

Исследование туннельного транспорта носителей в структурах с активной областью InGaN/GaN

© В.С. Сизов^{**†}, В.В. Неплох^{*}, А.Ф. Цацульников^{**+}, А.В. Сахаров^{**+}, В.В. Лундин^{**+}, Е.Е. Заварин^{**+}, А.Е. Николаев^{**+}, А.М. Минтаиров[×], J.L. Merz[×]

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

⁺ Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 195256 Санкт-Петербург, Россия

[×] EE Department, University of Notre Dame, Notre Dame, IN, 46556, USA

(Получена 1 июня 2010 г. Принята к печати 7 июня 2010 г.)

Исследованы свойства светодиодных структур с активной областью InGaN/GaN, излучающие в диапазоне 500–550 нм. Исследована фотолюминесценция структур при различном значении внешнего смещения и температуре, а также с временным разрешением. При обратном смещении обнаружено уменьшение времени жизни носителей, связанное с туннельной утечкой носителей из активной области. Проведено моделирование механизма туннельной утечки с учетом больцмановского распределения носителей по энергиям и показано хорошее согласие расчетных и экспериментальных зависимостей. Показано, что туннельный транспорт оказывает значительное влияние на характеристики структур с активной областью InGaN/GaN.

1. Введение

Несмотря на значительный прогресс в технологии III-нитридов, позволяющей получать эффективные источники света синего диапазона, по-прежнему остается актуальной проблема сравнительно низкой эффективности приборов, излучающих в зеленом оптическом диапазоне [1]. Это связано, в частности, с необходимостью введения большой концентрации атомов индия в активной области (АО) InGaN/GaN для получения энергии перехода [2–4] в этом спектральном диапазоне. В результате рассогласования параметров решетки GaN и InGaN возникают сильные упругие напряжения, которые частично релаксируют с образованием центров безызлучательной рекомбинации (ЦБР). Также для III-нитридов характерны большие значения пьезоэлектрических констант, которые в совокупности с сильными напряжениями несоответствия приводят к большим значениям пьезополей на гетерогранице InGaN/GaN [5,6]. Это, в свою очередь, вызывает пространственное разделение носителей и уменьшение перекрытия волновых функций электрона и дырки (эффект Штарка (ЭШ) [7,8]), что уменьшает скорость излучательной рекомбинации и ограничивает эффективность светодиодных структур. Исследования, проведенные в работе [9], показали, что слабое перекрытие волновых функций также приводит к малому значению материального усиления, что вызывает трудности в получении лазеров с длиной волны излучения более 500 нм [10]. Другим следствием наличия сильных пьезополей является ухудшение условий инжекции, поскольку при увеличении внешнего смещения блокирующий слой AlGaIn перестает препятствовать утечке электронов в p -область [11].

Температурные исследования фотолюминесценции (ФЛ) структур с АО InGaN показывают, что ЦБР располагаются непосредственно в активной области [12]. До сих пор нет единого мнения о механизмах транспорта носителей к ЦБР. Наиболее вероятным механизмом на данный момент принято считать делокализацию носителей вследствие термической активации из потенциальных минимумов, образованных неоднородным распределением атомов индия в АО [13]. В таком случае транспорт может осуществляться как через уровни непрерывного спектра в остаточной квантовой яме [14], так и иметь туннельный характер. Туннельный механизм транспорта возможен как между локализуемыми центрами, в случае если их плотность достаточно высока, так и в ЦБР барьерах (Al)GaIn. Следовательно, актуальным становится вопрос об отношении времен излучательной или безызлучательной рекомбинации и времени туннелирования. При достаточно больших временах излучательной рекомбинации (10 нс и более), что характерно для структур зелено-желтого диапазона [15,16], эффективность туннельного механизма транспорта должна возрастать. Характерное время этого механизма должно быть сравнимо со временем жизни или меньше времени, которое сверху ограничивается временем излучательной рекомбинации.

Данная работа посвящена изучению механизмов туннельного транспорта носителей и его влиянию на характеристики структур с большим содержанием индия.

В первой части работы рассматривается модель, описывающая термоактивационный механизм туннельной утечки (ТУ) носителей через барьеры, позволяющий получить времена ТУ. Показано, что в зависимости от температуры и степени локализации реализуется как дырочный, так и электронно-туннельный транспорт. Для структур, имеющих большие времена жизни носителей

[†] E-mail: vsizov@mail.ioffe.ru

(порядка 1–10 нс), туннельный транспорт носителей сильно влияет на эффективность излучения структур.

Во второй части работы представлены экспериментальные результаты измерений времен ТУ носителей и сопоставление их с расчетом. Исследованы структуры с различным содержанием индия в активной области. Показано хорошее совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей, доказывающее тем самым значимость туннельного транспорта носителей для структур зелено-желтого диапазона на основе III-нитридов.

2. Детали эксперимента

В работе исследовались структуры, выращенные методом MOCVD на установке AIXTRON 2000 HT. На сапфировую подложку ориентации [0001] осаждался буферный слой GaN 3.4 мкм, легированный кремнием. После этого выращивалась короткопериодная сверхрешетка (КПСР), содержащая 12 периодов GaN/InGa_N, с толщинами слоев GaN и InGa_N, равными 1 нм, которая улучшает качество активной области [1,17]. Далее осаждался один слой InGa_N с высоким составом индия толщиной 3 нм и два слоя InGa_N с меньшим составом; слои были разделены барьерами GaN толщиной 7 нм, затем выращивался блокирующий слой AlGa_N и *p*-Ga_N, легированный кремнием толщиной 20 и 200 нм соответственно (структура В). Структура G имела аналогичный дизайн, однако в слое InGa_N содержалось больше индия, чем в структуре В.

