АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXII 1986 Вып. 6

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОБЪЕДИНЕННОГО НАУЧНОГО СОВЕТА АН СССР ПО КОМПЛЕКСНОЙ ПРОБЛЕМЕ «ФИЗИЧЕСКАЯ И ТЕХНИЧЕСКАЯ АКУСТИКА»

В Ленинграде 18–19 марта 1986 г. состоялась выездная сессия Объединенного научного совета АН СССР по комплексной проблеме «Физическая и техническая акустика» и Научного совета АН СССР по проблеме «Ультразвук». На сессии рассмотрены некоторые актуальные вопросы физической акустики твердого тела.

Первое заседание сессии было посвящено памяти видного советского ученого доктора физ.-мат. наук профессора В. А. Шутилова. На заседании заслушаны обзорный доклад о научной деятельности В. А. Шутилова, а также ряд оригинальных сообщений по научным направлениям, в становление и развитие которых он внес большой вклад.

Ниже публикуются рефераты некоторых прочитанных на сессии докладов.

Владимирцев Ю. В., Голенищев-Кутузов В. А., Миронов С. П., Мигачев С. А., Садыков И. И., Шамуков Н. А. Исследование оптических и акустических свойств кристаллов оптоакустическим методом. Дан обзор применений разработанной авторами методики оптоакустических (ОА) исследований, основанный на генерации ультразвуковых колебаний в изучаемых образцах импульсным и амплитудно-модулированным источниками лазерного излучения.

Для исследований были созданы две установки. В первой в качестве источника излучения использовался импульсный лазер на АИГ: Nd^{3+} на первой ($\lambda_1=1{,}06$ мкм) и второй ($\lambda_2=0{,}53$ мкм) гармониках. С его помощью создавалось возбуждение и прием продольных поперечных и поверхностных акустических волн в любой точке прозрачного образца. Причем использование импульсов с малой энергией ($\leqslant 1$ мДж) гарантировало отсутствие оптических повреждений исследуемых образцов. Генерация акустических колебаний создавалась несфокусированными пучками с диаметром каустики (D_k) 500 мкм, остросфокусированными пучками ($\sim$5–20 мкм) и пучками в виде полоски (4×0,1 мм). При использовании остросфокусированных пучков акустические отклики возникали преимущественно в фокусе пучка. Форма пучка в виде полоски позволяла генерировать различные типы волн на поверхности образцов с относительно плоским волновым фронтом. Детектирование акустического отклика осуществлялось широкополосным пьезопреобразователем, присоединенным к одной из поверхностей исследуемого образца. Далее электрический сигнал усиливался широкополосным усилителем или при изучении амплитудно-частотных характеристик узкополосным супергетеродинным приемником.

Вторая установка в качестве источника когерентного излучения использует гелий неоновый лазер, непрерывное излучение которого модулируется в диапазоне частот от 100 Гц до 1 кГц. Развертка луча лазера осуществляется двумя электрически управляемыми зеркалами. Максимальный размах развертки по обеим осям не менее 15 мм. При использовании фокусирующей линзы с $F=100$ мм получена разрешающая способность 50 мкм. В качестве приемника звука используются два электродинамических микрофона, включенных в противофазе, что позволяет заметно уменьшить посторонние звуковые помехи. Для увеличения сигнала используются стандартные селективные усилители и фазочувствительные детекторы. Результаты регистрируются как на экране запоминающего осциллографа, так и на двухкоординатном самописце.

Изложены способы получения трехмерного ОА-изображения путем сканирования по сечениям образца остросфокусированным пучком. Проведено сравнение пространственного и временного разрешения полученных ОА-сигналов и их чувствительности к поглощению света в образце относительно ранее использовавшихся методик.

Разработанный метод позволяет получать следующие характеристики: собственные нормальные моды продольных, поперечных и поверхностных акустических волн, распределение их интенсивности, затухания и дисперсии по образцу. Распределение механических деформаций и напряжений. Определение оптимальных условий оптической генерации и приема ультразвука; распределение объемных оптических неоднородностей и комплексного показателя преломления для прозрачных образцов с малым основным оптическим поглощением, а также поверхностных неоднородностей в непрозрачных образцах. Распределение оптических и упругих дефектов, искажений кристаллической решетки вокруг микродефектов, в том числе и за счет примесных парамагнитных центров и вакансий. Комплексное определение оптического качества кристаллов, прогнозирование их свойств под действием оптического облучения; кинетику оптического пробоя. Контроль очагов разрушения на

поверхности или в объеме образца. Определение порогов и пробоя, накопительного и размерного эффектов. Методика опробована на ряде сегнето и пьезоэлектрических кристаллов ($LiTaO_3$, $LiNbO_3$, $LiIO_3$), диэлектриков (АИГ) и полупроводников.

Зарембо Л. К., Карпачев С. Н. Магнитоакустический резонанс в ферритах. Магнитоакустический резонанс (МАР), как известно, заключается в резком увеличении поглощения магнитоактивной акустической волны в магнитоупорядоченных кристаллах при совпадении частоты этой волны с частотой прецессии магнитных моментов, перестраивающейся внешним магнитным полем H_0. Это позволяет легко управлять акустическими характеристиками кристалла (скоростью волны, эффективной нелинейностью, затуханием) путем изменения H_0. Для практической реализации данного эффекта в конкретных магнитоакустических устройствах необходимы кристаллы, форма которых отличается от эллипсоидальной, в связи с чем внутреннее поле в них (в случае ферро- и ферримагнетиков) неоднородно. В данной работе приведены результаты теоретического определения скорости и эффективной нелинейности (по генерации второй гармоники) в кубическом магнетике с неоднородным внутренним полем. Предполагается, что диссипативные потери малы, а также определяющую роль играет нелинейность магнитной подсистемы.

Рассматривая систему уравнений движения магнитного момента (уравнения Блоха), можно показать, что в нулевом приближении (равновесное намагничение) возможны следующие решения этой системы: $m_x^0=m_y^0=0$; $m_z^0=1$, где m_i – компонента единичного вектора намагниченности. Далее считается, что внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_0$ направлено по оси **z** кристалла; сдвиговая волна с поляризацией по оси **x** распространяется в этом же направлении. В этом случае, как показано в [1, 2], дисперсионное уравнение имеет вид

$$\frac{\omega}{\gamma}=\frac{M_0B_2^2k^2}{\rho\omega^2-k^2C_{44}}+2Ak^2-\sigma\Delta_{zx}+H_0, \tag{1}$$

где ω, k – частота и волновое число упругой волны; γ – магнитомеханическое отношение, равное 2,8 МГц/Э для электронного резонанса, M_0 – намагниченность насыщения, B_2 – постоянная магнитострикции (с табличной b_2 связана соотношением $B_2=b_2/M_0$), ρ – плотность кристалла, A – обменная постоянная, $\sigma=4\pi M_0f(x, y, z)$, f – функция, определяющая неоднородное распределение намагничения: $\Delta_{ij}=N_i-N_j$, N_i – размагничивающие факторы образца. Однако данное решение справедливо лишь в случае цилиндрической симметрии образца, что является ограничением для ряда акустических задач.

m_x^0, m_y^0, $m_z^0\neq0$. Это решение характерно для ряда ферромагнетиков, у которых легкая ось намагничивания направлена по главной диагонали кубической решетки. Однако полное решение задачи весьма громоздко и она может решаться лишь численно.

