

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКОВЫХ И ИНФРАЗВУКОВЫХ ВОЛН
В ПРИРОДНЫХ ВОЛНОВОДАХ НА БОЛЬШИЕ РАССТОЯНИЯ *)****Л. Брежневских**

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что звуковые и инфразвуковые волны могут распространяться в океане и в атмосфере на очень большие расстояния. Ряд крупных взрывов, проведенных в атмосфере у поверхности земли в разное время и по разным поводам, показывает, что звук взрыва заряда весом от нескольких тонн до нескольких тысяч тонн может быть зафиксирован на расстояниях от нескольких сотен до нескольких тысяч километров (см., например, ^{1 2 3}). Известно также, что крупные ядерные взрывы в атмосфере регистрируются практически в любой точке земного шара.

В океане условия для распространения звука на большие расстояния еще более благоприятны. Так, звук подводного взрыва нескольких килограммов тринитротолуола может быть зафиксирован на расстоянии 5—6 тыс. км⁴. В одном из экспериментальных ядерных подводных взрывов способность звука распространяться под водой на большие расстояния, а также отражаться от островов, подводных возвышенностей и т. д. была использована для обследования рельефа ложа большого района океана⁵. В этом же опыте были получены данные о затухании звука низких частот в океане.

Способность звука распространяться на большие расстояния в море и в атмосфере обусловлена наличием в этих средах природных звуковых волноводов, называемых также звуковыми каналами.

Природные волноводы возникают вследствие специфической зависимости скорости звука от вертикальной координаты. Интересно, что относительные изменения скорости звука невелики. Они не превышают 15% в океане и 30% в атмосфере. Однако они кардинальным образом сказываются на распространении звуковых волн на большие расстояния.

Волноводные зоны как в океане, так и в атмосфере имеют значительную протяженность по вертикали. Наиболее благоприятные условия распространения имеют место при расположении источника звука вблизи «оси» волновода, совпадающей с уровнем минимальной скорости звука.

В тропических зонах океана ось акустического волновода расположена на глубинах 1000—1500 м. При продвижении в более высокие широты ее глубина, как правило, уменьшается. В северных широтах она может выходить к поверхности воды. В этом случае мы будем иметь приповерхностный волновод.

В атмосфере ось волновода лежит на высотах 15—30 км, а сам волновод имеет протяженность в несколько десятков километров по вертикали.

*) Доклад, прочитанный на 3-м Международном акустическом конгрессе г. Штуттгарт (ФРГ), сентябрь 1959 г.

Несмотря на весьма существенное различие в характеристиках атмосферного и океанского волноводов, основные физические закономерности явлений в обоих случаях одинаковы. Эти общие закономерности и будут рассмотрены ниже.

Стоит отметить, что хорошо известно наличие в атмосфере волноводов для электромагнитных волн. Так, например, низкочастотный электромагнитный сигнал от разряда молнии или ядерного взрыва распространяется на большие расстояния в волноводе, ограниченном снизу поверхностью земли, а сверху ионосферой.

Несколько более специфический характер имеет процесс распространения на большие расстояния упругих волн в земной коре. Однако и здесь, в ряде случаев, приходится сталкиваться с явлениями типа волноводного распространения.

2. АКУСТИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД В ОКЕАНЕ

Мы начнем свое рассмотрение с распространения звука на большие расстояния в океане. Здесь теоретический анализ вопроса оказывается несколько проще, чем в случае атмосферы.

Зависимость скорости звука от температуры и солености морской воды, а также глубины (т. е. гидростатического давления) описывается формулой Дель-Гроссо:

$$c = 1448,6 + 4,618t - 0,0523t^2 + 0,00023t^3 + 1,23(5 - 35) - 0,011(5 - 35)t + 0,0027 \cdot 10^{-5}(s - 35)t^4 - 2 \cdot 10^{-7}(s - 35)^4(1 + 0,577t - 0,0072t^2) + 0,018z,$$

где c — скорость звука в м/сек, t — температура в °С, s — соленость в граммах на литр, z — глубина в метрах. Пример зависимости скорости звука от глубины в океане, типичный для умеренных широт, дан на рис. 1, а.

