

УДК 548.0 : 539.37

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ КРИСТАЛЛА НА ХАРАКТЕР АНОМАЛИЙ СКОРОСТИ ПОПЕРЕЧНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ОБЛАСТИ СОБСТВЕННОГО СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Г. Г. Кессених, Д. Ц. Даниелян, Л. А. Шувалов

На примере фазового перехода $\bar{4}3m-2mm$ рассмотрены температурные аномалии скорости поперечно-поперечной и поперечно-продольной акустических волн, распространяющихся в плоскопараллельной пластинке. Показано, что влияние толщины пластинки на величину скорости и характер ее температурной зависимости может быть существенным. Однако для поперечно-поперечной волны это влияние можно исключить путем металлизации поверхностей пластинки.

Экспериментальные исследования фазовой скорости v объемных акустических волн ультразвуковыми методами проводятся обычно на брусках кристаллов, для которых размеры l вдоль направления распространения значительно превышают длину волны λ : $l \gg \lambda$. Поперечные же размеры бруска, а также ориентация ограничивающих его поверхностей, параллельных направлению распространения, как правило, не учитываются, однако могут существенно сказаться как на характере распространения волны, так и на зависимости v от температуры T в области фазового перехода. Уже при распространении в полубесконечном кристалле, т. е. при наличии одной граничной поверхности, аномалии $v(T)$ могут существенно измениться по сравнению с неограниченным кристаллом за счет связи акустической волны с аномальным неоднородным колебанием электрической поляризации [1-3].

Необходимость учета граничных условий при теоретическом исследовании аномалий упругих волн в кристаллах конечных размеров для сопоставления с экспериментом очевидна и только в исключительных случаях может оказаться несущественной. Такой учет проведен в настоящей работе. Рассмотрены изменения в температурных зависимостях $v(T)$ аномальной и неаномальной моды поперечной акустической волны в области собственного сегнетоэлектрического фазового перехода, а также случай, когда наличие границ не сказывается на характере $v(T)$.

Поскольку граничная задача о распространении акустических волн в анизотропных брусках является достаточно сложной и не всегда разрешимой аналитически, то упростим ее без существенной потери в общности, рассматривая поперечную волну в бесконечной плоскопараллельной пластинке кристаллов классов $\bar{4}3m$, $\bar{4}2m$ при фазовом переходе, например $\bar{4}3m \rightarrow 2mm$. Действительно, при распространении поперечной волны в бруске кристалла, поверхности которого имеют простую кристаллофизическую ориентацию (рис. 1), на плоскостях yz , параллельных направлению распространения и перпендикулярных вектору механического смещения

$$U_x \sim \exp i(k_x z + k_y y - \omega t), \quad (1)$$

образуются рэлеевские поверхностные волны, локализованные в приповерхностном слое толщиной λ [4]. Это означает, что изменения, вносимые плоскостями yz , малы, они порядка λ/d , где d — размер кристалла по оси x . Плоскости xy , параллельные вектору U_x и направлению распространения, определяемому волновым вектором k_x , могут существенно сказаться на характере распространения волны, поскольку на этих плоскостях могут образовываться поверхностные волны Блюштейна—Гуляева [4], глубина проникновения которых в кристалл обратно пропорциональна коэффициенту электромеханической связи K и заведомо сравнима с размером кристалла по оси z .

В зависимости от ориентации пластинки в одном и том же кристалле

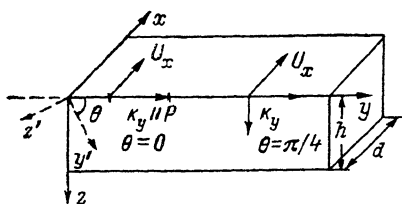


Рис. 1. Ориентация пластинки (бруска).

