АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том VIII 1962 Вып. 3

О СТАТИСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ ЗВУКОВЫХ СИГНАЛОВ, ОТРАЖЕННЫХ ОТ ВОЛНУЮЩЕЙСЯ ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ

Э. П. Гулин, К. И. Малышев

Приводятся результаты экспериментального исследования флюктуаций амплитуды звуковых сигналов, отраженных от волнующейся поверхности моря. На основании измерений вычислены коэффициенты вариации амплитуды, временные коэффициенты автокорреляции флюктуаций амплитуды и функции распределения амплитуды отраженных от поверхности сигналов при различном состоянии поверхности моря.

Амплитуда и фаза звуковых сигналов при распространении в море изменяются во времени, флюктуируют. Экспериментальному исследованию флюктуаций гидроакустических сигналов посвящен ряд работ. Шихи [1] измерял флюктуации уровня импульсных сигналов при распространении в океане и установил нарастание флюктуаций с расстоянием. Минцер [2], анализируя данные Шихи, объяснил наблюдаемый закон нарастания флюктуаций с расстоянием влиянием температурных пульсаций водной среды, в которой распространялся звук. Сагар [3] высказал предположение, что флюктуации прямого сигнала, по крайней мере на небольших расстояниях от излучателя, могут быть вызваны качаниями излучателя и приемника при наличии у них направленности в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Им были проведены соответствующие расчеты и эксперименты, подтвердившие выдвинутую гипотезу. В работах Уайтмарша, Скуджика и Юрика [4] приведены результаты измерений флюктуаций уровня импульсных звуковых сигналов в океане при различном состоянии океана. Использование кратковременных импульсов позволило добиться разделения во времени прямого и отраженного от поверхности сигналов на удалении от излучателя порядка нескольких километров. Авторы установили наличие значительных флюктуаций амплитуды отраженных от поверхности сигналов. В период подготовки настоящей статьи к печати появились работы [5 и 6], в которых проводится анализ флюктуаций амплитуды сигналов, отраженных от поверхности океана, на частоте $f = 108$ *гц* в зависимости от расстояния между излучателем и приемником *.

В процессе проведения наших экспериментов излучатель был расположен на склоне дна на глубине 80 *м*, а приемный гидрофон опускался с судна на ту же глубину. Расстояние между излучателем и приемником во время экспериментов изменялось от 200 до 1500 *м*, глубина места составляла 200—400 *м*; при этом судно с приемным гидрофоном обычно находилось в дрейфе. Частоты излучения равнялись 4, 7, 11, 15 и 36 *кгц*. Для того чтобы ослабить эффекты, связанные с качаниями гидрофона, был применен гидрофон с малой направленностью. Полуширина характеристики направленности гидрофона составляла около 20° по уровню

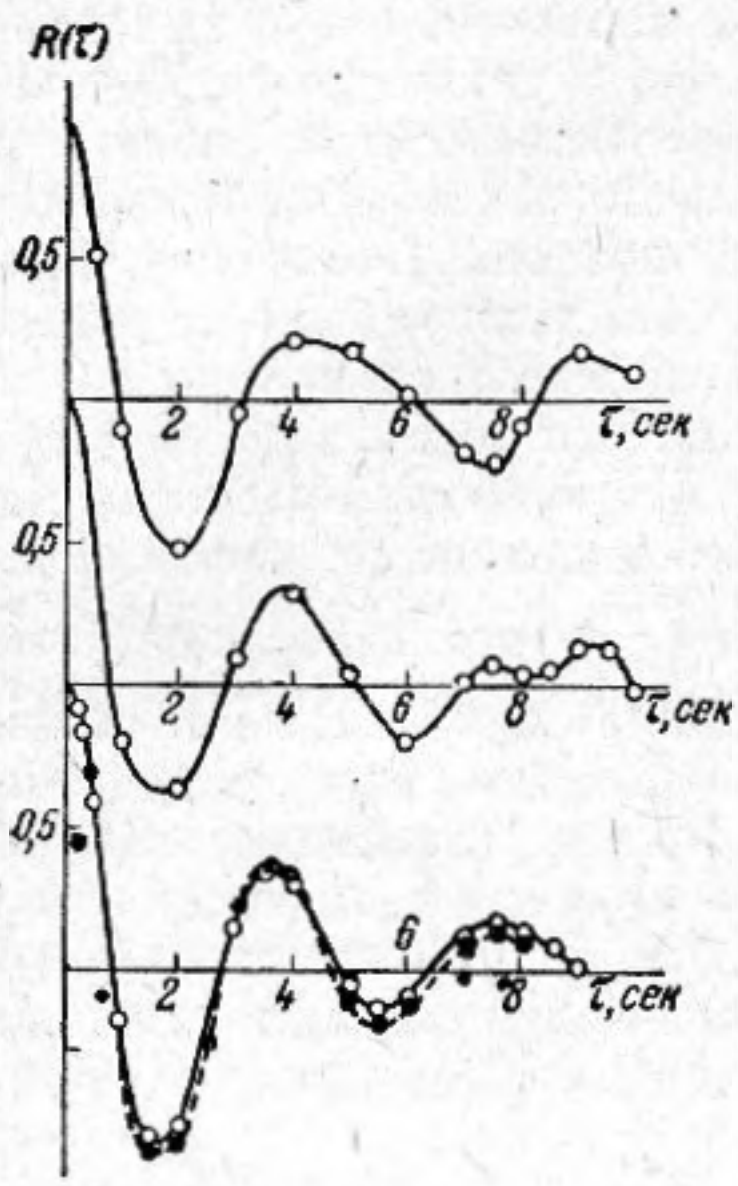
* Недавно появились работы [7—9], в которых приведены результаты измерения флюктуаций амплитуды и разности фаз звуковых сигналов при распространении в пресноводном бассейне с волнующейся поверхностью. Основные выводы, содержащиеся в этих работах, получены также и в исследованиях, проведенных авторами этих работ совместно с авторами данной статьи в 1958 г.

0,5. Длительность импульса равнялась обычно 3 *мсек*, а частота повторения импульсов составляла 3—8 *гц*. Каждое измерение длилось 1—2 *мин*. Серия флюктуирующих сигналов после усиления записывалась на кинопленку при помощи специального фоторегистратора. Продолжительность записи (1—2 *мин*) выбиралась из тех соображений, чтобы интервал автокорреляции флюктуаций уровня сигналов был по крайней мере в 10 раз меньше времени наблюдения. Параллельно записывалась осциллограмма волнения при помощи струнного волнографа, а также регистрировались основные параметры волн при помощи перспектометра Иванова и измерялись направление и сила ветра. Измерения проводились в зимнее время, когда градиенты скорости звука были незначительны. Поскольку удаление приемника от гидрофона не превышало 1,5 *км*, можно было не учитывать рефракционных эффектов, которые могли сказываться только на достаточно больших расстояниях. При длительности импульсов $\tau = 3$ *мсек* достигалось разделение во времени прихода прямого импульса и импульса, отраженного от поверхности. Для этого необходимо, чтобы соблюдалось соотношение $\Delta r = \frac{2h_1h_2}{r} > c\tau$, где Δr — разность хода между прямым и отраженным от поверхности сигналами, h_1 и h_2 — глубины погружения излучателя и приемника, r — расстояние между излучателем и приемником, c — скорость звука в морской воде. Для наших экспериментов $h_1 = h_2 = 80$ *м*, и даже при $r = 1500$ *м* $\Delta r = 8$ *м*, тогда как $c\tau = 4{,}5$ *м*. Разделение во времени двух импульсов позволило измерять флюктуации амплитуды того и другого импульса в отдельности. По экспериментальным данным вычислялись коэффициенты вариации амплитуды $\eta = \sqrt{\frac{\overline{A^2}}{\overline{A}^2} - 1}$, где $\overline{A^2}$ — средний квадрат амплитуды, $\overline{A}^2$ — квадрат средней амплитуды.

