

12,03

Эффективность локализации электрически инжектированных носителей заряда в квантовой яме InGaN|GaN, ограниченная объемным зарядом

© Н.И. Бочкарева, Ю.Г. Шретер[¶]

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

[¶] E-mail: y.shreter@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 5 сентября 2022 г.

В окончательной редакции 5 сентября 2022 г.

Принята к публикации: 6 сентября 2022 г.

Механизм влияния дефектов в GaN на эффективность локализации в квантовой яме InGaN|GaN электрически инжектированных носителей заряда исследуется с помощью туннельной спектроскопии глубоких центров. Обнаружено, что зависимости квантовой эффективности и спектральной эффективности излучательной рекомбинации от прямого смещения имеют вид кривых с максимумом и горбами при смещениях, соответствующих примесным зонам центров окраски в GaN. Падение квантовой эффективности с ростом смещения сопровождается голубым сдвигом спектра излучения. Мы объясняем эти эффекты на основе модели локализации носителей в квантовой яме, учитывающей значительный вклад в туннельную проницаемость потенциальных стенок квантовой ямы ионизованных глубоких центров окраски и их перезарядки по мере возрастания прямого смещения.

Ключевые слова: нитрид галлия, квантовая яма, локализация носителей заряда, туннелирование, квантовая эффективность, центры окраски.

DOI: 10.21883/FTT.2023.01.53936.458

1. Введение

Светоизлучающие p–n-наноструктуры на основе GaN, являющиеся базовым элементом источников твердотельного освещения [1,2], имеют высокую эффективность, несмотря на огромную плотность структурных дефектов решетки, точечных дефектов и их комплексов, ответственных за „грязную“ запрещенную зону GaN ($E_{g, \text{GaN}} = 3.42 \text{ eV}$ при 300 K) с более глубоким, чем в аморфном Si, распределением локализованных состояний [3,4]. Однако главный физический вопрос, в какой мере связаны с дефектами ключевые проблемы нитридной оптоэлектроники [2], и прежде всего, проблемы падения квантовой эффективности с увеличением мощности и излучаемой длины волны наноструктур с квантовыми ямами InGaN|GaN, до сих пор недостаточно изучен.

Уже в ранних экспериментальных исследованиях было показано, что высокая плотность локализованных состояний, создаваемая дефектами в запрещенной зоне GaN, облегчает туннелирование через потенциальные барьеры в GaN, и подбарьерное туннелирование является основным механизмом прохождения тока в светоизлучающих и фотовольтаических наноструктурах, а также в затворах полевых транзисторов на основе GaN [5–7]. Зависимости туннельного тока от прямого смещения рассматриваются обычно с использованием подхода, развитого для описания избыточного тока в туннельных переходах Эсаки [8]. В основе этого подхода

лежит предположение, что скорость туннельного переноса заряда при данном смещении линейно зависит от плотности пустых конечных состояний на туннельном транспортном уровне у границы p–n-перехода, и форма вольт-амперной характеристики туннельной структуры отражает энергетическое распределение плотности локализованных состояний в менее легированной области перехода. В случае высокой плотности глубоких центров, однако, необходимо учитывать зависимость вероятности туннелирования от напряженности электрического поля в барьере, уменьшающейся при возрастании прямого смещения вследствие перезарядки глубоких центров и соответствующего уменьшения плотности объемного заряда. В эпитаксиальных слоях GaN, помимо экспоненциально спадающих в глубь запрещенной зоны примесных урбаховских хвостов состояний, присутствует несколько типов центров окраски, ответственных за широкие гауссовы полосы внутрицентрового оптического поглощения и фотolumинесценции (ФЛ) в GaN [9–11]. В p–n-наноструктурах ионизованные у границ с квантовой ямой InGaN|GaN глубокие центры окраски вносят значительный вклад в равновесную плотность объемного заряда и напряженность электрического поля у границ, что увеличивает туннельную проницаемость потенциальных стенок квантовой ямы.

Как показали наши недавние измерения туннельного тока и фототока при оптическом возбуждении p–n-структур с одиночной квантовой ямой InGaN|GaN, при

оптической инжекции уменьшение туннельной проницаемости стенок ямы в результате перезарядки центров окраски по мере роста прямого смещения приводит к увеличению эффективности локализации носителей в квантовой яме, что проявляется в ступенчатом увеличении эффективности ФЛ из квантовой ямы и красном сдвиге спектра ФЛ [12]. Цель настоящей работы — изучение механизма влияния глубоких центров на эффективность локализации носителей в квантовой яме и квантовую эффективность электролюминесценции (ЭЛ, EL) в р–п-структурах с квантовыми ямами InGaN|GaN при электрической инжекции.

2. Эксперимент

Исследования проводились на светоизлучающих р–п-наноструктурах тех же типов, что и в [12], обозначенных как А и В, с одиночной квантовой ямой InGaN|GaN толщиной 30 Å, пиковой энергией ЭЛ $h\nu_p = 2.65$ eV ($\lambda_p = 465$ nm) при номинальном токе $I = 20$ mA (площадь структур 10^{-3} cm²) и максимальной внутренней квантовой эффективностью ЭЛ, составляющей в структурах А и В 60 и 40%, соответственно. Детали структур приведены в [12–14]. По данным измерения вольт-фарадных характеристик, в наноструктурах А п- и р-области сильно легированы ($> 3 \cdot 10^{18}$ cm⁻³), но в слое n-GaN у границы с квантовой ямой есть слабо легированная ($7 \cdot 10^{16}$ cm⁻³) область шириной ~ 120 nm. В наноструктурах В n-область легирована значительно сильнее (10^{18} cm⁻³), чем р-область ($\sim 2 \cdot 10^{17}$ cm⁻³).

