

Влияние наномостиков на спектр излучения туннельной пары квантовая точка—квантовая яма

© В.Г. Талалаев^{+*‡¶}, Г.Э. Цырлин^{#†•∇◇}, Л.И. Горай^{†∇}, Б.В. Новиков[#], М.Э. Лабзовская[#],
J.W. Tomm[‡], P. Werner⁺, B. Fuhrmann[^], J. Schilling^{*^}, P.N. Racec[□]

⁺ Max Planck Institute of Microstructure Physics,
06120 Halle (Saale), Germany

^{*} Martin Luther University Halle-Wittenberg, ZIK SiLi-nano,
06120 Halle, Germany

[‡] Max Born Institute for Nonlinear Optics and Short Pulse Spectroscopy,
12489 Berlin, Germany

[#] Институт физики им. В.А. Фока, Санкт-Петербургский государственный университет,
198504 Петродворец, Санкт-Петербург, Россия

[†] Санкт-Петербургский академический университет Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

[•] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

[∇] Институт аналитического приборостроения Российской академии наук,
190103 Санкт-Петербург, Россия

[^] Martin Luther University, Interdisciplinary Center of Materials Science,
06120 Halle, Germany

[□] Weierstrass Institute for Applied Analysis and Stochastics,
10117 Berlin, Germany

[◇] 8s Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 25 декабря 2013 г. Принята к печати 24 января 2014 г.)

В узком спектральном диапазоне 950–1000 нм получено излучение на оптическом переходе NB с участием экспериментально и теоретически наблюдаемых гибридных состояний в системе на основе InGaAs: квантовая точка—наномостик—квантовая яма. Экспериментально показано, что сила осциллятора нового перехода резко возрастает во встроенном электрическом поле *pin*-перехода. В режиме слабых токов в изучаемой системе переход NB является доминирующим каналом электролюминесценции. При плотности тока $> 10 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ обнаружено „выгорание“ наномостиков, после чего система становится „квазиклассической“ туннельной парой из квантовой точки и квантовой ямы, разделенных барьером.

1. Введение

В последнее время наноструктуры с туннельно-связанными компонентами из отдельного класса квантово-размерных гетероструктур становятся все более общим модельным объектом для фундаментальных исследований. Одновременно с этим открываются новые перспективы практического использования туннельно-связанных систем. Гетероструктуры с наноконпонентами, имеющими одинаковую размерность (с двумерными, типа квантовая яма—квантовая яма, или нульмерными, типа квантовая точка—квантовая точка), но разную глубину потенциальных ям, известны как туннельно-инжекционные структуры (ТИС). Совмещение в одной системе элементов с разной размерностью, например туннельная пара, состоящая из квантовой ямы (КЯ) и квантовой точки (КТ), привносит в это направление новую „интригу“, поскольку требует нового фундаментального подхода и открывает новые перспективы для современной нанофотоники. Практически одновременно с предложенными теоретически [1] гетеролазеры на базе ТИС КЯ—КТ

были реализованы на практике [2,3], с пороговым током $180 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ [4]. Новый излучатель получил название туннельно-инжекционного лазера на КТ и имел „прямую“ последовательность слоев в направлении роста, а именно: КЯ—барьер—КТ. Пространственное разделение инжектора (КЯ) и наноэмиттера (КТ) обеспечивает новую степень свободы в проектировании активной области лазеров — возможность „подгонки“ энергетических спектров КЯ и КТ. Благодаря туннелированию „холодных“ носителей из КЯ в основное состояние КТ существенно снижаются внутренние потери, диффузионная емкость и пороговый ток, повышаются быстродействие и дифференциальная эффективность лазерных диодов.

Как сообщалось ранее [5–8], мы изменили прямую последовательность слоев в ТИС КЯ—КТ на обратную: КТ InGaAs—барьер GaAs—КЯ InGaAs. Инверсия слоев сохраняет все преимущества традиционной ТИС. КЯ, благодаря большому сечению захвата и большой емкости, по-прежнему играет роль эффективного инжектора носителей в КТ, обладающую высокой температурной стабильностью излучения и работающую в качестве эмиттера света. Наличие туннельного барьера между КЯ и КТ дает дополнительную степень свободы и инжекцию

