

# Замедление кинетики фотолюминесценции ансамбля квантовых точек GaN/AlN при туннельном взаимодействии с дефектами

© И.А. Александров<sup>+</sup>, В.Г. Мансуров<sup>+</sup>, К.С. Журавлев<sup>+\*</sup>

<sup>+</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: Aleksandrov@isp.nsc.ru

(Получена 26 января 2016 г. Принята к печати 2 февраля 2016 г.)

Исследована динамика рекомбинации носителей заряда в ансамбле квантовых точек GaN/AlN. Для ее описания предложена модель, учитывающая переход носителей заряда между квантовыми точками и дефектами в матрице. Сравнение экспериментальных и расчетных кривых затухания фотолюминесценции показало, что взаимодействие квантовых точек с дефектами приводит к замедлению затухания фотолюминесценции ансамбля квантовых точек GaN/AlN.

## 1. Введение

Низкоразмерные структуры на основе нитридов металлов III группы представляют значительный интерес благодаря их возможным практическим применениям. В частности, структуры с квантовыми точками (КТ) GaN, сформированными в матрице AlN, применимы для создания светоизлучающих диодов и лазерных диодов ультрафиолетового и видимого диапазонов [1,2], быстродействующих фотодетекторов на межподзонных переходах инфракрасного диапазона [3], источников одиночных фотонов, работающих при комнатной температуре [4,5]. Высокоэнергетичные барьеры в КТ GaN/AlN обеспечивают сильную локализацию носителей заряда и предотвращают безызлучательные потери носителей из КТ даже при повышенных температурах. Исследование кинетики фотолюминесценции КТ позволяет получить информацию о характерных временах рекомбинации. Кинетика фотолюминесценции (ФЛ) отдельных КТ обычно экспоненциальна при мощностях возбуждения, достаточно малых, для того чтобы в одной КТ возбуждалось не более одной электронно-дырочной пары за импульс возбуждения [6,7]. При больших мощностях возбуждения в спектре ФЛ отдельных КТ появляются линии, связанные с мультиэкситонными переходами, имеющими меньшее время жизни по сравнению с экситонным переходом, что приводит к неэкспоненциальной кинетике интегральной интенсивности ФЛ отдельной КТ [7]. Для ансамбля КТ может наблюдаться неэкспоненциальная кинетика ФЛ даже при экспоненциальной кинетике ФЛ отдельной КТ [6]. Это связано с тем, что КТ, излучающие на одной длине волны, могут иметь различное время жизни из-за флуктуаций формы КТ, состава, встроенных напряжений и т.д. Например, в непрямозонных КТ важной характеристикой, влияющей на время жизни экситонов, является резкость гетерограниц [8], поэтому флуктуации состава КТ могут приводить к сильно неэкспоненциальной кинетике ФЛ ансамбля КТ. Для КТ GaN/AlN наиболее важными являются флуктуации формы КТ, так

как время жизни в них экспоненциально зависит от высоты КТ и определяется в основном высотой КТ, в то время как энергия основного перехода определяется как высотой, так и диаметром КТ [9,10]. Сильная зависимость излучательного времени жизни от высоты КТ в квантовых точках GaN/AlN с гексагональной структурой вызвана встроенным электрическим полем, возникающим из-за пьезоэлектрической поляризации и различия спонтанных поляризаций GaN и AlN [11,12]. Влияние флуктуаций формы КТ на кинетику ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN было рассмотрено ранее в работе [13]. Модель, предложенная в работе [13], хорошо описывает неэкспоненциальное затухание фотолюминесценции на 2 порядка по интенсивности и спектральную зависимость кривых затухания. Неэкспоненциальная кинетика фотолюминесценции КТ может быть связана также с эффектом „мерцания“ люминесценции КТ [14], который заключается в случайном изменении во времени интенсивности ФЛ отдельной КТ между ярким и темным состояниями при непрерывном возбуждении. Предложено несколько различных моделей, объясняющих данный эффект [14–17]. Общим для этих моделей является предположение о возможности перехода носителей заряда на дефекты, расположенные вблизи КТ. Влияние интерфейсных дефектов на мерцание КТ подтверждено экспериментально [18]. Для отдельных КТ GaN/AlN, выращенных методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений, наблюдалось мерцание КТ [19], для КТ GaN/AlN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), наблюдалась только спектральная диффузия линий отдельных КТ [20], при этом интенсивность ФЛ оставалась примерно постоянной. Спектральная диффузия также является свидетельством наличия дефектов вблизи КТ и вызвана их перезарядкой [21]. Несмотря на то что дефекты, расположенные вблизи КТ, могут оказывать существенное влияние на кинетику ФЛ, в системе КТ GaN/AlN такое влияние практически не рассматривалось.

