

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕСТРОЙКИ ЭЛЕКТРОННОГО СПЕКТРА ДВУХЪЯМНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ GaAs/AlGaAs С ПЕРЕМЕННОЙ РАЗМЕРНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Ю. А. Алещенко^{*а}, А. Е. Жуков^б, В. В. Капаев^а,
Ю. В. Капаев^а, П. С. Копьев^б, В. М. Устинов^б

^а Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

^б Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 29 сентября 2003 г.

Теоретически и экспериментально исследованы особенности перестройки электронного спектра двухъямной гетероструктуры GaAs/AlGaAs с переменной размерностью электронных состояний во внешнем электрическом поле. Структура является важной составной частью активного элемента квантового униполярного полупроводникового лазера, предложенного нами ранее. Продемонстрирована возможность управления размерностью нижней лазерной подзоны в таком активном элементе внешним электрическим полем.

PACS: 73.21.Cd, 78.55.Cr

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможность получения вынужденного излучения между подзонами полупроводниковых квантовых ям (КЯ) была предсказана Казариновым и Сурисом еще в 1971 году [1]. Высказанные в этой работе идеи были заложены в основу инжекционного полупроводникового квантового каскадного лазера, созданного специалистами Bell Laboratories в 1994 году [2]. Он представляет собой униполярный лазер, основанный на межподзонных электронных переходах в зоне проводимости туннельно связанных КЯ. Такая конструкция квантового каскадного лазера имеет ряд преимуществ перед традиционными диодными лазерами, в которых излучательная рекомбинация осуществляется между электронными и дырочными состояниями. В отличие от диодных лазеров длина волны униполярного лазера определяется квантовым ограничением, т. е. толщиной слоев в активной области, а не шириной запре-

щенной зоны материала. К достоинствам униполярных лазеров относятся также высокая температурная стабильность и возможность работы при комнатной температуре вследствие подавления процессов оже-релаксации. Оба фактора связаны с одинаковым знаком эффективной массы в рабочих подзонах (параллельные подзоны) униполярного лазера. В настоящее время такие лазеры могут работать в диапазоне 3.57–16 мкм при комнатной температуре [3, 4].

К сожалению, использование параллельных рабочих подзон в униполярном лазере имеет и серьезный недостаток, затрудняющий достижение значительной инверсной населенности в такой системе. Сходство начальных и конечных электронных состояний в униполярном лазере приводит к тому, что фактически одного LO-фонона с отличным от нуля импульсом достаточно для электронной релаксации между параллельными подзонами независимо от расстояния между ними. В то же время невозможно повысить время жизни электронов путем умень-

*E-mail: yuriale@mail1.lebedev.ru

шения перекрытия волновых функций, поскольку это приводит к уменьшению оптической эффективности лазера. Поэтому времена жизни электронов для межподзонных переходов в структурах униполярных лазеров оказываются в пикосекундном диапазоне. В этих условиях для достижения значительного усиления структура униполярного лазера включает до 500 периодов активного элемента. В результате, несмотря на значительные достижения последних лет [5, 6], структура квантового каскадного лазера все еще остается чрезвычайно сложной.

В работе [7] нами была предложена оригинальная конструкция активного элемента униполярного полупроводникового лазера. В основе конструкции лежит физическая идея о подавлении межподзонной безызлучательной релаксации за счет использования зависимости волновой функции в КЯ с сильно асимметричными по высоте барьерами от квазиимпульса [8, 9]. В таких структурах локализованное состояние электрона существует в ограниченном диапазоне $(0, k_c)$ волновых векторов k в направлении вдоль слоев структуры. При $k = k_c$ происходит $2D-3D$ -трансформация размерности состояний [10]. Этот эффект может быть использован для резкого увеличения времени безызлучательной рекомбинации в активном элементе униполярного лазера, в котором нижняя лазерная подзона относится к КЯ с сильно асимметричными барьерами. Такая подзона существует только при малых импульсах продольного движения, что позволяет исключить однофононные межподзонные переходы. Наши расчеты [7, 11] показывают, что оптимизированные структуры с переменной размерностью состояний в качестве активного элемента униполярного лазера обеспечивают увеличение времени безызлучательной релаксации между лазерными подзонами в несколько раз и значительный выигрыш в инверсной населенности.

В настоящей работе предприняты теоретические и экспериментальные исследования особенностей перестройки электронного спектра двухъямной гетероструктуры GaAs/Al_xGa_{1-x}As с переменной размерностью электронных состояний во внешнем электрическом поле. Подобные исследования для структур с асимметричными барьерами представляют значительный интерес в силу ожидаемого антикроссинга уровней в сложных системах и выхода электронного состояния в КЯ с асимметричными барьерами в непрерывный спектр, а также из-за возможности реализации рассматриваемой ситуации в инжекционном униполярном лазере. Первый шаг в этом направлении был сделан в работе [10] для одноямной структуры с асимметричными барьерами.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Структура, представляющая собой фрагмент активного элемента униполярного лазера с переменной размерностью электронных состояний, выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs. Структура включала следующие слои (в направлении роста): буферный слой нелегированного GaAs толщиной 250 нм; легированный кремнием буферный слой n^+ -GaAs ($N_D = 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 50 нм; легированный кремнием барьерный слой n -Al_{0.09}Ga_{0.91}As ($N_D = 5.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) толщиной 25 нм; нелегированный барьер i -Al_{0.09}Ga_{0.91}As толщиной 45 нм; КЯ GaAs шириной 2.8 нм; разделительный барьер i -Al_{0.35}Ga_{0.65}As толщиной 4 нм; КЯ GaAs шириной 5.3 нм; нелегированный барьер i -Al_{0.35}Ga_{0.65}As толщиной 10 нм; легированный кремнием барьер n^+ -Al_{0.35}Ga_{0.65}As ($N_D = 6.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) толщиной 30 нм; верхний защитный легированный кремнием слой n^+ -GaAs ($N_D = 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 10 нм. Упрощенная зонная диаграмма структуры как в нулевом ($E = 0$), так и в ненулевом электрическом поле представлена на рис. 1. Структура была спроектирована таким образом, чтобы обеспечить резонанс подзоны \mathcal{E}_1 (нижняя рабочая подзона) в яме с асимметричными барьерами 2 (КЯ2) и подзоны \mathcal{E}_2 в симметричной КЯ1. В этом случае повышается степень локализации электронной волновой функции в КЯ2 и удается более полно использовать эффект существования подзоны в КЯ с асимметричными ба-

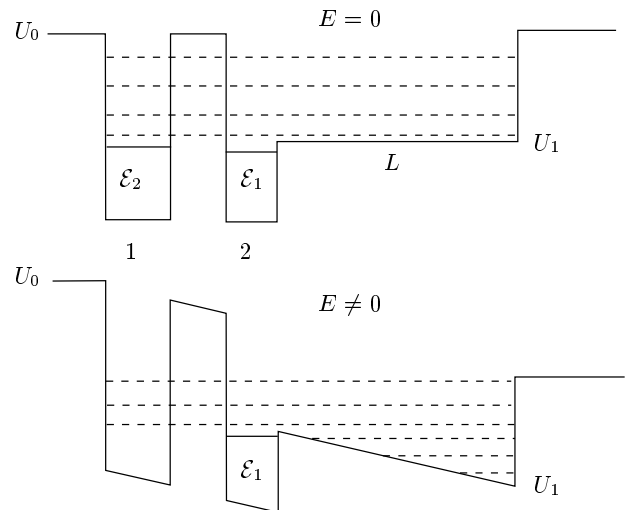


Рис. 1. Упрощенная зонная диаграмма исследуемой структуры без поля ($E = 0$) и во внешнем электрическом поле

рьерами только при малых импульсах продольного движения. Исследуемая структура фактически играла роль одной КЯ с асимметричными барьерами в предложенной нами конструкции активного элемента униполярного лазера, но с большей степенью локализации нижней лазерной подзоны.

