

О ПРИМЕНЕНИИ НЕЛИНЕЙНОГО РАССЕЙЯНИЯ ЗВУКА ДЛЯ ОЦЕНКИ СТРУКТУРЫ И РАЗМЕРНОГО СОСТАВА ГАЗОВЫХ ФАКЕЛОВ В МОРЕ

В.А. Буланов, И.В. Корсков, Е.В. Соседко

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт
им. В.И. Ильичева ДВО РАН¹

Новые объекты в океане, подводные газовые факелы (ГФ), образованные газовыми пузырьками, выходящими из дна моря, повсеместно встречаются в районах выброса газов как из толщи донных осадков в различных районах океана, так и в районах выгрузки газа при таянии вечной мерзлоты в арктических морях, и к ним проявляется все больше внимания. Стандартное применение рассеяния звука позволяет обнаружить наличие ГФ в море, но не позволяет в полной мере корректно оценить функцию распределения пузырьков по размерам в факеле и поэтому возникают неопределенности с оценкой мощности выброса газов из моря. Обсуждаются возможности использования метода нестационарного и нелинейного рассеяния звука для получения информации о структуре и динамике подводных газовых факелов, образованных выходом газа из морского дна. Нелинейное рассеяние звука обусловлено высокой нелинейностью пузырьковых структур в воде. Нестационарное рассеяние звука возникает вследствие переходных процессов раскачки пузырьков под действием акустических импульсов, и оно ранее использовалось для изучения распределения пузырьков в приповерхностных слоях морской воды. В работе показано, что применение нелинейного нестационарного рассеяния на встречных пучках позволит проводить дистанционную спектроскопию пузырьков в газовых факелах и проводить корректные оценки газосодержания в факелах.

ВВЕДЕНИЕ

В 1980-х гг. были открыты новые объекты в океане – подводные газовые факелы, образованные газовыми пузырьками, выходящими из дна моря [1–4]. Подводные газовые факелы (ГФ) повсеместно встречаются в районах выброса газов вблизи подводных грязевых вулканических образований, подводных газовых и нефтяных месторождений, подводных залежей газогидратов в толще морских осадков, в районах выгрузки газа при таянии вечной мерзлоты в арктических морях, и к ним проявляется все большее внимание [4–8]. Структура и динамика ГФ весьма разнообразна. Это могут быть протяженные области выхода газов, которые проявляются в форме большого размера пелены пузырьков, поднимающихся со дна моря, а также в форме одиночных ГФ. Как правило, пузырьки, выходящие из дна моря имеют достаточно большие размеры в интервале около 0,5–7 мм, при этом распределение

$g(R)$ достаточно узкое с максимумом при R около 4–5 мм [2, 3, 5, 7]. Обнаружение ГФ происходит обычно акустическими методами с помощью судовых эхолотов. Пузырьки, составляющие ГФ, имеют резонансные частоты около 600 Гц вблизи поверхности моря, т.е. при величине гидростатического давления $P_0 = 0,1$ МПа, и около 6 кГц на глубине около 800 м, т.е. при $P_0 = 8$ МПа. Диагностика пузырьков факелов происходит обычно на частотах от 12 до 135–200 кГц, т.е. осуществляется при нерезонансном линейном рассеянии звука [11–13]. Такое стандартное применение рассеяния звука позволяет, как правило, только обнаружить наличие ГФ в море, но не позволяет в полной мере корректно оценить функцию распределения пузырьков $g(R)$ в факеле. Рассмотрим далее некоторые примеры акустического зондирования ГФ в море.

¹ 690041, г. Владивосток, ул. Балтийская, 43. Тел.: +7 (423) 237-49-13. E-mail: bulanov@poi.dvo.ru, i_korskov@poi.dvo.ru, sosedko@poi.dvo.ru

1. Некоторые особенности рассеяния и распространения звука в районах с скоплением газовых факелов

В августе 2004 и 2006 гг. на паруснике «Надежда» были проведены исследования газовых аномалий на восточном шельфе Сахалина вблизи нефтяной платформы «Моликпак» методами акустического зондирования. Проводились исследования распределения коэффициентов рассеяния звука при движении судна вдоль различных трасс в районе залива Пильтун и одновременно проводились исследования потерь по распространению звука на различных частотах [14, 15]. Исследования распространения звука проводились при излучении акустических сигналов на различных частотах (тональный сигнал на 420 Гц и ЛЧМ сигналы на частотах в интервале 2–4 кГц) с движущегося судна, прием акустических сигналов осуществлялся на стационарные донные приемные станции ИО РАН (рук. А.И. Веденев) с автономной записью сигналов.

На всех трассах в районе залива Пильтун было обнаружено мощное рассеяние звука на частоте 100 кГц, превышающее типичные значения для морских условий на 1–2 порядка. На рис. 1 представлено распределение коэффициента рассеяния звука вдоль трассы 1, ориентированной по нормали к побережью. Из рис. 1 видно, что между точками F1A_T1 и F1B_T1, а также между точками F2A_T1 и F2B_T1 располагаются сплошные области с интенсивным выделением газа из дна.

