

условии (2) возможность существенного понижения звукоизоляции ввиду косвенной передачи шума практически исключается.

Автор благодарит С. А. Рыбака за внимание к работе и обсуждение полученных результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Cremer L.* Theorie der Schalldämmung dünner Wände bei schrägen Einfall. Akustische Zeitschrift, 1942, 7, 81–87.
2. *Utley W. A., Fletcher B. L.* Influence of Edge Conditions on the Solid Insulation of Windows. Appl. Acoustics, 1969, 2, 2, 131–136.
3. *Нукифоров А. С., Будрин С. В.* Распространение и поглощение звуковой вибрации на судах. Л., «Судостроение», 1968.
4. *Lyon R. H.* Random Noise and Vibration in Space Vehicles. Washington, Information Center United States Department of Defence, 1967.
5. *Заборов В. И.* Теория звукоизоляции ограждающих конструкций. М., Стройиздат, 1969.

Московский научно-исследовательский  
и проектный институт типового  
и экспериментального проектирования

Поступила  
30 января 1979 г.

УДК 533.6.011.72+534.2:532

### СПЕКТР ИНТЕНСИВНОГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА, ОТРАЖЕННОГО ОТ ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ

*С. М. Горский, Ю. В. Петухов, В. Е. Фридман*

В работе [1] рассматривалось отражение гидроакустического импульса с разрывным фронтом от свободной поверхности «вода – воздух». Рассмотрение проводилось для нелинейного импульса давления не очень большой амплитуды, при которой можно пренебречь кавитационными явлениями при отражении. В этом случае для расчета параметров звуковой волны можно использовать метод нелинейной геометрической акустики всюду, за исключением узкого приповерхностного слоя, в котором трансформация импульса при отражении рассматривается согласно линейной теории. Такой подход является достаточно точным, поскольку малая нелинейность не успевает исказить импульс в узком (толщиной порядка длины волны) приповерхностном слое (см. [2]).

Ниже при тех же предположениях рассмотрено влияние нелинейных эффектов на процесс трансформации спектра отраженной звуковой волны. Рассмотрим точечный источник, помещенный на глубине  $h$  от поверхности океана. Граничное условие для поля давления зададим, как и в работе [1], на сфере  $r=R_0$ , окружающей источник, в виде экспоненциального импульса  $P(R_0; t) = P_m \exp(-t/T_m)$ . Здесь  $P_m$  и  $T_m$  – первоначальная амплитуда и постоянная времени. Импульсы такой формы характерны для подводных взрывов. Проведем рассмотрение двух предельных ситуаций – приповерхностного и глубоководного взрыва.

Если детонация происходит вблизи водной поверхности  $\frac{R_0}{h} - 1 \ll 1$ , то можно

пренебречь нелинейным искажением формы падающей ударной волны и считать, что взрывная волна, отраженная от поверхности, имеет вблизи этой поверхности экспоненциальную форму  $P(r_b; t) = -P_b \exp(-t/T_b)$  (параметры  $P_b$  и  $T_b$  определены в [1]). Учитывая граничное условие для отраженной от поверхности взрывной волны и используя общее решение уравнения Римана для формы нелинейной акустической волны [1], можно написать выражение для профиля отраженной волны

$$(1) \quad \mathcal{P} = \begin{cases} -t/x, & 0 \leq t \leq x, \\ -\exp\{-(t+x\mathcal{P})\}, & x \leq t < \infty. \end{cases}$$

Здесь используются безразмерные переменные:  $\mathcal{P}$  – приведенное давление ( $\mathcal{P}/P_b$ ),  $x=z/R_0$  – приведенная координата (см. работу [1]),  $t$  – время ( $t/T_b$ ). Выражение (1) справедливо для расстояний, на которых формируется разрыв на спаде первоначального экспоненциального сигнала  $0 \leq x \leq 1$  [1]. Спектр функции (1) имеет следующий вид [3]:

$$(2) \quad S(\omega; x) = S_1(\omega; x) + S_2(\omega; x),$$

$$(3) \quad \begin{cases} S_1(\omega; x) = -\frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{x\omega^2} (e^{-i\omega x} - 1) + \frac{t}{\omega} e^{-i\omega x} \right\}, \\ S_2(\omega; x) = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \exp\{-i\omega(\xi + xe^{-\xi}) - \xi\} (1 - xe^{-\xi}) d\xi. \end{cases}$$

