

УДК 537.312.62

КРИСТАЛЛЫ СО СВЕРХПРОВОДЯЩИМ ПОКРЫТИЕМ: ПОВЕРХНОСТНЫЕ И ОБЪЕМНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

В. И. Альшиц, В. Н. Любимов

Исследованы условия существования поперечных поверхностных акустических волн в пьезоэлектрических и пьезомагнитных кристаллах, имеющих покрытие, которое может находиться в диэлектрическом, нормальном металлическом и сверхпроводящем состояниях. При изменении состояния покрытия собственные решения для поверхностных волн могут исчезать, возникать, превращаться в объемные, резко менять свои характеристики — глубину проникновения, скорость, поляризацию.

Показано, что отражающаяся от поверхности объемная поперечная волна весьма чувствительна к состоянию покрытия: она приобретает определяемый пьезомодулями фазовый сдвиг, который скачкообразно меняется при изменении состояния покрытия.

Вдоль свободной поверхности твердого тела наряду с поверхностной рэлеевской волной при определенной геометрии распространения может существовать другая акустическая волна, удовлетворяющая граничным условиям, — объемная волна, поляризованная в плоскости поверхности. Под влиянием пьезоэлектрического или пьезомагнитного эффектов объемная волна локализуется, превращаясь в поверхностную, если материальные постоянные, ориентация поверхности и направления распространения удовлетворяют определенным требованиям [1-3]. В частности, в пьезоэлектриках соответствующую поперечную поверхностную волну называют волной Блюстейна—Гуляева [1, 2]. Условия существования подобных волн можно удовлетворить далеко не всегда: в кристаллах существуют обширные секторы запрещенных направлений распространения [4, 7, 8]. Можно, однако, попытаться «возродить» объемную или поверхностную волну за счет модифицирования свойств поверхности, меняющего граничные условия. Так, металлизация поверхности радикально меняет электрические граничные условия в силу своего экранирующего действия. Если же металл из нормального состояния переходит в сверхпроводящее, то дополнительно меняются и магнитные граничные условия за счет выталкивания магнитного поля (эффекта Мейсснера). В то же время, если покрытие достаточно тонкое (по сравнению с длиной волны), механические граничные условия в первом приближении остаются прежними. Тогда для покрытия в диэлектрическом состоянии задача оказывается точно такой же, как и для сред без покрытия.

Актуальность рассматриваемого модифицирования поверхности обусловлена появлением в настоящее время высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [9].

Цель настоящей работы — анализ и сопоставление условий существования поверхностных и объемных акустических волн в кристаллах обладающих пьезоэлектрическими и пьезомагнитными свойствами, для трех различных состояний покрытия — диэлектрического, нормального металлического и сверхпроводящего.

Существенно, что к состоянию покрытия оказывается весьма чувствителен и характер отражения объемных акустических волн от поверхности. В частности, скачкообразное изменение фазового сдвига отраженной от поверхности поперечной волны при переходе покрытия в сверхпроводящее состояние — одно из предсказаний настоящей работы.

Полученные в работе результаты могут оказаться полезными для диагностики состояния покрытий из ВТСП, нанесенных на кристаллическую подложку.

1. Исходные соотношения

При распространении звуковой волны в среде, обладающей пьезоэлектрическими и пьезомагнитными свойствами, упругое смещение u , квазистатические потенциалы электрического Φ и магнитного F полей связаны с механическими напряжениями $\hat{\sigma}$, электрической D и магнитной B индукциями известными соотношениями [3, 10]

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} &= c_{ijkl} \nabla_k u_l + e_{kij} \nabla_k \Phi + m_{kij} \nabla_k F, \\ D_i &= 4\pi e_{ikl} \nabla_k u_l - \epsilon_{ij} \nabla_j \Phi, \quad B_i = 4\pi m_{ikl} \nabla_k u_l - \mu_i \nabla_j F. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\hat{\sigma}$ — упругие постоянные; $\hat{\epsilon}$, $\hat{\mu}$ — диэлектрическая и магнитная проницаемости соответственно; \hat{e} , \hat{m} — пьезоэлектрические и пьезомагнитные модули.

