АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XIX 1973 Вып. 3

УДК 534.26 : 551.463.24

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ И ЧАСТОТНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ ФЛУКТУАЦИЙ АМПЛИТУДЫ ЗВУКОВЫХ СИГНАЛОВ, ОТРАЖЕННЫХ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА

В. И. Неклюдов, С. Д. Чупров

Приведены результаты экспериментального исследования пространственной и частотной корреляций флуктуаций амплитуды звуковых сигналов, однократно отраженных от поверхности океана. Результаты экспериментов сравниваются с расчетными оценками интервалов пространственной и частотной корреляций, полученными в предположении, что угловая ширина индикатрисы рассеяния звука поверхностью океана много меньше угла скольжения зеркально отраженной волны.

Экспериментальному изучению пространственной и частотной корреляций флуктуаций параметров сигналов, отраженных от волнующейся поверхности моря или океана, посвящено небольшое число работ. Гулин и Малышев исследовали в прибрежных условиях пространственную корреляцию флуктуаций амплитуды и фазы тонально-импульсных звуковых сигналов, отраженных от поверхности моря [1]; эксперименты проводились в частотном диапазоне 4—15 *кгц*. При малых по сравнению с единицей значениях параметра Рэлея был отмечен квазипериодический спад пространственной корреляции флуктуаций амплитуды, соответствующий квазипериодическому характеру наблюдавшегося волнения. При больших по сравнению с единицей значениях параметра Рэлея квазипериодичность нарушалась. Пространственная корреляция по вертикали спадала быстрее, чем корреляция по горизонтали. Было установлено качественное согласие экспериментальных данных с результатами расчетов по формулам приближенной теории [2, 3]. Практически в тех же условиях пространственная корреляция флуктуаций амплитуды непрерывных тональных сигналов спадала при разнесении точек приема значительно быстрее, чем корреляция флуктуаций амплитуды тонально-импульсных сигналов [4]. Экспериментальные исследования частотной корреляции флуктуаций амплитуды проводились для тонально-непрерывных сигналов (частоты 3,7—4,5 *кгц*) в условиях с многократными донноповерхностными отражениями звука [5]. Теоретический расчет частотно-пространственно-временно́й корреляции волнового поля, рассеянного неровной поверхностью, был выполнен Гулиным в приближении Кирхгофа [6].

Ниже приведены результаты измерения пространственной и частотной корреляций флуктуаций амплитуды тонально-импульсных сигналов, отраженных от волнующейся поверхности океана при больших по сравнению с единицей значениях параметра Рэлея.

Приведем сначала расчетные оценки интересующих нас интервалов корреляций, воспользовавшись известным способом установления связи масштабов пространственной и частотной корреляций с угловыми характеристиками рассеяния. При расчетах будем предполагать, что горизонтальные размеры области, существенной для рассеяния, малы по сравнению с расстояниями R_1 и R от точки зеркального отражения, лежащей в центре рассеивающей области, до точек излучения и приема. На фиг. 1

в плоскости $y = 0$ показаны точка излучения A и точка приема B, а также основные геометрические величины, которые понадобятся в дальнейшем.

При указанном предположении продольные угловые размеры рассеивающей области при наблюдении из точек излучения и приема $2\nu_1$ и 2ν связаны с продольным горизонтальным размером рассеивающей области $2l_x$ приближенными соотношениями

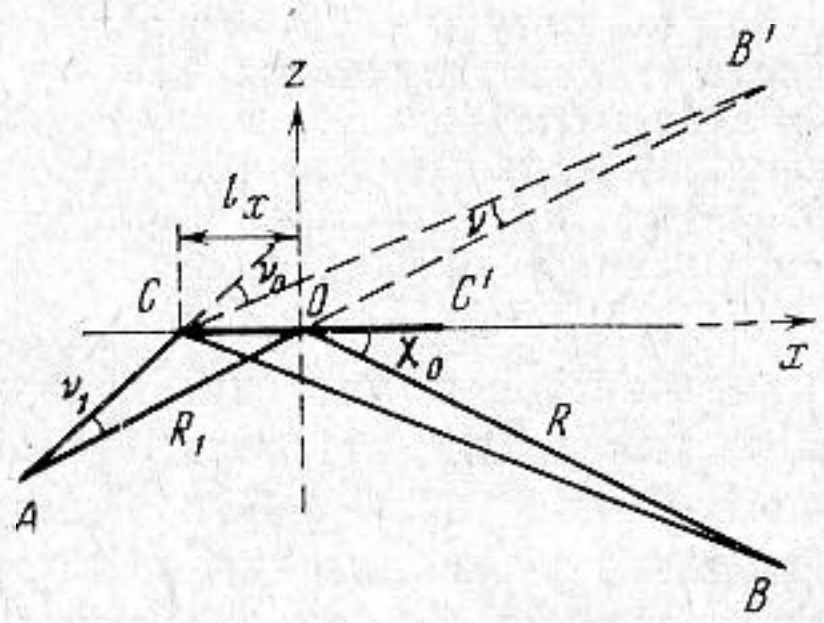
$$2\nu_1 \cong 2l_x \sin \chi_0/R_1,$$
$$2\nu \cong 2l_x \sin \chi_0 / R, \tag{1}$$

