АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XI 1965 Вып. 3

УДК 534.231.1

О ВРЕМЕННЫХ СООТНОШЕНИЯХ МЕЖДУ ИМПУЛЬСАМИ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИМИСЯ ПО РАЗЛИЧНЫМ ЛУЧАМ В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

В. А. Апанасенко

Излагается графический метод определения моментов прихода импульсов, распространяющихся по различным лучам от взрывного источника звука в подводном звуковом канале, однородном по трассе.

При изучении распространения звука взрыва в однородном по трассе подводном звуковом канале часто возникает необходимость в определении моментов времени прихода импульсов, распространяющихся по различным лучам. Известно [1, 2], что времена прихода отдельных импульсов принимают дискретный ряд значений, определяемых в конечном счете свойствами среды, расположением источника и приемника и углом пересечения данным конкретным лучом оси канала.

В том случае, когда источник и приемник находятся на одном горизонте (например на оси канала), вычисление времен приходов отдельных импульсов может быть сравнительно просто проведено графическим путем. Пример такого рода графического определения моментов прихода приведен, в частности, в работе [13].

Простые рассуждения позволяют показать, что изложенный в общих чертах в работе [3] метод можно использовать для широкого класса зависимостей скорости звука от глубины. При этом удобно использовать понятие о средней горизонтальной скорости распространения импульса по лучу [2]. Для источника и приемника, расположенных на одном горизонте, средняя горизонтальная скорость распространения вычисляется по формуле

$$c_{\text{гор}} = \frac{c_0}{\cos\chi_0} \frac{\int\limits_{\chi_0}^{0} \frac{\cos\chi}{c'} d\chi}{\int\limits_{\chi_0}^{0} \frac{d\chi}{c'\cos\chi}}, \tag{1}$$

где c_0 — скорость на горизонте приема — излучения, χ_0 — угол пересечения горизонта приема — излучения, χ — текущий угол по лучу, $c' = dc(z)/dz$. В дальнейшем нам будет удобно рассматривать функцию $\Psi(\chi_0) = c_{\text{гор}}/c_0$.

Рассмотрим сперва случай постоянного градиента в полупространстве. Пусть $c(z) = c_0(1 + az)$; тогда на основании формулы (1), в связи с тем, что $c' = c_0 a$, мы получаем

$$\Psi(\chi_0) = \frac{\operatorname{tg}\chi_0}{\ln\frac{1+\sin\chi_0}{\cos\chi_0}}. \tag{2}$$

Функция $\Psi(\chi_0)$ в данном случае не зависит от a и является общей для всего семейства вертикальных распределений скорости этого типа. На фиг. 1 приведен график этой функции для углов в интервале $0 \leqslant \chi_0 \leqslant 20°$.

