

УДК 534.231,534.24

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ И ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ДИСКРЕТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

© 1995 г. И. Ю. Грязнова, С. Н. Гурбатов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

603600 Н. Новгород, пр. Гагарина, 23

Поступила в редакцию 05.01.94 г.

Проведена серия модельных лабораторных экспериментов с целью изучения влияния на поперечный радиус корреляции амплитуды обратного рассеяния концентрации дискретных рассеивателей, характерных масштабов их пространственного расположения, размеров апертуры преобразователя и угла зондирования. Характерная черта проведенных опытов – дискретные случайные неоднородности расположены на плоском слабо отражающем дне. Получено хорошее согласие с теорией однократного рассеяния. Исследованы частотные зависимости средней интенсивности обратного рассеяния при различных концентрациях неоднородностей. Построена теоретическая модель, позволяющая описывать рассматриваемые процессы с учетом интерференции отраженных и рассеянных сигналов. Показана возможность определения размеров неоднородностей и размеров их скоплений по частотным и корреляционным характеристикам обратного рассеяния.

Задача о рассеянии на совокупности дискретных неоднородностей возникает во множестве областей теории волн в случайных средах: рассеяние на свободных электронах в плазме, на частицах аэрозоля, осадках, тумане в атмосфере, рассеяние акустических сигналов на косяках рыб в море и на дискретных вкраплениях океанического дна [1 - 3]. В частности, существует широкий спектр задач диагностики случайных неоднородностей с помощью дистанционных методов исследования.

Теоретический анализ полей, рассчитанный в первом порядке теории возмущений, дается в предположении, что каждая частица рассеивает падающую волну так, как будто нет других частиц, что и составляет содержание теории однократного рассеяния [2]. Ее применение оправдано, если рассеиватели имеют относительно небольшие размеры и расположены на достаточно большом расстоянии друг от друга.

Характерной чертой рассматриваемой в настоящей работе задачи является то, что дискретные случайные неоднородности находятся на плоскости. Подобная ситуация возникает, например, при обнаружении дистанционными акустическими методами месторождений железомарганцевых конкреций (ЖМК) на дне океана. Области залегания ЖМК характеризуются, как правило, равнинным рельефом подстилающего их дна со слабыми отражающими свойствами составляющих его рыхлых осадков [4].

Основную информацию о рассеивающих неоднородностях несет средняя интенсивность

рассеянного поля. Кроме того, дополнительную информацию о рассеивателях содержат корреляционные характеристики рассеянных сигналов, экспериментальные данные о поведении которых приведены, например, в работе [5]. Интерес представляют также и частотные характеристики интенсивности обратного рассеяния, теоретический анализ которых дан, в частности, в работе [6]. Характерной чертой зависимости энергетических характеристик обратного рассеяния является максимум при  $ka \approx 1$  ( $k$  – волновое число,  $a$  – характерный размер рассеивателей). Известные теоретические модели были построены в предположении, что распределение рассеивателей является хаотическим, а подстилающая их поверхность – звукопрозрачной, а также неровной, что приводит к уменьшению когерентной компоненты рассеяния.

Цель данной работы – проведение модельных экспериментальных исследований корреляционных и частотных зависимостей амплитуды обратного рассеяния при условии звукопрозрачности дна и неравномерности в расположении неоднородностей, а также построение адекватных качественных моделей в приближении однократного рассеяния.

Экспериментальная установка для изучения процессов обратного рассеяния состояла из лабораторной ванны, наполненной водой, и приемопередаточной системы, способной с помощью механической каретки равномерно перемещаться вдоль ванны (рис. 1). На плоском резиновом дне ванны случайным образом были расположены

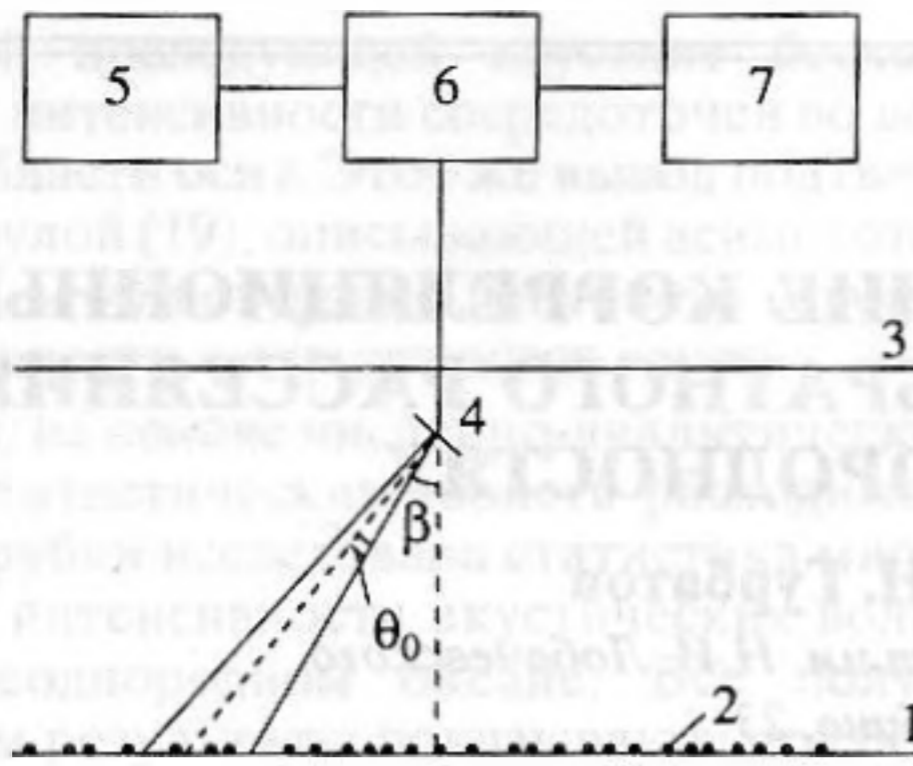


Рис. 1. Блок-схема эксперимента: 1 – резиновое дно, 2 – рассеиватели, 3 – поверхность воды, 4 – излучатель-приемник, 5 – блок формирования импульсов, 6 – блок согласования, 7 – приемно-регистрирующий блок.

