

Анализ причин падения эффективности электролюминесценции светодиодных гетероструктур AlGaInN при большой плотности тока накачки

© И.В. Рожанский[¶], Д.А. Закгейм

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

(Получена 20 октября 2005 г. Принята к печати 1 декабря 2005 г.)

Работа посвящена теоретическому объяснению характерного для светодиодных гетероструктур на основе AlInGaN падения эффективности электролюминесценции с ростом тока накачки. В результате численного моделирования показано, что рост внешнего квантового выхода при малых значениях плотности тока $J \approx 1 \text{ А/см}^2$ обусловлен конкуренцией между излучательной и безызлучательной рекомбинацией. Падение же квантового выхода при плотностях тока $J > 10 \text{ А/см}^2$ связано с уменьшением коэффициента инжекции дырок в активную область. Показано, что в этом эффекте важную роль играет заглупление энергетического уровня акцепторов в эмиттере AlGaIn, а также малые значения подвижностей электронов и дырок в p -области. Предложена модификация светодиодной гетероструктуры, в которой спад эффективности с ростом тока накачки наблюдаться не должен.

PACS: 42.55.Px, 73.40.Kp, 73.63.Hs, 78.20.Bh, 78.67.De, 85.60.Jb.

1. Введение

Значительные успехи в создании высокоэффективных светодиодов на основе AlGaInN, излучающих в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра, делают возможным создание источников белого света широкого применения. Однако для подобных применений помимо высокой эффективности требуется также высокая оптическая мощность, что в свою очередь приводит к необходимости использования больших плотностей тока накачки. В то же время для гетероструктур на основе нитридов III группы характерен довольно резкий спад эффективности с увеличением тока накачки [1]. Так, рекордные значения эффективности более 50% получены при токе 1 мА, а при токе $I \approx 100 \text{ мА}$ внешняя квантовая эффективность оказывается вдвое ниже [2]. Для типичных коммерческих светодиодных гетероструктур при возрастании тока накачки квантовый выход сначала растет, а затем начинает падать. Максимум достигается при токе $I \approx 1\text{--}10 \text{ мА}$, соответствующая характерная величина плотности тока составляет $J \approx 1\text{--}10 \text{ А/см}^2$. Анализ большого количества экспериментальных данных позволяет утверждать, что такая зависимость является характерной для большинства светодиодных гетероструктур на основе нитридов III группы (см., например, [3,4]).

Рост квантового выхода при малых токах накачки принято связывать с конкуренцией процессов излучательной и безызлучательной рекомбинации в активной области [5], представляющей собой обычно одну или несколько квантовых ям. В то же время падение квантового выхода при увеличении плотности тока накачки в настоящее время не имеет удовлетворительного объяснения. Так, попытки объяснения падения эффективности заполнением квантовых ям активной области [6] не находят подтверждения при анализе измеренных спектров электролюминесценции. Соответствующий коротковол-

новый сдвиг максимума не наблюдается вплоть до плотности тока $J \approx 100 \text{ А/см}^2$ [7,8]. Малые значения плотности тока, при которых наблюдается спад внешнего квантового выхода, не позволяют также рассматривать в качестве основной его причины перегрев активной области светодиода. Так, измерения оптических характеристик светодиодов в режиме импульсной накачки показали, что падение квантовой эффективности действительно не связано с перегревом активной области [9].

В данной работе предпринимается попытка объяснения наблюдаемого падения квантового выхода с ростом тока накачки особенностями транспорта носителей заряда в гетероструктуре AlInGaIn. Как известно, внешний квантовый выход электролюминесценции может быть записан как произведение трех факторов [10]:

$$\eta = \eta_{\text{int}} \eta_{\text{inj}} \eta_{\text{extr}}, \quad (1)$$

где η_{int} — внутренний квантовый выход, η_{inj} — коэффициент инжекции, η_{extr} — эффективность вывода света. Внутренний квантовый выход η_{int} отражает эффективность излучательной рекомбинации в активной области гетероструктуры и определяется в основном степенью ее кристаллического совершенства. Коэффициент вывода света η_{extr} определяется дизайном светодиода и не зависит от величины тока накачки. Коэффициент инжекции η_{inj} показывает, какая часть полного тока приходится на рекомбинацию в активной области (как излучательную, так и безызлучательную), т.е. какая часть носителей инжектируется в активную область и рекомбинирует в ней.

В данной работе рассматривается именно зависимость коэффициента инжекции от тока накачки, поскольку, на наш взгляд, эта зависимость играет основную роль в наблюдаемом спаде внешнего квантового выхода. Для анализа этой зависимости разработана диффузионно-дрейфовая модель, позволяющая проводить анализ транспорта носителей в реальной гетероструктуре путем

[¶] E-mail: igor@quantum.ioffe.ru

решения уравнений непрерывности совместно с уравнением Пуассона с учетом пьезополей. Модель в отличие от ранее известных моделей транспорта в гетероструктурах AlInGaN учитывает также процессы перезарядки легирующей примеси, играющие существенную роль. Мы не учитываем квантово-механические детали рекомбинации в квантовой яме. Безызлучательная рекомбинация оказывает влияние на зависимость квантового выхода от тока накачки только на участке роста и поэтому в работе не обсуждается подробно. Тем не менее разработанная модель позволяет учитывать безызлучательную рекомбинацию и воспроизводит участок роста квантового выхода при малых токах.

