

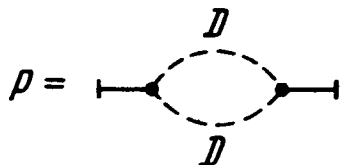
КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЙЯНИЕ, ИНДУЦИРОВАННОЕ СИЛЬНО НЕРАВНОВЕСНЫМИ ФОНОНАМИ

С.А.Булладаев, И.Б.Лёвшин

Показано, что распределение коротковолновых акустических фононов с малым разбросом по частотам приводит к специфической перенормировке спектра комбинационного рассеяния на длинноволновых оптических фононах и появлению новой ветви элементарных возбуждений.

С большой степенью достоверности можно считать экспериментально доказанным, что возможно создание распределений коротковолновых акустических фононов с малым разбросом частот $\Delta\omega$ около некоторой центральной частоты ω_0 [1, 2]. Наличие такого распределения приводит к перенормировке спектра длинноволновых ($k \approx 0$) оптических фононов, которые могут распадаться на два коротковолновых акустических (с противоположными импульсами \mathbf{q} и $-\mathbf{q}$).

В настоящей статье обращается внимание на то обстоятельство, что перестройка спектра, вызванная квазимонохроматическим распределением акустических фононов ($\Delta\omega$ сравнимо с шириной спонтанного распада Γ_0 оптического фонона $k = 0$) качественно отличается от перенормировки в обычном случае широкого распределения $\Delta\omega \gg \Gamma_0$. Для узкого распределения может иметь место ситуация, когда наличие акустических фононов не стимулирует распад, а наоборот, замедляет его. Кроме того, в случае узких распределений появляется новая ветвь длинноволновых возбуждений фононной системы. Такая, противоречащая обычным представлениям, картина возможна потому, что обычные представления основаны на кинетических уравнениях для чисел заполнения; между тем такие уравнения не имеют места в рассматриваемом случае, ибо квантово-механические ширины порядка статистических ширины [3].



Для нахождения спектра была использована неравновесная диаграммная техника [4]. Вычислялась запаздывающая функция Грина $G(t)$ для оптических фононов с $k = 0$. Поляризационный оператор $P(t)$ этой функции Грина может быть найден из простейшей диаграммы (рисунок), в которой функции Грина акустических фононов D считаются заданными. Функции D имеют такой же вид как и термодинамически-равновесные, но распределение Планка заменено на узкое распределение N_ω centered around ω_0 . Считается, что $\omega_0 = 1/2 \Omega_0$, где Ω_0 частота оптического фонона $k = 0$; очевидно, что в этом случае перенормировка спектра будет наибольшей. Кроме того, именно такие распре-

деления возникают в экспериментальной ситуации [1, 5, 6], когда акустические фононы возбуждаются параметрически [7].

Следует подчеркнуть, что отбрасывание более сложных диаграмм в рассматриваемом случае не обеспечивается слабостью ангармонизма, т. е. параметром $\Gamma_0 / \Omega_0 \ll 1$. Дело в том, что наличие масштаба

$\Delta\omega$ в N_ω , приводит к тому, что в слагаемых, содержащих N_ω , параметр Γ_0 / Ω_0 заменяется на параметр $\Gamma_0 / \Delta\omega$, который, вообще говоря, не мал. Однако такие слагаемые всегда содержат множителем другой характерный параметр – число акустических фононов в расчете на элементарную ячейку, которое порядка $N_0 \frac{\Delta\omega}{\Omega_0}$, где N_0 число заполнения

центральной моды. Поэтому, если считать $N_0 \ll \Omega_0 / \Delta\omega$, то отбрасывание более сложных диаграмм P становится оправданным.

Если выбрать для N_ω лоренцовское распределение, то Фурье-образы $P(\Omega)$ и $G(\Omega)$ могут быть вычислены в явном виде. В этом случае удастся также точно найти спектр. Функция $G(\Omega)$ имеет два полюса Ω_1 и Ω_2 , положение которых зависит от концентрации акустических фононов. Критической является концентрация соответствующая числам заполнения

$$N_0^* = \frac{\alpha}{8} \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right)^2 \quad \alpha = 2 \frac{\Delta\omega}{\Gamma_0} \quad (1)$$

Введем $\xi = N_0 / N_0^*$. Тогда при $\xi < 1$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}\Omega_{1,2} &= \operatorname{Re}\Omega_2 = \Omega_0, \\ \operatorname{Im}\Omega_{1,2} &= \frac{1}{4} \Gamma_0 [(\alpha + 1) \pm (\alpha - 1) \sqrt{1 - \xi}]; \end{aligned} \quad (2)$$

