АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том I 1955 Вып. 2

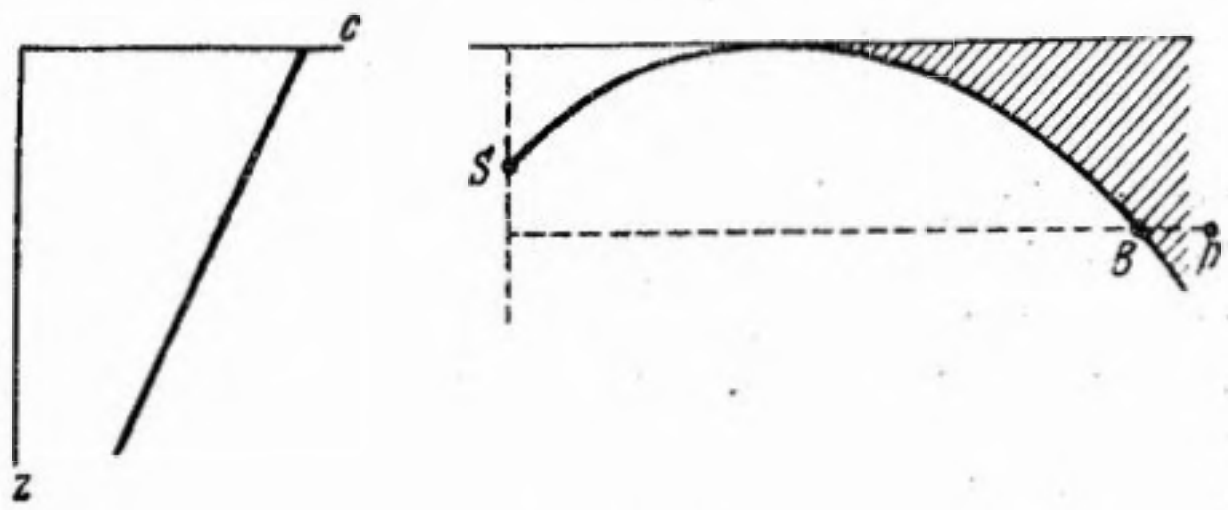
ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВУКОВОЙ ТЕНИ В СРЕДЕ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ ГРАДИЕНТОМ СКОРОСТИ ЗВУКА

А. Н. Бархатов

Показана возможность моделирования в воде вертикального распределения скорости звука. Описанный метод применен для исследования звуковой тени.

Распространение звука в естественных водоемах происходит в условиях неоднородной среды. Помимо местных флюктуаций плотности и температуры существенное влияние на распространение звука оказывает также вертикальное распределение температуры, различных примесей и гидростатического давления. Обусловленный этими факторами вертикальный градиент скорости звука вызывает рефракцию звука и связанные с ней явления.

Наряду с изучением распространения звука в неоднородной среде в природных условиях, где приходится учитывать влияние многих факторов, представляет интерес проведение лабораторных исследований, при которых можно искусственно создать различные типы неоднородности, сходные с таковыми для естественной среды, и изучить влияние их на распространение звука в физически более чистом виде.



Фиг. 1

В наших опытах показана возможность моделирования в воде при помощи теплового воздействия и применения растворов солей различной концентрации ряда случаев вертикального распределения скорости звука. В настоящей заметке описываются установка для моделирования в ванне с водой постоянного вертикального температурного градиента и ее использование для исследования звуковой тени.

Пусть в воде, рассматриваемой как слоисто-неоднородная среда, скорость звука уменьшается с глубиной по линейному закону

$$c = c_0 (1 + \eta z); \quad \eta < 0,$$

где c_0 — скорость звука у поверхности воды. В этом случае лучи, выходящие из точечного источника S (фиг. 1) под углом скольжения χ, изгибаются по дугам окружности с радиусом

$$\rho = \frac{1}{\eta \cos \chi}.$$

Луч, касающийся поверхности воды, которая предполагается плоской и зеркально-отражающей, образует по геометрической теории область звуковой тени.

