АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIV 1988 Вып. 4

УДК 537.228.1:621.315.4

АНАЛИЗ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОБЪЕМНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ОТ ПОВЕРХНОСТИ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКОВ

Можаев В. Г.

Развит приближенный метод анализа электрических полей, возникающих при наклонном падении и отражении объемных волн от плоской поверхности пьезоэлектриков. Рассмотрен случай отражения сдвиговых волн в кубическом пьезокристалле с повернутым вокруг кристаллографической оси срезом.

Возможности реализации высокоэффективных нелинейных акустоэлектронных взаимодействий в ограниченных пьезоэлектриках, осуществляемых за счет сильной внешней электронной нелинейности, расширяются при использовании, наряду с поверхностными, также и объемных акустических волн, наклонно падающих на границу пьезоэлектриков [1—5]. Эффективность таких взаимодействий непосредственно определяется тем, насколько эффективно вне пьезоэлектрика при отражении объемных волн возбуждаются электрические поля. В настоящей работе развивается упрощенный метод анализа этих полей, основанный на пренебрежении влиянием на процесс отражения обратного пьезоэффекта. Ранее, судя по опубликованным работам, эта задача целенаправленно не изучалась. В литературе имеется лишь относительно небольшое число отдельных решений задач об отражении акустических волн от границ пьезоэлектриков, которые включают в себя определенные в явном виде аналитические выражения для сопутствующих электрических полей [6—12]. Использование в настоящей работе приближения слабой пьезосвязи позволило получить в отличие от предшествующих работ общее приближенное решение рассматриваемой задачи, связывающее потенциал электрических полей на поверхности пьезоэлектрика с пьезоэлектрической поляризацией, создаваемой акустическими волнами. Полученное решение применимо для произвольных классов и срезов пьезокристаллов и для широкого диапазона углов падения объемных акустических волн.

Связанные акустические и электрические поля в пьезодиэлектриках в приближении квазиэлектростатики описываются следующей известной системой уравнений:

$$\rho\ddot{U}_i=\partial_j T_{ij},\ T_{ij}=c_{ijkl}S_{kl}-e_{ijk}E_k, \tag{1}$$

$$\partial_i D_i=0,\ D_i=\varepsilon_{ik}E_k+e_{ijk}S_{jk},\ E_k=-\partial_k\Phi, \tag{2}$$

где $\partial_j=\partial/\partial x_j$; ρ, c_{ijkl}, e_{ijk}, ε_{ik} — плотность, упругие модули, пьезоэлектрические постоянные и диэлектрические проницаемости пьезоэлектрика; U_i, S_{ij}, T_{ij} — упругие смещения, деформации и напряжения, $S_{ij}=(\partial_i U_j+\partial_j U_i)/2$; D_i, E_i, Φ — индукция, напряженность и потенциал электрических полей. По дважды повторяющимся индексам i, j, k, l производится суммирование.

Исходя из предположения, что пьезоэффект оказывает слабое влияние на процесс отражения, решение системы уравнений (1), (2) можно представить в виде ряда по степеням безразмерного малого параметра $\mathcal{K}$ — коэффициента электромеханической связи. В первом приближении по $\mathcal{K}$ потенциал электрических полей находится из уравнений (2), которые приводятся к виду [13]

$$(\varepsilon_{nn}\partial_{nn}^2+2ik_\tau\varepsilon_{\tau n}\partial_n-k_\tau^2\varepsilon_{\tau\tau})\Phi=\partial_i P_i, \tag{3}$$

где $\varepsilon_{ik}=\varepsilon_{ki}$, $\partial_{nn}^2=(\partial_n)^2$, x_i — оси декартовой системы координат x_n, x_τ, x_t,

ось x_n совпадает по направлению с внешней нормалью к поверхности, ось x_τ — с направлением проекции k_τ волнового вектора k падающей волны на поверхность пьезодиэлектрика ($\partial_\tau = ik_\tau$), волновой множитель $\exp(ik_\tau x_\tau - i\omega t)$, соответствующий распространению волн вдоль поверхности, здесь и далее опускается; $\partial_t = 0$, поскольку рассматривается двумерная задача об отражении плоских объемных волн; $P_i = e_{ijk} S_{jk}$. Деформации S_{ij}, через которые в уравнении (3) выражается пьезоэлектрическая поляризация P_i, в принятом приближении считаются заданными и известными из решения задачи об отражении акустических волн без учета пьезоэффекта. Данное приближение, называемое обычно приближением заданного поля, достаточно широко известно и применяется в теории преобразователей акустических волн в пьезоэлектриках.

