3-SHU'BA. YUQORI MALAKALI MUHANDIS KADRLAR TAYYORLASHDA ANIQ VA TABIIY FANLARNI O'QITISHNING DOLZARBLIGI, INNOVATSION TEXNOLOGIYALARNI QO'LLASH: MUAMMO VA YECHIMLAR

ЭКСИТОННЫЙ МЕХАНИЗМ ДВУХФОНОННОЕ РЕЗОНАНСНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В КВАНТОВОЙ ЯМЕ

У.И. Азимов
Самаркандский филиал Ташкентского университета информационнкх технлогий
azimovuktam14031983@gmail.com
Дж.Т.Парманов
Самаркандский государственный архитектурно-строительный университет имени Мирзо Улугбека, улица Лолазор 70, город Самарканд
parmonovjamshid953@gmail.com
https://doi.org/10.5281/zenodo.15087612

Теоретические исследования процессов многофононное резонансное комбинационное рассеяние света (МФРКРС) в объемном полупроводнике показали, что в сечение рассеяния дают вклад процессы двух типов: рассеяние через промежуточные состояния свободных электронно-дырочных пар (ЭДП) и через экситонные состояния [1].

Процессы с участием горячих экситонов Ванье -Мотта изучались в случае объемного полупроводника в ряде работ (см.[2] и ссылки в ней). Качественно этот канал рассеяния можно описать следующем образом. При поглощении кванта возбуждающего света непрямым образом с одновременным испусканием LO- фонона рождается горячий экси-тон. Затем экситон совершает каскад из N-2 переходов через реальное промежуточное состояние с испусканием N-2 LO- фононов и, наконец, непрямым образом аннигилирует, испуская квант вторичного излучения $\hbar\omega_s$ и последний фонон. При взаимодействии с LO-фононами вероятность испускания электроном $N-1$ фононов не зависит от безразмерной фрелиховской константы связи - α_0. Отсюда следует, что вклад в сечении МФРКРС процессов с участием горячих экситонов Ванье - Мотта оказывается пропорциональным α_0.

В настоящей статье рассматривается двухфононное РКРС в одиночной квантовой яме в случае, когда промежуточными состояниями являются двумерные экситоны. Показано, что в квантовой яме в рассеянии имеется только один непрямой переход, что приводит к существенному усилению вклада экситонов двухфононном РКРС по сравнению как с аналогичным рассеянием в объемном полупроводнике.

Рассмотрим второе фононное повторение, когда частоты возбуждающего света ω_l и частота рассеянного света ω_s связаны условием $\omega_s = \omega_l - 2\omega_{LO}$ (где . ω_{LO} – частота объем-ных продольных оптических фононов (LO – фононов)). В этом случае для тензора рассея-ния получим

$$S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} = S^{(0)}_{\beta\gamma\beta'\gamma'}(S_1 + S_2), \qquad (1)$$

где $$S^{(0)}_{\beta\gamma\beta'\gamma'} = (\pi\hbar^6\omega_s^2\omega_l^2)^{-1}(\hbar\omega_{LO})^4(2d/\pi a_0)^4 J_\beta J_\gamma J^*_{\beta'} J^*_{\gamma'}\delta(\omega_l - \omega_s - 2\omega_{LO}) \qquad (2)$$

$J_\gamma = (e/m_0)P_{cv,\gamma.}$ m_0 - масса свободного электрона; $P_{cv,\gamma}$ –проекция межзонного матричного элемента импульса, вычисленного на блоховских модулирующих множителях $a_0 = \varepsilon\hbar^2/\mu e^2$ - есть боровский радиус экситона, ε - диэлектрическая проницаемость материала квантовой ямы, е - заряд электрона, μ - приведенная эффективная масса, d –

толщина ямы. Скалярные функции S_1и S_2 представляют собой одно- и двукратные суммы по квантовым числам размерного квантования

$$S_1 = \alpha_0^2 \sum_n \int_0^\infty KdKI^2(K,n)\left[(1+\alpha_v)^{-3/2} - (1+\alpha_c)^{-3/2}\right]^4 \times$$
$$\times |G(n,n,K,\omega_l-\omega_{LO})|^2 |G(n,n,0,\omega_l)|^2 |G(n,n,0,\omega_s)|^2, \alpha_{v(c)} = \left(\alpha_0 m_{v(c)}/4\, m_e\right)K, \quad (3)$$

$$S_2 = \alpha_0^2 \sum_{\substack{n,n'\\ n>n'}} \int_0^\infty KdKI^2(K,n,n')\{|G(n,n',K,\omega_l-\omega_{LO})|^2 \chi(n,n',\omega_l) \times$$
$$\times \chi(n,n',\omega_s) + |G(n',n,K,\omega_l-\omega_{LO})|^2 \chi(n',n,\omega_l)\chi(n,n',\omega_s)\}, \quad (4)$$