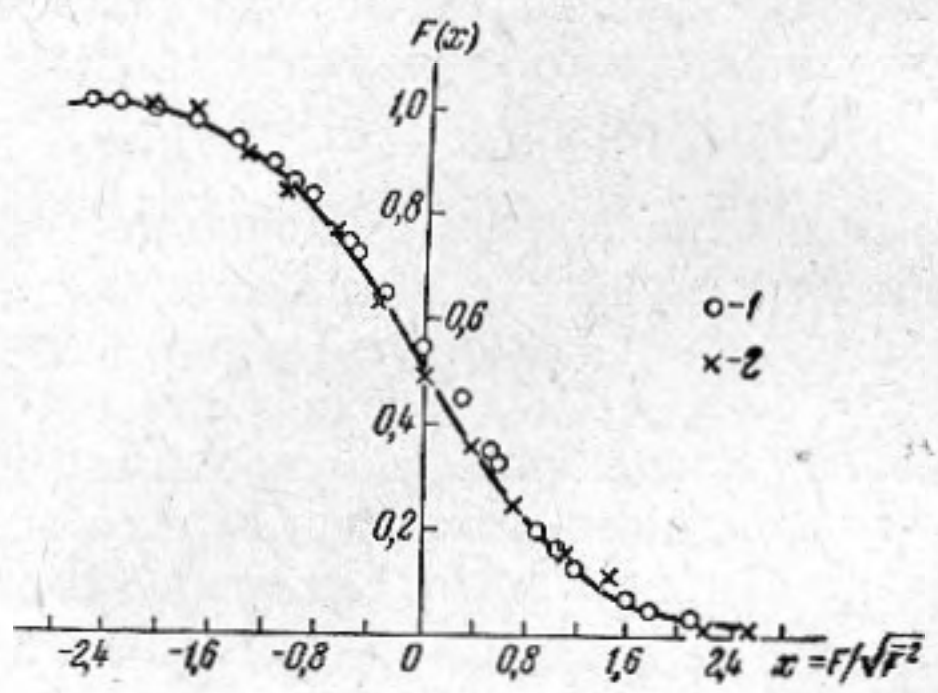
В процессе измерений выяснилось, что амплитуда прямого сигнала флюктуирует значительно меньше амплитуды сигнала, отраженного от поверхности моря. Наблюдаемые незначительные флюктуации амплитуды прямого сигнала, по-видимому, обусловлены некоторой нестабильностью уровня излучения и качаниями излучателя. В пользу последнего предположения свидетельствует тот факт, что временнóй коэффициент автокорреляции флюктуаций прямого сигнала имеет периодичность, соответствующую периоду качки судна. При этом замечено возрастание флюктуаций при раскачке судна и их уменьшение при затухании качаний. Увеличение расстояния между излучателем и приемником не приводило к росту флюктуаций, на основании чего можно сделать вывод о малом влиянии случайных неоднородностей скорости звука на флюктуации звукового поля в конкретных условиях эксперимента. Коэффициенты вариации амплитуды прямых сигналов составляли 3—7% на частотах 4 и 7 *кгц* и 5—10% на частотах 11 и 15 *кгц*.

Отраженный от поверхности импульс был весьма изменчивым во времени. В процессе измерений выяснилось, что наиболее существенными параметрами, определяющими величину флюктуаций, являются частота f, угол скольжения $\psi = \operatorname{arc\,tg} \frac{h_1 + h_2}{r}$ и среднеквадратичное отклонение поверхности $\sqrt{\overline{F^2}}$ при волнении. Эксперименты проводились при различном состоянии морской поверхности. Наиболее часто наблюдалась зыбь определенного направления распространения с наложенной на нее ветровой волной. Иногда ветровая волна отсутствовала (мертвая зыбь). Высота волны составляла 10—100 *см* (соответствующие среднеквадратичные отклонения поверхности относительно нулевого уровня $\sqrt{\overline{F^2}} = 2{,}5$—20 *см*). Период волнения равнялся 3—7 *сек*, длина поверхностной волны — 8—50 *м*. На фиг. 1 приведены примеры временнóй коэффициентов автокорреляции волнения при различном состоянии морской поверх-

ности. Кривые коэффициентов корреляции представляют собой осцилляторно затухающие функции с периодом, равным периоду волнения. Верхняя и нижняя кривые соответствуют случаю безветрового волнения (зыби) со среднеквадратичной высотой волны $\sqrt{\overline{H^2}} = 10$ *см*. Средняя кривая получена при ветровом волнении ($\sqrt{\overline{H^2}} = 15$ *см*, скорость ветра 5 *м/сек*). Нижняя кривая достаточно хорошо аппроксимируется функцией $\frac{1}{1 + (\tau / 2{,}9)^2} \cdot \cos(1{,}7 \cdot r)$ (пунктирная кривая). Однако в ряде случаев аппроксимировать корреляционные кривые известными эле-



Фиг. 1



Фиг. 2

ментарными функциями затруднительно ввиду неправильной формы кривых. Если принять за интервал корреляции временной сдвиг, на котором коэффициент корреляции убывает по огибающей в «*e*» раз, то для интервалов корреляции получим значения 3—5 *сек*. В отсутствие ветра волнение имеет вид почти периодической зыби, при этом максимальные углы наклона волн по данным наблюдений не превышают значения $\alpha_{max} \cong 0{,}1$. При наличии ветра на зыбь накладываются более мелкие неровности, углы наклона которых могут значительно превышать углы наклона зыби. Эти мелкие неровности заметны на записях осциллограмм волнения. Однако при вычислении коэффициентов корреляции они существенно не сказываются ввиду малости их высоты по сравнению с высотой несущей зыби. Пространственная корреляция волнения непосредственно не исследовалась, но оценить интервал пространственной корреляции в направлении распространения волн можно уже на основании данных о временной корреляции, если известен закон дисперсии. В частности, для закона дисперсии, который имеет место для малых волн на поверхности глубокого моря, пространственный интервал корреляции сужен вдвое по сравнению с временным интервалом, умноженным на скорость распространения волны. В наших экспериментах пространственный интервал корреляции имел порядок 5—50 *м*. По осциллограммам волнения вычислялись также интегральные функции распределения смещений поверхности относительно нулевого уровня. На фиг. 2 представлены функции распределения по данным измерений 23.03.1959 г. (*1* — $\sqrt{\overline{H^2}} = 15$ *см*) и 8.04.1959 г. (*2* — $\sqrt{\overline{H^2}} = 10$ *см*). Сплошной кривой изображено нормальное распределение. Экспериментальные точки ложатся в окрестности кривой нормального распределения.

