

$$eQV_{\text{вал } aa}(1-R) = -97,$$

$$eQV_{\text{вал } \theta\theta}(1-R) = -97,$$

$$eQV_{\text{вал } cc}(1-R) = +194 \text{ МГц.}$$

Таким образом, главные компоненты тензоров валентного ГЭП для ^{63}Cu (1) и ^{63}Cu (2) примерно одинаковы и главные оси этих тензоров совпадают с осью с.

Список литературы

- [1] Adrian F. J. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. P. 2426.
- [2] Насрединов Ф. С., Мастеров В. Ф., Серегин П. П., Серегин Н. П. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. С. 1027.
- [3] Sternheimer R. M. // Phys. Rev. 1966. V. 146. P. 140.
- [4] Foster A., Potzel W., Kalvins G. M. // Phys. B. 1980. V.37. P.209.
- [5] Tarascon J. M., McKinnon W. R., Greene L. N., Hull G. W., Vogel E. M. // Phys. Rev. B. 1967. V. 36. P. 226.
- [6] Itoh M., Karashima K., Kyogoka M., Aoki I. // Physika. C. 1989. V. 160. P. 177.
- [7] Sternheimer R. M. // Phys. Rev. 1967. V. 164. P. 10.
- [8] Sternheimer R. M., Foley H. // Phys. Rev. 1956. V. 102. P. 781.
- [9] Watson R. E., Freeman A. J. // Phys. Rev. 1963. V. 131. P. 250.
- [10] Семин Г. К., Бабешкина Т. А., Якобсон Г. Г. Применение ядерного квадрупольного резонанса в химии. М., 1972. 536 с.
- [11] Garcia M. E., Bennemann K. H. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. P. 8809.
- [12] Gupta R. P., Sen S. K. // Phys. Rev. A. 1973. V. 8. P. 1169.
- [13] Pennington C. H., Duzand D. J., Slichter C. P., Rice J. P., Bukoneski E. D., Ginsberg D. M. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. P. 2902.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
17 мая 1992 г.

УДК 539.12

© Физика твердого тела, том 34, № 10, 1992
Solid State Physics, vol 34, N 10, 1992

АКУСТИЧЕСКАЯ САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ В ГИРОТРОПНЫХ СРЕДАХ

Г. Т. Адамашвили, М. Д. Джинчвелейшвили, Р. Р. Хомерики

При распространении в среде линейно-поляризованной акустической волны (ЛПВ) в определенных ситуациях наблюдается поворот плоскости поляризации. Это явление объясняется тем, что ЛПВ может быть рассмотрена как состоящая из двух компонент с противоположными направлениями вращения, законы дисперсии которых могут быть различными. Существуют два основных механизма, приводящих к изменению плоскости поляризации акустической волны. Первый механизм обусловлен пространственной дисперсией в гиротропных (нецентросимметричных) кристаллах [1], а второй — взаимодействием акустической волны с парамагнитными примесями [2].

Цель настоящей работы — рассмотреть проявление этих механизмов в случае, когда взаимодействие акустической волны с парамагнитными примесями носит

нелинейный характер и выполняются условия акустической самоиндуцированной прозрачности (АСИП) [3].

Для исследования этого явления рассмотрим ЛПВ, распространяющуюся вдоль акустической оси z нецентросимметричного кристалла. Кристалл помещен во внешнее постоянное магнитное поле $H_0 \uparrow \uparrow z$ и содержит малую концентрацию парамагнитных примесей. В процессе прохождения через акустически активную среду волна распадается на право (+)- и лево (—)поляризованные части

$$\partial u_{\pm} / \partial z = (x \pm iy) \mathcal{E}_{\pm} \exp i(\omega t - k_{\pm} z), \quad (1)$$

где $u = (1/2)(u_+ + u_-)$ — вектор деформации, ω — частота акустической волны. В акустически активной среде в условиях резонансного возбуждения парамагнитных центров тензор напряженности принимает вид

$$\sigma_{iz} = \beta H_0 F_{iziz} S_i + \lambda_{iziz} \varepsilon_{iz} + b_{zikzz} \partial \varepsilon_{kz} / \partial z, \quad (2)$$

где $i, k = x, y$, β — магнетон Бора, S — эффективный спин, $\lambda_{xzxz} = \lambda_{yzyz} = \lambda$ — адиабатическое значение модулей упругости, $F_{xzxz} = F_{yzyz} = F$ — константы спин-фотонного взаимодействия, ε_{ik} — тензор деформации, $b_{zxyyz} = -b_{zyxzz} = b$ — компоненты тензора акустической гирации.