В конструкции структуры была заложена возможность приложения внешнего электрического поля. Для этой цели были предусмотрены верхний и буферный слой n^+ -GaAs, в которых формировались управляющие электроды. Легирование в структуре было подобрано таким образом, чтобы в отсутствие внешнего смещения обеспечивалось условие плоских зон в активной квантовой области. Это условие необходимо для использования структуры в униполярном лазере с оптической межподзонной накачкой (фонтанный лазер). Верхний электрод в виде полупрозрачной пленки Ni напылялся через маску размером $3 \times 7 \text{ м}^2$. Далее он сам служил маской для травли вокруг него структуры до нижнего буферного n^+ -слоя, используемого в качестве нижнего электрода. С помощью индия к верхнему и нижнему электродам припаивались проводники.

Оптические свойства структуры исследовались методом фотолюминесценции (ФЛ) при температуре 80 К и возбуждении излучением Ar^+ -лазера Stabilite 2017 (Spectra-Physics) с длиной волны 5145 \AA в режиме микроронда. Плотность мощности лазерного излучения на образце составляла около 100 Вт/см^2 . Рассеянное излучение анализировалось монохроматором Jobin Yvon T64000 и регистрировалось ПЗС-матрицей Spectrum One (Srex), охлаждаемой жидким азотом. В процессе измерений к верхнему полупрозрачному электроду структуры прикладывалось напряжение от +2 до -8 В. Верхнее значение положительного напряжения определялось диодными свойствами структуры — при напряжениях +3 В и выше через структуру начинал протекать значительный ток, частично компенсирующий приложенное поле. Минимальное отрицательное напряжение соответствовало исчезновению в спектрах ФЛ экситонных пиков из-за разрыва соответствующих экситонов внешним электрическим полем.

3. СПЕКТРЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

На рис. 2 представлены спектры ФЛ структуры при напряжениях на верхнем полупрозрачном электроде $V = 0, -1.5, -3.0, -6.0 \text{ В}$. Спектры приведены как в шкале длин волн, так и в энергетической шкале

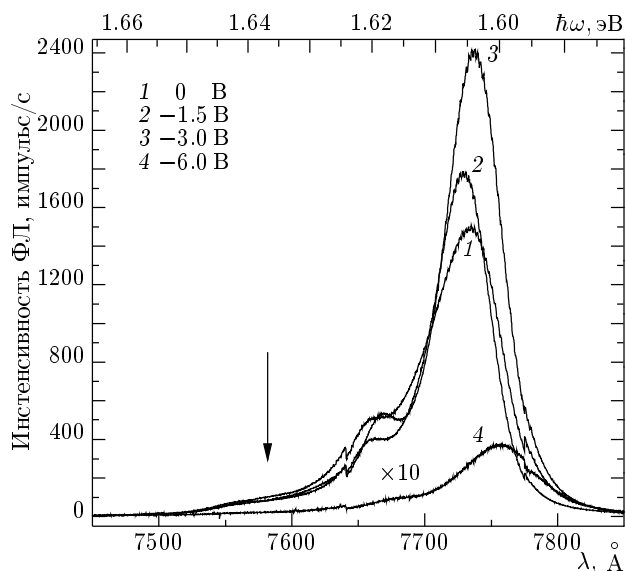


Рис. 2. Спектры ФЛ структуры при различных напряжениях на верхнем полупрозрачном электроде

(верхняя шкала). Ступеньки на кривых в областях 7640 и 7775 \AA обусловлены сшивкой различных спектральных областей, охватываемых многоканальной матрицей за одно измерение. В спектрах ФЛ, снятых при нулевом напряжении на структуре, проявляются четыре пика с максимумами при энергиях $1.604, 1.619, 1.637$ и 2.031 эВ . Пик в области 1.604 эВ имеет наибольшую интенсивность в спектре, а пик при 2.031 эВ (на рис. 2 не показан) — самый слабый. Его интенсивность в 100 раз меньше интенсивности основного пика при энергии 1.604 эВ . Пик при энергии 2.031 эВ обусловлен вкладом высокого барьера в спектр ФЛ. Его положение соответствует составу $x = 36\%$ твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Соответственно слабый пик в области энергий 1.637 эВ (помечен стрелкой на рис. 2) обусловлен вкладом низкого барьера и по положению соответствует $x = 9.3\%$.

Согласно нашим расчетам, пики при энергии 1.604 и 1.619 эВ обусловлены квантовой областью структуры с параметрами слоев, близкими к номинальным. Следует отметить, что интенсивность пика, связанного с нижней электронной подзоной в КЯ с асимметричными барьерами, оказывается значительно больше, чем интенсивность спектра ФЛ одиночной КЯ с асимметричными барьерами [10] в силу значительно большей локализации электронной волновой функции в этой подзоне при ее резонансе с подзоной в КЯ с симметричными барьерами. Как видно на рис. 2, положение пиков в области энергий 1.604 и 1.619 эВ изменяется мало при изменении на-

пряжения на структуре от 0 до -6 В, однако значительное изменение интенсивности и ширины на полувысоте пиков свидетельствует о том, что структура управляется внешним электрическим полем.

