АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XIX 1973 Вып. 2

УДК 534.26:551.26

ИССЛЕДОВАНИЕ АМПЛИТУДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗВУКОВЫХ СИГНАЛОВ, РАССЕЯННЫХ ВЗВОЛНОВАННОЙ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

В. И. Зельдис, И. А. Лейкин, А. Д. Розенберг, В. Г. Рускевич

Приводятся результаты экспериментального исследования в бассейне и на море амплитудных характеристик рассеянного в обратном направлении гидроакустического сигнала в диапазоне частот от 15 до 150 *кгц* и углов скольжения от 10 до 50°. Подробно измерены характеристики рассеивающей поверхности при волнении моря до 5 баллов, что позволило сопоставить данные акустических измерений с расчетом. Полученные результаты хорошо объясняются в рамках теории резонансного рассеяния.

Радиофизические исследования основных характеристик радиолокационного сигнала, рассеянного взволнованной поверхностью моря, показали, что рассеяние носит избирательный характер [1]; цель данной работы — дальнейшая экспериментальная проверка основных положений теории резонансного рассеяния. Исследование механизма рассеяния в гидроакустическом варианте обладает рядом методических преимуществ по сравнению с радиофизическим (отсутствие сложных поляризационных эффектов, простота изменения параметров облучения в широких пределах и пр.).

Высокая разрешающая способность по пространству обеспечивает четкую локализацию малого участка рассеивающей поверхности, что позволяет проводить одновременные измерения параметров поверхности в заданном месте и характеристик сигнала, рассеянных этой поверхностью. Характерной особенностью приводимых ниже данных является сопоставление результатов измерения параметров акустического сигнала и рассеивающей поверхности; в качестве характеристик поверхности рассматриваются двумерные спектры волнения, измеренные с помощью специальных интерференционных датчиков.

Развитая на основе метода малых возмущений теория резонансного рассеяния [2] исходит из представления о том, что при облучении случайной шероховатой поверхности основной вклад в обратное рассеяние вносят лишь определенные составляющие пространственного спектра этой поверхности. Условием резонанса между плоской волной звукового поля и случайной поверхностью с непрерывным спектром $S(\varkappa, \theta)$ при рассеянии в обратном направлении является

$$\varkappa = 2k\cos\psi, \quad \theta = \theta_0, \quad \theta = \theta_0 + \pi, \tag{1}$$

где $\varkappa$ и k — волновые числа поверхности и звукового поля соответственно, ψ — угол скольжения, θ_0 — угол облучения в горизонтальной плоскости.

Удельная эффективная отражающая поверхность (коэффициент обратного рассеяния) выразится при этом как

$$\sigma_0 = 4k^4 \sin^4\psi S_{\varkappa_0,\,\theta_0}, \tag{2}$$

где $S_{\varkappa_0, \theta_0}$ — двумерная спектральная плотность тех составляющих волнения $\varkappa_0$, для которых справедливо условие резонанса (1).

Таким образом, в диапазоне частот 15—150 *кгц* при малых углах скольжения ($\psi < 50°$) рассеяние в обратном направлении определяется высокочастотной частью спектра морского волнения — «рябью»; влияние крупных волн может быть учтено введением двухмасштабной модели рассеивающей поверхности [3]: при этом

$$\sigma_0 = 4k^4 \langle \sin^4 \tilde{\psi} S_{2k \cos \tilde{\psi}, \theta_0} \rangle_N, \tag{2a}$$

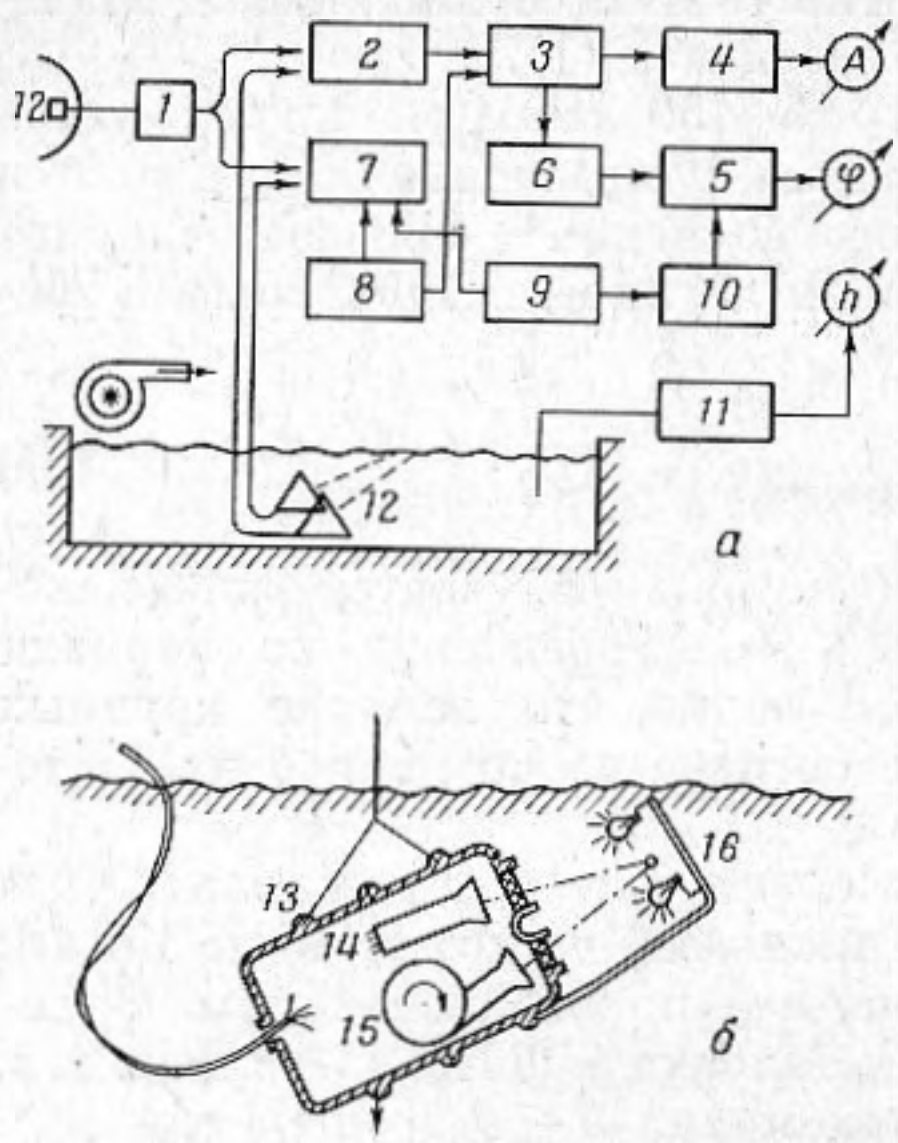
где $\tilde{\psi}$ — локальный угол скольжения, под которым облучается рябь, находящаяся на склоне крупной волны, а $\langle\ \rangle_N$ — усреднение по нормали к средней поверхности. Из формулы (2а) видно, что наличие крупных волн приводит к модуляции рассеянного сигнала во времени с их частотой.