2. Диффузионно-дрейфовая модель транспорта в гетероструктуре AlInGaN

В разработанной одномерной модели светодиодная гетероструктура представлена как набор слоев с соответствующими параметрами материалов и уровнями легирования. Значения материальных констант для GaN и твердых растворов AlGaIn, InGaIn взяты преимущественно из обзора [11]. Равновесная зонная диаграмма и концентрации носителей заряда находятся путем численного решения уравнения Пуассона с учетом поляризации:

$$\nabla(-\epsilon\Delta\phi + P) = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0}[-n(\phi) + p(\phi) - N_A^-(\phi) + N_D^+(\phi)], \quad (2)$$

где ϕ — электрический потенциал, P — электрическая поляризация, ϵ — диэлектрическая проницаемость. Концентрации свободных носителей n , p и ионизованных примесей N_A^- , N_D^+ описываются фермиевской статистикой [12]:

$$\begin{aligned} n &= N_c \Phi_{1/2}[(E_F - E_c + e\phi)/kT], \\ p &= N_v \Phi_{1/2}[(-E_F - e\phi)/kT], \\ N_D^+ &= N_D F[(E_F - E_D + e\phi)/kT], \\ N_A^- &= N_A F[(-E_F + E_A - e\phi)/kT]. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь N_c , N_v — эффективные плотности состояний электронов и дырок; N_A и N_D — концентрации акцепторов и доноров; E_F — уровень Ферми; E_c — положение дна зоны проводимости; E_D , E_A — энергии донорного и акцепторного уровней соответственно. За нуль по шкале энергий принят уровень потолка валентной зоны. F и $\Phi_{1/2}$ — функция Ферми и интеграл Ферми соответственно, T — температура.

Уровень Ферми E_F находится из условия электронейтральности для всего объема образца:

$$\int_x [p(x) - n(x) + N_D^+(x) - N_A^-(x)] dx = 0. \quad (4)$$

Формулы (2), (4) образуют полную систему уравнений относительно неизвестных — электрического потенциала ϕ и уровня Ферми E_F .

Транспорт носителей при приложенном смещении моделируется в диффузионно-дрейфовом приближении. Выражения для плотности электронной и дырочной компонент тока имеют вид

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_n &= en\mu_n\nabla\phi + eD_n\nabla n, \\ \mathbf{J}_p &= ep\mu_p\nabla\phi - eD_p\nabla p, \end{aligned} \quad (5)$$

где подвижности μ_n и μ_p связаны с коэффициентами диффузии D_n и D_p соотношениями Эйнштейна:

$$\begin{aligned} \frac{\mu_n}{D_n} &= \frac{1}{n} \frac{dn}{dE_F}, \\ \frac{\mu_p}{D_p} &= \frac{1}{p} \frac{dp}{dE_F}. \end{aligned} \quad (6)$$

Уравнения непрерывности тока для электронов и дырок имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{1}{e} \operatorname{div} \mathbf{J}_n - R_{e \rightarrow h} - R_{e \rightarrow D}, \\ \frac{dp}{dt} &= \frac{1}{e} \operatorname{div} \mathbf{J}_p - R_{e \rightarrow h} - R_{h \rightarrow A}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $R_{e \rightarrow h}$ — суммарная скорость рекомбинации электронно-дырочных пар, т.е. разность скоростей рекомбинации и генерации, а $R_{e \rightarrow A}$ и $R_{h \rightarrow D}$ — суммарные скорости захвата электрона (дырки) на ионизованный донор (акцептор).

Модель учитывает перезарядку примесей: концентрации неподвижных зарядов — ионизованных доноров и акцепторов — могут изменяться вследствие процессов захвата и эмиссии электронов и дырок:

$$\begin{aligned} \frac{dN_A^-}{dt} &= -R_{h \rightarrow A}, \\ \frac{dN_D^+}{dt} &= -R_{e \rightarrow D}. \end{aligned} \quad (8)$$

Выражения для скоростей рекомбинации даются формулами [12]:

$$\begin{aligned} R_{e \rightarrow h} &= \alpha_{eh} [np - n^0 p^0], \\ R_{e \rightarrow D} &= \alpha_{eD} \left[nN_D^+ - n^0 N_A^{+0} \frac{N_D - N_D^+}{N_D - N_D^{+0}} \right], \\ R_{h \rightarrow A} &= \alpha_{hA} \left[pN_A^- - p^0 N_A^{-0} \frac{N_A - N_A^-}{N_A - N_A^{-0}} \right], \end{aligned} \quad (9)$$

где индекс 0 обозначает соответствующую концентрацию в равновесии. Величины α_{eh} , α_{eD} и α_{hA} — константы рекомбинации для соответствующих процессов.