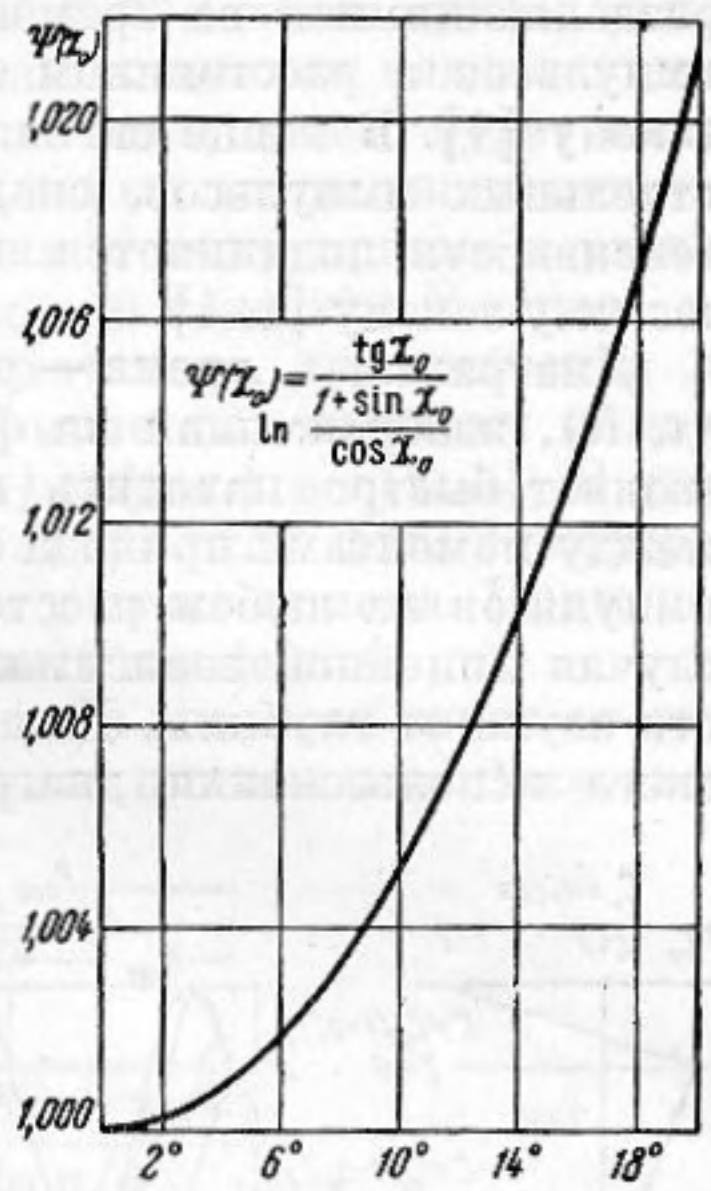
При экспериментальном исследовании зависимости времен приходов отдельных импульсов во взрывном сигнале от расстояния для случая расположения источника и приемника на оси канала наиболее удобным началом отсчета времени в точке приема является момент конца сигнала, т. е. момент $T_0 = R / c_0$, где R — расстояние между источником звука и приемником. Моменты времени τ для импульсов, опережающих момент T_0, вычисляются как $T = T_0 - \tau$, где $T = R / c_{гор}$ и, следовательно,

$$\tau = \frac{R}{c_0}\left[1 - \frac{1}{\Psi(\chi_0)}\right]. \qquad (3)$$

При определении времен приходов отдельных импульсов по формуле (3) на известном расстоянии R необходимо знать $\Psi(\chi_0)$ для дискретного ряда углов χ_0, определяемых соотношением

