

УДК 537.533.9:53.043:51-73:519.62

ДВА КАНАЛА РЕКОМБИНАЦИИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ОДНОРОДНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ МИШЕНИ

© 2025 г. Е. В. Серегина^{a, *}, М. А. Степович^b, М. Н. Филиппов^c

^aМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (Национальный исследовательский университет), Калуга, 248000 Россия

^bКалужский государственный университет им. К.Э. Циолковского, Калуга, 248023 Россия

^cИнститут общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва, 119991 Россия

*e-mail: evfs@yandex.ru

Поступила в редакцию 27.12.2024 г.

После доработки 28.01.2025 г.

Принята к публикации 28.01.2025 г.

Методами математического моделирования рассмотрен процесс нестационарной диффузии неравновесных неосновных носителей заряда, возникающий после прекращения воздействия электронного зонда на однородную полупроводниковую мишень. Для низкоэнергетического (до 10 кэВ) электронного зонда предложена математическая модель двумерной диффузии носителей заряда в однородном полупроводниковом материале с учетом динамики изменения температуры мишени после прекращения облучения. При расчетах зависимости плотности сгенерированных электронным зондом неравновесных неосновных носителей заряда от координат использована математическая модель потерь энергии первичными электронами, учитывающая раздельный вклад электронов, испытавших малоугловое рассеяние и поглощенных в мишени, и вклад обратно рассеянных электронов, испытавших небольшое количество рассеяний на большие углы и вышедших из мишени. Дифференциальное уравнение теплопроводности решено приближенно с использованием проекционного метода. Количественное описание зависимостей от температуры эффективного времени жизни и коэффициента диффузии сгенерированных носителей заряда проведено с учетом имеющихся результатов экспериментальных исследований с помощью электронного зондирования катодолюминесценции однородного монокристаллического нитрида галлия. Модельные расчеты проведены для диффузии экситонов в однородном монокристаллическом нитриде галлия при наличии двух независимых каналов рекомбинации неравновесных носителей заряда.

Ключевые слова: диффузия экситонов, переменное время жизни, переменный коэффициент диффузии, полупроводниковая мишень, профиль концентрации.

DOI: 10.31857/S1028096025040056, EDN: FBXYU1

ВВЕДЕНИЕ

Ранее методами математического моделирования нами было проведено изучение двумерной [1] и трехмерной [2] моделей стационарной диффузии неравновесных неосновных носителей заряда (ННЗ), возникающих при стационарном облучении мишеней остро сфокусированным электронным зондом, а также нестационарной модели диффузии, применимой при использовании низкоэнергетического (до 10 кэВ) электронного зонда

после прекращения его воздействия на полупроводниковую мишень [3]. Исследован однородный материал, в котором все электрофизические параметры полупроводника были величинами постоянными. В этих математических моделях нагрев мишени под электронным зондом не учитывали, хотя в месте падения электронов зонда на образец нагрев мог быть весьма ощутимым, особенно для материалов из элементов с большими атомными номерами [4, 5]. Имеющиеся результаты экспериментальных исследований времяпролетной

катодолуминесценции гетерофазного материала ZnMgO/ZnO с квантовой ямой на атоме цинка [6] и катодолуминесценции однородного нитрида галлия [7, 8] (и список литературы там же) установили немонотонную зависимость времени жизни экситонов и их коэффициента диффузии от температуры, что позволило предположить наличие нескольких каналов рекомбинации в этих мишенях. Нами была построена двухканальная модель [3], в которой использован один переменный коэффициент — эффективное время жизни экситонов, зависящий от длительности облучения полупроводника. Однако и в этой модели зависимость параметров полупроводника от температуры мишени учтена лишь косвенно. В то же время имеющиеся данные о зависимостях электрофизических параметров нитрида галлия от температуры [7–9] (и список литературы там же) и рассчитанные зависимости температуры этого полупроводника от времени дают основание для построения модели диффузии неосновных носителей заряда после прекращения облучения мишени электронным зондом, в которой учтена зависимость параметров полупроводника — времени жизни и коэффициента диффузии неосновных носителей заряда — от температуры. Построенная модель, позволяющая учитывать зависимость электрофизических параметров (время жизни, коэффициент диффузии) от изменения температуры во времени, может существенно уточнить расчет концентрации носителей заряда.