Обсуждаемые особенности наиболее наглядно демонстрируются на рис. 3, где представлены зависимости от напряжения положений пиков в области энергий 1.604 и 1.619 эВ (*a*) и их интенсивности (*b*), а также ширины на полувысоте основного пика ФЛ и суммарной площади пиков при энергиях 1.604 и 1.619 эВ (*в*). Кругками на рис. 3*a* приведена также зависимость от напряжения положения пика ФЛ низкого барьера. Поведение основного пика ФЛ (1.604 эВ) удается проследить до $V = -8$ В. При меньших напряжениях пик зарегистрировать не удастся, так как соответствующий экситон разрывается сильным полем. Пик в области энергий 1.619 эВ удается проследить примерно до напряжений -6 В. При меньших напряжениях он становится очень слабым и сливается с основным пиком ФЛ. Примерно при тех же напряжениях электрическое поле разрывает и экситон нижнего барьера. Обращает на себя внимание слабая зависимость положений пиков ФЛ квантовой области от приложенного напряжения (рис. 3*a*). При этом основной особенностью является немонотонное поведение всех зависимостей на рис. 3 в поле. Действительно, при изменении V от 0 до -3 В интенсивность основного пика ФЛ в области энергий 1.604 эВ достигает максимума, возрастая почти в два раза, при этом пик сужается почти вдвое. При дальнейшем уменьшении V интенсивность основного пика начинает уменьшаться и он уширяется. Та же тенденция характерна и для пика ФЛ с максимумом в области 1.619 эВ. Для объяснения наблюдаемых особенностей был проведен теоретический анализ спектра электронных состояний исследуемой структуры и его модификации во внешнем электрическом поле.

4. ТЕОРИЯ

При исследовании спектров ФЛ структур GaAs/Al_{*x*}Ga_{1-*x*}As с одиночной КЯ и асимметричными барьерами во внешнем электрическом поле [10] мы продемонстрировали возможность экситонных переходов с участием электронных состояний, расположенных выше нижнего барьера. Поэтому при теоретическом рассмотрении процессов релаксации в таких структурах необходим учет непрерывного спектра. Нами разработан оригинальный метод расчета электронного спектра структур с переменной размерностью электронных состояний,

учитывающий вклад непрерывного спектра, в том числе и во внешнем электрическом поле.

Строго говоря, при приложении к квантовым ямам внешнего электрического поля связанное состояние исчезает из-за неограниченного убывания потенциала на бесконечности. Тем не менее для описания поведения таких систем во внешних полях в подавляющем большинстве случаев можно вычислить спектр собственных значений, поставив на некотором расстоянии справа от структуры L искусственную границу с конечным (или бесконечным) потенциалом (см. рис. 1). В результате вместо реального непрерывного спектра получаем набор дискретных состояний (модель квазинепрерывного спектра). Значения же энергии состояний и сама вероятность нахождения электрона в яме слабо зависят от величины L в широком диапазоне значений L вплоть до нескольких тысяч ангстрем. Пока время туннелирования через треугольный барьер остается больше характерных времен задачи (например, времени рекомбинации при изучении спектров ФЛ), такой подход обеспечивает вполне приемлемую точность.

Для квантовых ям с асимметричными барьерами в условиях трансформации размерности состояний использование такого подхода требует дополнительного исследования. В этой связи рассмотрено поведение одной КЯ GaAs с асимметричными барьерами Al_{*x*}Ga_{1-*x*}As при конечной ширине низкого барьера L в отсутствие в системе электрического поля (схема структуры представлена на вставке к рис. 4*a*). В системах с асимметричными барьерами и различными массами в слоях связанное состояние отсутствует, начиная с некоторой ширины ямы h_c . При $h > h_c$ оно существует при нулевом волновом векторе k движения вдоль слоев структуры и исчезает при некотором конечном волновом векторе $k = k_c$, поскольку происходит «трансформация размерности» электронных состояний. Такой вывод делается из анализа решения задачи с бесконечными по ширине ограничивающими барьерами.

На рис. 4*a* представлена зависимость вероятности W обнаружить электрон в области КЯ шириной 24 Å от энергии (отсчитанной от дна ямы), когда доля алюминия x в левом (высоком) барьере равна 0.36, а в правом (низком) — $x = 0.093$. Параметры барьеров взяты близкими к характеристикам исследуемого образца. Критическая ширина для такой системы равна 28 Å, т. е. в яме с $h < 28$ Å связанное состояние отсутствует. Для сравнения на рис. 4*b* изображена ситуация, когда яма вовсе отсутствует (потенциал в области квантовой ямы равен

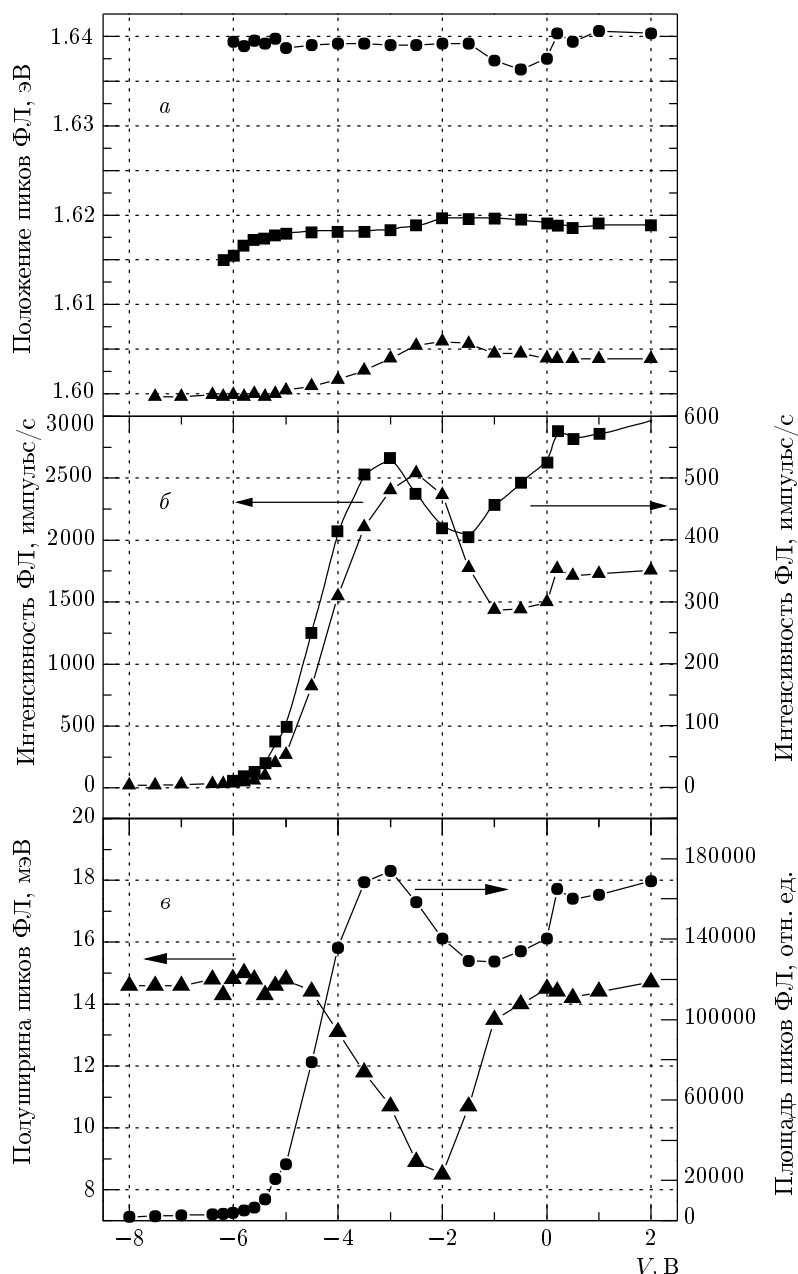


Рис. 3. Зависимости от напряжения положений пиков в области энергий 1.604, 1.637 и 1.619 эВ (*а*) и их интенсивности (*б*), а также ширины на полувысоте основного пика ФЛ и суммарной площади всех пиков (*в*). Данные для основного пика ФЛ представлены треугольниками, а для более слабого высокоэнергетического пика — квадратами

