

УДК 534.26

К ВОПРОСУ О ВОЗБУЖДЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ
АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН С ПОМОЩЬЮ КЛИНА*Гуляев Ю. В., Плесский В. П., Тен Ю. А.*

Рассмотрено возбуждение сдвиговых поверхностных акустических волн (ПАВ) при помощи клина. Найдены зависимости амплитуды возбуждаемой ПАВ и эффективности работы клинового преобразователя от угла падения объемной волны и размеров клина. На основании полученных результатов для системы $\text{LiIO}_3 - \text{CdS}$ рассчитаны оптимальные размеры клина, при которых эффективность преобразования достигает 80%.

Возбуждение поверхностных акустических волн (ПАВ) при помощи клина — один из старых, испытанных способов [1]. Хотя в акустоэлектронных устройствах при возбуждении ПАВ в пьезоэлектриках используются более совершенные встречно-штыревые преобразователи, в лабораторных исследованиях клинья по-прежнему широко применяются для возбуждения ПАВ в непьезоэлектрических материалах, а также в тех случаях, когда расположение источника ПАВ надо изменять. Достоинством клинообразных преобразователей является также широкополосность [2].

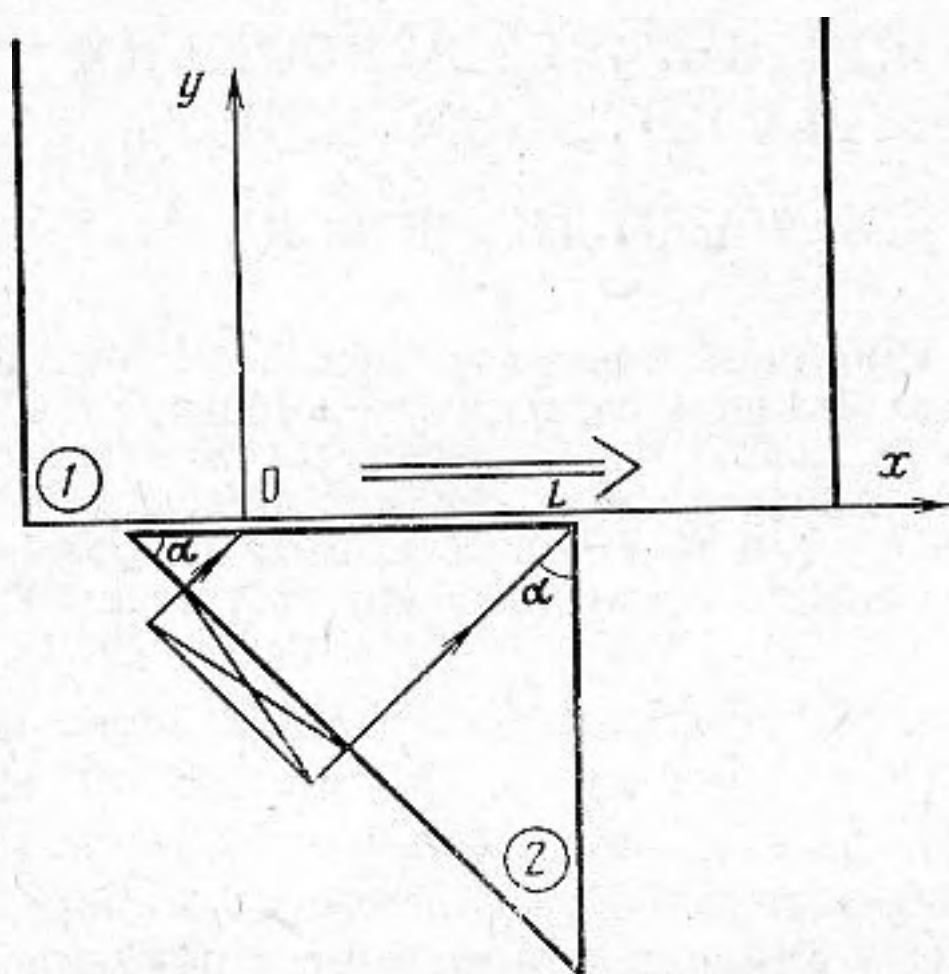
Вместе с тем эффективность преобразования клином объемной волны в поверхностную невелика и потери составляют на практике 30—40 дБ для волн Рэлея. Простая модель заданных возмущений [1] не описывает количественно работу такого преобразователя и не позволяет сделать каких-либо предсказаний о его эффективности. Выводы этой теории о необходимости выбора угла клина (угла падения объемной волны в клине на поверхность) из условия синхронизма объемной волны в клине с возбуждаемой поверхностной волной также не вполне точны [2]. Как показали Бертони и Тамир [2], поверхностные волны под клином надо рассматривать как «утекающие» волны, постоянно излучающие энергию в клин. При этом условие синхронизма и эффективность приема поверхностной волны клином радикальным образом зависит от степени связи (вида контакта) между клином и подложкой. При правильном выборе промежуточного слоя между клином и подложкой преобразование поверхностной волны в объемную может быть почти полным [2].