поперечная акустическая волна с заданным вектором механического смещения может либо остаться объемной, как и в неограниченном кристалле, либо быть объемной, но иметь волноводный характер распространения, либо стать поверхностной. В первом случае величина и характер зависимости $v(T)$ не изменятся по сравнению с неограниченным кристаллом, а во втором и третьем случаях величина и характер зависимости $v(T)$ будут зависеть от относительной толщины пластины h . Ниже будут теоретически рассмотрены все три ситуации на примере плоскопараллельной пластины двух различных ориентаций в одном и том же кристалле: поверхности пластины параллельны плоскости (001) , поперечная волна I распространяется вдоль направления $[010]$; поверхности пластины параллельны плоскости (011) , поперечная волна I распространяется вдоль $[01\bar{1}]$. В обоих случаях рассматриваются свободные металлизированные и свободные неметаллизированные поверхности пластин. Для удобства используется единая система координат x, y, z (рис. 1) для обеих пластин, имеющих различную ориентацию в кристаллофизической системе координат x', y', z' .

1. Постановка задачи

Пусть плоская монохроматическая поперечная волна с вектором механического смещения (1) распространяется в направлениях, перпендикулярных оси второго порядка $C_2 \parallel x$ пьезоэлектрического класса $\bar{4}3m, \bar{4}2m$, в плоскости yz . Уравнение движения таких волн запишем в виде

$$\rho v^2 = C_{44}^E \{(\chi_\alpha^2 + 1) + K [(\chi_\alpha^2 - 1) \sin 2\theta + 2\chi_\alpha \cos 2\theta]^2 / (\chi_\alpha^2 + 1)\}, \quad (2)$$

где $v = \omega/k_y$; $\chi = k_x/k_y$; $C_{44}^E, e_{14}, \epsilon_1^u$ — упругая, пьезоэлектрическая и диэлектрическая постоянные кристалла; $K = 4\pi (e_{14}^2/\epsilon_1^u C_{44}^E)$ — коэффициент электромеханической связи; θ — угол, который компонента k_y составляет с осью y' (рис. 1).

Вектор U_i пьезоэлектрически связан с вектором электрического поля E_j и его скалярным потенциалом φ (в квазистатическом приближении $E_j = -ik_j\varphi$)

$$\varphi = -4\pi \frac{\chi_\alpha e_{14}'' - e_{14}'}{\epsilon_1^u (\chi_\alpha^2 + 1)} U_x, \quad (3)$$

где $e_{14}' = e_{14} (\chi_\alpha \cos 2\theta - \sin 2\theta)$, $e_{14}'' = e_{14} (\cos 2\theta + \chi_\alpha \sin 2\theta)$. Связь компонент тензора механического напряжения σ_{ij} и вектора электрической индукции D_i с U_i и φ запишем в виде

$$\begin{aligned} \sigma_{xy} &= ik_y (C_{44}^E U_x - e_{14}' \varphi), & \sigma_{xz} &= ik_y (C_{44}^E \chi_\alpha U_x - e_{14}'' \varphi), \\ D_y &= -ik_y (\epsilon_1^u \varphi + e_{14}' U_x), & D_x &= -ik_y (\epsilon_1^u \chi_\alpha \varphi + e_{14}'' U_x). \end{aligned} \quad (4)$$

В пьезоэлектрической пластинке толщиной $2h$ с плоскостями, параллельными оси C_2 и составляющими произвольный угол с осями z' , y' , поперечная акустическая волна будет представлять собой суперпозицию шести неоднородных парциальных волн, каждая из которых удовлетворяет уравнениям (1)–(4), распространяющихся с единой фазовой скоростью $v = \omega/k_y$, но с различными значениями $\kappa_\alpha = k_{z\alpha}/k_y$ ($\alpha = 0, 1, 2, 3, 4, 01$): четырех упруго-поляризационных волн в пластинке с $\kappa_1 = -\kappa_3$ и $\kappa_2 = -\kappa_4$ и двух электростатических волн над и под пластинкой, соответственно $\kappa_0 = -\kappa'_{01} = i$.

