

## ВЛИЯНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ЗАРЯЖЕННЫХ ПРИМЕСЕЙ НА ОБРАЗОВАНИЕ ЭКСИТОНОВ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

*П.С.Копьев, В.П.Кочерешко, И.Н.Уральцев, Д.Р.Яковлев*

Обнаружено увеличение эффективности излучательной рекомбинации в квантовых ямах при подсветке, перезаряжающей примеси в материале барьеров. Показано, что эффект связан с увеличением вероятности образования экситонов в квантовой яме при сглаживании потенциального рельефа, создаваемого глубокими примесями барьеров.

Исследована экситонная фотолюминесценция (ФЛ) нелегированных структур с квантовыми ямами (СКЯ), выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, состоящих из 200 чередующихся слоев GaAs и  $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$  толщиной 100 Å.

Экситонная ФЛ наблюдается в совершенных СКЯ в интервале температур  $1,6 \div 300$  К и ее эффективность при низких температурах зависит от энергии возбуждающего света<sup>1</sup>. В работе обнаружена зависимость интенсивности экситонной ФЛ, возбуждаемой внутри квантовых

ям, т.е. светом с энергией  $\hbar\omega_0 < E_g^B$  — запрещенной зоны широкозонного материала, от слабой надбарьерной подсветки с  $\hbar\omega_{\Pi} > E_g^B$ , прямой вклад которой в излучение квантовой ямы не превышает 1%. На рис. 1 сплошной кривой представлена линия ФЛ экситона, образованного электроном и тяжелой дыркой из первых подзон размерного квантования, при непрерывном возбуждении светом с  $\hbar\omega_0 = 1,647$  эВ при  $T = 77$  К. Под действием слабой импульсной надбарьерной подсветки с  $\hbar\omega_{\Pi} = 2,41$  эВ и плотностью возбуждения  $W_{\Pi} \approx 10^{-3}$  Вт · см<sup>-2</sup> интенсивность экситонной линии ФЛ возрастает в  $2,5 \div 3$  раза (штриховая линия). Схема эксперимента представлена на рис. 2, а. Исследование спектральной зависимости подсветки показало, что эффект имеет пороговую характеристику. Когда энергия кванта  $\hbar\omega_{\Pi}$  становится меньше  $E_g^B$  влияние подсветки на экситонную ФЛ в квантовой яме исчезает.

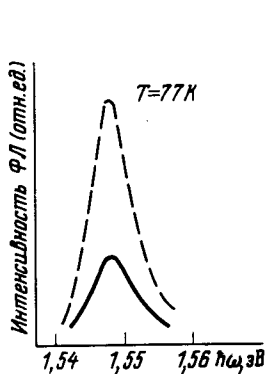


Рис. 1

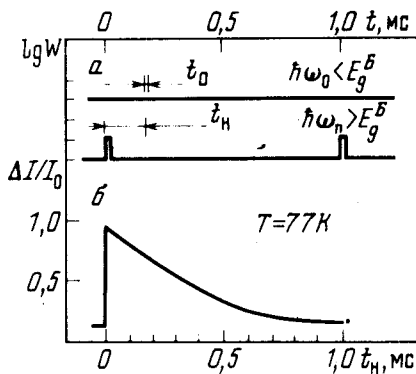


Рис. 2

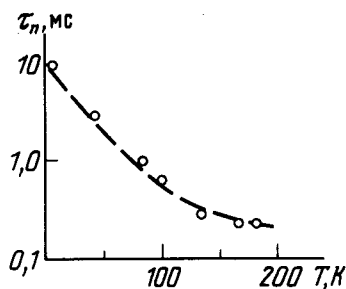


Рис. 3

Рис. 1 Спектр излучения СКЯ с  $L_z = 100$  А при  $T = 77$  К при возбуждении светом с  $\hbar\omega_0 = 1,647$  эВ — сплошная кривая и подсветке с  $\hbar\omega_{\Pi} = 2,41$  эВ при  $t_{\text{н}} = 0$  и  $t_0 = 10$  мкс — штриховая