Либо $m_x^0=0$, либо $m_y^0=0$. Рассмотрим подробно случай $m_x^0=0$. В пренебрежении обменным полем равновесные значения компонент единичного вектора намагниченности определяются выражениями

$$m_y^{0^2}=\frac{\sigma^2\Delta_{zy}^2-H_0^2}{\sigma^2\Delta_{zy}^2};\qquad m_z^0=\frac{H_0}{\sigma\Delta_{xy}}. \tag{2}$$

Из системы уравнений Блоха и уравнений магнитоупругости можно получить перенормировку из-за магнитоупругой связи модуля упругости:

$$C_{44}^{\text{эфф}}=C_{44}+\frac{M_0B_2^2H_0^2\omega_0^2}{\sigma^3\Delta_{zy}^2\Delta_{yx}(\omega_0^2-\omega^2)}, \tag{3}$$

где ω_0 – частота прецессии магнитного момента, определяемая из выражения

$$\omega_0^2=\frac{\gamma^2(H_0^2-\sigma^2\Delta_{zy}^2)\Delta_{yx}}{\Delta_{zy}}.$$

Для скорости сдвиговой волны из (3) в терминах H_0 следует

$$v^2=\frac{C_{44}}{\rho}+\frac{M_0B_2^2H_0^2}{\rho\sigma^3\Delta_{zy}^2\Delta_{yx}}+\frac{M_0B_2^2H_0^2\omega^2}{\gamma^2\rho\sigma^3\Delta_{zy}\Delta_{yx}\left(H_0^2-\gamma^2\Delta_{zy}^2-\frac{\Delta_{zy}}{\Delta_{yx}}\frac{\omega^2}{\gamma^2}\right)}. \tag{4}$$

Связь упругой подсистемы с магнитной приводит, во-первых, к дисперсии скорости звука, а, во-вторых, и резонансу при совпадении частоты звука с частотой ω_0.

Рассматривая систему этих уравнений во втором приближении, можно получить амплитуду второй гармоники магнитоупругой волны:

$$A_{2\omega}=\frac{kb_2\left[qm_z^0+\frac{\gamma B_2^2\omega\omega_0^2m_y^0m_z^{0^2}U_0^2}{2\sigma\Delta_{yx}(\omega_0^2-\omega^2)^2}\right]}{2(\rho\omega^2-C_{44}k^2)}, \tag{5}$$

где U_0 – амплитуда смещения в упругой волне, а q – амплитуда колебаний магнитного момента m_x'' во втором приближении ($m_x''=q\sin[2(\omega t-kz)]$) определяется соотношением

$$q=\gamma^3\sigma B_2^2\Delta_{zy}m_y^0m_z^0\omega U_0^2\{4(C_{44}k^2-\omega^2\rho)[(2\omega^2+\omega_0^2)m_z^{02}+\omega^2-\omega_0^2]+\gamma^2b_2^2m_z^{02}m_y^{04}\Delta_{zy}k^2\}\times \tag{6}$$

$$\times\frac{1}{2(\omega_0^2-\omega^2)^2\left\{4\omega^2(\omega^2\rho-C_{44}k^2)-\omega_0^2\left[\omega^2\rho-k^2\left(C_{44}+\frac{M_0B_2^2}{\sigma\Delta_{yx}}\right)\right]\right\}}.$$

Будем в основном интересоваться резонансным поведением m_x'' (и соответственно $A_{2\omega}$). Проведем некоторые численные оценки. Для ЖИГа, например (см. [2]), $C_{44}=7{,}64\cdot10^{11}$ дин/см^2, $B_2=4{,}9\cdot10^4$ Э. Рассмотрим последнюю скобку в знаменателе (6). Тогда, обозначив $C^*=M_0B_2^2m_z^{02}/\sigma\Delta_{yx}$, получим

$$C^*/C_{44}=2{,}46\cdot10^{-4}\frac{m_z^{02}}{\Delta_{yx}}.$$

Так как $|m_z^0|^2<1$, а $\Delta_{yx}=N_y-N_x$ можно считать достаточно большим (рассматриваем случай, когда цилиндрическая симметрия не реализуется), членом C^* можно пренебречь. Тогда знаменатель (6) перепишется в виде

$$(\omega_0^2-\omega^2)^2(4\omega^2-\omega_0^2)(\omega^2\rho-C_{44}k^2), \tag{7}$$

откуда видно, что резонанс второй гармоники магнитного момента (и соответственно $A_{2\omega}$) наблюдается в двух случаях: при совпадении частоты прецессии ω_0 с частотой упругой волны и при совпадении ω_0 с удвоенной частотой упругой волны. Так как эти условия выполняются для двух разных значений внешнего поля H_0, то по мере его изменения должны наблюдаться два резонанса:

$$H^2_{\text{рез}_1}=\sigma^2\Delta_{zy}^2+\frac{\Delta_{zy}}{\Delta_{yx}}\frac{\omega^2}{\gamma^2};\qquad H^2_{\text{рез}_2}=\sigma^2\Delta_{zy}^2+\frac{\Delta_{zy}}{\Delta_{yx}}\frac{4\omega^2}{\gamma^2}. \tag{8}$$

Данное явление впервые экспериментально наблюдалось в [3]: были обнаружены два пика, соответствующие нелинейному МАР.

Оценим расстояние между этими дублетами по полю:

$$\Delta_{\text{Д}}=H_{\text{рез}_2}-H_{\text{рез}_1}=\frac{3\omega^2\Delta_{zy}}{\gamma^2\Delta_{yx}(H_{\text{рез}_1}+H_{\text{рез}_2})}. \tag{9}$$

Для случая относительно низких частот $\omega\ll\gamma\sigma\sqrt{\Delta_{zy}\Delta_{yx}}$ можно считать $H_{\text{рез}_1}\simeq H_{\text{рез}_2}$ и (9) записывается в виде

$$\Delta_{\text{Д}}\simeq\frac{3}{2}\frac{\omega^2}{\gamma^2\sigma\Delta_{yx}}, \tag{10}$$

откуда эффективная постоянная γ^* (определяющаяся из условия $\Delta_{\text{Д}}=\frac{\omega}{\gamma^*}$)

$$\gamma^*=\frac{2}{3}\frac{\gamma^2\sigma\Delta_{yx}}{\omega}. \tag{11}$$

Для случая же высоких частот $\omega\gg\gamma\sigma\sqrt{\Delta_{zy}\Delta_{yx}}$

$$\gamma^*=\gamma\sqrt{\frac{\Delta_{yx}}{\Delta_{zy}}}. \tag{12}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. *Такер Дж., Рэмптов В.* Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 453 с.
2. *Штраусс В.* В кн.: Физическая акустика/Под ред. Мэзона У. Т. IV. Ч. Б. М.: Мир, 1970, с. 247–316.
3. *Гришмановский А. Н., Юшин Н. К., Богданов В. Л., Леманов В. В.*– ФТТ, 1971, т. 13, вып. 6, с. 1833–1836.