Обозначая $\langle S_x + iS_y \rangle = (U + iV) \exp i(\omega t - k_- z)$ и используя (1), (2), из волнового уравнения $\rho \ddot{u}_i = \partial \sigma_{ik} / \partial x_k$ легко получить уравнение для огибающей \mathcal{E}_- и соотношение дисперсии для левополяризованной компоненты акустической волны

$$\left[\partial / \partial t + v_0 \left(\frac{v_0 k_-}{\omega} - \frac{3bk_-^2}{2\rho v_0 \omega} \right) (\partial / \partial z) \right] \mathcal{E}_- = - \frac{F\beta H_0 k_-^2 N_0}{2\rho \omega} - V, \quad (3)$$

$$\left[\rho \omega^2 - \rho v_0^2 k_-^2 + bk_-^3 \right] \mathcal{E}_- = F\beta H_0 k_-^2 U. \quad (4)$$

Величины U и V определяются из уравнения Блоха [3]

$$U = (-2F\beta H_0 \Delta T \sin \Phi / 2) / (1 + \Delta^2 T^2), \quad V = (F\beta H_0 \sin \Phi) / (1 + \Delta^2 T^2). \quad (5)$$

Здесь $v_0 = \sqrt{\lambda / \rho}$, ρ — плотность вещества, N_0 — концентрация парамагнитных центров, $\Delta = \omega_0 - \omega$, ω_0 — электронная зеемановская частота парамагнитных примесей,

$$\Phi = (F\beta H_0 / \hbar) \int_{-\infty}^t \mathcal{E}_-(t') dt',$$

T — длительность импульса.

Из (3) и (5) получаем стандартное выражение для огибающей 2π -импульса (солитона) АСИП

$$\mathcal{E}_- = (2\hbar / F\beta H_0 T) \operatorname{sech} \left[(t - z/u_0) / T \right],$$

где u_0 — групповая скорость солитона,

$$T^{-2} = \frac{N_0 (F\beta H_0)^2 k_-^2 \rho}{2\rho \hbar (v_0^2 k_-^2 - \omega^2 - k_-^3 b / \rho)} - \Delta^2. \quad (6)$$

Правополяризованная компонента акустической волны распространяется без взаимодействия с парамагнитными центрами, и поэтому их влияние не проявляется в соответствующем законе дисперсии

$$\omega^2 - v_0^2 k_+^2 - k_+^3 b / \rho = 0. \quad (7)$$

При этом положим, что

$$\mathcal{E}_+ \propto \operatorname{sech} [(t - z/v_1)/T], \quad v_1 = v_0 + bw/2v_0^2.$$

Суммарная волна представляет собой эллиптически поляризованную волну. Используя выражение для угла вращения плоскости поляризации (ВПП) $\Psi = 1/2 (k_+ - k_-) z$ и формулу отношения длин малой b и большой a осей эллипса поляризации [2], из уравнений (4), (6) и (7) получаем для акустического солитона

$$\Psi_s = - \left[\frac{\omega^2 b}{2\rho v_0^4} + \frac{(F\beta H_0)^2 N_0 \omega^2}{4\hbar\rho v_0^3 (1 + \Delta^2 T^2)} \left(1 + \frac{5\omega b}{2v_0^3 \rho} \right) \right] z, \quad (8)$$

$$b/a = |\mathcal{E}_+ - \mathcal{E}_-| / (\mathcal{E}_+ + \mathcal{E}_-).$$

В линейном пределе соответствующие величины трансформируются к виду

$$\Psi_l = - \left[\frac{\omega^2 b}{2\rho v_0^4} + \frac{(F\beta H_0)^2 N_0 \omega^2}{2\hbar\rho v_0^3 (\omega_0^2 - \omega^2 + T_2^{-2})} \left(1 + \frac{5\omega_0 b}{2v_0^3 \rho} \right) \right] z, \quad (9)$$

$$b/a = |\mathcal{E}'_+ - \mathcal{E}'_-| / (\mathcal{E}'_+ + \mathcal{E}'_-),$$

где $\mathcal{E}'_- = \exp(-\alpha z)$, $\mathcal{E}'_+ = 1$, α — коэффициент резонансного акустического поглощения, T_2 — время поперечной релаксации для парамагнитных ионов.