Уравнения (7), (8) в сочетании с уравнением Пуассона (2) образуют полную систему уравнений относительно неизвестных — концентраций носителей заряда n , p , N_A^- , N_D^+ и электрического потенциала ϕ .

Для численного решения системы уравнений (2), (4) в стационарном случае и (7), (8), (2) в нестационарном

случае дискретизируются на одномерной неравномерной сетке ($x_0 \dots x_N$), с применением разностной схемы 2-го порядка. Сетка имеет сгущения вблизи гетерограниц и градиентов легирования. Полученная в результате дискретизации система нелинейных алгебраических уравнений решается методом Ньютона–Рафсона.

Для решения системы линейных алгебраических уравнений, возникающей на каждом шаге процесса Ньютона, применялся многофронтальный метод для разреженных матриц [13]. Реализованный алгоритм позволяет моделировать как стационарное состояние, так и временную эволюцию системы при наложении нестационарных граничных условий. Однако в данной работе модель использовалась только для вычисления постоянного тока. Поэтому производные в левых частях уравнений непрерывности (7), (8) полагались равными нулю.

3. Обсуждение результатов

3.1. Инжекция в светодиодной гетероструктуре

На рис. 1 показана схема и рассчитанная зонная диаграмма типичной светодиодной гетероструктуры с квантовой ямой InGaN в активной области и эмиттером AlGaN. Светлым тоном показано легиро-

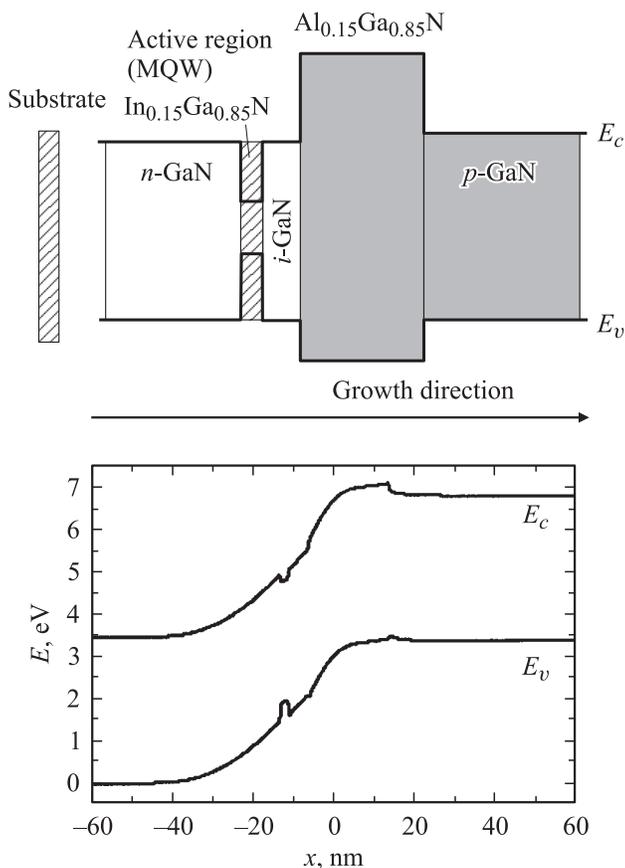


Рис. 1. Схема светодиодной гетероструктуры с квантовой ямой InGaN в активной области и эмиттером AlGaN. Внизу — зонная диаграмма гетероструктуры.

вание донорной примесью (Si) с энергией активации $E_c - E_D = 0.01$ эВ и концентрацией $N_D = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³, темным — легирование акцепторной примесью (Mg) с энергией активации $E_A - E_v = 0.15$ эВ и концентрацией $N_A = 10^{19}$ см⁻³.

При приложении прямого смещения электроны из *n*-области и дырки из *p*-области движутся навстречу друг другу и рекомбинируют в основном в области квантовой ямы InGaN. Коэффициент инжекции есть отношение тока рекомбинации, проинтегрированного по яме, к полному току. В случае, когда он равен единице, рекомбинация происходит только в квантовой яме. На рис. 2 показан процесс инжекции носителей заряда в активную область (квантовую яму) при различных плотностях тока. На рисунке показаны зонные диаграммы, профили концентрации электронов и дырок и скорость рекомбинации для плотности тока накачки $J_a = 10$ А/см² (рис. 2, *a*) и для плотности тока $J_b = 10^4$ А/см² (рис. 2, *b*). На рис. 3 показана зависимость коэффициента инжекции от плотности тока накачки, стрелками на ней показаны точки, рассмотренные детально на рис. 2, *a* и *b*. Видно, что при малых плотностях тока только в квантовой яме имеется высокая концентрация электронов и инжектированных дырок, а рекомбинационный ток локализован в активной области (рис. 2, *a*). Коэффициент инжекции при этом близок к единице (рис. 3). При увеличении прямого смещения на *p*–*n*-переходе электроны начинают проникать в *p*-область, эффективность эмиттера снижается и рекомбинация распространяется за активную область. Это и приводит к уменьшению коэффициента инжекции. Однако, как видно из рис. 3, этот спад происходит при очень высоких плотностях тока — около 10^4 А/см², что не соответствует экспериментальным данным.