стальные шарики диаметром 3.175 мм. Рассеивающая донная поверхность находилась в дальней зоне преобразователя, используемого для излучения и приема акустических сигналов, на расстоянии  $h = 45$  см, линейный размер озвученной площадки дна при нормальном падении звуковой волны равнялся приблизительно 16 см. На всех частотах излучения длительность зондирующих импульсов составляла 180 мкс, частота их повторения – 90 Гц. Это позволяло разделять по времени прихода прямой и отраженный сигналы, считать сигнал квазимонохроматическим и получать информацию о рассеянии на всей озвученной области дна. Длительность стробирующего импульса равнялась 100 мкс, его задержка изменялась в зависимости от выбранного угла падения сигналов на плоскость дна  $\beta$  (рис. 1). Подстилающее неоднородности дно представляло собой восемь кусков резины размером  $40 \times 40$  см, расположенных вдоль ванны. Два из них оставались пустыми (для нормировки), остальные шесть – покрыты рассеивателями. Поэтому реализация представляла собой шесть отрезков (за вычетом стыков между кусками), каждый из которых при обработке соответствовал 512 точкам, а затем результат усреднялся. На каждом из шести участков находилось одинаковое число рассеивателей – от 100 до 2000 в зависимости от выбранной концентрации.

Скорость передвижения приемно-излучающей системы вдоль экспериментальной ванны была постоянной  $V = 0.77$  см/с ( $\Delta V/V \approx 2.5\%$ ). Приемный тракт позволял регистрировать амплитуду рассеянного в обратном направлении сигнала. Аддитивные шумы были существенно меньше уровня полезного сигнала ( $\leq 2\%$ ). В результате дискретизации и цифровой обработки магнитофонной записи амплитуды находились ее статистические характеристики – средняя амплитуда,

коэффициент ее вариации, средняя интенсивность рассеянного поля, коэффициент корреляции амплитуды. При этом ошибка усреднения не превосходила 6%. Основные же ошибки были обусловлены, на наш взгляд, тем, что расположение рассеивателей в опытах никогда не было строго независимым, а появление неконтролируемой корреляции положений неоднородностей приводит к неконтролируемому изменению интенсивности рассеянного сигнала [7].

В рамках теории однократного рассеяния нетрудно получить выражение для средней интенсивности поля, рассеянного в обратном направлении [8]. При этом полагалось, что подстилающая дискретные случайным образом расположенные неоднородности поверхность является плоской и звукопрозрачной. Рассеиватели представляют собой абсолютно жесткие шарики равного диаметра, число которых на озвученной площадке дна в среднем постоянно, то есть постоянна их средняя концентрация  $\bar{n}$  и одноточечная функция распределения  $W_1(\mathbf{r})$ . Двухточечная функция распределения неоднородностей описывалась с помощью модели, предложенной в работе [7]:

$$W_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = W_1(\mathbf{r}_1)W_1(\mathbf{r}_2) \times \left( 1 + \mu_0 \exp(-\rho^2/\rho_0^2) \left( 1 - \frac{\rho^2}{\rho_0^2} \right) \right), \quad (1)$$

где  $\rho = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ ,  $\rho_0$  и  $\mu_0$  – радиус корреляции и степень корреляции рассеивателей, описывающие “дальний порядок” их расположения. Это означает, что характерный размер скопления дискретных неоднородностей и среднее расстояние между этими скоплениями –  $\rho_0$ , в то время как параметр  $\mu_0$  показывает, насколько плотно расположены рассеиватели внутри каждой кучки. Следует отметить, что выбранная аппроксимация достаточно хорошо описывает поведение реальных корреляционных функций расположения частиц в опытах [7].

Диаграмма направленности преобразователя, используемого в качестве излучателя и приемника, аппроксимировалась Гауссовой кривой:

$$D(\theta) = \exp \left\{ -\theta^2 d_{\text{эф}}^2 / \lambda^2 \right\},$$

где  $d_{\text{эф}}$  – эффективный размер апертуры преобразователя,  $\lambda$  – длина звуковой волны в воде. Тогда среднюю интенсивность обратного рассеяния можно представить в следующем виде:

$$\langle I \rangle = \left[ \frac{A_0 |\alpha(ka)| \lambda}{2h} \right]^2 \times \left\{ \bar{n}^2 + \frac{2\pi\bar{n}}{d_{\text{эф}}^2} + \frac{\bar{n}^2 \mu_0 \pi^2}{(d_{\text{эф}}/\rho_0)^2 + \pi^2} \right\}, \quad (2)$$

и она является суммой трех компонент – когерентной, некогерентной и коллективной. Здесь  $A_0$  – амплитуда падающей волны,  $h$  – глубина залегания неоднородностей (расстояние от излучателя-приемника до плоскости дна),  $\alpha(ka)$  – коэффициент обратного рассеяния на уединенном шарике радиуса  $a$ .

Для теоретической оценки поведения корреляционных зависимостей амплитуды обратного рассеяния запишем выражение для корреляционной функции рассеянного поля, полученное при предположениях, сделанных выше для вывода формулы (2):

$$K_p(\rho) = \left[ \frac{A_0 |\alpha(ka)| \lambda}{2h} \right]^2 \times \left\{ \bar{n}^2 + \frac{2\pi \bar{n}}{d_{эф}^2} \exp \left\{ -\frac{\pi \rho^2}{4d_{эф}^2} \right\} + \mu_0 \bar{n}^2 \left( 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{d_{эф}}{\pi \rho_0} \right)^2 - \frac{1}{4} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \right) \right\} \times \frac{1}{\left[ 1 + \left( \frac{d_{эф}}{\pi \rho_0} \right)^2 \right]^2} \times \exp \left\{ \frac{-\rho^2 \left[ \left( \frac{d_{эф}}{\lambda h} \right)^2 + \left( \frac{1}{2\rho_0^2} \right) \right]}{2 \left[ 1 + \left( \frac{d_{эф}}{\pi \rho_0} \right)^2 \right]} \right\}. \quad (3)$$

Таким образом, при хаотическом распределении рассеивателей ( $\rho_0 \sim a$ ), когда влияние коллективных эффектов мало, радиус корреляции рассеянного поля определяется только размером эффективной апертуры преобразователя  $d_{эф}$ .