высоте низкого барьера). Представлены результаты расчетов для разных значений L (соответствующие обозначения приведены на рис. 4б). Как видно на рис. 4а, наличие КЯ приводит к тому, что вероятность W при энергиях вблизи края низкого барьера U_1 (около 82 мэВ) имеет максимум, причем зависимость вероятности в максимуме от L становится слабой, начиная с $L = 1000 \text{ \AA}$. В силу того что эффек-

тивная масса дырки превышает соответствующий параметр для электрона, дырочное состояние в КЯ оказывается сильно локализованным. В результате наличие максимума W для электронов при $\mathcal{E} \approx U_1$ может привести к рекомбинации этого состояния с локализованным в яме дырочным состоянием даже в отсутствие связанного электронного состояния. Таким образом, возможно наблюдение сигнала ФЛ для

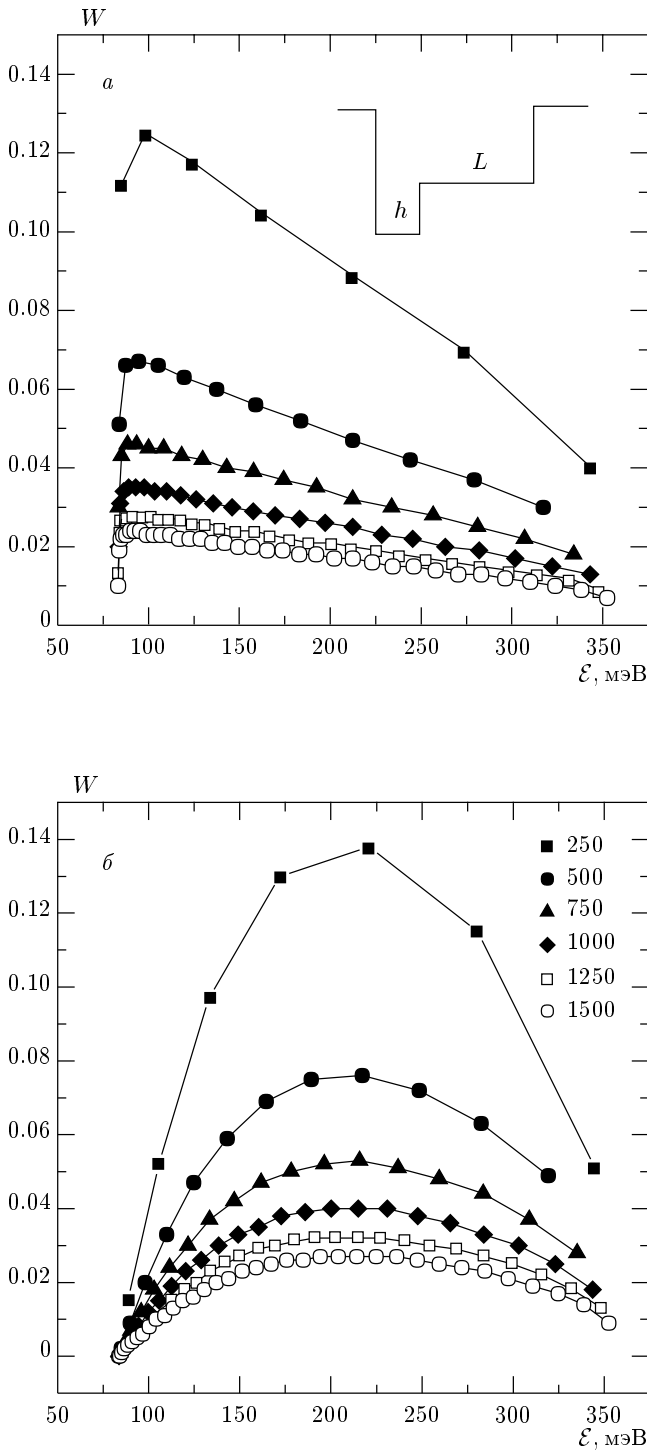


Рис. 4. Зависимость вероятности W обнаружения электрона в области квантовой ямы шириной $h = 24 \text{ \AA}$ от энергии \mathcal{E} , отсчитываемой от дна КЯ (а); случай, когда потенциал в области КЯ равен высоте низкого барьера (б). Представлены данные для различных L (в ангстремах)

структур, в которых формально связанное состояние электронов не существует.

Нами теоретически изучено поведение состояний КЯ с асимметричными по высоте барьерами во внешнем электрическом поле. Исходя из результатов для КЯ в нулевом поле, можно сделать вывод о том, что при моделировании непрерывного спектра область низкого барьера достаточно распространить на расстояние $L = 1000 \text{ \AA}$. Схема структуры, для которой проводились расчеты, представлена на вставке к рис. 5. Высоты правого и левого барьеров выбраны такими же, как и на рис. 4, ширина КЯ равна $h = 28 \text{ \AA}$. При такой ширине имеется связанное состояние в отсутствие внешнего поля.

На рис. 5 представлены зависимости вероятности W нахождения электрона в КЯ для $L = 1000 \text{ \AA}$ при различных напряженностях электрического поля E . При $E = 0$ имеется одно выделенное состояние, для которого $W = 0.16$, и его энергия ниже U_1 (связанное состояние). При конечном значении поля имеется набор состояний с энергией вблизи значения потенциала низкого барьера с достаточно высокой вероятностью в КЯ, т.е. в этом случае можно говорить о существовании квазисвязанных состояний, которые могут проявляться в спектрах ФЛ. Наличие релаксации в системе и туннелирование в электрическом поле приводят к некоторой неоднозначности в определении конкретного состояния из набора квазисвязанных состояний, которое будет проявляться в спектре ФЛ.

В зависимости от времен межподзонной релаксации, туннелирования и времени излучательной рекомбинации ФЛ может быть связана как с состояниями в максимумах $W(\mathcal{E})$, так и с состояниями, отстоящими от максимума на некоторую величину. Положения уровней квазинепрерывного спектра несколько изменяются с изменением величины L . Для определения характерных энергий аппроксимируем дискретную функцию $W(\mathcal{E}_n)$ непрерывной функцией (сплайном) и вычислим значение энергии в максимуме \mathcal{E}_{max} и значение $\mathcal{E}_{1/2}$, при котором вероятность равна половине вероятности в максимуме — $W(\mathcal{E}_{max})$.