где χ_0 — угол скольжения зеркально отраженной волны у поверхности. Для продольной полуширины ν_0 индикатрисы рассеяния (т. е. угловой полуширины сечения индикатрисы рассеяния плоскостью $y = 0$, например, по спаду в «е» раз относительно максимума) мы получаем выражение

$$\nu_0 = \nu_1 + \nu \cong 2l_x \sin \chi_0/R_0, \tag{2}$$

где

$$R_0 = 2R_1R/R_1 + R. \tag{3}$$



Фиг. 1

Соотношения (1) и (2) справедливы при выполнении условий

$$\sin \nu_1 \cong \nu_1, \quad \sin \nu \cong \nu \text{ и } (\nu_1, \nu) \ll \chi_0,$$

т. е. для достаточно узкой индикатрисы рассеяния и углов скольжения зеркально отраженной волны, бо́льших по сравнению с угловой полушириной индикатрисы рассеяния. Для поперечных угловых размеров рассеивающей области при наблюдении из точек излучения и приема $2\mu_1$ и 2μ мы имеем выражение

$$2\mu_1 \cong 2l_y/R_1, \quad 2\mu \cong 2l_y/R, \tag{4}$$

и для поперечной полуширины μ_0 индикатрисы рассеяния (т. е. полуширины сечения индикатрисы плоскостью, проходящей через зеркально отраженный луч и перпендикулярной плоскости $y = 0$) выражение

$$\mu_0 = \mu_1 + \mu \cong 2l_y/R_0, \tag{5}$$

где $2l_y$ — поперечный горизонтальный размер рассеивающей области.

Пространственная корреляция флуктуаций параметров сигнала определяется угловым распределением плотности потока рассеянной звуковой энергии в точке приема. Оценим интервалы пространственной корреляции при разнесении точек приема в горизонтальной плоскости в продольном (вдоль оси x) и поперечном (вдоль оси y) направлениях относительно трассы распространения звука и по вертикали (по оси z).

При разнесении точек приема изменение фазы сигналов, приходящих от различных точек рассеивающей области, будет различным, так как эти сигналы приходят с разных направлений. При разнесении точек приема, например, вдоль оси x на ΔX максимальное изменение разности длин путей излучатель — точка рассеивающей области — приемник имеет место для граничных точек рассеивающей области C и C' (фиг. 1) и составляет приближенно:

$$\Delta_x \cong \Delta X[\cos \chi_1 - \cos \chi_2] = \Delta X[\cos (\chi_0 - \nu) - \cos (\chi_0 + \nu)] =$$
$$= 2\Delta X \sin \chi_0 \sin \nu,$$

где $\chi_1 = \chi_0 - \nu$ и $\chi_2 = \chi_0 + \nu$ — углы скольжения к границам рассеивающей области.

Используя формулу (1), мы получаем

$$\Delta_x \cong 2l_x \sin^2 \chi_0 \Delta X/R. \tag{6}$$

Будем считать, что когда эта величина равна длине волны звука λ, то ΔX равно интервалу продольной корреляции ρ_{0x}. Тогда

$$\rho_{0x} \cong \pi R/kl_x \sin^2 \chi_0,$$

где $k = 2\pi/\lambda$. Заменив l_x с помощью формулы (2), получим

$$\rho_{0x} \cong (\pi/\nu_0 k \sin \chi_0)(R_1 + R)/R_1. \tag{7}$$

Аналогичным путем нетрудно получить выражения для интервала вертикальной корреляции

$$\rho_{0z} \cong (\pi/\nu_0 k \cos \chi_0)(R_1 + R)/R_1 \tag{8}$$

и для интервала поперечной корреляции

$$\rho_{0y} \cong (\pi/\mu_0 k)(R_1 + R)/R_1, \tag{9}$$

где μ_0 — определяется выражением (5).