Переходя от корреляционной функции поля к корреляционным характеристикам амплитуды, воспользуемся известной связью между коэффициентами автокорреляции амплитуды  $R_a(\rho)$  и поля  $R_p(\rho)$  [9]. Под коэффициентом автокорреляции понимается нормированное значение автокорреляционной функции  $R(\rho) = K(\rho)/K(0)$ . При нормальном падении сигналов на дно в рассеянном в обратном направлении поле преобладает когерентная компонента, тогда, если диаграмма направленности зондирующего импульса имеет Гауссову форму, коэффициент автокорреляции равен [10]:

$$R_a(\rho) = R_p(\rho) = \exp \left( -\rho^2 / \rho_{кор}^2 \right), \quad (4)$$

а поперечный радиус корреляции находится как

$$\rho_{кор. а} = \rho_{кор. п} = 2d_{эф} / \pi. \quad (5)$$

Следовательно, радиус корреляции амплитуды рассеянного сигнала при нормальном зондировании и хаотическом расположении рассеивателей определяется также единственным параметром – эффективной апертурой преобразователя. Физическую интерпретацию этого результата нетрудно

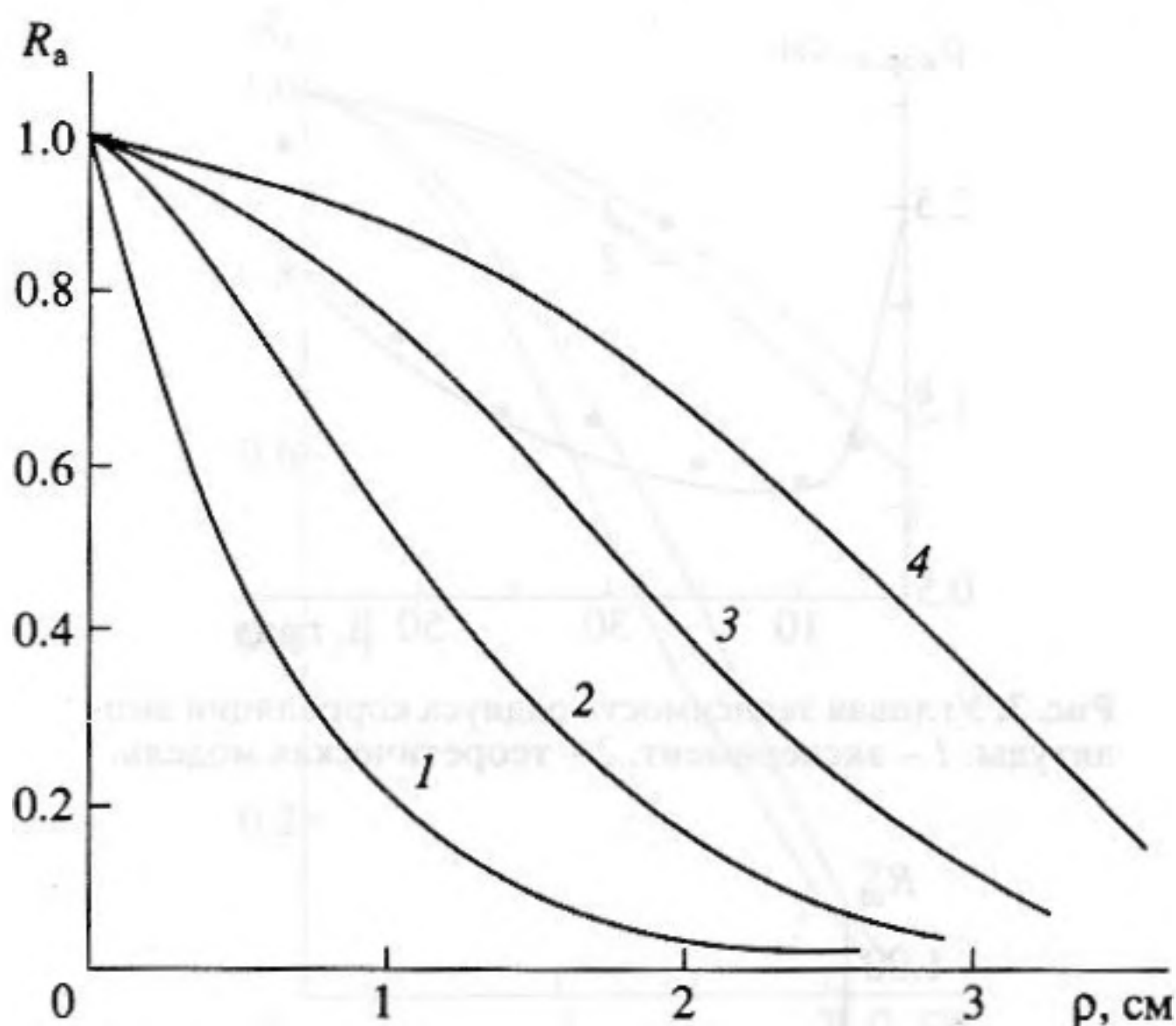


Рис. 2. Коэффициент автокорреляции амплитуды обратного рассеяния при нормальном зондировании и хаотическом расположении рассеивателей при следующих значениях  $d_{эф}$ , см: 1 – 1, 2 – 1.7, 3 – 3.6, 4 – 7.6.

дать, исходя из следующих соображений [2]. Поскольку главный лепесток диаграммы направленности шириной  $\theta_0$  озвучивает область дна, линейный размер которой  $L \sim h\theta_0$  ( $L/h \ll 1$ ), то поперечный радиус корреляции  $\rho_{кор} \sim \lambda h/L \sim \lambda/\theta_0$ . А так как  $\theta_0 \sim \lambda/d$ ,  $\rho_{кор} \sim d$ , где  $d$  – апертура преобразователя.

Экспериментальное подтверждение этот факт получил при использовании для излучения и приема акустических сигналов преобразователей разной апертуры:  $d = 7, 4, 3.3, 2.7, 1.8, 0.9$  см. Резонансные частоты и размеры преобразователей были подобраны таким образом, чтобы их диаграммы направленности совпадали:  $\lambda/d = \text{const}$ . При этом полуширина основного лепестка диаграммы направленности составляла приблизительно  $\theta_0 \approx 7.5^\circ$  для всех излучателей-приемников, а сами диаграммы направленности достаточно хорошо аппроксимировались гауссовыми кривыми с эффективными размерами апертур  $d_{эф} = 7.6, 4.3, 3.6, 3.0, 1.7, 1.0$  см на частотах соответственно  $f = 150, 260, 320, 380, 595$  и  $1150$  кГц. Поведение коэффициента автокорреляции амплитуды в опытах показано на рис. 2. При этом поперечный радиус корреляции амплитуды  $\rho_{кор. а}$ , определяемый характерным масштабом спада-ния коэффициента автокорреляции в  $e$  раз, изменяется прямо пропорционально эффективному размеру апертуры  $d_{эф}$ .

При наклонном зондировании, в отличие от рассмотренного ранее случая нормального падения сигналов на дно, в интенсивности обратного рассеяния доминирует некогерентная компонента.

