Доклады Академии Наук СССР
1947. Том LVIII, № 2

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Ю. М. СУХАРЕВСКИЙ

РЕВЕРБЕРАЦИЯ МОРЯ ПРИ НАЛИЧИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА

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

1. В наших предыдущих работах [1,2] была дана теория реверберации моря в предположении отсутствия затухания звука, обусловленного поглощением и рассеянием. В случае безграничной равномерно рассеивающей среды затухание в выражении для силы реверберации может быть учтено обычным экспоненциальным множителем $\exp(-2\delta R)$, в котором расстояние $2R$ может быть выражено через время t $(=2R/c)$, протекшее с момента окончания посылки (δ — полный фактор затухания, учитывающий как поглощение в однородной среде, так и эффект неоднородности, c — скорость звука). Так как в реальных условиях мы имеем дело с направленными излучателями и приемниками звука и с короткими сигналами, то влияние рассеяния высших порядков мало; поэтому дополнительное затухание, вызываемое самим рассеянием, получается также экспоненциальным и может быть учтено соответствующим увеличением фактора затухания.

Тогда $\delta=\alpha+\beta+\gamma$, где β — фактор (коэффициент) поглощения однородной среды, а α и γ, соответственно, фактор рассеяния и фактор поглощения, обусловленные неоднородностью среды. Следует, однако, заметить, что в учете эффекта рассеяния при рассмотрении затухания практически нет необходимости, т. к. для наиболее эффективных рассеивателей ультразвука в море — воздушных пузырьков и твердых частичек — эффект поглощения во много раз превышает эффект рассеяния.

2. Сравним поглощающую и рассеивающую способность малых по сравнению с длиной волны твердых частичек. Полагая частички шаровыми и несжимаемыми, а расстояния между ними большими длины волны, можно, используя теорию Рейли [3] и Кенига [4], получить для фактора рассеяния среды [1] следующее выражение:

$$\alpha=\frac{W_p}{Ec}=\frac{W'_p N}{Ec}=\left(\frac{4}{9}\pi k^4 r^6+\frac{1}{3}\pi k^4 r^6 a^2 N\right), \tag{1}$$

где W_p — мощность, рассеиваемая в единице объема среды; W'_d — мощность, рассеиваемая одной частичкой радиуса r; k — волновое число для однородной среды (эффект дисперсии, обусловленный неоднородностью, предполагается малым); N — число частичек в единице объема; E — плотность звуковой энергии в прямой волне; a — модуль относительной скорости частичек, отнесенной к колебательной скорости среды в прямой волне вдали от частички. Величина

$$a^2=\frac{16}{81}\,\frac{d^4(b-1)^2}{(1-d)^2+d^2\left[1+{}^2/_9(1+2b)\,d\right]^2}, \tag{2}$$

где $b=\rho_0/\rho$ (ρ_0 — плотность частички, ρ — плотность среды), а $d=r\sqrt{\omega\rho/2\eta}$ (η — коэффициент вязкости среды, $\sqrt{\omega\rho/2\eta}$ — вещественная часть волнового числа для вязких волн). Первый член (1) представляет рассеяние нулевого порядка с коэффициентом концентрации $n_р=1$, а второй член — рассеяние первого порядка (дипольное) с коэффициентом концентрации в направлении на излучатель $n_р=3$. Полный коэффициент концентрации рассеяния $n_р=\frac{4+9a^2}{4+3a^2}$. Для фактора поглощения среды с твердыми частичками, используя теорию Стокса для вязких сил вблизи частичек ([5]) и полагая расстояния между ними бо̀льшими их размеров, можно получить выражение

$$\gamma=\frac{6\pi\eta r}{\rho c}(1+d)a^2N. \tag{3}$$

Здесь первый член обусловлен стационарным движением, а второй учитывает вязкие волны. Оценка порядков величин для тяжелых частичек($b\to\infty$, $a\to 1$) при круговой частоте $\omega=10^5$, $\eta=0{,}01$ и $c=1{,}5\cdot10^5$ (для воды) показала, что для частичек $r<10^{-1}$см $\gamma/\alpha\gg 1$.

