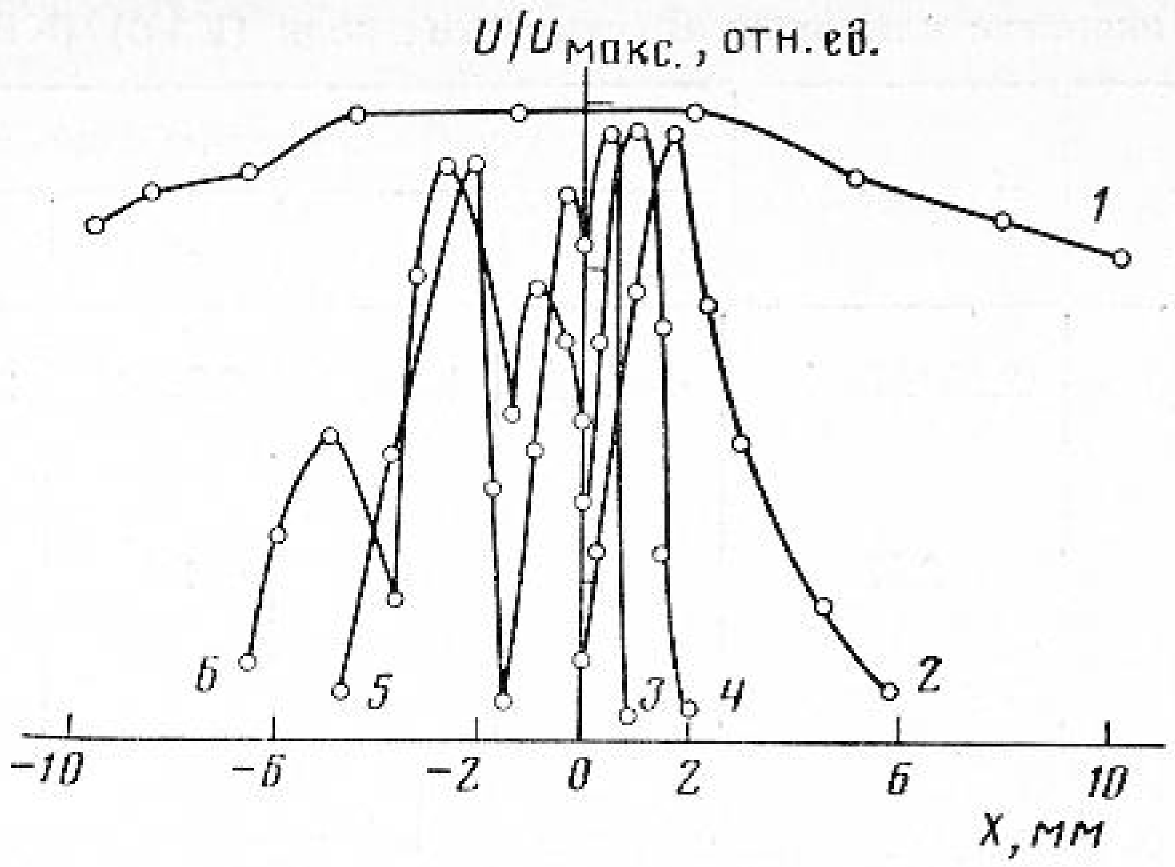

Зависимость нормированных амплитуд клиновых мод от координаты зонда: *1* – релеевская волна, *2* – в 90° – образце, *3* – первая антисимметричная мода, *4* – вторая, *5* – четвертая, *6* – пятая мода. Область отрицательных *X* соответствует плоскости клина, свободной от преобразователей

по-видимому, обусловлен уменьшением площади контакта зонда в окрестности ребра клина. Данные для релеевской волны получены при расположении клиновых преобразователей вдали от краев образца и приведены для сравнения. Согласно приведенным данным, значительное сужение области локализации до $\approx 2\lambda$ характерно для клиновой волны в 90°-образце. Еще более высокая локализация энергии наблюдается для антисимметричных мод 15°-клина: эффективное сечение переноса энергии для первой моды составляет ≈ 1 мм^2, что примерно на два порядка меньше, чем для поверхностной волны той же частоты. С повышением порядка моды область ее локализации несколько возрастает; при этом распределение смещений на поверхности клина имеет характерные осцилляции, число которых пропорционально номеру моды.