а при $\xi > 1$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}\Omega_1 &= \operatorname{Im}\Omega_2 = \frac{1}{4} \Gamma_0 (\alpha + 1), \\ \operatorname{Re}\Omega_{1,2} &= \Omega_0 \pm \frac{1}{4} \Gamma_0 (\alpha - 1) \sqrt{\xi - 1}. \end{aligned} \quad (3)$$

Когда $N_0 \rightarrow 0$, один из полюсов $\Omega_1 \rightarrow \Omega_0 + i \frac{1}{2} \Gamma_0$, а другой $\Omega_2 \rightarrow \Omega_0 + i \Delta\omega$. При этом $\operatorname{Res} G(\Omega_1) \rightarrow 1$, а $\operatorname{Res} G(\Omega_2) \rightarrow 0$. Отсюда ясно, что один из полюсов генетически связан с обычным полюсом оптического фонона, а второй полюс описывает новые элементарные возбуждения с частотой Ω_0 и временем жизни $(2\Delta\omega)^{-1}$. Это время велико только для узких распределений акустических фононов, и поэтому такие возбуждения не могут наблюдаться в обычных ситуациях, когда $\Delta\omega \sim \Omega_0$.

Когда N_0 возрастает, полюса Ω_1 и Ω_2 приближаются друг к другу; они сливаются при $N_0 = N_0^*$. Начиная с этого значения N_0 генезис полюсов теряет смысл. При $N > N_0^*$ элементарные возбуждения обоих типов смешиваются и возникают два типа возбуждений с одинаковым затуханием $\Delta\omega + \frac{1}{2} \Gamma_0$, но слегка разными частотами, разность между которыми растет с ростом N_0 .

Можно показать, что закон распада заданного начального возбуждения оптической моды $k = 0$ определяется низкочастотной частью $G(t)^2$, т. е. смещением полюсов от точки Ω_0 . Из (2) и (3) видно, что если $\Delta\omega > \frac{1}{2}\Gamma_0$, то скорость экспоненциального распада обоих типов возбуждений больше скорости спонтанного распада, т. е. распад стимулируется; как и в классическом случае $\Delta\omega \gg \Gamma_0$. Если же $\Delta\omega < \frac{1}{2}\Gamma_0$, то оба типа возбуждений распадаются со скоростью меньше спонтанной, т. е. имеет место дестимуляция распада. В обоих случаях при $N_0 > N_0^*$ распад идет осциллирующим образом.

Ширина $\Delta\omega$ при стационарной параметрической генерации акустических фононов светом в зависимости от условий возбуждения определяется шириной Γ_0 или спектральной шириной $\Delta\nu$ возбуждающего света [2, 3]. Типичные значения $\Omega_0 \sim 1000 \text{ см}^{-1}$, $\Gamma_0 \sim 1 \text{ см}^{-1}$, $\Delta\nu \sim 0,1 \div 1 \text{ см}^{-1}$. Числа заполнения возникающих акустических фононов N зависят от мощности возбуждения; в разных экспериментах [1, 5, 6] $N \sim 10^{-3} \div 10$.

В связи с возможной дестимуляцией распада любопытно заметить, что в экспериментах [5], где были достигнуты наибольшие значения N , было обнаружено не увеличение скорости распада по сравнению со спонтанным, а наоборот, замедление. К сожалению, в этом случае отсутствуют данные по $\Delta\nu$.

Наличие новых элементарных возбуждений должно сказаться на форме линии комбинационного рассеяния света на оптических фононах, которая определяется $\text{Im}G(\nu - \nu')$, где ν и ν' частоты падающего и рассеянного света. С увеличением накачки акустических фононов линия должна сначала расширяться или сужаться (в зависимости от соотношения между $\Delta\omega$ и $\frac{1}{2}\Gamma_0$), а при достижении критической накачки, соответствующей N_0^* , линия должна расщепиться на две.

Авторы выражают благодарность за обсуждение работы Л.П.Горькову, Э.И.Рашба и Л.П.Питаевскому.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 апреля 1974 г.

Литература

- [1] M.J.Colles, J.A.Giordmaine. Phys. Rev. Lett., 27, 670, 1971.
- [2] M.J.Colles. J. de Phys. suppl. an n°10, 41, 1972.
- [3] И.Б.Левинсон. ЖЭТФ, 65, 2635, 1973.
- [4] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 47, 1515, 1964.
- [5] R.R.Alfano, S.L.Shapiro. Phys. Rev. Lett., 26, 1247, 1971.
- [6] A.Laubereau, D. von der Linde, W.Keiser. Phys. Rev. Lett., 27, 802, 1971.
- [7] R.Orbach. Phys. Rev. Lett., 16, 15, 1966.