

Л. М. БРЕХОВСКИХ

## О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 6 IX 1949)

1. В предыдущей нашей работе <sup>(1)</sup> был рассмотрен механизм, которым объясняется явление сверхдальнего распространения звука в море. За последнее время в иностранной печати появился ряд работ, посвященных этому же вопросу, где высказываются аналогичные соображения и приводятся некоторые расчеты <sup>(2-5)</sup>. В настоящей работе мы даем изложение дальнейшего развития теории явления, сравнение ее с экспериментом и критику теоретических результатов иностранных авторов.

Нами было указано, что рассматриваемое явление нужно объяснять концентрацией звуковой энергии в некотором слое воды. Этот слой можно назвать подводным звуковым каналом. Подводный звуковой канал, возникновение которого обусловлено характерной зависимостью скорости звука от глубины, вполне аналогичен приземному волноводу для очень коротких радиоволн, образование которого обязано неоднородности атмосферы <sup>(6)</sup>.

Типичный ход изменения скорости звука с глубиной изображен на рис. 1 (сплошная линия). Резкое падение скорости на малых глубинах, обусловленное в основном быстрым уменьшением температуры воды с глубиной в поверхностном слое, сменяется затем медленным линейным возрастанием скорости, обусловленным возрастанием гидростатического давления. Наибольшая концентрация звуковой энергии должна наблюдаться на той глубине, где имеет место минимум скорости.

В предыдущей работе <sup>(1)</sup> была рассчитана картина звуковых лучей в предположении, что скорость звука линейна по всей глубине моря (линия *FAE* на рис. 1). Такая схематизация хотя и правильно отображает основные черты явления, так как участок *AE* мал по сравнению с *AF* (на рис. 1 последний для экономии места сильно укорочен), но все же является слишком грубой и приводит в лучевом приближении к бесконечно большой концентрации энергии у поверхности воды.

Здесь мы рассмотрим более близкий к действительности случай, предположив, что изменение скорости с глубиной дается ломаной *FABD*. Поведение скорости на малых глубинах (район *DG* на рис. 1) мы не конкретизируем, так как лучи, распространяющиеся в канале, не до-

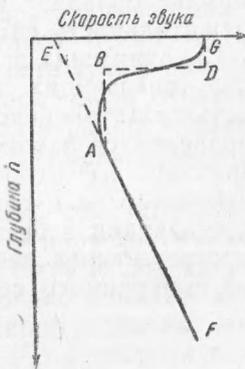


Рис. 1

ходят до этих слоев, испытывая полное внутреннее отражение на уровне  $BD$  (так называемый слой скачка), где имеет место большой градиент скорости звука. На уровне  $BD$  мы предполагаем также расположенными излучатель и приемник звука.

2. В приемник, расположенный на расстоянии  $r$  от излучателя, попадает конечное число лучей\*, не имеющих отражений от дна (лучи 1-го класса), в основном и обуславливающих рассматриваемое нами явление. Отдельные лучи отличаются друг от друга числом отражений от уровня  $BD$ . Луч испытывает  $N$  отражений и попадает в приемник, если угол, образуемый им с горизонталью, при выходе из излучателя имеет одно из двух значений:

$$\chi_N = \arctg \left[ \frac{ar}{4N} \pm \sqrt{\left(\frac{ar}{4N}\right)^2 - p} \right]; \quad (1)$$

величина  $a$  пропорциональна градиенту скорости звука (см. (1)),  $p = aH$  (см. рис. 1).

При импульсной работе излучателя импульс, бегущий по соответствующему лучу, затрачивает на пробег время  $T_N$ , где

$$T_N = \frac{N}{ac_0} \left( \frac{2p}{\sin \chi_N} + \ln \frac{1 + \sin \chi_N}{1 - \sin \chi_N} \right). \quad (2)$$

Анализ формулы (2) показывает, что первым приходит луч, для которого  $\chi_N$ , определенное из (1), лежит наиболее близко (с нижней стороны) к величине  $\arcsin \frac{1}{1+ah}$ , где  $h$  — глубина моря; последним же приходит луч, для которого  $\chi_N$  лежит наиболее близко (независимо от того, с которой стороны) к величине  $\arctg \sqrt{p}$ . Полная продолжительность приема сигнала, если излучается мгновенный импульс, равна

$$T = \frac{ar}{6c_0} (2h + H) \cong \frac{arh}{3c_0}. \quad (3)$$

Отсюда видно, что она растет с расстоянием. Если излучаемый импульс обладает конечной продолжительностью  $T_0$ , то полная продолжительность сигнала будет, очевидно,  $T + T_0$ .

Средняя сила звука будет определяться числом звуковых импульсов, попадающих в приемник за единицу времени, и их интенсивностью. Интенсивность каждого попадающего в приемник импульса определяется законом расширения лучевой трубки. Ее удобно характеризовать „фактором фокусировки“  $f$ , определяемым как отношение интенсивности к той интенсивности, которая имела бы место при распространении в безграничном однородном пространстве на то же расстояние. Расчет дает для этого фактора, равного отношению площадей поперечного сечения соответственных лучевых трубок:

$$f = \cos \chi \frac{\operatorname{tg}^2 \chi + p}{\operatorname{tg}^2 \chi - p}. \quad (4)$$

Мы видим, что для входящих последними лучей, где  $\operatorname{tg} \chi \sim \sqrt{p}$ , фокусировка может быть очень большой. Более тщательное исследо-

\* Условия применимости лучевой акустики здесь выполнены, так как изменения свойств среды на длине порядка длины волны малы. Кроме того, при расчете лучевой картины мы пренебрегаем кривизной земли, что законно вследствие ее малости по сравнению с кривизнами всех играющих роль лучей.

