

ПРЯМОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ФОКУСИРОВКИ АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ В КРИСТАЛЛАХ РУБИНА.

*А.В.Акимов, С.А.Басун, А.А.Каплянский,
В.А.Рачин, Р.А.Титов*

С помощью техники оптического детектирования тепловых импульсов показано существование направлений преимущественного распространения (лучей фокусировки) поперечных акустических фононов $\sim 10^{12}$ Гц в рубине.

Эффект фокусировки акустических фононов в кристаллах [1] состоит в резкой анизотропии пространственного распределения потока энергии акустических волн в решетке. Он обусловлен упругой анизотропией кристаллов, которая приводит к несовпадению вектора групповой скорости v , определяющего распространение энергии волн, с вектором

их фазовой скорости (волновым вектором \mathbf{q}). Фокусировка фононов ранее экспериментально исследовалась в опытах с высокочастотными акустическими фононами ($\sim 10^{12}$ гц), генерируемыми в виде тепловых импульсов и детектируемыми болометрически [1]. Она проявлялась в аномальном соотношении интенсивности "продольных" и "поперечных" фононных импульсов, распространяющихся в одном направлении. В настоящей работе с помощью техники оптического детектирования тепловых импульсов [2, 3] экспериментально показано, что распространение (поперечных) фононов обладает резкой угловой анизотропией и имеются направления преимущественного распространения фононов в кристаллах.

Эксперименты выполнялись на рубине $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{Cr}^{3+}$. Для тригональной решетки корунда Al_2O_3 путем теоретического машинного расчета с использованием известных упругих констант недавно показано [4], что при изотропном пространственном распределении волновых векторов \mathbf{q} поперечных акустических волн соответствующее распределение векторов групповых скоростей $\dot{\mathbf{v}}$ имеет очень узкие области сгущения (лучи фокусировки) и вычислено направление этих лучей в кристалле.

В опытах использовались прямоугольные монокристаллические образцы $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{Cr}^{3+}$ с лицевыми размерами несколько десятков мм^2 (см. рис. 1, где показан участок образца). Грани образца ориентированы по: базисной плоскости, перпендикулярной тригональной оси C_3 ; вертикальной плоскости симметрии σ_v ; плоскости (C_3, C_2) , содержащей ось симметрии C_3 и горизонтальную ось C_2 . Образец находится при $T = 2\text{К}$. На одну из граней напылен тонкопленочный нагреватель "h", разогреваемый с частотой повторения 100 кГц импульсами тока длительностью 200 нсек . Инжектируемые при этом из "h" в кристалл тепловые фононные импульсы распространяются в кристалле баллистически.

Принцип оптического детектирования тепловых импульсов описан в [2, 3]. Светом сфокусированного Ar-лазера внутри кристалла создается область, в которой часть ионов Cr^{3+} переведена в метастабильное $E(^2E)$ -состояние. Прохождение теплового импульса через возбужденный объем индуцирует переходы $\bar{E} \rightarrow 2\bar{A}$, что дает импульс люминесценции в линии $R_2(2\bar{A} \rightarrow ^4A_2)$

$$I_{R_2}(t) \sim n(t) aN^* \quad (1)$$

Здесь $n(t)$ и a — концентрация и сечение поглощения резонансных фононов $19 \text{ см}^{-1} (0,87 \cdot 10^{12} \text{ гц})$, вызывающих переходы $\bar{E} \rightarrow 2\bar{A}$, N^* — концентрация возбужденных ионов Cr^{3+} . Световод L собирает свет люминесценции из малого возбужденного объема "d", находящегося на пересечении луча лазера и оси световода. Излучение попадает через световод на щель монохроматора, выделяющего R_2 -линию, и далее на ФЭУ, включенный в электронную регистрирующую систему. Таким образом,

¹⁾ Использовались монокристаллы $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 0,025\% \text{Cr}^{3+}$ с высокой однородностью распределения Cr, выращенные М.И. Мусатовым по методу ГОИ.

объем "d" является резонансным детектором 29 см^{-1} -фононов, причем люминесцентный R_2 -импульс (1) отражает число фононов $n(t)$ в детектирующем объеме "d".

