

Применение механизма рекомбинации Шокли-Нойса-Саа для модели вольт-амперной характеристики светодиодных структур с квантовыми ямами

Ф.И. МАНЯХИН*, А.Б. ВАТТАНА, Л.О. МОКРЕЦОВА

НИТУ «МИСиС», Москва

* E-mail: zaomisis@yandex.ru

Аннотация

Теория рекомбинации в области пространственного заряда Шокли-Нойса-Саа (ШНС) применена для построения математической модели вольт-амперной характеристики (ВАХ) светодиодов с квантовыми ямами. В отличие от математической модели ВАХ по ШНС в предлагаемой модели принимаются неоднородность распределения центров рекомбинации по области пространственного заряда и зависимость их средней концентрации от напряжения, а также то, что фактор неидеальности зависимости прямого тока от напряжения смещения может принимать непрерывный ряд значений от 1 до 5 и определяется зависимостью от напряжения смещения как тока насыщения, так и показателя экспоненты математической модели ВАХ.

Ключевые слова: светодиоды с квантовыми ямами, вольт-амперная характеристика, фактор неидеальности, механизм рекомбинации.

Введение

Светодиоды (СД) на основе гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) в силу своих замечательных свойств заняли одни из ведущих положений как источники света и элементы полноцветных экранов. Но парадокс состоит в том, что за 25 лет с начала их серийного производства не создана математическая модель их вольт-амперной характеристики (ВАХ). Для описания экспериментально наблюдаемых ВАХ СД с КЯ используют модели, разработанные для гомо- $p-n$ -переходов. При этом возникают сложности как в интерпретации поведения зависимости тока от напряжения смещения, так и – квантовой эффективности СД.

Модель ВАХ диффузионного механизма тока была предложена Шокли [1]:

$$J_{\text{dif}} = q \left(\frac{p_n L_p}{\tau_p} + \frac{n_p L_n}{\tau_n} \right) \cdot \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = J_0 \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (1)$$

где J_{dif} – плотность тока, q – заряд электрона, p_n и n_p – концентрации неосновных носителей заряда в n - и p -областях соответственно, L_n и L_p – диффузионные длины, τ_n и τ_p – времена жизни электронов и дырок, U – напряжение смещения, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура $p-n$ -перехода, $J_0 = q \left(\frac{p_n L_p}{\tau_p} + \frac{n_p L_n}{\tau_n} \right)$ – плотность

диффузионного тока насыщения.

Впоследствии в формулу (1) был введён параметр n , полученный из эксперимента и названный фактором не-

идеальности (ФН) (в других работах – фактором идеальности):

$$J_{\text{dif}} = J_0 \cdot \left[\exp\left(\frac{qU}{nkT}\right) - 1 \right]. \quad (2)$$

Физическая природа ФН для $p-n$ -структур с гомопереходами была раскрыта в работе Шокли, Нойса, Саа (ШНС) [2]. В ней представлена модель ВАХ, основанная на механизме рекомбинации носителей заряда (НЗ) в области пространственного заряда (ОПЗ) симметричного $p-n$ -перехода через равномерно распределённые уровни дефектов:

$$J_{\text{rec}} = q \frac{\sigma_t N_t W}{2} n_i V_T \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) = J_s \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right), \quad (3)$$

где W – ширина ОПЗ, σ_t – сечение захвата рекомбинационных центров, V_T – тепловая скорость, N_t – концентрация рекомбинационных центров в ОПЗ, n_i – собственная концентрация НЗ, $J_s = q \frac{\sigma_t N_t W}{2} n_i V_T$ – ток насыщения; ФН в (3) принят равным 2.

Впоследствии Чу [3] развил эту модель для несимметричных $p-n$ -переходов, сохранив предположение о равномерном распределении концентрации дефектов в ОПЗ.

Экспериментально наблюдаемые ВАХ с ФН между 1 и 2 объясняют конкуренцией того или иного механизма рекомбинации [4], утверждая, что вследствие равенства полного прямого тока сумме диффузионного и рекомбинационного токов ФН может лежать в пределах от 1 до 2.

В 1994–1996 гг. были созданы первые СД с КЯ синего и зелёного света на основе гетероструктур $AlGaIn/InGaIn/GaN$ [5, 6], а также СД красного света на основе гетероструктур $AllnGaP$. С этого момента начались интенсивные исследования свойств этих СД [7–12]. Их электрофизические характеристики, в частности ВАХ, существенно отличаются от характеристик предыдущих СД. Так ФН СД с КЯ значительно меняется по всей области зависимости тока от напряжения [13, 14] и может принимать значения от 1,2 до 5 и больше. При относительно небольших плотностях тока (порядка 1 A/cm^2) у всех без исключения СД на основе GaN и $AllnGaP$ на ВАХ в полугогарифмических координатах наблюдается отклонение от экспоненциальной зависимости и стремление тока к насыщению. Для объяснения этих фактов предлагаются разные модели, в которых предполагаются высокое сопротивление контактов и конкуренция между разными механизмами рекомбинации. При этом не берётся во внимание образование заряда свободных НЗ в области контакта широкозонных полупроводников [15, с. 156].