Как обычно в таких задачах, исследуем сходимость результатов с ростом модельного параметра L . На рис. 6 представлены зависимости \mathcal{E}_{max} и $\mathcal{E}_{1/2}$ от величины электрического поля E для значений L , равных 750, 1000 и 1500 Å. Характерная особенность этих кривых — слабая зависимость от модельного параметра L , т.е. использование модели квазинепрерывного спектра действительно позволяет описывать поведение таких систем в электри-

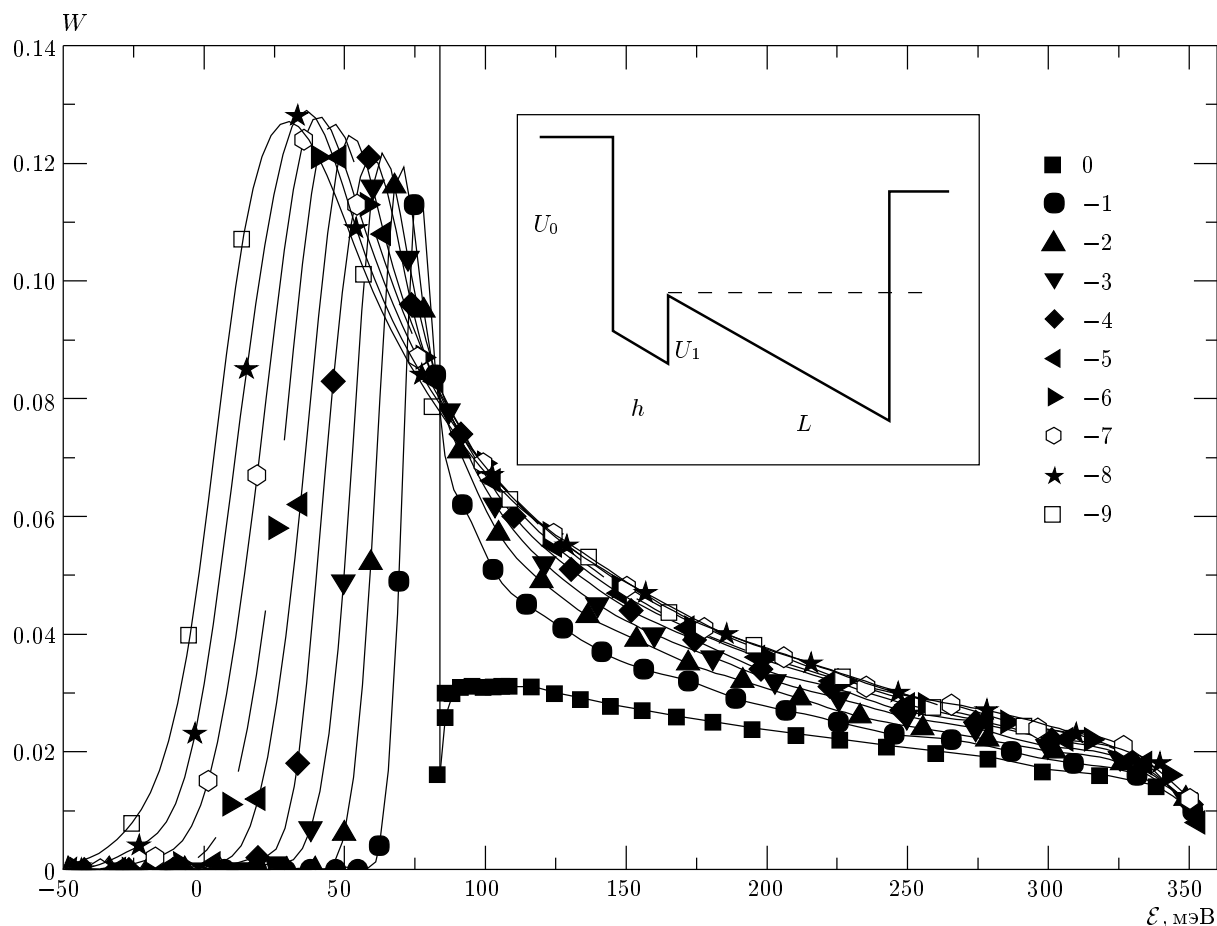


Рис. 5. Зависимости вероятности W нахождения электрона в КЯ от энергии ε для $L = 1000 \text{ \AA}$ при различных напряженностях электрического поля E (в 10^4 В/см)

ческом поле. Штриховая линия на рис. 6 соответствует $L = 0$, когда электрическое поле существует только в КЯ (правый барьер бесконечной ширины — штриховая линия на вставке к рис. 5). В поле $E = E_c \approx -7.6 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ в такой системе связанное состояние исчезает. В модели квазинепрерывного спектра состояние в КЯ оказывается достаточно сильно локализованным в яме и при полях, существенно превышающих E_c . Это может привести к тому, что линия ФЛ, связанная с рекомбинацией таких состояний, будет наблюдаться в полях, значительно превышающих E_c . Другой характерной особенностью представленных зависимостей является сравнительно большое значение разности $\varepsilon_{max} - \varepsilon_{1/2}$ и ее рост с увеличением электрического поля. Это должно приводить к увеличению ширины линии ФЛ с ростом электрического поля. Значительное различие ε_{max} и $\varepsilon_{1/2}$ ведет к неопределенности при интерпретации экспериментальных результатов по ФЛ в

электрическом поле.

Перейдем к описанию спектров ФЛ системы туннельно связанных КЯ, одна из которых имеет асимметричные по высоте барьеры. Общие методы расчета в этом случае вполне аналогичны случаю одной КЯ с асимметричными барьерами. Дополнительная трудность в интерпретации спектров ФЛ в этом случае возникает из-за наличия в системе нескольких электронных и дырочных уровней, их возникновения и исчезновения при изменении поля и, наконец, из-за антикроссинга уровней, принадлежащих разным КЯ. Для удобства интерпретации вначале проведем вычисления энергий переходов, пренебрегая существованием поля в низком барьере, и уже затем только решим задачу для конечного (достаточно большого) L . Как и в случае одной КЯ, достаточно взять $L = 1000 \text{ \AA}$.