$$\chi_{0N} = \operatorname{arc\,tg}\,(aR / 2N), \qquad (4)$$

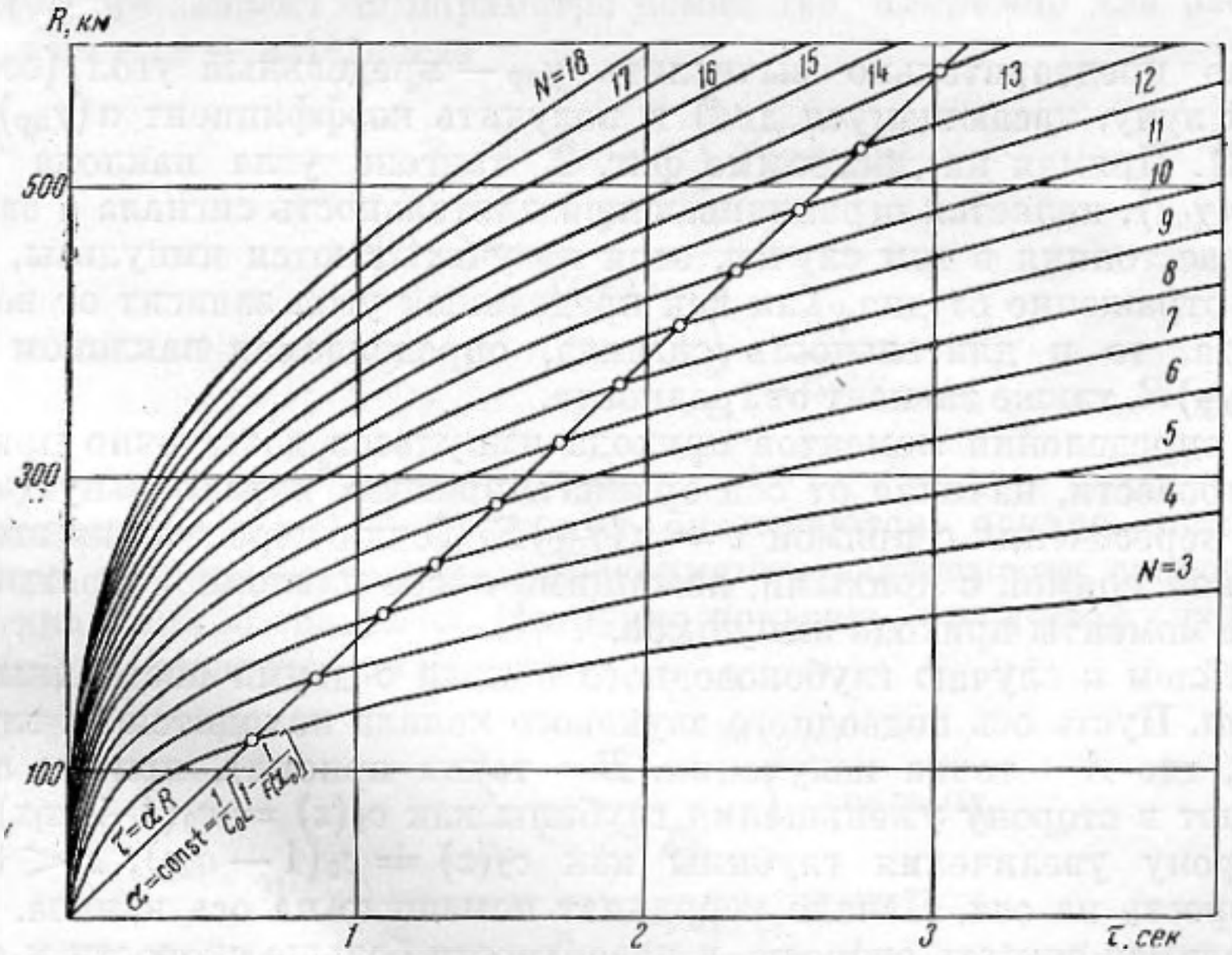
где N принимает значение 1, 2, 3... и т. д.



Фиг. 1

На фиг. 1 приведен график, позволяющий определять значения $\Psi(\chi_{0N})$ и после несложных вычислений по формуле (3) $\tau(\chi_{0N})$.

На фиг. 2 изображена зависимость (3) для различных номеров N. В данном случае диаграмма была рассчитана до $N = 18$, для $a =$

