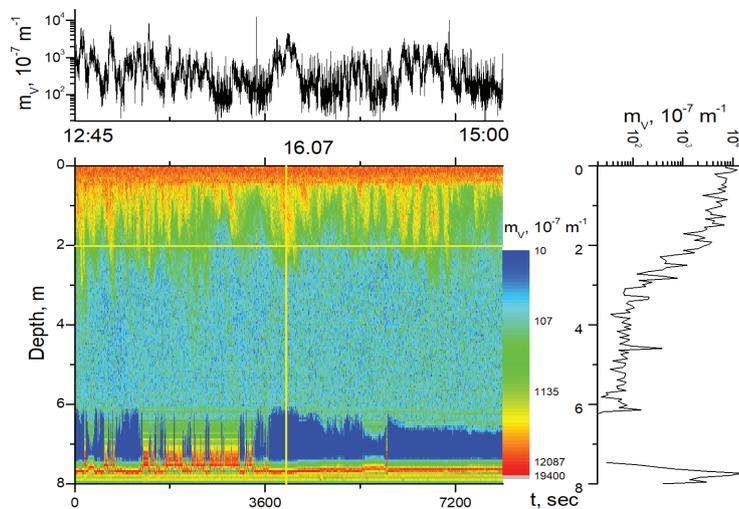


Рис. 12. Изменения коэффициента объемного рассеяния звука  $m_V(t, z)$  в зависимости от времени  $t$  на различных глубинах  $z$ . Частота 145 кГц

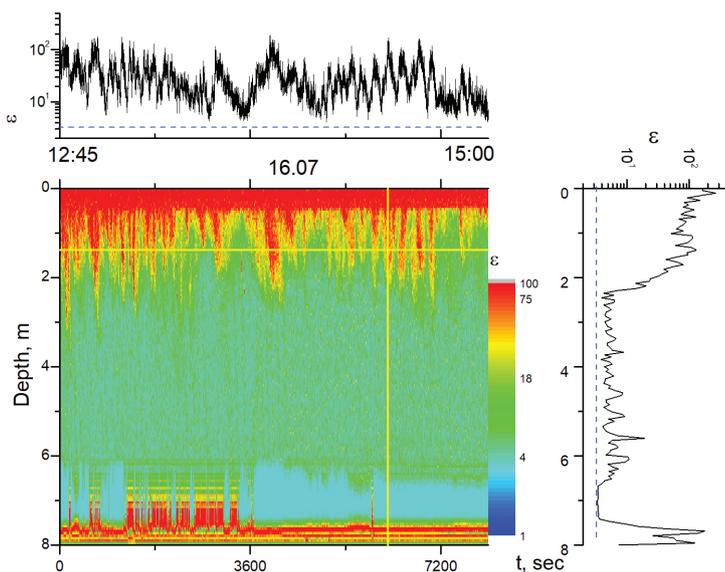


Рис. 13. Параметр акустической нелинейности  $\epsilon(t, z)$  в зависимости от времени  $t$  на различных глубинах  $z$  (преобразование с частоты 145 кГц в разностную частоту 20 кГц). Штриховая линия – нелинейный параметр чистой воды

где  $\delta_\omega$  – коэффициент резонансного затухания на частоте  $\omega$ ,  $P_0$  – гидростатическое давление,  $z$  – глубина в метрах,  $\rho$  – плотность воды,  $\gamma$  – постоянная адиабаты газа внутри пузырька, для двухатомного газа  $\gamma \approx 1.4$ . 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 [9, 13, 15, 19, 21]  $N(R)[m^{-3}mkm^{-1}] = 10^2 \cdot g(R)[cm^{-4}]$ . Мы будем использовать оба способа описания спектра пузырьков в морской воде.

Появление пузырьковых облаков резко усиливает нелинейные свойства морской воды в приповерхностном слое. В частности, нелинейный параметр  $\varepsilon$ , характеризующий генерацию высших гармоник распространяющихся в воде волн различных типов, оказывается резко увеличен на протяжении всего приповерхностного слоя толщиной до 4 м.