Для наших целей очень важна возможность перемещения детектора "d" внутри образца, которое легко осуществляется контролируемым сдвигом кристалла относительно неподвижной системы лазерный луч – световод. Это позволяет исследовать фононные импульсы при разных направлениях распространения фононов l (линия $h-d$) в кристалле. Положение вектора распространения фононов пусть характеризуется углом $-\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$ с осью C_3 и азимутальным углом в базисной плоскости. На рис. 1 дан пример расположения детектора "d" в образце ($45 \times 30 \times 10 \text{ мм}^3$) при изменении направления l в меридиональной плоскости, являющейся плоскостью симметрии σ_v . В этом случае переменный угол $\theta = \text{arctg} \frac{D}{X}$, где X – (переменная) и D ($7 \pm 10 \text{ мм}$) – две измеряемые координаты "d" (рис. 1).

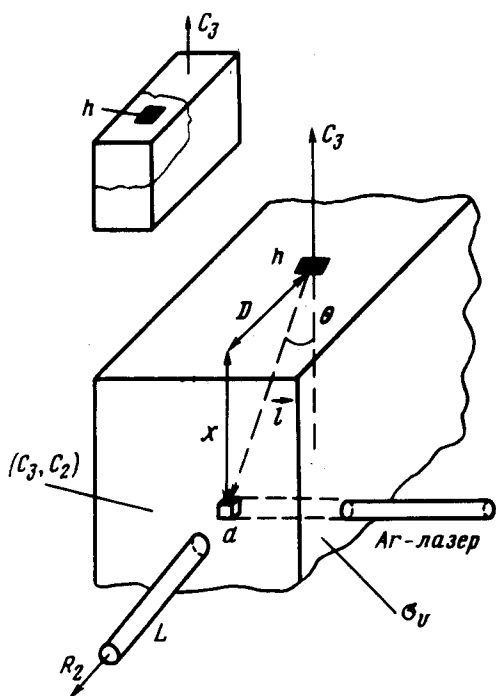


Рис. 1. Схема эксперимента

На рис. 2 приведены типичные импульсы R_2 -люминесценции $I_{R_2}(t)$ от поперечных фононов, наблюдаемые в этой схеме опыта при различных углах θ через интервал $\Delta\theta = 2,5^\circ$. Баллистические фононы, распространяющиеся по кратчайшей линии $h-d$, имеют наименьшее время пролета до детектора $t = l/v_T$ (l – расстояние $h-d$, v_T – скорость фононов) и дают передний крутой фронт импульса $I_{R_2}'(t)$. За счет фононов, дошедших до "d" по непрямым траекториям (отражение от стенок рассеяние в объеме) задний фронт импульсов оказывается сильно затянутым. Из рис. 2 видно, что в области углов около $\theta_1 = 54^\circ$ наблюдается резкое сужение R_2 -импульсов и сильное увеличение их интенсивности. Анало-

гичное явление наблюдается при распространении поперечных фононов в той же плоскости σ_v и в другой области углов — около $\theta_2 = -38^\circ$:

Измерения на другом образце ($12 \times 12 \times 40$ мм³) показали, что при изменении направления l (угла θ) в меридиональной плоскости (C_3, C_2) также наблюдается сужение импульса $I_{R_2}(t)$ от поперечных фононов и увеличение его амплитуды, происходящее однако при двух других значениях углов: $\theta_1 = 43^\circ$ и $\theta_2 = -45^\circ$. Явление сужения и увеличения $I_{R_2}(t)$ при указанных углах θ_1, θ_2 наблюдалось при распространении поперечных фононов в плоскостях σ_v и (C_3, C_2) и при некоторых других схемах наблюдения, отличных от рис. 1.

Обнаруженное сужение и увеличение амплитуды $I_{R_2}(t)$ свидетельствует о резком возрастании числа поперечных баллистических фононов, распространяющихся в меридиональных плоскостях кристалла σ_v и (C_3, C_2) под определенными углами θ_1, θ_2 к оси C_3 . Очевидно, эффект связан с фокусировкой поперечных фононов. Результаты опыта хорошо согласуются с выводами расчета [4], предсказывающими наличие очень резкой фокусировки для поперечных фононов, распространяющихся в меридиональных плоскостях — по двум направлениям в каждой плоскости.