Эксперименты по исследованию рассеяния звука проводились как в бассейне, так и в натурных условиях в диапазоне частот от 15 до 150 *кгц* при использовании тонального амплитудно-модулированного звука. Функциональная схема приемно-передающей установки приведена на фиг. 1, *а*, где: *1* — антенный переключатель, *2* — приемник, *3* — стробируемый каскад, *4* — амплитудный детектор, *5* — фазовый детектор, *6* — ограничитель, *7* — усилитель мощности, *8* — импульсный блок, *9* — задающий генератор, *10* — фазовращатель, *11* — усилитель волномера, *12* — приемно-передающая антенна. Установка обеспечивала излучение звуковых импульсов мощностью до 100 *вт* и длительностью от 0,5 до 5 *мсек* с частотой повторения от 1 до 200 *гц*. Сменные пьезокерамические излучатели позволяли перекрыть исследуемый диапазон частот в 5—6 точках; в качестве концентраторов звука использовались параболические антенны при измерениях в море и рупорные — в бассейне; суммарная ширина диаграмм направленности антенн приемно-передающей установки составляла 2 и 12° в верхней и нижней точках рабочего диапазона частот соответственно (при измерениях в море). Наличие двух приемных каналов позволяло производить раздельную запись амплитудных и фазовых характеристик исследуемого канала; временная селекция сигналов обеспечивала разрешение в пространстве до 30 *см* длины исследуемого участка поверхности.

Опыты проводились в течение 1968—1970 гг. в заглушенном бассейне с размерами $1{,}5 \times 3 \times 9$ *м* и в прибрежной зоне Черного моря. При натурных измерениях антенная система размещалась либо на эстакаде (расстояние от берега 50 *м*, глубина места 12 *м*), либо в открытом море на донном якоре (расстояние от берега 500 *м*, глубина места 120 *м*); глубина погружения антенной системы составляла 4—10 *м*. Измерительная процедура заключалась в записи на магнитную ленту в течение двух минут абсолютных значений амплитуды рассеянного сигнала (калибровка производилась по эталонным металлическим сферам) при фиксированных частотах и углах облучения в обеих плоскостях; в течение опыта (1—2 *час*) изменялись рабочая частота, угол скольжения (5 значений от 10 до 50°) и азимут (3 значения относительно фронта поверхностной волны).

В непосредственной близости от рассеивающего участка поверхности измерялись параметры ветра и волнения. Применение специальных волномерных систем обеспечивало получение двумерных спектров волнения $S(\varkappa, \theta)$ ряби [4, 5].

Для выяснения влияния воздушных пузырьков на характер рассеянного сигнала производились измерения размеров и концентрации пузырьков в приповерхностном слое с помощью погружаемых кино- и телевизионной камер; функциональная схема этой установки приведена на фиг. 1, *б*, где: *13* — Бокс, *14* — Видикон, *15* — кинокамера, *16* — подсвет. Устройство обеспечивало регистрацию пузырьков в объеме воды с раз-



Фиг. 1

мерами $2 \times 2 \times 0{,}5$ *см*^{3} с частотой съема кадров до 1 *гц* и с разрешением по размерам исследуемых пузырьков до 0,1 *мм*.

