

УДК 551.463, 551.466.31

**Фізичні основи нелінійних акустичних методів
вивчення товщі океану і донних відкладів**

О.І. Шундель, С.І. Неверова

Шундель Олексій Іванович – к.фіз.-мат.н., науковий співробітник відділу панорамних акустичних систем Державної установи "Науковий гідрофізичний центр Національної академії наук України"; Україна, 03187, м. Київ, просп. Академіка Глушкова, 42; Email: lixyta666@gmail.com

Неверова Світлана Іванівна – науковий співробітник відділу панорамних акустичних систем Державної установи "Науковий гідрофізичний центр Національної академії наук України"; Україна, 03187, м. Київ, просп. Академіка Глушкова, 42; Email: sidzp2019@gmail.com

Анотація. У статті показано, що акустичні дослідження ґрунтуються на методі зворотного розсіювання звуку. Акустичні методи дозволяють оцінити внесок досить великих фазових включень, що становлять гетерогенні неоднорідності у водній товщі моря: великий планктон (в основному, зоопланктон), рибу, тверді суспензії, бульбашки газу та ін. Описаний метод акустичного зондування дозволяє вивчати дрібномасштабну структуру водного середовища в шельфовій частині моря та її просторово-часову мінливість, пов'язану з проявом внутрішніх хвиль, наявністю пухирців, планктону, турбулентних утворень, твердих суспензій.

Ключові слова: нелінійні хвилі, складні сигнали, акустика, водна товща, фазові включення, мікронеоднорідності.

Вступ. Акустичні методи вивчення властивостей мікронеоднорідної рідини займають значне місце серед інших, у зв'язку з малим згасанням звукових хвиль в рідині й їх сильною нелінійною взаємодією з неоднорідностями середовища. Такі характеристики акустичного поля як коефіцієнт поглинання звуку, нелінійний акустичний параметр, коефіцієнт розсіювання і швидкість звуку тісно пов'язані з наявністю мікронеоднорідностей в рідині й теорія акустичної взаємодії звуку з мікронеоднорідностями в рідинах показує можливість їх спектроскопії. Розробка методів спектроскопії є предметом багатьох експериментальних робіт. Однак, в цілому, задачу не можна вважати вирішеною через різноманіття чинників, що впливають на властивості мікронеоднорідної рідини.

Необхідно знати фізичні механізми взаємодії звуку з різними фазовими включеннями, типовими для морської води й іншими мікронеоднорідними рідинами.

Морська вода є складним середовищем, одночасно містить різні фазові включення: бульбашки і тверді суспензії, включення біологічного походження – зоо- і фітопланктон, продукти розпаду біологічних систем, а також рибу та інші морські організми різного розміру. Такі гетерогенні мікронеоднорідності морського середовища одночасно призводять до розсіювання звуку, додаткового згасання, дисперсії швидкості звуку, появи додаткової нелінійності середовища, а також до зміни цілого ряду інших акустичних характеристик морського середовища, важливих для проведення досліджень і вимірювань в акустиці океану [15, 20, 34, 36].

Рішення обернених задач відновлення структури і розмірного складу неоднорідностей на основі даних акустичного зондування є одним із актуальних завдань в акустиці океану, над якими працюють колективи відомих учених з провідних наукових центрів США, Канади,

Великої Британії, Франції, Китаю.

На практиці часто виникає необхідність отримання інформації не тільки про сумарну концентрацію мікронеоднорідностей, але й про окремий внесок кожного з типів включень. Особливий інтерес представляє розробка методів розв'язку обернених задач, таких як, встановлення по мікроскопічним властивостями типу і спектрального складу фазових включень. Останнім часом стало ясно, що традиційні лінійні методи акустичної діагностики мікронеоднорідних середовищ виявляються найчастіше суперечливими через що виникла необхідність розробки інших, більш досконалих методів. Такими виявилися, насамперед, нелінійні методи [17, 18], а також методи, які використовують аналіз більш тонких, нестационарних ефектів розсіювання та поширення звуку в мікронеоднорідних середовищах [5, 11].

Метою роботи є опис фізичних основ нелінійних методів акустичної діагностики водної товщі океану для вивчення просторово-часової структури дрібномасштабних неоднорідностей у верхньому шарі моря, в тому числі у шельфових областях.

Результати. Метод вимірювання коефіцієнтів розсіювання звуку в приповерхневому шарі моря ґрунтується на гостронаправленому випромінюванні звуку різних частот, прийомі сигналів зворотного розсіювання звуку, запису і первинної обробки акустичної інформації на персональних комп'ютерах [5, 11, 14].

Для опису розсіювання звуку в середовищі з мікронеоднорідностями вводять поняття коефіцієнта розсіювання m_V [5, 9, 19, 23, 24, 31, 32, 35], який в наближенні однократного розсіювання (борнове наближення) визначається згідно з виразом:

$$I_{bs} = I_i V m_V / r^2,$$

де $I_{bs} \sim P_{bs}^2$, $I_i \sim P_i^2$ – інтенсивності падаючого на неоднорідність і розсіяного звуку відповідно;

P і P_{bs} – амплітуди відповідно падаючої на об'єм V хвилі і розсіяної хвилі в зворотному напрямку;

r – відстань до неоднорідності;

V – імпульсний об'єм середовища, який розсіює.

Для гостронаправлених випромінювачів, що працюють в імпульсному режимі, об'єм V можна записати у вигляді:

$$V = \pi r^2 \theta^2 c \tau / 2,$$

де θ – ширина характеристики направленості випромінювача;

c – швидкість звуку;

τ – тривалість імпульсу звуку.

Експериментальне значення коефіцієнта зворотного розсіювання звуку в рідині можна

записати у вигляді [5, 19, 24]:

$$m_v = \frac{2}{\pi \theta^2 c \tau} \left(\frac{P_{bs}}{P_i} \right)^2. \quad (1)$$

Часто коефіцієнт розсіювання звуку m_v записують в логарифмічній формі – в децибелах відповідно до такої формули [4, 10, 12, 24, 25, 36]:

$$S_v(\omega) = 10 \lg m_v(\omega), \quad (2)$$

при цьому розмірність m_v беруть в м^{-1} . За допомогою зазначених формул можна експериментально визначити частотну залежність $m_v(\omega)$ або $S_v(\omega)$, яка дозволяє встановити тип розсіювачів, а також деякі їх характеристики, наприклад, функцію розподілу за розмірами $g(R)$ або об'ємну концентрацію V_0 , яка визначається за формулою:

$$V_0 = (4\pi/3) \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^3 g(R) dR.$$

Зручно ввести в якості характеристики звукорозсіюючих шарів (ЗРШ) усереднений по товщині шару коефіцієнт розсіювання звуку \bar{m}_v , який може змінюватися уздовж трас згідно з формулою [12, 36]:

$$\bar{m}_v(r) = \frac{1}{h_{\max}(r)} \left| \int_0^{h_{\max}(r)} m_v(r, z) dz \right|. \quad (3)$$

Для виявлення просторової мінливості коефіцієнта розсіювання звуку по глибині застосовуємо таку формулу [12, 36]:

$$\bar{m}_v(z) = \frac{1}{L} \left| \int_0^L m_v(r, z) dr \right|, \quad (4)$$

де L – довжина траси.

