

УДК 534.2

©1995

КВАЗИПРОДОЛЬНЫЕ ПСЕВДОПОВЕРХНОСТНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ТРИГОНАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.И.Козлов

Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязино, Московская область
(Поступила в Редакцию 28 июня 1994 г.)

Численно изучены квазипродольные псевдоповерхностные акустические волны в кристаллах классов *32* и *3т*. Показано, что в некоторых срезах таких кристаллов волны данного типа имеют достаточно низкий коэффициент затухания. Изучены высокоскоростные решения задачи о распространении упругих волн в анизотропном пьезоэлектрическом полупространстве для случая, когда решения типа псевдоповерхностной акустической волны не существуют.

С тех пор как в 1967 г. была установлена возможность существования в кристаллах псевдоповерхностных (вытекающих) акустических волн [1], эти волны нашли широкое применение в устройствах акустоэлектроники [2]. По сравнению с волнами Рэлея псевдоповерхностные упругие волны обладают значительно более высокой скоростью распространения, однако в большинстве кристаллографических направлений, где эти волны обнаружены, они испытывают довольно сильное затухание при распространении из-за излучения в объем кристалла медленной квазипоперечной волны. Ясно, что еще более сильное затухание должны испытывать так называемые квазипродольные или высокочастотные псевдоповерхностные волны [3,4], которые распространяются вдоль поверхности со скоростью, превышающей скорости обеих квазипоперечных объемных волн, и излучают эти волны. Однако, поскольку общие условия существования вытекающих упругих волн в анизотропных средах не сформулированы, всегда остается возможность обнаружения кристаллографических срезов, в которых и квазипродольная вытекающая волна затухает достаточно слабо, как это бывает в случае обычных (медленных) псевдоповерхностных волн [2]. В настоящей работе будет показано, что в ряде срезов кристаллов ниобата лития и кварца расчетные потери на распространение квазипродольных вытекающих акустических волн малы; это могло бы позволить использовать такие волны в устройствах обработки информации.

Для расчетов параметров квазипродольных псевдоповерхностных упругих волн использовалась стандартная процедура [5] с учетом пьезоэффекта. Считалось, что неподвижная ось X_1 совпадает с направлением распространения волны, ось X_3 — с внешней нормалью к поверхности, а ось X_2 дополняет правую систему координат. Амплитуда

упругой волны, связанной с волной электростатического потенциала, в кристалле ищется в виде

$$\begin{cases} u_j = U_j \exp\{i[q_1(1 + i\delta)x_1 + q_3x_3 - \omega t]\}, \\ \phi = \Phi \exp\{i[q_1(1 + i\delta)x_1 + q_3x_3 - \omega t]\}, \end{cases} \quad (1a)$$

а в вакууме

$$\phi_v = \Phi_v \exp\{i[q_1(1 + i\delta)x_1 - \omega t] - (1 + i\delta)q_1x_3\}, \quad (1b)$$

где u_j ($j = 1, 2, 3$) — компоненты вектора упругих смещений, ϕ — электростатический потенциал, ω — циклическая частота, $q_1(1 + i\delta)$ и q_3 — компоненты волнового вектора. Искомые решения для некоторых выбранных значений ω , q_1 и δ подставляются в систему уравнений движения