3.2. Влияние значений подвижности носителей тока в *p*-области

Как показано на рис. 3, падение эффективности инжекции наблюдается в модельном расчете при больших плотностях тока. Однако существуют два обстоятельства, которые ключевым образом влияют на положение спада на кривой зависимости коэффициента инжекции от плотности тока накачки. Первое обстоятельство заключается в том, что подвижности электронов и дырок в *p*-GaN оказываются намного ниже соответствующих подвижностей в *n*-области. Так, в работе [14] экспериментально определялась подвижность основных и неосновных носителей заряда в GaN, легированном Mg. Авторы считают, что доминирующим механизмом рассеяния носителей является рассеяние на нейтральном Mg, и, исходя из этого, приводят оценки для значений подвижностей основных и неосновных носителей в *p*-GaN порядка 1 см²/(В·с), что оказывается близко к экспериментальным данным. Наши результаты моделирования показали, что значения подвижностей в *p*-GaN существенно влияют на инжекцию. Подстановка полученных в [14] значений подвижности смещает кривую спада коэффициента инжекции в область на порядок меньших значений плотности тока (рис. 4).

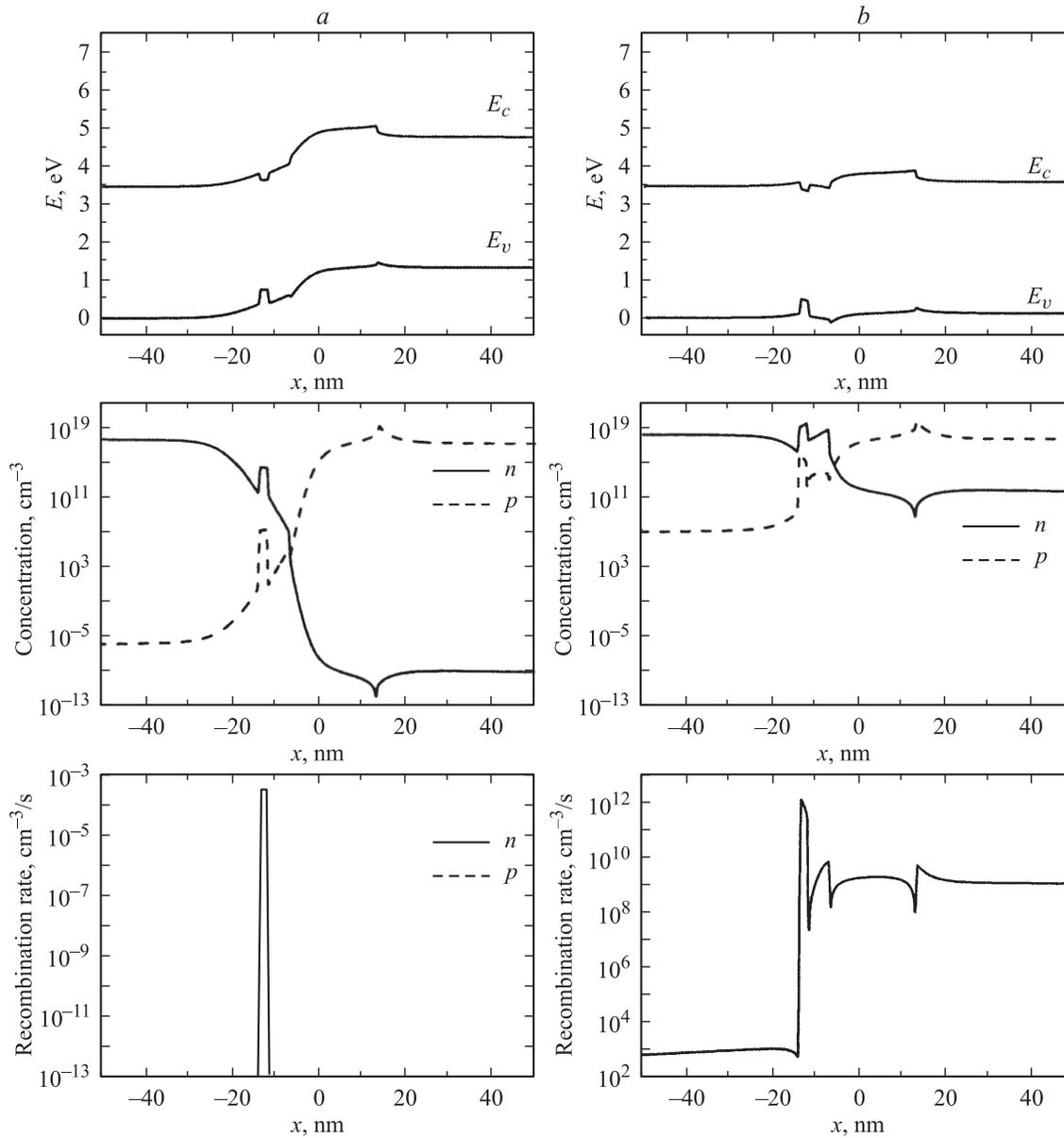


Рис. 2. Зонные диаграммы, профили концентрации электронов и дырок и скорости рекомбинации при малом (а) и большом (б) токе накачки.

