ЛИТЕРАТУРА

1. *T. Ohsawa, Y. Wada.* Acoustic relaxation in toluene and alcohols in the freguency range of 10 to 300 KHz measured by the resonance reverberation method. Japan. J. Appl. Phys., 1969, *8*, 4, 411—413.
2. *Ю. С. Манучаров, И. Г. Михайлов.* Исследование поглощения звуковых волн в жидкостях на частотах 50 *кгц* — 4 *Мгц*. Акуст. ж., 1974, 20, 2, 288—291.
3. *В. Н. Бородин, С. Б. Григорьев, А. А. Кулешов, И. Г. Михайлов.* Поглощение продольных ультразвуковых волн в водных растворах некоторых полимеров. Акуст. ж., 1974, *20*, 3, 360—366.

Ленинградский государственный университет
им. А. А. Жданова
Физический факультет
Научно-исследовательский физический институт

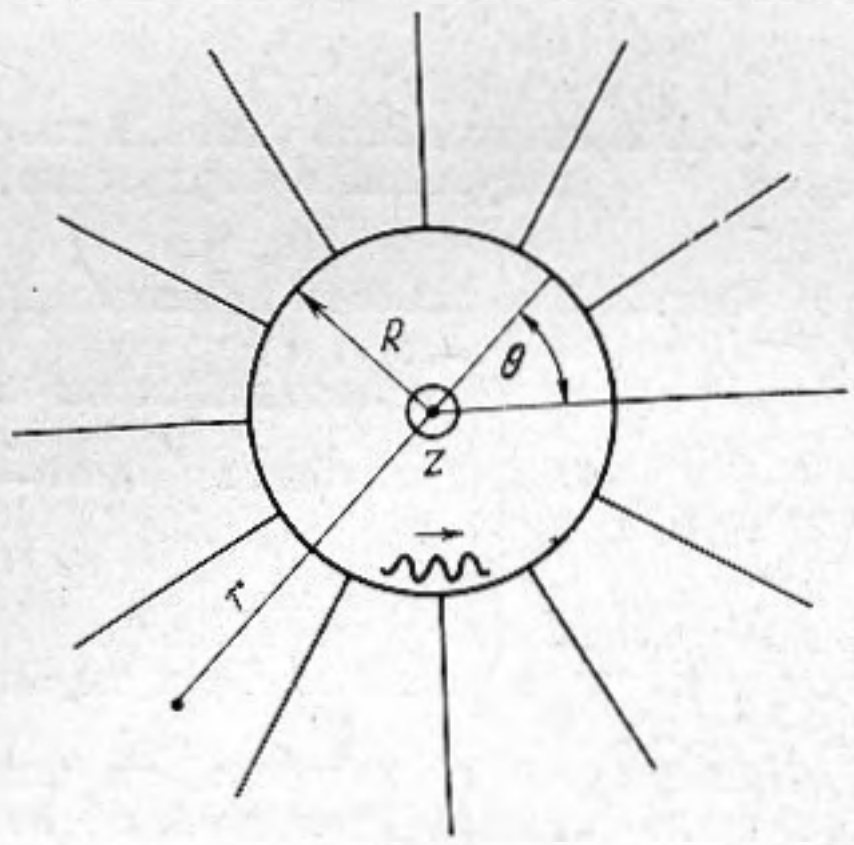
Поступила
24 января 1975 г.

УДК 534–16

О ПОПЕРЕЧНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛНАХ НА ВОГНУТЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ БОЛЬШОЙ КРИВИЗНЫ

И. А. Викторов, Т. М. Каекина

В работе [1] нами впервые было показано существование на вогнутой цилиндрической свободной поверхности однородной изотропной идеально упругой среды рэлеевских волн нового вида, затухающих при распространении. Затухание происходит вследствие радиального излучения энергии волной из-за расхождения волновых фронтов и превышения на некоторой глубине фазовой скоростью волны значения скорости объемных волн. Впоследствии волны такого типа были обнаружены на плоских поверхностях некоторых кристаллов [2, 3] и получили название «утекающих» или псевдоповерхностных волн. Указанные волны в настоящее время используются в дефектоскопии, акустоэлектронике и других областях техники.



