

# ВЛИЯНИЕ ПУЗЫРЬКОВЫХ ОБЛАКОВ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ОКЕАНА НА ЗАТУХАНИЕ ЗВУКА И СТРУКТУРУ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

**В.А. Акуличев, В.А. Буланов, Л.К. Бугаева**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Тихоокеанский океанологический институт имени В.И. Ильичева  
ДВО РАН<sup>1</sup>

Существуют альтернативные представления о вкладе приповерхностного слоя пузырьков в затухание низкочастотного звука в океане. В работе показано, что влияние приповерхностного слоя пузырьков на структуру акустического поля в подводном звуковом канале и характер пространственного спада при распространении звука может быть значительным при достаточно типичных концентрациях пузырьков в приповерхностных слоях моря. Представлены результаты теоретических оценок по воздействию пузырьковой пленки на распространение звука в линейном приповерхностном подводном звуковом канале и в изоскоростном ПЗК. Основные результаты получены для приповерхностного слоя морской воды, содержащей воздушные пузырьки, образующиеся при обрушении поверхностных волн. Показано, что влияние слоя пузырьков заключается в дополнительном спаде поля на умеренных дистанциях, вызванного затуханием части звуковой энергии, распространяющейся в пузырьковом слое. В дальнейшем эта энергия затухает и на больших расстояниях не дает существенного вклада в суммарное поле, что в итоге приводит к отсутствию в экспоненциальном законе спада вклада пузырькового слоя.

## ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в приповерхностном слое моря всегда наблюдается повышенная концентрация воздушных пузырьков, которая особенно сильно усиливается при сильном ветре и волнении. Вовлечение пузырьков в толщу морской воды динамикой движений в поверхностных волнах приводит к появлению пузырьковых облаков [1, 2], которые при сильном ветре могут достигать значительных глубин в десятки метров. Пузырьки оказывают значительное влияние на акустические свойства воды, приводя в том числе к избыточному поглощению и рассеянию звука [3–5].

В настоящее время накоплен большой материал по затуханию звука в океане [6–11]. Предложены эмпирические зависимости, аппроксимирующие экспериментальные результаты. Наиболее известны зависимости, предложенные М. Шихи и Р. Хале [6], Р. Уриком [7], А. Киблуайтом, Р. Денхемом и П. Баркером [8], В. Торпом [9], Р. Франсуа и Г. Гаррисоном [10], Р. Вадовым [11]. К сожалению, механизм затухания звука в морской среде, связанный с пузырьковыми облаками, изучен сравнительно

слабо, хотя и существуют отдельные эксперименты, в которых это затухание проявлялось. Первым, кто подробно исследовал этот механизм затухания звука в океане, был Г. Медвин [12], который на основе полученных данных и предположений о преобладающем вкладе пузырьков в затухание звука вычислял функцию распределения пузырьков по размерам  $g(R)$  на различных глубинах в морской воде. Из числа теоретических работ отметим работы Д. Бруно и Дж. Новарини [13, 14], в которых была сделана попытка получить универсальные зависимости коэффициента затухания, связанного с пузырьковым механизмом.

Д. Бруно и Дж. Новарини [14] заключили, что слой пузырьков слабо влияет на затухание звука в море вплоть до весьма высоких скоростей ветра. Вместе с тем следует отметить работы, посвященные затуханию звука, обусловленного пузырьками газа при обрушении волн, на частотах от 1 до 8 кГц [15, 16]. В этих работах показано, что вклад пузырьков в затухание звука даже на низких частотах в условиях мелкого моря (глубина ~30 м, Балтийское море)

<sup>1</sup> 690041, г. Владивосток, ул. Балтийская, 43. Тел.: +7 (4232) 374913.  
E-mail: bulanov@poi.dvo.ru, bugaeva@poi.dvo.ru

является преобладающим в осенне-зимний период (ноябрь–декабрь). С другой стороны, Д. Вестон с сотрудниками [17] на основании экспериментальных результатов и теоретических оценок делается иной по сравнению с [16] вывод – показывается, что влияние пузырьков на затухание звука меньше влияния поверхностного волнения при тех же скоростях ветра.

Таким образом, существует неопределенность в оценке роли приповерхностного слоя пузырьков в суммарном затухании звука в море. В настоящей работе проанализировано влияние приповерхностного слоя пузырьков на затухание звука в море с привлечением экспериментальных результатов для функции распределения пузырьков по размерам  $g(R)$ , полученной в последнее время в многочисленных зарубежных и отечественных работах [2, 4, 18–20]. Показано, что влияние приповерхностного слоя пузырьков на характер пространственного спада при распространении звука может быть значительным при достаточно типичных концентрациях пузырьков в приповерхностных слоях моря.

**■ Акустические характеристики воды с пузырьками**

В настоящее время достаточно хорошо развиты акустические модели микронеоднородной жидкости с мелкомасштабными неоднородностями, позволяющие прогнозировать основные акустические характеристики (скорость звука  $c$ , поглощение, рассеяние звука, сжимаемость) [4, 5]. При расчетах акустических характеристик микронеоднородных жидкостей следует принимать во внимание сложную динамику одиночных фазовых включений (ФВ) в жидкости [3, 4]. В результате оказывается, что сжимаемость  $K$  одиночного ФВ в общем случае является величиной комплексной, зависящей от частоты внешнего поля, и учитывает резонансные и релаксационные отклики ФВ на воздействие внешней силы.

