

Исследования физических явлений в полупроводниковых наноструктурах с использованием планарно-неоднородных слоев. Фотолюминесценция туннельно-связанных квантовых ям

© Ю.В. Хабаров[¶], В.В. Капаев*, В.А. Петров⁺

Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук,
117105 Москва, Россия

* Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия

⁺ Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
101999 Москва, Россия

(Получена 27 августа 2003 г. Принята к печати 9 сентября 2003 г.)

Предложенный ранее спектрально-корреляционный метод исследования наноструктур применен для изучения фотолюминесценции туннельно-связанных и изолированных квантовых ям в структурах с планарно-неоднородными слоями. Этот метод позволил исследовать на одном образце зависимости интенсивностей линий фотолюминесценции и их энергетических положений от ширины туннельного барьера для системы туннельно-связанных ям GaAs-InGaAs-GaAs и от ширины квантовых ям для системы изолированных квантовых ям AlGaAs-GaAs-AlGaAs. Полученные экспериментальные данные удается согласовать с теоретическими расчетами, предположив в структуре с туннельно-связанными квантовыми ямами наличие постоянного поперечного электрического поля, влияющего на процессы захвата носителей в квантовые ямы. Для изолированных квантовых ям зависимость параметров фотолюминесценции от ширины ям демонстрирует чувствительность к рельефу гетерограниц и к процессам захвата носителей в квантовые ямы.

1. Введение

Ранее в [1] был предложен новый способ исследования физических явлений в полупроводниковых наноструктурах — спектрально-корреляционный метод, основанный на использовании планарно-неоднородных полупроводниковых слоев. В работе [2] этот метод был применен для исследования фотолюминесценции (ФЛ) в структурах с квантовыми ямами (КЯ). В настоящей работе мы продолжили эти исследования, используя спектрально-корреляционный метод для изучения ФЛ туннельно-связанных квантовых ям (ТСКЯ) в структурах с планарно-неоднородными слоями. Использование таких слоев позволяет, в частности, изменять прозрачность туннельного барьера путем непрерывного изменения его ширины в пределах одного образца. Достижимая таким способом возможность осуществлять непрерывное изменение технологически формируемых параметров, таких как толщины слоев, позволяет получать экспериментальные данные, которые в ряде случаев могут дать новую информацию об исследуемом физическом явлении. В настоящей работе с помощью спектрально-корреляционного метода и фотолюминесцентной спектроскопии проведено исследование фотолюминесценции (ФЛ) двух ТСКЯ в планарно-неоднородной системе GaAs (барьер)-In_yGa_{1-y}As (КЯ)-GaAs (туннельный барьер)-In_yGa_{1-y}As (КЯ)-GaAs (барьер).

2. Экспериментальный образец и методика исследования

Применяемый спектрально-корреляционный метод предполагает исследование многослойных полупроводниковых структур, включающих в себя сочетания планарно-однородных и скоррелированных планарно-неоднородных слоев. При этом образец должен содержать вместе с исследуемой структурой также вспомогательную структуру, несущую информацию о встроенной неоднородности. Для экспериментального анализа таких структур используются спектроскопические методы исследования, позволяющие одновременно с особенностями спектров, относящихся к исследуемой структуре, наблюдать особенности, связанные со вспомогательной структурой и характеризующие значение варьируемого параметра в каждой локально исследуемой области неоднородного образца. Последующий анализ корреляционных связей спектральных параметров позволяет проследить поведение параметров исследуемой структуры в поле встроенной неоднородности образца.

Исследованный нами образец был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs диаметром 76 мм и представлял собой структуру, послонное сечение которой схематически показано на рис. 1. Две квантовые ямы In_yGa_{1-y}As разной ширины QW_E и QW_F , разделенные туннельным барьером GaAs, были выращены на буферном слое GaAs. На верхнем барьерном слое GaAs была сформирована также вспомогательная структура из двух изолированных КЯ GaAs QW_B и QW_C с барьерными слоями Al_xGa_{1-x}As,

[¶] E-mail: yukhabar@mtu-net.ru

GaAs + Si, 15 nm	
GaAs, 20 nm	
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, 100 nm $x^* = 0.22$	
GaAs, 1.8 nm	QW_B
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, 60 nm $x^* = 0.22$	
GaAs, 5 nm	QW_C
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, 100 nm $x^* = 0.22$	
GaAs, 60 nm	
$\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$, 7 nm $y^* = 0.2$	QW_E
GaAs, 8.5 nm	tunneling barrier
$\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$, 12 nm $y^* = 0.2$	QW_F
GaAs, 800 nm	buffer layer
GaAs,	substrate

Рис. 1. Схематическое изображение исследованной многослойной структуры. Оценочные значения толщин слоев и состава тройных соединений даны для центральной области образца. Жирными линиями выделены планарно-неоднородные слои.

закрытая сверху тонкими нелегированным, а затем легированным слоями GaAs. Выращенный таким образом образец представлял собой сочетание планарно-однородных и скоррелированных планарно-неоднородных слоев. Туннельный барьер GaAs между КЯ из $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ в исследуемой структуре, а также обе КЯ из GaAs во вспомогательной структуре были выполнены планарно-неоднородными. Неоднородность этих слоев формировалась путем их эпитаксиального выращивания на невращающейся подложке. При этом неоднородность слоев GaAs была обусловлена пространственно неоднородным распределением потока атомов Ga в плоскости растущей поверхности образца. Для достижения идентичности картин планарного распределения сформированной таким образом неоднородности в разных слоях их рост осуществлялся при одном и том же фиксированном пространственном положении подложки, что и определяло корреляцию толщин этих слоев. Все остальные слои были выращены с вращением подложки, обеспечивающим высокую степень их планарной однородности. Для неоднородных слоев на рис. 1 приведены оценочные значения толщин, полученные исходя из времени роста слоев и соответствующие центральной (близкой к оси вращения) области образца.

С помощью ФЛ спектроскопии полученный образец исследовался при температуре жидкого азота в диапазоне длин волн 650–1000 нм. Для возбуждения ФЛ использовался Ar^+ -лазер с длиной волны излучения 488 нм и плотностью возбуждения до 200 Вт/см^2 в пределах сфокусированного на образце светового пятна диаметром около 50 мкм. Возбуждающий свет падал под углом 45 градусов к поверхности образца. ФЛ излучение анализировалось при помощи автоматизированной системы регистрации спектров, построенной на базе монохроматора МДР-23 и охлаждаемого фотоэлектронного умножителя ФЭУ-62 в режиме счета фотонов.