Математическое моделирование диффузии экситонов в однородном нитриде галлия, происходящей при прекращении облучения мишени электронным зондом, с учетом переменного времени жизни и коэффициента диффузии неосновных носителей заряда, зависящих от нагрева мишени электронным зондом, и составляет предмет рассмотрения в настоящей работе.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Ранее рассмотрена математическая модель воздействия низкоэнергетического электронного зонда на однородную полупроводниковую мишень [1, 10, 11]. В этой модели концентрацию неравновесных носителей заряда (для нитрида галлия — экситонов) $c(x, y, t)$ в точке с координатами (x, y) и в момент времени t при выключении электронного зонда определяли, как решение нестационарного дифференциального уравнения диффузии:

$$\partial c(x, y, t)/\partial t = D\Delta c(x, y, t) - c(x, y, t)/\tau. \quad (1)$$

Начальное условие определяли условиями стационарного облучения мишени и задавали в виде:

$$c(x, y, 0) = n(x, y), \quad -\infty < x < +\infty, \quad -\infty < y < +\infty. \quad (2)$$

Здесь $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ — двумерный оператор Лапласа; D — коэффициент диффузии; τ — время жизни экситонов. Функцию $n(x, y)$ находили как решение стационарного дифференциального уравнения, описывающего диффузию экситонов в состоянии квазиравновесия:

$$D\Delta n(x, y) - n/\tau = -\Phi(x, y), \quad (3)$$

где $\Phi(x, y)$ — функция источника генерации экситонов, которая определяется характером возбуждения и свойствами материала. В случае узкого электронного пучка, электронного зонда область генерации экситонов может быть описана функцией Гаусса, что дает для правой части выражения (3) соотношение, $G_0\varphi(x, y)$, где $\varphi(x, y)$ — плотность двумерного нормального распределения Гаусса; G_0 — частота генерации экситонов [10, 11].

Для уравнения (3) аналитическое решение в цилиндрической системе координат получено в виде [10]:

$$n(r) = I_0(r/\lambda) \int_r^\infty \Phi(r) K_0(r/\lambda) r_0 dr_0 + \\ + K_0(r/\lambda) \int_0^r \Phi(r) I_0(r/\lambda) r_0 dr_0,$$

где $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ — полярный радиус; $I_0(x)$, $K_0(x)$ — модифицированные функции Бесселя нулевого порядка первого и второго рода соответственно; $\lambda = (D\tau)^{1/2}$ — диффузионная длина экситонов; r_0 — переменная интегрирования.

В работе [12] получено аналитическое решение задачи (1), (2):

$$c(r, t) = \frac{\exp(-t/\tau)}{2Dt} \int_0^{+\infty} \exp\left(-(r^2 + \xi^2)/(4Dt)\right) \times \\ \times I_0(r\xi/(2Dt)) n(\xi) \xi d\xi. \quad (4)$$

В рассмотренной ранее модели (1)–(3) все электрофизические параметры мишени при проведении расчетов полагали постоянными, поскольку рассматривали только один канал рекомбинации экситонов.

При наличии двух независимых каналов рекомбинации вместо уравнения (1) будем иметь уравнение [3]:

$$\frac{\partial \tilde{c}(x, y, t)}{\partial t} = D\Delta \tilde{c}(x, y, t) - \tilde{c}(x, y, t)/\tau_{\text{эф}}(t) \quad (5)$$

с начальным условием (2).

При наличии только одного канала рекомбинации $\tau_{\text{эф}}(t) = \tau = \text{const}$. Для двух каналов эффективное время жизни экситона $\tau_{\text{эф}}(t)$ рассчитывали по формуле:

$$\tau_{\text{эф}}(t) = -t / \ln\{\alpha \exp(-t/\tau_1) + (1 - \alpha) \exp(-t/\tau_2)\},$$

где τ_1 и τ_2 — время жизни экситонов для первого и второго каналов рекомбинации соответственно; α — безразмерный параметр, характеризующий каждый канал рекомбинации. В работе [3] получено решение уравнения (5) с учетом начального условия (2):

$$\begin{aligned} \tilde{c}(r, t) = & \exp\left(-\int_0^t \frac{ds}{\tau_{\text{эф}}(s)}\right) / \left(2Dt \int_0^{+\infty} \exp\left(-(r^2 + \xi^2)/(4Dt)\right) \times \right. \\ & \left. \times I_0(r\xi/(2Dt)) n(\xi) \xi d\xi\right). \end{aligned} \quad (6)$$

Отметим, что задачу (1)–(3) и задачу (5), (2) ранее решали с использованием проекционного метода [13, 14].

