

Влияние пузырьковых облаков в возмущенном приповерхностном слое океана на распространение звука

В. А. Акуличев,^{*} В. А. Буланов,[†] Л. К. Бугаева[‡]

Тихоокеанский океанологический институт имени В.И.Ильичева ДВО РАН,
690041, Владивосток, ул. Балтийская, д. 43

(Статья поступила 14.11.2019; подписана в печать 15.01.2020)

Обсуждено распространение звука в море при наличии приповерхностного слоя пузырьков с привлечением последних экспериментальных результатов для функции распределения пузырьков по размерам $g(R)$, полученной при различной скорости ветра и различных состояниях поверхности моря. Показано, что наличие диссипации в приповерхностном слое пузырьков с увеличением объемной концентрации больше 10^{-6} способно приводить к существенной перестройке структуры акустического поля.

PACS: 43.20.+g, 43.20.Ef, 43.30.+m УДК: 534.222.1; 551.463.2

Ключевые слова: морская вода, пузырьки, поглощение звука.

ВВЕДЕНИЕ

Вовлечение пузырьков в толщу морской воды динамикой движений в поверхностных волнах приводит к появлению пузырьковых облаков, которые при сильном ветре могут достигать значительных глубин в десятки метров [1, 2]. Пузырьки оказывают значительное влияние на поглощение и рассеяние звука [1, 2]. Существуют неоднозначные мнения о вкладе приповерхностного слоя пузырьков в затухание низкочастотного звука в океане [3, 4, 5]. В работах [6, 7] вопрос о распространении звука в условиях приповерхностного пузырькового слоя получил дальнейшее развитие. Ниже проанализировано влияние пузырьков на структуру поля в море с привлечением новых экспериментальных результатов для функции распределения пузырьков по размерам, полученной в работах [1, 2, 6, 7].

1. АКУСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ЖИДКОСТИ С ПУЗЫРЬКАМИ

Коэффициент поглощения и эффективную скорость звука в жидкости с пузырьками на различных частотах ω можно рассчитать по приближенным формулам:

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

$$\frac{c_e}{c} = \Re \left[\left(1 + \frac{4\pi}{3} \frac{\rho c^2}{\gamma P_0} \int_0^\infty \frac{g(R) dR}{q(R, R_\omega)} \right) (1-x) \right]^{-1/2}, \quad (2)$$

$$x = \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty R^3 g(R) dR,$$

где $q(R, R_\omega) = 1 - (R/R_\omega)^2(1 + i/Q_\omega)$, $R_\omega = \sqrt{3\gamma P_0/\rho/\omega}$, Q_ω — добротность пузырька радиуса R_ω , $\gamma = 1.4$ — постоянная адиабаты, ρ — плотность жидкости, β и β' — адиабатическая сжимаемость жидкости ($\beta = 1/\rho c^2$) и газа в пузырьках ($\beta' = \gamma/P_0$), P_0 — гидростатическое давление в жидкости. В формулы (1), (2) входит функция $g(R)$, которая имеет вид [2, 6] $g = A_g R^{-n} \exp\{-n[(R_p/R) + (R/R_m)]\}$.

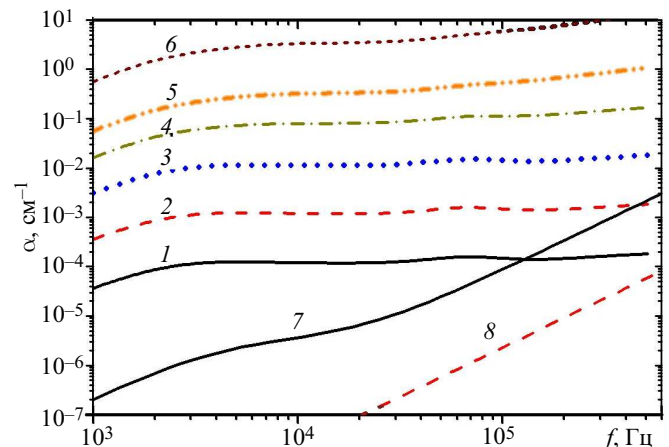


Рис. 1: Частотная зависимость $\alpha(f)$ в воде с пузырьками при различных концентрациях: 1 — $x = 10^{-8}$, 2 — $x = 10^{-7}$, 3 — $x = 10^{-6}$, 4 — $x = 10^{-5}$, 5 — $x = 10^{-4}$, 6 — $x = 10^{-2}$, 7 — $x = 0$, морская вода; 8 — $x = 0$, пресная вода.