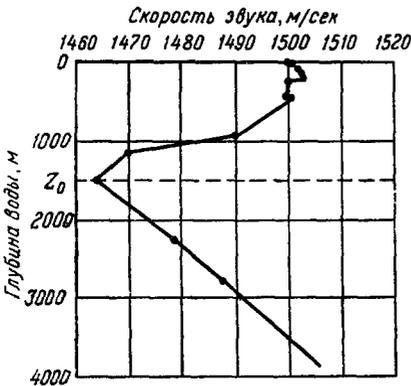


Рис. 1а.

Изображенная на нем кривая рассчитана на основании данных, полученных 15 февраля 1932 г. в Атлантическом океане (35°56' с. ш., 69°00' з. д.). На глубине $z_0 \sim 1500$ м скорость звука имеет минимум. Выше этого минимума она повышается из-за прогрева верхних слоев воды, а ниже его — из-за повышения гидростатического давления. Область минимума скорости звука и является центральной зоной волновода, а уровень $z = z_0$ — его «осью». Звуковые волны при своем распространении имеют тенденцию концентрироваться в области звукового канала. Если мы обратимся к картине звуковых лучей (рис. 1, б), то увидим, что лучи, вышедшие из излучателя под небольшими углами наклона к горизонту (углами скольжения), распространяются в волноводе без отражений от дна и поверхности океана. Тем самым исключается возможность поглощения звука при отражении от дна и рассеяния его на неровностях дна и поверхности.

Затухание звуковых волн низкой частоты в самой воде весьма мало. Коэффициент затухания, выраженный в децибеллах на километр, дается формулой

$$\alpha = 0,036 f^{3/2},$$

где f — частота в килогерцах. Отсюда следует, например, что на частоте

$f=50$ гц интенсивность звуковой волны из-за поглощения в воде уменьшается в 10 раз только на расстоянии 26 тыс. км.

Однако спадание силы звука с расстоянием в подводном волноводе отнюдь не является монотонным. Рассмотрим, например, простейший

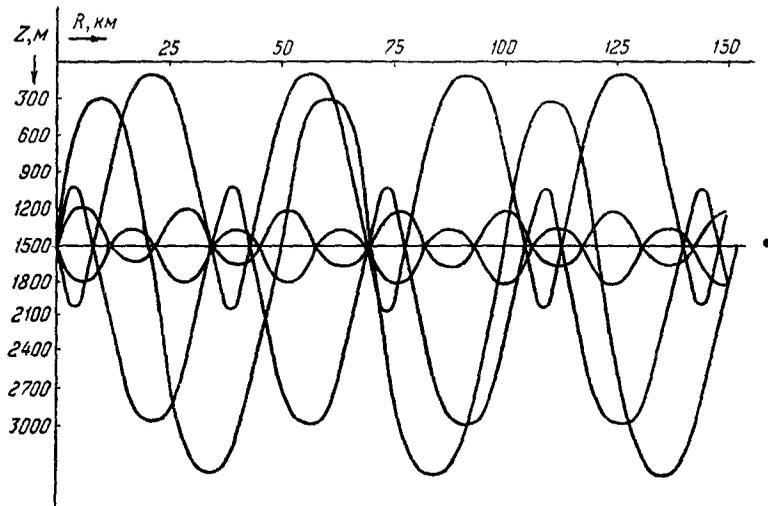


Рис. 16.

вид симметричного звукового канала, в котором скорость звука постоянна в слое толщиной $2H$ и возрастает линейно в обе стороны от него (рис. 2).

На рис. 3 изображена совокупность лучей, выходящих из излучателя, расположенного на оси волновода. Плотность лучей резко неоднородна в пространстве. Сила звука будет иметь местные максимумы в областях сгущения лучей, называемых каустиками, которые являются огибающими семейств лучей. Каустики выделены на рис. 3 жирными линиями*).

