

## ТРАНСФОРМАЦИЯ РАЗМЕРНОСТИ ЭКСИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ С НЕСИММЕТРИЧНЫМИ БАРЬЕРАМИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Ю.А.Алещенко<sup>1)</sup>, И.П.Казаков, В.В.Капаев, Ю.В.Копаев

*Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН*

117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 января 1998 г.

В структурах одиночных квантовых ям GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с асимметричными барьерами обнаружена 2D-3D трансформация размерности экситонных состояний с ростом внешнего электрического поля. В обширной области изменения поля энергия связи 2D экситона остается постоянной, так как ее уменьшение компенсируется все большим проникновением электронной волновой функции в барьерный слой, где за счет большей эффективной массы и меньшей диэлектрической проницаемости AlGaAs по сравнению с GaAs энергия связи экситона выше. Когда максимум электронной волновой функции при увеличении поля смещается в барьер, энергия связи экситона уменьшается. При дальнейшем росте поля происходит трансформация 2D экситона в квази-3D экситон, в состав которого входят тяжелая дырка в квантовой яме и электрон резонансного надбарьерного состояния.

PACS: 71.50.+t, 73.20.Dx, 78.55.Cr

Задача об уровнях энергии в потенциальной яме с асимметричными барьерами хорошо известна из квантовой механики [1]. В отличие от ямы с симметричными барьерами, где всегда есть по крайней мере один уровень энергии, наличие связанного состояния для частицы с массой  $m$  в прямоугольной яме шириной  $d$  с барьерами  $U_1 \neq U_2$  и массами  $m_1, m_2$  определяется условием

$$d \frac{\sqrt{2mU_1}}{\hbar} \geq \arctg \sqrt{\frac{m_1}{m_2} \left( \frac{U_1}{U_2} - 1 \right)}.$$

Для меньших значений  $d$ , как было экспериментально подтверждено на примере одиночных квантовых ям GaAs/InGaAs/AlGaAs с асимметричными барьерами [2], связанного состояния не существует и соответствующий экситонный пик в спектрах фотолюминесценции исчезает.

В нашей предыдущей работе [3] исследовался закон дисперсии  $E(k)$  для квантовых ям с асимметричными барьерами. Было показано, что локализованное состояние электрона существует в ограниченном диапазоне волновых векторов  $(0, k_c)$  в направлении слоев структуры. При  $k = k_c$  происходит 2D-3D трансформация состояний, причем электрическое поле позволяет управлять величиной  $k_c$ , то есть размерностью состояний. В настоящей работе методом фотолюминесценции предприняты детальные исследования этого эффекта в структурах одиночных квантовых ям GaAs/AlGaAs с асимметричными барьерами. Особенность измерений в электрическом поле состояла в том, что с ростом поля электрон имеет тенденцию к делокализации (исчезновению связанного состояния), в то время как для дырки, наоборот, квантовая яма становится глубже. Обнаружено, в частности, что, в отличие от [2],

<sup>1)</sup> e-mail: YURIALE@sci.lpi.ac.ru

связанные состояния экситона в структуре сохраняются в широком диапазоне электрических полей, когда локализованное состояние электрона в квантовой яме уже не существует.

Нелегированные квантовые ямы шириной  $d = 10, 4$  и  $3$  нм, заключенные между верхним и нижним барьерными слоями  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с составами  $x = 0.4$  и  $x = 0.06$  и толщинами  $10$  и  $30$  нм, соответственно, выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках полуизолирующего GaAs с буферным слоем GaAs толщиной  $250$  нм. Ширины квантовых ям были выбраны с таким расчетом, чтобы в структурах с  $d = 10$  и  $4$  нм существовало связанное состояние электрона в яме без приложения внешнего электрического поля, а в структуре с  $d = 3$  нм – отсутствовало. Возможность управления электрическим полем была предусмотрена за счет введения слоя  $n^+\text{GaAs:Si}$  ( $10^{18}\text{см}^{-3}$ ) толщиной  $50$  нм после буферного слоя в качестве нижнего электрода и легирования верхнего защитного слоя GaAs толщиной  $10$  нм примесью Si до уровня  $10^{18}\text{см}^{-3}$ . Активные слои структуры были заключены между верхним и нижним спейсерами  $n^+\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As:Si}$  с составами  $x = 0.4, x = 0.06$  и толщинами  $30, 25$  нм, соответственно. Уровни легирования спейсеров ( $6.5 \cdot 10^{17}\text{см}^{-3}$  для верхнего слоя и  $(3 - 6) \cdot 10^{16}\text{см}^{-3}$  для нижнего) были подобраны таким образом, чтобы обеспечить выполнение условия плоских зон в отсутствие внешнего воздействия. Спектры фотолюминесценции измерялись при температуре  $80$  К и возбуждении излучением Ar<sup>+</sup>-лазера с длиной волны  $488$  нм и плотностью мощности на образце не более  $40$  Вт/см<sup>2</sup>. Спектры анализировались двойным монохроматором ДФС-24 и регистрировались ФЭУ в режиме счета фотонов.