Функция частотной корреляции флуктуаций компонент сигнала может иметь несколько характерных масштабов, связанных с размерами области, существенной для рассеяния, и с ее конфигурацией. При изменении частоты излучения изменение фазы сигналов, приходящих от различных точек рассеивающей области (относительно фазы излученного сигнала), будет различным, так как геометрические длины путей излучатель — точка рассеивающей области — приемник не одинаковы для разных точек.

Рассмотрим сначала продольные размеры области, существенной для рассеяния. Максимальная разница длин путей δ_x имеет место для центра и границы рассеивающей области. Для малых значений l_x/R_1 и l_x/R получаем:

$$\delta_x \cong l_x^2 \sin^2 \chi_0/R_0.$$

Воспользовавшись выражением (2), представим результат в виде $\delta_x \cong \cong R_0\nu_0^2/4$, где R_0 определяется выражением (3). Нетрудно также вычислить максимальную разницу путей δ_y для точек рассеивающей области, лежащих в плоскости $x = 0$: $\delta_y \cong R_0\mu_0^2/4$. Ввиду того что мы здесь будем рассматривать такие случаи рассеяния звука на неровной поверхности, когда $\mu_0 \leqslant \nu_0$, то $\delta_y \leqslant \delta_x$, и для оценки интервалов частотной корреляции достаточно рассмотреть δ_x.

При изменении частоты излучения на Δf разница у приемника фазовых сдвигов для сигналов, рассеянных вблизи центра и границы рассеивающей области, изменяется на следующую величину:

$$2\pi(\Delta f)\delta_x/c \cong \pi(\Delta f)\nu^2 R_0/2c.$$

Когда эта величина равна 2π, то мы будем считать, что Δf равно интервалу частотной корреляции компонент сигнала, т. е.

$$\rho_{0f} \cong 4c/\nu^2 R_0. \tag{10}$$

Таким образом, как видно из формул (7) – (10), интервалы пространственной и частотной корреляций зависят от угловых характеристик индикатрисы рассеяния.

Рассмотрим поверхность с большими крупномасштабными плавными неровностями, для которой параметр Рэлея $\Phi = 2k\sigma_\zeta \sin\chi_0$ (σ_ζ – среднеквадратичное возвышение поверхности) принимает значения, бóльшие единицы ($\Phi \gg 1$). Известно, что в этом случае индикатриса рассеяния не зависит ни от частоты звука, ни от среднеквадратичного возвышения поверхности; она зависит лишь от среднеквадратичного наклона неровностей [7]. Для изотропных неровностей с нормальным распределением

$$\nu_0 \cong 2^{3/2}(\overline{(\nabla\zeta)^2})^{1/2}, \qquad \mu_0 \cong 2^{3/2}(\overline{(\nabla\zeta)^2})^{1/2}\sin\chi_0, \tag{11}$$

где $\overline{(\nabla\zeta)^2}$ – средний квадрат тангенса угла наклона неровностей. Для коэффициента пространственной корреляции в форме $N_\zeta(\rho) = \exp[-(\rho/\rho_0)^2]$

$$(\overline{(\nabla\zeta)^2})^{1/2} = 2^{1/2}\sigma_\zeta/\rho_0,$$

что позволяет привести выражения (11) к следующему виду:

$$\nu_0 \cong 4\sigma_\zeta/\rho_0, \qquad \mu_0 \cong 4(\sigma_\zeta/\rho_0)\sin\chi_0. \tag{12}$$

При подстановке выражений (12) в формулы (7) – (9) мы получаем

$$\rho_{0x} = \rho_{0y} \cong \rho_0(R_1 + R)/R_1\Phi, \qquad \rho_{0z} \cong \rho_0(R_1 + R)\,\mathrm{tg}\,\chi_0/R_1\Phi.$$

Таким образом, в области больших значений параметра Рэлея ($\Phi \gg 1$) при $\rho_0 = \mathrm{const}$ пространственная корреляция убывает с ростом Φ. Формулу (10) для интервала частотной корреляции в случае $\Phi \gg 1$ с помощью формулы (11) можно представить в виде

$$\rho_{0f} \cong 0{,}5c/R_0(\overline{(\nabla\zeta)^2}). \tag{13}$$

Отсюда видно, что интервал частотной корреляции обратно пропорционален среднему квадрату наклона неровной поверхности и не зависит от частоты излучения. Для частотной корреляции при $\Phi \gg 1$ необходимо принимать во внимание и вертикальный размер рассеивающей области $2\sigma_\zeta$, который дает разницу длин путей $\delta_z \cong 4\sigma_\zeta \sin\chi_0$ и определяет следующий масштаб корреляции:

$$\rho_{0f} \cong 0{,}25\ c\,/\,4\sigma_\zeta \sin\chi_0. \tag{14}$$

Если оценка по формуле (14) меньше, чем по формуле (13), то интервал частотной корреляции определяется последней формулой.

