АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1997, том 43, № 2, с. 194–202

УДК 538.3;539.2

ОСОБЕННОСТИ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ЗВУКА ЖЕЛЕЗОМАРГАНЦЕВЫМИ КОНКРЕЦИЯМИ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ БЛИЖНИМ ПОРЯДКОМ ИХ РАСПОЛОЖЕНИЯ

© 1997 г. М. С. Клюев

Акустический институт имени академика Н.Н. Андреева
117036 Москва, ул. Шверника, 4

Поступила в редакцию 30.11.95 г.

Изложены закономерности взаимного расположения железомарганцевых конкреций на дне океана, называемые ближним порядком. Отмечается подобие взаимного расположения конкреций и непересекающихся шаров на плоскости с разбросом размеров, характерным для конкреций. Предлагается аналитическое приближение радиальной функции конкреций в виде аппроксимации радиальной функции одинаковых шаров, усредненной по разбросу размеров шаров. Определена частотно-угловая зависимость коэффициента обратного рассеяния конкреций с учетом ближнего порядка с помощью полученного приближения. Выявлены и проанализированы обусловленные ближним порядком особенности обратного рассеяния звука на конкрециях, в частности интерференционное рассеяние, и дана их физическая интерпретация. Приведены экспериментальные угловая и частотная зависимости силы обратного рассеяния конкреций и проведено их сопоставление с рассчитанными теоретически с учетом ближнего порядка.

Как показал статистический анализ фотографий локального расположения железомарганцевых конкреций на дне океана, взаимные положения соседних конкреций не являются статистически независимыми, а в определенной степени коррелированы [1, 2]. Мерой этой корреляции при статистически изотропном расположении конкреций на площади S служит радиальная функция распределения $D(\rho)$, которая представляет собой отличие двухчастичной $w_2(\rho)$ функции распределения горизонтальных координат конкреций, взаимоудаленных на расстояние ρ, от произведения одночастичных $w_1 = 1/S$: $D(\rho) = w_2(\rho)/w_1^2$, причем $D(\rho) = 1$ для взаимонезависимого расположения [1, 3, 4]. Радиальная функция, согласно [3], связана с корреляционной функцией концентрации конкреций $\psi_n(\rho) = \bar{n}\,\delta(\rho) + \bar{n}^2\,[D(\rho) - 1]$, где $\bar{n} = \text{const}$ – средняя концентрация конкреций, $\delta(\rho)$ – дельта-функция Дирака, и равна отношению локальной концентрации конкреций $n_i(\rho)$ в достаточно узком кольце радиуса ρ с центром в произвольной конкреции, усредненной по ансамблю конкреций, к их средней концентрации: $D(\rho) = \langle n_i(\rho)\rangle/\bar{n}$ [1, 2], что позволяет оценивать ее по фотографиям расположения конкреций. На рис. 1а представлена типичная оценка радиальной функции конкреций $D_e(x)$ в зависимости от безразмерного аргумента $x = \rho/\bar{d}$, где $\bar{d}$ – средний эффективный (т.е. рассчитанный из средней площади поперечного сечения конкреций) диаметр конкреций, полученная по такой фотографии этим методом [2]. Коэффициент упаковки ε, равный отношению суммарной площади под конкрециями к общей площади их расположения, составляет в данном случае около $\varepsilon \simeq 0.4$. Типичными свойствами

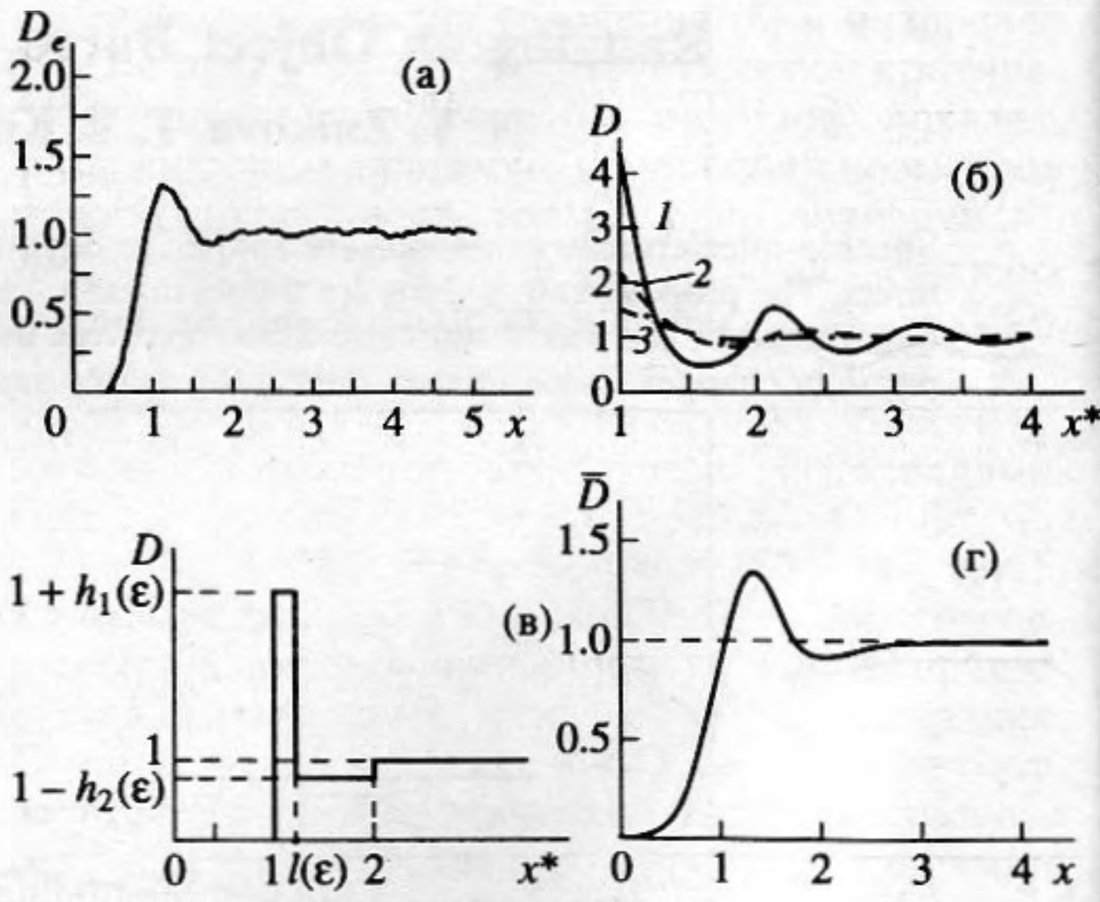

Рис. 1. Радиальные функции в зависимости от безразмерного аргумента $x = \rho/d$ или $x^* = \rho/\bar{d}$: а – типичная конкреций при $\varepsilon \simeq 0.4$; б – системы одинаковых шаров при $\varepsilon = 0.63$ (кривая *1*), $\varepsilon = 0.40$ (кривая *2*), $\varepsilon = 0.23$ (кривая *3*); в – приближенная системы одинаковых шаров; г – приближенная конкреций при $\varepsilon = 0.5$.