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_l} + e_{ijk} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_k}, \\ e_{ijk} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_j} = \varepsilon_{ik} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_k}. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $i, j, k, l = 1, 2, 3$; ρ — плотность кристалла; c_{ijkl} , e_{ijk} , ε_{ij} — соответственно тензоры упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических констант. При этом получается система четырех линейных алгебраических уравнений относительно четырех неизвестных U_j и Φ , детерминант которой должен равняться нулю. Это условие дает уравнение восьмой степени относительно q_3 , из которого можно получить восемь значений коэффициента изменения амплитуды упругой волны с глубиной. Из восьми полученных значений q_3 удерживались два с отрицательной мнимой частью и два с положительной мнимой и отрицательной действительной частью. Два последних корня соответствуют излучению двух квазисдвиговых объемных волн вглубь кристалла. Общее решение задачи подставляется в систему уравнений граничных условий, состоящих в непрерывности потенциала на границе кристалла с вакуумом и в равенстве нулю упругих напряжений и нормальной компоненты вектора электрической индукции. Для металлизированной поверхности последнее условие заменяется равенством нулю электростатического потенциала. Вычисляется детерминант системы уравнений граничных условий, а затем значения q_1 и δ изменяются до тех пор, пока модуль этого детерминанта не становится достаточно малым. То обстоятельство, что модуль детерминанта граничных условий равнялся нулю, а не просто достигал локального минимума, выборочно проверялось по одновременному изменению знака действительной и мнимой частей детерминанта матрицы импеданса [6], который в окрестности нуля не испытывает таких осцилляций, как первый [7].

Зависимости скорости быстрой вытекающей волны, коэффициента затухания и нормированных амплитуд компонент вектора упругих смещений от угла β отклонения кристаллографической оси Z от нормали X_3 приведены на рис. 1 для лангасита ($\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$) ($\beta = 0$ соответствует Z -срезу кристалла, $\beta = 90^\circ$ — Y -срезу). Из представленных графиков видно, что в любом повернутом Z -срезу этого кристалла скорость квазипродольной вытекающей волны меньше скорости объемной квазипродольной волны, а коэффициент затухания в направлении распространения очень велик: от 4 до 13 дБ на длину волны, что вполне

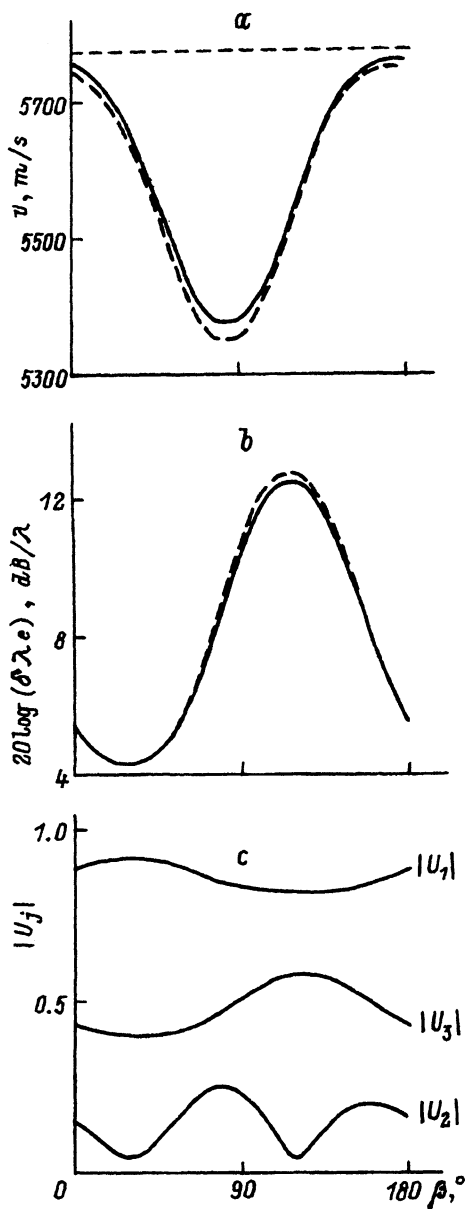


Рис. 1. Скорость (а), коэффициент затухания (b) и компоненты вектора упругих смещений для квазипродольной псевдоповерхностной акустической волны (с) в направлении оси X для лангасита.

Сплошные линии — свободная поверхность, длинные штрихи — металлизированная поверхность, короткие — скорость объемной квазипродольной волны, разница между величинами компонент смещений на свободной и на металлизированной поверхностях в масштабе рисунка неразличима.

