

ОСЛАБЛЕНИЕ ЗВУКОВОГО ПУЧКА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ СЛОЙ СКАЧКА СКОРОСТИ ЗВУКА

А. Н. Бархатов, И. И. Шмелев

Проведено экспериментальное определение ослабления звука при его прохождении через слой скачка скорости звука. Оценена применимость геометрической теории к данному явлению.

При падении звука на переходный слой между двумя однородными средами с различными значениями скорости звука происходит преломление и отражение звука. В настоящей заметке проводится сравнение определенного на опыте ослабления звука при прохождении его через слой скачка скорости звука со значением ослабления, которое получается при учете расширения лучевой трубки в слое.

Исследуемый на опыте переходный слой образовывался в ванне вследствие диффузии между раствором поваренной соли и налитой на него водой. Величина переходного слоя может быть найдена экспериментально путем измерения солёности на различной глубине и вычислена при помощи уравнения диффузии, если считать, что среда является слоисто-неоднородной и имеет градиент солёности только в вертикальном направлении (ось Z).

Так как скорость звука линейно зависит от солёности, то уравнение диффузии записывается в виде

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial z^2},$$

где c — скорость звука, D — коэффициент диффузии. Отсюда можно вывести формулу [1]

$$\left(\frac{\partial c}{\partial z}\right)_{\max} = \frac{c_1 - c_2}{2V\pi D\tau}, \quad (1)$$

где c_1 и c_2 означают скорость звука соответственно в растворе и воде, τ — время диффузии. На опыте было показано, что распределение по глубине скорости звука в слое скачка аналогично изменению скорости радиоволн в ионосферном переходном слое Эпштейна [2] (фиг. 1) и может быть аппроксимировано формулой

$$c(z) = \frac{c_1}{\sqrt{1 + \left(\frac{c_1^2}{c_2^2} - 1\right) \frac{1}{1 + e^{pz}}}}. \quad (2)$$

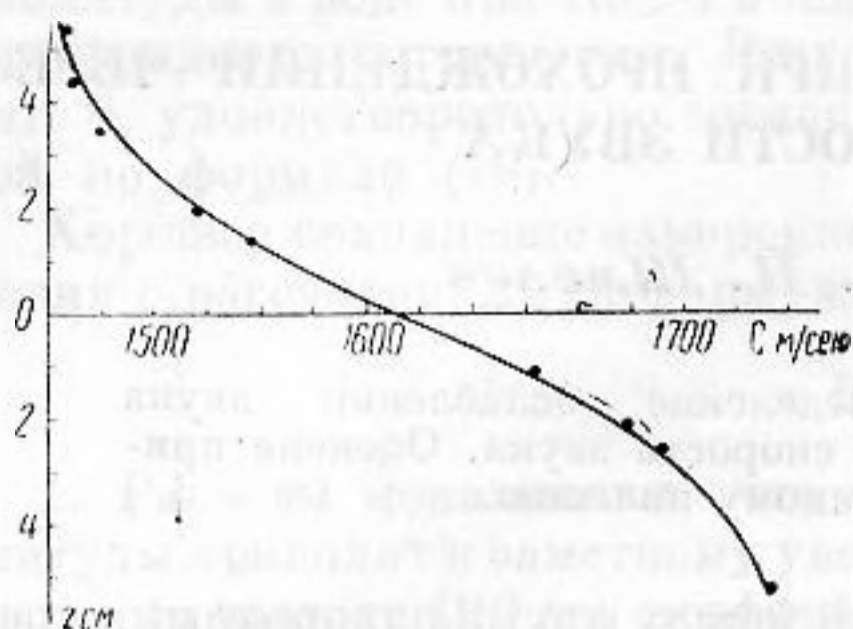
Так как изменение скорости звука с глубиной происходит в основном на отрезке $-\frac{\pi}{p} \leq Z \leq \frac{\pi}{p}$, то толщину переходного слоя можно принять равной