Схема, приведенная на рис. 2, иллюстрирует суть спектрально-корреляционного метода на примере упрощенного образца, содержащего два планарно-неоднородных слоя. Исследуемая структура 1, содержащая КЯ QW_E и QW_F , содержит также разделяющий их планарно-неоднородный туннельный барьерный слой 2, а вспомогательная структура 3 содержит планарно-неоднородный узкозонный слой 4, являющийся КЯ QW_C . Подчеркнем, что в рассматриваемом случае исследуемая и вспомогательная структуры представляют собой физически различные структуры и планарно-неоднородный слой в первом случае является барьером, а во втором — слоем КЯ. Неоднородность слоев условного образца в сечении, представленном на рис. 2, проявляется в зависимости их толщины от координаты X , а их скоррелированность — в заданном постоянном значении отношения их толщин для любой координаты X . Предположим, что целью исследования является получение зависимости некоего спектрального параметра S_1 , связанного со слоем 2 и характеризующего исследуемую структуру туннельно-

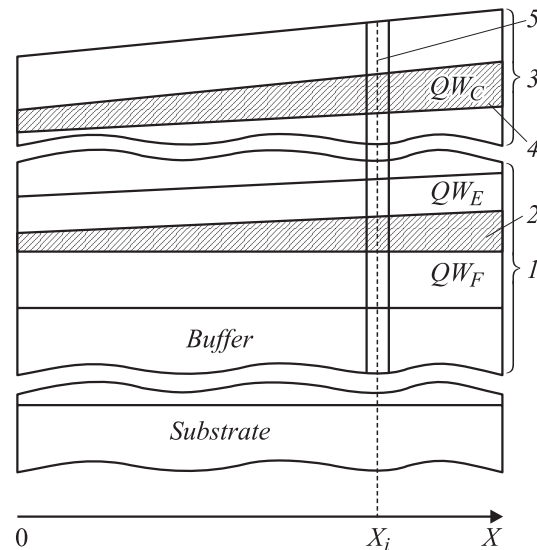


Рис. 2. Схема упрощенного образца для исследования ТСКЯ при помощи спектрально-корреляционного метода. 1 — система туннельно-связанных КЯ QW_E и QW_F , содержащая планарно-неоднородный слой туннельного барьера 2, 3 — вспомогательная структура, содержащая планарно-неоднородный слой 4 — КЯ QW_C , 5 — область локального спектроскопического исследования.

связанных КЯ, от толщины этого слоя W_1 ($S_1 = f_1(W_1)$). Спектроскопическое исследование локальных областей образца позволяет получить набор значений исследуемого параметра S_{1i} для различных координат X_i исследуемой области. При этом значения толщины слоя W_{1i} , соответствующие каждому X_i , остаются неизвестными. Для их определения и введен в структуру вспомогательный слой 4, наблюдаемый спектральный параметр которого S_2 связан с его толщиной W_2 известным соотношением $S_2 = f_2(W_2)$. Таким слоем в данном случае является КЯ, поскольку для КЯ достаточно хорошо изучены зависимости энергии квантовых состояний от основных параметров их структуры и, в частности, от толщины [3,4]. Использование ФЛ спектроскопии в этом случае позволяет наблюдать параметры S_1 и S_2 в разных областях спектрального диапазона, что делает возможным их независимый анализ. По совокупности полученных в результате исследования значений спектральных параметров может быть получена корреляционная зависимость $S_{1i} = f_k(S_{2i})$, где S_{2i} — значения параметра S_2 в точках X_i . Эта зависимость отражает связь параметра S_1 с толщиной W_1 , поскольку известно соотношение $S_2 = f_2(W_2)$ и отношение толщин слоев W_1/W_2 . Здесь S_2 может рассматриваться как обобщенный параметр толщины, а экспериментальный вид искомой зависимости $S_{1i} = f_1(W_{1i})$ может быть восстановлен с учетом указанных известных соотношений.

В исследованном нами образце вспомогательной структурой являлись две планарно-неоднородные изолированные КЯ на основе системы $Al_xGa_{1-x}As-GaAs-Al_xGa_{1-x}As$ (узкая QW_B и более широкая QW_C). Данные ФЛ служили основой для определения ее параметров в исследуемой локальной области неоднородного образца и в конечном счете для определения толщины туннельного барьера в этой области. Чтобы максимально использовать диапазон изменения толщины туннельного барьера и одновременно минимизировать влияние возможной радиальной неоднородности слоев, в которых неоднородность целенаправленно не формировалась (например, барьерных слоев $Al_xGa_{1-x}As$), измерение спектров ФЛ проводилось по полукружности вблизи края пластины от области с минимальной до области с максимальной толщиной неоднородных слоев. Затем исследовались зависимости локальных значений ФЛ параметров туннельно-связанных КЯ от найденных значений ширины туннельного барьера.

Сопоставление результатов эксперимента с расчетными данными и определение параметров полупроводниковой структуры осуществлялись с использованием численного решения уравнения Шредингера в рамках метода огибающих волновых функций. Вычислялись энергии оптических переходов и квадраты интегралов перекрытия волновых функций электронов и дырок в КЯ. Вычисления требуют знания параметров зонной структуры полупроводников, в частности эффективных масс носителей, а также зависимостей этих параметров от состава слоев. В настоящее время в литературе

существует неоднозначность в определении этих параметров для системы $In_yGa_{1-y}As-GaAs$. Так, данные об отношении разрывов зон проводимости на гетерогранице $In_yGa_{1-y}As-GaAs$ $\Delta E_c/\Delta E_g$ (ΔE_c — разность энергий доньев зон проводимости в GaAs и $In_yGa_{1-y}As$, ΔE_g — разность ширины их запрещенных зон) различны у разных авторов: 0.52 [5], 0.6 [6], 0.7 [7,8], 0.83 [9]. Такая же ситуация существует в отношении данных об эффективной массе тяжелых дырок в GaAs: $0.62m_0$ [6], $0.52m_0$ [8], $0.51m_0$ [10], $0.36m_0$ [9] (m_0 — масса свободного электрона), а также зависимости $E_g(y)$ ширины запрещенной зоны напряженных слоев $In_yGa_{1-y}As$ в системе GaAs- $In_yGa_{1-y}As-GaAs$ от мольной доли In [6,11,12].

При расчете энергетического спектра КЯ на основе системы GaAs- $In_yGa_{1-y}As-GaAs$ мы использовали часто употребляемое среднее значение отношения $\Delta E_c/\Delta E_g = 0.7$ и линейные аппроксимации зависимостей эффективных масс электронов и дырок в $In_yGa_{1-y}As$ от мольной доли In $m_e^*(y) = (0.067 - 0.042y)m_0$, $m_{hh}^*(y) = (0.52 + 0.25y)m_0$, совпадающие при $y = 0.21$ с данными работы [8].

Для аппроксимации зависимости $E_g(y)$ нами были подобраны коэффициенты полинома второй степени таким образом, чтобы рассчитанные с их помощью зависимости энергий оптических переходов от ширины КЯ соответствовали аналогичным экспериментальным данным работы [11].