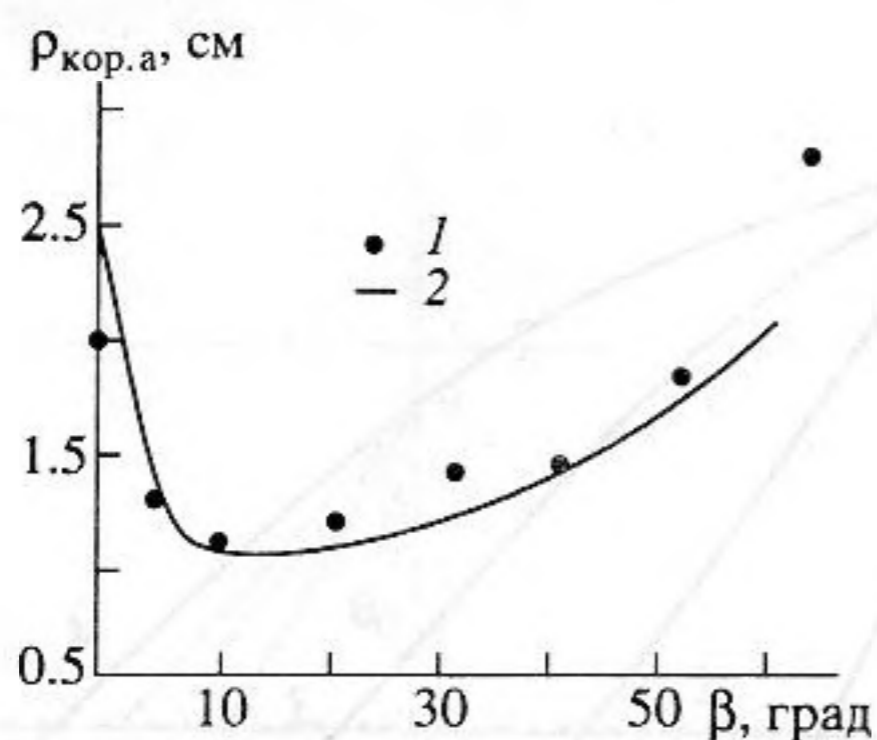


Рис. 3. Угловая зависимость радиуса корреляции амплитуды: 1 – эксперимент, 2 – теоретическая модель.

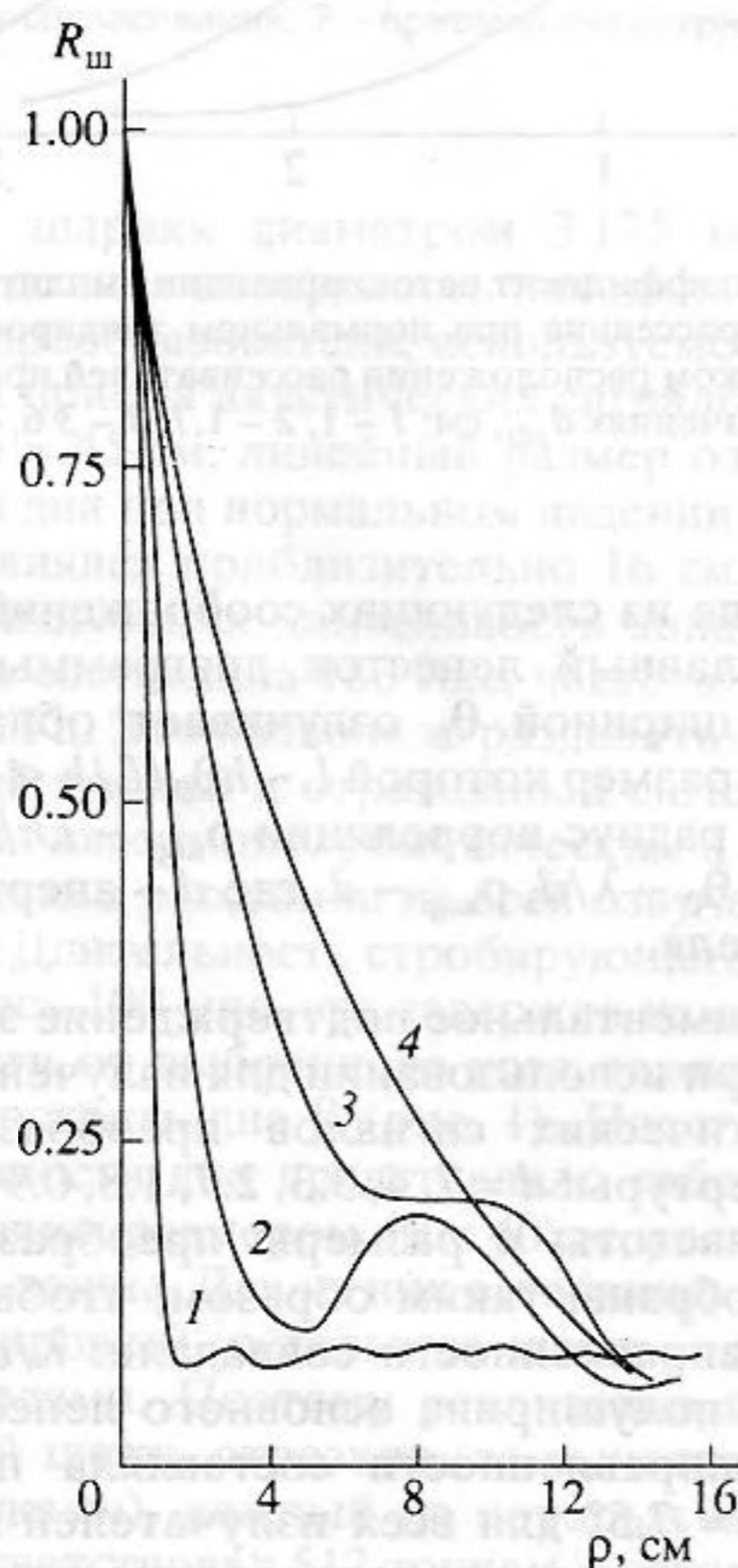


Рис. 4. Коэффициент автокорреляции расположения неоднородностей по дну: 1 – хаотическое распределение, 2 –  $\rho_0 = 3$  см, 3 –  $\rho_0 = 8$  см, 4 –  $\rho_0 = 11$  см.

