АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2016, том 62, № 2, с. 203–207

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

УДК 534.143;534.61

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ДИСКРЕТНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ РАЗНЫХ РАЗМЕРОВ

© 2016 г. С. Н. Гурбатов, И. Ю. Грязнова, Е. Н. Иващенко

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, радиофизический факультет
603950 Н. Новгород, пр. Гагарина 23
E-mail: gryaznova@rf.unn.ru

Поступила в редакцию 08.04.2015 г.

Изучено влияние статистики распределения по размерам дискретных случайных донных неоднородностей на среднюю интенсивность обратного рассеяния акустических сигналов. Рассмотрено одновременное присутствие двух эффектов, приводящих к увеличению средней интенсивности обратного рассеяния, – корреляции во взаимном расположении частиц на плоскости дна и распределения их по размерам.

Ключевые слова: обратное рассеяние, акустические волны, дискретные неоднородности, статистическое распределение рассеивателей по размерам, средняя интенсивность.

DOI: 10.7868/S0320791916020076

Рассеяние акустических сигналов на дискретных неоднородностях лежит в основе дистанционных методов разведки месторождений железомарганцевых конкреций (ЖМК) [1–5]. В данной работе рассматривается задача дистанционного акустического зондирования случайных дискретных неоднородностей, расположенных на плоском слабо отражающем дне. Преобразователь с апертурой D, совмещающий в себе излучатель и приемник, расположен на высоте h над рассеивателями (рис. 1), его диаграмму направленности будем аппроксимировать гауссовой кривой.

В этом случае акустическое поле, рассеянное одной частицей, являющейся абсолютно жесткой сферой, запишется в виде

$$p_l = \frac{|\alpha(ka)|\, p_0}{R_l^2} e^{2ikR_l} e^{-2\left(\frac{r_l D}{h\lambda}\right)^2}, \qquad (1)$$

где $\alpha(ka)$ – коэффициент обратного рассеяния акустической волны на уединенной сфере, a – ее характерный размер, k – волновое число, λ – длина волны; p_0 – амплитуда излучаемой волны; $r_l = \sqrt{x_l^2 + y_l^2}$, $R_l = \sqrt{h^2 + r_l^2}$ – расстояние от l-й частицы до преобразователя. В дальнейшем будем интересоваться поведением средней интенсивности отраженной волны, поскольку именно ее измерения наиболее просты и дают представление о характеристиках исследуемых объектов. Для нахождения средней интенсивности обратно рассеянного поля в приближении однократного рассеяния воспользуемся соотношением (1) для полей, рассеянных l-й и m-й частицами, находящимися в дальней зоне преобразователя:

$$\langle I \rangle = \left\langle \sum_{l=1,m=1}^{N} p_l p_m^* \right\rangle = \left(\frac{|\alpha(ka)|\, p_0}{h^2} \right)^2 \times$$
$$\times \left\langle \sum_{l=1,m=1}^{N} \exp\left\{ -\frac{x_l^2 + y_l^2}{h^2} \left(2\left(\frac{D}{\lambda}\right)^2 - ikh \right) - \right.\right. \qquad (2)$$
$$\left.\left. - \frac{x_m^2 + y_m^2}{h^2} \left(2\left(\frac{D}{\lambda}\right)^2 + ikh \right) \right\} \right\rangle.$$

Рассмотрим сначала случай хаотического расположения неоднородностей на дне, когда бинарную функцию распределения можно представить как произведение одноточечных функций распределения:

$$W(\mathbf{r}_l, \mathbf{r}_m) = W(\mathbf{r}_l) W(\mathbf{r}_m). \qquad (3)$$

Выражение для средней интенсивности рассеянного на совокупности дискретных неоднородностей сигнала будет представлять собой сумму двух компонент – независимой и когерентной [6]. Из выражения (2) следует [2]

$$I_{\text{ind}} = \left(\frac{|\alpha(ka)|\, p_0 \pi}{kh} \right)^2 \frac{\pi}{D^2} \langle n \rangle,$$
$$I_{\text{coh}} = \left(\frac{|\alpha(ka)|\, p_0 \pi}{kh} \right)^2 \langle n \rangle^2. \qquad (4)$$

Таким образом, средняя интенсивность акустической волны определенной частоты, рассеянной в обратном направлении на совокупности независимо расположенных рассеивателей, определяется средней поверхностной концентрацией неоднородностей $\langle n \rangle$ и глубиной их залегания, па-