Принимая во внимание результаты зависимости времени жизни и коэффициента диффузии от температуры [9], а также зависимость температуры мишени от времени, построим модель диффузии, в которой учтена зависимость этих параметров от времени, прошедшего от начала воздействия зондом на мишень.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Рассмотрим дифференциальное уравнение теплопроводности вида [15]:

$$\bar{\rho} \hat{c} \frac{\partial \delta T}{\partial t} - \lambda \left(\frac{\partial^2 \delta T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \delta T}{\partial y^2} \right) = \beta(1 - A) I_0(t) \rho(x, y) \quad (7)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \delta T(x, y, 0) = 0, \quad dT(\pm\infty, y, t) = 0, \\ \delta T(x, \pm\infty, t) = 0, \quad -\infty < x < +\infty, \quad -\infty < y < +\infty. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $\delta T(x, y, t) = T(x, y, t) - T_0$, где T — температура образца в точке (x, y) в момент времени t , обусловленная воздействием на мишень электронного импульса, T_0 — начальная температура образца до воздействия импульса электронов; A и β — коэффициенты отражения и поглощения излучения материалом; $I_0(t) = (W/(6\tau_{\text{имп}})) (4t/\tau_{\text{имп}})^4 \exp(4t/\tau_{\text{имп}})$ — плотность потока энергии [15], где W — плотность энергии импульса электронов, $\tau_{\text{имп}}$ — длительность переднего фронта импульса; λ — коэффициент теплопроводности;

$\rho(x, y) = 1.085(1 - \eta)\{\exp[-(x^2 + y^2)/a_1^2] + \eta a_1^2 \exp \times [- (x^2 + y^2)/a_2^2] / (1 - \eta a_2^2)\} / \{\pi a_1^2 (1 - \eta + \eta z_{ss}/z_{ms})\}$ — зависимость от координат плотности неосновных носителей заряда, генерированных электронным пучком в полупроводниковой мишени [16]. Здесь z_{ms} — глубина максимальных потерь энергии первичными электронами, испытывшими малоугловое рассеяние; z_{ss} — глубина максимальных потерь энергии обратно рассеянными электронами; η — коэффициент обратного рассеяния электронов зонда; параметры a_1 и a_2 определяют из следующих соотношений: $a_1^2 = z_{ms}^2 + 0.72d_z^2$, $a_2^2 = 0.25z_{ss}^2 + 0.72d_z^2$, где d_z — диаметр электронного зонда; для остро сфокусированного пучка электронов полагаем $d_z = 0$.

Задача (7), (8) была решена приближенно с использованием проекционного метода [13]. В результате построена кривая изменения температуры мишени от времени в точке падения электронного зонда, представляющая собой сечение температурного поля при $x = y = 0$. Из этой кривой были найдены соответствующие численные зависимости электрофизических параметров экситонов (времени жизни и коэффициента диффузии) от времени. По имеющимся расчетам зависимости времени жизни и коэффициента диффузии от температуры [9] построена модель диффузии экситонов в мишени, в которой учтена зависимость этих коэффициентов от времени:

$$\frac{\partial \hat{c}(x, y, t)}{\partial t} = D(t) \Delta \hat{c}(x, y, t) - \hat{c}(x, y, t) / \tau(t) \quad (9)$$

с начальным условием (2).

Здесь аналитические зависимости для переменных коэффициентов $D(t)$ и $\tau(t)$ получены с помощью кусочно-линейных интерполяционных функций, построенным по 16 точкам.

С использованием интегральной замены $\zeta(t) = \int_0^t D(s) ds$ уравнение (9) сводится к виду уравнения (5). В результате решение задачи (9) с учетом условия (2) можно задать формулой:

$$\begin{aligned} \hat{c}(r, t) = & \exp\left(-\int_0^t \frac{ds}{\tau_{\text{эф}}(s)}\right) / \left(2 \int_0^t D(s) ds\right) \times \\ & \times \int_0^{+\infty} \exp\left(-(r^2 + \xi^2) / \left(4 \int_0^t D(s) ds\right)\right) \times \\ & \times I_0\left(r\xi / \left(2 \int_0^t D(s) ds\right)\right) n(\xi) \xi d\xi. \end{aligned} \quad (10)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Было проведено математическое моделирование диффузии экситонов с учетом их переменных электрофизических параметров для рассматриваемой модели и параметров полупроводника, характерных для нитрида галлия [7, 17–19], который является перспективным материалом для создания устройств опто-, микро-, наноэлектроники и СВЧ-техники. Как и ранее [17, 20], частота генерации экситонов принимали равной $G_0 = 10^{-13} \text{ с}^{-1}$, а профиль распределения энергии электронов в пучке задавали функцией Гаусса с нулевым математическим ожиданием и дисперсией 60 нм,

