АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XII 1966 Вып. 4

УДК 534.24:551.46

РАССЕЯНИЕ ЗВУКА ПОВЕРХНОСТЬЮ ОКЕАНА И ПРИПОВЕРХНОСТНЫМИ ЗВУКОРАССЕИВАЮЩИМИ СЛОЯМИ

И. Б. Андреева, Е. Г. Харатьян

Приведены результаты исследования рассеяния звука в приповерхностном слое океана. Источником звука служил подводный взрыв. Измерены абсолютные величины эффективного коэффициента рассеяния поверхностью в обратном направлении и получена их зависимость от частоты и угла скольжения в пределах 1—40 *кгц* и 10—60°. Показано, что при углах скольжения $< 30°$ и частотах 3—10 *кгц* рассеянное поле определялось в основном объемным рассеянием, в частности звукорассеивающими слоями, а не неровностями границы вода — воздух.

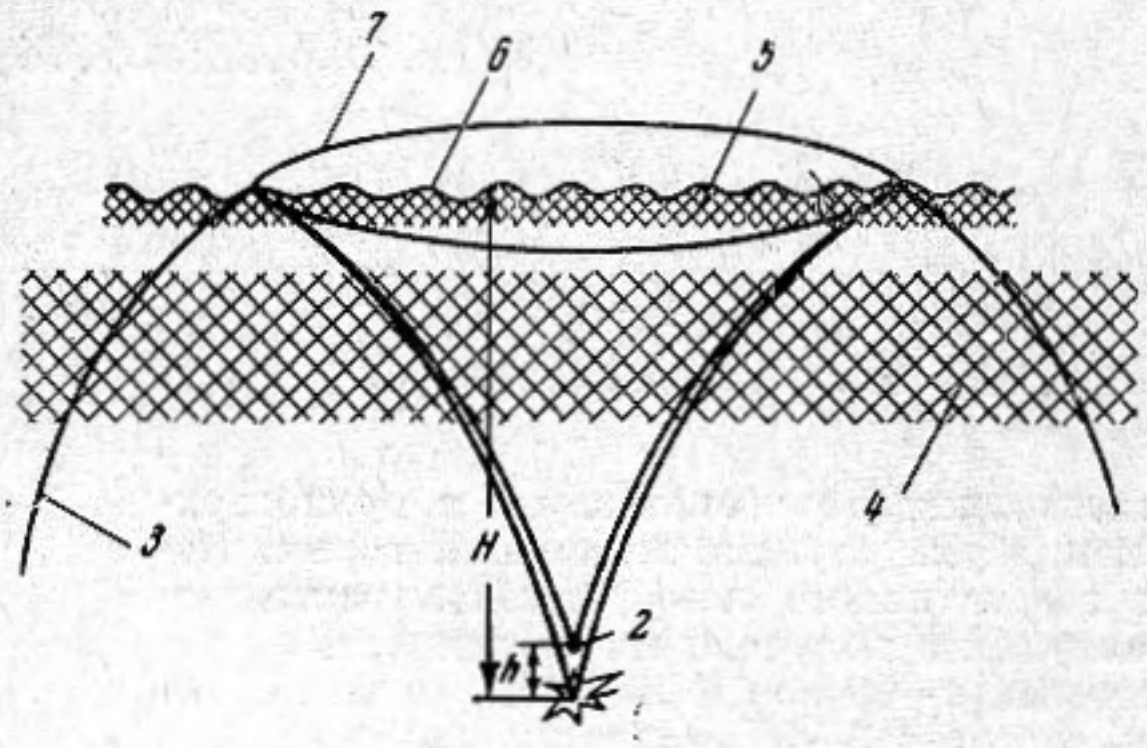
Интерес к экспериментальному изучению рассеяния звука поверхностью океана в обратном направлении возник более двадцати лет назад; однако число опубликованных работ на эту тему невелико. В первые годы исследования проводились при помощи направленных акустических антенн, работавших на фиксированных и относительно высоких частотах [1—4]. Морские эксперименты такого рода технически весьма затруднительны; действительно, уже самое использование в открытом океане погружаемых на большие глубины направленных акустических антенн представляет довольно сложную задачу, а необходимость изучения явления в широком диапазоне частот еще увеличивает трудности.