Для характеристики отражения звукового сигнала от неровной поверхности Рэлей ввел параметр $KH\sin\psi$, где K — волновое число для звуко-

вого сигнала, H — среднее значение высоты поверхностной волны (от гребня до впадины), ψ — угол скольжения. Случай малых по сравнению с единицей значений этого параметра ($KH\sin\psi \ll 1$) соответствует зеркальному характеру отражения. С ростом параметра зеркальная компонента постепенно ослабевает, начинает играть роль рассеяние участками поверхности, лежащими за пределами первой зоны Френеля. При этом наиболее существенными являются участки с такими углами наклона, которые дают зеркальные отражения («блики») в точку приема. Для больших значений параметра Рэлея ($KH\sin\psi \gg 1$) отражение приобретает диффузный характер. В случае высоких частот и достаточно больших углов скольжения может сказываться влияние малых неровностей на поверхности моря. Для выяснения размеров существенной для рассеяния области проводились измерения флюктуаций амплитуды в зависимости от длительности импульса.

При отражении импульсного сигнала длительности τ от шероховатой поверхности может произойти расширение импульса, связанное с рассеянием звука участками поверхности, которые лежат далеко за пределами первой зоны Френеля. Нетрудно показать, что максимальные размеры площадки на поверхности, ответственной за формирование головного импульса длительности τ, наблюдаемого в точке приема, определяются формулами

$$a \approx \frac{\sqrt{c\tau\sqrt{r^2/4+h^2}}}{\sin\psi}, \quad b \approx \sqrt{c\tau\sqrt{r^2/4+h^2}},$$

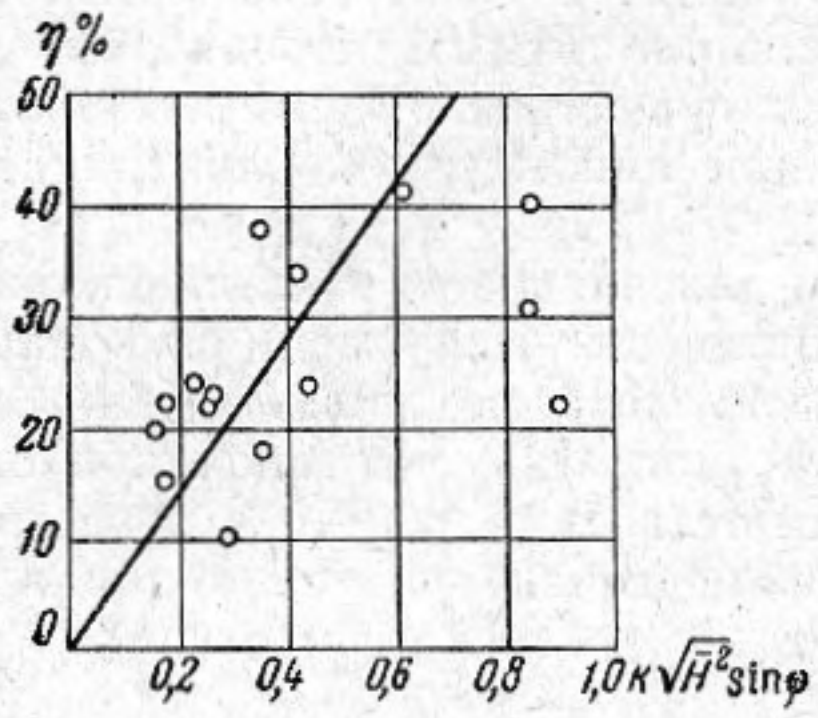
где a и b — большая и малая полуоси эллипса, внутри которого заключена рассеивающая площадка (эллипс вытянут вдоль трассы распространения звука и сжат в поперечном направлении). Формулы для a и b получены в приближении $a \ll \sqrt{r^2/4+h^2}$. Если величины a и b превышают размеры области, существенной для рассеяния, то расширение импульса отсутствует, а интенсивность флюктуаций амплитуды не зависит от длительности импульса. Определим границу существенной для рассеяния области по крайнему блику. Если поверхностная волна распространяется вдоль трассы распространения звука, то импульс охватит эту область лишь при выполнении условия $\Delta < a$, где $\Delta = h/\mathrm{tg}\psi_{\max}$ — продольный размер области, существенной для рассеяния, а $\psi_{\max}$ определяется из трансцендентного уравнения

$$\frac{r}{h} = \mathrm{ctg}\,\psi_{\max} + \mathrm{ctg}\,(\psi_{\max} - 2\alpha).$$

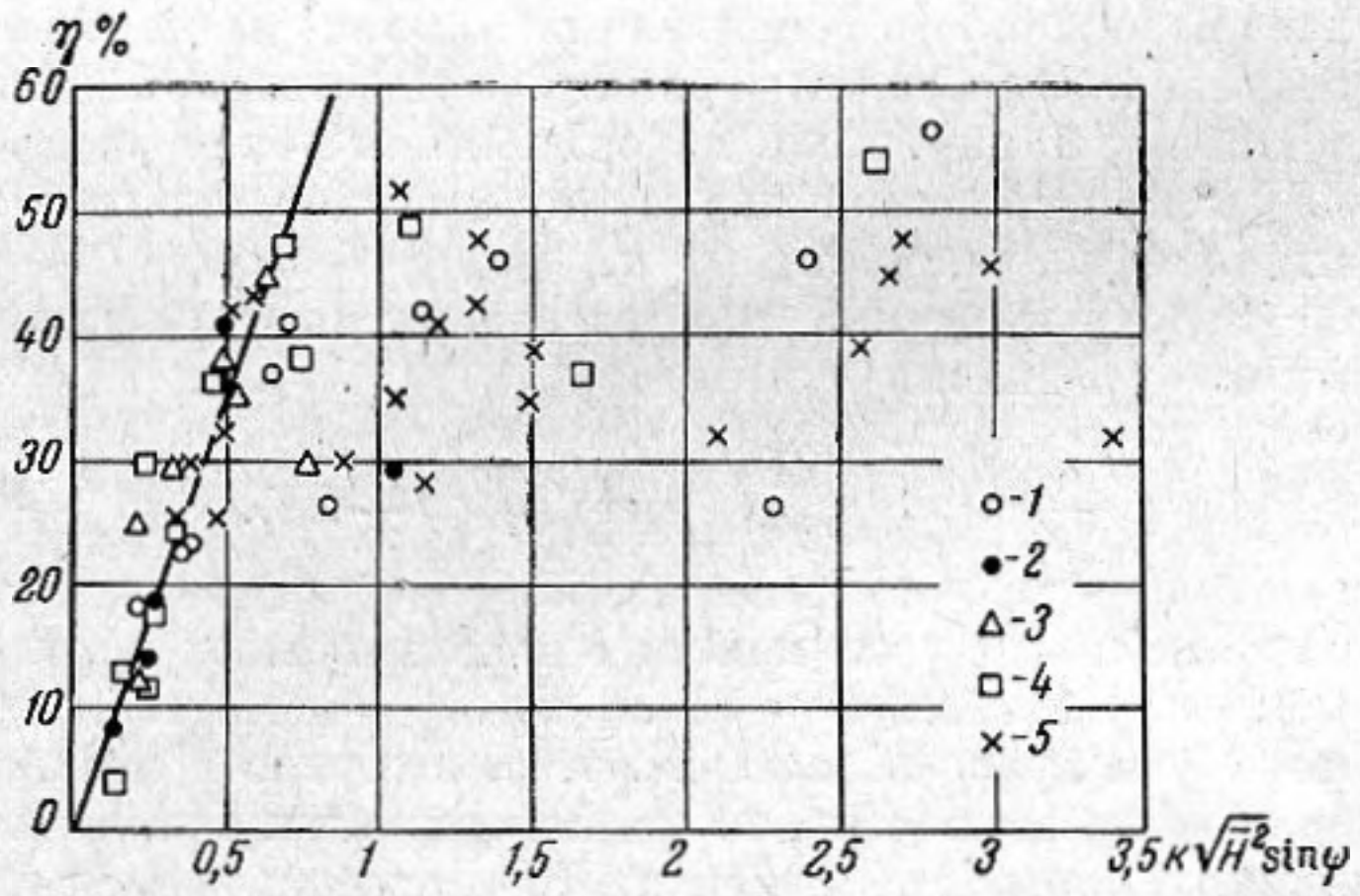
Здесь α — максимальный угол наклона поверхностных волн. Если положить $\alpha = 0{,}1$, $r = 800$ *м*, $h = 80$ *м*, то $\Delta = 170$ *м*. Для импульса длительностью $\tau \gtrsim 3$ *мсек*, $a \gtrsim 200$ *м*, т. е. импульс в этом случае охватывает всю рассеивающую область на поверхности. Измерения при различных значениях параметра Рэлея не обнаружили зависимости коэффициента вариации амплитуды от длительности импульсов в диапазоне $\tau = 3$—30 *мсек*.