Структуры исследовались методами ФЛ с временным разрешением при различном значении внешнего смещения. Для измерения ФЛ при внешнем смещении на поверхность структуры осаждались полупрозрачные контакты Ti/Au толщиной 4/8 нм. Для подбарьерного возбуждения и измерений с временным разрешением использовался Ti-Al₂O₃-лазер с длиной импульса порядка 10 пс и длиной волны 405 нм. При измерении стационарной ФЛ для возбуждения использовался полупроводниковый лазер с длиной волны основной линии 406 нм. Для регистрации ФЛ использовались CCD-камера Simphony или спектрометр Avantes и Streak Camera Hamamatsu для получения спектров с временным разрешением. Для охлаждения структур использовался гелиевый криостат проточного типа.

3. Расчет времени туннельной утечки носителей из квантовой ямы InGa_N

АО исследованных в работе структур можно рассматривать как квантовую яму (КЯ), помещенную во внешнее поле. Роль последнего в данном случае играет поле *p*–*n*-перехода. Для расчета времени ТУ использовалась модель, описывающая туннелирование частицы через треугольный барьер (см. рис. 1, *a*), с учетом больцмановского распределения носителей по энергиям

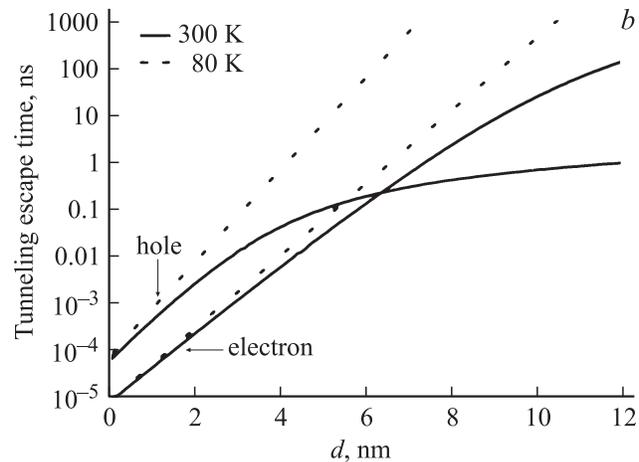
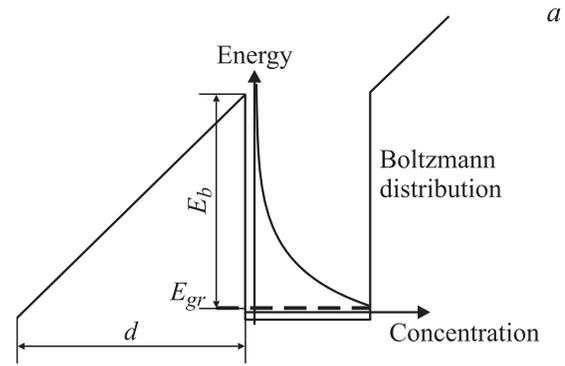


Рис. 1. *a* — схематическое изображение модели туннелирования; *b* — расчетные зависимости времени туннельной утечки электронов и дырок для структуры.

(см. Приложение I):

$$\tilde{t}_{\text{tun},e,h}(E_{b,e,h}, T) = 2 \frac{d_w}{\int_0^{E_{b,e,h}} T'_{e,h}(E, T) V_{e,h}(E + E_{gr,e,h}) dE},$$

где $E_{b,e,h}$ — глубина КЯ для электрона и дырки соответственно, $E_{gr,e,h}$ — энергия основного состояния для электрона и дырки соответственно, которая вычислялась методом эффективной ширины квантовой ямы, описанной в работе [19], d_w — ширина КЯ, $T'_{e,h}(E, T)$ — вероятность туннелирования частицы с энергией E при температуре T , $V_{e,h}(E + E_{gr,e,h})$ — скорость колебания частицы с энергией E в КЯ. На рис. 1 представлены расчетные зависимости времени ТУ для электрона и дырки при температурах 300 и 80 К в зависимости от d (толщины основания треугольного барьера, см. рис. 1, *b*), которая меняется при приложении обратного внешнего смещения. Очевидно, что отношение величин d для электрона и дырки будет равно отношению значений разрыва зон на гетерогранице. В случае системы InGa_N/Ga_N это отношение равно 2, т.е. при заданном внешнем смещении значение d для дырки будет в 2 раза меньше, чем для электрона.

Суммарная энергия локализации носителей для приведенного на рис. 1, *b* расчета принималась равной 0.9 эВ, а ширина ямы 3 нм (типичные значения для исследованных в работе структур). Несмотря на то что в системе InGaN/GaN энергия локализации для электронов примерно в 2 раза больше, чем для дырок, при температуре 80 К время туннельной утечки электронов оказывается всегда меньше времени туннелирования дырок примерно на порядок. Объясняется это следующим: при низких температурах, когда носители в основном заселяют нижние состояния, большее значение имеет разница в эффективных массах, которые отличаются почти на порядок. При температуре 300 К носители заселяют более высокоэнергетические состояния, и становится более важной разница в энергиях локализации для электронов и дырок. Это приводит к тому, что при значениях d более 6 нм и температуре 300 К время туннельной утечки дырок оказывается меньше, чем у электронов (рис. 1, *b*). Таким образом, можно сказать, что туннельная утечка имеет комплексный характер и необходимо учитывать оба типа носителей, особенно для случая малой локализации и(или) высоких температур. Также видно, что при температуре 80 К время утечки электронов оказывается меньше 10 нс при $d < 8$ нм и процесс утечки определяется электронами, а при температуре 300 К время утечки хотя бы одного вида носителей всегда оказывается меньше 10 нс.

Следовательно, описанный выше механизм транспорта носителей должен оказывать значительное влияние на характеристики приборов при рабочих температурах.

4. Исследование времени туннельной утечки носителей из квантовой ямы InGaN

4.1. Экспериментальные результаты

Для исследования механизмов туннельного транспорта носителей в работе были исследованы спектры ФЛ при различном значении внешнего смещения. Поскольку при приложении внешнего смещения изменяется E_j , будет меняться и значение d . При увеличении обратного смещения d уменьшается (рис. 1), что приводит к увеличению вероятности туннелирования.