Была разработана феноменологическая модель темпа рекомбинации ABC , основанная на моделях механизмов Шокли-Рида-Холла (ШРХ), излучательной и оже-рекомбинаций [16–19]. Модель ABC достаточно логично объясняет поведение квантовой эффективности СД с КЯ при изменении плотности прямого тока, но так и не использована для создания математической модели ВАХ. И по настоящее время исследователи продолжают использовать формулы (2) и (3) для описания ВАХ СД с КЯ, что некорректно, учитывая, что рекомбинация в слое ОПЗ СД с КЯ происходит в узких локальных областях – слоях КЯ шириной в несколько единиц нанометров. Этот факт учтён в работах [20, 21].

Большое внимание анализу токообразования в СД с КЯ уделено в работах [13, 22], основная направленность которых – объяснение падения эффективности при относительно невысоких плотностях тока, но выражений для описания ВАХ не получено.

Во всех работах по анализу экспериментальных ВАХ СД, как на основе гомопереходов, так и – гетеро- $p-n$ -структур с КЯ, приводится формула, по которой ФН определяют дифференцированием логарифма плотности тока по напряжению:

$$n = \left[kT \left(\frac{d}{dU} \ln(J) \right) \right]^{-1}. \quad (4)$$

Очевидно, это некорректно, так как экспериментальные ВАХ представляют собой дискретную таблицу соответствия тока напряжению смещения, а не аналитическую функцию. Поэтому правильнее пользоваться для этого формулой

$$n = \left[kT \left(\frac{\Delta \ln(J)}{\Delta U} \right) \right]^{-1}, \quad (5)$$

в которой $\Delta \ln(J)$ – приращение логарифма плотности тока при приращении напряжения смещения на ΔU . Но ни в одной работе не давалось сведений о значениях этих приращений для ведения расчётов. (А от этого существенно зависит результат.)

В подавляющем большинстве экспериментальных материалов сам ФН и предэкспоненциальный множитель формулы ВАХ СД с КЯ заметно меняются при изменении напряжения смещения [14], а формулы (4) и (5) подразумевают их постоянство.

Учитывая сказанное, следует определиться, какой параметр рассчитывается по (5) для всего диапазона ВАХ: кратная kT обратная величина отношения приращения функции $\Delta \ln(J)$ к приращению аргумента ΔU или коэффициент, который характеризует несоответствие экспоненциального множителя $\exp[qU/(n^* \cdot kT)]$ идеальному виду $\exp[qU/(kT)]$? Очевидно – кратная kT обратная величина отношения $\Delta \ln(J)/\Delta U$. (Здесь n^* – коэффициент отклонения экспоненциального множителя от приведённого в [1]). В показатель экспоненты в (2) входит коэффициент

отклонения от идеальной модели ВАХ Шокли, основанной на распределении Больцмана. Вследствие этого далее в статье определяемый по (5) ФН будем обозначать как n , а коэффициент, входящий в показатель экспоненты, – n^* (эн со звёздочкой).

Проведённый обзор работ позволяет заключить, что в них: 1) при анализе экспериментальных данных по СД с КЯ используются математические модели ВАХ Шокли и ШНС, не учитывающие особенностей их технологической структуры; 2) не рассматриваются случаи неравномерного распределения рекомбинационных центров [23, 24], характерного для светодиодных структур. Эти выводы позволили сформулировать цель и задачи работы:

- цель – разработка математической модели ВАХ $p-n$ -структур с КЯ с учётом их параметров и расположения в ОПЗ;

- задачи – экспериментально установить общие для всех видов $p-n$ -светодиодных структур свойства ВАХ, обосновать необходимость разработки математической модели ВАХ $p-n$ -структур с неоднородным распределением рекомбинационных центров в ОПЗ, установить зависимость коэффициента n^* и ФН n от технологических параметров $p-n$ -структуры¹.

В качестве исходных положений было принято, что $p-n$ -структуры исследованных СД равномерно легированы со стороны как p -, так и n -областей, имеют обеднённый слой с резкими границами, в обеднённой области для свободных НЗ справедливо распределение Больцмана, уровни рекомбинационных центров расположены вблизи середины запрещённой зоны, а сечения захвата электронов и дырок одинаковые.