3. В эффектах поглощеиия и рассеяния звука воздушными пузырьками основным является влияние большой сжимаемости пузырьков, обусловливающей сильные пульсационные колебания пузырька и связанное с ними рассеяние (нулевого порядка с $n_р=1$) и поглощение. Последнее обусловлено несовершенным теплообменом между воздухом внутри пузырька и внешней водной средой. Сравнительно малое поглощение и рассеяние, обусловленные аксиальными колебаниями пузырька, таким образом, можно не учитывать. Используя подтвержденную экспериментально теорию Пфрима ([6]) для „термического затухания" воздушных пузырьков, можно получить выражение для фактора рассеяния и для фактора поглощения водной среды с пузырьками и сравнить их количественно. Рассматривая относительно высокие частоты (порядка 10 килогерц и выше) и не очень малые пузырьки ($r>3\cdot10^{-3}$ см), можно воспользоваться асимптотическим выражением теории Пфрима, соответствующим большим значениям безразмерного теплового параметра $2\varphi r$ ($\varphi=\sqrt{\omega/2\vartheta}$ — вещественная часть волнового числа для тепловых волн, ϑ — коэффициент температуропроводности газа в пузырьке) и определить фактор рассеяния α и фактор поглощения γ среды (в приведенных для твердых частичек предположениях относительно минимальных расстояний между пузырьками) из выражений:

$$\alpha=\frac{4\pi r^2R_{из}N}{(R_{из}+R_п)^2+(X_{ин}-X_у)^2}, \tag{4}$$

$$\gamma=\frac{4\pi r^2R_пN}{(R_{из}+R_п)^2+(X_{ин}-X_у)^2}. \tag{5}$$

Здесь $R_п=\frac{3(\varkappa-1)}{2\varphi r}X_у$ — безразмерное, отнесенное к ρc и к единице поверхности пузырька механическое сопротивление потерь пузырька; $R_{из}=k^2r^2$ — аналогичное сопротивление излучения; $X_{ин}=kr$ — модуль аналогичного инерционного сопротивления; $X_у=\frac{3\rho_0c_0^2}{\rho c\,kr}$ — модуль аналогичного упругого сопротивления, где $\varkappa=c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей, а c_0 — скорость звука для газа в пузырьке. При $X_{ин}=X_у$ имеет место резонанс пузырька (для нормальных условий при атмосферном давлении резонансная частота пузырька $f_0\cong 330/r$) и отношение $\gamma/\alpha=R_п/R_{из}$. При частоте, например, 20 килогерц для резонансных пузырьков ($r\cong 0{,}02$ см) мы получаем, полагая $\varkappa=1{,}4$ и $\vartheta=0{,}2$ (для воздуха), отношение γ/α порядка 5, для более мелких пузырьков оно значительно больше, и только для больших пузырьков с радиусом порядка миллиметров эффект поглощения меньше эффекта рассеяния. Такие пузырьки, однако, весьма быстро поднимаются к поверхности моря и могут существовать только в поверхностном слое, где они образуются от волнения и ветра, а не в результате медленного роста. Действительно, можно показать (7), что скорость подъема пузырька определяется выражением

$$v_r = \frac{\rho g}{3\eta} r^2, \tag{6}$$

где g — ускорение силы тяжести, т. е. она пропорциональна квадрату радиуса пузырька.

4. В случае рассеивающего плоского слоя в безграничной среде, при постоянном по глубине слоя поглощении затухание может быть учтено в выражении для силы реверберации (так же как и для безграничной рассеивающей среды) экспоненциальным множителем $\exp(-2\delta R)$. Это будет справедливо как при постоянном по глубине рассеянии, так и при рассеянии, изменяющемся по глубине. В последнем случае, как было указано (1), в выражение для силы реверберации входит среднее (по глубине слоя) значение фактора рассеяния. Сложнее обстоит вопрос в том случае, когда фактор рассеяния, так же как и фактор поглощения, переменны по глубине слоя. Однако этот случай представляет как-раз большой практический интерес. В наиболее интенсивно рассеивающем поверхностном слое, благодаря падению концентрации образующихся при волнении и ветре воздушных пузырьков с глубиной, должно иметь место соответствующее уменьшение с глубиной фактора рассеяния и фактора поглощения. Следует еще заметить, что зависимости от глубины того и другого факторов должны быть различными, так как концентрация быстро поднимающихся больших пузырьков с относительно бо́льшим эффектом рассеяния должна убывать с глубиной скорее, чем концентрация медленно поднимающихся маленьких пузырьков с относительно бо́льшим эффектом поглощения.

Рассмотрим частный случай, представляющий комбинацию рассеяния в плоском слое и рассеяния в безграничной среде. Предположим, что в поверхностном слое, в котором поглощение уменьшается с глубиной по всей толщине слоя, рассеяние падает с глубиной только в пределах сильно рассеивающей верхней части слоя, а вне ее (т. е. в нижней части поверхностного слоя и во всей остальной толще воды) оно остается постоянным и сравнительно малым по величине. Далее предположим, что верхняя, сильно рассеивающая часть поверхностного слоя тонка по сравнению со всем поверхностным слоем, который, в свою очередь, тонок по сравнению с остальной толщей воды, и что в пределах последней поглощение остается постоянным и малым по величине. Допустим еще, что на толщине слоя с переменным рассеянием поглощение мало успевает изменяться и сохраняет величину, которой оно равно у поверхности. Кроме того, примем, что толщина слоя с переменным рассеянием по порядку величины меньше, а толщина слоя с переменным поглощением по порядку величины не превышает глубины погружения излучателя (приемника). Наконец, примем, как и ранее (1), что глубина погружения излучателя мала по сравнению с рассматриваемыми расстояниями.