За последние годы нами [5] и другими исследователями [6] был независимо предложен иной метод изучения рассеяния — использование глубоководного взрыва и ненаправленного гидрофона, помещаемого рядом с ним. Этот способ имеет существенные преимущества по сравнению с применением электроакустических преобразователей: широкополосность зондирующего сигнала при большом запасе мощности и большой диапазон изменения угла подхода луча к поверхности при простоте технического выполнения эксперимента. Развитие такой экспериментальной техники внесло заметное оживление в эту область исследований и привело к появлению ряда новых публикаций [6—9].

В реальных условиях сама поверхность океана не является единственной рассеивающей структурой, охватываемой звуковой посылкой. Непосредственно к поверхности океана примыкает слой ветровых воздушных пузырьков; ниже, на глубинах до нескольких сотен метров, наблюдаются рассеивающие звук скопления биологических объектов — звукорассеивающие слои. В работах [6—9] предполагается, что объемное рассеяние мало и что рассеянное поле связано в основном с неровностями поверхности; в этом предположении авторы и вычисляют так называемый коэффициент поверхностного рассеяния.

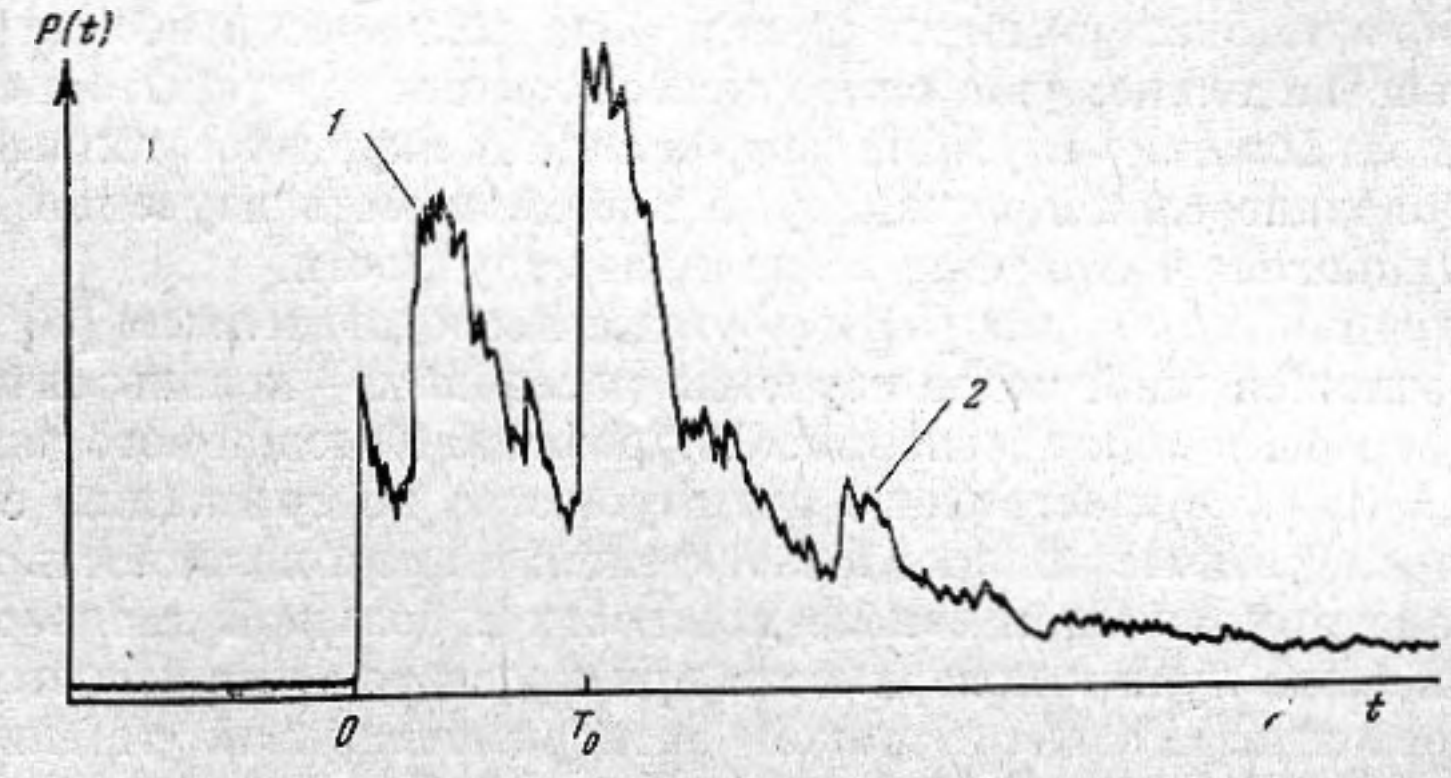
Ниже приводятся результаты экспериментов, выполненных в западной части экваториальной Атлантики на научно-исследовательском судне «Михаил Ломоносов». Цель работы — изучение частотных и угловых зависимостей коэффициента «поверхностного» рассеяния и оценка вклада звукорассеивающих слоев в общее рассеянное поле. Измерения проводи-