Розглянемо як можна визначити параметри середовища за розсіюванням звуку. Найбільш сильними розсіювачами у верхньому шарі моря є бульбашки газу, які впливають на параметри середовища при сильному вітрі. Коефіцієнт розсіювання звуку або переріз розсіювання звуку на бульбашках визначається з урахуванням різних типів функції розподілу бульбашок за розмірами. Запишемо найбільш типовий переріз стаціонарного розсіювання

звуку на резонансних бульбашках такою формулою [5, 9, 11, 31, 35]:

$$\sigma_{bs} = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \sigma_1(R) g(R) dR = \frac{\pi R_0^3 g(R_0)}{2\delta_0}, \quad (5)$$

де $\sigma_1(R)$ – переріз розсіювання на одиночній бульбашці;

δ_0 – постійна згасання коливань резонансних бульбашок.

Переріз монопольного розсіювання звуку на малих нерезонансних включеннях з розмірами менше довжини хвилі звуку (тверді частинки, зоопланктон, фітопланктон, нерезонансні бульбашки) має вираз [5, 11, 15, 16, 29]:

$$\sigma_{bs}^{(s)} = Dk^4, \quad D \approx \frac{1}{9} \left(\frac{\rho c^2}{\rho' c'^2} \right)^2 \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^6 g(R) dR, \quad (6)$$

де $k = \omega / c$ – хвильове число,

а змінні зі штрихами відносяться до включення.

З формули (6) видно, що розсіювання звуку має типовий Релеєвський характер, пропорційний четвертому ступеню частоти $\sigma_{bs}^{(s)} \sim \omega^4$, і має повну аналогію з розсіюванням світла на малих мікронеоднорідностях в атмосфері [5, 15, 19, 29]. Величина D для гауссівської і степеневої функцій розподілу дорівнює [5, 12, 20]:

$$D \approx \begin{cases} \frac{1}{9} \left(\frac{\rho c^2}{\rho' c'^2} \right)^2 \bar{R}^3 V_0, & g(R) \sim \exp\left(-\frac{(R - \bar{R})^2}{2\Delta^2}\right) \\ \frac{1}{9} \left(\frac{\rho c^2}{\rho' c'^2} \right)^2 \left(\frac{4-n}{7-n} \right) R_{\min} V_0, & g(R) \sim R^{-n}, \end{cases} \quad (7)$$

де R_{\min} – мінімальний розмір включень;

Δ – характерна ширина гауссівського розподілу.

Наведені формули дозволяють визначити об'ємну концентрацію V_0 нерезонансних включень. Однак при наявності в товщі рідини одночасно різних мікронеоднорідностей виявити їх тип і обчислити концентрацію на підставі наведених формул неможливо.

Розглянемо оцінку розподілу біомаси на основі розсіювання звуку. Питання про зв'язок між просторовим розподілом коефіцієнта розсіювання звуку $m_V(r) = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \sigma_1(R) g(R, r) dR$ і розподілом біомаси $m_g(r) = \frac{4\pi}{3} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \rho'(r) R^3 g(R, r) dR$ в морському середовищі активно обговорюється з початку 1960-х років [5–7, 12, 20, 21, 26–28, 30, 34, 36]. Тут введені

позначення: σ_1 – переріз розсіювання на одиночному об'єкті, $\rho'(r)$ – розподіл щільності всередині одиночних об'єктів, $g(R, r)$ – функція розподілу за розмірами в просторі. Є багато моделей, що пов'язують переріз розсіювання на окремому об'єкті з його конфігурацією, розподілом за розмірами, кутвою характеристикою розсіювання звуку, можливістю ефектів затінення при багаторазовому розсіюванні звуку при великих концентраціях біомаси тощо [6, 20, 21, 26–28, 30, 34].

В основу розгляду покладено два типи розподілів включень за розмірами – степеневе і гауссівське. В якості перерізу розсіювання на одиночному об'єкті σ_1 можна вибрати будь-який з найбільш популярних моделей, надалі розглянемо переріз, що визначається модифікованою моделлю Стентона [6, 26, 27, 30]. Зазначений переріз не має резонансного характеру, тому вираз для зв'язку m_g і m_v істотно спрощується як для степеневого, так і для гауссівського розподілу. У підсумку можна написати такий загальний вираз, що дозволяє за експериментальними даними для m_v отримувати дані по розподілу біомаси m_g в рамках двох розподілів – степеневого і гауссівського [1, 4, 12, 20]:

$$m_g^{(P,G)}(r, f) = D^{(P,G)}(f) m_v(r, f), \quad (8)$$

$$D^{(P,G)}(f) = \begin{cases} \frac{4\pi\rho'}{3(4-n)} \frac{R_{\max}^{4-n}}{\int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \sigma_1(R, f) R^{-n} dR}, & g^{(P)} \sim R^{-n}, \\ \frac{4\pi\rho'}{3} \frac{\bar{R}^{-3}}{\sigma_1(\bar{R}, f)}, & g^{(G)} \sim \exp\left(-\left(R - \bar{R}(r)\right)^2 / \Delta^2\right). \end{cases} \quad (9)$$

Слід звернути увагу на залежність від частоти, яка з'являється в формулах через частотну залежність перерізу розсіювання на одиночному включенні $\sigma_1(R, f)$.

Залежність коефіцієнта $D^{(P)}$ від частоти і максимальних розмірів включень, які підпадають під степеневий закон розподілу за розмірами, детально обговорювалася в роботах [6, 7, 12, 20, 21, 26–28, 30, 34, 36], там же представлені докладні графіки, які дозволяють визначити масову концентрацію включень m_g (наприклад, зоопланктону) в грамах на літр морської води по експериментальним значенням коефіцієнта розсіювання звуку m_v , виміряним у м^{-1} .

Відділення розсіювання звуку на резонансних мікронеоднорідностях типу бульбашок від розсіювання на інших нерезонансних мікронеоднорідностях, можна здійснити за допомогою застосування нестационарної акустичної спектроскопії [9, 11, 19]. Суть методу полягає в наступному: резонансні газові бульбашки мають досить високу добротність, тому встановлення стаціонарних коливань бульбашок на резонансі відбувається не миттєво, а протягом деякого часу, що визначається добротністю Q . Застосовуючи акустичні імпульси

різної тривалості τ по наростанню розсіяного сигналу в залежності від τ можна визначити внесок резонансних бульбашок в загальне розсіювання звуку різними неоднорідностями.

Запишемо сумарний переріз розсіювання від одиниці об'єму середовища у вигляді [1]:

$$\sigma_s = \sigma_s^{(b)} + \sigma_s^{(s)} = \int_{\{R\}} \left(|f^{(b)}|^2 g^{(b)}(R) + |f^{(s)}|^2 g^{(s)}(R) \right) dR. \quad (10)$$

Найбільш типовий вираз для стаціонарної амплітуди монопольного (об'ємного) розсіювання звуку на бульбашках можна записати виразом [11, 29, 31]:

$$|f^{(b)}| = R / \left[(R_0^2 / R^2 - 1)^2 + \delta^2 \right],$$

де R_0 – розмір резонансної бульбашки на частоті ω ;

δ – постійна згасання коливань бульбашки радіуса R на частоті ω .