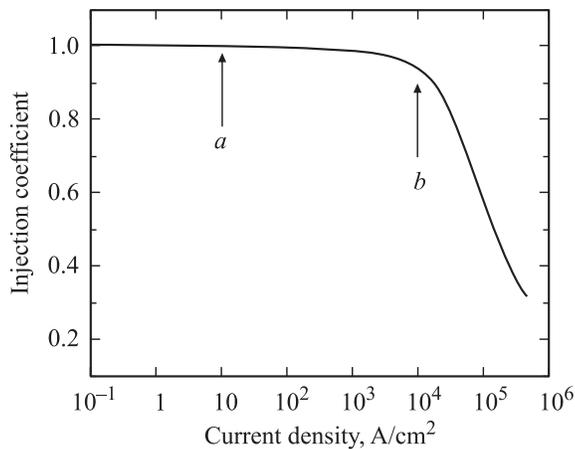


Рис. 3. Рассчитанная зависимость коэффициента инжекции от плотности тока. Стрелки *a* и *b* соответствуют значениям J_a и J_b .

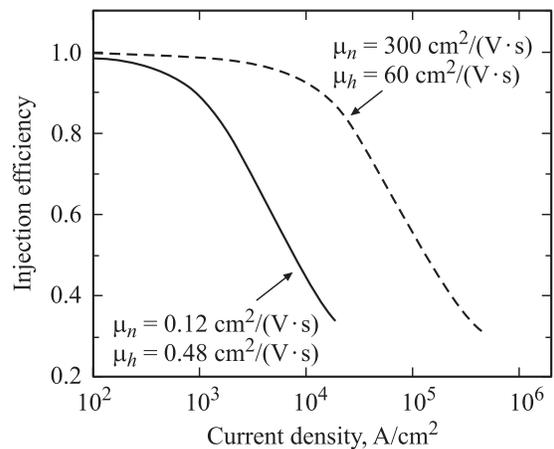


Рис. 4. Влияние подвижностей носителей тока в *p*-GaN на коэффициент инжекции.

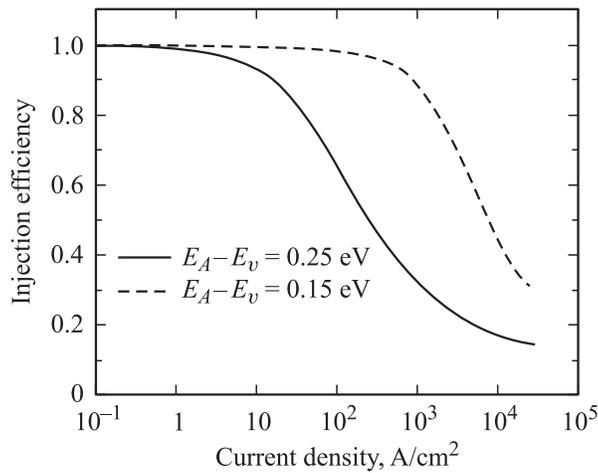


Рис. 5. Влияние энергии активации Mg в эмиттере AlGaIn на коэффициент инжекции.

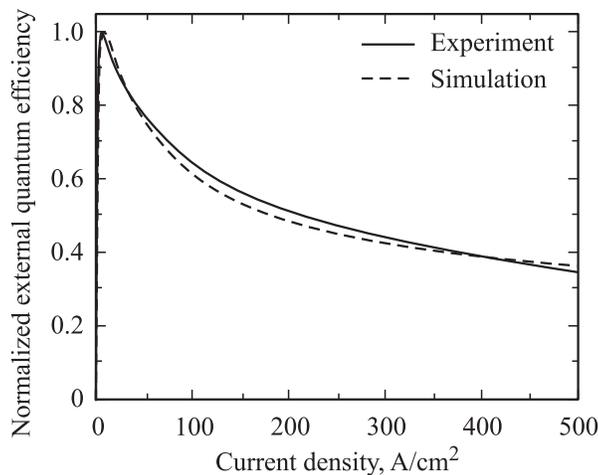


Рис. 6. Сравнение расчетной (штриховая линия) и экспериментальной (сплошная линия) зависимостей нормированной внешней квантовой эффективности от плотности тока накачки.

3.3. Влияние энергии активации Mg в эмиттере AlGaIn

Вторым важным обстоятельством, влияющим на положение спада на кривой зависимости коэффициента инжекции от плотности тока накачки, является эффект увеличения энергии активации Mg в растворах AlGaIn при увеличении мольной доли Al. Экспериментально показано [15], что при увеличении доли Al уровень Mg в *p*-легированном эмиттере AlGaIn загибается, так что в растворе Al_{0.15}Ga_{0.85}N энергия активации Mg составляет 0.25 эВ вместо 0.15 в GaN. Результаты расчетов, приведенные на рис. 5, показывают, что с точки зрения картины инжекции загибание акцепторного уровня в легированном эмиттере также приводит к смещению начала спада эффективности инжекции в область на порядок меньших значений плотности тока.