В данной работе предлагается модель кинетики ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN, которая кроме флуктуаций формы КТ учитывает также и взаимодействие с дефектами. Модель позволяет правильно описать эксперимент и дает адекватное представление о преобладающих причинах замедления кинетики ФЛ.

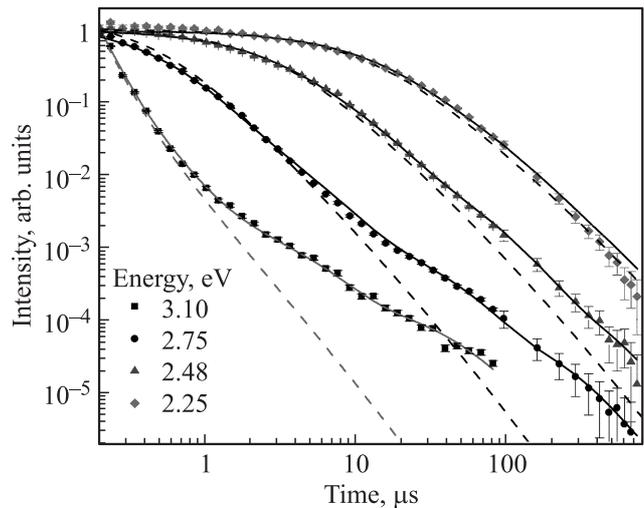
## 2. Детали эксперимента

Квантовые точки выращивались методом МЛЭ в установке Riber CBE-32 с использованием аммиака в качестве источника азота. Структура включает буферный слой AlN толщиной 150 нм, выращенный на поверхности (0001) сапфировой подложки, и 10 слоев КТ GaN, покрытых слоями AlN толщиной 10 нм. Рост проводился при температуре подложки 900°C и потоке аммиака  $6.5 \cdot 10^{-6}$  Torr. Поток Al при росте AlN составлял  $6.6 \cdot 10^{-8}$  Torr, поток Ga при росте GaN составлял  $1.3 \cdot 10^{-6}$  Torr, время роста GaN составляло 5 с для каждого слоя КТ. Формирование КТ контролировалось во время роста методом дифракции быстрых электронов на отражение. Распределение КТ по размерам определялось из данных просвечивающей электронной микроскопии. Средняя высота КТ составляла 3.4 нм, средний диаметр КТ — 14 нм, средняя толщина смачивающего слоя — 0.8 нм и плотность КТ —  $1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  [13].

Возбуждение ФЛ осуществлялось азотным импульсным лазером с энергией кванта 3.68 эВ, длительностью импульса 7 нс и частотой повторения импульсов 1 кГц. Диаметр лазерного пятна на образце составлял 1 мм. Мощность возбуждения выбиралась достаточно низкой, чтобы можно было считать, что в одной КТ возбуждается не более одной электронно-дырочной пары за импульс. Люминесцентное излучение разлагалось в спектр при помощи монохроматора СДЛ-1 и регистрировалось фотоэлектронным умножителем ФЭУ-79. Спектральное разрешение было не хуже 0.2 мэВ. Для измерения кинетики ФЛ в диапазоне 0–100 мкс использовалась система время-коррелированного счета отдельных фотонов. В диапазоне 100–800 мкс использовалась система многоканального счета фотонов. Измерения проводились последовательно двумя методиками регистрации в одинаковых условиях, затем полученные кривые сшивались. Для задания и поддержания температуры образца использовался гелиевый криостат УТРЕКС. Температура образца во время измерений составляла 5 К.