Оценим интервалы пространственной корреляции флуктуаций в случае больших по сравнению с единицей значений параметра Рэлея, считая, что волнение описывается спектром Филлипса [8]. Для этого выделим из пространственного спектра неровностей длинноволновый участок таким образом, чтобы для расчета рассеяния на этих крупномасштабных неровностях можно было воспользоваться принципом Кирхгофа, а не учтенные при расчете мелкомасштабные неровности были малыми в масштабе длины волны звука. В этом случае можно считать, что за основную часть рассеянного поля ответственны крупномасштабные неровности, и для оценки интервалов пространственной корреляции рассеянного поля необходимо определить средний квадрат тангенса угла наклона этих неровностей.

Известно [9], что условием применимости принципа Кирхгофа в задаче о рассеянии волн шероховатой поверхностью является выполнение в каждой точке поверхности неравенства $2k\rho\sin\chi_0 \gg 1$, где k – волновое

число, ρ — радиус кривизны поверхности, χ_0 — угол скольжения падающей волны. Для систематически шероховатой поверхности можно естественным образом обобщить это условие: $2k \sin \chi_0 / \Theta \gg 1$, где Θ — среднеквадратичное значение «средней» кривизны поверхности, т. е. суммы двух главных кривизн в каждой ее точке. Будем считать, что максимальное значение Θ, при котором применим принцип Кирхгофа, определяется из соотношения $2k \sin \chi_0/\Theta_1 = 20$, т. е.

$$\Theta_1 = 0{,}1\, k \sin \chi_0. \tag{15}$$

Конечно, в таком толковании условия «много больше» есть произвол. Однако это не является принципиальным: оценки показали, что если положить величину $2k \sin \chi_0/\Theta$ равной 10, то рассчитанное среднеквадратичное значение угла наклона крупномасштабных неровностей увеличится всего на 7—12%.

Для спектра волнения по Филиппсу средний квадрат кривизны приближенно будет [8]

$$\Theta_1^2 \cong 0{,}5 B_1 \varkappa_1^2, \tag{16}$$

где $\varkappa_1$ — максимальное волновое число длинноволнового участка спектра волнения, $B_1 = 0{,}46 \cdot 10^{-2}$ — безразмерная константа. При этом предполагается, что $\varkappa_\gamma > \varkappa_1 > \varkappa_0$, где $\varkappa_0 \cong g/v^2$ — волновое число спектрального пика (v — скорость ветра), $\varkappa_\gamma = (g/\gamma)^{1/2}$ — характерное волновое число капиллярной ряби (γ — отношение поверхностного натяжения к плотности воды).

С помощью формул (15) и (16) находим

$$\varkappa_1 \cong \sqrt{2/B_1} \cdot 0{,}1 k \sin \chi_0.$$

Убедимся теперь в том, что мелкомасштабные неровности с волновыми числами $\varkappa > \varkappa_1$ дают малый вклад в рассеянное поле. Предполагая для простоты, что спектр волнения Филлипса $G(\varkappa) = B_1 \varkappa^{-4}$ справедлив для всего диапазона волновых чисел $\varkappa > \varkappa_0$, определим среднеквадратичную высоту мелкомасштабных неровностей σ_2:

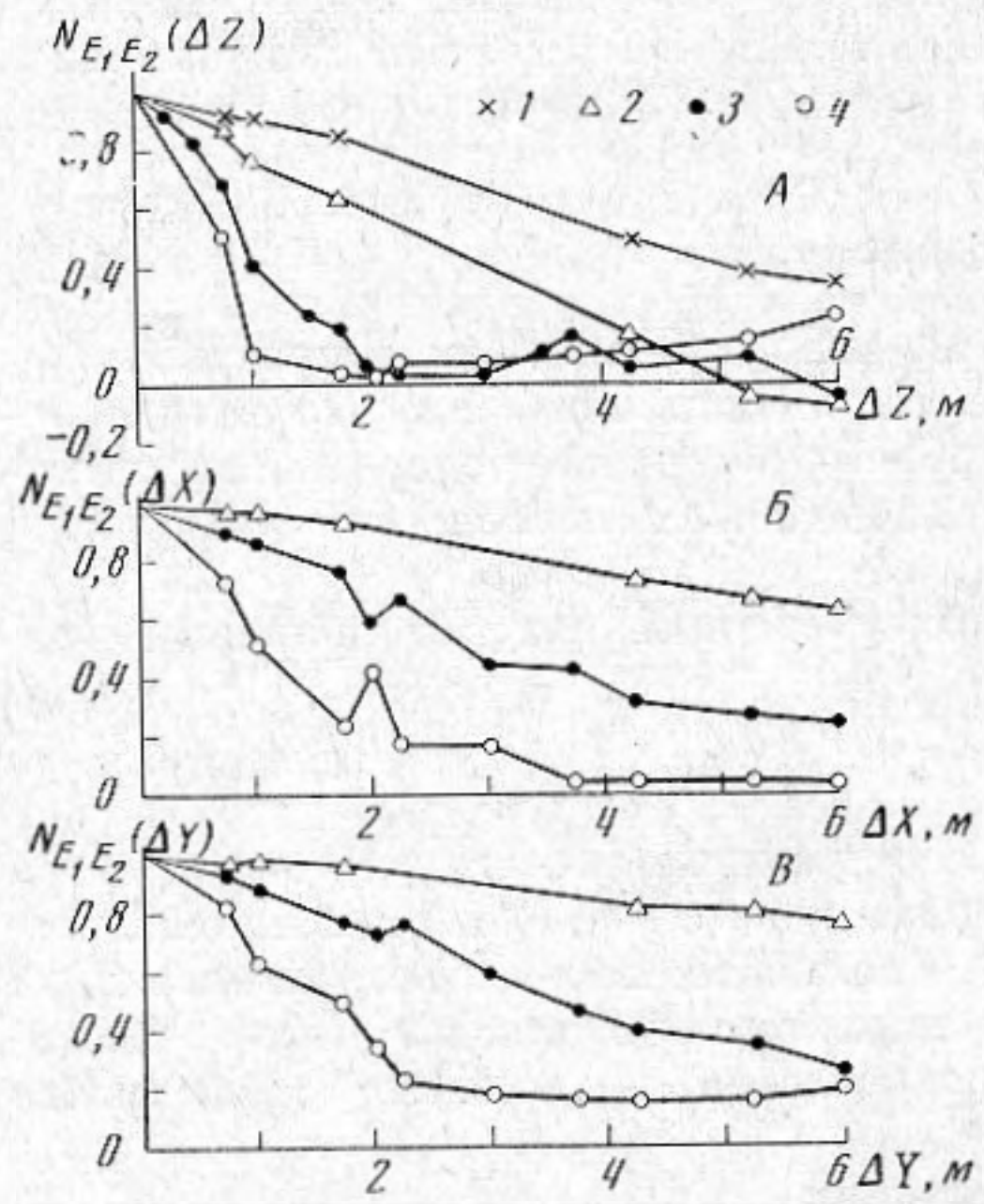
$$\sigma_2 = \left[\int\limits_{|\varkappa| > \varkappa_1} G(\varkappa)\, d\varkappa \right]^{1/2} = \left[\int\limits_{\varkappa_1}^{\infty} B_1 \varkappa^{-3} d\varkappa \right]^{1/2} = (B_1/2)^{1/2} \varkappa_1^{-1} = 5 B_1 (k \sin \chi_0)^{-1}.$$

Нетрудно видеть, что σ_2 значительно меньше длины звуковой волны, а параметр Рэлея для мелкомасштабных неровностей $\Phi_2 = 2k\sigma_2 \sin \chi_0 = 10 B_1 = 0{,}46 \cdot 10^{-1}$, т. е. гораздо меньше единицы. Для вычисления среднего квадрата наклонов крупномасштабных неровностей воспользуемся выражением [8]

$$\overline{(\nabla \zeta)^2} \cong B_1 \ln (\varkappa_1/\varkappa_0) \cong B_1 \ln (2v^2 k \sin \chi_0/g). \tag{17}$$

