

Спектроскопия возбуждения фотолюминесценции массивов квантовых точек InAs/InGaAs/GaAs в температурном диапазоне 20–300 К

© Д.А. Рыбалко^{1,2,¶}, А.М. Надточий¹, М.В. Максимов¹, А.Е. Жуков¹

¹ СПбАУ РАН, Академический университет,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
194021 Санкт-Петербург, Россия

¶ email: dimarybalko91@gmail.com

Поступила в редакцию 27.06.2019 г.

В окончательной редакции 17.09.2019 г.

Принята к публикации 23.09.2019 г.

Детально исследована температурная эволюция спектров фотолюминесценции (ФЛ) и возбуждения ФЛ в зависимости от энергии детектирования в диапазоне 20–300 К в структурах с массивами квантовых точек (КТ) InAs/InGaAs/GaAs. Детальный анализ спектров возбуждения ФЛ позволил идентифицировать пики, соответствующие возбужденным состояниям КТ, вероятность перехода с которых на основное состояние велика в отличие от пиков, вероятность перехода с которых на основное состояние мала, но значительно увеличивается за счет эффективной релаксации носителей с участием LO-фононов. Обнаружено, что характерная для КТ зависимость разности энергий спектрального положения пиков, соответствующих основному и возбужденному состояниям, от энергии основного состояния (т.е. от размера КТ) нарушается при повышении температуры до 140–160 К, при которой происходит активация транспорта носителей заряда между КТ.

Ключевые слова: фотолюминесценция, квантовые точки, спектроскопия возбуждения фотолюминесценции.

DOI: 10.21883/OS.2020.01.48846.227-19

Введение

Полупроводниковые структуры с квантовыми точками (КТ) InAs/InGaAs/GaAs являются одним из наиболее перспективных материалов современной оптоэлектроники и фотовольтаики. Фундаментальной особенностью КТ является дискретный спектр энергетических состояний, обусловленный ее нулевой размерностью. Это отличает структуры с КТ от структур с квантовыми ямами или квантовыми проволоками, в которых существует непрерывный спектр энергетических состояний. Данное свойство структур с КТ используется в широком ряде устройств [1,2]. Например, в инжекционных лазерах на КТ уменьшается число состояний, которые необходимо заполнить для создания инверсии заселенности, что приводит к уменьшению значения тока прозрачности и порогового тока. Дискретный спектр энергетических уровней в одиночных КТ позволяет создавать компактные полупроводниковые источники одиночных фотонов с токовой инжекцией. Использование структур с КТ InAs/InGaAs/GaAs в мультикаскадных фотоэлектрических преобразователях перспективно для расширения спектрального диапазона чувствительности и соответственно увеличения КПД [3]. Кроме того, возможно применение КТ в фотовольтаических устройствах, основанных на принципе двухфотонного поглощения [4]. Применение КТ в фотодиодах позволяет создавать спе-

цифические устройства, основанные на принципе осцилляций Раби. Например, в работе [5] продемонстрирован фотодиод, преобразующий когерентный оптический сигнал в фототок.

Современные технологические методы позволяют эффективно варьировать длину волны излучения и поверхностную плотность массивов КТ за счет изменения параметров роста. Так, например, зарращивание КТ InAs тонким слоем InGaAs позволяет достигать рабочих длин волн диапазона 1.3 μm на подложках GaAs. По сравнению с традиционными оптоэлектронными приборами данного диапазона на подложках InP лазеры на КТ InAs/InGaAs/GaAs обладают преимуществом более высокой температурной стабильности. Использование КТ InAs/InGaAs/GaAs позволяет создавать поверхностно излучающие лазеры на основе вертикального микрорезонатора диапазона 1.3 μm с монолитными брегговскими отражателями AlGaAs/GaAs и тем самым избежать использования сложной технологии их спекания с активной областью [6].

Характеристики полупроводниковых оптоэлектронных приборов кардинально зависят от энергетической структуры КТ в активной области и механизмов релаксации электронов и дырок на основное энергетическое состояние, а также особенностей процессов латерального транспорта и захвата носителей заряда. Эти свойства сложным образом зависят от размеров и формы КТ,

профиля концентрации полупроводниковых материалов (например, InAs) в КТ и прилегающей к ним области, а также распределения полей упругих напряжений. В настоящее время определение данных параметров структурными методами и теоретическое моделирование зонной структуры КТ не дают достаточно надежной и точной информации.

Одним из наиболее эффективных экспериментальных методов, применяемых для исследования энергетического спектра квантоворазмерных структур, является спектроскопия возбуждения фотолюминесценции (СВЛ). Данный метод является неразрушающим, в отличие от метода анализа спектров поглощения применим к структурам с непрозрачными подложками, а также устойчив к влиянию поглощающих центров вне исследуемой области. Кроме того, в отличие от методов анализа спектров фотопроводимости или емкостных методов исследований (C–V или DLTS) он не требует формирования контактов к образцу. Исследование СВЛ на различных длинах волн в пределах неоднородно уширенного контура линии фотолюминесценции (ФЛ) КТ позволяет получить информацию об изменении энергетической структуры КТ в зависимости от их размера, особенностях релаксации и транспорта носителей заряда в структуре [7].

