

амплитуды ПАВ методом рентгеновской топографии, экспериментально показана возможность визуализации бегущих ПАВ.

Авторы благодарны Ретинскому А. И. за помощь в проведении измерений на лазерном стенде.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бжезинский А. Д., Кандыба П. Е., Лавренов А. А. Зондирование и визуализация ПАВ // Тез. докл. XIII Всесоюз. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике. Ч. 1. Черновцы — КГУ. 1986. С. 193.
2. Whatmore R. W., Goddard P. A., Tanner B. K. Stroboscopic X Ray Topography of SAW Devices/USP IEEE. 1982. P. 363—366.
3. Cerva H., Graeff W. Contrast Investigations of SAW by Stroboscopic Topography. 1 Orientation Contrast // Phys. Stat. Sol. a. 1984. V. 82. № 1. P. 35—45.
4. Cerva H., Graeff W. Contrast Investigations of SAW by Stroboscopic Topography. 11 Wavefield Leviation Contrast // Phys. Stat. Sol. (a). 1985. V. A87, № 2. P. 507—516.
5. Адхамов А. А., Шкляр А. Н., Бондаренко В. С., Слуцкий Л. М., Орлов В. С. Дифракционные эффекты при распространении ПАВ в кристаллической подложке  $\text{LiNbO}_3$  // ФТТ. 1981. Т. 23. № 6. С. 1689—1693.
6. Шкляр А. Н. Исследование процессов возбуждения ОАВ и ПАВ в твердых телах рентгено топографическими методами // Диэлектрики и полупроводники. Вып. 27. Киев: Вища школа, 1985. С. 11—20.
7. Энтин И. Р., Ассур К. П. Динамическая дифракция рентгеновских лучей на ультразвуковых колебаниях в совершенных кристаллах // Матер. XI Всесоюз. совещания по акустоэлектронике и квантовой акустике. Ч. 1. Душанбе: Дониш, 1981. С. 156.
8. Богомолов К. С., Зубенко В. В. и др. Сравнительные характеристики новых рентгеновских пленок // Завод. лабор. 1961. Т. 27. № 9. С. 1117—1122.
9. Бжезинский А. Д., Кандыба П. Е., Лавренов А. А., Ретинский А. И. Супергетеродинамическая установка лазерного зондирования ПАВ. Электронная техника. Сер. 10 // Микроэлектронные устройства. 1986. № 3(57). С. 54—56.

Поступило в редакцию  
27.IV.1987

УДК 534.21

### ОСОБЕННОСТИ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ ЗВУКА ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ ОБОЛОЧКАМИ В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКИХ ЧАСТОТ

Бугаев В. В., Музыченко В. В.

Одним из устойчивых характерных признаков экспериментальных диаграмм направленности обратного (локационного) рассеяния звука на ограниченных цилиндрических оболочках в жидкости является резкий подъем амплитуды рассеяния при нормальном падении на оболочку плоской звуковой волны [1, 2]. В работе [2] отмечалось, что это обстоятельство связано с рассеянием на оболочке как на абсолютно твердом теле и подтверждалось сравнением экспериментальных данных по рассеянию звука на стальных оболочках в воде и на сплошном свинцовом цилиндре. Однако нетрудно получить и аналитическое подтверждение этого факта. Отметим, что этот вопрос обсуждался в работе [3], где был получен вывод о том, что амплитуда рассеяния на абсолютно твердом теле максимальна при нормальном падении звука.

В данной работе для нахождения амплитуды рассеяния звука на абсолютно твердой цилиндрической оболочке, ограниченной двумя полусферами, удобно воспользоваться методом, развитым в работах [4, 5], поскольку этот метод позволяет выявить вклад в амплитуду рассеяния отдельно цилиндрической поверхности и полусфер. В случае низких частот ( $k_{cp}R \ll 1$ ) из [4, 5] следует асимптотика

$$f_{тв} \sim \left( \frac{k_{cp}R}{2} \right)^2 [2 \sin \theta_0 \sin \theta_1 \cos(\Psi_0 - \Psi_1) + \sin^2 \theta_0 + \cos \theta_0 (\cos \theta_0 + \cos \theta_1)] f_{01}(L), \quad (1)$$

где

$$f_{01}(L) = \begin{cases} 2 \frac{\sin[-k_{cp}(\cos \theta_0 + \cos \theta_1)L/2]}{[-k_{cp}(\cos \theta_0 + \cos \theta_1)]}, & -\cos \theta_0 \neq \cos \theta_1, \\ L, & -\cos \theta_0 = \cos \theta_1. \end{cases} \quad (2)$$

(Здесь выбор системы координат и обозначения соответствуют обозначениям, принятым в работе [4].)

Главная часть суммарной амплитуды рассеяния (см. (1)) пропорциональна  $(k_{cp}R)^2$  и в нее дают вклад лишь члены нулевого и первого порядков (при разложении в ряд Фурье по  $\varphi$ ), причем члены нулевого порядка определяются излучением как цилиндрической поверхности, так и полусфер, а члены первого порядка — излучением только цилиндрической поверхности.