На рис. 2 представлено пространственное распределение коэффициента рассеяния и силы слоя $S_f(r)$ в газовых аномалиях толщиной 12 м одновременно с зависимостью амплитуды звука $P(r)$, принимаемо-

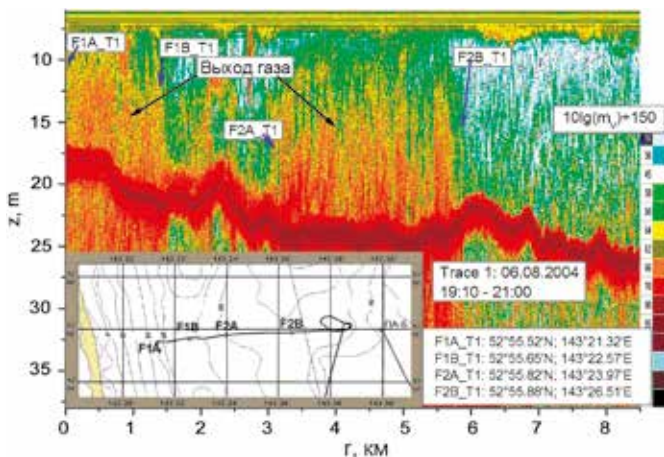


Рис. 1. Изображение газовых облаков в районе залива Пильтун (Охотское море) на частоте 100 кГц

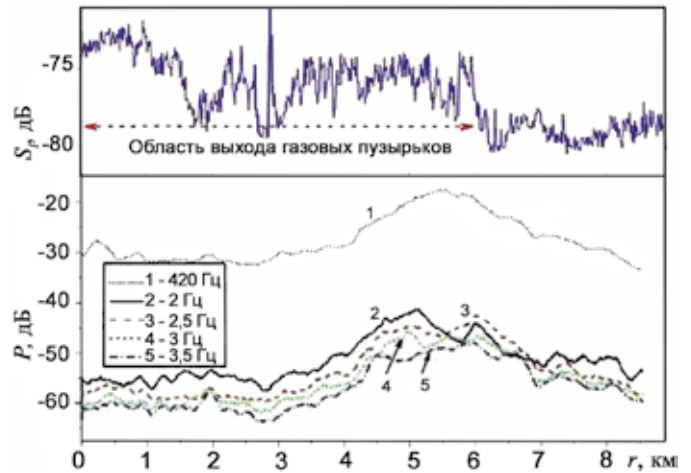


Рис. 2. Потери при распространении звука на различных частотах и сила звукорассеивающего слоя вдоль трассы 1

го на донной станции (нижний рисунок) на различных частотах (1–420 Гц, 2–2 кГц, 3–2,5 кГц, 4–3 кГц, 5–3,5 кГц, восточное побережье о-ва.Сахалин, район нефтяной платформы «Моликпак»). Из рис. 2 видно, что на всех частотах, и особенно на высоких, в интервале от 2 кГц до 3,5 кГц наблюдается асимметрия распределения поля – имеется большой спад поля в областях, где есть мощный выход газовых пузырьков. Такая асимметрия связана с дополнительным поглощением звука из-за наличия пузырьков в морской воде [16]. Например, коэффициент поглощения звука на частоте 2 кГц оказался равным $\beta = 3,5$ дБ/км. Полученная величина β на порядок превышает коэффициент поглощения звука, типичного для данных морских условий без пузырьковых облаков. Очевидно, что отсюда следует практический метод дистанционного мониторинга изменений во времени выхода газа в газовых аномалиях, основанный на данных о вариациях уровня звукового поля вдоль стационарных трасс, проходящих в областях газовых месторождений.

Тем не менее следует особо отметить, что для определения размерной структуры пузырьковых факелов следует применять более тонкие методы акустической диагностики. К таким методам относятся новые методы нестационарного рассеяния сложных сигналов в случае линейного рассеяния [16, 17] и методы нелинейного рассеяния звука, наиболее ярко реализующиеся на резонансных пузырьковых структурах [18–22].

2. Нестационарное нелинейное рассеяние звука

В настоящей работе предлагается применение метода нелинейного рассеяния звука на встречных

пучках. Для понимания сути метода ниже обсуждены методы спектроскопии пузырьков, основанные на нестационарном нелинейном рассеянии звука вследствие переходных процессов раскачки пузырьков под действием акустических импульсов. Эти методы сравниваются с известными методами акустической спектроскопии [23–27], когда рассматривают установившиеся колебания резонансных включений, совершаемые под действием внешнего звукового поля. На практике очень часто используют короткие импульсы звука различной частоты и стационарное рассеяние может не успевать устанавливаться. В этом случае только применение нестационарного рассеяния звука позволяет решать задачи акустической спектроскопии резонансных включений в жидкости [28].

Рассмотрим двухчастотное рассеяние звука, когда на резонансное включение в жидкости падает акустический бигармонический импульс с давлением $P_a(t)$ вида:

$$P_a(t) = \text{Re}[(P_1 e^{-i\omega_1 t} + P_2 e^{-i\omega_2 t}) e^{-i\pi/2} H(t, \tau)],$$

$$H(t, \tau) = \theta - \theta(t - \tau). \quad (1)$$

Будем считать радиус включения малым R по сравнению с длиной волны звука $R \ll \lambda$, а изменения радиуса малыми по сравнению с равновесным радиусом:

$$R(t) = R_0(1 + z^{(1)} + z^{(2)}), \quad |z^{(1)}| \ll 1, \quad |z^{(2)}| \ll 1, \quad (2)$$