В зависимости от температуры и энергии локализации электронов и дырок в точках в ансамбле КТ может реализовываться либо равновесный, либо неравновесный характер распределения носителей. При низких температурах и/или высокой энергии локализации электронов и дырок время излучательной рекомбинации может быть существенно меньше времени термического выброса носителей из КТ. Таким образом, носитель, захваченный в точку, рекомбинирует в ней, и не происходит обмена носителей между отдельными КТ в ансамбле. Если пренебречь взаимодействием КТ за счет испускания и перепоглощения фотонов (случай малого однородного уширения), то можно считать, что все КТ выступают как отдельные, не связанные друг с другом независимые излучатели. Заполнение состояний и спектр излучения определяются не распределением Ферми, а вероятностью захвата экситона в КТ разного размера, которое в первом приближении можно считать одинаковым. Таким образом, спектр излучения ансамбля КТ соответствует их распределению по размерам.

При высоких температурах и/или малой энергии локализации электронов и дырок время излучательной рекомбинации может быть существенно больше времени термического выброса носителей из КТ. При этом излучательной рекомбинации экситона в КТ предшествует многократный выброс носителей из КТ в матрицу или смачивающий слой с последующим перезахватом в другую КТ. В результате многократных термических выбросов и перезахватов носители имеют возможность заполнить энергетически наиболее выгодные состояния, т. е. более низколежащие состояния больших КТ. Иными словами, в ансамбле КТ устанавливается равновесное

(фермиевское) распределение носителей. Температура, при которой происходит переход от неравновесного к равновесному распределению носителей в КТ, определяется энергетической диаграммой уровней размерного квантования в КТ. Чем выше энергия локализации электронов и дырок в КТ, тем больше температура перехода от неравновесного к равновесному состоянию.

Насколько известно авторам, до настоящего времени детальные исследования методом СВЛ проводились только при температурах, соответствующих неравновесному распределению носителей в КТ [8–12]. В работе [13] были получены спектры возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) для структур с различными массивами КТ в широком температурном диапазоне 80–300 К, однако детальных исследований с варьированием энергии детектирования при температурах, соответствующих переходу от неравновесного к равновесному распределению носителей (100–200 К), проведено не было.

В настоящей работе мы исследуем влияние перехода от неравновесного к равновесному распределению носителей на эволюцию СВЛ с варьированием энергии детектирования для структур с КТ InAs/InGaAs/GaAs и показываем, что характерные для КТ взаимозависимости положения основного и возбужденных состояний, выявленные с помощью селекции КТ по длине волны излучения, нарушаются при повышении температуры до 140–160 К, при которой происходит активация транспорта носителей заряда между КТ.

Эксперимент

Были исследованы образцы, содержащие 1 и 3 слоя самоорганизованных массивов КТ InAs/InGaAs/GaAs, обозначенные в дальнейшем соответственно S1 и S3. Структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs (100). Для первого образца активная область была сформирована осаждением 2.75 монослоев InAs с последующим заравниванием слоем $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ толщиной 5 nm. Активная область второго образца состояла из трех слоев КТ, каждый из которых был сформирован осаждением 2.5 монослоев InAs и слоя $\text{In}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}$ толщиной 5 nm. Толщина области GaAs между слоями КТ составляла 30 nm. Для предотвращения утечки неравновесных носителей заряда в подложку и к поверхности слой GaAs был с обеих сторон ограничен барьерами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 50 nm.

Спектры ФЛ были получены при помощи монохроматора МДР-23 с германиевым фотодиодом в роли детектора. ФЛ возбуждалась излучением лазера на иттриевом гранате с длиной волны 532 nm. Для изменения длины волны возбуждения ФЛ использовались излучательные лампы накаливания, пропущенные через монохроматор МДР-12. В обоих экспериментах для изменения температуры образца применялся гелиевый криостат замкнутого цикла Janis. Для улучшения соотношения

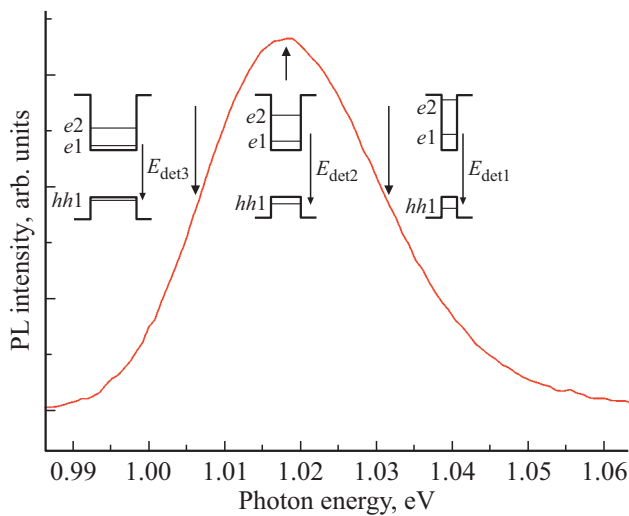


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая принцип селекции КТ по размеру: неоднородно уширенный пик ФЛ (PL), стрелками показаны значения энергии, соответствующие значениям энергии детектирования.