$$l = \frac{2\pi}{p}. \quad (3)$$

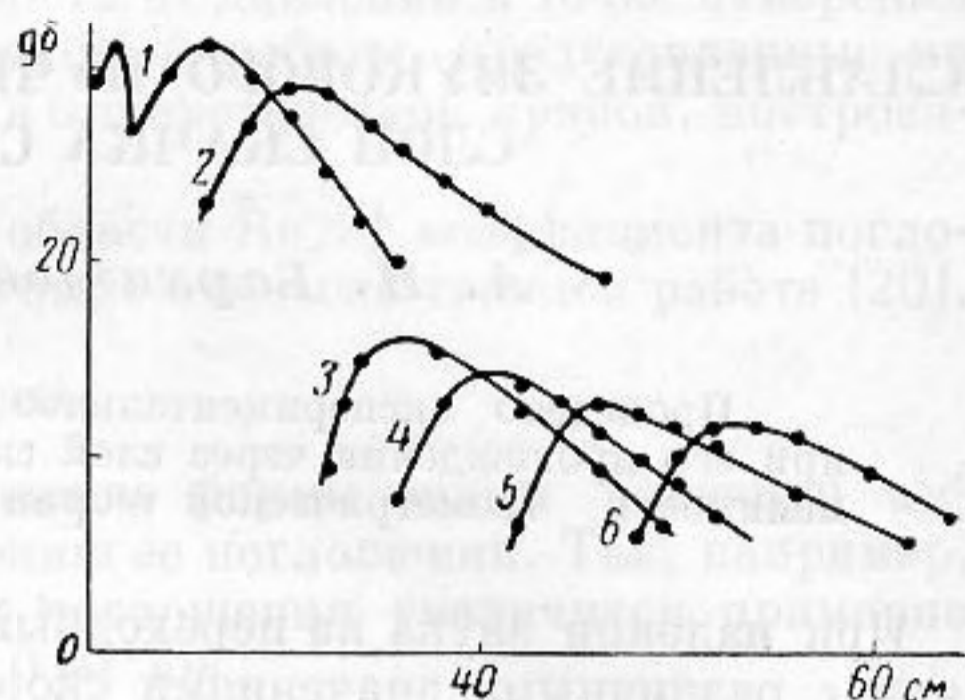
Излучатель звука, находящийся в растворе поваренной соли, посылал вверх на слой скачка звуковой пучок шириной по главному лепестку в зоне

Фраунгофера, равной 18° . Работа проводилась на импульсах продолжительностью 40—50 мксек с несущей частотой 500 кГц при частоте посылок, равной 50 гц.

Звуковое поле на различных уровнях по обе стороны переходного слоя исследовалось путем горизонтального перемещения гидрофона. По полученным данным строились графики зависимости звукового давления от



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Распределение скорости звука в переходном слое:

$$c_1 = 1750 \text{ м/сек}, c_2 = 1465 \text{ м/сек}, p = 0,66 \text{ 1/см}, \tau = 72 \text{ ч}$$

Фиг. 2. Звуковое поле вблизи переходного слоя:

$c_1 = 1693 \text{ м/сек}, \Delta c = 228 \text{ м/сек}, l = 1,2 \text{ см}$; угол скольжения падающего луча $\chi_1 = 10^\circ$. Положение излучателя под слоем $h = 6 \text{ см}$, уровень измерений при z равном: 1—3 см, 2—2 см, 3—0, 4—3 см, 5—7 см, 6—9 см

расстояния до излучателя. Пример такого графика приведен на фиг. 2, где на оси x отложено расстояние, и на оси y интенсивность звука в дб. Отдельные кривые графика сняты на различной высоте z , отсчитываемой от середины переходного слоя.