## 3. Экспериментальные результаты

На рис. 1 точками показана зависимость интенсивности ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN от времени после импульсного возбуждения в различных точках спектра. Плотность энергии импульса возбуждения составляла  $0.9 \text{ мкДж/см}^2$ . Такая плотность энергии достаточно мала, чтобы можно было считать, что в КТ возбуждается не более одной электронно-дырочной пары за импульс,



**Рис. 1.** Зависимости интенсивности фотолюминесценции квантовых точек GaN/AlN от времени после импульсного возбуждения в различных точках спектра. Температура образца 5 К. Плотность энергии импульса возбуждения  $0.9 \text{ мкДж/см}^2$ . Точки — эксперимент, сплошные линии — аппроксимация уравнением (3) с учетом взаимодействия КТ с дефектами, штриховые линии — аппроксимация моделью из работы [13].

как было определено в работе [13] по отсутствию смещения полосы ФЛ и неизменности кривой затухания при изменении мощности возбуждения. Закон затухания при этом остается неэкспоненциальным, следовательно, неэкспоненциальность закона затухания не объясняется зависимостью времени жизни от количества электронно-дырочных пар. Наблюдаемое уменьшение наклона кривой затухания с длиной волны излучения соответствует увеличению излучательного времени жизни с высотой КТ из-за пространственного разделения электрона и дырки встроенным электрическим полем. Показанная на рисунке оценка статистической погрешности измерения  $\delta I$  интенсивности фотолюминесценции  $I$  вычислялась как дисперсия среднего значения количества однофотонных отсчетов в единицу времени за  $N$  циклов измерения,  $\delta I = \sqrt{I/N\Delta t}$  в предположении, что количество однофотонных отсчетов в каждом временном канале кривой шириной  $\Delta t$  подчиняется распределению Пуассона. Штриховыми линиями на рисунке показана аппроксимация моделью, учитывающей флуктуации формы КТ. Видно, что модель качественно верно описывает кинетику ФЛ в различных точках спектра, учет флуктуаций формы КТ дает неэкспоненциальный закон затухания. Однако на больших временах в высокоэнергетичной части спектра наблюдается более медленное затухание ФЛ по сравнению с расчетом. Для описания этого медленного участка была учтена возможность перехода носителей заряда между КТ и дефектами. Сплошными линиями показаны результаты аппроксимации моделью, учитывающей взаимодействие КТ с дефектами.

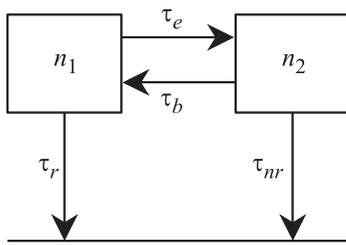


Рис. 2. Схема модели взаимодействия отдельной квантовой точки с дефектом.

#### 4. Модель кинетики фотолюминесценции квантовых точек с учетом взаимодействия с дефектами

Рассмотрим систему КТ–дефект с возможностью туннелирования электрона из КТ на дефект и обратно (рис. 2). В начальный момент времени уровень КТ имеет заселенность  $n_1(0) = n_{10}$ , уровень дефекта имеет заселенность  $n_2(0) = n_{20}$ ,  $\tau_e$  — время туннелирования электрона из КТ на дефект,  $\tau_b$  — время туннелирования электрона с дефекта в КТ,  $\tau_r$  — время излучательной рекомбинации носителей заряда в КТ,  $\tau_{nr}$  — время безызлучательной рекомбинации носителей заряда на дефекте (или время туннелирования дырки из КТ на дефект). Изменение заселенностей  $n_1, n_2$  со временем описывается системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= -\frac{n_1}{\tau_r} - \frac{n_1}{\tau_e} + \frac{n_2}{\tau_b}, \\ \frac{dn_2}{dt} &= -\frac{n_2}{\tau_{nr}} - \frac{n_2}{\tau_b} + \frac{n_1}{\tau_e}. \end{aligned} \quad (1)$$