На рис. 1 представлена частотная зависимость коэффициента поглощения звука α в воде с пузырьками при $T = 20^\circ\text{C}$, вычисленная для полидисперсной смеси пузырьков различных концентраций x по формуле (1). Здесь также представлена частотная зависимость коэффициента поглощения звука в пресной воде $\alpha_0(f)$ и морской воде $\alpha_{\text{sea}}(f)$ при $T = 20^\circ\text{C}$ и солёности 35 промилле. На рис. 2 представлена концентрационная зависимость скорости звука $c_e(x)/c$ в воде с пузырьками.

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

†E-mail: bulanov@poi.dvo.ru

‡E-mail: bugaeva@poi.dvo.ru

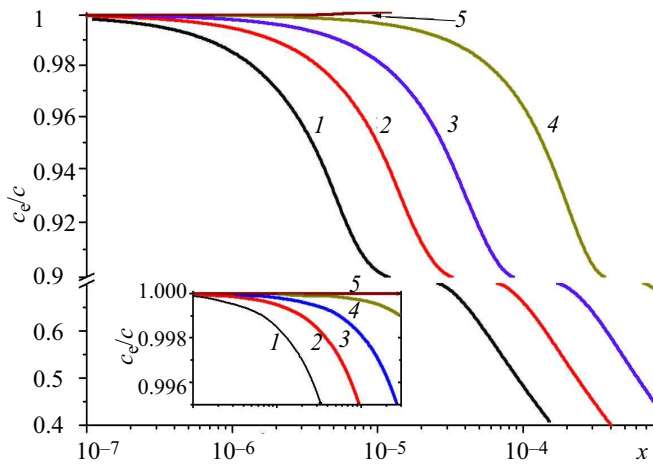


Рис. 2: Скорость звука $c_e(x)/c$ в воде при температуре 20°C с полидисперсной смесью пузырьков при различных частотах: 1 – 1 кГц, 2 – 10 кГц, 3 – 100 кГц, 4 – 1 МГц, 5 – 7,5 МГц.

2. МОДЕЛЬ ДЛЯ ОЦЕНКИ СПАДА ПОЛЯ В МОРЕ С ПРИПОВЕРХНОСТНЫМ СЛОЕМ ПУЗЫРЬКОВ

Рассмотрим модель звукового канала с линейной зависимостью скорости звука от глубины в виде $c(z) = c_0(1 + az)$, где $a \approx 10^{-5}, \text{ м}^{-1}$ [8]. Лучи, выходящие

из источника под различными углами, подходят к поверхности, где попадают в область сильного затухания, связанного с наличием пузырьков. По истечении N циклов луча потери на затухание в приповерхностном слое толщины h будут равны $A_b = \alpha_b \Delta r_0 N$, где α_b коэффициент затухания звука в однородной жидкости с пузырьками, $\Delta r_0 = 2h/\chi_0$, χ_0 – угол скольжения луча по поверхности. Количество циклов луча на расстоянии r равно $N = r/D(\chi_0)$, где длина цикла луча $D(\chi_0) = 2tg(\chi_0)/a \approx 2\chi_0/a$. В итоге получаем $A_b = \alpha_b (ah/\chi_0^2)r \equiv \alpha_b \chi r$. Затухание A_b уменьшается с увеличением угла χ_0 и при некотором предельном значении $\chi_* = \sqrt{\alpha_b ah/\alpha_0}$ оно становится равным затуханию в чистой жидкости. Согласно [8] зависимость среднего квадрата давления определяется формулой

$$|P|^2 = \frac{2}{r} \left(\frac{c_1}{c} \right)^2 e^{-\alpha_0 r} \int_{q_1}^{q_H} \frac{e^{-\alpha r} \sin 2\chi_0 d\chi_0}{D(\chi_0) \sin \chi \sin \chi_1}, \quad (3)$$

где χ, χ_1, χ_0 , связаны законом Снеллиуса $\cos \chi/c = \cos \chi_1/c_1 = \cos \chi_0/c_0$, скорости c, c_1, c_0 соответствуют скоростям звука на горизонтах приемника z , излучателя z_1 , и у поверхности $z_0 = 0$, соответственно. Величины q_1, q_2, q_H определяются соотношениями: $q_1 = \sqrt{2az_{\max}}$, $q_2 = \sqrt{2az_{\min}}$, $q_H = \sqrt{2aH}$, $z_{\max} = \max(z, z_1)$, $z_{\min} = \min(z, z_1)$. Учитывая малость углов скольжения из выражения (3) получаем:

$$|P(r)|^2 = \frac{4a}{r} \left(\frac{c_1}{c_0} \right)^2 e^{\alpha_0 r} \begin{cases} 1/q_1, & r \ll r_1 = q_1^2/\alpha_b ah, \\ \sqrt{\pi}/(2\chi_* \sqrt{\alpha_0 r}), & r_1 \ll r \ll 1/\alpha_0, \\ \frac{1}{\chi_*} \left(1 + \frac{\exp(-\alpha_0 r)}{2\alpha_0 r \chi_*} \right), & r \gg 1/\alpha_0. \end{cases} \quad (4)$$