Высокая локализация энергии, исключительно низкая скорость распространения при отсутствии дисперсии – эти свойства клиновых волн представляют большой интерес для практических применений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Поверхностные акустические волны/Под ред. Олинера А. М.: Мир, 1981.
2. *Lagasse P. E.* Analisis of a dispersionfree guide for elastic waves.– El. Lett., 1972, v. 8, № 15, p. 372–373.
3. *McKenna J., Boyd G., Thurston R.* Plate theory solution for guided fleuxeral acoustic waves along the tip of a wedge.– IEEE Trans. Sonics & Ultrason., 1974, v. SU-21, № 3, p. 178–186.
4. *Бестужева Н. П., Дурова В. И.* О распространении кромочных волн в упругих средах.– Акуст. журн., 1981, т. 27, № 4, с. 487–490.
5. *Викторов И. А.* Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981.
6. *Морозов А. И., Земляницын М. А.* Акустоэлектрический зонд для индикации упругих поверхностных волн.– Физика техн. полупроводников, 1972, т. 6, № 11, с. 2298–2300.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
физический факультет

Поступило в редакцию
9.VIII.1983

УДК 534.21

О КОЭФФИЦИЕНТАХ ПРОЗРАЧНОСТИ И ОТРАЖЕНИЯ СЛОЕВ ДЛЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ

Гитис М. Б., Шенкер А. А.

Во многих задачах излучения и приема ультразвуковых монохроматических сигналов для согласования входных и выходных сопротивлений пьезоэлектрической пластины и акустических нагрузок широко применяются различного рода переходные слои [1]. Зачастую такие слои применяются и в устройствах, работающих в импульсном режиме, если сигналы представляют собой радиоимпульсы с достаточно плавной огибающей, т. е. их спектральная плотность имеет четко выраженный максимум на несущей частоте. Согласование сред с помощью слоев даже для импульсных узкополосных сигналов имеет целый ряд особенностей.

Рассмотрим слой между двумя безграничными средами при нормальном падении плоской волны и ограничимся вычислением коэффициента отражения, так как коэффициент прохождения вычисляется аналогично. Будем считать, что временная зависимость колебательной скорости в падающем импульсе имеет вид

$$v(t)=V(t)\sin\omega_0 t. \tag{1}$$

Переходя к изображениям сигналов по Лапласу и выполняя преобразования, аналогичные [2, 3], для отраженного импульсного сигнала получим

$$v_{\text{отр}}(p)=V(p)R_{32}\left(1+\frac{R_{21}}{R_{32}}\exp(-2p\tau)\right)\sum_{n=0}^{\infty} q^n\exp(-2p\tau_n), \tag{2}$$

где $R_{ik}=(z_i-z_k)/(z_i+z_k)$ — коэффициенты отражения на границах сред i и k, z_i — волновое сопротивление слоя ($i=2$) и прилегающих сред, $\tau=d/c_2$, d и c_2 — толщина слоя и скорость звука в нем, $q=R_{23}R_{21}$. Выражение (2) аналогично полученному в работе [3] выражению для отраженного от пластины в жидкости акустического импульса, но отличается от него тем, что оно справедливо и в случаях, когда волновые сопротивления сред, прилегающих к слою, различны.

Из выражения (2) на основании теоремы о запаздывании [4], следует, что отраженный импульс представляет собой суперпозицию многократно отраженных в слое импульсов, каждый из которых описывается выражением, стоящим перед суммой. При этом экспонента под знаком суммы определяет временной сдвиг многократно отраженных в слое импульсов, а величина q^n — соотношение амплитуд этих импульсов. Если внести понятие постоянной времени слоя $T=\tau/\ln\frac{1}{q}$, то выражение (2) может быть переписано в виде

$$v_{\text{отр}}(p)=v(p)R_{32}\left[1+\frac{R_{21}}{R_{32}}\exp(-2p\tau)\right]\sum_{n=0}^{\infty}\exp(-2p\tau_n)\exp\left(-\frac{n\tau}{T}\right). \tag{3}$$

Из последнего выражения видно, что постоянная времени слоя является немонотонной функцией волновых сопротивлений слоев. Величина q достигает минимума при $z_2=\sqrt{z_1z_3}$ и равна

$$q_{\min}=(\sqrt{z_3}-\sqrt{z_1})/(\sqrt{z_2}+\sqrt{z_3}). \tag{4}$$

При выполнении этого условия постоянная времени T слоя также достигает своего минимума. Таким образом, выбор волнового сопротивления слоя как среднего геометрического из волновых сопротивлений граничных сред целесообразен и в случае импульсных сигналов. Однако нетрудно видеть, что если по обеим сторонам слоя находятся среды с резко различающимися волновыми сопротивлениями, то $T\to\infty$. При выполнении условия $z_2=\sqrt{z_1z_3}$ упрощается анализ сомножителя, ответственного за форму каждого n-го отражения. В этом случае каждое отражение состоит из суммы двух одинаковых слагаемых, сдвинутых во времени на величину $2d/c_2$.

Если падающий импульс представляет собой полубезграничную синусоиду частоты ω_0 то, например, для четвертьволнового слоя каждое отражение имеет вид полусинусоиды, длительностью в половину периода, а число таких полусинусоид определяется величиной T. Аналогичное рассмотрение может быть выполнено и для прошедшего сигнала.