Кессель А. Р., Шакирзянов М. М. Квантование спиновых степеней свободы в поле акустической волны. В работах [1, 2] была высказана идея о квантовании квадрупольного момента ядра ($I \geqslant 1$) в сильном акустическом поле резонансной частоты. Во вращающейся вокруг постоянного магнитного поля с частотой звука ω системе координат (ВСК) гамильтониан взаимодействия ядер со звуком $\mathscr{H}(t)$ содержит независящую от времени часть $\mathscr{H}_c$. В том широко распространенном случае, когда $\mathscr{H}(t)$ есть оператор взаимодействия квадрупольного момента ядра с градиентом электрического поля, созданного в образце акустическими деформациями, $\mathscr{H}_c$ имеет вид оператора статических квадрупольных взаимодействий $\mathscr{H}_Q$ в лабораторной системе координат (ЛСК). Спин-система во ВСК находится на так называемых уровнях квазиэнергии (КЭ) [3], спектр которых соответствует спектру ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в ЛСК [1, 2]. Если взаимодействие $\mathscr{H}_c$ существенно превосходит секулярную часть ($\mathscr{H}_d$) магнитных дипольных взаимодействий $\mathscr{H}_{dd}$ (которая обычно определяет ширину (δ) линий ЯМР в ЛСК), то уровни КЭ хорошо разрешены и можно говорить о квантовании спинов в градиенте электрического поля. При выполнении неравенства $\langle\mathscr{H}_c\rangle \gg \langle\mathscr{H}_d\rangle$ оператор $\mathscr{H}_c$ становится основным гамильтонианом спин-системы во ВСК. Это приводит к естественному разделению взаимодействия $\mathscr{H}_d$ на секулярную ($\mathscr{H}_d{}^c$) и несекулярную ($\mathscr{H}_d{}^c$) относительно спектра КЭ-части, роль которых в динамике спин-системы существенно различна. Секулярная часть $\mathscr{H}_d{}^c$ обуславливает ширину уровней КЭ, определяет затухание недиагональных в этом представлении компонент дипольного и мультипольных моментов ядер, не затрагивая при этом среднего значения энергии $\langle\mathscr{H}_c\rangle$, поскольку по определению $[\mathscr{H}_c, \mathscr{H}_d{}^c]=0$ [4]. Эти процессы разыгрываются на временах порядка $T_2 \sim [Sp(\mathscr{H}_d{}^c)^2/\hbar^2 Sp I_z{}^2]^{-1/2}$, которые значительно короче времен ядерной спин-решеточной релаксации (СРР) T_1. Вкладом $\mathscr{H}_d{}^{нс}$ в динамику спин-системы при $\langle\mathscr{H}_c\rangle \gg \langle\mathscr{H}_d\rangle$ можно пренебречь [2].

Таким образом, на временах $t > T_2$ поведение спин-системы помимо среднего значения $\langle\mathscr{H}_d{}^c\rangle$ описывается средним значением $\langle\mathscr{H}_c\rangle$ оператора $\mathscr{H}_c$, определяющего спектр КЭ во ВСК. И оба средних изменяются только лишь благодаря процессам СРР на временах $t \sim T_1$. Если же энергия $\langle\mathscr{H}_c\rangle$ не превосходит $\langle\mathscr{H}_d\rangle$, разбиение $\mathscr{H}_d$ на $\mathscr{H}_d{}^c$ и $\mathscr{H}_d{}^{нс}$ теряет физический смысл и $\langle\mathscr{H}_c\rangle$ под влиянием $\mathscr{H}_d{}^{нс}$ становится малой величиной уже на временах T_2. Отсюда вытекает, что в сильных резонансных акустических полях ($\langle\mathscr{H}_c\rangle \gg \langle\mathscr{H}_d\rangle$), в условиях квантования должен иметь место захват квадрупольного момента ядра и удержание его на временах порядка времени $t \sim T_1$ [1, 2].

С целью обнаружения факта квантования и проверки развитой теории были поставлены эксперименты [5, 6], которые проводились следующим образом. Изучалось поведение M_z-компоненты вектора намагниченности спин-системы ядер Na^{23} ($I={}^3/_2$) в монокристалле NaCl в процессе акустического адиабатического быстрого полупрохождения и дальнейшего насыщения в центре линии акустического ядерного магнитного резонанса ($|\Delta m|=2$) при различных интенсивностях звука. Такая методика исключала эффекты, связанные с возможной недостаточной адиабатичностью прохождения [5, 6]. При этом исследовалась зависимость $M_z(t)$ от времени нахождения спин-системы в точном резонансе. Измерения показали, что для любых интенсивностей возбуждающего поля, вплоть до разрушения образца (речь идет о тех интенсивностях, для которых выполняется условие адиабатического быстрого прохождения (АБП)), по окончании полупрохождения в точке резонанса M_z не исчезает, как бывает при электромагнитном АБП [4]. Напротив, оказывается, что $M_z \gtrsim {}^1/_5 M_0$, где M_0 — равновесное значение намагниченности. При дальнейшем насыщении поведение M_z зависит от интенсивности акустического поля. Если поле, квантующее $\langle\mathscr{H}_c\rangle \gg \langle\mathscr{H}_d\rangle$, то M_z быстро насыщается до значения, равного ${}^1/_5 M_0$, и затем следует спад до нуля со временем СРР зеемановой энергии $T_1 \sim 14$ с для данного образца. Иными словами, в этом случае M_z-компонента сохраняется на временах $t \sim T_1$. Если уровни КЭ не разрешены, то наблюдается очень быстрое насыщение до нуля [6]. Объяснение такого поведения продольной компоненты намагниченности связано, на наш взгляд, с эффектом захвата квадрупольного момента ядер и их квантования в сильном акустическом поле.

Действительно, во ВСК, в представлении, в котором основной гамильтониан спин-системы ($\mathscr{H}_c$), соответствующий экспериментальным условиям [6], диагонален и имеет неэквидистантный спектр, состояния КЭ характеризуются энергией и описываются волновыми функциями [1]:

$$E_{\pm 3} = \pm \frac{\hbar}{2}(\varkappa+\Delta), \qquad E_{\pm 1} = \pm \frac{\hbar}{2}(\varkappa-\Delta), \qquad 2\Delta = 2\omega_0 - \omega,$$

$$\psi_{\pm 3} = C_1 \varphi_{\pm 3/2} \pm C_{-1} e^{\pm i\eta} \varphi_{\mp 1/2}, \qquad \psi_{\pm 1} = C_1 \varphi_{\pm 1/2} \pm C_{-1} e^{\pm i\eta} \varphi_{\mp 3/2},$$

$$C_{\pm 1}{}^2 = (\varkappa \pm 2\Delta)/\varkappa, \qquad \varkappa = 2\sqrt{\Delta^2 + 3a^2}, \qquad a = GU_0, \qquad \eta = \mathbf{kx} - 2\xi.$$

Здесь φ_{m_z} — волновые функции оператора I_z, G — константа динамической квадрупольной спин-фононной связи, U_0 — относительная амплитуда деформаций, $\mathbf{k}$, ξ — волновой вектор и начальная фаза бегущих, продольных акустических волн, $\mathbf{k} \| \mathbf{x} \perp \mathbf{z} \| \mathbf{H}_0$. Компонента намагниченности, параллельная H_0, равна соответственно $M_z(t) = \gamma\hbar \sum_m n_m \langle \psi_m(t) | I_z | \psi_m(t) \rangle$, $m = 2m_z$, где n_m — заселенности уровней. В на-