На рис. 2 представлены интегрированные по времени спектры ФЛ для структуры В, полученные при температуре 300 К, при различном значении внешнего смещения. На спектрах разрешаются 2 пика (P1 — 490 нм, P2 — 507 нм). При увеличении обратного смещения интенсивность ФЛ пика P1 уменьшается, а максимум сдвигается в коротковолновую сторону, в то время как интенсивность пика P2 остается неизменной и положение максимума не меняется. Поведение пика P1 характерно для структур с АО InGaN/GaN, выращенных на *c*-сапфире, и является следствием влияния ЭШ. С другой стороны, поведение пика P2 не

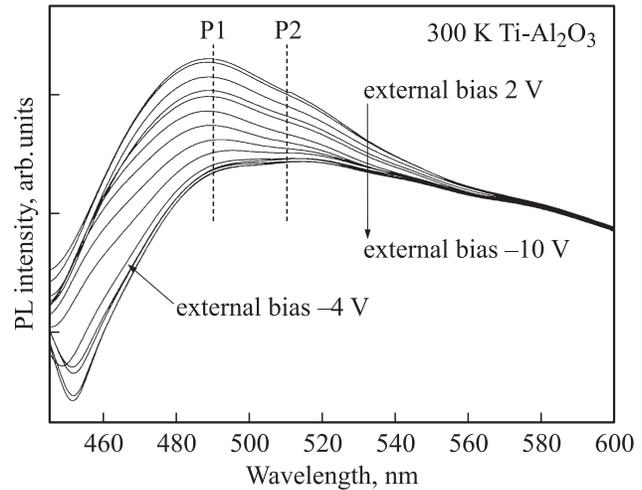


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции при различном внешнем смещении для структуры В, полученные при температуре 300 К.

является типичным. Поскольку P2 имеет максимум ФЛ на 507 нм, его появление нельзя отнести к рекомбинации через глубокие центры в GaN, максимум линии которой обычно располагается на длине волны 550 нм. Такая же картина наблюдается при измерении ФЛ в зависимости от напряжения смещения у структуры G, имеющей больший состав по индию, с той разницей, что положение пиков P1, P2 было 520 и 555 нм соответственно. Для выявления природы этих линий были измерены спектры ФЛ с временным разрешением при различном внешнем смещении (рис. 3). Видно, что при положительном смещении в исследуемом диапазоне времен не наблюдается спад интенсивности, что говорит о больших временах излучательной рекомбинации (более 10 нс). При увеличении обратного смещения время спада интенсивности ФЛ значительно уменьшается.

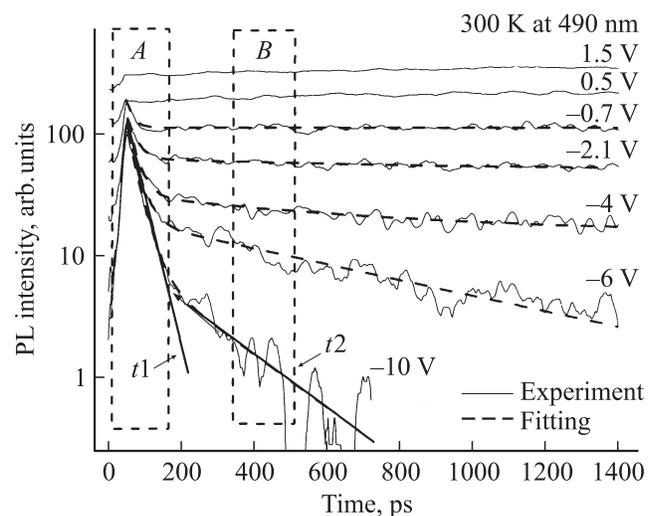


Рис. 3. Зависимости интенсивности фотолюминесценции от времени для структуры В, полученные при температуре 300 К.

