

УДК 535.343.2
© 1990РЕЗОНАНСНАЯ ЭКСИТОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ GaAs:
ПЕРЕХОД ОТ ПОЛЯРИТОННОЙ МОДЕЛИ
К МОДЕЛИ НЕЗАВИСИМЫХ ЭКСИТОНОВ И ФОТОНОВ

Ю. В. Жиляев, В. В. Россин, Т. В. Россина, В. В. Травников

Впервые при исследовании резонансной экситонной люминесценции GaAs экспериментально наблюдался температурный переход от случая, характерного для сильного экситон-фотонного взаимодействия (поляритонная модель), к случаю, характерному для слабого экситон-фотонного взаимодействия (приближение независимых экситонов и фотонов). Этот переход происходит при температуре ≈ 20 К, когда величина затухания экситонов достигает критического значения.

В отсутствие процессов затухания учет экситон-фотонного взаимодействия приводит к образованию смешанных светоэкситонных квазичастиц — поляритонов [1]. Наличие процессов затухания (рассеяние в другие точки экситонной зоны или уход из зоны) может привести к ситуации, когда суммарная вероятность процессов затухания Γ может стать сравнимой или большей вероятности экситон-фотонного взаимодействия. В этом случае связь между экситонами и фотонами, определяющая специфическую поляритонную дисперсию, нарушается и собственными возбуждениями кристалла являются независимые экситоны и фотоны. В теоретических работах [2, 3] показано, что поляритонное представление применимо, пока величина Γ меньше некоторого критического значения Γ_c .

$$\hbar\Gamma_c = 2E_0 \sqrt{2\varepsilon_0 E_{LT}/Mc^2}, \quad (1)$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость, M — масса экситона, E_0 — энергия экситонного резонанса, E_{LT} — энергия продольно-поперечного расщепления. При $\Gamma > \Gamma_c$ экситоны и фотоны можно рассматривать как независимые квазичастицы. Целью данной работы является экспериментальное исследование резонансной экситонной люминесценции (РЭЛ) при переходе от случая $\Gamma < \Gamma_c$ к случаю $\Gamma > \Gamma_c$. Этот переход реализован в спектрах РЭЛ сверхчистых образцов GaAs ($N_D + N_A \leq 10^{13}$ см $^{-3}$) за счет температурного роста величины затухания, которая при 1.7 К существенно меньше ($\hbar\Gamma = 0.02$ мэВ) критической величины для GaAs $\hbar\Gamma_c = 0.31$ мэВ.

На рис. 1 представлены спектры РЭЛ образца GaAs при разных температурах, снятые при одинаковых интенсивностях возбуждения $I_{\text{возб}} = 0.8$ Вт/см 2 . При самой низкой температуре (1.7 К) линия РЭЛ сравнима по интенсивности с линиями излучения связанных экситонов и может быть надежно интерпретирована в рамках поляритонной модели [4]. Расчетные спектры в рамках поляритонной модели представлены на рис. 1 штрихом. Расчет проводился по модели [5] с учетом температурной зависимости вероятности рассеяния поляритонов на акустических фононах [6]. Параметры кристалла GaAs, использованные при расчете, указаны в [7]. Наилучшее согласие расчета с экспериментом достигается при $T = 1.7$ К и малых $I_{\text{возб}} = 60$ мВт/см 2 [4]. Однако при малых $I_{\text{возб}}$ мы не могли надежно зарегистрировать спектры РЭЛ во всем интересующем

нас температурном интервале в силу быстрого уменьшения интенсивности с ростом T : Различие между расчетом и экспериментом при использованной для исследования температурной зависимости $I_{\text{возб}} = 0.8 \text{ Вт/см}^2$ возникает, по-видимому, за счет пренебрежения экситон-электронными столкновениями. Несмотря на имеющиеся между расчетом и экспериментом различия, общий характер изменения формы спектров РЭЛ до температуры 20 К согласуется с ожидаемым в рамках поляритонной модели. За счет роста