чальный момент времени ($t=0$, $\Delta \gg a$, δ) $\psi_m=\varphi_{m_z}$, $n_m=n_{m_z}$, n_{m_z} – равновесные значения заселенностей, и $(n_{1/2}-n_{-1/2})=3(n_{1/2}-n_{-1/2})$, $\gamma\hbar(n_{1/2}-n_{-1/2})={}^1/_5M_0$ [4]. Адиабатическое прохождение осуществлялось свипированием частоты звука ω через резонансное значение $2\omega_0$ по линейному закону, что во ВСК соответствует изменению величины $2\Delta=2\omega_0-\omega=-V(t-t_0)$. Согласно теории [4, 7], при адиабатическом изменении $\Delta(t)$ волновые функции ψ_m в любой момент времени почти равны волновым функциям, которые получаются при $\partial\Delta/\partial t=0$ и гамильтониане, равном своему «мгновенному» значению в данный момент времени. При этом переходы не индуцируются и заселенности не изменяются $n_m=n_{m_z}=\mathrm{const}$ [4, 7]. Тогда для продольной компоненты намагниченности получаем

$$M_z(t)=\gamma\hbar\frac{\varkappa+8\Delta}{\varkappa}(n_{1/2}-n_{-1/2})=1/5M_0\frac{\varkappa+8\Delta}{\varkappa}.$$

Из изложенного выше следует, что спин-система во ВСК в момент окончания полупрохождения в точном резонансе находится на двух двукратно вырожденных уровнях КЭ, разделенных в квантующем акустическом поле энергетическим интервалом $\varkappa=2\sqrt{3}a$, и характеризуется не равной нулю M_z-компонентой макроскопической намагниченности $M_z={}^1/_5M_0$. В присутствии квантующего акустического поля не равная нулю компонента может исчезнуть при выравнивании заселенностей во ВСК либо благодаря флип-флоп процессам, обусловленным магнитными дипольными взаимодействиями и происходящим без изменения энергии спин-системы, либо благодаря взаимодействию с термостатом. Легко показать [1, 2], что оператор $\mathscr{H}_d^c$ не содержит членов, которые ответственны за такие процессы. Следовательно, данное состояние спин-системы, как уже отмечалось, может быть разрушено только лишь благодаря СРР, что и наблюдается в эксперименте [6]. В отсутствие квантования, когда $\langle\mathscr{H}_c\rangle\lesssim\langle\mathscr{H}_d\rangle$, величина M_z быстро исчезает вследствие интенсивных переходов, обусловленных $\mathscr{H}_d^{нс}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кессель А. Р., Шакирзянов М. М.* Квантование спинов в поле сильной акустической волны.– Акуст. журн., 1977, т. 23, № 3, с. 429–471.
2. *Кессель А. Р., Шакирзянов М. М.* Захват квадрупольного момента ядра акустической волной большой интенсивности.– ЖЭТФ, 1982, т. 83, № 3(9), с. 1100–1103.
3. *Зельдович Я. Б.* Квазиэнергия квантовой системы, подвергающейся периодическому воздействию.– ЖЭТФ, 1966, т. 51, № 5, с. 1492–1495.
4. *Абрагам А.* Ядерный магнетизм. М. Изд-во Иностр. лит., 1963. 551 с.
5. *Голенищев-Кутузов В. А. Кирсанов В. А., Тарасов В. Ф.* Акустический спин-локинг.– Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 9, с. 407–409.
6. *Кирсанов В. А., Тарасов В. Ф., Шакирзянов М. М.* Динамика ядерной спин-системы при акустическом адиабатическом быстром прохождении.– ФТТ, 1985, т. 27. № 5, с. 1554–1556.
7. *Давыдов А. С.* Квантовая механика. Изд. 2-е, испр. и доп. М.: Наука, 1973. 703 с.

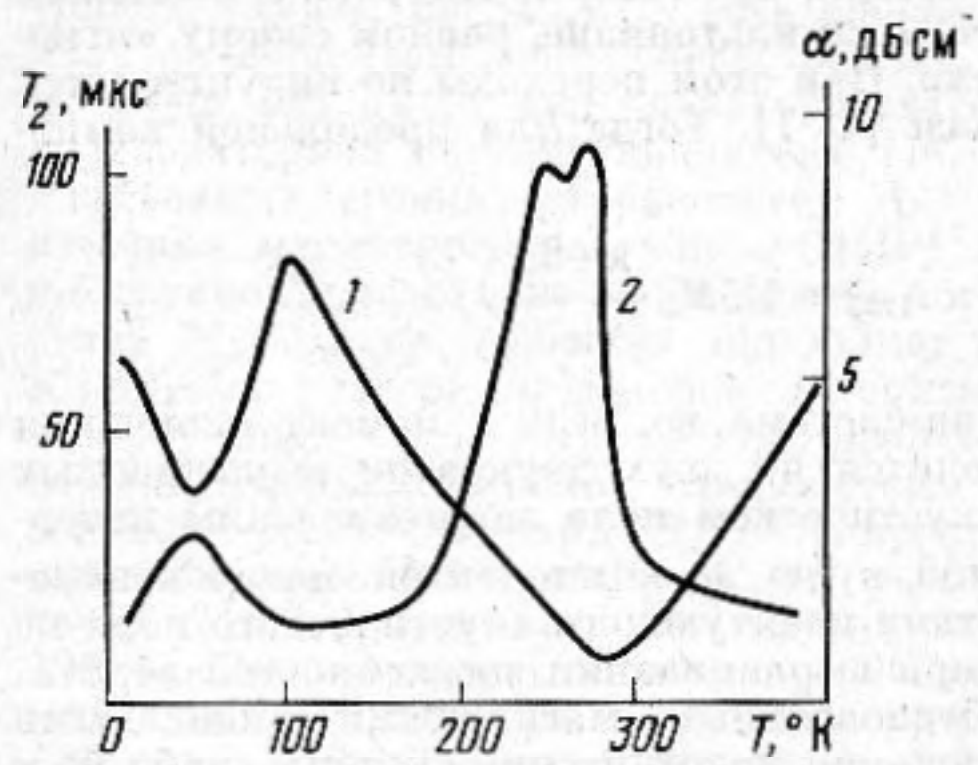
Котов Л. Н., Кулешов А. А., Сарнацкий В. М. Затухание ультразвука и магнитоакустическое эхо в ферритах. В. А. Шутилов уделял большое внимание перспективным исследованиям акустических свойств сегнетоэлектриков и ферромагнетиков методами электро- и магнитоакустического эха. В руководимой им лаборатории ультразвука Ленинградского университета выполнен цикл работ, посвященных комплексному изучению механизмов затухания ультразвука и параметров магнитоакустического эха в ферритах. Выбор ферритов в качестве объектов для исследований обусловлен их широким применением в различных устройствах, значительными величинами коэффициентов магнитоупругой связи и малым влиянием скин-эффекта.

Явление магнитоакустического эха (МАЭ) состоит в появлении дополнительного отклика при воздействии на порошок ферромагнетика двух или более радиоимпульсов. Этот эффект обусловлен возбуждением резонансных акустических колебаний в частицах порошка (размеры частиц $d\sim\lambda/2$, где λ – длина волны звука в исследуемом веществе) и связанной с ними магнитной поляризацией за счет магнитоупругой связи. Для образования МАЭ необходимо наличие нелинейности в процессах либо возбуждения акустических колебаний частиц порошка (параметрическое возбуждение), либо их свободных колебаний (нелинейная зависимость частоты колебаний от амплитуды). Исследования поведения амплитуды A_2 двухимпульсного магнитоакустического эха в ферритах от интервала времени τ между возбуждающими импульсами показали, что A_2 при малых τ нарастает от нуля до максимального значения, а затем экспоненциально убывает с характерным временем T_2, являющимся мерой времени затухания механических колебаний частиц порошка. Такое поведение A_2 (τ) характерно для ангармонизма, обусловленного нелинейностью магнитоупругой связи.