лись с конца сентября до начала ноября 1963 г. в темное время суток, что обеспечивало относительно малую глубину залегания и постоянство положения звукорассеивающих слоев. В районе проведения экспериментов преобладали устойчивые восточные пассатные ветры со скоростью 7—9 *м/сек* (реже 5—6 *м/сек*). Ввиду малой изменчивости метеорологических условий и недостаточно высокой точности определения скорости ветра (измерения анемометром на ходовом мостике судна) все полученные материалы были после обработки усреднены и приводимые данные характеризуют средние условия.



Фиг. 1

Источником звука служил взрыв толовой шашки весом 0,2 *кг* (*1*, фиг. 1), а приемником *2* — керамическая сфера, помещаемая на небольшом и известном расстоянии h над точкой взрыва. Глубина погружения H всей системы в ходе эксперимента изменялась от 200 до 500 *м*. Сферическая звуковая волна *3*, образованная взрывом, проходила через биологические рассеивающие скопления (*4*) и слой ветровых пузырьков (*5*) и спустя время $T_0/2 = H/c$ (c — скорость звука) достигала поверхности (*6*) над точкой взрыва. При $t > T_0/2$ область пересечения звуковых лучей с поверхностью являлась узким кольцом (*7*), радиус которого постепенно



Фиг. 2

увеличивался, а угол скольжения лучей у поверхности уменьшался. Угол скольжения θ вычислялся по глубине H и времени t с учетом вертикальной рефракции звуковых лучей. Рассеянный сигнал записывался на магнитофоне в диапазоне частот 1—40 *кгц* и эти записи являлись основным экспериментальным материалом. В дальнейшем записи воспроизводились с использованием фильтров с полосой $\Delta f = 0{,}1\ f$, и результаты анализа использовались для вычисления характеристик рассеяния среды.

Типичный вид зависимости давления от времени $p(t)$ в точке приема показан на фиг. 2. При $t < T_0$ рассеянный сигнал определяется только объемным рассеянием и при наличии звукорассеивающих слоев в этой области будет наблюдаться максимум *1*. При $t > T_0$ сигнал складывается из двух компонент, определяемых двумя видами неоднородностей среды —

неровностями границы вода — воздух и неоднородностями в объеме воды, охватываемом посылкой; выброс *2* соответствует моменту прихода сигнала, отраженного от судна.

Рассмотрим сначала первую из этих компонент. Наиболее распространенное определение коэффициента, характеризующего рассеяние на неровностях поверхности океана, следующее:

$$M_{\text{гр}} = \frac{W}{IA}, \tag{1}$$

где I — интенсивность падающего звукового поля на единичном расстоянии от рассеивающего элемента поверхности, W — мощность, рассеиваемая участком поверхности A в обратном направлении в единицу телесного угла. В рассматриваемом случае $A = \pi c\tau R$ — площадь горизонтальной проекции рассеивающего элемента поверхности, $R = ct / 2$ — расстояние от этого элемента до точки излучения — приема, $\tau = 1 / \Delta f$ — эффективная ширина посылки, β — коэффициент затухания в толще воды. Тогда сигнал, рассеянный границей вода — воздух, может быть записан в виде

$$I_1 = \frac{I}{R^2} A M_{\text{гр}} 10^{0{,}1\beta R}. \tag{2}$$

При этом пренебрегается влияние (например, дополнительным поглощением) приповерхностного слоя воздушных пузырьков на проходящую через него звуковую волну. В рассматриваемом нами диапазоне углов скольжения $\theta \geqslant 10°$ это, видимо, вполне справедливо. При расчете оценивалась также дефокусировка лучей на слое скачка, которая в условиях эксперимента оказалась незначительной.