При расчете энергетического спектра КЯ $Al_xGa_{1-x}As-GaAs-Al_xGa_{1-x}As$ использовалось значение ширины запрещенной зоны барьерных слоев $Al_xGa_{1-x}As$, равное 1.833 эВ, определенное нами экспериментально по наблюдаемому краевому ФЛ излучению этих слоев. Отношение разрывов энергетических зон на гетерограницах $Al_xGa_{1-x}As-GaAs$ $\Delta E_c/\Delta E_g$ принималось равным 0.6, а значения эффективных масс электронов и тяжелых дырок определялись из соотношений $m_e^*(x) = (0.0665 + 0.0835x)m_0$, $m_{hh}^*(x) = (0.51 + 0.2x)m_0$ соответственно [10]. Мы использовали также зависимость энергии связи экситона от ширины квантовой ямы, приведенную в [4].

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

Типичный спектр ФЛ исследованного образца представлен на рис. 3. Он включает в себя линию A низкой интенсивности в области 1.83 эВ (677.5 нм), относящуюся к краевому излучению барьерных слоев $Al_xGa_{1-x}As$, и серию линий более высокой интенсивности: линии B и C, соответствующие излучению из узкой и широкой КЯ $Al_xGa_{1-x}As-GaAs-Al_xGa_{1-x}As$ соответственно (QW_B и QW_C), линии E и F излучения из двух туннельно-связанных КЯ в структуре GaAs- $In_yGa_{1-y}As(QW_E)-GaAs-In_yGa_{1-y}As(QW_F)-GaAs$, а также линия D, связанная с ФЛ верхнего легированного слоя GaAs, которая исчезала при сравнении этого слоя.

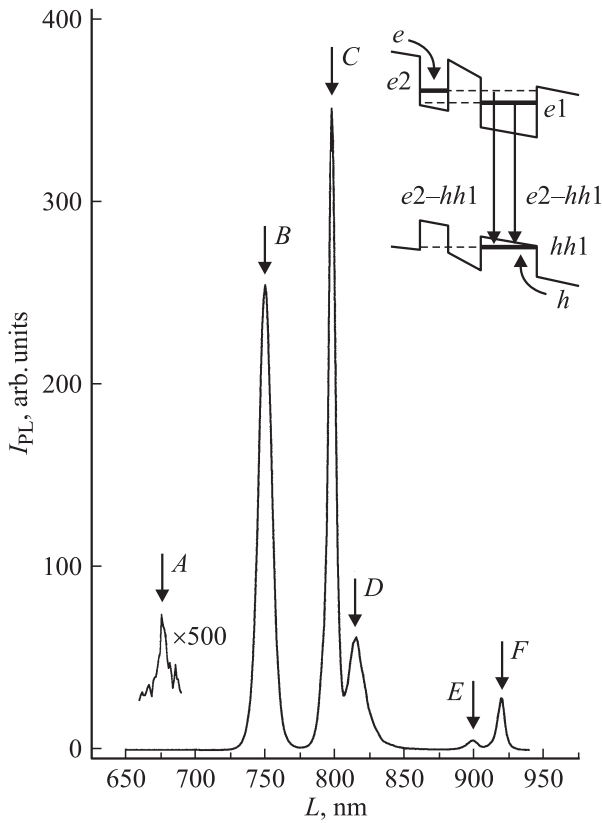


Рис. 3. Типичный спектр фотолюминесценции образца. Стрелками указаны спектральные линии A, B, C, D, E и F. На вставке — зонная диаграмма системы ТСКЯ.

При изменении координаты зондируемой точки вдоль поверхности образца энергетические положения линий B и C значительно изменялись, что связано с изменением энергетических положений уровней размерного квантования в КЯ при изменении их ширины. Одновременно изменялись интенсивности линий B, C, E и F и спектральное положение линии E. Характер этих изменений отражен на рис. 4–6.

3.1. Фотолюминесценция изолированных AlGaAs–GaAs–AlGaAs-квантовых ям

В этом разделе представлены результаты спектроскопических исследований вспомогательной структуры образца — системы двух изолированных, планарно-неоднородных КЯ GaAs в структуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}(QW_B)\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}(QW_C)\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Мы определили из спектров ФЛ энергетические положения максимумов линий B (E_B) и C (E_C) в различных точках образца. На рис. 4, a приведена построенная нами на основе этих измерений зависимость E_B от E_C (зависимость 1). Экспериментальные точки этой зависимости расположены в основном несколько ниже теоретической кривой 2, рассчитанной для энергии оптических переходов $\Delta E_{e1-hh1} = E_{e1} - E_{hh1}$ между нижним электронным уровнем E_{e1} в зоне проводимости и

первым уровнем тяжелых дырок в валентной зоне E_{hh1} (переход $e1-hh1$). Расчет проводился в модели прямоугольных КЯ с конечными барьерами с учетом энергии связи экситонов. Отношение ширины узкой КЯ (W_B) и широкой КЯ (W_C), равное отношению времен роста слоев GaAs, составляло $W_B/W_C = 0.36$. В предыдущей работе [2] при исследовании аналогичных спектров ФЛ на другом образце мы также наблюдали отклонение экспериментальных значений от расчетных, но с противоположным знаком. Такое поведение спектров ФЛ в [2] мы связали с наличием мелкомасштабного рельефа на гетерогранице КЯ, усредненного экситонным состоянием. Наблюдаемые в настоящей работе отклонения также можно связать со структурой гетерограниц КЯ. Однако