Уравнение (3) необходимо дополнить электрическими граничными условиями для полупространства, к которым относятся непрерывность на поверхности пьезодиэлектрика электрического адмитанса $Y \equiv D_n/E_\tau$ и ограниченность решения при бесконечном удалении от поверхности.

Для плоских гармонических волн зависимость от пространственных координат выражается с помощью экспоненциальных функций и действие операторов дифференцирования ∂_i эквивалентно умножению на соответствующие коэффициенты пропорциональности в показателях экспонент. Поэтому в данном случае с операторами ∂_i можно обращаться просто как с множителями. Используя этот прием, решение уравнения (3), удовлетворяющее указанным выше граничным условиям, можно представить в виде

$$\Phi = C \exp(k_\tau \xi_- x_n) + \Phi_a, \tag{4}$$

где

$$\Phi_a = \partial_i P_i / [\varepsilon_{nn} (\partial_n + k_\tau \xi_+)(\partial_n - k_\tau \xi_-)], \quad C = \Phi_p - \Phi_a(x_n = 0), \tag{5}$$

$$\xi_\pm = (\varepsilon_p \pm i\varepsilon_{\tau n})/\varepsilon_{nn}, \quad \varepsilon_p = (\varepsilon_{\tau\tau}\varepsilon_{nn} - \varepsilon_{\tau n}^2)^{1/2}, \tag{6}$$

а

$$\Phi_p = (\xi_+ P_n - iP_\tau)/[(\varepsilon_p - iY_+)(\partial_n + k_\tau \xi_+)] \text{ при } x_n = 0, \tag{7}$$

Φ_a — частное решение неоднородного уравнения (3), обусловленное наличием акустических источников электрического поля; C — амплитудная постоянная общего решения однородного уравнения (3), определяемая из электрических граничных условий, заданных в импедансной форме; Φ_p — значение потенциала электрического поля на поверхности пьезодиэлектрика, ε_p — эффективная диэлектрическая проницаемость поверхности пьезодиэлектрика в отсутствие пьезоэффекта; Y_+ — электрический адмитанс внешнего по отношению к пьезоэлектрику полупространства. При металлизации поверхности $Y_+ = \infty$, а $\Phi_p = 0$; на границе с вакуумом $Y_+ = i\varepsilon_0$, ε_0 — диэлектрическая постоянная. Первое слагаемое в уравнении (4) описывает неоднородные электростатические поля, локализованные вблизи поверхности пьезодиэлектрика. Эти поля соответствуют в приближении квазиэлектростатики электромагнитным волнам в условиях полного внутреннего отражения. Для пьезоэлектриков с изотропной диэлектрической проницаемостью, равной ε, $\xi_\pm = 1$ и $\varepsilon_p = \varepsilon$. Отметим, что в общем случае $P_i = \sum_m P_i^{(m)} \exp(ik_n^{(m)} x_n)$, где поляризации $P_i^{(m)}$ создаются четырьмя различными волнами — падающей и тремя отраженными с отличающимися коэффициентами $k_n^{(m)}$; $m = 1, 2, 3, 4$. При этом каждому из слагаемых $P_i^{(m)}$ в формулах (5), (7) будет соответствовать свое значение оператора ∂_n, равное $ik_n^{(m)}$.

Нелинейные процессы, возникающие за счет внешней электронной нелинейности при отражении объемных акустических волн от границ пьезодиэлектриков, в отличие от аналогичных процессов, происходящих при распространении поверхностных акустических волн вдоль этих границ, характеризуются дополнительной переменной — углом падения θ. Поэтому в первую очередь представляет интерес исследовать именно эту новую зависимость. Как показано в работе [2], угловая зависимость эффективности нелинейных взаимодействий типа свертки практически совпадает с угловой зависимостью тангенциальной компоненты электрического поля

E_τ на поверхности пьезоэлектрика, $E_\tau(x_n=0)=-ik_\tau\Phi_p$, где $\Phi_p=\Phi(\theta)$, $k_\tau=k\sin\theta$, $k=k(\theta)$. Уравнение (8) позволяет приближенно исследовать эту зависимость для произвольного случая.