Считая среду, имеющую плотность ρ , полубесконечной, дополним уравнения связи (1) общими уравнениями кристаллоакустики рассматриваемых сред

$$\rho \ddot{u} = \nabla \sigma, \quad \nabla D = 0, \quad \nabla B = 0. \quad (2)$$

При этом специфика состояния покрытия учитывается граничными условиями: при диэлектрическом состоянии они состоят в непрерывности соответствующих квазистатических потенциалов и нормальных компонент индукций на границе с вакуумом; если покрытие в нормальном металлическом состоянии, то меняются электрические граничные условия, сводясь к одному — обращению в нуль электростатического потенциала на границе; если же покрытие в сверхпроводящем состоянии, то дополнительно меняются и магнитные граничные условия, сводясь к одному — обращению в нуль нормальных компонент магнитной индукции.

2. Поперечные поверхностные волны при различных состояниях покрытия

Для простоты ограничимся далее рассмотрением сред, которые в исследуемых проблемах проявляют себя как поперечно-изотропные. Имея в виду получить результаты в аналитическом виде, выберем поверхность параллельной главной оси симметрии, а направление распространения — перпендикулярным этой оси. Выбирая направления осей координат вдоль нормали к поверхности x , вдоль направления распространения y и вдоль главной оси симметрии z , из уравнений (1), (2) имеем следующее выражение для волны упругих смещений поперечной поверхностной волны:¹

$$u(x, t) = U(x) \exp[ik(y - vt)], \quad U(x) = A(0, 0, 1) \exp(-\kappa kx), \quad x \geq 0. \quad (3)$$

Здесь k — волновое число, v — фазовая скорость, t — время, A — амплитуда волны на поверхности ($x=0$), κ — безразмерная обратная глубина проникновения волны в среду.

¹ Разумеется, наряду с исследуемым классом поверхностных волн существуют и обычные рэлеевские волны. Однако модифицирование поверхности либо вообще не сказывается на их свойствах, либо приводит к несущественным изменениям.

Волну упругих смещений сопровождают в среде распространяющиеся с той же скоростью волны потенциалов, для амплитудных множителей которых имеем²

$$\begin{aligned}\Phi(x) &= A [(4\pi e_{15}/\varepsilon_1) \exp(-kx) + e \exp(-kx)], \\ F(x) &= A [(4\pi m_{15}/\mu_1) \exp(-kx) + m \exp(-kx)].\end{aligned}\quad (4)$$

Здесь e , m — множители, пропорциональные пьезоэлектрическим и пьезомагнитным модулям (явный вид этих множителей для разных граничных условий различен).

Поверхностные и объемные акустические волны в средах с магнитной симметрией G

	e_{14}	m_{15}	e_{14}, m_{15}	$e_{1\alpha}$	e_{15}	e_{15}, m_{15}	$m_{1\beta}$	e_{15}, m_{14}	$e_{1\alpha}, m_{1\beta}$
G	$\infty 2 1'$	$\frac{\infty}{mm'}$	$\frac{\infty 2'}{2'}$	$\frac{\infty 1'}{1'}$	$\frac{\infty m 1'}{m 1'}$	$\frac{\infty m'}{m'}$	$\frac{\infty}{m}$	$\frac{\infty m}{m}$	$\frac{\infty}{\infty}$
	$6 2 2 1'$	$\frac{6}{mm' m'}$	$\frac{6 2' 2'}{2'}$	$\frac{6 1'}{1'}$	$\frac{6 mm 1'}{m m 1'}$	$\frac{6 m' m'}{m'}$	$\frac{6}{m}$	$\frac{6 mm}{m}$	$\frac{6}{6}$
	$6' 2 2'$	$\frac{6 m' 2'}{m'}$	$\frac{4 2' 2'}{2'}$	$\frac{6'}{1'}$	$\frac{6' m \pi'}{m \pi'}$	$\frac{4 m' m'}{m'}$	$\frac{6}{m}$	$\frac{4 mm}{m}$	$\frac{4}{4}$
	$4 2 2 1'$	$\frac{4}{mm' m'}$		$\frac{4 1'}{1'}$	$\frac{4 mm 1'}{m m 1'}$		$\frac{4}{m}$		
d	—	S_1	X_1	X_2	S_2	S_4	X_3	X_4	X_7
m						S_5		X_5	X_8
s	B				S_3			X_6	