На рис. 7 представлены примеры зависимостей энергии межзонных переходов от поля для двух-

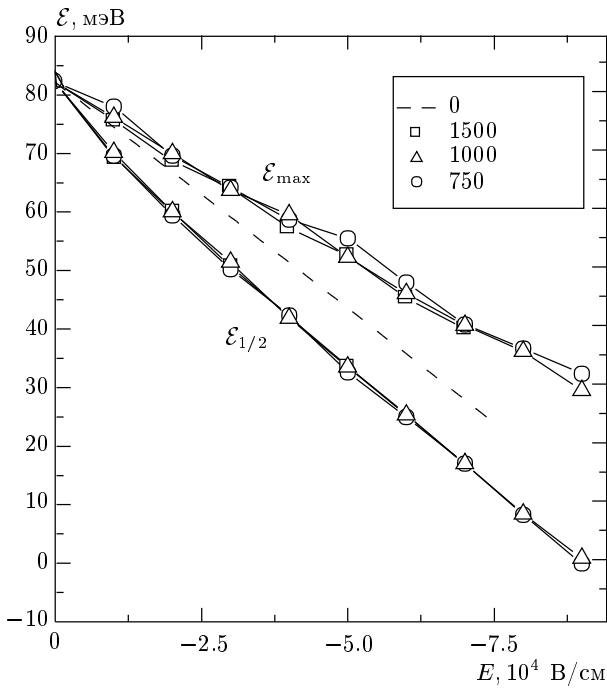


Рис. 6. Зависимости ε_{\max} и $\varepsilon_{1/2}$ от напряженности электрического поля E для различных L (в ангстремах)

ямных структур с долей алюминия в левом барьере $x_1 = 0.36$, в правом — $x_2 = 0.09$ и шириной разделительного барьера 40 \AA . Ширины ям равны 50 и 30 \AA для рис. 7а, а для рис. 7б — 45 и 35 \AA . Параметры модельных структур выбраны такими, чтобы при полях с напряженностью порядка $3 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ имелись переходы с энергиями (с учетом энергии связи экситона порядка 10 мэВ), близкими к наблюдаемым экспериментально в исследуемом образце. При этом для первой структуры основное состояние для электрона локализовано в КЯ с симметричными барьерами (50 \AA), для второй — в яме с асимметричными барьерами (35 \AA). На рисунке показаны только переходы, для которых интеграл перекрытия электронных и дырочных волновых функций превышает значение 0.01 .

Опишем типы переходов при полях, соответствующих характерным точкам на рис. 7. Введем обозначения для электронных и дырочных состояний — состояние с номером уровня n , локализованное преимущественно в яме с симметричными по высоте барьерами (КЯ1), обозначим na , а состояние, локализованное в КЯ2 (яме с асимметричными барьерами), обозначим nb . На рис. 7а при полях $E > E_1$ оказываются локализованными две электронные и одна дырочная подзоны и осуществляется переход $2b-1b$.

Это переход из второй электронной подзоны в первую дырочную подзону, волновые функции которой локализованы преимущественно в КЯ2 с асимметричными барьерами. Для перехода $1a-1b$ интеграл перекрытия меньше 0.01 . В полях $E \sim E_1$ появляется второй дырочный уровень, локализованный в КЯ1, в результате возникает возможность перехода $1a-2a$. В области $E_2 < E < E_3$ имеют место антикроссинги как электронных (при напряженности поля $E = E_e = 5.0 \cdot 10^3 \text{ В/см}$), так и дырочных (при $E = E_h = 1.3 \cdot 10^4 \text{ В/см}$) подзон. В области антикроссинга для каждого состояния заметной становится вероятность найти электрон (дырку) в обеих ямах, в результате, кроме уже отмеченных переходов, начинают проявляться переходы $1-1$ и $2-2$. Вблизи E_e происходит выход верхней электронной подзоны в непрерывный спектр (трансформация размерности), в результате при $E < E_3$ остается одна локализованная электронная подзона. В этом случае в спектре ФЛ проявляется основной переход $1b-2b$ и более слабый $1b-1b$, интенсивность которого плавно уменьшается с уменьшением поля. Наконец, при $E < E_4$ остается всего один переход $1b-2b$. В поле $E_5 = -5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ и первый электронный уровень выходит в непрерывный спектр, линия ФЛ исчезает. В целом, для структуры $50/40/30$ во всем диапазоне приложенных полей можно выделить кривые 1, 2 (вне областей антикроссинга), связанные с переходами в КЯ2, и линии 3, 4, для которых основными являются переходы для состояний КЯ1.

Для структуры $45/40/35$ (рис. 7б) наблюдается обратное по энергии расположение кривых 1, 2 и 3, 4 по сравнению с предыдущим случаем и обратное положение по полю антикроссингов электронных и дырочных состояний. Антикроссинг электронных уровней имеет место при $E_e = 2.1 \cdot 10^4 \text{ В/см}$, а дырочных — при $E_h = 3.2 \cdot 10^3 \text{ В/см}$. При $E > E_1$ проявляется только один переход $2b-1b$. При $E < E_1$ начинает проявляться слабый недиагональный переход $1a-1b$. При $E < E_2$ появляется вторая дырочная подзона, а электронные подзоны сближаются. В результате возникают переходы $1a-2a$ (интенсивный) и $2b-2a$ (слабый), а интенсивность перехода $1-1$ возрастает. В области $E = E_3$ вторая электронная подзона переходит в непрерывный спектр (как и в предыдущем случае, это поле достаточно близко к E_e), остаются переходы $1b-1b$ (интенсивный) и $1b-2a$. После достижения антикроссинга дырочных подзон ($E = E_h$) основным оказывается переход $1b-2b$. В поле $E = E_4$ исчезает вторая дырочная подзона и остается возможным только один переход $1b-2b$. Наконец, в поле $E_5 = -5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ имеет

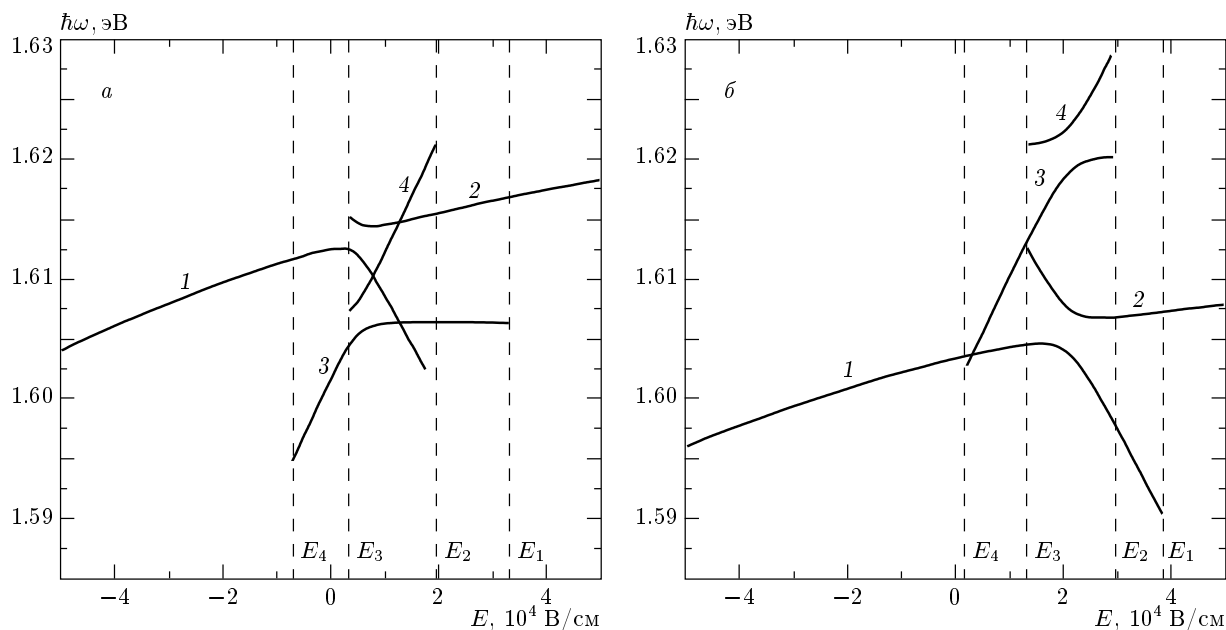


Рис. 7. Зависимости энергии межзонных переходов $\hbar\omega$ от напряженности электрического поля E для двухъямных структур с долей алюминия в левом барьере $x_1 = 0.36$, в правом — $x_2 = 0.09$ и шириной разделительного барьера 40 Å. Ширины ям 50 и 30 Å (а), 45 и 35 Å (б)

место трансформация размерности для электронной подзоны, ФЛ исчезает.

