

Акустическая нелинейность верхнего слоя моря

В. А. Буланов*

Тихоокеанский океанологический институт имени В. И. Ильичева Дальневосточного отделения РАН

Россия, 690041, Владивосток, ул. Балтийская, д. 43

(Статья поступила 28.07.2019; Подписана в печать 20.09.2017)

Теоретически и экспериментально исследованы распределения пузырьков в морской воде при одновременных измерениях акустической нелинейности и кавитационной прочности. Исследования проводились в шельфовой зоне Японского моря при различных гидрологических и метеорологических характеристиках. Показано, что акустическая нелинейность и кавитационная прочность воды, содержащей пузырьки в достаточно больших концентрациях, проявляют аномальные характеристики, резко отличающие их от таковых, наблюдающихся в чистой морской воде.

PACS: 43.25.-x, 43.25.+y, 43.30.-k, 43.30.+m

УДК: 534.22, 534.18, 534.14

Ключевые слова: акустическая нелинейность, кавитация, распределение пузырьков.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время нелинейная акустика находит новые области применения и становится одним из важных инструментов в акустической океанографии [1, 2]. Решение задач диагностики микронеоднородностей в море имеет важное значение для изучения и практического использования океанической среды. Нелинейные эффекты весьма чувствительны к присутствию микронеоднородностей в воде. Поэтому наряду с непосредственным измерением параметров термодинамического состояния морской воды (плотность, температура, соленость) и скорости звука — первой производной $c = (\partial\rho/\partial P)_S^{-1/2}$ — можно использовать нелинейный параметр ε , связанный со второй производной уравнения состояния, $\varepsilon = 1 + (\rho/2) (\partial c^2/\partial P)_S \equiv 1 + \Gamma/2$, который может стать дополнительным важным информативным признаком для диагностики морской среды. В жидкостях, содержащих фазовые включения, параметр нелинейности может значительно возрасти. Особенно сильно это проявляется для жидкостей, содержащих газовые и паровые пузырьки [2–5]. Кавитационная прочность реальной морской воды имеет низкое значение по сравнению с чистой пресной водой и это обстоятельство связывают с наличием в море пузырьков и других зародышей кавитации, которые, в свою очередь, связаны с нелинейностью жидкости. В настоящей работе обсуждены взаимосвязи нелинейных акустических характеристик при наличии распределенных пузырьков в морской воде в верхнем слое моря.

1. НЕЛИНЕЙНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ПАРАМЕТР, ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Нелинейное взаимодействие звука в микронеоднородной среде часто описывается в рамках гомогенной модели сплошной среды, когда вводятся эффективные

линейные и нелинейные акустические параметры среды [3, 6]. В микронеоднородной среде параметр ε зависит от структуры среды, а также от динамических свойств фазовых включений (ФВ) [2–4]. Нелинейный параметр ε жидкости с ФВ или эффективный нелинейный параметр ε_e можно записать в виде [6]:

$$\varepsilon_e = \left[1 - (\beta_e)_P / (\beta_e)^2 \right] / 2, \quad \beta_e = (\rho_e)_P / \rho_e = \beta \left\{ 1 + x \left(\frac{\beta' - \beta}{\beta} + \frac{\rho' - \rho}{\rho} \frac{\beta' - \mathcal{K}}{\beta} \right) \right\}, \quad (1)$$

где ρ — плотность, β — сжимаемость, штрихи относятся к веществу ФВ, x — объемная концентрация ФВ, индекс e отмечает эффективные величины жидкости с ФВ, индекс P обозначает производную по давлению, $\mathcal{K}$ сжимаемость ФВ в целом, при этом в общем случае $\mathcal{K} \neq \beta'$. Однако без учета поверхностного натяжения, фазовых превращений и инерционных эффектов $\mathcal{K} \approx \beta'$, и тогда сжимаемость β_e равна [3, 4]

$$\beta_e = \beta(1 - x) + \beta'x \equiv \beta + \frac{4}{3}\pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} (\beta' - \beta) R^3 g(R) dR. \quad (2)$$