Ниже мы покажем, что в случае возбуждения ПАВ клином кроме утекающих волн надо учитывать, что при отражении объемных волн в такой системе возникают сопутствующие приповерхностные колебания, амплитуда которых при определенных условиях может быть велика, а пространственная структура колебаний в подложке при этом весьма близка к структуре ПАВ.

Мы будем рассматривать возбуждение клином чисто сдвиговых электроакустических волн [3, 4], хотя описываемая методика годится для изучения возбуждения ПАВ любых типов. Отметим, что такой способ возбуждения сдвиговых ПАВ в пьезоэлектриках интересен с практической точки зрения, поскольку при использовании встречно-штыревых преобразователей в этом случае имеются известные трудности. В качестве примера мы рассмотрим возбуждение сдвиговой волны в кристалле иодата лития

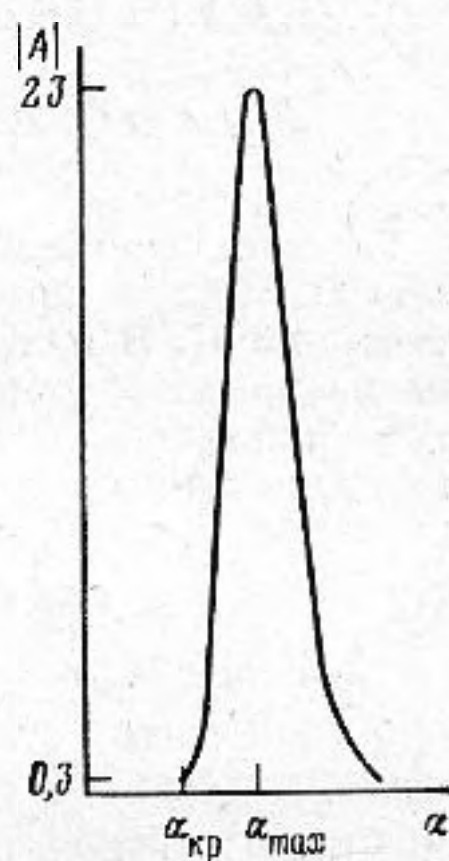
(LiIO₃) при помощи клина из CdS. (Создание электродных структур на LiIO₃ затруднено ввиду его растворимости в воде, используемой в процессах фотолитографии.) Считается, что механический контакт между средами отсутствует и взаимодействие волны происходит исключительно через электрическое поле.