Измерения токовых туннельных спектров — тока как функции прямого смещения р–п-перехода в энергетических единицах V (эквивалентном разности электронного и дырочного уровней Ферми $F_n - F_p$), проведены с помощью источника-измерителя тока и напряжения Keithley 238. Прямое смещение р–п-перехода $V = q(V_f - Ir_s)$ определялось с учетом падения приложенного прямого напряжения V_f на последовательном сопротивлении структуры r_s , принимавшимся равным дифференциальному сопротивлению dV_f/dI при номинальном токе $I = 20$ mA и составившем в структурах А и В 14.5 и 8.2 Ω, соответственно. Спектры ЭЛ регистрировались на спектрометре AvaSpec-2048.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. Туннельная проводимость потенциального барьера в GaN

Высокая плотность дефектов в GaN облегчает туннелирование, и при прямых смещениях основные потоки носителей в р–п-наноструктуре движутся к квантовой яме за счет прыжковой диффузии вблизи электронного и дырочного туннельных транспортных уровней,

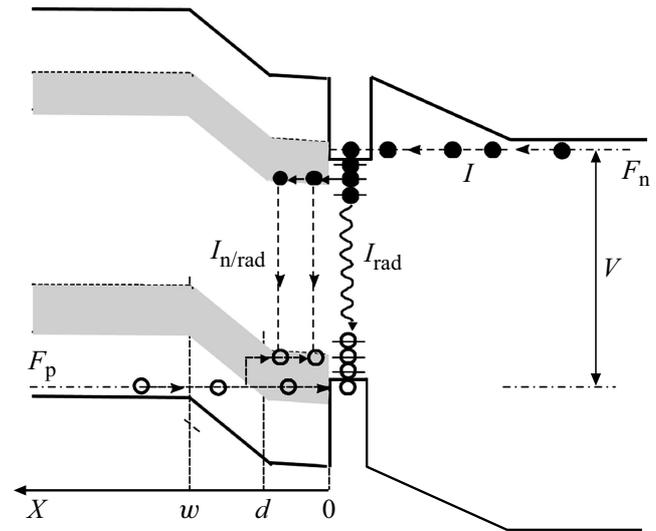


Рис. 1. Схема энергетических зон р–п-структуры с квантовой ямой InGaN|GaN при прямом смещении $V > h\nu_p$.

$E_{tn} = F_n$ и $E_{tp} = F_p$ (рис. 1). Скорость туннельного переноса заряда через n- и р-барьеры ограничивают приграничные слои (стенки квантовой ямы) с наибольшей энергией локализации и наименьшей плотностью локальных центров на длине туннелирования. Туннельное сопротивление приграничного слоя в р-барьере (слоя толщиной d на рис. 1) значительно выше, чем в п-барьере, вследствие большой эффективной массы дырок в GaN, а также вследствие асимметрии степени легирования и энергетических спектров дефектов в слоях GaN р- и n-типа. Прямым экспериментальным подтверждением этого заключения, прежде всего, является тот факт, что в типичных наноструктурах с множественными квантовыми ямами InGaN|GaN только ближайшая к р-области квантовая яма излучает свет [15]. При прямых смещениях туннельный поток дырок ограничивается низкой туннельной проницаемостью р-барьера, и необходимое для выполнения условия локальной квазинейтральности количество электронов обеспечивается более высокой туннельной проницаемостью п-барьера.

Глубокое квазинепрерывное распределение локализованных состояний в запрещенной зоне GaN, которое структурные дефекты решетки, точечные дефекты и их комплексы создают в эпитаксиальных слоях, может быть представлено как суперпозиция примесных урбаховских хвостов состояний и гауссовых зон центров окраски, образующих примесные зоны в верхней и нижней половинах запрещенной зоны GaN [9–11].

Согласно модели туннелирования через локальные центры в переходах Эсаки [16], избыточный туннельный ток через потенциальный барьер пропорционален произведению туннельной проницаемости барьера $D(E_t)$, плотности занятых начальных состояний $\rho_s(E_t)$ и суммарной плотности пустых конечных состояний i -й

примесной зоны $\rho_{if}(E_t)$ и урбаховского хвоста $\rho_{Uf}(E_t)$ на туннельном транспортном уровне E_t вблизи гетерограницы, $\rho_f(E_t) = \rho_{if}(E_t) + \rho_{Uf}(E_t)$:

$$I \propto D(E_t)\rho_s(E_t)(\rho_{if}(E_t) + \rho_{Uf}(E_t)). \quad (1)$$

Туннельная проницаемость треугольного потенциального барьера, определяющая вероятность туннелирования носителя заряда из занятого начального состояния с энергией E_t в пустое конечное состояние с той же энергией, рассчитанная Келдышем [17], в простейшей форме равна

$$D = \exp\left(-\frac{\pi\delta}{2\sqrt{2}\hbar}\sqrt{2m^*(V_0 - V)}\right), \quad (2)$$

где V_0 и $\delta = (V_0 - V)/qF_b$ — высота и ширина барьера, V — прямое смещение, $F_b = ((V_0 - V)qN/\epsilon)^{1/2}$ — напряженность электрического поля, q — заряд электрона, ϵ — диэлектрическая проницаемость, m^* — приведенная эффективная масса электрона и дырки, $N = N_t + N_{Uf} + N_{Gt}$ — суммарная концентрация ионизированных примесных центров основной легирующей примеси N_t , урбаховского хвоста N_{Uf} и центров окраски $N_{Gt} = \sum_i \rho_{it}(E)$.

По мере того, как при возрастании прямого смещения транспортный уровень E_t в барьере с высоким туннельным сопротивлением, перемещаясь к краю разрешенной зоны, пересекает примесную зону на гетерогранице с квантовой ямой, на характер изменения туннельной проводимости основное влияние, согласно (2), оказывает изменение произведения двух функций, $\rho_f(E_t)$ и $D(E_t)$:

$$g_{\text{tun}}(E_t) \propto D \left(\frac{d\rho_{if}}{dE_t} + \frac{d\rho_{Uf}}{dE_t} \right) + (\rho_{if} + \rho_{Uf}) \cdot \frac{dD}{dE_t}. \quad (3)$$

Согласно (3), приращения плотности пустых конечных состояний $d\rho_f(E_t)/dE_t$ при перемещении уровня E_t приводят к тем большему увеличению g_{tun} , чем выше проницаемость барьера. Но одновременное заполнение и перезарядка конечных состояний примесной зоны $\rho_i(E)$ приводит к ослаблению напряженности электрического поля и уменьшению проницаемости ($dD/dE_t < 0$). Перезарядка глубоких состояний экспоненциального хвоста $\rho_U(E_t)$ не приводит к существенно уменьшению проницаемости, так как полный заряд его ионизированных состояний определяется плотностью мелких состояний.

