

АНИЗОТРОПНОЕ ПЛЕНЕНИЕ ФОНОНОВ 29 см^{-1} В РУБИНЕ

С.А.Басун, А.А.Каплянский, В.Л.Шехтман

На примере пленения фононов 29 см^{-1} в возбужденном рубине экспериментально обнаружен теоретически предсказанный [1] механизм пленения излучения, связанный с анизотропией среды.

Резонансное пленение акустических фононов 29 см^{-1} в оптически возбужденном рубине $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}^{3+}$ вызвано многократным резонансным рассеянием фононов при переходе $\bar{E} \rightleftharpoons 2\bar{A}$ в возбужденных ионах Cr^{3+} [2]. Резонансное рассеяние фононов 29 см^{-1} носит упругий характер

[3 – 5] и фононы покидают объем главным образом путем пространственной диффузии и ангармонического распада [2 – 5]. Механизм пленения фононов 29 см^{-1} принципиально отличен от известного механизма Холстейна – Бибермана резонансного пленения фотонов в газе, где – благодаря доплеровскому и столкновительному уширению спектральных линий – частота фотона в акте рассеяния сильно меняется и излучение выходит из глубины объема преимущественно на слабо-поглощаемых крыльях линии ("самообращение") [6, 7].

В настоящей работе сообщается об экспериментальном обнаружении на примере фононов 29 см^{-1} нового механизма высвобождения плененного излучения, который существенно связан с анизотропией системы [1, 8].

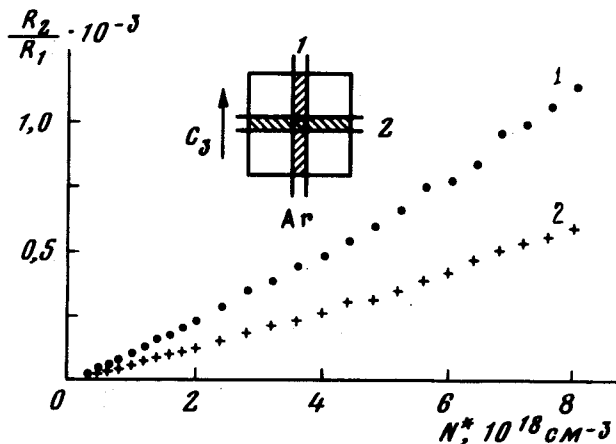


Рис. 1. Зависимость R_2/R_1 от концентрации N^* возбужденных ионов Cr^{3+} : 1 – возбуждающий луч $\parallel C_3$; 2 – возбуждающий луч $\perp C_3$

Исследования пленения фононов проводились на ориентированных монокристаллах Al_2O_3 ; 0,02 ат.% Cr при $T = 1,8\text{K}$, в основном по методу [9]. С помощью стационарной накачки от аргонового лазера ($\lambda = 5145\text{Å}$) в образце создавался возбужденный объем с концентрацией N^* ионов Cr^{3+} в метастабильном 2E -состоянии. Объем имел сильно анизотропную "цилиндрическую" форму лазерного луча с радиусом $r \approx 0,3 \text{ мм}$ и длиной $\approx 10 \text{ мм}$ (рис. 1). Измерялась относительная интенсивность линий стационарной люминесценции $R_2(2\bar{A} \rightarrow {}^4A_2)$ и $R_1(\bar{E} \rightarrow {}^4A_2)$. Из соотношений баланса:

$$\frac{R_2}{R_1} \approx \frac{l_{ph}}{l} \cdot \frac{T_1 \sigma}{\tau_R}, \quad (1)$$

где l_{ph} – скорость генерации фононов 29 см^{-1} в объеме, происходящей при переходах $2\bar{A} \rightarrow \bar{E}$ в ходе релаксации из верхних возбужденных состояний Cr^{3+} ; l – скорость возбуждения ионов Cr^{3+} в ${}^2E(\bar{E}, 2\bar{A})$ состояние (отношение $l_{ph}/l = 0,28$ [10]); $T_1 = 1,1 \text{ нсек}$ [10] – время жизни $2\bar{A}$ -уровня по отношению к спонтанному однофононному переходу $2\bar{A} \rightarrow \bar{E}$; τ_R ($\approx 4 \text{ мсек}$) – время излучательного распада $2\bar{A}$ - и \bar{E} -уровней с испусканием R-линий; σ – фактор пленения фононов, равный среднему числу актов рассеяния генерированных фононов 29 см^{-1} за время их пребывания в объеме.