Интенсивность второй компоненты, т. е. поля, созданного объемными рассеивателями, будет зависеть от размеров рассеивающего объема V_0 и коэффициента объемного рассеяния и обратном направлении m, величина которого в этом объеме непостоянна:

$$I_2 = \frac{I}{R^2} \int_{V_0} m dV \cdot 10^{0{,}1\beta R}. \tag{3}$$

Если излучение импульсное, а рассеивающие слои горизонтально однородны, то в отсутствие отражающей границы

$$\int_{V_0} m dV = \frac{c\tau}{2} \int_S m dS = \pi c\tau R \int_{z_1}^{z_2} m(z)\, dz = A M_{\text{об}}. \tag{4}$$

Здесь S — поверхность фронта посылки, z — глубина, z_1 и z_2 — пределы глубин, охватываемых посылкой на расстоянии R; $M_{\text{об}}$ — сила слоя *.

В реальных условиях на величину I_2 будут влиять отражения от поверхности океана; в слое ветровых пузырьков и в звукорассеивающих слоях это влияние несколько различно вследствие отличий в их положении и толщинах. Величина $c\tau / 2 = c / 2\Delta f$ остается всегда много меньше толщины звукорассеивающих слоев и может быть одного порядка или много меньше толщины слоя пузырьков. Учитывая это и считая, что коэффициент отражения от поверхности близок к единице, можно написать

$$I_2 = \frac{IA}{R^2} [(1 + a_1) M_{\text{зрс}} + (1 + a_2) M_{\text{сп}}] 10^{0{,}1\beta R}, \tag{5}$$

---

* Силой слоя или силой рассеяния слоя здесь и далее называем интеграл от коэффициента обратного рассеяния по глубине при пределах интегрирования, соответствующих верхней и нижней границам слоя.

где $M_{зрс}$ и $M_{сп}$ — сила звукорассеивающего и слоя пузырьков соответственно, a_1 и a_2 — коэффициенты, определяемые геометрией опыта, причем $0 \leqslant a_1 \leqslant 1$, $1 \leqslant \alpha_2 \leqslant 2$. На основании выражений (2) и (5) величина суммарного рассеянного поля в точке приема, т. е. интенсивность реверберации может быть записана так:

$$I_{рев} = I_1 + I_2 = \frac{IA}{R^2}[M_{гр} + (1 + a_1) M_{зрс} + (1 + a_2) M_{сп}] 10^{0{,}1\beta R}.$$

Величину, стоящую в скобках, назовем эффективным коэффициентом поверхностного рассеяния:

$$M_{эфф} = M_{гр} + (1 + a_1) M_{зрс} + (1 + a_2) M_{сп}. \qquad (6)$$

Выражение (6) показывает, что принятые нами количественные характеристики поверхностного и объемного рассеивания позволяют сопоставлять эти виды рассеяния и количественно оценивать вклад каждого из них.

Полученная экспериментально запись $p(t)$ в принципе позволяет вычислить все величины, входящие в выражение (6). При $t \leqslant T_0$ можно определить $M_{зрс}$ и $M_{сп}$, а при $t > T_0$ — суммарный коэффициент $M_{эфф}$. Подробно метод расчета описан в работе [10].

При обработке экспериментальных данных мы ограничились вычислением значений коэффициента $M_{эфф}$ при различных частотах и углах скольжения, а также силы слоя звукорассеивающих слоев; последние простирались, как правило, от глубин 50—70 до 250—300 *м*.

На фиг. 3 приведено семейство экспериментальных кривых $M_{эфф}$ (f), параметром которого является угол скольжения θ и кривая $M_{зрс}(f)$. При крутом падении звукового луча на поверхность абсолютная величина эффективного коэффициента рассеяния звука поверхностью велика ($\sim 5 \cdot 10^{-3}$) и мало зависит от частоты. Последнее означает (см., например, [11]), что основными рассеивателями здесь являются крупные неровности — видимо, грани основных волн морской поверхности.