На рис.1 представлены спектры структур с  $d = 10, 4$  и  $3$  нм (спектры *a, b* и *c*, соответственно), а на вставке – коротковолновые участки соответствующих спектров. Общие для всех спектров пики  $B_1$  и  $B_2$  при  $1.585$  и в области  $2.07$  эВ обусловлены вкладами нижнего и верхнего барьерных слоев AlGaAs. Положение этих пиков с учетом энергий связи экситонов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  [4] подтверждает близость составов слоев к номинальным с  $x = 0.06$  и  $0.4$ . В спектре *a* доминирует интенсивный пик экситона  $W$ , обусловленного первыми подуровнями размерного квантования электронов и тяжелых дырок ( $C1 - H1$ ) в квантовой яме шириной  $10$  нм. При  $d = 4$  нм пик квантовой ямы  $W$  приближается к пику низкого барьера  $B_1$ , а также теряет интенсивность и уширяется, так как подуровень  $C1$  оказывается вблизи потолка низкого барьера. В спектре структуры с  $d = 3$  нм, где связанное состояние электрона в яме отсутствует, проявляется только пик люминесценции низкого барьера  $B_1$ .

Для того чтобы проследить за эволюцией экситонного состояния квантовой ямы при плавном изменении высоты низкого барьера, на структуры с  $d = 4$  и  $3$  нм был напылен верхний полупрозрачный электрод из Ni и приготовлены контакты к нему и к буферному  $n^+$ -слою. По мере изменения приложенного к полупрозрачному электроду напряжения  $U$  от  $+0.4$  до  $1.4$  В пик фотолюминесценции  $C1 - H1$  для структуры с  $d = 4$  нм теряет интенсивность, уширяется и медленно смещается к меньшим энергиям (кривая 1 на рис. 2), так как квадратичный эффект Штарка для прямых переходов незначителен, а эффект Франца – Келдыша оказывается меньше величины ошибки в наших измерениях. По тем же причинам положение экситонного пика низкого барьера  $B_1$  остается практически неизменным (кривая 2), хотя он тоже ослабевает и уширяется с уменьшением  $U$  из-за ослабления кулоновского притяжения формирующих экситон электрона и дырки в электрическом поле. В

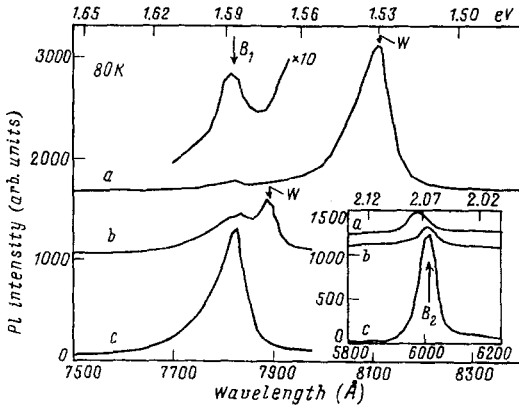


Рис.1. Спектры фотолюминесценции структур с  $d = 10$  (a), 4 (b) и 3 (c) нм при температуре 80 К. На вставке – коротковолновые участки соответствующих спектров, измеренные при 10–20-кратном усилении

ослаблении пика  $C1 - H1$  для структуры с  $d = 4$  нм помимо этого фактора важную роль играет также увеличение асимметрии потенциального рельефа для электронов с уменьшением  $U$ .