Вводячи функцію $W(\tau) = (P_s / P_i) / \sqrt{\tau}$ можна отримати залежність:

$$\sigma_s^{(b)}(\tau) = \sigma_s^{(b)}(\infty) F(\tau / \tau_0), \quad \sigma_s^{(b)}(\infty) = \frac{\pi R^3 g^{(b)}(R)}{2\delta(R)}, \quad (11)$$

$$F(\tau / \tau_0) = 1 - \frac{1 - \exp(-\tau / \tau_0)}{(\tau / \tau_0)}, \quad \tau_0 = 1 / \omega\delta = Q / \omega, \quad (12)$$

що дозволяє визначити функцію розподілу бульбашок за формулою [5, 11]:

$$g^{(b)}(R) = \frac{4\delta(R)}{\pi^2 c \theta^2 R^3} [W^2(\infty) - W^2(0)]. \quad (13)$$

Позначення $W(\infty)$ і $W(0)$ відповідають умовам $\tau \gg \tau_0$ і $\tau \ll \tau_0$ відповідно. Таким чином, функція розподілу бульбашок за розмірами може бути визначена за даними зворотного розсіювання акустичних імпульсів великої і малої тривалості. Переріз розсіювання на інших включеннях (типу твердих частинок тощо) можна визначити за формулою [11, 19]:

$$\sigma_s^{(s)} = \frac{2}{\pi^2 c \theta^2 R^3} W^2(0). \quad (14)$$

Функція $W(\tau)$ плавно змінюється від значення $W(0)$ при $\tau \ll \tau_0$ до значення $W(\infty)$ при $\tau \gg \tau_0$, тому з функції $W(\tau)$ можна визначити час нестаціонарності, що має вираз:

$$\tau_0 = 1 / \omega \delta = Q / \omega, \quad (15)$$

а потім обчислити добротність бульбашок Q на резонансній частоті. Слід зазначити, що функція $F(\tau / \tau_0)$ безпосередньо визначає еволюцію перерізу нестационарного резонансного розсіювання, тому саме ця функція дозволяє на практиці відокремлювати резонансне розсіювання від нерезонансного фону, а також визначати добротність бульбашок на різних частотах.

При наявності великого нерезонансного фону нестационарне відділення резонансного вкладу від нерезонансного фону може виявитися нелегким. На допомогу приходять ще одна можливість, пов'язана з нелінійним характером пульсацій бульбашок вже при порівняно невеликих рівнях накачування.

Переріз нелінійного розсіювання на одиничній бульбашці, який дорівнює $\sigma_{1\Omega}^{(2)}(R)$, при генерації різницевої частоти, можна визначити з формули [1]:

$$\sigma_{1\Omega}^{(2)}(R) = r^2 \left| P_{\Omega}^{(2)}(r, t) \right|^2 / \left| P_{i\omega}^{(1)} \right|^2 = R^2 \left| P_{R\Omega}^{(2)} \right|^2 / \left| P_{i\omega}^{(1)} \right|^2, \quad (16)$$

де $P_{i\omega}^{(1)} = P_1 \exp(-i\omega t)$ – тиск в падаючій хвилі частоти ω .

Переріз стаціонарного розсіювання $\sigma_{1\Omega}^{(2)\infty}(R)$, коли враховується лише вимушене розсіювання на частоті Ω , добре вивчено і має такий вигляд [11, 16, 29]:

$$\sigma_{1\Omega}^{(2)\infty}(R) = \frac{R^2}{9} \left(\frac{\Omega}{\omega_0} \right)^4 \left(\frac{R}{R_\omega} \right)^4 \left[3(\gamma + 1) \left(\frac{R}{R_\omega} \right)^{-2} - 1 \right] \frac{|K_1 K_2^* P_1 P_2^*|}{|q_\Omega q_1 q_2^*|^2}, \quad (17)$$

$$q_{1,2} = 1 - \left(\frac{\omega_{1,2}}{\tilde{\omega}_0} \right)^2, \quad q_\Omega = 1 - \left(\frac{\Omega}{\tilde{\omega}_0} \right)^2, \quad K \approx \frac{\beta'}{\gamma'} \approx \frac{1}{\gamma' P_0}. \quad (18)$$

При розсіюванні на сукупності бульбашок переріз нелінійного розсіювання в наближенні борнівського розсіювання запишемо:

$$\sigma_{\Omega}^{(2)} = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \sigma_{1\Omega}^{(2)}(R) g(R) dR.$$

Виконуючи інтегрування по R і, використовуючи вклади від нестационарного нелінійного розсіювання для $P_{R\Omega}$ та $P_{R\omega_0}$, можна отримати такий вираз для $\sigma_{\Omega}^{(2)}$ [11, 19]:

$$\sigma_{\Omega}^{(2)} = \sigma_{\Omega\omega}^{(2)} + \sigma_{\Omega\omega_0}^{(2)} F(\tau / \tau_0), \quad (19)$$

$$\sigma_{\Omega\omega}^{(2)} = \frac{\pi^2 (3\gamma + 2)^2 \eta^4 R_\omega^3 g(R_\omega) |KP_1|^2}{2\delta_\omega (\delta_\omega^2 + \eta^2)} \cdot \frac{1}{9}, \quad \eta = \frac{\Omega}{\omega}, \quad (20)$$

$$\sigma_{\Omega\Omega\infty}^{(2)} = \frac{\pi^2 |K_1 K_2^*|^2 \eta^4 R_\Omega^3 g(R_\Omega) |KP_1|^2}{2 \cdot 2 |K_\Omega|^2 \delta_\Omega} \cdot \frac{1}{9} \approx \frac{\pi^2 \left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^4 R_\Omega^3 g(R_\Omega) |KP_1|^2}{\delta_\Omega} \cdot \frac{1}{9}. \quad (21)$$

Другий індекс в формулах вказує на резонансну частоту, на якій бульбашки дають найбільший внесок у розсіювання звуку. Функція $F(\tau / \tau_0)$ в точності збігається з відповідною нестационарною функцією для нестационарного лінійного розсіювання на бульбашках. Таким чином, видно, що на довгих імпульсах переріз нелінійного розсіювання визначається сумою $\sigma_\Omega^{(2)} = \sigma_{\Omega\omega}^{(2)} + \sigma_{\Omega\Omega\infty}^{(2)}$, а на коротких імпульсах $\sigma_\Omega^{(2)} \approx \sigma_{\Omega\omega}^{(2)}$, тобто:

$$\sigma_\Omega^{(2)} = \begin{cases} \sigma_{\Omega\omega}^{(2)} + \sigma_{\Omega\Omega\infty}^{(2)}, & \tau \gg \tau_0 \\ \sigma_{\Omega\omega}^{(2)}, & \tau \ll \tau_0. \end{cases} \quad (22)$$

Відносний внесок зазначених складових частин перерізу розсіювання істотно залежить від виду функції розподілу $g(R)$. Важливо підкреслити, що в разі монотонної функції $g(R)$ переріз нелінійного розсіювання на різницевих частотах, як правило, визначається бульбашками, резонансними на частоті накачки незалежно від тривалості імпульсу, тобто $\sigma_\Omega^{(2)} \approx \sigma_{\Omega\omega}^{(2)}$ [7, 19]. Наприклад, для степеневі функції $g(R) \sim R^{-n}$ зазначена обставина справедлива при значеннях показника ступеня $n > 3$. В цьому випадку внесок нестационарного розсіювання незначний і акустична спектроскопія бульбашок в широкому інтервалі розмірів ускладнена або навіть неможлива, тому що на різницеву частоту будуть в основному реагувати тільки бульбашки, які резонансні на частоті накачування [3, 19]. Таким чином, для визначення $g(R)$ необхідна зміна саме частоти накачування (а не різницевої частоти) в широких межах.