Функции $\chi(n,n',\omega)$, $I(K,n)$, $I(K,n,n')$ имеют вид

$$\chi(n,n',\omega) = (1+\alpha_v)^{-3}|G(n,n,0,\omega)|^2 + (1+\alpha_c)^{-3}|G(n',n',0,\omega)|^2, \quad (5)$$

$$I(K,n) = \left(\frac{2}{x} + \frac{1}{b_n^2+x^2}\right)\left\{1 - \frac{2b_n^4[1-exp(-x)]}{x(b_n^2+x^2)(2b_n^2+3x^2)}\right\}, b_n = 2\pi n; \quad (6)$$

$$I(K,n,n') = [\pi^2(n-n')^2 + x^2]^{-1} + [\pi^2(n+n')^2 + x^2]^{-1}, x = Kd. \quad (7)$$

В S_1 и S_2 функция Грина $G(n,n,0,\omega_l)$соответствует прямому рождению экситона, а $G(n,n,0,\omega_s)$ – прямой его аннигиляции. Эти процессы могут иметь место, только если $K = 0$.

$$|G(n,n,0,\omega)|^2 = \left[\left(\omega - \omega_g' - n^2\omega_\mu\right)^2 + \gamma^2\right]^{-1}, \omega_\mu = \omega_c + \omega_v - \omega_g' = \omega_g - \Delta\omega. \quad (8)$$

Функция Грина $G(n,n',K,\omega_l-\omega_{LO})$ соответствует испусканию фонона на экситоном как для случая рассеяния в одной и той же зоне ($n = n'$), так и для случая перехода в другую зону ($n \neq n'$). Если квадрат модуля равен

$$|G(n,n',K,\omega_l-\omega_{LO})|^2 = \left|\left(\omega_l - \omega_{LO} - \omega_g' - \omega_c n^2 - \omega_v n'^2 - \frac{\hbar K^2}{2m_e}\right)^2 + \gamma^2\right|^{-1}. \quad (9)$$

Рассмотрим сначала случай в одной и той же зоне, описываемый функцией S_1. На частотах $\omega_l < \omega_g' + n^2\omega_\mu$ все функция Грина нерезонансны (нет реальных переходов) и $S_1 \sim \alpha_0^2$, что соответствует фоновому рассеянию. На частоте $\omega_l^{(1)} = \omega_g' + n^2\omega_\mu$ становится возможным реальное прямое рождение экситона, и на этой частоте $|G(n,n,0,\omega_l) \sim \gamma^{-2}|^2$. Так как $\gamma \sim \alpha_0$, то $S_1 \sim \alpha_0^0$. На частоте $\omega_l^{(1)}$имеет место пик, который в α_0^{-2} раз превышает фон. В области частот $\omega_g' + n^2\omega_\mu < \omega_l < \omega_g' + n^2\omega_\mu + \omega_{LO}$ все функция Грина нерезонансны и $S_1 \sim \alpha_0^2$. Начиная с частоты $\omega_l^{(2)} \geqslant \omega_g' + n^2\omega_\mu + \omega_{LO}$ становится резонансной $G(n,n,K,\omega_l-\omega_{LO})$ (возможно реальное испускание фонона). Если параметр $\gamma/\omega_{LO} \ll 1$, то при интегрировании по переменой Kвклад полюса функции $G(n,n,K,\omega_l-\omega_{LO})$ становится преобладающим, по этому с достаточной точностью можно считать, что

$$|\, G(n,n,K,\omega_l-\omega_{LO})|^2 = \frac{2\pi}{\gamma}\delta\left(\omega_l - \omega_{LO} - \omega_g' - n^2\omega_\mu - \frac{\hbar K^2}{2m_e}\right). \quad (10)$$