На параллельных плоских поверхностях пластинки $z=0$ и $z=2h$ должны выполняться граничные условия для соответствующих компонент векторов D_i , E_i и тензора σ_{ij}

$$\sum_{\alpha=1}^4 \sigma_{x\alpha} = 0, \quad \sum_{\alpha=1}^4 D_{z\alpha} = D_{z0}, \quad \sum_{\alpha=1}^4 E_{y\alpha} = E_{y0}, \quad z=0, \quad (5)$$

$$\sum_{\alpha=1}^4 \sigma_{x\alpha} = 0, \quad \sum_{\alpha=1}^4 D_{z\alpha} = D_{z01}, \quad \sum_{\alpha=1}^4 E_{y\alpha} = E_{y01}, \quad z=2h. \quad (6)$$

Уравнения (1)–(6) определяют скорость v поперечной акустической волны в рассматриваемых пластинках. Зависимость v от температуры определяется в области собственного сегнетоэлектрического фазового перехода II рода температурной зависимостью коэффициентов C_{44}^E , ϵ_{14} , ϵ_1 , K [1]

$$C_{44}^E = C_{44}^P \frac{T - T_C}{T - T_0}, \quad \epsilon_1^U = 1 + \frac{4\pi}{\alpha(T - T_0)}, \quad \epsilon_{14} = \frac{\lambda_{14}}{\alpha(T - T_0)},$$

$$K_1^U = \frac{T_C - T_0}{T - T_C}, \quad T_C = T_0 + \frac{\lambda_{14}^2}{\alpha C_{44}^P}, \quad (7)$$

где C_{44}^P , λ_{14} , α — не зависящие от температуры коэффициенты теории Ландау [5]. Для простоты и наглядности ограничимся областью параэлектрической фазы, т. е. областью температур $T > T_C$, где T_C — точка Кюри.

Отметим, что уравнения (1)–(4), (7) определяют скорость поперечной объемной волны v_0 в неограниченном кристалле с $\kappa_1 = 0$, а уравнения (1)–(5) определяют скорость поверхностной волны той же моды в полубесконечном кристалле v_s ($h \rightarrow \infty$), отвечающей скорости поверхностной волны Блюстейна—Гуляева. Полная система уравнений (1)–(7) определяет и величину, и температурную зависимость скоростей v , v_0 , v_s .

В эксперименте обычно исследуются волны чистой моды, распространяющиеся вдоль простых кристаллографических направлений. Поэтому рассмотрим, как уже упоминалось выше, только две ориентации пластинки и направления распространения волны в них: направление распространения [010] на плоскости (001), для которого угол $\theta = 0$, и направление [011] на плоскости (011), для которого $\theta = \pi/4$ (рис. 1). Эти направления отличаются друг от друга тем, что в неограниченном кристалле в обоих направлениях распространяются объемные поперечные по вектору U_z волны, но ориентация векторов электрической поляризации P_z , пьезоэлектрически связанных с U_z , в них различна. Это различие проявляется и в полубесконечном кристалле, и в пластинке.

2. Поперечно-поперечная волна

В направлении [010] неограниченного кристалла, как видно из (2)–(4) при $\theta = 0$, распространяется объемная поперечная волна, вектор U_x которой связан с вектором электрической индукции D_x и электрической поляризации P_x , но не связан с вектором электрического поля $E = 0$, поскольку электростатический потенциал $\varphi = 0$, как видно из (3). Таким об-

разом, поперечная по вектору U_i : волна является поперечной и по вектору электрической поляризации P_i : $U_i k_i = P_i k_i = 0$ (рис. 1).

В плоскопараллельной пластинке толщиной $2h$ со свободными неметаллизированными поверхностями (001) может распространяться не одна, а множество мод поперечных акустических волн, образующих две различные совокупности: симметричные и антисимметричные по вектору U_i относительно центральной плоскости пластинки. Для симметричных мод из граничных условий (5), (6) получим

$$(1 - \chi_1^2)(K_1 + \chi_2^2) \chi_2 \operatorname{cth} ik\chi_1 - (1 - \chi_2^2)(K_1 + \chi_1^2) \chi_1 \operatorname{cth} ik\chi_2 + 2(\varepsilon_0/\varepsilon_1^U) \chi_1 \chi_2 \chi_0 (\chi_2^2 - \chi_1^2) = 0, \quad (8)$$