**Поглощение звука.** Наиболее сильно влияют на акустические характеристики жидкостей пузырьки, которые всегда присутствуют в любой жидкости, хотя бы с очень малыми размерами. Пузырьки всегда присутствуют в приповерхностных слоях моря и являются эффективными поглотителями энергии звуковых волн. Показано, что коэффициент поглощения звука  $\alpha$  в зависимости от частоты  $\omega$  можно рассчитать по приближенной формуле [4]:

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

где  $q(R, R_\omega) = 1 - (R / R_\omega)^2 (1 + i / Q_\omega)$ ,  $R_\omega = \sqrt{3\gamma P_0 / \rho} / \omega$ ,  $Q_\omega$  – добротность пузырька радиуса  $R_\omega$ ,  $\gamma = 1,4$  – постоянная адиабаты,  $\rho$  – плотность жидкости,  $\beta$  и  $\beta'$  – адиабатическая сжимаемость жидкости ( $\beta = 1 / \rho c$ )<sup>2</sup> и газа в пузырьках ( $\beta' = \gamma / P_0$ ),  $P_0$  – гидростатическое давление в жидкости,  $g(R)$  – функция распределения пузырьков по размерам.

В формулу (1) входит функция распределения пузырьков по размерам  $g(R)$ . Распределение пузырьков по размерам имеет вид [21]:

$$g = A_g R^{-n} \exp \left[ -n \left( \frac{R_p}{R} + \frac{R}{R_m} \right) \right]. \quad (2)$$

Показатель степени  $n$  и критические размеры  $R_p$ ,  $R_m$  в формуле (2) являются естественными параметрами, которые следуют из теории Фармера–Гаррета–Ли [22]. Формулу (2) удобно использовать, чтобы в рамках гомогенной модели микронеоднородной среды оценить акустические параметры приповерхностных слоев морской воды с пузырьками.

На рис. 1 представлена зависимость от концентрации  $x$  коэффициента поглощения звука  $\alpha(f)$  в воде с пузырьками при  $T = 20^\circ\text{C}$ , вычисленная для полидисперсной смеси пузырьков при различных частотах  $f$  по формуле (1).

На рис. 2 представлена частотная зависимость коэффициента поглощения звука  $\alpha$  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 морской  $\alpha_{\text{sea}}(f)$  и пресной  $\alpha_0(f)$  воде при  $T = 20^\circ\text{C}$  и солености 35 ‰. Частотная зависимость коэффициента поглощения звука в пресной воде  $\alpha_0(f) \approx 2,3 \cdot 10^{-16} f^2$ , где  $\alpha$  – в  $\text{см}^{-1}$ ,  $f$  – в Гц, частотная зависимость коэффициента поглощения звука в морской воде – согласно формуле Шихи–Халле [6].

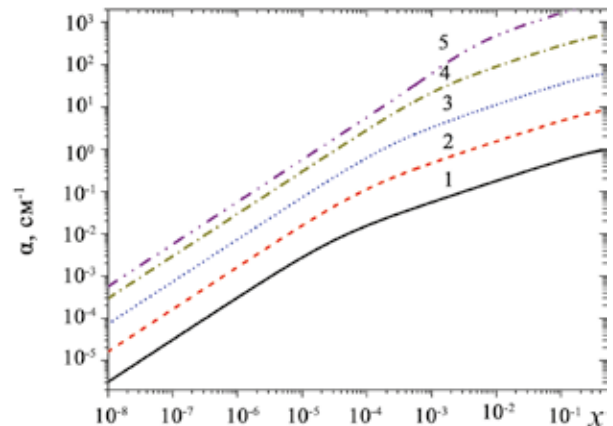


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения звука от концентрации в воде при температуре 200°С с полидисперсной смесью пузырьков при различных частотах:  
1 – 1 кГц, 2 – 10 кГц, 3 – 100 кГц, 4 – 1 МГц, 5 – 7,5 МГц

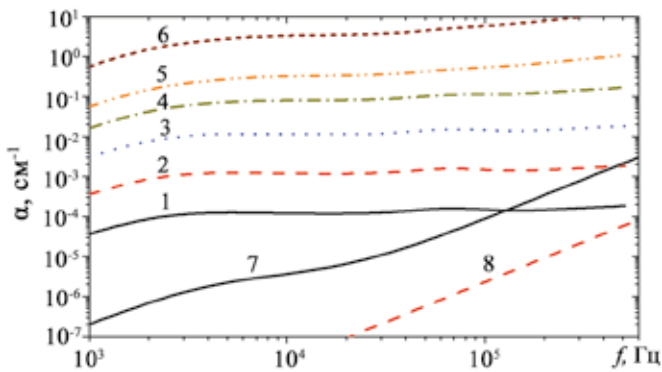


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента поглощения звука в воде при температуре 200°C с полидисперсной смесью пузырьков при различных концентрациях: 1 –  $x = 10^{-8}$ , 2 –  $10^{-7}$ , 3 –  $10^{-6}$ , 4 –  $10^{-5}$ , 5 –  $10^{-4}$ , 6 –  $10^{-2}$ , 7 –  $x = 0$ , морская вода, 8 –  $x = 0$ , пресная вода

Видно, что в воде с пузырьками частотная зависимость  $\alpha(f)$  выражена слабо. Такая слабая частотная зависимость связана с известным преобладающим механизмом резонансного затухания в пелене пузырьков с широкой функцией распределения  $g(R)$  пузырьков по размерам [23].

Следует обратить внимание, что на высоких частотах при малых концентрациях пузырьков меньше  $x_b \sim 10^{-8}$  возможно преобладание вклада в поглощение звука в чистой морской воде без пузырьков над вкладом от пузырьков. В пресной воде указанный порог  $x_b$  снижается еще на порядок. При типичных концентрациях пузырьков в приповерхностных слоях морской воды  $x \sim 10^{-6} - 10^{-5}$  в условиях развитого волнения затухание звука всецело будет определяться структурой пузырьковой пелены пузырьков.