3.2. Туннельная спектроскопия глубоких центров при допороговых смещениях, $V < V_{\text{th}}$

На рис. 2, *a* представлены вольтамперные характеристики наноструктур А и В, измеренные в области смещений, меньших порогового смещения детектирования ЭЛ V_{th} . Форма кривой для наноструктуры А (кривая 1) напоминает аналогичные характеристики полупроводниковых туннельных переходов, на которых помимо

туннельного пика, связанного с межзонным туннелированием, имеются горбы избыточного туннельного тока, вызванные туннельными переходами через примесные уровни.

Максимум и горбы на туннельном спектре тока $I(V)$ структуры А с очевидностью указывают на присутствие в запрещенной зоне GaN нескольких примесных зон гауссова типа $\rho_i(E)$ с максимумами плотности состояний при $E_t = E_{0i}$, наложенных на фон примесных состояний экспоненциального урбаховского хвоста $\rho_U(E)$. Двойной максимум туннельного тока при малых смещениях вызван присутствием гауссовой примесной зоны $\rho_1(E_t)$. Первый максимум связан с максимумом гауссиана $\rho_{1f}(E_t)$ на уровне E_t . Появление дополнительного максимума и участка с отрицательной дифференциальной проводимостью на $I-V$ -характеристике связано с ростом плотности $\rho_{Uf}(E_t)$ на спаде гауссиана $\rho_{1f}(E_t)$ и уменьшением туннельной проницаемости $D(E_t)$ в результате уменьшения объемного заряда по мере перезарядки состояний $\rho_1(E_t)$. Последовательная перезарядка состояний примесных зон по мере роста смещения приводит к ступенчатому уменьшению проницаемости, вызывающему образование долины $I-V$ -характеристики, что свидетельствует о значительном вкладе объемного заряда центров окраски в полный объемный заряд в структуре А.

Равенство токов в структурах А и В при малых смещениях указывает на примерное равенство в них плотности состояний $\rho_1(E)$. Но в области смещений, соответствующих долине $I-V$ -характеристики в структуре А, в структуре В наблюдается лишь слабая впадина на кривой $\lg I(V)$ (кривая 1'), что указывает на преимущественный вклад состояний урбаховского хвоста в полный объемный заряд в структуре В.

3.3. Влияние туннельной проницаемости потенциальных стенок квантовой ямы на эффективность инжекции носителей заряда в квантовую яму, $V \geq V_{\text{th}}$

На рис. 2, *b* сопоставляются измеренные в области смещений $V \geq V_{\text{th}}$ зависимости от прямого смещения тока I (кривые 1, 1') и интенсивности излучения I_{EL} (кривые 2 и 2'), представленные в полулогарфмическом масштабе, а также квантовой эффективности ЭЛ $\eta = I_{\text{EL}}/I$ (кривые 3 и 3'), представленные в линейном масштабе, для наноструктур А и В. Как видно из рис. 2, *b*, в обеих структурах кривые $\lg I(V)$ и $\lg I_{\text{EL}}(V)$ имеют S-образную форму, кривые $\eta(V)$ имеют характерный для светоизлучающих наноструктур на основе GaN максимум. В области смещений $V_p > V > V_{\text{th}}$ интенсивность излучения растет быстрее тока и эффективность увеличивается с ростом смещения. Эффективность достигает максимума при пиковых смещениях $V_p = 2.81$ и 2.58 eV и пиковых токах $I_p = 0.48$ и 2.2 mA в структурах А и В, соответственно, когда наклоны кривых $\lg I(V)$ и $\lg I_{\text{EL}}(V)$ становятся одинаковыми. В области $V > V_p$