Измерения в бассейне

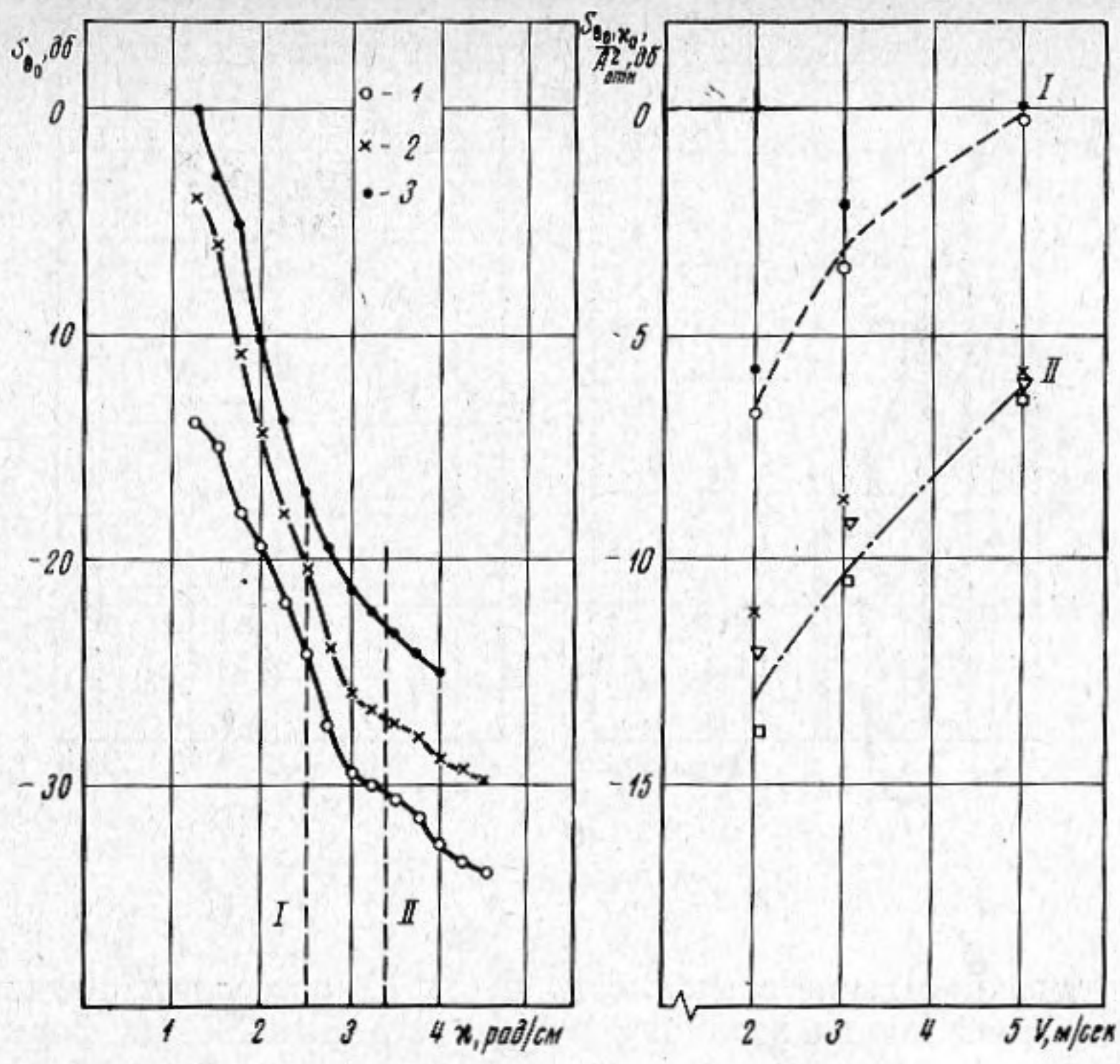
Измерения в бассейне на правильных синусоидальных поверхностных волнах качественно подтвердили основные положения теории резонансного рассеяния [6]. При измерениях с ветровым волнением в бассейне создавалась рябь, близкая по параметрам к высокочастотной части реального морского волнения. Параметры ряби могли регулироваться, их воспроизводимость позволяла планировать четкие эксперименты по выяснению влияния формы поверхности на характер рассеянного сигнала, поэтому проверка формулы (2) производилась в основном при измерениях в бассейне.

Для выяснения зависимости интенсивности рассеянного сигнала от формы поверхности необходимо измерить среднюю интенсивность рассеянного сигнала $\overline{A^2}$ при различных состояниях водной поверхности и неизменных угле скольжения и длине звуковой волны (см. работу [2]). Изменение формы поверхности обеспечивалось путем изменения силы ветра в волновом лотке; в качестве примера слева на фиг. 2 приведены три спектра $S_{\theta_0}(\varkappa)$, соответствующих разным скоростям ветра (*1 – 2*, *2 – 3* и *3 – 5 м/сек*). Приведенные спектры были измерены с помощью интерференционной системы датчиков волнения – линейной решетки, обеспечивающей избирательность по углу ($\Delta\theta_{0,5} = 10°$) [5].