**Скорость звука.** В общем случае выражение для эффективной скорости звука  $\tilde{c}_e$  в случае жидкости с пузырьками является величиной комплексной, вещественная часть которой определяет фазовую скорость волны давления в виде [4]:

$$c_e = \text{Re}(\tilde{c}_e) \approx c \text{Re} \left[ \left( 1 + \frac{4\pi \rho c^2}{3 \gamma P_0} \int_0^\infty \frac{g(R) dR}{q(R, R_0)} \right) (1-x) \right]^{-1/2} \quad (3)$$

На рис. 3 представлена концентрационная зависимость безразмерной скорости звука  $c_e(x) / c$  воды с газопаровыми пузырьками при  $T = 20^\circ\text{C}$ , вычисленная для различных частот звука в случае полидисперсной парогазовой смеси пузырьков для степенной функции распределения пузырьков по размерам  $g(R) = A_g R^{-n}$  в интервале размеров от  $R_{\min}$  до  $R_{\max}$ . Из рис. 3 видно, что в интервале концентраций от  $10^{-5}$  до  $10^{-3}$  происходит резкое снижение скорости звука в жидкости с пузырьками, что соответствует резкому увеличению сжимаемости парогазовой смеси.

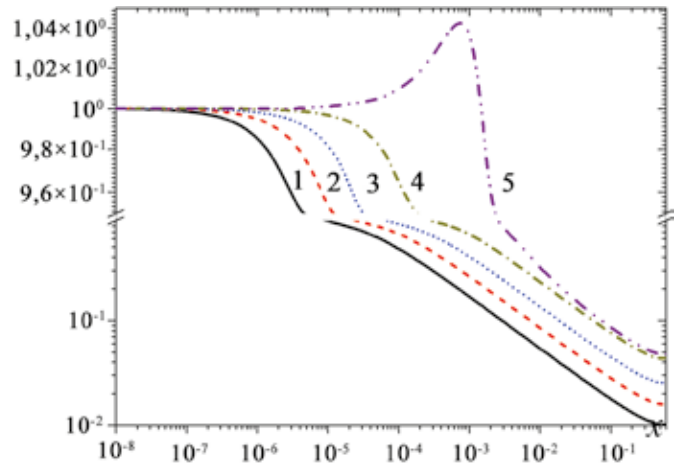


Рис. 3. Зависимость скорости звука от концентрации в воде при температуре 200°C с полидисперсной смесью пузырьков при различных частотах: 1 – 1 кГц, 2 – 10 кГц, 3 – 100 кГц, 4 – 1 МГц, 5 – 7,5 МГц

### ■ Распространение звука при наличии пузырьковых облаков в приповерхностном слое моря при сильном ветре (аналитическое приближение)

На рис. 4 представлены изменения во времени коэффициента поглощения звука  $\alpha(t, z)$  на частоте 145 кГц в приповерхностном слое пузырьков. Видно, что перечисленные акустические параметры изменяются в широких пределах при обрушениях поверхностных волн и сильном ветре около 11–12 м/с. Из рис. 4 видно избыточное поглощение звука в пузырьковом слое, превышающее более чем в 100 раз поглощение звука в чистой воде. На больших глубинах  $\alpha(t, z)$  стремится к значениям  $\alpha_0$  для чистой воды. Таким образом, затухание звука существенно изменяется с глубиной и аномалии в распространении звука могут быть связаны как с наличием пузырьковых облаков, так и с относительным расположением источников звука по отношению к поглощающему

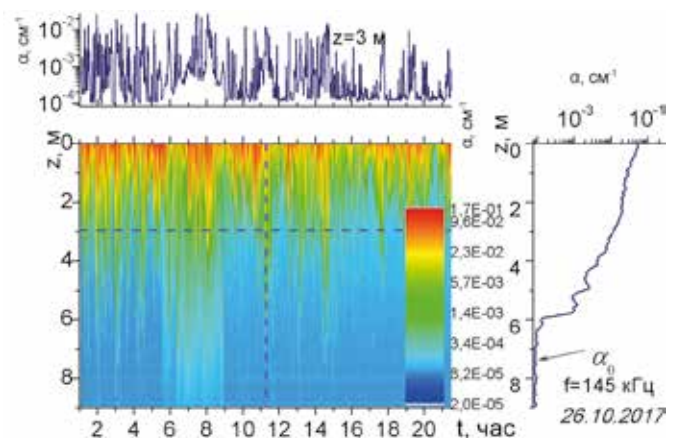


Рис. 4. Функция  $\alpha(t, z)$



пузырьковому слою и по отношению к расположению подводного звукового канала.

Результаты, представленные на рис. 4, также как и результаты, представленные на рис. 2, можно использовать, чтобы оценить вклад диссипативного слоя пузырьков на распространение звука в подводном звуковом канале в море на дальние расстояния.

Рассмотрим модель линейного подводного звукового канала (ПЗК) с приповерхностным слоем пузырьков. Предполагаем, как это следует из результатов, представленных на рис. 5, что скорость низкочастотного звука уменьшается при наличии пузырьков. На распространение звука в океане пузырьки наиболее сильно влияют при наличии приповерхностного звукового канала ППЗК, присутствие которого наиболее характерно для зимних условий, а также для арктических районов Мирового океана. Рассмотрим модель ППЗК с линейной зависимостью скорости звука от глубины в виде  $c(z) = c_0(1 + az)$ , где  $a \approx 10^{-5} \text{ м}^{-1}$  [24]. Лучи, выходящие из источника под различными углами, подходят к поверхности, как показано на рис. 5, где попадают в область сильного затухания, связанного с наличием пузырьков.