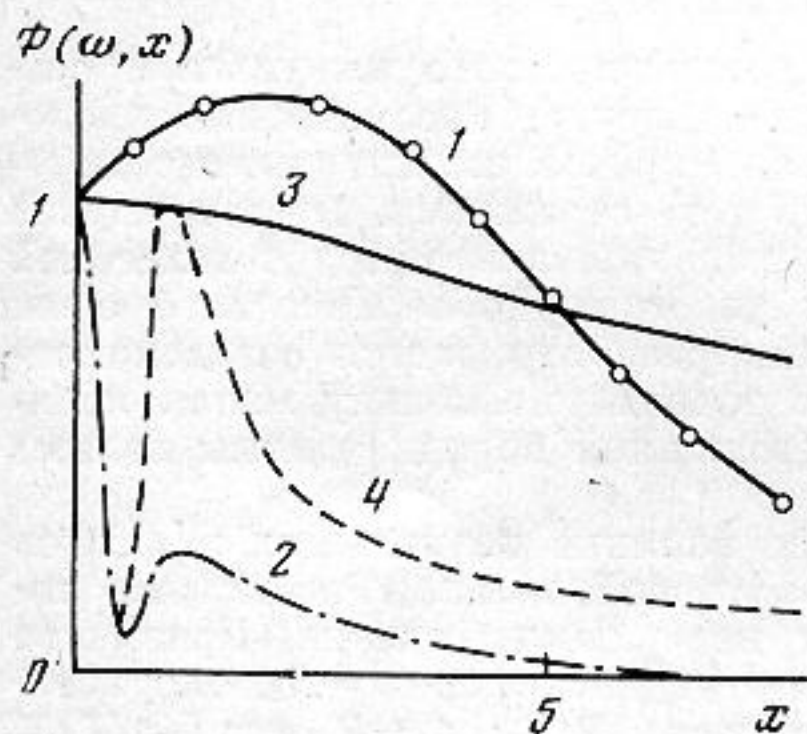
Здесь  $\omega = 2\pi f T_b$  — безразмерная частота,  $f$  — частота в Гц. В области, где разрыв в отраженной волне образовался вновь ( $x \geq 1$ ), имеет место нелинейное затухание, с учетом которого форма волны описывается следующей зависимостью:

$$(4) \quad \mathcal{P} = \begin{cases} -(\mathcal{P}_1/T_1)t, & 0 \leq t \leq T_1 \\ -\exp\{-(t+x\mathcal{P})\}, & T_1 \leq t < \infty. \end{cases}$$

Используя это выражение, получаем формулу для спектра отраженной волны в области  $x \geq 1$ , аналогичную формуле (2), но с функциями  $S_1(\omega; x)$  и  $S_2(\omega; x)$  следующего вида:

$$(5) \quad \begin{cases} S_1(\omega; x) = -\frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{\mathcal{P}_1}{T_1\omega^2} (e^{-i\omega T_1} - 1) + \frac{i\mathcal{P}_1}{\omega} e^{-i\omega T_1} \right\}, \\ S_2(\omega; x) = -\frac{1}{2\pi} \int_{T_1 - x\mathcal{P}_2}^{\infty} \exp\{-i\omega(\xi + xe^{-\xi}) - \xi\} (1 - xe^{-\xi}) d\xi. \end{cases}$$

Значения постоянной времени  $T_1$  и величин  $\mathcal{P}_{1,2}$ , связывающих разрыв, определяются из решения системы уравнений, описывающих движение разрыва в римаповой волне (см. работу [1]). В указанных безразмерных переменных эта система имеет следующий вид:



Изменение интенсивности спектральных компонент отраженной волны с расстоянием при взрыве на малой глубине (кривые 1 и 2) и при взрыве на большой глубине (кривые 3 и 4)

$$(6) \quad \begin{cases} \frac{\mathcal{P}_1 - \mathcal{P}_2}{2} \frac{dx}{d\mathcal{P}_2} - x + \frac{1}{\mathcal{P}_2} = 0, \\ x(\mathcal{P}_1 - \mathcal{P}_2) = -\ln \mathcal{P}_2, \\ \frac{dT_1}{dx} = \frac{1}{2} (\mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_2). \end{cases}$$

Начальные условия задаются на поверхности образования разрыва в отраженной волне  $x=1$ , где  $\mathcal{P}_1 = \mathcal{P}_2 = T_1 = 1$ .

Для выяснения характера поведения спектральных компонент в спектре отраженной взрывной волны проводились расчеты выражения  $\Phi(\omega; x) = |S(\omega; x)|^2 / |S(\omega; 0)|^2$  по формулам (2), (3), (5), (6). Результаты вычислений для двух безразмерных частот  $\omega=1$  и  $10$  представлены на фигуре (кривые 1 и 2). Из приведенных результатов следует, что в процессе нелинейного искажения отраженной взрывной волны низкочастотные компоненты сперва возрастают, что определяется перестройкой импульса, а затем

уменьшаются; высокочастотные компоненты, наоборот, сперва уменьшаются, но при приближении  $x$  к единице, когда в отраженной волне вновь формируется разрыв, они начинают возрастать, достигая на поверхности образования разрыва  $x=1$  максимальных значений. В области  $x \geq 1$  интенсивность высокочастотных компонентов спектра уменьшается с расстоянием медленнее, чем низкочастотных.