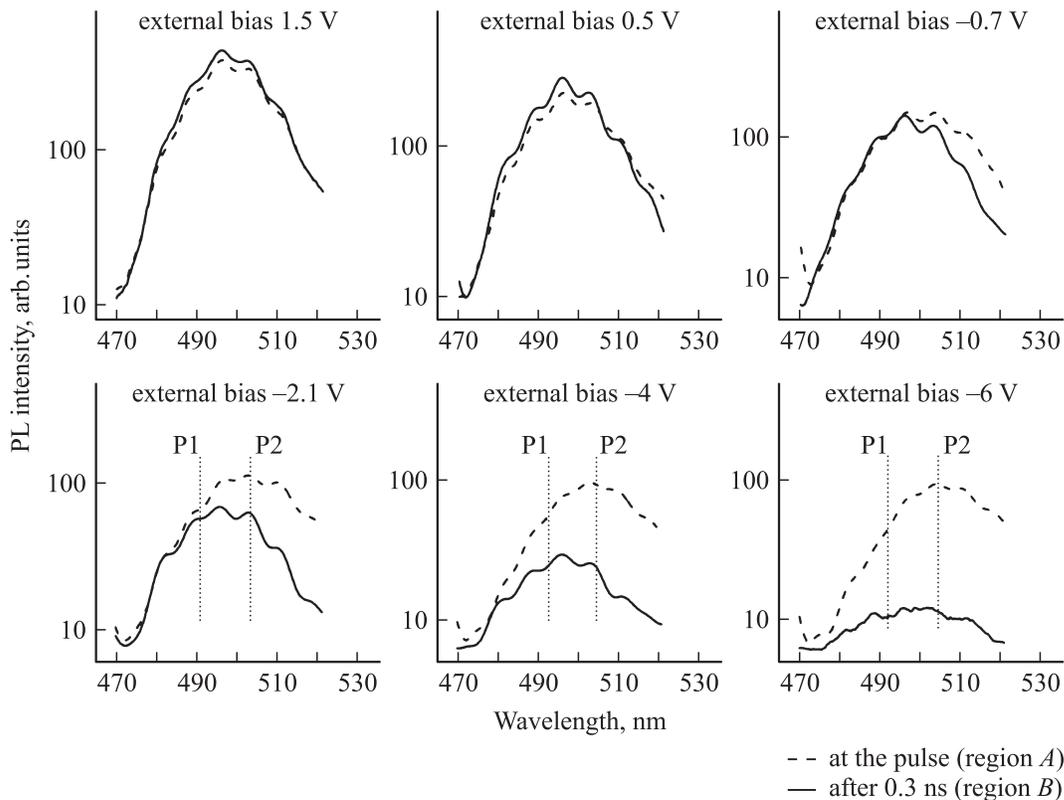


Рис. 4. Спектры фотолуминесценции в различные промежутки времени, полученные при различном внешнем смещении.

Уменьшение времени спада ФЛ при приложении обратного смещения можно объяснить уменьшением времени излучательной рекомбинации вследствие компенсации пьезополя внешним смещением, что приводит к увеличению перекрытия волновых функций электрона и дырки. Однако в таком случае должно происходить увеличение эффективности ФЛ, которого не наблюдается. Следовательно, уменьшение времени спада ФЛ связано с безызлучательным процессом, зависящим от внешнего смещения. В работе [20] такое поведение объяснялось увеличением поля p - n -перехода, которое приводит к более быстрому разделению термически активированных в матрицу носителей. В исследуемых образцах общая энергия локализации носителей составляет около 1 эВ, поэтому какой-либо значимый выброс носителей в матрицу маловероятен. Наиболее вероятным является туннельный механизм утечки носителей.

При отрицательных значениях обратного смещения на временных зависимостях ФЛ можно выделить 2 характерных участка: менее 0.2 нс (область А) и более 0.2 нс (область В). Область А характеризуется более быстрым спадом ФЛ, не зависящим от смещения, в то время как скорость спада на участке В увеличивается с увеличением обратного смещения. На рис. 4 представлены спектры ФЛ, ответственные за различные временные промежутки (рис. 3). Как видно из этих зависимостей, при положительном смещении форма спектра не меняется со временем, а наблюдается лишь небольшое

возрастание интенсивности, что, по-видимому, связано с релаксацией носителей. При увеличении обратного смещения интенсивность ФЛ в области А практически не меняется, в то время как в области В наблюдается значительное уменьшение интенсивности, что, очевидно, связано с уменьшением времени жизни носителей при увеличении обратного смещения (рис. 3). Также отчетливо наблюдается коротковолновый сдвиг ФЛ со временем. Обычно для систем, состоящих из неоднородного массива локализованных состояний, таких как структуры с активной областью InGaN, характерен длинноволновый сдвиг максимума ФЛ со временем, что объясняется релаксацией носителей на нижележащие уровни и более быстрой рекомбинацией носителей с более высокоэнергетических состояний [21]. В данном случае наблюдается обратная картина. Такое поведение мы объясняем следующим. Вследствие частичной локальной релаксации упругих напряжений несоответствия локально повышается эффективность встраивания индия, которая сильно зависит от напряжений [22], что приводит к образованию областей с большим содержанием индия. Излучению в этих областях соответствует пик ФЛ P2. Если эти области расположены в непосредственной близости к дислокациям, возникающим в результате релаксации напряжений, время жизни определяется временем мономолекулярной рекомбинации и оказывается очень малым, даже меньше чем времена туннельной утечки и излучательной рекомбинации. По-

этому ФЛ от этих областей не меняется при изменении внешнего смещения. Исследования ФЛ при различных температурах показывают, что „гашение“ интенсивности ФЛ с ростом температуры для линии P2 наступает при гораздо более низких температурах (порядка 20–40 К), нежели у линии P1, что также согласуется с близостью областей, ответственных за линию P2, к ЦБР.

При положительных смещениях, когда концентрация носителей велика (отсутствует туннельная утечка через барьеры), ЦБР насыщаются и на временных зависимостях невозможно выделить характерные участки *A* и *B*. При отрицательном смещении концентрация носителей уменьшается (из-за туннелирования) и становится заметным ФЛ из областей, ответственных за пик P2.

Таким образом, при отрицательных смещениях имеется 2 механизма, ответственных за спад интенсивности ФЛ: безызлучательная рекомбинация в релаксированных областях и туннельная утечка носителей через барьеры. Скорость излучательной рекомбинации оказалась много меньше, чем упомянутые процессы, что подтверждается отсутствием спада ФЛ при положительных смещениях, и ею (излучательной рекомбинацией) можно пренебречь. В таком случае спад интенсивности ФЛ будет аппроксимироваться следующей функцией:

$$I(t) = A_1 e^{-t/t_1} + A_2 e^{-t/t_2},$$

где $t_{1,2}$ — время безызлучательной рекомбинации в релаксированных областях и время ТУ через барьер соответственно, $A_{1,2}$ — вклад в ФЛ от релаксированных и нерелаксированных областей соответственно. Как видно на рис. 3, такая аппроксимация дает хорошее согласие с экспериментом. Значения времен t_1 оказались около 30 пкс и не зависели от внешнего смещения. Значения времен t_2 представлены на рис. 5.

