Доклады Академии Наук СССР
1947. Том LV, № 9

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Ю. М. СУХАРЕВСКИЙ

ТЕОРИЯ РЕВЕРБЕРАЦИИ МОРЯ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ РАССЕЯНИЕМ ЗВУКА

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 27 I 1947)

1. Из опыта работы с горизонтальным эхо-лотом известно, что посылаемые им короткие ультразвуковые импульсы сопровождаются непрерывным затухающим звучанием — реверберацией моря. Реверберация моря обязана своим существованием рассеянию звука в неоднородной водной среде, а также рассеянию на неровной поверхности и на неровном дне моря. В отличие от реверберации помещений, реверберация моря не могла бы возникать при наличии только регулярных (геометрических) отражений на двух ограничивающих параллельных поверхностях, так как эти отражения не попадают в точку приема, являющуюся одновременно точкой излучения. Повидимому, наиболее эффективными рассеивателями звука в водной среде являются воздушные пузырьки, но также и микроорганизмы, неорганические и органические твердые частички, наконец, флюктуации плотности среды, обусловленные ее тепловой неоднородностью, в некоторых случаях могут быть основной причиной наблюдаемой реверберации моря.

Вопрос о законах рассеяния звука в водной среде для различных типов неоднородности среды не дискутируется в настоящей работе. Он будет рассмотрен в одной из последующих наших работ. Здесь мы ограничимся тем, что зададим рассеивающие свойства водной среды определенными коэффициентами, которые нам понадобятся для вычисления реверберации.

В излагаемой ниже теории реверберации, обусловленной рассеянием, рассматриваются три идеализированных случая: а) реверберация в безграничной равномерно рассеивающей среде, б) реверберация в безграничной среде с рассеивающим плоским слоем и в) реверберация в полубезграничной среде с рассеивающей плоской границей. Мы будем в рамках настоящей работы предполагать излучение и прием звука не направленными и не будем принимать во внимание затухание волны, обусловленное как самим рассеянием, так и поглощением звука в среде, а также не будем принимать во внимание поглощение на границе среды. Эффект направленности излучения — приема и вопрос о влиянии поглощения на реверберацию будут рассмотрены в последующих наших работах. Распространяющиеся волны (прямую и рассеянные) мы будем полагать расходящимися сферическими волнами. Такое предположение в наибольшей мере соответствует характеру звукового поля в глубоком море, но, учитывая сильное поглощение ультразвука дном моря, его можно считать приемлемым и для мелкого моря *.

* В работе В. С. Анастасевича (1) анализ реверберации моря построен на рассмотрении рассеяния плоской волны. В случае плоской волны спад силы реверберации во времени определяется только экспоненциальным пространственным затуханием волны, связанным с поглощением и рассеянием, — эффектами, в общем, малыми. Соответственно и спад реверберации получается экспоненциальным и крайне медленным, что находится в резком противоречии с опытом.

Экспериментальное исследование реверберации моря, выполненное нами совместно с В. С. Григорьевым, Г. Д. Малюжинец и И. П. Жуковым в 1944 г. для мелкого моря и в 1945 г. для глубокого моря (не опубликовано), привело к следующим основным заключениям. Глубокое море может быть рассматриваемо как слабо рассеивающая среда с сильно рассеивающим поверхностным слоем. В мелком море большую роль играет рассеяние на неровном дне. Рассеяние в поверхностном слое и на дне моря в некоторых случаях оказывается настолько значительным, что реверберация маскирует эхо от препятствий, затрудняя их обнаружение (в особенности, если размеры препятствий невелики). Результаты экспериментального исследования реверберации моря будут представлены более подробно в последующих наших работах. В них же будет дан анализ условий обнаружения эхо от элементарных препятствий в море при наличии рассеяния звука.

2. Рассмотрим реверберацию в безграничной равномерно рассеивающей среде. На рис. 1 зафиксирован момент времени $t/2$ после окончания посылки. Выпущенный излучателем в точке 0 за время посылки пакет ультразвуковых волн занимает в пространстве шаровой слой с внутренним радиусом $R_1 = ct/2$ и внешним радиусом $R_2 = R_1 + c\tau$, где τ — длительность посылки, а c — скорость звука. Спустя время t после окончания посылки мы будем наблюдать в точке излучения — приема суперпозицию волн, рассеянных за период времени от $\frac{t}{2} - \frac{\tau}{2}$ до $\frac{t}{2}$ на неоднородностях среды в пределах шарового слоя с внутренним радиусом R_1 и внешним радиусом $R_0 = R_1 + \frac{c\tau}{2}$. Этот слой, в котором возникают рассеянные волны, приходящие в точку излучения — приема одновременно, мы будем называть рассеивающим элементом пространства.

