АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том V 1959 Вып. 4

НЕКОТОРЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА В МОРЕ

А. Л. Соседова

Экспериментально исследовано распространение звука в море при некоторых видах распределения скорости звука по глубине. Результаты сопоставлены с теоретическими кривыми зависимости интенсивности звука от расстояния. Экспериментально обнаружен вторичный выход лучей к поверхности и фокусировка звука на близких расстояниях.

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование звукового поля в море на дистанциях до 10 *км* от излучателя при некоторых видах распределения скорости звука по глубине.

При экспериментах, производившихся в 1954 г., использовался направленный излучатель и гидрофон, погружавшийся последовательно на три горизонта (мы будем их называть в дальнейшем горизонтами приема); принятые им импульсы длительностью около 150 *мсек* усиливались и записывались на ленте регистратора логарифмического уровня. Исследования проводились на частоте 15 *кгц*.

Излучатель в каждой серии опытов устанавливался неподвижно на крутом склоне морского дна, гидрофон опускался с судна, которое перемещалось от точки к точке, удаляясь от излучателя. Одновременно измерялись распределения температуры и солености по глубине, по которым строились зависимости скорости звука от глубины. При каждой станции на каждом из трех горизонтов приема принималось несколько десятков импульсов; при обработке данных их амплитуды усреднялись. Полученные средние величины, возведенные в квадрат и выраженные в децибелах, наносились на график в функции расстояния для данного горизонта приема. Экспериментальные данные сравнивались с теоретическими. При расчете теоретических зависимостей интенсивности звука от расстояния учитывалась направленность излучателя.

На дистанции до 10 *км* от излучателя число станций составляло в среднем 15—20, причем при каждой станции измерения проводились, как правило, на трех горизонтах.

Рассмотрим результаты, полученные при частном виде распределения скорости звука по глубине, показанном на фиг. 1. Распределение характеризуется небольшим отрицательным относительным градиентом скорости звука $a = 1/c \cdot dc/dz$ в приповерхностном слое и наличием расположенного ниже слоя с небольшим, но положительным градиентом, так что на некоторой глубине существует минимум скорости звука. При таком распределении скорости были произведены опыты с излучателем, находившимся на глубине 2 *м*; приемный гидрофон перемещался вдоль горизонта излучателя. В этом случае после прохождения зоны геометрической тени, на расстояниях порядка 3—5 *км* было обнаружено наличие резкого повышения интенсивности, которое нашло свое объяснение в эффектах вторичного выхода звуковых лучей к поверхности и фокусировки звука. Возможность этих явлений для слоисто-неоднородной среды была указана в теоретической работе [1].

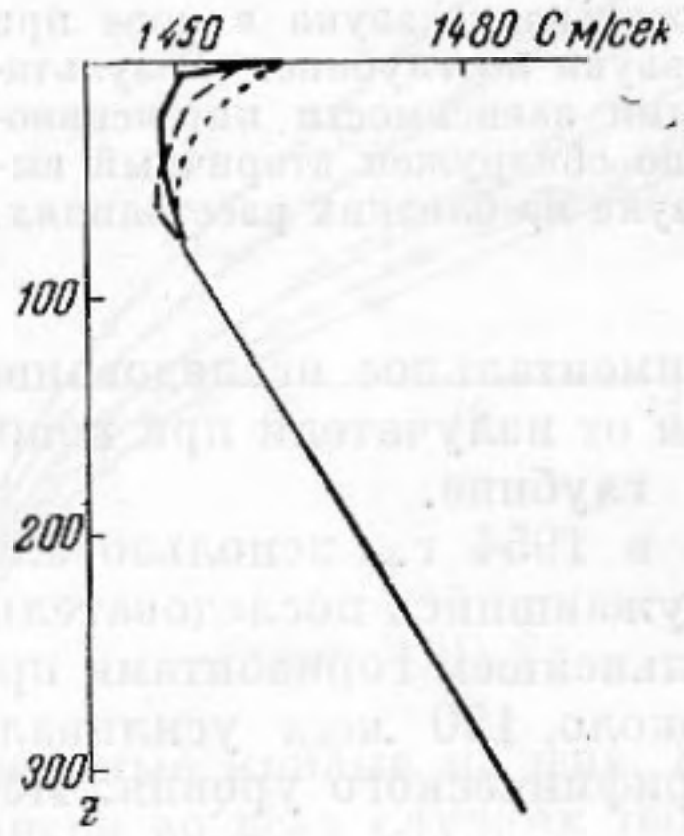
На фиг. 2, 3 и 4 показано изменение интенсивности звука с расстоянием для трех опытов, производившихся в разные дни в указанных выше

