

Физико-математическая модель зависимости внутренней квантовой эффективности светодиодов с квантовыми ямами от тока

Ф.И. МАНЯХИН*, Л.О. МОКРЕЦОВА

НИТУ «МИСиС», Москва

* E-mail: zaomisis@yandex.ru

Аннотация

С использованием модели темпа рекомбинации ABC в квантовых ямах разработана физико-математическая модель зависимости внутренней квантовой эффективности от тока для светодиодных структур с квантовыми ямами. С привлечением теории рекомбинации Шокли-Нойса-Саа, дополненной функцией распределения квантовых ям, смоделирована вольт-амперная характеристика этих структур. Проведено тестирование разработанной модели при вариациях параметров квантовых ям и условий внешних воздействий.

Ключевые слова: светодиодные структуры с квантовыми ямами, внутренняя квантовая эффективность, модель рекомбинации Шокли-Нойса-Саа, модель рекомбинации ABC .

Введение

Светодиоды (СД) с квантовыми ямами (КЯ) являются перспективными источниками света для осветительных приборов, полноцветных экранов, оптронов и др.

Одним из основных параметров СД с КЯ является квантовая эффективность (КЭ). С начала серийного выпуска СД на основе гетероструктур с КЯ $AlGaIn/InGaIn/GaN$ и $AllnGaP$ [1, 2] начались интенсивные исследования зависимости КЭ от плотности прямого тока J .

В одной из первых работ по анализу поведения КПД СД синего и зелёного света фирмы *Lumileds Lighting* [3] показано, что он имеет максимум при $J = 1-10 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$. Отмечено, что большие значения максимума КПД соответствуют большему легированию барьеров и ярко выраженным периодическим изменениям концентрации примеси в области КЯ (модулированно-легированная область КЯ).

По данным [4], при сильном световом возбуждении, когда скорость генерации носителей заряда (НЗ) равнялась $1,7 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, с уменьшением плотности дислокаций от $5,7 \cdot 10^9$ до $5,3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ внешняя КЭ (η_E) возрастала с 31 до 64 %. При этом максимум η_E при снижении качества эпитаксиальных слоёв снижается и смещается в сторону больших значений J .

Измерения η_E при разных температурах [4, 5] показали, что с ростом температуры СД структур с КЯ максимум КЭ снижается и смещается в область больших J .

При анализе рекомбинационных процессов в КЯ широко используется модель ABC [6–10], позволяющая описывать темп рекомбинации в СД структурах при разных уровнях инжекции с учётом излучательного и безызлучательного механизмов:

$$R(n) = \frac{n}{\tau} = An + Bn^2 + Cn^3 + f(n), \quad (1)$$

где R – темп рекомбинации; n – избыточная концентрация НЗ, участвующих в рекомбинационном процессе; τ – усреднённое время жизни НЗ; A, B, C – экспериментально определяемые коэффициенты для темпов рекомбинации по механизмам Шокли-Рида-Холла (A), излучательному (B) и Оже (C). Остальные механизмы образования тока учитываются дополнительным слагаемым $f(n)$.

Более тонкие механизмы, влияющие на КЭ СД с КЯ, проанализированы в работах [11, 12] и др., но всё же все выявленные в них отличия укладываются в модель ABC .

Проведённый анализ литературных источников позволил выявить, что: 1) кривая зависимости от тока η_E СД структур с КЯ имеет колоколообразный вид с максимумом при $J = 1 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$; 2) высота максимума и его положение по току зависит от совершенства гетероструктуры и её температуры; 3) до настоящего времени отсутствуют математические модели зависимости η_E и внутренней КЭ (η_I) от тока, а в качестве модели вольт-амперной характеристики (ВАХ) используется модель Шокли-Нойса-Саа (ШНС) [13] (развитая в работе [14]), не учитывающая неоднородность темпа рекомбинации в области пространственного заряда (ОПЗ) с КЯ.