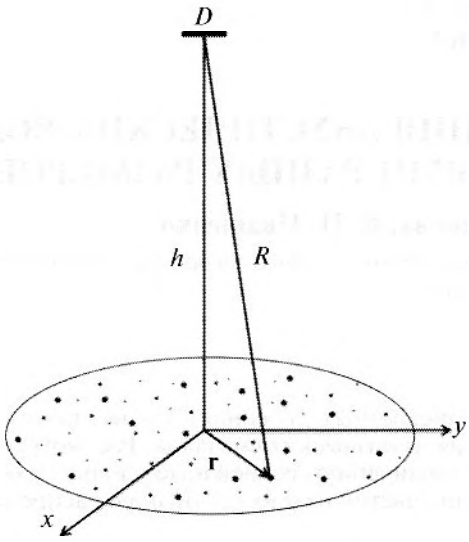

Рис. 1. Постановка задачи: D – апертура антенны; h – глубина; R – расстояние до неоднородности.

раметрами падающей волны, а также коэффициентом рассеяния на отдельной частице. Из (4) следует, что с ростом концентрации неоднородностей средняя интенсивность рассеяния возрастает, причем при малой концентрации преобладает независимая компонента I_{ind}, а при большой – когерентная I_{coh}.

Физическое масштабное моделирование позволяет экспериментально исследовать процессы распространения и рассеяния акустических волн в строго контролируемых условиях [7, 8]. Проведенные на базе кафедры акустики ННГУ лабораторные эксперименты по изучению обратного рассеяния на дискретных донных неоднородностях показали отсутствие монотонного возрастания средней интенсивности обратного рассеяния при увеличении их концентрации. Такой эффект был вызван отражением акустической волны не только от дискретных неоднородностей, но и от подложки, на которой находились рассеиватели. В этом случае кроме суммы интенсивностей сигналов, отраженного от дна и рассеянного неоднородностями, в выражении для средней интенсивности обратного рассеяния возникает интерференционное слагаемое [9]:

$$I_{\text{int}} = 2\left(\frac{p_0\pi}{kh}\right)^2 V_0\alpha_0(ka)\lambda\langle n\rangle\sin(2ka+\varphi_v-\varphi_\alpha), \quad (5)$$

где $V = V_0 e^{i\varphi_v}$ – коэффициент отражения акустического сигнала от дна, а $\alpha(ka) = \alpha_0(ka)e^{i\varphi_\alpha}$ – коэффициент обратного рассеяния на уединенной сфере. Таким образом, интерференционное слагаемое (5) может давать существенный вклад в среднюю интенсивность обратного рассеяния.

Модельные исследования, проведенные ранее, относились к ситуации, когда расположенные хаотически дискретные неоднородности имели одинаковые размеры. Однако в реальных ситуациях случайные неоднородности чаще всего имеют разные размеры [5, 10, 11]. Перейдем к рассмотрению задачи, учитывающей влияние некоторого разброса рассеивателей по размерам на среднюю интенсивность обратного рассеяния.

Полагая среднее число частиц на площадке неизменным, а расположение хаотическим, получим выражения для средней интенсивности обратного рассеяния акустического сигнала:

$$\langle I_a\rangle = \left(\frac{p_0\pi}{kh}\right)^2\left\{\frac{\pi\langle n\rangle}{D^2}+\langle n\rangle^2\right\}\int_0^\infty|\alpha(ka)|^2 W(a)da. \quad (6)$$

В качестве модели распределения рассеивателей по размерам будем использовать распределение Рэлея

$$W(a) = \frac{a}{2\sigma^2}\exp\left\{-\frac{a^2}{2\sigma^2}\right\}, \quad (7)$$

для которого средний радиус рассеивателя равен $a_0 = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\sigma$. Именно рэлеевское распределение неоднородностей по размерам наблюдается в задаче обнаружения железомарганцевых конкреций на дне океана [1].