условиях. Вертикальной пунктирной чертой отмечена определенная расчетом граница области, в пределах которой справедлива геометрическая акустика. Граничное расстояние определялось по формуле:

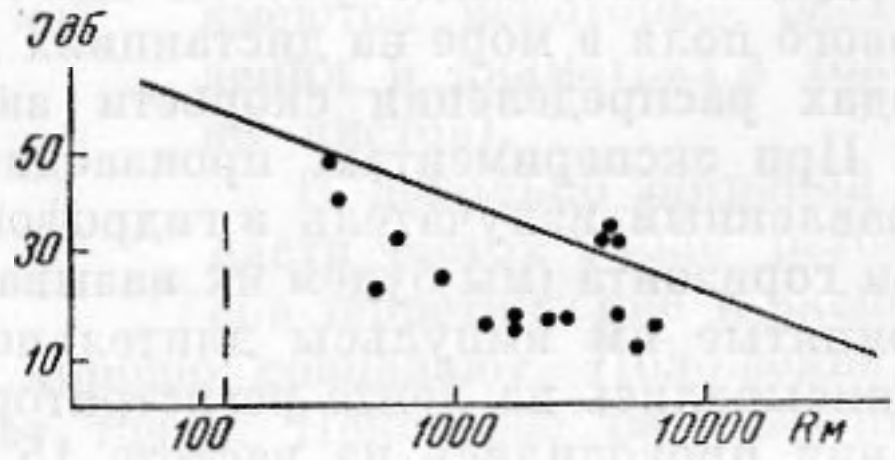
$$r_{гр} = 2\sqrt{2z/a},$$

где $r_{гр}$ — граничное расстояние, z_0 — глубина излучателя, a — относительный градиент скорости звука, который в дальнейшем мы всюду будем называть просто градиентом.

Сплошной прямой показана зависимость уровня интенсивности от расстояния, которая должна была бы наблюдаться при сферическом расхождении волнового фронта в однородной среде.