¶ E-mail: talalaev@mpi-halle.mpg.de

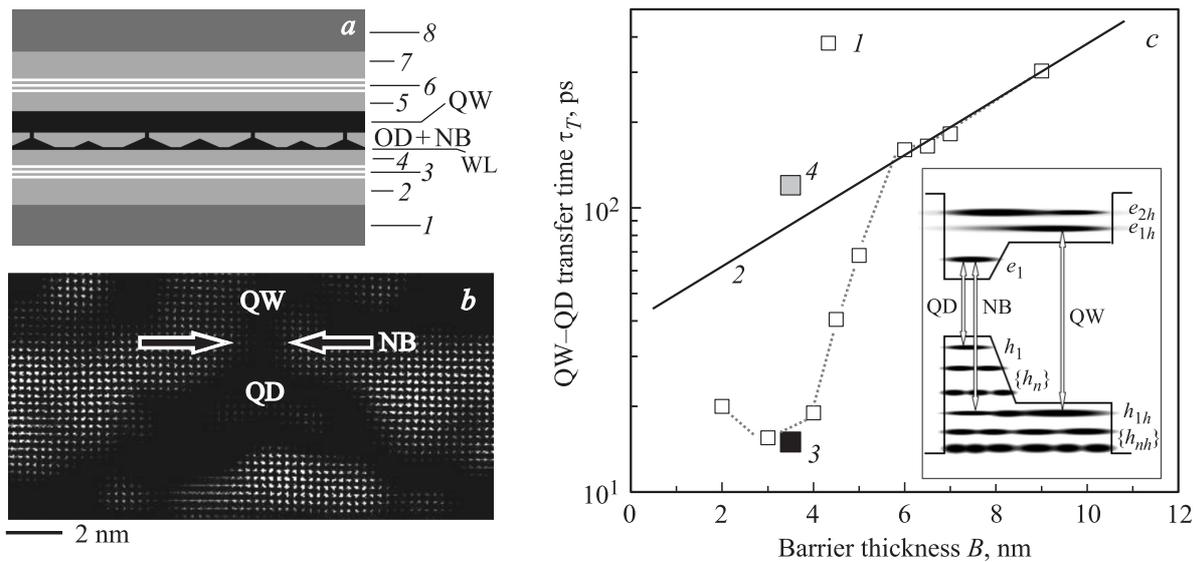


Рис. 1. *a* — схема последовательности слоев в *i*-ТИС (пояснения к слоям даны в тексте). *b* — ПЭМ-изображение высокого разрешения с туннельной парой, состоящей из КТ (QD) и КЯ (QW), и наномостиком (NB). *c* — время переноса возбуждения из КЯ в КТ (τ_T) как функция толщины барьера B : 1 — *i*-ТИС КТ–КЯ, 2 — аппроксимация ВКБ, 3 — *i*-ТИС с барьером $B = 3.5$ нм до выжигания наномостиков, 4 — та же *i*-ТИС после выжигания наномостиков; значения τ_T получены из анализа кинетики ФЛ КТ; на вставке — схема уровней и основных переходов в *i*-ТИС.

„холодных“ носителей, заселяющих непосредственно основное состояние КТ. Кроме этого инверсия нанослоев в ТИС привела к совершенно новому результату: возникновению квазиточечного контакта (наномостика) между вершиной КТ и дном КЯ, разделенных тонким барьером. Наномостик (НМ) приводит к исчезновению этого барьера и к „мгновенной“ инжекции носителей из КЯ в КТ. Тем самым снимаются ограничения на плотность потока носителей, связанные с его туннельным, экспоненциальным истощением.

В данной работе мы продолжаем исследование инвертированных ТИС (*i*-ТИС) КТ–КЯ с наномостиками на основе InGaAs. Установлены основные проявления наномостиков в спектрах излучения *i*-ТИС (полоса NB). Обнаружен рост силы осциллятора излучательного перехода NB во встроенном поле *p*–*n*-перехода и (или) в условиях прохождения тока через структуру КТ–НМ–КЯ. Исследована электролюминесценция, установлены токовые режимы работы наномостиков. Развита и обоснована теоретическая модель *i*-ТИС, в основе которой лежит представление о гибридизации состояний в системе КТ–НМ–КЯ на основе InGaAs.

2. Образцы и экспериментальная техника

Экспериментальные *i*-ТИС InGaAs/GaAs с туннельной парой КТ–КЯ, встроенной в *pin*- (или *nip*-) переходы, выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии. В качестве подложек использовались пластины GaAs(100) *p*- (или *n*-) типа проводимости. По-

следовательность слоев в образцах представлена на рис. 1, *a*. После осаждения буферного слоя, легированного Be (или Si) до концентрации $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для получения проводимости *p*- (или *n*-) типа проводимости, толщиной 300 нм (1) и нелегированного слоя GaAs толщиной 20 нм (2) выращивались сверхрешетка $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}$ (2.5 нм/2.5 нм) $\times 3$ (3) и волноводный слой толщиной 20 нм из нелегированного GaAs (4). Далее температура подложки понижалась с 550 до 485°C и формировалась активная область путем последовательного напыления 2 монослоев InAs, из которых по механизму Странски–Крастанова образовывались КТ, спейсера GaAs толщиной 3.5 нм и КЯ $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ толщиной 10 нм. На завершающем этапе роста температура подложки поднималась до 550°C и выращивалась последовательность слоев, аналогичная (1–4), но в обратном порядке (5–8), с заменой легирующей примеси в верхнем слое (8).

Из выращенных наноструктур изготавливались дискретные эмиттеры света. Методами фотолитографии и реактивного ионно-плазменного травления формировалась мезаструктура диаметром 1.4 мм, основанием которой служил буферный слой *p*-типа проводимости. Омические контакты наносились методом термического напыления в вакууме и формировались в процессе фотолитографии в виде плоских колец. Нижнее кольцо к слою *p*-типа (внешний диаметр 2.2 мм) выполнялось из эвтектики золото–цинк, верхнее кольцо к слою *n*-типа — на основе эвтектики золото–германий. Внутренний диаметр этого кольца (0.8 мм) формировал выходное окно эмиттера света. Оба слоя эвтектики усиливались золотом толщиной 100 нм, после чего кон-

такты вжигались при температуре 400°С. Распайка чипа с мезаструктурой осуществлялась золотой проволокой в корпусе ТО-39. При изготовлении эмиттеров света на основе туннельной пары КТ–КЯ, встроенной в *nip*-переход, геометрия мезаструктуры и омичность контактов сохранялись.