Для описания коэффициента обратного рассеяния на уединенной абсолютно жесткой сфере радиуса a удобно использовать аппроксимацию, предложенную в работе [2]:

$$\alpha(ka) = \frac{a}{2}\exp(-i(2ka+\varphi_0)) \text{ при } ka \gg 1,$$
$$\alpha(ka) = -i\frac{a}{2}(ka)^2 \text{ при } ka < 1. \quad (8)$$

При исследовании влияния размеров неоднородностей на среднюю интенсивность будем использовать соотношение $ka = 1$. В этом случае модуль коэффициента обратного рассеяния на уединенной сфере можно считать равным

$$|\alpha(ka)| = \frac{a}{2}. \quad (9)$$

На рис. 2 представлена зависимость средней интенсивности поля обратного рассеяния от среднего размера рассеивателей. Продемонстрировано, что появление рассеивателей разных размеров приводит к увеличению средней интенсивности поля, отраженного от дискретных неоднородностей.

На рис. 3 показано уменьшение вклада интерференционного слагаемого с ростом среднего размера неоднородностей при наличии некоторого распределения их по размерам, при учете сигнала, отраженного от дна. Возникновение этого эффекта связано с тем, что наличие рассеивателей, располагающихся на одной плоскости, приводит к "размыванию" фазовых соотношений рассеянных сигналов, в результате не происходит эффективного сложения с отраженным от подложки сигналом. Следовательно, при существовании некоторого разброса по размерам дискретных донных неоднородностей влиянием интерференционных эффек-

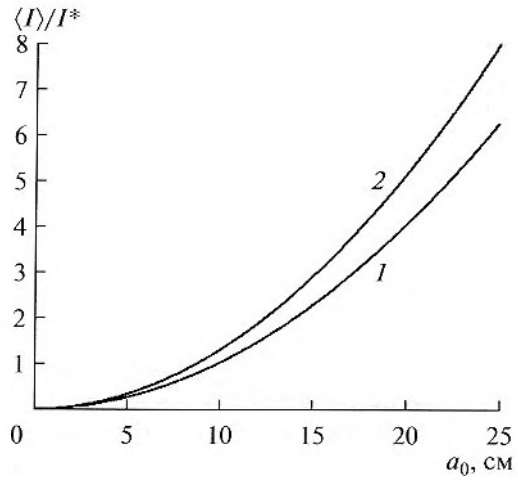

Рис. 2. Зависимость средней интенсивности поля обратного рассеяния от среднего размера рассеивателей: при одинаковых размерах неоднородностей (кривая *1*), при распределении Рэлея (кривая *2*). $I^* = \left(\frac{p_0\pi}{kh}\right)^2\left(\frac{\pi\langle n\rangle}{D^2} + \langle n\rangle^2\right)$.

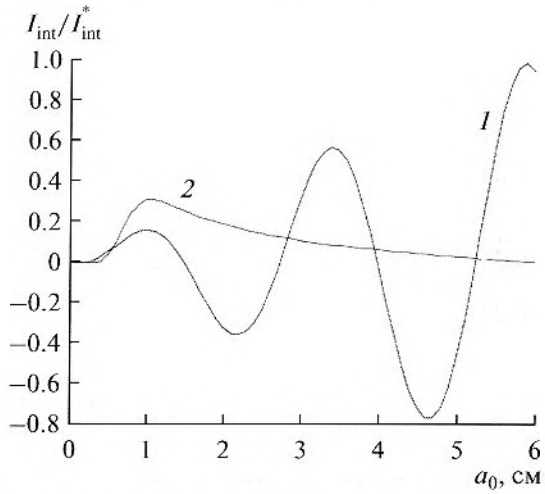

Рис. 3. Зависимость интерференционного слагаемого средней интенсивности обратного рассеяния от среднего размера рассеивателей: при одинаковых размерах неоднородностей (кривая *1*), при распределении Рэлея (кривая *2*). $I^*_{\text{int}} = 2\left(\frac{p_0}{2h}\right)^2 V_0\lambda\langle n\rangle$.

тов можно пренебречь, что существенно упрощает решение обратной задачи [9].

Кроме того, расположение рассеивателей в океане можно считать равномерным и статистически независимым лишь в первом приближении. Дополним бинарную функцию распределения дискретных неоднородностей по плоскости дна (3), введя функцию $\mu(\mathbf{r}_l, \mathbf{r}_m)$, которая будет учитывать возможную статистическую зависимость взаимного расположения рассеивателей:

$$W(\mathbf{r}_l, \mathbf{r}_m) = W(\mathbf{r}_l)W(\mathbf{r}_m)(1 + \mu(\mathbf{r}_l, \mathbf{r}_m)). \tag{10}$$