Зависимость интенсивности излучения отдельной КТ от времени,  $I_{QD}(t)$ , при этом будет суммой двух экспонент:

$$I_{QD}(t) = \frac{n_1}{\tau_r} = \frac{A}{\tau_r} \exp(\lambda_1 t) + \frac{B}{\tau_r} \exp(\lambda_2 t), \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \lambda_{1,2} &= -\frac{1}{2} \left( \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_b} + \frac{1}{\tau_{nr}} \right) \\ &\quad \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_e} - \frac{1}{\tau_b} - \frac{1}{\tau_{nr}} \right)^2 + \frac{1}{\tau_e \tau_b}}, \end{aligned}$$

$$A = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \left[ n_{10} \left( \lambda_2 + \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_e} \right) + \frac{n_{20}}{\tau_b} \right],$$

$$B = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \left[ n_{10} \left( \lambda_1 + \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_e} \right) - \frac{n_{20}}{\tau_b} \right].$$

Форма кривой  $I_{QD}(t)$  определяется тремя независимыми параметрами:  $\lambda_1, \lambda_2$  и  $A/B$ . К замедлению кинетики

ФЛ по сравнению с излучательным процессом в данной модели будет приводить наличие переходов с дефектов на КТ со временем, большим, чем излучательное время, и меньшим, чем безызлучательное время жизни.

Если уровень энергии электрона в КТ выше уровня энергии электрона на дефекте, переход электрона из КТ на дефект будет происходить с передачей энергии решетке. Для глубоких центров с сильным электронно-решеточным взаимодействием такие переходы могут быть достаточно эффективны [22,23]. Переходы в более высокоэнергетичное состояние могут происходить только с поглощением энергии решетки, и их вероятность экспоненциально убывает с увеличением отношения разности энергий к температуре [23–25]. Поэтому наблюдаемое в эксперименте замедление кинетики могут давать дефекты, в которых электрон имеет энергию, большую или сравнимую с энергией электрона в КТ (либо дырка имеет энергию, меньшую или сравнимую с энергией уровня дырок в КТ). Переходы на дефекты с уровнем энергии, расположенным между уровнями энергии основного состояния электрона и дырки в КТ, будут приводить к ускорению кинетики ФЛ за счет создания канала безызлучательной рекомбинации.

Безызлучательный процесс со временем рекомбинации, не зависящим от энергии основного перехода в КТ, должен приводить к насыщению времени жизни в длинноволновой части спектра, однако в эксперименте такого насыщения не наблюдается. Кроме того, параллельный канал безызлучательной рекомбинации можно представить как изменение излучательного времени жизни, поэтому далее мы не учитывали безызлучательную рекомбинацию. Если не учитывать выброс носителей заряда из КТ на дефекты и безызлучательную рекомбинацию, то двум экспонентам в уравнении (2) соответствуют времена перехода электрона с дефекта в КТ и излучательной рекомбинации в КТ:  $\lambda_1 = -1/\tau_b$ ,  $\lambda_2 = -1/\tau_r$ .

Зависимость интенсивности излучения ансамбля КТ от времени,  $I(t, \hbar\omega_0)$ , в точке спектра с энергией кванта  $\hbar\omega_0$  вычисляется суммированием интенсивностей отдельных КТ. Излучение КТ с различными излучательными временами жизни на одной длине волны из-за флуктуаций формы КТ можно учесть интегрированием интенсивностей КТ по распределению квантовых точек  $\rho(h, d)$  по высоте  $h$  и диаметру  $d$  вдоль линии в координатах  $(h, d)$ , соответствующей условию излучения на одной энергии кванта  $\hbar\omega(h, d) = \hbar\omega_0$ . Более подробно модель флуктуаций формы КТ описана нами в работе [13].

Зависимость времен туннелирования от расстояния  $r$  между КТ и дефектом учитывается интегрированием по распределению расстояний от КТ до дефекта  $w(r)$ :

$$I(t, \hbar\omega_0) = \int_0^\infty w(r) \left[ \int_{\hbar\omega=\hbar\omega_0} \rho(h, d) I_{QD}(h, d, r, t) dl \right] dr. \quad (3)$$

В случае, если дефекты равномерно распределены в объеме матрицы, функция распределения расстояний от КТ до ближайшего дефекта определяется соотношением [25,26]

$$w(r) = 4\pi r^2 n_d \exp\left(-n_d \frac{4}{3} \pi r^3\right), \quad (4)$$

где  $n_d$  — плотность дефектов.