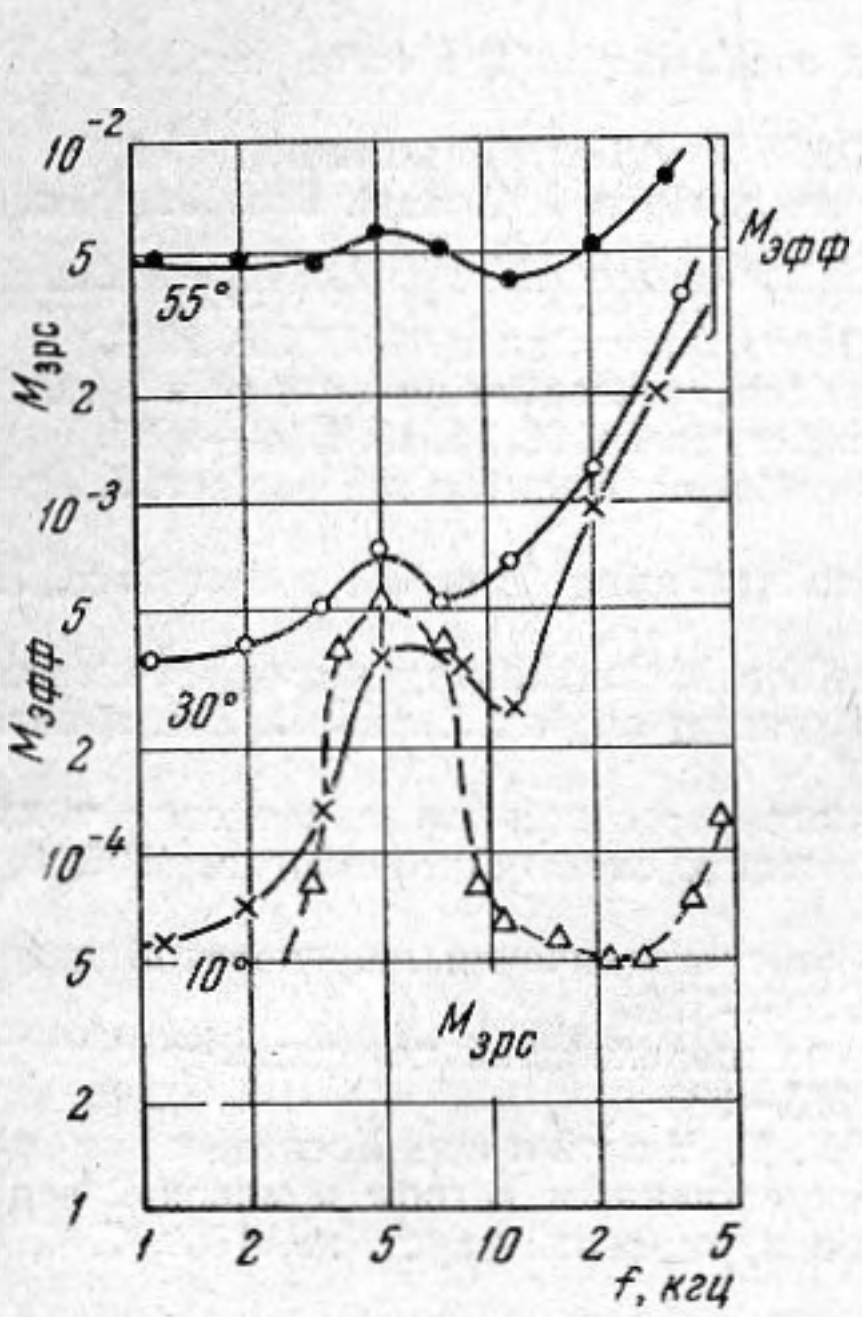
По мере уменьшения угла скольжения величина коэффициента рассеяния звука поверхностью уменьшается и появляется заметная зависимость от частоты. При $\theta = 10°$ величина коэффициента рассеяния на частоте $f = 40$ *кгц* остается почти такой же, как и при $\theta = 55°$ ($2 \cdot 10^{-3}$), но при $f = 1$ *кгц* падает почти на два порядка ($5 \cdot 10^{-5}$). Кроме того, в области частот около 3—10 *кгц* на кривой $M_{эфф}(f)$ отчетливо виден «горб», положение и величина которого хорошо согласуются с максимумом рассеяния в звукорассеивающих слоях, видным на кривой $M_{эрс}(f)$. Это свидетельствует о превалирующей роли объемного рассеяния при небольших значениях угла скольжения в области частот интенсивного рассеяния в звукорассеивающих слоях. При еще более пологом падении луча на поверхность океана рассеяние границей вода — воздух будет, видимо, еще меньше, а роль звукорассеивающих слоев станет поэтому еще более значительной.