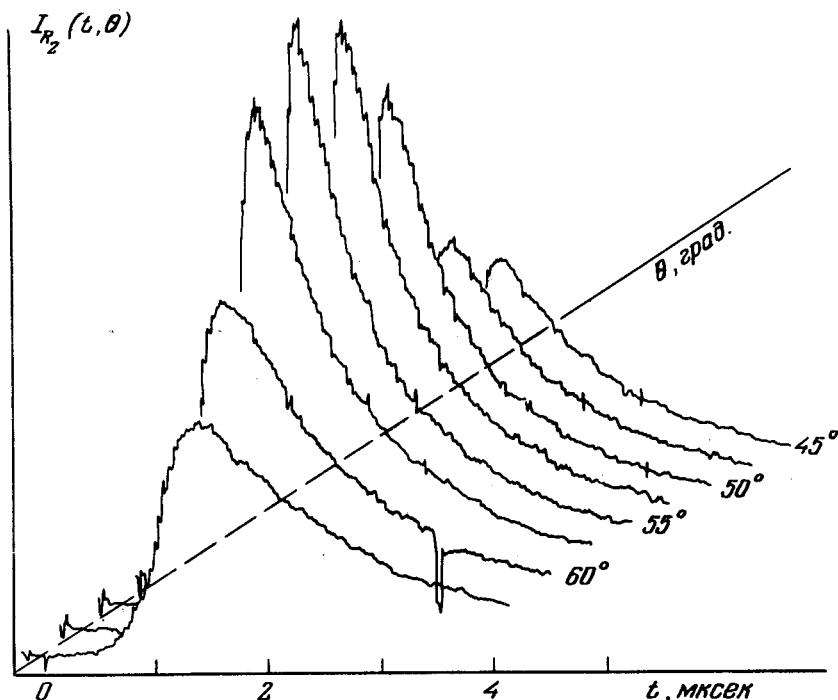


Рис. 2. Импульсы R_2 -люминесценции от поперечных фононов для разных направлений распространения в меридиональной плоскости σ_v

При этом наблюдаемые направления фокусировки в плоскостях σ_v ($\theta_1 = 54^\circ, \theta_2 = -38^\circ$) и (C_3, C_2) ($\theta_1 = 45^\circ, \theta_2 = -45^\circ$) близки к расчетным [4]. Интересно, что при изменении направления l в базисной плоскости кристалла никакой заметной фокусировки не наблюдалось, что также

соответствует теоретическим выводам, учитывающим характер упругой анизотропии корунда.

В описанных опытах амплитуды R_2 -импульсов $I_L(t)$ от продольных фононов (которые вообще меньше R_2 -импульсов от поперечных фононов $I_T(t)$ [2] из-за разницы в сечениях $\alpha \sim \frac{1}{v_L^3}$ при $v_L = 2v_T$) были очень малы. При этом в области углов фокусировки θ_1, θ_2 отношение амплитуд импульсов I_L/I_T значительно уменьшалось в полном согласии с тем обстоятельством, что продольные фононы теоретически [4] не должны испытывать заметной фокусировки.

Следует заметить, что экспериментальная "угловая" ширина лучей фокусировки ($\sim 8^\circ$, см. рис. 2) существенно больше расчетной [4]. Наблюдаемая ширина определяется угловой разрешающей способностью метода, которая из-за относительно больших линейных размеров нагревателя "h" ($\sim 1,5$ мм) и детектора "d" составляет при расстояниях $h - d \approx 10$ мм примерно $\Delta\theta = 6^\circ$.

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

Поступила в редакцию
19 апреля 1977 г.

Литература

- [1] В.Тайлор, Н.Дж.Марис, С.Елбаум. Phys. Rev., В3, 1462, 1971.
- [2] К.Ф.Ренк, И.Дейсenhoфер. Phys. Rev. Lett., 26, 764, 1971.
- [3] А.А.Каплянский, С.А.Басун, В.А.Рачин, Р.А.Титов. Письма в ЖЭТФ, 21, 438, 1975.
- [4] I.Doulat, B.Locatelli, I.Rivallin. "Phonon Scattering in Solids", ed. by L.I.Challis, V.W.Rampton, A.F.G.Wyatt. Plenum Press 1976. p.383