сигнал/шум измерения проводились методом синхронного детектирования.

Пики в СВЛ соответствуют интенсивному поглощению возбуждающего монохроматического излучения с последующей релаксацией и излучением через основное состояние КТ. Следовательно, анализ СВЛ позволяет получить информацию о плотности энергетических состояний исследуемой структуры с учетом эффективности релаксации носителей из данного энергетического состояния.

Массивы самоорганизованных КТ обладают разбросом по размерам и форме, что приводит к значительному неоднородному уширению спектра ФЛ. При достаточном спектральном разрешении экспериментальной установки возможно выделение СВЛ для КТ, излучающих на определенных длинах волн. Таким образом, если транспорт носителей между отдельными КТ подавлен, метод СВЛ дает возможность исследовать энергетический спектр КТ с определенной энергией основного состояния, т.е. определенной формы и размера. В КТ достаточно большого размера существует значительное количество электронных и дырочных уровней, которые формально могут соответствовать большому количеству возбужденных состояний [14]. Однако вероятность перехода с большинства этих возбужденных состояний на основное состояние довольно мала [15] вследствие правил отбора. В то же время интенсивность пика возбужденного состояния может значительно возрастать, если его энергия отстоит от энергии основного состояния на кратное число ЛО-фононов, что значительно облегчает релаксацию носителей. Получение множества одиночных СВЛ для различных значений энергии детектирования дает возможность проанализировать спектральные особенности в зависимости от размера КТ и

однозначно связать пики в СВЛ либо с возбужденными состояниями, вероятность перехода с которых велика, либо с частично запрещенными переходами, которые в СВЛ усиливаются только за счет резонансного взаимодействия с ЛО-фононами КТ [7]. Последние для краткости мы будем называть фоновыми репликами.

Для удобства анализа СВЛ можно сдвинуть по шкале энергий на величину энергии детектирования, что приведет к тому, что пики, связанные с репликами оптических фононов, будут иметь четко фиксированное положение, так как величина энергии фононов определяется материалом КТ и окружающими слоями и не зависит от размера или формы КТ. При этом для КТ существует обратная зависимость между ее размером и энергетическим расстоянием между возбужденным и основным оптическими переходами ($e1-h1$ и $e2-h1$, рис. 1) — чем меньше КТ, тем больше энергетический зазор. Таким образом, при измерении СВЛ для КТ различного размера, которым соответствуют различные энергии основного перехода, возможно идентифицировать пики, связанные именно с возбужденными состояниями КТ, имеющими высокую вероятность перехода на основное состояние, а не с „темными состояниями“, вероятность перехода с которых на основное состояние увеличивается лишь за счет резонансного взаимодействия с ЛО-фононами.

Необходимо отметить, что связанные с ЛО-фононами спектральные особенности в полупроводниках уже достаточно хорошо исследованы. Например, в работе [16] обсуждаются линии оптического повторения, отстоящие на энергию ЛО-фононов от более высокоэнергетических уровней.

Результаты и обсуждение

Были получены спектры ФЛ образцов в температурном диапазоне 20–300 К. Плотность оптической накачки варьировалась в диапазоне от 175 до 7600 W/cm^2 . На рис. 2 представлены спектры ФЛ при накачке 7600 W/cm^2 для обоих образцов.

Отметим, что спектры ФЛ и возбуждения ФЛ для трехслойного и однослойного образцов качественно очень похожи и отличаются только смещением спектральных особенностей в коротковолновый диапазон для трехслойного образца, что обусловлено эффективным количеством осажденного InAs. Необходимо учесть, что в образце с тремя слоями КТ эффективная плотность накачки на один слой в 3 раза меньше, чем у образца с одним слоем КТ, что проявляется в меньшей относительной интенсивности возбужденных состояний.

Результаты анализа пиков в СВЛ для образца S3 при температуре 20 К представлены на рис. 3, на котором показано относительное изменение энергии пиков 1, 2 и 3 с увеличением энергии детектирования. Для повышения точности определения положения пиков в СВЛ мы использовали аппроксимацию их вершины функцией Гаусса. Подобный подход имеет весьма ограниченную