Существенность вклада объемного рассеяния в суммарное поле в точке приема делает весьма сомнительной возможность сопоставления экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов поверхностного рассеяния (особенно при пологих лучах). Однако в области высоких частот, где $M_{эфф} \gg M_{зрс}$, такое сравнение, видимо, возможно. Зависимость рассеяния от частоты в этой области свидетельствует об увеличении роли мелких неровностей, хотя крутизна кривой и не превышает крутизны квадратичной зависимости от частоты.

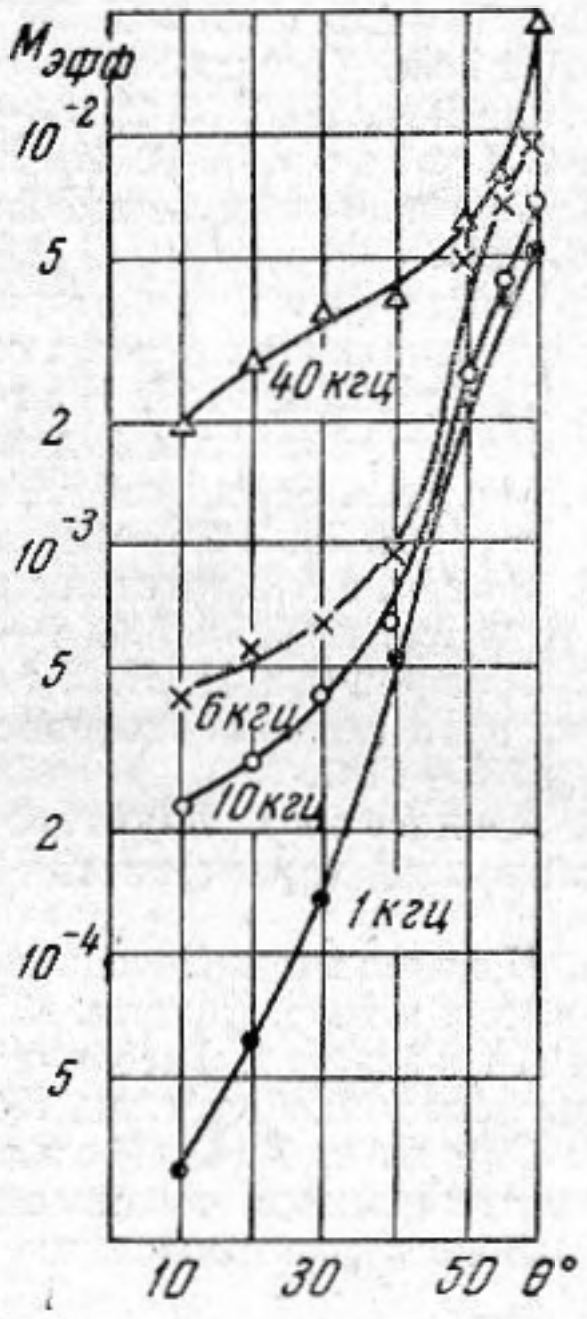
На фиг. 4 те же экспериментальные данные построены в других координатах и приведены зависимости $M_{эфф}(\theta)$ при различных частотах. На всех частотах, кроме самых низких, кривые имеют два четко разграничен-

ных участка: один — крутой при больших значениях θ, второй — пологий при малых величинах угла скольжения. Уменьшение наклона кривых $M_{эфф}(\theta)$ в области малых θ может быть вызвано увеличением относительной роли как мелких неровностей поверхности [12], так и роли неоднородностей в озвученном объеме. Пока не представляется возможным окончательно решить этот вопрос.