где $k = k_y h$; $K_1 = 1 + 2K$; ε_0 — диэлектрическая проницаемость среды, граничащей с пластинкой; для вакуума $\varepsilon_0 = 1$. Для антисимметричных мод в уравнении (8) нужно заменить $\operatorname{cth} ik\chi_\alpha$ на $\operatorname{th} ik\chi_\alpha$, $\alpha = 1, 2$. Уравнение (8) и уравнение движения (2) определяют зависимость фазовой скорости поперечной акустической волны v в пластинке от относительной (в длинах волн) толщины пластинки $k = 2\pi h/\lambda$. Эта зависимость имеет бесконечное множество ветвей. Первые две ветви симметричных (s) и антисимметричных (a) волн представлены на рис. 2. Из уравнений (2), (8) видно, что при любой

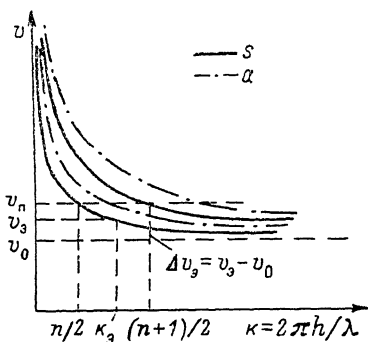


Рис. 2. Зависимость скорости v поперечной акустической волны от относительной толщины пластинки, параллельной оси второго порядка.

Приведены первые две ветви симметричной (s) и антисимметричной (a) совокупности ветвей, v_n — скорость волны в пластинке полуцеловой толщины, v_0 — скорость объемной волны в неограниченном кристалле.

толщине пластинки величина $\chi_1^2 \geq 0$, а $\chi_2^2 \leq 0$. Это означает, что в пластинке распространение объемной акустической волны имеет волноводный характер, т. е. акустическая волна испытывает полное внутреннее отражение от поверхностей пластинки. Это отражение сопровождается возникновением неоднородных электростатических волн как вне пластинки, так и внутри пластинки. Именно это обуславливает, как будет видно из дальнейшего, искажение температурных зависимостей скорости акустической волны. Учитывая, что для сегнетоэлектрических кристаллов $\varepsilon_0/\varepsilon_1^U \ll \ll 1$, для больших толщин пластинки из (8) получим для симметричных мод

$$\operatorname{tg} \chi_1 k = \frac{\chi (\chi_1^2 - 1)(K_1 - \chi^2)}{\chi_1 (\chi^2 + 1)(K_1 + \chi_1^2)} = A(\chi, \chi_1), \quad (9)$$

где $\chi_2 = i\chi$. Для антисимметричных в (9) следует заменить $\operatorname{tg} \chi_1 k$ на $\operatorname{ctg} \chi_1 k$. Из (2), (9) для толщин слоя $h = n\lambda/2$, составляющих целое число полувольт, получим

$$v v_n^2 = 2C_{44}^E (1 + K) \approx 2C_{44}^P, \quad (10)$$

Для антисимметричных мод это же значение скорости v_n получим при $h = (2n+1)\lambda/2$. В пределе $h \rightarrow \infty$ для симметричных и антисимметричных мод получим из (9)

$$\lim_{h \rightarrow \infty} \chi_1 = \lim_{h \rightarrow \infty} \frac{1}{k_y h} \left\{ \operatorname{arc} \operatorname{tg} A(\chi, \chi_1) \right\} = 0. \quad (11)$$

Значение $\chi_1 = 0$ отвечает скорости объемной поперечной волны в неограниченном кристалле v_0 , которое получим из (2)

$$v v_0^2 = C_{44}^E = C_{44}^P (T - T_C)/(T - T_0). \quad (12)$$

В области фазового перехода, как видно из (5), (11), (12), скорость $v_0(T) \rightarrow 0$, в то время как $v_n(T) \approx \text{const}$. Зависимости $v(T)$, $v_n(T)$ и $v_0(T)$ приведены на рис. 3. Эти зависимости, как видно, существенно различаются: $(v_n^2 - v_0^2)/v_n^2 = (1 + 2K)/2(1 + K)$.

