

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭКСИТОНОВ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

*П.С.Копьев, Б.Я.Мельцер, И.Н.Уральцев,
Ал.Л.Эфрос, Д.Р.Яковлев*

При исследовании люминесценции структур с квантовыми ямами, ширина которых меньше боровского радиуса экситона, обнаружено, что экситоны локализируются на флуктуациях ширины ямы. Эти флуктуации – островковые увеличения толщины слоя узкозонного материала на одну постоянную решетки. Наибольший вклад в люминесценцию дают островки с размером порядка диаметра экситона.

Экситонная фотолюминесценция (ФЛ) преобладает в совершенных структурах с квантовыми ямами (СКЯ) GaAs – AlGaAs (1). Неоднородная ширина экситонной линии ФЛ и ее энергетическое положение при низких температурах связываются с локализацией экситонов в шероховатостях гетерограниц в СКЯ².

Исследовалась при $T = 1,6$ К ФЛ ряда СКЯ, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии в системе GaAs – Al_{0,4}Ga_{0,6}As, с ширинами квантовых ям $L_z = 7 \div 13$ нм. В спектре ФЛ структуры с $L_z = 12$ нм наблюдаются две линии экситона, образованного раз-

мерно квантованными электронами e и тяжелой hh и легкой lh дырками с $n = 1$ (рис. 1, б, кривая 1). Эти пики отчетливо наблюдаются в спектре возбуждения люминесценции (СВЛ) (рис. 1, а). При плотностях возбуждения ниже $10 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ проявляется длинноволновый стоксов сдвиг линии ФЛ (рис. 1, б, кривая 2) относительно линии СВЛ, равный 2,5 мэВ. Полуширина линии ФЛ при этих уровнях возбуждения составляет 3 мэВ.

Изучение кинетики ФЛ показало, что в течение 1 нс после возбуждающего импульса максимум линии ФЛ совпадает с пиком СВЛ (рис. 1, в, кривая 1), что соответствует случаю большой (более $100 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$) постоянной накачки. Через 20 нс максимум ФЛ оказывается сдвинутым на 2,5 мэВ в длинноволновую сторону (рис. 1, в, кривая 2). Таким образом, сдвинутая в длинноволновую сторону ФЛ, имеющая заметно большее время послесвечения, происходит из низкоэнергетических термализованных состояний. Эти состояния обычно связываются ² с локальным увеличением L_z , приводящим к понижению уровней размерного квантования электронов и дырок. Пик СВЛ соответствует максимуму экситонной плотности состояний и его положение определяется средней шириной квантовой ямы. С этим пиком по энергии практически совпадает линия ФЛ, наблюдаемая при возбуждении светом с энергией кванта меньше ширины запрещенной зоны твердого раствора (рис. 1, з). В этом случае термализация в низкоэнергетические состояния затруднена из-за конкуренции с мощным примесным каналом ФЛ ³.

Свидетельством локализации экситона на неоднородностях ширины квантовой ямы являются зависимость энергетического положения линии ФЛ от температуры и интенсивности возбуждения (рис. 2). В температурном интервале 15 – 20 К обнаружен высокоэнергетический сдвиг линии $\sim 2,5$ мэВ, отвечающий температурной делокализации экситонов. При дальнейшем повышении температуры этот пик следует за температурным сужением запрещенной зоны GaAs в СКЯ. При увеличении интенсивности возбуждающего света также наблюдается и исчезновение стоксова сдвига (рис. 2, б), обусловленное заполнением локализованных состояний. Проведенные измерения зависимости увеличения стоксова сдвига и полуширины линии ФЛ при уменьшении ширины квантовой ямы L_z от 13 до 9 нм позволяют сделать заключение, что локализация экситонов в наших СКЯ происходит на флуктуациях L_z порядка двух монослоев.