радиальной функции конкреций являются близкие к нулю значения при $x < 1$, максимум при $x \simeq 1$ (отсутствующий при $\varepsilon \simeq 0$ и возрастающий с повышением ε), следующий за ним минимум и быстрое приближение к единице при $x > 2$. Эти свойства радиальной функции говорят о том, что конкреции вытеснены с расстояний, меньших $\bar{d}$ от произвольной, частично сгруппированы в пары размера порядка $\bar{d}$, а положения конкреций, удаленных на большие $2\bar{d}$ расстояния, некоррелированы. Вытеснение конкреций обусловлено конечностью их размеров и ведет к частичному освобождению пространства вокруг произвольной конкреции и размещению там соседней, что приводит к образованию этих пар. Такой характер взаимного расположения конкреций свидетельствует о наличии ближнего порядка и отсутствии дальнего [5] и аналогичен характеру статистически изотропного расположения непересекающихся шаров на плоскости с разбросом размеров, характерным для конкреций [2].

При теоретическом моделировании рассеяния звука на конкрециях в приближении однократного рассеяния и звукопрозрачности подстилающей поверхности было показано [6], что обусловленные ближним порядком особенности коэффициента обратного рассеяния конкреций определяются их радиальной функцией, адекватное приближение которой, однако, неизвестно. В настоящей работе предлагается реалистичное приближение радиальной функции конкреций, с помощью которого выявляются и анализируются особенности частотно-угловой зависимости коэффициента обратного рассеяния конкреций, обусловленные ближним порядком. Оценки радиальной функции по фотографиям малопригодны для использования в качестве такого приближения, поскольку получены лишь для отдельных значений параметров ε и $\bar{d}$ и имеют заметные погрешности из-за ограниченности статистических выборок. Простое приближение радиальной функции в виде гауссовой квадратичной экспоненты с полушириной $\bar{d}/2$, используемое в работах [7, 8], не отражает основные свойства радиальных функций конкреций (в частности их зависимость от ε) и существенно отличается от них по виду, что приводит к неадекватным результатам. В качестве реалистичного приближения, согласно [2], следует использовать радиальную функцию системы шаров на плоскости с разбросом размеров, характерным для конкреций. Однако даже для системы одинаковых шаров приближенная радиальная функция является решением сложного нелинейного интегрального уравнения Перкуса–Йевика [5] и может быть получена только численным его решением при больших вычислительных затратах. Поэтому для получения реалистичного приближения радиальной функции конкреций предпочтительнее построить простое аналитическое приближение радиальной функции одинаковых шаров, обладающее основными ее свойствами, усреднить его по размерам шаров и использовать для расчета частотно-угловой зависимости коэффициента обратного рассеяния.

Для построения простого приближения радиальной функции одинаковых шаров диаметра d воспользуемся ее графиками, полученными в [9] численным решением уравнения Перкуса–Йевика методом итераций и показанными на рис. 1б в зависимости от аргумента $x^* = \rho/d$ для $\varepsilon = 0.63$ (кривая *1*), $\varepsilon = 0.40$ (кривая *2*) и $\varepsilon = 0.23$ (кривая *3*); при $0 \le x^* < 1$ $D(x^*) = 0$. Исходя из вида этих кривых, можно выделить четыре характерные области радиальной функции по аргументу x^* при $\varepsilon < 0.7$: нулевых значений – при $0 \le x^* < 1$, главного максимума – правее точки $x^* = 1$, примыкающего к нему минимума – левее точки $x^* = 2$ и приближения к единице – при $x^* > 2$. Используя эти свойства, можно построить простое приближение для $D(x^*)$ при $\varepsilon < 0.7$:

$$D(x^*) \simeq \begin{cases} 0, & 0 \le x^* < 1 \\ 1 + h_1(\varepsilon), & 1 \le x^* < l(\varepsilon) \\ 1 - h_2(\varepsilon), & l(\varepsilon) \le x^* < 2 \\ 1, & 2 \le x^* \end{cases}, \qquad (1)$$

которое представлено на рис. 1в и где $h_1(\varepsilon)$ – превышение главного максимума над 1, $h_2(\varepsilon)$ – глубина минимума относительно 1, $l(\varepsilon)$ – положение границы максимума и минимума. Параметры приближения $h_1(\varepsilon)$, $h_2(\varepsilon)$ и $l(\varepsilon)$ являются функциями ε и будут определены так, чтобы придать приближению (1) свойства точной радиальной функции, на которых и остановимся подробнее.

Радиальная функция системы большого числа одинаковых частиц, статистически изотропно расположенных в большой области пространства, связана со средним квадратом флуктуаций $\langle(\Delta N)^2\rangle$ их числа в ее подобласти (с поперечником много большим масштаба изменения функции $D(\rho)$), содержащей в среднем $\langle N\rangle$ частиц, интегральным соотношением [4]

$$I_n(\varepsilon) \equiv \bar{n}\int [D(\rho) - 1]\, d\boldsymbol{\rho} = \langle(\Delta N)^2\rangle / \langle N\rangle - 1. \qquad (2)$$

При $\varepsilon \simeq 0$ частицы практически независимы, средний квадрат флуктуаций равен среднему их числу и $I_n = 0$, а при максимально возможном ε,