Примечание. Состояние покрытия: d — диэлектрическое, m — нормальное металлическое, s — сверхпроводящее (см. соответственно соотношения (5), (6), (7)). В верхней строке — ненулевые пьезомодули ($\alpha, \beta = 4, 5$), формирующие решения (5)–(7).

Если покрытие находится в диэлектрическом состоянии, то (см. [6])

$$\begin{aligned}x = x_d &= [(e_{15}^2 - e_{14}^2 \varepsilon_1) \mu_1 / (\varepsilon_1 + 1) + (m_{15}^2 - m_{14}^2 \mu_1) \varepsilon_1 / (\mu_1 + 1)] \eta^2, \\ \eta^2 &= 4\pi / \bar{c}_{44} \varepsilon_1 \mu_1, \quad \bar{c}_{44} = c_{44} + 4\pi (e_{15}^2 \mu_1 + m_{15}^2 \varepsilon_1) / \varepsilon_1 \mu_1.\end{aligned}\quad (5)$$

Если покрытие находится в нормальном металлическом состоянии, вычисления дают

$$x = x_m = [e_{15}^2 \mu_1 + (m_{15}^2 - m_{14}^2 \mu_1) \varepsilon_1 / (\mu_1 + 1)] \eta^2.\quad (6)$$

Если же покрытие находится в сверхпроводящем состоянии, то

$$x = x_s = (e_{15}^2 \mu_1 - m_{14}^2 \varepsilon_1) \eta^2.\quad (7)$$

Волны, описываемые соотношениями (5)–(7), распространяются со скоростью $v = [(1 - x^2) \bar{c}_{44} / \rho]^{1/2}$. Параметр x , задающий глубину проникновения в среду волны смещений (3), как видно из выражений (5)–(7), определяется величиной электромеханической и магнитомеханической связи.

Условие существования поверхностной волны, вытекающее из требования ограниченности амплитуды на бесконечности, сводится к неравенству $x > 0$. При $x = 0$ возникающее решение соответствует объемной волне, распространяющейся вдоль поверхности, а при $x < 0$ физические решения отсутствуют — волны типа (3), (4) не существуют.

Классификация решений (5)–(7) для сред различной симметрии дана в таблице. В ней символы S_i ($i = 1, 2, \dots, 5$) соответствуют поверхностным

² Очевидно, волны потенциалов возникают и в вакууме, они затухают с удалением от поверхности, поскольку пропорциональны множителю $\exp(kx)$ ($x \leq 0$). При диэлектрическом состоянии покрытия в вакууме возникают волны как Φ , так и F , при нормальном металлическом состоянии — только волны F , а при сверхпроводящем состоянии $\Phi = F = 0$.

волнам. Каждому индексу i отвечает свое выражение для κ . Приводя вытекающие из (5)–(7) выражения для κ/η^2

$$m_{15}^2 \varepsilon_1 / (\mu_1 + 1) \quad (i=1), \quad e_{15}^2 \mu_1 / (\varepsilon_1 + 1) \quad (i=2), \quad e_{15}^2 \mu_1 \quad (i=3), \\ e_{15}^2 \mu_1 / (\varepsilon_1 + 1) + m_{15}^2 \varepsilon_1 / (\mu_1 + 1) \quad (i=4), \quad e_{15}^2 \mu_1 + m_{15}^2 \varepsilon_1 / (\mu_1 + 1) \quad (i=5), \quad (8)$$

отметим, что все они являются знакоопределенными, $\kappa > 0$ и поверхностные решения S_j сохраняют свой характер при любых значениях материальных постоянных, совместимых с симметрией среды G . Такая «устойчивость» характерна также для объемных волн ($\kappa=0$), распространяющихся вдоль поверхности и отмеченных символом B , а также для нефизических решений ($\kappa < 0$), отвечающих отсутствию волн, что в таблице отмечено прочерками.