Обозначим через  $\alpha_b$  коэффициент затухания звука в однородной жидкости с пузырьками и через  $\Delta r_0$  – расстояние по горизонтали, на которое распространяется звук, оставаясь в приповерхностном слое толщины  $h$ . По истечении  $N$  циклов луча общие потери на затухание в приповерхностном слое будут равны  $A_b = \alpha_b \Delta r_0 N$ , где  $\Delta r_0 = 2h / \chi_0$ ,  $\chi_0$  – угол скольжения луча на поверхности. Вводя длину цикла луча  $D(\chi_0)$ , определяем количество циклов луча, совершаемых на расстоянии  $r$ , в виде  $N = r / D(\chi_0)$ . Учитывая, что  $D(\chi_0) = 2tg(\chi_0) / a \approx 2\chi_0 / a$ , получаем окончательно:

$$A_b = \alpha_b (ah / \chi_0^2) r \equiv \alpha_b \chi r. \tag{4}$$

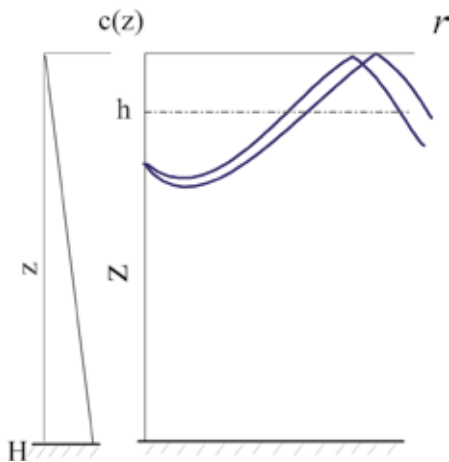


Рис. 5. Схема прохождения звука через приповерхностный слой

Затухание  $A_b$  уменьшается с увеличением угла  $\chi_0$  и при некотором предельном значении  $\chi_*$  оно становится равным затуханию в чистой жидкости. Величина  $\chi_*$  равна  $\chi_* = \sqrt{\alpha_b ah / \alpha_0}$  и зависит от частоты звука.

На рис. 6 представлена зависимость предельного угла  $\chi_*$  от частоты, при котором существен вклад приповерхностного слоя пузырьков в затухание звука при различных показателях степени  $n = 3,8$  и  $n = 5$ , при этом коэффициент  $A = 10^{-7}, \text{ см}^{-1}$ . Видно, что величина  $\chi_*$  существенно зависит от частоты и показателя степени  $n$  в степенной функции распределения пузырьков по размерам  $g(R) \sim R^{-n}$ . При этом величина  $\chi_*$  в целом ряде случаев может достигать и даже превышать типичные значения угла захвата для океанического подводного звукового канала  $\chi_{cr} \approx 16 - 20^\circ$ . Поэтому даже сравнительно небольшой приповерхностный слой пузырьков может существенно повлиять на характер пространственного спада акустического поля.

Рассмотрим усредненный закон спада когерентного поля при наличии приповерхностного слоя пузырьков. Согласно [25], зависимость среднего квадрата давления определяется формулой:

$$|P(r, z)|^2 = \frac{2}{r} \left( \frac{c_1}{c} \right)^2 e^{-\alpha_0 r} \int_{q_1}^{q_2} \frac{e^{-ar} \sin 2\chi_0 d\chi_0}{D(\chi_0) \sin \chi \sin \chi_1}. \tag{5}$$

где  $\chi, \chi_0, \chi_1$  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:

$$q_1 = \sqrt{2az_{\max}}, \quad q_2 = \sqrt{2az_{\min}}, \\ z_{\max} = \max(z, z_1), \quad z_{\min} = \min(z, z_1).$$

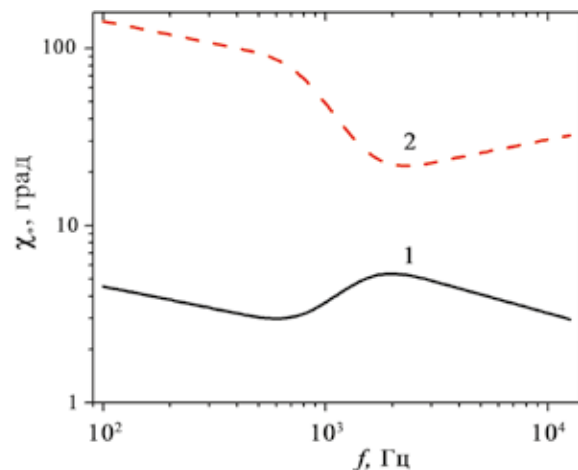


Рис. 6. Предельный угол  $\chi_*$  в зависимости от частоты при различных функциях  $\chi$ : 1 –  $\chi = 10^{-8}$ , 2 –  $10^{-7}$

Учитывая малость углов скольжения, из выражения (5) получаем:

$$|P(r, z)|^2 = \frac{4a}{r} \left( \frac{c_1}{c_0} \right)^2 e^{-\alpha_0 r} (I_* + I_H). \quad (6)$$

$$I_* = \int_{q_1}^{\chi_*} \frac{e^{-\alpha_b \chi (\chi_0)^r} d\chi_0}{\sqrt{(\chi_0^2 - q_1^2)(\chi_0^2 - q_2^2)}}, \quad (7)$$

$$I_H = \int_{\chi_*}^{q_H} \frac{d\chi_0}{\sqrt{(\chi_0^2 - q_1^2)(\chi_0^2 - q_2^2)}}.$$

