УДК 534.23

О ФЛЮКТУАЦИЯХ ПОЛЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ ГЛУБОКОВОДНЫМИ ЗВУКОРАССЕИВАЮЩИМИ СЛОЯМИ В ОКЕАНЕ

В. П. Глотов, Ю. П. Лысанов

В последние годы появилось большое число работ, в которых рассматривается влияние различных неоднородностей морской среды и ее границ на флюктуации звукового поля. Основное внимание в этих работах уделено роли температурных неоднородностей, наблюдающихся в толще океана, а также влиянию неровностей дна и морской поверхности. Очевидно, однако, что существенную роль могут играть также и звукорассеивающие слои. Обычно встречаются звукорассеивающие слои двух типов: глубоководные слои, представляющие собой скопления биологических объектов (пузырные рыбы и макропланктон), приповерхностные слои, содержащие в основном воздушные пузырьки (разрушение ветровых волн), и биологические объекты, мигрирующие из глубоких слоев океана к поверхности.

Следует отметить, что в теоретическом плане роль звукорассеивающих слоев уже анализировалась с точки зрения влияния их на интенсивность поля в среде и на величину рассеяния при различном расположении корреспондирующих точек относительно слоя [1, 2]. Представляло интерес провести расчет также и флюктуаций звукового поля, обусловленных этими слоями. Так как величина флюктуаций пропорциональна отношению рассеянной компоненты интенсивности к регулярной компоненте интенсивности звукового поля в среде, то при расчете флюктуаций целесообразно было использовать результаты работы [2], в которой указанные компоненты звукового поля были вычислены.

Следуя работе [2], рассмотрим горизонтально расположенный плоский слой, толщиной H. В слое хаотически, но в среднем равномерно распределены дискретные неоднородности. Ненаправленные излучатель и приемник звука расположены в точках $(X_Q, Y_Q, -Z_Q)$ и $(X_P, Y_P, -Z_P)$ соответственно (см. [2]).

Флюктуации будем характеризовать коэффициентом вариации звукового поля, который определяется следующим образом:

$$\eta = \sqrt{\frac{\overline{|\psi|^2} - |\overline{\psi}|^2}{|\overline{\psi}|^2}}, \tag{1}$$

где ψ — потенциал скоростей полного поля. Для определения величин $\overline{|\psi|^2}$ и $|\overline{\psi}|^2$ воспользуемся результатами работы [2]. Мы имеем

$$\overline{\psi} = \frac{e^{ikD}}{D} + An_0I_1, \tag{2}$$

$$\overline{|\psi|^2} = |\overline{\psi}|^2 + |A|^2 n_0 I_2, \tag{3}$$

где

$$I_1 = \int\limits_V \frac{e^{ik(R_1+R_2)}}{R_1R_2}\,dV; \qquad I_2 = \int\limits_V \frac{dV}{R_1^2R_2^2}, \tag{4}$$

R_1, R_2 — расстояния от излучателя до центра какого-либо рассеивателя и от центра рассеивателя до приемника соответственно, D — расстояние между излучателем и приемником. A — амплитуда волны, рассеянной на отдельной неоднородности, n_0 — средняя концентрация рассеивателей в слое ($n_0 = \mathrm{const}$). Интегрирование в формуле (4) проводится по объему слоя.

Подставляя выражение (2) и (3) в формулу (1) и пренебрегая вторым членом в знаменателе по сравнению с первым, получаем

$$\eta = \sqrt{|A|^2 n_0 D^2 I_2}. \tag{5}$$

Формула (5) позволяет оценить коэффициент вариации для различных звукорассеивающих слоев и различных расположений излучателя и приемника относительно слоя.

В качестве примера рассчитываем коэффициент вариации для случая, когда излучатель и приемник имеют одинаковое возвышение под слоем ($Z_Q = Z_P \equiv Z$). Тогда при конечной толщине слоя мы имеем [2]

$$I_2 = \frac{2\pi}{D}\left[\ln\left(\frac{q_H+1}{q_H-1}\right)\ln q_H - \ln\left(\frac{q_0+1}{q_0-1}\right)\ln q_0 + \right.$$
$$\left. + 2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{(2n-1)^2}\left(\frac{1}{q_H^{2n-1}} - \frac{1}{q_0^{2n-1}}\right)\right], \tag{6}$$

где

$$q_0 = \frac{D}{2Z} + \sqrt{1 + \left(\frac{D}{2Z}\right)^2}; \quad q_н = \frac{D}{2Z + 2H} + \sqrt{1 + \left(\frac{D}{2Z + 2H}\right)^2}.$$

Наибольший интерес для практики представляет случай, когда выполняются следующие условия:

$$q_H \gg 1; \qquad \frac{H}{Z} \ll 1. \tag{7}$$

Тогда

$$I_2 \simeq \frac{4\pi H \ln (D/Z)}{D^2} \tag{8}$$

и, следовательно, коэффициент вариации будет *

$$\eta = \sqrt{4\pi |A|^2 n_0 H \ln (D/Z)}. \tag{9}$$

Для численных оценок по формуле (9) целесообразно ввести в нее коэффициент рассеяния α, определяемый следующим образом (сферически симметричное рассеяние):

$$\alpha = 4\pi n_0 |A|^2. \tag{10}$$

Тогда коэффициент вариации окончательно примет вид

$$\eta = \sqrt{\alpha H \ln (D/Z)}. \tag{11}$$

Полученный результат весьма интересен: на достаточно больших расстояниях от излучателя коэффициент вариации растет с расстоянием чрезвычайно медленно.

Значение безразмерной величины αH может быть взято из опубликованных данных по экспериментальному исследованию слоевой реверберации [3, 4]. Полагая $D = 10$ *км*, $Z = 100$ *м*, $\alpha H = 10^{-3}$, получаем $\eta \simeq 0{,}07$, или $\eta = 7\%$. При наличии N звукорассеивающих слоев, произвольно распределенных по глубине в океане, получим

$$\eta = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \eta_i^2}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Глотов. О когерентном рассеянии плоских и сферических волн в глубоководных слоях, содержащих дискретные неоднородности. Докл. АН СССР, 1961, **143**, 2, 312—315.
2. В. П. Глотов, Ю. П. Лысанов. Поле рассеяния сферического источника над плоским слоем, содержащим дискретные неоднородности. Акуст. ж., 1963, 9, 2, 176—181.
3. Физические основы подводной акустики. М., Сов. радио, 1955.
4. Ю. М. Сухаревский. Теория реверберации моря, обусловленная рассеянием звука. Докл. АН СССР, 1947, 55, 9, 825—829.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
21 января 1965 г.

УДК 534—16:537.311.33

О ВРАЩЕНИИ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЗВУКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Ю. В. Гуляев

Как хорошо известно, взаимодействие звуковых волн в пьезоэлектрических кристаллах со свободными носителями тока оказывает сильное влияние на распространение этих звуковых волн — оно может привести, например, к усилению последних [1]. В настоящей заметке рассматривается вращение плоскости поляризации звука в магнитном поле в пьезоэлектрическом полупроводнике типа сульфида кадмия, связанное с указанным выше взаимодействием.

---

* Если $q_H \gg 1$ и $\frac{H}{Z} \gg 1$, то $\eta \simeq \sqrt{4\pi |A|^2 n_0 H \ln (D/H)}$.