В работе [4] отмечено, что формула (1) идентична выражению для амплитуды рассеяния плоских звуковых волн тонким акустически жестким телом вращения, полученным ранее методом сращивания асимптотик [6]. В самом деле, для того чтобы убедиться в этом, необходимо в формуле (7) работы [6] взять по частям интеграл, содержащий производную по  $t$ , положить  $F(t)=1$ ,  $g=0$  и воспользоваться формулами, связывающими проекции волнового вектора падающей волны на оси в декартовой и сферической системах координат.

При рассмотрении экспериментальной ситуации обратного (локационного) рассеяния в формулах (1) и (2) следует положить  $\theta_0=\theta_1=\theta$  и  $\Psi_0=\Psi_1$ . Тогда

$$f_{ТВ} \Big|_{\substack{\theta_0=\theta_1=\theta \\ \Psi_0=\Psi_1}} \sim \left( \frac{k_{cp}R}{2} \right)^2 (2 + \sin^2 \theta) f_{01}^*(L), \quad (3)$$

где

$$f_{01}^*(L) = \frac{\sin(k_{cp}L \cos \theta)}{(k_{cp} \cos \theta)}. \quad (4)$$

Отсюда следует, что при нормальном падении ( $\theta=90^\circ$ ) функция  $f_{01}^*(L)$ , определяемая формулой (4), достигает своего максимального значения, равного  $L$ , и, следовательно, в этом случае амплитуда рассеяния (3) есть

$$f_{ТВ} \Big|_{\theta=90^\circ} \sim \left( \frac{k_{cp}R}{2} \right)^2 3L. \quad (5)$$

Таким образом, при низких частотах ( $k_{cp}R \ll 1$ ) и углах падения плоской волны, далеких от нормального, вклад в амплитуду рассеяния абсолютно твердой части незначителен ( $\sim (k_{cp}R)^2$ ), в то время как при нормальном падении он существен (см. (5)). Именно это обстоятельство и приводит к подъему амплитуды рассеяния при  $\theta=90^\circ$  на экспериментальных диаграммах обратного рассеяния.

Используя разработанный в [4, 5] метод, был проведен также расчет диаграмм направленности обратного рассеяния на ЭВМ. Оказалось, что введение в широких пределах (от  $10^{-5}$  до  $10^{-1}$ ) коэффициента потерь  $\eta$  в материал оболочки, т. е. в упругую часть амплитуды рассеяния, связанную с механическим импедансом упругих колебаний оболочки, практически не влияет на величину максимума амплитуды рассеяния при нормальном падении плоской звуковой волны, за исключением особых случаев окрестности критических частот оболочки, определенных с учетом реакции среды. Перейдем к анализу этих случаев.

Как следует из [4, 5], амплитуда рассеяния на упругой цилиндрической оболочке пропорциональна следующему выражению:

$$f_m \sim \left[ 1 + \left( \frac{Z_0^m - Z_s^m}{Z_y^m + Z_s^m} \right) \right], \quad (6)$$

где первый член в квадратных скобках этой формулы соответствует абсолютно твердой части амплитуды рассеяния, а второй — упругой части (здесь:  $Z_0^m$ ,  $Z_s^m$ ,  $Z_y^m$  — фурье-компоненты импеданса падающей волны, импеданса излучения и механического импеданса оболочки соответственно).

Учитывая, что в окрестности критических частот, согласно [7],  $\text{Im}(Z_y^m + Z_s^m) = 0$ ,  $kR \approx 0$  и выделяя вещественную часть  $\text{Re} f_m$  выражения (6), имеем