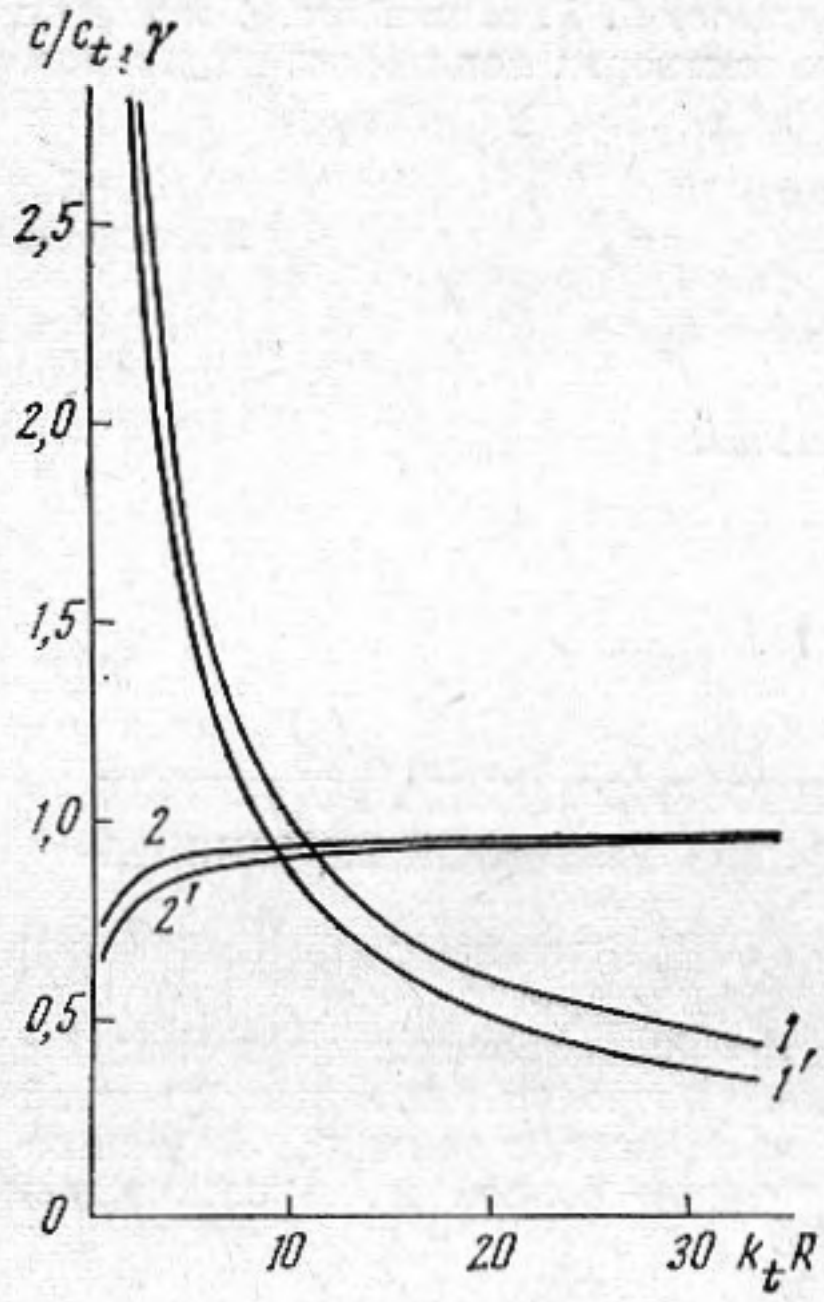
Фиг. 1

В работе [4] были рассмотрены затухающие поверхностные волны с горизонтальной поляризацией (поперечные) на вогнутых цилиндрических поверхностях. Для изотропного тела и сред, обладающих плоскостью поперечной изотропии, перпендикулярной образующей цилиндрической поверхности (фиг. 1), получено аналитическое решение, зависящее от угловой координаты θ и времени t по закону $u_z \sim e^{i(p\theta-\omega t)}$, где $p=kR=\frac{2\pi}{\lambda}R$ – угловое волновое число. Там же даны асимптотические формулы для k, применимые только при очень больших kR и при наличии у кристалла пьезосвойств. В настоящей работе мы приводим результаты численного расчета комплексного волнового числа $k=\omega/c=k_1+ik_2$, характеризующего свойства поперечной поверхностной волны при больших кривизнах границы.