На основании анализа выявлена общая проблема – отсутствие аналитической модели, определяющей взаимосвязь ВАХ и люмен-вольтовых характеристик (ЛВХ) для СД гетероструктур на основе широкозонных полупроводников с КЯ и позволяющей удовлетворительно описывать и моделировать поведение η_E и η_I при разных внешних воздействиях и особенностях технологической структуры СД.

Цель настоящей работы – разработать аналитическую модель зависимости η_I (η_E) от тока на основе физических представлений о рекомбинационных процессах в гетероструктурах с КЯ.

Задачи работы: провести экспериментальные исследования поведения ВАХ и η_E СД с КЯ при разных температурах и при введении в них точечных и протяжённых дефектов (дислокаций, областей разупорядоченности); создать физико-математическую модель зависимости η_E (η_I) от тока; провести проверку работоспособности этой модели при разных внешних воздействиях и вариациях технологических параметров СД гетероструктур.

Для исключения двусмысленности и усложнения модели далее в работе принимается, что между η_E и η_I существует пропорциональная связь через постоянный коэффициент: $\eta_E = \alpha \cdot \eta_I$, $\alpha < 1$. Поэтому при моделировании КЭ в зависимости от тока речь будет идти о η_I , а η_E может определяться по ней с учётом коэффициента α .

При разработке модели предполагается, что распределение НЗ в квазинейтральных областях и ОПЗ соответствует распределению Больцмана.

Эксперимент

Исследовались СД на основе гетероструктур $AlGaIn/InGaIn/GaN$ и $AllnGaP$ с КЯ синего, зелёного, жёлтого и красного света фирм *Lumileds*, *Epistar* и произведённых в КНР. Измерялись ВАХ, ЛВХ и распределение легирующей примеси в области расположения КЯ при температурах 300 и 373 К. Графическое представление этих характеристик приведено в статье [15].

Экспериментальные образцы фирмы *Lumileds* синего света маркировались буквой *B*, зелёного света – буквой *G* (со структурой $InGaIn/GaN$) и красного света – буквой *R* (со структурой $AllnGaP$).

ВАХ измерялись на компьютеризированной установке. Диапазон измерения токов: $1 \cdot 10^{-7}$ – $1 \cdot 10^{-1}$ А ($J = 1 \cdot 10^{-4}$ – $1 \cdot 10^2$ А·см⁻²), до максимального напряжения 5,12 В. Шаг по напряжению прямого смещения был $\Delta U = (0,02 \pm 1 \cdot 10^{-4})$ В.

Распределение примеси в области расположения КЯ измерялось методом динамической ёмкости на оригинальной компьютеризированной установке [16]. Разрешение по глубине профиля концентрации примеси было до 1 нм.

Излучение фиксировалось кремниевым фотодиодом ФД 7К, включённым в режим преобразования света в фототок.

Для выяснения влияния точечных и протяжённых микродефектов на η_I все СД подвергались воздействию флюенсами реакторных нейтронов (Φ) в 10^6 , 10^7 , 10^8 и 10^{15} см⁻² на установке ИРТ 2000. При этом измерялись энергетический спектр и плотность потока нейтронов (она составляла $5 \cdot 10^{10}$ см⁻²·с⁻¹).

Обработка экспериментальных данных и моделирование характеристик СД проводились с использованием пакетов программ «*Origin 8*» и «*MathCad 14*».

Экспериментальные зависимости η_E от тока I представлены на рисунке (графики 1а и 2а). При повышении температуры от 300 до 373 К максимум η_E снижается на 8–12 % и сдвигается в область больших токов более, чем на порядок (на рисунке не показано).

Более сильное снижение η_E наблюдалось у СД после облучения нейтронами при $\Phi = 1 \cdot 10^{15}$ см⁻². Максимум η_E снижается по-разному у структур $AlGaIn/InGaIn/GaN$ и $AllnGaP$ и сдвигается в сторону больших токов. При Φ до $1 \cdot 10^8$ см⁻² сколько-нибудь существенных изменений зависимости $\eta_E(I)$ при комнатной температуре не наблюдалось.

