

АНИЗОТРОПИЯ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ФОНОНОВ $0,87 \cdot 10^{12}$ гц В ВОЗБУЖДЕННОМ СОСТОЯНИИ ИОНОВ Cr^{3+} В РУБИНЕ

*А.А.Каплянский, С.А.Басун, В.А.Рачин,
Р.А.Тимоф*

Методом оптического детектирования тепловых импульсов в рубине установлена зависимость сечения поглощения фононов $0,87 \cdot 10^{12}$ гц , возникающего при переходе $\bar{E} \rightarrow 2\bar{A}$ в возбужденном состоянии ионов Cr^{3+} , от направления распространения и поляризации фононов. Наблюдения согласуются с теоретико-групповыми правилами запрета.

В связи с появлением новых методов фононной спектроскопии в последнее время выполнен ряд исследований резонансного поглощения высокочастотных фононов $10^{11} - 10^{12}$ гц при переходах между электронными уровнями примесных состояний в кристаллах [1 — 3]. В настоящей работе впервые наблюдалась зависимость сечения поглощения фононов $0,87 \cdot 10^{12}$ гц при переходах между подуровнями $\bar{E} \rightarrow 2\bar{A}$ возбужденного иона Cr^{3+} в кристаллах Al_2O_3 от направления распространения и поляризации фононов. Это позволило на опыте исследовать почти не изученный экспериментально вопрос о правилах отбора для высокочастотных фононных переходов. (В недавней работе [1], где исследовалось поглощение фононов 250 Ггц в ионах V^{3+} в Al_2O_3 , констатировано сильное нарушение теоретических правил отбора).

Исследования проводились с помощью варианта новой методики, предложенной Ренком [2, 4], в которой осуществляется оптическое де-

тектирование высокочастотных фононов, распространяющихся в решетке в составе тепловых импульсов [5]. Схема опыта иллюстрирована рис. 1. Ориентированный монокристалл $\text{Al}_2\text{O}_3: 0,05\% \text{Cr}$ размером $6 \times 6 \times 12 \text{ мм}^3$ помещен в жидкий гелий ($T = 2\text{K}$). На грань образца нанесен тонкопленочный константановый нагреватель H , через который с частотой повторения 100 кГц пропускаются импульсы тока продолжительностью $20 - 100 \text{ мсек}$. При джоулевым нагреве пленки в кристалл инжектируются фононы со средней частотой $\omega \sim 3(kT_H/h)$ (T_H — температура нагревателя), которые распространяются по кристаллу в виде теплового импульса [2].

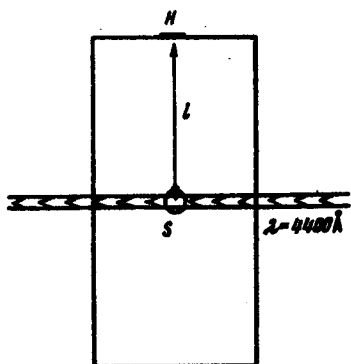


Рис. 1

Проходящий через образец луч лазера ($\lambda = 4400 \text{ \AA}$) через полосу поглощения ${}^4A_2 - {}^4T_1$ возбуждает ионы Cr^{3+} в дублетное $\bar{E} - 2\bar{A}$ ($\Delta = 29 \text{ см}^{-1}$) метастабильное 2E -состояние, из которого затем происходит ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$ люминесценция. С помощью световода S на шель двойного монохроматора, настроенного на R_2 -линию ($2\bar{A} - {}^4A_2$), проецируется излучение из малого ($\sim 0,3 \text{ мм}^3$) объема, находящегося на расстоянии l от нагревателя. При 2K практически заселен только нижний подуровень \bar{E} и в люминесценции доминирует переход $\bar{E} - {}^4A_2$ (R_1 -линия). При прохождении через детектирующий объем теплового импульса за счет резонансного поглощения фононов 29 см^{-1} ($0,87 \cdot 10^{12} \text{ ич}$) происходят переходы $\bar{E} \rightarrow 2\bar{A}$ и в спектре люминесценции усиливается R_2 -линия ($2\bar{A} \rightarrow {}^4A_2$). Специальная система фотоэлектрической регистрации на выходе монохроматора позволила измерять временной ход интенсивности R_2 -линии, который при малом поглощении имеет вид