На рис. 13 представлены результаты  $\varepsilon(t, z)$  на различных глубинах при изменении во времени  $t$  в процессе обрушения ветровых волн и образования пузырьковых облаков. На рис. 14 для сравнения 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, приводящих к модуляциям акустических свойств в приповерхностном слое моря.

Ярко выраженная изменчивость параметра акустической нелинейности морской воды, показанная на рис.14, наблюдается при резком изменении силы ветра, как правило, превышающей 10–12 м/с. Обычно величина параметра акустической нелинейности не столь велика и в приповерхностном слое превышает равновесные значения всего в 3–5 раз.

#### 4. Заключение и выводы

Разработаны теоретические модели и выявлены типичные физические механизмы взаимодействия звука с пузырьками в море. Получены новые данные о распределении пузырьков по размерам на различных глубинах в море и показано, что наличие в верхнем слое моря при большой силе ветра пузырькового слоя приводит как к существенному повышению акустической нелинейности, так и к понижению кавитационной прочности морской воды. Установлена связь порогов акустической кавитации, параметра акустической нелинейности жидкости и распределения газовых и парогазовых пузырьков при различной температуре жидкости. Показаны взаимосвязь этих характеристик для морской воды и соответствие между теоретическими и экспериментальными результатами. Новизна работы заключается в создании новых теоретических моделей, численного моделирования на их основе и экспериментальном изучении нелинейных акустических свойств структуры морской среды с высоким пространственным и временным разрешением.

#### Программы и гранты

Работа выполнена в рамках госзадания по теме FWMM-2024-0015 (гос. рег. № 124022100075-6).