Так как измерения проводились на дрейфующем судне, то получить раздельно зависимость коэффициента вариации амплитуды от частоты и расстояния между излучателем и приемником не удалось. По результатам экспериментов построены зависимости коэффициента вариации амплитуды от параметра Рэлея. При этом в качестве H взято удвоенное среднеквадратичное отклонение поверхности относительно нулевого уровня $\sqrt{\overline{H^2}} = 2\sqrt{\overline{F^2}}$. На фиг. 3, 4 и 5 изображены зависимости коэффициента вариации амплитуды от параметра $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi$ для импульса, отраженного от морской поверхности. Фиг. 3 соответствует измерениям

6.01.1959 г. Наблюдалась ветровая волна, распространявшаяся под углом 45° к трассе измерений со среднеквадратичной высотой $\sqrt{\overline{H^2}} = 4{,}5$ *см*. Ветер имел то же направление. Скорость ветра равнялась 3 *м/сек*. При малых значениях параметра $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi$ видно нарастание коэффициента вариации амплитуды пропорционально величине этого параметра, правда, экспериментальные точки имеют заметный разброс. Сплошной линией на фиг. 3, 4, 5 изображена прямая $\eta = k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi/\sqrt{2}$. При значениях параметра, бóльших 0,5—0,6, рост коэффициента вариации прекращается, наступает его «насыщение». Флюктуации в этой области составляют 25—40%. На фиг. 4 изображена та же зависимость по результатам экспериментов, проведенных в разные дни (*1* — 8.04.1959 г., $\sqrt{\overline{H^2}}=10$ *см*, *2*—12.05.1959 г., $\sqrt{\overline{H^2}} = 5{,}5$ *см*, *3*—23.01.1959 г., $\sqrt{\overline{H^2}} = 5{,}5$ *см*, *4* — 4.03.1959 г., $\sqrt{\overline{H^2}} = 8$ *см*, *5*—19.02.1959 г., $\sqrt{\overline{H^2}} = 12$ *см*). Виден значительный разброс экспериментальных значений, обусловленный как неточностью измерений, так и нерегистрируемой изменчивостью параметров волнения. Все же хорошо заметно нарастание коэффициента вариации амплитуды пропорционально параметру Рэлея вплоть до значения параметра, равного 0,7. При бóльших значениях параметра дальнейшее увеличение флюктуаций прекращается, и коэффициент вариации



Фиг. 3

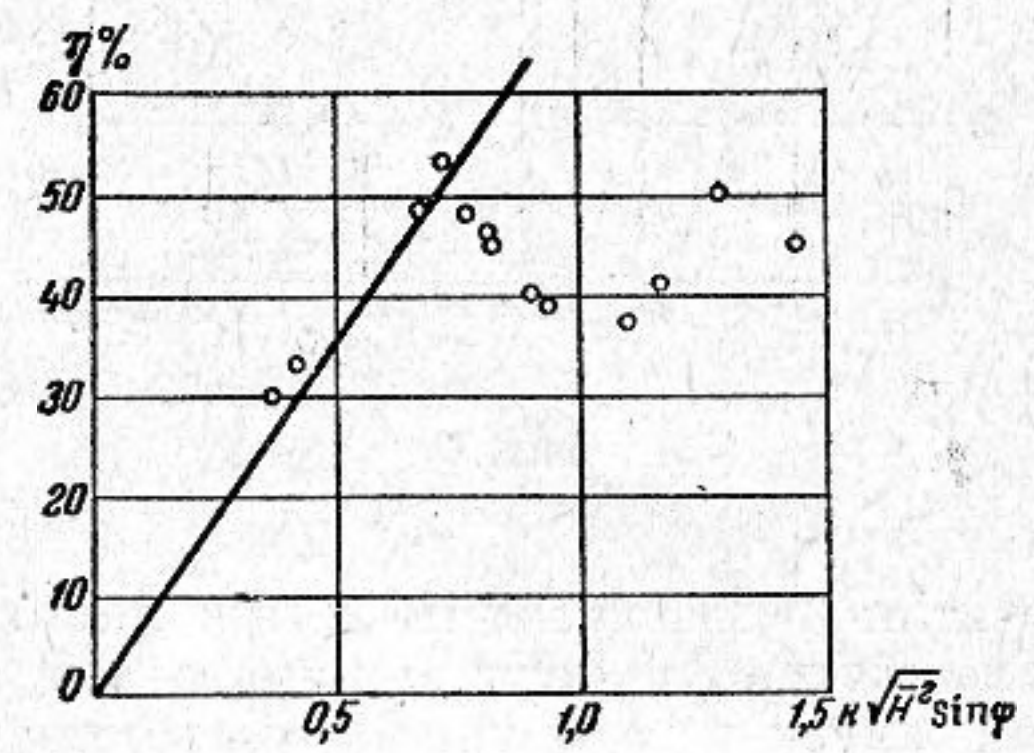


Фиг. 4

обнаруживает разброс значений в пределах 25—50%. На фиг. 4 и 5 можно отметить, кроме того, вполне определенное чередование максимальных и минимальных значений коэффициента вариации амплитуды. Максимумы флюктуаций расположены при $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi \cong 0{,}7$ и 1,3—1,4, минимумы — при $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi \cong 1$ и 2. Здесь, по-видимому, проявляются свойства дифракционной решетки (в смысле зависимости от параметра Рэлея), которую представляет собой квазипериодическая волна на поверхности моря. Вывод о наличии максимумов и минимумов в области

