

4. Pohlhammer J. D., O'Brien W. D. The relationship between ultrasonic attenuation and speed in tissues and the constituents: water, collagen and fat // Medical physics of CT and ultrasound. Tissue imaging and characterization. N. Y.: Amer. Inst. Phys., 1980. P. 409-435.
5. Bamber J. C., Hill C. R., King J. A. Acoustic properties of normal and cancerous human liver 11. Dependence on tissue structure // Ultrasound Med. Biol. 1981. V. 7. P. 135-144.
6. Sarvazyan A. P. Development of methods of precise ultrasonic measurement in small volumes of liquids // Ultrasonics. 1982. V. 20. P. 151-154.
7. Apfel P. E. Prediction of tissue composition from ultrasonic measurements and mixture rules // J. Acoust. Soc. Amer. 1986. V. 79. № 1. P. 148-152.
8. Сарвазян А. П., Харакоз Д. П. Акустические исследования конформационных состояний белков в водных растворах // Молекулярная и клеточная биофизика. М.: Наука, 1977. С. 93-106.

Институт биологической физики  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
25.III.1986

УДК 534.26

### ПРОХОЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ ЩЕЛЬ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКЕ

*Григорьевский В. И., Гуляев Ю. В., Котелянский И. М.,  
Пашкевич Г. А., Плесский В. П.*

В работах [1, 2] теоретически была показана возможность прохождения сдвиговой объемной акустической волны через щель между двумя идентичными пьезоэлектриками в случае, когда на поверхностях пьезоэлектриков, образующих щель, имеются периодические системы малых неровностей или полосок другого материала. Эффект прохождения объясняется взаимодействием объемных акустических волн со щелевыми модами [3, 4] на периодически возмущенных поверхностях.

В данной работе впервые экспериментально обнаружено прохождение продольной акустической волны через щель между кристаллами пьезоэлектрика ниобата лития. Эскиз исследуемого устройства показан на фиг. 1. Размеры каждого из кристаллов по кристаллографическим осям  $Y$  и  $Z$  соответственно равны 9,5 и 10 мм, отклонение от плосконаправленности граней, перпендикулярных оси  $Y$ , составляло не более 0,5 угловой минуты. На поверхностях, образующих щель, были изготовлены системы канавок глубиной 0,4 мкм с периодом 10 мкм. Число канавок на каждой из поверхностей было равно 300. Канавки были расположены вдоль оси  $X$  и имели длину 2 мм. Для возбуждения и приема объемных акустических волн использовались пленки окиси цинка. Щель между кристаллами была порядка 1000 Å и обеспечивалась наличием алюминиевых прокладок, напыленных на поверхности кристаллов, свободных от решеток. Держатель кристаллов позволял производить небольшое (около 0,5 мм) перемещение кристаллов друг относительно друга в направлении оси  $Z$ , а также поворачивать один кристалл относительно другого вокруг оси  $Y$  на угол, примерно равный 1°. Перемещение и поворот кристаллов производились до получения максимального уровня сигнала прохождения объемной волны.