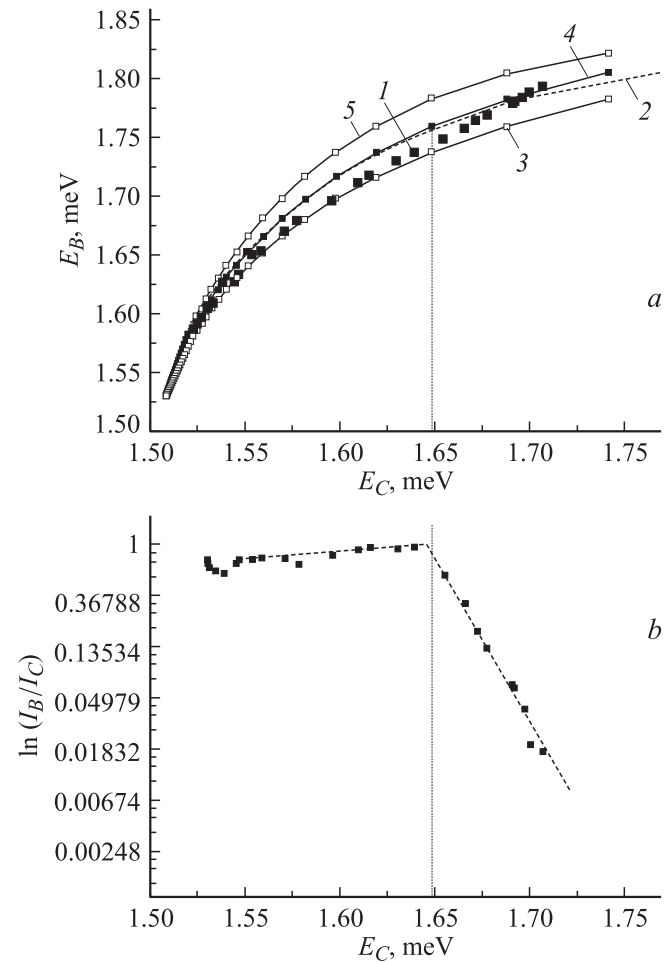


Рис. 4. Экспериментальные и теоретические зависимости параметров фотолюминесценции КЯ QW_B от энергии E_C в планарно-неоднородной структуре. a — 1 — экспериментальная зависимость энергии E_B от E_C , 2–5 — зависимости рассчитанных значений энергии оптических переходов $e1-hh1$ для прямоугольной КЯ шириной W_1 (QW_B) от аналогичных значений КЯ шириной W_2 (QW_C): 2 — $W_1 = W_B$, $W_2 = W_C$, $W_B/W_C = 0.36$; 3 — $W_1 = W_B + 2m$, $W_2 = W_C + 2m$, $W_B/W_C = 0.36$; 4 — $W_1 = W_B + m$, $W_2 = W_C + 2m$, $W_B/W_C = 0.36$; 5 — $W_1 = W_B$, $W_2 = W_C + 2m$, $W_B/W_C = 0.36$; b — экспериментальная зависимость относительной интенсивности линии B от энергии E_C .

характер отклонений (линии ФЛ смещены в красную область относительно рассчитанных значений) позволяет предположить, что причиной такого поведения линий излучения может быть наличие рельефа гетерограниц КЯ с характерным размером ступенек в плоскости гетерограницы, большим чем размер экситона. В этом случае преимущественный вклад в излучение дают оптические переходы из более широких областей КЯ, что и приводит к длинноволновому смещению линий ФЛ из КЯ [13].

Предположив для каждой гетерограницы возможность отклонения на ширину одного монослоя m (расстояние между соседними кристаллографическими плоскостями Ga в GaAs) как в одну, так и в другую сторону от среднего положения, мы получили кривую 3, рассчитанную для оптических переходов в наиболее широких участках КЯ шириной $W_B + 2m$ и $W_C + 2m$ для КЯ QW_B и QW_C соответственно. В этом случае W_B и W_C имеют смысл средних значений ширины КЯ, а их отношение остается равным отношению времен роста слоев ($W_B/W_C = 0.36$). На рис. 4,а приведены также кривые 4 и 5, рассчитанные для ширины КЯ QW_B , равной $W_B + m$ и W_B соответственно, при этом ширина КЯ QW_C оставалась равной $W_C + 2m$.

Теоретические кривые на рис. 4,а рассчитаны для значений ширины узкой КЯ, заданных с шагом в один монослой. Таким образом, точки на этих кривых позволяют оценить среднюю ширину КЯ QW_B для соответствующих экспериментальных значений энергии линий ФЛ.

Экспериментальные значения на рис. 4,а хорошо согласуются с рассчитанной кривой 3 для больших значений ширины КЯ, однако в области малых толщин слоев ($W_B < 3m$) кривая 3 заметно отклоняется вниз от экспериментальных значений. С уменьшением ширины КЯ (увеличением E_C) экспериментальная зависимость пересекает кривую 4 и приближается к кривой 5.

Наблюдаемая картина хорошо соответствует предполагаемой структуре гетерограниц. При больших значениях толщины слоев обе КЯ достаточно широки и содержат участки с отклонениями ширины от среднего значения на 2 монослоя за счет изменения положений обеих гетерограниц, такие участки с увеличенной шириной и дают преимущественный вклад в излучение. При уменьшении толщины слоев для узкой КЯ (QW_B) начинает сказываться коррелирующее влияние рельефа нижней гетерограницы на характер неоднородности верхней гетерограницы, что присуще послойному росту таких структур. При этом уменьшается суммарная площадь участков КЯ, на которых отклонения двух гетерограниц находятся в противофазе. Для предельно узкой КЯ рельеф верхней гетерограницы в основном повторяет рельеф нижней. В этой ситуации существенно уменьшается доля участков КЯ с увеличенной шириной, так что все большая доля излучения формируется в узких областях КЯ. При этом ширина КЯ QW_C остается достаточно большой и ее излучение соответствует областям с шириной $W_C + 2m$.

На рис. 4,б показана зависимость относительной интенсивности линии B (отношения интенсивности линии B к интенсивности линии C в точках их максимумов) от E_C — энергетического положения линии C . Начало резкого, близкого к экспоненциальному спада интенсивности излучения из узкой КЯ QW_B хорошо соответствует расчетной оценке ее средней ширины, равной трем монослоям (расчетные кривые на рис. 4,а). В рамках рассматриваемой модели смещения гетерограниц на один монослой это означает, что при такой ширине КЯ остается один монослой GaAs, не затронутый смещением положения гетерограниц. Дальнейшее уменьшение ширины КЯ ведет к тому, что ступеньки гетерограниц все больше нарушают целостность слоя GaAs, приводя к разрыву его на отдельные островки. В этом случае, по-видимому, еще существуют КЯ шириной в два монослоя и условия для рекомбинации образовавшихся экситонов. Мы полагаем, что наблюдаемый в этих условиях экспоненциальный спад интенсивности линии B связан с разрывом последнего ненарушенного монослоя КЯ, что затрудняет движение носителей в КЯ, предшествующее образованию экситонных пар. Излучательная рекомбинация при этом затруднена тем, что значительная часть электронов и дырок остается пространственно разделенной в плоскости КЯ.

Предложенная модель и проведенный на ее основе анализ экспериментальных данных позволяют получить локальные значения ширины неоднородных слоев с учетом структуры гетерограниц КЯ. Эти значения были получены исходя из экспериментальных значений энергий максимума линии C (E_{Ci}), соотношения $E_{Ci} = \Delta E_{e1-hh1}(W_{Ci} + 2m)$ и известного отношения времен роста слоев. Здесь $\Delta E_{e1-hh1}(W_{Ci} + 2m)$ — рассчитанная энергия перехода $e1-hh1$ для КЯ шириной ($W_{Ci} + 2m$), индекс i нумерует точки измерения на поверхности образца.

Как известно, на величины интенсивности ФЛ для QW_B и QW_C , измеренные в разных точках образца, могут влиять факторы, непосредственно не связанные с излучательным процессом. Это могут быть различные условия отражения света на разных участках поверхности образца, пространственные флуктуации уровня безызлучательной рекомбинации на поверхности и в объеме структуры, целый ряд факторов аппаратного характера и так далее. Все они создают фоновые колебания уровня абсолютной интенсивности ФЛ, затрудняющие анализ получаемых зависимостей. Поэтому в ряде случаев предпочтительнее исследовать зависимость относительной интенсивности ФЛ двух аналогичных объектов (например, QW_B и QW_C) от каких-либо параметров для минимизации влияния фоновых факторов. При этом можно ожидать, что зависимость относительной интенсивности для QW_B и QW_C от ширины КЯ в значительно меньшей степени будет зависеть от факторов фонового характера и будет чувствительна в основном к особенностям излучательного процесса в системе QW_B-QW_C .