Для кристаллов типа дигидрофосфата калия (класс $\bar{4}2m$ при $T > T_C$) пластинка толщиной 10 мм на частоте 10 МГц соответствует $\sim 80\lambda$. Поскольку точность изготовления пластинки (бруска) много грубее, чем $\lambda/2$, в нем можно получить несколько различных экспериментальных значений v_s в диапазоне $v_0 < v_s < v_n$ (рис. 2, а). Опытный экспериментатор, естественно, выберет наименьшее из них. Но и для этого наименьшего значения отклонение от искомого значения скорости $\Delta v_s = v_s - v_0$ может оказаться заметным. Так, при температуре $(T - T_C) = 1^\circ$ это отклонение составляет $\sim 10\%$. Кроме того, при наличии в кристалле акустического поглощения различные ветви зависимости $v(k)$ (рис. 2) могут взаимодействовать друг с другом, искажая температурную зависимость $v(T)$, которая может варьироваться от $v \sim (T - T_C)^{1/2}$ до $v \approx \text{const}$.

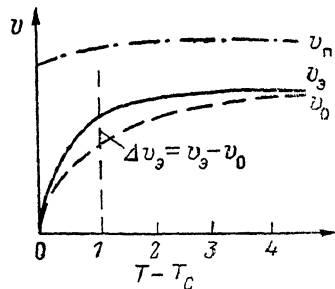


Рис. 3. Зависимость скоростей поперечной акустической волны в пластинке произвольной толщины v_s , полуволновой толщины v_n и скорости в неограниченном кристалле v_0 от температуры T вблизи температуры фазового перехода T_C .

Если поверхности пластинки (или поверхности бруска, параллельные вектору механического смещения U_x) металлизированы то, как показывает анализ уравнения (8) при условии $\epsilon_0 = \infty$ [4], соответствующем металлизированной поверхности [4], в пластинке будет распространяться особая объемная волна со скоростью v_0 (12), точно совпадающей со скоростью объемной волны в неограниченном кристалле. Особенность этой волны состоит в том, что она является двурациональной, т. е. является суперпозицией объемной волны, распространяющейся параллельно поверхности пластинки ($\alpha_1 = 0$), и неоднородной электростатической волны ($\alpha_2^2 = -(1 + 4K)$). Иными словами, для того чтобы полностью исключить ошибку в экспериментальном определении скорости поперечной акустической волны и иметь основание сравнивать ее температурную зависимость с теоретически ожидаемой для неограниченного кристалла, достаточно металлизировать те поверхности экспериментально исследуемого кристалла, которые параллельны вектору механического смещения в рассматриваемом случае. Для других мод акустических упруго-поляризационных волн металлизация не может устранить ошибку, и при теоретическом исследовании аномалий таких волн необходим учет граничных условий и конечных размеров экспериментально исследуемого кристалла. Ниже будет рассмотрена именно такая мода упруго-поляризационной поперечной волны.

3. Поперечно-продольная волна

В направлении $[011]$ неограниченного кристалла, т. е. при $\theta = \pi/4$, как видно из (2)–(4), распространяется объемная поперечная волна. Вектор U_x пьезоэлектрически связан с вектором электрического поля E_y ($\varphi \neq 0$) и электрической поляризации P_y , но не связан с вектором электрической индукции $D = 0$. Таким образом, поперечная по вектору U_x волна является продольной по вектору P_x : $U_x k_x = 0$, $[Pk] = 0$ (рис. 1). Скорость распространения этой объемной волны в неограниченном кристалле получим из (2) при $\theta = \pi/4$

$$\rho v_{011}^2 = C_{44}^E (1 + K) \approx C_{44}^P. \quad (13)$$

Как видно из (3)—(4), (13), в пределе $T \rightarrow T_C$ скорость $v_{011} = 1/\sqrt{2} \cdot v_p \approx \text{const}$, т. е. в области фазового перехода v_{011} не имеет температурной аномалии (рис. 4).