Структурные свойства образцов исследовались с помощью метода просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), в том числе с высоким разрешением (рис. 1, *b*). По данным ПЭМ, КТ $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ лежат на тонком смачивающем слое (WL) того же состава, а плотность массива составляет $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Спектры фото- и электролюминесценции измерялись в режиме синхронного детектирования с использованием охлаждаемого германиевого фотодетектора, сопряженного с 0,5-метровым монохроматором ARC. Фотолуминесценция (ФЛ) возбуждалась линией 488 нм (2,54 эВ) аргонового лазера, электролюминесценция (ЭЛ) — генератором импульсного тока для лазерных диодов Thorlabs. Исследования проводились в оптических криостатах при температуре 10 К. В измерениях спектров возбуждения использовался лазерный источник сплошного спектра Coheras. Возбуждение спектральной ширины 5 нм формировалось ARC-монохроматором. Кинетика ФЛ исследовалась при возбуждении излучением импульсного лазера Spectra Physics (длина волны 785 нм, частота 82 МГц, длительность импульса 100 фс) на стрик-камере Hamamatsu с временным разрешением 5 пс.

Плотность возбуждения ФЛ *i*-ТИС в *pin*- (или *nip*-) переходе была далека от значений, приводящих к компенсации встроенной разности потенциалов фотонапряжением. Плотность накачки составляла: для стационарной ФЛ $5 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$, для спектров возбуждения ФЛ $0.5 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$, для спектров ФЛ с временным разрешением $5 \cdot 10^{11} \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2}$ в импульсе. Специально для исследования влияния мощности возбуждения ФЛ использовалась вторая гармоника импульсного лазера Light Conversion (515 нм, 1 кГц, 200 фс). Максимальная плотность возбуждения в импульсе, не приводящая к разогреву образца, составляла $10^{17} \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2}$.

3. Модель, результаты и их обсуждение

Нетрудно представить модель „идеальной“ туннельно-связанной пары КЯ–КТ, в которой выполнены следующие требования: основной уровень инжектора (КЯ) расположен между основным и первым возбужденным уровнями эмиттера (КТ) и обеспечен высокий темп переноса „холодных“ носителей с уровня инжектора на основную уровень эмиттера.

Первое требование не вызывает затруднений и может быть выполнено подбором концентрации индия и размеров КЯ и КТ InGaAs . Реализация этого требования для электронной подсистемы представлена нами ранее

для *i*-ТИС КТ–КЯ [5–8]. Для дырочной подсистемы, имеющей более высокую плотность состояний в потенциальных ямах КЯ и КТ, выполнение этого требования не столь очевидно.

Вторая составляющая модели КЯ–КТ связана с туннелированием, особенности которого изучены в настоящее время для элементов с одинаковой размерностью (КЯ–КЯ [9–11] и КТ–КТ [12–14]). Однако процесс туннельного переноса в структурах с комбинированной размерностью типа КЯ–КТ стал исследоваться сравнительно недавно [5,15]. К настоящему времени получены независимые результаты, на основе которых делается вывод о том, что в туннельно-инжекционных InGaAs -наноструктурах, имеющих „прямую“ последовательность слоев КЯ–КТ, в интервале толщин барьера GaAs от 2 до 20 нм темп туннелирования носителей описывается квазиклассическим приближением Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна (ВКБ), т.е. экспоненциальной зависимостью [7,16]. Если экспоненциальное ограничение на темп туннелирования сохраняется при любой толщине барьера, это может перечеркнуть усилия по получению высокой эффективности излучения в ТИС КЯ–КТ. Приведенная выше плотность порогового тока в туннельно-инжекционных лазерах на КТ ($180 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$) до сих пор не снижена и пока далека от рекордных значений [4].

Ранее нами был предложен подход, выходящий за рамки квазиклассического приближения ВКБ и преодолевающий экспоненциальное ограничение на темп туннелирования носителей из КЯ в КТ [5]. Мы впервые имеем дело с „обратной“ (инвертированной) последовательностью слоев в ТИС: (нижний слой КТ $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$)–(барьер GaAs)–(верхний слой КЯ $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$). Для таких *i*-ТИС были обнаружены отклонения от модели ВКБ, а именно сокращение времени переноса до единиц пикосекунд (рис. 1, *c*). Данные ПЭМ высокого разрешения показали, что в *i*-ТИС сформировались точечные контакты между вершинами КТ и слоем КЯ, т.е. наномостики (рис. 1, *b*).

В основе этого феномена лежат упругие напряжения, формирующие при заращивании вершины КТ слоем спейсера GaAs обогащенный индием канал сечением 2 нм. Соединение КТ и КЯ через наномостики InGaAs наблюдалось нами до толщины спейсера $B = 6 \text{ нм}$. Благодаря переменному содержанию индия в наномостике ($0.15 \leq x \leq 0.6$) барьер между КЯ и КТ исчезает, и образуется единая область размерного квантования. В результате этого наномостик становится элементом, который связывает состояния КЯ и КТ в единую гибридную систему уровней (см. вставку на рис. 1, *c*). Этим обеспечивается практически мгновенный перенос носителей от инжектора (КЯ) через наномостики к эмиттеру света (КТ), что приводит к повышению эффективности излучения на порядок величины.

На рис. 1, *c* показано, что в *i*-ТИС КТ–НМ–КЯ на основе InGaAs время переноса носителей τ_T при толщине барьера $B < 6 \text{ нм}$ резко сокращается, отклоняется

от экспоненциальной зависимости (приближение ВКБ), и лимитируется только аппаратным разрешением и неоднородностью толщины барьера. Более точный подход, основанный на измерениях $\tau_T(B)$ для нескольких серий ТИС, показывает, что область отклонения от приближения ВКБ ограничена также снизу. Из рис. 1, с можно видеть, что при $B < 2$ нм квазиклассическая зависимость восстанавливается, т. е. влияние наномостиков исчезает.