Вводя характерные области с преобладающим влиянием различных механизмов, можно получить следующую картину распределения когерентного поля в пространстве:

$$|P(r, z)|^2 = \frac{4a}{r} \left( \frac{c_1}{c_0} \right)^2 e^{-\alpha_0 r} (I_* + I_H). \quad (8)$$

$$G(r, q_1, \chi_*) = \begin{cases} 1/q_1, & r \ll r_1 = q_1^2 / \alpha_b ah \\ \sqrt{\pi} / (2\chi_* \sqrt{\alpha_0 r}), & r_1 \ll r \ll 1/\alpha_0 \\ \frac{1}{\chi_*} \left( 1 + \frac{\exp(-\alpha_0 r)}{2\alpha_0 r \chi_*} \right), & r \gg 1/\alpha_0 \end{cases} \quad (9)$$

Из формул (8, 9) видно, что на больших расстояниях  $r \gg 1/\alpha_0$  величина  $|P(r, z)|$  асимптотически приближается к цилиндрическому закону спада поля  $|P(r, z)| \sim 1/\sqrt{r}$  с коэффициентом затухания звука таким же, как в среде без пузырьков.

Указанные зависимости проиллюстрированы на рис. 7, где изображено пространственное распределение – функция  $|P(r)|$  звукового поля различной частоты в море без пузырьков и в присутствии приповерхностного слоя пузырьков. Влияние слоя пузырьков заключается в дополнительном спаде поля на умеренных дистанциях, вызванного затуханием звука, распространяющегося при малых углах скольжения. Вся энергия, сосредоточенная в поле при малых углах, постепенно затухает, и на больших расстояниях эта энергия не дает никакого вклада в суммарное поле, что и приводит к отсутствию в экспоненциальном законе вклада пузырькового слоя.

Подчеркнем, что влияние слоя пузырьков заключается в дополнительном спаде поля, вызванного затуханием звука, распространяющегося при малых углах скольжения. Величина  $\xi = G(\infty, q_1, \chi_*) / G(0, q_1, \chi_*)$  определяет эффект экранировки поля, связанный с пузырьками. Она равна  $\xi = q_1 / \chi_* = \sqrt{z_1 / z_*}$ , где  $z_* = \alpha_b h / 2\alpha_0$ . Оценка величины  $\xi$  для  $z_1 = 100$  м и  $\chi_* = 5^0$  при умеренных концентрациях пузырьков (скорость ветра  $\sim 10$  м/с) дает значение  $\xi \approx 0,4$ .

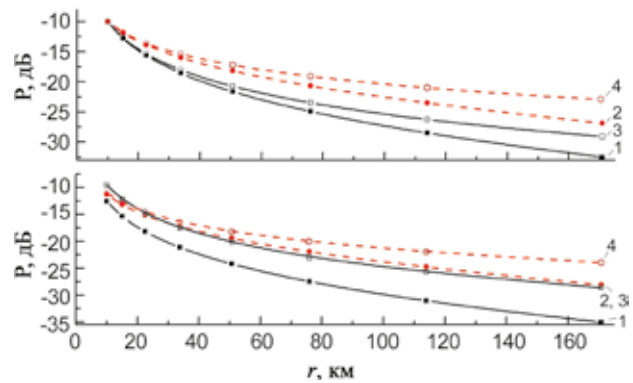


Рис. 7. Пространственный спад акустического поля при наличии приповерхностного слоя пузырьков на различных частотах в сравнении с отсутствием слоя с различной концентрацией пузырьков: верхний график –  $x = 10^{-7}$ ; нижний график –  $x = 10^{-6}$ , 1, 2 –  $f = 800$  Гц: с пузырьками (1), без пузырьков (2); 3, 4 – для  $F = 100$  Гц: с пузырьками (3), без пузырьков (4)

### ■ Численное моделирование распространения звука при наличии пузырьковых облаков в приповерхностном слое моря

Для более подробного изучения влияния дополнительного поглощения в присутствии приповерхностного слоя пузырьков на структуру акустического поля вдоль трассы распространения звука было проведено численное моделирование при использовании приближения нормальных мод. Для простоты анализа и выявления в основном механизма перестройки поля, связанного исключительно с пузырьковым слоем, 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. Дополнительное затухание, вызванное наличием пузырькового слоя, описывается мнимой частью собственных значений мод.

Расчеты звукового поля были выполнены по программе KRAKENC [26] для взаимодействующих мод. Толщина слоя пузырьков выбиралась равной 7 м. Источник тонального сигнала с частотой  $f = 1$  кГц располагался на глубине 10 м.

На рис. 8 показаны вычисленные собственные функции мод номеров 0, 1 и 4 в присутствии приповерхностного слоя пузырьков с объемной концентрацией  $10^{-5}$  (штриховая линия) и без пузырьков (сплошная линия). Расчеты собственных функций показывают, что наличие пузырькового облака с концентрацией  $10^{-5}$  вносит значительные изменения в вертикальную структуру поля. Очевидно, что с перестройкой вертикальной структуры поля будет изменяться распределение акустического поля и вдоль горизонта.