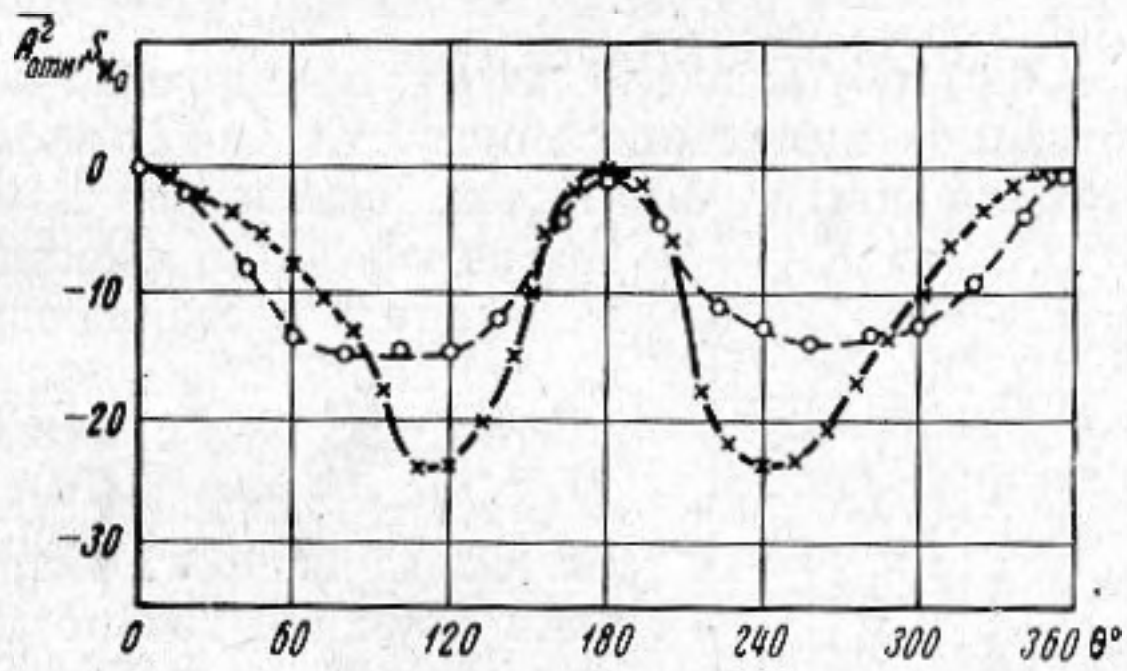
Для расчета σ_0 (или средней интенсивности рассеянного сигнала $\overline{A^2}$) из приведенных на фиг. 2 спектров необходимо воспользоваться значениями $S_{\varkappa_0, \theta_0}$ в точках, соответствующих условию (1). Опыты по исследованию зависимости $\overline{A^2}(S_{\varkappa_0, \theta_0})$ проводились на двух фиксированных частотах $f = 43$ и 58 *кгц* и угле скольжения 45°; соответственные значения резонансных волновых чисел $\varkappa_0'$ и $\varkappa_0''$ нанесены на фиг. 2, слева пунктирными линиями ($\varkappa_0'$ – линия I и $\varkappa_0''$ – линия II). Из фигуры видно, что для приведенных спектров величина $S_{\theta_0}(\varkappa)$ существенно изменяется при изменении скорости ветра от 2 до 5 *м/сек*; при этом в соответствии с формулой (2) средняя интенсивность рассеянного сигнала должна изменяться таким же образом (f и $\psi = \text{const}$). Справа на фиг. 2 приведены зависимости $S_{\theta_0, \varkappa_0}$ от скорости ветра V для $\varkappa_0 = \varkappa_0'$ (кривая I) и $\varkappa_0 = \varkappa_0''$ (кривая II), полученные из приведенных спектров. Здесь же различными значками (разные опыты) нанесены измеренные значения $\overline{A^2}$ (в относительных единицах). Хорошее совпадение приведенных данных подтверждает справедливость формулы (2).

Другим способом исследования влияния формы поверхности на характеристики рассеянного сигнала является определение зависимости интенсивности рассеянного сигнала от угла облучения в азимутальной плоскости. В случае анизотропного ветрового волнения азимутальная зависимость рассеянного сигнала определится угловым распределением мощности составляющих волнения с $\varkappa = \varkappa_0$ – угловым спектром $S_{\varkappa_0}(\theta)$