Рассмотрим первоначально простейший случай, для которого в плоскости падения имеет место изотропия упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических свойств материала и известно точное аналитическое решение. А именно рассмотрим отражение сдвиговых волн, поляризованных вдоль оси симметрии в поперечно-изотропном пьезодиэлектрике класса $6m$ или 6∞, от свободной поверхности (внешняя среда — вакуум), проходящей через эту ось. В данном случае $P_i=e_{15}\partial_i U$, где $U/U_0=\exp(ik_nx_n)+R\exp(-ik_nx_n)$, U_0 — амплитуда смещений в падающей волне, $k_n=k\cos\theta$; R — коэффициент отражения, равный единице в отсутствие пьезоэффекта.

Используя приведенные выше формулы, получаем $E_\tau=2ik\sin\theta e_{15}U_0/(\varepsilon_\perp+\varepsilon_0)$, $\varepsilon_\perp$ — диэлектрическая проницаемость пьезоэлектрика в плоскости поперечной изотропии. При строгом учете пьезоэффекта [7]

$$E_\tau=2ik\sin\theta e_{15}U_0/(\varepsilon_\perp+\varepsilon_0-i\varepsilon_0\varkappa^2\operatorname{tg}\theta), \tag{8}$$

где

$$\varkappa^2=\mathscr{K}^2/(1+\mathscr{K}^2),\ \mathscr{K}^2=e_{15}^2/(c_{44}\varepsilon_\perp).$$

Сравнение приближенного и точного решений показывает, что влияние обратного пьезоэффекта заметно проявляется лишь при малых углах скольжения, когда $\varkappa^2\operatorname{tg}\theta\geqslant(1+\varepsilon_\perp/\varepsilon_0)$. Во всем остальном угловом диапазоне используемое приближение выполняется с хорошей степенью точности.

Исследуем далее более сложный случай, для которого характерна в плоскости падения сильная анизотропия пьезоэффекта, а упругие и диэлектрические свойства материала по отношению к падающей и отраженной волнам по-прежнему изотропны. Рассмотрим отражение сдвиговых волн, поляризованных вдоль кристаллографической оси в кубическом пьезокристалле, от свободной поверхности, проходящей через эту ось. Нормаль к поверхности составляет с одной из двух других кристаллографических осей произвольный угол φ, т. е. рассматривается пьезокристалл с повернутым вокруг кристаллографической оси срезом. При строгом учете пьезоэффекта решение этой задачи получено к настоящему времени лишь для частного случая $\varphi=0$ [6, 10]. Для произвольного угла φ, учитывая закон изменения компонет вектора P_i и производных ∂_i при переходе из кристаллографической системы координат в систему координат, связанную с поверхностью, несложно получить, что

$$P_n=e_{14}(\cos 2\varphi\partial_\tau U+\sin 2\varphi\partial_n U),\quad P_\tau=e_{14}(\cos 2\varphi\partial_n U-\sin 2\varphi\partial_\tau U), \tag{9}$$

где U — решение в отсутствие пьезоэффекта — имеет такой же вид, что и в рассмотренном выше частном случае поперечной изотропии. Подстановка выражений (9) в формулу для E_τ дает

$$E_\tau=2k\sin\theta\cos 2\theta(\cos 2\varphi+i\sin 2\varphi)e_{14}U_0/(\varepsilon+\varepsilon_0). \tag{10}$$

Из формулы (10) следует, что эффективность возбуждения электрических полей ($\sim|E_\tau|$), возникающих вне кубического пьезокристалла с повернутым вокруг кристаллографической оси срезом при отражении от его поверхности сдвиговых волн, поляризованных вдоль этой оси, не зависит в первом приближении по коэффициенту электромеханической связи от угла поворота среза и целиком определяется значением угла падения. Этот результат является довольно неожиданным, поскольку при изменении угла поворота среза кристалла и заданном угле падения пьезоактивность как падающей, так и отраженной волн изменяется весьма значительно — от своего максимального значения до нуля. Для сдвиговых объемных волн, распространяющихся в плоскости падения, коэффициент электромеханической связи $\mathscr{K}_{SH}$ определяется следующим соотношением [14]: $\mathscr{K}_{SH}^2=[e_{14}^2/(c_{44}\varepsilon)]\sin^2 2\theta'$, где θ' — угол между волновым вектором и одной из кристаллографических осей, x_1 или x_2 на фиг. 1.