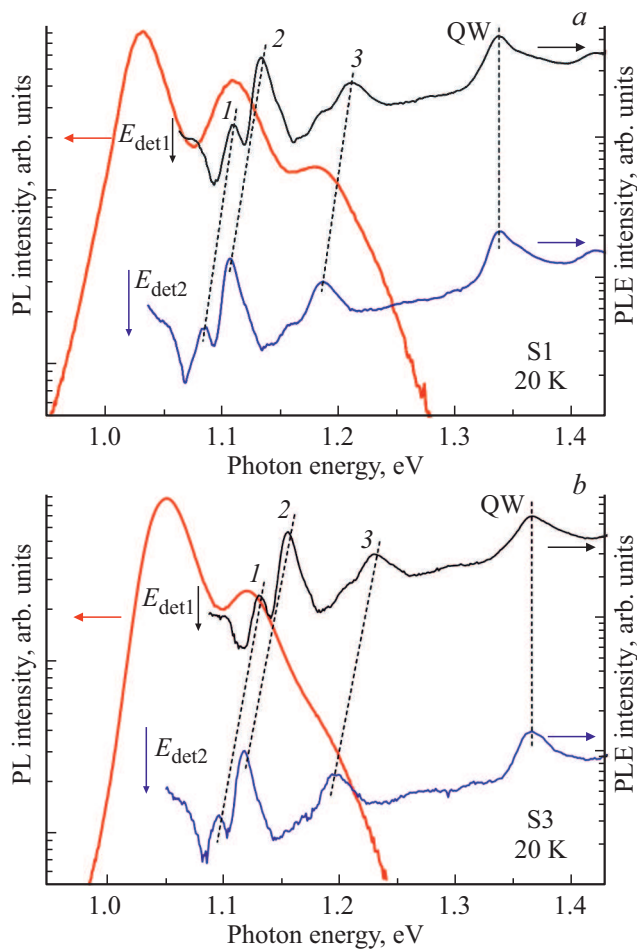


Рис. 2. Спектр ФЛ образца S1 (a) и S3 (b) при плотности оптической накачки 7600 W/cm^2 (левая ось); два СВЛ (PLE, правая ось) смещены относительно друг друга по вертикали для наглядности. Штриховыми линиями отмечены обсуждаемые пики в СВЛ.

применимость: во-первых, пики в спектрах возбуждения ФЛ асимметричны, во-вторых, при аппроксимации пика целиком может быть весьма значительным влияние боковых пиков (плеч). Однако при анализе участка пика на интервале энергий примерно в 2–3 раза меньшем, чем значение ширины пика, используемый подход позволял стабильно и воспроизводимо определять положение пиков. Для пика 2 наблюдается значительный положительный наклон кривой. Это позволяет идентифицировать его как возбужденное состояние КТ, носители с которого имеют высокую вероятность перехода на основное состояние КТ, поскольку при уменьшении размера КТ (увеличении энергии детектирования) происходит типичное для квантоворазмерных структур увеличение разности энергий между основным состоянием КТ и энергией этого пика. Для пиков 1 и 3 наклон кривой незначителен. Можно считать, что положение пика не зависит от энергии детектирования, что позволяет связать их с фоновыми репликами. Для объемного InAs энергия оптического фонона со-

ставляет 29.9 meV , однако в случае КТ (из-за наличия механических напряжений) энергия фонона может быть выше на единицы meV [6]. В частности, для пирамидальных КТ InAs теоретически рассчитанное значение энергии LO-фонона составляет 32.1 meV , что согласуется с экспериментальными данными [17]. В настоящей работе значение энергетического зазора первого пика в СВЛ составило 63 meV , что с хорошей точностью соответствует релаксации носителей заряда при помощи двух фононов в КТ InAs. Значение пика 3 (163 meV) соответствует процессам релаксации носителей заряда с участием пяти фононов. Отметим, что, несмотря на очевидную малую вероятность мультифононных процессов, они могут вносить весьма существенный вклад в СВЛ в том случае, если разность энергий основного и возбужденного состояний равна кратному числу энергий фононов [7,8]. Пики 1 и 3 в СВЛ обладают малой интенсивностью, что затрудняет определение их точного положения. Работы [12,18] показывают, что фоновый пик в СВЛ может представлять собой наложение друг на друга пиков фононов разных типов — связанных с материалом КТ, смачивающего слоя или же барьера.

Учитывая, что исследуемые образцы представляют собой довольно сложную гетероструктуру, невозможно однозначно утверждать наличие только LO-фононов с энергией 32.1 meV . Также необходимо учитывать, что энергия возбужденных состояний дискретна, хотя они и расположены достаточно плотно, поэтому не всегда расстояние между основным и возбужденным состояниями в точности равно кратному числу энергий каких-либо фононов или их комбинаций. Оба этих фактора с учетом разрешения используемой спектральной установки приводят к уширению пиков 1 и 3 и изменению их интенсивности. Отметим, что образец S1 продемонстрировал качественно схожее поведение пиков в СВЛ и близкие значения энергии фоновых реплик.