Вычисляя наряду с $(\beta_e)^2$ также $(\beta_e)_P$, в итоге получаем выражение для эффективного нелинейного параметра в виде [6, 7]:

$$\varepsilon_e(x) = \varepsilon_{0e}(x) + \tilde{\varepsilon}(x), \quad (3)$$

$$\varepsilon_{0e} = \frac{\beta^2}{\beta_e(x)^2} \varepsilon(1 - x) + \frac{\beta'^2}{\beta_e(x)^2} \varepsilon'x = \varepsilon \frac{\beta^2}{\beta_e(x)^2} \left[1 + x \left(\frac{\varepsilon' \beta'^2}{\varepsilon \beta^2} - 1 \right) \right], \quad (4)$$

$$\tilde{\varepsilon}(x) = \frac{x}{\beta_e(x)^2} \left[\frac{\rho' - \rho}{\rho} (\beta'_P - \mathcal{K}_P) + \frac{\rho'}{\rho} (\beta' - \mathcal{K})^2 + 2 \left(\mathcal{K} - \frac{\rho'}{\rho} \beta \right) (\beta' - \mathcal{K}) \right], \quad (5)$$

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

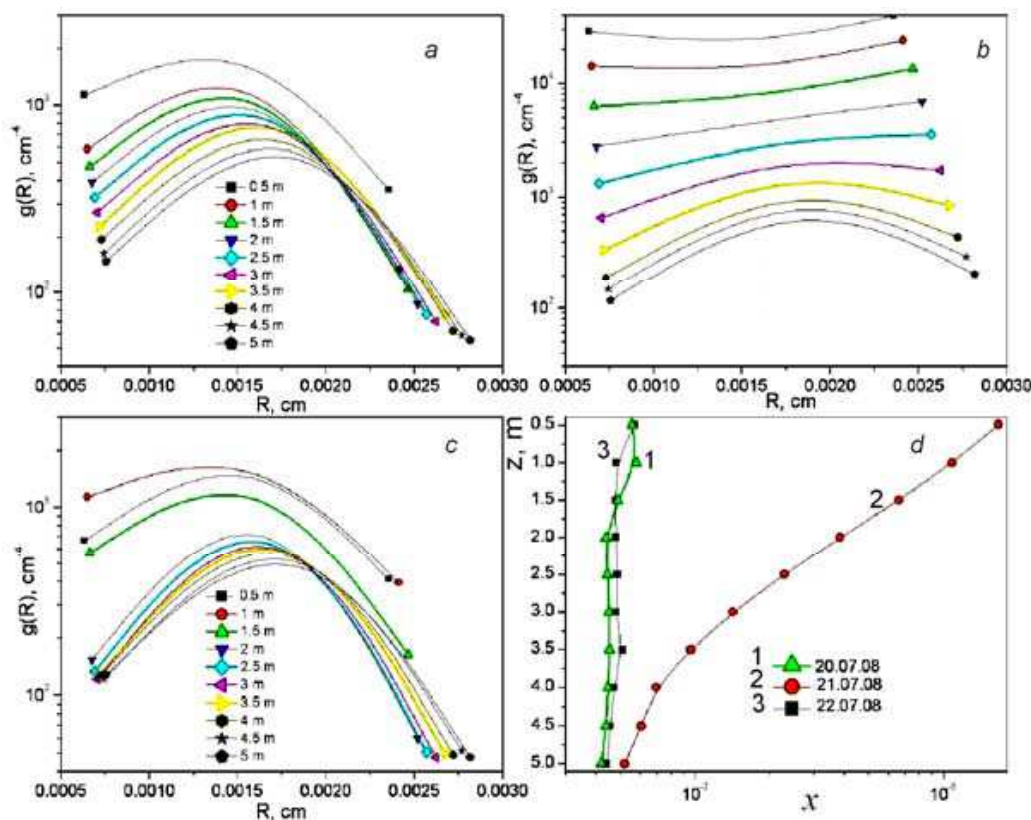


Рис. 1: Функция распределения пузырьков по размерам на различных глубинах в различные временные периоды шторма: рисунки *a* и *c* — перед и после шторма, *b* — в шторм; рисунок *d* — изменение объемной концентрации газа x , содержащихся в пузырьках на различных глубинах: 1 и 3 — перед и после шторма, 2 — в шторм