где $z^{(1)}(t)$ и $z^{(2)}(t)$ описывают пульсации включения в первом и втором приближениях. Будем считать радиально-симметричные пульсации включения на частотах накачки ω_1 и ω_2 в линейном приближении установившимися (стационарными), т.е. положим $\omega_0 \tau \delta > 1$, где $\delta(\omega, R)$ – постоянная затухания монополюльных колебаний включения. Тогда из уравнения Рэлея с учетом сжимаемости жидкости в случае газового пузырька можно записать следующие выражения для $z^{(1)}(t)$ и $z^{(2)}(t) \equiv z_\Omega(t)$ [19, 22, 28]:

$$z_{1,2}^{(1)} = -\frac{\xi_{1,2}^2}{\xi_{1,2}^2 - 1 - i\delta} \frac{P_{a;1,2}(t)}{3\gamma P_0}, \quad \xi_{1,2}^2 = \frac{\omega_0^2}{\omega_{1,2}^2}, \quad \omega_0 = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{3\gamma P_0}{\rho}}, \quad (3)$$

$$z_\Omega(t) = \text{Re}\{[\Phi_\Omega(t) - e^{-i\Omega\tau} \Phi_\Omega(t - \tau)] B_\Omega \tilde{P}_1 \tilde{P}_2\}$$

$$\tilde{P}_{1,2} = \frac{P_{1,2}}{3\gamma P_0} \quad (4)$$

$$\Phi_\Omega(t) \approx \frac{\theta(t)}{q_\Omega} \left\{ e^{-i\Omega t} - \frac{\omega}{2\omega_0} \left[e^{-i(1-i\delta_\Omega)\omega_0 t} + c.c. \right] \right\}, \quad (5)$$

$$q_\Omega = \xi^2 - \eta^2 - i\xi^2 \delta_\Omega,$$

$$B_1 = \frac{[1 + \eta - \xi^2(3\gamma + 1)] \xi^4}{q_1 q_2^*}, \quad q_1 = \xi^2 - (1 + 2\eta) - i\delta, \quad (6)$$

$$q_2 = \xi^2 - 1 - i\delta,$$

где $\xi \approx \xi_2$, $\Omega = \omega_1 - \omega_2$, $\gamma \approx 1,4$ – постоянная адиабаты газа внутри пузырька радиуса R , P_0 – гидростатическое давление.

При больших длительностях импульса $\tau > \tau_\Omega / \delta_\Omega$, из (3)–(5) следует известное выражение для амплитуды пульсаций пузырька на разностной частоте Ω в установившемся режиме [24, 26, 27]:

$$z_\Omega(t) = B_\Omega \tilde{P}_1 \tilde{P}_2 / q_\Omega. \quad (7)$$

Существенно иной результат получается при малых длительностях импульса, когда справедливо неравенство $\tau \ll \tau_\Omega$, тогда для частот Ω , близких ω_0 , следует:

$$z_\Omega(t) \propto \Phi_\Omega(t) \propto (1 - e^{-\delta_\Omega \Omega t}) \xrightarrow{t \rightarrow 0} 0, \quad (8)$$

что свидетельствует о малых амплитудах пульсаций пузырьков на частоте Ω при малых τ .

Величину давления в акустической волне разностной частоты, генерируемой при нелинейном рассеянии звука на пузырьке, можно определить следующим образом. Для давления в рассеянной волне, уходящей от пузырька при наличии объемного источника $V(t)$, можно получить простое выражение [29, 30]:

$$P_s(r, t) = -\frac{\rho}{4\pi r} \frac{\partial^2 V(t - r/c)}{\partial t^2}, \quad r \gg \lambda, \quad (9)$$

которое в квадратичном приближении дает величину давления P_s в виде:

$$P_s(r, t) = \frac{\rho R^3}{r} \left[\ddot{z}^{(2)} + 2z^{(1)} \ddot{z}^{(1)} + 2(\dot{z}^{(1)})^2 \right] \Big|_{t-(r-R)/c}. \quad (10)$$

Ограничиваясь наиболее практически важным случаем рассеяния на разностной частоте и на собственной частоте пузырька, имеем следующий результат:

$$P_s(r, t) = \frac{R}{r} P_R \left(t - \frac{r - R}{c} \right) = \frac{R}{r} (P_{R\Omega} + P_{R\omega_0}), \quad (11)$$

$$P_{R\Omega} = -\text{Re} \left\{ \frac{S_0 \Omega^2 (1 - ik_\Omega R)}{Q_{\omega_0, \Omega} Q_{\omega_0, \omega_1} Q_{\omega_0, \omega_2}^*} \tilde{P}^2 e^{-i\Omega t} H(t, \tau) \right\}, \quad (12)$$

$$P_{R\omega_0} = -\text{Re} \left\{ \frac{S_0 \omega_0^2 (1 - ik_0 R)}{2Q_{\omega_0, \omega_1} Q_{\omega_0, \omega_2} (4\tilde{\omega}_0^2 - \omega^2)} \times \right. \\ \left. \times \tilde{P}^2 e^{-i\omega_0 (1-i\delta)t} \tilde{H}(t, \tau) \right\}, \quad (13)$$

$$B_0(\xi) = \frac{B_1(\xi)\xi(\xi^2 - 1 - i\delta)}{2(\xi - \eta - i\delta)(4\xi^2 - 1 + i\delta)}, \quad (14)$$

$$\tilde{H}(t, \tau) = \theta(t) - \theta(t - \tau)e^{\delta\omega_0\tau} e^{-i\omega_0 t - i\Omega t}.$$

Из (11)–(14) можно видеть, что при малых длительностях импульса $\tau \ll \tau_\Omega$ получаем, аналогично выражению (8), малую величину амплитуды рассеянного поля $P_{R\Omega}$ на резонансе $\Omega \approx \omega_0$:

$$P_{R\Omega}(t) \sim (1 - e^{-\delta\omega_0 t}) e^{-i\Omega t} \xrightarrow[t \ll 1/\delta\omega_0]{} 0. \quad (15)$$

Таким образом, нелинейное рассеяние звука на резонансных включениях имеет нестационарный участок, который важен при использовании коротких импульсов с длительностями $\tau \ll \tau_\Omega \sim \tau_0 = 1 / \delta\omega_0$. Для импульсов с $\tau \ll \tau_\Omega$ получаем известное выражение для рассеянного поля на разностной частоте [22, 27, 28] в виде (12).