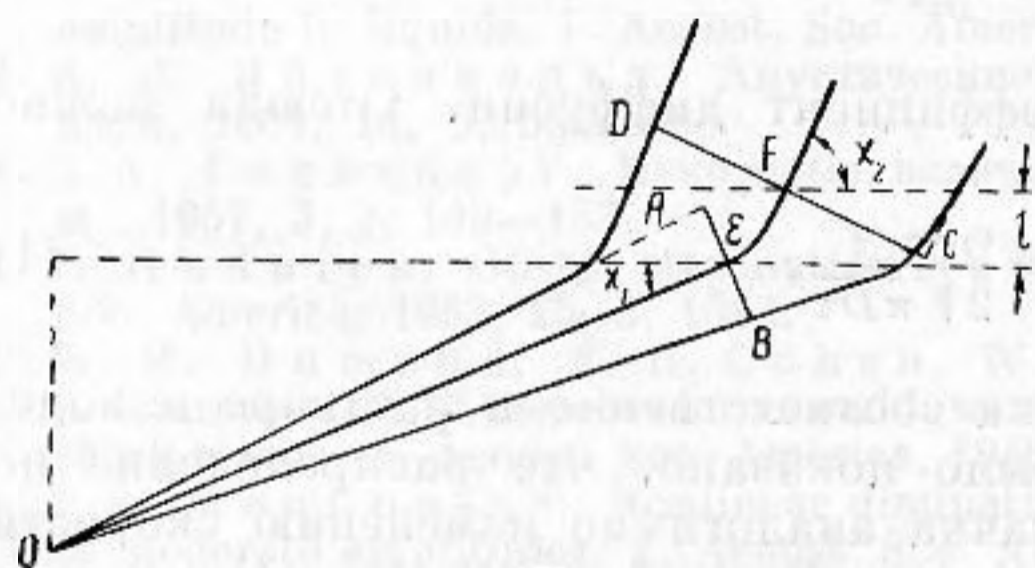
Анализируя полученные графики, можно получить суждение о геометрии поля и зависимости спада интенсивности звука от расстояния.

Если пренебречь потерями в слое скачка, то уменьшение интенсивности звука при переходе через слой может объясняться дополнительным расширением трубки луча при переходе через слой и наличием отражения звука от слоя скачка. Вторая причина практически не играет никакой роли, так как коэффициент отражения от слоя во всех опытах не превышал 0,1%.

Оценим уменьшение интенсивности звука при прохождении слоя скачка путем сравнения ширины фронта падающей и преломленной волн. Так как амплитуда давления по сечению пучка не одинакова, величина фактора ослабления может быть вычислена на основании закона расширения лучевых трубок тем более точно, чем меньше взято сечение трубки. В наших расчетах трубка ограничивалась лучами с амплитудой давления, равной 0,9 от максимума амплитуды на оси пучка (фиг. 3). Фактор ослабления равен

$$\beta = 20 \lg \left(\frac{CD}{AB} \right). \quad (4)$$

Ослабление звука может быть оценено путем измерения интенсивности в центральном луче при прохождении через слой скачка. Если интенсив-



Фиг. 3. Расширение лучевой трубки при переходе через слой

ность звука в точках E и F равна соответственно I_1 и I_2 , то фактор ослабления равен

$$\beta = 10 (\lg I_1 - \lg I_2). \quad (5)$$

В таблице сравниваются величины, вычисленные по (4) и (5) и относящиеся к различным значениям скачка скорости звука Δc ; χ_1 и χ_2 означают углы скольжения соответственно падающего и преломленного лучей в градусах.

Таблица

χ_1	χ_2	l (см)	β (дб)	
			по (4)	по (5)

20%-ный раствор соли — вода
($\Delta c = 228 \text{ м/сек}$)

13	32	1,2	8,9	7,8
13	32	1,6	9,2	8,8
13	32	2,0	9,5	7,4
20	36	1,2	6,0	6,6
20	36	1,6	6,0	6,8
20	36	2,0	6,8	8,0

5%-ный раствор соли — вода
($\Delta c = 57 \text{ м/сек}$)

11	19	1,3	5,3	4,6
22	27	1,5	4,0	3,0
30	34	1,0	2,1	2,0

Из приведенной таблицы видно, что величины фактора ослабления, определенные по закону расширения лучевой трубки (4), удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными по (5).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Франк, Р. Мизес. Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики. М., ОНТИ, 1937, ч. 2, гл. 13.
2. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг. Распространение радиоволн. М., ГИТТЛ, 1953, стр. 428.

Кафедра акустики
Горьковского государственного
университета

Поступила в редакцию
25 апреля 1957 г.