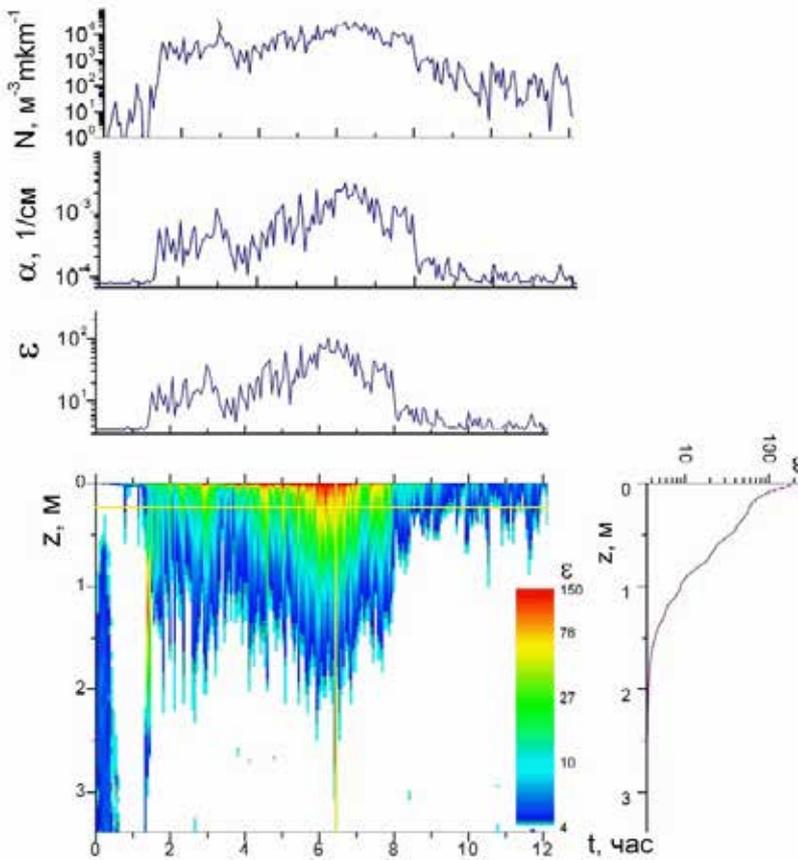


Рис. 14. Изменение концентрации пузырьков, коэффициента поглощения звука на частоте 138 кГц и параметра акустической нелинейности морской воды во времени в приповерхностном слое моря при резком изменении силы ветра и проявление взаимосвязи акустической нелинейности  $\varepsilon$ , поглощения звука  $\alpha$  и распределения пузырьков в приповерхностном слое моря (в  $m^{-3}mkm^{-1}$ ) на глубине  $z$ , отмеченной горизонтальной линией на нижнем рисунке

## СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Beyer R.T. Parameter of nonlinearity in fluids // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1960. Vol. 32. P. 719–721.
2. Novikov B.K., Rudenko O.V., Timoshenko V.I. *Nonlinear Underwater Acoustics*, New York: American Institute of Physics, 1987. ISBN 0-88-318522-9
3. Наугольных К.А., Островский Л.А. *Нелинейные волновые процессы в акустике*. М.: Наука, 1990. 237 с.
4. Bjorno L. Finite-Amplitude Wave Propagation through Water-Saturated Marine Sediments // *Acustica*. 1977. Vol. 38, No. 4. P. 195–200.
5. Hamilton M.F., Fenlon F.H. Parametric acoustic array formation in dispersive fluids // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1984. Vol. 76, No. 5. P. 1474–1492.
6. Apfel R.E. The effective nonlinearity parameter for immiscible liquid mixtures // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1983. Vol. 74, No.6. P. 1866–1868.
7. Nazarov V.E., Ostrovsky L.A., Soustova I.A., Sutin A.M. Nonlinear acoustics of micro-inhomogeneous media // *Phys. Earth and Planetary Inter.* 1988. Vol. 34. P. 94–98.
8. Neppiras E.A. Acoustic cavitation // *Phys. Reports*. 1980. Vol. 61. P. 159–251.
9. Leighton T.G. *The Acoustic Bubble*. SanDiego: Academic, 1994.
10. Karpov S., Prosperetti A., Ostrovsky L. Nonlinear wave interactions in bubble layers // *J. Acoust. Soc. Am.* 2003. Vol. 113, No 3. P. 1304–1316.
11. Wu J. Bubbles in the near-surface ocean: Their various structures // *J. Phys. Oceanogr.* 1994. Vol. 24. P. 1955–1965.
12. Baschek B., Farmer D.M.. Gas Bubbles as Oceanographic Tracers // *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*. 2010. Vol. 27, No. 1. P. 241–245.
13. 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.
14. Liu R., Li Z. The Effects of Bubble Scattering on Sound Propagation in ShallowWater // *J. Mar. Sci. Eng.* 2021. Vol. 9. P. 1441. <https://doi.org/10.3390/jmse9121441>
15. 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>.
16. 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.
17. 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.
18. 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
19. 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. DOI: 10.1109/JOE.2013.2257573
20. Liu R., Li Z. The Effects of Bubble Scattering on Sound Propagation in ShallowWater // *J. Mar. Sci. Eng.* 2021. Vol. 9. P. 1441. <https://doi.org/10.3390/jmse9121441>.
21. Акуличев В.А., Буланов В.А., Кленин С.А. Акустическое зондирование газовых пузырьков в морской среде // *Акуст. журн.* 1986. Т. 32, № 3. С. 289–295.
22. Akulichev V.A., Bulanov V.A. Spectrum of gas bubbles and possibilities of acoustic spectroscopy in the surface layer of the ocean // *Doklady Earth Sciences*. 2012. Vol. 446. P. 1112–1115.
23. Farmer D., Vagle S. Wave induced bubble clouds in the upper ocean // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. C12054.
24. Акуличев В.А., Буланов В.А. Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017. 414 с.
25. Есипов И.Б., Калачев А.И., Соколов А.Д., Сутин А.М., Шаронов Т.А. Исследования дальнего распространения сигналов мощного параметрического излучателя // *Акуст. журн.* 1994. Т. 40, № 1. С. 71–75.
26. Есипов И.Б., Рыбак С.А., Серебряный А.Н. Нелинейная акустическая диагностика земных пород и океана // *УФН*. 2006. Т. 176, № 1. С. 102–108.
27. Grelowska G., Kozaczka E. Nonlinear Properties of the Gotland Deep – Baltic Sea // *Archives of Acoustics*. 2015. Vol. 40, No 4. P. 595–600.
28. Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П.Н. Измерения нелинейного акустического параметра морской воды // *Приборы и техника эксперимента*. 2017. № 3. С. 114–118.
29. Акуличев В.А. Пульсации кавитационных полостей // *Мощные ультразвуковые поля / ред. Розенберг Л.Д., М.: Наука, 1968. С. 129–166.*
30. Акуличев В.А. Кавитация в криогенных и кипящих жидкостях. М.: Наука. 1978. 280 с.
31. Apfel R E Acoustic cavitation // *Methods Exp. Phys.* 1981 Vol. 19. P. 355–411.
32. Акуличев В.А., Алексеев В.Н., Буланов В.А. Периодические фазовые превращения в жидкостях. М.: Наука, 1986. 280 с.
33. Bulanov V.A. Heterogeneous nucleation, influencing of heterophase fluctuations on the cavitation strength and supercooling of liquids with phase inclusions // *Liquids Under Negative Pressure / Eds.: A.R.Imre, H.J.Maris and P.R.Williams. Dordrecht: Kluwer, 2002. P. 327–341.*
34. Akulichev V.A. Cavitation nuclei and thresholds of acoustic cavitation in ocean water // *Bubble Dynamics and Interface Phenomena / Eds.: J.R. Blake, J.M. Boulton-Stone and N.H. Thomas. The Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 1994. P. 171–178.*
35. Ильичев В.И., Елистратов В.П., Корец В.Л., Кузнецов Г.Н., Мельников Н.П. Пространственная изменчивость кавитационных порогов в некоторых динамически активных зонах Мирового океана // *Докл. АН СССР*. 1990. Т. 312. № 4. С. 974–977.
36. Ильичев В.И., Елистратов В.П., Корец В.Л., Мельников Н.П. Широтная изменчивость кавитационной прочности морской воды // *Докл. АН СССР*. 1992. Т. 324, № 5. С. 458–461.
37. Akulichev V.A., Il'ichev V.I. Thresholds of acoustic cavitation in sea water in various areas of the World ocean // *Phys. Acoustics*. 2005. Vol. 51. P. 167–179.
38. Caupin F., Herbert E. Cavitation in water: a review // *C. R. Physique*. 2006. Vol. 7. P. 1000–1017.
39. Bulanov V.A. Acoustical nonlinearity of microinhomogeneous liquids // *Advances in nonlinear acoustics / Ed. H.Hobaek; Singapore; London; New Jersey: World Scientific, 1993. P. 674–679.*
40. Bulanov V.A., Korskov I.V., Popov P. N. Measurements of the Nonlinear Acoustic Parameter of Sea Water Via a Device Using Reflected Pulses // *Instruments and Experimental Techniques*. 2017. Vol. 60, No. 3. P. 414–417.
41. Sehgal C. M. Non-linear ultrasonics to determine molecular properties of pure liquids // *Ultrasonics*. 1995. Vol. 33. P. 155–161.
42. Akulichev V.A., Zhukov V.A., Tkachev L.G. Ultrasonic bubble chambers // *Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei (PEPAN)*. 1977. Vol. 8, No 3. P. 580–629.
43. Eller A. Effects of diffusion on gaseous cavitation bubbles // *J.Acoust. Soc. Amer.* 1975. Vol. 57, No 6. P. 1374–1379.