Рис. 2. а — Схема эксперимента: ФЛ регистрировалась во временном окне  $t_0 = 1 \div 50$  мкс с задержкой  $t_{\text{н}} = 10^{-1} \div 10^4$  мкс от импульса подсветки с длительностью  $t_{\text{н}} = 1 \div 50$  мкс; б — зависимость величины эффекта подсветки от времени наблюдения при  $t_0 = 20$  мкс и  $t_{\text{н}} = 20$  мкс,  $T = 77$  К

Рис. 3. Температурная зависимость времени последствия подсветки  $\tau_{\text{п}}$ , которое характеризует спад величины эффекта в 10 раз,  $t_0 = 10$  мкс и  $t_{\text{н}} = 10$  мкс

На рис. 2, б показана зависимость абсолютной величины эффекта  $\Delta I = I - I_0$ , где  $I_0$  и  $I$  — интенсивности экситонной ФЛ до и после подсветки, соответственно, от времени наблюдения  $t_{\text{н}}$ . Обращает на себя внимание большое время последствия подсветки, которое при  $T = 77$  К составляет  $\tau_{\text{п}} \approx 1$  мс и при  $T = 1,6$  К  $\tau_{\text{п}} \approx 10$  мс. Отметим, что время разгорания эффекта не превышает 0,1 мкс. Исследование зависимости величины  $\Delta I$  от интенсивности подсветки  $W_{\Pi}$  при постоянном уровне внутриямного возбуждения  $W_0$  показало, что эффект насыщается при  $W_{\Pi} \sim 1,0$  Вт · см<sup>-2</sup> и  $t_{\text{н}} = 20$  мкс. Характер зависимости  $\Delta I$  от длительности импульса подсветки  $t_{\text{н}}$  также свидетельствует о том, что величина эффекта определяется средней мощностью подсветки. Увеличение  $W_0$ , начиная с некоторых плотностей возбуждения, приводит к падению относительной величины эффекта, при  $W_0 \sim 100$  Вт · см<sup>-2</sup>  $\Delta I / I_0 \approx 2\%$ .

Пороговая спектральная характеристика, большие времена последствия, характерные зависимости насыщения эффекта позволяют предположить, что надбарьерная подсветка приводит к перезарядке глубоких примесей, расположенных в материале барьеров. Оценку боровского радиуса  $a_0$  этих примесей можно провести, сопоставляя время последствия подсветки  $\tau_{\text{п}}$  со временем туннелирования  $\tau(R)$  с примесного центра, расположенного в центре барьера  $R = 50$  А, в квантовую яму:  $\tau(R) \sim \tau_0 \exp[2R/a_0]$ , где  $\tau_0$  — характерное время многофононных процессов в GaAs лежит в интервале  $10^{-12} \div 10^{-11}$  с. Тогда, при  $\tau(R) \approx 10^{-3}$  с,  $a_0 \sim 4,5 \div 5$  А. Таким центром может быть остаточная примесь кислорода, которая образует глубокие уровни в  $\text{Al}_0,4\text{Ga}_0,6\text{As}$  с энергией залегания 0,76 эВ<sup>2</sup>.

Исследование температурной зависимости времени последствия подсветки  $\tau_{\Pi}$  (см. рис.3) и величины эффекта  $\Delta I$  показало, что к  $T \sim 200$  К  $\tau_{\Pi}$  спадает до величины  $\sim 200$  мкс, а  $\Delta I$  сильно уменьшается и становится трудноизмеряемой величиной. Отметим, что в этом температурном интервале в спектр излучения СКЯ заметный вклад начинает вносить рекомбинация свободных носителей. Эти факты позволяют предположить, что температурное тушение эффекта подсветки не определяется изменением потенциального рельефа, создаваемого глубокими барьерными примесями в квантовой яме, а связано с уменьшением сечения экситонной рекомбинации с ростом температуры <sup>3</sup>.