$$\overline{A^2} \sim S_{\varkappa_0}(\theta). \qquad (3)$$



Фиг. 2



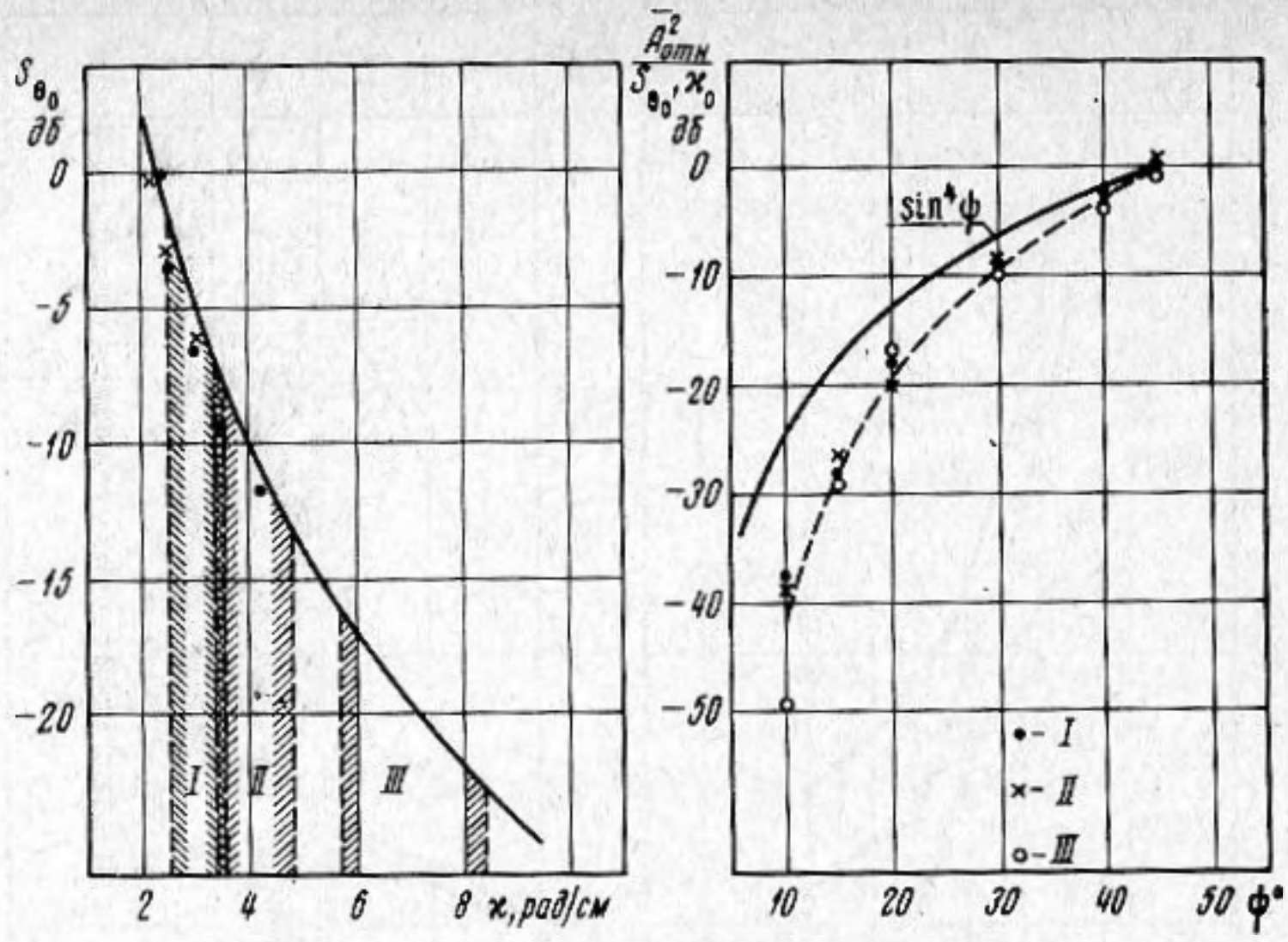
Фиг. 3

Для проверки формулы (3) опыт ставился следующим образом: при заданной форме поверхности (ветер 2 *м/сек*) и неизменных ψ и f изменялась ориентация приемно-передающей антенны в пределах от 0 до 360° относительно генерального направления ветра; расстояние до центра облучаемого пятна поддерживалось неизменным.

Одновременно с измерением звукового сигнала производилось измерение углового спектра волнения с помощью линейной решетки с разрешением по углу $\Delta\theta_{0,5} = 5°$. Результаты таких измерений представлены на фиг. 3 ($f = 43$ *кгц*, $\psi = 45°$); точками нанесено угловое распределение мощности волнения для $\varkappa_0 = 2{,}5$. На этой же фигуре кружками нанесены данные измерений интенсивности рассеянного сигнала $\overline{A^2}(\theta)$: видно хорошее совпадение результатов непосредственного и акустического измерений углового спектра $S_{\varkappa_0}(\theta)$. Некоторое расхождение данных в области минимумов спектра объясняется значительным уровнем боковых лепестков линейной решетки.

Таким образом, любое изменение формы поверхности (по $\varkappa_0$ или θ) вызывает соответствующее изменение интенсивности рассеянного сигнала