Тогда в области частот $\omega_l^{(2)}$

$$S_1 = \frac{2\pi\alpha_0^2}{\gamma}\ \frac{m_e}{\hbar}\sum_n I^2(K_0,n)\left[(1+\alpha_v)^{-3/2} - (1+\alpha_c)^{-3/2}\right]^4 |G(n,n,K,\omega_l)|^2 |G(n,n,0,\omega_s)|^2$$

$$K_0 = \sqrt{2m_e/\hbar}\sqrt{\omega_l - \omega_{LO} - \omega_g' - n^2\omega_\mu},$$

т.е. $S_1 \sim \alpha_0$. Если $\omega_l = \omega_l^{(3)} = \omega_g' + n^2\omega_{LO} + 2\omega_{LO}$ (частота соответствующая прямой аннигиляции), то $\left|G\left(n,n,0,\omega_l^{(3)}\right)\right|^2 \sim \gamma^{-2}$ и $S_1 \sim \alpha_0^{-1}$. Таким образом, на частотной зависимости $S_1(\omega_l)$ имеются два пика: более слабый $S_1\left(\omega_l^{(1)}\right) \sim \alpha_0^0$, соответствующий реальному прямому рождение экситона, и сильный пик $S_1\left(\omega_l^{(3)}\right) \sim \alpha_0^{-1}$, соответствующий реальной прямой аннигиляции.

Частотная зависимость S_2 отличается от частотной зависимости S_1 тем, что на частоте $\omega_l^{(1)}$ $S_2 \sim \alpha_0^{-1}$, в то время как $S_1 \sim \alpha_0^0$. Дело в том, что функция $|\, G(n, n', K, \omega_l - \omega_{LO})|^2$ может быть аппроксимирована $\delta -$ функцией на частотах $\omega_l^{(4)} \geqslant \omega_g' + \omega_c\, n^2 + \omega_v\, n'^2 \omega_{LO}$.

Рассмотренный выше экситонный механизм двухфононного РКРС приводит к резкому возрастанию сечения рассеяния (тензор рассеяния $S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} \sim \alpha_0^{-1}$на резонансных частотах возбуждающего света) по сравнению с ЭДПами в качестве промежуточных состояний ($S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} \sim \alpha_0^2 \ln^2 \alpha_0$). Таким образом, имеет место увлечение рассеяния в $\alpha_0^{-3} / \ln^2 \alpha_0$ раз. Отсюда можно сделать вывод, что в квазидвумерной электронной системе экситонный механизм двухфононного РКРС является преобладающим. Этот вывод представляется оправданным именно для двухфононного рассеяния, когда экситон фигурирует только в акте непрямого рождения (или непрямой аннигиляции) и однократного испускания LO – фонона.

Если частота возбуждающего света достаточно высока, так что энергия экситона хватает для испускания многих фононов, вопрос о соотношении вклада в рассеяние экситонного механизма и механизма ЭДП усложняется. Это связано с тем, что при испускании LO – фонона горячим экситоном он может перейти в состояние ЭДП и далее фононы будут испускаться электроном и дыркой. Не исследуя в данной работе относительную роль двух механизмов рассеяния, заметим лишь, что зависимость тензора рассеяния от константы связи α_0 в случае МФРКРС при чисто экситоном механизме остается такой же, как и в случае двухфононного РКРС, так как появление допол-нительной константы связи в числителе при переходе от N к N+1 испущенных фононов будет компенсироваться появлением константы $\gamma \sim \alpha_0$ в знаменателе, которая происходит от процесса реального испускания фонона экситоном.

Литература:

1. Коровин Л.И., Палов С.Т., Эшпулатов Б.Э. ЖЭТФ, 1991, **99**, вып.5, с.1619-1631.
2. Траллеро Гинер К., Ланг И.Г., Павлов С.Т. ФТТ, 1981, **23**, № 5, с.1265-1275.
3. R.J.Elliott, K.London, J,Phys.Cherm.Sol.8,382(1959);15,196(1960)
4. Б.П.Захарченя, Р.П.Сейсян. Диамагнитные экситоны в полупродовниках, УФН, 194-210(1969)
5. Р.П.Сейсян. Диамагнитные экситоны в полупродовниках, (Обзор) ФТТ,58,вып.5.833-880(2016)
6. Р.П.Сейсян. Спектрокопия диамгнитных экситонов. (Под.Ред Б.П.Захарченя).М. «Наука»,(1984),272с.