Для уточнения физической модели, с которой мы имеем дело в случае i -ТИС с наномостиками, далее мы приводим основные выводы, следующие из решения методом объемных элементов трехмерного уравнения Шредингера с граничными условиями Дирихле в цилиндрической системе координат [17].

Расчеты проведены для нахождения энергетического спектра, волновых функций и матричных элементов переходов в системе КТ $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ и КЯ $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$, соединенных наномостиком InGaAs диаметром 2 нм переменного состава с содержанием индия от 0.15 до 0.6 и длиной от 1 до 10 нм. Показано, что возмущение, вносимое наномостиком, сказывается прежде всего на дырочной подсистеме. Из расчетов также следует, что одиночный наномостик длиной > 1.5 нм имеет собственные дырочные состояния.

Для полной системы КТ–НМ–КЯ этот результат сохраняется. В зависимости от квантового числа волновая функция дырок распределяется по оси системы с переменной плотностью, имея регулярные пучности внутри наномостика длиной не менее 2 нм. Сопоставление этого результата с экспериментальной зависимостью на рис. 1, с приводит к выводу о том, что новое гибридное состояние дырок h_{1h} служит „триггером“ для отклонения зависимости $\tau_T(B)$ от описываемой приближением ВКБ и ускорения обмена носителями между КЯ и КТ.

В отличие от дырок, электронная подсистема слабо реагирует на появление наномостика. Если рассматривать волновые функции конечных состояний, переходы между которыми могли бы проявиться в оптических спектрах системы КТ–НМ–КЯ, оказывается, что такие волновые функции для электронов локализируются в КТ (состояние e_1), а для дырок — в КЯ (состояние h_{1h}).

Расчет матричных элементов оптических переходов показал, что сила осциллятора основного перехода e_1-h_{1h} слишком мала (плотность вероятности < 0.1) в силу изложенных выше особенностей локализации электронных и дырочных волновых функций системы КТ–НМ–КЯ. Для более высоких состояний и малых значений длины НМ ($B = 2-6$ нм) эффекты гибридизации весьма сильные, а сила осциллятора переходов резко меняется, проходя через максимум в диапазоне значений $B = 4-5$ нм. Очевидно, для экспериментального наблюдения перехода e_1-h_{1h} необходимо смещение дырочной волновой функции в область КТ.

Перераспределение волновых функций возможно, например, в электрическом поле и (или) в условиях прохождения тока через структуру. Поскольку целью

данной работы является реализация излучателя на основе ТИС, это требование выполняется автоматически при создании $p-n$ -перехода. В этой связи нами были проанализированы экспериментальные данные, относящиеся к люминесценции ТИС с инвертированной последовательностью слоев (i -ТИС), встроенных в собственную область pin -структуры и имеющих между КТ и КЯ барьерный слой толщиной < 6 нм.

Спектр возбуждения ФЛ i -ТИС с барьером $B = 4.5$ нм в pin -переходе, приведенный нами ранее в сравнении со спектрами i -ТИС без встроенного электрического поля [18], доказывает, что полоса NB на длине волны 960 нм (1.3 эВ) является новой, свойственной только

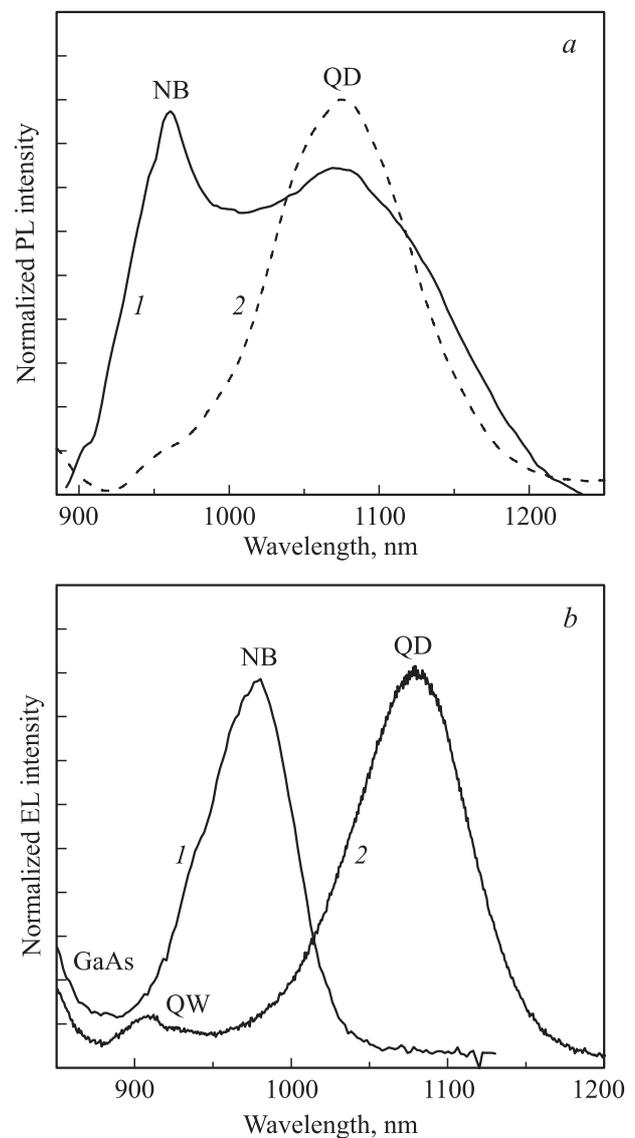


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции (PL) и электролюминесценции (EL) i -ТИС с одинаковой толщиной барьера $B = 3.5$ нм. *a* — фотолуминесценция: 1 — i -ТИС в pin -переходе, 2 — i -ТИС в nip -переходе. *b* — электролюминесценция для разной плотности тока J : 1 — режим слабого тока, $J = 3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ (до выжигания наномостиков); 2 — режим выжигания наномостиков, $J = 20 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$.