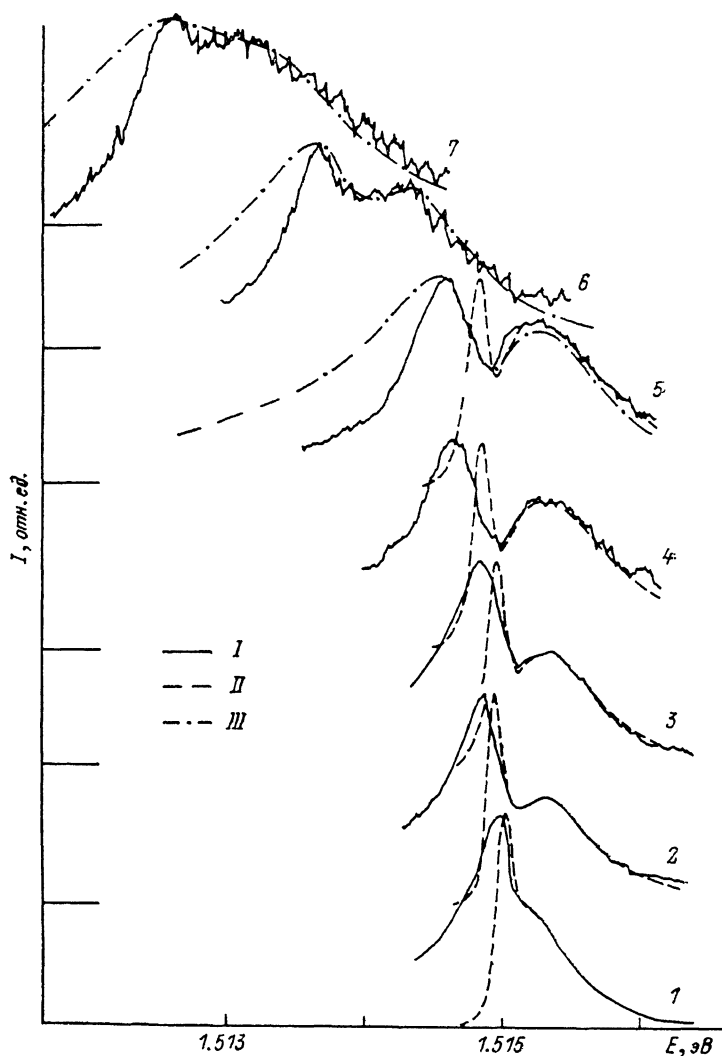


Рис. 1. Спектры резонансной экситонной люминесценции образца при $T=1.7$ (1), 4.2 (2), 7.6 (3), 14 (4), 20 (5), 33 (6) и 45 К (7).

I — эксперимент, II — расчет по поляритонной модели, III — расчет по экситонной модели

коэффициента поглощения увеличивается глубина провала между линиями дублета, а за счет роста эффективной температуры поляритонов T^* возрастает интенсивность излучения верхней поляритонной ветви.

На рис. 2 представлена динамика изменения подгоночных значений диффузионной длины поляритонов L , эффективной температуры T^* и полного затухания Γ (на энергии продольного экситона E_L) с ростом температуры решетки T . Увеличение подгоночных значений Γ превышает расчетное увеличение затухания за счет рассеяния поляритонов на акустических фононах. Это происходит за счет возрастания параметра b , характеризующего вероятность упругого рассеяния поляритонов [4]. Такое воз-

растание может быть связано с тем, что с ростом температуры увеличивается концентрация ионизованных мелких доноров и носителей заряда, а следовательно, и вероятности рассеяния на них (хотя у нас параметр b формально отвечает лишь упругому рассеянию на примесях, его большая величина может эффективно отражать факт увеличения вероятности экситон-электронного рассеяния). С ростом T увеличивается вероятность термической диссоциации экситонов, а также их диссоциация в электрических полях заряженных примесей и диссоциация при столкновении с электронами. Это, очевидно, является причиной уменьшения безызлучательного времени жизни экситонов, а следовательно, и эффективной диффузионной длины. Рост T^* определяется двумя факторами: увеличением температуры акустических фононов и возрастанием вероятности взаимодействия поляритонов с более горячими электронами.