3. Спектроскопия пузырьков с применением нелинейного нестационарного рассеяния звука

Сечение нелинейного рассеяния на одиночном пузырьке $\sigma_{i\Omega}(R)$ (при генерации разностной частоты) можно определить из формулы $\sigma_{i\Omega}^{(2)}(R) = r^2 \left\langle \left| P_s^{(2)} \right|^2 / \left| P_i \right|^2 \right\rangle$, где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по времени, а $P_s^{(2)}(\mathbf{r}, t)$ определяется в виде (10) [2]. При рассеянии на совокупности пузырьков с функцией $g(R)$ сечение нелинейного рассеяния звука единицей объема жидкости, которое более принято называть коэффициентом нелинейного рассеяния, т.е. $\sigma_\Omega^{(2)} \equiv m_{V\Omega}^{(2)} = \int \sigma_{i\Omega}^{(2)}(R)g(R)dR$, имеет вид:

$$m_{V\Omega}^{(2)} = m_{V\Omega\omega}^{(2)} + m_{V\Omega\Omega^\infty}^{(2)} F(\tau / \tau_\Omega), \quad (16)$$

$$m_{V\Omega\omega}^{(2)} = \frac{\pi^2 (3\gamma + 2)^2 R_\omega^3 g(R_\omega)}{2\delta_\omega (\delta_\omega^2 + \eta^2)} \left(\frac{\Omega}{\omega} \right)^4 \frac{|KP_1|^2}{9}, \quad (17)$$

$$m_{V\Omega\Omega^\infty}^{(2)} = \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{\Omega}{\omega} \right)^4 \frac{R_\Omega^3 g(R_\Omega)}{\delta_\Omega} \frac{|KP_1|^2}{9}, \quad (18)$$

$$F\left(\frac{\tau}{\tau_\Omega}\right) = 1 - \frac{1 - \exp(-\tau / \tau_\Omega)}{\tau / \tau_\Omega}, \quad (19)$$

где собственная сжимаемость газового пузырька K в общем случае зависит от радиуса пузырька, но при достаточно больших размерах, как правило, следует говорить о сжимаемости пузырька, обу-

словленной чисто адиабатическими колебаниями с постоянной адиабаты газа γ , тогда $K \approx 1 / (\gamma P_0)$. Из (16)–(19) видно, что на длинных импульсах коэффициент нелинейного рассеяния определяется суммой $m_{V\Omega}^{(2)} = m_{V\Omega\omega}^{(2)} + m_{V\Omega\Omega^\infty}^{(2)}$, а на коротких импульсах $m_{V\Omega}^{(2)} \approx m_{V\Omega\omega}^{(2)}$ [19, 20, 22], т.е.:

$$m_{V\Omega}^{(2)} = \begin{cases} m_{V\Omega\omega}^{(2)} + m_{V\Omega\Omega^\infty}^{(2)}, & \tau \gg \tau_\Omega \\ m_{V\Omega\omega}^{(2)}, & \tau \ll \tau_\Omega \end{cases}. \quad (20)$$

Анализ отношения составных частей коэффициента рассеяния (16):

$$\frac{m_{V\Omega\omega}^{(2)}}{m_{V\Omega\Omega^\infty}^{(2)}} \approx \frac{(3\gamma + 2)^2 R_\omega^3 g(R_\omega)}{(\delta_\omega^2 + \eta^2) R_\Omega^3 g(R_\Omega)} \propto \left(\frac{\omega}{\Omega} \right)^{n-3}, \quad (21)$$

показывает, что результат существенно зависит от вида функции распределения $g(R)$. Из формулы (21) видно, что при $n < 3$ акустическая спектроскопия пузырьков в широком интервале размеров возможна при сканировании именно разностной частоты. Тогда функция распределения $g(R)$ может быть определена в виде:

$$g(R_\Omega) = \frac{4\delta_\Omega m_{V\Omega\Omega^\infty}^{(2)} - m_{V\Omega\omega}^{(2)}}{\pi^2 R_\Omega^3 (\Omega / \omega)^4} \frac{9}{|KP_1|^2}. \quad (22)$$

Однако в случае монотонной функции $g(R)$ коэффициент нелинейного рассеяния на разностных частотах, как правило, определяется пузырьками, резонансными на накачке вне зависимости от длительности импульса, т.е. $\sigma_\Omega^{(2)} \approx \sigma_{\Omega\omega}^{(2)}$. Для степенной функции $g(R) \sim R^{-n}$ указанное обстоятельство справедливо при значениях показателя степени $n > 3$. Таким образом, при чисто степенной функции распределения пузырьков по размерам при условии $n > 3$ вклад нестационарного рассеяния в пелене пузырьков незначителен. На разностную частоту будут в основном откликаться только пузырьки, резонансные на накачке, и поэтому для определения $g(R)$ потребуется изменение именно частоты накачки (а не разностной частоты) в широких пределах. В этих условиях для спектроскопии нет никакой выгоды от применения коротких сигналов. В любом случае все размеры пузырьков и их концентрация будут определяться только частотой накачки, для которой рассеяние будет стационарным.