3.4. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными

На рис. 6 приведено сравнение результатов расчета с экспериментальной зависимостью внешнего квантового выхода от плотности тока накачки, взятой из работы [14]. В расчете была учтена безызлучательная рекомбинация в активной области. При этом считалось, что в активную область введены примеси акцепторного типа, отождествляемые с центрами безызлучательной рекомбинации (дислокациями), и подобраны соответствующие скорости рекомбинации, обеспечивающие наилучшее согласие с экспериментом. Такой подход, не описывающий квантово-механические детали рекомбинации в квантовой яме, конечно, носит качественный характер. Кроме того, экспериментальные значения скорости безызлучательной рекомбинации и концентрации дефектов в активной области моделируемой структуры известны чрезвычайно приближенно. Тем не менее модель описывает конкуренцию излучательной и безызлучательной рекомбинации при малых плотностях тока и воспроизводит начальный участок роста квантового выхода. В приведенном на рис. 6 расчете концентрация центров безызлучательной рекомбинации составляет $N_{def} = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что соответствует плотности дислокаций порядка $N_{disl} \approx 10^8 \text{ см}^{-2}$.

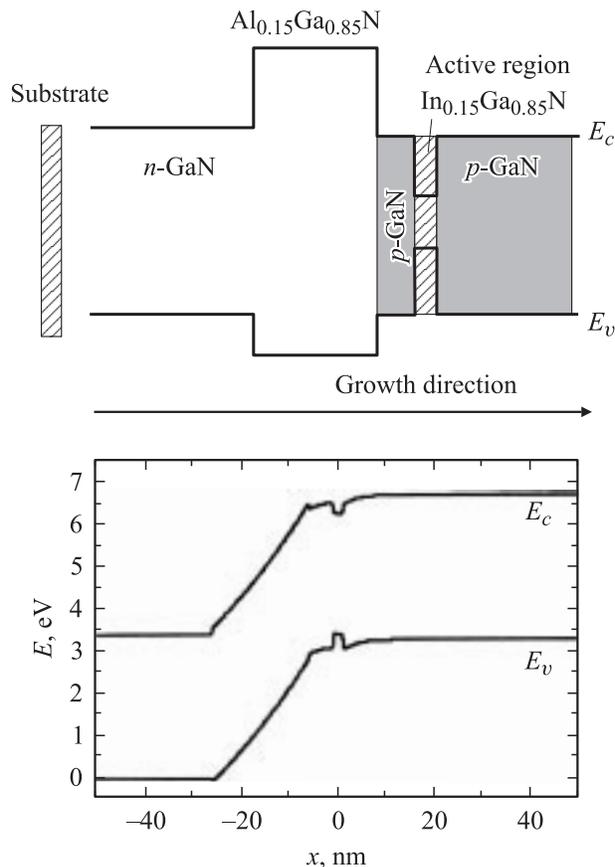


Рис. 7. Схема и зонная диаграмма инверсной гетероструктуры.