Тогда для коэффициента корреляции огибающей нормального случайного процесса имеем [9]:

$$R_a(\rho) = \frac{\pi}{4(4-\pi)} \times \left[ R_n^2(\rho) + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{[(2n-3)!!]^2}{2^{n-1}(n!)^2} R_n^{2n}(\rho) \right]. \quad (6)$$

Для приближенных оценок ограничимся первым членом разложения в формуле (6). Нетрудно по-

казать, что при этом допускается ошибка порядка 9%. Тогда коэффициент автокорреляции амплитуды приблизительно равен

$$R_a(\rho) \approx R_n^2(\rho) = \exp(-\rho^2/\rho_{кор.а}^2), \quad (7)$$

а радиус корреляции амплитуды определяется как

$$\rho_{кор.а} = \rho_{кор.п} / \sqrt{2} = d_{эф} / \sqrt{2}\pi \cos\beta, \quad (8)$$

где  $\beta$  – угол падения зондирующих импульсов на плоскость дна.

Таким образом, при переходе от когерентного к некогерентному рассеянию, что происходит при повороте преобразователя на угол, равный полуширине основного лепестка диаграммы направленности  $\theta_0$ , радиус корреляции амплитуды уменьшается в  $\sim 1.4$  раза, а затем растет пропорционально  $1/\cos\beta$ .

Приближенная теоретическая модель угловой зависимости радиуса корреляции амплитуды представлена на рис. 3. Здесь же показаны его значения в экспериментах на частоте 150 кГц ( $d_{эф} = 7.5$  см) при хаотическом расположении рассеивателей с коэффициентом их упаковки  $\epsilon = 0.15$ . Под коэффициентом упаковки понимается относительная площадь дна, покрытая шариками  $\epsilon = S_{ш}/S_{д}$  ( $S_{ш}$  – суммарная площадь под рассеивателями,  $S_{д}$  – общая площадь дна). Все эксперименты для фиксированной концентрации с разными преобразователями ( $d, f$ ) и при изменении углов зондирования  $\beta$  проводились при неизменном расположении рассеивателей по дну. Экспериментальные данные получены еще для пяти значений  $\epsilon$ , качественное поведение кривых  $\rho_{кор.а}(\beta)$  не изменилось и при больших концентрациях дискретных неоднородностей.

Заметим, что приведенные выше результаты относятся к случаю, когда рассеиватели случайным образом и в среднем равномерно расположены на плоскости дна. Следовательно, пространственный масштаб корреляционной функции их распределения  $\rho_0$  порядка размера шарика  $a$ . Если же распределение неоднородностей по дну не равномерно-хаотическое, например, при наличии пятнистой структуры скоплений рассеивателей, по реальным функциям корреляции положений рассеивателей на плоскости можно оценить радиус корреляции их пространственного расположения  $\rho_0$ , т.е. характерный размер их скоплений. Нормированные корреляционные функции взаимного расположения рассеивателей (рис. 4) строились по результатам оптической и цифровой обработки фотоснимков донной поверхности, содержащей дискретные неоднородности [7]. В экспериментах при нормальном падении сигналов на дно исследовалось влияние на корреляционные характеристики амплитуды обратного

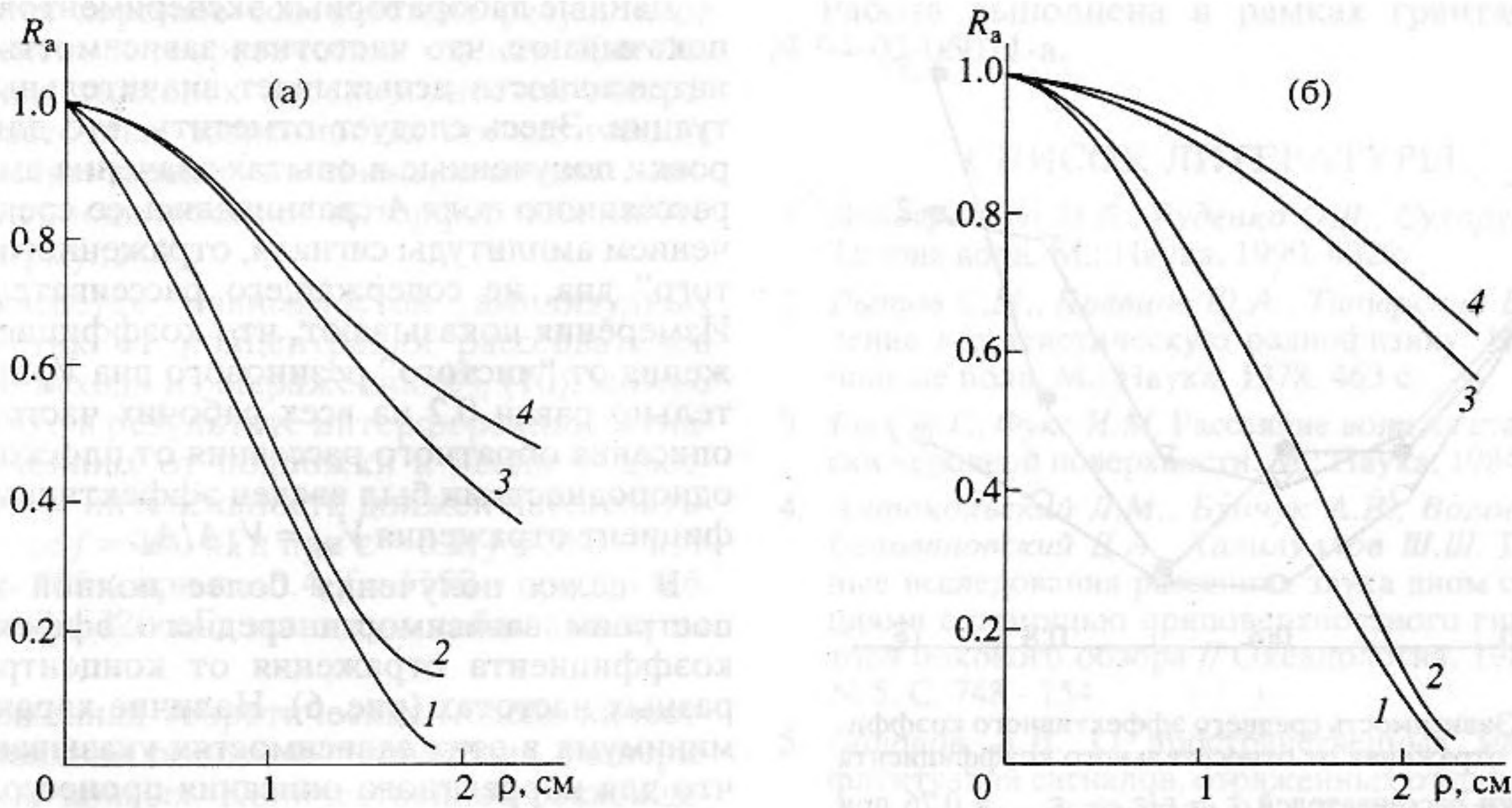


Рис. 5. Влияние радиуса корреляции положений неоднородностей  $\rho_0$  (1 – 3, 2 – 8, 3 – 11, 4 – 18 см) и эффективной апертуры преобразователя  $d_{эф}$  (а – 5 см, б – 7.5 см) на коэффициент автокорреляции амплитуды  $R_a(\rho)$ .