Первый член в формулах (9) и (8) показывает изменение угла ВПП при отсутствии парамагнитных центров в гиротропной среде, а второй — описывает ВПП в акустически неактивных кристаллах и обусловлен взаимодействием с примесями. Интересным является тот факт, что Ψ оказывается неаддитивной величиной, вследствие чего появляется третий член, учитывающий взаимное влияние между этими двумя механизмами изменения угла ВПП.

Эффект ВПП, обусловленный гиротропностью среды, наблюдался в α -кварце [1], а для изучения АСИП и ВПП (линейной акустической волны) использовались кристаллы MgO с различными примесями [3,4]. Учитывая, что для различных примесей величина $N_0 F^2$ изменяется в довольно широких пределах ($N_0 F^2 = 10^{22} \div 10^{31} \text{ м}^{-3}$), при подборе значений параметров среды и акустической волны можно наблюдать на эксперименте ВПП, обусловленный обоими указанными механизмами. Кроме того, можно обнаружить также ВПП, вызванное взаимным влиянием двух этих механизмов.

Список литературы

- [1] Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1975. 680 с.
[2] Адамашвили Г. Т. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 3. С. 1596—1597.

- [3] Голенищев-Кутузов В. А., Самарцев В. В. Магнитная квантовая акустика. М.: Наука, 1977. 197 с.
[4] Guermeur R., Joffrin J., Levelut A., Penne J. // Solid State Comm. 1968. V. 6. P. 519—522.

Тбилисский государственный университет
им. Ив. Джавахишвили

Поступило в Редакцию
18 мая 1992 г.

УДК 537.226.4

© Физика твердого тела, том 34, № 10, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 10, 1992

ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛА $TlInS_2$ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 1.5—100 К

А. Б. Есенгалиев, Ф. М. Салаев, В. К. Новик

В наших предыдущих работах [1–3] было показано, что температурные зависимости пирокoeffициента γ^σ совершенных кристаллов линейных пирокoeffициентов описываются при температурах вплоть до 1.5 К суммой функций теплоемкости Дебая и Эйнштейна, а сегнетоэлектриков — только эйнштейновскими функциями. Такие зависимости были названы нами каноническими. Отклонения от них, как было установлено [1–3], обусловлены присутствием примесей в исследованных кристаллах. Особый случай представляет дигидрофосфат калия KH_2PO_4 : даже в совершенных монокристаллах этого соединения имеет место аномальное поведение γ^σ со сменой знака при 15—17 К [4]. Мы показали, что причиной такого поведения является низкотемпературная динамика собственных элементов структуры KH_2PO_4 — протонов. Более того, нам удалось получить каноническую зависимость $\gamma^\sigma(T)$ идеального кристалла [4].

Таким образом, было установлено [1–4] общее для полярных диэлектриков явление — образование дополнительной компоненты спонтанной поляризации P_{S_d} в поле исходной матрицы P_{S_m} при низких ($T \ll 20$ К) температурах.

С целью проверки вышесказанного в настоящей работе исследован не попавший ранее в поле нашего зрения полярный материал — слоистый монокристалл $TlInS_2$ [5]. Проведенные исследования полностью подтвердили справедливость наших утверждений. Ниже излагаются результаты экспериментов и их краткое обсуждение.

Объектом изучения был монокристалл $TlInS_2$, представлявший собой параллелепипед размерами $15 \times 3 \times 1.2$ мм с нанесенными на перпендикулярные к полярной оси поверхности серебряными электродами. Перед измерениями кристалл охлаждался до 1.5 К в постоянном электрическом поле 1.4 кВ/см. Пирокoeffициент измерялся статическим методом на установке, описанной в [6].

Измеренная зависимость $\gamma^\sigma(T)$ представлена на рис. 1. Как видно, исходный образец проявляет аномальное поведение пирокoeffициента со сменой знака при $T = 4$ К. В интервале 4.5—26 К зависимость $\gamma^\sigma(T)$ аппроксимируется каноническим выражением

$$\gamma^\sigma = - [6.18E(36.2 \text{ К}) + 33.9E(92.6 \text{ К})] \cdot 10^{-11} \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-1},$$

где $E(\Theta_E)$ — функция теплоемкости Эйнштейна (в скобках — значение характеристических температур). Дополнительная компонента пирокoeffициента