Методики и результаты эксперимента

Экспериментально были получены ВАХ СД на основе $p-n$ -структур $AlGaIn/InGaIn/GaN$ с КЯ синего и зелёного света фирмы *Cree*, СД фирмы *Lumileds* синего, зелёного и красного (на основе $AllnGaP$) света, а также СД белого света производства КНР (обозначены в экспериментальных результатах, ниже, как А1, А3, СС, и СW). Каждая партия содержала не менее 10 СД и выбиралась из одной технологической группы. На приведённых рисунках (рис. 1–3) экспериментальные результаты представлены не для всех исследованных СД из-за большого объёма информации, но основные закономерности для них соответствуют приведённым в работе.

Использованные в экспериментах СД обладали достаточно протяжёнными экспоненциальными участками ВАХ в диапазоне плотности тока 10^{-4} – 10^2 А/см². При этом исследованию разнообразных характеристик этих СД, включая ВАХ, посвящены, например, работы [25, 26]. Измерения при больших плотностях тока не проводились, так как при них велика вероятность проявления токов утечки, которые вносили бы фоновое дополнение к классическому генерационно-рекомбинационному механизму прямого тока исследуемых СД.

ВАХ СД (рис. 1) измерялись с помощью компьютеризированной установки со стабилизированным напряжением

¹ В задачи работы не входило установление взаимосвязи ФН n с токами утечки по поверхности или через внутренние шунты диодных структур, учёт последовательного омического сопротивления квазинейтральных областей и контактов и рассмотрение режима высокого уровня инжекции; в работе рассматривался только режим прямого смещения, основной для СД.

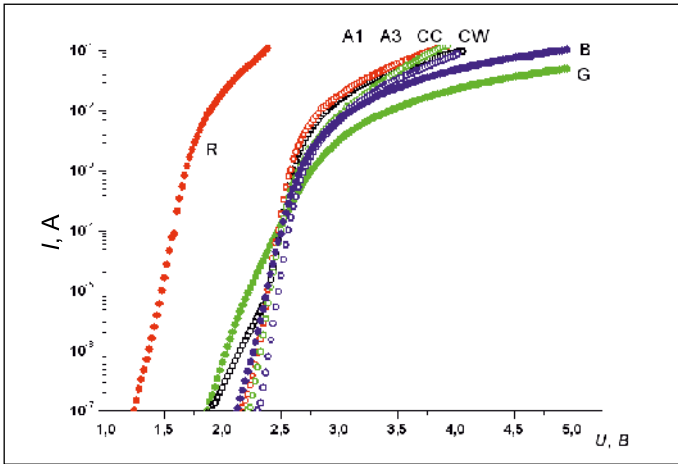


Рис. 1. ВАХ светодиодов красного, на основе $AlInGaP$, (R), зелёного (G) и синего (B) света фирмы Lumileds, а также – белого света, со структурой кристаллов $AlGaIn/InGaIn/GaN$ (A1, A3, CC, CW) производства KHP

ем смещения. Прямой ток менялся в диапазоне 10^{-7} – 10^{-1} А (плотность тока 10^{-4} – 10^2 А/см²). Шаг по напряжению равнялся $(20 \pm 0,01)$ мВ. При таких плотностях прямого тока режим высокого уровня инжекции не создаётся и наблюдается достаточно протяжённый экспоненциальный участок.

Кроме того, с целью выявления связи между видом ВАХ и особенностями легирования p – n -перехода у некоторых типов СД измерялись профили распределения примеси (рис. 2) с применением метода и установки, описанных в [27]. Отсчёт распределения примеси ведётся от металлургической границы в относительно слабо легированной области.

Все измерения проводились при комнатной температуре (23–25) °С. В расчётах и моделировании тепловой потенциал kT принимался равным 0,0259 эВ.

Обработка экспериментальных данных и моделирование ВАХ велись с использованием программ «MathCad-14» и «Origin-8».

Из рис. 2 видно, что характер распределения примеси в слабо легированной области p – n -структур весьма разнообразен, в то время как формы ВАХ однотипных СД почти не различаются. В полулогарифмических координатах выделяются протяжённые почти линейные участки на 2–4 порядка изменения тока с последующим значительным отклонением от экспоненциальности при плотностях тока выше 1–2 А/см². Для расчёта n использовалась формула (5).

Увеличение ФН приведённых ВАХ при токах, больших соответствующих экспоненциальному участку, обусловлено разными причинами, например, рассмотренными в [28], а также особыми явлениями, например образованием внутри ОПЗ p – n -перехода ускоряющего электрического поля, но в данной статье подобные эффекты рассматриваться не будут. Измерения показали, что экспоненциальные участки разных ВАХ обладают существенным разбросом ФН n и тока насыщения даже в одной группе СД.