рассеяния как радиуса корреляции пространственного расположения неоднородностей  $\rho_0$ , так и эффективной апертуры преобразователя  $d_{эф}$ . Важно указать на тот факт, что при группировке рассеивателей кучками с характерным масштабом  $\rho_0 = 3, 8, 11$  и  $18$  см их общее число в озвученной области дна оставалось постоянным и средний коэффициент упаковки равнялся  $0.23$ . Эффективные размеры апертур преобразователей, работавших на частоте  $150$  кГц, составляли  $5$  и  $7.5$  см. Проведенные опыты показывают, что радиус корреляции амплитуды рассеянного сигнала  $\rho_{кор. а}$  зависит и от  $\rho_0$ , и от  $d_{эф}$  (рис. 5) и увеличивается с ростом каждого из этих параметров.

Для интерпретации полученных результатов воспользуемся формулой (3), учитывающей влияние коллективных эффектов рассеяния, возникающих в связи с группировкой рассеивателей. Модель неравномерного распределения дискретных неоднородностей по дну оправдана, в частности тем, что в ряде натуральных экспериментов [4] отмечался пятнистый характер структуры полей ЖМК. Из выражения (3) следует, что радиус корреляции рассеянного в обратном направлении поля, а согласно (5) и радиус корреляции амплитуды определяется масштабом пространственной корреляции положений неоднородностей  $\rho_0$  только в том случае, если последний мал по сравнению с размером апертуры преобразователя. В противном случае корреляционная функция амплитуды спадает в  $e$  раз на пространственном интервале порядка  $d_{эф}$ .

Таким образом, для нормального зондирования поперечный радиус корреляции амплитуды

определяется радиусом корреляции положений неоднородностей при  $d_{эф} \gg \rho_0$  и размером эффективной апертуры преобразователя при  $d_{эф} \ll \rho_0$ :

$$\rho_{кор. а} \sim \begin{cases} \rho_0, & d_{эф} \gg \rho_0; \\ d_{эф}, & d_{эф} \ll \rho_0. \end{cases}$$

В случае же, когда  $d_{эф} \sim \rho_0$  характерный масштаб корреляционной функции амплитуды может отражать влияние как второго (некогерентного), так и третьего (коллективного) слагаемых в формуле (3) и зависеть от обоих параметров  $\rho_0, d_{эф}$ , иллюстрацией чему служат экспериментальные результаты (рис. 5).

Переходя к частотным зависимостям средней амплитуды и средней интенсивности обратного рассеяния, для качественных теоретических оценок обратимся к формуле (2). Первое слагаемое в этом выражении описывает поведение когерентной компоненты интенсивности, которая должна уменьшаться с ростом частоты. Что касается второго слагаемого – некогерентной компоненты, то при совпадении диаграмм направленности ( $\lambda/d_{эф} = const$ ) она не должна существенно изменяться в опытах на разных частотах. Третьей, коллективной, компонентой средней интенсивности здесь пренебрегаем, поскольку частотные характеристики были получены в экспериментах с равномерно-хаотическим расположением неоднородностей ( $\rho_0 \sim a$ ), когда влияние коллективных эффектов рассеяния мало.

Однако, на общую картину частотных зависимостей существенное влияние может оказать и поведение коэффициента обратного рассеяния