Для анализа температурной эволюции поведения пика возбужденного состояния КТ (пик 2 в СВЛ) была произведена аппроксимация представленной на рис. 3, b зависимости относительного положения данного пика ($\Delta E_{\text{ES-GS}}$) от энергии детектирования (E_{det}) при помощи линейной функции. Было обнаружено, что при изменении температуры наклон зависимости энергетического зазора между первым возбужденным и основным состояниями КТ от энергии детектирования меняется. Экспериментальные точки и аппроксимирующие их прямые для образца S3 представлены на рис. 4. Для наглядности зависимости для разных температур сдвинуты по шкале энергий детектирования (E_{det}) на величину энергии фотона основного пика ФЛ (E_{Peak}). Таким образом, на рис. 4 ноль по оси энергий детектирования (E_{det}) соответствует КТ среднего по массиву размера. Учитывая увеличение погрешности определения положения пика при уменьшении его интенсивности, при аппроксимации использовалась весовая функция, пропорциональная интенсивности пика. Видно, что при увеличении температуры происходит явное уменьшение

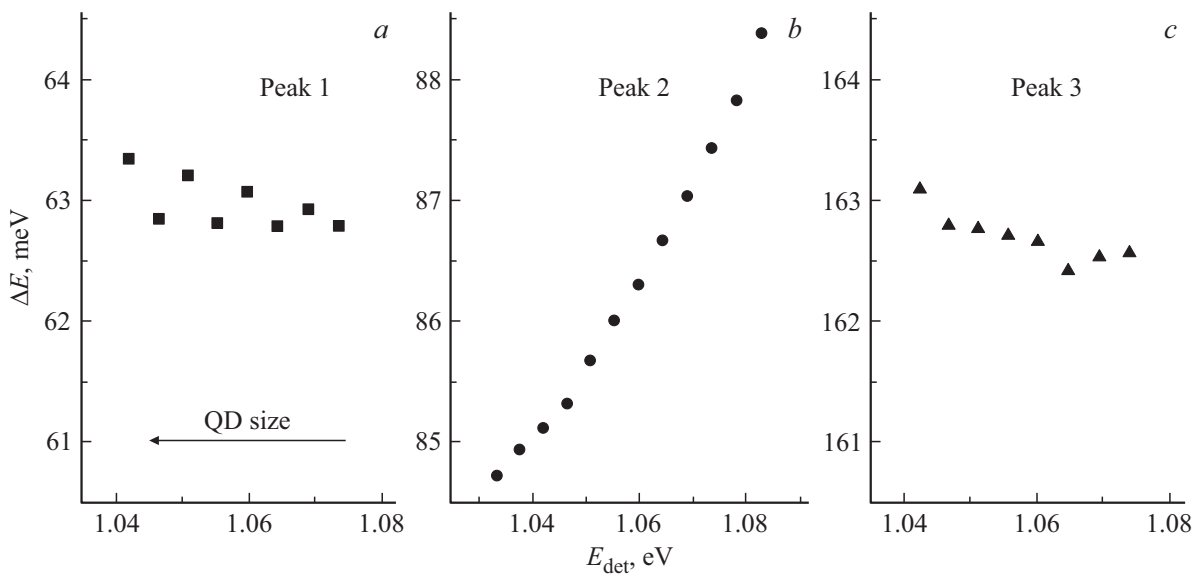


Рис. 3. Разность энергий (ΔE) между энергией детектирования и пиками в СВЛ для образца S3, 20 К.