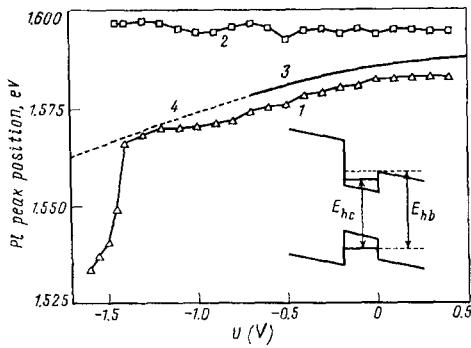


Рис.2. Зависимости от напряжения, приложенного к верхнему полупрозрачному электроду, для экситонных пиков  $C1 - H1$  (кривая 1) и низкого барьера (кривая 2), а также для энергий  $E_{hc}$  и  $E_{hb}$  структуры с  $d = 4$  нм (кривые 3, 4). На вставке схематически проиллюстрирован выбор параметров  $E_{hc}$  и  $E_{hb}$

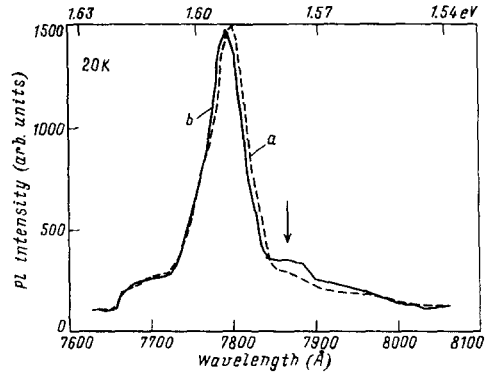


Рис.3. Спектры фотолюминесценции структуры с  $d = 3$  нм, измеренные при температуре 20 К и напряжениях на верхнем электроде  $-1.0$  В (a) и  $+0.6$  В (b). Стрелкой отмечен вклад экситона квантовой ямы

Для интерпретации полученных результатов проводился расчет зависимости энергии локализованных состояний электронов и дырок от величины электрического поля  $E$  по методике, аналогичной [3]. Пересчет  $E$  в величину разности потенциалов  $U$ , приложенную к образцу, осуществлялся на основе решения уравнения Пуассона с учетом всех слоев, формирующих структуру. Линия 3 на рис.2 соответствует полученной таким образом энергии переходов  $C1 - H1$  (переход  $E_{hc}$  на вставке к рис.2). Отметим, что в значительной области напряжений (от  $+0.4$  до  $-0.6$  В) экспериментальная и теоретическая кривые почти параллельны, так как уменьшение энергии связи экситона  $C1 - H1$  с уменьшением  $U$  компенсируется все большим проникновением электронной волновой функции в низкий барьер, где за счет большей эффективной массы и меньшей диэлектрической проницаемости  $AlGaAs$  по сравне-

нию с GaAs энергия связи экситона выше. Согласно расчетам, в области  $U_c = -0.6$  В электронный уровень выходит из ямы.

Несмотря на выход электронного уровня из ямы при  $U_c = -0.6$  В, экситонный пик квантовой ямы  $W$  наблюдается и при  $U < U_c$ . Последнее обстоятельство можно объяснить, привлекая представления, аналогичные модели "кулоновской ямы". Эта модель успешно используется для объяснения значительных сил осцилляторов экситонных переходов в гетероструктурах (In,Ga)As/GaAs, CdTe/(Cd,Zn)Te и CdTe/(Cd,Mn)Te с близким к нулю скачком валентной зоны (см., например, [5]). В нашем случае удерживающий электрон потенциал создает тяжелая дырка, для которой низкий барьер повышается с ростом отрицательного напряжения на верхнем электроде. Поэтому переход  $C1 - H1$  в структуре с  $d = 4$  нм остается прямым в реальном пространстве и соответствующий экситонный пик наблюдается в спектрах и при напряжениях ниже  $U_c = -0.6$  В. Дополнительный удерживающий электрон кулоновский потенциал увеличивает глубину ямы для электрона на величину  $\delta$ , составляющую несколько мэВ. Это приводит к смещению  $U_c$  в сторону меньших  $U$  в меру отношения  $\delta$  к исходной высоте низкого барьера, однако пик люминесценции наблюдается и при существенно меньших  $U$ . В области  $-1.4$  В  $< U < U_c$  люминесценция скорее всего обусловлена переходом между состоянием локализованной дырки  $H1$  и электронными состояниями непрерывного спектра, энергия которых находится вблизи потолка низкого барьера (величина  $E_{hb}$  на вставке к рис.2). Пунктирная кривая 4 на рис.2 отражает зависимость  $E_{hb}$  от  $U$ . Максимум волновой функции для таких состояний уже находится в барьере. По своей природе это – квази-3D экситон. В области напряжений на структуре от  $-0.7$  до  $-1.2$  В экспериментальная кривая на рис. 2 сближается с кривой 4 за счет уменьшения энергии связи экситона с ростом поля.