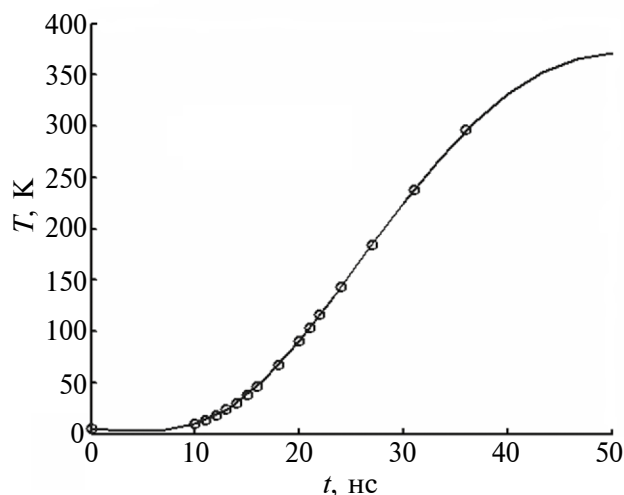


Рис. 1. Зависимость температуры монокристаллической GaN-мишени от времени в точке падения электронного зонда (при $x = y = 0$).

что соответствуют условиям реальных экспериментальных катодолюминесцентных измерений.

При расчете температуры мишени в области зондирования, как и ранее [15], использованы следующие параметры: плотность энергии импульса электронов $W = 0.5 \text{ Дж/см}^2$, длительность переднего фронта импульса $\tau_{\text{имп}} = 33.6134 \text{ нс}$, начальная температура образца до воздействия импульса электронов $T_0 = 5 \text{ К}$. Построен график зависимости температуры образца от времени с момента начала воздействия зондом при $x = y = 0$ (рис. 1), из которого по 16 точкам (точки обозначены на рис. 1 кружками) построены кривые изменения времени жизни и коэффициента диффузии экситона от времени с учетом имеющихся расчетных кривых, построенных по 16 точкам, отражающих изменение этих параметров от температуры (рис. 2а, 3а) [9]. На рис. 2б, 3б показана зависимость изменения этих электрофизических параметров от времени, которые использованы в модели (9).

Результаты математического моделирования для решения нестационарного уравнения диффузии экситонов (1), (2) с постоянными электрофизическими параметрами представлены на рис. 4а. Время жизни экситонов, как и ранее [17], принято равным $\tau = 236 \text{ пс}$ при коэффициенте их диффузии $D = 0.5 \text{ см}^2/\text{с}$.

Будем сравнивать одноканальную модель рекомбинации экситонов со временем жизни $\tau = 236 \text{ пс}$ и двухканальную с временами $\tau_1 = \tau$ и $\tau_2 = 10\tau$ и при коэффициенте $\alpha = 1$. Результаты математического моделирования для полученного решения нестационарного уравнения диффузии

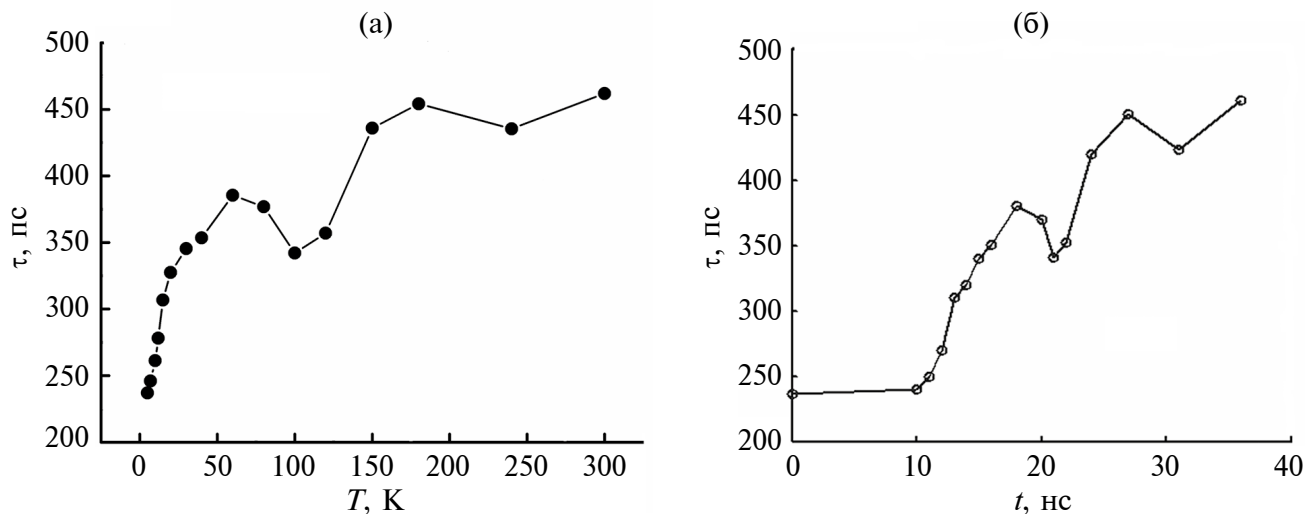


Рис. 2. Экспериментальная температурная [5] (а) и расчетная временная (б) зависимости времени жизни экситонов τ в образце монокристаллического GaN в модели с одним каналом рекомбинации экситонов.