В плоскопараллельной пластинке со свободными неметаллизированными поверхностями (001) граничные условия (5), (6) дают два различных уравнения для акустических волн, соответствующих симметричным (s) и антисимметричным (a) по вектору U_i модам. Для симметричных мод уравнение, определяющее зависимость скорости этих упруго-поляризационных поперечно-продольных волн v от толщины пластинки, имеет вид

$$z_2 [(1+K) z_2^2 + 1 - K] \left[\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} x_0 (1 - z_1^2) \text{cth } i x_1 k - 2x_1 \right] - \\ - z_1 [(1+K) z_1^2 + 1 - K] \left[\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} x_0 (1 - z_2^2) \text{cth } i x_2 k - 2x_2 \right] = 0, \quad (14)$$

а для антисимметричных нужно заменить $\text{cth } i x_\alpha k$ на $\text{th } i x_\alpha k$ ($\alpha=1, 2$). Первые две ветви из бесконечного множества ветвей зависимости v (h) для обоих типов мод показаны на рис. 4.

Как видно из (2), (13), величины $x_2^2 \leq 0$, а $x_1^2 \geq 0$ и $x_1^2 \leq 0$. Это озна-

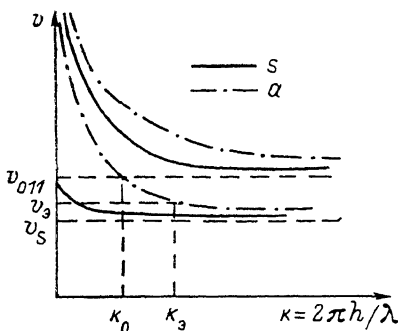


Рис. 4. Зависимость скорости v поперечной акустической волны от относительной толщины κ пластинки, параллельной плоскости симметрии.

Приведены первые две ветви симметричной (s) и антисимметричной (a) совокупности ветвей, v_s — скорость поверхностной волны в полубесконечном кристалле, v_{011} — скорость объемной волны в неограниченном кристалле.

чает, что в рассматриваемом случае акустическая волна в пластинке состоит не из объемных волн, а из комбинации объемных и неоднородных волн, или целиком из неоднородных упруго-поляризационных и электростатических волн. В пределе $h \rightarrow \infty$ как для симметричных v_s , так и для антисимметричных v_a мод при этом получим, что $v_{s,a} \rightarrow v_s$, где v_s также является многозначной

$$\rho v_s^2 = C_{44}^B (1 + K/(1+K)), \quad (15)$$

Эта скорость v_s является скоростью поверхностной волны Блюстейна—Гуляева в полубесконечном кристалле на свободной металлизированной поверхности (001), как видно из (5). Из уравнений (3)—(5), (15) получим, что $v_s \sim (T - T_C)^{1/2}$ и при $T \rightarrow T_C$ скорость $v_s \rightarrow 0$ в отличие от скорости волны в неограниченном кристалле v_{011} (13). Зависимости $v_s(T)$ и $v_{011}(T)$ (рис. 5) существенно отличаются друг от друга: $(v_{011}^2 - v_s^2)/v_{011}^2 \approx K^2/(1+K)^2$.

При большой толщине пластинки, как видно из рис. 4, можно получить значения скорости, точно равные v_{011} . Значения этой толщины получим из (14) при условии $\varepsilon_1^u \gg \varepsilon_0$

$$k_0 = 2z_1^u/\varepsilon_0. \quad (16)$$

Из (7), (16) видно, что это значение зависит от температуры, так что, выбрав такое значение толщины пластинки при фиксированной температуре, при дальнейшем изменении температуры получим скорость, лежащую в промежутке $v_s < v_s < v_{011}$. Поскольку v_s и v_{011} имеют существенно различные зависимости от температуры, то ошибка $\Delta v_s = v_s - v_{011}$ при экспериментальном измерении скорости и ее температурной зависимости может быть велика. Так, для кристаллов типа дигидрофосфата калия при температуре $(T - T_C) = 1^\circ$ эта ошибка достигает $\sim 60\%$.