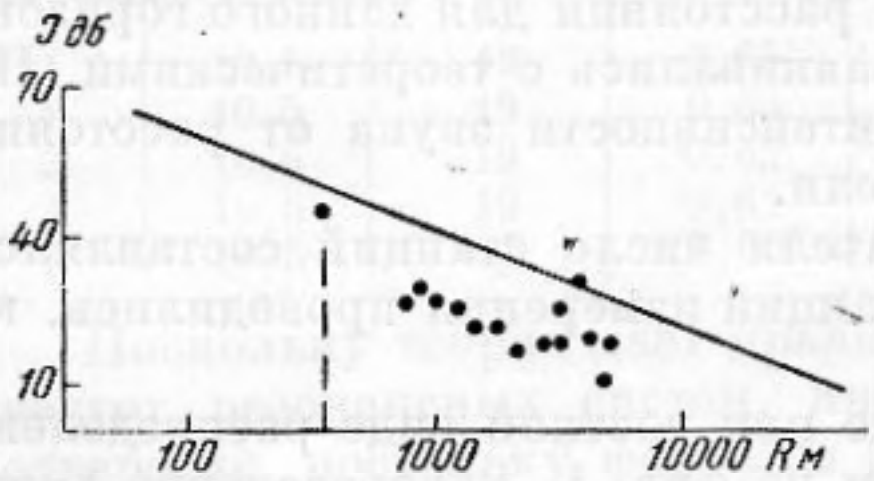
Фиг. 1



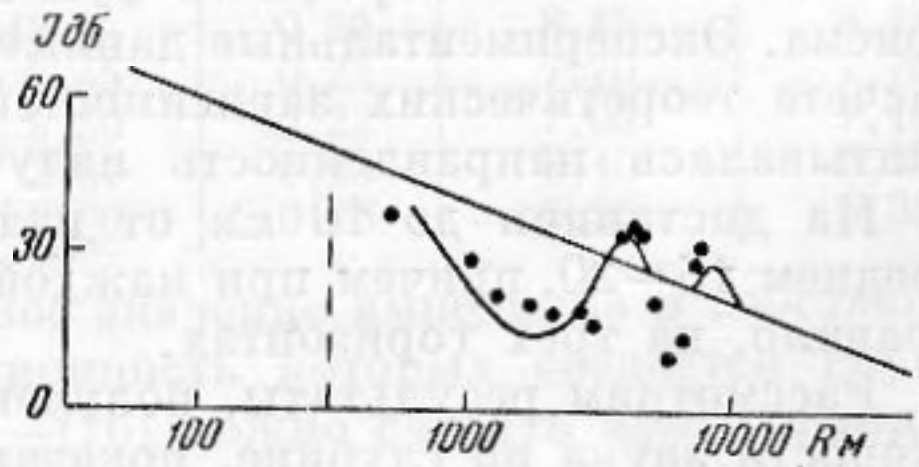
Фиг. 2

В опытах, результаты которых представлены на фиг. 2 и 3, был зарегистрирован один фокус; в опыте, к которому относится фиг. 4,— два последовательных фокуса. На фиг. 4 показана также теоретическая кривая, рассчитанная по методу, изложенному в работе [2]. Легко видеть, что экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетной кривой.

Распределение скорости звука по глубине, показанное на фиг. 5, отличается от предыдущего наличием слоя с постоянной скоростью звука



Фиг. 3



Фиг. 4

(толщиной порядка 4—6 *м*), который мы будем называть однородным слоем, и, кроме того,— более сильным отрицательным градиентом в слое, лежащем ниже.

Зависимость интенсивности звука от расстояния для такого распределения скорости показана на фиг. 6. Здесь даны (сверху вниз) графики для трех горизонтов приема: 2; 26 и 40 *м*; излучатель при всех этих опытах находился на глубине 2 *м*. Вертикальными прямыми показаны границы области геометрической акустики, причем прямые *1*, *2*, *3* относятся к экспериментам, данные которых показаны соответственно крестиками, точками и кружочками.

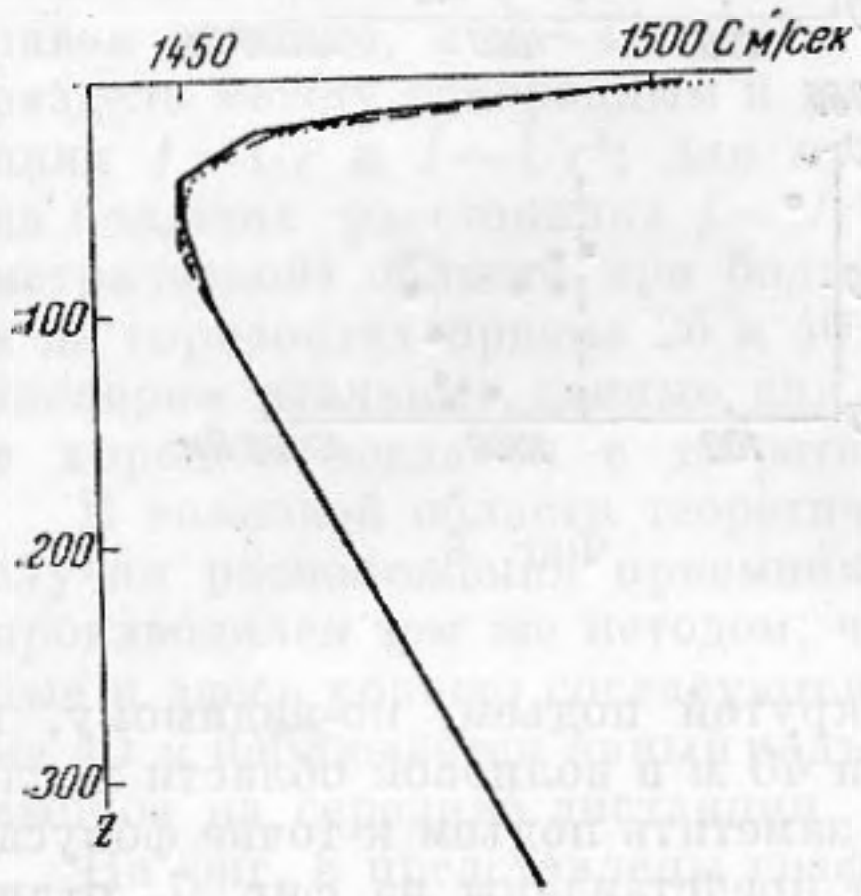
Граница области, в которой применима геометрическая акустика для

однородного слоя вычислялась по формуле *: $r_{гр} = h^2 / \lambda \cdot S$, где h — толщина однородного слоя, λ — длина звуковой волны, $S = kh / 3\,(3a / k)^{1/3}$, k — волновое число.