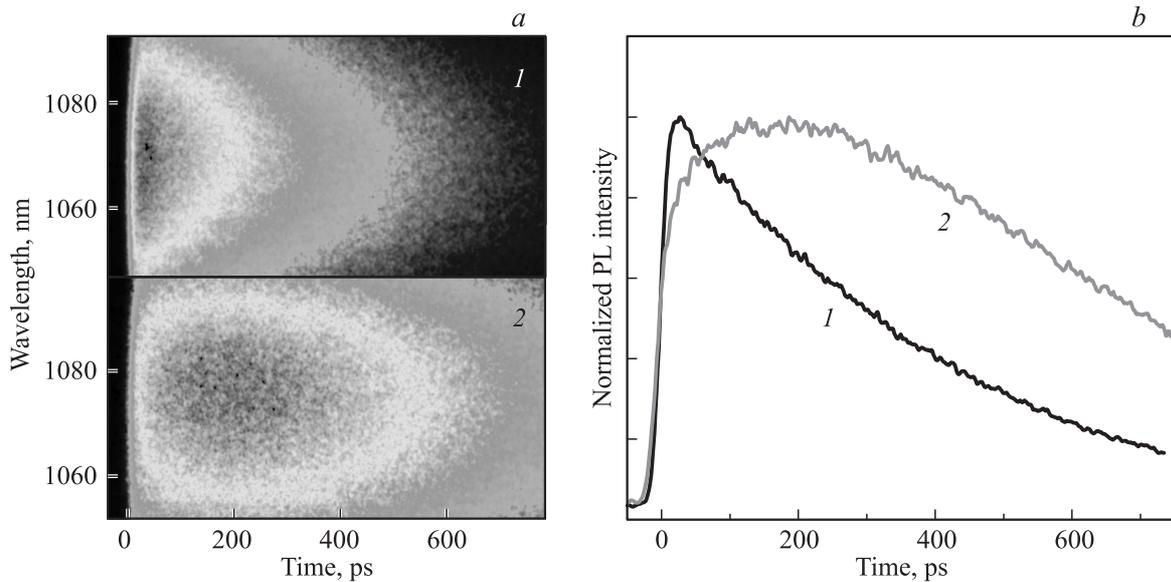


Рис. 3. Кинетика фотолуминесценции (PL) КТ для *i*-ТИС с толщиной барьера $B = 3.5$ нм. *a* — оригинальные скриншоты со стрик-камеры, *b* — временные профили ФЛ до выжигания наномостиков (1) и после выжигания наномостиков (2).

этой структуре, и, следовательно, может быть отнесена к переходу e_1-h_{1h} с участием нового гибридного состояния дырок со смещенной волновой функцией в системе КТ–НМ–КЯ.

Полоса NB для *i*-ТИС с тонким барьером в *pin*-переходе была зарегистрирована также в спектрах ФЛ, в то время как аналогичные структуры, встроенные в *nip*-переход, явной полосы NB не имели. Мы иллюстрируем эту особенность на рис. 2, *a* спектрами ФЛ *i*-ТИС с толщиной барьера (длиной наномостика) 3.5 нм.

Излучательный переход NB между основным состоянием электронов e_1 в КТ и одним из гибридных состояний дырок (например, h_{1h}) полной системы КТ–НМ–КЯ становится заметным в эксперименте, если выполнен ряд условий: 1) переход e_1-h_{1h} разрешен правилами отбора (магнитные индексы одинаковы); 2) квадраты волновых функций $|\Psi_{e_1}|^2$ и $|\Psi_{h_{1h}}|^2$ перекрываются; 3) релаксация дырок с гибридного уровня h_{1h} в низкоэнергетические состояния КТ не слишком быстрая по сравнению с временем излучения в полосе NB. Поскольку первое условие легко выполнимо для набора плотно упакованных дырочных уровней, перейдем ко второму условию. Плотность электронного состояния e_1 КТ, не подверженного эффектам гибридизации, сосредоточена в самой КТ. Дырочная волновая функция гибридного состояния h_{1h} может быть смещена в область КТ встроенным электрическим полем *pin*-перехода. Напротив, собственное поле *nip*-перехода „прижимает“ дырочную волновую функцию системы к КЯ. Таким образом, новый переход e_1-h_{1h} набирает силу осциллятора и становится наблюдаемым только в экспериментах с *pin*-структурами.