где параметр $\varepsilon_{0e}(x)$ характеризует жидкость без учета динамических характеристик и фазовых превращений, а дополнительное изменение параметра $\tilde{\varepsilon}(x)$ связано с фазовыми превращениями и с динамическими свой-

ствами. Без учета фазовых превращений параметр ε будет зависеть от структуры среды и также от динамических свойств включений. Окончательно величина ε определяется в виде

$$\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \approx \frac{\left\{ 1 + \frac{4\pi}{3} \frac{\beta'^2 \varepsilon'}{\beta^2 \varepsilon} \int_0^\infty dR R^3 g(R) \left[1 + \frac{2\varepsilon' - 1}{\varepsilon'} \left(1 - \frac{(R/R_\omega)^2}{Q(R, R_\omega)} \right) \right] \right\}}{\left[1 + \frac{\beta'}{\beta} \int_0^\infty \frac{R^3 g(R) dR}{Q(R, R_\omega)} \right]^2}, \quad (6)$$

где резонансный множитель имеет вид

$$Q(R, R_\omega) = (1 - (R/R_\omega)^2(1 + i\delta)).$$

2. АППАРАТУРА И УСЛОВИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные исследования проводились в бухте Витязь Японского моря и на НИС «Импульс» на акватории залива Петра Великого Японского моря

в летний и осенний сезоны 2012–2015 гг. В бухте Витязь была установлена донная система с излучающими и приемными антеннами (глубина 12 м). Береговой комплекс аппаратуры располагался на расстоянии около 100 м от донной станции и был связан с ней подводным кабелем. Основной станцией являлся широкополосный трехэлементный излучатель, имеющий ширину основного лепестка характеристики направленности на частоте 138 кГц равную 11.5° , на частоте 216 кГц — 7.2° , на частоте 519 кГц — 3° .