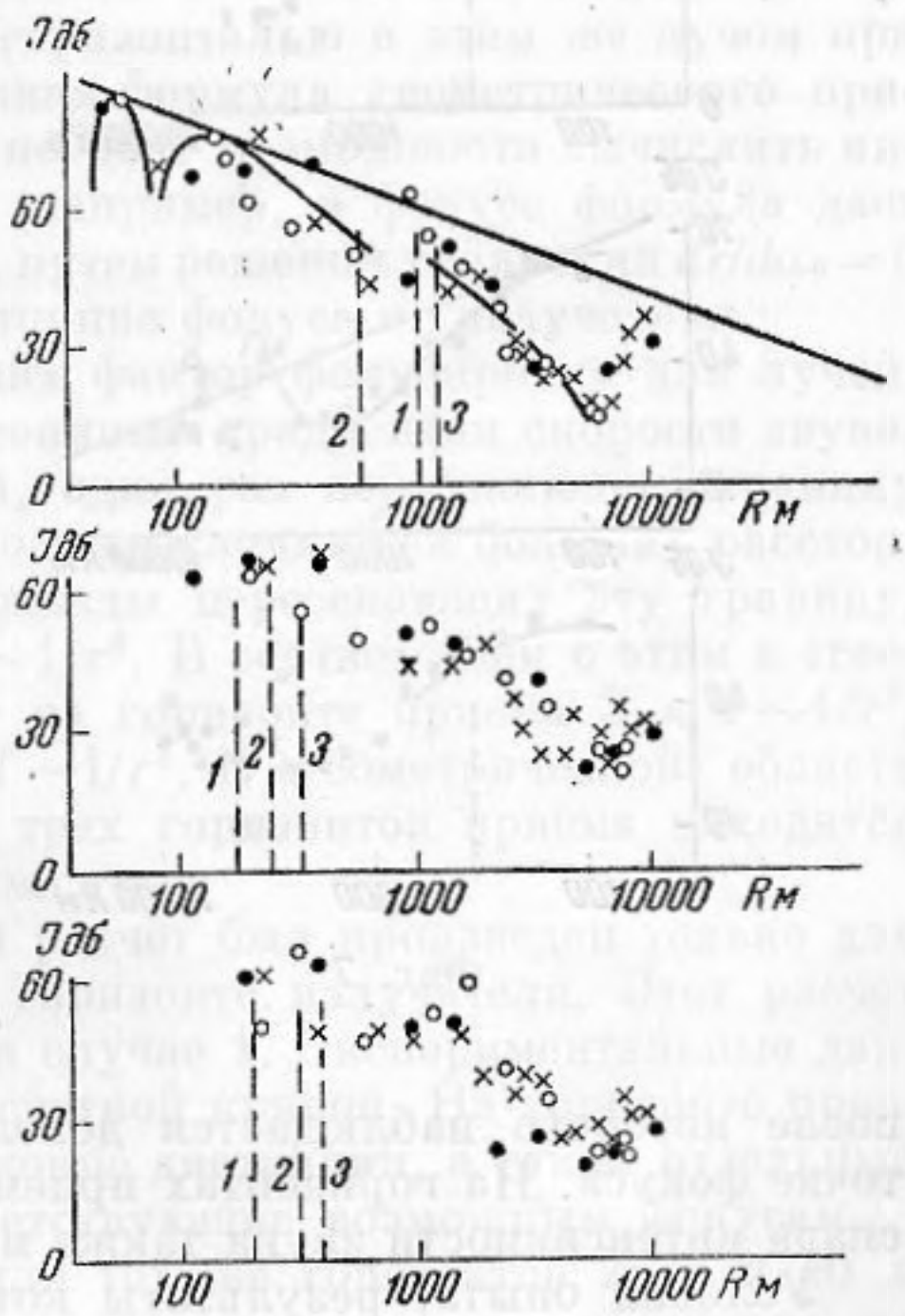
Для неоднородного слоя расстояние $r_{гр}$ определялось по формуле:

$$r_{гр} = \frac{h - z_0}{\alpha_{гр}} + \frac{z_1 - h}{\frac{1}{2}\left[\alpha_{гр} + \sqrt{\alpha_{гр}^2 + 2a\,(z_1 - h)}\right]}$$

