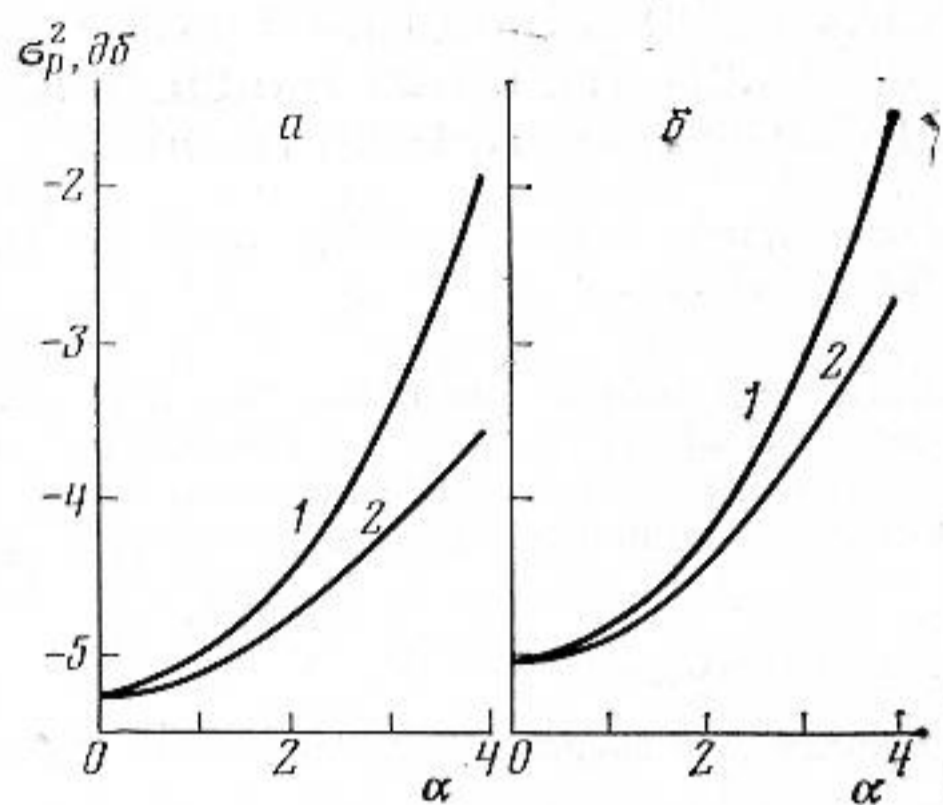


ных на границе полубесконечной среды симметрично относительно источника на волновых расстояниях $n\pi/2$ ($n=1,8$). Поле излучения монополюсного источника компенсируется в центральном секторе с углом 10° при условии неизменности поля в остальном секторе углов. На фиг. 1 приводятся зависимости величины эффекта компенсации σ_p^2 от значения параметра α при различных значениях ε (за 0 дБ принята мощность излучения источника). Из приведенных результатов расчета следует, что при оптимизации распределения потенциалов возбуждения U_p достигается



Зависимость величины эффекта компенсации σ_p^2 от параметра α при $\varepsilon=0,05$ — а и $\varepsilon=0,1$ — б. 1 — решение (2), обеспечивающее наилучший эффект компенсации в среднем; 2 — решение (5), обеспечивающее наилучший эффект компенсации с вероятностью $P_0(\alpha)$

выигрыш эффекта компенсации, определяемый расстоянием между кривыми 1, 2 и увеличивающийся с ростом α . Так, при $\alpha=2$ ($P_0>0,75$) и $\alpha=4$ ($P_0>0,94$) выигрыш эффекта компенсации составляет соответственно 0,25 и 1,60 дБ при $\varepsilon=0,05$, а также 0,17 и 0,92 дБ при $\varepsilon=0,1$.

Таким образом, оптимальные потенциалы возбуждения компенсирующих излучателей, найденные с учетом заданной вероятности максимального эффекта компенсации виброакустического поля, позволяют увеличить эффект компенсации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Анфиногентов В. И., Любашевский Г. С., Тартаковский Б. Д., Чони Ю. И. Об оптимальном распределении потенциалов возбуждения излучателей при синтезе систем компенсации виброакустических полей. — Акуст. журн., 1983, т. 29, № 6, с. 728–732.
2. Венгцель Е. О. Теория вероятности. М.: Наука, 1969.

Акустический институт им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР
Казанский авиационный институт
им. А. Н. Туполева

Поступило в редакцию
5.VII.1983

УДК 534.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КЛИНОВЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Боженко В. В., Иванов-Шуц К. М., Случ М. И.,
Солодов И. Ю.