Спектроскопія $g(R)$ можлива фактично тільки для випадку функції розподілу з максимумом, коли частота накачки відповідає бульбашкам на спадаючій ділянці функції розподілу. Тоді можна отримати зворотну нерівність $\sigma_{\Omega\Omega\infty}^{(2)} \gg \sigma_{\Omega\omega}^{(2)}$. Саме в цьому випадку слід враховувати ефекти нестационарного нелінійного розсіювання [3, 19].

По суті наявність нестационарного нелінійного розсіювання свідчить про певний склад функції розподілу бульбашок за розмірами $g(R)$ – наявність максимуму при $R = R_m$ і його розташування між радіусом, резонансним на накачуванні R_ω і на різницевій частоті R_Ω , тобто $R_\omega < R_m < R_\Omega$.

Таким чином, тільки в разі $R_\omega < R_m < R_\Omega$ можлива акустична спектроскопія бульбашок, при цьому спектр розмірів R_Ω , доступний для реєстрації, відповідає нерівності $R_\Omega > R_m$. Остаточна функція розподілу $g(R)$ може набути виразу [3, 19]:

$$g(R_\Omega) = \frac{4\delta_\Omega}{\pi^2} \frac{\sigma_{\Omega\infty}^{(2)} - \sigma_{\Omega 0}^{(2)}}{R_\Omega^3 (\Omega/\omega)^4} \frac{9}{|KP_1|^2}. \quad (23)$$

Розглянемо акустичну нелінійність мікронеоднорідного середовища. При малих амплітудах швидкість поширення звуку визначається першою похідною в рівнянні стану [24]:

$$c = (\partial\rho / \partial P)_S^{-1/2},$$

де P – тиск;

ρ – щільність;

c – швидкість звуку;

S – ентропія.

Похідні визначаються при постійній ентропії S . При збільшенні амплітуди звуку проявляються нелінійні ефекти взаємодії звуку з рідиною, які пов'язані як з нелінійністю рівняння стану рідини, так і з гідродинамічною нелінійністю [16, 22, 29]. При цьому виявляється, що нелінійні ефекти надто чутливі до присутності мікронеоднорідностей у воді.

Характеристикою відхилення від лінійності рідини є залежність швидкості звуку від амплітуди виду [24]:

$$\Gamma = \rho (\partial c^2 / \partial P)_S.$$

Величину Γ часто називають акустичним параметром нелінійності середовища, підкреслюючи роль нелінійності рівняння стану середовища. Однак з урахуванням гідродинамічної нелінійності з'являються додаткові складові і в підсумку для опису нелінійного поширення звуку в рідині потрібно ввести більш коректний нелінійний акустичний параметр, пов'язаний з Γ таким співвідношенням [11, 16, 29]:

$$\varepsilon = 1 + (\rho/2) (\partial c^2 / \partial P)_S \equiv 1 + \Gamma/2. \quad (24)$$

Таким чином, з формули (24) випливає, що поряд з безпосереднім вимірюванням параметрів термодинамічного стану морської води (щільність, температура, солоність) і швидкості звуку – першої похідної $c = (\partial\rho / \partial P)_S^{-1/2}$, можна використовувати новий параметр ε , пов'язаний з другою похідною рівняння стану, який стає додатковою важливою інформативною ознакою для діагностики морського середовища.

Вираз (24) в разі ідеального газу з рівнянням стану у вигляді $P \sim \rho^\gamma$ є наслідком відомого рішення Рімана для простих хвиль [16, 29], яке дає величину нелінійного акустичного параметра в газі, що дорівнює:

$$\varepsilon = 1 + (\rho / 2)(\gamma - 1)\rho^{-1} = (1 + \gamma) / 2.$$

При цьому параметр $\Gamma = \gamma - 1$ характеризує відхилення від ізотермічності рівняння стану газу (адіабата Пуассона).

Величина ε для газу невелика, наприклад, для двоатомного газу постійна адіабати $\gamma = 1.4$, звідки $\varepsilon = 1.2$. Для води відомо рівняння стану Тета [15, 16, 29]:

$$P = P_* \left[(\rho / \rho_0)^n + 1 \right] + P_0, \quad n \approx 7, \quad P_* \sim 3 \cdot 10^8 \text{ Па},$$

яке дає

$$\Gamma = n - 1, \quad \varepsilon = (n + 1) / 2,$$

де P_* – внутрішній тиск;

ρ_0 і P_0 – щільність і тиск в незбуреному стані.

Звідки маємо $\Gamma \approx 6$ і $\varepsilon \approx 4$.

У рідинах, що містять різні фазові включення, параметр нелінійності може значно зрости. Особливо сильно це проявляється для рідин, що містять газові і парові бульбашки [22], та в рідинах, що кристалізуються, тобто рідинах, що містять центри кристалізації, своєрідну "льодову шугу" [11, 33]. У морському середовищі до перерахованих вище мікронеоднорідностей додаються різні суспензії, планктон різних розмірів, мікротурбулентність.

Незважаючи на важливість цього параметра для діагностики морського середовища інформація про його виміри в морі дуже мізерна [15, 29], що пов'язано, головним чином, з складнощами виміру ε у морі.

Одним з інформативних параметрів для визначення ε може стати відстань, на якій розвиваються нелінійні ефекти – відстань розриву в хвилі. Суть полягає в тому, що нелінійний акустичний параметр ε безпосередньо пов'язаний з рішенням Рімана в еволюції простих хвиль, згідно з яким швидкість поширення простої хвилі дорівнює:

$$c = c_0 + \varepsilon v,$$

де c_0 – адіабатична швидкість звуку;

v – швидкість частинок у хвилі.

Поява залежності швидкості поширення хвилі від її амплітуди призводить до спотворень профілю хвилі аж до утворення ударних хвиль. Відстань, на якій плоска гармонійна хвиля

перероджується в ударну хвилю, прийнято називати відстанню розриву r^* , яка визначається співвідношенням [16, 29]:

$$r^* = 1 / \varepsilon k M,$$

де $k = \omega / c = 2\pi f / c$ – хвильове число;

f – частота;

$M = v / c = P_m / \rho c^2$ – число Маха;

P_m – амплітуда тиску в звуковій хвилі.

Таким чином, вимірюючи відстань r^* , на якій з'являються нелінійні гармоніки в хвилі, можна визначити нелінійний акустичний параметр ε за формулою:

$$\varepsilon = \rho c^3 / (2\pi f P_m r^*).$$

Виміряні значення ε можуть стати основою для обчислення характеристик мікронеоднорідного середовища. Для цього, слід розвивати моделі нелінійності води з дрібномасштабними неоднорідностями. Нелінійний акустичний параметр ε_e для мікронеоднорідних рідин визначається за такою формулою [3, 13]:

$$\varepsilon_e = \frac{1}{2} \left(1 - \left[(\beta_e)_p / (\beta_e)^2 \right] \right).$$

Таким чином, для визначення ε_e , слід обчислити похідну по тиску від ефективної стисливості середовища $(\beta_e)_p$. Ця процедура передбачає вирішення системи нелінійних рівнянь гідродинаміки спільно з рівняннями кінетики фазового перетворення, нерівноважність якого, зазвичай, задають у вигляді лінійного рівняння типу рівняння Герца-Кнудсена [2, 11].