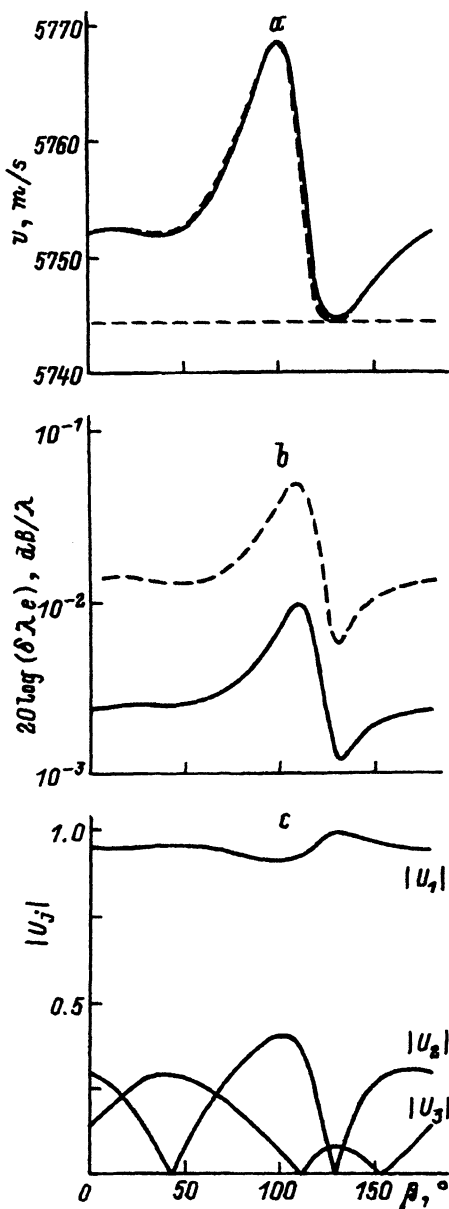


Рис. 2. Скорость (а), коэффициент затухания (b) и компоненты вектора упругих смещений для квазипродольной псевдоповерхностной акустической волны (с) в направлении оси X для кристалла кварца.

Обозначения те же, что и на рис. 1.

согласуется с имеющимися данными для изотропного твердого тела и для некоторых кубических кристаллов [3,4].

Однако в повернутых Z -срезах кварца это не так: скорость быстрой псевдоповерхностной волны для любого значения угла β превосходит скорость объемной волны на величину порядка 1%, а потери на распространение не превышают 10^{-2} и $5 \cdot 10^{-2}$ дБ/λ на свободной и металлизированной поверхности соответственно (рис. 2). λ — длина волны в плоскости поверхности.

В ниобате лития решение типа быстрой вытекающей волны обнаружено лишь для отдельных срезов. Соответствующие графики представлены на рис. 3 в зависимости от угла β , при этом первый угол Эйлера между направлением распространения X_1 и кристаллографической осью X составляет $\alpha = 45^\circ$. Из рис. 3 видно, что искомое решение существует для $61.8^\circ \leq \beta \leq 82.8^\circ$ и $136.35^\circ \leq \beta \leq 173.5^\circ$ на свободной поверхности и для всех значений β , кроме интервала $9.45^\circ \leq \beta \leq 38^\circ$ на металлизированной поверхности. Коэффициент затухания при этом уменьшается к границам интервалов, на которых решение типа квазипродольной вытекающей волны существует. Как и для кристаллов лангасита и кварца, компонента u_1 , совпадающая с направлением распространения, доминирует в упругом смещении (рис. 1,с, 2,с и 3,с). За пределами отмеченных выше интервалов решение типа быстрой вытекающей волны не обнаружено, а граничным условиям удовлетворяет четырехпарциальная электроакустическая волна, три компоненты которой с глубиной уменьшаются по амплитуде, а четвертая — растет, причем действительная часть волнового вектора этой четвертой парциальной волны направлена из глубины полупространства к поверхности. Таким образом, данная четырехпарциальная мода может рассматриваться как результат падения неоднородной объемной квазипродольной волны на границу кристалла с вакуумом: при отражении возникает три неоднородных электроакустических волны, а поскольку амплитуда падающей волны с удалением от границы растет, то коэффициент затухания всей четырехпарциальной моды в направлении распространения отрицателен (на рис. 3,б модуль этого коэффициента затухания обозначен пунктиром).