Из формулы (4) видно, что на больших расстояниях $r \gg 1/\alpha_0$ величина $|P(r)|$ асимптотически приближается к цилиндрическому закону спада поля $|P(r)| \sim 1/\sqrt{r}$ с коэффициентом затухания звука таким же, как в среде без пузырьков. Указанные зависимости проиллюстрированы на рис. 3, где изображена функция $|P(r)|$ при излучении звука различной частоты на глубине 100 метров в море без пузырьков и в присутствии приповерхностного слоя пузырьков. Влияние слоя пузырьков заключается в дополнительном спаде поля на умеренных дистанциях, вызванном затуханием звука, распространяющегося при малых углах скольжения. Вся энергия, сосредоточенная в поле при малых углах, постепенно затухает и на больших расстояниях не дает никакого вклада в суммарное поле, что и приводит к отсутствию в экспоненциальном законе вклада пузырькового слоя.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ НОРМАЛЬНЫХ МОД

Была выбрана модель простейшего горизонтально однородного изоскоростного подводного звукового канала с абсолютно отражающими границами (верхняя граница – мягкая, нижняя – жесткая). Звуковое давление представляется в виде суммы нормальных мод. Расчеты звукового поля были выполнены по программе KRAKENC [9] для взаимодействующих мод.

На рис. 4 и рис. 5 представлено 2D изображение акустического поля для различных концентраций пузырьков в приповерхностном слое моря. Толщина слоя пузырьков выбиралась равной 7 метрам. Излучатель с частотой $f = 1$ кГц располагался вне слоя пузырьков на глубине 10 метров. Расчеты показывают сильное изменение структуры акустического поля при превышении концентрации пузырьков, равной 10^{-6} . Особенно впечатляющим представляется результат для концентрации 10^{-5} . Здесь поле затухает уже в непосредственной

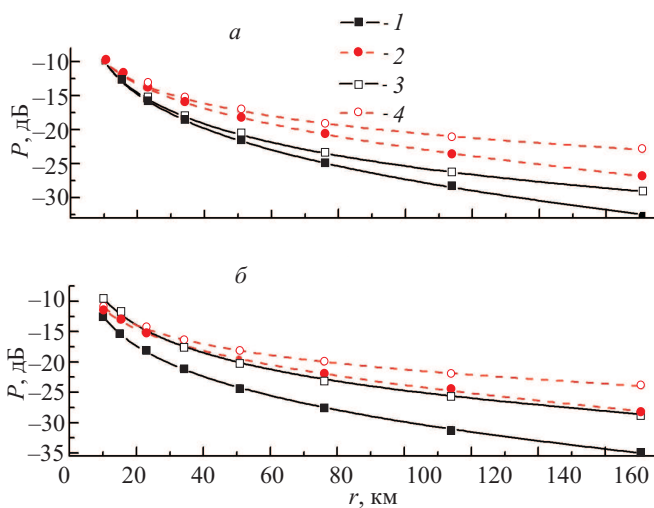


Рис. 3: Пространственный спад акустического поля при наличии и отсутствии приповерхностного слоя пузырьков на частотах 100 Гц и 800 Гц при различной концентрации пузырьков: а – $x = 10^{-7}$, б – $x = 10^{-6}$. 1 – 800 Гц, с пузырьками, 2 – 800 Гц, без пузырьков, 3 – 100 Гц с пузырьками, 4 – 100 Гц, без пузырьков

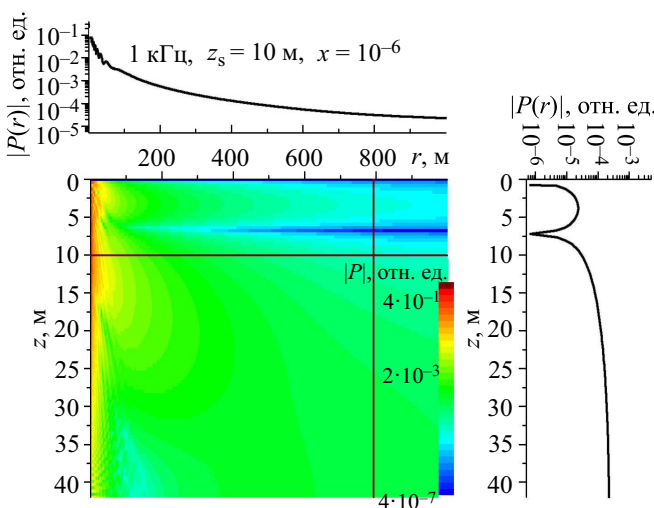


Рис. 4: Акустическое поле в присутствии пузырькового слоя толщиной 7 метров с концентрацией пузырьков $x = 10^{-6}$, скорость звука в слое пузырьков $c = 1480$ м/с