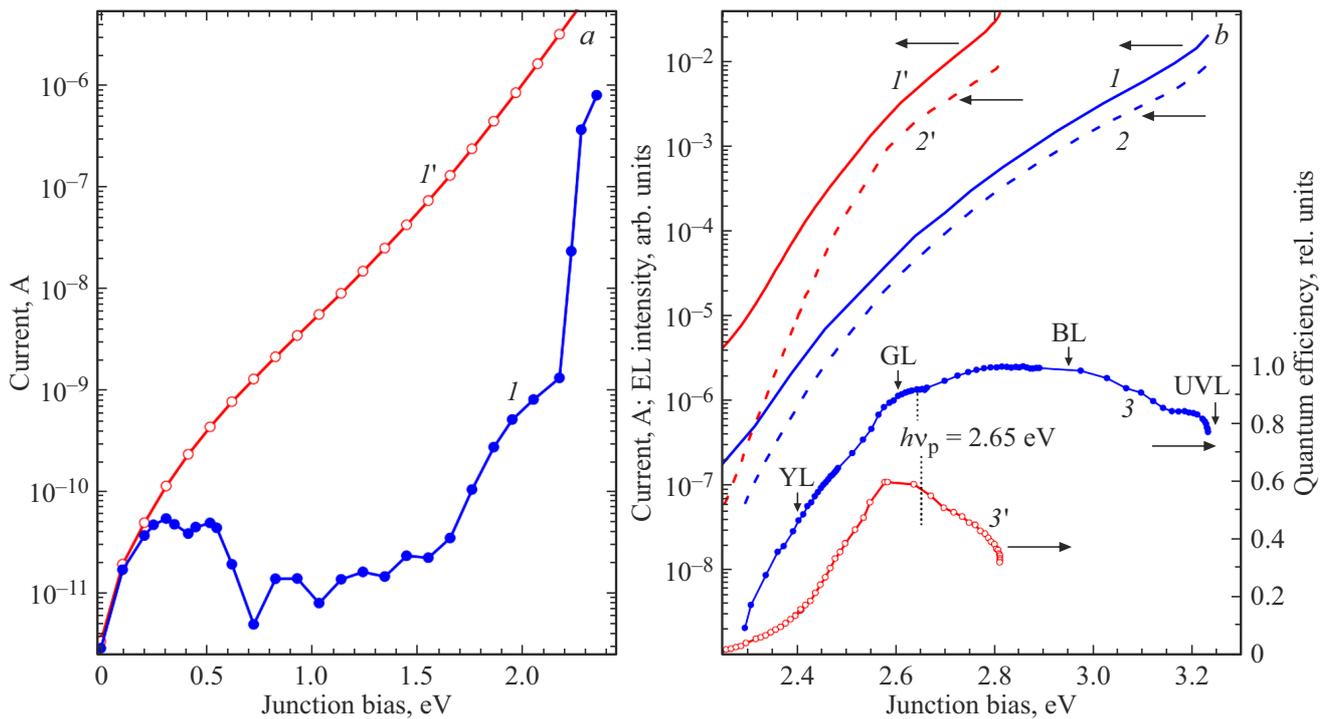


Рис. 2. Зависимости от прямого смещения р–п-перехода тока (I, I') в области смещений $V < V_{th}$ (a) и $V > V_{th}$ (b), интенсивности ($2, 2'$) и квантовой эффективности ЭЛ ($3, 3'$) (b) для структур А ($I-3$) и В ($I'-3'$). Стрелками отмечены пиковые энергии полос оптического поглощения YL-, GL-, BL-центрами и пиковая энергия ультрафиолетовой (UVL) ФЛ в GaN (b).

ток растет быстрее I_{EL} , и эффективность уменьшается с ростом смещения. Помимо максимума, на кривых $\eta(V)$ для структур А и В обнаруживается тонкая структура с перегибами (выпуклостью или вогнутостью кривых) в области одних и тех же смещений.

Как видно из рис. 2, b, спектр ЭЛ из квантовой ямы начинает детектироваться при смещении $V_{th} = 2.3$ eV $< h\nu_p$, когда основной ток протекает „под“ квантовой ямой и является током туннельной утечки, а ток надбарьерной инжекции в квантовую яму ничтожно мал, и рекомбинационное излучение в яме возникает за счет туннельной инжекции термоактивированных носителей в квантовую яму через потенциальные стенки ямы.

Интенсивность ЭЛ I_{EL} в структурах А и В медленно растет со смещением, увеличиваясь на 5 порядков при $V = 3.24$ и 2.81 eV, соответственно, тогда как при надбарьерной инжекции в квантовую яму интенсивность излучения должна расти со смещением как $I_{EL} \propto \exp(V/nkT)$, $n = 1$, и при пороговом смещении $V_{th} = 2.3$ eV должна увеличиваться на 5 порядков уже при смещении $V = 2.6$ eV. Экспоненциальный рост I_{EL} с характеристической энергией, равной или близкой к kT , в структурах А и В наблюдается лишь вблизи V_{th} , составляя kT и $1.25kT$, соответственно. Это предполагает, что существенная доля прямого смещения падает на туннельном сопротивлении стенки ямы в р-барьере.

Обнаруженные особенности поведения тока и интенсивности излучения при возрастании прямого смещения позволяют предложить модель, связывающую эффективность локализации и излучательной рекомбинации носителей в квантовой яме с плотностью объемного заряда в стенках ямы и ее изменением по мере роста прямого смещения и перемещения туннельных транспортных уровней E_{tp} и E_{tn} к краям свободных зон.

При прямых смещениях $h\nu_p \geq V > V_{th}$ туннельный ток в квантовую яму создается основными носителями, способными преодолеть инжекционный барьер высотой $E_{eff} = h\nu_p$. Так как концентрации основных носителей у границ слоев объемного заряда определяются распределением Больцмана, то до тех пор, пока $V \leq h\nu_p$, основной ток в квантовую яму создается носителями, термоактивированными на вершину пониженного инжекционного барьера $E_{eff} = h\nu_p$. При прямых смещениях $V > h\nu_p$ основной ток в квантовую яму протекает вблизи туннельных транспортных уровней E_{tn} и E_{tp} ($E_{tn} - E_{tp} = V$). За время, меньшее времени излучательной рекомбинации в квантовой яме τ_r , инжектированные носители термализуются в состоянии хвостов квантовой ямы и могут рекомбинировать излучательно или туннелировать на локализованные изоэнергетические состояния в противоположном барьере и рекомбинировать безызлучательно в стенке ямы или туннелировать через стенку. Из-за малой толщины квантовой ямы по

сравнению с толщиной стенок ямы можно предположить, что носители рекомбинируют безызлучательно, в основном, в стенках ямы. Эффективность локализации и излучательной рекомбинации носителей в квантовой яме можно записать в следующей форме:

$$\eta(V) = \frac{I_{\text{rad}}}{I_{\text{rad}} + I_{\text{n/rad}}} = \frac{\tau_{\text{nr}}}{\tau_{\text{r}} + \tau_{\text{nr}}}, \quad (4)$$

где I_{rad} , $I_{\text{n/rad}}$ — токи, обусловленные излучательной рекомбинацией в квантовой яме и туннелированием из квантовой ямы, соответственно; $\tau_{\text{n/r}} = (1/\tau_{\text{QW} \rightarrow \text{w}} + 1/\tau_{\text{QW} \rightarrow \text{p}})^{-1}$ — время жизни носителей в локализованных состояниях в стенке квантовой ямы, определяющееся временем безызлучательной рекомбинации в стенке ямы $\tau_{\text{QW} \rightarrow \text{w}}$ и временем туннелирования через стенку прыжками между локальными центрами $\tau_{\text{QW} \rightarrow \text{p}}$.

При малых уровнях инжекции дифференциальное сопротивление инжекционного барьера E_{eff} , обратно пропорциональное току I_{rad} и равное $r_{\text{eff}} = kT/qI_{\text{rad}}$, больше последовательных дифференциальных туннельных сопротивлений потенциальных стенок ямы. Прямое напряжение практически целиком падает на инжекционном барьере E_{eff} , понижает его высоту и увеличивает туннельные токи дырок и электронов в квантовую яму. Это отражается в быстром росте интенсивности излучения из квантовой ямы ($I_{\text{EL}} \propto I_{\text{rad}}$) вблизи порогового смещения.

С ростом прямого смещения и уровня инжекции сопротивление r_{eff} уменьшается, и все большая часть приращения смещения падает на туннельном сопротивлении стенки квантовой ямы в р-барьере r_{w} , замедляя понижение барьера E_{eff} и спрямляя зоны в стенке. Чем больше спрямление зон в стенке ямы, тем больше число состояний, изоэнергетических с занятыми неосновными носителями, электронами, состояниями хвостов в квантовой яме, и тем больше туннельный поток электронов из квантовой ямы, что приводит к замедлению роста $I_{\text{EL}}(V)$ и $\eta(V)$ с увеличением смещения.