При помощи волновой теории [1] в этом случае можно вывести приближенную формулу для интенсивности звука в области геометрической тени:

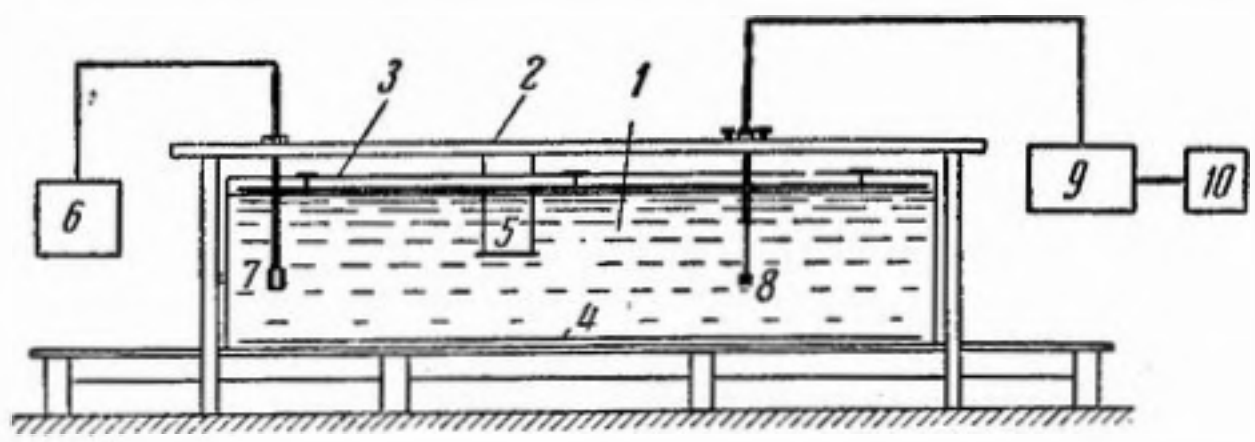
$$I_P = I_B \frac{R_0}{R_0 + r} e^{-Ar}, \tag{1}$$

где I_P и I_B — интенсивности звука в точках P (тень) и B (граница тени), R_0 — горизонтальное расстояние от точки B до источника (фиг. 1), r — расстояние BP и

$$A = \frac{5{,}93}{c_0} \xi^{2/3} f^{1/3},$$

где $\xi = \frac{dc}{dz}$, f — частота звука.

Экспериментальная установка состояла из ванны с нагревателем, передвижного термометра, отсчетного устройства, излучателя звука с генератором и приемника с усилителем (фиг. 2). Ванна из органического



Фиг. 2. Экспериментальная установка:

1 — ванна с водой, *2* — стол с координатником, *3* — нагреватель, *4* — система охлаждения, *5* — передвижной термометр, *6* — импульсный генератор, *7* — излучатель, *8* — щуп-приемник, *9* — усилитель, *10* — электронный осциллограф

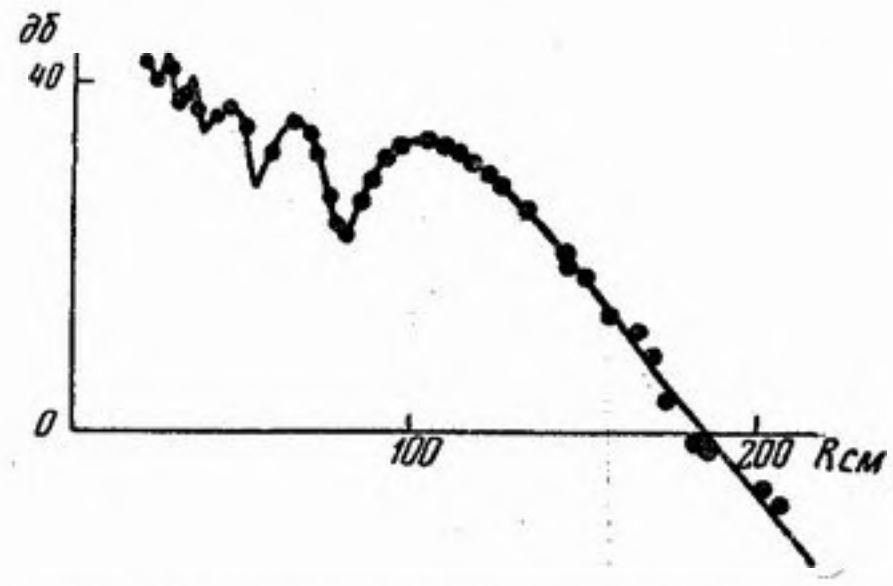
стекла (длина более 300 см, ширина и глубина по 60 см) была наполнена водой. При помощи равномерного нагрева поверхности воды в ней создавался вертикальный градиент температуры. Нагревающее устройство состояло из алюминиевого листа, размеры которого соответствовали размерам поверхности воды; лист подвешивался на небольшом расстоянии (5—10 см) от поверхности. На нем были равномерно распределены нагревательные спирали, к которым подводилось напряжение от автотрансформатора. Нужный режим нагрева (т. е. закономерность изменения с течением времени подаваемого на спирали напряжения) был определен экспериментально после многочисленных опытов.