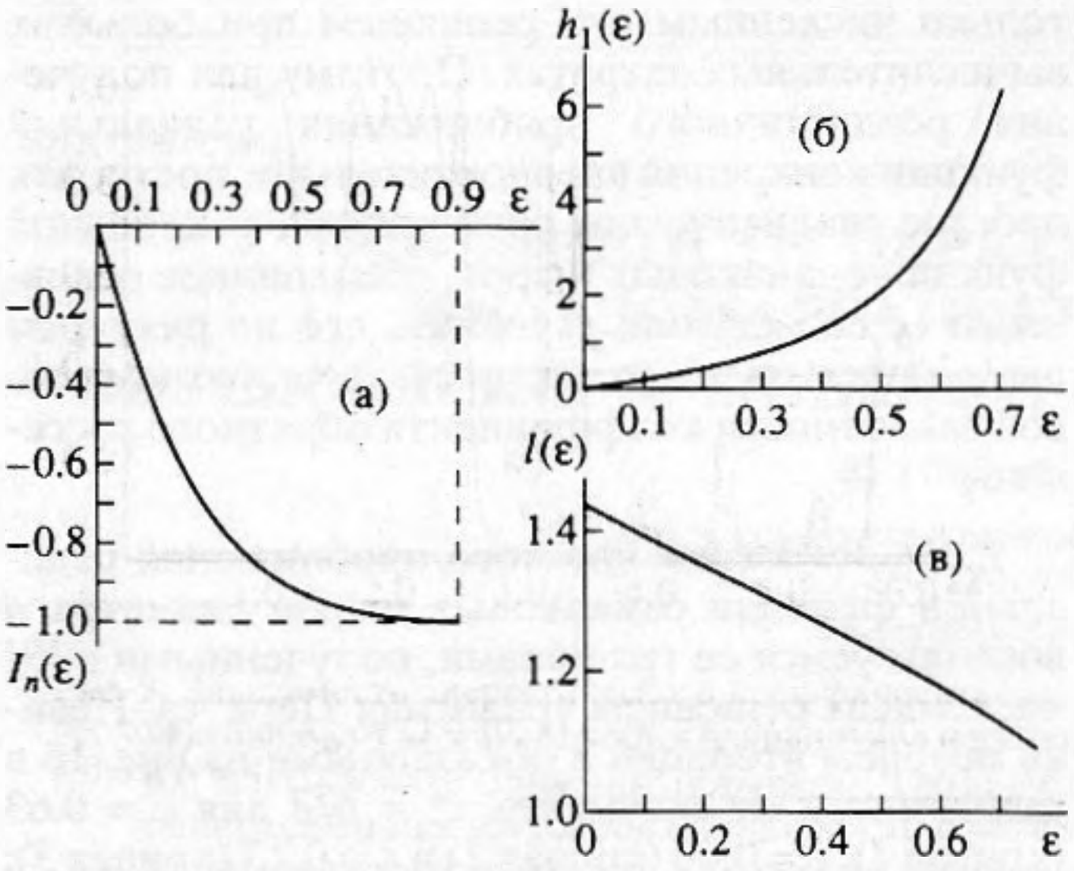

Рис. 2. Параметры приближения радиальной функции конкреций: а – функция $I_n(\varepsilon)$; б – превышение $h_1(\varepsilon)$ главного максимума над 1; в – положение $l(\varepsilon)$ границы максимума и минимума.

когда частицы расположены вплотную, флуктуации отсутствуют и $I_n = -1$, так что $I_n(\varepsilon)$ является функцией ε. Для системы одинаковых шаров величина этих флуктуаций, как можно показать, используя [10], определяется аппроксимантой

$$I_n(\varepsilon) = \{1 + 4\varepsilon[1 - (3A_1 + A_3)\varepsilon + 2(2A_1A_3 + 4A_2)\varepsilon^2 - 4(A_1A_4 + 3A_2A_3)\varepsilon^3 + 16A_2A_4\varepsilon^4]/[(1 - 2A_3\varepsilon + 4A_4\varepsilon^2)^2]\}^{-1} - 1, \quad (3)$$

где $A_1 = 0.196703$, $A_2 = 0.006519$, $A_3 = 0.978703$, $A_4 = 0.239465$. График функции $I_n(\varepsilon)$ приведен на рис. 2а, причем $I_n(\varepsilon) < 0$, при малых ε $I_n(\varepsilon) \simeq -4\varepsilon$, а при максимально возможном $\varepsilon_m = 0.907$ $I_n(\varepsilon_m) = -1$.

Превышение $h_1(\varepsilon) = D(1) - 1$ главного максимума радиальной функции над единицей, как видно из рис. 1б, возрастает с увеличением ε и для системы одинаковых шаров, согласно [10], определяется аппроксимантой

$$h_1(\varepsilon) = \frac{1 - 2A_1\varepsilon + 4A_2\varepsilon^2}{1 - 2A_3\varepsilon + 4A_4\varepsilon^2} - 1. \quad (4)$$

График функции $h_1(\varepsilon)$ приведен на рис. 2б, причем при малых ε $h_1(\varepsilon) \simeq 1.564\varepsilon$. Величина минимума радиальной функции, следующего за главным максимумом, согласно [4, 10], пропорциональна квадрату коэффициента упаковки, так что можно приближенно положить $h_2(\varepsilon) \simeq 0.8\varepsilon^2$. С учетом тождества $I_n(\varepsilon) = 8\varepsilon\int_0^{+\infty}[D(x^*) - 1]\,x^*dx^*$ и приближения (1) для $D(x^*)$ получаем выражение для функции $l(\varepsilon)$:

$$l(\varepsilon) = \sqrt{\frac{1 + h_1(\varepsilon) + 4h_2(\varepsilon) + I_n(\varepsilon)/4\varepsilon}{h_1(\varepsilon) + h_2(\varepsilon)}}, \quad (5)$$

график которой приведен на рис. 2в. Таким образом, определены все параметры приближения (1) с учетом основных свойств точной радиальной функции и их можно найти по рис. 2а–2в для заданного ε.

Радиальная функция системы шаров с разбросом размеров конкреций, которая, согласно [2], подобна конкреционной, в первом приближении может быть получена усреднением функции (1) по диаметрам шаров при постоянном ε. Эмпирический разброс размеров конкреций описывается плотностью вероятности вида [11]:

$$g(d) = 2.7\frac{d^3}{\bar{d}^4}\exp[-0.675d^4/\bar{d}^4], \quad (6)$$

где $\bar{d}$ – эффективный диаметр конкреции. Выполняя усреднение, получим:

$$\bar{D}(x) = \int_0^{+\infty} g(d)D\left(x\frac{\bar{d}}{d}\right)dd = 1 - \exp[-0.675x^4] + h_1(\varepsilon)\{\exp[-0.675x^4/l^4(\varepsilon)] - \exp[-0.675x^4]\} - h_2(\varepsilon)\{\exp[-0.675x^4/16] - \exp[-0.675x^4/l^4(\varepsilon)]\}. \quad (7)$$

Функция (7) является искомым приближением радиальной функции конкреций и подчиняется условию (3). Сравнение приближения (7) с радиальными функциями системы шаров с разбросом размеров конкреций, рассчитанными непосредственно по расположению шаров, показало их хорошее сходство при $0 < \varepsilon < 0.7$. На рис. 1г представлена функция (7) при $\varepsilon = 0.5$, которая весьма сходна с радиальной функцией конкреций с близким коэффициентом упаковки, изображенной на рис. 1а. Отметим, что отсутствию ближнего порядка соответствует $\bar{D} = 1$.

Теоретическое выражение для локального коэффициента рассеяния звука дискретными неоднородностями дна океана типа конкреций было получено в работе [6] в приближении однократного рассеяния звука и звукопрозрачности подстилающей поверхности. В качестве акустической модели конкреции там использовался абсолютно жесткий закрепленный шар, радиус которого совпадал с эффективным радиусом $a = d/2$ моделируемой конкреции и статистически изме-

нялся от шара к шару в соответствии с (6). Однако, использование такой модели конкреции приводит к существенному (в 2–4 раза) занижению оценок размеров конкреций по силе их обратного рассеяния по сравнению с результатами пробоотбора [12], что связано со сложным внутренним строением конкреции, имеющей жесткое внутреннее ядро радиуса 0.3–0.5 от внешнего и пористую слоистую оболочку. Поэтому более предпочтительна акустическая модель конкреции в виде абсолютно жесткого закрепленного шара акустического радиуса $a_{ак} = \alpha a$, где $0 < \alpha \le 1$, статистически меняющегося согласно (6). С учетом этого замечания, а также в отсутствие неровностей подстилающей поверхности и флуктуаций концентрации (случайных скоплений) конкреций выражение для коэффициента обратного рассеяния в соответствии с [6] принимает вид:

$$m(q) = \frac{\varepsilon}{\pi} f_1(k\bar{a}_{ак})\alpha^2\left[1 + \frac{f_2(k\bar{a}_{ак})}{f_1(k\bar{a}_{ак})}M(q)\right], \qquad (8)$$