Эффективность растет, пока $r_{\text{eff}}/r_{\text{w}} > 1$. Но когда с возрастанием смещения дифференциальные сопротивления инжекционного барьера и стенки ямы становятся равными, поток электронов, туннелирующих из квантовой ямы, начинает увеличиваться с ростом смещения быстрее, чем поток электронов, излучательно рекомбинирующих в яме, что приводит к падению эффективности. Условие максимальной эффективности можно записать в виде равенства $r_{\text{w}} = kT/qI_{\text{rad}}$ или $I_{\text{rad}} = kT/r_{\text{w}}$. Максимальная эффективность в светоизлучающих наноструктурах на основе GaN обычно наблюдается при плотности тока порядка 1 A/cm^2 . Для структуры с площадью $S = 10^{-3} \text{ cm}^2$ при пиковом токе $I_{\text{p}} = 1 \text{ mA}$, $r_{\text{w}} = kT/qI_{\text{p}} = 26 \text{ }\Omega$; при номинальном токе $I = 20 \text{ mA}$, $r_{\text{eff}} = kT/qI_{\text{rad}} = 1.3 \text{ }\Omega$.

3.4. Влияние перезарядки центров окраски на эффективность локализации инжектированных носителей в квантовой яме

Кривая $\eta(V)$ для наноструктуры А имеет выпуклости (горбы) в окрестности смещений $V = 2.4$ и 2.6 eV , соответствующих максимумам гауссианов $\rho_{\text{YL}}(E)$ и $\rho_{\text{GL}}(E)$, ответственных за полосы желтой (YL) и зеленой (GL) ФЛ в слоях р-GaN. Эффективность достигает максимума в окрестности смещения $V = 2.75 \text{ eV}$, соответствующего пиковой энергии полосы голубой (BL) ФЛ в слоях р-GaN [1,18], и начинает падать при смещении $V = 2.95 \text{ eV}$, соответствующем максимуму гауссиана $\rho_{\text{BL}}(E)$, резко замедляясь при смещении $V = 3.15 \text{ eV}$ на его высокоэнергетичном краю. Кривая $\eta(V)$ для наноструктуры В при $V = 2.4 \text{ eV}$, соответствующем максимуму гауссиана $\rho_{\text{YL}}(E)$, имеет вогнутость (прогиб) и при $V = 2.6 \text{ eV}$, соответствующем максимуму гауссиана $\rho_{\text{GL}}(E)$, также имеет максимум.

Горбы на кривых $\eta(V)$ возникают при пересечении уровнем E_{tp} широких примесных зон (полная ширина на половине высоты FWHM $\approx 0.4 \text{ eV}$) центров окраски $\rho_{\text{if}}(E_{\text{tp}})$, вследствие изменения туннельного сопротивления стенки ямы r_{w} , вызывающего изменение распределения приращения напряжения между инжекционным барьером и стенкой ямы.

При увеличении смещения в области $V \leq V_{\text{p}}$ возрастание плотности состояний $\rho_{\text{if}}(E_{\text{tp}})$ и $\rho_{\text{Uf}}(E_{\text{tp}})$ на уровне E_{t} при $E_{\text{tp}} < E_{0i}$ вызывает уменьшение r_{w} и большее понижение инжекционного барьера, что проявляется в росте I_{EL} и η . Перезарядка состояний $\rho_{\text{if}}(E_{\text{tp}})$, уменьшающая напряженность электрического поля в стенке ямы, а также уменьшение их плотности при $E_{\text{tp}} > E_{0i}$, вызывает увеличение r_{w} и меньшее понижение барьера, что отражается в замедлении роста I_{EL} и η со смещением. При $V > V_{\text{p}}$, наоборот, уменьшение r_{w} приводит к более медленному падению η с ростом смещения, а увеличение r_{w} — к более быстрому падению η . Так как гауссово распределение имеет точку перегиба на половине высоты пика, где $d\rho_{\text{if}}(E)/dE$ максимальна, в случае $\rho_{\text{if}}(E_{\text{tp}}) > \rho_{\text{Uf}}(E_{\text{tp}})$ при пересечении уровнем E_{tp} гауссовой примесной зоны в области $E_{\text{tp}} < E_{0i}$ на кривой $\eta(V)$ возникает выпуклость (горб). Так как $d\rho_{\text{Uf}}(E)/dE$ растет с увеличением E , в случае $\rho_{\text{Uf}}(E_{\text{tp}}) > \rho_{\text{if}}(E_{\text{tp}})$ на кривой $\eta(V)$ возникает вогнутость (прогиб). В случае $\rho_{\text{Uf}}(E_{\text{tp}}) \approx \rho_{\text{if}}(E_{\text{tp}})$ на кривой $\eta(V)$ возникает двойной горб: горб в области нарастания гауссиана $\rho_{\text{if}}(E)$, при $E_{\text{tp}} > E_{0i}$, вызванный ростом состояний $\rho_{\text{if}}(E_{\text{tp}})$ и их перезарядкой, и вторичный горб в области спада гауссиана $\rho_{\text{if}}(E)$, при $E_{\text{tp}} > E_{0i}$, вследствие роста состояний $\rho_{\text{Uf}}(E_{\text{tp}})$, но уменьшения и перезарядки состояний $\rho_{\text{if}}(E_{\text{tp}})$.