Для выяснения механизма локализации экситона на флуктуациях ширины квантовой ямы исследовано влияние магнитного поля на линию экситонной ФЛ. Магнитное поле B прикладывалось перпендикулярно плоскости слоев и уменьшало размер экситона вдоль слоя. В малых полях наблюдается линейная зависимость сдвига линии. При $B \geq 4T$ заметный вклад вносит диамагнитный сдвиг, который и определяет ход кривой в больших полях (рис. 3, кривая 2). С увеличением поля интенсивность в максимуме линии возрастает в два раза ($B = 7,5 \text{ Т}$) при сохранении ее интегральной интенсивности (рис. 3, кривая 1). Увеличение пиковой интенсивности происходит в результате сужения линии в основном за счет ее длинноволнового края. Эти факты можно объяснить в рамках модели, предполагающей локализацию экситона, как целого, на островковом увеличении толщины слоя GaAs на одну постоянную решетки a_0 .

Островок создает потенциальную яму для электрона (дырки) глубиной:

$$V_{e, h} = (\hbar^2 \pi^2 / m_{e, (h)} L_z^2) (\delta L_z / L_z),$$

где $\delta L_z = a_0$. Для локализации электрона (дырки) в такой яме необходимо, чтобы ее размер (радиус островка R) был достаточно велик, т. е. $V_{e, (h)}$ превосходила бы кинетическую энергию электрона (дырки) в этой яме $\sim \hbar^2 / 2m_{e, (h)} R^2$. Отсюда следует, что электрон и дырка локализируются на островках одного размера с $R > L_z (L_z / a_0)^{1/2}$. Экситон, как целое, может локализоваться на островках заметно меньшего размера с $R_1 \geq L_z (L_z / a_0)^{1/2} \times (m_e / m_h)^{1/2} \approx 100 \text{ \AA}$, ($m_e / m_{hh} \approx 0,2$ для GaAs). Это связано с тем, что на экситон действует сильный флуктуационный потенциал $\sim V_e$, а трансляционная масса экситона $M =$

$= m_e + m_h \gg m_e$. Возможность локализации экситона, как целого, на островках, размер которых мал для захвата электрона и дырки по отдельности, позволяет выделить этот механизм локализации.

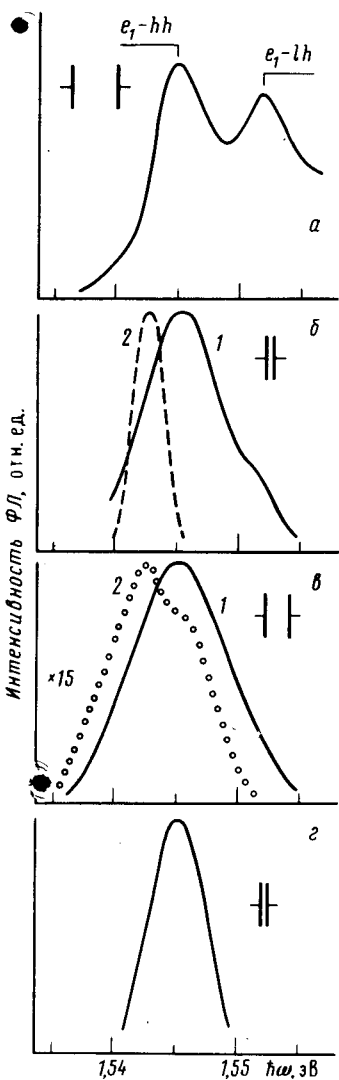


Рис. 1

Рис. 1. Спектры люминесценции ФЛ и возбуждения люминесценции СВЛ для СКЯ с $L_z = 12$ нм при $T = 1,6$ К: а – СВЛ; ФЛ при $\hbar\omega_{\text{возб}}$: б – 2,41 эВ и плотности возбуждения 1 – 500, 2 – 1 Вт·см⁻²; в – 3,68 эВ и времени задержки 1 – 1 нс, 2 – 20 нс; г – 1,92 эВ

Рис. 2. Зависимости положения экситонной линии ФЛ ($L_z = 12$ нм) от: а – температуры, б – плотности возбуждения