Зависимость времен туннелирования от расстояния до КТ предполагалась экспоненциальной:

$$\tau_e = \tau_{e0} \exp\left(\frac{r}{r_e}\right), \quad \tau_b = \tau_{b0} \exp\left(\frac{r}{r_b}\right),$$

$$\tau_{nr} = \tau_{nr0} \exp\left(\frac{r}{r_{nr}}\right). \quad (5)$$

При расчете интенсивности излучения ансамбля КТ по формуле (3) использовались зависимости времени жизни и энергии излучения КТ от высоты и диаметра КТ и распределение КТ по размерам из работы [13]. Распределение КТ по высоте и диаметру предполагалось гауссовым, вытянутым вдоль прямой  $h/d = H/D$ :

$$\rho(h, d) = \rho_0$$

$$\times \exp\left[-\frac{[D(d-D) + H(h-H)]^2}{2S_x^2(H^2 + D^2)} - \frac{(Dh - Hd)^2}{2S_y^2(H^2 + D^2)}\right], \quad (6)$$

где  $H$  — средняя высота КТ,  $D$  — средний диаметр КТ, параметры  $S_x = 5.6$  нм и  $S_y = 1.1$  нм были определены из данных просвечивающей электронной микроскопии как стандартное отклонение величин  $x = [D(d-D) + H(h-H)]/\sqrt{H^2 + D^2}$  и  $y = (Dh - Hd)/\sqrt{H^2 + D^2}$  соответственно. Расчет энергии основного перехода и излучательного времени жизни в КТ с различным отношением высота/диаметр проводился с использованием программного пакета `nexnano++` [27] в приближении эффективной массы с учетом одной подзоны дырок. Предполагалось, что КТ имеют форму гексагональной усеченной пирамиды, расположенной на смачивающем слое. Диаметр верхнего основания пирамиды предполагался равным  $d_t = d/3$ . В расчете использовались параметры материалов из работы [13]. Излучательное время жизни в КТ рассчитывалось в дипольном приближении:

$$\tau_r = \frac{3m_0^2 c^3 \hbar^2}{4ne^2 E_{QD} I_{OV}^2 |\mathbf{P}_{cv}|^2}, \quad (7)$$

где  $E_{QD}$  — энергия основного перехода в КТ;  $\mathbf{P}_{cv} = \int_{\Omega} u_h^* (-i\hbar\nabla) u_e dV$  — матричный элемент оператора импульса для межзонного перехода, который связан с энергией Кейна  $E_p$  соотношением  $E_p = (2/m_0) |\mathbf{P}_{cv}|^2$ ,  $u_e$  и  $u_h$  — блоховские функции электрона и дырки, интегрирование идет по объему элементарной ячейки,  $I_{OV} = \int_V \psi_h^* \psi_e dV$  — интеграл перекрытия огибающих функций электрона и дырки,  $n$  — коэффициент преломления AlN.

## 5. Сравнение модели с экспериментом, обсуждение

На рис. 1 сплошными линиями показана аппроксимация экспериментальных кривых затухания уравнением (3). При аппроксимации вероятность безызлучательной рекомбинации на дефекте считалась малой по сравнению с вероятностью туннелирования электрона с дефекта в КТ, а вероятность выброса электрона из КТ на дефект считалась малой по сравнению с вероятностью излучательной рекомбинации в КТ. Наилучшее согласие модели с экспериментом для всех точек спектра при этом дают параметры  $t_{b0} = 1.9 \cdot 10^{-3}$  с,  $n_{20}/n_{10} = 0.2$  и  $r_b^3 n_d = 9.8 \cdot 10^{-4}$ , что при радиусе туннелирования  $r_b \sim 1$  нм дает плотность дефектов  $n_d \sim 10^{18}$  см $^{-3}$ . Типичные концентрации примесей углерода и кислорода в AlN для исследуемых структур составляют  $\sim 10^{18}$  и  $\sim 10^{19}$  см $^{-3}$  соответственно. Значение  $n_{20}/n_{10} = 0.2$  соответствует отношению количества носителей заряда, находящихся в начальный момент времени на дефектах, к количеству носителей в КТ. В начальный момент времени носители могут быть генерированы на дефектах при примесном поглощении или захвачены на дефекты из смачивающего слоя или матрицы.