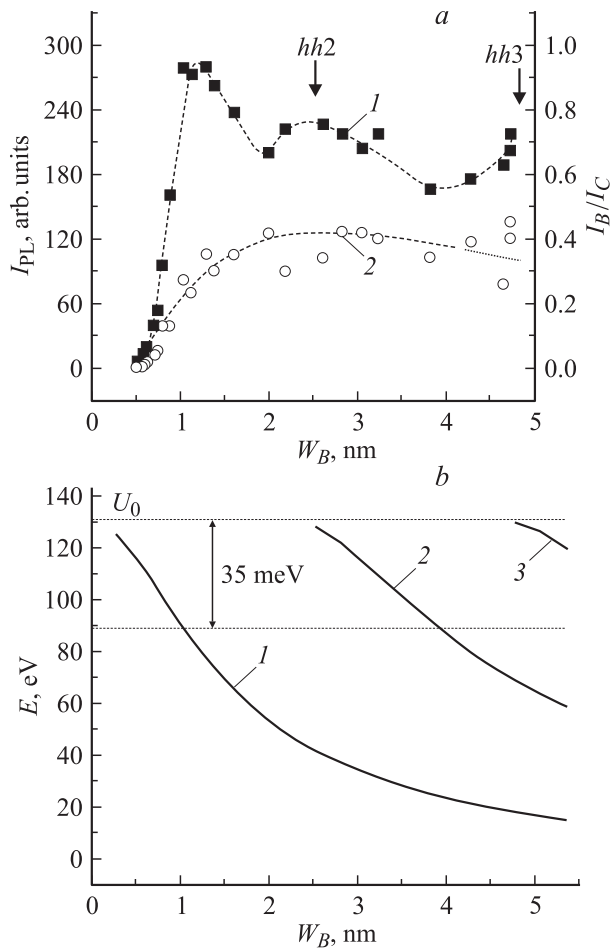


Рис. 5. *a* — зависимости экспериментальных значений относительной (1) и абсолютной (2) интенсивностей линии *B* от средней ширины КЯ QW_B . Стрелками отмечены рассчитанные значения ширины КЯ QW_B , при которых в ней появляются новые энергетические подзоны тяжелых дырок. *b* — рассчитанные зависимости энергии уровней размерного квантования тяжелых дырок в КЯ QW_B (кривые 1, 2 и 3 соответствуют 1, 2 и 3 подзонам), энергия отсчитывается от дна валентной зоны узкозонного слоя КЯ в глубь валентной зоны.

На рис. 5, *a* приведены зависимости относительной (зависимость 1) и абсолютной (зависимость 2) интенсивностей линии *B* от значений средней ширины W_B квантовой ямы QW_B . Как видно из рисунка, зависимость 1 отчетливо демонстрирует наличие максимумов и минимумов. В то же время разброс экспериментальных точек на зависимости 2 не позволяет уверенно сделать аналогичный вывод.

На рис. 5, *a* видно, что зависимость относительной интенсивности ФЛ линии *B* от W_B имеет осциллирующий характер. Мы полагаем, что такое ее поведение связано с процессами, приводящими к перераспределению рекомбинационных потоков носителей между КЯ. Сопоставляя экспериментальную зависимость с рассчитанными зависимостями энергий уровней размерного квантования тяжелых дырок в прямоугольной КЯ от W_B (рис. 5, *b*), можно заметить, что максимумы экспери-

ментальной кривой соответствуют значениям W_B , при которых энергетическое положение уровня размерного квантования дырок либо близко к энергии потенциального барьера для дырок U_0 на границах КЯ, либо отстоит от нее на энергию порядка энергии продольного оптического фонона. Так, первый максимум на кривой 1 (рис. 5, *a*) находится при значениях W_B , когда дно нижней размерной подзоны тяжелых дырок находится примерно на 35 мэВ ниже U_0 . Этому же максимуму кривой 1 соответствует аналогичная ситуация и для электронов. Последующие максимумы соответствуют ситуациям, когда донья второй или третьей дырочных подзон имеют энергии порядка U_0 , т.е. соответствуют значениям W_B , при которых в КЯ появляется следующая дырочная подзона. В этом случае осцилляции относительной интенсивности ФЛ от ширины КЯ, по-видимому, можно связать с немонотонным изменением эффективности захвата фотовозбужденных дырок в КЯ, обусловленным изменением энергетических положений квантовых подзон в КЯ при изменении ее ширины. Нужно отметить, что величина U_0 выступает здесь как точка отсчета энергии, что свидетельствует, по нашему мнению, о том, что процесс заполнения КЯ происходит из барьерных слоев дырками, релаксировавшими на дно валентной зоны в барьерах.

3.2. Фотолюминесценция туннельно-связанных GaAs–InGaAs–GaAs-квантовых ям

Спектр ФЛ структуры, состоящей из двух туннельно-связанных КЯ QW_E и QW_F , состоит из интенсивной линии *F* и значительно менее интенсивной линии *E*, которая при малой ширине туннельного барьера выглядит как высокоэнергетическое плечо линии *F*. При анализе спектра использовалась аппроксимация этих линий двумя составляющими, описываемыми распределениями Лоренца. Параметры этой аппроксимации — энергетические положения максимумов линий и площади под кривыми — использовались соответственно для анализа энергий оптических переходов и интегральных светимостей. На рис. 6 представлены зависимости этих параметров от ширины туннельного барьера W_{BAR} . Величина W_{BAR} определялась на основе найденной ранее средней ширины W_B квантовой ямы QW_B с учетом соотношения времен роста слоев КЯ QW_B и туннельного барьера (см. рис. 1).

Обсудим вначале поведение зависимостей энергетических положений линий *F* и *E* от ширины туннельного барьера W_{BAR} . Если предположить, что линия *F* связана с межзонными переходами типа $e1-hh1$, а линия *E* с переходами типа $e2-hh1$, т.е. с переходами соответственно из первой и второй общих электронных подзон двух ТСКЯ в первую общую подзону тяжелых дырок, то необходимо отметить, что первый переход является практически „прямым“ на диаграмме „энергия–координата“ для двух ТСКЯ, так как плотности электронов и дырок на уровнях $e1$ и $hh1$ сосредоточены в основном в одной КЯ QW_F . Второй же переход является „непрямым“ в