Сила звука для каждого из лучей в простейшем случае ненаправленного источника может вычисляться по формуле

$$I = \frac{W}{4\pi r^2} F,$$

где r — горизонтальное расстояние, а F — фактор фокусировки. Последний равен отношению площадей поперечного сечения лучевых трубок в случае однородной среды и в рассматриваемом случае на одном и том же расстоянии. Как правило, значение фактора F близко к единице. Исключение составляют области, близкие к каустикам. Согласно лучевой теории на самих каустиках $F = \infty$, т. е. звуковое поле в области каустики в лучевом приближении вычислено быть не может. Более точная теория (см. § 38), хотя и близкая по своей природе к лучевой, дает для фактора фокусировки непосредственно на каустике

$$F = \frac{2^{5/3} \cdot r \cdot v(0)}{k \operatorname{tg} \chi_0 \sin \chi (d^2 r / d\xi_0^2)^{2/3}},$$

*) На рисунке не изображены те части каустик, которые образованы лучами, выходящими из излучателя под очень малыми углами наклона к горизонту.

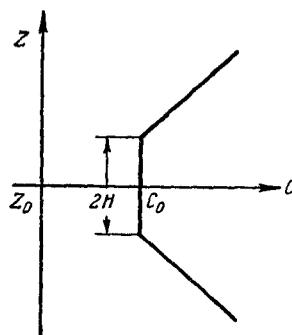


Рис. 2.

где $k=k(z)$ — волновое число в точке приема, χ_0 — угол скольжения луча, касающегося каустики при выходе его из излучателя, χ — угол скольжения того же луча в точке наблюдения, $\xi_0 = k_0 \cos \chi_0$, r — горизонтальное расстояние между излучателем и точкой наблюдения*). Вид функции $r(\xi_0)$ зависит от формы волновода (от вида функции $c(z)$); $v(0) = 0,62927$ — значение функции Эйри при нулевом аргументе. Изменение амплитуды звукового поля

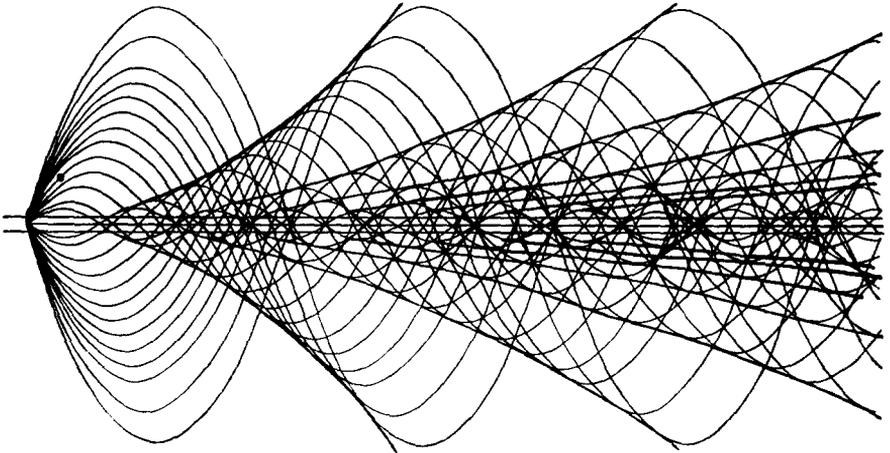


Рис. 3.

в окрестностях каустики описывается функцией Эйри с ее хорошо известным монотонным спаданием с вогнутой стороны каустики (куда не проникают лучи, образующие каустику) и с более медленным спаданием с одновременными осцилляциями на выпуклой стороне каустики (где в каждой точке пересекаются два луча из семейств, образующих каустику).