Рівняння вирішують у квадратичному наближенні теорії збурень, малим параметром якої є малість коливань радіусу фазових включень (ФВ). Остаточо можна знайти нелінійний параметр ε_e за формулою:

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

де нелінійний параметр $\varepsilon_{0e}(x)$ характеризує рідину без фазових перетворень, а додаткова зміна нелінійного параметра $\tilde{\varepsilon}(x)$, пов'язана з фазовими перетвореннями, визначаються за такими виразами [3, 13]:

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

$$\tilde{\varepsilon}(x) = \frac{x}{\beta_e(x)^2} \left[\frac{\Delta\rho}{\rho} (\beta'_p - K_p) + \frac{\rho'}{\rho} (\beta' - K)^2 + 2 \left(K - \frac{\rho'}{\rho} \beta \right) (\beta' - K) \right].$$

При цьому слід врахувати, що величини β'_p і K_p залежать як від нелінійного параметра ε' матеріалу, що становить ФВ, так і від характеру нелінійної динаміки ФВ, тобто від умов генерації хвилі комбінаційної частоти.

В окремому випадку генерації хвилі різницевої частоти Ω при поширенні бігармонічної хвилі накачування з частотами ω_1 і ω_2 отримуємо вираз:

$$\beta'_p = \beta'^2 (1 - 2\varepsilon'), \quad K_p(\omega_1, \omega_2, \Omega) = K(\omega_1)K(\omega_2)^* [1 - B_\Omega(\omega_1, \omega_2, \Omega)] / 3.$$

Тут величина $B_\Omega(\omega_1, \omega_2, \Omega)$ характеризує нелінійну сприйнятливість ФВ, що залежить від внутрішніх релаксаційних процесів і динамічних характеристик ФВ [11, 33]. Видно, що коли $\beta = K$, отримуємо співвідношення $\varepsilon_e(x) = \varepsilon_{0e}(x)$.

Проводячи істотні спрощення параметрів ФВ і залишаючи лише резонансні характеристики й основний внесок в амплітуду розсіювання, пов'язану з монопольною складовою коливаний ФВ, можна обчислити параметр ε , який буде залежати від структури середовища, а також від динамічних властивостей включень. Остаточна величина ε визначається за виразом:

$$\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \approx \left\{ 1 + \frac{4\pi}{3} \frac{\beta'^2 \varepsilon'}{\beta^2 \varepsilon} \int_0^\infty dR R^3 g(R) \left[1 + \frac{2\varepsilon' - 1}{\varepsilon'} \left(1 - \frac{(R/R_\omega)^2}{Q(R, R_\omega)} \right) \right] \right\} / \left[1 + \frac{\beta'}{\beta} \int_0^\infty \frac{R^3 g(R) dR}{Q(R, R_\omega)} \right] \quad (25)$$

де резонансний множник має вигляд:

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

Розглянемо можливості акустичного діагностування мікронеоднорідних середовищ при нелінійному поширенні звуку. Для нелінійної акустики рідин найбільш важливим є поєднання нелінійності і дисипації, відповідне рівняння, що описує нелінійні процеси в такому середовищі, є рівнянням Бюргерса. Ефекти дисперсії швидкості звуку, що призводять до рівняння Кортевега де Вріс і складних рішень, для багатьох ситуацій в слабонеоднорідній нелінійній рідині не враховуються. Для простоти моделі в подальшому вважається, що в рідині

відсутня дисперсія швидкості звуку, але є суттєва дисипація – поглинання звуку. Для чистої рідини вперше рішення було отримано методом збурення Гольдберга і має вираз [11, 16]:

$$\frac{v_{2\omega}}{v_{\omega}} = \frac{1}{2\alpha_{\omega} r^*} (e^{-2\alpha_{\omega} r} - e^{-4\alpha_{\omega} r}), \quad (26)$$

де $r^* = 1 / \varepsilon k M$ – відстань розриву;

α_{ω} – коефіцієнт поглинання звуку на частоті ω .

Видно, що амплітуда другої гармоніки зростає до відстані $x_m = \ln 2 / (2\alpha_{\omega})$, де має максимум рівний $v_{2\omega} / v_{\omega} = 1 / (8\alpha_{\omega} r^*)$, а потім різко згасає, підкорюючись експоненціальному закону. Рішення (26) справедливо, коли $\alpha_{\omega} r^* > 1$, тобто коли довжина згасання менше довжини розриву.

Дуже часто має місце протилежний випадок, коли $\alpha_{\omega} r^* < 1$. Тоді рішення справедливо лише на невеликих відстанях $r < r_0 < r_m$, коли нелінійні ефекти не встигають розвинути. В цьому випадку, використовуючи $\alpha r < 1$, отримуємо простий вираз $v_{2\omega} / v_{\omega} = r / r^*$. Цей вираз можна використовувати для визначення нелінійного параметра з урахуванням зазначених вище зауважень.

Розглянемо поведінку хвилі тільки на лінійній ділянці $r < r^*$, хоча вплив ФВ на еволюцію всього профілю також викликає зацікавленість. При цьому зручніше перейти до тиску $P = \rho c v$, тоді отримуємо:

$$P_{2\omega} = \frac{\varepsilon_{2\omega} \omega}{\rho c^3} P_{\omega} r, \quad P_{\Omega} = \left(\frac{\varepsilon_{\Omega}}{\rho c^3} \right) \Omega P_{\omega}^2 r, \quad r < r^*.$$

Можна ввести величину K_{ef} , що характеризує ефективність генерації комбінаційних частот в мікронеоднорідній рідині по відношенню до чистої рідини, що має вираз:

$$K_{2\omega ef} = [(P_{2\omega})_e - P_{2\omega}] / P_{2\omega}, \quad K_{\Omega ef} = [(P_{\Omega})_e - P_{\Omega}] / P_{\Omega}.$$

Тоді отримуємо:

$$K_{ef} = \frac{(\varepsilon / \rho c^3)_e - \varepsilon / \rho c^3}{\varepsilon / \rho c^3}, \quad (27)$$

де нелінійний параметр ε відповідає частотній залежності при перетворенні з ω в 2ω , або з ω_1 і ω_2 в Ω . Найчастіше зміни ефективного нелінійного параметра середовища виявляються

малими. В цьому випадку в лінійному наближенні отримуємо [1]:

$$K_{ef} = x \left\{ \frac{\varepsilon' \beta'^2}{\varepsilon \beta^2} - 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\beta' - \beta}{\beta} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\beta' - K}{\beta} \right) + \frac{1}{2} \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\beta'_p}{\beta^2} \left(1 - \frac{K_p}{\beta'_p} \right) + \frac{\rho'}{\rho} \frac{\beta'^2}{\beta^2} \left(1 - \frac{K}{\beta'} \right) \left(1 - \frac{K}{\beta'} + \left(\frac{\rho K}{\rho' \beta'} - \frac{\beta}{\beta'} \right) \right) \right] \right\}. \quad (28)$$

За відсутності релаксаційних ефектів і резонансних явищ можна отримати:

$$K_{0ef} = x \left[\frac{\varepsilon' \beta'^2}{\varepsilon \beta^2} - 1 - \frac{\beta' - \beta}{2\beta} + \frac{\rho' - \rho}{2\rho} \right]. \quad (29)$$

У разі твердих частинок при $\beta' \ll \beta$ одержуємо простий вираз:

$$K_{0ef} = \left[\frac{\rho'}{2\rho} - 1 \right] x. \quad (30)$$

Таким чином, ефективність нелінійної генерації в середовищі з твердими ФВ пов'язана безпосередньо з щільністю частинок і їх концентрацією. Чудовим є той факт, що за нахилом лінійної залежності $K_{ef}(x)$ можна отримати значення щільності твердих частинок в рідині, а за значенням K_{ef} – отримати величину об'ємної концентрації цих частинок.