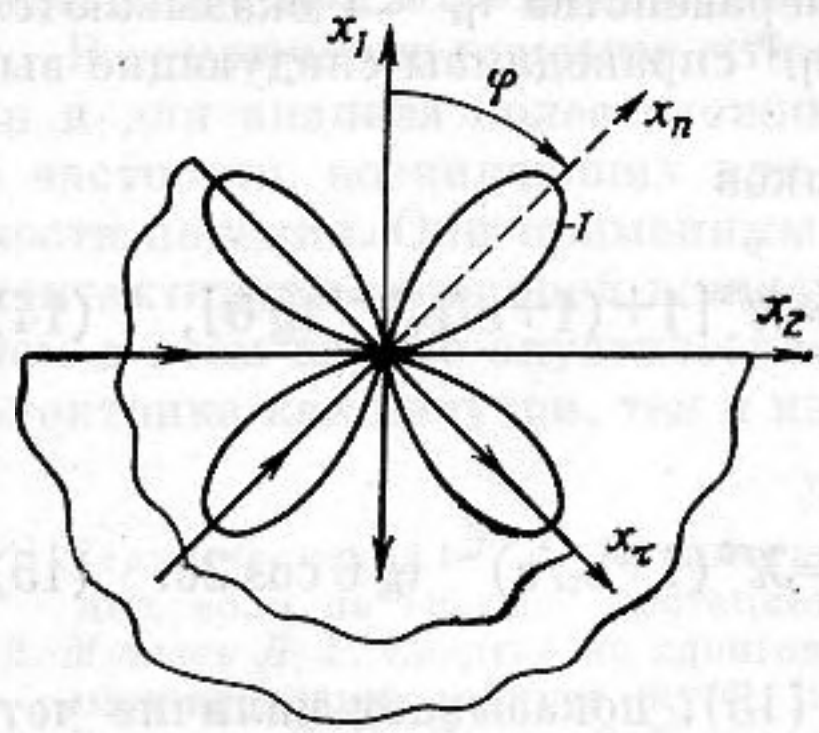
В качестве примера рассмотрим падение волны под углом 45° для двух срезов $\varphi=0$ и 45° (см. фиг. 1). И в том, и в другом случаях электрические

поля, согласно формуле (10), вне пьезодиэлектрика не возникают (для среза $\varphi=0$ это отмечалось в работе [6]), хотя в первом случае направления распространения и падающей, и отраженной волн совпадают с направлениями, в которых коэффициент электромеханической связи объемных волн достигает наибольшего значения, а во втором — обе волны непьезоактивны. Очевидно, что это связано с наличием в общем случае сдвига фаз между электрическими полями на поверхности пьезоэлектрика, сопровождающими падающую и отраженную волны в отдельности.

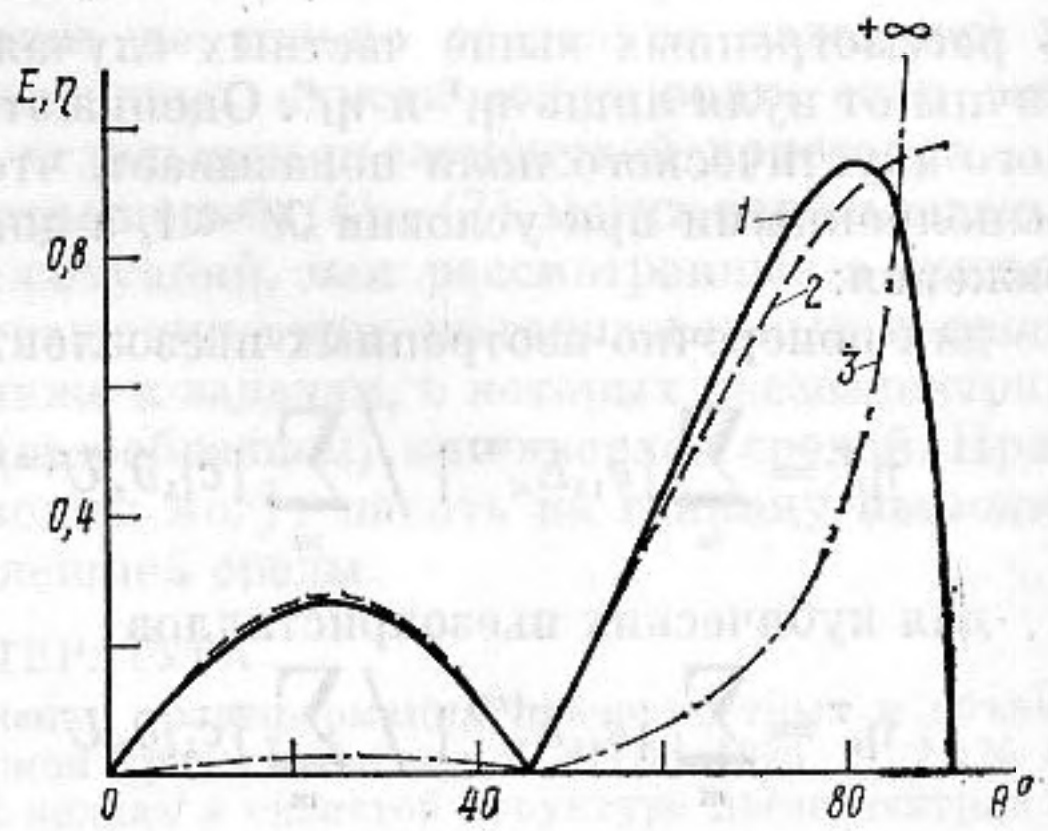
В частном случае $\varphi=0$ имеется возможность сравнить формулу (10) с точным решением [10], которое принимает для используемой в настоящей работе ориентации осей координат следующий вид:

$$E_\tau=\frac{2k\sin\theta\cos 2\theta(1+4\mathcal{K}^2\sin^4\theta)e_{14}U_0}{\varepsilon(1+2\mathcal{K}^2\sin^2\theta)^2/\nu+\varepsilon_0(1+4\mathcal{K}^2\sin^4\theta)+i\mathcal{K}^2\varepsilon\,\mathrm{tg}\,\theta\cos^2 2\theta}, \quad (11)$$

где $\nu^2=1+4\mathcal{K}^2\sin^2\theta$, $\mathcal{K}^2=e_{14}^2/(c_{44}\varepsilon)$. Отметим, что в соответствующих формулах, приведенных в работах [6, 12], содержится лишний множитель



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Два примера отражения сдвиговых волн с углом падения $\theta=45°$ в кубическом пьезокристалле, в которых отсутствуют внешние электрические поля; угол среза $\varphi=0$ и 45°; *1* — ориентационная зависимость квадрата коэффициента электромеханической связи сдвиговых волн $\mathcal{K}_{SH}^2(\theta')$ в объеме кристалла

Фиг. 2. Сравнение точного ((11) — *1*) и приближенного ((10) при $\varphi=0$, — *2*) решений для амплитуды тангенциальной компоненты электрического поля $E\equiv|E_\tau|$ на поверхности кубического пьезокристалла при различных углах θ падения сдвиговых волн; E — в относительных единицах, *3* — параметр $\eta\equiv\eta_t^T(\theta)$ (15), характеризующий точность и область применения приближенного решения

$\cos\theta_g$ (θ_g — угол скольжения). Сравнение соотношений (10) и (11) при $\varphi=0$ показывает, что они дают практически одинаковые результаты при выполнении неравенства $\mathcal{K}^2\,\mathrm{tg}\,\theta\ll(1+\varepsilon_0/\varepsilon)$. На фиг. 2 сравниваются угловые зависимости, определяемые формулами (10), (11), для конкретного пьезокристалла $Bi_{12}GeO_{20}$—$\mathcal{K}^2\simeq0{,}09$, $\varepsilon=40\varepsilon_0$. Приведенные графики подтверждают в данном частном случае обоснованность использованного приближения во всем угловом диапазоне, за исключением малых углов скольжения.

В дополнение к анализу формулы (10) отметим, что оптимальный угол падения (в среднем диапазоне углов) для возбуждения максимального продольного по отношению к поверхности электрического поля вне пьезокристалла, равный, как следует из формулы (10), $\arcsin(1/\sqrt{6})\simeq24{,}1°$, оказался довольно близким к углу $\theta=22{,}5°$, при котором в кристалле с повернутым срезом ($\varphi=22{,}5°$) происходит полное преобразование непьезоактивной сдвиговой волны в сдвиговую волну с максимальной пьезоактивностью и обратно. Это позволяет предложить использовать для приема и возбуждения объемных акустических волн в геометрии циклического усилителя в форме треугольной призмы, описанного в работе [15], встречно-

штыревые преобразователи. Для циклического акустоэлектронного усилителя в форме четырехугольной призмы, предложенного в работе [15], и усилителя в виде диска Корбино из InSb, экспериментально исследованного в работе [16], в которых реализуется падение и отражение сдвиговых волн под углом $\theta=45°$ в кубическом кристалле с повернутым срезом, $\varphi=45°$, ситуация обратная — электрические поля, как уже упоминалось, вне пьезодиэлектрика не возникают.