Исследование влияния нейтронного облучения на прозрачность линз не проводилось, но визуально заметного изменения прозрачности линз не возникало.

Изменения в распределении заряженных центров примеси в области КЯ после облучения нейтронами при Φ до 10^{15} см⁻² для СД с разной энергией квантов происходило по-разному. Так, у СД синего и зелёного света наблюдалась компенсация примеси только в небольшой области у границы края ОПЗ слабо легированного слоя. Существенное снижение концентрации активной примеси в пределах изменения ОПЗ происходило у СД жёлтого и красного света.

Фактор неидеальности экспоненциального участка ВАХ увеличивался после нейтронного облучения на 20–30 %, а ток насыщения – на 5–6 порядков.

Обсуждение

В качестве модельного объекта примем несимметричную p – n^+ -СД структуру с равномерно легированными слоями p - и n^+ -типов. КЯ расположены в относительно слабо легированном p -слое в пределах ОПЗ при отсутствии напряжения смещения. Координаты КЯ отсчитываются от металлургической границы.

Предполагается отсутствие туннелирования, токов утечки и других механизмов образования тока кроме рекомбинационных Шокли-Рида-Холла (ШРХ), излучательного и Оже; основными механизмами образования тока СД структур являются диффузионный механизм Шокли [17] и механизм ШНС [13]. При этом КЯ представляются единичными центрами рекомбинации с сечением захвата σ .

НЗ, попавшие в КЯ, образуют ток, который делится на две составляющие: излучательную по механизму зона-зона и безызлучательную по механизмам рекомбинации через локальные центры и механизму Оже. Кроме того, при наличии в запрещённой зоне барьеров локальных уровней точечных дефектов возможно образование рекомбинационного тока по механизму ШНС по всей ОПЗ. Таким образом, плотность общего рекомбинационного тока при прямом смещении в такой структуре J есть некая сумма:

$$J = J_{QW} + J_{rec} + J_{dif},$$

где J_{QW} – плотность рекомбинационного тока через квантовые ямы, J_{rec} – плотность рекомбинационного тока через локальные уровни точечных дефектов в ОПЗ, J_{dif} – плотность диффузионного тока НЗ, преодолевших потенциальный барьер p – n^+ -перехода и попавших в КЯ в квазинейтральной части p -области. В диапазоне рабочих токов СД $J_{rec}, J_{QW} \gg J_{dif}$.

Таким образом, η_E , пропорциональная η_I , определяется отношением токов излучательной и безызлучательной рекомбинаций. Экспериментальные результаты (рисунков) указывают на то, что коэффициенты модели ABC для разных типов СД сильно различны, на что указывают разные положения максимумов $\eta_I(\eta_E)$ [7]. Как показало моделирование, это во многом касается коэффициентов A и C .

Для создания модели зависимости η_I от прямого тока была привлечена теория ВАХ ШНС, в которой было принято, что уровни рекомбинационных центров расположены вблизи середины запрещённой зоны и сечения захвата электронов и дырок одинаковые. Но в отличие от её классического описания, где предполагается равномерность распределения рекомбинационных центров в ОПЗ симметричной p – n -структуры, в настоящей работе принято во внимание, что КЯ распределены в несимметричной структуре дискретно, т.е. являются рекомбинационными центрами, распределёнными в соответствии с некой функцией $f_{QW}(x, U)$. В общем случае и энергетические уровни точечных дефектов распределены неравномерно [18], в соответствии с функцией $f_i(x, U)$.