$$I(t) \sim n_{\omega}(t) \alpha N^*, \quad (1)$$

где $n_{\omega}(t)$ — число фононов $0,87 \cdot 10^{12} \text{ ич}$ в детектирующем объеме, N^* — концентрация возбужденных ионов Cr^{3+} , α — полное сечение поглощения на один ион Cr^{3+} ($\alpha \sim \langle \bar{E} | H' | 2\bar{A} \rangle^2 / v^3$, где v — скорость фононов, а $\langle \bar{E} | H' | 2\bar{A} \rangle^2$ — квадрат матричного элемента перехода [6]). Ввиду малой интенсивности R_2 -импульса использовалась счетная методика с накоплением в многоканальном анализаторе.

Измерения проводились при различных направлениях распространения фононов (q), определенных расположением в кристалле линии на-

реватоль – детектирующий объем (см. рис. 2). При распространении фононов в базисной плоскости ($\vec{q} \perp C_3$) наблюдаются два импульса R_2 -люминесценции (рис. 2, а). Их крутой передний фронт соответствует появлению в детектирующем объеме баллистических фононов $0,87 \cdot 10^{12}$ шт., которые при пролете от нагревателя не испытали рассеяния [5]. Вычисленные по временам появления t_0 двух импульсов скорости соответствующих им фононов ($v_{ph} = l/t_0$) $v_1 = 11,4 \cdot 10^5$ см/сек и $v_2 = 6,6 \cdot 10^5$ см/сек близки к известным скоростям продольного и "быстрого" поперечного звука, распространяющегося в базисной плоскости в Al_2O_3 . R_2 -импульс от "медленного" поперечного звука видимо наложен на предыдущий импульс и не разрешен на рис. 2, а.