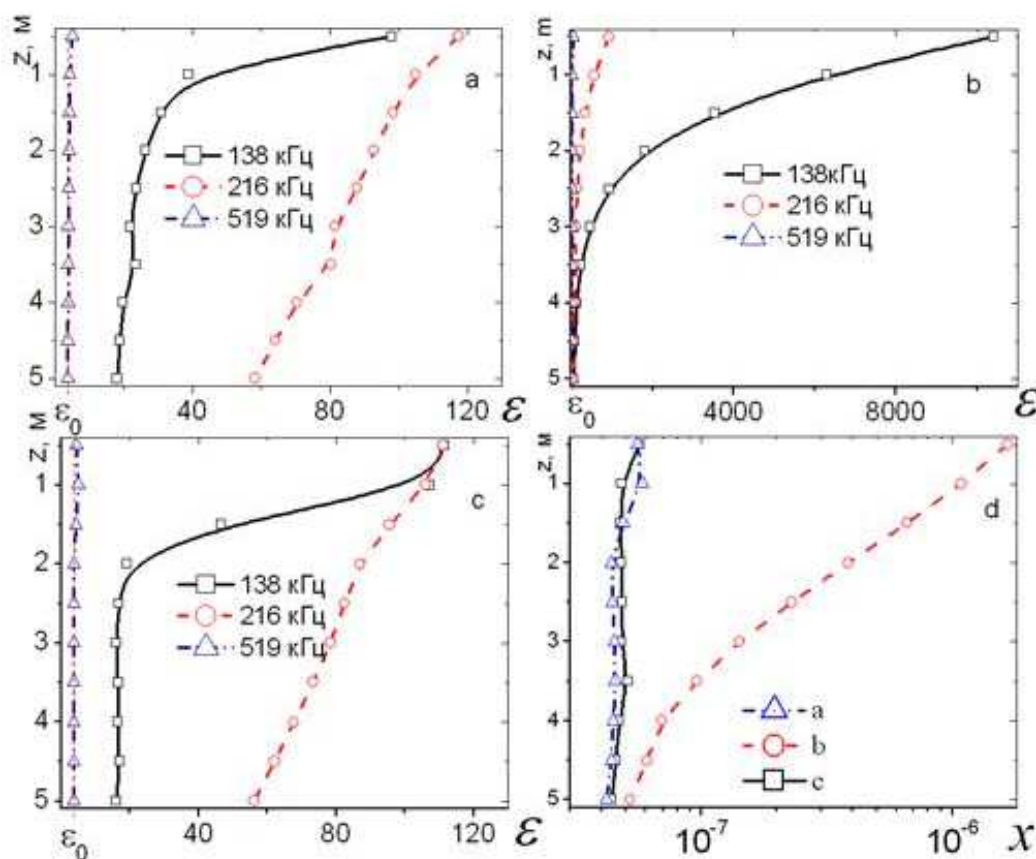


Рис. 2: Параметр акустической нелинейности $\varepsilon(z)\varepsilon$ на различных частотах в зависимости от глубины: рисунки *a* и *c* — перед и после шторма, *b* — в шторм; рисунок *d* — изменение объемной концентрации газа x , содержащихся в пузырьках на различных глубинах: 1 и 3 — перед и после шторма, 2 — в шторм

Экспериментальные исследования кавитационной прочности морской воды на различных глубинах были проведены на НИС «Импульс» в заливе Петра Великого Японского моря в летний и осенний сезоны 2014–2016 гг. Эксперименты проводились с применением цилиндрического излучателя — концентратора колебаний во внутренней полости излучателя с резонансной частотой 10 кГц. Регистрация кавитации осуществлялась по акустическим шумам с помощью гидрофона фирмы Brüel&Kjær, тип 8103 (рабочая полоса частот 0.01–200 кГц).

3. ПОДПОВЕРХНОСТНЫЕ ПУЗЫРЬКОВЫЕ СТРУКТУРЫ

Данные по рассеянию звука на различных частотах позволили выявить структуру распределения по размерам пузырьков и их динамику вблизи поверхности моря. Функция распределения пузырьков по размерам $g(R)$ может быть найдена по частотной зависимости коэффициента рассеяния звука $m_V(\omega)$ в предположении, что основной вклад в рассеяние звука вносят резонансные пузырьки, радиус которых связан с частотой

по формуле Миннерта $R(\omega) = \sqrt{3\gamma P_0/\rho}/\omega$ [2, 4, 8]:

$$g(R(\omega)) = \frac{2\delta_\omega}{\pi R^3(\omega)} m_V(\omega), \quad R(\omega) = \sqrt{3\gamma P_0/\rho}/\omega, \quad (7)$$

где δ_ω — коэффициент резонансного затухания на частоте ω , P_0 — гидростатическое давление, $\gamma \approx 1.4$ — постоянная адиабаты газа внутри пузырька.

С помощью формулы (7) были определены $g(R)$, которые представлены на рис. 1 для различных состояний моря: перед штормом, во время шторма и после шторма. Полученные функции $g(R)$ позволили вычислить нелинейный параметр по формуле (6). Результаты представлены на рис. 2.