Рассмотрим теперь детонацию взрывного источника на большой глубине  $R_0/h \ll 1$ . В этом случае можно считать, что на поверхность воды падает волна треугольной формы и профиль отраженной взрывной волны описывается функцией

$$(7) \quad \mathcal{P} = \begin{cases} -t/x, & 0 \leq t \leq x \\ \frac{t-1}{1-x}, & x \leq t \leq 1 \\ \frac{t}{x}, & 0 \leq t \leq \sqrt{x} \end{cases}, \quad \mathcal{P} = \begin{cases} -\frac{t}{x}, & 0 \leq t \leq \sqrt{x} \\ \frac{t}{x}, & (x \geq 1) \end{cases}$$

Зависимость спектральной интенсивности такой волны от расстояния легко найти в аналитическом виде:

$$(8) \quad |S(\omega; x)|^2 = \begin{cases} \frac{(1-x)^{-1}x^{-1}}{2\pi^2\omega^4} \left\{ \frac{x^2-x+1}{x(1-x)} - \frac{\cos[\omega(1-x)]}{(1-x)} - \frac{\cos(\omega x)}{x} + \cos \omega \right\}, \\ \frac{1}{4\pi^2\omega^4 x^2} \{2+x\omega^2 - 2\cos(\omega\sqrt{x}) - 2\omega\sqrt{x}\sin(\omega\sqrt{x})\}. \end{cases}$$

На фигуре приведены графические зависимости (кривые 3 и 4), рассчитанные по формуле (8), для тех же безразмерных частот  $\omega=1$  и 10. Из сравнения приведенных кривых видны существенные отличия в поведении соответственных компонент спектра отраженной волны при взрыве источника вблизи поверхности и на большой глубине. Так, в последнем случае менее выражено возрастание низкочастотных компонент, но более четко выражены максимумы интенсивности для высокочастотных компонент при образовании разрыва в отраженной волне.

Обсудим кратко основные результаты. При отражении взрывной волны от водной поверхности происходит перераспределение энергии. После отражения интенсивность низкочастотных компонент увеличивается, а высокочастотных — уменьшается. Этот результат, по-видимому, должен учитываться при расчете волнового распространения семейства лучей, испытывающих поверхностные отражения. Заметим, что аналогичные процессы наблюдались при экспериментальных исследованиях волны, отраженной от водной поверхности [4].

#### 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. *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.
3. *Петухов Ю. В., Фридман В. Е.* Трансформация спектра при распространении гидроакустического импульса конечной амплитуды. *Тр. VII Всес. симп. по дифракции и распространению волн*, т. 2. М., «Наука», 1977, 283–286.
4. *Hanna J. S., Parkins B. E.* Some considerations in choosing an explosive source and processing filter for the measurements of transmission loss. *J. Acoust. Soc. America*, 1974, 56, 2, 378–386.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт, Горький

Поступила  
11 марта 1979 г.

УДК 620.179.16

### ДИФРАКЦИЯ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН НА МЯГКОМ ДИСКЕ

*Б. А. Касаткин*

При использовании нормальных волн в ультразвуковой дефектоскопии возникают специфические трудности выбора подходящего типа нормальной волны и рабочей частоты, обеспечивающих наилучшую выявляемость дефектов. Объясняется это тем, что нормальные волны имеют явно выраженную структуру распределения поля по сечению волновода, а следовательно, чувствительны к типу дефекта и его расположению. Анализ подобной зависимости для дефектов типа расслоения, расположенного вдоль волновода, дан, например, в работах [1, 2].

Представляет интерес также оценка отражающих свойств дефекта типа дисковой полости, ориентированной перпендикулярно направлению распространения волны. Такой отражатель может служить математической моделью эталонного отражателя или естественных дефектов близкой конфигурации. Дифракционную задачу мы сформулируем следующим образом.

Пусть для некоторого волновода, заданного геометрией поперечного сечения  $S$ , известна полная совокупность нормальных волн, распространяющихся вдоль оси  $z$ ,

$$u_n(x, y, z) = u_n(x, y) e^{ik_n z},$$

где  $u_n$  — вектор смещения, причем из решения соответственной дисперсионной задачи предполагаются известными спектр волновых чисел  $k_n$  и структура нормальных волн, описываемая вектор-функцией  $u_n(x, y)$  ( $n$  — порядковый номер нормаль-