Функциональные возможности устройств акустоэлектроники и акустооптики во многом определяются разнообразием характеристик используемых акустических волн. Среди различных типов акустических волн в последнее время привлекают внимание клиновые волны [1] — неоднородные возмущения, локализованные вблизи ребра двугранного угла. Для этих волн характерно отсутствие дисперсии, а их скорость может быть значительно меньше, скорости поверхностных (релеевских) волн. Исследование характеристик клиновых волн проводилось в основном в теоретическом плане. В общем случае получить точное аналитическое решение задачи волнового распространения в твердом клине не удастся, поэтому для нахождения характеристик клиновых акустических волн используются численные расчеты методом конечных элементов [2] или приближенные аналитические подходы [3, 4]. В результате получены приближенные формулы для расчета фазовой скорости антисимметричных мод клина, наиболее употребительная из которых имеет вид [1]

$$v_m \approx v_R \sin(m\alpha), \quad (1)$$

Фазовые скорости клиновых акустических волн (КАВ) ($\times 10^{-3}$ м/с)

| Тип волны | ПАВ | КАВ ($\alpha=90^\circ$) | Антисимметричные моды ($\alpha=15^\circ$) | | | | |
|---------------------|-------------------|---------------------------|---|---------------|---------------|---------------|---------------|
| | | | v_1 | v_2 | v_3 | v_4 | v_5 |
| Измеренная скорость | $3,004 \pm 0,003$ | $2,956 \pm 0,006$ | $0,8 \pm 0,1$ | $1,4 \pm 0,1$ | $1,7 \pm 0,2$ | $2,1 \pm 0,2$ | $2,4 \pm 0,2$ |
| Расчетная скорость | — | 2,93 | 0,8 | 1,5 | 2,1 | 2,6 | 2,9 |

где v_R — скорость релеевской волны, α — угол клина, m — порядок моды. Количество антисимметричных мод в клине определяется условием $m\alpha < \pi/2$; таким образом, одномодовый режим имеет место лишь для клиньев с углом $\alpha \geq 45^\circ$.

Имеющиеся экспериментальные данные ограничены измерением скорости, исследованием возбуждения встречно-штыревыми преобразователями и эффекта свертки первых двух антисимметричных мод [1].

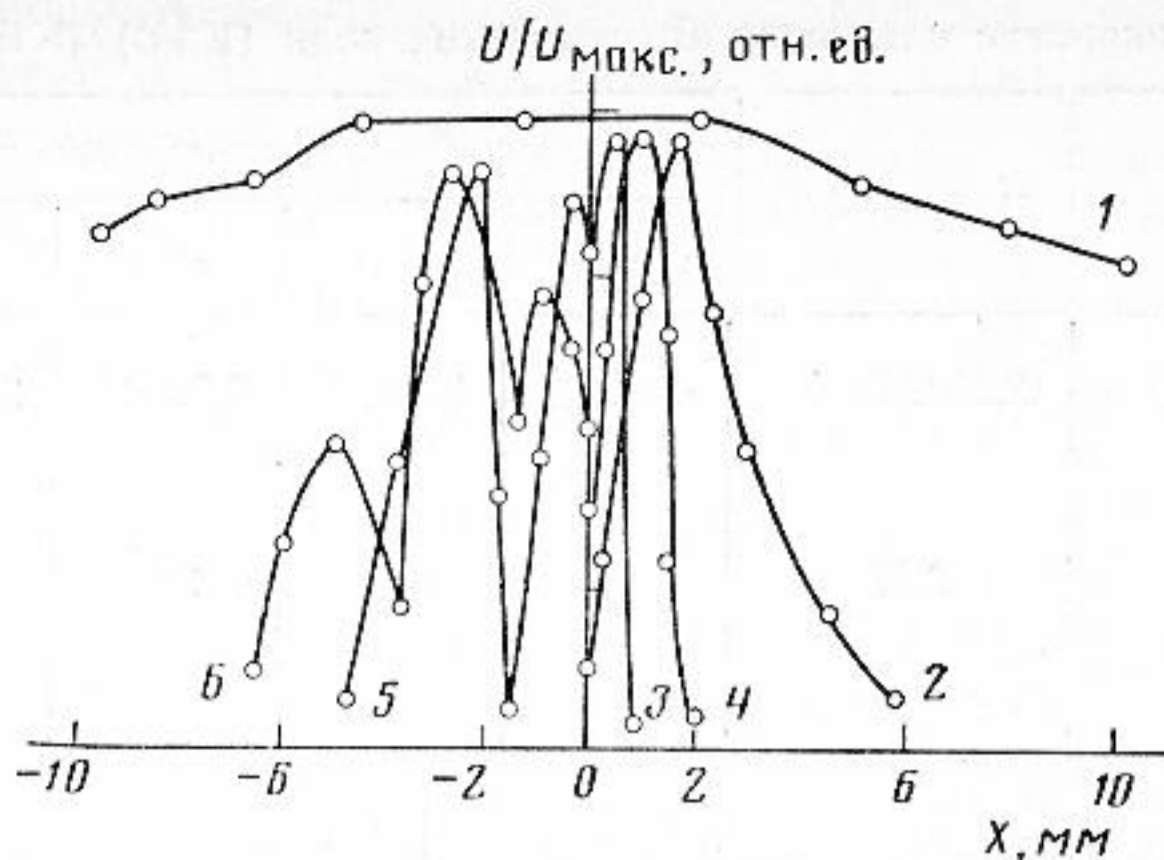
В настоящей работе экспериментально изучается возможность возбуждения клиновых волн в изотропном непьезоэлектрическом материале, впервые проводится измерение фазовых скоростей и областей локализации упругих смещений мод различных (в том числе и высоких) порядков.