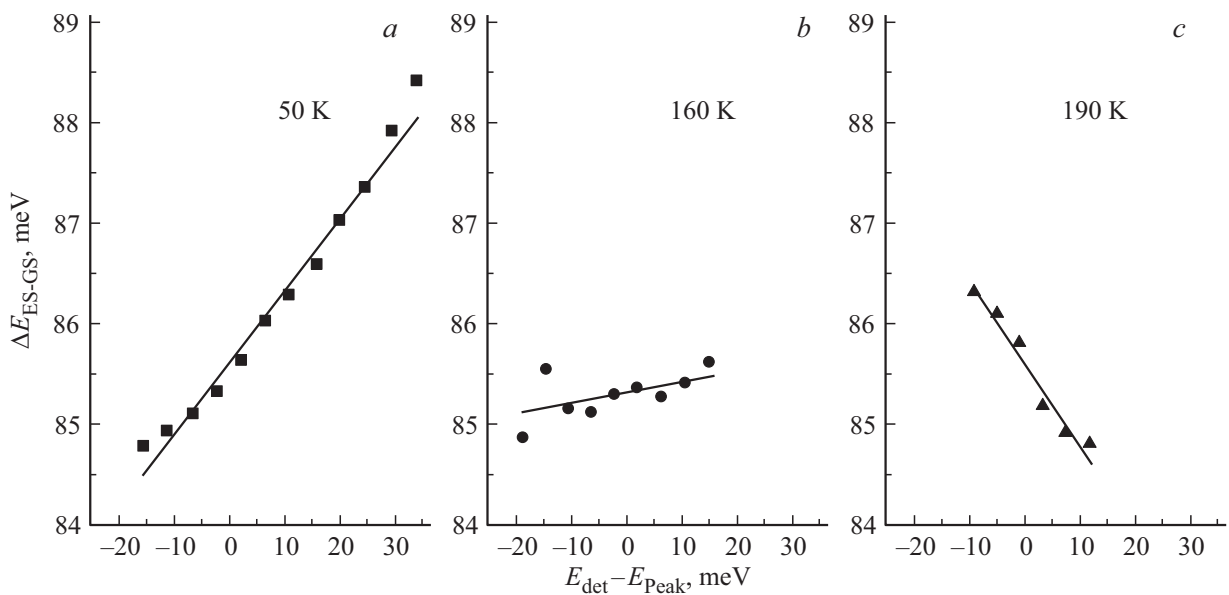


Рис. 4. Аппроксимация линейными функциями зависимости относительной энергии пика возбужденного состояния КТ в СВЛ от энергии детектирования при различных температурах для образца S3. Энергия детектирования сдвинута на величину энергии фотона максимума ФЛ.

наклона зависимости ΔE_{ES-GS} от E_{det} вплоть до обратной величины. Наглядно эту тенденцию для обоих образцов можно видеть на рис. 5, *a*, где приведена зависимость данного наклона ($d\Delta E_{ES-GS}/d(E_{det} - E_{Peak})$) от температуры. Заметим, что E_{Peak} является константой для каждого значения температуры и, таким образом, $d\Delta E_{ES-GS}/d(E_{det} - E_{Peak}) = d\Delta E_{ES-GS}/dE_{det}$.

Для обоих образцов представленные на рис. 5 зависимости качественно похожи: в диапазоне 20–100 К величина наклона не изменяется, а далее начинается заметное снижение. При более высоких температурах наклон начинает резко снижаться и становится отрица-

тельным при температурах выше 140 и 160 К для S1 и S3 соответственно.

Температурная эволюция СВЛ для КТ обсуждалась в [13], однако в этой работе анализ положения пиков энергетического спектра КТ в зависимости от энергии детектирования представлен только для низких температур, соответствующих неравновесному распределению носителей в ансамбле КТ. При комнатной температуре, когда устанавливается равновесное распределение носителей, какие-либо особенности в СВЛ отсутствовали. Это означает, что термический выброс электронов и дырок и их латеральный транспорт становятся настолько

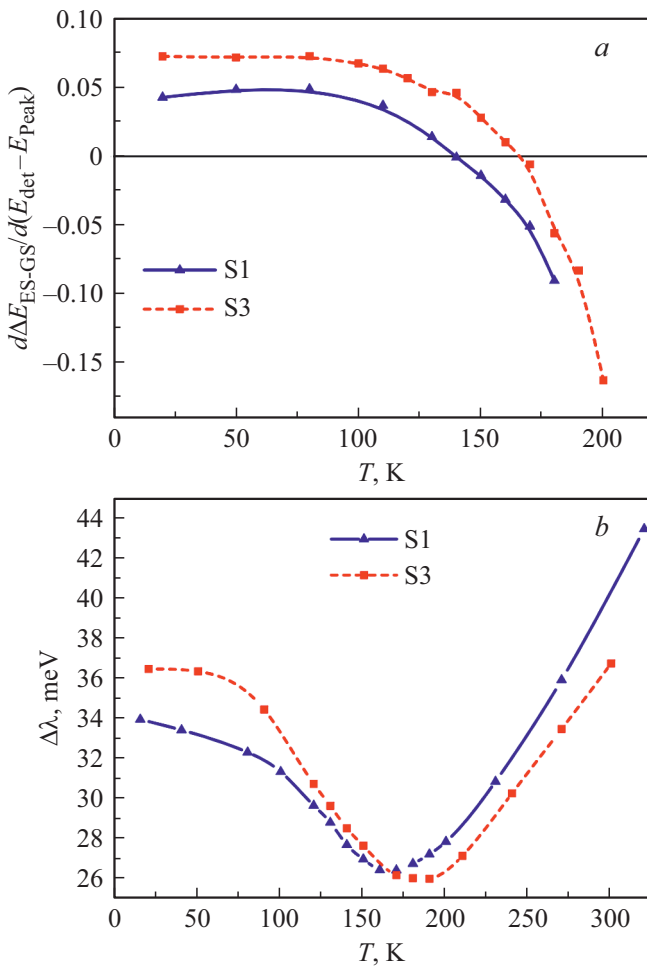


Рис. 5. Зависимость $d\Delta E_{ES-GS}/d(E_{det} - E_{Peak})$ от температуры (a); зависимость ширины пика ФЛ от температуры (b).

эффективными, что носители, фотовозбужденные в КТ определенного размера, перераспределяются по всему ансамблю, и возбуждение больше не является селективным для КТ с энергией основного перехода, соответствующей E_{det} . Однако в диапазоне температур 100–300 К были представлены лишь одиночные СВЛ, и анализа пиков возбуждения при детектировании по всему фронту пика основного состояния КТ приведено не было. В то же время детальное исследование эволюции СВЛ при температурах, соответствующих режиму перехода от неравновесного к равновесному распределению носителей в ансамбле КТ, представляет большой интерес.