близости к излучателю. При этом резко изменяется общая структура акустического поля в толще волновода. В качестве характеристики спада акустического поля с расстоянием можно взять выражение для среднего по глубине поля вида $P(r) = \langle |p(r, z)| \rangle_z = (1/h) \int_0^h |p(r, z)| dz$, где h — глубина канала. Тогда $P(r)$ можно записать в виде $P(r) = A \exp(-\alpha r) / \sqrt{r}$, согласно которому можно вычислить коэффициент затухания звука α . Результаты вычисления коэффициентов α показывают следующие значения α : $\alpha = 1.5 \times 10^{-6}$ 1/м при $x = 0$; $\alpha = 9.5 \times 10^{-4}$ 1/м при $x = 10^{-8}$;

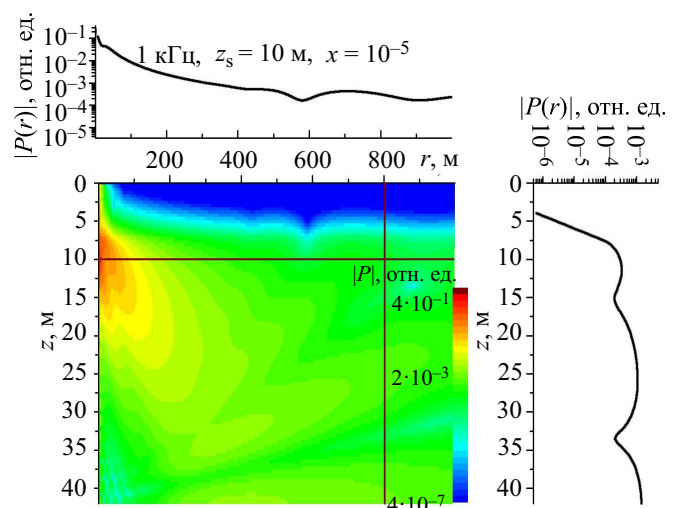


Рис. 5: Акустическое поле в присутствии пузырькового слоя толщиной 7 метров с концентрацией $x = 10^{-5}$, скорость звука в слое пузырьков $c = 1360$ м/с

$\alpha = 7.4 \times 10^{-3}$ 1/м при $x = 10^{-6}$; $\alpha = 2.3 \times 10^{-3}$ 1/м при $x = 10^{-5}$. Для сравнения коэффициент поглощения плоской звуковой волны α_b на частоте 1 кГц для случая однородной пелены пузырьков в морской воде имеет следующие значения: $\alpha_b = 1.5 \times 10^{-6}$ 1/м при $x = 0$; $\alpha_b = 3.5 \times 10^{-3}$ 1/м при $x = 10^{-8}$; $\alpha_b = 0.32$ 1/м при $x = 10^{-6}$; $\alpha_b = 2.0$ 1/м при $x = 10^{-5}$.