Рассмотрим сначала отражение плоской объемной сдвиговой волны, падающей в кристалле CdS на поверхность раздела (фиг. 1), предполагая фронт неограниченно широким. Гексагональные оси кристаллов направлены вдоль OZ, так же направлена единственная компонента смещения всех рассматриваемых сдвиговых волн. Ось OY перпендикулярна плоскости



Фиг. 1

Фиг. 1. Геометрия задачи



Фиг. 2

Фиг. 2. Зависимость амплитуды возбуждаемой ПАВ от угла падения объемной волны

щели. Будем рассматривать падение сдвиговой волны в кристалле CdS под углом $\alpha > \alpha_{кр}$ ($\sin \alpha_{кр} = k_1/k_2$), $k_{1,2}$ — волновые числа объемной сдвиговой волны в материале подложки и слое соответственно, когда имеет место полное внутреннее отражение. В этом случае электрические поля, проникающие из материала клина (среда 2, CdS) в подложку (среда 1, LiIO₃), могут вызвать в ней только колебания, имеющие приповерхностный характер. Уравнение движения и граничные условия, необходимые для решения такой задачи, стандартны. В результате решения для амплитуды отраженной волны получается выражение

$$(1) \quad U_{отр} = \frac{\kappa_1 \varepsilon_1' \eta_2' \sin \alpha - i \cos \alpha (\kappa_1 - \varepsilon_2' \eta_1' q)}{\kappa_1 \varepsilon_1' \eta_2' \sin \alpha + i \cos \alpha (\kappa_1 - \varepsilon_2' \eta_1' q)} U_{пад}.$$

В подложке возникают приповерхностные колебания вида $U = A U_{пад} \times \times e^{-\kappa_1 y + i q x}$, амплитуда которых определяется величиной

$$(2) \quad A = - \frac{2i(\beta_2/\beta_1) \eta_1' \varepsilon_1'}{(\sqrt{\sin^2 \alpha - \sin^2 \alpha_{кр}}/\cos \alpha) \varepsilon_1' \eta_2' + i(\sqrt{\sin^2 \alpha - \sin^2 \alpha_{кр}}/\sin \alpha - \varepsilon_2' \eta_1')}$$

В формулах (1) и (2) обозначено: β_1, β_2 — пьезомодули β_{15} (индексы «1» и «2» везде относятся к параметрам подложки и клина соответственно), $\eta_1' = \eta_1/(1 + \eta_1)$; ($\eta_1 = 4\pi\beta_1^2/\varepsilon_1 c_1$), аналогично определяется η_2' — безразмерные пьезоконстанты, предполагаемые малыми ($\eta_{1,2}' \ll 1$), $\varepsilon_1' = \varepsilon_1/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$; $\varepsilon_2' = \varepsilon_2/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$; $\varepsilon_{1,2}$ — диэлектрические постоянные, $q = k_2 \sin \alpha$ (k_2 — волновое число сдвиговой объемной волны в материале клина), $\kappa_1 = \sqrt{q^2 - k_1^2}$

(k_1 — волновое число сдвиговой объемной волны в пьезокристалле — подложке) — константа, описывающая затухание приповерхностных колебаний в глубь подложки. Константа κ_1 может быть записана в виде

$$\kappa_1 = q \sqrt{\sin^2 \alpha - \sin^2 \alpha_{кр}} / \sin \alpha.$$

Легко видеть из (1), что при угле $\alpha > \alpha_{кр}$ отраженная волна по амплитуде равна падающей. Исследование же зависимости амплитуды (2) приповерхностных колебаний от угла обнаруживает резкий максимум при выполнении условия

$$(3) \quad \kappa_1 = (\varepsilon_2' \eta_1' - \varepsilon_1' \eta_{14}') q,$$

где

$$\eta_{14}' = \eta_{14} / (1 + \eta_{14}) \quad (\eta_{14} = 4\pi \beta_{14}^2 / \varepsilon_1 c_1).$$

Отметим, что LiIO_3 принадлежит к классу 6 и имеет дополнительный пьезомодуль β_{14} . Учет этого модуля заметно усложняет формулы (1), (2), однако ввиду того, что η_{14} на два порядка меньше η_1 , количественно и качественно результаты не меняются. На фиг. 2 показана зависимость $|A|$ от угла для системы подложка LiIO_3 — клин CdS . Условие (3) означает необходимость выполнения синхронизма между падающей волной и поверхностной сдвиговой электроакустической волной в подложке, структура которой в данном случае слабо меняется ввиду малости взаимодействия. Используя условие (3), легко показать, что $\max |A| \sim \beta_2 / \beta_1 \eta_2' \gg 1$. Можно показать также, что ширина резонанса мала и при всех углах в области резонанса условие (3) выполнено с точностью до следующего порядка по малым параметрам: $\kappa_1 - \varepsilon_2' \eta_1' q \approx \eta_1' \eta_2' q$. Таким образом, структура возбуждаемых колебаний практически совпадает в области резонанса со структурой чисто сдвиговой ПАВ, которая распространялась в подложке, если бы материал клина не обладал пьезоэффектом. Возбуждаемые колебания аналогичны сопутствующим поверхностным колебаниям [5, 6].