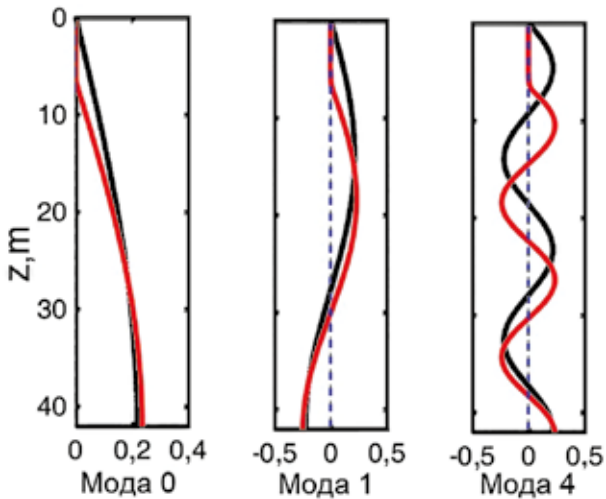


Рис. 8. Собственные функции мод (0,1,4) изоскоростного волновода в присутствии приповерхностного слоя пузырьков с объемной концентрацией  $10^{-5}$  (красная линия) и без пузырьков (черная линия). Толщина слоя облака пузырьков – 7 м

На рис. 9 представлено 2D-изображение акустического поля для различных концентраций пузырьков в приповерхностном слое. Расчеты показывают сильное изменение структуры акустического поля

при превышении концентрации пузырьков, равной  $10^{-6}$ . Для этой концентрации пузырьков акустическое поле в пузырьковом слое вблизи поверхности затухает на расстоянии около 100 м. Но особенно впечатляющим представляется результат для концентрации  $10^{-5}$ . Здесь поле вблизи поверхности затухает уже в непосредственной близости к излучателю. При этом резко изменяется общая структура акустического поля в толще волновода.

Для оценки влияния пузырьков на распространение звука с расстоянием была взята оценка для суммарного поля, выражаемого формулой  $P(r) = \int_0^h p(r, z) dz$ , где  $h$  – глубина канала. На рис. 10 представлено распределение среднего давления акустического поля вдоль трассы при различной концентрации пузырьков.

Для вычисления суммарного коэффициента затухания звука при распространении вдоль трассы в присутствии приповерхностного слоя с различной концентрацией пузырьков было взято распределение давления звука с расстоянием в виде  $P(r) = A \exp(-\alpha r) / \sqrt{r}$ . Тогда очевидное

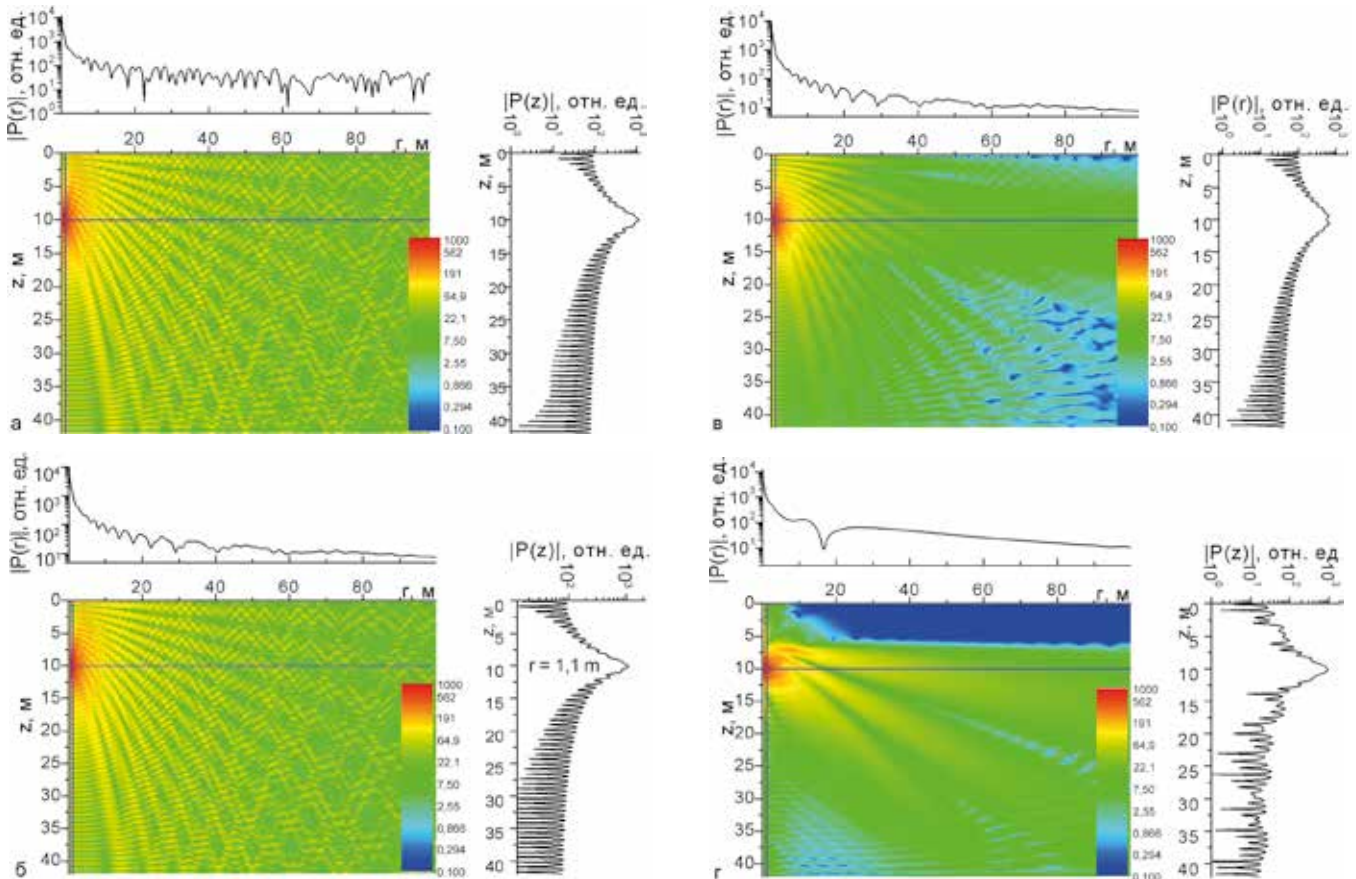


Рис. 9. Акустическое поле с частотой  $f = 1$  кГц для источника на глубине 10 м в изоскоростном канале глубиной 42 м в присутствии приповерхностного пузырькового слоя толщиной 7 м с различной концентрацией пузырьков:  
 а –  $x = 10^{-8}$ , б –  $x = 10^{-7}$ , в –  $x = 10^{-6}$ , г –  $x = 10^{-5}$