Интересная особенность решения типа квазипродольной псевдоповерхностной упругой волны обнаруживается для кварца при $-35^\circ (145^\circ) \leq \beta \leq 98^\circ$ и для ниобата лития при $165^\circ \leq \beta \leq 173.5^\circ$ (рис. 2,а и 3,а): скорость волны на свободной поверхности меньше, чем на металлизированной. Это может быть объяснено тем, что бесконечно тонкое металлическое покрытие на поверхности пьезоэлектрика сильно изменяет свойства вытекающей волны; действительно, углы, под которыми излучаются объемные волны, при металлизации поверхности возрастают, возрастает также и коэффициент затухания (рис. 3,б).

Зависимости скорости быстрой вытекающей волны, потерь на распространение и нормированных амплитуд компонент вектора упругих смещений от угла α (при $\beta = 154^\circ$) для ниобата лития изображены на рис. 4. Здесь представлены все особенности таких волн, обнаруженные для кристалла ниобата лития: решение на свободной поверхности обнаружено лишь в интервале $29.5^\circ \leq \alpha \leq 74^\circ$, а при $55^\circ \leq \alpha \leq 74^\circ$ скорость на металлизированной поверхности превышает скорость на свободной.

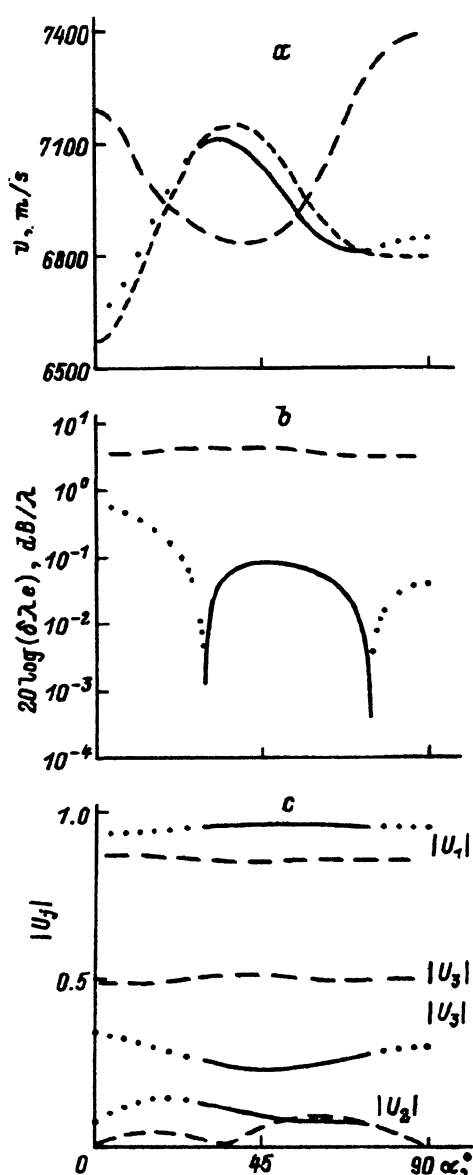
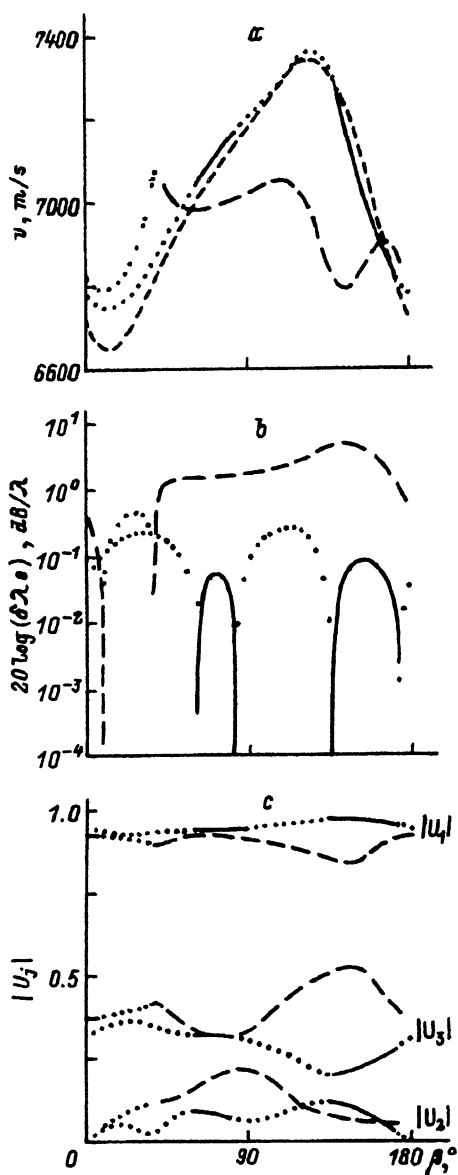