В структуре А относительно низкая плотность состояний урбаховского хвоста $\rho_{\text{U}}(E)$ обеспечивает низкую туннельную проницаемость и проводимость р-барьера. Туннельный ток утечки при пороговом смещении мал

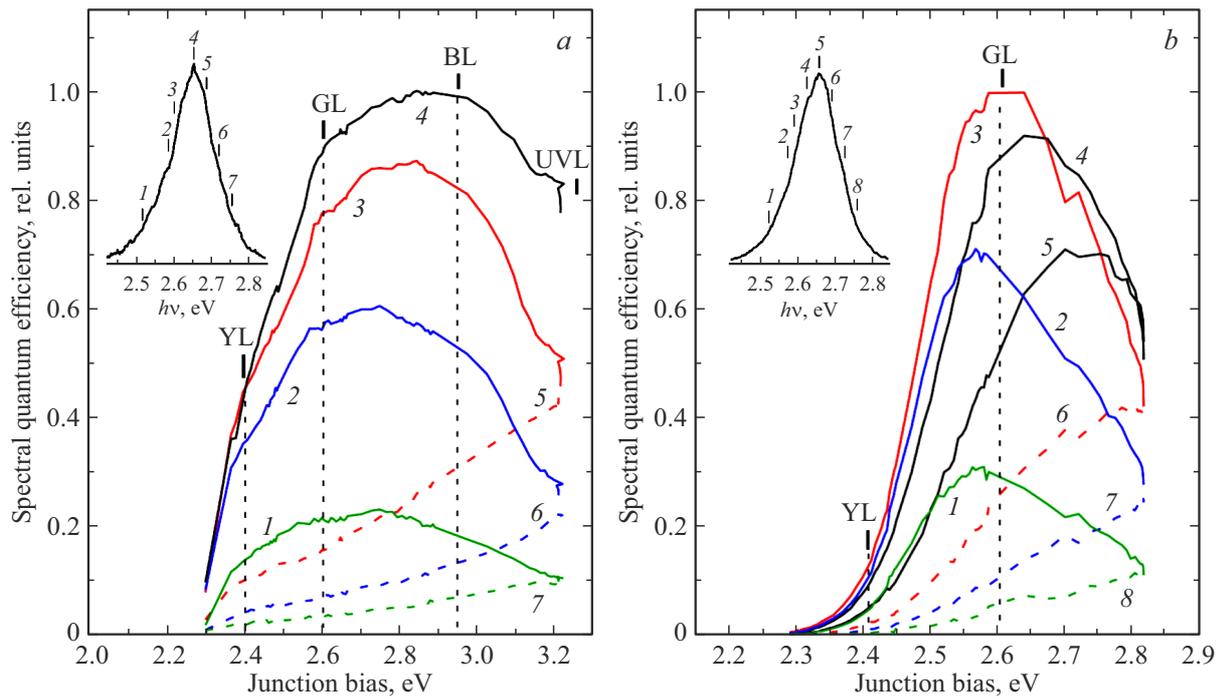


Рис. 3. Зависимости спектральной эффективности ЭЛ от прямого смещения $\eta_{hv}(V)$ для структур А (а) и В (б). Значения пиковых эффективностей нормированы. Энергия излучаемого фотона, eV: а) 1 — 2.52, 2 — 2.58, 3 — 2.6, 4 — 2.65, 5 — 2.69, 6 — 2.72, 7 — 2.75; б) 1 — 2.52, 2 — 2.58, 3 — 2.6, 4 — 2.63, 5 — 2.66, 6 — 2.69, 7 — 2.72, 8 — 2.75. На вставках — спектры ЭЛ $I_{hv}(hv)$ при $I = 20$ mA для структур А (а) и В (б), маркерами отмечены энергии излучаемых фотонов для кривых $\eta_{hv}(V)$ с соответствующими номерами.

и составляет $0.2 \mu\text{A}$. Вблизи порогового смещения вклады состояний $\rho_{YL}(E)$ и $\rho_U(E)$ в суммарную плотность незанятых конечных состояний сравнимы. В области $V = 2.2-2.6$ eV, когда уровень E_{tp} пересекает примесную зону YL-центров окраски, на кривой $\eta(V)$ в области пика YL-гауссиана, вблизи $V = 2.4$ eV, вслед за выпуклостью (горбом) появляется различимая вогнутость (прогиб), на спаде YL-гауссиана, вблизи $V = 2.5$ eV, на кривой $\eta(V)$ возникает вторичный горб. Уменьшение туннельной проницаемости, вызванное значительным уменьшением объемного заряда в стенке ямы при перезарядке YL-центров, приводит к уменьшению вклада состояний $\rho_{GL}(E)$, $\rho_{BL}(E)$ и $\rho_U(E)$ в туннельную проводимость и замедляет рост эффективности с ростом смещения при $V < V_p$ и ее падение при $V > V_p$.

В структуре В высокая плотность состояний урбаховского хвоста $\rho_U(E)$ обеспечивает высокую туннельную проницаемость и проводимость р-барьера. Туннельный ток при пороговом смещении, равный $4 \mu\text{A}$, более чем на порядок превышает ток в структуре А. Вклад состояний центров окраски в суммарную плотность незанятых конечных состояний $\rho_f(E_{tp})$ мал, и быстрый рост I_{rad} и I_{EL} с ростом напряжения в области $V = 2.2-2.6$ eV обеспечивается экспоненциальным ростом $\rho_U(E_t)$. Перезарядка YL-центров окраски приводит к уменьшению вклада состояний $\rho_U(E_t)$ в туннельную проводимость и проявляется в вогнутости (прогибе) кривой $\eta(V)$

вблизи $V = 2.4$ eV. Перезарядка GL-центров окраски приводит к росту тока $I_{n/rad}$, вызывающего падение эффективности.

3.5. Влияние перезарядки центров окраски на спектральную эффективность ЭЛ

Для подтверждения этих модельных соображений, мы сделали измерения частичной квантовой эффективности излучения в различных участках спектра ЭЛ. Рис. 3 иллюстрирует поведение эффективности излучения фотонов с энергией $h\nu$ при увеличении прямого смещения в структурах А и В. Спектральная эффективность $\eta_{hv}(V) \equiv I_{hv}(V)/I(V)$ может быть определена как равная числу излучаемых фотонов с энергией $h\nu$ при протекании во внешней цепи одного электрона (I_{hv} — спектральная интенсивность излучения). Зависимости $\eta_{hv}(V)$ получены из серии спектров, измеренных при различных прямых смещениях.

Из рис. 3 видно, что при равной спектральной эффективности излучения с энергией $h\nu < h\nu_p = 2.65$ eV и $h\nu > h\nu_p$ при номинальном токе 20 mA, в области пиковых смещений эффективность низкоэнергетичного излучения в 4–5 раз больше, и ее зависимость от смещения имеет максимум, тогда как рост эффективности высокоэнергетичного излучения со смещением лишь замедляется в области $V > V_p$.