В спектрах ЭЛ при прохождении слабых токов через *i*-ТИС (до $5 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$) новая полоса NB становится

доминирующей, а сигнал QD от КТ исчезает (рис. 2, *b*). В режиме слабых токов интегральная интенсивность А полосы NB растет с плотностью тока J по закону $A \propto J^K$, близкому к линейному ($0.8 \leq K \leq 1.3$ в зависимости от *i*-ТИС). При токе плотностью $J > 5 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ интенсивность NB выходит на насыщение и вблизи $10 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ резко падает. При токе плотностью $J > 10 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ наступает другая фаза ЭЛ: полоса NB практически исчезает из спектра, но возникает полоса излучения КТ QD (рис. 2, *b*), интенсивность которой растет по суперлинейному закону ($5 \leq K \leq 12$ в зависимости от структуры). В некоторых случаях режим „сильных“ токов приводил к лазерной генерации на длинноволновом спаде полосы QD. При этом пороговая плотность тока в *i*-ТИС при низкой температуре получалась на порядок ниже известных значений для туннельно-инжекционных лазеров на КТ с прямой последовательностью слоев [4].

Столь необычная токовая зависимость спектра ЭЛ *i*-ТИС становится объяснимой в рамках все той же модели КТ–НМ–КЯ. Если допустить, что половина массива КТ имеет наномостики диаметром 2 нм, соединяющие их с КЯ, и отсутствуют другие каналы утечки тока, то при среднем значении $J = 10 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ для полного сечения мезаструктуры плотность тока через наномостики составит не менее $10 \text{ кА} \cdot \text{см}^{-2}$. Это значение представляется достаточным для „выгорания“ наномостиков InGaAs. На их месте образуются диэлектрические „нанопробки“, которые в энергетической схеме представляют собой высокие потенциальные барьеры. Система гибридных уровней разрушается, часть КТ выключается из процесса переноса носителей, и электрический ток течет через оставшиеся КТ, не имевшие наномостиков. Этим, вероятно, объясняются

низкие средние значения порогового тока для лазерной генерации в *i*-ТИС. Таким образом, „выжиганием“ наномостиков удастся эффективно снизить средний порог генерации в таких структурах.

Выгорание наномостиков должно приводить к замедлению темпа инжекции носителей из КЯ в КТ. Для проверки этой модели мы определили времена переноса носителей между КЯ и КТ в мезоструктуре с *i*-ТИС ($B = 3.5$ нм) до и после пропускания через нее электрического тока со средней плотностью $> 10 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$. Индикатором выгорания наномостиков являлось появление сигнала ЭЛ от КТ (полоса QD на рис. 2, *b*). Измерения проводились по той же методике и в тех же условиях, которые были использованы нами ранее для рис. 1, *c* и описаны в работах [5,6]. Оригинальные снимки со стрик-камеры и кинетика ФЛ в полосе КТ представлены на рис. 3. Время переноса носителей из КЯ в КТ было получено в данном случае из кинетики роста ФЛ КТ в полосе QD. Как и ранее [5,6], это время хорошо коррелировало с временем спада ФЛ в полосе КЯ QW. Таким образом, время переноса из КЯ в КТ (τ_T) после выжигания наномостиков увеличилось с 15 до 120 пс, т.е. практически вернулось к „квазиклассическому“ значению времени туннелирования в отсутствие наномостиков (рис. 1, *c*).

При высоком спектральном разрешении нам удалось зарегистрировать тонкую структуру полосы ФЛ NB (рис. 4, *a*), отражающую вклад высокоэнергетических гибридных состояний $\{h_{nh}\}$ дырочной подсистемы КТ–НМ–КЯ. Кинетика ФЛ основной полосы NB приведена на вставке к рис. 4, *a*. Спад ФЛ NB описывается двумя экспонентами с характерными временами 100 и 700 пс. Долговременная компонента отражает время излучения экситона в системе КТ–НМ–КЯ, которое оказывается очень близким к излучательному времени жизни экситона e_1-h_1 в КТ (750 пс) [5,6].

Первая, коротковременная компонента спада ФЛ NB (100 пс) связана с дырочной релаксацией возбуждения из гибридного состояния h_{1h} в низкоэнергетические состояния КТ $\{h_n\}$ и соответствует полученной нами ранее зависимости времени релаксации экситонов от толщины барьера [8]. Тем самым определяются рамки выполнения третьего условия для усиления перехода NB. В отличие от более легких электронов, дырки с гибридных уровней релаксируют в КТ через многочисленные промежуточные состояния $\{h_n\}$ достаточно медленно для того, чтобы переход NB стал заметным в стационарных спектрах излучения *i*-ТИС. Вероятным объяснением медленной релаксации дырок является эффект заполнения низших дырочных состояний КТ при прямом поглощении фотонов. Стабильно достаточное число фотогенерированных дырок в основном состоянии h_1 КТ приводит к тому, что конечная кинетика роста ФЛ в полосе QD и, следовательно, темп переноса возбуждения из КЯ в КТ (зависимость $\tau_T(B)$ на рис. 1, *c*) определяются электронным транспортом в туннельной паре КТ–КЯ.