Таким образом, в отличие от гармонического режима согласование при использовании четвертьволнового слоя наступает не сразу, а только при $t\gg T$. При попытке согласования сред с сильно различающимися волновыми сопротивлениями просветление вообще может не наступить, если используются радиоимпульсы, длительность которых меньше или соизмерима с постоянной времени слоя. Численные оценки показывают, что в случае $z_3/z_1\approx 100$ для прямоугольного радиоимпульса уменьшение амплитуды в 100 раз наступит на 5–6 периодах. При рассмотрении отражения и прохождения акустических импульсов с более реалистическими временными огибающими длительность переходных процессов в слое сильно увеличивается из-за того, что каждый импульс характеризуется собственными временами нарастания и спада колебаний.

Как видно из выражения (5), наилучшее согласование может быть достигнуто путем подбора огибающей падающего упругого импульса. Если для любого момента времени t_n выполняется условие

$$v(t_n+\tau)/v(t_n)=-(R_{21}/R_{32})\exp(\tau/T), \tag{5}$$

то и в этом случае для четвертьволнового слоя получается картина, совпадающая с рассмотренной выше для прямоугольного импульса.

Аналогичным образом ведет себя и упругий импульс $V_{\text{пр}}$, прешедший через слой. Используя выражение для коэффициента прозрачности [2], для изображения по

Лапласу, прошедшего через слой сигнала $V_{\text{пр}}(p)$, получаем

$$V_{\text{пр}}(p)=\frac{V(p)\,4z_1z_2\exp(-p\tau)}{(z_1+z_3)\,(z_1+z_2)}\sum_{n=0}^{\infty}q^n\exp(-2p\tau n). \qquad (6)$$

Из выражения (6) видно, что временные структуры импульсов, прошедшего через слой и отраженного от слоя, идентичны и характеризуются одной и той же постоянной слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Тартаковский Б. Д.* Звуковые переходные слои. М.: Изд-во АН СССР, 1950, т. 75, в. 1, с. 29.
2. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 340 с.
3. *Меркулов Л. Г., Веревкин В. М.* Прохождение и отражение ультразвукового импульса для плоскопараллельной пластины в жидкости.– Дефектоскопия, 1965, № 5, с. 13–21.
4. *Деч Г.* Руководство к практическому применению преобразования Лапласа и Z-преобразованию. М.: Наука, ГРФМЛ, 1971. 286 с.

Кишиневский политехнический институт им. С. Лазо

Поступило в редакцию 27.V.1983

УДК 534.511

О СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ФАЗЫ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВДОЛЬ ПЛОСКОГО ВОЛНОВОДА

Грачев Г. А., Кузнецов Г. Н.

Формирование диаграммы направленности для пространственной фильтрации сигналов типа плоских волн является одним из наиболее простых способов обработки сигналов антенных решеток [1]. Практическое использование этого способа зависит от возможностей аппроксимации реальных сигналов плоской волной. В безграничном пространстве для такой аппроксимации, как известно, достаточно выполнить условие дальней зоны. В акустических волноводах необходимым условием для аппроксимации сигналов плоской волной является когерентное сложение нормальных волн [2]. В обоих случаях точность оценки пеленга существенно зависит от значения волнового числа эквивалентной плоской волны. Из выполненного в [2] численного анализа градиентов фазы в глубоком море с заданным вертикальным профилем скорости звука $c(z)$ следует, что средняя скорость изменения фазы акустического поля вдоль волновода в зонах когерентного сложения нормальных волн приблизительно равна волновому числу:

$$\bar{k}=\sum_l P_l^2k_l\Big/\sum_l P_l^2, \qquad (1)$$

где k_l, P_l – горизонтальная проекция волнового вектора и амплитуда l-й нормальной волны.

Ниже показано, что $\bar{k}$ соответствует среднему значению $\partial\varphi/\partial r$, получаемому методом взвешенных наименьших квадратов с весовой функцией, имеющей одинаковый вид для волноводов с произвольным профилем $c(z)$.

Представим звуковой потенциал акустического поля в плоском волноводе на большом расстоянии от точечного монохроматического источника в виде суммы нормальных волн

$$\psi=r^{-1/2}\sum_l P_l\exp[i(k_lr-\omega t-\pi/4)], \qquad (2)$$

где ω – круговая частота, t – время, $i=\sqrt{-1}$, r – горизонтальное расстояние от источника до точки приема, суммирование в (2) ведется по всем нормальным волнам, распространяющимся в волноводе на частоте ω.

Квадрат модуля звукового потенциала и фазу поля, зависящую от r, запишем в виде [2] $|\psi|^2=r^{-1}A^2$,

$$\varphi(r)=\operatorname{arctg}\left(\sum_l P_l\sin k_lr\Big/\sum_l P_l\cos k_lr\right), \qquad (3)$$

где

$$A^2=\sum_l P_l^2+2\sum_l\sum_{m>l}P_lP_m\cos\Delta k_{lm}r, \qquad (4)$$