$$M(q) = \frac{8\varepsilon}{1.08}\int_0^{+\infty} J_0(qx)[\bar{D}(x) - 1]x\,dx, \qquad (9)$$

$$q = q_0 \sin\theta, \quad q_0 = 4.4k\bar{a}, \qquad (10)$$

где θ – угол падения, k – волновое число, $\bar{a}$ и $\bar{a}_{ак}$ – средние геометрический и акустический радиусы конкреций, $\alpha = \bar{a}_{ак}/\bar{a}$, q – произведение горизонтальной компоненты вектора обратного рассеяния на $2.2\bar{a}$, f_1 и f_2 – функции, описывающие соответственно энергетическое и фазовое формирование отклика совокупности конкреций [6], J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка, $\bar{D}$ – радиальная функция конкреций (7). Отметим, что первое слагаемое в (8) описывает обратное рассеяние на конкрециях с независимыми положениями, а второе – особенности рассеяния, обусловленные ближним порядком (парной корреляцией) в их расположении [6]. Функции f_1 и f_2/f_1 рассчитаны автором для модели конкреции в виде абсолютно жесткого закрепленного шара с разбросом размера (6) и представлены на рис. 3а в зависимости от параметра $k\bar{a}_{ак}$, причем f_2/f_1 заметно отлична от нуля при $0 < k\bar{a}_{ак} < 3$.

Функция $M(q)$ описывает особенности коэффициента обратного рассеяния звука на конкрециях, обусловленные ближним порядком в их расположении, причем в отсутствие ближнего порядка, когда $\bar{D} = 1$, $M(q) = 0$. Для определения функции $M(q)$ подставим аналитическое приближение радиальной функции конкреций (7) в формулу (9), в результате чего получим:

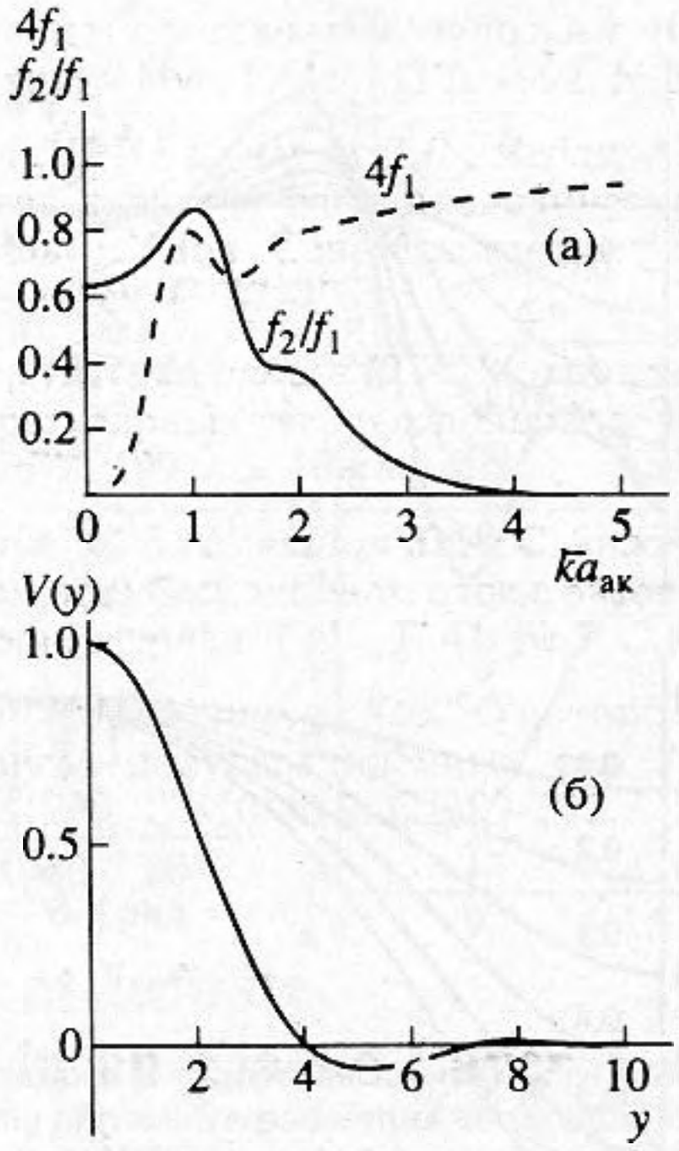

Рис. 3. Функции $f_1(k\bar{a}_{ак})$, $f_2(k\bar{a}_{ак})/f_1(k\bar{a}_{ак})$ (а) и $V(y)$ (б).

$$M(q) = 4\varepsilon\{-V(q) + h_1(\varepsilon)[l^2(\varepsilon)V(l(\varepsilon)q) - V(q)] - h_2(\varepsilon)[4V(2q) - l^2(\varepsilon)V(l(\varepsilon)q)]\}. \qquad (11)$$

Здесь интеграл $V(y) = (4/\sqrt{\pi})\int_0^{+\infty} J_0(yx)\exp(-x^4)x\,dx$, $V(0) = 1$, $V(+\infty) = 0$ рассчитан численно и представлен на рис. 3б в зависимости от параметра y. Как следует из (11), при $q = 0$ (нормальное падение) $M(0) = I_n(\varepsilon) < 0$, при $q \longrightarrow +\infty$ $M(q) \longrightarrow 0$, а при малых ε $M(q) \simeq -4\varepsilon V(q)$. Функция $M(q)$, параметрически зависящая от ε, рассчитана численно согласно (11) с учетом (3)–(5) и представлена на рис. 4а для 6 значений ε от 0.1 до 0.6 с шагом 0.1 соответственно; при $\varepsilon = 0$ $M(q) = 0$. Отметим, что согласно [8], где без должных оснований полагалось $\bar{D}(x) = 1 - \exp(-4x^2)$, функция $M(q) = -\varepsilon\exp(-q^2/19.5)$, которая показана на рис. 4б для разных ε и существенно отличается от функции (11).

Как видно из рис. 4а, функция $M(q)$ отрицательна и минимальна при малых q, возрастает с ростом q, имеет минимум при $q_{min} \simeq 2.8$ и максимум при $q_{max} \simeq 5.6$, выраженность которых усиливается с увеличением ε, и стремится к нулю при больших q. Следовательно, по сравнению с гипотетическим взаимонезависимым расположением конкреций, ближний порядок их реального расположения приводит к уменьшению коэффициента обратного рассеяния $m(q)$ при малых q, его возрастанию при увеличении параметра q, появ-