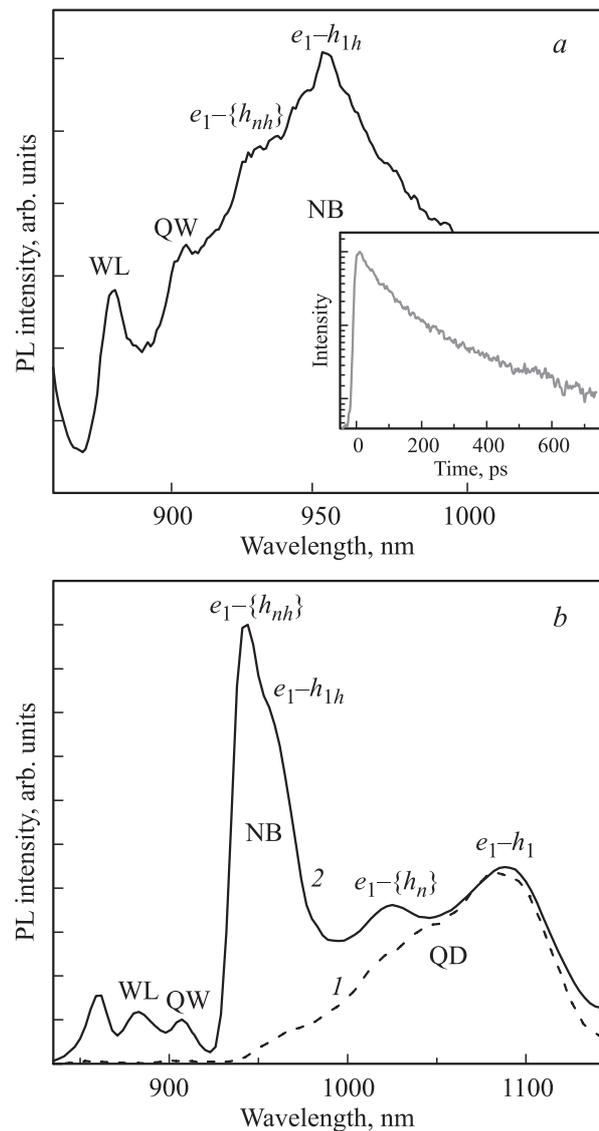


Рис. 4. Спектры фотолюминесценции (PL) *i*-ТИС с одинаковой толщиной барьера $B = 3.5$ нм. *a* — детализация полосы NB при стационарном возбуждении, на вставке — временной профиль полосы NB. *b* — мощность импульсного возбуждения $2 \cdot 10^{13}$ (1) и 10^{17} фотон $\cdot \text{см}^{-2}$ (2); спектры нормированы на интенсивность перехода e_1-h_1 полосы фотолюминесценции QD.

Для наблюдения излучательных переходов с участием гибридных состояний *i*-ТИС мы использовали также экстремально неравновесные условия, создаваемые мощной импульсной накачкой (рис. 4, *b*). Эти спектры ФЛ показывают, насколько плотность гибридных состояний системы КТ–НМ–КЯ (h_{1h} ; $\{h_{nh}\}$) превосходит плотность дырок в основном и возбужденных состояниях КТ (h_1 ; $\{h_n\}$), не подверженных гибридизации.

При электрической накачке *i*-ТИС в *pin*-переходе электроны инжектируются на уровень e_1 в КТ через КЯ, обладающую большим сечением захвата. Дырки инжектируются буферным слоем *p*-GaAs, попадая прежде все-

го на гибридные состояния $\{h_{nh}\}$ и h_{1h} . Тем самым обеспечивается перекрытие электронно-дырочных волновых функций, необходимое для усиления перехода NB. Из-за наличия дрейфовой составляющей импульса в присутствии наномостиков и гибридных состояний, пронизывающих всю систему КТ–НМ–КЯ, релаксация дырок на пустые уровни КТ $\{h_n\}$ и h_1 становится маловероятной. В результате излучательная рекомбинация с уровня e_1 идет через гибридные состояния дырок и полоса NB доминирует в спектре ЭЛ в режиме слабых токов (рис. 2, *b*).

4. Заключение

Таким образом, мы показали, что в i -ТИС возникновение наномостиков, соединяющих вершину КТ с дном КЯ в туннельном барьере толщиной < 6 нм, не только ускоряет инжекцию носителей из КЯ в КТ, но ведет к перенормировке энергетического спектра, в результате чего появляются новые, гибридные состояния и связанные с ними оптические переходы, обнаруживаемые и в эксперименте, и при моделировании. Излучательный переход NB с участием гибридных дырочных состояний усиливается во встроенном электрическом поле pin -структуры и (или) в режиме слабых токов через систему КТ–НМ–КЯ, когда он становится доминирующим каналом ЭЛ. При плотности тока более $10 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ обнаружено „выгорание“ наномостиков, после чего система становится „квазиклассической“ туннельной парой КТ–КЯ. Эффективность ЭЛ такой i -ТИС, однако, остается высокой и превосходит известные значения для ТИС с обычной последовательностью слоев, что объясняется селективным выключением из процессов переноса той части КТ, которая имела наномостики. В настоящее время нами проводятся детальные исследования режимов ЭЛ i -ТИС с целью манипулирования соотношением числа КТ с наномостиками и без них. Это открывает путь к однофотонным излучателям для ближнего инфракрасного диапазона.

Авторы благодарны Ю.Б. Самсоненко и А.И. Хребтову за участие в ростовых экспериментах, М. Reiche, И.П. Сошникову, А.В. Сеничеву, S. Hopfer и С. Münх за помощь в изготовлении мезоструктур, Н.Д. Захарову за проведение ПЭМ-исследований, Л.В. Асряню за полезные обсуждения.

Данная работа поддержана научными программами президиума РАН, Отделения нанотехнологий и информационных технологий РАН, Германским федеральным министерством BMBF (грант № 03Z2HN12) и бюджетными грантами Санкт-Петербургского государственного университета.

Список литературы

- [1] L.V. Asryan, S. Luryi. Sol. St. Electron., **47**, 205 (2003).
 [2] P. Bhattacharya, S. Ghosh. Appl. Phys. Lett., **80**, 3482 (2002).