$$\text{Re} f_m \sim 1 - \left( \frac{A_1}{\eta A_2 + A_1} \right), \quad (7)$$

где

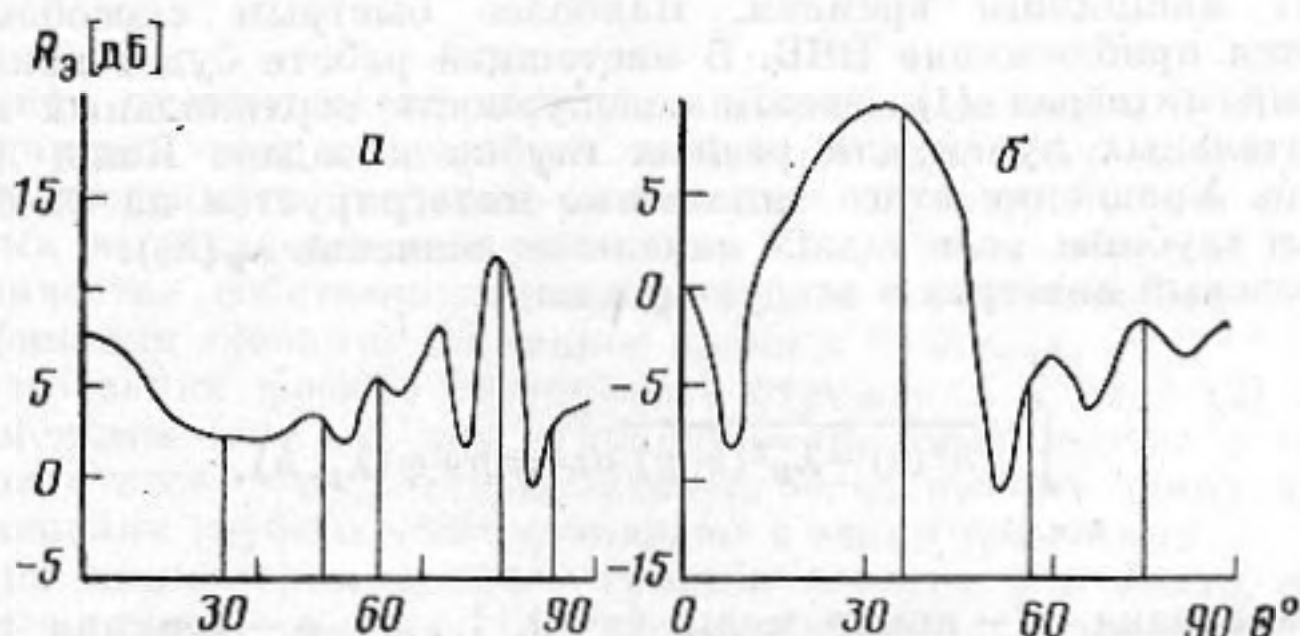
$$A_1 = \beta \frac{\Omega_{пр}^2}{\sqrt{12\delta}} \frac{2}{\pi t^2} \frac{1}{[J_m'(t)]^2 + [Y_m'(t)]^2} > 0,$$

$$A_2 = \delta(m^2 - 1)^2 + \frac{\Omega_{пр}^4}{(\Omega_{пр}^2 - m^2)^2} > 0,$$

$$\beta = \rho_{cp}/\rho_m; \quad \Omega_{пр} = \frac{\omega R}{c_{пр}}; \quad c_{пр}^2 = \frac{E}{\rho_m(1-\nu^2)};$$

$$t \approx \Omega_{cp}; \quad \delta = \frac{h^2}{12R^2}.$$

Из (7) видно, что имеет место уменьшение вещественной части амплитуды рассеяния в окрестности критических частот. Расчет на ЭВМ по формулам, приведенным в [4, 5] ( $\eta=0,01$ ), подтверждает тот факт, что при этом уменьшается и модуль амплитуды рассеяния, что и фиксируется в экспериментах. На приведенных (см. фигура) экспериментальных диаграммах направленности имеет место заметное падение амплитуды рассеяния при  $\theta=90^\circ$ , связанное, в частности, с появлением на указанных частотах квазисдвиговой волны номера  $m=1$  (а) и квазиизгибной волны номера  $m=6$  (б).



Экспериментальные диаграммы направленности обратного рассеяния звука на стальных цилиндрических оболочках в воде: а —  $\Omega_{cp} \approx 0,6$ ;  $L/R \approx 9,919$ ;  $h/R \approx 0,063$ ; б —  $\Omega_{cp} \approx 0,44$ ;  $L/R \approx 7,641$ ;  $h/R \approx 0,051$

Итак, показано, что обычно наблюдаемый устойчивый максимум амплитуды рассеяния при нормальном падении звука на цилиндрическую оболочку, связанный с рассеянием на ней как на абсолютно твердом теле, и определяемый формулой (5), существенно уменьшается, если частоты возбуждения попадают в окрестность критических частот нормальных волн (в отличие от резонансных максимумов, связанных с упругими колебаниями оболочки [5], величина которых для любого номера моды  $m$  порядка  $L/\pi$ ).

В заключение авторы выражают благодарность С. А. Рыбаку за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бугаев В. В., Музыченко В. В., Паникленко А. П. К вопросу об условиях пространственного совпадения при рассеянии плоской волны на цилиндрической оболочке // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 5. С. 660–662.
2. Бугаев В. В., Музыченко В. В., Паникленко А. П. К вопросу об амплитуде резонансного рассеяния звука ограниченными цилиндрическими оболочками // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 523–525.
3. Федорюк М. В. Дифракция плоской волны на вытянутом теле вращения // Докл. АН СССР. 1983. Т. 272. № 3. С. 587–590.
4. Музыченко В. В., Рыбак С. А. Амплитуда резонансного рассеяния звука ограниченной цилиндрической оболочкой в жидкости // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 1. С. 129–131.
5. Музыченко В. В., Рыбак С. А. Некоторые особенности рассеяния звука ограниченными цилиндрическими оболочками // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 5. С. 699–701.
6. Бойко А. И. Рассеяние плоских волн тонким телом вращения // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 3. С. 321–325.
7. Лямшев Л. М. Дифракция звука на безграничной тонкой упругой цилиндрической оболочке // Акуст. журн. 1958. Т. 4. № 2. С. 161–167.

Акустический институт  
им. Н. Н. Андреева  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
24.II.1987