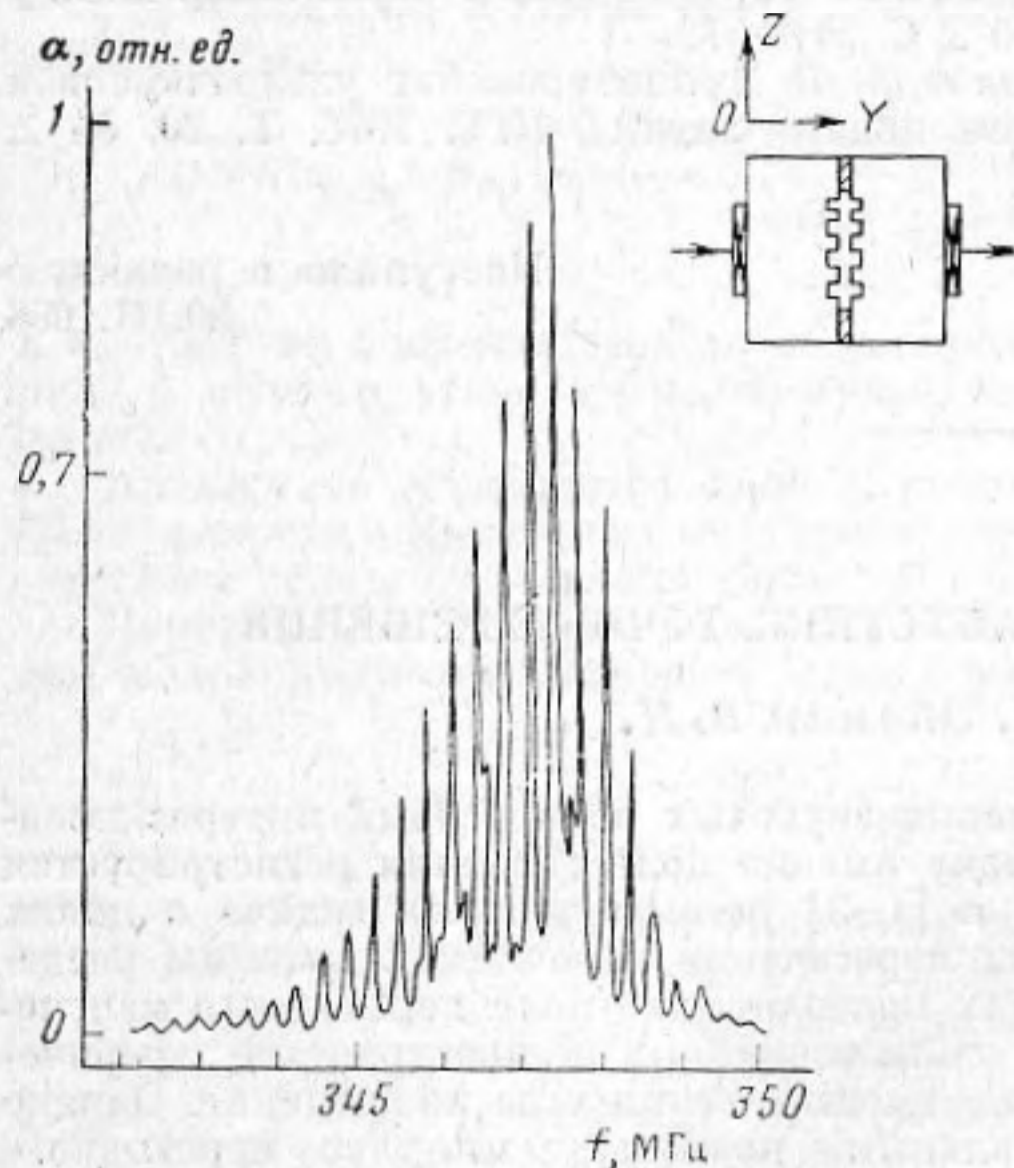
На той же фиг. 1 показана амплитудно-частотная характеристика экспериментального устройства. Центральная частота эффективного прохождения близка к частоте синхронизма для преобразования объемной акустической волны в волны Рэлея:  $f_0 = v_s/d \approx 3,48 \cdot 10^5$  см/с (здесь  $v_s$  — скорость поверхностной волны Рэлея,  $d$  — период решетки). За единицу принято ослабление сигнала, равное 45 дБ. Частотная характеристика сильно изрезана вследствие переотражений объемных волн между поверхностями кристаллов. Для исключения эффектов, связанных с интерференцией многократно отраженных сигналов, измерения проводились в импульсном режиме. При определении эффективности однократного прохождения объемных акустических волн через щель из общих потерь при прохождении электрического сигнала через устройство вычитались потери на преобразование (эта эффективность составила 4,5 дБ). Общие потери измерялись при пропускании радиоимпульсов длительностью 2 мкс, что меньше, чем время пробега объемной акустической волны через устройство, но больше, чем время формирования сигнала в исследуемых структурах, которое равно времени пробега поверхностной волны через периодическую структуру и составляло примерно 1 мкс. Измеренные таким образом общие потери электрического сигнала были равны 50 дБ. Потери на преобразование на каждом из преобразователей измерялись по методу эхоимпульсов при отстройке от частоты синхронизма  $f_0$  на 5 МГц в сторону меньших частот, где объемная волна отражается от периодически неровной поверхности полностью. Поскольку преобразователи были широкополосными (полоса преобразования по уровню 3 дБ была равна 50 МГц), то по-

тери на частоте, меньшей частоты синхронизма на 5 МГц, с достаточной точностью равны потерям преобразования на частоте  $f_0$ , которые оказались равны 21,5 и 24 дБ.