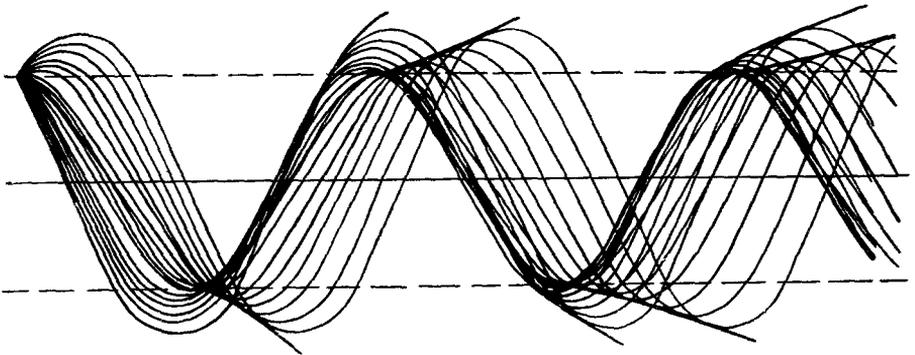


Рис. 4.

На рис. 4 изображена картина лучей для случая, когда источник смещен с оси канала, обозначенной на рисунке сплошной горизонтальной прямой. В этом случае меньшая доля излучаемой энергии захватывается каналом. Если наблюдатель удаляется от излучателя в горизонтальном направлении, то зоны слышимости источника будут сменяться зонами «молчания» (называемыми также зонами акустической тени), куда не про-

*) Для упрощения мы положили $R \sim r$, где R — «наклонное» расстояние между точкой приема и точкой наблюдения.

никает ни один из лучей. Частично в зону молчания звуковая энергия будет проникать вследствие эффектов дифракции.

Описание звукового поля в области зон молчания путем какого-либо исправления или дополнения лучевой теории, как это было в случае поля вблизи каустик, оказывается невозможным. Для этого необходимо построение теории, являющейся волновой по самой своей природе. Такая теория должна также описывать звуковое поле в волноводах, поперечные размеры которых сравнимы с длиной волны звука или не намного превышают ее. В этом случае лучевые представления также являются принципиально неприменимыми.

Согласно волновой теории звуковое поле в каждой точке пространства можно представить в виде суперпозиций некоторого числа «нормальных

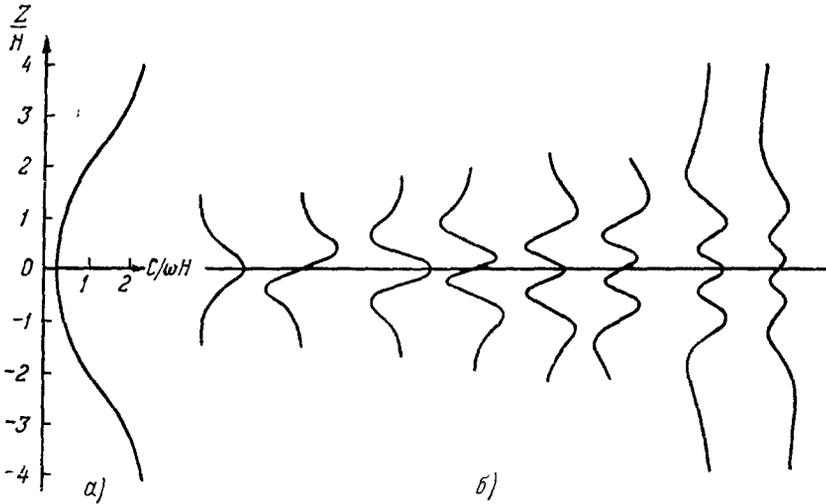


Рис. 5.

волн». Каждая нормальная волна распространяется вдоль волновода с определенной фазовой скоростью и имеет определенное, характерное для нее распределение амплитуды по вертикали. Уменьшение силы звука в «зонах молчания» обусловлено существенным ослаблением этих волн вследствие их взаимной интерференции.

Ю. Л. Газаряном^{6,7} было детально исследовано звуковое поле в волноводе, характеризуемом такой зависимостью скорости звука от вертикальной координаты z :

$$c(z) = c_1 \left(1 + \frac{M}{\text{ch}^2 \frac{z}{H}} \right)^{-1}, \quad M > 0.$$

Величина H может быть названа эффективной шириной волновода. Скорость звука на оси волновода и на большом удалении от нее равна соответственно $c_1(1+M)^{-1}$ и c_1 .