Модельное описание магнитоакустического эха, основанное на представлении частиц магнетика в виде ансамбля осцилляторов, частоты колебаний которых за-

висят от амплитуды, приводит к следующей зависимости амплитуды сигнала: $A_2 \sim I_1 I_2^2 B^4 Q$ [1], где I_1, I_2 — амплитуды первого и второго возбуждающих импульсов, B — коэффициент магнитоупругой связи, Q — добротность образца.

Исследовались порошки ферромагнетиков — железо-иттриевого и железо-тербиевого гранатов, марганец-цинковой и магний-хромовой шпинелей в интервале температур 4÷500 К и внешнего магнитного поля 0÷0,5 Тл. Сигнал МАЭ не наблюдался в железо-тербиевом гранате, несмотря на то что он является представителем ферромагнетиков с гигантской магнитострикцией. В остальных образцах в полевой зависимости A_2 проявляется максимум, соответствующий максимуму динамической магнитострикции. Для марганец-цинковой шпинели (МЦШ) максимум A_2 наблюдается в поле $H_0 \sim 0{,}13$ Тл, для железо-иттриевого граната (ЖИГ) — в поле $H_0 \sim 0{,}06$ Тл при комнатной температуре. Сравнительный анализ параметров МАЭ в МЦШ и ЖИГ показывает, что амплитуда A_2 в МЦШ почти в 5 раз превышает A_2 в ЖИГ, что соответствует большим значениям коэффициента магнитоупругой связи МЦШ, в то время как величины T_2 находятся в обратном соотношении в соответствии с большей добротностью ЖИГ. Теория предсказывает монотонный рост T_2 и A_2 с уменьшением температуры, однако в МЦШ обнаружена аномальная зависимость T_2 от температуры, показанная на фигуре, и коррелирующая с поведением коэффициента затухания ультразвука α, измеренного в монокристаллах МЦШ того же состава, что и порошки. Максимум α в МЦШ вблизи 260 К обусловлен спин-ориентационным фазовым переходом в связи с изменением знака константы K_1 магнитной анизотропии [2], второй максимум α при температуре 50 К может быть связан с электронным упорядочением в результате обмена электронами между двухвалентным и трехвалентным железом.



Температурная зависимость времени релаксации T_2 магнитоакустического эха (*1*) и коэффициента затухания ультразвука (*2*) в марганец-цинковой шпинели

Следует отметить зависимость сигналов МАЭ от предварительной обработки образцов. Так, высокотемпературный отжиг в вакууме приводит к значительному повышению амплитудных значений эхосигналов, что может быть связано с увеличением добротности как всего ансамбля частиц, так и отдельной частицы порошка из-за приобретения ею в результате отжига более однородной формы, способствующей одномодовости колебаний.

Наряду с двухимпульсным эхо, получены и исследованы сигналы долговременной памяти (с временем релаксации T_1 при комнатной температуре в МЦШ более двух недель), возникающие после воздействия на образец трех импульсов. Изученные зависимости сигналов трехимпульсного эха от температуры, внешнего магнитного поля, амплитуд записывающих и считывающего импульсов позволяют выбрать оптимальные условия для их наблюдения и использования в различных устройствах [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Копвиллем У. Х., Пранц С. В.* Поляризационное эхо. М.: Наука, 1985. 192 с.
2. *Шутилов В. А., Котов Л. Н., Мирзоахмедов Х., Сарнацкий В. М.* Аномалии акустических свойств марганец-цинковой шпинели при низких температурах.— ФТТ, 1986, т. 28, № 6, с. 1702—1706.
3. *Шутилов В. А., Котов Л. Н., Кулешов А. А., Сарнацкий В. М.* Исследование явления памяти, основанного на магнитоакустическом эхо в ферритах.— В сб.: Тез. V Координационного совещ. «Перспективные средства интегральных схем памяти». М.: 1986, с. 24.

Кулешов А. А., Микушев В. М., Столыпко А. Л., Чарная Е. В., Шутилов В. А.

Роль точечных дефектов в ядерном квадрупольном спин-фононном взаимодействии в диэлектрических кристаллах. Исследование спин-решеточного взаимодействия (СРВ) в кристаллах позволяет получать ценную информацию о величине внутрикристаллических полей, динамике ядерных спиновых подсистем, количестве и природе дефектов и т. д. В частности, СРВ определяет такую важную радиоспектроскопическую характеристику материалов, как время продольной релаксации T_1. Непосредственным способом изучения СРВ является акустический ядерный резонанс (АЯР), заключающийся в резонансном поглощении энергии ультразвуковой волны системой ядерных спинов при перехо-

дах между зеемановскими уровнями или уровнями ядерного квадрупольного резонанса. В диэлектрических кристаллах с совершенной структурой СРВ-ядер со спином $I>1/2$ осуществляется преимущественно благодаря взаимодействию их квадрупольных моментов с градиентами электрических полей, возникающих при деформации идеальной решетки [1, 2]. Такой кристаллический механизм квадрупольного СРВ приводит к определенным зависимостям вероятностей АЯР-переходов от амплитуды и частоты акустической волны, а также от ориентации векторов напряженности внешнего магнитного поля, направлений распространения и поляризации ультразвука относительно кристаллографических осей и друг друга. В реальных кристаллах с кристаллическим механизмом конкурирует механизм квадрупольного СРВ, обусловленный присутствием точечных дефектов структуры [3, 4]. При дефектном механизме вблизи дефектов определенного вида [5—7] величина квадрупольного СРВ на несколько порядков превышает величину СРВ в идеальной решетке, что вызывает в условиях АЯР сильно локальное насыщение спин-системы, которое затем распространяется на весь объем кристалла посредством спиновой диффузии. Амплитудные, частотные и ориентационно-угловые зависимости АЯР при дефектном механизме квадрупольного СРВ существенно отличаются от соответствующих зависимостей при кристаллическом механизме, что позволяет разделять вклады обоих механизмов. Кроме того, соотношение между этими механизмами зависит от степени дефектности образцов. Следует отметить, что дефектный механизм СРВ наиболее эффективен в процессах акустического насыщения линии ЯМР, т. е. в косвенных методах АЯР, практически не эффективен в прямых методах АЯР и не сказывается на результатах исследований ЯМР в упругодеформированных кристаллах.

Измерения, проведенные в чистых, легированных и γ-облученных щелочно-галоидных кристаллах и кристаллах группы $A_{III}B_{V}$, убедительно доказали справедливость модельного описания дефектного механизма СРВ и показали, что для проявления дефектного механизма в акустическом насыщении ЯМР достаточно концентрации точечных дефектов порядка 10^{17} см$^{-3}$, причем основную роль играют парамагнитные центры [8]. В связи с этим в работах [5, 7, 8] было развито микроскопическое описание квадрупольного СРВ через дефекты для парамагнитных примесей группы железа. В работе [8] было показано, что в случае ян-теллеровских примесей в E-состоянии дефектный механизм СРВ приводит к сильной зависимости вероятностей акустических переходов от вида поляризации звуковой волны. Полученный вывод был подтвержден при изучении АЯР в кристаллах NaCl и NaF, легированных медью.