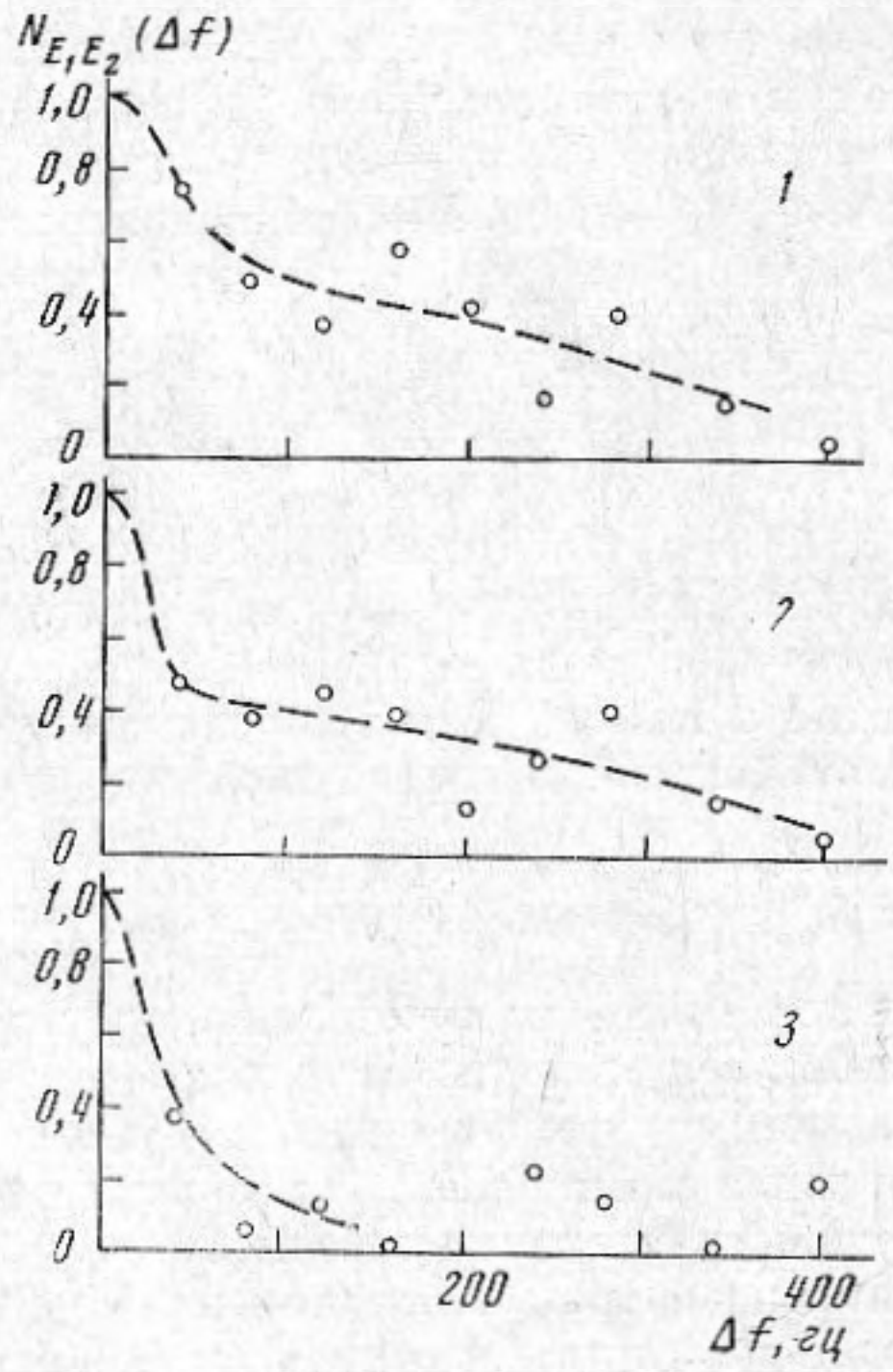
Рассмотрим теперь результаты эксперимента по измерению пространственной корреляции, который был выполнен в открытом океане с судов, лежащих в дрейфе. Излучение тонально-импульсных сигналов (длительность импульса 10 *мсек*) с частотами заполнения 1; 2; 3,5 и 5 *кгц* производилось на глубине 150 *м*. Прием осуществлялся на глубине 75 *м* с помощью системы гидрофонов, разнесенных по трем взаимно перпендикулярным направлениям. Горизонтальная дистанция между точками излучения и приема составляла 0,8—0,9 *км* при излучении сигналов с частотами 3,5 и 5 *кгц* ($\chi_0 \cong 15°$) и 1,0—1,2 *км* ($\chi_0 \cong 11{,}5°$) при излучении сигналов с частотами 1 и 2 *кгц*. Известная величина среднеквадратичного возвышения водной поверхности 0,23 *м* позволяет вычислить значения параметра Рэлея. Эти значения равны 0,4; 0,8; 1,7 и 2,4 для сигналов с частотами 1; 2; 3,5 и 5 *кгц* соответственно.