Слід звернути увагу на те, що в разі якщо в рідині знаходяться газові бульбашки, то величина K_{ef} різко змінюється в порівнянні з (30). Дійсно, в разі дорезонансних газових бульбашок маємо $\beta' \gg \beta$, $\rho' \ll \rho$ і тоді:

$$K_{0ef} = \frac{\beta'^2 \varepsilon'}{\beta^2 \varepsilon} x, \quad (31)$$

З (31) видно, що нахил залежності $K_{ef}(x)$ різко збільшується в порівнянні з (30). Таким чином, при реалізації нелінійної акустичної діагностики мікронеоднорідних рідин типу суспензій, слід ретельно стежити за нахилом залежності $K_{ef}(x)$. Різке збільшення нахилу кривих $K_{ef}(x)$ свідчить про наявність газових бульбашок. У разі, коли неможливо визначити концентраційні залежності $K_{ef}(x)$, існує великий ризик отримати підвищені концентрації твердих частинок за формулою (30) в тому випадку, якщо в рідині міститься хоча б невелика кількість бульбашок.

Важливим є питання про можливість діагностування слабконтрастних ФВ в морській

воді, наприклад, планктону, медуз тощо. В цьому випадку з огляду на те, що $\beta' \approx \beta$ і $\rho' \approx \rho$, отримуємо:

$$K_{0ef} = \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} - 1 \right) x. \quad (32)$$

З (32) видно, що для слабконтрастних ФВ величина $K_{ef}(x)$ залежить від різниці нелінійних параметрів рідини і ФВ. Цей випадок суттєво відрізняється від чисто твердих і газоподібних включень тим, що слабконтрастні ФВ ефективно розпізнаються за параметрами першого порядку (щільності, стисливості), проте визначаються за допомогою параметра другого порядку – нелінійного акустичного параметра.

Таким чином, за допомогою формул (29) – (32) за методом нелінійної генерації може бути відносно просто реалізована акустична діагностика мікронеоднорідних рідин. Суттєвим є те, що можна виділити 3 групи включень в рідини, діагностування яких буде проходити по різним фізичним параметрам: тверді частинки – за контрастом щільності рідини і ФВ, бульбашки – за співвідношенням стисливості рідини і бульбашок, слабконтрастних ФВ (біологічного походження) – за контрастом нелінійних параметрів рідини і ФВ.

Висновки. У статті описані фізичні основи нелінійних методів акустичної діагностики високого розрізнення дрібномасштабних неоднорідностей у товщі океану. Отримані результати покладені в основу рішення обернених задач визначення типу включення, його концентрації та розмірного складу. Представлена модель ефективних параметрів рідини з резонансними і нерезонансними включеннями. Вивчено можливість використання вузькопроменевих нелінійних параметричних випромінювачів для зондування неоднорідностей морського середовища з високим просторовим розрізненням. Показано, що дані по розсіюванню звуку дозволяють оцінити концентрацію бульбашок, акустичну нелінійність морської води з бульбашками, а також важливу характеристику біопродуктивності водних мас – масову концентрацію включень і їх сумарну кількість в інтервалі розмірів. Основна новизна роботи полягає в застосуванні нових акустичних методів вивчення структури, заснованих на використанні багаточастотного розсіювання і поширення звуку й застосуванні складних сигналів, в тому числі з використанням гостронаправлених параметричних акустичних випромінюючих систем.

Перелік використаних джерел

1. Акуличев В.А., Долгих Г.И., Моргунов Ю.Н. Изучение фундаментальных основ возникновения, развития, трансформации и взаимодействия гидроакустических, гидрофизических и геофизических полей в условиях глубокого и мелкого моря, а также развитие акустических методов связи, локации и диагностики сложных систем. Отчет по НИР; № ГР 01201363046. Владивосток, 2017. 390 с.
2. Акуличев В.А. Пульсации кавитационных полостей. Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Розенберга Л.Д. М.: Наука, 1968. С. 129–166.
3. Акуличев В.А., Алексеев В.Н., Буланов В.А. Периодические фазовые превращения в жидкостях. М.: Наука, 1986. 280 с.
4. Акуличев В.А., Буланов В. А., Стороженко А.В. Оценка распределения планктона в океане

методом акустического зондирования. *Доклады Академии наук*. 2011, Т. 438, № 2. С. 267–270.