44. Hsieh D. Y., Plesset M. S. Theory of rectified diffusion of mass into gas bubbles // J. Acoust. Soc. Amer. 1961. Vol. 33, No. 2. P. 206 – 215.
45. Finch R.D. Neppiras E.A. Vapour dynamics // J. Acoust. Soc. Amer. 1973. Vol. 53. P. 1402–1410.
46. Wang T.G. Rectified heat transfer // J. Acoust. Soc. Amer. 1974. Vol. 56, No. 4. P. 1131–1143.
47. Crum L.A., Cary M.H. Generalized equations for rectified diffusion // J. Acoust. Soc. Amer. 1982. Vol. 72, No. 5.
48. Akulichev V.A., Bulanov V.A., Polovinka Yu.A. Rectified gas diffusion and rectified heat transfer at vapour-gas bubble dynamics in a sound field // Proc. Ultrasonics Int. Symp. 85. London. 1985. P. 249–253.

## Справка об авторе

**БУЛАНОВ Владимир Алексеевич**, д. физ.-мат. н., зав. лаб. ТОИ ДВО РАН

Адрес: 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43

**Область научных интересов:** физическая акустика, гетерофазные жидкости, океан, микронеоднородности, пузырьки, акустическое зондирование

Тел.: 84232374913 (рабочий); +79241250613 (сот)

E-mail: bulanov@poi.dvo.ru

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



# MICROSTRUCTURE, CAVITATION STRENGTH AND NONLINEARITY OF SEAWATER

V.A. Bulanov

Practically important properties of real liquids are their nonlinear properties, which include a nonlinear acoustic parameter, as well as cavitation strength – a discontinuity of the continuity of a liquid at high intensities in an acoustic wave. The relationship between the thresholds of acoustic cavitation, the parameter of acoustic nonlinearity of the liquid and the distribution of gas and vapor-gas bubbles at different liquid temperatures has been established. The interrelation of these characteristics for seawater and the correspondence between theoretical and experimental results are shown. The purpose of the work is to study the relationship of structural heterogeneities of the active ocean layer with nonlinear characteristics of seawater. The novelty of the work consisted in the creation of new theoretical models, numerical modeling based on them and experimental study of the structure of the marine environment with high spatial and temporal resolution.