В последнее время было установлено, что в приповерхностном слое моря функция $g(R)$ имеет максимум при малых $R = R_p$, при этом имеется естественный предел размеров пузырьков при больших $R = R_m$, так что функция $g(R)$ имеет следующий вид [22, 31]:

$$g(R) = A_g R^{-n} \exp \left[-n \left(\frac{R_p}{R} + \frac{R}{R_m} \right) \right]. \quad (23)$$

Здесь показатель степени n и критические размеры R_p , R_m являются естественными параметрами, которые следуют из теории Фармера–Гаррета [32] в инерционном интервале между размерами R_p , R_m , при этом величина $n \sim 3,3$, хотя на большом фактическом материале в умеренных состояниях моря оказывается $n \sim 3,5-3,8$ [17, 22, 25, 31].

Обращаясь вновь к формуле (19), видим, что для случая функции распределения $g(R)$ согласно (23) с максимумом при $R = R_p$ можно получить обратное неравенство, а именно: $\sigma_{\Omega\omega}^{(2)} \gg \sigma_{\omega}^{(2)}$. Это будет иметь место при условии, что частота накачки соответствует пузырькам на ниспадающей ветви $g(R)$ при $R = R_p$. Именно в этом случае в основном следует учитывать эффекты нестационарного нелинейного рассеяния. По существу, наличие нестационарного нелинейного рассеяния свидетельствует об определенном устройстве функции распределения пузырьков по размерам $g(R)$ – наличие максимума при $R = R_p$ и его расположение между радиусом, резонансным на накачке R_ω , и на разностной частоте R_Ω , т.е. $R_\omega < R_p < R_\Omega$.

Таким образом, только в случае применения достаточно высокочастотной накачки $\omega > \omega_p$, где ω_p – резонансная частота пузырьков, соответствующая радиусу R_p , возможна акустическая спектроскопия пузырьков, при этом спектр размеров R_Ω , доступный для регистрации, отвечает неравенству $R_\Omega > R_p$.

4. Реализация метода нелинейного рассеяния звука на встречных пучках в верхнем слое моря

Ранее рассмотренный метод был использован в натуральных морских экспериментах с целью установления вида функции распределения пузырьков по размерам и ее зависимости от глубины, скорости ветра и т.п.

В эксперименте поверхность моря использовалась для создания отраженного импульса длительности τ_1 с частотой ω_1 , который мог бы, как показано на рис. 3, в заданном месте относительно этой поверхности взаимодействовать с прямым импульсом длительности τ_2 с частотой ω_2 , излучаемым через определенное время Δt . При $\Delta t = 0$ взаимодействие между прямым и отраженным импульсами осуществляется на глубинах с $z_{\min} = c\tau_2 / 2$ до $z_{\max} = c\tau_1 / 2$. При $\Delta t \neq 0$ величина z_{\min} изменяется и равна $z_{\min} = c(\Delta t + \tau_2) / 2$. Таким образом можно исследовать нелинейное взаимодействие на различных глубинах. Эксперимент

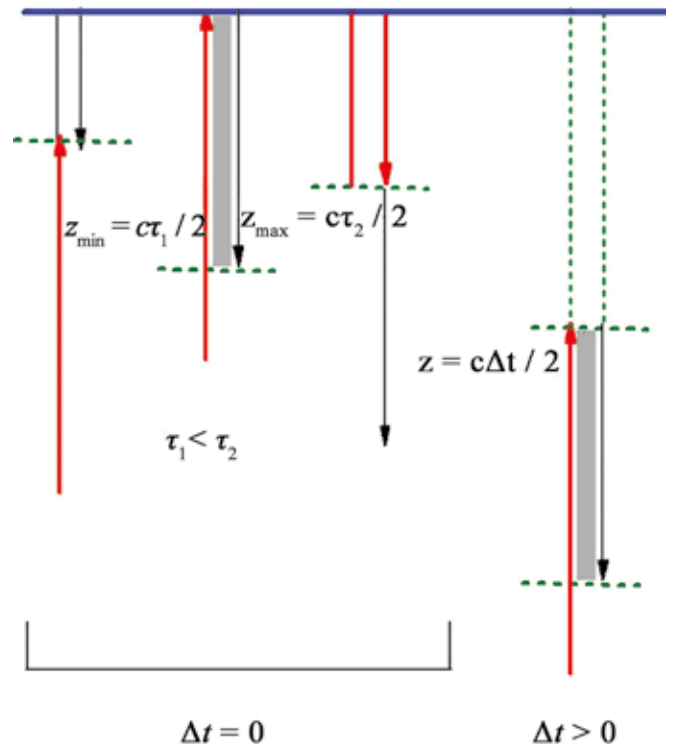


Рис. 3. Схема рассеяния звука вблизи поверхности моря на встречных пучках

проводился в Японском море с частотой накачки 150 кГц и уровнем давления $P_m = 10^5$ Па*м, излучатель располагался на глубине 15 м, разностная частота составляла величину 16 кГц. Оказалось, что вплоть до резонансных на частоте 150 кГц размеров $R_\omega \approx 20$ мкм функция $g(R)$ является монотонно возрастающей при уменьшении размеров R , что совпадает с результатами, полученными по другой методике с применением параметрических излучателей [17, 22, 33–35]. На рис. 4 показано типичное распределе-