Тогда в выражении для средней интенсивности обратного рассеяния появится еще одно слагаемое – коллективная составляющая:

$$I_{\text{col}} = \left(\frac{|\alpha(ka)|\,p_0}{h^2}\right)^2 \langle n\rangle^2 \times$$
$$\times \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(\mathbf{r}_l, \mathbf{r}_m)\exp\left\{-\left(\frac{r_l}{h}\right)^2\left(2\left(\frac{d}{\lambda}\right)^2 - ikh\right) - \right. \tag{11}$$
$$\left. - \left(\frac{r_m}{h}\right)^2\left(2\left(\frac{d}{\lambda}\right)^2 + ikh\right)\right\} d\mathbf{r}_l d\mathbf{r}_m.$$

Вид третьего слагаемого средней интенсивности определяется функцией $\mu(\mathbf{r}_l, \mathbf{r}_m)$, которая связана с функцией корреляции взаимного расположения рассеивателей [8]. В дальнейшем будем аппроксимировать ее модифицированной гауссовой функцией:

$$\mu(\rho) = \mu_0 e^{-\frac{\rho^2}{\rho_0^2}}\left(1 - \frac{\rho^2}{\rho_0^2}\right), \tag{12}$$

где ρ_0 – радиус пространственной корреляции положений рассеивателей, μ_0 – степень их коррелированности. На рис. 4 показан вид функции корреляции взаимного расположения. Физический смысл выбранной аппроксимации заключается в том, что рассеиватели на плоскости дна группируются в кучки с характерным размером ρ_0 и расстояниями между отдельными скоплениями рассеивателей также порядка величины ρ_0. Параметр μ_0 показывает, насколько плотно расположены частицы внутри пятен (другими словами, сколь мало их вне мест скоплений). Константа μ_0 может быть как положительной, так и отрицательной, что соответствует корреляции или антикорреляции взаимного расположения рассеивателей.

Подставляя функцию корреляции (12) в выражение (11), получим соотношение для коллектив-

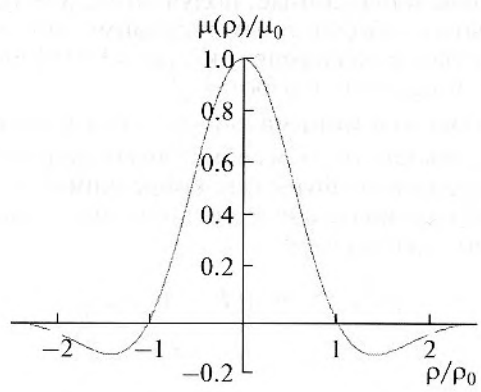

Рис. 4. Вид функции μ при предложенной аппроксимации (12).

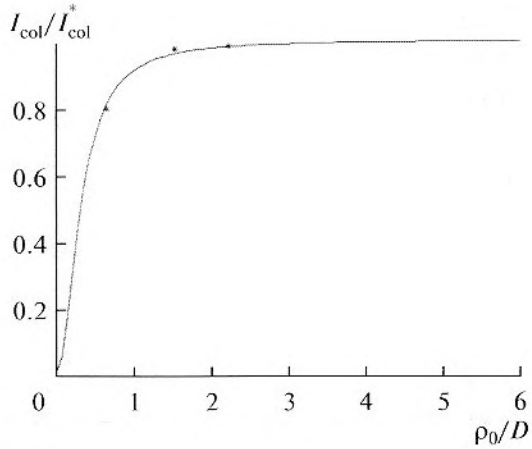

Рис. 5. Зависимость коллективной компоненты средней интенсивности обратного рассеяния акустических сигналов от безразмерного параметра ρ_0/D для модели (12). $I^*_{col} = \left(\frac{|\alpha(ka)|\, p_0\pi}{kh}\right)^2 \langle n\rangle^2$.

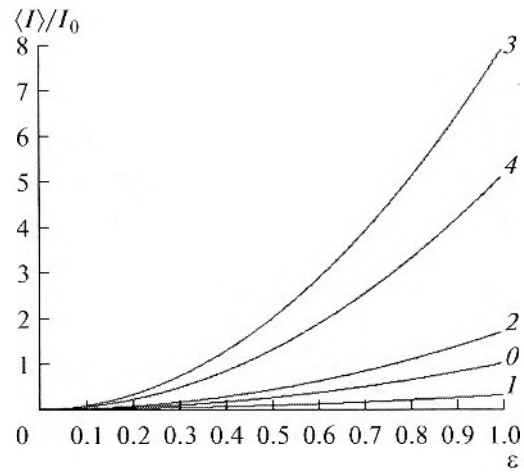

Рис. 6. Зависимость средней интенсивности поля обратного рассеяния от коэффициента упаковки рассеивателей.