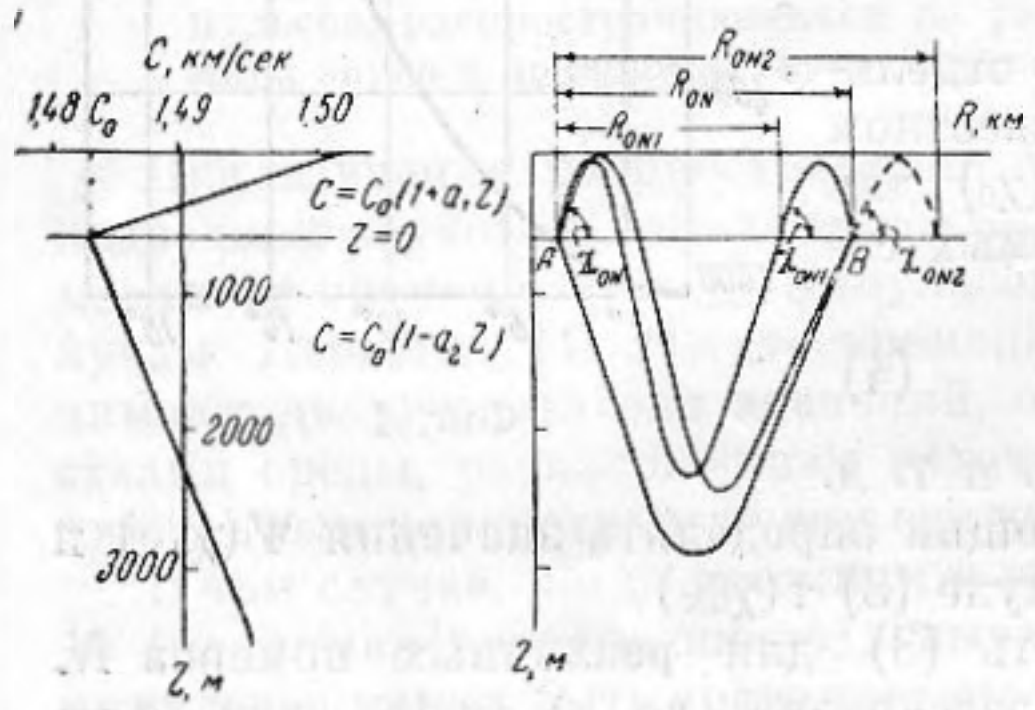


Фиг. 2

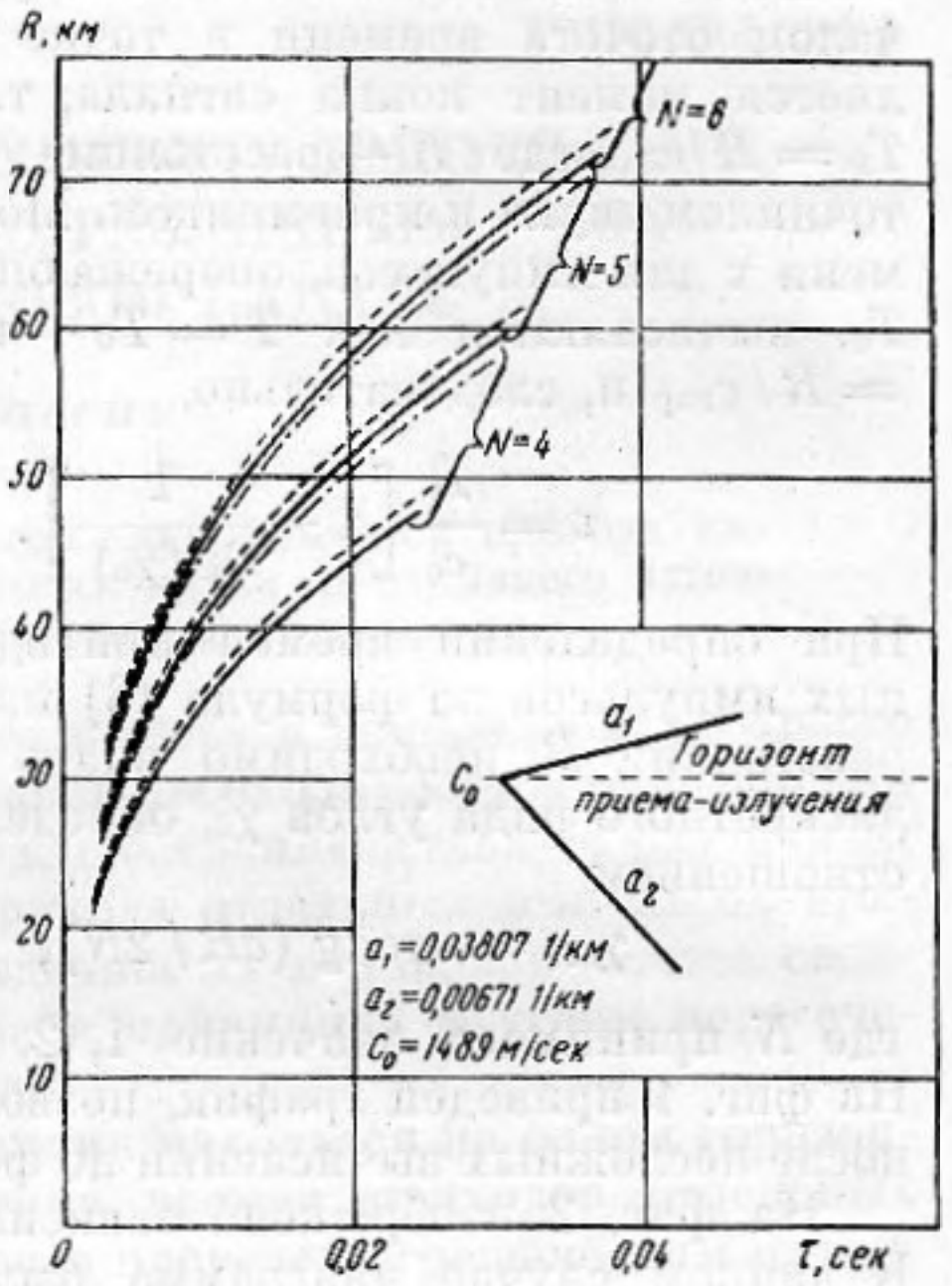
$= 0{,}01073$ 1 / *км* и $c_0 = 1{,}465$ *км/сек*. Точки пересечения прямых $\tau = \alpha R$, где $\alpha(\chi_0) = \frac{1}{c_0}\left[1 - \frac{1}{\Psi(\chi_0)}\right] = \text{const}$ с кривыми, построенными по форму-