Интерпретировать обнаруженное поведение СВЛ можно следующим образом. При неравновесном распределении носителей (при температурах ниже 100 К) и соответственно в условиях селекции КТ по размеру зависимость ΔE_{ES-GS} от E_{det} есть зависимость энергетического зазора между основным и возбужденным состояниями от энергии основного состояния, которую в первом приближении можно связать с размером КТ. Известно, что для идеальной потенциальной ямы уровни возбужденных состояний сильнее зависят от толщи-

ны ямы, чем положение основного уровня (рис. 1). Можно ожидать увеличение зазора между основным и возбужденным состояниями (ΔE_{ES-GS}) с повышением уровня основного состояния (E_{det}), т.е. с уменьшением размера КТ, что экспериментально наблюдается при температурах ниже 100 К для обоих образцов.

При повышении температуры выше ~ 100 К для S1 и ~ 120 К для S3 начинает происходить температурный выброс носителей заряда из КТ в надбарьерные области и их последующий перезахват другими КТ, т.е. переход от равновесного к неравновесному распределению носителей. Это означает нарушение селекции КТ по размеру в эксперименте СВЛ. Однако выброс носителей заряда начинается с КТ преимущественно меньшего размера, а при дальнейшем увеличении температуры уже начинает затрагивать все более и более крупные КТ. Таким образом, обнаруженное изменение наклона зависимости ΔE_{ES-GS} от E_{det} можно связать с постепенным нарушением селекции КТ в СВЛ.

В случае полного отсутствия селекции по размеру пики в СВЛ не должны менять своего абсолютного положения при варьировании энергии детектирования, что наблюдается для пика, соответствующего покрывающей КТ квантовой яме и обозначенного QW на рис. 2 (для пиков от покрывающих квантовых ям на рис. 4, 5 данные не приведены, так как их масштаб сильно не соответствует рассматриваемым явлениям). Таким образом, экспериментальные данные для состояний КТ в температурном диапазоне 100–180 К можно интерпретировать как постепенное уменьшение эффективности трехмерной локализации носителей в КТ с ростом температуры.

Такая интерпретация экспериментальных данных подтверждается анализом спектров ФЛ. На рис. 5, b представлена температурная зависимость ширины спектра ФЛ, для оценки которой использовалась интегральная характеристика спектра $\Delta\lambda$ (среднеквадратичное отклонение длины волны ФЛ от математического ожидания по аналогии с характеристиками случайной величины). Такая оценка ширины спектра более устойчива к воздействию шумов по сравнению с шириной спектра на полувысоте и предпочтительна при исследовании пиков сложной или несимметричной формы,

$$\Delta\lambda = \sigma = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} PL(\lambda)(\lambda_{mean} - \lambda)^2 d\lambda}{\int_{-\infty}^{+\infty} PL(\lambda) d\lambda}}. \quad (1)$$

Здесь $PL(\lambda)$ — функция интенсивности ФЛ в зависимости от длины волны λ , λ_{mean} — математическое ожидание длины волны ФЛ:

$$\lambda_{mean} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} PL(\lambda)\lambda d\lambda}{\int_{-\infty}^{+\infty} PL(\lambda) d\lambda}. \quad (2)$$

При увеличении температуры в диапазоне от 20 до ~ 150 К термический выброс носителей из КТ малого размера с низкой энергией локализации носителей и их перезахват в более глубокие КТ приводит к резкому увеличению относительного вклада в спектр ФЛ точек с меньшим значением энергии основного перехода. Вследствие этого происходит сужение пика ФЛ основного состояния и смещение его в область меньших энергий. Дальнейшее повышение температуры приводит к более сильной термализации носителей заряда, когда увеличивается вероятность выброса носителей из более глубоких КТ. Заполнение КТ и их возбужденных состояний происходит в соответствии со статистикой Ферми–Дирака, что приводит к росту ширины пика ФЛ. Таким образом, на температурной зависимости ширины пика ФЛ появляется характерный минимум, соответствующий переходу от неравновесного к равновесному распределению носителей в ансамбле КТ.

Подобные процессы наблюдались ранее как в структурах с КТ [13], так и в неоднородных полупроводниковых твердых растворах [19]. Как видно на рис. 5, *b*, температурные зависимости ширины линии ФЛ демонстрируют четкие минимумы при ~ 160 и ~ 180 К для образцов S1 и S3 соответственно. Разность этих величин хорошо коррелирует с различием температур, соответствующих нулевому значению наклона для образцов S1 и S3, которое также составляет ~ 20 К (рис. 5, *a*). Таким образом, большее значение $d\Delta E_{ES-GS}/dE_{det}$ для образца S3 по сравнению с образцом S1 может объясняться более высокой температурой активации транспорта между КТ.