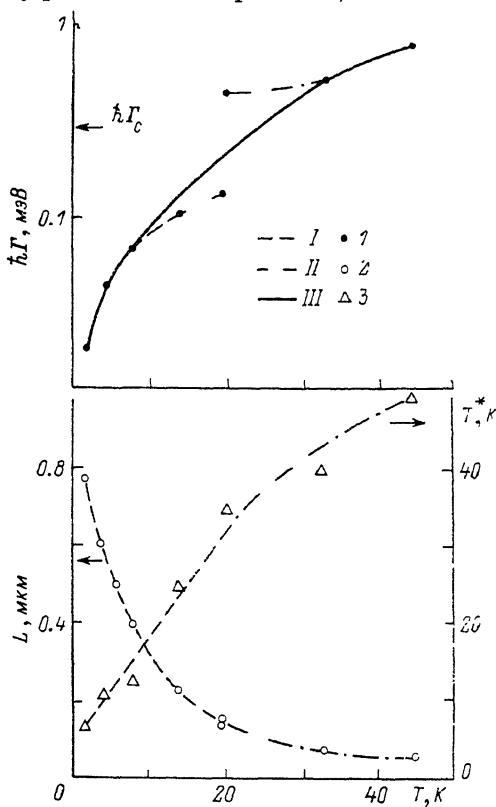


Рис. 2. Зависимость подгоночных параметров Γ (1), L (2), T^* (3) от температуры решетки.

I — расчет по поляритонной модели, II — расчет по экситонной модели, III — интерполяция.

При достаточно больших температурах (> 20 К) поляритонная модель не дает удовлетворительного описания экспериментальных спектров РЭЛ. В первую очередь нуждается в объяснении уменьшение провала между линиями дублета. Глубина провала определяется коэффициентом

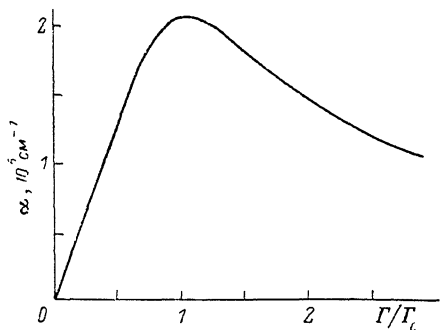


Рис. 3. Расчетная зависимость коэффициента поглощения α (на энергии экситонного резонанса) от величины затухания.

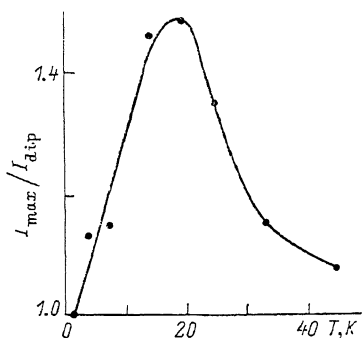


Рис. 4. Зависимость отношения $I_{\text{max}}/I_{\text{dip}}$, определенного из спектров РЭЛ, от температуры решетки.

поглощения на энергии экситонного резонанса. В поляритонной модели коэффициент поглощения пропорционален полному затуханию, которое увеличивается с ростом T . При $\Gamma > \Gamma_c$ спектр поглощения можно описывать как лоренцев контур [8]

$$\alpha(E) \sim \Gamma / [(E - E_0)^2 + (\hbar\Gamma/2)^2]. \quad (2)$$

В этом случае значение коэффициента поглощения на энергии экситонного резонанса E_0 обратно пропорционально величине Γ и с ростом температуры будет уменьшаться. В работе [8] показано, что во всем интервале значений Γ для коэффициента поглощения можно использовать следующее выражение:

$$\alpha(E) = \min(\alpha_1, \alpha_2), \quad \alpha_{1,2} = (2E/\hbar c) \operatorname{Im} n_{1,2}, \quad (3)$$