5. Акуличев В.А., Буланов В.А. Исследования неоднородностей морской среды методами акустического зондирования / В кн. Дальневосточные моря России: в 4 кн./ Гл. ред. акад. В.А. Акуличев. Кн. 4. Физические методы исследования/ отв. ред. Г.И. Долгих. М.: Наука 2007, С. 129–231.
6. Акуличев В.А., Буланов В.А. Влияние микронеоднородностей на акустические характеристики морской среды. Океанологические исследования Дальневосточных морей и северо-западной части Тихого океана. В двух книгах. Книга 2. / Гл. ред. Акад. В.А. Акуличев. Владивосток: Дальнаука, 2013. С. 305–327.
7. Акуличев В.А., Буланов В.А. О спектре пузырьков газа и возможностях акустической спектроскопии в приповерхностном слое океана. *Доклады Академии наук*. 2012. Т. 446, № 2. С. 212–215.
8. Акуличев В.А., Буланов В.А. Об аномалиях акустических характеристик полидисперсных жидкостей с газовыми и паровыми пузырьками. *Доклады Академии наук*. 2013. Т. 448, № 2. С. 213–217.
9. 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.
10. Акуличев В.А., Буланов В.А., Корсков И.В., Стороженко А.В. Мониторинг экологического состояния акваторий с применением акустического зондирования. *Подводные исследования и робототехника*. 2012. № 2 (14). С. 43–55.
11. Буланов В.А. Введение в акустическую спектроскопию микронеоднородных жидкостей. Владивосток: Дальнаука, 2001. 280 с.
12. Буланов В.А. К вопросу об оценке распределения биомассы в деятельном слое океана по данным о рассеянии звука. *Подводные исследования и робототехника*. 2008. № 1(5). С. 58–65.
13. Буланов В.А. О нелинейных акустических характеристиках кристаллизующейся жидкости. *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та*. 2014. № 5. С. 145310-1–145310-7.
14. Буланов В.А., Корсков И.В. Система многочастотного акустического зондирования с временным разделением частот. *Приборы и техника эксперимента*. 2009. № 3 С. 120–122.
15. Кузнецов В.П. Нелинейная акустика в океанологии. М.: Физматлит, 2010. 264 с.
16. Наугольных К.А., Островский Л.А. Нелинейные волновые процессы в акустике. М.: Наука, 1990. 237 с.
17. Новиков Б.К., Тимошенко В.И. Параметрические антенны в гидролокации. Л.: Судостроение, 1990. 256 с.
18. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 287 с.
19. Akulich V.A., Bulanov V.A. Measurements of bubbles in sea water by nonstationary sound scattering. *J. Acoust. Soc. Am.* 2011. Vol. 130, № 5, pt. 2. P. 3438–3449.
20. Andreeva I. B., Belousov A.V. Multiple sound scattering by densely packed shoals of marine animals. *ICES Journal of Marine Science*. 1996. Vol. 53. P. 323–327.
21. Andreeva I.B., Tarasov L.L. Scattering of acoustic waves by small crustaceans. *Acoustical Physics*. 2003. Vol. 49. P. 125–128.
22. Apfel R.E. The effective nonlinearity parameter for immiscible liquid mixtures. *J. Acoust. Soc. Amer.* 1983. 74, Vol. 6. P. 1866–1868.
23. Deane G. B. Sound generation and air entrainment by breaking waves in the surf zone. *J. Acoust. Soc. Amer.* 1997. Vol. 102. P. 2671–2689.
24. Farmer D., Vagle S. Wave Induced Bubble Clouds in the Upper Ocean. *Journ. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. P. 28–49.
25. 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, № 9. P. 2163–2171.
26. Gorska N. Chu D. Some aspects of sound extinction by zooplankton. *J. Acoust. Soc. Am.* 2001. Vol. 110, № 5. P. 2315–2325.
27. Jech J.M., Horne J.K., Chu D., et al Comparisons among ten models of acoustic backscattering used in aquatic ecosystem research. *J. Acoust. Soc. Am.* 2015. Vol. 138, № 6. P. 3742–3764.
28. Lavery A.C., Wiebe P.H., Stanton T.K., et al. Determining dominant scatterers of sound in mixed zooplankton populations. *J. Acoust. Soc. Am.* 2007. Vol. 122. P. 3304–3326.
29. Leighton T.G. The acoustic bubble. San-Diego: Academic, 1994. 613 p.
30. Macaulay M.C. A generalised target strength model for euphausiids, with applications to other zooplankton. *J. Acoust. Soc. Am.* 1994. Vol. 95. P. 2452–2466.
31. Medwin H. Acoustical determination of bubble size spectra. *J. Acoust. Soc. Am.* 1977. Vol. 62. P. 1041–1044.
32. Medwin H., Breitz N. Ambient and transient spectral density in quiescent seas and under spilling breakers. *J. Geophys. Res.* 1989. Vol. 94. P. 12751–12759.
33. Neppiras E.A. Acoustic Cavitation. *Phys. Reports*, 1980. Vol. 61, № 3. P. 159–251.
34. Ressler P. Acoustic backscatter measurements with a 153 kHz ADCP in the northeastern Gulf of

Mexico: determination of dominant zooplankton and micronekton scatterers. *Deep-Sea Research*. 2002. Vol. 49. P. 2035–2051.

35. 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.

36. Weibe P., Greene C., Stanton T. Sound scattering by live zooplankton and micronekton. *J. Acoust. Soc. Am.* 1990. Vol. 88, № 5. P. 2346–2359.

**Физические основы нелинейных акустических методов
изучения толщи океана и донных отложений**

А.И. Шундель, С.И. Неверова

Шундель Алексей Иванович – к.физ.-мат.н., научный сотрудник отдела панорамных акустических систем Государственного учреждения "Научный гидрофизический центр Национальной академии наук Украины"; Украина, 03187, г. Киев, просп. Академика Глушкова, 42; Email: lixyta666@gmail.com

Неверова Светлана Ивановна – научный сотрудник отдела панорамных акустических систем Государственного учреждения "Научный гидрофизический центр Национальной академии наук Украины"; Украина, 03187, г. Киев, просп. Академика Глушкова, 42; Email: sidzp2019@gmail.com

Аннотация. В статье показано, что акустические исследования основываются на методе обратного рассеяния звука. Акустические методы позволяют оценить вклад достаточно больших фазовых включений, составляющих гетерогенные неоднородности в слое моря: большой планктон (в основном, зоопланктон), рыбу, твердые взвеси, пузырьки газа и др. Описанный метод акустического зондирования позволяет изучать мелкомасштабную структуру водной среды в шельфовой части моря и ее пространственно-временную изменчивость, связанную с проявлением внутренних волн, наличием пузырьков, планктона, турбулентных образований, твердых взвесей.

Ключевые слова: нелинейные волны, сложные сигналы, акустика, водная толща, фазовые включения, микронеоднородности.

Physical foundations of nonlinear acoustic methods for studying the ocean and bottom sediments

A.I. Shundel, S.I. Nevierova

Shundel, Oleksiy Ivanovych – Cand. Sci. (Phys. and Math), Researcher, the Department of panoramic acoustic systems, State Institution "Scientific Hydrophysical Center of the National Academy of Sciences of Ukraine", Ukraine, 03187, Kyiv, 42 Akademika Hlushkova Ave., Email: lixyta666@gmail.com

Nevierova, Svitlana Ivanovna – Researcher, the Department of panoramic acoustic systems, State Institution "Scientific Hydrophysical Center of the National Academy of Sciences of Ukraine", Ukraine, 03187, Kyiv, 42 Akademika Hlushkova Ave., Email: sidzp2019@gmail.com

Abstract. The article shows that acoustic research is based on the sound backscattering method. Acoustic methods make it possible to estimate the contribution of sufficiently large phase inclusions that make up heterogeneous heterogeneities in the sea layer: large plankton (mainly zooplankton), fish, suspended matter, gas bubbles, etc. The described method of acoustic sounding makes it possible to study the small-scale structure of the aquatic environment in the shelf part of the sea and its spatio-temporal variability associated with the manifestation of internal waves, the presence of bubbles, plankton, turbulent formations, solid suspensions.

Key words: nonlinear waves, complex signals, acoustics, water column, phase inclusions, microheterogeneities.

References

1. Akulichev VA, Dolgih GI, Morgunov YuN. Izuchenie fundamental'nyh osnov vzniknoveniya, razvitiya, transformacii i vzaimodejstviya gidroakusticheskikh, gidrofizicheskikh i geofizicheskikh polej v usloviyah glubokogo i melkogo morya, a takzhe razvitie akusticheskikh metodov svyazi, lokacii i diagnostiki slozhnyh system [Study of the fundamental foundations of the emergence, development, transformation and

interaction of hydroacoustic, hydrophysical and geophysical fields in the deep and shallow sea, as well as the development of acoustic communication methods, location and diagnostics of complex systems]. Vladivostok; 2007.390 p. Report № ГР 01201363046 [in Russian].

2. Akulichev VA. Pul'sacii kavitacionnyh polostej. [Pulsations of cavitation cavities]. In: L.D. Rozenberga, editor. Moshchnye ul'trazvukovye polya [Powerful ultrasonic fields]. M.: Nauka; 1968:129–166 [in Russian].

3. Akulichev VA, Alekseev VN, Bulanov VA. Periodicheskie fazovye prevrashcheniya v zhidkostyah [Periodic phase transformations in liquids]. M.: Nauka; 1986. 280 p. [in Russian].

4. Akulichev VA, Bulanov VA, Storozhenko AV. Ocenka raspredeleniya planktona v okeane metodom akusticheskogo zondirovaniya [Estimation of the distribution of plankton in the ocean using acoustic sounding]. Doklady Akademii nauk. 2011;438(2):267–270 [in Russian].