где $\alpha_{гр}$ — угол, под которым граничный луч «геометрической» области пересекает границу раздела между однородным и неоднородным слоями, $\sin \alpha_{гр} = (3a / k)^{1/3}$, z_1 — глубина погружения гидрофона. Строго говоря, геометрическое приближение справедливо, когда расстояние $r_{гр}$ не равно, а много меньше правой части в формулах, а также, когда $\sin \alpha_{гр} \ll (3a / k)^{1/3}$, но мы вычисляли границу «геометрической области», находя $r_{гр}$ и $\alpha_{гр}$ из условия равенства. Поэтому при рассмотрении теоретических кривых нужно учитывать некоторую их неточность вблизи границ «геометрической» области.



Фиг. 5



Фиг. 6

Для случая расположения гидрофона на горизонте излучателя, т. е. на глубине 2 *м*, был произведен теоретический расчет. В «геометрической» области однородного слоя была рассчитана интерференционная кривая, показанная на фиг. 6. Растояние от излучателя интерференционных максимумов интенсивности определяется выражением:

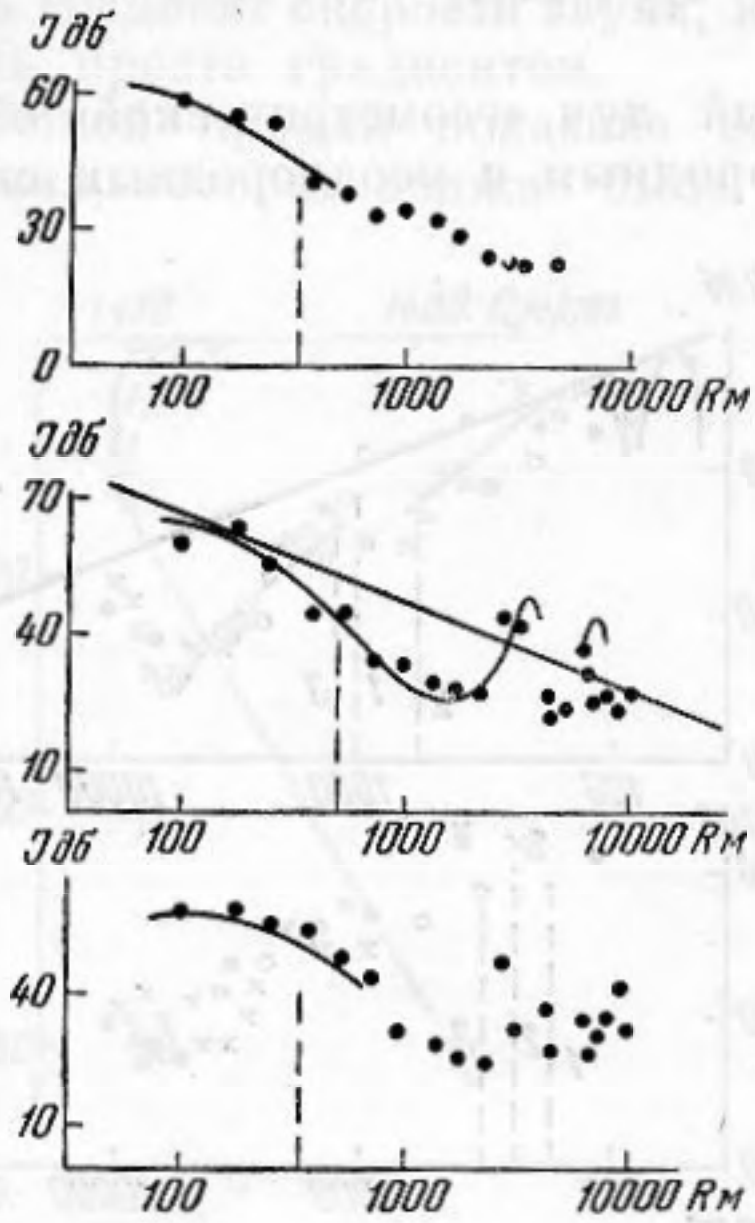
$$r_{max} = \frac{4z_0 z_1}{(2n + 1)\,\lambda},$$

где $n = 0, 1, 2, \ldots$ Последний максимум интенсивности находится на расстоянии $r = 4z_0 z_1 / \lambda (n = 0)$; далее начинается медленное спадание интенсивности, которая вдали обратно пропорциональна четвертой степени расстояния.