4. КАВИТАЦИОННАЯ ПРОЧНОСТЬ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ МОРСКОЙ ВОДЫ

Вопрос о взаимосвязи кавитационной прочности ΔP_k и параметра ε жидкости обсуждался в литературе и была получена зависимость вида [3, 6, 7]:

$$\Delta P_k = 1/[2\sqrt{3}(\varepsilon_e - 1)\beta_e]. \quad (8)$$

В итоге согласно [7] можно написать следующую формулу для ΔP_k

$$\Delta P_k = \Delta P_{k0} \left[1 + x \frac{\beta'}{\beta \delta} \right] / \left[1 + x \frac{(2\varepsilon' - 1)\beta'^2}{\varepsilon \beta^2 \delta^2} \right], \quad (9)$$

Для чистой жидкости ΔP_k было определено Зельдовичем в виде $\Delta P_{k0} = (16\pi\sigma^3/3kT \ln(C/J))^{1/2}$, где σ — коэффициент поверхностного натяжения, k — постоянная Больцмана, T — температура, $\ln(C/J) \approx 70 - 78$. Для воды $\Delta P_{k0} \approx 1400$ атм и из (8) следует $\varepsilon \approx 3 \div 5$, что согласуется с значениями для чистой воды. Из (9) следует, что при $x > x_* = \frac{\varepsilon \beta^2 \delta^2}{(2\varepsilon' - 1)\beta'^2} \approx 10^{-10}$ имеем $\Delta P_k = \Delta P_{k0} \frac{x_*}{x}$. При больших концентрациях $x > x_{**} = \beta \delta / \beta' \approx 10^{-5}$ и ΔP_k стремится к минимальному значению

$$\begin{aligned} \Delta P_{k,\min} &= \Delta P_{k0} \frac{\varepsilon \beta \delta}{(2\varepsilon' - 1)\beta'} = \\ &= \Delta P_{k0} \frac{\varepsilon}{(2\varepsilon' - 1)} x_{**} \approx 10^{-5} \Delta P_{k0}, \quad (10) \\ \Delta P_{k,\min} &\approx 10^4 \text{ Па.} \end{aligned}$$

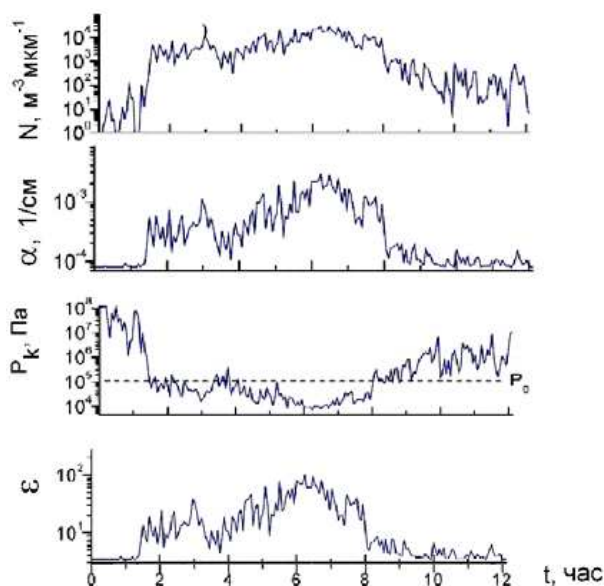


Рис. 3: Изменение концентрации пузырьков, коэффициента поглощения звука на частоте 138 кГц, параметра ε и ΔP_k на глубине 1 м

На рис. 3 представлено изменение во времени кавитационной прочности, концентрации пузырьков, коэф-

фициента поглощения звука на частоте 138 кГц и параметра ε . Одной из важных задач была проверка разработанных теоретических моделей и измерений кавитационных порогов в верхнем слое моря. На рис. 4 представлена зависимость кавитационной прочности морской воды от глубины. Из рис. 4 видно, что ΔP_k резко уменьшается вблизи поверхности и постепенно повышается с глубиной. В целом $\Delta P_k(z)$ соответствует обратной зависимости от глубины z , представленной для нелинейного параметра $\varepsilon(z)$ на рис. 2, и соответствует формуле (8). Видно, что величина ΔP_k может быть чрезвычайно низка вблизи поверхности моря и даже может быть ниже величины гидростатического давления.