Рис. 3. Скорость (а), коэффициент затухания (b) и компоненты вектора упругих смещений для квазипродольной псевдоповерхностной акустической волны (с) в зависимости от угла Эйлера β в ниобате лития (угол $\alpha = 45^\circ$).

Сплошные линии — свободная поверхность, длинные штрихи — металлизированная поверхность, короткие — скорость объемной квазипродольной волны, пунктир — отражение неоднородной квазипродольной волны от границы кристалла.

Рис. 4. Скорость (а), коэффициент затухания (b) и компоненты вектора упругих смещений для квазипродольной псевдоповерхностной акустической волны (с) в зависимости от угла Эйлера α в ниобате лития (угол $\beta = 154^\circ$).

Обозначения те же, что и на рис. 3.

Заметим еще, что материальные константы для кристалла LiNbO_3 уточняются до настоящего времени [8], однако все описанные особенности квазипродольных псевдоповерхностных акустических волн в этом кристалле не меняются при замене констант, меняются лишь значения характерных углов.

Таким образом, рассчитаны свойства быстрой псевдоповерхностной акустической волны в направлении оси X кристаллов лангасита и кварца, а также в ряде дважды повернутых срезов ниобата лития. Для SiO_2 и LiNbO_3 обнаружены направления, в которых коэффициент затухания такой волны достаточно мал, что в совокупности с высокой скоростью распространения может быть важным для использования таких волн в радиоэлектронных устройствах.

Список литературы

- [1] Engan H., Ingebrigtsen K.A., Tonning A. Appl. Phys. Lett. **10**, 11, 311 (1967).
- [2] Yamanouchi K., Takeuchi M. Proc. IEEE Ultrasonics Symp. Honolulu (1990), V. 1, P. 11-18.
- [3] Glass N.E., Maradudin A.A. J. Appl. Phys. **54**, 2, 796 (1983).
- [4] Camley R.E., Nizzoli F. J. Phys. C: Solid State Phys., **18**, 4795 (1985).
- [5] Lim T.C., Farnell G.W. J. Acoust. Soc. Amer. **45**, 4, 845 (1969).
- [6] Ingebrigtsen K.A., Tonning A. Phys. Rev. **184**, 3, 942 (1969).
- [7] Тазиев Р.М. Канд. дисс. Новосибирск (1988), 151 с.
- [8] Kovacs G., Anhorn M., Engan H.E., Visintini G., Ruppel C.C.W. Proc. IEEE Ultrasonics Symp. Honolulu (1990), V. 1, P. 435-438.