Символы X_j ($j=1, 2, \dots, 8$) — в зависимости от соотношения между материальными постоянными — отвечают одному из трех случаев: $\kappa > 0$, $\kappa=0$ и $\kappa < 0$. Каждый из этих случаев определяется своим диапазоном изменения материальных постоянных. Такие диапазоны особенно просто выделяются для $j=1, 2, \dots, 6$. В этих случаях для каждого значения j все зависит от соотношения только двух комбинаций материальных постоянных — x_j и x_j^0 : при $x_j > x_j^0$ существуют поверхностные волны, при $x_j = x_j^0$ — объемные волны, а при $x_j < x_j^0$ физические решения отсутствуют, волны не существуют. Конкретный вид параметров x_j и x_j^0 вытекает из соотношений (5)–(7)

$$x_1 = m_{15}^2 / e_{14}^2, \quad x_1^0 = \mu_1 (\mu_1 + 1) / (\varepsilon_1 + 1), \\ x_2 = e_{15}^2 / e_{14}^2, \quad x_2^0 = \varepsilon_1, \quad x_3 = m_{15}^2 / m_{14}^2, \quad x_3^0 = \mu_1, \\ x_4 = x_5 = x_6 = e_{15}^2 / m_{14}^2, \\ x_4^0 = \varepsilon_1 (\varepsilon_1 + 1) / (\mu_1 + 1), \quad x_5^0 = \varepsilon_1 / (\mu_1 + 1), \quad x_6^0 = \varepsilon_2 / \mu_1. \quad (9)$$

Разумеется, во всех случаях, обозначенных символами X_j , объемные решения возникают лишь при частных соотношениях между константами, когда $\kappa(e_{1a}, m_{1b}, \varepsilon_1, \mu_1) = 0$. Заметим, что уже с приближением к этому условию, т. е. с уменьшением $|\kappa|$, поверхностные волны приобретают новое качество — становятся квазиобъемными, глубокопроникающими. Появление поверхностных волн этого класса возможно при соответствующих частотах и температурах, от которых зависят материальные постоянные среды. Если покрытие выполнено из ВТСП, то, как видно из таблицы, при понижении температуры и последовательном переходе покрытия из одного состояния в другое, чему отвечает переход от соотношения (5) к (6) и далее к (7), свойства решений (3); (4) резко меняются: поверхностные волны скачком изменяют глубину проникновения (вместе с другими свойствами — скоростью, поляризацией и т. д.), могут превращаться в объемные, исчезать или появляться.

Различие случаев (5)–(7) не является универсальным. Так, в условиях, когда волны формируются только под влиянием пьезоэлектрических свойств, изменение магнитных граничных условий не сказывается на результатах и случаи (6) и (7) тождественно совпадают. Ощутим лишь переход покрытия из диэлектрического состояния в металлическое независимо от того, является ли оно нормальным металлическим или сверхпроводящим. С другой стороны, если волны формируются только под влиянием пьезомагнитных свойств, несущественны изменения электрических граничных условий — случаи (5)–(6) оказываются совпадающими. Проявляется лишь переход покрытия в сверхпроводящее состояние, а различие между диэлектрическим и нормальным металлическим состоянием не сказывается.