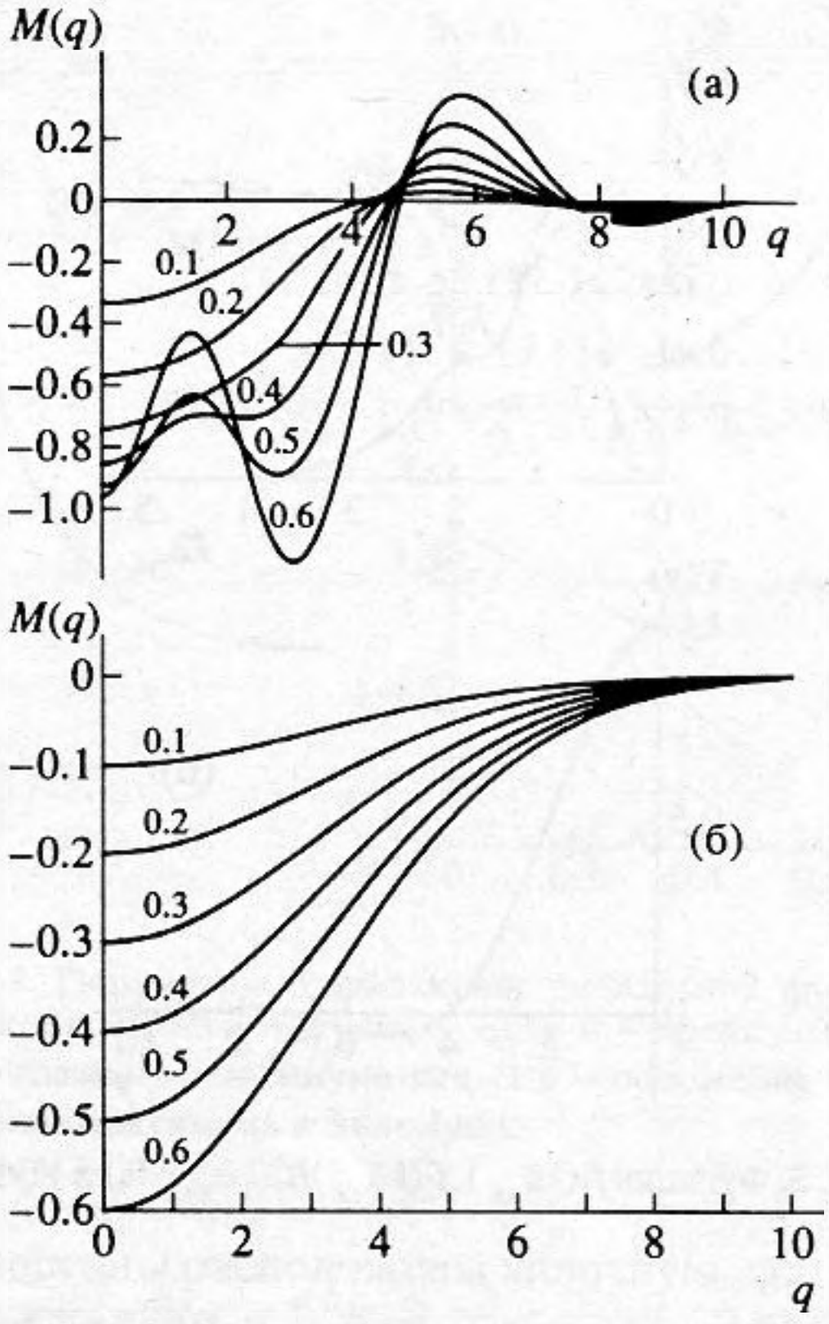

Рис. 4. Функция $M(q)$: а – рассчитанная согласно (11), б – полученная в [8]. Цифры у кривых – значения коэффициента упаковки ε.

лению минимума и максимума зависимости $m(q)$ и стремлению $m(q)$ к значению для независимого расположения при больших q. Эти особенности обратного рассеяния можно объяснить следующим образом.

Обратное рассеяние звука длины волны λ на конкрециях в приближении однократного рассеяния можно рассматривать как брегговскую дифракцию на своеобразной дифракционной решетке, образованной пространственной гармоникой периода $\lambda/(2\sin\theta)$ в спектре пространственных флуктуаций концентрации конкреций, причем коэффициент обратного рассеяния пропорционален интенсивности этой гармоники [3]. При переходе от независимого расположения конкреций к ближнему порядку возрастают интенсивности мелкомасштабных флуктуаций (крупномасштабных, соответственно, убывают) вследствие вытеснения конкреций с меньших $\bar{d}$ расстояний от произвольной, и флуктуаций масштаба $d_0 \simeq 1.3\bar{d}$ вследствие частичного группирования конкреций в пары размера d_0. Первое обстоятельство приводит к уменьшению коэффициента обратного рассеяния при малых $q \sim 1/\lambda$ и его возрастанию с увеличением q до соответствующего независимому расположению конкреций значения. Второе обстоятельство приводит к интерференционному рассеянию [13] звука на компонентах пар конкреций при существенных ε и появлению минимума коэффициента обратного рассеяния при деструктивной интерференции первого порядка для $q_{min} \simeq 2.8$ и максимума – при конструктивной для $q_{max} \simeq 5.6$. На угловой зависимости коэффициента обратного рассеяния интерференционный минимум расположен вблизи угла падения $\theta_{min} = \arcsin(0.1\lambda/\bar{a})$, а интерференционный максимум – вблизи угла падения $\theta_{max} = \arcsin(0.2\lambda/\bar{a})$. Отметим, что минимум выражен сильнее максимума за счет меньших флуктуаций $\delta\varphi$ разности фаз интерферирующих лучей, обусловленных разбросом размеров пар $\delta d_0 = 0.28 d_0$ и равных $\delta\varphi \simeq \pi k \delta d_0/d_0 = 0.28k\pi$, где $k = 1$ для минимума и $k = 2$ для максимума. Для интерференционных экстремумов более высоких порядков $\delta\varphi$ достигает или превышает π и они не проявляются.

Выявленные особенности коэффициента обратного рассеяния, обусловленные ближним порядком, подтверждаются результатами численных экспериментов по моделированию рассеяния звука на конкрециях с использованием ЭВМ [7]. В этих экспериментах положения конкреций соответствовали статистически изотропному расположению непересекающихся шаров на плоскости, имеющих характерный для конкреций разброс размеров (6). Предполагалось, что излучение и прием тонального сигнала частоты f осуществляется в одной точке на заданной высоте h над плоскостью расположения шаров посредством приемно-излучающей системы с диаграммой направленности в виде гауссовой кривой шириной 14°, максимум которой направлен под углом θ к вертикали. Рассеянное поле рассчитывалось в приближении однократного рассеяния, когда шары рассеивают звук независимо друг от друга, а полное рассеянное поле является суммой рассеянных отдельными шарами полей, и в предположении звукопрозрачности плоскости расположения шаров. Рассеянное отдельным шаром поле вычислялось с помощью теоретического выражения, полученного при решении задачи о рассеянии сферической звуковой волны на уединенном абсолютно жестком закрепленном шаре [14]. В процессе моделирования генерировались реализации расположения шаров, вычислялись комплексное давление и интенсивность суммарного рассеянного поля для каждой реализации и оценивались средние давление и интенсивность по 10 реализациям для выбранных параметров. В результате моделирования для случая $\varepsilon = 0.5$, $\bar{a} = \bar{a}_{ак} = 3$ см, $f = 15$ кГц были получены угловые зависимости оценок среднего давления и интенсивности рассеянного поля, по которым была оценена угловая зависимость коэффициента обратного рассеяния, представленная на рис. 5а

кружками [7]. Штриховой линией показана теоретическая зависимость без учета ближнего порядка. Характерными ее особенностями являются минимум при малых углах падениях, возрастание с увеличением угла падения, интерференционный минимум, соответствующий деструктивной интерференции на парах конкреций, следующий за ним интерференционный максимум, соответствующий конструктивной интерференции на парах конкреций, и приближение к уровню независимого рассеяния при больших углах падения, что качественно подтверждает результаты настоящей работы.