На фиг. 2 представлены значения коэффициентов вертикальной (A), продольной ($Б$) и поперечной ($В$) корреляций флуктуаций амплитуды сигналов, отраженных от поверхности океана при максимальном разнесении приемников 6 *м* для частот 1 *кгц* (*1*), 2 *кгц* (*2*), 3,5 *кгц* (*3*) и 5 *кгц* (*4*). Как видно из фиг. 2, при любом из трех направлений разнесения гидрофонов происходит сокращение масштабов пространственной корреляции флуктуаций амплитуды с увеличением частоты сигнала, т. е. с ростом параметра Рэлея. Для любой из частот изучения интервал вертикальной корреляции флуктуаций амплитуды (по спаду коэффициента корреляции до значений 0,4—0,5) меньше интервала корреляции при разнесении гидрофонов в горизонтальной плоскости; интервалы продольной и поперечной корреляций приблизительно совпадают, хотя поперечная корреляция спадает несколько медленнее, чем продольная.



Фиг. 2

Для условий эксперимента, результаты которого приведены на фиг. 2, расчет по формуле (17) при $v = 5{,}8$ *м/сек* дает среднеквадратичные значения углов наклона неровностей 6,7 и 7,14° для частот сигнала 3,5 и 5 *кгц* соответственно. С помощью формулы (11) легко оценить значения полуширины индикатрисы рассеяния в двух взаимно перпендикулярных плоскостях для частоты излучения 3,5 *кгц* ($\nu_0 = 19{,}3°$, $\mu_0 = 4{,}8°$) и 5 *кгц* ($\nu_0 = 20{,}4°$, $\mu_0 = 5{,}1°$). На основании формул (1)—(5) получаем $\nu_1 = 6{,}4°$, $\mu_1 = 1{,}6°$ (частота сигнала 3,5 *кгц*) и $\nu_1 = 6{,}8°$, $\mu_1 = 1{,}7°$ (частота сигнала 5 *кгц*). Эти величины меньше угла скольжения χ_0 и не превышают полуширины диаграммы направленности антенны при частоте 3,5 *кгц* (7—8,5° по уровню 0,7 от максимального). Полуширина диаграммы направленности антенны при частоте 5 *кгц* (5—6°) близка к соответственному значению ν_1. Это означает, что облученная область поверхности не превышает области, существенной для рассеяния. С помощью формул (7)—(9) мы получаем оценку интервалов



Фиг. 3

вертикальной корреляции флуктуаций (1 и 0,65 *м*) и горизонтальной корреляции (3,8 и 2,5 *м*) для частот сигнала 3,5 и 5 *кгц* соответственно. Как видно из фиг. 2 расчетные оценки неплохо согласуются с экспериментальными значениями интервалов пространственной корреляции, определяемыми по спаду коэффициентов корреляции до уровня 0,4—0,5.

Рассмотрим теперь результаты экспериментального исследования частотной корреляции флуктуаций амплитуды отраженного сигнала. Измерения производились при следующих гидрометеорологических условиях: скорость ветра уменьшалась от 8,4 *м/сек* в начале измерений до 6,7 *м/сек* через 4,5 *часа* в конце опыта; среднеквадратичное возвышение поверхности океана составляло 0,425 *м*. Излучатель находился на глубине 180 *м*, ненаправленный гидрофон — на глубине 200 *м*. Дистанция между излучающим и приемным судами изменялась в пределах 1,58—1,87; 1,95—2,2 и 2,32—2,55 *км* для частот излучения соответственно около 1; 2 и 4 *кгц*. Ориентация излучателя всегда соответствовала направлению луча, приходящего в точку приема после зеркального отражения от плоской средней границы раздела вода — воздух. Значения параметра Рэлея для всех частот излучения были значительно больше единицы и составляли 2,7; 5,4 и 10,2 для частот 1; 2 и 4 *кгц* соответственно.

Для исследования частотной корреляции флуктуаций отраженного сигнала использовался двухчастотный тонально-импульсный режим излучения. Частота повторения импульсов длительностью 100 *мсек* с прямоугольной огибающей составляла 3,2 *гц*. Частота несущей была равна $f_0 - \Delta f / 2$ в первой половине импульса и $f_0 + \Delta f / 2$ во второй, $\Delta f / 2$ изменялась от 20 до 200 *гц*, а f_0 составляла 1; 2 и 4 *кгц*.

При обработке записей, длительность которых составляла 3—5 *мин*, отсчеты амплитуды сигнала производились в конце первой и второй частей принимаемого импульса, когда заканчивался переходный процесс, обусловленный постепенным приходом звука от различных частей области, ответственной за рассеяние. Временной сдвиг между отсчетами амплитуды сигналов с разнесенными частотами, равный 50 *мсек*, был существенно меньше интервала временной корреляции флуктуаций амплитуды, и им можно было пренебречь.