Результаты

Энергетическую модель несимметричной, например, p – n^+ -структуры (сильно легирована n -область) можно представить в виде потенциального барьера бесконечной про-

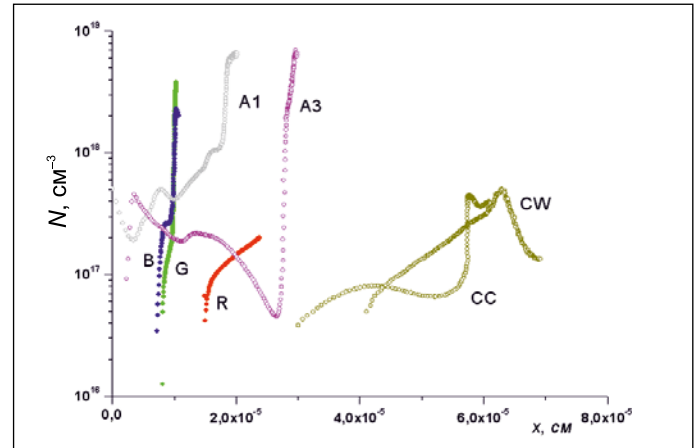


Рис. 2. Профили распределения концентрации примеси в слабо легированной области светодиодных структур с КЯ красного, на основе $AlInGaP$, (R), зелёного (G) и синего (B) света фирмы Lumileds, а также – белого света, со структурой кристаллов $AlGaIn/InGaIn/GaN$ (A1, A3, CC, CW) производства KHP

тяжённости высотой φ_k . Потенциал фронта, образующий ОПЗ p – n^+ -перехода в слабо легированном p -слое, растёт по некоторому закону. На этот барьер из квазинейтральной n^+ -области движется поток электронов широкого диапазона энергий с тепловой скоростью V_T . Электроны с энергией выше $(\varphi_k - qU)$ преодолевают ОПЗ и переходят в смежную квазинейтральную область p -типа. В ней они создают диффузионный ток неосновных НЗ, плотность которого при $qU > 3kT$ выражается как

$$J_{\text{dif}} = q \frac{L_n}{\tau_n} N_d \exp\left(-\frac{\varphi_k - qU}{kT}\right). \quad (6)$$

Разделив и умножив правую часть на V_T и обозначив $\frac{L_n}{\tau_n V_T}$ как r_d , запишем выражение для прямого тока при диффузионном механизме в виде

$$J_{\text{dif}} = qr_d V_T N_d \exp\left(-\frac{\varphi_k - qU}{kT}\right) = qr_d V_T N_d \exp\left(-\frac{\varphi_k}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) = J_0 \exp\left(\frac{qU}{kT}\right). \quad (7)$$

Это идеальный вид ВАХ по Шокли, при котором $n = n^* = 1$ во всём диапазоне напряжений (токов). Множитель J_0 при идеальной ВАХ не зависит от напряжения смещения, и поэтому $n = n^*$.

Физический смысл коэффициента r_d – отношение скорости диффузионного потока НЗ на уровне $(\varphi_k - qU)$ к тепловой скорости; $J_0 = qr_d V_T N_d \exp\left(-\frac{\varphi_k}{kT}\right)$ – плотность тока

насыщения. НЗ с энергией ниже $(\varphi_k - qU)$, достигнув фронта барьера, будут рекомбинировать по модели ШНС через локальные рекомбинационные центры с дырками, проникшими в ОПЗ из p -области. Полный ток будет равен сумме диффузионного и рекомбинационного токов.

Теория ШНС применима и к p – n -структурам с КЯ, если КЯ представить в виде плоскостей рекомбинации. Такая идея высказана в [20, 21].

В настоящей работе предлагается принять, что расположенная в любом месте ОПЗ тонкая КЯ служит единичным

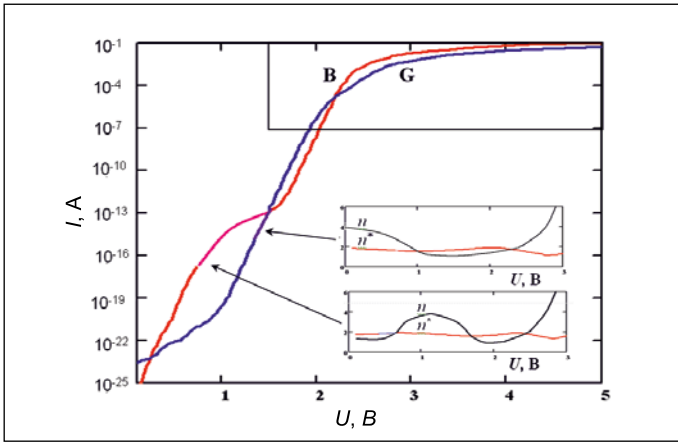


Рис. 3. Модельные ВАХ светодиодов синего (B) и зелёного (G) света на основе гетероструктур $AlGaIn/InGaNGaN$ с пятью КЯ. Контурами выделены области ВАХ, соответствующие экспериментальным ВАХ по рис. 1, а на вставках изображены соответствующие зависимости ФН n и коэффициента n^* от напряжения смещения