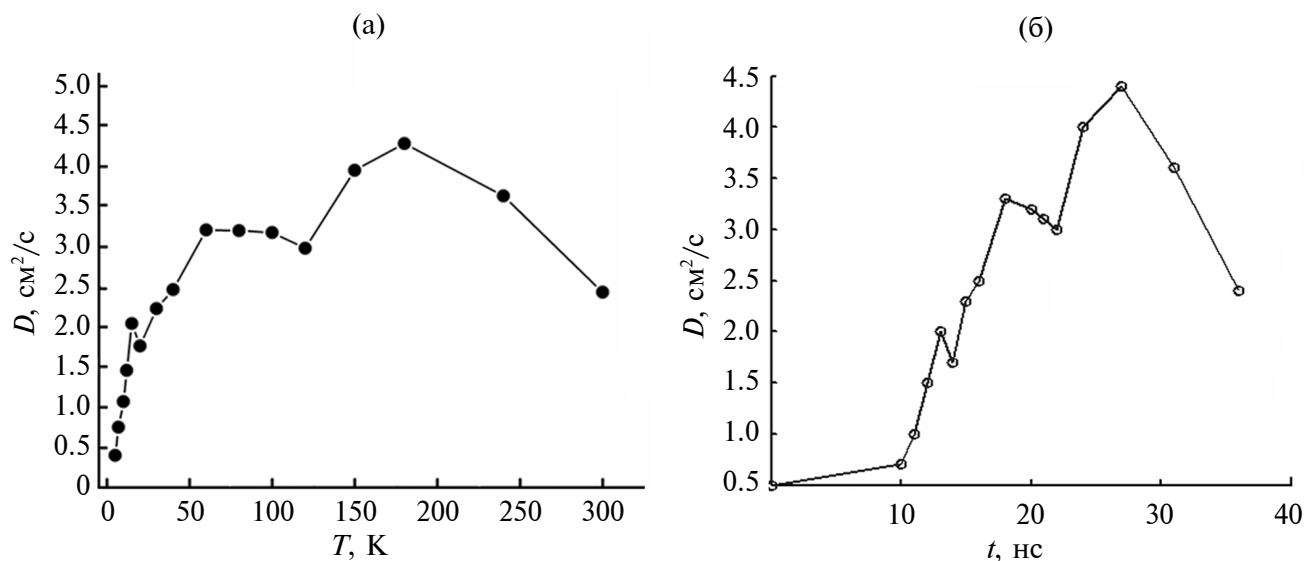


Рис 3. Экспериментальная температурная [5] (а) и расчетная временная (б) зависимости коэффициента диффузии экситонов D в образце монокристаллического GaN в модели с одним каналом рекомбинации экситонов.