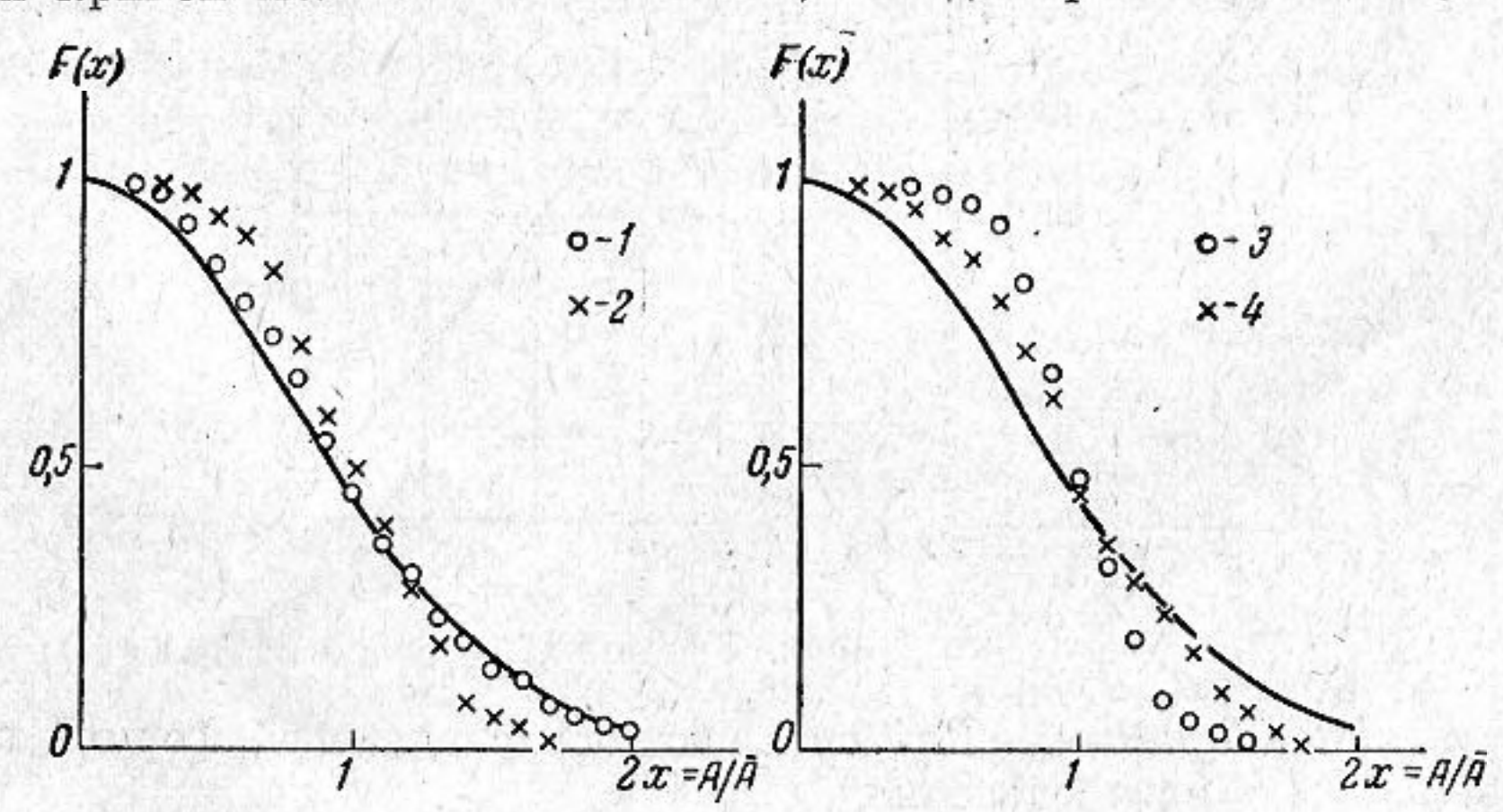
«насыщения» коэффициента вариации амплитуды следует считать предварительным, требующим дополнительной проверки.

В работе [10] проводилась приближенная теоретическая оценка коэффициента вариации амплитуды звуковой волны, отраженной от статистически неровной поверхности для малых по сравнению с единицей значений параметра Рэлея. При некоторых предположениях получено, что коэффициент вариации амплитуды приближенно равен $\eta = k \sin\psi \sqrt{\overline{H^2}}/\sqrt{2}$. Из приведенных выше графиков следует, что экспериментальные точки с некоторым разбросом значений соответствуют теоретическому закону вплоть до значения параметра Рэлея, равного 0,7. Следует отметить, что в процессе экспериментов в большинстве случаев были выполнены условия, положенные в основу расчета. В частности, размеры рассеивающей площадки превосходили размеры области, существенной для рассеяния. Насыщение флюктуаций при больших значениях параметра Рэлея при помощи проведенной в [10] теоретической оценки объяснить нельзя, поскольку область применимости расчетных формул ограничена условием $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi \ll 1$.



Фиг. 5

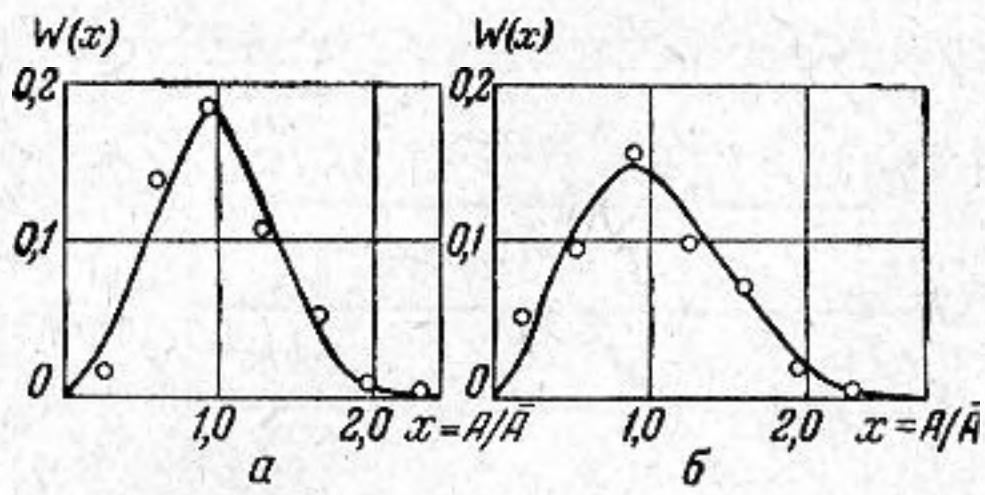
На фиг. 6 приведены интегральные кривые распределения амплитуд для различных коэффициентов вариации ($1 - \eta = 45\%$, $2 - \eta = 30\%$, $3 - \eta = 22\%$, $4 - \eta = 34\%$). Сплошными кривыми изображено рэлеевское распределение. Факт несоответствия экспериментальных точек рэлеевской кривой можно объяснить тем, что для рассеивающих участков