ходят до этих слоев, испытывая полное внутреннее отражение на уровне  $BD$  (так называемый слой скачка), где имеет место большой градиент скорости звука. На уровне  $BD$  мы предполагаем также расположенными излучатель и приемник звука.

2. В приемник, расположенный на расстоянии  $r$  от излучателя, попадает конечное число лучей\*, не имеющих отражений от дна (лучи 1-го класса), в основном и обуславливающих рассматриваемое нами явление. Отдельные лучи отличаются друг от друга числом отражений от уровня  $BD$ . Луч испытывает  $N$  отражений и попадает в приемник, если угол, образуемый им с горизонталью, при выходе из излучателя имеет одно из двух значений:

$$\chi_N = \arctg \left[ \frac{ar}{4N} \pm \sqrt{\left(\frac{ar}{4N}\right)^2 - p} \right]; \quad (1)$$

величина  $a$  пропорциональна градиенту скорости звука (см. (1)),  $p = aH$  (см. рис. 1).

При импульсной работе излучателя импульс, бегущий по соответствующему лучу, затрачивает на пробег время  $T_N$ , где

$$T_N = \frac{N}{ac_0} \left( \frac{2p}{\sin \chi_N} + \ln \frac{1 + \sin \chi_N}{1 - \sin \chi_N} \right). \quad (2)$$

Анализ формулы (2) показывает, что первым приходит луч, для которого  $\chi_N$ , определенное из (1), лежит наиболее близко (с нижней стороны) к величине  $\arcsin \frac{1}{1+ah}$ , где  $h$  — глубина моря; последним же приходит луч, для которого  $\chi_N$  лежит наиболее близко (независимо от того, с которой стороны) к величине  $\arctg \sqrt{p}$ . Полная продолжительность приема сигнала, если излучается мгновенный импульс, равна

$$T = \frac{ar}{6c_0} (2h + H) \cong \frac{arh}{3c_0}. \quad (3)$$

Отсюда видно, что она растет с расстоянием. Если излучаемый импульс обладает конечной продолжительностью  $T_0$ , то полная продолжительность сигнала будет, очевидно,  $T + T_0$ .

Средняя сила звука будет определяться числом звуковых импульсов, попадающих в приемник за единицу времени, и их интенсивностью. Интенсивность каждого попадающего в приемник импульса определяется законом расширения лучевой трубки. Ее удобно характеризовать „фактором фокусировки“  $f$ , определяемым как отношение интенсивности к той интенсивности, которая имела бы место при распространении в безграничном однородном пространстве на то же расстояние. Расчет дает для этого фактора, равного отношению площадей поперечного сечения соответственных лучевых трубок:

$$f = \cos \chi \frac{\operatorname{tg}^2 \chi + p}{\operatorname{tg}^2 \chi - p}. \quad (4)$$

Мы видим, что для приходящих последними лучей, где  $\operatorname{tg} \chi \sim \sqrt{p}$ , фокусировка может быть очень большой. Более тщательное исследо-

\* Условия применимости лучевой акустики здесь выполнены, так как изменения свойств среды на длине порядка длины волны малы. Кроме того, при расчете лучевой картины мы пренебрегаем кривизной земли, что законно вследствие ее малости по сравнению с кривизнами всех играющих роль лучей.

На рис. 3 в <sup>(7)</sup> на малых расстояниях мы действительно имеем более медленное спадание, чем  $1/r$ . Однако на больших расстояниях сила звука спадает быстрее, чем  $1/r^{3/2}$ . Это расхождение будет отсутствовать, если мы допустим наличие дополнительного экспоненциального затухания порядка 0,02 дБ/км, что никак не скажется на законе спадания на малых расстояниях. Можно думать, что основной причиной этого затухания является рассеяние звука на тепловых неоднородностях воды в зоне слоя скачка.

5. В заключение необходимо остановиться на теории явления сверхдальнего распространения, содержащейся в работах иностранных авторов <sup>(4, 5)</sup>. В этой теории имеются лишь общие соображения, касающиеся вопроса возникновения звукового канала. Расчет лучевой картины производится лишь для случая канала, в котором показатель преломления звука при удалении от центра канала в обе стороны убывает симметрично по квадратичному закону. Такое предположение хотя и позволяет объяснить сам факт возникновения звукового канала, но не соответствует действительной картине в море и не позволяет количественно правильно описать явление. Кроме того, в этой теории не рассматриваются такие существенные вопросы, как изменение формы сигнала с расстоянием, зависимость максимальной силы звука от расстояния, вопросы о фокусах, их ширине и т. д.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
Академии наук СССР

Поступило  
2 IX 1949

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Л. М. Бреховских, ДАН, 62, 469 (1948). <sup>2</sup> M. Ewing, G. P. Woollard, A. C. Vine and J. L. Worzel, Bull. Geol. Soc. Am., 57, 909, oct. (1946). <sup>3</sup> W. W. Stifler and W. F. Saars, Electronics, June, 98 (1948). <sup>4</sup> Г. П. Гарнвелл, Усп. физ. наук, 36, 528 (1948) (перевод из Am. Journ. Phys., 16, 127 (1948)). <sup>5</sup> Н. Времмер, Phillips Res. Reports, 3, 102 (1948). <sup>6</sup> П. Е. Краснушкин, Метод нормальных волн в применении к проблеме дальних радиосвязей, изд. МГУ, 1947. <sup>7</sup> Л. Д. Розенберг, ДАН, 69, № 2 (1949). <sup>8</sup> R. H. Cole, Underwater Explosions, 1948.