После принятых условий величину J_{QW} можно выразить как

$$\begin{aligned}
J_{QW} &= q\sigma N_{QWmd}(U)W(U)V_T N_d \cdot F_{QW}(U) = \\
&= q\sigma N_{QWmd}(U)W(U)V_T N_d \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_k}{n^*(U)kT}\right) \times \\
&\quad \times \left[\exp\left(\frac{qU}{n^*(U)kT}\right) - 1 \right] = \\
&= J_{SQW}(U) \left[\exp\left(\frac{qU}{n^*(U)kT}\right) - 1 \right], \quad (2)
\end{aligned}$$

где, с привлечением модели ШНС, $F_{QW}(U)$ выражается формулой (3) и где, в (2) и (3), $f_{QW}(x, U)$ – функция распределения КЯ в относительно слабо легированном слое; $N_{QWmd}(U)$ – средняя по ОПЗ концентрация КЯ, зависящая от напряжения смещения U вследствие изменения ширины ОПЗ и числа находящихся в ней КЯ; φ_k – высота потенциального барьера; $N_{QWmd}(U) = \frac{1}{W(U)} \int_{-x_n}^{x_p} N_{QW}(x, U) dx$; $N_{QW}(x, U)$ – распределение КЯ в ОПЗ;

$$f_{QW}(x, U) = \frac{N_{QW}(x, U)}{N_{QWmd}(U)}; \quad x_n = -\frac{W(U) \cdot N_a}{N_d + N_a}; \quad x_p = \frac{W(U) \cdot N_d}{N_d + N_a};$$

$$W(U) = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(N_a + N_d) \cdot (\varphi_k - qU)}{qN_a N_d}} \text{ – ширина ОПЗ; } b = N_d /$$

N_a ; $g = 2n_i/N_a$; N_a и N_d – концентрации акцепторных и донорных примесей.

В формуле (3) принято, что фронт потенциального барьера со стороны n^+ -области растёт линейно, поэтому в формуле он обозначен как $\frac{(\varphi_k - qU)}{W(U)}(x - x_n)$; это допущение практически не влияет на суть модели.

Коэффициент $n^*(U)$ определяется по формуле

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

$$\begin{aligned}
F_{QW}(U) &= \\
&= \int_{-x_n}^{x_p} \frac{1}{W(U)} \cdot \frac{f_{QW}(x, U) \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_k}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right)}{b \cdot \exp\left(-\frac{(\varphi_k - qU)}{W(U) \cdot kT}(x - x_n)\right) + \exp\left(-\frac{(\varphi_k - qU) - \frac{(\varphi_k - qU)}{W(U)}(x - x_n)}{kT}\right) + g} dx = \\
&= \exp\left(\frac{-\varphi_k}{n^*(U)kT}\right) \cdot \exp\left[\frac{qU}{n^*(U)kT} - 1\right]. \quad (3)
\end{aligned}$$

Учитывая дискретный характер распределения КЯ, функцию $f_{QW}(x, U)$ запишем в виде

$$\begin{aligned}
f_{QW}(x, U) &= \frac{N_{QW}(x, U)}{N_{QWmd}(U)} = \\
&= \frac{\sum_i \left(\begin{array}{l} 0 \mapsto x < a_i \\ (\frac{1}{H} + \beta \cdot N_{rec}) \mapsto a_i \leq x \leq (a_i + H) \\ 0 \mapsto x > (a_i + H) \end{array} \right)}{N_{QWmd}(U)},
\end{aligned}$$

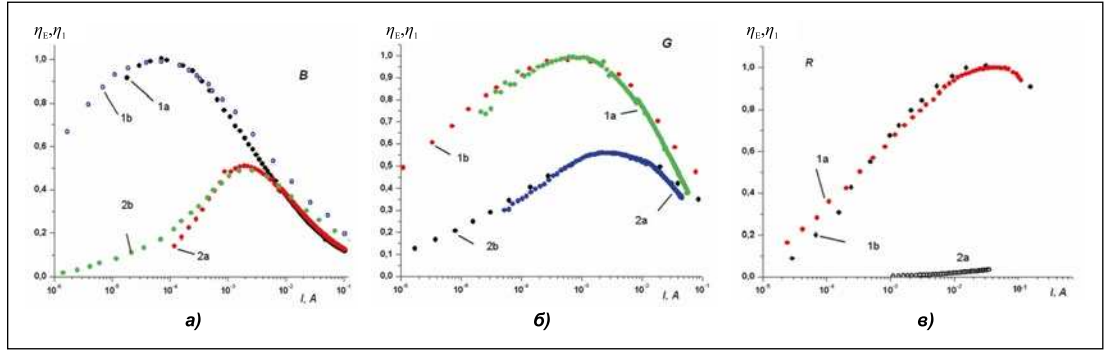
где a_i – положение края i -й КЯ относительно металлургической границы, H – ширина КЯ, N_{rec} – концентрация безызлучательных центров в КЯ, $\beta = \sigma_{rec}/\sigma$ – отношение сечения захвата безызлучательных рекомбинационных центров к сечению захвата КЯ, $1/H$ – коэффициент из условия $\frac{1}{H} \cdot \int_a^{a+H} dx = 1$ (для единичного рекомбинационного центра).