В теории волновода существенную роль играет параметр

$$\nu = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + (k_1 H)^2 M}, \quad k_1 \equiv \frac{\omega}{c_1}.$$

Волновод может удерживать волну только при $\nu > 2$. Это дает для максимальной длины волн, канализующихся в волноводе, выражение:

$$\lambda_{\max} = \pi H \sqrt{2M}.$$

На рис. 5, б изображена зависимость амплитуды нескольких нормальных волн от z/H при $v=8,5$. На рис. 5, а изображена зависимость $c(z/H)$, т. е. форма волновода для этого случая.

Необходимо отметить, что хотя подводный звуковой канал был обнаружен сравнительно недавно (сначала в США и затем независимо, в СССР), основные закономерности распространения звука в нем в настоящее время хорошо известны (см. ^{6,8,9,10} и др.).

3. ЗВУКОВОЙ ВОЛНОВОД В АТМОСФЕРЕ

В атмосфере скорость звука с достаточной точностью определяется соотношением (см., например,¹)

$$c(z) = 20,1 \sqrt{T(z)} \text{ м/сек},$$

где $T(z)$ —абсолютная температура воздуха на высоте z . Зависимость температуры воздуха от высоты в общих чертах в настоящее время хорошо известна. На рис. 6 изображена температурная кривая, полученная в СССР

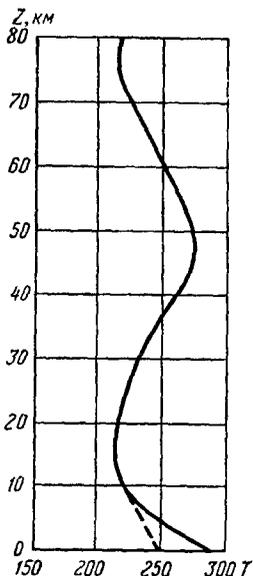


Рис. 6.

на основании большого количества данных опытов с метеорологическими ракетами^{12*}). Имеются два минимума температуры, расположенные на высотах около 15 и 80 км. Последние дают два минимума скорости звука, обуславливающие наличие двух акустических волноводов на указанных высотах. При источнике звука (например, взрыве), расположенном на высотах, меньших 50 км, и наблюдателе, расположенном вблизи земной поверхности, основную роль будет играть нижний волновод.

Хотя общие черты кривой и, в частности, наличие двух минимумов сохраняются постоянно, могут иметь место значительные отклонения реальной зависимости температуры от приведенной кривой. В частности, на высотах, меньших чем 5—10 км, будут существенны сезонные изменения температуры, которые могут сильно сказываться на характере распространения звуковых волн. Сплошная кривая на рис. 6, с точки зрения ее характера на малых высотах, относится к летним условиям (температура у поверхности земли около $+18^\circ\text{C}$). На рис. 7 изображены лучи, исходящие из излучателя, расположенного на высоте 8 км, для этого случая. Мы видим, что лучи имеют тенденцию концентрироваться в волноводе, простирающемся в пределах высот 3—40 км. Однако лучи, захваченные волноводом, не доходят до земной поверхности.

Допустим теперь, что температура у поверхности земли -23°C и кривая зависимости температуры от высоты идет до 10 км, как показано отрезком пунктирной кривой на рис. 6. Лучевая картина в этом случае будет иметь вид, изображенный на рис. 8. В этом случае звуковые лучи проникают к поверхности земли, но на некоторых расстояниях возникают зоны молчания.

Однако надо иметь в виду весьма относительную применимость лучевых представлений для анализа распространения инфразвуковых волн в атмосфере. Периоды колебаний давления в волнах, возбуждаемых мощ-

*) Данные, полученные в США, не отличаются сколько-нибудь существенно от приведенных здесь.

