

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФОНОНОВ 29 см^{-1} В РУБИНЕ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ И ОЦЕНКА ИХ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ

*А.П.Абрамов, И.Н.Абрамова, И.Я.Герловин,
И.К.Разумова*

Экспериментально показано отсутствие эффекта "узкого горла" в опытах по оптическому детектированию фононов 29 см^{-1} в рубине. Сделан вывод, что время жизни фононов 29 см^{-1} при температуре 2К превышает 2,7 мксек.

Эксперименты по оптическому детектированию фононов 29 см^{-1} , проведенные на кристаллах рубина [1 – 4], привели к простой и наглядной интерпретации явлений, возникающих при больших концентрациях возбужденных ионов Cr^{3+} . При поглощении фонона возбужденным ионом хрома происходит заселение верхней компоненты состояния 2E (переход $\bar{E} \rightarrow 2A$). Наличие фононов регистрируется по люминесценции из состояния $2A$ (линия R_2) при 2К. Поскольку основным каналом релаксации состояния $2A$ является возвращение в состояние \bar{E} с испусканием фонона 29 см^{-1} , то возбужденные ионы хрома, позволяя детектировать фононы 29 см^{-1} , одновременно служат для них центрами резонансного рассеяния. Такое рассеяние начинает проявляться при концентрациях возбужденных ионов $C > 10^{14} \text{ см}^{-3}$, когда баллистический пролет фононов через возбужденный объем сменяется диффузионным движением [1]. В результате с ростом C увеличивается время спада (τ) люминесценции линии R_2 , наблюдаемой при кратковременной инжекции в кристалл тепловых фононов. В работе [2] было обнаружено, что возрастание τ при увеличении плотности возбуждения испытывает

насыщение, интерпретированное как результат полного "пленения" фононов в освещенном объеме, примыкающем к нагревателю. Предельное время затухания, соответствующее этим условиям (1,5 мксек), было приписано собственному времени жизни фононов, обусловленному их спонтанным распадом.

Последующие опыты показали, что при дальнейшем увеличении плотности возбуждения τ продолжает медленно возрастать, не испытывая насыщения. Этот рост авторы [3] связывают с эффектом "узкого горла" при котором измеряемое время жизни складывается из времени жизни фонона ($\tau_p = 1,4$ мксек) и суммарного времени, проведенного ионами хрома в состоянии $2\bar{A}$ в промежутках между поглощением и испусканием фонона. Если при $C \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ фонон за время жизни испытывает примерно 10^3 перепоглощений, то общее время возрастает до 2,5 мксек.

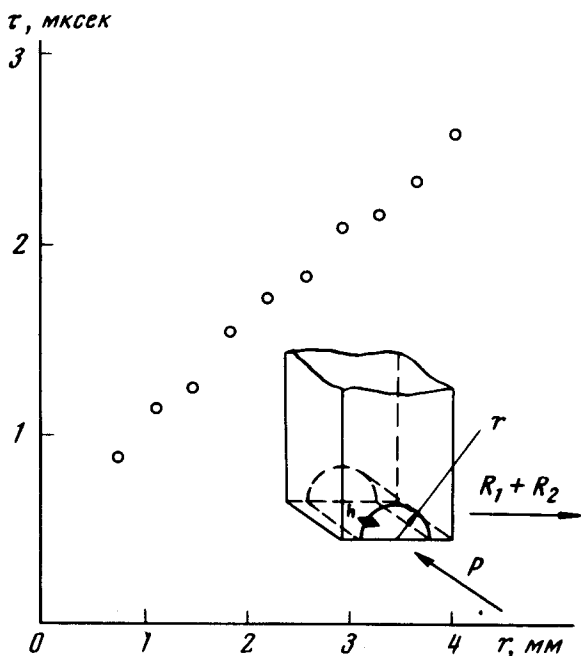


Рис. 1

Приведенная в [3] интерпретация, опирающаяся на анализ только заднего фронта импульса люминесценции, а не всей его формы, представляется недостаточно обоснованной. Действительно, если затухание обусловлено спонтанным распадом фонона, то оно должно начинаться непосредственно после окончания теплового импульса, имеющего длительность 0,1 мксек. В то же время, как следует из данных, приведенных в [3], в условиях сильного возбуждения детектируемый импульс имеет почти плоскую вершину длительностью до 1 мксек, и лишь затем начинается экспоненциальное затухание с постоянной времени 2,5 мксек. Такая форма импульса заставляет предположить, что уменьшение числа фононов обусловлено их уходом из возбужденного объема, а длительность плоской вершины определяется минимальным временем распространения фононов от нагревателя до границы.