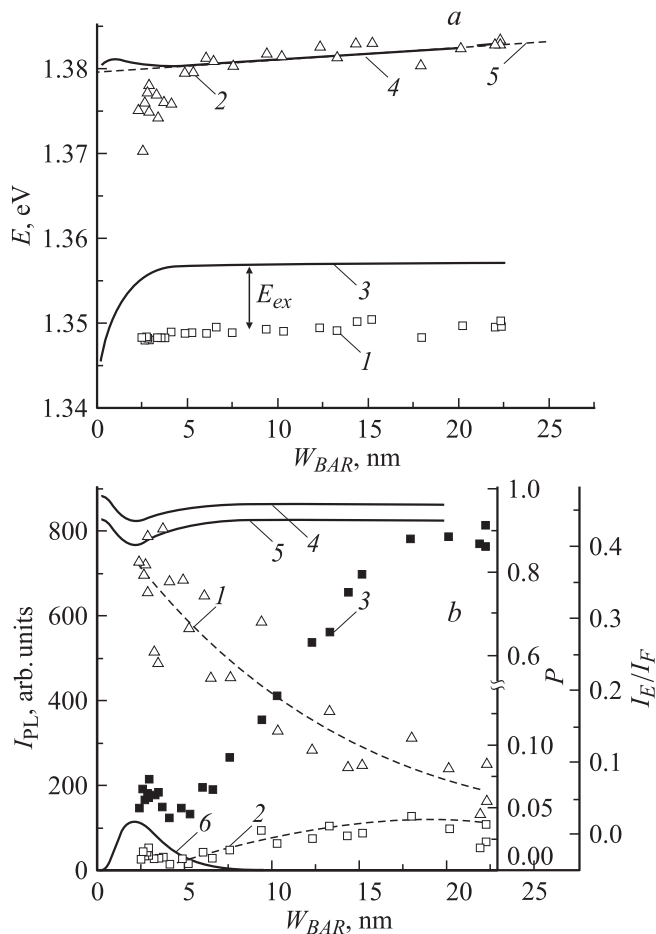


Рис. 6. Зависимости экспериментальных и теоретических значений параметров ФЛ системы ТСКЯ от ширины туннельного барьера. *a* — зависимости экспериментальных значений энергии максимума линий E (1) и F (2) и теоретические зависимости энергии оптических переходов $e1-hh1$ (3) и $e2-hh1$ (4), прямая регрессии экспериментальных значений энергии максимума линии E (5). *b* — зависимости экспериментальных значений абсолютных интенсивностей линий F (1) и E (2), а также относительной интенсивности линии E (3) и теоретические зависимости квадратов интегралов перекрытия (P) волновых функций системы ТСКЯ от ширины туннельного барьера: 4, 5, 6 — переходы $e1-hh1$, $e2-hh2$, $e2-hh1$ соответственно.

координатном пространстве, так как электронная плотность сосредоточена в основном в QW_E , а дырочная — в QW_F . Очевидно, что при толщинах барьера, когда туннелирование между КЯ становится пренебрежимо малым, энергетическое положение обеих линий практически не должно меняться при дальнейшем увеличении W_{BAR} . Действительно, мы обнаружили, что энергетическое положение линии F практически не меняется во всем диапазоне изменения ширины туннельного барьера (экспериментальная зависимость 1, рис. 6, *a*). Однако полученная экспериментально зависимость положения линии E от W_{BAR} (зависимость 2) демонстрирует монотонный рост кривой в сторону больших энергий при

увеличении W_{BAR} с линейным участком при $W_{BAR} > 5$ нм. Это подтверждается результатами статистической обработки экспериментальных данных путем построения прямой регрессии, минимизирующей средний квадрат отклонения экспериментальных значений (пунктирная прямая 5 на рис. 6, *a*). Мы предположили, что эта линейная зависимость может быть связана с присутствием встроенного поперечного электрического поля в области квантовых ям. Действительно, в такой ситуации электрическое поле, как следует из зонной диаграммы на вставке рис. 3, практически не изменяет энергию „прямого“ межзонного перехода $e1-hh1$ в QW_F при увеличении W_{BAR} , в то время как энергия „непрямого“ перехода $e2-hh1$ должна линейно расти с ростом ширины барьера. Мы рассчитали энергии межзонных оптических переходов типа $e1-hh1$ и $e2-hh1$ в присутствии постоянного поперечного электрического поля и получили хорошее согласие экспериментальных данных с расчетными при напряженности электрического поля $5 \cdot 10^3$ В/см. На рис. 6, *a* показано совпадение расчетных значений энергии переходов типа $e2-hh1$ (кривая 4) с экспериментальными (линия E) для $W_{BAR} > 5$ нм.

Этот результат соответствует рекомбинации без образования „непрямых“ экситонов, что естественно ожидать для туннельного барьера достаточной ширины.

Необходимые для расчета параметры слоев КЯ QW_E и QW_F (толщины и содержание In) были определены из данных эксперимента с учетом возможной радиальной неоднородности слоев. Эти слои технологически формировались с усреднением пространственного распределения молекулярных потоков в результате вращения подложки. Поэтому процедура определения параметров этих слоев также включала в себя усреднение по исследованной полуокружности образца найденных значений толщины барьерного слоя с последующим учетом соотношений времени роста этого слоя и слоев $In_yGa_{1-y}As$ и возможных значений параметра y . За истинную величину параметра y было принято то его значение, которое обеспечило соответствие расчетных значений энергии перехода $e1-hh1$ с экспериментальными значениями энергетического положения линии F с учетом энергии связи экситонов. В расчете также предполагалась возможность изменения положения гетерограниц КЯ в пределах двух монослоев. Таким образом, были определены следующие параметры КЯ: средняя ширина КЯ QW_E $W_E = 6$ нм, средняя ширина КЯ QW_F $W_F = 10.3$ нм, $y = 0.18$. Более низкие значения содержания In в КЯ и толщин слоев по отношению к ожидаемым (см. рис. 1) связаны, вероятно, с процессом сегрегации и испарения In при эпитаксиальном росте этих слоев [11], а также с возможной радиальной неоднородностью слоев, проявляющейся вблизи края пластины. На рис. 6, *a* приведены полученные из эксперимента зависимости энергии E_F для линии F от ширины барьера W_{BAR} (кривая 1) и рассчитанные энергии переходов $e1-hh1$ от W_{BAR} (кривая 3). Энергия связи экситонов E_{ex} для КЯ QW_E принята равной 7 мэВ согласно зависимости E_{ex} от ширины КЯ, приведенной в работе [14].