С этих позиций, выходя за рамки рассмотренных здесь конкретных случаев, представляет интерес выделить из всех 143 кристаллографических групп магнитной симметрии кристаллов и текстур [10] группы симметрии сред, одновременно обладающих пьезоэлектрическими и пьезомагнитными свойствами. Кристаллы этих групп, вообще говоря, «чув-

ствуют» все три состояния покрытия. Список этих групп (П. 1) вынесен в Приложение. В нем 50 групп. Группы, описывающие сегнетоэлектрические среды (их 24), подчеркнуты прямой линией. Группы симметрии ферромагнетиков (их тоже 24) подчеркнуты пунктиром. Отметим, что 15 групп отвечает средам, в которых сегнетоэлектричество сосуществует с ферромагнетизмом.

Далее в Приложение вынесено 24 группы магнитной симметрии сред, проявляющих только пьезоэлектрические свойства (П. 2), где пьезомагнетизм отсутствует. Половина этих групп описывает сегнетоэлектрические среды. Среда других 24 групп магнитной симметрии (П. 3) проявляют только пьезомагнитные свойства. Половина этих групп описывает ферромагнитные среды.

Подчеркнем, что в списках (П.1)—(П.3) оказались все без исключения группы магнитной симметрии сегнетоэлектриков и ферромагнетиков, а также сред, в которых сегнетоэлектричество сосуществует с ферромагнетизмом.

В таблицу не включены магнитные группы сред, для которых $\epsilon_{1\alpha}$, $m_{1\beta} = 0$, когда все случаи (5)—(7) тождественно отвечают объемной волне ($x=0$)

$$G = 6'/m'mm', \bar{6}m21', \bar{6}'m2', \bar{6}'m'2, 6'/m', \bar{6}1', \bar{6}'. \quad (10)$$

Среды классов (10) не «чувствуют» никаких изменений в состоянии покрытия.

Не включены в таблицу также группы сред, для которых во всех случаях (5)—(7) тождественно имеют место нефизические решения ($x < 0$)

$$G = \infty/mmm, 6/mmm, \bar{6}m2, 4/mmm, \quad (11)$$

$$G = \infty 2, 622, 422. \quad (12)$$

Решения (5)—(7) формируются для сред классов (11) при участии лишь одного пьезомодуля m_{14} , а для сред классов (12) — при участии двух пьезомодулей ϵ_{14} и m_{14} .

3. Ф а з о в ы й с д в и г п р и о т р а ж е н и и п о п е р е ч н о й в о л н ы

К состоянию покрытия весьма чувствительны не только поверхностные волны, но и отражающиеся от поверхности объемные волны. Покажем это на примере тех же сред, что и в предыдущем разделе.

Пусть на поверхность yz полубесконечной среды падает объемная поперечная волна, волновой вектор которой лежит в плоскости xz и составляет угол α с поверхностью. Волновой вектор отраженной волны лежит в той же плоскости и составляет угол $-\alpha$ с поверхностью. Поле упругих смещений в падающей и отраженной волнах задается выражением

$$u^{\mp}(\mathbf{r}, t) = A^{\mp}(0, 0, 1) \exp [ik(\mp x \sin \alpha + y \cos \alpha - vt)], \quad (13)$$

где $v = (\bar{\epsilon}_{44}/\rho)^{1/2}$; знак «—» относится к падающей волне, а «+» к отраженной. Не приводя выражений для волн потенциалов, сопровождающих волны упругих смещений (13), выпишем важное для дальнейшего анализа отношение амплитуд

$$A^+/A^- = \exp(i\delta), \quad \delta = 2 \operatorname{arctg}(x \operatorname{ctg} \alpha). \quad (14)$$

Аналогичные соотношения были ранее получены в работе [11] для случая отражения волны (13) от свободной поверхности пьезоэлектрического кристалла без покрытия.