Однако более вероятно, что на частотах выше 10 *кгц* основная роль принадлежит неровностям поверхности. В этой области частот рассеяние в



Фиг. 3



Фиг. 4

звукорассеивающих слоях слишком мало (фиг. 3), а рассеяние в слое ветровых пузырьков в этом диапазоне частот и скоростей ветра, видимо, не должно зависеть от частоты [13]. Видимо, оба участка кривых $M_{эфф}(\theta)$ связаны с рассеянием звуковых волн на неровностях поверхности океана: при больших значениях θ преобладают зеркальные «блики» крупных неровностей, при малых — рассеяние более мелкими неровностями. Чем выше частота звуковых колебаний, тем сильнее последний вид рассеяния, и тем круче лучи при которых его роль становится заметной.

На очень низких частотах (1—2 *кгц*) рассеяние в звукорассеивающих слоях и рассеяние мелкими неровностями очень малы, преобладающим остается рассеяние крупными неровностями и на кривых $M_{эфф}(\theta)$ пологие участки не появляются вплоть до углов скольжения 10°.

На средних частотах 3—10 *кгц* наблюдается аномалия в расположении кривых $M_{эфф}(\theta)$ — более низкочастотные кривые (6 *кгц*) оказываются выше высокочастотных (10 *кгц*). Это связано с добавлением эффекта объемного рассеяния в звукорассеивающих слоях к рассеянию мелкими неровностями поверхности.

Приведенные результаты показывают, что при относительно крутом падении звукового луча на поверхность рассеяние определялось только неровностями поверхности океана, т. е. $M_{эфф} \approx M_{гр}$. При уменьшении угла скольжения это приближенное равенство нарушается в первую очередь в области частот 3—10 *кгц*, где интенсивно рассеивают биологические скопления; здесь пока не удалось оценить вклад слоя ветровых пузырьков. В этой области справедливо соотношение $M_{эфф} > M_{гр}$.

В заключение авторы приносят благодарность Р. Х. Греку, Е. П. Циркову и В. С. Соколовой, принимавшим участие в экспериментах и обработке материалов, а также Ю. П. Лысанову и Б. Ф. Курьянову за участие в обсуждении результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. М. Сухаревский. Некоторые особенности наблюдаемой реверберации моря. Докл. АН СССР, 1948, 60, 7, 1161—1163.
2. C. F. Eyring, R. J. Christensen, R. W. Raitt. Reverberation in the sea. J. Acoust. Soc. America, 1948, 20, 4, 462—475.
3. R. J. Urick. The processes of sound scattering at the ocean surface and bottom. J. Marine Res., 1956, 15, 2, 134—148.
4. G. R. Garrison, S. R. Murphy, D. S. Potter. Measurements of the backscattering of underwater sound from the sea surface. J. Acoust. Soc. America, 1960, 32, 1, 104—111.
5. И. Б. Андреева. Некоторые вопросы методики акустических исследований звукорассеивающих слоев в океане. Отчет, Акуст. ин-т АН СССР, 1962.
6. R. P. Chapman, J. H. Harris. Surface backscattering strengths measured with explosive sound sources. J. Acoust. Soc. America, 1962, 34, 10, 1592—1597.
7. H. W. Marsh. Sound reflection and scattering from the sea surface. J. Acoust. Soc. America, 1963, 35, 2, 240—244.
8. R. M. Richter. Measurements of backscattering from the sea surface. J. Acoust. Soc. America, 1964, 36, 5, 864—869.
9. R. P. Chapman, H. D. Scott. Surface backscattering strenghts measured over on extended range of frequencies and grazing angles. J. Acoust. Soc. America, 1964, 36, 9, 1735—1737.
10. И. Б. Андреева. Изучение объемного рассеяния звука в океане и измерение акустических характеристик рассеивающих слоев. Океанология, 1966, 6, 4, 599—607.
11. М. А. Исакович. Рассеяние волн от статистически шероховатой поверхности. Ж. экспер. и теор. физики, 1952, 23, 3, 305—314.
12. Б. Ф. Курьянов. Рассеяние звука на шероховатой поверхности с двумя типами неровностей. Акуст. ж., 1962, 8, 3, 325—333.
13. В. П. Глотов, П. А. Колобаев, Г. Г. Неуймин. Исследование рассеяния звука пузырьками, создаваемыми искусственным ветром в морской воде, и статистического распределения размеров пузырьков. Акуст. ж., 1961, 7, 4, 421—427.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
1 июня 1965 г.