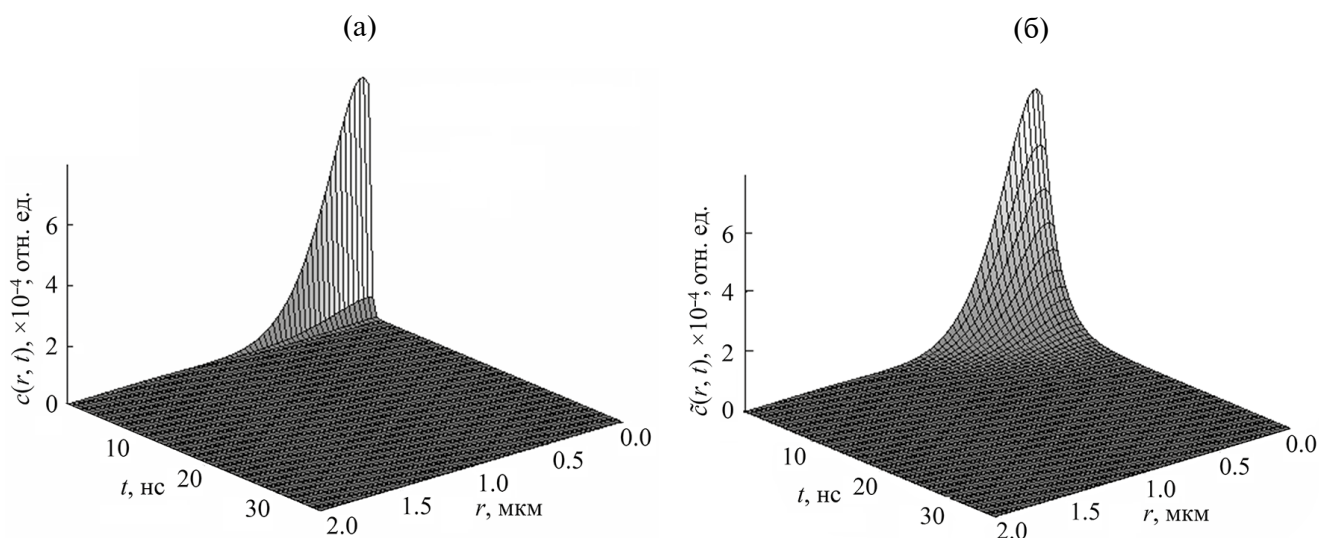


Рис. 4. Концентрация экситонов $c(r, t)$, рассчитанная с использованием модели (1), (2) для одного канала рекомбинации экситонов, в случае постоянных электрофизических параметров мишени (а) и $\tilde{c}(r, t)$, рассчитанная с использованием модели (5), (2) двухканальной рекомбинации экситонов, в случае переменного эффективного времени жизни экситонов (б) при $\tau_1 = \tau$ и $\tau_2 = 10\tau$ при $\tau = 236$ пс и коэффициенте $\alpha = 0.1$.

экситонов (5), (2) с переменным эффективным временем жизни для двухканальной модели представлены на рис. 4б.

На рис. 5 изображено сечение поверхности $c(r, t)$ (кривая 1) и сечение поверхности $\tilde{c}(r, t)$ (кривая 2) при $r = 0$, где наиболее заметно это влияние второго канала рекомбинации. Из рис. 5 видно, что профиль концентрации экситонов для двухканальной модели рекомбинации заметно медленнее убывает с увеличением времени от начала воздействия импульсом зонда, что обусловлено влиянием второго канала рекомбинации.

Результаты математического моделирования для полученного решения нестационарного уравнения диффузии экситонов (9), (2) с переменными электрофизическими параметрами имеют такой же вид, как и на рис. 6. На рис. 6 изображено сечение поверхности $\tilde{c}(r, t)$ (кривая 1) и сечение поверхности $\hat{c}(r, t)$, полученной с помощью модели (9), (2) (кривая 2) плоскостью $r = 0$. В этом случае, когда для второго канала рекомбинации время жизни экситона полагали большим в 10 раз по сравнению с первым (т. е. $\tau_2 = 10\tau_1$), кривые концентраций практически совпадают. На рис. 7

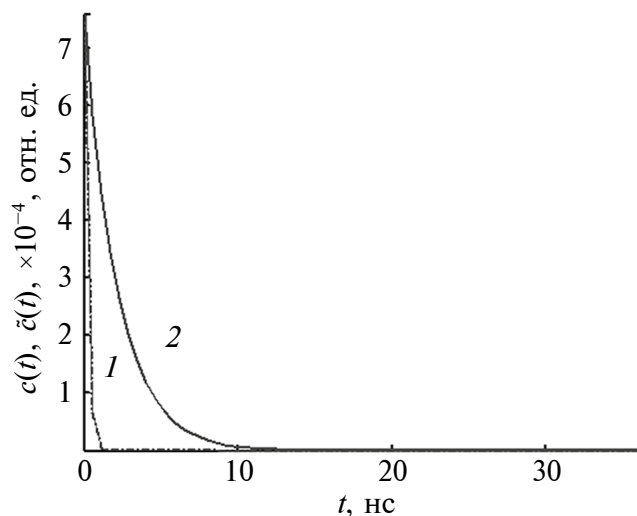


Рис. 5. Сечение поверхностей $c(r,t)$ (1) и $\tilde{c}(r,t)$ (2) плоскостью $r=0$ при $\tau_1 = \tau$ и $\tau_2 = 10\tau$ при $\tau = 236$ пс и коэффициенте $\alpha = 0.1$.