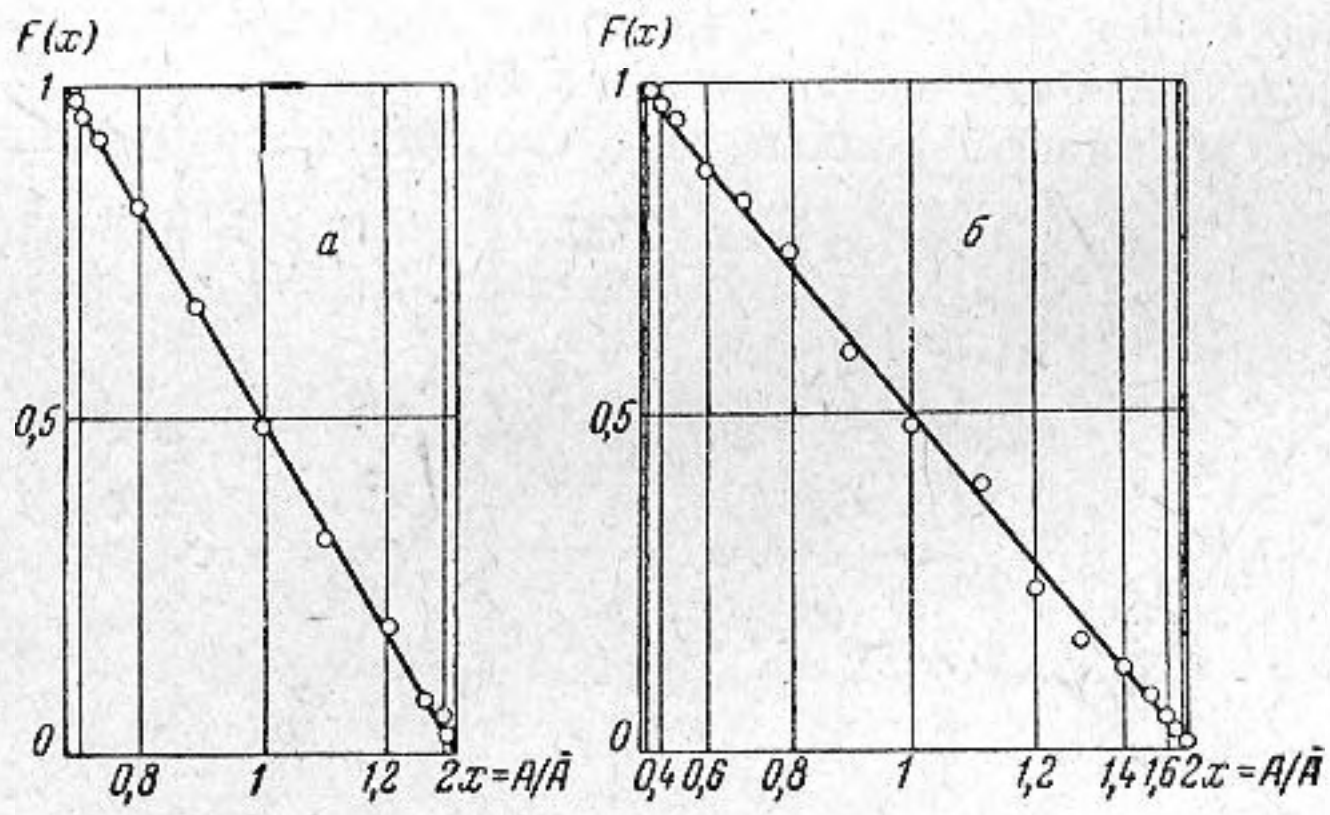
Фиг. 6

поверхности не выполняются условия реализации рэлеевского распределения вследствие значительной пространственной корреляции волнения. Интервалы пространственной корреляции волнения не очень малы по сравнению с размерами существенной для отражения области, а в некоторых случаях даже одного порядка с ними. Поэтому отдельные сигналы, рассеянные неровностями поверхности, нельзя считать статистически независимыми и имеющими равномерное распределение фазовых задержек от 0 до 2π. Этим условиям больше удовлетворяет флюктуирую-

щий сигнал при непрерывном режиме излучения, когда в точке приема складываются прямой сигнал, зеркально отраженный от поверхности, и многократные отражения от дна и поверхности с различными углами скольжения. Однако и для амплитуды непрерывного сигнала обычно не выполняется рэлеевское распределение. Лучшая аппроксимация достигается с помощью обобщенного рэлеевского распределения амплитуд [11, 12]. На фиг. 7 сплошными кривыми изображены обобщенные рэлеевские распределения амплитуд, в их окрестности лежат экспериментальные точки (a — $\eta = 39\%$, $б$ — $\eta = 46\%$). Проверка соответствия экспериментального распределения теоретическому при помощи критерия согласия Пирсона показала, что расхождение между обобщенным рэлеевским распределением с параметрами, взятыми из эксперимента, и экспериментальным распределением с достаточной степенью точности можно считать незначимым [13]. При малых значениях параметра Рэлея распределения амплитуд для импульсов, отраженных от поверхности, обычно близки к гауссовым с соответствующими коэффициентами вариации амплитуды. На фиг. 8 приведены примеры интегральных кривых распределения амплитуд, полученных при обработке данных измерений для $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi < 1$ (a — $\eta = 22\%$, $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi = 0{,}27$, $б$ — $\eta = 33\%$, $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi = 0{,}37$). Масштаб выбран таким, чтобы гауссовы функции



