АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIV 1988 Вып. 5

УДК 534.231.1

# ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ ПОДАВЛЕНИЕ ЗВУКА В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

*Петухов Ю. В.*

**Показано, что известное явление — увеличение затухания звука с расстоянием в океанических волноводах при приближении источника или приемника к свободной поверхности можно объяснить одними лишь интерференционными эффектами без учета влияния потерь при отражении от дна.**

Наблюдавшееся увеличение затухания звука в определенном низкочастотном диапазоне при приближении источника к свободной поверхности [1, 2] объяснялось соответственно в [3, 4] на основе усредненных по интерференционной структуре законов изменения интенсивности с расстоянием, полученных, кстати, впервые в [5]. При этом для получения соответствующих зависимостей, отличающихся от цилиндрического закона спадания интенсивности с расстоянием, в [3—5] необходим учет потерь при отражении от дна. Однако известно, что при расположении точечного источника (или приемника) вблизи свободной поверхности поле вдали от него спадает существенно быстрее чем в безграничной среде, а именно по закону, характерному для дипольного источника и обусловленному интерференционным подавлением этого частотного диапазона вследствие когерентного сложения сигналов от действительного и мнимого источников [6].

Поэтому цель данной работы, которая является в некотором смысле методической, состоит в исследовании влияния эффектов интерференционного подавления на изменение интенсивности звука с расстоянием в океанических волноводах.

Рассмотрим простейший волновод, представляющий собой однородный слой жидкости глубины $h$ с идеально отражающей свободной поверхностью и упругим дном с коэффициентом отражения, близким к единице, но не равным ей из-за наличия поглощения. Тогда решение для волны давления $p$, возбуждаемой на расстоянии $r$ точечным гармоническим источником с частотой $\omega$, погруженным на глубину $z_s$, будет иметь следующий вид [3, 5, 6]:

$$p(r)=\frac{2}{h}\sqrt{\frac{2\pi}{r}}\,e^{i(\pi/4-\omega t)}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{e^{i\xi_l r}}{\sqrt{\xi_l}}\sin(\alpha_l z_s)\sin(\alpha_l z_r)\,e^{-\delta(\alpha_l/k)^2\frac{r}{h}},\quad (1)$$

где $\alpha_l=\frac{\pi}{h}\left(l+\frac{1}{2}\right)$, $\xi_l=k\sqrt{1-(\alpha_l/k)^2}$; $t$ — время, $z_r$ — глубина приемника, $k=\omega/c_0$, $c_0$ — скорость звука в жидкости, $\delta\ll1$ коэффициент затухания. Если, как и в [3—5], не учитывать влияния интерференционных членов в (1) на изменение интенсивности звука $J(r)=|p|^2$, предполагая тем самым усреднение по максимально возможному периоду интерференции $\Lambda_{lm}=2\pi/\min\{\xi_l-\xi_m\}$, то для $J(r)$ получим простое выражение:

$$J(r)=\frac{8\pi}{h^2 r}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{\sin^2(\alpha_l z_s)\sin^2(\alpha_l z_r)}{\xi_l}\,e^{-2\delta(\alpha_l/k)^2\frac{r}{h}}.\quad (2)$$

Рассматривая далее лишь узкий пучок мод $(\alpha_l/k)^2\ll1$, дающих основной вклад в поле на больших расстояниях $r/h\gg1$, но в то же время состоящий

из достаточно большого количества мод $L \gg 1 \left( kh \gg 1,\ 2\delta(\alpha_l/k)^2 \frac{r}{h} \ll 1 \right)$ (см. [3, 4, 7]), и переходя в (2) от суммирования по $l$ к интегрированию по $x=\alpha_l/k$, получаем аналогично [4, 7]:

$$J(r)=8A/hr,$$

$$A=\int_{x_0}^{\infty} \sin^2(kz_s x)\sin^2(kz_r x)\, e^{-2\delta \frac{r}{h} x^2} dx. \tag{3}$$