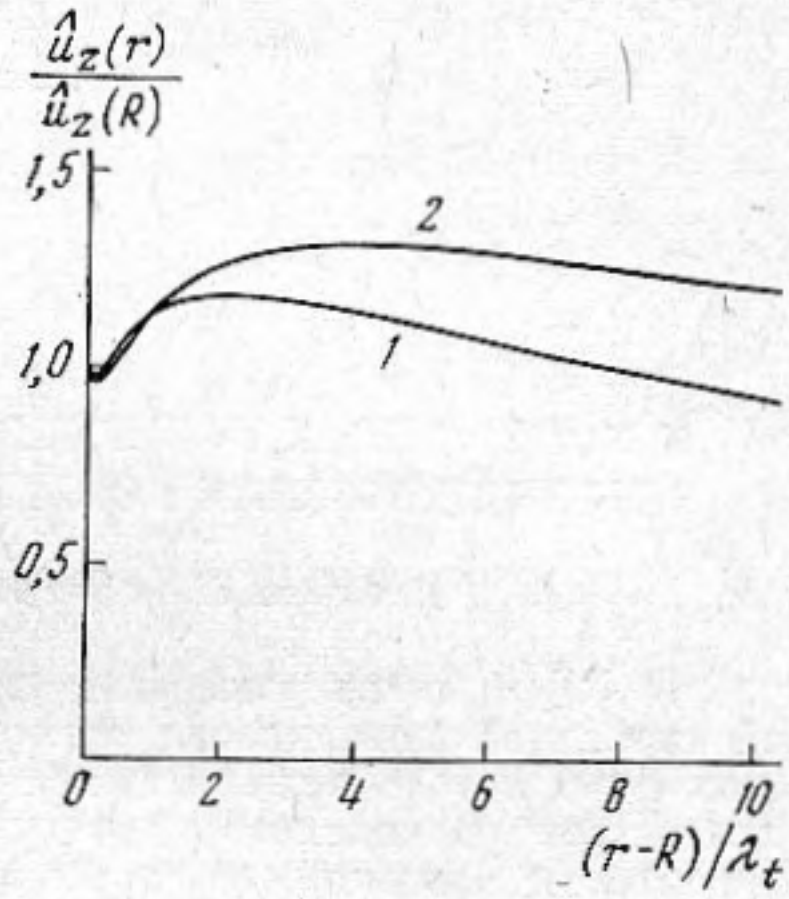
На фиг. 2 приведены зависимости от k_tR ($k_t=\omega/c_t$ – волновое число объемной поперечной волны) безразмерной фазовой скорости $c/c_t=k_t/k_1$ (кривые *2, 2'*) и коэффициента затухания $\gamma=k_2\lambda_t$ поверхностной волны на длину поперечной волны (кривые *1, 1'*) для двух случаев: изотропное твердое тело (*1, 2*) и кристалл с пьезосвойствами (*1', 2'*), характеризующимися параметром $\delta=0{,}1$, где $\delta=4\pi e_{15}^2/\varepsilon_{11}^s c_{44}^E \times 1/(\varepsilon_{11}^s+1) \simeq K_t^2/(\varepsilon_{11}^s+1)$, e_{15} – компонента тензора пьезоэлектрической постоянной для выбранной симметрии, ε_{11}^s, c_{44}^E – соответственные компоненты тензоров диэлектрической проницаемости и модулей упругости, K_t – коэффициент электромеханической связи для объемной поперечной волны.