$$\overline{A^2} \sim S_{\theta_0, \varkappa_0}. \tag{4}$$

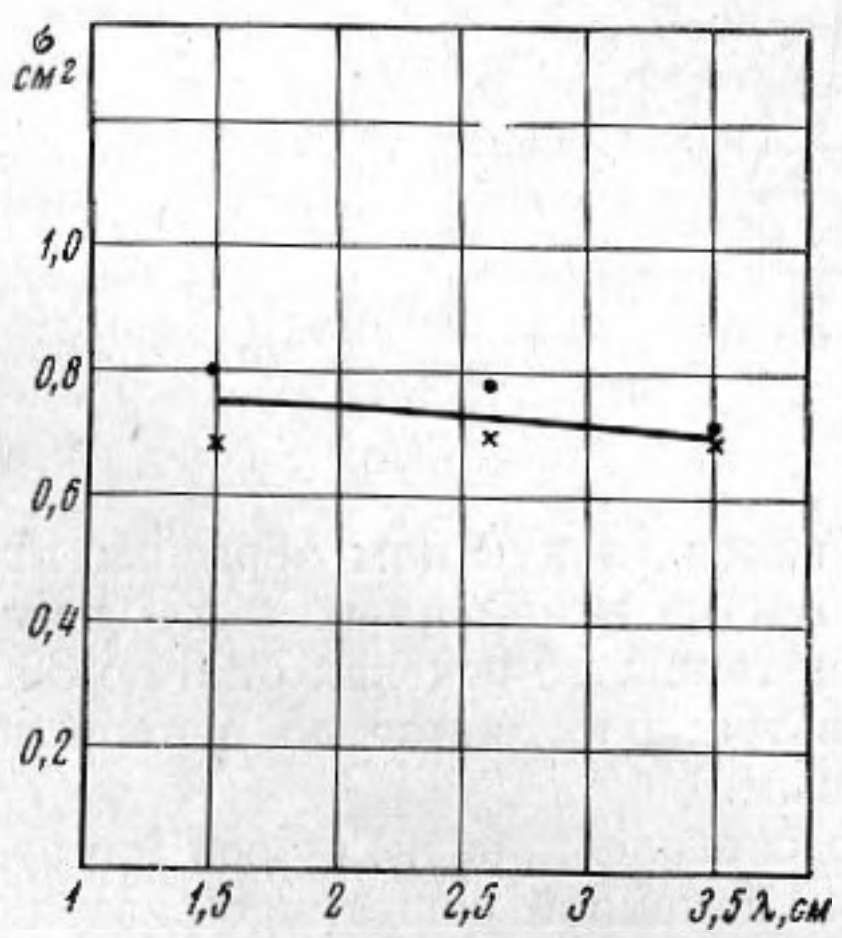


Фиг. 4

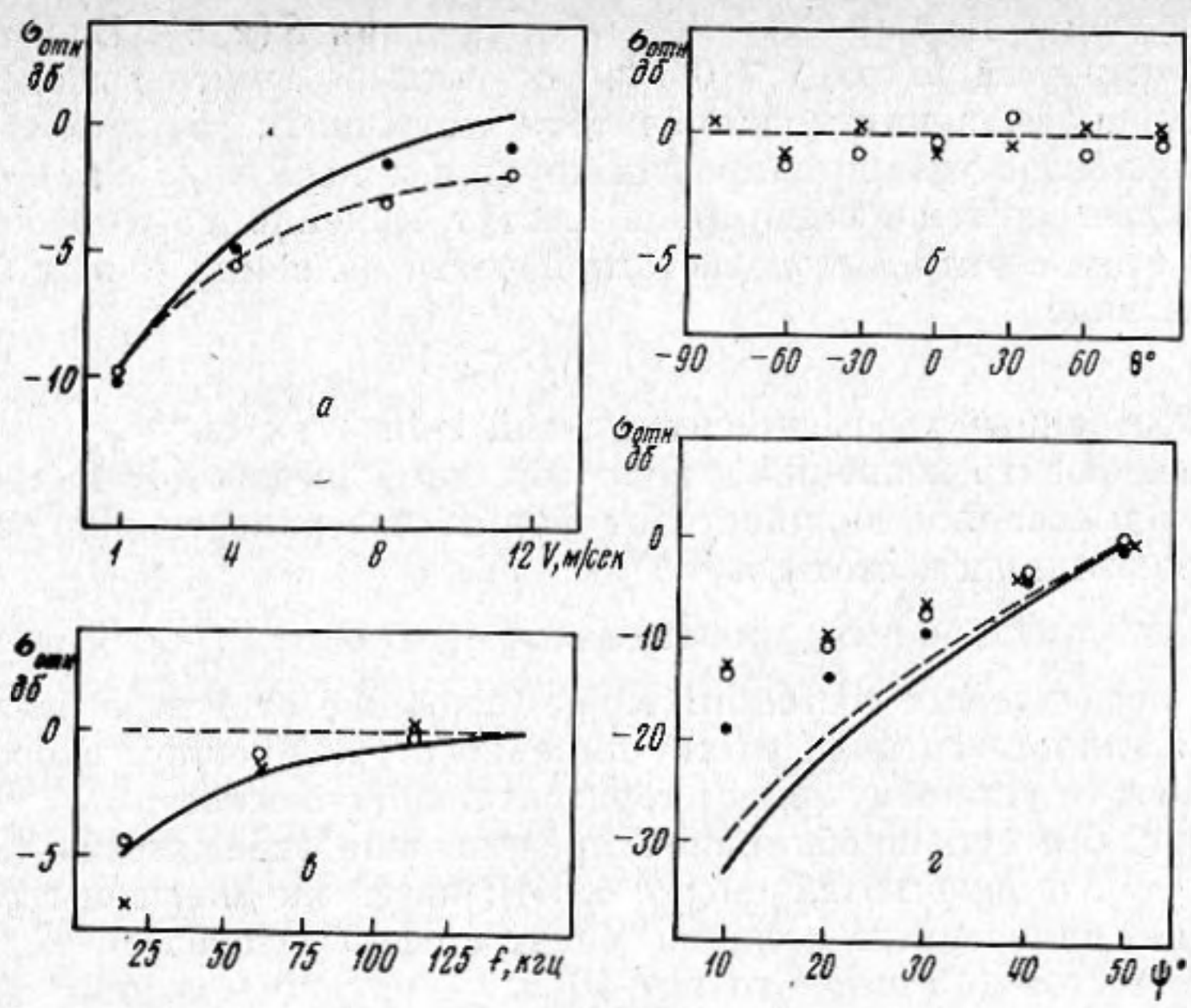
Исследованная выше зависимость $\overline{A^2}(S_{\varkappa_0,\,\theta_0})$ позволяет изучить влияние угла облучения на величину рассеянного сигнала. Из формулы (2) следует, что

$$\overline{A^2} \sim \sin^4\psi S_{2k\cos\psi,\,\theta_0}, \tag{5}$$

т. е. изменение $\overline{A^2}(\psi)$ обусловлено двумя причинами: во-первых, происходит непосредственное изменение мощности рассеянного сигнала с изменением угла скольжения и, во-вторых, вследствие изменения условий резонанса (1) рассеяние происходит на других составляющих поверхности $\varkappa_0$ с иными значениями спектральной плотности $S_{\theta_0,\,\varkappa_0}$. Зная зависимость $\overline{A^2}(S_{\varkappa_0,\,\theta_0})$, разделим указанные эффекты. Слева на фиг. 4 приведены результаты двух опытов по измерению $S_{\theta_0}(\varkappa)$ для средней скорости ветра $V = 3$ *м/сек* (точки — 1-й опыт, крестики — 2-й опыт); видно, что форма спектра может быть достаточно хорошо описана зависимостью вида $S(\varkappa) \sim \varkappa^{-4}$ (сплошная линия). На этой фигуре нанесены области $I - III$, в которых заключены значения $\varkappa_0$ при изменении угла ψ от 10 до 45° для частот звука 43, 58 и 100 *кгц* соответственно; видно, что изменению ψ от 45 до 10° соответствует уменьшение $S_{\varkappa_0}$ на 6 *дб*. На фиг. 4 справа приведены усредненные по 10 опытам результаты экспериментального исследования зависимости $\overline{A^2}(\psi)$, на частотах 43, 58 и 100 *кгц* (значки I, II и III соответственно) и ветре 3 *м/сек*; данные приведены в относительных единицах и нормированы на $S_{\varkappa_0,\,\theta_0}$. Видно, что значения $\overline{A^2}(\psi)$, полученные на разных частотах, достаточно хорошо совпадают друг с другом, что позволяет провести среднюю кривую (штриховая линия). Отклонение ее от расчетной кривой $A^2 \sim \sin^4\psi$ увеличивается с уменьшением угла ψ. Наблюдаемое расхождение между расчетными и экспериментальными данными объясняется, по-видимому, падением точ-