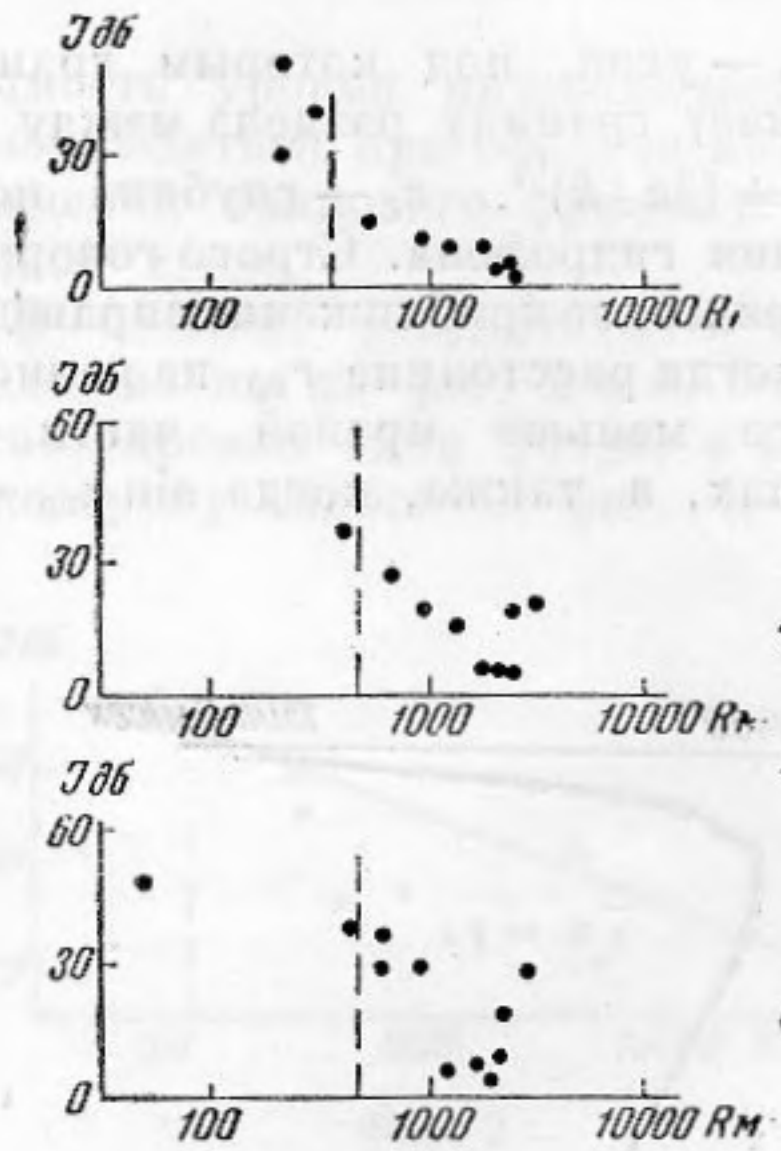
* Эта формула, а также и другие формулы, содержащие углы, дана в приближенном виде, пригодном для малых углов.

Экспериментальные точки лежат вокруг расчетной кривой с большим разбросом, который, возможно, обусловлен волнением водной поверхности и перемещениями гидрофона из-за качки судна.

В волновой области однородного слоя, т. е. в той области, где звуковое поле правильно описывается только волновой акустикой, расчет производился по формулам, приведенным в работе [2]. Экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретической кривой до расстояния 6 *км*,



Фиг. 7



Фиг. 8

после которого наблюдается довольно крутой подъем, по-видимому, к точке фокуса. На горизонтах приема 26 и 40 *м* в волновой области после спада интенсивности звука также можно заметить подъем к точке фокуса.