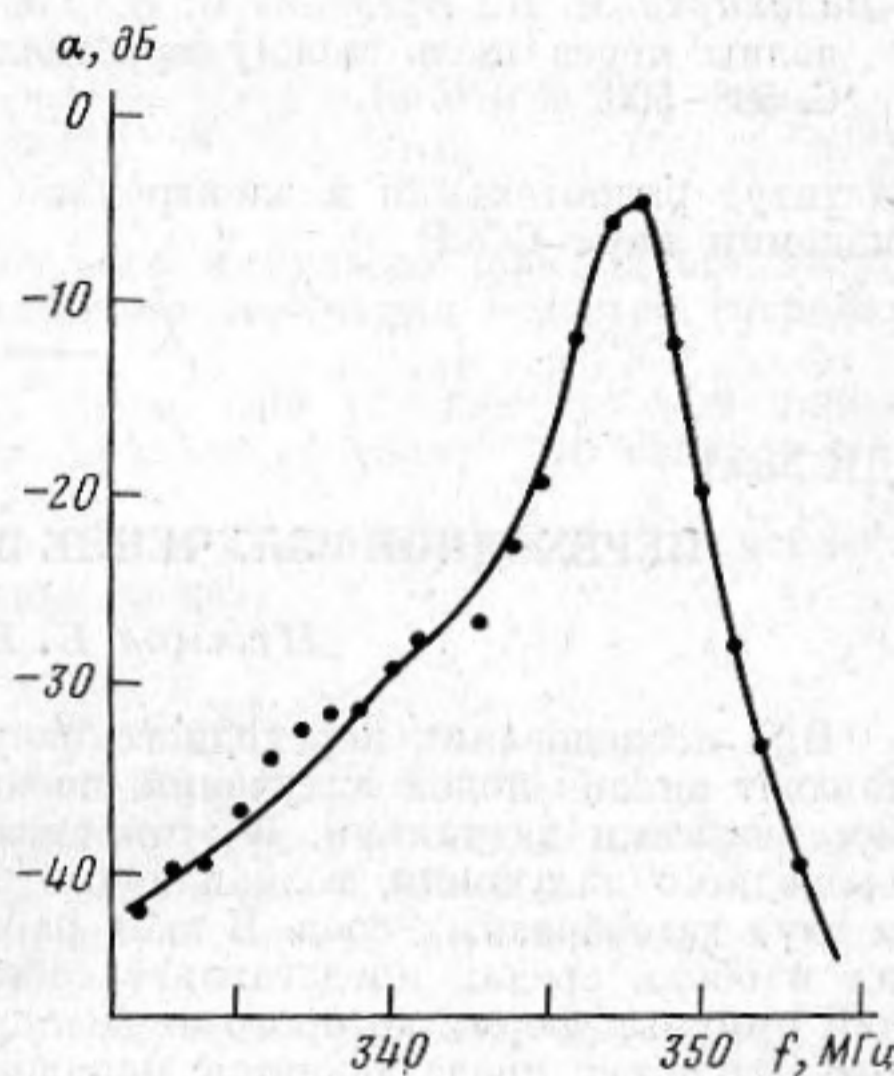
На фиг. 2 представлена экспериментальная зависимость коэффициента прохождения от частоты, снятая в импульсном режиме.

В контрольном опыте поверхности щели покрывались тонким ( $\sim 500 \text{ \AA}$ ) слоем алюминия. При этом сигнал, соответствующий волне, прошедшей через структуру, ослаблялся более чем на 20 дБ и наблюдался на частоте 337 МГц.

Качественно наблюдаемый эффект объясняется следующим образом. При падении объемной продольной волны с частотой  $f_0$  на периодически неровную границу кристалла происходит эффективное возбуждение поверхностных волн Рэлея. При



Фиг. 1. Эскиз экспериментального устройства и его амплитудно-частотная характеристика



Фиг. 2. Амплитудно-частотная характеристика устройства, снятая в импульсном режиме

этом эффективное число периодов решетки, на которых возбуждаемые волны складываются в фазе, еще не успев затухнуть из-за обратного рассеяния в объем на тех же неровностях, составляет величину  $n_{\text{эфф}} \approx 100$  [5, 6] при выбранных размерах канавок. Но возбуждаемые на неоднородностях волны могут не только рассеиваться обратно в объем, но и за счет электрических полей могут переходить на другую границу щели в пьезоэлектрике. Такой переход в ниобате лития  $YZ$ -среза происходит на расстоянии  $\sim 50 \lambda$ . Отсюда видно, что значительная доля энергии ПАВ, возбуждаемых на неоднородностях на одном крае щели, будет переходить на другой край и за счет рассеяния на неоднородностях трансформироваться в энергию прошедшей через щель объемной волны. Так как общая длина решетки (300 периодов) больше указанных характерных длин, конечность решетки, по-видимому, не играет существенной роли.