ными взрывами или извержениями вулканов на расстояниях в несколько тысяч километров и больше, оказываются значительными (от долей до десятков минут). Ниже приведены две записи (полученные К. И. Бала-

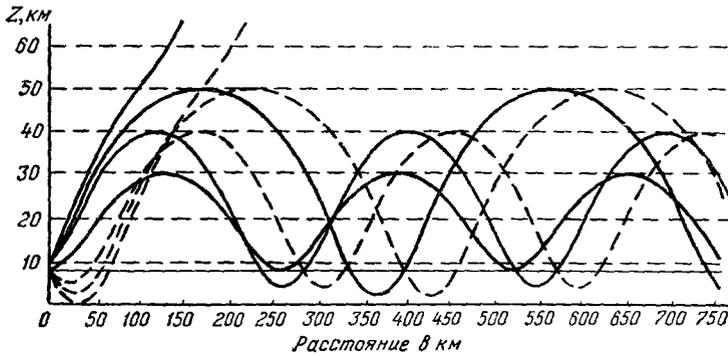


Рис. 7.

шовым) ядерных взрывов (эквивалентных нескольким мегатоннам ТНТ), полученных на расстояниях 5000 и 11 500 км (рис. 9 и 10). Периоды

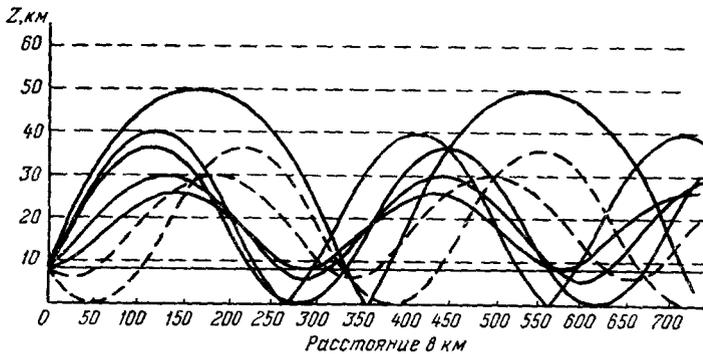


Рис. 8.

колебаний составляют 5—8 минут в начале каждой записи и уменьшаются примерно до 1 минуты в конце. Длина волны при периоде 1 минуты равна

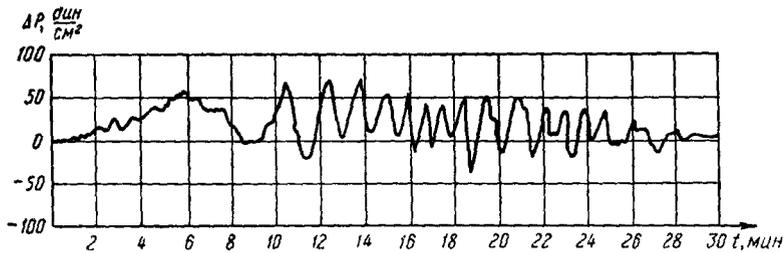


Рис. 9.

около 20 км. Таким образом, уже на протяжении одной длины волны свойства атмосферы изменяются по вертикали весьма существенно и основное условие применимости лучевой теории оказывается невыполненным.

Более того, пользование обычным уравнением

$$\Delta\varphi + k^2(z)\varphi = 0, \quad k(z) = \frac{\omega}{c(z)}$$

для анализа распространения волн оказывается возможным только для волн, период которых удовлетворяет условию

$$\frac{T}{2\pi} \ll \frac{c}{g},$$

где g — ускорение силы тяжести. Это условие можно считать в достаточной степени выполняющимся при периодах, меньших 1 минуты. При больших периодах существенным будет влияние силы тяжести, и уравнения сильно усложняются.