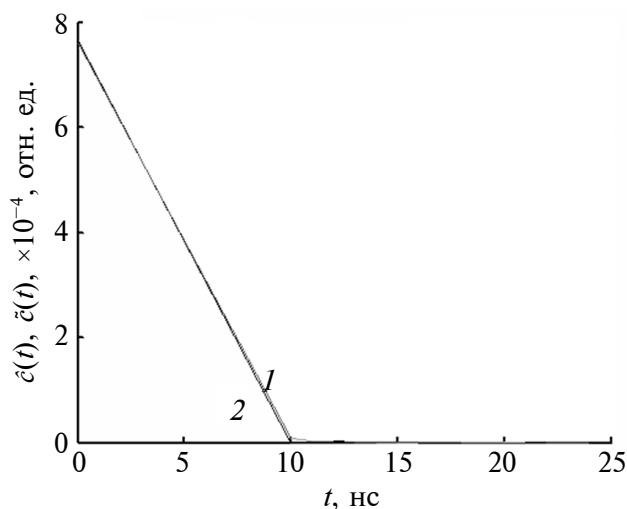


Рис. 6. Сечение поверхности $\tilde{c}(r,t)$ (1) при $\tau_1 = \tau$ и $\tau_2 = 10\tau$, $\tau = 236$ пс, коэффициенте $\alpha = 0.1$ и поверхности $\hat{c}(r,t)$, рассчитанной с использованием модели с переменными электрофизическими параметрами (9), (2), (2) плоскостью $r=0$.

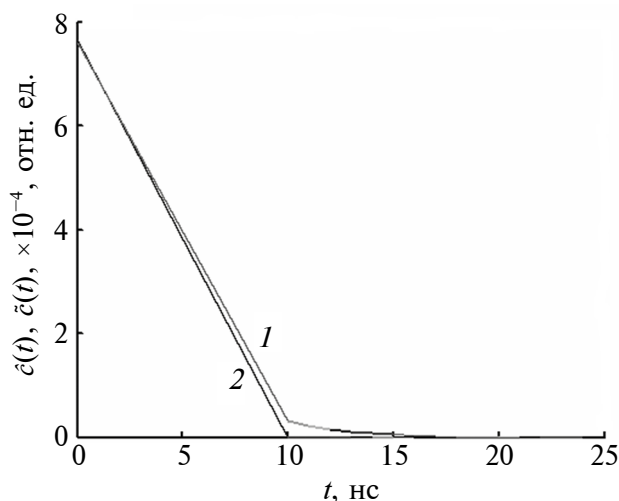


Рис. 7. Сечение поверхности $\tilde{c}(r,t)$ (1) при $\tau_1 = \tau$ и $\tau_2 = 15\tau$, $\tau = 236$ пс, коэффициенте $\alpha = 0.1$ и поверхности $\hat{c}(r,t)$, рассчитанной с использованием модели с переменными электрофизическими параметрами (9), (2), (2) плоскостью $r=0$.

изображено сечение поверхности $\tilde{c}(r,t)$ (кривая 1) и сечение поверхности $\hat{c}(r,t)$ (кривая 2) плоскостью $r=0$ в случае, когда для второго канала рекомбинации время жизни полагали большим в 15 раз по сравнению с первым ($\tau_2 = 15\tau_1$). Из рис. 7 видно, что профиль концентрации экситонов для такой двухканальной модели рекомбинации уже заметно медленнее убывает с ростом времени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена математическая модель диффузии неравновесных носителей заряда, созданных

в однородной полупроводниковой мишени электронным зондом, с учетом ее нагрева в процессе воздействия. Модельные расчеты проведены для монокристаллического нитрида галлия с учетом переменного времени жизни неравновесных носителей заряда (экситонов) и коэффициента их диффузии, зависящих от температуры мишени. Проведено сравнение результатов моделирования с двухканальной моделью и с моделью, в которой электрофизические параметры полупроводника полагались постоянными.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда и Правительства Калужской области № 23-21-10069, <https://rscf.ru/project/23-21-10069/>.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stepovich M.A., Turtin D.V., Seregina E.V., Polyakov A.N.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1203. P. 012095.
<https://www.doi.org/10.1088/1742-6596/1203/1/012095>
2. *Серегина Е.В., Степович М.А., Макаренков А.М.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2018. № 1. С. 93.
<https://www.doi.org/10.7868/S0207352818010158>