Величина эффектов ближнего порядка при обратном рассеянии звука на конкрециях в соответствии с (8) определяется свойствами функций f_2/f_1 и M. Согласно свойствам функции f_2/f_1, величина этих эффектов может быть существенной только при $0 < k\bar{a}_{ак} < 3$, когда f_2/f_1 заметно отлична от нуля, причем эффекты наиболее выражены при $k\bar{a}_{ак} \simeq 1$, когда f_2/f_1 максимальна. В соответствии со свойствами функции M, рассматриваемые эффекты существенны при малых q для $\varepsilon \geq 0.2$ и вблизи отвечающих интерференционному рассеянию q для $\varepsilon \geq 0.5$. Таким образом, эффекты ближнего порядка должны быть наиболее выражены при $k\bar{a}_{ак} \simeq 1$ для $\varepsilon \geq 0.2$ (т.е. даже небольших коэффициентов упаковки) в области малых углов падения или частот и для $\varepsilon \geq 0.5$ в области интерференционных экстремумов вблизи $q_{min} \simeq 2.8$ и $q_{max} \simeq 5.6$, причем тем сильнее, чем больше ε.

При оценке величины эффектов ближнего порядка в реальных условиях следует учесть, что конкреции располагаются на неровной поверхности дна океана и могут образовывать случайные скопления, называемые флуктуациями концентрации [12]. В работе [6] показано, что крупные неровности ($k\sigma \gg 1$, σ – среднеквадратичная высота неровностей со среднеквадратичным углом наклона δ) вносят существенный вклад в суммарный коэффициент обратного рассеяния, обусловливая сильный максимум его угловой зависимости полуширины $\sqrt{2}\,\delta$ при малых углах падения, а малые ($k\sigma \ll 1$) – незначительный вклад. Флуктуации концентрации также приводят к появлению максимума этой зависимости при малых углах падениях, который меньше по величине и имеет полуширину $1/(k\rho_v)$, где ρ_v – пространственный радиус корреляции флуктуаций концентрации. Используя результаты работ [6, 15], можно показать, что суммарная угловая зависимость коэффициента обратного рассеяния конкреций с учетом ближнего порядка (первый член в квадратных скобках), флуктуаций концентрации (второй член) и

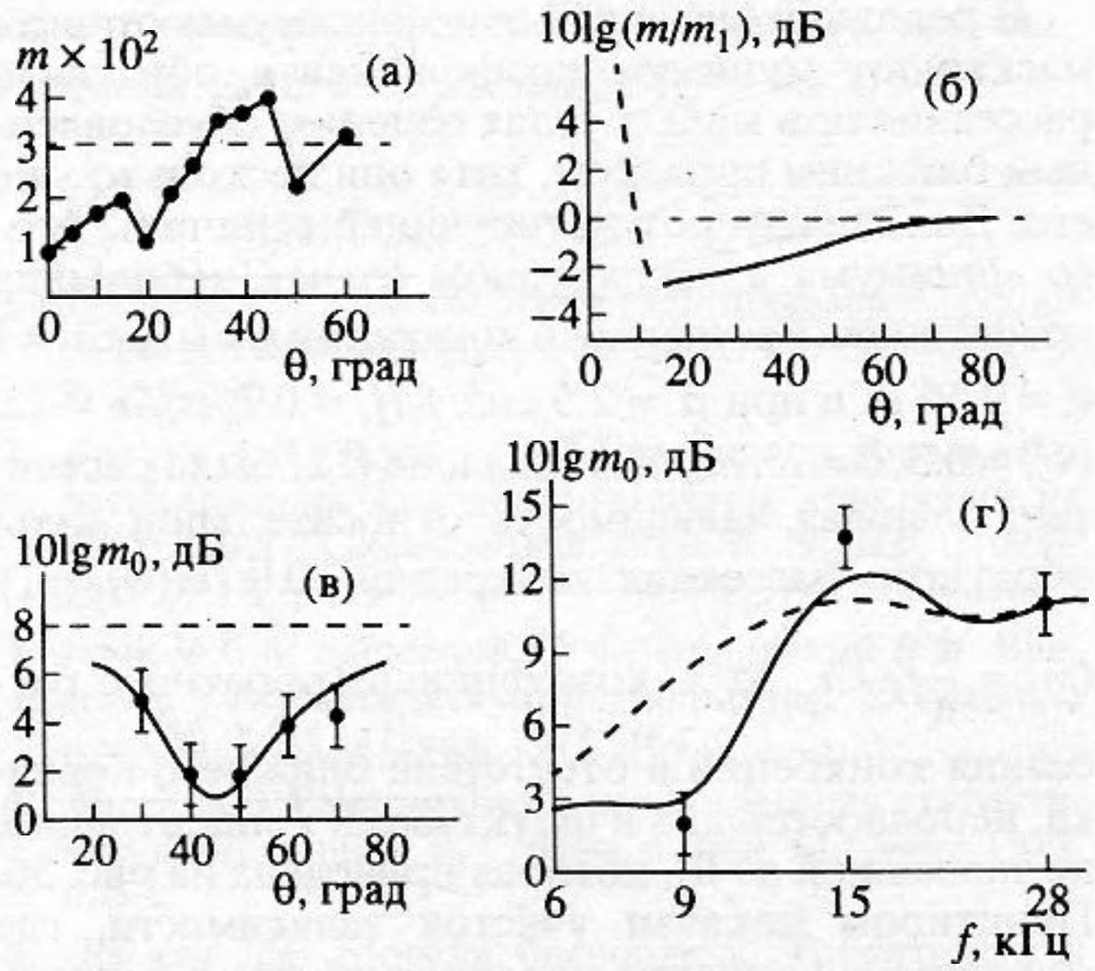

Рис. 5. Угловые и частотная зависимости коэффициента и силы обратного рассеяния конкреций с учетом ближнего порядка: а – полученная численным моделированием при $\varepsilon = 0.5$, $k\bar{a} = 1.88$, $\alpha = 1$; б – рассчитанная согласно (12) при $\varepsilon = 0.3$, $k\bar{a} = 1$, $\alpha = 0.5$ для типичных значений параметров; в – экспериментальная [19] при $\varepsilon_e = 0.6$–0.8, $k\bar{a}_e \simeq 0.85$ (кружки с 68.3% доверительными интервалами ошибок) и рассчитанная согласно (12) при $\varepsilon = 0.6$, $k\bar{a} = 1$, $\alpha = 0.87$, $m_1/m_b = 5.3$ (сплошная кривая); г – экспериментальная частотная [19] при $\varepsilon_e = 0.6$–0.8, $\theta = 50°$, $\bar{a}_e = 2.3$ см (кружки с 68.3% доверительными интервалами ошибок) и рассчитанная согласно (12) при $\varepsilon = 0.6$, $k\bar{a} = 0.95$ и $m_1/m_b = 5.3$ на частоте 9 кГц, $\theta = 50°$, $\alpha = 0.6$ (сплошная кривая). Штриховыми линиями показаны соответствующие зависимости без учета ближнего порядка.