Длительность переходного процесса может быть оценена как по процессу установления амплитуды в начале первой части импульса, так и по биениям в начале второй части импульса, связанным с наличием двух сигналов с разными частотами. Экспериментальные записи сигналов на кинопленке показали, что длительность переходного процесса составляет 10—20 *мсек*, следовательно, ожидаемый интервал частотной корреляции должен быть около 50—100 *гц*.

Экспериментальные данные по частотной корреляции флуктуаций амплитуды отраженного сигнала представлены на фиг. 3 (*1* — $f_0 = 1$ *кгц*; *2* — $f_0 = 2$ *кгц*; *3* — $f_0 = 4$ *кгц*). Сравним эти данные с оценками интервалов частотной корреляции. Используя выражение (17), мы получаем следующие среднеквадратичные значения углов наклона неровностей: 7,7; 8,1 и 8,4° для частот сигнала вблизи 1; 2 и 4 *кгц* соответственно. Интервалы частотной корреляции, определенные по (13), равны 100, 85 и 70 *гц*. Из фиг. 3 видно, что расчетные оценки неплохо согласуются с экспериментальными значениями интервалов частотной корреляции, определяемыми по спаду коэффициентов корреляции до уровня 0,4—0,5, при частотах вблизи 1 и 2 *кгц*. При частотах излучения вблизи 4 *кгц* экспериментальное значение интервала частотной корреляции несколько меньше расчетного.

С помощью формулы (11) мы получаем оценку полуширины индикатрисы рассеяния в вертикальной плоскости (21,8, 23 и 23,8°), а на основании (1)—(3) — значения углов ν_1 (20, 21,1 и 21,8°), которые не превосходят соответственных углов скольжения зеркально отраженной волны. Полуширина диаграммы направленности излучателя по уровню 0,7 от макси-

мального составляла 20, 16,3 и 8,1° на частотах соответственно 1; 2 и 4 *кгц* (аналогичная величина, определяемая по первому минимуму диаграммы, составляла 63, 32,5 и 16,3°). Следовательно, можно считать, что при частотах излучения 1 и 2 *кгц* облучалась вся область поверхности, существенная для рассеяния. С другой стороны, при частоте сигнала вблизи 4 *кгц* облучаемая область поверхности была меньше области, существенной для рассеяния. По-видимому, малый интервал частотной корреляции при этой частоте излучения связан с рассеянным сигналом, обусловленным наличием боковых лепестков характеристики направленности излучателя. Впрочем, когда ширина диаграммы направленности излучателя значительно меньше угловых размеров области, существенной для рассеяния (при наблюдении из точки излучения), то обычно экспериментальные значения интервалов частотной корреляции больше расчетных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. П. Гулин, К. И. Малышев. Некоторые опыты по изучению пространственной корреляции флуктуаций амплитуды и фазы звуковых сигналов, отраженных от волнующейся поверхности моря. Акустич. ж., 1964, **10**, 4, 425—430.
2. Э. П. Гулин. О корреляции флуктуаций амплитуды и фазы звуковой волны, отраженной от статистической шероховатой поверхности. Акустич. ж., 1962, **8**, 4, 426—432.
3. Э. П. Гулин. О некоторых корреляционных соотношениях при отражении звуковой волны от статистически шероховатой поверхности. Изв. вузов. Радиофизика, 1963, **6**, 6, 1144—1154.
4. Э. П. Гулин, К. И. Малышев. Пространственная корреляция флуктуаций амплитуды непрерывного тонального сигнала при наличии отражения от взволнованной морской поверхности. Акустич. ж., 1965, **11**, 4, 498—500.
5. Э. П. Гулин, К. И. Малышев. Некоторые результаты исследования частотной корреляции флуктуаций амплитуды звуковых сигналов. Акустич. ж., 1966, **12**, 1, 110—112.
6. Э. П. Гулин. Частотно-пространственно-временна́я корреляция волнового поля, рассеянного неровной поверхностью. Тр. Акустич. ин-та, 1967, **2**, 49—70.
7. И. Толстой, К. С. Клей. Акустика океана. Перев. с англ. под ред. Л. М. Бреховских, М., «Мир», 1969.
8. О. М. Филлипс. Динамика верхнего слоя океана. Перев. с англ. под ред. А. С. Монина, М., «Мир», 1969.
9. Ю. П. Лысанов. Теоретические основы гидроакустики, М., Московск. ин-т радиоэлектроники и горной электромеханики, 1965.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
3 декабря 1971 г.