

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ И ВОЛНЫ БРЮСТЕРА В СПЕКТРАХ ЭКСИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

В. М. Агранович, Т. А. Лескова

Показано, что поверхностные поляритоны (ПП) из-за рассеяния на фонах и шероховатостях поверхности должны приводить к появлению в спектрах экситонной люминесценции двух максимумов, расположенных в области продольно-поперечного расщепления. Указаны также эффект "узкого горла" для ПП и связанные с волнами Брюстера особенности углового распределения низкотемпературной люминесценции.

Интенсивность экситонной люминесценции на частоте ω пропорциональна интегралу $I \approx \int dz C(z) e^{-k(\omega)z}$, $C(z)$ – концентрация экситонов на глубине z , $k(\omega)$ – коэффициент поглощения света, и, фактически, определяется числом экситонов в приповерхностном слое толщины $L \sim \sim 1/k(\omega)$. В сильно поглощающих кристаллах величина $L \sim 0,1 \div 1 \mu$. В этом же приповерхностном слое для частот в области продольно-поперечного расщепления экситона существуют, наблюдаемые и экспериментально, ПП [1, 2]. Эти состояния ранее при анализе спектров экситонной люминесценции во внимание не принимались. На границе с вакуумом закон дисперсии ПП

$$k_{\parallel}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon(\omega)}{1 + \epsilon(\omega)} \quad (1)$$

для $\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} + S\omega_{\perp}^2/(\omega_{\perp}^2 - \omega^2)$ представлен на рис. 1; пунктиром обозначена зависимость (1), отвечающая волнам Брюстера [3]. На идеально плоской границе и при неучете процессов рассеяния превращение ПП в фотоны люминесценции невозможно. Учет же шероховатостей границы и рассеяния на фонах нарушает этот запрет и приводит к появлению радиационной ширины ПП.

При не очень низких температурах как экситоны, так и ПП с энергией $E \gtrsim \hbar\omega_{\perp}$ можно считать подчиняющимся распределению Больцмана $c(E) = \rho(E)e^{-E/T}$. Из (1) следует, что плотность состояний $\rho(E)$ для ПП на единицу поверхности

$$\rho(E) = \frac{\pi}{\hbar} \frac{(\omega_s^2 - \omega^2)^2 \epsilon_{\infty} (1 + \epsilon_{\infty}) + S\omega_s^2 \omega_{\perp}^2}{(\epsilon_{\infty} + 1)^2 (\omega_s^2 - \omega^2)^2}$$

и обладает острым максимумом на частоте $\omega = \omega_s$, $\epsilon(\omega_s) = -1$. Учет пространственной дисперсии и конечного времени жизни ПП несколько сглаживает максимум, не нарушая общей картины зависимости $\rho(E)$. ПП в

области $\omega = \omega_s$ являются практически кулоновскими элементарными возбуждениями, поскольку вклад поперечного поля в их энергию мал. Наоборот, поляритоны с частотами $\omega \gtrsim \omega_{\perp}$ являются в основном фотонами, они слабо взаимодействуют с фононами, однако сильно рассеиваются на шероховатостях поверхности. В этой области частот $|\epsilon| > 1$ и рассеяние на шероховатостях в основном сопровождается процессами срыва ПП с превращением его в фотон вакуума [4]. На рис. 2, а,