Следует отметить также, что, как нам представляется, взаимное расположение решеток типа «симметричное», «антисимметричное» или произвольное влияет лишь на фазу прошедшей волны, а не на ее амплитуду.

Количественное сравнение экспериментальных результатов с теорией [1, 2] невозможно, так как расчет в этих работах был проведен для сдвиговых акустических волн. Потери при прохождении волны через щель связаны, по-видимому, с частичной трансформацией продольных волн в поперечные на периодических структурах [5, 6].

В отличие от эффекта просачивания сдвиговой акустической волны через щель в пьезоэлектрике при скользящем падении волны [7, 8] обнаруженное нами прохождение волны через щель с неровными границами наблюдается при нормальном падении волны и является резонансным эффектом.

Авторы выражают благодарность Г. Д. Мансфельду за полезное обсуждение эксперимента.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гуляев Ю. В., Плесский В. П. Резонансное прохождение акустической волны через щель между пьезоэлектриками // ФТТ. 1978. Т. 20. № 1. С. 133–136.
2. Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Плесский В. П. Прохождение акустической волны через щель между пьезоэлектриками, покрытыми диэлектрическими слоями // ФТТ. 1978. Т. 20. № 5. С. 1580–1581.

3. Гуляев Ю. В., Плесский В. П. Щелевые акустические волны в пьезоэлектрических материалах // Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 5. С. 716–720.
4. Балакирев М. К., Горчаков А. В. Связанные поверхностные волны в пьезоэлектриках // ФТТ. 1977. Т. 19. № 2. С. 613–615.
5. Григорьевский В. И., Плесский В. П. Затухание рэлеевской волны при распространении вдоль периодически неровной поверхности кубических и гексагональных кристаллов // Акуст. журн. 1980. Т. 26. № 5. С. 685–689.
6. Авдеев А. Н., Плесский В. П. Распространение волны Рэлея вдоль периодически неровной поверхности изотропного упругого тела // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 3. С. 289–293.
7. Балакирев М. К., Горчаков А. В. Просачивание упругой волны через зазор между пьезоэлектриками // ФТТ. 1977. Т. 19. № 2. С. 571–572.
8. Балакирев М. К., Богданов С. В., Горчаков А. В. Туннелирование ультразвуковой волны через щель между кристаллами подата лития // ФТТ. 1978. Т. 20. № 2. С. 588–590.

Институт радиотехники и электроники  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
20.III.1986

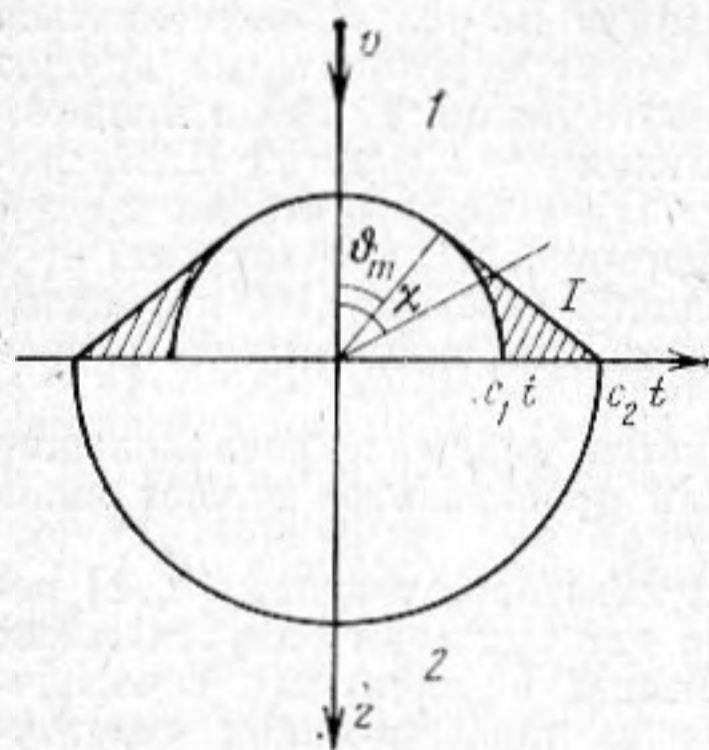
УДК 530.1

## ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В АКУСТИКЕ. ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ

Немцов Б. Е., Эйдман В. Я.