Как показывает анализ уравнений (2)–(14), металлизация не существенно влияет на значения скоростей v и v_s , поэтому устранить таким способом ошибку в экспериментальном определении скорости в отличие от предыдущего случая не удастся. Однако можно ее уменьшить, ориентируя поверхности пластинки (бруска) так, чтобы вектор u_i составлял с ними заметный угол (рис. 6) и на этих поверхностях образовывались бы не волны Блюстейна-Гуляева, а рэлеевские поверхностные волны, не столь существенно влияющие на характер распространения волны.

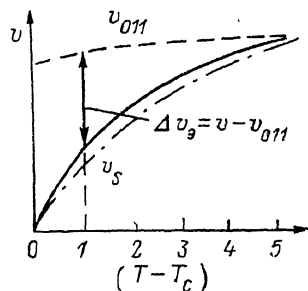


Рис. 5. Зависимость скорости поперечной акустической волны в пластинке произвольной толщины v , скорости поверхностной волны в полубесконечном кристалле v_s , скорости объемной волны в неограниченном кристалле v_{011} от температуры T вблизи температуры фазового перехода T_c .

Как показало проведенное рассмотрение, при сравнении экспериментально измеренных и теоретически ожидаемых температурных зависимостей скорости поперечной акустической волны может привести к заметным расхождениям, обусловленным влиянием конечных размеров исследуемых кристаллов. В некоторых случаях эти расхождения можно уменьшить и даже исключить. Для этого необходимо учитывать не только ориентацию вектора механического смещения акустической волны, но и ориентацию ее вектора электрической поляризации. Для акустических волн, поперечных по обоим этим векторам, т. е. поперечно-поперечных упруго-поляризационных волн, расхождение не столь велико и может быть исключено путем металлизации тех поверхностей кристалла, которые параллельны вектору механического смещения U_i и перпендикулярны вектору электрической поляризации P_i .

Для акустических волн, перпендикулярных по вектору U_i и параллель-

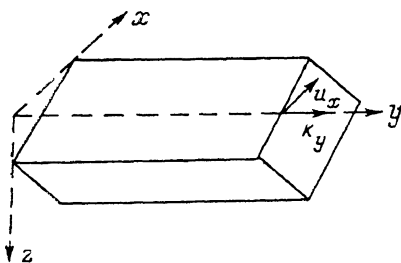


Рис. 6. Предпочтительная ориентация пластинки (бруска) кристалла относительно вектора механического смещения.

ных по вектору P_i , расхождение весьма существенно и может быть несколько уменьшено специальной ориентацией граничных поверхностей относительно векторов U_i и P_i .

Таким образом, проведенное рассмотрение показало, что изменение температурных зависимостей скорости поперечной акустической волны в ограниченном кристалле по сравнению с неограниченным кристаллом происходит за счет обусловленной существованием грани связи с неоднородным электростатическим колебанием электрической поляризации, которое теряет устойчивость в области собственного сегнетоэлектрического фазового перехода. Такая связь может привести к тому, что неустойчивая поперечно-поперечная мода акустической волны может стать более устойчивой и, наоборот, устойчивая поперечно-продольная мода может стать неустойчивой в области такого фазового перехода. В обоих случаях степень устойчивости акустической волны зависит от поперечных размеров кристалла, от граничных условий на его поверхностях и их ориентации. Неучет граничных условий может привести, как было показано выше, к существенным ошибкам в определении теоретически ожидаемых температурных зависимостей скорости поперечных акустических волн в области фазового перехода.

Л и т е р а т у р а

- [1] Кесених Г. Г., Шувалов Л. А., Даниелян Д. Ц. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 8. С. 2383—2388.
- [2] Kessenikh G. G., Shuvalov L. A. // Jap. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. P. 682—683.
- [3] Косевич Ю. А., Сыртин Е. С. // ФТТ. 1985. Т. 28. № 1. С. 248—257.
- [4] Балакшрев М. К., Гилинский И. А. Волны в пьезоэлектриках. Новосибирск, 1982. 237 с.
- [5] Струков Б. А., Леванюк А. П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М., 1983. 240 с.

Институт кристаллографии АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
8 августа 1988 г.