ле (3), дают расстояния и времена прихода импульсов, вышедших из излучателя под одним и тем же углом χ_0. Если угол наклона этих прямых к оси абсцисс достаточно мал (если α велико), то мы имеем дело с хорошо разделяющимися во времени импульсами. Спадание интенсивности этих импульсов с расстоянием должно подчиняться в среднем сферическому закону [1]. В конце сигнала, где происходит наложение многочисленных отдельных импульсов, спадание интенсивности подчиняется цилиндрическому закону [1, 4].

Диаграмма время — расстояние (τ, R), изображенная на фиг. 2, позволяет быстро находить интервалы между моментами прихода отдельных импульсов на любом расстоянии для случая линейной зависимости скорости звука от глубины. Для практического использования диаграммы не-



Фиг. 3



Фиг. 4

обходимо предварительно вычислить $\chi_{пр}$ — предельный угол (соответствующий лучу, касающемуся дна) и получить коэффициент $\alpha(\chi_{пр})$ в формуле (3). Прямая на диаграмме фиг. 2, тангенс угла наклона которой равен $\alpha(\chi_{пр})$, является ограничивающей длительность сигнала в зависимости от расстояния в том случае, если не учитываются импульсы, претерпевшие отражение от дна. Так как предельный угол зависит от величины градиента, то и длительность сигнала, определяемая наклоном прямой $\tau = \alpha(\chi_{пр})R$, также зависит от градиента.

Для определения моментов прихода импульсов достаточно при заданном R провести, начиная от оси ординат, прямую, параллельную оси абсцисс до пересечения с прямой $\tau = \alpha(\chi_{пр})R$. Точки пересечения этой горизонтальной прямой с кривыми, лежащими левее наклонной прямой, дадут искомые моменты прихода импульсов.

Перейдем к случаю глубоководного канала с двумя постоянными градиентами. Пусть ось подводного звукового канала находится на глубине H (фиг. 3, где A — точка излучения, B — точка приема), причем скорость возрастает в сторону уменьшения глубины как $c_1(z) = c_0(1 + a_1 z)$, $z > 0$ и в сторону увеличения глубины как $c_2(z) = c_0(1 - a_2 z)$, $z < 0$; здесь c_0 — скорость на оси. Начало координат помещено на ось канала.