Сопоставление кривых $\eta_{hv}(V)$ (рис. 3) и $\eta(V)$ (рис. 2, *b*, кривые 3 и 3') показывает, что перегибы на кривых $\eta_{hv}(V)$ появляются в области тех же прямых смещений, что и на кривых $\eta(V)$. Этот факт соответствует представлениям о том, что носители, туннелирующие в квантовую яму, термализуются в состоянии урбаховских хвостов $\rho_U(E)$ в InGaN, и вероятность заполнения состояний с различной энергией локализации E_{loc} пропорциональна их плотности [9,19–21]. Характерная для неупорядоченных материалов асимметричная форма спектра излучения с более резким спадом излучения на высокоэнергетичном крыле связывается с тем, что часть носителей, захваченных на мелкие состояния с энергией $E > hv_p$, не успевает рекомбинировать излучательно. Предполагается, что в случае относительно низкой плотности состояний $\rho_U(E)$ и отсутствии перескоков носителей между локальными центрами, носители термически выбрасываются на порог подвижности и повторно захватываются, равномерно заполняя состояния хвостов зон [22,23]. В случае высокой плотности состояний $\rho_U(E)$ роль порога подвижности играет демаркационный уровень, и носители из мелких состояний термализуются в более глубокие состояния туннельными перескоками между состояниями хвостов [24,25].

Как видно из рис. 3, вид зависимостей от смещения эффективности излучения для состояний с различной энергией локализации существенно отличается.

В структуре А для электронов, захваченных в глубокие состояния в квантовой яме, излучающих фотоны с энергией $hv < hv_p$, плотность изоэнергетических конечных состояний $\rho_{Uf}(E)$ в стенке ямы уменьшается с увеличением энергии локализации E_{loc} пропорционально $\exp(-E_{loc}/E_U)$ (параметр Урбаха $E_U > kT$), но скорость безызлучательной рекомбинации электрона и дырки увеличивается быстрее, как $\exp(E_{loc}/kT)$. В результате глубина локализации носителей в квантовой яме компенсируется более высокой скоростью безызлучательной рекомбинации через глубокие изоэнергетические состояния хвостов в стенке ямы. Перезарядка YL-центров приводит к большему оттоку электронов из глубоких состояний. В результате эффективность излучения с меньшей энергией hv слабее растет с возрастанием V и при меньших смещениях начинает уменьшаться, приближаясь к эффективности при $V = 2.4$ eV, до начала перезарядки YL-центров. С увеличением энергии излучения hv в области $hv < hv_p$ перегиб кривых $\eta_{hv}(V)$ вблизи максимумов гауссианов YL- и GL-центров становится более слабым, максимум спектральной эффективности сдвигается в сторону больших смещений, падение η_{hv} с ростом смещения уменьшается (рис. 3, *a*, кривые 1–4). В результате при смещениях $V > V_p$ спектральная эффективность излучения на низкоэнергетичном крыле спектра ЭЛ уменьшается с ростом смещения, что отражается в голубом сдвиге пика спектра излучения, сопровождающего уменьшение эффективности ЭЛ (рис. 4, кривая 1). При номинальном токе 20 mA голубой сдвиг пика спектра достигает 50 meV.

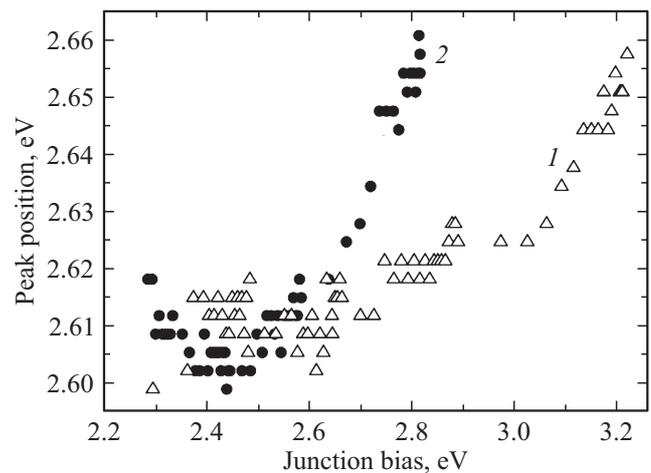


Рис. 4. Спектральное положение пика спектра ЭЛ как функция прямого смещения для структур А (1) и В (2).

Для электронов, захваченных в мелкие состояния хвоста, излучающих фотоны с энергией $hv > hv_p$, плотность конечных состояний $\rho_{Uf}(E)$ для электронов, туннелирующих из квантовой ямы, достаточно велика, и расстояние между центрами мало. Из-за экспоненциальной зависимости скорости перескоков электрона от расстояния между локальными центрами, пропорциональной $\exp(-E_{loc}/E_{hop})$ ($E_{hop} < kT$ — характеристическая энергия прыжковой термализации), электрон покидает центр быстрее, чем может рекомбинировать, что увеличивает туннельный отток электронов с малой энергией E_{loc} через стенку квантовой ямы. При возрастании смещения перезарядка YL-, GL- и VL-центров окраски приводит к увеличению туннельного сопротивления стенки ямы и прямого смещения на стенке, сопровождающихся увеличением плотности изоэнергетических конечных состояний $\rho_{Uf}(E)$ для электронов, туннелирующих из квантовой ямы, и их туннельного оттока через стенку, что проявляется в замедлении роста спектральной эффективности с увеличением смещения (кривые 5–7), а также в уширении спектра излучения преимущественно в высокоэнергетичную область.

В структуре В высокая плотность состояний урбаховского хвоста $\rho_{Uf}(E)$ обеспечивает высокую туннельную проницаемость и проводимость p-барьера, и, соответственно, большой ток туннельной утечки под квантовой ямой и из квантовой ямы. Перезарядка YL-центров уменьшает туннельную проницаемость и вклад состояний $\rho_{Uf}(E)$ в туннельную проводимость, и при $V = 2.4$ eV спектральная эффективность излучения на низкоэнергетичном краю спектра очень мала (рис. 3, *b*, кривая 1). Но после пересечения уровнем E_{tr} максимума гауссиана YL-центров, когда накопление нейтрализованных YL-центров замедляется, экспоненциальный рост состояний $\rho_{Uf}(E)$ начинает опережать уменьшение туннельной проницаемости и спектральная эффективность

быстро растет с ростом смещения (кривые 2 и 3), приводя к красному сдвигу максимума спектра излучения на 20 meV при малых смещениях (рис. 4, кривая 2). Перезарядка GL-центров и увеличение прямого смещения на стенке ямы приводит к резкому увеличению туннельного потока электронов из квантовой ямы, уменьшению η для центров, излучающих фотоны с энергией $h\nu \geq 2.6\text{ eV}$ и голубому сдвигу спектра излучения при $V > V_p$, составляющему 60 meV при номинальном токе 20 mA.