Дополнительным методом исследования квадрупольного СРВ в кристаллах является электрическое насыщение линии ЯМР, механизм которого отличается от акустического насыщения только тем, что деформации кристалла вызываются внешним электрическим полем, а не ультразвуком. Электрический ядерный резонанс (ЭЯР) имеет перед АЯР ряд методических преимуществ, обусловленных отсутствием диффузного поля, переотражений на границах образца и т. д. Исследование стационарного электрического насыщения ЯМР, наряду с акустическим насыщением в чистых и легированных высокоомных кристаллах GaAs, показало, что дефектный механизм СРВ эффективен и в ЭЯР. В частности, в кристаллах с примесями ионов Cu^{2+} дефектный механизм полностью определяет СРВ уже при концентрациях 10^{17} см$^{-3}$.

Разделение вкладов кристаллического и дефектного механизмов СРВ при акустическом и электрическом воздействии на ядерные спин-системы в импульсном режиме позволило выявить роль спиновой диффузии. Участие спиновой диффузии приводит к тому, что дефектный механизм АЯР или ЭЯР не проявляется при длительностях импульсов, значительно меньших времени охвата спиновой диффузией всего объема кристалла, которое зависит от скорости диффузии и концентрации примесей. Вследствие этого при малых временах акустического или электрического воздействия на экспериментальных характеристиках АЯР и ЭЯР сказывается в основном кристаллический механизм квадрупольного СРВ. Такие исследования проведены в кристаллах CsI и GaAs [9, 10], причем в случае АЯР для уменьшения влияния рассеянных акустических волн в исследуемых кристаллах создавался режим бегущей ультразвуковой волны.

Таким образом, в результате проведенного цикла работ было доказано существование в реальных диэлектрических кристаллах механизм квадрупольного СРВ, обусловленного точечными дефектами структуры, и построена теоретическая модель дефектного механизма.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кессель А. Р.* Ядерный акустический резонанс. М.: Наука, 1969. 215 с.
2. *Голенищев-Кутузов В. А., Самарцев В. В., Соловаров Н. К., Хабибулин Б. М.* Магнитная квантовая акустика. М.: Наука, 1977. 200 с.
3. *Антокольский Г. Л., Чарная Е. В., Шутилов В. А.* О дефектном механизме ядерной квадрупольной спин-фононной связи.— ФТТ, 1973, т. 15, вып. 11, с. 3250—3261.
4. *Антокольский Г. Л., Чарная Е. В.* Частотная зависимость акустического воздействия на ядерную спин-систему при дефектном механизме спин-фононной связи.— ФТТ, 1975, т. 17, вып. 5, с. 1552—1554.
5. *Чарная Е. В., Шутилов В. А.* О механизме ядерного квадрупольного спин-фононного взаимодействия в примесных кристаллах.— ФТТ, 1979, т. 21, вып. 1, с. 235—237.

6. *Чарная Е. В., Шутилов В. А., Антокольский Г. Л.* Дефектный механизм ядерной квадрупольной спин-фононной связи.– ФТТ, 1975, т. 17, вып. 6, с. 1635–1637.
7. *Бахрамов А., Столыпко А. Л., Чарная Е. В., Шутилов В. А.* Спин-фононное взаимодействие в кристаллах NaCl и NaF, легированных медью.– ФТТ, 1986, т. 28, вып. 7. с. 1921–1925.
8. *Шутилов В. А., Чарная Е. В., Комашня В. Л.* Примесный механизм ядерной квадрупольной спин-фононной связи.– В кн.: ЯМР. Л.: Изд-во ЛГУ, 1980, вып. 6, с. 59–80.
9. *Кулешов А. А., Столыпко А. Л., Чарная Е. В., Шутилов В. А.* Роль спиновой диффузии в ядерном квадрупольном спин-фононном взаимодействии в диэлектрических кристаллах.– Докл. АН СССР, 1986, № 8, с. 1286–1289.
10. *Кулешов А. А., Микушев В. М., Столыпко А. Л., Чарная Е. В., Шутилов В. А.* Акустический ядерный резонанс в γ-облученном кристалле CsI.– Вестн. ЛГУ. Сер. Физика, 1986, вып. 3, с. 586–589.

Тиман Б. Л., Шляхтуров В. В. Распространение звука в кристаллах с дефектами. При получении кристаллов в них возникают различного рода дефекты типа дислокаций, границ блоков, примесных включений и пор. Кроме того, в кристаллах наблюдаются остаточные напряжения. Напряжения в кристаллах могут вызываться также за счет изменения температурных условий их эксплуатации. Указанные дефекты влияют на характеристики распространения звука в кристалле – скорость и поглощение. Вопросу влияния дислокаций на эти характеристики посвящено достаточно большое число работ. Влияние же границ блоков, примесных включений и пор, а также напряжений в кристалле на закономерности распространения в них звука изучалось менее подробно. В настоящей работе проведены исследования влияния указанных дефектов на распространение звука в кристаллах KCl.

Скорость звука измерялась фазово-импульсным методом [1] при температуре 25±0,05°C, поглощение – эхоимпульсным методом на образцах KCl длиной 3–10 см. Рабочие грани обрабатывались так, что разориентация граней относительно кристаллографического направления ⟨001⟩ не превышала ±15′, а плоскопараллельность поверхностей была не хуже ±10″.

Рассеяние упругих волн в поликристаллах исследовано подробно как теоретически, так и экспериментально [2]. Практически все работы посвящены поликристаллам, в которых выполняется одно из основных условий: все зерна произвольно разориентированы, нет преимущественного направления. Из результатов этих работ отметим следующие: при $\lambda > a$ (λ – длина волны, a – размер зерна) коэффициент затухания $\alpha \sim T f^4 S_1$, где T – объем зерна, S_1 – параметр материала, f – частота звука, т. е. наблюдается релеевское рассеяние. При $\lambda < a$ $\alpha \sim \bar{a} f^2 S_2$, где S_2 – параметр материала. Область $\lambda \sim a$ является переходной. Для области $\lambda \ll a$ в теории [3, 4] никаких особенностей нет и $\alpha \sim f^2$. Однако в работе [5] предсказано, что для $\lambda \ll a \alpha$ постоянно, а в [6] это наблюдалось экспериментально на продольных волнах в алюминии.

Совершенствование технологии ведет к увеличению размеров блоков и уменьшению их разориентации. Поэтому представляет интерес исследовать влияние слабо разориентированной блочной структуры на распространение ультразвуковых волн в кристаллах, когда длина волны меньше размера блока.

Длины блоков, границы которых выявлялись травлением поверхностей, во всех образцах оказались практически одинаковыми и составляли 0,5–1 мм. Разориентация блоков определялась рентгенографически вдоль пути распространения звука и характеризовалась взаимной разориентацией $\Delta\theta_{i,\,i-1} = \theta_i - \theta_{i-1}$, где θ_i – разориентация блока относительно оси распространения звука. Анализ экспериментальных данных показал, что коэффициент затухания поперечных волн линейно зависит от $\bar{\theta}^2 = \Sigma \Delta\theta^2_{i,i-1} / L$ – усредненной по длине кристалла сумме квадратов взаимной разориентации блоков, вычисленной вдоль пути распространения звука, где L – длина кристалла. Аналогичные измерения были выполнены на продольных волнах. Практически у всех образцов вносимое затухание находилось в пределах ошибки измерений коэффициента затухания. Лишь для образцов с максимальной разориентацией дополнительное затухание измерялось и оно также оказалось пропорциональным $\bar{\theta}^2$. В образцах с наиболее сильной блочностью измерена частотная зависимость коэффициента затухания и скорости распространения продольных и поперечных волн. Вклад блочности в изменение коэффициента затухания и скорости оказался частотно-независимым в пределах 10–110 МГц.