Как вытекает из (14), при отражении возникает фазовый сдвиг, являющийся функцией угла α , под которым волна падает на поверхность, и коэффициента x — того же самого, что определял и свойства поверхностных волн (5)—(7). Эти зависимости представлены на рис. 1. Поскольку коэффициент x зависит от состояния покрытия, фазовый сдвиг δ отражает

это состояние. Особое значение имеет вопрос об изменении состояния покрытия при варьировании внешних условий (температуры, давления и т. д.). Информацию об этом несет производная

$$\partial\delta/\partial\alpha = 2/(\operatorname{tg} \alpha + \chi^2 \operatorname{ctg} \alpha) \quad (15)$$

— чувствительность фазового сдвига, также являющаяся функцией α и χ (рис. 2).

Как функция α чувствительность имеет максимум при

$$\alpha = \alpha_m = \operatorname{arctg} |\chi|, \quad (16)$$

равный

$$(\partial\delta/\partial\alpha)_m = 1/|\chi|, \quad (17)$$

при этом всегда $\delta(\alpha_m) \equiv \pi/2$. Поскольку обычно $|\chi| \ll 1$, чувствительность в максимуме достаточно велика, что весьма важно для эксперимента.

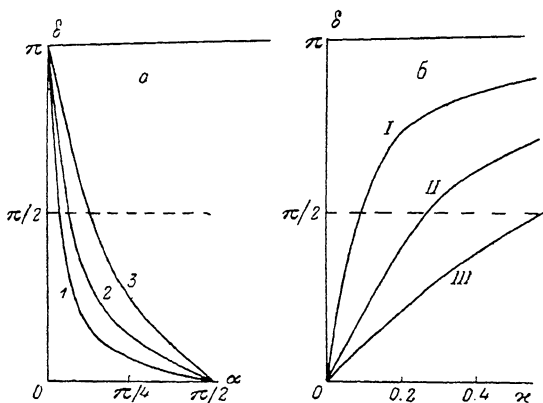


Рис. 1. Сдвиг фазы δ , возникающий при отражении поперечной волны.

a — δ как функция угла α , под которым волна падает на поверхность. Значения коэффициента электро- и магнитомеханической связи χ : 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.4; b — δ как функция χ . Значения α : I — $\pi/36$, II — $\pi/12$, III — $\pi/6$.

В то же время угол $\alpha = \alpha_m \approx |\chi|$ оказывается малым в меру малости $|\chi|$. При этом, однако, надо заботиться о том, чтобы естественная расходимость падающего на поверхность акустического пучка была бы значительно меньше α_m , чего не всегда просто достичь. Впрочем, отход от $\alpha = \alpha_m$ в сторону больших углов α оставляет чувствительность еще на достаточно высоком уровне (рис. 2).

Интересно, что если существование поверхностных волн было ограничено условием на знак χ (см. выше), то возникновение фазового сдвига δ не ограничено этим условием: знак χ лишь определяет знак δ (см. (14)).

4. Обсуждение результатов

Проведенное рассмотрение справедливо для покрытий, толщина которых много больше лондоновской глубины проникновения магнитного поля, имеющей, как известно, порядок $\sim 10^{-5}$ см [12]. Другими словами, минимальная толщина покрытия должна быть порядка $\sim 10^{-4}$ см. Для таких толщин длина волны ограничена снизу значением порядка $\sim 10^{-3}$ см, а частота соответственно ограничена сверху величинами порядка ~ 100 мГц. Для применимости результатов существенно также, что толщина скин-слоя на этих частотах не превышает лондоновской глубины проникновения. Для больших толщин покрытия верхняя граница частоты соответственно снижается.

Хотя во всех случаях, когда $\chi < 0$ (см. таблицу и списки (11), (12)), поверхностные волны вдоль оси y не существуют, они могут возникнуть при отклонении направления распространения от этой оси на конечный угол φ . Можно показать, что при $v < v_R$ (v_R — скорость рэлеевской волны

вдоль направления y) величина $|x|$ убывает с ростом $|\varphi|$ и при некотором критическом значении $|\varphi| = \varphi_0 \sim |x|^{1/2}$ параметр x обращается в нуль, т. е. возникает объемная волна. При дальнейшем увеличении отклонения ($|\varphi| > \varphi_0$) имеем $x > 0$, возникает ветвь поверхностных квазиобъемных решений. Поверхностная волна при этом имеет более сложную структуру: помимо компонент, отвечающих соотношениям (3), (4), в нее входят также волны двух других поляризаций вектора u . Исследование подобных случаев для пьезоэлектрических сред со свободной поверхностью без покрытия проведено в [7].

