

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ОТРАЖЕННОЙ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ ВЗРЫВНОЙ ВОЛНЫ

Ю. В. Петухов, В. Е. Фридман

В работе [1] для случая взрывного источника, помещенного на небольшую глубину, были определены параметры отраженного от поверхности воды акустического сигнала. Ниже рассчитываются параметры отраженной волны при глубоководной детонации заряда и проводится их сравнение с соответственными характеристиками прямого сигнала.

Пусть точечный взрывной источник расположен на глубине h . Вблизи источника (на сфере, радиус которой $r=R_0$ выбирается из условия малости числа Маха) возмущение давления имеет вид экспоненциального импульса: $P(R_0; t) = P_m \exp(-t/\theta_m)$, $t \geq 0$; P_m — амплитуда, θ_m — постоянная времени (длительность по уровню e^{-1}) на сфере R_0 . В однородном водном слое изменения амплитуды P_s и постоянной времени θ_s описываются следующими выражениями [1, 2]:

$$(1) \quad P_s = 2P_m \frac{R_0}{r} \{1 + \sqrt{1 + 2z/R_*}\}^{-1},$$

$$\theta_s = \theta_m \{(1 - e^{-1}) \sqrt{1 + 2z/R_*} + e^{-1}\}.$$

Здесь $z = R_0 \ln \frac{r}{R_0}$, $R_* = 2\rho c^3 \theta_m / (\gamma + 1) P_m$ — характерный масштаб нелинейности [1],

γ — показатель адиабаты, c — скорость звука, ρ — плотность воды; r — расстояние, пройденное волной вдоль луча. При большой глубине погружения источника ($\delta = R_0/h \ll 1$) можно считать, что на поверхность падает импульс давления треугольной формы и соответственно граничное условие для отраженного сигнала будет

иметь вид $P(r_0; t) = -P_e t/T$ ($0 \leq t \leq T$), $T = \frac{e}{e-1} \theta_e$. Здесь P_e — амплитуда, θ_e — постоянная времени прямого сигнала на поверхности $r_0 = h/\cos \varphi$, φ — угол между направлениями луча r и вертикальной осью x , $\cos \varphi = \left\{ 1 + y^2/h^2 \left(2 - \frac{x}{h} \right)^2 \right\}^{-1/2}$,

y — горизонтальная координата [1]. Согласно работе [3], риманово решение для формы профиля отраженной волны имеет следующий вид:

$$(2) \quad P = -P_e \left(\frac{r_0}{r} \right) \begin{cases} \frac{t}{Tz/r_*}, & 0 \leq t \leq Tz/r_* \\ \frac{1-t/T}{1-z/r_*}, & Tz/r_* \leq t \leq T \\ \frac{t}{Tz/r_*}, & 0 \leq t \leq T\sqrt{z/r_*} \end{cases} \begin{cases} (r_0 \leq r \leq r_s) \\ (0 \leq z/r_* \leq 1) \\ (r \geq r_s) \\ (z/r_* \geq 1) \end{cases}.$$

Здесь $z = r_0 \ln \frac{r}{r_0}$, $r_* = R_* |\theta_e P_m / \theta_m P_e|_z$, $r_s = r_0 (\delta \cos \varphi) \frac{1-e}{e}$ — поверхность образования разрыва в отраженной волне [1], $r = \left(2 - \frac{x}{h} \right) / \cos \varphi$. Изменения амплитуды P_0