Измерения проводили на частоте 1 МГц для двух стальных образцов (высота клиньев 5 см, усечение не более 5 мкм) с углами при вершине $\alpha=15$ и 90° . Возбуждение и прием волн осуществлялись клиновыми преобразователями, обычно используемыми для возбуждения и приема поверхностных волн в изотропных телах [5]. Клиновые преобразователи изготавливались из оргстекла и устанавливались на боковую поверхность исследуемого образца; при этом пучок возбуждаемых в них продольных волн падал на плоскость клина вблизи его вершины, а угол падения можно было изменять в пределах от 0 до 90° . На пьезокерамический преобразователь продольных волн подавались радиоимпульсы амплитудой ≈ 200 В и длительностью несколько мкс; сигналы с приемного преобразователя усиливались широкополосным усилителем (полоса до 10 МГц, чувствительность 100 мкВ) и регистрировались на экране осциллографа.

Для 90° -клиньев наблюдался одномодовый режим — максимум амплитуды импульса клиновой волны регистрировался при величине угла падения возбуждающей продольной волны $\theta_{\text{опт}}^{\text{КАВ}} = 73^\circ$, против $\theta_{\text{опт}}^{\text{ПАВ}} = 69^\circ$ в случае возбуждения релеевских волн в этом же образце, когда клиновые преобразователи располагались вдали от вершины клина. В одномодовом режиме измерения скорости клиновой волны проводилось фазовым методом: сдвиг фазы между напряжением задающего генератора, работавшего в непрерывном режиме, и приемного преобразователя регистрировался по форме фигур Лиссажу на экране осциллографа. Перемещение приемного преобразователя приводило к «повороту» ф. Лиссажу и измерялось с помощью микрометра, что позволяло определять длину исследуемой акустической волны с точностью 0,1–0,5%. Полученные значения фазовых скоростей поверхностных и клиновых волн приведены в таблице. Уменьшение скорости волн вблизи кромки (с $3,004$ до $2,956 \cdot 10^3$ м/с) хорошо соответствует отмеченному выше изменению оптимального угла возбуждения $\sin \theta_{\text{опт}}^{\text{ПАВ}} / \sin \theta_{\text{опт}}^{\text{КАВ}} = v_{\text{КАВ}} / v_{\text{ПАВ}} = 0,984$, а также теоретическим оценкам [1].

Для 15° -образца наблюдалось одновременное возбуждение нескольких импульсов, соответствующих различным модам. В общем случае возбуждалось пять мод; соотношение между амплитудами импульсов различных мод существенно зависело от угла падения продольной волны в клиновом преобразователе. В многомодовом режиме измерение скоростей клиновых волн осуществлялось импульсным методом. Согласно данным, приведенным в таблице, их скорости оказались значительно ниже скорости релеевской волны: так, скорость первой моды равна всего 800 м/с. Расчетные значения фазовых скоростей антисимметричных клиновых мод, полученные по приближенной формуле (1), также приведены в таблице, откуда видно, что хорошее совпадение с экспериментом наблюдается лишь для первых двух мод. Для скоростей мод высших порядков расчет дает завышенные значения. Отметим также, что скорости всех антисимметричных мод оказались ниже скорости продольных волн в оргстекле ($\approx 2,6 \cdot 10^3$ м/с), поэтому их возбуждение методом клина реализуется на пространственных гармониках периодической «решетки», образованной падающей продольной волной.

Для определения локализации энергии клиновых мод использовался акустоэлектрический зонд [6], изготовленный из кристалла CdS, с размером контактной площадки $0,5 \times 0,5$ мм². Перемещение зонда в направлении X, перпендикулярном ребру клина, осуществлялось с точностью 0,1 мм. Полученные зависимости нормированных амплитуд импульсов различных клиновых мод от координаты зонда приведены на фигуре. Характерный для всех мод минимум показаний в области $X=0$,



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 $\approx 1 \text{ мм}^2$, 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. Analysis 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 flexural 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., Земляничин 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.