Фиг. 7



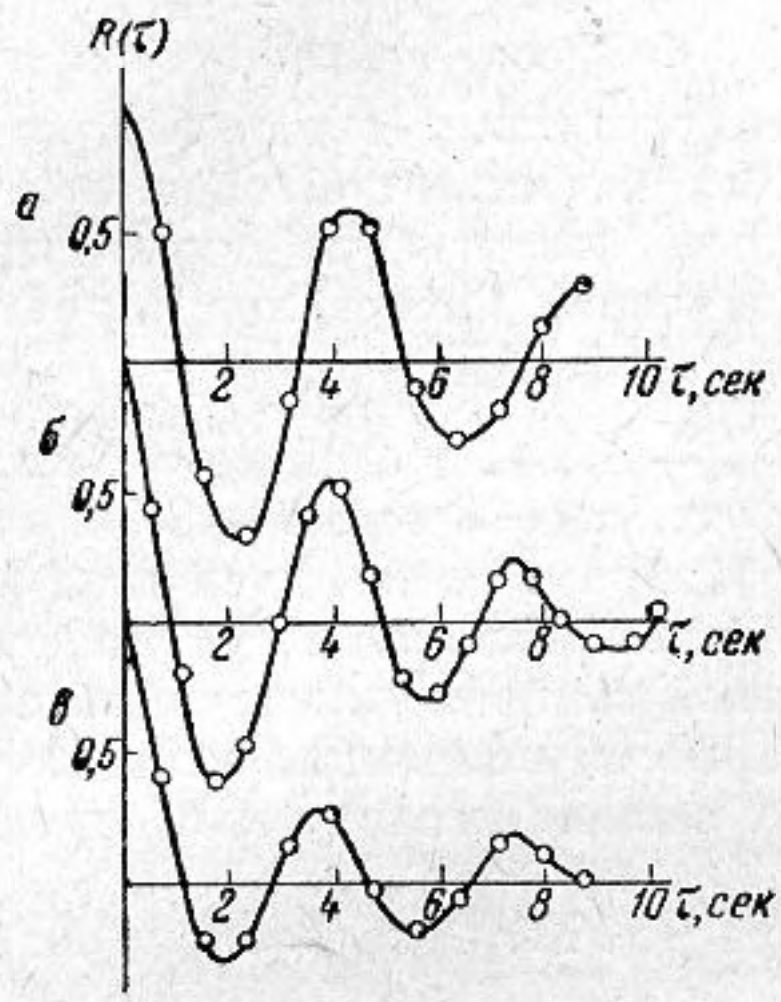
Фиг. 8

представлялись прямыми. Мы пользовались следующей формой записи для нормального распределения

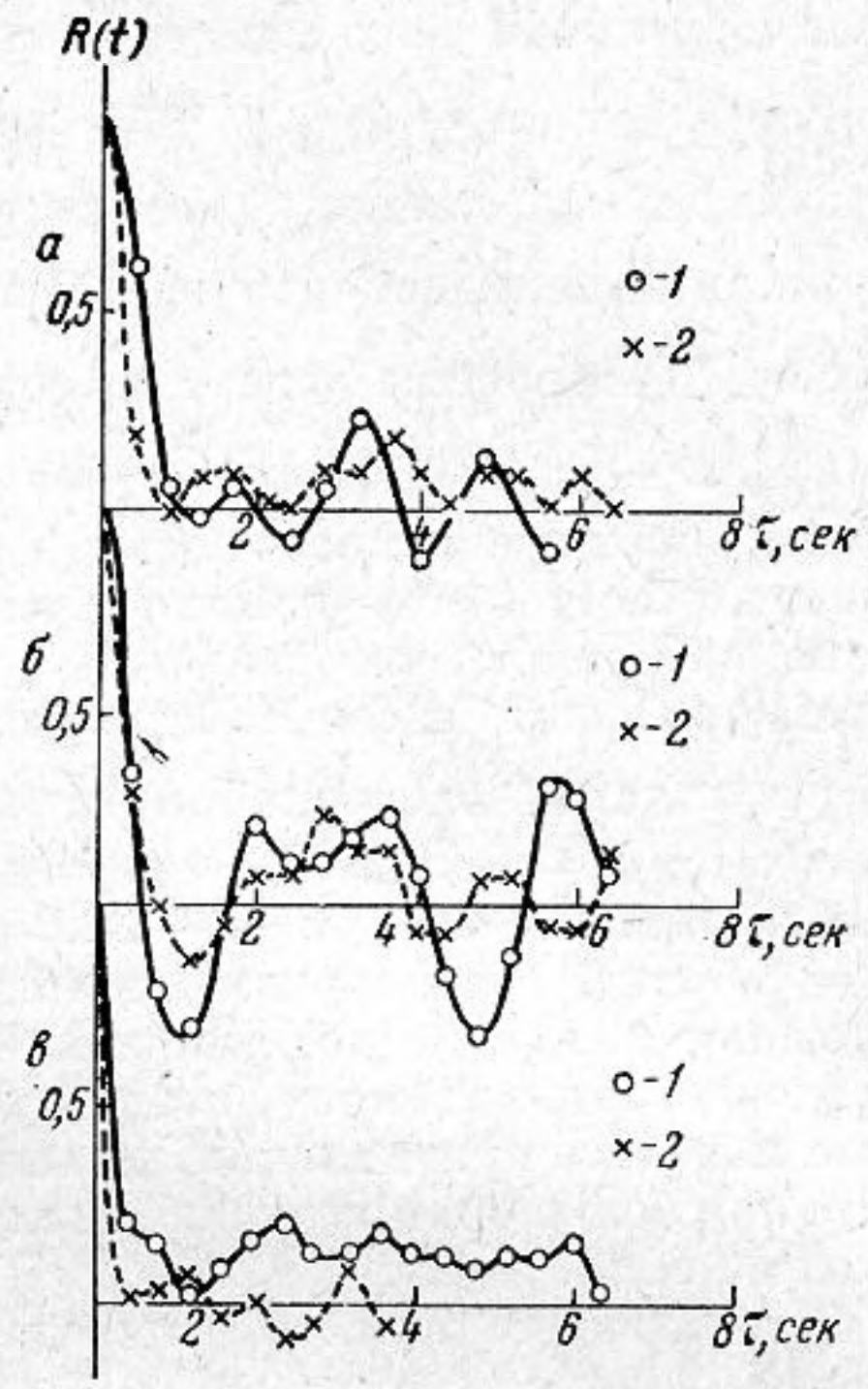
$$F(x) = 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int\limits_{-\infty}^{t=\frac{x-1}{\eta}} e^{-t^2} dt = 1 - \Phi\left(\frac{x-1}{\eta}\right),$$

где $\Phi\left(\frac{x-1}{\eta}\right)$ — интеграл Лапласа, η — коэффициент вариации амплитуды, $x = A/A$ — относительная амплитуда. Нормальное распределение можно получить с точностью до множителя порядка единицы из обобщенного рэлеевского распределения амплитуды при стремлении к нулю коэффициента вариации [11].

Для характеристики скорости флюктуаций строились временные коэффициенты автокорреляции флюктуаций амплитуд. Записи измерений продолжительностью 1—2 *мин* обрабатывались при помощи механического коррелятора. Сравнение результатов для импульсного и непрерывного режимов излучения показывает, что интервалы корреляции флюктуаций для импульсов обычно превышают, иногда даже значительно, соответствующие интервалы для непрерывных сигналов. Кроме того, обнаруживается зависимость интервалов корреляции флюктуаций от величины пара-