Условимся считать скорость у поверхности больше скорости у дна. Это даст нам возможность не учитывать лучей, отраженных от поверхности. Лучи, отраженные от дна, мы учитывать не будем, полагая, что коэффициент отражения много меньше единицы, а число отражений — большое.

Пользуясь формулой (1), нетрудно показать, что и в этом случае для излучателя и приемника, расположенных на оси канала, функция $\Psi(\chi_0)$ определяется формулой (2). Следует, однако, учесть, что в точку приема

придут импульсы, совершившие не только целое число циклов. Как нетрудно убедиться из фиг. 3, при $a_1 \neq a_2$ каждому целому N можно сопоставить четыре луча: два однотипных неразличимых во времени луча, совершивших N циклов точно, луч, совершивший N полных циклов плюс нижний полуцикл, и луч, совершивший N полных циклов плюс верхний полуцикл. Каждый из импульсов, следующих по этим лучам, будет иметь свою среднюю горизонтальную скорость. Несложные вычисления показывают, что для всех трех импульсов, приходящих в точку приема в разное время, зависимость (2) сохраняет свой вид, однако каждому N теперь соответствует три угла: χ_{0N}; χ_{0N1}; χ_{0N2} и, следовательно, три значения на кривой $\Psi(\chi_0)$. Последнее означает, что в формуле (3) каждому номеру N будет соответствовать три значения $\tau : \tau(\chi_{0N})$, $\tau(\chi_{0N1})$ и $\tau(\chi_{0N2})$. В этом случае также можно построить диаграмму τ, R по типу фиг. 2, которая позволит быстро определять структуру сигнала в точке приема. Примером может служить участок диаграммы, приведенный на фиг. 4.

Рассмотрим более сложные случаи зависимости скорости звука от вертикальной координаты. Пусть $c(z) = c_0 / 1 - az$, причем $z = 0$ соответствует поверхности океана. В этом случае

$$\Psi(\chi_0) = \frac{\ln \dfrac{1 + \sin \chi_0}{\cos \chi_0}}{\operatorname{tg} \chi_0 + \cos \chi_0 \ln \dfrac{\operatorname{tg}(\pi/4 + \chi_0/2)}{\operatorname{tg} \pi/4}}. \tag{5}$$

Здесь, так же как и ранее, функция $\Psi(\chi_0)$ не зависит от a и является общей для всего семейства распределений этого типа. Значения ее в диапазоне изменений аргумента $0° \leqslant \chi_0 \leqslant 20°$ очень мало отличаются от получаемых согласно формуле (2), и все выводы, сделанные выше, остаются справедливыми.

Можно указать еще несколько зависимостей $c(z)$, для которых функция $\Psi(\chi_0)$ не зависит от параметра семейства, например для распределения $c(z) = c_0(1 + az)^2$, когда

$$\Psi(\chi_0) = \frac{1}{\cos \chi_0} \frac{\int\limits_{\chi_0}^{0} \sqrt{\cos \chi}\, d\chi}{\int\limits_{\chi_0}^{0} \dfrac{d\chi}{\sqrt{\cos^3 \chi}}} \tag{6}$$

или $c(z) = c_0 / 1 + az^2$ и ряда других.