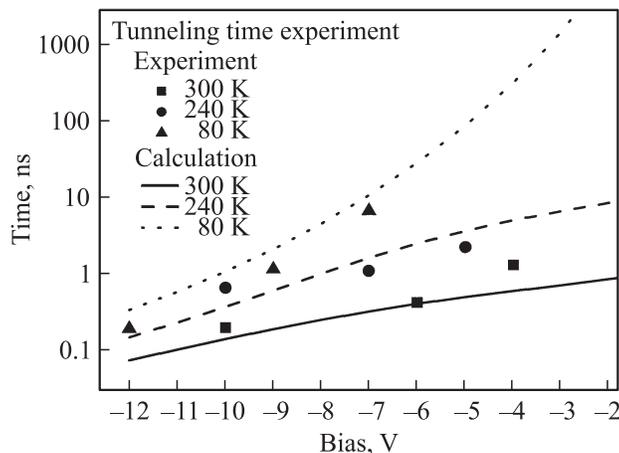


Рис. 5. Экспериментальные и расчетные зависимости времени туннельной утечки носителей от внешнего смещения для структуры В.

4.2. Сопоставление эксперимента с расчетом

Для получения расчетных зависимостей времени ТУ необходимо знать зависимость значений d от внешнего смещения, т.е. зависимость $E_j(V)$. Прямой расчет зависимости встроенного поля от внешнего смещения для реальной структуры является весьма сложной задачей из-за трудностей с точным определением профиля легирования и концентрации активных примесей. Однако, как уже упоминалось выше, изменение внешнего смещения приводит к изменению энергии перехода основного состояния (порядка 4 мэВ/В для структуры В) вследствие ЭШ, которое незначительно влияет на описанный выше процесс туннельной утечки, но заметно меняет положение максимума ФЛ. Таким образом, из зависимости положения максимума ФЛ от напряжения смещения можно получить значение изменения поля p – n -перехода от внешнего смещения $E_j(V)$. В рамках настоящей работы это делалось путем численного решения уравнения Шредингера (Приложение II). Для рассмотренной структуры В это значение оказалось равным $E_j(V) = 5 \cdot 10^5$ В/см.

Поскольку интенсивность ФЛ пропорциональна произведению концентраций электронов и дырок, время спада ФЛ вследствие туннельной утечки носителей будет определяться следующим образом:

$$\frac{1}{t_2} = \frac{1}{t_{\text{tun},e}} + \frac{1}{t_{\text{tun},h}}.$$

Сравнение рассчитанных таким образом времен спада ФЛ и значений времен спада ФЛ, полученных из эксперимента, представлено на рис. 5. Наблюдается хорошее согласие расчетных и экспериментальных значений.

4.3. Стационарный случай

Для анализа зависимостей интегрированной по времени ФЛ рассмотрим стационарный случай. Скоростное уравнение для концентрации электронов в КЯ может быть записано следующим образом (аналогичным образом и для дырок):

$$\frac{dn}{dt} = G - \frac{n}{t_{\text{tun},e}} - \frac{n}{t_{\text{life}}} = 0,$$

где n — концентрация электронов в КЯ, G — темп генерации носителей, t_{life} — время жизни носителей, которое в общем случае зависит от концентрации носителей. В данном случае мы будем считать t_{life} постоянным, поскольку оно изменяется много меньше, чем изменение времени туннельной утечки носителей (расчеты, проведенные в Приложении II, показывают, что изменение интеграла перекрытия волновых функций электрона и дырки (силы осциллятора) увеличивается лишь в 3–4 раза при увеличении обратного смещения до -10 В, в то время как время ТУ — на 2–3 порядка). Более того, с уменьшением концентрации носителей,

которое будет наблюдаться при обратном смещении, время жизни будет только возрастать, так как будет увеличиваться время излучательной рекомбинации. Тогда интенсивность ФЛ будет определяться следующим образом:

$$I \propto np \propto \frac{G}{\frac{1}{t_{\text{tune}}} + \frac{1}{t_{\text{life}}}} \frac{G}{\frac{1}{t_{\text{tun}_p}} + \frac{1}{t_{\text{life}}}}$$

Для исследования влияния энергии локализации на ТУ носителей в работе сравнивались структуры В и G, имеющие различный состав по индию в АО и, следовательно, имеющие различные энергии локализации носителей (0.9 и 1.15 эВ соответственно). На спектрах ФЛ структуры G можно было также различить две линии излучения аналогично спектрам структуры В. Результаты расчета в сравнении с экспериментальными данными для структур В и G представлены на рис. 6.

В силу того что структуры имели разный дизайн и выращивались в различных технологических режимах, $E_j(V)$ для структуры G (полученной способом, описанным в *Приложении II*) оказалось в 2 раза больше: $E_j(V) = 10^6$ В/см. Поэтому для наглядности на оси ординат откладывалась толщина основания барьера (d) для электронов (рис. 6). Видно, что при увеличении толщины барьера интенсивность ФЛ монотонно растет и при достижении определенной толщины рост насыщается. Причем при уменьшении температуры при фиксированной глубине локализации и при увеличении глубины локализации при заданной температуре насыщение наступает при меньших d . Данное насыщение вызвано следующим. При увеличении ширины барьера время ТУ становится больше времени жизни носителей и эффективность ФЛ начинает определяться временем жизни. С другой стороны, чем ниже температура и чем больше глубина локализации, тем при меньших значениях толщины барьера время ТУ будет больше времени жизни. На рис. 7 представлены расчетные

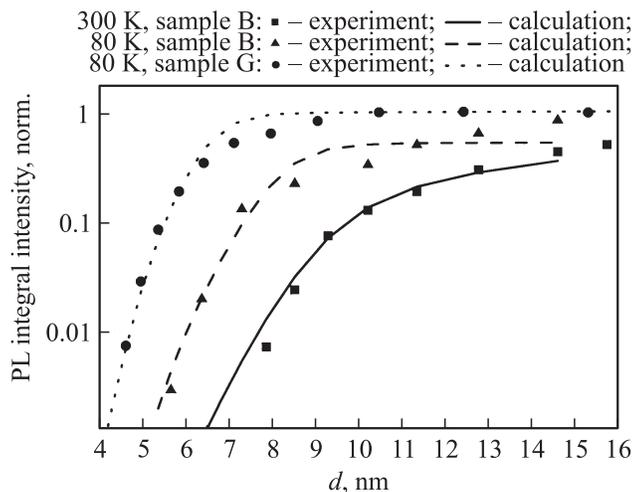


Рис. 6. Экспериментальные и расчетные зависимости интегральной интенсивности пика P1 от толщины основания барьера для электронов.