Ток безызлучательной рекомбинации в ОПЗ в зависимости от U по механизму ШНС описывается выражениями, тождественными (2) и (3). При этом плотность тока J_t выражается как

$$\begin{aligned}
J_t &= q\sigma_t N_{tmd}(U)W(U)V_T N_d F_t(U) = \\
&= q\sigma_t N_{tmd}(U)W(U)V_T N_d \cdot \exp\left(-\frac{(\varphi_k)}{n_t^*(U)kT}\right) \times \\
&\quad \times \left[\exp\left(\frac{qU}{n_t^*(U)kT}\right) - 1 \right] = J_{st} \left[\exp\left(\frac{qU}{n_t^*kT}\right) - 1 \right],
\end{aligned}$$

где $F_t(U)$ – функция, тождественная функции по формуле (3), в которой вместо распределения КЯ введена функция распределения, $f_t(x, U)$, суммы концентраций изначальных, $N_{to}(x, U)$, и генерированных (наработкой, радиацией), $N_{tr}(U)$, точечных дефектов, а также сечения захвата НЗ рекомбинационными центрами дефектов σ_t и σ_r соответственно: $\sigma_r/\sigma_t = \gamma$. Вследствие этого $f_t(x, U) = [N_{to}(x, U) + \gamma \cdot N_{tr}(U)]/N_{tmd}(U)$, где $N_{tmd}(U)$ – средняя концентрация точечных дефектов в ОПЗ.

Рисунок. Зависимости η_E (эксперимент, графики 1a, 2a) и η_I (модель, графики 1b, 2b) от тока I для светодиодов синего (а), зелёного (б) и красного (в) света. Графики 1a и 1b – для исходных структур и нормированы к единице, график 2a – для облучённых нейтронами структур, график 2b – для модельных структур с введённой в модели концентрацией радиационных дефектов



Коэффициент показателя экспоненты $n_t^*(U)$ для $F_t(U)$ выражается как

$$n_t^*(U) = -\frac{(\varphi_k - qU)}{kT} \left[\ln(F_t(U)) \right]^{-1}.$$

Будем считать, что излучательная рекомбинация происходит только в КЯ и лимитируется долей безызлучательного потока. Поэтому допустимо применять модель ABC для определения η_I , причём для каждой i -й КЯ, так как концентрация избыточных НЗ в КЯ при одном и том же U разная:

$$n_{iQW} = \exp\left(\frac{\Delta E}{n_i^*(U) \cdot kT}\right) \cdot N_d \cdot \int_{-x_n}^{x_p} F_{iQW}(x, U) dx, \quad (4)$$

где $F_{iQW}(x, U)$ – функция для одиночной КЯ вида (3), ΔE – разность энергий запрещённых зон материалов барьеров и КЯ.

$$f_{iQW}(x, U) = \frac{\begin{cases} 0 \mapsto x < a_i \\ \left(\frac{1}{H} + \beta \cdot N_{rec}\right) \mapsto a_i \geq x \geq (a_i + H) \\ 0 \mapsto x > (a_i + H) \end{cases}}{N_{iQWmd}(U)},$$