ной составляющей средней интенсивности обратного рассеяния акустического сигнала:

$$I_{col} = \left(\frac{|\alpha(ka)|\, p_0}{kh}\right)^2 \langle n\rangle^2 \mu_0 \pi^6 \left(\frac{1+\frac{2h^2}{k^2\rho_0^4}}{\left((D/\rho_0)^2+\pi^2\right)^2}\right).$$

На рис. 5 представлена зависимость коллективной компоненты средней интенсивности при предложенной аппроксимации функции корреляции взаимных расположений рассеивателей (12) от безразмерного параметра D/ρ_0, который можно рассматривать как отношение диаграмм направленности зондирующего и переизлученного от области с характерным размером ρ_0 сигналов. Чем больше размер эффективной области переизлучения ρ_0, тем уже диаграмма направленности обратного рассеяния и тем большая интенсивность рассеянного сигнала будет регистрироваться приемным устройством. Точками на графике отмечены данные, полученные в результате модельных лабораторных экспериментов, проведенных ранее на кафедре акустики ННГУ на установке, описанной в работах [2, 8].

Для оценки минимального значения параметра $\mu_{0\min}$ воспользуемся свойством положительной определенности функции корреляции расположения рассеивателей и средней интенсивности обратного рассеяния:

$$\mu_{0\min} = -\frac{\left(\pi/D^2+\langle n\rangle\right)}{\pi^6\langle n\rangle}\frac{\left((D/\rho_0)^2+\pi^2\right)^2}{\left(1+2h^2/k^2\rho_0^4\right)} < 0. \qquad (13)$$

Из выражения (13) видно, что полученное значение является отрицательным, т.е. описывает антикорреляцию расположений неоднородностей.

Сравним эффекты, возникающие при наличии распределения рассеивателей по размерам и их группировки. В качестве модели распределения неоднородностей по размерам будем использовать распределение Рэлея (9), а для описания взаимного расположения рассеивателей – модифицированное распределение Гаусса (12).

На рис. 6 представлена зависимость средней интенсивности рассеянного поля от коэффициента упаковки рассеивателей $\varepsilon = n\pi a^2$. Кривая *0* показывает зависимость средней интенсивности при отсутствии корреляции между расположениями рассеивателей и одинаковых размерах рассеивателей, кривые *1–3* – при наличии корреляции и различных значениях параметра μ_0, где параметры соотносятся следующим образом:

$$\mu_{0_1} < 0 < \mu_{0_2} < \mu_{0*} < \mu_{0_3},$$

кривая *4* – при хаотическом расположении и наличии распределении неоднородностей по размерам. При отрицательном значении параметра μ_0 наблюдается уменьшение средней интенсивности, тогда как при положительных значениях растет по сравнению со случаем хаотического расположения неоднородностей. При значении параметра μ_0,

$$\mu_0^* = \frac{(8-\pi)\left(\pi/D^2+\langle n\rangle\right)}{\pi^7\langle n\rangle}\frac{\left((D/\rho_0)^2+\pi^2\right)^2}{\left(1+2h^2/k^2\rho_0^4\right)},$$

степень влияния распределения неоднородностей по размерам становится сравнима с влиянием группировки рассеивателей.

На рис. 7 представлена зависимость средней интенсивности от коэффициента упаковки рассеивателей. Однако теперь речь идет об одновременном присутствии группировки рассеивателей и разброса их по размерам. Для сравнения резуль-

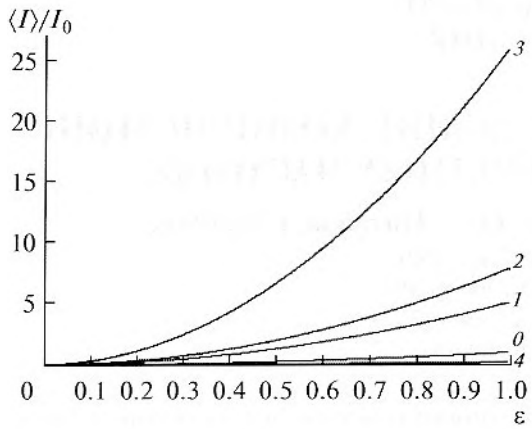

Рис. 7. Зависимость средней интенсивности поля обратного рассеяния от коэффициента упаковки рассеивателей при одновременном присутствии группировки рассеивателей и разброса их по размерам.