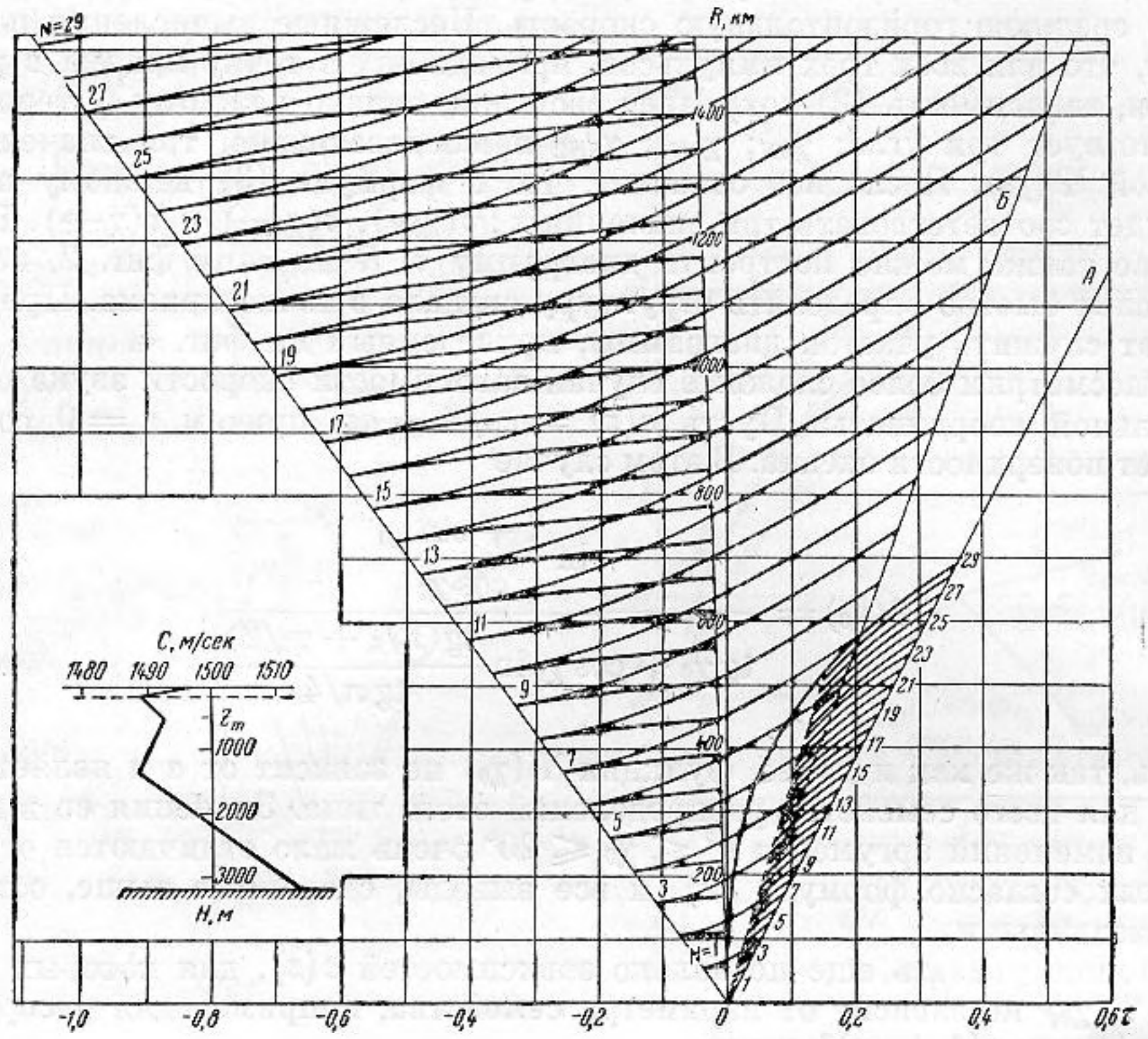
Приведенные выше соображения оказываются, однако, несправедливыми при кусочно-линейной аппроксимации зависимости скорости звука от вертикальной координаты. Нетрудно показать, что в этом случае функция $\Psi(\chi_0)$ вычисляется по формуле:

$$\Psi(\chi_0) = \frac{\sum\limits_{k=0}^{n} \dfrac{1}{a_k \cos \chi_{0k}} \int\limits_{\chi_{0\,k}}^{\chi_{0\,k+1}} \cos \chi_k\, d\chi}{\sum\limits_{k=0}^{n} \dfrac{1}{a_k c_k} \int\limits_{\chi_{0\,k}}^{\chi_{0\,k+1}} \dfrac{d\chi}{\cos \chi_k}}, \tag{7}$$

где $\cos \chi_{0k} = c_k / c_0 \cos \chi_0$, a_k — градиент k-го слоя, c_k — начальная скорость k-го слоя, χ_{0k} — угол входа луча в слой, χ_{0k+1} — угол выхода луча из слоя, c_0 — скорость на оси канала.