а

$$N_{iQWmd}(U) = \frac{1}{W(U)} \int_{-x_n}^{x_p} \begin{cases} 0 \mapsto x < a_i \\ \left(\frac{1}{H} + \beta \cdot N_{rec}\right) \mapsto a_i \geq x \geq (a_i + H) \\ 0 \mapsto x > (a_i + H) \end{cases} dx.$$

Темпы рекомбинации в i -й КЯ по трёхмерной модели ABC выражаются формулами

$$R_{Si}(U) = A \cdot n_{iQW}, \quad R_{Ri}(U) = B \cdot n_{iQW}^2, \quad R_{Ai}(U) = C \cdot n_{iQW}^3,$$

где $R_{Si}(U)$, $R_{Ri}(U)$ и $R_{Ai}(U)$ – темпы рекомбинации по механизмам ШРХ, зона-зона и Оже в одной i -й КЯ соответственно; A , B и C – коэффициенты модели ABC. При этом должен соблюдаться принцип равенства рекомбинационных потоков по ШНС и модели ABC.

Области КЯ, по сути, двумерны. Поэтому рассчитываемая по (4) концентрация избыточных НЗ, имеющая размерность см^{-3} , для КЯ должна быть принята равной дву-

мерной концентрации НЗ, т.е. (4) необходимо умножить на ширину КЯ H , а коэффициенты A , B и C должны быть приведены к двумерной модели ABC [19]. Тогда η_I в зависимости от концентрации избыточных носителей заряда в КЯ можно выразить формулой

$$\eta_I = \frac{B \cdot \sum_i (H n_{iQW})^2}{\left(\left[A \cdot \sum_i (H n_{iQW}) + J_t / q \right] + \left[+ B \cdot \sum_i (H n_{iQW})^2 + C \cdot \sum_i (H n_{iQW})^3 \right] \right)}, \quad (5)$$

где коэффициенты A , B , C соответствуют двумерной модели.

Зависимость η_I от тока определяется зависимостью избыточной концентрации от тока, а зависимость от J внешнего квантового выхода L описывается как

$$L(J) = \alpha \cdot \frac{J}{q} \cdot \eta_I.$$

В (5) темп безызлучательной рекомбинации в барьерах между КЯ выражается отношением $J_t / q = A_t \cdot n_t$, где A_t – коэффициент модели ABC для механизма рекомбинации ШРХ в областях между КЯ, а n_t – эффективная концентрация НЗ на энергетическом уровне $(\varphi_k - qU) / (n_t^* k)$ (эффективный уровень протекания НЗ к области рекомбинации).

Заключение

Представленная модель была протестирована по воздействию температур от -200 до 500 К и Φ от 10^6 до 10^{15} см^{-2} , по степени легирования области расположения КЯ от $1 \cdot 10^{17}$ до $7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а также по координатам КЯ и их ширине. Модельные зависимости η_I без учёта четвертого слагаемого $f(n)$ в выражении (1) представлены на рисунке (графики 1b и 2b). Параметры моделей приведены в табл. 1. Параметры полупроводников для моделей заимствованы из [20].

Вариации параметров модели показали, что на зависимость η_I от тока в большей мере влияют расположение КЯ относительно металлургической границы, степень легирования p - и n -областей, начальная ширина ОПЗ и глубина КЯ. В меньшей степени на положение максимума η_I и его значения оказывает влияние ширина КЯ.

Для получения удовлетворительного согласия результатов моделирования η_I подбирались коэффициенты двумерной модели ABC [19] и учитывались особенности взаимо-

Параметры моделей светодиодов

Образец СД	Концентрация доноров $N_d, \text{см}^{-3}$	Концентрация акцепторов $N_a, \text{см}^{-3}$	Ширина КЯ, нм	Ширина барьеров, нм	Положение первой КЯ a_1 , нм
B (5 КЯ)	$2 \cdot 10^{19}$	$7 \cdot 10^{18}$	3,0	12	5,2
G (5 КЯ)	$2 \cdot 10^{19}$	$8 \cdot 10^{17}$	3,0	12	4,5
R (8 КЯ)	$2 \cdot 10^{18}$	$8 \cdot 10^{17}$	2,5	7,5	2,0