центром рекомбинации с сечением захвата σ . Положения КЯ в ОПЗ и распределение рекомбинационных центров точечных дефектов в барьерах могут быть описаны некоторой функцией $N(x)$:

$$N(x) = N_i(x) + \sum_i \frac{1}{H} \begin{cases} 0 \mapsto x < a_i \\ \mapsto a_i \geq x \geq (a_i + H), \\ 0 \mapsto x > (a_i + H) \end{cases} \quad (8)$$

где $N_i(x)$ – распределение концентрации точечных дефектов, i – номер КЯ, H – ширина КЯ, a – расположение левого края КЯ относительно металлургической границы p - n -структуры.

Используя идеи модели ШНС, плотность тока можно выразить формулами

$$J_{\text{rec}} = q\sigma N_{\text{tmd}}(U)W(U)V_T N_d F(U), \quad (9)$$

где $N_{\text{tmd}}(U)$ – средняя по ОПЗ концентрация рекомбинационных центров точечных дефектов и КЯ, зависящая от напряжения смещения вследствие изменения ширины ОПЗ и числа находящихся в ней КЯ и точечных дефектов;

$$N_{\text{tmd}}(U) = \frac{1}{W(U)} \int_{x_n}^{x_p} [N(x)] dx; \quad f(x, U) = \frac{N(x)}{N_{\text{tmd}}(U)};$$

$$x_n = -\frac{W(U) \cdot N_a}{N_d + N_a}, \quad x_p = \frac{W(U) \cdot N_d}{N_d + N_a},$$

$$F(U) = \int_{-x_n}^{x_p} \frac{1}{W(U)} \cdot \frac{f(x, U) \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_k}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1\right)}{b \cdot \exp\left(-\frac{(\varphi_k - qU)}{W(U) \cdot kT}(x - x_n)\right) + \exp\left[-\frac{(\varphi_k - qU) - \frac{(\varphi_k - qU)(x - x_n)}{W(U)}}{kT}\right] + g} dx =$$

$$= \exp\left(\frac{-\varphi_k}{n^* \cdot kT}\right) \cdot \exp\left[\frac{qU}{n^* \cdot kT} - 1\right], \quad (10)$$

$$W(U) = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(N_a + N_d) \cdot \left(\frac{\varphi_k - U}{q}\right)}{qN_a N_d}} \quad (\text{для равномерного}$$

распределения примеси), N_a и N_d – концентрации акцепторных и донорных примесей, $b = N_d/N_a$, $g = 2n_i/N_a$.

С использованием коэффициента $r_r(U) = \sigma N_{\text{tmd}}(U) \cdot W(U)$ формула (9) преобразуется к виду

$$J_{\text{rec}} = q r_r(U) V_T N_d \exp\left(-\frac{\varphi_k}{n^*(U) \cdot kT}\right) \times$$

$$\times \left(\exp\left(\frac{qU}{n^*(U) \cdot kT}\right) - 1\right) = J_s(U) \left[\exp\left(\frac{qU}{n^*(U) \cdot kT}\right) - 1\right]. \quad (11)$$

В формуле (10) принято допущение, что фронт потенциального барьера растёт линейно, и поэтому в ней он

$$\text{обозначен как } \varphi(x) = \frac{(\varphi_k - qU)}{W(U)}(x_n - x);$$

$$J_s(U) = q r_r(U) V_T N_d \exp\left(-\frac{\varphi_k}{n^*(U) kT}\right).$$

Физический смысл коэффициента $r_r(U)$ – отношение скорости рекомбинационного потока НЗ на уровне $(\varphi_k - qU)/n^*$ к тепловой скорости.

Коэффициент n^* определяется по формуле

$$n^*(U) = -\frac{(\varphi_k - qU)}{kT} [\ln(F(U))]^{-1}.$$

Очевидно, дифференцирование (11) даст значения ФН n , большие значений n^* . Экспериментально определять n^* довольно сложно.

Функция $f(x, U)$ в формуле (10) приводит к вариациям n^* в пределах от 1 до 2, а зависимость предэкспоненциального множителя от напряжения – к большим значениям ФН n .