Условия опыта, результаты которого представлены на фиг. 7, отличаются от условий предыдущего опыта только тем, что в этом случае излучатель был расположен на глубине 26 *м*, в неоднородном слое. Границы «геометрической» области для однородного слоя определяются граничным углом скольжения при входе луча в этот слой: $\alpha_{гр} = \arcsin (3\ a/k)^{1/3}$. В неоднородном слое существует два типа лучей: лучи, целиком лежащие в неоднородном слое — для них граница геометрической области определяется выражением:

$$r_{гр} = 2\sqrt{\frac{2(z_0 - h)}{a}},$$

и лучи, проникающие из неоднородного слоя в однородный слой, отражающиеся от поверхности и вновь возвращающиеся в неоднородный слой — для них граница геометрической области дается выражением:

$$r_{гр} = \frac{2h}{\alpha_{гр}} + \frac{2(z_1 - h)}{\frac{1}{2}\left[\alpha_{гр} + \sqrt{\alpha_{гр}^2 + 2a(z_1 - h)}\right]}.$$

Вертикальными линиями отмечена граница «геометрической» области для лучей второго типа.

В «геометрической» области теоретические кривые рассчитаны для всех

трех горизонтов приема путем вычисления так называемого фактора фокусировки:

$$f = I / I_0,$$

где I — интенсивность звука в неоднородном слое в фиксированной точке, I_0 — интенсивность звука в той же точке в однородной безграничной среде. Так как $I_0 \sim 1/r^2$, то $I \sim f \cdot 1/r^2$. Фактор фокусировки вычислялся по формуле (см. [2]):

$$f = \frac{r}{|dr / d\alpha_0| \sin \alpha},$$

где α_0 — угол, составленный горизонталью и лучом при выходе его из излучателя, α — угол, составленный горизонталью и этим же лучом при его приходе в точку приема. Приведенная формула геометрического приближения для фактора фокусировки не дает возможности вычислить интенсивность звука в области фокуса (например, в фокусе формула дает бесконечную интенсивность), но из нее, путем решения уравнения $dr/d\alpha_0 = 0$ относительно r, можно получить расстояние фокуса от излучателя.

На достаточно больших расстояниях фактор фокусировки для лучей, лежащих целиком в одном слое с постоянным градиентом скорости звука, равен единице, и $I \sim 1/r^2$; для лучей, один раз пересекающих границу раздела между однородным и неоднородным слоями, на больших расстояниях $f = 1/r$ и $I \sim 1/r^3$; для лучей дважды пересекающих эту границу, на больших расстояниях $f = 1/r^2$ и $I \sim 1/r^4$. В соответствии с этим в «геометрической» области при больших r на горизонте приема 2 *м* $I \sim 1/r^3$, а на горизонтах приема 26 и 40 *м* — $I \sim 1/r^4$. В «геометрической» области экспериментальные данные для всех трех горизонтов приема находятся в хорошем согласии с теоретическими.

В волновой области теоретический расчет был произведен только для случая расположения приемника на горизонте излучателя. Этот расчет производился тем же методом, что и в случае 1. Экспериментальные данные и здесь хорошо согласуются с расчетной кривой. На горизонте приема 40 *м* наблюдается явный подъем в конце дистанции, а также отдельный выброс на середине дистанции, соответствующие возможным фокусам.

На фиг. 8 представлены графики для тех же горизонтов: 2; 26 и 40 *м* и для глубины излучателя 40 *м*. Здесь можно видеть, что, в частности, на горизонтах приема 26 и 40 *м* экспериментальные точки на больших расстояниях также явно показывают подъем, характерный для области фокуса.

В заключение можно констатировать, что проведенные опыты демонстрируют вторичный выход звуковых лучей к поверхности и фокусировку звука в море на сравнительно близких расстояниях. При этом наблюдавшиеся особенности явления совпадают с теоретическими предположениями.

Выражаю благодарность Ю. М. Сухаревскому за постановку задачи и руководство работой и Л. М. Бреховских за ценные советы и указания, а также И. П. Жукову, М. А. Камыниной, В. А. Полянской, Г. И. Приймаку, Н. В. Студеничнику и А. Д. Лапину, участвовавшим в проведении экспериментов и в расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Бреховских. О распространении звука в подводном звуковом канале. Докл. АН СССР, 1949, 69, 157.
2. Л. М. Бреховских. Волны в слоистых средах. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1957

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
18 августа 1958 г.