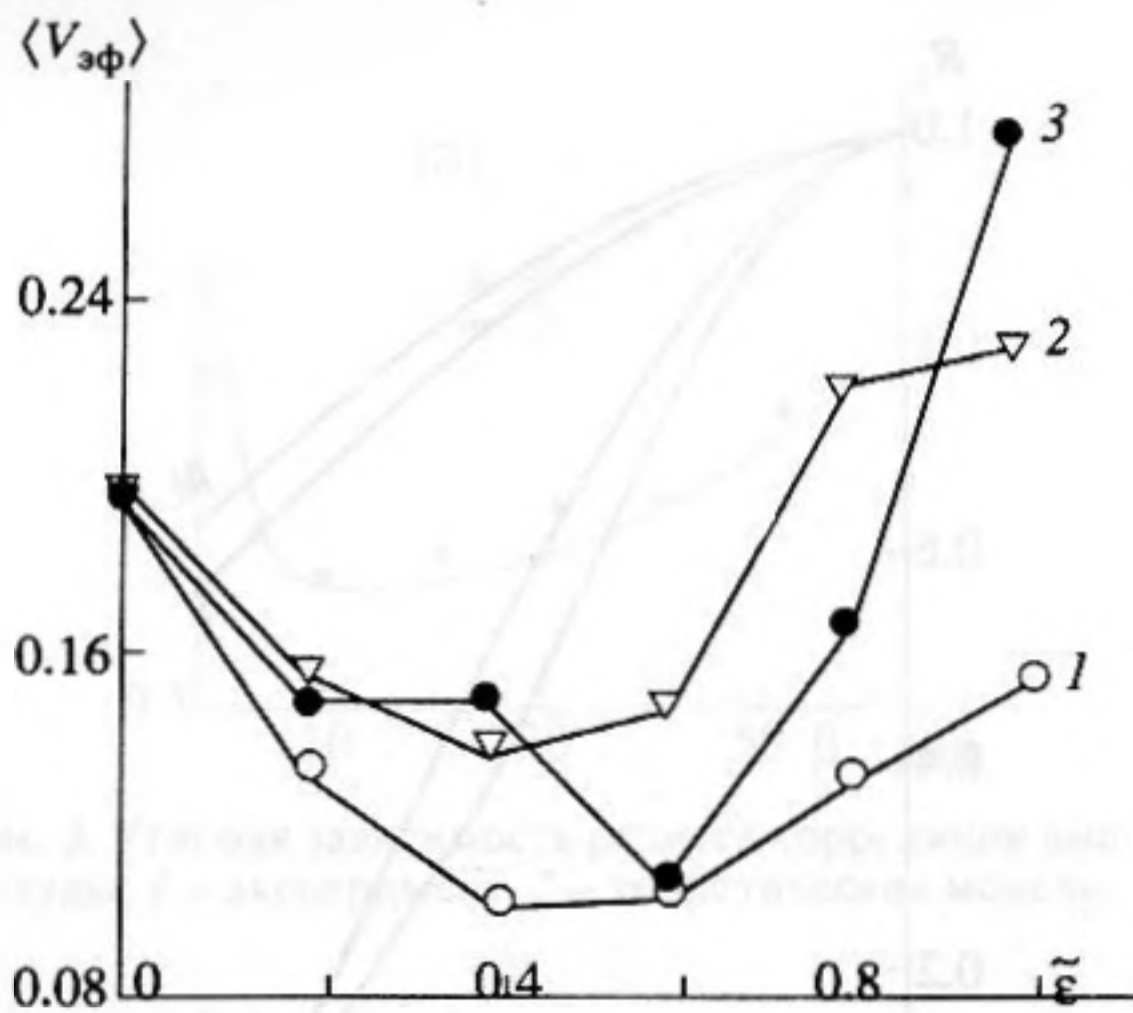


Рис. 6. Зависимость среднего эффективного коэффициента отражения от относительного коэффициента упаковки рассеивателей  $\tilde{\epsilon} = \epsilon/\epsilon_{\max}$ ,  $\epsilon_{\max} = 0.76$  при следующих значениях  $f$ : 1 – 380, 2 – 595, 3 – 1150 кГц.

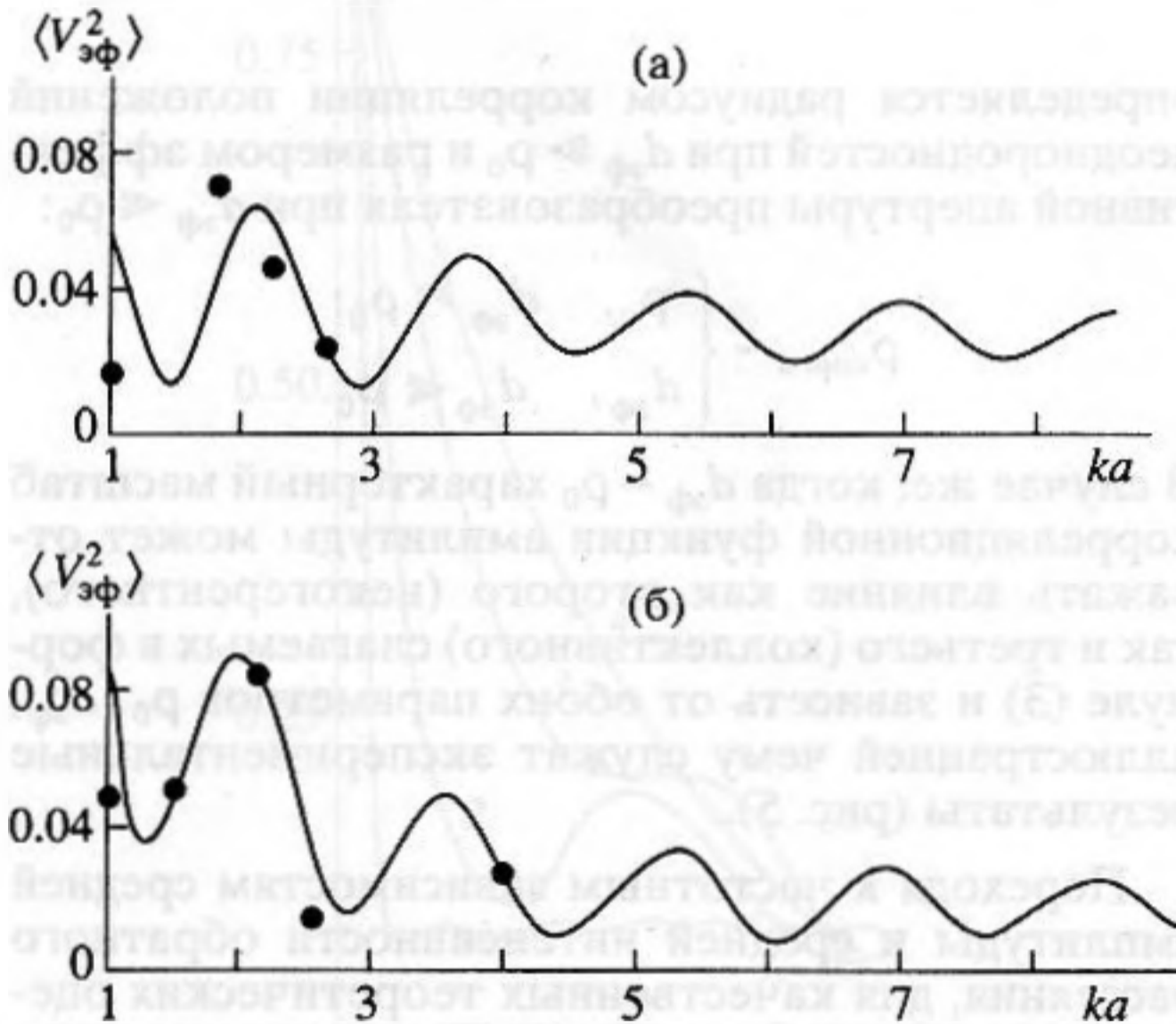


Рис. 7. Средний квадрат эффективного коэффициента отражения: а –  $\epsilon = 0.15$ , б –  $\epsilon = 0.3$ . Точки – эксперимент, линия – теоретическая модель.

от уединенного реального рассеивателя  $\alpha(ka)$ . Отметим, что для абсолютно жесткого шарика радиуса  $a$  наблюдается рост модуля коэффициента обратного рассеяния  $|\alpha(ka)|$  с увеличением  $ka$  при  $ka < 1$  и его незначительные флуктуации при  $ka > 1$  [11]. В настоящих модельных экспериментах параметр  $ka$  составлял 1.0, 1.7, 2.1, 2.5, 4.0, 7.6, что соответствует приведенным выше шести рабочим частотам. Поэтому ожидалось, что увеличение частоты приведет лишь к уменьшению средней интенсивности обратного рассеяния.

Данные лабораторных экспериментов, однако, показывают, что частотная зависимость средней интенсивности испытывает значительные флуктуации. Здесь следует отметить, что для нормировки полученные в опытах значения амплитуды рассеянного поля  $A$  сравнивались со средним значением амплитуды сигнала, отраженного от “чистого” дна, не содержащего рассеиватели, –  $A_d$ . Измерения показывают, что коэффициент отражения от “чистого” резинового дна  $V_d$  приблизительно равен 0.2 на всех рабочих частотах. Для описания обратного рассеяния от плоскости с неоднородностями был введен эффективный коэффициент отражения  $V_{эф} = V_d A/A_d$ .