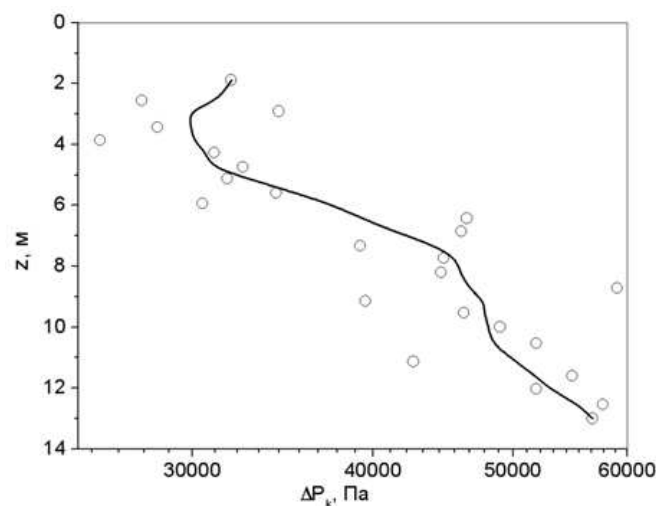


Рис. 4: Зависимость кавитационной прочности морской воды от глубины

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что при прохождении шторма существенным образом изменяется функция распределения пузырьков по размерам, при этом суммарное объемное газосодержание и акустическая нелинейность в воде резко возрастают. Выявлены взаимосвязи акустической нелинейности и кавитационной прочности с наличием пузырьков в морской воде в верхнем слое моря.

Работа выполнена при поддержке проекта № 15-I-1-046 программы Дальний восток ДВО РАН и гранта РФФИ 17-02-00561 а.

[1] Кузнецов В. П. Нелинейная акустика в океанологии. М.: Физматлит, 2010.

[2] Есипов И. Б., Рыбак С. А., Серебряный А. Н. УФН. 2006. 176. С. 102.

- [3] Акуличев В.А., Буланов В.А. ДАН. 1999. **368**, № 2, С. 194.
- [4] Sutin A.M., Yoon S.W., Kim E., Didenkulov I.N. J. Acoust. Soc. Am. 1998. **103**. P. 2377.
- [5] Grelowska G., Kozaczka E. Archives of Acoustics. 2015. **40**, N4. P. 595.
- [6] Буланов В.А. Введение в акустическую спектроскопию микронеоднородных жидкостей. Владивосток: Дальнаука, 2001.
- [7] Акуличев В.А., Буланов В.А. ДАН. 2013. **448**, № 2, С. 213.
- [8] Akulichev V.A., Bulanov V.A J. Acoust. Soc. Am. 2011. **130**, N5. pt. 2. P. 3438.
- [6] Буланов В.А. Введение в акустическую спектроскопию

Acoustic nonlinearity of the upper layer of the sea

V. A. Bulanov

V.I.Ilichev Pacific Oceanological Institute Far Eastern Branch of RAS. Vladivostok 690041, Russia
E-mail: bulanov@poi.dvo.ru

It was studied the distribution of bubbles in sea water theoretically and experimentally, with simultaneous measurements of acoustic nonlinearity and cavitation strength. The studies were conducted in the offshore area of the Sea of Japan with different hydrological and meteorological characteristics. It is shown that the acoustic nonlinearity and cavitation strength of the water containing bubbles in large enough concentrations, exhibit abnormal characteristics that sharply distinguish them from those observed in pure sea water.

PACS: 43.25.-x, 43.25.+y, 43.30.-k, 43.30.+m

Keywords: acoustic nonlinearity, cavitation, bubbles distribution.

Received 28 July 2017.

Сведения об авторе

Буланов Владимир Алексеевич — доктор физ.-мат. наук, зав. лабораторией гидрофизики; тел.: (423) 237-49-13, e-mail: bulanov@poi.dvo.ru.