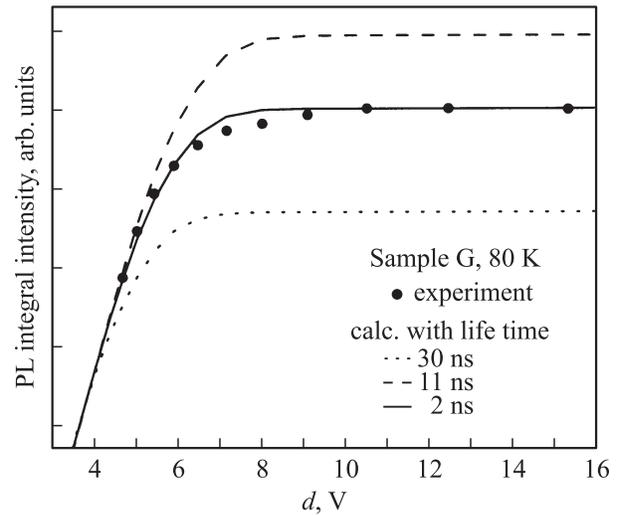


Рис. 7. Расчетные зависимости интегральной интенсивности фотолуминесценции от d для структуры G, полученные с использованием разных значений времени жизни, в сравнении с экспериментальными данными.

зависимости интенсивности ФЛ от d для структуры G при различном значении времени жизни. Видно, что увеличение времени жизни приводит к тому, что насыщение роста ФЛ наблюдается при больших значениях толщины основания треугольного барьера. Наилучшее совпадение экспериментальных и расчетных зависимостей достигается при значении $t_{\text{life}} = 11$ нс, что согласуется с измерениями ФЛ с временным разрешением. Таким образом, отношение времен ТУ носителей и времен жизни определяет эффективность туннельного транспорта носителей.

5. Заключение

Показано, что в структурах с АО InGaN/GaN при приложении обратного внешнего смещения на спектрах ФЛ разрешаются 2 линии. Более длинноволновая линия связана с ФЛ от релаксированных областей в АО, в которых релаксации напряжений привели к локальному увеличению содержания индия. Спад со временем ФЛ от релаксированных областей, который мы связываем с мономолекулярной рекомбинацией на ЦБР вблизи дислокаций, не зависит от внешнего смещения и имеет характерное время 30 пс. Поведение коротковолновой линии характерно для систем, в которых проявляется ЭШ. Уменьшение интенсивности ФЛ с увеличением обратного смещения этой линии мы связываем с туннелированием носителей через треугольный барьер, толщина которого уменьшается с ростом обратного смещения.

Проведено моделирование процесса туннелирования, хорошо согласующегося с экспериментом. Показано, что в зависимости от времени жизни носителей туннельный

механизм утечки определяет эффективность люминесценции при значениях толщины треугольного барьера до 5–10 нм, при временах жизни около 10 нс. При больших временах жизни носителей (около 1–10 нс и более) эффективность туннельного транспорта к дефектам в барьерах или между локализованными состояниями может также играть важную роль в ограничении эффективности ФЛ, особенно в структурах с большим содержанием индия.

Таким образом, туннельный транспорт носителей необходимо учитывать при разработке активной области светоизлучающих структур и фотодетекторов на основе III-нитридов.

Работа выполнена в рамках Государственного контракта № 02.523.12.3017 от 14 августа 2008 г., при поддержке Федерального агентства по образованию (проект „Технология создания монолитного полихромного инжекционного источника белого света на основе квантово-размерных гетероструктур“), грантов РФФИ № 09-02-12449-офи_м, 08-02-01344, 10-02-01190-а, 10-02-01044-а, Программы фундаментальных исследований президиума РАН № 27 и при диагностической поддержке СЗРЦКП „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“.

Приложение I

Рассмотрим квантовую яму с плоским дном, помещенную во внешнее электрическое поле (см. вставку на рис. 1). В общем случае дно ямы не плоское и, более того, его наклон меняется с приложением внешнего смещения. Однако, как будет показано далее, это изменение незначительно, и им можно пренебречь. Как известно, коэффициент прозрачности для барьера произвольной формы определяется как [18]

$$T(E)_{e,h} = \exp\left(-\frac{2\sqrt{2m_{e,h}^*}}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{[\varphi(x) - E]} dx\right),$$

где $m_{e,h}^*$ — эффективная масса электрона или дырки, $\varphi(x)$ — потенциал вдоль координаты x . В случае треугольного барьера

$$\varphi_{e,h}(x) = E_{b_{e,h}} - E_j x,$$

где $E_{b_{e,h}}$ — энергия локализации относительно матрицы (см. вставку на рис. 1) для электрона и дырки соответственно, E_j — поле p - n -перехода, которое меняется при приложении внешнего напряжения смещения. Тогда ширина основания треугольного барьера будет определяться как

$$d_{e,h} = \frac{E_{b_{e,h}}}{E_j}.$$

В случае малых плотностей накачек, которые использовались в эксперименте, для носителей применимо распределение Больцмана:

$$B(E, T) = n_0(T) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right),$$

где n_0 находится из нормировки:

$$\int_0^{\infty} n_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE = 1.$$

Тогда вероятность туннелирования частицы с учетом распределения по Больцману ее энергии

$$T'_{e,h}(E, T) = T(E)_{e,h} B(E, T).$$

Время туннельной утечки носителей рассчитывается следующим образом:

$$t_{\text{tun},e,h}(E, T) = \frac{t'_{e,h}(E)}{T'_{e,h}(E, T)},$$

где $t'_{e,h}$ — период колебания электрона или дырки в квантовой яме, который также зависит от энергии частицы и определяется как

$$t'_{e,h}(E) = \frac{2d_w}{V_{e,h}(E)},$$

где d_w и $V_{e,h}$ — ширина квантовой ямы и скорость колебания частицы соответственно. Последняя рассчитывается как

$$V_{e,h}(E) = \sqrt{2 \frac{E}{m_{e,h}^*}},$$

где E — энергия частицы.