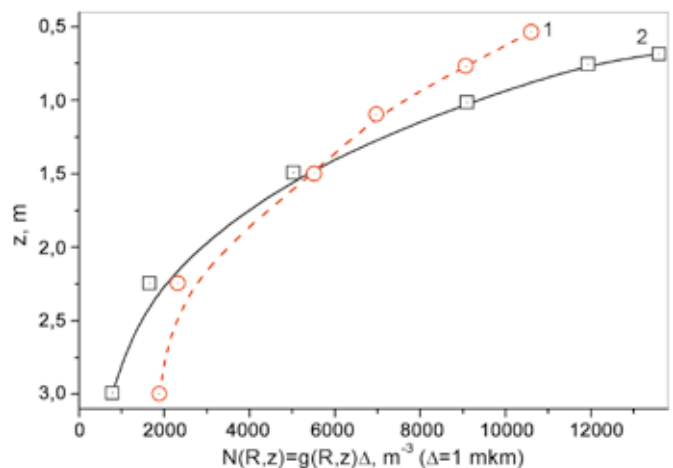


Рис. 4. Распределение пузырьков радиуса $R = 2 \cdot 10^{-3}$ см по глубине в приповерхностном слое моря, полученное методом нелинейного рассеяния звука на разностной частоте 16 кГц с интервалом по времени между измерениями 1 и 2 около 1 часа

ние пузырьков по глубине, полученное указанным способом. Интервал по времени между измерениями 1 и 2 составлял около 1 часа. При этом было обнаружено экспоненциальное спадание концентрации пузырьков по формуле $N \sim N_0 \exp(-z/L)$. Характерное расстояние спада составляло для кривой 1 величину $L_1 = 0,8$ м, через 1 ч для кривой 2 величина спада увеличилась до $L_2 = 1,4$ м.

5. Применение метода нелинейного рассеяния звука на встречных пучках для регистрации пузырьков вблизи дна моря

Показанные выше результаты по рассеянию и распространению звука дают возможность проводить регистрацию районов выхода газов из морского дна. Тем не менее в представленной форме они не способны оценить более тонкие характеристики газовых факелов – распределение пузырьков по размерам, что особенно важно для оценки мощности выделения газа из дна моря. Метод нелинейного рассеяния звука на встречных пучках может быть использован для регистрации скопления пузырьков и измерения функции распределения пузырьков по размерам $g(R)$ вблизи дна моря.

В отличие от случая диагностики приповерхностных пузырьковых облаков, рассмотренного в разделе 4, в данном случае следует применять акустическое излучение вертикально вниз с разнесением во времени зондирующих импульсов на задержку Δt , вариация которой, как и в случае приповерхностных облаков пузырьков, позволит зондировать различные области газового факела.

Частоту звука в зондирующих импульсах следует подбирать так, чтобы разностная частота, генерируемая на пузырьках, соответствовала их резонансным размерам в газовом факеле. Важно также, чтобы частота накачки не перекрывалась с резонансными частотами пузырьков в факеле. Например, частота 12 кГц, которая наиболее часто используется в глубоководных эхолотах, скорее всего, будет резонансной лишь для некоторых пузырьков из газового факела и поэтому в соответствии с формулами (19), (20) будет давать оценку только для части пузырьков из всего множества их в факеле. При этом большие пузырьки, которые дают наибольший вклад в объемную концентрацию газа, поднимающегося со дна в факеле, остаются вне подобной оценки.

Важный вопрос: насколько корректно можно восстановить функцию $g(R)$ и какие выводы возни-

кают прежде всего из возможности применения высокочастотной накачки? Важно, что высокочастотная накачка позволяет получить данные об обычном линейном высокочастотном рассеянии звука. В этом случае мы наблюдаем в основном нерезонансный вклад всего массива достаточно больших пузырьков с размерами $R > R_p$. Поскольку $\omega > \omega_p$, сечение нерезонансного линейного обратного рассеяния звука на одиночном пузырьке равно $\sigma_1(R) \approx R^2$, отсюда, вычисляя интеграл $m_V = \int \sigma_1(R)g(R)dR$ с помощью (21) методом перевала, получаем выражение для коэффициента линейного высокочастотного рассеяния звука в виде:

$$m_{V_{hf}} \approx \sqrt{\frac{2\pi}{n-2}} e^{-(n-2)} \left(1 - \frac{2}{n}\right)^{n-3} A_g R_p^{3-n}, \omega > \omega_p. \quad (24)$$

Аналогичная оценка для интегральной объемной концентрации пузырьков $x = (4\pi/3) \int R^3 g(R)dR$ дает следующее выражение:

$$x \approx \frac{4\pi}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{n-3}} e^{-(n-3)} \left(1 - \frac{3}{n}\right)^{n-4} A_g R_p^{4-n}. \quad (25)$$

В итоге получаем следующую связь между концентрацией пузырьков x и коэффициентом линейного высокочастотного рассеяния звука:

$$x \approx B(n) R_p m_{V_{hf}} \quad B(n) \approx \frac{3(n-3)}{4\pi n e} \left(\frac{n-2}{n-3}\right)^{n-3,5}. \quad (26)$$

Видно, что в формулу (26) для связи между x и $m_{V_{hf}}$ входит лишь показатель степени n и размер R_p , отвечающий максимуму $g(R_p)$. Отсюда следует, что спектроскопия пузырьков при высокочастотном рассеянии звука невозможна, однако, оказывается, из формулы (26) по величине $m_{V_{hf}}$ можно определить интегральную характеристику – объемную концентрацию газа в пузырьках x , что особенно важно для оценки мощности выделения газа из дна моря. График зависимости $B(n)$, входящей в формулу (26), показан на рис. 5. Видно, что при небольшом изменении степени n параметр $B(n)$ может изменяться на несколько порядков, поэтому для корректной оценки концентрации пузырьков по данным акустического зондирования прежде всего следует определить вид функции распределения по размерам, а затем определить степень n и параметр $B(n)$.