Рассеивающую способность среды мы будим характеризовать фактором рассеяния

$$\alpha = \frac{W_p}{Ec}, \tag{1}$$

где W_p — мощность, рассеиваемая в единице объема, а E — плотность энергии. Таким образом, в числителе мы имеем энергию, рассеянную в единицу времени в единице объема, а в знаменателе — энергию прямой волны, прошедшую в единицу времени через этот объем. Для сферической прямой волны $Ec = I = W/4\pi R^2$ (W — мощность излучения, I — сила звука, R — расстояние) и фактор рассеяния

$$\alpha = \frac{W_p}{W} 4\pi R^2. \tag{2}$$

Предполагая среду содержащей множество мелких препятствий (рассеивателей), расположенных с постоянной средней плотностью, но хаотически, мы можем получить силу рассеянного звука в точке излучения — приема, т. е. силу реверберации в момент t, суммируя энергию рассеянных волн в этой точке, приходящих от различных участков рассеивающего элемента пространства. Рассеянием высших порядков при этом мы будем пренебрегать. Для вычисления энергии рассеянных волн в точке излучения — приема нужно знать, кроме рассеянной мощности и расстояния, также распределение рассеянной энергии в пространстве, которое зависит от типа рассеивателей. В аспекте излагаемой ниже теории реверберации нас интересует только степень концентрации рассеяния в направлении, обратном направлению падающей волны, которая может быть учтена, при заданном факторе рассеяния среды, соответствующим значением коэффициента концентрации рассеяния. Угловую характеристику рассеяния среды, т. е. зависимость коэффициента концентрации рассеяния от угла, можно представить в виде произведения

$$n_{p(\varphi)} = n_{p(0)} D^2_{p(\varphi)}, \tag{3}$$

где $D_{p(\varphi)}$ — нормированная угловая характеристика рассеяния среды

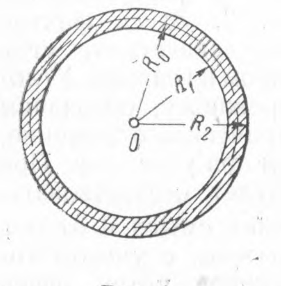

Рис. 1

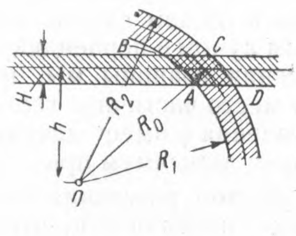

Рис. 2

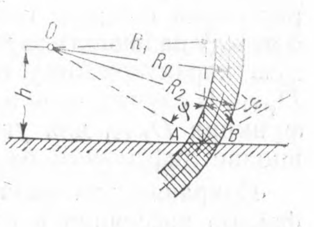

Рис. 3

по давлению, а $n_{p(0)}$ — коэффициент концентрации в направлении максимального рассеяния. При осевой симметрии рассеяния

$$n_{p(0)} = \frac{2}{\int\limits_0^\pi D^2_{p(\varphi)} \sin\varphi d\varphi}. \tag{4}$$

Предполагая рассеянные волны, в соответствии со сказанным выше, сферическими, а также полагая $\tau \ll t$ и, следовательно, $R_1 \cong R_2 \cong R_0 = R$, мы получаем силу реверберации в момент t

$$I_{p(t)} = \frac{v_p W_p n_p}{4\pi R^2}, \tag{5}$$

где v_p — объем рассеивающего элемента пространства, а n_p — коэффициент концентрации рассеяния в направлении на излучатель. Так как $v_p = 4\pi R^2 \frac{c\tau}{2}$, то, выражая W_p через W согласно (2), получаем для силы реверберации

$$I_{p(t)} = \frac{\alpha n_p c\tau W}{8\pi R^2} = \frac{\alpha n_p \tau W}{8\pi c} t^{-2}. \tag{6}$$

Таким образом, сила реверберации в безграничной рассеивающей среде обратно пропорциональна второй степени времени.

Определение при ненаправленном приемнике электрической мощности, соответствующей заданной силе реверберации, не представляет затруднений, если известна чувствительность приемника.