Было обнаружено, что фактор пленения σ в вытянутом цилиндрическом объеме анизотропен: его величина зависит от ориентации цилиндра в образце относительно кристаллографической оси C_3 . На рис. 1 показана зависимость R_2/R_1 от концентрации N^* метастабильных ионов Cr^{3+} при двух ориентациях возбуждающего лазерного луча в кристалле: $\parallel C_3$ и $\perp C_3$. Для любого фиксированного значения N^* отношение R_2/R_1 , т. е. фактор пленения σ , больше в $1,5 \div 2$ раза при ориентации цилиндра $\parallel C_3$, чем при ориентации $\perp C_3$ ($\sigma_{\parallel} > \sigma_{\perp}$). Этот результат подтверждается также прямыми измерениями времени пленения фононов в цилиндрическом объеме импульсным методом [2]. Таким образом, опыт указывает на наличие некоторого специфического "анизотропного" канала выхода фононов 29 см^{-1} из возбужденного объема. Канал действителен в той геометрии опыта, в которой малый размер объема (радиус цилиндра r) ориентирован вдоль C_3 .

При интерпретации явления мы исходим из идей [1], где возможность такого рода анизотропного эффекта предсказана теоретически. Наблюдаемый эффект мы связываем с микроанизотропией взаимодействия фононов с ионами хрома [11] в условиях перемешивания фононных мод в акте рассеяния. Действительно, при сохранении частоты фонона в акте рассеяния происходит изменение волнового вектора \mathbf{q} и поляризации \mathbf{u} фонона. Поперечные (ТА) и продольные (LA) фононы имеют различную длину свободного пробега \bar{l} по отношению к резонансному рассеянию на Cr^{3+} (2E). При этом LA-фононы с $\mathbf{q} \parallel C_3$ вообще не взаимодействуют с $\bar{E} \rightleftharpoons 2\bar{A}$ переходом (запрет правилами отбора), поглощение LA-фононов появляется при отклонении \mathbf{q} от C_3 возрастая с увеличением угла $\theta = \angle \mathbf{q} C_3$ [11]. Следовательно, возникая при рассеянии, "осевые" LA-фононы с направлениями \mathbf{q} вблизи C_3 могут выходить из глубины возбужденного объема без реабсорбции. Очевидно, критическим углом свободного выхода является θ_{max} такой, что $\bar{l}(\theta_{max}) \approx L_{\parallel}$, где L_{\parallel} — размер объема вдоль C_3 . В цилиндрическом объеме с осью $\perp C_3$ размер $L_{\parallel} = r \approx 0,3 \text{ мм}$ мал, угол конуса свободного выхода фононов θ_{max} достаточно велик и выход их эффективен. Когда же цилиндр $\parallel C_3$, размер $L_{\parallel} \approx 10 \text{ мм}$, угол θ_{max} очень мал, и канал выхода осевых фононов практически заперт. Именно это наблюдается на опыте (рис. 1), где фактор пленения фононов в первом случае (σ_{\perp}) заметно меньше, чем во втором (σ_{\parallel}).

Интерпретация подтверждена непосредственным наблюдением "осевого" испускания плененных фононов из возбужденного объема. Путем раздвоения лазерного луча в кристалле создавались два параллельных возбужденных цилиндрических объема на расстоянии $5 \div 10 \text{ мм}$ друг от друга. Один из них "d" служил детектором, а другой "s" — источником фононов¹⁾ (рис. 2). Было обнаружено, что отношение R_2/R_1 стационарной люминесценции объема "d" в присутствии объема "s" заметно больше, чем в его отсутствие (когда второй луч экранирован). Эффект наблюдается при всех уровнях накачки ($10^{17} < N^* < 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). При этом относительное увеличение R_2/R_1 (η) максимально, когда линия

¹⁾ Испускание фононов, задержанных в результате пленения в возбужденном объеме, наблюдалось в [11].

sd , соединяющая объемы, совпадает с осью C_3 ; при отклонении sd от C_3 величина η уменьшается, достигая минимума при $sd \perp C_3$ (рис. 2).