Для проверки этого предположения в настоящей работе исследована зависимость кинетики детектируемого фононного импульса от разме-

ров освещенного объема при постоянной концентрации возбужденных центров. Геометрия возбуждения образца показана на вставке рис. 1 (h — нагреватель, P — накачка, $R_1 - R_2$ — люминесценция). В опыте применялась техника тепловых импульсов, аналогичная описанной в работах [1 — 3]. Измерения производились при температуре 2K . Для выделения линии R_2 использовался монохроматор ДФС-12, а для регистрации кинетики — многоканальный анализатор АИ-256-6 с преобразователем "время-амплитуда". Плотность мощности возбуждающего света, падающего на образец, отвечала концентрации возбужденных ионов $1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (т.е. близкой к максимальной из достигнутых в работе [3]) и оставалась постоянной при изменении радиуса (r) светового пятна на образце. Следует подчеркнуть, что в этом опыте регистрировался свет всего возбужденного объема рубина, а не отдельной его части, чтобы исключить эффекты, связанные с возможным диффузионным перераспределением плотности фононов в объеме. На рис. 1 приведена зависимость времени затухания от размера возбужденного объема. Наблюдаемое монотонное увеличение τ во всем диапазоне изменения r означает, что затухание обусловлено выходом фононов из объема, а не их распадом внутри. Исходя из размеров объема, измеренных значений τ и известной величины скорости звука в рубине ($v = 5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$), можно показать, что в диффузионном приближении число поглощений (\bar{n}), которое испытывает фонон до выхода из объема, не превышает двадцати.

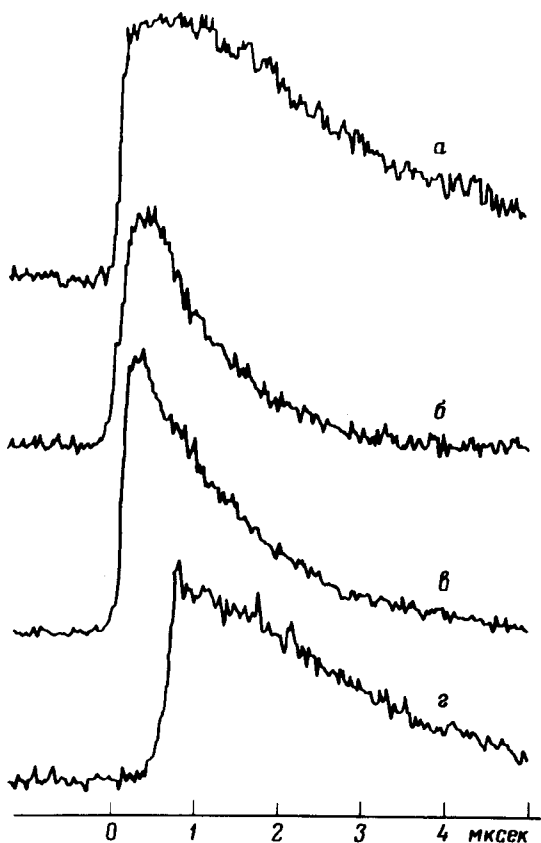


Рис. 2

Детальная интерпретация полученной зависимости τ от r осложняется как некорректностью диффузионной модели в случае малого числа перепоглощений, так и неэлементарностью кинетики затухания фононного импульса. Как видно из рис. 2,а и 2,б, на которых продемонстрированы результаты измерений, проведенных в условиях сильного и слабого возбуждения, детектируемый импульс имеет достаточно сложную форму даже при баллистическом распространении фононов (рис. 2,б). Такая форма импульса связана, по-видимому, с условиями анизотропного распространения фононов в кристалле [4] через полуцилиндрический возбужденный объем. Учет указанных соображений может, однако, только уменьшить значение \bar{n} , которое и так существенно уступает величине, необходимой для наблюдения эффекта "узкого горла".

Прямым доказательством отсутствия эффекта "узкого горла" являются приведенные на рис. 2,в и 2,г результаты измерения кинетики свечения отдельных участков возбужденного объема: в области, примыкающей к нагревателю (2,в), и в периферийной части объема (2,г). Из рисунков видно, что импульсы имеют одинаково крутые передние фронты, причем фронт импульса, зарегистрированного в периферийной части, сдвинут на величину, соответствующую времени баллистического пролета фононов от нагревателя. Таким образом, даже при высоких плотностях возбуждения баллистические фононы достигают границы детектирующего объема, т. е. длина их свободного пролета сравнима с величиной r . Естественно, что в этих условиях выход фонона из объема не может сопровождаться большим числом перепоглощений.

Полученные данные заставляют пересмотреть точку зрения на механизм распространения резонансных фононов и оценку их времени жизни, приведенные в [3]. Можно заключить, что в реальных условиях опытов по оптическому детектированию фононов эффект "узкого горла" в рубине не наблюдается: время жизни уровня $2A$ не вносит существенного вклада в результаты кинетических измерений. Поскольку измеряемые времена затухания определяются только временем нахождения фононов в детектирующем объеме, нижней предельной оценкой времени жизни фононов 29 см^{-1} в рубине следует считать максимальное из измеренных времен затухания, т. е. $\tau_p > 2,7 \cdot 10^{-6} \text{ сек.}$

Авторы благодарны А. А. Каплянскому за методические пояснения, способствовавшие постановке работы.

Государственный
оптический институт
им. С.И.Вавилова

Поступила в редакцию
24 августа 1977 г.

Литература

- [1] K.F.Renk, J.Deisenhofer. Phys.Rev.Lett., 26, 764, 1971.
- [2] K.F.Renk. Light Scattering in Solids, Paris, 1971, p. 12.
- [3] K.F.Renk, J.Peckenzell. J. de Phys., 33, Suppl., C4, 103, 1972.
- [4] А.В.Акимов, С.А.Басун, А.А.Каплянский, В.А.Рачин, Р.А.Титов.

Письма в ЖЭТФ, 25, 491, 1977.