Таблица 2

Модельные коэффициенты A , B , C и параметры зависимостей η_I для исходных образцов светодиодов

Образец СД	$A, \text{с}^{-1}$	$B, \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$	$C, \text{см}^4 \cdot \text{с}^{-1}$	$n_{\text{max}}, \text{см}^{-2}$ при 300 К (модель)	$I_{\text{max}}, \text{А}$		$\eta_{I\text{max}}$	
					$T = 300 \text{ К}$	$T = 373 \text{ К}$	$T = 300 \text{ К}$	$T = 373 \text{ К}$
B (5 КЯ)	$1 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-15}$	$1,5 \cdot 10^8$	$7,1 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	1,0	0,93
G (5 КЯ)	$3 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-19}$	$9 \cdot 10^{12}$	$7,2 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	1,0	0,94
R (8 КЯ)	$8 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-20}$	$1 \cdot 10^{13}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$	1,0	0,90

действия нейтронов с полупроводниками: сечение взаимодействия нейтронов с атомами, образование треков и пр. Концентрацию точечных дефектов, создаваемых нейтронами, рассчитывали по формуле [21, с. 27]

$$N_{\text{тр}} = \Phi N_i \sigma_d \bar{v},$$

где Φ – интегральный поток нейтронов, N_i – число атомов в единице объёма полупроводника, σ_d – поперечное сечение столкновений, \bar{v} – среднее число смещённых атомов, приходящихся на один первично смещённый атом.

\bar{v} составляет приблизительно $3 \cdot 10^2$ на один налетающий нейтрон. Так как соударение нейтрона происходит с ядром атома, то σ_d принято равным порядка $1 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Область разупорядоченности после столкновения нейтрона с первичным атомом составляет 50–60 нм [21].

Модельные коэффициенты A , B и C для двумерной модели ABC приведены в табл. 2. Для СД красного (R) света моделирование в случае облучения нейтронами при $\Phi = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ не проводили из-за сильного спада η_I , который, по-видимому, связан с возникновением туннельного тока из-за образования больших разупорядоченных областей, сравнимых с периодом следования КЯ.

В табл. 2 n_{max} и I_{max} – значения избыточной концентрации НЗ и тока при максимальном значении η_I ($\eta_{I\text{max}}$), приведённом к единице.

На темп безызлучательной рекомбинации по ШРХ и, соответственно, на коэффициенты A и A_1 во многом влияет степень совершенства кристаллической структуры КЯ [4].

Выводы

1. Разработана физико-математическая модель зависимости внутренней квантовой эффективности СД с КЯ от тока с использованием моделей рекомбинации ШНС и ABC ; в модель ШНС введена функция распределения КЯ, а модель ABC применена для выделения темпов излучательной и безызлучательной рекомбинаций в КЯ.

2. Вследствие малой ширины КЯ для расчёта в них темпа рекомбинации по модели ABC необходимо использовать численное значение концентрации НЗ как двумерную концентрацию избыточных носителей заряда и соответствующие коэффициенты A , B и C , приведённые к двумерной модели.

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. Nakamura S., Iwasa M.S. Method of manufacturing p-type compound semiconductors // Patent N5306662. Apr. 1994. Japan.
2. Amano H., Akasaki I. et al. Method for producing a luminous element of III-group nitride. Patent N5496766. Mar. 1996. Japan.
3. Мамакин С.С., Юнович А.Э., Ватмана А.Б., Маняхин Ф.И. Электрические свойства и спектры люминесценции светодиодов на основе гетеропереходов InGaN/GaN с модулированно-легированными квантовыми ямами // ФТП. – 2003. – Т. 37, № 9. – С. 1131–1137.
4. Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Кульчицкий Н.А., Мельников А.А. Влияние дислокаций на внутреннюю квантовую эффективность светоизлучающих структур на основе квантовых ям InGaN/GaN // Нано- и микросистемная техника. – 2011. – № 8. – С. 27–35.
5. Shim J.-I., Shin D.-S. Measuring the internal quantum efficiency of light-emitting diodes towards accurate reliable room-temperature characterization // Nanophotonics. – 2018. – September. – P. 1–15.
6. Zang M., Bhattacharya P., Singh J., Hinckley J. Direct measurement of auger recombination in In_{0,1}Ga_{0,9}N/GaN quantum well and its impact on the efficiency in In_{0,1}Ga_{0,9}N/GaN multiply quantum well light emitting diodes // Appl. Phys. Lett. – 2009. – Vol. 95, No. 20. – P. 1108.
7. 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.
8. David A., Grundmann M.J. Droop in InGaN light-emitting diodes: A differential carrier lifetime analysis // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 96, No. 10. – P. 3504.