В (3) интегрирование продолжено на бесконечность потому, что с учетом сказанного выше относительно основного вклада узкого пучка мод ошибка в определении $J(r)$ будет незначительна; из тех же соображений нижний предел интегрирования $x_0=\pi/2hk$ положим равным нулю. Если не проводить усреднение по глубинам излучателя и приемника, то зависимости $J(r)$, приведенные в [3–5], нетрудно получить при соответствующих допущениях:

$$z_s=z_r=h/2,\ A=\frac{1}{4}\int_0^{\infty} e^{-2\delta \frac{r}{h} x^2} dx,\quad J(r)=\sqrt{\frac{\pi}{2\delta h}}\, r^{-3/2}, \tag{4}$$

$$\alpha_l z_s \ll 1,\ z_r=h/2,\ A=\frac{(kz_s)^2}{2}\int_0^{\infty} x^2 e^{-2\delta \frac{r}{h} x^2} dx,\ J(r)=\frac{(kz_s)^2}{2}\sqrt{\frac{\pi h}{2\delta^3}}\, r^{-\frac{5}{2}}, \tag{5}$$

$$\alpha_l z_s \ll 1,\ \alpha_l z_r \ll 1,\ A=(k^2 z_s z_r)^2 \int_0^{\infty} x^4 e^{-2\delta \frac{r}{h} x^2} dx,\ J(r)=\frac{3}{4}(k^2 z_s z_r)^2 \sqrt{\frac{\pi h^3}{2\delta^5}}\, r^{-\frac{7}{2}}. \tag{6}$$

Как следует из (4)–(6), с приближением источника и приемника к свободной поверхности величина $J(r)$ уменьшается с расстоянием существенно быстрее, чем по закону $J(r) \sim r^{-3/2}$. Естественно, что в отсутствие затухания $\delta=0$ изменение интенсивности с расстоянием будет определяться лишь цилиндрическим законом. Поэтому только одновременный учет потерь при отражении от дна, наряду с геометрией задачи, может при таком подходе объяснить увеличение затухания [1, 2], что и предлагают авторы работ [3, 4]. Такое объяснение эффектов, наблюдавшихся в [1, 2], является, по-видимому, «искусственным», поскольку известно (см. [6]), что уже́ в отсутствие потерь при расположении источника вблизи свободной поверхности, начиная с определенных расстояний, наблюдается интерференционное подавление поля в низкочастотном диапазоне. Рассмотрим, как и в [6], двухлучевую интерференцию, которая наблюдается при расположении источника вблизи свободной поверхности однородного жидкого полупространства. В этом случае для $J(r)$ имеем

$$J(r)=\frac{|S_0(\omega)|^2 R_0^2}{R_s^2}\left\{1-\frac{R_s}{R_r}\cos[\omega(t_r-t_s)]\right\}^2, \tag{7}$$

где $S_0(\omega)$ – спектр излученного сигнала в однородной безграничной среде на малом расстоянии $R_0$, $t_s=R_s/c_0$, $t_r=R_r/c_0$, $R_s=\sqrt{r^2+(z_r-z_s)^2}$, $R_r=\sqrt{r^2+(z_r+z_s)^2}$. Как следует из (7), с увеличением расстояния на сферический закон спадания $J(r)$ в диапазоне частот $\omega(t_r-t_s) \gg 1$ накладывается осцилляционная зависимость $\cos[\omega(t_r-t_s)]$, причем с увеличивающимся по $r$ периодом, поскольку задержки $t_r-t_s$ между рассматриваемой парой сигналов уменьшаются, например, в области $[(z_r+z_s)/r]^2 \ll 1$ по закону $t_r-t_s \approx 2z_s z_r/rc_0$. Начиная же с определенных расстояний, для которых выполняется обратное соотношение $\omega(t_r-t_s) \ll 1$, зависимость $J(r)$ будет иметь вид плавной функции, спадающей по более быстрому (чем

сферический) закону [6]:

$$J(r) \approx \frac{4|S_0(\omega)|^2 R_0^2 (kz_s z_r)^2}{r^4}, \tag{8}$$

т. е. наблюдается интерференционное подавление соответствующего частотного диапазона (см. [6]). Очевидно, что усреднение эффекта интерференционного подавления для частотного диапазона $\omega \leqslant \pi c_0/4z_s (z_s < z_r)$ или $\omega \leqslant \pi c_0/4z_r (z_s > z_r)$, расширяющегося с ростом $r$ по закону $\omega \leqslant \pi/2(t_r - t_s)$, невозможно.