Полученная зависимость коэффициента затухания $\Delta\alpha \sim \theta^2$ свидетельствует о том, что коэффициент затухания пропорционален количеству границ на единице длины кристалла и квадрату взаимной разориентации блоков.

Для анализа полученных результатов на ЭВМ, используя подход [7], рассчитывалось прохождение поперечных и продольных волн через группы блоков различной взаимной ориентации, моделирующих основные типы блочности в кристаллах. Результаты вычислений позволили проследить все параметры преломленных и отраженных волн, в частности определялись коэффициент потерь, связанных с отраже-

нием и образованием других типов волн при преломлении, направление вектора плотности потока энергии, направление волнового вектора распространяющейся волны. Анализ результатов вычислений показал, что коэффициент потерь пропорционален $\Delta\theta^2_{i,i-1}$ и слабо меняется с изменением наклона границы. Коэффициенты потерь для продольной и поперечной волн оказались близки, потери поперечной волны примерно на 10% больше.

Сравнение результатов вычислений с экспериментальными показывает, что потери за счет отражения и образования других типов волн составляют примерно 1% наблюдаемых для поперечных и около 10% – для продольных волн. Дополнительные регистрируемые потери возникают из-за отклонения волнового вектора от оси пьезопреобразователя, что аналогично непараллельности рабочих поверхностей образца. Это вызывает неперпендикулярное падение волны на приемный пьезопреобразователь, а также уход отраженного луча с плоскости преобразователя при измерениях на отражение.

Важным фактором, влияющим на акустические параметры кристаллов, могут оказаться остаточные напряжения в них. Влияние ее формации на распространение упругих волн активно исследуется в связи с возможностью их использования для контроля состояния изделий под нагрузкой, для получения информации об упругих модулях третьего порядка [8, 9]. В настоящей работе рассматривается влияние закалочных напряжений на стабильность скорости и коэффициента затухания ультразвука.

Напряжения в образцах создавались путем быстрого охлаждения (закалки) образцов, предварительно нагретых до 600° С, и контролировались методом фотоупругости по оптическому двойному лучепреломлению. Для измерений использовались чистые образцы, а также кристаллы с примесью Ca^{2+} и Ba^{2+}. Как известно [9], двухвалентные примеси упрочняют щелочно-галоидные кристаллы, поэтому в примесных образцах возникали более высокие напряжения. Уровень напряжений ступенчато снижался в результате отжига при более низкой температуре. В напряженных кристаллах измерялись скорость и коэффициент затухания обоих типов волн.

Получены следующие результаты: скорость как продольных, так и поперечных волн изменяется линейно с величиной оптического двойного лучепреломления. Скорость продольных волн уменьшается, а поперечных увеличивается с ростом напряжений соответственно $\Delta V/V=-8{,}8\cdot10^{-7}\,\delta$, $\Delta V/V=2{,}5\cdot10^{-7}\,\delta$, где δ – величина оптического двойного лучепреломления в нм. Коэффициент пропорциональности для чистых и содержащих двухвалентные примеси кристаллов оказался одинаковым. Рост затухания также линеен с величиной напряжения, хотя изменение затухания для продольных волн значительно меньше, чем для поперечных. В обоих случаях эффект оказался частотно-независимым. Рост коэффициента поглощения в напряженных кристаллах может быть связан с поворотом плоскости поляризации распространяющихся волн, с отклонением направления распространения волны от исходного, что наблюдалось по искажению картины спадания амплитуды отраженных импульсов и появлению промежуточных отражений заметной амплитуды. Изменение скорости в напряженных кристаллах связано с изменением упругих модулей под действием напряжений. Чтобы убедиться в отсутствии заметного влияния на упругие модули находящиеся в различном состоянии примеси были проведены измерения скорости продольных и поперечных волн в примесных и чистых кристаллах в диапазоне температур от комнатной до 600° С, когда вся введенная примесь встраивается в решетку. В пределах точности измерений ($\Delta V/V=\pm3\cdot10^{-4}$) отличия в скорости не наблюдалось.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Иванов В. И., Меркулов Л. Г., Шукин В. А.* Метод прецизионного измерения скорости ультразвуковых волн в твердых телах.– Ультразвуковая техника, 1965, № 2, с. 2–12.
2. *Пападакис Э.* Затухание ультразвука, обусловленное рассеянием в поликристаллических средах.– В кн.: Физическая акустика/Под ред. Мэзона У. Т. IV. Ч. Б. Применения физической акустики в квантовой физике и физике твердого тела. М.: Мир, 1970, с. 317–381.
3. *Лифшиц И. М., Пархомовский Г. Д.* К теории распространения ультразвуковых волн в поликристаллах.– ЖЭТФ, 1950, т. 20, № 2, с. 175–182.
4. *Шермергор Т. Д.* Теория упругости микронеоднородных сред. М.: Наука, 1978, с. 399.
5. *Mason W. P., Mcskimin H. J.* Enerhy loses of sound waves in metals due to scattering and diffusion.– J. Appliaied Phusics, 1948, v. 19, № 10, p. 940–946.
6. *Меркулов Л. Г.* Поглощение и диффузное рассеяние ультразвука в металлах.– ЖТФ, 1957, т. 27, № 5, с. 1045–1050.
7. *Коваленок Р. В., Смушков И. В., Шляхтуров В. В.* Распространение упругой продольной волны через границу двух разориентированных анизотропных сред.– Кристаллография, 1982, т. 27, № 1, с. 186.
8. *Лямов В. Е.* Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах. М.: Изд-во МГУ, 1983, с. 224.
9. *Гузь А. Н., Махорт Ф. Г., Гуща О. И.* Введение в акустоупругость.– Киев: Наук. думка, 1977, с. 152.
10. *Сойфер Л. М.* Упрочнение щелочногалоидных монокристаллов двухвалентными примесями.– В сб.: Физика конденсированного состояния. Харьков: ФТИНТ АН УССР, 1973, вып. 24, с. 45–64.

Яковлев Л. А. Ультразвуковой метод определения пьезоэлектрических и упругих характеристик кристаллов. При проектировании любого пьезоэлектрического устройства на основе кристаллов необходимо знать с высокой точностью упругие, пьезоэлектрические и диэлектрические постоянные используемых материалов. В настоящей работе в качестве объектов исследования выбраны синтетический пьезокварц и пьезокерамика. Выбор этих материалов обусловлен, с одной стороны, их большой значимостью в акустоэлектронике, электро- и гидроакустике, ультразвуковой технике и, с другой — отсутствием достаточно полных данных об их параметрах. Следует отметить, что в литературе опубликовано большое количество работ по кварцу. Однако приводимые параметры не всегда обеспечивают точность, достаточную для уверенного прогнозирования характеристик проектируемого устройства [1]. Что касается данных по отечественным составам пьезокерамики, то они являются неполными [2].