Приведенный пример показывает, насколько важно определить вид функции распределения по размерам. В рамках обычного линейного рассеяния звука корректная оценка $g(R)$ и концентрации газа в пузырьках представляется невозможной. Именно здесь ситуацию может спасти метод нелинейного нестаци-

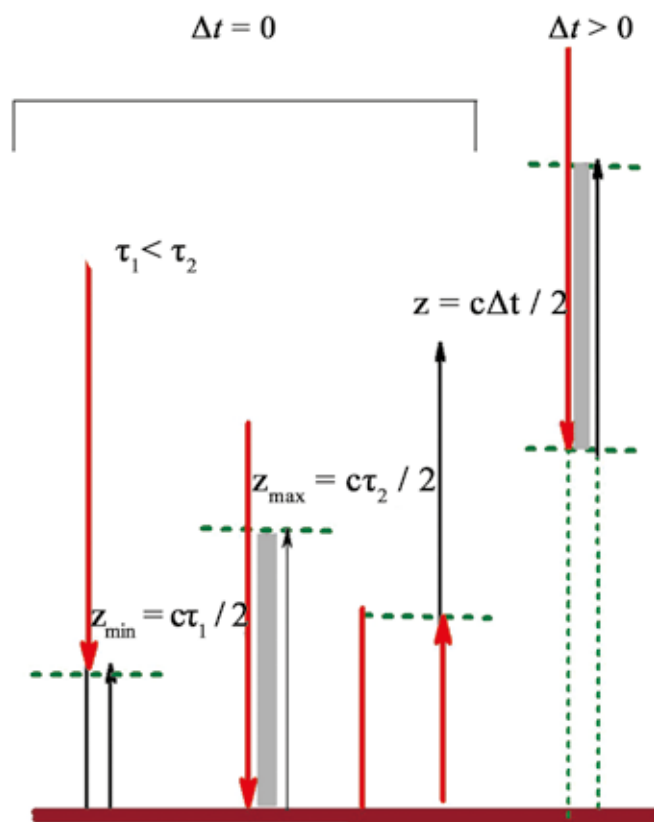


Рис. 5. Схема рассеяния звука вблизи дна моря на встречных пучках

онарного рассеяния звука, который представлен схематически на рис. 6. Тогда функция распределения $g(R)$ может быть определена с помощью формулы (22).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе обсуждены возможности использования метода нестационарного и нелинейного рассеяния

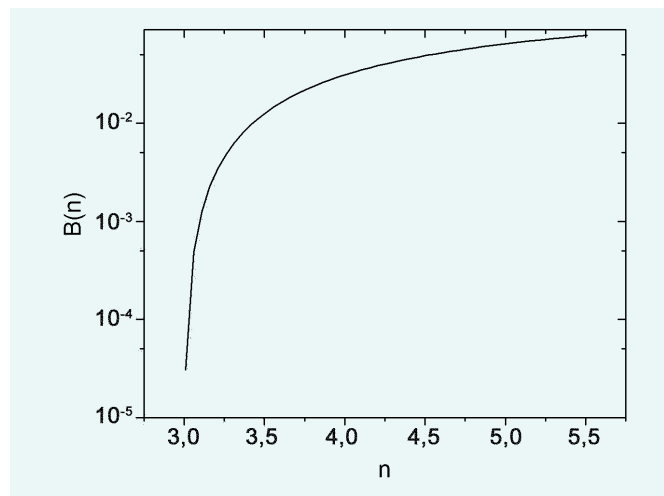


Рис. 6. Функция $B(n)$

звуча для получения информации о структуре и динамике подводных газовых факелов, образованных выходом газа из морского дна. Предполагается, что нелинейное рассеяние звука обусловлено высокой нелинейностью отдельных пузырьков, составляющих пузырьковые структуры в воде. Нестационарное рассеяние звука возникает вследствие переходных процессов раскочки пузырьков под действием акустических импульсов, и оно ранее использовалось для изучения распределения пузырьков в приповерхностных слоях морской воды. В работе показано, что применение нелинейного нестационарного рассеяния на встречных пучках позволит проводить дистанционную спектроскопию пузырьков в газовых факелах и давать корректные оценки газосодержания в факелах.

Работа выполнялась в рамках госзадания № 0271-2019-0009 и была поддержана РФФИ (проект № 17-02-00561а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Kienle J., Roederer J.G., Shaw G.E. Volcanic event in Soviet Arctic // EOS. 1983. Vol. 64, No. 20. 377 p.
2. Зоненшайн Л.П., Мурдмаа И.О., Варанов В.В. и др. Подводный газовый источник к западу от о-ва Парамушир // Океанология. 1987. Т. 27, № 5. С. 795–800.
3. Hovland M., Judd A.G., Burke P.A. The global flux of methane from shallow submarine sediments // Chemosphere. 1993. Vol. 26. P. 559–578.
4. Обжиров А.И. История открытия газогидратов в Охотском море // Подводные исследования и робототехника. 2006. № 2 (2). С. 72–80.
5. Кэрролл Дж. Гидраты природного газа. М.: Технопресс, 2007. 316 с.
6. Judd A., Hovland M. Seabed fluid flow. The impact on geology, biology and the marine environment. Cambridge: Cambr. Univ. Press, 2007. 475 p.
7. Юсупов В.А., Салок А.Н., Карнаух В.Н., Семилетов И.П., Шахова Н.Е. Обнаружение областей пузырьковой разгрузки метана на шельфе моря Лаптевых в Восточной Арктике // Докл. РАН. 2010. Т. 430, № 6. С. 820–823.
8. Дмитриевский А.Н., Баланюк И.Е. Газогидраты морей и океанов. М.: ООО "ИРЦ Газпром", 2009. 416 с.
9. Leifer I., Patro R.K. The bubble mechanism for methane transport from the shallow sea bed to the surface: a review and sensitivity study // Cont. Shelf Res. 2002. Vol. 22, No 16. P. 2409–2428.
10. Greinert J., Artemov Y., Egorov V. De Batist M., McGinnis D. 1300-m-high rising bubbles from mud volcanoes at 2080 m in the Black Sea: hydroacoustic characteristics and temporal variability // Earth and Planet. Sci. Lett. 2006. Vol. 244. P. 1–15.