Из рис. 1 видно, что модель, учитывающая взаимодействие с дефектами, позволяет хорошо описать экспериментальные кривые затухания в большом динамическом диапазоне по сравнению с моделью, учитывающей только флуктуации формы КТ. Взаимодействие с дефектами приводит к замедлению кинетики фотолюминесценции, так как кроме излучательного времени жизни появляется второе характерное время затухания, соответствующее времени туннелирования электрона с дефекта в КТ.

В случае „мерцания“ КТ темному состоянию КТ соответствует меньшее время жизни по сравнению с излучательным временем жизни экситона, которое соответствует светлomu состоянию [28,29]. Поэтому наблюдаемое в эксперименте замедление кинетики ФЛ по сравнению с расчетным излучательным временем жизни, скорее всего, не связано с эффектом „мерцания“ КТ.

Предложенная модель может быть не единственным решением, так как задача нахождения распределения времен жизни по известной кривой затухания относится к классу некорректно поставленных задач [30]. Однако проведенное сравнение показывает, что предложенная модель не противоречит эксперименту и учитывает достаточно факторов, приводящих к распределению времен жизни и замедлению кинетики.

## 6. Заключение

Таким образом, исследована динамика рекомбинации в ансамбле квантовых точек GaN/AlN в широком временном диапазоне (0–800 мкс). Наблюдаемое замедление кинетики фотолюминесценции описано в рам-

ках модели динамики рекомбинации носителей заряда в ансамбле квантовых точек GaN/AlN, учитывающей флуктуации формы КТ и захват носителей заряда на дефекты с последующим возвратом в КТ. Модель позволяет описать экспериментальные кривые затухания и их спектральную зависимость. Взаимодействие квантовых точек с дефектами приводит к замедлению кинетики фотолюминесценции. Развита модель взаимодействия КТ с дефектами может быть применима для других типов квантовых точек, окруженных матрицей, содержащих большую концентрацию дефектов, таких как квантовые точки InGaN/GaN или коллоидные квантовые точки.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 16-32-00765, 14-02-92007, 14-02-00033).