В ряде опытов наряду с поверхностным нагревом применялось донное охлаждение воды при помощи батареи узких трубок, проложенных по дну ванны, по которым протекала вода с температурой 2—4° С. При совместном действии нагревателя и охладителя в течение ~40 час. образовывался устойчивый постоянный градиент температуры по всей глубине ванны. Температура воды на разной глубине отсчитывалась с точностью до 0,1°С лабораторным термометром, который можно было располагать на требуемой высоте. Возможно также применение нескольких электрических датчиков сопротивления, соединенных с самописцем, для записи временного хода температуры на различных глубинах.

Измерение температуры в горизонтальных плоскостях показало, что горизонтальный градиент температуры на 2—3 порядка меньше вертикального, за исключением участков, прилегающих к началу и концу ванны, где расположены вертикальные трубы с холодной проточной водой. Поэтому можно рассматривать воду в ванне как слоисто-неоднородную и применять к ней указанную выше теорию.

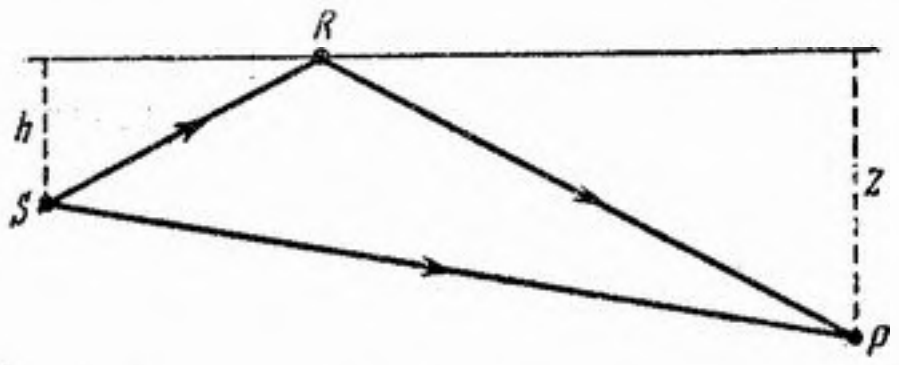
Акустические измерения проводились на частоте 528 кгц. Импульсы длительностью 100 мксек посылались излучателем (кварц или поляри-

зованный титанат бария) с частотой повторения 200 импульсов в секунду. Размеры излучателя обеспечивали в зоне Фраунгофера, в которой исследовалось звуковое поле, расхождение пучка около 20°. Звук принимался щупом из поляризованной керамики титаната бария размером 2×2×2 мм. При помощи координатника приемный щуп перемещался на требуемой глубине вдоль ванны. После усиления напряжение, отдаваемое щупом, подавалось на вертикальные обкладки электронного осциллографа. Звуковое давление в месте расположения щупа измерялось в делениях шкалы на экране осциллографа, на котором прямой акустический сигнал отчетливо отделялся от сигналов, отраженных от дна и стенок ванны. На фиг. 3 приводится экспериментальная кривая распределения звукового давления вдоль ванны.



Фиг. 3. Кривая распределения звукового давления вдоль ванны при глубине излучателя и приемника 4 см; $R_0 = 193$ см; $a = 0{,}5°/см$

Кривая распределения давления вдоль ванны, включая область интерференции, в принципе может быть построена также теоретически. Решение для волновой функции представляется тогда [1] в виде бесконечного ряда, сходимость которого улучшается по мере продвижения в область тени. Так, на границе тени учет трех членов ряда вносит поправку порядка только 10% к результату, который получится, если ограничиться одним старшим членом. Что касается области прямого звука, то для получения правильного результата следует брать большее число членов ряда. Этот вывод находится в качественном согласии с расчетами поля вблизи границы геометрической тени, образуемой радиоволнами, распространяющимися вблизи поверхности земли [2].