Для выяснения характера влияния глубоких примесей материала барьеров на экситонную рекомбинацию в квантовой яме мы исследовали эффект подсветки на время жизни электронов методом оптической ориентации. При поглощении циркулярно поляризованного света с энергией  $\hbar \omega_0 = 1,647$  эВ рождаются электроны и легкие и тяжелые дырки в первых подзонах размерного квантования. При этом спиновая ориентация электронов приводит к появлению круговой поляризации в спектре экситонной ФЛ <sup>4</sup>. Анализ степени круговой поляризации и кривой спада поляризации в поперечном магнитном поле за счет прецессии электронных спинов вокруг поля (эффект Ханле) позволяет при непрерывном возбуждении измерить полное время жизни электронов и время их спиновой релаксации <sup>5</sup>. Измерение полуширины лоренцевского контура Ханле  $\Delta H$  и степени круговой поляризации  $P$  на экситонной линии ФЛ показало, что под действием надбарьерной подсветки  $\Delta H$  возрастает от 0,38 до 0,80 Т, а  $P$  увеличивается от 0,36 до 0,46. Это позволяет сделать вывод, что полное время жизни электрона  $\tau_e$  укорачивается более, чем в 2,5 раза, что коррелирует с увеличением интенсивности ФЛ при подсветке, а время спиновой релаксации остается практически неизменным.

Полное время жизни электрона в двумерной подзоне размерного квантования определяется процессами излучательной и безызлучательной рекомбинации электрона, а также его связыванием в экситон, при аннигиляции которого проявляется ориентация электронных спинов. Обнаруженное уменьшение  $\tau_e$  при подсветке объясняется увеличением вероятности образования экситона. Отметим, что отключение других каналов рекомбинации электронов, которым можно было бы объяснить увеличение интенсивности экситонной ФЛ при подсветке, приводило бы к обратному эффекту на  $\tau_e$ . Поскольку, при подсветке не обнаружено каких-либо проявлений изменения энергетического спектра экситона, эффект трудно связать с уменьшением излучательного времени жизни экситона. Это позволяет сделать вывод, что перезарядка глубоких центров, расположенных в материале барьеров, приводит к сглаживанию потенциального рельефа, создаваемого этими примесями в квантовой яме. Как следствие, исчезает пространственное разделение электронов и дырок, обусловленное флуктуациями электрических полей, и уменьшается время связывания в экситон. Увеличение скорости экситонной рекомбинации при подсветке приводит к наблюдаемому росту интенсивности ФЛ и уменьшению  $\tau_e$ . Теоретические расчеты <sup>3,6</sup> показывают, что даже слабые электрические поля сильно уменьшают сечение формирования экситона, практически не влияя на его энергию связи.

Обнаруженный эффект является первым наблюдением в оптических спектрах влияния потенциала заряженных центров, расположенных в широкозонном материале, на миграцию носителей в плоскости квантовой ямы.

В заключение, авторы выражают благодарность Е.Л.Ивченко и Ал.Л.Эфросу за полезные обсуждения.

#### Литература

1. *Kop'ev P.S. et. al.* In: Proc. 18th Int. Conf. Phys. Semicond., Stockholm, 1986, p. 219.
2. *Akimoto K., et. al.* J. Appl. Phys., 1986, 59, 2833.
3. *Абакумов В.Н., Перель В.И., Ясевич И.Н.* ЖЭТФ, 1980, 78, 1240.
4. *Pikus G.E., Titkov A.N.* In: Optical orientation/Ed. by F. Meier, B. P. Zakharchenya, 1984, p. 73.

5. *Weisbuch C., Fishman G.* J. Lumines., 1976, 12 - 13, 219.

6. *Абакумов В.Н. , Крещук Л.Н., Ясневич И.Н.* ФТП, 1978, 12,264.

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

---

Поступила в редакцию  
27 мая 1987 г.