Большие значения ФН, от 3,3 до 5, характерны для p - i - n -структур и при зависимости концентраций примесей на краях ОПЗ от изменения напряжения смещения, т.е. когда в предэкспоненциальном множителе N_a и N_d являются функцией напряжения смещения $N_a(U)$ и $N_d(U)$. Эта ситуация реальна, так как концентрация примеси со стороны как n^+ - так и p -слоёв спадает к металлургической гра-

нице практически экспоненциально, создавая вблизи неё компенсированную область (рис. 2).

В отличие от случаев с гомо- $p-n$ -структурами и равномерного распределения рекомбинационных центров, в которых темп рекомбинации сохраняет своё значение при изменении ширины ОПЗ, в структурах с КЯ ситуация сложнее. КЯ сохраняют своё положение, а край ОПЗ при повышении напряжения смещается в сторону металлургической границы. Положение максимума темпа рекомбинации меняется относительно КЯ. Это – причина вариации темпа роста прямого тока при изменении напряжения, т.е. вариаций ФН n и коэффициента n^* , как это видно из рисунков в работах [13, 14].

В структурах с множественными КЯ при $U = 0$ все КЯ находятся в ОПЗ. По мере повышения прямого напряжения часть КЯ, расположенных ближе к краю ОПЗ слабо легированного слоя, выходит из ОПЗ и в них возникает межзонная рекомбинация, обусловленная протеканием диффузионного тока в квазинейтральной области – области расположения КЯ. Поэтому полный ток будет равен сумме этих токов.

Заключение

По полученным математическим моделям (9) и (10) с использованием пакета «MathCad 14» были синтезированы графики ВАХ разных СД. Модельные ВАХ СД синего (B) и зелёного (G) света, а также зависимости ФН n и коэффициентов n^* от напряжения U для них приведены на рис. 3. Ширина КЯ – 4 нм, а период их следования для СД синего и зелёного света – 15 и 16 нм соответственно. Степень легирования относительно слабо легированной области принята равной $7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а сильно легированной (инжектора) – $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Параметры полупроводников взяты из [29]. Для моделирования ВАХ в области ограничения тока в диапазоне свыше $1 \cdot 10^{-4} \text{ А}$ принято последовательное сопротивление $R = 10 \text{ Ом}$.

Выводы

1. Разработана физико-математическая модель ВАХ светодиодных $p-n$ -структур с КЯ, отличающаяся от модели ШНС тем, что в неё введена функция неоднородного распределения КЯ и точечных дефектов в ОПЗ $p-n$ -структуры $f(x, U)$.

2. КЯ в светодиодных структурах можно представлять как единичные рекомбинационные центры, распределённые по ОПЗ, с сечением захвата σ . Темп рекомбинации в КЯ определяется положением максимума распределения темпа рекомбинации по ШНС относительно КЯ, а квантовая эффективность – соотношением темпов излучательной и безызлучательной компонент по модели ABC.

3. Коэффициент n^* в показателе экспоненты ВАХ и производная логарифма плотности тока по напряжению n (ФН) – разные понятия. Первый параметр отражает отличие экспоненциального множителя от модели Шокли, а второй характеризует поведение функциональной зависимости прямого тока от напряжения.

4. Физический смысл коэффициента n^* – отношение значения контактного потенциала φ_k к эффективному уровню энергии протекания носителей заряда к области рекомбинации в ОПЗ.

5. Значения ФН свыше 2 объясняются зависимостью от напряжения смещения как показателя экспоненты, так и предэкспоненциального множителя.