11. Муякшин С.И., Заутер Э. Дистанционный акустический метод определения производительности подводного источника газовых пузырьков // *Океанология*. 2010. Т. 50, № 6. С. 1045–1051.
12. Саломатин А.С., Юсупов В.И., Ли В.Я. Дистанционные акустические исследования водной толщи и дна океана: аппаратура и методика // *Дальневосточные моря России*. Кн. 4. М.: Наука, 2007. С. 87–110.
13. Саломатин А.С., Юсупов В.И., Верещагина О.Ф., Черных Д.В. Акустическая оценка концентрации метана в водной толще в областях его пузырьковой разгрузки // *Акустический журнал*. 2014. Т. 60, № 6. С. 638–644.
14. Буланов В.А. Корсков И.В., Попов П.Н. О рассеянии звука на подводных пузырьковых структурах на шельфе и в мелком море // *Материалы междунар. науч.-техн. конф. «Технические проблемы освоения Мирового океана»*. Владивосток: ИПМТ ДВО РАН, 2005. С. 156–161.
15. Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П.Н. Особенности рассеяния звука на пузырьковых структурах (газовых факелах) на шельфе и в мелком море // *Труды 16-й сессии Российского акустического общества*. Т. 2. М.: ГЕОС, 2005. С. 226–230.
16. Акуличев В.А., Буланов В.А. Исследования неоднородностей морской среды методами акустического зондирования // *Физические методы исследования*. Кн. 4. М.: Наука, 2007. С. 129–231.
17. Akulich V.A., Bulanov V.A. Measurements of bubbles in sea water by nonstationary sound scattering // *J. Acoust. Soc. Am.* 2011. Vol. 130, No. 5, Iss. 2. P. 3438–3449.
18. Maksimov A.O., Leighton T.G., Sosedko E.V. Nonlinear transient bubble oscillations // *Nonlinear Acoustics at the Beginning of the 21st Century* / Ed. by O.V. Rudenko. Moscow, 2002. Vol. 2. P. 987–990.
19. Буланов В.А., Соседко Е.В. Нестационарное рассеяние акустических импульсов на резонансных включениях в жидкости // *Труды 19-й сессии Российского акустического общества*. М.: ГЕОС, 2007. Т. 1. С. 80–83.
20. Буланов В.А. Акустическая нелинейность верхнего слоя океана и мелкого моря и особенности рассеяния и поглощения звука // *Океанологические исследования*. 2018. Т. 46, № 2. С. 15–27. DOI: 10.29006/2587-9634.JOR-2018.46(2).2.
21. Кузнецов В.П. Нелинейная акустика в океанологии М.: Физматлит, 2010. 264 с.
22. Акуличев В.А., Буланов В.А. Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017. 414 с. ISBN 978-5-9909943-8-6.
23. Medwin H. Acoustical determination of bubble size spectra // *Journ. Acoust. Soc. Am.* 1977. Vol. 62. P. 1041–1044.
24. 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.
25. 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.
26. Заболотская Е.А., Солюян С.И. Излучение гармоник и комбинационных частот воздушными пузырьками // *Акустический журнал*. 1972. Т. 18, вып. 3. С. 472–474.
27. Karpov S., Prosperetti A., Ostrovsky L. Nonlinear wave interactions in bubble layers // *Journ. Acoust. Soc. Am.* 2003. Vol. 113, No. 3. P. 1304–1316.
28. Буланов В.А. Введение в акустическую спектроскопию микронеоднородных жидкостей. Владивосток: Дальнаука, 2001. 280 с.
29. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
30. Исакович М.А. Л.И. Мандельштам и распространение звука в микронеоднородных средах // *УФН*. 1979. Т. 129. С. 531–540.
31. Акуличев В.А., Буланов В.А. О спектре пузырьков газа и возможностях акустической спектроскопии в приповерхностном слое океана // *Докл. РАН*. 2012. Т. 446, № 2. С. 212–215.
32. 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.
33. Акуличев В.А., Буланов В.А., Кленин С.А. Акустическое зондирование газовых пузырьков в морской среде // *Акустический журнал*. 1986. Т. 32, вып. 3. С. 289–295.
34. Акуличев В.А., Буланов В.А., И.В. Корсков, А.В. Стороженко Мониторинг экологического состояния акваторий с применением акустического зондирования // *Подводные исследования и робототехника*. 2012. № 2 (14). С. 42–54.
35. Новиков Б.К., Тимошенко В.И. Параметрические антенны в гидролокации. Л.: Судостроение, 1990. 256 с.