**Keywords:** seawater, bubbles, nonlinearity, cavitation strength, sound scattering

## References

1. Beyer R.T. Parameter of nonlinearity in fluids. *J. Acoust. Soc. Amer.* 1960. Vol. 32. P. 719–721.
2. Novikov B.K., Rudenko O.V., Timoshenko V.I. *Nonlinear Underwater Acoustics*, New York: American Institute of Physics, 1987. ISBN 0-88-318522-9
3. Naugol'nyh K.A., Ostrovskij L.A. Nelinejnye volnovye processy v akustike. M.: Nauka, 1990. 237 p. (In Russ.)
4. Bjorno L. Finite-Amplitude Wave Propagation through Water-Saturated Marine Sediments. *Acustica*. 1977. Vol. 38, No. 4. P. 195–200.
5. Hamilton M.F., Fenlon F.H. Parametric acoustic array formation in dispersive fluids. *J. Acoust. Soc. Amer.* 1984. Vol. 76, No. 5. P. 1474–1492.
6. Apfel R.E. The effective nonlinearity parameter for immiscible liquid mixtures. *J. Acoust. Soc. Amer.* 1983. Vol. 74, No. 6. P. 1866–1868.
7. Nazarov V.E., Ostrovsky L.A., Soustova I.A., Sutin A.M. Nonlinear acoustics of micro-inhomogeneous media. *Phys. Earth and Planetary Inter.* 1988. Vol. 34. P. 94–98.
8. Neppiras E.A. Acoustic cavitation. *Phys. Reports*. 1980. Vol. 61. P. 159–251.
9. Leighton T.G. *The Acoustic Bubble*. San Diego: Academic, 1994.
10. Karpov S., Prosperetti A., Ostrovsky L. Nonlinear wave interactions in bubble layers. *J. Acoust. Soc. Am.* 2003. Vol. 113, No 3. P. 1304–1316.
11. Wu J. Bubbles in the near-surface ocean: Their various structures. *J. Phys. Oceanogr.* 1994. Vol. 24. P. 1955–1965.
12. Baschek B., Farmer D.M. Gas Bubbles as Oceanographic Tracers. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*. 2010. Vol. 27, No. 1. P. 241–245.
13. 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.
14. Liu R., Li Z. The Effects of Bubble Scattering on Sound Propagation in Shallow Water. *J. Mar. Sci. Eng.* 2021. Vol. 9. P. 1441. <https://doi.org/10.3390/jmse9121441>
15. 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>.
16. 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.
17. 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.
18. 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
19. 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. DOI: 10.1109/JOE.2013.2257573
20. Liu R., Li Z. The Effects of Bubble Scattering on Sound Propagation in Shallow Water. *J. Mar. Sci. Eng.* 2021. Vol. 9. P. 1441. <https://doi.org/10.3390/jmse9121441>.
21. Akulichev V.A., Bulanov V.A., Klein S.A. Akusticheskoe zondirovanie gazovyh puzyrkov v morskoy srede. *Akust. zhurn.* 1986. Vol. 32, No. 3. P. 289–295. (In Russ.)
22. Akulichev V.A., Bulanov V.A. Spectrum of gas bubbles and possibilities of acoustic spectroscopy in the surface layer of the ocean. *Doklady Earth Sciences*. 2012. Vol. 446. P. 1112–1115.
23. Farmer D., Vagle S. Wave induced bubble clouds in the upper ocean. *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. C12054.
24. Akulichev V.A., Bulanov V.A. Akusticheskie issledovaniya melkomasshtabnyh neodnorodnostej v morskoy srede. Vladivostok: TOI DVO RAN, 2017. 414 p. (In Russ.)
25. Esipov I.B., Kalachev A.I., Sokolov A.D., Sutin A.M., Sharonov T.A. Issledovaniya dal'nego rasprostraneniya signalov moshhnogo parametricheskogo izluchatelja. *Akust zhurn.* 1994. Vol. 40, No. 1. P. 71–75. (In Russ.)
26. Esipov I.B., Rybak S.A., Serebrjanyj A.N. Nelinejnaja akusticheskaja diagnostika zemnyh porod i okeana. *UFN*. 2006. Vol. 176, No. 1. P. 102–108. (In Russ.)
27. Grelowska G., Kozaczka E. Nonlinear Properties of the Gotland Deep – Baltic Sea. *Archives of Acoustics*. 2015. Vol. 40, No 4. P. 595–600.
28. Bulanov V.A., Korskov I.V., Popov P.N. Izmereniya nelinejnogo akusticheskogo parametra morskoy vody. *Pribery i tehnika jeksperimenta*. 2017. No. 3. P. 114–118. (In Russ.)
29. Akulichev V.A. Pul'sacii kavitacionnyh polostej. *Moshhnye ul'trazvukovye polja*. Red. Rozenberg L.D., M.: Nauka, 1968. P. 129–166. (In Russ.)