9. 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.

10. 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 InGaN/GaN light emitting diodes // J. Appl. Phys. – 2017. – Vol. 122, No. 23. – P. 4505.

11. Бочкарёва Н.И., Ребане Ю.Т., Шретер Ю.Г. Рост скорости рекомбинации Шокли-Рида-Холла в квантовых ямах InGaN/GaN как основной механизм падения эффективности светодиодов при высоких уровнях инжекции // ФТП. – 2015. – Т. 49, № 12. – С. 1714–1719.

12. Прудяев 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 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P/(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ // Известия вузов. Физика. – 2013. – Т. 56, № 8. – С. 44–47.

13. 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.

14. Choo S.C. Carrier generation-recombination in the space-charge region of an asymmetrical p-n junction // Solid State Electronics. – 1968. – Vol. 11. – P. 1069–1077.

15. Маняхин Ф.И., Ваттана А.Б., Мокрецова Л.О. Применение механизма рекомбинации Шокли, Нойса, Саа для модели вольт-амперной характеристики светодиодных структур с квантовыми ямами // Светотехника. – 2020. – № 4. – С.

16. 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.

17. Shockley W. The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors // Bell Syst. Tec. J. – 1949. – Vol. 28. – P. 435–489.

18. Абдуллаев Ж.С., Гусев М.Ю., Зюганов А.Н., Торчинская Т.В. Параметры глубоких центров в светодиодах AlGaAs,

оценённые методами емкостной и инжекционной спектроскопии // Укр. физ. журнал. – 1989. – Т. 34, № 8. – С. 1220–1224.

19. Войцеховский А.В., Горн Д.И. Механизмы рекомбинации в структурах InGaN/GaN с квантовыми ямами при высоких уровнях возбуждения // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58, № 8/2. – С. 171–173.

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

21. Ладыгин Е.А. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. – М.: Советское радио, 1980. – 224 с.



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



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

Расширение области аккредитации Испытательного центра ВНИСИ

Испытательный центр светотехнической продукции ВНИСИ прошёл процедуру расширения области аккредитации в национальной системе аккредитации. В расширении области аккредитации – 92 стандарта (25 из которых – иностранные стандарты МЭК и МКО) и 6 уникальных методик.

Расширение позволяет закрыть полный перечень наиболее востребованных сертификационных испытаний светотехнических изделий и электроустановочных устройств.

Теперь ВНИСИ может проводить измерения и испытания светотехнических изделий и электроустановочных устройств в соответствии с актуальными требованиями ТР ТС 004/2011 «О безопасности низковольтного оборудования».

Среди них стоит особо выделить испытания светотехнических изделий по обязательным требованиям стандартов ГОСТ IEC62471 (IEC62471) «Безопасность ламп и ламповых систем» и ГОСТ IEC62493 (IEC62493) «Оценка осветительного оборудования, связанного с влиянием на человека электромагнитных полей». Новые возможности появились и для испытаний, про-



водимых мобильной лабораторией ВНИСИ в части дорожного и тепличного освещения.

Кроме того, в область аккредитации ИЦ ВНИСИ вошли оригинальные международные стандарты МЭК и МКО, что делает возможным проведение испытаний и оформление протоколов для вывода продукции на Европейский и прочие перспективные рынки.

www.vnisi.ru