Фиг. 5



Фиг. 6

ности измерений в области малых углов ввиду малой (соизмеримой с шумами) величины рассеянного сигнала.

Из (2) следует, что зависимость интенсивности рассеянного сигнала от длины излученной волны определяется как

$$\overline{A^2} \sim \lambda^{-4} S_{2k\cos\psi,\ \theta_0}. \tag{6}$$

Задаваясь видом спектра поверхности, как это было сделано выше, $S(\varkappa) \sim \varkappa^{-4}$, и учитывая, что $\psi = \text{const}$, получим

$$\overline{A^2}(\lambda) = \text{const}, \tag{7}$$

т. е. интенсивность рассеянного сигнала при измерениях в бассейне от длины излучаемой волны не зависит. Проверка формулы (7) производилась на трех длинах волн (1,5; 2,6 и 3,5 *см*) для среднего ветра $V = 3$ *м/сек* и угла скольжения $\psi = 30°$; проводилась калибровка принятого сигнала по двум эталонным пустотелым металлическим сферам. На фиг. 5 представлены результаты таких измерений в абсолютных значениях эффективной отражающей поверхности $\sigma = \sigma_0 s$ (точки соответствуют сфере с $d = 37$ *мм*, крестики — сфере с $d = 73$ *мм*); видно хорошее совпадение (до 1 *дб*) данных, полученных при калибровке по разным сферам. Характерным является отсутствие зависимости σ от длины волны, что подтверждает формулу (6).

Измерения в натурных условиях

Измерения в бассейне проводились при состояниях поверхности, не превышающих 1—2 баллов; важной особенностью натурных измерений является возможность проверки влияния крупной волны. Вместе с тем существенная нестационарность волнения [5] затрудняет получение воспроизводимых результатов и повышает разброс исходных данных; ниже приводятся данные, усредненные по двум группам опытов: слабый ветер ($V < 5$ *м/сек*, волнение 0—2 балла) и сильный ветер ($V = 5$—11 *м/сек*, волнение 3—5 баллов). Специальными измерениями [7] было установлено, что в этих условиях влиянием рассеяния от пузырьков воздуха, находящихся в приповерхностном слое моря, можно пренебречь. Одновременно с акустическими измерениями было проведено более 100 опытов

по определению двумерных спектров волнения $S(\varkappa, \theta)$. Было показано, что для скоростей ветра $V > 0{,}5$ *м/сек* угловой спектр высокочастотных составляющих волнения можно считать изотропным [5], форма спектра в среднем наиболее удачно аппроксимируется кривой вида $S(\varkappa) \sim \varkappa^{-3,5}$ [4], спектральные составляющие ряби растут линейно со скоростью ветра [7], при этом спектр высокочастотной части волнения может быть представлен в виде

$$S(\varkappa, \theta) = B\varkappa^{-3,5}V, \tag{8}$$

где B — постоянный коэффициент, равный $1 \cdot 10^{-5}$ *сек·см*$^{-0,5}$.

Задавая спектр волнения в виде (8), из формулы (4) получается зависимость рассеянной мощности от формы поверхности для неизменных углов скольжения и частоты звука

$$\sigma \sim S_{\varkappa_0, \theta_0}; \ \sigma(\theta) = \text{const}; \ \sigma(V) \sim V, \tag{9}$$

т. е. для исследуемых состояний моря (волнение от 1 до 5 баллов) мощность рассеянного сигнала растет линейно с увеличением скорости ветра и не зависит от угла облучения в горизонтальной плоскости.

На фиг. 6, *а* сплошной линией представлена зависимость (9) $\sigma(V) \sim \sim S_{\varkappa_0}(V) \sim V$, и штриховой $-\sigma(V) \sim V^{0,8}$; здесь же нанесены результаты усреднения измеренных величин спектральной плотности $S_{\varkappa_0}$ для двух значений частот (15 *кгц* — точки, 43 *кгц* — кружки) и угла скольжения $\psi = 30°$. Видно, что измеренные значения лежат в пределах области, ограниченной кривыми $\sigma(V)$; для приближенных расчетов допустимо использование линейной зависимости мощности рассеянного сигнала от скорости ветра.

Азимутальная изотропия рассеянной мощности иллюстрируется фиг. 6, *б*, где приведены результаты двух опытов (скорость ветра 2 *м/сек* — кружки, 4 *м/сек* — крестики) по исследованию зависимости $\sigma(\theta)$ на частоте 43 *кгц* для угла скольжения $\psi = 30°$; видно, что с точностью до 1 *дб* угловое распределение мощности постоянно.

Зависимость рассеянной мощности от частоты звука также определяется видом задаваемого спектра волнения: для спектра (8) из формулы (6) следует

$$\sigma(k) \sim \varkappa^{-3,5}k^4 = (2k\cos\psi)^{-3,5}k^4, \tag{10}$$

т. е. $\sigma(f) \sim f^{0,5}$.