В связи с этим представляет интерес разрабатываемый в последние годы на кафедре электроакустики ЛЭТИ ультразвуковой метод, позволяющий определять все параметры пьезоматериала по результатам испытаний одного образца [1]. Метод основан на связи скоростей волн (v), экспериментально измеренных в различных направлениях, с упругими (C_{ik}^E), пьезоэлектрическими (e_{pq}) и диэлектрическими (ε_{tv}^u) характеристиками материала. Таким образом, ультразвуковой метод позволяет определять не только C_{ik}^E, e_{pq}, но и диэлектрические проницаемости ε_{tv}^u. Для нахождения с достаточной надежностью ε_{tv}^u необходимо измерять скорость с погрешностью порядка 10^{-5} [1]. К сожалению, в реально используемых образцах неоднородности физических характеристик вдоль их основных размеров часто значительно выше. Поэтому при реализации ультразвуковых измерений всегда следует обращать внимание на «чувствительность» определяемого параметра к «возмущению» измеряемой величины ($\Delta v/v$), причем $\Delta v/v$ определяется как точностью нахождения скорости, так и качеством материала [2]. Отсюда ясно, что диэлектрические проницаемости проще находить традиционными методами. Что касается постоянных e_{pq}, то для кварца их удалось определить из чисто ультразвуковых измерений [1]. Полученная точность вполне достаточна для надежного нахождения траекторий ультразвуковых лучей в звукопроводах акустоэлектронных устройств. Однако, как показали исследования последних лет, разброс скоростей волн в различных партиях синтетического кварца может достигать 0,01%. Поэтому для уверенного прогнозирования температурных зависимостей параметров устройств намечена программа дополнительных исследований кварца. В этой связи разработан прецизионный способ контроля неоднородности распределения упругих свойств, позволяющий производить уверенную разбраковку материала [3].

Провести надежное определение всех параметров пьезокерамики удалось лишь сочетанием ультразвуковых измерений с резонансными. При этом решаемая система алгебраических уравнений существенно упрощается и возмущения $\Delta v/v$ в керамике ~0,1% сказываются незначительно. Большинство опубликованных нами данных [2]

Константы пьезокерамики ЦТБС-3, $t = 22°$ С, $\rho = 7{,}21$ г/см³

Серия	Модули упругости, 10^{10} Н/м²					Упругие податливости, 10^{-12} м²/Н				
	C_{11}^E	C_{12}^E	C_{13}^E	C_{33}^E	C_{44}^E	S_{11}^E	S_{12}^E	S_{13}^E	S_{33}^E	S_{44}^E
А	15,4	8,3	8,8	13,7	2,82	11,1	−3,1	−5,1	13,9	35,4
Б	15,0	8,1	8,2	13,9	3,13	11,0	−3,5	−4,4	12,3	31,9
В	15,1	7,9	8,0	13,6	2,87	10,7	−3,3	−4,3	12,3	34,8

Пьезопостоянные

	10^{-12} Кл/Н			Кл/м²		
	d_{33}	d_{31}	d_{15}	e_{33}	e_{31}	e_{15}
А	320	−145	560	18,8	−6,2	15,8
Б	265	−120	420	17,2	−6,1	13,2
В	285	−135	540	17,7	−7,9	15,4

	Коэффициенты связи				Относительные диэлектрические проницаемости			
	k_{31}	k_{33}	k_{15}	k_t	ε_{11}^u	ε_{11}^σ	ε_{33}^u	ε_{33}^σ
А	0,32	0,63	0,62	0,44	1580	2580 (2690)	1240	2150 (2220)
Б	0,28	0,58	0,56	0,40	1400	2030 (2040)	1260	1940 (2000)
В	0,30	0,60	0,61	0,41	1610	2550	1280	2090

получено на серийно выпускаемых промышленностью пьезоэлементах, имеющих форму прямоугольных стержней. По-видимому, еще лучшие результаты обеспечивает предлагаемая в данной работе форма исходных образцов с $l_x \times l_y \times l_z = a \times a \times 0{,}5a$, где $a = 20 \ldots 30$ мм. Этот выбор позволяет находить без дополнительных перешлифовываний пять скоростей волн [2], диэлектрические проницаемости при постоянной деформации (ε_{11}^u, ε_{33}^u) и постоянных механических напряжениях (ε_{11}^σ, ε_{33}^u). Далее испытуемый образец легко превратить шлифованием при комнатной температуре в квадратную пластину с размерами $l_x \times l_y \times l_z = a \times a \times 0{,}1a$. Измерив частоты резонанса контурных мод III, IV квадратной пластины и частоту антирезонанса моды III, находим коэффициент Пуассона $\nu = -S_{12}^E / S_{11}^E$, упругую податливость S_{11}^E и пьезомодуль d_{31} [4]. Затем определив основную частоту и обертоны толщинных колебаний, рассчитываем пьезопостоянную e_{33} [5]. Приведенные в таблице значения констант керамики ЦТБС-3 отвечают в основном ультразвуковым измерениям. Исключение составляют e_{33}, d_{31} и ν, проницаемости ε_{11}^σ и ε_{33}^σ получены расчетным путем (значения, показанные в скобках, измерены на частоте $f = 1$ кГц). С целью оценки влияния старения на параметры исследования проведены на образцах различных серий. Серия А отвечает выдержке образцов после поляризации в течение двух месяцев, серия Б — в течение семи лет. Серия В отвечает ранее опубликованным данным (время выдержки после изготовления 3 года) [2]. Видно, что приводимые величины близко соответствуют тем немногим параметрам, определение которых регламентирует ГОСТ 13927-80 (Материалы пьезокерамические. Технические условия). Более того, изменения d_{31}, S_{11}^E и ε_{33}^σ со временем не превышает допустимых 18, 5,2 и 18% соответственно. Расчетные величины ε_{11}^σ и ε_{33}^σ несколько ниже экспериментальных, что объясняется дисперсией диэлектрической проницаемости. Упругая податливость S_{11}^E, модуль упругости C_{33}^D, найденные из резонансных и ультразвуковых измерений, совпали соответственно с погрешностью 0,5 и 0,2%. Это указывает на то, что использованная механическая обработка не изменяет свойств материала, а также на отсутствие (или малость) дисперсии упругих постоянных в диапазоне $10^5 \ldots 10^7$ Гц.

Полученные в настоящей работе результаты указывают на хорошие возможности определения полных комплексов параметров пьезоактивных материалов рассмотренным методом и его можно рекомендовать к более широкому практическому использованию.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Яковлев Л. А.* Распространение и отражение упругих волн в звукопроводах акустоэлектронных устройств. Л.: ЛЭТИ, 1980, 60 с.
2. *Яковлев Л. А., Серебренникова Н. П.* Ультразвуковые исследования характеристик пьезокерамики.— Дефектоскопия, 1980, № 7, с. 52—57.
3. *Костюк А. Н., Перегудов А. Н., Шевелько М. М., Яковлев Л. А.* Ультразвуковой способ диагностики материалов, используемых в акустоэлектронике.— В сб.: Вопросы электроники СВЧ. Саратов: 1983, с. 85—86.
4. IRE Standards on piezoelectric crystals: Determination of the elastic, piezoelectric and dielectric constants.— The electromechanical coupling factor, 1958. Proc. IRE, 1958, v. 46, p. 764—778.
5. *Onoe M., Tiersten H. F., Meitzler H. H.* Shift in the Lo ation of r resonant frequen ies caused by large electromechanical coupling in thickness — mode resonators.— J. Acoust. Soc., Amer., 1963, v. 35, N 1, p. 36—42.