Полученное решение, однако, не описывает возбуждение ПАВ при помощи клина конечных размеров, поскольку найденная волна имеет одинаковую амплитуду во всех точках, в том числе и при $x=0$, где возбуждение волн только начинается и амплитуда должна обращаться в нуль. Формула (2) описывает «вынужденное» решение и годится в тех ситуациях, когда клин достаточно большой (критерий указан ниже) и амплитуда возбуждаемых волн успевает установиться.

В общем случае мы должны учитывать не только «вынужденные» волны, но и «собственные» волны, которые могут распространяться в подложке при отсутствии падающей на границу объемной волны. Эти волны затухают вдоль оси Ox , так как вследствие выполнения условия синхронизма их энергия постоянно излучается в объем второй среды (клина). Дисперсионное уравнение этих волн имеет вид

$$(4) \quad \kappa_1 = q \varepsilon_2' \eta_1' + i(q/q_2) \varepsilon_1' \eta_2' \kappa_1.$$

Здесь q_2 — y -компонента волнового вектора рассеянной в объем волны: $q_2 = \sqrt{k_2^2 - q^2}$. В тех же приближениях, что и выше, имеем

$$(5) \quad \kappa_1 \approx q \varepsilon_2' \eta_1' + i(q^2/q_2) \varepsilon_1' \varepsilon_2' \eta_1' \eta_2',$$

т. е. слабое взаимодействие, приводящее к затуханию волны, мало меняет ее структуру, а угол, под которым излучаются объемные волны, совпадает с найденным ранее резонансным углом. Коэффициент затухания волны дается формулой

$$(6) \quad q'' = k_1 \frac{\varepsilon_1' \varepsilon_2'^2 \eta_1'^2 \eta_2'}{1 - \varepsilon_2'^2 \eta_1'^2} \text{tg } \alpha_{кр}.$$

Обратная величина определяет характерную длину установления амплитуды ПАВ и характерный размер клина, необходимый для возбуждения ПАВ данной длины.

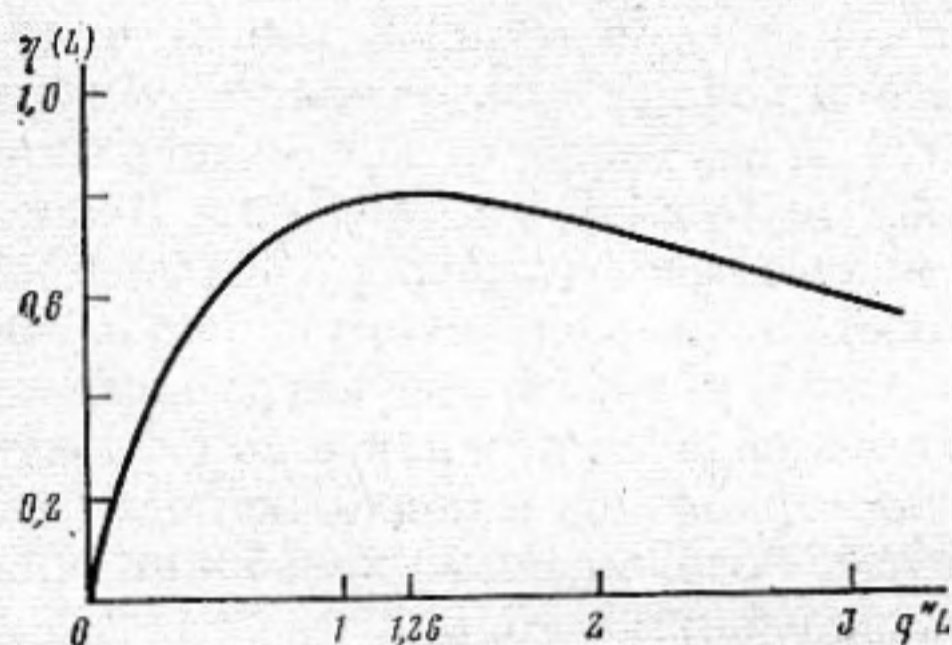
Поскольку структура вынужденной волны в подложке при резонансе совпадает со структурой собственной волны, мы можем подобрать амплитуду последней таким образом, чтобы при $x=0$ волны взаимно гасились. Такое решение и будет описывать возбуждение ПАВ клином конечных размеров. Эффективность преобразования объемной волны в поверхностную, т. е. отношение энергии, уносимой ПАВ, к энергии объемных волн, падающих на конечный участок $0 < x < L$ (фиг. 1), дается формулой