На рис. 8 представлены зависимости энергий перехода для тех же структур, но при учете поля в области низкого барьера. Размер точек на рис. 8 пропорционален интенсивности соответствующего перехода. Сопоставление рис. 7 и 8 показывает, что учет вклада непрерывного спектра приводит к увеличению диапазона полей, в котором проявляются состояния, локализованные в симметричной КЯ, уменьшению диапазона для переходов с участием состояний асимметричной КЯ и, наконец, размыванию особенностей в областях антикроссинга электронных и дырочных состояний. В то время как для рис. 8а низкоэнергетическая линия существует во всем рассматриваемом диапазоне полей, высокоэнергетический пик исчезает при напряженности поля, слегка превышающей значение E_b . Для структуры, соответствующей рис. 8б, две линии могут существовать во всем диапазоне полей с учетом сказанного выше о возможности проявления ФЛ состояний непрерывного спектра, локализованных в асимметричной КЯ (штриховые линии на рисунке).

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

С учетом представленных на рис. 8 теоретических зависимостей энергий и интенсивностей пере-

ходов от внешнего электрического поля вернемся теперь к обсуждению экспериментальных результатов. Как следует из рис. 3, в широком диапазоне приложенных к структуре напряжений в спектрах ФЛ присутствуют два пика, обусловленных квантовой областью, в областях энергии 1.604 и 1.619 эВ, при $V_2 = -2$ В наблюдаются слабый максимум в положении низкоэнергетического пика ФЛ и минимум в полуширине этого пика; интенсивность этого же пика и суммарная площадь обоих пиков, связанных с квантовой областью, достигают минимума при $V_1 = -1$ В, а максимумы этих величин наблюдаются при $V_3 \approx -3$ В; наконец, минимум интенсивности высокоэнергетического пика ФЛ имеет место при меньших напряжениях по сравнению с V_1 . Отсутствие точных данных о фактическом распределении концентрации легирующей примеси и сложность геометрии исследуемого образца не позволили нам провести прямой пересчет напряжения, прикладываемого к структуре, в поле в области квантовых ям. Более того, зависимость $E(V)$ из-за наличия токов в структуре может быть существенно нелинейной. Поэтому сопоставление с экспериментом будет носить качественный характер.

Сравнение рис. 3 с рис. 8 показывает, что экспериментальным данным наиболее соответствует рис. 8б. Действительно, для структуры 45/40/35

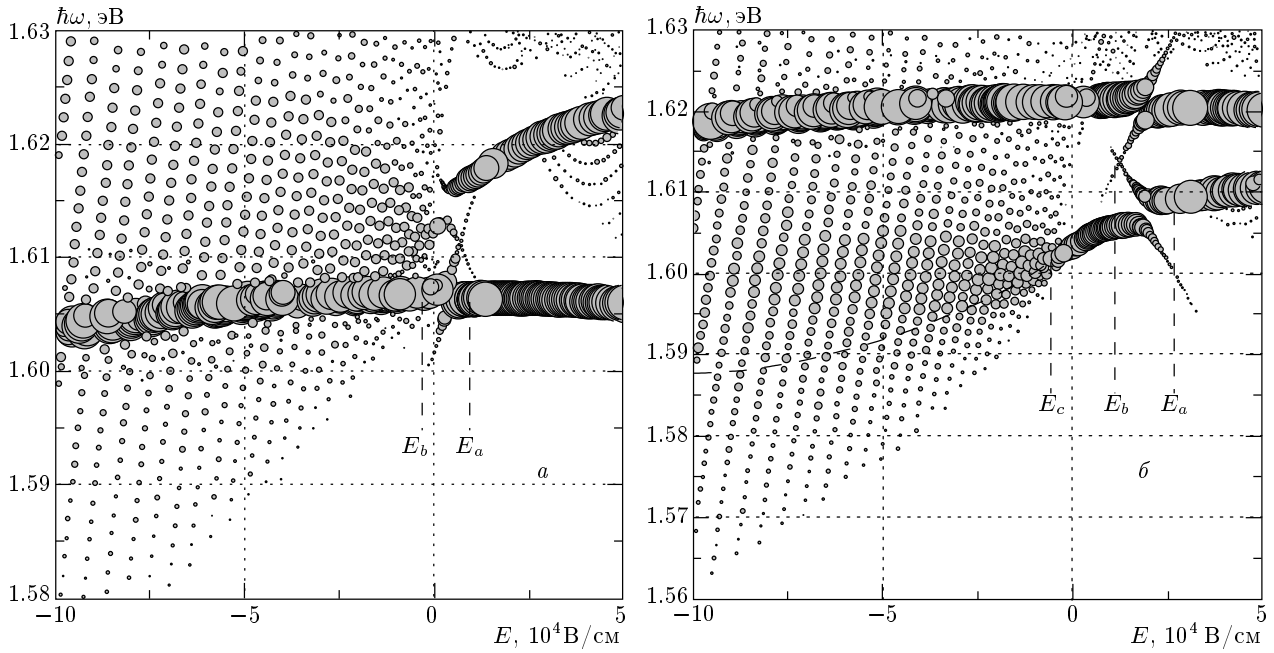


Рис. 8. Зависимости энергий межзонных переходов $\hbar\omega$ от напряженности электрического поля E для структур с геометрическими параметрами как на рис. 7, но при учете поля в области низкого барьера. Размер точек на рисунке пропорционален интенсивности соответствующих переходов

теория предсказывает значительную интенсивность двух переходов с близкими к экспериментальным значениями энергиями как до, так и после области антикроссинга. Если предположить, что при положительном напряжении на образце поле в квантовой области соответствует значению E_a , то изменения в спектрах в соответствии с рис. 8б должны быть следующими. При изменении внешнего поля в интервале $E_a - E_b$ система попадает в область антикроссинга состояний. Этот интервал напряженностей поля соответствует области напряжений от +2 В до -1 В на рис. 3. Делокализация электронных состояний в этой области приводит к расщеплению каждой линии на две, что в эксперименте проявляется как некоторое уширение пиков ФЛ с одновременным уменьшением как интенсивностей линий, так и суммарной площади пиков, поскольку делокализация волновых функций электронов приводит к облегчению их ухода из КЯ1 с симметричными барьерами в состояния непрерывного спектра, т.е. уходу электронов из квантовой области. При $E < E_b$ система выходит из состояния антикроссинга электронных уровней, а вклад непрерывного спектра еще практически отсутствует, что обусловлено сильной локализацией нижнего электронного состояния в КЯ2 с асимметричными барьерами и

малостью туннелирования электронов из состояния КЯ1 в отсутствие резонанса подзон из-за достаточно большой ширины разделительного барьера. В результате пики ФЛ, обусловленные квантовой областью, будут сужаться, а их интенсивность увеличиваться (интервал напряжений от -1 до -3 В). В то же время суммарная площадь пиков в этом интервале напряжений будет возрастать.