5. Akulichev VA, Bulanov VA. Issledovaniya neodnorodnostej morskoy sredy metodami akusticheskogo zondirovaniya [Research of inhomogeneities of the marine environment by methods of acoustic sounding]. In: Akulichev VA, editor. Dal'nevostochnye morya Rossii [Far Eastern seas of Russia]. M.: Nauka; 2007. p. 129–231 [in Russian].

6. Akulichev VA, Bulanov VA. Vliyanie mikroneodnorodnostej na akusticheskie karakteristiki morskoy sredy [Influence of microinhomogeneities on the acoustic characteristics of the marine environment]. In: Akulichev VA, editor. Okeanologicheskie issledovaniya Dal'nevostochnyh morej i severo-zapadnoj chasti Tihogo okeana. [Oceanological studies of the Far Eastern seas and the northwestern part of the Pacific Ocean. In two books]. Vladivostok: Dal'nauka; 2013. p.305–327 [in Russian].

7. Akulichev VA, Bulanov VA. O spektre puzyr'kov gaza i vozmozhnostyah akusticheskoy spektroskopii v pripoverhnostnom sloe okeana [On the spectrum of gas bubbles and the possibilities of acoustic spectroscopy in the near-surface layer of the ocean]. Doklady Akademii nauk. 2012;446(2):212–215 [in Russian].

8. Akulichev VA, Bulanov VA. Ob anomaliiyah akusticheskikh karakteristik polidispersnyh zhidkostej s gazovymi i parovymi puzyr'kami [Anomalies in the acoustic characteristics of polydisperse liquids with gas and vapor bubbles]. Doklady Akademii nauk. 2013;448(2):213–217 [in Russian].

9. Akulichev VA, Bulanov VA, Klenin SA. Akusticheskoe zondirovanie gazovyh puzyr'kov v morskoy srede [Acoustic sounding of gas bubbles in the marine environment]. Akusticheskij zhurnal. 1986;32(3):289–295 [in Russian].

10. Akulichev VA, Bulanov VA, Korskov IV, Storozhenko AV. Monitoring ekologicheskogo sostoyaniya akvatorij s primeneniem akusticheskogo zondirovaniya [Monitoring the ecological state of water areas using acoustic sounding]. Podvodnye issledovaniya i robototekhnika. 2012;2(14):43–55 [in Russian].

11. Bulanov VA. Vvedenie v akusticheskuyu spektroskopiyu mikroneodnorodnyh zhidkostej [Introduction to acoustic spectroscopy of microinhomogeneous liquids]. Vladivostok: Dal'nauka; 2001. 280 p.[in Russian].

12. Bulanov VA. K voprosu ob ocnke raspredeleniya biomassy v deyatel'nom sloe okeana po dannym o rasseyanii zvuka [On the assessment of the distribution of biomass in the active layer of the ocean based on sound scattering data]. Podvodnye issledovaniya i robototekhnika. 2008;1(5):58–65 [in Russian].

13. Bulanov VA. O nelinejnyh akusticheskikh karakteristikah kristallizuyushchejsya zhidkosti [On nonlinear acoustic characteristics of a crystallizing liquid]. Uchen. zap. fiz. fak-ta Mosk. un-ta. 2014;(5):145310-1–145310-7 [in Russian].

14. Bulanov VA, Korskov IV. Sistema mnogochastotnogo akusticheskogo zondirovaniya s vremennym razdeleniem chastot [Time Division Multi-Frequency Acoustic Sounding System]. Pribory i tekhnika eksperimenta. 2009;(3):120–122 [in Russian].

15. Kuznecov VP. Nelinejnaya akustika v okeanologii [Nonlinear acoustics in oceanology]. M.: Fizmatlit; 2010. 264 p. [in Russian].

16. Naugol'nyh KA, Ostrovskij LA. Nelinejnye volnovye processy v akustike [Nonlinear wave processes in acoustics]. M.: Nauka; 1990. 237 p. [in Russian].

17. Novikov BK, Timoshenko VI. Parametricheskie anteny v gidrolokacii [Parametric antennas in sonar]. L.: Sudostroenie; 1990. 256 p. [in Russian].

18. Rudenko OV, Soluyan SI. Teoreticheskie osnovy nelinejnoj akustiki [Theoretical foundations of nonlinear acoustics]. M.: Nauka; 1975. 287 p. [in Russian].

19. Akulichev VA, Bulanov VA. Measurements of bubbles in sea water by nonstationary sound scattering. J. Acoust. Soc. Am. 2011;130(5):3438–3449.

20. Andreeva IB, Belousov AV. Multiple sound scattering by densely packed shoals of marine animals. ICES Journal of Marine Science. 1996;(53):323–327.

21. Andreeva IB, Tarasov LL. Scattering of acoustic waves by small crustaceans. *Acoustical Physics*. 2003;(49):125–128.
22. Apfel RE. The effective nonlinearity parameter for immiscible liquid mixtures. *J. Acoust. Soc. Amer.* 1983;74(6):1866–1868.
23. Deane GB. Sound generation and air entrainment by breaking waves in the surf zone. *J. Acoust. Soc. Amer.* 1997;(102):2671–2689.
24. Farmer D, Vagle S. Wave Induced Bubble Clouds in the Upper Ocean. *Journ. Geophys. Res.* 2010;(115):28–49.
25. Garrett C, Li M, Farmer D. The Connection between Bubble Size Spectra and Energy Dissipation Rates in the Upper Ocean. *J. Phys. Ocean.* 2000;30(9):2163–2171.
26. Gorska N, Chu D. Some aspects of sound extinction by zooplankton. *J. Acoust. Soc. Am.* 2001;110(5): 2315–2325.
27. Jech JM, Horne JK, Chu D, et al. Comparisons among ten models of acoustic backscattering used in aquatic ecosystem research. *J. Acoust. Soc. Am.* 2015;138(6):3742–3764.
28. Lavery AC, Wiebe PH, Stanton TK, et al. Determining dominant scatterers of sound in mixed zooplankton populations. *J. Acoust. Soc. Am.* 2007;122:3304–3326.
29. Leighton TG. *The acoustic bubble*. San-Diego: Academic; 1994. 613 p.
30. Macaulay MC. A generalised target strength model for euphausiids, with applications to other zooplankton. *J. Acoust. Soc. Am.* 1994;95:2452–2466.
31. Medwin H. Acoustical determination of bubble size spectra. *J. Acoust. Soc. Am.* 1977;62:1041–1044.
32. Medwin H, Breitz N. Ambient and transient spectral density in quiescent seas and under spilling breakers. *J. Geophys. Res.* 1989;94:12751–12759.
33. Neppiras EA. Acoustic Cavitation. *Phys. Reports*. 1980;61(3):159–251.
34. Ressler P. Acoustic backscatter measurements with a 153 kHz ADCP in the northeastern Gulf of Mexico: determination of dominant zooplankton and micronekton scatterers. *Deep-Sea Research*. 2002;49:2035–2051.
35. Vagle S, Farmer D. The measurement of bubble-size distributions by acoustical backscatter. *Journ. of Atmospheric and Oceanic Technology*. 1992;9:630–664.
36. Weibe P, Greene C, Stanton T. Sound scattering by live zooplankton and micronekton. *J. Acoust. Soc. Am.* 1990;88(5):2346–2359.

Стаття надійшла 13.10.2021 року