Резкая зависимость положения пика люминесценции от напряжения в области  $U < -1.4$  В свидетельствует о том, что в этой области экситон становится существенно непрямым. Существование такого экситона возможно только при наличии некоторой структуры в непрерывном спектре электронных состояний. По нашему мнению, эта структура может быть обусловлена резонансами в непрерывном спектре из-за отражений на скачке потенциала, сформированного на гетерогранице барьера  $Al_{0.06}Ga_{0.94}As$  и нижнего контактного слоя  $n^+GaAs$ . В таком случае экситон формируется электроном в резонансном состоянии и локализованной в квантовой яме тяжелой дыркой, а необходимое для конечной силы осциллятора перекрытие соответствующих волновых функций обеспечивается за счет туннелирования электронов резонансного состояния в квантовую яму через треугольный барьер. При изменении напряжения на структуре от  $-1.4$  до  $-1.6$  В ширина треугольного барьера на уровне резонансного состояния меняется от 0 до 25 нм.

При напряжениях от  $-1.4$  до  $-1.6$  В нами отмечена сильная нелинейность зависимости интегральной интенсивности пика квантовой ямы  $W$  от мощности возбуждающего излучения, объясняемая экранированием внешнего электрического поля фотовозбужденными носителями заряда. Экранирование приводит к тому, что с ростом мощности возбуждающего излучения действующее поле уменьшается и становится соответствующим пологому участку зависимости 1 на рис.2, где квази-3D экситон является прямым, и интенсивность пика  $W$  резко возрастает. Пик экситона квантовой ямы удается проследить в спектрах структуры с  $d = 4$  нм до напряже-

ния  $-1.6$  В. При более высоких напряжениях электрическое поле разрывает квази-3D надбарьерный экситон. Трехмерный экситон низкого барьера  $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$  разрывается более слабым полем, о чем свидетельствует исчезновение соответствующего пика  $B_1$  уже при напряжении  $-1.45$  В (кривая 2 на рис. 2).

Нами была также предпринята попытка сформировать связанное электронное состояние в электрическом поле. В структуре с  $d = 3$  нм при температуре 80 К и  $U = 0$  связанного состояния электрона в квантовой яме нет, поэтому в спектре люминесценции удастся зарегистрировать только пик низкого барьера  $b_1$  (спектр с на рис.1). Понижение температуры до 20 К сопровождается появлением в структурах долгоживущих состояний, которыми обусловлено сильное встроенное поле, противодействующее внешнему электрическому полю. Встроенное поле приводит к тому, что даже при напряжении  $-1.0$  В на структуре с  $d = 3$  нм в спектре заметно слабое плечо, вызванное вкладом экситона квантовой ямы (стрелка в спектре а на рис.3). Пики при 1.59 и 1.62 эВ обусловлены вкладами экситонов низкого барьера соответственно с тяжелой и легкой дырками. С ростом напряжения на структуре происходит уменьшение асимметрии потенциального рельефа для электронов, электронное состояние оказывается в яме, и интенсивность экситона квантовой ямы растет (пик против стрелки в спектре b на рис.3, измеренном при напряжении на структуре  $+0.6$  В).

Авторы выражают признательность В.И.Цехошу за выращивание структур и С.С.Шмелеву за литографию и изготовление контактов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Российской МНТП "Физика твердотельных наноструктур".

- 
1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Теоретическая физика, III*, М.: Наука, 1989.
  2. K.Pieger, J.Straka, A.Forchel et al., Proc. MRS Fall, Boston, 1993, p.255.
  3. В.В.Капаев, Ю.В.Копаев, Письма в ЖЭТФ **65**, 188 (1997).
  4. L.Pavesi and M.Guzzi, J. Appl. Phys. **75**, 4779 (1994).
  5. A.V.Kavokin, M.A.Kaliteevski, S.V.Goupalov et al., Phys. Rev. **B 54**, R11078 (1996).