При исследовании переходного излучения звуковых волн особый интерес представляет анализ полей излучения, поскольку именно поле давления регистрируется акустическими датчиками. В этой связи в [1–3] рассматривалась задача о полях переходного излучения, возникающих при пересечении источником границы раздела двух газообразных сред. В этих работах показано, что поле переходного излучения в обеих средах представляет собой локализованный в пространстве сферический импульс, форма которого не меняется при изменении угла наблюдения. Однако этот результат представляется парадоксальным, поскольку импульс переходного излучения, возникающий в момент касания источником границы, испытывает в одной из сред полное внутреннее отражение, в результате чего его форма искажается [4]. Об ошибочности расчета полей переходного излучения в работах [1–3] для области углов, превышающих критический, свидетельствует тот факт, что в этой области углов поле давления, найденное в [1–3], представляет собой комплексную функцию координат и времени.

В настоящей работе точно решается задача о переходном излучении акустических волн и показано, что при углах, больших угла Снелля, поле переходного излучения искажается. Впереди сферического фронта возбуждается боковая волна, амплитуда которой



вблизи сферы  $R=c_1 t$  спадает по закону  $R^{-1}$ , поэтому боковая волна участвует в формировании поля переходного излучения наравне со сферической. Искажается также форма импульса сферической волны за ее фронтом. После прохождения фронта сферической волны тянется медленно спадающий (как  $R^{-1}(t-R/c_1)^{-1}$ ) хвост переходного излучения.

Рассматривается излучение, возникающее при пересечении границы раздела двух жидкостей, характеризуемых акустическими параметрами  $c_1, \rho_1, c_2, \rho_2$  (см. фигуру), источником массы вида  $q=Q/2\pi \delta(z-vt)\lambda(\lambda^2+\rho^2)^{-1/2}$  ( $Q$  — количество вещества, выбрасываемого источником в единицу времени  $\rho=(x^2+y^2)^{1/2}, \lambda \rightarrow 0$ ). Поля находятся из волновых уравнений для потенциала скоростей и граничных условий непрерывности давления и нормальной

компоненты скорости. Выражения для потенциалов скоростей в первой среде можно представить в виде контурных интегралов [4]:

$$\varphi(z < 0, \rho, t) = \frac{iQ}{4\pi^2 R \rho_1 M_1} \oint_{L_0} \frac{[V(\vartheta)(\vartheta^2 - M_1^{-2})^{-1} + W(\vartheta)] \vartheta d\vartheta}{V(\vartheta - \psi_1)(\vartheta - \psi_2) + 2\lambda R^{-2}(|z| - c_1 t) \sqrt{\vartheta^2 - 1}}, \quad (1)$$

где  $V(\vartheta) = (mM_1^{-1} - \sqrt{\vartheta^2 - \alpha^2})(m\vartheta + \sqrt{\vartheta^2 - \alpha^2})^{-1}$ ,  $W = (M_1^{-1} + \sqrt{\vartheta^2 - \alpha^2})^{-1}(m\vartheta + \sqrt{\vartheta^2 - \alpha^2})^{-1}$ ,  $m = \rho_2/\rho_1$ ,  $n = c_1/c_2$ ,  $M_1 = v/c_1$ ,  $\alpha^2 = 1 - n^2$ ,  $\psi_{1,2} = (c_1 t |z| \pm \sqrt{R^2 - c_1^2 t^2})/R^2$ ,  $R = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ . Контур интегрирования  $L_0$  и знаки корней определены в [4].

Рассмотрим поле в случае  $v < c_1 < c_2$ . Простой анализ (1) (см. [4]) показывает, что для момента  $t < |z|/c_1$  кроме полюса  $M_1^{-1}$ , соответствующего квазистатическому полю, внутри контура  $L_0$  особых точек нет. Волновые возмущения возникают, когда  $\psi_1 \rightarrow \alpha$ , т. е. на конической поверхности, определяемой уравнением  $c_1 t = \rho \sin \vartheta_m -$