Остановимся на области применимости соотношений (4)—(7). Исходя из сопоставления учитываемых и отбрасываемых в уравнениях движения и в граничных условиях слагаемых, в качестве критерия применимости используемого приближения можно предложить следующие неравенства:

$$1 \gg \eta_i^T = \sum_m |e_{ink}E_k^{(m)}| \Big/ \sum_m |c_{inkl}S_{kl}^{(m)}| \quad \text{при} \quad x_n=0, \tag{12}$$

$$1 \gg \eta_i^F = \sum_m |\partial_j e_{ijk}E_k^{(m)}| \Big/ \sum_m |\partial_j c_{ijkl}S_{kl}^{(m)}| \quad \text{при} \quad x_n=0. \tag{13}$$

В рассмотренных выше частных случаях отражения сдвиговых волн отличны от нуля лишь η_t^T и η_t^F. Оценка этих величин в приближении заданного акустического поля показывает, что неравенства $\eta_t^F \ll 1$ оказываются выполненными при условии $\mathcal{K}^2 \ll 1$, а для η_t^T справедливы следующие выражения:

для поперечно-изотропных пьезоэлектриков

$$\eta_t^T = \sum_m |e_{15}E_n^{(m)}| \Big/ \sum_m |c_{44}\partial_n U^{(m)}| = \mathcal{K}^2[1+(1+\varepsilon/\varepsilon_0)^{-1}\operatorname{tg}\theta], \tag{14}$$

для кубических пьезокристаллов

$$\eta_t^T = \sum_m |e_{14}E_\tau^{(m)}| \Big/ \sum_m |c_{44}\partial_n U^{(m)}| = \mathcal{K}^2(1+\varepsilon_0/\varepsilon)^{-1}\operatorname{tg}\theta\cos 2\theta. \tag{15}$$

Фигура 2, дополненная зависимостью (15), показывает наличие четкого соответствия между нарушением неравенства (12), оцененного в приближении заданного акустического поля, и расхождением точного и приближенного решений. Эта корреляция демонстрирует возможность оценки точности и области применимости используемого приближения без привлечения точного решения, а исходя лишь из оценки пренебрегаемых в исходных уравнениях слагаемых. Следует отметить, что поскольку оценки (14), (15) получены в рамках того же приближения, точность которого оценивается, то эти оценки можно рассматривать, по-видимому, лишь как оценки точности снизу (или как необходимые условия для применения развиваемого подхода). В то же время сравнение на фиг. 2 точного и приближенного решений показывает, что эти оценки могут являться также и достаточными условиями применимости используемого приближения.

Таким образом, нарушение приближения заданного поля имеет место, с одной стороны, при малых углах скольжения (для сдвиговых волн, поляризованных в плоскости границы). При этом важно подчеркнуть, что даже для сильных пьезоэлектриков, как показывают рассмотренные примеры, существует диапазон углов падения, в котором влияние обратного пьезоэффекта пренебрежимо мало. С другой стороны, используемое приближение не применимо при квазинормальном падении, где имеет место синхронизм следа акустических волн с электромагнитными волнами и вследствие этого приближение квазиэлектростатики нарушается [12]. Однако оба отмеченных нарушения приближения заданного акустического поля относятся лишь к крайним точкам диапазона возможных углов падения, что лишь незначительно суживает область его применимости.

Проведенное исследование показывает, что в процессе возбуждения электрических полей вне пьезокристалла участвуют как падающая, так и отраженная волны. Для рассмотренного первоначально случая поперечно-изотропного пьезоэлектрика электрические поля, создаваемые отдельно падающей и отраженной волнами, находятся в фазе друг с другом и в