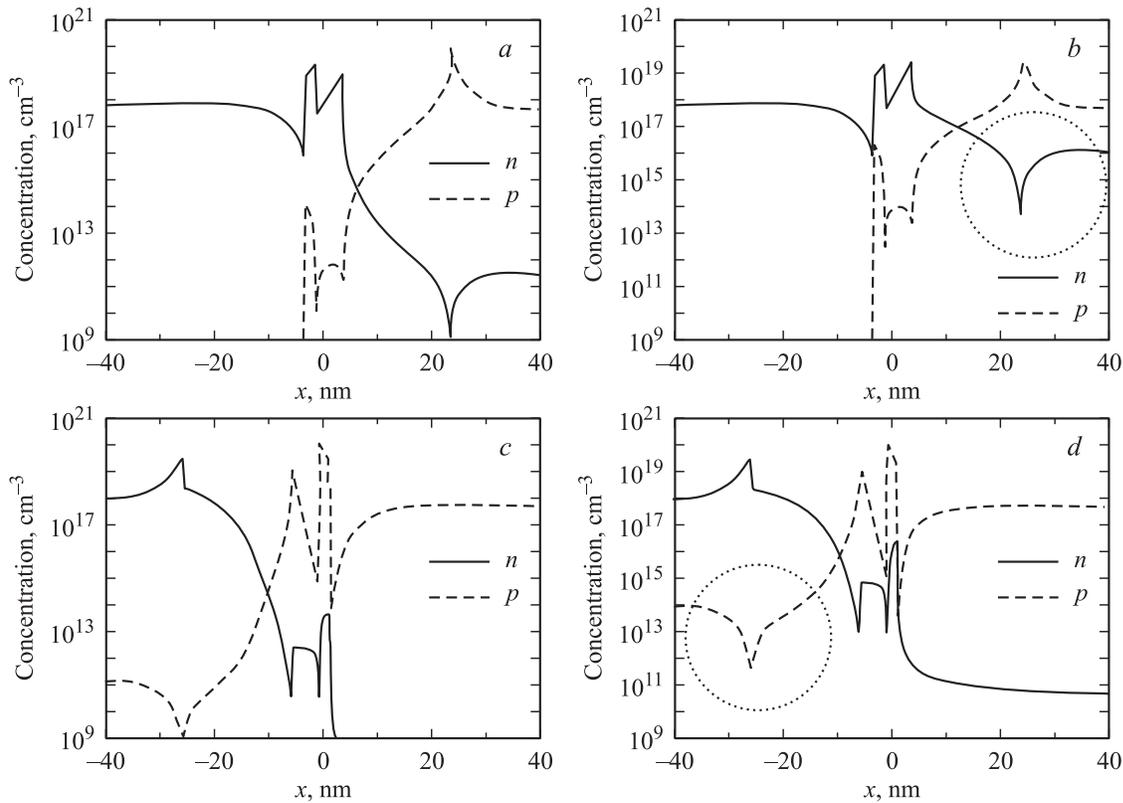


Рис. 8. Профили концентраций электронов (n) и дырок (p) в обычной (a, b) и инверсной (c, d) структурах. Плотность тока накачки $J, \text{A}/\text{cm}^2$: a, c — 1; b, d — 10^3 .

Наилучшее согласие расчета с экспериментом (рис. 6) на падающем участке зависимости достигнуто при значениях подвижностей электронов и дырок в p -области $\mu_n^p = 2 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, $\mu_p^p = 0.6 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, что близко к оценкам и экспериментальным данным, полученным в [14], а также с учетом эффекта заглупления уровня Mg в эмиттере AlGaIn [15].

4. „Инверсная“ гетероструктура

На основе моделирования инжекции носителей заряда в обычной светодиодной гетероструктуре можно предположить оптимизацию гетероструктуры, направленную на устранение эффекта спада коэффициента инжекции с током. Основная идея заключается в смещении активной области в p -область, с тем чтобы интенсивность рекомбинации в активной области определялась не инжекцией дырок, а инжекцией электронов, концентрация которых выше. Такую структуру назовем инверсной.

Широкозонный эмиттер, который ограничивал проникновение электронов в p -область, в инверсной структуре ограничивает проникновение дырок в n -область. Схема и зонная диаграмма с учетом пьезополей для инверсной структуры приведена на рис. 7. Уровни n - и p -легирования и составы твердых растворов такие же, как и в обычной структуре (рис. 1).

На рис. 8 показаны профили концентраций электронов и дырок в обычной и инверсной структу-

рах при разных плотностях тока накачки. Рис. 8, a, b соответствуют обычной гетероструктуре при малой ($J = 1 \text{ A}/\text{cm}^2$) и большой ($J = 1000 \text{ A}/\text{cm}^2$) плотности тока, а рис. 8, c, d — инверсной гетероструктуре при тех же плотностях тока. Видно, что при большой плотности тока в инверсной гетероструктуре концентрация носителей (в данном случае дырок), проникающих за яму и снижающих эффективность инжекции в активную область, существенно ниже, чем концентрация электронов в обычной гетероструктуре при тех же плотностях тока. Эти области с различной концентрацией указанных носителей обведены кружками на рис. 8, b, d .

Соответственно инжекционная эффективность инверсной структуры не испытывает завала, присущего обычной гетероструктуре. Так, на рис. 9 приведены расчетные зависимости коэффициента инжекции от плотности тока накачки для обычной и инверсной гетероструктур.

5. Заключение

Таким образом, разработанная нами диффузионно-дрейфовая модель транспорта в светодиодной гетероструктуре позволила проанализировать зависимость эффективности электролюминесценции от плотности тока накачки для реальной светодиодной гетероструктуры на основе AlGaInN. Несмотря на то что модель не содержит квантово-механического описания процесса

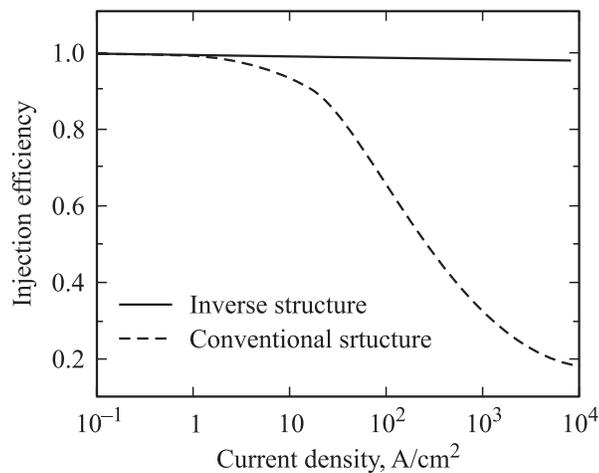


Рис. 9. Расчетная инжекционная эффективность обычной и инверсной структур.