В целях получения более полной картины построим зависимости среднего эффективного коэффициента отражения от концентрации на разных частотах (рис. 6). Наличие характерного минимума в этих зависимостях указывает на то, что для корректного описания процессов обратного рассеяния при нормальном зондировании необходимо принимать во внимание влияние сигнала, отраженного от подложки. Для этого воспользуемся теоретической моделью, предложенной в работе [8], учитывающей интерференцию когерентной компоненты сигнала, рассеянного шариками, и сигнала, отраженного от “чистого” дна.

Представив коэффициент отражения от подложки в виде  $V_d = V_0 e^{i\varphi_v}$ , а также выделив модуль и фазу коэффициента обратного рассеяния на уединенном шарике  $\alpha(ka) = \alpha_0(ka) \exp\{i\varphi_\alpha(ka)\}$ , для среднего квадрата эффективного коэффициента отражения имеем [8]:

$$\langle V_{эф}^2 \rangle = \left[ \frac{2\alpha_0}{ka} \right]^2 \left[ \frac{2\pi\epsilon}{d_{эф}^2} + \frac{\epsilon^2}{a^2} \right] + V_0^2 (1 - \epsilon)^2 + 4 \frac{V_0 \alpha_0}{ka a} \epsilon (1 - \epsilon) \sin(2ka + \varphi_v - \varphi_\alpha). \quad (9)$$

Заметим, что поведение коэффициента обратного рассеяния от уединенного абсолютно жесткого шарика при  $ka > 1$  удобно аппроксимировать периодической функцией  $ka$ :

$$\alpha(ka) = \frac{a}{2} \exp\{-i(2ka + \varphi_0)\}, \quad (10)$$

т.е. в лучевом приближении можно считать, что центр рассеяния находится на поверхности шарика. Тогда интерференционное слагаемое в формуле (9) будет пропорционально  $\sin(4ka + \Psi)/ka$ , где  $\Psi = \varphi_v - \varphi_0$ .

Полученные на основе данной модели кривые при  $\varphi_v = 0.4$ ;  $\varphi_0 = -1.2$  представлены на рис. 7. Они построены для неплотных упаковок имитаторов неоднородностей ( $\epsilon = 0.15$  и  $0.3$ ), когда для расчетов можно ограничиться приближением однократного рассеяния. Заметим, что при  $ka \gg 1$

наблюдается хорошее соответствие результатов экспериментов и теоретических оценок. Для более плотных упаковок неоднородностей экстремумы в частотных зависимостях статистических характеристик амплитуды также, очевидно, связаны с периодичностью интерференционного члена в формуле (9).

Что касается зависимостей амплитудных характеристик от концентрации рассеивателей (рис. 6), то исходя из выражений (9), (10), можно показать, что в результате интерференции сигналов, отраженных от подложки и неоднородностей, минимум интенсивности должен наблюдаться на частоте  $f = 260$  кГц при  $\epsilon \approx 0.2$ ;  $f = 380$  – при  $\epsilon \approx 0.15$ ,  $f = 595$  – при  $\epsilon \approx 0.4$ ,  $f = 1150$  – при  $\epsilon \approx 0.6$ , на частоте  $f = 320$  кГц минимум наблюдаться не должен.

Предложенная теоретическая модель качественно правильно описывает поведение экспериментальных кривых. Количественное расхождение результатов экспериментов и теоретических оценок связано, очевидно, с ошибками, возникающими при аппроксимации рассеивателей идеальными абсолютно жесткими шариками, и с ошибками нормировки амплитуды рассеянного сигнала. Последние обусловлены трудностями при определении параметров подложки. Кроме того, не учитывалось влияние эффектов многократного рассеяния.

В заключение отметим, что при исследованиях с неизменным раствором антенны существует принципиальная возможность оценить масштаб корреляции положений рассеивающих неоднородностей по измерению радиуса корреляции амплитуды принимаемого сигнала, масштаб же самих неоднородностей можно определить, используя частотную зависимость средней интенсивности обратного рассеяния.

Авторы выражают признательность В.В. Курину, Г.Н. Николаеву и Н.В. Горской за помощь в проведении экспериментов.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ № 94-02-06071-а.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. М.: Наука, 1990. 432 с.
2. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2: Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.
3. *Басс Ф.Г., Фукс И.М.* Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1984. 424 с.
4. *Антокольский Л.М., Бунчук А.В., Воловов В.И., Селивановский Д.А., Халилуллоев Ш.Ш.* Полигонные исследования рассеяния звука дном с конкрециями с помощью приповерхностного гидролокатора бокового обзора // *Океанология*. 1989. Т. 29. № 5. С. 748 - 754.
5. *Воловов В.И.* О пространственных масштабах флуктуаций сигналов, отраженных от дна океана // *Акуст. журн.* 1978. Т. 24. № 6. С. 934 - 936.
6. *Бунчук А.В., Ивакин А.Н.* Энергетические характеристики эхо-сигналов от дискретных рассеивателей дна океана // *Акуст. журн.* 1989. Т. 35. № 1. С. 8 - 15.
7. *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.
8. *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.
9. *Левин Б.Р.* Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио, 1966. 423 с.
10. *Гурбатов С.Н., Малахов А.Н., Шемелев Е.Г.* К вопросу о точности определения скорости движения жидкости доплеровским методом // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1985. № 2. С. 202 - 208.
11. *Скучик Е.* Основы акустики. Ч. 2. М.: Мир, 1976. 86 с.

## Experimental Investigation of Correlation and Frequency Characteristics of Backscattering from Discrete Inhomogeneities

I. Yu. Gryaznova and S. N. Gurbatov

A series of model experiments was performed in laboratory conditions to study how the transverse correlation length of the back-scattered amplitude depends upon various parameters such as: the number density of discrete scatterers, the characteristic scales of their spatial distribution, the aperture size of the transducer, and the angle of sounding. In these experiments, the discrete random inhomogeneities were distributed over a plane, weakly reflecting bottom. The results show a good agreement with single-scattering theory. Frequency dependence of average back-scattered intensity was investigated for different densities of inhomogeneities. A theoretical model is developed that takes into account the interference of reflected and scattered signals to describe the processes under consideration. It is shown that the size of inhomogeneities and the size of their clusters may be determined from the frequency and correlation characteristics of backscattering.