Необходимо также отметить, что существенное влияние на распространение волн оказывает ветер в верхних слоях атмосферы. Учет ветра существенно изменяет кривую зависимости эффективной скорости звука от

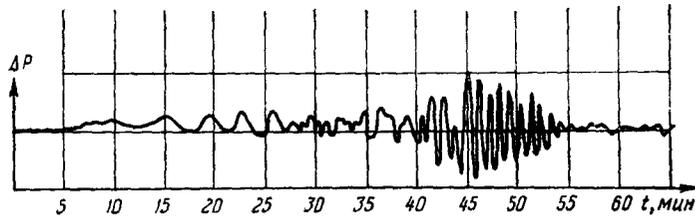


Рис. 10.

высоты, причем по-разному: по направлению ветра и против него. Это ведет к тому, что в направлении «верхнего» ветра звуки даже небольших ядерных взрывов (эквивалент порядка 1 кт) могут быть зарегистрированы на расстояниях порядка 2—3 тыс. км. Против же ветра уверенная регистрация тех же источников может не превосходить 700—800 км.

Поглощение звука в атмосфере не сказывается существенно на интересующих нас частотах волн. Для данной частоты поглощение возрастает с увеличением высоты и становится очень большим, когда воздух становится настолько разреженным, что длина свободного пробега молекул оказывается сравнимой по порядку величины с длиной волны. Коэффициент поглощения звуковой волны равен¹

$$\alpha = 30,1 \frac{s}{\lambda^2},$$

где s — длина свободного пробега на данной высоте, а λ — длина волны. На высоте 120 км $s \approx 60$ см. Это дает для периода 0,5 минуты $\alpha = 2 \cdot 10^{-7}$ км⁻¹. Таким образом, даже на высотах второго волновода поглощение не проявится сколько-либо сильно вплоть до самых больших интересующих нас расстояний. Однако надо иметь в виду, что более существенным может оказаться затухание звуковых волн, вызванное их рассеянием на неоднородностях турбулентного характера и диффузией звуковой энергии через границы волновода.

4. ИЗМЕНЕНИЕ ФОРМЫ ЗВУКОВОГО ИМПУЛЬСА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ НА БОЛЬШИЕ РАССТОЯНИЯ

Весьма характерным свойством волноводного распространения является то, что кратковременный звуковой импульс, получающийся, например, от взрыва, превращается на больших расстояниях в длинную последовательность сравнительно регулярных колебаний. Так, например,

записи на рис. 9 и 10 имеют длительность соответственно около 30 и 60 минут.

Для того чтобы понять причину этого интересного явления и выявить его количественные закономерности, необходимо рассмотреть дисперсионные свойства волновода.

Как указывалось выше, звуковое поле источника, излучающего синусоидальную во времени волну, является суперпозицией определенного числа нормальных волн. Чем выше номер нормальной волны, тем больше ее затухание с расстоянием. Поэтому во многих случаях и, в частности, на больших расстояниях в атмосферном волноводе можно учитывать всего лишь одну или несколько первых нормальных волн.

Для простоты дальнейших рассуждений рассмотрим только первую нормальную волну. Учтем, что излученный звуковой импульс можно представить в виде интеграла Фурье, в котором будет представлен широкий спектр частот. Групповая скорость нормальной волны будет разной для разных элементарных интервалов частот $d\omega$. Поэтому на большие расстояния разные частоты будут приходить в разное время, и полная продолжительность сигнала будет увеличиваться пропорционально расстоянию.

Если предположить, что излученный импульс является весьма коротковременным и, следовательно, в его спектре содержатся с равной интенсивностью все частоты, то вид звукового сигнала на больших расстояниях

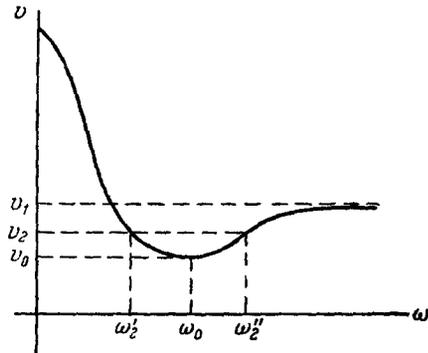


Рис. 11.