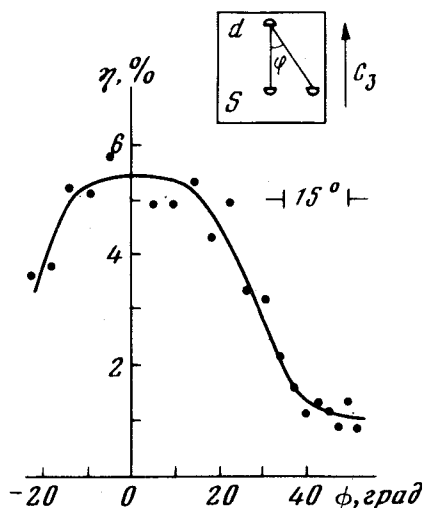


Рис. 2. Угловая зависимость η . В обоих объемах $N^* = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

Из формулы (1) следует, что наблюдаемое увеличение R_2/R_1 может быть связано только с увеличением генерации фононов I_{ph} , т. е. с дополнительным поступлением (ΔI_{ph}) в "d" фононов, испускаемых объемом "s": $\eta = \Delta I_{ph}/I_{ph}^0$, где I_{ph}^0 — генерация фононов в "d" при $2\bar{A} \rightarrow \bar{E}$ переходах. Отсутствие какого-либо влияния объема "s" на фактор пленения σ (на N^*) в объеме "d" специально проверялось. Таким образом, имеет место излучение фононов из объема "s", которое концентрируется преимущественно в направлениях, близких к C_3 . Сфокусированный характер фононного излучения подтверждается и относительно слабой опытной зависимостью η от расстояния между объемами "s" и "d".

В заключение подчеркнем, что обнаруженный механизм "анизотропного" пленения имеет [1] известную аналогию с механизмом пленения Холстейна — Бибермана. В обоих случаях в результате многократного рассеяния происходит преобразование излучения в слабо-поглощаемые моды, которые выходят из глубины объема, не испытывая реабсорбции. Если в модели Холстейна — Бибермана это трансформация спектральной частоты излучения, то здесь — это трансформация поляризации и волнового вектора (фононного) излучения.

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

Поступила в редакцию
17 июля 1979 г.

Литература

- [1] В.А.Малышев, В.Л.Шехтман. Оптика и спектроскопия, **46**, 800, 1979.
- [2] K.F.Renk, J.Deisenhofer. Phys. Rev. Lett., **26**, 764, 1971; K.F.Renk. Proc. 2-nd Int. Conf. Light Scatter. Paris, 1971, p. 12.
- [3] А.В.Акимов, С.А.Басун, А.А.Каплянский, Р.А.Титов, В.Л.Шехтман ФТТ, **19**, 3704, 1977.

- [4] И.Б.Левинсон. ЖЭТФ, 75, 234, 1978.
- [5] В.А.Малышев, В.Л.Шехтман. ФТТ, 20, 2915, 1978.
- [6] Т.Holstein. Phys. Rev., 72, 1212, 1947; 83, 1159, 1951.
- [7] Л.Н.Биберман. ЖЭТФ, 17, 416, 1947.
- [8] А.А.Карпьянский, С.А.Басун, В.Л.Шехтман. Proc. of 2-nd USA – USSR Symposium on Light Scatter in Condensed Matter, N.Y., 1979.
- [9] J.I.Dijkhuis, A. van der Pol, H.W. de Wijn. Phys. Rev. Lett., 37, 1554, 1976.
- [10] J.E.Rives, R.S.Meltzer. Phys. Rev. B16, 1808, 1977.
- [11] А.А.Каплянский, С.А.Басун, В.А.Рачин, Р.А.Титов. Письма в ЖЭТФ, 21, 438, 1975.
-