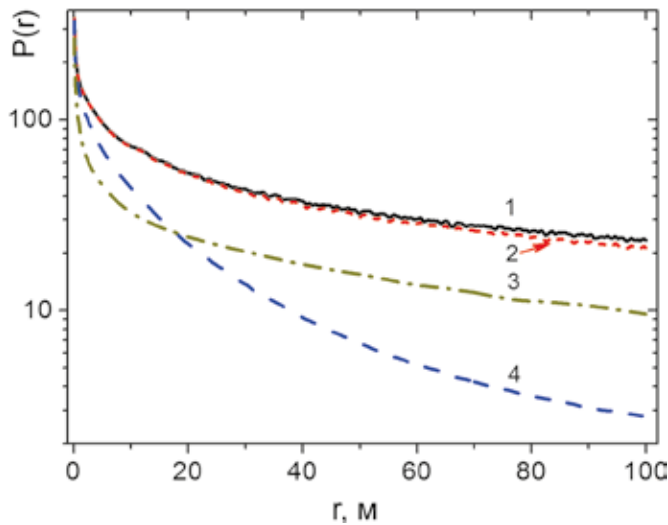


Рис. 10. Распределение среднего давления акустического поля с частотой  $f = 1$  кГц вдоль трассы  $P(r)$  при различной концентрации пузырьков  $x$ : 1 –  $x = 0$ ; 2 –  $10^{-8}$ ; 3 –  $10^{-6}$ ; 4 –  $10^{-5}$

преобразование  $20 \log(P(r)\sqrt{r}) = B - (20 \log e \cdot \alpha)r$  дает возможность легко определить затухание звука по углу наклона кривых для давления вдоль трассы, представленной в координатах зависимости  $20 \log[P(r)\sqrt{r}](r)$ , при этом между коэффициентами  $\beta$  и  $\alpha$  имеется такая связь:  $\beta [dB/m] = 8,7\alpha [1/m]$ .

На рис. 11 представлены зависимости  $20 \log[P(r)\sqrt{r}](r)$  при различной концентрации пузырьков, которые позволяют вычислить коэффициенты затухания звука  $\beta$  [дБ/м], и  $\alpha$  [1/м] вдоль трассы с небольшим расстоянием в 100 м. Результаты представлены в таблице, где также представлены значения коэффициента поглощения звука  $\alpha_b$  на частоте 1 кГц для случая однородной пелены пузырьков различной концентрации.

**Коэффициенты затухания звука частотой 1 кГц  $\beta$  и  $\alpha$  при распространении вдоль трассы с различной концентрацией пузырьков в приповерхностном слое и коэффициент поглощения звука  $\alpha_b$  для однородной пелены пузырьков**

Концентрация $x$	$\beta$ , дБ/м	$\alpha$ , 1/м	$\alpha_b$ , 1/м
0	$1,29 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	
$10^{-8}$	$8,14 \cdot 10^{-3}$	$9,5 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$
$10^{-6}$ , $r = 20$ м	$2,57 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-1}$
$10^{-6}$ , $r = 80$ м	$6,37 \cdot 10^{-2}$	$7,4 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-1}$
$10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$	2,0

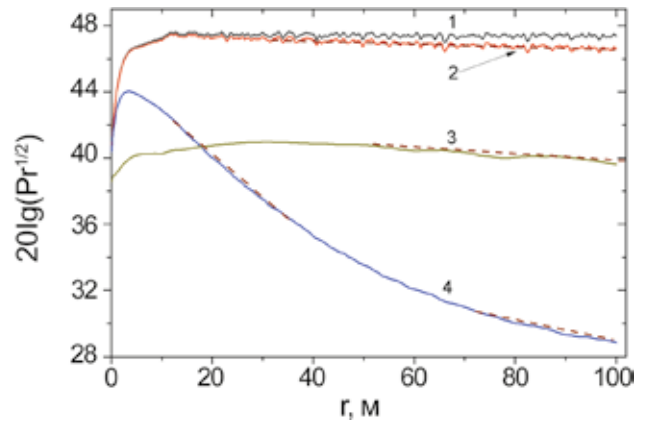


Рис. 11. Функция  $20 \log[P(r)\sqrt{r}](r)$  при различной концентрации пузырьков  $x$ : 1 –  $x = 0$ ; 2 –  $10^{-8}$ ; 3 –  $10^{-6}$ ; 4 –  $10^{-5}$ , штриховые прямые – линейные аппроксимации соответствующих кривых для расчета коэффициента затухания звука  $b$

Из таблицы видно, что имеется немонотонная зависимость коэффициента затухания звука от расстояния. Виден максимум затухания примерно в окрестности концентрации  $10^{-6}$ , при этом видна зависимость коэффициента затухания от расстояния. Видно, что с увеличением расстояния диссипативные свойства приповерхностного слоя пузырьков для распространяющегося звука уменьшаются. Как следует из приведенного выше анализа, это обстоятельство связано с постепенным на больших расстояниях уходом поля из слоя пузырьков. Естественно, что поглощение звука в этих условиях будет связано только с диссипацией в толще ПЗК вне слоя пузырьков и в итоге суммарное затухание звука будет уменьшаться. Тенденция к снижению коэффициента затухания звука от расстояния видна также из рис. 10.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты теоретических оценок по воздействию пузырьковой пелены на распространение звука в подводном звуковом канале. В качестве оценок взяты функции распределения пузырьков по размерам, полученные методом акустической спектроскопии в морской воде. Основные результаты получены для приповерхностного слоя морской воды, содержащей воздушные пузырьки, образующиеся при обрушении поверхностных волн. Показано, что влияние слоя пузырьков заключается в дополнительном спаде поля на умеренных дистанциях, вызванном затуханием части звуковой энергии, распространяющейся в пузырьковом слое. В дальнейшем эта энергия затухает и на больших расстояниях не дает существенного вклада в суммарное поле, что