будет определяться исключительно формой дисперсионной кривой, т.е. зависимостью групповой скорости от частоты. Последняя в свою очередь является характерной для данного волновода. Рассмотрим, например, вид звукового импульса в случае дисперсионной кривой, изображенной на рис. 11, где по оси абсцисс откладывается частота, а по оси ординат групповая скорость v . Такая дисперсионная кривая имеет место, например, в случае распространения звука в однородном слое жидкости, лежащем на жидком же полупространстве¹¹. Звуковой сигнал в заданной точке на расстоянии R от источника будет начинаться с колебаний большого периода, так как волны низкой частоты, как видно из кривой,

распространяются с максимальной скоростью. В момент времени $t = \frac{R}{v_1}$ на низкочастотные колебания наложатся высокочастотные. В последующие моменты времени, например при $t' = \frac{R}{v_2}$, сигнал будет представлять

собой суперпозицию двух частот ω_2' и ω_2 , приходящих одновременно. С течением времени частоты ω_2' и ω_2 сближаются, и сигнал заканчивается колебаниями с частотой ω_0 , распространяющимися с минимальной скоростью v_0 . Может оказаться, что вследствие поглощения частоты $\omega > \omega_0$ на больших расстояниях будут давать малый вклад в сигнал. Тогда надо будет считаться только с низкочастотной ветвью дисперсионной кривой ($\omega < \omega_0$). Обусловленный ею сигнал будет иметь непрерывно укорачивающийся с течением времени период. Это мы как раз и видим на рис. 9 и 10, хотя в случае атмосферного волновода, как показывает более полное теоретическое рассмотрение, процесс распространения выглядит значительно сложнее.

Надо также учитывать, что некоторые осложнения в картину принимаемого сигнала может вносить вторая и последующие нормальные волны, которые мы в наших рассуждениях не учитывали. Каждая из них имеет свою дисперсионную кривую, и доля, вносимая ими в звуковой сигнал, может быть оценена таким же образом, как в случае первой нормальной волны.

Таким образом, при наличии достаточной информации о характере волновода и виде источника характер звукового сигнала может быть предсказан на любых расстояниях даже в весьма сложных случаях. Однако практически это может потребовать весьма больших вычислений.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. К. М и т р а, Верхняя атмосфера, ИЛ, 1955.
2. E. F. S o x Abnormal audibility zones in long distance propagation through the atmosphere, J. Acoust. Soc. Amer. 21, 6—16 (1949).
3. E. F. S o x, Microbarometric pressures from large high explosives blasts, J. Acoust. Soc. Amer. 19, 832—846 (1947).
4. М. И в и н г и Д. В о р ц е л ь, Сверхдальнее распространение звука, Сб. статей «Распространение звука в океане», ИЛ, 1951.
5. M. J. S h e e h y and R. H a l l e y, Measurement of the attenuation of low-frequency underwater sound, J. Acoust. Soc. Amer. 29, 464—469 (1957).
6. Л. М. Б р е х о в с к и х, Волны в слоистых средах, Изд. АН СССР, 1957.
7. Ю. Л. Г а з а р я н, К вопросу о волноводном распространении звука в неоднородных средах. Акуст. журн. 2, 133—136 (1956).
8. Л. М. Б р е х о в с к и х, О распространении звука в слое жидкости с постоянным градиентом скорости распространения, ДАН СССР 62, 469 (1948).
9. Л. М. Б р е х о в с к и х, О распространении звука в подводном звуковом канале, ДАН СССР 69, 157 (1949).
10. Л. Д. Р о з е н б е р г, Об одном новом явлении в гидроакустике, ДАН СССР 69, 175 (1949).
11. К. П е к е р и с, Теория распространения звука в мелкой воде, Сб. статей «Распространение звука в океане», ИЛ, 1951.
12. П. П. А л е к с е е в, Е. А. Б е с я д о в с к и й и др., Ракетные исследования атмосферы. Метеорология и гидрология, № 8, 3—13 (1957).