неровностей дна (третий член), а также рассеивающих свойств дна, принимает вид:

$$m(\theta) = \frac{\varepsilon}{\pi} f_1(k\bar{a}_{ак})\alpha^2 \left\{ 1 + \frac{f_2(k\bar{a}_{ак})}{f_1(k\bar{a}_{ак})} \times \right.$$

$$\times \left[M(q_0 \sin\theta) + 0.926\varepsilon(\rho_v/\bar{a})^2 \langle v^2 \rangle \times \right.$$

$$\times \exp\left(-\frac{(k\rho_v)^2 \sin^2\theta}{1 + 2(k\rho_v\delta)^2 \cos^2\theta} \right) + 0.463 \frac{\varepsilon}{(k\bar{a})^2 \delta^2} \times \qquad (12)$$

$$\left. \left. \times \frac{\exp(-\mathrm{tg}^2\theta/2\delta^2)}{\cos^2\theta} \right] \right\} + m_b(\theta, f),$$

где $\langle v^2 \rangle$ – дисперсия флуктуаций концентрации, $m_b(\theta, f)$ – коэффициент обратного рассеяния дна без конкреций.

В реальных условиях эти максимумы отчасти маскируют минимум коэффициента обратного рассеяния при малых углах падения, обусловленный ближним порядком, хотя они несколько уже его. Для оценки результирующей величины этого минимума в характерном случае небольших коэффициентов упаковки конкреций $\varepsilon = 0.3$, $k\bar{a} = 1$ ($f = 9.55$ кГц при $\bar{a} = 2.5$ см), $f_2/f_1 = 0.7$, $\rho_v/\bar{a} = 12$, $\langle v^2 \rangle = 0.3$, $\delta = 2°$, $m_b \ll m$ согласно (12) была рассчитана угловая зависимость относительной силы обратного рассеяния конкреций $10\lg(m(\theta)/m_1)$ ($m_1 = \frac{\varepsilon}{\pi} f_1(k\bar{a}_{ak})\alpha^2$ – коэффициент обратного рассеяния конкреций в отсутствие ближнего порядка, неровностей дна и флуктуаций концентрации, не зависящий от θ), которая приведена на рис. 5б. Пунктиром показан участок зависимости, где существенно влияние неровностей дна и флуктуаций концентрации конкреций, а штриховой линией – та же зависимость без учета ближнего порядка. Из рисунка видно, что максимальное снижение коэффициента обратного рассеяния конкреций при малых углах падения вследствие ближнего порядка составляет около 2.5 дБ в рассматриваемом случае. Отметим, что при больших ε этот эффект существеннее (около 3.5 дБ при $\varepsilon = 0.5$).

Для экспериментального обнаружения эффектов ближнего порядка следует учесть два обстоятельства. Во-первых, согласно [12, 16], погрешности натурных измерений коэффициента обратного рассеяния при работе с поверхности океана составляют около ±5.5 дБ для взрывного метода (серия из 10 взрывов) и ±3.5 дБ для тонально-импульсного (серия из 200 измерений), а для придонных измерений – ±4.5 дБ и ±2.0 дБ соответственно. Следовательно, рассматриваемый эффект с величиной в 2.5 дБ может быть обнаружен только в наиболее точных придонных измерениях тонально-импульсным методом. Отметим, что излучатель-приемник размера r должен, тем не менее, находиться в дальней зоне рассеянного поля, т.е. располагаться на расстоянии $R \gg L$, $k\bar{d}L$, $k\rho_v L$, kr^2 от озвученной области дна размера L при $\theta > L/R + 3\delta$, причем считается, что $L \gg \bar{d}$, ρ_v [3, 6, 21]. Во-вторых, поскольку конкреции располагаются на дне пятнами размером от сотен метров до единиц километров [17], то при перемещении приемно-излучающей системы во время опыта (что необходимо для смены реализаций расположения конкреций при получении средних характеристик) коэффициент упаковки конкреций может значительно меняться, что ведет к снижению и даже исчезновению рассматриваемых эффектов. Следовательно, для их экспериментального обнаружения следует выбирать однородные и достаточно протяженные поля конкреций. Отметим, в частности, что в придонных тонально-импульсных измерениях угловой зависимости силы обратного рассеяния конкреций [18] рассматриваемый эффект с величиной 2.5 дБ не обнаруживается, возможно, из-за недостаточной точности измерений или сильных неоднородностей полей конкреций (ε менялся от 0.1 до 0.5).

Интерференционные экстремумы зависимости $m(q)$, в отличие от ее минимума при малых q, не маскируются упомянутыми выше максимумами, а интерференционный минимум отчетливо выражен при $\varepsilon \geq 0.6$, что должно приводить к заметному интерференционному рассеянию звука на конкрециях в натурных условиях. В этой связи большой интерес представляют экспериментальные исследования и измерения силы обратного рассеяния звука конкрециеносными участками дна океана в районе разломов Кларион–Клиппертон [19]. Эти участки были детально обследованы фотографическими, геологическими и акустическими методами для определения характеристик дна и конкреций. Эксперименты проводились с помощью придонного глубоководного буксируемого аппарата, который располагался в 30 м над поверхностью дна, позиционировался донными маяками-ответчиками и направленно излучал и принимал тональные сигналы. Точность измерений коэффициента обратного рассеяния была доведена до ±1 дБ наряду с довольно точным определением параметров дна и конкреций за счет тщательной калибровки прецизионной приемно-излучающей системы аппарата (в том числе по температуре и внешнему давлению) и контроля его положения относительно дна. В результате экспериментов на участке достаточно однородного и плотного расположения конкреций ($\varepsilon_e \simeq 0.6$–0.8) на частоте $f = 9$ кГц при $\bar{a} \simeq 2.3$ см ($k\bar{a}_e \simeq 0.85$), был обнаружен выраженный минимум угловой зависимости силы обратного рассеяния конкреций относительно дна без них, которая изображена на рис. 5в кружками с 68.3% доверительными интервалами ошибок, причем минимальная сила обратного рассеяния конкреций всего на 2 дБ превосходила донную. Наряду с этим было обнаружено аномальное снижение частотной зависимости силы обратного рассеяния конкреций в районе 9 кГц при $\theta = 50°$, которая изображена на рис. 5г кружками с 68.3% доверительными интервалами ошибок. Было предположено, что эти особенности вызваны деструктивной интерференцией звука на парах конкреций, обусловленных ближним порядком, однако автор не смог подтвердить это своими модельными рассчетами, и природа минимума осталась невыясненной.