3. Серегина Е.В., Степович М.А., Филиппов М.Н. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2023. № 3. С. 74.
<https://www.doi.org/10.31857/S1028096023030159>
4. Амрастанов А.Н., Серегина Е.В., Степович М.А., Филиппов М.Н. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2018. № 8. С. 48.
<https://www.doi.org/10.1134/S0207352818080036>
5. Амрастанов А.Н., Серегина Е.В., Степович М.А. // Известия РАН. Серия физическая. 2019. Т. 83. № 11. С. 1455.
<https://www.doi.org/10.1134/S0367676519110024>
6. Noltemeyer M., Bertram F., Hempel T., Bastek B., Polyakov A., Christen J., Brandt M., Lorenz M., Grundmann M. // J. Mater. Res. 2012. V. 27. № 17. P. 2225.
7. Поляков А.Н., Noltemeyer M., Hempel T., Christen J., Степович М.А. // Прикладная физика. 2012. № 6. С. 41.
8. Поляков А.Н., Noltemeyer M., Hempel T., Christen J., Степович М.А. // Прикладная физика. 2015. № 4. С. 11.
9. Поляков А.Н., Noltemeyer M., Christen J., Степович М.А., Туртин Д.В. // Перспективные материалы. 2016. № 2. С. 74.
10. Поляков А.Н., Noltemeyer M., Hempel T., Christen J., Степович М.А. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2012. № 11. С. 35.
11. Polyakov A.N., Smirnova A.N., Stepovich M.A., Turtin D.V. // Lobachevskii Journal of Mathematics. 2018. V. 39. № 2. P. 259.
12. Turtin D.V., Stepovich M.A., Kalmanovich V.V., Seregina E.V. // J. Math. Sci. 2021. V. 255. № 6. P. 773.
<https://www.doi.org/10.1007/s10958-021-05414-2>
13. Серегина Е.В., Степович М.А., Макаренко А.М. // Итоги науки и техники. Сер. Современ. мат. и ее прил. Тематический обзор. 2021. Т. 200. № 1(11). С. 105.
<https://www.doi.org/10.36535/0233-6723-2021-200-105-114>
14. Серегина Е.В., Степович М.А., Филиппов М.Н. // Итоги науки и техники. Сер. Современ. мат. и ее прил. Тематический обзор. 2024. Т. 233. С. 89.
<https://www.doi.org/10.36535/2782-4438-2024-233-89-98>
15. Ханефт А.В., Долгачев В.А., Дугинов Е.В., Иванов Г.А. // Вестник КемГУ. 2013. Т. 3. № 3 (55). С. 31.
16. Seregina E.V., Polyakov A.N., Stepovich M.A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. P. 012032.
17. Поляков А.Н., Noltemeyer M., Hempel T., Christen J., Степович М.А. // Известия РАН. Серия физическая. 2012. Т. 76. № 9. С. 1082.
18. Properties of group III nitrides. / Ed. Edgar J. H. London: INSPEC. 1994. 302 p.
19. Properties, processing and application of GaN and related semiconductors / Ed. Edgar J.H. London: INSPEC. 1999. 830 p.
20. Novikov Yu.A., Rakov A.V., Filippov M.N. // Measurement Techniques. 2004. V. 47. № 5. P. 438.
<https://www.doi.org/10.1023/B:METE.0000038108.67246.68>

Two Channels of Minority Charge Carriers Recombination in a Homogeneous Semiconductor Target

E. V. Seregina^{1,*}, M. A. Stepovich², M. N. Filippov³

¹Bauman Moscow State Technical University (National Research University), Kaluga, 248000 Russia

²Tsiolkovsky Kaluga State University, Kaluga, 248023 Russia

³Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry RAS, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: evfs@yandex.ru

The process of non-stationary diffusion of nonequilibrium minority charge carriers is considered by mathematical modeling methods, which is realized after the termination of the effect of an electronic probe on a homogeneous semiconductor target. For a low-energy (up to 10 keV) electron probe, a mathematical model of two-dimensional diffusion of charge carriers in a homogeneous semiconductor material is proposed, taking into account the dynamics of changes in target temperature after the termination of electron irradiation of the probe. When calculating the dependence on the coordinates of the density of nonequilibrium minority charge carriers generated by an electron probe, a mathematical model of energy loss by primary electrons was used, taking into account the separate contribution of electrons that experienced small-angle scattering and absorbed into the target and the contribution of backscattered electrons that experienced a small number of scattering at large angles and left the target. The differential equation of thermal conductivity is solved approximately using the projection method. The quantitative description of the temperature dependences of the effective lifetime and the diffusion coefficient of the generated charge carriers was carried out taking into account the available results of experimental electron probe studies of cathodoluminescence of homogeneous monocrystalline gallium nitride. Model calculations have been performed for the diffusion of excitons in homogeneous monocrystalline gallium nitride in the presence of two independent recombination channels of nonequilibrium charge carriers.

Keywords: diffusion of excitons, variable lifetime, variable diffusion coefficient, semiconductor target, concentration profile.