30. Akulichev V.A. Kavitsacija v kriogenyih i kipjashhijh zhidkostjah. M.: Nauka. 1978. 280 p. (In Russ.).
31. Apfel R.E Acoustic cavitation. *Methods Exp. Phys.* 1981. Vol. 19. P. 355–411.
32. Akulichev V.A., Alekseev V.N., Bulanov V.A. Periodicheskie fazovye prevrashhenija v zhidkostjah. M.: Nauka, 1986. 280 p. (In Russ.).
33. Bulanov V.A. Heterogeneous nucleation, influencing of heterophase fluctuations on the cavitation strength and supercooling of liquids with phase inclusions. *Liquids Under Negative Pressure*. Eds.: A.R.Imre, H.J.Maris and P.R.Williams. Dordrecht: Kluwer, 2002. P. 327–341.
34. Akulichev V.A. Cavitation nuclei and thresholds of acoustic cavitation in ocean water. *Bubble Dynamics and Interface Phenomena*. Eds.: J.R. Blake, J.M. Boulton-Stone and N.H. Thomas. The Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 1994. P. 171–178.
35. Il'ichev V.I., Elictratov V.P., Korec B.L., Kuznecov G.N., Mel'nikov N.P. Prostranstvennaja izmenchivost' kavitacionnyh porogov v nekotoryh dinamicheski aktivnyh zonah Mirovogo okeana. *Dokl. AN SSSR*. 1990. Vol. 312. No. 4. P. 974–977. (In Russ.).
36. Il'ichev V.I., Elictratov V.P., Korec V.L., Mel'nikov I.P. Shirotnaja izmenchivost' kavitacionnoj prochnosti morskoy vody. *Dokl. AN SSSR*. 1992. Vol. 324, No. 5. P. 458–461. (In Russ.).
37. Akulichev V.A., Il'ichev V.I. Thresholds of acoustic cavitation in sea water in various areas of the World ocean. *Phys. Acoustics*. 2005. Vol. 51. P. 167–179.
38. Caupin F., Herbert E. Cavitation in water: a review. *C. R. Physique*. 2006. Vol. 7. P. 1000–1017.
39. Bulanov V.A. Acoustical nonlinearity of microinhomogeneous liquids. *Advances in nonlinear acoustics*. Ed. H.Hobaek; Singapore; London; New Jersey: World Scientific, 1993. P. 674–679.
40. Bulanov V.A., Korskov I.V., Popov P. N. Measurements of the Nonlinear Acoustic Parameter of Sea Water Via a Device Using Reflected Pulses // *Instruments and Experimental Techniques*. 2017. Vol. 60, No. 3. P. 414–417.
41. Sehgal C. M. Non-linear ultrasonics to determine molecular properties of pure liquids. *Ultrasonics*. 1995. Vol. 33. P. 155–161.
42. Akulichev V.A., Zhukov V.A., Tkachev L.G. Ultrasonic bubble chambers. *Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei (PEPAN)*. 1977. Vol. 8, No 3. P. 580–629.
43. Eller A. Effects of diffusion on gaseous cavitation bubbles. *J.Acoust. Soc. Amer.* 1975. Vol. 57, No 6. P. 1374–1379.
44. Hsieh D. Y., Plesset M. S. Theory of rectified diffusion of mass into gas bubbles. *J.Acoust. Soc. Amer.* 1961. Vol. 33, No. 2. P. 206 – 215.
45. Finch R.D. Neppiras E.A. Vapour dynamics. *J. Acoust. Soc. Amer.* 1973. Vol. 53. P. 1402–1410.
46. Wang T.G. Rectified heat transfer. *J. Acoust. Soc. Amer.* 1974. Vol. 56, No. 4. P. 1131–1143.
47. Crum L.A., Cary M.H. Generalized equations for rectified diffusion. *J.Acoust. Soc. Amer.* 1982. Vol. 72, No. 5.
48. Akulichev V.A., Bulanov V.A., Polovinka Yu.A. Rectified gas diffusion and rectified heat transfer at vapour-gas bubble dynamics in a sound field. *Proc. Ultrasonics Int. Symp.* 85. London. 1985. P. 249–253.

### Information about the author

**BULANOV Vladimir Alekseevich**, Doctor of Sci. (Physics and Mathematics)

**Position:** Head of the laboratory

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute of the Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences

**Work address:** 690041, Vladivostok, Baltiyskaya st., 43

**Research interests:** physical acoustics, heterophase liquids, ocean, micro-inhomogeneities, bubbles, acoustic sensing

**Phone:** 84232374913 (official); +79241250613 (cell phone)

**E-mail:** bulanov@poi.dvo.ru

**ORCID:** 0000-0002-5504-9042