где $n_{1,2}$ — корни дисперсионного уравнения двух ветвей

$$n_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left(\epsilon_0 + \frac{E - E_0 + i\hbar\Gamma/2}{E_M} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(\epsilon_0 - \frac{E - E_0 + i\hbar\Gamma/2}{E_M} \right)^2 + \epsilon_0 \frac{E_{LT}}{E_M}},$$

$$E_M = \frac{E_0^2}{2Mc^2}. \quad (4)$$

Выражение (3) при малых Γ отвечает коэффициенту поглощения поляритонов, а при больших Γ переходит в (2). На рис. 3 представлена зависимость коэффициента поглощения (на энергии E_0) от величины Γ/Γ_c , рассчитанная по формуле (3). Видно, что при $\Gamma \approx \Gamma_c$ коэффициент поглощения достигает максимума. На рис. 4 показана температурная зависимость отношения интенсивностей коротковолнового максимума линии РЭЛ I_{\max} и минимальной интенсивности в области провала I_{dip} . Величина этого отношения пропорциональна коэффициенту поглощения на энергии экситонного резонанса. Поэтому сопоставление рис. 3 и 4 позволяет предположить, что $\Gamma \sim 20 \div 25$ К соответствует критическому значению Γ_c . Это предположение подтверждается результатами исследования температурной зависимости спектров отражения. Наблюдаемая при низких температурах характерная особенность — «спайк», который связывается с поляритонным представлением и пространственной дисперсией [9], — исчезает при $T > 20$ К.

При $\Gamma > \Gamma_c$ можно предложить следующее выражение для спектра люминесценции свободных экситонов [10]:

$$I(E) \sim \alpha(E) \exp(-E/kT^*) / [\alpha(E) + \alpha_0] [\alpha(E)L + 1], \quad (5)$$

где α_0 — коэффициент поглощения возбуждающего света. Рассчитанные по формуле (5) спектры экситонной люминесценции приведены на рис. 1 штрихпунктиром. Наблюдаемые отличия между расчетом и экспериментом в области малых энергий объясняются неучетом зависимости $\Gamma(E)$. Параметры L , T^* , использованные при расчете, имеют разумное значение и в принципе монотонно продолжают температурную зависимость соответствующих параметров из поляритонной модели (рис. 2). Температурная зависимость Γ показывает, что в области температур, где происходит переход от поляритонной модели к экситонной, наблюдается некоторый разрыв. По-видимому, при Γ , близких к Γ_c , поляритонная модель дает заниженные значения Γ , а экситонная — завышенные. Тем не менее, если не учитывать области $\Gamma \sim \Gamma_c$, зависимость $\Gamma(T)$ также вполне плавная и монотонная.

Таким образом, с увеличением температуры решетки в чистых эпитаксиальных слоях GaAs наблюдается переход от поляритонного механизма излучения к излучению, характерному для приближения независимых экситонов и фотонов. Полученные результаты подтверждают необходимость использования поляритонной модели для описания низкотемпературных спектров РЭЛ чистых кристаллов GaAs.

Список литературы

- [1] Hopfield J. J. // Phys. Rev. 1958. V. 112. N 3. P. 1555—1567.
- [2] Tait W. C. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. N 2. P. 648—661.
- [3] Matsushita M., Wicksted J., Cummins H. Z. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 12. P. 3362—3381.
- [4] Жилиев Ю. В., Маркарян Г. Р., Россин В. В., Россина Т. В., Травников В. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 9. С. 2688—2695.

- [5] Травников В. В., Криволапчук В. В. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. № 6. С.2087—2106.
[6] Россин В. В. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 3. С. 218—225.
[7] Ботнарюк В. М., Жиялев Ю. В., Россин В. В., Россина Т. В., Травников В. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 1. С. 201—207.
[8] Ахмедиев Н. Н. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 4. С. 1534—1543.
[9] Sell D. D., Dingle R., Stokowski S. E., DiLorenzo J. V. // Phys. Rev. B. 1973. V. 7. N 10. P. 4568—4586.
[10] Травников В. В., Криволапчук В. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 4. С. 961—970.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
30 декабря 1989 г.