## Список литературы

- [1] J. Verma, P.K. Kandaswamy, V. Protasenko, A. Verma, H.G. Xing, D. Jena. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 041 103 (2013).
- [2] S. Tanaka, J.-S. Lee, P. Ramvall, H. Okagawa. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **42**, 885 (2003).
- [3] A. Vardi, N. Akopian, G. Bahira, L. Doyennette, M. Tchernycheva, L. Nevou, F.H. Julien, F. Guillot, E. Monroy. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 143 101 (2006).
- [4] M.J. Holmes, K. Choi, S. Kako, M. Arita, Y. Arakawa. *Nano Lett.*, **14**, 982 (2014).
- [5] S. Kako, C. Santori, K. Hoshino, S. Gotzinger, Y. Yamamoto, Y. Arakawa. *Nature Mater.*, **5**, 887 (2006).
- [6] M. Winkelkemper, M. Dworzak, T.P. Bartel, A. Strittmatter, A. Hoffmann, D. Bimberg. *Phys. Status Solidi B*, **245**, 2766 (2008).
- [7] S. Amloy, E.S. Moskalenko, M. Eriksson, K.F. Karlsson, Y.T. Chen, K.H. Chen, H.C. Hsu, C.L. Hsiao, L.C. Chen, P.O. Holtz. *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 061 910 (2012).
- [8] T.S. Shamirzaev, J. Debus, D.S. Abramkin, D. Dunker, D.R. Yakovlev, D.V. Dmitriev, A.K. Gutakovskii, L.S. Braginsky, K.S. Zhuravlev, M. Bayer. *Phys. Rev. B*, **84**, 155 318 (2011).
- [9] M. Winkelkemper, R. Seguin, S. Rodt, A. Hoffmann, D. Bimberg. *J. Phys.: Condens. Matter*, **20**, 454 211 (2008).
- [10] S. Tomic, N. Vukmirovic. *Phys. Rev. B*, **79**, 245 330 (2009).
- [11] F. Widmann, J. Simon, N.T. Pelekanos, B. Daudin, G. Feuillet, J.L. Rouviere, G. Fishman. *Microelectronics J.*, **30**, 353 (1999).
- [12] A.D. Andreev, E.P. O'Reilly. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 521 (2001).
- [13] I.A. Aleksandrov, A.K. Gutakovskii, K.S. Zhuravlev. *Phys. Status Solidi A*, **209**, 653 (2012).
- [14] P. Frantsuzov, M. Kuno, B. Janko, R.A. Marcus. *Nature Phys.*, **4**, 519 (2008).
- [15] M. Tachiyaa, K. Seki. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 081 104 (2009).
- [16] P.H. Sher, J. M. Smith, P.A. Dalgarno, R.J. Warburton, X. Chen, P.J. Dobson, S.M. Daniels, N.L. Pickett, P. O'Brien. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 101 111 (2008).
- [17] C.-N. Brosseau, M. Perrin, C. Silva, R. Leonelli. *Phys. Rev. B*, **82**, 085 305 (2010).
- [18] B. Mahler, P. Spinicelli, S. Buil, X. Quelin, J.-P. Hermier, B. Dubertret. *Nature Mater.*, **7**, 659 (2008).
- [19] C. Kindel, S. Kako, T. Kawano, H. Oishi, Y. Arakawa. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **48**, 04C116 (2009).
- [20] R. Bardoux, T. Guillet, P. Lefebvre, T. Taliercio, T. Bretagnon, S. Rousset, B. Gil, F. Semond. *Phys. Rev. B*, **74**, 195 319 (2006).
- [21] G. Hönig, S. Rodt, G. Callsen, I.A. Ostapenko, T. Kure, A. Schliwa, C. Kindel, D. Bimberg, A. Hoffmann, S. Kako, Y. Arakawa. *Phys. Rev. B*, **88**, 045 309 (2013).
- [22] P.C. Sercel. *Phys. Rev. B*, **51**, 14 532 (1995).
- [23] D.F. Schroeter, D.J. Griffiths, P.C. Sercel. *Phys. Rev. B*, **54**, 1486 (1996).
- [24] A. Miller, E. Abrahams. *Phys. Rev.*, **120**, 745 (1960).
- [25] N.F. Mott, W.D. Twose. *Adv. Phys.*, **10**, 107 (1961).
- [26] D.G. Thomas, J.J. Hopfield, W.M. Augustyniak. *Phys. Rev.*, **140**, A202 (1965).
- [27] www.nextnano.com
- [28] G. Schlegel, J. Bohnenberger, I. Potapova, A. Mews. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 137 401 (2002).
- [29] C. Galland, Y. Ghosh, A. Steinbruck, M. Sykora, J.A. Hollingsworth, V.I. Klimov, H. Htoon. *Nature*, **479**, 203 (2011).
- [30] А.Н. Тихонов, В.Я. Арсенин. *Методы решения некорректных задач* (М., Наука, 1979).

Редактор Л.В. Шаронова

## Slowing down of photoluminescence kinetics of GaN/AlN quantum dot ensemble by tunnel interaction with defects

I.A. Aleksandrov<sup>+</sup>, V.G. Mansurov<sup>+</sup>, K.S. Zhuravlev<sup>+\*</sup>

<sup>+</sup> Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia  
<sup>\*</sup> Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** Recombination dynamics of charge carriers in GaN/AlN quantum dot ensemble has been investigated. To describe it, a model that takes into account transitions of carriers between quantum dots and defects in the matrix has been proposed. Comparison of experimental and calculated photoluminescence decay curves showed that the interaction of quantum dots and defects slows down the photoluminescence decay of GaN/AlN quantum dot ensemble.