При рассматриваемом здесь волноводном распространении эффекты интерференционного подавления также не усредняются для аналогичного диапазона частот $\omega \leqslant \pi/2(t_{lj} - t_{li})$ (здесь $t_{lj} = R_{lj}/c_0$), в чем нетрудно убедиться, записав решения для поля давления (1) в следующем виде ($l=0, 1, \ldots; j, i=1, 2, 3, 4$):

$$p(r) = \sum_{l=0}^{\infty} (-V)^l (\Pi_l + VQ_l) \times e^{-i\omega t},$$

$$\Pi_l = e^{ikR_{l1}}/R_{l1} - e^{ikR_{l3}}/R_{l3}, \tag{9}$$
$$Q_l = e^{ikR_{l2}}/R_{l2} - e^{ikR_{l4}}/R_{l4},$$

где $R_{lj} = \sqrt{r^2 + z_{lj}^2}$, $z_{l1} = 2hl - z_s + z_r$, $z_{l2} = 2h(l+1) - z_r - z_s$, $z_{l3} = 2hl + z_s + z_r$, $z_{l4} = 2h(l+1) - z_r + z_s$; $V < 1$ – не зависящий от угла падения коэффициент отражения от дна. Как видно, решение (9) комбинируется из пар сигналов (см. выражения для $\Pi_l$ и $Q_l$), в каждой из которых один сигнал имеет кратность отражения от свободной поверхности на единицу бóльшую; именно поэтому закономерность в интерференционном подавлении низких частот должна быть аналогична рассмотренной выше при двухлучевой интерференции (см. (8)). В самом деле, в области расстояний $z_{lj}^2/r^2 \ll 1$, где углы падения $\theta_{lj}$ близки к $\pi/2 \left(\sin\theta_{lj} = r/R_{lj} \approx 1 - \frac{1}{2}(z_{lj}/r)^2\right)$,

и в зависящем от $r$ диапазоне частот $\omega(t_{lj} - t_{li}) \ll 1$, для $\Pi_l$ и $Q_l$ получаем с точностью до членов $\infty 1/r^2$ следующие выражения:

$$\Pi_l \approx \begin{cases} \dfrac{2i(kz_s)(z_{l1} + z_s)}{r^2} e^{ikr\left(1 + \frac{1}{2}\frac{z_{l1}^2}{r^2}\right)}; & z_{l1} = 2hl + z_r - z_s, \ z_s < z_r, \\ \dfrac{2i(kz_r)(z_{l1} + z_r)}{r^2} e^{ikr\left(1 + \frac{1}{2}\frac{z_{l1}^2}{r^2}\right)}; & z_{l1} = 2hl + z_s - z_r, \ z_s > z_r, \end{cases} \tag{10}$$

$$Q_l \approx \begin{cases} \dfrac{2i(kz_s)(z_{l4} + z_s)}{r^2} e^{ikr\left(1 + \frac{1}{2}\frac{z_{l4}^2}{r^2}\right)}, & z_s < z_r, \\ \dfrac{2i(kz_r)(z_{l4} + z_r)}{r^2} e^{ikr\left(1 + \frac{1}{2}\frac{z_{l4}^2}{r^2}\right)}, & z_s > z_r, \end{cases} \tag{11}$$

из которых следует, что можно усреднить лишь интерференционную структуру поля, обусловленную сигналами различной кратности отражения от дна и поверхности океанического волновода (им соответствуют фазовые множители $e^{ikz_{lj}^2/2r}$); усреднение же интерференционного подавления указанного выше низкочастотного диапазона невозможно вследствие «однонаправленного» влияния этого эффекта на спектральные характеристики широкополосного звука.

Сделанные приближенные оценки (см. (8), (10), (11)) позволяют по-иному взглянуть на результаты (см. (4)–(6)) работ [3–5]. Поскольку, как здесь показано, усреднение эффекта интерференционного подавления определенного низкочастотного диапазона невозможно, то при преобразованиях решения (1) необходимо учитывать интерференционные

слагаемые. Тогда, как и при получении выражений (4)–(6), рассматривая лишь узкий пучок мод $(\alpha_l/k)^2 \ll 1$, $(2hl/r)^2 \ll 1$, соответствующие углы падения которых на дно близки к $\pi/2$, из (1) при $\xi_l \approx k - \frac{1}{2}\frac{\alpha_l^2}{k}$ получаем по аналогии с (3) следующее выражение для интенсивности звука:

$$J(r) = 8k\,|B|^2/\pi r,\ B = \int_{x_0}^{\infty} \sin(kz_s x)\sin(kz_r x)\, e^{-i\frac{\varkappa k r}{2}x^2}\, dx, \qquad (12)$$

$$\varkappa = 1 - 2i\delta/kh.$$

Из (12) в соответствии с (4)–(6) получаем простые зависимости для $J(r)$:

$$z_s = z_r = h/2,\ B = \frac{1}{2}\int_0^{\infty} e^{-i\frac{\varkappa k r}{2}x^2}\, dx,\ J(r) = 1/(r^2|\varkappa|), \qquad (13)$$

$$\alpha_l z_s \ll 1,\ \alpha_l z_r \gtrsim 1,\ B = kz_s \int_{x_0}^{\infty} x \sin(kz_r x)\, e^{-i\frac{\varkappa k r}{2}x^2}\, dx,$$

$$J(r) = 8kz_s^2 \sin^2\left(\frac{z_r \pi}{2h}\right) \Big/ (\pi r^3 |\varkappa|^2), \qquad (14)$$

$$\alpha_l z_s \ll 1,\ \alpha_l z_r \ll 1,\ B = k^2 z_s z_r \int_0^{\infty} x^2 e^{-i\frac{\varkappa k r}{2}x^2}\, dx, \qquad (15)$$

$$J(r) = 4(kz_s z_r)^2/(r^4|\varkappa|^3),$$

убедительно доказывающие определяющий вклад интерференционных эффектов в увеличение затухания звука при приближении источника (или приемника) к свободной поверхности океанического волновода, поскольку в отсутствие потерь при отражении от дна $\delta = 0$ зависимости (13)–(15) для $J(r)$ практически не изменяются $(\delta^2/k^2h^2 \ll 1)$. Нетрудно убедиться, что из (13)–(15) при исключительно лишь формальном предположении $(\delta/kh)^2 \gg 1$ следуют результаты работы [8].

Следует отметить, что, как было показано в [3, 9], при расположении источника $h_s = h - z_s$ или приемника $h_r = h - z_r$ вблизи дна $(h_s/h \ll 1,\ h_r/h \ll 1)$, которое моделировалось жидким полупространством с большей, чем в слое, скоростью звука, наблюдается также увеличение спада $J(r)$, аналогичное наблюдаемому при расположении их вблизи свободной поверхности. Однако этот результат не доказывает несущественность влияния эффекта интерференционного подавления на поведение $J(r)$, а наоборот лишь подтверждает все сказанное выше, поскольку роль свободной поверхности в этом случае играет граница между двумя жидкостями, коэффициент отражения от которой $V(\theta) \to -1$ при $\theta \to \pi/2$ (см. [7]). В рассматриваемом здесь случае $(V(\theta) \equiv 1)$ эффект интерференционного подавления поля при расположении источника или приемника вблизи дна исчезает. Это нетрудно показать, рассмотрев, например, ситуацию $\alpha_l h_s \ll 1$ и $\alpha_l h_r \ll 1$, при которой из (3) и (12) получаем зависимости $J(r) = 2\sqrt{2\pi/\delta h}\, r^{-3/2}$ и $J(r) = 4/r^2|\varkappa|$, отличающиеся от соответствующих (6) и (15) численным коэффициентом (равным четырем), обусловленным удвоением амплитуды волны при расположении источника (или приемника) вблизи абсолютно отражающей поверхности.

В заключение считаю своим долгом выразить признательность участникам семинара ИО АН СССР за критические замечания по данной работе, а также Ю. А. Кравцову за уточнение частотного диапазона, в котором наблюдается эффект интерференционного подавления.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Murphy E. L., Wasiljeff A., Jensen F. B.* Frequency dependent influence of the sea bottom on the near surface sound field in shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. 1976. V. 59. № 4. P. 839–845.

2. *Bannister R. W., Pedersen M. A.* Low frequency surface interference effects in long rang sound propagation // J. Acoust. Soc. Amer. 1981. V. 69. № 1. P. 76–83.
3. *Грачев Г. А.* Особенности затухания сигналов в мелком море. // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 2. С. 275–277.
4. *Denham R. N.* Intensity decay laws for near surface sound sources in the ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1986. V. 79. № 1. P. 60–63.
5. *Weston D. E.* Intensity rang relations in oceanographic acoustics // J. Sound Vibr. 1971. V. 18. № 2. P. 271–287.
6. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 264 с.
7. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 502 с.
8. *Грачев Г. А., Кузнецов Г. Н.* Ослабление интерференционных максимумов акустического поля в мелком море // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 5. С. 675–678.
9. *Гиндлер П. В., Петников В. Г.* Затухание звука в многолучевом волноводе при различных горизонтах излучения и приема // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 2. С. 355–356.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1.XII.1987