Работа выполнена при государственной поддержке, предоставленной в рамках реализации Программы повышения конкурентоспособности НИТУ «МИСиС» среди ведущих мировых научно-образовательных центров на 2013–2020 гг.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shockley W. The Theory of $p-n$ Junctions in Semiconductors and $p-n$ Junction Transistors // *Belt Syst. Tec. J.* – 1949. – Vol. 28 – P. 435–489.
2. Sah C. T., Noyce R.N., Shockley W. Carrier Generation and Recombination in P-N Junctions and P-N Junction Characteristics // *Proc. IRE.* – 1957. – Vol. 45 – P. 1228–1243.
3. Choo, S.C. Carrier generation-recombination in the space-charge region of an asymmetrical p-n junction // *Solid State Electron.* – 1968. – Vol. 11. – P. 1069–1077.
4. Зу С.М. Физика полупроводниковых приборов. Пер. с англ. под ред. Р.А. Сурица. В 2-х книгах. Кн. 1-я. 2-е перераб. и доп. изд. – М.: Мир, 1984. – 456 с.
5. Nakamura S., Iwasa M.S. Method of manufacturing p-type compound semiconductors / Patent N5,306,662. Apr.1994. Japan.
6. Amano H., Akasaki I. et.al. Method for producing a luminous element of III-group nitride / Patent N5,496,766. Mar. 1996. Japan.
7. Kong H-S., Leonard M., Bulman G., Negley G., Edmond J. AlGaIn/GaN/AlGaIn double-heterojunction blue LEDs on 6H-SiC substrates // *Mat. Res. Soc. Proc.* – 1996. – Vol. 395. – P. 903–907
8. Nakamura, S. InGaIn light-emitting diodes with quantum-well structures // *Mat. Res. Soc. Pros.* – 1996. – Vol. 395. – P. 979–887.
9. Кудряшов В.Е., Туркин А.Н., Юнович А.Э., Ковалёв А.Н., Маняхин Ф.И. Люминесцентные и электрические свойства светодиодов InGaIn/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами // *ФТП.* – 1999. – Т. 33, № 4. – С. 445–450.
10. Yunovich A.E., Kudryashov V.E., Turkin A.N., Kovalev A.N., Manyakhin F.I. Electroluminescence Properties of InGaIn/AlGaIn/GaN Light Emitting Diodes With Multiple Quantum Wells // *MRS Intern. J. Nitride Semicond. Res.* – 1999. – 4S1, G6. – S. 29.
11. Yunovich, A.E., Kudryashov, V.E., Mamakin, S.S., Turkin, A.N., Kovalev, A.N., Manyakhin, F.I. Spectra and quantum efficiency of light emitting diodes based on GaN-heterostructures with quantum wells // *Physica Status Solidi (A).* – 1999. – Vol. 176, No. 1. – P. 125–130.
12. Manyakhin, F.I. Kovalev, A.N., Kudryashov, V.E., Mamakin, S.S., Yunovich, A.E. Change of charge centers distribution in AlGaIn/InGaIn/GaN heterostructures with multiple quantum wells during LED's aging at high currents // *The Fourth European GaN Workshop. Nottingham, abstract.* – 2000. – 2D.
13. Бочкарёва Н.И., Ребане Ю.Т., Шретер Ю.Г. Рост скорости рекомбинации Шокли-Рида-Холла в квантовых ямах InGaIn/GaN как основной механизм падения эффективности светодиодов при высоких уровнях инжекции // *ФТП.* – 2015. – Т. 49, № 12. – С. 1714–1719.
14. Рисованный В.Д., Светухин В.В., Вострецов Д.Я., Вострецова Л.Н., Амброзевич А.С., Ермаков М.С. Влияние длительного протекания прямого тока на электрические характеристики светодиодов на основе InGaIn // *Успехи прикладной физики.* – 2013. – Т. 1, № 1. – С. 92–96.
15. Плукс Г.Е. Основы теории полупроводниковых приборов. – М.: Наука, ГРФМЛ, 1965. – 448 с.
16. Zang M., Bhattacharya P., Singh J., Hinckley J. Direct measurement of Auger recombination in $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}/\text{GaN}$ quantum well and its impact on the efficiency in $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}/\text{GaN}$ multiply quantum well light emitting diodes // *Applied Physics Letters.* – 2009. – Vol. 95, No. 20. – P. 1108.
17. Hopkins M.A., Allsopp, D.W.E., Kappers, M.J. Oliver, R.A., Humphreys, C.J. The ABC model of recombination reinterpreted: Impact on understanding carrier transport and efficiency droop in InGaIn/GaN light emitting diodes // *J. Appl. Phys.* – 2017. – Vol. 122, No. 23. – P. 4505.
18. David A., Hurni C.A., Young N.G., Craven M.D. Electrical properties of III-nitride LEDs recombination-based injection model and theoretical limits to electrical efficiency and electroluminescent cooling // *Appl. Phys. Lett.* – 2016. – Vol. 109, No. 8. – P. 3501.

19. Dai Q., Shan Q., Wang J., Chhajed S., Cho J.M., Shubert E.F., Craford M.H., Koleske D.D., Kim M.-H., Park Y. Carrier recombination mechanisms and efficiency droop in GaInN/GaN light-emitting diodes // Appl Phys. Lett. – 2010. – Vol. 97, No. 13. – P. 3507.

20. Masui H., Nakamura S., DenBaars S.P. Technique to evaluate the diode ideality factor of light-emitting diodes // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 96, No. 7. – P. 3509.

21. Masui H. Diode ideality factor in modern light-emitting diodes // Semicond. Sci. Technol. – 2011. – Vol. 26, No. 7. – P. 5011–5016.

22. Прудаев И.А., Скакунов М.С., Лелеков М.А., Рябоштан Ю.Л., Горлачук П.В., Мармалюк А.А. Рекомбинационные токи в светодиодах на основе множественных квантовых ям $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P/(Al_yGa_{1-y})_{0.5}In_{0.5}P$ // Известия вузов. Физика. – 2013. – Т. 56, № 8. – С. 44–47.