Очевидно, что в зависимости от энергии частицы вероятность туннелирования будет увеличиваться, причем как из-за увеличения частоты колебаний внутри ямы, так и из-за уменьшения ширины барьера. Тогда среднее время туннельной утечки носителей из ямы, с учетом того что только один край ямы туннельно-прозрачен, имеем:

$$\tilde{t}_{\text{tun},e,h}(E_{b_{e,h}}, T) = 2 \frac{d_w}{E_{b_{e,h}} \int_0^{E_{b_{e,h}}} T'_{e,h}(E, T) V_{e,h}(E + E_{gr_{e,h}}) dE},$$

где $E_{gr_{e,h}}$ — энергия основного состояния для электрона и дырки соответственно.

Приложение II

Рассмотрим КЯ во внешнем поле (рис. 8). Поскольку для системы InGaN/GaN характерны большие пьезополя, которые в несколько раз превышают поле p - n -перехода и направлены в противоположную сторону, дно ямы наклонено (рис. 8, A'). При приложении внешнего обратного напряжения смещения пьезополе частично компенсируется, что приводит к выпрямлению дна ямы и увеличению энергии перехода (рис. 8, B'). Тогда поле внутри КЯ будет определяться следующим образом:

$$E_w(V) = E_j(V) + E_{pz},$$

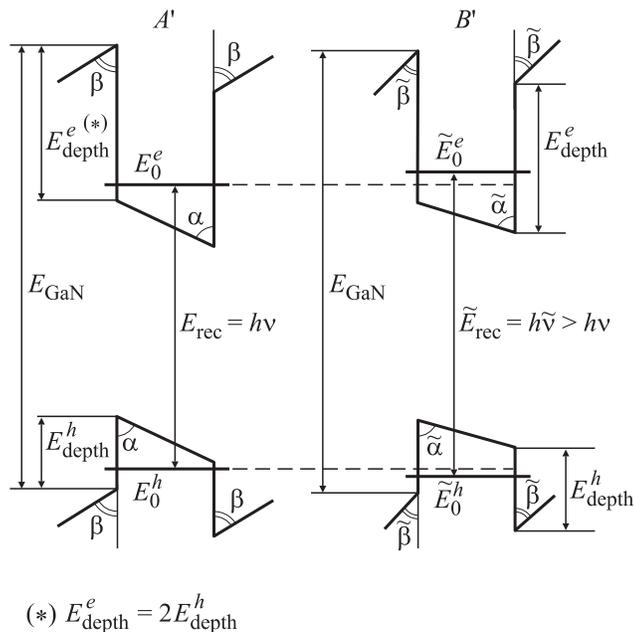


Рис. 8. Схема модели для расчета эффекта Штарка (поверхность образца справа). Случай B' соответствует большому значению внешнего смещения.

где $E_j(V)$ — поле p – n -перехода, E_{pz} — пьезополе и V — внешнее напряжение смещения. Далее, задавая потенциал и решая уравнение Шредингера, можно найти энергию перехода как разность электронных и дырочных уровней:

$$U(z) = U_j(z) + U_{pz}(z) + U_{zone}(z),$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{eff}^{e,h}(z)} \psi_{e,h}''(z) + U_{e,h}(z) \psi_{e,h}(z) = E_{e,h} \psi_{e,h}(z),$$

$$E_r = E_0^e - E_0^h,$$

где U_j — потенциал поля p – n -перехода, который меняется при приложении внешнего смещения, U_{pz} — потенциал пьезополя, $U_{zone}(z)$ — граница зон в отсутствие полей, $\psi_{e,h}$ — волновая функция, E_r — энергия оптического перехода. Энергетический спектр находится методом отыскания собственных чисел матрицы [23,24] конечно-разностной записи гамильтониана уравнения Шредингера для электронов и дырок. Далее, задавая поле p – n -перехода при нулевом смещении, которое оценивалось как отношение высоты потенциального барьера p – n -перехода к его ширине, а также типичное значение пьезополя, которое бралось из литературы [25], методом подбора можно найти зависимость $E_j(V)$, стремясь к наилучшему совпадению экспериментальных зависимостей положения максимума ФЛ и расчетных энергий перехода в зависимости от напряжения смещения. Поскольку при решении уравнения Шредингера вычисляются волновые функции, можно получить значения интеграла перекрытия волновых функций электрона и

дырки. Для исследованных в работе структур изменение интеграла и перекрытия составило 3–4 раза в применяемом диапазоне внешних смещений, из чего можно сделать вывод, что коэффициент излучательной рекомбинации меняется не более чем в 3–4 раза.

