

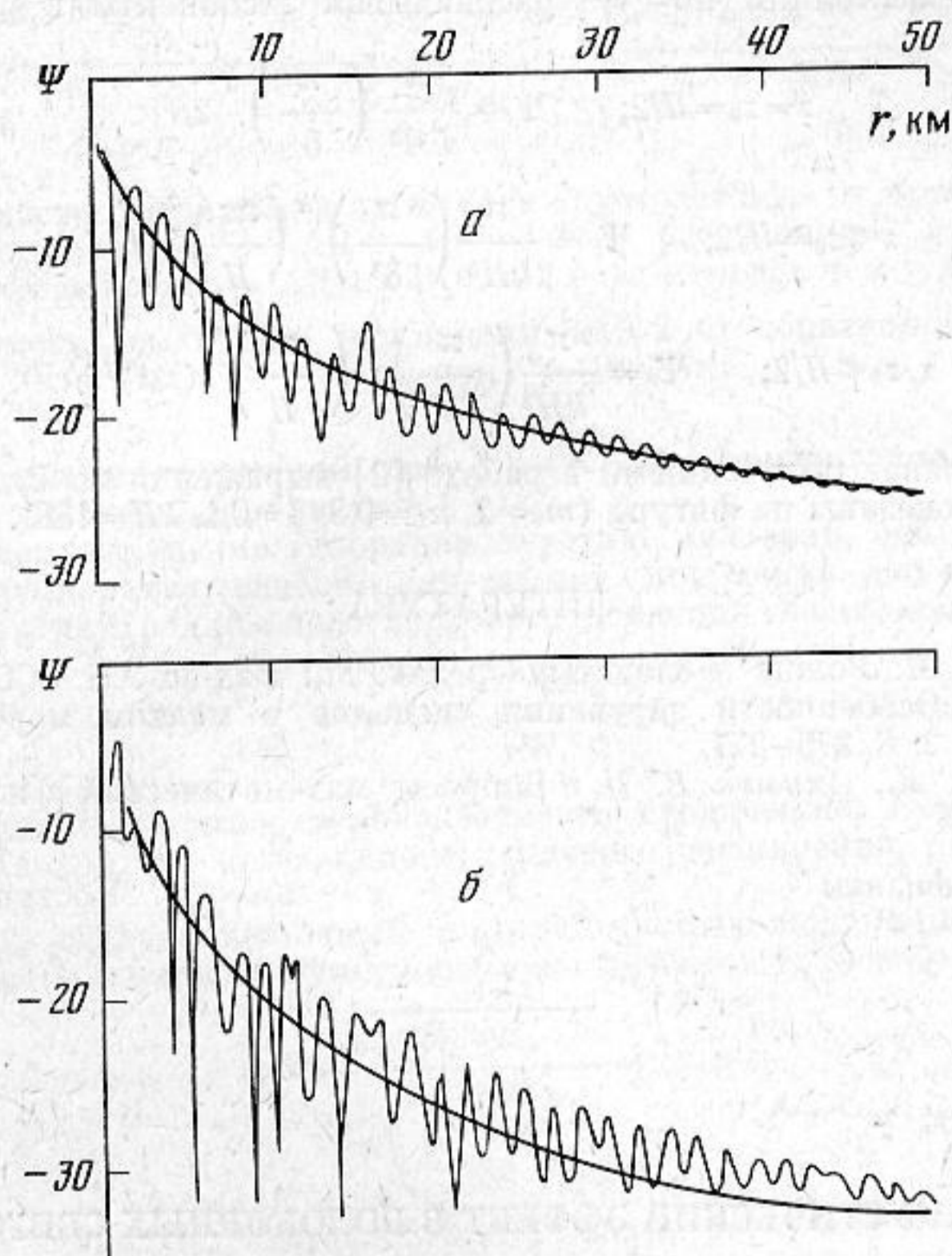
ЗАТУХАНИЕ ЗВУКА В МНОГОЛУЧЕВОМ ВОЛНОВОДЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ГОРИЗОНТАХ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРИЕМА

Гиндлер И. В., Петников В. Г.

В выражении для квадрата модуля звукового потенциала в модели Пекериса

$$|\psi|^2 = \frac{8\pi}{h^2 k r} \left[\sum_{l=1}^N p_l^2 \exp(-\delta r l^2) + \sum_{l \neq m} p_l p_m \exp[-\delta r(l^2 + m^2)/2] \cos(\Delta k_{lm}) \right] \quad (1)$$

первое слагаемое описывает средний уровень звукового поля Ψ , второе — осцилляции от среднего уровня. Формула (1) получена в работе [1] приближенной оценкой комплексных собственных значений задачи Штурма для «поперечного» волнового уравнения в случае малых углов скольжения. В формуле (1) обозначено $k = \omega/c$, $m_0 = \rho_1/\rho$, $n = n_0(1+i\beta)$, $n_0 = \text{Re } c/c_1 < 1$, $\beta \geq 0$, индекс 1 относится к жидкому поглощающему полупространству, h — глубина слоя воды, $\text{Re } k_l \approx k \cos(\pi l/kH)$, $\text{Im } k_l \approx \delta l^2/2$, $\delta = 2\pi^2 \beta n_0^2 m_0 / k^2 H^3 v_0^3$, $H = h + m_0/kv_0$, $v_0 = (1 - n_0^2)^{1/2}$, $p_l = \sin(\pi l z_0/H) \sin(\pi l z/H)$, $(0, z_0)$ — координаты источника, (r, z) — координаты приемника звука.