излучательной рекомбинации в активной области гетероструктуры, она позволила адекватно описать экспериментально наблюдаемые особенности зависимости эффективности электролюминесценции от плотности тока накачки. Так, рост внешнего квантового выхода при малых значениях плотности тока $J \approx 1 \text{ A/cm}^2$ обусловлен конкуренцией между излучательной и безызлучательной рекомбинацией и определяется концентрацией дефектов и соответствующими скоростями рекомбинации. Падение же квантового выхода при больших плотностях тока $J > 10 \text{ A/cm}^2$ связано с уменьшением коэффициента инжекции дырок в активную область при увеличении прямого смещения на $p-n$ -переходе. Как показывают проведенные расчеты, в этом эффекте важную роль играет заглубление энергетического уровня акцепторов при увеличении доли Al в эмиттере AlGaIn, а также уменьшение подвижностей основных и неосновных носителей заряда в p -области по сравнению с их значениями в n -области. При этом расчетные зависимости оказываются весьма чувствительными к значениям указанных параметров. Однако именно при значениях, близких к полученным в [14,15], результаты численного моделирования показывают хорошее согласие с экспериментальными зависимостями внешнего квантового выхода от плотности тока. Полученный результат свидетельствует в пользу того, что наблюдаемый спад внешнего квантового выхода определяется в основном зависимостью коэффициента инжекции носителей в активную область от плотности тока накачки. Разработанная модель позволила предложить оптимизацию светодиодной гетероструктуры на основе AlGaInN путем смещения активной области в p -область. В такой „инверсной“ гетероструктуре инжекционный спад эффективности с ростом тока накачки наблюдаться не должен.

Работа поддержана Советом по грантам Президента РФ для поддержки молодых российских ученых (№ МК-8224.2006.2).

Список литературы

- [1] T. Mukai, M. Yamada, S. Nakamura. Jap. J. Appl. Phys., **38**, 3976 (1999).
- [2] M. Yamada, T. Mitani, Y. Narukawa, S. Shioji, I. Niki, S. Sonobe, K. Deguchi, M. Sano, T. Mukai. Jap. J. Appl. Phys., **41**, 1431 (2002).
- [3] С.С. Мамакин, А.Э. Юнович, А.Б. Ваттана, Ф.И. Маняхин. ФТП, **37** (9), 1131 (2003).
- [4] Д.А. Закгейм, И.П. Смирнова, И.В. Рожанский, С.А. Гуревич, М.М. Кулагина, Е.М. Аракчеева, Г.А. Онушкин, А.Л. Закгейм, Е.Д. Васильева, Г.В. Иткинсон. ФТП, **39** (7), 885 (2005).
- [5] V.F. Mymrin, K.A. Bulashevich, N.I. Podolskaya, I.A. Zhmakin, S.Yu. Karpov, Yu.N. Makarov. Phys. Status Solidi (c), **2** (7), 2928 (2005).
- [6] X.A. Cao, S.F. LeBoeuf, M.P. D'Evelyn, S.D. Arthur, J. Kretchmer, C.H. Yan, Z.H. Yang. Appl. Phys. Lett., **84** (21), 4313 (2004).
- [7] А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин, В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович. ФТП, **33** (2), 224 (1999).
- [8] M.G. Cheong, E.-K. Suh, H.J. Lee, M. Dawson. Semicond. Sci. Technol., **17** (5), 446 (2002).
- [9] А.Л. Закгейм. Светодиоды и лазеры, **1-2**, 33 (2002).
- [10] A. Zakauskas, R. Gaska, M. Shur. *Introduction to Solid-State Lighting* (John Wiley & Sons Inc., 2002).
- [11] I. Vurgaftman, J.R. Meyer. J. Appl. Phys., **94**, 3675 (2003).
- [12] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1990)ю
- [13] T.A. Davis. UMFPACK Version 4.4 User Guide, <http://www.cise.ufl.edu/research/sparse/umfpack/> (2005).
- [14] Z.P. Guan, J.Z. Li, G.Y. Zhang, S.X. Jin, X.M. Ding. Semicond. Sci. Technol., **15**, 51 (2000).
- [15] M.L. Nakarmi, J.Y. Lin, H.X. Jiang. Appl. Phys. Lett., **80** (7), 1210 (2002).

Редактор Т.А. Полянская

Analysis of origin of the decrease of electroluminescence efficiency of AlGaInN LED heterostructures at high pumping density

I.V. Rozhansky, D.A. Zakheim

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The work is devoted to theoretical explanation of the decreasing of external quantum efficiency (QE) with increasing pumping density typically observed for AlInGaIn heterostructures. It is shown as a result of numerical modeling that while the increase of QE at low pumping density $J \approx 1 \text{ A/cm}^2$ is due to the competition between radiative and non-radiative recombination, the decrease of QE at large pumping density $J > 10 \text{ A/cm}^2$ is caused by decrease of injection efficiency for the holes into the active region. It is shown that effect of increasing of acceptor activation energy with increase of Al fraction in AlGaIn emitter and small values of electron and holes mobilities in the p -region play an important role in this effect. A modified LED heterostructure is suggested, for which the effect of QE decreasing is not expected.