Решения с $x < 0$ «оживают» также, если от полубесконечных сред перейти к средам конечной толщины — пластинам (см. [13]).

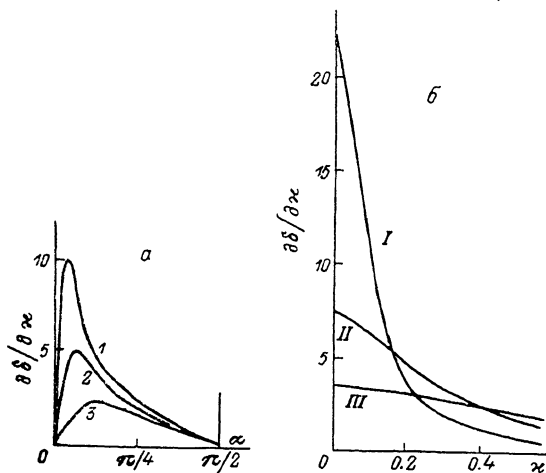


Рис. 2. Чувствительность фазового сдвига $\partial\delta/\partial x$ как функция угла α и параметра x . Обозначения те же, что и на рис. 1.

Для экспериментального наблюдения предсказанных эффектов необходимы соответствующие кристаллические подложки. Рассмотренный класс сред, выступающих в исследуемых проблемах как поперечно-изотропные, оказался достаточно широким: он охватывает примерно треть общего числа магнитных групп симметрии кристаллов и текстур — 46 групп из 143 (см. таблицу и списки групп (10)—(12)). Разумеется, поперечная изотропия подложки совсем не обязательна для наблюдения обсуждавшихся эффектов.

Существует довольно много пьезоэлектрических кристаллов и текстур, в которых электромеханическое взаимодействие достаточно велико ($x \geq 0.1$) [14]. Такие вещества удобны для идентификации металлического состояния ВТСП. Известен также ряд пьезомагнитных кристаллов, в которых магнитомеханическое взаимодействие того же порядка величины [5, 15]. Эти кристаллы подходят для диагностики сверхпроводящего состояния покрытия.

Предлагаемая акустическая диагностика может быть полезной, когда прямые электрофизические и магнитные измерения оказываются затрудненными.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Магнитные группы симметрии кристаллов и текстур, «различающих» все три состояния покрытия — диэлектрическое, нормальное металлическое и сверхпроводящее

$$\begin{aligned} & \underline{\infty}, \underline{\infty m'}, \underline{\infty m}, \underline{\infty 2}, \underline{\infty 2'}, \underline{\bar{4}'}3m', .23, \\ & \underline{6'}, \underline{6}, \underline{\bar{6}}, \underline{6'}, \underline{\bar{6}'m'2}, \underline{\bar{6}'m'2'}, \underline{\bar{6}m2}, \underline{\bar{6}m'2'}, \\ & \underline{6m'm'}, \underline{6mm}, \underline{6'mm'}, \underline{622}, \underline{62'2'}, \underline{6'22'}, \\ & \underline{\bar{4}'}', \underline{4}, \underline{\bar{4}}, \underline{4'}, \underline{\bar{4}2m}, \underline{\bar{4}2'm'}, \underline{\bar{4}'}2m', \underline{\bar{4}'}2'm, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \underline{4m'm'}, \underline{4'mm'}, \underline{4mm}, \underline{422}, \underline{4'22'}, \underline{42'2'}, \\ & \underline{3}, \underline{3m'}, \underline{3m}, \underline{32}, \underline{32'}, \underline{mm2}, \underline{mm'2'}, \underline{m'm'2}, \\ & \underline{22'2'}, \underline{222}, \underline{m}, \underline{m'}, \underline{2}, \underline{2'}, \underline{1}. \end{aligned} \quad (\text{П. 1})$$