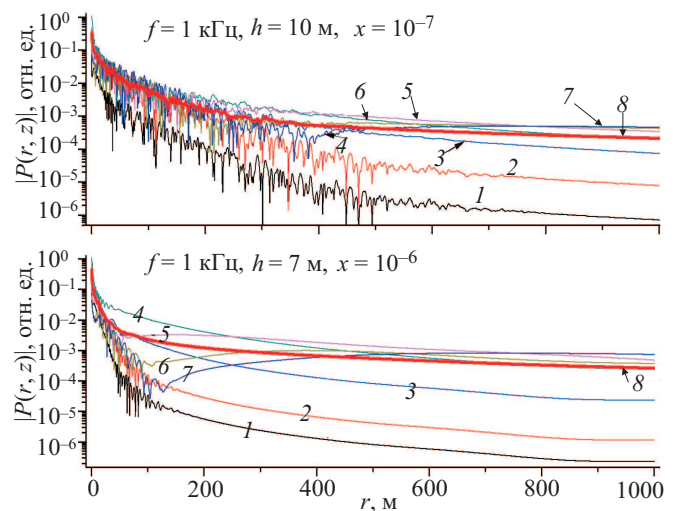


Рис. 6: Зависимости от расстояния давления акустического поля на различных глубинах $|p(r, z)|$ при различных концентрациях пузырьков и постоянной толщине слоя $h = 7$ м. 1 – $z = 0.1$ м, 2 – $z = 0.4$ м, 3 – $z = 4.2$ м, 4 – $z = 10.5$ м, 5 – $z = 21$ м, 6 – $z = 31.5$ м, 7 – $z = 42$ м. Толстыми линиями (кривая 8) отображено среднее по глубине давление акустического поля $P(r) = \langle |p(r, z)| \rangle_z$

На рис. 6 представлены зависимости от расстояния давления акустического поля на различных глубинах $|p(r, z)|$ при различных концентрациях пузырьков

ков. Толстыми линиями отображено среднее по глубине давление акустического поля. Из рис.6 видна сильная зависимость спада поля от расстояния на различных глубинах. Но на больших расстояниях характер экспоненциального спада поля оказывается близким для различных глубин, включая и среднее поле. На больших расстояниях основной вклад в энергию поля дают только те компоненты, которые не сильно взаимодействуют с пузырьковым слоем, и поэтому коэффициент поглощения звука резко снижается и приближается к величине коэффициента поглощения в воде без пузырьков.

на умеренных дистанциях, вызванного затуханием части звуковой энергии, распространяющейся в пузырьковом слое. В дальнейшем эта энергия затухает, что в итоге приводит к отсутствию в экспоненциальном законе вклада пузырькового слоя. Наличие диссипации в приповерхностном слое пузырьков способно приводить к существенной перестройке структуры акустического поля, как это продемонстрировано на рис. 4 и рис. 5.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что влияние приповерхностного слоя пузырьков заключается в дополнительном спаде поля

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

-
- [1] *Vagle S., McNeil C., Steiner N.* // J. Geophys. Res. 2010. **115**, C12054. P. 16.
- [2] *Акуличев В. А., Буланов В. А.* Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017. С. 414.
- [3] *Novarini J. C., Bruno D. R.* // J. Acoust. Soc. Am., 1982. **72**, N 2. P. 510.
- [4] *Weston D.* // J. Acoust. Soc. Am., 1989. **86**. P. 1546
- [5] *Ainslie M. A.* // J. Acoust. Soc. Am., 2005. **118**, N 6. P. 3513
- [6] *Акуличев В. А., Буланов В. А.* // Доклады Академии наук, 2018. **479**, № 2. С. 195.
- [7] *Deane G. B., Preisig J. C., Lavery A.* // IEEE Journ. of Ocean. Eng., 2013. **38**, N 4. P. 632.
- [8] *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. С. 370.
- [9] *Porter M. B., Reiss E. L.* // J. Acoust. Soc. Am., 1985. **77**. P. 1760. <http://oalib.hlsresearch.com/Modes/index.html>.

Influence of bubble clouds in the disturbed near-surface layer of the ocean on sound propagation

V. A. Akulichev^a, V. A. Bulanov^b, L. K. Bugaeva^c

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Far-East Branch of Russian Academy of Sciences
E-mail: ^aakulichev@poi.dvo.ru, ^bbulanov@poi.dvo.ru, ^cbugaeva@poi.dvo.ru

The sound propagation in the sea in the presence of a near-surface layer of bubbles is discussed with the use of the latest experimental results for the bubble size distribution function $g(R)$ obtained at different wind speeds and different States of the sea surface. It is shown that the presence of dissipation in the near-surface layer of bubbles with an increase in the volume concentration greater than 10^{-6} can lead to a significant restructuring of the acoustic field structure.

PACS: 43.30.+m, 43.30.Es, 43.20.Mv, 43.30.Pc

Keywords: sea water, bubbles, sound absorption

Received 14 November 2019.

Сведения об авторах

1. Акуличев Виктор Анатольевич — доктор физ.-мат. наук, академик РАН, науч. рук. ТОИ ДВО РАН; тел.: (423) 231-14-00, e-mail: akulich@poi.dvo.ru
2. Буланов Владимир Алексеевич — доктор физ.-мат. наук, зав. лаб. гидрофизики ТОИ ДВО РАН; тел.: (423) 237-49-13, e-mail: bulanov@poi.dvo.ru.
3. Бугаева Любовь Константиновна — науч. сотрудник ТОИ ДВО РАН; тел.: (423) 237-49-13, e-mail: bugaeva@poi.dvo.ru.