Как видно из фиг. 2, рассматриваемая волна характеризуется фазовой скоростью $c<c_t$ и сильным затуханием: при $k_tR\simeq 30$, $R/\lambda_t\sim 5$ она затухает в e раз на пути $\simeq 2{,}5\lambda_t$ (для волны с вертикальной поляризацией рэлеевского типа [1] зату-

хание в e раз при $k_tR \simeq 30$ происходит на пути $\sim 15\lambda_t$). Это объясняется тем, что в вследствие двух факторов в поперечной поверхностной волне излучающая энергию глубинная часть имеет среднюю амплитуду, существенно большую, чем аналогичная амплитуда в волне рэлеевского типа на вогнутой цилиндрической поверхности. Во-первых, скорость поперечной поверхностной волны больше скорости волны рэлеевского типа на вогнутой цилиндрической поверхности, вследствие чего излучение энергии в поперечной поверхностной волне начинается с меньших глубин. Во-вторых, глубина локализации поперечной поверхностной волны существенно больше, чем



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Зависимость фазовой скорости C и коэффициента затухания γ поперечной поверхностной волны от кривизны границы

Фиг. 3. Зависимость нормированной амплитуды смещения $\dfrac{\hat{u}_z(r)}{\hat{u}_z(R)}$ в поперечной поверхностной волне при $k_tR=9$ (*1*) и $k_tR=14$ (*2*) от безразмерной глубины $h=\dfrac{r-R}{\lambda_t}$. В обоих случаях $\delta=0{,}1$

волны рэлеевского типа: расчет показывает, что поперечная поверхностная волна локализована на десятках λ_t и глубина локализации возрастает с увеличение k_tR (см. фиг. 3).

При отсутствии пьезосвойств поверхностный характер поперечной волны вызван исключительно кривизной границы. При $k_tR \to \infty$, $c \to c_t$ $\gamma \to 0$, т. е. волна переходит в объемную плоскую поперечную волну, в отличие от волны с вертикальной поляризацией на вогнутой цилиндрической границе, которая при $k_tR \to \infty$ переходит в рэлеевскую волну. Рассматриваемая поверхностная волна пьезоактивна. Пьезоэффект усиливает поверхностный характер поперечной волны и делает ее более неоднородной [4]. Соответственно скорость волны уменьшается, уменьшается и коэффициент γ затухания вследствие излучения вглубь (фиг. 2). В количественном плане влияние пьезоэффекта таково, что в обычном случае, когда $K_t^2 \ll 1$, $\delta \ll K^2 (\varepsilon_{11}^s \gg 1)$, коэффициент электромеханической связи K примерно (с точностью до членов $\sim\delta$) такой же, как K_t для плоской однородной поперечной волны (то же справедливо для поперечных поверхностных волн на выпуклой цилиндрической поверхности [4]). Фигура 2 показывает, что даже при сильном пьезоэффекте ($\delta=0{,}1$, $K^2 \sim 1$) K^2 того же порядка, что K_t^2, но $K^2 < K_t^2$. Последнее, вероятно, вызвано эффектом размагничивания [5], который проявляется для поверхностной волны вследствие ее неоднородности по глубине.

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. А. Викторов.* Волны типа рэлеевских на цилиндрических поверхностях. Акуст. ж., 1958, *4*, 2, 131—136.
2. *H. Engan, K. O. Ingebrigtsen, A. Tonning.* Elastic surface waves in α-guartz: observation of leaky surface waves. Appl. Phys. Lett., 1967, *10*, 11, 311–313.

3. *T. C. Lim, G. W. Farnell.* Character of pseudo surface waves on anisotropic crystals. J. Acoust. Soc.. America, 1969, *45*, 4, 845—851.
4. *И. А. Викторов.* Поверхностные волны на цилиндрических поверхностях кристаллов. Акуст. ж., 1974, *20*, 2, 199–206.
5. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.* Электродинамика сплошных сред. М., Гостехтеориздат, 1957, стр. 65.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
5 февраля 1974 г.