Для спектра вида $S(\varkappa) \sim \varkappa^{-4}$ рассеянная мощность от частоты звука не зависит ($\sigma(f) = \text{const}$). Обе зависимости приведены на фиг. 6, *в* ($\sigma \sim \sim f^0$ — штриховая линия, $\sigma \sim f^{0,5}$ — сплошная). Здесь же нанесены усредненные по результатам 20 опытов экспериментальные данные для скорости ветра $V < 5$ *м/сек* и двух значений угла $\psi = 20°$ (крестики) и 40° (кружки); видно хорошее соответствие результатов эксперимента кривой вида $\sigma(f) = f^{0,5}$.

Рассмотрим аналогичным образом зависимость рассеянной мощности от угла скольжения:

для

$$S(\varkappa) \sim \varkappa^{-4}\sigma(\psi) \sim \text{tg}^4\,\psi,$$

для

$$S(\varkappa) \sim \varkappa^{-3,5}\sigma(\psi) \sim \sin^4\psi / \cos^{3,5}\psi. \tag{11}$$

Расчетные кривые приведены на фиг. 6, *г*; данные нормированы на значения $\sigma(\psi)$ для $\psi = 50°$. Видно, что измерение вида спектра волнения мало влияет на характер зависимости $\sigma(\psi)$: наблюдается резкое уменьшение $\sigma(\psi)$ с углом как для кривой $\sigma = \text{tg}^4\,\psi$ (сплошная линия), так и для $\sigma \sim \dfrac{\sin^4\psi}{\cos^{3,5}\psi}$ (штриховая линия). Здесь же приведены усредненные по 40 опытам значения $\sigma(\psi)$ для трех частот излучения (15 *кгц* — точки, 58 — крестики, 108 — кружки) и слабого ветра ($V < 5$ *м/сек*) — видно, что

данные экспериментов располагаются выше расчетных кривых. Указанное несоответствие объясняется, по-видимому, влиянием крупных волн и должно быть рассмотрено особо.

Полученные соотношения позволяют рассчитывать удельную эффективную отражающую поверхность (коэффициент обратного рассеяния); для спектра поверхности вида (8), пользуясь формулами (1) и (2), получим

$$\sigma_0 = Bk^{0,5}V \operatorname{tg}^4 \psi \cos^{0,5} \psi / 2\sqrt{2}. \tag{12}$$

Учитывая, что в исследуемом диапазоне углов $\cos^{0,5} \psi \approx 1$ и переходя от k к λ, получим

$$\sigma_0 \approx B \operatorname{tg}^4 \psi V \lambda^{-0,5}. \tag{13}$$

Зависимость (13) может быть использована для ориентировочных расчетов σ_0 при средних значениях скорости ветра (1 *м/сек* $< V <$ 10 *м/сек*); ошибки расчетов растут на краях диапазона изменения V. Это объясняется тем, что для малых значений скорости ветра спектр $S(\varkappa, \theta)$ не может с достаточной точностью считаться изотропным. Для больших значений V неправомерен линейный рост $S(\varkappa, \theta)$ с ветром: при $V > 10$ *м/сек* наблюдается тенденция к насыщению кривой $S_{\varkappa_0}(V)$.

Выводы

1. При обратном рассеянии звуковых волн от случайной шероховатой поверхности с пологими неровностями имеет место избирательный механизм рассеяния (пространственный резонанс): условием резонанса является $2k \cos \psi = \varkappa_0$; $\theta = \theta_0$; $\theta = \theta_0 + \pi$.

2. В отсутствие крупных волн коэффициент обратного рассеяния определяется как

$$\sigma_0 = 4k^4 \sin^4 \psi S_{2k \cos \psi,\ \theta_0}.$$

3. Для ориентировочных инженерных расчетов при состояниях моря, характеризуемых скоростью ветра от 1 до 10 *м/сек*, может быть использована зависимость

$$\sigma_0 = B\lambda^{-0,5}V \operatorname{tg}^4 \psi.$$

Авторы благодарят И. Е. Островского и И. М. Фукса за ценные замечания при обсуждении данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. G. Bass, I. M. Fuks, A. I. Kalmykov, I. E. Ostrovsky, A. D. Rosenberg. Very High Frequency Radiowave Schattering by a Disturbed Sea Surface Pt I and Pt II Trans IEEE Ap-16 N 5, 1968, 554—568).
2. Ф. Г. Басс. К теории комбинационного рассеяния волн на неровной поверхности. Изв. вузов. Радиофизика, 1961, 4 и 1, 58—66.
3. Б. Ф. Курьянов. Рассеяние звука на шероховатой поверхности с двумя типами неровностей. Акуст. ж., 1962, 8, 3, 325—333.
4. И. А. Лейкин, А. Д. Розенберг. Исследование высокочастотной части спектров морского волнения. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1970, 6, 12, 1328—1332.
5. И. А. Лейкин, А. Д. Розенберг. Измерение угловых спектров высокочастотной части волнения. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1971, 7, 1, 102—106.
6. В. И. Зельдис, А. Д. Розенберг, В. Г. Рускевич. Измерение рассеяния звука неровной поверхностью воды в бассейне. Тр. Акуст. ин-та, 1970, вып. XIII, 60—66.
7. Исследование рассеяния акустических волн взволнованной поверхностью моря (отчет). Ин-т радиофизики и электроники АН УССР, Харьков, 1970.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук УССР

Поступила
4 августа 1971 г.