Магнитные группы сред, «различающих» два состояния покрытия: диэлектрическое, с одной стороны, и металлическое — с другой, независимо от того, нормальное металлическое или сверхпроводящее

$$\begin{aligned} & \underline{\infty m1'}, \underline{\infty 21'}, \underline{\infty 1'}, \underline{43'm}, \underline{43m}, \underline{23'}, \\ & \underline{6m21'}, \underline{6mm1'}, \underline{6221'}, \underline{61'}, \underline{61'}, \\ & \underline{42m1'}, \underline{4mm1'}, \underline{4221'}, \underline{41'}, \underline{41'}, \\ & \underline{3'm}, \underline{3'2}, \underline{3'}, \underline{mm21'}, \underline{2221'}, \underline{m1'}, \underline{21'}, \underline{1'}. \end{aligned} \quad (\text{П. 2})$$

Магнитные группы симметрии сред, «различающих» два состояния покрытия: несверхпроводящее (независимо от того, является ли оно диэлектрическим или нормальным металлическим) и сверхпроводящее

$$\begin{aligned} & \underline{\infty/mm'}, \underline{\infty/mm}, \underline{\infty'm}, \underline{m3m}, \underline{4'32'}, \underline{m3}, \\ & \underline{6'/m'mm'}, \underline{6'/mm'm'}, \underline{6'/mmm}, \underline{6'/m'}, \underline{6'/m}, \\ & \underline{4'/mmm'}, \underline{4'/mm'm'}, \underline{4'/mmm}, \underline{4'/m}, \underline{4'/m}, \\ & \underline{3m'}, \underline{3m}, \underline{3}, \underline{mm'm'}, \underline{mmm}, \underline{2'/m}, \underline{2/m}, \underline{1}. \end{aligned} \quad (\text{П. 3})$$

Отметим, что списки (П. 1)—(П. 3) охватывают весьма широкий класс структур: в этих списках содержится примерно 2/3 общего числа групп симметрии кристаллов и текстур — 98 групп из 143.

Л и т е р а т у р а

- [1] Bleustein J. L. // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13. N 12. P. 412—413.
- [2] Гуляев Ю. В. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. № 11. С. 63—65.
- [3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. 624 с.
- [4] Балакцрев М. К., Гилянский И. А. Волны в пьезокристаллах. Новосибирск, 1982. 240 с.
- [5] Гуляев Ю. В., Кузавко Ю. А., Олейник И. Н., Шавров В. Г. // Acta Phys. Polon. 1985. V. A68. N 2. P. 289—292.
- [6] Косевич Ю. А. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 1. С. 193—195.
- [7] Любимов В. Н., Альшиц В. И., Лоте Е. // Кристаллография. 1980. Т. 25. № 1. С. 33—42.
- [8] Альшиц В. И., Любимов В. Н. // Кристаллография. 1985. Т. 30. № 3. С. 437—444.
- [9] Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Приложение. Черноголовка: Наука. 236 с.
- [10] Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики. М., 1979. 640 с.
- [11] Alsbits V. I., Lothe J., Lyubimov V. N. // Wave Motion. 1984. V. 6. N 3. P. 259—264.
- [12] Гинзбург В. Л. // УФН. 1950. Т. 42. № 2. С. 169—219; № 3. С. 333—361.
- [13] Любимов В. Н. // Кристаллография. 1980. Т. 25. № 3. С. 460—464.
- [14] Блистанов А. А., Бондаренко В. С., Переломова Н. В. и др. Акустические кристаллы. Справочник / Под ред. М. П. Шаскольской. М., 1982. 632 с.
- [15] Боровик-Романов А. С. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. № 4. С. 1088—1098.

Институт кристаллографии АН СССР
им. А. В. Шубникова
Москва

Поступило в Редакцию
19 сентября 1988 г.