Существенным отличием формулы (7) от формулы (2) является то, что в этом случае функция $\Psi(\chi_0)$ зависит от свойств среды и введение некоторой универсальной функции $\Psi(\chi_0)$ уже невозможно.

При построении диаграммы τ, R в данном случае следует иметь в виду, что функция $\Psi(\chi_0)$ расщепляется на три: $\Psi_1(\chi_0)$ — соответствующая целому числу циклов N точно; $\Psi_2(\chi_0)$ — соответствующая целому числу цик-



Фиг. 5

лов N плюс верхний полуцикл; $\Psi_3(\chi_0)$ — соответствующая целому числу циклов N плюс нижний полуцикл.

Формула (3) в данном случае сравнительно просто может быть запрограммирована для вычисления диаграммы τ, R на электронно-вычислительной машине в том предположении, что время τ и расстояние R являются функцией угла χ_0 при фиксированном номере N. В самом деле, функция $\Psi(\chi_0)$, входящая в выражение (3), определяется на основании выражения (7), а для определения расстояния R в функции угла χ_0 мы получаем формулу

$$R = 2N \sum_{k=0}^{n} \frac{1}{a_k \cos \chi_{0k}} \int_{\chi_{0k}}^{\chi_{0k+1}} \cos \chi_k \, d\chi. \tag{8}$$

Формулы (7) и (8) могут быть использованы в случае целого числа циклов. В том случае, когда луч совершает на верхний или нижний полуцикл больше, в числителе и знаменателе формулы (7) добавляются слагаемые, соответствующие расстоянию и времени пробега импульсом этого полуцикла. В формуле (8) при этом появляется слагаемое, соответствующее расстоянию, пройденному импульсом за один добавочный полуцикл.

Примером такого рода диаграммы, рассчитанной на электронно-вычислительной машине Минск-1, может служить фиг. 5. Здесь же приведена исходная зависимость скорости звука от глубины и горизонт приема — из-

лучения (пунктир), относительно которого производился расчет диаграммы. Диаграмма построена для целого числа циклов и без учета лучей, претерпевших отражения от дна. Начальный участок диаграммы, который заключен между осью ординат и прямой $0A$, дает возможность определить временные интервалы между импульсами, распространяющимися в подповерхностном канале. Этот участок диаграммы соответствует случаю постоянного градиента в полупространстве. Дальнейшее увеличение угла χ_0 приведет к тому, что луч пересечет горизонт z_m, средняя горизонтальная скорость распространения импульса резко изменится и это поведет к разрыву кривых на диаграмме τ, R фиг. 5. Продолжение этих кривых следует искать на линии $0Б$, причем увеличение угла χ_0 может привести к тому, что значения τ станут отрицательными. Это будет означать, что в данном случае существует значительный класс лучей, для которых средняя горизонтальная скорость распространения импульса меньше c_0.

Автор выражает благодарность Л. М. Бреховских за замечания, сделанные им в процессе подготовки данной статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Бреховских. Волны в слоистых средах. М., Изд-во АН СССР, 1957.
2. Физические основы подводной акустики, М., Сов. радио, 1955.
3. М. Ивинг, О. Ворцель. Сверхдальнее распространение звука. Сб. ст. «Распространение звука в океане» под ред. Л. М. Бреховских, М., ИЛ, 1951.
4. R. J. Urick. Low-Frequency. Sound Attenuation in the deep ocean. J. Acoust. Soc. America, 1963, 35, 9, 1413—1422.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
11 мая 1964 г.