Численные расчеты спада регулярной составляющей поля $\Psi = 10 \lg |\Psi(r)|^2 / |\Psi(1 \text{ км})|^2$: а — $z = z_0 = H/2$, б — $\bar{z} = H/8$, $z_0 = H/2$

Поскольку ряды в выражении (1) аналитически не суммируются, для оценки уровня поля применяют описанную в книге [1] процедуру усреднения (1) по горизонтам излучения и приема. При этом зависимость $\Psi = \Psi(z, z_0)$ исчезает, хотя отмечено экспериментально и аналитически в статье [2] (для некоторых частных случаев), что ослабление сигналов в модели Пекериса может существенно отличаться от закона «степени 3/2».

Применим для оценки $\Psi(z, z_0)$ метод, описанный в работе [3] для оценки сумм рядов вида $\sum f(l) \exp(\mu l)$:

$$\int_0^N f(x) \exp(\mu x) dx \approx \frac{8 \text{sh}^3 \mu/2}{\mu^3 \text{ch} \mu/2} \sum_{l=1}^N f(l) \exp(\mu l) + \frac{1}{\mu} \left(1 - \frac{4 \exp(-\mu/2)}{\mu^2} \frac{\text{sh}^2 \mu/2}{\text{ch} \mu/2} \right) f(N) \exp(\mu N) - \quad (2)$$

$$-\frac{1}{\mu} \left(1 - \frac{4 \exp(\mu/2)}{\mu^2} \frac{\operatorname{sh}^2 \mu/2}{\operatorname{ch} \mu/2} \right) f(0) - \frac{1}{\mu^2} \left(1 - \frac{2}{\mu} \operatorname{th} \mu/2 \right) [\exp(\mu N) f'(N) - f'(0)].$$

Записывая формулу (2) для двух случаев: $\mu = iv$ и $\mu = -iv$ и суммируя полученные выражения, получим формулу для оценки сумм рядов вида $\sum f(l) \cos vl$. Тогда

$$\Psi \approx \frac{\pi}{h^2 kr} \left(\frac{\pi}{\delta r} \right)^{1/2} \left\{ 1 + \sum_{i=1}^4 \alpha_i \frac{\cos(v_i/2)}{\operatorname{sinc}^3(v_i/2)} \exp(-v_i^2/4\delta r) \right\}, \quad (3)$$

где

$$\alpha_i = (-1, -1, 1/2, 1/2),$$

$$v_i = \frac{2\pi}{H} \min(\xi_i, |H - \xi_i|, 2H - \xi_i),$$

$$\xi_i = (z_0, z, |z - z_0|, z + z_0), \quad \operatorname{sinc} x \equiv \sin x/x.$$

Формула (3) позволяет оценивать спадание регулярной составляющей поля Ψ от расстояния r при произвольных z и z_0 .

Из (3) для расстояний $4\delta r \gg v_i^2$, раскладывая экспоненты в ряд, получим для частных случаев:

$$z = z_0 = H/2; \quad \Psi \approx \frac{\pi}{kH^2} \left(\frac{\pi}{\delta} \right)^{1/2} 2/r^{3/2},$$

$$z \ll z_0 = H/2; \quad \Psi = \frac{\pi}{kH^2} \left(\frac{\pi}{\delta^3} \right)^{1/2} \left(\frac{\pi z}{H} \right)^2 / r^{5/2},$$

$$z, z_0 \ll H/2; \quad \Psi = \frac{\pi}{kH^2} \left(\frac{\pi}{\delta^5} \right)^{1/2} \left(\frac{\pi}{H} \right)^4 (z_0 z)^2 / r^{7/2},$$

что совпадает с ранее полученными в работе [2] выражениями. Результаты расчета по формуле (3) показаны на фигуре ($m_0 = 2$, $n_0 = 0,8$, $\beta = 0,1$, $kH = 188$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховский Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 502 с.
2. Грачев Г. А. Особенности затухания сигналов в мелком море // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 2. С. 275-277.
3. Конторович М. И., Акимов В. П. // Вопросы математической физики. Л.: Наука, 1976. С. 79-93.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
30.VII.1986

УДК 534.232:539.1.04

ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

Горбачев О. В., Жилинский А. П., Оборотов В. А.

В работе [1] экспериментально обнаружено возбуждение акустических волн при распространении в оптических волокнах мощного оптического импульса энергией в 1 Дж. Такой оптико-акустический эффект достаточно подробно изучен в жидкости [2, 3] и в волоконно-оптических световодах (ВОС), которые находят все большее применение в науке и технике.

В настоящем сообщении экспериментально исследована зависимость оптико-акустического сигнала от интенсивности P_v и частоты Ω модуляции оптического излучения в диапазоне $P_v = 3 \div 30$ мВт, $\Omega = 300 \div 3600$ Гц для многомодового ступенчатого ВОС. Приведено качественное изложение теории оптико-акустического эффекта для свободной адиабатической осесимметричной гармонической деформации ВОС, который состоит из боросиликатной сердцевины радиуса R_1 , окруженной оболочкой из плавленого кварца R_2 и покрытой слоем пластмассы R_3 . Причем основная часть световой энергии равномерно сосредоточена в сердцевине.

Возбуждение акустических волн в ВОС в основном обусловлено двумя физическими механизмами: тепловым и электрострикционным. Известно [2, 3], что тепловой механизм генерации упругих колебаний обусловлен расширением быстро нагреваемых светом участков среды, а его вклад увеличивается пропорционально коэффициенту светопоглощения α . Электрострикционный механизм позволяет оптически возбуждать упругие деформации как в прозрачной, так и в поглощающей средах