- [3] P. Bhattacharya, S. Ghosh, S. Pradhan, J. Singh, Z.-K. Wu, J. Urayama, K. Kim, T.B. Norris. IEEE J. Quant. Electron., **39**, 952 (2003).
 [4] P. Bhattacharya, S. Fathpour. Appl. Phys. Lett., **86**, 153 109 (2005).
 [5] V.G. Talalaev, J.W. Tomm, N.D. Zakharov, P. Werner, U. Gosele, B.V. Novikov, A.S. Sokolov, Y.B. Samsonenko, V.A. Egorov, G.E. Cirlin. Appl. Phys. Lett., **93**, 031 105 (2008).
 [6] В.Г. Талалаев, А.В. Сеничев, Б.В. Новиков, J.W. Tomm, T. Elsaesser, Н.Д. Захаров, P. Werner, U. Gosele, Ю.Б. Самсоненко, Г.Э. Цырлин. ФТП, **44**, 1084 (2010).
 [7] В.Г. Талалаев, А.А. Тонких, Н.Д. Захаров, А.В. Сеничев, J.W. Tomm, P. Werner, Б.В. Новиков, L.V. Asryan, V. Fuhrmann, J. Schilling, H.S. Leipner, А.Д. Буравлев, Ю.Б. Самсоненко, А.И. Хребтов, И.П. Сошников, Г.Э. Цырлин. ФТП, **46**, 1492 (2012).
 [8] В.Г. Талалаев, А.В. Сеничев, Б.В. Новиков, J.W. Tomm, L.V. Asryan, Н.Д. Захаров, P. Werner, А.Д. Буравлев, Ю.Б. Самсоненко, А.И. Хребтов, И.П. Сошников, Г.Э. Цырлин. Вестн. СПбГУ. Сер. 4, № 3, 34 (2012).
 [9] T. Tada, A. Yamaguchi, T. Ninomiya, H. Uchiki, T. Kobayashi, T. Yao. J. Appl. Phys., **63**, 5491 (1988).
 [10] M. Nido, M.G.W. Alexander, W.W. Ruehle. Appl. Phys. Lett., **56**, 355 (1990).
 [11] J.N. Zeng, I. Souma, Y. Amemiya, Y. Oka. J. Surf. Analysis, **3**, 529 (1997).
 [12] R. Heitz, I. Mukhametzhanov, P. Chen, A. Madhukar. Phys. Rev. B, **58**, R10151 (1998).
 [13] A. Tackeushi, T. Kuroda, K. Mase, Y. Nakata, N. Yokovama. Phys. Rev. B, **62**, 1568 (2000).
 [14] Y.I. Mazur, Z.M. Wang, G.G. Tarasov, G.J. Salamo, J.W. Tomm, V. Talalaev. Phys. Rev. B, **71**, 235 313 (2005).
 [15] Y. Mazur, B.L. Liang, Z.M. Wang, D. Guzun, G.J. Salamo, Z.Y. Zhuchenko, G.G. Tarasov. Appl. Phys. Lett., **98**, 083 118 (2006).
 [16] Y. Mazur, V.G. Dorogan, E. Marega, Z.Y. Zhuchenko, M.E. Ware, M. Benamara, G.G. Tarasov, P. Vasa, C. Lienau, G.J. Salamo. J. Appl. Phys., **108**, 074 316 (2010).
 [17] P.N. Racec, L.I. Goray. WIAS Preprint No 1898 (2013); <http://wias-berlin.de/publications/wias-publ/index.jsp?lang=1>
 [18] A.V. Senichev, V.G. Talalaev, J.W. Tomm, B.V. Novikov, P. Werner, G.E. Cirlin. Phys. Status Solidi RRL, **5**, 385 (2011).

Редактор Л.В. Шаронова

Effect of nanobridges on emission spectra of the quantum dot–quantum well tunneling pair

V.G. Talalaev^{+*‡#¶}, G.E. Cirlin^{#†•∇◇}, L.I. Goray^{†∇},
B.V. Novikov[#], M.E. Labzovskaya[#], J.W. Tomm[‡],
P. Werner⁺, B. Fuhrmann[^], J. Schilling^{*^},
P.N. Racec[□]

⁺ Max Planck Institute of Microstructure Physics,
06120 Halle (Saale), Germany

^{*} Martin Luther University Halle-Wittenberg,
ZIK SiLi-nano,
06120 Halle, Germany

[‡] Max Born Institute
for Nonlinear Optics and Short Pulse Spectroscopy,
12489 Berlin, Germany

[#] Fock Institute of Physics,
St. Petersburg State University,
198504 Petrodvorets, St. Petersburg, Russia

[†] St. Petersburg Academic University,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

[•] Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

[∇] Institute for Analytical Instrumentation,
Russian Academy of Sciences,
190103 St. Petersburg, Russia

[^] Martin Luther University,
Interdisciplinary Center of Materials Science,
06120 Halle, Germany

[□] Weierstrass Institute for Applied Analysis
and Stochastics,
10117 Berlin, Germany

[◇] St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

Abstract The emission in narrow spectral range of 950–1000 nm has been produced by the optical transition NB between experimentally and theoretically observed hybrid states of the InGaAs system: quantum dot–nanobridge–quantum well. Luminescent experiments show that the oscillator strength of the new transition significantly grows in the electric built-in field of *pin*-junction. In the weak current regime in the system the NB transition is the main channel of electroluminescence. At the current density $> 10 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ the nanobridge „burning“ is observed, after that the system transforms into a „quasiclassical“ tunnel pair of quantum dot and quantum well separated by barrier.