Особенность исследуемой структуры состоит в том, что напряжение, при котором происходит трансформация размерности нижнего электронного состояния, близко к напряжению антикроссинга состояний. Эффект 2D-3D-трансформации размерности подзоны, принадлежащей КЯ2, играет решающую роль в подавлении безызлучательной релаксации в эту подзону. Асимметрия высот барьеров в нашей структуре приводит к тому, что локализация волновых функций подзоны, соответствующей КЯ2, зависит от волнового вектора k (состояние может быть локализовано в яме для $k = 0$ и в области низкого барьера при $k > k_c$). Определим «ширину» подзоны как $\Delta = \mathcal{E}(k_c) - \mathcal{E}(0)$. На рис. 8б эффект 2D-3D-трансформации размерности электронной подзоны в КЯ2 имеет место в области $E_b - E_c$. Уменьшение Δ имеет следствием дополнительное уменьшение ширины (в меру Δ) и площади пика

ФЛ, связанного с нижним электронным состоянием, из-за подавления релаксации из второй подзоны в первую. Конкуренция с эффектами, обусловленными антикроссингом уровней, приводит к тому, что положения минимумов ширины пика ФЛ, его интенсивности и площади для разных линий не совпадают. Трансформация размерности приводит к уменьшению энергии связи экситона, что может быть ответственным за образование слабого максимума при -2 В в положении низкоэнергетического пика ФЛ на рис. 3а. Дополнительным аргументом в пользу этого является совпадение положений по напряжению этого максимума с положением минимума ширины линии.

Дальнейший рост поля приводит к усилению процессов туннелирования и релаксации с участием состояний, локализованных в области низкого барьера, что приводит вначале к замедлению изменений ширин линий и их интенсивностей, достижению максимумов интенсивности при напряжениях $V \approx -3$ В. В области полей $E < E_c$ доминирующим становится вклад непрерывного спектра, что приводит к уменьшению энергий перехода и резкому падению интенсивности пиков ФЛ вплоть до полного их исчезновения в результате разрыва экситона. Смещение экстремумов в интенсивности для высокоэнергетического пика ФЛ в сторону меньших напряжений по сравнению с низкоэнергетическим пиком (рис. 3б) объясняется тем, что первый обусловлен переходами из состояний КЯ1 и уходу электронов в состояния непрерывного спектра препятствует широкий (40 \AA) барьер.

Следует отметить, что зависимости энергий пиков ФЛ квантовой области от напряжения (рис. 3а) оказываются более пологими, чем предсказывает теория (рис. 8б). Действительно, на рис. 8б диапазон изменения энергии перехода при изменении поля для низкоэнергетического пика ФЛ составляет 15 мэВ, а для высокоэнергетического пика оказывается порядка 5 мэВ, в то время как на рис. 3а этот диапазон не превышает 5 мэВ для обоих пиков. Это связано с тем, что уменьшение энергии перехода с полем частично компенсируется уменьшением энергии связи соответствующего экситона.

Таким образом, сопоставление экспериментальных и теоретических результатов для двухъямной структуры, заключенной между сильно асимметричными по высоте барьерами, показывает, что наблюдаемые особенности изменения характеристик спектров ФЛ во внешнем электрическом поле обусловлены эффектами трансформации размерности электронного состояния КЯ с асимметричными барьера-

ми и антикроссинга этого состояния с состоянием в КЯ с симметричными барьерами.

6. ВЫВОДЫ

Теоретически и экспериментально исследованы особенности перестройки электронного спектра двухъямной гетероструктуры GaAs/AlGaAs с переменной размерностью электронных состояний во внешнем электрическом поле. Структура является важной составной частью активного элемента квантового униполярного полупроводникового лазера, предложенного нами ранее. Разработан оригинальный метод расчета электронного спектра структур с переменной размерностью электронных состояний, учитывающий вклад непрерывного спектра, в том числе и во внешнем электрическом поле. Показано, что эффект трансформации размерности нижней подзоны, связанной с КЯ с асимметричными барьерами, играет определяющую роль в изменении спектров ФЛ во внешнем электрическом поле. Продемонстрирована возможность управления размерностью нижней лазерной подзоны в таком активном элементе внешним электрическим полем. Это позволяет реализовать на основе квантовых ям с асимметричными барьерами активный элемент квантового униполярного лазера с рекордными характеристиками.

Авторы благодарят С. С. Шмелева за изготовление электрических контактов к структуре, В. Г. Плотниченко и В. В. Колташева за помощь в проведении оптических измерений.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке в рамках Программ Президиума Российской академии наук «Низкоразмерные квантовые структуры», Министерства промышленности, науки и технологии РФ «Физика твердотельных наноструктур» и Федеральной целевой программы «Интеграция» (грант № Б0049).

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сулис, ФТП **5**, 797 (1971).
2. J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco et al., Science **264**, 553 (1994).
3. F. Liu, Y. Zhang, Q. Zhang et al., Semicond. Sci. Technol. **15**, L44 (2000).

4. M. Rochat, D. Hofstetter, M. Beck, and J. Faist, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 4271 (2001).
5. C. Gmachl, F. Capasso, D. L. Sivco, and A. Y. Cho, *Rep. Progr. Phys.* **64**, 1533 (2001).
6. F. Capasso, C. Gmachl, D. L. Sivco, and A. Y. Cho, *Phys. Today* **55**, 34 (2003).
7. Yu. A. Aleshchenko, V. V. Капаев, Yu. V. Кораев, and N. V. Корняков, *Nanotechnology* **11**, 206 (2000).
8. В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 188 (1997).
9. В. Ф. Елесин, В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, А. В. Цуканов, *Письма в ЖЭТФ* **66**, 709 (1997).
10. Ю. А. Алещенко, И. П. Казаков, В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, *Письма в ЖЭТФ* **67**, 207 (1998).
11. V. V. Караев, Yu. V. Кораев, and N. V. Корняков, in *Proc. of 9th Int. Symposium «Nanostructures: Physics and Technology»*, S.-Petersburg, Russia (2001), p. 522.