Мы исследовали также зависимости интенсивностей линий F и E от ширины туннельного барьера W_{BAR} (здесь и далее под интенсивностью понимается оценка интегральной светимости составляющей спектра). Мы наблюдали близкий к экспоненциальному спад интегральной светимости линии F с увеличением W_{BAR} и одновременное увеличение интегральной светимости линии E (зависимости 2 и 1 соответственно, на рис. 6, b). Прежде всего следует отметить относительно низкую интенсивность линии E и отсутствие других спектральных особенностей, которые можно было бы отнести к „прямым“ переходам $e2-hh2$, несмотря на их теоретически высокую вероятность во всем рассмотренном диапазоне W_{BAR} (кривая 5, рис. 6, b). Рассчитанная и близкая к единице вероятность переходов $e1-hh1$ не зависит от ширины туннельного барьера для достаточно больших W_{BAR} (кривая 4, рис. 6, b), в то время как экспериментальная зависимость интенсивности линии F от W_{BAR} демонстрирует экспоненциальный спад (зависимость 1, рис. 6, b). Напротив, интенсивность линии E возрастает с увеличением W_{BAR} , тогда как расчетная вероятность перехода $e2-hh1$ при $W_{BAR} > 3$ нм экспоненциально падает (кривая 6, рис. 5, b). В целом картину ФЛ в исследованных нами туннельно-связанных КЯ не удастся объяснить, ограничиваясь только рассчитанными зависимостями квадратов интегралов перекрытия волновых функций от W_{BAR} . Мы полагаем, что наблюдаемое поведение интенсивности излучательной рекомбинации в исследуемой нами структуре определяется главным образом несимметричной заселенностью энергетических подзон фотовозбужденными носителями, неравномерное (но стационарное) пространственное распределение которых изменяется вместе с изменением ширины туннельного барьера. В частности, отсутствие в спектрах ФЛ интенсивной составляющей, относящейся к „прямым“ переходам $e2-hh2$ в узкой КЯ QW_E , можно связать, по-видимому, с малой концентрацией дырок в этой КЯ, в то время как высокая интенсивность линии F свидетельствует о наличии достаточной концентрации дырок в широкой КЯ QW_F . К такого рода особенностям заселенности носителями рассматриваемых ТСКЯ может привести несимметричность процессов их захвата. Так, сильное влияние увеличения ширины барьера W_{BAR} на уменьшение интенсивности линии F может свидетельствовать о важной роли в заполнении носителями широкой КЯ QW_F неравновесных фотовозбужденных электронов, как туннелирующих в эту КЯ из узкой КЯ QW_E , так и попадающих в нее из области над туннельным барьером (надбарьерных электронов).

Аналогично преимущественным заполнением КЯ QW_F дырками из нижнего барьерного слоя GaAs и малой прозрачностью для них барьера, разделяющего КЯ, определяется их более высокая концентрация в этой КЯ.

Особенностью наблюдаемой картины ФЛ является довольно быстрое уменьшение суммарной интенсивности линий E и F вместе с одновременным уменьшением интенсивности линии F и некоторым ростом интенсив-

ности линии E при увеличении W_{BAR} . Это в свою очередь показывает, что барьер, разделяющий КЯ, влияет не только на перераспределение носителей в ТСКЯ, но и снижает эффективность рекомбинации носителей в такой структуре.

Мы полагаем, что наблюдаемая картина может быть объяснена существованием в структуре внутреннего электрического поля как фактора, вносящего существенную асимметрию в систему. Присутствие такого поля порядка $5 \cdot 10^3$ В/см позволяет объяснить обсуждаемую выше зависимость энергии линии E от W_{BAR} . Это поле в существенной степени определяет также заполнение квантовых ям дрейфовыми потоками релаксировавших фотовозбужденных носителей — электронами из верхнего барьерного слоя GaAs, граничащего с узкой КЯ, и дырками из нижнего слоя GaAs, граничащего с широкой КЯ. По-видимому, в рассматриваемой структуре роль этих потоков в процессе заполнения ТСКЯ носителями является определяющей. Очевидно, что туннельный барьер, способствуя разделению электронов и дырок, захватываемых в разные КЯ, препятствует их рекомбинации тем сильнее, чем больше его ширина. Таким образом, относительно высокая неравновесная концентрация дырок в QW_F создает условия для интенсивной „прямой“ рекомбинации захваченных в эту КЯ электронов, а также увеличивает интенсивность „непрямых“ переходов электронов из QW_E . В этом случае увеличение интенсивности линии E , сопутствующее уменьшению интенсивности линии F , может быть связано с уменьшением туннельного оттока электронов из КЯ QW_E , т.е. с увеличением стационарной неравновесной концентрации электронов в этой КЯ по мере снижения туннельной прозрачности барьера, что в конечном счете приводит к увеличению темпа излучательной рекомбинации из КЯ QW_E . При дальнейшем увеличении W_{BAR} интенсивность линии E проявляет тенденцию к снижению (кривая 2, рис. 6, b), как и следует ожидать для процесса рекомбинации носителей, разделенных потенциальным барьером.

Быстрое, нескомпенсированное ростом интенсивности линии E , затухание линии F при увеличении W_{BAR} , свидетельствует об изменении рекомбинационных свойств всей системы ТСКЯ. По-видимому, наблюдаемый характер изменения интенсивности связан не только с туннельной составляющей потока электронов в КЯ QW_F из КЯ QW_E , но и с изменением динамики захвата электронов из зоны проводимости GaAs в КЯ QW_F . Действительно, в присутствии электрического поля увеличение W_{BAR} приводит к увеличению разности потенциалов между КЯ, т.е. к увеличению скорости надбарьерных электронов. Это в свою очередь может повлиять на уменьшение вероятности захвата электронов в КЯ QW_F . При этом уменьшается поток электронов, попадающих в КЯ QW_F без накопления их в КЯ QW_E , а следовательно, и без увеличения напряженности электрического поля в барьере, что согласуется с зависимостью энергии наблюдаемых оптических переходов из QW_E от W_{BAR} , демонстрирующей постоянный наклон для $W_{BAR} > 5$ нм (кривая 5, рис. 6, a).

Как и в рассмотренном выше случае изолированных КЯ, зависимость относительной интенсивности линии F (отношения интенсивности линии E к интенсивности линии F) от ширины барьера W_{BAR} демонстрирует малый разброс экспериментальных точек, что позволяет более отчетливо выявить особенности на этой зависимости в области малых значений ширины барьера (зависимость 3, рис. 6, *b*). Так, при уменьшении W_{BAR} менее 5 нм наблюдаемое снижение относительной интенсивности ФЛ резко замедляется и происходит ее локальное увеличение. В этом же интервале значений W_{BAR} наблюдается уменьшение энергии максимума линии E (зависимость 2, рис. 6, *a*) и отклонение ее значений от расчетной кривой 4 (рис. 6, *a*), полученной для безэкситонных переходов.

Мы полагаем, что рассматриваемые особенности могут быть связаны с постепенным изменением характера „непрямых“ оптических переходов из КЯ QW_E в КЯ QW_F , с безэкситонного в области больших W_{BAR} на экситонный в рассматриваемой области. В этом случае при уменьшении W_{BAR} вклад экситонной составляющей становится более существенным. Одновременно можно ожидать увеличения энергии связи „непрямых“ экситонов, а также изменения кинетики процесса рекомбинации, что может проявиться в изменении интенсивности ФЛ.

С малой шириной туннельного барьера связаны также особенности кривой, демонстрирующей изменение энергии „прямых“ переходов из КЯ QW_F . Зависимость I на рис. 6, *a* показывает, что при малых значениях W_{BAR} на энергетическое положение спектрального максимума излучения, связанного с первой электронной подзоной, слабо влияет близость узкой КЯ QW_E . Расчет, однако, предсказывает снижение энергии „прямых“ переходов $e1-hh1$ при уменьшении W_{BAR} . Отсутствие такой тенденции на экспериментальной кривой I указывает на то, что наблюдаемое излучение линии F не определяется непосредственно переходом $e1-hh1$. Экситонная природа этой линии предполагает для достаточно большой ширины барьера рекомбинацию экситонов с участием носителей, локализованных в широкой КЯ. Влияние узкой КЯ QW_E проявляется в увеличении эффективной ширины широкой ямы, из-за туннельного просачивания электронов уровня $e1$ в узкую КЯ. Оно изменяет условия существования экситонного состояния и может проявиться в снижении энергии связи экситона или стать причиной его разрушения. Возможно, вклад соответствующих оптических переходов при компенсирующем изменении энергии связи экситонов приводит к тому, что энергия максимума спектральной линии результирующего излучения практически не изменяет своего положения.