в итоге приводит к отсутствию в экспоненциальном законе вклада пузырькового слоя. Следует обратить внимание на то, что наличие только одной диссипации в приповерхностном слое пузырьков (даже в отсутствие изменения в вертикальном распределении скорости звука) способно приводить к существенной перестройке структуры акустического поля. Полученные результаты являются новыми и предсказывают достаточно неожиданное поведение поля при изменении свойств пузырькового слоя. Представ-

ляет интерес в дальнейшем проверить полученные результаты. Параметры возможного эксперимента достаточно просты и предлагается проведение эксперимента на морской экспериментальной станции Мыс Шульца в бухте Витязь, которое возможно без существенных затрат.

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

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Thorpe S.A. On the Clouds of Bubbles Formed by Breaking wind-waves in deep water, and their role in air-sea gas transfer // *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* 1982. Vol. A 304. P.155–210.
2. Farmer D., Vagle S. Wave induced bubble clouds in the upper ocean // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115, C12054. 16 p.
3. Devin C. Survey of thermal, radiation and viscous damping of pulsating air bubbles in water // *J. Acoust. Soc. Am.* 1959. Vol. 31, No 12. P. 1654–1667.
4. Акуличев В.А., Буланов В.А. Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017. 414 с.
5. Акуличев В.А., Буланов В.А. Акустическая нелинейность, поглощение и рассеяние звука в морской воде, насыщенной пузырьками // Докл. Академии наук. 2018. Т. 479, № 2. С. 195–199.
6. Sheehy M.J. Halley R. Measurement of attenuation of low-frequency underwater // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1957. Vol. 29, No. 4. P. 464–469.
7. Urlick R.I. Low-frequency sound attenuation in the deep ocean // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1963. Vol. 35, No. 9. P. 1413–1422.
8. Kibblewhite A.B., Denham R.N., Barkey P.H. Long-range sound propagation study in the southern ocean – project Neptune // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1965. Vol. 38, No. 4. P. 629–643.
9. Thorp W.H. Analytic description of the low-frequency attenuation coefficient // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1967. Vol. 42, No.1. 270 p.
10. Francois R.E., Garrison G.R. Sound absorption based on ocean measurement. Pt. II: Boric acid contribution and equation for total absorption // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1982. Vol. 72, No. 6. P. 1879–1889
11. Вадов Р.А. Затухание низкочастотного звука в океане. Проблемы акустики. М.: Наука, 1984.
12. Medwin H. Counting bubbles acoustically: a review // *Ultrasonics.* 1977. Vol. 15, No 1. P. 7–14.
13. Bruno D.R., Novarini J.C. High-frequency sound attenuation caused by the wind-generated bubble layer in the open sea // *J. Acoust. Soc. Am.* 1983. Vol. 73. P. 1064–1068.
14. Novarini J.C., Bruno D.R. Effects of the surface bubble layer on sound propagation // *J. Acoust. Soc. Am.* 1982. Vol. 72, No. 2. P. 510–514.
15. Wille P., et al. Measurements of wind dependent acoustic transmission loss in shallow water under breaking wave conditions // *Progress in underwater acoustics / ed. H. Merklinger. N.-Y.: Plenum Press, 1987. P. 501–508.*
16. Schneider H.G. Modelling wind dependent acoustic transmission loss due to bubbles in shallow water // *Progress in underwater acoustics / ed. H. Merklinger. N.-Y.: Plenum Press, 1987. P. 509–516.*
17. Weston D. On the losses due to storm bubbles in oceanic sound transmission // *J. Acoust. Soc. Am.* 1989. Vol. 86. P. 1546–1553.
18. Акуличев В.А., Буланов В.А., Кленин С.А. Акустическое зондирование газовых пузырьков в морской среде // *Акуст. ж.* 1986. Т. 32, вып. 3. С. 289–295.
19. 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.
20. Akulichev V.A., Bulanov V.A. Measurements of bubbles in sea water by nonstationary sound scattering // *J. Acoust. Soc. Am.* 2011. Vol. 130, No. 5. P. 3438–3449.
21. Акуличев В.А., Буланов В.А. О спектре пузырьков газа и возможностях акустической спектроскопии в приповерхностном слое океана // Докл. Академии наук. 2012. Т. 446, № 2. С. 212–215.
22. Garrett C., Li M., Farmer D. The Connection between Bubble Size Spectra and Energy Dissipation Rates in the Upper Ocean // *J. Phys. Ocean.* 2000. Vol. 30, No. 9. P. 2163–2171.
23. Клей К.С., Медвин Г. Акустическая океанография. М.: Мир, 1980. 582 с.
24. Буланов В.А. Введение в акустическую спектроскопию микронеднородных жидкостей. Владивосток: Дальнаука, 2001. 280 с.
25. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 264 с.
26. Porter M.B., Reiss E.L. A numerical method for bottom interacting ocean acoustic normal modes // *J. Acoust. Soc. Am.* 1985. Vol. 77. P. 1760–1767. – URL: <http://oalib.hlsresearch.com/Modes/index.html> (дата обращения: 27.02.2019).