$$(7) \quad \eta(\alpha, L) = \frac{\rho_1 v_1}{2\rho_2 v_2 \kappa_1 \cos \alpha} \frac{(1 - \exp(-q''L))^2}{L} |A|^2,$$

где $\rho_{1,2}$ и $v_{1,2}$ — плотности материалов и скорости сдвиговых объемных волн, $q'' = \text{Im } q$. При $\alpha = \alpha_{\text{max}}$ выражение (7) упрощается:

$$(8) \quad \max \eta(L) = 2 \frac{(1 - \exp(-q''L))^2}{q''L}, \quad \left(\begin{array}{l} \alpha_{\text{кр}} = 44^\circ 20' \\ \alpha_{\text{max}} = 45^\circ 20' \end{array} \right).$$

При выходе волны из-под клина происходит трансформация ее структуры из-за изменения граничных условий и часть энергии ПАВ рассеивается в объем.



Фиг. 3. Зависимость эффективности работы клинового преобразователя от длины основания клина

Формулы (7) и (8) дают, таким образом, завышенную оценку эффективности. На фиг. 3 построен график функции (8). Максимальная эффективность работы клина достигается при $q''L \approx 1,26$ (что соответствует $L \approx 240\lambda$ для системы $\text{LiIO}_3\text{—CdS}$) и составляет $\sim 80\%$. При расчете потоков энергии мы учитывали только механическую энергию, пользуясь малостью пьезоконстант. Клип малых размеров ($q''L \ll 1$) работает неэффективно, так как амплитуда возбуждаемых ПАВ мала (пропорциональна L), при $q''L \gg 1$

амплитуда возбуждаемых волн не нарастает с увеличением L и большая часть объемных волн отражается обратно в материал клина. Вместе с тем максимум кривой на фиг. 3 весьма широкий и эффективная работа клина может иметь место при $0,5 \lesssim q''L \lesssim 3$, что обеспечивает при заданной длине L большую широкополосность преобразования.

В заключение отметим, что использованный здесь метод расчета аналогичен примененному ранее для расчета структурного преобразователя [7].

Один из авторов выражает благодарность А. В. Горчакову, в дискуссии с которым родилась идея данного расчета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Викторов И. А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука 1966.
2. Bertony H. L., Tamir T. IEEE trans. on SU, 1975, v. SU-22, № 6, p. 415–420.
3. Гуляев Ю. В. Поверхностные электрорезонансные волны в твердых телах. — Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, № 1, с. 63–65.
4. Bleustein J. L. A new surface wave in piezoelectric materials. — Appl. Phys. Lett., 1968, v. 13, № 12, p. 412–413.
5. Гуляев Ю. В., Курач Т. Н., Плесский В. П. Возбуждение и прием волн Лява при помощи структурного преобразователя. — Акуст. ж., 1980, т. 26, № 4, с. 540–550.

Институт радиотехники
и электроники Академии
наук СССР

Поступила в редакцию
28.X.1980