Заключение

Детальные исследования методами спектроскопии ФЛ и СВЛ массивов самоорганизованных КТ InGaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs, позволили глубже понять особенности и свойства их энергетической структуры. Благодаря возможности селекции КТ по длине волны излучения (размеру) были идентифицированы возбужденные состояния КТ и определена их связь с энергией основного перехода КТ.

Обнаружено, что с повышением температуры до 140–160 К, когда активируется транспорт носителей заряда между КТ в массиве, происходит нарушение селекции КТ по размерам в эксперименте СВЛ. Это приводит к постепенному искажению характерной для КТ зависимости детектируемой энергии возбужденного состояния от энергии основного перехода КТ. Данный эффект особенно важно учитывать при анализе СВЛ массивов КТ с малой энергией локализации электронов и дырок, поскольку в таких массивах переход от неравновесного к равновесному распределению носителей может происходить при достаточно низких температурах.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект 3.9787.2017/8.9).

Конфликт интересов

Авторы статьи заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Арсян Л.В., Суриц Р.А. // ФТП 2004. Т. 38. № 1. С. 3; Asryan L.V., Suris R.A. // Semiconductors. 2004. V. 38. N 1. P. 1.
- [2] Bimberg D., Grundmann M., Ledentsov N.N. Quantum Dot Heterostructures. London: Wiley, 1999.
- [3] Блохин С.А., Сахаров А.В., Надточий А.М., Паюсов А.С., Максимов М.В., Леденцов Н.Н., Ковш А.Р., Мухрин С.С., Лантратов В.М., Минтаиров С.А., Калужный Н.А., Шварц М.З. // ФТП. 2009. Т. 4. № 4. С. 537; Blokhin S.A., Sakharov A.V., Nadtochy A.M., Panysov A.S., Maximov M.V., Ledentsov N.N., Kovsh A.R., Mikhlin S.S., Lantratov V.M., Mintairov S.A., Kaluzhnyi N.A., Shvarts M.Z. // Semiconductors. 2009. V. 43. N 4. P. 514.
- [4] Luque A., Marti A. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. N 26. P. 5014.
- [5] Zrenner A., Beham E., Stufler S., Findeis F., Bichler M., Abstreiter G. // Nature. 2002. V. 418. N 8. P. 612.
- [6] Ustinov V.M., Maleev N.A., Zhukov A.E., Kovsh A.R., Egorov A.Yu., Luneva V., Volovik B.V., Krestnikov I.L., Musikhin Yu.G., Bert N.A., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. N 19. P. 2815.
- [7] Grundmann M. Nano-optoelectronics: Concepts, Physics and Devices. Berlin, Heidelberg, N.Y.: Springer-Verlag, 2002.
- [8] Heitz R., Kalburge A., Xie Q., Grundmann M., Chen P., Hoffmann A., Madhukar A., Bimberg D. // Phys. Rev. B. 1998. V. 57. N 15. P. 9050.
- [9] Xie Q., Chen P., Kalburge A., Ramachandran T.R., Nayfonov A., Konkar A., Madhukar A. // J. Crys. Growth. 1995. V. 150. N 1. P. 357.
- [10] Ware M.E., Stinoff E.A., Gammon D., Doty M.F., Bracker A.S., Gershoni D., Korenev V.L., Bădescu S.C., Lyanda-Geller Y., Reinecke T.L. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 177403.
- [11] Heitz R., Stier O., Mukhametzhano I., Madhukar A., Bimberg D. // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. N 16. P. 11017.
- [12] Heitz R., Veit M., Ledentsov N.N., Hoffmann A., Bimberg D., Ustinov V.M., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I. // Phys. Rev. B. 1997. V. 56. N 16. P. 10435.
- [13] Крыжановская Н.В., Гладышев А.Г., Блохин С.А., Максимов М.В., Семенова Е.С., Васильев А.П., Жуков А.Е., Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Бимберг Д. // ФТП. 2005. Т. 39. № 10. С. 1230; Kryzhanovskaya N.V., Gladyshev A.G., Blokhin S.A., Maksimov M.V., Semenova E.S., Vasil'ev A.P., Zhukov A.E., Ledentsov N.N., Ustinov V.M., Bimberg D. // Semiconductors. 2005. V. 39. N 10. P. 1188.
- [14] Stier O., Grundmann M., Bimberg D. // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. N 8. P. 5688.
- [15] Wu Y., Suris R.A., Asryan L.V. // App. Phys. Lett. 2013. V. 102. P. 191102.

- [16] Леванюк А.П., Осипов В.В. // Успехи физ. наук. 1981. Т. 133. № 3. С. 427.
- [17] Grundmann M., Stier O., Bimberg D. // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. N 16. P. 11969.
- [18] Heitz R., Veit M., Kalburge A., Xie Q., Grundmann M., Chen P., Ledentsov N.N., Hoffmann A., Madhukar A., Bimberg D., Ustinov V.M., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I. // Physica E. 1998. V. 2. P. 578.
- [19] Петросян С.Г., Чалдышев В.В., Шук А.Я. // ФТП. 1984. Т. 18. № 9. С. 1565.