4. Заключение

Спектрально-корреляционный метод исследования наноструктур применен для изучения фотолюминесценции туннельно-связанных и изолированных квантовых ям

в структурах с планарно-неоднородными слоями. Этот метод позволил исследовать на одном образце зависимости интенсивностей линий фотолюминесценции и их энергетических положений от ширины туннельного барьера для системы туннельно-связанных квантовых ям GaAs-InGaAs-GaAs и от ширины КЯ для системы изолированных КЯ AlGaAs-GaAs-AlGaAs.

Прецизионное, в масштабе единиц монослоев, изменение ширины узкой КЯ в системе двух изолированных КЯ AlGaAs-GaAs-AlGaAs продемонстрировало чувствительность полученных зависимостей к рельефу гетерограниц КЯ. Это в свою очередь позволило определить локальные значения средней ширины КЯ с учетом рельефа гетерограниц и продемонстрировать важную роль движения носителей в плоскости КЯ для процесса излучательной рекомбинации в КЯ. Был обнаружен осциллирующий характер зависимости относительной интенсивности ФЛ двух КЯ от ширины КЯ, связанный с периодическим изменением эффективности захвата в КЯ фотовозбужденных носителей.

Соответствие экспериментальных и полученных в работе расчетных зависимостей для энергий оптических переходов структуры из двух туннельно-связанных КЯ GaAs-InGaAs-GaAs-InGaAs-GaAs позволило идентифицировать наблюдаемые „прямые“ и „непрямые“ в координатном пространстве оптические переходы и связать параметры ФЛ этой структуры с внутренним постоянным поперечным электрическим полем.

На основе анализа картины изменения интенсивности линий ФЛ сделан вывод о влиянии электрического поля на процесс заполнения КЯ фотовозбужденными носителями. Наличие поля приводит к несимметричной неравновесной заселенности квантовых подзон системы вследствие существенной роли дрейфа носителей в процессе заполнения ими КЯ. В рамках этих представлений удается качественно описать картину наблюдаемой ФЛ ТСКЯ во всем диапазоне изменения ширины туннельного барьера, включая особенности наблюдаемых зависимостей в области малых значений ширины барьера, характер которых позволяет связать их природу с рекомбинацией экситонных состояний в ТСКЯ.

Механизм заполнения КЯ дрейфовыми потоками релаксировавших фотовозбужденными носителей хорошо соответствуют экспериментальной картине ФЛ для обеих рассмотренных систем КЯ.

Авторы благодарят А.В. Гука за помощь в подготовке образца. Один из авторов (В.А. Петров) благодарит Российский Фонд Фундаментальных Исследований, грант № 01-02-17450, за частичную поддержку работы.

Список литературы

- [1] Ю.В. Хабаров. Патент РФ № 2168238 (2001).
- [2] Ю.В. Хабаров. ФТП, **37**, 339 (2003).
- [3] M.A. Herman, D. Bimberg, J. Christen. J. Appl. Phys., **70**, R1 (1991).

- [4] G. Bastard, C. Delalande, Y. Guldner, P. Voison. *Advances in Electronics and Electron Physics*, ed. by Peter W. Hawkes (Boston–San Diego–N.Y.–Berkeley–London–Sydney–Tokyo–Toronto, Academic Press, 1988). v. 72.
- [5] И.А. Авруцкий, В.А. Сычугуов, Б.А. Усиевич. ФТП, **25**, 1787 (1991).
- [6] I.V. Bradley, W.P. Gillin, K.P. Homewood, R.P. Webb. *J. Appl. Phys.*, **73**, 1686 (1993).
- [7] G.Ji.D. Huang, U.K. Reddy, T.S. Henderson, R. Houdre, H. Morkoc. *J. Appl. Phys.*, **62**, 3366 (1987).
- [8] M. Wojtowicz, D. Pascua, A.-C. Han, T.R. Block, D.C. Streit. *J. Cryst. Growth*, **175/176**, 930 (1997).
- [9] T.G. Anderson, Z.G. Chen, V.D. Kulakovskii, A. Uddin, J.T. Valin. *Phys. Rev. B*, **37**, 4032 (1988).
- [10] L. Pavesi, M. Guzzi. *J. Appl. Phys.*, **75**, 4779 (1984).
- [11] P.O. Vaccaro, M. Takahashi, K. Fujita, T. Watanabe. *J. Appl. Phys.*, **76**, 8037 (1994).
- [12] А.С. Игнатъев, М.В. Карачевцева, В.Г. Мокеров, Г.З. Немцев, В.А. Страхов, Н.Г. Яременко. ФТП, **28**, 125 (1994).
- [13] Er-Huan Ping, V. Dalal. *J. Appl. Phys.*, **74**, 5349 (1993).
- [14] M.J.L.S. Haines, N. Abmed, S.J.A. Adams, K. Mitchell, I.R. Agoool, C.R. Pidgeon, B.C. Cavenett, E.P. O'Reilly, A. Ghiti, M.T. Emeny. *Phys. Rev. B*, **43**, 11 944 (1991).

Редактор Л.В. Беляков

Investigation of physical phenomena in semiconductor nanostructures using samples with laterally nonuniform layers. Photoluminescence of tunnel-coupled quantum wells

Yu.V. Khabarov, V.V. KapaeV, V.A. Petrov⁺*

Institute of UHF Semiconductor Electronics,
Russian Academy of Sciences,
117105 Moscow, Russia

* Lebedev Physics Institute,
Russian Academy of Sciences,
117924 Moscow, Russia

⁺ Institute of Engineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
101999 Moscow, Russia

Abstract Suggested earlier spectrum-correlative method of nanostructures investigation is applied for study of photoluminescence of tunnel-coupled and insulated quantum wells in structures with laterally-nonuniform layers. This method has allowed to obtain within one wafer dependencies of the photoluminescence lines intensity and the energy on tunnel barrier width for the system of tunnel-coupled quantum wells GaAs–InGaAs–GaAs and these on the quantum well width for insulated quantum wells AlGaAs–GaAs–AlGaAs. Good agreement of experimental data with theoretical calculations was achieved supposing the presence of the constant transverse electrical field in tunnel-coupled quantum wells structure affecting processes of carrier capture into quantum wells. For insulated quantum wells, the dependence of photoluminescence parameters on quantum wells width demonstrates sensitivity to the interface relief and that to processes of carrier capture into quantum wells.