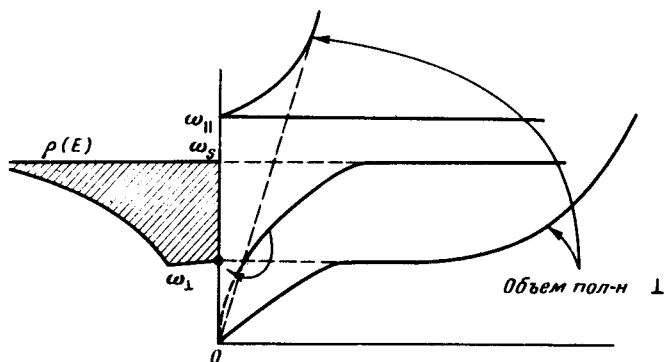


Рис. 1

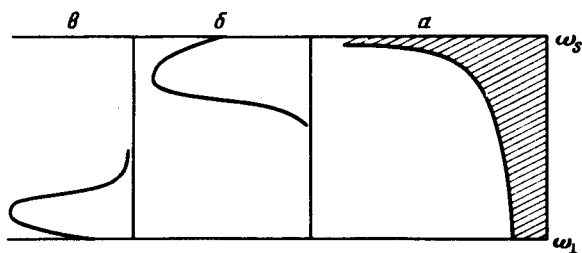


Рис. 2

схематически представлены плотность состояний ПП, на рис. 2, б — вероятность рассеяния на акустических фононах, на рис. 2, в — вероятность рассеяния ПП на шероховатостях¹⁾. Для температур $T \geq \hbar|\omega_s - \omega_{\perp}|$ практически заселены все состояния ПП, так что в спектре их свечения в области продольно-поперечного расщепления следует ожидать появления двух максимумов, причем с понижением температуры интенсивность высокочастотного максимума должна падать. Учет взаимодействия коротковолновых ПП с оптическими фононами частоты Ω должен приводить в спектрах люминесценции к колебательным повторениям, расположенным на частотах $\omega_s - \Omega$, $\omega_s - 2\Omega$, ... и при $\Omega > |\omega_s - \omega_{\perp}|$

¹⁾ Подробные вычисления будут опубликованы. Рис. 2, б отвечает случай $\omega_s - \omega_{\perp} > \omega_{\text{деб}}$, $\omega_{\text{деб}}$ — дебаевская частота.

эти повторения должны быть расположены ниже частоты ω_{\perp} . По мере приближения частоты ПП ω к частоте ω_{\perp} его взаимодействие с фононами вместе с гравитационным проникновением поля в кристалл уменьшается и оказывается имеющим место, также как и для объемных поляритонов [5], эффект "узкого горла". Своеобразие данной ситуации и ее отличие от обсуждавшейся в [5] состоит в том, что при уменьшении энергии ПП и при переходе его в область ниже ω_{\perp} (этот переход указан на рис. 1 стрелкой) ПП превращается в волну Брюстера, которая уже не локализована у поверхности и которой отвечает фотон люминесценции, выходящий под углом Брюстера $\theta(\omega)$, $\operatorname{tg}\theta = \sqrt{\epsilon(\omega)}$. Вклад волн Брюстера в спектры экситонной люминесценции мог бы быть выявлен при экспериментальном изучении при фиксированных ω угловой зависимости интенсивности излучения. Волны Брюстера могут образовываться также и при рассеянии на фононах поляритонов объемных. Тем не менее вклад процесса распада ПП мог бы быть выделен при изучении кинетики свечения на частотах волн Брюстера. Так как ПП при частотах $\omega \gtrsim \omega_{\perp}$ на слабо шероховатых поверхностях должны отвечать относительно большие времена жизни, столь же большие времена должны отвечать затуханию свечения, связанного с выходом волн Брюстера. С этим временем должна коррелировать интенсивность нижнего максимума. В настоящее время ведутся широкие исследования спектров поляритонной люминесценции кристаллов, и изложенные выше соображения могут оказаться полезными для интерпретации полученных при этом результатов.

Авторы выражают благодарность М.Д.Галанину за обсуждение результатов.

Институт спектроскопии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 декабря 1978 г.

Литература

- [1] J.Lagois, B.Fischer. Phys. Rev. Lett., **36**, 680, 1976.
- [2] K.Tamioka, S.A.Rice, M.G.Sceats. Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **21**, 355, 1976.
- [3] U.Fano, J. Opt. Soc. Am., **31**, 213, 1941.
- [4] D.L. Mills. Phys. Rev., **B12**, 4036, 1975.
- [5] J. Toyozawa. Suppl. Progr. Theoret. Phys., **12**, 111, 1959.