Список литературы

- [1] A.F. Tsatsulnikov, W.V. Lundin, A.V. Sakharov, E.E. Zavarin, S.O. Usov, A.E. Nikolaev, N.V. Kryzhanovskaya, M.A. Synitsin, V.S. Sizov, N.A. Cherkashin, A.E. Chernyakov, A.L. Zakgeim, M.N. Mizerov. VII All Russian Conf. „Nitrides of Gallium, Indium and Aluminum: Structures and devices“ (Moscow, February 1–3, 2010).
- [2] D.I. Florescu, S.M. Ting, J.C. Ramer, D.S. Lee, V.N. Merai, A. Parkeh, D. Lu, E.A. Armour, L. Chernyak. Appl. Phys. Lett., **83**, 33 (2003).
- [3] X.H. Wu, C.R. Elsass, A. Abare, M. Mack, S. Keller, P.M. Petroff, S.P. DenBaars, J.S. Speck, S.J. Rosner. Appl. Phys. Lett., **72**, 692 (1998).
- [4] J.Y. Tsao. Laser Focus World, **39**, S11 (2003).
- [5] E.T. Yu, X.Z. Dang, P.M. Asbeck, S.S. Lau, G.J. Sullivan. J. Vac. Sci. Technol. B, **17**, 1742 (1999).
- [6] O. Ambacher, R. Dimitrov, M. Suttzmann, B.E. Foutz, M.J. Murphy, J.A. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Chumbes, B. Green, A.J. Sierakowski, W.J. Schaff, L.F. Eastman. Phys. Status Solidi B, **216**, 381 (1999).
- [7] P. Perlin, C. Kisielowski, V. Iota, B.A. Weinstein, L. Mattos, N.A. Shapiro, J. Kruger, E.R. Weber, J. Yang. Appl. Phys. Lett., **73**, 2778 (1998).
- [8] T. Takeuchi, C. Wetzel, S. Yamaguchi, H. Sakai, H. Amano, I. Akasaki, Y. Kaneko, S. Nakagawa, Y. Yamaoka, N. Yamada. Appl. Phys. Lett., **73**, 1691 (1998).
- [9] D.S. Sizov, R. Bhat, J. Napierala, J. Xi, D.E. Allen, C.S. Gallinat, Chung-En Zah. Optics Lett., **34** (3), (2009).
- [10] D. Sizov, R. Bhat, J. Napierala, C. Gallinat, K. Song, D. Allen. Chung-En Zah. Abstract Book, Intern. Conf. on Nitride Semiconductors (ICNS8) (October 18–23, ICC Jeju, Korea) p. 1039.
- [11] V. Rozhansky, D.A. Zakheim. Phys. Status Solidi A, **204** (1), 227 (2007).
- [12] В.С. Сизов, А.А. Гуткин, А.В. Сахаров, В.В. Лундин, П.Н. Брунков, А.Ф. Цацульников. ФТР, **43** (6), 836 (2009).
- [13] S. Nakamura. OIDA Solid-State Lighting Workshop (Albuquerque, May 30, 2002).
- [14] В.С. Сизов, Д.С. Сизов, Г.А. Михайловский, Е.Е. Заварин, В.В. Лундин, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов. ФТП, **40** (5), 589 (2006).
- [15] C. Netzel, R. Doloca, S. Lahmann, U. Rossow, A. Hangleiter. Phys. Status Solidi C, **0**, 324 (2002).
- [16] S.F. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota, T. Mukai, S. Nakamura. J. Appl. Phys., **88**, 5153 (2000).
- [17] В.С. Сизов, А.Ф. Цацульников, А.В. Сахаров, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, Н.А. Черкашин, М.Л. Нютч, А.Е. Николаев, А.М. Минтаиров, Yan He, J.L. Merz. ФТР, **44** (7), 955 (2010).
- [18] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика (нерелятивистская теория)* (М., Наука, 1974).
- [19] K.A. Bulashevich, S.Yu. Karpov, R.A. Suris. Proc. 12th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“ (St. Petersburg, Russia, June 21–25, 2004).

- [20] M.F. Schubert, J. Xu, Qi Dai, F.W. Mont, J. Kyu Kim, E.F. Schubert. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 081 114 (2009).
- [21] Yong-Hoon Cho, T.J. Schmidt, S. Bidnyk, G.H. Gainer, J.J. Song, S. Keller, U.K. Mishra, S.P. DenBaars. *Phys. Rev. B*, **61** (11), 19 808 (2000).
- [22] A.B. Сахаров, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, М.А. Синицин, А.Е. Николаев, С.О. Усов, В.С. Сизов, Г.А. Михайловский, Н.А. Черкашин, М. Hütch, F. Hue, Е.В. Яковлев, А.В. Лобанова, А.Ф. Цацуньников. *ФТП*, **43** (6), 841 (2009).
- [23] B.T. Smith, J.M. Boyle, J.J. Dongarra, B.S. Garbow, Y. Ikebe, V.C. Klema, C.B. Moler. *Matrix Eigensystem Routines* (EISPACK Guide, Springer Verlag, N.Y., 1976).
- [24] R.J. Hanson, R. Lehoucq, J. Stolle, A. Belmonte. *Improved performance of certain matrix eigenvalue computations for the IMSL/MATH Library* (IMSL Technical Report IMSL, Houston, 2007).
- [25] U.M.E. Christmas, A.D. Andreev, D.A. Faux. *J. Appl. Phys.*, **98**, 073 522 (2005).

Редактор Т.А. Полянская

Investigation of tunnel carrier's transport in structures with InGaN/GaN active region

V.S. Sizov^{*,+}, V.V. Neploh^{*}, A.F. Tsatsulnikov^{*,+},
A.V. Sakharov^{*,+}, W.V. Lundin^{*,+}, E.E. Zavarin^{*,+},
A.E. Nikolaev^{*,+}, A.M. Mintairov[×], J.L. Merz[×]

* Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
+ Center for Microelectronics
at Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
195256 St. Petersburg, Russia

× EE Department, University of Notre Dame,
Notre Dame, IN, 46556, USA

Abstract LED samples with InGaN/GaN active region emitting at 500–550 nm were investigated. Resonant photoluminescence as well as time resolved photoluminescence of samples with different bias and temperatures were measured. Decreasing of life time of carriers with increasing of reverse bias which is attributed with tunneling escape of carriers through barrier was discovered. Modeling of tunneling escape process with applying of Boltzmann distribution of carriers display a good agreement with experimental data. It is shown that tunneling transport of carriers influences on electrical and optical characteristics of LED structures with InGaN/GaN active region very much.