Фиг. 4

Положение максимумов и минимумов на интерференционной кривой может быть грубо оценено, если рассматривать интерференцию двух лучей — прямого и отраженного от поверхности воды. Спрямляя эти лучи (фиг. 4), находим формулу для разности фаз при $h \ll R$, $z \ll R$:

$$\varphi = \pi\left(\frac{4hz}{R\lambda} - 1\right),$$

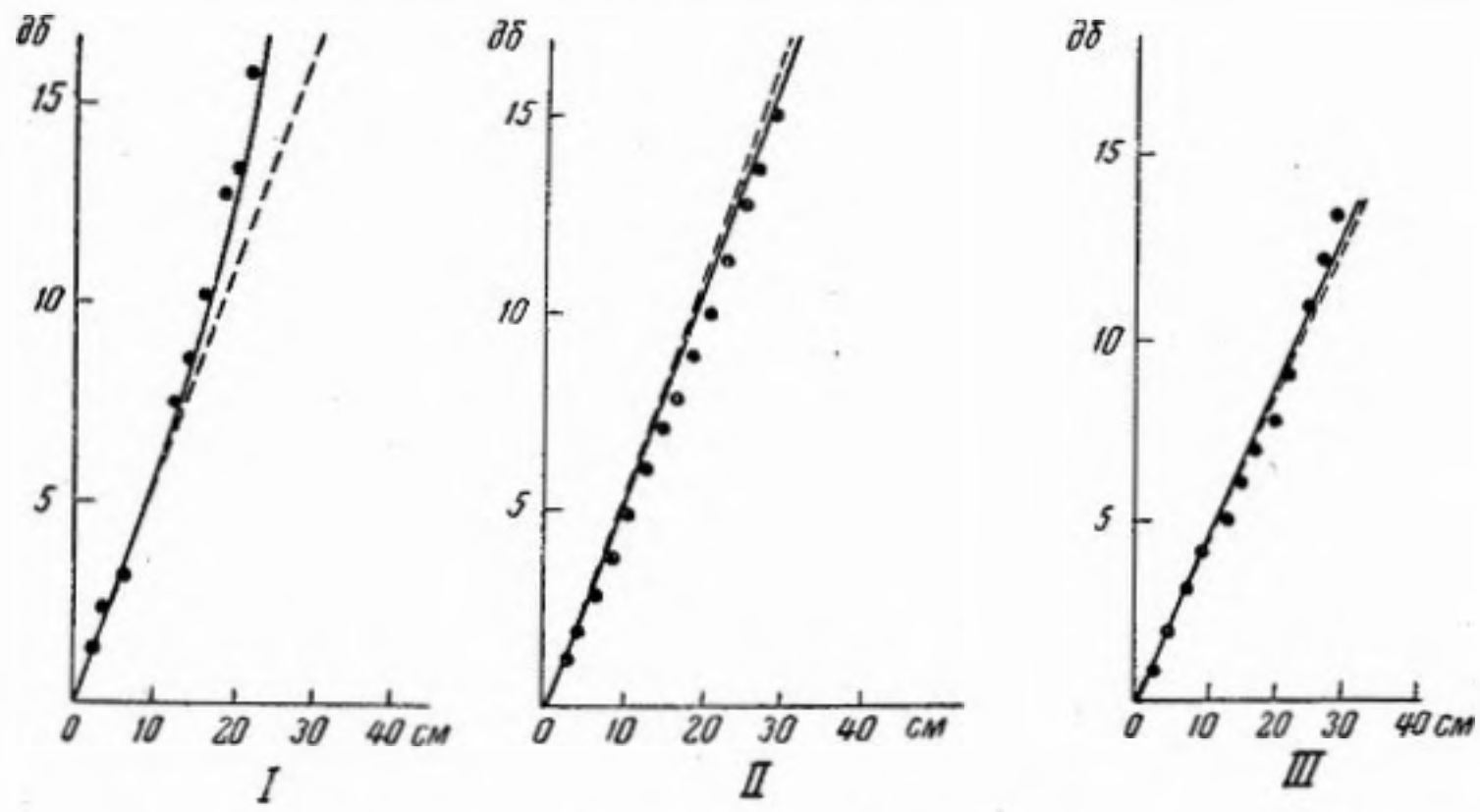
где h — глубина погружения излучателя, z — глубина погружения приемника, R — горизонтальное расстояние между излучателем и приемником, λ — длина звуковой волны.