УДК 534.232

АКУСТИЧЕСКИЙ АНАЛОГ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ЗАТВОРА

Е. К. Грищенко

В работе [1] было предсказано явление аномального отражения звука от пьезопластинки с электрической нагрузкой, а в работе [2] рассчитаны в общем виде коэффициенты отражения и прохождения звука для нее. В частности было показано, что пьезопластинка с высокодобротной индуктивной нагрузкой ведет себя по отношению к падающей на нее ультразвуковой волне как абсолютно жесткая граница. Полученные результаты позволяют реализовать акустическое устройство, по своим функциональным возможностям аналогичное электрооптическому затвору [3], т. е. создать акустический затвор.

В случае полуволновой пьезодиэлектрической пластинки с активно-индуктивной электрической нагрузкой, добротность которой равна Q, выражения для коэффициентов отражения R и прохождения D звука будут на основании работы [2]

$$R=\frac{B_1-B_2-\beta Q}{B_1+B_2+\beta Q},\qquad D=-\frac{2B_1}{B_1+B_2+\beta Q}. \tag{1}$$

Здесь B_1 и B_2 – отношения волновых акустических сопротивлений сред слева и справа от пьезопластинки соответственно к волновому акустическому сопротивлению пьезопластинки $\beta=4K^2/\pi$, K – коэффициент электромеханической связи. Здесь предполагается также, что плоская монохроматическая волна нормально падает на пьезопластинку из среды 1, а активно-индуктивная нагрузка составляет со статической емкостью пьезопластинки резонансный электрический контур.

Из формул (1) следует, что при $Q=0$ (электрическая цепь разомкнута) выражения переходят в классические формулы Френеля, причем при $B_1=B_2$ ультразвуковая волна беспрепятственно проходит из среды 1 в среду 2. При $\beta Q\gg B_1+B_2$ пьезопластинка полностью акустически изолирует среду 2 от среды 1.

Физический механизм работы пьезопластинки в качестве акустического затвора состоит в следующем. Пьезопластинка частично преобразует энергию падающей на нее ультразвуковой волны в электрическую, а частично отражает ее в среду 1 и пропускает в среду 2 в виде ультразвуковых волн. Электрическая энергия, запасенная в пьезопластинке, в свою очередь частично отбирается в активную электрическую нагрузку, а частично вновь переизлучается пьезопластинкой в виде ультразвуковой энергии в среды 1 и 2, причем доля переизлученной ультразвуковой энергии с увеличением Q растет. При $Q=0$ энергия в электрическую нагрузку не отбирается и распределяется в средах 1 и 2 в соответствии с формулами Френеля. Напротив, при достаточно большом Q (пьезопластинка нагружена на индуктивность с малыми потерями) почти вся электрическая энергия, запасенная в пьезопластинке, переизлучается в окружающие среды 1 и 2 в виде вторичных ультразвуковых волн, причем фазы переизлученных ультразвуковых волн таковы, что прошедшая ультразвуковая волна в среде 2 гасится переизлученной, а отраженная в среде 1, наоборот, усиливается.

Таким образом, изменяя Q, можно управлять в достаточно широких пределах прозрачностью акустического затвора, причем для этого не требуется, как в случае электрооптического затвора, подводить к активной среде, в данном случае к пьезопластинке, больших управляющих полей, а достаточно изменять только добротность электрической нагрузки.

Оценим параметры акустического затвора в случае монокристаллической пьезопластинки X-среза из $LiNbO_3$, нагруженной с обеих сторон на среды из плавленого кварца. В рассматриваемом случае для сдвиговой волны в $LiNbO_3$, имеем $K=0{,}68$; $\beta=0{,}59$; $B_1=B_2=0{,}44$. При $Q_{min}=0$ получим $R=0$, $D=-1$, т. е. акустический затвор полностью прозрачен. При $Q_{max}=200$ получим $R=-0{,}922$, $D=-0{,}007$, и амплитуда звуковой волны в среде 1 более чем в 100 раз превышает амплитуду волны в среде 2. Рассмотренный пример показывает, что даже при достаточно скромных величинах Q_{max} изолирующее действие акустического затвора достаточно эффективно, а сам затвор может найти широкое применение в современной акустоэлектронике и экспериментальной физике.