Для сопоставления первой из этих экспериментальных особенностей с теоретическими результатами согласно (12) была рассчитана угловая зависимость силы обратного рассеяния

конкреций относительно дна без конкреций $10\lg m_0(\theta)$, $m_0(\theta) = m(\theta)/m_b$ для значений параметров $\varepsilon = 0.6$, $k\bar{a} = 1$, $f_2/f_1 = 0.82$, $m_1/m_b = 5.3$ (остальные параметры несущественны в расчетном диапазоне углов падения $20° \le \theta \le 80°$), близких к экспериментальным $\varepsilon_e \simeq 0.6$–0.8, $k\bar{a}_e \simeq 0.85$, которая показана на рис. 5в сплошной линией. Штриховой линией показана та же зависимость без учета ближнего порядка, когда $M \equiv 0$ и $m(\theta) = m_1 + m_b =$ = const, которая приводит к завышению силы обратного рассеяния на 7 дБ вблизи $\theta_{min} = 45°$. Экспериментальная зависимость, как видно из рисунка, хорошо совпадает с теоретической кривой, что свидетельствует в пользу интерференционной природы рассматриваемого минимума. Этот пример показывает, что при достаточно однородном и плотном ($\varepsilon \ge 0.6$) расположении конкреций сила их обратного рассеяния вблизи θ_{min} может лишь на 1–2 дБ превосходить донную (быть на 7 дБ ниже, чем без учета ближнего порядка) за счет деструктивной интерференции на па́рах конкреций, обусловленной ближним порядком. Расчеты также показали, что для заданных значений параметров сила обратного рассеяния в области интерференционного максимума превышает аналогичную без учета ближнего порядка всего на 1 дБ.

Для сопоставления второй из этих экспериментальных особенностей с теоретическими результатами согласно (12) была рассчитана частотная зависимость силы обратного рассеяния конкреций относительно дна без них $10\lg m_0(f)$, $m_0(f) = m(f)/m_b$ для значений параметров $\varepsilon = 0.6$, $k\bar{a} = 0.95$ и $m_1/m_b = 5.3$ на частоте 9 кГц, $\theta = 50°$, $\alpha = 0.6$ (остальные параметры несущественны в расчетном диапазоне частот 6–30 кГц), близких к экспериментальным, которая изображена на рис. 5г сплошной линией. Штриховой кривой показана та же зависимость без учета ближнего порядка, когда $M \equiv 0$ и $m(f) = m_1(f) + m_b$, которая приводит к завышению силы обратного рассеяния на 6 дБ в районе 9 кГц. Экспериментальные значения, как видно из рисунка, хорошо совпадают с теоретической кривой, что также говорит в пользу интерференционной природы рассматриваемой особенности обратного рассеяния.

В заключение отметим, что обусловленные ближним порядком особенности обратного рассеяния конкреций следует учитывать при определении их параметров акустическими методами. В частности, при акустическом картографировании конкрециеносных участков дна океана с помощью гидролокатора бокового обзора [20] отдельные достаточно однородные и плотные пятна конкреций могут не проявляться вследствие деструктивной интерференции. Поэтому подобное картографирование следует проводить с разных пространственных позиций или при выполнении одного из условий $k\bar{a}_{ак} > 1.5$, $q > 4$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. *Sundkvist K.E.* Spacing statistics of manganese nodules on the ocean floor // Marine Mining. 1983. V. 4. № 2–3. P. 255–264.
2. *Бунчук А.В., Клюев М.С.* Две модели локального расположения железомарганцевых конкреций на дне океана // Океанология. 1989. Т. 29. № 6. С. 987–991.
3. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Случайные поля. Ч. 2. М.: Наука, 1978. 464 с.
4. *Балеску Р.* Равновесная и неравновесная статистическая механика. Т. 1 / Пер. с англ. М.: Мир, 1978. 405 с.
5. *Займан Дж.* Модели беспорядка. Теоретическая физика однородно неупорядоченных систем / Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 592 с.
6. *Бунчук А.В., Ивакин А.Н.* Энергетические характеристики эхосигнала от дискретных рассеивателей дна океана // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 1. С. 8–18.
7. *Клюев М.С.* Особенности рассеяния звука на ЖМК, обусловленные ближним порядком в их расположении // Доклады XI Всесоюзной акустической конференции. Секция Д. М.: АКИН, 1991. С. 55–57.
8. *Бунчук А.В.* Учет коллективного рассеяния звука железомарганцевыми конкрециями // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 3. С. 575–577.
9. *Лойко В.А., Иванов А.И., Дик В.П.* Применение радиальной функции распределения к анализу рассеяния света в дисперсной среде // Журн. прикл. спектроскопии. 1985. Т. 42. № 5. С. 828–834.
10. *Крокстон К.* Физика жидкого состояния. Статистическое введение / Пер с англ. М.: Мир, 1978. 400 с.
11. *Sundkvist K.E.* Size distribution of manganese nodules // Marine Mining. 1983. V. 4. № 2–3. P. 305–316.
12. *Бунчук А.В.* Отражение и рассеяние звука дном в конкреционных районах океана. Дисс. на соиск. уч. ст. д.ф-м.н. М.: АКИН, 1992. 283 с.
13. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Оптика. М.: Наука, 1980. 751 с.
14. *Морз Ф., Фешбах Р.* Методы теоретической физики. Т. 2 / Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1958. 888 с.
15. *Бунчук А.В.* Влияние дна океана на процесс отражения и рассеяния звука железомарганцевыми конкрециями // Океанология. 1992. Т. 32. № 2. С. 228–233.
16. *Воловов В.И., Житковский Ю.Ю.* Отражение и рассеяние звука дном океана / В кн.: Акустика океана. Под ред. Л.М. Бреховских. М.: Наука, 1974. С. 395–489.
17. *Ильин А.В.* Горизонтальные размеры и пространственная изменчивость геологических неоднород-

ностей дна океана // Докл. АН СССР. 1989. Т. 307. № 3. С. 665–669.

18. *Житковский Ю.Ю., Зотов А.И., Савельев В.В., Фокин А.В.* Особенности рассеяния звука дном океана, содержащим железомарганцевые конкреции // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 5. С. 884–888.

19. *Weydert M.M.P.* Measurement of the acoustic backscatter of selected areas of the deep seafloor and some implications for the assessment of manganese nodule resorces // J. Acoust. Soc. Am. 1990. July. V. 88. № 1. P. 350–366.

20. *Житковский Ю.Ю., Захлестин А.Ю., Зотов А.И., Каевицер В.И., Петров В.И., Скнаря А.В.* Дистанционное акустическое зондирование железомарганцевых конкреций // Докл. АН СССР. 1986. Т. 25. № 3. С. 697–699.

21. *Лысанов Ю.П.* Рассеяние звука неровными поверхностями / В кн.: Акустика океана. М., 1974. С. 231–330.

Acoustic Backscattering from Manganese Nodules: Features Caused by the Short-Range Order of Nodule Arrangement

M. S. Klyuev

This paper analyzes arrangements of manganese nodules covering the ocean bottom which are referred to as short-range order. We note a similarity of the mutual layout of nodules and a statistically isotropic arrangement of nonoverlapping spheres on a plane with a size distribution typical of nodules. We analytically approximate the radial distribution function of nodules by an approximation of the radial function of identical spheres averaged over the sphere-size scatter. In the framework of this approximation, the frequency-angular profile of backscattering from nodules is determined with allowance for the short-range order. We reveal and analyze the backscattering features caused by the short range order of nodule arrangement, specifically interference scattering, to give their physical interpretation. Experimental angular and frequency profiles of the nodule backscattering strength are compared with theoretical functions calculated with allowance for the short-range order.