Таблица

Максимумы в см		Минимумы в см	
экспериментальные	теоретические	экспериментальные	теоретические
$R =$ 22	20,8	$R =$ 20	19,0
27	25,4	23	22,9
34	32,6	29	28,6
46	45,7	38	38,1
64	76,2	54	57,2
105	—	80	114,4

В таблице положения максимумов и минимумов интерференционной кривой, вычисленные по этой формуле для случая, соответствующего фиг. 3, сравниваются с экспериментальными данными. Расхождение между экспериментальными и теоретическими значениями увеличиваются по мере приближения к границе тени ($R_0 = 193$ см).

На графиках фиг. 5 показано в децибелах затухание звука в области геометрической тени. На горизонтальной оси отложено расстояние от границы тени. Положение границы тени при наличии постоянного градиента скорости вычисляется элементарно, так как в этом случае звуковые лучи представляют собою окружности.



Фиг. 5. Кривые затухания звука в области геометрической тени:
$I - h = 4$ см, $z = 6$ см, $a = 1{,}2°/$см; $II - h = 4$ см, $z = 4$ см, $a = 1{,}2°/$см; $III - h = 4$ см, $z = 6$ см, $a = 0{,}95°/$см

На глубине излучателя h граница тени находится от него на расстоянии

$$R_0 = \frac{2}{\eta}\sqrt{2h\eta + h^2\eta^2}.$$

В наших опытах постоянным оставался градиент температуры, а не скорости. Воспользуемся эмпирической формулой зависимости скорости звука в пресной воде от температуры *

$$c = 1410 + 4{,}21t - 0{,}037t^2 \text{ (м/сек)}.$$

Градиент скорости звука по высоте равен

$$-\xi = \frac{\Delta c}{\Delta z} = (4{,}21 - 0{,}074t)\frac{\Delta t}{\Delta z}.$$

Если $a = -\frac{\Delta t}{\Delta z} = \text{consi}$, то температура уменьшается с глубиной по линейному закону, а абсолютное значение градиента скорости растет по такому же закону. Поэтому лучи изгибаются не по окружности, а по более сложной кривой, которую можно найти графически или аналитически. Из написанных выше формул видно, что для получения постоянного градиента скорости ξ необходимо иметь определенным образом уменьшающийся с глубиной градиент температуры a.

* Эта формула в области температур около 30°, при которых проводились измерения, дает значения скорости, совпадающие с точностью 1—1,5 м/сек с экспериментальными [3]. Значения $\frac{\Delta c}{\Delta t}$ в указанной температурной области, вычисленные по приведенной формуле скорости звука, не отличаются более чем на 5—10% от экспериментальных. Такая ошибка находится в пределах точности эксперимента.

Однако в тех случаях, когда градиент скорости по глубине в пределах проводимых измерений изменяется мало, можно воспользоваться его средним значением. Оценка показывает, что в наших опытах максимальная ошибка в определении границы тени таким способом не превышает 5%. На графиках пунктиром показано затухание, вычисленное по формуле (1). Экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с теорией. Тем самым доказана возможность применения описанного метода также для исследования распространения звука в других случаях слоисто-неоднородной среды.

В некоторых опытах (фиг. 5, *I*) обнаружено увеличение затухания звука при удалении от границы тени. Объяснение этому явлению состоит, повидимому, в том, что при приближении к краю ванны нарушается горизонтальность изотерм, что приводит к усложнению всей картины распространения звука в этой области. Этот вывод подтверждается исследованиями температурного распределения в ванне при различных режимах работы.

Неизбежной в лабораторных условиях особенностью настоящей работы является использование больших температурных градиентов на единицу длины с целью получения границы геометрической тени в пределах ванны. Однако для того, чтобы можно было сравнить величины градиентов при распространении звуков разной частоты, следует рассмотреть температурный градиент на длину волны звука λ:

$$G = a\lambda.$$

Задачи о распространении звука в среде с постоянным температурным градиентом следует считать сходными, если равны безразмерные температурные градиенты G:

$$a_1\lambda_1 = a_2\lambda_2.$$

Таким образом, проведенные нами исследования при сравнительно больших температурных градиентах могут считаться пригодными и для меньших градиентов, если пропорционально увеличить длину звуковой волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. L. Pekeris. J. Acoust. soc. Amer., 1946, 18, 295.
2. H. Bremmer. Terrestrial radio waves, 1949.
3. Н. Н. Зубов и Н. И. Чигирин. Океанологические таблицы, Гидрометиздат, 1940.

Физико-технический институт
при Горьковском гос. университете
Кафедра акустики ГГУ

Поступила в редакцию
9 ноября 1954 г.