татов показаны: *0* – средняя интенсивность при хаотическом расположении и одинаковых размерах рассеивателей; *1* – при хаотическом расположении рассеивателей и рэлеевском распределении по размерам; *2* – при одинаковых размерах рассеивателей и группировке с параметром $\mu_0 > 0$. Две другие кривые отвечают за среднюю интенсивность обратного отраженного поля при наличии распределении Рэлея по размерам и статистической зависимости расположения рассеивателей с параметром μ_{03} (*3*) и параметром $\mu_0 < \mu_0^{**}$ (*4*). В случае, когда степень коррелированности расположения частиц меньше значения

$$\mu_0^{**} = \frac{(\pi/8-1)\left(\pi/D^2+\langle n\rangle\right)\left((D/\rho_0)^2+\pi^2\right)^2}{\pi^5\langle n\rangle\left(1+2h^2/k^2\rho_0^4\right)},$$

происходит не только компенсация двух эффектов, но и уменьшение средней интенсивности по сравнению с ситуацией отсутствия корреляции при одинаковых радиусах частиц.

Таким образом, при наличии одновременно двух эффектов – распределения неоднородностей по размерам и корреляции в их взаимном расположении – может наблюдаться значительное увеличение средней интенсивности отраженного сигнала по сравнению со случаями хаотического расположения неоднородностей одинаковых размеров или наличия только одного из рассматриваемых факторов. В то же время, при антикорреляции взаимного расположения рассеивателей средняя интенсивность обратного рассеяния невелика даже при значительной концентрации неоднородностей. Очевидно, что данные обстоятельства затрудняют определение средней концентрации рассеивателей по измерениям средней интенсивности обратного рассеяния. С другой стороны, уменьшение влияния подложки при наличии рассеивателей разных размеров, напротив, упрощает решение задач дистанционной акустической диагностики дискретных донных неоднородностей.

Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности (№ 2014/134, проект 1822), гранта МОН (№ 3.820.2014/K), а также гранта Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (НШ-339.2014.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бунчук А.В., Ивакин А.Н.* Энергетические характеристики эхосигнала от дискретных рассеивателей дна океана // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 1. С. 8–18.
2. *Горская Н.В., Грязнова И.Ю., Гурбатов С.Н., Николаев Г.Н.* Физическое моделирование процессов обратного рассеяния акустических сигналов на дискретных неоднородностях // Акуст. журн. 1990. Т. 36. №. 3. С. 410–415.
3. *Житковский Ю.Ю.* Обратное рассеяние звука дном океана (история и современное состояние) // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 5. С. 779–783.
4. *Грибова Е.З.* Угловая диаграмма рассеяния волн в океане в присутствии статистически анизотропных неоднородностей // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 3. С. 364–372.
5. *Ивакин А.Н.* Рассеяние звука дном океана: результаты теоретических и экспериментальных исследований последних лет // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 2. С. 222–226.
6. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Ведение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.
7. *Sturm F., Korakas A.* Comparisons of laboratory scale measurements of three-dimensional acoustic propagation with solutions by a parabolic equation model // J. Acoust. Soc. Am. 2013. V. 133(1). P. 108–118.
8. *Горская Н.В., Грязнова И.Ю., Гурбатов С.Н., Николаев Г.Н.* Исследование коллективных эффектов рассеяния акустических сигналов на дискретных неоднородностях // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 4. С. 637–643.
9. *Грязнова И.Ю. Иващенко Е.Н.* Исследование влияния статистики распределения неоднородностей по размерам на среднюю интенсивность обратного рассеяния акустических волн // Вестн. ННГУ им. Н.И. Лобачевского. 2014. № 1(1). С. 70–74.
10. *Maksimov A.O., Burov V.A., Salomatin A.S., Chernykh D.V.* Sounds of marine seeps: A study of bubble activity near a rigid boundary // J. Acoust. Soc. Am. 2014. V. 136(3). P. 1065–1076.
11. *Линкова А.М., Хлопов Г.И.* Восстановление интенсивности жидких осадков с помощью многочастотного активно-пассивного зондирования // Радиофизика и электроника. 2014. № 5(19). № 3. С. 26–31.