результате напряженность суммарного поля удваивается. Для рассмотренного далее пьезокристалла кубической сингонии ситуация иная — поля сдвинуты по фазе и могут даже полностью гасить друг друга. Таким образом, наличие сильной пьезоактивности у падающей или отраженной волн является необходимым, но не достаточным условием эффективного возбуждения электрических полей вне пьезокристалла. В результате анизотропия возбуждения внешних электрических полей может иметь существенно иной характер в сравнении с анизотропией пьезоактивности акустических волн в объеме пьезокристалла. Следовательно, и выбор оптимальных для акустоэлектронного взаимодействия на поверхности пьезокристаллов срезов и углов падения на основе анализа только пьезоактивности падающей волны (как первопричины такого взаимодействия) может приводить в некоторых случаях к значительным ошибкам. Обратим внимание также на то, что электрические поля вне пьезокристалла будут возникать и в том случае, когда падающая волна является непьезоактивной, при условии, что отраженная волна — пьезоактивна. Развитый подход позволяет анализировать вклад в возбуждение электрических полей вблизи поверхности пьезоэлектриков не только раздельно падающей и отраженной волн (а также неоднородных акустических волн, если они возникают при отражении), но и отдельных пьезомодулей кристалла.

В заключение отметим, что соотношения (4)—(7) могут использоваться и для анализа более сложных ситуаций, чем рассмотренные в статье, в частности, возникающих при отражении волн, поляризованных в плоскости падения. Они применимы также к задачам, в которых пьезоэлектрик контактирует с внешней жидкой (газообразной) или твердой средой. Причем в этом случае акустические волны могут падать на границу пьезодиэлектрика как изнутри, так и из внешней среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Чернозатонский Л. А.* Параметрическая трансформация поверхностных и объемных волн на границе нестационарной среды // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. № 8.
2. *Можаев В. Г.* Свертка на сдвиговых волнах в слоистой структуре пьезоэлектрик — полупроводник // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 2. С. 285–290.
3. *Боженко В. В., Лямов В. Е., Солодов И. Ю.* Нелинейные взаимодействия при отражении объемных акустических волн от границы пьезокристалла // Журн. тех. физ. 1981. Т. 51. № 3. С. 650–652.
4. *Ermolova O., Ivanov O., Naidov-Zhelezov O., Solodov I.* Transverse acoustoelectric effect with bulk wave reflection in piezoelectric — semiconductor structure // Acoust. Letters. 1985. V. 9. № 3. P. 41–44.
5. *Josse F.* Analysis of the amplification and convolution of reflected bulk acoustic waves in a piezoelectric/semiconductor structure // J. Acoust. Soc. Amer. 1987. V. 81. № 6. P. 1767–1774.
6. *Балакирев М. К., Гилинский И. А.* Отражение упругой волны от границы раздела пьезоэлектрик — вакуум // ФТТ. 1969. Т. 11. № 4. С. 1027–1029.
7. *Любимов В. Н.* Особенности отражения упругих волн в гексагональных и тетрагональных пьезоэлектриках // Кристаллография. 1971. Т. 16. № 3. С. 563–567.
8. *Витухновский А. Г., Любимов В. Н.* Отражение упругой волны от плоскости (110) кубического пьезоэлектрика // Физ. и хим. тв. тела. НИФХИ им. Л. Я. Карпова. 1973. № 4. С. 12–15.
9. *Лямшев Л. М., Шевяхов Н. С.* Об одной возможности усиления упругих волн при отражении от свободных границ пьезоэлектрических кристаллов // Акуст. журн. 1973. Т. 19. № 6. С. 918–920.
10. *Косачевская Е. А.* Отражение упругих волн от границы раздела пьезоэлектрический кристалл — изотропная среда // ФТТ. Донецк. ун-т. 1975. № 5. С. 17–21.
11. *Albuquerque E. L.* Surface modes in piezoelectric crystals // Phys. Stat. Sol. (b). 1979. V. 96. № 1. P. 475–482.
12. *Балакирев М. К., Гилинский И. А.* Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 239 с.
13. *Coquin G. A., Tiersten H. F.* Analysis of the excitation and detection of piezoelectric surface waves in quartz by means of surface electrodes // J. Acoust. Soc. Amer. 1967. V. 47. № 4. Pt. 2. P. 921–939.
14. *Auld B. A.* Acoustic fields and waves in solids. V. 1. N. Y.: Interscience, 1973. P. 322.
15. *Зильберман П. Е., Мишин А. Г.* Акустоэлектрическая генерация в полупроводниках с большой подвижностью // Радиотехн. и электрон. 1975. Т. 10. № 10.
16. *Мансфельд Г. Д., Рубцов А. А.* Влияние акустических шумов на вольт-амперную характеристику диска Корбино из n — InSb // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 1 (7).

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова,
физический факультет

Поступила в редакцию
9.XI.1987