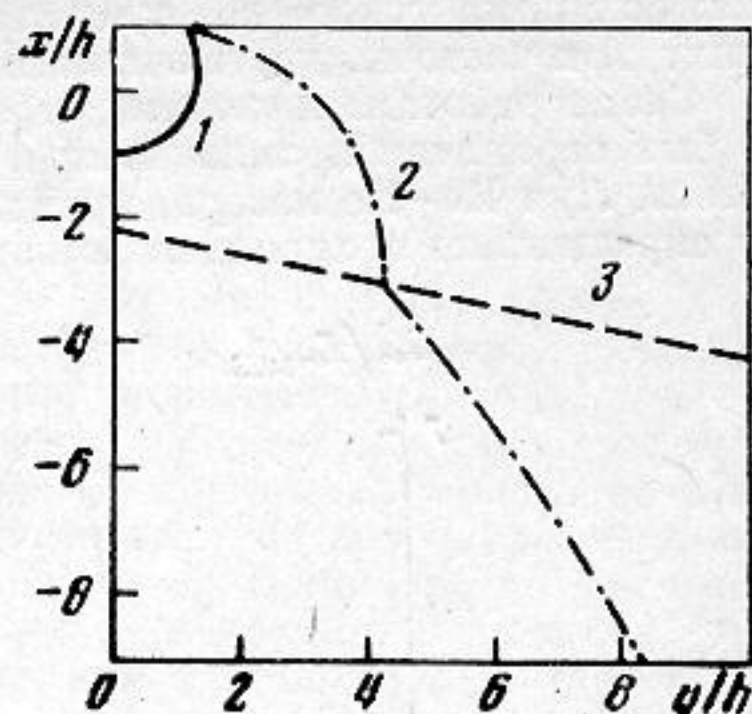
и постоянной времени θ_0 отраженной волны в областях до и после образования разрыва описываются следующими выражениями:

$$(3) \quad \begin{aligned} P_0 &= -P_s/u, \quad \theta_0 = \theta_s \quad (1 \leq u \leq u_s), \\ P_0 &= -P_s \left[u \left(\frac{\ln u}{\ln u_s} \right)^{1/2} \right]^{-1}, \\ \theta_0 &= \theta_s (\ln u / \ln u_s)^{1/2} \quad (u > u_s), \end{aligned}$$

где $u = 2 - x/h$, $u_s = (\delta \cos \varphi) \frac{1-e}{e}$ (источник помещен в начало координат $x=0$, $y=0$). Амплитуду P_s и постоянную времени θ_s прямого сигнала, проходящего в ту же точку, что и отраженный сигнал, нетрудно вычислить, используя выражения (1) и учитывая, что расстояние, пройденное прямым сигналом, определяется как

$$r = (h/\cos \varphi) \{ (u-1)^2 - 2(u-1) \cos 2\varphi + 1 \}^{1/2}.$$

На фигуре для случая $R_0/R_s \approx 1$ и $\delta = 0,1$ приведены результаты сравнения отношений θ_s/θ_0 , P_s/P_0 . Как видно, в большей части однородного водного слоя постоянная времени отраженной волны θ_0 меньше постоянной времени прямого сигнала θ_s , а амплитуда P_0 больше амплитуды прямой волны P_s .



Положение линий равных амплитуд и длительностей прямого и отраженного сигналов. В областях слева от линий равных длительностей (1) и амплитуд (2) выполняются условия $\theta_s/\theta_0 < 1$, $P_s/P_0 > 1$. Кривая 3 характеризует образование разрыва в отраженной волне

ЛИТЕРАТУРА

1. Островский Л. А., Пелиновский Е. Н., Фридман В. Е. Распространение взрывных импульсов в приповерхностных слоях океана. Акуст. ж., 1979, 25, 1, 103–107.
2. Петухов Ю. В., Фридман В. Е. Распространение взрывных волн в стратифицированном океане. Изв. АН СССР. Сер. Физ. атмосфер. и океана, 1979, 15, 12, 1307–1315.
3. Островский Л. А., Пелиновский Е. Н., Фридман В. Е. Распространение акустических волн конечной амплитуды в неоднородной среде при наличии каустик. Акуст. ж., 1976, 22, 6, 914–921.

Научно-исследовательский
радиофизический институт,
Горький

Поступила
11 марта 1979 г.

УДК 548.0:539.21

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ С ГОМЕОТРОПНОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ

В. Д. Свет, Г. Н. Яковенко

В работах по исследованию акустооптического эффекта в нематических жидких кристаллах было показано, что зависимость постоянной [1, 2] и переменной составляющих светового потока от величины акустического возбуждения является существенно нелинейной, содержащей несколько экстремумов [3].

Как отмечалось в работе [3], при амплитудах возбуждения, превышающих некоторое значение, соответствующее первому максимуму на характеристике, наблюдалось изменение формы оптического сигнала, т. е. изменялся его спектральный состав. В настоящей работе исследовался спектр модулированного оптического сигнала, прошедшего через нематический жидкий кристалл с гомеотропной ориентацией при продольном акустическом возбуждении с частотой 20–600 Гц.

Слой нематического жидкого кристалла (смесь МББА+ЭББА) заключался между двумя стеклянными пластинами, одна из которых прикреплялась к подвижной части