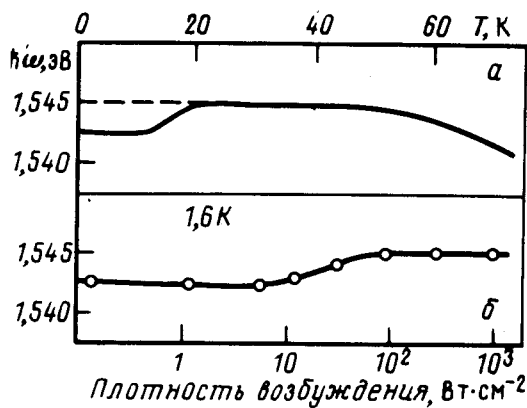


Рис. 2

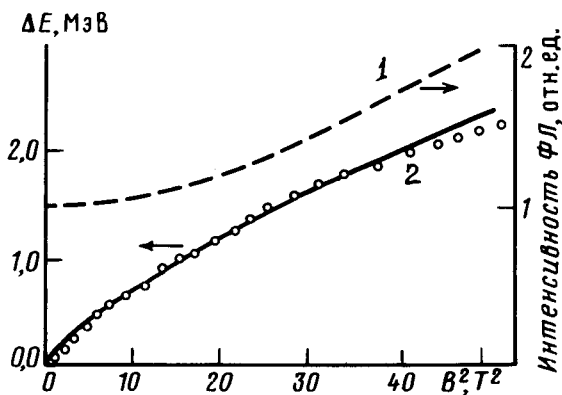


Рис. 3. Зависимости от квадрата магнитного поля $B_{\parallel z}$: 1 – энергетического сдвига и 2 – интенсивности в максимуме линии локализованного экситона ($L_z = 12$ нм). Параметры расчетной кривой 2: $M = 0,19 m_0$, $r_{\text{экс}} = 120$ А

По величине стоковского сдвига ΔE линии ФЛ и СВЛ можно оценить характерный размер островков, локализующих экситон. Разница между $V_e(L_z)$ и ΔE равна кинетической энергии экситона в этом островке. Эта величина E_k оказывается порядка 0,5 мэВ для $L_z = 90 \div 130 \text{ \AA}$. Рассматривая островок как бесконечно глубокую двумерную потенциальную яму радиуса ρ , можно оценить

$$E_k \approx \frac{\hbar^2 (2,4)^2}{2M\rho^2} \quad (1)$$

Тогда, зная M , определяем характерный размер локализирующих островков $\rho = 300 \text{ \AA}$. Экситон, рассматриваемый как точка, мог бы локализоваться на островках размера $R_i \approx 100 \text{ \AA}$. Однако, эта величина меньше характерного размера экситона $r_{\text{экс}}$ и экситон не вмещается в такую флуктуацию. Локализация происходит на островках с размером ρ в несколько раз превышающим $r_{\text{экс}}$. В наших СКЯ оказалось $\rho/r_{\text{экс}} \approx 2,5$. Таким образом, при уменьшении $r_{\text{экс}}$ магнитным полем, экситон может локализоваться на островках меньшего размера. Для оценки радиуса экситона в магнитном поле мы использовали аппроксимационный вид волновой функции $\sim \exp[-(\rho/r_{\text{экс}}) - (\rho/2\lambda)^2]$, где $\lambda = 265,5/B^{1/2}$ — магнитная длина. Тогда условие локализации экситона выполняется для островка с размером ρ_B , удовлетворяющим:

$$\frac{\rho_B}{r_{\text{экс}}} + \frac{\rho_B^2}{4\lambda^2} = 2,5. \quad (2)$$

Определяя из (2) ρ_B и подставляя в (1) находим зависимость сдвига энергетического положения максимума экситонной линии от магнитного поля, изображенную с учетом диамагнитного сдвига кривой 2 вместе с экспериментальными точками на рис. 3.

Таким образом, мы показали, что экситон локализуется как целое на флуктуациях ширины квантовой ямы порядка двух монослоев в виде островков с характерным размером, превышающим радиус экситона в 2,5 раза. Этот эффект обнаружен в СКЯ с $L_z \geq 80 \text{ \AA}$. В более узких ямах собственная локализация носителей становится более эффективной, поскольку характерная энергия локализации носителя уже превосходит энергию связи экситона. Это проявляется в практическом исчезновении стоксова сдвига линий ФЛ и СВЛ и в изменении характера поведения линии ФЛ в магнитном поле.

В заключение, авторы выражают признательность Ж.И.Алферову и А.А.Каплянскому за внимание и интерес к работе.

Литература

1. Алферов Ж.И. и др. ФТП, 1985, вып. 4, 715.
2. Bastard G. J. of Luminescence, 1985, 30, 488.
3. Васильев А.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 343.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию

4 сентября 1985 г. ✓