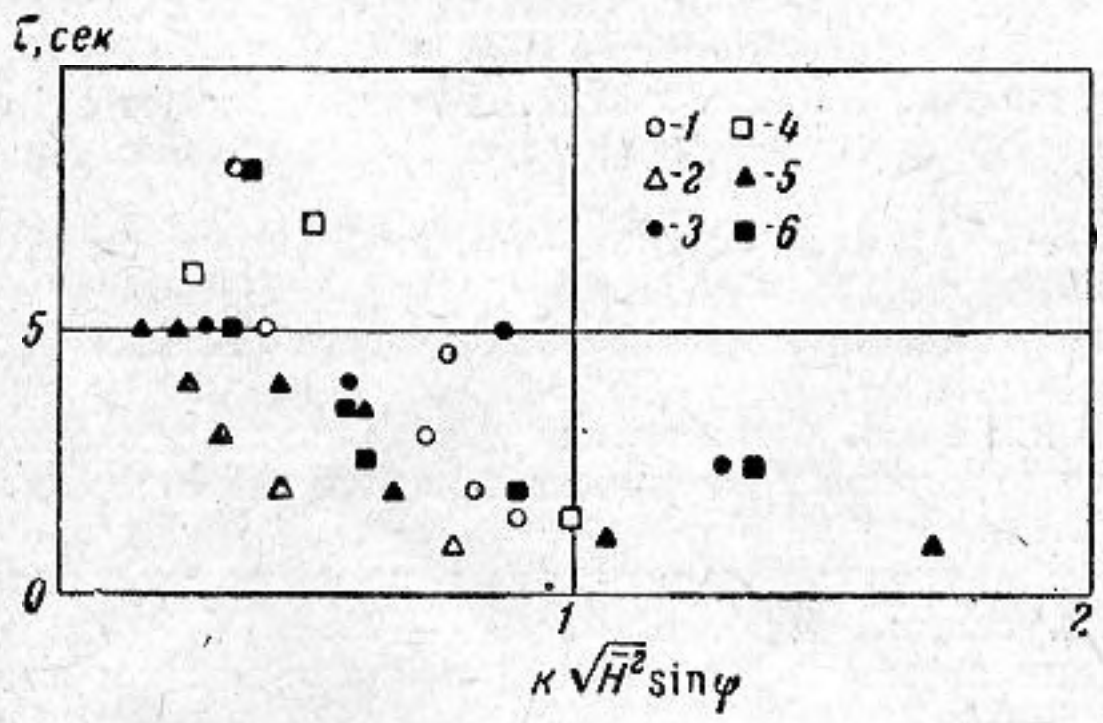


Фиг. 9



Фиг. 10

метра $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi$. В большинстве случаев временные коэффициенты автокорреляции флюктуаций имеют неправильную форму, поэтому часто бывает трудно оценить интервалы корреляции. На фиг. 9 и 10 приведены коэффициенты корреляции различного вида, построенные по данным измерений. В некоторых случаях они имеют вид осцилляторно затухающих функций (см. фиг. 9, *а* — $\eta=30\%$, $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi=0{,}37$, *б* — $\eta=19\%$, $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi=0{,}26$, *в* — $\eta=51\%$, $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi=0{,}7$). Как следует из анализа условий эксперимента, такая форма корреляционных функций наблюдается обычно при безветровом волнении (зыби)



Фиг. 11

и только в области достаточно малых значений параметра $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi$. При этом период осцилляций коэффициента корреляции совпадает с периодом волны. Интервал корреляции флюктуаций для таких случаев примерно соответствует интервалу корреляции волнения. На фиг. 10, *б* приведены коэффициенты корреляции флюктуаций амплитуды в случае ветрового волнения (*1* — $\eta=38\%$, $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi=0{,}35$, *2* — $\eta=24\%$,

$k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi = 0{,}44$). Несмотря на то что параметр Рэлея меньше единицы, корреляционные кривые имеют неправильную, искаженную форму. Когда параметр Рэлея $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi \gtrsim 1$, то даже в случае безветрового волнения периодичность коэффициентов корреляции нарушается, а интервалы корреляции уменьшаются — фиг. 10, *а* (*1* — $\eta = 45\%$, $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi = 0{,}82$, *2* — $\eta = 26\%$, $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi = 2{,}2$). При непрерывном излучении интервалы корреляции флюктуирующего сигнала меньше интервалов корреляции волнения для всех значений параметра $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi$, имевших место в процессе измерений (фиг. 10, *в*: *1* — $\eta = 25\%$, $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi = 0{,}34$, *2* — $\eta = 39\%$, $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi = 1{,}5$). Здесь, видимо, проявляется эффект наложения многочисленных некогерентных отражений от различных участков поверхности и дна. Для качественной оценки зависимости временных интервалов корреляции флюктуаций амплитуды от параметра Рэлея на фиг. 11 приведены значения интервалов корреляции по результатам измерений при различных $k\sqrt{\overline{H^2}}\sin\psi$ (*1*—5.01.1959 г., $\tau_B = 5$ *сек*; *2* — 6.01.1959 г., $\tau_B = 4$ *сек*; *3* — 23.01.1959 г., $\tau_B = 5$ *сек*; *4* — 12.05.1959 г., $\tau_B = 4$ *сек*; *5* — 24.03.1959 г., $\tau_B = 3$ *сек*; *6* — 8.04.1959 г., $\tau_B = 3{,}5$ *сек*). На фоне значительного разброса точек виден спад интервалов корреляции с ростом параметра Рэлея. Разброс точек на фиг. 11 обусловлен, по-видимому, неодновременной записью флюктуаций амплитуды и волны при наличии нестационарности волнения, а также недостаточно большой продолжительностью записи исследуемых процессов (около 2 *мин*).

В заключение приносим благодарность Ю. М. Сухаревскому за руководство данной работой.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. J. Sheehy. Transmission of 24-kc underwater sound from a deep sourc. J. Acoust. Soc. America, 1950, **22**, 24—28.
2. D. Mintzer. Wave propagation in a randomly inhomogeneous medium. J. Acoust. Soc. America, 1953, **25**, 922—929.
3. F. H. Sagar. Fluctuations in a intensity of short pulses of 14,5-kc sound received from a source in the sea. J. Acoust. Soc. America, 1955, **27**, 1092—1106.
4. D. C. Whitmarsh, E. Skudrzyk, R. J. Urick. Forward scattering of sound and its correlation with the temperature microstructure. J. Acoust. Soc. America, 1957, **29**, 1124—1143.
5. M. V. Brown, J. Ricard. Fluctuations in surface—reflected pulsed cw Arivals. J. Acoust. Soc. America, 1960, **32**, 1551—1554.
6. C. S. Clay. Fluctuations of sound reflected from the sea surface. J. Acoust. Soc America, 1960, **32**, 1547—1551.
7. Г. Е. Смирнов, О. С. Тонаканов. Флюктуации импульсных гидроакустических сигналов при отражении от водной поверхности при наличии волнения. Акуст. ж., 1960, **6**, 4, 482—490.
8. Л. Н. Захаров. Распространение тональных сигналов в плоском слое воды с волнующейся поверхностью. Акуст. ж., 1960, **6**, 4, 454—461.
9. О. С. Тонаканов. Флюктуации звука при распространении в мелком слое воды. Акуст. ж., 1961, **7**, 2, 236—241.
10. Э. П. Гулин. О флюктуациях амплитуды и фазы звуковой волны, отраженной от статистически неровной поверхности. Акуст. ж., 1962, **8**, 2, 175—182.
11. Б. Р. Левин. Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике. М., Сов. радио, 1957.
12. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг. Распространение радиоволн. М., ГТТИ, 1953.
13. Г. Крамер. Математические методы статистики. М., ИЛ, 1948.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
14 июня 1961 г.