3. Рассмотрим безграничную среду с рассеивающим плоским слоем. На рис. 2, аналогичном рис. 1, изображен этот случай. Рассеивающим элементом пространства здесь является кольцевой объем $ABCD$, величина которого $v_p = 2\pi RH \frac{c\tau}{2\sin\psi}$, где ψ — угол между направлением на рассеивающий элемент пространства (из точки излучения) и перпендикуляром к слою. Здесь мы, попрежнему, будем полагать $R_1 \cong R_2 \cong R_0 = R$. Далее, полагая $R \gg h$ и, следовательно, $\sin\psi \cong 1$, получаем на основании (1), (2) и (5) силу реверберации

$$I_{p(t)} = \frac{\alpha n_p H c\tau W}{16\pi R^3} = \frac{\alpha n_p H \tau W}{2\pi c^2} t^{-3}, \tag{7}$$

т. е. сила реверберации спадает с третьей степенью времени.

Заметим, что в случае неравномерного распределения рассеивателей по глубине слоя, выражение (7) сохраняет свою силу, однако в этом случае величину α нужно заменить средним (по высоте слоя) фактором рассеяния $\alpha_{\text{ср}} = \frac{1}{H}\int\limits_0^H \alpha(H)\, dH$, где $\alpha(H)$ — величина фактора рассеяния в функции глубины.

4. Рассмотрим теперь полубезграничную среду с рассеивающей плоской границей. Этот случай изображен на рис. 3. Здесь фактор рассеяния плоской границы в общем случае может зависеть от угла ψ между падающим звуковым лучом и перпендикуляром к границе. Угловую характеристику рассеяния границы мы, попрежнему, обозначим $D_{p(\psi)}$. В случае, если имеет место частичное геометрическое отражение, функция $D_{p(\psi)}$ для угла падения ψ имеет максимум при угле $-\psi$. При вполне диффузном рассеянии максимум при $-\psi$ будет отсутствовать.

Сохраняя для понятия фактор рассеяния прежний смысл и относя фактор рассеяния к единице поверхности, мы должны, с учетом того, что падающий на единицу поверхности звуковой поток равен $I\cos\psi$, написать для фактора рассеяния $\alpha = \frac{W_p}{Ec} = \frac{I\cos\psi}{c} = \frac{h}{R}$, (8)

где h — расстояние между излучателем и рассеивающей границей. Рассеивающим элементом пространства в данном случае будет кольцевой участок AB рассеивающей границы площадью $S_p = 2\pi R \frac{c\tau}{2\sin\psi}$.

Полагая, как и ранее, $R \gg h$ и, следовательно, $\sin\psi \cong 1$, получаем для силы реверберации

$$I_{p(t)} = \frac{c\tau h^2 W n_{p(\psi)}}{16\pi R^4} = \frac{\tau h W n_{p(\psi)}}{\pi c^3}\, t^{-4}. \tag{9}$$

Вычислим теперь силу реверберации для случая вполне диффузного рассеяния, соответствующего хаотическому распределению по границе больших, по сравнению с длиной волны, неровностей. Для этого случая, согласно закону Ламберта, $D_{p(\varphi)} = \cos\varphi$ в пределах φ от $-\pi/2$ до $+\pi/2$ и $D_{p(\varphi)} = 0$ в пределах φ от $\pm\pi/2$ до π.

Из формулы (4) мы получаем при этих условиях $n_{p(0)} = 4$ и из формулы (3) для интересующих нас углов φ от $-\pi/2$ до $+\pi/2$ величину $n_{p(\varphi)} = 4\cos\varphi$.

Теперь мы можем, полагая в выражении (9) $n_{p(\psi)} = 4\cos\psi = 4h/R$, написать для силы реверберации

$$I_{p(t)} = \frac{c\tau h^2 W}{8\pi R^5} = \frac{2\tau h^2 W}{\pi c^4}\, t^{-5}. \tag{10}$$

Таким образом, в случае вполне диффузно рассеивающей границы сила реверберации спадает с пятой степенью времени.

В заключение заметим, что изложенная теория реверберации моря, обусловленной рассеянием звука, так же как и основные результаты упоминавшихся других наших работ по реверберации моря, доложены в Физическом институте им. П. Н. Лебедева Академии Наук СССР в марте 1945 г. В 1946 г. эти работы были дополнены, в соответствии с новыми данными, полученными в результате экспериментальной работы 1945 г.

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

Поступило
27 I 1947

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] В. С. Анастасевич, ЖТФ, 13, 6, 318 (1943).