4. Заключение

В p–n-наноструктурах с квантовой ямой InGaN/GaN ионизованные глубокие центры вносят значительный вклад в плотность объемного заряда и напряженность электрического поля в потенциальных стенках квантовой ямы, что увеличивает их туннельную проницаемость и понижает инжекционный барьер, позволяя основным носителям туннелировать в квантовую яму и термализоваться в состоянии урбаховских хвостов ямы. Перезарядка центров окраски в стенке ямы в p-барьере по мере роста прямого смещения ведет к уменьшению туннельной проницаемости стенки и увеличению падения прямого напряжения на стенке, что, в свою очередь, приводит к увеличению туннельного оттока неосновных носителей (электронов) из квантовой ямы из-за увеличения плотности изоэнергетических локальных центров в стенке ямы.

Максимальная эффективности локализации и излучательной рекомбинации носителей в квантовой яме достигается, когда с ростом уровня инжекции дифференциальные сопротивления стенки ямы и инжекционного барьера становятся равными. В случае сравнимой плотности центров окраски и состояний урбаховских хвостов в стенке ямы падение эффективности локализации при возрастании смещения и перезарядке центров окраски связано, в основном, с увеличением скорости безызлучательной рекомбинации в стенке ямы. В случае преобладания плотности состояний урбаховских хвостов доминирует увеличение скорости туннельных перескоков электрона между локальными центрами в стенке ямы.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Nakamura, G. Fasol. *The Blue Laser Diode: GaN Based Light Emitters and Lasers*. Springer (1998).
- [2] D. Feezell, S. Nakamura. *Comptes Rendus Physique* **19**, 3, 113 (2018).
- [3] C.H. Qiu, C. Hoggatt, W. Melton, M.W. Leksono, J.I. Pankove. *Appl. Phys. Lett.* **66**, 20, 2712 (1995).
- [4] O. Ambacher, W. Reiger, P. Ansmann, H. Angerer, T.D. Moustakas, M. Stutzmann. *Solid State Commun.* **97**, 5, 365 (1996).

- [5] P. Perlin, M. Osinski, P.G. Eliseev, V.A. Smagley, J. Mu, M. Banas, P. Sartori. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 12, 1680 (1996).
- [6] J.R. Lang, N.G. Young, R.M. Farrell, Y.R. Wu, J.S. Speck. *Appl. Phys. Lett.* **101**, 18, 181105 (2012).
- [7] H. Zhang, E.J. Miller, E.T. Yu. *J. Appl. Phys.* **99**, 2, 023703 (2006).
- [8] Л. Эсаки. Туннельные явления в твердых телах / Под ред. В.И. Переля. Мир, М. (1973). [In: *Tunneling phenomena in solids* / Eds E. Burstein, S. Lundqvist. Plenum Press, N. Y. (1969). Ch. 5].
- [9] S.F. Chichibu, Y. Kawakami, T. Sota. In: *Introduction to Nitride Semiconductor Blue Lasers and Light Emitting Diodes* / Eds S. Naramura, S.F. Chichibu. Taylor & Francis, L. and N. Y. (2000). Ch. 5.
- [10] N.I. Bochkareva, A.M. Ivanov, A.V. Klochkov, Y.G. Shreter. *J. Phys.: Conf. Ser.* **1697**, 012203 (2020).
- [11] M.A. Reshchikov, H.J. Morkoç. *J. Appl. Phys.* **97**, 6, 061301 (2005).
- [12] Н.И. Бочкарева, Ю.Г. Шретер. *ФТТ* **64**, 3, 371 (2022).
- [13] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama, T. Yamada, T. Mukai. *Jpn J. Appl. Phys.* **34**, 10B, L1332 (1995).
- [14] Y.T. Rebane, N.I. Bochkareva, V.E. Bougrov, D.V. Tarkhin, Y.G. Shreter, E.A. Girnov, S.I. Stepanov, W.N. Wang, P.T. Chang, P.J. Wang. *Proceed. SPIE* **4996**, 113 (2003).
- [15] A. David, M.J. Grundmann, J.F. Kaeding, N.F. Gardner, T.G. Mihopoulos, M.R. Krames. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 5, 053502 (2008).
- [16] A.G. Chynoweth, W.L. Feldmann, R.A. Logan. *Phys. Rev.* **121**, 3, 684 (1961).
- [17] Л.В. Келдыш. *ЖЭТФ* **33**, 4, 994 (1957); **34**, 4, 962 (1958).
- [18] S.F. Chichibu, A. Uedono, K. Kojima, H. Ikeda, K. Fujito, S. Takashima, M. Edo, K. Ueno, S. Ishibashi. *J. Appl. Phys.* **123**, 16, 161413 (2018).
- [19] C. Gourdon, P. Lavallard. *Phys. Status Solidi B* **153**, 2, 641 (1989).
- [20] А.А. Ключихин, С.А. Пермогоров, А.Н. Резницкий. *ФТТ* **39**, 7, 1170 (1997).
- [21] Н.И. Бочкарева, И.А. Шеремет, Ю.Г. Шретер. *ФТП* **50**, 10, 1387 (2016).
- [22] T. Tiedje, A. Rose. *Solid State Commun.* **37**, 1, 49 (1980).
- [23] D. Monroe. *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2, 146 (1985).
- [24] Y. Narukawa, Y. Kawakami, S. Fujita, S. Fujita, S. Nakamura. *Phys. Rev. B* **55**, 4, R1938 (1997).
- [25] S.F. Chichibu, H. Marchand, M.S. Minsky, S. Keller, P.T. Fini, J.P. Ibbetson, S.B. Fleischer, J.S. Speck, J.E. Bowers, E. Hu, U.K. Mishra, S.P. DenBaars, T. Deguchi, T. Sota, S. Nakamura. *Appl. Phys. Lett.* **74**, 10, 1460 (1999).

Редактор Е.В. Толстякова