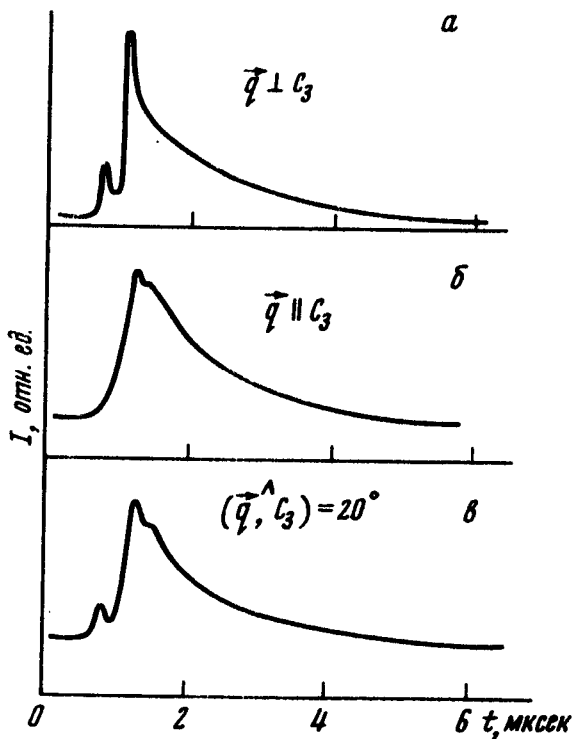


Рис. 2

При распространении фононов вдоль тригональной оси ($\vec{q} \parallel C_3$, рис. 2, б) наблюдается только один R_2 -импульс со скоростью $v = 5,9 \cdot 10^5$ см/сек, близкой к скорости поперечного звука вдоль C_3 . Небольшой перегиб на рис. 2, б в области времен для продольных фононов ($v \approx 10,2 \cdot 10^5$ см/сек) по всей вероятности связан с "непараллельностью" фононного пучка и ролью внеосевых фононов. Это подтверждается наблюдением заметного усиления "продольного" импульса при малом отклонении направления \vec{q} от C_3 (рис. 2, в). Практическое отсутствие сигнала от продольных фононов при $\vec{q} \parallel C_3$ не связано с меньшей заселенностью продольных мод, которая в принципе может иметь место благодаря особенностям инжекции тепловых импульсов и так называемой фокусировке фононов, обусловленной упругой анизотропией кристаллов [7]. Действительно, измерения тепловых им-

пульсов в чистом Al_2O_3 показали [7], что при $q \parallel C_3$ заселенность продольной моды всего в $\sim 1,5$ раза меньше, заселенности поперечной, т. е. в (1) $n_T \approx 1,5 n_L$.

Таким образом, на опыте четко выявляется сильная анизотропия сечения однофононного резонансного поглощения в Cr^{3+} . При распространении фононов вдоль $q \perp C_3$ переход $\bar{E} \rightarrow 2\bar{A}$ индуцируют продольные и поперечные, а вдоль C_3 — только поперечные фононы $0,87 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-1}$. Однофононные переходы вызываются периодической модуляцией кристаллического поля при деформации решетки звуковой волной (см., например [6]). Соответствующий оператор возмущения в самом общем виде записывается как $H' \sim \sum V_{ij} \epsilon_{ij}$, где ϵ_{ij} и V_{ij} — деформации и соответствующие электронные операторы, обладающие одинаковыми тензорными свойствами преобразования и симметризованные по неприводимым представлениям точечной группы примесного иона [6].

Рассмотрим правила отбора для H' в интересующем нас случае перехода между крамерсовыми состояниями \bar{E} и $2\bar{A}$ тригональной группы C_3 , которая характеризует позицию Cr^{3+} в Al_2O_3 . Прямое произведение $\bar{E} \times 2\bar{A} = 2E$, где E — двумерное комплексно-сопряженное представление группы C_3 . По E преобразуются пары деформаций $\epsilon_1^\pm = (\epsilon_{zx} \pm i \epsilon_{yz})$ и $\epsilon_2^\pm = (\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy} \pm 2i \epsilon_{xy})$, которые, следовательно, только и могут индуцировать переход. В звуковой волне $\epsilon_{ik} \sim \frac{1}{2}(u_i q_k + u_k q_i)$, где u_i и q_k — компоненты поляризации и волнового вектора фонона [6]. Отсюда легко получить, что при распространении вдоль C_3 ($q_x \neq 0$, $q_x = q_y = 0$) только поперечные фононы создают "активную" E -деформацию, индуцирующую переход. При распространении в базисной плоскости ($q_z = 0$) E -деформация создается как продольными, так и поперечными фононами. Таким образом, теоретико-групповые правила отбора хорошо объясняют изложенные опытные факты.

Авторы благодарны проф. К.Ренку за полезную дискуссию по вопросам методики.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 февраля 1975г.

Литература

- [1] H.Kinder. Phys. Rev. Lett., 28, 1564, 1972; Zs. Phys. 262, 295, 1973.
- [2] K.Renk. Festkörperprobleme, XII, 107, 1972.
- [3] Abstracts of the Second Conference on Dielectrics and Phonons, Budapest, 1974, p. 162.
- [4] K.F.Renk, J.Deisenhofer. Phys. Rev. Lett., 26, 764, 1971.
- [5] R.Von Gutfeld in "Physical Acoustics" Ed. by W.P.Mason. 5, 1968.
- [6] E.B.Tucker in "Physical Acoustics" Ed. by W.Mason v. IV, part "A" 1966.
- [7] B.Taylor, H.J.Maris, C.Elbaum. Phys. Rev., B, 3, 1462, 1971.