Рассеивающие свойства верхней части поверхностного слоя мы зададим коэффициентом $(\alpha' n'_p)_{ср} H' = \int_0^{H'} (\alpha' n'_p)_z \, dz$, в котором $(\alpha' n'_p)_{ср}$ характеризует среднюю по глубине слоя величину рассеяния; H' — толщина слоя с переменным рассеянием; z — глубина, отсчитываемая от поверхности воды, а $(\alpha' \dot{n}_р)_z$ — рассеяние в функции глубины. Поглощение прямой и рассеянных волн на пути от верхней части поверхностного слоя до излучателя (приемника), находящегося на глубине h, может быть учтено экспоненциальным множителем $\exp(-\delta_{ср} ct)$, где $\delta_{ср} = \frac{1}{h}\int_0^h \delta'_z dz$ — среднее по глубине (от $z=0$ до $z=h$) поглощение; δ'_z — поглощение в функции глубины. Тогда сила реверберации, обусловленной рассеянием в верхней части поверхностного слоя, может быть получена из ранее данных выражений ([1],[2]). Сила реверберации, обусловленная рассеянием в толще воды вне поверхностного слоя, где рассеяние и поглощение постоянны, может быть получена из выражения для безграничной равномерно рассеивающей среды ([1]) с учетом поглощения так, как это указывалось выше. Эффектом же рассеяния в нижней части поверхностного слоя, где рассеяние постоянно, а поглощение переменно, можно вообще пренебречь ввиду его малости по сравнению с суммарным эффектом рассеяния в остальной толще воды. Тогда полная сила реверберации может быть определена из выражения:

$$I_{p\,(t)} = \frac{W\tau\alpha n_р \exp(-\delta ct)}{2\pi ct^2}\left\{1 + \frac{n_г (\alpha' n'_р)_{ср} H'}{\alpha n_р ct} \exp\left[-(\delta'_{ср} - \delta)\, ct\right]\right\}, \qquad (7)$$

где W — излучаемая мощность, $n_г$ — средний коэффициент концентрации излучения в горизонтальной плоскости, τ — длительность посылки, t — время, протекшее с момента окончания посылки, а $\alpha n_р$ и δ характеризуют, соответственно, постоянные величины рассеяния и поглощения на больших глубинах. Первый член (7) представляет реверберацию слабо рассеивающих глубоких слоев, а второй — реверберацию сильно рассеивающей верхней части поверхностного слоя.

Выражение (7) показывает, что для случая сильного рассеяния в поверхностном слое, когда величина $\frac{n_г (\alpha' n'_р)_{ср} H'}{\alpha n_р c} \geqslant 1$, а $\delta'_{ср} \gg \delta$, дополнительный спад реверберации, обусловленный поглощением, при малых t растет с относительно большой скоростью, соответствующей фактору поглощения $\delta'_{ср}$ в поверхностном слое, а при больших t — со скоростью, соответствующей малому фактору затухания δ в глубоких слоях. Очевидно, что среднее затухание реверберационного звука на единицу расстояния будет всегда больше δ. Вообще в рассматриваемом случае затухание, определяемое из кривой реверберации, отличается от затухания для горизонтального луча, которое обычно определяется из прямых экспериментов. Наконец, заметим, что произведение $(\alpha' n'_р)_{ср} H'$ может являться критерием состояния поверхности моря, и величина его должна быть связана с силой волнения или со скоростью ветра и должна возрастать с увеличением последних.

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

Поступило
27 I 1947

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Ю. М. Сухаревский, ДАН, 55, № 9 (1947). [2] Ю. М. Сухаревский, ДАН, 58, № 1 (1947). [3] Rayleigh, Theory of Sound, II, 1927, p. 275. [4] W. König, Ann. d. Phys. u. Chem., 42, 353 (1891). [5] G. Stokes, Trans. Cambr. Phil. Soc., 9, 8 (1851). [6] H. Pfriem, Akust. Z., 5, 4, 200 (1940). [7] Л. Ландау и Е. Лифшиц, Механика сплошных сред, 1945, стр. 243.