23. Торчинская Т.В., Карабаев А.Г., Шейнкман М.К. Инжекционно-стимулированная трансформация спектров люминесценции зелёных GaP: N светодиодов // ФТП. – 1990. – Т. 24, № 8. – С. 1337–1348.

24. Абдуллаев Ж.С., Гусев М.Ю., Зюганов А.Н., Торчинская Т.В. Параметры глубоких центров в светодиодах AlGaAs, оценённые методами ёмкостной и инжекционной спектроскопии // Укр. физ. Журнал. – 1989. – Т. 34, № 8. – С.1220–1224.

25. Маняхин Ф.И. Механизм и закономерность снижения светового потока светодиодов на основе структур AlGaIn/GaN/GaP с квантовыми ямами при длительном протекании прямого тока различной плотности // ФТП. – 2018. – Т. 52, № 3. – С. 378–384.

26. Маняхин Ф.И. Роль компенсированного слоя в формировании вольт-амперной характеристики светодиодов на основе широкозонных полупроводников // Известия вузов. Материалы электронной техники. – 2009. – № 3. – С. 51–56.

27. Горюнов Н.Н., Маняхин Ф.И., Клебанов М.П., Лукашев Н.В. Импульсный трехчастотный метод измерения параметров заряженных центров в области пространственного заряда полупроводниковых структур // Приборы и системы управления. – 1999. – № 10. – С. 46–49.

28. Маняхин Ф.И. Природа сопротивления компенсированного слоя и механизмы рекомбинации в светодиодных структурах // Известия вузов. Материалы электронной техники. – 2006. – № 4. – С. 20–25.

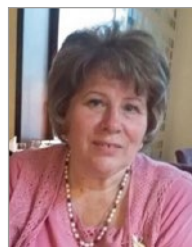
29. NSM Archive. Physical Properties of Semiconductors. URL: <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/> (дата обращения: 28.02.2020).



Маняхин Фёдор Иванович, доктор физ.-мат. наук, профессор. Окончил в 1973 г. Московский институт электронного машиностроения (МИЭМ). Профессор кафедры «Автоматизированное проектирование и дизайн» НИТУ «МИСиС». Автор и соавтор более 150 публикаций. Награждён грамотой Министерства образования и науки РФ, лауреат конкурса «Золотые имена высшей школы 2018» в номинации «За вклад в науку и высшее образование». Область научных интересов: полупроводниковая электроника, физика полупроводниковых приборов



Ватмана Артур Бунтавович, инженер. Окончил в 1999 г. кафедру «Микроэлектроника и полупроводниковые приборы» МИСиС. Старший преподаватель кафедры «Электротехника и информационно-измерительные системы» НИТУ «МИСиС». Область научных интересов: физика светодиодов, экспериментальные исследования характеристик светодиодов



Мокрецова Людмила Олеговна, кандидат техн. наук, доцент. Окончила в 1978 г. Московский институт стали и сплавов (МИСиС). Доцент кафедры «Автоматизированное проектирование и дизайн» НИТУ «МИСиС». Лауреат конкурса «Золотые имена высшей школы 2018» в номинации «За внедрение инновационных методик преподавания». Область научных интересов: трёхмерное моделирование в световом дизайне

МЕЖДУНАРОДНЫЕ КОНФЕРЕНЦИИ И ВЫСТАВКИ В 2020 ГОДУ (IV квартал)

Дата	Название мероприятия	Место проведения
06–09.10	Энергосбережение и энергоэффективность. Инновационные технологии и оборудование – 2020 12-я Международная специализированная выставка	Санкт-Петербург, РФ exponet.ru
	Агросалон – 2020 Международная специализированная выставка сельскохозяйственной техники	Москва, РФ exponet.ru
14–16.10	Taiwan Int'l Lighting Show Международная светотехническая торгово-промышленная выставка и конференция	Тайбей, Тайвань lightsearch.com
19–22.10	Технофорум - 2020 Международная выставка оборудования и технологий обработки конструкционных материалов	
	ExpoCoating Moscow - 2020 18-я Международная выставка материалов и оборудования для обработки поверхности, нанесения покрытий и гальванических производств	Москва, РФ exponet.ru
27–29.10	Hi-Tech Building - 2020 19-я Международная выставка «Автоматизация зданий и электротехнические системы» с конференцией «Интеллектуальное здание»	
	Testing & Control - 2020 17-я Международная выставка испытательного и контрольно-измерительного оборудования	
11–13.11	Российский промышленник - 2020 Международный промышленный форум	Санкт-Петербург, РФ exponet.ru